

オーロラの物理学入門

東京大学名誉教授

小 口 高

序 オーロラとは何か？

オーロラとは何かという問にはいろいろな答え方ができる。百科事典風に答えるなら、オーロラとは、地球の大気の外から入射する電子と陽子が、地上90 kmから500 km程の超高層大気の酸素や窒素の分子・原子、およびそれらのイオンを衝突励起し、そのためにこれらの大気粒子が発光する現象である。入射するエネルギーのほとんどは太陽風から供給され、また、入射する粒子も多くは太陽風から入り込んで地球磁気圏に貯えられたものであるが、地球の電離層から磁気圏に拡散した粒子も含まれている。

この本に記された通り、オーロラが発光に寄与する荷電粒子の入射機構は、大きく二つに分けて、磁力線沿いの電場加速によるものと粒子のピッチ角散乱によるものがある。これらの荷電粒子の入射に伴って磁力線沿いにも、またオーロラ電離層にも電流が流れる。電場と電流のほとんどは磁気圏での電荷分離であるが、更にその源は、太陽風のプラズマの流れと地球磁気圏の磁場との作用によるプラズマ発電でまかなわれている。その意味では、オーロラとは太陽風のプラズマ発電による希薄な超高層大気中の真空放電であるという言い方もできる。

太陽からやって来る太陽風のエネルギーの一部は粒子の運動エネルギーの入射と電流のジュール損失の形で地球の極域の超高層大気中に失われ、一部、むしろ大部分、は再び太陽風に戻って流れ去る。極域の大気中に失われるエネルギーによって光るオーロラは、太陽からやって来る太陽風のエネルギーの一部の地球側のゴールであると言ってもよい。

語源からいえばオーロラ (aurora) とは、ラテン語 (及びイタリア語、スペイン語) の朝の光、あるいは暁 (曙) の光のことで、ローマ神話では暁の女神の名前である。従って、物語風に答えるなら、オーロラとは太陽神アポロン、月の女神ディアナという双子兄妹の、その下の妹で、夜の空から星々を追い払って暁をもたらすのがその役目である。日本の八百万の神々と同じく人格神で、ブロンドの髪、バラ色の肌の美神とされている。トロイの王ラオメドーンの息子ティトノスを愛して子メムノーンを生み、そのメムノーン

がトロイ戦争でギリシャ軍の手にかかって死んだ後、オーロラの流す悲しみの涙が草の葉の朝露になったといわれている。神話の上でも物理的にも、太陽との関わりはきわめて深い。

東京都の昭和58年(1983)版の電話帳でオーロラの項を引いてみると、表に示すように、美容院がもっとも多く、喫茶店、バー、印刷業、宝石商、鞆屋、靴屋、宝石商、写真屋から麻雀荘までそろっている。

オーロラ美容院(有)	382 2838	中野、南台 4-1
オーロラ美容室(株)	421 6083	世、代沢 2-43
オーロラ美容室(株)(世田谷店)	412 9969	
オーロラ美容室	783 8712	品、戸越 6-19
オーロラ美容室	938 9553	板、赤塚 2-28
オーロラ美容室	995 2684	練、石神井 7-2
オーロラ(喫茶)	267 7569	千、九段北、市ヶ谷プラザビル
オーロラ(喫茶)	892 4781	荒、荒川 6-19
オーロラ(喫茶)	901 2980	北、赤羽駅前ビル
オーロラ(喫茶)	937 9656	板、相生 10
オーロラ(酒場)	363 0570	新、西新宿、第二紀州ビル
オーロラ(酒場)	628 3870	墨、錦糸 3-5
	625 9308	
オーロラ印刷(有)	371 3777	中野、中央芙蓉ビル
オーロラ印刷(有)	387 7306(代)	中野、上高田協同ビル
オーロラ工業(株)(ガス器)	446 3541	港、白金台 5-5
オーロラ工業(株)(かばん)	866 0084	台、柳橋共愛ビル
オーロラ(株)(貿易)	369 6171(代)	新、西新宿 8-12
オーロラ(麻雀)	974 9621	板、熊野 16
オーロラシューズ(株)	803 6736(代)	荒、南千住 2-19
オーロラジュエル(株)(貴金属)	835 3769	台、東上野三つ又ビル
オーロラ写真	689 9585	江戸、中葛西 8-11
オーロラ商事(株)(貿易)	495 4061(代)	品、西五反田タキゲンビル
オーロラ彫金教室	818 0526	文、本郷下野第7ビル
オーロラツーリスト(株)	551 6843(代)	中央、八丁堀吉田ビル
オーロラ文具製作所	611 1653	墨、京島 1-27

Table 0-1 東京都 1983 年版の電話帳からオーロラの項を抜粋。

このリストは、一般に日本でオーロラという言葉から何を連想するのかを示すものと

して興味深い。美容院は美しい女神オーロラにあやかろうと言うのであろうし、バーは、北原白秋作詞、中山晋平作曲の「行こか戻ろかオーロラの下を、ロシアは北国果て知らず……」と言うカラオケ気分の延長上にあるのであろう。喫茶店や宝石商はまあわからないでもないが、靴や鞆や特に麻雀荘にいたってはどのような意味があるのかそのオーロラとの関係はよくわからない。いずれにせよ、電話帳のオーロラにはいろいろな種類があって、実際のオーロラの多様さに対応しているように見えるのも面白い。上のリストからは省いたが、他に、auroraに対応するフランス語auroreという名前のパン屋さんの大きなチェーン店がある。

なお、最近の東京都の電話帳は業種別、地域別になったので、このような統計には全く役に立たなくなってしまった。のみならず、電話すべき相手がどの業種に登録されているのか、また、何区に所属するかが予めわかっていないと、電話帳を引いて電話番号を調べることもさえない状態である。これでは何のための電話帳かよくわからない。電話番号問い合わせの104コールによる収入増をもくろむNTTの謀略ではなかろうかと勘繰りたくもなる。

いずれにせよオーロラは、日蝕の時に見られる太陽コロナとともに、宇宙科学における数少ない目に見えるプラズマ現象の一つである。発光現象であるため、もし、十分な光学感度をもって撮像ができ、かつその像の裏に何があるかの洞察をそなえているなら、オーロラの物理のみならず地球磁気圏など地球周辺空間のプラズマ現象の研究に計り知れない多量の情報を提供してくれる。ただし、この本を読めばわかるように、まだわれわれは磁気圏物理の本質に迫ることのできる十分な情報をオーロラから引き出すだけの知識と洞察とを持ち合わせていない。

目次

1	北の曙光	1
1.1	「北の光」と「北の曙」	1
1.2	ガリレイ (Galilei) とガサンディ (Gassendi)	8
1.3	Crepuscle in the Icelandic Chronicle	11
1.4	ヨーロッパにおける歴史上のオーロラ	16
1.5	古代中国でのオーロラの記録	20
1.6	日本におけるオーロラの記録	23
1.7	伝説のオーロラ	25
2	オーロラ研究の Aurora(夜明け)	31
2.1	科学の萌芽、客観的記述	32
2.2	天の火か地の火か?	39
2.3	寒い所に現れるのか?	45
2.4	磁場との関わり	47
2.5	オーロラはなぜ光る?	56
2.6	光るものは何?	61
2.7	電子かプロトンか?	63
3	オーロラの概観	73
3.1	オーロラの大分類	73
3.2	オーロラの古典的分類	77
3.3	衛星から見たオーロラの種類	81
3.4	光の散乱による滲み	83
3.5	動態(電子入射モード)に基づくオーロラの種類	87

3.6	線条構造を持つオーロラ	91
3.7	地平線近くの歪み	96
3.8	地平線近くの明るさ	99
3.9	オーロラと地磁気の分布	103
3.10	オーロラの明るさ	107
3.11	オーロラの高さ	109
3.12	オーロラの光の色	111
3.13	散乱によるオーロラの色の変化	113
3.14	オーロラ活動の時間変化	116
4	オーロラの座-地球の磁場	121
4.1	地球磁場の表現	122
4.2	地磁気分布の表記-ガウスの方法 (Gauss, 1839)	123
4.3	Degree 1、及び Degree 2 の項の意味	130
4.4	Dipole 磁場の基本的性質	133
4.5	地磁気座標	135
4.6	地球磁場の長期的変動	140
4.7	極光帯の永年変化	144
4.8	観測に基づく過去の極光帯	150
4.9	地球磁場変動と反転の考察	153
4.10	他の惑星の磁場	159
4.11	外部起源の磁場の変動	159
5	太陽風と地球磁気圏	163
5.1	太陽風の形成	163
5.1.1	静止大気	164
5.1.2	定常流	166
5.2	太陽風の磁場	174
5.2.1	磁場と導電流体	174
5.2.2	太陽風磁場の渦巻き	178
5.3	太陽風に関するさまざまな問題	183
5.3.1	光球近傍の磁場	183

5.3.2	太陽風の乱れ	185
5.3.3	太陽風と宇宙線	186
5.4	磁気圏の外部と内部	187
5.5	実際の地球磁気圏の形成	190
5.5.1	Maxwell の応力	190
5.5.2	圧力平衡	193
5.6	へさきの衝撃波 Bow Shock	195
5.6.1	衝撃波条件	195
5.6.2	実際の衝撃波	199
5.7	磁気圏の磁場構造-ポテンシャル場	202
5.8	Tsyganenko の外部磁場モデル	203
5.8.1	Ring Current の磁場	203
5.8.2	Cross-Tail Current の分布の仮定	205
5.8.3	Ring Current 及び Cross-Tail Current に及ぼす Dipole Tilt の効果	207
5.8.4	Magnetopause Current およびその他の電流の磁場	207
5.9	磁気圏カusp、オーロラオーヴァル、磁気共転点	210
5.9.1	磁気圏昼間カuspの緯度変化	210
5.9.2	磁場モデルとオーロラオーヴァル	211
5.9.3	磁気共転座標の変動	212
5.10	モデルの問題点とその解決について	213
6	磁気圏のプラズマ粒子	219
6.1	一様磁場中の荷電粒子の運動	219
6.2	一様電磁場中の荷電粒子のドリフト運動	221
6.3	空間勾配をもつ磁場中の運動	223
6.3.1	磁場方向の運動	224
6.3.2	Bounce と地球周回ドリフト	228
6.4	断熱保存量	231
6.4.1	磁気ポンピング	234
6.4.2	Invariant Latitude	235
6.4.3	ドリフト shell の分離	238
6.5	高エネルギー粒子に対する Størmer の取り扱い	240

6.5.1	解の存在範囲	242
6.5.2	極冠グローオーロラ	243
6.6	地球周辺のプラズマ粒子分布	245
6.6.1	放射線帯粒子	246
6.6.2	低エネルギー粒子・プラズマ圏	248
6.6.3	プラズマの補給	251
6.6.4	Convection に対する安定性	252
6.6.5	プラズマシート	255
6.7	プラズマ粒子分布とオーロラオーヴァル	258
7	超高層大気・入射粒子の Target	261
7.1	大気の圧力平衡状態	261
7.2	大気の熱構造	265
7.3	大規模放射と熱構造	269
7.4	超高層大気の組成	273
7.4.1	オゾン減少の問題	275
7.4.2	局所的化学平衡—酸素大気古典モデル	279
7.5	光による大気変成、電離層の生成など	281
7.6	局所的な Loss Mechanism と層の分布	283
7.6.1	D 層の生成	285
7.6.2	E 層の生成	286
7.6.3	F 層の生成	288
7.6.4	大気発光層	289
7.7	粒子の集団運動—マクロ輸送現象	292
7.8	分布に及ぼす輸送効果・両極性拡散	297
7.9	移動度と拡散テンソル、熱電テンソル、熱拡散テンソル	300
7.10	地球自転の効果	304
8	電離層・磁気圏内のプラズマ電流	309
8.1	圧力勾配電流	310
8.2	赤道環電流・プラズマシート電流	312
8.2.1	赤道環電流による磁気圏の変形について	314

8.2.2	Chapman-Ferraro の電流・Magnetopause 電流と衝撃波電流 . . .	316
8.2.3	プラズマシート電流の特性	318
8.3	衝突のある場合の電場と電流	319
8.4	電離圏の電流	323
8.5	電離層ダイナモ	326
8.5.1	電離層ダイナモの電場	330
8.5.2	赤道ジェット電流	332
8.5.3	Subtropical Red Arc	334
8.6	高緯度地域の大規模電場と電流	335
8.6.1	高緯度地域の大規模電場	335
8.6.2	大規模の沿磁力線電流と双渦電流系	336
8.6.3	高緯度地域の電子密度分布	338
8.7	電離層と磁気圏を結ぶ電場と電流	339
8.7.1	沿磁力線電場の生成	341
8.7.2	オーロラ活動に伴う電流	342
8.8	磁場変動、電離層の遮蔽効果	343
8.9	地上の変動磁場から電離層・磁気圏の電流を推定する	346
9	磁気圏・電離圏プラズマ波動	355
9.1	プラズマの性質	355
9.2	プラズマ波動	358
9.2.1	正常波と異常波	361
9.2.2	遮断(反射)と共鳴(吸収)	362
9.3	波の速度と屈折率	364
9.3.1	群速度	365
9.4	プラズマ中の準自由空間波-電離層観測	367
9.5	プラズマ中の波動の例-ホイッスラー波	371
9.6	プラズマ波動の例-磁気流体波	375
9.6.1	流体的考察	377
9.6.2	電離層ダクト	380
9.7	有限温度のプラズマの場合	381
9.8	波とプラズマ粒子の相互作用	383

9.8.1	運動する粒子からの放射	383
9.8.2	粒子と波動	385
9.9	磁気圏で観測されるプラズマ波動	390
9.9.1	地磁気脈動	390
9.9.2	VLFF 波動	394
9.9.3	オーロラキロメートル放射 (AKR)	396
9.10	オーロラ活動とプラズマ波動	397
9.11	内部重力波	399
10	粒子の入射と励起・発光	405
10.1	原子・分子のエネルギー状態とスペクトル	405
10.2	粒子の衝突	409
10.3	非弾性衝突	412
10.4	入射粒子エネルギーの deposit	417
10.5	入射電子による励起	420
10.5.1	一次電子による直接励起	420
10.6	入射粒子の Energy とオーロラの明るさ	421
10.6.1	禁制線の de-excitation	421
10.6.2	電子の入射エネルギーと光の相対強度	422
10.6.3	沿磁力線電場とミラー磁場	423
10.7	代表的なオーロラ光の発光	425
10.7.1	酸素緑線 5577 Å	425
10.7.2	酸素原子 6300-6364 Å	425
10.7.3	窒素分子イオン N_2^+ の 1st Negative Band(3914 Å, 4278 Å)	426
10.7.4	オーロラの高さと色	428
10.8	入射粒子による電離	428
10.9	制動放射のエクセス線	431
10.10	プロトンによる励起、および水素輝線の発光	434
10.11	入射粒子による電離層加熱効果	438
11	オーロラの動態－ 1. S-fractal manifold	441
11.1	シート状 S-Fractal Manifold Aurora の動特性	442

11.1.1 S-pattern formation	443
11.1.2 Unfolding processes	449
11.2 大小の S-pattern	452
11.2.1 Ray Structure, Ray と Rayed Band, Ray Bundle	452
11.2.2 Fold 構造	454
11.2.3 Surge 構造	456
11.2.4 Auroral Bulge と N-S Aligned Arc	459
11.3 S-fractal Manifold Aurora の特性	461
11.3.1 S-fractal manifold aurora 命名の由来	461
11.3.2 Constant deformation speed	462
11.3.3 オーロラの明るさと発達・消滅の速さの関係	463
11.3.4 一筆描き構造の保存	464
11.4 S-fractal aurora の変種とター朝の中間種	464
11.4.1 Dayside Auroral Breakup	465
11.4.2 Two-tiered Auroral Band	467
11.4.3 Smoke-like Aurora	469
11.4.4 Flickering Aurora	473
11.5 S-fractal manifold aurora の関連現象	475
11.5.1 S-fractal manifold aurora の活動と水素輝線分布	475
11.5.2 S-fractal manifold と VLF Hiss	476
11.5.3 Quasi-periodic trailing rotation と structureless(or band-limited) chorus	479
11.5.4 S-fractal manifold Aurora の活動と磁場変動	480
11.5.5 S-fractal manifold Aurora の活動と Pi-burst	481
11.5.6 Expansion Aurora の内部構造と Ps-5 または Pi-3 地磁気脈動	482
11.5.7 S-fractal manifold aurora の活動とその関連現象一覧	483
11.5.8 オーロラの音	484
11.6 磁気共転点での S-fractal manifold Aurora	485
11.7 S-fractal manifold aurora への入射電子	488
12 オーロラの動態－2. Pulsating Aurora	495
12.1 Pulsating aurora の種類- 1. 主として Luminosity pulsation	497

12.1.1	Luminosity Pulsation	497
12.1.2	Patch Expansion	499
12.1.3	Flash	500
12.1.4	Flaming	501
12.2	Pulsating aurora の種類- 2. 水平方向の patch の移動・伝搬	503
12.2.1	Streaming	503
12.2.2	Poleward Propagation	506
12.2.3	Torch 構造内部の Luminosity Pulsation と Poleward Propagation	509
12.2.4	Equatorward Propagation – Fast Auroral Wave	511
12.2.5	Superfast Auroral Wave	514
12.3	長周期・複合型 pulsating aurora	516
12.4	Auroral Pulsation の特性のまとめと問題点	520
12.4.1	分類の問題点	520
12.4.2	命名上の問題	521
12.4.3	明るさ変動は sinusoidal でもなく periodic でもない	522
12.4.4	Pulsation の周期とは	523
12.4.5	時間変動と空間変動	524
12.4.6	Negative Pulsation と Dark Aurora	525
12.4.7	高緯度で繰り返し時間が長い訳ではない	526
12.4.8	Pulsation が始まる領域	528
12.4.9	Pulsating aurora は recovery phase の現象とは言えない	530
12.4.10	Pulsating aurora は明け方だけの現象ではない	531
12.4.11	昼間極光帯近傍の Pulsating Aurora	533
12.4.12	脈動する部分としない部分の違いは何か	533
12.4.13	Luminosity Pulsation in and around the Torch Structure	536
12.4.14	伝播性オーロラの特徴	538
12.4.15	明け方遅い時間帯の pulsating aurora	539
12.5	磁気共軌点での脈動オーロラ	540
12.6	脈動オーロラの関連現象	542
12.6.1	オーロラ脈動と VLF chorus riser	543
12.6.2	オーロラ X 線の脈動	545

12.6.3	オーロラ脈動と Pi-C 地磁気脈動	546
12.6.4	オーロラパッチ群の長周期複合型脈動と長周期地磁気脈動	547
12.6.5	オーロラ脈動と関連現象のまとめ	556
12.7	脈動オーロラ中への入射電子	557
13	オーロラの動態－3. グローバルな動態	567
13.1	Auroral Substorm	567
13.1.1	Growth phase	571
13.1.2	Initial brightening と substorm onset	573
13.1.3	Auroral Expansion	579
13.1.4	Recovery	584
13.2	オーロラオーヴァルとオーロラの種類の分布	588
13.2.1	中程度の活動で発達したオーヴァルの場合	588
13.2.2	激しい expansion でよく発達したオーヴァルの場合	590
13.2.3	Dayside Aurora と Nightside Aurora	592
13.2.4	Θ -Aurora と Sun-aligned arcs	595
13.3	ドリフトと電流・電場の発達	599
13.3.1	Expansion に伴う電流の発達	600
13.3.2	オーロラのきれぎれの部分のドリフト	604
13.3.3	Expansion に伴う convection 電場の発達	608
13.4	サブストームの関連現象	610
13.4.1	サブストームと Pi-2 地磁気脈動	610
13.4.2	サブストームに伴う大気圧力波	611
13.5	粒子の入射と “injection”	613
13.5.1	オーロラ活動と injection 粒子の対応	614
13.5.2	Injection に対応するオーロラ活動と磁気圏磁場変動	617
13.5.3	特定の L-Shell への高エネルギー粒子の trapping とその効果	619
13.5.4	Substorm に伴う入射粒子の特性	621
13.5.5	Injection inner boundary の不安定-Giant Undulation	625
13.6	Subauroral Red Arc	627
13.7	南向き太陽風磁場、サブストーム、tail の変動	628
13.7.1	Tail 電流の変動と電荷分離	631

13.7.2 プラズマシートとサブストーム	633
14 オーロラ活動と電場・電流	639
14.1 局所的オーロラ活動と電流系	639
14.2 Pulsating Auroraに伴う電気伝導度変動	641
14.2.1 Auroral Patch の Conductivity 変動	642
14.3 互いに独立に明るさを変動させる Auroral Patch の総合磁場効果	644
14.4 Pulsating auroraに伴う地上の磁場変動の空間分布	648
14.4.1 電流と地上の磁場パターンの推定—円形 Domain の場合	653
14.4.2 変動電場・電流の考察	655
14.4.3 変動磁場の考察	657
14.4.4 電流と地上の磁場パターンの推定—楕円型 Domain の場合	660
14.5 Pulsating auroraに伴う磁場変動の波形と polari-zation	665
14.6 Pulsating auroraに伴う沿磁力線電流の検証	669
14.7 S-fractal Aurora の活動と磁場変動	672
14.7.1 Substorm の大規模電場・電流の要素としての S-fractal aurora の 局所変動	675
14.7.2 Poleward Expansion Front	676
14.7.3 Westward Expansion Front—大規模 vorticity の中心	677
14.7.4 Harang Discontinuity の考察	678
14.7.5 観測に基づく大規模電流の構造	680
14.7.6 沿磁力線電流の磁場効果	682
14.8 S-fractal Aurora の動態の考察	683
14.8.1 S-構造の初期段階の変形	683
14.9 オーロラの下の電場分布	688
14.9.1 Pulsating Auroral Patch の場合	688
14.9.2 S-fractal aurora の下の電場	692
14.10 オーロラパッチのドリフト振動	694
14.11 オーロラパッチ群の長周期・複合脈動と長周期地磁気脈動	700
15 オーロラ粒子の起源と磁気圏	703
15.1 沿磁力線電場と磁気圏での電荷分離	704

15.1.1 電荷分離の起源	706
15.1.2 Static モデル	707
15.1.3 Dynamic モデル	709
15.1.4 電気二重層	710
15.1.5 Flickering Aurora の考察	711
15.2 波と粒子の相互作用	712
15.2.1 Steady Wave-Particle Interaction	713
15.3 Luminosity Pulsation のグループ (Expansion と Flash を含む)	715
15.4 移動・伝搬するオーロラの場合	722
15.4.1 Streaming aurora のグループ	722
15.4.2 Equatorward Propagating Aurora の場合	723
15.4.3 Poleward Propagating Aurora の場合	724
15.5 まとめと今後の研究の方向	724
15.5.1 Fractal curve Aurora の場合	725
15.5.2 Pulsating Aurora の場合	725
15.6 問題の数々	726
15.6.1 磁気圏へのエネルギー流入のもと	727
15.6.2 粒子とエネルギーはどこから入って来るのか	728
15.6.3 磁気圏尾の構造	729

Chapter 1

北の曙光

われわれは現在、オーロラ (aurora) と言えば極光 (polar light または northern light) のことだと思って何の疑問も抱かない。しかし、aurora とは、ラテン語、イタリア語、あるいはスペイン語で「曙(暁)の光」、あるいは、ローマ神話では「曙の女神」であって、もともと決して極光を意味する言葉ではない。試みに研究社の羅和辞典で Aurora の項を引いてみると、1. 曙光、東天紅、2. 曙の女神、3. 東、東方、としか書かれていない。北方の夜空に現れる光が aurora borealis 「北の曙の光」と呼ばれるようになったのは何時ごろ、誰によって、どんないきさつによるのだろうか？

1.1 「北の光」と「北の曙」

Aurora という語はラテン語、イタリア語、スペイン語などで使われる言葉だから、この言葉が極光を意味する言葉として始めて現れるとすれば、それはラテン語、イタリア語、あるいはスペイン語の著述であろうことは容易に想像される。事実、極光にオーロラの名前を最初に与えたのは、永い間、フランスのガサンディ (Gassendi, 1592–1655) のラテン語の著書で、1621 年にガサンディがフランスで観測したオーロラの記述だと言われて来た。しかし、シスコ (Siscoe, 1978) によればこれは間違いで、実際に初めて極光に aurora の名前を与えたのはガリレオ・ガリレイ (Galileo Galilei, 1564–1642) だという。1619 年に、ガリレオ・ガリレイの弟子、マリオ・グイドウッチ (Mario Guiducci) が「彗星についての講話 (Discorso delle Comete, 1619)」の論文を著しているが、これは既にその頃、ローマ法王庁に睨まれていたガリレイが法王庁をはばかって弟子の名前を使って発表したものと考えられている。この中に aurora という語が使われており、こ

れがその始めだというのである。Fig.1-1 に示すように、この論文はイタリア語で書かれている。

94

DISCORSO

un breve momento la ritardassero. Anzi di simil sublimazioni di fumi, vapori, esalazioni o di qualsisieno altre sottili e leggier materie elementari, parmi che spesse volte ne abbiamo ancora degli altri rincontri; e so, Accademici, che molti di voi avranno più d'una volta veduto 'l cielo nell'ore notturne, nelle parti verso settentrione, illuminato in modo, che di lucidità non cede alla più candida aurora nè lontana allo spuntar del Sole: effetto che, per mio credere, non ha origine altronde, che dall'essersi parte dell'aria vaporosa che circonda la Terra per qualche cagione in modo più del consueto assottigliata, che, sublimandosi assai più del suo consueto, abbia sormontato il cono dell'ombra terrestre, sì che, essendo la sua parte superiore ferita dal Sole, abbia potuto rifletterci il suo splendore e formarci questa boreale aurora. La quale apparenza ha bello e probabile incontro, poichè ella si vede solo o più frequentemente la state, quando 'l Sole, fatto settentrionale, per minor distanza resta sotto l'orizzonte, e la 'nclinazion del cono dell'ombra terrestre inverso austro è tanto maggiore, ch'assai meno che in altro tempo hanno a sollevarsi i vapori per uscirne fuori e liberarsi dall'ombra ed esporsi in vista al Sole. Ma per più propinqua conghiettura ricordiamoci che per alcuni giorni avanti il comparir della nostra cometa fu veduta la mattina innanzi giorno, mentre s'osservava il Trave, tutta la parte orientale ripiena assai più del solito di vapori molto luminosi, anzi tanto poco meno risplendenti della stessa cometa, ch'ella su 'l principio pareva quasi più tosto distinta dal resto del cielo per due strisce laterali alquanto men lucide, che perchè ella grandemente superasse di luce tutto 'l rimanente del cielo. In oltre, che per i celesti campi vadano simili fumosità vagando, e producendosi e dissolvendosi, quel che prima sensatamente e poi dimostrativamente è stato proposto e provato dal nostro Accademico delle macchie del Sole, ce ne rende in modo sicuri, che ragionevolmente non resta luogo di dubitarne.

Fig.1-1 Discorso delle Comete (National Ed.)のboreale auroraの記述。

シスコーによれば、ガサンディは1621年にパリ近郊でオーロラの観測をしているが、それを文章で論じたのは1621年のことではなく、ずっと後の1646年にその著書 *Syntagmatis Philosophici* に於いてであって、Discorsoはそれより20年以上も古いという訳である。Fig.1-1 に Discorso delle Comete (National Ed. 1929-1939) の94 ページを示してあるが、6行目及び12行目に aurora の語が見られる。ただし、文章から知られるように、6行目の aurora は原義の曙の光の意味であり、12行目の boreale aurora も北の空からさしのぼる太陽の光を示す原義の曙の光の意味であって、極光を aurora と呼んだ

わけではない。

この文章からオーロラに関連する部分を名古屋大学名誉教授豊田利幸氏の訳によって見れば

「……………学士院会員の皆さん、皆さんの多くは一度ならず、夜のある時間北の方角のある部分が、明け方に遠くで輝く曙光(aurora)ほどではないが、明るくなるのをご覧になったことがあるでしょう。私の考えるところでは、(それは)大地を圍繞している蒸気を含んだ大気のある部分が、何らかの理由で異常に希薄になり、ふだんよりよく昇華して、地球の影の部分になっている円錐を乗り越え、その上部が太陽(光)に照らされ、その輝きを反射することによって、北方の曙光(boreale aurora)になるのです。その姿は美しく(幻影などではなく)確実なものです。それ(北方の曙光)は、太陽が北方に移り、地平線より下の部分の距離が短くなる夏にのみ、最も頻繁に観察されます。そのとき(夏)には、大地の影の部分の空間である円錐の、南方に向けての傾きが非常に大きくなり、他の季節にくらべ、はるかにたやすく蒸気が影の円錐部分の外に出て、自由に上昇して、太陽(の光)に当たることができるからです。」

というもので、明らかに、auroraは、ここでは、極光の呼び名ではなく、太陽からさし上る曙光の意味で使われていることがわかる。なお、夏に最も頻繁に見られるという点については後でもう一度立ち返って考えてみることにしよう。

シスコーは、この間違いの元になったのはハリー彗星で有名なハリー(Halley, 1656–1742)がその論文(Halley, 1716)の中で、「1621年9月12日にパリの郊外で見られた光にガサンディがオーロラ・ボレアリス(Aurora Borealis = 北の曙光)の名前を与えた」と書いているのがそれで、それ以後、この記述を多くの人々が引用するようになってガサンディがauroraの名づけ親だと思われるに至ったと言っている。以下に述べるように、確かにガサンディが始めだというのは間違いで、極光にオーロラと名前を付けたのはガサンディではない。が、更に言えば、ハリーの論文によって名付け親がガサンディだと思われるようになったというシスコーの意見も、また、間違いで、実際はハリーが1716年の論文にそう書いたよりはるか以前からガサンディが名づけ親だと言われていた証拠がある。

今から270年ほど前、1733年にフランスのド・メラン(de Mairan, 1678–1771)が著した「Traité Physique et Historique de l'Aurole Boréale」は、おそらく世界で初めてのオーロラ研究の専門書で、この本には歴史上のオーロラから、その当時の科学としてのオーロラまで詳細に収録されている。初版は1733年、再版は1754年で、筆者の手元

にはいま再版がある。全570ページの大部作である。これは、筆者がかねてオスロの古本屋“カペレン”で見つけて買いたいと思っていたが、あまり高いので手を出しかねていたら、私の停年退職の記念に、若い人達がカンパで贈ってくれて、厚意をありがたくお受けしたものである。古くはあるがまだ誰も読んだ跡がない、フランス綴じの新品で、ペーパーナイフでページを切りながら読み進むにはちょっとした興奮がある。なにしろ、ハリーやオイラーやセルシウスといった人達が活躍していた時代の本なのだから。フランス語はあまり変化していないので、三百年近く前の本がそのまま読めるのも嬉しい。

86 TRAITÉ PHYSIQUE ET HISTORIQUE

» l'avoit écrite comme un miracle, & si je n'avois une entière
 » confiance en M. Kets, qui me l'a lûe, & fidèlement expli-
 » quée. Il se lève au Groenland une Lumière avec la nuit,
 » lorsque la Lune est nouvelle, ou sur le point de le devenir,
 » qui éclaire tout le pays, comme si la Lune étoit au plein. Et
 » plus la nuit est obscure, plus cette Lumière luit. Elle fait
 » son cours du côté du Nord, à cause de quoi elle est appelée
 » Lumière Septentrionale; elle ressemble à un feu volant, &
 » s'étend en l'air comme une haute & longue palissade. Elle
 » passe d'un lieu à un autre, & laisse de la fumée aux lieux
 » qu'elle quitte. Il n'y a que ceux qui l'ont vu qui soient
 » capables de se représenter la promptitude & la légèreté de
 » son mouvement. Elle dure toute la nuit, & s'évanouit avec
 » le Soleil levant... On m'a assuré que cette Lumière Septen-
 » trionale se voit clairement de l'Islande & de la Norvège,
 » lorsque le Ciel est serein, & que la nuit n'est troublée d'au-
 » cun nuage. Elle n'éclaire pas seulement les peuples de ce
 » continent Arctique, elle s'étend jusqu'à nos climats: & cette
 » lumière est la même sans doute, que notre ami célèbre, le
 » très-savant & très-judicieux Philosophe M. Gassendi m'a
 » dit avoir observé plusieurs fois, & à laquelle il a donné le
 » nom d'AURORE BORÉALE ».

Fig.1-2 Traité Physique et Historique de l'Aurole Boréale, 再版 (1754) の86ページ。

La Peyrère 著、Voyage au Nord からの引用。

その再版のp.86の記述によれば、1646年に書かれたラ・ペイレール(La Peyrère, 1596-1676)の著書「Voyages au Nord, Tom I (Relation de l'Islande) (1646)」、p 126には既に、「ガサンディが、この光に Aurora Borealis(北の曙光)と名づけた」と記されているから、これは、ハリーの論文(1716)より70年も古い。つまり、1646年頃、既にガサ

ンディが名付け親だと言われていたことの証拠である。Traité に引用された Voyage au Nord からの引用部分は Fig.1-2 に示す通りで、あるいは、ハリーはラ・ペイレールの本を読んでいだのかもしれない。

DE L'AURORE BORÉALE. Sect. III. Ch. II. 103
 trouvent souvent entièrement plongés, il semble que toutes les parties de notre air & de notre horizon devroient se charger également & indifféremment de cette matière, ou même, que celles qui sont renfermées dans les Tropiques & qui répondent au Zodiaque, devroient encore plus s'en charger que celles qui approchent des Poles. C'est donc là une des premières circonstances & des plus essentielles que nous ayons à constater, & ensuite à expliquer touchant l'Aurore Boréale.
 Quoique la lumière des Aurores Boréales ait paru quelquefois en d'autres endroits du Ciel que vers le Nord, quoiqu'elle y soit même rarement placée directement, & qu'elle décline d'ordinaire vers le couchant; quoiqu'enfin elle se soit répandue souvent depuis quelques années autour de l'horizon, & dans tout l'hémisphère supérieur du Ciel, il est pourtant certain que de toutes les circonstances qui caractérisent ce Phénomène, il n'y en a point qui lui soit plus propre, & qui reçoive moins d'exceptions. C'est en général du côté du Nord qu'il commence, & s'il arrive quelquefois qu'on l'aperçoive ailleurs auparavant, il ne manque guère de se fixer vers le Nord, & de finir là son apparition.
 Ce n'est pas seulement dans cette dernière reprise d'Aurores Boréales, que nous éprouvons depuis quinze à seize ans, qu'elles affectent de paroître du côté du Nord; nous voyons dans toutes les anciennes descriptions qui nous restent de ce Phénomène, que c'étoit aussi toujours vers le Pole Boréal que se trouvoit l'origine de l'incendie. Son nom d'Aurore Boréale en est une bonne preuve, & ce nom que l'on croit communément lui avoir été imposé par le fameux Gassendi, je prouverois aisément par Gassendi même, qu'elle l'avoit avant lui & qu'il n'en est pas l'inventeur*.

* Gaff. Animadv. in Diog. Laert. p. 1137. *Is fulgor est, qui aliquando nocte intempesta, & silente Lunâ, totum septentrionalem tractum ita occupat, ut claram Auroram mentiatur; unde & Aurora Borea ab ALIQUIBUS dicitur.* Et il y avoit

alors plus de mille ans que Grégoire de Tours, en décrivant un de ces Phénomènes, l'avoit comparé à l'Aurore; *sed & cælum ab ipsâ septentrionali plagâ ita resplenduit, ut putaretur AURORAM producere.* Greg. Turon. Hist. Franc. Lib. VI. §. 33.

Fig.1-3 Traité Physique et Historique de l'Aurole Boréale, 再版 (1754) の103ページ。

その大意は

「グリーンランドでは、新月の時、あるいはまさに新月になる時、夜間、光が現れる。その光は、満月が地面を照らすように、明るく地面を照ら

す。夜が暗ければ暗いほど、その光は明るい。その光は北の方に現れ、そのために「北の光」と呼ばれる。それは風にそよぐ火に似て、広がると高い大きな柵の形になる。それは場所を変えてあちこちと動き回り、動いた後に煙を残す。その動きの素早さ、身軽さは、見たことのある人でなければ想像もつかない。その光は終夜現れ続け、夜明けとともに消え失せる。……この「北の光」はあきらかに、アイスランドやノルウェーで、天気がよく、雲のない夜に見られる。この光は北極地方だけではなく、われわれの住む中緯度にも現れる。まぎれもなく、高名なわが友、造詣の深い明敏な研究者、ガサンディ氏が何度も観察し、それに AURORA BORÉAL と名前を付けた光と同じものである。」

というもので、はっきりとガサンディが AURORA BORÉAL の名付け親だと記されている。

Figure 1-4

De Meteorologia Epicuri, Animadu. 589

In pag. 74. Apparet, inquam, ob reflexionem, quæ in oculum fit ex lingulis corpusculis, vnde est aut vapor, aut pulvis contextus, ut manifestissimum est. Vnde & quod Seneca hæc quoque Virgas signa imbrium putat, ex eo esse potest, quod arguant aërem ita vapidum, ut sit ad creandum pluuiam comparatus. Quamquam & sæpe quoque contingit, ut postquam illæ apparuerint, serenitas potius quam pluuiæ sequatur.

Ad Aristotelem ut redeam, cum is censet Virgas variegatas noctu non cerni; censet nihilominus esse alia, quæ appellat Phasmata, in quibus habet non modo βρόντος, Fouas, & χάσματα, Hiatus; sed etiam Colores, ac cæteros inter Puniceum, & Purpureum, seu Cæruleum, & Cæsum dictum. Et quod spectat quidem ad Hiatus, & Fouas, seu Scrobeis, Putreos, Speluncas, &c. quatenus possunt calo alioquin sereno videri; patet causam esse nubilosas quasdam concretioneulas, quæ ob suam densitatem in medio nigrescant, vnde & profundæ appareant; circum verò, ob tenuitatem, albescant, vnde prominentes, propinquioresque videantur; cum & id contingere potissimum possit, si ipsum medium nubeculæ obtexerit insignem stellam, cuius irradiatio illius extrema circum quasi diluat. Quod spectat verò ad Colores; cum iam dictum sit de

funt; idcirco hoc loco superest præcipue Fulgoris species mirabilis; de qua sit speciatim rheliis. quidpiam attingendum.

Is Fulgor est, qui aliquando nocte intempestâ, & silente etiam Lunâ, totum Septentrionalem tractum ita occupat, ut claram auroram mentiatur; vnde & Aurora Boreæ ab aliquibus dicitur. De hac videtur accipiendum, quod apud Plinium legitur, *Lumen de calo noctu visum, ut dies species noctu luceret*; itemque apud Senecam, dum ex fulgentibus Phænomenis, *Quadam*, inquit, *certo loco permanent, & tantum lucis emittunt, ut fugent tenebras, & diem representent, donec consumpto alimento, primum obscuriora sint, deinde, flamma modo, quæ in se cadit, per assiduam diminutionem redigantur in nihilum*. Notandum nihilominus, quod Seneca ait, *certo loco permanere*, non esse usquequaque verum. Nam quamvis lux quædam dilucior illam calis faciem per complureis horas albescentem reddat, præterea tamen aliqui viuaciores fulgores sunt, qui aliquando seu in ortum, seu in occasum progrediantur; idque præter aliquos alios prorsus admirabileis motus, quos sæpius quidem obseruavi; at nunquam illustriores, quam anno MDCCXI. die Septembris XII. cum Peynerij diuenterem, quod oppidum est Aquas-Sextias inter, & Sam-Maximum.

De Pha-
rheliis.

Lib. 2.
c. 35.
1. nar.
q. 15.

Fig.1-4 Animadversiones in Decimum Librum Diogenis Laertij 1674年版の589ページ。

しかしながら、初めに *aurora borealis* という言葉を使ったのがガサンディでないことははっきりしている。ド・メランの本には、その証拠としてガサンディ自身の文章 (*Animadversiones in Decimum Librum Diogenis Laertii*, 1649 より) を脚註に引用している (Fig.1-3–*Traité*, 2nd ed. 1754, p. 103)。ガサンディ自身の文章は、*Animadversiones* の 1675 年版では Fig.1-4 に示す通りである。Aurora の名前付けに関連した部分は、右側 column の 4 行目、*Is Fulgor* 以下の 5 行で、

「その輝きは、月のない深夜に北の空全体にわたって現れ、あたかも明るい曙の光と見紛うばかりである。だから、これを北の曙光 (*AURORA BOREA*) と呼ぶ人たちがいる。」

というものであるから、ガサンディが *aurora* の名付け親でないこと、及び、既にガサンディ以前からそう呼ばれていたことは明らかである。同じ Fig.1-4 の左側の column には、アリストテレスやセネカの極光の記述が紹介されている。なお、「北の空全体にわたって」という表現は極光を表す表現としてはやや疑問が残る。このあたりが、後に議論する、薄明光と極光との混同という見方に関係するかもしれない。

不思議なことに、この出典について、Siscoe(1978)によれば、de Mairan は *Traité* の初版ではガサンディの *Syntagmatis Philosophici*(1646)(*Syntagma Philosophicum* 遺稿 1658?) から引用しているということであるが、筆者の手元にある *Traité* の再版 (1754) では、Fig.1-3 に見られるように、すべて *Animadversiones in Decimum Librum Diogenis Laertii*(1649) からの引用になっている。また、引用ページについても、*Traité*, 再版には *Animadv.* の p.1137 と記されているが、筆者の手近の 1675 年版の *Animadv.* では、Fig.1-4 が示すように p.589 となっていて、筆者の手近の資料に関する限り、必ずしもすべてが矛盾なくはっきりしているとは言えない。

なお、*Traité* の同じ脚註の部分 (Fig.1-3) には、歴史家でもあった聖グレゴワ (*Grégoire de Tours*, 538–594) がすでに 6 世紀にその著書「*Historia Fraconrum*(*l'Histoire des Francs*) Tom 6, Section 33」の中で北の光を夜明けの曙光になぞらえているとも書かれているが、これから見ると、なぞらえるという点だけから見れば、*Aurora* という語が夜空の光に関連づけられたのはかなり古いことのように見える。

しかしド・メランの本にわざわざガサンディが名付け親ではないと断って書かれているのは、逆に、その時代には(それ以後も)、しばしばこの命名がガサンディによるものだと言われていたことを示唆している。名付け親がガサンディではないと書いたとき、ド・メランの頭に、ガサンディが名づけ親だとするペイレールの著書やハリーの論

文があったことは間違いない。あるいはまた、Aurora Borealis という名前は不適當だというセルシウス (Celsius, 1701–1744) の批判 (Celsius, 1733) をド・メランが知っていてそれを気にしたということもあるかも知れない。実際、セルシウスは、この光は従来北の国々でそう呼ばれて来たように、本来、lumine boreali (northern light = 北の光) と呼ばれるべきもので、南の国々の人はその呼び名を知らないだけだと言っている (Celsius, 1733)。ガサンディが始めたのでないにしても、セルシウスの批判などから見て、かなり広く彼がこの呼び名を始めたと思われるのは間違いなさそうである。なお、このような北欧の意見が現在まで生き残っているのか、北欧の研究者は Aurora Borealis でなく Northern Light という呼び方を好むようである (e.g. Brekke and Egeland, 1983)。

1.2 ガリレイ (Galilei) とガサンディ (Gassendi)

シスコ (Siscoe, 1978) が主張するように、極光にオーロラと言う名前を与えたのはほんとうにガリレイなのかと言えば、ここにも若干の問題が残るように思われる。確かに 1619 年に書かれたグイドウッチ (実際はガリレイ) の著書「彗星についての講話」には aurora という語が現れている (Fig.1-1 の 6 行目および 12 行目) し、その 5 年後のガリレイの著書「偽金鑑識官 (Il Saggiatore, 1624)」の中には aurora という語が 8 個所で 13 回も使われている。

シスコ (Siscoe, 1978) は、Discorso で使われた boreale aurora は暗喩 (metaphor) に過ぎないかも知れないが、Il Saggiatore での記述は明らかに名前として aurora の語を使っているので、北方の光に Aurora Borealis の名前を与えたのはガリレイだと主張する。しかし、前に述べたガリレイの叙述からわかるように、また、Discorso に示された Fig.1-5 の図のように、Discorso での boreale aurora という言葉の使い方は、暗喩というよりは、ガリレイの考えたオーロラの物理そのものを示している。すなわち、ガリレイは、北の地平線の下にある太陽からの薄明光 (crepuscule) が高い空の蒸気を照らして「北の曙光 (boreale aurora)」が現れると考えているからで、イタリア語では、これこそ原義での北の曙光 (boreale aurora) そのものだと言える。

その意味では、彼は、極光が北の地平線下からの曙光ではない、あるいは、曙光とは関係ないことを認識した上で、純粋に名前として boreale aurora と呼んだ訳ではない。この点に関しては、Discorso のみならず Il Saggiatore に於いても同様であるから、シスコが言うように、Il Saggiatore で彼が boreale aurora (北の曙光) と呼んだのは純粋な名前として呼んだのだとは言えない。

S

DELLE COMETE.

95

E ciò, prima, soddisfa, come s'è detto, all'apparir per linea retta, essendo egli veramente tale; ed essendo eguale in sè stesso, ci parrà sempre più tardo mediante il discostamento maggiore, ci mosterrà diminuzione nella grandezza visibile dell'oggetto, e finalmente, senza bisogno d'introdur niuna contrarietà di movimenti, sia pur la cometa orientale o occidentale, mattutina o vespertina, sempre ci apparirà discostarsi dal Sole. E per più chiara intelligenza del tutto, veggasi la presente figura: nella quale per lo cerchio ABC intendasi il globo terrestre, e sia in A l'occhio del riguardante, il cui orizzonte sia secondo la linea retta AG, la qual vada anche verso il Sol nascente; e intendasi, pur verso la regione orientale, la linea retta ascendente perpendicolarmente verso 'l cielo, secondo la quale si muova la materia della cometa, e sia questa la linea DEF, nella quale sieno segnate alcune parti equali SO, ON, NI, IF, che sieno, per esempio, gli spazi passati di giorno in giorno da essa cometa; e sia O il luogo della sua prima apparizione, non si es-

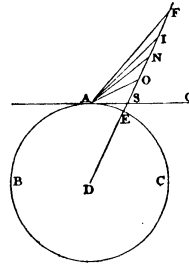


Fig.1-5 文字通り北の地平線からの曙光を示す Galilei の図。

Fig.1-1 の Discorso の同じ文章の中で、前に示した訳文の直後 (Fig.1-1 の 20 行目) に Trave という語が使われているが、これがその頃オーロラや彗星などの夜空のビーム状の光を示すのに使われた語である。イタリア語で Trave、ラテン語では Trabe、いずれも梁の意味で、夜空の光のうち梁のような形、Fig.1-7 に示すゲマ (Corneille Gemma, 1535–1578) の極光のスケッチの右側、下から二番目のようなものを示している。再び豊田氏の訳によって Fig.1-1 のその部分を見れば

「更に立ち入って考えるために、私たちが il Trave を観察するとき、朝、彗星の本体が出現する前、東の空全体が輝く蒸気で明るくなるとき、彗星本体よりは明るさがずっと弱い、その部分の空が、二本の横向き縞状に明るくなっているのを思い出しましょう。これは、私たちの学士院会員 (ガリレイ) が証明されたように、煙を出す何らかの細片が天界をさまよい、つくられ、そして消滅する現象であり、彼 (ガリレイ) が、太陽黒点に関連して初めて明らかにしました。このことについて、合理的に疑念をさしはさむ余地は全くありません。」

というものである。従って、ここで使われた Trave は、「彗星本体」に対応させて考えれば彗星の尾の意味のようでもあるが、「太陽黒点に関連して明らかにした」という叙述か

ら見ると極光のようにも見える。ガリレイの時代には、彗星も極光も同じような現象と考えられていたのだから、当時の語を現在の知識で分類すると無理がありそうである。特に comet とか trabe などには注意が必要である。

これに対してガサンディは、彼自身、明らかに「曙光(Aurora)と見紛うばかりなので Aurora Borealis と呼ぶ人がいる」と書いているのだからこれらが別物であることを認識していた筈である。ガサンディが「呼ぶ人がいる」と書いたとき、彼の頭にはガリレイの論文があったのかも知れない。

広くガサンディが aurora の名付け親だと思われるようになったのは、次のようなこともその理由の一つかもしれない。当時、ガサンディのオーロラと呼ばれていた1621年の極光を、ガリレイはヴェニスで見ているということであるが、彼の著述の中には彼自身の極光観測が全く記されていない。オーロラの記述は「高層の蒸気が太陽の crepuscule に照らされて北の曙光(オーロラ)や彗星が現れる」という議論だけである。彼は1618年頃からたびたび病床に臥していたということであるから、あまり観測ができなかったのかも知れない。これに対してガサンディは、1621年のパリ近郊の極光を始めとしていくつかの極光について克明な記録を残している。従って、当時、他の点についてはともかく、極光の研究者としての名声はガサンディの方がガリレイより高く、そのために aurora という名前が、ガサンディと結びついたという可能性もある。

また、ガリレイが Discorso や Il Saggiatore をラテン語でなくイタリア語で書いたことも関係しているかもしれない。当時の研究者や歴史家はほとんどが著述をラテン語で行っていたので、イタリア語の論文を読む研究者は少なかったと思われる。現に、あの膨大な資料を集めて書かれたド・メランの *Traité* に、ガリレイの名前が出てくるのはたった3箇所、しかも、そのうちオーロラに直接関係しているのは1箇所しかなく、例の1621年のオーロラをヴェニスで見たというくだりだけである。ド・メランは、*Traité* の中で aurora の名前付けを議論し、あれだけはっきりとガサンディが aurora が名付け親であることを否定しているのであるから、もし、彼が Discorso と Il Saggiatore を読んでいたら、これらガリレイの著述が aurora の名付け親に関連して引用文献に含まれない筈はないであろう。少なくともド・メランはガリレイのこれらイタリア語の著述を読まなかったと断定していい。エリートの言葉ラテン語でなく、民衆の言葉イタリア語で論文を発表したガリレイの意気込みは、サーキュレーションの点で、当時の学界では多大の不利益をこうむった可能性が高い。

ガリレイ、ガサンディ以前にチコ・ブラーエ (Tycho Brahe, 1546–1601) がオーロラの

観測をしている(～1600)が、彼はこの光を aurora ではなく、ギリシャ風に chasma と呼んでいるし、また、ゲマ (Corneille Gemma) の著書 *De Naturae Divinis Characterismis* (1575) でもオーロラはアリストテレスに従って、さまざまに呼ばれている。本当のところどのようにして、誰が使い始めたにせよ、極光が、広く Aurora Borealis (北の曙光) と呼ばれるようになったのは、年代的には、チコ・ブラーエ、コルネイユ・ゲマからガリレイ、ガサンディに至る数十年の間のことのようにである。

1.3 Crepuscule in the Icelandic Chronicle

Northern light (極光) を aurora と呼ぶようになったいきさつについては、一方では、ガリレイに代表されるように、北方の光 (northern light) が boreale aurora (northern dawn or crepuscule) で現れるという考えに由来する他に、極地の光現象についての古記録を読むとき、極光と本当の曙光 (crepuscule による夜明けの光) が混同されたためということもあるかも知れない。

ド・メランの *Traité* によれば、本を書く際に、古い記録の引用から始めるのが当時の習慣だが、たとえば *Icelandic Chronicle* (ed. Snorro Sturlæsonius, ~1215) などからの引用に際してペイレールの記述には、極地の夏の夜の薄明光 (*crépuscule perpétuel*) と冬の夜の光 (おそらくは極光) の間に混乱があるという。ペイレールは、北の国々で *Nordligt* とか *Nordljus*, *Nordlys*, などなどと呼ばれている光がすべて極光だと考えているようだが、その中には *lumière septentrionale* (*septentrional light*) と呼ばれる (またはド・メランが呼ぶ、*Traité*, p. 80)、夏に、北国で北の地平線下の太陽からの *crepuscule* で現れる光も含まれていると言うのである。

実際には、これらの光の現れ方の記述を見れば、これらが極光であるのか本当の北の曙光であるのかは判断が可能であるが、その違いがわかるためには、「北の光 (極光)」および本当の「北の曙光 *crépuscule*」の双方をよく知っている必要がある。なお、注意すべき点は、*Traité* では、同じ「北の、northern」でありながら、ギリシャ神話の北風の神、*Boreas* に由来するギリシャ語起源の *boreale* と、北斗七星の七 (*sept*) に由来するもともとのラテン語の *septentrional* に全く異なる意味を持たせていることである。すなわち *boreale* には極光の意味を持たせ、*septentrional* には薄明光 (*crépuscule*) の意味を含ませている。もし古い文献でも似たような使い分けをしているとしたら、その使い方の違いと実際の現象の違いを知っているものでなければ、両者の混同が起こるのはむしろ当然である。

80 TRAITÉ PHYSIQUE ET HISTORIQUE

» l'air paroît bleu & noirâtre... Ce qui ne provient, dit-il;
 » que de ce que la lumière est réfléchie de la neige en l'air, de
 » la même manière que se fait la réflexion de la lueur du feu la
 » nuit... que la présence du Soleil n'empêche pas ces effets,
 » sur-tout lorsqu'il est près de l'Horizon, & qu'il en fait tout
 » le tour, comme il arrive au commencement du Printemps,
 » & vers la fin de l'Été... que la clarté ressemble à un clair
 » de Lune... que la poussière des petits glaçons ou de la neige
 » répandue dans l'air, ou autour des montagnes y produit
 » alors de fréquens Parhélies, & d'espèces d'Arc-en-Ciels, » &
 » plusieurs autres Phénomènes en effet très-analogues aux
 » lieux & aux circonstances dont il fait mention.

Mais ces Phénomènes joints aux grands crépuscules du Nord, n'auront-ils jamais été confondus avec l'Aurore Boréale, lorsqu'on a commencé de la revoir dans nos climats? Je ne saurois m'empêcher de le croire, & je suis confirmé dans cette pensée par toutes les recherches que j'ai faites sur ce sujet. Tel Relateur qui avoit eu connoissance dans le Nord, de quelques-unes de ces apparences, & de ce crépuscule étonnant qui y tient quelquefois lieu de jour, ne pouvoit parler que sur le rapport d'autrui des Aurores Boréales qui avoient paru dans la Zone tempérée, & tel autre, qui a vû l'Aurore Boréale en France, en Angleterre, ou en Allemagne, n'a examiné peut-être, ni par lui-même, ni d'après des témoins éclairés, ce que c'est que tous ces Phénomènes, & cette *Lumière Septentrionale* à laquelle les habitants du Nord ont donné tant de noms*. D'où il est arrivé qu'on n'a pas plutôt ouï parler de quelque lumière nocturne de ces pays, vers lesquels d'ailleurs l'Aurore Boréale est presque toujours placée comme en son lieu propre, qu'on a conjecturé que ce n'étoit que l'Aurore Boréale même. On va voir un exemple frappant de ces méprises dans l'Auteur

* Nord-ligt, Nord-skjen, Nord-ljus, Nord-blyst, Nord-blaff, Lotter-skien, Lyfslor, &c. <i>c'est-à-dire</i> , LUMIÈRE DU NORD, LUEUR,	ECLAIR, SOUFFLE, CRÉPUS- CULE, LUSTRE ou CHAN- DELIER DU NORD, &c.
---	--

même

Fig.1-6 Traitéにおける boréale と septentrionale の使い分け。

やや遅れてトルフェウス (Torfæus, 1636–1719) もその著書 *Det Gamle Grønland* の中で Aurora のことを書いている。トルフェウスの記述にはペイレールとの共通点が多く、共通の source があるように見え、それは *Icelandic Chronicle* であろうとド・メランは推定している。また、これより先、16 世紀前半にはオラウス・マグヌス (Olaus Magnus, 1490–1558) もその著書 *Historia de Gentibus Septentrionalibus* (1550) の中で極地方で見

られるさまざまな光の現象について述べている。ド・メランによれば、この著述も、その元にはIcelandic Chronicleの影響があるようである。

この本では、春先から夏にかけて見られる現象として、ハロや幻日と思われる記述が太陽光線との関連で図解されているが、極光と思われる光の記述はわりあい少ない。この点についてド・メランは、オラウス・マグヌスがその著書を著した時代は太陽活動極小期で極光の活動も小さかった筈だから、極光をあまり見たことがなかったのではないかと推定を述べているが、いわゆるシュペーラー(Spörer)極小期は1400-1510ほどの間だから、ド・メランの推定にはやや無理があるように見える。オラウス・マグヌスの光の記述には極光も含まれていると考えるべきであろう。しかし、この本がIcelandic Chronicleを下書きにしているものなら、ここでもまた、夏に見られるさまざまな光現象と極光との混同(少なくとも表現上の)があったかも知れない。時代的に見れば、Icelandic Chronicleよりむしろこのオラウス・マグヌスの著書がペイレールやトルフェウスの共通のsourceになっている可能性がある。

出現の時期について、これらの光がもしすべて「夏の夜に現れる」というのであれば明らかにそこにはcrépusculeとnorthern lightとの混同がある筈であるが、この混同については、これがもともと13世紀のIcelandic Chronicleの編者(Snorro Sturlæsonius)自身のものなのか、それとも、これを引用したオラウス・マグヌスやペイレール、トルフェウスたちが引用に際して間違えたものなのかは調べて見なければわからない。

ガリレイの著作(Le Opere di Galileo Galilei, Discorso delle Comete, p. 94)及びガサンディの著作(Animadversiones in X Lib. Diog. Laert, Tom II, p. 108, ペイレールのVoyages au Nordからの引用)には同じようにこの光が「夏の夜に現れる」と記されている。これは明らかに薄明の光を示唆する叙述で、北の地平線下からの薄明光(crépuscule)で極光が現れるというガリレイの考えに影響している可能性がある。時代背景を考えると、ガリレイが述べているオーロラの説明はヒポクラテスやグレゴワの延長上にあると言うより、むしろ、Icelandic Chronicleに由来するオラウス・マグヌスの記述に基づいてcrépuscule perpétuelと北方の光(極光)とを混同しているためである可能性の方が大きいように思われる。

なお、この光が「晴天の、新月(silent Luna)の夜現れる」といった叙述はオラウス・マグヌス、ガサンディ、ペイレール及びトルフェウスに共通で、いずれも、この時代にオラウス・マグヌスの著書があらためて再び共通の情報源となっていたことを推察させる。新月の時期には極光は見え易いから、この点については極光のことと見ていい

だろう。このように、古い文献の光現象の記述においては、極光と他のいろいろな光現象が必ずしもきちんと区別されていないので注意が必要である。

ガリレイについては、もし彼が古い文献を参照したとすれば、このような混同が起り得た事情について考えるべきことは、Discorso を書いた頃、ガリレイは実際のオーロラをあまり見たことがなかったであろうということである。ガサンディの *Animadversiones* 及びブイヨー (Ismail Bouillaud, 1605–1694) の手書きの著書 (ド・メランの *Traité* の p.55 footnote) によれば、1621 年 9 月 12 日のオーロラをガリレイはヴェニスで見ているということであるが、Discorso の出版は 1619 年だからガリレイがこのオーロラを見る以前である。しかし、*Il Saggiatore* の出版は 1624 年だからこれは 1621 年の aurora を見た後であって、オーロラについてのある程度のイメージは持っていた筈である。にも関わらず、*Il Saggiatore* でもなお北の曙光と呼び続けたのは、一つには、その考える物理が「北の曙光」だったからであろうし、一方から言えば、夏の北国の crepuscule による、本当の深夜の曙光をまったく見たことがなかったからであるかもしれない。ヴェニスの地理緯度は 45.5 度だから、真夏の真夜中の太陽高度角は -21 度ほどで、深夜の空は天文薄明より暗く (すなわち暗夜)、したがって、実際の aurora と深夜の北の曙光との区別は、ガリレイにはつけられなかった可能性がある。それが、*Icelandic Chronicle* に由来するいろいろな記述の混乱を通じて北極光を boreale aurora と呼ばせることになった一つの契機なのかも知れない。

同様に、パリの地理緯度は 49 度ほどだから、真夏の深夜の太陽高度は -17.5 度ほどで天文薄明となる。従って、ガサンディもまた、夏の北国の北の曙光 (文字通りの aurora borealis) がどんな光であるのかはよく知らなかっただろうと思われる。ガサンディは、フランスに現れたオーロラについては実際に見てよく知っていた筈で、北方の光 (極光) が北の曙光 (crepuscule) とは別物であることを理解していたにしても、古い文献に現れるいろいろの光現象の呼び名の identification では混同が起り得たかも知れない。ガサンディが北の光を Aurora Borealis と呼んだとき、Savage の言うように単に詩的な名前として採用した (Savage, 1994) ということもあるかもしれないが、このような古文獻における現象と名前の混同が契機であった可能性も完全には否定できない。しかし、ガサンディ自身の記述には現象としても呼び名としても混同は見られないから、彼が Aurora Borealis と呼んだ光は原義の Aurora Borealis (crepuscule による暁の光) とは全く違うものであることを知っていたことに疑いの余地はない。

この光が北欧でなく南方の国々 (イタリアやフランス) でオーロラと呼ばれるように

なったのは、まだ夜が明けないのに、北の空が夜明けのように赤く明るく染まることから、文字どおり「北の空に見える暁の光」という意味で使われたことは容易に理解できる。また、極光帯でよく見られる、磁力線に沿った線状構造の発達した緑色のオーロラの場合でも、その曲がりくねった下の縁が見えなくて、上に延びた線状構造だけが見えるような低緯度からこれを見れば、いかにも太陽の薄明光のように見えたかもしれない (Fig.1-8 参照)。

誰が始めたにせよ、極光を「北の曙光」と呼ぶに際して、どうしてラテン語本来の *Aurora Septentrionalis* でなく、わざわざギリシャ語起源の *Aurora Borealis* としたのかも、興味をひかれる問題である。その初期の頃、既にド・メランと同じように、意識して *Borealis* と *Septentrionalis* とを、極光と薄明光 (*crepuscule*) の使い分けに使ったのかどうか、ともかく、北に見られる光について何らかの使い分けが行われた可能性が高い。

なお、この光がオーロラと呼ばれ始めた頃には、現在の呼び方とは違って、観測者の北側に見えたものを *aurora borealis* (北の暁)、南側に見えたものを *aurora australis* (南の暁) と呼んでいたと言うことであるが、ド・メランの著書 (1733, 1754) では、既に現在と同じように、北半球のオーロラを *aurora borealis* (*aurole boréale*)、南半球のオーロラを *aurora australis* (*aurole australe*) と呼んでいる。ただし、*Traité* にも p.64 には、「南側に見えたのだから *australe* と呼ぶべきか」などと書かれた例

“C’etoit une manière d’Aurole Boréale, ou plutôt Australe un chevron couleur de feu, dont les jambes s’appuyoient l’une à peu près sur l’Orient, & l’autre sur l’Occident. Le sommet dont la rougeur étoit foible, aboutissoit du côté du Midi à environ 12 degrés du zénit. On voyoit à travers, les Étoiles de la 1^{ere}, 2^{me}, et peut-être de la 3^{me} grandeur.”

が紹介されている。これは、1730年の2月15日に、クラメール (Cramer, 1704–1752; 連立一次方程式の行列式解法で知られる) がジュネーヴで観測したオーロラに関連して、モンペリエにいた彼の友人が同じオーロラについてクラメールに書き送った手紙の一部で、ド・メランの頃にもまだこの使い方が行われていたことを示す一例であろう。クラメールは、ジュネーヴでの観測とモンペリエの友人のこの記述に基づいて三角測量法によって高さを計算し、地球半径の11.3%、約720 km と見積もっている。

ここで注意を要するのは、「山形オーロラの赤色の暗い頂上は、天頂の南およそ12度に達した」と書かれた点である。後に述べるように、暗い赤色のオーロラは高いところで光るオーロラだから、その「山形」の線状構造の頂上は磁気天頂であった可能性が高い。スイス、フランスあたりの現在の磁場では、磁気天頂は天頂のおよそ25度南で12

度はいかにも小さい。しかし、第4章で述べるように、ド・メランの時代にはヨーロッパの磁気緯度は今より10度も高く、磁気天頂は天頂の16度ほど南であったことが推定されるので、12度という記述はいい線なのかもしれない。

1.4 ヨーロッパにおける歴史上のオーロラ

オーロラは、特に中緯度地方では稀にしか見られない上に、夜空を彩る顕著な現象であるために、昔から多くの国々でさまざまな形の記録が残されている。

ヨーロッパで最も古い、オーロラと思われるものの記述は、紀元前8世紀に書かれたヘシオデスの天地創造記、神統記(Theogony)に記された、「燃え上がる天界」「火のような空駆ける竜」などであろうと思われる。もっと確かな記述は旧約聖書、エゼキエル書(593B.C.)に述べられている「嵐の風が北から吹いて、灯りに囲まれた大きな雲を吹き寄せた。その火から稲妻の閃きが放たれ.....、たくさんの生き物たちの間をたいまつ灯りが行き来した。...」というくだりだと言われる。

イーサー(Eather, 1980)によれば(むしろStothersか?)、エゼキエルが見たオーロラを同時にギリシャでアナキシメネス(Anaximenes, ca.570–526 B.C.)が見て、これが、彼の「地球から立ち上る燃え易い蒸気」についての記述の元になったものと推定している。ヒポクラテス(Hippocrates, 460–380 B.C.)やアナクサゴラス(Anaxagoras, 500–428 B.C.)にもオーロラと思われる記述が散見される(see Stothers, 1979; Eather, 1980; Savage, 1994)。いずれも何かの蒸気が上昇して光るというもので、ヒポクラテスは光るのに、夜、北の地平線の下から太陽の光がさして、高く上昇した蒸気を照らして光らせると考えたが、このアイデアはずっと後のガリレオ・ガリレイや、それ以後の、18世紀の多くの研究者の極光やcometの考えに影響を及ぼしているように見える。

アリストテレスのMeteorologicaでは、オーロラを、煙の混じった炎、薄れ行くランプの灯り、広大な藁株畑の大火などの表現で現し、またその形を、淵、墓穴、火のついた薪、たいまつ、燃えている梁、踊る山羊、などさまざまな言葉で記している。色については、汚れた白っぽい色、紫、赤、血のような色、などである。

「時には、晴れた夜に、深い淵のような形に、深い溝のような形に、また、血のように赤い軍旗の形になったり、いろいろな形に何度も現れる」

1575年に出版されたゲマ(Cornelius Gemma)のDe Naturae Divinis Characterismisには、アリストテレスの叙述に基づいてさまざまなオーロラの絵が描かれている

(Fig.1-7)。それらの中に chasma(天の割れ目、Fig.1-7左)と呼ばれるものがあるが、これは、低緯度側から眺めたアーキ状オーロラの形を表しているように思われる。例えば、1731年9月26日午後9時頃に、フランス、ブルヴィニユボンから北の空にド・メランが見たオーロラのスケッチとゲマのChasmaとはよく似ていると言っている。ただし、ゲマの絵はやはり、かなり中世の神秘的色彩を帯びている。

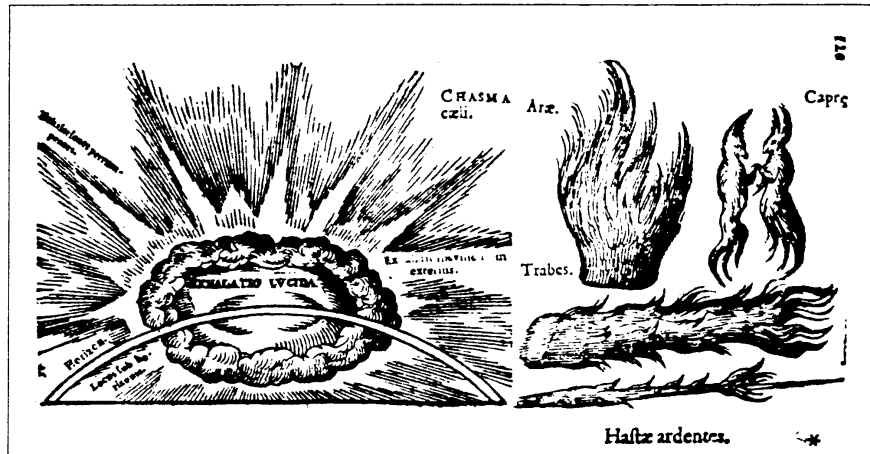


Fig.1-7 ゲマ (Gemma) の描いたオーロラのスケッチ。

また、Meteorologica で言うところの Capræ(jumping goats) は、通常、Fig.1-7 右上に示されているような形で jumping goats(飛び上がる山羊) と呼び習わされているが、ド・メランによれば、これは dancing goats、すなわち群れをなして動き回る山羊という意味だそうである。ド・メランが抱いた Capræの image はゲマ (Gemma, 1575) が描いた jumping goats とは大分違っているようである。もし Fig.1-7 の jumping goats なら、その形は、磁気天頂付近に現れるある種のコロナ型オーロラを示すもののようであり、ド・メランの言う dancing goats なら、アーキに沿って動き回る、背の低い ray bundle を示すもののようと思われる。言葉としてどちらが正しいのか、元のギリシャ語を調べてないので判らないが、ラテン語訳では capræ saltantes で、dancing goats に近い。

アリストテレスにオーロラの形の記述が多いのは、彼がアレキサンダーの招きに応じて何年かをアテネよりずっと北のマケドニアに滞在したことで無縁ではないらしい。なお、ゲマからやや遅れて 1652 年に、中国でもオーロラのスケッチが出版されている (Tai. N.-T., 1975, original source 広窺角または管窺紀要(Quankui Jiyao), ed. H. Ding; see Eather, 1980)。Fig.1-10 に見られる通りである。

ローマでのオーロラの記録も歴史家、ハリカルナサスのディオニシウス (Dionysius, Augustus時代に活躍、出生没年不明) やリヴィウス (Livius, 59B.C.–17A.D.) の歴史書によればBC 460–450年
代に遡ることができる (see
de Mairan, 1754; Stothers,
1979)。プリニウス (Plin-
ius Secundus, 25–79) の
博物史 (Historia Naturalis)
第二巻には、「燃えるたい
まつ」「ランプ」「燃える
槍」「梁」「淵」など、ギ
リシャにおけるオーロラ
の表現を含むさまざまな
オーロラの記述がある。

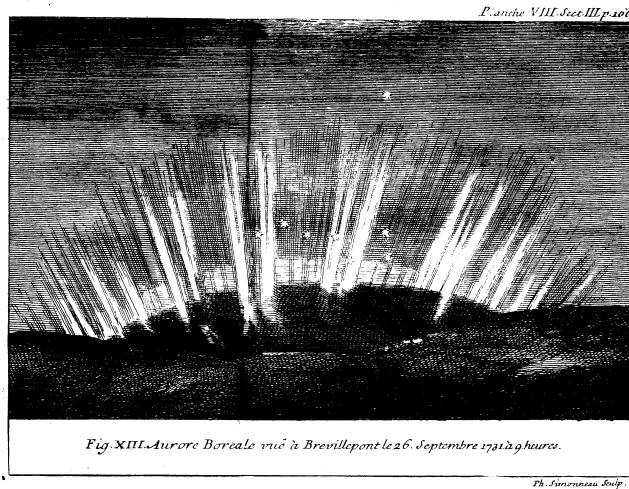


Fig.1-8 ド・メランのオーロラのスケッチ。1731年
9月26日午後9時。ブルヴィユボンにて。

セネカ (Seneca, 5

BC–65 AD) は、その著書 *Naturales Quaestiones* の中でさまざまな「天の火」を列挙し、「一つは洞窟の入り口のような丸い穴、他の一つは、あるいはひとところに留まったり、あるいはあちこち動き回ったりする、火で充たされた大樽」などと記している。「淵」は「開きかけの天の割れ目で、炎を吹き出すように見える」などというものもある。「色は鮮明な赤、消え行く淡い炎の色、きらめく白、黄色」などと記している。

ローマのように比較的緯度の低い地域で、大きなオーロラ活動の際に現れる深紅のオーロラは、古くから火事と間違えられてきたようで、セネカの著書によれば、AD37年にローマで見られたオーロラの折には、皇帝チベリウスはオスチアの町が燃えていると思って兵士に救援を命じたという。

「火事だと思って、歩兵隊は、急遽、オスチアの植民地へ救援に向かった。
その夜は、殆ど一晩中、空が、濃い煙のような淡い光で照らされていた。」

オスチアはローマの南西に位置するので、やや奇妙な感じもするが、大きな磁気嵐だったのであろう。第4章で述べる地磁気の永年変化のために、その時代に極光帯がヨーロッパ側に傾いて、イタリアあたりでも今よりよくオーロラが見えたのかもしれない。ずっと新しく、1839年9月15日にはロンドンから北の空に赤い光が見え、次第に天頂指して広がって、午後10時ころには全天が深紅の色に染まって大火事の空の色になっ

たので、数千の人達が火元と思われる方に走って行った。また、ロンドン中のほとんどすべての消防車に馬が付けられ派遣されたと言う記録が残っている。火事は、緯度の低い地域に現れるオーロラの赤い光が一般的に与える印象なのであろう。ついでながら、セネカの時代のことはよく判らないが、第4章で触れるように、1839年頃にはロンドンでは今よりかなりオーロラが見え易かったであろうことが推定できる。

四世紀の歴史家、ユリウス・オブセクェンス (Julius Obsequens) が歴史上の天変地異を集めた著書 *Prodigiis* (予言、または奇跡; 復刻版、1552) には、ローマ建国 (753 B.C.) のロムルス (Romulus) の時代まで遡ってオーロラと思われる光の記述、「燃える空」「昼のように明るい夜」「東から西に連なるたいまつ」などの記述があつて、歴史上のオーロラとしてしばしば引用されるが、ド・メランによれば、これにはリヴィウスの歴史書が下書きになっているようである。後、1557年には、リコステヌ (Lycosthènes, 1518–1561) がオブセクェンスの *Prodigiis* を補完し、それ以後の天変地異を書き加えてまとめた著書 *Prodigiorum ac Ostentorum Chronicon* (Lycosthènes, 1557) を出版しているが、この中にもたくさんのオーロラの記述があり、それらは更に、1739年にまとめられたフロベシウス (Frobesius, 1701–1756) のオーロラカタログ (Frobesius, 1739) に採用されている。



Fig.1-9 1570年1月12日にボヘミヤで見られたオーロラの版画。

ローマの衰亡以後、ヨーロッパでは、客観的なオーロラの記述が少なくなったようだが、ド・メラン (de Mairan, 1754) によれば、6世紀に聖グレゴワ (Grégoire de Tours,

538–594) が著したフランスの歴史には585年に現れたオーロラの様子が、この時代としては珍しく客観的に記されているとのことである。これ以後約1000年の間、ヨーロッパではオーロラについてのギリシャ・ローマ風の客観的記述が少なくなり、オーロラの記述は不吉を予告する「神のお告げ」という色彩を色濃く帯びることになる。ガリレイに至ってなお、「彗星についての講話」を弟子の名で発表せざるを得なかったそういう時代である。

Fig.1-9は1570年1月12日にボヘミヤのクッテンベルグで見られたオーロラで、Manger (1570) によれば、この説明は下に記すように典型的な中世ヨーロッパのそれである。

「1570年、1月12日。……黒い雲の上には明るい光の筋が見えて、硫黄のように燃え、舟の形をしていた。そこにはたくさんの蠟燭のような灯りが灯っていて、それらに混じって大きな柱が二本、一本は北に、一本は東の方に、立っていた。町はその光に照らされて燃え上がっているように見え、火は、上の雲から血が滴るように降りそそいだ。この神の奇跡のしるしを人々に知らせるべく、塔の上の見張りは急を報せる鐘を鳴らした。人々はその光景を見て恐れ、こんな身の毛のよだつような眺めは、未だかつて見たことも聞いたこともないと言った。……だから、敬虔なキリスト教徒は、このような光景を見ると凶事の前兆ではないかと恐れ、罪の赦しをこい、恩寵を受け、平穩に魂の来世と救いを待つことができるよう、一生懸命神に祈るのである。アーメン。」

また、

「1587年、12月12日。全能の神は奇跡を現し給うた。夕方、空は火と血で染められた。なぜ神はわれらを恐れさせ給うのか。われらを破滅より救い給え。」

というのも全く同じである。

1.5 古代中国でのオーロラの記録

古代中国では頻繁に王朝の交替がおこり、新しい王朝が起こるたびに王様は王朝の永続を願って占星術に凝った。星占いのために天文台をつくり、専門の観測員が毎晩空を眺めていた。オーロラは顕著な光だから、流星雨などとともに観測員の目を引いたことは間違いない。記録に星と書かれているものは全てが現在の星ではなく、夜空で光っているもの、彗星やオーロラを含めてすべて星と呼んだようである。その最も古い記述

はBC 2600年頃まで遡ることができるという (Wang and Siscoe, 1995; see also Eather, 1980)。2200B.C. 頃に夏の禹王または伯益によって書かれたと言われている古書「山海経」(San-Hai Jing) には、北方の鐘山の神で身長1000里程で、赤く輝く燭陰(Zu-In)の記事があって、オーロラの記述と考えられている(燭陰、人面蛇身赤色身長千里鐘山之神也)。燭陰とは北の灯り(あるいは明るい北の山陰)の意味で、northern light に対応する語である。燭陰は、また、燭龍(Zu-Long、炎の竜、candle dragon)とも呼ばれたようで、この方が蛇身赤色身長千里の記述にはよく対応している。

中国古代文学専攻の金沢大学の故慶松教授は、以下に述べるように、古代中国の文献、五経や五行志、天文志などの中にたくさんのオーロラの記述を見つけている(Keimatsu, 1965-1976)。慶松教授のまとめたオーロラのカatalogで最も古いオーロラの記述は687B.C. のもので、中国の古書、春秋に記されたユリウス暦687年B.C. 4月の記録、「莊公七年四月辛卯、夜、恒星不見。夜中星隕如雨(星隕つこと雨の如し)」がそれだと言われる。慶松教授は、他の記述と比較検討の上、この星隕がオーロラの可能性が高いと指摘しておられるが、この記述だけでは流星の可能性もない訳ではない。また、流れ星にせよオーロラにせよ、空が曇っていたように見える「恒星不見」とは矛盾するようにも見える。

通鑑外記巻10に記された423年B.C.の記録「威烈王三年、冬十一月。晉有火下于北方。有声如鼓。」は「晉の国(山西省)の北方に天から火が落ちて来た。」というので、前出の「燭陰」と共通の見方であって、強くオーロラを示唆する。しかし、「有声如鼓」となると、遠い雷のようにも見える。漢書巻26天文志では、漢の高祖元年(207B.C.)の暮の、「項羽、救鉅鹿(鉅鹿の軍を救う)。枉矢西流。枉矢滅亡象(滅亡の象なり)。物莫直於矢、今蛇行不能直。」が挙げられている。「枉矢」は曲がりくねったオーロラバンドを示す適切な語のように思われる。同じ天文志には、

「成帝建始元年(32年B.C.)、九月戊子(9月28日)(ユリウス歴10月24日)。有流星(流星あり)出文昌(文昌よりいず)。色白、光燭地(地を燭らす)。長可四丈(四丈ばかり)、大(いさ)一围、動揺如龍蛇行(動揺し、龍の如く蛇行す)。有頃(頃ありて)長可五六丈(ばかり)、大(いさ)四围所(ばかり)、柑折委曲(し)貫紫宮(紫宮を貫く)。西(して)在斗西北子亥間(斗の西北、子亥の間に在り)。後柑(りて)如環(環の如く)、北方不合(合わず)。留一刻所(とどまること一刻ばかりなり)。」

などの記述がある。文昌、紫宮は中国の星座で、文昌は大熊座の頭の方の星座、また、紫宮は北極星、大熊座、小熊座、カシオペア、ケフェウス、ドラゴンなどを含む、北方の

大きな星座である。従って、「紫宮を貫く」のは北の空に延びているさまで、文昌のあたり、すなわち東北東の空から現れて、反対側の端は西に延び、北斗の西北、北北西の地平に達していること、また、ループ状になって、北の方が開いていることなどがよく判る。「竜の如く蛇行す」は、前述の赤く輝く炎の竜と同じく曲がりくねった光の記述であるが、バンド状オーロラの表現としてはまことに適切、かつ、写实的である。文中の「光地を燭(て)らす」については筆者も実感がある。1959年に筆者がはじめて昭和基地で越冬した年はオーロラ活動が何十年に一度と言われるほど活発な年で、Fig.2-1 に示した深紅のオーロラの他、その光で新聞が読めるほどの明るいオーロラが現れたことがあったからである。

Fig.1-10 のオーロラのスケッチでもわかるように、古代中国での夜空の光の記述は、アリストテレスの記述と同じく、あたかもオーロラの分類のようである。「天缺(天の割れ目)」「炎に似た星」「天狗」「枉がった矢」「曲がりくねった旗」などと記されている。同じく漢書、天文志には「天狗。形は大流星(彗星)の如し。これを望むに、火光、炎々として天を衝くが如し。その下丸く、……上鋭きものは則ち黄色。千里、軍を破り、将を殺す。」などと記されて、占文を伴っているものが多い。占いのオーロラは、いずれも、凶作、飢饉、戦乱と亡国、王の死などさまざまな不吉の前兆とされている。これは、もともと古代中国の国立天文台が国や王朝の運命を占う星占いのために作られたものであるからむしろ当然と言うべきであろう。不吉の前兆という点では、中世ヨーロッパでオーロラを不吉の前兆とした見方と共通である。



Fig.1-10 中国の古文書に描かれたオーロラのスケッチ。

前出の中国古文書「山海経」によれば、天狗とはもともと狗(山犬)あるいは怪獣で、その形が似ているところから夜空の光のあるものが天狗と呼ばれるようになった(Fig.1-10 中央下)もののようである。日本で言われる天狗とは全く違う。この「天狗」とアリスト

テレスが *Meteorelogica* のなかでオーロラの記述に使っている「Caprae(jumping goats)」とはともに四足獣という共通点はあるが、Fig.1-10 中央下に示された「天狗」と Fig.1-7 右上の「Caprae」とは必ずしもよく似ているとは言えない。実際のオーロラに則して言うなら「Caprae」はコロナ型オーロラのあるもの、あるいはアークに沿って走り回る ray bundle 構造を指すように見えるが、対応する「天狗」がどのようなオーロラを表現したものか、このスケッチと山海経の記述からだけではよく判らない。なお、ついでに言えば、日本の天狗は、中国の怪獣(山犬)が日本に伝えられた後、修験道の山伏と結びついて、顔の赤い、鼻の高い天狗となったもので、中国の天狗とは全く違う日本独自のものである。

また、下が丸く、あるいは平らで、上がぎざぎざに尖った形は極めて一般的で、これは Fig.1-7 のゲマの図(Arx, “城塞”と記されたもの)でも Fig.1-10 の中国の図(左上、中央上の二つ、及び右の中)でも共通である。これは第3章に見られるように、カーテン型オーロラを、東西方向に低い高度角で見た時の一般的な形であって、頻繁に見られるものであるから記述も多かったと考えられる。なお、「天缺」と chasma とはともに天の割れ目で、基本的に共通のアイデアである。「天缺西北龍衝火精」などと書かれているのを見ると、その形もまたゲマの描いた Chasma によく似た形ではないかと思われる。

古代中国の五行志、天文志などにおけるオーロラの記述の具体例については Keima-tsu (1965, 1970, 1971, 1972, 1973, 1975 and 1976) を参照のこと。

1.6 日本におけるオーロラの記録

日本の古文書にもオーロラと思われる夜空の光の記録が残っている。例えば、日本書紀、巻22には、大和で見られた「推古天皇二十八年(ユリウス暦620年)十二月庚寅朔(12月30日)。天有赤気(天に赤気あり)。長一丈餘。形似雉(雉)尾(雉の(雉)尾に似る)。」という、低緯度に特有の赤いオーロラの記録が残っている。大和から、おそらくは北の地平線近くに、雉の尾のように横になびく赤い光の筋が見えたことを示している。

ここには、「雉の尾」であるのか「雉の尾」であるのか問題が残るようである。岩波版の日本書紀では明らかに「雉の尾」と記されているが、神田茂編日本天文資料(1935)および東京天文台の故広瀬秀雄教授の著書「日本人の天文観(1972)」p.48 ではわざわざルビをふって「雉(ウス)尾」と記されている。後者では岩波版の日本書紀を参考文献に挙げているのに、岩波版と違ってなぜ「雉の尾」とされたのか、日本天文資料ともども何か理由があつてのことに違いないが、その理由はわからない。ただこの表現はやや疑問

である。なぜなら、「碓の尾」とは石臼の取っ手を指す言葉であろうと思われるが、もしそうなら「碓の手」と呼ぶべきもので「碓の尾」ははなはだ理解しがたい。この点、「雉の尾」ならばずっと理解し易い。

同じく日本書紀、巻29には、「天武天皇十一年八月壬申(11日)(ユリウス暦 682年 9月18日)、有物(ものありて)形如瀧頂幡而火色(形は瀧頂の幡の如くして火の色なり)。浮空流北(空に浮かび、北に流る)。各国皆見。或曰、入越海(ある人曰く、越の海に入ると)。是日白氣起於東山。其(の)大(いさ)四圀。」などと写実的かつ即物的に記されている。「瀧頂の幡の如し」という記述は、瀧頂の儀式に使う長い幡(のぼり)が、風に翻ってはためくさまを示している。これは、中国での表現による「竜の如く蛇行する」光と共通の形であって強くオーロラを示唆する。「越の海に入る」は、北の水平線に没した、あるいは、その一端が北の水平線に没している、という意味であろう。しかし、その後ろに続く「この日、白氣、東山に起こる。大いさ四圀。」と言うのはよく判らない。前者とは関係なく、日が上がったとき、東山にハロでも見えたというのであろうか。

面白いのは文徳実録巻10に記されたユリウス暦858年7月16日の記録で、「天安二年、六月壬辰。雷雨。此夜、左近衛大宅年磨呂於北野見之。当稻荷神社空中、有兩鶏相鬪。其色似赤。相鬪之間毛羽散落。地雖相隔見似眼前。良久而止。此語類妖妄而記恠也。」というもので、その意味は「この夜、左近衛(皇宮守護隊長?)の大宅年磨呂が北野から見たところ、稻荷神社の上の空で、二羽の赤っぽい鶏が鬪って、赤い羽毛が散らばり落ちるのが見えた。北野から稻荷までは遠いのに、目の前でのように見え、しばらくして終わった。作り話と思われる恐れもあるが、あまり不思議なことなので、あえて記しておくことにした。」である。

北野周辺の稻荷神社といえ、もし858年以降、あまり変わっていないとすれば、二条城南の武信稻荷かと思われる。だとすれば、稻荷社は北野の南南東約2.5 kmにあって、当時の磁気子午線に近い筈である。オーロラに、二羽の鶏と呼べる程に、はっきりした輪郭の細かい構造まで見られるのは、磁気天頂近傍に限られる。これと北野から南側の稻荷社の上に見えたという記述は矛盾しない。「二羽の赤い鶏」は、仰角四十数度の磁気天頂付近に見られた可能性が高い。という訳で「二羽の赤い鶏」の記述は、磁気天頂との関連を含めて、ゲマが描いた「二匹のjumping goats」と共通のように思われる。また、「羽毛が散らばり落ちた」というのは、前述、ボヘミヤでの記述の「血が滴るように降り注いだ」と同様の表現である。

京都の磁気緯度は現在は25度ほどだから、現在は京都から南側の空にオーロラが

見られる可能性は全くない。しかし、第4章で議論するように、1100年ほど前には日本の磁気緯度は今より10数度緯度が高かった可能性があるので、大きな磁気嵐の際には、この記述のように、南側の空にオーロラが現れたことがあったかも知れない。



Fig.1-11 北海道、稚内から北の空に見られたオーロラ
(1989年10月21日午後8時50分LT頃、情報通信研究機構提供)。

Fig.1-11は、
1989年10月21日
11:50 UT(日本時間
午後8時50分)頃、
稚内から北の空に
現れた深紅のオー
ロラである。ただ
し、この写真の方
角では、赤気はた
だのぼんやりした
赤気であって、赤
い二羽の鶏は見ら
れない。鶏やjump-
ing goatが見られ

るのは、オーロラが南側に出て、磁気天頂に近い方向にオーロラが見える場合に限られる。日本でのオーロラの記録はそう多くはないが、最近の観測によれば従来考えられて来たほど少なくはなく、北海道北端では、ごく暗い、目にはよく見えないが光電測光器にはかかる程のものまで含めれば年に数回は現れているようである。日本での古資料におけるオーロラの記述については、慶松(1973)、および、神田茂編、日本天文資料(Kanda, 1935)を参照されたい。

1.7 伝説のオーロラ

オーロラは多くの言伝えや神話、伝説に深く関係している。スカンジナビアの国々では老女の死後のダンスという言伝えが多いが、他にもスコットランド、スウェーデンや北アメリカのインディアンの間では天空でのダンスという見方が多いようである。オーロラは顕著な夜空の現象であるため、死後の霊界に関連した現象だと考える見方も多い。

グリーンランドやカナダ、ハドソン湾周辺のイヌイットの間では、オーロラは現世

天上の戦いというも多い。エストニアでは神々の戦い、スウェーデンやフィンランドでは天使と悪魔の戦い、などと言われていた。オーロラが何か悪いことの前兆とする考えも多く、ノルウェーおよびアラスカ南東部のインディアンの間では戦争を予告するもの、ノルウェー西部その他の地方では大火事を予告するもの、また、中世ヨーロッパの広範囲の国々や古代中国で王の死や大火事、戦乱などの大災害を予告するものと考えられていた。

Jumping goats: Meteorologica; Aristotle
Old maids (women) dancing after their death: Norway, Finland
making fire : Kangasniemi, Finland
Merry dancer fighting for the favour of a beautiful lady: Scotland
Gods dancing across the firmament: North American Indians
Dance as Polka: Sweden
Contact with the realm of the dead: Inuit in Greenland and Hudson Bay
Conjure up ghosts and spirits by whistling: Fox Indians
Bonfire reflected from the sky: North American Indians, Maoris Polynesian Isles
Throng of swans caught in the ice: Denmark
Fox fires with glittering fur: Finland
Grab children's head for use in ball games: Alaskan Inuit
Rays chop off the heads: Eastern Norway
Deads playing ball with walrus teeth: Greenland Inuit
Spirits play ball with stillborn children: Inuit in the Easternmost Greenland
Scorch off hair: Faroe Island, Sweden
Kill children: Lapps in Sweden, Norway and Finland
Spirits of warriors who died in battle: Tlingit Indians
Home of those who suffered a violent death: Chuchues
Fight between heavenly beings: Estonia
Souls of some who are killed by the use of iron: Russian Lapps, Skolte Lapps
Bloodyse; blood light: in some dialects in Nordic countries
Message from the Creator and benefactor: Ottawa Indian
The sky gives birth: Siberian Cuvash
Archangel Michael was fighting the evil spirit: Finland
Fight between a god and an evil: Sweden
God is angry with flames: Sweden
One would die and go to the glittering world: Indians in the northern Canada
God of good will waving a greeting of good wishes: Indians northern Canada

Predict a war when it comes south of a certain point: Lista, Norway
 Predict approaching war: Tlingit Indians in the southeastern Alaska
 Foretell a destructive fire: Bergen, Norway
 Misinterpretation to a “fire”: Rome, AD 37: London, AD 1839
 Foretell murder, conflagrations and other horrid disasters: medieval Europe

Table 1-1 世界各地のオーロラにまつわる伝説。



Fig.1-12 ハンガリーのプレスブルグで1681年2月10日の夕刻に見られたオーロラの版画。

Fig.1-12は1681年2月10日の夕刻に、ハンガリーのプレスブルグで見られたオーロラの版画で、ガリレイやガサンディよりだいぶ新しいのに、まだ中世の神秘の色彩を色濃く残している。また、Table 1-1のリストは世界各地のオーロラにまつわる伝説で、“The Northern Lights” by Brekke and Egeland (1983) から抜粋したものであるが、これも、世界中でオーロラが凶事の前兆と考えられることが多かったことを示している。

ペトリの著書“Keoeit – Story of Aurora Borealis” (Petrie, 1963) には、歴史上のオーロラがやさしくまとめられている。なお、この序論で述べたヨーロッパでのオーロラの記述は、多くの部分をド・メランの *Traité Physique et Historique de l'Aurore Boréal* の再版 (de Mairan, 1754) やフリッツのオーロラカタログ (Fritz, 1873) によっている。近年出版された数々のオーロラの書籍や論文の、歴史的叙述の部分を読んでも、これらの書籍も、また、かなりの部分をド・メランやフリッツに負っているように見受けられる。ド・メランの *Traité* などは、全訳してみるのもなかなか面白いのではないかとい

う気がする。また、古代中国、および、日本でのオーロラの記録については、慶松教授の論文(Keimatsu, 1965–1976)によるところが大きい。

REFERENCES

- Anaxagoras, as in Eather.
 Anaximenes, as in Eather.
 Aristotle, *Meteorologica*, ~345 BC.
 Bouillaud, Ismail, as in *Traité* by de Mairan.
 Brahe, T., *Meteorologiske Journal*, ~1600.
 Brekke, A., and A. Egeland, *The Northern Light—from mythology to space research*, Springer-Verlag, 1983.
 Celsius, A., *CCCXVI Observationes de Lumine Boreali, ab a. MDCCXVI at a. MDC-CXXXII par time ab aliis in Svecia habitas*, Norinbergæ, 1733.
 de Mairan, J. J. d’Ortous, *Traité Physique et Historique de L’Aurole Boréale, Suite des Mémoires de l’Académie Royale des Sciences, Année 1731*, (1st Ed. 1733) 2nd Ed., Paris, 1754.
 Ding, H., ed. 広窺角または管窺紀要 (*Quankui Jiyao*), 1652.
 Dionysius of Halicarnassus, *Roman Antiquities*, ~ 20 B.C.
 Eather, R. H., *Majestic Lights—the aurora in science, history and the arts*, Am. Geophys. Union, Washington DC, 1980.
 Fritz, H., *Verzeichniss Beobachteter Polarlichter*, Gerolds, Wien, Vienna, 1873.
 Frobesius, J. N., *Modern and Ancient Spectacular Appearances of Aurora Borealis with a Philosophical Analysis of the Remarkable Phenomenon*, Weygandum, Helmstadt, 1739.
 Galilei, G., *Discorso delle Comete*, Firenze, 1619; National ed. 1929–1939.
 Galilei, G., *Il Saggiatore*, Firenze, 1624; National ed. 1929–1939.
 Gassendi, P., *Animadversiones in Dicimvm Librum Diogenis Laertji, qui est de vita, moribus, placitisque Epicuri*, 1649.
 Gassendi, P., *Syntagmatis Philosophici*, 1646 in *Opera Omnia*, Montmort, Lyons, 1658.
 Gemma, C., *De Naturae Divinis Characterismis*, Antwerp, Christophe Plantin, 1575.
 Grégoire de Tours(Georgius Florentius Gregorius), *Historia Fraconrum(l’Histoire des Franks)*, 575–591.
 Guiducci, M. (Galilei, G.), *Discorso delle Comete*, 1619.
 Halley, E., An account of the late surprising appearance of the lights seen in the air, on the sixth of March last; with an attempt to explain the principal phenomena thereof, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **29**, 406–428, 1716.
 Hippocrates, as in Eather.
 Hirose, H. (広瀬秀雄), 日本人の天文観, NHK ブックス, 1972.

- Kanda, S., ed.(神田 茂編) 日本天文資料 [*Nihon Tenmon Shiryo*](Astronomical Archives in Japan), 1935.
- Keimatsu, M., Documentary catalog of northern lights observed in China, Korea and Japan from 7 B. C. to 10 A. D., College of Liberal Arts, Kanazawa Univ., Kanazawa, Japan, 1965. A chronology of aurorae and sunspots observed in China, Korea and Japan, Part 1, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **7**, 1970. Part 2, A. D. 1–3 Century, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **8**, 1971. Part 3, 4–5 Century, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **9**, 1972. Part 4, 6–8 Century, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **10**, 1973. Part 5, A. D. 801–1000, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **11**, 1974. Part 6, A. D. 1001–1130, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **12**, 1975. A brief summary of records from B. C. 687 to A. D. 1600, *Ann. Sci.*, **13**, 1976.
- Livius, Titius, as in the *Traité de Mairan*.
- Lycosthènes, C., *Prodigiorum ac Ostentorum Chronicon*, H. Petri, Basileæ, 1557.
- Magnus, Olaus, *Historia de Gentibus Septentrionalibus*, Roma, 1550.
- Manger, M., *Description of Aurora Seen in Bohemia*, Augsburg, 1570.
- Obsequens, Julius, *Prodigiorum Liber in Plinius Cæcilius Secundus*, Venetiis ed., 1518; *Prodigiis*, Bâle ed., 1552.
- Petrie, W., *Keoeit – Story of Aurora Borealis*, Pergamon, New York, 1963.
- Peyrère (La), *Voyages au Nord*, Tom I(Relation de l’Island), 1644 and 1646.
- Plinius, *Historia Naturalis*, Book 2, ~ 77 A.D.
- Savage, C., *AURORA—the mysterious northern lights*, Greystone Books, Vancouver, 1994.
- Seneca, *Naturales Quæstiones*, ~60.
- Siscoe, G. L., A historical footnote on the origin of aurora borealis, *EOS Trans.*, AGU, **59**, 994, 1978.
- Stothers, R., Ancient Aurorae, *ISIS*, **70**(251), 85–95, 1979.
- Tai, N. -T., Ancient records of aurora in China and their contribution to science, (科学通報) *Kexue Tongbao*, **20**, 457, 1975; original source *Quankui Jiyao*, ed. by H. Ding, 1652.
- Torfæus, T., *Det Gamle Grønland*, Copenhagen, 1706.
- Wang P. -K. and G. L. Siscoe, Some early descriptions of aurorae in China, *Ann. Geophys.*, **13**, 517–521, 1995.
- Ezekiel*.
- Theogony*, Hesiodus.
- Icelandic Chronicle* compiled by Snorro Sturlæsonius, ~1215.
- 山海經 (San-Hai Jing, On the Mountains and Seas), by 禹王または伯益, ~2200B.C.
- 春秋, 孔子?, ~490BC.
- 通鑑外記, 劉恕, ~1070.
- 五行志 (Records of Royal Astronomical Observatory of China).

天文志 (Records of Royal Astronomical Observatory of China).

日本書紀 (*Nihon Shoki*; The History of Japan) compiled by Yasumaro Ohno and others,
720–725.

文徳実録, 藤原基経, 都良香, 菅原是善, 879.

Chapter 2

オーロラ研究の Aurora(夜明け)

ヨーロッパにおけるオーロラの科学的な記述は、他の科学諸分野と同様、通常、アリストテレス (Aristotle, 384-322 BC) に始まるとされる。アリストテレス (Aristotle) の著書の「Meteorologica」には確かに詳細に互ってのオーロラの形や色の記述が見られる。しかし、もし、客観的写実的な記述をもって科学的記述とするなら、古代中国の国立天文台の公式記録である天文志や五行志に記されたオーロラや太陽黒点の天体記録は、アリストテレスのそれに勝るとも劣らぬ科学的記述である。ちなみに五行志の五行とは、古代中国で考えられた天地の元素、木、火、土、金、水のこと、互いに関係があるのかどうか、アリストテレスの考えた4元素、土、水、気、火とよく似ているのも面白い。

687B.C. のオーロラの記述が始まる、Keimatsu(1965-1976) のまとめた古代中国におけるオーロラのカatalogも、ギリシャでのそれと同じく、その形によって、天缺(天の割れ目)、枉矢(曲がった矢)、あるいは天狗(山犬)などと記されている。基本的には夜空に光っているもの、という意味で、星、あるいは流星と呼ばれることが多かったようである。星とか流星と言っても、現在、われわれが星とか流れ星と呼ぶものよりずっと広い意味で使われていたことに注意を要する。

ギリシャ時代に記されたオーロラは、その形から「割れ目 (chasma)」、「墓穴」、「落とし穴」、「藁株の燃える大火」、「燃える薪」、「燃える梁」、「踊る山羊」などと呼ばれていた。この夜空の光を説明するのに、アナキシメネス (Anaximenes) は、世界のすべては同一の物質、すなわち空気から成り立ち、もっとも重く固まった部分が地面となり、次いでその上にやや軽い水があり、軽い空気はずっと上に立ち上り、一番軽い火はもっとも高いところで燃える、それが極光だと考えていた。これとは全く違った方向でヒポクラテス (Hippocrates) は、西に沈んだ太陽が夜の間に北を回って東に行くあいだ、北の地

平線の下にある太陽から来る薄明光(crepuscule)の反映が極光として現れるのだと考えた(see Stothers, 1979)。既に述べたように、アリストテレスは、4元素が、土、水、気、火であるとし、最も高いところで燃える火が極光だと考えていた。

ローマでのオーロラの記述は、ほぼギリシャでのそれを踏襲している。というのは、当時のオーロラの記録としては、マケドニア時代のアリストテレスの観察が群を抜いていたことを示すもので、緯度の低いローマではこれほどの観察ができなかったということでもあろう。セネカ(Seneca)はアリストテレスの極光の分類を行い、また、ローマで見られた赤いオーロラの記録を残し、その原因として、強い風などで熱せられて、空の高い所で、最も軽い乾いた蒸気が燃えて光るものと考えていたようである。

2.1 科学の萌芽、客観的記述

ローマ以後、いわゆる中世の時代には極光の出現は、殆どが不吉の前兆あるいは神のお告げと考えられるようになったが、その中では例外的に写実的な記録が、6世紀ころ、フランスの聖グレゴワ(Grégoire de Tour, 538–594)が著した *Historia Fraconrum*(l'Histoire des Francs)に見られる。彼は585A.D.にフランスで見られた極光について、

「二晩続けて、空に、よく見られるように、北の方から立ち上がる、幾筋かの光の筋が見えた。空の一部にひどく明るい部分が現れ、走り回るように見えた。……天頂には明るい光のかたまりがあつて、そこに、すべての光の筋が収束していた。それは、テントの形で、側面の根元に向かって幅が広がり、高い所ほど狭くなって先端の一点に収束し、しばしば、先の尖ったフードの形になった。」

と、きわめて的確に、一点に収束するオーロラのコロナ状構造を書き記している。この記述は前章の古代中国でのオーロラのスケッチ(Fig.1-10)の左下(天狗の左側)に描かれたフードのような形と共通している。

リンク(Link, 1967)によれば、ほんとうに信頼するに足るオーロラの観察記録が現れ始めるのは、1000 A.D. 台の終わりごろ、1097 A.D. のオーロラかららしい。EdesseのMathieuの記録による1097年に中東で見られたオーロラから、12世紀の終わりに至るイギリスでの記録まで、約100年の間に十数個の観察記録が残されていると言う。

13世紀には、アイスランドとノルウェーに、ほぼ同じ時代に書かれた *chronicle* が残っている。中世ヨーロッパではオーロラの記述はほとんどが宗教的なもの、神のお告げ、といった色彩が強いが、南ヨーロッパ諸国と違って北の国々ではオーロラは日常見慣れた

光であったこともあって、これらの chronicle のオーロラの記述は客観的、科学的である。序論でも述べたように、当時のアイスランドの最高裁判官であった Snorro Sturlæsonius の編纂になる Icelandic chronicle(～1215)には北極地方で見られるさまざまな光現象について書かれた部分があり、そのあるものは現れる時期、形や変化の速さから見て極光と考えられる。極光以外にも、春から夏にかけて見られる光として、ハロや幻日と思われる光の記述もある。夏の時期に見られる光には、他に、北の地平線の下の方の太陽の薄明の光のことも書かれている。前章で指摘したように、この本がその後に書かれた多くの本のオーロラに関する記述の種本になっているらしい。

また、1250年頃にノルウェー中部、トロニアム(Trondheim)の北に住んでいた住人によって書かれた、筆者不明の、「Kongespeilet(The King's Mirror)」と名付けられた chronicleには、親子(王と王子?)の対話の形式で、オーロラの現れ方がまことに写実的に述べられ、その上、オーロラの原因と思われる物理機構が三つ、科学的に記述されている。これは、この時代の文書としては特筆すべきものであるから、以下、Brekke and Egeland(1983)によって記しておこう。

The King's Mirror は、現在のアイスランド語に近い、古い形のノルウェー語で記された手書きの本で、オスロ大学図書館に保存されている。関連する部分のコピーは Fig.2-1-a, -bに示す通りで、関連部分は、-a の左 column の6行目から始まっている。内容の概要は以下に記す通りである。

「お前がたびたび何の光だろうかと尋ねた光、グリーンランドの人々が北の光と呼ぶその光については、私ははっきり知っている訳ではない。グリーンランドに永く住んでいた人々にも何度も会ったが、彼らもその光が何なのか、はっきり知っているようには見えなかった。……しかし、これらの北の光には特別な性質があって、夜が暗ければ暗いほどより明るく見え、夜にだけ現れて昼には全く現れない――最も暗い夜には最も頻繁に現れ、月夜にはめったに現れない。その光は、見かけは、遠くからだと巨大な炎のようである。また、この炎から鋭く尖ったいくつもの先端が、空にいろいろな高さに絶えず伸び上がり、ある時はそれが、またある時はこれが、天頂に向けて突進するように見える。また、本当の火が燃え立つように見えることもある。天頂近傍に極めて明るい光の筋が現れる時には、たくさんの光を発するので、戸外で容易に道を探すこともできるし、必要なら狩りに出かけることもできる。窓のある部屋の中なら、その光でお互いの顔を見分けることもできる。その光はひどく変化し易い。時には、その光は、黒い煙か濃い霧がかかったようにほの暗くなり、濃い煙で光が消えてしまうように見えることもある。しかし、煙が薄くなるやいなや光はまた明るくなる。ときどき、炉から取り出したばかりの白熱した鉄からほとばしるように、火花が飛び散ると思われ

外の海を取り巻く火から、光が輝き出てくるのを見ることができると考えられる。他の人々はこう提案する。すなわち、太陽が地平線の下にある夜の時間、時折、その微光が空に漏れ上がってくる可能性があるという。彼らは、グリーンランドは地の最外の果てにあるので、そこでは、太陽の光を遮断する地面の曲面がそれほど厚くないからだ、と主張する。

hwæt þar yafða noceowes þæt eða fogaðol
 ſkun ſem i adæm londū eða er þar ſamman
 ill yafæcca ocfittre þæt ſya mæll gnower
 ſla ocfroſte ocfyð eac þæt þæt ſyðe þæt mæc
 þæt ſya ſpurnig ocfæt ſem eac hæp þæt
 mæc ſpurne i ocfælle roðu ocfæt ſem eac
 læſungar calla moðlaſt ocfyðe eac ſem
 þæt loyſe þæt ſya ſpurnaga þæt mæc ocfæt
 þæt hwæt þæt æcle i hwætū lœc he mæc
 ecfæt lœd lœc hwæt þæt lœc. A æt ſem
 ri utan yafða he mæc ſem eða lœc
 þæt noceow iſ i lœc. lœc ſem annor
 ſem lœd mæc þæt ac þæt lœc ac þæt
 apæc yð annor mæc lœd fæt eac
 ælla lœc ſem mæc þæt ſpurnaga
 þæt ma eac þæt æt ſem lœc gora eac
 full þæt þæt ac þæt æt ſem lœc
 er kamac þæt lœc lœc lœc he mæc
 eða ſem yafða eða mæc lœc lœc ſem
 ſem lœc eða lœc lœc eða þæt lœc
 ſem þæt ero i lœc ocfæt eac lœc noceow
 þæt ſem er þæt lœc lœc lœc ocfæt
 lœc þæt lœc eac þæt nu her lœc lœc
 gora. en þæt ma eac lœc lœc þæt lœc
 geow mæc ero þæt ſem lœc lœc lœc
 lœc æt hœg lœc. En þæt mæc ſem
 lœc lœc lœc lœc ſem lœc lœc yafða
 æt eac yafða yafða eða apæc lœc
 mæc þæt lœc lœc mæc ac i lœc ero
 þæt mæc lœc lœc ſem lœc lœc lœc
 lœc ſem lœc lœc lœc lœc lœc
 lœc ſem lœc lœc lœc lœc lœc

hwæt þar yafða noceowes þæt eða fogaðol
 ſkun ſem i adæm londū eða er þar ſamman
 ill yafæcca ocfittre þæt ſya mæll gnower
 ſla ocfroſte ocfyð eac þæt þæt ſyðe þæt mæc
 þæt ſya ſpurnig ocfæt ſem eac hæp þæt
 mæc ſpurne i ocfælle roðu ocfæt ſem eac
 læſungar calla moðlaſt ocfyðe eac ſem
 þæt loyſe þæt ſya ſpurnaga þæt mæc ocfæt
 þæt hwæt þæt æcle i hwætū lœc he mæc
 ecfæt lœd lœc hwæt þæt lœc. A æt ſem
 ri utan yafða he mæc ſem eða lœc
 þæt noceow iſ i lœc. lœc ſem annor
 ſem lœd mæc þæt ac þæt lœc ac þæt
 apæc yð annor mæc lœd fæt eac
 ælla lœc ſem mæc þæt ſpurnaga
 þæt ma eac þæt æt ſem lœc gora eac
 full þæt þæt ac þæt æt ſem lœc
 er kamac þæt lœc lœc lœc he mæc
 eða ſem yafða eða mæc lœc lœc ſem
 ſem lœc eða lœc lœc eða þæt lœc
 ſem þæt ero i lœc ocfæt eac lœc noceow
 þæt ſem er þæt lœc lœc lœc ocfæt
 lœc þæt lœc eac þæt nu her lœc lœc
 gora. en þæt ma eac lœc lœc þæt lœc
 geow mæc ero þæt ſem lœc lœc lœc
 lœc æt hœg lœc. En þæt mæc ſem
 lœc lœc lœc lœc ſem lœc lœc yafða
 æt eac yafða yafða eða apæc lœc
 mæc þæt lœc lœc mæc ac i lœc ero
 þæt mæc lœc lœc ſem lœc lœc lœc
 lœc ſem lœc lœc lœc lœc lœc

hwæt þar yafða noceowes þæt eða fogaðol
 ſkun ſem i adæm londū eða er þar ſamman
 ill yafæcca ocfittre þæt ſya mæll gnower
 ſla ocfroſte ocfyð eac þæt þæt ſyðe þæt mæc
 þæt ſya ſpurnig ocfæt ſem eac hæp þæt
 mæc ſpurne i ocfælle roðu ocfæt ſem eac
 læſungar calla moðlaſt ocfyðe eac ſem
 þæt loyſe þæt ſya ſpurnaga þæt mæc ocfæt
 þæt hwæt þæt æcle i hwætū lœc he mæc
 ecfæt lœd lœc hwæt þæt lœc. A æt ſem
 ri utan yafða he mæc ſem eða lœc
 þæt noceow iſ i lœc. lœc ſem annor
 ſem lœd mæc þæt ac þæt lœc ac þæt
 apæc yð annor mæc lœd fæt eac
 ælla lœc ſem mæc þæt ſpurnaga
 þæt ma eac þæt æt ſem lœc gora eac
 full þæt þæt ac þæt æt ſem lœc
 er kamac þæt lœc lœc lœc he mæc
 eða ſem yafða eða mæc lœc lœc ſem
 ſem lœc eða lœc lœc eða þæt lœc
 ſem þæt ero i lœc ocfæt eac lœc noceow
 þæt ſem er þæt lœc lœc lœc ocfæt
 lœc þæt lœc eac þæt nu her lœc lœc
 gora. en þæt ma eac lœc lœc þæt lœc
 geow mæc ero þæt ſem lœc lœc lœc
 lœc æt hœg lœc. En þæt mæc ſem
 lœc lœc lœc lœc ſem lœc lœc yafða
 æt eac yafða yafða eða apæc lœc
 mæc þæt lœc lœc mæc ac i lœc ero
 þæt mæc lœc lœc ſem lœc lœc lœc
 lœc ſem lœc lœc lœc lœc lœc

Fig.2-1-b Kongespeilet (The King's Mirror)におけるオーロラの記述。
 Brekke and Egeland (1983) から。

しかし、また、他にこう思っている人達がいる(私には、これが尤もらしく思われる)。そこでは霜と氷河が極めて強力になって、氷河からこのよう

な炎を放出することが可能になる。この光について、今私が述べた三つの理論以上には、他の推測を私は知らない。最後に述べたのが私には尤もらしく思われるが、どれが正しいか、私には決めかねる。」

ここに記された「燃え上がる炎のような形」というのはよく見られる形で、ゲマの描いた絵や古代中国でのオーロラのスケッチにしばしば登場する。その訳は、第3章で、例を用いて示すことにする。

なお、この本の著者はノルウェー中部、北トロニウム(Trondheim)あたりの住人であるが、オーロラを見たことがないらしく、場所としては、ノルウェーのことは一切触れることなく、グリーンランドのことしか書いていない。従って、実際のオーロラの記述は、多分、聞き書きで、年代的に考えると、あるいは、前に述べた Icelandic Chronicle から採用したものかもしれない。

1563年には、ケンブリッジのピューリタン神学博士ウィリアム・ファルク(William Fulke, 1538–1589)がさまざまな自然現象を説明する著書を出版している。A Goodly Gallerye With a Most Pleasant Prospect, Into the Garden of Natural Contemplation, to Behold Natural Causes of All Kynde of Meteors, as Wel Fyery and Ayery as Watry and Earthly ... という長い表題の本である。その中でファルクは

「その光は、いろいろな現れ方をして、それに従って、いろいろな名前では呼ばれる。燃える刈株、たいまつ、踊る、または、跳びはねる山羊、蠟燭、燃える梁、円柱、檜、楯、球またはボウル(木球)、燃え木、ランプ、空飛ぶドラゴン、火の鴨、色をつけた柱、あるいはゆがんだ尖塔 などなどである。これらの光が現れるのは主に夜の間である。というのは、もし、日中に現れたとしても、ずっと明るい太陽の光によってその明るさが減殺され、星よりよく見えることはなく、見ることができない。..... 空飛ぶドラゴン、あるいは、イギリス人の言う火の鴨と呼んだものは、次の事情に由来する。ある量の蒸気が集まって積み重なると極度に圧縮され、これが寒いところに登って行くと、強制的に追い返される。その激しい動きは、蒸気を発火させるのに十分である..... 上に上り続ける一番高いところは、道理にかなってより微妙に薄く、煙ったドラゴンの首となり、後に曲がってはねかえった所はドラゴンの腹を表す形になった。そのはねかえりの最後の部分は上に向き直り、尾となったが、冷気が邪魔するので、尾の先の方は細くなっていた。このドラゴンはこのようにして現れ、空を飛び回り、それを追い返す冷たい雲にぶつかると、時には行きつ戻りつして、見る人に大きな恐怖を呼び起こす.....」

と記している。これも、その当時としては例外的に、きわめて科学的な記述であるが、ここでは、オーロラの呼び名に関して、アリストテレスの影響が強く現れているのがわ

かる。

同じ頃、ノルウェーでは、ベルゲンの牧師であり教師であったバイエル(Absalon Pederssøn Beyer, 1528–1575)が、1552年から1572年にかけての日記にいくつかのオーロラのことを記述している。彼の日記には、1563年のクリスマスの前に用意したカードがあって、それにオーロラのスケッチが描かれている。これは、現存する、世界で最も古いオーロラのスケッチのオリジナルだと言われている(コペンハーゲンのデンマーク王室図書館蔵)。彼のオーロラの記述は、西の方に「煙」「火」「炎」「尖端」が見えた、などというもので、アリストテレスの影響は少ないようである。なお、彼の

「1564年1月2日(閏年、月曜前夜)頼りにもなり、かつ、信心深い、ペデル・シモンソンの召使が、空から白熱した聖オラフの剣が落ちてくるのを見た。それは地上まで落ちて、また、上がって行った。間もなく、雲から白熱した小枝が落ちてきたが、それは燃える藁束のようだった。」

といった記述などからもわかるように、オーロラの叙述の客観性とは裏腹に、思想としては、科学的というより中世神秘主義的傾向が強い。

やや遅れて、デンマークの天文学者、チコ・ブラーエ(Tycho Brahe, 1546–1601)がオーロラの観測をしている。彼はデンマーク国王、フレデリックから1576年にもらったフェン島にウラニボルグの観測所を建設し、ここに近代天文学のスクールを創設した。彼は、ケプラー(Kepler, 1571–1630)が惑星運動に関する

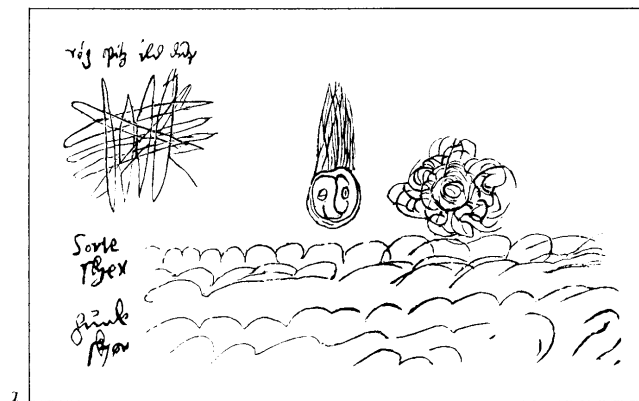


Fig.2-2 バイエル(Absalon Pederssøn Beyer)の日記に残されたオーロラのスケッチ。

Brekke and Egeland(1983)から。

三つの法則(ケプラーの法則 1609–1619)を発見するための観測資料を提供した(ブラーエの死後)星の観測で有名であるが、同時にオーロラ(chasmaと呼んでいる)の観測も行い、1582年から1598年にかけてオーロラの出現頻度の記録を残している。ちょうど、自然科学の急速な発展が始まった16世紀末から17世紀初頭にかけての時代である。

彼が行った1577年の彗星観測もオーロラの研究に関連して重要な意味を持つものである。彼は、この彗星を精密に観測することによって、彗星が月より遠いことを明らかにし、彗星が大気中の現象であることを否定した。つまり、彗星と極光の違いがここにはっきりしたのである。しかし、何故か、彼の論文はサーキュレーションが悪く、広く読まれていなかったようである。彼以後も、例えばガリレイの1619年の著書 *Discorso* に見られるように、彗星と極光とはきちんと区別されているとは言えない。また、ウラニボルグでのオーロラの観測記録も、後にトロムホルト (Tromholt, 1851–1896) が編集したオーロラカタログにも、また、Fig.2-7 を作るのに使われたフリッツのカタログ (Fritz, 1881) にも含まれていない。サヴェイジ (Savage, 1994) によれば、チコ・ブラーエの観測は革新的であったが、彼自身の発想はかなり保守的で、天動説に固執し、宇宙の完全を信じ、オーロラについてもアリストテレスのアイデアから出なかったというから、広く読まれなかったのはこんな所にも原因があったかも知れない。ちなみに、ド・メランによれば、ケプラーも、1607年11月17日のオーロラを見ているが、彼自身は大きな興味を示していないということである。

なお、この頃から地球大気の構造の理解の上でも著しい進歩があつて、これがオーロラの発光の物理に関わって行くのである。例えば、地上から見た大気の重さが水銀柱 76 cm の重さと釣り合っていることを示したトリチェリ (Torricelli, 1608–1647) の実験 (1643)、高度が高くなるにつれて空気の量が次第に減って行くことを示したパスカル (Pascal, 1623–1662) の実験 (1648)、圧力と温度による気体体積変化の実験を行ったボイルーシャルル (Boyle, 1627–1691; Charles, 1746–1823) などである。

以後、オーロラの研究は、ガリレイ、ガサンディと続いて行くが、ガサンディのオーロラと呼び慣らされた1621年9月12日 (13日朝?) にフランス、イタリアで見られたオーロラから後、約80年の間、オーロラの出現が極端に減少して1700年代初頭のデンマークの天文学者レーマー (Rømer, 1644–1710) や彗星で有名なイギリスの天文学者ハリー (Halley, 1656–1742) の観測まで、ヨーロッパにはオーロラの記録があまりない。

これが、のちに19世紀末になってマウンダー (Maunder, 1851–1928) によって知られたことであるが、ちょうどこの80年間は太陽活動が異常に低く、太陽に黒点がほとんど見られなかった時期に当たる (Maunder Minimum)。この時期はまた地球全体で気候が悪く、気温も現在より3–4度低かったものと推定されている。世界各地で冷害の記録が多い。オーロラが見られなかった時期が冷害や凶作と重なり、次第に社会不安が醸成され、これがやがてフランス革命へと導いたのであれば、不吉の前兆はオーロラが見ら

れることよりむしろオーロラが見えないことであると言う方がいいのかも知れない。

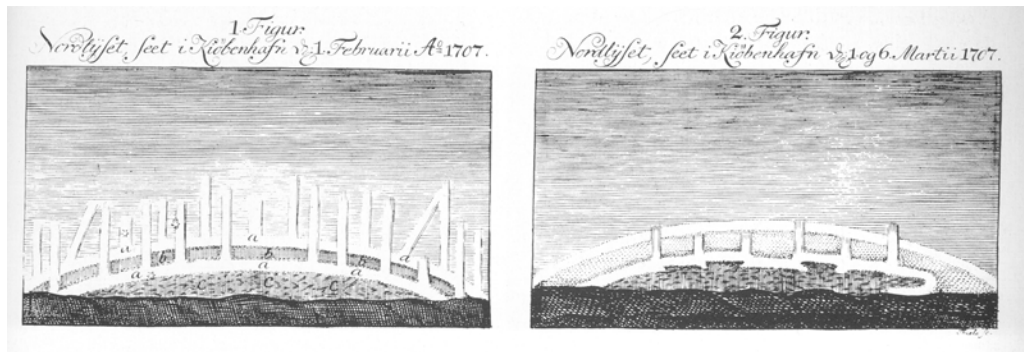


Fig.2-3 レーマーによるコペンハーゲンでのオーロラのスケッチ。

Fig.2-3 に見られるように、レーマーは1707年2月1日、3月1日、6日にコペンハーゲンから北の空に見えたオーロラの詳細なスケッチを残している (Rømer, 1710)。また、これより少し後、ハリーは1716年3月6日にロンドンでオーロラの観測をしている (Halley, 1716)。レーマーは光速の測定で有名であり、ハリーはハリー彗星で最も有名である。

2.2 天の火か地の火か？

ド・メランによれば、厳密な三角測量とは言い難いが、複数の地点から見られたオーロラ記録に基づいて初めてオーロラの高さを見積もったのはフランスのガサンディ (Gassendi) のようである。彼はプロヴァンスのペイニエで1621年9月12日 (13日朝?) に立派なオーロラを見て、後に詳しくその記録を残し、これがガサンディのオーロラと呼ばれるようになったという。このオーロラは同時に南フランス全域、ドーフィン、ボルドー、ディジョン、パリ、ルーアン、さらにはシリアのアレプなど約3000kmにわたって見られた。従ってガサンディはその高さをもっと高く見積もっていたのではないかとと思われるが、*Traité* 再版では160 lieues(～710 km) という値になっている。ちなみに、同じ日に、ガリレイはヴェニスでオーロラを見ているということである。なお、Fig.1-5 に示したガリレイの図は、すでにオーロラの高さについての予想を示すものでもある。

オーロラの高さを測るのに、視差を利用する三角測量の方法を用いることを提案したのはハリーが最初だと言われる。ハリーは1716年と1719年にロンドンでオーロラを見ているが、その論文(1716)の中で、視差を用いて高さを測定する可能性について示唆しているという。しかし、彼は、実際に測ってはいない。イーサーによれば、この方

No.	ANNÉES, MOIS & JOURS.	VILLES & LIEUX d'Observation	OBSERVATEURS	LIEUES DE Hauteur
20	1621. Septembre, 12	Peynier	Gassendi	160
2	1726. Octobre, 19	Paris	Godin	266
		Rome	Bianchini	
39	Rome	Bianchini	187
		Copenhagen	Horrebow	
2	1730. Février, 15	Genève	Cramer	160
		Montpellier	...	
23	1730. Mars, 16	Pétersbourg	Krafft	47
23	... Septembre, 6	Pétersbourg	Krafft	58
23	... Novembre, 2	Genève	...	170
2	1731. Octobre, 2	Copenhagen	Horrebow	250
		Breuilpont	de Mairan	
41	1732. Septembre, 1	Paris	Buache	214
42	... Novembre, 12	Paris	Godin	174
		Copenhagen	Horrebow	
43	1734. Février, 22	Paris	Godin	211
		Copenhagen	Horrebow	
44	1735. Février, 22	Paris	de Mairan	165
		Copenhagen	Horrebow	
45	1736. Decembre, 22	Paris	de Fouchy	194
		Torno	Celsius	
46	1737. Janvier, 21	Paris	de Mairan	155
		Torno	Celsius	
47	1737. Decembre, 16	En Angleterre	...	275
		Padoue	Pleni	
48	Paris	de Fouchy	200
		Montpellier	Plantade	
50	1740. Novembre, 3	Upsal	Celsius	157
		Sain-port	de Mairan	
21	1750. Février, 3	Paris	de Fouchy	169
22	Genève	Abauzit	134
52	Paris	de Fouchy	173
		Toulouse	d'Arquier	
53	Paris	de Fouchy	154
		Genève	Abauzit	
54	Genève	Abauzit	175
		Toulouse	d'Arquier	
Sup.	... Février, 27	Paris	de Mairan	168
		La Haie	Gabry	

Table 2-1 Traitéに掲載されている当時の高さ測定結果。

註 高さの単位は里で、当時は地域と年代によって、パリ、1674以前、3.248 km、パリ、1674-1793、3.898 km、メトリック、4 km、郵便里、4.288 km、フランス標準、4.4448 km、定額里、4.678 km などと色々な値が用いられていたが、ここではフランス標準の4.4448 km(lieue terrestre)が使われているようである。

確かにド・メランのまとめた測定結果は現在知られている極光帯の通常のオーロラの高さよりはずっと高いが、これには尤もらしい点がない訳でもない。例えば序論の「Perpetual Crepuscule」の項で述べた、クラメールに宛てた友人からの手紙に「赤い山形のオーロラの暗い頂上」と記されているのは、高さ500–600 kmあるいはそれ以上に達する大変背の高いオーロラであった可能性を示唆している。従って、この種のオーロラの頂上近くの高さを測ったものなら、800 kmという値は一概に高すぎるとは言えない。激しいオーロラ活動の時に低緯度に現れるオーロラでは、赤い光が強いオーロラが多いからである。

しかし、Traité の記述によればド・メランは、perspective の効果で見え方がひどく変わることを知っており、二地点の観測者がオーロラの同じ点を同時に観測するのが困難であることをよく知っていて、彼自身は、その困難を避けるためにアークの最も低い高さを測定に選んだとのことだから、高いオーロラだったということは、すべての測定がこのように高い値を示すことの説明にはならない。

その説明は、多分、彼が取り扱った大部分のオーロラの、活動度が非常に大きかったことに帰着させられるであろう。すなわち、南フランスのような低緯度で見られるオーロラは大きな活動の折りだけに現れ、かつ、大きなオーロラ活動では、オーロラの空間的広がりも大きくなる。その明るさの分布は空間的に一様ではないから、二箇所から見たオーロラの最低点は概して、その共通部分の最低点ではなく、広がりのうち、自分に近い部分の明るい所の最低点を見ることになる。従って、両方から見た最低点は、ともに共通部分より高い高度角として測定され、オーロラの高さがずっと高く見積もられる傾向となる。

それに対して、おそらくノルウェーのラムスの言うオーロラは、通常の極光帯の local な個々のアークやバンドであった筈である。なぜなら、この時代にはノルウェーは殆ど全体が極光帯に位置していたと思われるからである。通常のオーロラの最も明るい高さは地上110 km 程だから、地上で数百 km も離れれば同じオーロラが見えなくなると言うことを、ラムスは知っていたに違いない。これが、ラムスが高さ800 km という測定を認めなかった理由であろうと思われる。

Brekke and Egeland(1983)によれば、1763年10月17日に、スウェーデンのウプサラで見られたオーロラの高さを、やはり視差の方法で、ベルイマン(Bergman, 1735–1797)が測定している。その結果は、高さ380 km から1300 km の間にあるというものである。なお、この論文には、Traité 同様に、それまでの多くのオーロラ高さの測定結果が取り

まとめられている。そのうち主なものは

Observers	Sites	Time period	No. of obs.	Min. (km)	Max. (km)	Aver. (km)
Gassendi	Peynier	Sept. 1621	1	—	—	850
Kraft	St. Petersburg	Autumn 1731	3	200	680	370
Cramer <i>et al.</i>	Geneva	1730	2	660	770	715
Horrebow	Copenhagen	1731–1736	5	680	1030	850
de Mairan <i>et al.</i>	Paris	1731–1751	5	650	1000	770
Bergman <i>et al.</i>	Uppsala	1759–1764	11	380	1300	760
Celsius	Uppsala	1740	2	650	800	725

Table 2-2 ベルイマンのまとめた高さの測定一覧 (Brekke and Egeland, 1983 による)。

ということであるが、表の中には前述のド・メランの表に示された測定と同じ測定の筈なのに、値がかなり違っているものがある。例えば、ガサンディの測定は、ド・メランでは710 km、この表では850 km、また、セルシウスの観測は、ド・メランでは695 km、この表では725kmといった具合である。これらの違いがどこから来ているのかはよくわからない。

この時代には、オーロラの高さを測るのに、二点から見た視差を使う方法と、もう一つ、一定の高さのオーロラリングを仮定するという方法が取られた。Brekke and Egeland(1983)によれば、後者は、当時セント・ペテルスブルグに住んでいたドイツの天文学者メイヤー (Meyer, 1728) の考案によるものである。この方法だと、地平線上、どこからどこまでアークが見えたかと最高点の高度角を調べることによって、一点の観測でも高さを推定できる。ただし、メイヤーはそのリングの中心が地理北極だと考えていた。後にノルウェーのフェンリー (Fearnley, 1818–1890) がこの方法を使った時には、彼はリングの中心を北磁極に取っている。上に掲げた二つの表の高さの測定にも、これら、二つの方法が使われている (Fearnley, 1859)。

尤もらしいオーロラの高さの測定が現れ始めたのは18世紀も末に近い1790年のことである。キャベンディッシュ (Cavendish, 1731–1810) は1784年2月23日にイギリス各地で見られたオーロラの報告を集めて、その高さは84–114 kmの間にあると結論している (1790)。高さの範囲から見てこれは極光帯のオーロラだと思われるが、彼の時代には現在と違ってイギリスは極光帯にずっと近かったので (スコットランドは極光帯にかかっていた可能性がある)、この結果は納得できる。ほぼ同じ頃ドールトン (Dalton, 1766–1844)

もオーロラの高さを測定して、160–240 km という値を得ている (Dalton, 1793)。

しかし、オーロラのように形のはっきりしない光の高さの測定は結構難しいので、キャベンディッシュ以後も、1000 km を越えるものから数百フィートといったものまで実にさまざまな報告があり (see Angot, 1896)、ノルデンショルド (Nordenskiöld, 1832–1901) の率いた 1867 年のスウェーデンのスピッツベルゲン探検隊の報告の中でも、なお、山より低いところにオーロラが見えたと記されている程である (1887)。現在でもオーロラをよく知らない人がオーロラを見れば、山より低いところに見えたという印象を与える可能性がある。遠いオーロラは近くの山の頂より低いところに見え得るからである。ちなみに蛇足を付け加えるなら、通常、スピッツベルゲンあたりで見られるオーロラは、山より低いどころか、オーロラの中でも最も高い部類に属するオーロラである。

本当にオーロラの高さがはっきりしたのはようやく 1910 年になってノルウェーのシュテルマー (Størmer, 1874–1957) が、オーロラの同じ部分を、同時に二点から写真撮影をすることによって、星座を背景とする視差を用い、三角測量の精度を上げる測定法を確立してからのことである (Størmer, 1932)。互いに何十 km か離れた二個所でオーロラを同時撮影することが可能になったのは、カメラの発達だけではなく、電話の実用化によってであった。

シュテルマーは協力者とともに約 40 年にわたってオーロラの写真を撮り続け、40,000 枚という膨大な数の写真を撮って、そのおよそ半分について高さを測定した。これが、現在に至るまでオーロラの高さ分布の基礎資料となっている。現在でも、オーロラの高さの統計にはしばしばシュテルマーの著した本「The Polar Aurora, 1955」に掲載されている、シュテルマー自身の測定を含めて、1915–1920 年頃の、ヴェガード、クログネス (Vegard and Krogness, 1915, 1916a, 1916b, 1916c, 1920)、1932–1944 年頃のハラング、テンスベリ (Harang and Tønsberg, 1932; Harang, 1937, 1944) などの統計が使われる。この時代以後、きちんとしたオーロラの高さの測定に基づく統計がないからである。後に述べるようにオーロラの性質は磁気地方時、緯度、及びオーロラ活動の度合いによって大幅に変化するので高さの分布もそれに伴って時間的、空間的に変わる筈である。高感度の TV カメラなど、最新の測定技術を使った高さの系統的な時間空間変化の測定と、それに基づく統計が望まれる。

2.3 寒い所に現れるのか？

オーロラが見える場所については、長い間、地の果て、極地の海、氷や雪、極地の寒さなどと考えられて来た。極に近づけば近づくほどオーロラがよく見えるということになる。人間が住んでいる地域から見れば、どこで見ても概して北の空に見える、というのでNorthern Light と名づけられたのがこれを示している。

ド・メランの著書が出版された1733年にはオーロラについてのセルシウス (Celsius, 1701-1744) の論文(むしろカタログというべきか)「316 Observations of the Northern Light made in Sweden from 1716-1732」が出ている。また、1739年には、フロビシウス (Frobesius) のオーロラカタログも出版されている。これら、セルシウスやフロビシウスのオーロラカタログはド・メランのTraitéにも利用されているが、後にルーマス (1860) やフリッツ (1881) がオーロラ分布図を作成する際の重要な資料源となった。

ブレッケとエゲランド (Brekke and Egeland, 1983) によれば、さまざまな観測の結果、オーロラは北スカンジナビア、北アメリカなど、極を取り巻く帯状の領域で同時に見えるようだと言ったのはスウェーデンのワージェンチン (Wargentin, 1717-1783) で、彼の友人がアメリカ出張中に見たオーロラと、スウェーデンで自分自身で観測したオーロラを比べてこの結論を導いたということである。

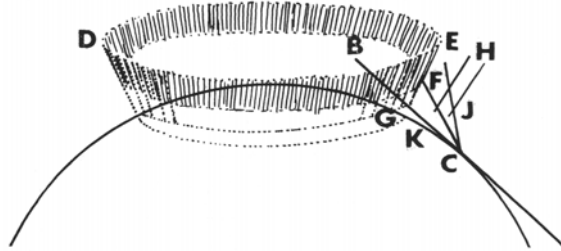


Fig.2-5 ハンステーンのオーロラリング。

また、オーロラは磁極を取りまくリングだと言い出したのはノルウェーのハンステーン (Hansteen, 1784-1873) だということである (Hansteen, 1827) が、オーロラがリング状に存在するであろうと考えられたのはもっと古く、1728年には、メイヤーが既にそう考えていたことは前に述べた通りである。この問題に関するハンステーンの寄与は、オーロラークの最高点が、どこで見ても、その地点の磁気子午面に近いことを発見し、従って、オーロラリングは磁極を中心とするリングであることを示唆した点にある。

更にまた、それまでの極地探検のたくさんの報告を子細に検討して、多くの観測に基づいて、何処かにオーロラがよく見える地域が極をとりまいて環のように存在し、そ

れより低緯度ではオーロラは少ないが、そこを過ぎて極に近づいてもかえってオーロラは減るのだ、という結論を導いたのはドイツの地理学者ムンケ (Muncke) で、1833 年のことである。

ノルデンショルドは、1878-1879 年に行われたスウェーデンの VEGA Expedition を指揮して初めてシベリヤ沿岸、いわゆる北東航路、を通ったが、その報告書 (Nordenskiöld, 1882-1883) に、かなりの分量のオーロラ観測の結果をまとめている。その中で最も重要な点は、オーロラリングの中心が、地理北極と北磁極の間に近い、現在、磁軸極と呼ばれるあたりにあることを指摘していることである。彼はこの点を「北極光の極」と呼んでいる。

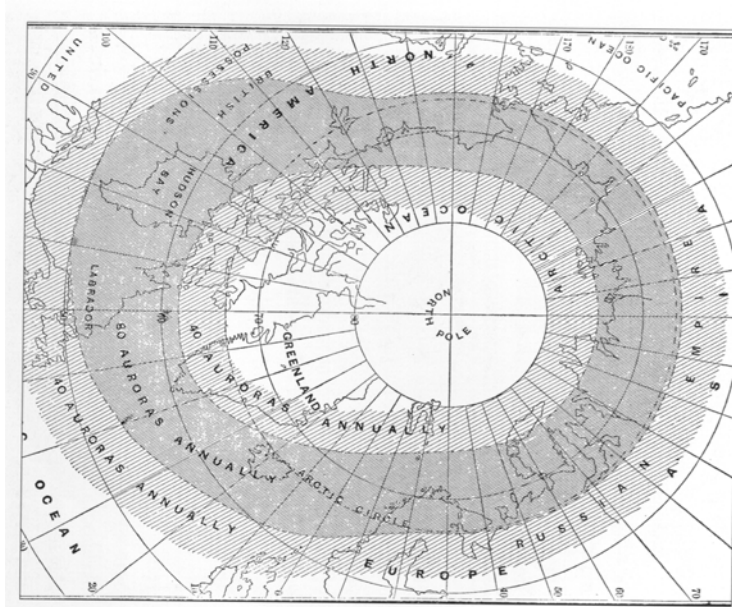


Fig.2-6 ルーミスのオーロラ分布図、シェードの濃淡は80

及び40 aurorae/year。

オーロラの出
現頻度の分布が初
めて統計的に明ら
かになったのは
1860年のことで、
アメリカのルーミ
ス (Loomis, 1811
-1889) による。彼
は18世紀以降の世
界各地のオーロラ
の記録を集めて、初
めてオーロラの統
計的な頻度分布を
示した (Loomis,
1860)。Fig.2-6 に

示すのがルーミスのまとめた頻度分布で、図に見られるように、年間80回以上見られる所(濃いシェード)、年間40回以上見られる所(薄いシェード)、40回以下の所(シェードなし)と三種の領域に区別してある。北極と北磁極を取り囲むように、楕円形、というよりむしろ蚕の繭型に少しくびれて、シベリヤからカナダグリーンランド側に延びているのがわかる。

また、1881年にスイスのフリッツ (Fritz, 1830-1893) は、1700年以降1872年までの世界各地のオーロラの記録を集めて、頻度分布を地図上に示した。比較のためにフリッ

としては、磁石の引力についての最も古い文献で、同じく“指南杓”の記事が磁針についての最も古い記事だと言われる。また、曾公亮(ZengGongLiang)が1040年頃に編纂した「武経総要(WuJingZongYao)」には、“指南魚”の作り方が書いてある。薄い鉄板を細長く切って炭火で焼いて水につけるといふものであって、鉄の磁性を利用した磁針であることは間違いない。

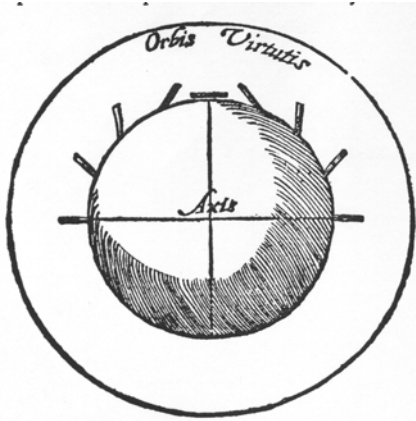


Fig.2-8 ギルバートのDe Magneteに描かれた磁針の傾きを示す図。

科学史家ミッチェル(Mitchell, 1932, 1937, 1939)によればヨーロッパでの確実な磁針の記録はずっと時代が下って、アレキサンダー・ネッカム(Alexander Neckam, 1157–1217)が1206年頃に残したものだそうです。尖った針で支えられた磁針を航海者が使っているという記事である。

ここで述べられた航海者がどこの航海者かは判らないが、ネッカムより100年ほど前、12世紀の始めに、宋の朱或という人が書いた「萍洲可談(PingZhouKoTang)」には「舟師識地理、夜則觀星、昼則觀日、陰晦觀指南針」

と、航海者が方角を知るのに、夜は星を見、昼は太陽で、太陽も星も見えない時には磁針を使ったさまが記されている。この二つの記述の間に関係があるのかどうかよく判らないが、ネッカムの時代までの何時の頃かに、磁針が中国からヨーロッパに伝わったものと見るのが妥当なところであろう。

この時代以後、ヨーロッパでは磁針が旅行者の間に急速に普及し、14世紀から15世紀にかけて多くの旅行者、航海者が実際にコンパスを使っていた。1338年にはイギリスの軍艦が磁気コンパスを使ったという公式記録が残っているということである。このような実用上の要請から、磁針が厳密には北を指さずにいくらかのずれがあり、しかもそのずれは、地球上の場所によって違うというようなことが、この時代の航海者たちの間では既にかなり知られていたらしい。一説には、1492年、コロンブスが西インド諸島に到達した、いわゆるアメリカ大陸発見の航海に際して、地球磁場の向きが場所によって変わることを発見したと言われている。その報告に、大西洋を西に進むにつれて、はじめ真北から東にずれていた磁気コンパスが次第に真北を指すようになり、北緯28度、西経28度の地点で磁針の真北からのずれが、東北から西北に変わったと述べられている

のが、それだと言うのである。しかし、実際にはコロンブス以前から知られていたものと考えられる。

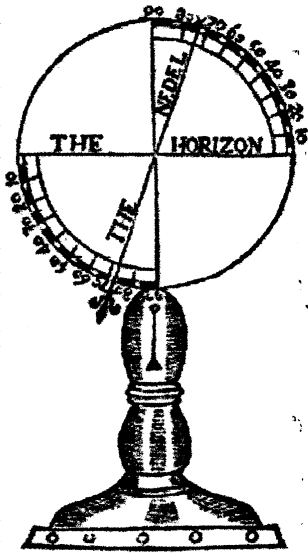


Fig.2-9 The Newe Attractive に描かれた
伏角形。

磁針が水平から傾くことが知られたのは16世紀も半ばのことで、1544年にニュールンベルグの司教ゲオルク・ハルトマン (Georg Hartmann, 1489–1564) がプロシアのアルブレヒト公に宛てた手紙の中に磁針の北が下がることが記されていて、これが最初であるらしい。傾きの角度が正確に測れるようになったのは1576年、イギリスの船舶機械メーカー、ロバート・ノーマン (Robert Norman) が新しい機械、伏角計 (Fig.2-9) を考案してからである。ノーマンが測ったロンドンでの傾きの角度は71度50分であった (Norman, 1576)。彼は1581年に *The Newe Attractive* という本を著して地球磁場の偏角や伏角について論じている。こうして、コンパスは北から何度ずれるの

か、また、水平から何度傾くのか地球上のあちこちで知られることになった。

この辺りから、オーロラと地磁気の間わりは三つの方面に広がって行く。その第一は、オーロラの現れる場所と地球磁場の間わり、二番目はオーロラの線状構造と磁力線の間関係、三番目は地球磁場の擾乱とオーロラ活動の間関係である。

極光帯 (オーロラリング) と地磁気

エリザベス女王の侍医であり、かつ、当時ロイヤルカレッジの総長でもあった物理学者ウィリアム・ギルバート (William Gilbert, 1544–1603) は、それまでに知られた地球上の磁針の向きの分布をまとめ、また、その結果を球形の磁石の回りの磁針の指す向きの実験と比較することによって、地球を一つの磁石と考えればよいことを明らかにした。1600年に書かれた、彼の有名な著書「*De Magnete*」には、Fig.2-8に示すとおり、磁針の傾きの図が描かれている。この図は、現在の慣習と違って磁軸を水平に描いてあるので一見まごつかされる表示である。

航海者たちの実用上の要請から、ハリーが、それまでにあちこちで測られていた偏角を取りまとめ、更に大西洋及びその周辺での測定を行って、磁針の北からのずれの

分布を示す海図を作成したのは1702年のことである (Halley, 1702; Fig.2-10)。なお、ハリーは、この時期には既にオーロラに興味を持っていて、既に1692年にはオーロラの原因についての論文を発表している (Halley, 1692)。しかし、まだ彼はオーロラを一遍も見ることがなく、オーロラを実際に見るのは1716年のことである。

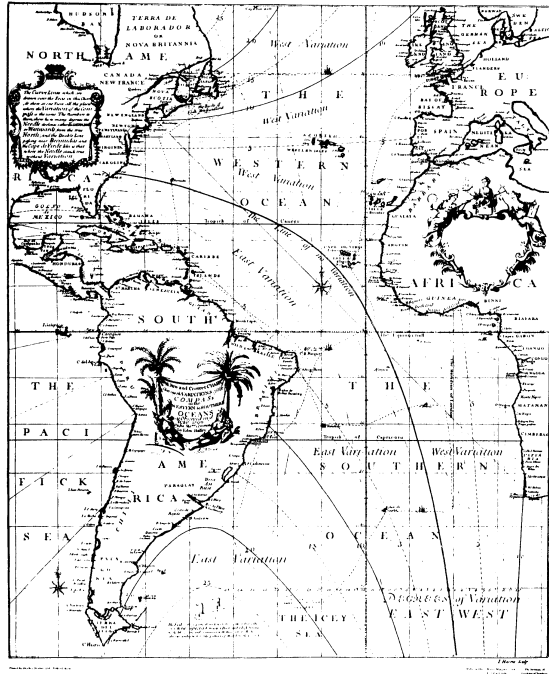


Fig.2-10 ハリーの地磁気偏角図。

地磁気の北からのずれの角度や水平からの傾きに偏角 (declination or variation)、伏角 (inclination) の名前が与えられたのはもっと新しく、18世紀も半ばになってからで、名付け親はベルヌイ (Bernoulli, 1700–1782) だと言われている。1768年にはスウェーデンのヴィルケ (Wilcke, 1732–1796) がその学位論文に伏角の世界分布をまとめている (Wilcke, 1768) が、地磁気伏角の等しい contour (等伏角線) が、地理的な北極と一致せず、カナダ側に傾いていることが明らかに示された。

フンボルト (Alexander von Humboldt, 1769–1859) は1798年から1803年にかけてアメリカ大陸の赤道地方を旅行して、旅行記にいろいろな自然科学観測の結果を述べているが、その中に、磁場の強さの測定と、磁場の強さが高緯度から低緯度に行くに従って減少することを明らかにしている (Humboldt, 1814)。なお、フンボルトの旅行記はチャールス・ダーウィンに大きな感銘を与え、ダーウィンのその後の研究生活はここから始まったらしい。

1805年から、フンボルトはアメリカを離れ、ドイツ、ベルリン郊外に小屋を借りて地磁気の観測機械を持ち込み、ここで、助手と二人で観測を続ける。その後、フンボルトはこれらの現象を明らかにするためには、たくさんの観測点で同時観測を必要があると感じ、次第に観測点群を拡充したが、ちょうどその頃、ガウスに会う機会があって、地磁気に関するガウスの興味をかきたてたのである。

既に、ハリー、ウィストン、フンボルトたちのまとめた地磁気分布によって、18世

紀には、地球の磁場の分布は次第に明らかになって来ていた。これを数式的に表現するのはガウス (Gauss, 1777-1855) に打ってつけの仕事だったと言える。ガウスは、ウェーバ

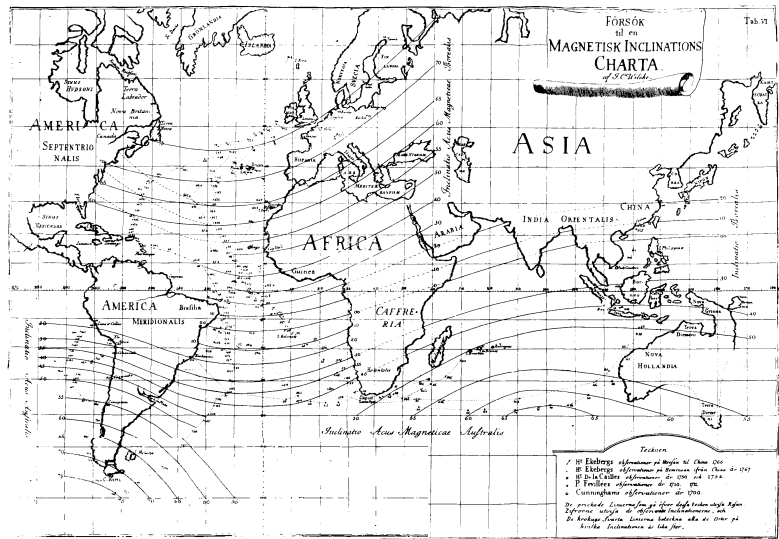


Fig.2-11 ヴィルケのまとめた地磁気伏角図。

ー (Weber) の助けを借りて、まず、自らすぐれた観測機械を作りあげ、それを配置して、ドイツ、スウェーデン、イタリアに観測網を展開し、更にこれをロシアの観測点と結んだ。これらの観測結果に基づいて1832年、1838年の論文では地球の磁場分布を球面関数による展開の形で与え、地球磁場がはじめて数式化された。ギルバートが示した棒磁石のまわりの磁場はその最も簡単な形、即ち磁気双極子であり、実際の地球磁場は双極子にもっと複雑な高次の項が含まれて歪んだ形になっていることが明らかになっただけでなく、同じ解析方法を使って、時代の離れた資料を比較することによって、地球磁場のどの部分がどんな具合に変化するのか、時代を追って定量的に比較することが可能になった。ちなみに、地球磁場が時代とともに変化することを見つけたのはずっと古く、ギルバートの *De Magnete* の34年後、1634年のことで、イギリスのヘンリー・ジェリブランド (Henry Gellibrand, 1597-1637) による。彼は、ロンドンにおける、自分自身の1634年の偏角の測定結果を、1622年のエドモンド・ギンター (Edmund Gunter, 1581-1626) の結果、1581年のウィリアム・バロー (William Borough) の結果と比較してこの結論を導いた。ガウスによる磁場分布の数式的取り扱い第4章で述べる。

その後、多少の改良はあったがガウスの方法は今でも地球磁場の解析にそのまま用

いられている。この方法を使えば、地球磁場がガウスの時代から現在までどれ位変わったか容易に調べられる。1835年のガウスの係数とその後のさまざまな測定結果、例えば1897年のFritsche、1923年のDyson and Furnerや、1958年のわれわれの結果(Nagata and Oguti, 1962)などを比べてみると、双極子磁場はガウス以後今まで、約160年の間に8%ほど減少していることが知られる。もしこのままの速さで直線的に減り続けていけば、今から2000年後には地球の双極子磁場がなくなってしまうことになる。

ルーマスやフリッツが明らかにしたオーロラの分布は、ガウスの求めた地球磁場の表現に従えば、およそ地磁気の緯度圏に沿って並んでいることがわかる。最もよくオーロラが見られる領域は、地磁気の緯度にして65度-70度辺りに対応するようである(Fig.4-8参照)。こうして、オーロラの分布が地球磁場でコントロールされているらしいことが知られるに至った。

第4章で述べるように、極光帯は、地磁気の緯度でおよそ65度-70度の範囲と定義してよいと思われるが、地磁気の緯度と古記録の集積から得られたルーマスやフリッツのオーロラの統計分布とは必ずしもよく一致しない。この不一致は、主としてオーロラの統計資料が200年という長い期間にわたっているために起こったもので、時代を指定して比べるなら両者はよく一致していると思われる。この辺りの事情は第4章で述べるが、こんな事柄がわかったのもごく最近のことである(*e.g.*, Oguti, 1993)。

オーロラの線条構造と地磁気

太陽から放射する光線のようなオーロラの線条構造は古くから興味をひいていたようである。地平線の下から太陽から洩れて来る光(すなわちaurora)といった考えも、このような光の構造に由来する点が大いに見える。

この線条構造に大きな注意を払った始まりはハリーのようである。彼は、1716年3月6日にロンドンで初めてオーロラを見て、その線条構造がmagnetical effluviaで磁力線に沿っているのではないかと推定し、更に、オーロラの放射状構造が、平行な線条構造のperspectiveの効果ではないかという推定もしている。また、1719年のオーロラでは、彼は、放射状構造の放射点が、天頂から16度程南であることも測定している。だが、まことに奇妙なことに、彼は、天頂の16度南がロンドンの磁気天頂であることに全く言及していない。世界で初めての地磁気のチャートを作ったりして、地磁気については十分の知識を持っていた筈なのに、これはどうしたことなのか、信じられない気がする。

やや遅れて、ド・メランも1726年10月19日に見られたオーロラの放射状構造に注

意を払い、Fig.2-12 に示す見事なオーロラのスケッチを残している。また、ハリーと同じく、オーロラの放射構造は、平行な光の線条構造を端から見るための perspective の効果であると推定して、その様子を図示している (Traité, 1733)。このアイデアがハリーとは独立なのか、それともハリーの論文 (1719) を読んだためなのか、Traité の記述ではわからない。また、クラメールの測定を引用して、放射状構造の放射点は、天頂の12度南だと述べているのに、オーロラと磁力線との関係は全く考えていない。彼の場合は、線状構造は、黄道光物質 (太陽大気) が地球の重力によって落下する筋道と推定しているからで、あくまで鉛直に近いものと考えている。

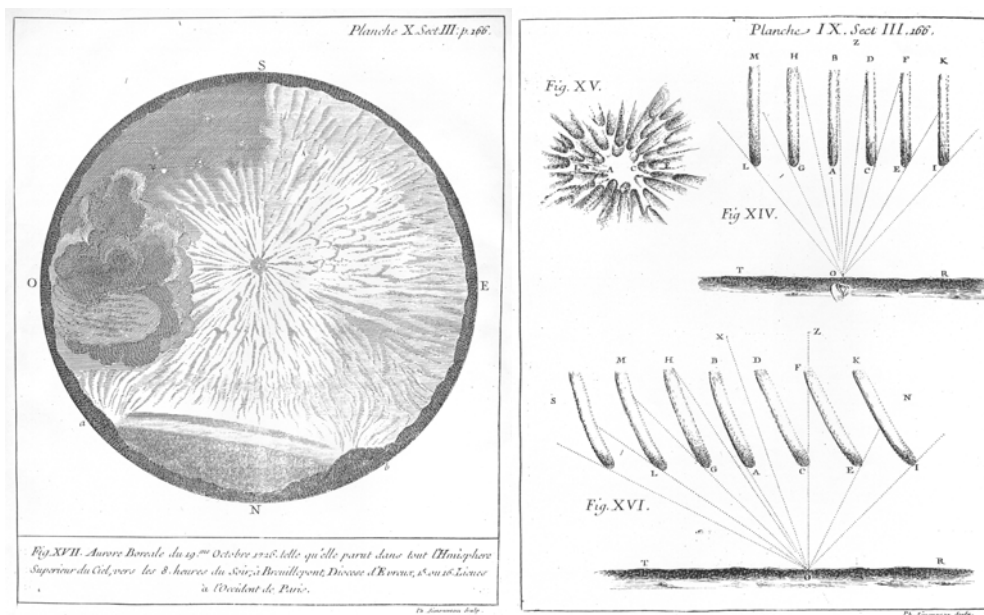


Fig.2-12 ド・メランによるコロナ型オーロラのスケッチ (左) とその説明図 (右)。

オーロラの線条構造が磁力線に沿っていることを確認し、放射状構造のオーロラの放射点が磁気天頂に一致することを示し、それによって、オーロラの線状構造が磁力線に沿っていることを実証したのはヴィルケで、1777年のことである。彼は、この論文で、オーロラ活動の際に磁気コンパスが変化することを述べ、オーロラが天頂に近づいた時には線条構造は放射構造になるが、その放射点が地磁気伏角の反対の点、つまり磁気天頂に一致することを観測によって示している。こうして、オーロラの線条構造が地球磁場の磁力線に沿っていることが明らかになった。磁気天頂という言葉は初めて使ったのもヴィルケである。1792年には、ドールトンも、セオドライトを使った自分自身の

三角測量の結果によって、オーロラの線条構造が磁力線に沿っていることを確認している。ドールトンはこの結果に基づいて、大気上空に鉄の磁性をもつ弾性流体が存在するのではないかと断言している。

オーロラと地磁気変動・太陽黒点

1733年のTraitéの中で、ド・メランは太陽黒点とオーロラの出現の仕方に類似性があるようだ指摘している。一方、ほぼ同じ頃、ハリーとグラハムとが、オーロラ活動と地磁気の擾乱の間に関係があることに気づいていたらしい。

この第二の関係を明らかにしたのは、セルシウスとヒオルター(Hiorter, 1696–1750)(実際はHiorterらしい)である。スウェーデンのウプサラで、ヒオルターは、セルシウスの磁針を机にのせて、1741年の1月から1742年の1月までの一年間、夜の日も寝ずに観測を続けた(観測を休んだのは8月13日から9月15日の間家に帰ったのと、クリスマスの10日間だけだったという)が、この間、1741年3月1日、4月5日などに、オーロラ活動に伴って磁針が振れる現象をいくつも見つけている。ヒオルターは(Hiorter, 1747)

「オーロラが磁針の動きと同時に現れるなどとは考えもしないことだった。最初に私がそれに気づいたのは1741年3月1日のことであつた。前々からそうらしいとは思っていたが、オーロラが雲にかくれてしまったりしてはつきりしなかったのである。……………」

と記している。

1741年4月4日、夕方5時ころ、ウプサラで磁針は大きく振れて、1度40分も西に振れた。これを見たセルシウスは早速ロンドンのグラハムに手紙を書いて、同じようなことがロンドンでも起こらなかったを尋ねた。これが、近くの鉄器やそのほかの影響でなく、確かにオーロラに関係した変化であることを確かめたかったからである。もたらされた返事によれば、ロンドンでもウプサラと全く同じ時刻に同じような磁針の振れが見つかった。これが、地磁気擾乱とオーロラ活動の関係が明らかになった始めである。1777年にはヴィルケも、この関係を確認している。

こうして、オーロラ活動と磁場変動が関連していることが知られるようになったが、まだこの時代には磁場と電流の関係は知られていない。電流の周辺に磁場ができることがわかったのはヒオルター、セルシウスからおおよそ80年後、ヴィルケからでもおおよそ40年の後、電流の周辺に磁場ができることを示した1820年の、エールステッド(Ørsted, 1777–1851)の実験以後のことである。この実験結果に基づいて彼は、オーロラ中に電流

が流れて磁場変化が起こっているのだと述べている(Ørsted, 1826)。しかしこれ以後もオーロラの理論に電流を重要な要素として取り上げられことは少なく、ようやくそれが取り上げられるようになるのは19世紀も末のことになる。

1805年から、フンボルトはアメリカを離れ、ドイツ、ベルリン郊外に小屋を借りて地磁気の観測機械を持ち込み、ここで、助手と二人で、顕微鏡で磁針の振れの角度を調べ続け、一年あまりの間、周期的な日変化に重なって大きな擾乱が起こることを確認し、これにmagnetic stormの名前を付けた。また、magnetic stormがオーロラ活動に伴うものであることも再確認した。

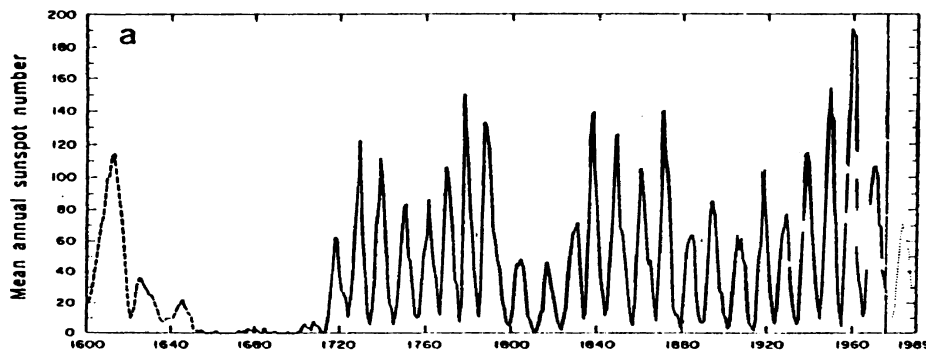


Fig.2-13 太陽黒点の11年周期変動。1600–1989年。

一方、太陽表面の黒点の数が約11年周期で変化することが知られたのは、ドイツの薬剤師でアマチュア天文学者シュワーベ(Schwabe, 1789–1875)によるもので1844年のことである。ガリレイが望遠鏡を使って太陽黒点のスケッチを始めた1610年から数えると、ここまで200年以上もかかっている。この結果と自ら手がけた地磁気観測所での磁気嵐の頻度とを比べたイギリスの同じくアマチュア地球物理学者セービン(Sabine)は1852年に発表した論文で地球での磁場変化が太陽黒点の11年周期と関係していることを明らかにした。ちなみにセービンは、船の砲手で、1818年にジョン・ロスの、1819–1820年にはウィリアム・パリーの北西航路探検に参加し、じかにオーロラを眺め、オーロラと地磁気に大きな関心を寄せることになった人物である。これが、地球の磁場変動、および、オーロラ活動が太陽の11年周期変動と関係していることが知られるに至った契機である。黒点とオーロラ活動の関係を指摘したド・メラン(1733)から数えて120年の後である。

更にその直後、1859年、9月1日に、ロンドンの私設天文台でカリントン(Carrington)が大きな太陽フレアを観測し、このフレアが、同時に地磁気変動を伴い、その18時

間後に大きな磁気嵐とオーロラ活動を伴ったことが知られた (Carrington, 1860)。この事実は、オーロラの物理における極めて重要な発見の一つであるが、面白いのはロード・ケルヴィン (Lord Kelvin, 1824–1907) がこの結果について「偶然の一致に過ぎない」と全くそっけない態度を示していることである。

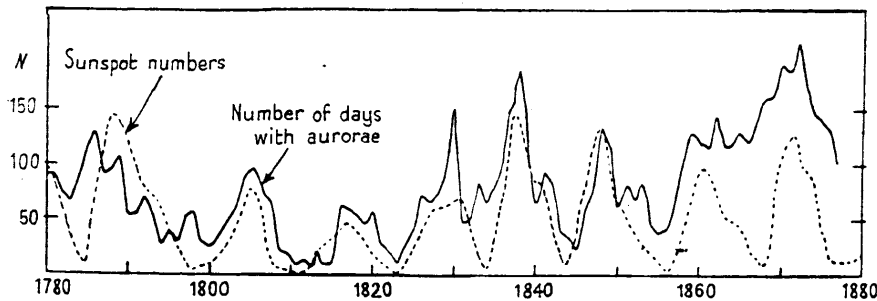


Fig.2-14 トロムホルトによって確かめられた太陽黒点とオーロラ活動の関係。

オーロラと太陽黒点との関係は、オーロラの古い記録を丹念に調べたノルウェーの (オーロラの研究のためにデンマークからノルウェーに移り住んだ) トロムホルト (Tromholt, 1851–1896) によって 1879 年に、はっきり確認された (Tromholt, 1879)。Fig.2-14 に見られるように、彼は 1780 年から 1877 年までのノルウェーでのオーロラの記録と太陽黒点数の変動を比べて、オーロラの出現頻度は太陽黒点の多い時期に高いことを明らかにしたのである。こうして地球のオーロラ活動が太陽の黒点に関係していることが明らかになり、次節で述べるオーロラの理論を考える上で、大きなインパクトを与えた。

2.5 オーロラはなぜ光る？

ギリシャ時代にはそれは、地球から立ち上る蒸気のうち最も軽いものが高空で燃える火となると考えられたり、あるいは、地平線の下で太陽からさしのぼる光が高空の蒸気を照らして光るためと考えられたりした。13 世紀頃にかかれたノルウェーの chronicle、King's Mirror には、地球の外を海を取り巻く炎、あるいは、地平線下の太陽からさしのぼる光、あるいは極地の氷や雪が発する光、などと述べられている。

既に述べたように、ガリレイは、Trabes と呼ばれるオーロラの一つも彗星 (comet) も、地平線下に沈んだ太陽の薄明光 (crepuscule) で高空の蒸気が照らされて光る、同じ高空の大気中の現象だと考えていた (Discorso, 1619; Il Saggiatore, 1624)。ギリシャのアナクサゴラスの考えと共通のものである。デカルト (Descartes, 1596–1650) も、オーロ

ラは虹や雲と同じような大気現象で、高空の氷の雲が薄明光、あるいは遠くの稲妻の光を受けて光るのだと考えていたようである (Descartes, 1638)。

ハリーは1716年3月6日のオーロラをロンドンで見て、これが太陽の光の散乱などとは全く無関係に、自分自身で光っていることを確信したらしい。その動きの速さから見て、極めて軽い、希薄な流体だと考えたようである。地球から希薄な磁気流体 (magnetical effluvia) が滲みだし、磁極の間を動いて磁石に引かれる砂鉄のように磁力線に沿って並び、それが、弱い光を発するのではないかと考えた (Halley, 1716)。

1733年 (2nd ed. 1754年) には、フランスのド・メランが世界最初のオーロラの専門書を著している (de Mairan, 1733, 2nd ed. 1754)。この中で彼は古いオーロラの記録をまとめ、太陽黒点とオーロラの間に関係があることを示唆し、オーロラの理論を展開している。彼は、黄道光物質が太陽大気の広がりであると考え、オーロラは黄道光物質 (つまり太陽大気) が地球の重力圏に入ったとき、地球の自転に伴って、極地方の大気中に集中して降り込んで光るものと考えていた。

Fig.2-12に示すように、コロナ型のオーロラについては、ほぼ鉛直で、平行な構造をもって降り込んで光っている光のcolumnが放射状に見えるコロナのもとであると考え、これを図解している。また、コロナの放射点为天頂のやや南で、場所によってその角度が違ふことまで正確に述べているのに、平行な光のcolumnが磁力線に沿っているとの認識はなく、黄道光物質 (太陽大気) が重力で落ちてきて光るのだと考えている。しかし、彼の考えは、オーロラの原因を地球大気や地球磁場に求めるのではなく、太陽大気の地球大気に入って来るためとする点で、極めて斬新なアイデアであった。ド・メランは彼の理論についてハリーやオイラーの意見をひどく気にしていたようで、Traité の再版の301ページ以降の解説部分 (Éclaircissement) のかなりの部分がオイラーとの議論の解説にあてられている。

この頃から次第に雷の研究が盛んになり、オーロラもまた電気にかかわる現象だという考えが次第に主流となってゆく。1753年にはロシアの自然科学の父といわれるミハイル・ロモノソフ (Mikhail Lomonosov, 1711–1765) とイギリスのカントン (Canton, 1718–1772) とが独立に、オーロラは雲にたまつた電気が上層の電気抵抗の小さいところを通して放電する大気中の放電現象であるという説を発表している。カントンの論文には「オーロラとは、空気の上層で最も抵抗の小さいところを通っておこる放電であろう」と記されている。

1779年にフランス科学アカデミーに提出した論文の中で、フランクリン (Franklin,

1706-1790) は雷の研究との関係から、赤道地方で水蒸気が上空に運ばれるとき、同時に電気を運ぶのだと考えた。上空に運ばれた電気は、やがて極地方の上空に達し、ここで放電が始まるというのである。これらはいずれも彼らの雷放電の研究から生まれたアイデアであった。大気中の放電という考えはともかく、フランクリンの考えた空中電気を運ぶ道筋は、現在でもほとんど正しい。主として赤道地方で、積乱雲の発達に伴って大気上層に運ばれる正電気によって高層は常に正に帯電し、そのため、大気中には、平均して高さ1mあたり100Vにも達する下向きの大気電場が存在するのは、今ではよく知られた事実である。

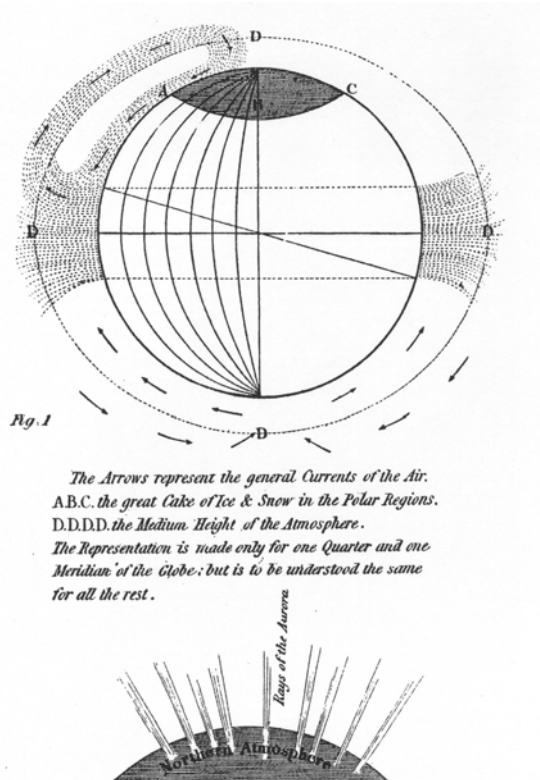


Fig.2-15 フランクリンのオーロラ放電説の説明図。

しかし、オーロラが放電現象だとするアイデアと、オーロラが磁力線に沿って縞みになるという事実が結びつくまでにはまだ時間がかかる。すでに早く 1719 年に、ハリーはオーロラが地磁気の向きに並ぶ磁気流体によるもので、オーロラの放射状構造は、平行に光っている光の column が perspective の効果で放射状に見えるのだと推定していた。1777 年には、ヴィルケ (Wilcke, 1732-1796) は、放射状構造の放射点の高度角をその場所の地磁気の伏角とくらべて、中心点がまさしく磁力線の伏角の角度と一致することを示し、この平行な光の構造が磁力線に沿っていることを観測によって明ら

かにした (Wilcke, 1777)。この結果を自分の観測で再確認したドールトン (Dalton, 1766-1844) は、1793 年に、「オーロラの原因は磁力線に沿って並ぶ強磁性物質であって、これが電気伝導度をよくするので、この線に沿って放電が起こるのであろう」と述べている (Dalton, 1793)。しかし、これらの放電説においては、いずれもオーロラを大気中の現象、つまり、雲の高さと同じ程度の高さの現象と考えていたようである。

電流の回りに磁場ができることを示したエールステッドの1820年の電磁誘導の実験の後、1831年にはファラデー(Faraday, 1791–1867)が逆の実験、すなわち、磁場の中で針金を動かすと電流が流れることを明らかにする(Faraday, 1831)。更に1838年にはファラデーは真空放電の実験を行ってオーロラに似た光を発光させる(Faraday, 1838)。これ以後、ガラス管の中希薄なガスの中でオーロラ(に似た光)を光らせる実験があいついで行われた。スイスのド・ラ・リーヴ(de La Rive, 1801–1873)、フィンランドのレムストローム(Lemstrøm, 1838–1904)、フランスのプランテ(Planté)といった人々である。こうして、オーロラは希薄気体中の放電であるとの考えが次第に広く信じられるようになった。レムストロームは室内実験だけでなく、ソダンキラ近くの丘の上で野外の放電実験も行っている(Lemstrøm, 1886b)。

放電に必要な電気を運ぶ道筋のアイデアとしては、フランクリンは(Franklin, 1779)水蒸気対流を考え、1878年のエドルンド(Edlund, 1819–1888)では、地球が磁場をもって自転しているために生じる、いわゆる単極誘導の電場であると考えられた(Edlund, 1878)。実際、エドルンドは磁化した球を使って単極誘導の実験をおこなってこの結論に達したのである。これらはいずれも地球の大気や地球磁場に原因を求める立場である。

これらと違って、太陽大気にオーロラの原因があるというド・メランの太陽大気説が新しい衣をまとって現れ始めたのはエドルンドの実験の翌年、1879年のことである。ド・メランの示唆したオーロラと太陽黒点との関係は、ノルウェーのトロムホルトによって1879年頃には、はっきりと確認されていた。1879年、フランスの物理学者ベクレル(Becquerel, 1852–1908)はこれらの関係をもとに、「太陽黒点から多量の水素ガスが放出され、正の電気を帯びて地球にやって来るのではないか」(Becquerel, 1879)と考えた。その2年後にドイツのゴルトシュタイン(Goldstein, 1850–1930)は自ら手掛けた1876年の陰極線の実験に基づいて太陽からやって来るのは電子ではないかと考えた(Goldstein, 1881)。オーロラは放電現象だとしても大気の中だけの現象ではなく、ようやく、太陽と地球を結ぶ放電と考えられるようになって来たのである。これが、その後、1896年のノルウェーの物理学者ビルケランド(Birkeland, 1867–1917)による有名な「テラ」の実験、すなわち真空中で磁化した球に電子ビームをぶっつける実験に結びつくのである(Birkeland, 1896)。

ビルケランドは、それまで言われてきた「太陽からやってくる粒子」が磁場と作用して運動の向きを変えながら大気中に降り注いでオーロラが光り、また電流が流れるのだと考え、大きな真空槽の中に球形の電磁石を入れて、これに電子ビームを当てる実験

を行い、電子が磁極をとりまく円形の領域に降り込むことを示した。これを、ビルケランドは、磁極が陰極線を引き付けるためだと考えていたようであるが、これを聞いたポアンカレ (Poincaré, 1854–1912) は磁気単極子磁場中の荷電粒子の運動を解いて、荷電粒

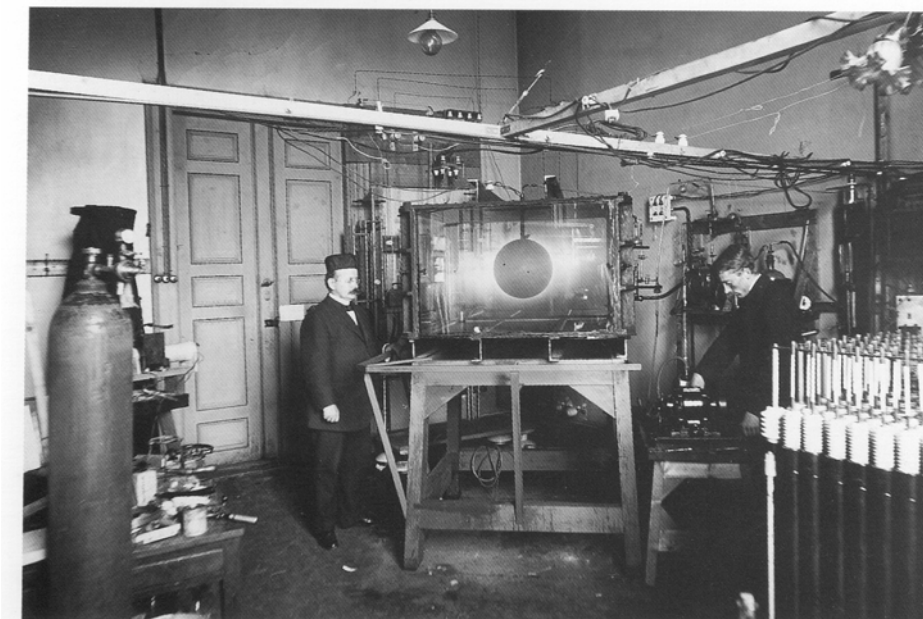


Fig.2-16 ビルケランドの Terrella 実験。

子は、磁極を頂点とする、測地線で構成される円錐上を運動することを示した (Poincaré, 1896)。ついでビルケランドの勧めに応じてステルマーがオーロラ粒子の運動を明らかにするために、双極子中の荷電粒子の運動を数値計算で解いた (Størmer, 1907)。なお、前にも述べたように、ステルマーはオーロラ観測に写真を導入し、三角測量で高さを測るのにも大いに貢献した (Størmer, 1932)。

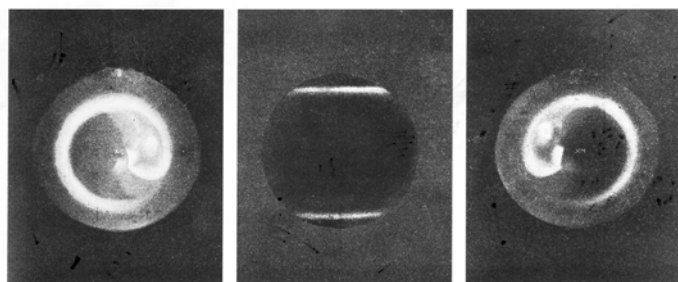


Fig.2-17 ビルケランドの Terrella 実験で電子ビームの衝突で光る磁化球。

ゴールドシュタインの電子説やビルケランドの実験などの結果、太陽から飛来してオーロラを光らせるもとは電子であろうとの考えが行われるようになったが、これを、シュスター (Schuster, 1911) やリンデマン (Lindemann, 1919) が批判している。「もし電子の流れだとするなら、地球に届く前に電氣的斥力で発散し、ちりぢりになってしまう筈だ」というのである。後に、この問題の解決には電子とプロトンとが等量まじって、全体として中性なプラズマの考えが導入され (Chapman, 1918a, 1918b)、さらに、実際に人工衛星の観測でこれが確認されたのはずっと後のことである。

2.6 光るものは何？

オーロラの光は何の光か、の間に科学的に答えられるようになったのはブンゼン (Bunsen, 1811–1899) とキルヒホッフ (Kirchhoff, 1824–1887) 以後である。1859年、ハイデルベルグ大学のブンゼンとキルヒホッフは燃える炎の色、つまり炎色反応の実験と分光測定の結果「光のスペクトル線(色)は物質に固有のもので、ものが違えばスペクトルの構造も違い、同じものは二つとない」ことを知った (Bunsen and Kirchhoff, 1859)。手の届かぬ遠い物体でももしそれが高温で燃えていれば、その光を見ることによってものが何であるかがわかることになった。

この話を聞いてさっそくこれをオーロラの光に適用してみたのが当時、スウェーデンのウプサラ大学にいたオングストローム (Ångström, 1814–1874) である。彼は1867年にオーロラの光を分析してオーロラには強い緑の光があること、これが気体から出ているのであって、液体や固体の状態から出ているのではないことを示し (Ångström, 1867)、更に1868年、この緑の光の波長を5560単位と測定した (Ångström, 1868)。この単位が、後に彼の名をとってオングストローム ($\text{\AA} = 10^{-8} \text{ cm}$) と呼ばれることになった。なお、この光の波長は後にBabcockが、夜光(大気光)の中で測定し、 $5577.3445 \pm 0.0027 \text{\AA}$ (Babcock, 1923) という正確な値を得ている。オングストロームは、オーロラの中に、この他にも、赤い光、および青い光が強いことを見つけている。

このすぐあと、1870年にはドイツのツェルナー (Zöllner) がやはり同じ酸素原子から出る赤い光 (6300\AA) を測定している (Zöllner, 1870)。また、つとに1886年には、レムストロームは空気を使った放電実験で得られるスペクトルとオーロラのスペクトルを比べ、放電管の気圧が50 mm Hg以下だと両者がよく似ていることを指摘している (Lemström, 1886a) が、時代背景を考えると、これは卓見であったと言うべきか、あるいは、放電実験が広く行われるようになった当時の事情から言えば、むしろ、ごく自然なアイデアで

あったと言うべきかもしれない。彼らの時代にはまだ分光測光も始まったばかりで、光の波長がわかったからといって直ちに物質がわかるところまで行かなかったのは当然で、実際、本当の意味で光と物質が結びつくようになるには、更に数十年の分光分析の研究が必要であった。1910年になっても、なお、カイザー(Kaiser)は、彼の分光ハンドブック(*Handbuch der Spektroskopie*)の中で、光の波長の正確な測定は難しいので、物質を探索目的にスペクトルを用いるのは困難だと述べている(Kaiser, 1910)程である。

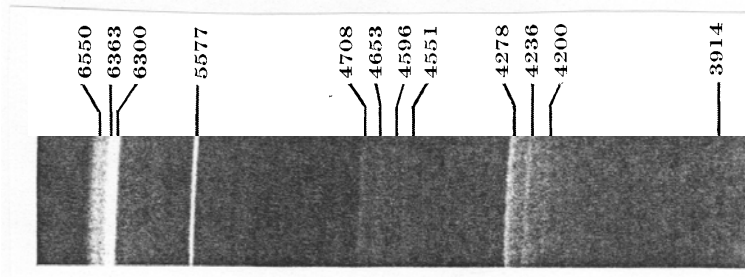


Fig.2-18 オーロラ分光の初期の頃のオーロラのスペクトル。

物質の同定という意味で、オーロラの分光学はヴェガード(Vegard, 1880–1963)によって始まったと言っていい。1913年頃からヴェガードは精力的にオーロラの光のスペクトルを研究し、オーロラの光の中に中性の窒素分子から出る negative band のスペクトルを同定している。彼らの結果はVegard and Kvifte(1945)によってまとめられている。オーロラ分光学は、やがて、カナダ、アメリカ、ソ連の学者の間に爆発的に発展し、オーロラの主な光は酸素窒素の原子や分子が発していることが次第に明らかになる。

オーロラの光の中で最もありふれた緑の光の研究の歴史は面白い物語である。この光が何の光なのかわからないままに、クリプトンの光だと考えられた(*e.g.*, Ramsay, 1915)こともあり、地上には存在しない元素の光ではないか、などといわれたこともある。ようやく1924年になって当時トロント大学にいたマクレナン(McLennan)とシュラム(Shrum)が実験室でこの光を光らせるのに始めて成功した(McLennan and Shrum, 1925)。わかって見れば何のことはない、謎に包まれたこの光は、大気の主成分である酸素原子の光であった。

それまで、実験室でこの光を発光させることができなかった訳は、酸素原子が緑の光を出すためにはある条件が必要で、その条件が充されないと光らないことによる。その条件というのは、励起した酸素原子が他の活発な粒子や放電管の壁にあまり頻繁に衝突しないということである。マクレナンとシュラムは放電管の中に酸素と一緒にアルゴンを封

入ることによってこの条件を充たし、緑の光を見つけることができた。なお、Vegard は1934年にこの光をオーロラ中で確認している。この光はオーロラだけでなく、中緯度地方の夜空にも見られることが知られ(大気光)、レイリーはこれを“non-polar aurora”などと呼んでいた(Rayleigh, 1931)。

こうしてこの緑の光が酸素原子の禁制線であることがわかった段階で、同じ酸素原子から赤の三重線が発せられることが予測され、Sommer、Paschen たちが、大気光および実験室でこの、オーロラ中に卓越する赤の triplet を同定した。ツェルナーがオーロラ中に赤い光を見つけてから半世紀の後のことである。

こうして、ヴェガード、ハラング(Harang, 1902–1970)、ペトリー(Petrie)、ヘルツベルグ(Herzberg)、マイネル(Meinel)、カプラン(Kaplan)といった人たちの研究の結果、分子やイオンの band spectrum も次々に同定され、20 世紀の中ごろまでにほとんどのオーロラの光が何からでるものかがはっきりした。例外的に大気圏外から降り注ぐプロトンによる水素輝線、及び、隕石起源のナトリウム層に起因するナトリウム輝線を除いて、すべては大気の主成分である窒素と酸素の分子や原子、およびそれらのイオンからの光であることが明らかになった。スペクトルの中には、これら研究者の名前を冠して、Vegard-Kaplan Band(N_2 ; Blue-Violet-Ultraviolet) とか Meinel Band(N_2^+ ; Infra-red)、Herzberg Band(O_2 ; Ultraviolet-Yellow) などと呼ばれるものもある。1952 年に Petrie and Small が、その時代までの、有用なスペクトルのリストをまとめている(Petrie and Small, 1952)。

2.7 電子かプロトンか？

19 世紀末から今世紀初頭にかけて、ゴールドシュタインの電子説やビルケランドの実験などの結果、太陽から電子飛来してオーロラを光らせるのであらうと考えられるようになったが、前に述べたように、これらの考えは厳しい反論にさらされた。その最も基本的なものは、電子にせよプロトンにせよ、単一電荷の荷電粒子は互いに反発してしまっていて、太陽から地球まで届く筈がない、と言うのであり、もう一つは、電子が磁場に導かれて地球近傍まで近づいても、いったいそれがどうして電流になるのかという問題であった。後に述べるように、後者については、今でもまだ基本的には問題は解けていない。ともあれ、当時のこのような、一般的な電子説に一つの波紋を起こしたのが、オーロラ中の水素輝線の発見であった。

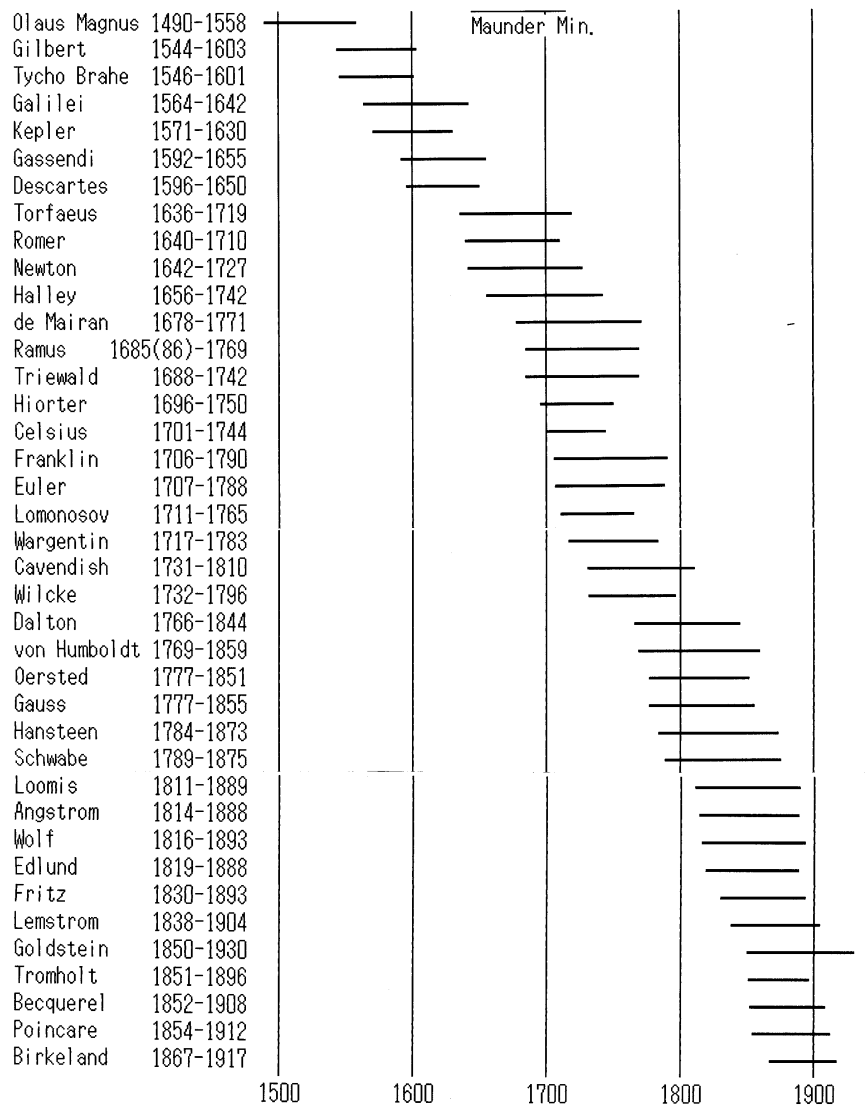


Fig.2-19 初期のオーロラ関連研究者の年表。

最近ではなくなったが、少し前までの百科事典の「オーロラ」の項には、大気圏外から超高層大気中に入射して大気を励起発光させる(オーロラを光らせる)粒子はプロトンであると書かれていたものである。これは、1939年にヴェガードがオーロラ中に水素輝線を測定して波長が短い方にずれていることを発見して(Vegard, 1939)から、1950年にはガートライン(Gartlein, 1950)が、また1951年にはマイネル(Meinel, 1951)が同

様の測定をして、磁力線の向きにオーロラが現れた時に水素輝線を測定すると輝線幅の broadening に重なって紫側へのドップラーシフトが見られ、磁力線に直角方向にオーロラが現れた時には輝線の broadening だけが見られることを明らかにし、陽子が大気上空から磁力線に沿って降り込んでいることが判ったためである。

だが、これだけでは陽子がオーロラの主役であることの証拠にはならない。この問題に決着をつけたのは1958年にカナダ、ハドソン湾に面したチャーチルロケット基地から飛び立ってオーロラ中に飛び込んだ観測ロケットで (McIlwain, 1960)、目に見える、形のはっきりしたオーロラ中に入射しているのは電子であることをはじめて明らかにした。

後に述べるように、オーロラ中には電子もプロトンも入射している。陽子の入射は当然ドップラーシフトした水素輝線で知ることができる。しかし、目に見える、形のはっきりしたオーロラはすべて電子の入射によるものである。プロトンの入射によるオーロラは、水素輝線以外の光も発するが、一般に電子入射によるオーロラに比べると暗く、かつ、輪郭がひどくぼんやりとしてはっきりした形を示さない。これは、水素輝線が発せられることからわかるように、プロトンが電子を捕らえて自分自身が中性水素になって水素輝線を出したり、また陽子に戻ったりするからである。中性水素原子は当然ながら、磁場の束縛を離れて自由に運動するので、プロトンの入射領域、従って入射プロトンによる発光領域は極端に広がって、オーロラとしてはひどくぼやけてしまうのである。

なお、伝説の時代から初期の科学研究に至るオーロラ研究の歴史の詳細については、ペトリー (Petrie, 1963)、赤祖父 (Akasofu, 1979)、イーサー (Eather, 1980)、ブレッケ & エゲランド (Brekke and Egeland, 1983, 1994)、サヴェイジ (Savage, 1994) などを参照されたい。

REFERENCES

- Akasofu, S. -I., *Aurora Borealis: the amazing northern lights*, Anchorage, Alaska Geographic, 1979.
- Anaxagoras as in Eather.
- Anaximenes as in Eather.
- Angot, A., *The Aurora Borealis*, Kegan, Paul, Trench, Trubner, and Company, London, 1896.
- Ångström, A. J., 1867, 1868.
- Ångström, A. J., Spectrum des Nordlichts, *Ann. Phys.*, **137**, 161–163, 1869.
- Aristotle, *Meteorologica*, ca. 345 B.C.

- Babcock, H. D., A Study of the Green Auroral Line by the Interference Method, *Astrophys. J.*, **57**: 209–221, 1923.
- Becquerel, A. H., *Aurora, Their Characters and Spectra*, Spon, London, 1879.
- Bergman, T., Afhandling Om Nordskenens Høgd, *Kongl. Sven. Vetenskaps Acad. Handlinger*, 193–210, 249–261, 1764.
- Beyer, A. Pederssøn, *Diary*, 1552–1572.
- Birkeland, K., *Archives des sciences physiques et naturelles*, 3eme period **T.33**, 297–309, 1896.
- Borough, W., *A discourse of the variation of the compass or magnetical needle*, London, 1581.
- Brahe, T., *Meteorologiske Journal*, ~1600.
- Brekke, A., and A. Egeland, *The Northern Lights—from mythology to space research*, Springer-Verlag, 1983.
- Brekke, A., and A. Egeland, *The Northern Lights—Their Heritage and Science*, Grøndahl Dreyer, Oslo, 1994.
- Bunsen, and Kirchhoff, 1859.
- Canton, J., Electrical experiments, with an Attempt to account for their several Phenomena; together with some Observations on Thunder-Clouds, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 48, 350–358, 1753.
- Carrington, R. C., Description of a singular appearance seen in the sun on September 1, 1859, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **20**, 13–15, 1860.
- Cavendish, H., On the height of the luminous arch which was seen on February 23, 1784, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **80**, 101–105, 1790.
- Celsius, A., *CCCXVI observationes de Lumine Boreali, ab a. MDCCXVI at a. MDCCXXXII par tim a de, par tim ab aliis in Svicia habitas*, Nornbergæ, 1733.
- Chapman, S., Outline of a theory of magnetic storms, *Proc. Roy. Soc.*, A **95**, 61–83, 1918a.
- Chapman, S., The energy of magnetic storms, *Monthly Not. Roy. Astr. Soc.*, **79**, 70–83, 1918b.
- Dalton, J., Essay on effects of the moon in producing the aurora borealis, *Mathematical and Philosophical Repository*, ed. by Davidson, 1789.
- Dalton, J., *Meteorological observations and essays*, Richardson, Philips, and Pennington, London, 1793.
- de La Rive, M. A., New research on the aurora borealis and australis, *Arch. Sci. Phys. Natur.*, **14**, 122, 1862.
- de Mairan, J. J. d’Ortous, *Traité Physique et Historique de L’Aurole Boréale, Suite des Mémoires de l’Académie Royale des Sciences, Année 1731*, (1st Ed. 1733) 2nd Ed., Paris, 1754.
- Descartes, R., *Les Météores*, 1638.

- Dyson, F. W., and H. Furner, The earth's magnetic potential, *Mon. Not. R. Astron. Soc., Geophys. Suppl.*, **1**, 76-78, 1923.
- Eather, R. H., *Majestic Lights—the aurora in science, history and the arts*, Am. Geophys. Union, Washington DC, 1980.
- Edlund, E., Recherches sur l'induction unipolaire, l'électricité atmosphérique et l'aurore boréal, *Acta. Acad. Sci. Suede*, **16**, 1878.
- Faraday, M., 1831.
- Faraday, M., 1838.
- Fearnley, C. F., Bestemmelse af Nordlysets Høide ved Målinger af en Iagttager, *Kristiania Videnskabs Selskabets Handlinger*, Bind 8, 117, 1859.
- Franklin, B., *Political, Miscellaneous and Philosophical Pieces*, 1779.
- Fritsche, H., *Die Elemente des Erdmagnetismus für die Epochen 1600, 1650, 1700, 1789, 1842 und 1885, und ihre sakularen Änderungen, berechnet mit Hilfe der aus allen brauchbaren Beobachtungen abgeleiteten Koeffizienten der Gaussischen "allgemeinen Theorie des Erdmagnetismus,"* St. Petersburg, 1897.
- Fritz, H., *Das Polarlicht*, Brockhaus, Leipzig, 1881.
- Frøbesius, J. N., *Modern and Ancient Spectacular Appearances of Aurora Borealis with a Philosophical Analysis of the Remarkable Phenomenon*, Weygandum, Helmstadt, 1739.
- Fulke, W., *A Goodly Gallerye With a Most Pleasant Prospect, Into the Garden of Natural Contemplation, to Behold Natural Causes of All Kynde of Meteors, as Wel Fyery and Ayery as Watery and Earthly*, Griffith, London, 1563.
- Galilei, G., *Discorso delle Comete*, Firenze, 1619; 2nd de. Edizione Nazionale, Florence, 1929–1939.
- Galilei, G., *Il Saggiatore*, Firenze, 1624; National ed. 1929–1939.
- Gartlein, C. W., Auroral spectra showing broad hydrogen lines, *EOS Trans.*, AGU, **31**, 18–20, 1950.
- Gassendi, P., *Animadversiones in Dicimvm Librum Diogenis Laertji, qui est de vita, moribus, placitisque Epicuri*, 1649.
- Gauss, C. F., Resultate aus den Beobachtungen des Göttinger magnetischen Vereins im Jahre 1838, *Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus*, Weidmann, Göttingen und Leipzig, 1839.
- Gellibrand, H., 1634.
- Gemma, C., *De Naturae Divinis Characterismis*, Antwerp, Christophe Plantin, 1575.
- Gilbert, W., *De Magnete, magneticisque corporibus, et de magno magnete tellure; Physiologia noua, plurimis & argumentis, & experimentis demonstrata*, 1600.
- Goldstein, E., Über der electrizität in verdünnten Gasen, *Ann. Phys. Chem.*, **12**, 266, 1881.
- Grégoire de Tours(Georgius Florentius Gregorius), *Historia Fraconrum(l'Histoire des Francs)*, 575–591.

- Günter, E., 1622.
- Halley, E., An Account of the cause of the Change of the Variation of the Magnetical Needle; with an Hypothesis of the Structure of the Internal parts of the Earth, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **17**, 563–578, 1692.
- Halley, E., *A new and correct sea chart of the whole world shewing the variations of the compass as they were found in the year M. D. C. C.*, 1702.
- Halley, E., An account of the late surprising appearance of the lights seen in the air, on the sixth of March last; with an attempt to explain the principal phenomena thereof, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **29**, 406–428, 1716.
- Halley, E., An account of the phenomena of a very extraordinary aurora borealis, seen at London on November 10, 1719, both morning and evening, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, **30**, 1099–1100, 1719.
- Hansteen, C., On the polar lights, or aurora borealis and australis, *Phil. Mag.*, **2**, 333–334, 1827.
- Harang, L., Height measurements of selected auroral forms, *Geofys. Publ.*, **12**, No. 1, 5–33, 1937.
- Harang, L., A study of auroral arcs and draperies, *Geofys. Publ.*, **13**, No. 14, 3–14, 1944.
- Harang, L., *The Aurorae*, John Wiley and Sons, New York, 1951.
- Harang, L., and E. Tønsberg, Investigations of the Aurora Borealis at Nordlys Observatoriet, Tromsø 1929–1930, *Geofys. Publ.*, **9**, No. 5, 3–53, 1932.
- Hartmann, G., letter, 1544.
- Herzberg, G., *Atomic Spectra and Atomic Structure*, Dover Publications, New York, 1944.
- Hiorter, O. P., Om Magnet-Nålens Åtskillige ändringar, *Proc. Royal Swedish Acad. Sci.*, **8**, 27–43, 1747.
- Hippocrates, as in Eather.
- Humboldt, A., *Personal Narrative*, 1814.
- Humboldt, A., *Cosmos: Sketch of a Physical Description of the Universe*, vol. 3, Longman, Brown, Green and Longmans, London, 1847.
- Kaiser, *Handbuch der Spektroskopie*, 1910.
- Kaplan, J., New Band System in Nitrogen, *Phys. Rev.*, **45**, 675–677, 1934.
- Keimatsu, M., Documentary catalog of northern lights observed in China, Korea and Japan from 7 B. C. to 10 A. D., College of Liberal Arts, Kanazawa University, Kanazawa, Japan, 1965. A chronology of aurorae and sunspots observed in China, Korea and Japan, Part 1, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **7**, 1970. Part 2, A. D. 1–3 Century, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **8**, 1971. Part 3, 4–5 Century, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **9**, 1972. Part 4, 6–8 Century, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **10**, 1973. Part 5, A. D. 801–1000, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **11**, 1974. Part 6, A.

- D. 1001–1130, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **12**, 1975. A brief summary of records from B. C. 687 to A. D. 1600, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **13**, 1976.
- Kepler, J., *Epitome astronomiae Copernicanae*, 1618–1621.
- Lemstrøm, K. S., *Om Polarljuset eller Norrskenet*, Bonnier, Stockholm, 1886a.
- Lemstrøm, K. S., *L'Aurore Boréale*, Gauthier-Villars, Paris, 1886b.
- Lindemann, F. A., Note on the theory of magnetic storms, *Phil. Mag.* **38**, 669–694, 1919.
- Link, F., *Visitas in Astronomy*, 1967.
- Lomonosov, M. V., Oration and aerial phenomena, proceeding from the force of electricity, 1753.
- Loomis, E., On the geographical distribution of auroras in the northern hemisphere, *Amer. Sci. Arts*, **30**, 89, 1860.
- Maunder, E. W., The prolonged sunspot minimum, 1645–1715, *J. Brit. Astron. Ass.*, **32**, 140–145, 1922.
- McIlwain, C. E., Direct measurement of particles producing visible auroras, *J. Geophys. Res.*, **65**, 2727–2747, 1960.
- McLennan, J. C., and G. M. Shrum, On the Luminescence of Nitrogen, Argon, and Other Condensed Gases at Very Low Temperatures, *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, **106**, 138–149, 1924.
- McLennan, J. C., and G. M. Shrum, On the origin of the auroral green line 5577 Å and other spectra associated with the aurora borealis, *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, **108**, 501–512, 1925.
- Meinel, A. B., Doppler-shifted auroral hydrogen emission, *Astrophys. J.*, **113**, 50–54, 1951.
- Meyer, F. C., *De Luce Boreali*, Academy of Science, Saint Petersburg, 1728.
- Mitchell, A. C., Chapters in the history of terrestrial magnetism, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, **37**, 105–146, 1932; **42**, 241–280, 1937; **44**, 77–80, 1939.
- Muncke, A., *Gehler's Physikalisches Wörterbuch*, 2nd ed. **7**, pt. 1, 1833.
- Muncke, G. W., Nordlicht, *Physikalisches Worterbuch*, vol. 7, E. B. Schwickert, Leipzig, 1837.
- Nagata, T., and T. Oguti, Magnetic charts for the epoch of 1968.5 corrected for the Antarctic region and spherical harmonic coefficients of the revised geomagnetic field, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **14**, 125–131, 1962.
- Neckam, A., 1206.
- Nordenskiöld, A. E., *Rapporter skrivna under loppet af Vegas Expedition*, Om Norskenen, Stockholm, 1882–1883.
- Norman, R., 1576.
- Ørsted, H. C., Oversigt over Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskabs Forhandlinger, *Det Kongl. Dan. Vidensk. Selskab. Avhandl.*, Anden Deel, Kjøbenhavn, 1826.

- Oguti, T., A note on the auroral frequency charts by Fritz and Vestine, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **45**, 449–454, 1993.
- Pascal, B., 1648.
- Paschen, Zur Kenntnis des Sauerstoff-Spektrums OT, *Naturwissenschaften*, **18**, 752, 1930.
- Petrie, W., *Keoeit – Story of Aurora Borealis*, Pergamon, New York, 1963.
- Petrie, W., and R. Small, The auroral spectrum in the wavelength range 3300–8900 Å, *Astrophys. J.*, **116**, No.2, 1952.
- Planté, G., Electrical analogies with natural phenomena, *Nature*, **17**, 226 and 385, 1878.
- Poincaré, Remarques sur une expérience de M. Birkeland, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **123**, 530–533, 1896.
- Ramsay, W., *The Gases of the Atmosphere*, 4th ed. London, 1915.
- Ramus, J. F., Historisk og Physisk Beskrivelse af Nordlysets forunderlige Skikkelse, Natur og Oprindelse, *Proc. Acad. Sci. Copenhagen*, **1**, 317–396, 1745; **3**, 148–212, 1747.
- Rayleigh, 4th Lord, On a Night Sky of Exceptional Brightness, and on the Distinction between the Polar Aurora and the Night Sky, *Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. A*, **131**, 376–381, 1931.
- Rayleigh, 4th Lord, and H. S. Jones, The Light of the Night-Sky: Analysis of the Intensity Variations at Three Stations, *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, **151**, 22–55, 1935.
- Rømer, O. C., Descriptio – Luminis Borealis quod nocte inter 1 & 2 Febr. 1707 Hafniæ visum est, *Miscellaneis Berolinensibus*, 131–133, 1710.
- Sabine, E., On periodical laws discoverable in the mean effects of the larger magnetic disturbances, no II, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 103–124, 1852.
- Savage, C., *AURORA—the mysterious northern lights*, Greystone Books, Vancouver, 1994.
- Schuster, A., The origin of magnetic storms, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, **85**, 44–50, 1911.
- Schwabe, H., Sonnen-beobachtungen im Jahre 1843. Von Herrn Hofrath Schwabe in Dessau, *Astronomische Nachrichten*, **21**, No. 15, 233–236, 1844.
- Seneca, *Naturales Quæstiones*, ~65.
- Sommer L. A., Rote Sauerstoffstrahlung am Nachthimmel, *Naturwissenschaften*, **18**, 752, 1930.
- Stothers, R., Ancient Aurora, *ISIS*, **70**(251), 85–95, 1979.
- Størmer, F. C. M., Sur les trajectoires des corpuscles électrisés dans l’espace sous l’action du magnétisme terrestre avec l’application aux aurores boréales, *Arch. Sci. Phys. Natur.*, **24**, 5, 113, 221, and 317, 1907.
- Størmer, R., Progress in the photography of the aurora borealis, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, **37**, 475–477, 1932.

- Torricelli, E., 1643.
- Tromholt, S., Om Nordlyset, *Naturen*, 6, 81–87, 7, 97–104, 8, 113–118, 9, 168–172, 1882; 6, 81–89, 1883.(1879?)
- Vegard, L., On Spectra of the Aurora Borealis, *Phys. Z.*, **14**, 677–681, 1913.
- Vegard, L., Nordlichtuntersuchungen. Über die physikalische Natur der kosmischen Strahlen, die das Nordlicht hervorrufen, *Ann. de Géophys.*, **50**, 853–900, 1916.
- Vegard, L., Hydrogen showers in the auroral region, *Nature*, **144**, 1089, 1939.
- Vegard and Krogness, 1915.
- Vegard, L., and O. Krogness, Resultats d'observations d'aurores boreales excecutes a l'Observatoire de Haldde, *C.R. Acad. Sci. Paris*, **163**, 442–446, 1916a.
- Vegard, L., and O. Krogness, Die Hohe des Nordlichts vermittelt parallaktischer Aufnahmen an dem Haldde-Observatorium, *Ann. D. Phys.*, **356**, No. 21, 495–502, 1916b.
- Vegard, L., and O. Krogness, THE HEIGHT OF THE AURORA BOREALIS ACCORDING TO OBSERVATIONS AT THE HALDDE OBSERVATORY, NORWAY, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, **21**(4), 169–174, 1916c.
- Vegard, L., and O. Krogness, The Position in Space of the Aurora Polaris, *Geofys. Publ.*, **1**, No. 1, 1920.
- Vegard, L., and G. Kvifte, Spectral Investigations of Aurorae and Twilight, *Geofys. Publ.*, **16**, No. 7, 1945.
- Wargentin, P. W., Observationer På Magnet-Nålen, *Proc. Roy. Swed. Acad. Sci.*, 11, 52–59, 1750.
- Wilcke, J. C., Försök til en Magnetisk Inclinations-Charta, *Konigl. Vetenskaps Akad. Handl.*, **29**, table VI, 1768 (Reprinted by Kraus-Thomson Org. Ltd., Nendeln, Liechtenstein, 1969.)
- Wilcke, J. C., Von der jährlichen und täglichen bewegungen der magnetnadel in Stockholm, *Sv. Vetensk. Akad. Handl.*, **38**, 273–300, 1777.
- Wolf, 1716.
- Zöllner, F., On the spectrum of the northern lights (in German), *Ann. Phys. Chem.*, **141**, 574, 1870.
- 王充 (WangChong), 論衡 (LunHeng). ~100.
- 曾公亮 (ZengGongLiang) and others ed., 武經總要 (WuJingZongYao), ~1040.
- 朱或, 萍洲可談 (PingZhouKoTang), ~1100.
- Icelandic Chronicle compiled by Snorrio Sturlæsonius, ~1215.
- Kongespeilet* (The King's Mirror, Norwegian Chronicle), ~1250.
- Observations faites au Cap Thordsen, Spitzberg par l'Expedition Suédoise*, L'Academie Royale des Sciences de Suède, Stockholm, 1887.

Chapter 3

オーロラの概観

第1章で述べたオーロラ研究の歴史でもわかるように、今ではオーロラはかなりよく知られるに至った。しかし、現象論的にも未だにわからない部分がいろいろあって、更に詳細な観測が必要とされている。その物理に至っては、最も基本的なオーロラ粒子の起源にかかわる部分が判っていないと云っている。現象面に限っても、現象としてよく知られているかと言えば、必ずしもそうでなく、時に、オーロラの研究者同士でも話が食い違うこともある。第4章以下での物理の議論に先立ってこの章では先ずオーロラの特徴についてその morphology を概観し、如何なる現象について論ずるのかをはっきりさせるとともに、第4章以下の各論で議論すべき問題を整理しておくことにする。

3.1 オーロラの大分類

一般にオーロラと言えば、極地、特に、極光帯で見られるオーロラを指すことが多い。極光帯のオーロラは最も顕著なオーロラであるが、それがオーロラのすべてではない。オーロラは、見られる領域で大きく分けて3種類があって、それぞれがかなり異なった性質を示す。この他に、通常、オーロラとは呼ばないが、亜熱帯グローと呼ばれるものも広く言えばオーロラの仲間と考えてよい。

極冠グローオーロラ (polar cap glow aurora)

大きな太陽フレアなどに際して、フレアから数時間～十数時間遅れて極冠地方に現れる、淡い、不定型の光で、光の中に紫側にドップラーシフトした水素の輝線と窒素分子のバンドが強いのが特徴である。これは、太陽フレアの時に太陽表面で加速さ

れた100 MeVあるいはそれ以上にも達するプロトン、ヘリウム原子核および電子が地球磁場に依る偏向をうけて地磁気の極冠地方に直接入射することによって光るオーロラで、明るさも暗く、形もはっきりわからないぼんやりした光が極冠全体を埋めて光る。これに関連する高エネルギー粒子の磁場中での運動と大気中への入射については第6章で議論する。

なお、極冠地域に現れるオーロラはすべてがグローオーロラという訳ではなく、極光帯で見られる種類のオーロラが極冠に、太陽－地球向きに揃って現れることがある。これらは一般にsun-earth aligned auroraと呼ばれ、特に顕著に極冠の中央部を横切る大規模なものは極光帯のオーヴァルと組み合わせて Θ -Aurora と呼ばれている。このオーロラの、極冠を横切る部分の特性は、基本的には極光帯の夕方側のオーロラ (S-fractal curve aurora、または、カーテン型オーロラ) と同じものの様に見える。

極光帯オーロラ (auroral zone aurora)

古記録によって調べられた、オーロラ出現頻度の最も高い領域のことを、極光帯 (auroral zone) と呼ぶ。この領域は南北の地磁気の極を取り巻いて半径2300 kmほどの円形に近い形(現在は北の極光帯はかなり楕円に近い)で存在する。この領域から低緯度側にずれても、逆に高緯度側にずれても、極光出現頻度は減少する。極光帯が地磁気との関係でどのように決まっているかについては、第4章で論ずる。

極光帯オーロラは極光帯でよく見られるオーロラで、光の明るさは、他のオーロラに比べてずっと明るく、通常、オーロラと言えば極光帯のオーロラを指すと考えてよい。本書においても、議論は主として極光帯のオーロラに関するものである。極光帯のオーロラは、一般に、酸素原子の発する緑の光、窒素分子イオンの発する青の光、および窒素分子の赤いバンドの光が強く、形がはっきりしていて、動きが激しい。

極光帯のオーロラはその動態から、全く異なる性質を持つ二つの種類に分類される。一つは主として夕方から真夜中にかけて現れるカーテン型のオーロラで、もう一つは主として真夜中から明け方に見られる、脈動性(点滅性)のモザイク状オーロラである (Oguti, 1975, 1981)。カーテン型オーロラは脈動性オーロラよりずっと明るく、形も見事で写真写りがいいので、一般に出回っているオーロラの写真はほとんどカーテン型オーロラである。このような事情もあって、通常、オーロラと言う時には、極光帯型オーロラの中でも特に、カーテン型オーロラを指すことが多い。古代中国の記録に見られる、「竜の如く蛇行する」オーロラは、極光帯の夕方に見られる典型的なカーテン型オーロラ

である。これら二つのオーロラの違いについては第11章以下で議論する。

低緯度オーロラ (low latitude aurora)

大きな磁気嵐に際してときおり中緯度で見られる、日本書紀巻22の記述にもある深紅のオーロラで、古代ローマ、あるいは19世紀のロンドンでの記録のように、しばしば火事と間違えられた光である。この光もはっきりした形をもたず、ぼんやりした輪郭で光る。酸素の原子が発する禁制遷移の深紅の光が圧倒的に強いので、オーロラ全体が赤く見えることが多いが、極光帯のオーロラの特徴である緑の光が含まれることもある。中緯度では、北の空に、朝焼けの色のような赤い光として現れるので、このために、aurora borealis(北の夜明け)と呼ばれるようになったのは肯ずける。深紅の光は、酸素原子の禁制遷移によるもので、オーロラ中の目に見える光の中では最もエネルギー準位差の低い光である。発光する高度は他の光に比べるとずっと高い(高い方は地上600 kmにも達する)ので、シベリヤ上空に現れたオーロラが日本からでも十分に見られる。日本の古記録に記されている「赤気」は、シベリヤ上空のオーロラが多いと考えられる。

第1章Fig.1-11は1989年10月21日に北海道、稚内から北の空に見られた深紅のオーロラである。この種の深紅のオーロラは低緯度地方だけではなく、昭和基地のような極光帯でも、激しいオーロラ活動(磁気嵐)に際して見られることがある。Fig.3-1は、1959年7月15日の大きな磁気嵐のおりに、昭和基地上空で三日三晩に亘って全天を蔽って現れた深紅のオーロラで、この種の全天を蔽う深紅のオーロラはそれ以後、昭和基地では一度も現れていない。昭和基地と日本とで現れる緯度はひどく違うけれど、物理的には両者は同じ現象であると考えてよさそうである。Fig.2-7に示したFritz(1881)の統計によれ



Fig.3-1 三日三晩昭和基地上空に現れた深紅のオーロラ (1959年7月15日)。

ば、日本でオーロラが見える可能性は10年に一度程度ということになっているが、実際には、北海道の北端近くでは、もっと頻繁に(年に数回程度か?)この深紅のオーロラ(Fig.1-11)を見ることができるようである。

亜熱帯グロー(subtropical red arc)



Fig.3-2 アポロ宇宙飛行士の撮影した
亜熱帯グロー (Carruthers and Page, 1976)。

この光は、通常、オーロラとは呼ばないが、オーロラにきわめて近い光で亜熱帯地方に現れる。低緯度オーロラと同じように、酸素原子の発する深紅の光が強いが、極光帯のオーロラと同じく酸素の紫外線なども出していることが知られている。アポロの宇宙飛行士が地球を撮影した写真の中に、赤道をはさんで地球の昼側から夜側の方に向かってのびている二本の光の帯の写っているものがあるが、この二本の光の帯が紫外線で写した亜熱帯グ

ローである。亜熱帯グローは、後に述べるように、赤道地方の磁場の特殊な条件によって電離層の電子の分布が変わり、磁気赤道をはさむ亜熱帯域で電子密度が上昇することによって光るもので、大気圏外から入射する粒子による励起ではないが、この光も、広い意味ではオーロラと呼んでいいかもしれない。日本では沖縄の南端あたりでこの光が見られる。

大気光(airglow)

オーロラの光と同じ光の成分は、オーロラが見えるような高緯度地方でなくても(例えば日本の上空でも)、常に夜空から放射されていることが知られている。その光の強さは、オーロラの最も弱いものに比べてもほぼ10分の1程度で、形がはっきりしないこともあって肉眼ではほとんど見えない。酸素原子の発する緑と深紅の光が代表的なものである。レーリー(Lord Rayleigh)は、この光を非極地性のオーロラ(non-polar aurora)などと呼んでいたようである(Rayleigh, 1924, 1925, 1928)。これらの光は、第7章で述べるように、粒子の入射によってではなく、亜熱帯グローと同じく、大気化学的な過程でのエネルギー授受によって光る。

Fig.3-3 は、人工衛星“あけぼの(AKEBONO)”からオーロラを酸素の緑線(5577 Å) フィルターを使って撮影したもので、明るさを色コードで示してある。明るいオーロラが写真の中央上部から右の方に曲がって写っている。その下に、薄く、上に反った円弧を描いているのが地球の limb の大気光の発光層である。大気光発光層は、高さ 96–97 km あたりを中心とする、高度方向に薄い層なので、これを横から見ると、層状に分布する大気発光層を地平すれすれにかすめるように見るために発光層を視線方向に積分することによって明るくなり、limb を縁どる細い円弧として見えている。

大気発光層や背の低い脈動性オーロラの明るさの高度角依存については、第3-8節で述べる。

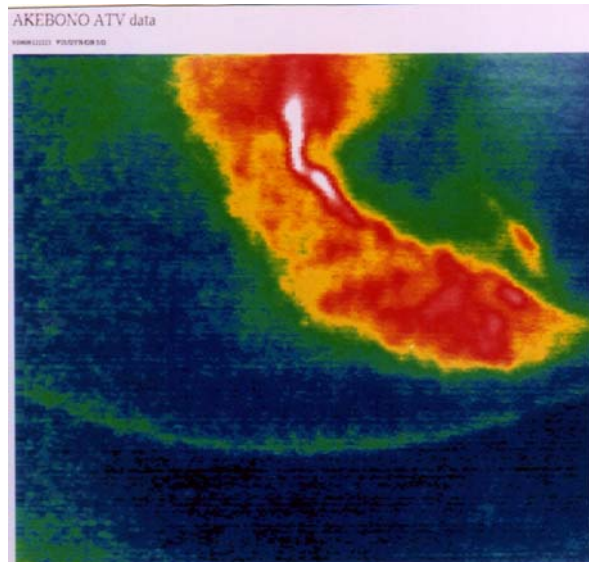


Fig.3-3 人工衛星“あけぼの”から撮影したオーロラと地球の limb の大気光発光層。

3.2 オーロラの古典的分類

この本を読めばわかるように、現在でもその重要性は少しも変わることがないが、オーロラの研究の歴史において、オーロラの種類はきわめて重要な要素の一つであった。最初の科学的分類は1930年、ノルウェーのシュテルマー (Størmer, 1930) によるもので、Photographic Atlas of Auroral Forms として出版された。その分類は、当時としては当然のことながら、主として形状によるもので、見える場所による違いは一切考慮されていない。部分的には運動が加味されており、次の12種である。

1. homogeneous arc(一様な明るさの弧状のオーロラ)
2. homogeneous band(一様な明るさの曲がりくねったバンド状オーロラ)
3. pulsating arc(明るさが一様で明滅する弧状オーロラ)
4. diffuse surface(薄く広がった膜状オーロラ)
5. pulsating surface(明滅する薄い膜状オーロラ)

6. feeble glow(薄い、地平線近くのオーロラ)
7. rayed arc(内部に縞構造、あるいは線条構造をもつ弧状オーロラ)
8. rayed band(内部に線条構造をもち、曲がりくねったバンド状オーロラ)
9. drapery(長い線条構造によってひだが見えるようなカーテン型オーロラ)
10. ray(長い線条構造だけのオーロラ)
11. corona(かんむり状、または、放射状構造のオーロラ)
12. flaming aurora(炎が燃え上がるように動くオーロラ)

Table 3-1 シュテルマーによるオーロラの分類。

分類 区分	主分類名	副分類名	略号	Remarks
形状	band-like	アーク arc	A	E-W 弧状。アリストテレスの Chasmus
		バンド band	B	ひだのように曲がりくねった形
	diffuse	パッチ patch	P	複雑な形のかたまり
		ベール veil	V	空の広い部分が一様に光る様子
	ray	レイ ray	R	磁力線方向に沿った光の線条構造

	分類	略号	Remarks
空間 的広 がり	多重 multiple	m	アーク、バンド、パッチなど二つ以上
	切れ切れ fragmentary	f	アークやバンドが切れ切れの状態
	放射状 coronal	c	ray が磁気天頂を中心に扇状または放射状

内部 構造	均質 homogeneous	H	内部構造がなく、明るさが一様
	筋がある striated	S	縞模様が見える
	線条がある rayed	R	磁力線に沿って線条構造がある

Table 3-2 International Auroral Atlas によるオーロラの分類。

また、1960年には IAGA のオーロラ委員会に特別委員会を設置してステルマーの分類を検討し、国際的な新しい分類を決めなおして 1963 年に International Auroral Atlas を出版した。この分類では、形は、(1) band-like バンド状、(2) diffuse 薄い膜状、(3) ray (R) 線条構造、の三つに大別し、band-like はアーク (A) とバンド (B) とに分け、また、diffuse はパッチ (P) とヴェイル (V) に副分類した。それらの空間的広がりの方のの違いを表すために、(1) multiple(m) 多重、(2) fragmentary(f) 切れ切れに散乱、(3) coronal(c) 放射状の修飾語をつけ、また、内部構造があるかないか(なければ homogeneous(H))、あるとすれば水平の条構造 (striated(S)) か磁力線沿いの条構造 (rayed(R)) かによって分

類した。

更に、速い時間変動を伴うものについては、pulsating、flaming、flickering、streaming に細分し、オーロラの色、明るさについても基準を定めた。それぞれの分類には、アルファベットによる略号が付けられた。その分類は Table 3-3 から Table 3-5 に示す通りである。また、明るさについては、わかり易い比較とともに Table 3-6 に International Brightness Coefficient (IBC) で示す。

分類 区分	分類	略号	Remarks
時間	静穏な quiet	q	形や場所の変化はゆっくり
変化	活動的な active	a	形や場所が激しく変わる
時間	脈動的		
変化	pulsating	p1	明るさが数秒数十秒で変化する
	燃え上がる flaming	p2	明部が磁力線上方に急速に動く
	ちらちら flickering	p3	明るさが速い繰り返しでちらちら
	流れる streaming	p4	バンドまたはアーク沿いに流れる

Table 3-3 時間変動によるオーロラの細分類。

分類	色の構造	Remarks
色	a	上部が深紅 タイプ A と呼ばれる
	b	下縁が赤 タイプ B と呼ばれ、下縁は 80km にも下がる
	c	緑または白 明るさが IBC で I 以下だと白く見える
	d	全体が深紅 発光高度は 250km 以上
	e	深紅と緑 ray 構造がバンドに沿って激しく動くとき
	f	青または紫 上部が太陽に照らされる時によく見られる

Table 3-4 オーロラの色による細分類。

IBC	5577Å の Photon Flux	Energy Flux	Remarks
I	1 kR	3 erg/cm ² sec ¹	天の川と同程度の明るさ
II	10 kR	30	満月に照らされた巻雲の明るさ
III	100 kR	300	満月に照らされた積雲の明るさ
IV	1000 kR 以上	3000 以上	満月程度の照度をもたらす明るさ

Table 3-5 オーロラの International Brightness Coefficient。

これらの分類は大変よくできていて、これらの情報がすべて与えられれば、その

オーロラがどんなオーロラか、頭の中に思い描くことができる。のみならず、そのオーロラが見られた天空の場所についても知ることができる。例えばコロナは、ray 構造を持つオーロラが磁気天頂付近に現れていることを示すし、アークは、オーロラが高緯度側にあつて高度があまり高くなく、むしろ地平線近くに現れていることを示す。ただし、あるいは、従って、これらの形についての分類は、必ずしもオーロラ自身の特性を示すものではないことに注意を要する。すなわち、例えば、線条(ray) 構造を持つバンドは横から見れば線条(ray) 構造を持つバンドだが、磁気天頂に来ればコロナになるし、もしそれが高緯度側の地平線の近くに現れれば、線条(ray) 構造を持つアークになるという訳である。

また、上部が深紅で下部が青緑の type-a のオーロラが地平線近くにあつて、オーロラの下部の、高さ 100 km 辺りの青緑の部分が地平線の下にあれば、これは type-a ではなくて全体が深紅の type-d と分類される可能性がある。なお、この分類は、オーロラ全体ではなく、部分ごとに異なることが多いから、全天の場所ごとに違った分類として記述しなければならないという厄介な問題も残る。

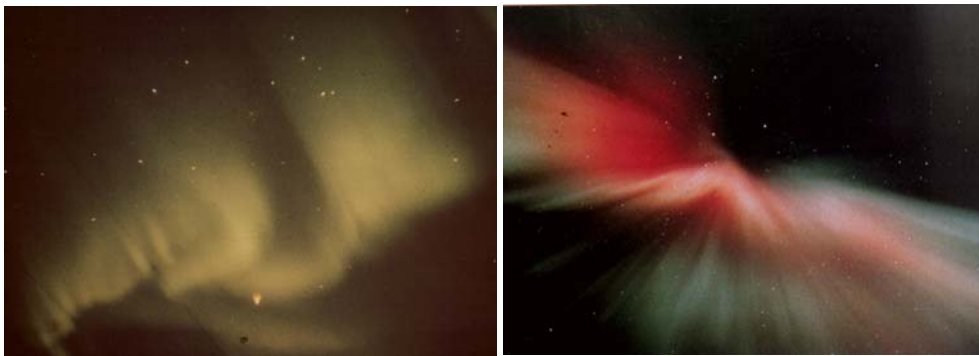


Fig.3-4 バンド状オーロラ(左)とコロナ状オーロラ(右)とは、同じカーテン型をどちらから見るか、見る角度による違いである。

記述の例として、明るさが IBC III で下縁の赤い(b)、Ray 構造を持つ活動的(a) なオーロラが磁気天頂付近に multiple(m) に現れれば必ずコロナ状(c) になるから、IIIaBRmc-b と表され、もし同じオーロラが磁気天頂から離れた所なら IIIaBRm-b と表現される。オーロラ活動の盛んな時には全天のあちこちに、この分類では違った種類のオーロラが、同時に現れるから、それらをすべて記録にとどめるのはかなり難しい。

3.3 衛星から見たオーロラの分類

前節で述べたのは、地上から眺めたオーロラの形や動態による分類であるから、オーロラ全体から見れば、細かい構造に基づく分類だと言っていい。これに対して、人工衛星から極地を見おろすと、オーロラの全体を見渡すことができる。逆に言えば、衛星からはオーロラの細かい構造や動態はわからない。衛星による撮像では大まかな構造がよく見えるが、最近では、その大きな構造的特徴から、オーロラオーヴァルの午後から深夜にかけて、特にその高緯度寄りに現れるオーロラを discrete aurora、深夜から午前側の低緯度側に見えるオーロラを diffuse aurora(Lui *et al.*, 1973; Akasofu, 1974) と呼ぶことが多い。人工衛星からの撮像によれば、前者は境界がはっきりしてその内部構造もよく見えるのに対して、後者では、全体がぼんやりして、形も内部構造もはっきり判らないのが多いからである (Fig.3-5 参照)。



Fig.3-5 DMSP 衛星から可視光で撮影したオーロラオーヴァル。高緯度夕方側の discrete aurora (左手上部) と 低緯度明け方側 (下部) の diffuse aurora の違いがよくわかる。
11:20 UT, Jan. 25, 1973。

次節で述べるように、これらのオーロラを地上から高感度のTVカメラで実時間で撮像すると、discrete aurora と呼ぶものは多くがカーテン型オーロラおよびその集合体で、ray や fold など、オーロラの明るい部分に特徴的な S-pattern が発達する種類のオーロラであることが知られる。従って、通常、このオーロラは discrete aurora と呼び慣らされているが、もっと実際に即した名前としては、カーテン型オーロラの方がよいし、あるいはその動態を含んだ物理的な名前としては、S-fractal curve aurora と呼ぶ方がよい

と思われる。

もう一つの、明け方の、衛星から見たときに境界のはっきりしない、内部構造がよく見えないdiffuse auroraと呼ばれているものは、高感度のTVカメラを用いたreal timeの撮像によれば、実際には必ずしもdiffuse(structureless)ではない。むしろ、かなりはっきりした構造のある、pulsating auroral patch あるいは striation が大部分の構成要素で、部分的には、その高緯度側に、あるいは多少低緯度へ入り組んで、前の、S-fractal curve型のオーロラの切れ切れのものを伴っている。人工衛星から見たときにあたかも内部構造がなく、かつ、境界のはっきりしないように見えるのは、これらのpulsating patch や切れ切れのfractal curve aurora の寿命がひどく短く、かつ、急速に明るさを変えたり移動したりするからである。この意味では、discreteであってdiffuse(structureless)とは言えない。オーロラ全体のこの部分を最もよく表現する名前としては、長くなるのを厭わなければ、構造のない淡いbackgroundをもつpulsating auroral patch の集まり (pulsating auroral patches or striations with a faint, structureless background) とすべきであろう。

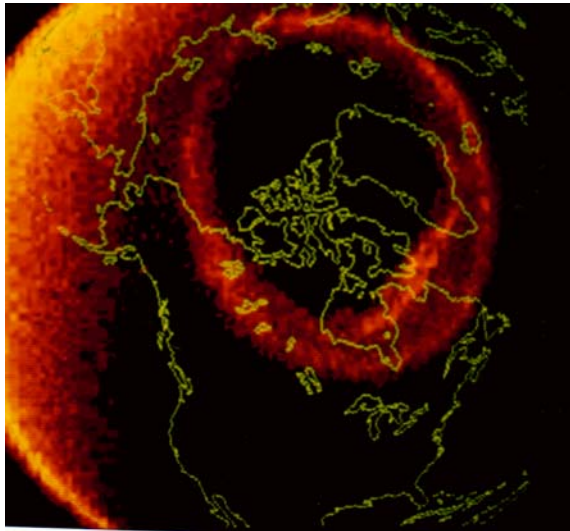


Fig.3-6 Dynamics Explorer衛星から紫外線で撮影したオーロラ。

よくオーロラの全体像として使われるオーロラオーヴァルの写真(Fig.3-6)は、人工衛星によって、オーロラから出る酸素原子の紫外線1302-5-6 Åを使って撮影したものである。なぜ紫外線を使うかと言えば、その理由は、オーロラオーヴァル全体を撮影するためには、通常、地球の昼間側の部分まで含めて一緒に撮影する必要があるが、可視光では地球の昼間側、つまり太陽に照らされた部分がオーロラに比べて極端に明るく、その

部分がカメラに入ると、オーロラ撮影用に設計された高感度カメラが焼けてしまうからである。紫外線の場合は太陽に照らされた昼間側の部分もそれほど明るくないので、オーロラ撮影の画面に日に照らされた地球の部分がはいっても、夜側のオーロラの画面が撮影できる程度の露出時間ならカメラが焼けずに済むのである。日に照らされた部分の紫

外線が可視光にくらべてずっと暗いのは紫外線が空気によく吸収されるために、雲や大気からの太陽光の散乱紫外線が、それより上にある大気で吸収されてしまって、人工衛星まで洩れて来るのは、オーロラから出てくる紫外線と大差がなくなってしまうからである。

このことは、オーロラ全体を撮像するのに極めて有用な特性であるが、一方では、紫外線を使ったオーロラの撮像の解釈の上で大きな制約となっている。それは、オーロラから発する紫外線は人工衛星に達するまでに大きな空気の吸収・散乱を受けていることを意味する。すなわち紫外線は放射されたそのままの強度分布で見えているのではなく、紫外線の吸収が少ない上層まで漏れでた部分が見えているに過ぎない。つまり、実際に光っているところの周辺が非常にぼやけて見えているのであり、明るい部分はつぶれている。このことは、紫外線を使った撮像と可視光をつかった撮像とをくらべて見れば一目瞭然である。次節でもう少し詳しく議論するが、光学的に深い領域で光っている紫外線撮影のオーロラの明るさ分布で細かい入射エネルギー分布を推定するのは原理的に不可能である。

3.4 光の散乱による滲み

オーロラがどこかで光っているとして、それを見る時、大気の吸収と散乱によって、あるがままの姿とどれくらい違って見えるのかについて考えて見よう。これは、後に述べる、オーロラの明るさの空間分布から電離層の電気伝導度を見積もるといった問題に極めて重要な要素である。

大気は可視光に対してはほとんど透明だが紫外線に対しては透明でない。したがって人工衛星から紫外線で撮影したオーロラと可視光で撮影したオーロラとは同じには写らない。Fig.3-5 と Fig.3-6 の違いからわかるように、透明な可視光では細かい構造まで見えるが不透明な紫外線では細かい構造は滲んでつぶれてしまうので大きな構造しかわからなくなる。

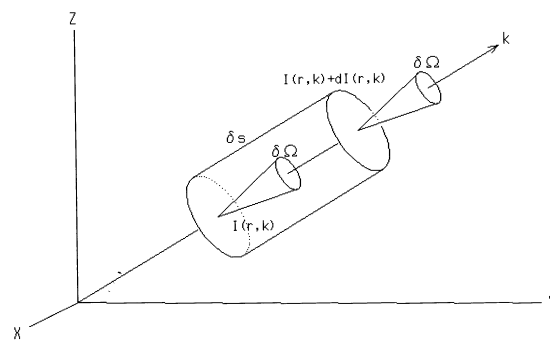


Fig.3-7 位置 \mathbf{r} で距離 δs に対する \mathbf{k} の向きの放射量の変化。

Fig.3-7 に従って、いま、位置 \mathbf{r} で、向き \mathbf{k} に垂直な単位断面積を通して、微小立体角 $d\Omega$ 中に進む光の強さを $I(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ とおき、 \mathbf{k} の向きに距離 ds だけ離れた位置での光の強度との差を $dI(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ と表すと、 ds に対する放射量変化 $dI(\mathbf{r}, \mathbf{k})/ds$ は

$$\frac{dI(\mathbf{r}, \mathbf{k})}{ds} = -\sigma n(\mathbf{r})I(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + \frac{1}{4\pi}p(\mathbf{k})R(\mathbf{r})$$

と表すことができる。ここに、右辺第一項は距離 ds の間の光の吸収で、 σ は吸収断面積、 $n(\mathbf{r})$ は関連粒子の数密度を表し、第二項は距離 ds の間に発生する放射で、散乱による部分を含んでいる。放射の方向性因子 $p(\mathbf{k})$ の normalization factor は 4π で、放射の発生が等方的なら $p(\mathbf{k}) = 1$ である。

この問題については、後に第7章で、大規模放射を議論するが、オーロラの光に放射平衡を仮定し、かつ、単一波長の放射の吸収と再放射のみを考える簡単なモデルで、与えられた source に対して、source からの光の散乱を含めた明るさの分布の数値解を以下のように見積もることができる。

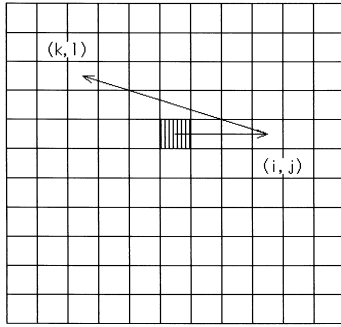


Fig.3-8 二次元放射輸送の枠組み。

二次元問題として、直線状に延びているオーロラを人工衛星から眺めるとする。考えている領域を、Fig.3-8 のように、オーロラに垂直な断面上で水平方向に m 個、鉛直方向に n 個の cell に分割する。それらの cell に吸収係数の分布と光の発生源とを与え、行列 k, l で示されるある cell (k, l) に対する他のすべての cell からの光の寄与がその cell で吸収されて再放出されるものとする。また、簡単のために、他の波長の放射への変換や熱変換がないと仮定する。

こうすれば、放射平衡の条件のもとで cell (k, l)

の明るさ $A_{k,l}$ は、cell 間の間隔を距離の単位にとると、下の一次結合

$$A_{k,l} = S(k, l) + \left(\frac{\alpha_{k,l}}{2\pi}\right) \sum_{i \neq k}^m \sum_{j \neq l}^n \frac{\tau_{i-k, j-l} A_{i,j}}{\sqrt{(i-k)^2 + (j-l)^2}}$$

で与えられる。ここに $\alpha_{k,l}$ は cell (k, l) における吸収係数で、 k には依存せず、 l に依存して高さとともに指数関数的に減少するものとする。 $S(k, l)$ はオーロラの発光に対応する source の net の明るさである。加え合せは考える全領域について行う。 $\tau_{i-k, j-l}$ は cell (i, j) から cell (k, l) への光の透過率で

$$\tau_{i-k,j-l} = \prod_{i-k,j-l} (1 - \alpha_{i-k,j-l})$$

と表すことができる。乗算は cell (i,j) から cell (k,l) までの光路について行う。この方程式系に必要な境界条件、例えば、考えている領域内での光の発生量 $\sum_{i,j} S(i,j)$ が、領

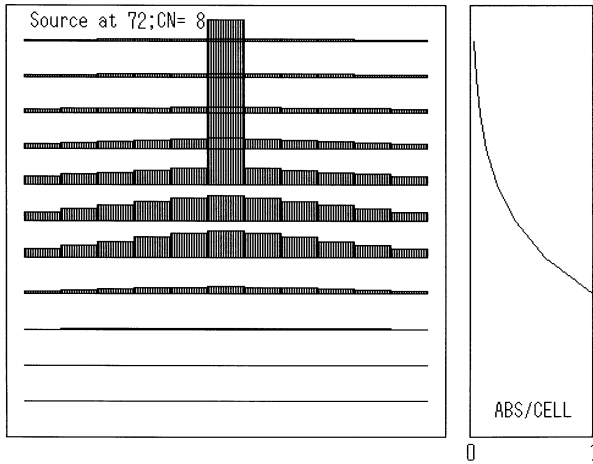


Fig.3-9 光源の周辺の明るさの滲みと右、光学的深さ。
光源の深さ0.2の場合。

域の最外層から外に放出される光量と等しいといった条件を加えた上でこれらを連立一次方程式として解けば、必要な cell (k,l) などの明るさの分布がすべて求められる。ある cell $(x = k_a, y = l_a)$ だけに unit size の net の光源が与えられた時の、光源周辺の明るさの滲みが知られる。

このようにして光源周辺の明るさの分布が決まったとき、これを上空の人工衛星

から見てどう見えるかは、それぞれの cell の明るさと、その cell から視点までの吸収を考慮して視線方向に積分した光の強さで決まり、もし真上に近い方向から見れば

$$L_{l_a}(i) = \sum_{j=1}^n \tau_{n-j} A_{i,j}$$

の角度分布 (i 方向の分布) で決まる。

光源が光学的深さ 0 の領域にあれば、光源のにじみは無く、上空からは与えられた光源そのものが見えるが、Fig.3-9 のようなにじみがあると、衛星から見た光の分布は Fig.3-10 のように、主光源の周りになんかなり広がったカサを持つことになる。

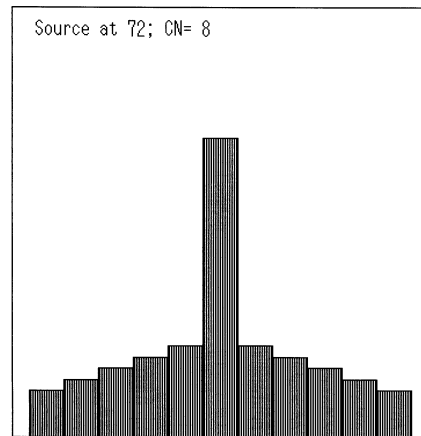


Fig.3-10 深さ0.2にある光源を衛星から見下ろした時の画像の広がり。

当然、どこで発光するかによって、光の滲み方は著しく変わる。発光場所の深さが 0.2 の場合、Fig.3-9 でわかるように、光の滲みは発光高度より下で大きく、いわば、明るいオーロラがそれより下の大気で散乱して滲んでいる。しかし、上に向かってゆく光に対しては、深い位置からでは吸収が大きいのでこれら、低い高度の散乱の効果は減殺され、Fig.3-10 に見られるように、人工衛星で見たオーロラの光の滲みは光源近傍でも 30 % 弱で、もともとのオーロラの明るさが際立って見えることがわかる。つまり、オーロラの画像は若干のにじみにも関わらず、ぼんやりしたバックグラウンドの上にそれらしく見える訳である。

光源の位置がもっと深くて、深さ 1 のあたりで発光している場合が Fig.3-11 である。当然予測できるように、光源が深くなればなるほど滲みの効果は大きくなって、こ

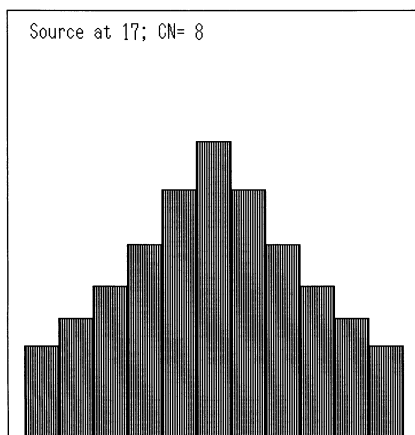


Fig.3-11 深さ 1 にある光源を上空の衛星から見下ろした光のにじみ。

の例では、衛星から見下ろした滲みは、近傍ではもともとの光源の数倍に広がった総体として現れている。このような画像が与えられた時、実際の光源の分布を推定するのは難しい。

画像からオーロラの真の明るさ分布を求める時、超高層大気が光学的に薄い波長域では単純な source の減光と周辺の散乱とでよく近似できるが、光学的に厚い波長域では滲みは大きく、Fig.3-11(光学的深さ 1) より低い位置での発光の場合には、ピンボケの度合いは更に著しく、画像から実際の明るさの分布を求めることは不可能であることが理解されよう。

紫外線 (1302-5-6 Å) を使って人工衛星から撮影したオーロラのイメージには、このような大きな光の滲みがあり、元の分布よりずっと大きな広がりを示すとともに、明るい部分の強度がつぶれている。いわば刷りガラスの白熱灯のようなものである。中心には小さなタングステンコイルがあって、光は点光源のような形で放出されているのに、外からこれを見れば、中心部がいくらか明るいにせよ、全体として光っているガラス球が見える。つまり、点光源が滲んでガラス球の大きさにまでふくらんで見える訳である。大きさがふくらんで見える分だけ明るさが暗くなっているのは言うまでもない。

これと全く逆に、人間が刷りガラスの球の中において、外から太陽に照らされる例が

いわゆるホワイトアウト現象である。南極や北極の雪原で、太陽がどこにあるか判らない程の高曇りの日に、光が完全に等方的になってすべてのものに陰がなくなり、雪面の凹凸や、冰山もクレヴァースも何もかも認識出来なくなってしまう現象である。光があつて物から光が目には届いているのにものが全く見えないこの状態は、高曇りの雲のために太陽の光が多重散乱を受けて等方化し、さらに、下の雪面で等方的に散乱されて、いわば太陽の像が極端にぼやけて全立体角に広がったことに対応する。白一色の世界では、陰影のないこの状態では、白いものは全く認識出来ない。

人工衛星で高空から撮影されたオーロラの全体像はすべて紫外線で撮影したものである。このオーロラ画像の明るさ分布から入射粒子の空間分布、それに基づく電離層の電子密度、電気伝導度分布などを推定しても、それは実際とはひどく違っていることに注意しなければならない。上空の人工衛星からは似たような明るさ分布に見えたとしても、実際は入射電子のエネルギースペクトルの変化によって高さ及び明るさの分布は大幅に異なり、従って電気伝導度分布も大幅に変わり得る。逆に言えば、だからこそ太陽に照らされた大気の部分が極端に明るくなく、これよりずっと暗いオーロラと一緒に写真を撮ることができるのである。

3.5 動態 (電子入射モード) に基づくオーロラの分類

超高感度TVカメラによってオーロラ動態を観測すると、極光帯におけるオーロラは基本的に二つ、あるいは、三つに大別されることがわかる。一つは主として夕方から真夜中にかけて見られるカーテン型オーロラで、shear を特徴とするオーロラ (Hallinan and Davis, 1970)、あるいは vortex-chain または fractal curve (Oguti, 1975, 1981) オーロラである。もう一つは、主として真夜中から明け方にかけて見られる、明るさを準周期的に変化する、パッチ状 (モザイク状) あるいは striation 構造の脈動性オーロラ (pulsating aurora) である (Oguti, 1975, 1981)。簡単に言えば、オーロラオーヴァルの夕方側の半分が fractal curve aurora で構成され、残る朝方側の半分がパッチ状脈動性オーロラで構成される。なお、上の脈動性オーロラは、多くの場合、極めて淡い、構造のない background を伴うことが多いので、この background を一つと数えれば、三つに大別されることになる。

前節で紹介したように、衛星から見たオーロラのうち、夕方側、かつ高緯度側の半分を占める discrete aurora と呼ばれるものは殆どが fractal curve で構成されるカーテン型オーロラ (Fig.3-12a) で、fractal manifold のきわめて細かい ray の、薄い一連のつ

ながりによってカーテン型になっていると言ってよい。また、明け方側、かつ低緯度側の半分を占める diffuse aurora と呼ばれるものの大部分は、淡い、構造のない background を持つ、pulsating auroral patch (Fig.3-12b) または striation の集合体だと言っていい。

同じく磁気圏から電子が降りこんで光っているが、電子の降り方はこの三者で決定的に違う。夕方の fractal curve 型オーロラに降り込む電子はその fractal curve の特性が示すように、水平方向には空間的にごく限られた領域で、高さ 3000-10000km の辺りで下向きに電場加速を受けて入射するものである。加速が起きていることは、入射する電子のエネルギースペクトルや、磁気圏電子のピッチ角分布の空間依存性などから確かめられている。夕方の 磁気圏での沿磁力線電場の生成

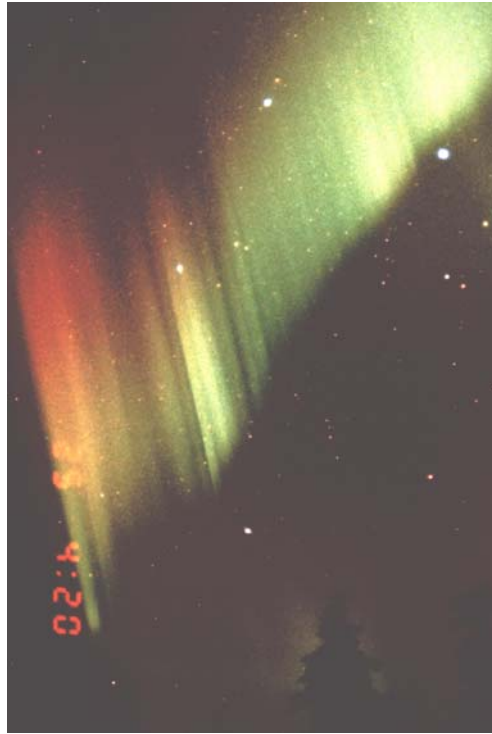


Fig.3-12a Fractal curve(カーテン型) オーロラ。



Fig.3-12b 脈動性(パッチ型) オーロラ。

は、磁気ミラーの状態にある地球磁場の中で、磁場強度の強い+電極の近くに電場の集中が起こるもので、実験室での希薄ガス放電の場合に負電極付近に電位差が現れるのとは違うようである。

一方、明け方の脈動性オーロラに入射する電子は、まだ確証はないものの、いったん加速され、磁気圏内部に捕捉された電子が、磁気圏のか

なり内部の領域で、VLF 波動との相互作用の結果、ピッチ角散乱を受けて入射するもの

であって、沿磁力線電場による加速とは無関係である。明け方の電子入射は沿磁力線電場加速に無関係であるという事実は、研究者の間でも必ずしも十分に知られているとは言えない。オーロラ中の入射電子と言え、すべて下向き電場の加速によって入射していると思っている人も少なくはない。この、脈動性の電子入射は、磁気ボトルに閉じ込められた電子が、ボトルから失われる、もっとも普通のロスメカニズムであるらしい。

	fractal manifold(curtain-like) aurora	pulsating aurorae including propagating and streaming aurora
種類	sheet 状に入射する電子 flux に よるアーク or バンド状オーロラ	patch や切れ切れのアークまたは バンドを含むヴェール状オーロラ
明るさ	5577Å で 10kR–1000 kR	通常 10 kR 以下
構造	アーク or バンドは一連、多重も	patch-形は不規則、数 km–100km
発光高度	80–400km、通常下縁は 100km 程	pulsating patch は通常 80–120km vortex-chain は 120–300km
運動	shear motion or vortex(5–10 km/sec) velocity of flickering spots is 50–100km/sec	周期 0.3sec–数十秒の点滅と様な 東 or 西向きの drift、 drift 速度は数 100m/s–2-3km/s 高緯度及び低緯度へ周期的伝搬 伝搬速度は数 km/s–数 10km/s arc に沿った quasiperiodic stream- ing は数 km/s–200km/s
電場	shear 電場、vortex 電場は 100 mV/m 程度	drift 電場は数 10mV/m
関連現象	aurora hiss, aurora kilo- metric radiation	aurora chorus, corpuscular injection, PiC pulsation, CNA- pulsation
入射粒子	1–10keV に鋭いピークをもち、磁 力線方向下向きに加速された電子 高さ 3000–10000km の電場加速に よる。	内部プラズマシートの高エネルギー 電子。keV 程度 Maxwellian に近い。 恐らくピッチ角散乱による。まだ 証拠は得られていない。

Table 3-6 Fractal manifold aurora と Pulsating aurora の特性の比較。

低緯度寄りのオーロラには特徴的に、特に脈動性オーロラの background には、きわめて淡い、構造のないオーロラが存在するが、このオーロラは必ずしも明け方に限らず、夕方側の低緯度寄りにも存在する。また、脈動性オーロラパッチの background と

して現れることが多いが、脈動性オーロラパッチがない状態でも、特に夕方の低緯度寄りに独立に現れることもある。これは、当然、弱い background の電子、あるいは、むしろ、陽子の一様で定常的な入射で起こっているものと思われるが、この部分についての測定が必ずしも十分に行われていないので、まだこの background のオーロラの主たる原因は、入射の仕方のみならず、電子とも陽子とも、確定していない。あるいは、粒子の直接の入射でなく、近傍の粒子の入射に伴う化学変化的な発光という可能性も否定できない。

夕方の fractal manifold aurora から明け方の pulsating aurora への移り変わりには中間的な、脈動をしない patch、striation あるいは墨流し状オーロラなどのオーロラがあり、これらは前者から後者への transient なオーロラであるが、これは、後に述べるように、特性から fractal manifold aurora の変種と考えるのがよさそうである。Fractal manifold aurora、transient aurora、および pulsating aurora の、Kp 指数別の緯度、local time 分布は、それらの生起の仕方の議論に関連して Fig.12-26 に示してある (Oguti *et al.*, 1981)。Background の淡い structureless オーロラの主な部分は脈動性オーロラと重なっている。Fractal manifold aurora と pulsating aurora の特性の際立った対比は Table 3-6 の通りである。

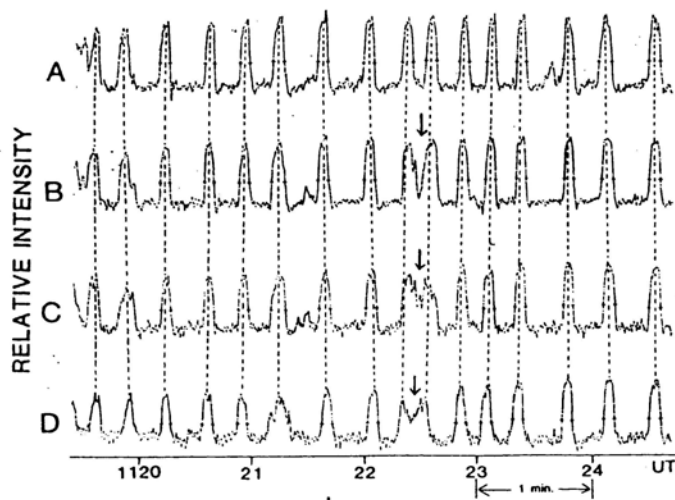


Fig.3-13 脈動性オーロラの各部の明るさの特徴的な時間変動の例。
A to D の各サンプリング点はオーロラ構造に沿って天頂から西に
天頂角約15度毎の点。

既に述べたように、ステルマーの分類にせよあるいはIAGAの分類にせよ、これら古典的分類の基本になっているオーロラの見かけの形は、多くの場合、ray構造の発達したカーテン型(fractal manifold)オーロラを、どちらから見ればrayed-bandで、同じオーロラを下から見ればコ

ロナに見える。また、カーテン型オーロラが切れ切れか一連につながっているかの判断

は、カーテンに折畳みがあれば、折り畳まれたひだの部分(ray)の見かけの明るさと、折り畳まれていない部分の明るさの違いによって、場合によっては一連のカーテン型オーロラとして、また場合によっては切れ切れのrayとして見えることも理解できよう。このように、見る角度や明るさの条件によってどう見えるかという分類は、オーロラの物理的な種類と言う点ではあまり大きな意味を持たないことは直ちに理解できるであろう。

意味のあるのは、オーロラを光らせる入射粒子の時間・空間特性に関わる分類であるから、この点について言えば、既に述べたように、高感度TVカメラの観測に基づく、1. Fractal manifold オーロラ、2. pulsating auroral patch、3. faint structureless background というのが最も物理的な大分類と言えよう。なお、後に述べるように、fractal manifold aurora はflickering aurora という、極めて速い変動をする部分を含んでおり、また、pulsating aurora は更に著しく性質の違う三種類ないし五種類ほどのpulsationの仕方に分類される。

磁気圏から入射し、超高層大気に衝突してオーロラを光らせる入射粒子群について現在の最大の問題は、いかなる物理機構によって粒子が入射するのかであり、従ってオーロラの動態は入射の仕方を直接に示す情報として重要である。Fig.3-13 に、一つの例として、脈動性オーロラの明るさの変動の仕方の例を示してあるが、このような図を見るだけでもこの種のオーロラのふるまいが、磁気圏と言う磁化プラズマの場で起こる変動としては、如何に特殊なものであるかが窺われる。

3.6 線条構造を持つオーロラ

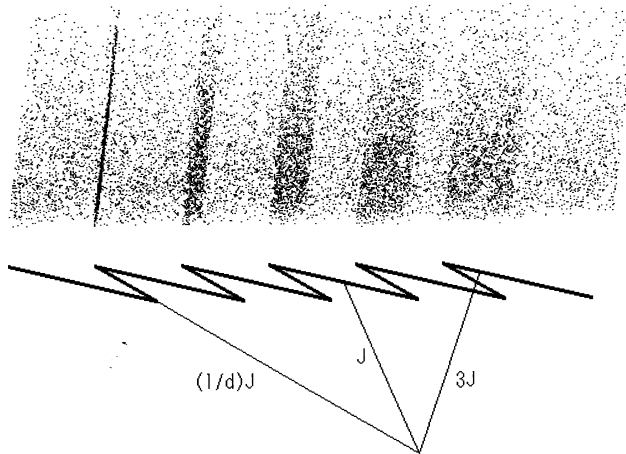
ここで、形による分類に関係して、オーロラの見え方について考察しておく。まずは、線条構造を持つオーロラについてである。地上からの観測の場合には、オーロラの立体構造を平面として見るので、磁力線に沿って高さ方向に背が高いカーテン型オーロラ、特にrayやdraperyなどでは、perspectiveの効果が大きい。従ってこれらを適当なオーロラ高度、aurorasphere上の明るさの分布に引き直して考えるためには、特別な資料処理が必要である。

折畳み構造の問題

カーテン型オーロラでは、一枚のシートの厚さがどれ位かということ、及び、カーテン型オーロラは常にカーテン状であるか(column型になることはないか)、という問題と関係する。必ずしもその確認は容易ではないが、著者は天頂近くのカーテン型オーロラ

のビデオ観測から、カーテン型オーロラは常にカーテン状をしているものと考えている。

Fig.3-14 を見て欲しい。このカーテン一枚を真横から見たときの明るさを J とすれば、カーテンに襞ができた時にその場所では3層になるから明るさは少なくとも $3J$ となることは容易に理解できる。また、折り畳んだ部分をその襞の向きから見たとすれば、折り畳んだ長さ l とシートの厚さ d とから、その部分の明るさは $(l/d)J$ となることがわかる。もし厚さ d が 100 m であれば、長さたった 1 km の折畳みの明るさは 10 倍にもなる。



著者の観測によれば (Oguti, 1975)、いわゆるカーテン型オーロラの ray 構造と呼ばれるものは、カーテンに 1~数 km ほどの折畳みが現れたり消えたりするもので、その明るさ変動は上に述べた折畳みが現れては unfold して消える process の中で、3 重に重なっ

Fig.3-14 折畳みのあるカーテンを横から見た時の明るさの分布。て見える時期や折畳みの方向から見る時期があるため

に起こるものと理解できる。もし横から見た明るさ J が subvisual であつ $3J$ が visual ならば、これはカーテン型オーロラではなくて明るさを変える ray bundle などと呼ばれることになるし、 $3J$ が subvisual だとしても、折畳みの部分が回転して解消する時には必ず折畳みが視線方向に一致する時間が存在するので、明るさは 10 倍あるいはそれ以上にもなつて、visual のレベルを越える可能性がある。通常はこの場合は現れたり消えたりする ray の束と見え、カーテン型オーロラには見えないが、実際にはこれらはすべてカーテン型オーロラのある条件の場合を示しているのだと考えられる。

コロナと呼ばれる放射状に見える構造が平行な線条構造の典型的な perspective の効果であることは、既に、古く 1733 年のド・メランのスケッチに示されている。線条構造は磁力線に沿っており (Wilcke, 1777)、シートの折畳みの襞は磁力線に沿って上に伸びているから、上の議論でわかるように、明るさ J の一重の部分は暗くて見えなくても、襞ができて消える過程では折り畳まれた襞の部分が必ず見える時期があり、これが放射

状のコロナの線条に対応する。暗く見えない一重の部分がどのようにつながっているのかはわからないが、かなりの部分が一筆描きのように繋がっているものと推定される。コロナとかray bundle、rayed bandなどの分類が、オーロラを見る角度やオーロラ全体の明るさのレベルの違いによるものであって、オーロラ特性にはこれらの間には本質的には何の違いもないことがわかる。

上の議論でもわかるように、静かなカーテン型オーロラの最も薄い厚み d はカーテン型オーロラのもっとも基本的な物理量であるように思われる。上の議論では仮に 100 m と仮定したが、実際はもっと薄い可能性もある。観測に基づくオーロラアークの厚みの統計はまだない。これを確立するには、磁気天頂のオーロラについて、望遠レンズ付きのTVカメラを使った撮像例によって厚みの統計をとってみる必要があるが、この種の研究はほとんど行われていない。

撮像上の問題

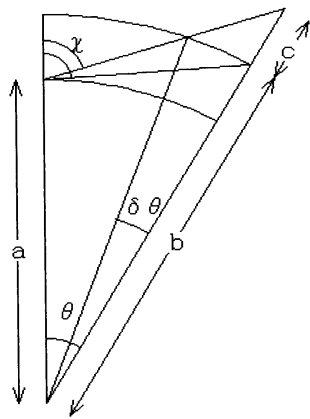


Fig.3-15 オーロラの背の高さ c 、中心
離角 $\delta\theta$ 、視角 $\delta\chi$ の関係。

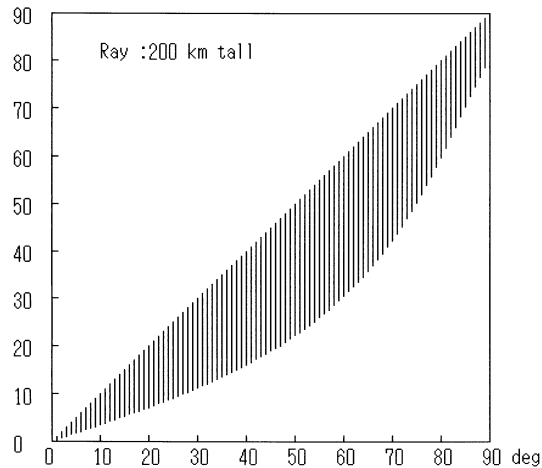


Fig.3-16 背の高さ 200 km のオーロラの視角と距離。

後に述べるように、電場や電流の空間分布、及びこれらと磁気圏との接続に関連して、しばしばオーロラの分布を、ある高さに仮定した aurorasphere 上にプロットする必要があるが、このような座標変換はよく行われる。このときのカーテン型オーロラの変形には十分に注意しなければならない。これがカーテン型オーロラの第二の問題である。

今、地球半径を a 、aurorasphere の半径を b と置き、簡単のために ray 構造は鉛直

と仮定して aurorasphere から上に伸びている ray 構造の背の高さを c とすれば、観測者がこの ray を見込む視角が aurorasphere 上に張る中心離角 $\delta\theta$ は、Fig.3-15 によって

$$\delta\theta = \sin^{-1} \left(\frac{b+d}{b} \frac{a \sin \theta}{\sqrt{a^2 + (b+c)^2 - 2a(b+c) \cos \theta}} \right) - \sin^{-1} \left(\frac{a \sin \theta}{\sqrt{a^2 + (b+c)^2 - 2a(b+c) \cos \theta}} \right)$$

となる。ここに θ は前節で与えたように観測者と ray の位置の中心離角で、観測者から aurorasphere 上の ray の基部を見込んだ天頂角 $\chi (= \pi/2 - \zeta)$ を使って表される。

地球半径 a 、aurorasphere の半径 b は given であるから、ray の背の高さ c が与えられれば、ray が aurorasphere に於いて水平に張る中心離角 $\delta\theta$ がオーロラ基部の天頂角 χ の関数として求められる。これから背の高さ c のオーロラが見掛け上水平方向に aurorasphere 上でどれくらい延びるか $b\delta\theta$ を見積もることができる。オーロラの背の高さ c を例えば 200 km と仮定したとき放射状に水平に延びる長さは基部の天頂角に準拠

して Fig.3-16 に示す通りである。

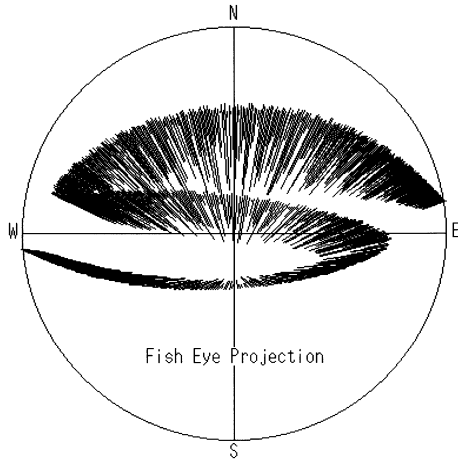


Fig.3-17 魚眼レンズを使って撮影した、背の高さ 200 km の rayed band のモデル。

例えば魚眼レンズで撮影した、背の高さ 200 km ほどの ray を伴うカーテン型オーロラのモデルとして Fig.3-17 が知られたとすると、これを aurorasphere 上に投影したオーロラ分布画像は Fig.3-18(左)のようになる。このように魚眼レンズ系から aurorasphere への単純な座標変換では、磁気天頂から周辺に向かって伸びた放射構造によってオーロラが実際より著しく太く見える。このような画像はしばしば aurorasphere 上の近似的なオーロラ分布として取り扱われるが、これは実際の分布 (aurora-

sphere 上の footpoint の分布) とは著しく異なったものである。

今の場合、放射構造に沿ってどこかの高度に点を打ち、その点の濃さを放射構造に沿う明るさの積分値に等しく置くと同時に、座標変換で現れる元の放射構造線を消してその部分の明るさを background に等しく置けばそれが実際のオーロラの分布と明るさを与えることになる。即ち、この例の場合には、Fig.3-18(左)に示すオーロラの、ある

一定高度の点を連ねる、Fig.3-18(右)の曲がった細い一本の線だけが意味のある分布である。

点を打つ位置は仮定する aurorasphere の高さに依存する。Fig.3-17 のモデルオーロラでは、構造の高さ範囲は 90 km から 210 km にわたり、その footpoint をプロットした aurorasphere の高さは、通常、オーロラの最も明るい高さ、110 km とおいてある。オーロラ画像から電気伝導度分布を求めるには、放射構造の線条のどの位置が電気伝導度の極大層の高さに対応する点であるのかを知る必要があり、結局は放射構造の3次元分布を知らなければならないので、同時に2点以上からのステレオ観測が不可欠となる。

ステレオ観測の必要性はここに示したモデルオーロラでもよく判る。このモデルでは、実際に似せて ray 構造の下端も上端もぎざぎざに作ってあるから、この下端を連ねる線を考えると、このバンドが Fig.3-18(右図)に示すような滑らかな曲線で構成されているようには見えない。実際には滑らかな曲線がぎざぎざに曲がって見える場合もあり、また実際ぎざぎざに曲がっている場合もあるから、その区別はステレオ観測以外にはつけられない。

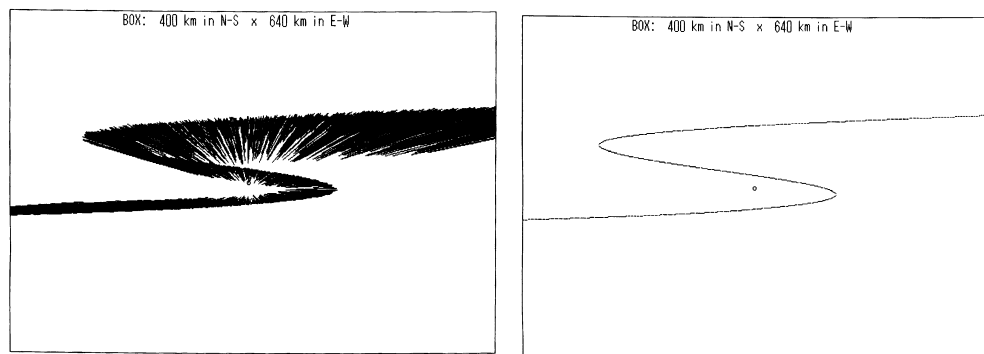


Fig.3-18 背の高さ 200 km の rayed band の aurorasphere 上への投影 (左) とその aurorasphere 上の footpoint 列 (右)。

ただし、ステレオ観測といえども、視線方向に積分する画像観測では、3次元の明るさ分布の厳密な再構築は不可能であるという点は十分認識しておかなければならない。出来るのは、適当な仮定のもとでの、ありそうな分布の推定に過ぎない。後に述べる、オーロラの明るさから電離層の電気伝導度の分布を推定するような場合に、この点をきちんと認識しておかないと大きな間違いを犯す恐れがある。

衛星からの観測では十分な空間分解能を得ることも難しく、また、時間的にも連続

観測は不可能なので、上に述べた意味で地上からの多点観測の重要性は大きい。しかし、実際には観測も解析もかなり laborious な仕事であり、かつ、多点観測があっても3次元構造が一義的に決まる訳ではないので、この種の資料解析を使った説得力のある研究の例は少ない。

3.7 地平線近くの歪み

基本的には、本来球面に投影されるべき画像を平面に投影するために画面には必ず歪みが生まれる。しかし、実際に問題になるのはこの種の原理的な歪みよりむしろもっと単純な、地平線近くの画像が著しく縦に寸詰まりとなることに由来するもので、通常、地平線近くのオーロラ分布から aurorasphere 上の分布を推定するのはきわめて難しい。また、オーロラ撮影に際しては、オーロラの3次元分布が2次元の画面に投影されるために、問題は一層困難である。

オーロラ観測に際してよく用いられる光学系は通常の標準あるいは広角レンズによる撮像系または魚眼レンズによる全天撮像系で、前者では肉眼で見るのと同じ画像が視線に垂直な平面上への投影として得られ、後者では、全方位角について地平線から反対側の地平線まで180度が平面の円形の画面に投影される。

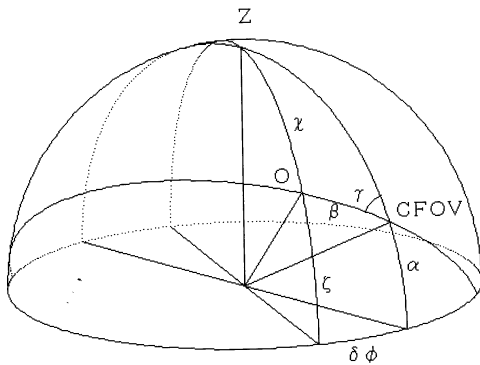


Fig.3-19 視線の中心(CFOV)を中心とする
画像を天頂角、方位角に変換。

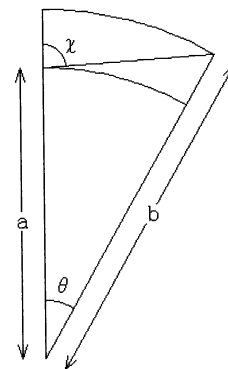


Fig.3-20 天頂角と距離の変換。

通常のレンズ系によって撮影されたオーロラ画像(オーロラの基部)が実際の aurorasphere 上でどんな分布になるかを知るには、Fig.3-19 に示す画像の中心の高度角 α 、画像の中心からの離角(動径) β 、動径の位相角 γ で示される点が aurorasphere 上のどこ

に写影されるかを知る必要があり、従ってこれを通常の座標の高度角 ζ 、方位角 (視線方位角からの差) $\delta\phi$ に変換しなければならない。変換は

$$\zeta = \sin^{-1}(\cos \beta \sin \alpha + \sin \beta \cos \alpha \cos \gamma)$$

$$\delta\phi = \sin^{-1} \left(\frac{\sin \beta}{\cos \zeta} \sin \gamma \right)$$

で与えられる。

高度角が決まれば距離が決まる。いま観測者とオーロラとの地球中心の中心離角を θ 、オーロラ为天頂角を $\chi (= \pi/2 - \zeta)$ 、地球半径を a 、aurorasphere の半径を b とおけば、Fig.3-20 に従って θ は

$$\theta = \chi - \sin^{-1} \left(\frac{a}{b} \sin \chi \right)$$

となって、aurorasphere 上で天頂からの距離は $b\theta$ で与えられ、こうしてオーロラ分布は aurorasphere 上に plot される。

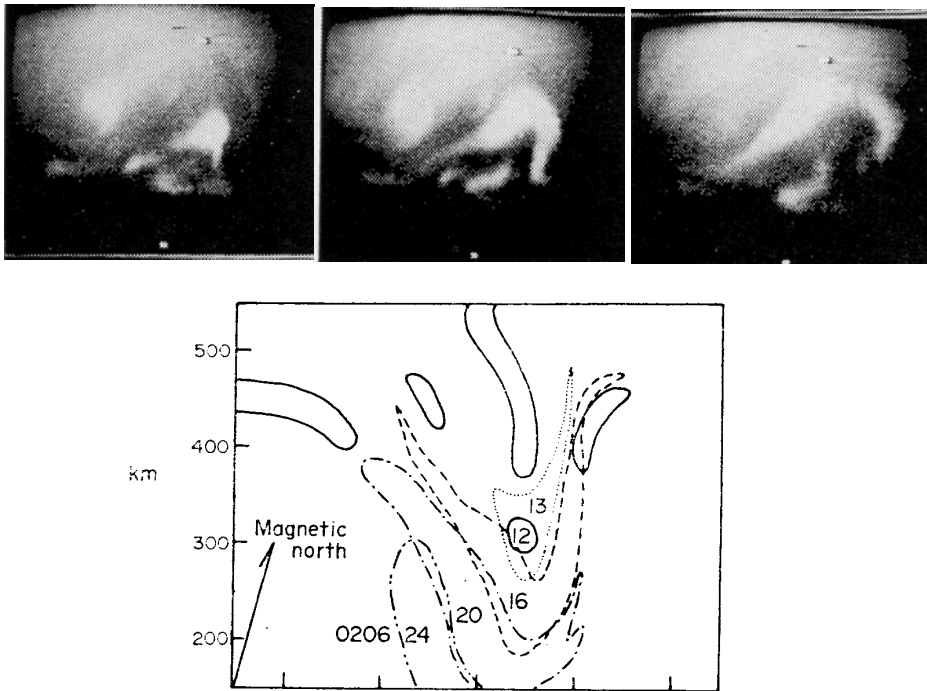


Fig.3-21 通常のレンズ系によるオーロラのTV画像 (上) と aurorasphere への投影 (下)。

写真は左から、1971年7月22日 02:06:13, 02:06:16, 02:06:20 UT、於昭和基地。

変換の具体例をFig.3-21 に示してある (Oguti and Watanabe, 1976)。オーロラは、昭和基地で、1971 年 7 月 22 日の明け方に見られた高緯度伝搬型脈動性オーロラで、昭和基地から北方 (低緯度側) を見て、やや広角の通常レンズを用いて撮影されている。線画で示した aurorasphere への投影は、高さ 100 km を仮定している。TV 画像上でキノコの傘型に上に延びて見えるオーロラ構造は実際は高さ方向の構造ではなく、高い所と見えるのは、実は aurorasphere 上、水平に手前 (高緯度側) に近い構造を見ている。当然ながら地平線に近い領域ではわずかな高度角の違いが大きな水平方向の構造に対応している。傘型のオーロラが時間とともに、大きく高く広がって行くように見えるのは、実際は、水平に、手前に大きく広がって来ているものである。

魚眼レンズは基本的に等距離写像で、画面の中心から測った距離は画面の中心からの角度に比例する。通常、この光学系を天頂に向けて使うが、その場合、中心は天頂、円の周辺は方位角 360 度の地平線である。頂の近くでは歪みは少ないが、地平線近傍では画面は大きく歪む。例えば地平線近くの天球に円を描いてみればこのことは直ちに知られる。視線に垂直な平面に投影する場合に限って円は円に写影されるが、同じ円は魚眼レンズ系では縦につぶれた饅頭型に変形される。

Fig.3-22 に示すのが、aurorasphere 上の点の天頂角 (仰角) と仰角差 1 度に対応する aurorasphere 上の距離の関係である。直ちにわかるように、仰角差 1 度に対応する距離は天頂ではたった 1.7 km ほどだが、天頂角 80 度では約 30 km となり、85 度では 60 km を越える。天頂角 80 度から 90 度では、距離はおよそ 600 km に対応する。従って地平線近くの画像から実際のオーロラ分布 (基部の) を求めるには細心の注意が必要であり、よほど注意しても分布には相当なエラーが出ることは覚悟しなければならない。

明け方のモザイク状オーロラパッチでは、カーテン型オーロラのような磁力線沿いの構造は見えない。モザイク構造は、水平方向には striation はあっても概して平板構造と考えられる。この平板の厚さについて、TV 観測から 1-2 km ときわめて薄いという報告 (Stenbæk-Nielsen and Hallinan, 1979) があり、これに基づいて薄い構造が現れるためには入射電子による beam-plasma discharge が起こるためであるといった理論的考察などもあるが、著者の観測からは、厚さがこれ程薄いとは考えにくい。

その訳は、モザイク構造を魚眼レンズ系から aurorasphere 座標に変換すると、高度角の低い領域ではその構造が大幅に radial 方向に引き伸ばされるからである。この伸び方から見積もると、厚さは半値幅として 10 km より大幅に小さいことはあり得ないと推定される。Stenbæk-Nielsen and Hallinan (1979) の得た厚さ 1-2 km という結論は、

測定値が ± 10 km にわたってばらついているものの機械的平均値で、この平均値は測定
のばらつきの標準偏差よりもずっと小さく、この平均値が物理的に意味を持つとは思え
ない。

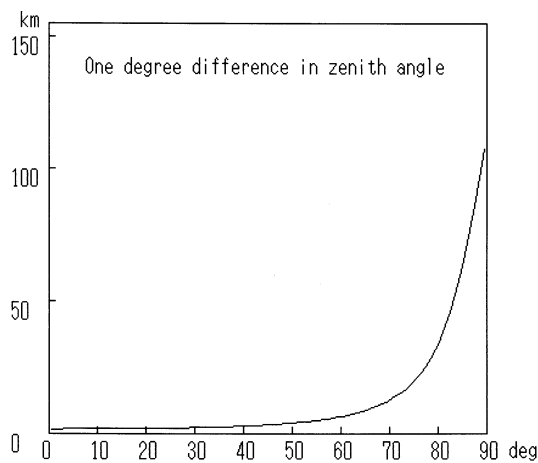


Fig.3-22 仰角差 1 度に対応する aurora-sphere 上の距離の天頂角依存。

多くの場合、脈動オーロラは広範囲にわたって現れるから、低い高度角での明るさ分布と van Rhijn の効果とを詳細に比較すれば脈動オーロラの高さ方向の明るさ分布を知る手が見つかるとも知れない。しかし、脈動オーロラの厚さを確認するには、脈動オーロラの高度、90–100 km あたりで apex となってその高度で充分観測時間が取れるような小型ロケットに TV カメラを積んで脈動オーロラを横から撮影するのがもっとも単純明快な方法であろう。

3.8 地平線近くの明るさ

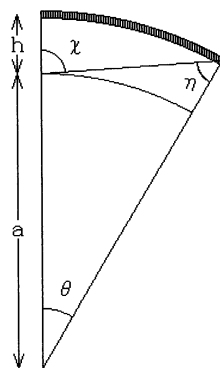


Fig.3-23 薄い発光層と視線。

地平線近くで画像の歪みが大きいということは、地平線近くでは発光層の明るさにも大きな影響が現れる筈である。Fig.7-17 に見られるように、ロケット観測 (Thomas, 1981) によれば、酸素緑線の大気発光層は中緯度では高さ 93–105 km ほどに亙り、95–100 km あたりが最も明るい。

地上からこの光を見ると、地平線に近いところでは大気の散乱による光の減衰が見られるが、地平線からわずかに上がった高度では天頂よりずっと明るい。これは、地平線近くに光学的に薄い発光層

を見る場合の、発光層の視線方向の積分距離が延びるために見られる光の増大現象 (van Rhijn, 1921) で、van Rhijn 効果と呼ばれている。

Fig.3-23 に示すように、今、半径 a の地球の上、高さ h に、薄くて一様な発光層

があるとした場合、地上のある点からこれを見るとき、視線が発光点で鉛直線となす角を η とすれば、視線方向の厚みは $\sec \eta$ 倍となる。

視線の天頂角を χ とすれば χ と η との関係は、図から

$$\sin \eta = \frac{a}{a+h} \sin \chi$$

によって与えられるから、発光層を垂直に見たときの明るさを J_0 として、視線方向の明るさ J は

$$J = \frac{J_0}{\sqrt{1 - \left\{ \frac{a}{a+h} \right\}^2 \sin^2 \chi}}$$

となり、天頂角 χ が 90 度に近づくにつれて急激に大きくなることがわかる。実際の明るさはこれに途中の吸収の効果を重ねたものとなる。

一方、ある地点から天頂角 χ が指定されれば、その視線上、高さ h の点での天頂角 η は前の式で表され、従って、高度差 dh に対応する視線方向の距離 dl は前式の J と同じ形で与えられるから

$$dl = \frac{1}{\sqrt{1 - \left\{ \frac{a}{a+h} \right\}^2 \sin^2 \chi}} dh$$

となる。もし、散乱、吸収が単純に大気密度に比例すると仮定すれば、第 7 章で議論するように、大気密度は高さ h に対して $n_0 \exp(-h/H)$ であるから、散乱吸収の断面積を σ とすれば、高さ h から地上 ($h=0$) までの視線方向の総粒子数 N によって

$$\sigma N = \sigma n_0 \int_0^h \exp\left(-\frac{h}{H}\right) \frac{1}{\sqrt{1 - \left\{ \frac{a}{a+h} \right\}^2 \sin^2 \chi}} dh$$

の形で与えられる。従って、地上から見る水平な発光層の明るさは、高度角が下がるにつれて van Rhijn 効果でいったん明るさは増大するが、地平線近くでは吸収と散乱の結果明るさは減少する。減少の効果は、考えている波長の光に対して大気の吸収、散乱がどれ位効果的かによる。計算の一例を Fig.3-24 に示してある。

この図からわかるように、実際の測定は高さの仮定をどうとっても計算に一致しない。これは、実際の発光層が、厚さの薄い一様な発光層という計算の仮定と違って、かなりの高度範囲に、ある高度依存をもって分布していることに依るものである。Fig.3-3 に示した EXOS-D 衛星から撮影した地球の limb の発光層でわかるように、大気発光層は地球半径に比べれば確かに厚さの薄い層ではあるが、高さ 100 km に比べて圧倒的に薄い

とはとうてい言えない。発光がかなり広い高度範囲に分布している場合には、発光する領域の高さによっても減光に違いがでるので見積もりも面倒である。

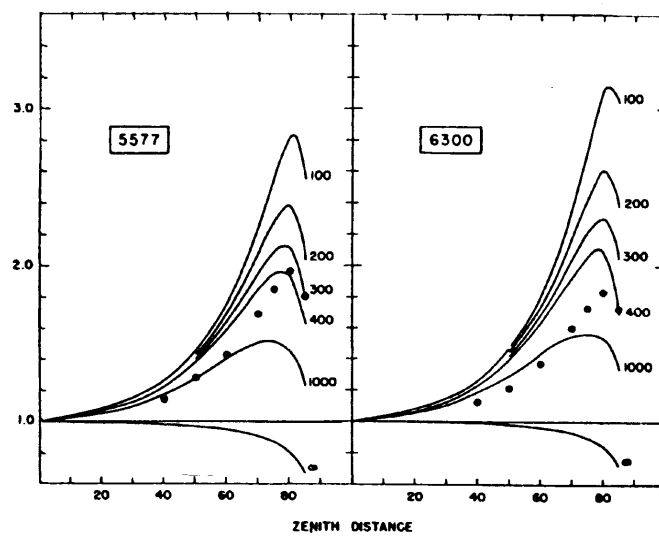


Fig.3-24 一様な発光層に対する van Rhijn の効果 (Roach and Meinel, 1955)。

かつて、この明るさの高度角に対する依存性から発光層の高さを求める試みがしばしば行われたことがある。しかし、この方法は、Fig.3-24 からも見当がつくように、明るさの高度依存および地平線近くの減光がよくわかっていないときわめて不正確で、高さの推定に大きな誤差がでる。事実、大気発光層の高さを大勢の研究者が求めた Table 3-7 の値はひどくばらついている。

Roach <i>et al.</i> (1958)	100 km	probable error ± 15 km single night
Manring and Pettit(1958a, 1958b)	85 km	std. dev. ± 68 km 488 hourly means
Elsässer and Siedentopf(1956)	90 km	
Dufay and Tchong(1955)	195 km	
Roach and Meinel(1955)	62–104 km	
Dufay <i>et al.</i> (1953)	250 km	
Huruhata(1953)	403 km	
Karimov(1952)	260 km	

Table 3-7 緑線 (5577 Å) 発光層の高さの見積もりの例 (after Chamberlain, 1995)。

オーロラ画像の解釈に関わる問題点のまとめ

上に述べたように、オーロラは2次元画像として記録されるから、もしその画像を実際の実空間 aurorasphere でのオーロラ分布に還元して見ることができればその価値は非常に高い。実際にこのような変換はしばしば行われる。しかし、上に述べたように、撮像レンズ系から aurorasphere への変換は簡単ではない。機械的な座標変換を使うと大きなerrorを含む可能性がある。特に高度角の小さい、地平線に近いところでそのerrorは極端に大きくなるので、高度角 10 度以下の部分の座標変換はできるだけ使わない方がいい。地平線に近い所では van Rhijn 効果による明るさの非一様も大きな問題である。

魚眼レンズ系の周辺減光、および電子増倍にかかわる電子光学系の周辺感度の減少など撮像系の特性も実際には大きな問題となる。これらすべての効果をひっくるめて全体として大まかな大気発光層の明るさの補正をするのであれば、オーロラの現れていない夜の星野の background の明るさ分布によってこれが一様になるように補正するのが割合实际的である。

座標変換に際して現れる放射状構造は多くの場合、ただ磁力線沿いの ray 構造が水平に引き伸ばされただけの、ほとんど意味のない構造である。放射状構造のどこかに点をうって、その点を連ねた細い線、その濃さが放射状構造に沿っての明るさの積分に等しい線、だけが意味のある構造である。この構造を厳密に決めるためには、二点、または三点からの同時画像が必要である。もし、高い時間空間分解能でオーロラの粒子入射の記録をとったり、あるいは、これから、電気伝導度の空間分布とその時間変動を知ろうというのであれば、各点での視野をかなり overlap させた地上多点観測による撮像を使う以外には方法はない。しかし、たとえ多点観測によってステレオ処理をしたとしても厳密な再構築は原理的に不可能であるから、限度以上の精度を期待してはならない。

人工衛星から紫外線を使って撮影したオーロラでは画像の滲みが大きいので、これに基づいて推定した粒子入射フラックス分布は実際よりかなり広がってしまう。このことは、同時(でなくても近い時刻)に可視光線で撮影されたオーロラと紫外線で撮影されたオーロラとを比べて見れば一目瞭然である。もっと大きな問題は、入射フラックスのエネルギー Spektrum が場所によって違っている時、エネルギーの低い、高い高度で光る部分が、よりフラックスの大きい、エネルギーの高い粒子の、低い高度で光る領域より顕著に見えてしまうことである。こうして、低い部分で光る、概してフラックスの大きい部分の入射フラックスを実際より著しく低く見積もってしまう可能性がある。

後の章で述べるオーロラのダイナミックス、および、粒子の入射に基づくさまざま

の物理量の空間分布に関する研究は、このようないろいろな問題を含んでいることに十分な注意を払わなければならない。

3.9 オーロラと地磁気の分布

世界中のどんな場所で夜間にオーロラがよく見えるのかを調べてみると、Fig.2-6、Fig.2-7に示したように、地磁気の南北の極を取り巻く半径 2300 km 程の少し歪んだ楕円に近い形の上で一番多く、それより低緯度でも高緯度でもその出現頻度は減少することがわかる。夜間に最もよくオーロラが見られるこの円形に近い領域を極光帯 (auroral zone) と呼ぶ。地磁気の基本形 (一般に磁場の基本形) は双極子型で、極光帯は、後に述べるように双極子型の磁場を使って決める磁気緯度で、65 度から 70 度ほどの緯度領域に対応しているように見える。

Fig.3-25 に見られるように、地磁気から推定される極光帯は、北半球では、1990 年現在は、全体が、地理の北極よりずっとカナダ側に傾いて、かつ、カナダとシベリヤ側に延びた楕円に近い形である。カナダ中央部からアラスカを通してシベリヤの海岸沿いに走り、ノルウェー北部、アイスランドを経てカナダ中央部に戻る。また、1990 年現在の地磁気から推定した南半球の極光帯は、ほぼ円形の領域であって、昭和基地は極光帯に位置するが、図のように南の極光帯の大部分は海の上である。この図の極光帯とか亜極光帯とか記されているのは、地球磁場を使って 1990 年現在の地磁気緯度 65–70 度の領域と、地磁気緯度 60–65 度の領域で、Fig.2-6、Fig.2-7 のような、オーロラの観測によるものではない。観測で決めた Fig.2-6、Fig.2-7 とこの Fig.3-25 とをくわしく比較してみると、微妙に違っている部分があることがわかる。

第4章で述べるように、極光帯の形や位置は数百年の時間スケールで大幅に変動する。今から 300 年ほど前、イギリスのハリーやフランスのド・メランたちがオーロラの研究を行った頃には、極光帯はずっとヨーロッパ側に傾いていて、イギリス北部は極光帯のなかにあったと推定される (Oguti, 1993a, 1993b)。ガリレイ、ガサンディの時代からレーマー、ハリー、ド・メランの時代まで約 80 年にわたっていわゆる Maunder Minimum の時代があり、その間、オーロラの出現は極めて限られていたようだが、にもかかわらず、ヨーロッパでのオーロラの研究は 300 年程前から急速に発展しており、その研究の歴史は、オーロラのその時期の分布と無関係ではなかったように思われる。

地磁気とオーロラの間接関係の一つとして、ハリーやド・メランの昔から、オーロラの線条構造が大きな関心を呼んで来たが、通常、線条構造は、Fig.3-14 に示したよう

に、極めて薄いカーテン型オーロラに、折り畳まれた襞ができたり消えたりすることによって、現れたり消えたりする。できたり消えたりするその襞の線は磁力線を表している。このような細かい線条構造が見られるのは、励起エネルギーの元である入射粒子が、電子であることに起因する。電子はその荷電のために、入射する磁力線から離れることができない上に、質量が小さいので磁場の回りを回る回転半径が小さく、入射源が空間的に局限されれば、大気層を磁場に沿った細い構造に励起し易いからである。

極光帯とオーロラオーヴァル

古文書などに基づいて調べた「最もよくオーロラが見られる領域」とは「夜間に最もよく見られる」と言う意味である。通常、オーロラの記録は、空が暗い夜間のものだからである。古いオーロラの出現記録に基づいてオーロラの頻度分布を求める場合には、必ず「夜間」がその条件である。Fig.2-6、Fig.2-7のオーロラ出現頻度分布はすべてこの条件のもとでの出現頻度である。

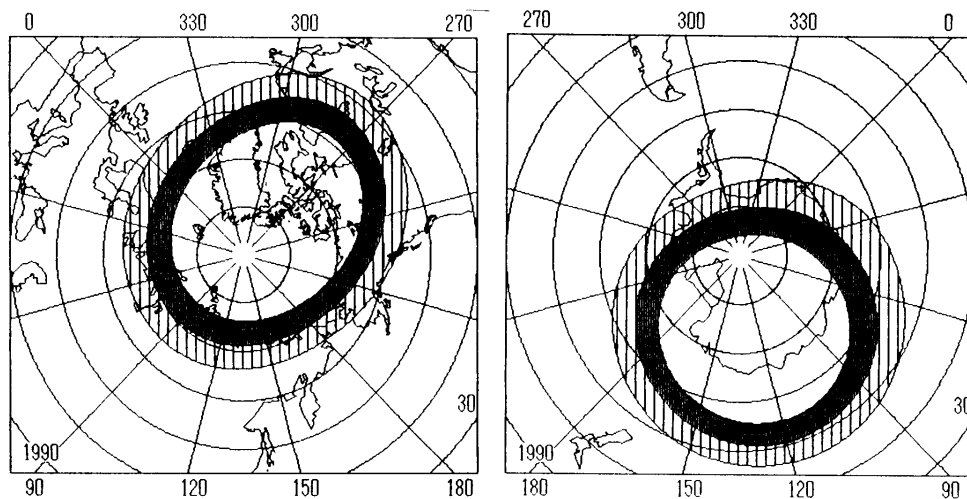


Fig.3-25 地磁気分布から推定した1990年現在の極光帯 (密なシェード) と亜極光帯 (粗いシェード)。

実際のオーロラは夜間だけ現れるのではなく、昼間にも現れる。人工衛星から地球の極地を見おろすと、地磁気の極を取り巻く形でいつでもオーロラの環が存在することがわかる。人工衛星から見おろすオーロラ分布はいわばスナップショットで、「夜間に最もよくオーロラが見える場所」＝「極光帯」とは違う。このようなスナップショット的なオーロラ分布が知られるようになったのは人工衛星による撮像の結果ではなく、1957-1958年

の国際地球観測年(IGY)における地上多点観測の成果である(Feldstein, 1963; Akasofu, 1964)。スナップショットで撮られたオーロラの環はどこでも同じ太さ、明るさというのではなく、昼の側よりも夜の側が、太さも太く、明るさも明るい。これによって、夜間の明るいオーロラ部分を連ねて極光帯が決まる(Fig.3-26)。

定義からわかるように、極光帯とは、24時間にわたって、例えば1時間ごとにスナップショットを撮って、それらをすべて重ね合わせた画像の最も明るい帯、即ちUTによって変わるオーロラ分布の、オーロラの最も明るい、夜の部分を連ねた統計的領域である。この、統計的領域である極光帯と区別してスナップショットで見える時々刻々のオーロラ分布を、実際には決してオーヴァル(卵形)ではないが、慣例的に、「オーロラオーヴァル(auroral oval)」と呼んでいる。図に見られるように、磁気緯度に対して同心円的な極光帯と違って、オーロラオーヴァルは磁気緯度に対して同心円状ではなく、夜側に傾いている。つまり、オーヴァルの昼間側の部分は、夜側の部分に比べて地磁気緯度が高い。平均的に夜側の地磁気緯度を67.5度とすれば、昼間側の地磁気緯度は75-80度程度である。オーロラオーヴァルが夜側に傾いているのは、地球磁場と太陽風の相互作用によって、地球磁場が双極子から変形しているためである。この様子は次章に述べる。

上に述べたことからわかるように、オーロラは、常時、オーヴァルに沿って存在する。にも関わらず、例えば、極光帯の真中にある昭和基地でもオーロラの見えない日があるのは、オーヴァルのサイズが大きくなり小さくなったりするからである。既に述べたように、オーロラの一番明るい高さは地上

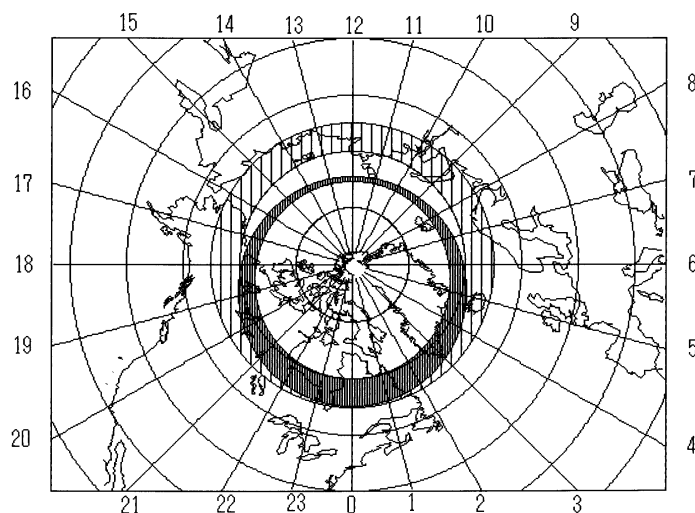


Fig.3-26 地磁気座標系で示した極光帯(粗いシェード)とオーロラオーヴァル(細かいシェード)。カナダ東海岸側(地磁気経度0度)を深夜として示してある。

110 km 程である。地球の表面の曲率のために、この高さは、理想的に見通しのいい所でもせいぜい1000 km の範囲からでしか見えない。普通は、建物や立ち木や、地平線のさ

まざまの障害物のために、条件のいい所でも、オーロラの見える範囲は高度角で10度、距離にして500 km程度と考えてよい。従って、もし、オーロラオーヴァルが磁極の回りに小さく縮んで最大半径が1900km以下になると、磁極から2400 kmほど離れた昭和基地では、一晩中オーロラが見えないということも起こり得る。オーヴァルが縮むときにはオーロラの明るさも暗くなるのでなおさら見えにくいという事情もある。

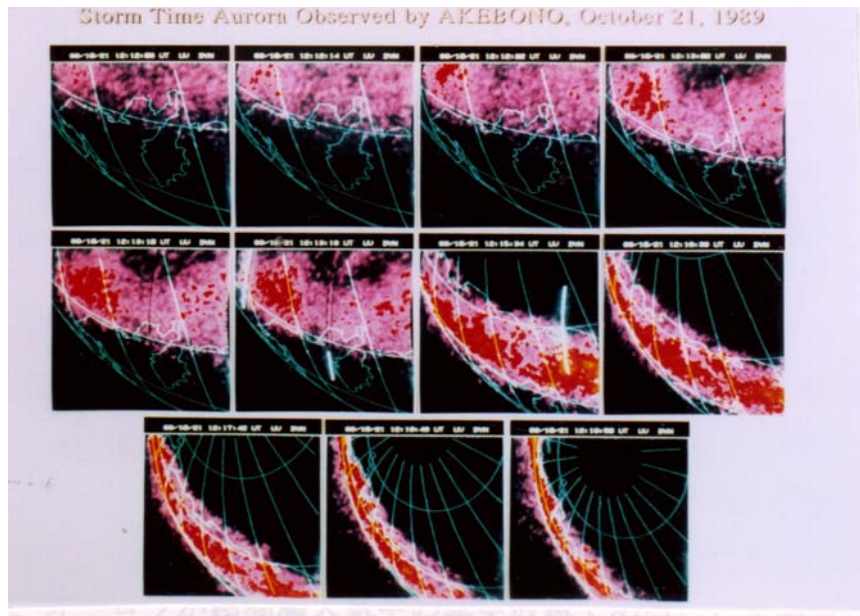


Fig.3-27 紫外線を使って人工衛“あけぼの”から撮影したオーロラの連続写真。
1989年10月21日にシベリヤ(カムチャツカ)上空に現れたオーロラで、
地上では稚内から北の空に見えた、Fig.1-11と同じオーロラである。

オーロラ観光ツアー

ここで一言オーロラ観光について述べておくのも無意味ではないだろう。最近、いくつかの航空会社が旅行業者とタイアップして、冬季のシーズンオフの期間に格安の航空運賃を提供して極光帯地域へのグループ観光ツアーを募集している。その季節になると新聞紙上にいくつもの広告が現れる。その中には、「オーロラが見られるまでの期間の滞在を保証する」といった宣伝文句が使われる。

このことは、オーロラオーヴァルがどんな分布をしているかということと直接に関わっている。通常、オーヴァルの昼間側の緯度は磁気緯度で75度程度、夜側は条件によってひどく変わり、磁気緯度60度から70度位まで幅がある。活動の盛んな時にはオー

ヴァルの夜側は緯度 60 度程度まで下がり、割合静穏な時には緯度 70 度程度までとなる。すなわち、磁気緯度 70 度から 75 度までの範囲の地域ならば、空が晴れさえすれば一晩の中には必ず天頂近くにオーロラが見られるが、磁気緯度 70 度以下、あるいは 65 度以下ともなると、オーロラ活動が盛んならオーロラが見られるが、オーロラ活動がそれ程盛んでない時には見られないということになる。必ずオーロラが見られるのを保証するのは、オーロラ活動があまり盛んでない時でも見られる地域に限られるのであって、活動が盛んにならなければ見られない場所ではうっかり保証はできない。何週間、何カ月待つことになるか判らないからである。

通常、オーロラを見るにはどうしても避けられない賭の要素が三つある。短期間で間違いなくオーロラを見たいのなら緯度 70–75 度の地域がよいが、ここでは非常にきれいな active なオーロラはあまり期待できない。逆に、もし、非常にきれいな活発なオーロラ活動が見たいのなら緯度 60–65 の地域がお勧めだが、この場合には何週間、あるいは何カ月も待たなければならぬかも知れない。場合によっては一冬待っても見られない可能性だってある訳である。

賭けの要素の二番目は天候で、天気が悪ければもちろんオーロラは見えない。北極圏での天候は、概して冬の始めは悪く、曇りや雪の日が多い。これは、気温の下がる冬の始めには、海からの水蒸気だけでなく、北極圏に多い湖や沼や湿地からの水蒸気が霧や雲になり易く、悪天候になり易いからである。2 月頃、海も、湖も沼も、みんな凍ってしまうと地面からの水蒸気の供給が減って、概してよい天気の日が多くなる。

賭けの三番目の要素はオーロラの活動の度合いである。活動が盛んなら、色がきれいで活発に動き回るオーロラが見られるが、活動が盛んでなければ、ショボショボのオーロラしか見られない。統計的にはオーロラの活動は春分、秋分に近いころ盛んだから、天候と併せて考えると、オーロラ観光に最も適したお勧めのシーズンは北半球では 2 月から 3 月である。また、オーロラ (地磁気も) 活動には 27 日の周期性があるから、オーロラ観光にはこの周期性も重要な要素である。活発なオーロラ活動が見られたら、その 27 日後あたりを選べばいい訳である。

3.10 オーロラの明るさ

オーロラは、暗い極北の夜空でこそ美しいが、実は、最も明るい極光帯のオーロラでもそれ程明るい光ではない。相当に明るいオーロラでも、光子フラックスにして、毎秒、単位面積あたり、視線方向の column あたり 10^{12} 個程度のものである。ごく一般的

な明るさの感覚で言えば、Table 3-8に示したように、明るいオーロラでも満月に照らされた積雲程度の明るさしかない。従って、オーロラの写真を撮ろうとすれば、明るいレンズのカメラでも露出時間は少なくとも数秒から10秒程度が必要である。普通のビデオカメラでは全く撮影できない。下の表は、オーロラの写真撮影の便宜のために、通常の風景などの明るさ(照度)と大まかに比較したオーロラの明るさである。

明るさ (lux)	風 景	オーロラ
100,000	晴れた日の屋外の風景	
10,000	曇りの日の屋外の風景	
1,000		
100	日没直後の風景	
10		
1	満月と同じ照度をもたらす	最も明るいオーロラ
1/10	満月の夜の風景	明るいオーロラ
1/100	三日月の夜の風景	中程度の明るさのオーロラ
1/1,000		暗いオーロラ
1/10,000		大気光

Table 3-8 風景とオーロラの明るさの対比。

目に見えるか見えないかの限界に近い明るさでは、撮像一画面あたり光子フラックスは 10^{10} 程度のものである。一枚の写真を撮るためには、写真の絵の一つ一つの要素、即ち画素あたり、一枚の絵に対して10-100個ほどの光子を必要とする。例えばテレビの場合には、画素の数は、1フレームあたり $500 \times 500 = 2.5 \times 10^5$ 程度と考えていいから、一枚の絵を作るのに $2.5 \times 10^6 - 2.5 \times 10^7$ 個ほどの光子を必要とする。普通、光から電子に変換する光電効率は10 % 程度だから、テレビカメラでテレビと同じように、毎秒30コマの絵を撮るとすれば、毎秒一画面あたり 10^{10} 個ほどの光子が必要になるのは言うまでもない。つまり、これが普通のテレビ画面を撮影する限界、つまり量子揺らぎが見える撮像の限界の明るさといっている。

肉眼でオーロラを見たとき、見えるか見えないかの限界は、これに近い。即ち、単位時間、単位面積(1 cm^2) 当たり、視線方向のcolumn 当たり、 10^9 程度の光子が入射してはじめて目に見える。この光子フラックス(10^9)を1 kR(R: Rayleigh)の明るさと呼ぶ。国際的にはIBC(International Brightness Coefficient)が、オーロラの代表的な光である酸素原子の緑の光(5577 \AA)の明るさ(単位はレーリー、R)に従ってTable 3-8のように定められている。

古代中国のオーロラの記録には「光、地を燭らす」などと記されているが、Table 3-8でわかるように、オーロラの最も明るいものは満月が地面を燭らすのと同じ程度に地面を「燭らす」ものと定義されている。オーロラの活動が盛んな時には、オーロラは、より低緯度に現れるから、低緯度では、頻度は低いが、明るい活発なオーロラが見られる。歴史時代を通じて、中国で、いまよりもう少しくオーロラが見えた時期はあったかも知れないが、中国が極光帯に位置したことはないと思われる。即ち、今までの歴史時代のいかなる時期においても中国は極光帯から十分に離れていたため、中国のような低緯度でオーロラが見える場合にはきわめて活動的で明るいオーロラが現れることが期待されるから、「地を燭らす」という記述はたいへん尤もらしい。

3.11 オーロラの高さ

シュテルマーの写真観測が始まって以来、高さの測定が繰り返されて、オーロラの高さ分布は今ではかなりよくわかっている。普通には、明るいオーロラの明るい部分は高さ 100–130 km の辺りであって、最も明るい高さはおよそ 110 km 程度と考えてよい (*e.g.*, Størmer, 1955)。実際には、オーロラの現れる高さやオーロラの背の高さは、オーロラの種類や現れる地方時、オーロラの活動度などによって大きく変わり、概して、カーテン型オーロラは昼間側で背の高さも下縁の高さも高く、真夜中に近づくにつれて背の高さも下縁の高さも低くなる。

また、オーロラ活動度の高い時にはオーロラ出現領域全体の緯度が下がり (オーヴァルのサイズが大きくなり)、背の高さも下縁の高さも低くなる。

オーロラの種類との関係で言えば、Vegard(1916)によれば、Fig.3-28 の左図に見られるように、ray 型のオーロラは概して背が高く、drapery がこれに続き、アークは最も背が低い。また、オーロラの活動度に則して言うなら、Fig.3-28 右図、Harang(1944)によれば、オーロラ下縁の高さの頻度分布は、暗いオーロラでは 115 km あたりにピークがあり、明るいオーロラでは 95 km と、20 km ほど低くなっている。これらの観測に使われたオーロラがどんな種類のオーロラかは今となってははっきりしないが、当時の、感度のよくない撮像装置で測定したのは、すべてカーテン型オーロラであったと考えていだろう。

主として深夜に近い明け方に現れる脈動性のモザイク型オーロラは、現れる高さは低緯度側では 85–100 km と低く、また、背の高さも低い。これに対して活動度が低いとき明け方遅い時間に緯度 68 度程度以上に現れる脈動性オーロラの場合にはその高さは

110–140 km とかなり高いようである (McEwen *et al.*, 1981)。通常、脈動性オーロラは高度が低いと言われるが、常に低い訳ではない、という点に注意を要する。

夜昼の境界に近く、高層で日射があたっている領域には、sunlit aurora と呼ばれる極端に背の高い(高さ 1000 km に達する)オーロラが見られるようである (*e.g.*, Størmer, 1955)。日があたっているために背の高いオーロラが現れるとしても、そこに入射している電子のエネルギーがどんな分布のものであるのか、なぜそんなに背が高くなるのか、sunlit aurora 中でのロケット観測が行われていないので理由はわからない。この点、観測と検討を要する問題のように思われる。

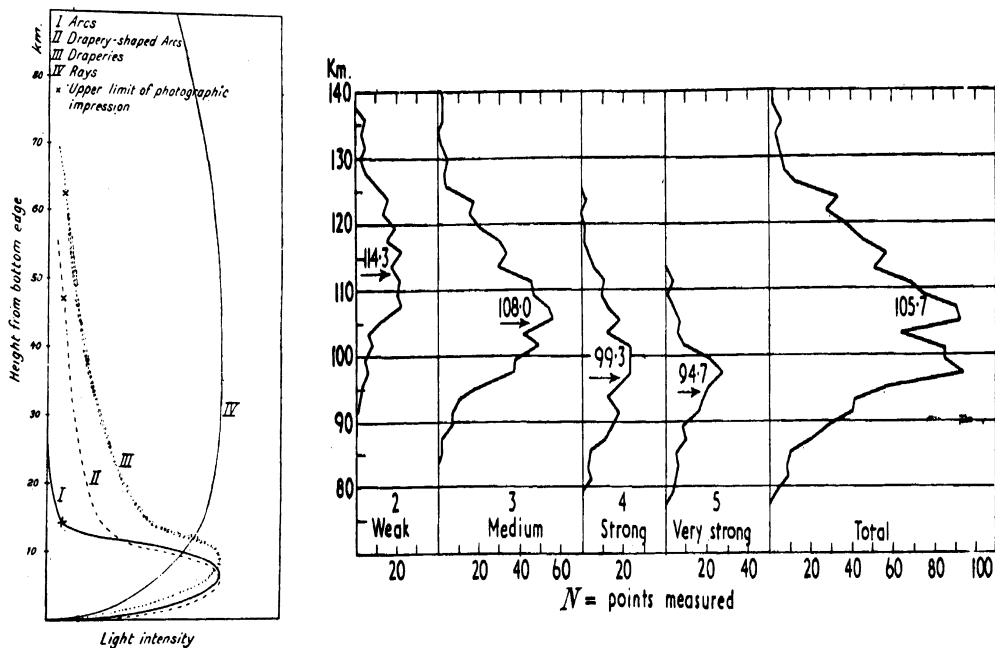


Fig.3-28 各種オーロラの明るさ (左 Vegard, 1916) と下縁の頻度 (右 Harang, 1944) の高さ分布。

なお、Fig.3-28 右図の全体の統計(一番右端)では、頻度のピークが、高さ 99 km あたりと 107 km あたりの二つ見られる。これを左の、明るさの違いによる統計と比較すると、高さ 107 km のピークは中程度の明るさのオーロラからの寄与が大きく、高さ 99 km の方は明るいオーロラからの寄与が大きいように見える。この二山のピークが意味をもつのかどうかについては、後にもう一度議論する。

なお、オーロラの色と高さとの間には密接な関係があり、従ってオーロラの type は高さによって決まっている。ヴァランス・ジョーンズ (Vallance-Jones, 1971) による、

それぞれの type のオーロラの発光の高度分布は Fig.3-29 に示す通りである。

高さに限らず、オーロラに関する物理量の統計は過去の古いものが多く、観測の条

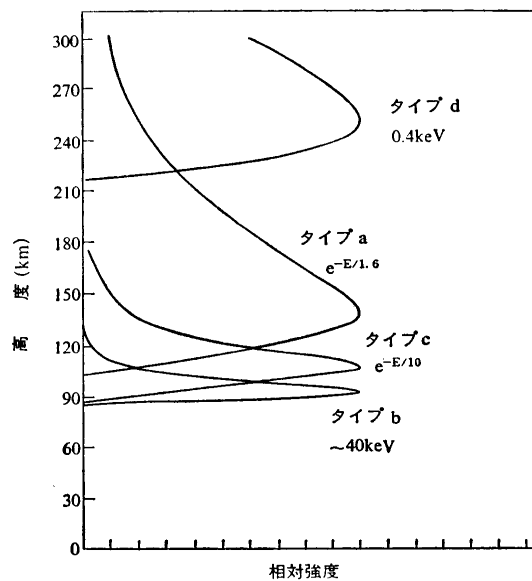


Fig.3-29 オーロラの type 別高さ分布
(Vallance-Jones, 1971)。

件も必ずしもよく指定されていないから、代表的な値としてそのまま信用していいかどうかにはかなりの疑問が残る。現在のような忙しい研究者社会では研究者の興味を引くことも少ないし評価も決して高くない仕事かもしれないが、オーロラの morphology を確立するためには、現在の進歩した技術を使って改めてさまざまな条件の変化に対応する高さ分布の観測をしながら試みる必要があるように思われる。また、さまざまな種類のオーロラに対応する入射電子の系統的測定も望まれる。

3.12 オーロラの光の色

オーロラの光は、酸素、窒素の原子、分子、それらのイオンの放つ光が大部分で、残りは入射するプロトン(水素原子)の放射する光、および隕石に由来する高さ 85–100 km(中心は 90–95 km) のナトリウム層から放射されるナトリウムの光である。オーロラに特徴的な緑の光(5577 Å)、および、オーロラの高いところに特徴的な深紅(6300 および 6364 Å)の光は、いずれも酸素原子の禁制遷移(forbidden transition)によるものである。また、窒素分子が入射電子との衝突で電離(イオン化)と同時に励起することによって発光する紫外線から青にかけてのバンド放射(許容線)、窒素分子の発する赤いバンド放射(許容線)などもオーロラの代表的な光である。他に、紫外線領域、赤外線領域にも強い放射が見られるが、もちろん紫外線領域の放射は空気中の酸素分子、オゾンなどに強く吸収されるので地上には到達しない。

これらの放射は、それぞれよく放出される高さの範囲がおおよそまっている。酸素

原子の緑と窒素分子イオンの青とはほぼ同じ高さ範囲、100–130 km で強く、110 km 辺りに強度に極大がある。従ってこの高さ範囲に現れるオーロラは全体が青緑色であることが多く、この青緑だけが卓越するオーロラはtype-cのオーロラと呼ばれる。高さ100–90 km、あるいはそれ以下では、窒素分子の赤いバンド放射が強く現れる。この色は、雷放電の時にピンクあるいは紫がかって見える赤と同じもので、カーテン型オーロラの下縁が赤く見えるはもこの光である。下縁が赤いオーロラはtype-bと呼ばれる。この赤が見えるのはオーロラの下縁が高さ100 km よりかなり低くなったことを示すもので、後に述べるように、入射する電子のエネルギーが高いことを示す顕著な現れである (*e.g.*, Vallance-Jones, 1974)。



Fig.3-30 下縁がピンクの活動的なtype-b オーロラ。

酸素原子による深紅の光は、高さ200 km 以下ではほとんど光らない。高さ250 km 辺りから上、高さ600 km あたりまでで特徴的に見られ、高さ400 km 辺りで最も明るい光である

(Tohmatsu and Roach, 1962)。こ

の光が高い高度でしか光らない訳は、この光をもたらす遷移の、高い方のエネルギー準位は準安定状態と呼ばれる状態で、自然遷移に120秒もの時間がかかるためである。つまり、高度の低い、粒子密度の高いところで、その放射に要する120秒の間に他のactiveな分子・原子に衝突すると、光を放射せずにエネルギーを失ってしまうので、光ることができない。この高さ範囲(250–600 km)で光っている深紅の光は、シベリヤ上空に現れていても日本から十分見ることができる。実際、Fig.1-11に示した、1989年10月21日に稚内から北の空に見えた深紅のオーロラは、同じ日の同じ時間帯に、人工衛星“あけぼの”を使って上から撮影した、カムチャツカ上空の、Fig.3-27の写真とは同じオーロラである。日本、ローマ、ロンドンなどで古くから火事と間違えられた「赤気」がこれである。

大気圏外から大気中に入射する粒子は、エネルギーが高ければ深く入射し、エネルギーが低ければ高いところで止まる。オーロラは主として入射電子による励起で光るから、オーロラの色は、大気圏外から入射してオーロラを光らせている電子のエネルギーのよい目安となることがわかる。つまり、酸素の深紅の色しか光らないオーロラの場合には入射電子のエネルギーはせいぜい数 100 eV であり、全体が酸素の緑、及び窒素分子イオンの青が卓越するオーロラは数 keV 程度のエネルギーで、下の緑が窒素分子の赤で縁取られるようになると (Fig.3-30)、エネルギー 10 keV 以上の電子が含まれていることになる。

オーロラの光のスペクトルには、全体として、酸素や窒素の分子、及び、分子イオンからのバンドスペクトルが多く、スペクトル構造は複雑である。中でも強いのが窒素分子の、赤い、1st Positive Band、窒素分子イオンの、青から紫外域にかけての 1st Negative Band、酸素分子の、赤外域の Atmospheric Band、などで、この他に、そのバンドを同定した研究者の名前をとって呼ばれる、窒素分子の、青から紫外域の Vegard-Kaplan Band、窒素分子イオンの、赤外域の Meinel Band、酸素分子の、青から紫外域にかけての Herzberg Band などがある。

3.13 散乱によるオーロラの色の変化

オーロラの色は、いくつかの特徴的な輝線及びバンドスペクトルで構成されている。天頂近くに見えるオーロラの色は、これらのまじり合ったものとして観測される。しかし、写真を見るとわかるように、地平線近くに見えるオーロラの色は天頂のオーロラの色とはひどく違う。これは光がオーロラから目に達するまでの途中の空気の散乱によるものである。

散乱体からの放射は時間的に変動する一様場の中での分極に基づく双極子の時間変動として取り扱うことができる。いま分極双極子の dipole moment を p と置けば、よく知られたように放射 (Poynting vector) の r 成分 dS_r は、双極子軸からの角度を ψ として

$$dS_r = \frac{\mu_0 \ddot{p}^2}{16c\pi^2 r^2} \sin^2 \psi d\Omega$$

で与えられる。原子内の電子の分極変位を x と置けば、電気双極子モーメント p は ex で与えられる。振動する電子のバネ定数を $m\omega_0^2$ 、強制振動の電場を $E_0 \cos \omega t$ と置くと、電子の運動方程式は $m\ddot{x} + m\omega_0^2 x = eE_0 \cos \omega t$ と書けるから x は

$$x = \frac{eR_0}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t$$

これを放射の式に代入し、かつ、放射を立体角 $d\Omega = r^2 \sin \theta d\theta d\phi$ で積分して全放射量を求めると

$$P = \frac{\mu_0}{6\pi c} \ddot{p}^2 = \frac{8\pi r_0^2}{3} \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^2 P_0$$

と表すことができる。ここに r_0 は古典電子半径、 P_0 は入射エネルギーフラックスである。



Fig.3-31 地平線近くのオーロラは黄色く見える。

もし散乱が主として分子によるレーリー散乱ならば、散乱体の大きさは波長に対して $1/1000$ ほどの大きさしかない。もし主たる散乱体が分子密度の熱ゆらぎとしても、散乱体の大きさは光の波長の $1/100$ 程度に過ぎない。このような場合、共鳴振動数 ω_0 は紫外線の領域にあって、

可視光に対しては ω は ω_0 に比べて十分小さいから上式の括弧の中は $\omega^4/\omega_0^4(1/\lambda^4)$ の形になり、散乱は振動数の4乗に比例、あるいは波長の4乗に逆比例する。従ってオーロラの 4278 \AA の青い光と 6300 \AA の赤い光とでは、散乱、すなわち途中での減衰に約5倍の違いがある。レーリー散乱だけを考えても、地平線近くに見えるオーロラが黄色、あるいはオレンジ色がかって見えるのが理解できる (Fig.3-31 参照)。

もし途中の散乱に $\omega \sim \omega_0$ の共鳴散乱が卓越する場合には、式からわかるように散乱の効果はきわめて大きくなる。しかし $\omega \sim \omega_0$ の近傍では必ず吸収が起こって分母に friction term を示す虚数部 $i\gamma\omega$ がつけ加わり、散乱強度は

$$P = \frac{8\pi r_0^2}{3} \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \right)^2 P_0$$

と表される。

偏波の向きがランダムな自然光の場合、放射の散乱角 θ 依存性は、双極子放射の式 S_r を入射の向きに直角な位相角で平均することによって直ちに $(1 + \cos^2 \theta)$ が求まり、散乱体の数密度を N 、散乱体群からの距離を r と置けば、散乱角 θ における散乱強度は

$$I = \frac{r_0 N}{2r^2} \frac{\omega^4}{\omega_0^4} (1 + \cos^2 \theta) I_0$$

となる。

一般に散乱体の分極率 p/E を α と置けば、上の関係は

$$I = \frac{\pi^2 \alpha^2 N}{2\epsilon^2 r^2 \lambda^4} (1 + \cos^2 \theta) I_0$$

と書くことができ、この形であれば分子そのものだけでなく分子密度の揺らぎなどに対応する散乱にも適用できる。もし密度揺らぎの屈折率を n_1 、大気の影響屈折率を n_2 、密度揺らぎを体積 V の球とすれば、分極率 α は

$$\alpha = 3\epsilon_0 V \frac{(n_1/n_2)^2 - 1}{(n_1/n_2)^2 + 2}$$

と与えられる。いずれにせよ、散乱体が波長に比べて十分に小さい時には、入射方向に対して $(1 + \cos^2 \theta)$ という特徴的な散乱強度を持つことがわかる。なお、散乱断面積 σ は

$$\sigma = \frac{P}{P_0} = \frac{\pi^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \frac{N\alpha^2}{\epsilon_0^2 r^2 \lambda^4}$$

で与えられる。

上に述べたように、オーロラを肉眼で見た様子、あるいは撮影した画像、いずれもあるがままの姿とはかけ離れた形や、明るさ、色の分布になっていることには注意を要する。特に、魚眼レンズを使った全天カメライメージを aurorasphere に座標変換した画像については、もともと現実はどうであったかを注意深く再構築して考える必要がある。

なお、上に述べた議論とは逆のもう一方の極限 $\omega \gg \omega_0$ の場合には ω に対して ω_0 を無視できるので全体として ω が消えて、散乱断面積は ω に依存しなくなる。これが、エックス線の散乱に適用されるトムソン散乱である。

3.14 オーロラ活動の時間変化

オーロラは静かにじっとしているものではなく、常時、活動している。特に、一晩に2-3回、激しく活動し、活動領域が大きく広がり、明るさも明るくなって急激に動き回ることがあり、これがオーロラサブストーム (auroral substorm、磁場の場合は極磁気嵐 geomagnetic substorm) と呼ばれる (Akasofu, 1964)。オーロラサブストームではオーロラ中に強い電流が流れてそのためにオーロラの下では磁場変動が観測され、これが極磁気嵐と呼ばれる。このように、オーロラ粒子 (電子およびプロトン) の加速、入射と電流とは密接に結び付いて、オーロラが超高層大気中の真空放電であることを裏書きしている。

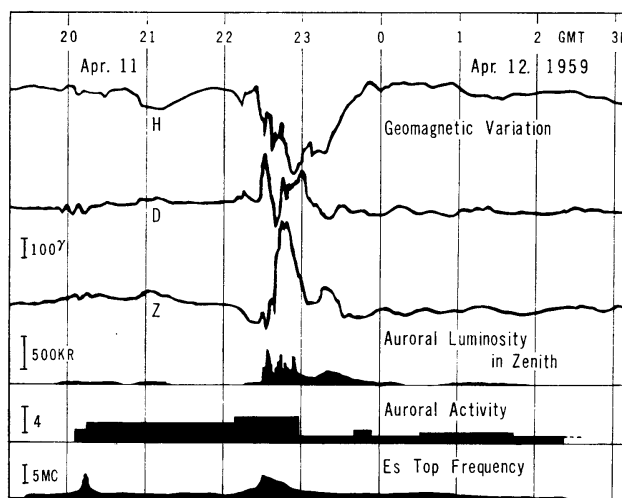


Fig.3-32 オーロラ活動、地磁気変動および電離層変動の関係の一例 (昭和基地、Oguti, 1963)。

一口にオーロラといっても、下に述べるように実際には様々の現れ方があって、それらは基本的には粒子の入射の仕方による違いであることがわかる。サブストームの時間発展に際して、どの部分にどのような種類のオーロラが現れるかはおよそ決まっているようである。例えば、

オーロラ活動域の東端に近いところではプロトンの入射が卓越して水素輝線が強く、西端に近いところでは電子入射が卓越して、明るい活動的なオーロラが見られる。また、同じ電子の入射でも、夕方のカーテン型オーロラを光らせる入射と、明け方も脈動性オーロラを光らせる入射とは著しく違う。これらの違いは、粒子の入射の仕方が磁気圏での粒子加速領域の発達と密接に関連していることを意味するものと考えられる。これらの問題についても第11章以降で詳しく議論することとし、ここでは、これから議論すべき現象が、およそどんなものであるかの、概観を示すにとどめる。

REFERENCES

- Akasofu, S. -I., The development of the auroral substorm, *Planet. Space Sci.*, **12**, 273–282, 1964.
- Akasofu, S. -I., A study of auroral displays photographed from the DMSP-2 satellite and from the Alaska meridian of stations, *Space Sci. Rev.*, **16**, 617–725, 1974.
- Carruthers, G. R., and T. Page, Apollo 16 Far Ultraviolet Imagery of the Polar Auroras, Tropical Airglow Belts, and General Airglow, *J. Geophys. Res.*, **81**(4), 483–496, 1976.
- Chamberlain, J. W., *Physics of the aurora and airglow*, American Geophysical Union, Washington D.C., 1995.
- de Mairan, J. J. d’Ortous, *Traité Physique et Historique de l’Aurore Boréale*, Paris, 1733 and 1754.
- Dufay, J., and M. -L. Tchong, Sur l’altitude des couches atmosphériques émettant les raies [OI] 5577 Å, [OI] 6300 Å et Na I 5892 Å, *Ann. géophys.*, **11**, 387–398, 1955.
- Dufay, J., P. Berthier, and B. Morignat, Nouvelle évaluation de l’altitude de la couche atmosphérique émettant la raie verte de l’oxygène dans la lumière du ciel nocturne, *Compt. Rend.*, **237**, 828–830, 1953.
- Elsässer, H., and Siedentopf, H., Die Emissionshöhe der 5577 Å-Linie des Nachthimmelsleuchtens nach Messungen am Jungfrauojoch, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **8**, 222–232, 1956.
- Feldstein, Y. I., The morphology of auroras and magnetic disturbances at high latitudes, *Geomagn. Aeron.*, **3**, 183–192, 1963.
- Fritz, H., *Das Polarlicht*, Leipzig, 1881.
- Hallinan, T. J., and T. N. Davis, Small-scale auroral arc distortion, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1735–1744, 1970.
- Harang, L., A study of auroral arcs and draperies, *Geophys. Publ.*, **13**, 14, 3–14, 1944.
- Herzberg, G., Forbidden transmissions in diatomic molecules: III, *Can. J. Phys.*, **31**, 657–669, 1953.
- Huruhata, M., Photoelectric studies of the night sky light, *Ann. Tokyo Astronom. Obs.*, **3**, 165–174, 1953.
- International Auroral Atlas, Int. Union of Geodesy and Geophysics, Edinburgh Univ. Press, 1963.
- Kaplan, J., New Band System in Nitrogen, *Phys. Rev.* **45**, 675–677, 1934.
- Karimov, M. G., Effective luminescence of the night sky for the three spectral rays (translated title), *Ast. Zhur*, **29**, 472–475, 1952.
- Lui, A. T. Y., P. Perreault, S. -I. Akasofu, and C. D. Anger, The diffuse aurora, *Planet. Space Sci.*, **21**, 857–861, 1973.
- Manring, E. R., and H. B. Pettit, The 5577 Å emission of [OI] in the night airglow from Sacramento Peak, New Mexico, *J. Geophys. Res.*, **63**, 39–49, 1958a.

- Manring, E. R., and H. B. Pettit, The 5577 Å emission of [OI] in the night airglow from Sacramento Peak, New Mexico, *Ann. Geophys.*, **14**, 506–508, 1958b.
- McEwen, D. J., E. Yee, B. A. Whalen, and A. W. Yau, Electron energy measurements in pulsating auroras, *Can. J. Phys.*, **59**, 1106–1115, 1981.
- Meinel, A. B., OH emission band in the spectrum of the night sky. I, *Astrophys. J.*, **111**, 555–564, 1950.
- Oguti, T., Inter-relations among the upper atmosphere disturbance phenomena in the auroral zone, *JARE Sci. Rep.*, Ser. A, **1**, 1–82, 1963.
- Oguti, T., Metamorphoses of aurora, *Mem. Nat'l Inst. Polar Res.*, Ser. A, No. 12, 1–101, 1975.
- Oguti, T., TV observations of auroral arcs, *Proc. Chapman Conf. AGU Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 25, 31–41, 1981.
- Oguti, T., The auroral zone in historic times – The northern UK was in the auroral zone 300 years ago –, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **45**, 231–242, 1993a.
- Oguti, T., A note on the auroral frequency charts by Fritz and Vestine, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **45**, 449–454, 1993b.
- Oguti, T., and T. Watanabe, Quasi-periodic poleward propagation of on-off switching aurora and associated geomagnetic pulsations in the dawn, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **38**, 543–551, 1976.
- Oguti, T., S. Kokubun, K. Hayashi, K. Tsuruda, S. Machida, T. Kitamura, O. Saka, and T. Watanabe, Statistics of pulsating auroras on the basis of all-sky TV data from five stations, I. Occurrence frequency, *Can. J. Phys.*, **59**, 1150–1157, 1981.
- Rayleigh, 4th Lord, The Light of the Night Sky: Its Intensity Variations When Analysed by Colour Filters, *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, **106**, 117–137, 1924.
- Rayleigh, 4th Lord, The Light of the Night Sky: Its Intensity Variations When Analysed by Colour Filters. II, *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, **109**, 428–444, 1925.
- Rayleigh, 4th Lord, The Light of the Night Sky: Its Intensity Variations when Analysed by Colour Filter. III, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **119**, 11–33, 1928.
- Roach, F. E., and A. B. Meinel, The height of the nightglow by the van Rhijn method, *Astrophys. J.*, **122**, 530–553, 1955.
- Roach, F. E., L. R. Megill, M. H. Rees, and E. Marovich, The height of nightglow 5577, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **12**, 171–186, 1958.
- Stenbæk-Nielsen, H. C., and T. J. Hallinan, Pulsating auroras: Evidence for noncollisional thermalization of precipitating electrons, *J. Geophys. Res.*, **84**, 3257–3271, 1979.
- Størmer, C., *Photographic Atlas of Auroral Forms*, Brøgger boktrykkeri, Oslo, 1930.
- Størmer, C., *The Polar Aurora*, Clarendon Press, Oxford, 1955.
- Thomas, R., Analyses of Atomic Oxygen, the Green Line, and Herzberg Bands in the Lower Thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **86**(A1), 206–210, 1981.

- Tohmatsu, T., and F. Roach, The morphology of mid-latitude 6300 Angstrom arcs, *J. Geophys. Res.*, **67**, 1817–1821, 1962.
- Vallance-Jones, A., Auroral spectroscopy, *Space Sci. Rev.*, **11**, 776–826, 1971.
- Vallance-Jones, A., *Aurora*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1974.
- van Rhijn, P. J., On the brightness of the sky at night and the total amount of starlight, *Publ. Astr. Lab. Groningen*, No. 31, 1–83, 1921.
- Vegard, L., 1. Nordlichtuntersuchungen. Über die physikalische Natur der kosmischen Strahlen, die das Nordlicht hervorrufen, *Ann. D. Physik*, **355**, No. 16, 853–900, 1916.
- Wilcke, J. C., Von der jährlichen und täglichen bewegungen der magnetnadel in Stockholm, *Sv. Vetensk. Akad. Handl.*, **38**, 273, 1777.

Chapter 4

オーロラの座—地球の磁場

前章まで述べてきたところで、オーロラと地球磁場が如何に関わりが深いかを推察できる。オーロラの出現領域は地球磁場の緯度に関係して決まっているようであり、オーロラの線条構造は地球磁場の磁力線に沿っている。また、オーロラ活動は地磁気の擾乱に関係し、それらは更に、太陽黒点に関係している。それだけではなく、これから述べるように、オーロラは、地磁気と太陽風の相互作用によるプラズマ発電の効果で現れるもので、地磁気は、オーロラの起源の、地球側における最も基本的な要素である。

この章ではまず地球磁場について概観し、ついで、オーロラ出現の場所が、地球磁場、太陽風プラズマなどとの関連でどのような意味をもっているのかについて考えてみる。地球磁場は地球内部の核内の対流運動、地球の自転などの運動に基づくダイナモ(発電)作用の結果、核の内部に流れる電流が作る磁場として理解されている。地核の外に出てきている磁場が南にN極を向けた双極子に近い構造であることから見て、地球の外核を流れている電流は地核を取りまいて東から西へzonalに流れている成分が卓越しているように見える。しかし、核内では、対流運動に伴って、表面に現れないけれども強いリング状の(toroidal)磁場が軸を取りまく形で存在することが考えられ、まだ、ダイナモ作用の対流運動や電流のモードなどについてははっきりした結論は得られていない。地球磁場の起源に関する問題は他にゆずって、ここでは、まず、オーロラ出現領域との関係から内部磁場の構造に重点をおいて論じ、また、その構造が過去の歴史時代にどのように変わって来たかを考察する。地球磁場の変動は、歴史時代におけるオーロラ出現の変動と密接に関わっている筈である。

4.1 地球磁場の表現

地球表面近傍(外部)には事実上電流はないから、地上の磁場はスカラーポテンシャルに由来するベクトル場である。ベクトル場であるから、これを表すためには3成分が必要である。地球磁場の場合、3成分として、水平成分(H 、水平の磁場の強さ)、偏角(D 、真北から測った角度、真北から東に振れるのが正)、鉛直成分(Z 、鉛直の磁場の強さ、下向きが正)、の組合せが使われることが多い。他にも、全磁力(F 、磁場強度)、偏角(D)、伏角(I 、水平から測った角度、下向きが正)、などの組合せがあり、さらに、地理座標に

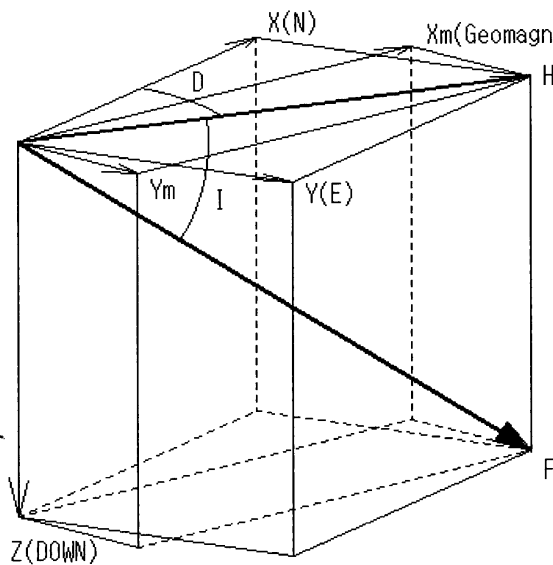


Fig.4-1 地磁気各成分を示す座標系。

準拠する地理的南北成分(X 、北向きが正)、地理的東西成分(Y 、東向きが正)、と鉛直成分(Z)の組合せ、あるいは、地磁氣的南北成分(X_m 、北向きが正)、地磁氣的東西成分(Y_m 、東向きが正)と鉛直成分(Z)の組合せなどが必要に応じて使われる。ベクトル成分として、 F 、 H 、 Z 、 X 、 Y 、 X_m 、 Y_m は磁場強度 nT (ナノテスラ、かつては同じ大きさの単位、 $1\gamma = 10^{-5}$

Gauss が使われ、ガンマと呼ばれた) で表される。次に掲げるのはそれらの一覧表である。

全磁力 (F or B : total intensity)	単位は nT (ナノテスラ) あるいは γ (ガンマ)
偏角 (D : declination)	地理的北からの角度、東側を正にとる
伏角 (I : inclination)	水平からの角度、下向きを正にとる
水平分力 (H : horizontal component)	単位は nT
鉛直分力 (Z : vertical component)	単位は nT

または

地理的南北成分 (X -component)	北向きを正とし、単位は nT
地理的東西成分 (Y -component)	東向きを正とし、単位は nT
鉛直成分 (Z -component)	下向きを正とし、単位は nT

または

地磁気座標の南北成分 (X_m -component)	北磁軸極向きを正とし、単位は nT
地磁気座標の東西成分 (Y_m -component)	北磁軸極に対して右、東が正、単位 nT
鉛直成分 (Z -component)	下向きを正とし、単位は nT

Table 4-1 地磁気を表現する成分一覧。

である。後に述べるように、地磁気座標にはいくつかの種類があるが、ここでの地磁気座標は慣習的に、地球の中心におかれた centered dipole による地磁気座標である。実際の磁場の向きはこの地磁気座標に対しても東西成分を有する。

以上の定義からわかるように、これらの間には次の関係がある。

$$\begin{aligned}
 H &= F \cos I \\
 Z &= F \sin I = H \tan I \\
 X &= H \cos D \\
 Y &= H \sin D \\
 H^2 &= X^2 + Y^2 \\
 F^2 &= H^2 + Z^2 = X^2 + Y^2 + Z^2
 \end{aligned}$$

ときどき変動磁場の議論に際して磁場の偏角 (D) の変動を ΔD と表記し、nT 単位で表示してこれを局地的な磁場の東西成分の変動とする例を見かけるが、この表記は誤りである。 D は本来の定義では角度 (偏角) であり、局地的な磁場の東西成分の変動ならば $H\Delta D$ と表記しなければならない。近年、専門の論文においてもこれらの約束が無視されることがあって、混乱のもとになっている面がある。無用の混乱を避ける意味で、 H 、 D 、 Z ； X 、 Y 、 Z ； X_m 、 Y_m 、 Z ； I 、 F などの記号の使用法はきちんと守られるべきものとする。

4.2 地磁気分布の表記—ガウスの方法 (Gauss, 1839)

表面近傍 (外側) を通る電流はゼロと見なしてよいから、地上での磁場 \mathbf{B} は

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0$$

を満たす。従って磁場 \mathbf{B} は、スカラー関数 V の gradient

$$\mathbf{B} = -\nabla V$$

で表される。また、一方、 \mathbf{B} に発散はないから

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

よって磁場 \mathbf{B} を決める基本式はラプラスの方程式

$$\nabla^2 V = 0$$

で、 V はポテンシャル関数である。このように、地上で測った磁場はスカラーポテンシャルを持つベクトル場であって V はラプラス方程式をみたす。

ラプラスの方程式は直交座標系では

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) V = 0$$

で、よって、その解は

$$V = \sum_{l,m,n} A e^{i(lx+my)+nz} \quad \text{ここに} \quad l^2 + m^2 = n^2$$

の形をとることがわかる。ラプラス方程式を球座標で表せば、

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right) = 0$$

となつて、この式の一般解は

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\theta) \left[\left\{ c_n^m \left(\frac{r}{a} \right)^n + (1 - c_n^m) \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \right\} A_n^m \cos(m\phi) \right. \\ \left. + \left\{ s_n^m \left(\frac{r}{a} \right)^n + (1 - s_n^m) \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \right\} B_n^m \sin(m\phi) \right]$$

と表すことができる。ここに、 $P_n^m(\theta)$ は、後述の、ルジャンドルの陪関数で、 a は地球の半径を示す。また、その形から、 $(r/a)^n$ を含む項は地球内部では有限の大きさをもつ地球外部起源の磁場成分であり、 $(a/r)^{n+1}$ を含む項は地球外部で有限の大きさをもつ地球内部起源の磁場成分であることがわかる。

ルジャンドルの帯球関数は $P_n(x)$ と表現されるが、これは次の形の多項式で表される。

$$P_n(x) = \frac{1}{n!2^n} \frac{d^n(x^2 - 1)^n}{d^n x}$$

$$= \frac{(2n)!}{2^n(n!)^2} \left\{ x^n - \frac{n(n-1)}{2(2n-1)} x^{n-2} + \frac{n(n-1)(n-2)(n-3)}{2 \cdot 4(2n-1)(2n-3)} x^{n-4} - \dots \right\}$$

具体例を挙げれば、 $P_1(x) = x$ 、 $P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$ などである。この帯球関数 P_n は陪関数では次に述べる P_n^0 に当たる。

ルジャンドルの陪関数はノイマン (Neumann) の表式を $N_{n,m}$ とすれば

$$N_{n,m}(x) = (1-x^2)^{\frac{1}{2}m} \frac{d^m P_n(x)}{dx^m}$$

であるが、地磁気の表現によく使われるのはシュミット (Schmidt, 1934) の semi-normalized form P_n^m で、これは

$$P_n^m(x) = 2 \sqrt{\frac{(n-m)!}{(n+m)!}} N_{n,m}(x)$$

と表される。積分して見ればすぐわかるように、シュミットの形では normalization は完全ではない。しかし、実用的には、各項の係数の大小の比較に便利のためによく使われる。シュミットの関数では normalization の関係式は次のように与えられる。

$$\int_{-1}^1 P_n^m(x) P_{n'}^m(x) dx = \begin{cases} \frac{4}{2n+1} & \text{when } n = n' \\ 0 & \text{when } n \neq n' \end{cases}$$

ここに $x = \cos \theta$ で、 θ は colatitude である。

始めの方の項のいくつかの具体例を挙げれば

$$\begin{aligned} P_1^0 &= \cos \theta \\ P_1^1 &= \sin \theta \\ P_2^0 &= \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1) \\ P_2^1 &= \frac{\sqrt{3}}{2} \sin 2\theta \\ P_2^2 &= \frac{\sqrt{3}}{2} \sin^2 \theta \\ P_3^0 &= \frac{1}{8}(5 \cos 3\theta + 3 \cos \theta) \\ P_3^1 &= \frac{\sqrt{3}}{8\sqrt{2}}(\sin \theta + 5 \sin 3\theta) \\ P_3^2 &= \frac{\sqrt{15}}{8}(\cos \theta - \cos 3\theta) \\ P_3^3 &= \frac{\sqrt{5}}{8\sqrt{2}}(3 \sin \theta - \sin 3\theta) \end{aligned}$$

といったシリーズである。これらの関数が球面上のどのようなパターンで表現されるのかをFig.4-2に示してある。

実際に地球表面における磁場の測定に基づいて係数を決める手続きは次のような方法による。いま、世界中の観測dataから鉛直分力 $Z(= \partial V / \partial r)$ の分布が求められたとする。これを、ルジャンドルの陪関数を用いて地球表面 ($r = a$) で

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\theta) \{ \alpha_n^m \cos(m\phi) + \beta_n^m \sin(m\phi) \}$$

と展開することを考える。ここで取り扱うルジャンドルの陪関数と三角関数の積で表される関数は直交関数系であるから、係数 α_n^m 、 β_n^m は次式のように観測値 Z に、決めるべき係数を持つ関数を掛けて表面積分すれば、normalizationの係数をつけて

$$\alpha_n^m = \sqrt{\frac{2n+1}{4}} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Z P_n^m(\cos \theta) \cos(m\phi) \sin \theta d\theta d\phi$$

$$\beta_n^m = \sqrt{\frac{2n+1}{4}} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Z P_n^m(\cos \theta) \sin(m\phi) \sin \theta d\theta d\phi$$

のように決められる。直交性により、 n 値、 m 値の異なる他の項成分はすべて消えるから、

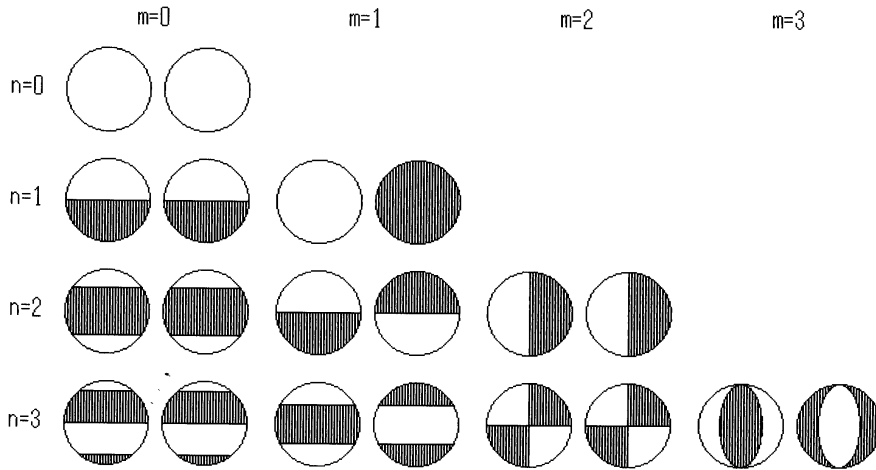


Fig.4-2 Legendre の陪関数のパターンの例。正領域が白、負領域がシェード。

欲する係数だけが残る訳である。具体的には地球上に緯度・経度のメッシュを切った点での平均値の足し合わせという方法をとればよい。

係数を正確に決めるには、地球表面でできるだけ詳しい一様な面密度の鉛直成分 (Z) の測定資料が必要である。一方、ポテンシャル関数 V を使えば $Z = (\partial V / \partial r)_{r=a}$ だ

から、ポテンシャルの係数 A_n^m 、 B_n^m 、 c_n^m 、 s_n^m と実測から求めた係数、 α_n^m 、 β_n^m とを比較して

$$\alpha_n^m = \{nc_n^m - (n+1)(1 - c_n^m)\}A_n^m$$

$$\beta_n^m = \{ns_n^m - (n+1)(1 - s_n^m)\}B_n^m$$

の関係が得られる。 Y 成分についても、 $Y \sin \theta$ という形にすればこれを Z と同じように展開できるから、

$$Y \sin \theta = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) \{\gamma_n^m \cos(m\phi) + \delta_n^m \sin(m\phi)\}$$

の形に書くことができ、 Z の場合と同じく、 γ_n^m 、 δ_n^m は

$$\gamma_n^m = \sqrt{\frac{2n+1}{4}} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y \sin \theta P_n^m(\cos \theta) \cos(m\phi) \sin \theta d\theta d\phi$$

$$\delta_n^m = \sqrt{\frac{2n+1}{4}} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y \sin \theta P_n^m(\cos \theta) \sin(m\phi) \sin \theta d\theta d\phi$$

の表面積分で決まる。ポテンシャル関数 V の式から $Y = -(1/r \sin \theta) \partial V / \partial \phi$ だから、再び係数の比較によって

$$\gamma_n^m = -m B_n^m$$

$$\delta_n^m = m A_n^m$$

の関係が得られる。

α_n^m 、 β_n^m 、 γ_n^m 、 δ_n^m はすべて観測に基づいて展開した係数だから、 α_n^m 、 β_n^m 、 γ_n^m 、 δ_n^m に関するこれら4つの関係式から、ポテンシャル関数 V の係数の A_n^m 、 B_n^m 、 c_n^m 、 s_n^m がすべて決定される。即ち、ベクトルの3成分のうち、 Z と Y の2成分だけですべてが決ってしまうことに注意を要する。すべてが決まるというのは、当然、ここで使わなかった X も決まるということである。これは、ポテンシャル場という条件のために、球面上で3成分が独立でないからである。また、地球表面における観測から、 $(r/a)^n$ の係数をもち、内部で収斂する外部起源の磁場と、 $(a/r)^{n+1}$ の係数を持って外部で収斂する内部起源の磁場とを分離できるという点にも注意して欲しい。

もし X 成分を用いて同様の比較をすれば、ポテンシャル関数 V の式から

$$X_{r=a} = \left(\frac{\partial V}{r \partial \theta} \right)_{r=a} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{dP_n^m(\theta)}{d\theta} \{A_n^m \cos(m\phi) + B_n^m \sin(m\phi)\}$$

となる。ここで $\frac{dP_n^m(\theta)}{d\theta}$ が n 倍の因子をもつことを考慮し X の実測値の分布を下のように展開して

$$X_{r=a} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{n} \frac{dP_n^m(\theta)}{d\theta} \{A_n'^m \cos(m\phi) + B_n'^m \sin(m\phi)\}$$

と表せば、係数の比較から

$$A_n^m = \frac{1}{n} A_n'^m \quad B_n^m = \frac{1}{n} B_n'^m$$

となって、 A_n^m 、 B_n^m は Y と Z とは独立に、 X と Z からでも決まる。 Y と Z から決まる A_n^m 、 B_n^m と X と Z で決まる A_n^m 、 B_n^m とは一般には等しくない。 X と Y とでは測定の信頼度には大きな違いはないから、通常、この両者から独立に決まる係数の平均値をもって最終的な値とすることが多い。

メッシュ点での観測値の足し合わせという手続きからわかるように、これらの係数が精度よく決まるためには、観測点ができるだけ均等に地表に分布している必要がある。しかし、実際には観測は陸地でしかできず、世界の3/4は海であるという事情から観測点の分布はかなり偏ったもので、そのために必ずしも十分の精度が得られていない。最近では人工衛星の観測を使うことによって観測点の分布を均等に近づけることができるようになったが、人工衛星の場合には後に述べるように、磁気圏内にはいろいろなプラズマ電流が流れているのでその補正が必要になる。しかし実際には電流の分布が必ずしもよくわかっていないので、補正には限界がある。なお、磁気圏内の電流が衛星近傍に作る磁場の強さは、その同じ電流が地上に作る磁場の10倍も大きくなり得るので、この補正はなおさら厄介である。

地球磁場のガウス係数の慣習的表記

地球磁場を表す係数を、この方法を開発したガウス(1839)の名をとってガウスの係数と呼ぶ。ガウスの係数としては、通常、 A_n^m 、 B_n^m 、 c_n^m 、 s_n^m の組み合わせで得られる次の係数、 g_n^m 、 h_n^m を用いる。

$$\begin{aligned} g_n^{me} &= c_n^m A_n^m & g_n^{mi} &= (1 - c_n^m) A_n^m \\ h_n^{me} &= s_n^m B_n^m & h_n^{mi} &= (1 - s_n^m) B_n^m \\ c_n^m &= \frac{g_n^{me}}{g_n^{me} + g_n^{mi}} & s_n^m &= \frac{h_n^{me}}{h_n^{me} + h_n^{mi}} \end{aligned}$$

	n	m	nT		n	m	nT		n	m	nT
g	1	0	-29775	g	6	3	-178	g	9	0	4
g	1	1	-1851	h	6	3	68	g	9	1	10
h	1	1	5411	g	6	4	2	h	9	1	-21
g	2	0	-2136	h	6	4	-52	g	9	2	1
g	2	1	3058	g	6	5	17	h	9	2	15
h	2	1	-2278	h	6	5	2	g	9	3	-12
g	2	2	1693	g	6	6	-96	h	0	3	10
h	2	2	-380	h	6	6	27	g	9	4	9
g	3	0	1315	g	7	0	77	h	9	4	-6
g	3	1	-2240	g	7	1	-64	g	9	5	-4
h	3	1	-287	h	7	1	-81	h	9	5	-6
g	3	2	1246	g	7	2	4	g	9	6	-1
h	3	2	293	h	7	2	-27	h	9	6	9
g	3	3	807	g	7	3	28	g	9	7	7
h	3	3	-348	h	7	3	1	h	9	7	9
g	4	0	939	g	7	4	1	g	9	8	2
g	4	1	782	h	7	4	20	h	9	8	-7
h	4	1	248	g	7	5	6	g	9	9	-6
g	4	2	324	h	7	5	16	h	9	9	2
h	4	2	-240	g	7	6	10	g	10	0	-4
g	4	3	-423	h	7	6	-23	g	10	1	-4
h	4	3	87	g	7	7	0	h	10	1	1
g	4	4	142	h	7	7	-5	g	10	2	2
h	4	4	-299	g	8	0	22	h	10	2	0
g	5	0	-211	g	8	1	5	g	10	3	-5
g	5	1	353	h	8	1	10	h	10	3	3
h	5	1	47	g	8	2	-1	g	10	4	-2
g	5	2	244	h	8	2	-20	h	10	4	6
h	5	2	153	g	8	3	-11	g	10	5	4
g	5	3	-111	h	8	3	7	h	10	5	-4
h	5	3	-154	g	8	4	-12	g	10	6	3
g	5	4	-166	h	8	4	-22	h	10	6	0
h	5	4	-69	g	8	5	4	g	10	7	1
g	5	5	-37	h	8	5	12	h	10	7	-1
h	5	5	98	g	8	6	4	g	10	8	2
g	6	0	61	h	8	6	11	h	10	8	4
g	6	1	64	g	8	7	3	g	10	9	3
h	6	1	-16	h	8	7	-16	h	10	9	0
g	6	2	60	g	8	8	-6	g	10	10	0
h	6	2	83	h	8	8	-11	h	10	10	-6

Table 4-2 1990年現在のIGRF (内部起源) のガウス係数。

よって、地磁気ポテンシャルの一般的表記は

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} V_n = \sum_{n=1}^{\infty} (V_n^e + V_n^i)$$

ここに

$$V_n^e = a \left(\frac{r}{a} \right)^n \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta)$$

$$V_n^i = a \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta)$$

である。ここに添え字 e および i は、それぞれ磁場の起源が地球外部および内部にあることを示す。最近の45年間については、内部起源磁場のガウス係数は $n=10$ 、 $m=10$ 程度まで割合よく決っている(最近の理科年表を参照のこと)。

Table 4-2に掲げるのは1990年現在のIGRFモデル(内部起源)のガウス係数である。

4.3 Degree 1、及び Degree 2 の項の意味

最も degree と order の低い三つの項、即ち $n = 1$ の項を使ってポテンシャル関数は

$$V_1^i = a \left(\frac{a}{r} \right)^2 \{g_1^0 \cos \theta + (g_1^1 \cos \phi + h_1^1 \sin \phi) \sin \theta\}$$

と書ける。ここに使われる三つの係数、 g_1^0 、 g_1^1 、 h_1^1 を使って、 H_0 、 θ_A 、 ϕ_A を次のように定義する。

$$H_0^2 = (g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2$$

$$\cos \theta_A = \frac{g_1^0}{H_0} \qquad \tan \phi_A = \frac{h_1^1}{g_1^1}$$

または

$$g_1^0 = H_0 \cos \theta_A$$

$$g_1^1 = H_0 \sin \theta_A \cos \phi_A$$

$$h_1^1 = H_0 \sin \theta_A \sin \phi_A$$

こうすると Fig.4-3 に従って磁気ポテンシャルは

$$V_1^i \frac{r^2}{a^3} = H_0 \cos \theta_A \cos \theta + (H_0 \sin \theta_A \cos \phi_A \cos \phi + H_0 \sin \theta_A \sin \phi_A \sin \phi) \sin \theta$$

$$= H_0 \{ \cos \theta_A \cos \theta + \sin \theta_A \sin \theta \cos(\phi - \phi_A) \}$$

$$= H_0 \cos \Theta$$

よって

$$V_1^i = \frac{a^3}{r^2} H_0 \cos \Theta = \frac{M}{r^2} \cos \Theta$$

となる。ここに、 $M = a^3 H_0$ は地球磁気双極子の磁気モーメント (moment of centered dipole)、 H_0 は赤道磁場強度、 Θ は dipole に準拠した磁気余緯度である。

上の式の取り扱い及び Fig.4-3 からわかるように、Fig.4-3 の MP は geomagnetic axis pole、 θ_A は dipole の向きの colatitude、 ϕ_A は dipole の向きの longitude である。 θ_A 、 ϕ_A は解析の方法が確立して実際の解析が始まった 1829 年以来最近まで次のように変化している。

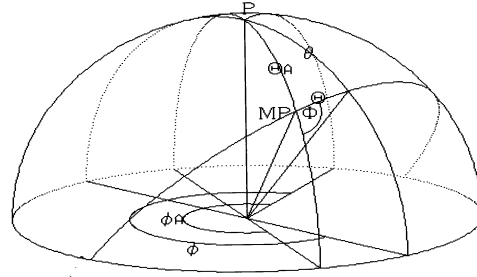


Fig.4-3 地理座標と dipole 磁気座標の間の変換。

Year	θ_A	ϕ_A	rad. dis.	dip. lat.	dip. long.
1829	11.7	-64.7	251 km	-1.6	181.8
1885	11.5	-68.5	298 km	4.0	168.3
1922	11.6	-69.1	363 km	9.6	161.3
1960	11.6	-69.5	442 km	16.1	149.6
1980	11.2	-70.8	489 km	20.4	147.3
1990	10.9	-71.1	515 km	21.2	145.7

Table 4-3 地磁気 dipole 軸の向きと eccentric dipole の位置の永年変化。

上の式からわかるように、ガウスの係数のうち、最も degree n 、order m の低い三つの項 (即ち Degree $n = 1$) のうち order $m = 1$ の二つ g_1^1 、 h_1^1 は、dipole の向きが地球の地理的南北軸と一致していないために現れるもので、従って dipole の向きに座標系を選べばその座標系ではこれら二つの係数は消えて、ポテンシャルは g_1^0 と $\cos \Theta$ だけの関数として表現できる。この Θ で地磁気の緯度を定義することができる。主磁場の基本的な部分は dipole であるが、地球の磁場が dipole の形をしていることをはじめて明らかにしたのはエリザベス女王の侍医であったウィリアム・ギルバート (William Gilbert) である。彼は 1600 年に De Magnete という表題の本を書いている。

Degree 2 の項についても似たような考察が可能である。1871 年に、ケルヴィン (Kelvin) は、座標原点を適当に動かすと P_2^0 、 P_2^1 で表現される次の三つの項、即ち g_2^0 、

g_2^1, h_2^1 を消すことができることを指摘した。更に1934年、シュミット (Schmidt) は、この関係を以下に示すように formulate した。

Schmidt(1934) によれば、座標原点を地球の中心から x_0, y_0, z_0 だけずらしたとき、 g_2^0, g_2^1, h_2^1 がゼロになる x_0, y_0, z_0 は、次の式で与えられる。

$$x_0 = \frac{a}{3H_0^2}(L_1 - g_1^1 E)$$

$$y_0 = \frac{a}{3H_0^2}(L_2 - h_1^1 E)$$

$$z_0 = \frac{a}{3H_0^2}(L_0 - g_1^0 E)$$

ここに

$$\begin{aligned} L_0 &= 2g_1^0 g_2^0 + \sqrt{3}(g_1^1 g_2^1 + h_1^1 h_2^1) \\ L_1 &= -g_1^1 g_2^0 + \sqrt{3}(g_1^0 g_2^1 + g_1^1 g_2^2 + h_1^1 h_2^2) \\ L_2 &= -h_1^1 g_2^0 + \sqrt{3}(g_1^0 h_2^1 - h_1^1 g_2^2 + g_1^1 h_2^2) \\ E &= \frac{L_0 g_1^0 + L_1 g_1^1 + L_2 h_1^1}{4H_0^2} \end{aligned}$$

である。Dipole の位置を地球の中心からずらして置くことまで考えれば、この三つの項を含めて degree、order の低い、始めの6個の項が dipole で表現されるので、dipole 以外の高次の磁場構造(四重極子、八重極子...)は P_2^2 以上の項で表されることがわかる。

Dipole の偏心の効果は、次に示すように、実際に dipole を中心から微小距離ずらしたときに現れる項の形から理解できる。即ち、中心に置いたとき

$$V = \frac{M}{R^2} \cos \Theta$$

と表される双極子を、Fig.4-4左のようにZ軸に沿って $-\delta r$ だけずらすと、地理座標、 θ 、 r 、及び地磁気座標、 Θ 、 R 、の関係は

$$\begin{aligned} R^2 &= r^2 - 2r(\delta r) \cos(\pi - \theta) + (\delta r)^2 \\ &= r^2 \left\{ 1 + 2\left(\frac{\delta r}{r}\right) \cos \theta + \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2 \right\} \end{aligned}$$

となる。ここで $\cos \Theta = (r \cos \theta + \delta r)/R$ だからポテンシャル V は

$$V = \frac{M}{R^2} \cos \Theta = \frac{M}{r^2} \frac{(\delta r/r) + \cos \theta}{\{1 + 2(\delta r/r) \cos \theta + (\delta r/r)^2\}^{3/2}}$$

$$\simeq \frac{M}{r^2} \cos \theta - \frac{3M\delta r}{r^3} \cos^2 \theta$$

となって、 $\cos^2 \theta$ 、すなわち P_2^0 の項がつけ加わることがわかる。もし、Fig.4-4 右のように、dipole を軸に垂直な方向に δr だけ動かすと、

$$R^2 = r^2 - 2r(\delta r) \sin \theta + (\delta r)^2$$

$$\text{また、} \quad \cos \Theta = \frac{r}{R} \cos \theta$$

$$\text{よって} \quad V = \frac{M}{R^2} \frac{r}{R} \cos \theta$$

$$\begin{aligned} &= \frac{M}{r^2} \cos \theta \frac{1}{[1 - (2\delta r/r) \sin \theta + (\delta r/r)^2]^{3/2}} \\ &\simeq \frac{M}{r^2} \cos \theta + \frac{3M\delta r}{r^3} \sin \theta \cos \theta \end{aligned}$$

となって、 $\sin \theta \cos \theta$ 、すなわち P_2^1 の項がつけ加わる。

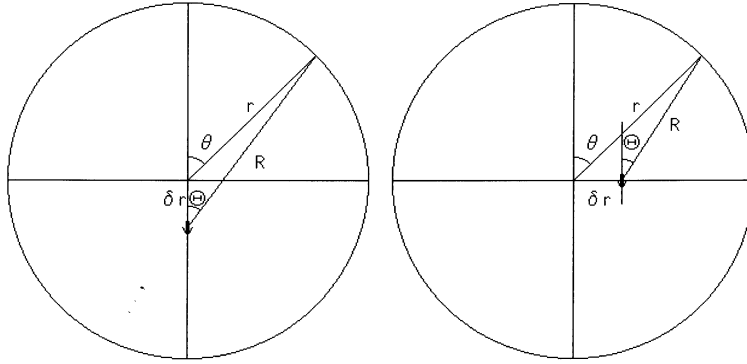


Fig.4-4 Dipole の軸方向の移動 (左) と、軸に垂直方向の移動 (右)。

4.4 Dipole 磁場の基本的性質

前節で述べたように、地球の磁場には dipole 以外の高次の項があつて厳密には dipole 磁場ではない。しかし、高次の項は距離とともに急速に減少するので、遠くから地球の磁場を見る場合には、dipole 磁場がよい近似として使えることが多い。ここで、dipole 磁場の基本的な性質のいくつかをまとめておこう。

Dipole の軸が座標軸と一致している場合には、Fig.4-5 に示すように、任意の地心距離 r 、余緯度 θ において双極子磁場成分は

$$\begin{aligned}
H &= \frac{1}{r} \frac{\partial V_1}{\partial \theta} = \frac{M}{r^3} \sin \theta = \left(\frac{a}{r}\right)^3 H_0 \sin \theta \\
Z &= \frac{\partial V_1}{\partial r} = \frac{2M}{r^3} \cos \theta = Z_0 \left(\frac{a}{r}\right)^3 \cos \theta = 2H_0 \left(\frac{a}{r}\right)^3 \cos \theta \\
\tan I &= \frac{Z}{H} = 2 \cot \theta \\
\frac{dI}{d\theta} &= -\frac{2}{1 + 3 \cos^2 \theta}
\end{aligned}$$

などの関係で結ばれる。Dipole latitude を λ と置けば、latitude λ と dip I の関係は

$$\tan \lambda = \frac{1}{2} \tan I$$

となる。また、双極子磁力線のみたす微分方程式は

$$\frac{Z}{dr} = \frac{H}{rd\theta}$$

であるから

$$\frac{dr}{r} = 2 \frac{\cos \theta}{\sin \theta} d\theta \quad \text{よって} \quad \log r = 2 \log(\sin \theta)$$

となり、磁力線の方程式は

$$r = r_e \sin^2 \theta$$

で与えられる。

緯度	地心距離	緯度	地心距離
85°	131.646	45°	2.000
80°	33.163	40°	1.704
75°	14.929	35°	1.490
70°	8.549	30°	1.333
65°	5.599	25°	1.217
60°	4.000	20°	1.132
55°	3.040	15°	1.072
50°	2.420	10°	1.031

Table 4-4 双極子緯度と磁力線 apex の地心距離。

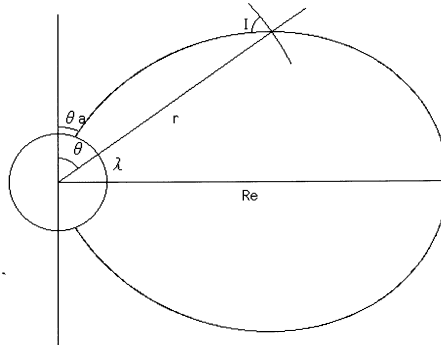


Fig.4-5 双極子の field line。

ここに r_e は $\theta = \pi/2$ 、すなわち磁気赤道面での磁力線の地心距離である。

従って、磁力線の赤道面での apex の地心距離 r_e と、その磁力線が地表を通る地点の磁気余緯度 (θ_a) との関係は

$$a = r_e \sin^2 \theta_a \quad \text{あるいは} \quad \theta_a = \sin^{-1} \sqrt{\frac{a}{r_e}}$$

で与えられる。例えば、dipole から離れた赤道面での距離を、地球半径を単位として測った距離と磁気 dipole 緯度 ($90 - \theta_a$) との関係は Table 4-4 に示されるような値になる。

後に述べるように、電子は質量が小さく磁力線に強く捕捉されるので、オーロラの現れている緯度からオーロラ粒子の起源領域までの距離はこのようにして推定できる。

4.5 地磁気座標

いままで主として双極子について述べて来たが、実際の地球磁場は有意の higher harmonics を含んでいるので、Fig.4-12 からわかるようにかなり歪んでいる。このような地磁気の分布に基づいて地球上に地理的緯度・経度と別に地磁気の緯度・経度を決めることができる。

Dipole Coordinates

一番簡単な地磁気座標は、地球の中心に一致させた磁気 dipole (centered dipole) で近似するもので、dipole の向きの緯度 λ_A (余緯度 θ_A)、経度 (ϕ_A) が与えられれば決まる。例えば磁気緯度 60 度というのは、地磁気の極を中心とした半径 30 度

の円で、この緯度を通る磁力線は既に述べたように、磁気赤道面では、地心距離が地球半径の 4 倍の所を通る。

経度については、慣習的に、地磁気の北極から地理北極を通る経度の反対側を地磁気の経度、0 度と決める。従って、現在は、地磁気経度 0 度の子午線は低緯度ではおよそ西経 70 度のあたりを通っている。前にも述べたように、地磁気の成分の表記のうち、地磁気南北成分 X_m 、地磁気東西成分 Y_m と称するのはこの座標系による成分のことである。この座標系における偏角を Ψ で表すことが多い。

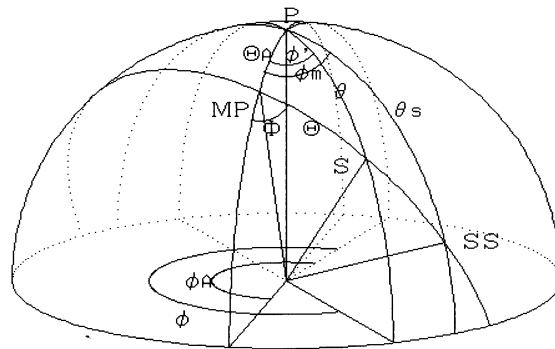


Fig.4-6 地磁気地方時の伸び縮み。

地磁気地方時は、こうして決まった磁気子午面に太陽がどう関係しているかで決まる。もちろん、ある磁気子午面上に太陽があればその子午線が地磁気地方時の正午である。磁軸が地軸に対して10度ほど傾いているので地磁気地方時はFig.4-6に見られるように地理的地方時に対してずれがあり、また磁気時間間隔も地理時間に対してlinearではなく、時間の伸び縮みが起こる。

Fig.4-6で、点 P は北極点、点 MP は地磁気極、 p は観測点であって、地理的極と地磁気の極とを結ぶ子午線から地理および地磁気の経度、 $\phi' (= \phi - \phi_A)$ および Φ を測ることにすれば、 ϕ' と Φ の関係は

$$\sin \Phi = \frac{\sin \theta \sin \phi'}{\sqrt{1 - (\cos \theta \cos \theta_A + \sin \theta \sin \theta_A \cos \phi)^2}}$$

となつて、この観測点の地方時のnoonには太陽が ϕ' の子午面上にあつて、もし太陽の緯度が観測点の緯度より低ければ、 Φ の磁気子午面は既に太陽を通り越していることがわかる。太陽が乗っている磁気子午面 Φ に対応する地理経度 ϕ_m は、太陽の余緯度を θ_S とすれば Fig.4-6 から Napier の公式に従つて

$$\phi_m = 2 \tan^{-1} \left\{ \frac{\cos \left(\frac{\theta_S - \theta_A}{2} \right)}{\cos \left(\frac{\theta_S + \theta_A}{2} \right)} \tan^{-1} \left(\frac{\pi - \Phi + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \Phi}{\sin \theta_S} \sin \theta_A \right)}{2} \right) \right\}$$

で与えられる。もし、図のように観測点の余緯度 θ が太陽の余緯度 θ_S より小さければ $\phi_m > \phi'$ で観測点 S の地理的正午は地磁気的には既に正午を過ぎており、逆に観測点の余緯度 θ が太陽の余緯度 θ_S より大きければ $\phi_m < \phi'$ となつて地理的正午はまだ地磁気の正午前となる。両者が等しい場合に限って $\phi_m = \phi'$ で local noon と local magnetic noon が一致する。

Fig.4-7からわかるように、東経110度及び西経70度、すなわち地軸と磁軸を含む面に近い経度域ではlocal noon およびlocal midnight の時間帯で地方時と地磁気地方時のずれが小さく、かつ、地磁気地方時の時間が相対的に縮み、夕方、明け方の時間帯では地方時と地磁気地方時のずれが大きく、地磁気地方時の時間が伸びる。これに直角の東経20度、西経160度あたりではlocal noon およびlocal midnight の周辺で地方時との違いが最大になって、かつ、local magnetic time が伸び、明け方、夕方の時間帯で地方時との違いが最小になり、magnetic local time が縮む。Local time に対する local magnetic time のずれの大きさ $\phi_m - \phi$ は観測点の緯度と季節によって変わり、緯度が高く磁極の緯度に近いほど大きく、また冬半球で大きく夏半球で小さい。また伸び縮みの程度は夏至、冬至には大きく、春分、秋分には小さい。

前にも述べたようにこの座標系は地磁気的双極子特性に基づいたもので、地球上でのさまざまな地磁気現象を理解する上で地理座標を使うよりはずっと実際に即している。しかし、後に述べる地球周辺での荷電粒子の運動とそれに関係した現象の整理などに使うには不完全なものである。

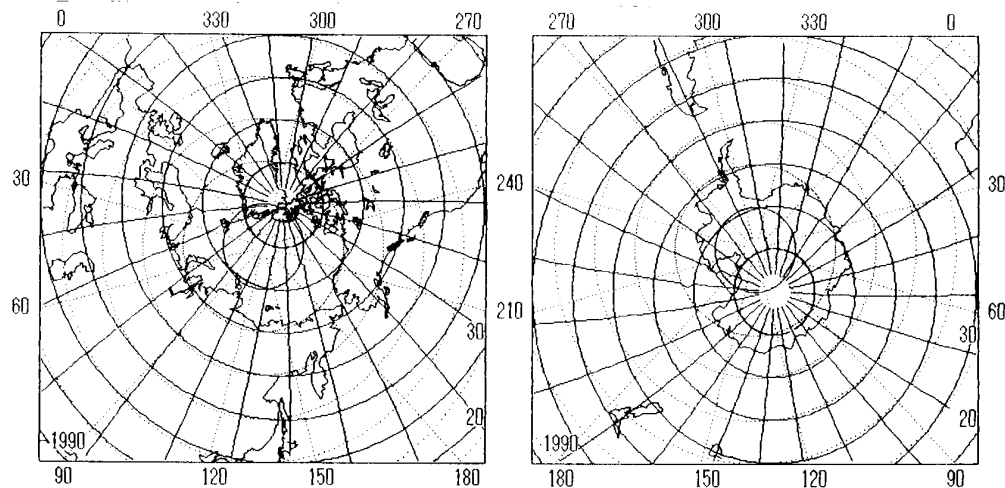


Fig.4-7 Centered dipoleによる地磁気座標。

次に簡単なのは、偏心 dipole による座標系である。現在、地磁気双極子の位置は地球の中心からかなり (500 km 程) ずれており、この eccentric dipole に基づいて緯度、経度を決めることができる。この場合に緯度を定義するのは上に述べた centered dipole 座標と同じ考えによる。すなわち、centered dipole の場合には、緯度、経度に対して磁力線沿いに磁気赤道面に一点が決まるから、これと同じように eccentric dipole からの距離と方向を決めて、その点を通る磁力線が地球表面とどこで交わるかを見れば緯度、経度が決まる。この場合、磁気赤道の近くでは、ある経度領域 (東南アジア) では磁気緯度 10 度あるいはそれ以下という緯度が存在しない、また逆に大西洋側では磁気緯度 0 度の線が磁気赤道と別に存在し、両者に挟まれた地域では磁気緯度が定義できない、といった不都合が起こる。経度によって、dipole の磁気緯度 10 度以下に対応する磁力線が地球の表面に現れない所があり、また、別の経度では磁気緯度 0 度より低い、虚の緯度に対応する磁力線が地上に現れてしまうからである。しかし、磁気赤道は、磁場が地表に平行という定義であるから、すべての経度範囲に存在する。

Corrected Geomagnetic Coordinate

実際によく使われる座標は、補正地磁気座標 (Corrected Geomagnetic Coordinate, Hakura, 1965) と呼ばれるもので、高次の補正項も考慮に入れて eccentric dipole で決まる磁気赤道面上の点から磁力線を地球表面まで追跡して地球表面での座標をきめるもので、オーロラの分布などと比べるにはこの座標を使うことが多い。図に南北両極地方の地磁気の緯度・経度を示してある。直ちにわかるように、現在、南半球の磁気緯度圏はほぼ円形であるが、北半球の緯度圏は著しく歪んで、楕円に近い形となっている。この座標は基本的には eccentric dipole であるから、先に述べたように、低緯度では緯度の決まらない地域が現れるが、オーロラのような高緯度地域での粒子の入射現象を表現するには適した座標と考えられる。

Invariant Latitude

なお、後の第6章で述べるように、磁場中の荷電粒子の運動 (ドリフト運動) の第二保存量の特性を考慮してこれを双極子磁場と対比させ、かつ、理想的双極子磁場中での粒子の反射点 (mirror point) の高度がどこでも例えば地上 100km と仮定し、そこでの磁場強度をミラー点の磁場強度として一定に保ちながら粒子のドリフトの軌跡を追跡することによって、上に述べたものと類似の緯度を定めることができる。これを不変緯度 (invariant latitude) と呼んでいる。磁場中をドリフトする高エネルギー荷電粒子の分布と比べるときによく用いられる。第6章で述べるように、この場合には、ミラー点の磁場強度を決めなければ、ある経度で同じ磁力線上にある粒子でも異なる経度では異なる shell の上に分離することが起こる。

ピッチ角が 90 度の粒子は磁場強度一定の所をドリフトするから、ミラー点高度が高い粒子の場合にはほぼ磁場強度一定の領域に限られて、そこから地表に磁力線をたどって決める不変緯度は概して補正地磁気緯度と近い値をとるが、オーロラ中に降り込み易い、ミラー点が低い粒子の場合には場所によってはかなりずれる。磁場中の粒子運動については第6章で議論する。

後に述べるように、カーテン形 (Vortex-chain) オーロラの入射粒子は磁場構造に関係していると考えられるので補正地磁気座標でよく表現され、プロトンオーロラや脈動性オーロラの入射粒子は磁気圏内部に捕捉されている粒子と考えられるから不変地磁気座標がよく当てはまるのではないかと思われるが、これらのオーロラ分布が実際にどちらに近いのかは十分に確かめられてはいない。

磁気緯度と極光帯

補正地磁気座標 (あるいは不変緯度) で、緯度 65 度–70 度の範囲は従来知られている、オーロラ出現の最頻帯、極光帯とほぼ一致するように見える。しかし、現在の磁気緯度と現在のオーロラ出現頻度との対照は統計的にきちんと行われてはいない。最近の衛星観測などを利用してオーロラ出現分布の統計を行い、磁気緯度と比較する必要があるそうである。

過去に研究され、論文として現れた Loomis(1860) や Fritz(1881) や Vestine(1944)、Vestine and Snyder(1945) のオーロラ出現頻度分布結果は、多量の観測に基づくもので観測統計として広く信頼されているが、これらの統計はかなり長期にわたって収集された資料に基づくもので、ある時期の極光帯を示すものではない。次節に述べるような地磁気の永年変化の影響を受けて変化した分布を、変化を適当に均した形で表現している筈である (Oguti, 1993c)。当然ながら、これらの資料に基づくオーロラ最頻帯は現在の地磁気の 65–70 度から決めたオーロラ最頻帯と一致しない。

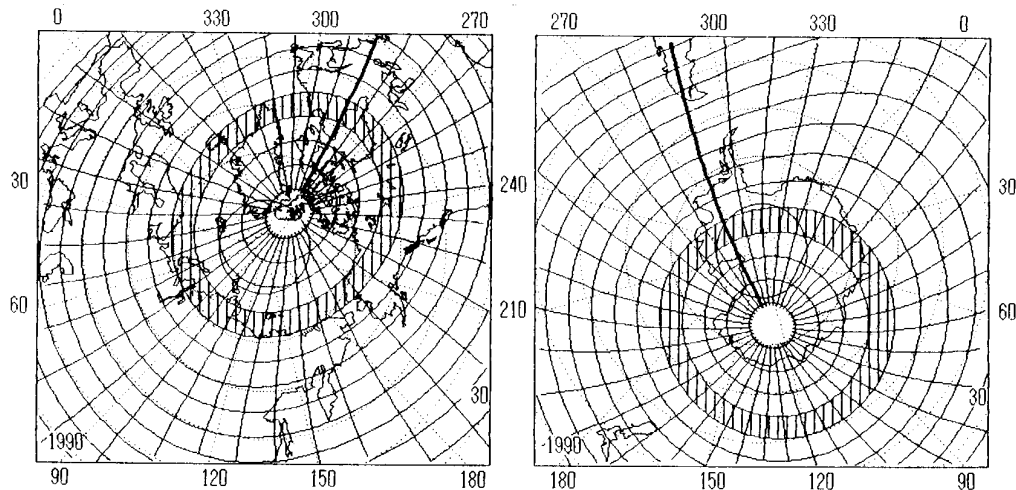


Fig.4-8 Higher harmonics を取り入れた補正地磁気座標と推定極光帯。

オーロラの出現確率が地磁気の緯度と関係する、とする考えは、オーロラ粒子の起源領域が外部磁気圏にあって、粒子の trapping、電荷分離、及び加速などの一連の物理過程が磁力線の apex 近傍の磁場強度に関係していることを前提とするものである。後にもう少し詳しく触れるが、この考えは、太陽風から粒子が磁気圏に入り込んで trap されるされ方にも関連するものと思われる。trap を決めるのは大まかに言えばその領域の磁

場の強さであり、エネルギー変換に関係するのはもともとの磁場エネルギー密度と捕らえられた粒子エネルギー密度の相克であって、やはりもとの磁場強度に関係すると考えられるからである。次の節で述べる、時代とともに起こる極光帯の位置の変動の見積りは、上記の考察に基づいて、磁場の永年変化に際して、磁力線の apex での磁場強度を現在の値と同じものとしてその磁力線の根元で定義する。この考え方は大まかには許されるであろう。

4.6 地球磁場の長期的変動

現在、地球磁場は急速に変わりつつある。その主なものは、双極子モーメントの急速な減少、双極子軸の歳差運動、eccentric dipole の地球の内部での運動、高い order、degree の項の西方移動などである。

1835 年	$8.55 \times 10^{25} \text{ Gauss} \cdot \text{cm}^3 (\times 10^{22} \text{ Am}^2)$	Gauss
1845 年	8.48	Adams
1885 年	8.35	Schmidt
1945 年	8.06	Vestine
1965 年	8.00	IGRF
1980 年	7.90	IGRF
1990 年	7.84	IGRF

Table 4-5 ガウス以後現在に至る地磁気 dipole moment の減少。

I. Dipole moment の減少

解析方法が確立したガウスの時代以後、過去 160 年の間の平均では、100 年あたり 5 % の減少率を示している。このまま減少を続けると、今から 2000 年程で dipole moment はゼロに近づく。最近では減少率が更に増大して、過去 20 年ほどの平均では 100 年あたり 8-9 % に達している。この率で減少を続けると今から 1200 年程で dipole moment はゼロに近づく。ガウス以後の dipole moment の変化は Table 4-5 の通りである。

過去、地球の磁場はしばしば反転を繰り返したことが知られてているが、現在の減少傾向がそのまま磁場の逆転につながるのか、それとも、ある程度減少してまた元に戻るのかは現状ではわからない。もし、現在の減少が反転につながる減少だとすれば、減少傾向は今後一層加速して、これから数百年でゼロに近づいて反転が起こるのかもわからない。

ガウス以前の過去の変動はどうか。これは、陶器や煉瓦など、時代のわかった焼物の帯磁を調べることによって推定できる。焼物には微量の強磁性鉱物、磁鉄鉱 (magnetite) や赤鉄鉱 (hematite) が含まれていて、これらが地球磁場の中で焼かれるとキュリー点以下に下がる時に、その場の磁場の向きに、磁場の強さに従って磁性が固着 (残留磁気) される。つまり、弱いながらも磁石になる。この磁石の強さおよびその向きから過去の地球磁場を見積ることができる。その結果によれば、今からほぼ2000年ほど前に dipole moment は極大を示し、現在のほぼ2倍近い値をとったものと推定される。また、今から4000年ほど前には極小があったらしいことも推定されている。

地球の dipole moment がゼロに近づいたとき、dipole 以外の項がどれくらい残るのかはわかっていない。もし、高次の項を含めてゼロに近づくなれば、太陽風は直接に地球大気上層に吹き付けることになって、大気の大気構造に変化が起これ、大気運動が変わって気候変動を引き起こす可能性がある。また、磁場がなくなることによって、宇宙の放

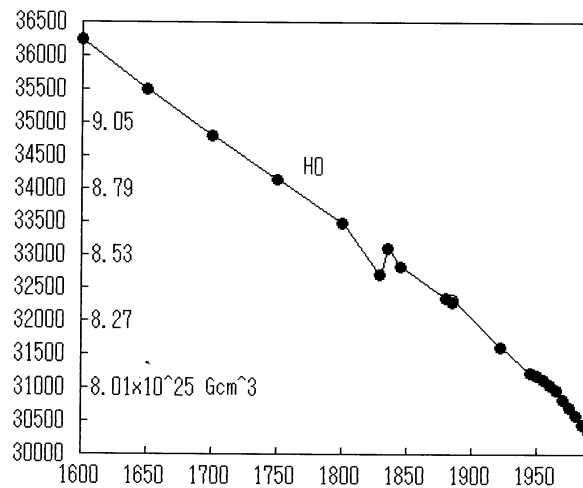


Fig.4-9 過去数百年の赤道磁場強度及び dipole moment の減少。

射線、宇宙線や太陽から飛来する高エネルギー粒子の入射が増加して地表の生物に放射線増加という形で影響が及ぶかもしれない。湖底の堆積物などから、地球磁場の反転に至らなくても、過去の磁場の減少に際して生物界に大きな変化が起こった可能性のあることが指摘されている (Kawai *et al.*, 1967)。

II. Dipole 軸の歳差運動

Dipole moment の大きさの変化だけではなく、dipole の向きも過去、かなり大幅に変化して来たことが知られている。自転軸 (地理的北極) からおよそ10度ほど離れて、地磁気の北極は地理的北極の回りを東まわりに歳差運動している。運動の軌跡は円ではなく、角のとれた三角形のような運動である。主としてこの歳差運動によって、極光帯は時代とともにかなり動いているようである。なお、1700年以後、歳差運動の向きに変

化があって、全体として東回りの歳差運動に西向き小さなループを描いているように見える。

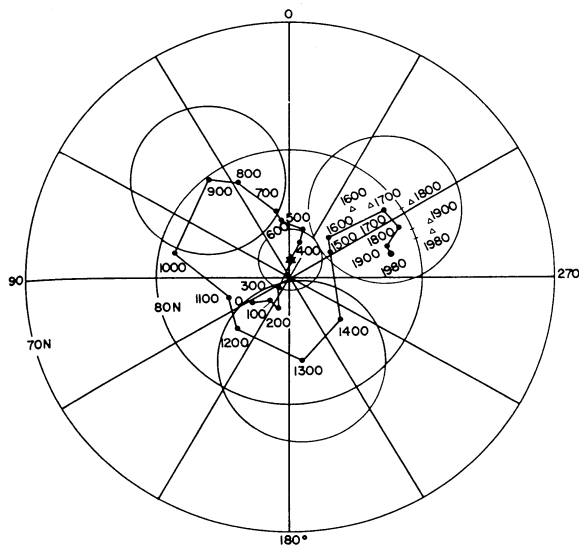


Fig.4-10 過去2000年の地磁気dipole軸の歳差運動
(Merrill and McElhinny, 1983)。

長期的変動は恐らく東回りの歳差運動を続けるのであろうが、小さな逆向きループが全体とどのように関わり、将来どう現れるのか、などは現在のところ、憶測以上の推定はむずかしい。川井他 (Kawai *et al.*, 1967) は、この軌跡は三葉曲線の一部であると推定している。

III. Eccentric dipole の運動

Eccentric dipole という形で表現してみると、dipoleは地球内部をかなり急速に動いているように見える。ガウスの時代には、dipoleは、中心から南緯6度、西経175度の方向に中心から280kmほど離れていたが、その位置は次第に北西に動き、かつ地球の中心からの距離が増

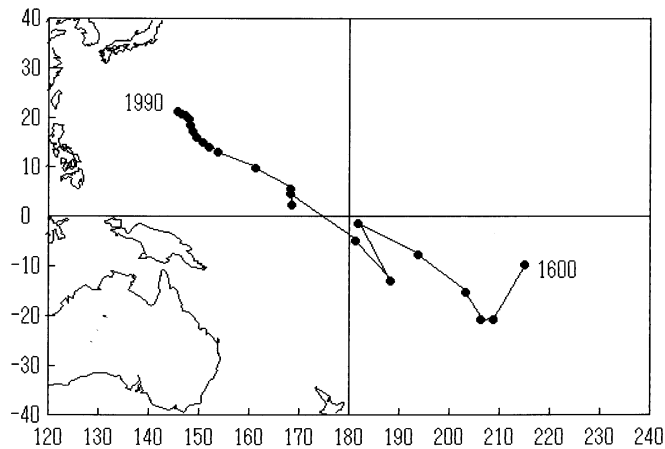


Fig.4-11 Eccentric dipole の移動。

大して、現在では、北緯20度、東経140度の方向、日本の下に近い所に、地球の中心からほぼ500km離れた位置に存在する。地球の半径6370kmに対して500kmのずれは大き

いと言えよう。このため、低緯度の同じ磁気緯度の磁場強度を比較すると、東アジア地域の磁場強度は大西洋領域の磁場に比べてずっと強い。Dipole が北にずれているために南大西洋では磁場強度は一層弱く、通常、南大西洋磁気異常などと呼ばれている。ちなみに昭和基地は南大西洋磁気異常の縁に位置し、そのため昭和基地は極光帯に属するのにその磁場強度は低緯度に位置する日本での磁場強度とほぼ等しい。

長期にわたる
eccentric dipole の
移動についてはま
だ十分な情報は得
られていない。信
頼できるのはガウ
ス以後の実測に基
づく係数だけで、そ
れ以前の、archaeo-
magnetism による
資料では、dipole の
移動速度について
ガウス以後の値と
の不連続が見える。
長期的に、中心か
らの距離はどこま
で増え続けるのか、
また、Z 方向の運
動はどうか、これ
らは振動型の運動
なのか、それとも、
磁場強度が弱くな
るのに伴って発散
型に動くのか、確
かな推定は困難で、
そのあたりの仮定によって磁場の将来予測は大幅に変わり得る。

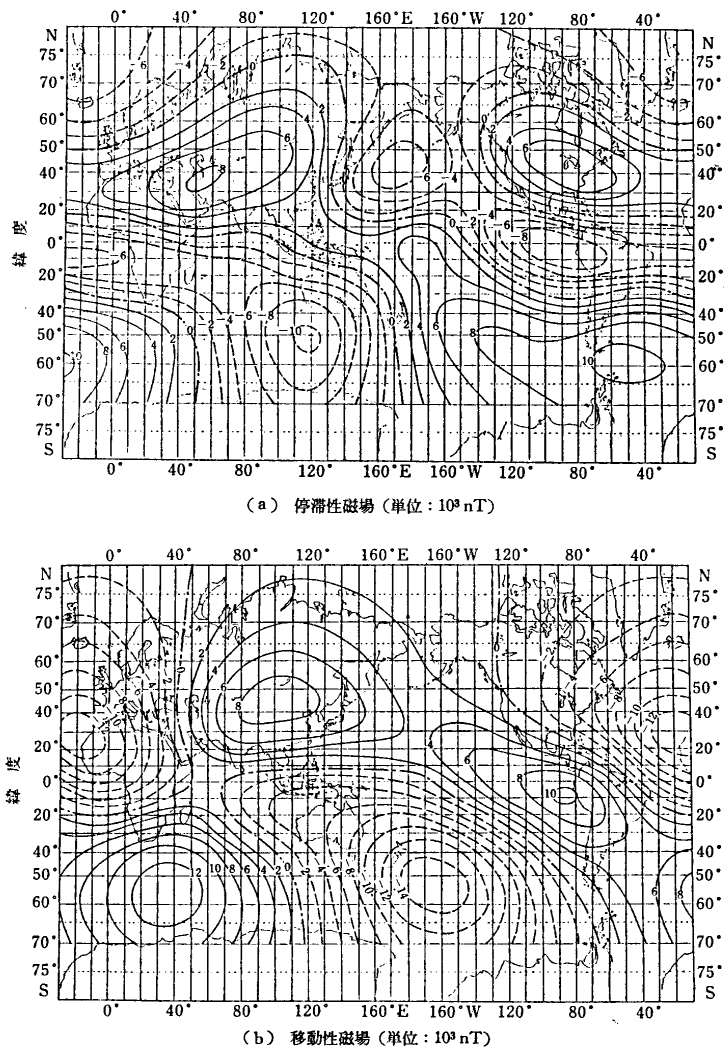


Fig.4-12 地磁気 higher harmonics の停留部分(上)とドリフト部分(下)。
Yukutake and Tachinaka(1969) による。

IV. Higher harmonics の西向きドリフト

P_2^2 以上の higher harmonics の変動については長期にわたっての資料はまだない。過去数十年の IGRF の資料によると、higher harmonics のうち $m = n$ (sectorial term)、および $m = n - 1$ の項は、0.3 度/年のスピードで西向きにドリフトし、他の項は移動せず、地表に固定している (Yukutake, 1987)。しかし、もし、全体を平均して西向き移動に当てはめると、移動速度は 0.2 度/年程度と見積られる。もともとまだ長期にわたる資料がないので将来的にどのように変わるのかはよくわからない。Dipole moment の減少や、eccentric dipole の運動にどのように同期しているのか、していないのか、などの検討を要する。

4.7 極光帯の永年変化

極光帯は地球上で最も頻繁にオーロラが現れる場所と定義される。磁気圏におけるオーロラ粒子の加速についての議論は後の章にゆずるが、ここでは、きわめて基本的な原理に従って地磁気分布から極光帯をきめて、それが地磁気の永年変化とともにどのように変化してきたのか、また、今後どのように変わってゆくと考えられるかについて述べる。

前節で述べたように、地磁気の変動は、ガウス以来 160 年程はかなりよくわかっており、また、煉瓦や焼物の残留磁気から過去 400–500 年程の間は、ある程度の資料が得られている。これらの資料に基づいて、外挿によって一層古い過去やあるいは将来を予測することは、さまざまな問題をかかえてはいるが面白い問題である。一般に、数百年の資料に基づくとすれば、それから前後数百年の予測はまあまあ許される、と考えていいだろう。極光帯の位置の推定には、次のような仮定が許されるだろう。

a) Dipole moment の減少は過去 4000 年程の傾向だから、これはそのまま外挿する。ただし、減少率はいくつかの場合を考える必要がある。

b) Dipole axis の最差運動は、過去については、たとえば、Merrill and McElhinny (1983)、あるいは、Kawai *et al.* (1967) の結果を用いる。未来については原則としてこれらの外挿を使う。外挿のモデルとしては三葉曲線などいろいろあり得る。

c) 地球内部における eccentric dipole の運動については、過去 160 年はよく知られている。過去 450 年ほどにわたって推定されている、Thompson and Barraclough (1982) の結果は、ガウス以前と以後とで eccentric dipole の位置の連続は保つものの運動の仕方

(速度) が不連続的に大きく変わっているので、160年以前についてはどこまで信頼できるか確証はない。従って外挿の基礎となる資料を、ガウス以後160年に限るか、あるいは Thompson and Barraclough (1982) の450年をとるか、によって外挿に基づく推定はかなり異なる。

d) Higher harmonics の変動については、過去数十年については Yukutake and Tachinaka (1969) や Yukutake (1987) の結果を用いることができる。すなわち、 $n = 3$ 以上の高次項について、 $m = n$ 、および $m = n - 1$ の項は年率0.3度ほどで西向きにドリフトし、他の項は移動せず、地表に固定して留まるとするものである。ただ、この高次項の扱いはせいぜい数十年の資料に基づくので外挿にはいろいろ問題がのこる。なお、dipole moment の減少は過去4000年の傾向で、この減少と他の項の変化とを関連させるのはむずかしい。dipole の歳差運動と eccentric dipole の運動、あるいはこれらと他の項との間には関連が見つかるかも知れない。もし、このような関連が見つければ磁場の将来予測はもう少し信頼のおけるものになるであろう。

e) 極光帯を地磁気と関連付けるには極光帯がどのように決っているかを知る必要がある。しかし、まだ、オーロラ粒子の起源の問題は解決していないから、どこにオーロラが現れるのか、本当のことはわからない。ここでは、簡単のために、地表から磁力線をたどったとき、磁力線最高部での磁場強度が49–173 nT の範囲にあるところを極光帯と定義し、173–474 nT の範囲を亜極光帯と定義する。この範囲は、現在の dipole 強度のもとで、緯度65–70度、および60–65度に対応する。極光中に入射する粒子はもともと磁気圏に捕捉されている粒子であるから、捕捉されること、および加速され、オーロラ中に入射すること、いずれに関しても、もともとのポテンシャル磁場にある強度が必要とされると考えることは尤もらしい。

Fig.4-13a-b に示す過去1000年の極光帯の推定には、双極子能率については、ガウス以後、過去160年の磁場減少の資料からの外挿を使い、双極子の向きの変動は Merrill and McElhinny (1983) の推定を用いた。また、双極子の位置の変動については過去160年の変動が周期1200年程度の振動的変動の一部であると仮定した。高次項については、Yukutake (1987) に従って、ドリフトする部分と、停留する部分とに分け、 $m = n$ 及び $m = n - 1$ の項が $0.3^\circ/\text{year}$ (周期1200年) で西向きに移動するものとした。Fig.4-13a-b に示す将来1000年の予測においては、他の条件は過去の推定の場合と同じ形の外挿を使い、資料のない双極子の向きの変動に関してのみ、同じく周期1200年で Kawai *et al.* (1967) の考えた三葉曲線型の移動曲線を描くものと仮定した (Oguti, 1993a, 1993b; 図に

示す)。

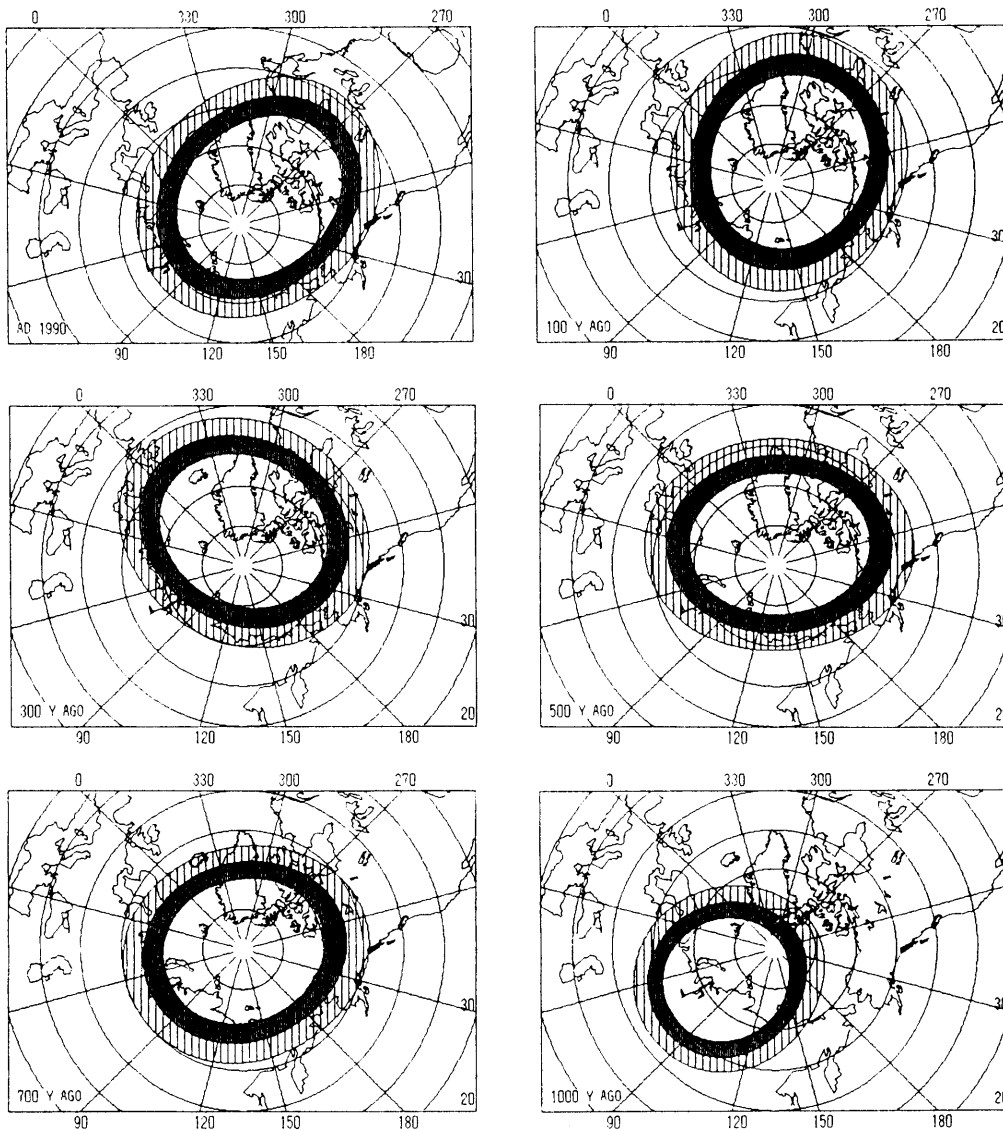


Fig.4-13a 地磁気永年変化に基づく過去1000年の北の極光帯の移動の推定。

当然ながら、将来予測については、現在その尤もらしさを確かめる方法はない。しかし、過去については、オーロラなど関連の歴史記録と比較して確かめることがある程度は可能である。例えば、ヨーロッパでのオーロラの研究において、今から400-300年前に、北欧 (Celsius, 1733) を別にして、デンマーク (Tycho Brahe, ~1600)、イギリス (Halley,

1716)、フランス (Gassendi, 1675; de Mairan, 1733) など、北欧以外の国々でオーロラの研究が盛んであった時代がある。

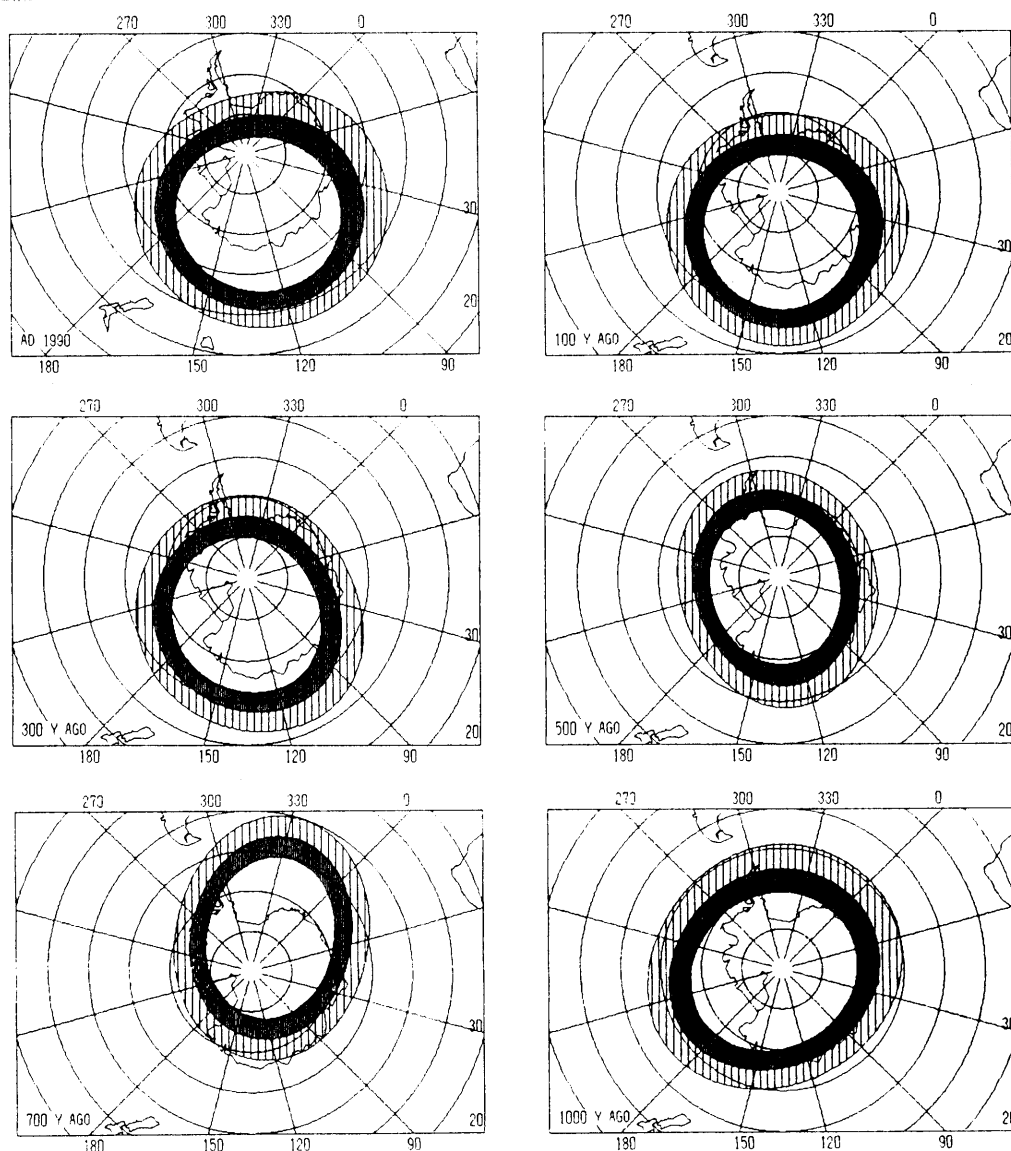


Fig.4-13b 地磁気永年変化に基づく過去1000年の南の極光帯の移動の推定。

現在、極光帯は大きくカナダ側に偏っていてこれらの国々でオーロラを見る機会は少ないが、この時代の極光帯は、どちらのモデルで見積っても現在よりずっとヨーロッパ側に偏っていて、300年ほど前にはUKの北部(スコットランド)は極光帯に位置してい

たと思われる。イギリス全域からデンマークのあたりは亜極光帯にあつて、このあたりでもかなり頻繁にオーロラが現れていたに違いない。このことと、この時代にそれらの国々でオーロラ研究が盛んに行われたこととは無縁ではないと考えられる。また、逆に、モデルに基づく極光帯の位置とオーロラ研究の歴史との一致は、現在から少なくともこの年代までは磁場の永年変化モデルが妥当であることを示すものと考えてよい。

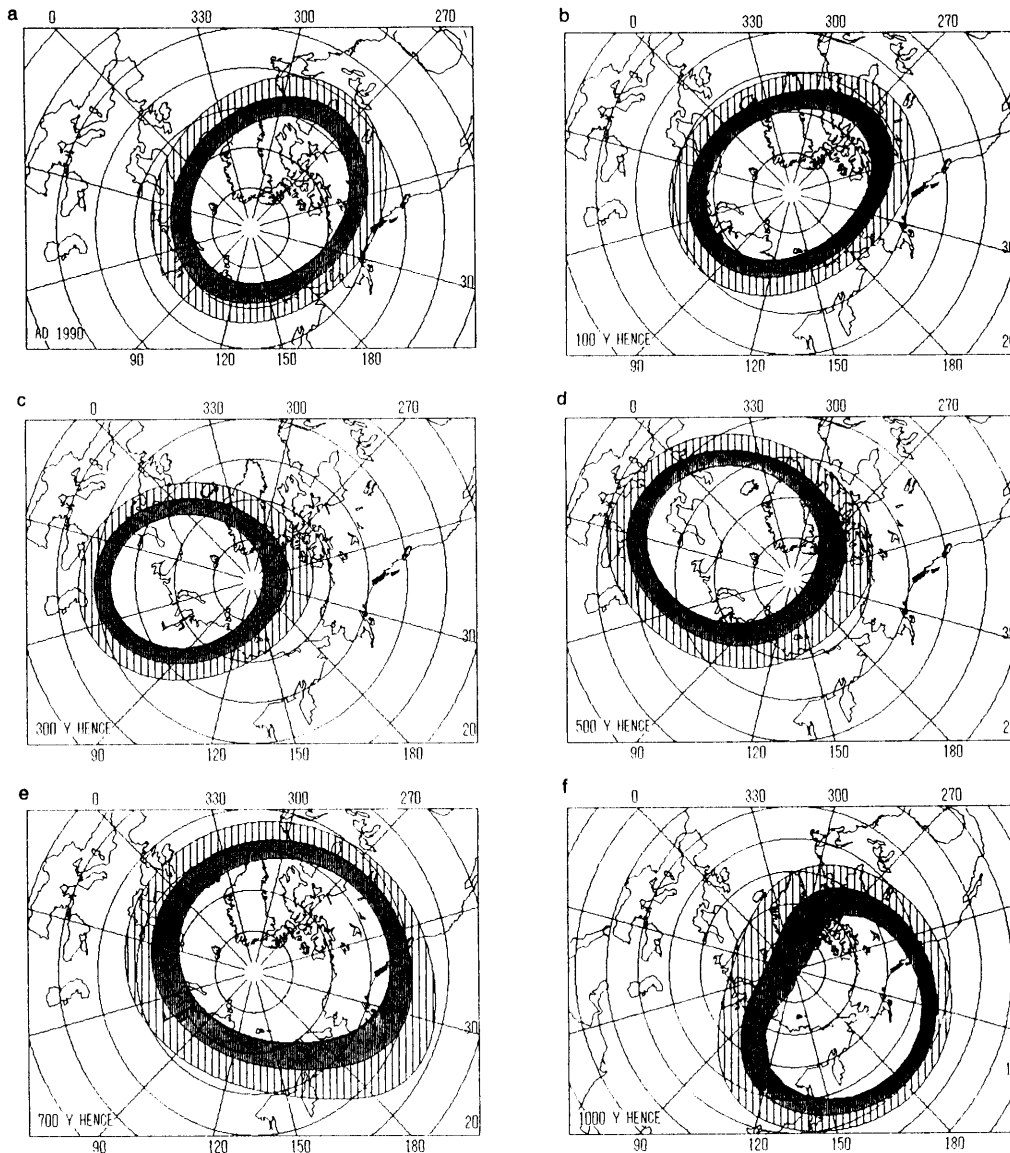


Fig.4-14a 地磁気永年変化に基づく将来1000年の北の極光帯の移動の予測。

これ以前にもオーロラの記録があつて、これらと極光帯の推定モデルとを比較すると、例えば古いノルウェーの記録と Merrill and McElhinny (1983) の双極子歳差運動とは、今から 600–700 年前までの間はよく一致するがそれ以前については矛盾が大きいことがわかる (Oguti and Egeland, 1995; Brekke and Oguti, 1995)。その最大のものは、今から 900–800 年前頃には、オーロラはグリーンランドではよく見えたと書かれているがノルウェーについては言及されていないという点で (King's Mirror) ある。もし、これ

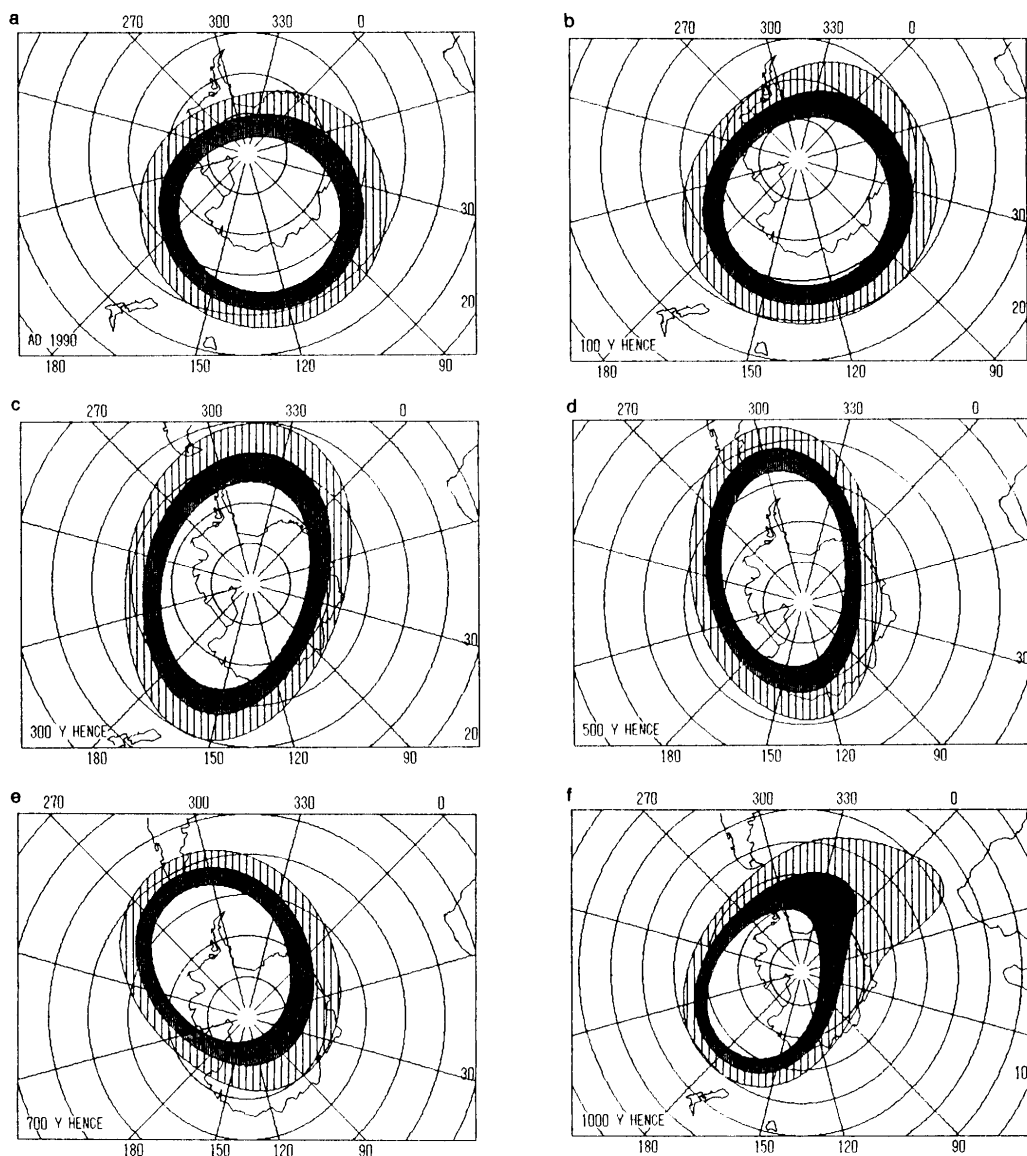


Fig.4-14b 地磁気永年変化に基づく将来1000年の南の極光帯の移動の予測。

がノルウェー(中部、著者の居住したと考えられている Trondheim 近傍?)でオーロラが見られなかったことを意味するものであるなら(その可能性は高いと思われるが)、このことと Merrill and McElhinny(1983)のまとめた歳差運動とは矛盾するように見える。どちらかの(あるいは両方の)記述あるいは年代の推定などに不確かがあると考えていい。

将来の極光帯の変動については、dipole moment の減少が最大の要素である。Dipole moment の減少によって極光帯は低緯度に広がる。この効果と歳差運動、および eccentric dipole の運動、higher harmonics の西向きドリフトの効果とが重なって、今から 400–500 年後頃には、ほぼヨーロッパ全域が極光帯に入ることが予測される。また、今から 1000 年後には、dipole moment が現在の数分の 1 に減少し、極光帯は、日本やアメリカのような低緯度まで広がることが予想される (Oguti, 1993a)。

4.8 観測に基づく過去の極光帯

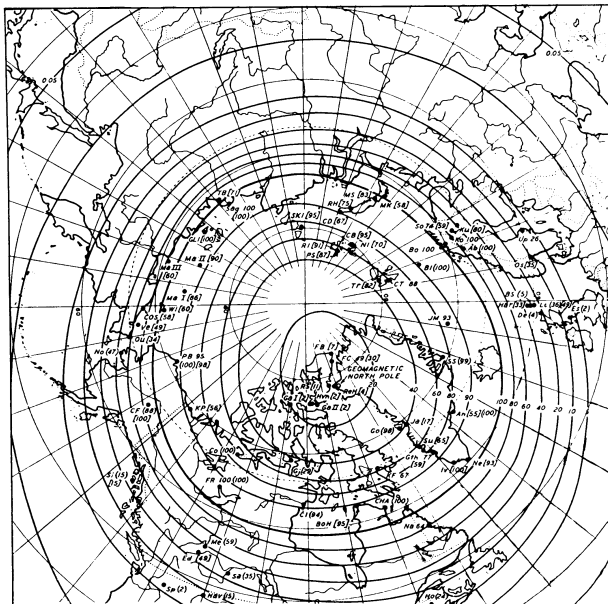


Fig.4-15 ヴェスチンの求めた北の極光出現分布。

観測に基づいて極光の分布を決める研究は前世紀末から行われ、アメリカのルーミス、スイスのフリッツ (1881) たちが古いオーロラの記録を丹念に集めてオーロラの頻度分布を求めている。フリッツの編集した頻度分布図 (Fig.2-7) で、頻度最大の領域がいわゆる極光帯で、ここでは空が晴れさえすれば毎晩オーロラが見られる。ヴェスチンはフリッツが使ったオーロラ

の古記録に更に新しい観測結果を加えて詳細なオーロラ分布図を 1944 年に発表している。現在、ヴェスチンの結果は最も信頼できるものと考えられて、オーロラの統計分布を議論する際にはしばしば引用される。

図からわかるように、彼らの求めた極光帯は奇妙な分布である。即ち、フリッツの

図でもヴェスチンの図 (Fig.4-15) でも、北半球で頻度極大の曲線を追ってみれば、円ともつかず楕円ともつかず、東部シベリヤに向けてやや尖り、カナダ大太平洋側には丸い卵形である。筆者には、長い間この卵形が不思議であったが、これらの図を描くために彼らが用いたオーロラの古記録の年代を調べてその理由を知ることができた。

フリッツが用いたオーロラの古記録はAD1700から1872年の間にわたっており、ヴェスチンは、フリッツの使った記録に更に新しい1872から1942までの記録を加えて使っている(つまり全体では1700から1942)。すなわち、フリッツの使った記録は173年間、ヴェスチンのそれは243年間に及んでいる。

既に述べたように、極光帯の位置は数百年で大幅に変わる。とすれば、フリッツやヴェスチンが求めたオーロラの頻度分布は、それぞれ173

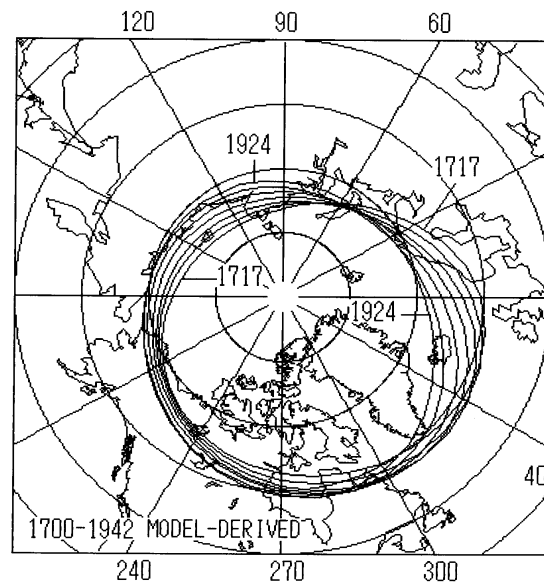


Fig.4-16 ヴェスチンの資料収集期間243年間に起こった極光帯の移動の推定。243年をほぼ35年毎の7つの期間に分け、それぞれの期間でプロット。

年間、および243年間にかなり移動した筈の極光帯のある種の平均を示すものの筈である。ある時期の極光の頻度分布を示すものではない。上に述べた地磁気の永年変化に基づいてこれらの期間の極光帯(磁気緯度67.5度として)の変化を求めると、Fig.4-16のように、極光帯は、243年間に、特に大西洋側が数十度も西に回っていることがわかる。このことから、頻度最大の曲線がどうしてシベリヤ東部に向けて尖り、大西洋側に丸い卵形になるのかもよくわかる。これらの資料が収集された期間に、細長い楕円形の auroral zone が、シベリヤ東部ではあまり動かずに、大西洋側で数十度も西向きに回転しているからである (Oguti, 1993c)。フリッツやヴェスチンが求めた頻度分布は、動いている極光帯を、長い時間かけて写したためにブレた写真だということである。極光帯を指定するには、時間の不確定を最大50年程度以内に抑えなければならないことがわかる。

なお、この期間に最も大きな変化はイギリス北部からアイスランド周辺で見られ、

この経度域では極光帯の緯度が10度近くも北に動いている。すなわち、1700年にはスコットランドの近くを通っていた極光帯が、1942年にはアイスランドまで北上している。イギリスやデンマーク北部、ノルウェー南部などでこの243年の間にオーロラを見る機会がひどく減少した筈だ、ということもわかる。

ここで注意すべき点は、オーロラの出現頻度は観測地点が極光帯からどれ位離れているか、と太陽活動がどれほど大きかったかの二つの要素に依存していることである。いまここでは長期にわたる統計的頻度分布という立場から、太陽活動の影響については余り考えなかった。しかし、300年ほど前の、ヨーロッパでのオーロラ出現は、当然、太陽活動の活発化にも依存している。それ以前の、ガリレイ (Guiducci, 1619)、ガサンディ(1646)の時代からレーマー(1710)、ハリー(1716)に至る80年間、いわゆる、マウンダー極小期にはヨーロッパではオーロラがほとんど見られなかったことも知られている。また、古記録に基づいて、広い地域で見られたオーロラの出現頻度を機械的に統計すると、主として太陽活動の変動に対応すると思われる変動が現れることも知られている (Silverman, and Shapiro, 1983; Silverman, 1992)。

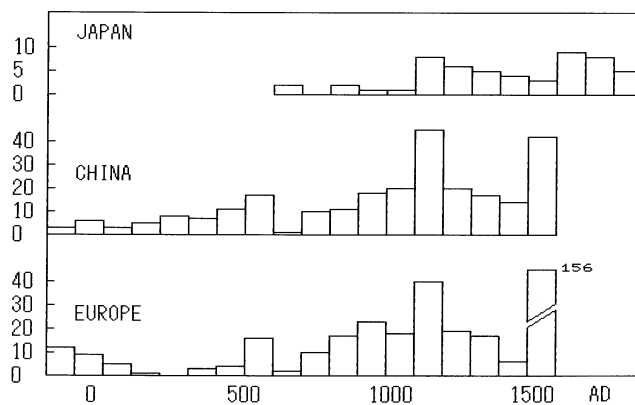


Fig.4-17 古記録に基づいて求めた、ヨーロッパ、中国、日本でのオーロラ出現頻度。

Fig.4-17は、ヨーロッパ、中国、日本での古記録に基づくオーロラ出現頻度の統計である (Keimatsu, 1965-1976)。どの地域でも全体の出現頻度は同じような時間変動をしていて、この変化それ自身は太陽活動の変動による全世界的なオーロラ出現の変化を示していることが推定できる。した

がって、極光帯分布を調べるような地域的な頻度分布の統計には、同一期間での頻度の地域分布の相対比に基づいて組み立てるとか、細かい地域分布の統計を行うなどの配慮が必要である。Fritz(1881)やVestine(1944)の頻度分布はこのような地域分布の情報に基づくものである。ただし、前に述べたように、彼らの統計には極光帯が時間的に移動する効果は含まれていないから、時間変動している資料密度で加重をかけ、かつ、記録

を残すだけの知的な人々社会の人口密度分布の傾斜の効果を含んだ長時間の平均という性格のものである。

つとに、1826年にエールステッド(Ørsted, 1826)が指摘し、ビルケランド(Birke-land, 1908, 1913)がその電流モードを推定したように、オーロラ中には地球外とオーロラとを結ぶ電流が流れて、磁場変動、いわゆる極磁気嵐を起こす。この磁場変動は地電流を誘導して、アースされた送電線のトランスの midpoint の電位を変動させ、トランスの鉄心の履歴曲線の midpoint を動かして波形の歪みをもたらす(e.g., Hayashi *et al.*, 1978)、その結果、ひどい時には鉄芯を飽和させ、トランスが焼けたり保護コンデンサーがパンクしたりして停電事故を引き起こす。このような停電事故は現在カナダ中央部から東部にかけて時々起こっているが(Fig.4-18 参照)、Fig.4-14a でわかるように、今後300-500年ほどたつとヨーロッパ諸国が広範に極光帯に入るので、ヨーロッパ諸国で同様な事故が起こる可能性が高い。

Blackout spurs review of Hydro

BY ANDRE PICARD
and BENOIT AUBIN
The Globe and Mail

The Quebec government has tightened its control over Hydro-Quebec in the wake of a massive power failure yesterday, the third in less than a year, Premier Robert Bourassa revealed yesterday.

He said he has ordered the utility to produce a monthly progress report on the \$2-billion upgrading of the transmission system scheduled to be completed by 1995. He also wants Hydro-Quebec to find ways to complete the improvements sooner.

The six million residents of Quebec were without electricity for several hours yesterday. Hydro-Quebec blamed unprecedented solar magnetic activity, which caused power surges and a chain reaction that downed circuits from James Bay down to the Eastern Townships, and from Gaspé across to Abitibi. QUEBEC — Page A2

Fig.4-18 オーロラ活動に伴う停電事故を報ずるカナダの新聞。

4.9 地球磁場変動と反転の考察

地質年代において、地球磁場が頻繁に反転を繰り返したことは新しく生まれた海底の帯磁が海底の拡大に伴って磁化の normal と reverse の縞模様となって記録されていることから、今ではよく知られた事実である。高温の海底の岩石が湧き出て海水で冷える時に、その時代の地球の磁場の向きに帯磁したものだからである。しかし、地球磁

場の反転がどのように起こったのかについては、いまだによくわかっていない。双極子モーメントの減少とともに、高次項も消えたのか、それとも高次項は残ったのか、あるいはまた、双極子も減少はしても消えずに、ある程度の大きさを保ったまま回転したのか、など、不明の点が多い。既に述べたように、地球磁場の双極子モーメントは過去2000年程の間、急激な減少を続けていて、今から1000-2000年後には双極子が消えてしまう程変化しているが、これが果たして逆転につながるのか、それとも、どこかで再び増大に転じて元に戻るのかといった問題もまだわかっていない。

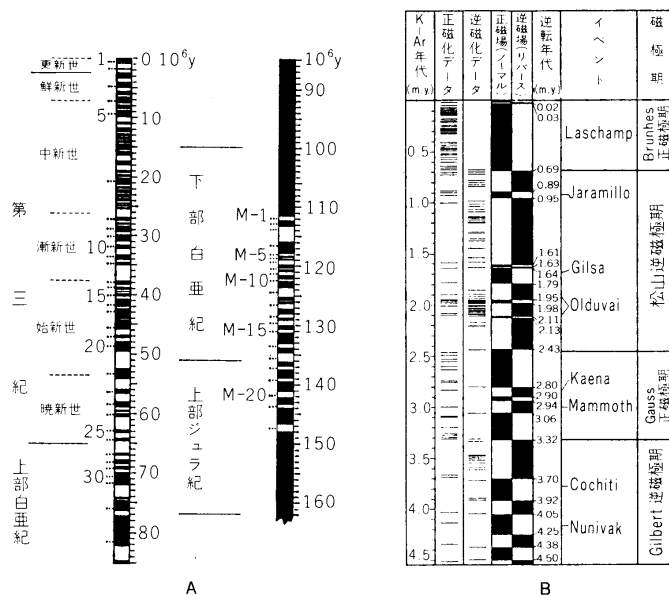


Fig.4-19 地球磁場反転の記録。

なぜ地磁気の反転が起こるのかは、地磁気の成因に関わる問題である。一般には、地球の核の自転の differential rotation と核内の対流運動に磁場が結合してダイナモ作用が起こり、電流が流れ、磁場が作られ、維持されていると考えられている。地表の双極子型の磁場から見て、ある程度表面に近い核内には、現在、表面に沿って

西向きに流れる電流成分が卓越しているものと思われる。磁場の反転は、核を東西に回るこの電流が、自転の角運動量に依存しないで同等に西向きあるいは東向きに流れられることを意味する。

以下のように、簡単なモデルで、双極子磁場をもたらす自己励起型のダイナモの概念を得ることができる。Bullard(1955)のダイナモモデルは、Fig.4-20 左のような構成のダイナモである。回転円盤の端と回転軸との間に電気回路があって、その回路は円盤を取り巻く形のコイルを含んでいる。もし、円盤に垂直な磁場がかかっていると円盤の端と回転軸との間には motional induction の電場 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ によって電流が流れ、もしこの電流がもとの磁場と同じ向きの磁場を作るなら、このダイナモは自己励起し、磁場は維持

される。

もし、円盤の回転の向きを元のままにして始めに与える磁場を逆向きにすると、誘導電場は逆向きとなり、電流も逆転してできる磁場は逆向きになる。すなわち、このダイナモでは、磁場がどちらに向いてできるかは全く偶然の所産だということになる。

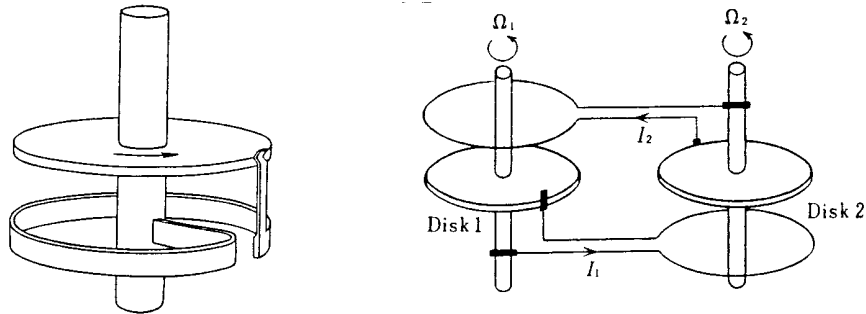


Fig.4-20 Bullard (左)と力武 (右)のダイナモモデル。

この回路の電流 j を決める式は

$$L \frac{dj}{dt} + Rj = M\omega j$$

ここに M は相互誘導係数、 ω は角速度である。円盤の運動方程式は

$$C \frac{d\omega}{dt} = G - Mj^2$$

ここに C は慣性能率、 G は偶力である。これらの式の定常解は

$$\omega = \frac{R}{M}$$

$$j = \pm \sqrt{\frac{G}{M}}$$

となって、電流 j は正、負いずれの符号もとることがわかる。したがって同一の自転および対流運動に対して南北いずれの極性の dipole も存在し得ることがわかる。ただしこのモデルでは、磁場及び回転運動に大きな振動が起こる非定常 (過渡) 現象に際しても、磁場の向きの変化、すなわち反転は起こらないことが証明される。この点に配慮して磁場の反転が起こるモデルとして考えられたのが、円盤ダイナモを二つ組み合わせた Fig.4-20 右の力武モデルである。

Rikitake モデルでは方程式系は

$$L_1 \frac{dj_1}{dt} + R_1 j_1 = \omega_1 M j_2$$

$$L_2 \frac{dj_2}{dt} + R_2 j_2 = \omega_2 N j_1$$

$$C_1 \frac{d\omega_1}{dt} = G_1 - M j_1 j_2$$

$$C_2 \frac{d\omega_2}{dt} = G_2 - N j_1 j_2$$

となり、もし系1および2が等しければ

$$\begin{aligned} x_1 &= j_1 \sqrt{\frac{M}{G}} & x_2 &= j_2 \sqrt{\frac{M}{G}} \\ y_1 &= \omega_1 \sqrt{\frac{CM}{GL}} & y_2 &= \omega_2 \sqrt{\frac{CM}{GL}} \\ \tau &= t \sqrt{\frac{GM}{CL}} & \mu &= \frac{R}{L} \sqrt{\frac{CL}{GM}} \end{aligned}$$

と置き換えることによって

$$\frac{dx_1}{d\tau} + \mu x_1 = y_1 x_2$$

$$\frac{dx_2}{d\tau} + \mu x_2 = y_2 x_1$$

$$\frac{dy_1}{d\tau} = \frac{dy_2}{d\tau} = 1 - x_1 x_2$$

が得られる。この方程式系は、過渡現象に際して電流系が自然反転を起こすことが示されている (Rikitake, 1958)。実際の地球核内には、このような都合のよい円盤やコイルがあるわけではないから、現実的な地磁気起源モデルでは、地球の外核内の伝導流体の対流運動および半径による自転角速度の違いや、運動と磁場の相互作用などを全体として解くことによって、双極子磁場をもたらし流体運動を求めなければならない。第5章と第8章で一般論を述べるが、解くべき方程式は電磁氣的な力を含む流体の運動方程式

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right\} + 2\rho \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \rho \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \rho \nu \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{f}$$

及び、オームの法則

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

と変位電流を無視した Maxwell の式 $\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j}$ 及び $\partial \mathbf{B} / \partial t = -\nabla \times \mathbf{E}$ から導かれる磁場の式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}$$

と連続方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

エネルギー保存の式

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \right) U = \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \right) \rho + Q$$

である。ここに ρ は密度、 \mathbf{g} は重力加速度、 ν は動粘性係数、 \mathbf{f} は対流運動を起こす力、 σ は電気伝導度、 U は内部エネルギー、 Q は熱源、 ω は自転の角速度、 η は、

$$\eta = \frac{1}{\mu \sigma}$$

で与えられる magnetic diffusivity である。

第5章、第9章で述べるように、上の磁場の式の右辺の第一項は流体の運動に伴って磁場が運ばれる効果、第二項は磁場が物体の中を拡散する効果を示している。第一項と第二項の大きさの比は

$$R_m = \frac{Lv}{\eta} = Lv\mu\sigma$$

で与えられ、磁気 Reynolds 数と呼ばれる。ここに L は系の代表的なサイズ、 v は代表的な運動の速さを示す量である。天体のように大きな系では第一項が卓越して磁場の輸送効果が大きく、第二項の拡散の効果が相対的に小さくなる。拡散は考えている領域からの磁場の loss と見ていいから、輸送効果が loss より大きい天体の規模で始めてダイナモが成立し得るのである。

ここで注意をうながしておきたいのは、天体のように大きな系で、かつ、電気伝導度が大きいとき、磁場の拡散が小さいので磁場の変化はゆっくりとしか起こらない、と考えられがちな点である。しかし、実際には地球の核内で生成されている地球磁場は数千年のオーダーで大幅に変化していることが知られており、更に一層サイズの大きい、また電気伝導度の大きい太陽では、11年という短い時間で、双極子に対応する一般磁場の極性が反転することはよく知られた事実である。たとえ拡散が小さくても、輸送によって磁場は大幅に変わり得るのである。

また、核内では非圧縮性の仮定が許されるから、連続の条件から、速度 \mathbf{v} は

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$$

を満たすとしてよい。もし、 \mathbf{f} が熱対流によるものなら、流体の状態方程式を連立させなければならない。

これらの式の結合で求められる非線形の偏微分方程式では一般的な analytic な解は得られない。上の方程式系のうち、磁場の式だけを用いて、速度場としてはありそうな \mathbf{v} を与えて流体運動を a priori に仮定してしまうのが Kinematic model と呼ばれる方法であり、 \mathbf{v} の場として比較的小規模の乱流を考え、これに基づく統計的な磁場を考えるのが乱流モデルと呼ばれるものである。一般的には \mathbf{v} をも未知として方程式系を解かなければならないが、難しい問題なのでまだ定説に至っていない。

水星	$4.8 \times 10^{22} \text{ G}\cdot\text{cm}^3$	赤道	$g_1^0 \sim 330 \text{ nT}$	$\theta_0 \sim 14^\circ$
金星	2.5×10^{22}		$\sim 30 \text{ nT}$	$\sim 10^\circ$
地球	7.8×10^{25}		$\sim 30000 \text{ nT}$	$\sim 10^\circ$
火星	2.5×10^{22}		$\sim 64 \text{ nT}$	$\sim 15^\circ$
木星	1.5×10^{30}		$\sim 420000 \text{ nT}$	$\sim 10^\circ$
土星	4.3×10^{28}		$\sim 20000 \text{ nT}$	$\sim 0^\circ$
天王星	3.9×10^{27}			
月	1.1×10^{19}			$\sim 34^\circ$

Table 4-6 惑星の磁気モーメントと磁軸の向き。

観測的にはモデルにさまざまな制約あるいは可能性の指摘がなされ得る。その一つは地磁気の higher harmonics が地表に対して $0.3^\circ/\text{year}$ のドリフトを示すことで、これは少なくとも地核表面近傍がマントルに対して $0.3^\circ/\text{year}$ の differential rotation をしていることを意味する。この事実は核内の大規模対流の存在を示唆するものと考えられるから、運動としてはかなり大規模の対流運動が関与していると考えられるべきであろう。

もう一つのポイントはプレートテクトニクスなどの研究の進展にともなって、マントル対流の様子がよくわかって来たことである。マントル対流と地核の対流とは何等かの関係で結ばれていると考えられるから、core の対流と地磁気とが物理的に結ばれている以上、地表のマントル対流のパターンと地磁気の higher harmonics との間には何等かのつながりがある可能性を否定できない。われわれがまだそれを知らないだけのことであろう。

4.10 他の惑星の磁場

マリナー、ベネラ、パイオニア、ボエジャーなど宇宙探査機の観測で、地球以外の惑星の磁場もかなりよくわかって来た。磁気モーメント M の大きさ、赤道磁場強度及び磁気モーメントと自転軸のなす角を比べると Table 4-6 のようになる。

なお、木星と土星については、探査機が傍らを通り過ぎる間に星が自転するために現れる変化の観測を使って、Table 4-7 のように高次の項もある程度測定されている。

木星	n	m	g_n^m	h_n^m	土星	n	m	g_n^m	h_n^m
	1	0	4.129			1	0	0.218	
	1	1	-0.492	0.531		1	1	0.002	0.002
	2	0	0.042			2	0	0.022	
	2	1	-0.738	-0.050		2	1	0.002	-0.001
	2	2	0.324	-0.381		2	2	0.001	0.012
	3	0	0.092			3	0	0.028	
	3	1	-0.413	-0.084		3	1	0.002	-0.004
	3	2	0.335	0.002		3	2	-0.001	0.002
	3	3	-0.239	0.118		3	3	0.002	0.007

Table 4-7 木星と土星の磁場のガウス係数。

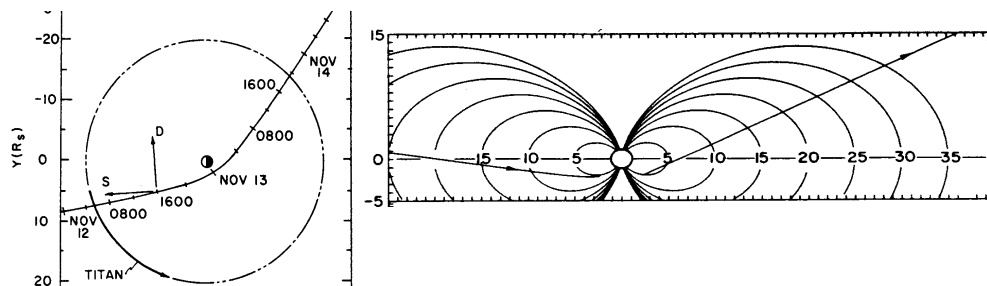


Fig.4-21 ボエジャー1の flyby 軌道と土星磁場。

4.11 外部起源の磁場の変動

上に述べたように、地球磁場のうち内部起源の部分は100年程度の時間スケールでゆっくり変動するが、外部起源の磁場の時間変動はずっと速い。極光帯では、外部起源の磁場は、時間スケール1時間ほどで1000 nT を越える変動を起こすことがある。内部

起源磁場の強さは60000 nT 程度だから、変動場はせいぜい2-3 %と見てよい。また、低緯度でも、ときに時間スケール1 日程度で500 nT 程度の磁場の減少が観測される。赤道での内部起源磁場の強さはほぼ30000 nT だから、変動場の割合はやはり最大2-3 %である。前者が極磁気嵐、後者が磁気嵐と呼ばれる現象で、前者はオーロラ活動の増大に伴って極域の夜間のオーロラ電離層中を西向きに流れる電流 (auroral electrojet) によって地磁気の南北成分が減少する現象、後者はオーロラ活動に際して磁気圏に捕らえられた高エネルギー荷電粒子によって等価的に地球を西回りに回る電流 (赤道環電流) が発達し、これによって地球外部磁場が減る現象である。これらについては第8章、第13章および第14章で述べる。

REFERENCES

- Birkeland, K., *The Norwegian Aurora Polaris Expedition, 1902-1903*, Christiania, 1908 and 1913.
- Brahe, T., *Meteorologiske Journal*, ~1600.
- Brekke, A., and T. Oguti, The motion of the auroral oval as reflected in old Scandinavian literature, *Critical Problems of Magnetospheric and Ionospheric Processes (Proc. Oguti Symp., Tokyo, 1993)*, STE Lab., Nagoya Univ., July, 1995.
- Bullard, E. C., The stability of a homopolar dynamo, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **51**, 744-760, 1955.
- Celsius, A., *CCCXVI observationes de Lumine Boreali, ab a. MDCCXXXII par tim a de, par tim ab aliis in Svicia habitas*, Nornbergæ, 1733.
- de Mairan, J. J. d'Ortous, *Traité Physique et Historique de l'Aurore Boréale, Suite des Mémoires de l'Académie Royale des Sciences, Année 1731*, (1st Ed. 1733) 2nd Ed., Paris, 1754.
- Fritz, H., *Das Polarlicht*, F. A. Brockhaus, Leipzig, 1881.
- Gassendi, P., *Syntamagti Philosophici, 1646 in Opera Omnia*, Montmort, Lyons, 1658.
- Gassendi, P., *Animadversiones in Dicimvm Librum Diogenis Laertji, qui est de vita, moribus, placitisque Epicuri*, 1675.
- Gauss, C. F., Resultate aus den Beobachtungen des Göttinger Magnetischen Vereins im Jahre 1838, *Allgemeinen Theorie des Erdmagnetismus*, Göttingen und Leipzig, 1839.
- Gilbert, *de Magnete*, 1600.
- Guiducci, M. (Galilei, G), *Discorso delle Comete*, 1619.
- Hakura, Y., Tables and maps of geomagnetic coordinates corrected by the higher order spherical harmonics terms, *Rept. Ionos. Space Res. Japan*, **19**, 121-157, 1965.
- Halley, E., An account of the late surprizing Appearance of the Lights seen in the Air, on the sixth of March last; with an Attempt to explain the Principal Phenomena

- thereof, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **29**, 406–428, 1716.
- Hayashi, K., Power harmonic radiation enhancement during the sudden commencement of a magnetic storm, *Nature*, **275**, 627–629, 1978.
- Kawai, N., K. Hirooka, and K. Tokieda, A vibration of geomagnetic axis around the geographic north pole in the historic time, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **3**, 48–50, 1967.
- Keimatsu, M., Documentary catalog of northern lights observed in China, Korea and Japan from 7 B. C. to 10 A. D., College of Liberal Arts, Kanazawa University, Kanazawa, Japan, 1965. A chronology of aurorae and sunspots observed in China, Korea and Japan, Part 1, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **7**, 1970. Part 2, A. D. 1–3 Century, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **8**, 1971. Part 3, 4–5 Century, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **9**, 1972. Part 4, 6–8 Century, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **10**, 1973. Part 5, A. D. 801–1000, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **11**, 1974. Part 6, A. D. 1001–1130, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **12**, 1975. A brief summary of records from B. C. 687 to A. D. 1600, *Ann. Sci., Kanazawa Univ.*, **13**, 1976.
- Kelvin, 1871.
- Loomis, E., On the geographical distribution of auroras in the northern hemisphere, *Amer. Sci. Arts*, **30**, 89, 1860.
- Merrill, R. T., and M. W. McElhinny, *The Earth's Magnetic Field: Its History, Origin and Planetary Perspective*, Academic Press Inc., London, 1983.
- Muncke, G. W., Nordlicht, *Physikalisches Worterbuch*, vol. 7, E. B. Schwickert, Leipzig, 1837.
- Oguti, T., Prediction of the location and form of the auroral zone: Wandering of the auroral zone out of high latitudes, *J. Geophys. Res.*, **98**, 11649–11655, 1993a.
- Oguti, T., The auroral zone in historic times – The northern UK was in the auroral zone 300 years ago –, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **45**, 231–242, 1993b.
- Oguti, T., A note on the auroral frequency charts by Fritz and Vestine, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **45**, 449–454, 1993c.
- Oguti, T., and A. Egeland, Auroral occurrences in Norwegian archives, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **47**, 353–359, 1995.
- Ørsted, H. C., Oversigt over Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskabs Forhandling, *Det Kongl. Dan. Vidensk. Selskab. Avhandl.*, Anden Deel, Kjøbenhavn, 1826.
- Rikitake, T., Oscillations of a system of disk dynamos, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **54**, 89–105, 1958.
- Rømer, O. C., Descriptio – Luminis Borealis quod nocte inter 1 & 2 Febr. 1707 Hafniæ visum est, *Miscellaneis Berolinensibus*, 131–133, 1710.
- Schmidt, A., Die magnetische Störung am 25 September 1909 zu Potsdam und Seddin, *Meteorol. Z.*, **26**, 509–511, 1909.
- Schmidt, A., Der magnetische Mittelpunkt der Erde und seine Bedeutung, *Gerlands Beitr. Geophys.*, **41**, 346–358, 1934.

- Silverman, S. M., Secular variation of the aurora for the past 500 years, *Rev. Geophys.*, **30**(4), 333–351, 1992.
- Silverman, S. M., and R. Shapiro, Power Spectral Analysis of Auroral Occurrence Frequency, *J. Geophys. Res.*, **88**(A8), 6310–6316, 1983.
- Thompson, R., and D. R. Barraclough, Geomagnetic secular variation based on spherical harmonic and cross validation analysis of historical and archaeomagnetic data, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **34**, 245–263, 1982.
- Vestine, E. H., The geographic incidence of aurora and magnetic disturbance. Northern hemisphere, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, **49**, 77–102, 1944.
- Vestine, E. H., and E. J. Snyder, The geographic incidence of aurora and magnetic disturbance, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, **50**, 105–124, 1945.
- Yukutake, T., On the drifting and standing fields in the geomagnetic field, *Heinrich Hertz Institut Report No. 21*(Proc. IAGA Symp. Space-Time Structure of the Geomagnetic Field, Sept., 1986), 7–20, 1987.
- Yukutake, T., and H. Tachinaka, Separation of the Earth's magnetic field into the drifting and the standing parts, *Bull. Earthquake Res. Inst.*, **47**, 65–97, 1969.

理科年表, 1996.

Chapter 5

太陽風と地球磁気圏

オーロラ粒子は、大気圏外から超高層大気中に入射してくる。その粒子の起源は、一部は地球の電離層から蒸発した粒子が下向きに加速されたものであるが、多くは太陽風から地球磁気圏に入り込んだ粒子が加速されたものと考えられている。加速は、地球磁気圏のどこかで、まだわれわれが十分には知らない物理機構によって起こり、粒子は超高層大気中に入射する。はっきりしているのは、オーロラ粒子を加速する入射エネルギーのもとが太陽風の磁場と運動エネルギーから供給されていることである。太陽風と磁気圏の磁場との相互作用で、プラズマ発電が起こって、その電気エネルギーによる、希薄な超高層大気中の真空放電がオーロラと考えてもよい。オーロラ電離層中には電流も流れ込み、流れ出している。

かつて、ド・メランは、黄道光物質が太陽大気だと考え、黄道光物質、すなわち太陽大気が極域の地球大気中に落ちて来て光るのがオーロラだと考えていたことは、既に第1章で述べた。黄道光物質は太陽系の惑星軌道面に沿って散らばっている微小な惑星間塵で太陽大気でないことは今ではよく知られているから、ド・メランが太陽大気すなわち黄道光と考えたのは当たらなかったが、太陽大気が地球大気中に入って来て光るという考えは当たっていた訳である。まずは、一番の元である、太陽大気、及び、地球周辺を流れる太陽風から話を始める。

5.1 太陽風の形成

太陽など宇宙空間の恒星は中心部の高温・高圧の部分で核融合が進行してその熱で高温に保たれている。太陽では、半径(70万km)の1/4以下の中心部の、温度1500万度、

圧力 2000 億気圧程の部分で核融合が進行し、熱を発生している。ここから半径の 7/10 あたりにかけては力学的に安定で、熱は不透明なガスの中を、放射の形でゆっくりと外側に沁み出して行く。半径の 7/10 から外側、表面近くまでは力学的に不安定となり、対流が起こって熱は対流で運ばれる。対流の表面近傍、深さ数百 km では次第にガスの密度が薄くなるので放射の距離が伸びて、熱は再び放射で運ばれるようになる。放射の損失が急速に増えるにつれて急勾配で温度が下がり、表面(光球面)の温度は約 6000 K となる。しかしその上の希薄大気(コロナ)の温度は再び上昇し、コロナの温度は 100 万度ほどである。この高温大気は宇宙空間の真空中に面しているので、ここから太陽風、一般には恒星風が生まれる。

太陽で発生する熱の大部分は放射の形で宇宙空間に放出されている。地球が太陽から受け取る放射エネルギー(主として可視光から赤外域)は毎秒 1.7 兆キロカロリーという膨大な量であるが、それでも太陽が毎秒放出しているエネルギーの 20 億分の 1 に過ぎない。単位面積(1 cm²)あたり毎秒約 10⁶ エルグ(0.1 ジュール)のエネルギーが流入し(正確には 1.37 kW/m²)、このエネルギーが地球の温度環境を決めている。またエネルギーとしては大きくはないが、紫外線放射やエックス線放射があつて、これらは後に述べるように、大気の組成を変化させたり、また大気を電離して電離層を生成したりする。

放射エネルギーに比べれば、太陽風で運ばれるプラズマ粒子の運動エネルギーや電磁気エネルギーは桁違いに小さい(全体の 10⁻⁶ 以下)が、地球の磁場との相互作用によって、これらのエネルギーは高緯度地方に集中的に入射し、オーロラを発光させ、オーロラ電離層に電流を流す。

高温の太陽大気(コロナ)は一方では太陽の重力で太陽に引き付けられ、一方では自分自身の圧力で外に広がろうとする。よく知られているように、重力は太陽を離れるとともに、太陽の中心からの 2 乗に逆比例して減少する。これに対して圧力は、もし外側で温度が急激に低くなるのでなければ、それほどは減少しない。

5.1.1 静止大気

いま、始めに、太陽大気が静水圧平衡にあると仮定して考えてみよう。高度差 dr の大気の微小部分の上下に作用する圧力差 dp は、

$$dp = -\rho g dr$$

と表される。ここに ρ は大気の密度、 g は重力加速度を示す。

$$\rho = n(m_e + m_H) \simeq nm_H$$

$$g = \frac{GM_\odot}{r^2}$$

であるから

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM_\odot nm_H}{r^2}$$

ここに G は万有引力常数、 M_\odot は太陽の質量、 m_H はプロトンの質量を表す。

希薄プラズマ中では概して電子による熱伝導係数が大きいので、簡単のために温度は一定 (T_0) と仮定すれば (悪い仮定ではない)

$$p = NkT = 2nkT_0$$

よって

$$\frac{dp}{p} = -\left(\frac{GM_\odot m_H}{2r^2 k T_0}\right) dr$$

で

$$p = p_0 \left[\exp \left\{ -\frac{GM_\odot m_H}{2kT_0} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) \right\} \right]$$

となる。ここに $p = p_0$ は基底面 $r = r_0$ における圧力で、 r の増大とともに p は減少するが無限遠でも圧力は 0 にはならない。温度 T が一定なら密度 n も p と同じ方程式を満たして、解も同じ形となる。もし温度が一定でなく距離 r に依存する場合でも、 r のべき、即ち r^{-s} の形で与えられるなら右辺の分母は r^{2-s} となるので、 $s < 1$ ならば積分は無限遠で収斂して、同様の結果が得られる。

例えば、完全電離プラズマの場合に、heat flux が一定という条件のもとで温度勾配は

$$T = T_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2/7}$$

で与えられる。今、もし、 $r = r_0 = 7.4 \times 10^8 \text{m} (=1.058R_\odot)$ で $T_0 = 10^6 \text{K}$ とすると温度は地球近傍で $2.2 \times 10^5 \text{K}$ となって、現実に近い値となる。この T を圧力の式に代入すると、

$$p = 2nkT_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2/7}$$

よって

$$\frac{dp}{p} = -\left(\frac{GM_\odot m_H}{2kT_0 r_0^{2/7}} \right) r^{-12/7} dr$$

で

$$p = p_0 \exp \left[\frac{7}{5} \frac{GM_\odot m_H}{2kT_0 r_0} \left\{ \left(\frac{r_0}{r} \right)^{5/7} - 1 \right\} \right]$$

密度は

$$n = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2/7} \exp \left[\frac{7}{5} \frac{GM_\odot m_H}{2kT_0 r_0} \left\{ \left(\frac{r_0}{r} \right)^{5/7} - 1 \right\} \right]$$

となって、無限遠において圧力 p は有限の値に近づき、密度 n は無限大に近づく。距離無限遠において圧力が有限、密度が無限大という解は実際に反するもので、このような考察から、太陽大気(コロナ)に関しては、静水圧平衡の合理的な解はなさそうだと推定することができる。

5.1.2 定常流

太陽大気が静水圧平衡にないとすれば、残る可能性は定常流である。Parker (1958) は、球対称のコロナ(太陽大気)を連続流体と仮定して全ての物理量を r のみの関数とし、流体の運動に及ぼす電磁気力を無視して、次の運動方程式、連続の式から太陽風の解を導いた。すなわち、流体の粘性を無視すると、運動方程式は

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right\} = -\nabla p - \rho \mathbf{g}$$

で与えられる。もし stationary ならこの式は $\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p - \rho \mathbf{g}$ となる。速度 \mathbf{v} はほとんど r 成分だけと考えてよいから、球対称で $v = v_r$ とすれば radial velocity v については

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{\rho GM_\odot}{r^2}$$

と表される。また、連続の式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

で、定常ならば $\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$ となる。運動は radial で一様とすればこれを書き直して

$$\frac{d(r^2 \rho v)}{dr} = 0$$

即ち基準面を $r = r_0$ として、そこでの粒子の数密度を n_0 、速度を v_0 とおけば、 nvr^2 の保存から $nvr^2 = n_0 v_0 r_0^2$ となり、よって数密度 n は

$$n = n_0 \frac{v_0}{v} \frac{r_0^2}{r^2}$$

と表される。

エネルギー保存の式は

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{3p}{2} \right) = \mathbf{v} \cdot \nabla p - \mathbf{v} \cdot (\rho \mathbf{g}) + Q(\mathbf{r})$$

で、同じく radial で一様な運動という近似のもとでは

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left\{ r^2 \rho v \left(\frac{v^2}{2} + \frac{3p}{2\rho} \right) \right\} = -\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 p v) - \frac{\rho v G M_\odot}{r^2} + Q(r)$$

となる。ここに $Q(r)$ は熱源である。

左辺第一項は bulk motion の運動エネルギー、左辺第2項は内部エネルギー、右辺第1項は圧力のする仕事、第2項は重力のする仕事である。 p と ρ の関係は $p = 2nkT$ で与えられるから、運動方程式は

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{nm_H} \frac{d}{dr} (2nkT) - \frac{GM_\odot}{r^2}$$

と書ける。この右辺第1項の $d(2nkT)/dr$ は

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} (2nkT) &= 2n_0 v_0 r_0^2 k \frac{d}{dr} \left(\frac{T}{v_r r^2} \right) \\ &= 2n_0 v_0 r_0^2 k \left\{ \frac{1}{v} \frac{d}{dr} \left(\frac{T}{r^2} \right) + \frac{T}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{v} \right) \right\} \end{aligned}$$

だから

$$v \frac{dv}{dr} - \frac{2kT}{m_H v} \frac{dv}{dr} = -\frac{2kr^2}{m_H} \frac{d}{dr} \left(\frac{T}{r^2} \right) - \frac{GM_\odot}{r^2}$$

となり、よって

$$\left(v - \frac{2kT}{m_H v} \right) \frac{dv}{dr} = -\frac{2kr^2}{m_H} \frac{d}{dr} \left(\frac{T}{r^2} \right) - \frac{GM_\odot}{r^2}$$

と表される。この式の解は、左辺、右辺のそれぞれがゼロと言う特異点をもっており、もし、 $T = \text{const} = T_0$ なら、そこでは

$$v = v_c = \sqrt{\frac{2kT_0}{m_H}}$$

$$r = r_c = \frac{GM_\odot m_H}{4kT_0}$$

となる。ここに v_c は音速であり、 r_c は次第に加速する流れが音速 v_c に達する位置(臨界点)までの距離である。

厳密にはこの運動方程式とエネルギー保存の式を連立させて解かなければならないが、この方法では式が複雑になって見通しが悪い。そこでエネルギーの式のかわりに、等温変化とか、断熱変化とかの p 、 v 、 T の間を結ぶ関係式を使ってエネルギーの式に替えることがよく行われる。

等温変化の仮定のもとではこの式は簡単に積分できて

$$\begin{aligned} \int_{r_c}^r \left(v - \frac{2kT}{m_H v} \right) dv &= - \int_{r_c}^r \left(\frac{2kr^2}{m_H} \right) d \left(\frac{T}{r^2} \right) - \int_{r_c}^r \frac{GM_\odot}{r^2} dr + C \\ \frac{1}{2} v^2 \Big|_{r_c}^r - \frac{2kT_0}{m_H} \ln v \Big|_{r_c}^r &= \frac{4kt_0}{m_H} \ln r \Big|_{r_c}^r + GM_\odot \frac{1}{r} \Big|_{r_c}^r \quad \text{となつて} \\ \frac{v^2}{v_c^2} - \ln \left(\frac{v^2}{v_c^2} \right) &= -3 + 4 \ln \left(\frac{2v_c^2}{w^2} \frac{r}{r_0} \right) + \frac{2w^2}{v_c^2} \frac{r_0}{r} \end{aligned}$$

が得られる。ここに $w^2 = GM_\odot/r_0$ である。

基準面 $r = r_0$ では速度 v は

$$\frac{v_{00}^2}{v_c^2} - \ln \left(\frac{v_{00}^2}{v_c^2} \right) = -3 + 4 \ln \left(\frac{2v_c^2}{w^2} \right) + \frac{2w^2}{v_c^2}$$

を充たす v_{00} の値をとり、太陽風になる解は、基準面ではこの値の速度しか取り得ないことがわかる。

いま、 r が十分に大きい極限を考えると、左辺では v^2/v_c^2 が残り、右辺では $4 \ln \{(2v_c^2/w^2)(r/r_0)\}$ が残る。よつて

$$\begin{aligned} v &\sim 2v_c \sqrt{\ln \left(\frac{2v_c^2}{w^2} \frac{r}{r_0} \right)} \\ &= 2v_c \sqrt{\ln \frac{r}{r_c}} \end{aligned}$$

となつて $r \rightarrow \infty$ では太陽風速度はほとんど一定と見なしてもよい程度の緩い変化になることがわかる。

もし温度 T が一定でなければ、上の積分の式の右辺第一項は

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{T}{r^2} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{dT}{dr} - \frac{2T}{r^3}$$

となって右辺第一項が残るから、積分の右辺にはコロナと太陽風の到達点との温度差の項が残る。しかし、上の取り扱いからわかるように、 r が十分に大きい極限ではこの項

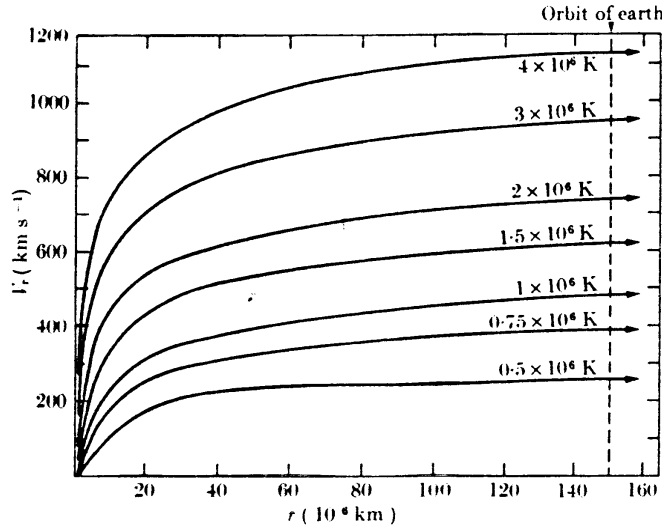


Fig.5-1 太陽風の加速曲線 (Parker, 1958)。

も無視できるので、上に述べた結論には影響しない。

等温でなく、温度変化を取り入れる場合には、 p 、 ρ 、 T の間の関係を

$$p \propto \rho^s \propto T^{\frac{s}{s-1}}$$

という形で与えておいて運動方程式を積分することが行われる。ここに $s = 1$ は等温変化、 $s = 5/3$ は断熱変化を示し、すべての変化は両者の間にある。基準面 $r = r_0$ における圧力、密度、温度をそれぞれ p_0 、 ρ_0 、 T_0 と置けば積分として

$$\frac{v^2}{2} + \frac{s}{s-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{s-1} - \frac{GM_\odot}{r} = \text{const}$$

の関係が得られる。いま $v_s = \sqrt{2kT_0/m}$ 、 $v_g = \sqrt{2GM_\odot/r_0}$ と置けば上の式は

$$\left(\frac{v}{v_s} \right)^2 + \frac{2s}{s-1} \left(\frac{v_0 r_0^2}{v r^2} \right)^{s-1} - \left(\frac{v_g}{v_s} \right)^2 \frac{r_0}{r} = C$$

と表すことができ、流速が音速に達する臨界点の距離 r_c とそこでの速度 v_c とは

$$v_c = \frac{v_g}{2} \sqrt{\frac{r_0}{r_c}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

$$\frac{r_c}{r_0} = \left\{ \frac{1}{s} \left(\frac{v_g}{2v_s} \right)^{s+1} \left(\frac{v_s}{v_0} \right)^{s-1} \right\}^{\frac{2}{5-3s}}$$

の関係で結ばれる。この臨界点を通る解は、 $r = r_0$ での初速度が次の式

$$C_{00} = \left(\frac{v_{00}}{v_s} \right)^2 + \frac{2s}{s-1} - \left(\frac{v_g}{v_s} \right)^2 = \frac{5-3s}{s-1} \left(\frac{v_g}{2v_s} \right)^2 \left\{ \frac{1}{s} \left(\frac{v_g}{2v_s} \right)^{s+1} \left(\frac{v_s}{v_{00}} \right)^{s-1} \right\}^{-\frac{2}{5-3s}}$$

で示される $v_0 = v_{00}$ を取ることが知られる。前と同じく、基準面 $r = r_0$ において v_{00} の初速をもつもののみが物理的に意味のある太陽風の解を与えるのであって、これ以外の値をとるものは、式の形からいくつかの特性に分類される形式的な解に達するが、加速しながら無限遠に達する太陽風の解にはならない。

太陽風のプラズマの熱伝導率が大きいからという理由でしばしば太陽風は等温と仮定され、また實際上、確かに温度勾配は小さいようである。しかし、後に述べるように太陽風には磁場があって、特に電子は磁場に強く束縛されるから、電子の熱運動速度が大きいからといって磁場を横切る方向の熱伝導率が高くなる訳ではない。また、全体は常に外向きに流れて膨張しているので、太陽風は常に断熱冷却を受けている。もし太陽風の温度が外でもあまり下がらず、また局所的な変化が小さいとしたら、高い磁力線沿いの熱伝導に加えて効果的に磁場を横切る熱拡散や、あるいは、何らかの加熱機構が働いていると考えなければならない。

粒子ビームと風

太陽風は太陽からほぼ放射状に四方八方に吹き出している。実体は陽子と電子の混合気体で、粒子密度は、地球軌道近傍で 1cm^3 あたり 10 個程度である。太陽から地球までの距離は 1 億 5000 万 km、($1.5 \times 10^{13}\text{cm}$) であるから、太陽と地球を結ぶ単位面積あたりの column の粒子の総数はおよそ 1.5×10^{14} 個/ cm^2 程度と見積ることができる。ところで、粒子の衝突断面積はおよそ 10^{-15}cm^2 ほどであるから、粒子は、太陽から地球に到達するまでの間、相互にほとんど無衝突のまま地球に飛来する筈である。ならば、このような粒子の流れは、テレビのブラウン管の中を飛ぶ電子ビームと同じくビームであって、風とは呼べないのではないか?

しかし、太陽風は、後の節で述べるように太陽の磁場を惑星間空間に引き伸ばして流れているので、粒子と磁場とは固く結び付いていて勝手には動けない。ある粒子が磁場と相対的に動こうとすれば磁場に力を及ぼし、その磁場は隣の粒子に力を及ぼす。すなわち、粒子同士はほとんど衝突しないが、磁場を介して運動量の交換を行い、実質的に衝突しているのと同様である。従って、粒子どうし個々には衝突しなくても、連続流体の性質をもっている。これが、太陽風がビームでなく、風である理由である。

太陽風の観測

太陽風は、宇宙探査機を使えば直接に観測することができる。しかし、宇宙探査機は打ち上げのエネルギーの制約のために、ほとんど黄道面にかぎられて、ごく特殊な方法、たとえば木星のswing byを使うなどの場合以外には、太陽の極地方に飛翔させることはできない。すなわち、太陽の高緯度における太陽風の構造を観測するには大きな問題点がある。

一方、地上からだと間接的ではあるが、太陽の回りをまったく同等に観測できる強みがある。いま、地上に3つのアンテナを設置して、太陽周辺のある星から来る電波を受信する。地球からみてその星は太陽の近くにある、星からの電波は太陽近傍の濃い太陽風の中を通ってくる。太陽風はプラズマの風で、

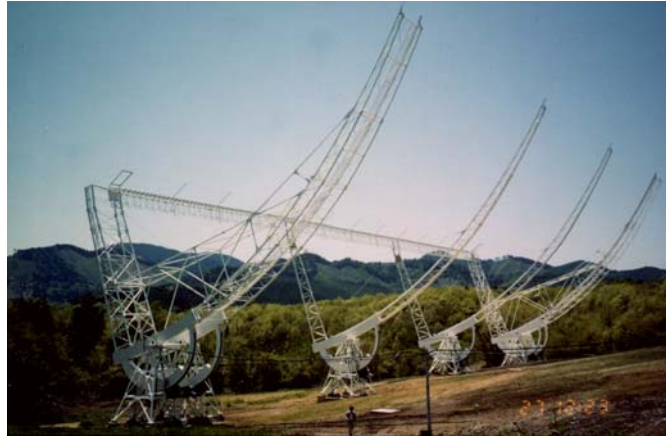


Fig.5-2 名大木曽観測所の太陽風観測用のUHF(327 MHz)円筒パラボラアンテナ。東西75 m。南北開口幅27 m。この写真ではよく見えないが各アームの間にはたくさんのピアノ線が平行に張られてアンテナ面を形成している。

Courtesy of STE Lab., Nagoya University.

その中にはプラズマ密度のゆらぎがある。電波に対する屈折率はプラズマ密度で変わる。

一般的な記述は第9章にゆずるが、密度 n のプラズマ中を通る、周波数 f の電波の屈折率 μ は、簡単のために磁場の効果を無視すれば

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}}$$

$$f_p = \sqrt{\frac{e^2 n}{4\pi^2 m_e \epsilon_0}} \quad \text{electron plasma frequency}$$

で与えられる。

従って密度 n にゆらぎがある中を通ってくる電波には、プラズマ密度の濃淡に対応する凹レンズ凸レンズの効果によって受信強度のゆらぎが現れる。恒星の光の強度が大気密度の揺らぎによって瞬くのと同一ことである。もし、受信する地上の3点で同じよ

うなゆらぎが、僅かの時間差をもって現れたとすれば、それらの間の相関係数を最大にするような時間差が得られる向きを求めることによって、ゆらぎがどの方向にどれ位のスピードで動いたかを推定することができる。これが、電波星の電波のシンチレーションを利用する太陽風の観測の原理である (Kakinuma and Kojima, 1984)。Fig.5-2 は木曾上松の近く、御嶽山の麓に設置された名古屋大学太陽地球環境研究所の太陽風観測アンテナで、国内に設置された4つの観測点の一つである。

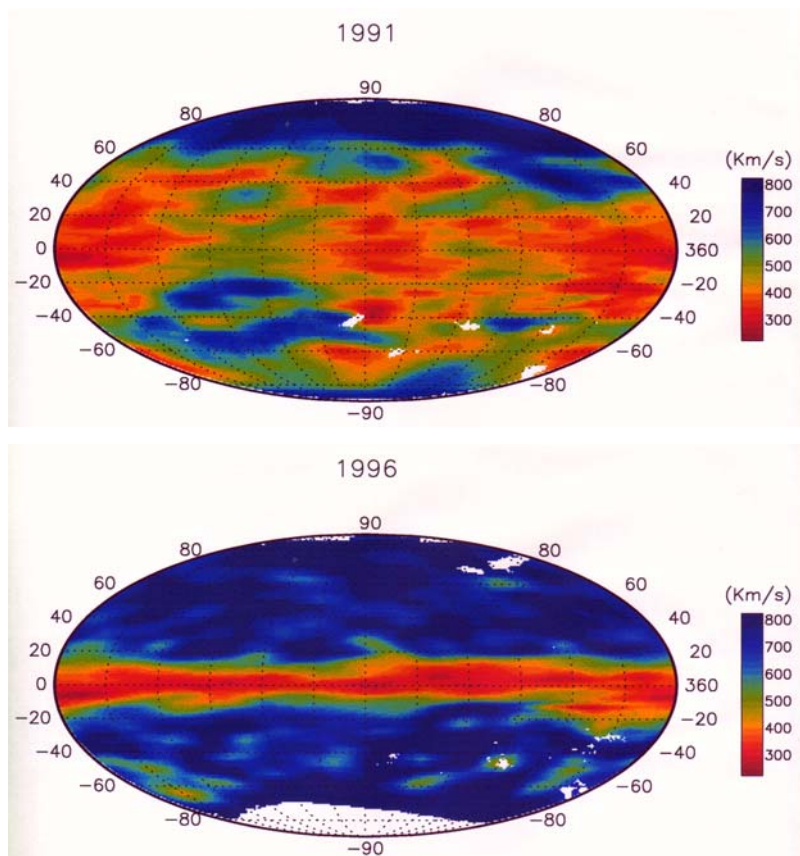


Fig.5-3 0.3-1 AU での観測から太陽面上に引き戻してプロットした太陽風速度分布。活動期 (1991 年 Carrington Rotation 1841-1844、上) と静穏時 (1996 年 Rotation 1909、下) の、高緯度の高速域、低緯度の低速域の違いがよくわかる。

Courtesy of STE Lab., Nagoya University.

ただし、太陽風は四方八方に吹き出していて、揺らぎもまた四方八方に流れているから、観測される揺らぎの量は、星と視点とを結ぶ線上のすべての揺らぎを視線方向に積分した量として決まるから、求められた揺らぎが太陽風のどの場所のプラズマに由

来するかを決めるのは難しい。近似的には視線が太陽の最も近くを通る位置での速度と考えられる。また、空間分布の定常性を仮定して、トモグラフィーの方法を使って補正することもできる。Fig.5-3 に示すのは、太陽活動が盛んな時と静かな時の、太陽風の速度分布の例で、実際に空間分布が保存すると仮定してトモグラフィーの方法を使って決めた分布である。太陽面の剛体回転に準拠した Carrington 座標を使って、太陽面上にプロットしてある。図からわかるように、太陽風は、平均的には静かな太陽のときのほうが活動的な太陽より速く、また、全体的に、極地の方が赤道地方よりずっと速い。これらのことがはっきりわかって来たのも、地上からの連続観測の成果である。

太陽風の速度が太陽活動の静穏時に速く、また、極地方で速いのは、簡単に考えれば単極性の磁場を持った地域の太陽風が速いことを意味する。単極性の磁場地域に根元をもつ磁力線は太陽を離れるにつれて放射状に開いているから、第6章で述べるように、

この領域のプラズマ粒子は常に外向きに押されて加速を受けている筈であり、その意味では単極性の領域から速い太陽風が流れ出していることは理解できる。

人工衛星を使って地球近傍で太陽風の観測をすると、太陽風の速度や密度の時々

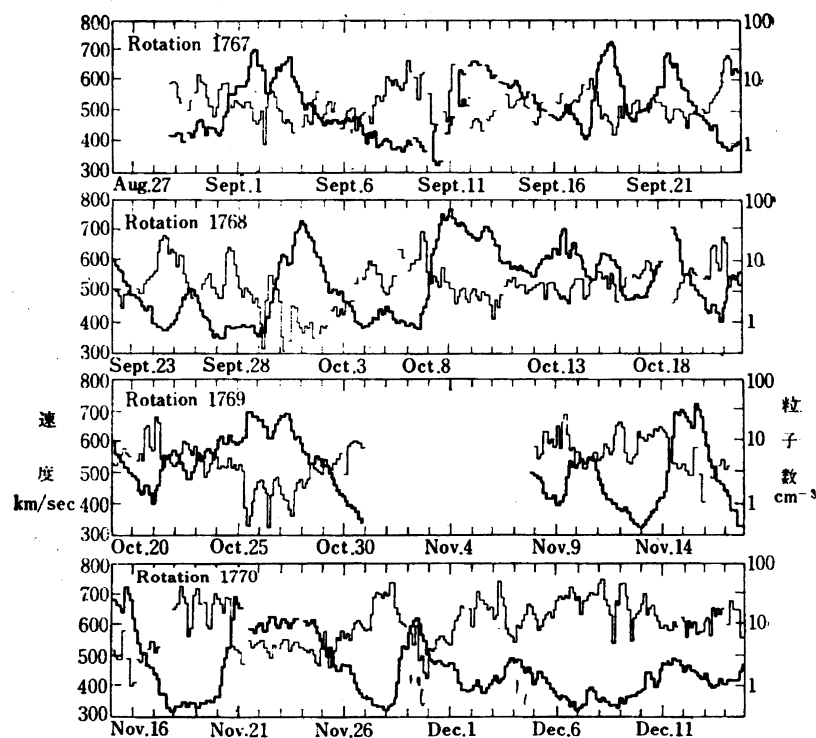


Fig.5-4 マリナーによる太陽風速度(太線)および密度(細線)の変動の実測例(3時間平均値)。1962年8月から12月まで。太陽自転周期(27日)ごとに4 rotation をプロット (Neugebauer and Snyder, 1966)。

刻々の変化が知られる。Fig.5-3に見られるように太陽風速度は太陽面上で一様ではなく、速い所も遅い所もある。太陽は地球に対して相対的に27日ほどの周期(自転速度は緯度によって異なる)で自転しているから、もし、速い所、遅い所の分布が長続きするなら、27日ごとに太陽の同じ部分が地球に向くことになり、従って、地球近傍では、27日ごとに似たような速度及び密度の変動が観測される筈である。

Fig.5-4はマリナーによる1962年8月から12月までの太陽風観測の例で、太陽の4回の自転に対する地球近傍の太陽風の速度、密度を自転周期の27日で区切ってプロットしたものである。全体の変動がかなり激しいのでややわかりにくいだが、各々の27日周期の中にそれぞれ4回ほど速度の速い期間があり、それらがほぼ27日の周期で繰り返している様子を見てとることができる。後に述べるオーロラ活動や極磁気嵐の27日回帰性は、この、太陽風の27日回帰性によるものである。

次節で述べるように、太陽の一般磁場は11年毎に反転するが、反転に際して、本来極地方にあるべき単極性領域が極地方から低緯度に伸び出すことがあり、これがいわゆるコロナホールと呼ばれる低温域である(Fig.5-12参照)。低温域であるにも関わらず高速の太陽風を吹き出しているので議論を呼んでいるが、太陽の極地方の太陽風が速いことから想像がつくように、単極性領域での加速が大きければ、コロナ領域の温度が低いことを補うだけの高速の太陽風を生み出すのはそれほど難しいことでもなさそうである。

5.2 太陽風の磁場

人工衛星の観測によって、今では、地球近傍でも、太陽風のプラズマの流れが太陽から引き伸ばして来た磁場を伴っていることがよく知られている。後に述べるように、地球近傍での太陽風中の磁場は地球のオーロラ活動にきわめて重要な役割を担っている。しかし、上に概観した太陽風のプラズマの流れの考察では、太陽の磁場については考慮されていない。実際には太陽の近傍では磁場のエネルギー密度が大きいので、プラズマ粒子の運動は磁場の影響を強く受ける。ここで磁場と導電性流体のかかわりについて簡単に触れておくことにする。

5.2.1 磁場と導電流体

ここでの議論の骨子は Maxwell の方程式

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\epsilon} \\
\nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
\mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} & \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E}
\end{aligned}$$

と運動の式、連続の式、エネルギーの式

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} - \nabla p + \rho \mathbf{g} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \nu \nabla^2 \mathbf{v}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

$$\rho \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + Q$$

の組み合わせである。ここに \mathbf{F} は外力、 ν は動粘性係数、 U は内部エネルギー、 Q はさまざまな加熱で

$$Q = \rho \nu |\nabla \times \mathbf{v}|^2 + \lambda \nabla^2 T + \frac{j^2}{\sigma}$$

と表すことができる。ここに第一項は粘性による加熱、第二項は熱伝導、第三項は Ohmic 加熱で、 λ は熱伝導率、 T は温度、 σ は電気伝導度を表わす。

流体とともに速度 \mathbf{v} で動く系から見れば、電流 \mathbf{j} は

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

と表わされるから、もし、電流 \mathbf{j} が有限で電気伝導度 σ が非常に大きければ

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$$

が成り立つ。すなわち、電気伝導度の高い流体中では、流体とともに動く系では、電場は全体として消失し、荷電粒子に電磁力が働かない。いわば流体とともに磁場が流れる訳で、磁力線が流体に凍結するといわれるのはこのためである。

磁場と流体の凍結は次のように考えることができる。まず $\nabla \times \mathbf{H}$ の式から

$$\nabla \times \mathbf{B} = \sigma \mu (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

が得られ、この式の両辺の rotation をとると

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \sigma\mu \nabla \times \mathbf{E} + \sigma\mu \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

から $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t$ を使って磁場変動の基本的な式

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma\mu} \nabla^2 \mathbf{B}$$

が得られる。

もし、第二項が無視できるなら

$$\begin{aligned} \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \\ &= -\mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{v}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{B} \end{aligned}$$

と書き換えられる。また、連続の式から

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial t} - \frac{\mathbf{v} \cdot \nabla\rho}{\rho}$$

だから、これを上の式に代入すると

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \frac{\mathbf{B}}{\rho} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \right) = \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \cdot \nabla \right) \mathbf{v}$$

が得られる。

流体とともに流れる長さの素片 $\Delta\mathbf{l}$ が時間とともにどう変わるかを見てみよう。いま $\Delta\mathbf{l}$ の一端での速度を \mathbf{v} とすれば、他端での速度 \mathbf{v}' は

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} + (\Delta\mathbf{l} \cdot \nabla)\mathbf{v}$$

となるから、 dt 時間の間に $\Delta\mathbf{l}$ は $(\Delta\mathbf{l} \cdot \nabla)\mathbf{v}dt$ だけ変わる。すなわち

$$\frac{d\Delta\mathbf{l}}{dt} = (\mathbf{v}' - \mathbf{v})dt = (\Delta\mathbf{l} \cdot \nabla)\mathbf{v}$$

である。これは上の式の \mathbf{B}/ρ の変化と同じ形であるから、始めに $\Delta\mathbf{l}$ と \mathbf{B}/ρ が同じ向きならこの二つの量は常に平行を保つことがわかる。すなわち、もし、同じ磁力線上に二つの隣接粒子があれば、これらの粒子はその後、常に同じ磁力線上にあることになって、結局、磁力線は粒子(流体)と一体になって動く、つまり凍結していることがわかる訳である。

磁場と流体の凍結は次のように考えてもよい。太陽風はきわめて希薄なガスで、粒子同士の衝突は無視でき、電子は動きやすく、電気伝導度は極端に大きいから、磁場は専ら輸送によって変化する。すなわち

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0$$

いま上の式の、任意の閉曲線 C で囲まれた曲面 S に垂直な磁場成分を面 S について積分すると、Stokes の定理によって

$$\int_S \frac{\partial B_n}{\partial t} dS - \oint_C (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) ds = 0$$

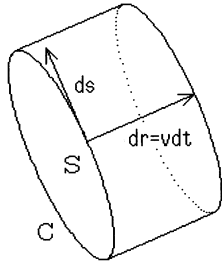


Fig.5-5 任意の面 S とこれを囲む閉曲線 C が $\mathbf{v}dt$ だけ移動する。

が得られる。ここに第二項の線積分は面 S を囲む閉曲線 “ C ” 上の積分である。ここで面 S 上の各点が \mathbf{v} で運動し、 dt 時間に変位 $d\mathbf{r} = \mathbf{v}dt$ を経たずとすると、 S を底面とし、 $d\mathbf{r}$ で側面を構成する円柱状の立体を考えることができる。この側面を通る磁気フラックスは

$$\int (d\mathbf{r} \times d\mathbf{s}) \cdot \mathbf{B} = - \int (d\mathbf{r} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{s} = -dt \int (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{s}$$

と表されるから、上に述べた磁場変化の第二項は、側面を通る磁気フラックスの時間変化を示していることがわかる。従って、第一項はそのまま磁場の時間変動、第二項は空間勾配に基づく磁束変動を示すことになり、全体で流体の動きに乗った系での時間微分 dB_n/dt を表すことになって、

$$\int \frac{\partial B_n}{\partial t} dS - \oint (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) ds = \frac{d}{dt} \int B_n dS = 0$$

即ち、全微分がゼロとなる。これは電気伝導度の高い流体においては、流体とともに流れる、与えられた面 S を貫く磁気フラックスが面の移動に伴って保存することを示すもので、磁気フラックスが流体に凍結して流体とともに運ばれていることの一つの表現である。

これに対しても第二項が大きく、第一項が無視できる場合には

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma\mu} \nabla^2 \mathbf{B}$$

となる。これは

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n$$

のいわゆる拡散方程式と同じ形で磁場の拡散を示し、磁気拡散係数は

$$D_B = \frac{1}{\sigma\mu}$$

と定義される。これから、系の特性長を L とおけば、磁場の拡散(減衰)時定数 τ_B は

$$\tau_B = \frac{L^2}{D_B} = \sigma\mu L^2$$

で与えられる。電気伝導度が大きく、かつ、系のサイズが大きいと拡散時間が長く、磁場が主として第一項で示される輸送で運ばれ、逆に系が小さくまた伝導度が小さい時には磁場は主として拡散で変化することがわかる。太陽風は明らかに前者である。

磁場の影響を取り入れるとコロナガスの運動方程式は粘性を無視して

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\nabla p + \rho \frac{GM_\odot}{r^2} \mathbf{j} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{F}$$

のように表される。ここに ρ は密度、 G は萬有引力常数、 M_\odot は太陽質量である。

コロナは物理量の空間勾配の大きい領域で、上の式の卓越項は場所によって変わる。コロナ基部では磁場のエネルギー密度がプラズマの運動エネルギー密度より大きいので磁場はしばしばスカラーポテンシャル場で近似される。軟エックス線で見られる黒点近傍の磁力線構造もこの仮定の正しさを裏書きするように見える。光球面を次第に離れるにつれて磁場のエネルギー密度は急激に小さくなるがプラズマのエネルギー密度はそれ程減少しないので、ついにはプラズマのエネルギー密度が磁場のそれを凌駕する。

5.2.2 太陽風磁場の渦巻き

コロナの基部を除いて太陽風の中では、プラズマの運動エネルギー密度は磁場のエネルギー密度よりずっと大きい。例えば地球軌道あたりでは、bulk motion の運動エネルギー密度は磁場エネルギー密度の数十倍から 100 倍ほどである。従って、コロナ近傍を

除けば、上に述べたように、磁場を無視してプラズマ圧力と太陽の重力だけを考慮した取り扱いが許され、十分によい近似となっている。

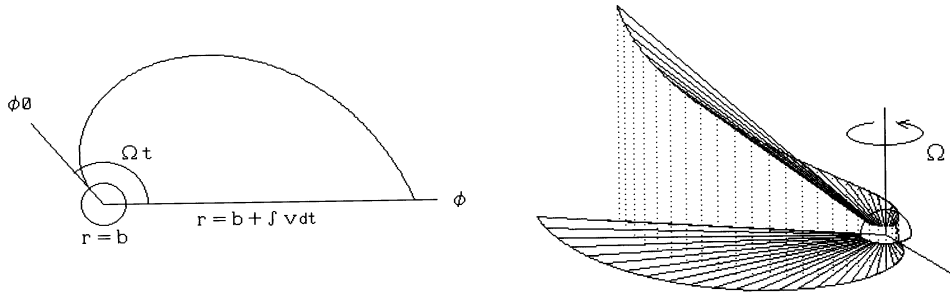


Fig.5-6 太陽風磁場の渦巻き。左は赤道面上、右は磁気緯度30度。

この近似のもとで、太陽風の中の磁場構造を考えると、次のようになる。いま、太陽の近傍 $r = b$ でプラズマの流れは放射状で一様、かつ、角速度 Ω で自転していると仮定する。磁場のエネルギー密度が十分小さくてプラズマの流れに全く影響を及ぼさないとすれば、磁場は流れによって変形するだけである。太陽に準拠した回転座標を考え、距離 r 、colatitude θ の所で動径方向、 θ 方向、 ϕ 方向の速度成分は

$$v_r = v(r)$$

$$v_\theta = 0$$

$$v_\phi = \left(\frac{b^2}{r} - r \right) \Omega \sin \theta$$

だから stream line あるいは磁力線を示す微分方程式は

$$\frac{dr}{r d\phi} = \frac{v(r)}{\left(\frac{b^2}{r} - r \right) \Omega \sin \theta}$$

で与えられる。角運動量の保存によって v_ϕ の第一項は距離とともに急激に小さくなるからこれを無視すれば、stream line または磁力線は近似的に

$$r = b + \frac{v(r)}{\Omega \sin \theta} (\phi_0 - \phi)$$

で表される。Fig.5-6 左図に、このようにして形成される、太陽の磁気赤道面上の磁力線の渦巻きの形を、また、右図に、赤道、および磁気緯度30度の点に根元を持つ磁力線の渦巻きと、太陽風の放射状の流れを示す。

Fig.5-4に示したように、地球軌道付近で測った太陽風の速度 $v(r)$ は太陽コロナの条件によって大幅に変動するが、現在のところ、通常、平均的には400–500 km/sec程度と考えてよい。これに対して、太陽の自転に伴って、地球が太陽を回る相対的なazimuthal velocity $r\Omega$ は440 km/sec程度だから、渦巻き状の太陽風磁場の、地球近傍での角度は、太陽に対して45度ほど右か、135度ほど左かのどちらかになる筈である。Fig.5-7に見られるように、実際に地球軌道近傍で測定した太陽風磁場の例はこの予測を裏書する。

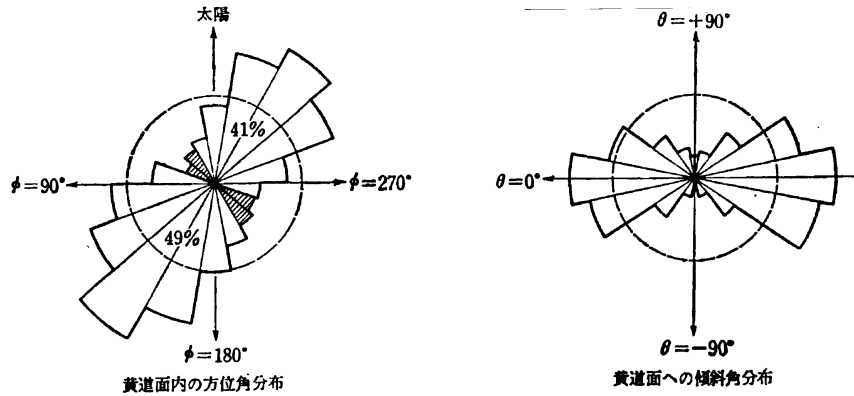


Fig.5-7 地球近傍での太陽風磁場のspiral構造を示す測定統計 (Wilcox and Ness, 1965)。

さて、磁場強度に関しては、別に、球対称と磁気フラックスの保存の条件から、 $r = b$ で $B = B_0$ とすると磁場のradial成分は

$$B_r = B_0 \left(\frac{b}{r} \right)^2$$

と表される。流れのstream line のradial方向に対する角度 ψ は、距離 r において

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{\Omega r}{v} \sin \theta \right)$$

だから、磁場の ϕ 成分は

$$B_\phi = B_0 \left(\frac{b}{r} \right)^2 \frac{\Omega r}{v} \sin \theta$$

と書かれる。

これらの式からわかるように、磁場のradial成分は距離 r の自乗に反比例して減少するが、azimuthal成分の減少の仕方は距離に反比例するに過ぎない。即ち、Fig.5-8に示すように、距離 r が大きくなるにつれて、azimuthal成分の割合が大きくなって、

磁場が巻き付く角度 (radial 方向からの角度) が次第に大きくなる。 $r \rightarrow \infty$ の極限では azimuthal 成分のみとなって直角に近づく。

太陽の大規模磁場は双極子だけとは限らないし、また、双極子だけであっても双極子が自転軸と平行であるとは限らない。そのため、太陽風中の磁場には特性的な磁気中性面のうねり構造が現れる。いま、太陽磁場の dipole の傾きの角度を α とすれば、太陽風の磁場構造は

$$\mathbf{B} = B_0 \left(\frac{b}{r} \right)^2 \left(\mathbf{e}_r - \mathbf{e}_\phi \frac{r\Omega}{v} \sin \theta \right) \left\{ 1 - 2S \left[\theta - \left\{ \frac{\pi}{2} + \alpha \sin \left(\phi - \frac{r\Omega}{v} \right) \right\} \right] \right\}$$

ここに $S[\dots]$ は Heaviside の step function で符号の反転を示す。

この形から直ちにわかるように、太陽風は放射状に吹いているが太陽風の磁場はアルキメデスの spiral に似た形で、渦巻状に広がってゆく。このことは、磁場とプラズマとがいわば凍結して一緒に外に流れてゆくと考えれば理解しやすい。すなわち、太陽のある場所から外向きに流

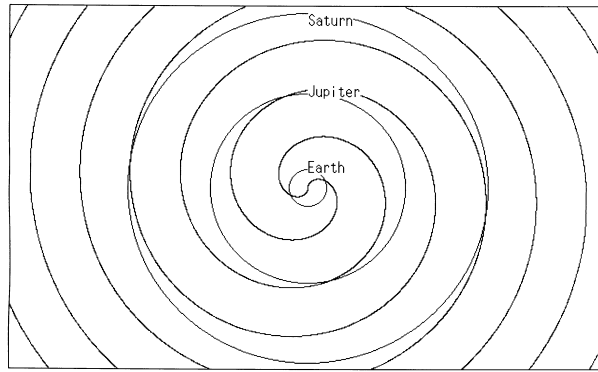


Fig.5-8 磁場の spiral 構造の空間分布。太陽を離れるにつれてきつく巻き付く。

れてゆくプラズマ領域は、もともとそこにあった時に共存した磁場の磁力線とともに流れ、その間に、太陽が自転しても、そのプラズマはもとの場所に磁力線でつながれたまま、磁力線を引き伸ばして流れてゆくのである。

太陽の dipole が傾いていると、太陽から外向きの磁場領域と太陽向きの磁場領域の境の中性面が傾いて自転するので、空間のある方向でみた中性面の傾きの時間変化はそのまま太陽風に運ばれるので、Fig.5-9 に見られるように、中性面が渦巻状にうねっている (Jokipii and Thomas, 1981)。太陽の自転に伴って、地球はうねった中性面を縫って通るので、地球近傍の人工衛星で太陽風の磁場を観測すると、太陽の自転に相対的な地球の一周、およそ 27 日の間に、磁場の向きが太陽向きの部分と太陽から外向きの部分とを交互に通る。

一般に太陽磁場は単純な dipole ではなくかなり大きい高次項を含むので、27 日の間に太陽向きと反太陽向きの磁場の pair を 2 回繰り返すこともある。通常、一回だけの

場合を 2 sector、2 回繰り返す場合を 4 sector と呼び習わしている。しかし、上に述べた

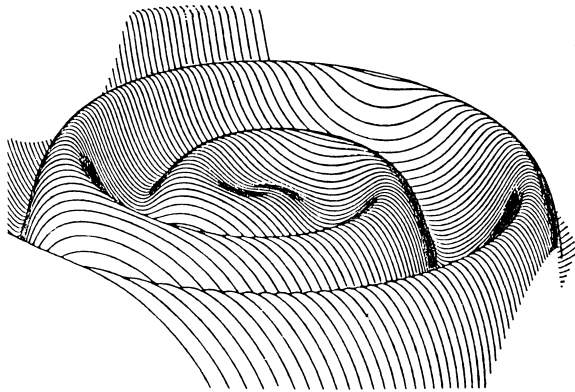


Fig.5-9 渦巻き構造を保って広がって行く太陽磁場の中性面。地球は相対的にこの曲面を縫って太陽の回りを回るので、通常、太陽向き、反太陽向きの磁場の 2 sector が見える (Jokipii and Thomas, 1981)。

ところからも推定されるように、実際は多くの場合、文字どおりの sector 構造ではなく曲がった中性面を地球が縫って通っているために磁場の極性が反転すると考えた方がいい。本当に sectorial な構造 (西瓜の縦縞のような) になっていることは、太陽面上の磁場構造から見てごく特別な場合であって、そうそうはないと思われる。

パイオニア 10 号の磁場測定

実際に宇宙探査機で磁場を測定すると、太陽の自転に伴って、宇宙探査機は、波打って広がる磁気中性面の、上に位置したり下に位置したりすることになるので、測定される磁場は、太陽向きになったり、反太陽向きになったりする。よって、例えば太陽向きの時だけを取り出せば一つの spiral になる筈であり、逆に反太陽向きの時だけを取り出せば、前と補完的な spiral が見られる筈である。

宇宙探査機 Pioneer 10 号によって、地球近傍 1 AU から 9 AU まで実際に観測された磁場を Fig.5-10 左図に示してある。図のプロットは磁場の日平均値の unit vector で、磁場が太陽向きの日だけをプロットしている。測定の始めの方 (太陽に近い方) では 4 sector になっているが、途中から 2 sector になり、全体として Fig.5-9 のうねった中性面に対応する構造 (右図) が実際に測定されていることがわかる。

また、 B_r が r^2 に比例し、 B_ϕ が r に比例することも確かめられている。従って、基本的には上に述べた取り扱い、すなわち、ガス圧と太陽重力だけに基づく Parker (1958) の太陽風理論、磁場を無視した運動方程式の仮定、太陽風によって決まる磁場構造など、の考えが基本的には正しいと考えてよい。

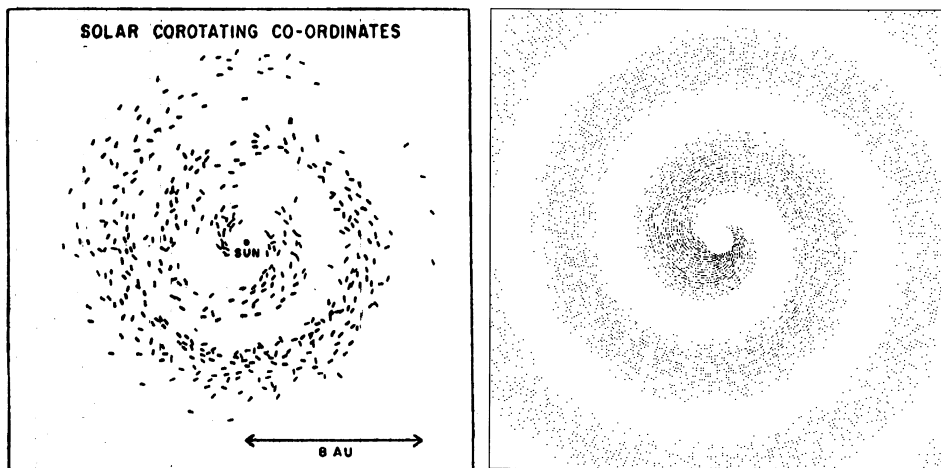


Fig.5-10 左は宇宙探査機 Pioneer 10 号による太陽系空間内 1-9 AU の磁場測定。測定磁場の日平均値の unit vector をプロットしたもの。座標系は太陽の恒星系に対する自転周期 25.4 日で太陽とともに回転している (Thomas and Smith, 1981)。右は Fig.5-9 から推定される太陽向き磁場領域を、左図に対応する形に描いたもの。

5.3 太陽風に関するさまざまな問題

太陽風のごく一般的性質は大まかには上に述べたように Parker (1958) 理論で理解できる。しかし、実際には、磁場の単極領域は低温でも高速の太陽風を吹き出していることなど、以下に述べるような太陽風の加速に関するさまざまな問題が残っていて、まだ完全に理解できたとは言えない。

5.3.1 光球近傍の磁場

太陽の一般磁場の極性は約 11 年毎に反転し、その反転は太陽活動 (太陽黒点数) の最大の時期に起こる。磁場の反転まで考慮に入れば、太陽の活動周期は約 22 年であると言っていい。太陽の一般磁場の反転は、深さ方向に進行する大規模波動の形の解として知られている (例えば Yoshimura, 1975)。

一般磁場の反転と同時に、東西に並んだ黒点对の磁場の極性も反転する。ゼーマン効果を使った観測によれば、太陽黒点は磁場の強い部分で、その強度は 1000 ガウスを越える。太陽の赤道と極との自転速度の違い (differential rotation) のために、磁場は光球面のすぐ下のあたりで太陽に azimuthal に巻きつく形となり、磁場とプラズマの圧力平

衡のために磁場の強い部分が軽くなって浮き上がり、光球面に顔を出してコロナ中に広がった磁場の根元の磁場の強いところが黒点として見えている。

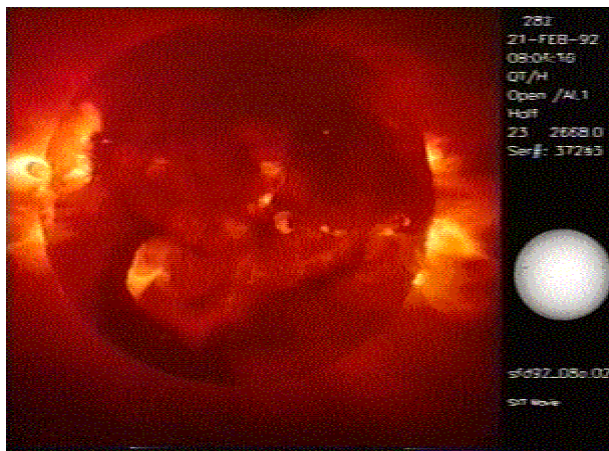


Fig.5-11 エックス線で撮影した太陽—表面近傍の磁場構造がよく見える。太陽観測衛星“ようこう”による。1992年2月21日 08:05:56 UT。

そこでは磁場が強いのでプラズマ対流が妨げられ、熱輸送が減少して周辺より温度が低くなるために黒点として見えると考えられている。東西に並んだN-Sの対になることも多い。黒点が多い時期には黒点の多い場所では磁場は閉じたループとなるので、太陽風は流れだしにくい。また、太陽全体としては、赤道領域では磁場が閉じているのでやはり太陽風は流

れ出しにくい。このため赤道域から流れ出す太陽風は極域から流れ出す太陽風より遅い。

また、磁場の反転などに際して、極域から赤道域までつながったコロナホールと呼ばれる単極の領域が発達すると、この領域では速い太陽風が流れ出すことが知られている。

軟エックス線でみると、この領域はFig. 5-12のように、低温で、あたかもコロナに穴があいたように見えるのでコロナホールと呼ばれるようになった。こ

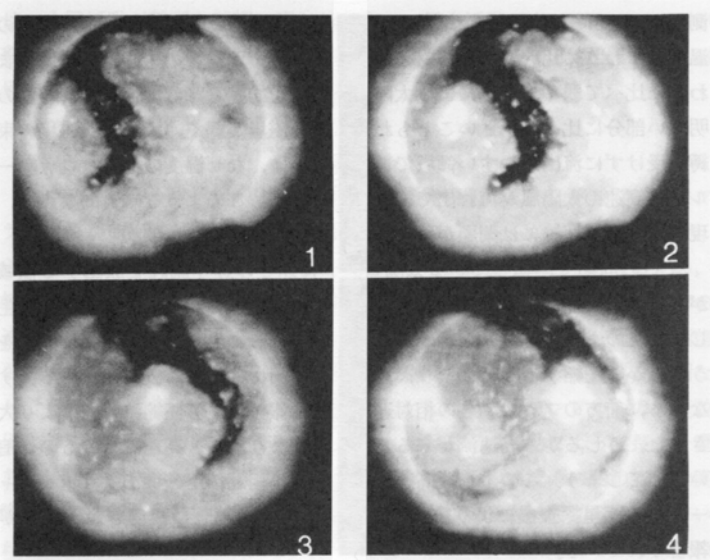


Fig.5-12 軟エックス線を使ってスカイラブから撮影されたコロナホールの例。北極から赤道を越えて南半球まで伸びたコロナホールが見える。1973年8月19日、20日、23日、25日 (Moore, 1989)。

のような時期には、太陽の自転に伴ってコロナホールから放出される高速の太陽風が27日ごとに地球近辺に到達するので、27日の周期性を持った地磁気擾乱やオーロラ活動が現れることが知られている。

太陽表面に近い領域では磁場が強いのでプラズマの運動はより磁場に支配されていると考えられる。それ故、このような領域の磁場はforce free場を形成している。しばしばこの磁場はスカラーポテンシャルの場で近似される (*e.g.*, Hakamada, 1987)。また太陽から十分に遠ければ磁場は単にプラズマの運動に支配される訳で、この状態が上に述べた太陽風である。この両者の中間領域ではMaxwellの式と流体の式、エネルギーの式を厳密に解かなければならず、厄介な問題なのでまだ解かれていない。

5.3.2 太陽風の乱れ

上に述べたParkerの太陽風理論は、太陽風の基本的な特性をよく説明するもので、おおまかには正しいと考えてよい。しかし、その後の観測との比較では、新しい問題も指摘される。その一つは、Parker理論では、太陽風の加速は基本的にコロナのガス圧で行われるので、温度の低いコロナホールから速い太陽風が流れ出していることの説明に困難を来すことである。太陽近傍の磁場の強い領域での加速は今後の研究課題といえよう。

このように、太陽風の加速機構にはまだわからない点が多い。静的なコロナの圧力ではなく、太陽光球近傍から伝播するアルヴェン波で加熱・加速すると言う考えもある。このような問題を解く鍵は、まず、実際の太陽風がどのように加速されているのかを観測によって知る必要がある。前に述べた電波星からの電波のゆらぎの観測では、太陽により近い、大きなプラズマ密度の場所では周波数の高い電波を使わなければならない。理想的には、複数の周波数を同時に観測して、太陽に近いところからある程度はなれたところまでを同時に測定する必要がある。1995–1997年の三年間の、高速域からの太陽風を、南北それぞれ、0.1–0.3 AU と 0.3–0.9 AU にわけて、トモグラフィーの方法で求めた速度の平均値を Fig.5-13 に示してある。距離の代表値として0.2 AU 及び0.6 AU を考えれば、南北両半球でParkerの加速よりずっと大きいように見える。

太陽風の中にはさまざまな乱れがあって、太陽風の中に太陽系の外側からしみ込んでくる宇宙線などの、太陽系空間での荷電粒子の運動に影響を及ぼしている。また、大きな太陽フレアが起こると多量の高速のプラズマが放出されて、これがピストンとして作用して太陽風の中に衝撃波を伴って伝播する。このような衝撃波を伴うプラズマの雲は、地球周辺での典型的な磁気嵐を起こす現象として知られている。

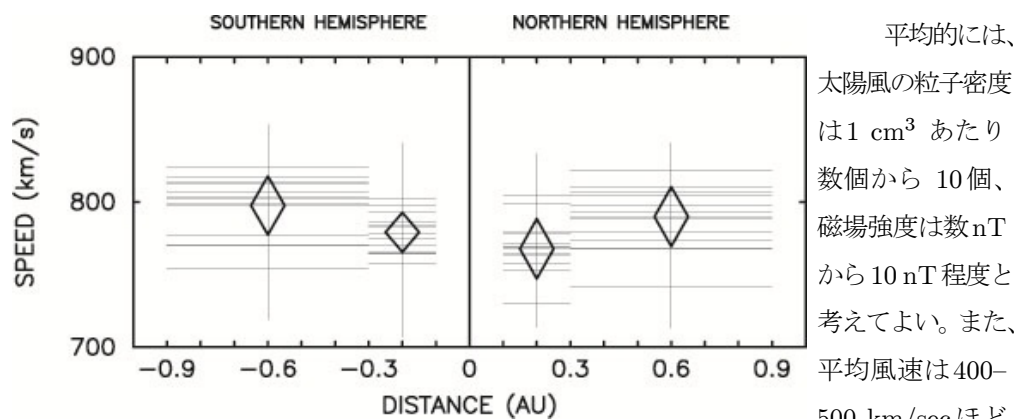


Fig.5-13 高速域太陽風の加速(速度変化)を示す観測
(Kojima *et al.*, 2004)。

平均的には、
太陽風の粒子密度
は 1 cm^3 あたり
数個から 10 個、
磁場強度は数 nT
から 10 nT 程度と
考えてよい。また、
平均風速は 400–
500 km/sec ほど
である。地球軌道
近傍 ($r=1 \text{ AU}$) で

このような太陽風の parameter が得られるためには、コロナ温度は 100 万–200 万度であればよく、これも平均的なコロナ温度に一致している。なお、太陽風のエネルギーはほとんどが粒子の bulk motion の運動エネルギーで、電磁エネルギーは平均して全体の 2 % 程に過ぎない。

5.3.3 太陽風と宇宙線

太陽風は乱れたスパイラル型の磁場を伴って常に外向きに流れている。この磁場のために、太陽系の外から太陽系に入り込んでくる、高エネルギーの荷電粒子、宇宙線粒子は常に乱れた磁場の散乱による外向きの摩擦力を受け、押し出されている。従って、太陽系空間における宇宙線分布は、外ほど大きく、内側で少ない。

一方、内側からは、太陽から、大きなフレア現象に際して、太陽宇宙線と呼ばれる高エネルギー粒子が放出され、地球に飛来する。地球の表面で直接粒子の増加が観測されるのがいわゆる太陽宇宙線現象で、これよりややエネルギーの低いプロトン、アルファ粒子、電子は極冠地方に飛来・入射して、淡い、不定形の、水素輝線の強いオーロラ、極冠グローオーロラを発光させる。これら粒子の地球磁場中での運動 (Størmer, 1955) と大気中への入射については後の章で述べる。

太陽風の bulk speed は地球軌道近傍で 400 km/sec 程度のことが多く、この速度は太陽風中の電子の熱運動速度、2000 km/sec よりは遅いがプロトンの熱運動速度 50 km/sec よりは圧倒的に速い。従って、太陽風がプロトンについても magnetize している (プロトンについても Alfvén 近似が成り立つ) と考えるには著しく無理がある。太陽風と

磁気圏の相互作用を考えるに際して、この点には十分注意しなければならない。境界において、太陽風の伝導度を通常の考えで見積もると大きな間違いを起こす可能性がある。

5.4 磁気圏の外部と内部

後に述べるように、オーロラ粒子は太陽風から磁気圏に入り込み、磁気圏で磁場エネルギーの変換によるものと思われる加速を受けて極地方の超高層大気中に入射する。磁気圏での粒子の加速や入射粒子の磁気圏中での運動を考えるためには、まず、磁気圏の形と内部の磁場構造を知らなければならない。

無衝突プラズマである太陽風プラズマの電気伝導度は著しく高い。従って、これが地球磁場の領域に流れて来ると、磁場と強い相互作用を示す。一般に、電気伝導度の高い連続流体が磁場に接すると、プラズマ接触面に電流が流れて、磁場が流体の内部にしみ込

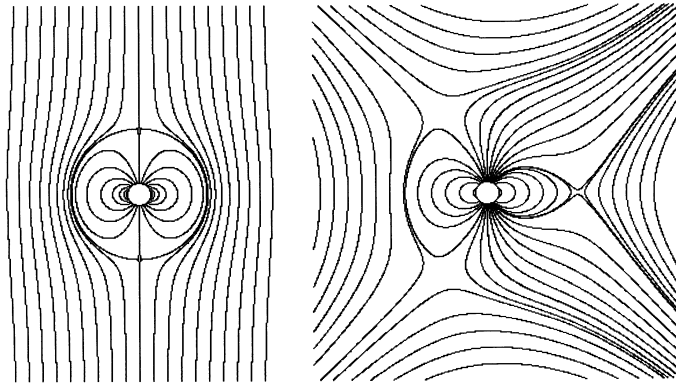


Fig.5-14 内部起源双極子に簡単な外部起源磁場を加えて磁気圏磁場を閉じ込める例。

左は外部 P_1^0 項を加えた場合、右は外部 P_1^0 項+ P_2^1 項の場合。

むの(磁場の拡散)を妨げる。別の見方をすれば、しみ込まない部分の磁場が接触面で磁場領域の方に反射されて、磁場領域の磁場が強められるとも言える。しかし、後に述べるように、実際には太陽風と磁気圏の境界には、低緯度においても、いわゆる低緯度境界層が存在して、接触面に有限の拡散が起こっていることを示している。

先ず始めに、簡単のために、地球の磁場を dipole として、この磁場がどのような条件で外部と切り離されるかを考えてみる。dipole 磁場は potential $V^i = M \cos \theta / r^2$ から、磁場の radial 成分、 θ 成分、 ϕ 成分は

$$H_r = \frac{2M \cos \theta}{r^3} \quad H_\theta = \frac{M \sin \theta}{r^3} \quad H_\phi = 0$$

これに potential $V^e = ar \cos \theta$ で表される外部磁場が加わると

$$H_r = \left(\frac{2M}{r^3} - a \right) \cos \theta \quad H_\theta = \left(\frac{M}{r^3} + a \right) \sin \theta$$

従ってここで、 $r^3 = \frac{2M}{a} = R_M^3$ ならば

$$H_r = 0$$

$$H_\theta = \left(\frac{a}{2M} M + a \right) \sin \theta = \frac{3a}{2} \sin \theta$$

となって、 $H_r = 0$ から dipole 磁場が外部と切り離されることがわかる。

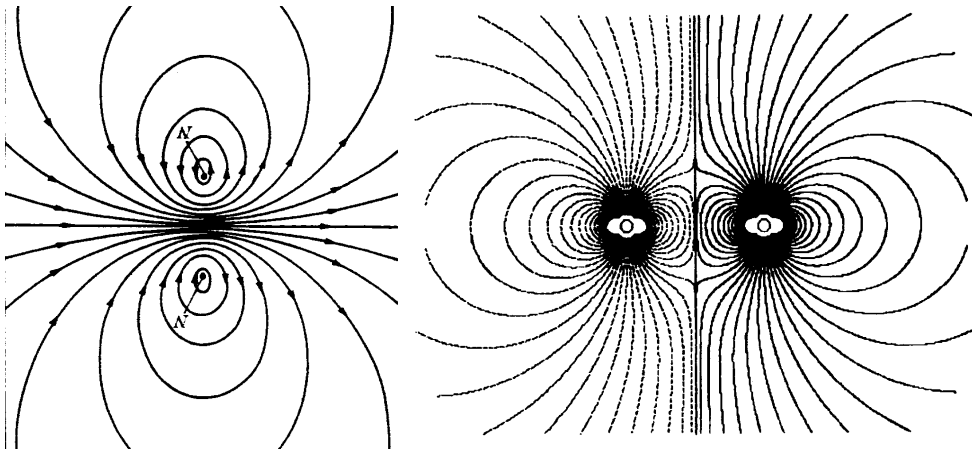


Fig.5-15 平面の magnetic mirror による双極子磁場の反射。境界面の渦電流 (左) と磁力線分布 (右)。磁場が境界に直交する所が渦電流の中心となる。

上のように、外部から一様磁場 (P_1^0 成分) がかかる時に得られる磁気圏は球形 (Fig.5-14 左) であまり实际的でないが、実際に似た境界で外部と内部とを分けようとすれば、一様な外部磁場 P_1^0 に P_2^1 成分を加えればよい (Fig.5-14 右)。ただし、当然、 P_1^0 以外の外部起源磁場は無限遠で発散するから、これでは実際の磁気圏を表現できない。

次に、dipole 軸に平行な平面状導体が dipole の横から dipole に近づく場合を考える。導体が平面だと、この平面は magnetic dipole に対して平面磁気鏡 (magnetic mirror) として作用する (Chapman and Ferraro, 1931)。平面に対して dipole の鏡像を考え、もとの dipole の磁場とその鏡像 dipole の磁場との重ね合わせを考えると、平面鏡の位置で磁場の normal component が消えて平行成分だけになり、磁場がしみ込まない (切り離される) ための境界条件を満たすことがわかる。この場合、平面鏡の表面を流れる電流

は二つの渦電流となって、二つの特異点が現れる。この二つの特異点では磁場は平面に垂直であって、磁場が導体面に及ぼす力がゼロになる。この点の近傍では磁場は著しく弱い。

上に述べた Fig.5-15 の場合には、dipole 磁場が平面鏡で反射した mirror image dipole を鏡像の位置においたのと全く同じことで、これを球面の場合に当てはめて考えれば、中心に置いた dipole 磁場を球面鏡で反射した像が一樣磁場なのだということができる。

もし境界(磁気鏡)を平面でなく放物面とすれば、dipole の鏡像は平面に置いた dipole の2次元配列で表現できる。Fig.5-17に見られるように、一つの dipole に鏡像の dipole の2次元配列と

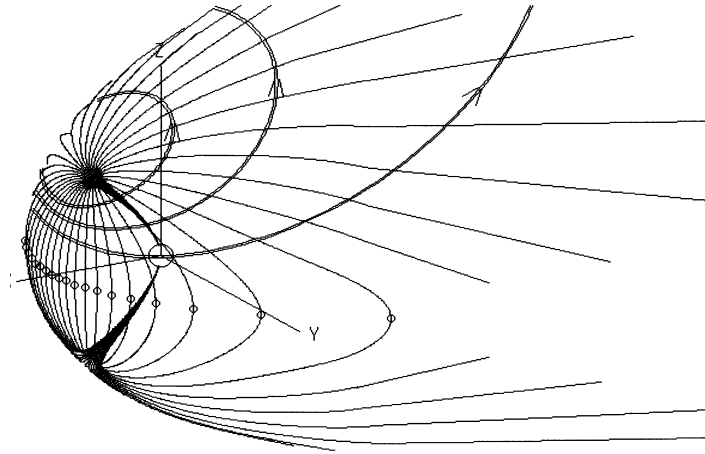


Fig.5-16 磁気圏表面を流れる Chapman-Ferraro の電流。
磁場が境界に直交する所が渦電流の中心となる。

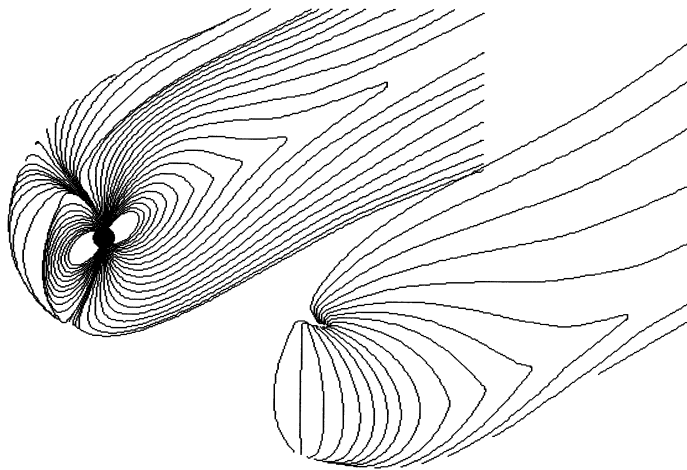


Fig.5-17 二次元の mirror dipole array と cross tail 電流を用いて実際に近い磁気圏磁場を表現することができる。

簡単な磁気圏尾電流の仮定によって、地球からあまり遠くない範囲ではかなり実際に近い磁気圏境界及び内部磁場分布が得られる。外部起源型の磁場を加えるのと違ってこの場合には加えるべき磁場はあくまでも鏡像が距離とともにその3乗で強度が減少する dipole 配列であるために Fig.5-

14の場合と違って無限遠における発散は起こらず、適当な磁気圏尾電流の磁場を加えることによって、磁気圏尾の磁力線の形や磁場強度も尤もらしい分布となる。いずれの場合にも、磁場が境界に直交する点は特異点で、境界を流れる電流はこの点を中心とする渦電流となる。

後に述べるように、磁場が鏡に直交する、渦電流の中心を通る磁力線領域は cusp と呼ばれ、これが電離層と交わるあたりでは、太陽風粒子が直接に磁気圏を通して電離層に進入できる。ここまでの範囲ではその位置は model dependent で実際との比較はあまり意味をなさないが、次に述べる外部磁場の実際的モデルにおいては、昼間側のオーロラとの関連で重要な場所である。

5.5 実際の地球磁気圏の形成

実際の太陽風では、太陽風と地球磁場の境界は平面にはならない。また、太陽風には磁場があるので、単なる高伝導度の流体という訳でもない。この種の境界を決めるのは、なかなか厄介な問題である。しかし、第一次近似として基本的には太陽風の圧力と磁気圏側の磁気圧力の平衡の問題と考えてよい。この問題は Chapman と Ferraro が 1931–1932 年に初めて考察したもので (Chapman and Ferraro, 1931, 1932)、当時は太陽風でなくビームと考えられていたが、彼らは太陽粒子ビームと地球磁場との相互作用によって境界面に電流が流れ、粒子が進入しない磁気 Cavity が出来ると考えた。これを記念して、磁気圏境界面電流を Chapman-Ferraro 電流 (C-F) と呼ぶことがある。この作用はマクロに見れば太陽風の動圧を磁場で支えることに対応する。

5.5.1 Maxwell の応力

電磁場の及ぼす力が弾性体の内部応力と同じ形の応力で表されることを示したのは Maxwell で、これが Maxwell の応力と呼ばれる。応力テンソルの一般形は

$$\begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{bmatrix}$$

ここに

$$T_{ij} = E_i D_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + H_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}$$

で表されるが、ここでの問題は磁場に限ろう。磁場の stress tensor は

$$\begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{bmatrix} = \frac{1}{\mu} \begin{bmatrix} B_x^2 - \frac{1}{2}B^2 & B_x B_y & B_x B_z \\ B_y B_x & B_y^2 - \frac{1}{2}B^2 & B_y B_z \\ B_z B_x & B_z B_y & B_z^2 - \frac{1}{2}B^2 \end{bmatrix}$$

で、磁極に作用する力 \mathbf{F} は磁極を取り囲む任意の閉曲面上での応力テンソルの積分で

$$F_x = \int_S \{T_{xx}(\mathbf{r})n_x(\mathbf{r}) + T_{xy}(\mathbf{r})n_y(\mathbf{r}) + T_{xz}(\mathbf{r})n_z(\mathbf{r})\}dS$$

$$F_y = \int_S \{T_{yx}(\mathbf{r})n_x(\mathbf{r}) + T_{yy}(\mathbf{r})n_y(\mathbf{r}) + T_{yz}(\mathbf{r})n_z(\mathbf{r})\}dS$$

$$F_z = \int_S \{T_{zx}(\mathbf{r})n_x(\mathbf{r}) + T_{zy}(\mathbf{r})n_y(\mathbf{r}) + T_{zz}(\mathbf{r})n_z(\mathbf{r})\}dS$$

と表される。ここに \mathbf{n} は曲面 S の単位法線ベクトルである。

いま磁力管の等磁位面 S に微小面積 δS_p を考えると、法線ベクトル \mathbf{n}_p は \mathbf{B} と平行だから

$$\mathbf{B} = B\mathbf{n}_p$$

となり、微小面 δS_p に働く力は

$$\begin{aligned} \delta F_{px} &= \frac{1}{2\mu} B^2 \{ (n_{px}^2 - n_{py}^2 - n_{pz}^2)n_{px} + 2(n_{py}^2 + n_{pz}^2)n_{px} \} \\ &= \frac{1}{2\mu} B^2 \{ (n_{px}^2 + n_{py}^2 + n_{pz}^2)n_{px} \} \delta S_p = \frac{1}{2\mu} B^2 \delta S_p n_{px} \\ \delta F_{py} &= \frac{1}{2\mu} B^2 \{ (n_{px}^2 + n_{py}^2 + n_{pz}^2)n_{py} \} \delta S_p = \frac{1}{2\mu} B^2 \delta S_p n_{py} \\ \delta F_{pz} &= \frac{1}{2\mu} B^2 \{ (n_{px}^2 + n_{py}^2 + n_{pz}^2)n_{pz} \} \delta S_p = \frac{1}{2\mu} B^2 \delta S_p n_{pz} \end{aligned}$$

で表わされる。

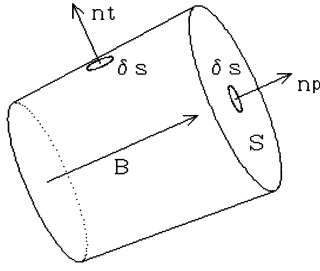


Fig.5-18 磁力管の応力。

従って全体としては

$$\frac{\delta \mathbf{F}_p}{\delta S_p} = \frac{B^2}{2\mu} \mathbf{n}_p$$

が成り立ち、 \mathbf{n}_p の方向、つまり磁場の方向に $B^2/2\mu$ の張力が働いていることがわかる。

また、磁力管の側面に微小面積 δS_t を考えると、そこでの外向き法線ベクトル \mathbf{n}_t は磁場と直交しているから

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_t = B_x n_{tx} + B_y n_{ty} + B_z n_{tz} = 0$$

よって

$$B_x B_y n_{ty} + B_x B_z n_{tz} = -B_x^2 n_{tx}$$

$$B_y B_x n_{tz} + B_y B_z n_{tx} = -B_y^2 n_{ty}$$

$$B_z B_x n_{tx} + B_z B_y n_{ty} = -B_z^2 n_{tz}$$

などが得られ、これらを $\delta \mathbf{F}$ に代入すると

$$\begin{aligned} \delta F_{tx} &= \frac{1}{\mu} \left\{ \frac{1}{2} (B_x^2 - B_y^2 - B_z^2) n_{tx} + B_x B_y n_{ty} + B_x B_z n_{tz} \right\} \delta S_t \\ &= -\frac{1}{2\mu} (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2) n_{tx} \delta S_t = -\frac{1}{2\mu} B^2 \delta S_t n_{tx} \\ \delta F_{ty} &= -\frac{1}{2\mu} (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2) n_{ty} \delta S_t = -\frac{1}{2\mu} B^2 \delta S_t n_{ty} \\ \delta F_{tz} &= -\frac{1}{2\mu} (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2) n_{tz} \delta S_t = -\frac{1}{2\mu} B^2 \delta S_t n_{tz} \end{aligned}$$

従って、

$$\frac{\delta \mathbf{F}_t}{\delta S_t} = -\frac{B^2}{2\mu} \mathbf{n}_t$$

が得られる。大きさは前の張力と同じであるが、これは力が外向き法線ベクトルと逆向きで、圧力であることが知られる。この圧力が太陽風を支える訳である。

5.5.2 圧力平衡

太陽風粒子の number density を n 、平均質量を m 、速度を u と置けば、太陽風に垂直な単位面積あたりの太陽風の動圧 p は

$$p = 2nm u^2$$

であり、これを支える磁気圏の磁気圧は $B^2/2\mu$ である。従って、磁気圏界面の法線と太陽風のなす角を χ とすると、この boundary を決める基本的な関係は、法線の反対側へ角度 χ で粒子が反射することを考えて

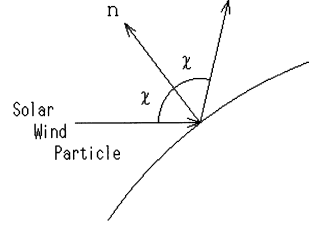


Fig.5-19 磁気圏界面と太陽風粒子の衝突。

$$p = 2nm u^2 \cos^2 \chi = \frac{B^2}{2\mu}$$

と書くことができる。

従って、磁気圏表面近傍の磁場強度は

$$B = \sqrt{2\mu p} = \sqrt{2\mu p_0} \cos \chi$$

$$p = p_0 \cos^2 \chi$$

$$p_0 = 2nm u^2$$

と表される。boundary normal の外向きの unit vector を \mathbf{n} 、太陽風速度の unit vector を \mathbf{v} で表せば、この関係はベクトル的には、

$$|\mathbf{n} \times \mathbf{B}| = -\sqrt{2\mu p_0} \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}$$

となる。ここに、 \mathbf{B} は磁気圏の圏界面のすぐ内側の B_{inside} で

$$\mathbf{B}_{inside} = \mathbf{B}_{dipole} + \mathbf{B}_{surface} = \mathbf{B}_{dipole} + \mathbf{B}_{plane\ mirror} + \mathbf{B}_{curv.\ correct.}$$

($= \mathbf{B}_{dp} + \mathbf{B}_{pm} + \mathbf{B}_{cc}$) である。この式を数値的に解けば boundary の形が決まる。

B_{pm} は plane mirror の効果であるから、boundary を通ると、この項は大きさは同じで符号を反転する。また、境界の外では磁場は遮蔽されるから

$$\mathbf{B}_{outside} = \mathbf{B}_{dp} - \mathbf{B}_{pm} + \mathbf{B}_{cc} = 0$$

よって

$$\mathbf{B}_{pm} = \mathbf{B}_{dp} + \mathbf{B}_{cc}$$

よって、 \mathbf{B}_{inside} は

$$\mathbf{B}_{inside} = 2(\mathbf{B}_{dp} + \mathbf{B}_{cc})$$

よって

$$|\mathbf{n} \times (\mathbf{B}_{dp} + \mathbf{B}_{cc})| = -\sqrt{\mu n m u^2} \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}$$

この式の数値解を求めるには次の手続きによる。まず、boundary の形を

$$r = R(\theta, \lambda)$$

とにおいて \mathbf{n} 、 $\mathbf{n} \times \mathbf{B}$ 、 $\mathbf{n} \cdot \mathbf{B}$ を $R(\theta, \lambda)$ の関数として表し、元の式に代入して $R(\theta, \lambda)$ のみたすべき方程式を作ってこれを数値的に求める。

ここで、 $B_{cc} = 0$ として形を決めるのが第一次近似である。積分の出発点は sub-solar point である。ここでは、第一次近似として plane boundary を用いれば (すなわち $b_c = 0$) ただちに解が求められて、

$$r_0 = \left(\frac{M}{\mu n m u^2} \right)^{1/6}$$

となり、 $r = R_0(\theta, \lambda)$ が得られる。boundary が決まれば、第一次の磁場、 $\mathbf{B} = 2\mathbf{B}_{dp}$ を使って電流 \mathbf{j} を

$$\mathbf{j} = \frac{2}{\mu} \mathbf{n} \times \mathbf{B}_{dp}$$

と計算し、これによって、次の step の B_{cc} を表面積分によって

$$\mathbf{B}_{cc} = \mu \int_S \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{r}'}{r'^3} dS$$

のように求められる。このようにして得られた \mathbf{B}_{cc1} を第二次近似の第 1 step の \mathbf{B}_{cc} に代入して、 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{dp} + \mathbf{B}_{cc1}$ を用いて $r = R_1(\theta, \lambda)$ を求め、求められた boundary を使って電流 \mathbf{j} から B_{cc} の第二次近似を求めて再び第三次近似の第一 step に戻る。このような逐次近似によって boundary の形を決めることができる (Mead, 1964)。

上に述べた手続きで磁気圏境界の形を求めることができるが、この取り扱いからわかるようにこれでは磁気圏の内部の電流は考慮されていない。磁気圏内部の電流を考慮してしかも太陽風の圧力による磁気圏の変形を議論するには、大型、高速の計算機シミュレーションによるしかない。

実際の観測によって磁気圏の形やその前面の bow shock の形が得られている。平均的に太陽側磁気圏境界面のすぐ内側で、磁気圏側の磁場強度は 60–70 nT 程である。

この磁場圧力が太陽風の動圧を支えている。これに対して、太陽風中の磁場強度は 10 nT 程度である。従って、一般に太陽風のエネルギー密度においてはプラズマ粒子の bulk motion の kinetic energy 密度が圧倒的に大きく、磁場のエネルギー密度は数十分の一に過ぎない。太陽風のダイナミクスを考えると、この点は十分注意を要する。現実には Parker (1958) の太陽風モデルにおいては、磁場の及ぼす力は全く考慮されていないのに、実際に近い値の分布を与えている。磁場は粒子に流体的連続性をもたせる上では決定的に重要だが、ダイナミクスには影響しないと考えるのが自然であろう。この点については、後に、太陽風から磁気圏へのエネルギー輸送の所でもう一度触れる。

5.6 へさきの衝撃波 Bow Shock

太陽風の代表的な密度、温度、磁場強度では、音速も Alfvén 波速度もともに 100 km/sec 程度である。これに対して太陽風速度は 300 km/sec 以上で、常に超音速、超 Alfvénic である。従って、磁気圏の前面には常に衝撃波 Bow Shock が付随している。衝撃波では密度が局所的に増大し、そこで音速が局所的に増大する。音速は

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$$

ここに γ は比熱比である。変化が断熱的ならば、 $p \sim \rho^\gamma$ だから

$$v_s \sim \sqrt{\gamma \rho^{\gamma-1}}$$

ここに $\gamma > 1$ であるから、密度 ρ とともに音速 v_s も増大する。このため、圧縮波のピークは、前を行く波に追いついて、波の前面をますます急峻にする。極端に急峻になると断熱的でなくなり、粘性や熱伝導が効くようになる (エントロピーが増大する)。

5.6.1 衝撃波条件

まず、簡単のために Fig.5-20 のような一次元の衝撃波を考える。

$B = 0$ なら、連続の式は

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0$$

運動方程式は

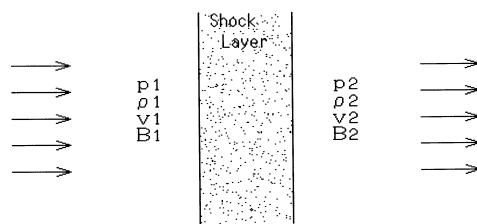


Fig.5-20 情報伝達の境界を境にして上流、下流側に物理量の飛びが起こる。

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \zeta \frac{\partial v}{\partial x}$$

エネルギー保存は

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho v \left(\frac{v^2}{2} + E \right) \right\} - \frac{4}{3} \zeta v \frac{\partial v}{\partial x} - K \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

で与えられる。

ここに E はエンタルピーで $E = U + PV$ 、第2項は粘性による散逸で ζ は動粘性係数、第3項は heat conduction によるロスで K は熱伝導率である。これらの式を boundary を横切って積分し、boundary layer の外では x 依存性が消える (x に対して一様) とすれば、ショックをはさんで境界の上流側1および下流側2に対して連続の式から

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$$

運動方程式から

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2$$

エネルギー保存式から

$$\frac{v_1^2}{2} + \frac{\gamma p_1}{\rho_1(\gamma-1)} = \frac{v_2^2}{2} + \frac{\gamma p_2}{\rho_2(\gamma-1)}$$

の関係が得られる。いま、 $X = \rho_2/\rho_1$ 、 $Y = p_2/p_1$ と置くと $v_1/v_2 = X$ となる。ここで $M = v/v_s$ と表すと、運動方程式から

$$M_1^2 \left(1 - \frac{1}{X} \right) = \frac{Y-1}{\gamma}$$

が得られ、エネルギー保存式から

$$M_1^2 \left(1 - \frac{1}{X^2} \right) = \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{Y}{X} - 1 \right)$$

が得られる。この二つの式から Y を消去して X について解くと、 $X=1$ の trivial な解を除いて

$$X = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2+2}$$

$$Y = \frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} = \frac{(\gamma+1)v_1 - (\gamma-1)v_2}{(\gamma+1)v_2 - (\gamma-1)v_1}$$

が得られる。 $p_1 > 0$ 、 $p_2 > 0$ だから上式から

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} < \frac{v_2}{v_1} < \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}$$

の条件が求められる。

これらの取り扱いを電磁流体に拡張するには、流体の圧力に磁場の圧力 $B^2/2\mu$ を加え、内部エネルギーに $B^2/\mu\rho$ を加えればよい。こうして、電磁流体に拡張されたランキン・ユゴニオの式は

$$\begin{aligned}\rho_1 v_1 &= \rho_2 v_2 \\ \rho_1 v_1^2 + p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu} &= \rho_2 v_2^2 + p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu} \\ \frac{v_1^2}{2} + \frac{\gamma p_1}{\rho_1(\gamma - 1)} + \frac{B_1^2}{\mu\rho_1} &= \frac{v_2^2}{2} + \frac{\gamma p_2}{\rho_2(\gamma - 1)} + \frac{B_2^2}{\mu\rho_2}\end{aligned}$$

と書き換えられる。これでは式の数が多いが、第4の式は磁場を含む式で

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}$$

から一次元では

$$\frac{\partial}{\partial x}(Bv) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu\sigma} \frac{\partial B}{\partial x} \right)$$

と表され、この式を boundary を貫いて積分すれば、層外では $\frac{\partial}{\partial x} = 0$ だから、最終的に

$$B_1 v_1 = B_2 v_2$$

が得られる。ここで

$$X = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{B_2}{B_1}$$

$$Y = \frac{p_2}{p_1}$$

$$N^2 = \gamma M_1^2 = \gamma \frac{v_1^2}{v_{s1}^2}$$

$$\beta_1 = \frac{B_1^2}{2\mu p_1^2}$$

と置くと運動量保存から

$$N^2 \left(1 - \frac{1}{X}\right) = Y - 1 + \beta(X^2 - 1)$$

が、また、エネルギー保存から

$$N^2 \left(1 - \frac{1}{X^2}\right) = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{X}{Y} - 1\right) + 4\beta(X - 1)$$

が得られる。これら二つの式から Y を消去して X について解くと

$$\beta(2 - \gamma)X^2 + \{\gamma(\beta + 1) + \frac{1}{2}(\gamma - 1)N^2\}X - \frac{1}{2}(\gamma + 1)N^2 = 0$$

の形にまとめられる。 $X > 1$ だから、上の式から

$$\frac{1}{2}(\gamma + 1)N^2 > \beta(2 - \gamma) + \gamma(\beta + 1) + \frac{1}{2}(\gamma - 1)N^2$$

という不等式が得られ、よって

$$N^2 > 2\beta + \gamma$$

となり、これから

$$v_1^2 > v_{A1}^2 + v_{s1}^2$$

が得られる。ここに

$$v_{A1} = \frac{B_1}{\sqrt{\mu_0 \rho_1}}$$

$$v_{s1} = \sqrt{\frac{\gamma p_1}{\rho_1}}$$

である。「泰山鳴動して鼠一匹」の感じがしないでもないが、これが磁気流体における衝撃波条件である。

5.6.2 実際の衝撃波

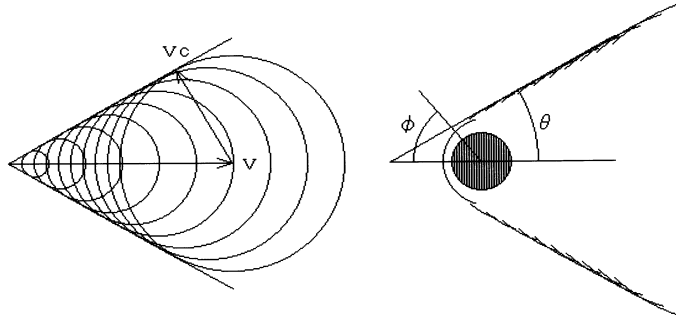


Fig.5-21 マッハの円錐 (左) と先端衝撃波の構造 (右)。

実際の磁気圏は三次元の構造体であり、衝撃波も三次元構造をもつ。いま、磁気圏の前部を小さな球と考えれば、球から十分遠方では、その小さな球を中心とする球形の圧縮波が Fig.5-21 左に見られるように、hybrid velocity $v_c (= \sqrt{v_{s1}^2 + v_{A1}^2})$ で広がりながら流れの速度 v で流されていくので、その包絡波面は小さな球を頂点とする円錐形となり、そのマッハ角 θ は

$$\sin \theta \simeq \frac{1}{M}$$

で与えられる。ここに M は hybrid velocity v_c によるマッハ数である。この包絡面はマッハ波と呼ばれ、衝撃波と区別される。

球面近く、マッハ波の先端に近い部分では、球面から離れて球面を取り囲むように衝撃波が現れる。いま、球面の半径を r_0 とすれば、衝撃波の形は Fig.5-21 右のようにマッハ波に漸近する双曲面で近似され、球の中心から衝撃波面までの距離 r は、正面からの離角を ϕ として

$$\frac{r}{r_{so}} \simeq \frac{1 + \sec \theta}{1 + \sec \theta \cos \phi}$$

で与えられる。ここに $\Delta r = r_{so} - r_0$ は shock の正面までの距離 (stand-off distance) である。流れが supersonic、superAlfvénic つまり情報伝達速度より流速の方が速いにも関わらず衝撃波正面が球面から離れて前方に存在するのは、正面では衝撃波下流の流速が亜音速になるとともに圧縮が大きく、その部分で hybrid sound velocity が流れの速度を超えるからである。

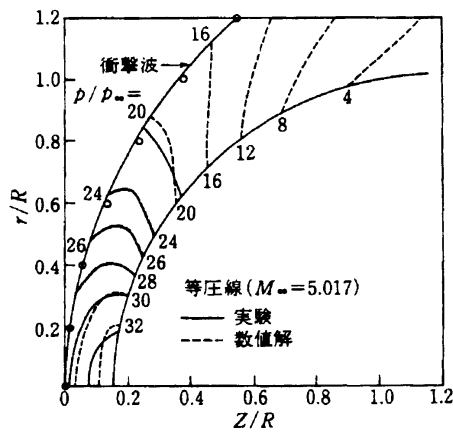


Fig.5-22 球形体周辺の衝撃波、Mach 数 5。

超音速流の厳密な取り扱いとは理論的には困難で、衝撃波面の形も実験や数値的解析の結果として知られているに過ぎない。Fig.5-22 に、球に Mach 数 5 の超音速流が当たる時の衝撃波面および衝撃波面から後ろの圧力分布を、実験および数値解析の結果 (e.g., Hayes and Probstein, 1959; Moretti and Abbett, 1966) を示してある。

衝撃波正面までの距離は衝撃波後面の速度、圧力、温度の分布で決まり、近似的に

$$r_{so} - r_0 \simeq \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{(\gamma + 1)M^2} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{8\gamma - 1}{3\gamma + 1} + 3\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} \right) r_0$$

で与えられ、マッハ数 M の大きい極限 ($\theta \rightarrow 0$) では

$$r_{so} \simeq 1.18r_0 \sec \theta = 1.18r_0 \frac{M}{\sqrt{M^2 - 1}}$$

となって、断熱変化では $1.18r_0$ 程度の値をとることが期待される (e.g., Kellogg, 1962; Axford, 1962)。実際の磁気圏では通常、衝撃波は磁気圏の先端より約 $2 R_E$ 離れており、この値が M 値にして 3 以上の値に対して妥当であることが知られる。いままで人工衛星観測で知られている地球磁気圏前面の bow shock および magnetopause の形は Fig.5-23 に示す通りである。

衝撃波 (bow shock) に関して注意すべき点は、shock の内側の、magnetosheath と呼ばれる領域の磁場が著しく乱れている点である。Fig.5-24 にその一例を示すが、これは、supersonic、superAlfvénic な流れが磁場の壁に衝突するのであるから、乱れが起こるのは流体力学的には当然のことである。注意すべきことは、エネルギー密度の大小で、太陽風のエネルギー密度の大部分は流体としての運動エネルギーで、磁場のエネルギー密度は数十分の一に過ぎないという点である。

このような条件のもとでは、太陽風の磁場がどちらを向いているかはダイナミクスには大きな影響を及ぼし得ず、衝撃波の擾乱はほとんど流体力学的に決ってしまって、磁場はただ、流体力学的乱れに応じて乱れるに過ぎないと考えられる。実際、図に見られるように、平均磁場の向きの成分 (p 成分) でも値が負になることもあって、揺らぎの大

きさはその平均値の数倍も大きく、従って、磁場についての線形的な取り扱い是不可能である。この状態では、衝撃波が quasi-parallel であるかあるいは quasi-perpendicular かといった違いはあまり大きな意味を持たない。また、このような状態は、後に述べる、太陽風磁場と地球磁場とのいわゆる融合の考えについても大きな制約を与える。

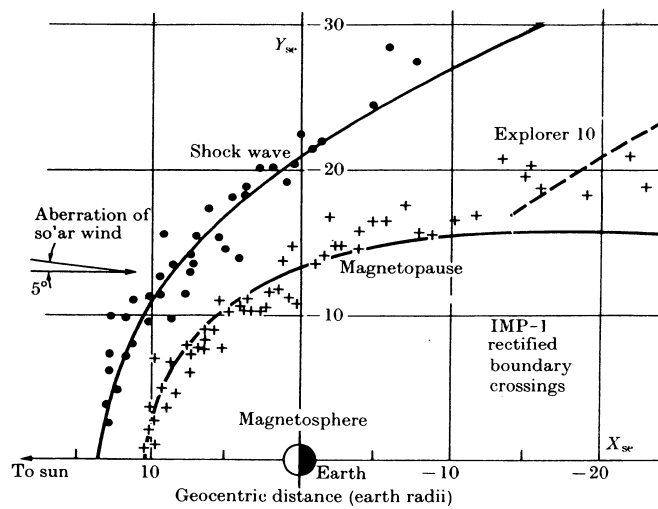


Fig.5-23 地球磁気圏前面の bow shock (黒丸) と magnetopause の実測 (cross)。Nov. 1963 – April 1964, IMP-1 の観測による (Ness *et al.*, 1964)。

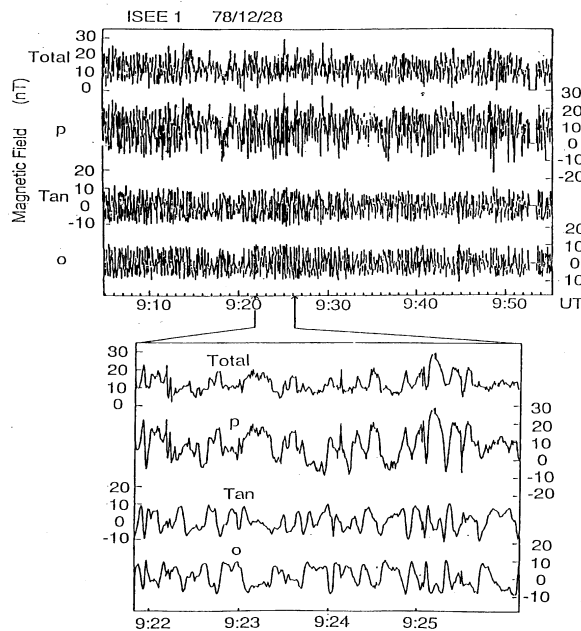


Fig.5-24 Magnetosheath 中の磁場の揺らぎ。p は平均磁場の方向の成分、Tan は p に直交する、Magnetopause の接平面上の成分、o は上の両者に直交する成分 (Higuchi, 1989)。

磁気圏に太陽風が衝突する正面では、いわゆる stagnation point で、流れの速度はゼロの点が存在する。この点から境界沿いに後流側に流れは次第に加速して、最終的には再び太陽風速度に近づいていく。この加速の原因は、一部はプラズマの圧力勾配であり、一部はシース中の電流と磁場の $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ と考えられる。後者についてはシース中には磁気圏を含む大規模の電流が存在するはずだからである。この点については後の章で議論する。

5.7 磁気圏の磁場構造—ポテンシャル場

n	m	$g_n^m r_0^{n+2}$	n	m	$g_n^m r_0^{n+2}$
1	0	-0.2511	5	0	0.0057
2	1	0.1214	5	2	-0.0108
3	0	-0.0072	5	4	-0.0010
3	2	-0.0233	6	1	-0.0013
4	1	0.0240	6	3	0.0019
4	3	0.0016	6	5	0.0004

Table 5-1 Mead の求めた地球磁気圏磁場の
ガウス係数。

後に述べるように、磁気圏の
磁場構造は磁気圏でのプラズマ現
象を明らかにする上で本質的な意
味をもっている。二次元の現象の
時間発展がわかる電離圏現象と磁
気圏現象をつなぐのが磁力線だか
らである。磁気圏のプラズマパラ
メーターを測定する人工衛星では
現象の時間変動と空間構造を分離

できないので、この物理的意味はきわめて大きい。

第 5-5 節で述べた取り扱いでは、電流は boundary の上にしか存在しないから、磁気圏内部の磁場はスカラーポテンシャルの場である。既に述べたように、この磁場は地球からみれば外部起源の磁場として

$$\mathbf{B}^e = -\nabla V^e$$

$$V^e = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n a \left(\frac{r}{a} \right)^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta)$$

と表すことができる。この近似のもとに観測からガウスの係数を決めると Table 5-1 のような値が得られる。地表での南向きの一様磁場強度は

$$H_b = - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_e}{\partial \theta} \right)_{r=r_0} \sin \theta \quad \text{nT}$$

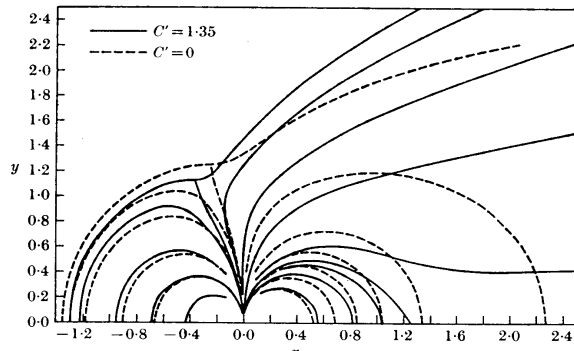


Fig.5-25 Mead(点線)とMead-Fairfield(実線)のモデル。

で、もし $r_0 = 10R_E$ なら
 H_b は地球周辺で 25 nT と
なる。

これが Mead (1964) の
モデル (Fig.5-25 の点線) で、
このモデルに薄い平板シート
状の cross-tail current の磁
場効果を加えたものが Mead-
Fairfield (Mead and Fairfield,

1975) のモデルと呼ばれるものである (Fig.5-25 の実線)。Mead のモデルは potential 場で磁気圏内部に存在する電流の効果を全く含まないモデルであり、また、Mead-Fairfield のモデルでは Tail の構造は実際に近くなるが、電流の与え方には任意性がのこり、いずれもよい定量的モデルとは言えない。

Olson-Pfitzer (Olson and Pfitzer, 1974) モデルも似たようなモデルで、加える電流として平板シート電流のかわりにソレノイド状の磁気圏尾電流を考えたものである。この場合にも電流の与え方は任意で定量的モデルとは言えない。

5.8 Tsyganenko の外部磁場モデル

外部磁場について、上に述べたのと全く別の取り扱いが Tsyganenko and Usmanov (1982) 及び Tsyganenko (1987, 1989) によって行われている。彼らのモデルはいろいろに使われることも多く、確かに有用ではあるが使い方によっては問題点も大きいので、ここで少し詳しく解説しておこう。

これらのモデルでは、磁気圏内の電流、すなわち、赤道環電流、磁気圏尾電流、および境界面電流を尤もらしい形の分布で与えた上で、級数展開部分を残してそこに自由度を与え、その展開係数を IMP および HEOS 衛星の観測に基づいて最小自乗法で決める、という semi-empirical な方法が用いられている。従って前に述べた Mead-Fairfield や Olson-Pfitzer のモデルに比べれば、ずっと観測に即したモデルといえることができる。しかし、後に述べるように、この場合にも、もともと、適当な仮定に従って、赤道環電流と磁気圏尾電流の空間分布を与えているので、そのことに由来するさまざまな問題が残っている。

このモデルは観測に基づいたモデルとして広く使われているが、使い方を誤る、あるいは限界の外で使うと大きな間違いを起こす危険がある。また逆に、往々このモデルが統計モデルであるという理由で実際の磁場構造を示すものでないと言う人がいるが、これも間違いである。統計モデルは十分に意味をもっている。問題は統計モデルにあるのではなく、その使い方にある。以下、代表的に Tsyganenko-Usmanov のモデルを用い、問題点を含めて簡単に説明する。

5.8.1 Ring Current の磁場

Axially symmetric で dipole 軸に平行に Z 軸をとり、vector potential A を $A(0, A_\phi, 0)$ とする。Cylindrical coordinates ρ, ϕ, z 、を使って

$$A_\phi = C\rho(\rho^2 + z^2 + 4\rho_0^2)^{-3/2}$$

と置く。() 内の始めの2項は dipole 磁場を与え、第3項は、 $\rho = 0, z = 0$ における A_ϕ の singularity を消している。十分に遠方、 $\rho \gg \rho_0, z \gg \rho_0$ では、この表現は dipole に近い磁場を与え、近似的に電流のないポテンシャル磁場となる。一方、

$$r = \sqrt{\rho^2 + z^2} \leq 2\rho_0$$

では、 ρ_0 を特性半径として axisymmetric なリング状の連続分布の電流を与える。ここで $\rho' = \rho/\rho_0, z' = z/\rho_0$ と置くと、上の式から

$$B_\phi = 12B_0 \frac{\rho' z'}{(\rho'^2 + z'^2 + 4)^{5/2}}$$

$$B_z = 4B_0 \frac{2z'^2 - \rho'^2 + 8}{(\rho'^2 + z'^2 + 4)^{5/2}}$$

が得られる。前の式の C は B_0 、即ち ring current による地球の中心での磁場の減少で表される。この式で表される電流分布、すなわち $\nabla \times \mathbf{B}$ は Fig.5-26 のようなものである。Fig.5-26 でわかるように、電流 \mathbf{j} の極大は $\rho \sim 0.8\rho_0$ に現れる。

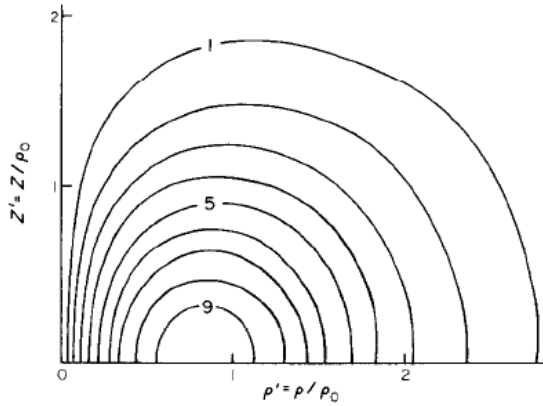


Fig.5-26 磁場モデル中で与えられる ring current の分布 (Tsyganenko and Usmanov, 1982)。

ΔB_z は負で、絶対値は地球にむかって大きくなり、これは Sugiura and Poros (1973) が示した磁場強度の dipole からの deviation、 ΔB 、の観測の傾向と一致する。ここで使う parameter は B_0 と ρ_0 だけで、ring current のモデルとしてはごく簡単なものであるが有用なモデルである。

5.8.2 Cross-Tail Current の分布の仮定

このモデルでは、Cross-Tail Current は磁気赤道面にあつて、 y 軸に平行な直線状 current filament の合成として与えられる。Current を $x = x_0$ に置いたときに、その周辺の磁場分布が axially symmetric で、電流分布の特性長 D に対して $R \ll D$ では $dB \propto R$ 、 $R \gg D$ では $dB \propto 1/R$ となる形を考え(もし $R < D$ 、 $R > D$ で同じ条件なら軸に沿った円柱内の一様電流)、 dB を

$$dB \sim \frac{R/D}{1 + (r/D)^2} = D \frac{\{(x - x_0)^2 + z^2\}^{1/2}}{(x - x_0)^2 + z^2 + D^2}$$

という形で与える。どんな電流分布になるのかは、この式の rotation をとってみればわかる。今、 $I(x_0)$ という分布(電流分布に対応する)を考えると、この電流による磁場成分、 dB_x 、 dB_z は

$$dB_x = \frac{2I(x_0)}{c} \frac{z}{(x - x_0)^2 + z^2 + D^2} dx_0$$

$$dB_z = -\frac{2I(x_0)}{c} \frac{x - x_0}{(x - x_0)^2 + z^2 + D^2} dx_0$$

と書くことができる。電流全体(板状分布)の磁場は、これらの式を電流の内側の境界 $x = x_N$ から外側の境界 $x = x_F$ まで x_0 について積分すれば得られる。

遠磁気圏尾、 $x_{GSM} < -20R_E$ では観測は少ないので、下に示すように $I(x_0)$ の形を線形と仮定する。すなわち

$$I(x_0) = \frac{c}{2\pi} B(x_0) = \frac{c}{2\pi} \left\{ B_N + \Delta B \frac{x_0 - x_N}{S} \right\}$$

ここに $S = x_N - x_F$ である。

この電流(磁場)は y 方向には無限に延びている形だから、磁気圏の dawn および dusk の境界付近では実際の分布に適合しない。これを尤もらしい形に modify するために、上に述べた dB_x 、 dB_z のそれぞれの右辺に適当な y の even function を掛けて、 B が $y = 0$ で最大、 $y \rightarrow \infty$ で $B \rightarrow 0$ となるようにし、かつ、scale width が $y \sim 15R_E$ 程度になるように決める。全体の電流の flow line は ring current を含めて、Fig.5-27 のように尤もらしい形になっていることがわかるが、式からわかるようにこの磁場には y -成分はない。あくまでも $\mathbf{j} \parallel y$ である。

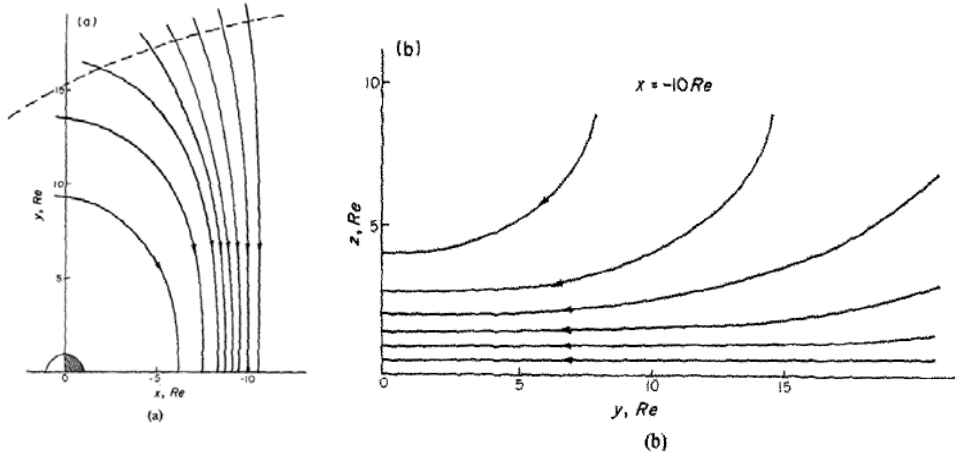


Fig.5-27 磁場モデル中で与えられる tail current の流線分布 (Tsyganenko and Usmanov, 1982)。 (a) は赤道面内、(b) は磁気圏尾部を輪切りにした面内の平面図。

この取り扱いからわかるように、この形式は $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を満たしてはいるが、 $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ は満たしていない。もちろん電流は tail current だけで閉じる必要はなく全体で閉じればよい訳だが、先に述べた ring current と、また、このあとに述べる magnetopause current とも接続の条件を充たす取り扱いをしていないので、電流は全体としても $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ を満たしていない。

上式を x_0 で積分して、

$$B_x = \left[\frac{z}{\pi(z^2 + D^2)^{1/2}} \left\{ B_N - (x_N - x) \frac{\Delta B}{S} \right\} F(x, z) + \frac{\Delta B}{2\pi S} z G(x, z) \right] f(y)$$

$$B_y = 0$$

$$B_z = \left[\left\{ B_N - (x_N - x) \frac{\Delta B}{S} \right\} \frac{G(x, z)}{2\pi} + \frac{\Delta B}{\pi} \left\{ 1 - (z^2 + D^2)^{1/2} \frac{F(x, z)}{S} \right\} \right] f(y)$$

ここで

$$F(x, z) = \tan^{-1} \sqrt{\frac{x_N - x}{(z^2 + D^2)^{1/2}}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{x_N - x - S}{(z^2 + D^2)^{1/2}}}$$

$$G(x, z) = \ln \left\{ \frac{(x_N - x)^2 + z^2 + D^2}{(x_N - x - S)^2 + z^2 + D^2} \right\}$$

$$f(y) = \frac{1}{1 + (y/\Delta y)^2}$$

\mathbf{B} の rotation をとって電流の分布を描いてみると尤もらしい分布であるが、これは $B_y = 0$ という限定から導かれているので一般的とは言えない。

5.8.3 Ring Current 及び Cross-Tail Current に及ぼす Dipole Tilt の効果

このモデルに於いては (1) Ring Current の分布は常に Dipole Axis に準拠しており、(2) Cross-Tail Current の位置は Z 方向に

$$z_s = r_H \sin \psi$$

だけずらす。ここに ψ は tilt angle、 r_H は hinging distance である。

すなわち、電流面は、距離 r_H の外では GSM 座標の $x-y$ 面に対して z_s だけシフトする。よって、 $\psi = 0$ のときの B_x 、 B_z の中の z を $z_r = z - z_s$ で置きかえればよい。

5.8.4 Magnetopause Current およびその他の電流の磁場

これらの電流の磁場を表現するのにこのモデルでは、 y 、 z に関する多項式を用いる。また、夜一昼の非対称を表現するために、 $\exp(x/\Delta x)$ という factor を用いる。座標系は Solar Magnetic Coordinate (MG) で、実際の形としては

$$\begin{aligned} B_x &= z \left\{ a_1 + a_2 \exp\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \right\} + \sin \psi \left\{ a_3 + a_4 \exp\left(\frac{x}{\Delta x}\right) + a_5 y^2 + a_6 z^2 \right\} \\ B_y &= yz \left\{ b_1 + b_2 \exp\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \right\} + y \sin \psi \left\{ b_3 + b_4 \exp\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \right\} \\ B_z &= c_1 + c_2 \exp\left(\frac{x}{\Delta x}\right) + y^2 \left\{ c_3 + c_4 \exp\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \right\} + z^2 \left\{ c_5 + c_6 \exp\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \right\} + \\ &\quad + z \sin \psi \left\{ c_7 + c_8 \exp\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \right\} \end{aligned}$$

と置いたものが使われている。これらは 19 の parameter を含んでいるが、このうち、 Δx は scale parameter で、係数は 18 個である。また、この 18 個全部が独立というわけではない。 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ によって、上式から

$$\frac{a_2}{\Delta x} + b_2 + 2c_6 = 0$$

$$\frac{a_4}{\Delta x} + b_4 + c_8 = 0$$

$$b_1 + 2c_5 = 0$$

$$b_3 + c_7 = 0$$

が得られるので、独立の linear parameter (coefficient) は 14 個となる。

上記3つの Ring Current、Cross-Tail Current、Magnetopause Current の全体は 14 個の parameter で決まる。これらの parameter を決めるために、IMP 衛星、HEOS 衛星の観測値と比較して、最小自乗法、

$$\sigma = \left[\frac{\sum_{j=1}^N \{B_{mod}^{(j)} - B_{exp}^{(j)}\}^2}{N} \right]^{1/2} \rightarrow minimize$$

で決められる。このモデルは上に述べたように観測に refer したモデルとして広く利用されているが、すでに、折にふれて注意したように、さまざまな問題を含んでいる。このモデルは有用だが、その使い方には十分の注意を要する。

Tsyganenko-Usmanov

のモデル (Tsyganenko and Usmanov, 1982)、Tsyganenko のモデル (Tsyganenko, 1987; 1989) の相違は概ね以下の通りである。まず、Tsyganenko-Usmanov (1982) のモデルは、Dayside Magnetosphere に適用されるもので、Dayside Magnetosphere をよく表現する。高緯度の磁気圏境界面近傍の磁場測定 (Haerendel *et al.*, 1978) によれば、

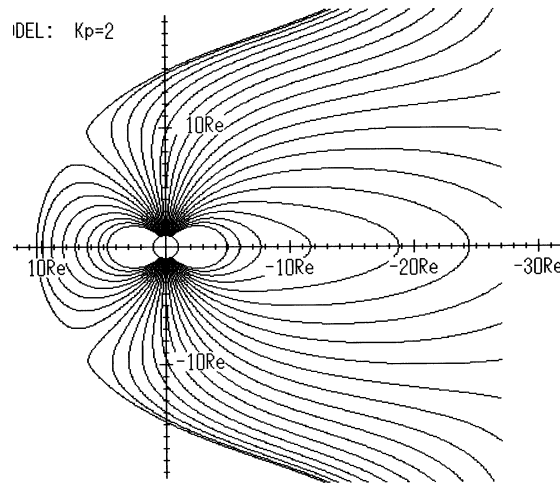


Fig.5-28 Tsyganenko-Usmanov の外部磁場モデル。

表面での磁場は Fig.5-29 に示すように、高緯度の一点に収束する。この観測結果と Fig.5-28 に示した、磁気圏表面近傍の磁場を見比べて欲しい。Fig.5-28 の磁場は Tsyganenko-Usmanov (1982) の磁場モデルに従って描いたもので、これと Fig.5-29 の実測に基づく磁場の向きの分布とはよく一致していることがわかる。しかし、このモデルは、Tail、特に $X < -10R_E$ に於いては実際をよく表さない。このことは、Fig.5-28 のプロットで、 $X < -10R_E$ で磁力線が外側に (上下に) 反って、実際と逆の形になっていることから知られる。

この問題点を解消し、磁気圏境界の電流及び Tail の電流分布を統計的平均に近づけるようにして分布を変えたものが Tsyganenko (1987) モデルであるが、表面電流と Tail 電流の与え方が consistent でないために、表面の磁力線、特に、近い Tail の脇腹の磁力

線に著しく不自然な部分がある。地球に根元を持つ磁力線領域から、いきなり地球に根

元を持たない磁力線領域に移り変わるので、地球に根元をもつ磁力線が赤道面を貫くところで磁気圏表面(赤道)を定義していくと、その形は奇妙なもの(イカの耳のような形)になることがわかる。この不都合は Tsyganenko (1989) モデル (Fig.5-30) ではやや改善されているが完全ではない。

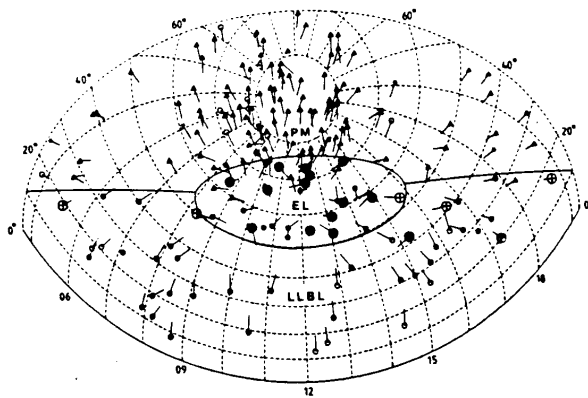


Fig.5-29 磁気圏境界面近傍の実測磁場の向きの分布 (Haerendel *et al.*, 1978)。

なお、Tsyganenko

(1987) と Tsyganenko (1989) との違いは前者の Tail 電流が平面的に与えられているのに対して後者では曲がった Tail 電流を与えている点である。いずれにせよ、Tsyganenko モデル (1987, 1989)

では、Tail の磁場をもっともらしく表現することに重点をおいているが、そのために、Dayside Magnetosphere および近い Tail の表現は Tsyganenko-Usmanov (1982) モデルよりかえって不自然になっているように思われる。Tail の磁場はもともとプ

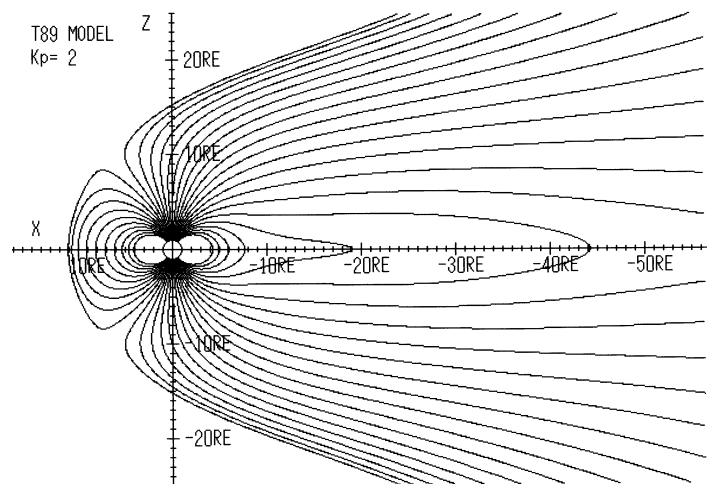


Fig.5-30 Tsyganenko (1989) の外部磁場モデル。

ラズマの存在によって変形し、支えられているので、粒子の注入とロスモデルが与えられて、そのモデルと consistent な磁場分布が与えられるのでなければ、恣意性の強い電流を与えても尤もらしい磁場が得られる筈もない。Tail の磁気中性面付近の磁場は、こ

ここに述べたどのモデルでも信頼性が低いのは当然で、致し方ない。

5.9 磁気圏カスプ、オーロラオーヴァル、磁気共軌点

上のモデルのように、磁気擾乱に応じて外部磁場が与えられれば、磁場が圏界面に直交する磁気圏昼間カスプが磁気擾乱によってどう変わるのかをモデルによって調べることができ、これを実際の観測と比較することもできる。また、全体の磁場構造と比較することによって、オーロラオーヴァルが磁場構造とどう関わっているかなどの議論も可能になる。更に、磁場の南北対称性から、共通の磁力線で結ばれるいわゆる磁気共軌点の見積もりが可能になり、南北のオーロラの対称性や、オーロラの現れる場所などが、全体の磁場の構造とどのように関わっているかを見ることが出来る。

5.9.1 磁気圏昼間カスプの緯度変化

上に述べたモデルはすべて地磁気活動度、即ち地球磁気圏の擾乱の度合い毎に分類して最小自乗法を適用してパラメータを決めているので、先に触れた cusp の位置、即ち太陽風から粒子が直接に入射してくる場所を擾乱の度合いを変数にして調べることができる。Fig.5-31 の左は、モデルに基づいて地磁気擾乱指数(Kp 指数)の変化による cusp の緯度の変化を、右は同じく磁気圏の subsolar point までの地心距離の変化を見積もったものである。何れの図においても、黒丸は Tsyganenko-Usmanov model、白抜き丸が Tsyganenko'89 model による見積もりである。

いずれの場合も、磁気擾乱の増大とともに、磁気圏 nose までの距離が縮み、カスプの緯度が低下していることがわかる。図の Kp 依存性のばらつきから見ても、昼間カスプの位置の見積もりには、上に指摘したように Tsyganenko-Usmanov model の方が Tsyganenko'89 model より尤もらしいことが窺い知れる。図に示される Kp 依存はある程度尤もらしいが、後に述べるように地磁気 Kp 指数は3時間の変動巾の最大値で3時間毎に決めるものであって時々刻々の磁気圏の擾乱を示すものでないから、この結果はあくまで統計以上のものでないことを理解しておかなければならない。大きな Kp が決まっているある3時間の中でも、ずっと静かな時間帯が有り得る訳である。

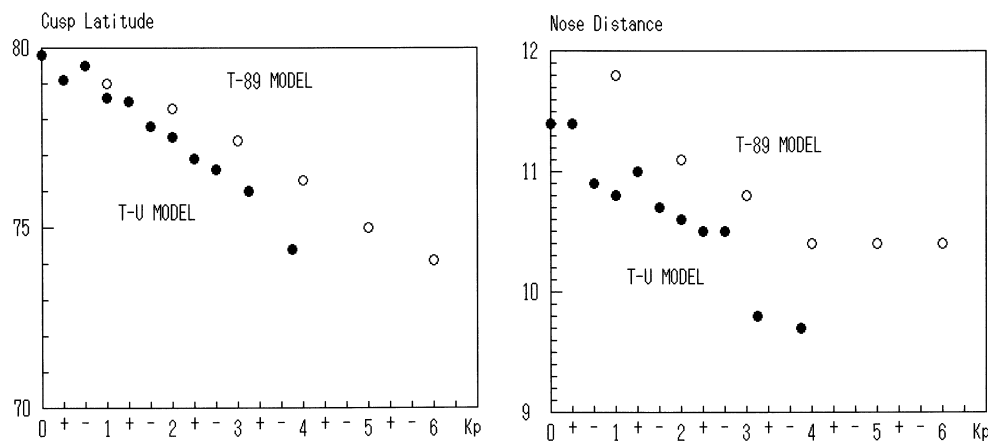


Fig.5-31 Tsyganenko-Usmanov モデル (黒丸) 及び Tsyganenko'89 モデル (白抜丸) の昼間 cusp 緯度 (左) と磁気圏 nose distance (右) の地磁気擾乱 (Kp 指数) による変化予測。

5.9.2 磁場モデルとオーロラオーヴァル

第2章で極光帯とオーロラオーヴァルの違いについて述べたが、極光帯は第4章で述べたように地球磁場で決まり、オーヴァルはこの章での議論に基づく磁気圏の磁場構造によって決まる。オーロラオーヴァルと磁気圏の磁場構造とを比較すれば、オーヴァルの高緯度側、極冠域の磁力線は太陽風に向かって開いており、低緯度側の磁力線は南北でつながっている、という推定に達する。この意味ではオーヴァルとは南北で磁力線がつながっている地域と、磁力線が開いている地域の境界領域と定義できそうである。もう少し条件を緩めれば、磁場構造が大幅に変わる領域と定義してもよいかもしれない。

Fig.5-32 は Tsyganenko'89 モデルに基づいて、遠方での磁力線の状態によってオーロラオーヴァルと極冠を求めた例である。ドットは南北の磁力線が $10 R_E$ 以内で閉じている磁力線の根元を、小さな十字は開いた磁力線または閉じていてもその位置が $30 R_E$ 離れた磁力線の根元を、circle は $10-30 R_E$ の間で閉じる磁力線の根元を示している。磁場の立場から見れば、ドットと小さな十字の間の領域、すなわち circle の領域が、磁場の勾配の大きなところで、これがオーロラオーヴァルに対応するものと考えてよい。図に見られるように、オーヴァルの後ろ側が尖っていて現実のオーヴァルとは異なっていて、Tsyganenko'89 モデルがこの辺りでも不自然であることがわかる。

昼間側で太陽風側を開いた磁力線領域とは、前にも述べた cusp 領域に他ならない。だからオーヴァルは昼間側では cusp 領域を通る。従ってオーヴァルの昼間の地磁気緯度

は73度ないし80度程である。夜側でその境界がどこに行くかは磁気圏尾の磁場構造で決まる。夜間の高緯度の磁力線が開いているか閉じているかは磁気中性面近傍での磁場の北向き z -成分により、北向き z -成分が小さく、したがってtopologicalには閉じるとしても、その位置が十分に遠ければ磁力線は実質的には開いていると見なしてよい。

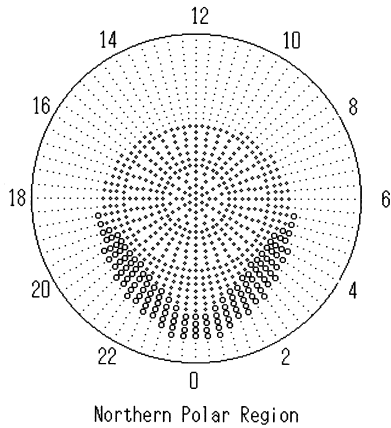


Fig.5-32 Tsyganenko'89 モデルに基づくオーロラオーバル。

この点では、磁場構造が大きく変わる場所というオーバルの定義は夜間のオーバルに最もよく当てはまるかもしれない。この定義は多分オーロラ粒子の加速機構に関わって重要な意味を持つものと思われる。磁場構造が大幅に変わる地域というのは、電離層では隣り合った磁力線が磁気圏ではひどく離れた場所に通じていることになり、その磁気圏側の先での電位が大幅に違う可能性があるからである。大きな電位差のある磁力線が隣り合っていれば当然磁力線沿いの電場も生まれ、粒子の加速が起こりうるからである。

昼間のオーロラと夜間のオーロラがどのようにつながっているかには問題がある。その二つの間に何等かの食い違い、あるいは定性的な違いがあるという見方と、両者は連続的につながっていてギャップは全くないという見方がある。このことは通常の人工衛星によるオーバルの観測ではわからない。

もし昼間側のオーロラ活動と夜側のオーロラ活動との間に違いがあるとすれば、粒子の供給と加速機構の違いによるものであって、それ以上の意味を持つものではないように思われる。本質的なのは磁場構造で、従って磁気圏内の電流がどう流れているかが決め手になるのであろう。磁気圏内の電流分布を a priori に与えてしまう Tsyganenko の方法ではこの問題に決着をつけるのは難しい。

5.9.3 磁気共軌座標の変動

後に、オーロラの南北両極光帯でのオーロラのふるまいを考えるに際して、両者を比較するのに使う座標系について考えておこう。この座標系は、共軌座標系と呼ばれるもので、両半球の間を共通の磁力線で結んで座標系が決まる。従って、もし、外部磁場を考えなければ磁気共軌点は地表に固定し、補正地磁気座標系が共軌座標系に当たる。しか

し、磁気圏のプラズマ電流による外部磁場を考慮に入れると磁力線の形が変わって共軌座標系はもとの位置からずれる。全体の磁場の変化は、太陽風に対する磁軸の傾き、磁気圏内の電流分布とその強さで変わるから、季節、時刻、磁場擾乱の度合い K_p (cross-tail current の強さ) が指定されれば、この外部条件に対応する Tsyganenko-Usmanov または Tsyganenko のモデルと、前章で示した地球内部磁場のガウス係数とを用いて、与えられた地点の磁気共軌点の位置を求め、共軌点が時間とともにどのように動くかを推定することができる。

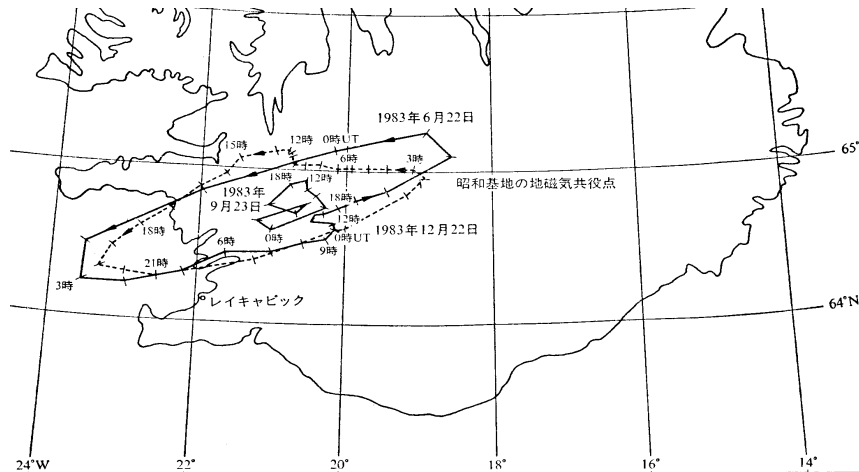


Fig.5-33 昭和基地の磁気共軌点が、対応するアイスランドでどのような日周変化をするかを示す。夏、冬に変化の幅が大きく、春分、秋分の時期に小さい (福西、1983)。

Fig.5-33はその一例で、南極の昭和基地が、それに対応する北極光帯のアイスランドの首都レイキャヴィクの周辺で一日の間にどう変化したかを、1983年6月22日、9月23日、12月22日という3日を例にとって示したものである。磁軸の傾きが大きい6月と12月には磁場変化の影響が大きく、磁気共軌点が200 km以上もずれることがわかる。変動は磁気擾乱の大きさによっても変わり、擾乱が大きいほどずれの幅も大きい。この共軌点のずれは、後に、共軌点でのオーロラの鏡像性を議論する際に重要である。

5.10 モデルの問題点とその解決について

I. 沿磁力線電流の問題

Tsyganenko によれば、Magnetopause Current 等を表現する多項式はそれだけで

なく、Field-Aligned Current の磁場効果も含む可能性があるとのことであるが、それは全く期待できない。なぜなら式の形からわかるように、このモデルでは consistent な Field-Aligned Current を含み得ないからである。consistent な形で電離層までつながる Field-Aligned Current を表現するためには、地球に近いところでの細かい構造まで表現することができるだけの高次項を含まなければならないが、式からわかるようにそのような高次項は全く含まれていない。

機械的に rotation をとれば、確かに磁場に沿った電流成分 (沿磁力線電流) が存在するが、それは単に、もともと a priori に与えた電流 (Ring Current、Cross-Tail Current など) が、最終的に最小自乗法で決まる磁場分布に対して、consistent でない、直交しない成分として現れるに過ぎない。このモデルではプラズマ電流と磁場の consistency は全く考慮されていない。このモデル磁場の rotation をとって電流分布を求めるなどは全く無意味なことである。

II. 電離層・磁気圏の connection に関する問題

實際上、このモデルは使いようによっては確かに有用である。恐らく、磁気圏の大きな構造と電離層レベルの大きな構造とをつなぐ磁場構造としては、このモデルを当ててよい。しかし、磁気圏と電離層の小さな構造どうしを対比させるモデルとしては使えないだろう。特に、磁気圏尾のプラズマシートの中心あたりでは、 X 軸方向の不確定は大変大きい。夜側の高緯度から磁力線がプラズマシートの X 軸方向に、何 R_E 離れた所に連結しているかなどを、このモデルを使って議論するのはほとんど意味がない。実際の磁気圏の磁場構造は特に neutral sheet 付近では transient に大幅に変動しているので、平均値が何処にあるかには大きな意味はないことを銘記すべきである。

矛盾のないモデルを求める一つの方法として、Mead (1964) の求めたポテンシャル場を出発点として、計算機シミュレーションによって、プラズマ粒子を次第に増やして、ポテンシャル場にどのような変形が現れるか、プラズマのエネルギー密度によってどう変わるか、また、そのとき、プラズマ電流がどのような分布になるか、などを調べるのは面白いアプローチであろう。

尤もらしい磁場モデルの確立について

磁気圏物理の本質に迫る上で欠くべからざる、信頼できる磁気圏磁場モデルはできないものだろうか。そのためのいくつかの方法をここに提案する。

Mead モデルからの拡張

既に述べたように、Mead (1964) モデルから出発して逐次プラズマ密度を増やしてゆくという過程をたどって静的磁気圏モデルに到達できる可能性がある。半理論的アプローチとしてはこれが最も信頼できるように思われる。

Tsyganenko モデルの改良

このモデルの最大の問題はプラズマ電流と磁場が consistent でない点にある。特に、沿磁力線電流の効果が含まれていない欠点大きい。この点については、オーロラと磁気圏の磁場変動の対応を詳しく調べることによって改善できるかも知れない(e.g., Nishitani, 1992)。もっと本質的には、資料処理において(1)モデル化以前の段階で磁場のスカラーポテンシャルによる部分とベクトルポテンシャルによる部分との分離を行うこと、(2)沿磁力線電流の分布を座標の基準点に選んで重ね合わせを行うこと、の二つが充たされればもっとすっきりしたモデルが得られるかも知れない。

ただ、後に述べるように磁気圏は太陽風との相互作用において基本的に不安定であって、常に過渡現象が起こっていると考えられる。従って、磁気圏の静的モデルがどこまで磁気圏の物理状態を反映するかについては問題が残る。不安定発生以前の状態と、それ以後の状態とを二重にモデル化する必要もあるかも知れない。

REFERENCES

- Axford, W. I., The interaction between the solar wind and the Earth's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3791-3796, 1962.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, 1. The initial phase, *Terr. Mag. Atmos. Electr.*, **36**, 77-97, 171-186, 1931.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, 1. The initial phase (continued), *Terr. Mag. Atmos. Electr.*, **37**, 147-156, 421-429, 1932.
- Haerendel, G., G. Paschmann, N. Sckopke, H. Rosenbauer, and P. C. Hedgecock, The Frontside Boundary Layer of the Magnetosphere and the Problem of Reconnection, *J. Geophys. Res.*, **83**, 3195-3216, 1978.
- Hakamada, K., Three-dimensional structure of the coronal magnetic field and the solar wind speed distribution projected on the photosphere in 1974, *J. Geophys. Res.*, **92**, 4339-4348, 1987.
- Hayes, W. D., and R. F. Probstein, *Hypersonic Flow Theory*, **203**, Academic Press, New York, 1959.

- Higuchi, T., Quantitative analysis in turbulent fluctuations in the magnetosheath, *Doctor thesis*, University of Tokyo, 1989.
- Jokipii, J. R., and B. Thomas, Effects of drift on the transport of cosmic rays - IV. Modulation by a wavy current sheet, *Astrophys. J.*, **243**, 1115-1122, 1981.
- Kakinuma, T., and M. Kojima, Three-station observations of interplanetary scintillation at 327 MHz, I, *Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ.*, **31**, 1-10, 1984.
- Kellogg, P. J., Flow of plasma around the Earth, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3805-3811, 1962.
- Kojima, M., A. R. Breen, K. Fujiki, K. Hayashi, T. Ohmi, and M. Tokumaru, Fast solar wind after the rapid acceleration, *J. Geophys. Res.*, **109**, A04103, doi:10.1029/2003JA010247, 2004.
- Mead, G. D., Deformation of the geomagnetic field by the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **69**, 1181-1195, 1964.
- Mead, G. D., and D. H. Fairfield, A quantitative magnetospheric model derived from spacecraft magnetometer data, *J. Geophys. Res.*, **80**, 523-534, 1975.
- Moore, R. L., *Solar System Plasma Physics*, Amer. Geophys. Union, 1989.
- Moretti, G., and M. Abbett, A time-dependent computational method for blunt body flows, *AIAA J.*, **4**, 2136-2141, 1966.
- Ness, N. F., C. S. Scarce, and J. B. Seek, Initial results of the Imp 1 magnetic field experiment, *J. Geophys. Res.*, **69**, 3531-3569, 1964.
- Neugebauer, M., and C. W. Snyder, Mariner 2 observations of the solar wind 1. Average properties, *J. Geophys. Res.*, **71**, 4469-4484, 1966.
- Nishitani, N., Magnetic field line connection between the ionosphere and the magnetosphere - Auroral activity and relevant magnetic field variations at geosynchronous orbit - , *Doctor Thesis*, Nagoya University, 1992.
- Olson, W. P., and K. A. Pfitzer, A quantitative model of the magnetospheric magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **79**, 3739-3748, 1974.
- Parker, E. N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.*, **128**, 664-676, 1958.
- Størmer, F. C. M., *The Polar Aurora*, Clarendon Press, Oxford, 1955.
- Sugiura, M., and D. J. Poros, A magnetospheric field model incorporating the OGO 3 and 5 magnetic field observations, *Planet. Space Sci.*, **21**, 1763-1773, 1973.
- Thomas, B. T., and E. J. Smith, The structure and dynamics of the heliospheric current sheet, *J. Geophys. Res.*, **86**, 11105-11110, 1981.
- Tsyganenko, N. A., Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels, *Planet. Space Sci.*, **35**, 1347-1358, 1987.
- Tsyganenko, N. A., A magnetospheric magnetic model with a warped tail current sheet, *Planet. Space Sci.*, **37**, 5-20, 1989.

- Tsyganenko, N. A., and A. V. Usmanov, Determination of the magnetospheric current system parameters and development of experimental geomagnetic field models based on data from IMP and HEOS satellites, *Planet. Space Sci.*, **30**, 985-998, 1982.
- Wilcox, J. M., and N. F. Ness, Quasi-stationary corotating structure in the interplanetary medium, *J. Geophys. Res.*, **70**, 5793-5805, 1965.
- Yoshimura, H., A model of the solar cycle driven by the dynamo action of the global convection in the solar convection zone, *Astrophys. J. Suppl. (Suppl. no. 294)*, **29**, 467-494, 1975.
- 福西 浩, オーロラ現象, 南極の科学 2 オーロラと超高層大気, 国立極地研究所編, 古今書院, 1983.

Chapter 6

磁気圏のプラズマ粒子

オーロラ粒子と呼ばれる荷電粒子は、一方では太陽風から地球磁気圏に入り込み、また一方では地球の電離層から上空に拡散して地球磁気圏に捕らえられ、磁気圏の何処かで加速され、磁気圏内に再配分され、極域の超高層大気中に降り注いでオーロラを光らせる。また、もっとエネルギーの高い宇宙線粒子は太陽から、あるいは太陽系の外から太陽系に入り込んで、地球磁場で偏向しながらも直接地上に降り注ぐ。この章では地球磁場の中に入り込んだ荷電粒子の運動を、単一粒子軌道理論に基づいて、主として磁場の変化が緩やかな場に適用される Alfvén 近似によって議論し、オーロラを発光させる入射粒子の理解に接続する。磁気圏では磁場のエネルギー密度が高く、かつ、粒子密度が希薄なのでこの取り扱いが有効である。なお、宇宙線粒子に相当する高エネルギー粒子については、シュテルマーの取り扱いに従って論ずる。

6.1 一様磁場中の荷電粒子の運動

まずは、単純な一様磁場の中の荷電粒子の運動から考えてみよう。粒子の速度 \mathbf{v} を、磁場に平行な成分 \mathbf{v}_{\parallel} と直角な成分 \mathbf{v}_{\perp} とに分けると、磁場中の荷電粒子の磁場に垂直な運動 \mathbf{v}_{\perp} を決める運動方程式は

$$m \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = e\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}$$

と表される。磁場中を運動する荷電粒子に作用する力は常に運動の向きと磁場とに直角で、この式の解が磁場に垂直な面内では円運動となることはただちに知られる。上の式の速度の垂直面内の成分を二つの垂直成分に分けてみれば、それぞれが単振動をなし、かつ、位相が $\pi/2$ ずれているからである。

円運動の速さは一定で、これを v_{\perp} と置く。磁場が一樣 (磁場強度の空間勾配がゼロ) なら磁場に平行な方向には力が作用しないから磁場方向には等速直線運動をする。これを v_{\parallel} と置こう。この時、速度 \mathbf{v} と磁場 \mathbf{B} のなす角度、 $\alpha = \tan^{-1}(v_{\perp}/v_{\parallel})$ をピッチ角と呼ぶ (Fig.6-1 参照)。

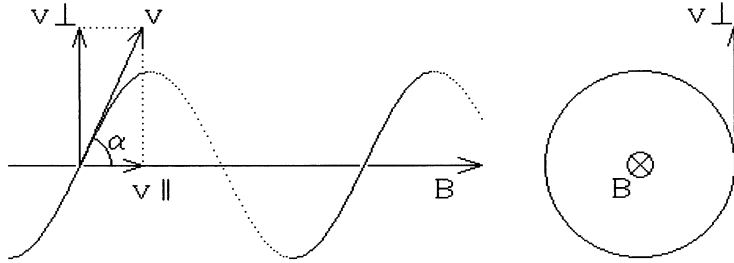


Fig.6-1 螺旋運動の磁場に平行及び垂直な速度成分とピッチ角。

円運動の半径を ρ とすれば、遠心力と $e\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}$ のバランスから

$$\frac{mv_{\perp}^2}{\rho} = ev_{\perp}B$$

となってジャイロ半径 ρ 、ジャイロ角周波数 ω 、ジャイロ周期 T はそれぞれ次のように決まる。

$$\rho = \frac{mv_{\perp}}{eB}$$

$$\omega = \frac{eB}{m}$$

$$T = \frac{2\pi m}{eB}$$

オーロラ帯近傍の磁場強度を 60000 nT とすると、電子のジャイロ角周波数 ω は 1.06×10^7 radian/sec、周波数は 1.7 MHz、ジャイロ半径はエネルギー 10 keV として 56 cm 程度、プロトンのジャイロ角周波数は 5.8×10^3 radian/sec、周波数は 920 Hz、ジャイロ半径は同じくエネルギーを 10 keV として 240 m 程度である。

荷電粒子の回転運動は円電流を形づくる。この円電流の強さは $i = e/T$ だから、この円電流による磁気モーメント μ は

$$\mu = \pi \rho^2 i = \frac{\pi \rho^2 e}{T} = \frac{\pi \rho^2 e^2 B}{2\pi m} = \frac{mv_{\perp}^2/2}{B} = \frac{w_{\perp} B}{B^2}$$

ベクトルとしては

$$\mu = -\frac{w_{\perp} \mathbf{B}}{B^2}$$

となって、垂直の運動エネルギー w_{\perp} を磁場強度 B で割った値をもつことがわかる。磁気モーメントは常に磁場に反平行で、従ってプラズマ粒子は反磁性を示す。すなわち、一様でない磁場の中では、プラズマ粒子は常に磁場の弱い方に引かれる。後に断熱保存量の節で述べるように、磁場の変動が時間的にも空間的にも緩やかな場合には、この磁気モーメントは保存する。この事実は、磁場中の荷電粒子の運動のさまざまな性質に深くかかわっている。

6.2 一様電磁場中の荷電粒子のドリフト運動

上に述べたように、磁場中の荷電粒子の運動は基本的に磁場の周りを回る回転運動である。このため、荷電粒子に外力が働くと、運動は力の向きに直角に起こる。これがドリフトである。一様磁場 \mathbf{B} 、およびこれに直交する一様電場 \mathbf{E} が存在するとき、運動方程式は

$$m \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B})$$

となる。ここで $\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{v}_g + \mathbf{v}_E$ とおくと、上式は

$$m \frac{d\mathbf{v}_g}{dt} = e\mathbf{v}_g \times \mathbf{B}$$

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

と分解される。ここに \mathbf{v}_E は time independent な速度で、電場ドリフト、または $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトと呼ばれる。式の形からわかるように、粒子の運動は電場ドリフトと磁場の周りの回転運動に分解される。

電場ドリフトは電場、磁場双方に直角で、大きさは電場に比例、磁場に逆比例し、粒子の電荷符号、および粒子のエネルギーには全く依存しない。すなわち、磁場に垂直方向に電場がかかっても、正負の粒子が全く同じように運動するので伝導電流は全く流れない。なお、電場が磁場方向の成分をもてば、荷電粒子は磁場方向には $m d\mathbf{v}_{\parallel}/dt = e\mathbf{E}_{\parallel}$ に従って加速される。

もし、電場 \mathbf{E} が time dependent であれば、運動方程式は

6.3 空間勾配をもつ磁場中の運動

磁場が空間勾配をもつときにも、もし、勾配が十分ゆるやかで、粒子の近似的な円運動の中心における磁場強度 B_g に対して $\rho |\nabla B| \ll B_g$ をみたすなら、前と同じように、粒子の運動を gyration とそれ以外の運動に分けて考えることができる。これが Alfvén 近似 (Alfvén, 1950) と呼ばれる近似である。この条件は時たま忘れられて、とてもこの近似が使えないような条件で使ってしまったりすることがあるから十分に注意しなければならない。

空間勾配のある磁場の中で、磁気モーメント μ をもつ荷電粒子は、その反磁性のために、磁場の弱い方に向かって $\mathbf{F} = -\mu \nabla B$ の力を受ける。従って、磁場の gradient によるドリフトは

$$\mathbf{v}_G = \frac{1}{eB^2} \mu \mathbf{B} \times \nabla B = \frac{w_{\perp}}{eB^2} \mathbf{b} \times \nabla B$$

で、これを gradient drift と呼ぶ。式からわかるように、このドリフトの向きは電荷に依存する。地球のまわりでは、負電荷の電子は東回り、正電荷の陽子は西回りで、ドリフト速度は運動エネルギーに比例する。

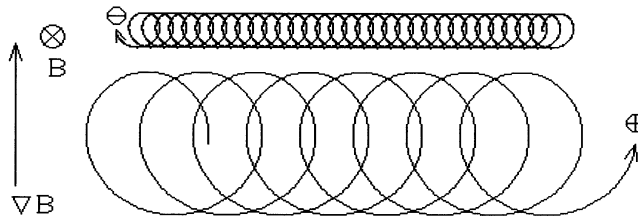


Fig.6-3 磁場の非一様性によって起こる荷電粒子のドリフト。

磁場が一様でなければ ∇B が存在して、これは、必ず磁力線の曲がりを伴う。荷電粒子が磁場の周りを回りながら磁力線に導かれて磁力線沿いの運動をするとき、粒子は磁力線の曲率の外側に向かって遠心力を受ける。曲率半径を R とすれば遠心力は

$$F = \frac{mv_{\parallel}^2}{R}$$

で与えられる。また、磁力線の曲率ベクトル \mathbf{K} 、磁力線の接線方向の単位ベクトル \mathbf{b} 、接線方向の距離 s 、曲率半径ベクトル \mathbf{R} と磁場とは次の関係で結ばれる。

$$\mathbf{K} = \frac{d\mathbf{b}}{ds} = \frac{\mathbf{R}}{R^2} = \frac{1}{B^2} \{ (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - (\mathbf{B} \cdot \nabla B) \mathbf{b} \} = \frac{1}{B} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{b}$$

よって、 \mathbf{k} を単位曲率ベクトルとすれば、力 \mathbf{F} は

$$\mathbf{F} = -\frac{mv_{\parallel}^2}{R}\mathbf{k}$$

従って磁力線の curvature によるドリフト \mathbf{v}_C は

$$\mathbf{v}_C = -\frac{mv_{\parallel}^2}{R}\mathbf{k} \times \frac{\mathbf{b}}{eB} = -\frac{mv_{\parallel}^2}{eB^2}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{b} \times \mathbf{B} = \frac{2w_{\parallel}}{eB^2}\mathbf{B} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{b}$$

で与えられる。全体のドリフトは gradient および curvature によるドリフトを加え合わせて

$$\mathbf{v}_d = \frac{w_{\perp}}{eB^2}\mathbf{b} \times \nabla B + \frac{2w_{\parallel}}{eB^2}\mathbf{B} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{b}$$

となる。放射線帯粒子のような地球近傍の高エネルギー粒子はここに述べたドリフトで地球の周りを回る。ドリフト速度は粒子の運動エネルギーに比例するので、エネルギーの高い粒子ほど速く地球を取りまいて一様な分布になる。

6.3.1 磁場方向の運動

磁気モーメント μ をもつ回転粒子は、磁場方向には磁場の弱い方に向かって $-\mu\nabla B$ の力を受ける。磁場内の荷電粒子は反磁性体だからこれは当然だが、次のように考えてもよい。

いま軸対称に発散する磁場について $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を軸を z 軸とした円柱座標で表現すると

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0$$

となる。これを軸からの半径が r_b である円上で積分すると

$$r_b B_r = - \int r \frac{\partial B_z}{\partial z} dr$$

となる。変化は緩やかであるから

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} \simeq \frac{\partial B}{\partial z}$$

であり、かつ $\partial B / \partial z$ を積分の外に出すことができるから、 B_r として

$$B_r = -\frac{r_b}{2} \frac{\partial B}{\partial z}$$

が得られる。この B_r によって、平行方向の磁気力は

$$F_{\parallel} = e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_r) = -\frac{w_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial z} = (\mu \cdot \nabla) B$$

の関係が導かれる。従って磁力線方向の運動方程式は

$$m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s}$$

で与えられる。この式を

$$m \frac{ds}{dt} \frac{dv_{\parallel}}{ds} = mv_{\parallel} \frac{dv_{\parallel}}{ds} = \frac{dw_{\parallel}}{ds} = -\frac{w_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial s}$$

と書き換えると、静磁場では

$$\frac{dw_{\parallel}}{ds} = -\frac{dw_{\perp}}{ds}$$

だから、上式から直ちに

$$\frac{dw_{\perp}}{ds} = \frac{w_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial s} \quad \text{または} \quad \frac{d}{ds} \left(\frac{w_{\perp}}{B} \right) = 0$$

が導かれる。これは第一保存量の保存の静磁場中での表現に他ならない。

粒子に働く力は常に運動方向に垂直であるから v は保存し、またゆるい勾配の静磁場では、次節に示すように、運動のあいだ μ が保存するから

$$\frac{mv^2}{2} = w_{\parallel} + w_{\perp} = \frac{mv_{\parallel}^2}{2} + \frac{mv_{\perp}^2}{2} = \frac{mv_{\parallel}^2}{2} + \mu B = \text{const}$$

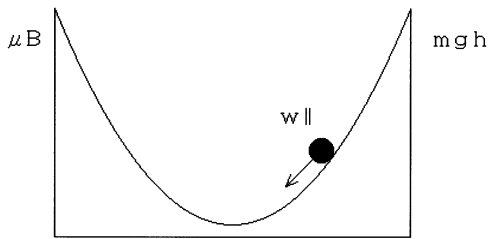


Fig.6-4 磁場方向の粒子の運動とポテンシャル。

が成り立つ。この式の形は、磁場 B の中で磁気モーメント μ を持つ粒子のポテンシャルエネルギー μB と磁場に平行な方向の運動エネルギーとの和が保存することを示している。Fig.6-4に示すように B 中の μB は重力場の mgh と同等である。

いま粒子のピッチ角を α とすると、磁場に平行、および垂直な速度成分、 v_{\parallel} 、 v_{\perp} はそれぞれ $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ 、 $v_{\perp} = v \sin \alpha$ と表される。

赤道面においては $\alpha = \alpha_e$ で

$$v \sin \alpha_e = \sqrt{\frac{2\mu B_e}{m}}$$

となる。粒子が磁力線に沿って動く時には、高緯度に進むにつれて磁場が強くなるが

$$\mu = \frac{w_{\perp}}{B} = \frac{w_{\perp e}}{B_e} = \mu_e$$

は保存する。即ち $w_{\perp} = m(v \sin \alpha)^2/2$ は B の増加とともに増大する。 v は有限だから、 $\alpha = \pi/2$ 、すなわち v_{\perp} が v に等しくなると、粒子はそれ以上磁場の強い所には入ることができず、そこで反射してもと来た方向にもどる。反射点 (mirror point) での磁場強度を B_M と置けば

$$B_M = B_e \frac{w}{w_{\perp e}} = \frac{B_e}{\sin^2 \alpha_e} = \frac{w}{\mu_e}$$

で与えられる。

磁場が双極子ならば、磁場の r 成分、 θ 成分は $B_r = 2M \cos \theta / r^3$ 、 $B_{\theta} = M \sin \theta / r^3$ だから、磁場強度 B は

$$B = \frac{M}{r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}$$

となり、また、磁力線の式は $r = r_e \sin^2 \theta$ だから、赤道面で r_e を通る磁力線について、ミラー点の磁場強度 B_M とミラー点の colatitude θ_M の関係は

$$B_M = \frac{M}{r_e^3 \sin^6 \theta_M} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta_M}$$

で与えられる。また、 $B_e = M/r^3$ 、 $\sin^2 \alpha_e / B_e = 1/B_M$ だから

$$\sin^2 \alpha_e = \frac{\sin^6 \theta_M}{\sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta_M}}$$

となり、赤道におけるピッチ角 α_e と反射点の colatitude θ_M との関係が決まる。ミラー点が衝突の多い電離層 E 層高度、高さ 100km あたりに達すると大気粒子の密度が増えるので、入射粒子は電離層の粒子との衝突でエネルギーを失い、反射して磁気圏に戻ることができなくなる。この失われた運動エネルギーによって大気の酸素、窒素の分子や原子が励起され、オーロラが発光する。

簡単のために、反射点を地球表面とし、また赤道面での地球中心からの距離を a とすれば反射点の colatitude θ_M は

$$\sin^2 \theta_M = \frac{a}{r_e}$$

となって、赤道面における臨界ピッチ角 (loss cone) α_{ec} は

$$\sin^2 \alpha_{ec} = \frac{w_{\perp e}}{w} = \frac{(a/r_e)^3}{\sqrt{4 - 3a/r_e}} = \left(\frac{1}{L}\right)^3 \frac{1}{\sqrt{4 - 3/L}}$$

で求められる。ここに L は磁力線が赤道面を過ぎる点の地心距離を地球半径を単位として測った距離である。 L 値および磁力線根元の緯度による loss cone の変化は次の通りである。

L	lat.	loss cone	L	lat.	loss cone
2	45.0°	16.33°	7	67.8°	2.25°
3	54.7°	8.41°	8	69.3°	1.84°
4	60.0°	5.34°	9	70.5°	1.53°
5	63.4°	3.78°	10	71.6°	1.31°
6	65.9°	2.85°	11	72.5°	1.13°

Table 6-1 Loss cone の距離・磁力線根元緯度依存。

Table 6-1 でわかるように、粒子の可能な速度方位の全立体角、 4π に対して、ごく小さな角度範囲の粒子しかオーロラ高度まで入射できないことが

わかる。また、逆に、電離層まで入射した粒子は電離層で失われて反射しないとすれば、磁気圏での粒子フラックスは常に、磁力線に沿うきわめて細い立体角の粒子を欠く、分布の異方性を示すことも推定できる。このような分布を loss cone 分布と呼んでいる。

後に述べるように、オーロラの一つの種類であるカーテン型オーロラは、高さ 1000 km から 10000 km の間くらいに存在する磁力線沿いの上向き電場で加速された電子で光っていることが知られている。この場合には、降る途中でポテンシャル差 $\Delta\phi$ に相当する平行の運動エネルギー w_{\parallel} を獲得するから、もともとの臨界ピッチ角 α_{ec} に対して、全運動エネルギーを w から $w + e\Delta\phi$ に増やしたのと同じ効果がある。反射点は全運動エネルギーが垂直の運動エネルギーとなる点だから、反射点の磁場強度 B は B_M から $B_M(w + e\Delta\phi)/w$ へと強くなり、その粒子はもっと深く入射できることがわかる。また、入射高度を固定して考えれば、もともとの臨界ピッチ角

$$\alpha_{ec} = \sin^{-1} \sqrt{\frac{w_{\perp}}{w}}$$

よりも広い角度範囲のピッチ角

$$\alpha'_{ec} = \sin^{-1} \sqrt{\frac{w_{\perp e}}{w - e\Delta\phi}}$$

の粒子まで降り込むことができ、入射フラックスは電位差に依存することになる。次章で述べるように、これは、電位差に伴って電流が流れることをも意味する。ただしこのことが成り立つためには、粒子は赤道面から電場の存在する領域まで動くことができるものでなければならない。

磁場の歪みのために、地表では同じ磁気緯度でも磁場の強いところ、弱いところがある。赤道面でのピッチ角が同じなら、磁場の弱い所では、粒子はより低い高度まで進入できる。また、上述のように、失われる高さを指定すれば、赤道面でのロスコーンは地上の磁場の弱い所では広くなる。従って、磁気共転点で比べれば、磁場の弱い地域(例えばアイスランドに比べて昭和基地)の方が粒子の入射量は多く、オーロラはより明るい

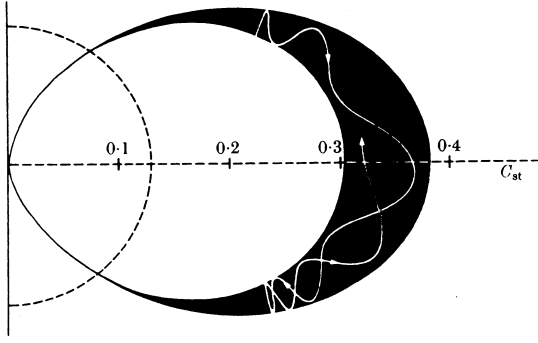


Fig.6-5 荷電粒子の磁場に沿う往復運動 (Størmer, 1955)。

はずであるが、この点についての定量的な研究はまだきちんと行われてはいない。ちなみに昭和基地は南大西洋磁気異常という磁場の著しく弱い地域にあって、そこでの磁場の強さは、低緯度に属する日本での値とほとんど同じ強さに過ぎない。

6.3.2 Bounce と地球周回ドリフト

双極子磁場ではfield lineに沿ってのpathの長さ ds は

$$ds = r_r \sin \theta \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta} d\theta$$

であり、また

$$v_{\parallel} = v \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = v \sqrt{1 - \frac{B}{B_M}}$$

だから、粒子が磁力線に沿って南北に bounce する往復時間 T_M は

$$T_M = 4 \int_{\theta_M}^{\pi/2} \frac{ds}{d\theta} \frac{d\theta}{v_{\parallel}(\theta)} = \frac{4r_e}{v} \int_{\theta_M}^{\pi/2} \frac{\sin \theta \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta_M}{\sin \theta}\right)^6 \sqrt{\frac{1 + 3 \cos^2 \theta}{1 + 3 \cos^2 \theta_M}}}} d\theta$$

となる。ここに θ による積分 (mirror latitude factor) は mirror 点の緯度の緩い関数で、緯度 40 度で 1.07、50 度で 1.18、60 度で 1.26、70 度で 1.33、80 度で 1.37 程度の値をとる。極光帯近傍ではこの値は 1.3 程度と見なしてよい。

実際の地球磁気圏における bounce の往復時間 (秒) は、地上近くで反射する電子、プロトンそれぞれに対して、electron では

m. lat	r_e in a	10 eV	100 eV	1 keV	10 keV	100 keV
80°	33.2	615	194	61.5	19.4	6.15
75°	14.9	274	86.6	27.4	8.66	2.74
70°	8.55	154	48.7	15.4	4.87	1.54
65°	5.60	98.8	31.2	9.88	3.12	0.988
60°	4.00	68.7	21.7	6.87	2.17	0.687
55°	3.04	50.5	16.0	5.05	1.60	0.505
50°	2.42	38.7	12.2	3.87	1.22	0.387
45°	2.00	30.6	9.68	3.06	0.968	0.306
40°	1.70	24.8	7.86	2.48	0.786	0.248

プロトンに対しては

m. lat	r_e in a	1 keV	10 keV	100 keV	1 MeV	10 MeV
80°	33.2	83600	26500	8360	2650	836
75°	14.9	37200	11800	3720	1180	372
70°	8.55	20900	6630	2090	663	209
65°	5.60	13400	4250	1340	425	134
60°	4.00	9330	2950	933	295	93.3
55°	3.04	6860	2170	686	217	68.6
50°	2.42	5260	1670	526	167	52.6
45°	2.00	4160	1320	416	132	41.6
40°	1.70	3380	1070	338	107	33.8

Table 6-2 電子およびプロトンのエネルギー、緯度別バウンス周期。

である。bounce time はほぼ L に比例する。

粒子が bounce で 1 往復する間に起こる横方向への angular displacement $\Delta\phi$ は

$$\Delta\phi = 4 \int_{\theta_M}^{\frac{\pi}{2}} \frac{ds}{d\theta} \frac{v_D(\theta)}{v_{\parallel}(\theta)r(\theta)\sin\theta} d\theta$$

で与えられるから、これを bounce time T_M で割れば平均ドリフト角速度 $\omega_D = \Delta\phi/T_M$ が得られ、この平均ドリフト角速度で 2π を割れば

6-3の値に 1.3 程度を乗ずればよい。後に述べるオーロラ入射粒子の代表的エネルギー 5 keV に対して、オーロラ緯度に対応する $6 - 7R_E$ でちょうど周回時間が1日程度になることがわかる。

6.4 断熱保存量

上に述べて来た磁場中の荷電粒子の運動において、Alfvén 近似が許される緩い磁場変化の条件のもとでは、粒子の運動に対して3つの保存量が存在する。

第一の保存量 (1st invariant) は磁気モーメント μ である。磁場が粒子の gyration に対して時間的にゆっくり、あるいは粒子の回転半径に対して空間的にゆるやかに変わるとき、粒子の一回転の運動で変化する垂直方向のエネルギーの変化 ΔW_{\perp} は

$$\Delta W_{\perp} = \oint e \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = e \int_C \nabla \times \mathbf{E} dS = -e \int_C \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

と表すことができる。Alfvén 近似の範囲ではこの被積分関数部分は一定と見なしてよいから積分の外に出して

$$\Delta W_{\perp} = e \frac{\omega \Delta B}{2\pi} \pi \rho^2$$

ここに ΔB は粒子が一回転するあいだの磁場変化である。 $\rho = mv/eB$ だから

$$\Delta W_{\perp} = \frac{W_{\perp}}{B} \Delta B$$

よって

$$\Delta \left(\frac{W_{\perp}}{B} \right) = 0$$

となる。つまり、磁気モーメント $\mu = W_{\perp}/B$ が保存する。

従って、粒子が非一様な静磁場の中をドリフト運動するとき、もし始めに、赤道面で $v_{\parallel} = 0$ 、即ちピッチ角 $\tan^{-1}(v_{\perp}/v_{\parallel}) = 90$ 度だと、その粒子は $B = \text{const}$ の線に沿って動くことがわかる。また、静磁場の磁力線に沿って往復運動する荷電粒子の運動エネルギーは、全運動エネルギー保存の条件のもとに、粒子の存在する場所の磁場の強弱に応じて磁場に垂直な運動エネルギーの増減が起こり、これに伴って平行方向の運動エネルギーが減ったり増えたりすることがわかる。

上の証明の過程でもわかるように、磁場が静磁場でなく時間的に変動する場合には、垂直方向の運動エネルギーは、回転する粒子が、磁場変動に伴う inductive な回転電場によって加速されること、および、その加速が磁場強度に比例することを示す。

第二保存量は有限の v_{\parallel} をもつ粒子の磁力線沿いの運動に関する作用積分

$$J = \oint mv_{\parallel} ds$$

である。粒子の一往復のあいだ、磁場の変化が小さいとすればこの作用積分は保存する。

すでに述べたように、磁場中の荷電粒子の運動において、磁場に垂直な運動エネルギーは磁気モーメント μ と磁場強度 B の積の形 μB で、粒子の磁場に平行な運動エネルギーに対するポテンシャルエネルギーの役目を担っている。したがって、磁場がゆっくり変わるといことはポテンシャル場がゆっくり変わるのと同様である。これに伴って粒子の全エネルギー w もゆっくり変化する。一往復での全エネルギーの平均値 $\langle w \rangle$ は

$$\langle w \rangle = \frac{\oint (\frac{m}{2} v_{\parallel}^2 + U) dt}{\oint dt} \quad \text{ここに} \quad U = \mu B$$

と表すことができる。したがって作用積分 J は

$$J = m \oint \sqrt{\frac{2(\langle w \rangle - U)}{m}} ds$$

と表される。この式の時間微分をとれば

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{\partial J}{\partial \langle w \rangle} \frac{d\langle w \rangle}{dt} + \frac{\partial J}{\partial U} \frac{dU}{dt}$$

また J の式から

$$\frac{\partial J}{\partial \langle w \rangle} = -\frac{\partial J}{\partial U} \quad \text{および}$$

$$\frac{\partial J}{\partial \langle w \rangle} = \oint \sqrt{\frac{m}{2(\langle w \rangle - U)}} ds = \oint \frac{ds}{v_{\parallel}} = \oint dt = T \quad (\text{往復周期})$$

が得られる。よって

$$\frac{dJ}{dt} = T \left(\frac{d\langle w \rangle}{dt} - \frac{dU}{dt} \right)$$

全エネルギー w の変化 $d\langle w \rangle/dt$ は

$$\frac{d\langle w \rangle}{dt} = \frac{1}{T} \oint \left(mv_{\parallel} \frac{dv_{\parallel}}{dt} + \frac{dU}{dt} + v_{\parallel} \frac{\partial U}{\partial s} \right) dt = \frac{1}{T} \oint \frac{dU}{dt}$$

となる。一往復のあいだ dU/dt が一定と見なされるならこれは積分の外に出すことができ、したがって上の式は

$$\frac{d\langle w \rangle}{dt} = \frac{dU}{dt}$$

と書き換えられて、前述の dJ/dt の式から直ちに

$$\frac{dJ}{dt} = 0$$

すなわち作用積分の保存が知られる。 $v_{\parallel}^2 = v^2 - v_{\perp}^2$ であり、静磁場中で v が保存することからこの式は磁場だけを使って

$$J = 2mv \int_M^{M'} \sqrt{1 - \frac{B}{B_M}} ds$$

と表すことができる。この式でわかるように、この作用積分は磁場の構造できまり、粒子はこの積分が保存する軌道を選んでドリフトする。ここに B_M は磁場に平行方向に運動する粒子が反射する点での mirror 磁場強度で、反射点では $v_{\parallel} = 0$ であるから $v_{\perp}^2 = v^2$ が成り立ち、赤道面でのピッチ角を α_e 、赤道面での磁場強度を B_e とすれば

$$\mu = \frac{m(v \sin \alpha_e)^2}{2B_e} = \frac{mv^2}{2B_M}$$

で、 μ および v が保存するから、粒子がドリフトしても反射点の B_M は保存する。

このように、荷電粒子は磁場に沿って運動するとき磁場の弱いところに閉じ込められるから、一様でない磁場は粒子を閉じ込める壺の役割を果たす。これを magnetic bottle とよぶ。

第三の保存量は、粒子の運動する閉曲線の内部を通る磁場フラックス

$$\phi = \int B dS = \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}$$

で、積分路は粒子のドリフトの道筋に沿うものである。

いま K を粒子のエネルギー $K = mv^2/2 + e\phi$ とすれば、磁場フラックス Φ は $\Phi = \Phi(J, \mu, K, t)$ で、その時間変化は

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial J} \left\langle \frac{dJ}{dt} \right\rangle + \frac{\partial \Phi}{\partial \mu} \left\langle \frac{d\mu}{dt} \right\rangle + \frac{\partial \Phi}{\partial K} \left\langle \frac{dK}{dt} \right\rangle + \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

であるが、 μ および J の保存は既に証明されているから

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial K} \left\langle \frac{dK}{dt} \right\rangle + \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

と表される。ここに $\langle \frac{d}{dt} \rangle$ はそれぞれの物理量の時間微分の磁力線沿いの往復運動に対する平均値である。ここで

$$\frac{\partial \Phi}{\partial K} = \frac{1}{e} \oint dt = \frac{1}{e} T_{orb}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{1}{e} \oint \left\langle \frac{dK}{dt} \right\rangle dt = -\frac{T_{orb}}{e} \left\langle \left\langle \frac{dK}{dt} \right\rangle \right\rangle$$

だから、結局 $d\Phi/dt$ は

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{T_{orb}}{e} \left(\left\langle \frac{dK}{dt} \right\rangle - \left\langle \left\langle \frac{dK}{dt} \right\rangle \right\rangle \right)$$

となる。ここに $\langle \langle dK/dt \rangle \rangle$ は dK/dt の往復運動平均 $\langle dK/dt \rangle$ を更に orbital motion で平均した値である。右辺の括弧の中を線積分 $\oint ds/dv$ の形で表すと反対称形になるので、1 orbit で平均した $d\Phi/dt$ はゼロとなることがわかる。

これらの保存量が保存する条件は、粒子運動の周期、(gyration、往復運動、ドリフト周期) に比べて磁場変動が十分にゆっくりしていることで、実際の磁気圏の粒子と磁場変動に対しては、第一の保存量 μ の保存はよく成り立つが、第二の保存量 J に対しては、場合によっては成立しなくなり、周回時間の長い、第三のドリフトに対する磁気フラックス Φ の保存はほとんど成り立たないと考えなければならない。

6.4.1 磁気ポンピング

第一保存量のために、磁場の時間変動で荷電粒子を加熱することができる。粒子群はマクロな全体として、定常、熱平衡では自由度に対するエネルギー等分配から、垂直および平行方向のエネルギーは $w_{\perp} = 2w_{\parallel}$ をみたしている。ここで今、磁場強度を強くすると、磁場強度に比例して w_{\perp} が増大する。この場合には、全運動エネルギーが保存する静磁場中の運動のように、平行方向の運動エネルギーが減少する効果は考える必要がない。

粒子の衝突があれば(直接の衝突でなくても波を介した実効的衝突でもよい)非平衡部分 $\Delta w = w_{\perp} - 2w_{\parallel}$ は衝突周波数を ν として、 $d\Delta w/dt = \nu(w_{\perp} - 2w_{\parallel})$ で解消し、再び自由度に対するエネルギー等分配が実現する。磁場強度がもとに戻るとき、 w_{\perp} は再び減少するが、等分配したエネルギー全体が減少するわけではない。したがって、磁場強度のレベル変動は常に粒子を加熱する。

もとの平衡状態では総運動エネルギー w は

$$w = w_{\perp} + w_{\parallel} = 2w_{\parallel} + w_{\parallel}$$

で、垂直方向には、2倍の自由度によって平行方向の2倍のエネルギーが分配されている。そこで、磁場強度が k 倍になると w_{\perp} 、即ち全体で $3w_{\parallel}$ のエネルギーのうちの $2w_{\parallel}$ が k 倍になる。すなわち、増加した総エネルギー w' は

$$w' = 2kw_{\parallel} + w_{\parallel} = (2k + 1)w_{\parallel}$$

これが、緩和時間の後、等分配で、垂直方向に2、平行方向に1の割合で分配されるから、平衡が成り立ったあとでは

$$w' = w_{\parallel} \frac{2(2k + 1)}{3} + w_{\parallel} \frac{2k + 1}{3}$$

ここで、磁場強度がもとの値に戻ると垂直エネルギー部分が $(1/k)$ に減少する。すなわち

$$w'' = w_{\parallel} \frac{2(2k + 1)}{3k} + w_{\parallel} \frac{2k + 1}{3} = 3w_{\parallel} \frac{2k^2 + 5k + 2}{9k}$$

$k = B_{\max}/B_{\min}$	heating
2	1.11
10	2.8
100	22.8
1000	222.8

Table 6-4 磁気ポンピング。

となる。 k は1より大きいから、 w'' は必ず $w = 3w_{\parallel}$ より大きくなり、加熱される。例えば $k = 2$ だと、 $w'' = (8 + 10 + 2)/18 = 3w_{\parallel} \times 1.11$ で 11 %の増加、 $k = 10$ だと $w'' = (200 + 50 + 2)/90 = 25.9/9 = 3w_{\parallel} \times 2.8$ で 2.8 倍の増加となる。

地球磁気圏ではこの種の加熱によってオーロラ活動に際して磁場が極端に弱い磁気圏尾赤道面近傍から地球に近づく粒子が急速に加熱・加速されるものと考えられる。加速され、捕捉軌道に入り込んだ放射線帯粒子はその電流効果で地球の磁場を減少させ、いわゆる磁気嵐を引き起こす。放射線帯の粒子は、地球の磁場という磁気ボトルに閉じ込められた粒子である。

6.4.2 Invariant Latitude

磁場の変動が十分ゆるやかなら、磁場中の粒子はドリフトに際して、反射点の磁場強度 B_m 、及び第二保存量 J を保存する軌道をとる。磁場強度及び第二保存量が等しい空間の二点では粒子フラックスは等しいことが証明されるから、非一様な磁場の中を

ドリフトする粒子のフラックスは磁場強度と第二保存量で表すことができる。すなわち、粒子フラックスの分布は実際の3次元分布から、その経度がどこであろうとも $B-I$ の二次元の分布に引き直して見るることができる (McIlwain, 1961)。不変緯度とは、実際の地球磁場の第二保存量を dipole 場のそれと比較の上で、実際の場の中で、dipole 場と等しい第二保存量を持つ軌道によって緯度を定義するものである。

第4章、Fig.4-5 の示す所により、磁場が dipole 磁場なら、伏角を I として

$$r d\theta/ds = \cos I$$

が成り立つから、 ds は

$$ds = r_e \sin^2 \theta d\theta / \cos I = r_e \sin \theta \sqrt{1 + 3 \cos^3 \theta} d\theta = r_e \cos \lambda \sqrt{1 + 3 \sin^3 \lambda} d\lambda$$

となって、 B_m を反射点磁場強度とする粒子について、dipole 磁場中の第二保存量 I_2 は

$$I_2 = 2 \int_{B_m}^{B_m^*} \sqrt{1 - \frac{B}{B_m}} ds = 4r_e \int_0^{\lambda_m} \sqrt{1 - \frac{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} \cos^6 \lambda_m}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda_m} \cos^6 \lambda}} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} \cos \lambda d\lambda$$

で表される。

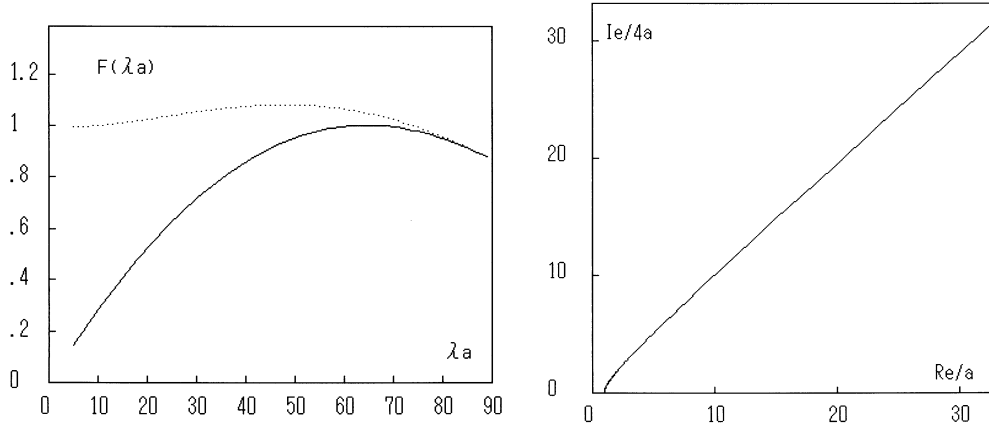


Fig.6-7 2nd invariant I_2 の積分値の λ_a 依存 (左) と $L - I_2$ の関係 (右、 $\lambda_a = 80^\circ$ まで)。

この式からもわかるように、第二保存量は磁力線の長さに密接に関係した量で、 r_e に比例する。比例常数の $F(\lambda_m) = \int f(\lambda) d\lambda$ の積分値は積分の上限 B_m または λ_m によって変わる。もし地上を反射点とすれば $\lambda_m = \lambda_a$ (磁力線の足の緯度) であるから Fig.6-7 左の実線のような λ_a 依存性を持ち、もし地心を反射点とすれば、同図の点線のような

λ_a 依存性を示す。地心を反射点とする第二保存量の積分値は全体として1に近い値を取り、 $I_2/4a$ と $r_e/a = L$ とはよい直線的関係にあるので、 I_2 は $4r_e$ 、あるいはこれを $4a$ で除した L を以て置き換えられることがわかる。地表を反射点とする場合には Fig.6-7 左図の実線の程度の λ_a 依存性を示すが、この依存性に関わらず、第二保存量 I と r_e との直線的関係は地球のごく近傍を除いて Fig.6-7 右の程度に充たされる。粒子分布を表す座標系として $B-I$ 座標系のかわりに $B-L$ 座標系を使うことが許される所以である。

実際の地球磁場において反射点の磁場強度 B_m を dipole の場合の地表あるいは地心近傍にとって第二保存量 $I_2 = \int \sqrt{1 - B/B_m} ds$ を求め、これから L を

$$L = \frac{I_2}{4a} \frac{1}{F(\lambda_a)_{dipole}}$$

の形で与え、かつ、dipole 磁場の場合と同じ形で

$$\Lambda = \cos^{-1} \sqrt{L}$$

とすれば、それぞれに対応する第二保存量に基づく不変磁気緯度 Λ が求められる。

上の扱いでわかるように、不変磁気緯度は粒子の横方向のドリフト軌道に一致する座標であって、もともと磁場の構造だけから求めた補正地磁気座標とは異なった発想の座標系であるが、後者は赤道面近傍をドリフトする粒子に対する不変磁気緯度の $\lambda_m \simeq 0$ の極限の場合と言っていい。なお、第二保存量の粒子ピッチ角依存の平均値をもって不変緯度を決めることも行われている。

次頁 Fig.6-8 に補正地磁気座標と地表を反射点とする不変地磁気座標を比較してある。ここで見られるように、補正地磁気座標と不変地磁気座標は全体としてはよく似ているが、細かい点では微妙に違い、場所によって緯度に2-3度の違いが現れる。この二つの座標系のどちらがより実際にオーロラの分布を表現するかについては十分に確かめられていない。しかし、その決め方から見ると、補正地磁気座標は、例えば太陽風など外部的条件によって磁場の形が変形するような場合の基礎形としての意味を持っていると言えよう。これに対して不変座標は特に内部磁気圏でドリフト速度の大きい高エネルギー粒子の分布などを議論する際の reference としての意味があると考えられる。しかし次節に述べるように、ドリフトに準拠する場合には外部磁場の影響も考慮しなければならない。

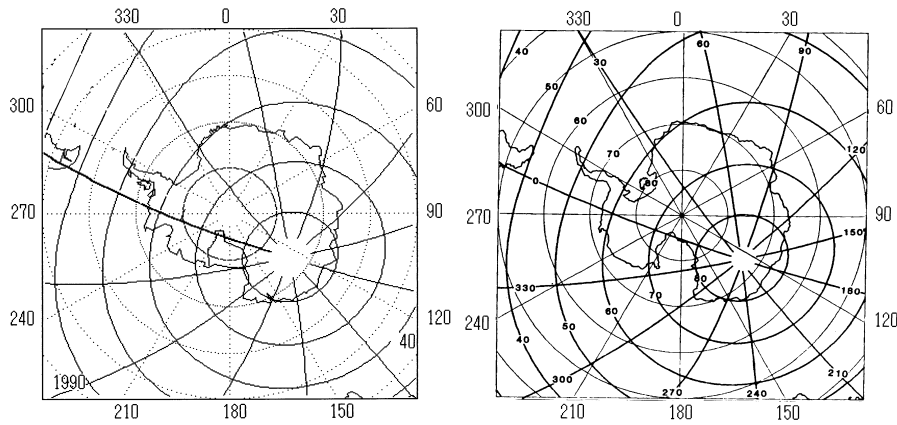


Fig.6-8 南極地方の補正地磁気座標 (左) と不変磁気座標 (右)。
全体はよく似ているが、場所によって緯度に2-3度の違いがある。

6.4.3 ドリフト shell の分離

上に述べたように、第二の保存量は、もしこれが保存する条件が充されれば、地球の周りを粒子がドリフト運動する際の軌道を決めるもので、磁場が軸対称でない時にこの保存量の効果が劇的に表れる。

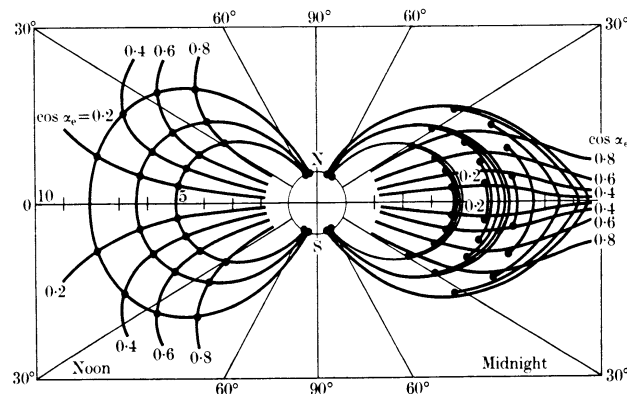


Fig.6-9 Second Invariant の違いによる drift shell の分離。昼側 (左側) の同一の磁力線上にある粒子は夜側 (右側) には異なる磁力線上に別れる (Roederer, 1964)。

いま、ある磁力線の赤道面で、運動エネルギーは等しいがさまざまなピッチ角 (磁気モーメント) をもつ粒子を考えると、これらはそれぞれ異なるミラー磁場強度をもつから、異なる高さで反射する。磁場分布が異なる領域に粒子がドリフトしていくとき、そ

それぞれの磁気モーメントの粒子のドリフトに際して、ミラー磁場強度、 B_m 、と作用積分、 $\oint \sqrt{1 - B/B_m} ds$ 、は保存する。

二つのミラー点の間の磁場 B の分布はドリフトによって次第に変わる。例えば磁気圏の昼側から夜側にドリフトする場合を考えよう。一本の磁力線についてみると、 B の分布は昼側と夜側とで異なっているから、もし、昼側で同一の磁力線上にあって異なるミラー点 (磁場強度) をもつ粒子は、夜側の磁場強度分布のもとで同一の磁力線の上には存在し得ない (Roederer, 1964)。

昼間側の、赤道をはさんで磁場強度がゆるやかに変わる領域から、赤道面近傍で磁場が急激に弱くなるような夜側の領域に動いていくと、被積分関数は赤道近傍で大きくなるが、ミラー磁場の大きい (地球近傍で反射する) 粒子に対しては赤道近傍以外ではもとの値に近いので影響は部分的であるが、ミラー磁場の小さい粒子はもともと赤道近傍を動くからこの影響は全体として大きい。従って、ミラー磁場の小さい、赤道面からあまり離れない粒子は第二保存量を保存するために、磁場の強い、より内側の shell に入り込む。

すなわち、磁気圏の昼側から夜側へドリフトしていく粒子は、昼間側で同一磁力線上にあっても、磁気モーメント (ピッチ角) の違いによって、夜側では異なる shell の磁力線の上に分散する。昼側の同一磁力線からスタートすると、夜側では、磁気モーメントの大きい (ピッチ角の大きい)、赤道面に近いところで反射する粒子は、磁気モーメントの小さい (ピッチ角の小さい)、地球近傍で反射する粒子に比べてずっと内側の軌道に回り込む。逆に、夜側の同一磁力線からスタートする粒子は、昼側では、ピッチ角の大きい、磁気モーメントの大きい粒子ほど外側の軌道に入り込む。

実際の磁気圏の磁場分布のもとでは、夜側で赤道近傍だけに閉じ込められているピッチ角の大きい粒子は、昼間側では磁気圏の内部に捕らえられず、磁気圏の外に抜けてしまうことになる。このように、ある経度範囲では捕捉されるが、ドリフトで別の経度に動いていったときそとに逃げてしまうような trapping を pseudo-trapping と呼ぶ。pseudo-trapping が起こるのは、夜側の赤道面近傍と、昼側の南北両高緯度域である。従って、これらの領域のプラズマ粒子は定常的に閉じ込められているのではなく、定常的にどこかから供給されているものと考えなければならない。

6.5 高エネルギー粒子に対する Størmer の取り扱い

上に述べて来たのは、すべて Alfvén 近似が許される範囲の粒子の場合であった。エネルギーが次第に高くなってラーマー半径が磁場の空間構造程度の大きさに近づいてゆくと、この近似が許されなくなる。磁場中の高エネルギー荷電粒子の運動を初めて一般的に議論したのは Poincaré (1896) であるが、彼の扱ったのは単極磁場中の粒子運動であった。

energy	proton	electron
100 eV	$3.72 \times 10^2 a$	$2.43 \times 10^3 a$
1 keV	$2.09 \times 10^2 a$	$1.37 \times 10^3 a$
10 keV	$1.17 \times 10^2 a$	$7.69 \times 10^2 a$
100keV	$6.61 \times 10 a$	$4.22 \times 10^2 a$
1 MeV	$3.72 \times 10 a$	$2.06 \times 10^2 a$
10 MeV	$2.09 \times 10 a$	
100MeV	$1.16 \times 10 a$	
1 GeV	$5.95 a$	
10 GeV	$2.34 a$	

Table 6-5 プロトンおよび電子のエネルギーによる Størmer 単位の大きさの変化。

運動方程式は

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

で、磁場はポテンシャル $V = -Mz/r^3$ で与えられる。ここで簡単のために、距離の単位として次のようにステルマー単位 C_{st} を導入する。

$$C_{st} = \sqrt{\frac{M}{B\rho}} = \sqrt{\frac{Me}{mv}}$$

ステルマー単位の大きさは、地球半径を a として Table 6-5 に示す程度の値を持つ。

Størmer に従って左手系を用いて表すと、運動方程式の x 、 y 、 z 成分は

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \mu e \left(H_y \frac{dz}{dt} - H_z \frac{dy}{dt} \right)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = \mu e \left(H_z \frac{dx}{dt} - H_x \frac{dz}{dt} \right)$$

後に、Størmer が双極子磁場中の一般的な粒子運動(高エネルギー粒子について)を議論した(*e.g.*, Størmer, 1907, 1911, 1912, 1955)。ここでは、Størmer に従って粒子運動の性質を考えるのが便利である。この取り扱いは基本的には数値計算に基づく粒子軌道の追跡であるが、粒子分布や入射領域に関しては有用な情報を与えてくれる。

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = \mu e \left(H_x \frac{dy}{dt} - H_y \frac{dx}{dt} \right)$$

となる。ここで $v = \text{const}$ だから、 $s = vt$ によって t の微分を s の微分に書き換えれば、 $\alpha = (m/e)v$ として

$$\alpha \frac{d^2 x}{ds^2} = H_y \frac{dz}{ds} - H_z \frac{dy}{ds}$$

$$\alpha \frac{d^2 y}{ds^2} = H_z \frac{dx}{ds} - H_x \frac{dz}{ds}$$

$$\alpha \frac{d^2 z}{ds^2} = H_x \frac{dy}{ds} - H_y \frac{dx}{ds}$$

が得られる。

Dipole moment M を用いて上の式の磁場を書き直せば

$$r^5 \frac{d^2 x}{ds^2} = \frac{Me}{mv} \left((3z^2 - r^2) \frac{dy}{ds} - 3yz \frac{dz}{ds} \right)$$

$$r^5 \frac{d^2 y}{ds^2} = \frac{Me}{mv} \left(3xz \frac{dz}{ds} - (3z^2 - r^2) \frac{dx}{ds} \right)$$

$$r^5 \frac{d^2 z}{ds^2} = \frac{Me}{mv} \left(3yz \frac{dx}{ds} - 3xz \frac{dy}{ds} \right)$$

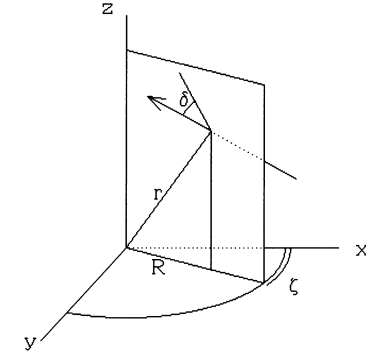


Fig.6-10 Størmer の解析の座標系。

となる。磁場は軸対称だから Fig.6-10 に示すように円筒座標 (R, ζ, z) を使い、かつ、距離の単位を前述のステルマー単位にとって上の運動方程式を R, z, ζ 成分に書き換えると

$$\frac{d^2 R}{ds^2} = R \left(\frac{d\zeta}{ds} \right)^2 + \frac{r^2 - 3z^2}{r^5} R \frac{d\zeta}{ds}$$

$$\frac{d^2 z}{ds^2} = \frac{3z}{r^5} R^2 \frac{d\zeta}{ds}$$

$$\frac{d}{ds} \left(R^2 \frac{d\zeta}{ds} \right) = \frac{d}{ds} \left(\frac{R^2}{r^3} \right)$$

となる。ここに $r^2 = R^2 + z^2$ である。上の第3式は直ちに積分でき、積分常数を γ とすれば

$$R^2 \frac{d\zeta}{ds} = 2\gamma + \frac{R^2}{r^3}$$

が得られる。ここで、もし

$$1 - \left(\frac{2\gamma}{R} \right) + \frac{R}{r^3} = Q$$

と表せば、上の3つの運動方程式は

$$\begin{aligned}\frac{d^2 R}{ds^2} &= \frac{1}{2} \frac{\partial Q}{\partial R} \\ \frac{d^2 z}{ds^2} &= \frac{1}{2} \frac{\partial Q}{\partial z} \\ \left(\frac{dR}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dz}{ds} \right)^2 &= Q\end{aligned}$$

となる。これを数値積分するのが Størmer の解法である。

6.5.1 解の存在範囲

粒子軌道と子午面のなす角を δ と置けば、 $\sin \delta = R d\zeta/ds$ だから、上の γ を含む積分式、 $R^2 d\zeta/ds = 2\gamma + R^2/r^3$ は $\sin \delta = 2\gamma/R + R/r^3$ と表すことができ、よって

$$-1 \leq \frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} \leq 1$$

ここで、 $\sin \delta = k$ 、 $R = r \cos \lambda$ と置くと、上の式は

$$\sin \delta = k = \frac{2\gamma}{r \cos \lambda} + \frac{\cos \lambda}{r^2}$$

となる。これを $1/r$ について解くと

$$r = \frac{\cos^2 \lambda}{-\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 + \sin \delta \cos^3 \lambda}}$$

が得られる。

ここで $\sin \delta$ は ± 1 の範囲にあるから、この式から特性的な距離3つが下のようになる。

$$r_1 = \frac{\cos^2 \lambda}{-\gamma + \sqrt{\gamma^2 + \cos^3 \lambda}}$$

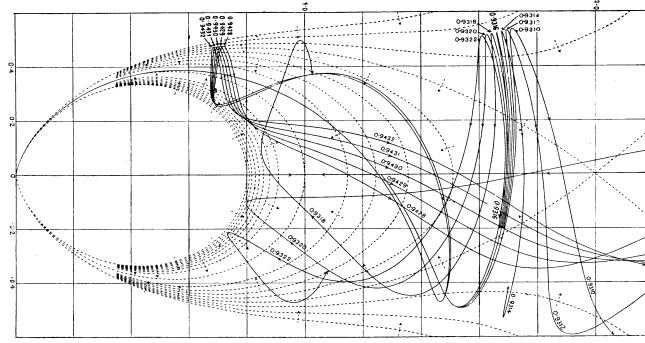


Fig.6-11 Størmer の解析の例。

$$r_2 = \frac{\cos^2 \lambda}{-\gamma + \sqrt{\gamma^2 - \cos^3 \lambda}}$$

$$r_3 = \frac{\cos^2 \lambda}{-\gamma - \sqrt{\gamma^2 - \cos^3 \lambda}}$$

粒子の存在範囲は粒子の初期条件 γ によって、解が r のどの範囲に存在するかで決まる。上の特性距離 r_1 、 r_2 、 r_3 を使って

$-\infty < \gamma < -1$ ならば解の存在範囲は2つあって、 $r_1 < r < r_2$ と、 $r_3 < r$

$-1 < \gamma < 0$ ならば解の存在範囲は $r_1 < r$ であるが地球に近づく解があり

$0 < \gamma$ だと解の存在範囲は $r_1 < r$ であって、地球に近づく解がない。

ことがわかる。

最初の条件 $-\infty < \gamma < -1$ をみたす粒子の解の存在領域は2つあるが、そのうち、地球近傍の解の存在領域は地球磁場に捕らえられた放射線帯粒子の存在に対応するもので外側の解は外部から飛来する、宇宙線粒子や太陽フレア粒子(フレアー

プロトン)に対応する。この条件をみたす粒子に対してはこの二つの領域に接続はなく、従って、一旦、放射線帯に捕らえられた粒子は外に逃げ出すことができず、また、外から放射線帯に入り込むこともできない。

6.5.2 極冠グローオーロラ

極冠グローオーロラを起こすような高エネルギーの太陽プロトンや宇宙線が、どのように地球に近づくかもこの取り扱いで知ることができる。 $\gamma = -1$ では、外部と内部

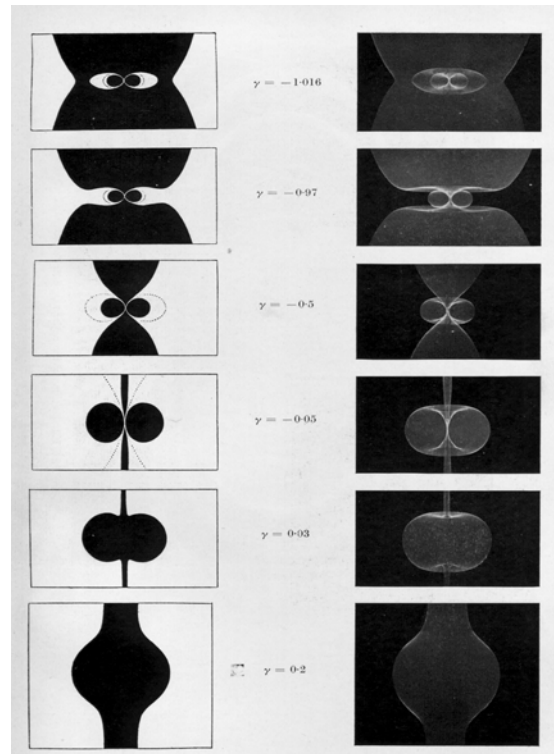


Fig.6-12 Størmer の積分による解の存在範囲。

の粒子存在範囲が赤道面上の一点で接続する (Fig.6-13)。すなわち、この状態が、粒子が無限遠から地球に近づくことのできる極限である。この条件を先の r_1 に代入すると

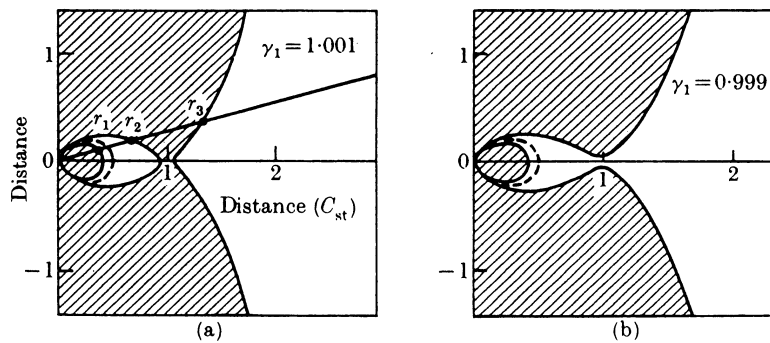


Fig.6-13 外部と内部の許容領域がつながる所で cut-off latitude が決まる (Vallarta, 1961)。

$$\frac{a}{C_{st}} = \frac{\cos^2 \lambda}{1 + \sqrt{1 + \cos^3 \lambda}}$$

となって、無限遠から飛来する粒子が地表に到達できる最低の緯度 λ (cut-off latitude) を求めることができる。その磁気緯度は、およその程度で、地球圏外から飛来する粒子はこれより高緯度にしか進入できない。

Energy	proton	electron
1 keV	84.4°	87.8°
10 keV	82.5°	87.1°
100 keV	80.0°	86.1°
1 MeV	76.6°	84.3°
10 MeV	71.9°	
100 MeV	65.2°	
1 GeV	53.6°	

Table 6-6 プロトンおよび電子の cut-off latitude。

上に述べたところから、太陽フレアに際してフレア領域から放出される高エネルギー粒子群が入射して起こる極冠グローオーロラや極冠電離層吸収が、なぜ極冠に限られるかが理解できる。しかし、粒子の飛来方向が限られている場合には(実際には太陽から来るので限られている)、

ビルケランド (Birkeland) の実験 (Birkeland, 1901, 1907) が示すように、粒子の入射場所は磁気極を取りまくスパイラルになって、極冠グローオーロラや極冠電離層吸収 (Hakura, 1958; Obayashi and Hakura, 1960) のように全体を埋め尽くすことはない。極冠全体が粒子で埋め尽くされるためには、粒子が周り中から地球に押し寄せてくるのでなければならない。観測から見る限り、太陽起源の高エネルギー粒子群は太陽風の擾乱磁場に散

乱されて、地球大気に入射する時には周り中から入射していると考えなければならない。

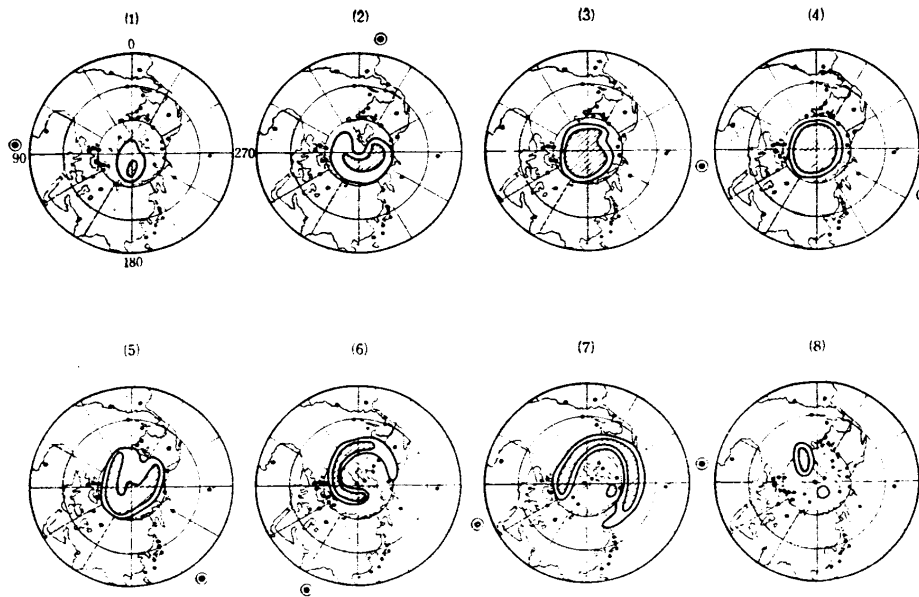


Fig.6-14 極冠吸収 (PCA) の例。

もともと Størmer の計算は、Birkeland の実験に触発され、太陽から直接に飛来する荷電粒子、特に電子でオーロラを説明しようとするものであったが、現在では、通常の極光帯のオーロラを光らせるオーロラ粒子は地球周辺で加速された、主として Alfvén 近似が使える程度のエネルギー領域の電子であることが知られている。Birkeland の実験並びに Størmer の計算の示すところでは、Birkeland や Størmer が扱った粒子は、宇宙線および太陽宇宙線 (高エネルギー粒子) に適用されるべきエネルギー範囲で、オーロラから言えば極冠グローオーロラを起こす粒子である。後に述べるように、極冠オーロラは、入射粒子が高エネルギーである事実を反映して概して高度の低いオーロラで、窒素分子およびそのイオンの放射する光が強く、かつ、入射粒子の中にプロトンが多いことを反映して、他のオーロラに比べて著しく水素の輝線が強い。

6.6 地球周辺のプラズマ粒子分布

粒子運動についての上記の考察から、地球周辺の荷電粒子の分布と運動の概略が理解される。電場によるドリフトは粒子のエネルギーに依らないが磁場によるドリフトはエネルギーに依存するので、粒子の運動も分布も粒子のエネルギーの大小によって大き

く異なる。

6.6.1 放射線帯粒子

まず、エネルギーの高い、放射線帯粒子はエネルギーに比例したドリフト速度で地球を経度方向に回っている。一旦捕らえられると外部に逃げ出すのは難しいから長期にわたって地球を回り続け、そのため、常時、地球の周りに放射線帯が存在する。

地球に近い、いわゆる内帯の高エネルギー粒子は、宇宙線粒子 (高エネルギー陽子) が大気粒子と衝突して生まれるたくさんの中性子が、平均寿命 1000 秒程度で地球磁場中で陽子に崩壊することによってまかなわれているものと考えられている。この機構による粒子生成率は小さい ($E > 10$ MeV のプロトンは $L \sim 1.5$ で $10^{-14}/\text{cm}^3\text{sec}$ 、 $E > 1$ MeV の電子は、 $L \sim 1.5$ で $10^{-12}/\text{cm}^3\text{sec}$ 、 $L \sim 5$ で $10^{-14}/\text{cm}^3\text{sec}$) が、できた粒子のロスはもっと小さいので、そのために定常的に大きな粒子フラックスとなっているようである。

$L \sim 1.5$ でのプロトンフラックスは $J_p(>100 \text{ MeV}) \sim 10^3\text{--}10^4/\text{cm}^2\text{sec}$ 、電子フラックスは $J_e \sim 10^6/\text{cm}^2\text{sec}$ で、life time $\tau = J/Qv$ が $10^7\text{--}10^8\text{sec}$ すなわち 1 年以上ないとこのレベルのフラックスは維持できない。プロトンのロスは、一般に荷電交換 ($P^* + H \rightarrow P + H^*$) による部分が卓越しているものと考えられているが、水素輝線の強いオーロラの出現と Pc-1 領域の地磁気脈動との関係の深さからみて、外帯では粒子波動相互作用に基づく散乱で大気中へ入射して失われるのもプロトンのロスの重要な要素であるように思われる。

放射線帯外帯の粒子は、オーロラ活動に伴って、磁気圏の尾の部分で加速され、局所的、かつ、過渡的な電場によるドリフトで内側に運び込まれて加速を受け、捕捉軌道に取り込まれた粒子と考えられる。注意すべき点は、粒子が外側から捕捉軌道に取り込まれるためには、過渡的な電場がなければならない、という点である。この点については、後の substorm の項で詳しく述べる。

磁気圏での粒子の加速は、先に述べた変動磁場による inductive な magnetic pumping 以外に、グローバルには transient な electrostatic な西向き電場によって粒子が磁場の強い所へ運び込まれる効果が大きいようである。地球向きの $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトは粒子を磁場の強い内部磁気圏へ運び込むので、垂直の運動エネルギーが増加する。あまり長くない、適当な equipartition の時間スケールを考えれば、外部から運び込まれる粒子のエネルギーは概略磁場強度に比例すると考えていいだろう。粒子フラックスが卓越している磁気圏尾の領域の平均的な磁場強度が ~ 20 nT で粒子の平均エネルギーが 1 keV とすれば、緯度 70 度にあたる赤道域では約 2.5 keV、緯度 65 度にあたる赤道域では 8.5 keV、

緯度 60 度にあたる赤道域では 24 keV ほどの加速となる。後に述べるように、pulsating aurora が低緯度に発達していくとき、このような加速が起こっていると考えれば観測される入射粒子のエネルギーの緯度依存とはおおよそつじつまが合うように見える。

磁気圏の磁場は既に述べたように、大きな夜昼の非対称性をもっている。従って、この中でドリフト運動する粒子は夜側と昼側とは分布は異なる。しかし、粒子の運動に対してはほぼ Alfvén 近似が成り立つとすれば、既に述べたように、粒子の運動は磁場強度 B と第二保存量 J で決まる。従って、 B と J を使って粒子分布を表現すれば、

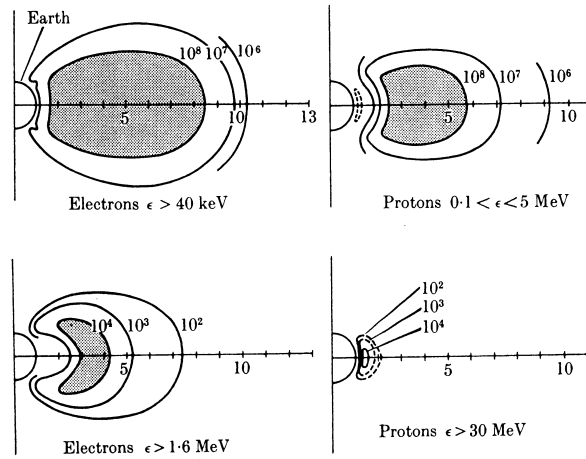


Fig.6-15 放射線帯粒子の分布 (Hess, 1968)。

磁場分布の異なるどの子午面をとっても粒子分布は同じになる。磁場を双極子とした時の粒子分布は Fig.6-15 に示す通りである。

粒子分布は基本的に供給(生産)とロスで決まる。内帯では供給もロスもほぼ対称であるが、外帯では、供給は明らかに夜側からで著しく非対称、ロスも恐らく非対称の磁場の影響を受けて非対称であろうと思われる。非対称の効果は、エネルギーが低くなるにつれて次第に顕著になるはずである。外帯における電子のロスは V L F 波動と電子の相互作用による、quasi-periodic なピッチ角散乱によるものと考えられている。後に述べるように、これが明け方に多く見られる脈動性オーロラのもとになっているようである。

磁気圏内のプラズマ粒子は、基本的には第一保存量、第二保存量を保存し、全エネルギーを保存して地球の周囲を回る。しかし、磁気圏には、磁気圏の明け方の側から夕方の方の側に向けた対流電場が存在するので、粒子運動はこの電場の影響を受ける。ドリフトの際のエネルギー保存は電場のポテンシャルエネルギーを含む形で行われる。すなわち、電位を ϕ として、保存するのは $(1/2)mv^2$ ではなく

$$\frac{1}{2}mv^2 + e\phi = \text{const}$$

となる。従って電子は電位の高い明け方側で運動エネルギーを獲得し、プロトンは電位の低い夕方側で運動エネルギーを獲得する。

磁場ドリフトは粒子のエネルギーに依存するので、対流電場の構造は粒子のマクロなドリフトを変化させる。また、粒子の磁場ドリフトは粒子の電荷の符号によって向きが逆であるから、磁場ドリフトの変化は対流電場の変化を引き起こす。磁気圏粒子が何処からどのように磁気圏に注入されるかで結果としてできる電場は大幅に変わり得る。できた磁気圏電場は磁力線沿いの電場をもたらし、このため磁力線沿いの電流で電場が解消される。これらすべてを含む consistent なドリフトモデル、及び電場モデルはまだない。

6.6.2 低エネルギー粒子・プラズマ圏

エネルギーの高い粒子群、いわゆる放射線帯とはほぼ重なるように、これと逆に著しくエネルギーの低い、1 eV (温度約 1 万度) 程度の粒子が地球を取り巻いて存在する。プラズマ圏の境界は Fig.6-16 に見られるように、急峻な密度の減少で特徴づけられる。こ

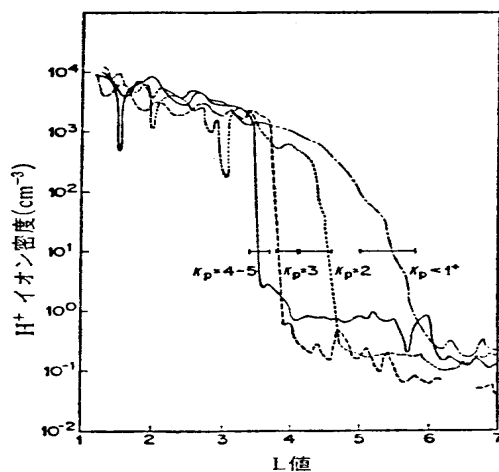


Fig.6-16 プラズマ密度の radial 分布
(Chappell *et al.*, 1970)。

れがプラズマ圏と呼ばれる。この粒子の起源は電離層から拡散していったもので、磁場ドリフトは著しく小さい。従って、その分布は粒子の磁場によるドリフトで決まるのではなく、粒子の電離層からの拡散、地球の自転、および、太陽風で駆動される磁気圏対流の電場で決まる。おそらくはその故に、図に見られるように、プラズマ圏の大きさは地磁気 Kp 指数によって大幅に変動する。

Corotation

磁気圏の低エネルギープラズマが地球と corotation することについては若干の説明を要する。まず、磁力管の断面積 S は磁場の強さ B に逆比例する。すなわち $S \propto B^{-1}$ である。この磁力管の azimuth 方向の中 W は、その点の緯度を λ として地軸からの距離 $R = r \cos \lambda$ に比例する。従ってこの磁力管の、azimuth と垂直方向の厚み D は、断面積を W で割って

$$D = D_0 \frac{B_0}{B} \frac{R_0}{R}$$

となる。Azimuth 方向への運動による電場 \mathbf{E} は D に逆比例するから

$$E = E_0 \frac{B}{B_0} \frac{R}{R_0} = E_0 \frac{B}{B_0} \frac{r \cos \lambda}{R_0}$$

と表される。従って、ある磁力線の上にあるプラズマ粒子はすべて

$$v_\phi = \frac{E}{B} = \frac{E_0 B R}{B B_0 R_0} = E_0 \frac{R}{B_0 R_0} = E_0 \frac{r \cos \lambda}{B_0 R_0}$$

という、地軸からの距離 R だけできまる一定の角速度で剛体的に回転することがわかる。これが地球周辺プラズマの corotation である。前に述べた磁力線と磁場の凍結という面から見れば、地球の双極子磁力線が剛体的に一体として地球とともに自転していると見ることもできる。

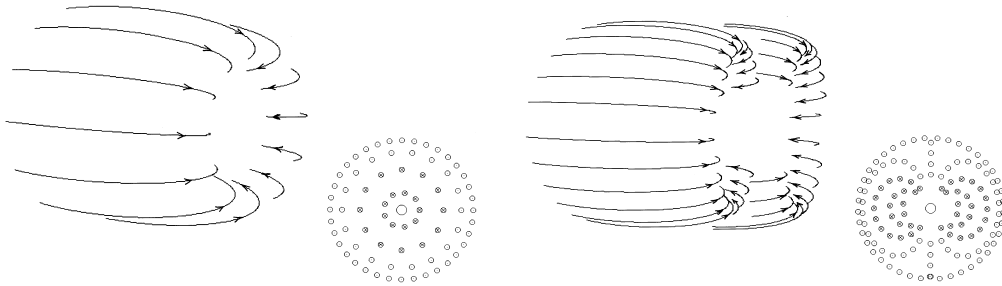


Fig.6-17 磁気圏プラズマの三次元対流 (左) と二次元対流 (右)。

右下にそれぞれ tail側から見た対流の断面を示す。

上述のように円筒座標 R の、角速度 Ω の自転による ϕ 方向の速度 v_ϕ は $v_\phi = \Omega R = \Omega r \cos \lambda$ で、 $\mathbf{v}_\phi \times \mathbf{B} + \mathbf{E} = 0$ であるから、電場は

$$E_\theta = \frac{\Omega r \cos \lambda}{r^3} 2M \sin \lambda = \frac{\Omega a^3 B_0 \sin(2\lambda)}{r^2}$$

$$E_r = -\frac{\Omega r \cos \lambda}{r^3} M \cos \lambda = -\frac{\Omega a^3 B_0 \cos^2 \lambda}{r^2}$$

と表すことができる。例えば赤道面で電場 E_r は

$$E_r = \frac{\Omega B_0 a^3}{R^2}$$

また、地表 ($r = a$) において E_θ を緯度 λ から極 ($\pi/2$) まで積分すると、自転に伴うその緯度の電場のポテンシャル ϕ_{rot} は

$$\phi_{rot} = -\Omega a B_0 \int_{\lambda}^{\pi/2} \sin(2\lambda) d\lambda = -\Omega a B_0 \cos^2 \lambda = -89 \cos^2 \lambda \quad \text{kV}$$

と求められる。この電場によってエネルギーの低いプラズマ粒子は地球と一緒に自転する (corotation)。

磁気圏対流は磁気圏の最外部で太陽風の運動量をもらって反太陽方向に流れ、中心部ではもとに戻る太陽向きの流れとなる磁気圏プラズマの対流運動である。もし磁場がなければ太陽風から与えられる運動量は境界全体に一樣で、従ってあらゆる境界で後ろ向きの流れが起こり、同心円状に中心部で流れが太陽向きに戻る筈である。また、もし、磁気圏の磁場がどこまでも閉じて南北でつながっていれば、流れは、磁気圏の赤道面断面でのみ上述のような対流として記述される。磁力線は一本につながったまま流れるものと考えられるから、磁場の存在によって流れは3次元的でなく2次元的になり、磁力線に垂直な流れとして記述される。この流れは磁気圏の明け方側にプラス、夕方側にマイナスの電荷の集積があって、明け方から夕方に向かう電場が存在することと等価である。

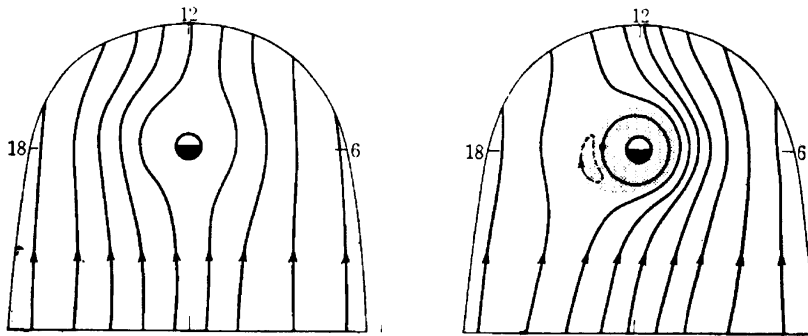


Fig.6-18 太陽風による磁気圏二次元対流 (左) と corotation の重ね合わせ (右) (Brice, 1967)。

粒子は、自転の電場及び対流運動の電場の両方の効果で地球の周りをドリフト運動する。自転は回転対称であるが対流は、プラズマを外から中へ、また、中から外へ動か

す。その結果、あるプラズマ領域は、地球を回る間に磁力線が開いている極冠の磁場領域に出てしまうことも起こって、そこではプラズマは磁気圏尾に向かって流れ去って失われる。だから、どのような状態でも磁力線が開いた領域に行かない、地球に近いところを回る粒子群がその外よりずっと大きなプラズマ密度をもつことになり、こうしてプラズマ圏ができるものと考えられている (Nishida, 1966)。

6.6.3 プラズマの補給

プラズマ補給に要する時間は当然、充たすべき磁力管の体積と供給のスピードによる。いまかりに高度 1000 km を基底 ($r = r_b$) とする。磁力管の任意の点の地心距離 r と colatitude θ は

$$\frac{\sin^2 \theta}{r} = \frac{\sin^2 \theta_b}{r_{eq}}$$

で結ばれている。磁力管の長さ方向の素片 dl は

$$\frac{dl}{d\theta} = r_e \sin \theta \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}$$

磁力管の面積素片 ΔS は

$$\Delta S = \frac{B_b^3}{B^3} \Delta S_b = \left(\frac{\cos \lambda}{\cos \lambda_b} \right)^6 \sqrt{\frac{1 + \sin^2 \lambda_b}{1 + \sin^2 \lambda}} \Delta S_b$$

よって

$$\Delta V = \Delta l \Delta S = r_b \frac{\sin^7 \theta}{\sin^8 \theta_b} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta_b} \Delta S_b \Delta \theta$$

いま、簡単のために粒子密度 N の r 依存性を $N(r) = N_b (r/r_b)^{-m}$ と置くと

$$N_{total} = 2N_b r_b \Delta S_b \frac{\sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta_b}}{\sin^{8-2m} \theta_b} \int_0^{\pi/2} \sin^{7-2m} \theta d\theta$$

で、 $m = 2.5$ だと

$$N_{total} = N_b r_b \Delta S_b \sqrt{4L - 3} \left\{ \left(\frac{\pi}{2} - \theta_b \right) L + \sqrt{L - 1} \right\}$$

ここに $L = r_e/r_b = 1/\sin^2 \theta_b$ である。

この式に、尤もらしい値、 $N_b = 2 \times 10^3$ /cm³、 $r_b = 7.4 \times 10^3$ km、 $\Delta S_b = 1$ cm² を代入し、 r_b での供給フラックスを $F_b = 10^8$ electrons/cm²sec とすると、この磁力管を

充たすに要する時間 τ は $\tau = N_{total}/2F_b$ で与えられ、 $L = 2$ で約 1 日、 $L = 5$ で約 5 日を要することがわかる。

プラズマ圏はその外に比べてプラズマ密度が高く、いわば、大気の最外層と考えてよい。ここでは VLF の波が立ちやすいので、エネルギーの高い電子の散乱や放射線帯粒子の散乱、すなわち、脈動性オーロラや中緯度オーロラの出現に大きな役割を担っているものと思われる。

6.6.4 Convection に対する安定性

磁場エネルギー密度がプラズマのそれより高いとして、磁気圏内部で、一定の磁気フラックスの領域の移動を考えると、領域の長さは r_e に比例し、断面積は B に逆比例、つまり、もし dipole なら r_e の 3 乗に比例する。従ってその領域の体積は r_e の 4 乗に比例する。

気体の状態は $pV^\gamma = \text{const}$ (ここに γ は比熱比) で、変化が isothermal なら $\gamma = 1$ 、adiabatic なら $\gamma = 5/3$ となる。よって、磁気圏の中でのプラズマの対流運動に際して、

$$\begin{aligned} \text{もし変化が isothermal なら } p &\sim V^{-1} && \sim r^{-4} \\ \text{adiabatic なら } p &\sim V^{-5/3} && \sim r^{-20/3} \end{aligned}$$

となるはずである。従ってもし、実際の磁気圏のプラズマ分布が $p \sim r^{-s}$ で与えられるとき、 $s < 4$ なら adiabatic な変動に対しても isothermal な変動に対しても安定、 $s < 20/3$ なら adiabatic な変動に対しては安定で、isothermal な変動に対しては不安定となる。実際の分布は $n \sim r^{-3}$ 、 $p \sim r^{-2}$ 程度で、いずれに対しても安定な構造になっているようである。この構造が本当に安定であるのか、それとも、常に存在する平均的な変動によってこの勾配が保たれているのか、必ずしも明かとは言えない。

更に、実際のプラズマ圏の時間変動には、substorm に際してこのような定常流的な粒子フラックスの考えではとても理解出来ない大きな変動が観測される。少なくともプラズマ圏の崩壊には、磁気圏深部での温度上昇などの不安定要因の増大に基づく、もっとダイナミックな変動が関与していると考えた方がいいかもしれない。

なお、以上の安定性の議論は磁束管の浮力によるもので、対流圏での大気の安定性と同じエネルギー原理に基づいている。エネルギー原理に基づく不安定の向きはよりエネルギーの低い状態への移行であって、プラズマの熱エネルギーによる膨張から、磁力管の体積変化が正の向き、即ち $\Delta V > 0$ の向きでなければならない。既に第 5-2 節で述べたように、磁場のエネルギー密度がプラズマのそれより十分高ければ、磁場の Maxwell

stress の性質だけから磁場の強度の勾配と曲率が決まるから、磁場に垂直に微小距離離れた2点での磁場強度 B と磁力線の曲率半径 R との関係

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta R}{R}$$

および、磁場に垂直な(曲率ベクトルを含む)面での磁束 ϕ の保存

$$\phi = 2\pi r \Delta R \cdot B = \text{const}$$

から

$$\Delta V = \phi \Delta \int \frac{dl}{B} = -\phi \int \frac{dl}{rRB^2} < 0$$

の向き、すなわち、プラズマのエネルギー密度の高い領域が磁場の凹の方から凸の方に移動する向きであることがわかる。これが交換不安定(interchange instability)と呼ばれる不安定である。これをプラズマ粒子の軌道運動から言えば、次に述べる電場の生成を伴う境界不安定の問題となる。

プラズマと磁場の境界の安定・不安定の問題は、電場の生成を伴う self-consistent な粒子の軌道運動(self-consistent orbital theory)の典型である。例えば、重力に逆らって磁気圧でプラズマを支える、いわゆる Rayleigh-Taylor 不安定などがその一例であるが、この場合、力は重力に限るものではなく、粒子の電荷の符号に無関係

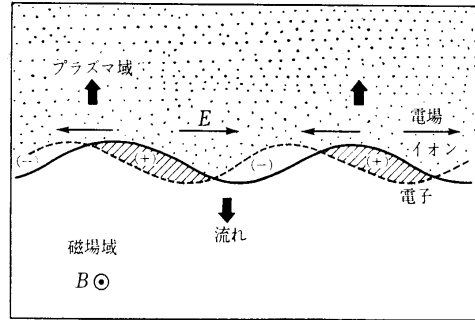


Fig.6-19 磁場とプラズマの境界の変形。

に磁場に垂直に作用する力なら何でもよい。その力によって異なる電荷をもつ粒子が反対向きにドリフトして電場を作り出し、その電場でますます移動が加速されることによって不安定となる。

粒子の分布が一様でないとき、粒子の磁場ドリフトによって分極電場 \mathbf{E} ができ、この $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトを考えれば、磁場の凸の方にプラズマが存在するときはプラズマ領域に分極電場ができることによって境界は安定であり、逆に磁場の凹の方にプラズマが存在するときは同じく分極電場ができることによって境界が不安定になることは定性的には直ちに知られる。

いま磁場とプラズマの境界が

$$\Delta z = a \sin ky$$

と変形することを考える。この場合、もし Rayleigh-Taylor 型の場合ならプラズマに働く力は重力加速度で、従って粒子のドリフトは

$$\mathbf{v} = \frac{m\mathbf{g} \times \mathbf{B}}{eB^2}$$

と表され、磁気圧とプラズマ圧とのバランス面での安定・不安定の問題ならドリフトは

$$\mathbf{v} = \frac{m}{eB^2} \left(\frac{v_{\perp}^2}{2} + v_{\parallel}^2 \right) \mathbf{K} \times \mathbf{B}$$

となる。磁場に垂直に働いている力 F は、前者では $F = mg$ であり、後者では $F = m(\frac{v_{\perp}^2}{2} + v_{\parallel}^2) \mathbf{K}$ という、プラズマが磁場の弱いほうに押される力である。ここに \mathbf{K} は磁力線の曲率ベクトルで、 \mathbf{R} を曲率半径ベクトルとして

$$\mathbf{K} = \frac{\mathbf{R}}{R^2} = \frac{\nabla B^2}{2B^2}$$

で与えられる。ドリフトは質量に比例するので、このドリフトは主としてイオンのドリフトである。

表面の微小変形によるドリフトによって起こる表面電荷密度 $\delta\sigma$ は、プラズマ密度を n として

$$\delta\sigma = ne\delta\Delta z = ne \frac{\partial \Delta z}{\partial y} v \delta t$$

と書くことができる。

境界面での電場 E_z は

$$\epsilon E_z = \sigma = \sigma_0 \cos ky$$

であるから、電場 \mathbf{E} は

$$E_x = 0$$

$$E_y = \frac{\sigma_0}{\epsilon} \sin ky \exp(-kz)$$

$$E_z = \frac{\sigma_0}{\epsilon} \cos ky \exp(-kz)$$

となって、この電場による境界面のドリフト $(v_z)_{z=0}$ は

$$v_z = -\frac{\sigma_0}{\epsilon B} \sin ky = \frac{da}{dt} \sin ky$$

と表される。上式の後ろの等号は、もとの表面の変位の式から得られるものである。

この式と境界面上の表面電荷密度から得られるその時間変動の式

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\frac{nkF \cos ky}{B} a$$

とから、最終的に境界面の変動を示す微分方程式

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = \frac{nkF}{\epsilon B^2} a$$

が得られる。係数 nkF の符号が負であれば安定な振動解、正であれば不安定になる。具体的な場合に当てはめて考えれば、重力場の中で磁気圧で支えられたプラズマの場合は係数が正で Rayleigh-Taylor 型の不安定が起き、磁気圧とプラズマ圧との境界では、もし磁場の凹の側のプラズマ圧が高い時に係数が正になって不安定が起きるのである。実際の磁気圏においては磁場は外に向かって凸であるから、磁気圏外部から押し寄せて来るプラズマに対しては磁気圏は安定であるが、磁気圏内部のプラズマ圧力がある限界を超えて高くなると必然的に不安定が起こることが理解される。

6.6.5 プラズマシート

磁気圏の尾には、プラズマシートと呼ばれる粒子群があつて、磁場の弱い赤道面近傍を埋めている。このあたりの粒子エネルギーは 1 keV 程度である。1 keV のエネルギーは、平均的な太陽風の bulk speed で流れているプロトンのエネルギーに相当する。後でも述べるように、太陽風からいかなる道筋にせよ、磁気圏に入り込んだ粒子群が、太陽風のエネルギーと同程度のエネルギーをもっていることは、きわめて自然であつて、ここには問題はない。問題は、どのように粒子が磁気圏に取り込まれるかである。

プラズマシートについて注意しておくべき点は、磁気圏尾で、ある程度地球から離れると、プラズマシートは安定な構造として存在するのでなく、プラズマ粒子が存在するとすればこの範囲にある、という意味であることである。とかく、プラズマシートは安定なプラズマ構造であるかのように思われがちであるが、実際に安定な定常構造として存在する保証はどこにもない。従来の観測はすべて、その通りである。

もう一つ注意しておくべき点は、プラズマシートの粒子はとかくオーロラ粒子の源の粒子群と考えられがちであるが、この領域のプラズマ粒子は、多かれ少なかれ、原因

であるとともに結果でもある。即ち、これらの粒子は加速されてオーロラ粒子として入射するだけではなく、加速が起こって加速された粒子の一部の、後ろに放出される部分も含んでいるはずだからである。この問題は、後でオーロラ粒子の起源の項でもう一度議論することにした。

プラズマシートの内側の境界は、substorm に際して起こる、粒子の injection の内側境界として理解される。substorm における夜側の局所的、過渡的電場によって粒子は急速に磁気圏内部に進入するが、進入とともに粒子は大きなサイクロトロン加速(磁気ポンピング)をうけ、磁場ドリフトが増大して、ある L-shell までしか入ってこられない。この境界が、プラズマシートの内側の境界を形づくる。これは、定常的な電場のもとで起こる、いわゆる Alfvén Layer とは違う。後に述べるように、この境界は、オーロラで見れば、最も活動的な脈動性のオーロラが現れる緯度に対応するように見える。粒子の injection の内側境界とオーロラの低緯度側境界とは対応しているように思われるが、この対応はまだ確認されていない。

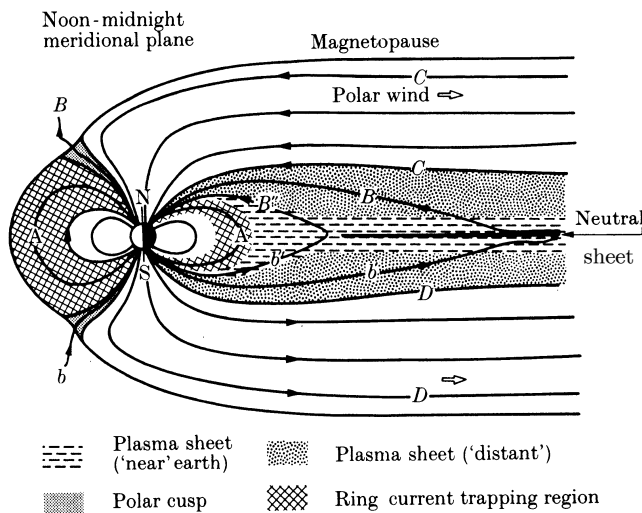


Fig.6-20 プラズマ分布を示す磁気圏断面。プラズマシートは磁軸にほぼ垂直に後ろに延びている (Frank, 1971)。

内側のプラズマシートは安定に存在できる。なぜなら、地球磁場が十分に強く、プラズマ粒子を十分に捕捉しておくことができるからである。同じくプラズマシートと言っても、プラズマ粒子が安定に捕捉される部分と不安定が本質であるような部分とは性質が全く異なるので、別々に議論する必要がある。

一般に boundary plasma sheet などと呼ばれる、構造のある(むしろ時間的変動と思われる)粒子分布は不安定な部分に対応し、central plasma sheet と呼ばれている、構造のない(むしろフラックスが時間的に安定な)粒子分布は安定に捕捉されている粒子に対応すると考えてよい。

なぜプラズマシートが存在するのかについては、まだ完全に納得のゆく説明はない。しかし、磁気圏の形成のところで述べたように、プラズマ粒子の反磁性のために、磁場とプラズマ粒子はそれぞれ場所を住み分けるとすれば、適当な緩和時間をもってプラズマ粒子は磁場の弱い所に集まってその磁場をますます弱める。その挙げ句がプラズマシートの形成にいたると言うのはしごく尤もらしい。もし粘性が働かなければ磁場中の粒子運動は力の向きに垂直であって(高層の地衡風と同じ)、粒子は磁場の弱いところに集まる訳ではないが、波との相互作用によって何らかの粘性が働くと粒子は次第に磁場の弱いところに集まる。この件についても、前にも述べたように、ポテンシャル場からスタートして、次第にプラズマ粒子のエネルギー密度を増やしてゆくとき、磁気圏が最終的にどのような状態に落ち着くのかを計算機シミュレーションで調べてみるのはきわめて実際的でかつ効果的な研究であろうと思われる。

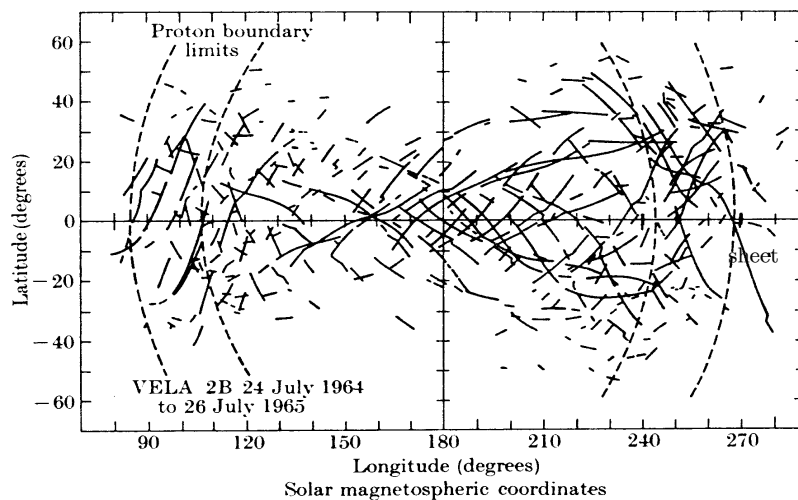


Fig.6-21 VELA 2B 衛星によるプラズマシートの観測。プラズマシートが観測された軌道を線で示す (Bame *et al.*, 1967)。

しかし、プラズマシートのプラズマ粒子が安定に捕捉されていると考えてはならない。プラズマシートの粒子は本質的に不安定で、常に大小さまざまな plasma escape を起こして、地球側、および tail 側にプラズマを放出していると考えるのが妥当であろう。その transient なプラズマ放出の統計的平均がプラズマシートとして観測されるのであろう。現に Fig.6-21 の観測結果でも、プラズマシートのプラズマは neutral sheet をはさんで定常的に観測されるのではなく、きれぎれに、飛び飛びに観測されている。こ

の問題については、後にもう一度議論する。

プラズマシートの粒子が何処から入って来るのかは、今のところ謎である。多くの人々は、いわゆる dayside reconnection の結果として、磁気圏の高緯度側から供給され、convection によって赤道面近傍にたまり込んだ粒子と考えているようであるが、この考えには必ずしも convincing な根拠がない。後に述べるように、粒子は、磁気圏の横腹の抵抗の少ない所から入って来ると考えるほうが自然なようにも思われる。磁気圏の convection は明らかに存在するので、その結果この辺りの粒子フラックスが増えるのも自然であるが、平均的エネルギーの考察からは、太陽風から直接入り込んで来ていると考える方が考えやすい。

6.7 プラズマ粒子分布とオーロラオーヴァル

既に第2章及び第5章で極光帯とオーロラオーヴァルの違いについて触れた。オーロラオーヴァルはいわば太陽の方向に固定した磁場構造で決まる空間領域で、昼間側では極光帯より緯度が高く、夜側で極光帯と一致する。プラズマ粒子の観点からは、磁気圏の尾にあるプラズマシートが夜側のオーロラオーヴァルに対応すると考えるのが尤もらしい。

これに対してオーヴァルの昼間側は第5章で述べたように太陽風との境界面に流れる渦電流の中心と地球を結ぶ磁力線領域、すなわち cusp 領域であると考えるのが妥当である。ここでは太陽風から入射する粒子が直接に電離層まで入ってこられるからである。

昼間側と夜側とで粒子の入射の仕方その他に多少の違いはあるかもしれないが、オーロラオーヴァルは全体として見れば一連の円形領域だから、これに対応する磁気圏のプラズマ領域もプラズマ領域としては一連のものであらうと思われる。

第5章で述べたように、地球磁気圏と太陽風の境界は大まかには太陽風の動圧力と地球磁場の圧力のバランスで理解される。更に磁気圏の内部にはこの章で述べたようにプラズマ粒子があってこれが特徴的な反磁性を示し、かつ、さまざまな電流を流す。その電流のために磁気圏の磁場はプラズマ粒子のない場合とは著しく違った形になっていることは既に述べた通りである。

簡単にいま反磁性の効果だけを考えても次のような磁場の変形が期待される。すなわちプラズマ粒子の反磁性のために、適当な緩和時間のもとでは、プラズマ粒子は磁場の弱い所に集まる傾向がある。磁場の弱い所に集まった粒子はその反磁性のためにますますその辺りの磁場を弱める。こうして、磁気圏は、粒子の取り込みの仕方、及び適当

な緩和時間のもとでは磁場の強い所とプラズマ粒子の卓越する場所とに分化する傾向を持つ。

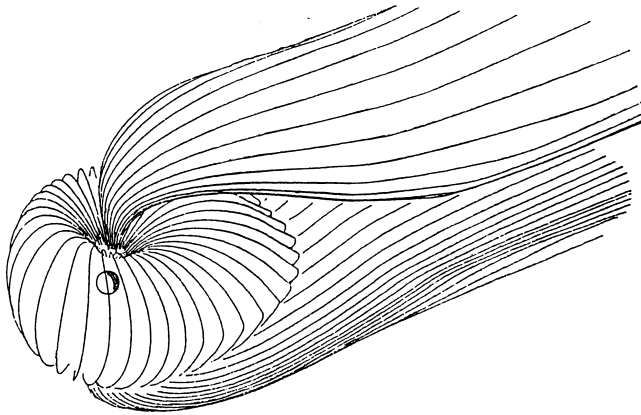


Fig.6-22 磁気圏の中で磁場エネルギー密度の高い3つの領域。

Fig.6-22 に示すのは、いわば地球磁気圏の外側から、プラズマの卓越する、磁場の弱い所をはぎ取って、少しばかり中にはいった所を覗いた磁力線の図と考えてよい。地球近傍にはトーラス型の磁場の強い領域があり、また、南北両極から

は、外に開いてはいるがやはり磁場の方がプラズマより卓越する極冠域の磁力管領域が延びている。これら三つの領域のすき間を埋めるように一連のプラズマのエネルギー密度の高い領域が存在し、そこから磁力線沿いに極地方に達する、ロート状の粒子領域が電離層と交わる領域によってオーヴァルの分布が決まるとすれば尤もらしい。磁気圏のプラズマ粒子と磁場の住み分けの問題は今後の研究に値すると思われる。

REFERENCES

- Alfvén, H., *Cosmical Electrodynamics*, Oxford Press, 1950.
- Bame, S. J., J. R. Asbridge, H. E. Felthouser, E. W. Hones, and I. B. Strong, Characteristics of the plasma sheet in the earth's magnetotail, *J. Geophys. Res.*, **72**, 113-129, 1967.
- Birkeland, K., Expédition Norvégienne de 1899-1900 pour l'étude des aurores boréales, *Vid. Selsk. Skr. Math. Nat. Kl.*, No. 1, 1901.
- Birkeland, K., The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902 and 1903, H. Aschehoug, Kristiania, 1907.
- Brice, N. M., Bulk motion of the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **72**, 5193-5211, 1967.
- Chappell, C., K. Harris, and G. Sharp, A study of the influence of magnetic activity on the location of the plasmopause as measured by OGO 5, *J. Geophys. Res.*, **75**, 50-56, 1970.

- Frank, L. A., Plasma in the Earth's polar magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **76**, 5202–5219, 1971.
- Hakura, Y., *J. Radio Res. Lab.*, **5**, 283, 1958.
- Hess, W. N., *The Radiation Belt and Magnetosphere*, Waltham, MA: Blaisdell Publ. Co., 1968.
- Lew, J., Drift rate in a dipole field, *J. Geophys. Res.*, **66**, 2681–2685, 1961.
- McIlwain, C. E., Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles, *J. Geophys. Res.*, **66**, 3681–3691, 1961.
- Nishida, A., Formation of plasmopause, or magnetospheric plasma knee, by the combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5669–5679, 1966.
- Obayashi, T., and Y. Hakura, Solar corpuscular radiation and polar ionospheric disturbances, *J. Geophys. Res.*, **65**, 3131–3142, 1960.
- Poincaré, Remarque sur une expérience de M. Birkeland, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **123**, 530–533, 1896.
- Roederer, J. G., Generation, propagation and detection of relativistic solar particles, *Space Sci. Rev.*, **3**, 487–511, 1964.
- Størmer, C., Sur les trajectoire des corpuscles électrisés dans l'espace sous l'action du magnétisme terrestre avec l'application aux aurores boréales, *Arch. Sci. Phys. Natur.*, **24**, 5–18, 113–158, 221–247, 317–354, 1907.
- Størmer, C., Sur les trajectoire des corpuscles électrisés dans l'espace sous l'action du magnétisme terrestre avec l'application aux aurores boréales, *Arch. Sci. Phys. Natur.*, **32**, 117–123, 190–219, 277–314, 415–436, 501–509, 1911.
- Størmer, C., Sur les trajectoire des corpuscles électrisés dans l'espace sous l'action du magnétisme terrestre avec l'application aux aurores boréales, *Arch. Sci. Phys. Natur.*, **33**, 51–69, 113–150, 1912.
- Størmer, C., *The Polar Aurora*, Clarendon Press, 1955.
- Vallarta, M. S., Theory of the geomagnetic effects of cosmic radiation, *Handbuch der Physik*, Springer Verlag, **XLVI/1**, 88, 1961.

Chapter 7

超高層大気・入射粒子の Target

前章で述べた磁気圏でのプラズマ粒子は、最終的には超高層大気に入射して大気粒子、すなわち酸素、窒素の分子、原子及びそれらのイオンを衝突励起してオーロラの光を発光させる。この意味で超高層大気はオーロラを光らせるスクリーンである。と同時に、超高層大気は、電離圏と呼ばれる磁気圏底部の濃いプラズマ粒子の source 領域であって、プラズマ粒子は磁気圏から電離層に電流を運び、磁気圏、電離層、および、ショックフロントより後ろの太陽風領域を通じて大規模の電流を流して地上の磁気擾乱をもたらす。

ここでは、超高層大気が基本的にどんな分布をしているのか入射粒子の target となる大気の酸素や窒素の原子・分子の分布について述べ、更に、大気組成に関連して太陽光によって起こる化学変化、電離などの基礎的な物理過程について触れ、かつ、オーロラ活動に関連して流れる電流や大気の運動の考察のために、超高層大気のマクロな粒子運動について述べよう。

7.1 大気の圧力平衡状態

ここではまず大気の分布を静水圧平衡として考えてみる。高さが dh だけ違う二点における圧力の差 dp は

$$dp = -\rho g dh = -\frac{p}{H} dh$$

と表される。ここに $\rho = mn$ 、 $p = nkT$ で、 k はボルツマン定数、 T は温度、 m は粒子の平均質量、 n は粒子の数密度である。

H はスケールハイト (scale height) と呼ばれる量で

$$H = \frac{kT}{mg}$$

で与えられる。ここに g は重力加速度である。これから、大気圧 $p(h)$ の高さ h に対する依存性は

$$p(h) = p(h_0) \exp \left(- \int_{h_0}^h \frac{1}{H} dh \right)$$

と求められる。

地上から高さ 90 km あたりまでは、後で述べるように対流による混合が盛んで空気の成分は一樣に保たれているから、平均質量は一定であり、もし温度があまり大きく変化しなければ(実際には地上温度から、上空成層圏、および中間圏で数十度 C までの変化がある)スケールハイト H が一定という仮定が許される。この条件のもとでは圧力分布は

$$p(h) = p(h_0) \exp \left(- \frac{h - h_0}{H} \right)$$

となり、同じ形の式が密度 ρ (または数密度 n) についても成り立つ。すなわち

$$n(h) = n(h_0) \exp \left(- \frac{h - h_0}{H} \right)$$

これらの式からわかるように、スケールハイト H は、圧力(あるいは密度)が $1/e$ に減少する高度差で、大気がどれくらい背が高い、つまり上に延びているかを示す尺度である。スケールハイトが大きければ大気は上に伸び上がり、小さければ低いところに縮む。

スケールハイトのもう一つの意味は、上の密度の式を高さ h_0 から無限遠まで積分して見ればわかる。すなわち、高さ h_0 より上にある、単位面積あたりのすべての粒子数 $N(h \geq h_0)$ は

$$N(h > h_0) = \int_{h_0}^{\infty} n(h) dh = n(h_0) \int_{h_0}^{\infty} \exp \left(- \frac{h - h_0}{H} \right) dh = n(h_0) H$$

となり、よって H は

$$H = \frac{N(h \geq h_0)}{n(h_0)}$$

と表される。これは、 H が高さ h_0 より上にあるすべての大気粒子を高さ h_0 での密度に reduce した場合の h_0 から上の大気の厚さあるいは深さであることを示している。

$h_0 = 0$ 即ち地表におけるスケールハイトは、大気全体を地表における気圧、気温条件で押し縮めた厚みを表すもので、ほぼ 8 km の厚さである。エヴェレストの頂上は大気の外に顔を出す勘定である。海の平均の深さは 3600 m ほどだから、地球大気は水の 2 倍少々 of 厚みを持つことがわかる。

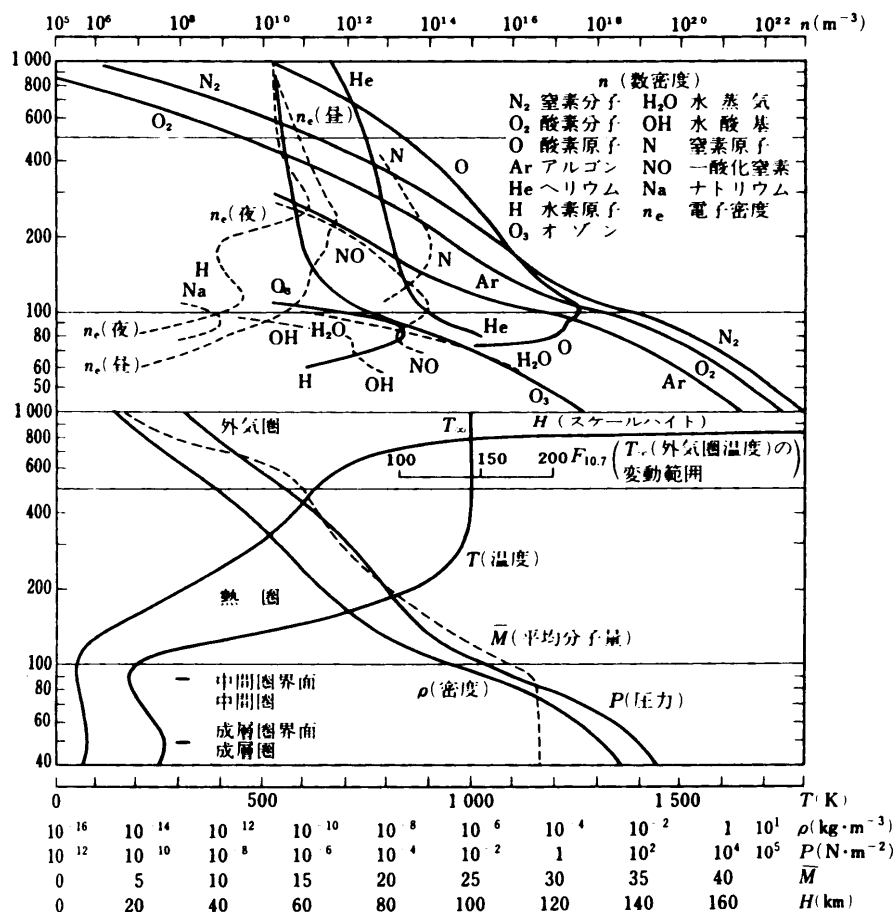


Fig.7-1 大気組成 (上)、温度、密度、スケールハイト等 (下) の高さ分布 (理科年表)。

これらの式が成り立つには、圧力勾配が実効的に意味を持つ程度に粒子間の衝突が多くなければならない。このためには、粒子の熱運動の平均自由行程がスケールハイト即ちその点より上の大気の厚さより短くなければならない。地球大気では、スケールハイトと平均自由行程とが等しくなる高度は、地上およそ 600 km である。これより高い所では他の粒子との衝突が減少するので、空気を構成するすべての粒子は弾道運動をす

と考えてよい。粒子が弾道運動するこの領域を外圏(exosphere)と呼ぶ。

大気中での分子の拡散は、熱運動による分子拡散と大気の乱流運動による乱流拡散の二つの機構で起こる。後に述べる大気の熱構造の結果、高度約 90 km を境として、それより下では乱流拡散が卓越し、それより上では分子拡散が卓越する。

高さ 90 km より下では、概して渦拡散が効果的に行われるために大気の組成は一定で、スケールハイトは温度のみの関数と見てよい。従って大気の構造は、上に述べた熱構造できまっている。地上付近の対流圏では、気圧はほぼ 5.5 km ごとに 1/2 に低下することは既に述べた。もしこのままの割合で高さとともに気圧が低下して行くなれば、地上で 0°C、1 気圧で 2.6868×10^{19} (Loschmidt's number) の粒子密度の大気は、例えば高さ 80 km では、 $(1/2)^{14.55}$ で、粒子密度は 10^{15} 程度となる。等温近似で、地上付近でのスケールハイト 8 km をそのまま延長した値(すなわち 8 km ごとに 1/e、80 km では $(1/e)^{10}$)と考えてもほぼ同じ値が得られる。

高度 90 km 以上では分子拡散が乱流拡散より卓越する。粒子間衝突が減って拡散距離が延びるからである。第7-7節で述べるように、この領域では、平衡状態においては分子拡散の効果は、質量の異なるそれぞれの成分ごとに独立に拡散平衡分布に近づけるように働く(組成を一様にするようには働かない)ので、軽い成分は上にのびる。円心分離器で分離が起こるのと同様に、質量の異なる粒子群に対して重力加速度による分離、重力分離が起こるのである。従って、高さ 100 km より上では、上にあげた静水圧平衡の式は、第7-7節で述べるように、個々の成分(i)に対して成り立つ。すなわち

$$dp_i = -\rho_i g dh = -\frac{p_i}{H_i} dh$$

となり、各成分の分布はそれぞれのスケールハイト H_i を使って独立に

$$p_i(h) = p_i(h_0) \exp \left(- \int_{h_0}^h \frac{1}{H_i} dh \right)$$

と表される。

高さ 100 km から上では温度は高さとともに一方的に上昇して行くので対流は起こらず、分子拡散のみとなる。それぞれの成分は独立に拡散平衡の状態になり、そのため、大気成分は重力分離で軽いものが上に伸び上がり、重いものが下に集まる。高さとともに、主成分が N_2 、O、He、H の順に移り変わると言ってもいい。そのために、高さとともにスケールハイトが粒子の平均質量に反比例して大きくなり、高さに対する気圧減少の割合が減って大気は高く上にのびる。O や H、また O_3 や NO などは第7-4節に述

べるように、酸素分子、窒素分子などの解離によって上層大気中でつくり出される成分である。

なお、高空では太陽紫外線による大気粒子の電離が進行するので、酸素原子イオンや水素原子イオンが主成分となり、気体粒子は電子と酸素原子イオンから次第に電子とプロトンの混合気体になる。電子のエネルギーはプロトンと同等であるのに質量は無視できるので、プロトンの場合には平均質量は水素の半分になる。つまり、水素プラズマの状態は最も軽いガスで、従ってスケールハイトは最も大きく、最も高いところ、すなわちプラズマ圏に分布する。

7.2 大気の熱構造

前節で大気の熱構造が対流領域や組成分布を決めていることを述べた。大気の大気熱構造は、太陽放射および地球放射の吸収と大気からの赤外放射でさまる。その大本はもちろん太陽放射で、地球大気の外で太陽放射は、放射に垂直な平面

で $1.4 \times 10^6 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ (1.37 kW/m^2) に達する。

地表付近の温度は、太陽輻射の大部分を占める可視光・赤外線が大気を透過して地上および地上付近の空気に吸収され、暖め、かつ、大気中の温暖化気体が地球との間に赤外放射に対して放射平衡を保つことによって維持されている。このため、地上付近では直接に暖められる地上近傍が最も気温が高く、高さとともに気温は低下する。上空ほど気温が低いこのような温度構造のもとでは水蒸気の条件によって大気は不安定となり、対流が起こる。この領域では、平均的な水蒸気を含む空気の対流のために、温度低下率がおおよそ 1000 m あたり 6 度となっていると考えてよい。ちなみに、飽和水蒸気では温

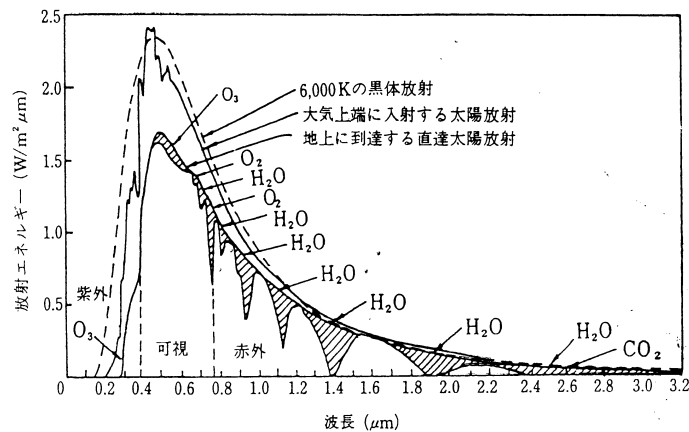


Fig.7-2 太陽放射と大気の吸収。 *Handbook of Geophysics and Space Environment*, USAF 1965。

度低下率は 1000 m あたりおよそ 3.4 度、乾燥大気では 1000 m あたり 9.8 度ほどで、1000 m あたりほぼ 6 度と言うのは、平均的な湿度に対応する大気の上昇に伴う断熱膨張で実現される温度勾配と考えてよい。なお、地上近傍では、平均的には、気圧は、高さほぼ 5.5 km ごとに半分に下がる。ジェット機の飛ぶ高度では、気圧は地上のほぼ 1/4 であることがわかる。上に述べた断熱膨張、従ってこれから決まる対流圏の高さに対する温度構造はこの圧力勾配のもとで決まる値である。

高度 15 km あたりの圏界面から上、成層圏、中間圏では大気中の酸素分子が 2000–2400 Å の紫外線 (Herzberg continuum) を吸収して基底状態の二つの酸素原子に解離する。これが酸素分子と結合してオゾンができ、オゾン層が生まれる。二原子分子である酸素分子の核間距離によるポテンシャル構造は Fig.7-4 に示す通りである。いまここでの解離は、解離ポテンシャル 5.12 eV に対応する、Fig.7-4 の中の、下の一連のグループである。

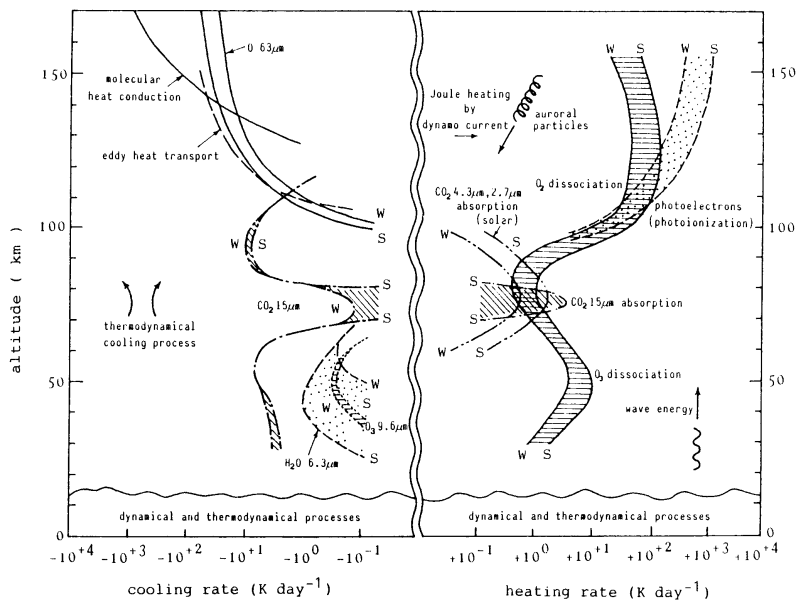


Fig.7-3 放射による大気の heating (右側) と cooling (左側)。
いずれも高さによる違いが顕著に見られる (Tohmatsu(Ogawa), 1990)。

ひとたびオゾン (O_3) ができると、オゾンは太陽の紫外線のやや波長の長い部分 (2000–3000 Å) を効果的に吸収する。このため、高度 50 km あたりの成層圏の上部に気温の極大が起こる。この太陽紫外線のエネルギーフラックスは太陽常数の約 3 %、

$4 \times 10^4 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ 程度である。成層圏、中間圏で吸収されるエネルギーは二酸化炭素 (CO_2) の波長 $15 \mu\text{m}$ 、およびオゾン (O_3) の波長 $9 \mu\text{m}$ の赤外放射で失われ、輻射平衡の状態にある。

高度 60–90 km の中間圏では酸素分子は $1750\text{--}2060 \text{ \AA}$ の紫外線 (Schumann-Runge bands) を吸収し、励起状態を経て振動励起した二つの基底状態の酸素原子に解離する。この場合にはいったん解離ポテンシャル 7.08 eV の、上のグループの predissociation の振動励起状態に入り、ここからエネルギーの一致する下のグループの解離曲線に乗り換えて解離が進行する。

高度 100 km あたりでは酸素分子 (O_2) が波長 $1027\text{--}1750 \text{ \AA}$ の太陽紫外線 (Schumann-Runge continuum および HL_α 1216 \AA) を吸収し、解離した酸素原子の一方が励起状態に行く解離ポテンシャル 7.08 eV の解離が起こっている。この波長域のエネルギーフラックスは約 $30 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ で、これが熱圏下部の熱源である。

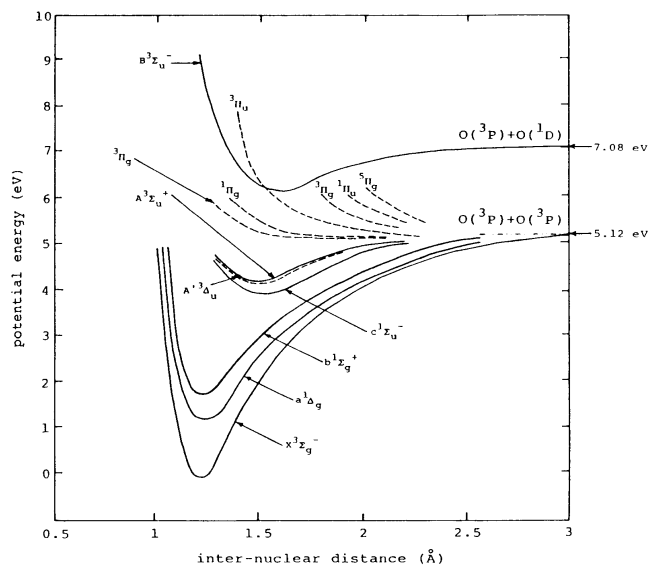


Fig.7-4 原子間距離による酸素分子のポテンシャル構造 (Tohmatsu(Ogawa), 1990)。

電離層の電離源として重要な太陽極端紫外線 (EUV、波長 $100\text{--}1000 \text{ \AA}$) は高度 100 km 以上の O_2 、 N_2 、 O によって吸収され、そのエネルギーフラックスは約 $4 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ ほどである。この EUV 放射の熱への変換率は約 30 % で、この熱が熱圏の $1000\text{--}2000 \text{ K}$ の高温を維持している。この熱エネルギーの大部分は熱伝導で熱圏下部に運ばれ、失われる。熱圏へのエネルギー源としては、この他、極域のオーロラ電子の入射、オーロラプロトンの入射、磁気圏の起電力による電離層電流のジュール熱、放射線帯粒子の入射などがあって、いずれも無視できない量である。

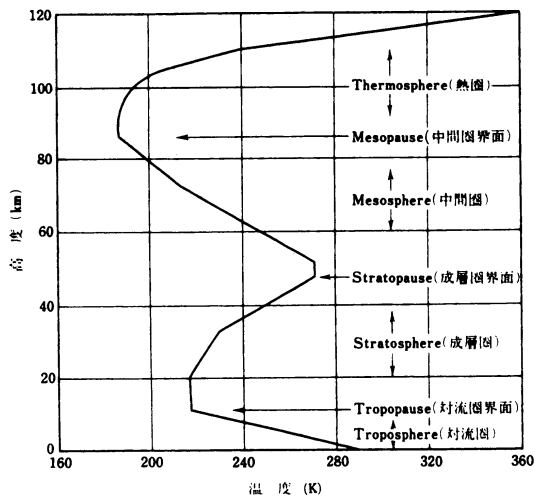


Fig.7-5 大気の熱構造 (理科年表)。

高度 50 km から 100 km までの中間圏では、太陽放射の非対称に伴って温度に顕著な夏・冬の非対称がある。まず成層圏界面の高さは夏半球で 50 km、冬半球で 60 km ほどで、また、中間圏の上部境界付近の温度は夏半球の方が冬半球より 20-30 度も低い。中間圏には夏極から冬極に向かう大きな大気の循環があつて、夏半球では上昇に伴う断熱冷却の、冬半球では下降に

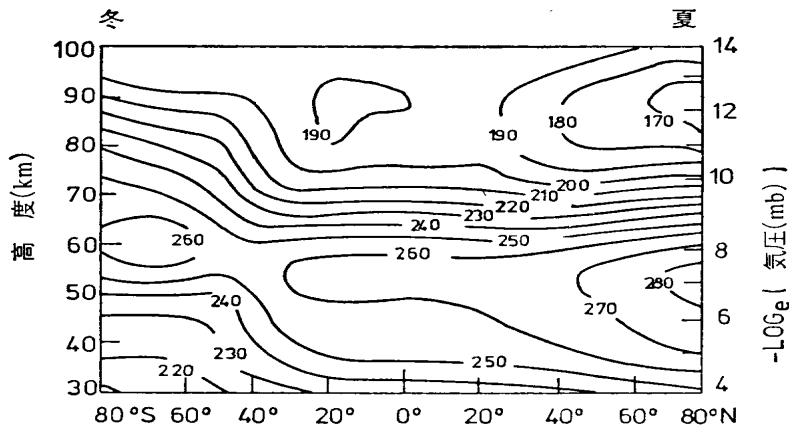


Fig.7-6 大気の熱構造には夏冬の違いがある (Rodgers, 1977)。

伴う断熱圧縮の効果が現れているものと考えられている。この高さの範囲は地上近傍の対流圏と同じように上空ほど温度の低い範囲で、これが大気の循環(対流)を引き起こすもとであり、また、実際に循環が起こって温度構造が決っている。

高度 100 km 以上の熱圏では温度は高度とともに上昇するが、熱伝導が大きくなるので次第に一定値に近づく。高さ 600 km 以上では温度は一定と見てよい。この一定温度を外気圏温度と呼び、通常、 T_{∞} で表す。 T_{∞} は熱圏に加えられる熱源に敏感で、太陽 EUV その他の熱源に応じて変化する。熱圏温度の変化は熱圏大気の原子・分子の密

度変化を起こすので、人工衛星の N_2 観測などによって、間接的に、しかも精度よく測定できる。この高さの範囲では上空ほど温度が高く、従って、成層圏と同じく、対流は起こらない。

Fig.7-6 に示すように温度構造には夏冬非対称があり、特に T_{∞} は夏冬非対称が著しい。一日の間では T_{∞} の極大は地方時の 16 時頃に起こる。Fig.7-7 に示すように、 T_{∞} は太陽活動と関連し、波長 10.7 cm の太陽電波強度 ($F_{10.7}$) とよい相関を示すことが知られている。これは太陽の

EUV 輻射と 10.7 cm の太陽電波がともに太陽コロナから放射され、両者の輻射機構が深く関連しているためである。 T_{∞} はオーロラ活動や地磁気擾乱に伴って上昇することも知られている。この原因は、極域擾乱に際して極域の熱圏が加熱されるからで、地磁気擾乱指数 K_p と温度上昇の関係が実験的に得られている。温度上昇は高緯度で大きく、また、温度上昇が起こるまでの時間遅れは低緯度ほど大きい。

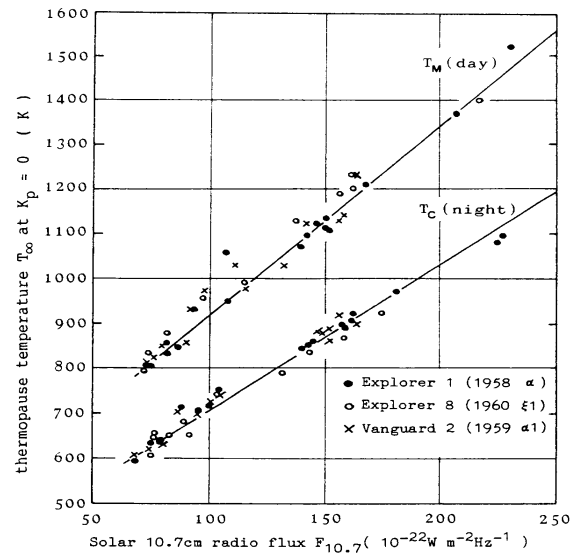


Fig.7-7 熱圏温度 T_{∞} と波長 10.7 cm の太陽電波放射 $F_{10.7}$ $K_p=0$ の関係。CIRA 1972 model, Akademie Verlag (1972)。

7.3 大規模放射と熱構造

第3章、Fig.3-7 に示した大気中の光の伝達について、ここで大気熱構造に関係する大規模輸送について考えておこう。大気の熱構造などを議論するには、大気の分布を水平成層とし、大規模な放射場を考えればよい。この場合には、放射は高さ z と天頂角 θ だけの関数となる。光学的深さを $\tau = \int_z^{\infty} \sigma n(z) dz$ 、すなわち $d\tau = -\sigma n(z) dz$ 、向きを鉛直上方からの角度 θ の余弦 (direction cosine) $\mu = \cos \theta$ とし、source function $J(\tau, \mu)$ を $J(\tau, \mu) = p(\mathbf{k})R(\mathbf{r})/\{4\pi\sigma n(\mathbf{r})\}$ とおけば上の式は

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - J(\tau, \mu)$$

となって、解は上向き及び下向きの放射に対してそれぞれ

$$I(\tau, +\mu) = \int_{\tau}^{\tau_0} \frac{J(\tau', \mu)}{\mu} \exp\left(-\frac{\tau' - \tau}{\mu}\right) d\tau' + I_0(\mu) \exp\left(-\frac{\tau_0 - \tau}{\mu}\right)$$

$$I(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} \frac{J(\tau', \mu)}{\mu} \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\mu}\right) d\tau' + I_0(-\mu) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu}\right)$$

という形で与えられる。ここに τ_0 は大気全体の光学的深さであり、 $I(\pm\mu)$ は $\tau = \tau_0$ 及び $\tau = 0$ の二つの boundary における放射強度である。

Source function $J(\tau, \mu)$ は放射生成 $R(\mathbf{r})$ の形で決まるが、これは純粹の発生 $R_0(\mathbf{r})$ と、吸収・再放射 $\epsilon \sigma n(\mathbf{r}) \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{k}) d\Omega$ との和だから、もし $p(\mathbf{k}) = 1$ で source function J が μ に依存しないなら $J(\tau, \mu) = J(\tau)$ は

$$J(\tau) = J_0(\tau) + \frac{\epsilon}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) d\mu \quad \text{ここに} \quad J_0(\tau) = \frac{R_0(\mathbf{r})}{4\pi\sigma n(\mathbf{r})}$$

と表すことができる。ここに ϵ は再放射効率で、完全な吸収なら $\epsilon = 0$ 、完全な散乱なら $\epsilon = 1$ である。よって

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\epsilon}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) d\mu - J_0(\tau)$$

放射源が与えられたとき、この integro-differential equation を解けば放射分布が知られる。なお、 $I(\tau, \mu)$ を $J(\tau)$ の式に代入して

$$J(\tau) = J_0(\tau) + \epsilon \int_0^{\tau_0} J(\tau') \int_0^1 \exp\left(-\frac{|\tau - \tau'|}{\mu}\right) \frac{d\mu}{\mu} d\tau'$$

が得られれば、この積分方程式を解くことによって $J(\tau)$ が得られ、これを $I(\tau, \mu)$ の式に代入して $I(\tau, \mu)$ が得られる。一様で淡いオーロラが空の広い領域を覆っている場合にはこの取り扱いが可能であり、また、地球全体の熱放射や恒星内部の放射平衡などが、通常、このような大規模放射輸送の取り扱いで議論される。さまざまな取り扱いの具体例については、例えば Chamberlain(1995) を参照のこと。

この問題は、既に述べたように、大気のさまざまな分子・原子がどの高さでどんな波長の光をどのように吸収し、またどのように放出するかで決まるものであるが、ここで、簡単な数値解の例として、熱放射のみを考慮し、赤外線吸収係数の増加、すな

わち大気中の温暖化気体の増加が温度分布にどのような影響を及ぼすかを、放射平衡の定常問題と考えて調べてみよう。簡単のために、水蒸気や二酸化炭素の特性的な赤外線スペクトル構造などは考えないことにする。また、同じく簡単のために、大気を多層にわけ、太陽放射の天頂角による違いを無視して地球全体で均した値として考えることによって、一次元の問題とする。

いま、太陽の放射が与えられたとして、大気層 i (高さ h_i) が太陽、地面、及び他の大気層 $k (k \neq i)$ からの放射を吸収して、これと同量の放射を上下に等分して放出し、熱平衡が実現するとする。簡単のために、地面には反射率を考慮した全太陽放射からの寄与を一定値として与え、その赤外放射が大気層で吸収され、放射されるものとする。そうすると、大気層 i (高さ h_i) が吸収する放射は太陽放射、地球放射、及び大気の各層からの放射の和で、一般に

$$A_i = n(h_i)\sigma\{\phi_{sun}(h_i) + \sum_{k \neq i} \phi_k(h_i) + \phi_{earth}(h_i)\}$$

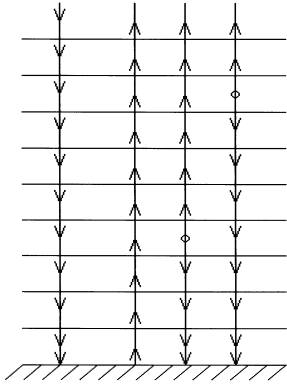


Fig.7-8 多重層近似の放射輸送。

と表すことができる。ここに $n(h_i)$ は高さ h_i での大気中の温暖化気体粒子密度、 σ は target の温暖化気体分子の熱放射の吸収断面積、 $\phi_{sun}(h_i)$ は高さ h_i におけるこの波長域の太陽放射、 $\phi_{earth}(h_i)$ は同じく高さ h_i での地球放射、 $\phi_k(h_i)$ は大気 k 層からの放射の高さ h_i における強さで、それぞれ

$$\phi_{sun}(h_i) = \phi_{sun}(\infty) \prod_{j=i+1/2}^{j=k_{max}+1/2} \{1 - \tau(j)\}$$

$$\phi_{earth}(h_i) = A_E \prod_{j=1/2}^{j=i-1/2} \{1 - \tau(j)\}$$

$$\begin{aligned} \phi_k(h_i) &= \frac{1}{2} A_i \prod_{j=k+1/2}^{j=i-1/2} \{1 - \tau(j)\} \quad \text{for } i > k \quad \text{or} \\ &= \frac{1}{2} A_i \prod_{j=i+1/2}^{j=k_{max}-1/2} \{1 - \tau(j)\} \quad \text{for } i < k \end{aligned}$$

と表される。ここに各層の吸収係数 $\tau(j)$ は

$$\tau(j) = \sigma n(h_j)$$

で、吸収に関する粒子密度 $n(h_j)$ はここでは簡単のために、第7-1節での議論に従って、

$$n(h_j) = n(h_0) \exp\left(-\frac{h_j - h_0}{H}\right)$$

の形をとるものとする。高さ分布がこれと異なる場合には、実際の分布を代入すればよい。

与えられた太陽放射に対してこの式は、地表を含めて $k_{max} + 1$ 個あり、従ってこの連立一次方程式を解くことによって、放射を閉じ込める空間領域 $k_{max} + 1$ 個の値が得られ、放射強度と絶対温度を結ぶシュテファン-ボルツマン (Stefan-Boltzmann) の法則

$$W = \sigma T^4$$

から、放射吸収率(温暖化気体の密度)変動 $\Delta n(h_j)$ に対する温度変動 $\Delta T(h_j)$ を見積もることができる。ここに σ はシュテファン-ボルツマン常数で、放射エネルギー密度に関するプランク (Planck) の放射法則

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1}$$

または

$$\rho_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(ch/k_B \lambda T) - 1}$$

を用いて

$$\sigma = \frac{\pi^2 k_B^4}{60c^2 \hbar^3} \simeq 5.67 \times 10^{-8} \quad W/m^2 \cdot K^4$$

と求められる。 k_B はボルツマン常数である。

見積もり結果の一例を Fig.7-9 に示す。図は、温暖化気体の高さ分布を指数関数と近似し、cell あたりの標準的な熱放射(赤外線)吸収を 6 % とした時、これに対する相対的吸収変動を変数として見積もった、それぞれの高さの範囲の温度変動である。大気の赤外線吸収係数が ± 25 % 程度変わると、低い大気層の温度変動は \pm 数度から $10^\circ C$ に達することがわかる。

上述のように地表および地表近傍で平均温度が $+15^\circ C$ 程度というのは地表と大気との放射平衡で実現されているのであって地球と太陽放射の間で実現しているのではない。地球の尤もらしい反射率を考えると、太陽放射による地表付近の放射平衡温度は $-20^\circ C$ ないし $-30^\circ C$ となることは直ちに知られる。大気中に含まれる水蒸気や二酸化炭素など赤外線に対して不透明な多量の温暖化ガスのためである。これらの温暖化ガス

は地球からの赤外放射をそのまま宇宙空間に放出することなく、いったん吸収し、同時に、自ら赤外線を放出して宇宙空間における地球の放射平衡を実現している。その放射平衡を実現している高さでの気温が -20°C から -30°C の領域だという意味であって、地表は宇宙に対して放射平衡を実現しているのではない。

現在の大気中の二酸化炭素の増加率を外挿し、詳しく推定した21世紀の極地の低域大気の温度変化がこの程度と見積もられている。また、中低緯度では対流の効果が大きく、地表近傍の温度上昇はずっと小さくなることが知られている (e.g., Manabe and Stouffer, 1980)。二酸化炭素の増加に伴う気温の上昇は、二酸化炭素の増加に伴って放射平衡を実現する二酸化炭素からの赤外放射の高さが高くなり、一方、二酸化炭素から外向きの赤外放射強度は変わらず、また、高さによる温度降下率も大幅には変わらないから、その高度より下の気温が平行移動して上昇するためである。

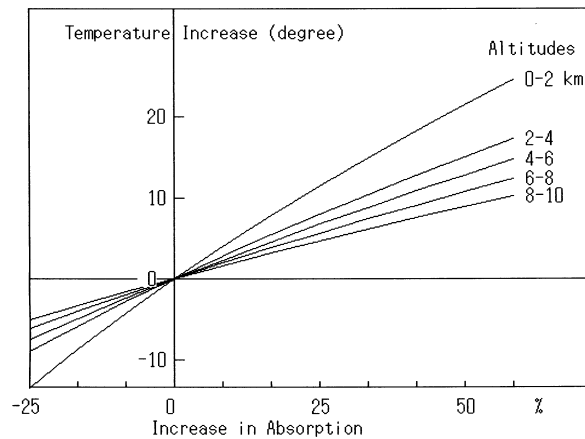
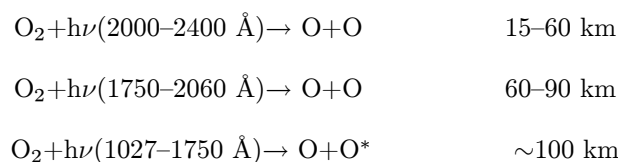


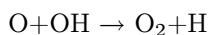
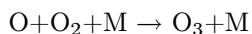
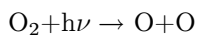
Fig.7-9 多層モデルによる放射吸収率増大の効果見積の例。
標準吸収率に対する変動に対しての増減。

7.4 超高層大気の組成

既に述べたように、大気分子は太陽の紫外線の作用で解離して原子となり、これが他の分子、原子と結合していわゆる微量成分を作る。酸素原子O、オゾンO₃、一酸化窒素NO、水素Hなどである。大気中の酸素分子の解離は概ね次のようにまとめることができる。

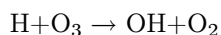
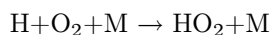
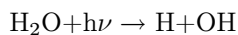


この第一の解離反応でできた酸素原子によってオゾン層ができ、高度 50 km 辺りに高温層が生まれ、このために成層圏が生成することはすでに述べた。高度 100 km あたりでの太陽紫外線 1027–1750 Å による酸素分子の光解離、および、化学的な消滅反応の主なものはつぎの通りである。



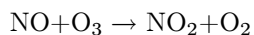
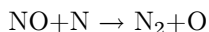
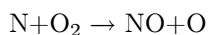
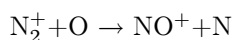
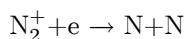
これらの反応式の一番目は生成、残り二つは消滅反応で、第2式は任意の大気分子 M を含む三体衝突反応を示す。三体反応が有効であるのは、この高さではまだ粒子密度が十分に高いからである。こうして、高さ 100 km より上では次第に酸素原子が酸素分子に置き替わり、大気の主成分となる。太陽光のない夜間は、高度 80 km 以下で O の密度は極端に小さくなる。

水素原子は高さ 80 km あたりで太陽の Ly_α (1216 Å) が大気中の水蒸気を光解離して生成される。主な反応は次の通りである。



ここでも一番目の式が生成を、残り二つの式が消滅を表す。 H も夜間は高さ 80 km 以下で極端に減少する。

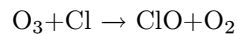
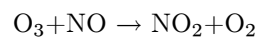
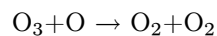
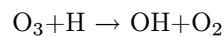
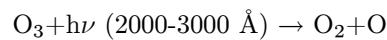
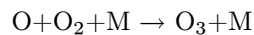
一酸化窒素 (NO) は中間圏から熱圏下部に微量成分として存在し、太陽の Ly_α (1216 Å) による NO の電離が下部電離圏の主要な電離機構となっている。 NO の生成・消滅の主な反応は次に示す通りである。



これらの上三つの式は窒素の解離、および NO の生成を、下二つの式が NO の消滅を表す。熱圏下部の NO の密度は高緯度の方が高い。これは、オーロラ粒子の入射による電離作用とそれに伴う NO の生成が有効に働いているためである。N、O、NO などの分布は、他の主要成分とともに Fig.7-1 に示してある。

電子やプロトンが入射して励起し、オーロラを発光させる target 粒子の分布は上に述べたようなものである。大まかにまとめると、高さが地上 120 km あたりまでは窒素分子、酸素分子が主成分であるが、それから上、高さ 1000 km あたりまでの主成分は酸素原子となり、1000–5000 km の辺ではヘリウムが主成分でそれから上では主成分は水素となる。

オゾン (O₃) は成層圏から中間圏にかけて分布する大気微量成分 (1 気圧では厚さにしてたった 3 mm) であるが、これが太陽の紫外線の 2000–3000 Å のあたりを効果的に吸収するために、地上の生物を紫外線の照射から守っている。オゾンは酸素分子から生まれ、次のような反応で保たれている。



式の形を見ればすぐわかるように、ここで最初の式がオゾンの生成を示し、残り五つの式はすべて消滅の式である。

7.4.1 オゾン減少の問題

超音速ジェット機 SST の排気ガスの窒素酸化物、NO_x が成層圏のオゾンを減らすのではないかと問題にされたのはもう 20 年以上も前のことである。当時、アメリカで CIAP (Climatic Impact Assessment Project) という研究が行われ、SST によって成層圏に放出されるであろう NO_x の影響が調査された。その結果は研究の進展とともに二転三転したが、最も新しい結果によれば、オゾンは高い成層圏では減少するが低い成層圏ではむしろ増加し、全体としては打ち消しあって、ほとんど増減はない、ということの

ようである。

オゾンの減少については、最近では、スプレーや冷蔵庫、クーラーなどの冷媒、ならびに電子部品の洗浄などに従来多量に使われてきたフロンから放出される塩素の影響が大きいと言われている。

大気中の遊離塩素がオゾンを増少させる反応は次のような触媒的な反応で、そのために、微量の塩素がきわめて効果的にオゾン減少を引き起こすといわれている。すなわち、

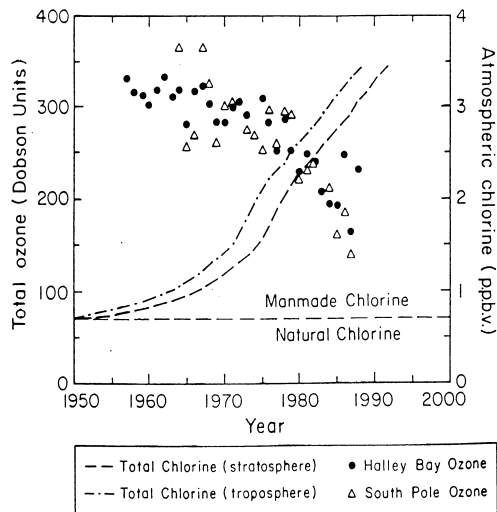
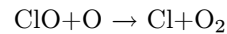
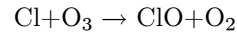
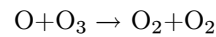


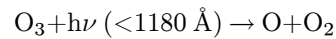
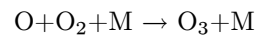
Fig.7-10 大気中の人為塩素量の増加とオゾンの減少。



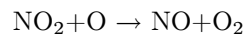
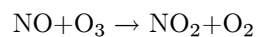
の二つの式で与えられ、これらを足し合わせると



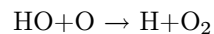
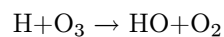
となって、全体としては O と O₃ とが失われて二つの酸素分子 O₂ ができる反応になっている。ここで O と O₃ とは



によって速い交換反応をおこなっているのです。O と O₃ とは、実質的に同等である。すなわち、O₃ が減少するのも O が減少するのもいずれもオゾンの減少を意味する。上に掲げたもののほか、下記の NO_x サイクル、HO_x サイクルがオゾンの減少に関係している。



および



実際にはこれらのサイクルはいずれもこれだけで閉じている訳ではなく、互いに関

係した複雑な反応系を形成している。ある場合には NO_x サイクルと ClO_x サイクルとが互いに打ち消しあってオゾン減少に歯止めをかけるようなこともある。 ClO_x の増減に関係する主な反応は Fig.7-11 に示す通りである。

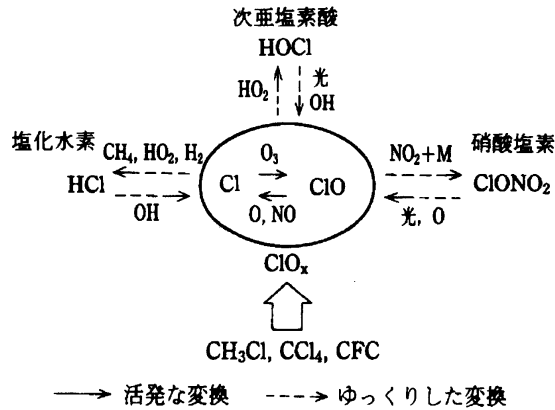


Fig.7-11 ClO_x の増減に関わる主な反応 (Ogawa, 1989)。

近年全地球的にオゾンの減少が進行しているが、特に南極の春先に、南極を中心として周辺より著しくオゾンの減少した領域が現れこれがオゾンホールと呼ばれている。オゾンホールが出現したときのオゾン量は年々減少を続けていて、最近では、通常のオゾン値の半分まで下がっている。Fig.7-12 に、ニンバス衛星で測定

された南極上空の、1979年から1990年までのオゾンホールの発達を示す。また、このオゾンの減少は、Fig.7-10 にも見られるように、クロロフルオロカーボン(フロン)起源の空気中の塩素量の増加とよく一致していることがわかっている。

オゾンホールが現れる原因としては、冬に極地の PSC (Polar Stratospheric Cloud) の氷晶の表面で化学反応が進行して、一旦、不活性で ClO_x になかなか戻らない形の化合物に変わったものが活性化され、あるいは、PSC が硝酸を取り込んで大きな氷晶になって落下することによって空気中から NO_x が著しく減少して、そのために塩素を含む不活性化化合物(例えば ClONO_2) を作りにくくなるなどのために、冬の間に生産された Cl_2 や ClOH などから春先に紫外線を受けて多量の Cl が発生し、これがオゾンを消費しているのではないかとされている。

オゾンは $2000\text{--}3000 \text{ \AA}$ の紫外線を殆ど完全に吸収して地上の生物を紫外線の照射からまもっている。この波長域の紫外線はよく遺伝子の DNA に吸収される。紫外線を吸収した DNA は破壊され、小さな生物は死滅する。DNA がよく紫外線を吸収することは、生命の誕生に紫外線が重要な役割を担ったことの裏返しの現れとも考えられる。

大気のオゾンは $2000\text{--}3000 \text{ \AA}$ の紫外線を吸収し、また、酸素は $1000\text{--}2000 \text{ \AA}$ の紫外線を吸収する。すなわち、この波長域では大気は透明ではない。もし上からこの波

長域の光で見おろせば、見えるのは前者の波長域ではオゾン層であり後者の波長域では電離層下部である。見えるイメージははっきりしたものではなく、多重散乱で著しくぼやけたものになっている。

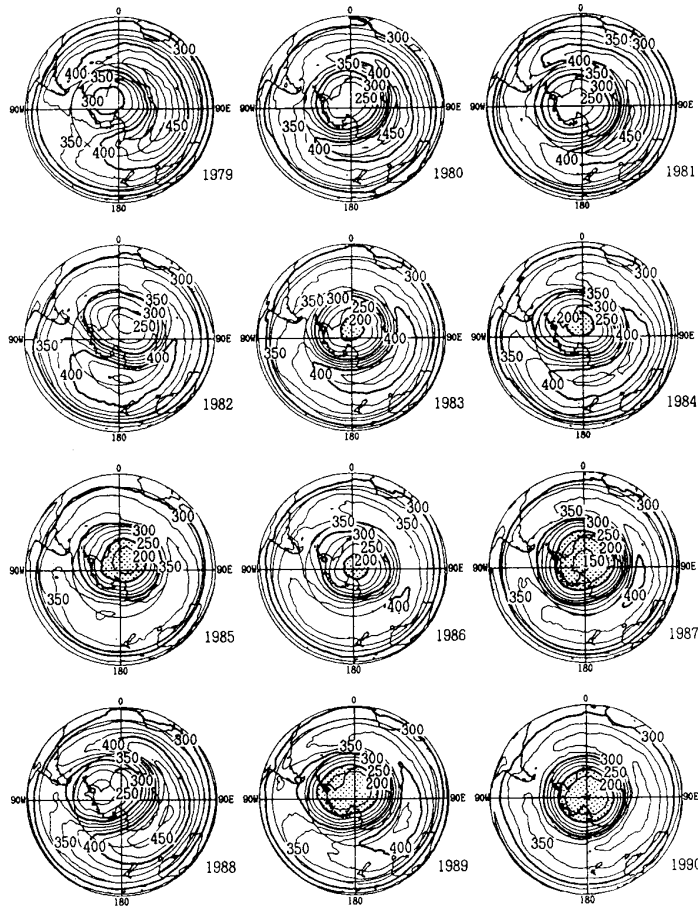


Fig.7-12 南極上空のオゾンホールの子々の成長 (NIMBUS 衛星、気象庁)。

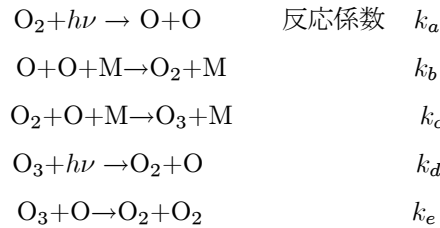
オーロラの光の中には酸素の紫外線、 $1302\text{-}5\text{-}6\text{ \AA}$ など紫外線域の光がかなりあって、人工衛星からこのような光でオーロラの撮像がしばしば行われている。このような紫外線が有効であるのは、可視光に比べて大気のアルベドがきわめて小さいので、カメラの視野に太陽に照らされた地球が入っても可視光のような大きな明るさにならないので、とにかく日照部分が視野に入りがちなオーロラ全体を撮像するのに便利だからである。しかし、その便利は裏返せば、この波長域の光に対して空気の光学的深さが深いことに

よるもので、オーロラが最も明るい光度を示す高さ(光学的深さ)のところまでは見えない、ということである。

7.4.2 局所的化学平衡—酸素大気古典モデル

大気中の移動や発散の効果が小さい場合には、大気の成分の分布は、成分間の化学反応や太陽の放射による影響だけを考慮して決めることができる。これが局所的化学平衡の考えである。上に述べたように、大気中には多種類の微量成分があつて互いに複雑な反応系を形成しているからこれらすべてを取り入れて平衡状態を求めるのは大変であるが、ここでは問題を単純化してその原理を述べておこう。

いま、大気中の酸素に着目し、簡単のために他の成分との相互作用を無視して酸素の変化だけを考える。これは大気酸素の古典的モデルと呼ばれるもので実際とは違つて、ここでは、化学平衡の原理を示すための単純化と考えて欲しい。そうすれば、変化は既に述べたように、太陽放射による酸素分子の解離、酸素原子の再結合、酸素分子と酸素原子の結合によるオゾンの生成、太陽放射によるオゾンの解離、オゾンと酸素原子の結合による酸素分子の生成に集約される。すなわち



ここに M は前にも述べたように、余分なエネルギーをもって逃げるだけで反応には組み込まれない衝突反応の第三体を示す。反応がこれだけなら酸素原子、酸素分子、オゾンそれぞれの成分密度の時間変化は

$$\frac{d[\text{O}]}{dt} = 2k_a[\text{O}_2] + k_d[\text{O}_3] - 2k_b[\text{O}]^2[\text{M}] - k_c[\text{O}][\text{O}_2][\text{M}] - k_e[\text{O}_3][\text{O}]$$

$$\frac{d[\text{O}_2]}{dt} = k_d[\text{O}_3] + k_b[\text{O}]^2[\text{M}] + 2k_e[\text{O}_3][\text{O}] - k_a[\text{O}_2] - k_c[\text{O}_2][\text{O}][\text{M}]$$

$$\frac{d[\text{O}_3]}{dt} = k_c[\text{O}_2][\text{O}][\text{M}] - k_d[\text{O}_3] - k_e[\text{O}_3][\text{O}]$$

となり、この三式と酸素原子の総数の保存

$$\frac{d[\text{O}]}{dt} + 2\frac{d[\text{O}_2]}{dt} + 3\frac{d[\text{O}_3]}{dt} = 0$$

の式とを連立させて解けばそれぞれの変化が求められる。もし定常状態が成立しているなら $d/dt = 0$ だから、上の三つの式は

$$2k_a[\text{O}_2] + k_d[\text{O}_3] - 2k_b[\text{O}]^2[\text{M}] - k_c[\text{O}][\text{O}_2][\text{M}] - k_e[\text{O}_3][\text{O}] = 0$$

$$k_d[\text{O}_3] + k_b[\text{O}]^2[\text{M}] + 2k_e[\text{O}_3][\text{O}] - k_a[\text{O}_2] - k_c[\text{O}_2][\text{O}][\text{M}] = 0$$

$$k_c[\text{O}_2][\text{O}][\text{M}] - k_d[\text{O}_3] - k_e[\text{O}_3][\text{O}] = 0$$

と簡単になる。しかし、酸素類だけで閉じたこの系では、ある一つの種類の数の減少が直接他の種類の数の増加に等しいので、この三つの方程式は独立ではあり得ない。項を整理してみれば直ちにわかるように、独立なのは

$$k_a[\text{O}_2] = k_b[\text{O}]^2[\text{M}] + k_e[\text{O}_3][\text{O}]$$

$$k_d[\text{O}_3] = k_c[\text{O}_2][\text{O}][\text{M}] - k_e[\text{O}_3][\text{O}]$$

の二つだけである。

問題を解くのに必要なもう一つの式は酸素類全体の比率を表す式で、次のように得られる。衝突の第三体は反応に関与する粒子以外のすべての粒子であるから、微量成分を無視すれば、 $[\text{M}]$ は

$$[\text{M}] = [\text{O}] + [\text{O}_2] + [\text{O}_3] + [\text{N}_2]$$

である。ここに $[\text{N}_2]$ は窒素分子密度である。

大気組成が一定という条件のもとで、酸素分子の混合率を α とおけば

$$\frac{[\text{O}] + 2[\text{O}_2] + 3[\text{O}_3]}{2[\text{N}_2]} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

で、これが第三の式となる。これら三つの式から、考える高さや日照などによる項の大小を考慮して、以下に示すように、 $[\text{O}]$ 、 $[\text{O}_2]$ 、 $[\text{O}_3]$ を $[\text{M}]$ の関数として求めることができる。

まず、 $[\text{O}_2] \gg [\text{O}] \simeq [\text{O}_3]$ および $[\text{O}_2] \simeq [\text{M}]/4$ が成り立つオゾン層あたりでは、日中 $k_d \gg k_e[\text{O}]$ の条件のもとでは

$$[\text{O}] \simeq \left(\frac{k_a k_d}{k_c k_e} \frac{1}{[\text{M}]} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{k_b k_d}{k_c k_e} \frac{1}{\alpha [\text{M}]} \right)^{-1/2}$$

$$[\text{O}_3] \simeq \alpha[\text{M}] \left(\frac{k_a k_c}{k_d k_e} [\text{M}] \right)^{1/2} \left(1 + \frac{k_b k_d}{k_c k_e} \frac{1}{\alpha[\text{M}]} \right)^{-1/2}$$

が得られる。また、 $[\text{O}_3] \ll [\text{O}] \simeq [\text{O}_2]$ で、かつ、 $k_b[\text{O}]^2[\text{M}]/(1-\alpha) \gg k_e[\text{O}][\text{O}_3]$ が成り立つ $80 \text{ km} < h < 110 \text{ km}$ の高度域では

$$\begin{aligned} [\text{O}] &\simeq \frac{k_a}{4k_b} \frac{1+\alpha}{[\text{M}]} \left\{ \left(1 + \frac{16k_b}{k_a} \frac{\alpha[\text{M}]^2}{(1+\alpha)^2} \right)^{1/2} - 1 \right\} \\ [\text{O}_2] &\simeq \alpha[\text{M}] - \frac{1+\alpha}{2} [\text{O}] \\ [\text{O}_3] &\simeq \frac{k_c[\text{O}][\text{O}_2][\text{M}]}{(k_a + k_e[\text{O}])} \end{aligned}$$

が得られる。

上の式は形式的な解であるがこのままでは実際の値を求めることができない。上式の k_a 、 k_d は放射による解離率であるから放射強度、すなわち途中での吸収によって変わり、従って $[\text{O}_2]$ の高さ分布に依存しているからである。次節で述べるように、実際の計算は、大気のトップから、吸収を考慮しながら逐次低い高度に向かって行うことになる。

7.5 光による大気変成、電離層の生成など

上空から入射する光は途中で空気の粒子によってさまざまな吸収を受ける。いま大気の外での光のフラックスを $\phi(\lambda, \infty)$ photons/cm²sec Å、種類 x の大気粒子の波長 λ の absorption cross section を $\sigma(x, \lambda)$ とおくと、太陽天頂角を χ として、高さ z における光のフラックス $\phi(\lambda, z)$ は

$$\phi(\lambda, z) = \phi(\lambda, \infty) \exp\{-\tau(\lambda, z; \chi)\}$$

で与えられる。ここに高さ z における光学的深さ $\tau(z, \lambda; \chi)$ は

$$\tau(\lambda, z; \chi) = \sum_x \sigma(x, \lambda) \int_z^\infty n(x, z') ds = \sec \chi \sum_x \sigma(x, \lambda) \int_z^\infty n(x, z') dz'$$

と表される。最後の等式を導くには大気の平行平面近似を用いている。単位体積での吸収エネルギー $q(z)$ を考えると

$$q(z) = \int_0^\infty \phi(\lambda, z) \sigma(x, \lambda) n(x, z) d\lambda$$

が得られる。ここでもし、熱を考えるなら、thermalization factor $\varepsilon(z)$ を掛ければよい。熱圏ではこの値はほぼ 0.3 程度である。

簡単のために、等温の単一組成の平行平面大気に単色の光が入射する場合を考えると、 $g = \text{const}$ と考えてよい程度の Δz の範囲では

$$\tau(\lambda, z; \chi) = \sigma n(z) H \sec \chi = \sigma n(z_0) H \sec \chi \exp\left(-\frac{z - z_0}{H}\right)$$

よって吸収エネルギーは

$$q(z, \chi) = \phi(\infty) n(z_0) \sigma \exp\left\{-\frac{z - z_0}{H} - n(z_0) \sigma H \sec \chi \exp\left(-\frac{z - z_0}{H}\right)\right\}$$

となる。

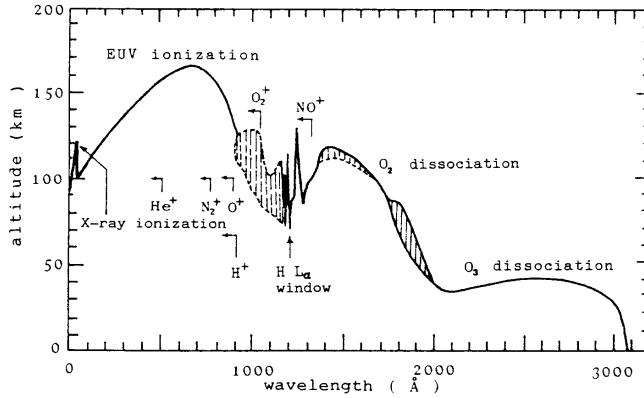


Fig.7-13 太陽放射強度が $1/e$ に減衰する高度は波長による
(Tohmatsu(Ogawa), 1990)。

この形から明かなように、target の密度は高さの低下とともに急速に増大し、また密度の増大に伴う吸収の増大によって、光の強度は高さの低下とともに急速に減少する。従って両者の積は、どこかの高さに極大のある分布となる。吸収エネルギー q の極大 q_{max} は

$$q_{max}(\chi) = \phi(\infty) \cos \chi \exp\left(-\frac{1}{H}\right)$$

となり、 $q = q_{max}$ が実現する高さ z_{max} は

$$z_{max}(\chi) = H \ln\{n(z_0) \sigma H \sec \chi\} + z_0$$

で求められる。また $q = q_{max}$ になる高さ z_{max} での光学的深さ $\tau(z_{max}, \chi)$ は

$$\tau(z_{max}, \chi) = 1$$

となる。従って

$$\phi(\lambda, z) = \phi(\lambda, \infty) \exp\{-\tau(\lambda, z; \chi)\}$$

からわかるように、吸収の極大は入射フラックスが $1/e$ に減衰するところで起こる。

q_{max} および z_{max} を用いて $q(z, \chi)$ を書き直すと

$$q(z, \chi) = q_{max}(\chi) \exp \left\{ 1 - \frac{z - z_{max}(\chi)}{H} - \sec \chi \exp \left(-\frac{z - z_{max}(\chi)}{H} \right) \right\}$$

と表すことができる。ここで $y = (z - z_{max})/H$ とおくと

$$\frac{q(z; \chi)}{q_{max}(\chi)} = \exp \{ 1 - y - \sec \chi \exp(-y) \}$$

という形にまとめられる。これをチャップマン関数と呼ぶ。ここに述べた取り扱いはいき

わめて一般的なもので、熱化、電離、励起など、それぞれの吸収断面積 σ を用い、あるいはまた、吸収からそれぞれに変換する効率 $\varepsilon(z)$ を用いて高さ分布を求めるのに適用できる。

太陽の紫外線が大気に入射するとき、光学的深さが 1 になる高度は波長によって異なる。波長 150 Å 以下の X 線は D、E 領域を電離し、150 Å から 800 Å までの極端紫外線は F 領域、800 Å から 1027 Å までの遠紫外線は E 領域、1216 Å の Ly_{α} を中心とする 1028 Å から 1300 Å の遠紫外線は D 領域の電離に寄与する。

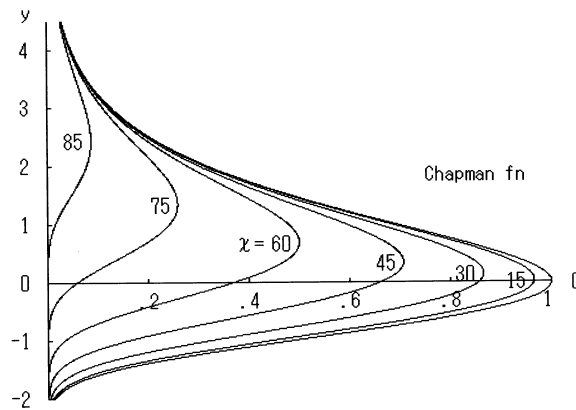


Fig.7-14 Chapman Layer の分布とその太陽天頂角依存。

7.6 局所的な Loss Mechanism と層の分布

光学的に生成される物質は、オゾンにせよ、光電離で生成されるイオンと電子にせよ、さまざまな反応で失われて平衡状態が実現する。当然ながら生成率の分布だけでは生成された物質の分布は決まらず、生成と消滅の分布とで決まる。いま、電離によるイオン対の生成と消滅を例にとって電離層(電子の層、あるいはイオンの層)の構造を考える。もし簡単のためにロス局所的な化学反応のみで移動の効果が無視できるとすれば、電子密度 n の時間変動は電離率を q として

$$\frac{dn}{dt} = q - L$$

という形で表される。 L は loss term である。

ここで電子の loss term には二つのタイプがある。一つは+イオンと再結合することによって中性に戻る process で、電子と+イオンが主たる荷電粒子である近似のもとでは電子密度 $[e]$ と+イオン密度 $[+ion]$ の積 $[e] \times [+ion]$ すなわち電子密度の自乗 $[e]^2$ に比例する。この形のロス、粒子密度が高い E 層およびそれ以下の高さで有効である。もう一つは電子が中性粒子に付着して負イオンを作って失われる process で、中性粒子の密度が荷電粒子密度よりずっと大きい場合(電離層では電子密度最大の F 層でもこの条件が成り立つ)、単純に電子密度 $[e]$ に比例する。この形のロスは、粒子密度が小さく、電子と+イオンとの衝突の確率がきわめて小さい領域、すなわち F 層で成り立つ。局所平衡状態においては、この二つの process について、電離率 q と電子密度 $[e]$ 、ロスの係数 α および β についてそれぞれ次の関係が成立する。

$$\begin{aligned} \text{再結合理型では} \quad q &= \alpha [e]^2 \\ \text{付着理型では} \quad q &= \beta [e] \end{aligned}$$

ここに α はほぼ一定値であるが、 β は付着の相手方の密度に比例する量で、高度とともに大幅に減少する。

再結合理型では、平衡状態における電子密度分布は

$$[e] = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$$

である。電子生成率はすでに述べたようにどこかの高さで極大になるから、式からわかるように、電子密度の極大は電子生成率が極大になる高さに現れる。一方付着理型の場合には

$$[e] = \frac{q}{\beta}$$

と表すことができるが、もし輸送効果を無視すれば、この場合には電子生成率の極大の高さにもどこにも電子密度の極大は現れるず、高さとともに電子密度は単調に増大することになる。なぜなら、 β は粒子密度に比例する量で、従ってその高さに対する変化(減少)の勾配は energy deposit の高度依存を上回るからである。energy deposit は密度と入射フラックスの積で与えられ、フラックスは高さとともに減少する関数だから当然で

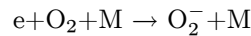
ある。しかし、実際には後に述べるようにこの場合にも拡散による輸送効果で極大が現れ、層構造となる。

7.6.1 D 層の生成

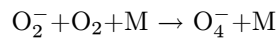
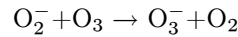
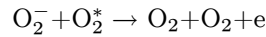
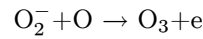
昼間は $\text{Ly}\alpha$ (1216 Å) を中心とする紫外線による NO の電離 (9.26 eV) が主な電離源で、1120 Å あたりの紫外線による励起状態の酸素分子の電離 (11.10 eV) の電離、約 10 Å 以下の波長のエクス線による N_2 、 O_2 の電離の寄与もある。D 層下部では宇宙線による電離が重要である。夜間は粒子では 1 MeV 以上のプロトン、50 keV 以上の電子がこの辺りの電離に寄与する。この粒子入射は、部分的には次章に述べるオーロラ粒子であり、部分的には放射線帯からの入射である。また、大気によって太陽からの $\text{Ly}\alpha$ は夜側にも散乱する (地球コロナ) が、この散乱による電離の寄与も大きい。

この領域で生成される一次イオンは N_2^+ 、 O_2^+ 、 NO^+ 、 O^+ などさまざまであるが、その後のイオン交換反応によってすみやかに NO^+ と O_2^+ とに変換される。高度 80 km 以下では O_2^+ はイオン反応によって水蒸気 H_2O と化合し、 H_3O^+ ($\text{H}_2\text{O})_n$ ($n=1-5$) という形の water cluster ion を作る。

低い高度では電子が高密度の中性分子に付着して負イオンを生成する (Kamiyama, 1970)。負イオンの生成は主として



の形で起こり、負イオンのロスは



などの反応によって起こる。昼間で高さ 65 km 以下、夜間で高さ 80 km 以下では負イオン密度の方が電子密度より大きくなる。

正イオンと電子との再結合反応係数を α_e 、正イオンと負イオンとの再結合反応係数を α_i 、負イオンと電子の密度比を $[n^-]/[e] = \lambda$ とおけば、 $[n^+] = [e] + [n^-]$ を考慮して、電離による正イオンの生成 q とそのロスのバランスは

$$q = \alpha_e [n^+] [e] + \alpha_i [n^+] [n^-] = (1 + \lambda) (\alpha_e + \lambda \alpha_i) [e]^2 = \alpha_{eff} [e]^2$$

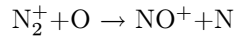
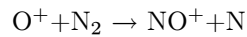
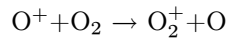
と表現される。 α_{eff} は effective recombination coefficient で、電離生成率から電子密度を求める上での重要な要素である。この値は高さ 100 km で $10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ 、80 km で 10^{-6} 、60 km で 10^{-5} 程度のものである。オーロラ粒子の入射に関して電気伝導度の変化を見積もるには、 $10^{-6} \sim 10^{-8}$ 程度の値を採用する必要があることがわかる。

なお、次章で述べるようにオーロラ中に入射する電子は自身で大気を電離するだけでなく、その制動輻射で放出されるエックス線によっても大気を電離する。エックス線は電子より透過能力が高いので低い高度まで進入でき、D 層の電離に寄与する。

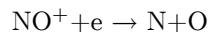
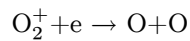
7.6.2 E 層の生成

主な電離は太陽の Ly_β (1026 Å) を含む紫外線 (800–1027 Å) による O_2 の電離、太陽軟 X 線 (10–100 Å) による N_2 、 O_2 、 O の電離、また夜間には地球コロナによる散乱 Ly_α 線による NO の電離が主なものである。規則的な太陽放射の吸収によるので、その電子密度の日周変動は太陽高度角にともなう規則的な変動として現れ、通常、夜間の電子密度はきわめて小さい。粒子による電離は 10 keV–1 MeV のプロトン、および次章に述べるオーロラ粒子の主体である 1 keV–30 keV の電子が寄与するが、当然その大部分は地磁気緯度 60–70 度、極光帯のあたりに集中する。

E 層での主な一次生成イオンは N_2^+ 、 O_2^+ 、 NO^+ 、 O^+ であるが、D 層の場合と同じようにイオン反応によって、主たるイオンは NO^+ と O_2^+ になる。すなわち



これらによって生ずる主なイオン成分 NO^+ 及び O_2^+ は解離再結合反応



によって失われる。

E 層領域では O_2^+ イオンと NO^+ イオンの密度には大きな違いはないから、それぞれの電子との再結合係数を α_1 、 α_2 と表せば平衡条件から

$$q = \alpha_1 [e][\text{O}_2^+] + \alpha_2 [e][\text{NO}^+] \simeq \alpha_{eff} [e]^2$$

が得られる。上式で後ろの等式は α_1 および α_2 に大きな違いがなければ成立する。

イオン生成率は前節で述べた、簡単なチャップマン関数でよく近似され、電子密度は上の α_{eff} を高さについて一定として

$$[e] = n_{max, \chi=0} \exp\left(\frac{1 - z - \sec \chi e^{-z}}{2}\right)$$

で与えられ、太陽天頂角が $\chi \neq 0$ の場合の最大電子密度 n_{max} は

$$n_{max} = n_{max, \chi=0} \sqrt{\cos \chi}$$

と表される。この式は、第9章で触れるように、電波を用いた電離層観測でほぼ確かめられている。E 層の最大電子密度は緯度と地方時、すなわち、太陽天頂角によって決まった値を取り、Fig.7-15 に見られるように、上の式とよく一致する。大局的な E 層構造はチャップマン層で理解できる。

E 層は主として電離層電流を担う領域である。ゆえにオーロラ電子の入射に伴うこの領域の局所的電離は電離層内の電流だけでなく、電離層と磁気圏とを結ぶ電流の生成に本質的に関わっている。なお、上に述べた α_{eff} の議論でわかるように、E 層ではこの値はおおよそ 10^{-7} から 10^{-8} の間にあると考えてよい。

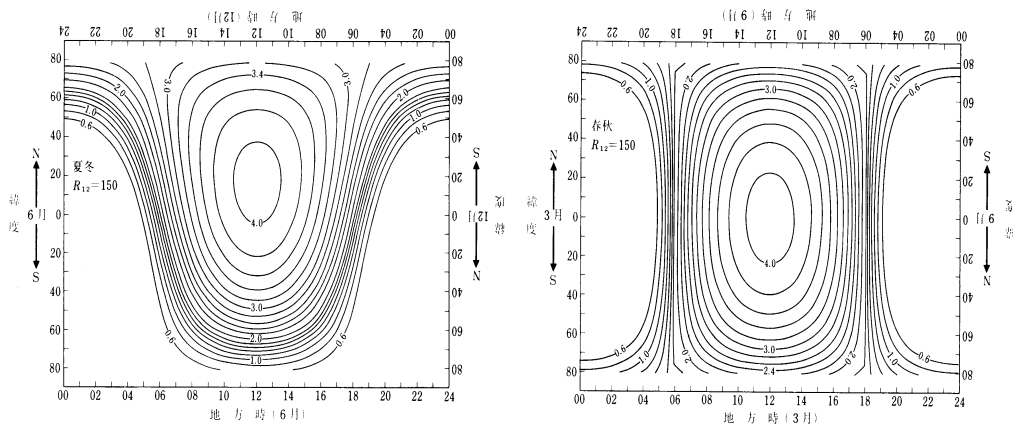


Fig.7-15 太陽活動極大期の E 層の臨界周波数 (最大電子密度) の分布。

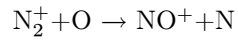
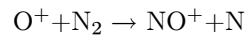
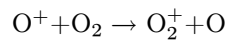
左は北半球の夏至、右は春分、秋分 (理科年表)。

E 層高度には太陽放射による E 層と別に突発的に現れるスプラディック E (E_s) と呼ばれる現象がある。 E_s は磁気赤道型、中緯度型、極光帯型の三つに大別される。磁気赤道型は次章に述べる磁気赤道ジェット電流に伴って発生し、中緯度型は E 領域の中性大気風がある高さで逆転して shear を持つときに、プラズマが shear に向かって収束し

て高密度の薄層が形成されることによるものである。極光帯型は後に述べるように、オーロラ活動と対応するもので、オーロラ電子の入射に基づく高密度のプラズマ中をジェット電流が流れるときに発生するプラズマ密度の揺らぎによるものと考えられている。

7.6.3 F 層の生成

電離源は、光では 150–800 Å の太陽紫外線による O、O₂、N₂ の電離、粒子はエネルギー 1 keV 以下の比較的低エネルギーのものによる O、O₂、N₂ の電離である。このうち、O⁺ と N₂⁺ は E 層の場合と同じく



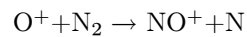
の反応によって O₂⁺ と NO⁺ に変換される。ただし、高度とともに N₂、O₂ の粒子密度が減少して交換反応が起こりにくくなって、高度 180 km より高い所では主なイオン成分は O⁺ となる。

F 領域には、安定に常時存在する F2 層と、存在が安定的でない F1 層があるが、その訳は次のように考えられている。

いま、簡単のために O の電離だけを考えれば、O⁺ の生成率 $q(\text{O}^+)$ は電子の生成率 $q(e)$ に等しいから

$$q(\text{O}^+) = q(e)$$

また、イオン交換反応としては



だけを考え、また輻射再結合 $\text{O}^+ + e \rightarrow \text{O} + h\nu$ は反応係数が小さいので無視すれば、O₊ イオンの生成消滅の平衡条件は

$$q(\text{O}^+) = \gamma [\text{N}_2][\text{O}^+]$$

で与えられ、電子についての生成消滅の平衡条件は $\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$ から

$$q(e) = q(\text{O}^+) = \alpha [\text{NO}^+][e]$$

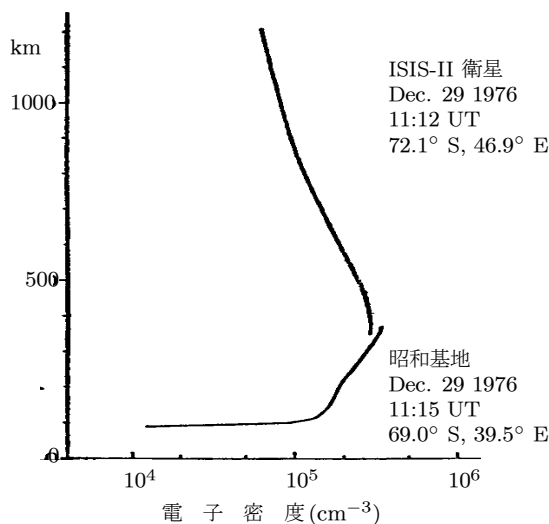
で与えられる。この二つの式から、電子密度 $[e]$ は

$$[e] = [O^+] + [NO^+] = \frac{q}{\gamma[N_2]} + \frac{q}{\alpha[e]}$$

と求められる。この式の右辺第一項の分母は高さとともに減少し、どこかの高さ h_t (およそ 170 km 程度) で $\gamma[N_2] = \alpha[e]$ が成立する。高度 h_t を境にして、それより低ければ $\gamma[N_2] > \alpha[e]$ となって電子密度分布は再結合型 ($q = \alpha[e]^2$) となり、それより高ければ $\gamma[N_2] < \alpha[e]$ となって、電子密度分布は付着型 ($q = \beta[e]; \beta = \gamma[N_2]$) となる。

既に述べたようにイオン生成率 $q(O^+)$ は極大を持ち、その高度を h_m とすると、 $h_t > h_m$ 、すなわち q の極大が再結合型領域で起これば q の極大の高度に電子密度の極大が生じて F1 層が現れ、 $h_t < h_m$ すなわち q の極大が付着型領域で起これば電子密度の極大は h_m の高さでは起こらず、高さとともに単調に増加して F1 層は現れない。

F2 層の現れる高さは h_t よりずっと高いので局所的化学平衡(イオンの生成消滅)だけからきまる電子密度分布は高さとともに単調に増大し、極大をもたない。しかし、実際には Fig.7-16 に見られるように安定な F2 層が形成される。この図は、昭和基地で



の地上からの電波観測(第9章参照)の結果と、ほぼ同時に昭和基地近傍の上空で ISIS-II 衛星によって観測した結果とをつないで示したもので、電子密度の極大のところで少し食い違っているのは、わずかな場所の違いと時刻の違いによるものである。F2 層に極大が存在するのは、次節に述べるプラズマ拡散による輸送効果のためである。

Fig.7-16 電子密度の高さ分布 (松浦, 1983)。

7.6.4 大気発光層

既に第3章で触れたように、オーロラのない所でも大気は発光している。太陽の光が当たる昼間側では太陽光による化学変化と同時に、大気のままざまな分子・原子による

強い散乱が起こって、昼間大気光の主な部分を構成している。これに対して夜間は、昼間、太陽光によって大気中に蓄積した化学エネルギーを使って大気のある高さの部分が層状に発光する。Fig.3-3 に示したのは、その典型例というべき、酸素原子の緑線 5577 Å の発光である。

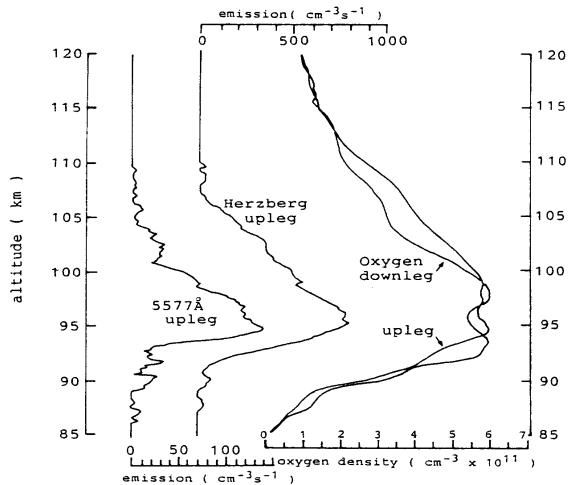


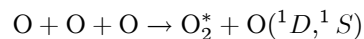
Fig.7-17 酸素原子、酸素分子の緑線 (5577Å) および酸素分子の Herzberg band の高さ分布 (Thomas, 1981)。

大気発光は紫外線から赤外線まで広い波長域に起こっている。Fig.3-2 の写真は大気圏外から撮影した紫外線の亜熱帯グローで、このような紫外線域の光は大気の吸収によって、地上からは観測できない。また、赤外域も、地上近傍の水蒸気や二酸化炭素の吸収が大きいため、これらの吸収の窓の波長部分でなければ観測できない。

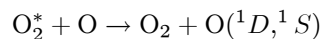
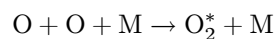
多くの大気発光の中で最も明るく、昔から有名な

のが酸素原子の緑線 5577 Å 放射で、レーリーが非極地性のオーロラなどと呼んだのがこれである。緑線の発光機構は次のように理解されている。

日中の太陽放射によって酸素分子が解離し、ある高さから上では酸素原子が卓越成分になっている。夜間には、太陽放射の消失に伴って酸素原子の再結合が進行する。再結合の仕方は、直接三体衝突によるもの



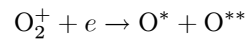
及び/あるいは、第三体によるもの



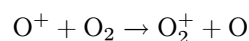
がある。式からわかるように、いずれの場合にも励起反応は酸素原子密度 $[O]$ の3乗に比例する。なお、式が示すように、これらの再結合では、赤線の放射に対応する 1D 状態への励起も起こり、また、緑線の発光に対応する 1S 状態から 1D 状態への cascade も起こるが、三体衝突が卓越する低い高度、すなわち高さ 150 km 以下では、寿命が 150 秒と長い 1D 状態は quenching の効果が大きいので、赤線は発光しない。

なお、上式に現れる、励起した酸素分子は Herzberg band などの発光に対応する励起で、このため、酸素分子の Herzberg band と酸素原子の緑線 5577 Å とは、よく似た高さ profile を示すことが知られている。ロケット観測で得られた酸素原子とこれらの放射の高さ分布 (Thomas, 1981) を Fig.7-17 に示す。図でわかるように、緑線 (5577 Å) 発光層は、中緯度では高さ 93–105 km ほどに互り、95–100 km あたりが最も明るい。これが Fig.3-3 の緑線発光層の実体である。大気中の内部重力波などによって密度変動が起こると三体反応は敏感に反応し、緑線大気光の明るさの時間・空間変動が起こる。

緑線の次に明るいのが、同じく酸素原子の赤線 6300, 6364 Å である。赤線の発光機構は主として次の解離再結合



によるものと考えられる。この反応は、Fig.7-18 に見られるように、夜間の電子密度が極端に減少しない、高さ 200 km 以上で卓越する。しかし、この高さの主たるイオンは O^+ で O_2^+ ではないから、実際の反応速度を決めているのは、 O_2^+ を供給する次の荷電交換反応



で、赤線の強さは O^+ と O_2 の密度の積に比例する。主なイオンが O^+ であるということは、 O^+ 密度と電子密度とがほぼ等しいことを意味し、従って、赤線の発光強度はほぼ電子密度と分子酸素密度の積に比例する。通常、250–300 km の高さに強度の極大を

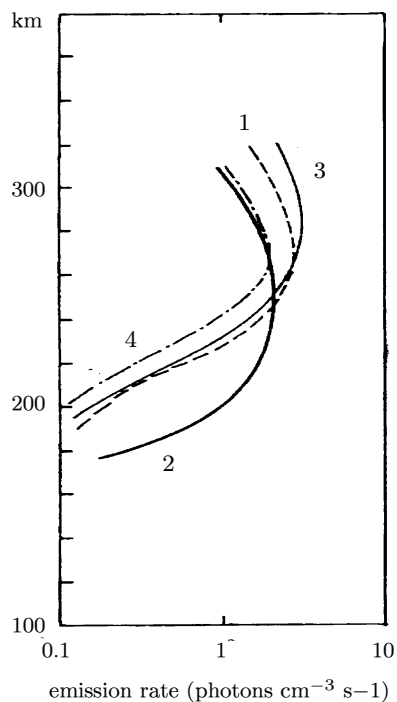


Fig.7-18 酸素原子 (6300 Å) の高さ分布 (1-3, Huruata and Nakamura, 1968; 4, Gullledge *et al.*, 1968)。すべて夜間。

持って、緑線 (5577 Å) に比べてずっと高く、かつ、厚い層構造を示す。Fig.7-18 の4本の曲線はいずれも中緯度での、夜間のロケット観測の結果である (Huruhata and Nakamura, 1968; Gullledge *et al.*, 1968)。

このように、電離層 F 層における電子密度変動は大気光赤線強度に反映する。後に述べるように、磁気赤道近傍では、地磁気の日周変化に対応して F 層の電子密度は特殊な分布となり、赤線に亜熱帯グローが現れ、また、電離層を伝搬する電離層擾乱は光学的には赤線の波動として観測される。

7.7 粒子の集団運動—マクロ輸送現象

前章で荷電粒子の運動について、single particle の取り扱いが許される範囲で議論してきた。この範囲は実際には粒子密度が低くて粒子相互間の相互作用のない磁気圏の高エネルギー粒子には適用されるが、電離層レベルでのマクロの輸送現象、たとえば拡散とか電流とかの議論にはそのままでは使えない。ここで後の議論のために粒子のマクロの輸送現象について気体粒子運動論の立場からその概略をまとめておくことにしよう。

いま粒子の速度分布関数を f と置けば、Boltzmann 方程式は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = C$$

で、左辺第三項の \mathbf{F} は

$$\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - m\mathbf{g}$$

と書き表すことができる。ここに \mathbf{g} は重力加速度である。この分布関数による任意の関数 $\mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ の平均値 $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rangle$ は

$$\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rangle = \frac{\int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}}{\int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}}$$

で与えられる。そこでボルツマンの式に $m\mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ を掛けて速度空間での積分を実行し、いわゆるモーメントを求める。すなわち

$$\begin{aligned} m \int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \frac{\partial f}{\partial t} d\mathbf{v} + m \int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f d\mathbf{v} + \int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \mathbf{F} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f d\mathbf{v} \\ = m \int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) C d\mathbf{v} \end{aligned}$$

ここで、第一項は平均値の定義を考慮して

$$m \int_{\mathbf{v}} \mathbf{S} \frac{\partial f}{\partial t} d\mathbf{v} = m \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathbf{v}} \mathbf{S} f d\mathbf{v} - m \int_{\mathbf{v}} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} f d\mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial t} \{n \langle \mathbf{S} \rangle\} - mn \left\langle \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right\rangle$$

となる。第二項については、たとえば k 成分を考えれば

$$\begin{aligned} m \int_{\mathbf{v}} \mathbf{S} v_k \frac{\partial f}{\partial x_k} d\mathbf{v} &= m \frac{\partial}{\partial x_k} \int_{\mathbf{v}} \mathbf{S} v_k f d\mathbf{v} - m \int_{\mathbf{v}} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial x_k} v_k f d\mathbf{v} \\ &= m \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ n \langle v_k \mathbf{S} \rangle - mn \left\langle v_k \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial x_k} \right\rangle \right\} \end{aligned}$$

であり、第三項も同じく k 成分を考えれば

$$\begin{aligned} \int_{\mathbf{v}} \mathbf{S} F_k \frac{\partial f}{\partial v_k} d\mathbf{v} &= \int dv_l \int dv_m \left\{ [\mathbf{S} F_k f]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} f \frac{\partial}{\partial v_k} (\mathbf{S} F_k) dv_k \right\} \\ &= -n \left\langle F_k \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial v_k} \right\rangle \end{aligned}$$

ここに $\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - m\mathbf{g}$ が \mathbf{v} に独立であること、すなわち $\partial F_k / \partial v_k = 0$ が使われている。

以上の結果をまとめて整理すると、最終的に一般形

$$\begin{aligned} m \frac{\partial}{\partial t} \{n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rangle\} - mn(\mathbf{r}, t) \left\langle \frac{\partial \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} \right\rangle + m \nabla_r n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{v} \cdot \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rangle \\ - mn(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{v} \cdot \nabla_r \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rangle - n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \cdot \nabla_v \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rangle = m \int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} C d\mathbf{v} \end{aligned}$$

が得られる。

この式で $\mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = 1$ と置くと、いわゆる連続の式が得られる。この場合には左辺第2、第4、第5項が消えるので簡単に

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla_r \cdot \{n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \rangle\} = \int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} C d\mathbf{v}$$

となる。この式の左辺第二項の $\{ \}$ の中は平均粒子束 $\Gamma(\mathbf{r}, t)$ で、 $\langle \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \rangle$ は平均粒子速度である。右辺の衝突項は、イオン対の生成と消滅の衝突周波数、 $\langle \nu_i \rangle$ 及び $\langle \nu_l \rangle$ を用いて

$$\int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} C d\mathbf{v} = n(\mathbf{r}, t) (\langle \nu_i \rangle - \langle \nu_l \rangle)$$

と表わされる。

次に $\mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ と置くと、運動量保存の式が得られる。たとえば成分 k の式は

$$m \frac{\partial}{\partial t} \{n(\mathbf{r}, t) \langle v_k \rangle\} + m \sum_l \frac{\partial}{\partial t} \{n(\mathbf{r}, t) \langle v_k v_l \rangle\} - n(\mathbf{r}, t) \langle F_k \rangle = m \int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} v_k C d\mathbf{v}$$

と求められる。この式に先ほどと同じように平均値の考察を加え、かつ、圧力テンソル $[P]$ を

$$[P]_{kl}(\mathbf{r}, t) = mn \langle (v_k - \langle v_k \rangle)(v_l - \langle v_l \rangle) \rangle$$

と定義すれば、最終的に運動量保存の式は

$$\begin{aligned} mn(\mathbf{r}, t) \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_d \cdot \nabla_r \right) \mathbf{v}_d \\ = n(\mathbf{r}, t) e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_d \times \mathbf{B}) - \nabla_r \cdot [P] - nm \nabla_r \phi + m \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} C d\mathbf{v} - m \mathbf{v}_d \int_{-\infty}^{\infty} C d\mathbf{v} \end{aligned}$$

と求められる。ここに \mathbf{v}_d は集団運動(ドリフト)の速度である。右辺第4項は衝突による運動量変化、第5項は衝突によって発生する新しい粒子による運動量生成を表している。

同じように、 $\mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = v^2/2$ を代入すれば、速度を $\mathbf{v} = \mathbf{v}_d + \mathbf{v}_r$ と分解して random velocity を \mathbf{v}_r と置き、かつ、 $P = nm \langle v_r^2 \rangle / 3$ とすると、下に示すようにエネルギー保存の式が得られる。

$$3 \frac{dP}{dt} - \frac{5P}{n} \frac{dn}{dt} = m \int_{-\infty}^{\infty} \left(v_r^2 - \frac{5}{3} \langle v_r^2 \rangle \right) C d\mathbf{v}$$

もし粒子の種類が一種類なら、衝突によってランダムエネルギーが変わらないから右辺はゼロとなって、この式の解は断熱圧縮の式

$$P = P_0 n^{\frac{5}{3}}$$

を与える。

運動量保存の式における衝突による運動量変化の項 $m \int_{\mathbf{v}=-\infty}^{\infty} \mathbf{v} C d\mathbf{v}$ は次のように見積もることができる。例えば電子の運動量変換衝突項を \mathbf{X}_e と表せばこれは電子-電子衝突、電子-イオン衝突、及び電子-中性粒子衝突の三つの和

$$\mathbf{X}_e = \mathbf{X}_{ee} + \mathbf{X}_{ei} + \mathbf{X}_{en}$$

であるが、粘性がなければ第一項はゼロであり、また、通常、電離層では中性粒子が卓越するので第二項も無視できることが多い。

電子と中性粒子の衝突については C を C_{en} と置いて得られる。ここで C_{en} としては、下のように、Legendre 関数を使った展開

$$C_{en}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \sum_{k=1}^{\infty} P_k(\cos \theta) C_{en}^k(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

を考えることができる。いま

$$C^k(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = -\nu_k f^k(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

の ν_k で衝突周波数を定義すると、上の式の第一項までをとって

$$C_{en} \simeq C^0 + \frac{\mathbf{v}}{v} C_1 = C^0 - P_1(\cos \theta) \nu_{en} f^1$$

のように一次の分布関数 f^1 を用いて表される。従って、もし ν_{en} が \mathbf{v} に依存しなければ、衝突項は

$$m \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} C d\mathbf{v} = -m \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} \nu_{en} P_1(\cos \theta) f^1 d\mathbf{v} = -n_e m \nu_{en} \mathbf{v}_{de}$$

とランジュヴァン (Langevin) の摩擦項の表式となる。この式はイオンに対しても同様に成立する。

また、電子、イオン間の衝突に関しては、たとえば電子の運動量変化は $m \int_{\mathbf{v}_e=-\infty}^{\infty} (\mathbf{v}_{di} - \mathbf{v}_e) \nu_{ei} f_e d\mathbf{v}_e$ であるからクーロン散乱による抵抗を η と置くと

$$m \int_{\mathbf{v}_e=-\infty}^{\infty} (\mathbf{v}_{di} - \mathbf{v}_e) \nu_{ei} f_e d\mathbf{v}_e = n_e e^2 \eta (\Gamma_i - \Gamma_e)$$

と表すことができる。ここに Γ は粒子フラックスで、 $\Gamma = en\mathbf{v}$ で与えられる。

これらをまとめて表せば、結局、中性粒子の運動方程式は

$$\begin{aligned} m_k n_k \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_{dk} \cdot \nabla_r \right) \mathbf{v}_{dk} \\ = m_k n_k \mathbf{g} - \nabla \cdot [P_k] - \sum_l \frac{m_k n_k m_l n_l \nu_{kl}}{m_k n_k + m_l n_l} (\mathbf{v}_{dk} - \mathbf{v}_{dl}) \end{aligned}$$

となり、また、プラズマ各成分の運動方程式は

$$\begin{aligned} m_k n_k \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_{dk} \cdot \nabla_r \right) \mathbf{v}_{dk} \\ = m_k n_k \mathbf{g} - \nabla \cdot [P_k] + n_k e_k (\mathbf{E} + \mathbf{v}_{dk} \times \mathbf{B}) - \sum_l \frac{m_k n_k m_l n_l \nu_{kl}}{m_k n_k + m_l n_l} (\mathbf{v}_{dk} - \mathbf{v}_{dl}) \end{aligned}$$

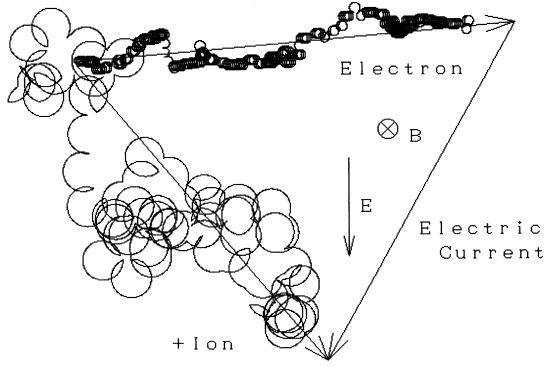


Fig.7-19 粒子は衝突で運動量が randomize されながら、電場による力の向きと電場ドリフトの向きの重なった集団運動をする。

となる。いずれの場合も、最後の項は、 k 粒子群に対する他の粒子群の速度差に基づく friction によって k 粒子群に及ぼされる力を示す項である。

上の中性粒子の運動方程式において、もし平衡状態が達成されていれば、あらゆる高さですべての集団運動(ドリフト)の速度がゼロになるから、ある種類の粒子の分布を決めるのはその種類についての重力加速度と圧力分布だけになることがわかる。

すなわち、分子拡散の領域では、第7-1節で述べたように複数の種類の混合気体の分布はそれぞれ独立に決まることがわかる。

プラズマ粒子を具体的に電子と一種類のイオン及び中性粒子の混合気体とすれば、それぞれの成分の運動方程式は

$$\begin{aligned}
 m_e n_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_{de} \cdot \nabla \right) \mathbf{v}_{de} &= -\nabla \cdot [P_e] + m_e n_e \mathbf{g} + n_e e_e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_{de} \times \mathbf{B}) \\
 &\quad + \frac{m_e n_e m_n n_n}{m_e n_e + m_n n_n} \nu_{en} (\mathbf{v}_{dn} - \mathbf{v}_{de}) + \frac{m_e n_e m_i n_i}{m_e n_e + m_i n_i} \nu_{ei} (\mathbf{v}_{di} - \mathbf{v}_{de}) \\
 m_i n_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_{di} \cdot \nabla \right) \mathbf{v}_{di} &= -\nabla \cdot [P_i] + m_i n_i \mathbf{g} + n_i e_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_{di} \times \mathbf{B}) \\
 &\quad + \frac{m_i n_i m_n n_n}{m_i n_i + m_n n_n} \nu_{in} (\mathbf{v}_{dn} - \mathbf{v}_{di}) + \frac{m_i n_i m_e n_e}{m_i n_i + m_e n_e} \nu_{ie} (\mathbf{v}_{de} - \mathbf{v}_{di}) \\
 m_n n_n \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_{dn} \cdot \nabla \right) \mathbf{v}_{dn} &= -\nabla \cdot [P_n] + m_n n_n \mathbf{g} \\
 &\quad + \frac{m_n n_n m_i n_i}{m_n n_n + m_i n_i} \nu_{ni} (\mathbf{v}_{di} - \mathbf{v}_{dn}) + \frac{m_n n_n m_e n_e}{m_n n_n + m_e n_e} \nu_{ne} (\mathbf{v}_{de} - \mathbf{v}_{dn})
 \end{aligned}$$

と表わされる。圧力が一定で重力が無視でき、かつ、中性粒子が圧倒的に多い電離層レベルでは、Fig.7-19 に示すように、個々の荷電粒子は中性粒子との衝突によって運動量が randomize されながら、電場の力の方向と電場ドリフトとの重なった方向に集団運動する。電子とプラスイオンでは集団運動の向きが違うので、Fig.7-19 に見られるように、電子の運動とイオンの運動の差し引きが電流となる。

$m_n n_n + m_i n_i + m_e n_e = \rho_n + \rho_i + \rho_e = \rho$, $p_n + p_i + p_e = p$, $\rho_n \mathbf{v}_{dn} + \rho_i \mathbf{v}_{di} + \rho_e \mathbf{v}_{de} = \rho \mathbf{v}$ と置いてこれらの式を足し合わせると、混合気体全体の運動方程式

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = \rho \mathbf{g} - \nabla \cdot [p] + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

が得られる。ここに \mathbf{j} は電流密度で

$$\mathbf{j} = n_r e_e \mathbf{v}_{de} + n_i e_i \mathbf{v}_{di}$$

で与えられる。電流の一般論については次章でまとめて議論する。

7.8 分布に及ぼす輸送効果・両極性拡散

輸送が大きい場合には、production と局所的 loss だけでなく、輸送効果によってもイオン(電子)密度の変動が起こる。一般に電子密度の変化は

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = q - L - \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_{de})$$

で与えられる。ここで速度 \mathbf{v}_{de} は、拡散、電場ドリフト、中性粒子風による induction などの和で、それぞれは

$$\mathbf{v}_{de} = -D_a \left(\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{H} \right) + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{(\mathbf{v}_{dn} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}}{B^2}$$

と表わされる。

電場ドリフトについては次章にゆずり、ここでは、電離層 F2 層の生成に関連して拡散効果についてだけ述べておこう。電離圏から地球磁気圏にかけてのイオンおよび電子の拡散について、その運動を決める式は、これまでの議論に従って、イオン、電子それぞれについて

$$-\frac{1}{n_i} \nabla p_i - m_i \nu_{in} \mathbf{v}_{di} - m_i \nu_{ie} (\mathbf{v}_{di} - \mathbf{v}_{de}) + e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_{di} \times \mathbf{B}) + m_i \mathbf{g} = 0$$

$$-\frac{1}{n_e} \nabla p_e - m_e \nu_{en} \mathbf{v}_{de} - m_e \nu_{ei} (\mathbf{v}_{de} - \mathbf{v}_{di}) - e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_{de} \times \mathbf{B}) + m_e \mathbf{g} = 0$$

と与えられる。マクロな電荷分離は起こらないから、拡散は磁力線方向に $\mathbf{v}_{di} = \mathbf{v}_{de}$ となる筈で、これを \mathbf{v}_D とおき、また、 $n_i = n_e$ だからこれを n とおけば、上の式は

$$-\frac{\partial p_i}{\partial z} - \rho_i g - n e E_z - \rho_i \nu_{in} v_D = 0$$

$$-\frac{\partial p_e}{\partial z} - \rho_e g + neE_z - \rho_e \nu_{en} v_D = 0$$

となる。この二つの式から E_z を消去すると、拡散速度 v_D は

$$v_D = -D_a \left\{ \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial z} + (m_i + m_e) \frac{g}{kT_p} \right\}$$

と表される。ここに、 $T_p = T_e + T_i$ 、 $p = \sum n_j kT$ で、 D_a は

$$D_a = \frac{kT_p}{m_i \nu_{in} + m_e \nu_{en}}$$

である。このような拡散係数 D_a を持つ拡散を両極性拡散 (ambipolar diffusion) と呼んでいる。

ここで $T_e = T_i = T$ 、 $v_D = 0$ とおけば、圧力分布 (静水圧平衡) は

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{1}{2} n m_i g$$

となって、イオンの質量が $(1/2)$ になったのと同じ形になることがわかる。また、両者の温度が等しければ両者の圧力の高さ勾配は等しいから両式の差をとると

$$2neE = \rho_i g - \rho_e g + (\rho_i \nu_{in} - \rho_e \nu_{en}) v_D$$

となる。平衡で $v_D = 0$ ならば $E = m_i g / 2e$ の電場が存在することがわかる。これは、電子が軽いのでさきに拡散し、重いイオンを電場で引き上げているその電場である。式からわかるように、圧力勾配と電場とが、それぞれイオンの質量の半分ずつを支えていると考えてもよい。

局所的な生成を q_i 、消滅を l_i とすれば、大気のある成分の密度 n_i の変化は

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_i w_i) = q_i - l_i$$

で表される。拡散速度 w_i は、Nicolet(1960) の表式によれば

$$w_i = D_i \left\{ \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1}{H_i} + (1 + \alpha_T) \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right\}$$

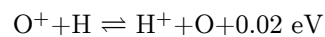
で与えられる。ここに α_T は熱拡散係数である。

最終的に $w_i = 0$ で、もし高層で温度勾配が無視できれば

$$\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} = -\frac{1}{H_i}$$

から拡散平衡分布が実現される。高い高度ではプラズマ粒子と中性大気との衝突が減って拡散が起こりやすくなり、プラズマは両極性拡散平衡分布に近づき、高度とともにゆるやかに減少するのである。こうして、Fig.7-16 に示したように F2 層に極大が現れる。

F2 層の主なイオンは O^+ イオンであるが、高さ 700 km あたりを境にしてそれより上では主成分は水素プラズマに変わる。水素プラズマのスケールハイトは中性水素の 2 倍であるから 2 倍だけ上に伸び上がって、高さ 3000 km あたりから上で水素プラズマ密度が中性粒子密度より大きくなる。上に伸び上がった水素プラズマと電子は地球の磁力線に捕らえられ、いわゆるプラズマ圏が生成される。水素プラズマの生成は太陽紫外線による解離よりむしろ酸素と水素の共鳴的荷電交換反応



によって保たれる。エネルギー授受の量は熱運動エネルギーに比べて十分小さいので、化学平衡が成り立つ領域、すなわち 600 km 以下では、 O^+ を元としてこの平衡条件で水素プラズマ密度が決まる。

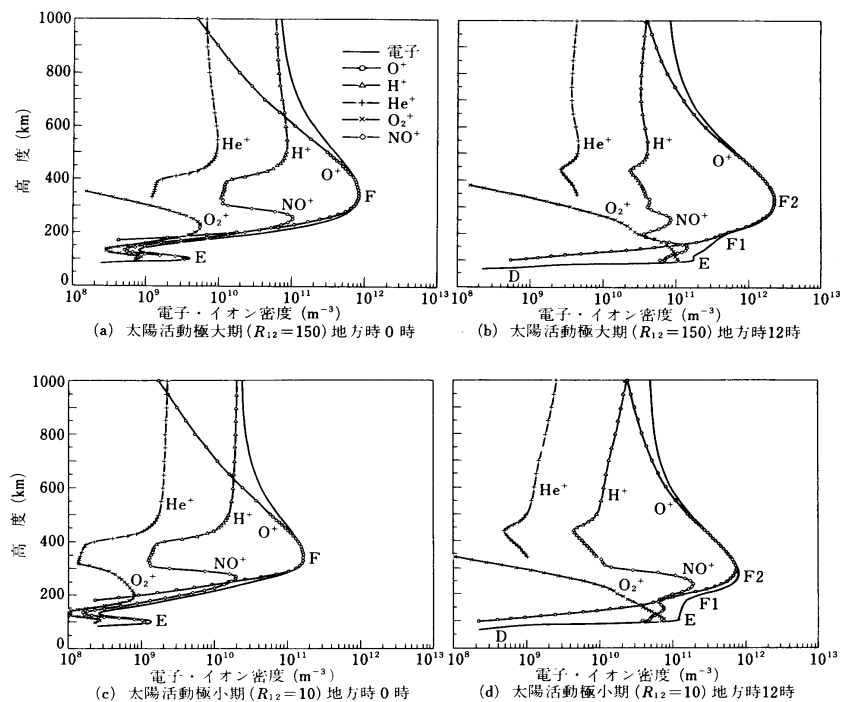


Fig.7-20 イオンの高さ分布 (理科年表)。

拡散以外でも、電場によるドリフトや中性粒子の風などによってイオン(電子)密度の変動が起こるが、電場ドリフトなどの議論は電流との関連において次章で述べる。

7.9 移動度と拡散テンソル、熱電テンソル、熱拡散テンソル

ここで、後の議論のために粒子の集団運動にかかわるさまざまなテンソルについて取りまとめておこう。このためには、まず、粒子の分布関数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ をルジャンドル関数で展開して

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \sum_k P_k(\cos \theta) f^k(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \simeq f^0 + \cos \theta \cdot \mathbf{f}^1 = f^0 + \frac{\mathbf{v}}{v} \cdot \mathbf{f}^1$$

として第一項まで取り、これをボルツマン方程式に代入して

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

の両辺を球関数展開して、 $P_n(\cos \theta)$ の各 degree n についての式を求めればよい。例えば時間項、空間勾配の項、電場による力の項、磁場による力の項は、それぞれ

$$\frac{\partial f}{\partial t} = P_0(\cos \theta) \frac{\partial f^0}{\partial t} + P_1(\cos \theta) \frac{\partial \mathbf{f}^1}{\partial t} + \dots$$

$$\mathbf{v} \cdot \nabla f = \frac{v}{3} \nabla \mathbf{f}^1 \cdot \frac{\mathbf{v}}{v} \cdot v \nabla \left(f^0 + \frac{2}{5} f^2 \right) + \dots$$

$$\frac{e\mathbf{E}}{m} \nabla f = \frac{1}{3v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{e\mathbf{E}}{m} v^2 f^1 \right) + \dots$$

$$\frac{e}{m} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \nabla f = -\frac{\mathbf{v}}{v} (\omega_c \times \mathbf{f}^1) + \dots$$

などとなり、また、衝突項は、弾性衝突では

$$C^0 = \frac{2m}{M+m} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial(v^2)} \left\{ v^3 \nu_c \left(f^0 + \frac{2kT}{m} \frac{\partial f^0}{\partial(v^2)} \right) \right\}$$

と表わすことができるので、展開の一次の項までとると、スカラー部分として

$$\frac{\partial f^0}{\partial t} + \frac{v}{3} \nabla \mathbf{f}^1 + \frac{1}{3v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v^2 e\mathbf{E}}{m} \cdot \mathbf{f}^1 \right) = \frac{m}{M+m} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^2 \nu_c \left(v f^0 + \frac{kT}{m} \frac{\partial f^0}{\partial v} \right) \right\}$$

が、また、ベクトル部分として

$$\frac{\partial \mathbf{f}^1}{\partial t} + v \nabla f^0 + \frac{e\mathbf{E}}{m} \frac{\partial f^0}{\partial v} - \omega_c \times \mathbf{f}^1 = -\nu \mathbf{f}^1$$

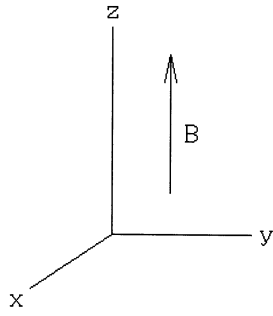


Fig.7-21 テンソル座標系。

が得られる。従って、上のベクトル式から、電場 \mathbf{E} の項を考えれば

$$\mathbf{f}^1 = [\tau] \left(-\frac{e\mathbf{E}}{m} \frac{\partial f^0}{\partial v} \right)$$

となり、磁場の向きに z 軸をとれば、テンソル $[\tau]$ は

$$[\tau] = \begin{bmatrix} \frac{\nu}{\nu_c^2 + \omega_c^2} & \frac{-\omega_c}{n u_c^2 + \omega_c^2} & 0 \\ \frac{\omega_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} & \frac{\nu}{\nu_c^2 + \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\nu_c} \end{bmatrix}$$

という形に表わされることがわかる。電場によって集団的に動く粒子フラックス \mathbf{F}_E は

$$\mathbf{F}_E = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \mathbf{f}^1 v^3 dv = -\frac{4\pi}{3} \int_0^\infty [\tau] \frac{e\mathbf{E}}{m} \frac{\partial f^0}{\partial v} v^3 dv$$

で与えられる。これを

$$\mathbf{F}_E = n[\mu]\mathbf{E}$$

の形に書き換えると、テンソル $[\mu]$ の成分は

$$\mu_{xx} = -\frac{e}{mn} \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \frac{\nu_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} \frac{\partial f^0}{\partial v} v^3 dv$$

$$\mu_{yx} = -\frac{e}{mn} \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \frac{\omega_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} \frac{\partial f^0}{\partial v} v^3 dv$$

$$\mu_{zz} = -\frac{e}{mn} \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \frac{1}{\nu_c} \frac{\partial f^0}{\partial v} v^3 dv$$

と表わすことができる。これらを部分積分すると、 $v \rightarrow 0$ 及び $v \rightarrow \infty$ で $v^3 f^0 \rightarrow 0$ として

$$\mu_{xx} = \frac{e}{mn} \int_0^\infty f^0 \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{4\pi v^3}{3} \frac{\nu_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} \right) dv$$

$$\mu_{yx} = \frac{e}{mn} \int_0^\infty f^0 \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{4\pi v^3}{3} \frac{\omega_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} \right) dv$$

$$\mu_{zz} = \frac{e}{mn} \int_0^\infty f^0 \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{4\pi v^3}{3} \frac{1}{\nu_c} \right) dv$$

となり、もし、衝突周波数 ν_c が速度 v に依らなければ

$$[\mu] = \frac{e}{m}[\tau]$$

の関係が得られる。電場による粒子の集団速度 \mathbf{v}_E は

$$\mathbf{v}_E = [\mu]\mathbf{E}$$

と表わされることがわかる。ここに $[\mu]$ は移動度テンソル (mobility tensor) と呼ばれるテンソルである。

拡散項について同様の手続きを行って見れば

$$\mathbf{F}_D = -\frac{4\pi}{3} \int_0^\infty [\tau] \nabla f^0 v^4 dv$$

となって、拡散テンソル $[D]$ の成分は

$$D_{xx} = \frac{4\pi}{3n} \int_0^\infty \frac{\nu_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} v^4 f^0 dv$$

$$D_{yx} = \frac{4\pi}{3n} \int_0^\infty \frac{\omega_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} v^4 f^0 dv$$

$$D_{zz} = \frac{4\pi}{3n} \int_0^\infty \frac{1}{\nu_c} v^4 f^0 dv$$

となり、前と同様にもし ν_c が v に依らなければ

$$D_{xx} = \frac{2}{3} \frac{\nu_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} \frac{\langle W \rangle}{m}$$

$$D_{yx} = \frac{2}{3} \frac{\omega_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} \frac{\langle W \rangle}{m}$$

$$D_{zz} = \frac{2}{3} \frac{1}{\nu_c} \frac{\langle W \rangle}{m}$$

が得られる。ここに $\langle W \rangle$ は粒子の平均エネルギーである。これらの式からわかるように、移動度テンソル $[\mu]$ と拡散テンソル $[D]$ とは、平均運動エネルギーを $\langle W \rangle$ として

$$[D] = \frac{2\langle W \rangle}{3e}[\mu]$$

で結ばれる。もし分布がマクスウェル分布なら

$$[D] = \frac{kT}{e}[\mu]$$

というアインシュタインの関係が得られる。

また、熱流 \mathbf{H} は

$$\begin{aligned}\mathbf{H} &= \int \frac{1}{2} m v^2 \mathbf{v} f d\mathbf{v} = \frac{4\pi}{3} \frac{m}{2} \int_0^\infty \mathbf{f}^1 v^5 dv \\ &= -\frac{4\pi}{3} \frac{m}{2} \int_0^\infty \left\{ \left([\tau] \frac{e}{m} \mathbf{E} \right) \frac{\partial f^0}{\partial v} + [\tau] v \nabla f^0 \right\} v^5 dv\end{aligned}$$

と表わされる。この熱流を、熱電テンソル $[\beta]$ 、熱拡散テンソル $[G]$ を使って書き換えると

$$\mathbf{H} = [\beta] \mathbf{E} - \nabla \{ [G] n \}$$

となる。それぞれの成分は

$$\begin{aligned}\beta_{xx} &= -\frac{2\pi e}{3} \int_0^\infty \frac{\nu_c}{\nu_c - 2 + \omega_c^2} \frac{\partial f^0}{\partial v} v^5 dv \\ G_{yx} &= \frac{2\pi}{3} \frac{m}{n} \int_0^\infty \frac{\omega_c}{\nu_c^2 + \omega_c^2} v^6 f^0 dv\end{aligned}$$

などで表わされる。もし、分布が Maxwell 分布なら、 $[\beta]$ と $[G]$ とは

$$[G] = \frac{kT}{en} [\beta]$$

で結ばれる。また、もし、 n が一定なら上の熱流の式は温度勾配で表わされ、熱伝導テンソル $[K]$ を使って

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = [\beta] \mathbf{E} - [K] \nabla T$$

と書くことができる。 ν が \mathbf{v} に無関係なら

$$[K] = \frac{5nk^2}{e} T[\mu]$$

の関係が得られる。熱伝導テンソル $[K]$ は、また、次章で述べる伝導率テンソル $[\sigma]$ とも

$$[K] = 5 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T[\sigma]$$

で結ばれる。

7.10 地球自転の効果

上に述べて来た粒子の集団運動と直接に関係するものではないが、地球上での運動地表に準拠した座標系で議論する際に一般的に考えなければならない問題として、ここで超高層大気の運動に及ぼす地球自転の効果について触れておこう。地球上での現象の観測は、通常、地球の表面に固定した座標で表現される。例えば台風や気圧配位の運動などである。

地球の表面に固定した座標系によって運動を表現する場合には、方程式には、慣性系にはない、地球の自転に関わる項が現れる。電離層レベルの、まだ密度の高い中性粒子の運動において重要な役目を担う項である。

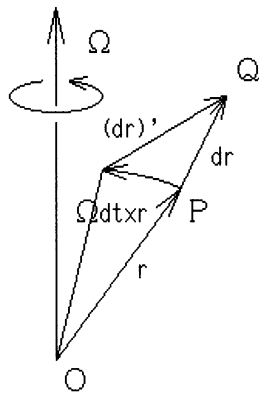


Fig.7-22 慣性系と回転系。
角速度 Ω の回転による座標変換。

Fig.7-22 に示すように、位置 \mathbf{r} から微小時間 dt 中に微小距離 $d\mathbf{r}$ だけ動く場合を考える。

これを角速度 Ω で回転する座標系から見ると、元の点 P が自転によって dt 時間中に距離 $\Omega \times \mathbf{r} dt$ だけ動いた位置から計る距離 $(d\mathbf{r})'$ と見える。従って

$$d\mathbf{r} = (d\mathbf{r})' + \Omega \times \mathbf{r} dt$$

と表現される。また、慣性系での速度 $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$ は、回転系での速度 $\mathbf{v}' = (d\mathbf{r}/dt)'$ と

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right)' + \Omega \times \mathbf{r} = \mathbf{v}' + \Omega \times \mathbf{r}$$

で結ばれる。同じく $d\mathbf{v}/dt$ は

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} \right)' + \Omega \times \mathbf{v}$$

と表される。ここで右辺第一項に \mathbf{v} の式を代入することによって

$$\left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} \right)' = \left(\frac{d\mathbf{v}'}{dt} \right)' + \left(\frac{d}{dt}(\Omega \times \mathbf{r}) \right)'$$

となり、かつ、前と同じく第二項を

$$\frac{d}{dt}(\Omega \times \mathbf{r}) = \left(\frac{d}{dt}(\Omega \times \mathbf{r}) \right)' + \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r})$$

を使って書き直せば、最終的に慣性系の速度の時間微分は回転系に

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \left(\frac{d\mathbf{v}'}{dt} \right)' + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}' + \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})$$

と変換される。

従って、 $mn = \rho$ とおき、実際に即して地球の自転の効果を考慮に入れ、圧力テンソル項をスカラー圧力と粘性項とに分解して粘性係数を μ とおけば、地球表面に準拠した大気の運動方程式は、上式で prime の付いた部分から prime を除いた右辺をプラズマ成分の運動方程式に代入することによって

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} + (\mathbf{v}_n \cdot \nabla) \mathbf{v}_n + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_n + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \\ = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_n} \nabla p_n + \frac{\mu_n}{\rho_n} \nabla^2 \mathbf{v}_n - \nu_{ni} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i) - \nu_{ne} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_e) \end{aligned}$$

となり、これに影響を及ぼすイオンの運動方程式は、同様に

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_i + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \\ = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_i} \nabla p_i + \frac{\mu_i}{\rho_i} \nabla^2 \mathbf{v}_i - \nu_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) - \nu_{ie} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) + \frac{e}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \end{aligned}$$

となる。いずれも、左辺第三項はコリオリの力で第四項は遠心力である。これらの項に実際の数値を与えて大きさを見積もると、時間変化、inertia、遠心力の項は無視できることが判る。また、電子密度が 10^6 cm^{-3} 程度の日中はイオンドラッグがコリオリの力より大きいことも知られる。

これらを考慮すると上の式は簡略化されて

$$\begin{aligned} 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_n &= \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_n} \nabla p_n + \frac{\mu_n}{\rho_n} \nabla^2 \mathbf{v}_n - \nu_{ni} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i) \\ 0 &= \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_i} \nabla p_i - \nu_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) + \frac{e}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \end{aligned}$$

となる。

重力は静水圧と釣り合っているとして重力項を無視して水平方向の変化だけを考え、また、密度勾配が大きくないとしてその項を無視すると

$$\begin{aligned} 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_n &= \frac{\mu_n}{\rho_n} \nabla^2 \mathbf{v}_n - \nu_{ni} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i) \\ 0 &= -\nu_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) + \frac{e}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \end{aligned}$$

が残る。

上の式から判るように、もし、地球の自転の効果が小さく、かつ、運動のスケールが大きくて粘性項が無視でき、慣性系で議論できる場合には、粘性力によって \mathbf{v}_n と \mathbf{v}_i とが等しくなって平衡状態に達する。その場合には \mathbf{v}_i は最終的に $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトに等しくなり、 $\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_i$ だから中性気体を含む大気全体が $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトすることになり、大気中の誘導電場は磁気圏から加わる電場を完全に打ち消すことになる。この時間変化は近似的に

$$\frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} = \nu_{ni}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \mathbf{v}_n}{\partial z^2}$$

によって決まる。ここに、 ν_{ni} は中性粒子がイオンに衝突する平均衝突周波数である。時常数は平均衝突周波数の逆数、すなわち平均衝突時間に等しく、第二項を無視してイオンドラッグの効果だけを見れば、高度 300 km の F 層で、昼間は時常数約 1.2 時間、夜間で 3.5 時間程度になる。

しかし、重力と密度勾配が無視できても、実際には電離層での主な成分である中性大気の運動については太陽輻射による加熱と地球の自転、及び粘性の効果が大きい。つまり、 \mathbf{v}_n と \mathbf{v}_i とが等しくなることはない。Polar cap の dawn to dusk の電場が定常的に与えられているならそのイオン運動によって高緯度地方に中性風が励起されるが、その効果は潮汐などと同じくやや位相おくれのある風が励起される。中性粒子の風は酸素原子の赤線のドップラーシフトで測定されている。

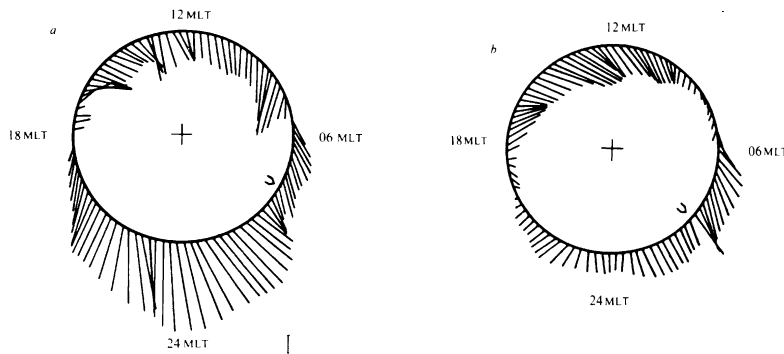


Fig.7-23 酸素赤線のドップラーシフトで測定された電離層の中性風の一例
(Smith and Sweeney, 1980)。

REFERENCES

- Chamberlain, J. W., *Physics of the aurora and airglow*, American Geophysical Union, Washington D.C., 1995.
- Gulledge, I. S., D. M. Packer, S. C. Tilford, and J. T. Vanderlice, Intensity Profiles of the 6300 Å and 5577 Å OI Lines in the Night Airglow, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5535–5547, 1968.
- Hirono, M., and Maeda, H., Geomagnetic distortion of the F2 region on the magnetic equator, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **6**, 127–144, 1954.
- Huruhata, M., and T. Nakamura, Rocket Observations of Emission Heights of 6300 Å Line in Night Airglow, *Space Research VIII*, 699–704, 1968.
- Kamiyama, H., Negative ion densities in chemical equilibrium in the D region, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **22**, 4, 403–411, 1970.
- Manabe, S., and R. J. Stouffer, Sensitivity of a global climate model to an increase of CO₂ concentration in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **85**, 5529–5554, 1980.
- Nicolet, M., *Physics of the Upper Atmosphere*, ed. J. A. Ratcliffe, Academic Press, 1960.
- Ogawa, T., *Ozone Layer Protection*, NHK Books 574, 1989.
- Rodgers, C. D., Morphology of upper atmosphere temperatures, *Dynamical and Chemical Coupling between the Neutral and Ionized Atmosphere*, ed. by B. Grandel and J. A. Holtet, D. Reidel Publ. Co., 1977.
- Smith, R. W., and P. J. Sweeney, Winds in the thermosphere of the northern polar cap, *Nature*, **284**, 437–438, 1980.
- Thomas, R. J., Analyses of atomic oxygen, green line, and Herzberg bands in the lower thermosphere. *J. Geophys. Res.*, **86**, 206–210, 1981.
- Tohmatsu, T. (revised and translated by T. Ogawa), *Compendium of Aeronomy*, Terra Sci. Publ. Co. - Kluwer, 1990.
- 前田 坦, 太陽惑星環境の物理学, 共立出版KK, 1982.
- 松浦延夫, 極域の超高層大気と電離圏, 南極の科学 2 オーロラと超高層大気, 国立極地研究所編, 古今書院, 1983.
- CIRA 1972, Akademie Verlag, 1972.
- Handbook of Geophysics and Space Environment, USAF Aerospace Research, 1965.
- 理科年表, 1996.
- 環境庁オゾン層保護検討会編, オゾン層を守る, NHKブックス574, 1989.

Chapter 8

電離層・磁気圏内のプラズマ電流

オーロラは太陽風と磁気圏磁場との相互作用によるプラズマ発電の結果、その電気を使って極域超高層大気中に起こる真空放電だという言い方が許される。オーロラと電流とは常に密接に関わっている。オーロラ活動に伴ってオーロラ中に電流が流れ、この電流が作る磁場の時間変化に伴って地面にも誘導電流が流れる。このため、送電線の両端のトランスのアースされている中点の電位が変動してトランスに直流が流れ、トランスが焼けたり保護コンデンサーがパンクしたりして起こる停電事故は、カナダのように極光帯の真下にある国ではそれほど珍しいことではない。

磁気圏のように衝突の少ない領域では、有限温度のプラズマ粒子は磁場中に存在するだけで電流を構成する。gyration は magnetization current を、ドリフトはドリフト電流となる。これらの電流は電場によって流れる電流 (conduction current) ではない。電場に逆らって流れることもできる。一方電離層は、電離層と呼ばれてはいるが電離度は小さく、最大の電子密度を持つ F 層においてさえ電離度は $1/1000$ に過ぎず、粒子同士の衝突、特にイオンや電子と中性粒子との衝突を抜きにしては考えられない。従って電離層のプラズマ粒子運動は磁気圏のそれとは全く異なって、電場による統計的な移動を考慮する必要があり、電流は主として伝導電流となる。

この章では、磁気圏内部およびその周辺から電離層におけるプラズマ電流の一般論、及び、沿磁力線電流や磁気圏尾電流など磁気圏の大規模電流とこれに関連して起こる磁気圏の変形などについて述べ、直接にオーロラ活動に伴う電流については、別に、第14章でまとめて考察する。

8.1 圧力勾配電流

第6章で扱ったように、衝突の少ない希薄プラズマでは、粒子運動は単一粒子軌道運動で議論できる。プラズマ粒子は電荷をもっているからその磁場中での回転運動は円電流を構成し、これは、遠くからみれば磁気双極子に対応する。前章で述べたように、磁場に垂直な運動エネルギーを w_{\perp} として磁気モーメント μ は $\mu = -w_{\perp} \mathbf{B} / B^2$ と表すことができる。式でわかるように、この磁気モーメントは円運動をする粒子軌道の内側の磁場を弱める向きである。粒子群の密度を n 、磁場の単位ベクトルを \mathbf{b} と置けば、単位体積あたりのプラズマの磁化 \mathbf{I} は

$$\mathbf{I} = -n\mu\mathbf{b}$$

と書ける。従ってプラズマが存在する領域にプラズマが存在するために流れる磁化電流 (magnetization current) \mathbf{j}_M は、

$$\mathbf{j}_M = \nabla \times \mathbf{I} = -\nabla \times (n\mu\mathbf{b})$$

と表すことができる。プラズマ粒子の反磁性に関連して、この渦電流はプラズマの存在する領域の磁場を弱める向きに流れる。

次に磁場ドリフトを考える。磁場ドリフトは粒子の電荷の符号によって運動の向きが異なるので磁場ドリフトも電流となる。前章で扱った粒子運動に従って、磁場の gradient 及び curvature に由来する電流は

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_d &= \mathbf{j}_G + \mathbf{j}_C = \sum_i n_i e_i \mathbf{v}_d = \sum_i n_i e_i \mathbf{v}_{Gi} + \sum_i n_i e_i \mathbf{v}_{Ci} \\ &= \sum_i n_i e_i \frac{w_{\perp i}}{e_i B^2} \mathbf{b} \times \nabla B + \sum_i n_i e_i \frac{2w_{\parallel i}}{e_i B^2} \mathbf{B} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b} \end{aligned}$$

と表される。

マクロな圧力 p_{\perp} 、 p_{\parallel} と運動エネルギー w_{\perp} 、 w_{\parallel} の関係は

$$\begin{aligned} p_{\perp} &= mn \langle v_x^2 \rangle = \frac{mn}{\pi} \int_0^{\pi} v_{\perp}^2 \cos^2 \theta d\theta = \frac{1}{2} mn v_{\perp}^2 \\ p_{\parallel} &= mn \langle v_{\parallel}^2 \rangle = mn v_{\parallel}^2 \end{aligned}$$

で与えられるから、圧力を使ってこれらの電流を表せば

$$\mathbf{j}_d = \frac{p_\perp}{B^2} \mathbf{b} \times \nabla B + \frac{p_\parallel}{B^2} \mathbf{B} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b} = -p_\perp \mathbf{b} \times \nabla \left(\frac{1}{B} \right) + \frac{p_\parallel}{B^2} \mathbf{B} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b}$$

となる。これに magnetization current を加えて、total current \mathbf{j}_{total} は

$$\mathbf{j}_{total} = \mathbf{j}_M + \mathbf{j}_d = \mathbf{j}_M + \mathbf{j}_G + \mathbf{j}_C$$

で与えられる。ここに

$$\mathbf{j}_M = -\nabla \times (n\mu \mathbf{b}) = -\nabla \times \frac{p_\perp}{B} \mathbf{b} = p_\perp \mathbf{b} \times \nabla \left(\frac{1}{B} \right) - \frac{1}{B} \nabla \times (p_\perp \mathbf{b})$$

だから

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{total} &= p_\perp \mathbf{b} \times \nabla \left(\frac{1}{B} \right) - \frac{1}{B} \nabla \times (p_\perp \mathbf{b}) - p_\perp \mathbf{b} \times \nabla \left(\frac{1}{B} \right) + \frac{p_\parallel}{B^2} \mathbf{B} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b} \\ &= \mathbf{b} \times \frac{\nabla p_\perp}{B} - \frac{p_\perp}{B} \nabla \times \mathbf{b} + \frac{p_\parallel}{B} \{ \mathbf{b} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b} \} \end{aligned}$$

となる。この derivation において、磁場勾配に由来する電流 \mathbf{j}_G は磁化電流の一部で cancel されていることがわかる。

$$\nabla \times \mathbf{b} = \mathbf{b} \{ (\mathbf{b} \cdot \nabla \times \mathbf{b}) \} + \mathbf{b} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b}$$

を使ってこの式を整理すると

$$\mathbf{j}_{total} = \frac{1}{B} \mathbf{b} \times \nabla p_\perp + \frac{p_\parallel - p_\perp}{B} \mathbf{b} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b} - \frac{p_\perp}{B} \mathbf{b} \{ \mathbf{b} \cdot (\nabla \times \mathbf{b}) \}$$

が得られる。式から直ちにわかるように、右辺第一項は圧力勾配による電流、第二項は圧力の非等方性による電流、第三項は磁力線に沿って流れる電流を表している。ここでもし磁場に垂直な成分だけを考えるならば

$$\mathbf{j}_\perp = \frac{1}{B} \mathbf{b} \times \nabla p_\perp + \frac{p_\parallel - p_\perp}{B} \mathbf{b} \times (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b}$$

となり、もし、プラズマ圧力が等方的なら第二項も消える。

上記の圧力勾配電流及び非等方圧力電流はプラズマ粒子によって運ばれる、表記からもわかる通り磁場に垂直に流れる電流である。これらの垂直電流は、磁化電流とドリフト電流の和で、プラズマの存在がその場の磁場を弱め、磁場を弱めた分だけの垂直電流が、プラズマ領域を取り巻いて流れると考えればよい。

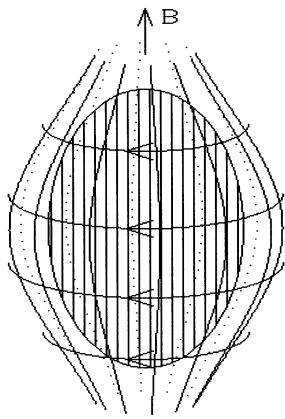


Fig.8-1 圧力勾配電流はプラズマを取り巻いて反磁性の向きに流れる。

上のような電流のマクロな表現では分かりにくくなっているが、ここで注意すべきことは、磁化電流は沿磁力線電流と結合しないという点である。磁化電流は粒子の磁気モーメントと等価であって、磁力線方向の電場や電流の生成には寄与しない。従って磁化電流が卓越する領域では電荷分離が起こりにくい。これに対してドリフト電流はマクロな電荷分離に寄与し、局所的な電場と沿磁力線電流を生成できる。これが、オーロラ活動に際して、局所的な電場と電流として現れる。

8.2 赤道環電流・プラズマシート電流

上述のような単一粒子軌道理論から導かれ、電場によらずに流れる磁気圏電流の代表的なものが赤道環電流である。オーロラ活動の際に磁気圏尾部から磁気圏に加速、注入されるプラズマ粒子は、磁気圏内部にとどまって更に加速を受け、地球をとりまくトーラス状のプラズマ環となる。加速に伴って粒子の一部は後ろに抜けて行くが、その過渡状態の統計的粒子分布がプラズマシートになるものと考えられる。赤道環電流と磁気圏尾電流とはしばしば別のものとして議論されるが、本来一つの電流と考えるべきものであろう。

赤道環電流は、全体としては地球を取り巻いて西向きに流れる環電流(j_{\perp})で表現され、その電流の効果として地球近傍に南向きの一様磁場がかかり、低緯度での地磁気水平成分の減少をもたらす、いわゆる磁気嵐の状態となる。

磁場中の粒子が運ぶ電流の式からわかるように、磁化電流もドリフト電流も電流密度はすべて粒子の運動エネルギー密度に比例する。従って、全電流は基本的に全プラズマ粒子の運動エネルギーに比例する。つまり、地球近傍での南向き磁場の大きさは、磁気圏の中に捕捉されたプラズマ粒子全体の運動エネルギーに比例することになる。

プラズマのエネルギー密度はどこかの L に極大を持ち、内側に向かって外側に向かっても減少していると考えることができよう。従って、北向きの磁場に対して、プラズマ圧力勾配電流は、極大の内側の外向き勾配では地球を回って東向き、外側の内向

き勾配では西向きに流れる。

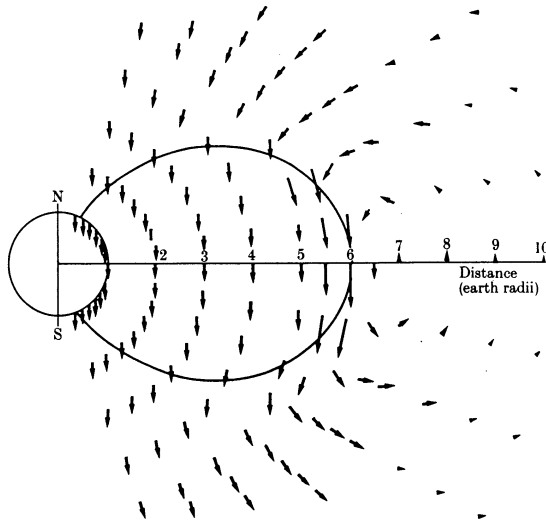


Fig.8-2 双極子磁場中のプラズマ粒子による赤道環電流の磁場 (Akasofu *et al.*, 1961)。

これらを単純に半径の異なる二つの円電流と考え、地球表面での赤道磁場強度を B_0 として、電流密度はプラズマエネルギー密度の空間勾配を磁場強度で割った形で表されること、双極子磁場なら磁場強度は距離の3乗に逆比例することなどを考慮すれば、プラズマの全エネルギー E_{plasma} 、電流の半径(東向きが r_1 、西向きが r_2)、電流の幅(東向きが Δr_1 、西向きが Δr_2)などの代表値で表すと、こ

れらが円電流の中心に作る磁場は

$$\begin{aligned}\Delta B &= \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{I_1}{r_1} - \frac{I_2}{r_2} \right) = \frac{\mu_0}{2} \left\{ \frac{E_1 / (2\pi r_1 \Delta r_1)}{B_1 r_1} - \frac{E_2 / (2\pi r_2 \Delta r_2)}{B_2 r_2} \right\} \\ &= \frac{\mu_0 E_{plasma}}{4\pi} \left(\frac{1}{\Delta r_1 B_1 r_1^2} - \frac{1}{\Delta r_2 B_2 r_2^2} \right) = \frac{\mu_0 E_{plasma}}{4\pi B_0 a^3} \left(\frac{r_1}{\Delta r_1} - \frac{r_2}{\Delta r_2} \right)\end{aligned}$$

と表される。地球の外での地球磁場の全エネルギー E_m は

$$E_m = \frac{\mu_0}{2} \int_{r=a}^{\infty} H^2 dV = \frac{4\pi}{3\mu_0} B_0^2 a^3$$

であるから、 $B_0^2 a^3 = 3\mu_0 E_m / 4\pi$ を用いて上の式を書き直して、磁場変化の赤道磁場に対する相対値 $\Delta B / B_0$ の形にすると

$$\frac{\Delta B}{B_0} = -\frac{1}{3} \left(\frac{r_2}{\Delta r_2} - \frac{r_1}{\Delta r_1} \right) \frac{E_{plasma}}{E_m}$$

と書けることがわかる。

双極子磁場中でrealisticな取り扱いをすれば上の式は

$$\frac{\Delta B}{B_0} \simeq -\frac{2}{3} \frac{E_{plasma}}{E_m}$$

となることが知られている (Parker, 1962)。

磁気圏では電流は、ほとんどが電場に関わりなく流れる。従って、電気伝導度が下がることは電流が減ることを意味しない。伝導電流という目で見ると、逆に散乱などで *ordered motion* が乱される (電気伝導度が低下する) ことによって伝導電流が流れ始め、増加する。無衝突のプラズマによる磁気圏内部での垂直電流は実際上ゼロであって、散乱などが起こると有限の電気伝導度が現れる。このことは、磁気圏で起こる電荷分離やそれによって起こる電場は磁気圏での電流では解消されないことを意味する。磁気圏で起こる電荷分離は磁力線を通じて電離層に達し、電離層を流れることによってのみ解消される。後に述べる、カーテン型オーロラの渦運動はこのような磁気圏での電荷分離によるもので、その解消がある一定のスピードで起こるのは電離層を通じての電荷の解消に基づく時定数と考えられる。

8.2.1 赤道環電流による磁気圏の変形について

ここで、赤道環電流の成長が磁気圏に及ぼす影響について触れておこう。地球磁気圏が基本的に太陽風との圧力の釣合で決っているとすれば、磁気圏の形は内部に取り込まれたプラズマ粒子の作る電流によって影響を受ける筈である。例えば、地球に割合近い内部磁気圏に多くの高エネルギープラズマ粒子が閉じ込められると、粒子群の作る磁場で内部磁気圏の磁場は弱められる。これが磁気嵐における Dst 磁場の発達である。弱められた磁場に相当する磁気フラックスは必然的に外部磁気圏に押し出される。従って、もし多量の高エネルギープラズマ粒子が内部磁気圏に閉じ込められ、赤道環電流と Tail 電流が発達すると、磁気圏は全体として膨張する筈である。

簡単のために外部磁気圏に及ぼす赤道環電流の磁場を地球の位置における磁気双極子で近似すると、Dst 磁場の発達は赤道環電流の外側では磁場増加は地球の双極子モーメントが増加したことに対応する。極端な場合には赤道環電流に相当する双極子モーメントは地球磁場の双極子モーメントの半分に達することも可能であろう。

等価の双極子モーメントは赤道環電流の effective な半径の3乗と Dst 場の半分 (地磁気の場合の赤道磁場強度に対応する) の積で近似できる。また、外部磁気圏の磁場強度は ring current を含む全体の磁気モーメントに比例すると考えられるから、ring current が発達すると太陽風との圧力バランスの位置、すなわち magnetopause の位置は外にずれる筈である。すなわち、平均的な磁場強度の距離依存性が r^{-s} だとすれば同じ磁場強度 B を与える距離の変化は、

$$B = M_0 \left(\frac{a}{r} \right)^3 = (M_0 + \Delta M) \left(\frac{a}{r + \Delta r} \right)^3$$

の Δr で求められる。

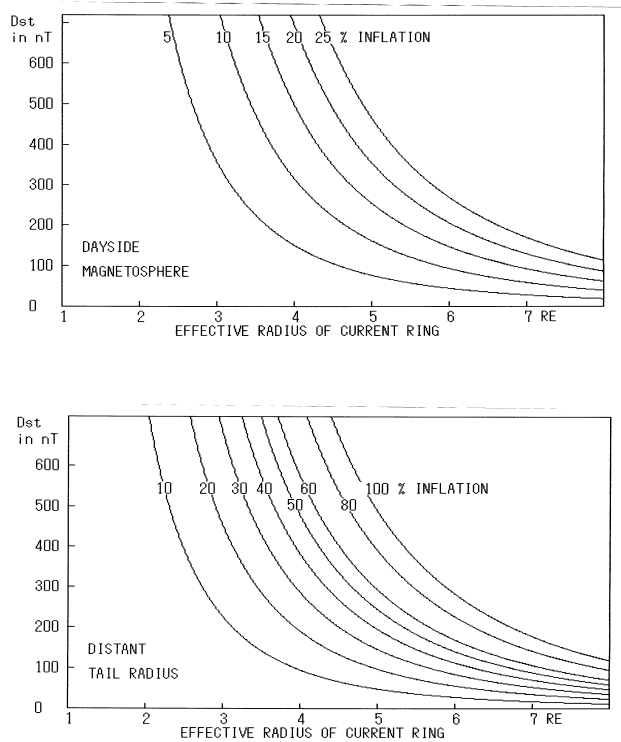


Fig.8-3 Ring Current による磁気圏の膨張。

上は dayside magnetosphere、
下は distant tail (Oguti, 1995)。

このような簡単な近似で磁気圏の膨張を見積った例が Fig.8-3 に示してある。磁気嵐に際してごく普通に起こる 100–200 nT の Dst の発達に対して、Fig.8-3 の上図に見られるように、昼間側磁気圏は 7–20 % の膨張が、また、同下図に見られるように、distant tail の断面半径については 10–30 % の膨張が期待される。ここには示していないが、Tail の長さについては 40–170 % もの膨張が起こると考えられる

(Oguti, 1995)。実際、Tail で観測を行った GEOTAIL 衛星によれば (Kokubun *et al.*, 1996; Kokubun,

1997) 衛星はしばしば磁気嵐に際して Tail に出たり入ったりしたことが知られ、磁気嵐で発達した赤道環電流の効果で Tail の膨張が起こっていることを強く示唆している。

8.2.2 Chapman-Ferraro の電流・Magnetopause 電流と衝撃波電流

太陽風による磁気圏の形成のところで既に述べたように、地球磁場と太陽風の境界にはFig.5-16 に示したような電流が流れて、地球の磁場が太陽風側でシールドされている。磁気圏の磁場が太陽風側へしみこむ diffusion がこの電流で妨げられているというマクロの立場で考えれば、この電流は相互運動による誘導電流で、 $\partial \mathbf{B} / \partial t$ を打ち消すように誘導される。これは基本的に誘導電場によって流れる conduction 電流である。一方、上に述べた電流の考察からいえば、この電流の少なくとも一部はプラズマと磁場の境界領域に流れる密度勾配電流でなければならない。従って、本来、電場とかかわりのない磁化

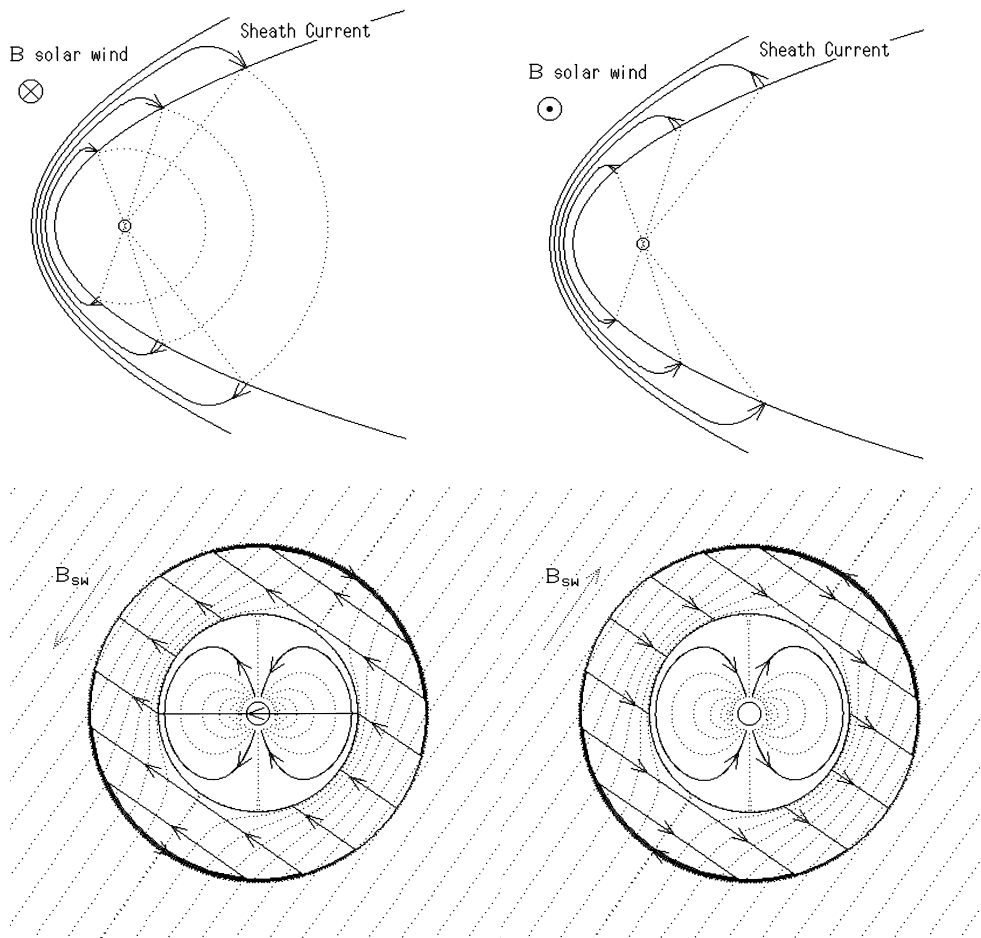


Fig.8-4 衝撃波と磁気圏とをつないで流れる電流。太陽風磁場が南向き成分を持つ時 (左) と北向き成分を持つ時 (右)。下は tail から見た断面。

電流、ドリフト電流などと conduction 電流とが結合していると考えなければならない。

この電流をミクロにみれば、太陽風プラズマが地球磁気圏の磁場に衝突したときのプロトンと電子の振る舞いの違いによって流れると考えられる。太陽風プロトンも電子も bulk motion の速度に大きな違いがないと考えられるから、運動量は質量の違いで決まり、プロトンの方がより深く進入できる。従ってプロトンのジャイロ半径程度の深さで正電荷の余分が生じ、表面近傍には薄い層ができてその中では表面に向かう外向きの電場が作られている筈である。

この電場と磁場の組み合わせの中では電子の電場ドリフト $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ が効果的に起こって、電子ドリフトと逆向きのドリフト電流が効果的に流れて磁場を遮蔽している訳である。しかし、磁気圏シースのプラズマの乱れや、その乱れによって起こる小さなスケールでの induction 電場の影響などを考えると、このような薄い層の中の電場がどれ位効果的に効いているのかは確認されていない。

通常 magnetopause current は cross-tail current と接続して全体でソレノイド電流を形成し、magnetotail を後ろに引き伸ばしていると考えられている。しかし、磁気圏の外にも地球あるいは地球磁気圏起源の電流が存在する。それは磁気圏と bow shock を結んで流れる magnetosheath 電流である。磁気圏は太陽風に対する障害物であって、その影響が太陽風中の波動として前面に及んだものが bow shock であるから当然両者は Alfvén wave で結ばれ、両者の間には電流回路が存在する。電流の向きは、Fig.8-4 の上段の図のように、磁気圏前面では $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ が太陽風を減速させ、磁気圏側方で太陽風を再びもとの太陽風速度まで加速させる向きに流れる。

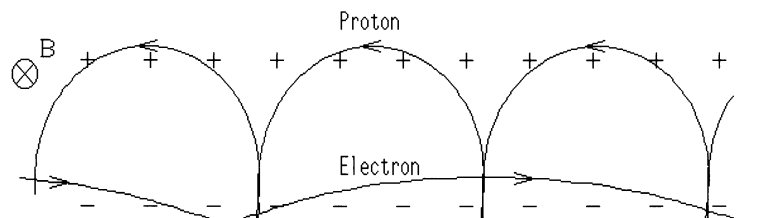


Fig.8-5 Chapman-Ferraro 電流のミクロ構造。

Fig.8-4 下段には tail 断面での sheath 電流を示す。いずれも図の左は太陽風の磁場が南向き成分を持つ場合、右は北向き成分を持つ場合である。Tail におけるドリフト電流は常に西向きであるから、太陽風の磁場が南向き、成分を持つ時には、tail 電流は sheath

電流と接続する可能性がある。従って、この場合には太陽風と磁気圏との diffusion は割合容易に起こっていると考えていい。同時に、tail の横腹のさまざまな位置から流れ込む電流は磁気圏に入り込んでから、図に示すように region-1 の沿磁力線電流とも結合しているものと思われる。これに対して太陽風磁場が北向き成分を持つ時には、sheath 電流は tail 電流と接続できないので磁気圏表面近傍のみで閉じることになり、Fig.8-4 右図のように、磁気圏表層を通る磁力線に沿って、昼間カスプ域を流れる沿磁力線電流と結合するだけである。

この電流は磁気圏表面で閉じる訳ではなく、磁気圏から極域(カスプ域)電離層を経由して流れている。従ってカスプ域の電流(電場)分布とその変動の中には、太陽風磁場(IMF)の変化をそのまま反映している部分がある筈であるが、カスプ領域の沿磁力線電流をこのような電流と結びつけて考える種類の研究は進んでいない。

8.2.3 プラズマシート電流の特性

プラズマシートは磁場の弱い、プラズマのエネルギー密度の高い領域で、大まかに言えば磁気圏尾ではプラズマの圧力と磁場の圧力がバランスしていると考えられている。従って、プラズマシートの境界には典型的な圧力勾配による pressure gradient current が流れていると考えられている。中性面の両側で磁場の向きは逆であり、また、圧力勾配も逆で、電流としてはどちら側でも同じく dawn to dusk に向かう。

ミクロに見ればプラズマシート電流は、反平行な磁場配位の中で、電子もプロトンもその境目で両側にまたがってドリフトする効果で理解される。磁気圏の尾の上(北)側半分は地球向きの磁場、下(南)側半分は反地球向きの磁場だから、プロトンの回転運動は上側で左回り下側で右回りとなって、結局ドリフトは dawn to dusk となり、電子では運動は逆でドリフトは dusk to dawn である。この電流でもとの反平行の磁場が維持されると考えられる。

観測によれば、実際の tail の磁場は、 $150\text{--}200 R_E$ のうしろまで、反平行ではなくて北向きの z 成分があり、曲率の大きい構造と考えなければならない。従って、一般的には磁化電流のほかに、大きな磁場曲率電流が流れていると考えるべきである。この磁場曲率電流が、反平行磁場の時のドリフト電流に漸近する。

なお、この領域では電子と陽子のドリフトには大きな違いが起こる。磁場の極端に弱い磁気中性面付近では、電子は磁化しても陽子は磁化しない可能性が大きいからである。このために磁気圏のこの辺りには、常時、電荷分離が進行すると考えてよい。ま

た、この電流は電場に関係ない電流で、電場に逆らって電荷を運ぶことも可能である。この種の電荷分離がオーロラにかかわる電流の元であると考えられる。ただし中性面付近では一般に磁場が小さく、かつ、擾乱が卓越している。従って、ここには conduction current の部分もあるかもしれない。

注意すべきことは、反平行の磁場というのは頭で考えることはできても、実際の磁気圏で実現することはあり得ないだろうという点である。この構造はもともと不安定で、実際の磁気圏でこの状態が実現しているとは考えられないからである。従って、初期条件として反平行な磁場配位を与えてその後の磁場変化を議論するのは思考実験としてはあり得ても、実際の磁気圏のシミュレーションにはなり得ない。また、もともと実現しない不安定な初期条件を与えるのであるから、その後、drastic な磁場変化が起こるのはむしろ当然である。

8.3 衝突のある場合の電場と電流

磁気圏のように、粒子が無衝突の場合には、電場によって流れる電流は、磁場に沿う方向には非常に流れやすく、磁場に垂直な方向には全く流れない。さきに見たように、磁場に垂直に電場が与えられると粒子は電子も陽子もそろって横にうごくだけで電流にはならない。

もし、粒子に衝突などの摩擦が働くとはじめて電子と陽子との間に運動の違いが現れて磁場に垂直な方向にも電流が流れる。電離層では、電離層と呼ばれてもまだ中性の粒子が圧倒的に多く、電離成分はたかだか 1000 分の 1 程に過ぎない上に粒子密度も高いので、+ イオンも電子も gyration 運動の間に中性粒子に衝突して散乱され、運動の向きが randomize される。運動の式は、前章で求めた、イオン、電子、中性粒子について平均速度をそれぞれ \mathbf{v}_i 、 \mathbf{v}_e 、 \mathbf{v}_n として

$$\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i = -\frac{\nabla \cdot [\mathbf{p}_i]}{\rho_i} + \mathbf{g} + \frac{e_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) + \nu_{in}(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i) + \nu_{ie}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{v}_e = -\frac{\nabla \cdot [\mathbf{p}_e]}{\rho_e} + \mathbf{g} + \frac{e_e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) + \nu_{en}(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_e) + \nu_{ei}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} + (\mathbf{v}_n \cdot \nabla) \mathbf{v}_n = -\frac{\nabla \cdot [\mathbf{p}_n]}{\rho_n} + \mathbf{g} + \nu_{ni} \frac{\rho_i}{\rho} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) + \nu_{ne}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n)$$

となる。電子に対しては容易に定常状態が実現するので定常状態を仮定し、微小な慣性項と重力を無視すると電子の式は

$$-\nabla p_e - Ne(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + (\mathbf{j} - \mathbf{j}_i) \times \mathbf{B} + \left(\frac{\nu_{ei}}{\omega_e} + \frac{\nu_{en}}{\omega_e} \right) B\mathbf{j} - \frac{B\rho}{\rho_n} \frac{\nu_{en}}{\omega_e} \mathbf{j}_i = 0$$

と書き換えられる。

混合気体の速度 \mathbf{v} とイオン速度 \mathbf{v}_i との差が小さいとすればイオンの運動方程式は

$$\rho_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = \rho_i \mathbf{g} - \nabla p_i + Ne(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{j}_i \times \mathbf{B} - \frac{\nu_{ei}}{\omega_e} B\mathbf{j} - \frac{\nu_{in}}{\omega_i} B\mathbf{j}_i$$

と表すことができる。これを電子の式と足し合わせると

$$\rho_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = \rho_i \mathbf{g} - \nabla(p_e + p_i) + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{\nu_{en}}{\omega_e} B\mathbf{j} - \left(\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i} \right) \frac{\rho}{\rho_n} B\mathbf{j}_i$$

となる。前章で示した混合気体全体の運動方程式と上の式を比べることによってこの式から $(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}$ を消去すると、直流成分として

$$\left(\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i} \right) \frac{\rho}{\rho_n} B\mathbf{j}_i = \frac{\rho_i}{\rho} \nabla p - \nabla \frac{p_i}{\rho} + \frac{\rho_n}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{\nu_{en}}{\omega_e} B\mathbf{j}$$

が得られる。

ここで $\nabla(p_n/p) \simeq 0$ として、この式から得られる \mathbf{j}_i を電子の式に代入すると一般化されたオームの法則

$$\begin{aligned} Ne(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = & \left(\frac{\nu_{ei}}{\omega_e} + \frac{\nu_{in}}{\omega_i} \frac{\frac{\nu_{en}}{\omega_e}}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} \frac{\rho_n}{\rho} \right) B\mathbf{j} + \left(1 - \frac{2\frac{\nu_{en}}{\omega_e}}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} \right) \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p_e \\ & - \frac{\frac{\nu_{en}}{\omega_e}}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} \left(\frac{p_n}{\rho} - \frac{\rho_n}{\rho} \right) \nabla p - \frac{1}{B} \frac{\rho_n}{\rho} \frac{1}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} \left\{ \frac{\rho_n}{\rho} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \left(\frac{p_n}{\rho} - \frac{\rho_n}{\rho} \right) \nabla p \times \mathbf{B} \right\} \end{aligned}$$

が得られる。

完全電離気体では中性粒子に関する物理量がすべて 0 だから、上の式は簡単に

$$Ne(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \frac{\nu_{ei}}{\omega_e} B\mathbf{j} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p_e$$

となる。

また、逆に電離度の低い気体(たとえば電離層)では

$$\begin{aligned} Ne(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = & \left(\frac{\nu_{ei}}{\omega_e} + \frac{\nu_{in}}{\omega_i} \frac{\frac{\nu_{en}}{\omega_e}}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} \right) B\mathbf{j} + \left(1 - 2 \frac{\frac{\nu_{en}}{\omega_e}}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} \right) \mathbf{j} \times \mathbf{B} \\ & + \left(\frac{\frac{\nu_{en}}{\omega_e}}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} - 1 \right) \frac{T_e}{T_i} \frac{N}{n_n} \nabla p - \frac{1}{B} \frac{1}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} \left\{ (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \frac{T_e}{T_i} \frac{N}{n_n} \nabla p \times \mathbf{B} \right\} \end{aligned}$$

が得られる。

上式において、 $\rho \simeq \rho_i$ 、 $T_e = T_i$ 、 $P = NkT$ で、かつ中性が保たれるとして $n_i = n_e$ と置いて各成分を整理すると、磁場の向きを z 軸にとって、オームの法則は

$$\mathbf{E} = [R]\mathbf{j} - e \frac{1}{Ne} \nabla[P] \quad \text{または} \quad \mathbf{j} = [\sigma]\mathbf{E} + e[D]\nabla N$$

となり、mobility tensor $[\mu]$ 、conductivity tensor $[\sigma]$ 、抵抗テンソル $[R]$ 、拡散テンソル $[D]$ それぞれの間の関係は

$$[\sigma] = ne[\mu] = \begin{bmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix}$$

$$= e^2 \begin{bmatrix} \sum \frac{n}{m} \frac{\nu}{\nu^2 + \omega_c^2} & \sum \frac{n}{m} \frac{-\omega_c}{\nu^2 + \omega_c^2} & 0 \\ \sum \frac{n}{m} \frac{-\omega_c}{\nu^2 + \omega_c^2} & \sum \frac{n}{m} \frac{\nu}{\nu^2 + \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \sum \frac{n}{m} \frac{1}{\nu} \end{bmatrix}$$

$$[R] = [\sigma]^{-1} \quad [D] = \frac{kT}{ne^2} [\sigma]$$

の形で表現できることがわかる。電流 \mathbf{j} は前章 Fig.7-19 のところで述べたように＋イオンの集団運動と電子の集団運動の差し引きで決まる。

ここに conductivity tensor の成分 σ_1 は磁場に垂直でかつ電場方向に流れる電流に対する電気伝導度で Pedersen conductivity と呼ばれ、 σ_2 は磁場、および電場に垂直に流れる電流に対する電気伝導度で、Hall conductivity と呼ばれる。Hall current は電場に垂直な電流であるから、エネルギー消費には関係しないという点に注意を要する。

さらにもし $\nabla p = 0$ の近似が許されるならばオームの式は

$$Ne(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \left(\frac{\nu_{ei}}{\omega_e} + \frac{\nu_{in}}{\omega_i} \frac{\frac{\nu_{en}}{\omega_e}}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} \right) B\mathbf{j} + \left(1 - 2 \frac{\frac{\nu_{en}}{\omega_e}}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\rho n}{\rho} \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} \right) \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

$$- \frac{1}{B} \frac{1}{\frac{\nu_{en}}{\omega_e} + \frac{\nu_{in}}{\omega_i}} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$$

と一層簡略化され、上の式で密度勾配の項を無視した通常の電離層の電気伝導度の異方性テンソルのみを用いた表現になる。

ここに summation \sum は電子および各種のイオンについて実行する。成分が電子と一種類の＋イオンで、卓越粒子が中性粒子である場合（電離層下部）、衝突は電子またはイオンと中性粒子だけを考えると

$$\sigma_0 = ne^2 \left(\frac{1}{m_i \nu_{in}} + \frac{1}{m_e \nu_{en}} \right)$$

$$\sigma_1 = ne^2 \left(\frac{\nu_{in}}{m_i \nu_{in}^2 + m_i \omega_{ci}^2} + \frac{\nu_{en}}{m_e \nu_{en}^2 + m_e \omega_{ce}^2} \right)$$

$$\sigma_2 = ne^2 \left(\frac{-\omega_{ci}}{m_i \nu_{in}^2 + m_i \omega_{ci}^2} + \frac{\omega_{ce}}{m_e \nu_{en}^2 + m_e \omega_{ce}^2} \right)$$

が得られる (Hirono, 1950; Maeda, 1953)。電離層上部では中性粒子密度が減少するのでイオン・電子間の衝突が無視できなくなって

$$\sigma_0 = ne^2 \frac{\frac{\nu_{en}}{m_i} + \frac{\nu_{in}}{m_e}}{\nu_{in}\nu_{en} + \nu_{ie}\nu_{en} + \nu_{ei}\nu_{in}} \simeq \frac{ne^2}{m_e\nu_{en} + m_e\nu_{ei}}$$

となる。F 層から上では $\nu_{ei} > \nu_{en}$ で、 ν_{ei} は n に比例するので、 σ_0 は n によらず一定となる。

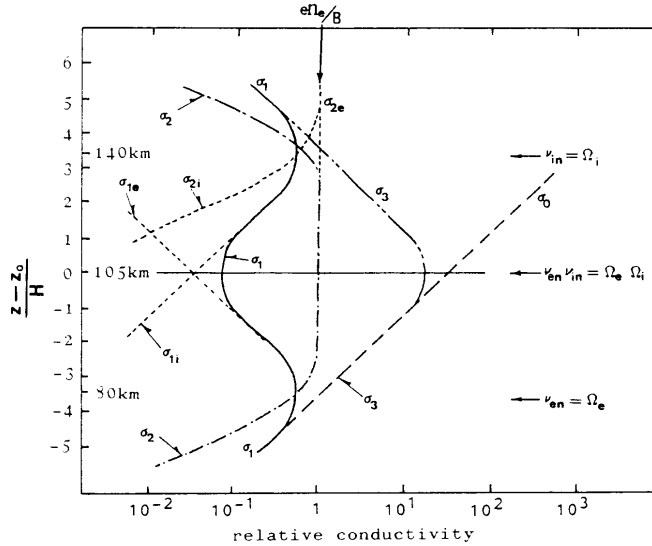


Fig.8-6 電気伝導度の高さ分布 (Rishbeth and Garriott, 1969)。

もし $\nu \gg \omega_c$ なら対角線成分が等しく残るので、伝導度は isotropic となって、通常の導電体のように電場方向の伝導度だけが残る、逆に $\nu \ll \omega_c$ なら電場に垂直な Hall 成分と磁力線沿いの成分だけが残って、電場方向の伝導度がゼロに近づくことがわかる。

上の式からわかるように、衝突のある磁化プラズマ中では、磁場に垂直な電流は、電場の向きに流れる Pedersen 電流と、電場と磁場に垂直に流れる Hall 電流とがある。Hall 電流は電場に垂直に流れる電流で、エネルギー授受に関係しない。すなわち常に、 $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = 0$ が成り立っている。したがってこの電流は、当然、磁気圏で起こる電荷分離の解消にも電離層で起こる電荷分離の解消に関与しない。磁気圏で起こった電荷分離を解消するのは、磁場に沿って流れる電流と、これに直接結合する、電離層の Pedersen 電流のみである。Pedersen 電流は沿磁力線電流と結合し、さらに、磁気圏で電荷分離を起こすダイナモ電流と結合している。また、電離層で電荷分離が起こるためには電流が Pedersen 電流でなければならないのは明らかである。

上の考察から、一般に磁場に平行な方向には荷電粒子は自由に動けるので電流は衝突のみで大きさが決まり、電離圏上部から磁気圏においては衝突が減るためにきわめて大きな値を持つと考えられている。しかし、この考えは常に成り立つとは限らない。なぜなら、磁場に沿う方向には多かれ少なかれ磁場強度の非一様性があって、このために粒子は磁場の強くなる向きには自由に進入できないからである。夕方のオーロラ電離層上空には磁力線沿いに上向きの電場が形成され、それによって電子が下向きに加速されているが、その原因の一部にはこの効果も効いているものと考えられる。

8.4 電離圏の電流

電離圏は電離圏というものの、まだ圧倒的多数は中性粒子である。従って電離圏電流の扱いは前節で述べた弱電離プラズマの扱いになる。また、電離層に対して磁場が傾いているので、電離層に固定した座標系での電流系の表現にはその座標系の電気伝導度表示が必要となる。

x 軸を南、 y 軸を東、 z 軸を上向きにとり、中性風の速度を v 、磁場の伏角を I としてオームの法則を書き表すと

$$\begin{bmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_x \\ (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_y \\ (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_z \end{bmatrix}$$

という形で表される。ここに

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_0 \cos^2 I + \sigma_1 \sin^2 I & \sigma_{xy} &= \sigma_2 \sin I & \sigma_{xz} &= (\sigma_0 - \sigma_1) \sin I \cos I \\ \sigma_{yx} &= -\sigma_2 \sin I & \sigma_{yy} &= \sigma_1 & \sigma_{yz} &= \sigma_2 \cos I \\ \sigma_{zx} &= -(\sigma_0 - \sigma_1) \sin I \cos I & \sigma_{zy} &= -\sigma_2 \cos I & \sigma_{zz} &= \sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I \end{aligned}$$

である。

上の電気伝導度の表式は、東西、南北、上下、それぞれの電場と電流を、一度、磁場に沿う成分と磁場に垂直な成分に分解し、再合成して見ればよくわかる。例えば南向き電流成分は、南向きの電場 E_S に対して磁場に平行な電場成分が $E_S \cos I$ であるから、磁場方向には $\sigma_0 E_S \cos I$ の電流が流れるが、その電場方向の水平成分は更に $\cos I$ がかって $\sigma_0 E_S \cos^2 I$ となる。また、南向き電場の磁場に垂直な成分は $E_S \sin I$ であるから、この電場成分による垂直電流は $\sigma_1 E_S \sin I$ となり、この電流の電場方向の水平成分は $\sigma_1 E_S \sin^2 I$ となる。結局、水平南向き電場方向の電流は $E_S(\sigma_0 \cos^2 I + \sigma_1 \sin^2 I)$ で与えられる。

水平東向き電場 E_E による電流の南向き成分は $\text{dip } I$ の磁場に垂直な Pedersen 電流から導かれるものだけで、この電流は $\sigma_2 E_E$ だから水平な南向き電流は $\sigma_2 E_s \sin I$ で与えられる。以下同様に、上のすべてのテンソル成分が理解される。

この取り扱いには電離層における電流について一般的に成立する。しかし、磁気圏と電離層との電流のやりとりなどを取り扱うに際しては、電離層内部での鉛直電流を無視してもよいので、上の式で $j_z = 0$ とおいて

$$(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_z = \frac{\sigma_2(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_y \cos I - (\sigma_0 - \sigma_1)(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_x \sin I \cos I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I}$$

となつて、二次元の表式

$$\begin{cases} j_x = \bar{\sigma}_{xx}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_x + \bar{\sigma}_{xy}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_y \\ j_y = \bar{\sigma}_{yx}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_x + \bar{\sigma}_{yy}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_y \end{cases}$$

が得られる。ここに $\bar{\sigma}_{xx}$ 等は

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{xx} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} & \bar{\sigma}_{xy} &= \frac{\sigma_0 \sigma_2 \sin I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \\ \bar{\sigma}_{yx} &= -\frac{\sigma_0 \sigma_2 \sin I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} & \bar{\sigma}_{yy} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1 \sin^2 I + (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) \cos^2 I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \end{aligned}$$

で与えられる。通常は電離層を薄い層として、これらのパラメータを高さについて積分した形

$$\Sigma_{kl} = \int \bar{\sigma}_{kl} dz, \quad J_k = \int j_k dz$$

を使って

$$\begin{cases} J_x = \Sigma_{xx}(E_x + V_y B_z) + \Sigma_{xy}(E_y - V_x B_z) \\ J_y = \Sigma_{yx}(E_x + V_y B_z) + \Sigma_{yy}(E_y - V_x B_z) \end{cases}$$

と表される。磁気圏とのグローバルな電流結合などを議論する際には電離層の三次元構造は大きな問題になることが少なく、薄い層と考えてよい場合が多いので、このような高さについての積分が使われることが多い。

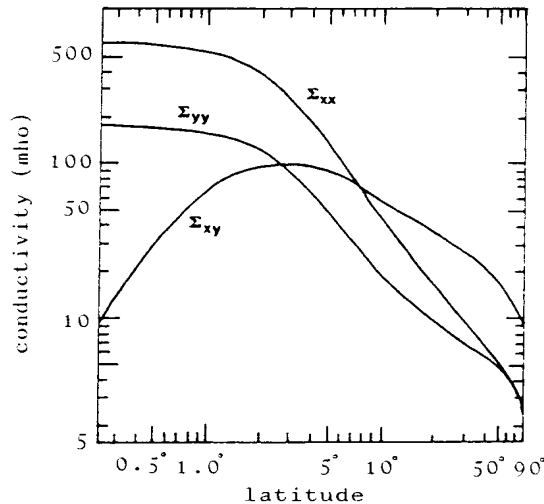


Fig.8-7 高さ方向に積分した電気伝導度の緯度分布 (Fejer, 1964)。

前節で述べたように、中性大気の運動はイオンの運動と粘性で結ばれている。もし地球の自転の効果(コリオリの力)が小さく、かつ、粘性力が小さければ中性気体は最終的にイオンに引きずられてイオンと同じ運動をする筈である。また、イオンは最終的に電子と同じく電場ドリフトに従う筈である。中性粒子風がイオンの動きに近づく変化は

$$\frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} = \frac{(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n)}{\tau_{ni}}$$

で決まり、その時常数は中性粒子がイオンに衝突する平均衝突時間 τ_{ni} に等しい。平均的なイオンの運動から平均的な電子の運動を差し引いたのが電流だから、この状態では電流は流れない。すなわち、長時間にわたって続く電場は中性大気の運動を励起し、その結果電流が流れなくなる。その時常数は先に述べた通り、電離層 F 層、高さ 300 km 辺で、日中は 1.2 時間、夜間は 3.5 時間程度である。E 層では中性粒子密度が高くイオン密度が小さいので、 n_n/n_i に比例して時常数が長くなる。

しかし、実際は地球は自転しているので、同じ物理状態は長時間は保持されない。従って、平均的な中性大気の時定数と地球の自転とが大規模電場による convection を決めて

電離層における荷電粒子の運動に対する friction は主としてイオンと中性粒子との衝突によるもので、磁気圏から与えられる電場のように、長期にわたって一定の電場が与えられていると、中性粒子もイオンと同じ向きに運動を始める。このような状態になるとイオンに中性大気との間の friction が減少して、電子とイオンの運動の差が減り、電流が流れなくなる。

いると考えてよい。磁気圏から与えられた convection 電場そのものによるのではなく、ある時間遅れをもって適当に中性大気の運動が励起されて電場が modify され、その形で電流が流れていると考えなくてはならない。次の節で述べるような太陽放射によって起こされる中性大気の風も重要な要素である。

磁気圏には、太陽風との相互作用によって大規模なプラズマ対流がおこっていることは既に述べた。対流は磁気圏においては電場と 1 対 1 の対応をなすもので、この電場は、磁力線沿いに減衰や変形を受けながらも電離層に到達する。概して大きな構造はおおよそ電離層に到達できると考えてよい。また、逆に言えば、電離層で電流が流れる結果、電離層では電位は再配分されて、その結果が磁気圏に再び投影されるという面もある。

電離層まで投影されている典型的な大規模電場は極冠電離層で明け方側が高電位、夕方側が低電位となる電場分布で、これと等価な磁気圏対流に見合った電離層電流が流れている。この電流は、Dp-2 と呼ばれるもので、太陽風の磁場が南向きになるときに強まる。この電流は電場に垂直に流れる Hall 電流で直接的に地上に磁場変動を伝える。磁場変動の形は、夕方側と朝方側とに二つの大規模渦電流があるとして理解できるものである。

ここで注意すべき点は、この対流型渦電流および電場が、常にあるのか、または過渡的に現れるのかという点である。この点については後に、オーロラ活動のところで改めて触れるが、対流電場や電流の過渡的変動は大きく、対流は定常的に起こっているのではなく、定常的と見える対流は、単に揺らぎの統計的平均と考えるほうが自然なようである。

8.5 電離層ダイナモ

電離層レベルではまだ中性粒子の方が圧倒的に多く、イオン(電子)密度が最大の電離層 F2 層のピークでもイオン密度は中性粒子密度の 1/1000 ほどに過ぎない。高さ 2000 km あたりでやっとイオン密度と中性粒子密度がほぼ等しくなる。大気上層は太陽の光放射による加熱で常に潮汐のような形で真昼から夜側に向かって中性粒子の風が吹いている。上の式の取り扱いからわかるように、中性の風は地球磁場 \mathbf{B} によって $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ の誘導電場をもたらす、電離層に電流を流す。

誘導電場及び電気伝導度の非一様性から、電流は必ず polarization の静電場をもたらす、電流は、この静電場と風の誘導電場の双方を満たすように流れる。これがいわゆる電離層ダイナモで、地球磁場の日周変化のうち静穏日日周変化 (Sq) と呼ばれる部分

(Fig.8-8) はこのような電離層ダイナモによる電流では説明される。ただし、南北両半球で誘導電場は等しくないから、南北の地磁気共役点での電位は等しくない。このため南北両半球を結ぶ沿磁力線電流が流れている筈であるが、その量やその地磁気変化に及ぼす効果などはまだ十分にはわかっていない。

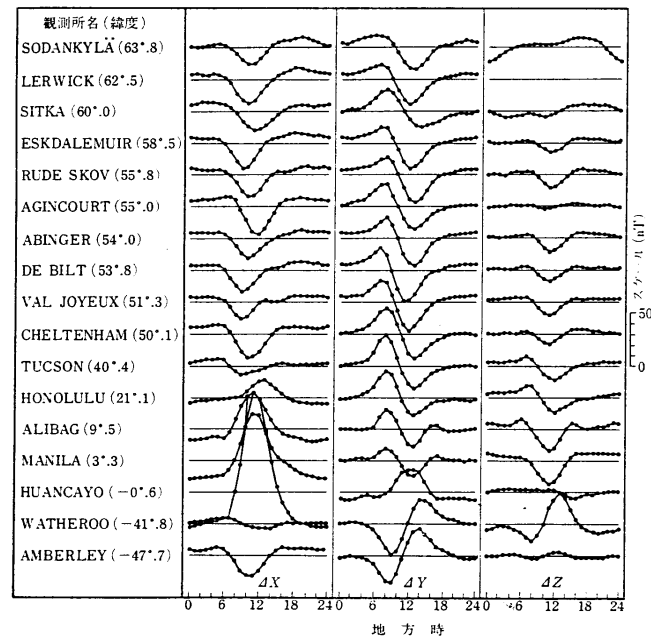


Fig.8-8 地磁気静穏日の磁場変動 (Vestine *et al.*, 1947)。

今もし電離層の電流が電離層だけで閉じているとすれば、高さ方向に積分した形の電流の南向き成分 j_x 及び東向き成分 j_y は電流関数 J を用いて

$$j_x = \frac{\partial J}{r \sin \theta \partial \phi} \quad j_y = -\frac{\partial J}{r \partial \theta}$$

と表すことができる。

いま静電場 \mathbf{E} がポテンシャル S から得られるとして

$$E_x = -\frac{\partial S}{r \partial \theta} \quad E_y = -\frac{\partial S}{r \sin \theta \partial \phi}$$

と表し、かつ、中性粒子風速度 \mathbf{v} が渦なしで速度ポテンシャル Ψ を用いて

$$v_x = -\frac{\partial \Psi}{r \partial \theta} \quad v_y = -\frac{\partial \Psi}{r \sin \theta \partial \phi}$$

で表されるとすれば、電離層に速度 \mathbf{v} の中性粒子風が吹いている時の電流の式は

$$\frac{\partial J}{r \sin \theta \partial \phi} = \Sigma_{xx} \left(-\frac{\partial \Psi}{r \sin \theta \partial \phi} B_z - \frac{\partial S}{r \partial \theta} \right) - \Sigma_{xy} \left(-\frac{\partial \Psi}{r \partial \theta} B_z + \frac{\partial S}{r \sin \theta \partial \phi} \right)$$

$$\frac{\partial J}{r \partial \theta} = \Sigma_{xy} \left(-\frac{\partial \Psi}{r \sin \theta \partial \phi} B_z - \frac{\partial S}{r \partial \theta} \right) + \Sigma_{yy} \left(-\frac{\partial \Psi}{r \partial \theta} B_z + \frac{\partial S}{r \sin \theta \partial \phi} \right)$$

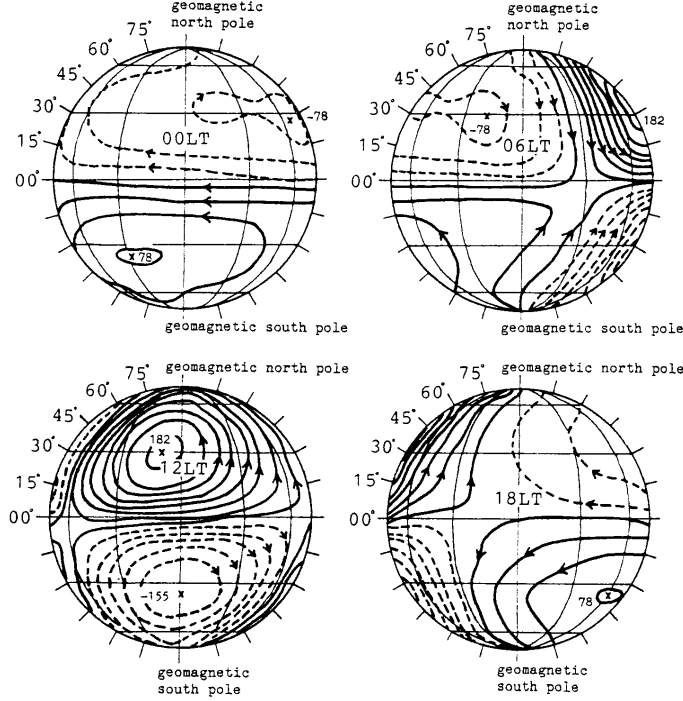


Fig.8-9 地磁気静穏日日周変化Sqの電流系 (Matsushita, 1965)。

となって、これから S を消去すれば電流関数と速度ポテンシャルを結ぶ関係式が得られる。すなわち、いま速度ポテンシャル Ψ および電流関数 J がルジャンドル級数展開の形で

$$\Psi = \sum_n \sum_m P_n^m(\cos \theta) (\psi_n^{mc} \cos m\phi + \psi_n^{ms} \sin m\phi)$$

$$J = \sum_n \sum_m P_n^m(\cos \theta) (J_n^{mc} \cos m\phi + J_n^{ms} \sin m\phi)$$

と与えられれば係数の比較によって速度ポテンシャルから電流関数の係数を求めることができ、電流系を知ることができる。

逆にまた地上の磁場変動の磁場ポテンシャル V が求められればこれから電離層の風系を知ることができる。すなわち、地上の変動磁場をもたらす電流はすべて電離層内にあると仮定しているので、電離層の電流 \mathbf{j} とこの電流が電離層下面に作る磁場 \mathbf{B} とは

$$\Delta B_x = -\frac{\eta}{2}\mu_0 j_y \quad \Delta B_y = \frac{\eta}{2}\mu_0 j_x$$

の関係で結ばれる。従って、電流関数 J と磁場ポテンシャル V との各項の比較によってこの両者の関係

$$J_n^m = -\frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r}{a}\right)^n V_n^m$$

が得られる。ここに η は地面の誘導電流による磁場反射の効果を示す量で、第5章の磁気圏の形成のところで述べた太陽風による地球磁場の反射と同様に、地面が絶縁体なら反射率0で $\eta = 1$ 、地面が完全導体なら反射率1で $\eta = 2$ としなければならない。

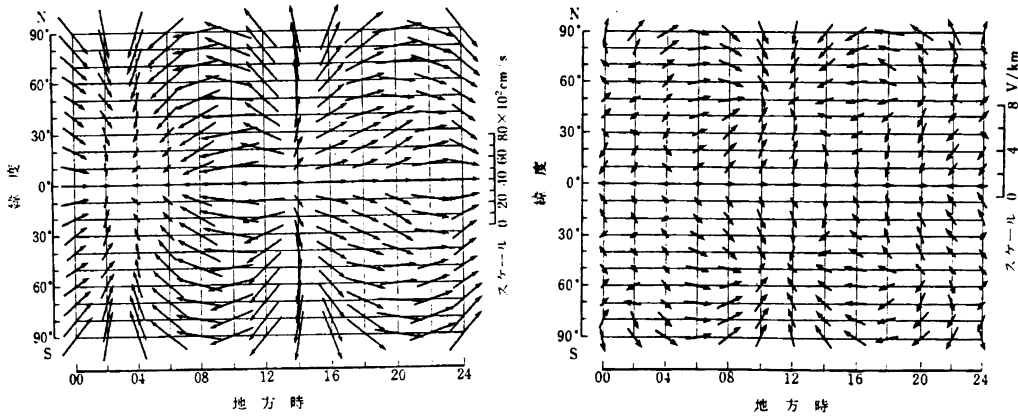


Fig.8-10 地磁気静穏日日周変化 Sq の風系 (左) と静電場 (右) (Maeda, 1955)。

通常、両者の中間の $3/2$ の値で近似することが多いが、この近似のもとでは nT で表した地上の磁場と Amp/km で表した電離層電流とは、

$$\Delta B(\text{nT}) \simeq I(\text{Amp/km})$$

という簡単な関係で結ばれることを知っておくと便利である。これを使って、地上の磁場変動に基づいて電離層の電流系を求め、これから電離層の風系を知ることができる (Maeda, 1955)。地上での磁場の観測から両者が求まれば、元の式に戻って同様に静電場

ポテンシャルも得られる。Fig.8-9 に磁場変動から得られた地磁気静穏日日周変動 Sq の電流系を、また、Fig.8-10 にこの電流系から求められた風系および静電場を示してある。

ここで注意すべき点は、上の議論では電流をすべて電離層電流と考えていることである。これは電離層電流がすべて Hall 電流 (渦電流) であると考えのに等しい。従って、ここでの議論は南北電離層の電位分布がほぼ等しいと考えられる equinox での中低緯度を中心とする電離層電流およびこれに基づく静穏日磁場変動の説明には利用できるが、南北の非対称が大きくなって沿磁力線電流が卓越する夏至、冬至、の電離層電流や高緯度の電流の議論にはこのままの形では適用できない。

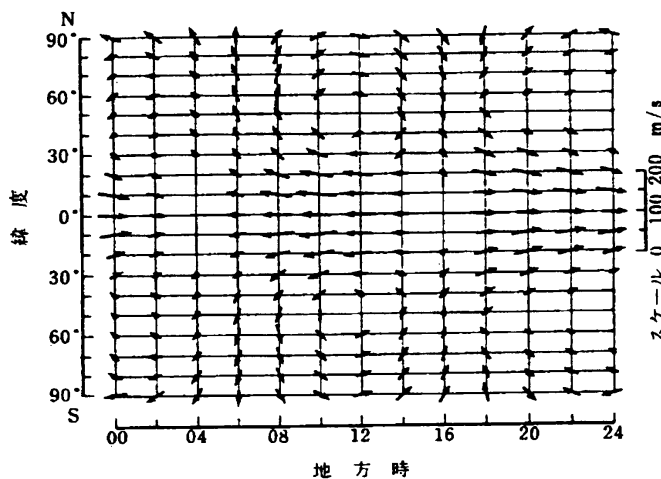


Fig.8-11 中性風ダイナモ電場による F 層の水平ドリフト (Maeda, 1963)。

沿磁力線電流が卓越する領域では、ここで使った電離層電流 j と地上の磁場 ΔB の関係が成り立たない。この場合は、地上の磁場観測から実際の電離層電流は一義的には求められない。地上の磁場観測から決まるのはあくまで equivalent current であって Pedersen current は含まず、Hall 電流の粗い近似を与える

るに過ぎない。この点については第8-9節であらためて議論する。

8.5.1 電離層ダイナモの電場

上に述べたように、電流が流れる電離層 E 層レベルではまだ中性粒子の密度が高く、ここで太陽熱による、一日周期の潮汐風が吹いていわゆる電離層ダイナモの電流が流れ、静電場を生ずる。この電場は磁気圏にも伝わり、プラズマのドリフトをもたらす。

Fig.8-10 に示すように、電離層ダイナモに基づく水平電場は、深夜-早暁の中緯度域が正に、正午の時間帯の中緯度域が負に帯電した形の分布となり、赤道域では日中、東向きの電場がかかる。

abbrev.	full name	GG lat.	GG long.	GM lat.	GM long.
POV	Porto Velho	-8.80	-63.90	2.66	7.63
ARI	Ariquemes	-9.56	-63.04	1.72	8.36
PRM	Presidente Medici	-11.20	-61.80	0.57	9.41
VIL	Vilhena	-12.72	-60.13	-1.84	10.60
COL	Colibri	-13.70	-59.80	-2.87	10.72
CUI	Cuiaba	-15.35	-56.05	-5.68	13.83
SMA	Santa Maria	-29.72	-53.72	-19.29	13.20

Table 8-1 Fig.8-13 に使われた観測点の位置。

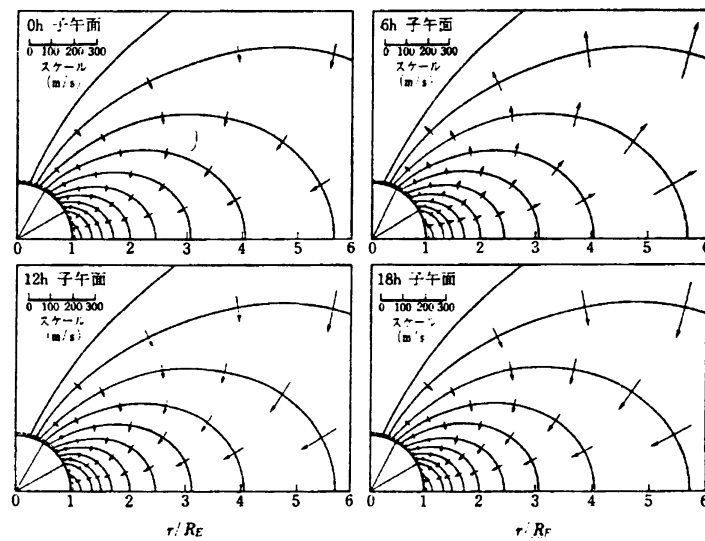


Fig.8-12 中性風ダイナモ電場による磁気圏ドリフト (Maeda, 1964)。

F 層領域の水平方向のドリフトは Fig.8-11 に示すように、赤道域で明け方から昼にかけて西向き、極域では dawn to dusk である。また、この電場は磁力線沿いに磁気圏に伝わり、磁気圏プラズマに Fig.8-12 のようなドリフトを起こしている。図でわかるように12時から18時にかけて低緯度に、かつ、地球向きに収束するドリフトがあり、6時頃の時間帯には低緯度域から高緯度に向かい、かつ、外向きに向かうドリフトがある。磁氣的に静穏で後に述べる高緯度の電場が小さく、電離層ダイナモの効果が現れ易い状態の時にはこの効果が見られる筈であるが、磁気圏観測で確かめられてはいない。

8.5.2 赤道ジェット電流

低緯度地方では上に述べた静電場は東向きである。この東向き電場は磁気赤道地方の電離層に特殊なジェット電流を流すことが知られている。その訳は次のように説明される。

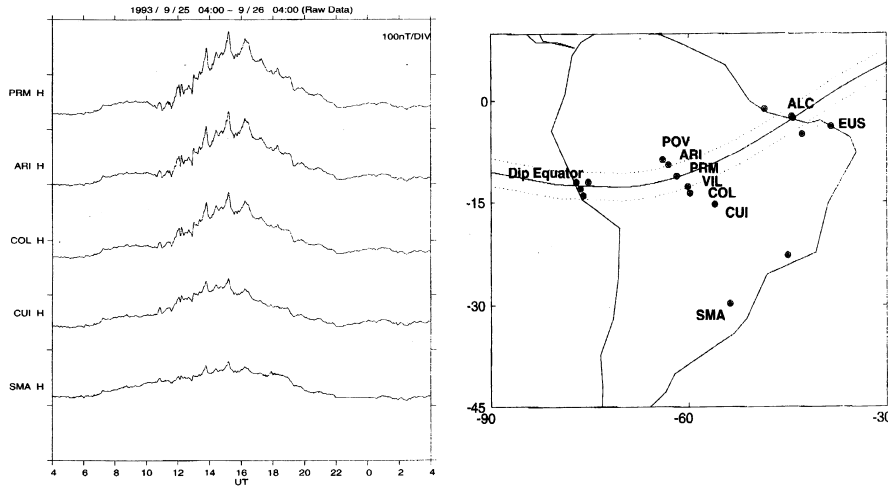


Fig.8-13 磁気赤道ジェット電流を示す磁場変動の緯度変化。右図は観測点分布 (Shinohara and Yumoto, private communication, 2000)。

まず、磁気赤道では磁場は水平で電離層に平行で、かつ、電場は東向きで同じく水平である。すなわち磁気赤道の電離層では図に示すように電離層面内に電場と磁場が直交している。いま電場(東)の向きを x 、鉛直上向きを y 軸に選べば電流の式は

$$j_x = \sigma_1 E_x - \sigma_2 E_y \quad j_y = \sigma_2 E_x + \sigma_1 E_y$$

と表される。ここに E_x はもともとの東向き電場であり、 E_y は Hall Conductivity によって鉛直に流れる電流が電離層の上下の境界に作る電荷のためにできる分極電場である。

ここで電離層が薄いこと、その上下の層では伝導度が小さいことを考慮して定常状態で j_y すなわち鉛直電流がゼロとすれば、

$$\sigma_2 E_x = -\sigma_1 E_y \quad \text{よって} \quad E_y = -\frac{\sigma_2}{\sigma_1} E_x$$

となつて、東向き電流 j_x は

$$j_x = \sigma_1 E_x + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} E_x = \left(\sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} \right) E_x = \sigma_3 E_x$$

となって、電気伝導度が σ_1 から $\sigma_3 = \sigma_1 + \sigma_2^2/\sigma_1$ に増大したのと同じ効果が現れる。これが、磁気赤道で異常に強い赤道ジェット電流が流れる原因である。 σ_3 の電気伝導度はしばしば Cowling conductivity と呼ばれる。

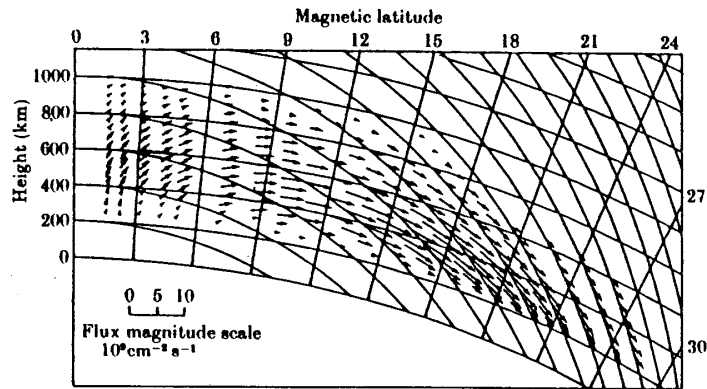


Fig.8-14 磁気赤道でのプラズマ粒子の電場ドリフトによる輸送。

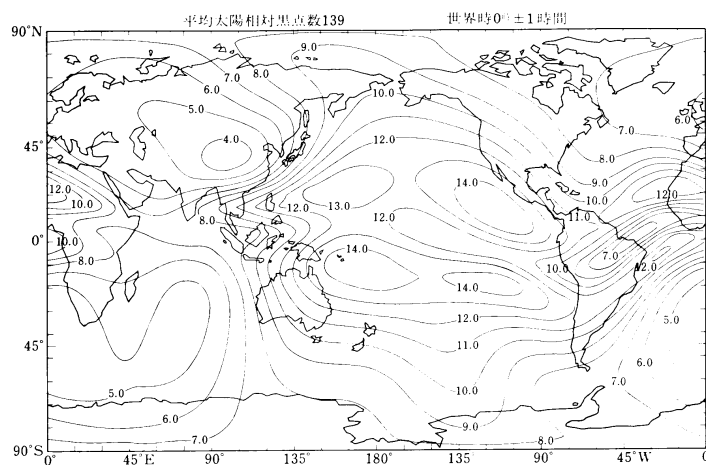


Fig.8-15 電離層 F2 層の臨界周波数 (最大電子密度) 分布 (理科年表)。

同様の電気伝導度の効果はオーロラのアーキに対応する電流でも起こると考えられている。ただしオーロラ領域では磁場は鉛直に近いから、この場合には分極は水平でアーキに垂直に起こる。もし、充分の時間の後に、電離層起源の分極も飽和して、電荷が全く逃げることなく完全に分極電場に反映し、南北方向の電流がなくなるなら、上の議論と同じくオーロラアーキの電気伝導度は σ_3 に増大する。逆に、もし、この分極電荷

が磁力線沿いに磁気圏に完全に逃げてしまえば分極電場は現れず、電気伝導度の増大は起こらない。実際には両者の中間のある値になっている筈であるが、どれ位の値になっているのかはわかっていない。

8.5.3 Subtropical Red Arc

F2 層の電子密度は E 層や F1 層と違って特異な分布をする。すなわち Fig.8-15 に見られる通り、磁気赤道で F2 層の電子密度が小さく、その両側の亜熱帯の、緯度 ± 15 度あたりで大きい。これは上に述べた太陽の放射加熱による中性粒子風の電離層ダイナモによって、電離層レベルの中緯度の朝方側が正に、中緯度の夕方側が負に帯電した形の静電場の輸送効果である。昼間、電場は赤道では東向きにかかり、荷電粒子が $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによって赤道で上向きの速度を持つ。赤道で上昇した荷電粒子は重力の作用で次第に磁力線に沿って亜熱帯の電離層に下降し、磁気赤道での電子密度を減少させるとともに亜熱帯の電子密度を高める訳である。これが、磁気赤道における、プラズマのいわゆる fountain 効果である。

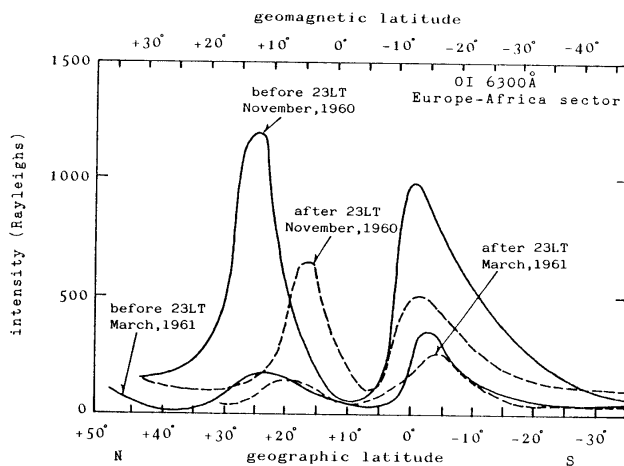


Fig.8-16 磁気赤道近傍の酸素赤線の強度分布 (Barbier *et al.*, 1961)。

前章で述べたように、励起状態の酸素原子ができる励起再結合反応は電子密度に比例するので、この電子密度増大のために磁気赤道をはさむ亜熱帯領域では、酸素原子イオンの励起再結合が増大し、その結果、酸素原子の放出する酸素赤線 (6300, 6364 Å) などの放射が強い、いわゆる亜熱帯グローが卓越する。

Fig.8-16 に見られる通り、その明るさは 1000 R に達する。なお、この励起には

熱電子による寄与も大きいと考えられる。励起は高いエネルギーレベルでも起こっていて1300 Å-1365 Å にも放出されており、紫外線で撮影した地球の写真に鮮明に写っている (Fig.3-2 参照)。前に述べたようにこの光はオーロラとは呼ばれないが、オーロラの仲間と見なすことができよう。

8.6 高緯度地域の大規模電場と電流

高緯度地域には上に述べた、中低緯度の中性風を起源とする電離層ダイナモとは別の電場と電流系が存在し、それらはオーロラと深く関わっている。電場と電流の起源については後の章で議論するが、基本的には地球磁気圏から電離層に伝えられる場である。ここではbackgroundの意味でこの大規模電場・電流について述べ、大規模電場に関連して、あるいは大規模電場の要素として、オーヴァル上に現れる小さなスケールの電場・電流と磁場変動については、その起源の考察をも含めて第14章、第15章で議論する。

8.6.1 高緯度地域の大規模電場

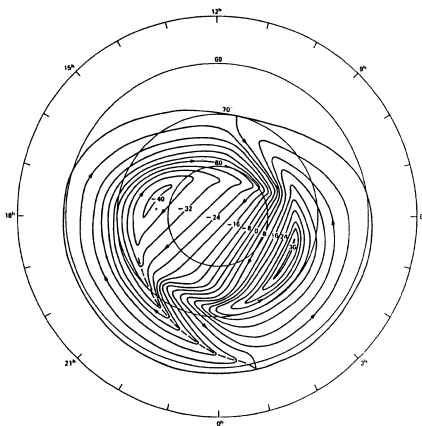


Fig.8-17 高緯度電離層域の電位分布
(Heppner and Maynard, 1987)。

高緯度地域には、太陽風磁場の南向きに対応して、Fig.8-17 に示すように、明け方側のオーロラオーヴァルから夕方側のオーロラオーヴァルに向かう、いわゆる dawn to dusk の電場が存在することが多い。後に第12-3節で述べるオーロラのパッチや arc fragment のドリフトは、磁気圏におけるプラズマ対流に相当する $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ と考えられる。

磁気圏の、赤道磁場強度にして100 nT-200 nTあたりに電荷分離が定常的に起こっている領域があつて、そこで磁気

圏の dawn 側が高く dusk 側が低い電位分布が決まり、その電位分布が磁力線に沿って電離圏に投影される。電離層は受動的な導電体であるから、磁気圏から電場が与えられれば沿磁力線電流が流れる。

大規模の沿磁力線電流と大規模の対流電場とは、いずれも一見定常的であるかの如

く見えるが、実際のオーロラ活動から推定すると、第11章で述べるカーテン型オーロラのS-字変形はすべて過渡的な電荷分離を伴う変化であって、オーロラオーヴァル全体の沿磁力線電流や磁気圏対流(電場)は、これら個々のlocalなS-字変形に伴うlocalな電荷分離の統計的総和と考えるべきものかもしれない。

第13章で一例を示すように、オーロラ活動(サブストーム)の発生とともに(多分若干の時間遅れを伴って) convection速度(電場)は増大する(Nakamura and Oguti, 1989: Fig.13-34 参照)。この事実はオーロラjet電流が磁気圏での電荷の消費において起こるのではなく、逆に電荷分離がサブストームに伴って増大すること、及び、オーロラオーヴァルに沿って存在する大規模電場の起源がlocalな電荷分離とそれに伴うlocalな電流系に伴うlocalな電場の全体的な総和として理解できる可能性を強く示唆する。

8.6.2 大規模の沿磁力線電流と双渦電流系

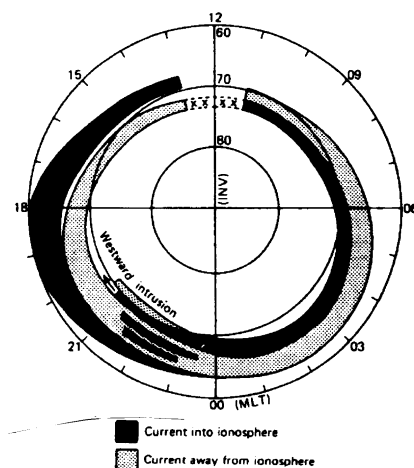


Fig.8-18 Expansion時の沿磁力線電流の分布 (Iijima and Potemra, 1978)。

低い高度の人工衛星による観測 (Iijima and Potemra, 1976) によって、オーロラオーヴァルのあたりに、磁力線に沿って流れ込み、また、流れだしている大規模の沿磁力線電流 (Birkeland current) が存在することが知られている。電流は普通 Region-1 と呼ばれる高緯度側の電流と、それより緯度が2度ほど低い、Region-2 と呼ばれる電流の二つで構成され、明け方の Region-1、つまり高緯度側で流れ込み、Region-2、すなわち低緯度側で流れだし、夕方の Region-1、すなわち高緯度側で流れだし、Region-2、すなわち低緯度側で流れ込んでいる。

この沿磁力線電流構造を上記述べた大規模な電場と比べてみると、Region-1電流の明け方の流れ込みの領域は概ねhigh potentialの領域に対応し、流れ出しの領域は概ねlow potentialの領域に対応することがわかる。また、オーロラとの対応では、オーロラが見える領域は沿磁力線電流が上向きに流れ出している領域にほぼ対応することが知られる。すなわち、オーロラオーヴァルの夕方側の高緯度側の部分と、明け方のオーヴァ

ルの低緯度側の部分とである。電子の降り込みによって現れるオーロラは明らかに電子の入射に伴う電流が沿磁力線電流の少なくとも一部をまかなう領域に現れていることがわかる。真夜中からやや夕方よりの領域では、オーロラの複雑な活動に対応して電流の構造も複雑で、小さなスケールでも上向き電流の領域がオーロラに対応していることを裏書きしている。

第8-9節で述べるように、これらの沿磁力線電流と Pedersen 電流のもたらす磁場は、電気伝導度の非一様性に由来する部分以外は地上にはほとんど現れず、地上の磁場変動はもっぱら Hall 電流に由来するものである。この Hall 電流が、正の電位の領域を右回りに流れ、負の電位の領域を左回りに取り囲んで流れているので、地上の磁場変動から電離層レベルでの渦電流が推定できる。実際の地上の磁場変動はこのことを裏書きしている。歴史的には高緯度地域の双渦電流系は Fig.8-19 に示す、高緯度における地磁気の日周変化から知られた (*e.g.*, Nagata and Kokubun, 1962) ものである。

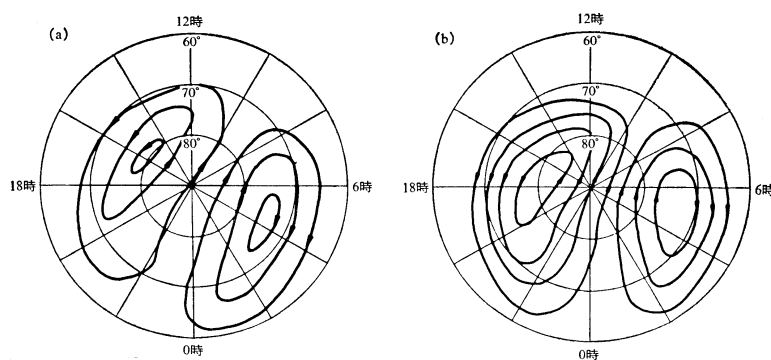


Fig.8-19 極冠の二つの渦電流 (Nagata and Kokubun, 1962)。

もともとのこの電流系は統計的に求められたものだから、定常的に存在することを保証できないし、また、形も常にこの形であるとは保証できない。実際は個々に実在する部分部分が集まってこう見えているのだと考えることもできる。しかし、通常は、高緯度にはこのような形の電流系が擾乱の度合いに応じて強度を変えながら常に存在するように思われている。

8.6.3 高緯度地域の電子密度分布

低緯度でのドリフトが主として中性大気ダイナモ効果によるのに対して、高緯度の F 領域は磁気圏との関係が深く、上に述べた極冠の dawn to dusk の電場によるドリフトの影響が卓越する。このため、極冠、オーヴァル領域、クレフト、トラフ、ホール、など特徴的領域が形成される。磁気圏からの粒子の入射がこれらの領域の電子密度構造の時間的空間的変動を特徴づけている。

冬期、極冠には有効な電離源がないので電子密度は減少する。特に、全体として昼から夜へのドリフトがあるので、長時間にわたって tail に向かってプラズマの流出が続く極冠を通る領域が夜側のオーヴァルの高緯度側に達する部分では極端にプラズマ密度が小さく、ホールと呼ばれている。

クレフトと呼ばれるのは磁気圏の粒子が直接に進入していると思われる領域で、ほとんど加速を受けないシースプラズマに近い粒子群が入射して F 層あたりを電離している。オーヴァル領域は夜側のオーヴァルに対応する、プラズマシートの内側の部分の昼側への延長と見てよい。

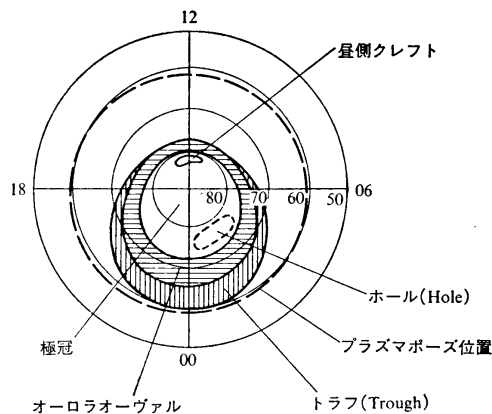


Fig.8-20 極冠域のカスプ、クレフト、トラフおよびプラズマホール (松浦, 1983)。

真昼の限られた部分を除くオーロラオーヴァルの低緯度側にはトラフと呼ばれる、電子密度、 O^+ 密度の低い領域があり、ここでは電子温度が周辺より顕著に高い。電子温度の高いのは、磁気圏からの熱伝導の結果と考えられている。また、プラズマ密度が低いのは、熱伝導に基づくプラズマ加熱でイオン化学反応 $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$ の反応係数が増大し、イオンおよび電子の消滅が促進される。対流にともなう運動で、トラフでの滞在時間が長いこともプラ

ズマ密度減少に関係しているものと考えられている。

磁気圏のプラズマ圏へのプラズマ粒子の供給は電離圏から行われる。また、極冠領域の磁場は少なくとも IMF B_z が負の状態では太陽風に向かって開いているので、極域電離圏からは上空に向かって太陽風に類似の極風が吹き出している。これらの source は

すべて両極性拡散で上空に拡散してゆく電子と+イオン(水素、ヘリウム、酸素原子のイオン)である。極冠では軽い水素、ヘリウムイオンの流出が卓越するので、これらのイオン密度は図に見られるように極冠地域で大幅に減少することが知られている。

先に中性粒子のところで述べたように、中性粒子の場合には高さ 600 km あたりを境にして、スケールハイトと粒子の平均自由行程の逆転が起こる。プラズマ粒子の場合には逆転が起こる高さはおよそ 1500 km である。これより上ではプラズマ粒子はほとんど無衝突になるが中性粒子のような弾道運動をすることはできず、磁場の存在のために常に外向きの加速を受け、定常的に流れ出している。

極冠から流れ出るプラズマは同時に磁気圏対流の影響を受ける。従って、カスプからの流入プラズマとともに、脱出速度の遅い極風プラズマは流れでる途中で再び閉じた磁気圏の中に運び込まれる可能性が高い。また、後に述べるように極光帯のオーロラ活動に伴って多量の電離層プラズマが磁気圏に吹き上げられていることも考えられ、電離層から供給されたプラズマが磁気圏プラズマのかかなりの部分を占めていると考えなければならぬようである。実際、磁気圏に多量の酸素原子イオンが存在することは観測から知られている (Frank *et al.*, 1977; Johnson *et al.*, 1977)。

8.7 電離層と磁気圏を結ぶ電場と電流

上に述べた、オーロラオーヴァル沿いに存在する双渦電場および沿磁力線電流の起源は磁気圏で常に働いている電荷分離と考えられる。磁気圏で起こった電荷分離、およびこれにともなう電場は、磁気圏の電流によっては解消されない。電荷の解消は沿磁力線電流を通じて電離層に電流を流して行うしかない。オーロラに伴って流れる電流は、磁気圏で起こっている電荷分離を電離層電流によって解消する最も一般的な物理過程であると考えられるべきであろう。

後に述べるようにオーロラ活動の際には粒子の入射に伴って励起・発光とともに強い電離が起こる。また、電流の流入や流出も増大する。オーロラ活動に伴うこれらの電流を特に Birkeland 電流と呼ぶこともある。入射の増大に伴う強い電離によって、オーロラ電離層には強いプラズマ密度の非一様性が存在する。このため、電気伝導度も局所的に大きく変動し、そのために電流も大きな影響を受ける。それだけでなく、通常の電離層では無視されるプラズマ密度勾配に依存する電流も大きいと考えられる。

磁力線に沿って流れる電流に抵抗として働くのは一般にクーロン散乱の friction だけで、従って磁力線沿いには殆ど無限大の電気伝導度を持つものとして扱われる。しか

し、実際の場合ではそれほど簡単ではない。その理由は、一つには磁場が非一様であるために粒子の運動が制約されるからであり、もう一つには、粒子密度が大きな空間勾配を持つからである。

磁場の空間的非一様性の最大のものは、地球の近傍で磁場が非常に大きくなることである。このために、有限の磁気モーメント $\mu = w_{\perp}/B$ を保存する粒子は地球に近づくにつれて垂直な運動エネルギーが大きくなり、もしその粒子が電離層に到達する前に垂直運動エネルギーの大きさが粒子の運動エネルギー全体に等しくなれば、粒子はそこで反射されて磁気圏にもどり、電流を運ぶ粒子としては寄与しない。また、もし粒子のピッチ角分布が等方的であれば、磁力線沿いの成分が大きいある粒子は、電場にかかわりなく電離層に突入し、エネルギーを失ってそこにとどまることになって、電場にかかわりなく電流を流す役目を担うこともできる。しかし既に前章で述べたように、電離層高度まで進入できる粒子は、赤道面近傍では、磁力線沿いのきわめて小さいピッチ角をもつものに限られる。すなわち、磁気圏に捕らえられた粒子のうち、ほんのわずかの部分だけしか電離層に入射できない。

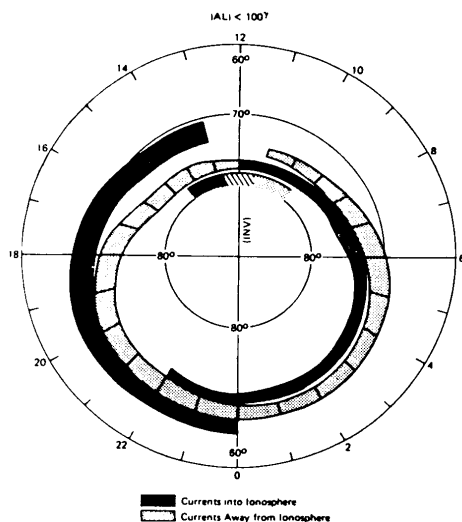


Fig.8-21 静穏時の沿磁力線電流の分布
(Iijima and Potemra, 1976)。

なお、Fig.8-21 に見られるように、昼間側の、Region-1 より更に高緯度側には、静穏時に Region-1 の電流とは別の沿磁力線電流が存在することが知られている (Region-0 と呼ばれたり、NBZ と呼ばれたりする、*e.g.*, Iijima and Potemra, 1976)。この電流は太陽風中の磁場が北向き成分を持つときに顕著に現れ、太陽風の磁場が南向きになるとよくわからなくなる。その訳は、まだ必ずしもはっきりわかっている訳ではないが、太陽風中の磁場が北向きの時この電流の polarity が Region-1 の polarity と反転しているためによくわかるが、磁場が南向きだと、この電流の polarity

が Region-1 の polarity と一致してしまうために観測にかからない、というだけのことも知れない。太陽風の磁場が南向きのときに Region-1 の電流と同じ polarity の電流

がRegion-1の高緯度側に存在するかどうかは、まだはっきりとは知られていない。

8.7.1 沿磁力線電場の生成

第11章でまとめて述べるように、カーテン型オーロラ出現領域の上空には磁力線沿いに、地上数千kmにわたって、磁気圏と電離層とをつないで上向きの電場がかかっている。人工衛星観測によればこの電場は地上2000kmあたりから10000kmあたりまでにわたって分布しているように見える。電場生成領域で測定した粒子フラックスには、Fig.11-38に示すように、下向きに加速された電子と上向きに加速された陽子とが見られる。この電場の成因はまだ必ずしも明らかでないが、一般にプラズマ放電管中では電場は電極の間に均等に分布せず、どこかに集中する傾向がある。たとえばグロー放電が起こっている放電管では、陰極の周辺にイオンシースができて、電極間の距離が極端に長くなければ、電極間の電圧のほとんどすべてがこのあたりに集中する。磁気圏からのオーロラ粒子の入射の場合には磁気圏側に陰極(電子の源)があるので放電管の場合とは逆であるが、磁場のミラー効果などに関連してこのような電場の集中が起こることは十分に考えられる。

電場の起源については、いわゆる電気二重層、あるいはマイクロ不安定による異常抵抗の発生などいくつかのアイデアが提案されているがまだ結論は得られていない。後に述べるカーテン型オーロラの振る舞いから見て、この電場は直流的な大規模構造のものではなく、せいぜいイオンジャイロ半径の数倍程度の空間スケールでイオンジャイロ程度の時間変動のtransientな電場構造の統計的重ね合わせで理解されるべきもののように思われる。

いずれにせよ、磁力線沿いの電場の効果は、一般に電子の下向き加速として理解されているが、全体として見れば、磁気圏と電離層の間にかかった或る電位差 $\Delta\phi$ で粒子の磁力線沿いのエネルギーを $e\Delta\phi$ 増すことによって電離層に入射できる粒子の数を増やすことである。前章で述べたように、上向き電場(電位差)によって電子のロスコーンは広がる。

従って、電位差がかかれば下向きの電子のフラックスが増え、電流は電位差とともに増加する。磁気圏粒子が電流を運ぶ担い手ならば、フラックスの増大、即ち電流の増大はピッチ角の増大の2乗に比例する。すなわちフラックスを f とすれば

$$j_{\parallel} = ef \frac{w_{\perp}}{w - e\Delta\phi} \simeq ef \frac{w_{\perp c}}{w} \left(1 + e \frac{\Delta\phi}{w} \right)$$

と与えられる。式からわかるように、電位差 $\Delta\phi$ によるエネルギー増分が小さい範囲では、電流の増分は電位差に比例した形で現れる。ただし、電位差が $w_{\perp} \simeq w - e\Delta\phi$ で決まる限度をこえると、電流は $\Delta\phi$ によらなくなって、電場の存在する領域にアクセスできる粒子フラックスだけで決まってしまう。

実際のオーロラ領域では、電位差によるエネルギー変化はもとの粒子のエネルギーを越えていることが多い。従って大きな電位差のあるところでは、入射は、むしろ、磁気圏での代表的な垂直運動エネルギー(温度)と電位差によるエネルギーの比で決まると考える方が実際に近い。すなわち、入射条件は

$$\frac{e\Delta\phi + w}{w_{\perp}} > \frac{B_M}{B_e}$$

となる。この場合、電流は入射条件よりむしろ粒子の供給で決まると考えた方が自然であろう。

磁気圏と電離層を結ぶ電流を担う担い手は磁気圏の粒子とは限らない。むしろ荷電粒子密度の高い電離層粒子がその役目を担うことが多いと考える方が自然であろう。特に磁気圏から電離層に電流が流れ込んでいる、明け方のオーヴァルの高緯度側(および夕方の方のオーヴァルの低緯度側)では、磁気圏から入射するプロトンよりはむしろ、電離層から上空、磁気圏に逃げ去る電子が電流に寄与しているものと考えられる。しかし、現在に至るまで、これらの電流を構成する粒子やエネルギー分布などはよくわかっていない。

昼間側の Region-1 電流より高緯度には、region-1 と逆の polarity をもった電流が出入りしている。人工衛星の観測でこの電流が見られるのは、太陽風の磁場の南北成分 (IMF- B_z) が北向きのときに限られるようである。

果して、本当に IMF- B_z が北向きの時だけ現れるのか、それとも、IMF- B_z が南向きならば、この電流の polarity が Region-1 と同じになるので、存在するが分離ができなくなって見えなくなるだけなのか、いまのところよくわからない。しかし、後に述べるように、この電流が磁気圏の最外層で起こっている発電効果によるものであるなら、IMF- B_z の逆転によって電流の逆転が起こることは容易に理解できる。

8.7.2 オーロラ活動に伴う電流

オーロラの爆発的活動 (auroral substorm) はオーヴァルの真夜中付近から始まって、数分~十数分の間に、明るいオーロラの活動の領域は高緯度にも低緯度にも東西にも広がってゆく。これを、視野の狭い地上の観測点で見ていると、オーロラがたちまち

全天に広がる。このとき、オーロラの活動が広がった電離層領域には強い西向き電流が流れ、地上では極磁気嵐 (magnetic substorm) と呼ばれる磁場の変動が起こる。

この電流の起源は、まだ確認されていないが、磁気圏尾を流れていた電流の一部が途切れて、向きを変えて磁力線沿いに、地球の夜側の高緯度電離層に流れ込み流れ出す電流 (current wedge) と理解されている。磁気圏の夜側、赤道面近傍で衛星による観測を調べると、著しく後ろに引き延ばされた形になっていた磁場 (磁気圏尾電流が強くなって) が、オーロラ活動の始まりとともに dipole に近い形にもどるのがわかるので、この考えはおおまかには理解できる。ただし、さまざまな論文や書物に描かれたような、針金を流れる電流のようなイラストは正しくないし、誤解を生みやすい。電流は決して針金を伝わるように流れるのではなく、ある領域でどちらかに流れる電流があれば、必ずその周りにはその領域を取り巻いて逆向きの電流が流れる。電流の空間分布を考えない針金的な電流で磁気圏における実際の磁場変動を説明できたとしても、それは本当の説明にはならない。

なお、後に述べるように、オーロラの爆発的広がりの際には、オーロラの明るさは活動領域の一番西と北の外れで最も明るい。この領域に電子の入射が多く、大きい上向き電流が過渡的に発達するようである。しかし、どのようにして磁気圏尾の電流が途切れて、どのようにして途切れた電流が夜側の高緯度電離層に流れ込み流れ出すのか、本当のところはまだわかっていない。

8.8 磁場変動、電離層の遮蔽効果

既に述べたように、電離層の電子・イオン対の生成は主として太陽の紫外線による。従って、第7章で述べた電離層の電気伝導度は日照領域か日陰領域かで大きく変わる。すなわち、昼と夜、夏と冬とで大きな違いがある。このような、平均的電気伝導度の違いはオーロラ活動などに伴って局所的に加わる電流の磁場効果に大きな違いをもたらす可能性がある。

地球磁場の変動には、磁気嵐と呼ばれるもの、極磁気嵐と呼ばれるものがある。前者は磁気圏に捕らえられた高エネルギー粒子の作る赤道環電流で地球近傍の磁場強度が減少するもので、後者はオーロラ活動のおりにオーロラ電離層中を西向きに流れるジェット電流および関連する磁気圏電流によるものである。

実際に極光帯の地上でオーロラ活動に対応する磁場変動を観測すると、夏と冬とで変動の起こり方がかなり違うことがわかる。冬にはオーロラ活動が盛んでないときには

磁場変動はきわめて小さく、非常に静かになる。これに対して、夏にはオーロラ活動がそれ程でなくても磁場は常に中規模の変動を繰り返し、冬のように非常に静かな状態は希である。ところが一旦大きなオーロラ活動が始まると、冬には極端に静かな状態から極端に大きな磁場変動が始まる。これに対して夏には、大きなオーロラ活動に対応する磁場変動は冬側よりは小さい。一つの観測例が夏期、冬期の局所的 K 指数と全地球 K 指数 K_p の比較で知られる (Oguti, 1961)。夏期の局所 K 指数は比較的静かな部分では必ず K_p より大きく、逆に比較的荒れた部分では K_p より小さい。冬期はこの傾向が逆転し、静かな部分は K_p より小さく、荒れた部分では K_p より大きい。

この事実は次のことを意味する。全体の電気伝導度が大きい夏半球では常に電流が流れ易く、一般に磁場変動が起こり易いが、活発なオーロラ活動に由来する電気伝導度

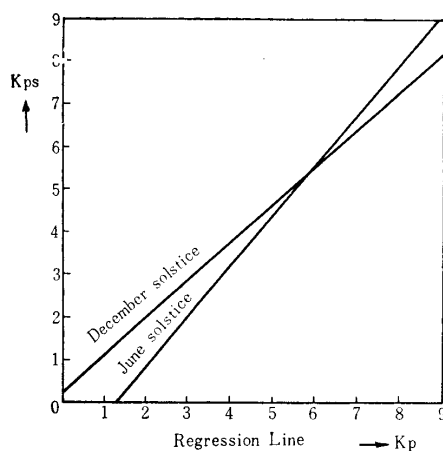


Fig.8-22 同時間の K_p 指数 (横軸) と local K 指数 (縦軸、昭和基地) の比較。June solstice と December solstice とで勾配に有意の違いが見られる (Oguti, 1961)。

の増大はあまり大きな磁場を地上にはもたらさない。これに対して、全体の電気伝導度が小さい冬半球では一般に電流が流れにくく磁場変動は小さいが、活発なオーロラ活動に由来する局所的な電気伝導度の増大とその変化によって流れる電流は地上に大きな磁場変動をもたらすと考えてよい。地上に現れる磁場の起源は、一つはホール電流、一つは電気伝導度の非一様性に基づく Pedersen 電流の一部であるが、冬半球で変動磁場が大きいのは後者、すなわち、バックグラウンドの伝導度が小さいために

伝導度の非一様性が大きく現れ、伝導度増大領域に沿って流れる jet 電流の磁場が地上に現れ易いためと考えられる。

電離層の上から伝播してくる磁場変動 (HM wave) は前節に述べた電気伝導度分布をもつ電離層に電流を誘起し、従って、地上で測定する磁場変動は当然電離層での誘導電流の磁場効果を含むものとなる。今もし電気伝導度が等方的なら、いかなる変動であれ、地上の磁場変動はただ単に電離層より上における変動の減衰したものに過ぎない。

実際には伝導度は著しく非等方であって電場に直角にも流れるから地上の磁場変動は減衰の効果だけではなく変動の仕方まで大きく変わる。

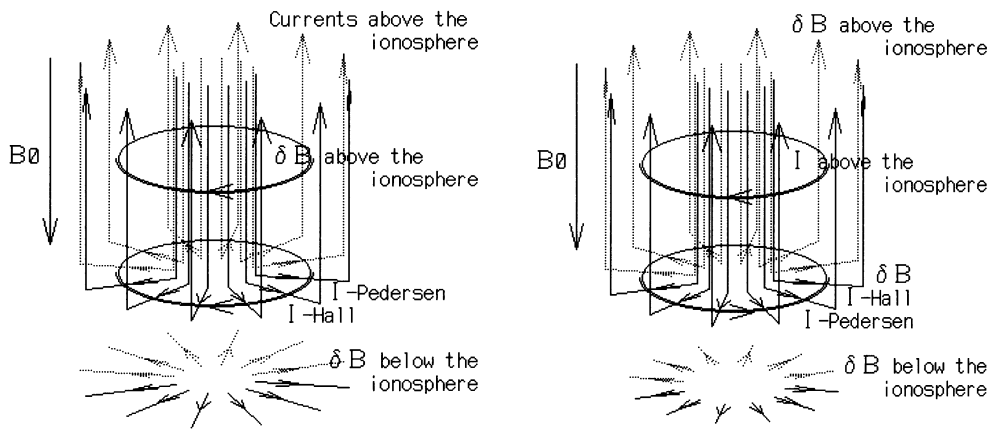


Fig.8-23 Shear Alfvén 波 (左) と Compressional Alfvén 波 (右) の
磁気圏側の電流・磁場、電離層電流および地上の磁場。

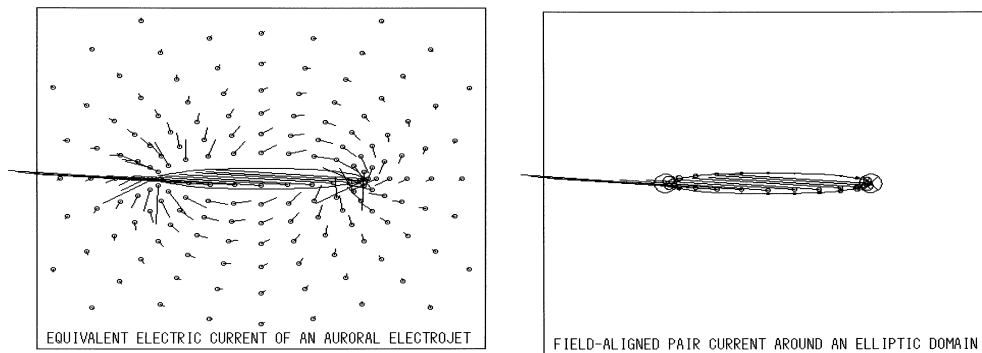


Fig.8-24 Equivalent な Auroral Electrojet (左) と沿磁力線電流+電離層電流の Electrojet (右)。

地上に現れる磁場は主として電離層内の渦電流の作る磁場であるが、磁力線が鉛直から傾いていれば、電流の流れ込む、あるいは流れ出す領域では沿磁力線電流とこれに接続する電離層電流の磁場も現れる。磁場が鉛直に近い場合には、電離層上部から shear Alfvén のモードで入射する磁場変化は Fig.8-23 左図のように放射状の誘導電場を持ち、従って電離層に放射状の Pedersen 電流と同心円的な Hall 電流を流す。この Hall 電流によって上部の捩じれ磁場変動は compressional モードに変換されて地上に伝わるとともに、磁気圏側にも反射される。すなわち、電離層で Shear Alfvén 波は Compressional

Alfvén 波に変換される。地上では divergence-convergence の変化磁場が観測される。これに対して Compressional Alfvén のモードで到来する磁場変動は Fig.8-23 右図のように同心円状の誘導電場を持ち、従って電離層に誘導する電流は、同心円的な Pedersen 電流と放射的な Hall 電流とであって、上から伝わる磁場の放射成分は減少し、従って compression の減衰が起こるだけである。

なお、磁力線が傾いている場合には流れ込み、及び流れ出しの領域に、Fig.8-27 に示すような双渦型の等価電流系で表現される磁場 (convergence と divergence のペア) が付随する。また、電気伝導度に非一様性があると、誘導された電流は電気伝導度の高い領域で多く、より遮蔽 (減衰) 効果が大きいだけでなく、電流が他より長く残るので、そのため電流系の形が時間的に変化し、磁場変動を一層複雑にする。

8.9 地上の変動磁場から電離層・磁気圏の電流を推定する

地上の磁場を知って電離層以上の電流分布を求める問題は一般に unique には解けない。例えば、前の節で述べた解は、電流が高さ 100 km の高さの球殻上で閉じていることを仮定して求めたものである。これが equivalent current である。すなわち、磁場観測から求められる変動磁場ポテンシャル V^e を

$$V^e = \sum_{n=1}^{\infty} V_n^e \quad \text{where}$$

$$V_n^e = a \left(\frac{r}{a} \right)^n \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta)$$

とすれば、これを電離層での電流関数

$$J = \sum_n \sum_m P_n^m(\cos \theta) (J_n^{mc} \cos m\theta + J_n^{ms} \sin m\theta)$$

と比較して係数を決めて、これを電離層電流とするものである。もし $r = a$ という電流層の高さの仮定を置かなければ unique な解は存在しない。これは、第一次近似の電離層 Hall 電流と見なせるものである。この電流が完全に Hall 電流なら、これから第一次近似の電場 ($\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$) が求められる。当然ながら、実際の電離層においては、このように求めた電場 (電位分布) は実際とは異なり、真の Hall 電流成分はこの中の一部に過ぎない。

例えばオーロラジェット電流の equivalent current は Fig.8-24 左図に示すようなもので、強いジェット電流の周辺には必ずジェット電流と逆向きのいわゆる return current

を伴っている。Equivalent current は電離層内で閉じることを要請されるのだから当然である。しかし、オーロラジェット電流の場合、実際に電離層に流れる電流の一部は必ず沿磁力線電流と結合して、Fig.8-24 右図のような成分を持っている。電流はジェットの東端で磁気圏から電離層に流れ込み、ジェット電流としてオーロラ中を西に流れて西端から磁気圏に流れだす電流である。実際にはジェット東端は高ポテンシャル、西端は低ポテンシャルで、従って電離層電流は右図のような電気伝導度の高いジェット領域だけを流れるのではなく、電離層全体にわたって+から-に、すなわちジェット領域以外では左図の電流の逆向きの電流が流れる。冬季夜間のように電離層の電気伝導度が極めて低い場合には、オーロラ活動に沿った高電気伝導度領域を流れる電流が卓越するので、近似的に右図に近い、電離層でショートした沿磁力線電流が流れると考えられる。

これらの図に示された二つの電流は、実際の電流としては著しく違っているが、磁力線が鉛直に近ければこれらが地上に及ぼす磁場は全く同じである。Fig. 8-24 の左、及び右図に示す電流が流れる時、地上にできる変動磁場分布は Fig. 8-25 に示す通りである。ジェットのやや北側に変動磁場の

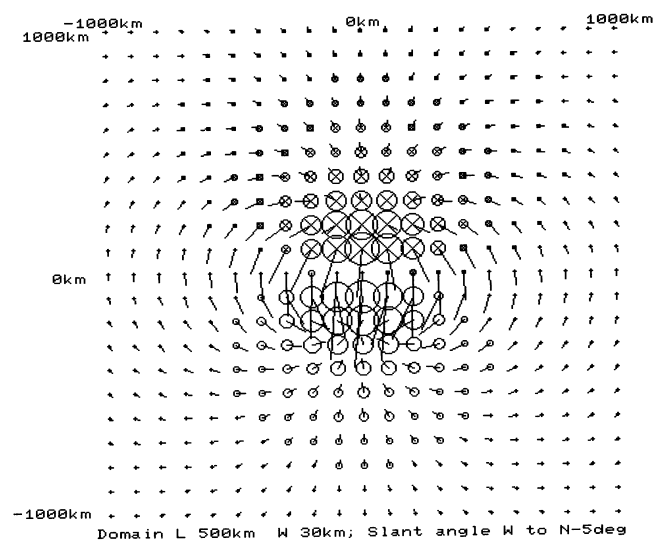


Fig.8-25 前掲Fig.8-24 の二つの電流系が地上に及ぼす変動磁場分布。

水平成分の divergence と鉛直下向き磁場が現れ、ジェットの南に水平成分の convergence と鉛直上向き磁場が現れる。

一方、最近では、電気伝導度分布の推定、沿磁力線電流の分布の観測を利用し、上に述べたような電流および磁場の性質を利用することによって、電離層及び磁気圏の電流を求めることがある程度可能である。

その手続きは概ね次のようなものである。いま、電離層の高さ方向に積分した水平電

流 \mathbf{I} は、同様に高さ方向に積分した Pedersen および Hall 伝導度 Σ_P 、 Σ_H を用いて

$$\mathbf{I} = \Sigma_P \mathbf{E} + \Sigma_H \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{E}}{B}$$

で表され、電流の連続条件から、沿磁力線電流 J_{\parallel} は

$$J_{\parallel} = -\nabla \cdot \mathbf{I}$$

と表現される。このとき、定常状態では、divergence への第2項、すなわち Hall 電流からの contribution は消える。

いま磁場の伏角を χ 、電場ポテンシャルを ϕ とおくと、上の式は

$$J_{\parallel} \sin \chi = \nabla \cdot (\Sigma_P \nabla \phi)$$

となる。従ってこの式にオーロラ観測から推定された電気伝導度 Σ_P 、沿磁力線電流 J_{\parallel} を与えれば、電位分布 ϕ を求めることができ、電離層電流と沿磁力線電流とを決定できる (e.g., Kamide and Matsushita, 1979)。ただ、電気伝導度の分布、沿磁力線電流の分布および電位分布は本来互いに独立ではあり得ないから、この式にこれら相互のありそうな関係を取り入れ、逐次近似的に解くことが要求される。

求められた電離層電流および沿磁力線電流を用いて地上の磁場を見積もることができる。こうして求めた磁場分布から再び equivalent current の電流関数を見積もることができる。もし、同時に磁場分布の実測があれば、これから得られた電流関数と先に求めた電流関数とを比較し、これらがよく一致すれば、ここで使った沿磁力線電流の分布、および電気伝導度の推定値の分布が概ね正しかったことを意味し、かつ、求めた電場も合理的な分布であることを意味する。しかし、一般には、両者には差異ができる。

この差異は、与えた電気伝導度、および沿磁力線電流の分布の inconsistent な部分から来るもので、差異が小さくなる向きに、電流分布と電気伝導度を調整することによって、差異がゼロに収斂して行けば、その値こそ、地上の磁場分布に基づいて得られる、もっとも有りそうな電流および電気伝導度分布である。

また、沿磁力線電流の観測がなくても、地上の変動磁場と、オーロラ分布から推定した電気伝導度の分布を用いて上の式を解けば沿磁力線電流を求めることができる。しかし、この場合には、まず第一次の電場、すなわち equivalent current を Hall current とする電場を使って上の式を解いて沿磁力線電流の分布を求め、この電流を含む電流分布を使って地上磁場、及び二次元の equivalent current を計算し、これと実際の equivalent

current を比較して差異の分布を求める。この場合には、差異のよって来るところは主として電場に存在するから、電場分布を調整しながら逐次近似すればよい。

前の場合と同じく、上式によって求めた equivalent current が磁場から求めた equivalent current に収斂すれば、それは測定された磁場分布に対して、仮定した、あるいはオーロラから推定した電気伝導度分布が consistent であることを意味し、同時に求めた沿磁力線電流の分布が尤もらしい分布であることを意味する。

沿磁力線電流と地上の磁場変動に関する注意

ときに気づく間違い、あるいは勘違いの例として、沿磁力線電流が地上に rotational な磁場を作るというのがある。当然ながら、大気から地面に significant な電流は流れていないから、地上で測定する磁場は irrotational な potential 場であって、決して rotational な場は含まない。電流のうち、沿磁力線部分だけをとりだして地上の rotational な磁場の議論をするのは意味がないだけでなく、議論そのものが間違いである。電流は必ず閉じなければならず、磁場は閉じた電流で見積らなければ意味がないからである。閉じた電流系を考える限り、地上で測定する磁場は potential 場であって、たとえば水平成分については、常に divergence と convergence をもち、irrotational であることは銘記さるべきである。

もっと頻繁に見られる間違いに、地上の磁場変動から直接、電離層の Pedersen 電流を求める問題がある。即ち、地上での磁場変動を $\Delta \mathbf{B}$ として一様な電離層電流を仮定して

$$\begin{aligned}\Delta B_x &= -\frac{\eta}{2}\mu_0 j_y = -\frac{\eta}{2}\mu_0(\Sigma_{yx}E_x + \Sigma_{yy}E_y) \\ \Delta B_y &= \frac{\eta}{2}\mu_0 j_x = \frac{\eta}{2}\mu_0(\Sigma_{xx}E_x + \Sigma_{xy}E_y)\end{aligned}$$

ここに $\eta = 1 \sim 2$ として、かつ、Hall conductivity と Pedersen conductivity の比がわかっているとして Pedersen 電流を求めることである。この電流の扱いは明らかに間違いで、地上の磁場 $\Delta \mathbf{B}$ には Pedersen 電流の磁場はそのままの形では入っていない。特に高緯度では、磁場と電流との関係は近似的に

$$\begin{aligned}\Delta B_x &= -\frac{\eta}{2}\mu_0 \Sigma_{yx} E_x \\ \Delta B_y &= \frac{\eta}{2}\mu_0 \Sigma_{xy} E_y\end{aligned}$$

でなければならない。

これも、電流が閉じなければならないことを無視した結果起こる間違いである。すなわち、磁場を求めるには電流は閉じていなければならない、Pedersen 電流は直接沿磁力線電流(並びに磁気圏での dynamo 電流)と閉回路をつくって閉じる成分で、従って Pedersen 電流の作る磁場は、沿磁力線電流の作る磁場と足し合わせてはじめて意味がある磁場となる。実際、もし電離層の電気伝導度が空間的に一様で、Fig.8-26 の中央の図のように、もとの磁場が電離層に垂直なら(高緯度ではほぼ垂直である)、沿磁力線電流の磁場と Pedersen 電流の磁場とはすべて電離層より上に閉じ込められ、電離層より下では完全に打ち消して、磁場は全く現れない(*e.g.*, Tamao, 1964; Fukushima, 1969)。これらの電流の磁場成分が電離層より下に現れるためには、

- I. 磁力線が垂直から傾いているか、
- II. 電離層の電気伝導度が空間的に一様でないか、

の二つの場合しかない。オーロラジェット電流の磁場は後者の例である。これはきわめて一般的なことでかつ基礎的な常識であるから十分に理解しておく必要がある。

特に、高緯度地方で HM 波動の電離層への入射の議論のように、電離層を一様な電気伝導度の領域と考える場合には、地上の磁場が電離層の渦電流だけで作られていること、沿磁力線電流と結合する放射状電流は地上の磁場にほとんど寄与していないことを忘れてはならない。

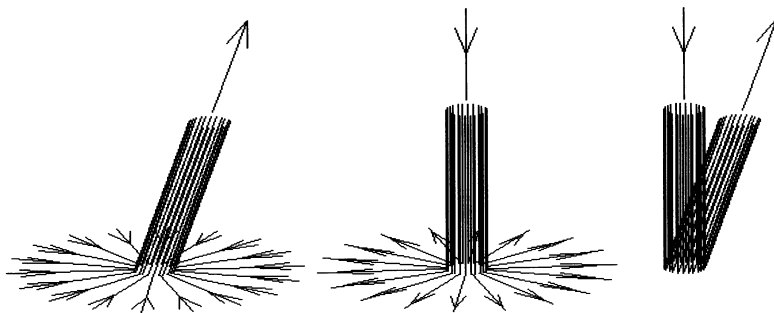


Fig.8-26 斜めの上向き沿磁力線電流とこれに接続する Pedersen Current (左) が地上に及ぼす磁場は、鉛直下向き沿磁力線電流とこれに接続する Pedersen current (中央) の磁場を加えても変わらないから、等価的に右図、嘴型の電流の磁場と同じである。

磁場が鉛直でなく傾いているために地上に現れる沿磁力線電流と Pedersen 電流の結合電流が作る磁場は、簡単に Fig.8-26 によって次のように見積もることができる。すなわち、鉛直下向きの沿磁力線電流と Pedersen 電流との結合形 (Fig.8-26 中央図) は地上

に磁場を及ぼさないから、実際の場合に相当する斜めの上向き沿磁力線電流と Pedersen 電流の結合 (Fig.8-26 左図) にこの電流を加えても地上の磁場は変わらない。よって、地上の磁場は、鉛直の下向き沿磁力線電流と Pedersen 電流との結合形 (Fig.8-26 中央図) と斜めの上向き沿磁力線電流と鉛直の沿磁力線電流の結合形 (同右図) の和、つまり、Fig.8-26 右側の図のような嘴型の電流として表現される。

この回路が作る磁場は、嘴をまたぐ形で、またいだ一方が水平成分では divergence、もう一方が convergence となる。Fig.8-27 がその地上の磁場分布の一例で、地磁気伏角 80 度の磁力線沿いの上向きの沿磁力線電流とこれに接続する Pedersen 電流の作る磁場である。磁気子午線右側に z 成分が上向きで水平成分の convergence の領域が、左側に z 成分が下向きで水平成分が divergence の領域が現れる。

この磁場分布から、等価電流系は、嘴の向きに流れる電離層電流とその return current という二つ渦型の等価電流系で表されることが直ちに知られる。Westward electrojet の西の端、westward traveling surge の下や、shear Alfvén 波動の電離層端の下ではこの磁場効果が見られる筈である。また、もしこのような電流系が region-1 電流などと同じように緯度圏に沿って横に延びていると、その中

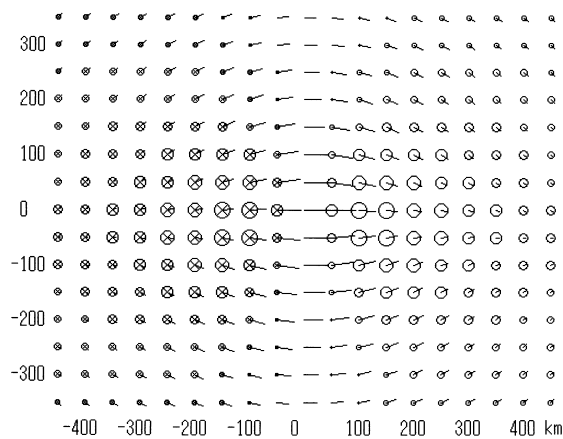


Fig.8-27 斜めの上向き沿磁力線電流とこれに接続する Pedersen Current が地上に作る磁場。地磁気伏角 80 度、電離層 (嘴型電流の先端) 高度 100 km とした場合。

央部では地上に漏れ出る磁場は弱く、電流系の端のところではその効果が見られる筈である。明け方の region-1 電流の昼側の端では磁場の divergence が、逆に夜側の端では磁場の convergence が、また、夕方の region-1 電流でも同じく昼側の端に磁場の divergence が、夜側に convergence が現れる筈であるが、この点はまだ十分調べられていない。

REFERENCES

Akasofu, S. -I., J. C. Cain, and S. Chapman, The Magnetic Field of a Model Radiation

- Belt, Numerically Computed, *J. Geophys. Res.*, **66**(12), 4013–4026, 1961.
- Barbier, D., G. Weill, and J. Glaume, L'émission de la raie rouge du ciel nocturne en Afrique, *Ann. Geophys.*, **17**, 305–318, 1961.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, 1. The initial phase, *Terr. Mag. Atmos. Electr.*, **36**, 77–97, 171–186, 1931.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, 1. The initial phase (continued), *Terr. Mag. Atmos. Electr.*, **37**, 147–156, 421–429, 1932.
- Fejer, J. A., Atmospheric tides and associated magnetic effects, *Rev. Geophys.*, **2**(2), 275–309, 1964.
- Frank, L. A., K. L. Ackerson, and D. M. Yeager, Observations of Atomic Oxygen (O+) in the Earth's Magnetotail, *J. Geophys. Res.*, **82** (1), 129–134, 1977.
- Fukushima, N., Equivalence in ground geomagnetic effect of Chapman-Vestine's and Birkeland-Alfvén's electric current systems for polar magnetic storms, *Rept. Ionos. Space Res. Japan*, **23**, 219–227, 1969.
- Heppner, J. P., and N. C. Maynard, Empirical high-latitude electric field models, *J. Geophys. Res.*, **92**, 4467–4489, 1987.
- Hirono, M. On the Influence of the Hall Current to the Electrical Conductivity of the Ionosphere. I, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **2**, 1–8, 1950.
- Iijima, T., and T. Potemra, The Amplitude Distribution of Field - Aligned Currents at Northern High Latitudes Observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, **81** (13), 2165–2174, 1976.
- Iijima, T., and T. Potemra, Large - Scale Characteristics of Field - Aligned Currents Associated with Substorms, *J. Geophys. Res.*, **83** (A2), 599–615, 1978.
- Johnson, R. G., R. D. Sharp, and E. G. Shelley, Observations of ions of ionospheric origin in the storm - time ring current, *Geophys. Res. Lett.*, **4** (10), 403–406, 1977.
- Kamide, Y., and S. Matsushita, Simulation studies of ionospheric electric fields and currents in relation to field-aligned currents 1. quiet periods, *J. Geophys. Res.*, **84**, 3098–4083, 1979.
- Kokubun, S., Dynamics of the magnetotail during magnetic storm: Review of ISEE 3 and GEOTAIL observations, in *Magnetic Storm*, Geophysical Monograph 98, edited by B.T Tsurutani *et al.*, 117–130, AGU, Washington DC, 1997.
- Kokubun, S., *et al.*, Large field events in the distant magnetotail during magnetic storms, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **48**, 561–575, 1996.
- Maeda, H., The Vertical Distribution of Electrical Conductivity in the Upper Atmosphere, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **5**, 94–104, 1953.
- Maeda, H., Horizontal Wind Systems in the Ionospheric E-region Deduced from the Dynamo Theory of the Geomagnetic Sq Variation - Part I. Non-rotating Earth, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **7**, 121–132, 1955.
- Maeda, H., *Proc. Int'l Conf. on Ionosphere*, 187–190, 1963.
- Maeda, H., Electric fields in the magnetosphere associated with daily geomagnetic

- variations and their effects on trapped particles, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **26**, 1133–1138, 1964.
- Matsushita, S., Global Presentation of the External Sq and L Current Systems, *J. Geophys. Res.*, **70**, 4395–4398, 1965.
- Nagata, T., and S. Kokubun, An additional geomagnetic daily variation in field (Sq-field) in the polar region on geomagnetically quiet days, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, **XVI**, 256–274, 1962.
- Nakamura, R., T. Oguti, and GADC Research Group, Drifts of auroral structures and their relationship to geomagnetic activity, *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*, **2**, 96102, 1989.
- Oguti, T., K-indices at Syowa Station, Antarctica, *Antarctic Record*, **13**, 1084–1090, 1961.
- Oguti, T., Magnetosphere inflation due to equatorial ring current, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **47**, 347–352, 1995.
- Parker, E. N., Dynamics of the geomagnetic storm, *Space Sci. Rev.*, **1**, 62–99, 1962.
- Rishbeth, H., and O. K. Garriott, *Introduction to Ionospheric Physics*, Academic Press, 136, 1969.
- Shinohara, M., and K. Yumoto, private communication, 2000.
- Tamao, T., The structure of three-dimensional hydromagnetic waves in a uniform cold plasma, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **16**, 89–114, 1964.
- Vestine, E. H., L. Laporte, I. Lange, and W. E. Scott, The geomagnetic field, its description and analysis, *Carnegie Inst. Washington Publ.*, **580**, 390, Washington D. C., 1947.
- 松浦延夫, 極域の超高層大気と電離圏, 南極の科学 2 オーロラと超高層大気, 国立極地研究所編, 古今書院, 1983.
- 理科年表, 1996.

Chapter 9

磁気圏・電離圏プラズマ波動

磁気圏の荷電粒子が大気中に入射し、オーロラを発光させるとき、粒子の入射機構には第6章で述べた沿磁力線電場による下向きの加速に加えて、もう一つの機構が存在するようである。それは、粒子のピッチ角を散乱させて入射させるものである。磁気圏のプラズマ粒子のうち、磁気ミラーによる反射点が低くて大気粒子との衝突が多いと粒子はそこで熱化されてしまうので、反射点の低い、速度分布がいわゆる loss cone に入っているものは電離層で急速に失われる。従って、通常は、磁気圏の荷電粒子は loss cone 内の粒子束を欠いた分布となっている筈で、この状態ではそれ以上粒子は入射しない。しかし、ピッチ角散乱が起こって粒子が loss cone 内に再配分されれば、散乱が起こっている間は粒子は入射できる。粒子のピッチ角散乱はプラズマ波動に依るものと考えられている。

この章では、オーロラ粒子の入射の大きな部分を受け持つ粒子-波動相互作用について一般的な概略を述べる。しかし、後のいくつかの章で詳しく触れるように、ここに述べる事柄が実際に磁気圏で起こっているのかどうかは必ずしも確かめられていない。

9.1 プラズマの性質

中性気体で、かつ、重力が無視できれば、その中に存在する波動は音波だけであるが、磁化プラズマ中にはさまざまな種類の波動が存在する。その訳は、プラズマは電子とイオンの混合気体であって、それぞれの種類 i の粒子の電荷の反発力と質量に関するプラズマ振動の周波数、および、粒子運動に磁場が関係して、それぞれの粒子が磁場によって回転するジャイロ周波数などたくさんの特性周波数をもっているからである。

ここでは、まず、基礎的なプラズマの概念から始めよう。プラズマは同一電荷の反発力のために巨視的にはquasi-neutrality

$$n_e e_e + n_i e_i = 0$$

を保たなければならない。今世紀始めに、太陽から地球に電子群が飛来するというゴートシュタインやビルケランドの考えを、単一電荷の荷電粒子の発散ということでシュスターやリンデマンたちが厳しく批判したのはこの点であった。しかし、プラズマは微視的にはneutralではない。+イオンの周りには電子が集まって、イオンから電子雲にいたる領域にある電位分布を作りだす。電子はイオンで形成される電位分布の中で熱力学的平衡状態にあるとすればボルツマン分布

$$n_e(r) = n_{e0} \exp\left(-\frac{|e|V}{kT_e}\right) \simeq n_{e0} \left(1 - \frac{|e|V}{kT_e}\right)$$

となり、電位 V はポアソン方程式

$$\nabla^2 V = \frac{|e|}{\epsilon_0} (n_0 - n_e) \simeq \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 k T_e} V$$

を充たす。ここで

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n e^2}}$$

なる量をデバイ長 (Debye length) と呼ぶ。デバイ長の意味は、ポアソンの式を積分して得られるイオンの周りの電位分布

$$V = \frac{r_i}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right)$$

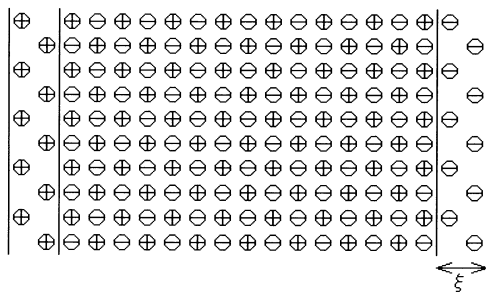


Fig.9-1 電子群のずれ。

の形から直ちに知られる。すなわち、デバイ長とは電子雲がイオンのクーロンポテンシャルを遮蔽する距離である。

さて、いま、プラズマ中に局所的な電荷の過剰が生じたとすれば、軽い電子は直ちに移動して過剰を打ち消すが、電子の慣性のために平衡の位置を通り過ぎて今度は逆の過剰を生ずる。こう

して起こる振動が電子プラズマ振動である。

一次元の問題として考えると、電子密度を $n_e = n_0 + \delta n_e$ として電子の平衡位置からのずれを ξ とおけば、速度は $\mathbf{v} = \partial \xi / \partial t$ であるから、連続の式 $\partial n_e / \partial t + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}) = 0$ を時間積分して、一次元の場合にプラズマの端における電子の過剰は

$$\Delta n_e = -n_0 \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

と表され、この過剰電荷によるポアソン方程式は

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -|e| \frac{\Delta n_e}{\epsilon_0} = |e| \frac{n_0}{\epsilon_0} \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

となる。これを x について積分して電場 E を求め、電子に働く電場の力 $F = -|e| E$ を使うと電子の運動方程式として

$$m_e \frac{d^2 \xi}{dt^2} + \frac{e^2 n_0 \xi}{\epsilon_0} = 0$$

が得られる。これを解けば

$$\xi = \xi_0 \sin \omega_e t \quad \text{where} \quad \omega_e = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

となって、電子プラズマ振動の解が得られる。電子プラズマ周波数 f_{pe} は

$$f_{pe} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}} \simeq 9 \times 10^3 \sqrt{n_e (\text{cm}^{-3})} \quad \text{Hz}$$

である。

また、もし、イオンの振動を考えれば、イオンの密度変化は

$$\Delta n_i = -n_0 \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

で、電子の密度変化はポテンシャル構造 V に従って

$$\Delta n_e = n_0 \left\{ \exp \left(\frac{|e_e| V}{k T_e} \right) - 1 \right\} \simeq n_0 \frac{|e_e| V}{k T_e}$$

となり、ポアソンの式

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{|e_e|}{\epsilon_0} (\Delta n_i - \Delta n_e) = |e_e| \frac{n_0}{\epsilon_0} \left(-\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{|e_e| V}{k T_e} \right)$$

から、

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = |e_e| \frac{n_0}{\epsilon_0} \left(-\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{|e_e|}{kT_e} \frac{\partial V}{\partial x} \right)$$

を得る。この式とイオンの運動方程式 $m_i(d^2\xi/dt^2) = e_i E$ とから

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{d^2 \xi}{dt^2} + \frac{e^2 n_0 \xi}{\epsilon_0 m_i} \right) - \frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 k T_e} \frac{d^2 \xi}{dt^2} = 0$$

の関係が得られる。ここで ξ を $\xi = \exp j(\omega t - 2\pi x/\lambda)$ という波動の形にして ω を求めれば

$$\omega = \sqrt{\frac{e_e^2 n_0}{\epsilon_0 m_i}} \left(1 + \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{4\pi^2 k T_e} \right)^{-\frac{1}{2}} = \Pi_i \left(1 + \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{4\pi^2 k T_e} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

となって、もし()の第二項が無視できればイオンのプラズマ周波数となる。逆にもし第一項が無視できる場合は音波になる。

一般にはイオンは一価とは限らないから価数を Z とすれば、イオンプラズマ周波数は

$$f_{pi} = \frac{\Pi_{pi}}{2\pi} = \sqrt{\frac{e^2 Z^2 N_i}{\epsilon_0 m_i}} \simeq 210 \times Z \sqrt{\frac{m_p}{m_i} n_i (\text{cm}^{-3})}$$

と表される。更に、粒子に磁場が関係すると、それぞれの粒子が磁場によって回転するジャイロ周波数

$$f_{He} = \frac{\Omega_e}{2\pi} = \frac{eH}{2\pi m_e} \simeq 2.8 \times 10^6 B(\text{Gauss}) \quad \text{Hz}$$

$$f_{Hi} = \frac{\Omega_i}{2\pi} = \frac{eH}{2\pi m_i} \simeq 1.5 \times 10^3 Z \frac{m_p}{m_i} B(\text{Gauss}) \quad \text{Hz for various ions}$$

などの特性周波数が現れる。プラズマ中を伝わる波動は、これらのたくさんの特性周波数によって大きな影響を受けるのである。

9.2 プラズマ波動

プラズマ中の波動は一般的には次のように考えていい。まず、Maxwell の方程式

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{i} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \qquad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

から始める。 ρ は電荷密度であるが、前述のようにプラズマ中ではほとんど neutrality が保たれるので、ここではゼロとおく。電流密度 \mathbf{i} は、プラズマ粒子の速度分布関数を $f_i(\mathbf{v})$ とおいて

$$\mathbf{i} = \sum_i \int_{\mathbf{v}} q_i f_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$$

によって得られるが、ここでは前に求めた $\mathbf{i} = [\sigma] \mathbf{E}$ を用いる。

いま、波を一様な平面波成分に分解して

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\}$$

とおけば、

$$\nabla \times \mathbf{H} = [\sigma] \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \left(\epsilon_0 + \frac{[\sigma]}{j\omega} \right) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = [\epsilon] \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

が得られる。ここに

$$[\epsilon] = \epsilon_0 + \frac{[\sigma]}{j\omega}$$

としてある。よって

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 [\epsilon] \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

ここで $\nabla \times \mathbf{E}$ の式の rotation をとると

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \nabla \times \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \epsilon_0 [\epsilon'] \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \epsilon_0 [\epsilon'] \omega^2 \mathbf{E}$$

となり、これから

$$k^2 \mathbf{E} - \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) - \mu_0 \epsilon_0 [\epsilon'] \omega^2 \mathbf{E} = 0$$

が得られる。もし、cold plasma の近似で、 $[\epsilon']$ を磁場に沿った回転座標で表せば

$$[\epsilon'] = \begin{bmatrix} \epsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_l & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_p \end{bmatrix}$$

となる。ここに

$$\epsilon_r = 1 - \sum_i \frac{\Pi_i^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - j\frac{\nu_i}{\omega} + \frac{\Omega_i}{\omega}} = R$$

$$\epsilon_l = 1 - \sum_i \frac{\Pi_i^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - j\frac{\nu_i}{\omega} - \frac{\Omega_i}{\omega}} = L$$

$$\epsilon_p = 1 - \sum_i \frac{\Pi_i^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - j\frac{\nu_i}{\omega}} = P$$

で、既に述べたように $\Pi_i = \sqrt{\frac{N_i q_i^2}{\epsilon_0 m_i}}$ はプラズマ角周波数、 $\Omega_i = \frac{q_i B_0}{m_i}$ はサイクロトロン角周波数である。

また、磁場方向を z -軸にとった直交座標では

$$[\epsilon'] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}$$

となり、それぞれの成分は

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon_{yy} = \frac{1}{2}(\epsilon_r + \epsilon_l) = S \\ \epsilon_{xy} &= -\epsilon_{yx} = \frac{1}{2}j(\epsilon_r - \epsilon_l) = D \\ \epsilon_{zz} &= \epsilon_p = P \end{aligned}$$

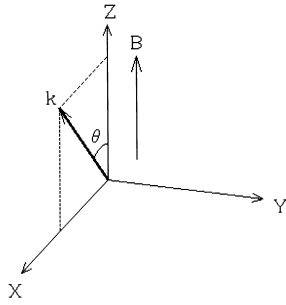


Fig.9-2 磁場 \mathbf{B} と波数ベクトル \mathbf{k} 。

で与えられる。

電場 \mathbf{E} に関するこの式で \mathbf{E} が有限の値を持つためには、係数の行列式がゼロでなければならない。係数行列式=0 の関係から、波数 \mathbf{k} と周波数 ω の関係を定める、いわゆる分散方程式が得られる。

波数ベクトル \mathbf{k} が x - z 面内にあつて、磁場 \mathbf{B}_0 と波数ベクトル \mathbf{k} のなす角が θ であれば、屈折率 $n = ck/\omega$ を用いて上の電場 \mathbf{E} の式を書き直して、

$$\begin{bmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & D & n^2 \sin \theta \cos \theta \\ -D & S - n^2 & 0 \\ n^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix} \mathbf{E} = 0$$

が得られる。これは直ちに

$$An^4 - Bn^2 + C = 0$$

の形にまとめられ、ここに

$$\begin{aligned} A &= S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta \\ B &= RL \sin^2 \theta + PS(1 + \cos^2 \theta) \\ C &= PRL \end{aligned}$$

となる。従って、屈折率 n は

$$n^2 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

で与えられる。

また、上の式を角 θ について整理すると

$$\tan^2 \theta = -\frac{P(n^2 - R)(n^2 - L)}{(Sn^2 - RL)(n^2 - P)}$$

となつて、 $\theta = 0$ 、 $\theta = \pi/2$ における分散方程式が直ちに求められる。

9.2.1 正常波と異常波

上の式で $\theta = 0$ 即ち磁場方向に伝わる場合は $n^2 = R$ あるいは $n^2 = L$ 、あるいは $P = 0$ である。例として $n^2 = R$ をとれば

$$(n^2 - S)E_x - DE_y = 0 \quad \text{から}$$

$$(R - S)E_x = DE_y \quad \text{となり、定義によって}$$

$$\frac{R - L}{2}E_x = -j\frac{R - L}{2}E_y \quad \text{よつて} \quad E_y = -jE_x$$

が得られ、 $n^2 = R$ の波は右回りの円偏波であることが知られる。同様に $n^2 = L$ は左回りの円偏波の波であることがわかる。

磁場に垂直に伝わる波の場合には $\theta = \pi/2$ で、 $n^2 = P$ または $n^2 = RL/S$ となる。いま、 $n^2 = P$ なら上と同様に

$$(n^2 - S)E_x - DE_y = 0 \quad \text{から}$$

$$(P - S)E_x - DE_y = 0 \quad \text{が得られ、これと}$$

となり、ここで $\theta = 0$ は $R \rightarrow \infty$ 、または、 $L \rightarrow \infty$ で実現する。 $R \rightarrow \infty$ は右回り偏波の波の周波数が電子のサイクロトロン周波数、 Ω_e に一致するところで起こり、電子サイクロトロン共鳴と呼ばれ、また、 $L \rightarrow \infty$ は左回り偏波の波の周波数がイオンのサイクロトロン周波数 Ω_i と一致するところで起こり、イオンサイクロトロン共鳴と呼ばれる。

また上の式から、垂直伝播の波の共鳴は、 $S = 0$ 、で起こることもわかる。この共鳴は hybrid 共鳴と呼ばれるものである。共鳴周波数は

$$\omega_{U,L}^2 = \frac{\Pi_e^2 + \Pi_i^2 + \Omega_e^2 + \Omega_i^2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Pi_e^2 + \Pi_i^2 + \Omega_e^2 + \Omega_i^2}{2}\right)^2 - \Omega_e \Omega_i (\Pi_e^2 + \Pi_i^2 + \Omega_e \Omega_i)}$$

となって、

$$\omega_{UHR}^2 \sim \Pi_e^2 + \Omega_e^2$$

$$\omega_{LHR}^2 \sim \frac{1}{\frac{1}{\Pi_i^2 + \Omega_i^2} + \frac{1}{\Omega_i \Omega_e}}$$

が得られる。これらは、それぞれ upper hybrid resonance frequency、lower hybrid resonance frequency と呼ばれる。

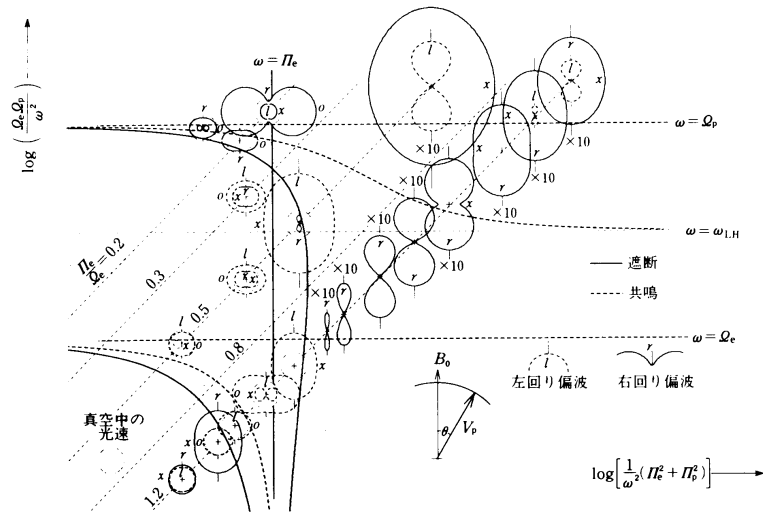


Fig.9-4 プラズマ波動の CMA ダイアグラム。

冷たいプラズマ中を伝わる波動の特性について概観するには、先に示した $\omega - k$ diagram の他に、いわゆる CMA-diagram (Clemmow and Mullaly, 1955; Allis, 1959) が便利である。波の周波数のサイクロトロン周波数に対する逆数を縦軸に、同じくプラ

プラズマ周波数に対する逆数を横軸にとって、前節で述べたさまざまな共鳴や吸収を境界とする領域に分割するもので、それぞれの領域には特有の波の性質が現れる。

例えば波の周波数がプラズマ周波数及びサイクロトロン周波数のいずれよりずっと高い左下の隅の領域は、波動が電子を少し振動させるがイオンは全く動かさず、真空中でと同じように伝わるいわゆる準自由空間波領域であるし、逆に周波数がいずれよりずっと低い右上の領域は磁気流体波領域と呼ばれるところで、波動に対してイオンも電子も全く同じように振動する。両者の中間の周波数域では波に対して電子の振動とイオンの振動とがいろいろな仕方で起こって複雑な特性を示す。また、右下の、プラズマ周波数よりは十分に高いがサイクロトロン周波数より低い領域にはいかなる波動も伝わるできないことがわかる。

9.3 波の速度と屈折率

位相屈折率を決める式の形からわかるように、通常、位相屈折率 n_p は複素数で

$$n_p = \mu_p - j\chi_p$$

と表される。複素屈折率の実部 μ_p は電波の位相速度 v_p と

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\mu_p}$$

で結ばれる。また、Maxwell の式 $\nabla \times \mathbf{B} = \epsilon\mu\partial\mathbf{E}/\partial t$ を

$$\mathbf{k} \times \mathbf{B} = -\epsilon\mu\omega\mathbf{E}$$

と書き替えれば

$$\frac{|E|}{|B|} = \frac{k}{\omega} \frac{1}{\epsilon\mu} = \frac{1}{v_p} \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \frac{c\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n_p}$$

となって、屈折率 n の大きい程、磁場の割合が大きく、波は磁波の性質を持つことが知られる。後に述べる波の共鳴の場合やあるいはホイッスラー波のように屈折率の大きい場合がこれに当たる。また、複素屈折率の虚部 χ_p と電波の吸収係数 κ とは

$$\kappa = \frac{\omega\chi_p}{c}$$

の関係にある。

9.3.1 群速度

電波のエネルギーが伝わるのは位相速度によってではなく、群速度によってである。群速度は波群の全体波形が伝わる速度で、例えば二つの接近した振幅、波数、振動数を持つ二つの波

$$\eta_1 = A \sin(kx - \omega t)$$

$$\eta_2 = (A + \delta A) \sin\{(k + \delta k)x - (\omega + \delta \omega)t\}$$

による喰りは

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_1 + \eta_2 \\ &= 2A \cos\left\{\frac{1}{2}(\delta k \cdot x - \delta \omega \cdot t)\right\} \sin\left\{\left(k + \frac{\delta k}{2}\right)x - \left(\omega + \frac{\delta \omega}{2}\right)t\right\} + \delta A \sin\{(k + \delta k)x - (\omega + \delta \omega)t\} \\ &\simeq 2A \cos\left\{\frac{1}{2}(\delta k \cdot x - \delta \omega \cdot t)\right\} \sin(kx - \omega t) \end{aligned}$$

となって、その包絡線、すなわち、波長が $4\pi/\delta k$ で周期が $4\pi/\delta \omega$ の波が伝わる速さ v_g は

$$v_g = \frac{\delta \omega}{\delta k}$$

であることがわかる。

一般に孤立波形を考え、その振幅の波数に対する分布を正規形とすれば波群の全体波形は

$$\eta = A \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-\alpha(k' - k)^2\} \sin\{k'x - \omega(k')t\} dk'$$

と表される。 $\alpha \gg 1$ のとき、被積分関数は $k \sim k'$ の近傍だけで有限の値をとるから、積分範囲に関わらず

$$\omega(k') \simeq \omega(k) + (k' - k) \frac{d\omega}{dk}$$

と近似でき、この近似のもとでは

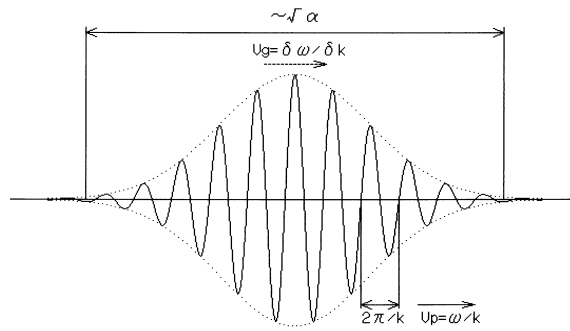


Fig.9-5 波群と位相波。

$$\sin\{k'x - \omega(k')t\} = \sin(kx - \omega t) \cos\{\delta k(x - \frac{d\omega}{dk}t)\} + \cos(kx - \omega t) \sin\{\delta k(x - \frac{d\omega}{dk}t)\}$$

の右辺第二項は無視できるから、第一項の $\sin(kx - \omega t)$ を積分の外へ出して

$$\begin{aligned} \eta &\simeq A \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \sin(kx - \omega t) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\alpha \delta k^2) \cos\{\delta k(x - \frac{d\omega}{dk}t)\} d\delta k \\ &= A \exp\left\{\frac{1}{4\alpha} \left(x - t \frac{d\omega}{dk}\right)^2\right\} \sin(kx - \omega t) \end{aligned}$$

となり、波群の包絡線(波のエネルギー)は

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}}(k v_p)$$

の群速度で進行することが知られる。

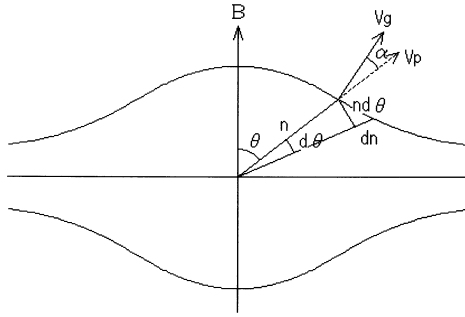


Fig.9-6 位相波、波群の伝搬角。

群屈折率 n_g は

$$n_g = \frac{c}{v_g} = \frac{\partial}{\partial \omega}(\omega n_p)$$

で定義される。また、位相屈折率の場合と同じく、群屈折率も実部と虚部とに分離して

$$n_g = \mu_g - j\chi_g$$

と表される。

波群(エネルギー)の伝搬速度

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = \mathbf{k} \frac{\partial \omega}{\partial k} + \theta \frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial \theta}$$

及び位相速度

$$\mathbf{v} = \frac{c}{\mathbf{n}} = \frac{\omega}{\mathbf{k}}$$

から、磁場と \mathbf{k} とのなす角を θ とすれば、波群(エネルギー)の伝搬ベクトルは常に refractive index surface $n(\theta)$ に垂直であることがわかる。また、位相速度と群速度のなす角を α とすれば

$$\tan \alpha = \frac{\left[\frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \right]_k}{\left[k \frac{\partial \omega}{\partial k} \right]_\theta} = -\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \theta}$$

であることが知られる。

この関係から、波群の伝搬方向と磁場のなす角を ψ として

$$\tan \psi = \tan(\theta + \alpha) = \frac{\tan \theta - \frac{\partial n}{n \partial \theta}}{1 + \tan \theta \frac{\partial n}{n \partial \theta}}$$

の関係が知られる。これによって波のエネルギー伝搬経路がどれ位磁場に沿うか、外れるかの目安が得られる。 $\partial n / \partial \theta > 0$ なら $|\psi| < |\theta|$ となって、エネルギー伝搬経路がより磁力線に近づくことがわかる。

9.4 プラズマ中の準自由空間波-電離層観測

ここでは、まず、準自由空間波について述べ、電離層を伝わる電波の性質を概観しよう。前節で述べた屈折率 n を自由空間波領域で表すと

$$n_p^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{T_T^2}{2(1-X-iZ)} \pm \sqrt{\left(\frac{Y_T^2}{2(1-X-iZ)} \right)^2 + Y_L^2}}$$

で、ここに

$$X = \frac{\Pi_e^2}{\omega^2} \quad Y = \frac{\Omega_e}{\omega} \quad Z = \frac{\nu_e}{\omega}$$

で、波の伝搬方向と地球磁場のなす角 θ に対して Y_L および Y_T は

$$Y_L = Y \cos \theta \quad Y_T = Y \sin \theta$$

である。減衰が無視できる場合は

$$n_{R,L}^2 = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y^2 \sin^2 \theta \pm \sqrt{Y^4 \sin^4 \theta + 4Y^2(1-X)^2 \cos^2 \theta}}$$

と表される。

具体例として磁力線沿いに伝搬する波を考えると $Y_T = 0$ によって

$$n_p^2 = (\mu_p - i\chi_p)^2 = 1 - \frac{1}{1 \pm |Y_L| - iZ} \quad \text{から}$$

$$\mu_p^2 = 1 - \frac{X(1 \pm |Y_L|)}{(1 \pm |Y_L|)^2 + Z^2} + \chi^2$$

$$\chi_p = \frac{1}{2\mu_p} \frac{XZ}{(1 \pm |Y_L|)^2 + Z^2}$$

が得られ、吸収係数 κ は

$$\kappa = \frac{1}{2\mu_p c} \frac{\Omega_e^2 \nu}{(\omega \pm \Omega)^2 + \nu^2}$$

と求められる。

群屈折率は上に述べた方法で求められるが、これを位相屈折率の場合と同様に実部と虚部とに分ければ、実部 μ_g は

$$\mu_g = \mu_p + \frac{2}{\mu_p D} \left(1 - \mu_p^2 - X^2 + \frac{(1 - \mu_p^2)(1 - X^2)Y_L^2}{\sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(1 - X)^2}} \right)$$

ここに $D = 2(1 - X) - Y_T^2 - \sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(1 - X)^2}$

と与えられる。

電離層観測では通常、地上あるいは人工衛星から電波を発射して、電離層によるその反射を受信して電子密度や高さ分布など知るという方法がとられる。この場合の反射は群速度がゼロ、群屈折率が無限大のところで起こる。衝突を無視すればそこでは位相屈折率はゼロであって、従って n_p の式からそこでは

$$\begin{aligned} X = 1 & & \omega = \Pi_e \\ X = 1 - |Y| & & \omega = \sqrt{\Pi_e c^2 + \frac{\Omega_e^2}{4}} + \frac{\Omega_e}{2} \\ X = 1 + |Y| & & \omega = \sqrt{\Pi_e c^2 + \frac{\Omega_e^2}{4}} - \frac{\Omega_e}{2} \end{aligned}$$

を充たす。これらの波をそれぞれ、正常波 O モード、異常波 X モード、異常波 Z モードと呼ぶ。電離層観測の電波の反射にはこれら 3 つの反射が観測される。二つの異常波のうち X モードは正常波 O モードの低周波側に現れるもので、高緯度でだけ観測される。

正常波はプラズマ周波数で反射されるので、電子密度 n と反射周波数 f の間には

$$n(\text{cm}^{-3}) = \epsilon_0 m_e \left(\frac{2\pi f}{c} \right)^2 = 1.24 \times 10^4 f_{(\text{in MHz})}^2$$

の関係がある。上の式によって、正常波が反射する最も周波数の高い臨界周波数は、電離層の最大電子密度を与える。先に電離層 E 層の最大電子密度が太陽天頂角とよい関係にある例を示したが、これらの資料はこのような電波の反射で得られたものである。

人工衛星から電波を発射して電離層を観測するのがいわゆる topside sounding で、これによって地上からでは測定できなかった電離層上部の電子密度が知られるにいたった。

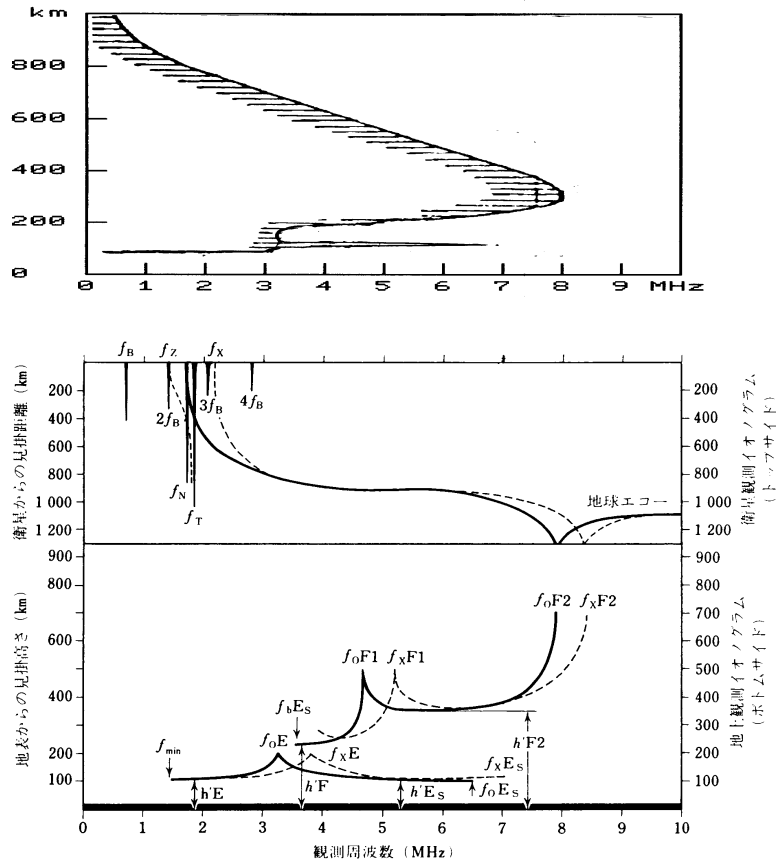


Fig.9-7 電子密度分布 (上) と電離層観測の f-h' diagram (下)。f-h' diagram の上はトップサイド、下は地上からのサウンディング (理科年表)。

電波の発射時刻から反射波を受信するまでの時間 τ は電波が地上、あるいは人工衛星から電離層の反射点までを往復する時間であって

$$\tau(f) = 2 \int_0^h \frac{dh}{v_g(f)}$$

で与えられる。ここで v_g は高さの関数であるから、正しい高さを求めるには、電波の伝

搬送中の電子密度分布がすべてわからなければならないが、仮に v_g を光速 c に等しいとして、反射点の見かけの高さ (virtual height h') を

$$h' = \frac{\tau c}{2}$$

として求めることがしばしば行われる。

横軸を電波の周波数 f 、縦軸を見かけの高さ h' として電波の反射高度の周波数依存を示すのが f - h' ダイアグラムである。Schematic な Fig.9-4 の下半分は地上から発射する電波による観測であり、上半分は人工衛星によって電離層の上からの観測を示している。地上観測において、それぞれの層の突き抜け周波数 (f_oE 、 f_xE 、 f_oF1 、 f_xF1 、 f_oF2 など) の近傍で見かけの高さが極端に高くなり、逆に衛星観測で f_oF2 、 f_xF2 あたりで高度が極端に低くなっているのは、その周波数で群速度 v_g が極端に遅いためである。

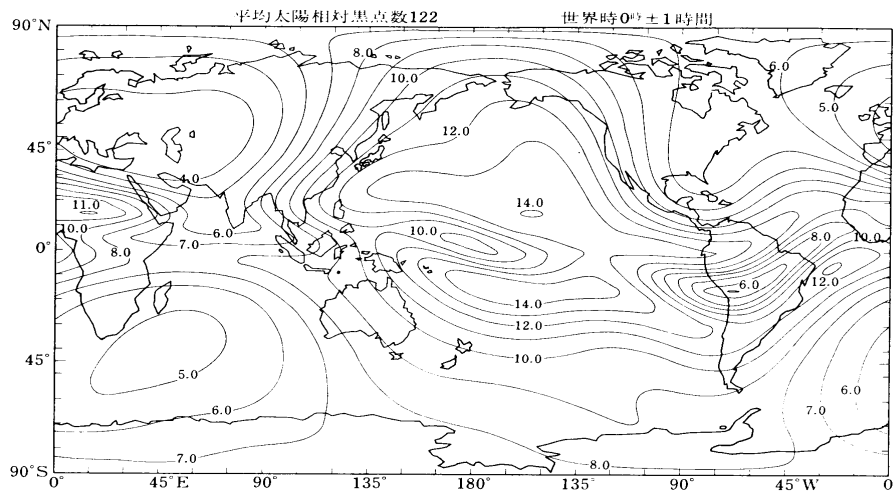


Fig.9-8 F2 層の突き抜け周波数の分布 (理科年表)。

それぞれの層の突き抜け周波数 (critical frequency) はそれぞれの層の最大電子密度に対応する。この周波数以上の周波数の電波はその層を透過する。既に第7章で述べたように、E 層、及び F1 層の電子密度は局所的平衡で決まり、基本的に太陽天頂角で決まっている。しかし、F2 層では密度に及ぼすプラズマの拡散の効果が大きく、かつ、磁気圏-電離圏での電場によるドリフトが効くので Fig.9-8 に見られるように、E 層や F1 層とは著しく異なった分布を示す。特に電場が大きい極光帯や磁気赤道近傍で特別な分布になっていることがわかる。

電離層の電波吸収はオーロラ活動に際して短波通信障害などでしばしば問題になるが、準自由空間波の吸収係数は磁場の効果を見ればさきに述べた定義に従って

$$\kappa = \frac{\omega}{2\mu_p c} \frac{XZ}{1+Z^2} = \frac{e_e^2}{2\epsilon_0 m_e c \mu_p} \frac{n\nu_e}{\omega^2 \nu_e^2}$$

で与えられる。電波吸収は電離層からの反射エコーが観測される最小周波数 f_{min} (Fig.9-7 参照) の増大として現れる。Fig.6-14 に示した磁気嵐の際の極冠の電波吸収の増大などはその典型的な例である。なお、宇宙から来る、F2 層の突き抜け周波数より高い周波数の電波 (宇宙電波 cosmic noise) を使う電波吸収の観測も行われている。

9.5 プラズマ中の波動の例ーホイッスラー波

Π^2/ω^2 と Ω^2/ω^2 を座標にとったいわゆる CMA diagram で波動の大まかな性質を見ることができる。図の左下の隅に近い部分は、ジャイロおよびプラズマ両周波数に比べて十分高い周波数の波動に対応し、真空中の光に近い性質を示す部分である。また、右下の部分、すなわちジャイロ周波数に対しては十分に高いが電子プラズマ周波数より低い領域には、いかなる波動も存在し得ない。

ここでは、オーロラ電子の入射に密接に関係する波動として、角周波数 ω が $\omega_{LHR} < \omega \leq \Omega_e$ or Π_e をみたす whistler 波動の性質について述べる。この波は磁力線沿いに伝播し、群速度も磁力線方向に卓越する右回り偏波の波である。右回りの偏波であるから、右回りに回転する電子と共鳴することができる。通常、ホイッスラー波は、磁気圏で、電子との相互作用によって増幅され、また波動は電子のピッチ角を散乱して電子の大気圏への入射をうながす大きな要因と考えられている。

この波は角周波数 ω が電子のジャイロ角周波数 Ω_e より小さく、イオンのジャイロ角周波数 Ω_i よりずっと大きい波で、その近似のもとで cold plasma 中の分散方程式は、 $X \gg 1$ 、 $Y \gg 1$ 、かつ、 $X^2 \gg Y^2$ とすれば

$$n_{R,L}^2 = 1 - \frac{2X^2}{2X + Y^2 \sin^2 \theta \mp \sqrt{Y^4 \sin^4 \theta + 4Y^2 X^2 \cos^2 \theta}} \simeq 1 - \frac{X}{1 \mp Y \cos \theta - \omega^2}$$

となり、この周波数帯では左回り偏波の波は減衰が大きくて存在し得ないことがわかる。 \mp の $-$ が右回り偏波、 $+$ が左回り偏波に対応する。右回り偏波のホイッスラー波は

$$n_R \simeq \sqrt{1 - \frac{\Pi_e^2}{\omega^2 - \omega \Omega_e \cos \theta}} \simeq \sqrt{\frac{\Pi_e^2}{\omega \Omega_e \cos \theta}}$$

で与えられ、 $n \gg 1$ で、位相速度は

$$v_p \simeq c \frac{\sqrt{\omega \Omega_e - \omega^2}}{\Omega_e}$$

となる。

群速度は $\partial\omega/\partial k$ から

$$v_g = 2c \frac{\sqrt{\omega}(\Omega_e \cos \theta - \omega)^{3/2}}{\Omega_e \Omega_e \cos \theta}$$

で与えられる。また、ホイッスラー波では $n \propto 1/\sqrt{\cos \theta}$ であるから、先に述べた群速度と位相速度のなす角 α に対して

$$\tan \alpha = -\frac{\partial n}{n \partial \theta} = -\frac{1}{2} \tan \theta$$

が成り立ち、これによって群速度と磁場のなす角 ψ を求めると、ホイッスラー波の伝播は、磁場の向きに対して $\psi < 19.5^\circ$ の範囲内に制限され、ほぼ磁力線に沿う伝搬であることがわかる。

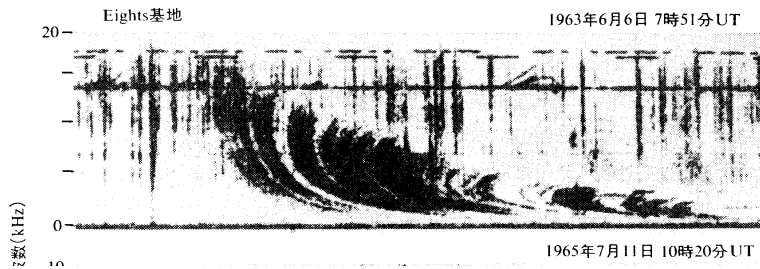


Fig.9-9 Nose whistler の分散の例 (Helliwell *et al.*, 1975)。

上の式からわかるように ω が小さくなっても、また、 ω が Ω_e に近づいても v_g は小さくなり、 $\partial v_g / \partial \omega = 0$ から $\omega = \Omega_e/4$ で極大値をもつことが知られる。そのため、伝搬経路上の最小の Ω_e すなわち赤道面上の Ω_e に対して波の周波数 ω が $\omega = \Omega_e/4$ を充たすとき、伝搬時間が最小になる。実際にこの効果は Fig.9-9 に示す nose whistler と呼ばれるホイッスラー波として現れる。先端の nose frequency は伝搬経路上の最小の磁場強度を示すので、その波がどのあたりの磁力線に沿って伝搬してきたかを知る上で重要な情報である。

低い周波数、 $\omega < \Omega_e/4$ では

$$v_g \simeq 2c \frac{\sqrt{\omega \Omega_e}}{\Omega_e}$$

となって、伝播時間

$$\tau = \frac{1}{2c} \int \frac{\Pi_e}{\sqrt{\omega\Omega_e}} ds = \frac{1}{2c\sqrt{\omega}} \int \frac{\pi_e}{\Omega_e} ds = \frac{D}{\sqrt{f}}$$

は周波数の平方根に逆比例する。ここに D は周波数に無関係な量で、ホイッスラー空電の分散と呼ばれる。

例えば北半球で起こった雷放電のパルスが、磁力線に沿って南半球まで伝わる間に周波数による分散がおこって、高い周波数の波は早く、低い周波数の波は遅れて到着し、この電波の周波数変化をそのまま音に変えてみると、北半球でのパルス雑音は南半球では、ホイッスルを吹くような音に変換される。このために、この電波が whistler 空電と呼ばれ、また、この mode の波が whistler mode の波と呼ばれるようになった。

もし、伝搬途中での減衰が小さく、あるいは途中で増幅を受けるような場合には波は磁力線に沿って何度も南北両半球の間を往復し、いわゆる whistler train となる。片道一回だけ伝搬する場合

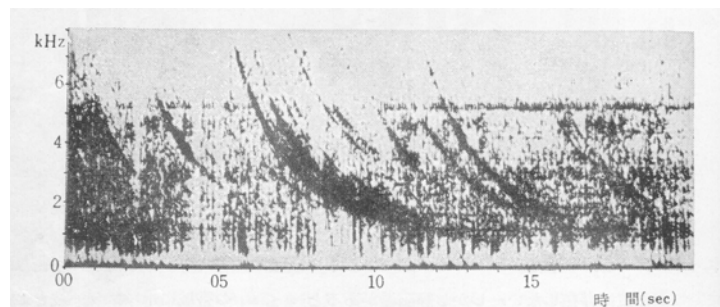


Fig.9-10 ホイッスラー波の分散の例。

合の分散を 1 とすれば、往復で 2、一往復半で 3、2 往復で 4、… となるから、雷放電が起こった半球で観測すれば 2、4、6 と偶数倍の分散となり、反対側の半球で観測すれば 1、3、5 と奇数倍の分散が観測されることがわかる。

さきにホイッスラー波が一様磁場中では磁場に沿って伝搬することを述べたが、実際の磁気圏では非一様の効果のために伝搬経路は殆ど磁場に束縛されない。波の群速度を追跡すれば直ちにわかるように、殆どの波は反対半球の地上までは伝搬できず、途中で反射してしまう。実際の磁気圏の地上付近で繰り返しホイッスラー波の反射が起こるのは、磁気圏をいわゆるダクト伝搬すると考えなければならない。

磁力線沿いのプラズマ密度が横方向に粗密をもっていると、ホイッスラー波はスネルの法則でこの粗密に trap され、磁力線沿いに伝搬する。ダクト伝搬の条件は $\omega = \Omega_e/2$ を境にして変わり、 $\omega < \Omega_e/2$ の波は密の領域に trap され、 $\omega > \Omega_e/2$ の波は逆に粗の領域に trap される。

このダクト伝搬条件の違いは、屈折率 n の、位相伝搬角 θ への依存性が、 $\omega = \Omega_e/2$ を境にしてその性質を変えることによるものである。Fig.9-12にその例として、 $\omega = 0.15\Omega_e$ および $\omega = 0.85\Omega_e$ の場合を示してある。屈折率 n の式からわかるように、どちらの場合でも n は密度とともに大きくなるので、もし、磁場に垂直方向に密度の粗密があると、いずれの場合も位相伝搬ベクトルは必ず密度の高い方に向き直り、伝搬角が θ が大きくなって行く。

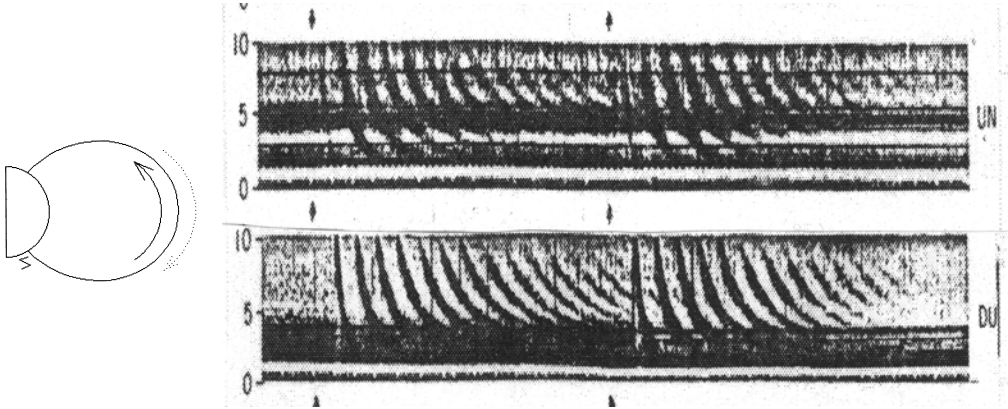


Fig.9-11 長い whistler echo train の分散、南北の比較。

上: Odd; Unalaska, Alaska; 下: Even; Dunedin, N.Z.。

この時、 $\omega < \Omega_e/2$ の波の場合は、図からわかるように、 θ の増加とともにエネルギー伝搬速度(群速度) V_g はより磁力線沿いに向きを変える。従って、この波は、磁力線沿いの高密度のコラムに trap されることがわかる。一方 $\omega > \Omega_e/2$ の場合には、明らかに θ の増加とともにエネルギー伝搬速度(群速度) V_g はより磁力線から離れて、伝搬しにくくなる。逆に、この波が低密度側に進行すると、位相伝搬ベクトルはより磁力線沿いに向きを変え、 θ がより小さくなって、図から、エネルギー伝搬速度(群速度) V_g はより磁力線沿いになることが知られる。従って、 $\omega > \Omega_e/2$ の波は密度が粗のコラムに trap されることがわかる。

通常のホイッスラー波、特に長い whistler train の観測される場合は前者、すなわち、 $\omega < \Omega_e/2$ の場合で、プラズマ密度が周りに比べて少しばかり高い沿磁力線ダクトが形成されて、そのダクトに沿って伝搬しているものと考えられる。また、地上で受信されるホイッスラー波の周波数が、通常 $\omega \sim \Omega_e/2$ 以下に限られているのは、この周波数でダクトの条件が変わるので、それより周波数の高い波は散逸してしまうからと考えられている。

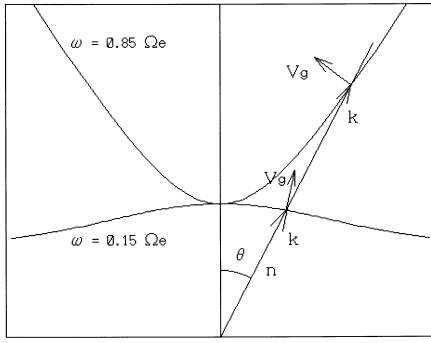


Fig.9-12 Whistler 波の屈折率 n の伝搬角 θ 依存性。上は $\omega > \Omega_e/2$ 、下は $\omega < \Omega_e/2$ 。

なお、磁気圏にはプロトン、ヘリウムイオン、酸素原子イオンなどがあるので、電子によって起こる右回り偏波の通常ホイッスラー波に対応して $\omega < \Omega_i$ の周波数領域にイオンによる左回り偏波のホイッスラーが存在し (e.g., Gurnett *et al.*, 1965; Helliwell, 1969)、人工衛星で観測される。これはイオンホイッスラーと呼ばれる。

9.6 プラズマ波動の例—磁気流体波

波の角周波数 ω がイオンプラズマ角周波数 Π_i に対してもイオンジャイロと電子ジャイロの幾何平均の角周波数 $\sqrt{\Omega_e \Omega_i}$ に対しても小さい場合には、粒子群は電子もイオンも波の場によって振動する。これが磁気流体波、あるいは Alfvén wave (Alfvén, 1942) である。このとき分散式は

$$n^2 = \frac{1}{2 \cos^2 \theta} \frac{\Pi_i^2}{\Omega_i^2 - \omega^2} \left\{ 1 + \cos^2 \theta \pm \sqrt{(1 + \cos^2 \theta)^2 - 4 \cos^2 \theta \left(1 - \frac{\omega^2}{\Omega_i^2} \right)} \right\}$$

で、

$$R \simeq \frac{\Pi_i^2}{\Omega_i^2} \frac{\Omega_i}{\Omega_i + \omega}$$

$$L \simeq \frac{\Pi_i^2}{\Omega_i^2} \frac{\Omega_i}{\Omega_i - \omega}$$

となる。 R 、 L はそれぞれ右回り偏波の modified Alfvén wave、左回り偏波の振じれ Alfvén wave に対応する。伝播方向は右回り波は等方的、左回りの波は磁場に沿う。屈折率はそれぞれ

$$n_R \simeq \frac{c}{v_A} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\omega}{\Omega_i}}} \quad \text{および} \quad n_L \simeq \frac{c}{v_A \cos \theta} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega}{\Omega_i}}}$$

である。ここに v_A はプラズマの密度による慣性と磁場の Maxwell stress による復元力とで決まるアルヴェン速度で、

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 n_i m_i}} = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$$

で与えられる。式でわかるように、左回りの振じれ Alfvén 波の refractive index surface は近似的に、磁場方向に垂直な平面である。従ってこの波のエネルギーは磁場に沿ってしか伝わらない。これに対して右回り偏波の波の refractive index surface はほぼ球面であり、エネルギーはほぼ等方的に伝播する。

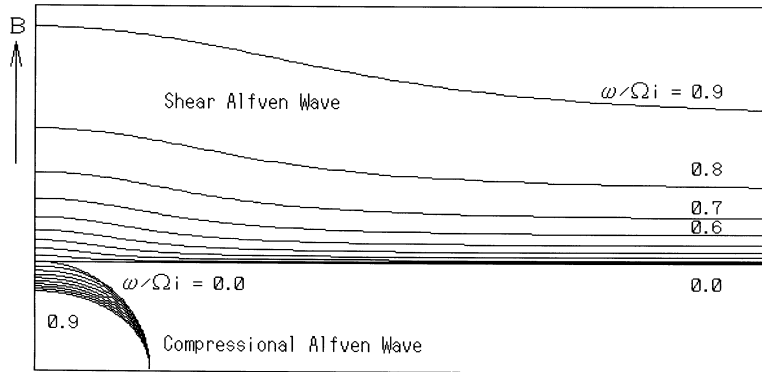


Fig.9-13 磁気流体波の伝播 $n(\theta)$ -曲線。Shear Alfvén 波の磁場沿い伝搬、Compressional Alfvén 波の等方伝搬がよくわかる。

左回りの磁気流体波は磁力線に沿って伝わる性質のために、従来、しばしば共鳴振動として地磁気の脈動の説明に使われて来た。しかし、実際の地球と磁気圏の場合には、波長に対してそれと同程度かあるいはそれより小さいスケールで磁場及びプラズマパラメータの大きな空間勾配と非一様性があるので、振じれ Alfvén 波は必ず等方性の modified Alfvén 波と結合し、かつ、共鳴周波数の著しく異なる領域を含む形で振動する。アナロジーとしては弾性体の振動(プラズマ圏では表面波に近い)で、単純な弦振動のアナロジーはよいアナロジーとは言えない。

周波数がイオンのジャイロ周波数に近づくともイオンの慣性の効果が現れて、右回り(R)、左回り(L)の特性が顕著になる。L モードの波は Ω_i でプロトンと共鳴し、イオンサイクロトロン波と呼ばれる。この周波数領域での R モード及び L モードそれぞれの屈折率は

$$n_R \simeq \frac{c}{v_A} \sqrt{\frac{1}{1 + \cos^2 \theta}}$$

$$n_L \simeq \frac{c}{v_A} \sqrt{\frac{1 + \cos^2 \theta}{\cos^2 \theta} \frac{\Omega_i^2}{\Omega_i^2 - \omega^2}}$$

で与えられる。周波数 1 Hz 近傍に現れる地磁気 Pc-1 脈動、HM chorus と呼ばれる現象、イオンホイッスラーなどは磁気圏で励起されたプロトンのイオンサイクロトロン波と考えられている。

9.6.1 流体的考察

上に述べた磁気流体波は流体的には次のように理解される。いま、簡単のために粘性、重力を無視し、かつ、電気伝導度は非常に大きいとする。始めに非圧縮性の場合について考察しよう。この近似のもとでは既に第5章で述べたように磁場の式と運動の式はそれぞれ

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B}$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$$

と表される。磁場 \mathbf{B} を平均値 \mathbf{B}_0 と変化分 $\Delta \mathbf{B}$ とにわけて

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \Delta \mathbf{B}$$

と置けば

$$\frac{\partial \Delta \mathbf{B}}{\partial t} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \Delta \mathbf{B}$$

が得られる。ここでもし $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \Delta \mathbf{B} \ll (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}$ なら変化分の式は、磁場、運動についてそれぞれ

$$\frac{\partial \Delta \mathbf{B}}{\partial t} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} (\nabla \times \Delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0$$

と書き換えられる。ここで \mathbf{B}_0 を z 方向にとり、非圧縮性の条件 $\partial v_z / \partial z = 0$ を考慮して成分にわけて表すと、磁場の式は

$$\frac{\partial \Delta B_x}{\partial t} = B_0 \frac{\partial v_x}{\partial z}$$

$$\frac{\partial \Delta B_y}{\partial t} = B_0 \frac{\partial v_y}{\partial z}$$

となり、また運動の式は

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{B_0}{\mu} \frac{\partial \Delta B_x}{\partial z}$$

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{B_0}{\mu} \frac{\partial \Delta B_y}{\partial z}$$

となる。これら2組の式をそれぞれ時間 t と z で微分して組み合わせると

$$\frac{\partial^2 \Delta B_x}{\partial t^2} - \frac{B_0^2}{\mu \rho} \frac{\partial^2 \Delta B_x}{\partial z^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \Delta B_y}{\partial t^2} - \frac{B_0^2}{\mu \rho} \frac{\partial^2 \Delta B_y}{\partial z^2} = 0$$

が得られるが、これは、ともに、 z 方向に Alfvén 速度 $v_A = \sqrt{B_0^2/\mu\rho}$ で伝搬する横波を示す。磁力線とプラズマとが凍結して同じ運動をする場合、プラズマの質量が慣性を決め、磁場の stress が復原力として作用するので、ゴム紐のアナロジーが成り立つ波である。

圧縮性を考慮した磁気音波の場合は、次のように考えられる。いま、波の伝搬方向を z 方向とし、 z 軸と角 θ をなして $y-z$ 面内に磁場 \mathbf{B}_0 があるとする。密度および圧力の、平衡値からのずれを $\Delta\rho$ 、 Δp とすれば、運動の式は圧力勾配の項を加えて

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \Delta p + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \Delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0$$

となる。 Δp は断熱法則によって $\Delta\rho$ と

$$\frac{\Delta p}{\Delta\rho} = \frac{\gamma p}{\rho} = v_s^2$$

で結ばれるから、上の式は

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + v_s^2 \nabla \Delta\rho - \frac{1}{\mu} (\nabla \times \Delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0 = 0$$

となる。また、磁場変化は

$$\frac{\partial \Delta \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0)$$

連続の式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0$$

である。これらの式を成分に分けてみると、磁場変化は

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Delta B_x}{\partial t} &= B_0 \cos \theta \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{\partial \Delta B_y}{\partial t} &= B_0 \cos \theta \frac{\partial v_y}{\partial z} - B_0 \sin \theta \frac{\partial v_z}{\partial z}\end{aligned}$$

運動の式は

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{B_0 \cos \theta}{\mu} \frac{\partial \Delta B_x}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \frac{B_0 \cos \theta}{\mu} \frac{\partial \Delta B_y}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_s^2 \frac{\partial \Delta \rho}{\partial z} &= -\frac{B_0 \sin \theta}{\mu} \frac{\partial \Delta B_y}{\partial z}\end{aligned}$$

で、連続の式は

$$\frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$$

これらの式を組み合わせて、 ΔB_x と v_x が

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_A^2 \cos^2 \theta \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \begin{pmatrix} \Delta B_x \\ v_x \end{pmatrix} = 0$$

の関係にあることが知られる。これは、波面内で \mathbf{B}_0 に垂直な磁場および速度成分が、伝搬方向の \mathbf{B}_0 成分に相当するアルヴェン速度で伝わることを意味する。

また、その他の成分、 v_y 、 v_z 、 ΔB_y 、 $\Delta \rho$ については

$$\begin{aligned}-B_0 \cos \theta \frac{\partial v_y}{\partial z} + B_0 \sin \theta \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{\partial \Delta B_y}{\partial t} &= 0 \\ -\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} - \frac{B_0 \cos \theta}{\mu} \frac{\partial \Delta B_y}{\partial z} &= 0 \\ -\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{B_0 \sin \theta}{\mu} \frac{\partial \Delta B_y}{\partial z} + v_s^2 \frac{\partial \Delta \rho}{\partial z} &= 0 \\ \rho \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} &= 0\end{aligned}$$

と同次式の形にまとめられるので、変動が $\exp(kz - \omega t)$ の形を持つなら、 $v_p = \omega/k$ を用いて、これらの式から直ちに

$$(v_p^2 - v_s^2)(v_p^2 - v_A^2) = v_s^2 v_A^2 \sin^2 \theta$$

または

$$v_p^4 - (v_A^2 + v_s^2)v_p^2 + v_s^2 v_A^2 \cos^2 \theta = 0$$

の分散式が得られる。

この式からわかるように、 $\theta = 0$ なら $v_p = \pm v_s$ および $v_p = \pm v_A$ で、振じれアルヴェン波と音波の重ね合わせとなり、 $\theta = \pi/2$ だと $v_p = 0$ および $v_p = \pm \sqrt{v_s^2 + v_A^2}$ となっており、これが、この周波数域では、磁場に直角の方向に伝わる唯一の波を示すのである。

9.6.2 電離層ダクト

前の VLF 波動の節で、VLF 波動が trap される、磁力線沿いのダクトを議論したが、ここでは、ULF 波動に現れる、全く別のダクトについて述べておこう。電離層の下縁ではプラズマ密度が急激に減少するので、アルヴェン速度が急激に上昇し、ここで、磁場を横切って伝わる圧縮性アルヴェン波は反射される。一方、プラズマ密度は電離層上

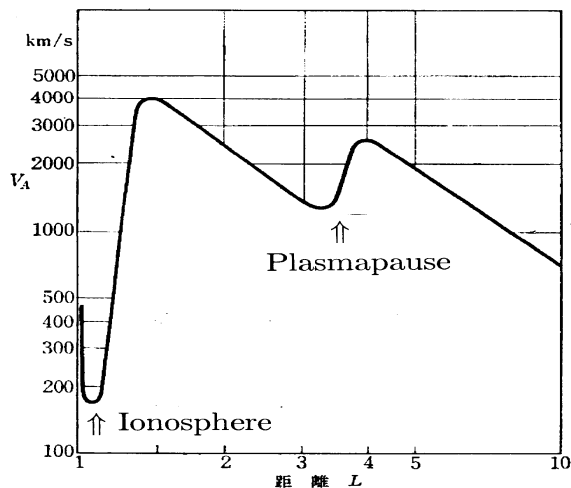


Fig.9-14 アルヴェン速度 V_A の高さ (L) 分布。

部に向かっても減少するので、アルヴェン速度は上に向かっても速くなる。従って、電離層はアルヴェン速度の minimum を持ち、そこに、割合周波数の高い ULF 波動を trap して、いわゆる電離層ダクトを構成する。

このような電離層ダクト伝搬では、trap される波の波長は、ダクトの effective な厚さ D の二倍以下に限られる。即ち、trap される上限の波長を λ_c とすれば、 $\lambda_c = 2D$ と表される。これ

に対応する下限の周波数 f_c は $f_c = V_A/\lambda_c$ で、昼間は 0.2 Hz 程度、夜間は 0.8 Hz 程度となる。なお、ダクトされる波の周波数には 2-3 Hz 程の上限もあるが、この上限は、波の発生源の性質、および電離層下部での吸収で決まっているようである。

オーロラ活動域で入射電流の揺らぎによって発生すると考えられる、HM emission と呼ばれるノイズ的な波 (Pi-burst) も、オーロラ活動域に限らず、この電離層ダクトに

よって広範囲に伝搬する。また、周波数 1 Hz 近傍で、Pc-1 と呼ばれる規則的な波動が、有限のプラズマコラムの中で、プロトンとのサイクロトロン相互作用で生まれると考えられているが、この波は沿磁力線ダクトによって電離層下端まで伝わった後、電離層ダクトを通じて地上の広範囲に伝搬する。

この場合には、周波数の上限は、沿磁力線伝搬の途中の、最小のプロトンサイクロトロン周波数によって決まる。

図でわかるように、ダクトはプラズマポーズのすぐ内側にも存在する。この領域に HM 波のエネルギーが捕らえられ、蓄積して振じれアルヴェン波の固有振動と共鳴し、これが、この緯度周辺で卓越する Pc-4 周期領域の地磁気脈動、Pc-4 脈動、および、Pi-2 脈動などの原因と考えられている。

9.7 有限温度のプラズマの場合

現実の磁気圏では、最も温度の低い電離層から拡散したプラズマ粒子でもほぼ 10000 度ほどであるから、温度の効果を無視することはできない。有限温度では、冷たいプラズマ近似では出てこない新しいモードの波、プラズマ音波や静電サイクロトロン波などが現れる。

たとえば磁場に平行な電子運動が関与する電子音波の分散式は、ドリフト速度を u として

$$k_{\parallel} = \sum_j \frac{m \Pi_j^2}{\kappa T_{\parallel}} \{2\alpha_j S(\alpha_j) - 1\}$$

$$\text{where} \quad \alpha_j = \frac{\omega - k_{\parallel} u}{k_{\parallel} \sqrt{2\kappa T_{\parallel}/m}} \quad \text{and} \quad S(\alpha) = e^{-\alpha^2} \int_{t=0}^{\alpha} e^{t^2} dt$$

となる。イオンの熱運動速度が波動速度に比べて十分に小さければ $\alpha_i \gg 1$ となり、 $u = 0$ だと Langmuir 波の分散式

$$\omega^2 = \Pi^2 + 3k^2 \frac{\kappa T}{m}$$

が得られる。

電子の熱速度より遅い波で角振動数がイオンのプラズマ振動角振動数より小さい場合は、電子の項が簡単になって、イオン音波の分散式

$$\frac{k_{\parallel}^2}{\Pi_i^2} \frac{\kappa T_{\parallel i}}{m_i} + \frac{T_{\parallel i}}{Z T_{\parallel e}} = 2\alpha_i S(\alpha_i) - 1$$

が得られる。イオン温度が低いときにはイオン音波には fast mode と slow mode の二つのモードがあるが、slow mode は減衰が大きい。fast mode の分散式は

$$\frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2} = \frac{Z\kappa T_{\parallel e}}{m_i} \left(1 - \frac{\omega^2}{\Pi_i^2}\right)$$

もう一つの特徴的な波が、垂直伝播の静電的サイクロトロン波である。この伝播ではランダウ減衰項が無視できて、もし $\alpha \gg 1$ ならば

$$k_{\perp} = \sum_j \frac{2m\Pi_j^2}{\kappa T_{\perp}} \left\{ \sum_{l=1}^{\infty} e^{-\nu I_l(\nu)} \frac{l^2 \Omega_j^2}{l^2 \Omega_j^2 - \omega^2} \right\}$$

ここに $I_l(\nu)$ はベッセル関数である。 $\nu \ll 1$ (cold plasma 近似)、 $l = 1$ では

$$\omega^2 = \Pi_e^2 + \Omega_e^2$$

となって、upper hybrid resonance の波であることがわかる。また、イオンサイクロトロン波の場合には $l = 1$ では

$$\frac{1}{\omega^2} = \frac{1}{\Omega_i^2 + \Pi_i^2} + \frac{1}{\Omega_i \Omega_e}$$

で、lower hybrid resonance の波動である。

有限温度プラズマ中の磁気流体波には Alfvén 波と二種類の磁気音波が現れる。このうち、振じれ Alfvén 波の性質は基本的に cold plasma 中の振じれ Alfvén 波と同じで $v_A \cos \theta$ の位相速度を持つ。

また、イオンの音速 v_{si} を

$$v_{si} = \frac{\gamma_i \kappa T_i + \gamma_e \kappa T_e}{m_i}$$

と定義すれば、イオン音波の分散式は

$$\frac{\omega^4}{k^4} - \frac{\omega^2}{k^2} (v_A^2 + v_{si}^2) + v_A^2 v_{si}^2 \cos^2 \theta = 0$$

となって位相速度は

$$v_p = \sqrt{\frac{v_A^2 + v_{si}^2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{v_A^2 + v_{si}^2}{2}\right)^2 - v_A^2 v_{si}^2 \cos^2 \theta}}$$

の \pm に対応する二つの縦波、fast mode および slow mode が得られる。

波の性質は $v_A = v_{si}$ を境として変化し、 $v_{si} < v_A$ では fast mode は等方伝播の波で磁場方向 $\theta = 0$ の伝播速度は v_A に一致し、かつ、slow mode は振じれ Alfvén 波と同様に磁力線方向に遅い速度で伝わる波となり、逆に $v_{si} > v_A$ では等方伝播の波は音波の性質を持ってもっとも大きい位相速度で伝わり、slow mode は振じれ Alfvén 波と似た伝播特性を示す。

上の二つの波のうち、波の位相速度 (\mathbf{k} ベクトル) が磁場方向を向くとき、粒子の振動が垂直に近づいて横波の性質を示すようないわゆるサイクロトロン波は modified Alfvén 波とも呼ばれる。cold plasma の極限ではこれらの波は

$$n_R \simeq 1 + \frac{\Pi_e^2}{\omega(\Omega_e - \omega)} \quad \text{および} \quad n_L \simeq 1 + \frac{\Pi_i^2}{\Omega_e^2(\Omega_i - \omega)}$$

の分散式をもつ。

9.8 波とプラズマ粒子の相互作用

上に述べたように磁化プラズマ中にはたくさんの波動が存在し得る。特に明け方の磁気圏では、これらの波動のうち、あるものが、ある条件のもとで急激に成長し、その波によって急激な電子のピッチ角の散乱が起こって電子がオーロラ高度まで入射する、という機構で明け方のオーロラの大部分が光ってのいるらしい。後に述べるように、この種の作用にもまたいくつかがあって、そのために、明け方の脈動オーロラにさまざまな種類が現れるものと考えられている。

9.8.1 運動する粒子からの放射

まず始めに、運動する荷電粒子の放出する電磁波について述べる。通常、加速度を持たない運動では電磁波を放出することはないが、波の位相速度が極端に遅い周波数領域、例えばホイッスラー波の領域では、しばしば、粒子の速度が波動の位相速度を越え、その時には、荷電粒子は、衝撃波またはマッハ波に相当する波動を放射する。これがチェレンコフ (Čerenkov) 放射である。電磁波による情報伝達速度が荷電粒子の運動による場の移動より遅いのであるから、これは当然の帰結である。

放射条件はマッハ波と同じだから、Fig.9-15 に示すように、波の輻射角 θ_c は、波の位相速度 v_p と荷電粒子の速度 v によって

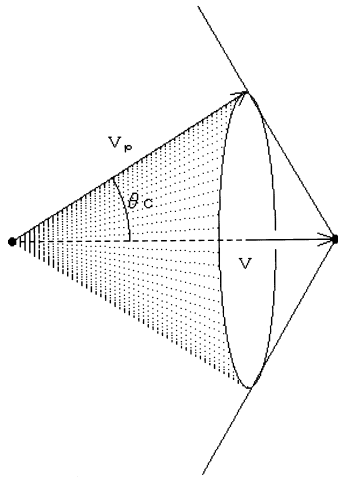


Fig.9-15 チェレンコフ放射の放射角。

$$\cos \theta_c = \frac{v_p}{v}$$

で表わされる。これを波動の ω 、 k を使って書き直せば

$$\omega - kv \cos \theta_c = 0$$

となる。

電子のチェレンコフ放射エネルギー W は

$$W = \frac{e^2 v}{4\pi\epsilon_0 c^2} \int_0^{\omega_{max}} \left(1 - \frac{c^2}{n^2(\omega)v^2}\right) \omega d\omega$$

で与えられる。

このように、チェレンコフ輻射は固有周波数を持たない粒子の運動に伴う輻射であるが、磁場のある空間では荷電粒子はサイクロトロン周波数の回転運動を行うので、その加速度によって固有周波数の波を放出する。これがサイクロトロン放射である。サイクロトロン運動をする荷電粒子の遅延ポテンシャルは

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV = \frac{\mu_0 e \mathbf{v}(t')}{4\pi r}$$

ここに

$$t' = t - \frac{|\mathbf{r} - b\mathbf{f}r'|}{c}$$

と表され、ポインティングベクトル S の r 成分は、放射角を θ として

$$S_r = \frac{\mu_0 e^2 \dot{v}^2}{16\pi^2 c r^2} \sin^2 \theta$$

となつて、全輻射エネルギー W は

$$W = \frac{\mu_0 e^2 \dot{v}^2}{6\pi c}$$

与えられる。この式は、第10章で述べるように、そのまま制動輻射にも適用できる。

磁気圏の高エネルギー荷電粒子はこのような電磁波を放出している。なお、粒子の速度が相対論的になると、放射の角度分布は粒子の速度ベクトルの向きに著しく大きくなり、シンクロトロン輻射と呼ばれる。

9.8.2 粒子と波動

上に、粒子の放出する輻射について述べたが、粒子と波動の相互作用の一般的な形は、粒子運動による波の増幅や波による粒子運動の変化である。プラズマ振動のような縦振動は静電波と結合し、また、円偏波の波動は、磁場中で回転運動するプラズマ粒子と相互作用をすることができる。その条件は、粒子の運動の位相と波の位相とがある程度の時間のあいだ一致することである。相互作用が顕著であるためには、両者の周波数が等しいこととともに、相互作用が起こる時間が或る程度長いことが必要で、そのために限られた種類の相互作用だけが有効であると考えられている。

相互作用の概念を知るためにここで電子ビームと静電波の結合を考えて見よう。いま、一次元の問題として電場を $E \cos(kz - \omega t)$ の形で表せば粒子の運動は

$$m \frac{dv}{dt} = eE \cos(kz - \omega t)$$

と書かれる。電場がゼロの場合の粒子運動 $z = v_0 t + z_0$ であるから、粒子が感ずる電場 $E \cos(kz_0 + kv_0 t - \omega t)$ で、この v を運動の式に代入し、第一近似の速度 v_1 に対して

$$m \frac{dv_1}{dt} = eE \cos(kz_0 + kv_0 t - \omega t)$$

の式が得られる。ここで、もし $t = 0$ で $v_1 = 0$ なら、 v_1 として

$$v_1 = \frac{eE}{m} \frac{\sin(kz_0 + kv_0 t - \omega t) - \sin kz_0}{kv_0 - \omega}$$

$$z_1 = \int_0^t v_1 dt = \frac{eE}{m} \left(\frac{-\cos(kz_0 + \alpha) - \cos kz_0}{\alpha^2} - \frac{t \sin kz_0}{\alpha} \right)$$

を得る。ここに $\alpha = kv_0 - \omega$ である。この z_1 を再び運動の式に代入して 2nd-order の $m dv_2/dt$ が得られる。

さて、粒子の運動エネルギーの変化は

$$\frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2} = v \frac{d}{dt} mv = v_1 \frac{d}{dt} mv_1 + v_0 \frac{d}{dt} mv_2 + \dots$$

だから、結局この式は

$$\frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2 E^2}{m} \left(\frac{\sin(kz_0 + \alpha t) - \sin kz_0}{\alpha} \right) \cos(kz_0 + \alpha t)$$

$$\frac{kv_0 e^2 E^2}{m} \left(\frac{-\cos(kz_0 + \alpha t) + \cos kz_0}{\alpha^2} - \frac{t \sin kz_0}{\alpha} \right) \{-\sin(kz_0 + \alpha t)\}$$

となる。この式を z の初期値 z_0 で平均すれば

$$\left\langle \frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2} \right\rangle_{z_0} = \frac{e^2 E^2}{2m} \left(\frac{-\omega \sin \alpha t}{\alpha^2} + t \cos \alpha t + \frac{\omega t \cos \alpha t}{\alpha} \right)$$

となり、更にこれを 0-order の初期速度 v_0 で平均すると、最終的に

$$\left\langle \frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2} \right\rangle_{z_0, v_0} = \frac{-\pi \omega e^2 E^2}{2mk |k|} \left[\frac{\partial f(v_0)}{\partial v_0} \right]_{v_0 = \omega/k}$$

の関係が得られる。

式からわかるように、もし、波の位相速度より速い粒子の数が遅い粒子の数より多ければエネルギーは粒子から波に渡され、波は増幅される。逆にもし遅い粒子の数が多ければエネルギーは波から粒子に移り、波は減衰する。

サイクロトロン型の結合まで含めた一般的考察は次の通りである。種類 i の粒子の分布関数 f_i は

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f_i + \frac{q}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \nabla_v f_i = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{coll}$$

で記述される。ここで $f_i = f_{i0} + \delta f_i$ 、 $\mathbf{E} = \delta \mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta \mathbf{B}$ として線形化して δf_i を求めれば、これから電流 \mathbf{i} は

$$\mathbf{i} = \sum_i \int_0^\infty q_i \mathbf{v} \delta f_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$$

と表される。

この式を使い、変動の形を $\exp\{j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)\}$ として前と同じように波動の分散式を求めると積分を含んだ分散方程式が得られ、縦波、横波に対応する、ランダウ型およびサイクロトロン型の共鳴点周辺での波の性質を知ることができる。

無磁場の場合、あるいは磁場沿いのビームとプラズマ縦波の相互作用 (ランダウ型) では上式から磁場沿いの誘電率が

$$\epsilon_{\parallel} = 1 + \frac{\Pi_{beam}}{k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\partial f(v_{\parallel})}{\partial v_{\parallel}}}{\omega - kv_{\parallel}} dv_{\parallel}$$

という形に得られ、共鳴条件は

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$$

で、この条件を満たす近傍で ω の虚数部がとる符号によって波の安定性が議論できる。この場合、不安定、すなわち波の成長は $v_{\parallel} \partial f(v_{\parallel}) / \partial v_{\parallel} > 0$ の領域、すなわちビームの低速側勾配のあたりで起こり、この領域に位相速度を持つ

$$\omega_k = \pm \Pi_e \left(1 + \frac{3}{2} k^2 \lambda_{De}^2 \right)$$

のラングミュアー波が励起される。ここに λ_{De} は $\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T}{n e^2}}$ で定義されるデバイ半径である。

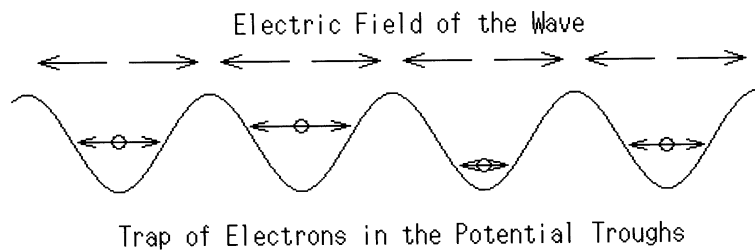


Fig.9-16 ランダウ型の相互作用。

この共鳴条件は、波の位相速度より速い速度で運動する電子が加速度なしで放出するチェレンコフ (Čerenkov) 輻射の電磁波輻射条件と同じであるが、この不安定で増幅されるのは静電波であって電磁波ではない。

上の議論は波の伝播も粒子運動も磁場に沿った状態での議論であるが、もし磁場を斜めに伝わる波を考えるなら、このような静電波はイオンのサイクロトロン運動と共鳴できる。共鳴条件は

$$\omega - k_{\parallel} v_d = n \Omega_i$$

で、電子のジャイロ半径が波長に比べて十分小さい近似のもとでは、

$$\begin{aligned} \epsilon_L(\mathbf{k}, \omega) = & 1 + \frac{2\Pi_e^2}{k^2 v_{te}^2} \left\{ 1 + \frac{\omega - k_{\parallel} v_d}{k_{\parallel} v_{te}} Z \left(\frac{\omega - k_{\parallel} v_d}{k_{\parallel} v_{te}} \right) \right\} \\ & + \frac{2\Pi_i^2}{k^2 v_{ti}^2} \left\{ 1 + \sum_n e^{-\lambda_i} I_n(\lambda_i) \frac{\omega}{k_{\parallel} v_{ti}} Z \left(\frac{\omega - n \Omega_i}{k_{\parallel} v_{ti}} \right) \right\} \end{aligned}$$

が得られる。ここに $Z(\xi)$ は

$$Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{z\xi} e^{-z^2} dz$$

で、プラズマ分散関数と呼ばれ、複素 ξ 平面上で定義される。波の位相速度が十分大きい ($|\xi| \gg 1$) ときには、 $Z(\xi)$ は

$$\begin{aligned} Z(\xi) &\simeq -\frac{1}{\xi} \left(1 + \frac{1}{2}\xi^2 + \frac{3}{4}\xi^4 + \dots \right) & \text{for } \text{Im}\xi > 0 \\ &\simeq i\sqrt{\pi}e^{-\xi^2} - \frac{1}{\xi} \left(1 + \frac{1}{2}\xi^2 + \frac{3}{4}\xi^4 + \dots \right) & \text{for } \text{Im}\xi = 0 \\ &\simeq i2\sqrt{\pi}q^{-\xi^2} - \frac{1}{\xi} \left(1 + \frac{1}{2}\xi^2 + \frac{3}{4}\xi^4 + \dots \right) & \text{for } \text{Im}\xi < 0 \end{aligned}$$

と展開される。

冷たいイオンと暖かい電子の場合には、磁力線に沿うドリフト速度 v_d が磁力線に沿う波の位相速度を越える、すなわち

$$v_d \geq \frac{\omega_r}{k_{\parallel}}$$

の時に、イオンサイクロトロン波が励起されることがわかる。しかし、実際にはこの波の励起には速いドリフト速度を要するので、励起の可能性はイオン音波の方がずっと大きい。

同様に分散関係から知られる ω の実部、虚部から、磁場に平行に伝播する横波、すなわちホイッスラーモード波とイオンサイクロトロン波がそれぞれ $\omega \leq \Omega_e$ 、および $\omega \leq \Omega_i$ で温度異方性によって励起されることがわかる。不安定の起こる条件は

$$\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \left(1 - \frac{\omega_r}{\Omega} \right) > 1$$

で、 ω の虚数部 ω_i すなわち成長率は

$$\omega_i \simeq \frac{\Pi^2}{k\sqrt{\frac{2\kappa T_{\parallel}}{m}}} \left\{ (1 - \omega_r) \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} - 1 \right\} \exp \left\{ -\frac{m}{2\kappa T_{\parallel}} \left(\frac{\Omega - \omega_r}{k} \right)^2 \right\}$$

と求められる。

粒子のピッチ角の異方性に依存する、この不安定は $\frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} > 0$ で起こる。磁気圏ではロスコーン内部の電子はたちまち電離層に失われて容易にロスコーン分布になり、常に垂直方向の分布を大きく保つので、不安定になる要素がある。ピッチ角の異方性のフ

リーエネルギー (v_{\perp} の余分) が波の成長に使われ、波の成長につれて粒子のピッチ角は等方化される。

波の成長に伴って粒子分布が等方化されるということは、もし、粒子が、オーロラ高度まで入射し得ない状態のときにこの種の波が発生すれば v_{\perp} の減少した粒子が入射し得る状態に変わることを意味する。これがピッチ角散乱である。後に述べるように、これが磁気圏から電子が電離層に失われる最大の機構であって、脈動オーロラ中を光らせる電子の入射に深く関わっているものと考えられている。

電子と右回りの whistler mode の波動との相互作用は head on collision で起こり、共鳴は、Doppler shift した周波数 ω が粒子速度 \mathbf{v} 、波の波数ベクトル \mathbf{k} 、サイクロトロン周波数 Ω_e と式

$$\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \Omega_e$$

をみたす所で起こる。

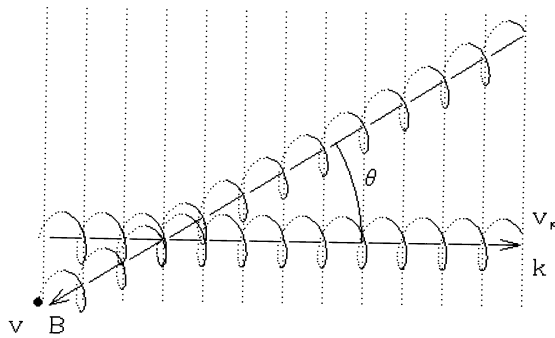


Fig.9-17 サイクロトロン型の相互作用。

磁気圏における波動の発生としては、上に述べたランダウ型の不安定、およびサイクロトロン型の不安定以外にも、種々の要素、例えば電子温度の非等方性や電子ビームによって磁気音波 (magnetosonic mode) を励起する不安定を挙げることができるかも知れない。後にもう一度触れ

るがHM領域では、磁気圏では、外からMH波の形で入って来る乱れがどこかで共鳴するというより、むしろ、何らかの不安定でHM波動が生まれ、磁気脈動を引き起こしているようにも見える。

また、電子の入射に関わる粒子波動相互作用としては上述の whistler mode 波動が中心的に考えられているが、実際には whistler mode だけではなく静電波動との相互作用もあるのではないと思われる。whistler mode の波では相互作用のエネルギー幅を広げるのに困難を伴うが、実際の脈動性オーロラ中に入射する電子のエネルギースペクトルを調べると、相当広い範囲のエネルギー幅の粒子が、赤道面近傍で同時に modulation

を受けているように見えるからである。しかし、一般的に静電波動は伝播速度が小さく、相互作用はあまり効果的でないので、むしろ強いピッチ角の非等方による粒子の空間分布の非一様のために、ホイッスラーモードの波が空間的に閉じ込められることによって強い相互作用が起こり、広いエネルギー範囲の粒子と結合すると考えた方がいいかもしれない。また、もし、magnetosonic mode が効果的に励起されるなら、この波による電子 flux の modulation が起こり、それが VLF 不安定に反映しているかも知れない。

9.9 磁気圏で観測されるプラズマ波動

地上で観測される磁気圏波動現象は、電磁波モードで地上まで到達できる地磁気脈動やホイッスラー空電、VLF hiss、ELF hiss 及び chorus emission などである。また、人工衛星では、地上には伝わらないオーロラ キロメートル放射 (Auroral Kilometric Radiation) や各種静電波動が観測されている。

9.9.1 地磁気脈動

古典的な地磁気脈動の分類は波形と統計的周期分布によるもので、連続的な脈動 Pc と不規則で train の短い、過渡的な Pi に大別される。連続的な地磁気脈動は、周期の長い方から、周期 200–300 秒の Pc-5、100 秒程度の Pc-4、10 秒程度の Pc-3 及び Pc-2、1 秒程度の Pc-1 に分類されている。また、不規則で過渡的な脈動は、周期 150 秒以上の Pi-3、100 秒程度の Pi-2、10–1 秒程度の Pi-1 に分類される。Pi-1 脈動のうち、特に、明け方の極光帯で脈動オーロラに伴って観測される不規則でかつ連続的な脈動を Pi-C と呼ぶことが多い。

周期の長い地磁気脈動、Pc-5、Pc-4 などは、通常、磁力線沿いの Alfvén 波の定在波として理解されることが多い。すなわち、両端を固定した弦振動と同じ考えである。例えば磁気圏外部からある周期 T の HM 波動が入ってくると、

$$T = 2 \int_S^N \frac{ds}{v_A}$$

となる磁力線で定在波になり、共鳴が起こるという考えである。緯度とともに磁場が弱くなるので、尤もらしいプラズマ密度分布のもとで定在波の周期は緯度とともに伸びて、極光帯あたりでは 200–300 秒になることが推定され、実際の Pc-5 脈動の周期もこの程度である。

しかし、この考えでは、連続的なスペクトルを持つ波動の入射に対しては連続的な緯度範囲でそれぞれ固有の周波数の共鳴が起こることになり、特定の緯度範囲で顕著な脈動が起こることの説明にはならない。実際には、地磁気脈動の空間分布を調べると、ほとんどの脈動がオーロラオーヴァル、あるいはプラズマポーズ付近に分布の極大を持っている。

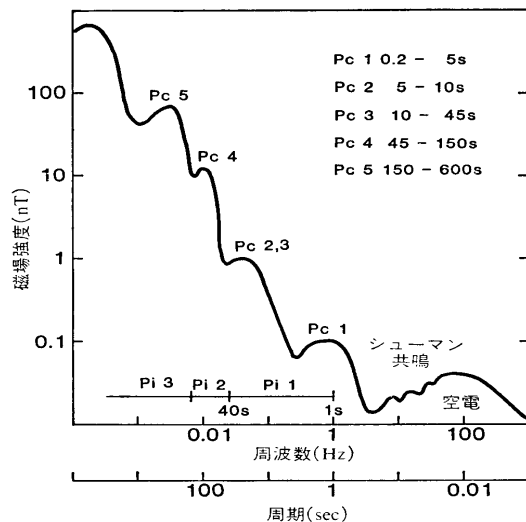


Fig.9-18 地磁気脈動の統計周波数スペクトル密度 (Campbell, 1967)。

このうち最も周期の長い Pc-5 脈動は、オーロラオーヴァルまたはそのやや低緯度側に沿って日中に振幅の最大値を持ち、かつ、その緯度で偏波の逆転が起こり、また、地磁気地方時の 11:30 辺りを境として偏波の逆転が起こることが知られている (e.g., Samson *et al.*, 1971)。

振幅の極大から低緯度側では振動波形がはっきり見えるのに対して、高緯度側では振動は必ずしも顕著でなく、どちらかと言えばかなり不規則である。

これは、オーロラオーヴァル、あ

るいはプラズマポーズより内側では近づくにつれて距離とともに急激に強くなる Maxwell stress のために Q 値が上昇し、昼間側から太陽風に押されて内部に伝わる MH 波の乱れが、その境界(不連続面)辺りに表面波を励起すると考えれば納得のゆく形ではある。しかし、地磁気脈動の原因が常に磁気圏の外から HM 波動の形で伝えられるものとするにはいろいろな問題があり、この点については、後の章で、脈動性オーロラとの関連においてもう少し突っ込んで議論することにしよう。

もし、はっきりしたプラズマポーズが存在すればそこではプラズマ密度が急に増加するので Alfvén 速度が遅くなり、R-Alfvén 波が trap される。即ち、その表面に compressional Alfvén 波が溜り、これが shear Alfvén 波と結合して表面波が立つことが期待される。これが Pc-4 脈動と考えられている。

乱れの原因が何であれ、この境界では波エネルギーの蓄積が起こり、固有振動周期との共鳴が起こって、さきに述べたのと全く同じ偏波分布が起こることが期待される。実際の Pc-4 は明らかにこの性質を示している (e.g., Lanzerotti *et al.*, 1974)。

昼間の Pc-3 Pc-4 の周波数領域では高調波関係の構造を示す波動が多い。この波動は太陽風速度と磁場(IMF)の向きに依存し、速度が大きいほど、また磁場が x 軸の向きに近い時ほど卓越することが知られている。磁気圏境界で反射されるプロトンによって太陽風中に励起される波動が磁気圏に伝えられるのではないかと考えられているが、乱れた magnetosheath をどれ位効果的に透過するのか問題が残る。

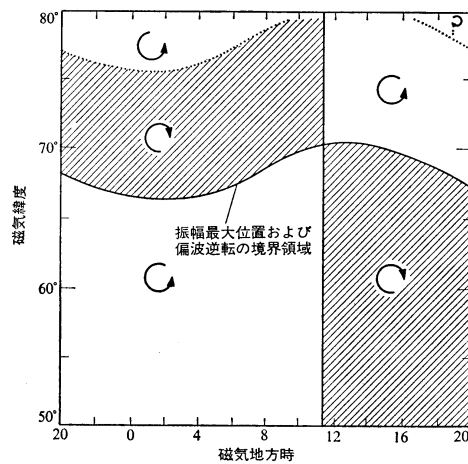


Fig.9-19 地磁気脈動の共鳴と偏波 (Samson *et al.*, 1971)。

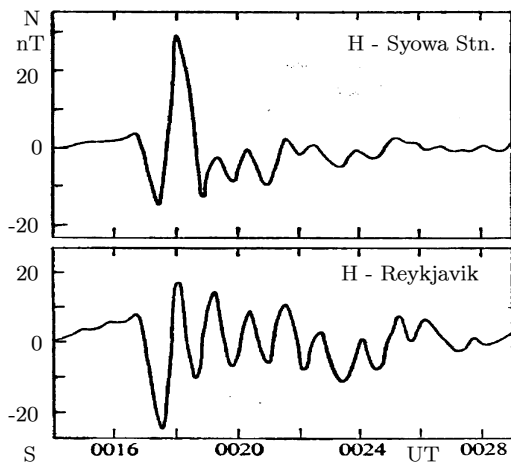


Fig.9-20 Pi-2 脈動の減衰振動波形。Sep. 12, 1973 (Kuwashima, 1978)。

これに対して夜間では、同じ周波数帯に、夜間のオーロラオーヴァルで極大をもつ Pi-2 波動が卓越する。Pi-2 はオーロラサブストームに伴って起こり、典型的な減衰振動波形を示し、その周期はサブストーム発生の緯度に関して、緯度が高ければ周期は長く、緯度が低ければ周期は短い。偏波及び振幅特性は昼間の Pc-5、Pc-4 と同じく、サブストーム発生の緯度、経度を境にして、サブストーム発生緯度で振幅の極大を持ち、偏波はそれより早い時間帯の高緯度で

は右回り、低緯度では左回り、それより遅い時間帯では高緯度で左回り、低緯度で右回りとなる。この脈動の起源は、サブストームを起こす磁気圏尾部の急激な電流変化に関

係して衝撃的に発生し、プラズマポーズに捕らえられ、共鳴したものと考えられている。しかし、その発生、伝搬の仕方、プラズマポーズにおける共鳴など、いずれもまだ空間的伝搬路を調べるなどの方法で十分に確かめられたとは言えない。

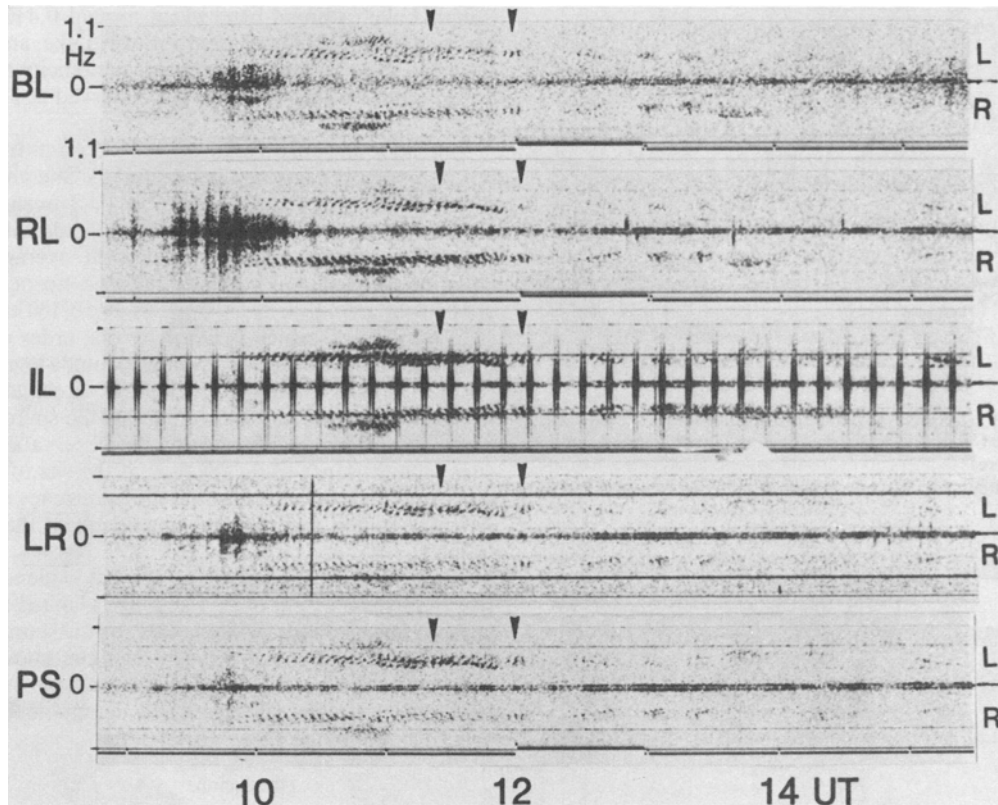


Fig.9-21 Pc-1 地磁気脈動の観測例。於カナダ、Baker Lake (BL) より Parksit, Saskatoon (PS) まで。いずれも frequency-time spectrogram の上半分が左回り、下半分が右回り偏波成分を示す。10:00 UT から 11:00 UT にかけて分散が大きくなって行くのが見える (Hayashi *et al.*, 1981)。

Pc-1 領域の地磁気脈動にはさまざまなタイプがあるが、一連の構造の中で、分散が次第に大きくなって規則的な fan shape 型となる Pc-1 脈動 (Fig.9-21 参照) は、プロトンと左回り偏波の Alfvén 波の相互作用の結果、磁気圏赤道面近傍で発生するものと考えられている。後述の電子とのサイクロトロン結合で理解される VLF chorus に対応するものである。Pc-1 波動は左回り偏波の波として生まれ、沿磁力線ダクトを電離層まで伝搬し、電離層で compressional 成分と結合して、ここで生まれた compressional 成分は、図から知られるように、電離層ダクトによって広い範囲に伝搬する。従って、地上で観

測される Pc-1 脈動の波は左回り偏波が特に卓越する訳ではなく、通常、両方の偏波成分が含まれ、Rabbit Lake の観測に見られるように、右回り偏波が卓越する場合もある。

Fan shape の Pc-1 脈動については、磁気共軌点で時間的に交互に現れるなど、南北両半球を往復している証拠も見つかっている (Saito, 1969)。また、特徴的な周波数の上昇を伴う、IPDP (Troitskaya, 1961) と呼ばれる Pc-1 脈動は substorm に際して起こる粒子のいわゆる injection に伴うもので、急速に磁気圏深部に進入するプロトンのサイクロトロン不安定に由来するもので、磁気圏深部に進入するにつれ周波数が増大すると思われる。また、fan shape Pc-1 と似た分散を示すもので HM chorus などと呼ばれるものもあるが、この場合には分散の型が積分記号のような形で、分散の時間的増大は見られない。HM chorus は VLF chorus と同じく、磁気嵐の ssc など、大規模の compressional 波に敏感に反応し、compression によって放射強度の増大することが知られている。この事実は、この放射が、ピッチ角異方性に基づく不安定によって起こっているという考えを支持するものである。

9.9.2 VLF 波動

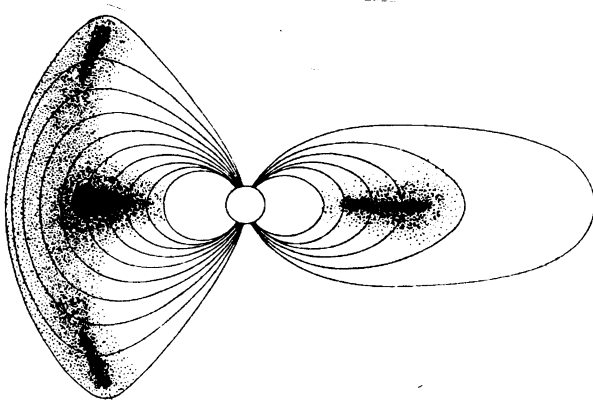


Fig.9-22 VLF chorus の分布 (Tsurutani and Smith, 1977)。

VLF 領域にもさまざまな波動が観測されている。このうち、ホイッスラー波は既に述べたように地上近傍の雷放電の電波がその源であるが、伝搬途上におけるホイッスラー波の増幅をはじめ、VLF hiss、VLF chorus、オーロラ km 波 (AKR) の起源などはいろいろな機構が提案されて

いるが、まだ充分確かめられたとは言えない。

VLF hiss は周波数 1-20 kHz にまたがる広帯域、かつ、強度の時間変動が著しい波動で、オーロラオーヴァルに沿って夜間、特に夕方側で卓越する。この波動はオーロラ活動のうちカーテン型オーロラと深い関係があることが知られている。その起源は高速の入射電子によるチェレンコフ放射と考えられている。あるいは、電子ビームによる

静電波の励起と電磁波への変換という過程も起こっているかも知れない。発生高度は電子加速領域、およびそれより下の磁気圏、電離圏領域と思われるが確認はされていない。

ELF hiss は周波数域が数 100 Hz から 1 kHz 辺りに限られて chorus emission と同時に観測されることが多く、明け方から日中に卓越する。

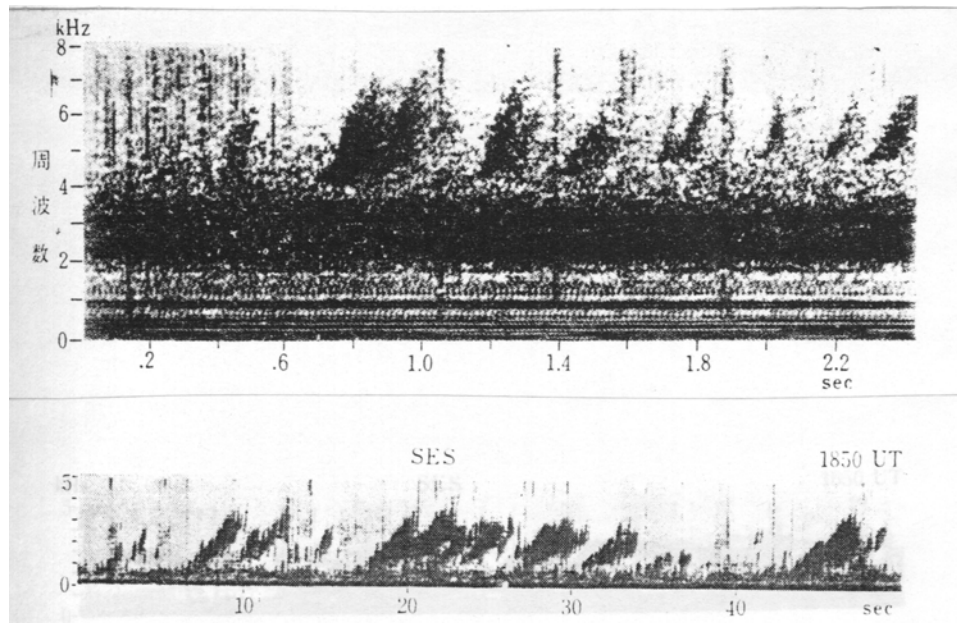


Fig.9-23 地上観測の chorus riser と衛星観測の chorus riser の違い。

地上観測では VLF chorus は明け方から主として昼間側の現象で、その緯度はオーロラオーヴァルよりやや低緯度のようなものである。明け方に顕著であることと、その音が明け方の小鳥のさえずりに似ているところから dawn chorus と名づけられたものである。Fig.9-22に見られるように、人工衛星でこの周波数領域の波動を観測すると、空間分布は、昼間は高緯度磁気圏、夜間は磁気圏赤道面近傍、即ちそれぞれの磁力線について磁場の最も弱い所に集中している。

発生機構としては、一般に、粒子のピッチ角異方性に由来する横波と粒子の相互作用でホイッスラーモードの波動が増幅されるためと考えられている。VLF chorus および ELF hiss は磁気圏の compressional な HM 波動に敏感に反応し、compressional な地磁気脈動に際して、同じ周期で強度変動を起こすことが多い。このような強度変動を VLF QP (Quasi-periodic) emission と呼んでいる。

Chorus riser の激しい周波数上昇については Helliwell (1967) たちの提案があるが

必ずしも説得力があるとは言えず、確認もされていない。不思議なのは地上で観測される chorus riser と人工衛星で観測される chorus riser とは、特に継続時間、周波数ドリフトの速さに著しい違いがあることである。これらの問題については、後の章で脈動性オーロラとの関連でもう少し詳しく議論しよう。

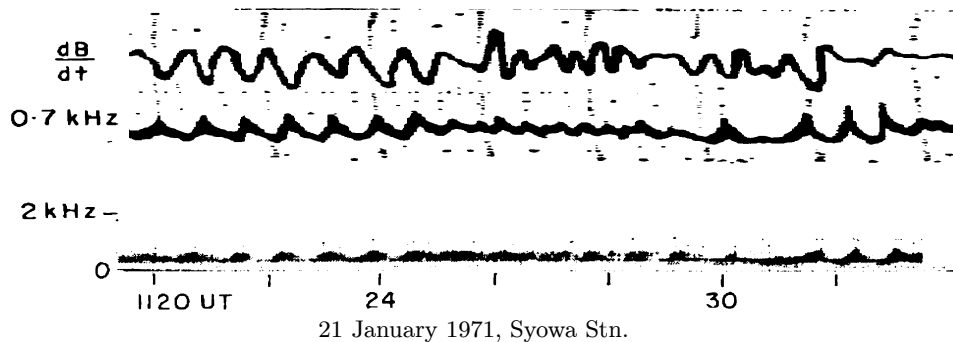


Fig.9-24 準周期的に強度、および周波数域を変える chorus riser group (QP-emission) の例。

9.9.3 オーロラキロメートル放射 (AKR)

オーロラキロメートル放射 (AKR) は周波数の関係で地上では観測されない。人工衛星で受信される軌道領域から見て、AKR はカーテン型オーロラの電子の加速領域で発生しているものと考えられている。周波数帯域の広さから見て、発生機構はオーロラヒスと同じくチェレンコフ放射と推定される。また、電子ビームによる静電波の励起と、細かいプラズマの空間構造に関連した電磁波への変換機構が働いている可能性もある。速い周波数ドリフトが観測される場合があり、source 領域が磁力線に沿って動いているように見える。

この放射を理解するには二つの可能性が指摘されている。その一つは、Oya (1971) によって提案された考えで、オーロラ電子ビームの不安定によって起こる Upper hybrid resonance mode の静電波 ($f_p < f < f_{UHR}$) がその元であるとするものである。静電波が発生し、下向きに伝搬するため、発生した波の周波数は次第にプラズマ周波数に近づき、この条件のもとで、このあたりに存在する大きなプラズマ不均一性のために静電波の一部が L-O モードの電磁波に変換され、放射されるという考えである。もう一つは Wu and Lee (1979) の提案になるもので、電離層で反射したオーロラ電子のピッチ角異方性によって R-X モードの電磁波を直接励起するというアイデアである。これらのモードは実際に観測されているが、それぞれは異なった結果を主張しており、いまだに決着がつかないと言えない。

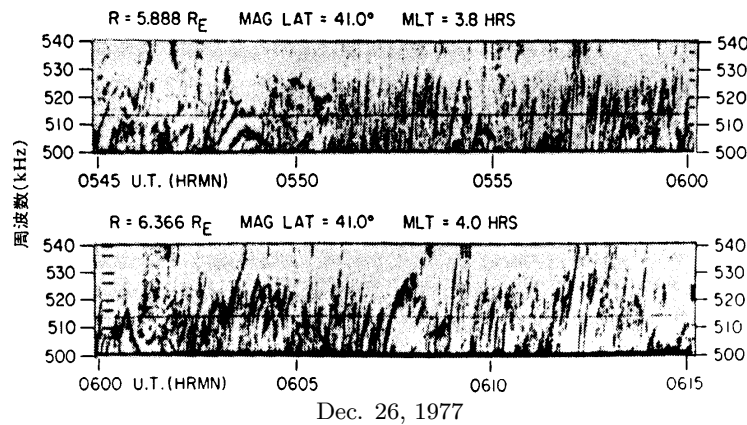


Fig.9-25 ISEE-1 衛星で観測されたオーロラキロメートル放射 (AKR) の例。
細かい周波数-時間構造が顕著 (Gurnett *et al.*, 1979)。

9.10 オーロラ活動とプラズマ波動

オーロラ活動は極めて多様性に富んでいるので詳しい議論は第11章以降にゆずり、ここでは、いくつかのオーロラ活動とそれに関連するプラズマ波動について簡単に紹介するにとどめよう。

カーテン型オーロラ活動と VLF hiss

夕方から深夜にかけての主なオーロラ活動はカーテン型オーロラの活動で、カーテン型オーロラの活動には多かれ少なかれ VLF hiss の放射を伴うことが知られている。通常 VLF hiss は強度の時間変動が著しいので、第11章で述べるように、視野内の個々の局所的オーロラ活動 (vortex および明るさの増大) と VLF hiss の個々の burst 状の強度増大との対応をつけることができる。カーテン型オーロラの活動が VLF chorus を伴うことはない。

カーテン型オーロラの明るさの増大、即ち入射電子流の増大により相関をもつことから、この放射は入射電子ビームによるチェレンコフ型の放射、すなわち $v_p = kv \cos \theta$ を満たす放射と推定されている。これは1957年に Ellis が提案したアイデアである。ただし通常の入射電子フラックスによるチェレンコフ放射では観測にかかる強い VLF hiss の強度には足りないので、入射ビームによる増幅が考えられている (*e.g.*, Maggs, 1978)。電子ビームの結果としての単なるチェレンコフ放射というのではなく、あるいは、入射

電子の加速機構に関係した放射である可能性も残っているように思われる。

大規模のカーテン型オーロラの活動は substorm の初期の段階に深夜やや夕方寄りのオーヴァル沿いに見られるもので、これは substorm における磁場の水平成分の減少、および Pi-2 と呼ばれる、減衰振動型の地磁気脈動を伴うことはよく知られた事実である。

オーロラ脈動と VLF chorus

Pulsating aurora は、大小さまざまなオーロラパッチの明るさが周期数秒から数十秒で準周期的に変動するもので、真夜中から明け方にかけて現れるオーロラの大部分は pulsating aurora である。Pulsating aurora の電子の入射には、通常、磁気圏波動が深く関わっていると考えられている。しかし、第12章で述べるように、pulsating aurora にはいろいろな種類があって、さまざまな波動粒子相互作用が関与しているものと思われる。例えば、オーロラパッチが余り形を変えず、移動速度がドリフト程度のものから、秒速 100–1000 km もの速さで電離層レベルを走る streaming patch や superfast auroral wave などがあり、また、その時間変動のスケールも 0.1 秒の程度から数分まで、広い範囲にわたって多種多様だからである。

脈動オーロラの中には明らかに VLF 波動の chorus riser と 1:1 に関係しているものがある。その典型的なものが、明け方割合遅い時間帯に現れる速い明るさ変動 flash type の脈動オーロラである (Tsuruda *et al.*, 1981)。また、脈動オーロラの中心部でよく見られる、数 Hz (3 ± 1 Hz, Røyrvik and Davis, 1977) の速い変化が重なったオーロラ脈動が chorus のグループと対応する例もある (*e.g.*, Oguti, 1978)。これらの電子入射は whistler mode の VLF 電磁波と電子との相互作用によるものと考えていいであろう。

しかし、一方では、地上においては全く VLF の波動と関係のつけられないオーロラ脈動が存在する。むしろ、関係のつかないオーロラ脈動の方が多いとさえ言える。Streaming やあまり速くない伝播性の脈動オーロラは従来、少なくとも地上においては whistler mode の VLF 波動との関係は全く見つかっていない。また、脈動オーロラと VLF hissの間には全く関係がないようである。

脈動性オーロラと Pi-C 地磁気脈動

オーロラ脈動の下で、周期数秒から数十秒の不規則な地磁気脈動が起こることは古くから知られており (*e.g.*, Victor, 1965; Campbell, 1967)、この地磁気脈動は、現在、PiC と呼ばれている。不規則 (irregular) でしかも連続的 (continuous) な脈動の意味であ

る。オーロラ脈動とこの地磁気脈動の間の相関関係を説明するのに、Coroniti and Kennel (1970) は、磁気圏での HM 波動の compressional 成分が粒子のピッチ角を変調し、これによって VLF 波動の不安定を引き起こし、compression の peak で爆発的に波動が成長し粒子の散乱が起こり、粒子は脈動的に入射するというアイデアを提案した。HM 波動は地上に伝播して地磁気脈動を引き起こすので、オーロラ脈動と地磁気脈動との間により関係が見られるというものである。

しかし、観測事実はいくつかの点でこのアイデアと矛盾し、第14章で示すように、脈動性オーロラパッチの下で観測される Pi-C 地磁気脈動の空間分布は、convection 電場のもとで、オーロラパッチの電気伝導度の増大によってパッチの中に誘導される電流によって完全に理解されることが知られた。また、streaming aurora のように高速で移動するオーロラパッチについては、移動するパッチの後ろに高電気伝導度の領域が付随して動くので、パッチ内に誘導された電流系が電離層内を動いて、その影響がその下で見られる地磁気脈動の波形や polarization に現れることも知られた。

繰り返し時間 0.1 秒から数十秒までのいわゆる Pi-C 脈動以外に、長周期の Pc-5 地磁気脈動にもオーロラ脈動を伴うものがある。Pi-C 脈動を含めて、これらの脈動については第12章および第14章でオーロラ脈動との関連で詳しく議論する。

9.11 内部重力波

ここで、今まで述べて来たプラズマ波動とは全く別種の波動、内部重力波について触れておこう。この波動は後で述べるように、実際にはオーロラの発光とほとんど無関係と思われるが、従来、ときどきある種の脈動オーロラの原因と考えられることもあった (*e.g.*, Luhmann, 1979) のでここで述べて置くのは無意味ではないであろう。

この波動は重力のもとで上空に向かって密度が指数関数的に減少する中性大気の内部に存在する波で中性大気の連続の式、運動方程式、エネルギー方程式から調べることができる。これらの基本方程式は \mathbf{F} を単位体積あたりの外力、 q を単位体積あたりの加熱率として

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} + \nabla p - \rho \mathbf{g} &= \rho \mathbf{F} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) p + \gamma p (\nabla \cdot \mathbf{v}) &= (\gamma - 1) \rho q \end{aligned}$$

で表される。今、重力以外の外力、および加熱をゼロとし、また、 ρ 、 p 、 \mathbf{v} などを平均量 \mathbf{v} と平均量からの deviation $\Delta \mathbf{v}$ との和のように表現すれば、一次の微小量からなる方程式系

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0 \\ \frac{\partial \Delta \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\rho} (\nabla \Delta p + \frac{g\rho}{\gamma p} \Delta p \mathbf{k}) - \frac{g}{C_p} \Delta S \mathbf{k} &= 0 \\ \frac{\partial \Delta S}{\partial t} + w \frac{\partial S}{\partial z} &= 0 \\ S &= C_p \ln T - R \ln p\end{aligned}$$

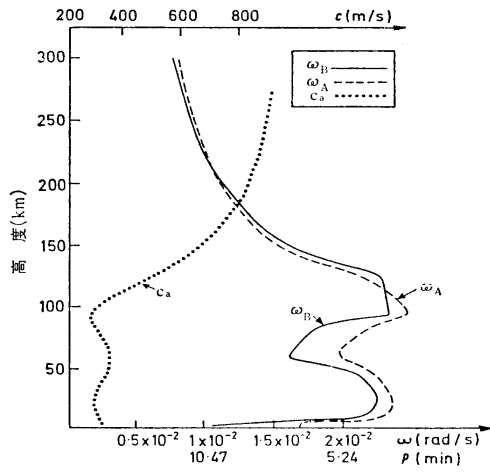


Fig.9-26 音速、Brunt-Väisälä 角周波数、および、音波
限界角周波数の高さ分布 (Tolstoy and Pan, 1970)。

が得られる。

これらを ρ 、 p 、 \mathbf{v} の deviation の homogeneous な一次式に
まとめ、かつ、諸量の変動を

$$\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y + ik_z z)$$

の形に仮定すると、これらが有意の解を持つための条件、すな
わち左辺の係数行列式=0 から
次の分散関係式が得られる。

$$\omega^4 - \omega^2 v_t^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) - \omega^2 \left(\frac{\gamma g}{2v_t} \right)^2 + (\gamma - 1)g^2 (k_x^2 + k_y^2) = 0$$

この式において、もし、重力を無視すれば第三項、第四項が消えて音波の分散式となる。
第三項、第四項の係数を書き直して

$$\begin{aligned}\omega_{tc}^2 \omega^2 &= \left(\frac{\gamma g}{2v_t} \right)^2 \omega^2 \\ \omega_{BV}^2 v_t^2 (k_x^2 + k_y^2) &= (\gamma - 1)g^2 (k_x^2 + k_y^2)\end{aligned}$$

と表現すると、このときの ω_{tc} が音波限界角周波数、 ω_{BV} が Brunt-Väisala 角周波数と呼ばれる。音波の限界周波数は、これ以下の周波数では音波が存在し得ない限界であり、Brunt-Väisala 角周波数は静水圧平衡にある大気内で大気の塊が浮力と重力の作用で鉛直方向に振動する固有振動周波数である。

標準大気モデルに基づく音速、Brunt-Väisala 角周波数、及び音波限界周波数の高さ依存を Fig.9-26 に示す。図からわかるように、地上から電離層 F 層まで、Brunt-Väisala 周波数、音波限界周波数ともに似た値をとり、E 層以下の高度では周期およそ 5 分程度、F 層及びそれより高い高度では周期およそ 10 分である。F 層では周期 10 分より長い波動が内部重力波として伝搬できることがわかる。

この波の F 層での伝搬速度は 700 m/sec 程度である。後に述べるように、10 分以上というこの周期は通常の pulsating aurora の周期、数十秒よりずっと長く、また、伝播スピードは pulsating aurora の一種である streaming aurora の移動速度、100 km/sec に比べると著しく遅い。

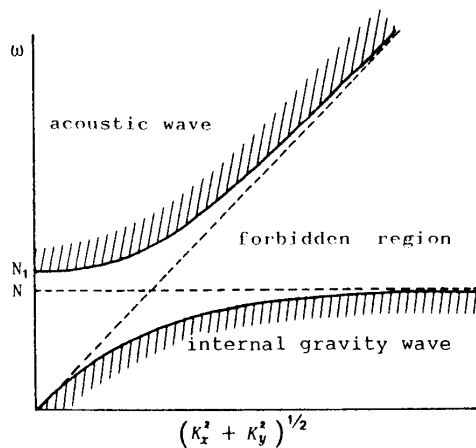


Fig.9-27 内部重力波の分散関係。

磁気圏に捕捉されている電子が一定の loss cone のピッチ角分布に達している時、内部重力波による target としての大気密度変動、あるいは等密度面の高さ変動によってオーロラの明るさの脈動をもたらし、これが pulsating aurora の起源となるのではないかと指摘がなされたが (e.g., Luhmann, 1979)、内部重力波の伝搬速度が極めて遅いこと、周期が 10 分以上と著しく長いこと、および、オーロラ pulsation における入射電子のエネルギースペクトル変動などから見て、

このような機構が pulsating aurora が現れる主な機構とは考えられない。ただ、酸素原子の 5577 Å や OH の Meinel Band などの大気発光層には、時折、内部重力波によるものと思われる明るさの規則的な縞模様が見られることがある。Fig.9-28 は京都大学信楽観測所で観測された 5577 Å emission の一例で、2 方向から伝わる内部重力波の干渉パ

ターンらしい縞模様がはっきり見られる。

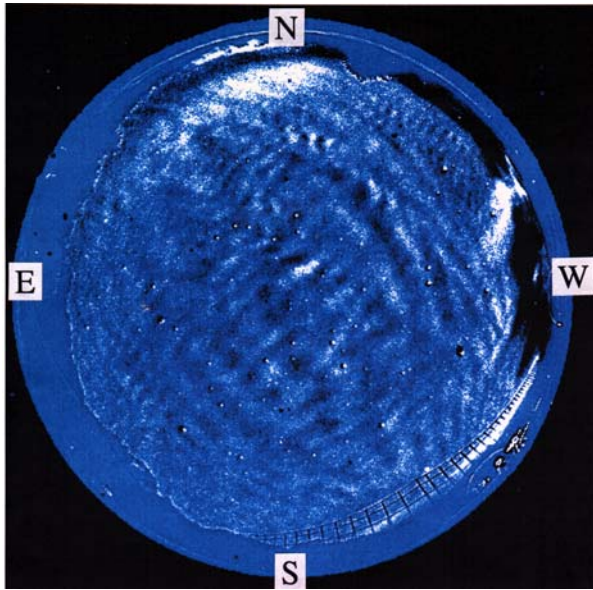


Fig.9-28 内部重力波によると思われる夜間大気光 5577 \AA の縞模様。京都大学信楽 MU 観測所にて (提供：名古屋大学太陽地球環境研究所)。

第7章で述べた三体衝突による再結合励起は、内部重力波による密度変動程度にも鋭敏に反応するようである。従って、周期 10 分以上のオーロラの明るさ変動にはこのような target 粒子変動の効果が全く含まれていないとは言い切れず、そのような検討は、今後、必要と思われる。

なお、オーロラ活動は入射粒子の運動エネルギー、及びオーロラ中を流れる電流のジュール損失などに基づく local な発熱、膨張によ

って内部重力波を励起する可能性があり、極光帯で時々発生が見られる、いわゆる infrasonic pressure wave などがこれに当たるものと考えられている。

REFERENCES

- Alfvén, H., Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves, *Nature*, **150**, 405–406, 1942.
- Allis, W. P., Waves in a plasma, *Mass. Inst. Tech. Res. Lab., Electronics, Quart. Prog. Rept.*, **54**(5), 1959.
- Campbell, W. H., Geomagnetic pulsations, in *Physics of Geomagnetic Phenomena, Vol. 1*. Edited by S. Matsushita and W. H. Campbell, 822, Academic Press, New York, 1967.
- Clemmow, P. C., and R. F. Mullaly, The Dependence of the Refractive Index in Magneto-Ionic Theory on the Direction of the Wave Normal, in *Physics of the Ionosphere, Report of the Conference held at the Cavendish Laboratory*, The Physical Society, 340, 1955.

- Coroniti, F. V., and C. F. Kennel, Electron Precipitation Pulsations, *J. Geophys. Res.*, **75**(7), 1279–1289, 1970.
- Davis, T. N., Auroral morphology, *Planet. and Space Sci.*, **20**, 1369, 1972.
- Ellis, G. R. A., Low frequency radio emission from aurora. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **10**, 303–306, 1957.
- Gurnett, D. A., The Earth as a Radio Source: Terrestrial Kilometric Radiation, *J. Geophys. Res.*, **79**(28), 4227–4238, 1974.
- Gurnett, D. A., R. R. Anderson, F. L. Scarf, R. W. Fedriks, and E. J. Smith, Initial results from the ISEE-1 and -2 plasma wave investigation, *Space Sci. Rev.*, **23**(1), 103–122, 1979.
- Gurnett, D. A., S. D. Shawhan, N. M. Brice, and R. L. Smith, Ion Cyclotron Whistlers, *J. Geophys. Res.*, **70**(7), 1665–1688, 1965.
- Hayashi, K., S. Kokubun, T. Oguti, K. Tsuruda, S. Machida, T. Kitamura, O. Saka, and T. Watanabe, The extent of Pc 1 source region in high latitudes, *Canadian J. Phys.*, **59**, 1097–1105, 1981.
- Helliwell, R. A., A Theory of Discrete VLF Emissions from the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **72**(19), 4773–4790, 1967.
- Helliwell, R. A., Low-Frequency Waves in the Magnetosphere, *Rev. Geophys.*, **7**(1, 2), 281–303, 1969.
- Helliwell, R. A., J. P. Katsufakis, T. F. Bell, and R. Raghuram, VLF Line Radiation in the Earth's Magnetosphere and Its Association With Power System Radiation, *J. Geophys. Res.*, **80**(31), 4249–4258, 1975.
- Kuwashima, M., Wave Characteristics of Magnetic Pi2 Pulsations in the Auroral Region—Spectral and Polarization Studies, *Memoirs of National Institute of Polar Research*, Series A, Aeronomy **15**, 1–79, 1978.
- Lanzerotti, L., H. Fukunishi, and L. Chen, ULF Pulsation Evidence of the Plasmapause, 3. Interpretation of Polarization and Spectral Amplitude Studies of Pc 3 and Pc 4 Pulsations Near $L = 4$, *J. Geophys. Res.*, **79**(31), 4648–4653, 1974.
- Luhmann, J. G., Auroral Pulsations From Atmospheric Waves, *J. Geophys. Res.*, **84**(A8), 4224–4228, 1979.
- Maggs, J. E., Coherent Generation of VLF Hiss, *J. Geophys. Res.*, **81**(10), 1707–1724, 1976.
- Maggs, J. E., Electrostatic Noise Generated by the Auroral Electron Beam, *J. Geophys. Res.*, **83**(A7), 3173–3188, 1978.
- Oguti, T., Observations of rapid auroral fluctuations, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **30**(4), 229–314, 1978.
- Oya, H., Conversion of electrostatic plasma waves into electromagnetic waves: numerical calculation of the dispersion relation for all wavelengths, *Radio Sci.*, **6**(12), 1131–1141, 1971.

- Røyrvik, O., and T. N. Davis, Pulsating Aurora: Local and Global Morphology, *J. Geophys. Res.*, **82**(29), 4720–4740, 1977.
- Saito, T., Geomagnetic Pulsations, *Space Sci. Rev.*, **10**(3), 319–412, 1969.
- Samson, J. C., J. A. Jacobs, and G. Rostoker, Latitude-Dependent Characteristics of Long-Period Geomagnetic Micropulsations, *J. Geophys. Res.*, **76**(16), 3675–3683, 1971.
- Stix, T. H., *The theory of plasma waves*, McGraw-Hill, 1962.
- Storey, L. R. O., An investigation of whistling atmospherics, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **246**(908), 113–141, 1953.
- Terada, T., On Rapid Periodic Variations of Terrestrial Magnetism, *Journal of the College of Science, Imperial University of Tokyo*, May 25th, XXVII, Art. 9, 1917.
- Tolstoy, I., and P. Pan, Simplified Atmospheric Models and the Properties of Long-Period Internal and Surface Gravity Waves., *J. Atom. Sci.*, **27**(1), 31–50, 1970.
- Troitskaya, V., Pulsations of the earth's electromagnetic field and their connection with phenomena in the high atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**(1), 5–18, 1961.
- Tsuruda, K., S. Machida, T. Oguti, S. Kokubun, K. Hayashi, T. Kitamura, O. Saka, and T. Watanabe, Correlations between the very low frequency chorus and pulsating aurora observed by low-light-level television camera at $L \simeq 4.4$, *Can. J. Phys.*, **59**, 1042–1048, 1981.
- Tsurutani, B. T., and E. J. Smith, Two Types of Magnetospheric ELF Chorus and Their Substorm Dependences, *J. Geophys. Res.*, **82**(32), 5112–5128, 1977.
- Victor, L. J., Correlated Auroral and Geomagnetic Micropulsations in the Period Range 5 to 40 Seconds, *J. Geophys. Res.*, **70**(13), 3123–3130, 1965.
- Wu, C. S., and L. C. Lee, A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, **230**, 621–626, 1979.

Chapter 10

粒子の入射と励起・発光

オーロラの光はしばしばテレビの画面に例えられる。電子ビームが走って来てブラウン管の発光面を光らせるのがテレビであり、ブラウン管の発光面に対応するのが地球の場合には超高層大気だという訳である。

前章まで、オーロラの発光に関連して、荷電粒子が磁気圏から超高層大気に入射して来る基礎的な物理について述べてきた。この章では、入射する粒子がどのように大気の酸素や窒素の原子・分子、およびイオンなどを励起、発光させるのかについて述べる。オーロラが発光する高さは地上 80 km から 1000 km あたりで、大ざっぱに言えば、ほぼ大気組成の重力分離の起こっている高さ範囲と一致する。従って入射粒子の主たる target は高さとともに変化し、従ってオーロラの光も高さで変わる。

10.1 原子・分子のエネルギー状態とスペクトル

原子のエネルギー状態は主量子数 (殻) n と角運動量の量子数 (部分殻) l で指定される。 $n = 1, 2, 3, \dots$ の殻はそれぞれ K 殻、L 核、M 殻、N 殻... と呼ばれ、 $l = 0, 1, 2, \dots$ の部分殻は s、p、d、f... と名付けられている。原子の基底状態での電子の配位は下表に示す通りで、例えば 3p とは $n = 3$ 、 $l = 1$ の部分殻のことである。

電子の軌道は主量子数 n 、角運動量量子数 l 、および磁気量子数 m_l で決まる。パウリ (Pauli) の排他律によって同じ軌道には二つの電子までしか入ることができず、そのスピンは一つが上向き、一つが下向きとなる。電子のスピン量子数は $s = 1/2$ で、スピンの上向き、下向きに対応してスピン磁気量子数 $m_s = \pm 1/2$ をもつ。与えられた l に対して m_l は $2l + 1$ 個の値をもち、それぞれが \pm をとり得るので、 $2 \times (2l + 1)$ 個の電

子が入り得る。

shell	K		L		M			N		
n	1		2		3			4		
subshell	1s		2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d
l	0		0	1	0	1	2	0	1	2
electrons	2		2	6	2	6	10	2	6	10
total number	2×1		2×2^2		2×3^2			2×4^2		

Table 10-1 原子の殻構造。

原子または原子イオンの電子配位は $O^+(2p^3\ ^2D^0)$ という形で表現される。ここに O^+ は一価の酸素原子イオンで、 $2p^3$ は最外殻の電子状態が $2p$ でここに 3 個の電子が存在することを、次の superfix 2 はスピン多重度が 2 であることを、D は全軌道角運動量 $L = 2$ であることを、また、最後の superfix o は波動関数が odd である場合にのみ付される。

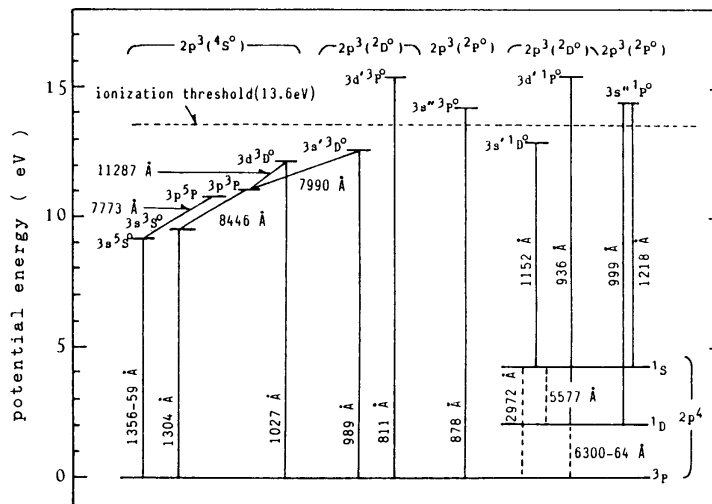


Fig.10-1 酸素原子のエネルギー順位。

上に述べたエネルギー順位のためのエネルギー差 ΔE はその原子が放射あるいは吸収する光の振動数 ν_0 に対応する。すなわち

$$h\nu_0 = \Delta E_{b,a} = E_b - E_a \quad \text{where} \quad E_b > E_a$$

の線スペクトルである。例えば $E_b = E\{\text{O}(2p^4\text{S})\}$ 、 $E_a = E\{\text{O}(2p^4\text{D})\}$ でオーロラに典型的な酸素原子の緑の光を発光、または吸収する。実際には励起状態の寿命は有限であるからこのスペクトルも有限の巾をもち、その形は

$$I_\nu = I_L \frac{\nu_n}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \nu_n^2}$$

と表される。ここに I_L は line intensity で、 ν_n は自然スペクトル巾と呼ばれる量で b 状態および a 状態から低順位へ自然遷移で落ちてゆく効果である。それぞれの自然遷移確率 $A_{a,c}$ 、 $A_{b,c}$ を使って

$$\nu_n = \frac{1}{4\pi} \left(\sum_{c(E_c < E_a)} A_{a,c} + \sum_{c(E_c < E_b)} A_{b,c} \right)$$

と表わされる。ここに自然遷移確率 A_{ac} は a 状態及び c 状態の波動関数 ψ によって

$$A_{ac} = \frac{64\pi^4 \nu_{ac}^3}{3hc^3 g_c} \left| \int \psi_a \mathbf{P} \psi_c^* dV \right|^2$$

で表わされる量で、 \mathbf{P} は分子の電気双極子モーメント

$$\mathbf{P} = -e \sum_s \mathbf{r}_s$$

また、 g_c は c 状態の統計的重みである。なお、自然遷移確率 A_{ac} と振動子強度 f_{ac} とは

$$A_{ac} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_0^2}{m_e c^3} \frac{g_c}{g_a} f_{ca}$$

$$g_c f_{ca} = -g_a f_{ac}$$

という関係で結ばれている。

有限温度の気体では通常、粒子運動による Doppler 効果による線巾の広がりが大きいので、自然巾を無視すれば line profile は

$$I_\nu = \frac{I_L}{\sqrt{\pi} \nu_D} \exp \left\{ -\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\nu_D^2} \right\} \quad \text{where} \quad \nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

と表される。ここに $\sqrt{2kT/m}$ は粒子の most probable speed である。

電離層の E 層およびそれ以下の、粒子の衝突の多い領域では、励起した粒子は他の粒子との衝突でエネルギーを失い (deactivation)、quenching が起こる。この時、quenching rate coefficient を k_q 、quencher の密度を n_q とすれば、衝突が効く場合の輝線の自然巾 ν_c は $\nu_c = \nu_n + k_q n_q$ と ν_n より $k_q n_q$ だけ大きくなる。Line spectrum の一般的表記は

$$I_\nu = \frac{I_L \nu_c}{\pi^{3/2} \nu_D^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\eta^2}}{\left(\frac{\nu_c}{\nu_D}\right)^2 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_D} - \eta\right)^2} d\eta$$

となる。

微分吸収断面積 σ_ν は輝線の profile と同じ形で

$$\sigma_\nu = \nu_0 \exp \left\{ - \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_D} \right)^2 \right\} \quad \text{where} \quad \sigma_0 = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e e \nu_D} f_{ab}$$

と表わされる。 σ_0 は線巾中心の吸収断面積である。これを波長について積分した全吸収断面積は

$$\int_{line} \sigma_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{mc} f_{ab} = \text{const}$$

で、分布の形に関わらず、いかなる line についても一定である。 f_{ab} は振動子強度 (oscillator strength) と呼ばれる量で、それぞれの line について特定の値をとる。これは、原子中に束縛された電子を、原子核を中心として固有振動数 ν_0 で振動する調和振動子と近似することである。例えば光にさらされた原子中の束縛電子の変位 x が

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + (2\pi\nu_0)^2 x = \sqrt{f} \frac{e}{m} E_0 e^{-i\omega t}$$

で変化するものとする。この解は

$$x = \frac{E_0 \sqrt{f} e}{m \{ (2\pi\nu_0)^2 - (2\pi\nu)^2 \}} \exp(-i\omega t)$$

で、振動に関与する電荷が実効的に e の \sqrt{f} 倍という意味を持つものである。

大気の大部分を占める二原子分子の場合は、単原子の場合に比べてずっと複雑である。重い、正電荷の二つの原子核がある距離離れて存在し、その周りを軽い電子が取りまいていて、核間の反発力と電子分布に基づく吸引力がバランスしている。これが potential curve の、最もエネルギーの低い状態である。

最低の固有エネルギーをもつ安定状態が基底状態で、 X 状態と表現される。これに続くエネルギー状態が A 、 B 、 C あるいは a 、 b 、 c などと名付けられている。

原子では球対称が成り立つから力は中心力で、電子の全軌道角運動量 $(l(l+1)h/2\pi)$ 、および場の方向の成分 $(m_l h/2\pi)$ が保存する。しかし、分子では球対称が成り立たないから力は中心力でなく、従って、原子の場合のようにこれらは保存しない。ただし、二つ

の原子核を結ぶ軸の周りの角運動量は保存する。この角運動量を Λ で表し、 $\Lambda = 0, 1, 2, \dots$ に対応するエネルギー状態を $\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$ などと名付ける。

原子では固有状態の数は軌道角運動量 l に対して $2l + 1$ 個あるが、二原子分子では $+\Lambda, -\Lambda$ の二つの状態だけで、分子軸に対して反時計回り、時計回りの運動に対応する。ただし、 Σ 状態 ($\Lambda = 0$) には固有状態は一つしかない。分子の電子状態を指定するもう一つの量は波動関数の対称性である。分子軸を含む任意の面に対する電子の座標の鏡像を考えると、 Σ 状態以外では $\pm\Lambda$ に対応する固有関数の交換が起こるだけだが、 Σ 状態では固有関数是不変 (+state) かまたは符号の変化 (-state) が起こる。同一の原子

二つによる二原子分子では上のように電子の座標の変換に対して固有関数是不変か、または符号を変え、これらが gerade または ungerade と呼ばれる。

例えば N_2 の電子状態は $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ などと表される。ここに X は基底状態を表し、superfix 1 はスピン多重度 $2s + 1$ が 1 であることを、 Σ は分子軸についての軌道角運動量 $\Lambda = 0$ を、 $+$ は Σ 状態での波動関数の対称性の対称を、また、suffix g は同一二原子分子の波動関数の対称性における対称(gerade)を表している。

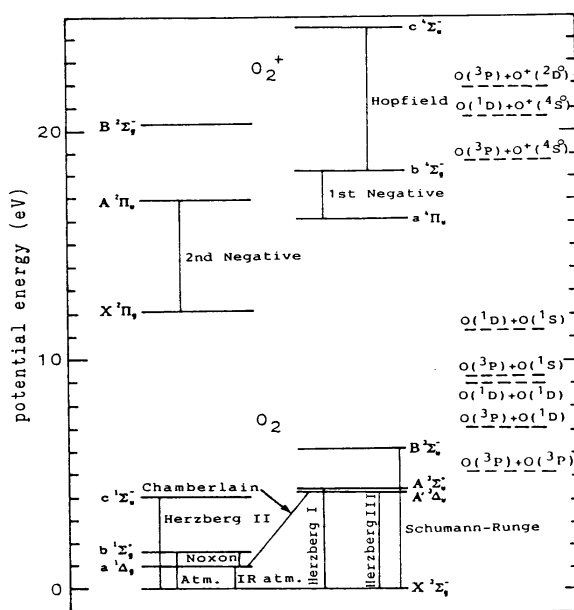


Fig.10-2 酸素分子のエネルギー順位
(Tohmatsu (Ogawa), 1990)。

10.2 粒子の衝突

電子や陽子が空気中に入射すると、酸素や窒素の分子、原子に衝突して次第に運動エネルギーを失う。このとき、どれ位の減速が起こるのかは、電子が大気中に何処まで入射するかを知る上で重要な因子である。運動エネルギーが減少してその周辺の熱運動

エネルギーに近づいたとき、その粒子は電離層中に失われたとすることができる。

衝突には弾性衝突と非弾性衝突があり、非弾性衝突は、target 粒子の解離、電離、励起などのエネルギー損失を伴うものである。一般に、運動エネルギーが 10 keV 程度以上の高エネルギー (高速) 電子の場合には衝突はほとんどが原子核とのクーロン衝突で電子のエネルギー損失は小さく、弾性散乱と考えてもよい程度である。

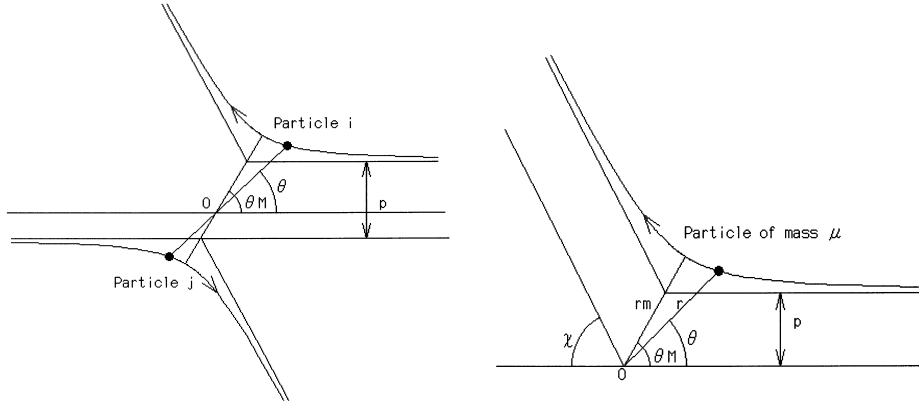


Fig.10-3 左は \mathbf{k} に垂直な面内の二粒子の運動、右は換算質量の運動。

まず粒子の衝突について概観しておこう。二つの粒子の衝突とは、相互の接近に際してクーロン力などの相互作用の力によって運動量に変化が起こる過程である。それぞれの粒子の質量を m_i 、 m_j とすれば二つの運動方程式に相手方の質量を掛けて足し合わせることによって

$$\mathbf{F}_i = \mu \frac{d^2}{dt^2}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \quad \text{where} \quad \mu = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$$

の関係が得られる。 μ は二粒子系換算質量と呼ばれる量で、相対位置ベクトル $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ の位置にある仮想粒子の質量である。一般に3次元空間では二つの粒子軌道は3次元の二つの曲線で表されるが、重心とともに動く系で衝突を見れば

$$\mathbf{k} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \times (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j)$$

で表される一定のベクトルに垂直な面内を動くことになり、ポテンシャルエネルギーを $\phi(r)$ 、衝突パラメータを p 、相対速度を g として、仮想粒子の角運動量保存の式

$$\mu p g = \mu r^2 \frac{d\theta}{dt}$$

及びエネルギー保存の式

$$\frac{1}{2}\mu g^2 = \frac{1}{2}\mu \left\{ \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right\} + \phi(r)$$

が得られ、これから θ を消去して

$$\frac{dr}{dt} = -g \left[1 - \left(\frac{p}{r} \right)^2 - \left\{ \frac{\phi(r)}{(1/2)\mu g^2} \right\} \right]^{\frac{1}{2}}$$

となる。

一方角運動量保存の式から

$$\frac{dr}{d\theta} = - \left(\frac{r^2}{p} \right) \left[1 - \left(\frac{p}{r} \right)^2 - \left\{ \frac{\phi(r)}{(1/2)\mu g^2} \right\} \right]^{\frac{1}{2}}$$

が得られる。ここで [] 内がゼロになれば、そのときの r が最小の r_m を与える。ここで $r_m \neq 0$ なら最接近の角度 θ_m は

$$\theta_m = \int_{r_m}^{\infty} \left(\frac{p}{r^2} \right) \left[1 - \left(\frac{p}{r} \right)^2 - \left\{ \frac{\phi(r)}{(1/2)\mu g^2} \right\} \right]^{-\frac{1}{2}} dr$$

となり、よって偏向角 χ は

$$\begin{aligned} \chi(p, g) &= \pi - 2\theta_m \\ &= \pi - 2 \int_{r_m}^{\infty} \left(\frac{p}{r^2} \right) \left[1 - \left(\frac{p}{r} \right)^2 - \left\{ \frac{\phi(r)}{(1/2)\mu g^2} \right\} \right]^{-\frac{1}{2}} dr \end{aligned}$$

で与えられる。クーロン散乱ならポテンシャルは $\phi(r) = e_k e_l / r^2$ だから

$$\chi = \pi - 2p \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{1}{r^2 \sqrt{1 - \frac{2e_k e_l}{\mu g^2 r} - \frac{p^2}{r^2}}} dr$$

となる。散乱の微分断面積は

$$\sigma(\chi) = \frac{p}{\sin \chi} \frac{dp}{d\chi}$$

だから、 $\sigma(\chi)$ はクーロン散乱では

$$\sigma(\chi) = \frac{1}{4} \left(\frac{e_k e_l}{\mu g^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\chi/2)}$$

という Rutherford の式で与えられる。式からわかるようにこの散乱は等方的ではなく、 $\chi = 0$ に大きな極大を持っている。この式は相対論的電子に対しては

$$\sigma(\chi) = \frac{1}{4} \left(\frac{e_k e_l}{\mu c^2} \right)^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \frac{1 - \beta^2 \sin(\chi/2)}{\sin^4(\chi/2)}$$

と書き換えられる。

高エネルギー電子と原子核の間のクーロン衝突では電子の軌跡がわずかに曲げられるのが主たる効果で、エネルギーロスは小さく、種類 k の粒子に対して

$$Q_k(E) = \frac{1}{n_k(s)} \frac{dE}{ds}$$

で定義される stopping cross section は、ほぼエネルギー E に逆比例する。これは 種類 k の target 粒子 1 個あたりの減速断面積で、 dE/ds は電子が単位距離を走るとき種類 k の粒子によって失うエネルギーの割合である。

10.3 非弾性衝突

10 keV 以下 1 keV 程度までの電子の場合には、運動エネルギーの損失はほとんど target 粒子の軌道電子との衝突による原子・分子の励起および電離による非弾性散乱に基づくものである。軌道電子数の少ない、構造の簡単な target 粒子に対しては、波動力学などによる理論的な見積もりが可能である。ここで解くべき波動方程式は

$$\begin{aligned} \nabla^2 \psi + [k^2 - U(r)]\psi &= 0 \quad \text{where} \\ k^2 &= \frac{8\pi^2 m E}{h^2} \quad \text{and} \quad U(r) = \frac{8\pi^2 m V(r)}{h^2} \end{aligned}$$

で、 $V(r)$ はポテンシャル構造を表す。 ψ は漸近形として

$$\psi \sim e^{ikz} + r^{-1} e^{ikr} f(\theta)$$

の形をとり、もし、速い入射粒子に対応して入射波の回折が小さいとすれば $f(\theta)$ は

$$\begin{aligned} f(\theta) &= -\frac{8\pi^2 m}{h^2} \int_0^\infty \frac{\sin Kr}{Kr} V(r) r^2 dr \\ &= \frac{e^2}{2mv^2} [Z - 4\pi \int_0^\infty \rho(r) \frac{\sin Kr}{Kr} r^2 dr] \sin^{-2} \frac{\theta}{2} \\ K &= k |\mathbf{n}_0 - \mathbf{n}| = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}, \quad \lambda = \frac{2\pi}{k} \end{aligned}$$

となり、角度 θ の散乱強度 $I(\theta)$ は

$$I(\theta)d\omega = |f(\theta)|^2 d\omega$$

で与えられる。ここに $-e\rho(r)$ は電荷密度分布を表す。

$V(r)$ すなわち $e\rho(r)$ が複雑な原子の場合、次に述べる原子の電子密度分布に基づくポテンシャル場としてトーマス・フェルミ (Thomas-Fermi) のモデル (静電ポテンシャルがほとんど一定と考えられる領域が電子のド・ブロイ (de Broglie) 波長 $\lambda = h/p$ に比べて十分大きいと仮定) を用いることができる。すなわち、ポテンシャルを $V(r)$ として、補助変数 ϕ 、 x を用いて

$$Ze\phi = rV(r) \quad \text{and} \quad x = 2^{13/3} 3^{-2/3} \pi^{4/3} m e^2 h^{-2} Z^{1/3} r$$

という形で表すと (Z は target 粒子の原子番号)、 ϕ は

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \phi^{3/2} x^{-1/2}, \quad \phi(0) = 0, \quad \phi(\infty) = 0$$

をみたさなければならない。

Elastic scattering の場合に適用すれば、入射電子の散乱角に依存する微分断面積は

$$I(\theta) = \left[\frac{8\pi^2 m}{h^2} \int_0^\infty \frac{\sin Kr}{Kr} V(r) r^2 dr \right]^2 \quad \text{where} \quad K = \frac{4\pi m v}{h} \sin \frac{\theta}{2}$$

から

$$I(\theta) = \left[\frac{3^{4/3} h^2 Z^{1/3}}{2^{17/3} \pi^{2/3} e^2 m \mu} \int_0^\infty \phi(x) \sin(\mu x) dx \right]^2 \quad \text{where} \quad \mu = \frac{3^{2/3} h v}{2^{7/3} \pi^{1/3} e^2 Z^{1/3}} \sin \frac{\theta}{2}$$

となり、もし μ が充分大きければ (incident particle が充分速ければ)

$$I(\theta) \simeq \frac{Z^2 e^4 \sin^{-4} \frac{\theta}{2}}{4m^2 v^4} \left\{ 1 - 6.4 \times 10^{-4} \left(\frac{\sin^{-1} \frac{\theta}{2}}{\beta} \right)^{3/2} Z^{1/2} \right\} \quad \text{where} \quad \beta = v/c$$

が得られる。すなわち μ の大きい、速い粒子の場合、先に述べた Rutherford の散乱式はよい近似であることがわかる。第二項は原子の電子分布による補正項である。

Inelastic collision の場合には、momentum 変化 K による differential cross section $I(K)$ を使って、例えばオーロラの励起に対応する discrete なレベルの変化、すなわち ground state から n 番目の量子状態への励起の微分断面積は momentum 変化を微小量として展開することによって (Born 近似)

$$I_{0n}(K)dK \simeq \frac{128\pi^5 m^2 e^4}{k^2 h^4} \frac{dK}{K^3} \left\{ K^2 |x_{0n}|^2 + \frac{1}{4} K |(x^2)_{0n}|^2 + \dots \right\}$$

と表すことができる。従って、ground state から n -状態への励起の全断面積は

$$Q_{0n} \simeq \frac{128\pi^5 m^2 e^4}{k^2 h^4} \int_{K_{min}}^{K_{max}} \left\{ K^{-1} |x_{0n}|^2 + \frac{1}{4} K |(x^2)_{0n}|^2 + \dots \right\} dK$$

と与えられる。それぞれの状態に対応する衝突の微分断面積は

$$I_n(\theta)d\omega = \frac{k_n}{k_0} |f_n(\theta, \phi)|^2 d\omega$$

で表される。

上述のように複雑なエネルギー状態をもつ target に対して、粒子の衝突による excitation cross section を理論的に求めるのは困難で、実験室実験で決めることが多い。しかし、高いエネルギー領域では、後の節で概略を述べるように、振動子強度を一般化した形 $F_{ab}(K)$ (K は運動量)を使って推定することができる。すなわち

$$\sigma_{ab}(E) = 8\pi a_0^2 Z'^2 \frac{I_H}{T} \frac{I_H}{h\nu_{ab}} \int_{\Delta K}^{\infty} F_{ab}(K) \frac{dK}{K}$$

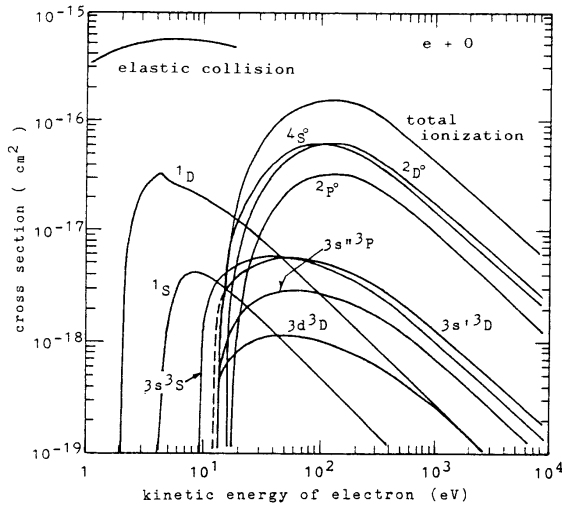


Fig.10-4 入射電子による酸素原子の励起断面積。

である。 K_a 、 K_b を入射粒子の衝突前、衝突後の momentum として、積分の下限 ΔK は許容遷移については $\Delta K = K_a - K_b$ 、禁制遷移については $-\infty$ である。ここに T は $T = m_e E / \mu$ で、 a_0 は水素原子の半径 $a_0 = h^2 / 4\pi^2 m_e e^2$ である。エネルギーの低い領域ではこの近似はよくないので、実験値を使うことが多い。例として Fig.10-4 に電子ビーム

による酸素原子の励起断面積を、Fig.10-5 に酸素分子の励起断面積を示してある。

入射粒子のエネルギー損失 $-dE/dx$ は

$$\begin{aligned}
 -\frac{dE}{dx} &= n \sum_n \int_{K_{min}}^{K_{max}} (E_0 - E_n) I_{0n}(K) dK \\
 &= \frac{16\pi^3 m e^4 n}{k^2 h^2} \sum_n \int_{K_{min}}^{K_{max}} f_{0n}(K) \frac{dK}{K}
 \end{aligned}$$

で与えられる。このような手続きによって Stopping cross section $Q(E_{e,i})$ のエネルギー ($E_{e,i}$) 依存は、入射粒子の衝突当たりの平均エネルギー損失 I を用いて電子に対して

$$Q(E_e) = \frac{2\pi e^4}{E_e} Z \left\{ \ln \left(\frac{2E_e}{I} \right) + \frac{1}{2} - \frac{3}{2} \ln 2 \right\}$$

イオンに対して

$$Q(E_i) = \frac{2\pi \mu_i Z_i^2 e^4}{m_e E_i} Z \left\{ \ln \left(\frac{4m_e E_i}{\mu_i I} \right) - C \right\}$$

と求められる。ここに eZ_i は入射イオンの電荷、 μ_i は入射イオンの換算質量(reduced mass)、 C は K 殻電子についての補正である。平均エネルギー損失 I は、大気の場合 94 eV の程度である。この近似はエネルギーの高い方から 100 eV あたりまで適用できる。

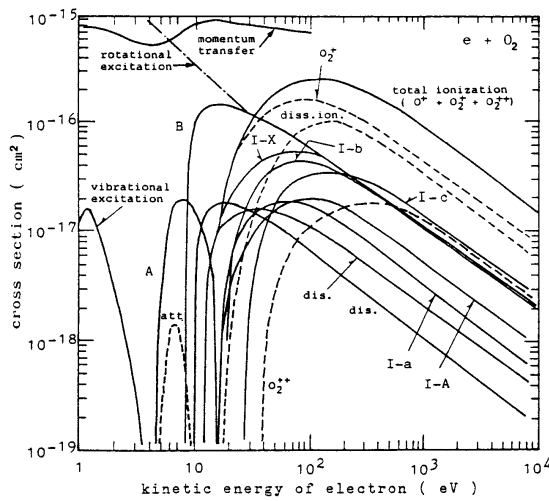


Fig.10-5 入射電子による酸素分子の励起断面積。

度までの領域ではエネルギーによらずほぼ一定で

複雑な粒子の場合、これらの物理過程の厳密な量子論的考察は難しいので、数量的扱いは室内実験の資料によることが多い。減速断面積は、気体の種類、および入射粒子の種類によって決まるが、いま、電子による電離に着目すると、衝突によって1個の電離を行うのに必要なエネルギー損失 w は粒子の運動エネルギーの高い方から 1 keV 程

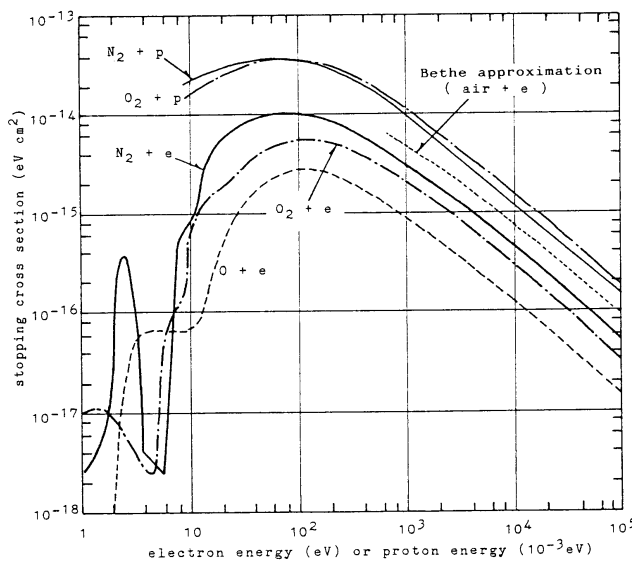
H ₂	36 eV	He	45 eV	N ₂	35 eV
O ₂	32 eV	空気	34 eV	O	27 eV

Table 10-2 1 個の電離に必要な平均エネルギー損失。

程度である。この値は二次電子の寄与を含んでいる。実際には W はエネルギー E の関数で、 $E \leq 100$ eV ではこの表の値よりかなり大きい。

このように、大気中では、二次電子の効果を含めて平均的に $W = 34$ eV ごとに ion pair 一つを生成する。従って、もし実効的電離断面積 σ_{eff} を

$$\sigma_{eff} = \frac{Q}{W}$$

Fig.10-6 O、O₂、N₂ 中の電子の減速断面積。

と書き表せば、これは二次電子生成まで含めた実効的電離断面積を与える。減速にはさまざまな過程が関与している訳であるが、入射粒子の運動エネルギーによるオーロラの発光を見積もるという点で、全体として見れば個々の過程を詳しく知らなくても、上記のような統計的な減速を知るだけで十分だと言えよう。

Stopping cross section の定義によって

$$n(s)ds = \frac{dE}{Q(E)}$$

だから、これを粒子の飛程 s で、無限遠から距離 s まで積分すると、減速断面積の逆数を無限遠に於ける粒子の入射エネルギー ϵ から距離 s におけるエネルギー E まで積分することになって、これが、 $\epsilon \rightarrow E$ の減速に対応する空気層の厚さを与える。すなわち

$$N(s) = \int_s^\infty n(s)ds = \int_E^\epsilon \frac{1}{Q(E)}dE$$

である。

鉛直に入射する粒子に対しては、飛程 s を高さ z で置き換えればよい。入射粒子が何処まで入り込んで来られるかを示す深さに対応するものは高さ z を $z = z^*$ として

$$N(z^*) = \int_{E_{min}}^{\epsilon} \frac{1}{Q(E)} dE$$

particles/cm² で、 z^* が透過高度である。もともと ϵ のエネルギーをもって入射して来た粒子は、高さ z^* までは失われない。ただし、エネルギーは ϵ から次第に E_{min} に近づく。 E_{min} は、thermal energyに相当するエネルギーで、この条件で入射粒子が background に埋没する。

10.4 入射粒子エネルギーの deposit

粒子の初期エネルギーによって透過高度がどのように変わるかを図に示してある。図から判るように、ピッチ角の小さい電子の場合、初期エネルギーが 400 eV 程度で高さ 200 km、1–2 keV で高さ 150 km、10

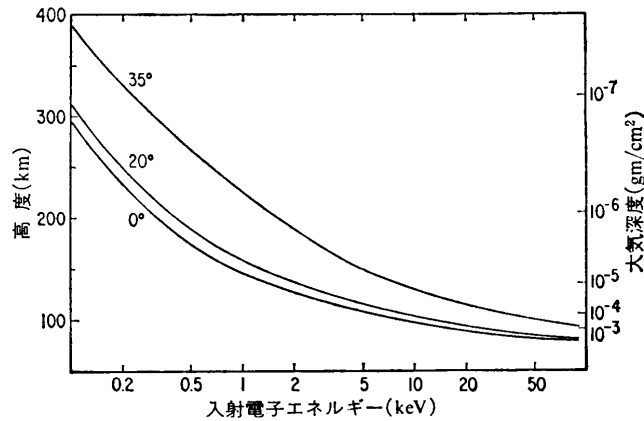


Fig.10-7 入射粒子の運動エネルギー・ピッチ角と透過の深さ (Judge, 1972)。

keV ではおよそ 100 km、40–50 keV では 80 km 程度である。この事実から、オーロラの高さの下限を測定すると入射電子の最大エネルギーを見積もることができる。

高さに伴う入射フラックスの変化は次のように考えることができる。いま、大気外でエネルギー ϵ の粒子フラックスを $F(\infty, \epsilon)$ 、高さ z でのエネルギー E の粒子フラックスを $F(z, E)$ とし、大気圏外でエネルギー範囲 $\epsilon \sim \epsilon + \delta\epsilon$ にあったものが高さ z まで入射したとき $E \sim E + \delta E$ になったとすれば、もし $E > E_{min}$ なら

$$F(\infty, \epsilon)\delta\epsilon = F(z, E)\delta E$$

透過の厚み $N(z)$ の式から

$$N(z) = \int_{E+\delta E}^{\epsilon+\delta\epsilon} \frac{1}{Q(E)} dE = \int_E^{\epsilon} \frac{1}{Q(E)} dE$$

したがって

$$\frac{\delta E}{Q(E)} = \frac{\delta\epsilon}{Q(\epsilon)}$$

よって、高度 z に於けるエネルギー E の入射粒子フラックス $F(z, E)$ は $z > z^*(\epsilon)$ で

$$F(z, E) = F(\infty, \epsilon) \frac{Q(\epsilon)}{Q(E)}$$

$z \leq z^*(\epsilon)$ で $F(z, E) = 0$ となる。

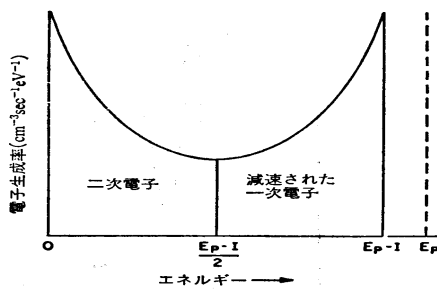


Fig.10-8 二次電子 (Banks *et al.*, 1974; modified by 福西, 1983)。

光の入射の場合のフラックスとの違いは、光の場合には波長を保存して強度が減少するが、粒子の場合にはエネルギーは保存せずに減少し、ある初期エネルギーの粒子が熱化するまではそれ以上のエネルギーの粒子数は保存する、という点である。

一次電子が大気粒子に衝突して電離が起こるときには、放出される二つの電子のどちらがもとの電子であるのか、どちらが

分子から放出されたものかは区別できない。従って、よりエネルギーの高い方を一次電子、エネルギーの低い方を二次電子と呼ぶ。二次電子は、もとの入射エネルギー E から電離エネルギー I を差し引いた値の半分までの大きさを取り得る。実際には、二次電子がどのようなスペクトルで生成されるか、また、大気中でどのようなスペクトルを持つかわからなければ、二次電子の励起を見積ることはできない。

二次電子生成率を $q(E)$ 、 $x = 0$ における二次電子フラックスを $\Phi(E)$ とおく。始めのエネルギー ϵ が距離 x であたえられたとき、 x が粒子の飛程より短ければその電子は $x = 0$ を通ることができる。定義から E と $E + \delta E$ の間の電子フラックスは $\Phi(E)\delta E$ に等しい。 $x = 0$ で E と $E + \delta E$ の間のエネルギーを持つ電子は $x = \xi$ では ϵ と $\epsilon + \delta\epsilon$ の間のエネルギーを持つと仮定すれば

$$\int_0^\xi n dx = \int_E^\epsilon \frac{1}{Q(E)} dE = \int_{E+\delta E}^{\epsilon+\delta\epsilon} \frac{1}{Q(E)} dE$$

ここに n は target 粒子の密度 (cm^{-3})、 $Q(E)$ は stopping cross section (eV cm^2) である。すなわち

$$\delta\epsilon = \frac{Q(\epsilon)}{Q(E)}\delta E$$

次に、 $x = 0$ でエネルギー E をもつ電子は $x = \xi$ では ϵ のエネルギーを持ち、 $x = \xi + \Delta\xi$ では $\epsilon + \Delta\epsilon$ のエネルギーを持つと仮定すれば stopping cross section の定義から

$$\Delta\epsilon = nQ(\epsilon)\Delta\xi$$

従って $x = \xi$ から $x = \xi + \Delta\xi$ で生成された二次電子の $x = 0$ での寄与を $\Delta\Phi(E)$ とすれば、定義によって

$$\Delta\Phi(E)\delta E = q(\epsilon)\delta\epsilon\Delta\xi$$

上の式から $\delta\epsilon$ と $\Delta\xi$ とを消去してエネルギーについて積分を実行すれば

$$\Phi(E) = \frac{1}{nQ(E)} \int_E^\infty q(E')dE'$$

さまざまな種類 (X) の target 粒子の混合気体に対しては

$$\Phi(E) = \frac{1}{\sum_X n(X)Q(X, E)} \int_E^\infty q(E')dE'$$

が得られる。

上に述べた所から、結局、入射電子による全体の励起および電離率は、一次及び二次全体の電子フラックスを $\Phi(E)$ とおけば、形式的に

$$Q_k = n_k \int_0^\infty \Phi_k(E)\sigma_k(E)dE$$

と表すことができる。Primary electron のエネルギー Spektrum をガウス型、

$$\Phi = \Phi_0 \exp \left\{ -\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2} \right\}$$

と仮定し、 $\sigma = E_0/10$ 程度として求めた電離率を図に示す。飛程の大部分でエネルギーロスはほとんど電離によって決まるから、これは全体の energy deposit の様子を示すものと考えてよい。

Target 粒子密度が高さが下がるにつれて指数関数的に増加すること、および速度の減少に伴って作用の断面積が増加することなどから、入射粒子は止まる寸前に最大の

energy deposit をもたらすのがよくわかる。また、 $\sigma = E_0/10$ という小さなエネルギー分散にも関わらず高さにかかなり大きな広がりを示すこともわかる。

既に述べたように、電子の入射エネルギーが大きければ透過高度は低く、逆にエネルギーが小さければ透過高度は高い。 E_0 が 800 eV だとオーロラの下限高度はおよそ 160 km、2 keV だと 125 km、10 keV で 100 km 程度であることがわかる。先にも述べたように、オーロラ高度はほぼ重力分離の起こっている高度範囲と一致しているから、入射エネルギーによって励起発光する target 粒子が異なる。

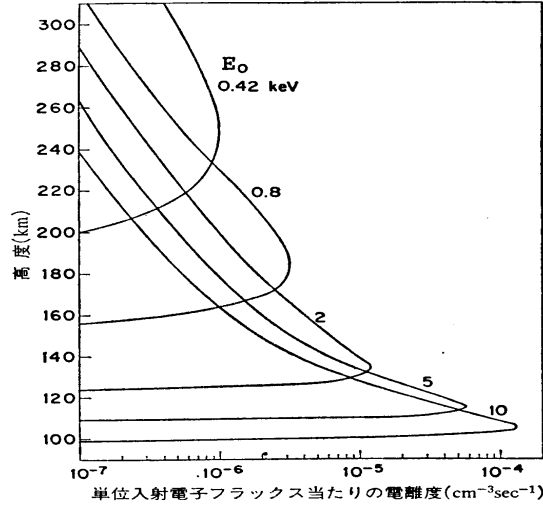


Fig.10-9 Energy deposit の高さ分布。

10.5 入射電子による励起

前々節で述べた energy deposit は、具体的には電離、励起、熱化などにあてられる。ここではオーロラの発光に直接関係する励起を中心に考える。

10.5.1 一次電子による直接励起

状態 a から状態 b への励起断面積を $q_{ab}(E)$ とし、粒子のピッチ角を α とすれば、上の一次電子フラックスによる高さ z での単位体積あたりの直接励起率は、

$$Q(a \rightarrow b, z) = F(z, E) n_a(z) q_{ab}(E) \cos \alpha$$

と求められる。定常状態を仮定し、地上から磁力線沿いに見たオーロラの明るさを求めるには上の励起率を必要な高さ(エネルギー)範囲で積分して

$$\begin{aligned} 4\pi I_{ab} &= F \int_{z^*}^{\infty} n_a(z) q_{ab}(E) \cos \alpha dz = F \int_{E_{ab}}^{\epsilon} \frac{n_a(z)}{n(z)} \frac{q_{ab}(E)}{\frac{1}{n(z)} \frac{dE}{dz}} \cos \alpha dE \\ &= F \cos \alpha \int_{E_{ab}}^{\epsilon} \frac{n_a(z)}{n(z)} \frac{q_{ab}(E)}{Q(E)} dE \end{aligned}$$

もし高さの範囲があまり広くなければ $n_a(z)/n(z)$ は一定と見なしてよいから、この場合のオーロラの明るさは入射粒子のエネルギーだけの関数になる。

例として窒素分子イオンの 3914 Å の明るさについて考えてみる。この場合、励起は電離と同時に起こる。実験によれば、空気中では約 50 回の電離に対して 1 光子が放出される。よって、エネルギー ϵ の電子一個の入射に対して

$$N(3914 \text{ Å}) = 0.02 \frac{n(N_2)}{n} \frac{\epsilon}{w}$$

ここに $n(N_2)/n \sim 0.85$ 、 $w \sim 35 \text{ eV}$ であるから、 ϵ を keV で表すと光子数は

$$N(3914 \text{ Å}) = 0.5\epsilon$$

となる。もし、エネルギーフラックス $\Gamma \text{ (keV cm}^{-2} \text{ sr}^{-1})$ で電子が等方的に入射するとすれば、 $F = \Gamma/(2\pi\epsilon)$ を考慮して先の式を積分して

$$4\pi I_{3914} = 0.25 \times 10^6 \Gamma$$

が得られる。この関係は、 ϵ が 10–100 keV の範囲で、二次電子の効果を含む 3914 Å 全体の励起の 30 %を、また、 ϵ が 1 keV 近傍の場合はその 70 % を説明する。従って、初期エネルギーのあまり高くない範囲では N_2^+ 1st Negative Band は電子の入射エネルギー束を知る上でよい目安となる。

実際のオーロラの発光は二次電子を含めた全電子フラックスで決まり、高さ z における $a \rightarrow b$ の励起率は結局

$$q(a \rightarrow b, z) = \int_{E_{ab}}^{\infty} \Phi(z, E) n_a(z) q_{ab}(E) dE$$

という形で与えられる。

10.6 入射粒子の Energy とオーロラの明るさ

オーロラの明るさは励起に寄与する入射粒子の運動エネルギー総量によって変わる。同時に、励起された分子・原子の、de-excitation によっても大きく変わる。

10.6.1 禁制線の de-excitation

オーロラに光の代表的なものである酸素原子の 5577 Å および 6300 Å は量子力学的には禁じられた遷移による。このように励起状態が metastable state で禁制遷移によ

るものは、窒素分子イオンの 4278 Å などの許容遷移と違って遷移による光子放出に時間がかかるので励起状態から他のレベルへの遷移や collisional de-excitation の効果が大きく、その分、下式のように発光は減少する。

$$4\pi I_{ba} = \int_0^\infty \frac{A_{ba}n_a(z)}{\sum_c A_{bc} + k_d n_d(z)} dz \int_{E_{ab}}^\infty \Phi(z, E) q_{ab}(E) dE$$

ここに A_{bc} は考えている発光以外の他のレベルへの遷移を表し、 $k_d n_d$ が de-excitation の係数とこれに関与する粒子密度を示している。ちなみに 5577 Å 放出 ($2p^4 \ ^1D - 2p^4 \ ^1S$) の平均寿命は約 0.74 秒、6300 Å 放射 ($2p^4 \ ^3P - 2p^4 \ ^1D$) の平均寿命は約 110 秒である。衝突による de-excitation は 5577 Å に対しては 90 km 以下で効果的であり、6300 Å に対しては 150 km 以下で効果的である。

incident electron energy(E)	mono-energetic			continuous
	1 keV	10 keV	100 keV	$E_0=5$ keV
incident electron flux($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	6.28×10^8	6.28×10^7	6.28×10^7	6.28×10^8
incident energy flux($\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	1	1	10	5
brightness(kR) $\text{N}_2^+ 3914 \text{ Å}$	0.24	0.50	5.0	4.2
$\text{O } 5577 \text{ Å}$	0.82	0.26	0.066	6.0
$\text{O } 6300\text{--}6364 \text{ Å}$	5.1	0.22	0.038	13.0
max ion production rate($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)	1.9×10^3	1.7×10^3	2.3×10^4	2.3×10^4
alt of max production(km)	154	116	88	117
max production by X-rays		3.6×10^{-2}	1.9×10^1	1.0×10^0
alt of max production by X-rays		97	45	93

Table 10-3 粒子の入射エネルギーとオーロラ放射強度。

10.6.2 電子の入射エネルギーと光の相対強度

Target 粒子の分布と入射エネルギーによる透過高度の違いから、もし、エネルギースペクトルのモデルを立てることが許されれば、オーロラの代表的な光の強度の比を使って入射粒子のエネルギーを大まかに見積もることができる。例えば、 E_0 が 400 eV 程度であれば、光はほとんど酸素原子の赤線 6300–6364 Å および緑線 5577 Å である。入射電子のエネルギーが増加すると、energy deposit の高度が下がって窒素分子の電離・励起が起こり、窒素分子イオンの 4278 Å、さらには窒素分子の赤のバンドが現れ、次第にこれらが相対強度を増す。

注意しておくべきことは、このような光の強度比は、磁力線沿いに、かつ、ほとんど定常と認められる程の静かなオーロラについて求めなければならないという点である。

いままで述べて来たことからわかるように、粒子フラックスの連続は磁力線沿いにのみ成り立ち、かつ、すべては定常の仮定のもとでの計算だからである。非定常では条件の変動が大きく、例えば禁制線と他の光との比較は、非定常条件を厳密に指定しない限り意味をなさない。

10.6.3 沿磁力線電場とミラー磁場

第11章、および第12章で述べるように、オーロラはカーテン型オーロラと脈動オーロラに大別される。そのうち、カーテン型オーロラの明るさについて考える場合には、二次電子の捕捉の効果を考える必要がある。夕方の極光帯でカーテン型オーロラ中で二次電子が生成される高度では、生成された二次電子の多くはある高さ範囲に捕捉されて、その外側の粒子フラックスとは独立の変動をすることができる。この領域には上向きの電場があつて、その上限(およそ 10000 km)と下限(およそ 1000 km)の間には、昼間に近い方で数百 V、深夜に近い方では 10 kV 程度の電位差がかかっている。従つて、この電位差以下のエネルギーの粒子は上部では電場に依つて下向きに反射され、一方下部では磁場のミラー点で上向きに反射されるのでこの領域内に捕捉されて外へ逃げることができない。

もし電場領域の上で等方的な Maxwell 分布

$$f(v^2)^U = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) = n \left(\frac{m}{2\pi E_0} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right)$$

だとすると、 Φ_0 の電位差をもつ電場加速領域の下では $e\Phi_0$ のエネルギーを得て

$$f(v^2)^L = n \left(\frac{m}{2\pi E_0} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{-E + e\Phi_0}{E_0} \right)$$

となつて、当然、 $e\Phi_0$ のエネルギーにフラックスのピークを持つ形となり、実際の観測に近い形が得られることがわかる。

また、ピッチ角分布は、加速領域の上では isotropic であつたものが、加速領域の下では平行エネルギーの増分 $e\Phi_0$ のために $E \leq \frac{e\Phi_0 B}{B-B_0}$ のエネルギー範囲ではピッチ角の小さい範囲のフラックスが大きくなり、逆に $E \geq \frac{e\Phi_0 B}{B-B_0}$ では等方性が保たれることがわかる。

両者の範囲を分けるピッチ角は

$$\sin^2 \alpha_c = \frac{B}{B_0(1 - \frac{e\Phi_0}{E})}$$

で与えられる。

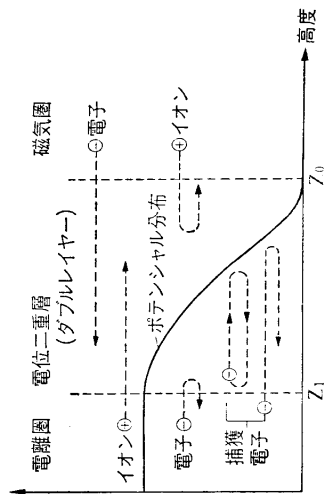


Fig.10-10 ミラー磁場と電場による
捕捉電子 (福西, 1983)。

電子の定常的な下向き電場加速が起こってこれがオーロラ電子の主たる部分を担っている場合には、二次電子の最大エネルギーは最大加速電位差に等しいから、すべての二次電子がこの領域に捕捉されるはずである。捕捉されるフラックスは、二次電子生成率とそのロス率(thermal energy への)とで決まる。二次電子生成率は電場領域上限からこの領域に供給される電子フラックスの数と加速電位差とで決まる。

通常オーロラ高度、あるいはその少し上で測定した電子フラックスは一次入射電子と思われるが、上に述べた所からわかるように、このような条件のもとではこの高度

で測定した電子フラックスは一次入射のそれとは言えない。loss cone 周辺を除いて考えれば、むしろ二次電子フラックスを見ているというべきであろう。

その証拠は電子フラックスの実測結果で多くの場合、磁力線沿いの成分を除いては上向きフラックスと下向きフラックスには大きな違いがない。

電子は質量が小さいので磁場中の gyration 半径は小さい。電子の質量 $m = 9 \times 10^{-31}$ kg、電荷 $e = 1.6 \times 10^{-19}$ Coulomb、30 keV の電子 ($v = 10^5$ km/s) で 0.6 Gauss(60000 nT) の磁場強度の極光帯で gyration 半径はおおよそ 10 m 程度、300 eV($v = 10^4$ km/s) では 1 m 程に過ぎない。また、電子は荷電を失うことがないので、磁力線に常に捕捉され、従って電子の入射によって光るオーロラは電子入射に対応する細かい構造をもって現れる。

一方、プロトンでは質量が 2000 倍ほど大きいので電子と同じ速度を持つには加速は 2000 倍大きい必要があり (60 MeV と 600 keV)、この場合には質量比に比例して gyration 半径は大きい、すなわち、20 km と 2 km ほどである。電子と同じエネルギーなら、速度は質量の平方根に比例して遅いから、運動量は質量の平方根に比例し、回転半径はその分だけ、すなわち、500 m と 50 m 程度に大きくなる。実際には、プロトンの場合には、後に述べるように荷電交換が最大のもので、これによって極端に広がって

ばやけてしまう。

10.7 代表的なオーロラ光の発光

10.7.1 酸素緑線 5577 Å

$^1S \rightarrow ^1D$ の遷移で発光するもので、オーロラの中では最も有名な光と言ってよい。最後 (1925 年頃) まで、何の光かがわからなかった光と言う意味でも有名である。 1S 状態への励起は

- I. $O(^3P) + e \rightarrow O(^1S) + e$ 主として二次電子による O の励起
- II. $O_2 + e \rightarrow O(^1S) + O + E$ O_2 の解離と同時励起
- III. $O_2^+ + e \rightarrow O(^1S) + O$ O_2^+ イオンの解離再結合
- IV. 励起された O_2 、 N_2 分子と O との衝突によるエネルギー交換
- V. N_2 と e の衝突で放射される UV による O_2 の光解離同時励起

などが考えられている。高さによってこれらの過程のどれが効果的かが変わるようである。

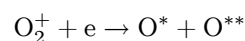
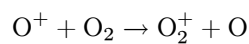
10.7.2 酸素原子 6300-6364 Å

$^1D \rightarrow ^3P$ の遷移で発光するもので、次に示すように低エネルギーの一次、二次電子によって励起される他、解離再結合、熱電子励起などが考えられている。

- I. $O(^3P) + e \rightarrow O(^1D) + e$ 一次、二次電子による直接励起
- II. $O_2^+ + e \rightarrow O(^1D) + e$ O_2^+ イオンの解離再結合
- III. $O(^3P) + e (Te > 2000K) \rightarrow O(^1D) + e$ 熱電子による励起
- IV. $O^+ (^2D) + O \rightarrow O^+ + O(^1D)$ O^+ と O のエネルギー交換

I. の直接励起以外の寄与は小さい。高さ 150 km 以下では collisional de-excitation の効果が大きく、実際的には 250 km 以下では強い発光は起こらず、よく光るのは 250–600 km の間である。

Subtropical arc (亜熱帯グロー) は第 8 章で触れたように磁気赤道を挟んで磁気緯度 $\pm 15^\circ$ 近傍に現れる光で、電離層におけるプラズマの fountain effect によって現れる。その反応は主たるイオン O^+ に由来する励起再結合によるもので、



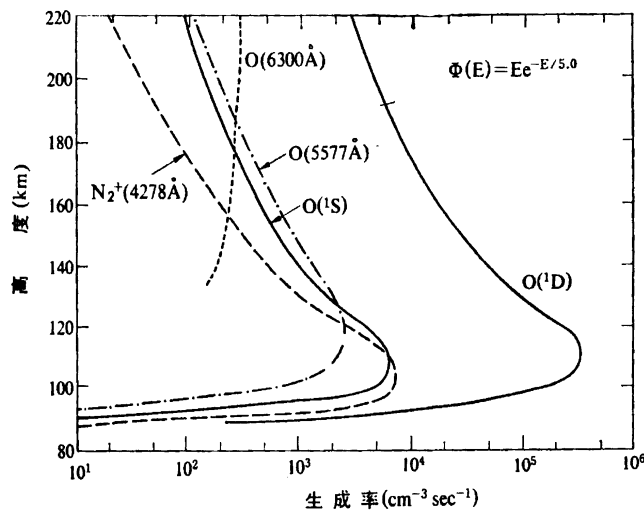


Fig.10-11 励起・発光の高さ分布。

によって励起される。
この領域では O^+ が
主たるイオンであるか
ら、この反応は電子密
度に比例するように見
える。亜熱帯グローが
電離層 F2 層の電子密
度の緯度プロファイル
とよい相関を示すのは
このためである。

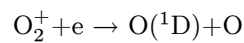
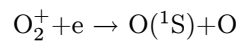
10.7.3 窒素分子イオン N_2^+ の 1st Negative Band(3914 Å, 4278 Å)

N_2^+ の $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ の遷移によって放出される光で、振動励起にもとづくたくさんのラインをもつバンド構造を示す。その代表的なものは振動遷移 (0,0) の 3914 Å と、振動遷移 (0,1) の 4278 Å の光である。この光はオーロラ中で強く、かつ、光の強度は電離生成率に直接に比例する。電離生成率はほとんど入射電子のエネルギーによらず一定で、33 eV あたり 1 個の ion pair を作る。従って、既に述べたように、この光はオーロラ粒子のエネルギーフラックスを推定するのに有効に使われる。電離生成率に対する 3914 Å および 4278 Å の光子生成率の比はそれぞれほぼ 25/1、70/1 であるから 1 photon あたり 3914 Å に対しては 800 eV、4278 Å に対しては 2000 eV として見積ることができる。

	Transition	Wavelength (Å)	Energy (eV)	Mean lifetime	Relative intensity	Remarks
H	2-1	1215.7	10.2	2.13×10^{-9}	~100	L $_{\alpha}$
N	$2p^3 \ ^2P^0 - 2p^3 \ ^2D^0$	10400	3.58	6.1	100	
O	$2p^4 \ ^1D - 2p^4 \ ^3P$	6300.2-6363.9	1.97	1.47×10^2	50	red line
O	$2p^4 \ ^1S - 2p^4 \ ^1D$	5577.4	4.19	7.1×10^{-1}	100	green line
O	$2p^3 3p \ ^5S^0 - 2p^4 \ ^3P$	1302-5-6	9.52	2.63×10^{-9}	50~100	triplet
O	$2p^3 3d^3 P - 2p^3 3s \ ^3S^0$	8446.5	11.0	3.57×10^{-8}	10~25	
O	$2p^3 s' \ ^3D^0 - 2p^4 \ ^3P$	989.5	12.5	3.86×10^{-9}	(170)	quintet
O	$2p^3 3s' \ ^1D^0 - 2p^4 \ ^1D$	1152.2	12.7	2.22×10^{-9}	(110)	
N ₂	$B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$	red	7.3	7×10^{-6}	2000	1st Positive
N ₂	$C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	uv-violet	11.0	4×10^{-8}	100	2nd Positive
N ₂	$a^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+$	uv	8.6	1×10^{-4}	50-100	Lyman-B-H
N ₂	$b^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$	uv			(1000)	Birge-Hopfield
N ₂	$b^1\Pi_u - a^1\Pi_g$	uv				Janin
N ₂	$h^1\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$	uv			(600)	Watson-Koontz
N ₂	$h^1\Sigma_u^+ - a^1\Pi_g$	uv				Gaydon-Herman
N ₂	$A^3\Sigma_u^+ - X^3\Sigma_g^+$	uv-blue	6.2	~2	150	Vegard-Kaplan
N ₂ ⁺	$A^2\Pi_u - X^2\Sigma_g^+$	infrared	16.7		165	Meinel
N ₂ ⁺	$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$	3914-4278	18.7		2500	1st Negative
O ₂	$a^1\Delta_g - X^3\Sigma_g^-$	12700-15800	1.0	3.6×10^3	1000	IR Atmos.
O ₂ ⁺	$A^2\Pi_u - X^2\Pi_g$		16.9		(190)	2nd Negative
O ₂ ⁺	$b^4\Sigma_g^- - a^4\Pi_u$	green-red	18.2		40	1st Negative

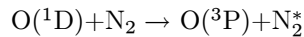
Table 10-4 代表的なオーロラの光。

解離再結合は分子イオンが失われる代表的機構である。NO⁺ や O₂⁺ は大部分がこの過程で消滅する。下記のように O₂⁺ が失われる反応で酸素原子の 5577 Å (¹S→¹D)、6300-6364 Å (¹D→³P 基底状態) が発光する。



既に述べたように、酸素原子の 5577 Å、6300-6364 Å は量子力学的には禁止された遷移の光である。このため、(¹S) 状態、(¹D) 状態に励起されても、他の粒子に衝突して励起エネルギーを失って発光しない可能性が高い。これが collisional de-excitation である。de-excitation は、6300-6364 Å について 150 km 以下、5577 Å については 90

km 以下で効果的である。例えば



という反応で N_2 が振動励起状態にはいつて O は基底状態にもどる。また、他の状態へ励起した粒子同士の衝突で必要な励起に入り込む場合もある。

Table 10-4 に、オーロラに特徴的な酸素原子の緑線 (5577 Å) の強度を 100 として、代表的なオーロラの光の統計的な相対強度を示しておく。この相対強度は、緯度により、時刻により、また、活動の度合いや活動の相対的な場所、オーロラを見る角度などによって大幅に変化することを心得ておいて欲しい。

10.7.4 オーロラの高さと色

上に述べたように、オーロラの色には概して高さによる違いが現れる。高さによって大気の主成分が変わるからである。オーロラが現れる代表的な高さの範囲は地上 90 km から 600 km 程度であるが、この高さの範囲はちょうど大気が重力分離を起こす範囲と重なっている。すなわち、高さ 200 km より上では大気の主成分は酸素原子であり、その下では次第に窒素分子、酸素分子が主成分となる。

一方、入射粒子の透過高度は初期エネルギーによって決まる。400 eV では約 200 km、10 keV では 100 km、40–50 keV になると 80 km 程度まで下がる。従って、入射粒子の初期エネルギーが 400 eV より小さければ、高さ 200 km より上で主として酸素原子の深紅 (6300–6364 Å) の光が発光する。このため、昼間カスプオーロラのように背の高いオーロラでは上部が深紅になる。これを磁気的な真下から見ると、中心部が深紅で周辺が緑の花びらのように見える。高さ 100 km から 150 km の間では 2 keV–10 keV の入射エネルギーに対応し、概して酸素原子の緑と、窒素分子イオンの青 (及び紫外線) が卓越する。80 km から 100 km の間では、高エネルギー (10 keV 以上) 電子の入射に対応して窒素分子の 1st Positive Band の赤が強い。 O_2^+ イオンの 1st Negative Band の寄与も考えられている。背の高い、活動的なオーロラを磁気的な真下から見ると、一番外側はこの窒素分子の赤で縁取られるので、花びらの先端が赤く、中間が緑と青、中心が深紅の色になって見事である。

10.8 入射粒子による電離

既に窒素分子イオンの励起に関連して述べたように、入射粒子および入射粒子に由来する制動輻射のエックス線は大気粒子を電離する。電離についても励起について述べ

たのと全く同じに、単位体積中の電離率は、入射フラックスの高さによる変化と、target 粒子の密度、ionization cross section の積で表現される。すなわち、一次電子について電離率は

$$Q(z) = F(z, E)n_a(z)q_{ia}(E) \cos \alpha$$

で与えられる。第7章で述べたように、E 領域では電離によって生成される一次イオンは N_2^+ 、 O_2^+ 、 NO^+ 、 O^+ で、化学反応によって N_2^+ と O^+ が失われて最終的に NO^+ と O_2^+ が主イオン成分となる。

電子は電子と+イオンの再結合または電子の中性分子への付着によって失われ、生成とロスとの平衡状態で電子密度が決まる。通常、電離の大きな E 領域では再結合型の変動であって、そこでの電子密度 $[e]$ は窒素イオンの光のように許容遷移のオーロラの光の強度、 J に比例する電離率、 Q 、と effective recombination coefficient α_{eff} とで

$$[e] = \sqrt{\frac{Q}{\alpha_{eff}}}$$

と与えられる。

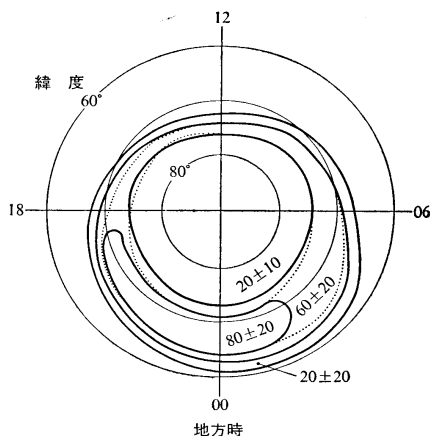


Fig.10-12 オーロラ Es の分布
(松浦, 1983)。

このように、オーロラ中では電子密度が大幅に上昇する。そのために極光帯では、Fig.10-12 に示すように、オーロラ活動に伴ってオーロラ Es と呼ばれるスποラディック E 領域が発生する。これは通常言われる層ではなく、オーロラの局所構造に見合って水平方向にも電子密度の空間揺らぎが大きいため、電波は部分反射の状態となる。すなわち、最大 15 MHz にも達する Es 反射の上に、それよりずっと低い周波数の F 領域の反射が現れる。

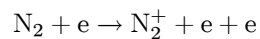
カーテン型オーロラは厚さが極めて薄いので高電気伝導度領域もカーテン型の薄い領域で起こる。そのため、アークに沿った大規模電場があると磁気赤道のところでは述べたのと同じように分極が起こり、アークを横切る電流が制約されてアークに沿う方向

には Cowling 伝導度が現れ、大きな電流が流れる。この場合は磁気赤道における鉛直な分極と違って分極はアークに垂直にかつ水平面内で起こる。

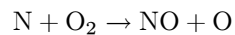
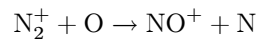
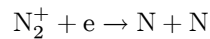
一つのアークよりずっと大きいスケールでも、よく知られているように、オーロラオーヴァルでは、他に比べて電気伝導度が高い。これが、電離層と磁気圏とを結ぶ電流に本質的な影響を及ぼしていることは多くの研究 (e.g., Kamide and Rostoker, 1977) の示すところである。また、個々のオーロラ活動に伴って、後に述べるように、電離層中の局所的・過渡的な電気伝導度の増大が起こり、強い過渡的な電流が誘導され、その下での磁場変動をもたらす。また、地面の誘導電流は送電線の星型結線トランスの中心の電位を変動させ、そのためトランスに直流が流れて焼けたり保護コンデンサーがパンクしたりして停電事故を起こすことがある。

F 領域では一次生成のイオンは O^+ 、 O_2^+ 、 N_2^+ であって、高さ 200 km 以下の高度では E 領域と同じく O_2^+ と NO^+ が主成分となる。しかし高度の増大に伴う密度の減少で O^+ のイオン交換反応の能率が下がり、高さ 200 km 以上では主なイオン成分は O^+ となる。

また、電子の入射ならびにこれに伴う制動放射の X 線は化学変化にも関与し、次のように NO が生産される。まず、主成分 N_2 が電離



で N_2^+ になる。できた N_2^+ は



によって NO の生成源になっている。

オーロラ活動に伴って NO が生成されるのは、昭和基地でのロケット観測によって知られている (Iwagami and Ogawa, 1980)。Fig.10-13 は昭和基地でのロケット観測の結果で、NO の高さ profile を示す。比較のために、同じ図に、インドの Thumba (Tohmatsu and Iwagami, 1976) と日本の内之浦 (Tohmatsu and Iwagami, 1975) での観測結果が示してあるが、これら低緯度での観測結果と極光帯の昭和基地とでは、特に、高度 100 km 以下の低高度における NO 密度に大きな違いがあることがわかる。ちなみにこの測定が行われた 1977 年 8 月 10 日には大きな擾乱が起こっており、測定時刻はその日の日中で、

riometer には 3 db ほどの吸収があつて、かなりの粒子入射が起こっていることを示している。

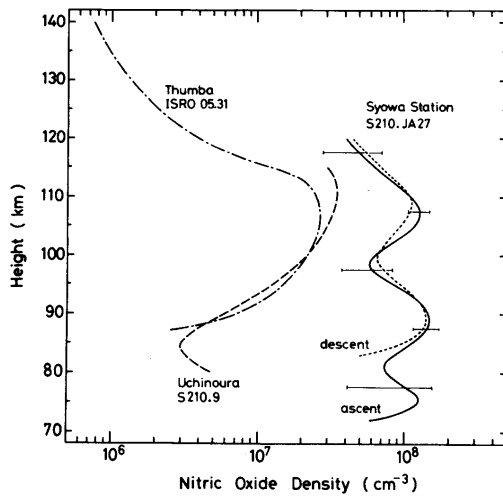


Fig.10-13 右側のカーブが昭和基地上空の NO。
左のカーブは内之浦と Thumba での NO 分布。

既に述べたように、成層圏において NO は単独ではオゾンとの触媒反応でオゾン減少に寄与するが、フロンに由来する Cl と共存する場合にはさらに複雑な反応過程をたどることが指摘されている。すなわち、両者が共存すると、硝酸塩素 (ClONO₂) などの安定な化合物ができるので、そのため塩素も窒素ともにオゾンとの反応が抑制されるというのである。冬季の極域成層圏の低温のために氷晶に多量の硝酸が吸着され、氷晶が成長して落下すると窒素の減少が起こり、そのために春先に塩素が著しく活性化しオ

ゾンホールが成長するのではないかと考えられている。しかし、オーロラ活動に由来してできる高い高度での NO がどのようにオゾンの減少にかかわり、全体のオゾン濃度に関係しているのかは、まだよく判っていない。

10.9 制動放射の엑クス線

電子が大気粒子と衝突すると、電子は target 粒子のクーロン場で大きな加速度を受ける。そのため、運動する電子がその周辺に持つ電場エネルギーの一部を制動放射の X 線という形で放出する。従って、オーロラ中には X 線も放射されている。

遅延ポテンシャルを考慮すると、速度 \mathbf{v} で動いている電子は静止電荷と違ってその周りに

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi + \frac{cs}{r}\kappa\frac{\partial\phi}{\partial t'} - \frac{r}{s}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t'}$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} - \frac{r}{cs}\kappa \times \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t'}$$

の電磁場を持っている。ここに

$$t' = t - \frac{r}{c} \quad s = r(1 - \frac{\kappa \cdot \mathbf{v}}{c})$$

で、 \mathbf{r} は観測点の位置ベクトル、 \mathbf{v} は電子の速度、 κ は電荷から観測点に向かう単位ベクトルである。この式を書き直して $\dot{\mathbf{v}}$ を含む項だけを取り出すと

$$\mathbf{E}_r = \frac{er^2}{4\pi\epsilon c^2 s^3} \kappa \times \left\{ \left(\kappa - \frac{\mathbf{v}}{c} \right) \times \dot{\mathbf{v}} \right\}$$

$$\mathbf{B}_r = \frac{er^2}{4\pi\epsilon c^2 s^3} \kappa \times \left[\kappa \times \left\{ \left(\kappa - \frac{\mathbf{v}}{c} \right) \times \dot{\mathbf{v}} \right\} \right] = \frac{1}{c} \kappa \times \mathbf{E}_r$$

となる。ポインティングベクトルは

$$\mathbf{S}_r = \frac{1}{\mu} \mathbf{E}_r \times \mathbf{B}_r$$

だから、電子からの距離 r で、面積 $d\sigma = r^2 d\Omega$ を通って dt 時間に流れるエネルギーは

$$P(\theta) = \frac{dW}{dt'} = \frac{e^2}{16\pi^2\epsilon c^3} \frac{1}{(1 - \kappa \cdot \mathbf{v}/c)^5} \left\{ \kappa \times (\kappa \times \dot{\mathbf{v}}) - \frac{\kappa \times (\mathbf{v} \times \dot{\mathbf{v}})}{c} \right\}^2 d\Omega$$

という形で与えられる。もし電子が一様な制動 $\dot{\mathbf{v}}$ を受けながら直線運動しているとするば、

$$\mathbf{E}_r = \frac{e}{4\pi\epsilon c^2 r} \frac{1}{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^3} \kappa \times (\kappa \times \dot{\mathbf{v}})$$

$$\mathbf{B}_r = \frac{-e}{4\pi\epsilon c^2 r} \frac{1}{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^3} \kappa \times \dot{\mathbf{v}}$$

$$P(\theta) = \frac{e^2 \dot{v}^2}{16\pi^2\epsilon c^3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^5} d\Omega$$

が得られる。

式からわかるように、電子に制動がかかる時には電子のもとの速度の向きから或る角度の所に大きな放射があり、速度 \mathbf{v} が大きいほど、ピークの角度は前方に近づく。速度に対して後方には放射されない。この意味で、制動放射は、高速の電子の持っている相対論的電磁場が、制動に際して前方に振り飛ばされて発生するものと理解できる。もし $v \ll c$ なら、全輻射は

$$P = \int P(\theta) d\Omega = \frac{e^2 \dot{v}^2}{6\pi\epsilon c^3}$$

で与えられる。

衝突パラメータを p とおけば、加速度 \dot{v} は

$$\dot{v} \simeq \frac{e^2 Z}{mp^2}$$

で表されるから、これを \dot{v} に代入して、すべての衝突パラメータについて積分し、かつ、加速時間は p/v 程度の時間だからこの時間で積分し、かつ、イオン密度を掛ければ、全エネルギー損失が求められる。

制動放射のエネルギーは $eV = h\nu_{max}$ で決まる最小波長 $\lambda_{min} = c/\nu_{max}$ がある。10–100 keV の電子エネルギーが 0.12–1.2 Å の最小波長に対応する。入射電子のエネルギーが E であれば、放射される X 線の振動数は 0 から $\nu = E/h$ (h はプランクの常数: $h = 6.62 \times 10^{-27}$ erg sec) までの間に連続的に分布する。制動放射による電子のエネルギーロス他には比べればずっと小さいが、発生した X 線は低い高度の電離に大きく寄与する。

Target 粒子 (大気粒子) の構造を考えて、量子力学的取り扱いによって、入射エネルギー E の電子が制動放射でエネルギー $(h\nu) \sim h\nu + d(h\nu)$ のエクス線を放出する微分断面積 $Q(E, h\nu)$ を求めると

$$Q(E, h\nu)d(h\nu) \simeq \frac{8}{3} \frac{r_0^2 Z^2}{137} \frac{mc^2}{E} \ln \left(\frac{(\sqrt{E} + \sqrt{E - h\nu})^2}{h\nu} \right) \frac{d(h\nu)}{h\nu}$$

が得られる。ここに r_0 は古典的電子半径 $r_0 = e^2/(mc^2)$ である。なお、この式を求めるには酸素分子や窒素分子などはいずれも二つの原子として取り扱って、平均原子番号 $Z = 7.5$ を使い、Thomas-Fermi のモデルに Born 近似を使っている。

平均原子質量数 M の大気、厚さが $dz(\text{g/cm}^2)$ の領域を考えると、 dz/M はその厚さの中の粒子数であるから、その中からエネルギーが $h\nu$ と $h\nu + d(h\nu)$ の間にある制動 X 線を放出する全断面積は $Q(E, h\nu)(1/M)dz$ である。従って、全ての透過深さの電子に対する X 線の放射光子数 $dN(h\nu)$ は

$$dN(h\nu) = d(h\nu) \times \int_0^R Q(E, h\nu) \frac{1}{M} dz$$

で与えられる。 R は粒子数で表した粒子の進入の深さである。従って、電子のエネルギースペクトルを $F(E)$ とすれば全体では

$$\frac{dN(h\nu)}{d(h\nu)} = \int_0^\infty \int_0^R F(E) Q(E, h\nu) \frac{1}{M} dz dE$$

となる。これが、下方に向かっては途中で強い吸収をうけて、高エネルギーの部分が低い

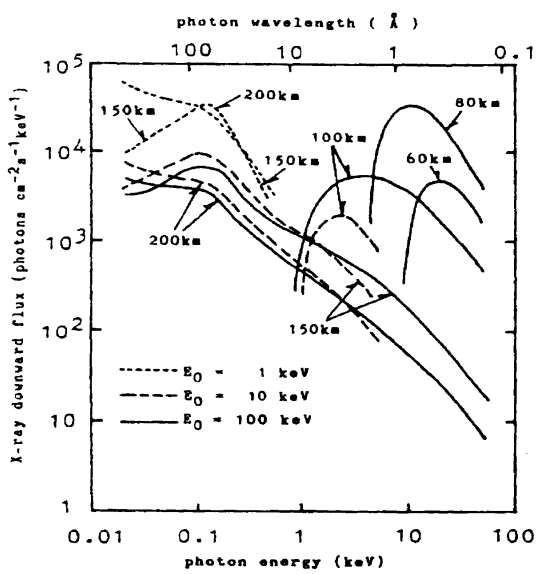


Fig.10-14 オーロラに伴う X 線の放射。

高度まで進入する。100 keV の電子に対応して放出される X 線の到達高度は 30–25 km あたりで、大きなプラスチック気球を使えば十分に観測できる。

電子の主なエネルギー範囲は 1–10 keV でこのエネルギー領域の粒子による電離の主な部分は E 領域であるが、電子の加速に伴う制動輻射の X 線は更にふかく透過して D 領域を電離する。粒子、X 線それぞれの電離域と電離率は下表のとおりである。

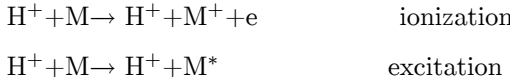
electron energy (keV)	alt of max production		max ionization rate per electron	
	direct (km)	X-rays (km)	direct (ion-pair per cm)	X-rays (ion-pair per cm)
3	126	88	2.5×10^{-5}	5.9×10^{-10}
10	108	70	1.4×10^{-4}	1.3×10^{-8}
30	94	48	5.6×10^{-4}	2.3×10^{-7}
100	84	37	1.9×10^{-3}	1.3×10^{-5}

Table 10-5 電子と制動輻射の X 線による電離領域と電離率。

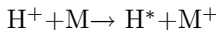
10.10 プロトンによる励起、および水素輝線の発光

プロトンが大気に入射すると、電子と違ってプロトンは中性の水素に変わったりまたプロトンに戻ったりする。M を target 粒子とするとその変化は

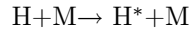
a) ionization と excitation



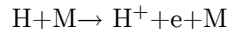
b) charge exchange



c) inelastic collision of neutral hydrogen



d) ionization of neutral hydrogen



などである。中性の水素原子である間は磁場に束縛されないから、もし平均自由行程が長ければプロトンのフラックスは大幅に拡散する。すなわち、プロトンで励起されるオーロラはぼやける。フラックスが拡散するので水素輝線も拡散する。

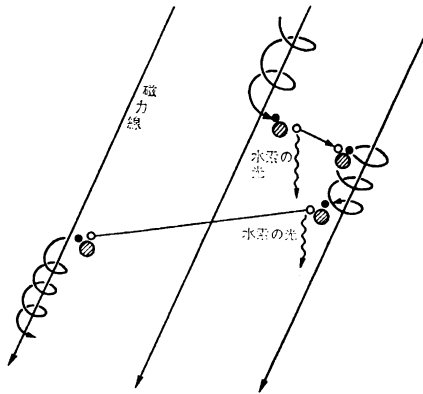


Fig.10-15 水素輝線の発光の仕方。

オーロラ中の水素原子の励起は上の b)、c) の二つの過程で起こる。水素の emission の強さを求めるには n 状態へ励起された水素の密度 $H(n)$ を知る必要がある。励起は 1) H^+ の荷電交換の際の同時励起、2) 基底状態 $H(1)$ の水素原子の衝突励起、3) より高い励起状態 $H(l)$ 、($l > n$) からの cascade transition、4) 他の励起状態からの excitation または de-excitation によって起こる。実際には spontaneous transition は衝突による transition よりずっと大きいから 4) の process は無視で

きる。 n 状態の水素 $H(n)$ の loss は $m < n$ である m 状態への spontaneous transition である。これらの平衡状態は

$$N_a N_c v q_{cn} + N_a N_1 v q_{1n} + \sum_{i=n+1}^{\infty} N_i A_{in} = N_n \sum_{m \neq n} A_{nm} \quad (n = 2, 3, 4, \dots)$$

ここに N :数密度、 v :速度、 q :衝突断面積、 A :自然遷移確率(spontaneous transition probability)で、Suffixes l, m, n は水素原子の electronic states、Suffixes c and a は proton 及び atmospheric molecule を示す。

実際には $N_n \ll N_1$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) だから b) と d) によるプロトンの production と loss のバランスは

$$N_a N_c v \sum_{l=1}^{\infty} q_{cl} = N_a N_1 v q_{1c}$$

で与えられる。プロトンと中性水素原子フラックスをそれぞれ F_c 、 F_1 とおけば

$$F_c = N_c v \qquad F_1 = N_1 v$$

$$F_c + F_1 = F = \text{const}$$

$$F_c = \frac{q_{1c} F}{q_{1c} + \sum_{l=1}^{\infty} q_{cl}}$$

$$F_1 = \frac{\sum_{l=1}^{\infty} q_{cl} F}{q_{1c} + \sum_{l=1}^{\infty} q_{cl}}$$

となって、 F が一定であってもプロトンと中性水素原子のフラックスの比 F_c/F_1 は高さ
と初期エネルギーの関数となる。それは、衝突断面積がエネルギーの関数だからである。

proton energy (keV)	ionization deg $F_c/(F_c + F_1)$	altitude of 90 % ionization(km)	エネルギーによる フラックスのプロトンで ある割合 $F_c/(F_c + F_1)$ 、 ならびに、90 %がプロ トンである高さはTable 10-6 の通りである。
3	0.11	310	
10	0.26	305	
30	0.46	295	
100	0.80	268	
300	0.99	252	

Table 10-6 入射プロトンがプロトンである割合。

Eather(1967) の計
算による isotropic かつ

mono-energetic なプロトン入射に伴う水素輝線の強度の見積りは次の通りである。

proton energy (keV)	penetration altitude (km)	layer thickness (km)	photon yield per incident proton L_α H_α H_β			水素の輝線には顕 著なドップラー効果が見 られる (<i>e.g.</i> , Gartlein, 1950)。磁場に垂直な方 向に測定すると Doppler Broadening が見られ、磁 場に沿った方向では Dop- pler Broadening ととも に紫側への Doppler Shift
1	156	100	<3	<0.4	<0.1	
3	139	28	13	1.7	0.3	
10	122	23	63	8.2	1.4	
30	113	18	128	16.6	3.2	
100	105	10	266	34.5	7.0	
300	98	3	310	40.0	10.0	

Table 10-7 入射プロトンのエネルギーと水素輝線強度。

が見られる。Doppler velocity の平均値は 300–400 km/sec で、運動エネルギーにして
0.5–1 keV 程度である。

水素輝線のドップラー効果 (Shift and broadening) が知られた 1950 年代には一
時、このドップラー効果こそ、そのままプロトンの入射エネルギーを示すものだと考え
られたこともあった。しかし、実際は、このエネルギーは incident のエネルギーを表す

ものではなく、十分に減速して励起断面積が大きくなったところの代表値と考えなければならない。ひろがりの wing での Doppler velocity は 2000 km/sec 程度あ

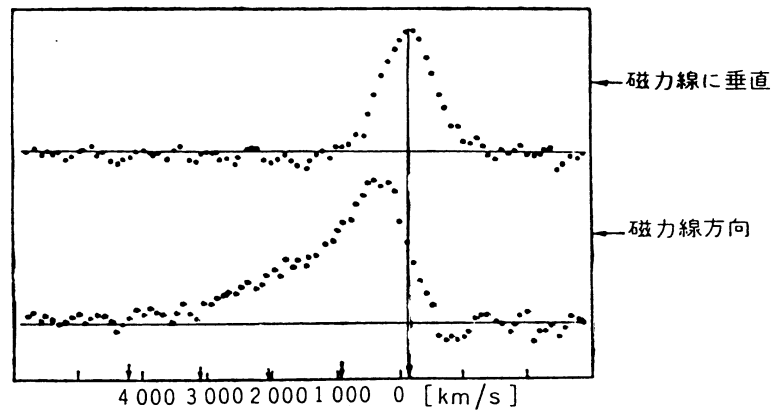


Fig.10-16 オーロラ中の水素輝線の Doppler 効果による広がり。

って、incident energy は 20 keV を越えるものがたくさんあることを示している。

また、同時にこの時代には、この Doppler shift に基づいて、オーロラを励起する入射粒子はプロトンであろうと考えられたものであるが、1958 年、カナダのフォート・チャーチルでのロケット実験で、入射粒子が電子であることが確かめられた (McIlwain,

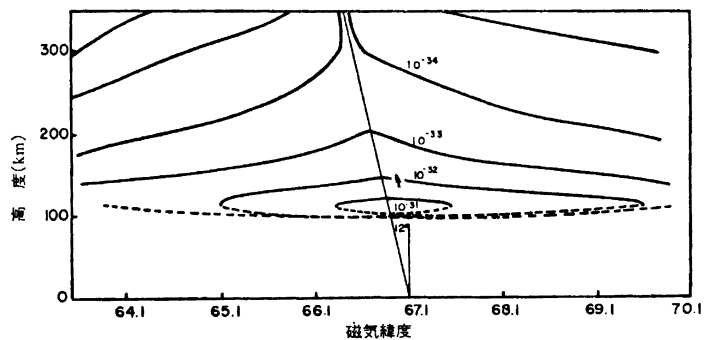


Fig.10-17 入射プロトンによるオーロラの空間的広がり (Davidson, 1965)。

1960)。形がはっきりしたオーロラはすべて電子の入射によるものであることは、今では常識である。電子は回転半径が小さく、磁場の束縛が強いので、必然的に source 領域の形を示す。一方、プロトンの場合には既に述べ

たように、過渡的に中性水素になるため、大きく (~ 100 km) 広がって、はっきりした形を示さない。

第10-8節で、入射電子からの制動放射のオーロラX線によるNOの生成について述べたが、プロトンの入射によるNOの生成の効果の可能性もある。極冠のプロトン入射に伴って極域のオゾンが減少した例が報告されている (Stephenson and Scourfield, 1992)。

10.11 入射粒子による電離層加熱効果

オーロラ活動の粒子の入射によって、既に述べたように、一酸化窒素の生成などの化学変化が起こる。一方では、大量の運動エネルギーがオーロラ活動域の電離層に注入され、また、オーロラ中を流れる電流によるジュール熱によ

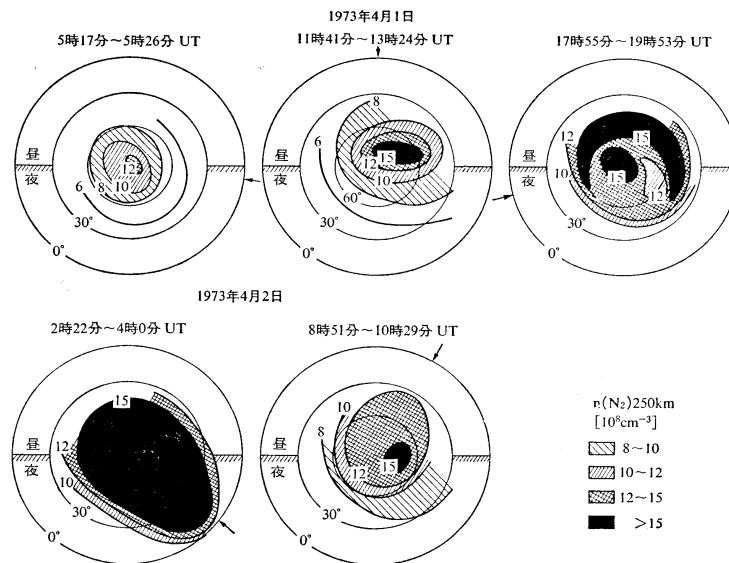


Fig.10-18 人工衛星 ESRO-4 および AEROS-A で測定された N_2 の分布の例 (Trinks *et al.*, 1976)。

ってもこの領域は急激に加熱され、膨張する。加熱・膨張によって、一方では圧力波 (pressure wave) が発生し、また、その効果は電離層における Traveling Ionospheric Disturbance (TID) として、電離層の高さ変動あるいは電子密度変動の形で遠距離を伝搬することが知られている (Fig.13-36 および Fig.13-37)。また、大気の膨張の結果、Fig.10-18 に見られるように、熱圏上部の大気密度が静穏時に比べて増大することも知られている。

Fig.10-18 は、激しいオーロラ活動に際して人工衛星のドラッグから求めた高さ 200–300 km の N_2 の分布の例である。上段中はサブストームの最中、上段右および下段はそれから後の時間での変化を示している。サブストームの間は粒子入射に伴ってオーヴァル沿いに昼間から夜に向かって高温領域が存在し、時間とともに高温領域がずっと低緯度まで広がっているさまが見られる。

REFERENCES

Banks, P., C. Chappell, and A. Nagy, A New Model for the Interaction of Auroral Electrons With the Atmosphere: Spectral Degradation, Backscatter, Optical Emission, and Ionization, *J. Geophys. Res.*, **79** (10), 1459–1470, 1974.

- Davidson, G., Expected Spatial Distribution of Low - Energy Protons Precipitated in the Auroral Zones, *J. Geophys. Res.*, **70** (5), 1061–1068, 1965.
- Eather, R. H., Auroral proton precipitation and hydrogen emissions, *Rev. Geophys.*, **5** (3), 207–285, 1967.
- Gartlein, C. W., Auroral spectra showing broad hydrogen lines, *EOS Trans.*, AGU, **31**, 18–20, 1950.
- Iwagami, N. and T. Ogawa, An Antarctic NO density profile deduced from the Gamma band airglow, *Planet. Space Sci.*, **28**, 867–873, 1980.
- Judge, R. J. R., Electron excitation and auroral emission parameters, *Planet. Space Sci.*, **20**, 2081–2092, 1972.
- Kamide, Y., and G. Rostoker, The Spatial Relationship of Field - Aligned Currents and Auroral Electrojets to the Distribution of Nightside Auroras, *J. Geophys. Res.*, **82** (35), 5589–5608, 1977.
- McIlwain, C. E., Direct Measurement of Particles Producing Visible Auroras, *J. Geophys. Res.*, **65**, 2727–2747, 1960.
- Meinel, A. B., OH emission band in the spectrum of the night sky. I. , *Astrophys. J.*, **111**, 555–564, 1950.
- Stephenson, J. A. E., and M. W. J. Scourfield, Ozone depletion over the polar caps caused by solar protons, *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 2425–2428, 1992.
- Tohmatsu, T., and N. Iwagami, Measurement of nitric oxide distribution in the upper atmosphere, *Space Res.*, **15**, 241–245, 1975.
- Tohmatsu, T., and N. Iwagami, Measurement of nitric oxide abundance in equatorial upper atmosphere, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **28**, 343–358, 1976.
- Tohmatsu, T. (revised and translated by T. Ogawa), *Compendium of Aeronomy*, Terra Sci. Publ. Co. – Kluwer, 1990.
- Trinks, H., S. Chandra, N. W. Spencer, and U. von Zahn, A two-satellite study of the neutral atmosphere response to a major geomagnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **81**, 5013–5017, 1976.
- 福西 浩, オーロラ現象, 南極の科学 2 オーロラと超高層大気, 国立極地研究所編, 古今書院, 1983.
- 松浦延夫, 極域の超高層大気と電離圏, 南極の科学 2 オーロラと超高層大気, 国立極地研究所編, 古今書院, 1983.

Chapter 11

オーロラの動態－ 1. S-fractal manifold

前章まで、電離層レベルの発光現象であるオーロラが地球磁場や磁気圏のプラズマ粒子とどのように関わっているか、入射電子の運動エネルギーがどのようにオーロラの光に変換されるのかなど、オーロラの物理の基礎について述べて来た。オーロラの時間・空間変動を見たときそれをどう理解するかの一応の基礎が与えられたと言ってよかろう。オーロラの動きは光っている大気の動きではなく、光らせる電子ビームの動きである。少し意味合いは違うが、テレビ画面の動きがブラウン管の管面の動きではないことと似ている。これを受けて本章では、主として超高感度TVカメラによる観測に基づいてオーロラが時間・空間的にどのような現れ方をするのか、すなわち、オーロラ電子はどのような降り方をするのかについて考察する。

オーロラは、大きな空間スケールでも小さなスケールでも、本来きわめてダイナミックな現象である。超高感度TVカメラ観測に基づくオーロラの動特性は、オーロラ粒子の起源と磁気圏でのプラズマ過程に関するきわめて重要な多くの情報をわれわれに提供してくれる。しかし、本章以降で述べるように、残念ながらわれわれはまだオーロラの動特性から磁気圏でのさまざまなプラズマ過程をきちんと推定できるだけの十分な知識と洞察とを必ずしも持ち合わせていない。

既に折に触れて述べてきたが、極光帯のオーロラは、動特性から見てはっきりと二つに大別される。その一つは、主として真昼から夕方を経て深夜に至る時間帯に見られるオーロラで、本書で S-fractal manifold と呼ぶものである。いわゆるカーテン型オーロラは S-fractal manifold の大部分を占めるシート状のオーロラを指すものと思ってよい。夕方側

のオーロラには、シート状カーテン型オーロラ以外に、煙状(墨流し状)のオーロラ、および flickering aurora が含まれる。二つの大分類のもう一つのオーロラは主として深夜から明け方を経て昼間にかけて見られるもので、淡い、構造のない不定形の background をもつ、ジグソーパズルプレート状の pulsating (on-off switching) auroral patch、streaming aurora、propagating aurora の集合である。本書ではこれを簡単に pulsating aurora と総称することにしよう。Fig.11-1に見られるように、S-fractal manifold はどちらかと言えば夕方方のオーヴァル沿いの高緯度寄りに活動の中心があり、pulsating aurora は朝方のオーヴァル沿いの低緯度寄りに活動の中心がある。

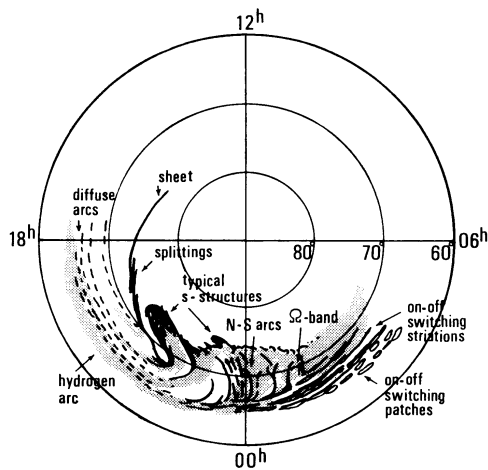


Fig.11-1 深夜を境として、夕方方の高緯度側の vortex-chain aurora と、明け方の低緯度側の pulsating aurora に分れる (Oguti, 1975a)。

これら二つの大分類は、更にまたその中で、特徴的な構造と動特性の違いからいくつかの sub-class に分類される。この章では、これらのうち、まず、S-fractal manifold オーロラのダイナミクスについて述べ、残りの半分である pulsating aurora の特性については次章で論ずる。また、それらの特性が今まで述べた磁場やプラズマ現象とのかかわりで、どのように理解されるべきかについては第14章、第15章でまとめて議論する。なお、夕方側のオーヴァルの低緯度寄りと、

明け方の pulsating aurora の background に、淡い、構造のないオーロラが見られるが、上に挙げた二大分類に加えてこれを一つとすれば、大分類は三つとなる。

11.1 シート状 S-Fractal Manifold Aurora の動特性

オーロラオーヴァルの夕方側の半分に特徴的なのがここに述べる S-fractal manifold aurora である。S-fractal manifold aurora の大部分は、通常、地上観測でカーテン型オーロラと呼ばれるもので、人工衛星から撮影したオーロラ画像ではいわゆる discrete aurora と呼ばれるもの (e.g., Akasofu, 1974; Lui *et al.*, 1975) とほぼ重なると考えてよい。時折、太陽風の磁場変動に関連して、昼から深夜にかけて、極冠を横切って現れるいわゆ

る Θ -aurora の極冠内の部分、及び、昼間カスプ領域近傍で、いわゆる dayside breakup (e.g., Sandholt *et al.*, 1989) を起こすオーロラも S-fractal manifold aurora である。

このオーロラを S-fractal manifold aurora と呼ぶ訳は、このオーロラは基本的に一連のシート (band) であって、明るさを増した活動部分の変形の時にしばしば磁場の向きに見て S 字の形を取ることと、westward traveling surge と呼ばれるような大きな構造から、一列に並んだ ray 構造のようなごく小さい構造まで、すべて相似的な形となり、全体で fractal curve を形成しているように見えるからである。このオーロラアークまたは band に沿って現れる局所的な明るい部分は常に S 字構造の発達部分であり、このような S 字構造の発達・消滅を繰り返すのがその最大の特徴である。この意味では、このオーロラは、おおまかには、small scale の形態的な名前がカーテン型、large scale の形態的な名前が discrete aurora、動特性と構造に基づく名前が S-fractal manifold であると言うことができよう。この三つの呼び名を比べれば、S-fractal manifold が最も物理的、限定的であるので、本書では主としてこの名を用いる。なお、薄いシート状のカーテン型オーロラ以外に、煙状、あるいは墨流し状のオーロラも、動態から見て、S-fractal manifold aurora に含めてもいいかも知れない。

11.1.1 S-pattern formation

次節で多数の実例を示すが、活動的な S-fractal manifold aurora の dynamics の最も基本的な変形がここで述べる S-pattern formation である。

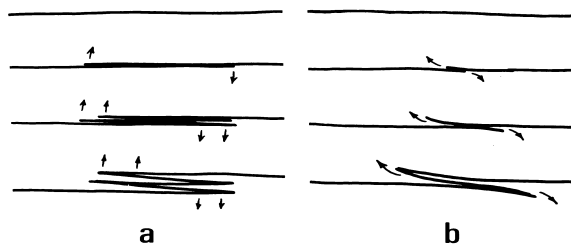


Fig.11-2 典型的な S-pattern formation の初期の変形。
a は pleat unfolding、b は shear development。

S-pattern の発生

S-pattern formation の初期の発達には二つの仕方があって、第一のモードは pleat unfolding(or splitting) あるいは bellows expansion とでも呼ばれるべき変形で、次のように表さ

れる。すなわち、Fig.11-2-a に示すように、一本のアークのなかに周辺より明るい部分が生まれるのがその始まりで、その明るい部分が縦に割れ (splitting) て、それまで degenerate していたプリーツが横から引っ張られるように現れて、襞、あるいは折り畳み構造が生

まれ、多重アークに発展してゆくものである。

第二のモードはFig.11-2-b に示すような、厚さの薄い、shear の形で変形が起こるもので、横方向に広がる第一のモードと違って構造はアークに沿った向きに成長する。一本のアークから、西側-高緯度側、あるいは東側-低緯度側への突出 (protrusion) が生まれるのは多くこれらの変形による。しかし、発達の始めの段階ではアークのその部分の明るさもそれ程明るくないので、これらの過程も必ずしもはっきりとは確定できない。

Disconnection – Reconnection

S-pattern formation の次の発展段階は、Fig.11-3-a のような単純なS-pattern の発達及びFig.11-3-b 及び、Fig.11-3-c に示す disconnection-reconnection とでも呼ぶべき変形である。Fig.11-3-b では、一本のアークから生まれた折畳み構造のうち高緯度・西側に突き出した部分が、磁場の向きに見て右回りにめくれ上がる (clockwise turn over or fold over) ように変形し、そのめくれ上がった branch の先端と右隣からめくれ上がってアークから突き出した branch の先端とが接続 (reconnection) し、かつ、もともと接続していたアーク部分がばらばらに切断 (disconnect) されて、S-型に変形した新しい一連のアークとなるものである。この変化は、第13章で述べる auroral expansion に際して、最も active な西側及び高緯度側の expansion front によく見られる変形で、この変化の仕方からわかるように expansion (主たるアークの移動) は stepwise に進行する。

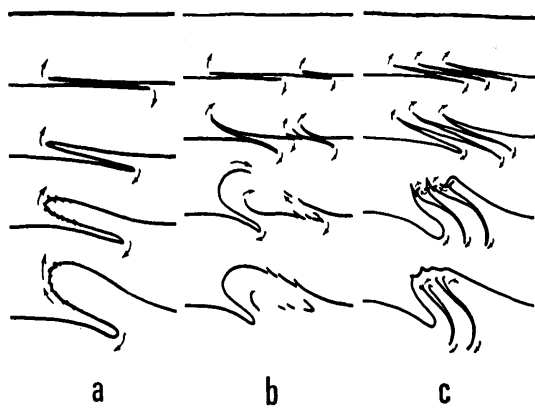


Fig.11-3 三つの典型的な S-pattern formation の過程。
変形の仕方は空間的サイズによらず、共通である。

また、Fig.11-3-c に示すのは、高緯度側に突き出した protrusion が変形の段階で互いに接続することによって、高緯度側に新しいS-構造を作り、低緯度側・東側に突き出した部分が、新しくできた main の S-構造から切り離されてしまうような変形である。これも、また、後に述べる auroral expansion に際してよく見られる変化で、変形の起こった領域およびその東側ではオーロラアークは全体として

高緯度に移り、このために、高緯度側及び西側に広がってゆく仕方はstepwiseの特性を示す。この種の変形で、変形のスケールの大きい場合には、低緯度-東側に突き出すbranchは、次第に低緯度に向かって発達してN-S aligned arcになる。

Fig.11-3-b、Fig.11-3-c からわかるように、この種の変形では、どこと何処とが接続し、どこが分離するかによっていろいろな形が現れる。このモードは expansion frontに限らず、活発な vortex-chain オーロラのアークの変形過程でごく普通に見られる。

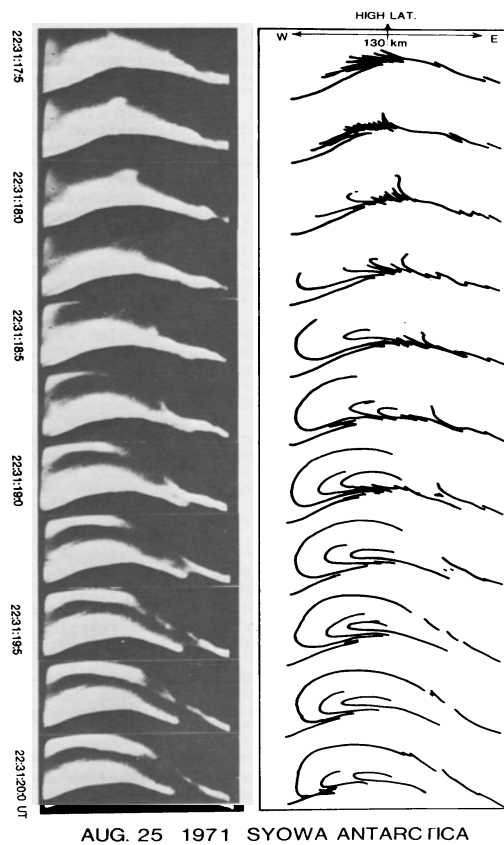


Fig.11-4 Clockwise turning-over. 22:31:17.5–22:31:20.0 UT, 25 Aug. 1971. 標準レンズ (Oguti, 1981)。

Multiple S-pattern formation

活動的なオーロラでは、通常、S-pattern formationの活動は、大小さまざまに、複数個、同一アークの上で同時に進行する。Fig.11-5-a は、一つの折り畳まれた構造が起き上がって S-構造になった頃、中央部の明るい部分にもう一つの S-構造が重なって起き上がり、これが unfold してゆく過程で、典型的なくちばし状の surge の形が生まれる変形

Fig.11-3-b の turn-over の

実際の例を Fig.11-4 に示してある。この連続写真は 1971 年 8 月 25 日に昭和基地の天頂近くに見られた active な S-fractal manifold aurora の、22: 31:17.5 – 22:31:20.0 UT の記録である。標準レンズを使って撮影された毎秒30フレームのビデオ画像から、1秒2コマずつ取り出し、画面では薄い部分がわかりにくいので、右側に変形の主要部分を線画で示してある。Fig.11-16 に示すようなもっと大規模の turning-over は westward traveling surge (第13章参照) の西側-高緯度側の先端に起こり、これがオーロラの substorm の際の stepwise expansion に対応する。

を示している。このくちばし状の形は Fig.11-12 に示すように、人工衛星から見下ろしたオーロラの westward traveling surge と呼ばれる部分に非常にしばしば見られる構造である。Unfold の程度がやや少ない Fig.11-5-c の形も auroral surge によく見られる。

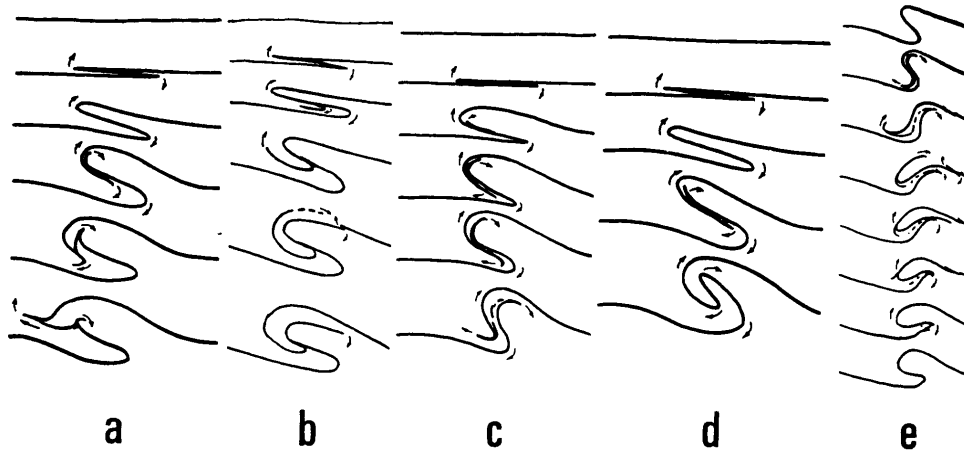


Fig.11-5 Multiple S-pattern formation によるいろいろな変形。

同じく二重の S-pattern の発達でも、unfold の仕方がわずかに違うと Fig.11-5-c、Fig.11-5-d のような形になる。Fig.11-5-d は Alaska group (Hallinan and Davis, 1970; Hallinan, 1976) が spiral と呼んでいる構造によく似ている。出来上がった形だけを見ると確かにこの spiral 構造はまっすぐなアークの一部が左回りに巻き込んでできたように見えるが、このような spiral の大部分は、実際は、Fig.11-5-d のように pleat unfolding と小さな矢印で示した右回りの起き上がり (surge) 運動でできる。

Fig.11-5-b では clockwise turn over を伴う S-pattern formation が起こっている。中央部から生まれた二つ目の S-構造のうち、西側高緯度側に伸び出した branch がめくられるように高緯度を回って東に伸び、東側から出てきた branch と再結合して stepwise に S-構造を大きく発達させている。

Fig.11-5-e は Fig.11-5-a と Fig.11-5-b の複合した disconnection-reconnection 型変形の一例である。S-pattern から出発して、中央部の二つ目の S-pattern で disconnection-reconnection が起こっているが、その後の発達によって、S-構造から再び S-構造が生まれるように変形し、b の場合と同じように S-構造を stepwise に西側-高緯度側へ進行させる。このように S-pattern から出発してまた S-pattern が生まれる変形は、active な S-fractal aurora で一般的に見られる活動の形態である。変形の途中段階では、上に述べた spiral

類似の、Fig.11-5-d に似た構造を経由することが多い。

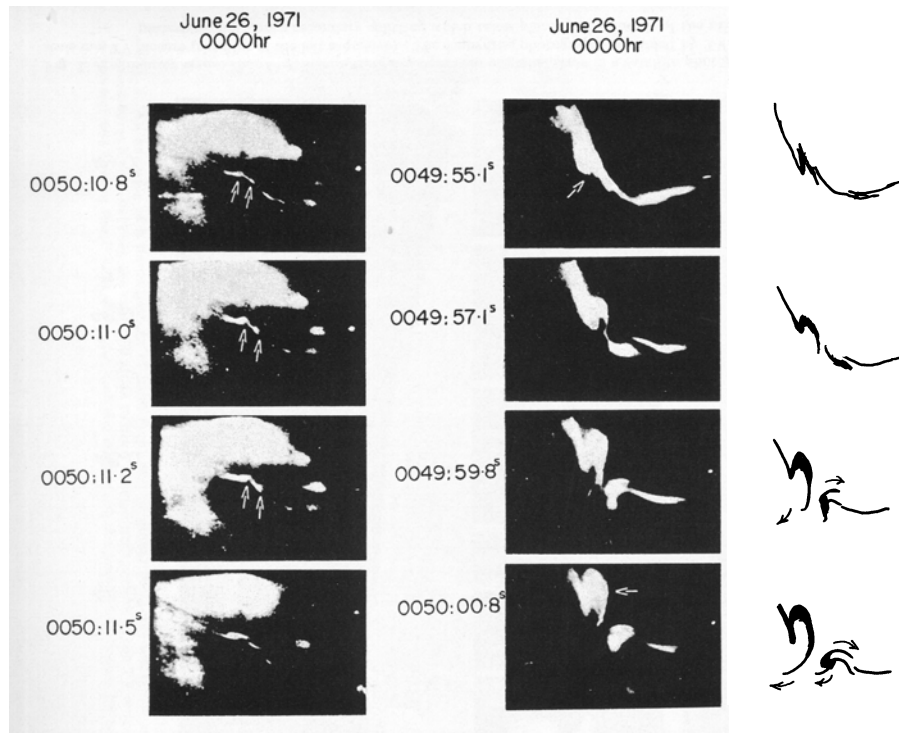


Fig.11-6 右回りに Turn-over した部分 (右4枚目の中央上部、矢印)。 Clockwise jetting の動きを右側イラスト3枚目、4枚目に矢印で示す：標準レンズ (Oguti, 1975d)。

Clockwise Jetting

上に述べたアークの変形のうち、Fig.11-5-b あるいは -e の fold-over は、右回りに高緯度側へ伸び出した branch が常に右側から伸びてきた別の branch と reconnection することによって新しい front を作るとは限らない。激しい turn-over を続けながら別の branch との再結合をすることなく、ただ、その構造を作る turn-over の中心が、アークに沿って移動することもある。その場合には、北半球の高気圧から吹き出す風のように、アークの瘤の部分から、右回りに曲がって jet を吹き出しながらアークに沿って動くように見える。

Fig.11-6 に示す写真の右列はこのようなアークに沿って走る右曲がりの jet の一例で、1971年6月26日 00:49:55.1 — 00:50:00.8 UT の間に昭和基地の磁気天頂付近に現れた厚さの薄いカーテン型オーロラに見られたものである。右側3枚目と4枚目の写真の

中央上部に見られる fold 構造はこのような jet 運動でできたものであり、同じく 3 枚目と 4 枚目の中央部の構造は、右回りの jet 構造ができ始めた状態で、その塊の上部と下部とから右回りに小さな突き出し (clockwise jet) が現れているのがわかる。これらの特徴を右側にイラストで示してある。

なお、左列の写真では、オーロラの構造が小さ過ぎてよく見えないが、矢印で示した二箇所、小さいながらも右列と全く同じような S-構造が現れている。この小さな変形は、磁気天頂方向に見ているので S-pattern formation であるが、横から見れば ray である。逆に、大きい方の例としては、Fig.11-16 の surge の先端に見られる構造がある。この構造は、先に述べたように、reconnection によって新しい front を形成する turning-over である可能性が高いが、あるいは、ここで述べた reconnection を伴わない clockwise jetting である可能性もない訳ではない。

Fold サイズ、あるいはそれより小さいこのような構造がアークに沿って走るとき、走る向きは、西向きであることも東向きであることもあって、どちらかに決まっているというものではない。バンド状オーロラをやや離れた所から見たとき、アークに沿って、やや大きい ray 構造が走るように見えるのは、この種の jetting の移動である可能性が高い。

Jetting で S-構造が生まれることも多いから、全体としては S-構造の生成機構と関連しているものと考えられるが、このようにアークに沿って走る変形運動の場合には、動かない、単なる生成消滅の場合より寿命が長いように見える。

Peeling-off

アークに変形が起こり、protrusion ができても必ずしも他からの branch に接続せず、あるいは jet 構造が発達することなく、ただ、アークから剥がれるようにめくれ上がった部分がアークに沿って、めくれ上がる方向に走るように見える変形がある。このような変形をここでは peeling-off motion と呼ぶことにする。めくれ上がる向きは先に述べた S-pattern の場合と同じく、高緯度側では西に突き出し、低緯度側では東に突き出す形となり、高緯度に突き出した部分はめくれ上がるように東に曲がって東に動き、低緯度に突き出した部分は同じくめくれ上がるように西に曲がって西向きに動くことが多い。

先に述べたアークに沿って現れる小さな S-構造も、S-構造と見える場合もあり、小さくめくれ上がった部分がアークに沿って走るように見える場合もある。しばしばアークに沿って ray が走ると言われるが、アークに沿って走る ray は、小さな S-構造の生成・

消滅、または小さなS-構造のjetting、あるいはpeeling-off運動のいずれかである。アークに沿って走るrayは、東向きに走るのが多いのか西向きに走るのが多いのか、といった

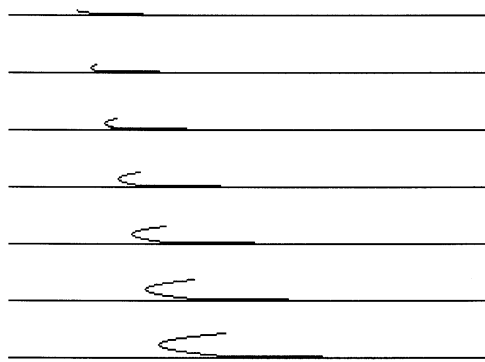


Fig.11-7 Peeling-off の変形と運動。

議論が行われるが、この議論はあまり意味を持たない。アークの高緯度側に現れる peeling-off 構造は東向きに走り、低緯度側に現れる peeling-off 構造は西向きに走るからである。また、折り畳まれた構造がある時は、折り返しの両側で高緯度、低緯度の関係が反転するが、アーク全体を一筆描き構造とした時、全体で高緯度側では東向き、低緯度では西向きに走る。従って、折り畳まれた反転部分で

は、当然 peeling-off の向きも走る向きも逆転し、高緯度側で西向き、低緯度側で東向きに走る。ある固定点で測定して、東向きが多いか西向きが多いかを議論するのが無意味であることは直ちに知られる。

11.1.2 Unfolding processes

S-pattern の unfolding には大別して、以下に述べるような rotational unfolding と disconnection-reconnection の二種類の process がある。

Rotational unfolding と disconnection-reconnection

Fig.11-8-a に見られるように、通常、できあがったS-字構造は、右回りに unfold して再びまっすぐな(大きな S-構造の一部として)アークに戻る。このような rotational unfolding の過程は旗のはためくようにも見えるので、fluttering と呼ばれることがある。しかし、実際は特にその変形の初期、S-字構造が現れる段階での動きはFig.11-2-a に見られるように、実際の fluttering とは全く異なっている。Pleat unfolding (Fig.11-2-a) で生まれ、clockwise rotational unfolding (Fig.11-8-a) で解消するオーロラの、fold と呼ばれる構造の生成・消滅の実例は、fold の節のFig.11-11に示してある。

Unfolding は突き出した部分が消失する過程によっても起こる。その一例が Fig.11-8-b である。この例の場合には、高緯度側に突き出した部分が低緯度側の main のアーク

から切断され、根元のところで main のアークの reconnection が起こることによって S-

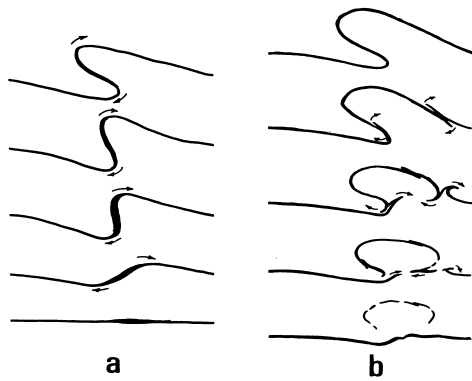


Fig.11-8 a-Rotational unfolding, b-Disconnection-reconnection の変形 (Oguti, 1975a)。

pattern が解消されている。平原を流れる川が大きく meander して、ついには本流に short が起こって三日月型の湖が本流から切り離されるのと似た変形である。この図では main のアークが低緯度側にあるが、main のアークが高緯度に動く場合には、Fig.11-3-c のように、低緯度にできたオーロラの protrusion が切断されてアークの曲がり角が解消される。

Fig.11-3-b、-c のように、turn-

ing over – reconnection あるいは disconnection–reconnection によって S-pattern が生まれる場合には、必ずメインのアークのどこかに途切れる部分ができ、途切れた先端は消えるか shrink して再び新しい一本のアークに戻る。すなわち、この種の変形は常に繋ぎ替えであって、結果として S-fractal aurora は一筆描きの特性を保とうとする。上に述べた S-fractal aurora の変形のすべてに特有の要点は、一連のアークから出発して特徴的な右回りの変形および繋ぎ変えを経て、再び、まっすぐな、あるいは変形した新しい一連のアークに戻る process だと言うことである。古いオーロラの記述に時々環のようなオーロラが現れたというのがあるが、上述のことから判るように、オーロラは完全な環になって現れることはない。オーロラの loop と呼ばれるものは、Fig.11-8-b に見られるように必ずどこかが開いて、main の arc は一筆描きの特性を保つ(序論、古代中国でのオーロラの記録“環の如く、北方合わず”参照)。

Fragmentary separation—fading

Disconnection–Reconnection 過程が起こる時には、通常、アークの一部が main の部分から切り離される。Fig.11-3-b、-c、-e、Fig.11-8-b などにも示した通りである。メインのアークから完全に切り離されても、N-S Aligned Arc のような大きな構造は消失せず、長い間残留するだけでなく、発達することさえある。しかし切り離された構造が小さい場合には、Fig.11-9 に見られるように短時間で消滅する。

Fig.11-9 は 1971 年 8 月 25 日 22:34:58.1 – 22:35:00.9 UT の間に、昭和基地で見ら

れた例で、画面中央部やや右に、アークから jetting で上に突き出した部分の先端が第2 column の間に主構造からちぎれ、ちぎれた小部分が第3 column の終わりと第4 col-

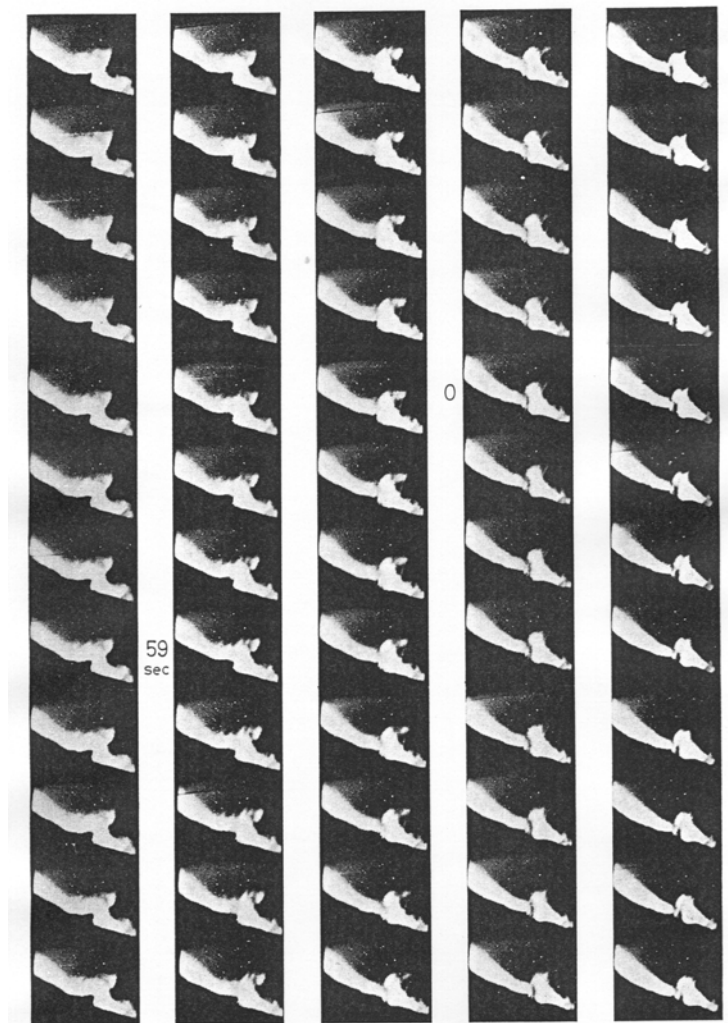


Fig.11-9 Main body から切り離された小部分の消滅過程。22:34:58.1-22:35:00.9 UT, Aug. 25, 1971, Syowa Stn. Antarctica, 21 frames/sec, 標準レンズ使用 (Oguti, 1975a)。

umn の始めにかけてたちまち消失しているのがわかる。突出部の成因が何であれ、これは S-fractal aurora のメインアークから突き出した部分がメインアークから切り離され、消えることによって、元の一筆描き構造に戻る変化であって、これは S-fractal aurora が一筆描き構造を保つための基本的変化の一つである。

シート状 S-fractal オーロラの代表的な変形モードを Table 11-1 にまとめておく。

この変形モードは本文にも述べたように必ずしもはっきりした分類ではなく、中間的な変動も多いので一応の目安と考えて欲しい。

Shape	Basic Deformation	Activity
Sheet	S-pattern formation	Pleat unfolding
		Counterclockwise Shear
		Clockwise turning-over – Reconnection
		Clockwise Jetting
		Peeling-off
	S-pattern Release	Unfolding
		Reconnection – Detachment Fading

Table 11-1 Sheet 状 S-fractal aurora の代表的変形モード。

11.2 大小の S-pattern

上に述べた変形の間、S-字型構造の部分は概してアークの他の部分より明るいので、動きの特徴がわかりやすい。S-字型の fold は、前にも述べたように磁場の向きに見ての変形だから、北半球ではオーロラを上から見たとき、南半球では下から見た場合に対応する。折り畳み構造は、磁場の向きに見て右回りに起き上がって現れ、右回りの回転で消える。この運動とその過程で現れる構造はカーテン型オーロラを基本的に特徴づけるものであって、バルジのような大きな構造も、fold や ray のようにごく小さな構造も、全く同じである (Oguti, 1975d)。以下に、この仲間のオーロラが空間スケールの大小や明るさ分布によってどのように見えるか実例を示す。

11.2.1 Ray Structure, Ray と Rayed Band, Ray Bundle

一般に Ray と呼ばれるのは、互いにそれぞれつながりが見えない、磁力線沿いの明るい線状構造がばらばらに存在する状態を指すものとされている。磁力線に沿って明るい部分が、あたかも柱状にばらばらに存在するもののように思われることもあったが、高感度の TV カメラで観測するとこれらが決して柱状構造とは言えないことが直ちに知られる。いずれも小さく折り畳まれた、磁力線沿いの襞の部分が明るく見えていることが多い。カーテン型オーロラに通常認められる折畳み構造、または peeling-off 構造の中、普通に目に見えるもののうちで最も小さいものが ray と呼ばれると考えてよい。

既に第3章で述べたように、オーロラが見えるか見えないかは、それを見る目、あ

るいは撮像系の感度によるのであって、相互のつながりが見えないからと言ってつながりがないとは言えない。つながって rayed band と呼ばれるバンドの上に現れる一連の ray

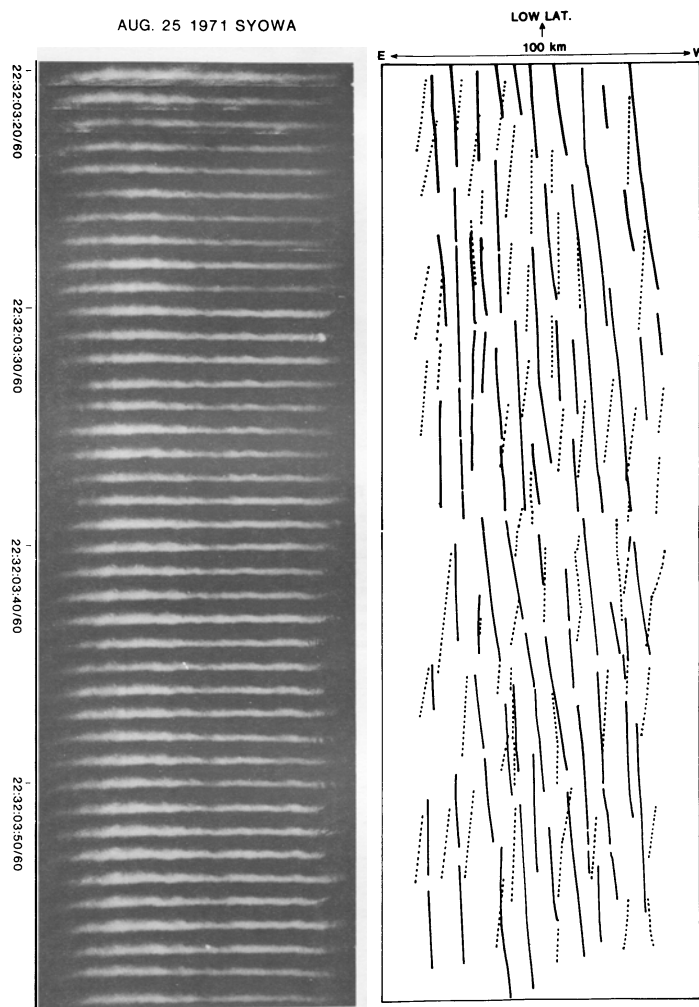


Fig.11-10 アークに沿う ray 構造の生成・消滅の一例。22:32:03:20/60–22:32:03:60/60 UT, Aug.25, 1971。於昭和基地。標準レンズ (Oguti, 1981)。

と、一見ばらばらに見える ray との間には基本的な違いは認められない。Ray bundle などと呼ばれ、従来、ray の束と考えられていたものも、実際は一筆描きにつながって、異なる大きさの多数の S-構造が重なり合って2重3重に折り畳まれたカーテンで、折畳み以外の部分が見えない、暗い band である可能性が高い(第3章Fig.3-14を参照のこと)。

Ray はしばしば明るいアークまたはバンドの周辺に現れると報告されているが、

これは、明るいアークまたはバンドの側には目に見えない程度に暗いアークまたはバンドが存在し、そこに折畳み構造が現れたときだけ目に見える明るさになって ray として現れるのだと思われる。

なお、通常、ray と呼ばれている折畳みの水平部分の大きさはせいぜい数 km で、このサイズの一つの折畳みが現れて消えるまでの特性時間は 1 秒からの数分の 1 秒程度である。概して明るいオーロラ程一つの ray 構造の時間発展・消滅の過程は速いようである。しかし、この点についての定量的研究はまだ行われていない。

磁気天頂の近くに見られた明るいバンドに沿って現れた多数の ray (細かい S-字構造) の例を Fig.11-10 に示す。図は昭和基地において 1971 年 8 月 25 日 22 時 32 分頃、天頂近くに現れた厚さのごく薄い rayed arc を 22 時 32 分 03 秒 20/60 秒から 22 時 32 分 04 秒まで、1/60 秒ごとの変形を追跡した画面で、右側線画は個々の ray に対応する折畳み構造の折れ曲がった部分の移動を示している。実線は左上側に突出した折れ曲がり部分の先端が時間とともに右側に移動するのを、点線は右下側に突出した折れ曲がり部分の先端が左に移動するのを示し、これら折れ曲がり部分の動きが ray に対応する小さな S-構造の unfold の過程を表現している。ただし、この場合、構造が小さいことと時間変動が速いことのために、ほんとうにこれらが S-構造であるのか、それとも小さな jetting 構造、あるいは peeling 構造であるのかは必ずしも明瞭とは言えない。はっきりしていることは、高緯度側へ突き出した部分は東向きに、低緯度側へ突き出した部分は西向きに走るということである。ただ、次節に示す fold 構造との類似性から見れば、細かい S-pattern の発達と rotational unfolding を見ているのだと思われる。

よく、arc に沿って走る ray の運動の向きが議論されるが、このような変形に際しては、いずれの場合にも、図に見られるように arc の両側で運動の向きは逆になり、磁場の向きを見て右回りの shear になるように運動する。両者が同様に現れる場合には Fig.11-10 の例のように arc に沿って双方向の運動が見られ、どちらかが卓越する時には、卓越した側の運動だけが顕著に見られる。なお、変形の時間変化については、ray よりは、次の例に示すようなもう少しサイズの大きい fold を見る方が変形を追跡し易く、わかり易い。

11.2.2 Fold 構造

通常 fold と呼ばれるのは、水平のスケールが数十 km から百 km 程度の折畳み構造(S-字構造)である。オーロラの写真の代表的なものはほとんどすべてこの仲間で、ただ撮影のアングルが違うだけである。地上から見上げて S 字型になるのは南半球のオー

ロー、逆 S 字(または Z 字)になるのは北半球のオーロラで、Fig.11-11 に示すのは、南半球の昭和基地で、天頂近くに現れた S-字型の fold 構造の変形を、TV カメラの観測に基づいて 1/2 秒毎に並べた画像である。右側の線画は、fold がどのように現れ、どのよ

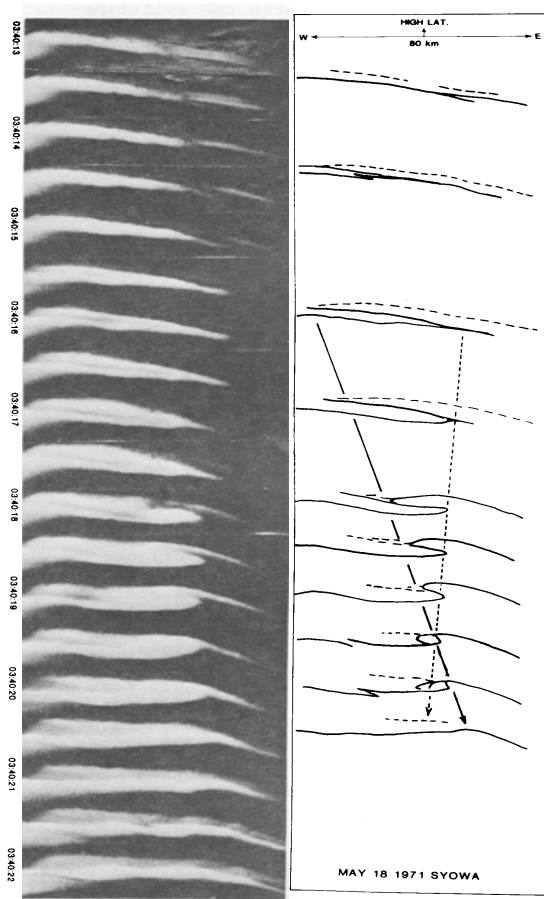


Fig.11-11 アークに沿う fold 構造の生成・消滅の例。
03:40:13-03:40:22 UT, May 18, 1971。於昭和基地。
標準レンズ使用 (Oguti, 1981)。

うに unfold して消えて行くかを、画面の fold 構造の基本的な部分の変形で示している。前の図と同じように、左側に突き出した部分が右に動き、右に突き出した部分が左に動いて S-字が unfold して行く様子を示している。Ray 構造と違ってこの大きさになると arc の変形の様子がよくわかる。このサイズの S 字構造が現れてから unfold で消えるまでの特性時間は数秒から 10 秒程度である。

オーロラの写真やビデオを見たとき、活動的な pattern が S-字か逆 S-字か、あるいは unfolding が右回りか左回りかで、その写真やビデオが北の極光帯で撮影されたものか南の極光帯で撮影されたものを判別できる。北のオーロラと南のオーロラとは

鏡像の関係にあるから、北の極光帯で撮った写真やビデオを南の極光帯のオーロラに見せるには、写真やビデオを裏焼きしなければならない。裏焼きすれば反対半球のオーロラに見えるが、その場合には星が写っていてははなはだ具合が悪い、ということになる。少しピンボケで、星がよく見えない写真ならこの手が使える。映画「南極物語」に使われたオーロラの画面は南極で撮影されたものではなく、実は、カナダで撮影されたもの

である。

Fold というとまっすぐなものが次第に曲がって折り畳まれたという語感(例えば紙を折り畳むように)を与えるが、オーロラの場合には、Fig.11-11 でよくわかるように、あらかじめ折り畳まれた状態に degenerate していたものがオーロラの明るい部分に顕在化して、磁場の向きに見て右回りに起き上がるようにして現れるように見えることが多い。

また、局所的な vorticity が卓越する場合には、Fig.11-6 に見られるように、jet 構造が、右回りで外向きに吹き出す vorticity を保ったままアークに沿って急速に移動して行くことが多く、この場合にはその継続時間は、移動を伴わない単なる S-pattern formation – unfolding の寿命よりかなり長いように見える。強い右回りの噴出しを保ちながらアークに沿って走る S 字型 jet 構造はカーテン型オーロラの最も active な部分で、後述のように、通常、強い burst 状の VLF hiss emission を伴う。

Fold と呼ばれるサイズでも unfolding に際して、アークの突出部の一部が主なアークから部分的に取り残されると、取り残された部分は急速に消失する。この程度のサイズの、全体として暗いカーテン型オーロラで、多重折畳み構造に更に細かい S-構造が重なったものが ray bundle に見えるのであろうと思われる。

11.2.3 Surge 構造

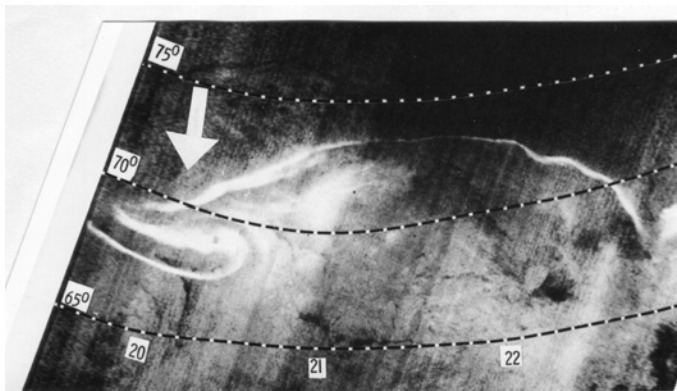


Fig.11-12 人工衛星 DMSP から可視光で見た surge 構造。

11:19 UT, Nov. 28, 1971。

Auroral substorm (第13章参照)に際して西向きに広がってゆく expansion front の部分を構成する数百 km サイズの S 字パターン (Fig.11-12) は、通常、westward traveling surge と呼ばれる。Westward traveling surge という呼

び名は西向きに伝わって行く構造を示す印象を与えるが、実際はいつも西向きに移動するとは限らない。位置をほとんど変えずに、折畳み構造が生まれ、そのまま unfold して

まっすぐな arc に戻って行くこともある。

Surge という英語は、「大波」や「群衆が押し寄せるさま」の印象が強く、変形から見れば、岸に打ち寄せる岸波 (surf) の頂が進行方向に崩れてかぶさって行くと言う感じ (Fig.11-13 上) を与えるが、この言葉のもとになった、ラテン語の *surgo* は「起き上がる」という意味である。オーロラの実際の形の変化は、既に述べたように平らな状態

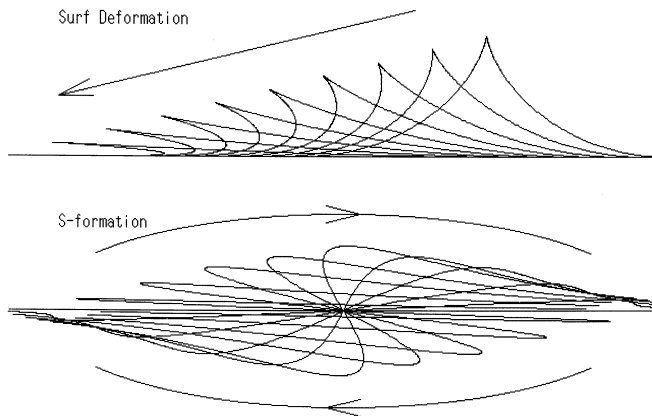


Fig.11-13 岸波の砕波 (上) とオーロラの surge (下) の変形の違い。
回転としては、上は左回り、下は右回りである。

から Fig.11-13 下のように右回りに起き上がって、頭部、すなわち西向きの高緯度側突出部がふくらんで行くように見える (Oguti, 1975a) ので、ラテン語の *surgo* に近いと言える。この大きなオーロラ構造の変

形も、基本的に前の fold 構造の変形と同じである。Fig.11-13 下図では S-構造の空間的移動は入っておらず、S-構造の中心を固定してその変形だけを示してあるが、実際にはこれに西側や高緯度への移動運動が重なって起こることが多い。なお、付け加えれば、第13章に見られるように、激しいオーロラ活動に際してオーロラオーヴァルの低緯度域に現れる torch または omega 構造の列は、伝搬の向きは Fig.11-13 上の surf と逆であるが、変形の仕方としては、surf のようにつぶれて (即ち、右回りに回転して) 消滅するようである。

西側・高緯度側の先端が膨らんでゆく過程には、大小さまざまな規模の splitting-reconnection や disconnection-reconnection の過程が大きな役割を担っている。一つの substorm に際して、普通、複数の surge (surge 自身が splitting-reconnection 過程をとることが多い) が相次いで起こり、このため全体のフロントの前進は、西側に対しても高緯度側に対しても stepwise に起こることが多く、substorm の multiple onset などと呼ばれる。Surge 全体の S 字型のサイズは通常数百 km で、特性時間は 1-2 分である。

このサイズでもオーロラ活動に際して複数の折畳み構造ができることが多い。サ

イズが大き過ぎて、地上観測では全体を視野に入れることができず、また、全体像が得られる人工衛星観測では時間分解能、空間分解能および光学感度の問題があつて、これを確認することはまだできていないが、いわゆる westward traveling surge と呼ばれる expansion aurora の西端の構造は複数の S-構造の生成の結果と考えられる。先に示した Fig.11-5-a は、一つの surge が起き上がって S-構造になった頃、中央部の明るい部分に もう一つの S 構造が重なって起き上がり、これが unfold してゆく過程で典型的な surge の形が生まれる

変形であるが、この形は Fig.11-12 に見られるように、人工衛星から見下ろしたオーロラの westward traveling surge と呼ばれる部分に非常にしばしば見られる

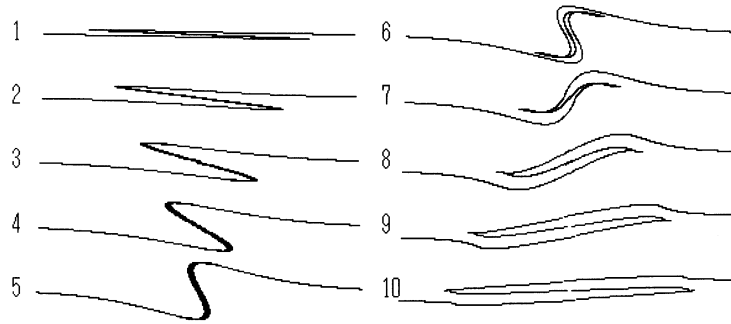


Fig.11-14 Multiple S-pattern formation による多重アーク生成。
変形番号1-2では直線多重アーク、番号6-8ではS型多重アーク。

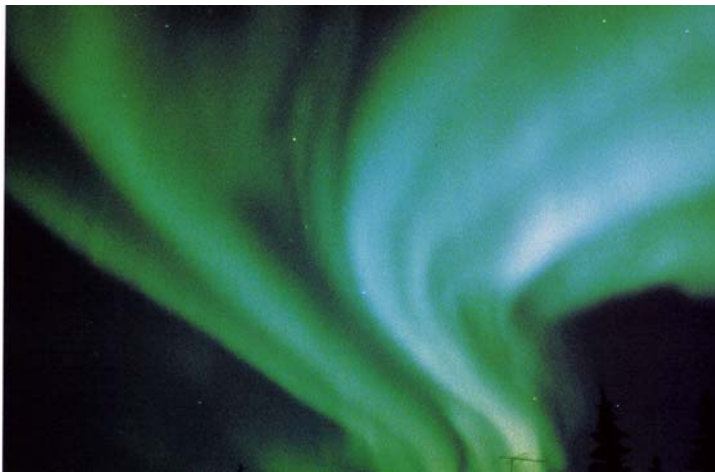


Fig.11-15 Multiple arc の例。多重折畳み構造の端が写っているので一筆描きのような構造の様子がよくわかる。

構造である。

同様に、所謂 multiple arc と呼ばれるものも大き過ぎて地上からは全体像が得られず、また、人工衛星では時間的な制約から sequential な発達をきちんとカバーできないためにまだ確認されていないが、Fig. 11-14-2 及び Fig.

11-14-7、Fig.11-14-8の三重アークに見られるように、大きなサイズの折畳み構造が十分に発達した状態であろうと思われる。Fig.11-14-2は全体として割合まっすぐなオーロラに生まれた多重折畳みであり、Fig.11-14-6、Fig.11-14-7は先行するS構造に沿って生まれた多重構造である。これら多重アークには部分的に暗い部分もあるので、必ずしも一筆描きに見えない場合もあるが、少なくともその発達段階ではここに示すように一筆描き構造として発達する可能性が高い。

大きな multiple S-pattern が発達して、いわゆるオーロラの多重アークが生まれた例を Fig.11-15 に示してある。この写真では、部分的に多重アークの端が見えているので、一筆描き構造がわかる。このような、多重の S-pattern formation-reconnection の過程は活動的な多重の S-fractal manifold オーロラの生成の基本であるように見える。多重アークが十分に発達した段階では、多重アークに部分的な消滅が起こって、一筆描きでない真の多重構造になっているのかも知れないが、筆者は、多重の折畳み構造から発達するのでなく、いきなり多重アークが生まれるような実例を知らない。

11.2.4 Auroral Bulge と N-S Aligned Arc

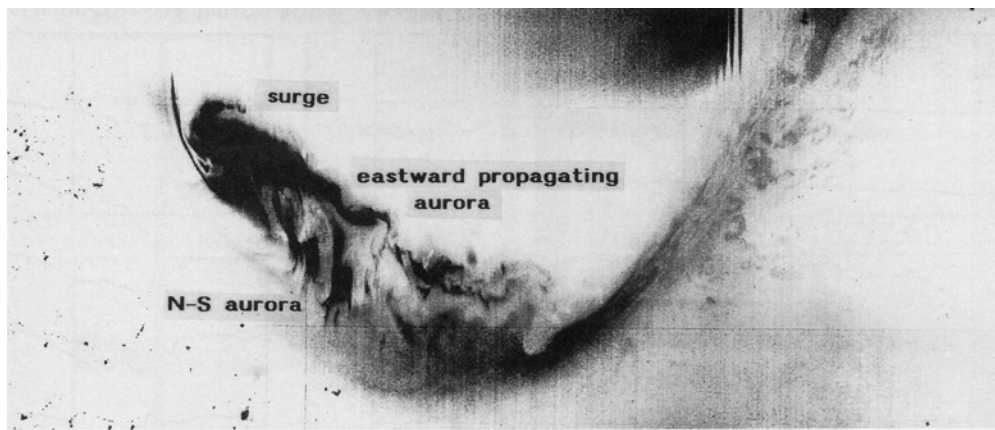


Fig.11-16 DMSP衛星で撮影された発達途中の expansion aurora。西向きに発達する auroral bulge、深夜の時間帯の N-S aligned arc、東向きに広がる expansion front がよくわかる。なお、深夜前の高緯度の S-fractal manifold aurora と明け方の低緯度の patch 状の pulsating aurora との段差も顕著である (Nakamura *et al.*, 1993)。

最大のS字構造は、オーロラサブストーム時にオーロラ活動域の西の端に発達する、いわゆるオーロラバルジ構造、及び活動の盛んな時、高緯度に広がって行く poleward

expansion front の S-fractal manifold aurora から右回りに起き上がって低緯度に伸びて行くいわゆる N-S aligned arc で、そのサイズはいずれも 1000 km に達する。Fig.11-16 にオーロラバルジの一例を示す。

Bulge と呼ばれるのはオーロラ substorm の拡大期にオーロラ活動の西の端の expansion front の最も明るい (Fig.11-16 では最も黒い所) オーロラ群が構成する最大の S 字構造で、人工衛星から撮影したグローバルなオーロラ分布に非常にしばしば見られる構造である。その内部にはいくつかの surge 的な構造を含み、更に、大小さまざまな fold や ray の S-構造の活動を含んでいる。この部分は、あらゆる S-fractal manifold aurora のうち最も活動的なオーロラである。この auroral bulge の辺りの強い vorticity 領域は、後に示すように、電離層電流では Harang Discontinuity と呼ばれる電流の shear の領域に対応し、vorticity と電流 shear とはほぼ逆向きである。

N-S aligned arc はもともと auroral expansion に際して高緯度に移動して行く expansion front の S-fractal manifold aurora から右回りに起き上がった折畳み構造のうち、東側低緯度側に大きく突き出して主部から切り離されたもので (Fig.11-3-c 参照)、expansion の進行に伴って右回りにゆっくり回転しながら急速に低緯度側に延びる。Fig.11-16 の中央やや左手に、高緯度から低緯度に向かって大きな N-S aligned arc が延びているのが見える。N-S arc の低緯度側先端には、小規模ではあるが激しい S-fractal manifold aurora が発達することがあり、そこに残ったオーロラの fragments は複雑な形の auroral patch となって低緯度に向かってドリフトする。流れて行くにつれて patch は次第に pulsation を始める。

N-S aligned arc は、その後の時間帯に深夜から早朝の時間のオーヴァル沿いに現れるオーロラの torch 構造、あるいはオメガ構造、の中心領域の生成の元になっている可能性が高い。オーヴァルの低緯度側の限界は N-S aligned arc の延び方いかんで決まるように見える。Fig.11-16 でも、substorm の割合早い段階で低緯度に広がったと思われるオーロラ群が torch の形となって真夜中の meridian 周辺の最も低緯度寄りに発達し、その最も低緯度のあたりから明け方の pulsating aurora の branch が明け方に向かって延びているのがわかる。

Patch であると S-fractal manifold aurora であるとを問わず、メインの部分から切り離された部分はメインの部分の動きと違って、電場ドリフトで動くように見える (Fig.13-31 参照)。しかし、高緯度及び夕方側への expansion front のような S-fractal manifold aurora の大きなメインの構造の変化や移動は電場ドリフトとは考え難く、磁気圏磁場の

構造の変化を示すものと考えられる。

Auroral bulge 及び大規模の N-S aligned arc の特性時間は auroral expansion の特性時間であるから、通常は数分ないし 10 分、長くて 20 分程度である。Substorm の特性時間は、通常、1 時間程度と思われがちであるが、この時間はオーロラ全体の状態の growth-phase および recovery-phase(回復時間) を含む時間であって、expansion の特性時間ではない。なお、夕方の S-fractal manifold aurora は概してオーヴァルの高緯度の部分にあり、朝方側の pulsating aurora はオーヴァルの低緯度の部分にある。従って、大きな expansion が起こってオーヴァルの幅が広がった、活動最盛期と思われる状態ではオーロラ全体のパターンは、夕方高緯度の S-fractal manifold aurora と朝方低緯度の pulsating aurora の間を N-S arc が橋渡しする形となって、夜間の部分に 1000 km に達する段差がついた形になることが多い。Fig.11-16 に見られる通りである。

11.3 S-fractal Manifold Aurora の特性

S-fractal manifold aurora にはごく小さなサイズから 1000 km に及ぶサイズまで、サイズによらずよく似た形態、S 字型の発達・消滅の過程をたどるという特徴がある。

11.3.1 S-fractal manifold aurora 命名の由来

活動の盛んなとき、S-fractal manifold オーロラの S 字型変形は、さまざまなスケールで同時に同一アークのあちこちで進行する。大きな bulge の上及びその周辺、ならびに高緯度に向かって進行するフロント沿いにはさまざまな発展 phase の複数の surge が同時に存在し、またそれらの上にはたくさんの fold が存在し、さらにその上に無数の ray 構造が発達・消滅を繰り返す。S-fractal manifold aurora の magnetic footpoint の描く形は、いわば fractal curve である。この事実は S-fractal manifold 型オーロラのダイナミクスを決める物理がオーロラ活動の空間スケールに依らず共通であること、及び、複雑な大小さまざまな変形にも関わらず、常に splitting-unfolding あるいは disconnection-unfolding を繰り返しながら、一筆描きの状態になろうとする性質を持つことを示している。

次頁の Fig.11-17、左上図に、大小多重の S-pattern で構成される活動的な S-fractal manifold aurora のモデルとして、magnetic footpoint が aurorasphere 上に描くありそうな形を仮定する。また、地磁気伏角を 80 度と仮定して、すこし背の高いオーロラを三つの方位角、高度角で眺めた perspective の違いを示してある。右上は同じオーロラを方位角 70 度、高度角 20 度で見た場合、左下は方位角 110 度、高度角 20 度、右下は方位角 110

度、高度角30度の場合である。実際のオーロラの形の変化はきわめて複雑に見えるが、結局はカーテン型オーロラは、S字型の formation-unfolding が、このようなさまざまな階層的な大きさで、かつ、発展－消滅のさまざまな位相で同時に現れ、進行していることと、これを見る角度の perspective の違いで同じオーロラがひどく違った形に見えるという事実によって理解される。また、これらの perspective から、Fig.11-17 左上のモデルオーロラが現実のものをよく表現しているであろうこともわかる。

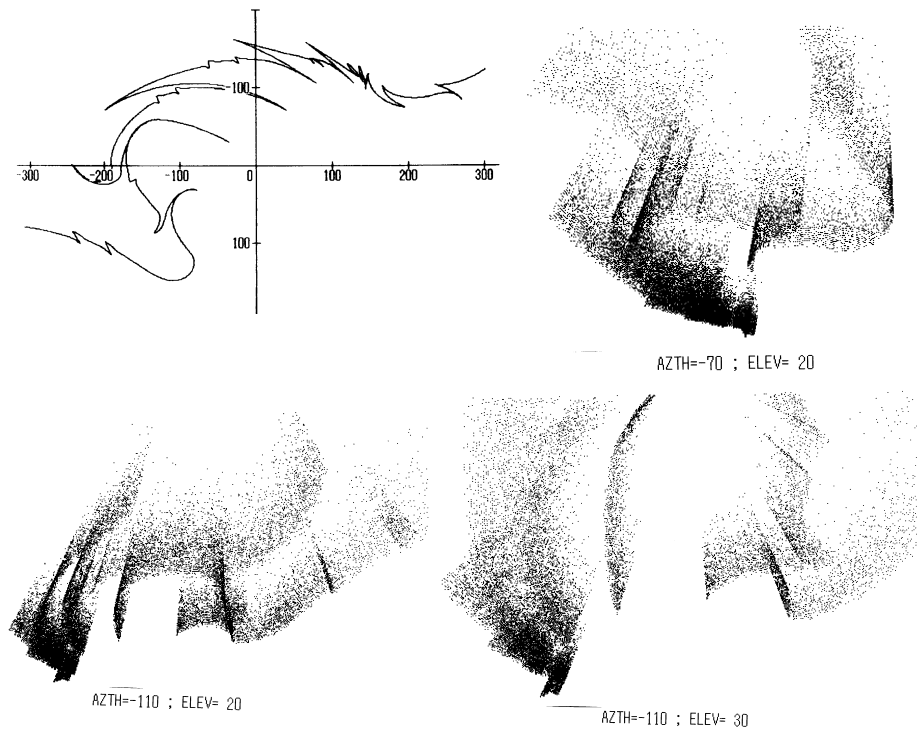


Fig.11-17 多重折畳み (S構造) を持つ S-fractal manifold aurora のモデルの aurorasphere 上の軌跡 (左上) を与え、伏角80度としてそれを方位角70度、仰角20度に見た場合 (右上)、方位角110度、仰角20度に見た場合 (左下)、及び、方位角110度、仰角30度に見た場合 (右下)。

11.3.2 Constant deformation speed

このオーロラのダイナミックスの二つ目の特徴は、上に述べた事実から想像できるように、特徴的な S 字 pattern が生まれて消滅する過程の時間が、ほぼ S 字 pattern の空間的サイズに比例するという点である。もし deformation speed というものを特徴的なサイズを特徴的な時間で割った値で表現するなら、そのスピードはオーロラの特性的 S 字構造の大きさによらずほぼ一定になる。例えば、2000 km 程度のバルジが発達し、

decay するには数分を要し、数百 km の westward traveling surge の発達・消滅は1-2分、数十 km の fold 構造の生成・消滅は十秒程度、km サイズの ray 構造の生成・消滅は秒の fraction 程度で終わる。平均すると deformation speed は 7-8 km/sec 程度になる (Hallinan and Davis, 1970; Oguti, 1975a,d)。

Pattern	Size	Characteristic Time
ray	1-several km	0.1-1 sec
fold	several tens km	~10 sec
westward traveling surge	several hundred km	1-2 minutes
auroral bulge	1000-2000 km	several minutes

Table 11-2 S-fractal manifold aurora の変動の特性長と特性時間。

これらの構造の生成・消滅の時間スケールは秒以下から10分程度にわたるので、最大のもは磁気圏での Alfvén 波の伝播時間より長く、小さいものは Alfvén 波の伝播時間よりはずっと短い。従ってこれらが特性時間に依らず同じふるまいを示すと言うことは、電場、電流の成長・消滅のいずれにせよ local な構造変化に関係していると考えざるを得ない。電場 (vorticity) の成長・消滅には磁気圏でのダイナモ電流に基づく電荷分離だけでなく、本来電離層の Pedersen conductivity が関係する筈であって、このことと deformation speed がおよそ一定であることとは関係があるのかも知れないが、秒の10分の1程度で変化が終わる ray まで同じ変化速度であることは、電離層伝導度の影響とは考えにくく、この点についてはさらに検討を要する。

11.3.3 オーロラの明るさと発達・消滅の速さの関係

上述のように、変形の時間スケールは概ね空間サイズに逆比例するが、これは、かなり明るい S-fractal manifold aurora について成り立つことである。もし明るさが違えば、変形速度は明るさにも依存する。局所的なオーロラの明るさ、あるいは明るさの増大とその部分の S-構造の発達・消滅の速さの間には量的な関係があって、明るい程、あるいは明るくなり方が急激な程スピードが速いように見える。沿磁力線電場による加速で電子が加速されることで明るいオーロラが現れるなら、電場・電流の3次元構造から必ず元の磁場に垂直な電場・磁場が現れる筈だから明るさと S-構造変動とは密接につながっていることは十分予測される。最も明るい、活動的な auroral bulge に強い S-構造変動と電流の shear を伴うのは当然のように思われる。しかし、オーロラの構造変動の速さ

の測定はきわめて難しい上に構造の移動が速くて追跡しながら光学的に変化のスピードと明るさを測定するのが難しいので、まだ誰も観測からこの関係を確かめた人はいない。

11.3.4 一筆描き構造の保存

上に述べたように、活動的な S-fractal manifold aurora は速い構造変動を示し、大小さまざまなサイズで splitting-unfolding とか disconnection-reconnection といった変化を繰り返す。その変化から、一見複雑なその変形を規定するもう一つの原理が、一筆描きの構造を保とうとする性質であることが知られる。これは S-fractal manifold aurora 活動の最も盛んなオーヴァルの最も高緯度の main のアーク、及びその近傍のオーロラに特に顕著な性質である。この事実は S-fractal manifold aurora への電子入射機構が、磁気圏の、東西方向には大規模で、南北方向にはごく限られた、磁気圏の磁場構造に由来することを強く示唆している。

オーヴァル内で、main のアークから切り離されたオーロラ、特に切り離されてから時間の経ったオーロラの部分は必ずしも一筆描きの性質を示さなくなる。切り離された部分の大きさが小さいと離れてたちまち消えてしまうが、低緯度に進入する大きな構造、例えば N-S aligned arc や、torch 構造、後に述べるオーヴァル低緯度のオーロラパッチ群、脈動オーロラ群などは、第13章で述べる auroral substorm の特性時間、すなわち数十分ないし数時間の寿命を保っている。

11.4 S-fractal aurora の変種と夕朝の中間種

ここまで述べて来たのは典型的な S-fractal manifold aurora の S-pattern formation に関する変形であるが、ここで、S-fractal manifold aurora に分類できると思われる二つの変種と、夕方側のオーロラから明け方側のオーロラに移ってゆく過程に見られる transient な二つの種類のオーロラについて触れておこう。前者は、昼間のカスプ領域に特有の、著しく背の高いカーテン型オーロラと、発生条件がいまだによくわかっていない、二階建てのオーロラで、後者は夕方の S-fractal manifold の活動から明け方の pulsating aurora の活動に移り変わる時間帯に見られる curl などと呼ばれる煙状(あるいは墨流し状)オーロラと flickering aurora である。これらは、一見、必ずしも通常の S-fractal manifold の活動と同じと見えないが、以下述べるように、その基本的な特性はやはり磁場の向きに見て右回りの回転的な運動など S-fractal manifold に似た特性を示す。

11.4.1 Dayside Auroral Breakup

いわゆる dayside cusp には 6300 \AA が卓越する、構造のないオーロラで代表される真の cusp と呼ばれる部分の周辺に、はっきりした構造をもつ、背の高い、特徴的な S-fractal manifold aurora の、継続時間数分ほどの活動があつて dayside auroral breakup (*e.g.*, Sandholt *et al.*, 1989) などと呼ばれている。これは S-fractal manifold aurora の一つの典型であるように見える。

Dayside aurora の活動は夜側と違ってその活動の規模はずっと小さいが、Fig.11-18 の左側の連続写真(左から右へ、上列から下列へ)に示すような小さな poleward-westward expansion を行う。これは 1984 年 12 月 31 日 10:03–10:19 UT にスピッツベルゲン、ニューオレスン (Ny Ålesund) での全天 TV 観測から 1 分毎の画面を並べた例である。通常、オーロラの観測には子午面掃天型の photometer の観測が多いために poleward-expansion が強調されることが多いが、この図のように、全天観測によれば、実際は、夜側の auroral expansion と同じく westward expansion の方がはるかに速く、移動(拡大)規模(距離)も大きい。また、dayside auroral breakup は、同図の右側の線画の部分に見られるように、特徴的な右回り偏波の positive X_m の磁場変動を伴う。夜側のオーロラ活動に、南北成分の negative な変動(substorm) と左回りの偏波を伴うのと対照的である。

まだきちんと確認されてはいないが、この磁場変動は双渦電流系の西向きの移動の形で表現でき、フリース・クリステンセン (Friis-Christensen *et al.*, 1988)、及び、グラスマイヤー (Glassmeier, 1992) たちが、二次元の双渦電流の形で表現した電流と同じ現象と思われる。二つの渦電流の間の、東向きのジェット電流の強い場所が、オーロラの expansion のあたりに対応しているように見える (Oguti *et al.*, 1988)。

もう一つ、dayside auroral expansion に特徴的な関連現象として impulsive な Pi-burst がある。Pi-burst は夜間の expansion にも対応して現れるが、夜間の expansion では、オーロラ活動が数分から十数分続き、しかも群として起こることが多いので、Pi-burst も長く続くことが多い。これに対して昼間の breakup は短時間なので、Pi-burst も impulsive になる。Fig.11-18 の下段の図は induction magnetometer によって得られた地磁気短周期変動を、frequency-time spectrogram の形で表現したもので、表示の周波数範囲は 0 から 1 Hz まで、時間は 09:30–10:33 UT である。この図に見られるように、10:07–10:09 UT の、磁場の positive impulse の立ち上がりスロープ、および、breakup aurora の急速な発達に対応して、全周波数域にわたって impulsive な Pi-burst が起こっている。特に 0.3–0.8 Hz あたりの周波数バンドが強いのは、電離層ダクト領域の共鳴の効果と考

えられる。

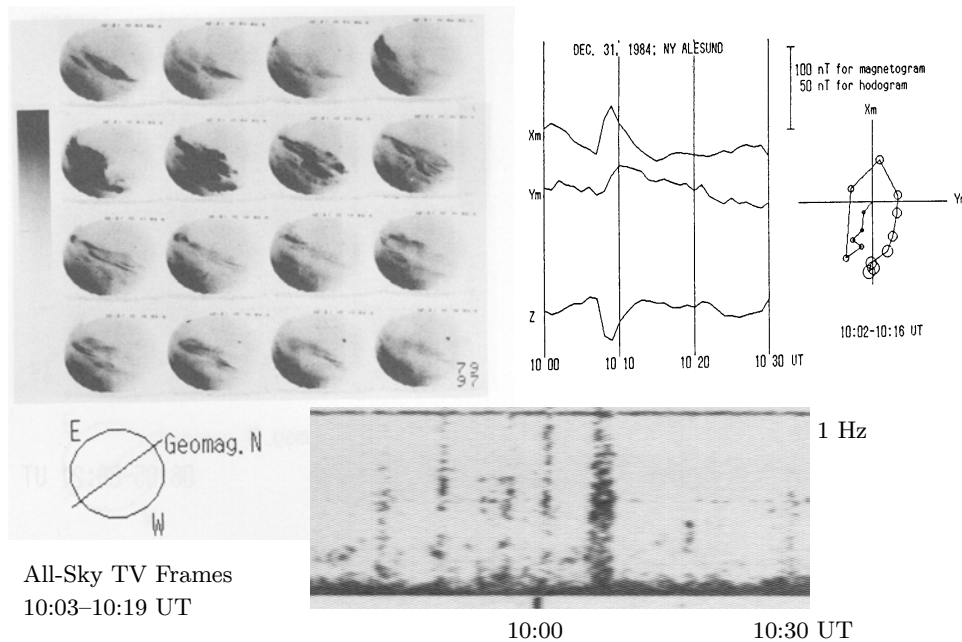


Fig.11-18 Dayside auroral breakup の例 (各行左から右へ、上行から下行へ)。右は break-up に伴う特徴的な正のスパイク状の磁場変動と polarization (smaller to larger circles)。最下段は短周期磁場変動の dynamic spectrogram、 $f=0-1$ Hz、 $t=09:30-10:33$ UT (Oguti *et al.*, 1988)。

なお、上の magnetogram には示されていないが、この breakup に先立って 09:00–10:07 UT の breakup までの間にいくつかの小さな breakup があり、それらにもすべて磁場の小さな positive impulse と Pi burst を伴っている。下段の frequency-time spectrogram には、弱いけれど、これらの Pi burst が認められる。この日の一連の dayside auroral breakup のなかで、最後に起こった 10:07 UT のものが最大で、磁場にも frequency-time spectrogram にも、最も顕著に現れている。

また、ここには示していないが、dayside auroral breakup の活動は、通常、Pi-burst とともに、burst 的な強い VLF Hiss の emission を伴う。次節で述べるように、VLF hiss は、夜間の S-fractal manifold aurora の活動の大きな特徴である (Oguti, 1975c)。従って、dayside auroral breakup に VLF hiss を伴うと言う事実は、dayside のカスプ域の breakup aurora が典型的な S-fractal manifold aurora であることの、はっきりした証拠であると考えられる。

このような、dayside auroral breakup は、オーロラオーヴァルが低緯度に広がりつ

つある時間に昼間カスプ近傍で起こることが多い(Sandholt *et al.*, 1986; Kokubun *et al.*, 1988)。このことから、dayside auroral breakup は、昼間カスプの低緯度側の閉じた磁力線領域の磁力管の一部が sporadic に高緯度側に開く過程に伴って見られる現象であろうと考えられている(Southwood, 1987)。スピッツベルゲンの local magnetic noon はおよそ 08:40 UT だから、この例は noon から 1 時間半程過ぎた時刻の例である。この例に限らず、現れる時間帯は昼間カスプ近傍、磁気正午やや過ぎが多く、にも関わらず、オーロラの発展の向きは夜の向きではなく、真昼の向き(西向き)に向かっている。

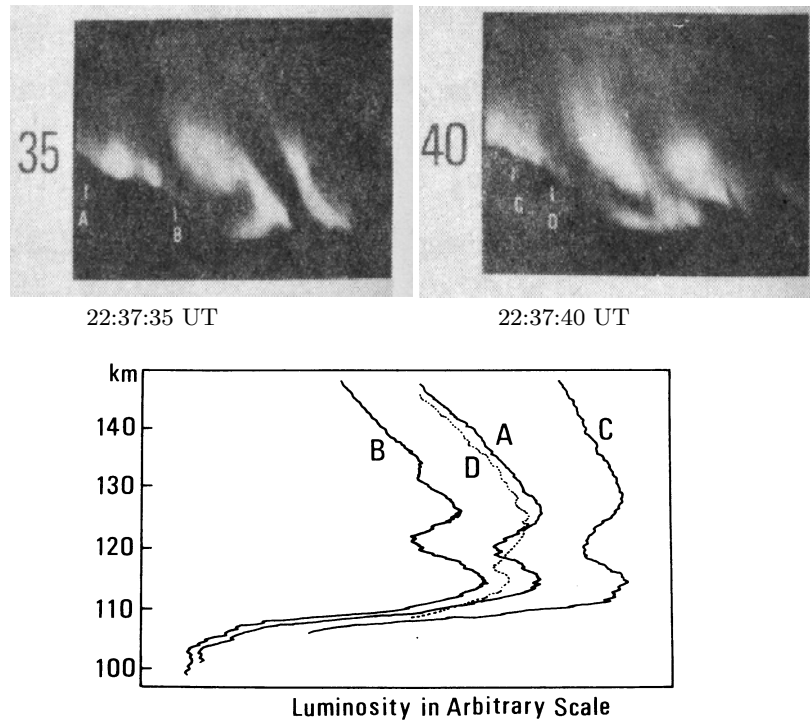


Fig.11-19 明るさが二階建てに見える auroral band の例、1971年6月25日 22:37:35 UT (左) 22:37:40 UT (右) と、上図の A、B、C、D、4本の磁力線に沿って計った明るさの分布。二つの高度に明るさのピークが見られる。於昭和基地。標準レンズ (Oguti, 1975b)。

11.4.2 Two-tiered Auroral Band

S-fractal manifold オーロラは、通常、下縁に近い部分が最も明るく、その上では、高度とともに明るさは単調に減少する (Fig.3-28 左図参照)。しかし、時折、明るい部分が二階建てになって見えることがある (*e.g.*, Oguti, 1975b)。その例と磁力線に沿った明

るさの分布を Fig.11-19 に示してある。このオーロラは、1971年6月25日 22:30 UT から 22:40 UT 頃、昭和基地から東北の空に見られたもので、図の左は 22:37:35 UT および 右は 22:37:40 UT のオーロラのTV 画像である。通常は明るさが下に向かって単調に増大して一つのピークを持つカーテン型オーロラがこの例では二つの明るさピークをもっている。すなわち、一枚のカーテンの裾に近い所に、水平の二本の明るい帯が見られる。22:37:35 UT の画面に示した A、B 二本の磁力線、および 22:37:40 UT の画面の C、D 二本の磁力線に沿って測定した明るさの高さ分布を同図の下に示してある。この例では、二つの明るさのピークは、高さ 114 km 辺りと 128 km 辺りに現れている。

おそらくはこのような二階建てオーロラに関連するものであろうが、ロケット観測によれば、同一磁力線(またはごく近傍の磁力線)上に、異なる加速電圧で加速されたと見られる、エネルギーの違う二つのピークを持つエネルギースペクトルが得られることがある (Arnoldy *et al.*, 1974)。Fig.11-20 の例ではフラックスがピークを示すエネルギーは、およそ 3 keV と 6 keV で、第10章での議論によれば、それらの粒子のエネルギーデポジットのピークの高さは、上に述べた明るさピーク 114 km および 128 km と矛盾しない。よって二つのエネルギー領域にピークを持つ入射電子によって二階建てオーロラが現れる可能性が高いと考えられるが、オーロラのTV 観測と同時のロケット観測で、ほんとうに二階建てオーロラが二つの加速電圧を持つ入射電子で起こっていることを確認した例はまだない。

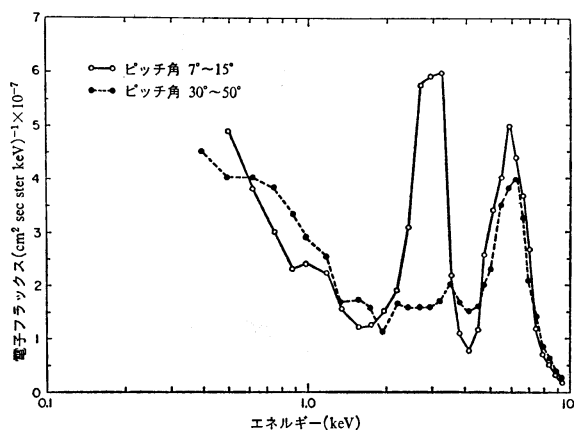


Fig.11-20 二つの加速ピークを持つ入射電子スペクトルの例 (Arnoldy *et al.*, 1974)。

なお、図のフラックスピークの、6 keV の方はピッチ角の大きい部分も小さい部分も顕著に見られるが、3 keV の方はピッチ角の小さい部分だけにピークが現れている。3 keV ピークがなぜ下向きだけなのか、また、このようなピッチ角分布が、双峰ピークを持つフラックスの一般的性質なのかどうかもわかっていない。

また、第2章で述べたオーロラの高さの統計で、ハラング (Harang, 1944) やシュテルマー (Størmer, 1955) は、オーロラの下縁の高さ分布を調べ、二つの高さに頻度のピークが存在することを示している (Fig.3-28 右図参照) が、あるいは、これも、二階建てオーロラが現れることに関係した頻度のピークかもしれない。ただし、高さについては、ハラング、シュテルマーの観測では頻度のピークは98 km と107 km あたりにあり、ここに示した二階建てオーロラでは、Fig.11-19 下図から推定される下縁の高さ、110 km および122 km と、ここでの観測の方が10 km ほど高い。ハラング、シュテルマーの統計に見られるオーロラの二つの高度が果たして二階建てオーロラに関係したものであるのか、もし、そうだとしたら、ここでの測定と高さが10 km も違うのはなぜなのか、両者におけるオーロラの平均活動度の違いなのかなど、更に研究を要する問題である。

これと違って、二階建てオーロラが現れるのはエネルギーの違う二つのピークを持つスペクトルの電子入射によるのではなく、電離層での beam-plasma discharge の結果ではないかとする推定がある (Benesch, 1981; Sivjee *et al.*, 1993)。しかし、もし、二階建てオーロラが beam-plasma discharge で起こっているものなら、もっと頻繁に二階建てオーロラが見えてもいいのではないか、何故二階建てオーロラはそんなに少ないのか、二階建てオーロラが現れるためには何か特殊な条件が必要なのか、と言う問題が残る。この問題に結論を出すためには、二階建てオーロラ出現時にロケット観測を行い、beam-plasma discharge が起こっているかどうかを調べる必要がある。

二階建てオーロラの物理を明らかにするには、地上の二点以上からの同時ステレオ観測、あるいはロケットで真横から観測することによって真の二階建て構造を確認するとともに、同時のオーロラ粒子のエネルギースペクトルと比較する必要があるが、そのような同時観測例はまだない。

11.4.3 Smoke-like Aurora

Curl in comparison with Spiral

Auroral expansion の最終 phase、あるいは auroral expansion が途中で止まってしまった状態の時、深夜少し前の領域に、あまり活動的でない、西に開いたループが現れることがある。西に向かって開いていることからわかるように、これは、大きなS-構造の低緯度側のループである。この領域にしばしば煙状オーロラ、あるいは「墨流し」オーロラや flickering aurora が現れる。墨流しは、一見、ぼんやりした (diffuse) 煙状であるが細かい striation の内部構造があって、まさしく「墨流し」のように見える。Fig.11-21

の写真に示すのが、典型的な「墨流し」状オーロラである。

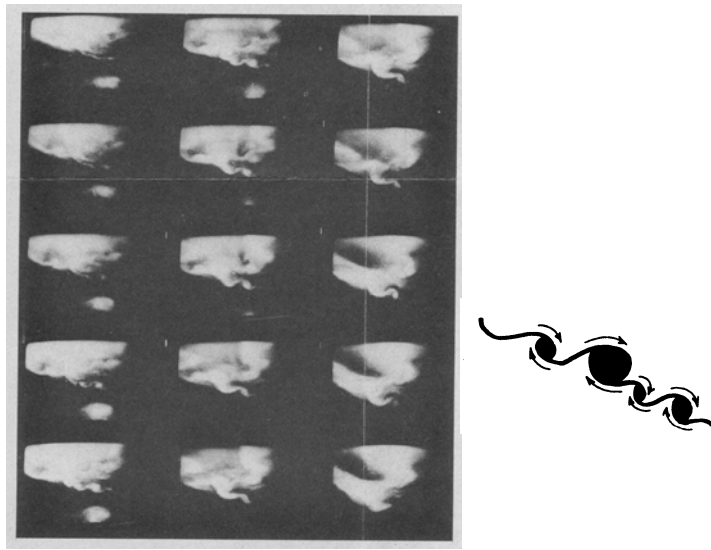


Fig.11-21 左の連続写真は「墨流し」状オーロラの変形の具体例、右は中央列写真の下部分を抜き出して示した vorticity 列の変形のイラスト。23:44:09–23:44:23 UT, Aug. 25, 1971, at Syowa Stn. Antarctica。標準レンズ (Oguti, 1974)。

「墨流し」状のオーロラの内部構造(細かい striation)は、局所的な明るい部分を中心に、しばしば磁場の向きに(南半球の S-fractal manifold を下から、北半球の S-fractal manifold を上から)見て右回りに巻き込んで瘤状の渦巻きを作る。一見してその deformation の形は上に述べた S-formation と異なり、ただ、アークの明るい部分を中心に右回りに巻き込んで渦巻き構造を作るものである。形だけから見るとむしろ逆 S-字型に見えることが多い。

これは、しばしば、Curl と呼ばれる (e.g., Hallinan and Davis, 1970) が、curl とは形を表すだけで dynamics は表現しない。中心近傍で速く、周辺ほど遅い回転運動によって巻き込みの構造が出来るのであるから、dynamics まで込めるとしたら、curl より clockwise trailing rotation というのが適当な表現であろう。Fig.11-21 の中央列の写真には、下部にしっぽのように突き出た部分があって、その部分に、右側のイラストで示したような典型的な trailing rotation が発達している。このオーロラは、形の上ではカーテン型とは見えないが、明るい部分の右回り vorticity という性質は保存している。これが、「墨流し」状のオーロラを S-fractal manifold aurora の仲間分類する根拠である。「墨流し」状のオーロラは、西に開いたループの東端あたりのほか、expansion aurora の

N-S aligned arc の近傍にもよく見られる。

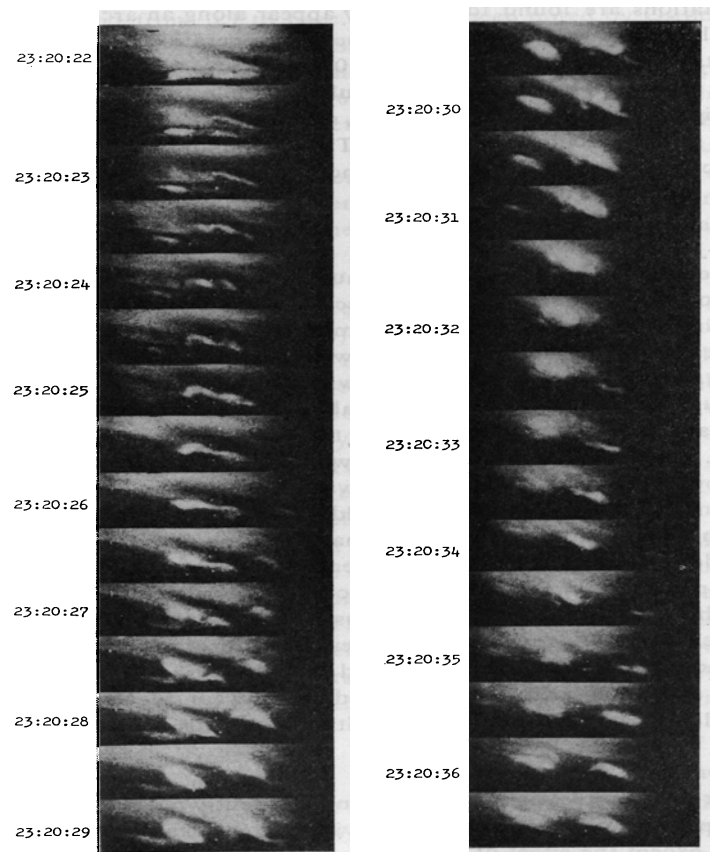


Fig.11-22 準周期的に出現し、西向きに動く trailing rotation aurora。画面は1秒2コマ。

左が西、右が東で、スパンは約100 km。移動速度は約 5 km/sec。1971年 8月 25日
23:20:22.0–23:20:36.5 UT。於昭和基地。標準レンズ (Oguti, 1978)。

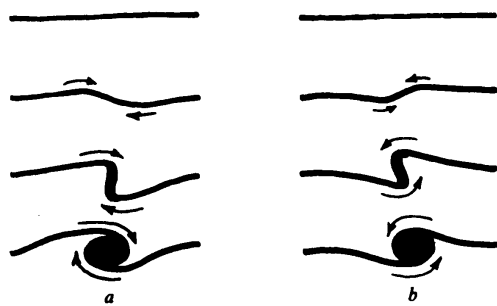


Fig.11-23 Curl (左) と Spiral (右)。磁場の向きに見て (Hallinan and Davis, 1970)。

深夜の時間帯、expansion aurora の内部構造として、このような trailing rotation を行う墨流し状オーロラが準周期的に出現し、西向きの運動を繰り返すことがある。Fig.11-22 がその一例である。運動の向きはドリフトに近いが、図からわかるように速度の時間的変動が激しく、単純なドリフトとは考えられない。ち

なみに図に示されたオーロラの場合、最も速い速度は 5 km/sec ほどである。

オーロラの変形の中には、Fig.11-23 に示すように、磁場の向きに見て左回りに巻き込んでゆくものと右回りに巻き込んで行くものがあると言うので、左回りに巻き込んでできた渦構造を、右回りの渦 curl と区別して spiral と呼ばれる (*e.g.*, Hallinan and Davis, 1970) ことがあり、Fig.11-24 に示すようなオーロラ構造が左回りに巻き込んだ spiral の例とされる。しかし、この “spiral” は、Fig.11-23 右のように左回りに巻き込んで出来たものではなく、その形とサイズから判断して、surge の先端に右回りに起き上がって生まれた多重S-字構造 (Fig.11-5-d) であろうと思われる。

ほんとうに磁場の向きに見て左回りの運動があるのかどうか、ビデオ記録で示されるのでなければ、その存在はただちには納得しがたい。ちなみにここで言う運動とは、arc を構成する微小部分の運動であって、全体の形態の変化を示すものではない。例えば雲が生まれ、消えると言う過程が起こっている領域がどのように移動するかと言うことと、その領域の内部で生まれた個々の雲が内部でどのように運動するかとの間の関係に似て、両者は多くの場合、一致しない。ここで言う運動は、個々の雲の運動に対応するオーロラ微小部分の運動である。

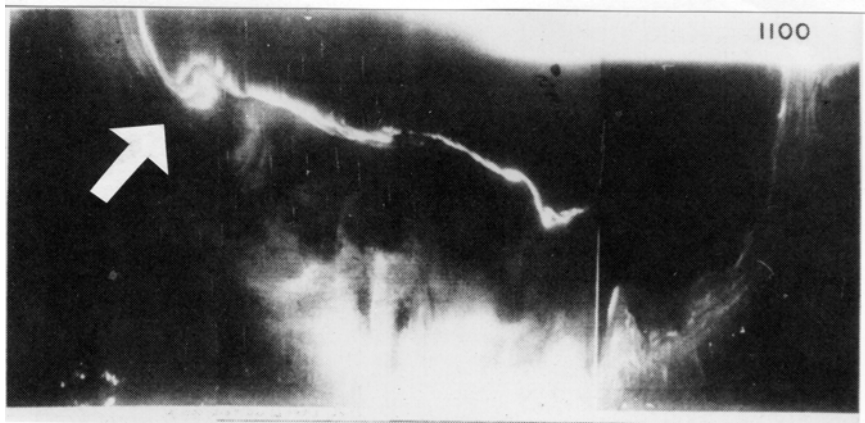


Fig.11-24 DMSP衛星で撮影された spiral と呼ばれる変形 surge (矢印)。全体はよく発達した夜間のオーロラオーヴァルで、左側夕方には高緯度の S-fractal manifold aurora が、中央部から右側明け方にかけては低緯度の pulsating aurora があって、深夜のあたりは二重のオーロラ帯になっている。21:30 UT, Jan. 25, 1973。

11.4.4 Flickering Aurora

S-fractal manifold aurora およびその周辺には flickering aurora と呼ばれる、数ヘルツないし数十ヘルツの速い変動を伴うオーロラが存在する。このオーロラは前に示した通常のカーテン型オーロラアークに沿って現れる ray 構造に対応する折り畳み構造とはやや異なる構造を示すが、変動の時間・空間スケールは ray 構造の変動とよく似ている。

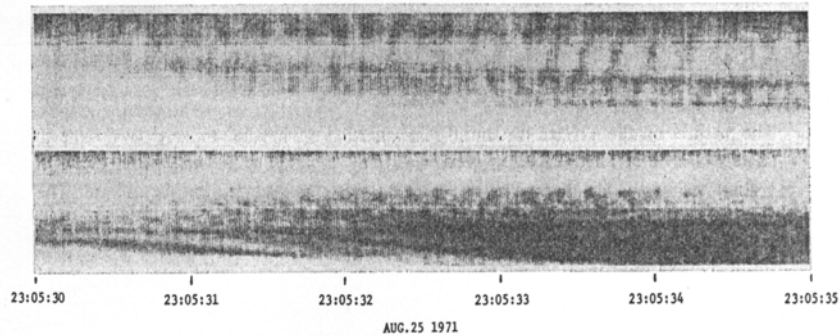


Fig.11-25 Flickering aurora の position-time display. 23:05:30–23:05:35 UT, Aug. 25, 1971. 於昭和基地。上段 NE–SW、下段 NW–SE スリット。スリット長約 40 km (Oguti, 1978)。

Fig.11-25 は、昭和基地において、1971 年 8 月 25 日 23 時 05 分頃、西に向かって開いたループ状の S-fractal manifold aurora (Fig.11-26) あるいはそれから明け方の pulsating aurora に変わって行く中間段階の墨流し状のオーロラバンドの一部の、天頂近傍に現れた flickering aurora に NE–SW (上段) および NW–SE (下段) 方向にスリットをかけて position-time display の形で表したものである(暗部がオーロラ)。スリットの長さはいずれもオーロラ高度において約 40 km であるから、この図からも flickering spot のサイズについて見当がつく。また、この図から、複数の場所に、周期の異なる複数の flickering spot が存在すること、規則的な明るさ変動に同期して spot が運動していることなどが知られる。

Fig.11-25 から推定できるように、photometer を使って調べると flickering aurora の明るさ変動は、S-fractal manifold aurora の仲間としては例外的に sinusoidal で規則的な変動である。Fig.11-26 に示すのは、同日 23 時 07 分頃、上の例と同じオーロラバンドの一部に現れた flickering の photometer 記録で、規則的な sinusoidal な明るさ変動を示している。

Flickering aurora は淡いオーロラで、かつ、1ヘルツから数十ヘルツ程度の速い変動をするので、現在の超高感度TVカメラを使っても観測の限界に近く(あるいは限界

23h7mUT

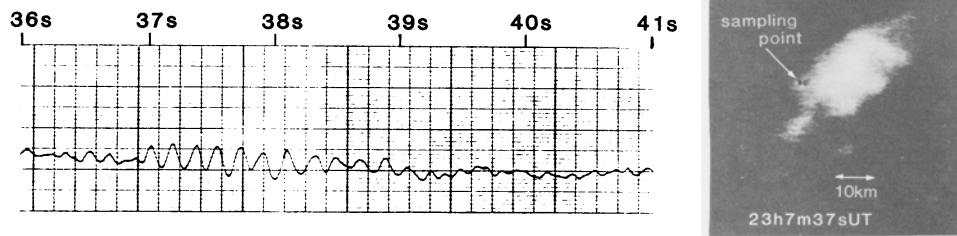


Fig.11-26 Flickering aurora の sinusoidal な明るさ変動。写真の矢印は sampling point。
23:07:36-23:07:41 UT, Aug. 25, 1971. Syowa, Antarctica (Kunitake and Oguti, 1984)。

を越えて)、その実体は必ずしもよくわかっているとは言えない。國武・小口 (Kunitake and Oguti, 1984) によれば、磁力線沿いに見ると周期的に明るさを変えながらゆらゆらと、あるいは直線的にあるいは円を描く(部分的に)ように揺れる、直径数 km-10 km 程のぼんやりしたスポットである (Fig.11-27 参照) が、これを横から見ると、明らかにかなり背の高い ray が周期的に明るさを変えながら横方向に揺れているように見える。

この明るさ変化は局所的で周期的な入射電子の加速電圧の変化を示すように見え、また、揺れは加速電場が或る種の波動 (*e.g.*, Temerin *et al.*, 1986)、あるいは pencil beam の電流の kink 不安定などに関わって起こっていることを示唆するように見える。Flickering aurora にはしばしば定常的な (burst でない) VLF hiss の電波を伴っているが、この場合の hiss の電波は、数 Hz で modulation を受けているように見えることが多い。Flickering aurora はその周期的な時間変動からしばしば pulsating aurora の仲間として分類されるが、その出現時間帯、出現空間領域、出現の仕方などの点から見てカーテン型 S-fractal manifold オーロラに近いものであって、これを pulsating aurora の仲間に分類するのは間違いであろうと思われる。

なお、Ungstrup(1966) が flickering aurora と呼んでいるのは、その現れ方、及び VLF chorus との関連の叙述などから見て、現在多くの研究者が flickering aurora と呼んでいるものとは違って、むしろ後に出てくる pulsating aurora の仲間の flash であろうと思われる。しかし、Ungstrup の論文にはオーロラの image が示されていないので、flickering でないことは断言できるが、flash とは言い切れない。

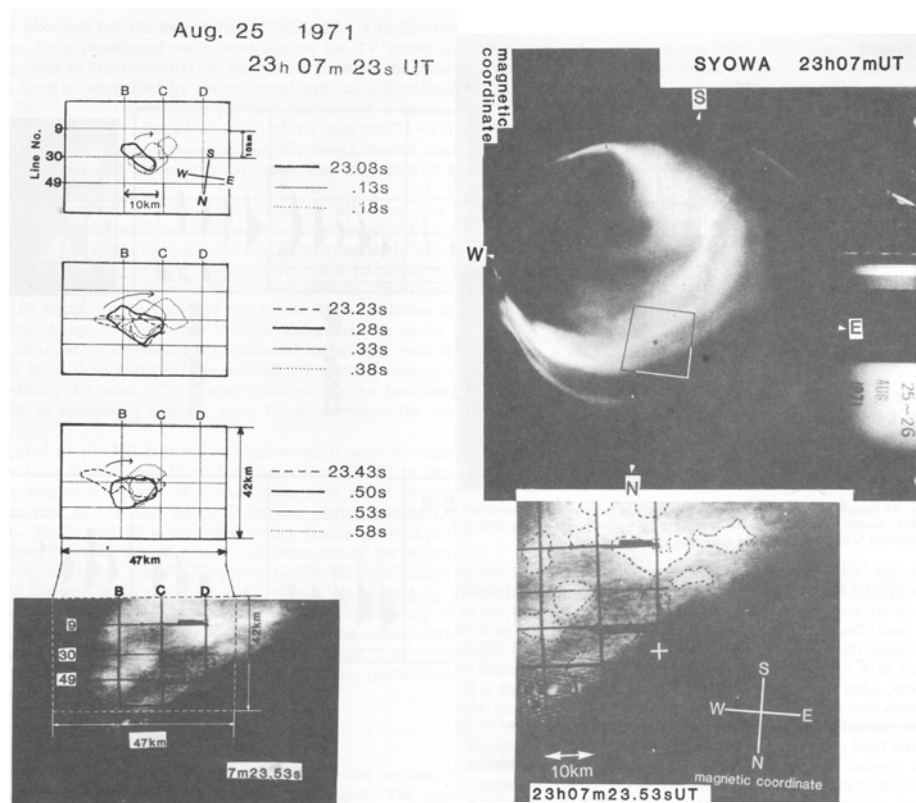


Fig.11-27 Flickering aurora を下から見たスポットの運動 (左) とループ上の場所 (右) を示す (Kunitake and Oguti, 1984)。

11.5 S-fractal manifold aurora の関連現象

オーロラの物理、すなわち電子の入射を考えるに際して、その周辺にどんな現象が付随しているかを知るのは重要である。それらの付随現象はオーロラ粒子の入射機構に本質的に関わっている可能性があるからである。ここでは、S-fractal manifold aurora にプロトン入射、VLF 波動や磁場変動、圧力波動などがどのように関わっているかを述べておこう。

11.5.1 S-fractal manifold aurora の活動と水素輝線分布

第13章で述べるように、深夜の特徴的なオーロラ活動、auroral substorm においては、活動領域の西寄りの部分にS-fractal manifold aurora の活動が卓越し、東寄りの部

分には水素輝線の強い領域が現れるように見える (Fig.13-2)。S-fractal manifold aurora の変動はそのサイズによらず極めて似た変化をすることは既に述べたが、これがそのまま当てはまるとすれば、小さなS字構造の活動にも、Fig.11-28 に示すように、活動領域の西寄りの部分に電子が入射し、東寄りの部分にプロトンの入射が起こるのかどうか興味ある問題である。

既に述べたように、プロトンは入射に際して中性の水素になって、そのため入射領域が極端に広がってしまうので、小さなサイズではオーロラのS字構造に対応するプロトン入射領域が付随しているかどうかを、オーロラから調べるのは難しい。しかし、電荷分離という観点からは、サイズの大小によらず、電子の入射領域とプロトンの入射領域



Fig.11-28 小規模の S 字構造 (break-up) も、その東側にプロトン入射域 (dotted area) を伴っているように見える。

が常にペアになって現れるというのは極めてありそうなことと思われる。空間分解能は原理的に期待できないとすれば、時間分解能のすぐれた水素輝線の観測装置を用いて、小さなサイズの S-fractal manifold aurora の活動とともに、その近傍に、果たしてペアのプロトンの入射が起こるのかどうか、確かめてみるに値すると思われる。

なお、プロトン入射領域で主として電流を運ぶのは、果たして入射するプロトンであるのか、あるいは、電離層から上向きに飛び出してゆく電子であるのか、その割合はどれ位なのか、また、その場合、飛び出してゆく電子は

オーロラを光らせるのかどうかなど、これも調べてみるに値する重要な情報である。

11.5.2 S-fractal manifold と VLF Hiss

オーロラ活動が著しく盛んなときには活動する S-構造がたくさんあり過ぎて、hiss emission との一対一対応を調べるのは難しいが、天頂近傍に少数のオーロラ活動部分 (明るく活発な vortex) しかない場合、S-fractal manifold aurora の上に local に明るい S-

pattern が生まれ、発達する時や S-pattern が激しく運動する時にはそれらの活動の時間にほとんど必ず 1 対 1 に対応して 1 kHz–10 kHz 程度の周波数範囲の burst 的な VLF Hiss の emission が地上で受信される (Oguti, 1975c)。その一例を Fig.11-29 に示す。

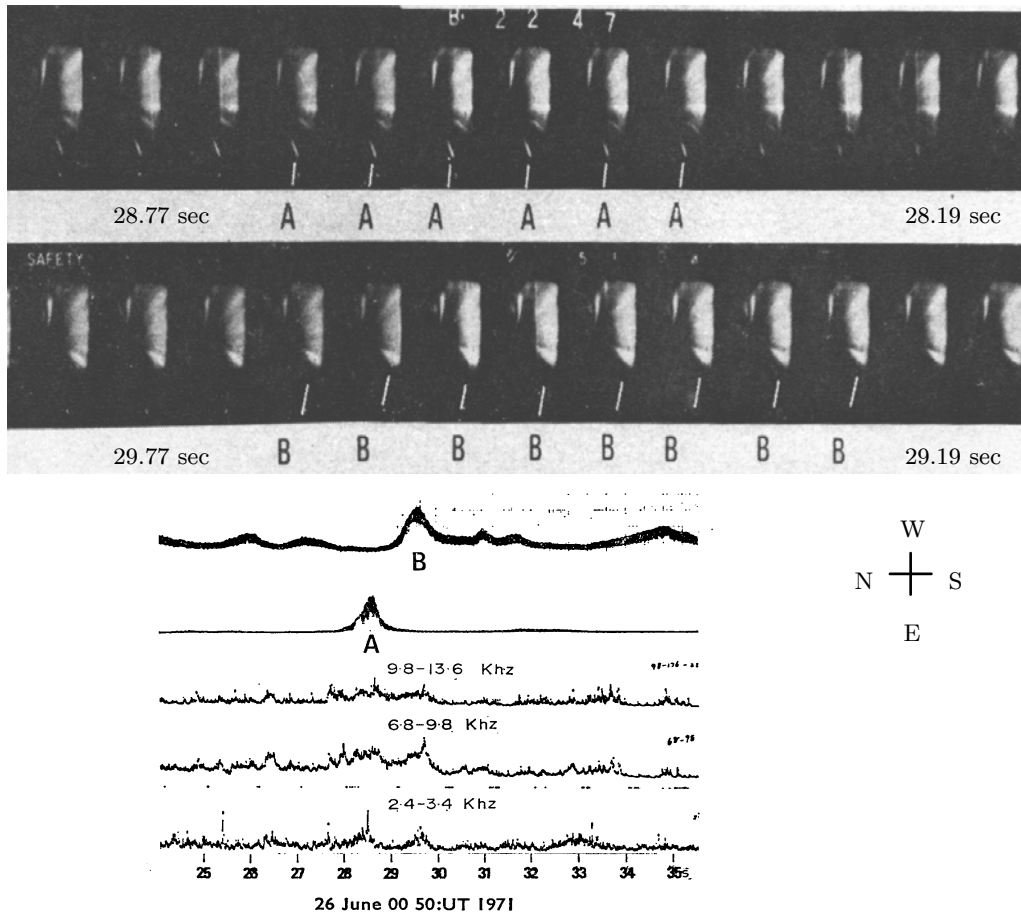


Fig.11-29 Arc 沿いの vortex の活動と VLF hiss とは 1 対 1 に対応する。上は S-fractal manifold aurora の高速連続写真で、A、B と記した部分が急速に明るさを増している。下はその明るさ変化と VLF hiss の強度変動。標準レンズ。Syowa Stn. (Oguti, 1975c)。

この図の上は昭和基地で 1971 年 6 月 26 日、00:50:28–00:50:30 UT の 2 秒間の毎秒 21 コマのオーロラの変化を示す連続写真で、下はオーロラの A、B 二点の明るさ変動、および、00:50:24–00:50:35 UT の間の 2.4–3.4 kHz、6.8–9.8 kHz、9.8–13.6 kHz の VLF hiss の強度変化を示している。オーロラの活動域 A および B の明るさ増大に対して VLF hiss の強度が burst 的に増大していることがはっきりと見て取れる。この例に限らず、

天頂近くにあまりたくさんでない、強いオーロラの S-pattern が成長する時には、常にこれに 1:1 に対応して VLF hiss emission の増大が観測される。

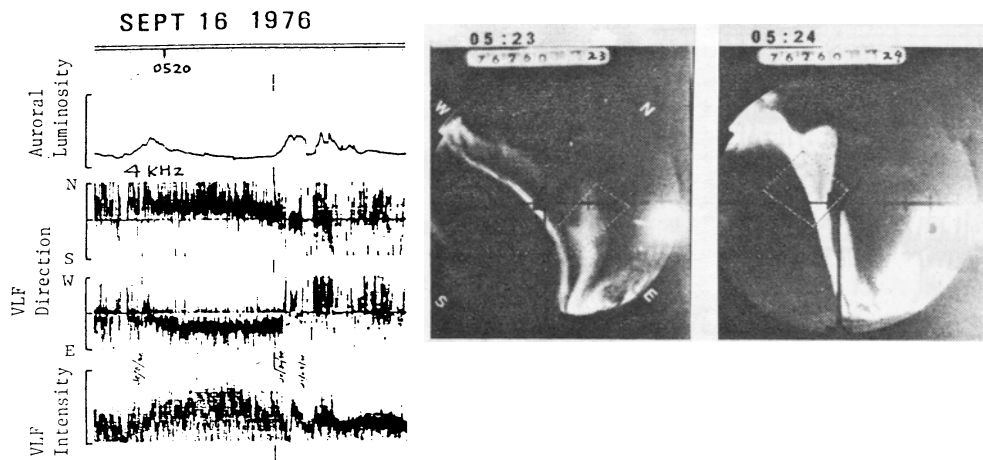


Fig.11-30 VLF hissは S-fractal manifold aurora の活動領域、及びその少し上から到来するように見える。1976年9月16日05:18–05:27 UT 於 Churchill。05:23 UT 及び 05:24 UT の全天写真に到来方位(四辺形)を重ねて示す (Oguti *et al.*, 1979)。

このように、S-fractal manifold aurora の天頂近傍の局所的活動に対応して同時に VLF hiss の enhancement が見られ、オーロラの活動と hiss の放射とは 1:1 に対応していることが推定されるが、ほんとうに対応しているかどうかを確認するには、オーロラに対応する VLF hiss が空の何処から来るかをオーロラと比べてみるとはっきりする。Fig.11-30 は、楕円偏波の VLF 波動の電場・磁場成分の観測からその到来方向を計算する方法 (Tsuruda and Hayashi, 1975) を用いて左図のように VLF hiss の到来方向の時間変動を調べ、S-fractal manifold aurora の活動領域と hiss の到来方位(写真の overlay の四辺形)を比べたもので、hiss の強度の増大と S-fractal manifold aurora の活動とが時間的変動として対応しているだけでなく、hiss が、オーロラの活動領域及びその少し上の領域の方向から来ていることがわかる。

これらの事実は、この VLF hiss の放射が、加速された電子ビームからのチェレンコフ放射として放出されるのか、あるいは、加速そのものの機構に縦波が粒子-波動相互作用として何等かの feedback をしているのか、いずれにせよ比較的低い高度で入射電子との関連において VLF hiss の放射が行われていることを強く示唆する。電子ビームのチェレンコフ放射によるものかオーロラ電子の加速機構に関係しているのか、そのどち

らであるかを明らかにするためには、ロケットによる、オーロラに対する hiss の高さ変化の研究が必要と思われる。

Flickering aurora にも VLF hiss を伴うが、通常 flickering aurora には、上に述べたのと違って、時間変動の少ない、定常的・連続的な VLF hiss を伴う。その強度には、flickering aurora の auroral spot の揺らぎに見合って若干の揺らぎがあるように見える。なお、S-fractal manifold aurora の活動には、いかなる場合にも VLF chorus riser は付随しない。

11.5.3 Quasi-periodic trailing rotation と structureless(or band-limited) chorus

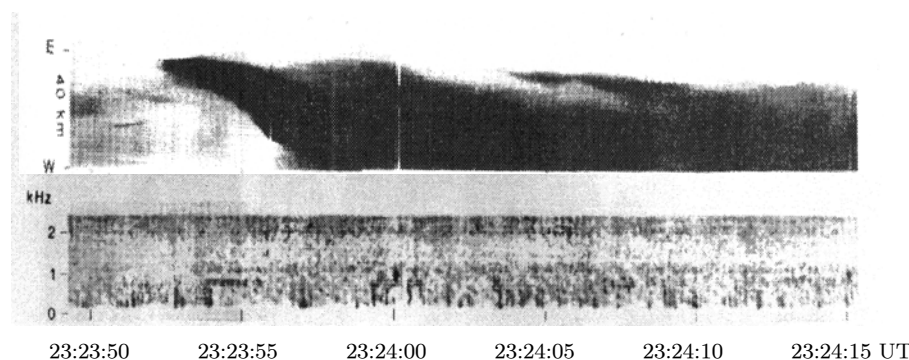


Fig.11-31 S-fractal manifold aurora の活動と Structureless chorus or Band limited chorus が 1 対 1 に対応する。1971 年 8 月 25 日 23:23:50 – 23:24:15 UT 於昭和基地 (Oguti, 1977)。

上にのべた S-fractal manifold aurora の local な活動と VLF hiss との関係ほど顕著ではないが、quasi-periodic な trailing rotation(curl) の活動に structureless chorus または band limited chorus を伴うことがある。この種の chorus を伴う頻度は多くはないが、伴う場合には明らかに q-p 的な trailing rotation に付随して起こることが知られる。

Fig.11-31 はその一例である。23:23:54、23:23:59、23:24:06 及び 23:24:13 のあたりを見ると、上のオーロラの position-time display の、天頂付近に現れて q-p 的に西向きに移動する trailing rotation(右下がりの黒いトレース)に同期して、下の frequency-time spectrogram に、1 kHz を挟んでその上下に二筋の細い emission が見られる。真ん中の band を欠く band limited chorus である。Structureless chorus(or band limited chorus) は、人工衛星では真夜中あたりでよく観測されるが、地上で観測されるのは稀である。地

上では強度が概して弱く、かつ、S-N が悪いのでこの図は必ずしも説得的でないが、むしろ、ビデオテープに同時記録された VLF 波動の音を聞きながらビデオを見ていると、両者の活動の 1:1 対応がよくわかる。音は、コウロギの鳴き声に似て聞こえる。

11.5.4 S-fractal manifold Aurora の活動と磁場変動

小さなサイズの S-fractal manifold aurora の活動の小さな電流系の磁場変動の地上での効果は小さいので、地上での磁場変動からオーロラ中の電流分布を推定するのは難しい。しかし、surge や bulge のサイズになる (すなわち第 13 章の substorm) と、その発達とともに地上の磁場には特徴的な、いわゆる湾形変化 (bay disturbance) が現れる。

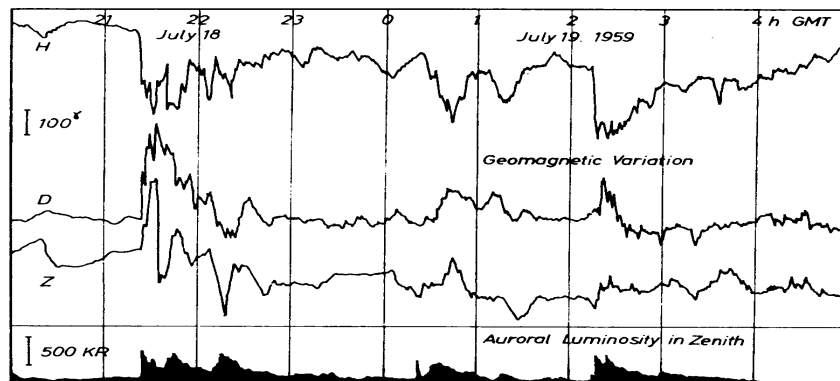


Fig.11-32 S-fractal manifold aurora の活動と磁場変動とは 1 対 1 に対応する。
1959 年 7 月 18 日 20:00 – 19 日 05:00 UT 於昭和基地 (Oguti, 1963)。

Fig.11-32に見られる地磁気湾形変化の磁場変動は、オーロラ活動域東よりの、水素輝線の強い領域、即ちプロトンの入射が卓越する領域から電流が流れ込んで、西側の、オーロラの活動が最も盛んな部分、即ち電子の入射が盛んな部分から電流が流れだし、その間を西向きオーロラジェット電流がつないでいる形で理解される。S-fractal manifold aurora の活動が、サイズによらず共通のふるまいを示す所から見て、小さなスケールサイズの S-fractal manifold aurora の活動域も大きなサイズの場合と同じ構造、および電流が存在する可能性があり、大きなサイズの電流構造は小さな構造の総和で表されるのかも知れない。S-fractal manifold aurora の活動に伴う電場および電流とその磁場効果については、第 13 章及び第 14 章でまとめて議論する。

11.5.5 S-fractal manifold Aurora の活動と Pi-burst

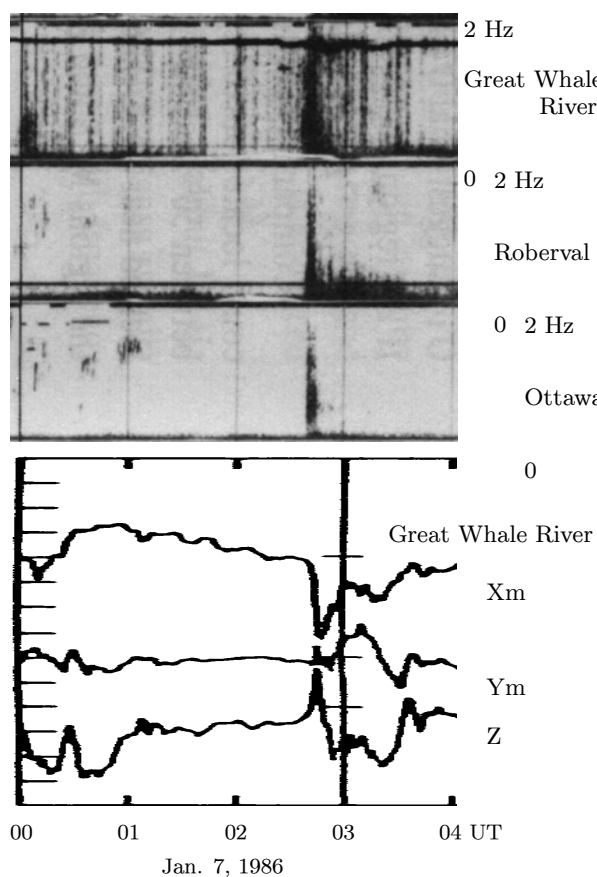


Fig.11-33 02:40 UT 頃の S-fractal manifold aurora の活動 (breakup) に伴う Pi-burst (Hayashi *et al.*, 1988)。

S-fractal manifold aurora の活動、特に、expansion aurora の活動に対応して発生する ULF 周波数領域の波で、VLF 領域の Hiss emission に対応する wide band のノイズが Pi-burst である。Fig.11-33 の 02:40 UT 頃に見られるのがその典型的な例である。S-fractal manifold aurora の活動に対応して、磁場 H 成分の deflection (magnetic bay disturbance) の時間ではなく、H 成分が減少しつつある間だけに発生する。周波数域は 0 から 2 Hz 程度で、通常、auroral expansion の起こっている近傍では全周波数域にわたって発生するが、オーロラ活動域から離れた地域で観測すると、電離層の水平ダクトを伝搬するためと思われる効果によって、特定の周波数域、通常、0.3–0.8 Hz あた

りが残って、他の周波数域は減衰する。Pi-burst は、S-fractal manifold aurora の活動をもたらす電子の入射に伴う細かいスケールの沿磁力線電流の発生、消滅の繰り返しによって発生する、比較的短周期の HM 波動を起源とするものと思われる。

昼間カスプのオーロラには、一見準周期的 (10 分程度) に明るさの変動が起こる場合があつて、明るさの変動だけからは pulsating aurora と見える (*e.g.*, Sandholt *et al.*, 1994) ようなものがあるが、TV カメラの imaging 観測によれば、これらは pulsating aurora ではなく、すべて vorticity の発達が見られる S-fractal manifold (カーテン型)

オーロラの準周期的な breakup のようである。

その証拠に Fig.11-18 の例でも、ULF の frequency-time spectrogram に、09:30 UT から 10:07 UT の break-up に至る間、数分ないし10分ほどの繰り返し時間で Pi-burst が起こっているのが見られ、これらはすべて小さな dayside auroral break-up に対応している。高感度の撮像装置でなく光電受光器だけなら、このオーロラ活動は準周期的脈動に見えるが、高感度TVカメラ観測では、これらはすべて S-fractal manifold aurora の準周期的活動であることが知られる。深夜から明け方にかけてと同じような pulsating auroral patch が昼側のカस्प領域周辺に存在するかどうかはまだきちんと調べられてはいない。

11.5.6 Expansion Aurora の内部構造と Ps-5 または Pi-3 地磁気脈動

真夜中の auroral expansion の直後に、深夜に近い夕方の時間帯領域に、繰り返し時間数分から15分程度で、quasi-periodic に西向きにドリフトするオーロラ構造が見られることがある (*e.g.*, Yamamoto *et al.*, 1988)。Fig.11-34 に示すのがその一例で、1986 年 1 月 7 日 02:40 UT に始まった substorm の recovery phase に見られた準周期的オーロラと不規則な地磁気脈動である。オーロラは、南北(上段上)、及び東西(上段下)の sampling line による position-time display で示し、high pass filter をかけた magnetogram (中段、微分波形ではない) および normal magnetogram (下段) と比較している。

この準周期的オーロラの構造の西に面した front は、front に沿って移動する S-fractal manifold aurora で構成され、front が通り過ぎた後に pulsating auroral patch が現れるものである。Front を構成する S-fractal manifold aurora もその後ろの pulsating aurora も、共通の西向きドリフトをする。Fig.11-34 は時間軸送りが遅いのでよくわからないが、オーロラ(黒い部分)の leading edge は割合はっきりしているのに対して、trailing edge は、周期 10 秒程度のパッチの明るさ脈動に対応する細い縦線で構成されている。

この種のオーロラ構造が現れる時に、その下で見られる地磁気脈動は、周期としては Pc-5 の領域に属する、不規則で quasi-periodic な脈動である。この地磁気脈動は Pi-3(Saito, 1978) と呼ばれるものに近いが、Pi-3 が multiple onset の expansion(Wiens and Rostoker, 1975) の個々の expansion に対応しているように思われるのに対して、ここで Ps-5 と呼ぶものは、あるいはもう少し細かい、poleward expansion aurora の内部で起こっている中規模の S-fractal manifold activity に対応して派生した auroral branch が西にドリフトして行くものを見ているようである。また、周期としては Ps-6(Opgenoorth

et al., 1983) と呼ばれるものにも近いが、Ps-6 は明け方のオメガ構造に対応するので、ここでの Ps-5 とは異なる。

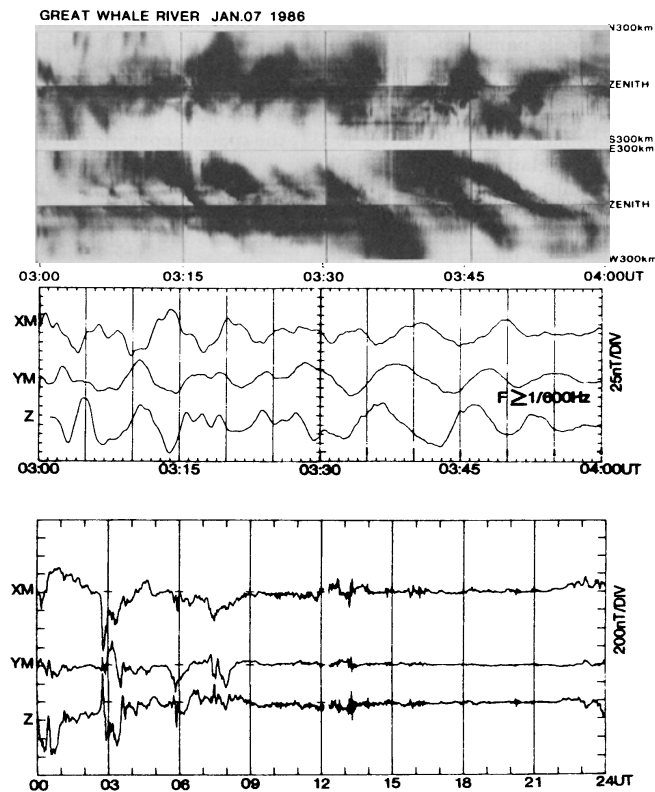


Fig.11-34 Expansion aurora の準周期的内部構造と Ps-5 または Pi-3 地磁気脈動。
1986年1月7日 03:00-04:00 UT 於 Great Whale River (Yamamoto *et al.*, 1988)。

この地磁気脈動は、特に S-fractal manifold aurora の関連現象という訳ではなく、pulsating aurora をも含む複合的な変化であるが、S-fractal manifold aurora の expansion front 内部の準周期的な S-fractal manifold 活動に伴う関連現象という意味でここに挙げておくことにする。S-fractal manifold aurora の準周期的な活動と言う意味では、先に述べた dayside aurora の準周期的 breakup に近いとも言える。

11.5.7 S-fractal manifold aurora の活動とその関連現象一覧

S-fractal manifold aurora の活動はすべて基本的にほとんど同じものと思われるが、flickering aurora のように一見ひどく違って見えるものもあるので、活動の種類とそれらの関連現象を Table 11-3 の一覧表に取りまとめておく。関連現象でほとんどすべてに共通

なのが VLF Hiss Emission で、オーロラの空間構造が大きい活動の場合には、更に、地磁気の変化を伴う。それ以外に、特に墨流し状オーロラに限って、その quasi-periodic な出現に、band-limited (or structureless) chorus が対応するように見えることがある。次章で述べる pulsating aurora には chorus riser が付随するが、chorus riser と band-limited(or structureless) chorus とは同じく chorus と名付けられているが、オーロラとの対応から見ても全く異質の VLF emission と考えられる。Chorus riser は小鳥のさえずりの dawn chorus に似ているが、band-limited(or structureless) chorus はコオロギの鳴き声のように聞こえる。

S-fractal manifold Activity

Occurrence Mode	Shape	Activity	Correlated Phenomena
Aperiodic	Sheet & Smoke	Bulge, Surge, Fold	Neg.Defl., Pi-burst, Hiss
	Sheet & Smoke	N-S aligned arc	VLF Hiss, Pulsating Aurora
	Mainly Sheet	Fold, Ray	VLF Hiss
	Smoke	Trailing Rotation	Band-limited Chorus ?
Quasi-periodic	Mainly Smoke	Curl, Q-P Prop.	Band-limited Chorus
	Sheet	Dayside Breakup	Pos.Defl., Pi-burst, Hiss
		Q.P. Ray	VLF Hiss
	Sheet & Smoke	L.P. Complex	Ps-5 or Pi-3 Pulsation
Periodic	Wavering Spot	Flickering (& Ray)	Stationary VLF Hiss

Table 11-3 S-fractal manifold aurora の活動の種類とそれらの関連現象。

なお、この表で、N-S aligned arc の関連現象として pulsating aurora と VLF hiss を挙げたのは、pulsating aurora に VLF hiss を伴うと言う意味ではなく、N-S aligned arc の S-fractal manifold の活動には VLF hiss を伴い、その後に活動の残りのオーロラ fragment が pulsating auroral patch に変わって行くと言う意味である。

11.5.8 オーロラの音

オーロラの激しい活動の時、オーロラの音を聞いたという報告は少なからずある (*e.g.*, Størmer, 1955)。いずれも古い時代の記録であるから、この場合のオーロラ活動は、substorm の時の激しい S-fractal manifold(カーテン型) オーロラの活動と考えられる。なぜなら、観測機器が未発達な昔から、オーロラ活動と言えば、オーロラ中で最も明るい、目によく見える S-fractal manifold オーロラを指して来たとし、また、現在でもオーロラ活

動はその明るさの変動の激しさで表されることが多いからである。

ところで、筆者は、長い観測経験を通じて未だにオーロラの音を一度も聞いたことがない。また、例えば磁気テープに録音された音の客観的記録を聞いたこともない。聞いたという記述が事実かどうか、かなり疑わしい。第10章で述べたように、波長の長い pressure wave は地上で観測できるが、波長の短い pressure wave、すなわち、音波は、大気の温度分布のためにオーロラ高度から地上までは到達できない (*e.g.*, Bates, 1973)。たとえ、オーロラ活動に際して音波がでたとしても、地上でそれが聞こえることは考えられない。

もし、オーロラ活動に際して地上で音が聞こえたのであれば、それは、オーロラから出た音波が音波として到達したものではなく、オーロラ活動に伴って発生した VLF hiss の電波が何らかの機構で(例えば報時用のラヂオ受信機などを介して)観測者の周辺で音に変わったものとするのが尤もらしい。あるいは、当時使われていたであろう長大なアンテナなどに VLF 電波で誘導される電場によって放電が起こるようなことはなかったとは言えない。古い記録に、オーロラの活動に伴って聞こえたによく記されている「シューシュー」と言う音は、VLF hiss の電波をそのまま音に変えた時の音とそっくりだからであり、また、ときどき記述されているオーロラの「パチパチ」と言う音は、あるいは放電の音であったかも知れないと推定される。

オーロラが現れる前に犬が吠える、という言い伝えもあるようである。これも実際には「オーロラが現れる前に」ではなくて、「人間がオーロラに気がつく前に」と言い換えるべきであろうと思われる。人間がオーロラに気づく前に犬が気づいて吠える可能性は高い。夜間、遠雷の淡い光に犬が敏感に反応するのはよく知られたことだからである。

11.6 磁気共軌点での S-fractal manifold Aurora

磁気共軌点が、磁気圏の状態で 200 km 以上も動くことは第5章で述べた通りである。従って、同一磁力線上に起源を持つ粒子群によって発光するオーロラでも南北のオーロラの位置は相対的に大幅に変動する。位置が変わるだけでなく、座標系の形も変わり、そのために、オーロラの形も変わる。オーロラ粒子の入射に伴う電場、電流に南北非対称が起こり得るからである。同一の磁力線の上にオーロラの起源粒子が存在し、両半球側に同じように入射しても、必ずしも、固定した南北の共軌オーロラ座標面上に鏡像のオーロラが現れるとは限らない。

オーロラの発達や変形の非対称の問題は後章にゆずって、ここでは、まず、位置の

変動だけを取り上げて対応の例を示そう。Fig.11-35 は、アラスカのカレッジ近傍および南太平洋のマコーリー島近傍で、航空機を用いた共軌点でのオーロラ観測の例 (Stenbæk-Nielsen *et al.*, 1972) で、全天カメラによる写真を比べている。1968年3月26日に撮影されたオーロラで、写真の上が北、下が南のオーロラで、左から、それぞれ9時46分10秒、同じく48分10秒、50分10秒に撮影されたものである。

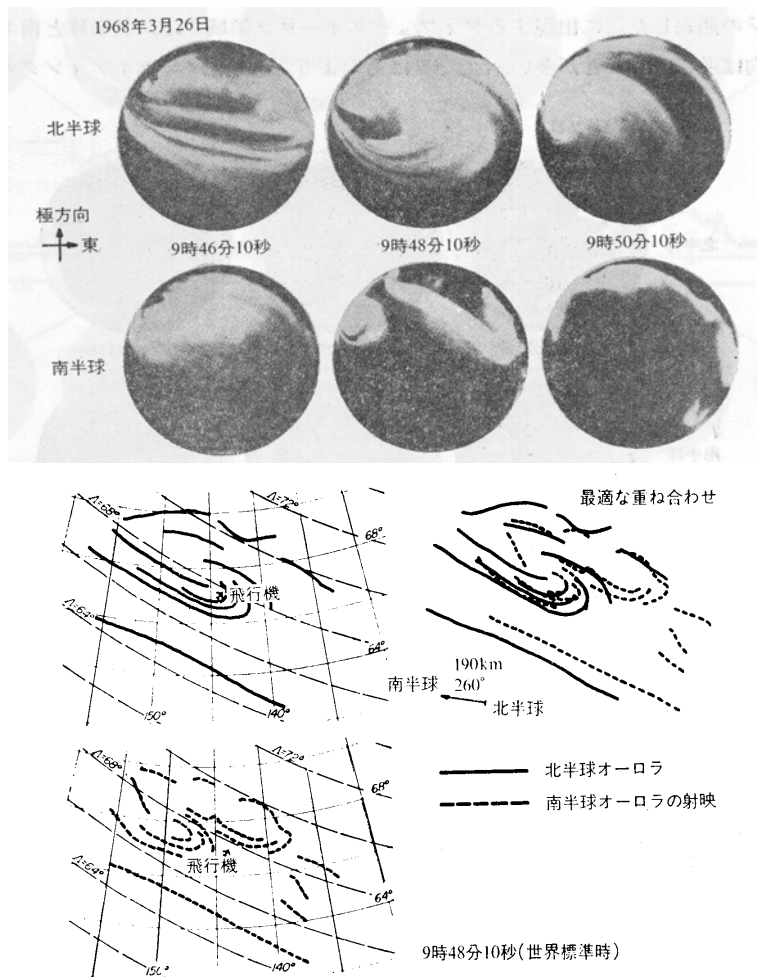


Fig.11-35 磁気共軌点近傍で撮影された南北の S-fractal manifold オーロラの全天写真とそのオーロラの aurorasphere への投影による位置の比較 (Stenbæk-Nielsen *et al.*, 1972)。

このオーロラの、9時48分10秒の主要部分を、そのまま aurorasphere の共軌座標に投影したのが下の左側の線画で、実線は北のオーロラ、破線が南のオーロラを表す。図でわかるように、そのまま比較すると重なりは悪く、右側の線画で示すように、この例で

は、北のオーロラを、260度方向に100 kmほど移動させると一致はよくなる。しかし、必ずしも全体にわたってよく重なる訳ではない。また、最もよく重なるように移動しても、9時50分10秒の写真でも想像できるように、オーロラの形に大きな違いが見られる場合がある。最もよく重なるための移動ベクトルは、条件によって大幅に変わるようである。

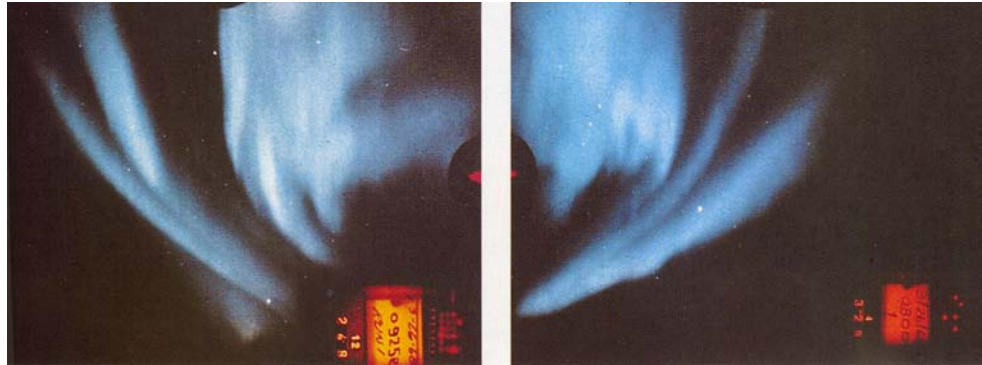


Fig.11-36 地磁気共軌点でのオーロラの鏡像性の例としてよく使われる写真 (Stenbæk-Nielsen *et al.*, 1972; Eather, 1980; and others)。

通常、共軌点におけるカーテン型オーロラは、ほぼ同時に鏡像の形で現れると説明され、その例としてこの日に共軌点近傍で飛行機の上から撮影された一組みのオーロラの写真 (Fig.11-36) があちこちで使われている (*e.g.*, Stenbæk-Nielsen *et al.*, 1972; Eather, 1980; Brekke and Egeland, 1983)。説明には1986年3月26日の10:48 UTと記されているが、このフィルムの時刻表示には、南半球側には08:00Z、北半球側には09:25Zと焼き付けられている。なぜか、図の説明とフィルム上の時刻が違っているだけでなく、フィルム上の時刻も両方で違っている。もしフィルムに表示された時刻が正しいなら、このオーロラは同時に撮影されたものではなく、1時間半ほど違った時刻に撮影されたものということになる。オーロラ活動に際しては、1時間半の時刻の違いはとても“ほぼ同時”ではなく、異なった日のオーロラと同じ程度に決定的に違うオーロラと考えなければならない。

従来、共軌点での観測はたくさん行われているのに、同時に鏡像のカーテン型オーロラを撮影した例はほとんどない。1時間半もずれた時刻のオーロラを、「ほぼ同時に撮影された」オーロラとして南北両半球のオーロラの鏡像性の例に使わなければならないとすれば、同時の記録を撮るのが如何に難しいかということもさることながら、共軌点

で同時に鏡像のオーロラが出現することが如何に少ないかを示唆する事実と言えるかもしれない。あるいは、共軛点が時間とともに如何にひどく変動するかを示唆しているのかもしれない。

これらのオーロラの要点は、カーテン型オーロラの活動が同時に起こらなくても、あるいは、場合によっては同時に起こらない方がなお一層、鏡像の形に現れる、と言う点であるかも知れない。このことは、南北の半球に入射する電子を加速する加速電場のかかり方が、必ずしも同一の磁力線上で南北で同じように起こるとは限らないこと、また、その結果、南北両半球で沿磁力線電流の分布が異なり、共軛点付近の座標系の大きさや歪みが異なっている可能性を示すものであると同時に、カーテン型オーロラの活動に際しての変形が、局所電場及び局所電流の発達と decay に支配されるので、局所的にはこれらは南北で同じとは限らず、そのために鏡像型のふるまいから外れると考えられる。同時の変形の鏡像性が悪いのは、むしろ、当然かもしれない。

もし、同時に起こらない時の方がほんとうに形の鏡像性がよいというのであれば、電場と電流が何等かの理由で片側に集中的に伝えられる時の方が、変化量も大きく、よく見えるという事情があるのかも知れない。

11.7 S-fractal manifold aurora への入射電子

S-fractal manifold aurora で構成されるオーヴァルの半分、すなわち真昼から夕方を経て深夜にいたる部分においてロケットによってオーロラ中の入射電子を測定すると、入射電子は特徴的なフラックスピークを持つエネルギースペクトルを示す。電子フラックスは低エネルギー部分から高エネルギーにかけて単調に減少するのではなく、Fig.11-37 で示すように、数 100 eV–10 keV の範囲のどこかにフラックスの鋭いピークを持ち、それから高エネルギー側ではフラックスは急激に減少する。このピークは、サーマルな粒子群が下向きに加速を受けたと思われる形をしている。また、低エネルギー側には二次電子が上向き電場とミラー磁場とでトラップされたと思われるフラックスが存在する。フラックスピークに対応する加速電圧は、dayside では数百 V、夕方から夜に向かうにつれて電圧を増し、深夜のサブストームのような活動的なオーロラでは 10 kV を越えることもある。

エネルギースペクトルのピークエネルギーは、昼間から深夜にかけて連続的に高くなっている部分もあるかもしれないが、オーロラの活動のたびに、深夜に近いほど大きなエネルギー成分が現れると理解すべきものかも知れない。このことは、電子を加速す

る電場が何に由来するかを考える上で重要な要素である。もし、昼から夜に、連続的にエネルギーが増加しているなら、加速電圧の元は磁気圏の定常的な構造に求められることになるであろうし、また、逆に、個々のオーロラの活動に応じて高い加速電圧がかかるものなら、その起源は、磁気圏の過渡現象の特性に求められるべきだからである。

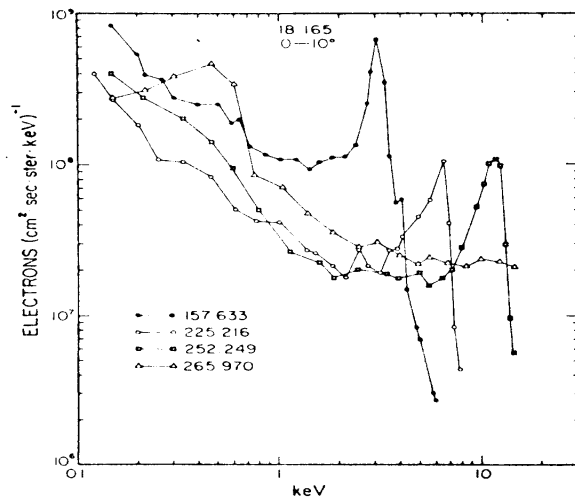


Fig.11-37 S-fractal manifold aurora 中への入射電子のエネルギースペクトルの例 (Arnoldy and Lewis, 1977)。

電子の下向き加速は高さ 2000–10000 km のあたりで起こっている。人工衛星を使ってこの領域で荷電粒子のエネルギースペクトルやピッチ角分布を測定すると加速の様子ははっきりわかる。すなわち、高さ 10000 km より上では下向きに加速された電子は少ないが上向きに加速されたプロトンが卓越し、衛星高度が下がるにつれて下向きに加速された電子が増えたと

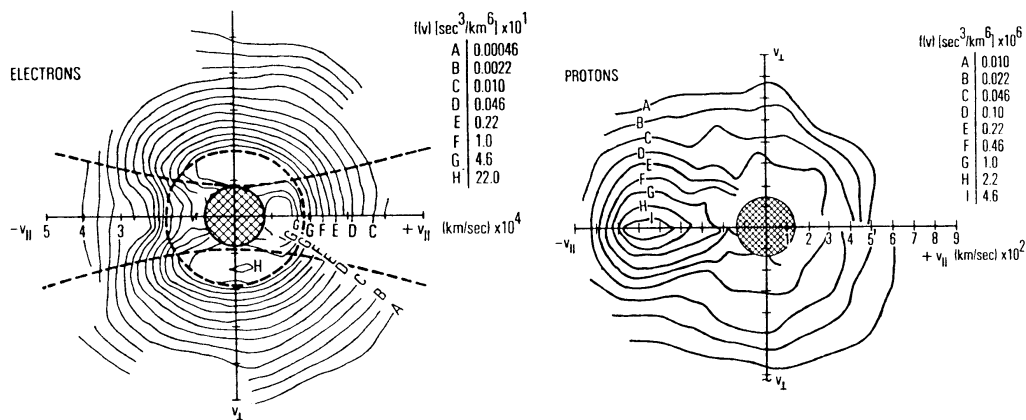


Fig.11-38 電場のかかっている領域の上下で電位差に対応して電子 (左)、陽子 (右) のピッチ角分布が決まる。左が上、右が下 (Mizera and Fennell, 1977)。

もにプロトンの上向きの加速が減少する。加速領域の中間部では、Fig.11-38 のように、

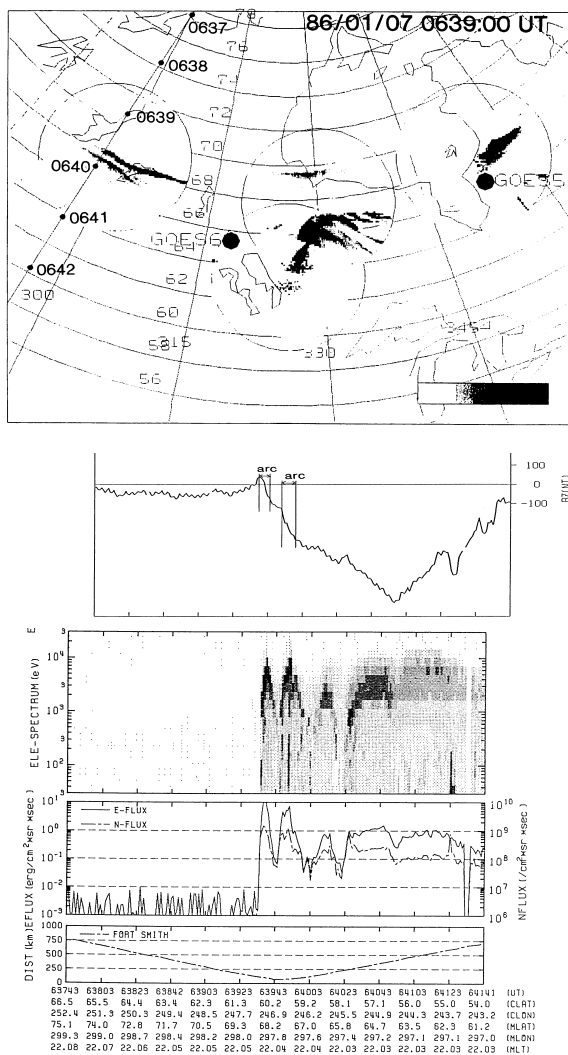


Fig.11-39 Surge 先端近傍の入射電子の Inverted-V 構造。二本のオーロラは上向き電流の領域にあり、入射電子エネルギーが逆 V-字型に変化している (Nishitani, 1992)。

この二本のアーキを北から南へ横切っている。

二本のオーロラアーキに対応して、磁場には上向き電流(磁場の右下がり勾配)が見られ、入射フラックスの増加が、いわゆる inverted V と称する特徴的な空間エネルギーフラックス構造を示している。中心部で加速が大きく縁に向かって加速が減少し

下向き(右向き)に加速された電子、上向き(左向き)電子の欠損、上向き(左向き)に加速された陽子、下向き(右向き)陽子の欠損などがすべて見られ、これらによって、電位配分を知ることができる。

加速電圧はオーロラを横切って緯度で大きく変化する。オーロラの中心部で電位差が大きく、高緯度側へも低緯度側へも電位差は減少する。このことは、Fig.11-39 に示すように、オーロラアーキを横切って飛ぶ人工衛星で測定した電子のエネルギースペクトルでよくわかる。Fig.11-39 は 1986 年 1 月 7 日 06:39:00 UT の、カナダにおける 4 点の全天 TV カメラ観測から aurora-sphere 上にプロットしたオーロラ分布と、ちょうどその時刻にその上を通った DMSP-F7 衛星による粒子、磁場の観測を比べたものである。観測点群の最も西の Fort Smith での視野には明るい二本のオーロラアーキがあり、DMSP-F7 の conjugate point は、

てゆく構造である。光学的オーロラは、inverted V 構造中央部の、入射エネルギーフラックスのピークを中心として入射エネルギーフラックスがで $1 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$ 以上の領域に見られる。入射エネルギーで $1 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$ 以下、number flux で $10^9 / \text{cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$ 以下では、粒子の入射があっても光学的オーロラは見られない。なお、S-fractal manifold aurora のフラクタル的な階層構造に対応して、一つの inverted V 構造の内部にはさらに細かい inverted V 構造を含んでいるようである。

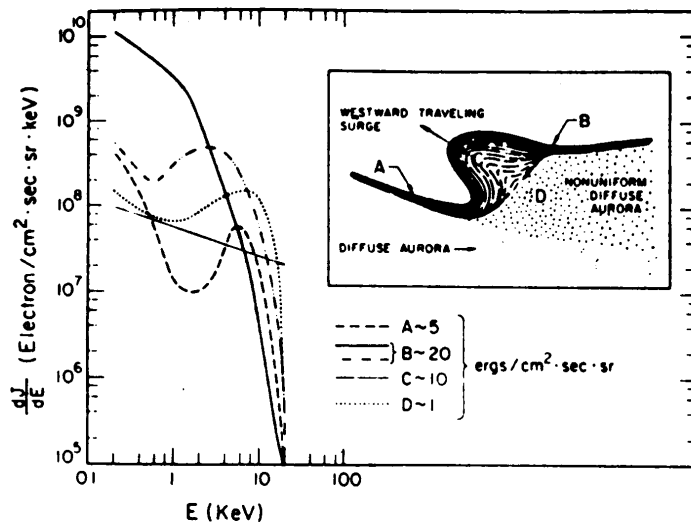


Fig.11-40 Westward traveling surge 近傍の入射電子エネルギースペクトル模式図 (Meng *et al.*, 1978)。

このような電子のエネルギースペクトルの inverted-V 空間構造は、S-fractal manifold aurora の構造から見て S-pattern の構造に依存するものと思われる。オーロラ活動の際の S-字構造周辺のエネルギースペクトルの空間依存は、Fig.11-40 に示すようにある程度知られているが、その時間経過などはわかっていない。

同様に、或る程度のオーロラ活動がある時の、オーロラオーヴァル全体の入射電子のエネルギースペクトルの特性は、substorm との関連で第13章の Fig.13-44 に示しておく。

従来測定されて来た入射電子のエネルギースペクトルは、オーロラ活動全体のどのような位置のどのような phase でのもなのか必ずしもはっきりしていないものも多い。加えて、もう一つの問題は、エネルギースペクトルが得られた S-fractal manifold aurora は、はたしてどんな種類のオーロラ活動であったのか、必ずしも明らかでない。Table 11-3 にいろいろな種類の S-fractal manifold の活動をまとめたが、これらの種類に対して入射電子のエネルギースペクトルは違うであろうと思われるが、違うとしたらどう違うのかなど、重要な点で観測がまだ著しく不足している。特に、flickering aurora や煙状

オーロラなどに入射している電子のエネルギースペクトルは、これらとシート状オーロラとの違いを知る上にも重要と思われる。これらオーロラ粒子の起源の問題は第15章でまとめて議論する。

ひところ頻繁に行われたロケット実験がこのところすっかり下火になってしまったが、オーロラ粒子の起源を明らかにするためには、さまざまな種類のオーロラに対する、空間分布や時間経過を含めた、系統的で綿密な電子のエネルギースペクトルの観測が不可欠である。

REFERENCES

- Akasofu, S. -I., A study of auroral displays photographed from the DMSP-2 satellite and from the Alaska meridian of stations, *Space Sci. Rev.*, **16**, 617–725, 1974.
- Arnoldy, R. L., P. B. Lewis, and P. O. Isaacson, Field-aligned auroral electron fluxes, *J. Geophys. Res.*, **79**, 4208–4221, 1974.
- Arnoldy, R. L., P. B. Lewis, Correlation of ground-based and topside photometric observations with auroral electron spectra measurements at rocket altitudes, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5563, 1977.
- Bates, D. R., Auroral audibility, *Nature*, **244**, 217–218, 1973.
- Benesch, W., Mechanism for the Auroral Red Lower Border, *J. Geophys. Res.*, **86**(A11), 9065–9072, 1981.
- Brekke, A., and A. Egeland, *The Northern Light – from mythology to space research*, Springer-Verlag, 1983.
- Eather, R. H., *Majestic Lights – the aurora in science, history and the arts*, Am. Geophys. Union, Washington DC, 1980.
- Friis-Christensen, E., M. A. McHenry, C. R. Clauer, and S. Vennerstrom, Ionospheric traveling convection vortices observed near the polar cleft: A triggered response to sudden changes in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 3, 253–256, 1988.
- Glassmeier, K. H., Traveling magnetospheric convection twin-vortices - Observations and theory, *Ann. Geophys.*, **10**, 547, 1992.
- Hallinan, T. J., Auroral spirals. 2. Theory, *J. Geophys. Res.*, **81**, 3959–3965, 1976.
- Hallinan, T. J., and T. N. Davis, Small-scale auroral arc distortion, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1735–1744, 1970.
- Harang, L., A study of auroral arcs and draperies, *Geophys. Publ.*, **13**, 14, 3–14, 1944.
- Hayashi, K., T. Yamamoto, S. Kokubun, T. Oguti, T. Ogawa, N. Iwagami, T. Araki, T. Kitamura, O. Saka, K. Makita, N. Sato, T. Watanabe, R. E. Horita, D. J. McEwen, J. S. Kim, and A. Egeland, Multi-station observation of IPDP micropulsations – Two-dimensional distribution and evolution of the source regions, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **40**, 583–619, 1988.

- Kokubun, S., T. Yamamoto, K. Hayashi, T. Oguti, and A. Egeland, Impulsive Pi bursts associated with poleward moving auroras near the polar cusp, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **40**, 537–551, 1988.
- Kunitake, M., and T. Oguti, Spatial-temporal characteristics of flickering spots in flickering auroras, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **36**, 121–138, 1984.
- Lui, A. T. Y., C. D. Anger, D. Venkatesan, W. Sawchuck, and S.-I. Akasofu, The topology of the auroral oval as seen by the ISIS 2 scanning photometer, *J. Geophys. Res.*, **80**, 1795–1804, 1975.
- Meng, C. -I., Snyder A. L. Jr., and Kroehl H., Observations of Auroral Westward Traveling Surges and Electron Precipitations, *J. Geophys. Res.*, **83**, NO. A2, PP. 575–585, 1978.
- Mizera P. F., and J. F. Fennell, Signatures of electric fields from high and low altitude particles distributions, *Geophys. Res. Lett.*, **4**, 311–314, 1977.
- Nakamura, R., T. Oguti, T. Yamamoto, and S. Kokubun, Equatorward and poleward expansion of the auroras during auroral substorms, *J. Geophys. Res.*, **98**, 5743–5759, 1993.
- Nishitani, N., Magnetic field line connection between the ionosphere and the magnetosphere – Auroral activity and relevant magnetic field variations at geosynchronous orbit –, *Thesis*, 1992.
- Oguti, T., Inter-relations among the upper atmosphere disturbance phenomena in the auroral zone, *JARE Sci. Rep.*, Ser.A, No.1, 1–82, 1963.
- Oguti, T., Rotational deformations and related drift motions of auroral arcs, *J. Geophys. Res.*, **79**, 3861–3865, 1974.
- Oguti, T., Metamorphoses of aurora, *Mem. Nat'l Inst. Polar Res.*, Ser. A, No. 12, 1–101, 1975a.
- Oguti, T., Two-tiered auroral band, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, 1501–1504, 1975b.
- Oguti, T., Hiss emitting auroral activity, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, 761–768, 1975c.
- Oguti, T., Similarity between global auroral deformations in DAPP photographs and small scale deformations observed by a TV camera, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, 1413–1418, 1975d.
- Oguti, T., Morphology of rapid auroral fluctuations, *Proc. ISAS Symp.*, 199–250, 1977.
- Oguti, T., Observations of rapid auroral fluctuations, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **30**, 299–314, 1978.
- Oguti, T., TV observations of auroral arcs, *Physics of Auroral Arc Formation*, AGU Geophys. Monogr. Ser. A, **25**, 31–41, 1981.
- Oguti, T., K. Hayashi, S. Kokubun, K. Tsuruda, T. Watanabe, and R. E. Horita, Relation between auroral precipitation and VLF waves, *Proc. Int'l Workshop on Magnetospheric Phys.*, Tokyo, 253–257, 1979.
- Oguti, T., T. Yamamoto, K. Hayashi, S. Kokubun, A. Egeland, and J. A. Holtet, Dayside auroral activity and related magnetic impulses in the polar cusp region, *J.*

- Geomagn. Geoelectr.*, **40**, 387–408, 1988.
- Opgenoorth, H. J., J. Oksman, K. U. Kaila, E. Nielsen and W. Baumjohann, Characteristics of eastward drifting omega bands in the morning sector of the auroral oval, *J. Geophys. Res.*, **88**, 9171–9185, 1983.
- Saito, T., Long-period irregular magnetic pulsations, Pi 3, *Space Sci. Rev.*, **21**, 427–467, 1978.
- Sandholt, P. E., C. S. Deehr, A. Egeland, B. Lybekk, R. Viereck, and G. J. Romick, Signatures in the dayside aurora of plasma transfer from the magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, **91**, 10,063–10,078, 1986.
- Sandholt, P. E., B. Lybekk, A. Egeland, R. Nakamura and T. Oguti, Midday auroral breakup, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **41**, 371–388, 1989.
- Sandholt, P. E., et al., Cusp/Cleft Auroral Activity in Relation to Solar Wind Dynamic Pressure, Interplanetary Magnetic Field Bz and By, *J. Geophys. Res.*, **99**(A9), 17,323–17,342, doi:10.1029/94JA00679, 1994.
- Sivjee, G. G., R. Hamwey, T. Hallinan, Optical observations of the beam-plasma discharge phenomenon, *Planet. Space Sci.*, **41**, 8, 633–639, 1993.
- Southwood, D. J., The ionospheric signature of the flux transfer events, *J. Geophys. Res.*, **92**, 3207–3212, 1987.
- Stenbæk-Nielsen, H. C., T. N. Davis, and N. W. Glass, Relative motion of auroral conjugate points during substorms, *J. Geophys. Res.*, **77**, 1844–1858, 1972.
- Stenbæk-Nielsen, E. M. Wescott, T. N. Davis, and R. W. Peterson, Differences in auroral intensity at conjugate points, *J. Geophys. Res.*, **78**, 659–671, 1973.
- Størmer, C., *The Polar Aurora*, Oxford Clarendon Press, 1955.
- Temerin, M., J. McFadden, M. Boehm, C. Carlson, W. Lotko, Production of flickering aurora and field-aligned electron flux by electromagnetic ion cyclotron waves, *J. Geophys. Res.*, **91**, 1986, 5769–5792, 1986.
- Tsuruda, K., and K. Hayashi, Direction finding technique for elliptically polarized VLF electromagnetic waves and its application to the low latitude whistlers, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, 1193–1202, 1975.
- Ungstrup, E., Association between VLF emissions and flickering aurora, *J. Geophys. Res.*, **71**, 2395–2396, 1966.
- Wiens, R., and G. Rostoker, Characteristics of the Development of the Westward Electrojet During the Expansive Phase of Magnetospheric Substorms, *J. Geophys. Res.*, **80**(16), 2109–2128, 1975.
- Yamamoto, T., K. Hayashi, S. Kokubun, T. Oguti, T. Ogawa, N. Iwagami, T. Kitamura, O. Saka, T. Araki, K. Makita, T. Watanabe, R. E. Horita, and J. S. Kim, Auroral activities and long-period geomagnetic pulsations–2. Ps5 pulsations following auroral breakup in the premidnight hours, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **40**, 571–582, 1988.

Chapter 12

オーロラの動態－2. Pulsating Aurora

前章では、オーロラオーヴァルの夕方側の半分に特徴的な S-fractal aurora (主として カーテン型オーロラ) について述べた。一見極めて複雑に見えるシート状 S-fractal aurora の動態は、基本的にはサイズによらずほとんど一定で、degenerate していた折り畳み構造が磁場の向きに見て右回りに起き上がるように現れて、襞、あるいは折り畳み構造が生まれ、S-字型となり、ついでその S-字構造は右回りに unfold したり、あるいは、いろいろな disconnection – reconnection の過程を経て再びまっすぐな(より大きな S-pattern の) アークに戻る、と言うのを一つの変形の単位としていること、同時に、複数の、大小さまじまの S 構造が fractal manifold を形成して生成・消滅を繰り返すために複雑に見えるのであること、にも関わらず、常に一筆描きの状態に戻ろうとする性質を示すこと、これらの active な変形の主な原因はシート状の沿磁力線電流であるらしいこと、しかし一方では、curl などは電場によって巻き込んでいるらしいことなどについて述べた。

観測技術が未発達時代にはオーロラと言えばカーテン型オーロラで、脈動性オーロラ (Pulsating aurora) は特殊なオーロラだと思われていたこともある。しかし、暗いオーロラまで十分に観測できるようになると、実際は脈動性オーロラは特殊でも何でもなく、第12-4節の Fig.12-26 に示すように、深夜から明け方を経て真昼まで、すなわちオーヴァルの半分を構成する最も主要な(ありふれた)オーロラの一つであることがわかる。通常、形のない淡い background を伴っているが、この淡いオーロラが夕方側に延長したものが夕方低緯度寄りの faint structureless aurora である。Pulsating aurora

の領域は緯度的には夕方の S-fractal aurora より低緯度に位置し、従ってオーヴァル全体を見ると、深夜のあたりで段差がついて、夕方の S-fractal aurora が高緯度、明け方の pulsating aurora が低緯度という形を見ることが多い (Fig.12-26 参照)。

脈動性オーロラは、多くの場合、不規則な形の auroral patch で構成され、それぞれの patch が独立に明るさを脈動的に変えるのがその特徴である。このオーロラ領域には、通常、強い vorticity は存在しない。この事実から、脈動的に入射して pulsating aurora を光らせる電子の入射には convergent な電場はなく、従って、S-fractal aurora のような沿磁力線電場加速は関与していないと考えていい。

Pulsating aurora の仲間は概してカーテン型オーロラに比べてずっと暗く、通常、数 kR 以下であって肉眼で認めるのはなかなか難しく、写真にも撮りにくい。かつ、形が不規則で明るさの時間変動が速いために写真写りが悪い。また、このオーロラは朝方に特徴的で、多分写真家あるいは写真を撮ろうと考える人々の生活時間とかけ離れている。すなわち、たいいてい人は夕方から深夜あたりまで起きていて写真を撮り、しかるべき写真が撮れたらベッドに行くというスタイルだからである。多分その二つの理由で、世の中に出回っているオーロラの写真はすべてカーテン型で、本書 Fig.3-12b に示すような pulsating aurora の写真はほとんど見たことがない。しかし、このオーロラは間違いなく極光帯にあるオーロラの半分を占めている。

オーロラの明るさの変動は、オーロラの種類によらず luminosity pulsation と呼ばれることが多い。例えば、準周期的な S-fractal aurora の活動も光電観測では脈動と観測される。第11-4節で述べた quasi-periodic な trailing rotation や dayside aurora の準周期的活動などがその一例とも言えるが、これらは明らかに S-fractal aurora の活動であって pulsation とは言い難い。それらとは違って、pulsating auroral patch と non-pulsating peripheral、あるいは S-fractal aurora まで含んだ全体が、P c-5 領域の長周期で地磁気脈動と同期して明るさの modulation を行うことがある。これは長周期・複合型脈動とも呼ばれるべきもので、周期1分以下の、通常の auroral pulsation とは異なる範疇に属するものであるが、それも、luminosity pulsation の一部として、とりあえず、この章の最後で紹介する。

12.1 Pulsating aurora の種類- 1. 主として Luminosity pulsation

一口に pulsating aurora (長周期・複合型脈動を除いて) と言っても一種類ではなく、少なくとも 5 種類程度の変種がある。Patch が明るさを準周期的に変えるだけで形や位置はあまり変わらないもの、準周期的に速い速度で動くもの、その中にもある特定の(見えない)構造に沿って動くものと波の伝わるように動くものがあり、また、動き方が滑らかで速いもの、滑らかでなく、かつ遅いもの、波動のように見えるもの、などがある。これらはその動態特性から考えて、以下に述べるように、pulsating aurora を光らせるオーロラ電子の入射機構にもいくつかの異なったものがあると考えなければならない。

Pulsating aurora の明るさの時間変動の時間スケールの中は著しく広い。繰り返し時間(周期と呼ばれることが多い)は、通常、一般に 10 秒程度と言われているが、秒の fraction から 2-3 分に達する。一口に周期約 10 秒というが、この言い方はきわめて誤解を産み易い(misleading な)言い方である。この言い方のために、pulsating aurora 中への電子入射機構を磁力線に沿う電子群の bounce などと理解しようと言う間違った推定をもたらす元にもなっているように思われる。脈動性オーロラの現れ方の多様性を無視し、すべてをひっくるめて同一のものとして、それを一般的 pulsating aurora の一般的特性と考えてオーロラ電子の入射機構などを議論しようとすると、重大な混乱を招く恐れがある。

12.1.1 Luminosity Pulsation

ここで単純に luminosity pulsation と呼ぶものは、ゆっくりしたドリフト以外に磁力線を横切って動くことがなく、auroral patch の形や位置をあまり変えずに、ただ、その明るさだけを準周期的に変動させるオーロラである。Fig.12-1 にその一例を示す。図は 1971 年 7 月 22 日の昭和基地における脈動オーロラを 01:47:12.2 UT から 01:47:18.8 UT まで、毎秒 21 こまの割合で示したもので、中央下部の丸い構造や、そのすぐ上の、フォーク型の構造その他が、形をあまり変えずに、現れたり消えたりしている様子が見てとれる。

通常、この種の脈動オーロラの patch のサイズは数 km から 200 km 程度まで大小さまざまで、形は一般にきわめて不規則である。相互に接している二つの patch は、複雑に入り組んだ境界をもって接していても、それぞれの明るさの時間変化は互いに独立で、

準周期的に明るさを変える。この場合には、二つの patch の間には、きわめて細いけれど暗いままに保たれる境界領域があるように見えることがある。これに関連して、明け方の脈動オーロラの高緯度側には、脈動オーロラと同じ明るさ、同じ patch の複雑さなどでありながら、脈動部分とは一線を画して全く脈動をしないオーロラが相い接していることも結構多い。この場合にもその境界が暗いままに保たれるように見えることがある。

明るさの脈動は正弦波的な明るさ変動ではなく、通常、明るいレベルと暗いレベルの二つのレベルの間の level transition であるように見える。従って、これを、点滅性オーロラの、on-off switching と呼び、明るいレベルを保っている時間を switch-on の時間、暗いレベルを保っている時間を switch-off の時間と呼ぶ方が紛れがない。明るさの higher level と lower level の二つの明るさのレベルは時間的にあまり変化せずかなりの時間に渡って一定に保存され、従って明るさ脈動の幅も保存される。

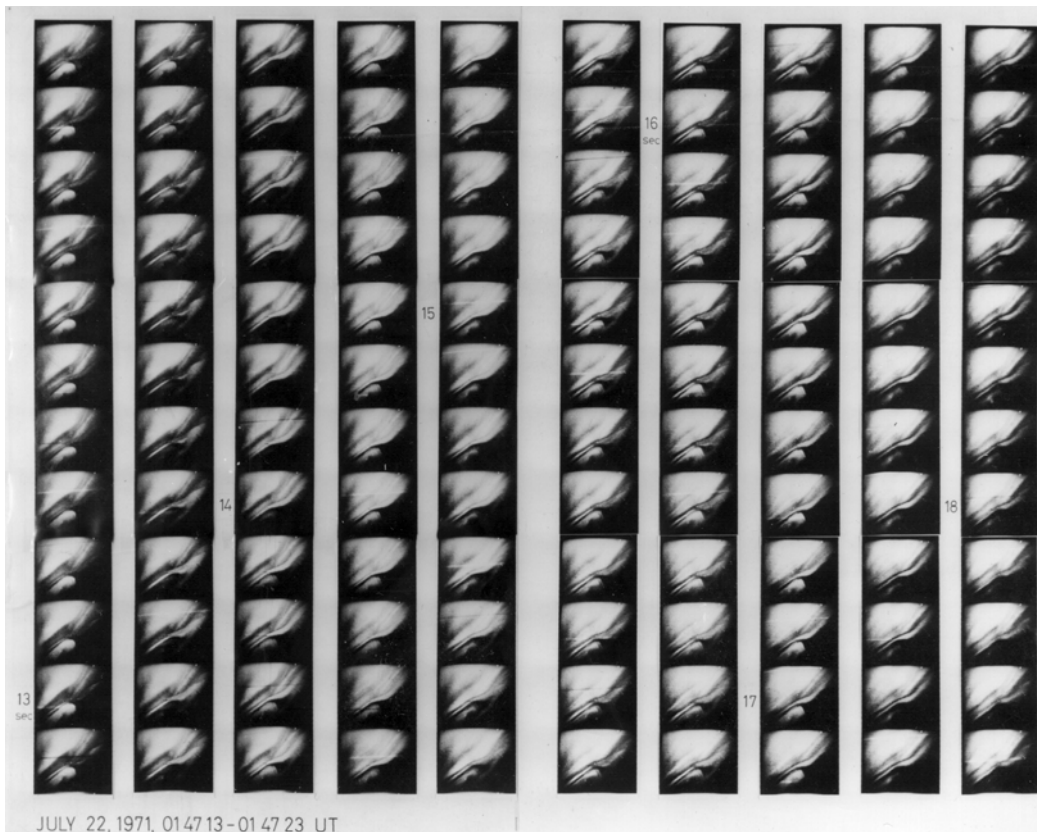


Fig.12-1 形をあまり変えない patch の明るさ変動。01:47:12.2-01:47:18.2 UT, July 22, 1971。順序は、左上の写真から始めて上から下へ、左のコラムから右へ。Syowa Station (Oguti, 1975)。

この明るさ脈動の繰り返し時間は数秒から数十秒の範囲であることが多いが、場合によっては1秒以下のこともあり、2-3分に達することもある。Patchサイズが大きい時には、秒以上の変動時間を持つこの種の脈動は、のちに少し詳しく述べるように、そのオーロラの下で、通常、よい相関でPi-Cと呼ばれる地磁気の脈動を伴う。

また、数秒ないし十数秒で on-off を繰り返している pulsating aurora の、明るい状態のレベルを詳細に調べると、多くの場合、レベルが速い変動をしていることが多い。Fig.12-2 に示すのがその一例で、オーロラの明るい(図では黒い)部分が数Hz程度の繰り返しの、細い複数の縦線のグループで構成されていることがわかる。この変化は modulation と呼ばれることが多い(例えば 3 ± 1 Hz modulation, Røyrvik and Davis, 1977)が、この図でわかるように、modulation と言うより、複数の速い pulsation (後述の flash) の準周期的グループのように見える。群を構成する数Hzの flash の一つ一つに、周波数の低い、大型犬の吠え声のような chorus riser を1:1に伴うことがある(Oguti, 1978)。

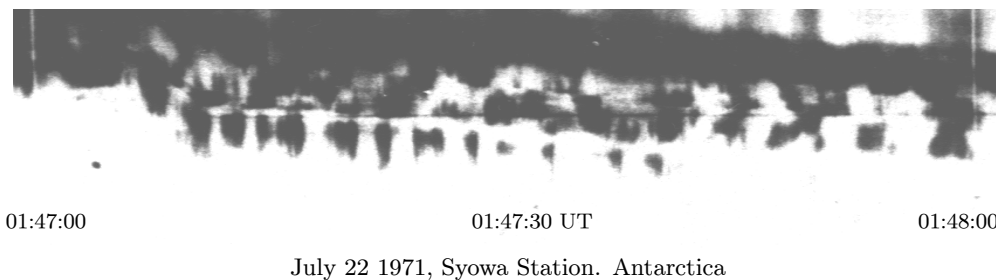


Fig.12-2 Luminosity pulsation の明るさの high level は短い周期で変動する。Switch-on (黒い部分)が数本の縦線で構成されている。Syowa Stn. (Oguti, 1976)。

概してこの種の luminosity pulsation は、深夜、auroral pulsation の始めの頃から始まって、広い時間帯に亘って現れるモードで、低緯度に広がって行く branch の上や、東側にひろがる expansion front の後ろ側でよく見られる。この種の pulsation の始めは、大きなオーロラ構造の一部が、準周期的に暗くなる、いわゆる negative pulsation で始まることが多い。

12.1.2 Patch Expansion

この pulsation は、ここでは一応前述の luminosity pulsation と別のものとして分類するが、基本的には同じものである可能性がある。異なるものと分類した理由は、

Fig.12-3 に示すように、変動の特徴として、明るさの増大とともに patch が広がって大きくなり、逆に暗くなるとき patch が小さく縮んで消えるように見えるからである。十分広がった patch の形や位置は前の pulsation と同様時間的にあまり大きく変わらない。いわば、明るさ変動に際して patch がひろがるか広がらないかだけで、その他の特性は前述の pulsation とほとんど同じである。

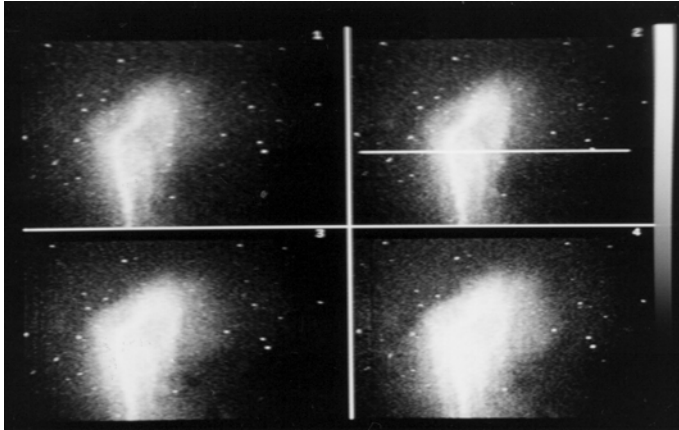


Fig.12-3 40 ms 間隔で撮影された広がるタイプの pulsating patch、
SANA E 1978 (Kosch, 1991)。

十分に確かめた訳ではないが、時間経過的には、前述の pulsation とともに、脈動の割合早い時期から長い時間に亘って現れるとの印象である。地磁気脈動との関係、及び VLF 波動との関係は前述の luminosity pulsation の場合と同じである。なお、Alaska の研究グループのいく

つかの論文では、ここで言う Expansion type のオーロラを streaming と呼んでいる (*e.g.*, Cresswell, 1968; Røyrvik and Davis, 1977) ので注意を要する。動態から見てこの種のオーロラの naming としては Streaming よりは Expansion と呼ぶ方が紛れがなくてよいと思われる。われわれと、かつてのカナダ、カルガリーグループがこの呼び名を使っている。なお、最近、Natal 大学グループ (カナダ、カルガリーから移った Scourfield のグループ) はこれを spatial pulsation と呼んでいる (*e.g.*, Kosch, 1991)。

12.1.3 Flash

明け方割合遅い時間帯になると、淡い patch が秒以下の非常に速い明るさ変動をする種類のものが見られる。消えている時間は長いが灯いている時間は短く、スパイク状の明るさ変動は、明るさの立ち上がり、消滅をこめて 1/10 程の速い変化で、flash と呼ぶにふさわしい (Fig.12-4)。灯いている時間が非常に短いので、このオーロラは high level 部分が移動しているかどうかは必ずしもよくわからないが、luminosity pulsation を繰り返

す patch のサイズが限定され、形も割合にはっきりしている点で、luminosity pulsation に分類してもいいように思われる。

Fig.12-4に示す flash 型オーロラはスケール数十 km ないし 100 km 程度で、きわめて淡い。このオーロラは、後で述べるように super fast auroral wave と重なっているため、その局所的現れが flash として見えているようでもある。しかし、形をあまり変えない luminosity pulsation に重なって起こる q-p flash group(3 ± 1 Hz modulation) は時間スケール的に見てここでの flash と同じ範疇のオーロラと思われるが、出現の仕方から見て auroral wave とは関係が薄いと思われるので、flash のすべてが auroral wave と関係しているとは言い切れない。すなわち、auroral wave に無関係の flash も存在すると思った方がいい。概して、これら、flash、fast auroral wave、superfast auroral wave はいずれも非常に淡いオーロラであるために、相互の関係はまだよく判っていない。

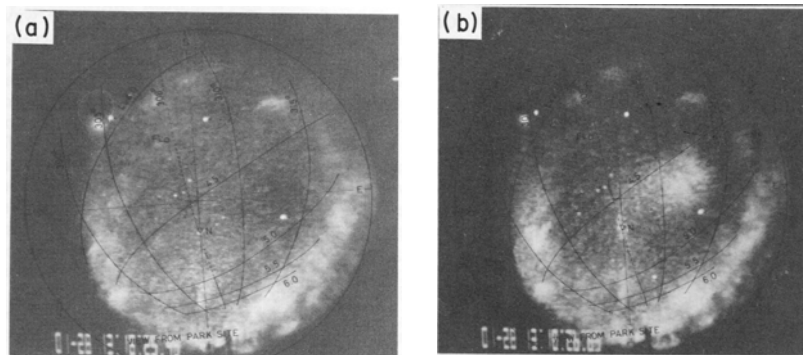


Fig.12-4 Flash aurora の例。右は switch-on の状態、左はその1秒前。
13:18:25–13:18:26 UT, Jan. 28, 1980, Parksite, Saskatoon (Tsuruda *et al.*, 1981)。

この種の pulsating aurora の時間スケールは個々の VLF chorus riser の時間スケールにはほぼ等しく、実際、flash 型 pulsation の或るものは、通常の日中の VLF chorus と同じ 1–2 kHz バンドの、chorus riser と 1 対 1 に対応する。対応例については、本章第6節で論ずる。地磁気脈動との関係はあまりよく調べられていないが、オーロラの淡さから判断して顕著な地磁気変動が付随するとは考えにくい。Berkey の言う vapourous(蒸気様の)オーロラは、flash をより低緯度側から見たものであるかも知れない。

12.1.4 Flaming

オーロラの中には、明るさの変動に同期して、明るい部分が低い高度から高い高度へと伝わるように見えるものがあり、flaming aurora と呼ばれている。この動きは、オー

ロラを斜め下から見るとき、高速で周辺から磁気天頂に向かって明るい部分が移動する状態として見える。Fig.12-5 にその一例を示す。左図に見られる左側のオーロラ構造から 0.3 秒後に右側の図のように、右側磁気天頂に向かって伸びているように見えるオーロラ部分がある。移動型ではあるが、もし、移動が沿磁力線に限られて磁力線を横切る方向には行われないなら、次節で述べる水平方向の移動、あるいは伝搬とは違って、この観点で luminosity pulsation に分類するのが妥当と思われる。しかし、変化が速いオーロラなので、ほんとうに磁力線方向だけの移動なのか、水平方向の移動も含まれているのか、などの点はよく判っていない。

オーロラ脈動に際して赤道面あたりで起こった粒子の modulation で、入射粒子の高エネルギー部分が先に、低エネルギー部分が遅れて到達することが知られているので (e.g., Bryant *et al.*, 1971) オーロラの明るい部分には必ずこのような高さ方向の移動が起こる筈である。しかし、この移動を横から見て確かめた観測はまだない。もし、この移動がいろいろな脈動性オーロラについて量的に観測されれば、種々のオーロラ脈動を引き起こすオーロラ電子の modulation の場所に対する重要な情報を与える。

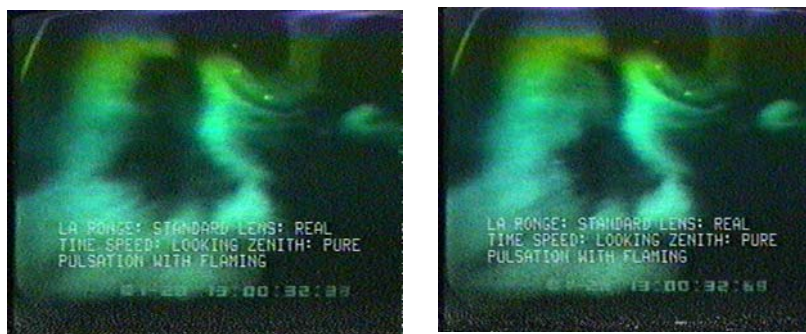


Fig.12-5 Flaming aurora とされるものの例。Jan. 28, 1980。

left: 13:00:32:38, right: 13:00:32:69 UT, La Ronge。

Flaming は独立したオーロラの種類というより、今まで述べて来た pulsating aurora のある種のもの属性と考えた方がいいと思われる。通常の luminosity pulsation や expansion type の pulsation、及び、flash や q-p flash group (3 ± 1 Hz modulation) がこのような高さ変化を示す可能性が高い。

なお、変動の時間スケールから見て auroral pulsation 全体は二つのカテゴリーに大分類できるように見える。Luminosity pulsation、expansion、及び後述の streaming、poleward propagation が一つのカテゴリーに属し、flash、 3 ± 1 Hz modulation 及び同

じく後述の equatorward propagation などが別のカテゴリーに属するものと考えられる。Flaming の時間スケールは後者なので、flaming は flash および/あるいは、 3 ± 1 Hz modulation の属性であろうと思われるが確認はされていない。

12.2 Pulsating aurora の種類- 2. 水平方向の patch の移動・伝搬

上に述べたのは、電場ドリフト以外には patch がほとんど動かない pulsating auroral patch の明るさ変動であるのに対して、これから述べるいくつかのオーロラは明るい部分が速い速度で動くのが特徴である。あるものは明るいパッチがある道筋に沿って動いて行くように見え、またあるものは、動く探照灯ビームが次々にパッチを照らして行くように見える。また、東西に長く連なる波頭が、波動の伝わるように滑らかに動くものもある。

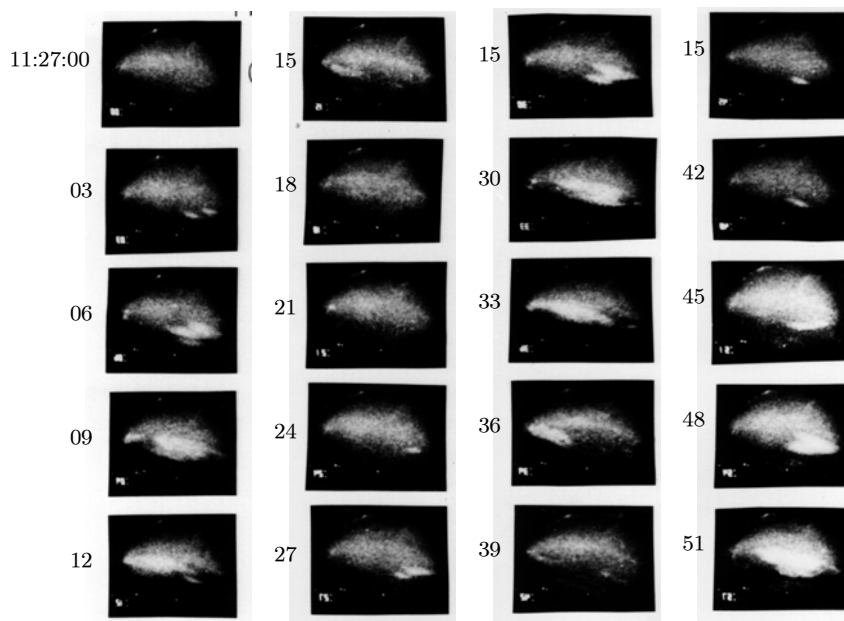


Fig.12-6 大きなスケールで東西に走る streaming aurora の全天写真。
11:24:00-11:24:57 UT, Feb. 15, 1980, La Ronge (Yamamoto, 1981)。

12.2.1 Streaming

空の一角にオーロラの明るい部分が現れ、多くの場合、それが、予め決まった道筋に沿って東あるいは西に動いてある程度の距離、例えば 1000-2000 km ほど走って消

える、という変動を10秒ないし数十秒の繰り返し時間で数回―数十回繰り返す。比較的小さな activity でオーロラオーヴァルが磁気緯度に沿っている (torchあるいはオメガ構造のない) ような時には、Fig.12-6に見られるように、移動は主として東西である。左列2枚目で写真右方(東方)、地平線近くに現れた明るい部分が4枚目の辺りで天頂を蔽い、2列目一枚目で左方(西方)地平線近くに消えて行く。2列4枚目で再び右方の地平線近くに明るい部分が現れ、同じように天頂を通過して西に動き、3列5枚目で西の地平線に消えている。4列5枚目は、4列1枚目に東の地平線近くに現れた明るい部分が西に広がってちょうど天頂を蔽った状態である。

擾乱の激しい目で、オーヴァルの明け方側にトーチ構造あるいはオメガ構造が発達していると、Fig.12-7に見られるように、移動はトーチあるいはオメガの波打った構造に沿って走るように見える。ただし torch 構造の低緯度側にはまたオーヴァル沿いの、個々には短いけれど striation 的なパッチがあり、ここでは明るい部分の移動はオーヴァル沿いに東西である。Fig.12-8 にその一例を示す。

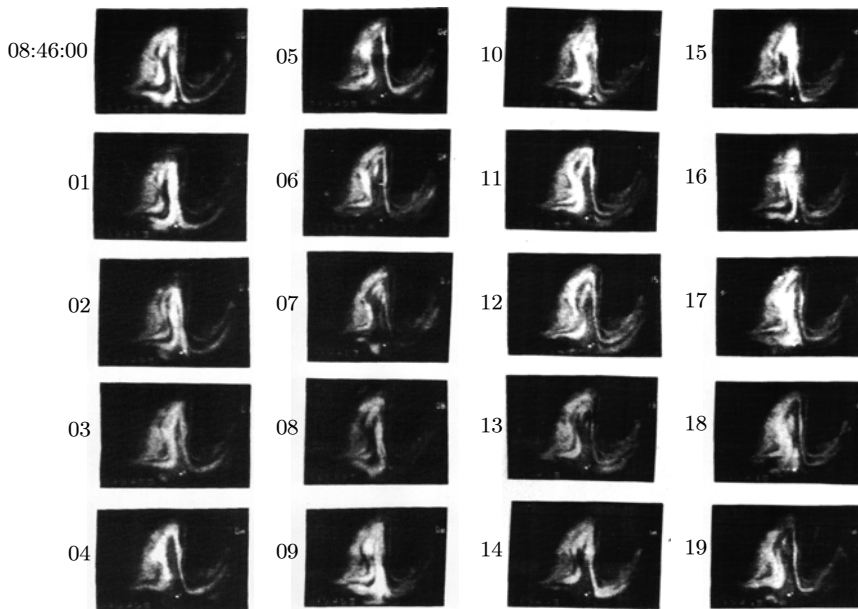


Fig.12-7 擾乱の激しい時、オメガ構造に沿って走る active streaming aurora の例。

08:46:00–08:46:19 UT, Feb. 16, 1980, Parksite, Saskatoon (Yamamoto, 1981)。

いずれの場合にももともとながしかの potential 構造があつて、明るさの増大は全体としてはその構造に沿って走るように見える。明るさの増大をもたらす agent がある

大きな potential structure に沿って走るとき、その途中にある、内部構造としての patch が、動く探照灯のビームに照らされるように次々にあかるくなる、といった現れ方をする場合が多い。しかし、patch が動くのか、それとも動かない patch が次々に明るくなるのかについては必ずしもはっきりせず、さらに詳細な画像の検討を要する。移動速度は速いものでは毎秒 200 km に達する。この場合にも明るさの higher level と lower level の二つのレベルはあまり変化せずかなりの時間に亘って一定に保存される。

このような streaming の繰り返し時間は全体の擾乱の度合いによって変化し、中程度の擾乱で東西に走る streaming では数十秒、擾乱が激しい時にオメガの傘型構造に沿って走る streaming では数秒-20 秒程度である。走る方向は一方向とは限らず、東向きに走るもの、西向きに走るものがあり、また、一つの移動現象の中で東向きに走るものと西向きに走るものとが部分的に同時に起こっている場合もあり、途中ですれ違って走り抜けるように見える場合もある。

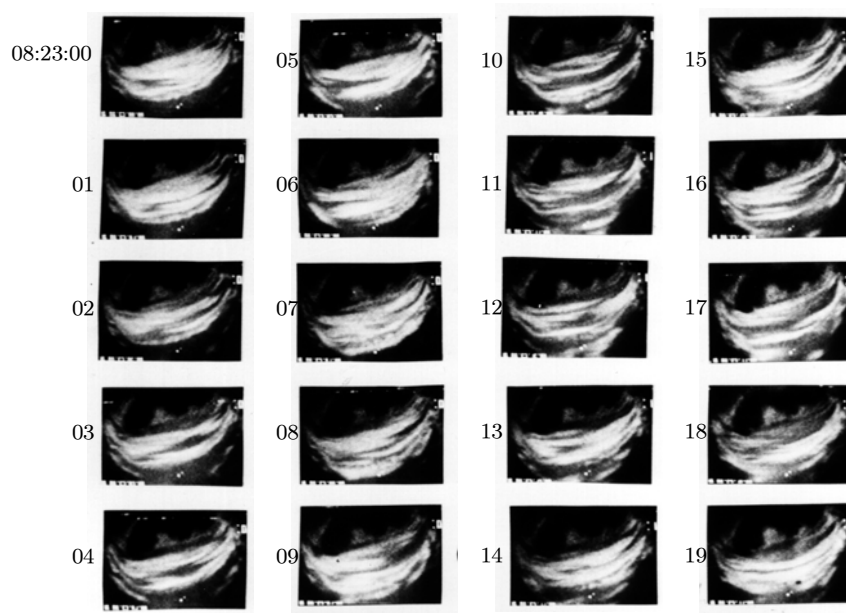


Fig.12-8 オーヴァルの低緯度側のオメガの谷間の構造に沿う streaming aurora。
08:23:00-08:23:19 UT, Feb. 16, 1980, Parksite, Saskatoon (Yamamoto, 1981)。

これらは、その物理機構を考える上でかなり重要な要素である。なぜなら、もし一つの現象は常に一方方向の移動によっているものなら、何らかの不安定で成長した、波長の長い fast mode の compressional Alfvén 波の、波面とオーヴァルとの交点の移動に

よって説明するといった考えが浮かぶかもしれないが、もし相異なる移動モードが混在しているなら、そのような単純な考えは通用しないからである。

Streaming aurora の規模の大きいものはオーヴァルに沿って走る距離が1000 km を越える。このような大規模な streaming aurora は、後に示すように、必ず1:1にその下の地磁気脈動を伴う。なお、従来の観測においては、streaming aurora と地上で観測される VLF 波動との間にはいかなる相関も知られていない。

12.2.2 Poleward Propagation



Fig.12-9 大きいスケールでキノコ型に高緯度に広がる典型的な poleward propagating aurora。02:06:12-02:06:27.5 UT, July 22, 1971, Syowa, Antarctica (Oguti, 1975)。

同じく出現・移動・消滅を繰り返すと言う基本的な振る舞いは同じだが、前述の streaming とこの propagation には大きな違いがある。この脈動オーロラは多くの場

合、一つ一つの torch 構造の中心基部、すなわち torch またはオメガ構造の低緯度境界の中央部付近で生まれ、概して中央部が高緯度に持ち上がって東西に広がったキノコの傘型構造をもち、キノコの傘が成長するように高緯度側へ準周期的に成長・伝播して消える。キノコの傘が torch あるいはオメガの構造の、うねった形の striation に対応する。

Fig.12-9 にこのような高緯度伝搬型オーロラの連続写真を示す。昭和基地から北の方、低緯度側の地平線近くを標準レンズによって写したもので、キノコが、一見、高さ方向に広がり、成長するように見えるのは、aurorasphere 上を低緯度から観測点に向かって、高緯度に広がって来ることを示す。図の 02:06:12 UT から 02:06:14 UT あたりまで、まだあまり大きく発達していない、画面右下のキノコ型のオーロラにはキノコの軸まで備わっているのが面白い。キノコの傘は、いったん広がったものが、逆に縮んでいって、それが生まれたあたりで小さくなって消えるという変化が見られることもある。

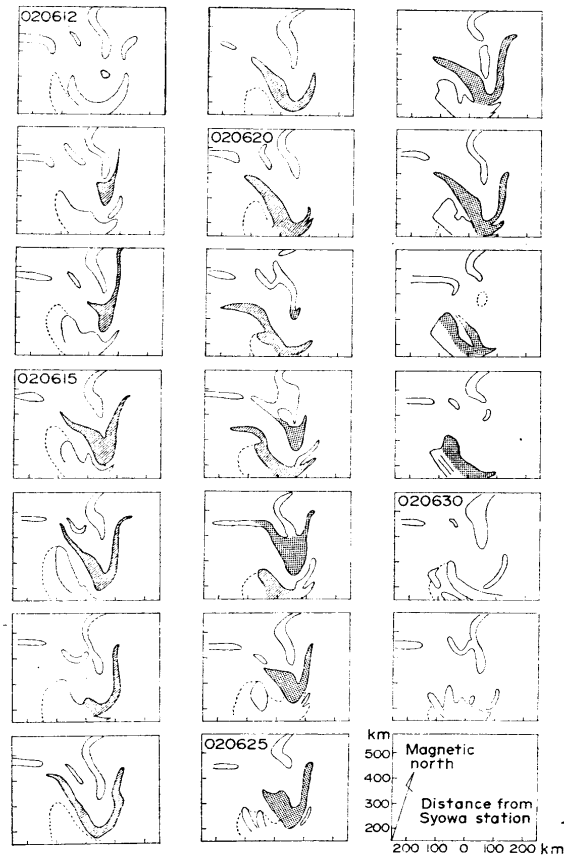


Fig.12-10 Poleward propagating aurora の変形と伝播の aurorasphere への投影。02:06:12–02:06:31 UT, July 22, 1971, Syowa, Antarctica (Oguti and Watanabe, 1976)。

Fig.12-10 はこの高緯度伝搬型オーロラを aurorasphere へ投影したもので、この図でわかるように、傘の成長(伝播)距離は300–400 km 程度、伝播速度は毎秒数 km–10 km 程度である。この移動は滑らかで連続的な移動ではなく、Fig.12-11 の meridian-time display でわかるように、躊躇したり立ち止まったりあるいは少し後戻りをしたりあるい

は途中で消えてしまったりしながら、全体として統計的に高緯度に伝播する。繰り返しの時間スケールは数十秒である。この移動を天頂近くでみると、キノコの傘はオメガ構造に沿った細い striation の集合体として全体が構成されているのがわかる。個々の傘の東西の広がりには 200-300 km 程度で、通常、全天TVカメラにはオーヴァルに沿って現れる2-3個の傘(オメガ構造)が同時に見られる。

キノコの傘が成長し、高緯度に向かって広がって行く下では、概して地磁気脈動が観測され、オーロラが大規模の場合には、オーロラの通過と地磁気脈動とは高い相関関係を示す。Fig.12-11 はキノコの傘型のオーロラの高緯度への伝搬と、これに対応する地磁気脈動を示す。上の部分は誘導磁力計による地磁気3成分の変動で、下の部分は高緯度に伝搬するオーロラの meridian-time display である。低緯度側の地平線から高度角40度までの範囲で表してあり、右上がりの黒い部分が高緯度伝搬の傘型オーロラである。伝搬が滑らかではなく、躊躇したり、立ち止まったり、あるいは少し後戻りしたりしている様子が、ぎくしゃくした右上がりのカーブからよくわかる。

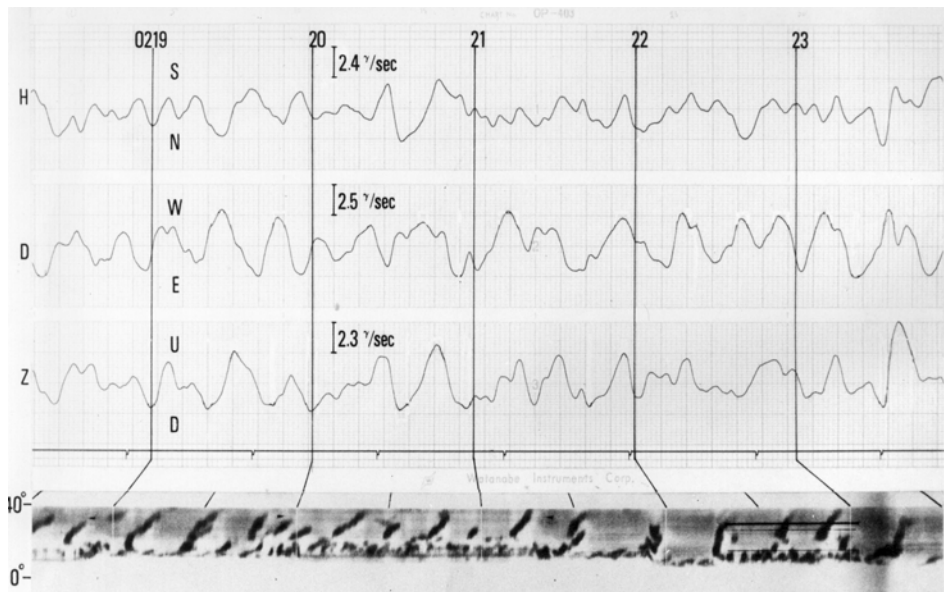


Fig.12-11 Poleward propagating aurora の高緯度への伝播とこれに伴う地磁気脈動。
02:18:15-02:23:57 UT, July 22, 1971, Syowa, Antarctica (Oguti and Watanabe, 1976)。

傘型オーロラが生まれる場所は torch の中心低緯度で、そこには通常の luminosity pulsation をする patch 群があつて、luminosity pulsation を繰り返している。Fig.12-11 の下部に見られる低緯度の細かい点々がそれを示す。その patch 群が短い周期で何遍か

on-off switching する間に、右上がりに進行するキノコの傘が一つ生まれるように見える。この低緯度の patch 群は高緯度に伝播するオーロラの起源に関係しているが、高緯度伝搬型オーロラとは別種の、luminosity pulsation およびその modulation に相当するものである。起源領域での速い、個々の luminosity pulsation から、後に述べる低緯度向きに伝播する fast auroral wave または superfast auroral wave が生まれている可能性がある。これら、速い luminosity pulsation には、周波数の低い、犬の吠えるような chorus riser が対応する場合があるが (Fig.12-37 を参照のこと)、高緯度に伝播して行くキノコの傘の部分の活動と VLF 波動の間には今までのところいかなる関係も認められていない。

このモードは磁気圏でのマクロ不安定の発生に関してきわめて suggestive である。なぜなら、磁気圏のさまざまな ULF 領域の擾乱の多くは外側 (太陽風側) からやって来る HM 波動が磁気圏のどこかで共鳴することによって現れると言うのが大方の研究者の持っている image だからである。それに対して、このモードは、オーヴァルの低緯度境界あたり、磁気圏のかなり内側の領域を発生源として、高緯度に、すなわち外側に向かって伝播する波が存在することを示しているからである。後に述べる長周期地磁気脈動に伴う auroral radar echo の領域が、磁場の脈動に同期して高緯度に動いて行く現象 (*e.g.*, Kaneda *et al.*, 1964) も同様である。

これは、オーロラ活動に伴って、磁気圏に入り込んで、いわゆる injection front の近傍に溜り込んだ粒子の自由エネルギーがこのあたりの磁気圏プラズマ不安定の元になっていることを示す事実と考えられる。磁気圏内部に発生の起源を持つ地磁気脈動が存在すると思えなければならない。このことに関連して、オーヴァルに沿って複数のオメガ構造があるとき、それぞれのオメガ構造の中心で生まれるこの種のオーロラが、同一位相で現れるのかそれとも全く random なのかなど、調べてみるに値すると思われる。

12.2.3 Torch 構造内部の Luminosity Pulsation と Poleward Propagation

激しい substorm では、発達途上の active な torch 構造は空間スケールが大きく、一点の観測では torch の内部かどうかがわからない場合もあるが、多点観測で見て、大きな torch 構造の内部と判断される領域には、通常、激しい luminosity pulsation が見られる。場所により時間経過により、単純な luminosity pulsation と速い poleward propagation、あるいは複雑な向きの変化を伴う propagation mode が同時に起こることが多い。

Fig.12-12 はそのような mode の共存の例で、Parksite の全天TV 画面と meridian に沿った position-time display を示す。上の全天TV 画面は左から 1980年2月16日、06:42:40 UT、08:05:40 UT、08:23:00 UT、下は meridian に沿った position-time display

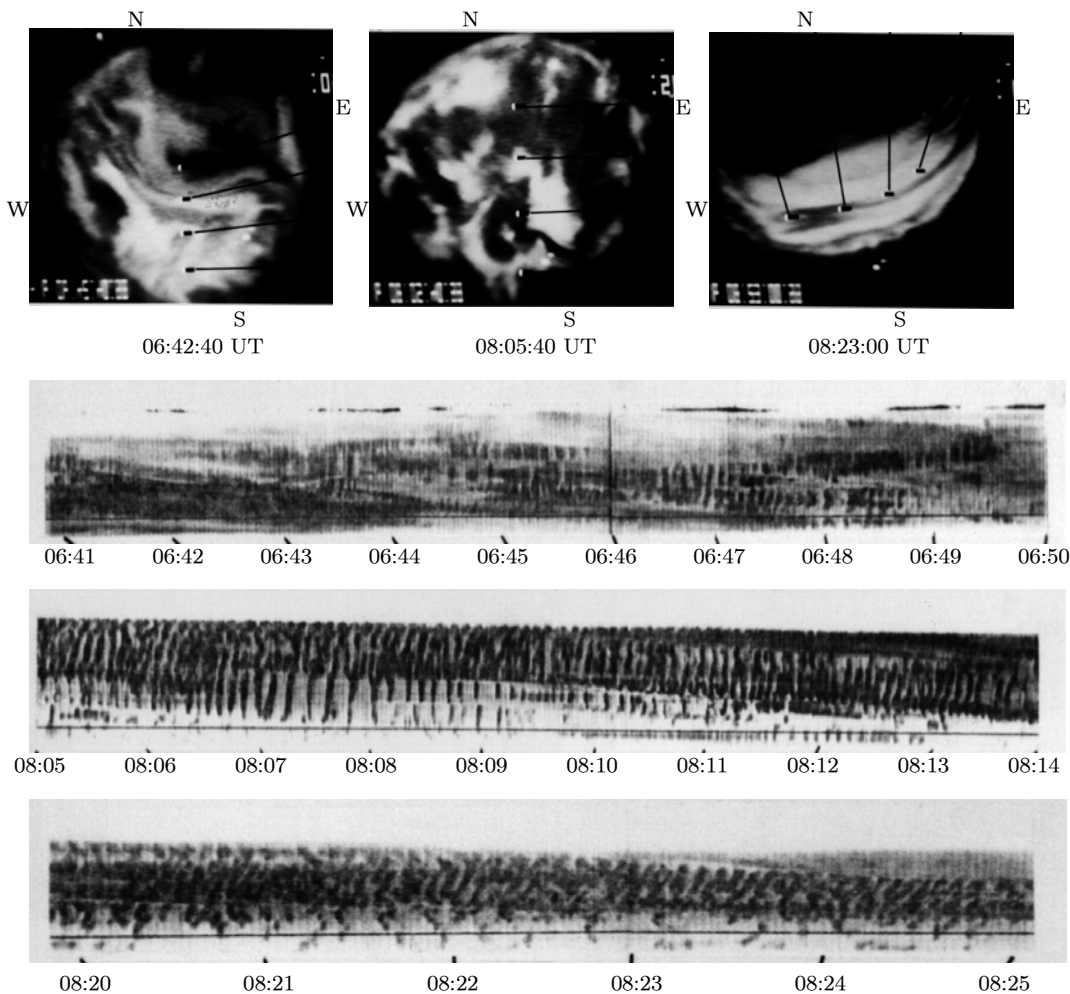


Fig.12-12 大きな torch 構造内部の活発な luminosity pulsation と poleward propagating aurora の共存の例。上段は06:41–06:50 UT。中段は08:05–08:14 UT。

下段は08:20–08:25 UT。Feb. 16, 1980, Parksit, Saskatoon (Yamamoto, 1981)。

で、上から 06:41–06:50 UT、08:05–08:14 UT、08:20–08:25 UT のものである。Position-time display の上段の 06:46:30 UT までは同一パッチは同時に switch-on する luminosity pulsation であるのに、それ以後の2分間、06:49:00 UT 頃まで、20–30 km/sec 程度の、比較的速い poleward propagation が起こっているのがわかる。その高緯度側には、ま

た、luminosity pulsation が共存している。これらの luminosity pulsation には 3 ± 1 Hz modulation(q-p flash group) が重なっているようである。この例は substorm の比較的早い段階のもので、一般に、早い段階では luminosity pulsation が卓越し、時間が経つにつれて propagation mode に変わって行くように見える。

中段はもう少し遅い時間で、07:00 UT から始まった、2月16日の朝、最後の大きい expansion の低緯度側の部分で、ほとんど全天にわたって極めて active な pulsating aurora が現れている例である。ここでも、部分的な luminosity pulsation と統計的な、20-30 km/sec 程度の poleward propagation とが混在しているのがわかる。Torch ができたばかりの時期にはその中心部には速い poleward propagation mode があり、時間経過とともに伝搬速度が遅くなり、伝搬に関与するオーロラのスケールが次第に大きくなって、先に述べた torch 中心部の、キノコの傘型のゆっくりした poleward propagation mode に変わって行くのであらうと思われる。

下段は torch またはオメガ構造の根元(谷間)の、オーヴァル沿いの部分の meridian-time display で、やはり上に示した torch の内部と同様な poleward propagation が重なっているのがわかる。ビデオの動画面では東西の構造に沿った streaming が卓越して poleward propagation は見落とされがちであるが、meridian 沿いの position-time display では poleward propagation がはっきりわかる。

12.2.4 Equatorward Propagation – Fast Auroral Wave

同じく東西に伸びたオーロラ構造がそれに垂直に伝播する種類のオーロラであるが、低緯度に向かって伝播するこのオーロラは上の poleward propagation に比べてはるかに滑らかで波動的な印象のオーロラである。Fig.12-13 上部の meridian-time display でよくわかる。このオーロラはきわめて淡く、肉眼ではほとんど認められない。Fig.12-13 の TV 画像から想像されるように、TV カメラの感度を最大にしないと撮像できないので、画面の粒子が著しく荒れている。伝播速度もずっと速く、毎秒 300 km に達するものもある。Cresswell and Belon(1966)、Cresswell(1968)の観測は光電測光観測のみで画像記録が示されていないから断言はできないが、このオーロラはおそらく彼らが fast auroral wave と呼んだものと同一のものと考えられる。Fast auroral wave は Scourfield and Parsons(1971a)によって初めて撮像されている。

上に述べた poleward propagating aurora の時間スケールが数十秒であるのに対して、この equatorward propagating aurora の時間スケールは基本的に秒の order である。

きわめて淡い、波動的な増光部分が伝播するとき、途中に patch 構造のようなものがあると、その部分は周囲よりやや明るくなって patch があらわになるように見える(動く探照灯ビームに照らされたように)。先に述べた flash は、これと同じ現象であるかもしれない。すなわち、高速で動くビームが patch を照らすとき flash として現れるのかも知れない。このオーロラは変動の時間スケールから見れば chorus riser のスケールに近いが、従来の観測では、このオーロラと地上で観測される chorus riser との関係はよく知られていない。また、オーロラの淡さからも想像できるように、このオーロラと同期した地磁気変動は全く知られていない。

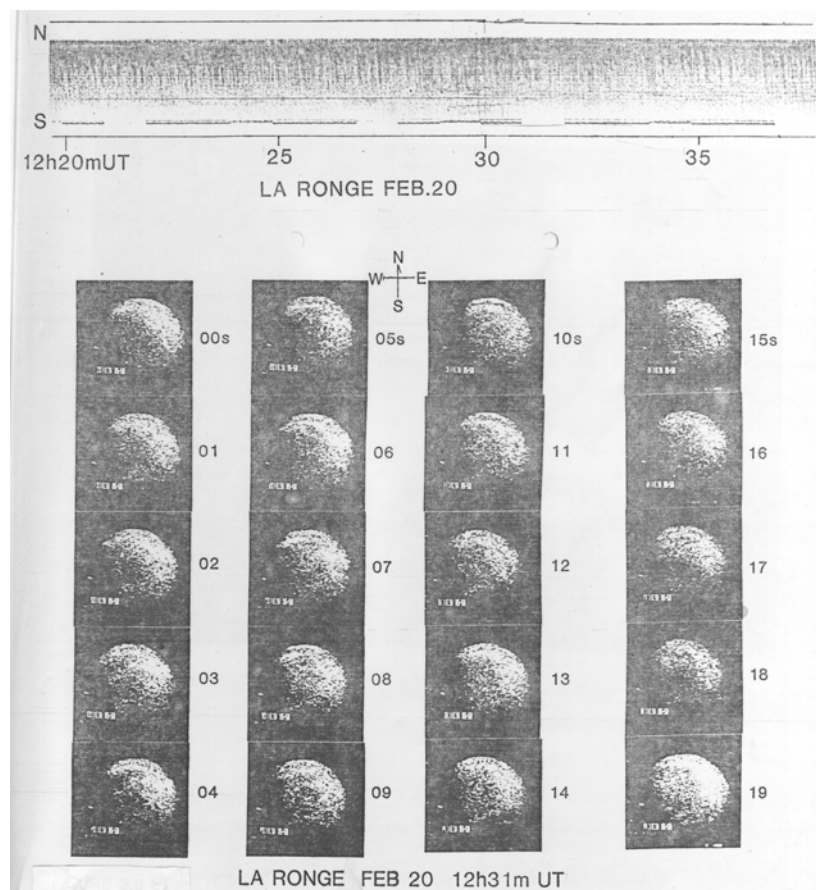


Fig.12-13 Equatorward propagating aurora、上部は meridian-time display。
12:31:00–12:31:19 UT, Feb. 20, 1980, La Ronge, Saskatchewan (Yamamoto, 1984)。

このオーロラの発生場所は、上に述べた poleward propagating aurora と同じく、オーヴァルの低緯度のあたりで、多くの場合に、同じ時間帯に、同一の場所から、極側へ

は poleward propagating aurora が、また赤道側へは equatorward propagating aurora が発生する。Fig.12-14 がその一例である。図の上部及び下部の線画は上が Rabbit Lake、下が La Ronge での induction magnetograph で、中央部に子午面表示でオーロラの伝搬を示してある。補正磁気緯度 68.1 度の Rabbit Lake ではオーロラは高緯度向きに伝搬し、磁気緯度 64.8 度の La Ronge では伝搬は低緯度向きであって、それら伝搬型オーロラの起源領域は Rabbit Lake の天頂近傍にあることを示している。発生の厳密な時刻については、両側へ同時に発生・伝播するように見えるものもあり、赤道側だけと言うものも多い。時間スケールから見当がつくように、頻度は、極側への poleward propagating aurora より赤道側へ伝播する equatorward propagating aurora が断然多い。

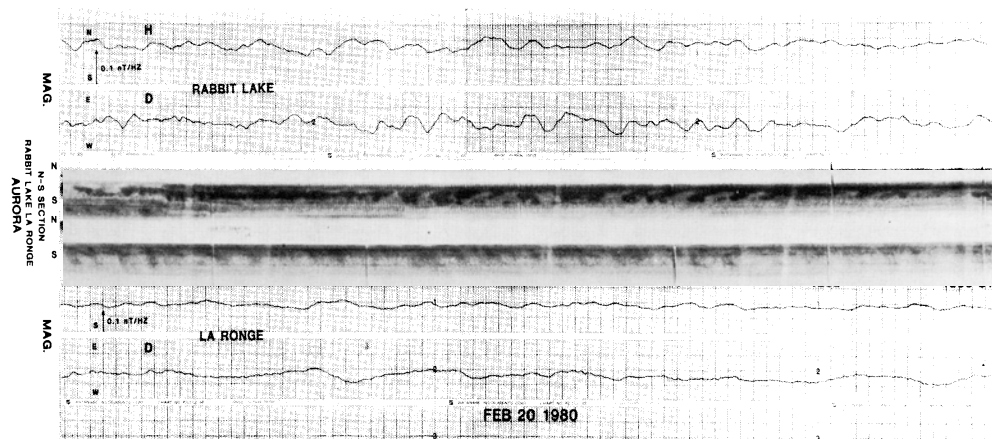


Fig.12-14 Poleward propagating aurora と equatorward propagating aurora とがある緯度を境にして共存している例。12:27-12:33 UT, Feb. 20, 1980, Rabbit Lake (上) and La Ronge (下) (Oguti, 1982)。

先に述べた高緯度伝搬型の pulsating aurora の発生の源になっていると思われるオーロラ活動領域の、個々の速い luminosity pulsation から低緯度伝搬型の auroral wave が生まれ、これらが幾つかまとまったグループから一つの高緯度伝搬型オーロラが生まれるように見える。Fig.12-14 には、低緯度伝搬型オーロラがグループとして起こり、そのグループが一つずつの高緯度伝搬型オーロラの発生に対応している様子が見てとれる。このオーロラの発生は、substorm 後、或る程度の時間の後、通常、recovery phase と呼ばれる時間で、local magnetic time は夜明けに近い時間帯に多い。

なお、低緯度側から高緯度側のオーロラを見ると、蒸気がもやもやと立ち上るように見えるオーロラがあるが (vapourous aurora by Berkey, Video tape of aurora from

Primrose Lake by Berkey) これは、低緯度伝播型のオーロラ (fast auroral wave) を低緯度側から見たものであるかもしれない。あるいは、これは、また、flash を低緯度側から見たものかも知れない。しかし、いずれもそれらのある場所からは equatorward propagating aurora または flash aurora と見、別の場所からは vapourous aurora と見る、という同時観測がないので確認はできていない。

12.2.5 Superfast Auroral Wave

Superfast auroral wave (Hough *et al.*, 1992) は低緯度向きに伝わるきわめて淡いオーロラで、伝播はきわめて滑らかである (Fig.12-15)。これは、上に述べた Equatorward propagating aurora (Fast auroral wave) と同じものかもしれないが、このオーロラの伝播距離は1400 km に達し、伝播速度はオーロラ高度で毎秒500–1200 km と極端に速い。オーロラ高度に置けるこのオーロラの伝播をそのまま磁気圏に投影すれば磁気圏での伝播速度は光速を越える。いずれにせよ、この速い伝播速度を理解するには、特別の考慮が必要である。

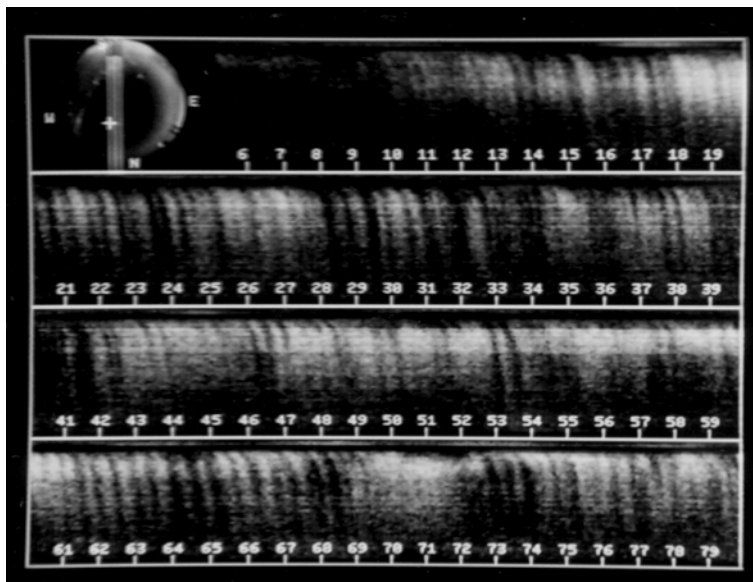


Fig.12-15 Superfast auroral wave の子午面表示。左上、全天画面に sampling line を示す。
06:36:00–06:37:20 UT, May 27, 1987, SANAE, Antarctica (Hough *et al.*, 1992)。

Fast auroral wave が東西に延びた波状の構造が低緯度に走るのに対して superfast auroral wave は、Hough *et al.*(1992) によれば、東西方向には100 km ほどに限られた、

はっきりした channel の中を通るようである。また、高度及び伝搬速度が一定という仮定のもとに、Fig.12-15 から高度を推定することが可能で、 95 ± 5 km という値が得られている。VLF chorus を伴うのもこのオーロラの特徴である。

なお、Fig.12-15 では、patch が動くサーチライトに照らされるような内部構造としての明るさの非一様性があまり目立たず、一様な薄いベルト状オーロラに見えるが、この点で fast auroral wave とは異なっているようである。しかし、もし、前に述べた flash 型オーロラが、この superfast auroral wave の、限られたパッチ領域を特に明るく光らせるものであるなら、その違いはなくなる。なお、VLF chorus を伴うという点で、flash と superfast auroral wave との同一性、または関連の深さ、の可能性は高そうである。しかし、fast auroral wave および superfast auroral wave とともに観測例が多くないので、速度の統計も不十分で、両者が別種のオーロラであるのか、単に条件の違いによる伝搬速度の違いだけで実際は同じ現象であるのか、今のところ結論に達していない。

Fig.12-4 に示した flash 型脈動が、superfast auroral wave の luminosity enhancement の機構で potential patch への粒子入射が増大している patch 部分が特に明るくなるのではないかという可能性を示すのが、Fig.12-16 のオーロラの子午面表示である。この図は Fig.12-4 の flash 型脈動が現れた時間帯のオーロラの子午面表示を、時間軸を引き伸ばして示したもので、一見 flash と思われる脈動が、実際は速い低緯度伝搬型オーロラで励起されているように見えている。この低緯度伝搬型オーロラの伝搬速度はおよそ 300 km/sec ほどで、fast auroral wave としては速い方に属し、superfast auroral wave としては遅い部類に属する。

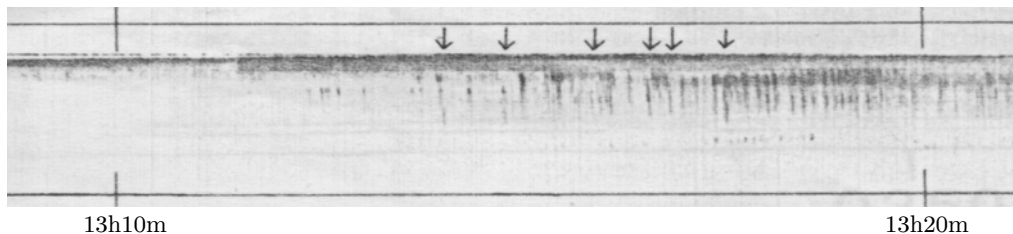


Fig.12-16 Flash aurora を含むオーロラの子午面表示。1980年1月28日 13:09–13:21 UT。

全体の傾向は superfast auroral wave によく似ている。Parksite, Saskatoon。

上の矢印は chorus riser が対応したオーロラを示す。

12.3 長周期・複合型 pulsating aurora

上に述べて来たのは、個々のオーロラパッチの明るさの変動、および、個々のオーロラ構造に沿って伝搬する型のオーロラ脈動で、その繰り返し時間は、低緯度伝搬型やflashで1秒程度、patchの明るさ変動の場合で10秒ほど、大規模の伝搬型あるいはstreaming型の場合で30–40秒程度のもので、1分を越えるものはなかった。しかし、オーロラの明るさ変動には、ここで述べるように、Pc-5領域あるいはもっと長い周期を持つ明るさ変動が存在する。つとに、1963年に、昭和基地でのPc-5地磁気脈動に伴う長周期のオーロラ脈動として報告されたものがこれである(Oguti, 1963)。この種の長周期脈動は個々の脈動現象ではなく、明るさの脈動するパッチやstreaming aurora、あるいは短周期の明るさの脈動をしないオーロラ領域や、S-fractal型のオーロラまでを含むオーロラの大規模構造が、長周期で準周期的に見えるようになったり、消えてしまったり、あるいは短周期脈動の繰り返しの時間が縮んだり延びたり、また、見えるようになる領域が、どちらかに1km/sec程度の速度でゆっくり伝搬したりするもので、オーロラ脈動としては著しく複合的な脈動である。

長周期オーロラ脈動と Pi-3(?) 地磁気脈動

真夜中前の極光帯で、周期10分ないし15分ほどのオーロラの明るさ脈動が見られることがあり、このオーロラの長周期脈動は、Saito(1978)がPi-3と呼ぶ地磁気脈動と同じものと思われるものと同期しているように見える。Fig.12-17に一例を示す。この例は、1986年1月2日の02:27 UTに始まったsubstormに伴って起こったもので、長周期のオーロラと地磁気脈動が同期して起こっているのが見られる。図にはGreat Whale RiverとShamattawaでの03:30–04:30 UTのオーロラの、N-S、E-Wのposition-time display、Great Whale RiverとChurchillでの03:00–05:00 UTの、high-pass filter($f_c=1/600$ Hz)をかけた磁場変動(inductionではない)、および、Great Whale RiverとShamattawaとの近くにそれぞれ磁気共軌点をもつ静止衛星、GOES-5およびGOES-6の、02:00–05:00 UTの磁場変動を示してある。

準周期的に現れるこの図のオーロラは、E-W sectionの表示から直ちに知られるように、西にドリフトしている。南北方向にも速い移動があるように見えるが、これは構造に依存するもので、必ずしもドリフトではない。この時間帯は、この地域ではまだ真夜中以前であるから、高緯度の二つ渦のドリフトの形から見て、極光帯で西向きというのは納得できる。このオーロラは典型的な複合オーロラで、オーロラの塊の西に動く

leading edgeはS-fractal aurora (or trailing rotation) で構成され、trailing 部分は、もやもやしたdiffuse pulsating auroraである。図のE-W sectionで、オーロラの頭の部分、すなわち左下側の境界がはっきりしているのに、後ろ、右上側がぼやけた感じになっているのは patch の pulsation のためである。

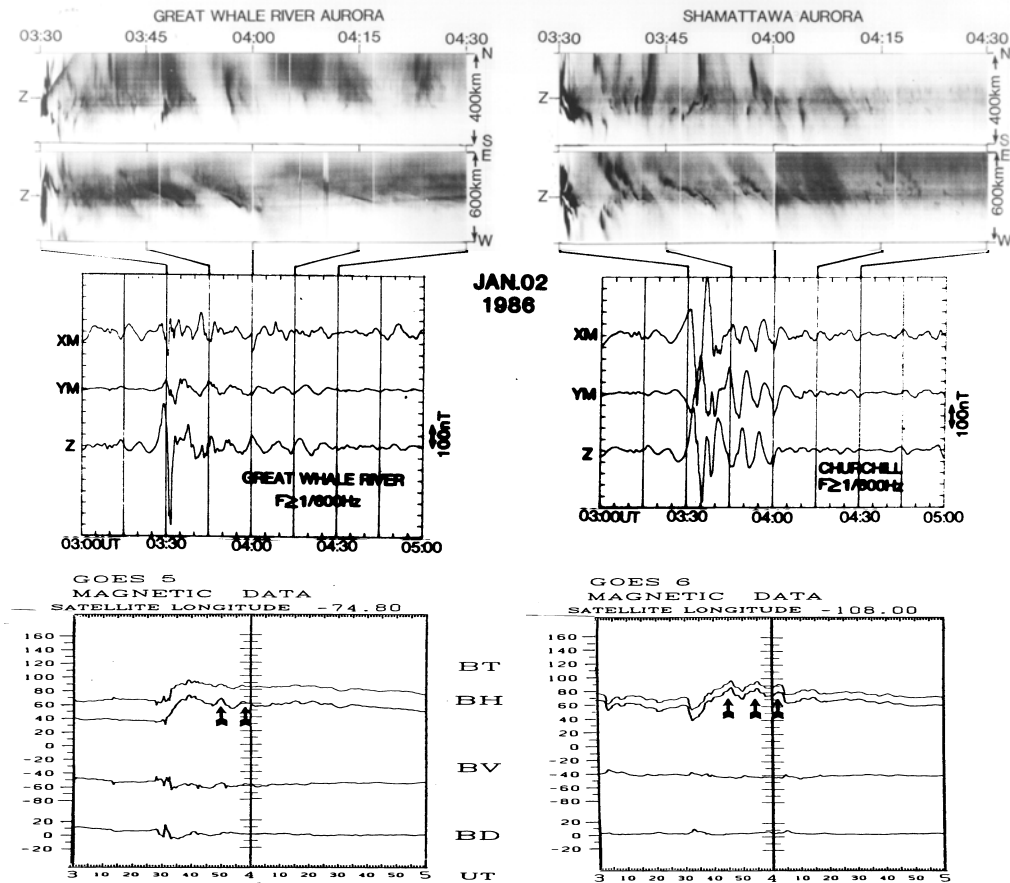


Fig.12-17 長周期オーロラ脈動の position-time display (上)と磁場変動 (中) at Great Whale River, Shamattawa, and Churchill および、Great Whale River に対応する GOES-5、Shamattawa に対応する GOES-6 の磁場変動 (下)。Jan. 02, 1986 (Yamamoto *et al.*, 1988b)。

Fig.12-18 の上部6行のオーロラ position-time display は、Shamattawa の天頂をはさむ、南100 km から北150 km までの、50 km 置きに設定された、東西300 km の sampling line に沿った表示で、7行目は天頂から南100 km、北200 kmの南北 sampling line の表示である。最下段には、Shamattawa に近い Churchill での、high-pass filter ($f_c=1/600$ Hz) をかけた X_m および Y_m 成分の磁場変動 (induction ではない) を示してあ

る。このオーロラ表示で、特に天頂やや南側のE-W sectionに卓越している、濃い(明るい)、細かい縦線は、東西方向の速いstreamingである。Streaming auroraより北側には構造のはっきりしない脈動オーロラも存在する。

Great Whale River のオーロラと磁場変動を比べると、オーロラが明るくなっている時間は、Ym あるいは Z 成分の negative deflection の時間に対応しているのがよくわかる。一方、Shamattawa のオーロラと Churchill の磁場変動では、対応は必ずしもはっきりしない。また、Great Whale River と Shamattawa のオーロラ同士の対応も必ずしもよくない。これらの事実は、この磁場変動の空間スケールが大きいものでなく、local なオーロラ活動に伴う local な電流で決まっていることを示唆する。03:31 UT 頃に、Great Whale River で見られる大きなZ 成分の depression は、S-fractal aurora の活動に伴う渦電流の効果と思われる。

Site	Geographic		Geomagnetic		Great Whale River の
	lat.	long.	lat.	long.	
Shamattawa	55.9	267.9	67.8	330.1	近傍に磁気共軌点をもつ静止衛星 GOES-5 では Great Whale River での長周期脈動オーロラの出現に対応して total intensity の depression が見られ、また、Shamattawa 近傍に磁気共軌点をもつ GOES-6 では、Shamattawa での脈動オーロラの出現に対応して total intensity の depression が見られる。これら二つの衛星の磁場変動が同時でないのは、これらの変動が localize したものであること、および、これらの磁場変動およびオーロラ blob が、expansion front の localize した vortex 活動(localize した粒子の injection)に対応するものであることを示唆するものと言える。
Churchill	58.8	265.9	70.3	326.0	
Great Whale River	55.3	282.2	68.0	353.7	

Table 12-1 Fig.12-17 に使われた観測点。

Table 12-1 Fig.12-17 に使われた観測点。

長周期オーロラ脈動と Pc-5 地磁気脈動

上に述べたのは深夜以前に見られる長周期複合型脈動であるが、ここで、もう一つの複合型・長周期脈動の例として、主として明け方に見られるオーロラの長周期脈動と、Pc-5 地磁気脈動の対応の例を示しておく。これは、オーヴァル沿いに流れる streaming aurora と、その高緯度側にある、明るさの脈動をしないオーロラ部分を含めて、全体が、地磁気の pc-5 脈動に同期して、明るさを変化し、かつ、高緯度向きに伝搬するものである。ここで伝搬というのは、オーロラの potential 構造としてのオーロラパッチなどの構

造が明るくなり、見えるようになる状態が伝搬するという意味で、パッチがドリフトするのでもなく、また、パッチが伝搬するのでもない。

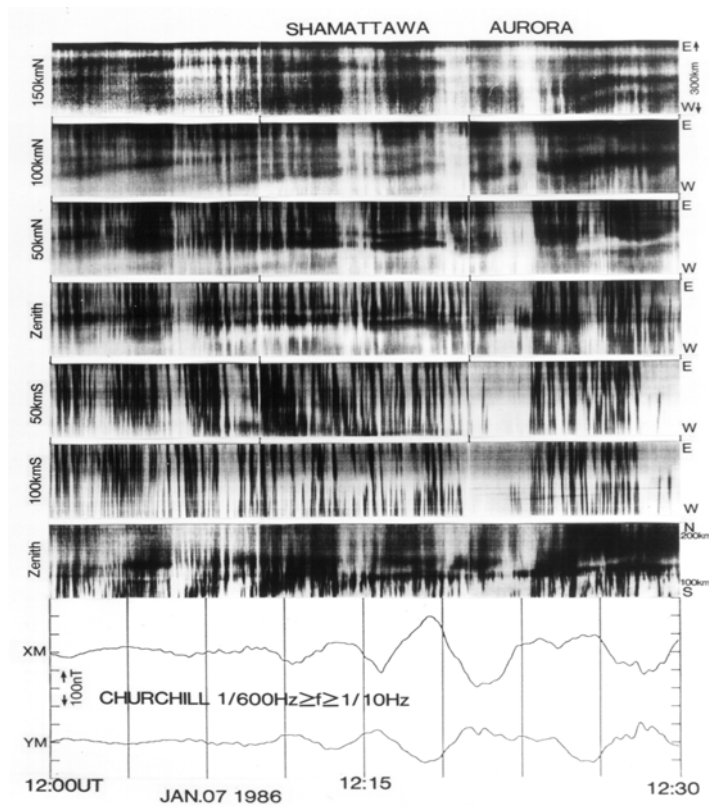


Fig.12-18 Shamattawa での長周期オーロラ脈動の position-time display(上) と Churchill での磁場変動(下)。Streaming aurora の Pc-5 脈動による modulation が見られる。
12:00–12:30 UT, Jan. 7, 1986 (Yamamoto *et al.*, 1988a)。

このオーロラの時間変動は五種類の変化で構成されている。第一は上に挙げた東西の streaming である。第二は地磁気脈動に同期したオーロラ全体の明るさ、および、streaming の頻度の modulation で、例えば Churchill の磁気緯度により近い、北側のオーロラの E-W section には、特に 12:10–12:25 UT の間に、明るさの modulation に、磁場変動との対応がはっきり見られる。第三は、やはり地磁気脈動に同期した、オーロラ活動領域の、1 km/sec ほどの伝搬速度をもつ、高緯度側への伝搬である。オーロラ表示の 7 行目の N-S section でこの傾向が明らかである。第四は、この図では時間分解能が低いのではっきり見えないが(5 行目の E-W section でわずかに見える)、オーロラ活動領域

の西向きの速い伝搬である。伝搬速度は天頂北側では20 km/sec、天頂南側で10 km/secほどで、北への伝搬よりはずっと速い。最後は、オーロラの細かい空間構造のドリフトと振動である。オーロラの細かい空間構造は、position-time display には、横線となって現れる。E-W sectionに見られる、なだらかな右上がりの線は、250 m/secほどのゆっくりした東向きのドリフトを示す。ここで特徴的なのは、例えば、3行目のオーロラ表示に見られるように、ゆっくりしたドリフトに重なっている振動である。図でわかるように、振動は、通常、東西方向に卓越する。ドリフトの東西振動は、磁気圏電場の南北方向の振動を意味する。

これらの例でも想像がつくように、長周期の複合型オーロラ脈動は、通常の、周期1分以下のオーロラ脈動に、オーロラの明るさと短周期脈動の頻度をmodulateする要素の長周期の時間変動が重なったもので、この長周期modulationは、pulsating patchであろうとnon-pulsating peripheralであろうと、それに関わりなく作用しているように見える。

12.4 Auroral Pulsation の特性のまとめと問題点

これまで pulsating aurora の分類とそれぞれの種類の特性を概説した。Pulsating aurora については古くからさまざまな観測があつてその特性についてもさまざまなことが言われ、あるいは信じられているが、既に折りに触れて述べて来たように、従来pulsating auroraと呼ばれて来たものの特性として広く信じられて来たいくつかの基本的な点に重大な間違いあるいは誤解が含まれている。それらの最大の問題は、上に述べた pulsating aurora のいろいろなモードを分類せず、すべてを同一のもの (pulsating aurora) と見なしで一緒に扱ってしまう所から来るように見える。

12.4.1 分類の問題点

上に述べた pulsating aurora の分類は、従来いろいろ報告されているオーロラの動態と、筆者の1971年の昭和基地での観測、1976以降、主としてカナダ地域における、カナダ、ブリティッシュコロンビア大学、サスカチュワン大学などとのTVカメラを使った協同観測の結果に基づいて、いわば目立った変動を分類したものである。読者はこの分類がすべてであると思わないで欲しい。この分類はあくまで一つの目安であつて、この分類に当てはまらないものもあるし、また、どちらに分類していいか迷う中間的な変動もある。あるいはまた、同一の現象を、違う緯度、違う高度角で見て、そのために異なった

現れ方をもって違うカテゴリーに分類している場合もあり得る。要は、pulsating aurora の時間・空間変動は極めて多様性に富んでいるので、その客観的な分類には細心の注意と十分な観測が必要であるが、実際にはまだそこまでの観測は行われていないと言うべきであろう。

ただ、このように複雑であっても、現れて動いて消えるものと、点滅だけで動かないものがあり、動くものの中にも、波動のように連続的なもの、明るい patch それ自身が動くように見えるもの、および、明るさをもたらす agency が、次々と patch を渡り歩いて、あるいは、動く探照灯のビームが次々に隣り合った patch を照らして行くように見えるものなどの違いがあり、また、周期については、長周期・複合型脈動を別にしても、2-3秒より長い変動と0.1秒程度の速い変動とがあつて、どうしても同じ物理機構では理解できないであろうと思われるいくつかの category が存在することには疑いの余地がない。電子の入射機構には複数の機構を考えなければならない。Pulsating aurora は一種類だとして、すべての pulsating aurora が一つの物理で説明できるような考察は意味がないと言えよう。

12.4.2 命名上の問題

高感度の撮像装置がなく、また、ビデオテープなどの real time の image の記録がなければ pulsating aurora の分類は難しい。光電観測などでは、得られる明るさ変動や周期が、空間分布や移動などとの関連でどのような意味を持つのかもわからない。高感度TVカメラによる撮像が行われる以前の pulsating aurora の記述や命名についてはTV観測と注意深く比較検討しないと名前についても混乱が起こる恐れがあり、現に混乱が起こっている。

例えばUngstrup(1966)がflickering auroraと呼んでいるオーロラは、その現れ方や、それがVLF chorusを伴うと記されているところから判断して、多分われわれがflashと呼ぶものと同じである。これは、また、Natal大学のグループ(Scourfield and others)がsuper fast auroral waveと呼ぶものと同じか、または極めて関係の近いものであるように思われる。Flickering (これについてはAlaskaグループ、Canadaグループと我々の間に呼び名の食い違いはない)は既に述べたようにカーテン型オーロラの周辺に見られるさざ波状の揺らぎのように見えるオーロラで、カーテン型の仲間に分類されるのが自然であり、夕方から深夜にかけての現象である。このオーロラは、地上のVLF波動観測によれば、強度のmodulationのある、定常的なVLF Hissを伴うことがあるが、chorus

riser を伴うことはない。

また、Alaska Group が streaming と呼ぶものはわれわれ及びカナダ・カルガリーグループが expansion と呼ぶもの、及び、最近、Natal 大学のグループが spatial expansion と呼ぶものと同じである。われわれが streaming と呼ぶオーロラは、ある限られた幅のポテンシャル channel 構造に沿って明るい部分が走るもので、streaming という命名は妥当と思われる。Vallance-Jones and Gattinger (1981) が “some episodes of pulsating auroras” として議論しているのも同じ範疇のものである。アラスカグループ及びカルガリーグループにはこの種のオーロラのはっきりした記述が見当たらないので、これを何と呼んでいるのかわからない。

12.4.3 明るさ変動は sinusoidal でもなく periodic でもない

長周期複合型 modulation を除いて、active な pulsation では、明るさの変動は sinusoidal な変動ではなく、どちらかと言えば明るい level と暗い level の二つの level の間の level transition で、いわば on-off switching とでも呼ばれるべきものである。Fig.12-19 に見られるように、明るい level も暗い level も level 自身はかなり長い時間にわたってわりあい一定に保たれる。

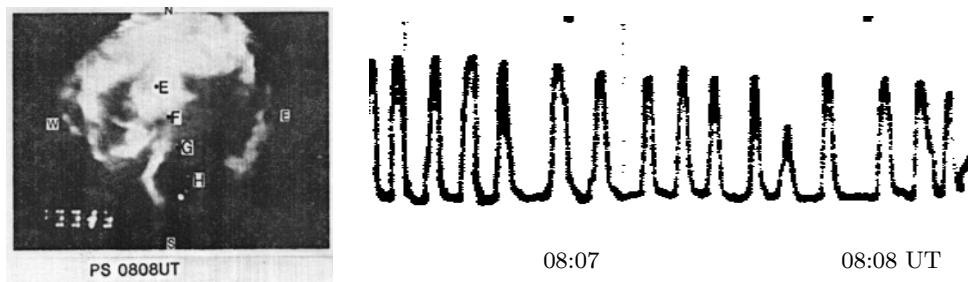


Fig.12-19 右は、左図点Fの on-off switching。08:06:20–08:08:20 UT, Feb. 16, 1980, Parksit, Saskatoon。

Switch-on の状態での入射粒子フラックスは saturation の状態にある。ただ flash の場合には、鋭いピーク状の変動で saturation ではないかも知れない。Streaming 及び propagation の場合には明るい部分の移動が滑らかに起こる (なだらかで連続的な明るさ変化) ように見えるが、個々の点 (磁気 flux の根元) の明るさ変動はやはり level transition (台形) の形に近いことが多い。これは有限の空間的広がりを持つ一定の明るさの領域が移動

するものを一点で見ていることを意味する。いずれの場合も、明るさが時間的に sinusoidal に変わるようなモデルは現実を説明するモデルとしては適当でない。また、明るさの変化は準周期的であって決して periodic ではないから、本質的に周期的な変動を起こすような機構は、モデルとして不適当である。

12.4.4 Pulsation の周期とは

通常 auroral pulsation の周期という言い方をするが、周期というのは、短周期脈動に関しては誤解を生じ易い言い方である。繰り返し時間 (repetition time) と呼ぶ方が誤解は少ない。Fig.12-20 に見られるように、繰り返し時間は switch-on 時間と switch-off 時間の和である。

Fig.12-19 の pulse の現れ方、および Fig.12-20 の統計結果のいずれを見てもわかるが、switch-on の時間は概してまとまっていて、switch-off の時間が大幅にばらついている。繰り返し時間のばらつきは殆どが switch-off 時間のばらつきから来ていることがわかる。

上に述べたようにすべての pulsating aurora についてその明るさの変化の繰り返し時間はかなりばらつく。重要な点は、on と off の時間のうち、on の時間は割合よくそろいが off の時間がばらつくことである。繰り返し時間のばらつきはほとんど off 時間のばらつきから来ている (Yamamoto, 1984)。

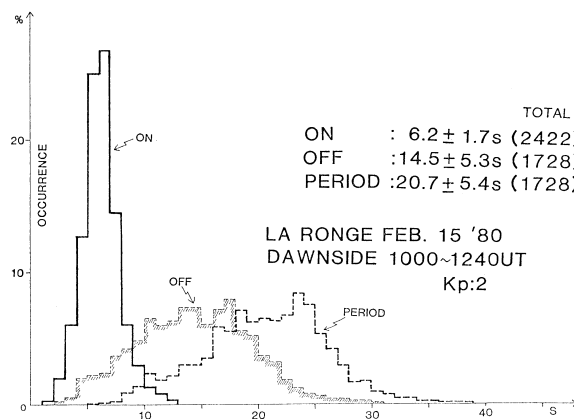


Fig.12-20 Auroral pulsation の switch-on time、switch-off time と周期の分散。10:00–12:40 UT, Feb. 15, 1980, La Ronge (Yamamoto, 1984)。

周期的な変動ということで考えられたモデル、例えば電子群の bounce によってオーロラの pulsation が起こるとするような考え方は auroral pulsation のモデルとして適当でないことは明らかである。

12.4.5 時間変動と空間変動

Auroral pulsation についての古い論文や解説には、たいてい、auroral pulsation の周期はおよそ10秒程度と記されている。しかし、この記述も実はauroral pulsation についてかなり間違ったイメージを与えているようである。多量の観測資料の pulsating aurora の繰り返し時間の平均値はおよそ10秒あたりだが、極めて幅広い頻度のピークで、秒の1/10程度から数分にわたっている。

時間変動は少なくとも3種類に大別できる。繰り返し時間が数秒から十数秒程度の、通常の luminosity pulsation、expansion から繰り返しが20秒ないし40秒ほどの streaming、poleward propagation までを一まとめにしたとしても、他に、時間スケールが秒以下の速い equatorward propagation、flash or flaming と、繰り返し時間は2-3分から十数分に達する長周期複合型脈動とがある。これら三種の特性時間ははっきり分離できる。繰り返し時間が2-3分以上の脈動はすべて複合型の pulsation である可能性が高い。

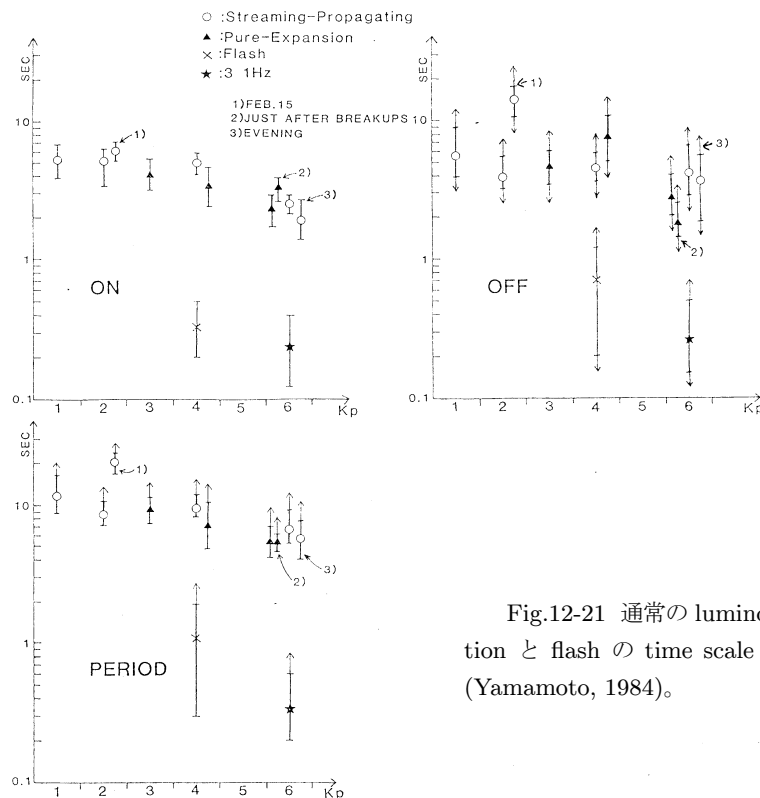


Fig.12-21 通常の luminosity pulsation と flash の time scale は1桁違う (Yamamoto, 1984)。

Fig.12-21 の switch-on time、switch-off time 及び繰り返し時間の統計は概して

active な時間帯の統計で、中程度の擾乱に対応するゆっくりした streaming や poleward propagation は含まれていない。また、複合型の長周期脈動も含まれていない。

空間的変動に関しては大別して動くものと動かないものの二種類がある。動くものはさらに速いものと遅いもの、波動的なものと構造に沿って走るもの、探照灯で照らされるようなものと自身で動くように見えるもの、などいくつかの種類にわけて考える必要がありそうである。

明るい部分が動くオーロラはある tube of flux(あるいはオーロラ高度の一点)に固定して考えれば単なる時間的な明るさの変化に過ぎない。個々の tube of flux が時間変化を起こす順序があつて、その順序に従って時間変化が起こることによって、明るい部分が動く訳である。Patch が動かないオーロラの場合には、switch-on の時間が揃うということはある tube of flux から電子が降り込んでくる時間が割合一定に保たれることを意味し、動くオーロラについて pulsation の on の時間が揃うというのは、明るい部分が動くとき、その移動速度で明るい部分の長さを割った値、すなわち on の時間が、どの tube of flux でもほぼ等しい値を持つことを意味する。どんな光り方をするにせよ、ある pulsating aurora については、ある特定の tube of flux は、ある一定の時間だけ光るといった特性を持つといい。Switch-off の時間がばらつくのは、ある tube of flux が再び電子入射の条件を充たすためにある時間が必要で、いわば、充電時間がばらつくことを意味する。このあたりの議論は第15章にゆずる。

いずれにせよ、pulsating aurora の繰り返し時間を説明するのに、10秒の周期性だけを強調するのはあまり意味がないし、かえって間違った結論に導く可能性がある。実際には、さまざまな周期性を説明できるものでなければならず、そのためにはおそらく複数の機構を考える必要がある。

12.4.6 Negative Pulsation と Dark Aurora

深夜の時間帯では luminosity pulsation あるいは expansion pulsation の始めは、S-fractal の活動がおさまった後に残る surface 状オーロラの、小さな部分的な negative pulsation から始まる。全体が光っている大きなオーロラ構造のある部分が突然消え、また、すぐに現れる。始めのうちは、消えている時間は灯いている時間よりずっと短く、かつ、点滅する部分の面積は灯きっぱなしの部分の面積よりずっと小さい。このようなことを繰り返すうちに、消える部分の数と面積が増え、消えている時間も次第に延びる。

全体として消えている部分が半分以上の面積を占め、かつ、消えている時間が点

灯している時間より長くなれば、消え残った部分は消える pulsation ではなく、点灯する pulsation の印象を与えるようになる。Auroral luminosity pulsation が、なぜ、突如として消える pulsation から始まるのかは、pulsation の機構、即ち、粒子の入射停止の機構を知る上で極めて重要なポイントと考えられる。

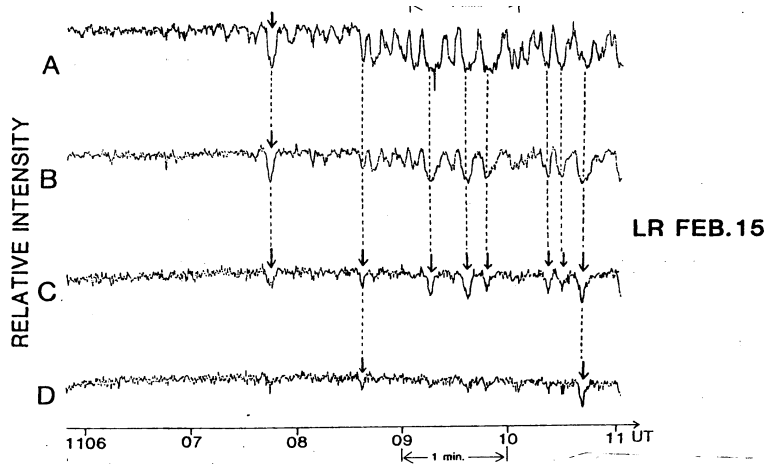


Fig.12-22 Aurora の明るさの pulsation は、このように negative pulsation から始まることが多い。11:05:50–11:11:00 UT, Feb. 15, 1980, La Ronge (Yamamoto, 1984)。

このことに関連して初期の消える部分を dark aurora と呼ぶ研究者もいる。特に、明るさが直ちに回復せず、割合長い時間にわたって消える場合

は、あたかも広い surface 状オーロラの中に暗いオーロラが出現した印象を与える。また、脈動的でなく明るい surface の部分が虫食い状に時間とともに次第に消えて行く時 (Oguti, 1975) にも、その初期には同じように暗いオーロラが次第に出現して来る印象を齎す。

12.4.7 高緯度で繰り返し時間が長い訳ではない

機械的に pulsating auroral patch の明るさの変動を調べると、場所によって pulsation の繰り返し時間は著しく異なる。上に述べた dark aurora で始まる auroral pulsation でもわかるように、明るさの変動はすべての領域で同時にいっせいに起こるのではなく、個々の点滅の空間的広がりや点滅ごとにも変化し、また、時間とともに変わって行く。従って、ある時間に、点滅のすべてに対応して点滅する領域もあれば、いくつかの点滅のうち、一つの点滅だけが現れる領域もある。これらの領域の明るさの変動の周期分析をすれば、前者では周期が短く観測され、後者の周期は前者の何倍か長く観測される。

しばしば auroral pulsation の周期は、高緯度ほど長いと言われ、そのため、その

周期性を説明するのに、磁力線に沿って南北で往復する電子群が考えられたりする (e.g. Thomas and Rothwell, 1979) が、同時に現れている auroral pulsation について言えば、上に述べたことからわかるように、決して高緯度ほど周期が長いとは言えない。

一例を Fig. 12-23 に示す。この図は、磁気緯度 63 度から 66 度までの間に現れているオーロラ脈動の switch-on time(上)、switch-off time(中)とそれらの和としての繰り返し時間(下)を、1980 年 1 月 16 日の脈動

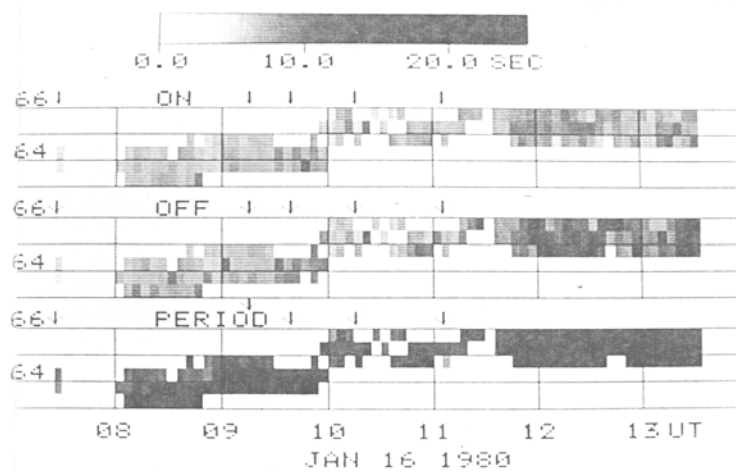


Fig.12-23 Aurora の明るさの pulsation の周期は、このように低緯度で長いこともしばしばである。Jan. 16, 1980 (Yamamoto, 1984)。

オーロラについて、5分ごとにプロットしたものである。この例で知られるように、同時に現れている auroral pulsation に於いては、しばしば低緯度ほど長い周期が見られるが、これは、低緯度では、高緯度側で起こっている pulsation のうちの一部しか現れないためである。図で、switch-on の時間は高緯度と低緯度どちらの領域でもほぼ同じで、switch-off の時間が低緯度で長いことがこの事実を示している。電子群の bounce time によってこのような低緯度で長い pulsating aurora の繰り返し時間を理解しようというのは無理である。

この例では、明け方に近づくにつれてオーロラは全体として高緯度に移り、それに伴って周期が伸びている。従って、全体を平均すれば、高緯度で周期が長いと言う結論が得られるが、果たして高緯度に移ったために周期が伸びたのか、それとも、活動度が低下したために全体が高緯度に移り、かつ、活動度が低下したために周期が伸びたのか、これらの因果関係はこの例では必ずしもはっきりしない。

12.4.8 Pulsationが始まる領域

深夜の時間帯でPulsationが始まるのは、auroral expansionの進行中に低緯度に延びる branch が vortex 型の活動をした残りのオーロラパッチ群の中、あるいは低緯度に向かってドリフトして行く大きなパッチ群の中、および、低緯度境界に溜り込んで行くオーロラパッチ群の中である。

Fig.12-24 の上の部分に、expansion front から東側低緯度に向かって延びる branch の meridian-time display を示す。このオーロラは、1980年2月16日、06:51:20から07:06:00 UT 07:04 UT に撮影された Parksite, La Ronge (Saskatoon) での全天TV画像から得られたもので、対応する時間のいくつかの全天画像をその下に示してある。低緯度に向かって伸びる branch の先端に起こった局所的な S-fractal aurora の活動で生まれた複雑な形のオーロラパッチ群が Parksite の天頂を蔽っている。これらパッチ群は07:04:00 UT には、すでに活発な luminosity pulsation を始めていることがこの display から見てとれる。この時刻 (07:04:00 UT) のオーロラの patch 構造を見るために、Fig.12-25 に全天画像の拡大図を示す。

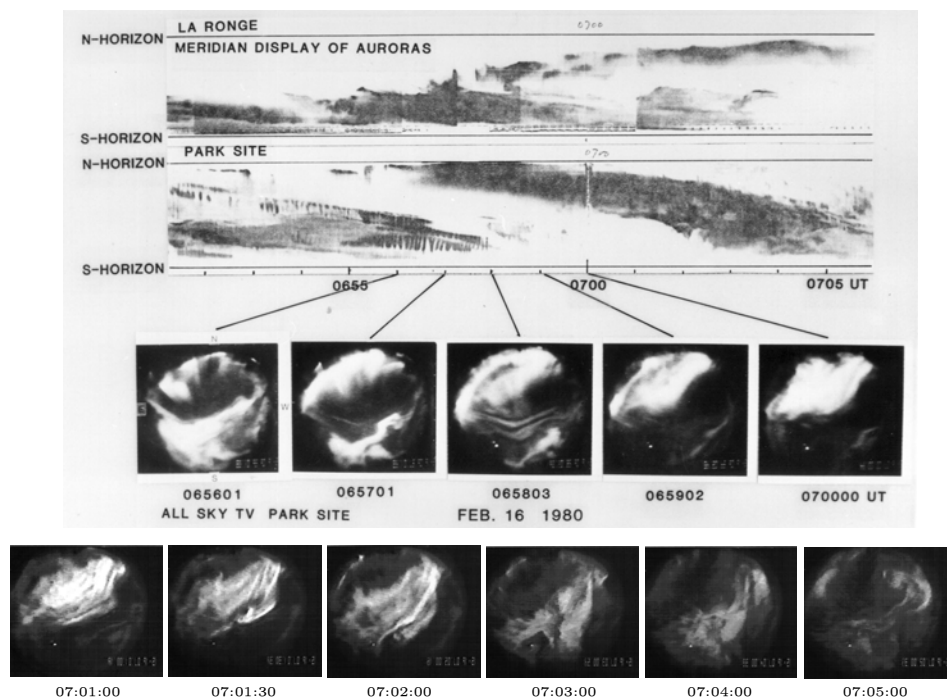


Fig.12-24 Auroral pulsation は、通常、expansion phase の最中から現れ始める。画像は上が北、右が西。06:51:20–07:06:00 UT, Feb. 16, 1980, Parksite, Saskatoon (Oguti, 1981)。

このオーロラに限らず、オーロラの子午面観測記録で、auroral expansion に際して低緯度に広がって行く branch には必ず auroral pulsation が発生する。同じ meridian-time display には、06:58 UT 以前にも、これに先立つ expansion に由来して低緯度に移動して行くと思われる branch が低緯度側に見られ、激しい luminosity pulsation を行っているのがわかる。

一方、明け方の時間帯では、eastward expansion front の通過は、きれぎれの S-fractal aurora の急激な出現として現れる。きれぎれの S-fractal aurora が通り過ぎた後に細かいサイズの patch 群が残り、これらが直ちに、激しい luminosity pulsation を始める。明け方の領域において深夜の substorm の発生を知るのは、このようなきれぎれの S-fractal aurora の出現とそれに引き続いて起こる auroral pulsation の活発化、すなわち、パッチの明るさの増大と繰り返し時間の急激な短縮によってである。

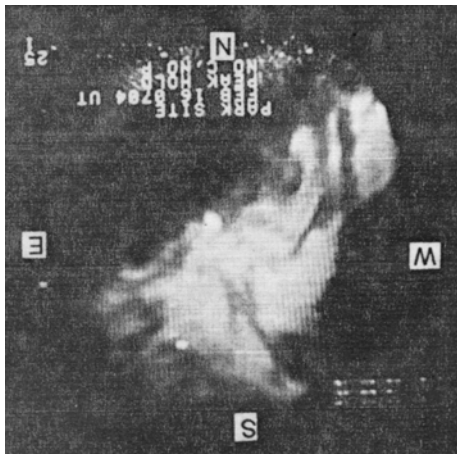


Fig.12-25 S-E に伸びる aurora 分枝の先端部に細かい patch 群。上が北、右が西。
07:04 UT, Feb. 16, 1980, Parksite。

低緯度に向かって伸びる arc から生まれる patch は低緯度向きにドリフトして、ある緯度に溜り込むように見える。その緯度がオーヴァルのいわば低緯度の境界を決め、その低緯度境界がもっとも激しいオーロラの pulsation の中心部のように見える。

もし活動が激しくてオメガあるいは torch 構造が発達する場合はオメガあるいは torch 構造の低緯度境界が電子群の進入の限界にあたり、オメガ構造の中心の低緯度中央部基部が最も活動的な pulsating aurora の中

心部である。また、もしオメガあるいは torch が発達しない時にはオーヴァルの低緯度側境界がこれにあたる。この領域には多量の粒子エネルギーが free energy として蓄えられ、ここから何かしら不安定が発生して poleward propagating aurora 及び equatorward propagating aurora が生まれるように見える。

低緯度側へのオーロラの溜り込みとオメガ構造、または torch 構造の発達については、第13章、Fig.13-11 に実例を示す。

12.4.9 Pulsating aurora は recovery phase の現象とは言えない

通常、pulsating aurora は substorm の recovery phase に現れると言われているがそれは正しくない。Recovery phase とは、おそらく substorm に際して磁気圏深部に注入された高エネルギー粒子群が失われて、磁気圏全体が元の状態に戻る時間を言うのであろうが、recovery process はオーロラの expansion が進行 (expansion phase) し始めるやいなや、直ちに始まっているはずである。

実際 pulsating aurora は auroral expansion の進行中から始まり、磁気圏に捕らえられた高エネルギー電子の電離層へのロスと言う意味で確かに recovery process を示すものと思われる。Recovery process は当然ながら全体の recovery phase に先行し、expansion と平行して進行する。Fig.12-24 はその一例を meridian-display で示したもので、高緯度

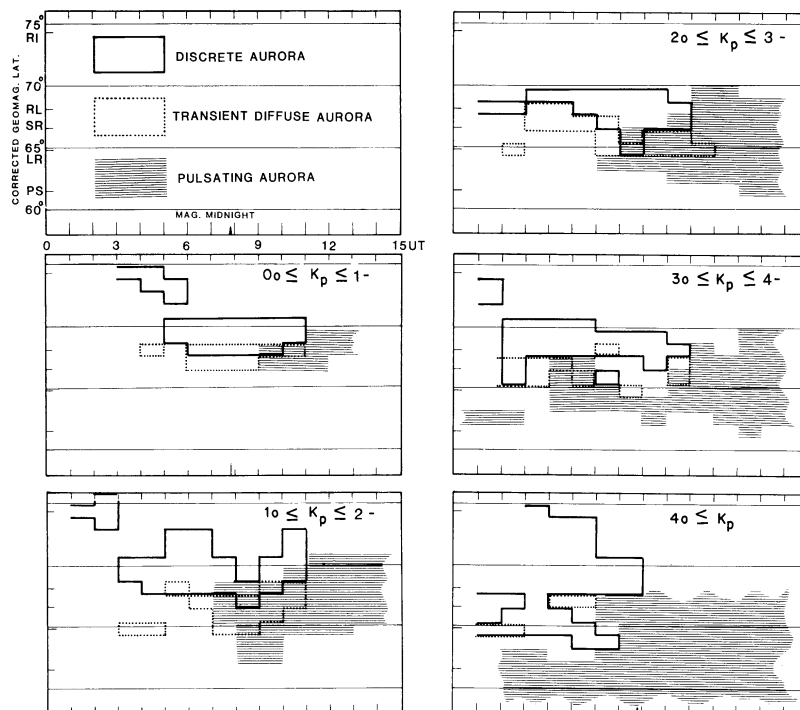


Fig.12-26 K_p で分類した S-fractal aurora と pulsating aurora の時間、空間分布。
太線で囲んだ領域が S-fractal aurora、シェード部分が pulsating aurora (Oguti *et al.*, 1981b)。

側で S-fractal aurora の活動が続き、高緯度への expansion が進行している最中 (即ち expansion phase の間) に、expansion front から右回りに起き上がって (TV 画像は右が

西なので、左回りに起き上がって行くように見える) 低緯度側に広がって行く branch で

Site	abbrev.	Geographic		Geomagnetic	
Rankin Inlet	RI	62.8	92.2	74.3	328.0
Rabbit Lake	RL	58.2	256.3	68.1	311.6
Steen River	SR	59.7	117.2	66.6	293.7
La Ronge	LR	55.2	254.7	64.9	310.8
Parksite	PS	52.2	252.2	61.6	309.6

Table 12-2 Fig.12-26 の統計に使われた観測点。

は既に pulsation が始まっているのがわかる。また、Fig.12-26 に見られるように、顕著な substorm がなくとも、 $K_p < 1^-$ といった静かな時にも明け方のオーヴァル

には pulsating aurora が見られる (Oguti *et al.*, 1981b)。これは後に述べるように substorm の定義にも関わる問題と思われる。

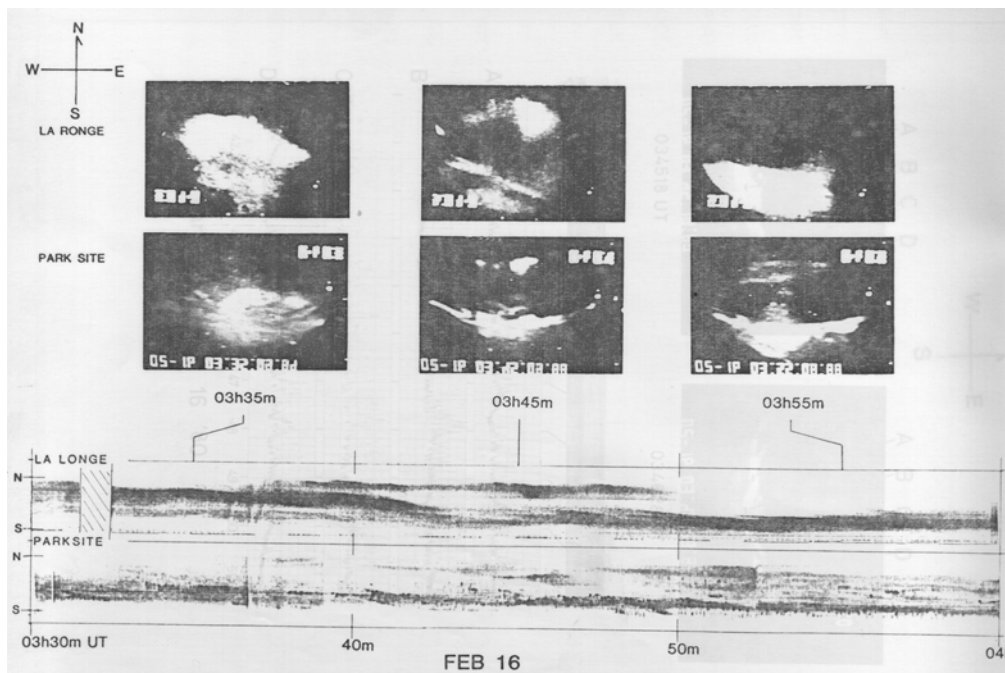


Fig.12-27 La Ronge (上) 及び Parksite (下) 上空の夕方のオーロラの例。La Ronge では S-fractal。Parksite では pulsating aurora。Feb. 16, 1980, La Ronge and Parksite, Saskatoon (Yamamoto, 1984)。

12.4.10 Pulsating aurora は明け方だけの現象ではない

Fig.12-26 は 1980 年 1 月 11 日から同 2 月 23 日まで、カナダの pulsating aurora campaign (McEwen and Duncan, 1981) と coordinate してサスカチュワンを中心に行った全

天TV観測の結果の統計で、観測点は、磁気経度がおおよそ310度に沿う Rankin Inlet(RI)、Rabbit Lake(RL)、Steen River(SR)、La Ronge(RL)、Parksite, Saskatoon(PS) の5点である。

通常、pulsating aurora は明け方の現象と思われ、ほとんどの論文や書物にそう書かれているが、実際は決して明け方だけの現象ではなく、地磁気活動度がある程度大きくなると ($K_p > 3$)、Fig.12-26のように、オーヴァルの低緯度側の部分では夕方にも見られる。夕方の pulsation は明け方に比べて不規則(非周期的)で、かつ、patchの変形が速く、明るさ脈動の繰り返しの数も明け方のものより少ないようである。また、夕方の pulsating auroral patch は明け方に比べて形が単純であり、概してまばらで、明け方のように全天を埋め尽くすという感じにはならないようである。

Fig.12-27 に、Parksite, Saskatoon の上に現れた夕方の pulsating aurora の具体例を、同じ時間に高緯度の La Ronge のオーロラと共に示してある。上は全天TV画像、下はmeridian-time displayで、オーロラの形及び現れ方から、夕方の pulsating aurora が空間的に限られた緯度範囲に存在すること、La Ronge 上空のオーロラはS-fractal aurora であることなどが見てとれる。

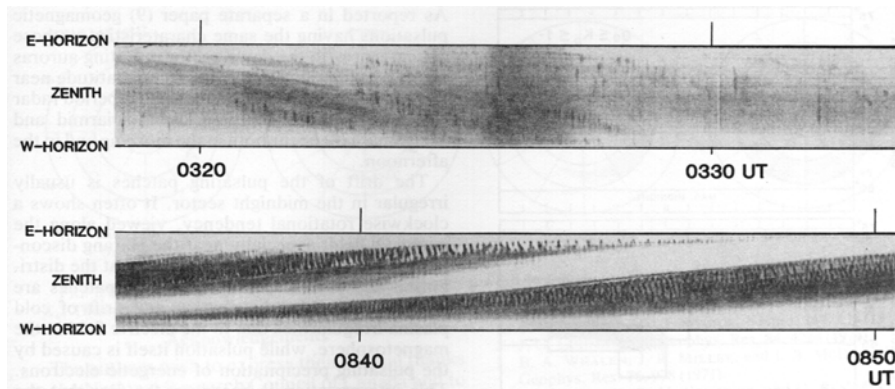


Fig.12-28 夕方の pulsating aurora の西向き (上) と明け方の東向き (下) ドリフト。

Feb. 16, 1980 (Oguti *et al.*, 1981b)。

明け方の pulsating auroral patch は東向きにドリフトし、夕方見られる pulsating auroral patch は西向きにドリフトする (Fig.12-28)。また、第13章でまとめて示すように、pulsating auroral patch だけではなく、主構造から切り離された細かい S-fractal aurora の fragment も、pulsating auroral patch と同じようにドリフトする。このドリフトは磁気圏の電場ドリフトを示すものと考えられる (*e.g.*, Scourfield *et al.*, 1983; Oguti, 1981;

Nakamura and Oguti, 1987)。

12.4.11 昼間極光帯近傍の Pulsating Aurora

S-fractal オーロラは高緯度側に現れるので、冬期は昼間カस्प域が暗くなる間、人工衛星からオーヴァル全体の写真を撮ることもできるし、地上の観測点、例えばスヴァルヴァールで昼間カस्पオーロラを観測することもできる。ただし、これは、あくまで高緯度側の S-fractal aurora に限るのであって、それより低緯度、例えば昼間の極光帯のオーロラとなれば、光学的にはいかなる方法によっても観測は不可能で、その振る舞いは知るべくもない。Fig.12-26 に見られる通りである。

にも関わらず、次章に schematic に示した Fig.13-16 のオーロラ分布には、昼間の極光帯にも pulsating auroral patch が描いてあるが、これは、いい加減に描いた訳ではなく、それなりの理由がある。既に述べたように、明け方の割合遅い時間から始まる flash 型脈動オーロラは VLF コーラスを伴い、また、明け方の長周期地磁気脈動は複合型のオーロラ脈動を伴うものが多い。オーロラ substorm のあと、VLF コーラスは昼間を通じて極光帯近傍で観測され、また、長周期地磁気脈動が昼間の極光帯近傍で観測されるのはよく知られた事実である。更に、burst 状 VLF chorus は burst 状の aurora X 線を伴って burst 状の電子入射を示し、これらが更に大きなグループになって周期数十秒から 2-3 分の地磁気脈動に対応することなども知られている。これらが高い確率でオーロラ脈動を伴っているのは十分考えられることである。

昼間の極光帯近傍は光学観測でオーロラの振る舞いを光学的に調べることはできないが、12-6 節で述べるように、VLF chorus や aurora X 線、磁気脈動などの起こり方やそれらの分布を総合的に判断すると、substorm のあと、昼側の極光帯あたりに沿って、夜側から引き続いて脈動的な電子の入射が起こり、flash 型脈動や長周期オーロラ脈動が起こっているものと推定するのに十分な根拠がある。

12.4.12 脈動する部分としない部分の違いは何か

Poleward propagation、あるいは波打った torch 構造の striation に沿う streaming で激しく pulsation している torch 構造の高緯度側を取りまいてしばしば全く pulsation をしない周辺領域 (peripheral) が見られる。すなわち、曲がりくねった torch 構造の外縁に平行にある境界があつて、高緯度に伝播する propagating aurora はそこで止まり、striation 沿いの streaming もそこを越えて高緯度に進入しない境界である。Pulsation をしている

方(低緯度側)もしていない方(高緯度側)も、その明るさはほぼ等しく形も似たようなものであるが、ごく狭い境界を隔て pulsation をするかしないかという決定的な違いがある。Fig.12-29 にそのようなオーロラ構造の一例を示す。ただし、torch 構造に長周期複合型脈動が重なる場合には、luminosity pulsation をする部分もしない部分も、共通に明るさの modulation が起こる。

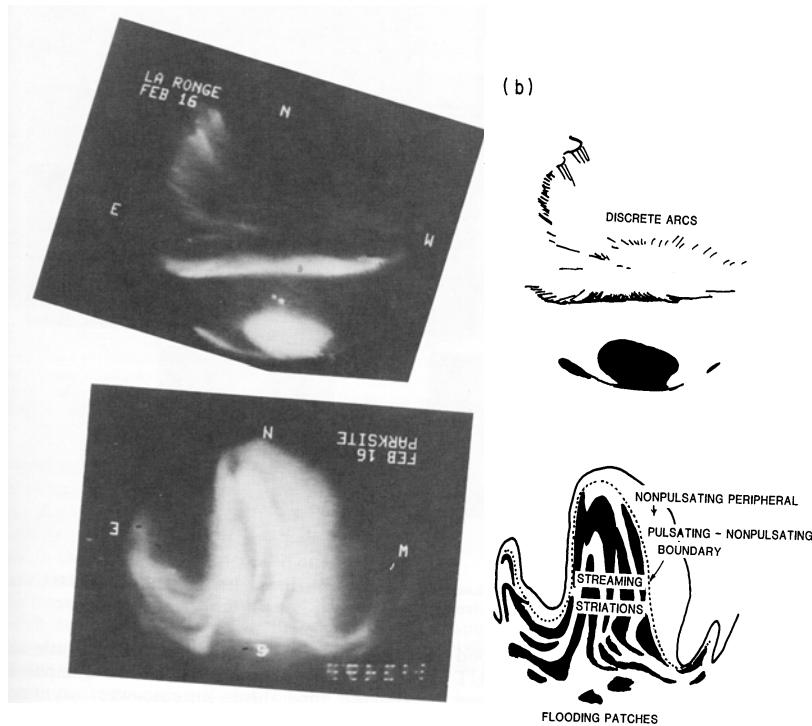


Fig.12-29 Pulsation をする部分としない部分と境界で分かれる。上は同じ torch を La Ronge から撮影、下は Saskatoon から撮影。右側スケッチで特性を示す (Oguti *et al.*, 1981a)。

時間が経つにつれて次第に pulsation が高緯度側に入り込んで行く、あるいは境界が次第に高緯度に移動するかのように見えるが、その場合、高緯度側の pulsation は、活発な低緯度側の pulsation の何回かに一回が高緯度に入り込むという形で進行するので、高緯度では、繰り返し時間(実際は switch-on の時間)の長い pulsation として始まる。これら、pulsation を行う部分と行わない部分とが合い接しているとき、この二つの領域の境界はどんな物理条件を充たしているのかを調べるのは大変興味深い。この pulsation と non-pulsation の境界が、もし、波動-粒子相互作用が起こるか起こらないかの境界だとすれば、それを決める条件は、例えばホイッスラー波との相互作用の場合には波が

どれくらい効果的に閉じ込められるか閉じ込められないか、あるいはまた、粒子がどれくらいピッチ角の異方性を持つか、また、発達した波がどれくらい境界のバリエーションを越えて隣の flux tube に入り込めるかなどにかかっている。この問題については後でもう少し触れる。

Torch 構造が全体として東向きにドリフトしている時には、torch の後ろの luminosity pulsation をしない辺縁部(peripheral)の中は torch の進行方向の辺縁部よりずっと広い。このことは、Fig.12-30 のように、天頂を torch 構造が通過して行くのを光電受光器で記録してみれば直ちに知られる (*e.g.*, Oguti, 1982)。脈動が始まる前の非脈動部分の長さより、脈動部分が過ぎ去った後に尾を引く非脈動部分の方がずっと長い継続時間を示すからである。しかし、何故そうなのか、その理由は全くわかっていない。

オメガ構造の谷の部分には、谷間からやや上がった所に、時折、谷の形に並行な、短い明るい S-fractal aurora が発達することがある。谷間に S-fractal aurora が現れるのは、ある程度先行する活動がある状態で、そのあと、深夜の子午線付近から広がる局所的 expansion のフロントを示すものであるのかも知れないが、果たしてそうであるか、その因果関係はまだ確認されていない。

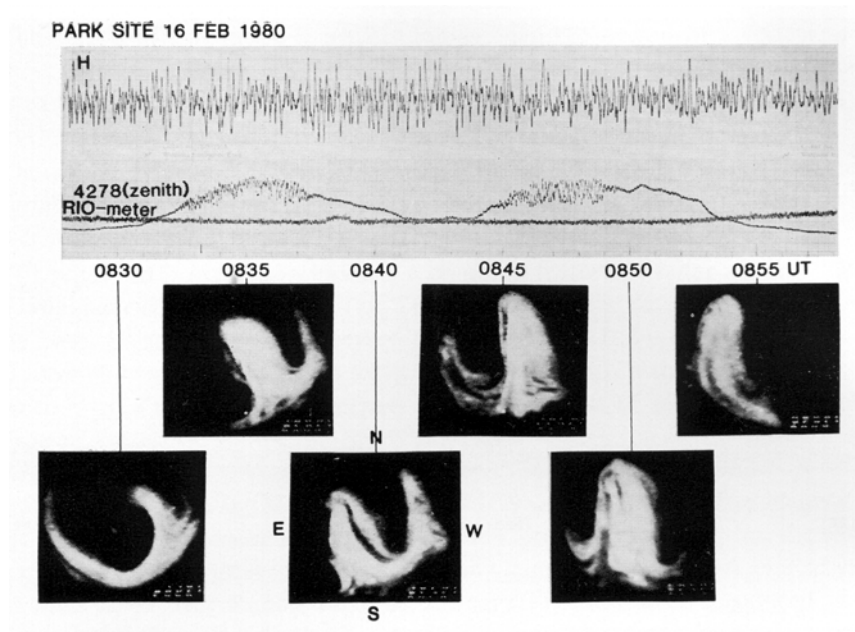


Fig.12-30 天頂を通過する Torch 構造の光電測光の例。明るさの脈動は torch の前半だけで見られる。08:28–08:57 UT, Feb. 16, 1980, Parksite, Saskatoon (Oguti, 1982)。

12.4.13 Luminosity Pulsation in and around the Torch Structure

Torch 構造の基部、すなわち、torch の低緯度側の境界は全体としてオーロラオーヴァルの低緯度側境界をなして、この torch の中心の低緯度側境界のあたり (下図では上段の右下周辺部辺り) が最も活動的なオーロラ脈動の中心である。この領域には明るさの modulation を伴う luminosity pulsation および/あるいは expansion pulsation をするパッチの群れがあり、ここから高緯度伝搬型オーロラが、torch の形(キノコの傘状)に発生し伝搬する。また、オーヴァルに沿って東西に走る streaming aurora もこの辺りで起こる。

Fig.12-31 の例では、torch 基部はSaskatoon のやや北にあり、活動的な pulsating auroral patch がSaskatoon の北半天に見られる。カメラの setup の都合で、Fig.12-31 の上図、La Ronge の全天TV画面は上が北、右が西でtorch のほぼ全体が見られ、下図、Saskatoon の画面は、上が南、右が東となってtorch の基部を捕らえている。下段のSaskatoon での画面の下部が、上段のLa Ronge での画面の下部に接続することに注意してほしい。

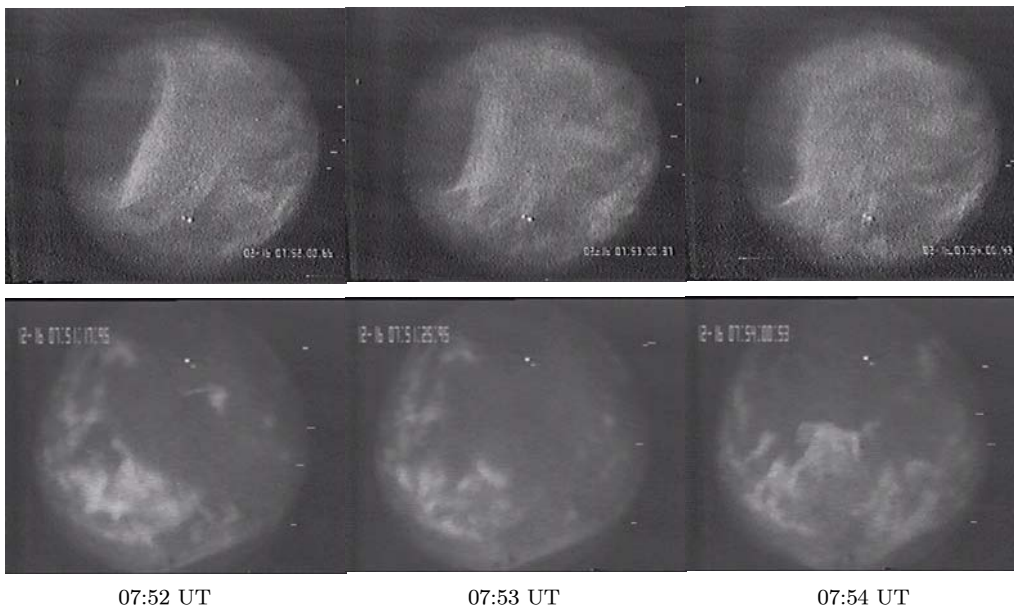


Fig.12-31 上は大きな torch 構造の高緯度部分。右下から天頂に向かってキノコ型の高緯度伝搬が起こっている。La Ronge。下は同じ torch 構造の低緯度部分。Parksites, Saskatoon。

中心部で luminosity pulsation あるいは expansion pulsation が何回か起こるとその何回目かに同期する形でその領域の高緯度を区切ってキノコ傘の propagating aurora が生まれ、ついでこのオーロラは往きつ戻りつ、あるいは立ち止まったりしながら全体として統計的に高緯度に向かって伝播する。伝播が滑らかでないのが大きな特徴である。高緯度への伝播が小さな空間範囲にとどまってその外側には torch 構造に沿う形で多層の striation が存在する場合も多い。この領域では pulsation は striation に沿う streaming として起こる。Fig.12-31 の例では torch 構造の高緯度部分は L a Ronge の上空にあって、上の図には、東(左)に移動して行くフロントが左手にはっきり見え、また、右下からはキノコの傘状のオーロラが、天頂を目指して高緯度伝搬を繰り返している様子が知られる。この例では、傘型のオーロラの外側を torch 構造に沿って走る streaming はよく見えない。東に移動するフロントは、この例では striation というより、むしろ、激しい活動の時に torch の谷間に現れる S-fractal aurora のように見える。

Fig.12-31 の下の図でわかるように、激しい脈動が起こっている脈動中心領域のやや低緯度側では構造は概してオーヴァルに沿う滑らかな構造の fragmentary striation で、streaming もオーヴァル沿いに、小規模に起こることが多い。

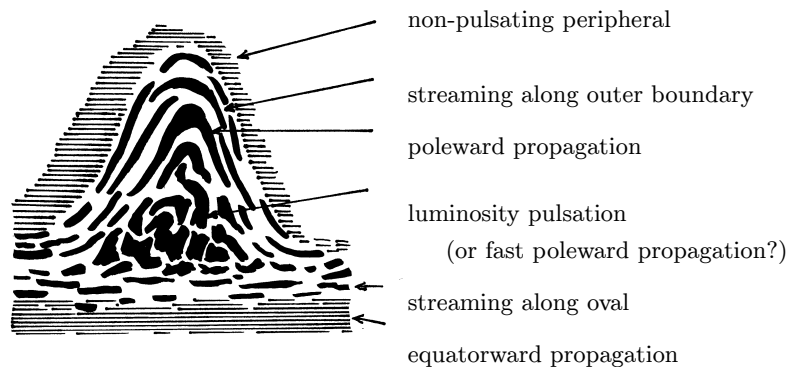


Fig.12-32 明け方の典型的な torch の内部構造。

中心部より低緯度では、明け方の時間帯の伝播性の equatorward propagating オーロラは中心部の luminosity pulsation の個々の pulsation (modulation) に対応するかの如く頻繁に発生し低緯度に向かって高速で伝播する場合が多い。このオーロラはオーヴァルに沿って東西に長く伸びた形をとり、きわめて淡く、肉眼ではほとんど認識できない。伝播の途中にパッチがあって、そのパッチが伝播性オーロラの伝播に伴ってあたかも動いてゆく探照灯のビームに照らされて光るように見えることもある。Torch 構造内部の、

これら、さまざまな luminosity pulsation の分布の概略図を Fig.12-32 に示す。

なお、オーロラ活動が余り激しくない時には明け方の torch 構造は見られず、全体がオーヴァル沿いの滑らかな構造になるが、高緯度の non-pulsating peripheral から、東西の streaming、高緯度伝搬型オーロラ、東西の streaming、最も低緯度に現れる低緯度伝搬型オーロラという、緯度による種類の並び方の順序は保存するように見える。

12.4.14 伝播性オーロラの特徴

高緯度伝搬型オーロラの伝搬の仕方は既に述べたように滑らかな伝搬ではなく、進んだり戻ったり、立ち止まったり、あるいは途中で消えて、またどこから現れたりという形の進行で、統計的に低緯度から高緯度に向かって伝搬するものである。天頂に近いところでこれを見れば、細い striation で構成される、東西に長い構造が、点滅することによって、明るい部分が統計的に高緯度に移動するものである。東西には長い構造であるが、その端が、細かい striation のために“ささら”のように見えることもある。この移動を滑らかな伝搬にならして平均の伝搬のスピードを求めると、毎秒数 km から 10 km 程度である。

Streaming 及び equatorward propagating aurora、特に fast auroral wave の伝搬は上の poleward propagating aurora に比べてはるかに滑らかで速度はずっと速く、確かに wave という印象を与える。Streaming はもともとオーロラに何か potential な構造があって、明るい部分、あるいは明るくさせる agent がその potential 構造に沿って走るように見える。一方、fast auroral wave はオーヴァルに沿った横一線の明るくする agent が波として走り、途中のパッチやその他の potential 内部構造を照らしながら移動するように見える。Superfast auroral wave は横一線の波ではなく、ある限られた channel を走る波である。

Streaming および fast auroral wave のスピードはオーロラ高度で 200 km/sec を越えるものもある。また、superfast auroral wave では 1000 km/sec を越えるものもある。この速さはいずれも電離層中の内部重力波の伝播速度 0.2-0.8 km/sec をはるかに越える。長周期・複合型脈動の場合には、1 km/sec ほどの高緯度への伝搬と、10-20 km/sec ほどの東西伝搬(主として西向き)が起こるが、これらの伝搬は全体として滑らかな伝搬のように見える。しかし多くの場合、速い短周期脈動による modulation が大きいので、伝搬の滑らかさをきちんと確認されてはいない。伝搬速度の点から見ても脈動オーロラのオーロラ粒子のエネルギーの点から見ても、内部重力波による target 粒子の modulation

で pulsating aurora を理解しようとする試み (e.g., Luhmann, 1979) はどの伝播性オーロラについても難しい。

12.4.15 明け方遅い時間帯の pulsating aurora

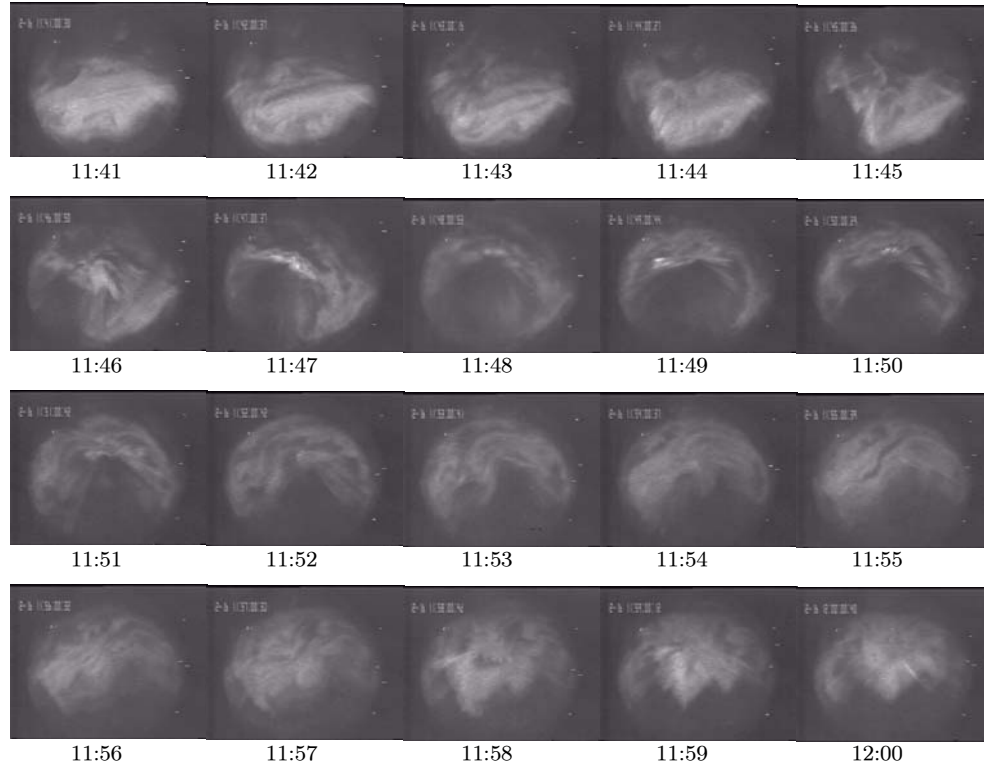


Fig.12-33 細かい構造で、速い luminosity pulsation をするパッチで構成される小さな torch 構造の速い東向きドリフト。Feb. 16, 1980, Parksit。

オーロラ活動が盛んな日の明け方遅い時間帯、MLT 5–6h 以降は概して細かい空間スケールの auroral patch で構成され、luminosity pulsation は flash あるいは 3 ± 1 Hz の変動のように速い。パッチ群全体で torch 構造列を形成することが多い。このような明け方の torch 構造においては、必ずしも周辺の striation の streaming は見られない。Torch 中央基部からのキノコ型オーロラの高緯度伝搬、および、基部から低緯度への fast auroral wave、あるいは flash がよく見られる。

Active な時間には、Fig.12-33 に見られるように、このような pulsating patch で構成される torch 構造が、次から次へと現れて東向きにドリフトする。図は上が南、右が東で、下向きに尖ったオーロラ構造が高緯度に突き出た torch を示し、右へのドリフ

トが東向きドリフトである。ドリフト速度はAL indexに従って変化する。Fig.12-33は、Fig.13-31のAL-diagramに見られる11:45 UT頃のexpansion onset(AL indexの急増)に伴ってたくさんのtorch列が現れ、ドリフト速度が増大した時の例を示している。なお、activeな時間には、この連続写真の11:46, 11:47 UTや11:58, 11:59, 12:00 UTに見られるように、東へドリフトするtorchの、谷間に近いtorchの後面に、周辺のオーロラ構造より著しく明るい部分を伴うことが多い。この部分はpulsating auroral patchではなく、画像の形から想像がつくように、S-fractal auroraである。全体としてS-fractal auroraの活動がpulsating patchのtorchを明け方側に押して行く印象を与える現象である。

活動がそれほど盛んでない日の明け方には、遅い時間帯までオーロラ脈動の活動中心領域に顕著な東西streamingが見られ、その高緯度、低緯度両側に、それぞれ高緯度伝搬型、低緯度伝搬型オーロラを伴う。

12.5 磁気共軌点での脈動オーロラ

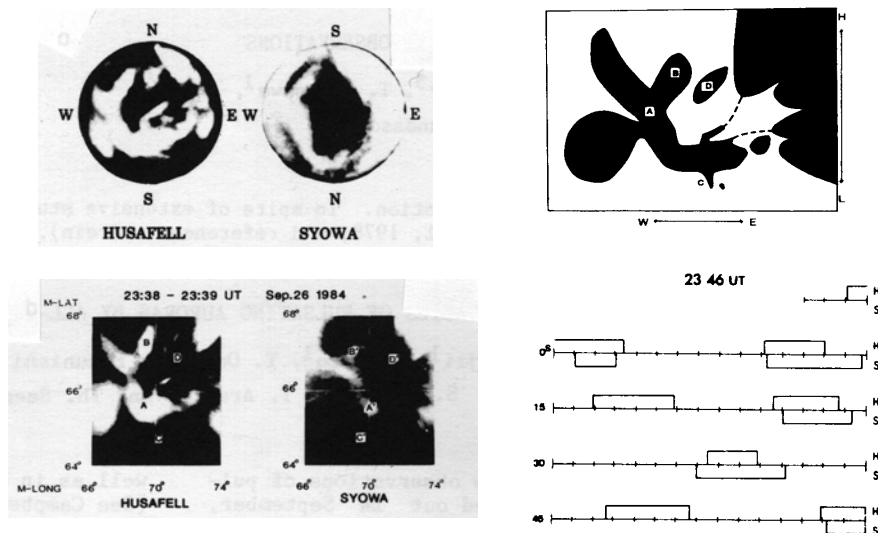


Fig.12-34 地磁気共軌点での脈動オーロラはよい対称性を示すことがある。

図の場合 patch D が顕著な同時性を示す (Fujii *et al.*, 1987)。

脈動オーロラはオーヴァルの低緯度側で起こるので、磁力線がきちんとつながった領域の現象であると考えられる。このことは、南北の共役領域でよいオーロラの鏡像性が見えることを期待させる。もし電子の入射の起こる場所がプラズマ密度のirregularity

で決まるものなら、密度の濃いプラズマ duct は南北の共軌領域に鏡像の形の patch として現れるべきである。この場合にはもともとの磁場が強いから両半球での電流の違いに基づく座標の歪みも大きくないと考えられるからなおさらである。

Fig.12-34 は、アイスランドと昭和基地で観測された、南北両極光帯で鏡像の関係にある pulsating auroral patch の pattern が比較的良好に認められる例である。左上の図は両者の全天TV画像、左下はそれらを aurorasphere に投影したオーロラ分布、右上の図は両者に共通の特徴的な patch の部分を A、B、C、D と名付けて示したイラストである。これらの patch のうち、D は、右下の対応図に示すように、ほぼ同時に switch-on と switch-off を繰り返している。ただし、図からわかるように、アイスランド側 (baseline より上) で switch-on が起こっても、昭和基地側 (baseline より下) では switch-on が起こらない場合も見られる。

これに対して Fig.12-35 は、同じ時間帯の patch B 及び patch C の明るさの変動をそのまま示した図で、patch B では 23:38:20 UT 以前には同時性を示しているが、それ以降は交互に luminosity pulsation をしている。また patch C では、ここに示した時間の間、同時性を示すことなく、交互の点滅を繰り返しているように見える。

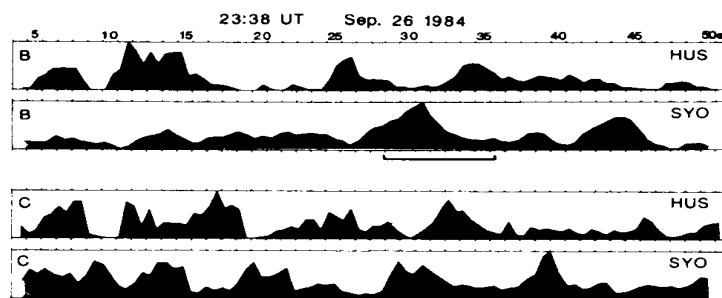


Fig.12-35 Fig.12-32 の patch B 及び patch C の明るさの変動を比較したもの。
patch B では前半が同時、後半が交互に明るさ変動し、patch C では全体が
交互に変動している (Fujii *et al.*, 1987)。

両半球での patch が同時に光るのか、あるいは交互に光るのか、電子の入射の仕方についてはさまざまな場合があり得ても、pattern は鏡像を保つはずであるが、実際には、昭和基地とアイスランドの共軌領域で、はっきりした鏡像の pattern が見られる場合は Fig.12-34 のように確かに存在するが、必ずしも多いとは言えない。また、明るさの時間変動についても、南北で同時に光るように見える場合も逆に交互に光るように見え

る場合もあって、一般的な結論は得られないようである (Fujii *et al.*, 1987)。ただ、観測時間の制約の問題もあって観測例は必ずしも十分とは言えないので、さらに研究を要する大事な問題の一つである。

12.6 脈動オーロラの関連現象

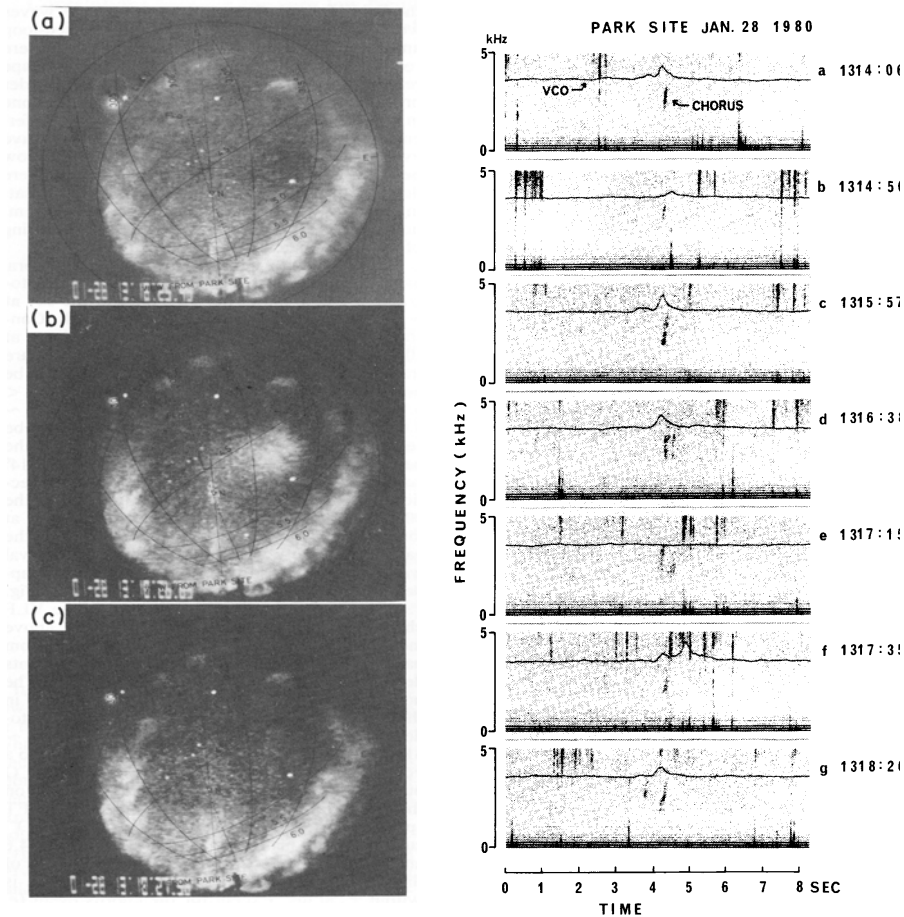


Fig.12-36 Flash aurora の出現・消滅画像 (左:上から 13:18:25:45, 13:18:26:65, 13:18:27:35) とオーロラ強度と chorus 強度の時間変動 (右), Parksite, Saskatoon.
13:14:06–13:18:26 UT, Jan. 28, 1980 の 7 events (Tsuruda *et al.*, 1981)。

現在まで、脈動オーロラの関連現象としては、特に地上で観測される現象としては VLF chorus 波動と地磁気脈動が知られている。オーロラ脈動に伴う地磁気脈動は古くから知られていて、現在、Pi-C という名称で分類されているものがこれに当たる。ま

た、入射電子の特徴についてもある程度知られている。

しかし、いずれの場合も、問題は、pulsating aurora という一語で片付けられてしまうほど単純でない点である。即ち、従来知られている相互関連が、一体、どんな種類の pulsating aurora についてのものであるかが必ずしも明らかでない、という点である。既に折りに触れて述べて来たように、脈動性オーロラにはさまざまの種類があって、それらが同じ物理で実現しているとはとても思えないのであるから、関連現象もそれぞれの脈動オーロラの種類によって違って然るべきであるが、このようなオーロラの種類による関連現象の違いが必ずしもよくわかっていない。

12.6.1 オーロラ脈動と VLF chorus riser

従来、脈動オーロラに関連して起こる地上観測の VLF 波動現象として知られているのは VLF chorus riser である。また、chorus riser を伴う脈動オーロラは、脈動オーロラのなかで、flash type、および/または 3 ± 1 Hz modulation に限られているようである。もし、通常の luminosity pulsation がすべて 3 ± 1 Hz modulation と何等かの関係があるのであれば、通常の luminosity modulation も chorus riser のグループと関連しているのかも知れないが、そのような観測例はまだはっきりとは見つかっていない。

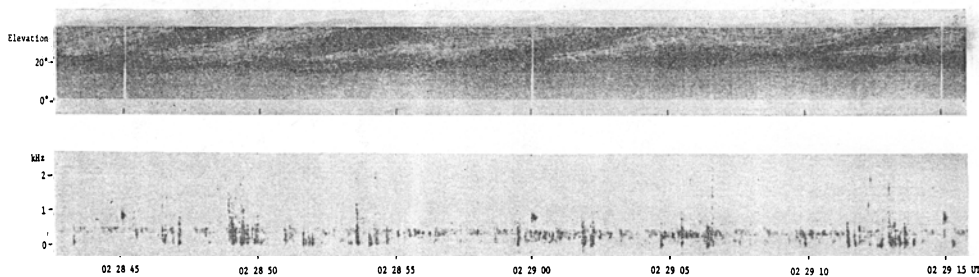


Fig.12-37 Poleward propagating aurora の発生。起源領域のパッチの 3 Hz modulation に対応して低い周波数の chorus riser が観測されている。Elevation 0–35 度、Frequency 0–2 kHz, 02:28:43–02:29:16 UT, July 22, 1971, Syowa, Antarctica (Oguti, 1978)。

天頂近くに大きなサイズの flash 型 pulsation が現れるとき、Fig.12-37 に示すように、通常の 1–2 kHz の chorus riser と 1 対 1 に対応する場合がある。この chorus riser と flash aurora の時間スケールはほぼ等しく、また、その時間差は、 $L = 4$ の観測地点で ± 0.3 秒に入っている。後にオーロラ粒子の起源のところで述べるように、この時間差は、粒子と波動の相互作用が磁気圏赤道面近傍で起こっていることと矛盾しない。

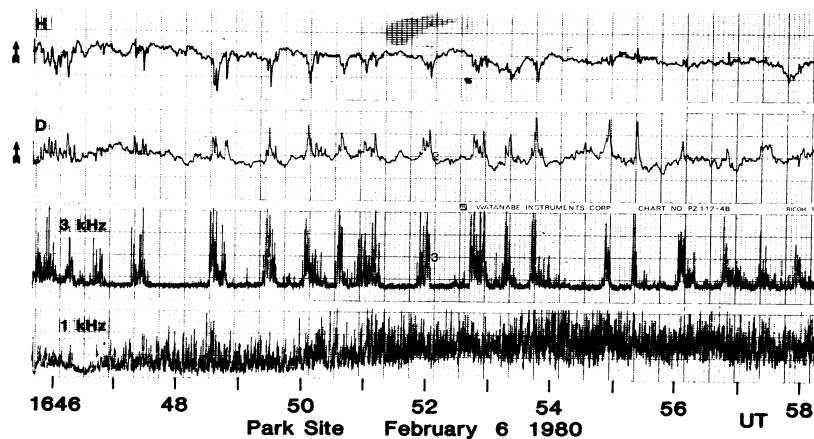


Fig.12-38 昼間の burst 的な VLF コーラスと、それに同期した burst 的磁場変動。

Burst 的磁場変動は長周期磁気脈動を形成する。16:46–16:58 UT, Feb. 6, 1980, Parksite, Saskatoon (Kokubun *et al.*, 1981)。

高緯度伝搬型オーロラが現れているとき、その起源領域と思われるあたり、脈動オーロラの中心領域にはquasi-periodic flash group(3 ± 1 Hz modulation) を伴った luminosity modulation type のオーロラが出現している。その flash の一つ一つに、犬の吠え声に似た、400 Hz ほどの、低い周波数の VLF chorus が一つずつ伴うことがある。

Fig.12-37 がその例で、南極の昭和基地から北の地平線に近いオーロラを見て、そのオーロラの子午面表示と VLF chorus 電波の周波数スペクトログラムを示してある。地平線上一定の高さで明るさ変動しているのは場所が固定した luminosity pulsation 型のオーロラで、その近くから現れて、時間とともに次第に高度角を増してゆくのが高緯度伝搬型オーロラである。図からわかるように、luminosity pulsation のグループのいくつかの sequence の後、一つの高緯度伝搬型オーロラが生まれ、高緯度に向かって伝搬を始める様子がよくわかる。同時に、VLF chorus のグループは明らかに高緯度伝搬型オーロラに付随するものではなく、その元になっているように見える flash のグループに伴って、グループとして起こっていることが知られる。

日中の極光帯近傍で、chorus burst がグループとして起こる時には、これに同期して、地磁気の burst グループによる準周期的脈動を伴う。Fig.12-38 はそのように、日中、極光帯で、3 kHz あたりの周波数帯の chorus が数十秒の繰り返しの burst として起こり、それに同期して地磁気のスパイク状変動が burst として起こって、繰り返し時間数十秒の磁気脈動となっている例である。グループの繰り返しの時間は2分ないし3分に達する

場合もある。

12.6.2 オーロラ X 線の脈動

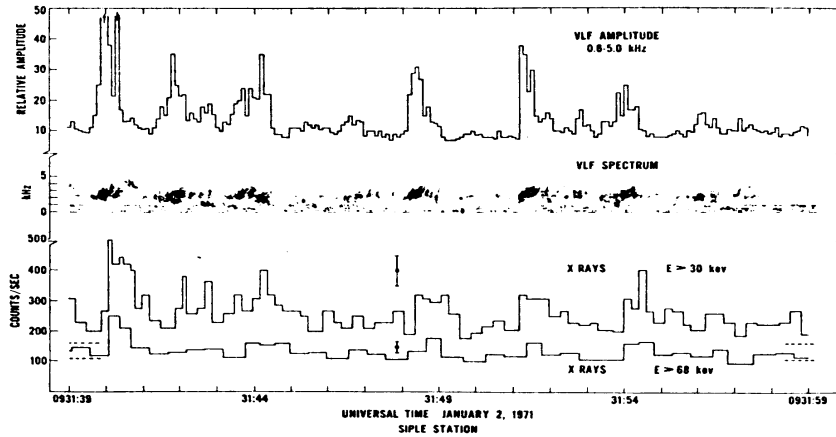


Fig.12-39 明け方の burst 的な VLF コーラス (0-5 kHz, 上が amplitude) と、それに同期した電子入射を示す burst 的なオーロラ X 線 (下、 $E > 30\text{keV}$ と $E > 60\text{keV}$) の例。X 線が約 0.2 秒遅れ。
09:31:39-09:31:59 UT, Jan. 2, 1971, Siple Station (Foster and Rosenberg, 1976)。

明け方から日中にかけての極光帯で、同様の相関関係が、VLF chorus と aurora X 線の間にも知られている。VLF コーラスの準周期的な burst には、Fig.12-39 に見られるように、VLF chorus の burst には aurora X 線の burst を伴う。これは南極 Siple station で明け方に観測した例で、磁気緯度では、上に述べた Parksite、Saskatoon とほぼ同じく、 $L \sim 4$ である。この場合も、X 線 burst は VLF chorus に、平均、約 0.2 秒遅れている。

オーロラの明るさ変動とオーロラエクス線の強度変動の関係は、観測的には必ずしもよく調べられている訳ではないが、オーロラエクス線はオーロラ電子の制動輻射によるもので入射に直接に関係しているので、日中のオーロラの様子を知るのに、エクス線の方が VLF chorus よりは一層効果的である。極光帯近傍での、一日の、X 線の特徴的な振る舞いの変化を、Barcus and Rosenberg(1966) によって Fig.12-40 に示す。

図で、広域エネルギーの sporadic nighttime activity は substorm における S-fractal aurora の活動に対応し、高エネルギーの slowly varying bay events は substorm 時の全体の脈動オーロラ活動に、25-40 keV の fast pulsation は Pi-C の pulsating aurora に対応、高エネルギーの extensive daytime activity and slow variation は substorm に引き続いて日中に観測される Pc-4、Pc-5 に対応する高緯度伝搬型のオーロラと cosmic noise absorption

の長周期 modulation、及び flash aurora の準周期的グループに対応し、microbursts は

flash aurora の bursts に対応するものと考えられる。

ここに述べたようなオーロラ、オーロラ X 線、VLF chorus、cosmic noise absorption、地磁気脈動などの相互関連から、われわれは、日中、光学的にオーロラの観測ができない時にも、光学オーロラ以外の情報を用いて、光学オーロラの状態を推定することができる。Fig.13-15 および Fig.13-16 に示すオーロラの分布のうち、光学観測のない日中の極光帯のオーロラはこのような推定によるものである。

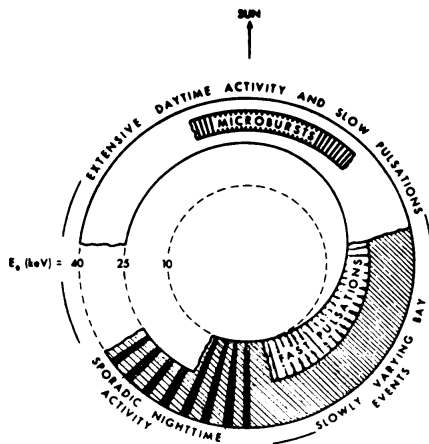


Fig.12-40 極光帯におけるオーロラ X 線の変動のまとめ。エネルギー 10, 25, 40 keV で分けた各 e-folding energy E_0 ごとくの変化を示す (Barcus and Rosenberg, 1966)。

12.6.3 オーロラ脈動と Pi-C 地磁気脈動

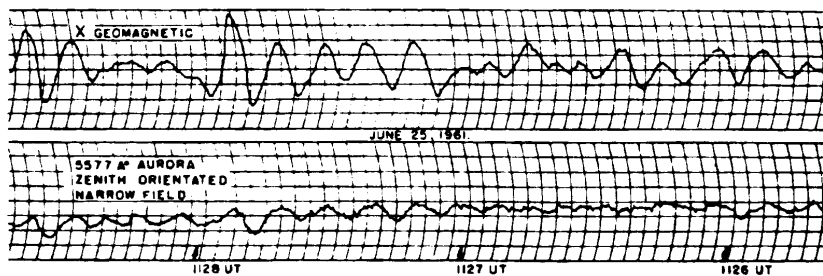


Fig.12-41 古くから知られているオーロラ脈動と地磁気脈動の関係 (Victor, 1965)。

脈動オーロラの下で地磁気脈動が観測されることは古くから知られている (Fig.12-41 参照 *e.g.*, Victor, 1965; Campbell, 1960)。この地磁気脈動は、現在、Pi-C と呼ばれているものである。しかし、オーロラ、地磁気、両者に脈動が現れていても、常により相関を示す訳ではなく、ある時はよい相関を示すこともあり、また、ほとんど相関を示さない場合もある、という erratic な関係が関心を呼んでいた。この問題は第14章で詳しく

議論するが、ここでは、まず、一般にどんな脈動オーロラが地磁気脈動を伴うのか、その概略を述べておく。

一般に、脈動オーロラは、数kmから数百kmに及ぶ大小さまざまなオーロラパッチで構成され、明るさ脈動は、多くの場合、パッチ相互に独立である。従って、まず、地磁気脈動が起こっている時に、これに対応する脈動オーロラパッチはどれか、というのが問題であるが、この問題も第14章でまとめて議論することにしよう。

脈動オーロラが pulsating patch である場合には、地磁気脈動と相関の高いのは、より天頂に近い、より大きな、より明るいオーロラパッチの明るさ変動であることが指摘できる (Oguti and Hayashi, 1984)。また、伝搬・移動するタイプのオーロラの場合には、全体がまとまって天頂近くを通るような動きの揃った、大きな streaming aurora か poleward propagating aurora の場合に磁気脈動との相関が高い。第14章に示す Fig.14-22 はその典型的な例で、それまでばらばらに移動していた streaming aurora が、この時間にまとまって大きな一つのパッチのように streaming を始めた時、オーロラと地磁気脈動との相関が高くなっている。同じく、第14章の Fig.14-25 は、高緯度伝搬型オーロラが、この時間にまとまって大きなパッチとして規則的に高緯度に伝搬し、その時、そのオーロラの下で、はっきりした地磁気脈動が現れた例である。いずれにしてもこのような高い相関は、天頂近傍の、明るい、大きなオーロラパッチの脈動の場合に見られる。

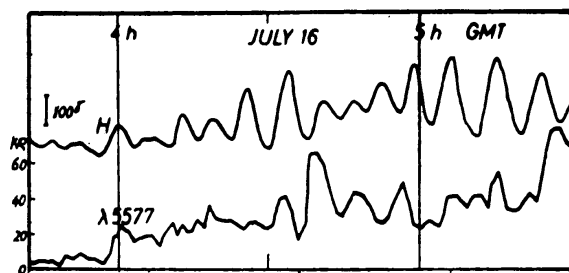


Fig.12-42 長周期オーロラ脈動と地磁気脈動の関係。

1959年7月16日、昭和基地 (Oguti and Nagata, 1961)。

Streaming aurora、および poleward propagating aurora と違って、極めて淡い、動きの速い equatorward propagating aurora (fast auroral wave) には顕著な地磁気脈動の対応する例は見つかっていない。しかし、淡いオーロラでも、chorus riser に1:1に対応するような大きなパッチの

点滅には、地上で spike 状の地磁気変動を伴うことがある。

12.6.4 オーロラパッチ群の長周期複合型脈動と長周期地磁気脈動

オーロラ脈動と Ps-6 地磁気脈動

上に述べたのは、オーロラの明るさの脈動と地磁気の脈動Pi-Cが対応する例であるが、既に脈動オーロラの分類のところでも述べたように、明け方の極光帯には、しばしば、オーロラパッチ群の長周期複合型脈動がPc-5あるいはPs-6の長周期地磁気脈動に対応して現れる例が見られる (*e.g.*, Oguti and Nagata, 1961)。

Fig.12-42 に示すのは古い観測例で、オーロラの種類についてはよくわからないが、地磁気脈動と同じ周期のオーロラの明るさの脈動が天頂の光電受光器で観測されているので、Fig.12-43 に示す、Pc-5 地磁気脈動に伴う長周期脈動オーロラと似たものであったことが推定される。

明け方の極光帯には、オーロラ活動に伴ってしばしば東西に並んだオメガ構造の列が現れるが、すでに述べたように、オメガ構造は、活発な pulsating aurora の中心的な領域である。オメガ構造の中にはたくさんの pulsating auroral patch があって、明るさの pulsation を繰り返しながら東向きにドリフトする。従ってこの領域の一点をとって明るさの変動を見れば、Fig.12-30 上図の天頂の 4278 Å 強度のような、周期 12-13 分程度のゆっくりした時間変動を行っている。一方、オメガ構造のドリフトは、地磁気の Ps-6 と呼ばれる地磁気脈動と同期していることが知られている (*e.g.*, Opgenoorth *et al.*, 1983)。この例でも、normal-run の magnetogram には、この二つのオメガ構造の天頂通過に対応する磁場変動が見られる。これは、pulsating auroral patch 群と長周期地磁気脈動の関係の一つである。ただし、Fig.12-30 上図の induction magnetogram では、長周期成分に対する感度が低いこと、及び、Pi-C の短周期変動が卓越して長周期部分をマスクしていることなどのために、Ps-6 の長周期成分は見えていない。

オーロラ脈動パッチ群と Pc-5 地磁気脈動

もう一つは、やはり明け方の極光帯に見られる、Pc-5 地磁気脈動と高緯度に(かつ、東西方向にも)quasi-periodic に伝わる、脈動オーロラパッチ群との関係である (*e.g.*, Yamamoto *et al.*, 1988a)。Fig.12-18 に示したのはその一例であるが、もう一つ、Fig.12-43 に、アイスランド、フサフェル (Husafell) において 1986 年 1 月 7 日 05:30-06:00 UT の間に観測された脈動オーロラ群の quasi-periodic な移動と、同時の地磁気脈動の関係を示す。前と同じく、地磁気脈動は high-pass filter をかけた通常のマグネトグラムで、induction type ではない。オーロラの position-time display の最下段の N-S section で示したオーロラの北向きの伝搬と Pc-5 地磁気脈動がよく対応しているのが見られる。脈動は 05:30 UT から 05:50 UT あたりまでで終わり、同時にオーロラの高緯度向き伝搬も終わっている。

図の、細い縦の線条構造でわかるように、オーロラは、多く、周期10秒程度の luminosity pulsation が卓越したオーロラパッチである。しかし、明るさの脈動をしないが脈動部分と同程度の明るさの、構造のはっきりしないオーロラも含まれている。このオーロラには、特徴的な変動が四つ含まれている。第一は周期10秒ほどの、脈動オーロラパッチの明るさの脈動である。第二は、これらの脈動パッチ、および、非脈動部分が見れる (potential auroral structureが見えるようになる) 領域の北への伝搬と広がりの変化である。N-S section で直ちに知られるように、地磁気 X_m 成分の南への振れに対応して、領域が北へ1 km/secほどの速度で伝搬するとともに、広がっている(ドリフトではない)。

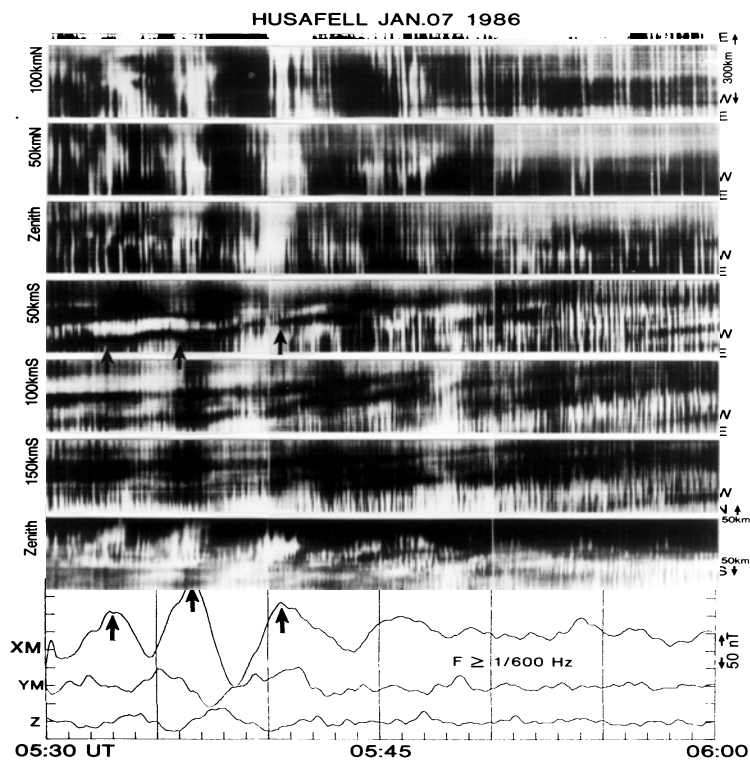


Fig.12-43 脈動オーロラパッチ群の変動と Pc-5 地磁気脈動。

05:50–06:00 UT, Jan. 7, 1986, Husafell, Iceland (Yamamoto *et al.*, 1988a)。

第三のモードは、オーロラの見える領域の東西方向への伝搬である。上の6本の E-W Section から、天頂の北側では西向きに、天頂の南側では逆に東向きに、オーロラ構造出現領域が伝搬していることがわかる。伝搬速度は南北のそれより速く、10–15 km/sec

ほどである。概して西向き伝搬が多いが、限られた空間領域では東に伝搬する成分も見える。この、北向き、西向き伝搬は、Pc-5 地磁気脈動の位相伝搬と同じ傾向である (*e.g.*, Olson and Rostoker, 1978; Walker *et al.*, 1979; Saka *et al.*, 1982) が、部分的に東向き伝搬領域が存在する点に違いがある。更に、第四の変動は、50 km South の E-W Section でよく見えるように、200 m/sec 程の東向きのほとんど一定なドリフトと、これに重畳して地磁気脈動に同期して起こっている振動型のドリフトである。Magnetogram 上に記した矢印と E-W Section 上に記した矢印とでわかるように、磁場の北向き deflection のピークが、ドリフトの東向きから西向きへの transition、すなわち、西向きドリフト最大、つまり、東向き電流最大の時刻に一致していて、地上の磁場変動とドリフトの関係は consistent である。

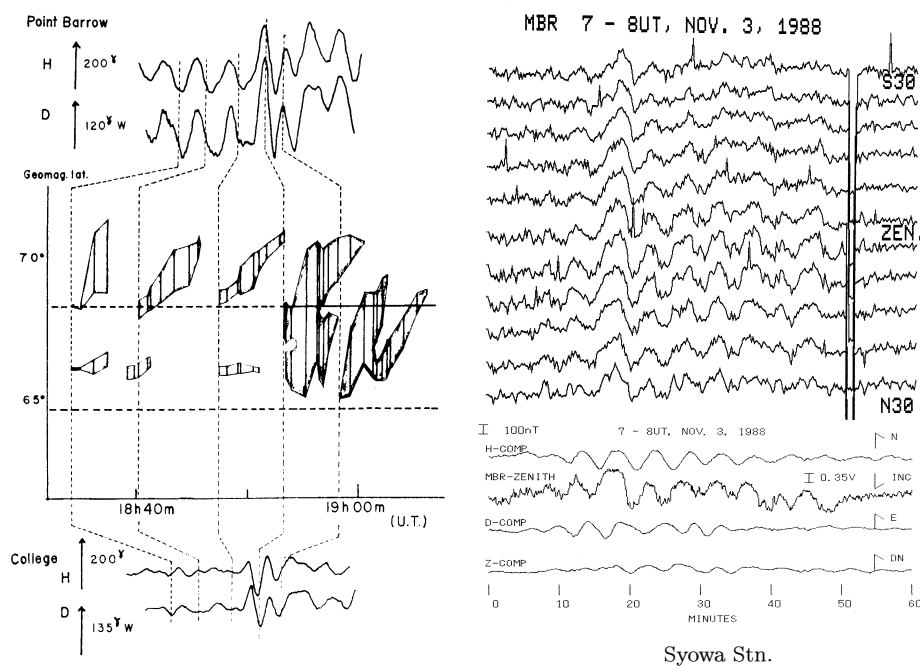


Fig.12-44 昼間の極光帯の長周期高緯度伝搬型擾乱。左、アラスカでの auroral radar echo (Kaneda *et al.*, 1964); 右、昭和基地での CNA (Saka, private communication, 1990)。

ここで述べた地磁気 Pc-5 脈動に伴う高緯度伝搬型の長周期オーロラ脈動に関連していると思われる、高緯度伝搬型の擾乱としては、既に auroral radar echo (Kaneda *et al.*, 1964) や CNA (Saka, private communication, 1990) の伝搬が知られている。Fig.12-44 の左はアラスカで観測された auroral radar echo の range の高緯度伝搬を、右は昭和基

地における 30 MHz の multi-beam riometer で観測された CNA の高緯度伝搬を示す。伝搬速度は上に述べたオーロラの場合を含めて、すべて毎秒 1-2 km 程度である。周期 4 分で、1 周期に 300-500 km を伝搬する。同一の現象について同時観測で対応が調べられた例はまだないが、これらの地磁気脈動との対応や高緯度伝搬の仕方の類似性から見て、これらはすべて同一の高緯度伝搬現象を見ているものと思われる。伝搬という形では示されていないが、Sato(1964) の Pc-5 脈動に付随する cosmic noise absorption(CNA) や、Berkey(1974) の、同期したリオメータの電波吸収を伴う長周期オーロラ脈動も、同じ現象を見ているものであろう。

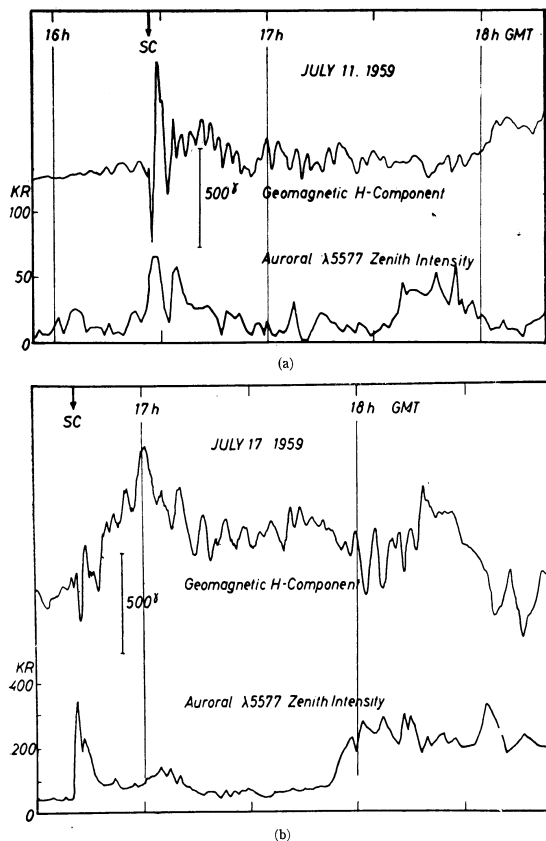


Fig.12-45 SSCに伴うオーロラの明るさ増大。
上は明るさの長周期脈動を伴う例、1959年7月11日、
下は明るさの脈動を伴わない例、1959年7月17日。
昭和基地 (Oguti and Nagata, 1961)。

これらのことから、Pc-5 脈動に伴う高緯度伝搬型擾乱について重要な結論が得られる。それは、30 MHz の CNA 及びオーロラの高緯度伝搬からわかるように、この伝搬が数十 keV の高エネルギー電子の入射を変調していることである。この事実は、長周期高緯度伝搬型の擾乱が、特定の緯度圏での HM 波の共鳴による共鳴波位相の緯度変化では理解できないことを示すものである。高緯度伝搬型の擾乱は、磁気圏の特定の shell 領域から外側に向かって、電子入射を起こさせる何かが伝搬するために起こると思えなければならない。

電離層には磁気圏の HM 波から伝わる電場の振動があつて、そのために振動電流が流れるという過程で起こる磁気脈動がある。しかし、一般には電流の変動は電場の振動だけで起こるので

はなく、振動し、あるいはあまり振動しない電場とともに、オーロラに伴う電気伝導度の増大の効果が重なっている筈である。

磁気圏圧縮(Si または SSC) の効果

SSC や Si などは磁気圏の圧縮を示す現象として知られているが、これら磁気圏の圧縮に伴っていろいろなオーロラ活動が起こる。古くから知られているのは、大きな SSC に伴うオーロラの明るさの増大である。

SSC に伴うオーロラの明るさ増大と脈動

磁気嵐の storm sudden commencement(SSC) に伴ってオーロラの明るさが増大することは古くから知られている。単なる明るさの増大だけでなく、明るさの増大で始まる減衰振動を伴うことも多い。Fig.12-45 に示すのは、極光帯に位置する南極の昭和基地で、1959年7月11日と17日に起こったSSCに付随した、オーロラの明るさの振動を伴う増光と伴わない増光の例である。オーロラの明るさ変動の仕方と magnetic local time から見て、上の図はオーヴァル低緯度側の diffuse aurora で、下の図は高緯度側の S-fractal aurora ではないかと思われるが、この例は古い時代の観測で、オーロラについては光電受光器の観測資料しかないので、どのような種類のオーロラであったか、本当にはわからない。

Si に付随するオーロラ脈動と Pc-5 地磁気脈動

上に、高緯度向き、西向きに移動する明け方の脈動オーロラパッチ群と PC-5 地磁気脈動の一例を示したが、ここでもう一つ、Si に伴う Pc-5 地磁気脈動とオーロラの関わりを考察しておく。地磁気 Si(磁気圏の圧縮) に付随する Pc-5 脈動(Pi-2?) の場合には、上に述べた通常の Pc-5 脈動の場合とはやや異なったオーロラ構造(パッチ群を含む)の変動が起こるようである。

Fig.12-46 は、カナダ、La Ronge において、1986年1月7日13時10分 UT 頃から始まった、positive Si に付随した Pc-5 地磁気脈動(high-pass filter をかけた magnetogram) と、これに関連して起こった脈動オーロラパッチ群の比較を示す。子午線表示のオーロラの時間・空間変動からわかるように、このオーロラは繰り返し時間10秒ほどの、典型的 pulsating auroral patch の群で、パッチ群の明るくなる領域がゆっくり高緯度向きに移動して行くのと、周期4分ほどの PC-5 地磁気脈動が同期している。

地磁気の X_m 成分の北への振れと z 成分の downward の振れがほぼ同時に先行し、次いで Y_m 成分の西向きの振れになり、西向きから左に回って南向きになるあたりでオーロラの明るさが極大となっている。オーロラは天頂やや北東で明るい、北向き伝搬は西側でよく見える。特徴的なのは、波の繰り返しごとに、北への伝搬速度が systematic に次第に遅くなっていることである。オーロラパッチ群の東西方向の移動は、東向きのように見えるが、必ずしもよくわからない。

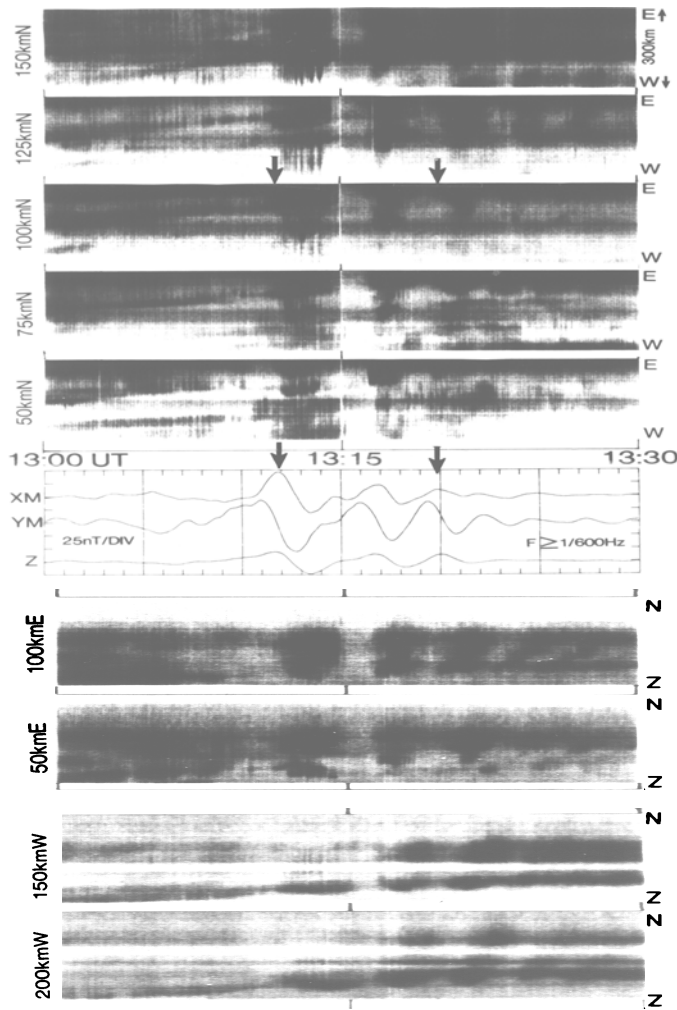


Fig.12-46 Siに付随したPc-5地磁気脈動と、長周期・複合型オーロラ脈動。Jan. 7, 1986, La Ronge (Yamamoto *et al.*, 1988b)。

また、この例では、東西、南北いずれの成分にも電場の振動がほとんど見られない。従って、このような長周期脈動の場合には、磁場変動は、高緯度に伝わるオーロラに対応する圧縮性の波動に加えて、定常的な東向きドリフトで示される大規模の南向き電場と、入射粒子群による電気伝導度の modulation で理解できる筈のものである。しかし、一般にこの種の電場、電気伝導度分布は複雑なので、電場と電気伝導度の両方の分布を取り入れた電流の見積りの成功例はあまりないようである。

最初の pulsating auroral patch 群を含むオーロラ構造の明るさの増大は 13:12 UT から 13:15 UT の間で、Ym 成分の西向き deflection に対応してすべての経度範囲、緯度範囲にわたってほぼ同時に起こっている。続いて起こった enhancement も、何れも Ym 成分の西向き deflection に対応しているように見えるが、次第に生起の同時性が失われ、東向き、及び、北向き伝搬の傾向が現れるとともに、伝搬速度は次第に遅くなっている。即ち、オーロラパッチ群の出現の脈動の位相が高緯度ほど遅れ、かつ、振動の周期が高緯度ほど長いことを意味する。東西伝搬が東向きであること、および、東西伝搬が南北伝搬と同期していることが、前述の Pc-5 の場合と異なる。

E-W section でゆっくりとした右上がりの傾向でわかるように、全体のドリフトは東向きで 150m/sec 程度である。ドリフトにはわずかの振動成分が重なっているように見えるが、前の例ほど顕著ではない。磁気圏電場の振動があまり大きくないことを示す事実であろう。N-S section には、13:05 UT から 13:10 UT の間だけわずかの北向きドリフトが見られるが、他の時間にはドリフトはほとんど見られない。

Positive Si または SSC に付随する streaming 時間の短縮

既に指摘したように、オーロラの長周期・複合型脈動には、通常の短周期の明るさ脈動を繰り返すオーロラパッチだけでなく、明るさ脈動をしない周辺のオーロラ構造まで含めて明るさの変動を示す。長周期 modulation で明るくなる時には、明るさ脈動をしているパッチについては、on 状態の明るさが増すが、それだけでなく、on-off の繰り返し時間が短縮するよう見える。これらの事実は、オーロラの長周期脈動の原因が、磁気圏の圧縮性 HM 波動による、磁気圏電子のピッチ角の異方性の増大に基づく、ピッチ角散乱の増加で入射電子フラックスが増えることによって起こっていることを示唆する。

Si(ssc) の時に streaming aurora がどう変化するか、Fig.12-47 に示す。図は、1980 年 2 月 15 日、カナダ、La Ronge の上に見られた streaming aurora が、12:35–12:37 UT の SSC の立ち上がり、および、12:58–13:00 UT の negative Si に当たってどのように変化したかを示す。この変化は、SSC の立ち上がりとそれに続く negative Si をまとめて全体を positive Si と見ることができる。図の上の写真は streaming aurora の全天写真で、典型的な大規模の streaming を示している。中の段の position-time display は meridian display で上が Rabbit Lake、下が La Ronge の記録、最下段は EUS における magnetogram の H 成分で、12:35–12:37 UT に、30 nT ほどの SSC が起こり、12:58–13:00 UT にほぼ同程度の negative Si が起こっているのがわかる。

このSSCの立ち上がりつつある時間に、streaming auroraは明るさを増すとともに、明らかにstreamingの頻度を増し、立ち上がってしまった後は、頻度は概ね元に戻っているように見える。また、12:58-13:00 UTのnegative Siに対してstreamingの頻度は減少し、明るさは暗くなってついには消失してしまっている。磁気圏のcompressionの進行にはオーロラ強度の増大と脈動を促す作用があり、rarefactionにはオーロラを暗くし、脈動を妨げる作用がある。もし、ピッチ角散乱で脈動性オーロラの電子入射が起こっているなら、この事実は納得できる。なぜなら、圧縮の進行は粒子の速度分布の異方性を

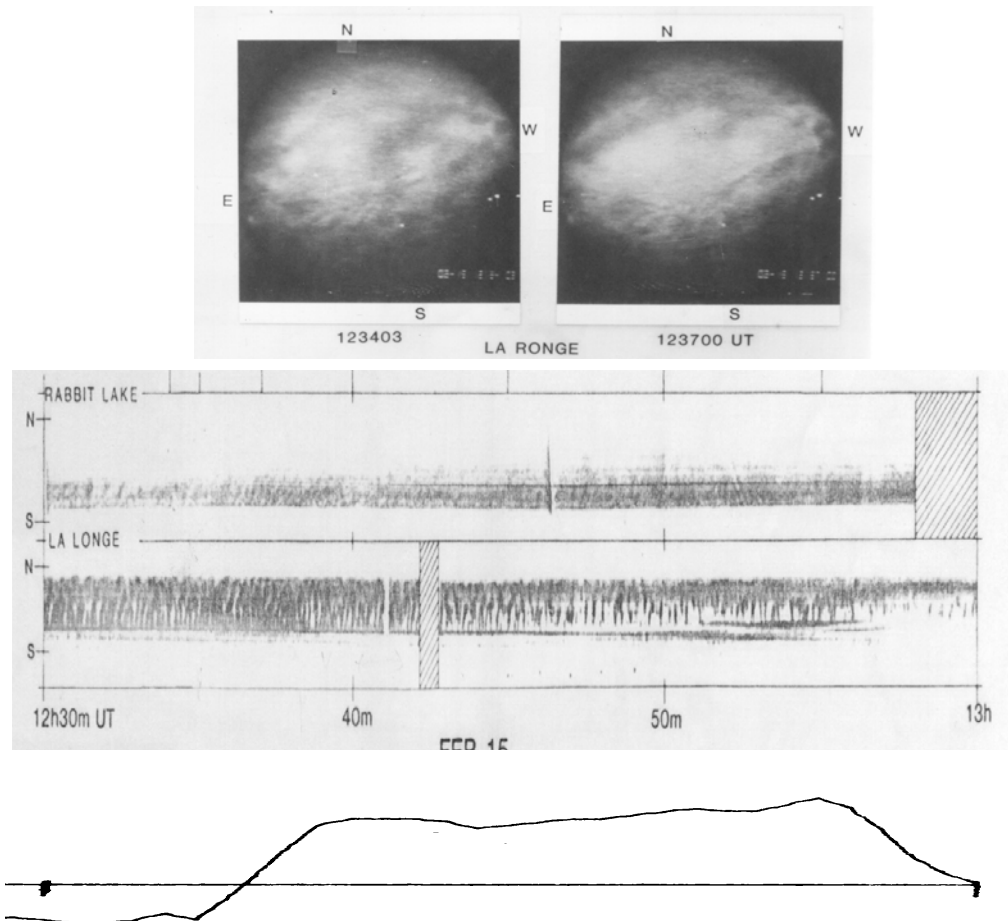


Fig.12-47 上の二枚の写真は La Rongeにおける streaming auroraの全天写真、
中段は Rabbit Lake および La Ronge のオーロラの meridian display、
下段は EUSにおける magnetogram H成分の変動:Feb. 15, 1980。

増し続け、サイクロトロン不安定に基づくピッチ角散乱を高いレベルに保つだろうから

である。また、急速な磁気圏の rarefaction はピッチ角異方性を減少させ、電子の入射を止める可能性があるから、negative Si に対してオーロラが消失したのも納得できる。

Ssc は前節で述べた典型的な compressional Alfvén 波の例である。従って、もし、此の場合に定常パッチの空間振動と磁気脈動が観測されれば、パッチ振動と磁場振動の向きの揃っていることが見えた筈であるが、残念ながらオーロラ脈動は streaming で、パッチ振動も磁場振動も観測されていない。

磁気圏での圧縮性 HM 波動には、少なくとも二つの起源がある。一つは、太陽風の動圧力の急増、あるいは、太陽風内のショックの接触に伴う、外部からの HM 的な磁気圏圧縮とその tail 側への伝搬、もう一つは、磁気圏内部でのマクロ不安定に基づく HM 波動の発生である。従来、磁気圏の磁気脈動はあらかじめ磁気圏外から HM 的に伝えられた波動が、極光帯やプラズマポーズなどで共鳴振動して起こると考えられて来たが、明け方の極光帯から、高緯度に向かって伝搬するオーロラ、同じく低緯度に向かって伝搬するオーロラの二種類のオーロラのふるまいから推定すると、オーロラサブストームに伴って、加速され、磁気圏に入り込んで極光帯あたりの shell まで入り込んだ粒子群の自由エネルギーによって、われわれはまだ知らない不安定で、急速な粒子の入射、あるいは、逃散が起こってマクロな HM 波動が励起されるという過程が働いているようにも見える。極光帯から、高緯度、低緯度両方に、それぞれ異なる性質をもって伝搬するオーロラ (波?) が存在するのは、単に、磁気脈動の共鳴領域の周辺の位相伝搬によるものなどでは到底理解できない。

12.6.5 オーロラ脈動と関連現象のまとめ

Pulsating aurora は極めて多様な現れ方をするのでそれらを整理し、関連現象を含めて一覧表にまとめておくのは、入射電子の起源を考える上でも意味のあることであろう。Table 12-3 がその一覧であるが、実際には必ずしもこのような分類に当てはまらないものもあり、また、分類の中間に位置するように見えるもの、どちらに分類すべきか決めかねるものなどがあることも理解しておいて欲しい。表の中で*印や◊印などで二箇所記したのはその意味である。なお、表で L.-P. Complex としたのは本文では Long Period Complex Pulsation と記したもので、従って、その形の、Mixed の意味は、Pulsating Patch、Pulsating Striation だけでなく、Quasi-periodic Trailing Rotation や Non-pulsating Peripheral までをも含むものである。

関連現象としては、luminosity pulsation、propagation または streaming に関与

するオーロラパッチが大きく、かつ、明るい場合には必ず PiC magnetic pulsation を伴う。また、関与する領域の広い、長周期複合型脈動には必ず Pi-3 や Pc-4、Pc-5 の長周期地磁気脈動を伴う。また、flash、 3 ± 1 Hz modulation および super fast auroral wave には chorus riser が 1:1 に付随し、それらが burst 的に起こる時には Pi burst が見られる。Pi burst は、グループとして長周期地磁気脈動と同期して起こることがある。

Auroral Pulsation

Mode	Pattern	Activity	Correlated Phenomena
Luminos. Puls.	Patch & Striat.	Luminosity Pulsation	PiC Mag. Puls., Flaming ?
	Patch & Striat.	Expansion	PiC Mag. Puls., Flaming ?
	Patch & Striat.	q-p flash(3 ± 1 Hz Mod.)	Chorus, Pi Burst? Flaming?
	Patch	Flash — *	Chorus, Pi Burst, Flaming ?
Streaming	Striation	Along Potential Structures	PiC Mag. Pulsation
	Mainly Patch	Stochastic	PiC Mag. Pulsation
		fast, poleward — \diamond	PiC Mag. Pulsation
Propagation	Patch	Fast Poleward Stochastic- \diamond	PiC Mag. Pulsation
	Striation	Slow Poleward Stochastic	PiC Mag. Pulsation
	Wavering	Fast E-ward Auroral Wave	??
		Super Fast Auroral Wave	VLF Chorus
		partial SFAW — *	VLF Chorus
L.-P.	Mixed	W-ward, Trail & Patch	Pi-3 Mag. Pulsation
Complex	Mixed	P-ward Prop. Luminosity	Pc-5 Mag. Pulsation

Table 12-3 Pulsating aurora の種類と関連現象一覧表。

12.7 脈動オーロラ中への入射電子

脈動オーロラ中への入射電子の性質についてはいくつかのロケット観測があつて、電子のエネルギースペクトルやピッチ角分布の変動が知られている。通常、脈動オーロラ中へ入射する電子のフラックス強度の脈動する部分は、Fig.11-48 に見られるように 2 keV 以上のエネルギー領域で、30 keV あるいはそれ以上まで tail を引いている。即ち、S-fractal aurora への入射電子よりずっと高エネルギー側へ伸びている。2 keV 以下のエネルギー領域では連続的に入射が起こって、フラックスの脈動は見られない。

また、脈動オーロラ中への入射電子には、S-fractal aurora の入射電子に見られる、沿磁力線電場加速の結果と見られるような鋭いフラックスのピークは存在しない。この事実は pulsating aurora には強い vorticity を伴わないことと consistent で、脈動オーロラ中への入射電子の入射には、S-fractal aurora におけるような沿磁力線電場による加速は効いていないと推定する根拠となっている。時折、オーロラ中への入射電子はすべて沿

磁力線電場によって加速、入射するといった誤解が見受けられるが、脈動オーロラ中へ

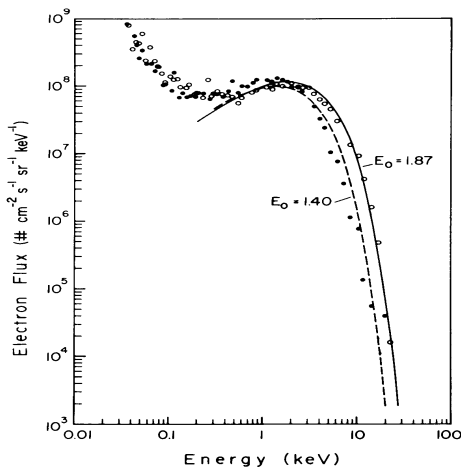


Fig.12-48 磁気緯度 66.3 度 (カナダ South End) の Streaming Aurora での入射電子のエネルギー スペクトル密度 (McEwen *et al.*, 1981b)。

の入射電子の入射機構は全く違うことはきちんと認識すべきである。

通常、脈動するフラックスの高エネルギー tail の形はオーロラの活動度に依存し、激しい活動の時には高エネルギー tail は長く尾を引き、オーロラの活動度のあまり高くない場合に、やや緯度の高い地域に現れる pulsating aurora では、Fig.12-48 に見られるように、高エネルギー tail はエネルギーとともに急速に減少する。即ちスペクトル密度が全体的に低緯度寄りとなっている。この観測が行われたオーロラは、オーヴァル沿いの、ゆっくりした streaming aurora であったことがわかっている。しかし、

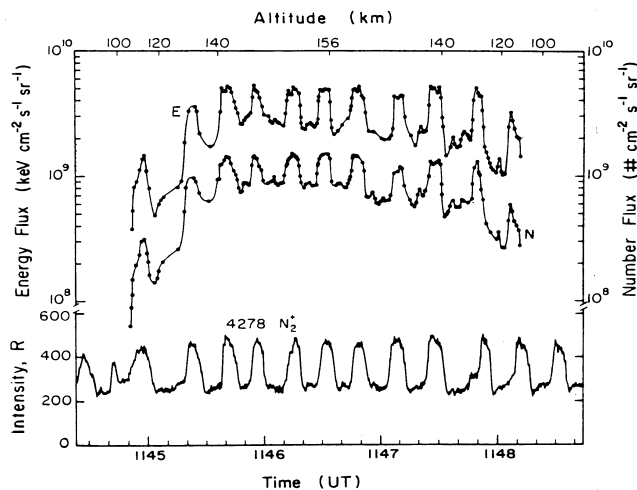


Fig.12-49 上と同じ Streaming Aurora の際に観測された磁気天頂のオーロラ強度変動と入射電子の変動。11:45-11:48 UT, Feb. 15, 1980 (McEwen *et al.*, 1981a)。

すべてのオーヴァル沿いの streaming aurora の入射電子が低エネルギー寄りのスペクトル密度を示すのかどうかは判らない。

いずれにせよ pulsating aurora 中へ入射する電子の、脈動する部分のエネルギーは数 keV ないし数十 keV 以上であって、Fig.12-49 に見られる通り、入射フラックスの変動が脈動オーロラの明

るさ変動を引き起こしているのは間違いない。また、先に述べたオーロラの luminosity pulsation は level transition であるという議論は、この図に示す入射フラックスの high

levelの平らな頭打ちによって裏打ちされる。従って、脈動オーロラの明るさ変動をもたらすのは基本的に入射フラックスの変動で、数 keV ないし数十 keV のエネルギーの粒子フラックスの変調を起こすものでなければならない。この意味で pulsating aurora の起源を電離層の target 粒子の高さ変動に求めるような考えは成り立ち得ない。

また、ロケットを用いて広いエネルギー領域の入射電子を測定し、それら相互の相関を調べると、Fig.12-50 に見られるように、脈動オーロラ中への電子の入射に際して、エネルギーの高いものから低いものに、systematic な時間遅れがあることが知られる。

相関の極大となる時間差(分散)から、フラックスの modulation が起こった場所を推定すると、Fig.12-51 に見られるように、磁気圏赤道面付近から磁気共軌点付近ま

で広くばらついている (e.g., Bryant *et al.*, 1975)。このばらつきが何を意味するのかはまだわかっていない。このような、エネルギーによる入射電子の分散によって、いわゆる flaming aurora が起こる可能性があるが、このロケット観測にはオーロラの地上の TV

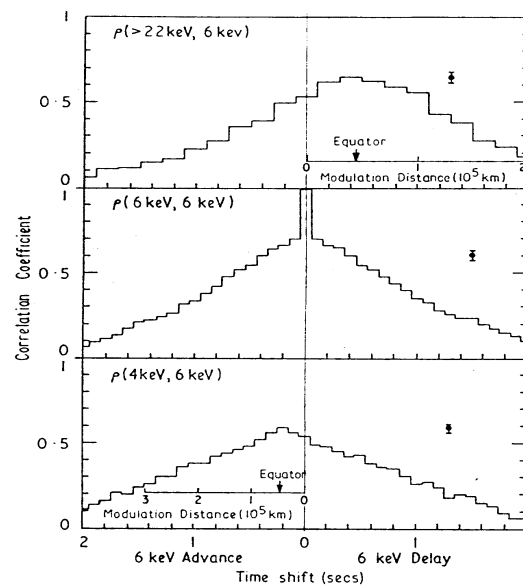


Fig.12-50 脈動オーロラ中への入射電子は、エネルギーによる系統的な時間差が見られる (Bryant *et al.*, 1971)。

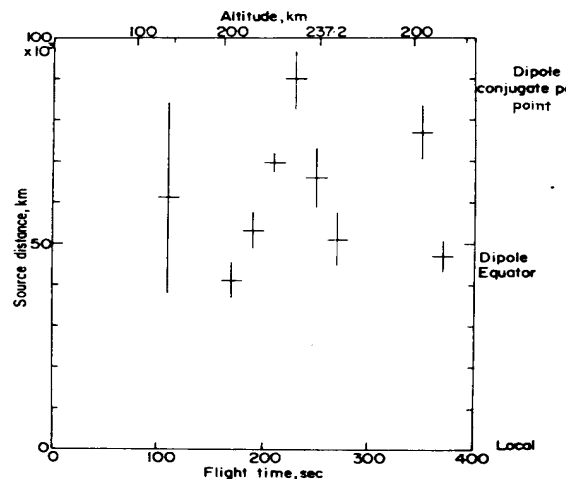


Fig.12-51 脈動オーロラ中への入射電子のエネルギーによる分散から modulation は赤道面近傍と推定される (Bryant *et al.*, 1975)。

観測が付随していなかったもので、ほんとうにこの分散がオーロラの flaming を起こしたかどうかのチェックは行われていない。

脈動オーロラ中への入射電子のピッチ角の変化に関しては、ロケット高度において、switch-off(フラックス減少)の時間にFig.12-52 右図に示すようにピッチ角が大きくなって垂直成分が卓越し、switch-on(フラックス増加)の時間には同図左のように小さなピッチ角範囲のフラックスが増加して等方的な分布(上向きフラックスは小さい)に近づくことが知られている。この変化は、電子フラックスの modulation が起こっていると思われる磁気圏の赤道面近傍では、電子のピッチ角分布がswitch-onの時にisotropicとなり、switch-offの時にはloss cone 分布になることを示している。

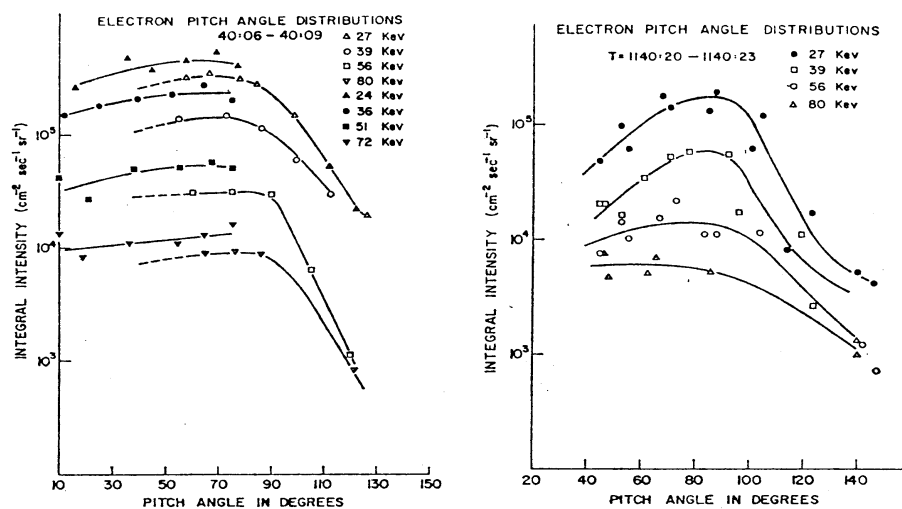


Fig.12-52 ロケット高度においては、入射電子はフラックス増加時に isotropic 減少時に垂直分布となる (Whalen *et al.*, 1971)。

赤道面近傍の静止衛星(GEOS-II)による観測とその共軌点にあたる地上のTVカメラによるオーロラ撮像の同時観測結果の比較では、Fig.12-53に見られるように、地上で脈動オーロラがswitch-onの状態のとき赤道面近傍でVLF chorus領域の電波強度が増大することが知られている(Thomas, 1982)。衛星高度におけるこのVLF電波は、早朝の時間帯を反映してか、夜間のtorch構造中央部低緯度のluminosity pulsationに対応する、犬の吠え声に似たchorusと同じ周波数域にある。ただし、周波数の変動など、周波数スペクトルの構造はよくわかっていない。また、この観測には同時の地上のVLF波動観測がないので、このとき、地上でどのようなchorusが受信されたのかもわからない。

明け方遅い時間帯では、chorus は次第に chorus riser の周波数スペクトルを示すようになり、これに flash タイプのオーロラ活動が対応することは既に述べた (Fig.12-37 参照)。このような昼間側の chorus riser に対応する磁気圏赤道面付近での VLF 波動は、今のところ、よくわかっていない。上に述べた低い周波数帯の波動がそれに対応するものである可能性もまだ否定できない。

もし、磁気圏赤道面付近のこの VLF 波動が、地上で chorus riser として受信される電波と同一のものであるならば、なぜ、どのように周波数スペクトルが磁気圏赤道面近傍と地上とで異なるのかもたいへん興味ある問題と言えよう。この問題は、もっと一般に VLF の chorus riser の発生の物理を明らかにすることと密接に関連していると言っている。

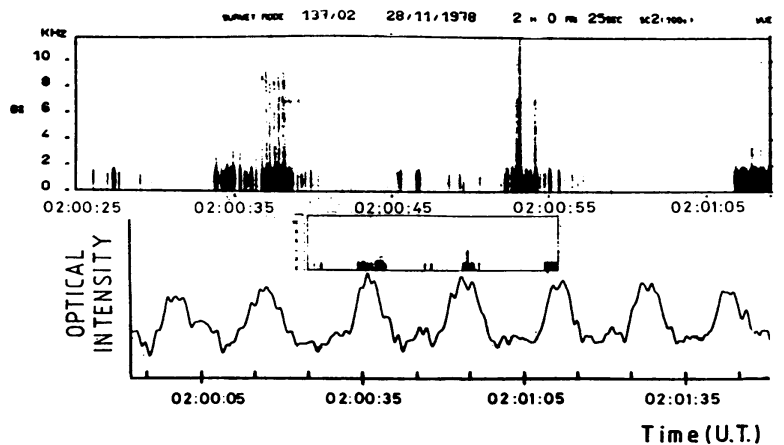


Fig.12-53 地上の共軌点で脈動オーロラが現れている時、静止衛星 GEOS II で観測された VLF 波動と電子フラックス (Thomas, 1982)。

もっと重要な問題は、ここに述べる入射電子の特性は、すべての種類の pulsating aurora に共通なのか、あるいは、もしそうでないとしたら、どんな種類の pulsating aurora に当てはまるのかという点である。通常は、パッチの形をあまり変えない脈動オーロラ luminosity pulsation が最も active な脈動オーロラであって、そのような条件でロケット実験が行われる可能性が高いとすれば、上に述べた入射電子のふるまいは、luminosity pulsation に付随しているものである可能性が高いと考えていいかも知れない。しかし、実際には、TV カメラによる同時観測が行われない限り、どの種類かは同定できない。オーロラの動態の違いから見て、luminosity pulsation、streaming、flash、propagation など、

いろいろな pulsating aurora に対して入射電子の特性は異なっても不思議はない。

Fig.12-48 の例は streaming であるが、上に述べた入射電子の特徴を備えているようである。入射粒子のロケット観測はまだ少ない上に、従来のオーロラ電子のロケット観測にはオーロラの TV 観測が付随していないものが多く、オーロラの種類を特定できていない。また、衛星観測は一層少ないので、オーロラの種類との対応はますますわからない。脈動オーロラ中に入射する電子の起源を知るには、脈動オーロラの種類別に、ロケットによる systematic な入射電子の観測、および、これと同時に磁気圏赤道面近傍での、粒子と波動の観測が必要である。

REFERENCES

- Akasofu, S. -I., C. I. Meng, and D. S. Kimball, Dynamics of the aurora-VI: Formation of patches and their eastward motion, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **28**, 505–506, 1966.
- Barcus, J., and T. Rosenberg, Energy spectrum for auroral - zone X Rays 1. Diurnal and type effects, *J. Geophys. Res.*, **71**, 3, 803–823, 1966.
- Beach, R., G. R. Cresswell, T. N. Davis, T. J. Hallinan, and L. R. Sweet Flickering, a 10-cps fluctuation within bright auroras, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1525–1526, 1968.
- Belon, A. E., J. E. Maggs, T. N. Davis, K. B. Mather, N. W. Glass, and G. F. Hughes, Conjugacy of Visual Auroras during Magnetically Quiet Periods, *J. Geophys. Res.*, **74**(1), 1–28, 1969.
- Berkey, F. T., On the coruscation of auroral particle flux at College, Alaska, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **36**, 5, 881–887, 1974.
- Brekke, A., The frequency of pulsating aurora and its relationship to other characteristic parameters, *Planet. Space Sci.*, **20**, 285–289, 1972.
- Brekke, A., and H. Pettersen, Some observations of pulsating aurora at Spitzbergen, *Planet Space Sci.*, **19**, 536–540, 1971.
- Brown, N. B., T. N. Davis, T. J. Hallinan, and H. C. Stenbæk-Nielsen, Altitude of pulsating aurora determined by a new instrumental technique, *Geophys. Res. Lett.*, **3**, 403–404, 1976.
- Bryant, D. A., G. M. Courtier, and A. D. Johnstone, Modulation of auroral electrons at large distances from the earth, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 579–592, 1969.
- Bryant, D. A., G. M. Courtier, and G. Bennett, Equatorial modulation of electrons in a pulsating aurora, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, 859–867, 1971.
- Bryant, D. A., M. J. Smith and G. M. Courtier, Distant modulation of electron intensity during the expansion phase of an auroral substorm, *Planet. Space Sci.*, **23**, 867–878, 1975.
- Campbell, W., Magnetic Micropulsations, Pulsating Aurora, and Ionospheric Absorption, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1833–1834, 1960.

- Cresswell, G. R., Fast auroral waves, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1453–1464, 1968.
- Cresswell, G. R., and A. E. Belon, Observations of fast auroral waves, *Planet. Space Sci.*, **14**, 299–301, 1966.
- Cresswell, G. R., and T. N. Davis, Observations on Pulsating Auroras, *J. Geophys. Res.*, **71**, 3155–3163, 1966.
- Davis, T. N., Observed Characteristics of auroral forms, *Space Sci. Rev.*, **22**, 77–113, 1978.
- Evans, D. S., G. T. Davidson, H. D. Voss, W. L. Imhof, J. Mobilia, and Y. T. Chiu, Interpretation of Electron Spectra in Morningside Pulsating Aurorae, *J. Geophys. Res.*, **92**, 12295–12306, 1987.
- Foster, J. C., and T. J. Rosenberg, Electron Precipitation and VLF Emissions Associated with Cyclotron Resonance Interactions near the Plasmapause, *J. Geophys. Res.*, **81**(13), 2183–2192, 1976.
- Fujii, R., N. Sato, T. Ono, H. Fukunishi, T. Hirasawa, S. Kokubun, T. Araki, and T. Sæmundsson, Conjugacies of pulsating auroras by all-sky TV observations, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 115–118, 1987.
- Gough, M. P., and A. Korth, New light on the equatorial source of pulsating aurora, *Nature*, **298**, 253–255, 1982.
- Helliwell, R. A., S. B. Mende, J. H. Doolittle, W. C. Armstrong, and D. L. Carpenter, Correlations Between λ 4278 Optical Emissions and VLF Wave Events Observed at L=4 in the Antarctic, *J. Geophys. Res.*, **85**, 3376–3386, 1980.
- Hilliard, R. L., and G. G. Shepherd, Upper atmospheric temperatures from Doppler line widths–IV: A detailed study using the OI 5577 Å auroral and nightglow emission, *Planet. Space Sci.*, **14**, 383–406, 1966.
- Hough, G., M. J. Kosch and M. J. W. Scourfield, First observations of super fast auroral waves, *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 2433–2435, 1992.
- Johnstone, A. D., Correlation between Electron and Proton Fluxes in Postbreakup Aurora, *J. Geophys. Res.*, **76**, 5259–5267, 1971.
- Johnstone, A. D., Pulsating aurora, *Nature*, **274**, 119–126, 1978.
- Kaneda, E., S. Kokubun, T. Oguti, and T. Nagata, Auroral radar echoes associated with Pc-5, *Rept. Ionos. Space Res. Japan*, **18**, 165–172, 1964.
- Kokubun, S., K. Hayashi, T. Oguti, K. Tsuruda, S. Machida, T. Kitamura, O. Saka, and T. Watanabe, Correlations between very low frequency chorus bursts and impulsive magnetic variations at L~4.5, *Can. J. Phys.*, **59**, 1034–1041, 1981.
- Kosch, M. J., Rapid fluctuations in aurora, *Thesis*, Univ. of Natal, 1991.
- Luhmann, J. G., Auroral pulsations from atmospheric waves, *J. Geophys. Res.*, **84**, 4224–4228, 1979.
- MacDougall, J. W., Koehler, J. A., J. Hofstee, and D. J. McEwen, Ionosonde observations of pulsating auroras, *Can. J. Phys.*, **59**, 1049–1055, 1981.

- McEwen, D. J., and D. A. Bryant, Optical particle characteristics of pulsating aurora, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **40**, 871–876, 1978.
- McEwen, D. J., and C. N. Duncan, A campaign to study pulsating auroras, *Can. J. Phys.*, **59**, 1029–1033, 1981.
- McEwen, D. J., E. Yee, B. A. Whalen, and A. W. Yau, Electron energy measurements in pulsating auroras, *Can. J. Phys.*, **59**, 1106–1115, 1981a.
- McEwen, D. J., C. N. Duncan, and R. Montalbetti, Auroral electron energies : comparisons of in situ measurements with spectroscopically inferred energies, *Can. J. Phys.*, **59**, 1116–1123, 1981b.
- Moore, J. G., Lifetimes and heights of O(¹S) in pulsating aurorae, *Planet. Space Sci.*, **19**, 119–124, 1971.
- Nakamura, R. and T. Oguti, Drifts of auroral structures and magnetospheric electric field, *J. Geophys. Res.*, **92**, 11241–11247, 1987.
- Oguti, T., Inter-Relations among the Upper Atmosphere Disturbance Phenomena in the Auroral Zone, *JARE scientific reports. Series A (Aeronomy)*, **1**, 1–82, 1963.
- Oguti, T., Metamorphoses of aurora, *Mem. Nat'l Inst. Polar Res., Ser. A*, No. 12, 1–101, 1975.
- Oguti, T., Recurrent auroral patterns, *J. Geophys. Res.*, **81**, 1782–1786, 1976.
- Oguti, T., Observations of rapid auroral fluctuations, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **30**, 299–314, 1978.
- Oguti, T., TV observations of auroral arcs, *Physics of Auroral Arc Formation*, AGU Geophys. Monogr. Ser. A, **25**, 31–41, 1981.
- Oguti, T., Modes of pulsating auroras and related geomagnetic pulsations, *Mem. Nat'l Inst. Polar Res.*, Special Issue No.22, 94–103, 1982.
- Oguti, T., and K. Hayashi, Multiple correlation between auroral and magnetic pulsations. II - Determination of electric currents and electric fields around a pulsating auroral patch, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7467–7481, 1984.
- Oguti, T., and T. Nagata, Inter-relations among the upper atmosphere disturbance phenomena in the auroral zone, *Rept. Ionos. Space Res. Japan.* **15**, 31–50, 1961.
- Oguti, T., and T. Watanabe, Quasi-periodic poleward propagation of on-off switching aurora and associated geomagnetic pulsations in the dawn, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **38**, 543–551, 1976.
- Oguti, T., S. Kokubun, K. Hayashi, K. Tsuruda, S. Machida, T. Kitamura, O. Saka, and T. Watanabe, An auroral torch structure as an activity center of pulsating auroras, *Can. J. Phys.*, **59**, 1056–1062, 1981a.
- Oguti, T., S. Kokubun, K. Hayashi, K. Tsuruda, S. Machida, T. Kitamura, O. Saka, and T. Watanabe, Statistics of pulsating auroras on the basis of all-sky TV data from 5 stations, 1. Occurrence frequency, *Can. J. Phys.*, **59**, 1150–1157, 1981b.
- Olson, J., and G. Rostoker, Longitudinal Phase Variations of Pc 4 - 5 Micropulsations, *J. Geophys. Res.*, **83**(A6), 2481–2488, 1978.

- Opengoorth, H., J. Oksman, K. Kaila, E. Nielsen, and W. Baumjohann, Characteristics of Eastward Drifting Omega Bands in the Morning Sector of the Auroral Oval, *J. Geophys. Res.*, **88**(A11), 9171–9185, 1983.
- Parsons, N. R., and K. B. Fenton, *ANARE Interim Rept.*, **5**, 327, 1953.
- Paulson, K. V., and G. G. Shepherd, A cross-spectral method for determining the mean lifetime of metastable oxygen atoms from photometric observations of quiet aurorae, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **15**, 831–841, 1965.
- Pemberton, E. V., and G. G. Shepherd, Spatial characteristics of auroral brightness fluctuation spectra, *Can. J. Phys.*, **53**, 504–513, 1975.
- Rosenberg, T. J., J. Bjordal, H. Trefall, G. J. Kvitte, A. Omholt, and A. Egeland, Correlation Study of Auroral Luminosity and X Rays, *J. Geophys. Res.*, **76**, 122–132, 1971a.
- Rosenberg, T. J., R. A. Helliwell, and J. P. Katsufakis, Electron Precipitation Associated with Discrete Very - Low - Frequency Emissions, *J. Geophys. Res.*, **76**, 8445–8452, 1971b.
- Røyrvik, O., Instabilities in pitch angle diffusion and their possible relation to a 3 Hz modulation in pulsating aurora, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **40**, 1309–1321, 1978.
- Røyrvik, O., and T. N. Davis, Pulsating aurora: Local and global morphology, *J. Geophys. Res.*, **82**, 4720–4740, 1977.
- Saito, T., Long-period irregular magnetic pulsation, Pi3, *Space Sci. Rev.*, **21**, 4, 427–467, 1978.
- Saka, O., private communication, 1990.
- Saka, O., J. S. Kim, and M. Sugiura, A Cross Spectral Analysis of High-Latitude Pc 5 Pulsations in the Morning Sector, *J. Geophys. Res.*, **87**(A11), 9129–9134, 1982.
- Sato, T., Long-period geomagnetic oscillations in southern high latitudes, *Rept. Ionos. Space Res. Japan*, **18**, 173–182, 1964.
- Scourfield, M. W. J., and N. R. Parsons, Television imaging of fast auroral waves, *Planet. Space Sci.*, **19**, 437–442, 1971a.
- Scourfield, M. W. J., and N. R. Parsons, Pulsating auroral patches exhibiting sudden intensity-dependent spatial expansion, *J. Geophys. Res.*, **76**, 4518–4524, 1971b.
- Scourfield, M. W. J., W. F. Innes and N. R. Parsons, Spatial coherency in pulsating aurora, *Planet. Space Sci.*, **20**, 1843–1848, 1972.
- Scourfield, M. W. J., J. G. Keys, E. Nielsen, and C. K. Goertz, Evidence for the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift of pulsating auroras, *J. Geophys. Res.*, **88**, 7983–7988, 1983.
- Smith, M. J., D. A. Bryant and T. Edwards, Pulsations in auroral electrons and positive ions, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **42**, 167–178, 1980.
- Stenbæk-Nielsen, H. C., E. M. Wescott, and R. W. Peterson, Pulsating aurora over conjugate areas, *Antarctic J.*, **8**, 246–247, 1973.
- Thomas, R.W., *Ph.D. Thesis*, University of Southampton, U.K, 1982.

- Thomas, R.W., and P. Rothwell, A latitude effect in the periodicity of auroral pulsating patches, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **41**, 12, 1179–1184, 1979.
- Tsuruda, K., S. Machida, T. Oguti, S. Kokubun, K. Hayashi, T. Kitamura, O. Saka, and T. Watanabe, Correlations between the very low frequency chorus and pulsating aurora observed by low-light-level television camera at $L \simeq 4.4$, *Can. J. Phys.*, **59**, 1042–1048, 1981.
- Ungstrup, E., Association between VLF emissions and flickering aurora, *J. Geophys. Res.*, **71**, 2395–2396, 1966.
- Vallance-Jones, A., and R.L. Gattinger, TV morphology of some episodes of pulsating auroras, *Can. J. Phys.*, **59**(8), 1077–1082, 1981.
- Victor, L., Correlated auroral and geomagnetic micropulsations in the period range 5 to 40 seconds, *J. Geophys. Res.*, **70**(13), 3123–3130, 1965.
- Walker, A. D. M., R. A. Greenwald, W. F. Stuart, and C. A. Green, Stare Auroral Radar Observations of Pc 5 Geomagnetic Pulsations, *J. Geophys. Res.*, **84**(A7), 3373–3388, 1979.
- Ward, I. A., M. Lester, and R. W. Thomas, Pulsing hiss, pulsating aurora and micropulsations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **44**, 931–938, 1982.
- Whalen, B. A., J. R. Miller, and I. B. McDiarmid, Energetic particle measurements in a pulsating aurora, *J. Geophys. Res.*, **76**, 978–986, 1971.
- Yamamoto, T., Temporal and spatial structure of pulsating aurora, *Master Thesis*, 1981.
- Yamamoto, T., Temporal and spatial structures of pulsating auroras and possible mechanisms, *Thesis*, University of Tokyo, 1984.
- Yamamoto, T., and T. Oguti, Recurrent Fast Motions of Pulsating Auroral Patches, 1. A Case Study on Optical and Quantitative Characteristics During a Slightly Active Period, *J. Geophys. Res.*, **87**, 7603–7614, 1982.
- Yamamoto, T., K. Hayashi, S. Kokubun, T. Oguti, T. Ogawa, N. Iwagami, T. Kitamura, O. Saka, T. Araki, K. Makita, N. Sato, T. Watanabe, R. E. Horita, and J. S. Kim, Auroral activities and long-period geomagnetic pulsations: 1. Pc5 pulsations and concurrent auroras in the dawn sector, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **40**, 553–569, 1988a.
- Yamamoto, T., K. Hayashi, S. Kokubun, T. Oguti, T. Ogawa, N. Iwagami, T. Kitamura, O. Saka, T. Araki, K. Makita, T. Watanabe, R. E. Horita, and J. S. Kim, Auroral activities and long-period geomagnetic pulsations: 2. Ps5 pulsations following auroral breakup in the premidnight hours, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **40**, 571–582, 1988b.
- Yau, A. W., B. A. Whalen, and D. J. McEwen, Rocket-Borne Measurements of Particle Pulsation in Pulsating Aurora, *J. Geophys. Res.*, **86**, 5673–5681, 1981.

Chapter 13

オーロラの動態－3．グローバルな動態

第11章および第12章では、ダイナミックスの立場からオーロラを分類し、それぞれのオーロラ活動の特性について述べた。既にそこでも触れたように、さまざまな特徴的なオーロラの動態は、substorm の時間・空間発展と密接に関係し、全体のオーロラ活動のそれぞれの領域でさまざまな時間に特徴的に見られるもので、それぞれの場所と時間に特徴的な粒子入射の仕方を示す。従って、これらは、substorm の物理を知る上で極めて重要な情報源であると言える。この章では、グローバルな動態としてのサブストームにおけるミクロな動態の分布を考察し、併せて、オーロラのグローバルなドリフトについてまとめて記しておくことにする。

13.1 Auroral Substorm

オーロラのグローバルで最も顕著な動態はauroral substormと呼ばれる。真夜中やや前のオーロラオーヴァルの低緯度境界の小さな領域からオーロラが急に明るくなり、10–20 分程の間に明るい活動的な領域が次第にオーヴァル沿いに東西に延びるとともに高緯度に向かってオーヴァルの巾が広がって行く大規模なオーロラ活動である。同時に夜側の極光帯領域の、オーロラ活動の下では急激な地磁気水平成分の減少が起こり、polar magnetic substorm と呼ばれる。これらは、それぞれ、地球磁気圏の中での急激なエネルギー変換過程と粒子の加速に関連して起こる爆発現象の、光学的あるいは電磁氣的な断面を示すものである。全体をひっくるめて magnetospheric substorm と呼ぶこともある。

Auroral substorm の時間空間発展の様子は Akasofu(1968) によって明らかにされた。しかし、彼の描いた図は、いわば、オーロラ活動の活動領域の時間空間発展を示すものであって、オーロラの形態的發展を示してはいない。TV カメラによる観測などに基づいて形態發展の要素を考慮して彼の図を描き直した auroral substorm の発達過程を Fig.13-1 に示す。

Auroral substorm に際して極域大気に入射するのは主として電子と陽子で、電子によるオーロラ部分は明るく、かつ、形がはっきりしているが、陽子の入射によるオーロラは形がない、淡いぼんやりしたもので水素の輝線が強いのは既に述べた通りである。Fig.13-1 に示したオーロラの大部分は電子の入射によるオーロラと見てよい。典型的な substorm の電子によるオーロラと陽子によるオーロラの時間發展は Fukunishi(1975) によって知られたが、これを Fig.13-2 に示してある。

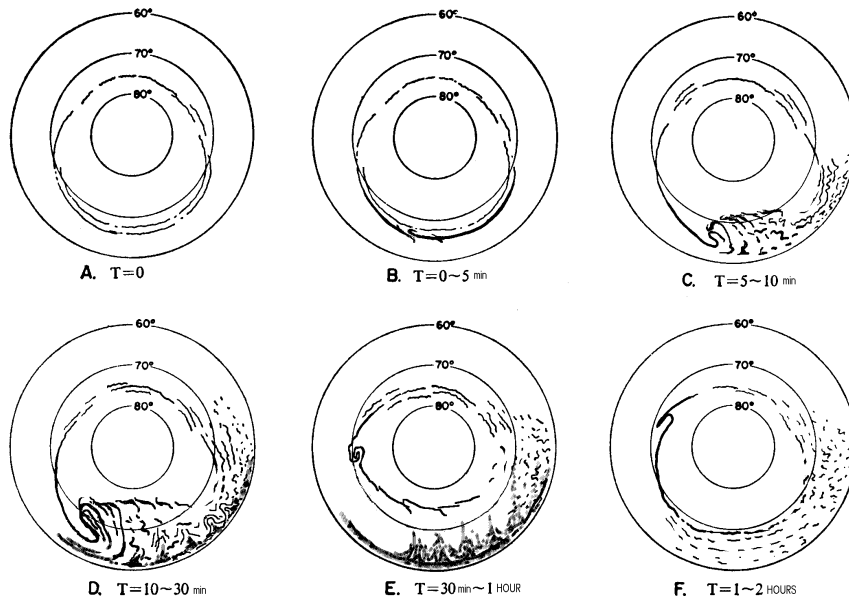


Fig.13-1 Akasofu (1968) をベースに、オーロラの形態を realistic に描き直した auroral substorm の時間経過。時間はおおよその目安で、もっと長いのも短いものもある。

水素輝線はドップラーシフトがあるので、ある程度の波長幅を波長をスイープしながら計らないと正確な明るさは決められない。このため、水素輝線の明るさの測定には、干渉フィルターの傾きを変えて波長を掃引しながら明るさを計る、いわゆる、tilting filter photometer が使われる。広い範囲の空を測定するには、測定領域を動かしながら

掃天観測する必要がある。観測の信頼性を高めるために、他の輝線の contamination の小さい、強度の弱い H_β 線を観測することが多い(e.g., Fukunishi, 1975)。このような事情によって、水素輝線の観測には時間がかかり、原理的に時間分解能も空間分解能もよくない。なお、 H_β 線ではなく、もっと強度の強い H_α 線を使った観測で、かつ波長掃引をしないで時間分解を高くした観測もあるが、この場合には他のオーロラ輝線の contamination の影響が大きく、その点で信頼性に欠ける。

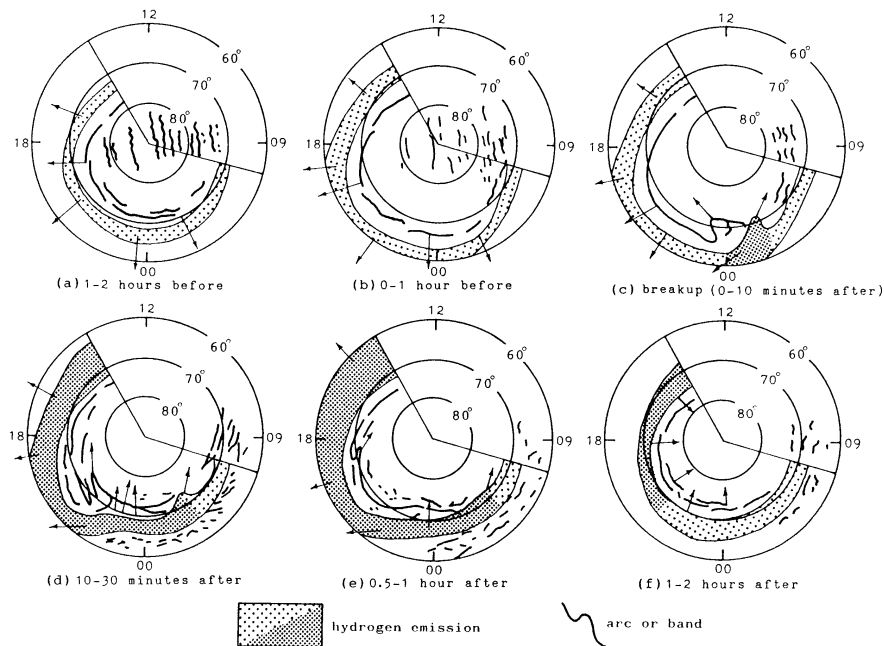


Fig.13-2 Auroral substorm での電子及び陽子入射の時間発展。
座標系は geomagnetic coordinates, After Fukunishi (1975)。

Fig.13-2 に示したオーロラサブストームにおける H_β の分布の時間発展は、tilting filter photometer を使った子午面観測で得られた結果を、定常性の仮定で二次元の分布に引き直した図である。この図で明らかなのは、オーロラの明るい部分と水素輝線の強い部分とは深夜の時間帯でクロスして、オーロラの明るい領域は夕方側で高緯度、明け方で低緯度であり、逆に水素輝線の強い領域は夕方側で低緯度、明け方で高緯度となっていることである。このような全体のパターンは、深夜の領域に強い低緯度向きのドリフトが存在するため起こるものとして理解される。すなわち、プロトンは夕方側に磁場ドリフトし、電子は朝方に向かって磁場ドリフトする途中で、深夜の限られた時間帯の

領域に強い低緯度向きの電場ドリフトが起こっていれば、当然このような分布になるからである。

オーロラ substorm の速いオーロラ変化に対応する、プロトン入射域の二次元の時間空間発展が二次元のパターンとして観測された信頼できる結果はまだない。

これらの図に示すように、通常、substorm の特性時間は1-2時間程度と思われているが、この時間はあくまで大ざっぱな目安で、もっと長いものももっと短いものもある。図に示したのは、いわば、オーロラの発達と回復の過程の順序であって、記された時間に過大な意味を持たせない方がいい。

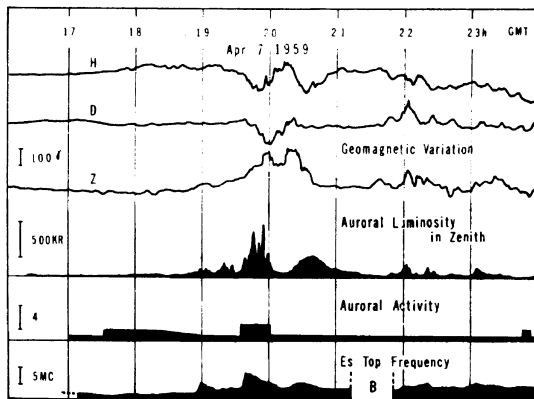


Fig.13-3 極光帯における地磁気、オーロラ、電離層擾乱の関係。Apr. 7, 1959, Syowa, Antarctica (Oguti, 1963)。

磁気圏でのエネルギー変換 (magnetospheric substorm) の結果生まれた高エネルギー粒子が磁力線に導かれて極地の超高層大気に入射して夜側極光帯領域に爆発的なオーロラ活動を引き起こし (auroral substorm)、同時に磁気圏から磁力線沿いに極域電離層に電流が流入してオーロラ中を西向きに流れて地上の磁場変動、特に夜間の極光帯における水平成分 H の急激な減少 (極磁気嵐, magnetic sub-

storm, polar elementary storm) を引き起こし、更にいろいろな電離層の擾乱現象を伴いながら (Fig.13-3 参照)、1-2 時間で一つの活動が終わるとされている。

一つの Auroral substorm は典型的な時間発展と活動の収束の sequence を示すものと考えられている。通常、まずエネルギー蓄積過程としての growth phase があり、それに続く initial brightening、expansion phase と recovery phase をもって一つの substorm と呼んでいる。一個所の観測点で見ると、多くの場合、このような活動が一晩に2-3 回繰り返される。しかし、後で触れるように、ほんとうに substorm と呼べる一つの活動の単位があるのかどうか、あるいはそれが典型的な変動と呼べるかどうかにはいろいろな問題が残るようである。

13.1.1 Growth phase

一般に growth phase とは、太陽風からエネルギーや粒子が地球磁気圏にとりこまれる過程で、まだ auroral expansion という形のエネルギー開放が始まる前の段階と理解されている。また、一般に、growth phase は磁気圏 convection に対応する、極冠域の DP-2 型の渦電流の発達で示されると思われる。この渦電流は Hall 電流で、電流の増大は、朝方側の渦の中心の電位が上がり夕方側の渦の中心の電位が下がることに対応する。これは、また、朝方側の渦の中心から夕方側の渦の中心までを流れる Pedersen 電流の増大と直線的に関係している筈である。一方、通常、オーロラ粒子の加速エネルギーの元は磁気圏の尾に蓄えられた磁場エネルギーと考えられている。もし、そうであるなら、cross-tail current の発達、すなわち tail の open magnetic flux の増加がエネルギー蓄積を示すもので、これが convection と直線的に結び付くというのは自明のことではない。

電流の性質から考えると Polar cap の Hall 渦電流に直結する dawn to dusk の Pedersen 電流は極域電離層の伝導電流で支配されおり、一方 cross-tail current は伝導電流ではなく pressure gradient (magnetization) drift 電流と考えられているから、それにも関わらず両者が並行に変化するとすれば、極めてふしぎなことである。何らかの理由がある筈である。DP-2 に付随する Pedersen 電流と cross tail current とはほんとうにより相関を示すのか、もし示すとしたら何故なのか。Cross-tail current に大きな伝導電流の部分があるのか、それとも、tail へのプラズマの供給、すなわち pressure gradient current の増大がそのまま電場の増大につながる物理機構が働いているのか興味ある問題と言えよう。

いずれにせよ、もしオーロラ粒子加速のエネルギーのもとが確かに tail の磁場であるなら、これに直接に対応するのは cross-tail current の発達、すなわち tail の open magnetic flux の増加であるのは明らかである。従って、エネルギー貯蔵の量を示すのは polar cap の面積でなければならない。貯蔵量の増大は、オーロラの方から言えば、オーロラオーヴァルが広がってその緯度が下がることに対応する。

Fig.13-4 は 1980 年 2 月 16 日のカナダ、サスカチュワンでのオーロラ活動を meridian-time display の形で表したものである (Creutzberg, *et al.*, 1981)。上の部分は H_{β} (4861 Å)、下の部分は green line (5577 Å) である。観測の開始から 8 UT 頃までオーヴァル全体の緯度が下がり、以後明け方にかけて緯度が上がって行くが、この全体の振る舞いは概ねオーヴァルの空間分布を見ているのであって、時間的なオーヴァルの拡大を示す

ものではない。しかし、07:30 UT から 09:30 UT にかけての低緯度シフトは明らかにオーヴァルの時間的拡大を示している。ちなみにこの図には、02:30 UT 頃、06:30–07:00 UT、と 09:30–10:00 UT の3回のサブストームが見られる。

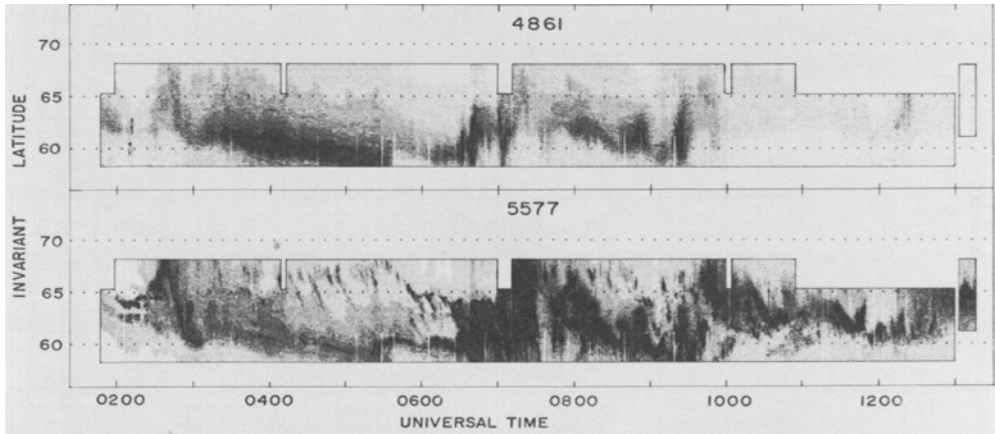


Fig.13-4 オーロラ活動に先立つオーロラとオーロラオーヴァルの低緯度へのシフト。
02:00–13:00 UT, Feb. 16, 1980 (Creutzberg *et al.*, 1981)。

また、特に green line の図で明らかなように、6時23分 UT 辺りから始まる auroral substorm の前 4 UT から 6 UT までに、繰り返し繰り返し高緯度から S-fractal 型のオーロラが低緯度に動いて来ていることが見てとれる。このようなオーロラの低緯度向きの運動は substorm 前の一般的な動きであって、しばしば、これが、growth phase で増大した磁気圏 convection (電場ドリフト) によって起こると考えられている。しかし、オーロラが S-fractal aurora で細長い場合には、特定の line (この図の場合は子午線) に沿っての運動は必ずしも fragment 全体のドリフトを示さないので注意を要する。

通常、緯度の低いところから始まる substorm が激しいことはよく知られており、これは substorm 発生直前の polar cap の面積と substorm の大きさの間に深い関係があることを示唆する。しかし、両者の定量的関係はまだ必ずしも明らかとは言えない。Polar cap の面積、convection 電流の強さ、および、引続く substorm の大きさの量的関係は、substorm の trigger と進行の機構を知る上で重要な情報を提供する可能性がある。

これらに関連して注意すべき点は、磁気圏の plasma convection についての因果関係である。時折、始めに力学的 friction で convection が drive され、その結果電荷分離が起こって電場ができるかのような議論が行われることがあるが、これは間違いである。Plasma convection が電荷分離を起こすわけではなく、始めに電荷分離があつて、電場がで

きると同時に convection が起こるのである。電離層の Pedersen conductivity の接続のもとでは、この電離層電場を維持する磁気圏電場は、同時に、明け方の convection reversal の領域からは常に極域電離層に向けて電流を流し込み、夕方方の convection reversal の領域に向かって電離層から電流を流れ出させている筈である。つまり、磁気圏のダイナモ電流が電荷分離を起こし、そのため、電場が維持されるとともに大規模の沿磁力線電流が維持されているのである。

13.1.2 Initial brightening と substorm onset

Initial brightening とは文字どおりオーロラサブストームの活動のごく始めの段階で、オーロラオーヴァルの一部が急に明るさを増す状態を指す。オーロラの明るさの増大が始まるのは概して真夜中ないし真夜中からやや夕方より、MLT 22.9 ± 1.2 h あたり (Elphinstone *et al.*, 1995) の、最も緯度の低いオーロラの近傍である。始まりの幅は薄いカーテン型オーロラの厚さ、すなわち 1 km あるいはそれ以下で、地上の TV カメラの観測でそれと気が付く時点での始まりの長さは 10~ 数十 km の程度である。Fig.13-5 に initial brightening の初期段階を全天写真で示す。

Initial brightening が始まる前のその元のオーロラは、幅は広くはないが顕著な vorticity や S-pattern を示すことはなく (カーテン型ではなく)、カーテン型のような薄い内部構造が見えないという点で、どちらかといえば structureless (diffuse) といっている。明るさは酸素緑線で数百レーリーに過ぎない。ところが、ひとたび initial brightening が始まると、その部分はたちまち活発な、厚さの薄いカーテン型の S-fractal aurora に変身し、vortex が発達し、明るさは数キロ~数 10 キロレーリーに達する。この事実は、もともと対応する磁気圏領域に粒子は存在し、緩やかな precipitation が起こっている狭い shell 範囲の限られたある領域に、突然、急速な電荷分離が始まり、強い沿磁力線電場加速が始まることを意味する。Fig.13-5 でわかる通り、オーロラから見て電荷分離の始まる緯度幅はきわめて狭く、経度幅もごく限られている。

Initial Brightening の identification

始まりのサイズはきわめて極限されているから、人工衛星からの観測のように、時間・空間分解能が限られた観測では、始まりの時刻を秒の単位で決めるのは不可能である。人工衛星から見た initial brightening は、地上の然るべき場所から見た initial brightening からかなりの時間 (例えば数十秒ないし 1 分程度) を経過して、相当に明るくなり、か

つ、空間的にも広がった段階に至ってようやく initial brightening と認識される可能性が高い。

Fig.13-5 の写真で、06:23:31 UT の画面上部右寄りの部分が、周辺に比べてわずかに明るくなり始めているが、この図だけを見てもそれはほとんど認識できない。動画として見ても、時間を順送りでビデオを再生する場合には、06:23:31 から始まったと認識するのは難しい。時間送りを逆転して見ると、初めて、何処で何時 initial brightening が消えるかがわかる。こうして逆時間送りのビデオ画面を見ながら決めた initial brightening の始まりが 06:23:31 UT である。

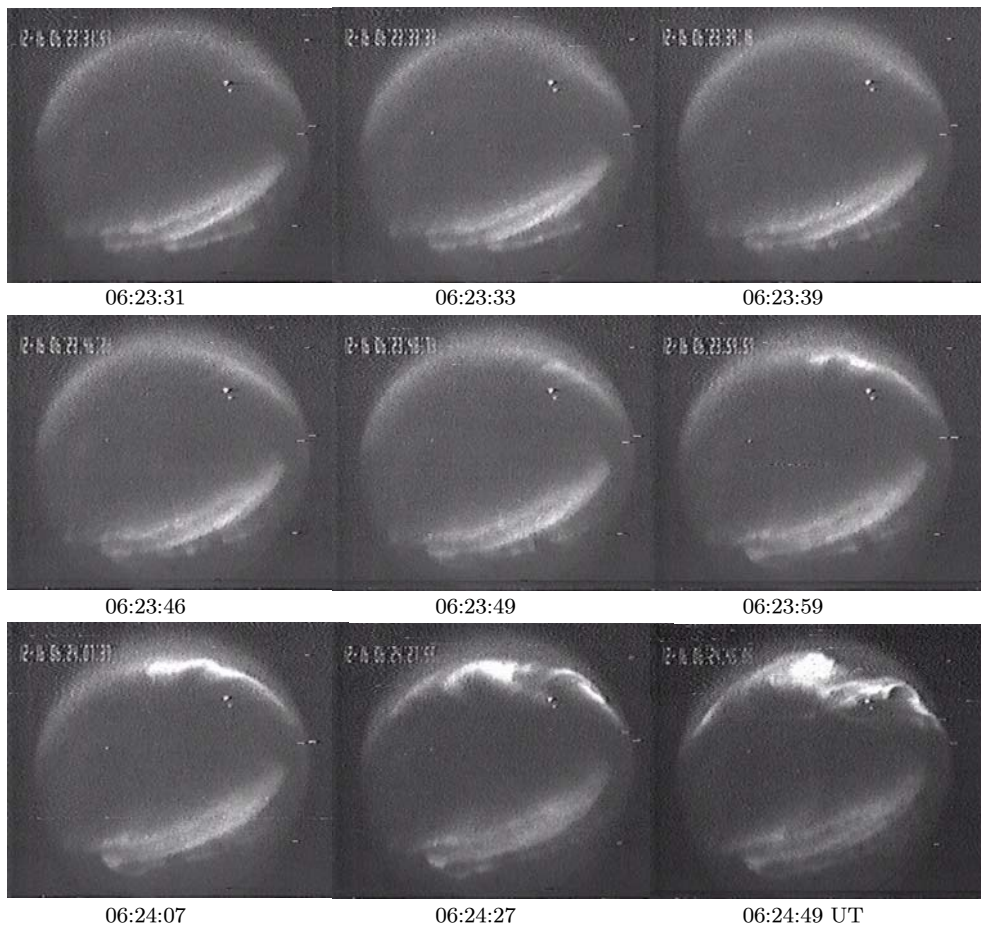


Fig.13-5 Auroral expansion の initial brightening, 1980年2月16日。
at Parksite, Saskatoon. Up to the South, Right to the East.

一方、始まりのサイズがこれだけ局限されていると、地上のTV観測でも一観測

点からカバーできる範囲は数百 km に限られるから、一観測点からでは、始まりの真の initial brightening の位置を見ることができない可能性が高い。事実、地上で TV 観測を行っていて、その観測点の天頂近傍から始まる initial brightening に会うことはきわめて稀である。Fig.13-5 の initial brightening は、そのような得難いチャンスに巡り会って、Saskatoon 郊外の Parksite 観測点上空で観測された幸運の一例である。通常は、initial brightening の場所と時刻を正確に知ろうとするなら、地上の TV カメラの、300 km 以下の細かいメッシュの network が必要である。

Substorm onset とは

多くの場合、(I) 人工衛星から見たオーロラ、(II) 地上の一点からのオーロラ TV 観測、(III) オーロラの子午面掃天一時間表示、(IV) 地上の一点の磁場観測、(V) 地上の多点の磁場観測、(VI) 人工衛星での磁場観測、などにおける階段的あるいは爆発的変動の始まりがそのまま substorm onset を示すものとして扱われているが、これらの間には 1-2 分ないしそれ以上の時間差があり得る。Substorm の始まりの時刻は substorm を、何の、どのような観測によって定義するかによって異なる。オーロラの局所的明るさ (initial brightening)、すなわち粒子の入射の増大か、磁場変動、即ち電流の局所的増大か、また、電流としても、それは地上に現れる磁場をもたらす電流か、あるいは、地上には現れない磁場をもたらす電流まで含むのか、でも違いが出てくる。観測点が十分に密で局所的な電流の増大やオーロラの明るさの増大を検知し得るかという問題も残る。

Auroral expansion に関わる物理量の変動の始まりの順序は、initial brightening (電子入射の局所的増大) → 地上では見知できない電流の増加 → auroral vorticity の発達と地上に磁場変動をもたらす電流の増大 という順序のようである。しかし、人工衛星では、地上で detect できない磁場変動が観測されるから、衛星での方が地上より早く substorm の磁場変動が始まるかといえばそうとは言えない。人工衛星で測定している磁場は、衛星近傍の電流の作る磁場であって、衛星が電流の流れている領域から少し離れていると shield の効果で観測できないようである。従って、もし人工衛星が真に始まりの場所を通る磁力線の上、あるいはそのごく近傍にあれば、地上の TV カメラで見た initial brightening と同時に物事の始まりを観測するかも知れないが、そのような偶然は希有的なことで、一般には衛星が磁場の変動の始まりを観測するのは、initial brightening(地上で磁場が見えない電流) より遅いどころか、地上での磁場変動(地上で磁場が観測される電流) の観測の始まりより遅いことさえ起こり得る。これは、expansion の発展の仕方と深

く関係している。

Expansion の直前に極冠のオーロラは消えるか？

Growth phase が進行し、オーヴァルの緯度が下がって、auroral expansion が始まる直前に極冠内のオーロラが淡くなる、あるいは消えるという研究結果がある (Pellinen and Heikkila, 1978)。しかし、既に述べたように substorm がどこから何時始まったかを一点の観測で言うのは難しいという点に加えて、以下に述べるような観測系の感度変化の問題があるから、この種の議論にはまず観測資料についての十分な検討が必要である。

Fig.13-5 に示す 1980 年 2 月 16 日の 06 時 23 分 31 秒 UT 頃の substorm は、生起場所の点では理想的に、Saskatoon 郊外の Parksite の観測点の少し南から始まった。連続画面に見られるように、この時、Parksite の天頂近くには、明らかに initial brightening を起こしたオーロラより高緯度側に、それとは別の S-fractal aurora が存在している。即ち、expansion 直前に消えていない。Fig.13-5 で 06:24:07 UT 以降、このオーロラの明るさが減少しているように見えるのは、expansion aurora が非常に明るくなったために conventional な交流増幅回路を使っている TV カメラの黒レベルが変動したせいであって、現実の明るさの変化ではない。

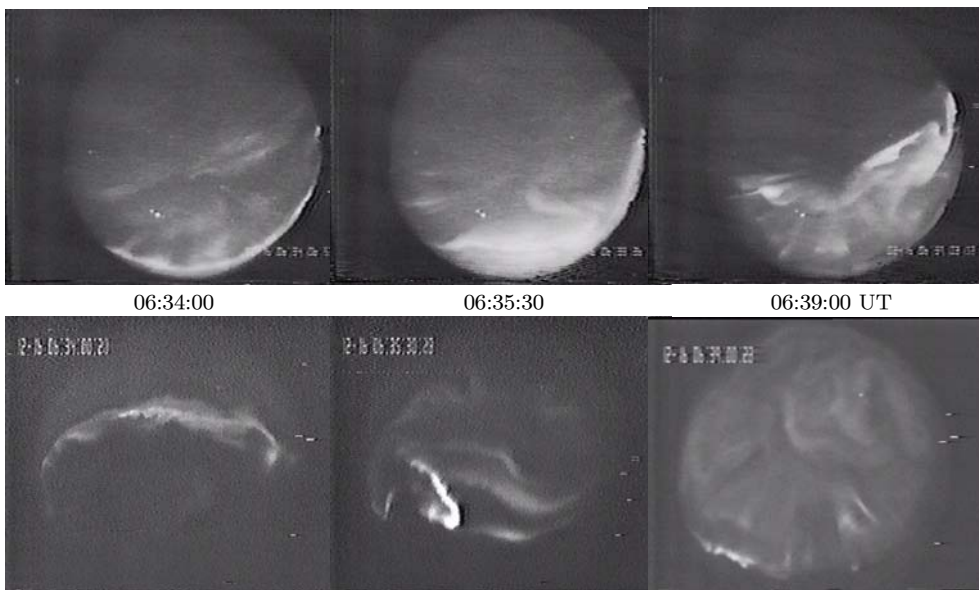


Fig.13-6 Auroral expansion の際の、高緯度側の S-fractal aurora の振舞い。

上段 at La Ronge。Up to the North, Right to the West。

下段 at Parksite, Saskatoon。Up to the South, Right to the East。

Expansionが始まってそのオーロラが急激にかつ極端に明るくなると、多くの撮像系や肉眼では、全体の光量のバランスによる黒レベルの変動あるいは感度の変動のためにそれ以外のオーロラが暗くなったかのように見えることがある。交流増幅回路ではこの問題は避け難いし、明るさの大きなダイナミックレンジの観測でよく用いられる高インピーダンスの増幅回路や自動絞りをもちつ光学系でも同じ問題が起こる。観測資料を見る折には十分の注意が必要である。

このことは、上述の multiple expansion の二番目の、06:34:30 UT の onset ではつきりする。二番目の onset は 06:34:30 UT に Parksite の天頂で始まり、06:48:00 UT には La Ronge の天頂近くまで広がっている。この時、前と同じく、initial brightening が始まったオーロラより高緯度、La Ronge の観測点の天頂近くにオーロラ (S-fractal aurora) があって (Fig.13-6)、このオーロラは、Parksite 天頂近傍から initial brightening が始まった時、暗くなるとか、消えるとか、あるいは明るくなるとか、の顕著な変化は何も現れていない。Fig.13-7 の La Ronge 及び Parksite での子午面観測を見れば明らかである。この場合には、brightening が起こっているのは Parksite 天頂、高緯度側の別の S-fractal aurora は La Ronge 上空にあってそれぞれ別々に記録されているので、ビデオカメラのレベル変動の問題は全くない。

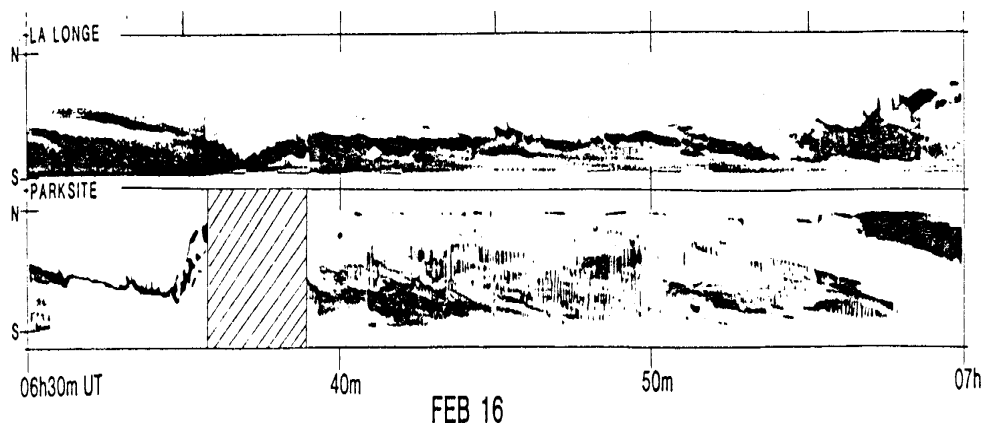


Fig.13-7 高緯度側に存在するオーロラ (S-fractal type) は、expansion front の到達までは殆ど変化しない。06:30–07:00 UT, Feb. 16, 1980。上は La Ronge、下は Parksite, Saskatoon。

こうして、実際には expansion が進行する時その高緯度側に別のオーロラが存在し、高緯度のオーロラの明るさは全く変化しないことを確認できる。Expansion の進行しているオーロラが Saskatoon 近郊、Parksite で観測され、同時に高緯度側のオーロラ

が Saskatoon の北約 250 km の La Ronge で観測された 1980 年 2 月 16 日の例は、この種の議論をするためには、観測条件はほぼ理想的であったと言える。

Expansion に際して高緯度側のオーロラが明るく活動的になるのは、低緯度側から始まった poleward expansion の active な S-fractal aurora が高緯度に移動し、もともとあった高緯度の S-fractal aurora に到達・合体し始めた時である。IMF- B_z が南向きとなって極冠が広がると極冠内の粒子入射が減少するのは確かなようだが (e.g., Makita, *et al.*, 1985)、そのために expansion が始まるオーロラの branch より高緯度側のオーロラがすべて消える訳ではなく、高緯度側に残っているオーロラもあることは間違いない。

Auroral Expansion は何処から始まるのか？

極冠のオーロラの消失問題に関連して、expansion の前の極冠のオーロラの低緯度への移動について触れておく。Fig.13-4 でも明らかなように、06:23:31 UT から始まった expansion の前、04 UT から onset 直前まで、たくさんの S-fractal aurora が高緯度から低緯度へ移動して、低緯度側の structure のはっきりしないアークに向かって行くように見える。その最後のものが、structureless arc に合流した時に expansion が始まるように見える場合があって、これが、expansion 直前に極冠のオーロラが消失するという場合に該当するものと思われる。高緯度から移動して来るオーロラが低緯度の structureless arc に接触した時、その接触点から expansion が始まるように見えることがあり、これが contact breakup と呼ばれる (Oguti, 1973)。

しかし、すべての expansion が高緯度側から来る S-fractal aurora の structureless arc への contact で起こる訳ではない。事実、Fig.13-5 に示す expansion の場合、S-fractal aurora は structureless aurora に接近はしているが接触はしていない。Substorm expansion は深夜少し前で始まるということ以外、どんな trigger によって、どのような物理的意味のある場所から始まるのかはまだわかっていない。

また、子午面表示で示された S-fractal aurora の低緯度への移動についても問題が残っている。Fig.13-5 でわかるように、低緯度へ移動して来るように見えるのは高緯度の arc から斜めに東南に伸びる折り返しのような部分で、これが、余り大きく変形することなしに西向きに移動すれば、子午面表示では低緯度向きの移動として記録される。実際、多くの場合は、このような低緯度への突出部分が西向きに移動するのを見ていないかと思われる。夕方から深夜近くまで (Fig.13-4 では 04 UT から 06:30 UT 頃まで) 同じような仕方で低緯度への移動が見られるというのは、移動が西向きであるこ

とを裏書する事実であるように見える。

Substorm 発生の一般的条件は Fig.13-49 に一例を示すように太陽風磁場が南向きであることは今ではよく知られている。しかし、個々の substorm expansion の trigger については、太陽風の南向き磁場の中の小さな北向きの変動によるとか太陽風の動圧の急峻な変動が引き起こすとか考えられており、オーロラで見た前兆については、極冠のオーロラの消失とか、低緯度に移動するオーロラの structureless oval への接触とか言われているが、いずれも確定的とは言えない。Trigger を必要としない spontaneous な発生で、何の前兆のないと言う考えも捨て切れない。なお、極冠オーロラの消失については、消失しない例があることは既に述べた通りである。

13.1.3 Auroral Expansion

Initial brightening から数秒ないし数十秒もすると、S-fractal aurora の領域は急速に東西に延び、急激に明るさを増すとともに local に大小さまざまな、強い vortex を生じ、激しく動き始める (Fig.13-5 参照)。地上で磁場変動が始まるのはここからである。明るく、かつ動きの激しい S-fractal オーロラの領域は、四方に広がっていくが、西及び高緯度側に広がって行くフロントが最も明るく、local な vorticity が特に大きく、目だって顕著である (Fig.11-16 参照)。このため、オーロラの expansion とは poleward (and westward) expansion の同義語と思われるほどである。しかし、実際にはこれは expansion の一部であって、以下に述べるような形で expansion は低緯度にも東にも広がる。

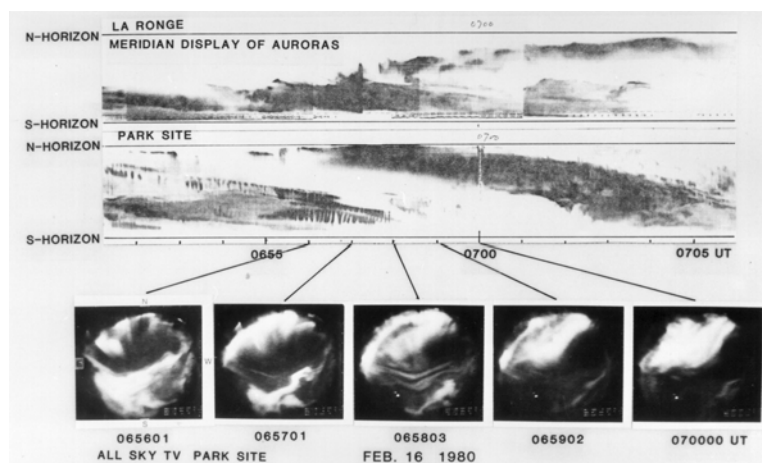


Fig.13-8 明け方・低緯度側への expansion front の到達は luminosity pulsation の活発化という形で現れる。06:51-07:06 UT, Feb. 16, 1980 (Oguti, 1981)。

低緯度側へは、高緯度側のフロントから分離し、右回りに回転しながら低緯度に向かって延びる、いわゆる N-S アークの先端が、次から次へと低緯度に広がって行くフロントを形成する。その先端ではまだ S-fractal 型のオーロラの特性を残して強くかつ明るい S-pattern formation(vortex) を起こすことがあるが、次第に vorticity がおさまってオーロラパッチになり、パッチは次第に明るさの脈動を始める。パッチの形は細かい S-pattern を反映して複雑で、かつ、電場の影響と思われるパッチの変形もかなり速い。この低緯度向きに進むオーロラパッチのフロントは、最終的には何処かの緯度で止まって、あたかもその緯度辺りにオーロラ粒子が溜り込み、横向きにドリフトで広がっていくように見える。オーロラの低緯度 boundary に近づくにつれて、パッチの形は複雑な形からオーヴァル沿いの単純な striation に変わってゆくようである。

N-S arc が延びて行く低緯度側の、それ以上内側に進入できない境界は、substorm に際して、磁気圏における粒子のいわゆる injection の inner boundary にあたるものであろうと考えられる。この様にして低緯度に向かって行くオーロラの部分が脈動性オーロラに変わっていくのが極めて一般的な、深夜帯の脈動オーロラの始まりである。脈動性オーロラが顕著に見られる領域は、このようにして粒子が溜り込み、東向きにドリフトする領域である。

東向きに広がる活動領域の expansion front は低緯度への expansion とは違った活動の形を取る。真夜中に近い明け方だと、突然に切れ切れだが明るいカーテン型オーロラがフロントをなして西から現れ、急速に東に移動して消えて行くのが expansion front である。切れ切れのカーテン型 S-fractal オーロラが現れて消えた(フロントが通過した)後には、フロントを形成したきれぎれの S-fractal aurora の活動の歴史によく似た、複雑な形のオーロラパッチが残って、活発な luminosity pulsation を始める。もし、フロントの通過以前にもともと pulsating aurora がある場合には、切れ切れの S-fractal aurora の出現の後の pulsating aurora の方が patch 数が増え、脈動の繰り返し時間ははっきり短縮する。明け方少し遅い時間帯では、東に広がっていく expansion のフロントには S-fractal オーロラの活動はあまり見られず、唯、急激なオーロラパッチ数の増大、パッチの形の複雑化と luminosity pulsation の周期の短縮がフロントの通過を知らせる。

Torch 構造の生成

激しいオーロラサブストームの特徴は expansion から活動の最盛期にかけて明け方のオーロラオーヴァルに沿って torch あるいはオメガと呼ばれる構造が現れることで

ある。この構造は、active なオーロラオーヴァルの、深夜から早朝にかけての代表的な構造である。この構造の低緯度側基部がいわば pulsating aurora の活動の中心領域で、さまざまな種類の pulsating aurora がこの構造の中や周辺で見られることは既に述べた。この領域は、substorm に際して、磁気圏における free energy が多量に蓄積され、種々の不安定が引き起こされる場所であろうと推定される。

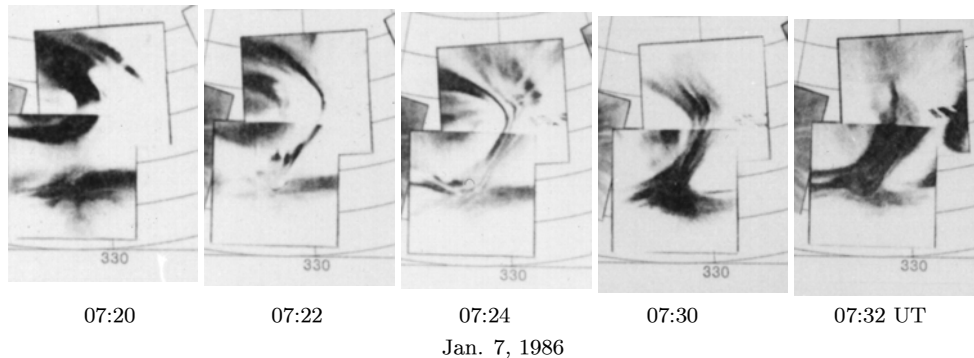


Fig.13-9 全天 TV 観測から求めた N-S aligned arc の低緯度限界における torch の生成。観測点は Shamattawa と Little Grand Rapid。範囲は磁気緯度 60–71 度、磁気経度 316–340 度。

Substorm に際して、高緯度から低緯度に向かって N-S aligned arc が発達し、それが或る緯度領域に溜り込むようにして torch に変形して行くように見える。

この構造の evolution の全体像は、次の理由によってまだ必ずしも明らかとはいえない。理由の1は構造が地上の撮像系から見るには大きすぎることである。比較的小型の torch の場合でも地上からでは全天カメラの視野にせいぜい2個くらいしか入らず、その上距離が離れ過ぎて周辺のオーロラとのつながりまで見える状態にはならない。すなわちどのような過程を経て torch 構造ができあがり、また、消滅するのかその過程を知る手がかりが得られ難いからである。

理由の2はその生成・消滅が結構速い点である。一般に明け方の torch 構造はあまり形を変えずにゆっくり東向きにドリフトするように思われているが、それらの寿命は必ずしも長くない。オーロラの全体像を知るには人工衛星から撮影するのがいいのは当然だが、人工衛星は一つの周回から次の周回まで最低1時間半を要する。Torch 構造はとてもこのような長い時間持続するものでないから、残念ながら人工衛星は構造の統計には役に立っても evolution の観測には役に立たない。

人工衛星の観測でも高い高度から紫外線を使って撮像する場合には時間の制約はずっと楽になって、場合によっては torch の生成・消滅をカバーする観測が可能である

かも知れない。しかし、紫外線の場合には既に第3章で指摘したように空間分解能が悪いので、torch の構造やそれらの周辺オーロラとのつながりがよくわからない。これら

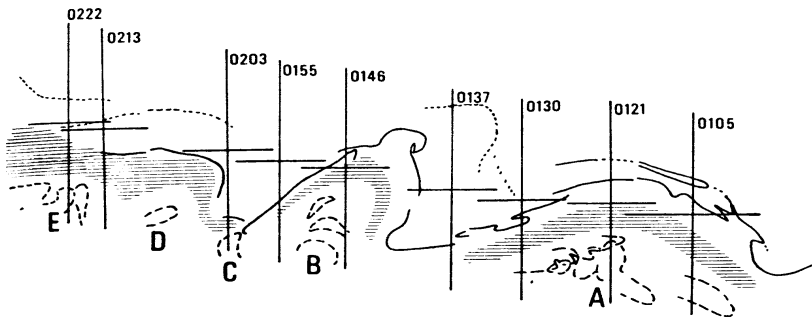
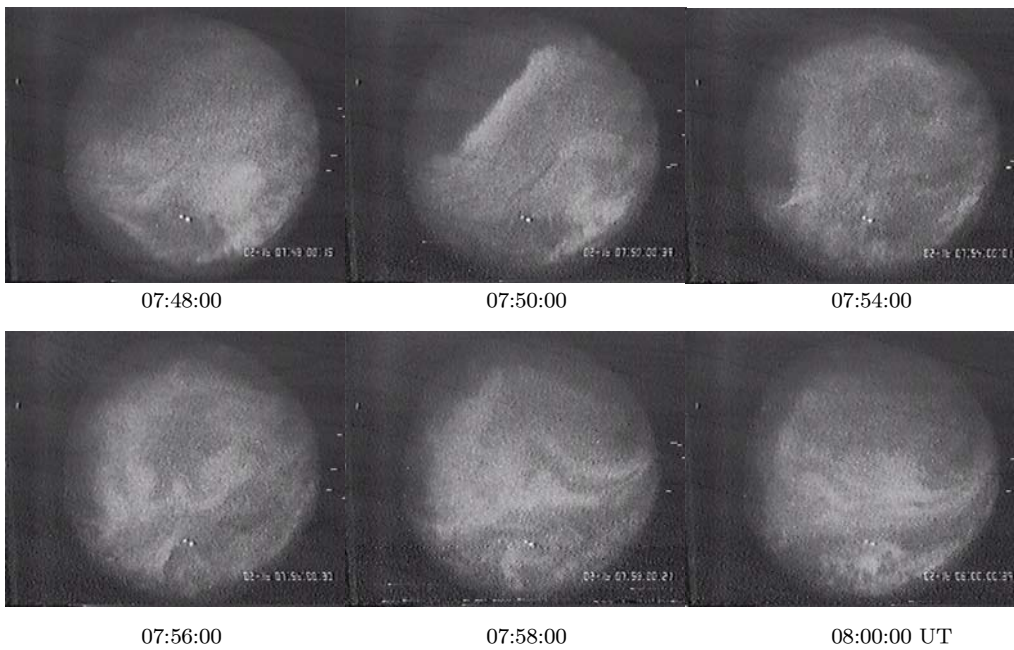


Fig.13-10 明け方の典型的な torch 構造列。全天写真を用いドリフトにより作図。縦線は 1000 km のスケール。01:05–02:22 UT, July 22, 1971, 昭和基地 (Oguti, 1977)。



Feb. 16, 1986; La Ronge.

Fig.13-11 Torch 構造の東向きドリフト。この画面で左回りに回るのは実際は下から見て右回りの vorticity である。

の理由によって torch 構造の生成消滅の evolution は未だによくわかっていないが、地上からの観測で知られるさまざまな情報をつなぎ合わせると次のようなものではないか

と思われる。

まず torch の元になるのは、Fig.13-9 に見られるように N-S aligned arc であろうと思われる。N-S aligned arc は expansion の最中に高緯度に発展する S-fractal aurora から分離して回転しながら低緯度に伸びるが、このような個々の N-S arc が、低緯度の進入境界に溜り込むような形で torch 構造が生まれるように見える。Fig.13-9 はこの過程を示している。深夜あたりに次々に現れる N-S aligned arc の一つ一つが、深夜から早朝の時間のオーヴァル沿いにつづつ溜り込んで東にドリフトして、オーロラの torch 構造の列を形成しているようである。広い空間を時間的に追跡するのは難しいのでまだ十分に確認されているとは言えないが、次々に天頂近傍をドリフトして行く構造を、適当な時間間隔でプロットしてつなぎ合わせることによって、Fig.13-10 に見られるように、東西に並んだ torch 構造の列を推定することができる。

Torch 構造は、東向きにドリフトしつつ、ゆっくりと右回りに回転し (vorticity は S-fractal aurora に比べてずっと小さいが)、torch の頭が右回りにつぶれてオーヴァルに沿う構造となって終わるようである。磁波の頂上が前に倒れてかぶさって行くような torch の変形の様子は Fig.13-11 でよくわかる。この変形は、モードとしては Fig.11-13 の上の図と共通のもので、ただ、Fig.11-13 上図では vorticity は左回りであるのに対して、この場合には右回りである点が違う。この変形はドリフトの空間勾配 (torch 構造の弱い右回り vorticity) によるものと思われる。まだはっきりした観測はないが、中程度のサイズの torch ができてからつぶれるまでの時間は 20 分ないし 30 分程度ではないかと思われる。これらの時間発展の様子は部分部分からの推定で、まだ、実際に global な観測で確かめられてはいない。また、複数の torch ができた場合、すべての torch が同じ位相で変化する (回転し、つぶれて行く) のか、それともばらばらに変化するのかなどの点もわかっていない。

Multiple expansion or multiple onset

Auroral expansion はしばしば段階的に起こり、multiple onset substorm (Wiens and Rostoker, 1975) などと呼ばれる。通常、auroral expansion のフロントは大小さまざまな S-pattern の成長、消滅によって広がって行くから、もし、それらの S-pattern の或るものが特に大きいと、それによって expansion は段階的に進行する。大きな S-pattern の生成、消滅は、その関連現象を含めて一つの substorm と全く等価であるから、それぞれが onset を持った独立の substorm と見なすこともできるし、また、一つの substorm

の multiple expansion と見ることもできる。本書でしばしば例として使われる、1980年2月16日の substorm は、このような multiple onsets または multiple expansion のよい例と思われる。

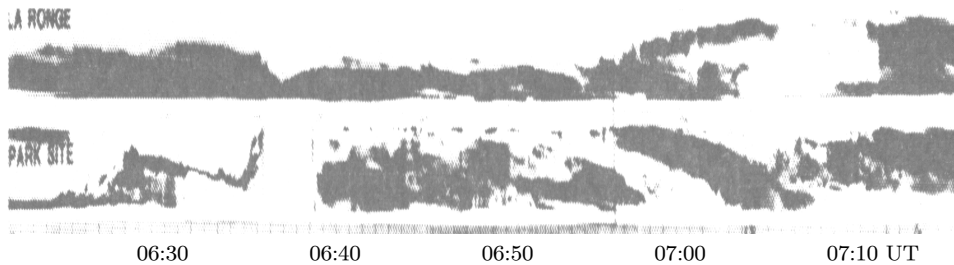


Fig.13-12 三段階の multiple expansion の meridian-time display. 上は La Ronge、下は Parksit, Saskatoon, 06:21–07:16 UT, Feb. 16, 1980。

Fig.13-12 のオーロラの meridian-time display に見られるように、この substorm は全体としては 06:24 UT から 07:05 UT まで、40 分を越える長い expansion であるが、実際は、06:24–06:28 UT の第一の expansion、06:34–06:36 UT の第二の expansion、06:55–07:05 UT の第三の expansion の、三つの階段的 expansion で構成されている。第一、第二 expansion はそれぞれ Parksit, Saskatoon の上空やや南とやや北とで起こり、第三の expansion は La Ronge 観測点の上から始まってはるか北の地平線近くまで広がっている。

これらの三つの expansion が起こるたびに、主たる S-fractal aurora は高緯度に広がって行くが、同時に、大きな branch が低緯度に向かって広がっているのも見られる。低緯度に広がる branch は、S-fractal aurora の高緯度への階段的 expansion に対応して起こっているだけではなく、それ以外にも、小さな S-structure formation に対応するように小さな branch が頻繁に現れて低緯度に広がっていることも知られる。図の時間軸が遅い送りなのでこの図ではよくわからないが、これら低緯度に広がる branch の大部分は、Fig.13-8 でわかるように pulsating auroral patch 群である。S-fractal aurora が高緯度に広がりつつある間、すなわち expansion の最中から pulsating aurora が現れていることがよくわかる。

13.1.4 Recovery

古典的定義では、まず、静かな状態でのオーロラオーヴァルの位置を仮定して、この位置からオーヴァルの緯度が下がるのが growth phase であり、オーヴァルが明るくな

り、オーヴァルの中が極側に広がるのが expansion、広がった状態から元の位置に戻るのが recovery とされる。しかし、この定義では、元の位置が何処かが判らなければ growth phase の始まりは決められない。また、recovery はオーロラの活動から定義するならば、[poleward expansion が止まってから後の状態]ということになる。多分、recovery の言葉は、もとの状態に戻るのを意味するのであろうが、この場合も、また、「もとの状態」とは何を指すかがわからなければ recovery の終了を決められない。このように、サブストームの概念自身が、何処からはじまって何処で終わるのか、極めて曖昧な面を持っていると言わなければならない。オーロラオーヴァルの位置の「元の位置」とは、その時点での太陽風から磁気圏へのエネルギー入力によるもので、auroral substorm のどの phase にあるのかには関係ない。

磁気圏粒子から見れば、expansion において急激に加速され、かつ、地球近傍の磁気圏に入り込んだ高エネルギー粒子がそこから電離層に失われていく過程が recovery 過程であると言っていい。グローバルな研究は難しいが、入射粒子フラックスが全体として次第に減少し、オーロラが全体として暗くなって行く状態と考えられる。

Recovery process の一つの典型が pulsating aurora だといえる。すなわち、expansion に際して加速され、trapping orbit に閉じ込められた電子群が磁気ボトルから抜け落ちて行く証が pulsating aurora である。従って、粒子の加速が最も顕著な深夜から、加速された電子が内向き東向きにドリフトすることを受けて、通常、明け方のオーヴァルの低緯度側に最も活動的な pulsating aurora が見られる。活動度の高いときには torch の低緯度側がこれにあたる。同じように、夕方側のオーヴァル低緯度寄りでは、水素輝線からわかるように、プロトンも trapping orbit から抜け落ちていく。これらの粒子のロス過程には、電子に対しては VLF の波動 (Chorus riser) が、また、プロトンに対しては ULF の波動 (IPDP-wave) が対応しているように見える。

磁気圏プラズマ irregularity の形成

磁気圏の trapping orbit から高エネルギー電子を効果的に remove するのは、パッチ状に繰り返し降り込む pulsating precipitation によるものである。先に示したように、auroral patch のドリフトから見て、脈動的に電子が降り込む場所を決めているのは磁気圏のプラズマ irregularity と考えられるが、このプラズマ irregularity がどのように生成されるのかはまだわかっていない。しかし、ある一つの expansion において、高緯度に広がる S-fractal aurora の、local な S-pattern の発達・消滅の歴史によって示される空

間構造と、それ以後現れる pulsating auroral patch のサイズや形の複雑さなどがきわめてよく似ていることは注目に値する。

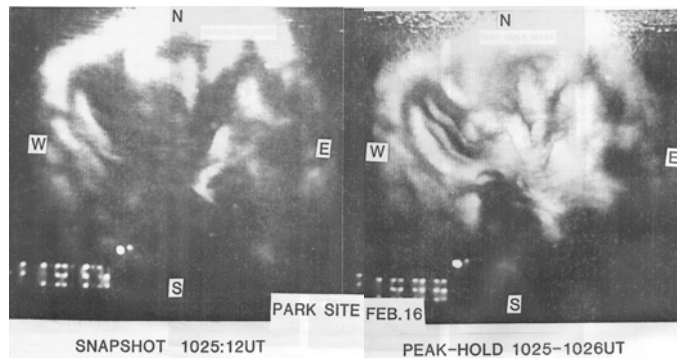


Fig.13-13 左は patch 状 pulsating aurora の snapshot、右は同じ pulsating aurora の 1 分間の peak-hold 画面。Peak-hold 画面ではこの間に現れたすべての patch が見える (Yamamoto *et al.*, 1984)。

一般にある時間の間のオーロラの活動は、もし、複数の活動が空間的にあまり重なり合わなければ、その時間の間、ビデオ画面を peak-hold の方法で重ね合わせることによって、その間のすべてのオーロラ活動を一枚の画面で表現できる。互いに独立な、速い luminosity pulsation をしている pulsating aurora のすべての auroral patch を見ようと思えば、その間の luminosity pulsation の、最も長い繰り返し時間で peak-hold 積分することによって必要な画面が得られる。Fig.13-13 はそのサンプルで、活発な、速い繰り返しの pulsating auroral patch が、さまざまな繰り返し時間を持つ patch の中の、最も長い繰り返し時間より長い時間、ここでは 1 分間の peak-hold 積分を行う (右画面) ことによって、可能なすべての patch が現れている。

同様に、一つの expansion におけるたくさんの S-pattern の発達・消滅の歴史は次のようにして知られる。すなわち、もし一つの expansion が、例えば 5 分の間に、ある緯度 λ_1 から始まって別の緯度 λ_2 まで広がって終わったとする。このとき、expansion front の S-fractal aurora は全体としては高緯度側に動きながら、 λ_1 から λ_2 までの緯度巾の至る所に大小さまざまな S-pattern が発達・消滅する。だからもし、オーロラのビデオ記録に基づいて、その 5 分間の時間 peak hold の時間積分をすると、poleward expansion front が掃いた領域に、大小さまざまな S-pattern の歴史が残って見える。この S-pattern 発達消滅の歴史的パターンとそれ以後現れる pulsating auroral patch の大きさや形の複雑さが酷似して見えるのである。

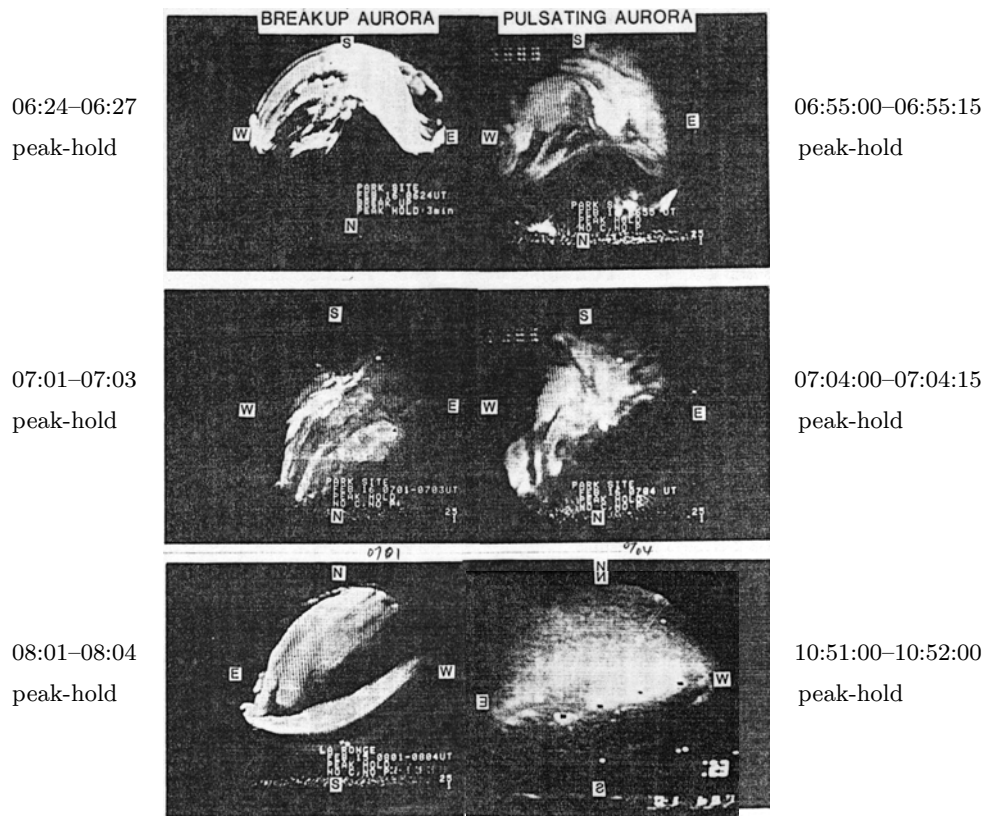


Fig.13-14 Expansionに際しての expansion front の S-fractal aurora の活動の歴史(左画面) とその後の pulsating patch(右画面)の類似性。上4画面は Feb. 16, at Saskatoon、下2画面は Feb. 15, at La Ronge。

Fig.13-14 はその具体例三つで、上から active な auroral expansion の初期、同 expansion の最中、比較的穏やかな expansion の際の S-fractal aurora の活動の歴史(左)と、その後に現れる pulsating auroral patch の pattern(右図)を比較したものである。上段左は、Parksite, Saskatoon 観測点での、1980年2月16日 06:24-06:27 UT の peak hold 積分、右は同 06:55UT から 15秒間の peak hold、中段は同じく Saskatoon で、左が expansion 最中の、N-S aligned arc 先端の S-fractal activity で同日 07:01-07:03 UT の peak hold、右がその直後の pulsating auroral patch で 07:04 UT から 15秒間の peak hold 画面、下段は La Ronge 観測点で、1980年2月15日の expansion 08:01-08:04 UT の peak hold、右は後の 10:51-10:52 UT の streaming aurora の peak hold 画面である。図に記してあるように、TV カメラ据え付けの便宜のために、上の4画面は上が南、右が東の座標、

下の2画面は上が北、右が西という座標になっている。

2月16日に、より低緯度の、Saskatoonの南から始まったexpansionのS-fractal auroraは動きが激しく、細かい複雑な動きをしているが、2月15日に、より高緯度のLa Rongeから始まったexpansionは空間スケールの大きい、ゆっくりした動きが特徴的である。これらのS-fractal auroraの活動のサイズや形の複雑さは、すべてそれぞれその後のpulsating auroral patchのサイズや形の複雑さにそのまま再現されているように見える。

この類似から直ちに推定されるのは、磁気圏のplasma irregularityはsubstorm expansion phaseにおけるlocalな電場の生成・消滅の過程に伴ってinjectionの(電離層から吸い上げられた?)プラズマによって磁気圏内に作られるということである。まだはっきりした証拠がある訳ではないが、expansion過程に生成消滅を繰り返すlocalな電場は電離層から磁気圏にlocalに多量のプラズマを吸い上げ、磁気圏のプラズマirregularityを生成するのに大きな役目を果しているように思われる。もちろん、expansionの過程でそこに作られたplasma irregularityはドリフトによってたちまち運び去られるから、同じものがいつまでも同じ場所に留まってpulsating auroral patchを生み出している訳ではない。このpatternの類似性は、いわば、そのexpansionの特性とでも言うべきもので、最初のexpansionのみならず、expansionのすべての段階で作られるplasma irregularityの形やサイズがそのsubstormの特性で決まっていて、後から後から生み出されるプラズマ雲が、皆、似た特性を備えるのだと考えなければならない。やや不思議な気もするが、あるいは、当然のことなのかも知れない。

13.2 オーロラオーヴァルとオーロラの種類の分布

前節で述べたように、pulsating auroraのいろいろな種類が、サブストームの進行に応じてオーヴァルのいろいろな場所に現れる。ここでは、これを活動の激しさによって二つに分け、中程度の(小さな)活動で発達したオーヴァル、激しい活動で十分に発達したオーヴァルそれぞれについて、それらと相対的な位置関係で簡単にまとめて置こう。

13.2.1 中程度の活動で発達したオーヴァルの場合

中程度の(小さな)活動の場合には、充分発達した段階でもオーヴァルの幅はそれほど広がらず、また、部分的なオーロラの構造も、torchやオメガの構造にはならず、おおむねFig.13-15のような、オーヴァル沿いの滑らかな構造を示すことが多い。

この場合には夕方側のオーヴァル沿いには、終始、ほとんど pulsating aurora は見られず、pulsating aurora は深夜から明け方にかけてのオーロラオーヴァルの低緯度側に

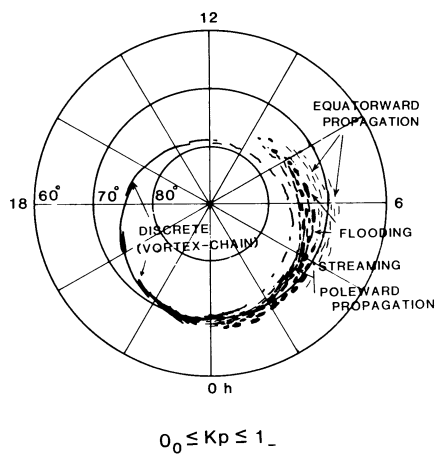


Fig.13-15 小さな expansion で発達したオーロラオーヴァルとその上のオーロラ動態 (Oguti, 1981)。

限られる。Substorm aurora の発達の早い段階では、pulsating aurora は概して luminosity pulsation または expansion type で、起こる場所は深夜近傍のオーヴァルの低緯度側に限られる。

Expansion が進行するフロントは高緯度側も西側も明るい S-fractal aurora の活動で構成され、西側には多重のサージ構造あるいはむしろ多重アークの形の多重 S 字構造が発達する。オーロラの低緯度側への拡張幅は小さく、poleward expansion の S-fractal aurora の活動で形成された深夜付近の auroral patch はたちまち luminosity pulsation を始める。東側へ

の expansion front も多くの場合、短時間、切れ切れの S-fractal aurora の活動があり、すぐさま活発な luminosity pulsation をする auroral patch が現れて、東向きにドリフトしながら東に広がってゆく。

中程度の activity で発達したオーロラオーヴァルは全体の幅が狭いので、夕方の高緯度寄りのオーロラから明け方の低緯度寄りのオーロラに変わる、深夜付近での段差も大きくはない。この状態のオーヴァルの明け方側の低緯度側境界付近には、よく発達したオーヴァル沿いの streaming aurora、あるいは luminosity pulsation をする patch 群と poleward propagating aurora が見られる。明け方のオーヴァルの低緯度側境界付近は最も活発なオーロラ脈動領域で、これより高緯度でも低緯度でも pulsation の activity は減少する。

この領域より低緯度では、substorm の終期、特に明け方に近づくに従って、淡い、速い低緯度伝搬型のオーロラ (fast auroral wave) が卓越する。真下で見れば低緯度向きに波のようなものが途中の patch を明るくしながら伝わるという印象を与え、これを低緯度側から見れば、蒸気がもやもやと立ち上るように見えるものである。これはまだ同時観測では確認されていないが、いくつかの状況証拠からそう推論できる。

明け方のオーヴァルもその高緯度側境界辺りのオーロラは pulsating aurora ではなく S-fractal type のオーロラである。まだ十分に確かめられてはいないが、pulsating aurora の領域は S-fractal aurora の局所的活動領域から東向きに constant L の shell に沿っているように見える。従って、昼間に近づいてオーヴァル全体が高緯度に上がって行くと、pulsating aurora の領域もそれにつれて緯度が上がるようである。

13.2.2 激しい expansion でよく発達したオーヴァルの場合

緯度の低い(例えば磁気緯度 60 度)地域から始まる substorm は拡大するフロントにおける激しい S-fractal aurora の活動を伴い、全体としてオーヴァルの緯度幅の拡大も大きい。従って既に述べて来たようにオーヴァルの拡大のさまざまな時点、場所で特徴的な pulsating aurora が出現する。

まず、substorm aurora の発達段階でのオーロラ分布は、西側のフロントを構成する活発な S-fractal のサージ構造、すなわち、多重 S 字構造の発達、高緯度側へ進行する大小さまざまな vortex の発達と消滅、全体として高緯度側へ進行するフロントから、深夜の時間帯で大きく split して低緯度に向かって伸びる大きな S 字構造が、全体の構造の特徴である。この、低緯度に向かって伸びる大きな S 字構造の低緯度側の先端に激しい S-fractal aurora の活動が現れることがあり、その活動が起こるとたちまちその場に激しい luminosity pulsation をする patch 群が生まれ、低緯度に向かってドリフトする。

Expansion aurora の東向きのフロントは切れ切れの S-fractal aurora がごく短時間活動してそのうしろに直ちに活発な luminosity pulsation を行う patch 群が従う。Patch 群は速い(フロントの進行よりは遅い)東向きドリフトに従う。

激しい expansion でよく発達したオーヴァル(Fig.13-16)は、深夜の時間帯に大きな段差をもち、夕方側では高緯度寄りに明るい S-fractal aurora の卓越する領域を持っていて、低緯度よりの pulsating aurora のベルトは淡い。これに対して深夜から明け方のオーヴァルはその低緯度寄りに比較的明るい pulsating aurora のベルトを持ち、高緯度寄りの S-fractal aurora は、local には明るい部分があっても全体としては淡い。即ち、夕方の高緯度から明け方の低緯度へ向かって大きな段差を持つのが特徴である。

発達の最盛期にはまだ、深夜の時間帯に高緯度の S-fractal と低緯度の pulsating aurora のベルトをつなぐ大きな S 字構造、すなわち、N-S aligned arc が残っていることが多い。しかし、時間とともに次第に N-S aligned arc は消失して、衰退期には、夕方半分の高緯度オーロラと明け方半分の低緯度オーロラとに分離するような印象を受ける。

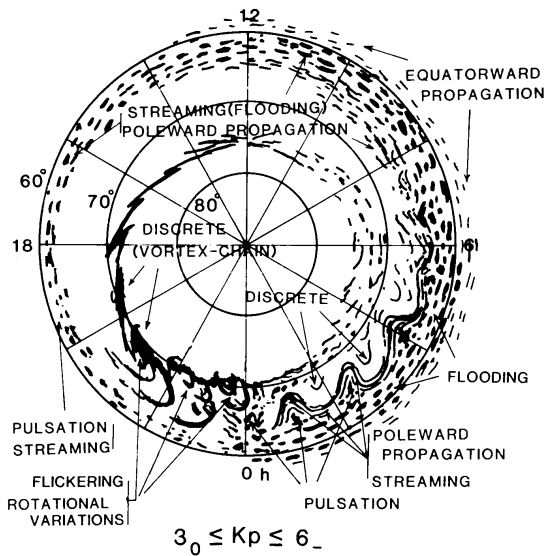


Fig.13-16 激しい expansion で発達したオーロラオーヴァルとその上の特徴的なオーロラの動態 (Oguti, 1981)。

夕方から深夜にかけてのオーヴァルの低緯度寄りにはごく淡い background をもつまばらで不定形の pulsating auroral patch が存在し、これらの patch は磁気圏電場に従う形で、西向きにドリフトする。淡い background は水素輝線と重なっているように見え、プロトン入射によるオーロラと思われる。しかしこの点はまだ確かめられていない。もし、深夜の子午面で新たな substorm が発生すると、夕

方の auroral patch のドリフトは加速する。この夕方の pulsating auroral patch の個々の存在の継続時間は短く、pulsation の繰り返しの回数も少ない。

激しいオーロラ活動に伴うオーヴァルの発達の大きな特徴の一つは、深夜に近い明け方のオーヴァルの低緯度寄りに根元を持ち、高緯度に向かって発達する torch あるいはオメガ構造である。この torch またはオメガ構造は最も激しい auroral pulsation の中心領域である。特にその初期の段階には、torch 中心部の低緯度境界付近に激しく luminosity pulsation をする patch 群があり、そこから、torch の形をキノコの傘とするように、poleward propagating aurora が生まれ、高緯度に向かって伝搬する。

Substorm 時間の経過とともに、あるいは local time の進行とともに、この脈動の活動中心領域の pulsation は、高緯度伝搬型から次第に、波打った torch 沿いの streaming に変わって行くように見える。この中心領域の更に低緯度には小さなオーヴァル沿いに並んだ auroral patch があって、オーヴァル沿いに東西に streaming を繰り返す。その更に低緯度には低緯度伝搬型の fast auroral wave のようなオーロラが存在する可能性があるが、これはまだその低緯度側からは確かめられていない。

明け方遅い時間帯には速い変化を伴うものが多く、特に pulsating aurora のベルトの低緯度寄りでは flash(flaming) や fast auroral wave の仲間が卓越するように見え

る。flashのような速い変動が現れ始めるのと、VLF chorusの電波が受信され始めるのとは概ね同じ時間帯からであって、この面からも、flash type(及び 3 Hz modulation)の pulsating auroraの電子入射とホイッスラーモードのchorusの波の結合が電子入射に重要な役目を担っていることが示唆される。

13.2.3 Dayside Aurora と Nightside Aurora

既に第11章で、S-fractal auroraの一例として dayside auroraの breakupについて述べたが、dayside auroraの特徴はグローバルなオーロラオーヴァルにおける位置づけとこれに関連したオーロラ粒子の起源にあるとも言えるかもしれない。第5章で述べた磁気圏の磁場構造から見て、磁気圏境界面の太陽に面した高緯度には特異点があつて、ここでは磁場は境界面に直交する。人工衛星によって測定された磁気圏境界面近傍の磁場

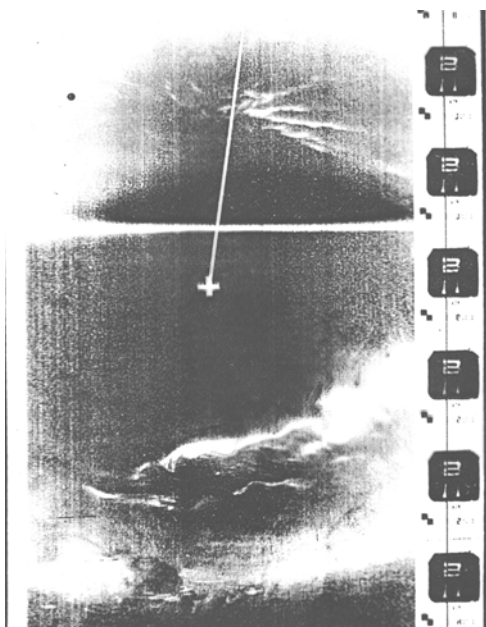


Fig.13-17 正午過ぎの dayside auroraに特徴的な放射構造。南半球で、右が夕方側 (Akasofu, 1976)。

の向きの分布はFig.5-29に示したが、磁場が収束する点が直交する点で、その近傍では磁場は極端に弱い。従つて、そこから地球に向かって入射する荷電粒子は、極めて小さなピッチ角のものしか電離層(オーロラ)高度まで到達できないが、この領域は、磁気圏境界面において、特徴的に外部から粒子が直接進入できる場所であることも確かである。

この領域とつながっているのが、赤線(6300 Å)が卓越する、構造のないオーロラが見られる電離層領域と考えられ、この領域が dayside polar cusp と呼ばれる。この領域を少し外側に外れると、昼間に特徴的な vortex-chain auroraの活動が見られる。カスプ周辺領域のオーロラは持

続時間が短いので、そのアークの方向やドリフトの向きを求めるのはわりあい困難であるが、vorticityは磁場の向きに見て右回りで、S-fractal auroraの特性を備えていること

が知られる。アークの方向は概して規則的で、全体として見ると、赤いオーロラ領域を中心とする放射状構造になることが多いようである。

人工衛星から撮影した画像に、このような放射構造が見られる例が見つかる (*e.g.*, Akasofu, 1976; Meng and Lundin, 1986)。Fig.13-17 にその一例を示す。この図は DMSP 衛星によって南半球で撮影されたもので、従って、図の右手が夕方側である。カスプの夕方側によく発達した放射構造が見られる。カスプの下を通るスピッツベルゲンの Ny Ålesund における、ある一日のアークの方向変化をプロットすると、magnetic noon(08:40 UT) あたりでアークの向きが放射構造に見合った形で変化することもわかる。Meng and Lundin(1986) によれば、この放射構造は、太陽風中の磁場および磁場変化の歴史に依存してさまざまに変化するようである。この放射構造の、正午過ぎの部分と第11章で述べた dayside auroral breakup とは同じオーロラではないかと思われるが、まだ同時観測によって確認されていない。

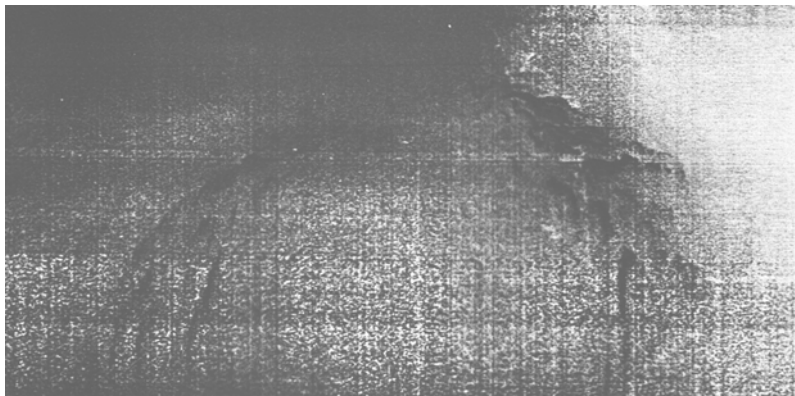


Fig.13-18 正午前の dayside aurora は形態的に正午過ぎのものと異なる (Meng and Lundin, 1986)。

正午前のオーロラも放射構造を示すが、明らかにその形態は正午過ぎのものと異なる。正午過ぎのオーロラが薄いシート状であるのに対して正午前のオーロラは、形態的には curl の chain、あるいは小型の torch 構造のようである。一例を Fig.13-18 に示す。この場合は北半球で、図の右手が午前側である。なお、この図では、太陽-地球方向に向いた polar cap aurora が発達しているのが見られる。

このオーロラの放射構造が何に由来するのかはまだ本当にはわかっていない。1987 の Tsyanenko 磁場モデルを使って放射構造モデルを磁力線に沿って磁気圏に投影すると、Fig.13-19 に見られるようにすべて磁気圏の横腹、特に tail の横腹につながるものが

知られる。Tail flankの磁気圏赤道面に投影された放射構造の個々のオーロラアークの形は、tailの横腹から進入する非一様な粒子群の高密度部分が、low latitude boundary layerのシヤーのある流れで引き伸ばされたような形を示す。この事実は、昼間カスプ域のオーロラの放射構造が、tail flankから磁気圏に進入する粒子群によってもたらされる可能性を示唆するものと言えよう。LLBLに進入した粒子群はLLBL内部のflowによって流れるのであるから、放射構造の発達過程と移動を調べることによってその妥当性を確かめられるかもしれない。

このような、昼間カスプ及びその周辺のdayside auroraは、オーロラ起源粒子がカスプから供給されるので、tailのneutral sheetあたりから粒子が供給される夜側のオーロラ活動とは異なるもので、どこかに昼側オーロラと夜側オーロラの接続する場所があって、そこでオーロラの性質が変わる筈だと考えられることが多い。しかし、オーヴァルには、そのような特異点的な接続領域は見つからない。

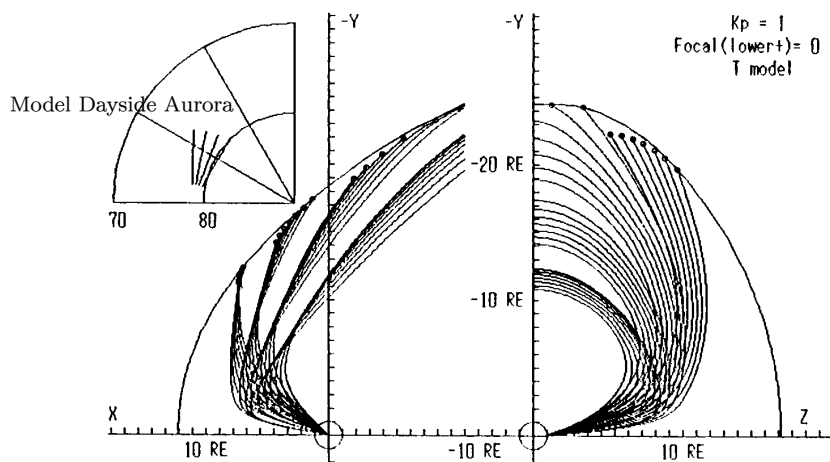


Fig.13-19 Tszyganenko (1987) Modelを用いた、dayside auroraの放射構造の磁気圏 tail flankへの投影。x-y plane(左)と y-z plane(右)への投影 (Oguti *et al.*, 1991)。

このことは、カスプ周辺の放射状オーロラがtail flankから供給されると言う、上に述べた考えの妥当性を示唆する。即ち、tail flankは夜間磁気圏のneutral planeに滑らかに接続しているので、放射状のdayside auroraのうち、高緯度よりのあるもの、すなわちtailよりから進入した粒子によるオーロラが滑らかに夜側オーロラに接続すると考えられる。この考えに立てば、むしろ、この両者の間に特別の食い違いを期待するのは無意味であると言えよう。

なお、Fig.13-18 に見られるような、正午前と正午過ぎのオーロラの違いもまた dayside aurora の tail flank 起源説を強く support するように思われる。なぜなら、tail flank から磁気圏に効果的に入り込めるのは、明け方側、即ち正午前ではプロトンであり、夕方側、即ち正午過ぎでは電子であって、両者領域からの粒子(電子)の入射モードには当然、違いがある。既に述べたように、同じく電子の入射で光るが、夜のオーロラにおける夕方と明け方のオーロラの違いが dayside aurora にもそのまま当てはまるように見える。正午前の dayside aurora に luminosity pulsation が見られるのかどうか調べてみる必要がある。

13.2.4 Θ -Aurora と Sun-aligned arcs

グローバルなオーロラ分布の議論のついでに、ここで Θ -aurora と極冠の sun-aligned arc について述べておこう。通常は極冠にはオーロラは少ないが、条件によって、時折、昼間から深夜に向かって極冠を横切る大規模な transpolar auroral arc が現れることがあり、これは、オーヴァルと一緒にして Θ -aurora と呼ばれている。一例を Fig.13-20 に示す。極冠には、これほど大規模でなく、小さな arc が太陽-地球方向に方向が揃って現

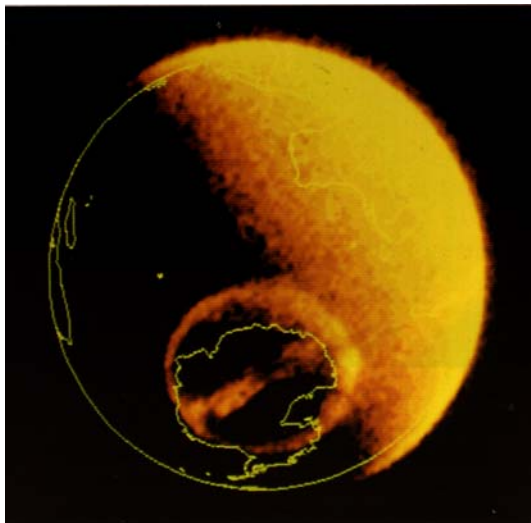


Fig.13-20 典型的な Θ -aurora。南極上空を Dynamic Explorer 衛星から紫外線で撮影。真昼側から深夜側に向かって transpolar arc が見える (Frank, 1988)。

れることもあり、sun-aligned arc と呼ばれる。Fig.13-20 は DE (Dynamic Explorer) 衛星で紫外線によって撮影された Θ -aurora である。紫外線のため、画像が滲んで transpolar arc が太く見えるが、可視光で見れば、細いオーロラの集まりである可能性が高い。

Θ -aurora の transpolar arc や sun-aligned arc の分布は通常のオーヴァルからはずいぶん離れているが、基本的性質は夕方の S-fractal aurora と共通で、S-fractal の性質を示す。Fig.13-21 左は polar cap の真中に位置する

カナダ北極圏の Eureka 観測所で観測された sun-aligned arc (transpolar arc か?) を auro-

rasphere 上にプロットしたもので、右にこれに、ほぼ同時にその上を通った AKEBONO 衛星で測定された電子のエネルギースペクトルを示してある。

全天画像の下の方に arc と記したのが、エネルギースペクトル画面で 06:50 UT 頃に通りが過ぎた顕著なフラックスピークに対応している。図でわかるようにアークに対応する入射電子は典型的な inverted-V 構造を示している。06:50UT 以後 (polar cap の右手、明け方側) にも、いくつかの入射電子フラックスが見られるがそのフラックスは小さく、全天画像には、これらに対応する arc はよく見えない。

エネルギースペクトルの空間構造が典型的な inverted-V を示すのに対応して、Fig.13-22 に見られるように、深夜方向、06:50UT のあたりに電場構造 (イオンドリフト) の、sun-earth 方向の右回りドリフトシヤーが見られる。06:50 UT 以後のいくつかの入射電子にも同様にドリフトシヤーが対応しているようである。

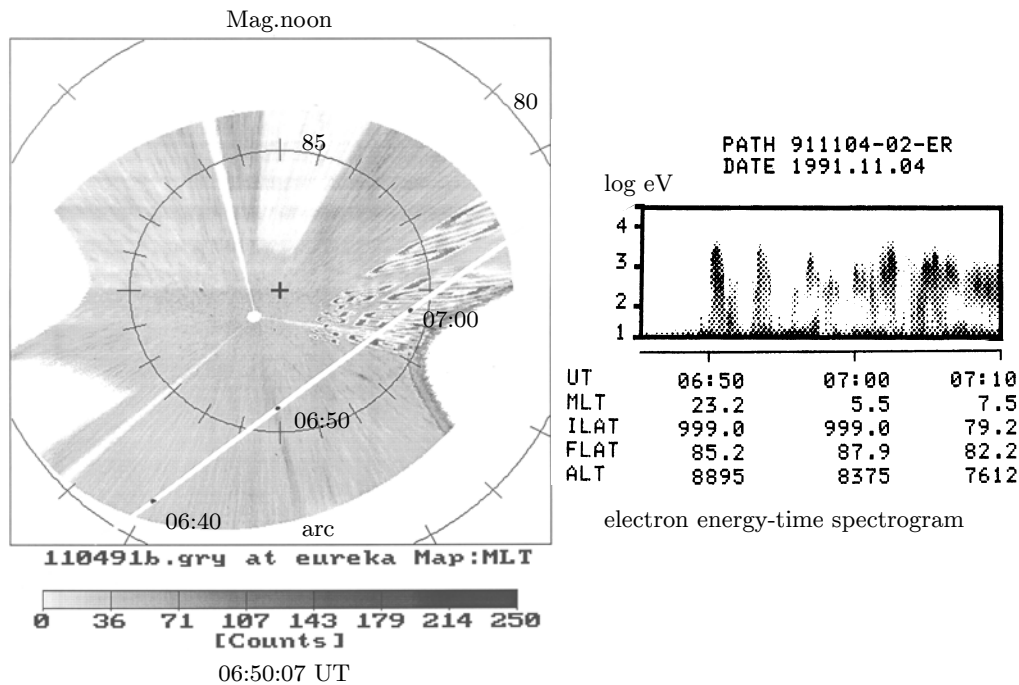


Fig.13-21 Sun-aligned arc (左 Eureka) と AKEBONO 衛星での入射電子スペクトル (右)。

1991 年 11 月 4 日。All-sky image by courtesy of McEwen(1994)。

これらの事実は transpolar arc や sun-aligned arc をもたらす入射電子が、オーヴァルの S-fractal aurora と同じような negative potential の起源を持つことを示唆する。極冠中央を横切って sun-aligned の transpolar arc ができるのは、太陽風磁場で変形された

磁気圏の磁場構造の時間的変化に由来するもののようである。太陽風の磁場を変化させながら極地方の磁力線を追跡した一例をFig.13-23に示す。

Fig.13-23は、外部磁場としてTsyganenko(1987)モデルを用い、太陽風磁場が太陽向き ($B_x > 0$) で太陽から20度左 ($B_y > 0$)、黄道面から70度下 ($B_z < 0$) を向いた状態から、突然、azimuth はそのままz成分が反転、黄道面から70度上向き ($B_z > 0$) に変わって、その境界が $X = -60R_E$ まで流れ去った時刻での、磁気緯度50度より高緯度のpolar regionの磁力線がどのような状態になるかを field-line tracing で求めた結果である。

図の点々は磁力線が10 R_E 以内で閉じている領域、小さな丸は、磁力線が10–30 R_E の範囲で閉じている領域、小さな十字は、閉じないか、あるいは閉じるとしても30 R_E 以遠で閉じる領域を示す。30 R_E 以遠では、たとえ形式的に閉じていても実質的には開いていると考えていいであろう。丸印の領域、及び、十字と点の境を連ねた領域がオーヴァルに対応すると見ていい。

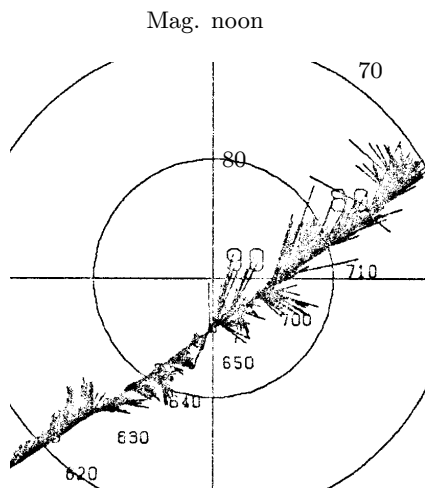


Fig.13-22 EXOS-D (AKEBONO) 衛星によるイオンドリフト。Arcに対応してドリフトシヤーが見える。06:20–07:20 UT。

電子の入射は磁場に大きな空間勾配があるあたりで起こると考えられるから、開いた磁力管と閉じた磁力管の境界近傍にS-fractal auroraのsource regionがあると見ていいであろう。Fig.13-23でpolar capの真中を横切る境界は大規模な Θ -auroraのtranspolar arcに対応するものと思われる。この例では、左側の北半球の極冠域で、夕方半分が閉じたと開いたの中間的な磁力管領域となり、明け方側の半分は、開いた領域となっている。すなわち、polar capの夕方側の半分には、夕方のオーヴァルに見られるオーロラと同じようなsun-aligned arcが現れる可能性がある。

この計算例でazimuth角を+20度としたのは、transpolar arcに対応する境界のsun-earth lineの太陽方向からの+の傾きに合わせたためである。しかし、この条件では太陽風磁場のspiral構造は通常と逆の傾きになる。もし、azimuth角を-にとると、

太陽風磁場は通常の Parker spiral の傾きになり、transpolar arc の方向は太陽から右に逸れる。Fig.13-23 との比較のために、Fig.13-24 に azimuth 角を -10 度とした時の同様の計算例を示す。この場合には、polar cap の磁場の閉じた領域と開いた領域が反転して、polar cap の明け方側が閉じ、夕方側が開く。Fig.13-21 の右図で、06:50 UT 以後、polar cap の明け方側に見られる入射電子群は、果たして磁場の開いた領域に現れたのか、あ

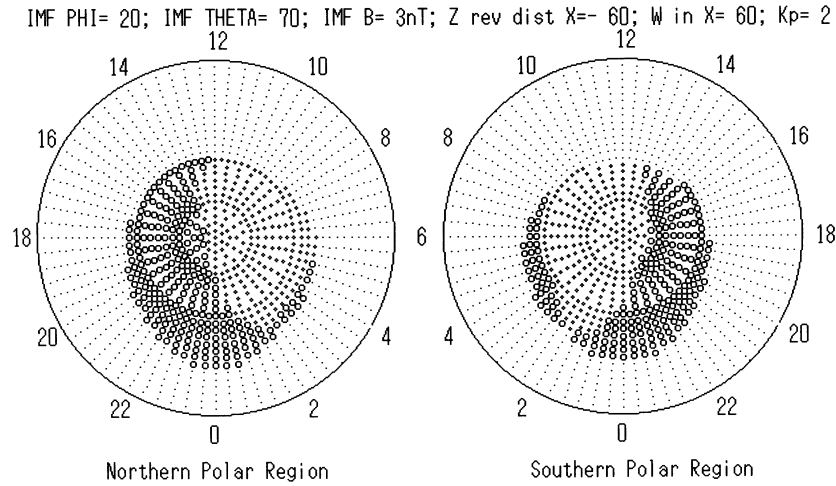


Fig.13-23 磁気圏磁場の閉じ方を示す。点は磁力線が $r < 10R_E$ で閉じ、小丸は $10 - 30R_E$ で閉じる領域を、小十字は open または $r > 30R_E$ で閉じる領域を示す。太陽風磁場 azimuth=+20 度, elevation=±70 度; 外部磁場は Tsyganenko, 1987。

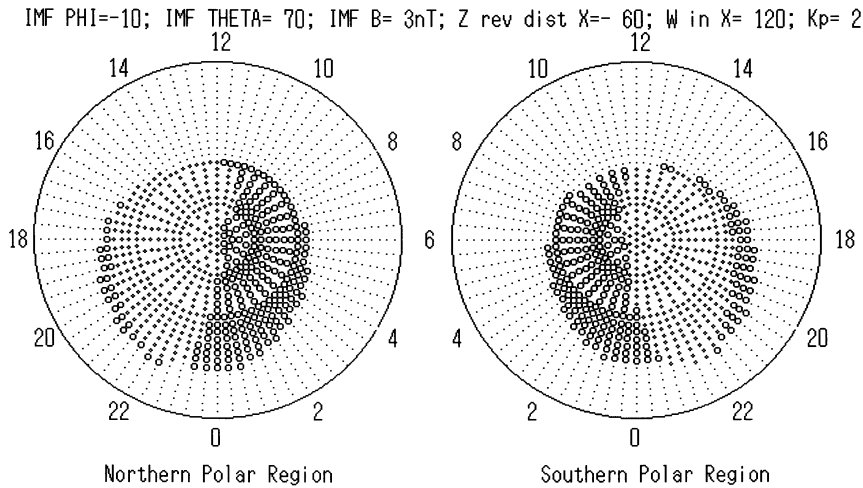


Fig.13-24 Fig.13-23 に同じ。太陽風磁場 azimuth=-10 度。

るいは閉じた領域に現れたのか、 B_y の正負については詳細な検討を要する。

B_y の正負いずれにせよ、sun-aligned の arc が現れるには、 $|B_x| \gg |B_y|$ の条件のもとで B_z が負から正に (南向きから北向きに) 変わることが必要のようである。ちなみに Fig.13-20 に示した実際の Θ -aurora でも、通常のオーヴァル部分のオーロラの明るさは昼間側に対して夜側がそれほど明るくはなく、典型的な北向き IMF の状態になっている。しかし、transpolar arc や sun-aligned arc の出現する条件は、まだ系統的にきちんとは調べられていない。

Polar cap の中の、入射粒子のふるまいが、太陽風の磁場が太陽向きか反太陽向きかによって異なることは既に衛星による粒子観測で知られている (Gussenhoven *et al.*, 1984) が、これと上に述べた、transpolar arc のどちらの片側に sun-aligned arc が出るのかということも調べてみるに値すると思われる。

13.3 ドリフトと電流・電場の発達

オーロラサブストームに際しては、深夜の時間帯のオーロラオーヴァル沿いに dawn to dusk 電場と西向き jet 電流とが局所的に増大し、また、大規模双渦の DP-2 型電場と電流も発達する。オーロラパッチや S-fractal aurora の auroral fragment の存在する領域では、電場の増大は以下に示すように auroral fragment のドリフトで推定できる。また、電流は磁場変動から推定することができる。ドリフトの向きや速度は時間とともに変化していて、オーロラ (地磁気) の活動度とともに変わること示している。このことから magnetic substorm を説明する電流は、オーロラ電子の入射による電気伝導度の局所的増大だけではなく、電場の増大による部分も大きいと考えなければならない。電流はただ単に、tail current が極域電離層に分岐したと言うだけのものではない。

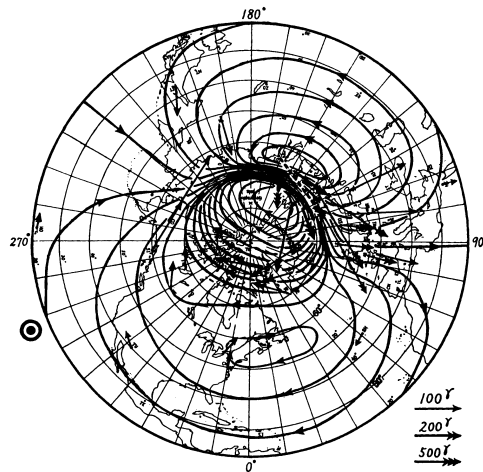


Fig.13-25 Substorm の等価電流系の例 (Fukushima, 1953)。

13.3.1 Expansionに伴う電流の発達

オーロラサブストームは極磁気嵐 magnetic substorm を伴う。すなわち、オーロラ活動が盛んになるとときには、必ずオーロラ活動域に電流が流れ、磁場変動が起こる。これがかつて地磁気の湾形変化 (Bay disturbance) と呼ばれたもので、研究の歴史はオーロラよりも古い。地磁気湾形変化の変化磁場を、すべて電離層の電流によるものと仮定すれば、第8-9節で述べたように、いわゆる等価電流系を求めることができる。Fig.13-25 に示す電流系はその一例である。

図の電流は明け方から深夜のオーヴァルにかけて西向きが集中し、その周辺では東向きのいわゆる return current が流れている。しかし、この電流のすべてが電離層に流れているのではなく、特に深夜のオーロラ活動域には、明け方の region-1 の流れ込み電流、夕方の region-2 の流れ出し電流 (Birkeland current) を、深夜の電離層のオーロラ活動域で結ぶ西向きのオーロラジェット電流と、これに付随する見かけの return current が卓越している。

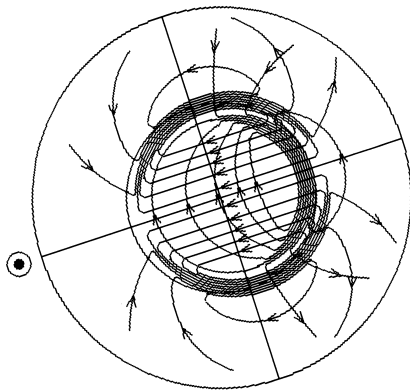


Fig.13-26 等価電流系の分解。向きを Fig.13-25 に合わせてある。

この電流系を成分に分けて現すと、Fig.13-26 のようになる。すなわち、極冠に太陽向きの電流が流れてその return current が明け方と夕方のオーヴァル沿いに反太陽向きに流れて高緯度の渦電流を構成し、また、低緯度に太陽向きの電流があつて、その return current が、前と同じく明け方と夕方のオーヴァル沿いに反太陽向きに流れて低緯度の渦電流を構成する。前者は第8章で述べた region-1 の沿磁力線電流に関連する電位配分に結びついた外部磁気圏の convection 電流であり、substorm に際してこれらが増強される。

後者は、それぞれの低緯度側にあつて、明け方では左回り、夕方では右回りの渦電流で、region-2 の沿磁力線電流と関係する内部磁気圏の convection 電流で、激しい substorm の際に現れる。これらは、いずれも、近似的に電離層の渦電流と考えてよい。

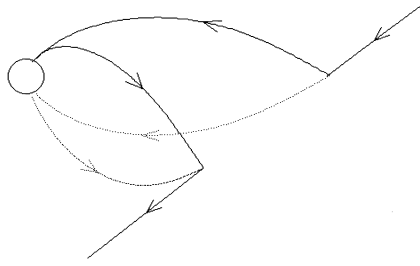


Fig.13-27 Substorm の電流として current wedge (cross tail current の地球へのリーク) が考えられている。

違うのは夜間のオーロラ活動域に集中して流れる西向きのジェット電流で、これは、モデル的に描けば Fig.13-27 のような、磁気圏と電離層を結ぶ電流によってもたらされるものであって、これに関連の return current はすべて見かけの電流である。実際の Pedersen 電流はここに示された return current とは逆向きである。

オーロラオーヴァルの緯度に沿う電流は真夜中辺りでは西向きであるが、夕方では東向きである。深夜から夕方に向かう西向き電流は次第にオーヴァルの高緯度側に逸れて行くので、ここに電流のシヤーが現れる。これが Harang Discontinuity と呼ばれる、等価電流のシヤーであるが、後述のように、これは、過渡的な変動を静的な pattern として捕らえることによってそう見えているという可能性もある。

深夜の子午線近傍のオーロラ中を西向きに流れる電流の総量はサブストームの大きさを表現すると思われるが、現在の観測点密度ではこの総量を正確に見積るのには難しい。通常ジェット電流の大きさを示すものとして使われている conventional な AE-index は、極光帯の観測点群の記録に基づいて極大の envelop を示すものであって、西向き電流の総量(緯度方向の空間積分値)を表現するものではない。AE-index を決める観測点群の経度分布が一様でないので、この点でも問題がある。

この電流は、磁気圏尾の明け方側から夕方側に流れている磁気圏尾電流が真夜中あたりの meridian で途切れて磁

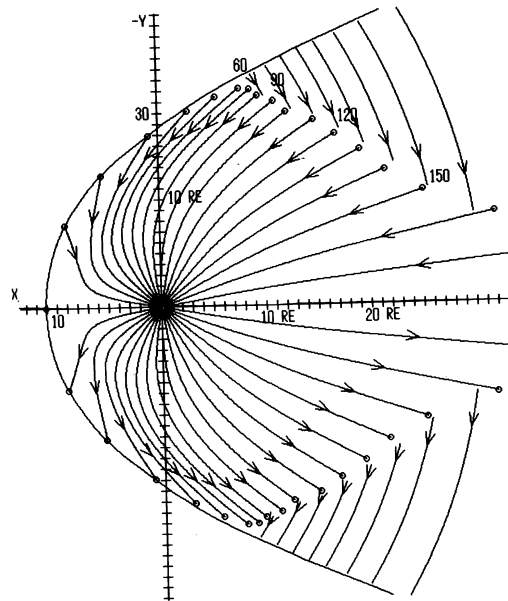


Fig.13-28 Current wedge は、実際はこのような形の空間分布を持ち、時間発展する。

力線沿いに、オーロラ活動域の明け方側の端あたりに流れ込み、活動域の夕方側の端あたりから流れ出して磁気圏に戻ると考えられている。電流が途中で途切れて向きを地球の極域に変えるために、そのあたりの人工衛星で観測する磁場が、expansion 以前には後ろに引き延ばされたいわゆる tail-like の状態から、expansion の進行(とともに?)後は、より dipole に近い形に戻ると言われているが、この図の電流分布からわかるように、additional な磁場は、北半球では外向き北向き、南半球では内向き北向きで、従って、電流の強さと分布によっては、引き伸ばされた磁場が dipole に戻るだけではなく、dipole より大きい北向き磁場に達することも有り得る。実際に substorm に際して、夜間の静止衛星で磁場の dipole に平行な北向き成分が dipole 磁場より大きくなることはしばしば観測されている。

この電流を current wedge と呼ぶことが多いが、実際にはこのような単純な電線を通る電流では表現できない。Fig.8-18 に示したような、substorm で増大した沿磁力線電流が、極冠、極光オーヴァル及び中低緯度を Pedersen 電流として流れるが、その沿磁力線電流部分は磁気圏の中では Fig.13-28 のような、ある shell の上に分布することが期待される。この図は、外部磁場として Tsyganenko'89 (Tsyganenko, 1989) の $K_p=2$ のモデルを用いて磁気圏尾電流とこれに連なる沿磁力線電流とを示したものである。Iijima and Potemra (1976) の、電離層近傍での region-1 の沿磁力線電流の位置から、磁力線を外に向かって赤道面までトレースして x-y 面に投影し、赤道面を過ぎる点を小丸で示してある。Tail 電流は赤道面近傍を dawn to dusk に流れ、小丸で示した領域で沿磁力線電流となって極域に流れ込み、この沿磁力線電流のかんりの部分が、電気伝導度の上昇した夜間のオーロラ活動域を通して西に流れるジェット電流になって、夕方側の region-1 沿磁力線電流領域から再び沿磁力線電流として流れ出すものと考えられる。電流はこのような三次元分布をするので、単純化された Fig.13-27 のような形と考えてはいけない。

磁気圏尾電流の地球極域への流れ込みの物理はまだ本当にはわかっていないが、電流の流れ方は、当然、電場と電流の発生の物理機構による筈である。現象は過渡現象であって、tail 電流の局所的減少(遮断)が起こる以上、local な領域から何らかの機構でプラズマが地球側及び tail に飛び出してそのために cross-tail current が部分的に減少し、これによって大きな dawn-dusk の誘導電場が生まれ、成長している筈である。この電場は更に一層の粒子の加速を起こし、また、これによって局所的な強い内向きドリフトが現れ、これからも粒子の加速、電荷分離が起こって内側の orbit では必ず明け方側から

流れ出し、夕方側に流れ込む、いわゆる region-2 の電流を伴う。

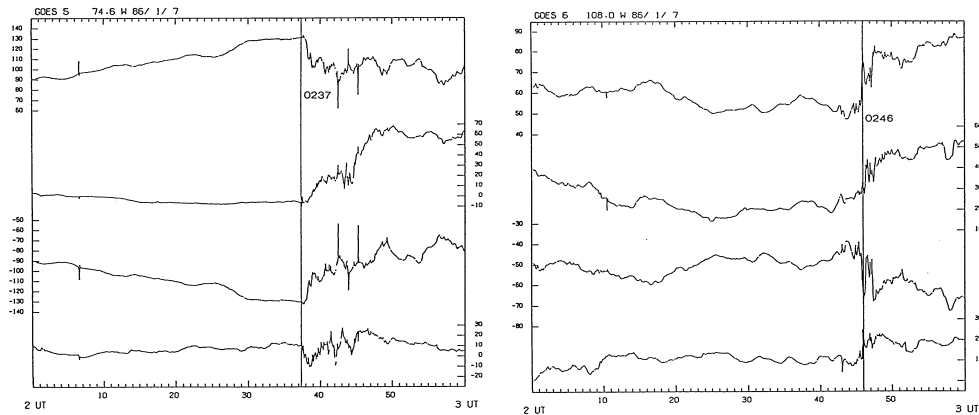


Fig.13-29 磁気圏で substorm の電流が見え始める時刻は衛星の local time によって大きく異なる。02-03 UT, Jan. 1, 1986 (Nishitani, 1992)。

電流の増減は大規模な region-1、region-2 という形を保存しながら起こるのではなく、多くは局所的に起こっていると考えられる。大規模な region-1 及び region-2 の電流は小規模なものの重ね合わせでできていると考えるべきかも知れない。二つの静止衛星が夕方側の異なる local time に位置するとき、Fig.13-29 に示すように、substorm onset にはっきりした時間差が見られるが、これは電流が本来小規模のものであることを示す事実かもしれない。局所的電流系が静止衛星の位置に到達しなければ、小規模電流の作る磁場は観測されないからである。電流が局所的に閉じているのでなければ、どこに流れようと電流の発達に伴う磁場は二つの衛星で同時に同じような形で観測される筈だからである。

Poleward expansion が磁気緯度何度から何度まで進行するかということと、空間積分した maximum の西向き電流の大きさとには良い相関が期待される。それは、expansion aurora が掃いた地球上の空間の全磁気フラックスが disruption を起こした電流量による total flux と等しい筈だからである。このことは、少しまじめにチェックしてみるに値する。もしこの予測が確認されるなら、tail 電流の disruption によって auroral electrojet が流れると言う仮説が証明されたことになるであろう。

13.3.2 オーロラのきれぎれの部分のドリフト

オーロラの主たる構造(S-fractal aurora の) から切り離されたきれぎれの部分は、きれぎれのS-fractal auroraであろうと pulsating patch であろうと同じ運動をする。これらの運動、特に auroral patch (pulsating or non-pulsating) の運動は磁気圏での cold plasma の irregularity のドリフト(電場)を表しているように見える(Oguti, 1976; Nakamura and Oguti, 1987)。後に述べるように、pulsating aurora 中への電子の入射は磁気圏の cold plasma の非一様性により、密度の高い部分で起こる VLF 波の不安定によるものが多いと考えられるからである。

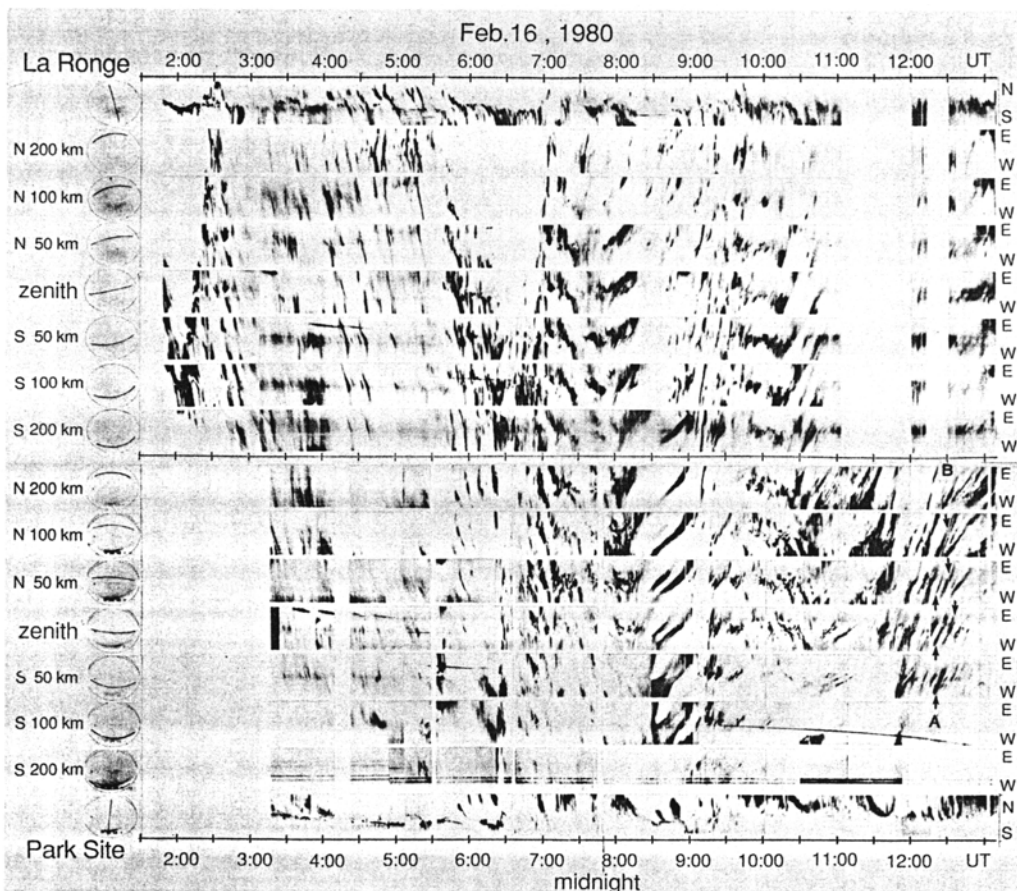


Fig.13-30 東西のスリットを使ってオーロラのきれぎれの部分の東西のドリフトを求めた図。
右上がりには東、左上がりには西向き (Nakamura and Oguti, 1987)。

Fig.13-30 は、ほぼ同一子午面上にある二つの観測点での全天TV観測に基づいて、

それぞれの視野から東西・南北の線に沿ったスリットを使ってオーロラの東西・南北の動きを、La Ronge の北 200 km から Parksite の南 200 km に亙って取り出したものである。これらをベクトルの的に合成すれば切れ切れの S-fractal aurora や pulsating auroral patch などのドリフトを、local time を追いながら plot することができる。合成したベクトル図が Fig.13-31 である。

オーロラの fragments 全体のドリフトは磁場変動やレーダー観測などで求めたドリフトパターンとよく一致していることがわかる。Fig.13-31 を求めるには、子午線上に並んだいくつかの点で直交する二つの線上のデータしか使っていないので、ここに示す二次元パターンは本当の二次元パターンではない。子午線上に並ぶ地磁気観測点の長時間観測から電離層の等価電流系を推定したり、子午面レーダー観測の長時間観測から二次元のドリフトパターンを推定したりするのと同じく、定常性を仮定して始めて二次元 pattern と見なし得るものである。後に述べるように、オーロラ活動に際してはこの定常性の仮定は成り立たないので、特に真夜中前のオーロラ活動や電流分布の解釈には注意を要する。たくさんの観測点を使って二次元の解析を行えば、電場の本当の二次元パターンの時間変動を追うことができる。しかし、観測点の密度が限られていることと、解析に手間がかかるなどのために、まだきちんと調べられてはいない。

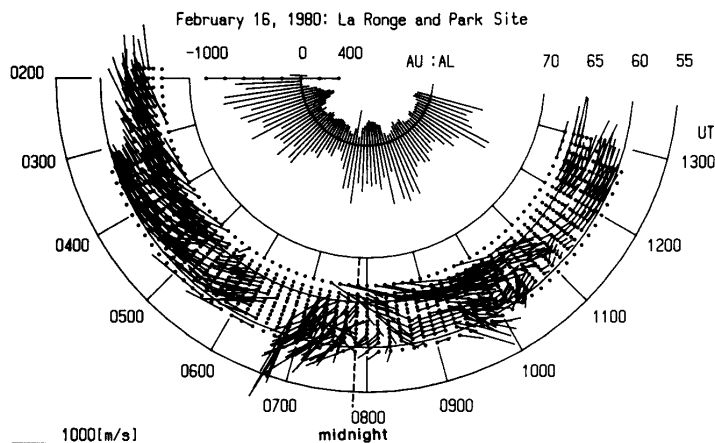


Fig.13-31 オーロラのきれぎれの部分のドリフトのベクトル表示は磁気圏対流を表すものと考えられる (Nakamura and Oguti, 1987)。

Fig.13-31
には、円形グラフの中心に近い所に地磁気活動指数 AL と AU とを示してある。これらの指数の消長とドリフトの変化とを比べてみると、活動の活発化に伴って、夜の部分ではドリフトの向

きが変わり、低緯度向きドリフトが発達していることが知られる。すなわち、極冠の双渦型電場ドリフトは、活動度に従って、大きさだけでなく、全体のサイズや形も大幅に

変わることがわかる。

きれぎれのオーロラ構造のドリフトは磁気圏における電場 ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) ドリフトを示すものと考えられる。従って、このドリフトは電離層レベルの電場を示すものではない。磁気圏電場は磁力線沿いに電離層に伝えられるが、その途中で場所によって大きな沿磁力線の電場(電位差)を伴うから、電離層に伝えられるのは、かなり空間的に平滑化され、スムーズになったパターンである可能性が大きい。また、電離層には磁場に垂直な電流が流れて、電離層自身でも電場の平滑化が行われるので尚更である。

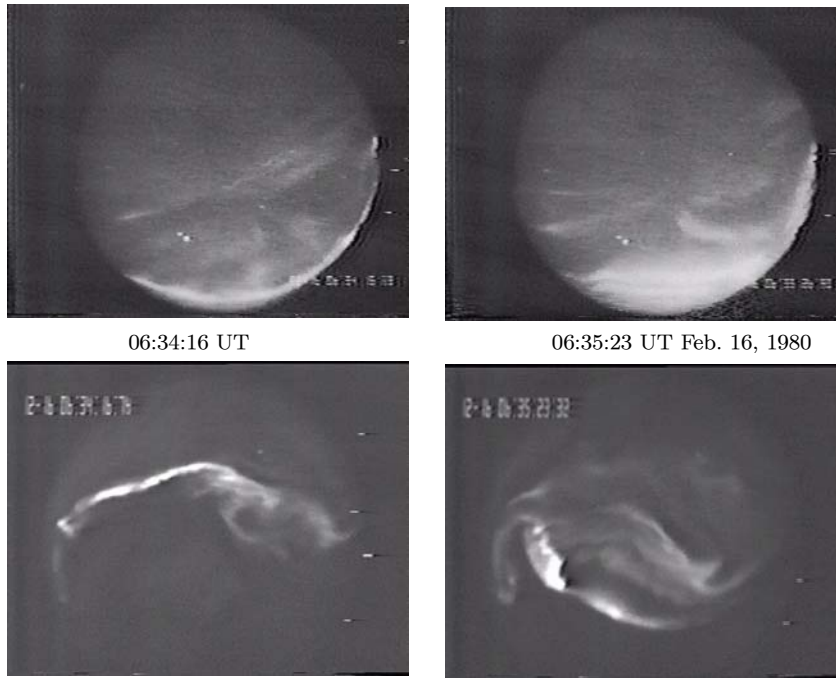


Fig.13-32 低緯度から expansion が始まっても、高緯度のオーロラには殆ど変化が現れない。電場は極冠側へは浸透しないように見える。
上段は La Ronge、下段は Parksitoe, Saskatoon。

Scourfield *et al.*(1983)の研究によれば、pulsating auroral patchのドリフトは、VLF 波動の励起を担う cold plasma の irregularity の電場ドリフトと、プラズマ不安定の結果ピッチ角散乱を起こして降ってくる高エネルギー電子の磁場ドリフトの重なったものとして理解できる場合がある。しかし、通常は磁気圏内部では高エネルギー電子はたちまち拡散するであろうし、高エネルギー電子の空間分布の境界が小さなオーロラ patch の形を決める境界として現れる場合は少ないのではないかと思われる。

オーロラ活動に関わる電場の空間範囲はかなり限られていて、vorticity の発達やドリフトの発達は、或る場所から始まって空間的に広がって行くこと (次節参照) が知られている。極冠地方の双渦型の大規模ドリフトも、その増強は形を保存しながら強度が強くなるのではなく、深夜の極光帯で始まった小さな双渦型の電場が次第に空間的に広がって行くを示すことができる。特に顕著な渦が、expansion の西側の front を形成する S-fractal aurora の vorticity で、この渦の成長がいわゆる Harang Discontinuity に対応すると考えられる。Harang Discontinuity を、この領域における transient な vorticity の発達、decay の meridian chain station での観測によるための見かけの空間構造として理解する考えを次章 7 節で述べる。

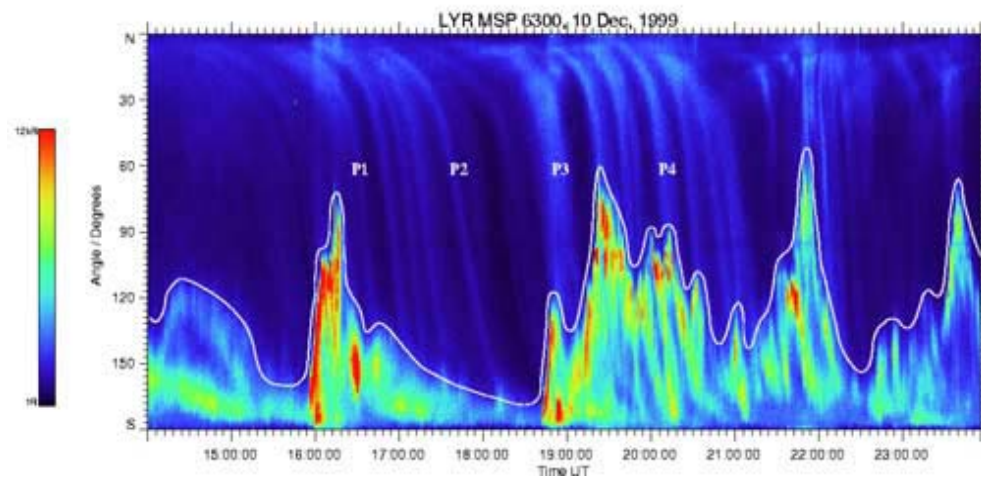


Fig.13-33 南北のスリットを使ってオーロラパッチの南北ドリフトを求めた図。
右下がりが高緯度向きに相当する (Lorentzen *et al.*, 2004)。

注意すべきは深夜のいわゆる Harang Discontinuity に対応するドリフトの shear 以外には、夕方にも明け方にもオーロラの fragments がドリフトするオーヴァル領域には強い shear は見られないことである。即ち、明け方の高ポテンシャル、夕方の低ポテンシャル領域に対応する current reversal が見えないことで、従ってこれらのオーロラの fragments が現れている緯度は current reversal の緯度、従って磁気圏からの電位の供給の緯度、より低い緯度であることが知られる。Pulsating auroral patch などがドリフトしている領域は電荷分離の起こっている領域よりは地球に近く、磁力線が南北でしっかり閉じた領域であることがわかる。この事実は、一方から言えば、全体としてオーヴァルの高緯度側の境界あたりに convection reversal が存在すること、即ち、高緯度の端近

くに存在する S-fractal aurora の shear が convection reversal に一致しているか、あるいはごく近傍にある可能性を示している。

極光帯における切れ切れのオーロラのドリフトは以上の通りであるが、極冠域での convection ドリフトも知られている。極冠域にはしばしば薄いオーロラパッチが存在するが、このパッチは南向きの IMF- B_z に伴って顕著な反太陽向きドリフトを行う。Fig.13-33 はその一例で、極冠深部の Ny Ålesund におけるオーロラの子午面-時間表示である。図の右下がりの線は夜側の低緯度向きの移動を示すもので、IMF- B_z の南向きに伴って反太陽向きのドリフトが卓越していることがよくわかる。

なお、きれぎれでない一連の S-fractal aurora の活動、たとえば、Poleward expansion front の移動はドリフトではなく、磁気圏の磁場構造の変化によると考えるべきであろう。

13.3.3 Expansionに伴う convection 電場の発達

Expansion の進行に伴って、深夜の時間帯に強い南向きドリフト (vortex) が発達する。これが粒子の injection に対応するドリフトであろうと思われる。不思議なことにこの低緯度へのドリフトは expansion の poleward expansion front より低緯度側に限られる。すなわち、Fig.13-32 に見られるように、expansion が進行している低緯度側の S-fractal aurora より高緯度側に別の S-fractal aurora がある場合、expansion の起こっているオーロラの vorticity が如何に発達しても、この高緯度側のオーロラには大きな影響が現れない。既に Fig.13-5、Fig.13-6、Fig.13-7 などでも見られた通りである。

低緯度側の expansion aurora が次第に高緯度に広がってこの高緯度側のオーロラに達したとき、初めてこの高緯度側のオーロラが expansion に巻き込まれ、これに参加して明るさを増し、vorticity を増すように見える。もし、substorm 発生時の深夜の時間帯の強い低緯度向きドリフトが局所的な電場によるものなら、なぜ高緯度側にはその電場が浸透しないのか、あるいは浸透してもなぜオーロラに顕著な変化が現れないのか、検討を要する問題と思われる。

オーヴァルおよびその周辺で、expansion の開始とともに convection 電場の増大が起こることは、観測的にもよく知られている。Fig.13-34 はその一例で、深夜に近い Great Whale River (GWR) を中心に、Narsarsuaq (NAQ)、Baker Lake (BKL)、Rankin Inlet (RIT) などで右図上のような substorm の磁場変動が観測されたとき、夕方の極光帯に位置していた観測点 La Ronge で見たドリフトの増大をオーロラの position-time display

で左図に、その時間変化を右図下に示している。夕方での convection 電場は深夜の磁場変動とほぼ同時に発達していることがわかる。これは expansion の進行とともに、渦電場および region-1 の大規模沿磁力線電流の増大が深夜夜側の限られた時間範囲で始まり、

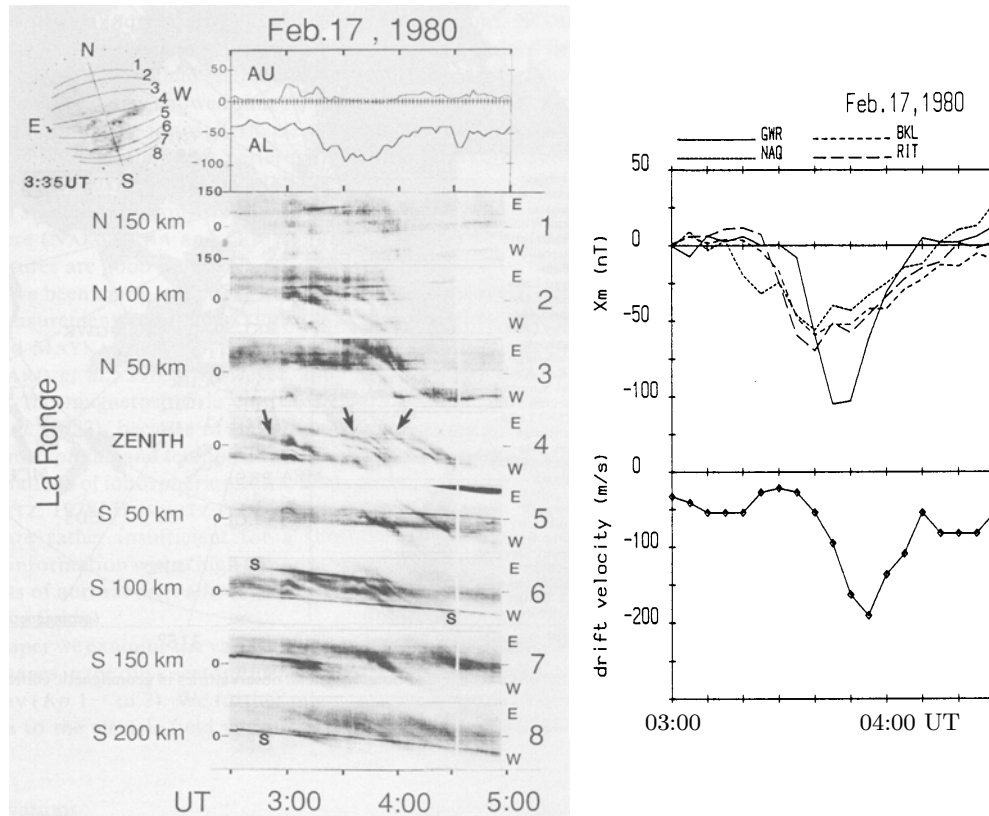


Fig.13-34 極光帯では深夜帯での substorm の開始とともに、夕方側でも電場ドリフトが増大する (Nakamura and Oguti, 1989)。

増大領域が夕方側および明け方側に急速に広がって進行して行くことに対応する。すなわち、オーロラ活動に伴って明け方のオーヴァルから流れ込み、夕方のオーヴァルから流れ出すいわゆる wedge 電流 (Fig.13-26) ならびにこれに接続するオーロラ中のジェット電流は、磁気圏における強い電場の出現に伴って起こるのであって、溜り込んだ電荷の discharge ではない。Substorm の起源は急激な電場の生成によるもので、これは cross tail current の local な減少 (極域電離層への電流ショート) と共に現れる誘導電場に由来して成長し、磁気圏全体に広がっていくものと考えられる。

Site	abbrev.	Geographic		Geomagnetic	
		lat.	long.	lat.	long.
Narsarsuaq	NAQ	61.2	314.6	68.9	44.0
Great Whale River	GWR	55.3	282.2	68.0	353.7
Baker Lake	BKL	64.3	264.0	75.1	320.1
Rankin Inlet	RIT	62.8	92.2	74.3	328.0

Table 13-1 Fig.13-34 の Station Lists.

13.4 サブストームの関連現象

サブストームの関連現象にはいろいろあるが、そのうち、特に S-fractal aurora の活動との関係が明らかなものは第11章で述べた VLH hiss や AKR などである。これら以外に一般的なサブストームとの関連現象として、ここで Pi-2 地磁気脈動と大気圧力波について触れておこう。

13.4.1 サブストームと Pi-2 地磁気脈動

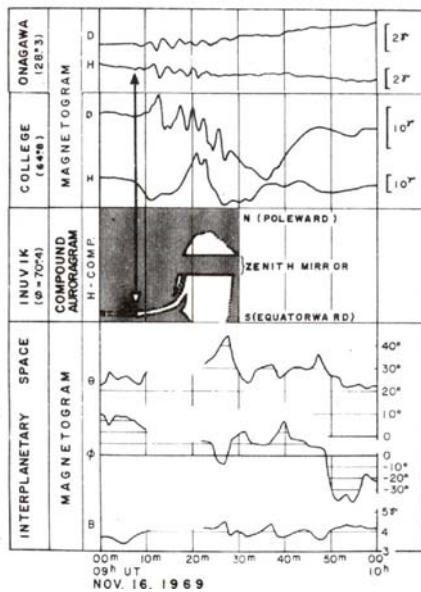


Fig.13-35 オーロラサブストームと Pi-2 の関係 (Sakurai and Saito, 1976)。

Pi-2 地磁気脈動がサブストームの onset に関係して起こることは、既に、1961 年頃から知られている (*e.g.*, Saito, 1961)。第13-1節で述べたように、サブストームの onset は、光か電磁場変動か電波か粒子か、何の現象を、また、地上か衛星か、衛星なら何処にある衛星で見えるかによって、その時刻に2-3分あるいはそれ以上の違いが出るのは当然だから、Pi-2 にしても、onset のどの時刻で起こるのかを明らかにしなければその起源を推定することは難しい。

現在の所、Pi-2 脈動は夜間極光帯のオーロラの光学的 onset (global に見た時の明るさ急増で、initial brightening とは必ずしも一致しない) から1分ないし1.5

分程度遅れることが知られている。この時間遅れは、磁気圏の tail 側の数 R_E から 10 R_E 辺りに起源をもつ磁場変動が磁力線沿いに極光帯付近に伝わる時間と矛盾しない。

次節で述べる、いわゆる粒子の injection もサブストームの関連現象で、Pi-2 脈動と近い時刻に観測される例がままあるが、Pi-2 脈動は Saito *et al.* (1976) の言うように global な現象で HM 波動伝搬の時間差の範囲で同時に起こるのに対して、衛星による粒子観測は局所現象で、どこかで粒子の injection が起こっても、その粒子群が衛星の位置まで到達しなければ観測にかからないので、global な観測との直接的な時刻比較にはあまり意味をなさない。

確かに一つの Pi-2 が substorm onset に付随するが、conventional な一つの substorm に Pi-2 脈動が一つ対応する訳ではなく、多くの場合、一つの substorm 中に複数の Pi-2 が認められる。このような Pi-2 は、substorm のステップ状の発展のそれぞれのステップ (あるいは multiple onset) に対応しているように見える。発展のステップの例としては、例えば Fig.13-12 に示した例がある。ここでは、06:26 (initial brightening は 06:23) UT に第一の onset があり、06:37 に第二の onset が認められる。更にこれから随分離れているが、06:55 から始まる変動も、なだらかな expansion の第三の onset と見ていい。

これらの発展のステップは、第11章で述べた vortex-chain aurora の大型の S-pattern formation に対応するものであるから、Pi-2 脈動は、substorm の関連現象と言うより、むしろ S-fractal aurora の関連現象と考えるべきかもしれない。従って、磁気圏における Pi-2 脈動の起源は、多かれ少なかれ、Fig.13-27 に示す形の電流の発展 (この形の先端が磁気圏から極域電離層迄伝わる現象) によって、あるいは、極めて強く関係して起こると考えるべきであろう。

13.4.2 サブストームに伴う大気圧力波

もう一つのオーロラサブストームの関連現象として、ここで大気圧力波の励起について述べておこう。激しいオーロラ活動の際、オーロラ中への電子の入射は激しい時間変動をするから、オーロラ高度においては音波が発生している可能性がある。しかし、第10章および第11章で述べたように、高さ 50 km あたりと地上の高温領域の存在のために、音波は地上まで到達できない。

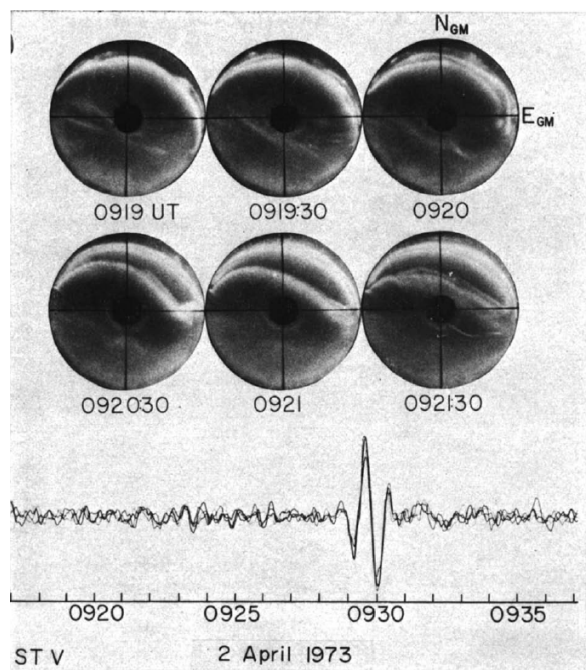


Fig.13-36 Bulge の発達に伴う pressure wave (Wilson, 1975)。

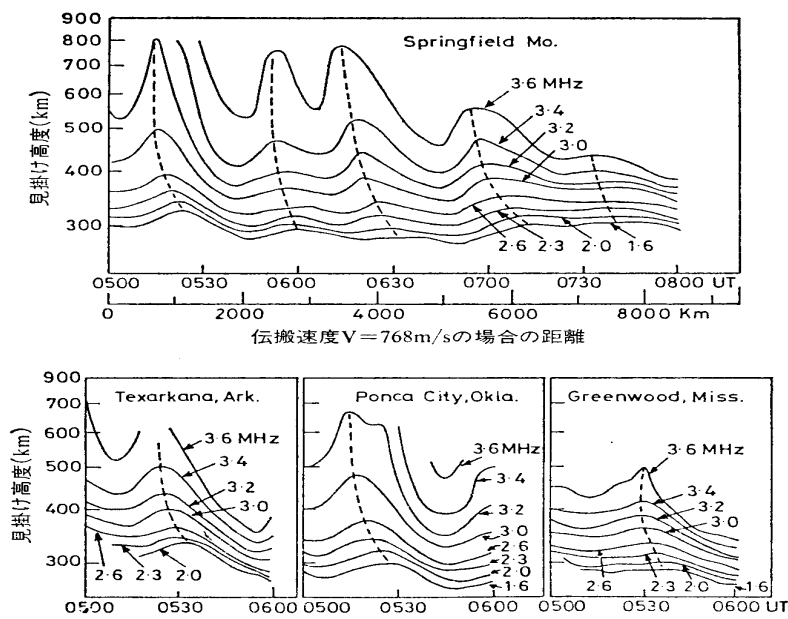


Fig.13-37 電離層の高さ変化で見る TID の伝搬 (Georges, 1968)。

波長のきわめて長い、時間変動のゆっくりした圧力波は別である。オーロラ粒子の入射による大量の運動エネルギーの注入、および、オーロラ中を流れる電流のジュール熱によってオーロラ電離層は急激に加熱され、膨張する。この結果そこで内部重力波が励起され、Fig.9-27 に示す内部重力波の圧力変動として地上に到達する (Fig.13-36)。また、遠方では、この内部重力波の伝搬は、電離層 F 領域の波動性の電子密度変動や見かけの高さの変動として観測される。これが、電離層の Traveling Ionospheric Disturbance (TID) と呼ばれる現象で、その一例を Fig.13-37 に示す。TID の周期や伝搬速度は条件によって異なり、大振幅のものは、周期は 30 分ないし 2 時間、速度は毎秒 300–1000 m 程度である。

元の pressure wave と比較すると、TID の方がずっと観測にかかり易い。複数の観測点で観測された TID の開始時刻を並べて時間経過を逆にたどって見ると、起源領域は多くの場合、サブストーム域と重なる夜側の極光帯に一致する。しかし、オーロラサブストームとは関係のない TID も、少ないながら存在すると言われている。

13.5 粒子の入射と “injection”

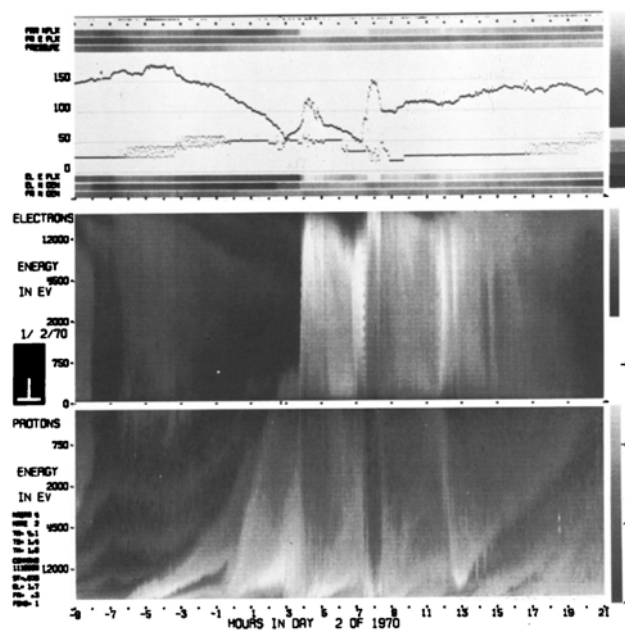


Fig.13-38 粒子の injection は local time で特徴的な dispersion を示す。深夜の時間帯ではすべてのエネルギー領域で同時に増加が起こる (DeForest and McIlwain, 1971)。

静止衛星での粒子観測で、substormに伴って静止軌道で急激に粒子フラックスが増加し、local timeによって特徴的なenergy dispersionを示す現象が見つかり、これが粒子のinjectionと呼ばれるようになった(DeForest and McIlwain, 1971)。Substormに伴うこの粒子フラックスの急増は、始め、磁気圏の磁場構造が、後ろに引き伸ばされた形から、substormの進展によってdipoleに近い形に戻り、そのために、より内側の軌道にもともとtrapされていた粒子が外側の軌道に移って、衛星で観測されるようになったものと理解された。しかし、以下に述べるような理由から、この多くはsubstormに伴って起こる磁気圏での粒子の急激な加速と、強いdawn to duskの電場による内向きのドリフトで、外から内部磁気圏に運び込まれた粒子を見ていると考えられる。人工衛星によるinjection粒子の観測例をenergy-time spectrogramの形でFig.13-38に示す。オーロラで見るとき、injectionはどう見えるのかがここでの議論の焦点である。

13.5.1 オーロラ活動とinjection粒子の対応

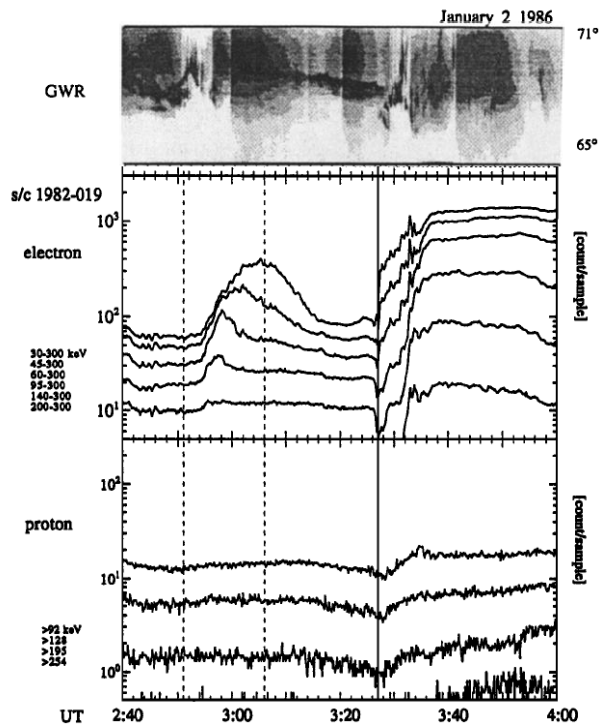


Fig.13-39 オーロラ活動と粒子の injection の関係。Injection は expansion front の活動またはN-S aligned arcに対応する (Nakamura *et al.*, 1994)。

大まかに言えば、深夜領域の静止軌道での、dispersionlessの粒子フラックス増加に対応するのはサブストームのオーロラ活動である。深夜の時間帯では電子もプロトンも、エネルギーによる時間差なしに、すべてのエネルギー領域で、同時に、急激に立ち上がる。衛星が夕方側にあると、プロトンのenergy dispersionがよく見え、早い時間ほどエネルギーによる到達(立ち上がり)時間の差が大きくなり、明け方側だと電子のenergy dispersionが顕著で、遅い時間ほど時間差が大きい。

オーロラサブストームが引き続いて何遍も起こるとよくわからなくなるが、一度だけで終わる場合には、注入された粒子群がその後地球を何遍か回る様子を見ることができる。地球を周回する毎にdispersionが2倍3倍と倍増して行くので、限られた時間に限られた空間領域に注入されたことが推定される。

もう少し細かいオーロラ構造との対応で見ると、injectionはサブストームのオーロラの、低緯度側へ発展するbranchに対応することがわかる。低緯度側への発展は、高緯度側のS-fractal auroraから分離して右回りに突起状に起き上がり、低緯度に延びてゆくbranchの形で進行し(Fig.13-39)、低緯度への進行はかなり速く、これがドリフトによるものなら、局所的にかなり大きなdawn-dusk電場が過渡的に存在すると考えなければならない。このオーロラ活動は高緯度から低緯度に進行する活動で、磁気圏深部から地球近傍に粒子が加速を受けつつ運び込まれることに対応する。

Injectionの起こっている領域とオーロラ活動を対照させて考えると、substormのexpansion frontが粒子のinjectionの源と考えられる。すなわち、expansionが進行する間、injection sourceは時々刻々移動し発展しながら粒子を注入し続ける。粒子のinjectionは極めてlocalizeした現象であって、McIlwainのいわゆるinjection front(DeForest and McIlwain, 1971) 領域と呼ばれるような広い領域から同時にスタートするものでないことを示す。いずれにせよ、粒子のinjectionと一般に呼ばれるが、実際には急激な加速とドリフトの増大以外の何物でもない。

荷電粒子の加速は言うまでもなく電場によって起こる。Substormに対応するような急激な粒子の加速は急激な電場の生成による。急激な電場の生成で最も考え易いのは電流の遮断に伴う誘導電場であろう。既に述べたように、太陽風から磁気圏に取り込まれたエネルギーはcross-tail currentの形(polar capの広さ)で蓄えられているから、遮断はこの電流の一部で発生すると考えるのが自然である。この電流はconduction電流ではないから、電流の遮断はconductivityの減少で起こるのではなく、localな粒子のlossによって発生する。

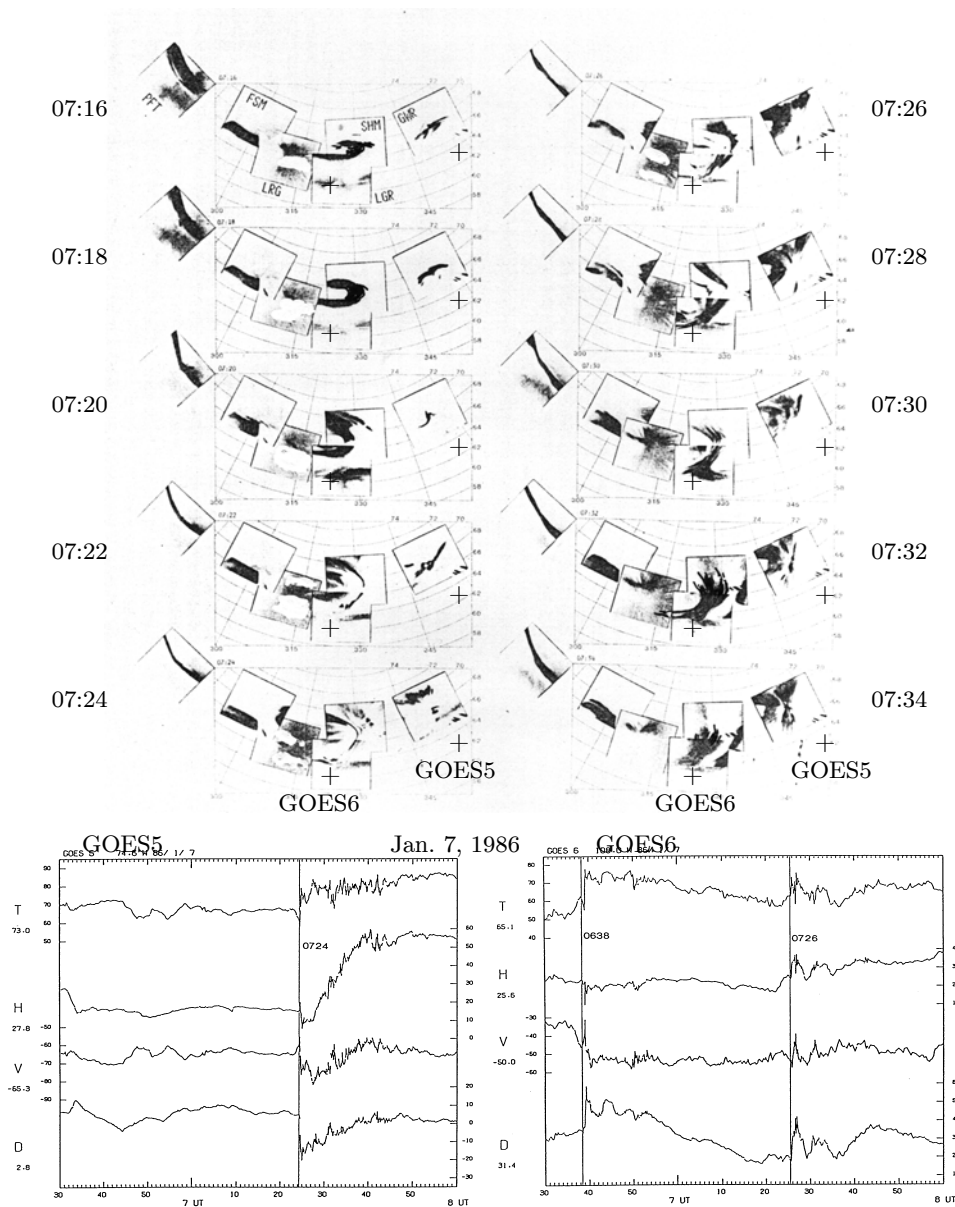


Fig.13-40 真夜中前のGOES-5 (下左)、GOES-6 (下右) の磁場変動とその conjugate point 近傍の S-fractal aurora の活動。それぞれ対応が付けられる。観測点は西から、Poker Flat、Fort Smith、La Ronge、Little Grand Rapid、Shamattawa、Great Whale River。

いったん粒子の損失が始まればそれによって局所電流の減少が起こり、誘導電場ができ、その電場でさらに粒子の損失が加速される positive feedback が成り立つ可能性がある。

この不安定は粒子のエネルギー密度分布のよって自然発生的に起こり得るが、triggerとして何かが最初にこの粒子の損失を引き起こす可能性も大きい。いずれにせよこのようなlocalな電場の急激な成長と空間的拡大がサブストームのexpansion frontの発達に対応し、大規模のS-fractal auroraの活動を引き起こしていると考えてよい。

Expansionにおけるオーロラ活動が時間とともに空間的に広がって行きながら、同一のexpansion frontから繰り返して低緯度に延びる分枝が生まれることから考えて、粒子のinjectionの起源(加速)の分布は、時間的に変動しつつ局所的に起こると考えるべきであろう。磁気圏における粒子の“injection”の観測とオーロラの観測とを、一度、詳しく比較対照させて見る必要がある。

磁気圏内部に急速に流入する粒子群は急激に増大する磁場によって磁場に垂直な加速(磁気ポンピング)が行われ、連続的に強いピッチ角異方性を作りながら進入する。このピッチ角異方性は連続的にVLF不安定の元となって連続的なピッチ角散乱が起こり、オーロラパッチは明るさを保ちつつ低緯度に移動する。Dark auroraとしてその一部が突然に消えるのは、その部分だけVLF不安定が止まり、ピッチ角散乱が止まることを意味する。不安定が次第に準周期的になれば電子の入射が準周期的になって、以後、pulsating auroraが現れるというのは、全体としては理解できそうである。しかし、後に述べるように、具体的な物理過程はまだ確定しておらず、また、すべてのpulsating auroraがこのような考えで説明されるとは思えない。

13.5.2 Injectionに対応するオーロラ活動と磁気圏磁場変動

Substormに伴って起こる、粒子のinjection(DeForest and McIlwain, 1971)と呼ばれる磁気圏近尾部での高エネルギー粒子フラックスの急激な増大が、実際にいかなる磁気圏状態に対応しているのかは観測的にはまだ十分に確かめられてはいない。しかし、これは、上に述べたように、substormに際して低緯度側に広がるオーロラのbranchに対応している。

磁気圏の夕方側に位置する静止衛星の磁場観測には、substormに際して、しばしば粒子のinjectionに伴うと思われる磁場のtotal intensityの局所的減少が見られるが、それはexpansion auroraの局所的活動、及び、局所的活動から生まれ、低緯度に向かって延びるprotrusionなどと対応しているように見える(Nishitani, 1992)。Fig.13-40に示すのはその一例で、1986年1月7日、07:20–07:30 UT頃のS-fractal auroraの活動と静止衛星GOES-5、GOES-6の磁場観測の例である。この時、GOES-5のconjugate point

は Great Whale River の南、約 150 km に、また GOES-6 の conjugate point は Little Grand Rapid の西北西、約 400 km に位置する。

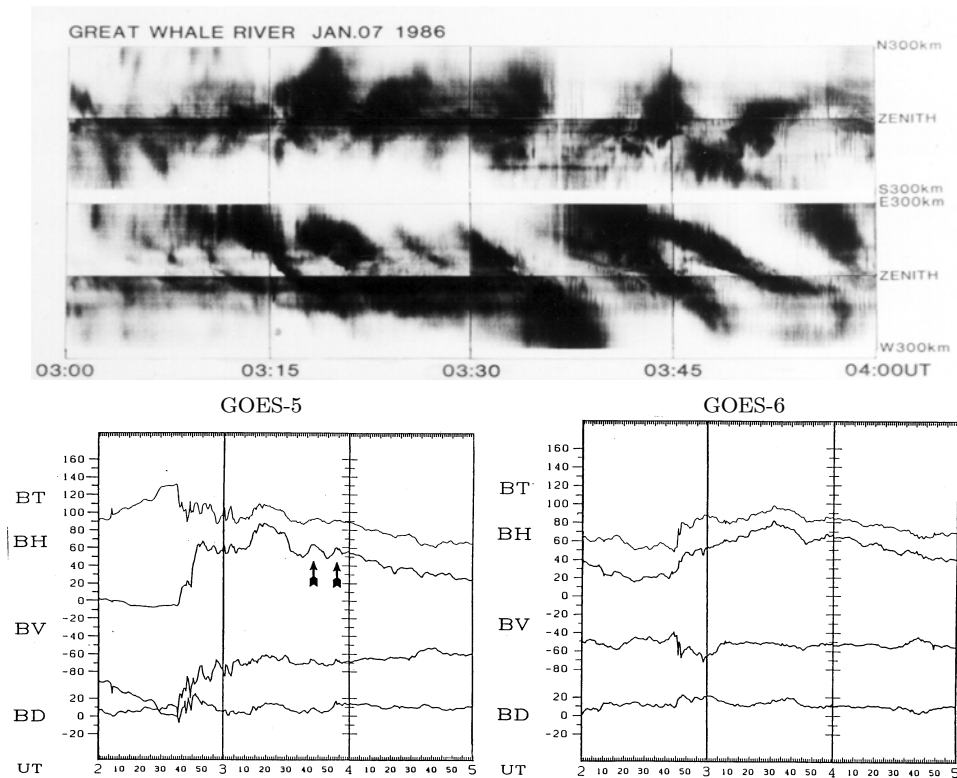


Fig.13-41 西にドリフトするN-S aligned arcの南北、東西の position-time display とこれに対応する GOES-5 の磁場変動(左下)。GOES-6 の磁場変動は対応しない(右下) (Yamamoto *et al.*, 1988)。

GOES-5 及び GOES-6 の磁場変動は Fig.13-40 の下の図に示す通りで、二つの衛星の距離はそれほど遠くないのに、両者の変動は必ずしもよく似ていない。また、今、ここで問題とする、磁場の鋭い変化は同時に起こるのではなく、GOES-5 では 07:24 UT 頃に起こり、GOES-6 では 07:26 UT 頃に起こっている。これを上図のオーロラ変化と比べてみると、確かに 07:24 UT 頃には Great Whale River 近傍で N-S aligned arc が発達し、GOES-5 の conjugate point あたりを横ぎって動いて行くのと同期している。また、07:23-07:25 UT 頃には GOES-6 の conjugate point のすぐ北に、active な明るいオーロラの S 字構造が発達しているが、conjugate point はこの S-構造のやや低緯度側に外れているようである。距離が遠いのでやや不鮮明であるが、S-構造の低緯度側のループが N-S

aligned arc となって西にドリフトし、GOES-6 の conjugate point のあたりを通るのが 07:26 UT 頃であるように見える。

これは、expansion front の局所的活動に伴う進入粒子群 (N-S aligned arc) と静止衛星での磁場変動が関連している例であるが、観測点が夕方側に位置する場合には、深夜の領域で磁気圏に進入した Proton を中心とする粒子群が西向きにドリフトして行くのに関係すると思われるオーロラと磁気圏での磁場変動の対応を見ることができる。その例が Fig.13-41 である。Great Whale River で観測されたオーロラを最上段の meridian-time display と二段目の東西の position-time display で示し、対応する磁気圏での磁場変動を静止衛星 GOES-5(左) と GOES-6(右) によって最下段に示す。GOES-5 の磁気共軌点は Great Whale River のおよそ 450 km 南にあり、GOES-6 の共軌点は Little Grand Rapid の東約 200 km 程にある。

オーロラは準周期的に西にドリフトして行く小規模の N-S aligned arc の remnants と思われるもので、最上段の meridian-time display で知られるように、このオーロラが Great Whale River の南を通り過ぎてゆく 03:30–03:45 UT、および、03:45–03:52 UT の時間に同期して、GOES-5 衛星で、total intensity T と、dipole moment と反平行成分 H に減少が起きているのがわかる。これは、磁気圏内部に進入したプラズマ粒子群の反磁性を示す磁気的特徴と思われる。Conjugate point がここから西に 1000 km 以上離れた GOES-6 では対応する変動は全く見られない。このような対応を調べることによって、aurorasphere のオーロラ活動が磁気圏のどこにつながっているかを知ることができそうである。

13.5.3 特定の L-Shell への高エネルギー粒子の trapping とその効果

Substorm 時のオーロラの低緯度に向かう発達に際して、オーロラ分枝はある緯度に溜り込んで、そこが pulsating aurora の中心となることは既に述べた。明け方のオーヴァルに見られる torch 構造の低緯度側基部の、激しく luminosity pulsation を行うあたりである。このような緯度領域が、粒子の観点から見れば、inward drift の innermost boundary に当たるものと考えられる。Torch 構造や active pulsation は、明け方側のある緯度領域 (L-shell) に入り込んだ粒子群の結果である。

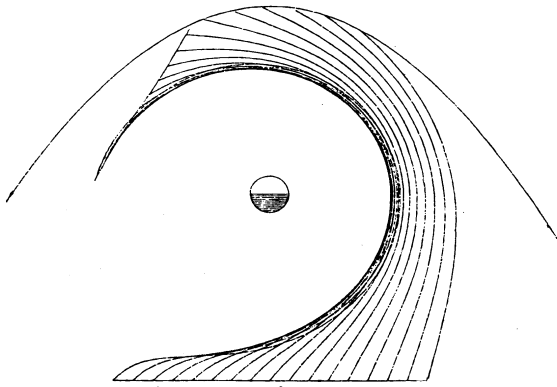


Fig.13-42 $x = -10$, $y = -8 \sim +8$ での 30 keV injection 電子のドリフト軌道。明け方から昼にかけて狭い L-shell 巾の中に集中する。

Fig.13-42 は磁気圏尾の $x = -10R_E$ において、 $y = -8R_E$ から $y = +8R_E$ の間で起こった “injection” に対応する 30 keV 程度の電子の、一様な dawn to dusk 電場中のドリフト軌道を示すものである。直ちにわかるように、夜間側からドリフトする電子群は明け方から昼にかけて狭い L-shell の範囲に集中し、狭い領域に free energy が蓄積される。

この緯度領域、あるいは磁気圏 L-shell 領域は、粒子の free energy が溜り込んでいるので、luminosity pulsation 以外にもさまざまな不安定が起こる可能性がある。その領域から、高緯度側に向かって、繰り返し時間 20–30 秒で速度毎秒数 km の、また、低緯度側に向かって、繰り返し時間が秒のオーダーで速度が毎秒数十 km の伝搬型脈動オーロラが現れることは既に述べたが、これはその不安定の一つの現れと思われる。中心部で、グループとして発生する luminosity pulsation からときどき高緯度、低緯度にむかってピッチ角散乱の原因機構が伝わると考えなければならない。高緯度に伝わるのは luminosity pulsation を起こすピッチ角散乱と同じ機構と思われるが、低緯度に伝わるのはむしろ compressional HM 波のように見える。ただし、その伝搬速度は、概して磁気圏赤道面近傍でのアルヴェン速度よりずっと速い。

これら、周期数秒ないし数十秒の脈動と違って、極光帯近傍では substorm に対応してしばしば Pc-4、Pc-5 周波数領域の大きな磁気脈動が起こり、かつ、これに同期して、Fig.12-43 に見られるような高緯度に伝わる脈動オーロラのグループや、Fig.12-44 の auroral radar echo、CNA などが現れる。これも磁気圏内部に閉じ込められた粒子群の自由エネルギーの引き起こす一つの不安定効果と思われる。

従来、Pc-4 および Pc-5 の地磁気脈動は、ともすれば磁気圏の外部から HM 波として供給される波動エネルギー、例えば太陽風の圧力変動に伴う波動や磁気圏腹部の Kelvin-Helmholtz 不安定で生まれると期待される波動が、磁気圏のある緯度領域で共鳴を起こすのが地磁気脈動のもとであると考えられることが多かった。現象の高緯度への伝

搬は、HM 波動の共鳴に伴う位相変化と考えられることが多かった。例えば、Fig.12-44 に示した左側の auroral radar echo (Kaneda *et al.*, 1964) の高緯度への伝搬について、HM 波動の位相ずれに伴う HM 電場シヤーによる電離層のマイクロ不安定で radar echo が現れる、といった議論がなされている。もちろん、このような太陽風の圧力変動に伴う磁気圏 HM 振動がないと言うのではなく、第 14-10 節に見られるように確かに起こっているが、実際の Pc-4 -5 の現象には、そのかなりの部分、外部からの波動でなく、磁気圏内部に捕らえられた粒子群の効果として磁気圏内部で発生し、これに由来する長周期オーロラ脈動に関連して起こっているものがあると思われる。

それは、このような明け方の長周期、高緯度伝搬型擾乱に、オーロラおよび CNA 領域が高緯度に伝搬する場合が多いからである。長周期脈動に伴うオーロラの高緯度への伝搬の例は既に Fig.12-43 に示し、また、CNA 領域の高緯度伝搬は Fig.12-44 右側に示してある。通常、明け方の脈動オーロラ中への入射電子エネルギーは数十 keV に達するし、30 MHz の CNA 領域は、やはり数十 keV の高エネルギー電子の入射でしか理解できない。数十 keV の電子にまで変動が及ぶ所から見て、auroral radar echo の高緯度伝搬まで含めて、これは単なる電場の位相変動などではなく、電子の入射機構それ自身の高緯度への伝搬と考えるのが妥当である。更に言えば、このことは、地磁気脈動の、高緯度に向かっての位相遅れも、単なる HM 波動の共鳴点近傍の位相特性として片付けられるかと言う問題を提起するものでもある。大きな substorm に引き続いて、昼間極光帯付近にこのような長周期高緯度伝搬型擾乱が見られる時期の、HM 波動のもとになる太陽風圧力変動や太陽風磁場変動を調べてみる必要がある。

13.5.4 Substorm に伴う入射粒子の特性

以上に述べたように、substorm の初期に深夜の時間帯の極光活動域に強い dawn to dusk 電場が発生し、そのため局所的に粒子が加速を受けながら急速に内側の軌道に入り込み、transient な電場の減少と共に内側の軌道に閉じ込められた粒子がいわゆる injection の粒子であろうと推定される。粒子のエネルギースペクトルは、オーロラの活動度、local time 及び緯度に依存して特徴的な形をとり、かつ、substorm の時間経過とともに変わる。Substorm の発展段階のオーロラに対する DE-2 衛星の path を Fig.13-43 に、各部分を通った時の代表的な電子のエネルギースペクトルを、Fujii *et al.* (1994) によって position-energy spectrogram の形で Fig.13-44 に示す。

Sector-1 は夕方の S-fractal aurora で、まだ expansion front が到達していない部

分のスペクトルである。沿磁力線加速を受けたと思われるフラックスのピークが見られ、エネルギーは数 keV である。電子入射は上向き電流の領域に重なっている。Sector-2 は夕方の S-fractal aurora で、expansion の先端、westward traveling surge が到達する寸前の部分の特徴を示す。エネルギーは数 keV–10 keV で、入射電子フラックスの空間分布が鋭く、かつ、フラックスのピークも鋭く立ち上がっている。

Sector-3 は auroral bulge の頭の部分で、入射フラックス並びに粒子エネルギーはオーロラ活動の高緯度域で大きく、かつ、フラックスの立ち上がりは鋭い。10 keV 程度のエネルギーの粒子のフラックスピークの増大が著しく、下向きの加速が大きいことを示している。Sector-2 同様、下向き加速が大きいことを示している。オーロラ活動の低緯度側、すなわち、bulge の内側では、加速に対応するフラックスピークは鋭くない。むしろ、全体としてプラトーの形をとり、一部では低エネルギー部分の増加が顕著で、低エネルギーから高エネルギーに向かって連続的に減少する形の high energy tail を持つ。低緯度では概して高エネルギーに連続的に減少する high energy tail を持つスペクトルが卓越する。

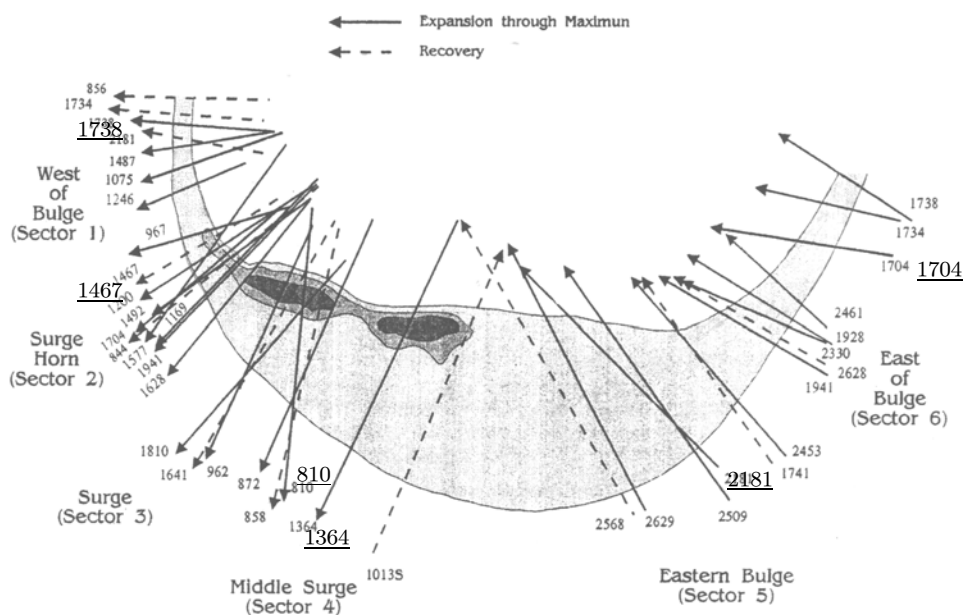


Fig.13-43 Fig.13-44 の入射電子のエネルギー分布と電流を測定した DE-2 衛星の共軌点の、オーロラに対する path (Fujii *et al.*, 1994)。

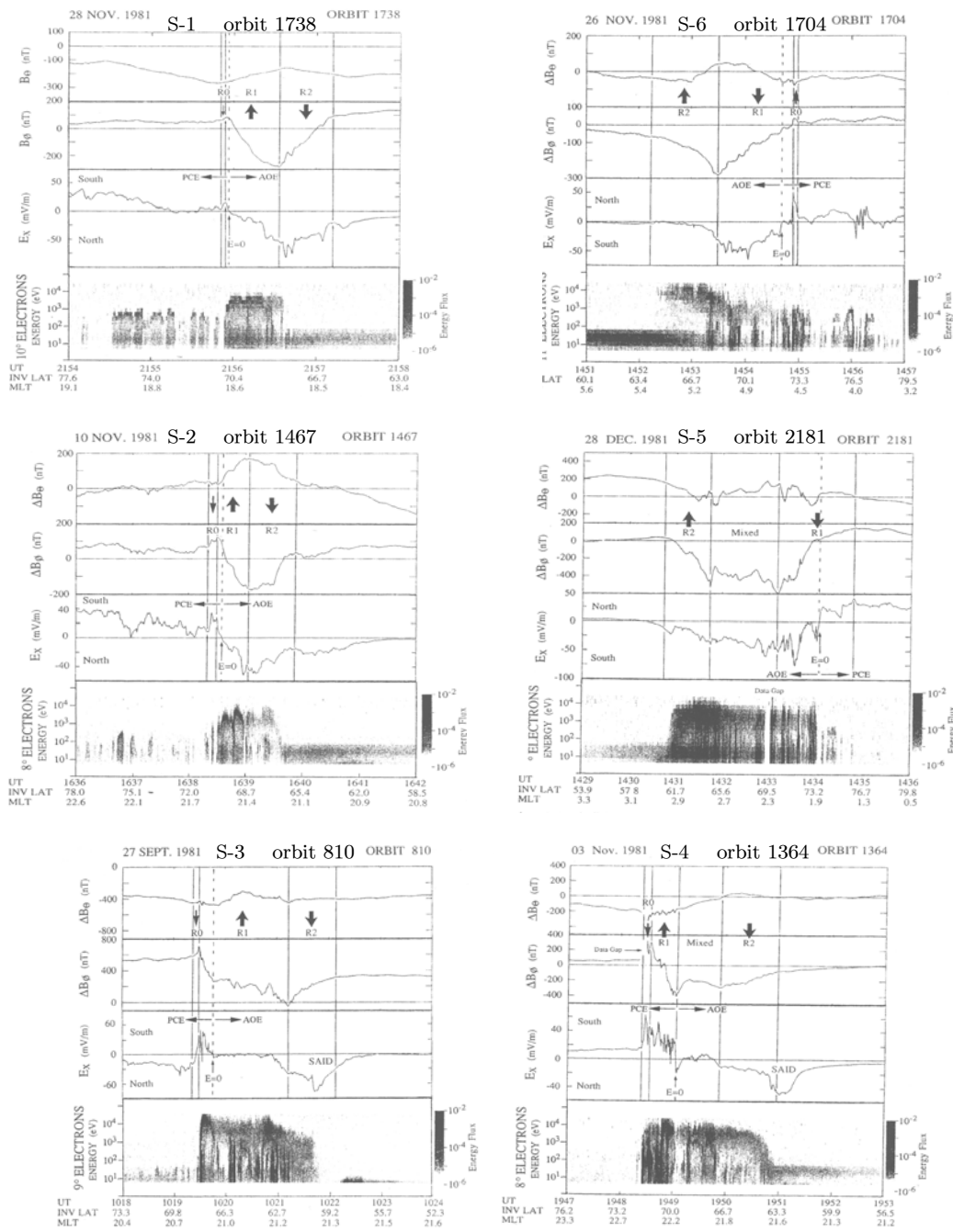


Fig.13-44 Substorm 発達時のオーヴァル各部の入射電子エネルギースペクトルと電流の分布 (Fujii *et al.*, 1994)。

Sector-4 は bulge の中央部で、高緯度でフラックスと粒子エネルギーが高いのは sector-3 と同様だが、フラックスの増大の勾配がずっと緩く、低エネルギー粒子の増大も大きく全体としてはプラトーの形を示す。Bulge の内部には、加速された粒子のなだらかなフラックスピークと、低エネルギーから連続的に高エネルギーに向かって減少するスペクトルとが混在している。

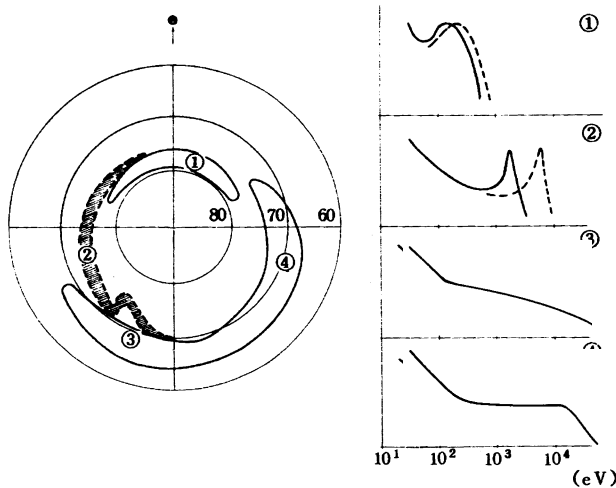


Fig.13-45 オーロラオーヴァル各部における入射電子の代表的エネルギースペクトル密度の形。

Sector-5 は bulge の東よりの部分で、path は sector-4 までとは逆に、低緯度から高緯度向きである。低緯度側の上向き電流の領域に 10 keV を越える強いプラトー状のフラックス分布を持つ電子の入射があり、高緯度の下向き電流領域には、低エネルギーから連続的に高エネルギーに延び

る、まばらな加速領域らしいものが見られる。

Sector-6 は bulge を出外れた明け方のオーヴァルで、path は sector-5 同様低緯度から高緯度向きである。低緯度側の上向き電流領域には加速された電子の remnants と思われる電子が数十 keV までのプラトー状のフラックススペクトルを示す。高緯度にはこのような加速電子は消失し、低エネルギーから延びる電子群がバースト状に現れている。

以上を取りまとめ、かつ、Atmospheric Explorer-C (AE-C) 衛星などで測定された昼間カusp領域の入射電子スペクトル (e.g., Potemra et al., 1977) を考慮すると、オーヴァル全体としては、概略、Fig.13-45 に示すような入射電子のエネルギースペクトル分布が得られる。領域1が昼間カuspの入射電子で、実線は真昼のスペクトル、点線は真昼をやや外れた午前、午後側のスペクトルである。大別では S-fractal aurora の仲間である。領域2は典型的な夕方方の S-fractal aurora の領域で、実線は昼に近い午後側、点線は深夜に近い夕方でのスペクトルである。領域3は expansion が進行中の深夜の pulsating aurora、領域4は明け方の pulsating aurora の入射電子の特性を示す。しか

し、エネルギースペクトルの形、即ちエネルギー分布は storm の時間経過やオーロラの空間発展に大きく依存するので、ここに示すのは概略のものと考えて欲しい。これらを定量的に明らかにするには、従来の観測では全く足りない。オーロラの発展に準拠して、オーロラ活動域の各部の入射フラックスの特性のロケット観測が必要である。

13.5.5 Injection inner boundary の不安定-Giant Undulation

Lui *et al.* (1982) によれば、激しいオーロラ活動の時、オーロラオーヴァルの夕方の diffuse aurora の低緯度境界に、giant undulation と呼ばれる大きな波状構造が見られることがある。Fig.13-46 に、DMSP-33 衛星によって撮影された一例を示す。この例は南半球で撮影された画像で、図の右端は 17.5 MLT、左端が 22 MLT で、右寄りの高緯度側に、大きく発達した westward traveling surge が見られる。Undulation tongue の先は夜側に、根元は昼側によって、tongue はいつも夜側に傾いているようである。この現象は、明け方の torch あるいは omega 構造に比べてはるかに稀な現象であるが、torch や omega 構造と同じく、ある L-shell に粒子が入り込むことによって起こる、夕方のオーヴァルの低緯度側の効果と考えられている。

南極の南アフリカ基地 SANAE での TV 観測に基づいて、Nishitani *et al.* (1994) は、この giant undulation が、従来考えられていたように動かずに成長するのではなく、Fig.13-47 に示すように、torch 構造の東向きドリフトと同程度の速度 (240–540 m/s) で、夜から昼側に向かって西向きに (Fig.13-46 では左から右へ) ドリフトすることを示した。先に述べた undulation tongue の傾きは、根元で速く先端で遅いドリフト速度の差による

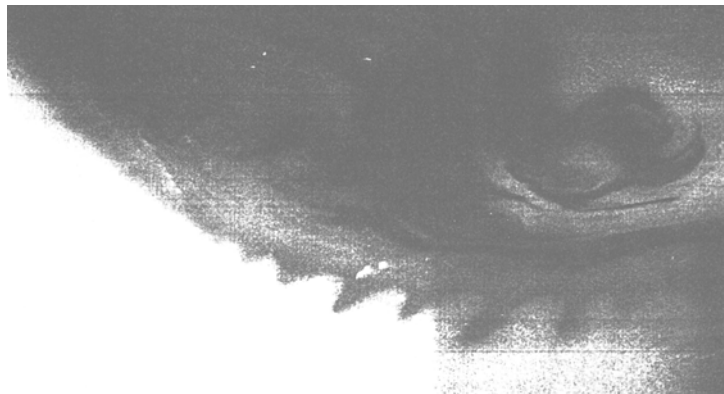


Fig.13-46 激しい擾乱に際して夕方の diffuse aurora 低緯度境界に giant undulation が見られることがある (Lui *et al.*, 1982)。

ものと見られる。この diffuse aurora の poleward boundary は SANA E station の天頂近傍を通り、undulation tongue は、巾 100–200km 程度の base から 200–300km ほど低緯度側に突き出ている。Fig.13-47 は tongue の真中あたりを東西のスリットで切った画面で、右下に流れるオーロラは西向きの移動を示している。

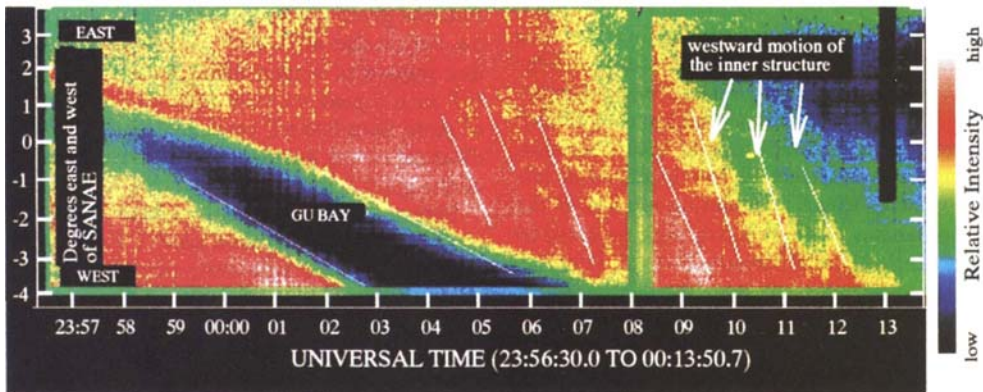


Fig.13-47 Giant undulation の内部には微細構造があつて、undulation のドリフトの3倍ほどの速さで西向きにドリフトする (Nishitani *et al.*, 1994)。

Giant undulation を起こしているオーロラは、人工衛星の観測では全くの diffuse (structureless) aurora と判断されるであろうが、地上の高感度TVカメラでは、その内部の微細構造が見られる。Fig.13-47 には、undulation tongue 内部に粗密の構造があつて、それらが tongue のドリフトの3倍ほどのスピードで tongue の内部を伝搬している様子がよくわかる。なお、南北には100m/s程度で poleward drift をしている。Hough (1994) によれば、これらの tongue の SANA E 基地最近傍点の通過に、地磁気 H 成分の脈動の minimum が対応している。

このオーロラは、diffuse (structureless) であることからプロトンの入射で光っているようにも見えるが、undulation の低緯度境界はわりあいはっきり見えるので、オーロラ構造は、やはり、電子の入射で見えていると考えるべきであろう。この undulation は粒子の injection の inner boundary におけるドリフトの空間勾配による不安定で起こるのではないかとされている (*e.g.*, Yamamoto, 1994) が、稀な現象であるためにまだ現象自体の観測が乏しく、発生条件や形成過程もまだよくわかっていない。西に伝搬する内部構造が何を示すのかわかっていないが、undulation の生成条件にも関係して興味ある問題である。

13.6 Subauroral Red Arc

Auroral substorm に際して、通常のオーヴァルよりかなり低緯度、sub-auroral latitude に酸素原子の赤線、6300-6364 Å の卓越した深紅のオーロラが出現することがある。セネカの著書に記されたローマで見られたオーロラ、日本書紀に記された日本で見られたオーロラ、火事と間違えられた有名な 19 世紀のロンドンでのオーロラなどは皆この仲間である。Fig.1-11 に掲載した、稚内で北の空に見られたオーロラも当然これである。また、Fig.2-1 に示した昭和基地の赤いオーロラも、緯度は違うがこの種類と見てよい。

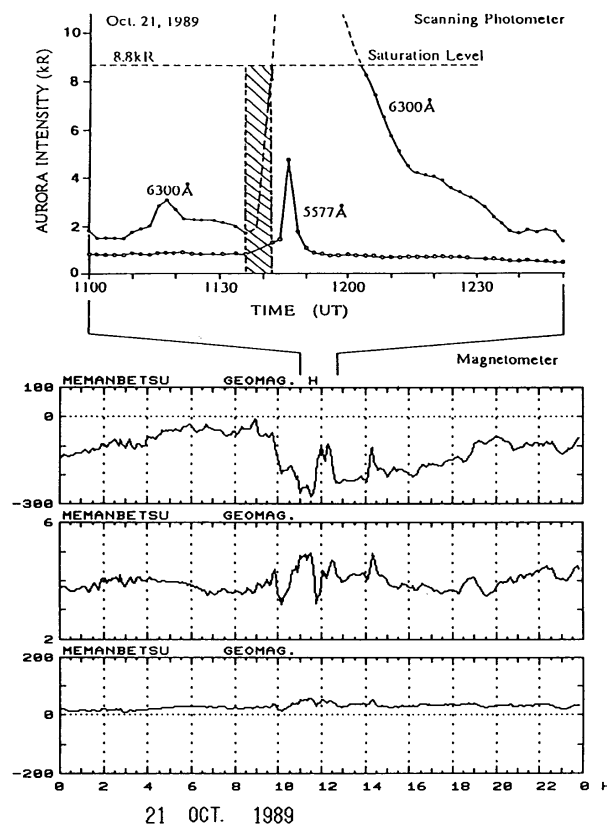


Fig.13-48 第1章、Fig.1-11の赤いオーロラの明るさ変化と磁場変動。深い Dst の谷間で substorm が起こっているのが知られる。光電測光 (上部) でわかるように、強い赤線 6300-6364 Å に緑線 5577 Å が混じっている (Miyaoka *et al.*, 1990)。

この低緯度オーロラが現れる条件は、磁気嵐に際して Dst が大きく発達すること

と、その Dst が最も発達した時間帯に substorm が起こることであるように見える。例えば、資料が揃っている前述、Fig.1-11 のオーロラの場合、Fig.13-48 に示すように、深い Dst の谷間で顕著な substorm (地磁気では bay disturbance) が起こっている。Dst が発達しているということは、極冠の開いた磁場領域が広がって、オーヴァルが低緯度にながった状態を示している。低い緯度までながったオーヴァルから更に substorm が始まれば、通常、オーロラ活動は激しく、低緯度へのドリフトも速いことが期待される。活動域の深夜の時間帯に現れる低緯度向きの強いオーロラドリフトは、一層低緯度まで粒子群を注入する筈である。

なお、低緯度での赤いオーロラは確かに赤いが、酸素原子の緑線 (5577 Å) が無い訳ではなく、実際には緑線も発光している。Fig.13-48 の上部、光電測光に示す通りである。低緯度の赤いオーロラの辺りには pulsating aurora が出現しているのではないかとと思われるが、まだ確かめられてはいない。

酸素原子の赤線の励起ポテンシャルは 2V に満たず、また赤線の強い、高さ 400 km の当たりで止まる入射電子のエネルギーは 100V のオーダーで、この辺りの捕捉電子のエネルギーとは比べ物にならないくらい低いから、実際に発光に効いているのは捕捉された高エネルギー電子というより、大部分を占める thermal plasma の電子の温度がわずかに上がった結果と考える方が考え易いかもしれない。昭和基地のような高緯度に現れることもあるが、主に低緯度の現象と考えられるほど低緯度に多いものであるなら、低緯度の超高層大気の化学条件の何かが酸素原子の赤線だけの発光に有効なのかもしれないが、果たしてそうなのか、また、そうだとしたらそれが何なのかは、まだわかっていない。

13.7 南向き太陽風磁場、サブストーム、tail の変動

オーロラ (地磁気) サブストームの発生の条件は太陽風の磁場の南北成分が南向きであることはよく知られている。太陽風磁場が南向きに変わるといわゆる growth phase が始まって、DP-2 型の磁場が成長し、これから 20-40 分後にサブストームが始まる (e.g., Nishida, 1971)。Fig.13-49 に見られるように、インデックス化された地磁気の活動度 (AE-index) と太陽風の磁場の南向き成分 (B_z) とは、大まかに見れば、20-40 分の時間遅れでほぼ平行に変化するが、この時間遅れが growth phase であって、磁気圏がサブストームのエネルギーを蓄える時間と考えていい。

ここで使われた AE-index は極光帯の 12 個所の地磁気観測点での磁場変動の

envelop で決まる便利な指数であるが、観測点の空間分布は一様ではなく、また、緯度分布も限られているので、必ずしも全体の活動度を精度よく与えるものとは言い難い。活動の激しい時には概して磁気変動は極光帯より低い緯度領域から始まり、小さな活動の場合には磁場変動は極光帯より高い緯度領域で起こるから、このような方法で全体の活動度を合理的に表現しようとすれば、亜極光帯、極光帯、および極光帯と極冠の境目の三つの緯度領域のそれぞれに、できるだけ磁気緯度の揃った、できるだけ経度方向に均等に分布する 12 個ほどの観測点分布を必要とする。ただ、上に述べた程度の大まかな議論に関しては現在の AE-index 程度でもいいであろう。

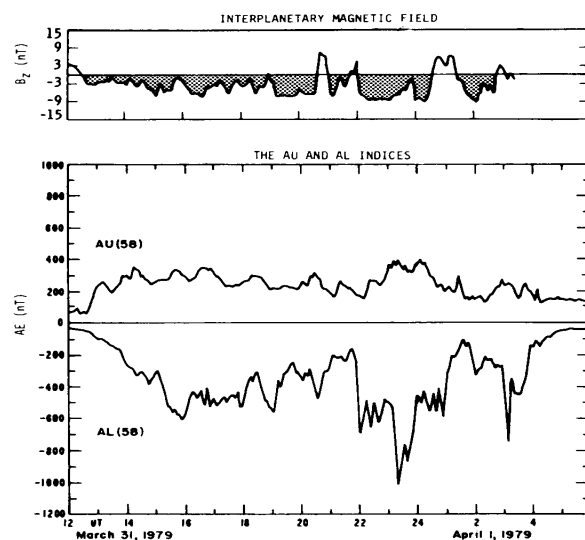


Fig.13-49 南向きの IMF (上) とオーロラ活動 (下)。オーロラ活動はオーロラ中を西向きに流れるジェット電流の強さ (AL-index) で示してある。AU-index は極域渦電流の強さを示す (Kamide, 1988)。

今まで必ずしも十分な資料を用いた comprehensive な解析はないが、極域の 15 観測点の地磁気変動の解析で上に述べた growth phase の始まりから substorm に至るまでの変化を追ったと思われる例が Fig.13-50 である。夜側の極光帯で典型的なサブストームが起こっている例で、このサブストームに関連すると思われる磁場変動を極域に広く分布した観測点群の磁気記録に探してゆくと、昼間カस्प域では夜のサブストームのおよそ 30 分前に変動が見つかってこれから 30 分ほどかかって夜側に擾乱が伝わり、ついで、夜のサブストームが深夜近傍で始まって次第に昼間側に向かって広がってゆく様子が知られる。なお、この解析で示される、現象のすべての始めに現れる昼間のカस्प領

域の磁場変動は、Fig.11-18 に示した dayside auroral break-up に対応する磁場変動によ

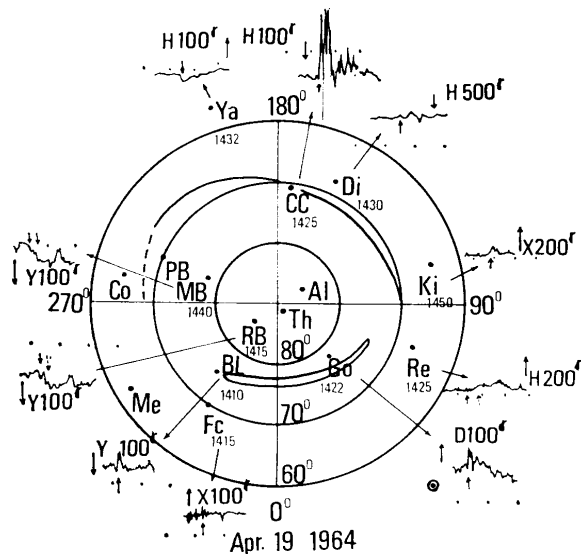


Fig.13-50 孤立したサブストームに関連する磁気擾乱を広域で追跡した例 (Oguti, 1969)。

く似た変動である。これらが同じ現象であるか否かはまだ確かめられていないので、更に確認を要する。

このような、孤立した地磁気擾乱の、16 個の例について統計した結果が Fig. 13-51 である。極光帯におけるサブストームの開始時刻を時間の原点(0分)として、それ以前に始まった磁場変動の時間をマイナスで、それ以後に始まった変動の時間をプラスで示してある。

この解析結果は太陽風磁場

とは比べられていないから、この図に示す昼間カスプでの磁場変動が、太陽風磁場の南向きに変化したことに対応する変動であると断言は出来ない。しかし、昼間カスプで始まった磁場変動が極光帯沿いに 30 分ほどで夜側の極光帯まで伝わり、そこから極磁気嵐がスタートして、今度は、夜側から始まった擾乱が、オーヴァル沿いに昼側に向かって伝搬する様子から、この一連の地磁気変動は、太陽風磁場の南向きに対応する地上の変動の二次元の時間発展と推定してもよさそうである。確認のためには更なる追試が必要である。

擾乱の空間的な伝搬あるいは広がりについてこの図の示す顕著な事実、擾乱は、カスプから始まる部分についても夜側のサブストームから始まる部分についても polar cap を通って行われるのではなく、概してオーロラオーヴァル沿いに行われる点である。特に昼間から夜間極光帯への擾乱の伝搬が、polar cap 経由でなくオーヴァル経由であることは、太陽風磁場の南向きに伴う太陽風から磁気圏へのエネルギーや粒子の流入が polar cap を通して行われるとする考えとは必ずしも consistent でないように思われる。

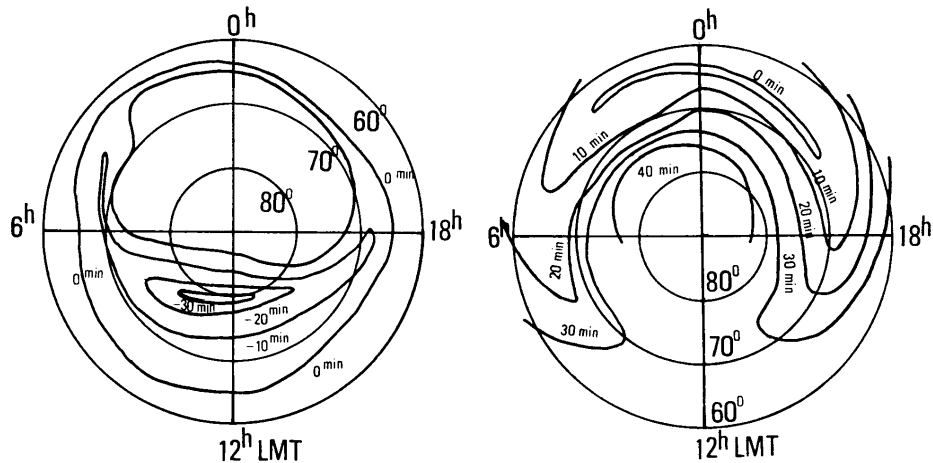


Fig.13-51 地磁気極域擾乱の時間経過の統計。擾乱は昼間カスプで始まりこれが夜間に達するとサブストームが始まって、逆に昼間側に伝搬する (Oguti, 1969)。

13.7.1 Tail 電流の変動と電荷分離

通常、サブストームとは磁気圏尾の磁場のエネルギーが粒子の kinetic energy に変換される過程だと考えられている。この変換過程は急激な電場の発生を伴うもので、従って、これをオーロラから見れば、S-fractal aurora の急激な発達によって現されると思われる。S-fractal aurora の活動は大きいサイズの変化も小さいサイズの変化もほとんど同じ発達・消滅過程をたどるから、サブストームを S-fractal aurora の活動で定義するなら、サブストームには大きさの下限はなく、いくらでも小さいものが存在できるように思われる。

一方、磁場変動から見れば、Fig.13-27 に示すように、磁気圏の tail 電流が局所的に減少し、減少した部分が地球の極域電離層に流れ込むのがサブストームのジェット電流のもとと考えられている。すなわち、tail 電流が部分的に減少することがサブストームの電場生成の始まりである。磁化電流を主とする tail 電流の減少は、その場所からプラズマが失われることによって起こる。ある領域から始まって、このような電場生成の領域が何処まで広がるか、すなわちオーロラサブストームがどれ位の規模になり得るかは、不安定発生時のプラズマ分布できまるであろう。磁気圏尾の tail 電流やプラズマのエネルギーの総量で決まるのではない。磁気圏尾の電流が増大し、polar cap が広がった

状態から、プラズマ分布の状態によっては“たった一つの”サブストームでエネルギーの大部分を消費することもあるし、小さな、しかしたくさんの、サブストームとも呼べないオーロラ活動によって消費されることもある。

激しいオーロラサブストームの発生に際して磁気圏尾に、大規模の、O-type の磁場を持つプラズモイドが生成され、後ろに飛び出して行くのが見られることがある (Hones, 1977)。Fig.13-52 にその様子を schematic に示す。太陽風磁場が南向きに変わってしばらくしてからサブストームが始まるのであるから、適当な条件のもとで、後ろに引き伸ばされた形の磁場を持つ tail に O-type の磁場を持つプラズモイドが現れるのは十分考えられることである。局所的にはプラズモイドは三次元的に現れ、大きく発達する場合もあるであろうし、小さなたくさんのプラズモイドが個々に飛び出してゆくこともあるであろう。いずれにせよプラズモイドの発達中にはプラズモイドを挟んで磁場構造の変化が起こるから誘導電場を伴う筈で、これらが個々の S-fractal オーロラ活動や沿磁力線電流 pair に対応すると考えることができる。しかし、小さなプラズモイドの存在や、これと個々のオーロラ活動との対応は全く調べられていない。

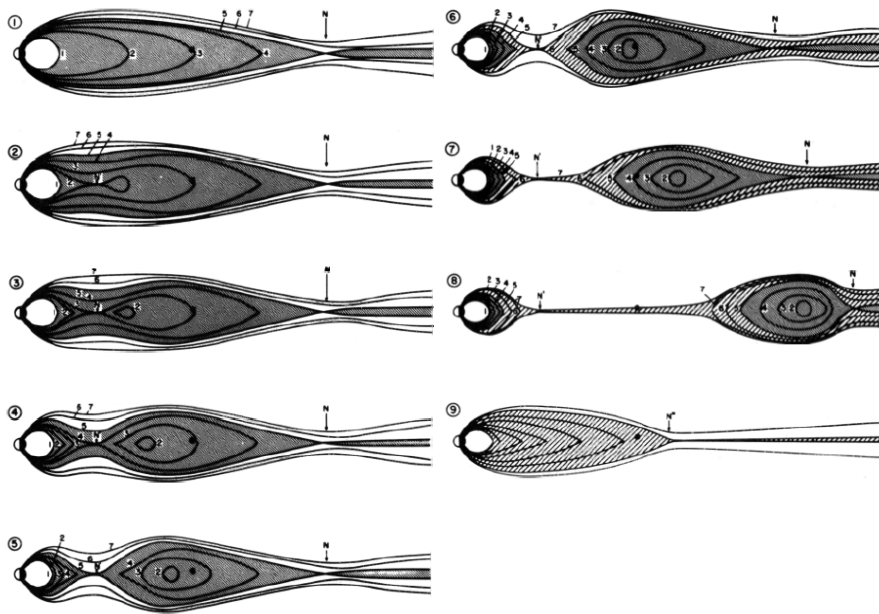


Fig.13-52 サブストームに伴うプラズモイドの発達 (Hones, 1977)。

二次元で近似できるような大規模なプラズモイドの磁場は、地球につながる磁力線とは切り離されているので、発達後は、プラズモイドは地球には大きな影響を及ぼさな

いであろうと思われる。なお、ここで述べた O-type の磁場を持つ tail のプラズモイドを単にプラズモイドと呼ぶことが多いが、プラズモイドとは、磁場中のプラズマの塊を一般的に現す言葉であるから、tail のプラズモイドを言う時には、“O-type の磁場を持つ”と mention する方が間違いが少ない。なお、しばしば、二次元近似で O-type の磁場を持つプラズモイドのシミュレーションが行われるが、二次元近似では、実際の場合に本質的な重要性を持つ azimuthal 方向の静電場を取り入れることができないので、二次元シミュレーションは実際のプラズモイドの生成のシミュレーションにはなっていない。

さまざまな状況証拠から、オーロラ粒子の入射が、tail における磁気中性線の発達に対応すると考えられている。O-type の磁場を持つプラズモイドの生成はその一例である。このようなプラズモイドのうち、三次元的に大規模に発達するものがグローバルな substorm に対応し、小さな規模で磁気圏尾のプラズマシートの中では、あちこちで、頻繁に起こっている小さなプラズモイドの生成が、同時多発的な局所的オーロラ活動に対応すると考えるのは十分に根拠のあることと思われる。

上に述べた事柄から、サブストームについて次のように言っていかもしれない。サブストームとは、さまざまな大きさのオーロラ活動のうち、グローバルに発達したものを指す名前である。グローバルに発達する限り、どんな小さなオーロラ活動でもサブストームと呼ぶことができる。オーロラのダイナミクスからは、S-fractal aurora から pulsating aurora の活動までを含めて一連の活動をサブストームを定義することができる。Pulsating aurora が現れるのは、加速を受けた粒子の一部が磁気圏の捕捉軌道に捕らえられたことを意味するから、pulsating aurora が現れるには、それに先立つ S-fractal aurora の活動の激しさやサイズの大小に関わらず、現象がグローバルであることを必要とする。現象がグローバルであればオーロラ活動の大小に関わらずサブストームと呼ぶのは理にかなっている。

13.7.2 プラズマシートとサブストーム

通常、オーロラ粒子の元はプラズマシート粒子であると考えられている。また、プラズマシート粒子は太陽風から供給されることが多い。多くの研究者は、磁気圏前面でのリコネクションによって、粒子は高緯度からドリフトでプラズマシートまで運び込まれると考えている。しかし、上に述べた極域擾乱の伝搬の仕方から推定されるように、太陽風粒子が磁気圏の横腹から入り込む可能性も高い。磁気圏境界は粒子に対して閉じている訳ではなく、明け方側の横腹からはプロトンが、夕方側の横腹から

は電子が内部に進入でき、磁場ドリフトで磁気圏尾赤道面を埋めるように運動できるからである。

プラズマシート粒子はオーロラ粒子の元ではなく、むしろ、オーロラ活動に伴ってプラズマシートが維持されているという考えも成り立つ。プラズマ不安定やプラズモイドの生成に伴って、後ろに飛び出してゆく粒子群がプラズマシートとして観測されるという可能性もある。

これに対して内部プラズマシートは明らかに加速された結果の粒子の injection (内部へのドリフト) によるものである。内部プラズマシートのプラズマが pulsating aurora のオーロラ粒子の起源になって、この領域で波と電子の相互作用によって電子を降らせ、pulsating aurora を発光させる。

Fig.13-49 に示すように、オーロラ活動とこれに伴う磁場変動が太陽風の磁場に大きく依存し、太陽風磁場が南向きの時に大きな活動が起こることは今では事実としてよく知られている。しかし、オーロラサブストームの物理過程はいまだによくわかっていない。サブストームに至るトリガーは何かもまだわかっていない。今まで、多くの人工衛星によって磁気圏尾のプラズマ現象の観測が続けられて来たが、人工衛星では空間構造と時間変動の分離が不可能で、特に、サブストームのようなグローバルな変化の時間空間変動の観測には向いていない上に、観測される物理量は、多く、原因と結果を同時に含んでいるので、物理過程についてはなかなか結論が得られないのが現状と言えよう。

REFERENCES

- Akasofu, S. -I., *Polar and Magnetospheric Substorms*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1968.
- Akasofu, S. -I., Recent progress in studies of DMSP auroral photographs, *Space Sci. Rev.*, **19**, 169–215, 1976.
- Akasofu, S. -I., Hall current as a source of the cross-tail current interruption, the asymmetric main phase field and the poleward expanding auroral bulge, *Planet. Space Sci.*, **30**, 389–393, 1982.
- Creutzberg, F., R. Gattinger, F. Harris, and A. Vallance-Jones, Pulsating auroras in relation to proton and electron aurora, *Can J. Phys.*, **59**, 1124–1130, 1981.
- DeForest, S. E., and C. E. McIlwain, Plasma clouds in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3587–3611, 1971.
- Elphinstone, R. D., D. J. Hearn, L. L. Cogger, J. S. Murphree, H. Singer, V. Sergeev, K. Mursula, D. M. Klumppar, G. D. Reeves, M. Johnson, S. Ohtani, T. A. Potemra, I. Sandahl, E. Nielsen, M. Persson, H. Opgenoorth, P. T. Newell, and Y. I. Feld-

- stein, Observations in the vicinity of substorm onset: Implications for the substorm process, *J. Geophys. Res.*, **100**, 7937–7969, 1995.
- Frank, L., J. Craven, Imaging results from Dynamics Explorer 1, *Rev. Geophys.*, **26**, 249–283, 1988.
- Fukunishi, H., Dynamic relationship between proton and electron auroral substorms, *J. Geophys. Res.*, **80**, 553–574, 1975.
- Fukushima, N., Polar magnetic storms and geomagnetic bays, *J. Fac. Sci. Univ. Tokyo, Sec 2*, **8**, 293–412, 1953.
- Fujii, R., R. A. Hoffman, P. C. Anderson, J. D. Craven, M. Sugiura, L. A. Frank, and N. C. Maynard, Electrodynamic parameters in the nighttime sector during auroral substorms, *J. Geophys. Res.*, **99**, 6093–6112, 1994.
- Georges, T. M., HF Doppler studies of traveling ionospheric disturbances, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 735–746, 1968.
- Gussenhoven, M., D. Hardy, N. Heinemann, and R. Burkhardt, Morphology of the Polar Rain, *J. Geophys. Res.*, **89**(A11), 9785–9800, 1984.
- Hones, E. Jr., Substorm Processes in the Magnetotail: Comments on 'On Hot Tenuous Plasmas, Fireballs, and Boundary Layers in the Earth's Magnetotail' by L. A. Frank, K. L. Ackerson, and R. P. Lepping, *J. Geophys. Res.*, **82**, 35, 5633–5640, 1977.
- Hough, G., Evolution of periodicity and scale length in auroral dynamics, *Thesis*, 1994.
- Iijima, T., and T. Potemra, The Amplitude Distribution of Field - Aligned Currents at Northern High Latitudes Observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, **81** (13), 2165–2174, 1976.
- Kamide, Y., *Electrodynamic processes in the earth's ionosphere and magnetosphere*, Kyoto Sangyo University Press, 1988.
- Kaneda, E., S. Kokubun, T. Oguti, and T. Nagata, Auroral radar echoes associated with Pc-5, *Rept. Ionos. Space Res. Japan*, **18**, 165–172, 1964.
- Lorentzen, D. A., N. Shumilov, and J. Moen, Drifting airglow patches in relation to tail reconnection, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L02806, doi:10.1029/2003GL017785, 2004.
- Lui, A. T. Y., C. -I. Meng, and S. Ismail, Large amplitude undulations on the equatorward edge of the diffuse aurora, *J. Geophys. Res.*, **87**, 2385–2400, 1982.
- Makita, K., C. -I. Meng, and S. - I. Akasofu, Temporal and Spatial Variations of the Polar Cap Dimension Inferred from the Precipitation Boundaries, *J. Geophys. Res.*, **90**(A3), 2744–2752, 1985.
- McEwen, D. J., Private communications, 1994.
- Meng, C. -I., and R. Lundin, Auroral Morphology of the Midday Oval, *J. Geophys. Res.*, **91**(A2), 1572–1584, 1986.
- Miyaoka, H., T. Hirasawa, K. Yumoto, and Y. Tanaka, Low latitude aurorae on October 21, 1989. I, *Proc. of the Jpn. Acad.*, **66**, 47–51, 1990.
- Nakamura, R., D. N. Baker, T. Yamamoto, R. D. Belian, E. A. Bering III, J. R.

- Benbrook, and J. R. Theall, Particle and Field Signatures During Pseudobreakup and Major Expansion Onset, *J. Geophys. Res.*, **99**(A1), 207–221, doi:10.1029/93JA02207, 1994.
- Nakamura, R., and T. Oguti, Drifts of auroral structures and magnetospheric electric fields, *J. Geophys. Res.*, **92**, 11241–11247, 1987.
- Nakamura, R., T. Oguti, and GADC Research Group, Drifts of auroral structures and their relationship to geomagnetic activity, *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*, **2**, 96–102, 1989.
- Nishida, A., Dp 2 and polar substorm, *Planet. Space Sci.*, **19**, 2, 205–221, 1971.
- Nishitani, N., Magnetic field line connection between the ionosphere and the magnetosphere –Auroral activity and relevant magnetic field variations at geosynchronous orbit, *Thesis*, Nagoya University, 1992.
- Nishitani, N., G. Hough, and M. W. J. Scourfield, Spatial and temporal characteristics of giant undulations, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2673–2676, 1994.
- Oguti, T., Inter-relations among the upper atmosphere disturbance phenomena in the auroral zone, *JARE Sci. Rep.*, Ser.A, No.1, 1–82, 1963.
- Oguti, T., Poleward travel of electric current filament in the polar cap region, *Rept. Ionos. Space Res. Japan*, **23**, 175–184, 1969.
- Oguti, T., Hydrogen emission and electron aurora at the onset of the auroral breakup, *J. Geophys. Res.*, **78**, 7543–7547, 1973.
- Oguti, T., Recurrent auroral patterns, *J. Geophys. Res.*, **81**, 1782–1786, 1976.
- Oguti, T., Morphology of rapid auroral fluctuations, *Proc. ISAS Symp.*, 199–250, 1977.
- Oguti, T., TV observations of auroral arcs, *Physics of Auroral Arc Formation*, Geophys. Mono. Ser. **25**, A.G.U., 1981.
- Oguti, T., N. Nishitani, and R. Nakamura, Auroral activity and its connection with magnetospheric processes –Magnetic field conjugacy between the polar ionosphere and the magnetosphere–, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **43**, Suppl., 353–368, 1991.
- Pellinen, R., and W. Heikkila, Observations of Auroral Fading Before Breakup, *J. Geophys. Res.*, **83**(A9), 4207–4217, 1978.
- Potemra, T. A., C. Bostrom, R. McEntire, W. Peterson, J. Doering, R. Hoffman, Low-energy particle observations in the quiet dayside cusp from AE-C and AE-D, *J. Geophys. Res.*, **82**, 4765–4776, 1977.
- Saito, T., Oscillation of geomagnetic field with the progress of Pt-type pulsation, *Sci. Rept. Tohoku Univ.*, Ser. 5. *Geophys.*, **13**, 53, 1961.
- Saito, T., T. Sakurai, Y. Koyama, Mechanism of association between Pi2 pulsation and magnetospheric substorm, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **38**, 12, 1265–1277, 1976.
- Sakurai, T., and T. Saito, Magnetic pulsation Pi2 and substorm onset, *Planet. Space Sci.*, **24**, 6, 573–575, 1976.
- Scourfield, M. W. J., J. G. Keys, E. Nielsen, and C. K. Goertz, Evidence for the $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift of pulsating auroras, *J. Geophys. Res.*, **88**, 7983–7988, 1983.

- Tsyganenko, N. A., Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbance levels, *Planet. Space Sci.*, **35**, 1347–1358, 1987.
- Tsyganenko, N. A., A magnetospheric magnetic model with a warped tail current sheet, *Planet. Space Sci.*, **37**, 5–20, 1989.
- Wiens, R., and G. Rostoker, Characteristics of the Development of the Westward Electrojet During the Expansive Phase of Magnetospheric Substorms, *J. Geophys. Res.*, **80**(16), 2109–2128, 1975.
- Wilson, C.W., Infrasonic wave generation by aurora, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, 6–7, 973–974, 1975.
- Yamamoto, T., Temporal and spatial structures of pulsating auroras and possible mechanisms, *Thesis*, University of Tokyo, 1984.
- Yamamoto, T., K. Hayashi, S. Kokubun, T. Oguti, T. Ogawa, N. Iwagami, T. Kitamura, O. Saka, T. Araki, K. Makita, T. Watanabe, R. E. Horita, and J. S. Kim, Auroral activities and long-period geomagnetic pulsations: 2. Ps5 pulsations following auroral breakup in the premidnight hours, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **40**, 571–582, 1988.
- Yamamoto, T., M. Ozaki, S. Inoue, K. Makita, C. -I. Meng, Convective generation of ‘giant’ undulations on the evening diffuse auroral boundary, *J. Geophys. Res.*, **99**, A10, 19, 499–19, 512, 1994.

Chapter 14

オーロラ活動と電場・電流

前章まで、オーロラのダイナミックスに基づく分類と、特徴的なオーロラの種類がどのような条件のもとで現れるのかについて述べて来た。これらの特徴的なオーロラのダイナミックスは、磁気圏からの電子の入射の仕方そのものを示すものであり、いうなれば、オーロラ粒子の起源に直結した物理現象を見ている訳である。同時に、個々のオーロラ活動が、磁気圏全体の構造を形成する要素となっている点も無視できない。グローバルなオーロラ活動やドリフトに関係した地上の磁場変動と電流の議論を前章で行ったが、この章では、それぞれの特徴的なオーロラ活動が電磁氣的にどんな性質を示すのか、また、それが磁気圏・電離圏のプラズマ現象とどのように関わっているのかなどについて述べ、併せてオーロラの変形と運動について議論する。

14.1 局所的オーロラ活動と電流系

局所的なオーロラ活動には局所的な電流変化が起こると考えていい。従ってその下の地上ではその局所的な電流変化に伴う磁場変動が観測される筈である。磁場変化 $\delta\mathbf{B}$ は

$$\delta\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{2} \int \frac{\mathbf{r} \times d\mathbf{i}}{r^3}$$

で、ここに \mathbf{r} は位置ベクトル、 \mathbf{i} は電流ベクトルで、積分は電流が磁場測定点に有効な磁場をもたらす範囲で行われる必要がある。前章のオーロラパッチの振動のところで述べた磁気圏HM波動の効果で理解できるような場合には電離層の電気伝導度の非一様性は無視できるが、一般にはオーロラ活動には大きな電気伝導度変化を伴うので、電流を見積もるには電場と電気伝導度両者を考慮しなければならない。

電流 \mathbf{i} は第8章で示したように

$$\mathbf{i} = (\sigma)\mathbf{E}$$

で与えられる。S-fractal aurora の活動の場合には電場も電気伝導度ともに大幅に、かつ、ある程度独立に変わり得るから、線形化はできず、オーロラの明るさの変化に対応する電場と電気伝導度の変動をそのまま使って磁場の計算をするより方法はない。

もし、もともとの電場と電気伝導度が一様で、電流の変動が次節以下に述べるような電離層の局所的な電気伝導度 σ の増大 $\delta\sigma$ によって起こるものなら、電流は

$$\mathbf{i}^i = (n_0 + \delta n)(s)(\mathbf{E}_0 + \delta\mathbf{E}^i)$$

$$\mathbf{i}^o = n_0(s)(\mathbf{E}_0 + \delta\mathbf{E}^o)$$

と表される。ここに superfix i, o は伝導度増大領域の内部と外部を表し、 (s) は単位電子(イオン)密度あたりの電気伝導度テンソルである。電気伝導度の増大があまり大きくなければ $\delta\mathbf{E}^i$ と $\delta\mathbf{E}^o$ とは線形化して次のように δn で表現できる。

$$\delta\mathbf{E}^i = \frac{\delta n}{n_0}(\chi^i)\mathbf{E}_0 \quad \delta\mathbf{E}^o = \frac{\delta n}{n_0}(\chi^o)\mathbf{E}_0$$

ここに χ^i と χ^o は電導度が局所的増大した時に \mathbf{E}_0 と $\delta\mathbf{E}^i, \delta\mathbf{E}^o$ を関づけるテンソルである。従って、磁場変動 $\delta\mathbf{B}$ は

$$\delta\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{2} \int_{inside} \frac{\mathbf{r} \times [dn(s)\{1 + (\chi^i)\}\mathbf{E}_0]}{r^3} + \frac{\mu_0}{2} \int_{outside} \frac{\mathbf{r} \times [dn(s)\{1 + (\chi^o)\}\mathbf{E}_0]}{r^3}$$

と表すことができる。もし、電流系の分布が決まればこの積分を実行することによってオーロラ活動の真下の地上で観測される磁場の deflection $\delta\mathbf{B}$ は

$$\delta\mathbf{B} = \delta n \mathbf{b}$$

の形で表すことができる。ここに \mathbf{b} は上の積分より求められる。

また、もし、induction magnetometer で測定するような磁場の時間微分を表現するなら

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \frac{dn}{dt} \mathbf{b}_j$$

となる。ここでは、まず、簡単のために、電場が概ね一様で、かつ、線形化が可能な、電気伝導度の微小変動による電流変動に伴う電流変動・磁場変動から議論を進める。例えば

pulsating aurora の電流変動がこれに当たる。すなわち、pulsating aurora では、個々の電気伝導度の増大領域(個々のオーロラパッチ)は小さく、それらがたくさんあって、その電気伝導度(パッチの明るさ)が互いに独立に変動していることが多い。従って、もし、linearな重ね合わせの近似が許されれば、磁場変動は

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \sum_j \left(\frac{dn}{dt} \right)_j \mathbf{b}_j$$

という形で表現される。もし、誘導電流の時定数などによる有意の時間遅れがあれば、

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \sum_j \left(\frac{dn}{dt} \right)_j g_j(t - T_j) \mathbf{b}_j$$

となる。ここに T_j は時間遅れで、 $g_j(t - T_j)$ は時間遅れに関わる関数を示す。

14.2 Pulsating Auroraに伴う電気伝導度変動

明け方の極光帯では古くからオーロラ脈動が起こり、かつ、PiCと呼ばれる地磁気脈動が起こることが知られている。しかし、従来の多くの研究で知られて来たこの両者の関係はきわめてわかりにくいもので、ある時にはオーロラの明るさ変化と地磁気変動には大変よい相関関係が認められるのに、また別の機会にはほとんど相関が認められない、というものであった(*e.g.*, Victor, 1965; Campbell, 1970)。

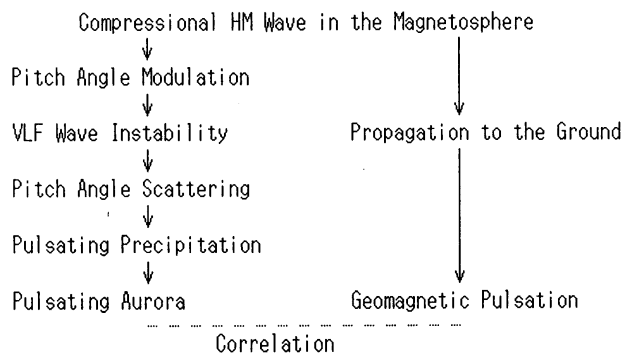


Fig.14-1 オーロラ脈動と地磁気脈動 (PiC) に関する

Coroniti-Kennel の考え。

一方、オーロラ脈動の物理に関しては、磁気圏でのVLF波動の不安定による準周期的な電子のピッチ角散乱という考えが支配的で、地磁気の脈動とオーロラ脈動の関係は一般に、Coroniti and Kennel (1970) に従って次のように考えられていた。

磁気圏にはさまざまなULF波動があり、圧縮性の

ULF波は、磁気圏の電子のピッチ角を modulate する。ピッチ角の modulation がある範囲を越え、compression によって垂直方向のエネルギーが平行エネルギーをある程度凌

駕すると急速に burst 的に VLF 波の不安定が成長し、その結果大きなピッチ角散乱が起こって、それまでオーロラ高度に達することのなかった電子が突然入射し始め、オーロラが光る。ULF 波動の compression があるレベルより下がると、VLF 不安定が解消して電子の入射が止まり、オーロラは消える。考えている磁場変動は compressional な Alfvén 波変動だから地上にも伝播し、これによってオーロラの明るさ変動と磁場の脈動が関係づけられるというものであった。これを Fig.14-1 のブロック図に示す。

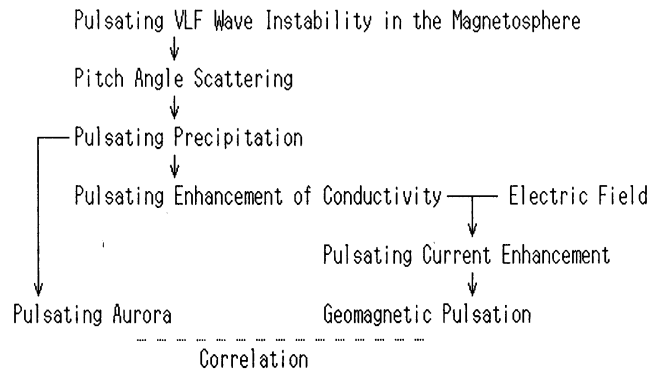


Fig.14-2 Auroral patch の電気伝導度の変動が磁気脈動の起源であると考えられる筋道。

しかし、もし、この通りのことが起こっているなら、ある時にはよい相関が見られ、ある時は相関が全くないという erratic な関係を理解するのは難しい。Pulsating aurora の下で見られる地磁気脈動は、むしろ、電離層レベルで、オーロラの粒子入射によって、電気

伝導度が時間、空間的に変動することから additional な電流が誘導され、その電流の効果として地上に磁場変動が現れるものではないのか、というのが筆者らの考えで、実際にこの方向で広範な検討が行われ、以下述べるようにこの考えが確認された。この考えのブロック図を Fig.14-2 に示す。

14.2.1 Auroral Patch の Conductivity 変動

全体としてグローバルに与えられた電場のもとで(与えられた中性粒子の運動のもとで)、もし電気伝導度が局所的に時間的に変動するとその部分には周囲より大きな電流が流れ、polarization の電場ができ、それによって電離層、あるいは磁気圏を通じて discharge の電流が流れることによって polarization の電荷が解消される。これが、pulsating auroral patch の周辺に期待される電流である。この電荷解消の電流は地上の磁場変動、ここでは特に地磁気脈動をもたらすはずである。pulsating aurora は電子の入射が準周期的に起こることによって現れるので、オーロラ patch の電気伝導度は準周期的に変動するからである。

電気伝導度は電子密度に比例し、強い電流が流れるオーロラ高度(電離層E層)では、電子密度の時間微分 dn/dt は、オーロラの明るさ J 、すなわち、excitation に比例する ionization rate Q を使って次のように表される。

$$\frac{dn}{dt} = Q - \alpha_{eff} n^2$$

ここで、 α_{eff} は effective recombination coefficient である。 α_{eff} のこの高度での値として 10^{-7} 程度の値を使うと、Fig.14-3 に示すように、繰り返し時間が10秒程度のパルス状入力に対しては、電子密度 n が ionization rate の Q (すなわちオーロラの明るさ J) に比例するのではなく、むしろ、電子密度の時間勾配 dn/dt が Q に比例することがわかる。すなわち、pulsating auroral patch の明るさ変動は誘導される電流に比例するのではなく、電流の時間変動 di/dt に比例し、従って地上の磁場の deviation 自身でなく磁場の deviation の時間変動 (dB/dt) に比例することを強く示唆する (Oguti *et al.*, 1984)。

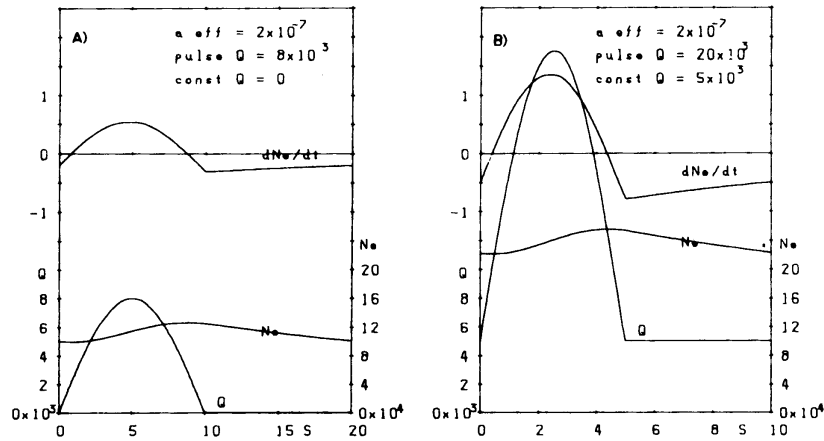


Fig.14-3 脈動オーロラの明るさ変動 (Q) と dn/dt の変動例 (Oguti and Hayashi, 1984)。

従って、このとき磁場の時間微分は、オーロラ各部分の luminosity J_j を使って

$$\frac{dB}{dt} = \sum_j f\{J_j(t - T_j)\} \mathbf{b}_j$$

の形にまとめられる。すなわち induction magnetometer で測った磁場変動がオーロラの明るさと比べられるべき量である。このことは後述のように観測で確かめられる。

14.3 互いに独立に明るさを変動させる Auroral Patch の総合磁場効果

既に述べたように、明け方の pulsating aurora は、同時にたくさんの、不規則な形の、大小さまざまな auroral patch で構成され、それぞれの patch は互いに他と無関係に明るさを変える。高速で動くものもある。従って、これらたくさんの patch が独立に変動している明るさ変動、すなわち、伝導度変動-電流変動に由来するたくさんの領域からの磁場変動を地上の1点で観測するとき磁場変動はどう見えるべきかを知る必要がある。

Auroral patch には大小さまざまなものがあるが、それらに誘導される電流の空間的広がり、オーロラ高度から 100 km 離れた地上に現れる磁場の大きさに強い影響を及ぼす。すなわち、小さな patch で誘導電流サイズも小さければ地上には小さな磁場変動しか現れないであろうし、大きな patch で電流サイズも大きければ地上にはそれだけ大きな磁場変動が現れる筈である。従って、上に述べた推定を実証しようとするなら、個々の patch に着目し、それらが明るさの脈動を繰り返しながらドリフトで動いて行くのを追っかけながら地上の磁場変動と比べなければならない。しかし、実際にはこのような、patch を追っかけながらの解析は大変厄介で手間がかかる。

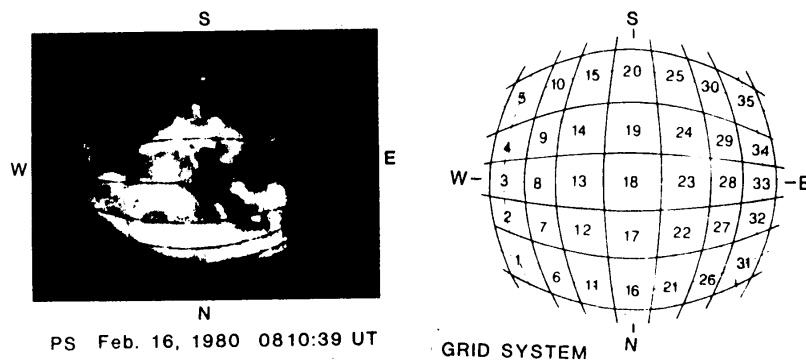


Fig.14-4 天頂を中心に東西 450 km、南北 350 km の範囲を 35 の領域に分割 (Oguti *et al.*, 1984)。

この厄介さを逃れる便法の一つは、地上で十分観測できる電流サイズをあらかじめ仮定して、そのサイズでオーロラ高度の電離層に mesh を切って、それぞれの mesh 中のオーロラの明るさを空間積分し、その空間積分の時間変動を追っかけるものである。こうすれば少なくともサンプリングゲートの位置を時間的に動かすという厄介な手数を省くことができる。

実際の patch のサイズは数 km から 100 km ほどで、数十 km サイズのものが多いこと、および、電流高度はおよそ 100 kmであることを考慮すれば、この解析での mesh サイズを天頂近くでは 50 km、少し離れた所では 100 km とするのは妥当な線であろう。また、遠距離では磁場の影響は小さくなること、及びオーロラの出現範囲が東西に長いと言う事実などを考慮して、実際の解析では、Fig.14-4 に示すように、天頂を挿んで南北に 5 mesh で全スパンが 350 km、東西に 7 mesh で全スパンが 450 km という領域を用いることにした。従ってオーロラ領域の総数は 35 領域である (Oguti *et al.*, 1984; Oguti and Hayashi, 1984)。

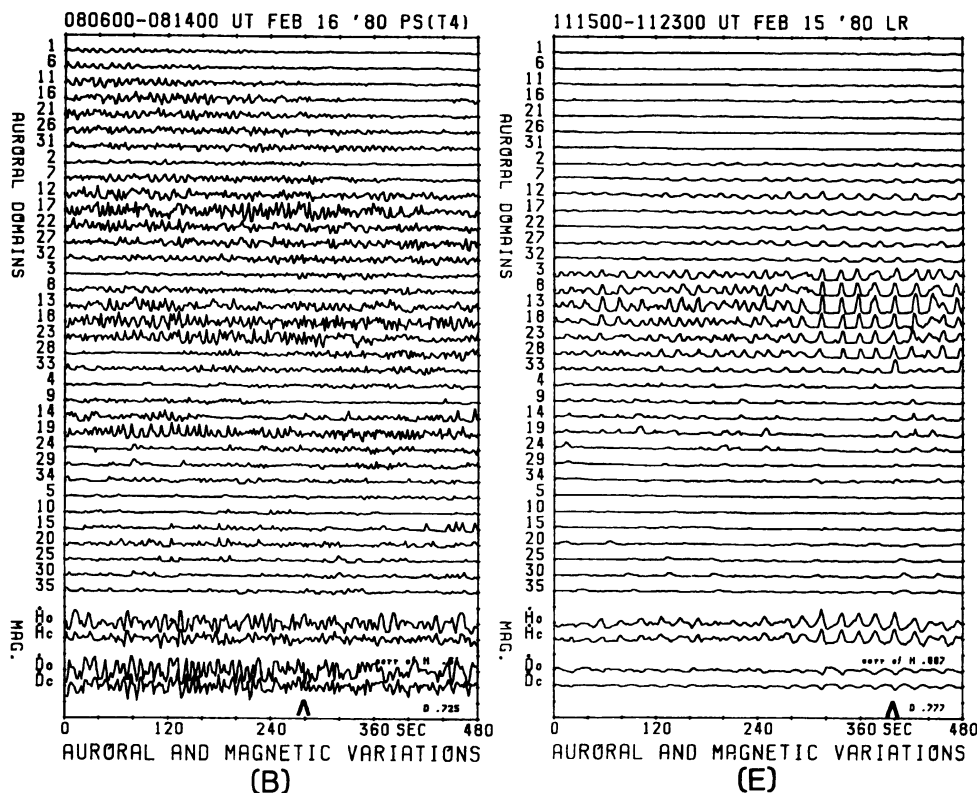


Fig.14-5 Auroral patch の明るさの時間変化と磁場変動 (Oguti *et al.*, 1984)。

この種の、たくさん(今の場合 35 個)ある原因に由来する変動磁場を分離してその個々の原因を調べる標準的な手法が multiple correlation 法である。まず適当な時間間隔 (2 秒あるいは 3 秒) で、それぞれのオーロラ領域の明るさの空間積分値の時間変動をサンプリングし、同時に、同じ観測点で測定した地磁気変動の、南北成分、東西成分を同

様にサンプリングする。磁場の南北成分、及び東西成分がそれぞれ35個のオーロラ領域の明るさ J_k の一次結合で表されると仮定すれば、時刻 t での磁場変動は

$$\Delta H = H_0 + \sum_{k=1}^{35} A_k J_k(t - T_k) \quad \Delta(H\Delta D) = (H\Delta D)_0 + \sum_{k=1}^{35} B_k J_k(t - T_k)$$

または

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \dot{H}_0 + \sum_{k=1}^{35} \dot{A}_k J_k(t - T_k) \quad \frac{\partial(H\Delta D)}{\partial t} = (H\dot{\Delta D})_0 + \sum_{k=1}^{35} \dot{B}_k J_k(t - T_k)$$

という形で表すことができる。ここに H_0 、 $(H\Delta D)_0$ 、 \dot{H}_0 、 $(H\dot{\Delta D})_0$ は常数である。前の式は磁場の deviation(電気伝導度、電流)がオーロラの明るさ(ionization)に比例するとした場合(周期1分以上の場合)、後の式が、磁場の時間微分(電気伝導度の時間微分)がオーロラの明るさ(ionization)に比例するとした場合(周期30秒程度までの場合)である。

式は t で示すサンプリングの数だけ得られる。サンプリングの数が35以上あれば、これからいわゆる normal equation を作って、これを解いて係数 A_k と B_k または、 \dot{A}_k と \dot{B}_k の係数の組を求めることができる。

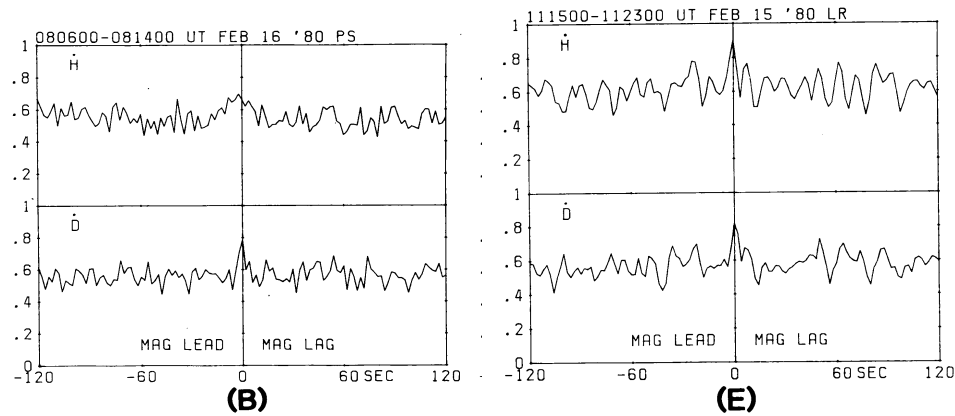


Fig.14-6 Auroral patch の明るさの時間変化と磁場変動の多重相関グラフの例 (Oguti *et al.*, 1984)。

こうして一度係数が決まれば、その係数とオーロラの明るさの測定値から、実測とは別に磁場の変化を推定できることになる。Fig.14-5 に、周期数秒の luminosity pulsation の例(B)、周期20秒ほどの streaming aurora の例(E)について、各オーロラ領域の明るさの変化(1~35)、磁場の H および $H\Delta D$ 成分の時間微分の実測値(\dot{H}_o , \dot{D}_o と記す)と係数に基づく推定値(\dot{H}_c , \dot{D}_c と記す)の二つの例を示してある。図から直ちにわかるように、係数に基づく推定値は多くの場合、実測値をよく再現する。この磁場の推定値と実測値との correlation が multiple correlation である。

Fig.14-6 には、このようにして解析されたオーロラの変動に基づいて求めた複数の patch の明るさと磁場の $\dot{H}(=\partial H/\partial t)$ 及び $(H\dot{\Delta}D)(=\partial(H\Delta D)/\partial t)$ 成分の時間微分との間の時間をずらしながらの multiple correlation を示している。図から直ちにわかるように、磁場の時間微分とオーロラの明るさとの間の correlation は常に時間差 0 に最大のピークを持ち、實際上 $T_k \approx 0$ であることがわかる。また、ここには示していないが、オーロラの明るさ変動と磁場の deviation の間の相関より、明るさと磁場の時間微分の間の相関の方が常に高い。これは前に述べたように、オーロラ高度では effective recombination coefficient のために電子密度の変化に位相遅れが現れ、電子密度の時間勾配が ionization rate すなわちオーロラの明るさに比例する形になっていることをはっきりと示している。従ってこれ以後、議論は磁場の時間微分とオーロラの明るさの間の correlation に限ることとし、かつ、 $T_k = 0$ とする。

こうして得られた係数 \dot{A}_k and \dot{B}_k は、オーロラの明暗の level、及び電場が保存するかぎり保存する筈のものである。従ってこれらの係数は一遍決めれば条件の保存する限り、他の時間にも敷衍してそのまま使える筈である。このことは次のように確かめられる。

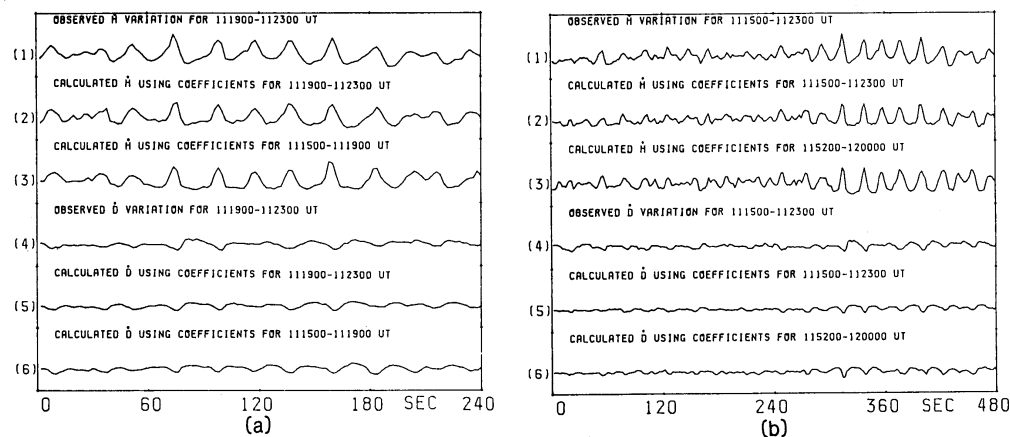


Fig.14-7 ある時間の auroral patch の明るさの時間変化と磁場変動の多重 regression の係数を別の時間に適用して磁場変化を見積もった例 (Oguti *et al.*, 1984)。

Fig.14-7 左はカナダ La Ronge で、1980年2月15日 11:15:00–11:23:00 UT に実測された地磁気変動と、係数 \dot{A}_k , \dot{B}_k とオーロラから推定した磁場変動との比較の例である。(1)(2)(3)は (\dot{H}) , (4)(5)(6)は $(H\dot{\Delta}D)$ で、(1)(4)は 11:19:00–11:23:00 UT の実測値、(2)(5)は 11:19:00–11:23:00 UT のオーロラと磁場から決めた係数 \dot{A}_k , \dot{B}_k を使って同じ

11:19:00–11:23:00 のオーロラ変動から求めた 11:19:00–11:23:00 の磁場の推定値、(3)(6) は、磁場を推定する時間とは違う 11:15:00–11:19:00 UT のオーロラと磁場の変動で決めた係数を用いて、11:19:00–11:23:00 UT のオーロラ変動から 11:19:00–11:23:00 の磁場変動を推定したものである。

(3) と (6) は係数 \dot{A}_k 、 \dot{B}_k を決めるのに使った時間と、推定磁場を求めた時間とが違っているのに、(1) と (3)、(4) と (6) を比べてわかるように、推定値は実測値をよく表現している。Fig.14-7 右は係数を決める時間と磁場推定の時間をもう少しずらした例で、11:15:00–11:23:00 UT の磁場変動を 11:52:00–12:00:00 UT の観測値で決めた係数を用いて推定している。左の図と同じく、(1)(4) が (\dot{H}) 、 $(H\dot{\Delta}D)$ の実測、(2)(5) が係数を求めた時間と同じ時間での磁場の推定値、(3)(6) が別の時間の観測で決めた係数を使った推定値である。左図の例では係数と推定の時間の違いは4分であるが、右図の例では、係数と推定の時間の違いは約40分もある。

もともとこれらの係数はオーロラ変動と磁場変動から上に述べた最小自乗法で決めるのだから、その係数を使って同じ時間の磁場変化をよく再現できるのは当たり前だとも言える。しかし、このように、ある時間の観測で決めた係数を使って他の時間の磁場変動までよく再現できるとなれば、上に述べた議論が大筋で正しいことの証拠となる。次に述べる電流と磁場の分布の形でこの推定が正しいことが確かめられる。

なお、ここでの議論はすべて $T_k = 0$ で、オーロラ変動と磁場変動の同時の記録を比べるということで話を進めて来た。しかし、相互関係の仕方いかんでは、両者の間で多重相関の相関係数が最大になるのに有限の時間差を持つ場合もあり得る。例えば Coroniti-Kennel の idea のように、磁気圏から磁場変動が ULF 波動の形で aurora 高度まで伝播して来るものを見ていると言うのであれば、電子の入射に要する時間は無視できるから、ULF 波動が磁気圏赤道面領域から地上まで伝わる時間の遅れをもってオーロラ変動と地磁気変動の correlation が最大になってもいい。しかし、実際に調べてみたところでは、オーロラとの correlation の最大は、磁場変動の場合も磁場変動の時間微分の場合も常に時間差ゼロあるいはその近くにあつて、有限の時間遅れは認められない。磁気脈動を起こすのが電離層起源の電流であることを強く示唆する結果である。

14.4 Pulsating auroraに伴う地上の磁場変動の空間分布

上に述べた所から知られるように、係数のうち、 \dot{H} ($= \partial H / \partial t$; induction magnetograph の H 成分) に関わる部分の係数 \dot{A}_k は、 k 番目のオーロラ領域が明るくなった時

に磁場の $\partial H/\partial t$ 成分がどれ位変化するかを示す量であり、 $(H\Delta D) (= \partial(H\Delta D)/\partial t)$;

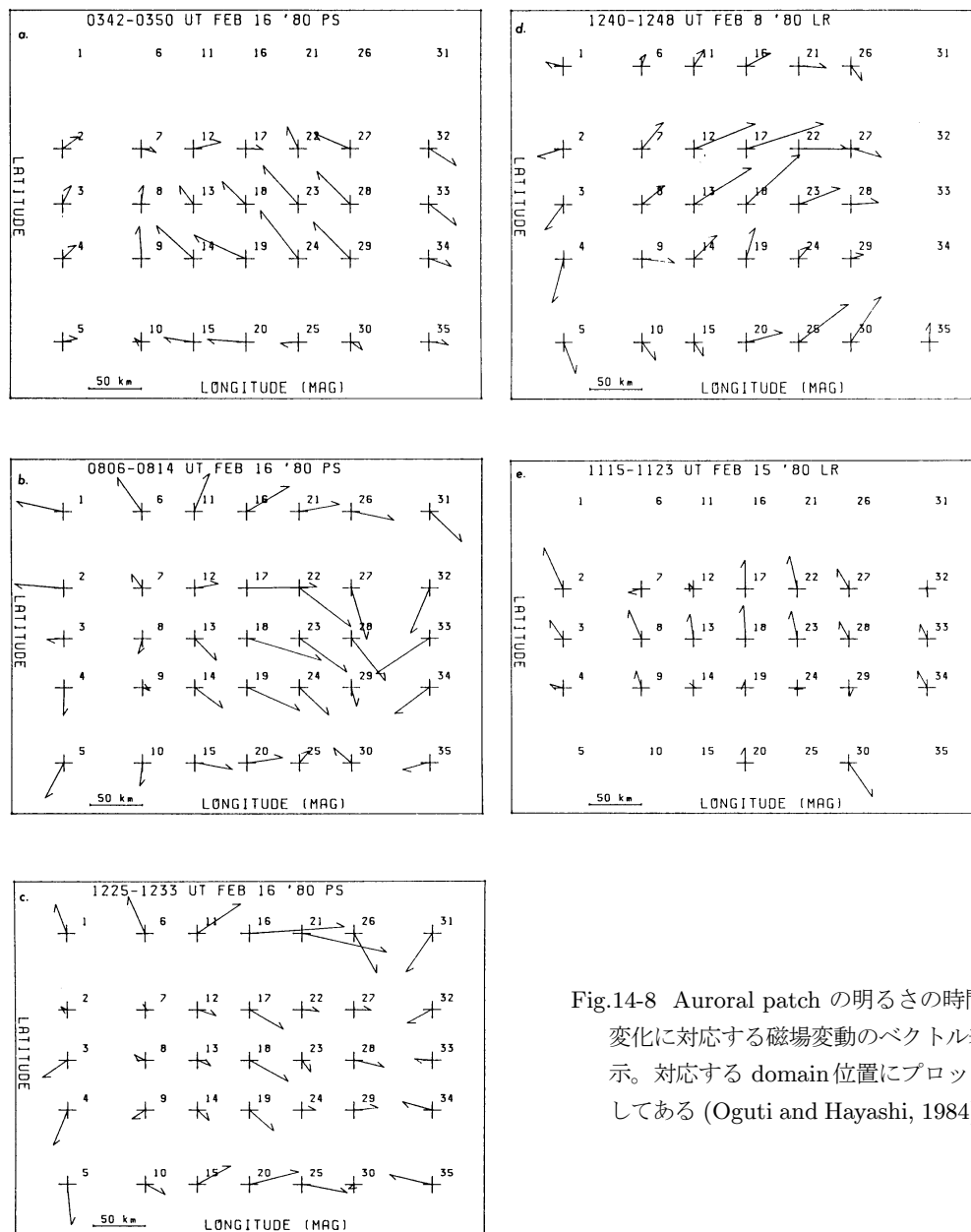


Fig.14-8 Auroral patch の明るさの時間変化に対応する磁場変動のベクトル表示。対応する domain 位置にプロットしてある (Oguti and Hayashi, 1984)。

induction magnetograph の $H\Delta D$ 成分) に関する係数 \dot{B}_k は同じく k 番目のオーロラ領域が明るくなったとき $\partial(H\Delta D)/\partial t$ 成分がどれ程変化するかを示す量である。従って、 \dot{A}_k と \dot{B}_k とは、オーロラの k 領域が明るくなった時の、磁場観測点での磁場の変化ベ

クトル(時間微分ベクトル)の北向き成分、ならびに東向き成分と見なすことができる。

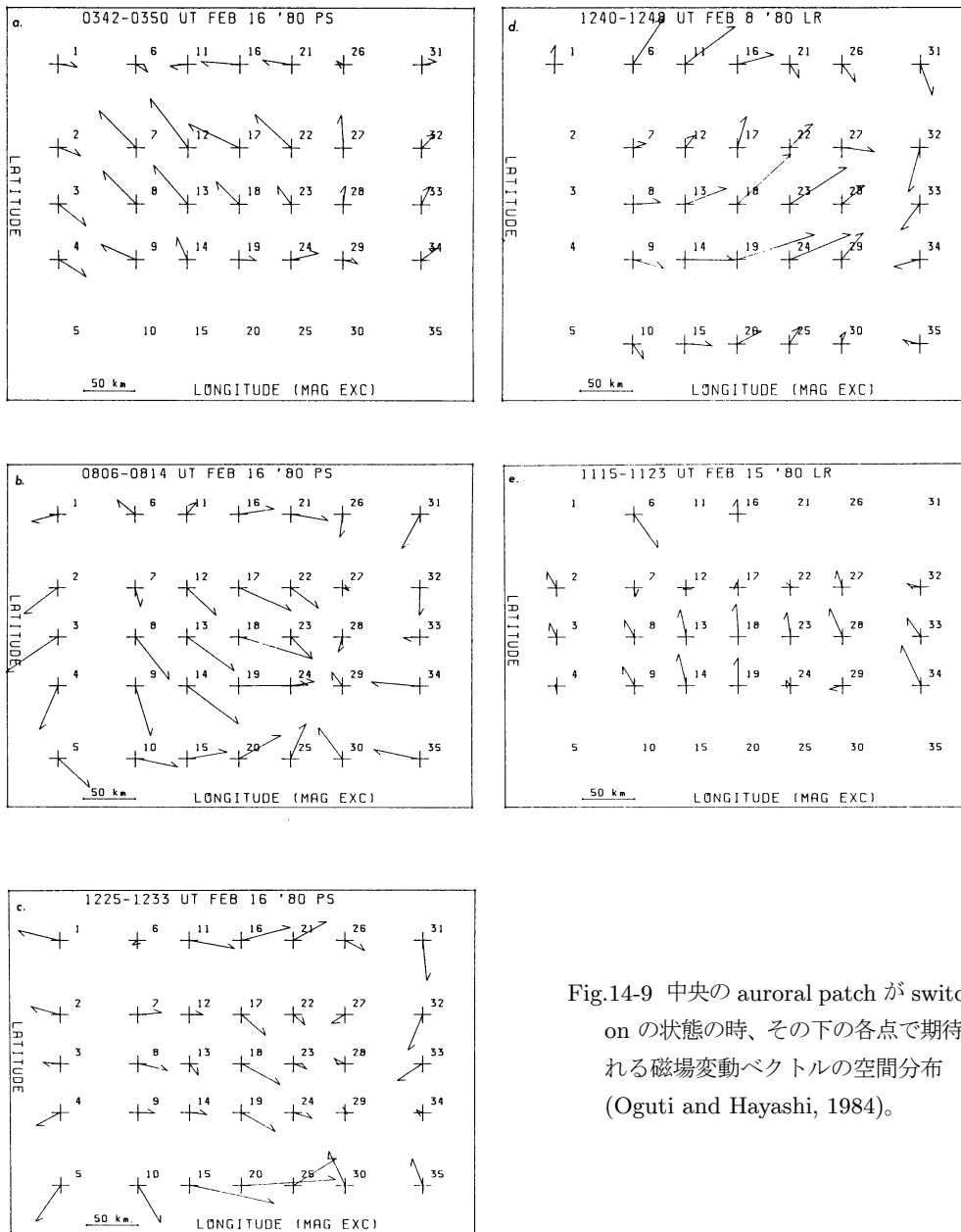


Fig.14-9 中央の auroral patch が switch-on の状態の時、その下の各点で期待される磁場変動ベクトルの空間分布 (Oguti and Hayashi, 1984)。

これらの実際の係数を、種類も繰り返し時間も異なる5つの pulsating aurora について求め、それをベクトルの的にプロットしたのが Fig.14-8 である。35の領域のそれぞれに対応する係数ベクトルをそれぞれのオーロラ領域の下にプロットしてある。これらの図に

は、すべてに共通の特徴がある。それは、磁場の水平成分に、convergence と divergence のペアが存在するように見えることである。

しかし、ここに示すベクトルプロットは実空間でのベクトルの分布を示すものでない。磁場の測定点はただ1点で、オーロラの patch のほうがその磁場観測点に相対的に空間に分布しているのであるから、それぞれの patch の下にプロットしたベクトルが実際の分布を示さないのは当然である。実際の分布を推定するには、逆に、オーロラの明るさ変動が起こっているのがたった一つの領域で、その下に多数の磁場観測点があるのと同様なベクトルの置き換えを考える必要がある。

もし、与えられた条件のもとではすべての領域に誘導される電流系が同じパターンの電流系である、という仮定が許されるなら(電場が広範囲に一様で patch が相対的に小さければこの仮定は許される)、上のベクトル分布を用いて実空間のベクトル分布を求めることができる。

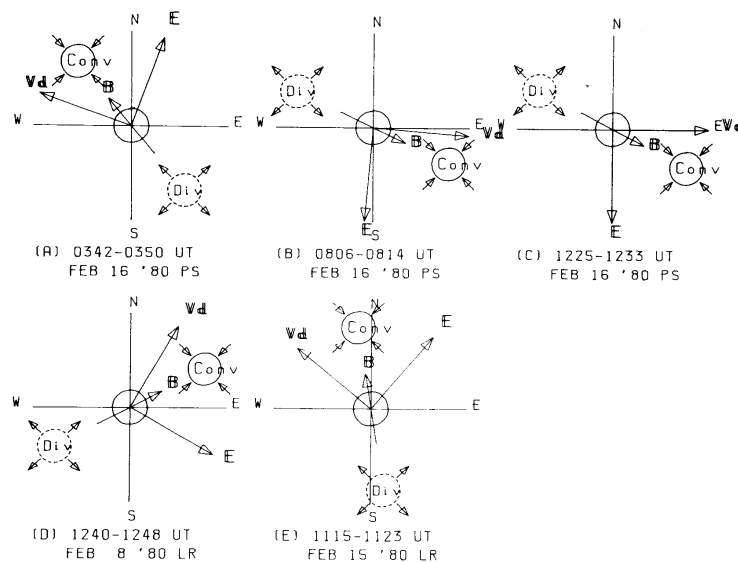


Fig.14-10 磁場の divergence to convergence の向きは電場(E)の向きによる
(Oguti and Hayashi, 1984)。

そうすれば、実際の磁場観測は中心の $k = 18$ の patch の真下で行われているが、例えば南西隅の $k = 5$ の領域が明るくなったとき領域 $k = 18$ の下で測った磁場変化は、もし領域 $k = 18$ が明るくなった時には北東隅の領域 $k = 31$ の下で観測される筈の変化であると言える。つまり、領域 $k = 5$ が明るくなった時の $k = 18$ の下の磁場変化をい

ま $k = 5$ の下にプロットしてあるが、これを $k = 5$ の下でなく、 $k = 31$ の下にプロットすれば、中心の $k = 18$ が明るくなったときの実空間に対応する場所にプロットしたことになる。同じことはすべてのオーロラ領域に当てはまる。従って、Fig.14-8 でそれぞれのオーロラ領域の下にプロットしたベクトルを、中心に対して点対称な位置のオーロラ領域の下に移し変えれば、領域 $k = 18$ が明るくなった時にその下の広い空間領域の各点で観測されるべきベクトルの実空間の分布が得られる。これが Fig.14-9 である。

Fig.14-8 と Fig.14-9 とは一見同じ様に見えるが、全く違うもので、Fig.14-9 は、中心のオーロラ領域 $k = 18$ が明るくなったときその下の地上で見られるであろう磁場の変動ベクトルの実際の空間分布を与える。こうして初めて理論モデルと対応させるべき変動磁場の空間分布が得られたことになる。図からわかるように、脈動する $k = 18$ の patch の下では、明らかに divergence と convergence を持つ変動磁場が見えている。理論モデルから期待される誘導電流はこの地上磁場変動の形を説明できるものでなければならない。

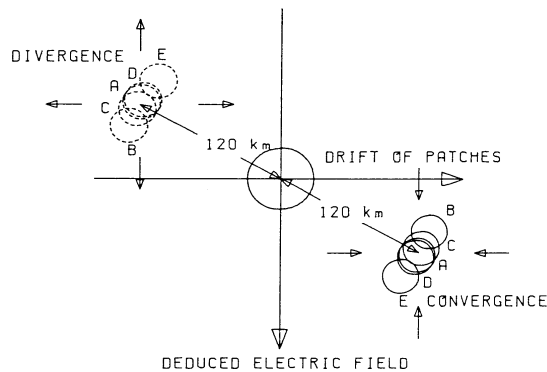


Fig.14-11 電場 (ドリフト) の向きをそろえてプロットすれば磁場変動のベクトルの divergence、convergence の位置はすべての例でほとんど重なる (Oguti and Hayashi, 1984)。

なお、これら5つの例では、地上磁場の divergence および convergence の位置は例によって大幅に違っているのがわかる。例えば例BおよびCでは左上の方に divergence が、右下の方に convergence があるが例Aでは全く逆に左上に convergence、右下に divergence の形になっている。例Dでは左下に divergence 右上に convergence が認められる。これらの違いは ambient の電場の違いで理解される。また ambient の電場の違いは、patch 全体のドリフトが $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ によるものとして推定できる。Fig.14-11 のようにドリフトを右向き、従って推定電場を下向きにそろえて divergence と convergence をプロットするとす

すべての例でこれら divergence と convergence はほぼ同じ場所にかたまってプロットされることがわかる。これら5つの例のうち、例Bと例Eとが他の3つと少しずれた位置にあるが、この違いについては後の理論的推定のところで議論する。

14.4.1 電流と地上の磁場パターンの推定—円形 Domain の場合

いま簡単のために patch を円形とし、patch の内外で conductivity はそれぞれ一様とすれば、与えられた電場 E のもとでこの patch に誘導される電場と電流は、以下に述べるように analytical に得られる。電離層を薄い層としてその中およびその上で二次元の電場を仮定し、磁場は鉛直とすれば円形 patch の中心を座標原点にとり、patch の半径を R とし、patch の外部、内部のポテンシャル場の電位は

$$\Phi^o = \left(rE + \frac{CR^2}{r} \right) \cos \Theta + \frac{DR^2}{r} \sin \Theta$$

$$\Phi^i = (E + C)r \cos \Theta + Dr \sin \Theta$$

で表される。ここに E は ambient 電場を示し、 C 、 D は constant である。Superfix の o と i とは patch の外部及び内部を示す。Conductivity の差によって領域の境界に現れる電荷は一部が境界を通る磁力線沿いに磁気圏に向けて解消され、一部は電離層中の Pedersen 電流で解消される。沿磁力線電流は境界を通る磁力線に沿ってしか存在しないから、patch の内部、外部ではポテンシャル場の近似が許される。

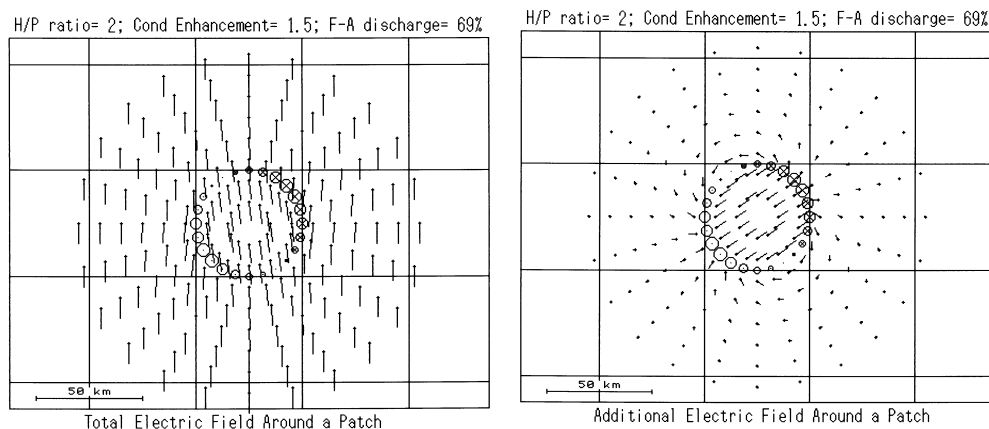


Fig.14-12 円形パッチの電気伝導度が増大した時の電場分布。左は外部電場を含む全体の電場、右は additional な電場。

Patch の内部での conductivity 増大が局所的な電流を増し、boundary での電荷蓄積

が起こり、分極電場が生成され、これに伴って電荷を逃がす電流が流れる時には boundary での電場と電流の divergence の間には相互に比例関係があつて定常状態が実現し、これによって constant の C と D が決まる。すなわち、

$$M \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp} = -\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp}$$

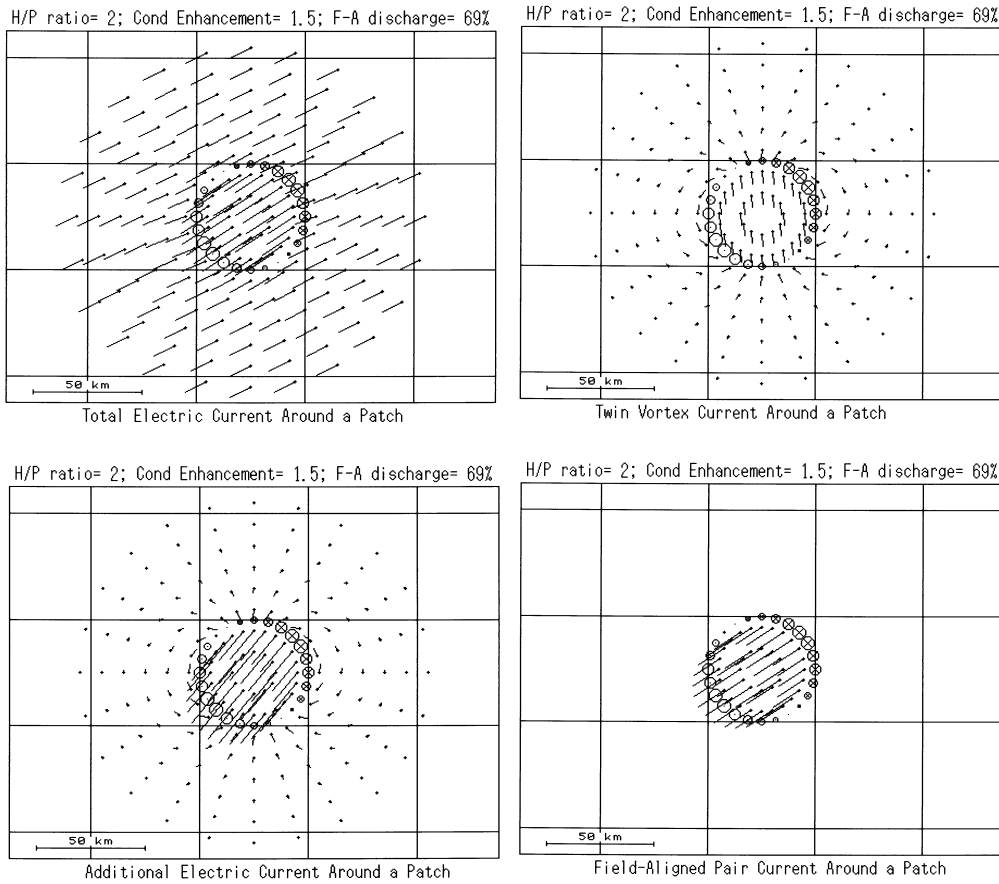


Fig.14-13 円形パッチの電気伝導度が一様に増大した時の電流分布。Additionalな電流 (左下) はtwin-vortex (右上) とfield-aligned pair (右下) に分解される。

ここで M は、patch内外の height integrated Pedersen conductivity Σ_1^i 、 Σ_1^o 及びfield aligned discharge(P)と Pedersen current による電離層電流による discharge($100 - P$)の比を使って

$$M = \frac{\Sigma_1^o + \Sigma_1^i}{2} \frac{P}{100 - P}$$

と表される。

$$\mathbf{E}_\perp = -\nabla\Phi$$

$$\mathbf{j}_\perp = [\Sigma]\mathbf{E}_\perp$$

を使って電場、電流の divergence に関係を explicit に書き直すことによって、constant C および D は

$$C = \frac{(\Sigma_2^i - \Sigma_2^o)^2 + (\Sigma_1^i - \Sigma_1^o)(2M + \Sigma_1^i + \Sigma_1^o)}{(\Sigma_2^i - \Sigma_2^o)^2 + (2M + \Sigma_1^i + \Sigma_1^o)^2} E$$

$$D = \frac{2(\Sigma_2^i - \Sigma_2^o)(M + \Sigma_1^o)}{(\Sigma_2^i - \Sigma_2^o)^2 + (2M + \Sigma_1^i + \Sigma_1^o)^2} E$$

と求められて、電場 \mathbf{E}_\perp と電流 \mathbf{j}_\perp が決まり、電流の連続から \mathbf{j}_\parallel は

$$\mathbf{j}_\parallel = \nabla_\perp \cdot \mathbf{j}_\perp$$

によって求められ、patch 内部及び周辺の電場と電流がすべて決まる。

この様にして見積もられた電場及び電流の変化、並びに additional な電場および電流の分布が Fig.14-12、Fig.14-13 に示してある。conductivity の増大によって起こるオーロラパッチ内の電流増加から polarization 電場が発生し、この電場によって、一方では電離層内で閉じる Pedersen 電流が生まれて電荷の解消が起こり、また一方ではこれに伴う三次元電場成分と Alfvén conductance によって沿磁力線電流が流れて電荷は磁気圏に向かっても解消される。

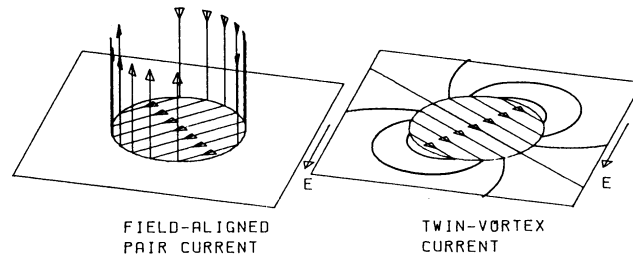


Fig.14-14 円形パッチの電気伝導度が増大した時の additional な電流は、沿磁力線電流ペアに直結する部分 (左) と双渦電流 (右) の二つの部分に分けて考えられる (Oguti and Hayashi, 1984)。

14.4.2 変動電場・電流の考察

ここで注意すべきは、上に述べた Pedersen current 及び field-aligned current の二つの discharge current はいずれも patch 内部で増えた電流を運び去るもので、これらはそ

れぞれもとの patch 中の電流の増加分の一部とつながる。すなわち、additional current は、Fig.14-14 に示すように二つの渦電流と、patch 内でつながった field aligned current のペアと、二つのモードの電流の和として表現される。

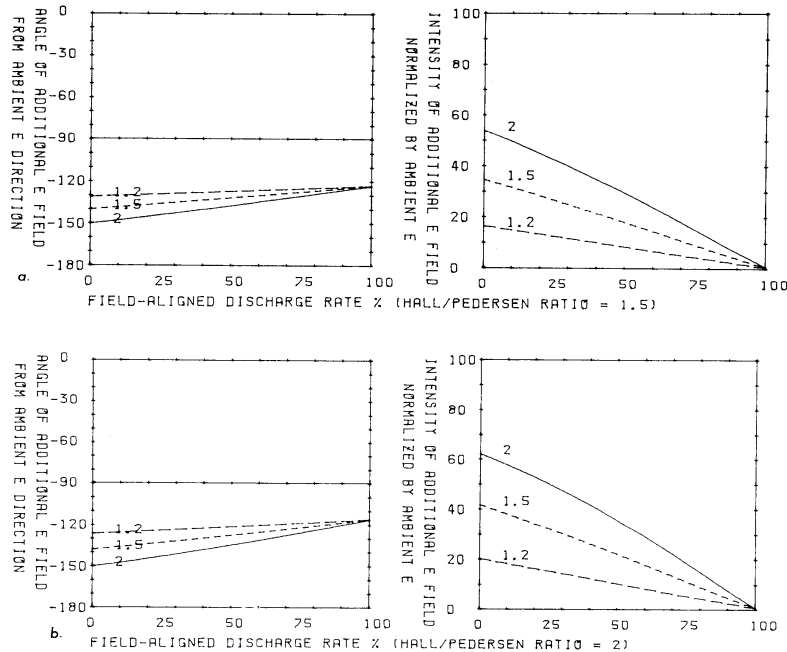


Fig.14-15 パッチ内の誘導電場が外部電場に対してなす角 (左) と、誘導電場強度 (右)。上は Hall/Pedersen conductivity ratio が 1.5、下は同 2 の場合で Alfvén conductance の total conductance に対する比率を変数として示す (Oguti and Hayashi, 1984)。

Fig.14-12、Fig.14-13、Fig.14-14に見られるように、パッチ外部の conductivity が一様で内部の conductivity 増大も一様なら、パッチ内部の電場、電流は一様である。この一様電場及び電流の向きと強度は、境界に溜った電荷が Alfvén conductance によって磁気圏に逃げる電流と Pedersen conductivity によって電離層内で失われる電流の比率、Hall/Pedersen conductivity ratio、及びパッチの conductivity 増大の大きさで決まる。

円形パッチ内部に誘導される電場の向きと大きさを、Hall/Pedersen conductivity ratio 1.5 と 2、conductivity enhancement factor 1.2、1.5、2 について、Alfvén/Total conductance ratio を変数にとって (Total=Alfvén+Pedersen)、Fig.14-15にまとめて示してある。図でわかるように、誘導電場の向きと大きさは、領域内の電気伝導度の増大の程度、及び、誘導電荷の discharge における Alfvén conductance の占める比率によって大

幅に変わるが、Hall/Pedersen conductivity ratio の違いによる違いは大きくない。従って、この誘導電場によってパッチ周辺にadditionalに流れる電流についても、また、同じことが言える。

例えば、上に述べたfield-aligned pair current 及びtwin-vortex current がパッチ内部で流れる向きと強度が、Alfvén conductanceによって磁気圏に逃げる電流と Pedersen conductivityによって電離層に流れる電流との比率でどのように変化するかをFig.14-16に示してある。この図ではHall/Pedersen conductivity ratioを2とし、磁力線に沿って流れる電流の全電流に対する比率を横軸に取って、内部のconductivity enhancementが1.2、1.5及び2.0の場合について、それぞれの外部電場に対する角度、および、外部の一樣電流に対する比率の形で示している。

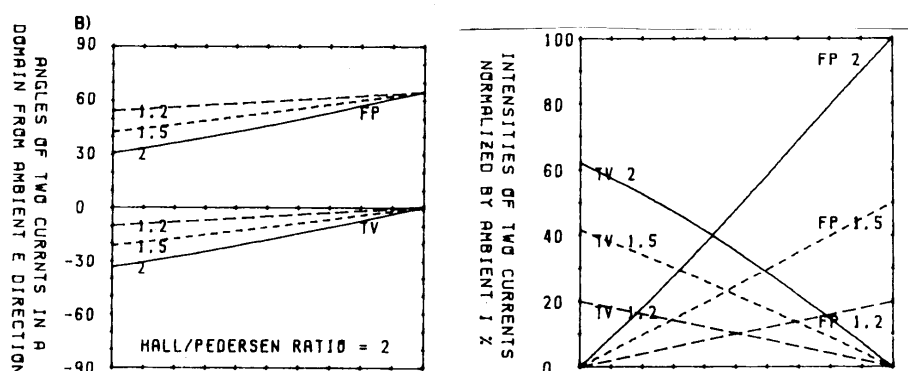


Fig.14-16 Field-aligned pair current (FP)とTwin-vortex current (TV)の、パッチ内部の電流部分の、外部電場に対してなす角(左)と、それぞれの電流強度(右)が、Alfvén conductanceによる電流が全電流に対する割合によってどう変わるかを示す (Oguti and Hayashi, 1984)。

14.4.3 変動磁場の考察

外部磁場が鉛直で、磁力線を通じて磁気圏に流れ出す電流が電離層に垂直な場合には、Fig.14-14の二種類の電流が地上に作る磁場のパターンは、convergenceとdivergenceのペアを持つ同一のパターンであることが証明できる。ただし、電流の流れる向きが異なるから、二つのパターンは、当然、異なった向きである。全体の電流の作る磁場は両者の合成で、やはり同一のパターンとなり、結局、地上で測った変動磁場の水平成分は、一つのconvergenceと一つのdivergenceのペアをもつ磁場分布となる。

Fig.14-17に示すのは、南向きの電場のもとで、直径50 kmの電気伝導度増大領域の下で期待される変動磁場ベクトルである。直ちにわかるように、電場が南向きの場合、

磁場の convergence は patch の南東に、また、divergence は北東に、それぞれ patch の中心から約 120 km ほど離れて現れ、観測から求められた pattern とよい一致を示す。

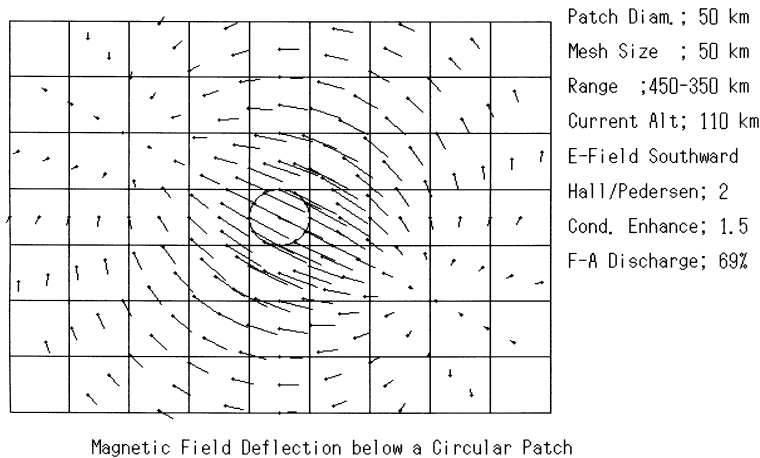


Fig.14-17 円形パッチの電気伝導度が増大した時のパッチの下の地上における変動磁場分布。

この事実は、地磁気脈動とオーロラ脈動の昔からの問題であった、ある時はよい相関を示すが、又別のときにはほとんど相関がないという erratic な関係をよく説明する。すなわち、もし、地磁気観測点が divergence または convergence の領域にあると、地磁気の水平成分はほとんどオーロラと無関係になってしまうからである。Induction magnetometer の観測は古くは技術的問題のためにだいたい水平成分のみであったから、このことは容易に理解できる。その他、patch のサイズなども問題である。Photometer の視野に天頂の小さな patch が入っている場合、それと無関係に近傍の大きな patch が脈動すれば、磁場変動は大きな patch の方により支配されるのは当然だからである。

Fig.14-11 で知られるように、実際に脈動オーロラに際して、パッチの真下の地上で観測される変動磁場の向きが外部電場に対してなす角は、 -60 度(左)程である。上に示した条件の違いによる電流の角度の変化に基づいて、地上の変動磁場の divergence to convergence の向きが、外部電場に対してなす角を、Alfvén/Total conductance ratio を変数として表したのが Fig.14-18 である。Conductivity enhancement 1.2、1.5、2 倍のいずれの場合も、divergence to convergence の向きが -60 度の角度となるのは、Alfvén conductance による電流の割合が 70 % 程のところであることがわかる。

この結果は Hall/Pedersen conductivity ratio が 2 の場合であるが、この ratio が

1.5 であってもほとんど変わらない。なお、図から、地上での磁場の向き、従って全体の合成電流の向きは、Hall/Pedersen conductivity ratio だけでなく、conductivity enhancement factor にもあまり依存しないことがわかる。変動電流の向きを決める最も重要な因子は、Alfvén conductance と Pedersen conductivity の割合であることがわかる。観測で得られた -60 度の角度は、Alfvén conductance が夜間の電離層の、高さ積分した Pedersen conductivity の倍ほどの値を持つことを示すもので、理論的に尤もらしい値と言える。

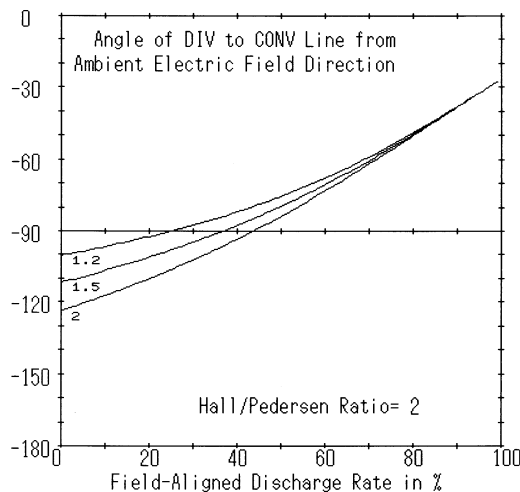


Fig.14-18 地上の変動磁場の divergence to convergence の向きが外部電場に対してなす角の、field-aligned pair current の全電流に対する割合に対する依存。

Fig.14-11 に示された地上磁場変動の divergence と convergence の位置のうち、例 B と例 E が他とそれぞれ 10 度ほどずれている点については、background の電気伝導度の大きさの違いによって reasonable に理解できる。即ち、例 B はこれら 5 例の中で最も活動的で最も明るい pulsating aurora であったから、オーロラ領域の平均電離度は大きく、background の電気伝導度は最も大きかったと推定できる。従って Pedersen conductivity は他の場合より大きかったので、Alfvén conductance の割合が相対的に 10% ほど減少し、Fig.14-18 に従って、divergence to convergence の電場に対してなす角度がマイナス側に約 10 度大きくなった (-70 度) ものと推定できる。また、例 E は 5 例のうちで最も暗い pulsating aurora であったから background の電気伝導度が他より小さく、従って Alfvén conductance の効果が相対的に 10% ほど大きくなったことによってマイナス 60 度から約 10 度プラスに振れた (-50 度) として理解できる。

Ambient の磁場が鉛直でなく傾いている場合には、地上には、斜めの電流と、これに電離層で接続する鉛直な電流とで表される磁場が現れることは、既に第 8 章で述べた。磁場の大きさは近似的にその傾きの角度に比例し、パターンは、二つ目玉の渦電流

で表される等価電流系と同じ形となる (Fig.8-27 参照)。

14.4.4 電流と地上の磁場パターンの推定—楕円型 Domain の場合

移動の少ない、点滅だけの patch の場合には、上に述べた円形の領域でよく近似できる。しかし、patch の形には細長いものもあり、また、streaming aurora のように patch が速いスピードで移動する場合には、前に述べた電離層の時常数のために、動いて行く patch の後ろに、conductivity の高い領域が長い尾となって残る。例えば、Fig.14-19 に見られるように、東西に長い楕円形オーロラパッチが西向きやや南に移動するとき、電離層 E 層には、パッチのうしろに高い conductivity の尾ができる。Conductivity は移動の向きのパッチの後縁で最大となり、effective recombination の程度に従って、図のように極大値の 75 %、50 %、25 % の分布が知られる。

従って、このような場合には、円形の patch ではなく細長い楕円形の patch の近似を使い、かつ、conductivity の分布を階段関数として線形化して扱うのが有効である。Auroral patch の形が楕円の場合にも、patch 内外の conductivity がそれぞれ一様とすれば analytical な解が容易に得られるからである。

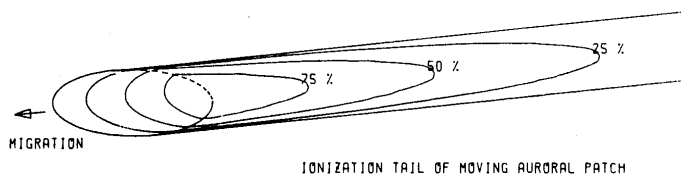


Fig.14-19 Streaming auroral patch の後ろにできる conductivity enhancement の尾。Auroral patch の長さ 200 km、幅 70 km、移動速度 33 km/sec (Oguti and Hayashi, 1985a)。

まず、楕円座標 ξ, η を通常のように

$$x = l \cosh \xi \cos \eta \quad y = l \sinh \xi \sin \eta$$

で表すことにする。ここに l は constant で、 $\xi = \xi_0$ が領域の boundary を表す。

電位 Φ が満たすべき Laplace 方程式は

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} = 0$$

で、この式の解は $\exp(\pm i\lambda\eta + \nu\xi)$ の形で与えられる。

無限遠における電場の x 成分、 y 成分を E_x^∞ 、 E_y^∞ とすれば、patch の外部、内部の電位 Φ^o および Φ^i はそれぞれ

$$\Phi^o = -E_x^\infty \cos \eta \cosh \xi - E_y^\infty \sin \eta \sinh \xi + Ae^{-\xi} \cos \eta + Be^{-\xi} \sin \eta$$

$$\Phi^i = -E_x^i \cos \eta \cosh \xi - E_y^i \sin \eta \sinh \xi$$

と表される。ここに A 、 B 、 E_x^i 、 E_y^i は二つの boundary condition によって決められるべき constant である。

前と同じく boundary condition の一つは境界における電場の tangential component の連続であり、もう一つは境界における $\nabla_\perp \cdot \mathbf{E}_\perp$ と $\nabla_\perp \cdot \mathbf{j}_\perp$ の関係で、これによって field aligned discharge と ionospheric discharge の割合が決まるのも前と全く同じである。

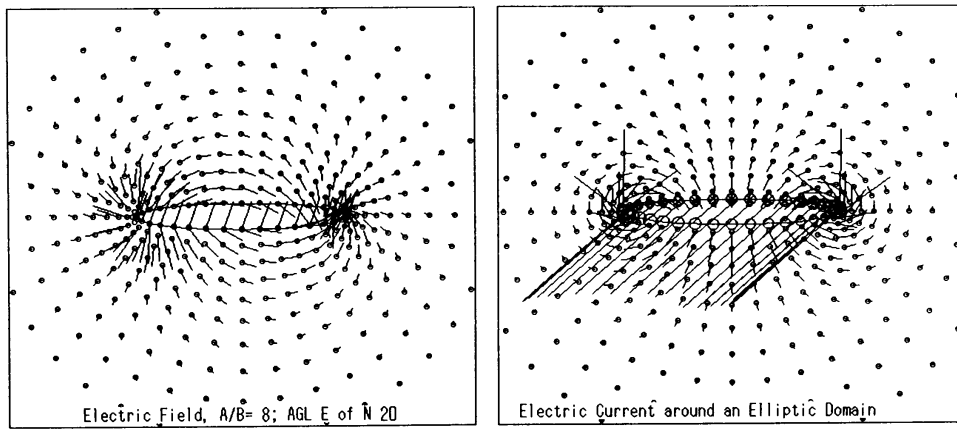


Fig.14-20 楕円形パッチの電気伝導度が増大した時のパッチ周辺の additional な電場と電流分布。外部電場が南向きの場合。

上のポテンシャルから、patch の外部、内部の電場の ξ 成分、 η 成分は

$$E_\xi^o = (E_x^\infty \cos \eta \sinh \xi + E_y^\infty \sin \eta \cosh \xi + Ae^{-\xi} \cos \eta + Be^{-\xi} \sin \eta)G^{-1}$$

$$E_\eta^o = (-E_x^\infty \sin \eta \cosh \xi + E_y^\infty \cos \eta \sinh \xi + Ae^{-\xi} \sin \eta - Be^{-\xi} \cos \eta)G^{-1}$$

および

$$E_\xi^i = (E_x^i \cos \eta \sinh \xi + E_y^i \sin \eta \cosh \xi)G^{-1}$$

$$E_\eta^i = (-E_x^i \sin \eta \cosh \xi + E_y^i \cos \eta \sinh \xi)G^{-1}$$

$$\text{ここに} \quad G = l \sqrt{\cosh^2 \xi - \cos^2 \eta}$$

である。

境界 $\xi = \xi_0$ における電位の連続 $\Phi^o = \Phi^i$ から E_x^i および E_y^i は

$$E_x^i = E_x^\infty - \frac{Ae^{-\xi_0}}{l \cosh \xi_0}$$

$$E_y^i = E_y^\infty - \frac{Be^{-\xi_0}}{l \sinh \xi_0}$$

が得られ、これから E_ξ^i および E_η^i はそれぞれ

$$E_\xi^i = \left\{ \left(E_x^\infty - \frac{Ae^{-\xi_0}}{\cosh \xi_0} \right) \cos \eta \sinh \xi + \left(E_y^\infty - \frac{Be^{-\xi_0}}{\sinh \xi_0} \right) \sin \eta \cosh \xi \right\} G^{-1}$$

$$E_\eta^i = \left\{ \left(-E_x^\infty + \frac{Ae^{-\xi_0}}{\cosh \xi_0} \right) \sin \eta \cosh \xi + \left(E_y^\infty - \frac{Be^{-\xi_0}}{\sinh \xi_0} \right) \cos \eta \sinh \xi \right\} G^{-1}$$

と求められ、これらを使って patch 外部、内部の電流はそれぞれ

$$I_\xi^o = \Sigma_1^o E_\xi^o + \Sigma_2^o E_\eta^o$$

$$I_\eta^o = -\Sigma_2^o E_\xi^o + \Sigma_1^o E_\eta^o$$

$$I_\xi^i = \Sigma_1^i E_\xi^i + \Sigma_2^i E_\eta^i$$

$$I_\eta^i = -\Sigma_2^i E_\xi^i + \Sigma_1^i E_\eta^i$$

と表される。境界での $\nabla_\perp \cdot \mathbf{E}_\perp$ と $\nabla_\perp \cdot \mathbf{I}_\perp$ を決める境界条件は、 $\xi = \xi_0$ において

$$-\frac{\nabla_\perp \cdot \mathbf{I}_\perp}{\nabla_\perp \cdot \mathbf{E}_\perp} = M \quad \text{または} \quad \frac{I_\xi^o - I_\xi^i}{E_\xi^o - E_\xi^i} = M$$

で、 M は前と同じく

$$M = \frac{\Sigma_1^o + \Sigma_1^i}{2} \frac{D}{100 - D}$$

で与えられる。ここに D は、円形パッチでの場合と同様に、induced charge の discharge について、その total discharge に対する field-aligned discharge の割合を percent で表す量である。

今、もし

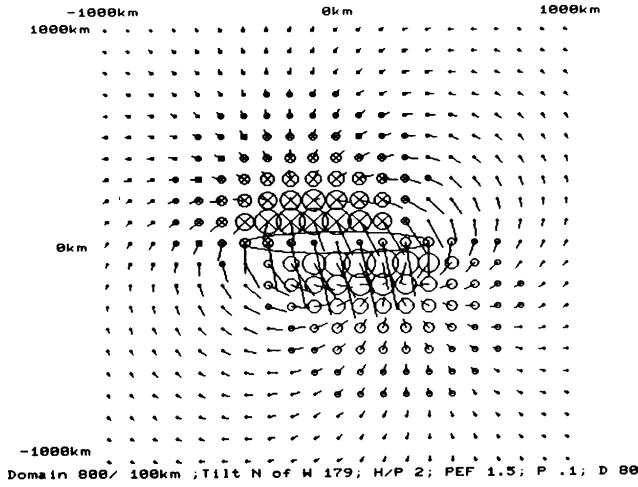


Fig.14-21 楕円形パッチの電気伝導度が増大した時のパッチの下の磁場変動ベクトル分布。外部電場が南向きの場合。

$$P = \Sigma_2^i - \Sigma_2^o$$

$$Q = M + M \tanh \xi_0 + \Sigma_1^o + \Sigma_1^i \tanh \xi_0$$

$$R = \Sigma_1^i - \Sigma_1^o$$

$$S = M + M \coth \xi_0 + \Sigma_1^o + \Sigma_1^i \coth \xi_0$$

と置けば、 A と B は

$$A = e^{\xi_0} \frac{\sinh \xi_0 (RE_x^\infty + PE_y^\infty)S - \cosh \xi_0 (-PE_x^\infty + RE_y^\infty)P}{P^2 + QS}$$

$$B = e^{\xi_0} \frac{\sinh \xi_0 (RE_x^\infty + PE_y^\infty)P + \cosh \xi_0 (-PE_x^\infty + RE_y^\infty)Q}{P^2 + QS}$$

となつて、電場、及び電流がfield-aligned currentを含めてすべて決まる。

先の円形domainの場合と全く同じように、patchのconductivityの増大に伴う付加電流は、電離層で閉じるtwin vortexの渦電流(Pedersen current)のペアと、patchで接続する流れ込み、流れ出しの二つのfield-aligned currentのペアとの和で表現され、かつ、この二つのモードの電流が地上に作る磁場のパターンは、円形パッチの場合と全く同じように、向きが違っただけでパターン自体は同一だから、地上の変動磁場の分布は容易に求めることができる。

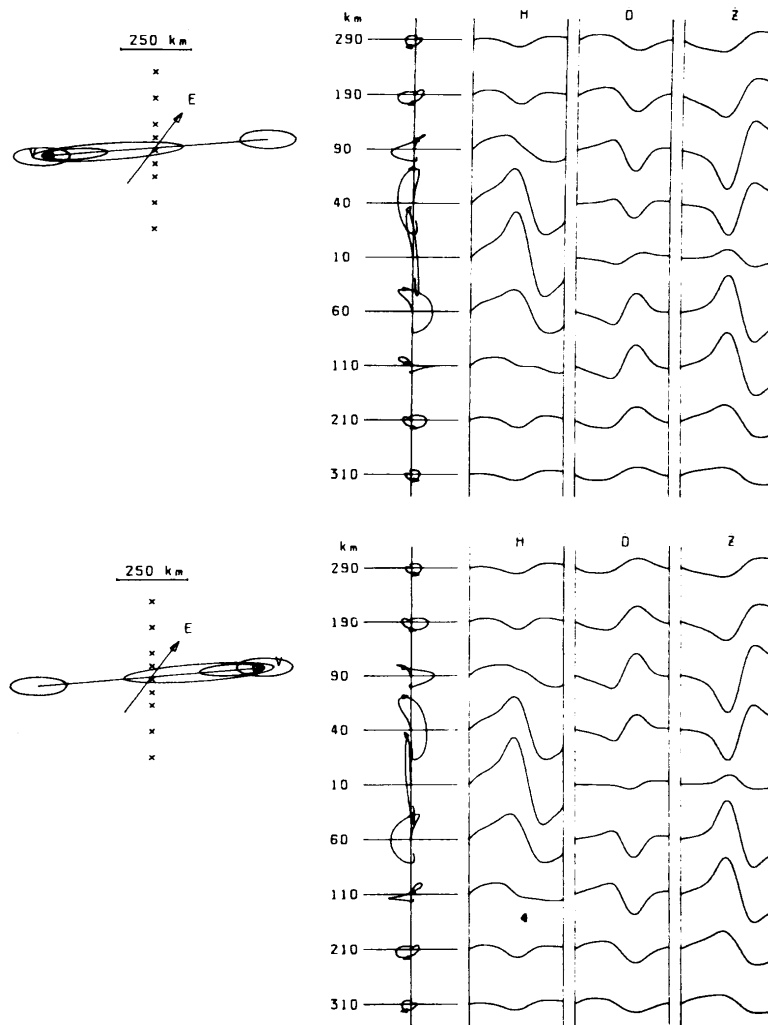


Fig.14-22 Streaming aurora の下と、南北に離れたいくつかの地点での地磁気脈動の polarization の計算例 (Oguti and Hayashi, 1985a)。

明け方の streaming aurora を考え、外部電場を南向きとして計算した楕円領域周辺の電場と電流を Fig.14-20 に、また、その電流の下で地上で測定される変動磁場の分布を Fig.14-21 に示す。磁場は conductivity enhancement の方向に延びた divergence-convergence のペアで表現されることがわかる。

このような磁場分布が東西に移動する効果を考えれば、streaming aurora 周辺の磁場変動が得られる。Fig.14-22 に示すのは、auroral patch が西、または東に、33 km/sec

程度の速さで移動する時、その地点から ± 300 km ほどの範囲の地上でどのような磁場変動が期待されるかを計算してみたものである。Streaming aurora 直下での波形が sinusoidal でなく、歪んでいるのは、high conductivity region 内で conductivity が一様でなく、leading edge に近いところに conductivity の極大を持つためである。Streaming 領域から離れるにつれて、南北で逆向きの、特徴的な磁場の rotation が見られる。

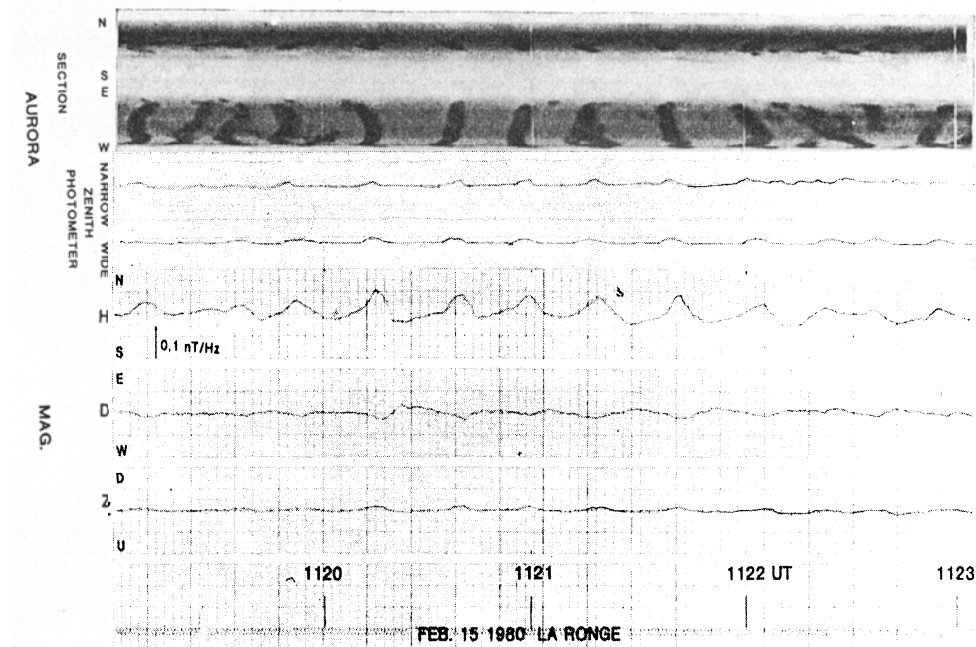


Fig.14-23 Streaming auroraの南北・東西の position-time display (上二つ)とその下での induction magnetogram の地磁気脈動 (下3段の記録) (Oguti and Hayashi, 1985a)。

このような、東西に長い conductivity enhancement の移動の実際例として、La Ronge で見られた streaming aurora と、オーロラの下の地磁気脈動を次節に示す。

14.5 Pulsating auroraに伴う磁場変動の波形と polarization

Fig.14-23 は1980年2月15日に、カナダ、La Ronge の上空に現れた、東西に 33 km/sec 程のスピードで走る streaming aurora とその下で観測された地磁気脈動の例である。オーロラはちょうど La Ronge の天頂付近を通っている。La Ronge での記録に南北、東西のスリットをかけて取り出した南北、東西の動きを、position-time display の形

で示してある。下は induction magnetometer で記録した地磁気の南北成分 H 、東西成分 $H\Delta D$ 、鉛直成分 Z の時間微分形である。E-W section に顕著に特に見られる、個々の大きなスケールの、速い streaming に対して、1対1に磁場の脈動、あるいは impulse が起こっている。

この日の streaming aurora は、ある時は小さな個々の auroral patch が独立に勝手に streaming し、またある時は、patch がまとまって大きな patch になって東西に動いている。まとまって大きな patch になって動く時には、磁気脈動の振幅は増大し、かつ、aurora streaming と高い相関を示すが、Fig.14-23 は、そのように、11:20 から 11:22 UT の間、patch がまとまって streaming をした時の例である。

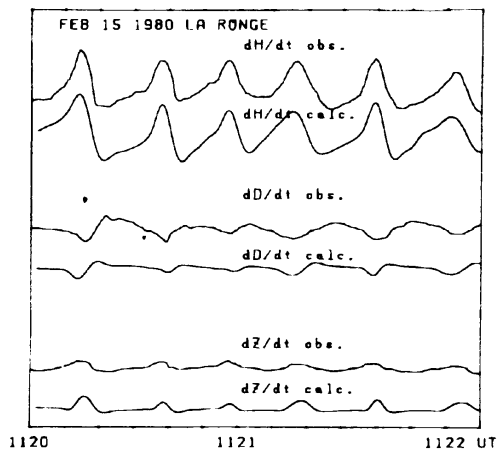


Fig.14-24 Streaming aurora の下での磁場変動。
実測と計算の比較 (Oguti and Hayashi, 1985a)。

Fig.14-23 の観測に対応する、東向き、西向きそれぞれの streaming aurora の下で、南北 300km 程度までに分布した観測点での磁場変動の計算例を Fig.14-22 に示し、また、streaming aurora が現れた真下、La Ronge での磁場変動の観測とオーロラに基づく計算の詳細な比較を Fig.14-24 に示す。Fig.14-24 に見られるように、計算と観測とは H 、 D 、 Z 3 成分とも波形の歪みに至るまで極めてよく一致している。波形の歪みに効いているのは conductivity の非一様性で、これは、

計算では簡単に二つの楕円形領域の線形の重ね合わせで現されている。

前節でも述べたように、streaming aurora や poleward propagating aurora のように、パッチのサイズが或る程度大きく、パッチの数が少なく、かつ、パッチが速い速度で動く場合には、特に磁場変動の波形や polarization などの立場からパッチの移動を考慮にいられた解析が有効な場合が多い。脈動オーロラに伴う地磁気脈動は、多くの場合、Fig.14-22 や Fig.14-24 に見られるように、かなり歪んだ波形を持ち、特徴的な polarization を示す。

Fig.14-25 は 1980 年 1 月 17 日、カナダ Rabbit Lake の天頂に現れた poleward propagating aurora の meridian display とその下で観測された磁場変動の例である。図に見られるように 12:22 UT から 12:25 UT まで顕著な poleward propagating aurora (右上

がりの trace) が現れ、それに伴ってこの時間に顕著な地磁気脈動が起こっている。この場合には、Fig.14-26 に示したように、東西に長いオーロラの構造が高緯度に向かって動

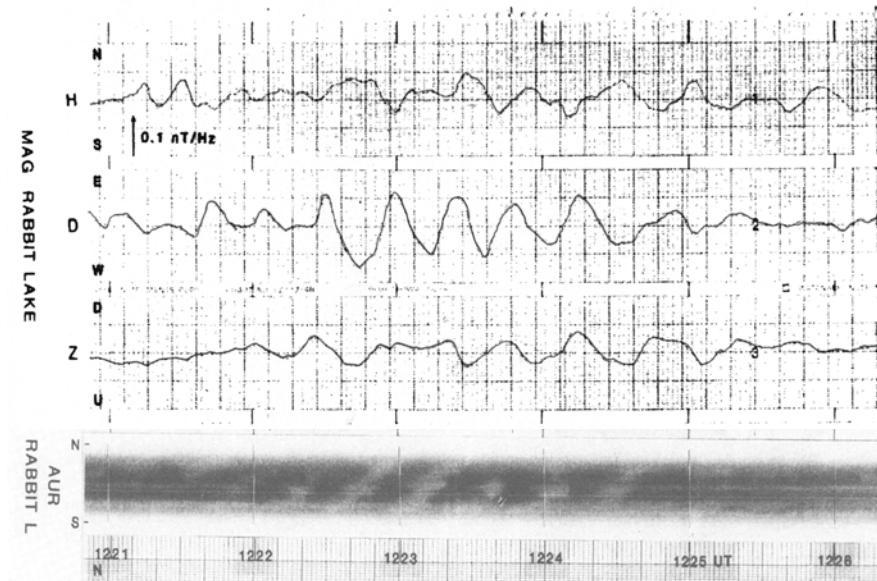


Fig.14-25 Poleward propagating aurora の高緯度への伝搬(下)とその下での induction magnetogram の地磁気脈動 (上3本)。Jan. 17, 1980 (Oguti and Hayashi, 1985a)。

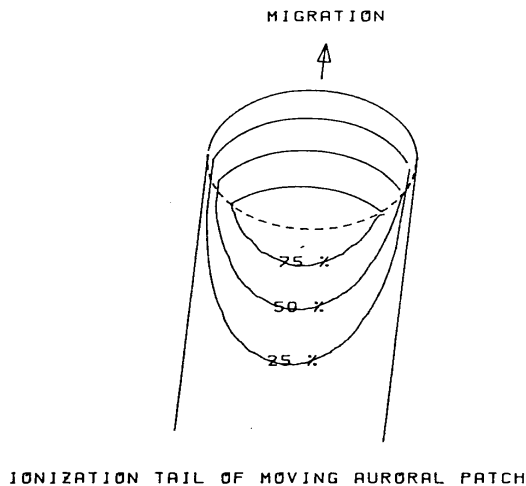


Fig.14-26 Poleward propagating aurora の周辺の電気伝導度分布。パッチの長さ200km、巾150km、移動速度15km/sec (Oguti and Hayashi, 1985a)。

くので電気伝導度の変化する空間範囲は streaming の場合より大きく、これに伴って地上の地磁気脈動も顕著なようである。

Fig.14-25 の観測に基づいて、Fig.14-26 の電気伝導度分布を用いて計算で求めた地上の磁場変動と Fig.14-25 の観測磁場との比較を Fig.14-27 に示す。この場合にも前の streaming aurora の場合と同じく、波形の歪みに至るまできわめてよく一致している。これらの地磁気脈動は、オーロラパッチのサイズとその移動

から求められる high conductivity の tail の中に、上に述べた二つの電流、即ち、電離層で閉じる渦電流と磁気圏に向かって流れる沿磁力線電流とこれに伴う Pedersen 電流が、

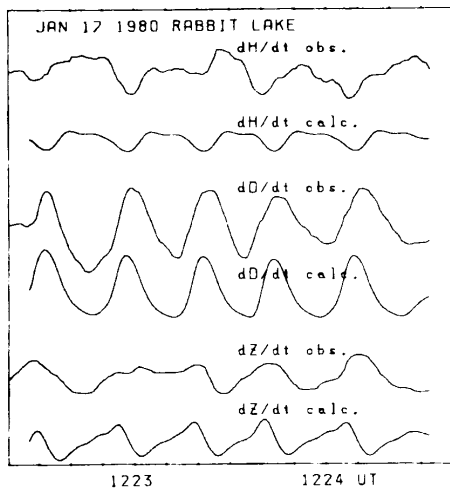


Fig.14-27 Poleward propagation の下の磁場変動。
実測と計算の比較 (Oguti and Hayashi, 1985a)。

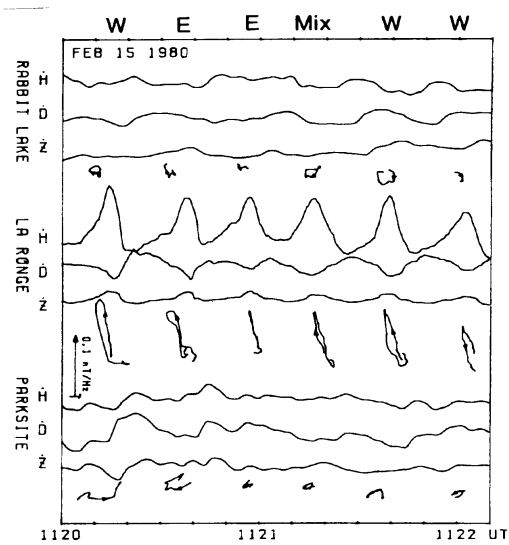


Fig.14-28 Streaming aurora の下 La Ronge と、
南北に離れた2点(Rabbit Lake, Parksite)での
磁場変動の観測例 (Oguti and Hayashi, 1985a)。

磁場観測点に対してある相対的な位置の所を高速で動いてゆく効果で殆ど完全に理解できることがわかる (Oguti and Hayashi, 1985a)。

Streaming の場合、東向ききの streaming が起こる時と西向ききの streaming が起こる時、その下で観測される磁気変動の polarization は逆転する。東向きと西向きに移動する場合の二つにわけて、電流系の移動の下で期待される磁場変動の polarization は、既に Fig.14-22 に示した。これを Fig.14-23 の実測に当てはめ、実際の streaming がどちら向きであったかを考慮して磁場変動を計算しこれを観測と比べたのが Fig.14-28 である。一番上が北の Rabbit Lake 観測点、真中が真上でオーロラの streaming が起こっている La Ronge の観測点、一番下が南の Saskatoon 近くの Parksite の観測点で得られた記録で、これらの観測はそれぞれ Fig.14-22 に示した計算の、290–190 km 北、10 km 南、210–310 km 南の磁場変化に対応する。オーロラの直下だけでなく、遠く 250–300 km も離れた地点でも、変動磁場の波形の歪みや polarization に

至るまで、計算と観測とがよく一致している。

14.6 Pulsating auroraに伴う沿磁力線電流の検証

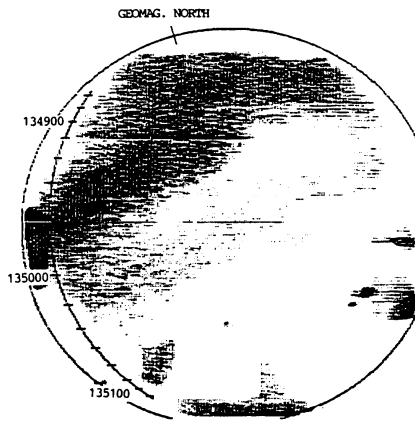


Fig.14-29 Steen River での Pulsating aurora と MAGSAT 衛星の trajectory。
1980年1月23日 13:49:00-13:51:00 UT。

前節で述べたように、pulsating aurora の下で観測される地磁気脈動は、ほとんどがオーロラ電子の pulsating precipitation で patch の conductivity が増大することによってその high conductivity 領域に誘起される local な電流系の磁場効果として理解できる。

その元になる電流は電離層起源であるが、パッチ内の誘導電荷の解消には電離層電流だけでなく field-aligned current が重要な役目を担っていることが推定される。従ってこの考え方が正しいかどうかを確かめるには、pulsating

aurora の上を飛ぶ人工衛星で磁場の測定をしてこの field-aligned current の生起を確認することが本質的であることがわかる。

Pulsating aurora の上を飛ぶと言っても、地上で確認できる pulsating aurora の上でなければならないから、結局、地上の全天TV観測の視野と人工衛星の磁力線沿いの footpoint とが重ならないといけない。この条件を満たすいい資料を得るのはなかなか難しいことで、MAGSAT 衛星の磁場観測期間中にカナダで行った全天TV観測の資料を調べてようやくなんとか使える data を選んだ。1980年1月23日、13時49分UTから13時51分UTの2分間で、オーロラの地上観測点はSteen River、地上の磁場観測点はRabbit Lakeである。衛星の通り道はSteen Riverの観測点からの視野の端近くであって、非常によい条件とはいえないが、checkの役には立つ。全天TVの画面に見られるように、オーロラは東西に細長い二重の patch で構成されている。オーロラの全天写真とMAGSAT 衛星の trajectory を Fig.14-29 に示してある。

Fig.14-30 はこの時 MAGSAT 衛星で測定した磁場の変動で、地上から pulsating aurora の存在が確認されるあたりを通過している間、ほぼ Sun-Earth Line に沿う方向の成

分に磁場の脈動が起こっているのが見られる。この磁場変動はほぼ東西成分で、地上で同時に観測された磁場脈動がほぼ南北に振れているのと著しく違っている。また磁場変動の大きさは、衛星での方が地上の変動より約一桁大きいことがわかる。

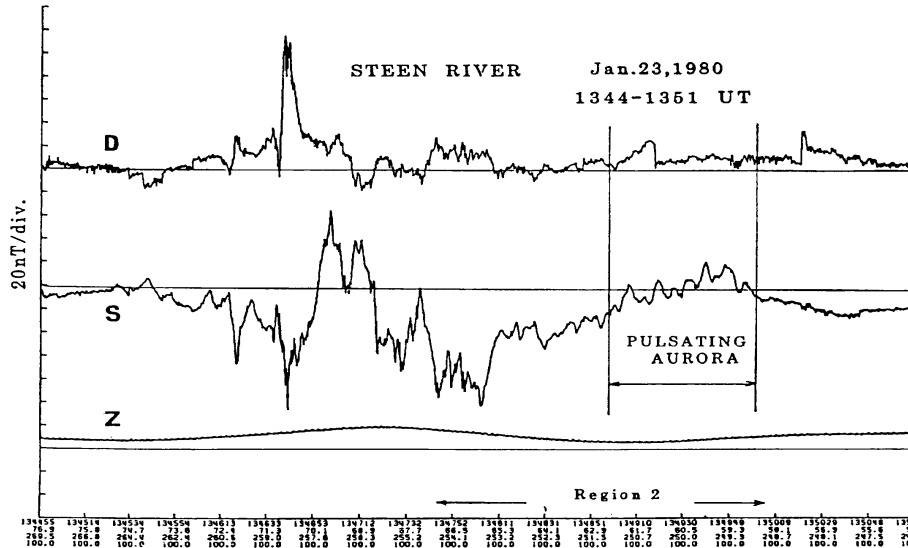


Fig.14-30 Pulsating aurora の上を飛んだ MAGSAT 衛星による磁場観測例。

1980年1月23日 13:44:55–13:51:08 UT (Oguti *et al.*, 1985)。

衛星によるその場観測は、さまざまなパラメータを宇宙空間で直接に測定できるという大きな利点があるが、一方では、衛星観測はその場だけの観測だから、測った変動が時間的変動であるのか空間構造の相対的移動を見ているのか全くわからないと言う重大な欠点を持っている。すなわち、

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\partial Q}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)Q$$

の右辺の第1項と第2項の区別がつかない。

両者の時間スケールが著しく違うことがあらかじめわかっているならばそれに見合ったフィルターで分離ができるが、pulsating aurora の場合には、通常、両者の時間スケールは全く同じ範囲にあるのでそのような分離は不可能である。従って、この点を明らかにするためには、かなり厄介な手続きを必要とする。

まず二次元の空間情報が得られる地上のTV観測に基づいてオーロラの明るさの空間分布とその時間変動を調べ、これから、入射粒子の二次元分布とその時間変動を推定し、

これに基づいて conductivity の二次元分布とその変動を求める必要がある。Conductivity がわかり、電場が推定できれば、これから電離層電流および field-aligned current の二次元分布とその時間変動が求められるから、その中を人工衛星が飛ぶとき、その道筋に沿って時々刻々どのような磁場変化が期待されるかを推定することができる。これと実際の衛星による磁場測定とを比べて、始めて意味のある比較が行われたことになる。

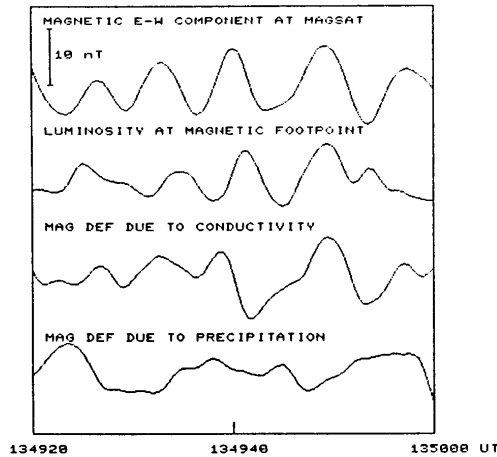


Fig.14-31 MAGSAT 衛星による磁場観測とオーロラ変動から見積もった磁場変動の比較 (Oguti *et al.*, 1985)。

実際にこのような手続きに従ってオーロラから見積もった衛星軌道における磁場変動と実際の衛星の観測との比較が Fig.14-31 に示してある。たった一例ではあるが、オーロラ patch 周辺の推定電流が確かであることを十分裏付ける結果であると言っていい。なお、細長い patch に誘導される電流の磁場を、patch の上の衛星高度と、patch の下の地上とで、磁場の二次元構造を比較したものが Fig.14-32 で、前に述べたように、衛星での磁場変動は地上の磁場変動とおよ

そ直角にずれ、かつ、変動の大きさは衛星での方が地上のほぼ10倍ほど大きいことがよくわかる (Oguti *et al.*, 1985)。また、この結果から、電離層から上の変動磁場は電流の存在する磁力線から離れると急速に弱くなることもよくわかる。

これは、地上での磁場がいわば電離層電流の作る磁場が電離層から漏れ出したものを見ているのに対して、衛星では電離層電流の効果はほとんど見えず、専ら field-aligned current の作る磁場を見るためである。通常の pulsating aurora においては、Alfvén Conductance できまる field-aligned current と電離層電流の割合では、field-aligned current の作る磁場の大きさは地上で見える渦電流の磁場より約1桁大きい。

以上述べてきたことからわかるように、pulsating auroral patch の内部及びその周辺には patch の準周期的な conductivity の増大に対応する電流が流れ、その電流は patch の下の地上で観測される磁場変動も、patch の上で人工衛星によって観測される磁場変動をもよく説明する。Pulsating aurora の下の地上で観測される Pi-C 地磁気脈動が

Coroniti-Kennel (1970) の言うような赤道面近傍から伝わる HM 波でないことは明らかである。

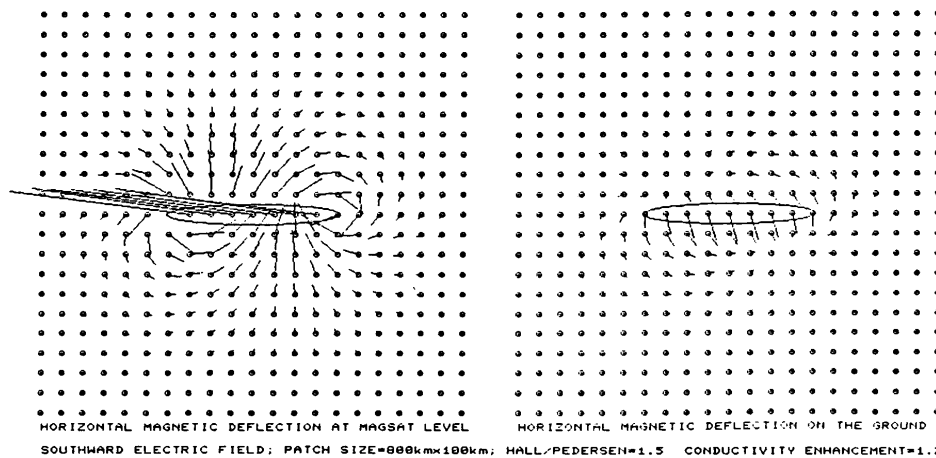


Fig.14-32 細長いパッチ周辺の誘導電流による変動磁場の比較
電離層上部での見積もりと地上での見積もり (Oguti *et al.*, 1985)。

14.7 S-fractal Aurora の活動と磁場変動

S-fractal aurora 活動に関わる電流分布を調べるには、今まで述べて来た pulsating auroral patch の場合とは異なる考察が必要である。この場合には、粒子の入射に伴って電気伝導度の増加が起こるだけでなく、東西方向の(西向きの)ambient の電場以外に、粒子の入射に関連した局所電場が磁気圏から電離層に伝えられるからである。

実際の S-fractal オーロラ活動では、電気伝導度の高い領域は東西に伸びた細長い構造を取ることが多いからこれを streaming aurora の場合と同じように細長い楕円領域で近似できるであろう。領域の西側では電子、東側では陽子の入射に伴って電位変化が起こり、強い局所的電場が楕円領域内で一様に西向きに、外では双極子的にかかると仮定するのが实际的であろう。これはオーロラの局所的 expansion のモデルである。前と同じく、電離層の厚さを無視し、電流としては高さ方向に積分した電流と沿磁力線電流のみを考える。

また、簡単のために、前と同じく高 conductivity 領域の内部の conductivity が一様と仮定しよう。そうすれば、高 conductivity 領域の電場も一様になる。磁気圏から電離層に伝えられる電位構造は、高伝導度領域の周辺に電荷分布 $\rho \sin \eta$ 及び $\rho \cos \eta$ を配置

した形となって、領域の外部、内部の電位 Φ^o および Φ^i はそれぞれ

$$\Phi^o = (A_0 + A)e^{-\xi} \cos \eta + (B_0 + B)e^{-\xi} \sin \eta$$

$$\Phi^i = -E_x^i \cos \eta \cosh \xi - E_y^i \sin \eta \sinh \xi$$

と表すことができる。ここに A_0 、 B_0 など suffix 0 の付いた物理量は、あらかじめ磁気圏から与えられる電場の常数、 A 、 B 、 E_x^i 、 E_y^i などは電離層の効果で、それぞれ前と同じように二つの boundary condition によって決められるべき constant である。

前と同じように境界条件から定数を求めて領域周辺の電場や電流、並びにその下で観測されるべき磁場変動を求めることができる。ここで、この条件の一つである、境界における $\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp}$ と $\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp}$ に関連して、注意すべき点は、磁気圏から供給される電場と電流の比は、電離層起源の場合とは符号が逆転するという点である。即ち、沿磁力線電流は、磁気圏起源なら電離層電位の高い所へ流入するが電離層起源なら電位の高いところから流出する。また磁気圏起源の沿磁力線電流の大きさは、電離層起源の場合のように電離層の Pedersen conductivity や Alfvén conductance では決まらない。この値は磁気圏から電流と電場が電離層に供給される物理機構によるのであって、それがわからない限り両者の関係は決められない。磁気圏起源の場と電離層起源の場の共存する状態においては、形式的に電場・電流の式を解いてそれらを求めることはできても、それがどれ程の物理的な意味を持つのかは何とも言えない。

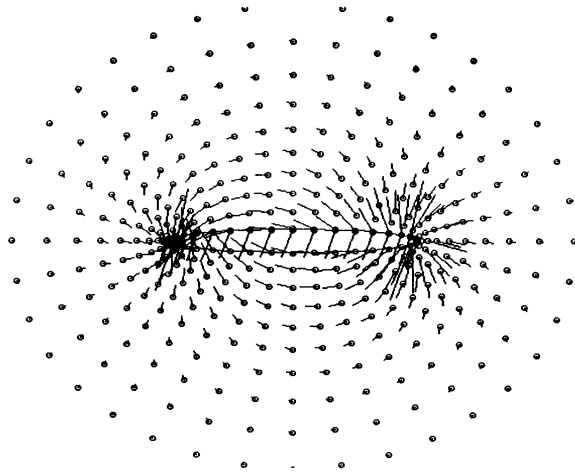


Fig.14-33 長さ1000 km、幅100 kmの S-fractal aurora
活動域周辺の電離層電場分布。

電荷が残って、結果として南向きの電場が付け加わる。

しかし、楕円領域の東側半分の周辺に下向き電流が、西側半分の周辺に上向き電流が与えられ、このため領域内に磁気圏から西向き一様な電場が供給されるとすれば、この領域内で Pedersen 電流は西向きに一様に流れ、また、Hall 電流は高緯度向きに一様に流れる。領域の外では電気伝導度が小さいから境界には分極

すなわち、電場は必ず真西より南を向く。もしPolarization電場による沿磁力線電

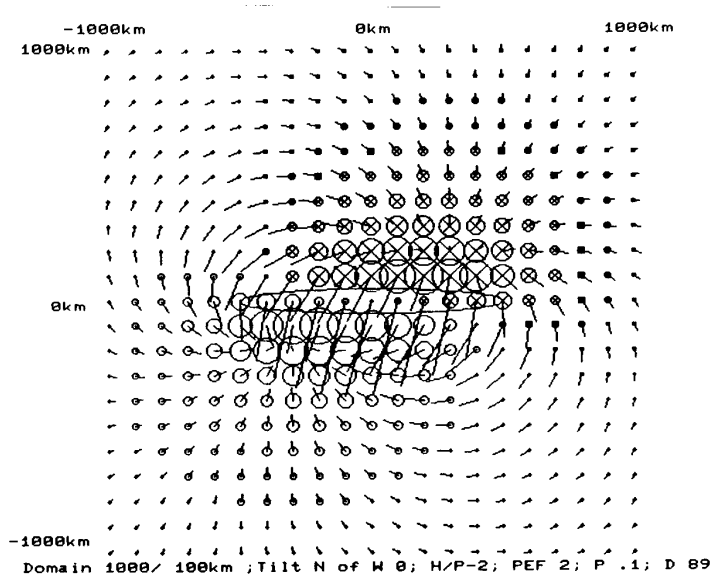


Fig.14-34 長さ1000 km、幅100 kmの S-fractal aurora活動域周辺の地上の変動磁場。

流が全く流れず、polarization電場によって高緯度向きに流れる電流が完全に打ち消されると、第8章、赤道ジェット電流の所で述べた Cowling 伝導度の状態が実現し、強い電流が西向きに流れる。また、逆にもし space chargeが沿磁力線電流で完全に失われ、polarization電場が全くできない状態なら、高伝導度領域を流れる電流は、領域の高緯度縁でそのまま沿磁力線電流に接続する。

この状態では領域内では電場は一様西向きで電流はHall/Pedersen ratioで決まる角度 $\tan^{-1}(\Sigma_{Hall}/\Sigma_{Pedersen})$ だけ西から高緯度に振れる。実際には両者の中間の状態が実現しているものと考えられる。

Pulsating auroraの周辺の電流を求めた時には、沿磁力線電流はAlfvén conductanceで決まり、観測から沿磁力線電流の大きさはほぼ70%と求められた。しかし、S-fractal auroraの場合には、その領域がpulsating auroraの領域と違って磁力線は実質的に開いた領域にあり、また、時間スケールが大きいのでAlfvén conductanceの値は使えない。実際にどの程度にpolarization電流が沿磁力線電流で失われ、どの程度にpolarization電場が発達するのかは、観測から決めるしかないが、まだ観測からpolarizationの効果を定量的に見積もった例はない。

いずれの場合にせよこの場合には領域内の電気伝導度の増大が非常に大きいから、地上の磁場を考える場合、電流としてはその領域内の電場と電気伝導度でほぼ決まってしまうと考えていいだろう。最もありそうな電場分布、即ち領域の東寄りのところに+電荷と電流の流入、西側寄りに-電荷と流出電流が与えられるという条件で考えた場合

の電場分布の例を Fig.14-33 に、また、これに対応する地上の変動磁場分布を Fig.14-34 に示してある。

14.7.1 Substorm の大規模電場・電流の要素としての S-fractal aurora の局所変動

Substorm のような大規模の沿磁力線電流と大規模の対流電場とは、いずれも、定常的なものである保証はない。一見定常的であるかの如く見えるが、それは単に過渡現象を meridian chain station で見ているためにそう見えているだけかもしれない。また、実際のカーテン型オーロラのいわゆる S-字変形は、サイズによらずすべて同じような変化で、しかも、同時多発的にあちこちで起こることから見て、電流も、個々の S-字変形と同様なサイズで発生する過渡的な電荷分離に伴うものであり、オーロラオーヴァル全体の大規模な沿磁力線電流や磁気圏対流(電場)は、Fig.14-35 に示すように、個々の S-字変形のダイナミクスに伴う local な電荷分離の統計的総和として理解されるべきもののように思われる。

このことは、オーロラ活動に対応する電流を衛星で見た場合の様子でも裏書される。Fig.13-29、Fig.13-40、Fig.13-41 などに見られ、そこでも述べたように、少し離れた GOES-5、GOES-6 という二つの静止衛星で、オーロラ活動に対応する磁場変動は著しく違う。このような違いが起こるのは、オーロラ活動に伴う沿磁力線電流が、比較的小さな空間スケールで閉じて、電流の流れている領域のごく近傍以外では、その電流の磁場が観測されないことを意味し、これは、まさに Fig.14-35 の示す、小さい電流構造の集積で大きな電流構造になることを示す事実他にない。

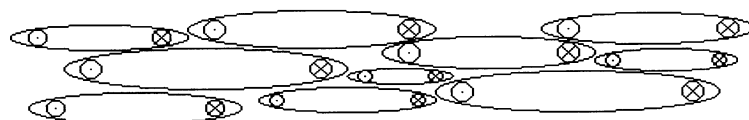


Fig.14-35 ジェット電流はこのように小部分の重ね合わせで構成されている。

前章でその例を示したように、サブストームの発生に伴って convection 速度(電場)は増大する(Nakamura and Oguti, 1987:Fig.13-31 参照)。すなわち、サブストーム、沿磁力線電流およびオーロラ jet 電流の局所的増大は、電場の減少ではなく電場の増大に伴っている。電流が流れることによって対流速度(電場)が減少するのではなく、増加する。この事実はオーロラ jet 電流が磁気圏での電荷の消費において起こるのではなく、逆に電荷分離がサブストームに伴って増大することを示している。すなわち磁気圏 convection(Dp-2)

が電荷の discharge としての Dp-1 の発達と無関係に起こるのではなく、discharge が起こることに伴って発達することを示すものである。

また、観測によれば、電位の発達はサブストームの発生領域で局所的に始まり、時間とともに広がって全体に及んで行くことも明らかである。これらの事実は、オーロラオーヴァルに沿って存在する大規模電場、すなわち inverted V 電場の起源が、Fig.14-35

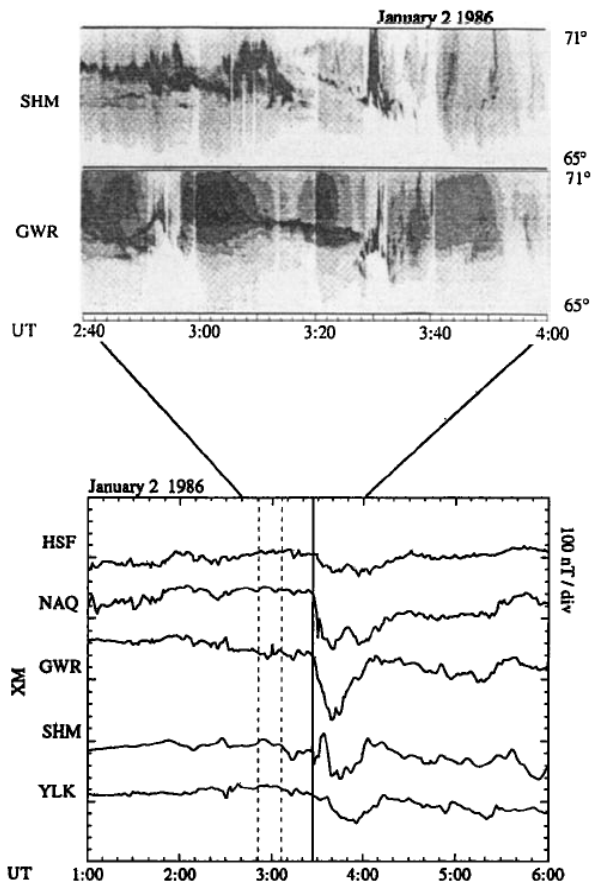


Fig.14-36 Expansion front が高緯度へ広がって頭上を通り過ぎてゆく下で鋭い磁場 H 成分の減少が起こる (Nakamura *et al.*, 1994)。

に示すように local な電荷分離とそれに伴う local な wedge current に伴う local な電場生成の全体的な総和として理解できる可能性を強く示唆する。電荷分離の元は磁気圏での電流の時間変動に基づく誘導電場に求められる。この基本は、3次元的な tearing mode の不安定でプラズマ粒子が tail 向き、及び地球向きに抜け落ちてゆく不安定過程で理解されるであろう。

なお、前章で述べたように、主たる構造から切り離されたオーロラの fragments は磁気圏電場によると思われるドリフトをしており、従って、このドリフト部分は電荷分離の起こっている領域よりは内側にあると考えられる。オーヴァルとの関係で言えば、オーヴァルのオーロラの fragments 部分は電位が磁気圏から供給される current reversal より低緯度にある。

14.7.2 Poleward Expansion Front

高緯度に広がっていくフロントは急速に高緯度に動いて行くから、expansion が始まった緯度よりも高緯度の地点ではフロントの急速な接近に伴って鋭い H の減少が起こ

るものと理解される。高緯度のフロント領域は最もオーロラの明るい領域であるから、個々のS-字活動も盛んで電場も大きく、かつ、電気伝導度の増加も大きい。従って、このフロント領域では西向きの電流密度も大きいと考えられる。Auroral expansionに際し

て比較的高緯度に位置する観測点で鋭い磁場H成分の減少が起こるのはそのためかもしれない。しかし、まだ、観測からは必ずしも明確な電流分布とその時間発展は知られていない。

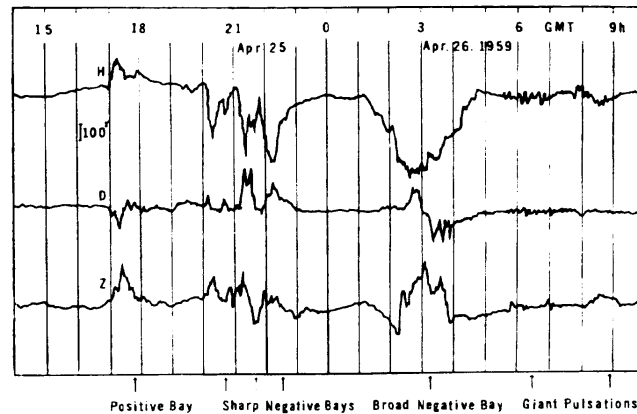


Fig.14-37 極光帯での地磁気変動の local time 依存。

14.7.3 Westward Expansion Front-大規模 vorticity の中心

活動領域の西側の先端 westward traveling surge には明るいオーロラの激しい vorticity の活動があり、これが強い upward current の領域にあたる。強い vorticity に対応して、この領域には通常 eastward current (低緯度、西側) と westward current (高緯度、東側) とが vortex (shear) の形で存在して、対になったまま西に広がって行くので、夕方の極光では、通常、オーロラサブストームの進行に際してまず磁場の水平成分の増加が起こり、次いで水平成分の減少に転ずることが多い。

Fig.14-37 は昭和基地における磁場変動の例で、典型的な、夕方早い時間帯の H の positive variation、深夜少し前に起こる鋭い negative variation、明け方の幅広の negative variation がよくわかる。なお、昭和基地の magnetic local time は UT とほぼ一致しているので分かりやすい。

図でわかるように、夕方の変動では、南北成分が北に振れる。また、深夜すこし前の磁場変動の特徴は、急激に発達することと、南北成分が始め北に振れて、ついで急速に南に向きを変えることである。この変化に基づいて、深夜少し前の領域には電流の shear があると考えられ、Harang Discontinuity などと呼ばれている。

14.7.4 Harang Discontinuity の考察

Harang(1946) は、磁気子午面に沿っているいくつかの地磁気観測点の記録を使って、その等価電流系は統計的に、夕方東一南南東向き、深夜少し前に南南東から北北西向きに変わることを見いだした。現在、この電流の shear は Harang Discontinuity と呼ばれている。しかし、これは決して discontinuity ではなく、単なる shear または vorticity であって、むしろ、Harang Shear または Harang Vorticity と呼ばれるべきものである。

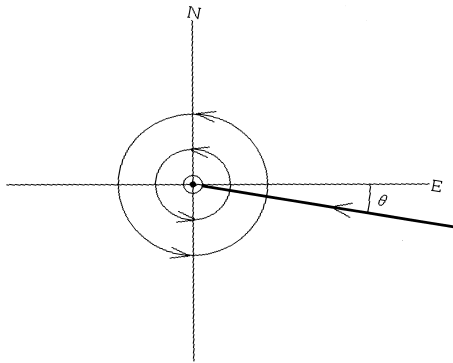


Fig.14-38 Surge 近傍の電流モデル。

一般に、この shear が定常的に存在するかの如く考えられ、この shear の原因を磁気圏の特別な構造に求めるような研究も行われているが、以下に示すように、実際は定常的な構造とは言い難く、vorticity の発達と西方への統計的移動によって現れる見かけの構造と見るべきであろう。

深夜における expansion aurora の西の端、すなわち、深夜より少し前の領域には通常ポテンシャルの沈み込みがあり、この領域が S-fractal aurora の最も激しい活動と強い vorticity を示す場所であることは既に折りに触れて述べて来た。また、よく知られているように、激しいオーロラ活動を伴う expansion front は高緯度側へ、かつ、西側へ進行する。その進行速度は、言うまでもなく、この領域の地球の自転速度よりはるかに速い。

ここで、この領域の電流と電場の発展を考えると、負のポテンシャル領域は Fig.14-38 のような形の電流で近似され、発展しながら西に移動し、これらの電流が地上に作る磁場が西側に発展して行くと考えたと概ね理解できる。夕方から深夜にかけてのある観測点でこれを見れば、オーロラについては、明るい大きな vorticity が東から西に移動し、磁場については、westward electrojet 電流の西端の磁場効果と左回りの Hall 電流の効果が重なって西に広がって行くのを見る訳である。

Westward electrojet 電流と Hall 電流の地上に及ぼす磁場効果の大きさの比は一定ではなく、条件によって変わる。オーロラ電子の入射によってオーロラ領域の電気伝導度が局所的に大きくなるとここを流れる jet 電流の磁場は地上に現れるが、もし、電気伝導度の非一様性が大きくないと jet 電流の地上にもたらす磁場は小さく、電場の増大に

伴って、地上には、渦電流である Hall 電流の磁場が大きく現れる。

Fig.14-38 に示す電流系が西に成長すると考え、jet と同じ緯度の、jet の西に位置していた観測点が jet の発達にともなって jet の西端より内側に入り込み、その後、電流が次第に減少してゆく状態で磁場変化を調べてみる。ここで電流系は時間 t とともに $\exp(-t/t_1)(1-\exp(-t/t_2))$ の型で変化すると考える。そうすると地上で観測される磁場変動は、活

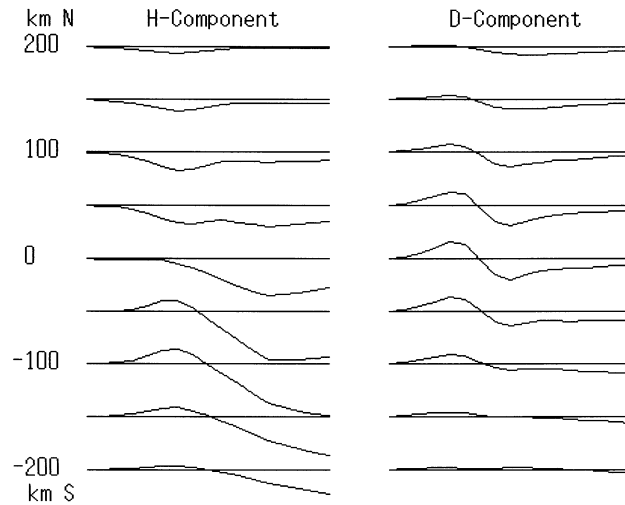


Fig.14-39 Vorticity の発達と jet current 先端 (Fig.14-38 のモデル電流) の西方発展が地上にもたらす磁場変動。Magnetic Substorm の初期の変動の緯度効果がよく理解できる。

動が始まった local time と jet に相対的な緯度とによって異なり、Fig.14-39 のような変動が期待される。

このうち、jet 電流の効果は、Fig.14-34 から推定できるように、jet 電流の南北に変動磁場の convergence と divergence を作る形になって、変動磁場が東向きかつ北向き成分を持つ(等価電流が南かつ東向き)のは、明け方では jet 電流の作る変動磁場の divergence に対して東の高緯度側、夕方では convergence より西の低緯度側である。これに対して Hall 電流はオーロラ活動の西端を左回りに取りまく渦電流であるから、その磁場効果は、この領域への変動磁場の convergence であって、jet の緯度より低緯度で、jet の西端領域から西側のすべての地域で北向き東向きの変動磁場をもたらすことがわかる。

この見積もりには、Fig.14-38 の電流系以外に、オーロラ活動に伴って二次的に起こる夕方の eastward electrojet 及び朝方の westward electrojet の効果を取り入れている。ここに見積もった Fig.14-39 および Fig.14-40 の磁場変動は、実際に昭和基地における観測、Fig.14-37 をよく説明することがわかる。

また、上に述べた auroral electrojet が西側に伸びて行く時の西端周辺の磁場変動

から、夕方の子午線上に並ぶ観測点での等価電流の時間経過を見積もると、左回りの渦電流の効果で、jet より高緯度では早い時間から西向き等価電流が現れ、低緯度では遅い時間まで東向きの等価電流が見られるので、これを緯度で並べて見ると、Fig.14-40 に見られる、一見、電流の shear のような分布になることがわかる。実際は、上に述べたように、shear ではなく、むしろ current vortex の西方移動である。子午線上の観測を時間的に追うことによって shear のような pattern が得られたからといって、それをそのまま二次元の pattern として存在すると考えてはいけない。

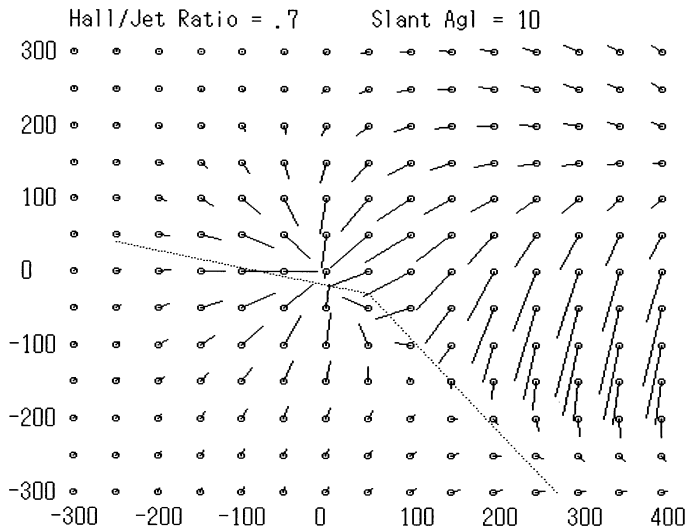


Fig.14-40 Vorticity の発達が先行し、jet current がやや遅れて発達しながら西方に広がると、見かけの構造として Harang Discontinuity が現れる可能性がある。

従来、Harang Discontinuity と呼ばれているものは、常に、オーロラサブストームの活動に伴って現れている。従って Harang Discontinuity は、実際は定常的な構造ではなく、電流の左回り、及びドリフトの右回り vorticity の発達と、それらの西方への移動によって、一見 shear

の如く見えるのだとも考えられる。とすれば、これは、対応する磁気圏領域で特殊な現象が起こっている訳ではなく、ありふれた、transient な荷電分離に基づくポテンシャルの沈み込みと、その、西方への発達であるに過ぎないのではないかと思われる。これを明らかにするには、高時間空間分解能の二次元の電場、電流構造の観測が必要である。

14.7.5 観測に基づく大規模電流の構造

実際のオーロラ活動に伴う大規模電流構造は Fig.14-41 に示すような分布になる。すなわち、オーロラ活動域の西側高緯度寄りの境界域に強い上向き電流が存在し、東側低緯度寄りに下向き電流が卓越する。東側から流入し、西側から流出する電流は磁気圏起源であり、一方、低緯度側から流入して高緯度側へ流出するのは電離層起源の電流で

ある。電場の分布 Fig.14-33 と比較すれば判るように、東側からの電流の流入は正の電位に対応しているが、同じく正の電位が高緯度側では電離層起源の電流の流出(流入でなく)に対応している。

二つの沿磁力線電流は電離層の電流と逆の関係で結ばれている。ただし、磁場変動の面では、前に述べたように、高伝導度のオーロラ領域を流れる電流だけを考えればよいので上に述べた議論が近似的に成り立つのである。

このように、割合大規模な westward traveling surge や auroral bulge の発達に伴う電流とその磁場効果を見積もることができる。得られる電流分布は Fig.14-41 に示す Fujii *et al.* (1994) が観測から composite に求めた surge 周辺の沿磁力線電流の分布をきわめてよく再現することがわかる。このような電流分布の推定は、上に述べたところからわかるように、基本的には前述の pulsating aurora のパッチ周辺の電流と同じ道筋の考えである。これに対して S-fractal aurora には、これと全く違った二次元の収束電場も大切な要素の一つである。

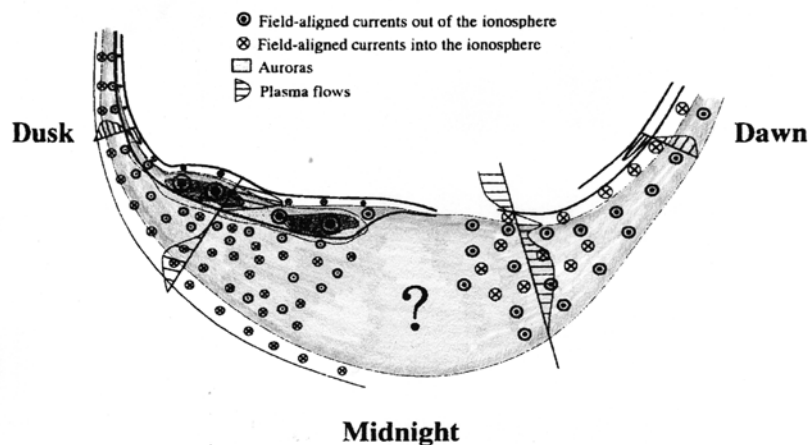


Fig.14-41 Substorm aurora 発達過程の沿磁力線電流分布 (Fujii *et al.*, 1994)。

この Fig.14-41 の composite 電流分布の大きな特徴は、westward traveling surge とその近傍の高緯度側に、狭い緯度範囲に下向きの電流を伴っていることである。これまで述べて来た電流発生機構ではこの下向き電流は説明できない。この下向き電流は、オーロラ電子の下向き加速と関係しているように思われる。すなわち、オーロラ電子は数keVないし数十keVの電位差で下向きに加速されてオーロラレベルに入射するので、そのレベルでの電位が下がり、そのために、磁気圏側からそれを埋め合わせる形で電流

が流れ込むものと考えられる。オーロラ入射粒子の運ぶ上向き電流とその周辺で観測される下向き電流の大きさの比較をして見れば、この問題に結論が得られるかもしれない。

オーロラダイナミックスの所で述べたように、個々の S-fractal は文字通り vortex の chain で構成されており、運動の shear が大きな特徴である。これは電場がオーロラアークに向かって二次元に収束していることを意味する。明るい S-fractal aurora は expansion aurora の西側及び高緯度側の境界となっているから、上に述べた考察には更にこの shear に伴う電流を考慮して置かなければならない。電流は高緯度やや東寄り以西向き、低緯度やや西寄り以东向きで、アークに沿って左回りの shear 電流である。従って、auroral expansion の際の最も高緯度側には全体の西向き電流に shear の西向き電流が加わって、強い西向き電流の領域が存在する可能性がある。しかし、まだ、substorm に対応する jet current の強度の緯度分布はよくわかっていない。

また、マクロに見れば、夕方のオーヴァルではこのような個々のオーロラアークに対応する収束電場の総和として大規模の inverted V の電場が存在していると言えよう。

14.7.6 沿磁力線電流の磁場効果

オーロラ活動に関連する磁場変動は概して真夜中近傍の S-fractal aurora の中を西向きに流れる電流によるものと考えられている。夕方の大きな vorticity を示すあたりの上向きの沿磁力線電流は深夜のオーロラ中の西向き電流と接続し、更に明け方側のオーヴァルのどこかで流れ込む電流を接続して全体として地上に大きな磁場変動をもたらす可能性がある。

一般に磁力線が電離層に鉛直で、電離層の電気伝導度が一様であれば、いかなる沿磁力線電流の作る磁場もこの沿磁力線電流と結合する電離層の Pedersen の磁場によって完全に打ち消されて、地上には磁場は現れない (*e.g.*, Fukushima, 1969)。Substorm におけるオーロラ活動の場合は東西に細長い領域で起こるので東西に伸びた細長い電気伝導度の高い領域が形成されてその非一様性の効果のために、磁場が鉛直に近いにも関わらず、地上で、オーロラ中を流れる電流の作る磁場が観測されるのである。

一方、磁場の鉛直からの傾きを考慮にいれると、沿磁力線電流が電離層に流れ込みあるいは流れ出す領域の下では、Fig.8-26 に示したように、磁場は、傾いた沿磁力線電流とこれに電離層レベルで接続する鉛直な return current とが地上に作る磁場に等しい。

オーロラの expansion の西の端では強い電子の入射があってこの領域ではポテンシャルの沈み込みがあり、従って、北半球ではこの領域を左回りに取り囲むホール電流

が流れている。また、ここは、非一様に高伝導度のオーロラ中を西向きに流れるオーロラ電流の Pedersen 電流成分が沿磁力線上向きの電流に変換される場所であって、西向き電流の外れにあることのために地磁気水平成分の減少も起こる。さらに、ここには local に強い上向き電流が存在するから、ここでは、その間、鉛直な流れ込みと斜めの流れ出しとで表現される磁場ができ、従って、その中心で低緯度向きの電流となり、周辺で高緯度向きの return current を持つ渦型の equivalent current として観測されて、その真下では東向きの変動磁場をもたらす筈である。

また、もし、東の端でも沿磁力線電流が西の端と同じようにまとまっていれば、そこでも同様に斜めの流れ込みと鉛直な流れ出しの電流で表現されるから、高緯度向きの電流とそれに逆向きの return current で西向きの変動磁場が認められることになる。これらの効果は実際に substorm のとき夕方および朝方の地域にある観測点の記録 Fig.13-3 で確認できる。

Expansion aurora はすべて S-fractal type のオーロラで、磁気圏での電荷分離とこれに伴う沿磁力線電流、及びオーロラ中の電流を伴っていると考えてよい。このことは何もサブストームのオーロラ全体といった大規模なものでもなく、surge やあるいは fold においてさえ電流の流れ方は同様であると考えられる。とすれば、サブストームに伴う全体の西向き電流は単一の電流というよりむしろ部分部分に流れている電流の総和として理解されるべきものかも知れない。

14.8 S-fractal Aurora の動態の考察

第11章で、S-fractal aurora の特徴的な変形である S-pattern formation や curl など、オーロラの明るい部分を中心とする右回りの vorticity について述べた。これらの S-fractal aurora の変形は、オーロラ活動に伴う、というより、むしろオーロラ活動の元になっている電場や電流の効果と考えられる。ここでこれらの S-fractal aurora に特徴的な変形の物理を電場や電流に即して考察しておこう。

14.8.1 S-構造の初期段階の変形

既におりに触れて述べて来たように、S-fractal aurora の活動は磁気圏における電荷分離に基づく局所電場の生成に由来すると考えられる。従って、このような電場の増大、電子入射の増大、および上向き電流の増大こそ、入射粒子群あるいはその source 領域の粒子群の変形の源であろうと思われる。S-fractal aurora の明るさの増大は沿磁力線

電場による電子の下向きの加速の増大を意味し、これに伴う垂直電場および沿磁力線電流の増大によってオーロラの変形が支配されることが考えられる。

実際の S-fractal aurora の変形に則して言えば、活動の初期の段階に現れる右回りの splitting または左回りのような shear の形成は、シート状電流による磁力線の shear 的な捩じれで電子の入射路が捩じれることで理解できるであろうし、明るい部分の右回りの vorticity、例えば S-構造の右回りの unfolding や trailing rotation(curl) は、全体としてシート状に沈んだポテンシャル構造を持ったオーロラ (粒子入射) 領域の、どこかに周りより深い potential well が起こった状態として理解できるであろう。周りより深い potential well では、当然、オーロラは周りより明るいだろうし、右回りの vortex は convergent な電場による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトに帰着させられるかもしれない。

オーロラ高度におけるオーロラ粒子の入射位置の変形を考える場合、もし、磁気圏における、電場に対する遮蔽効果と磁場に対する遮蔽効果が等しければ、二次元近似で考える限り、二次元の電荷シートによる入射粒子のドリフトの効果と、二次元シート状電流による磁場の捩じれによって粒子の入射位置が動くのとは全く同じで、向きが逆なだけである。しかし、磁場と電場の遮蔽効果は一般に等しくはなく、通常、電場の遮蔽効果は磁場の遮蔽効果よりずっと大きい。従って、電場は局所的に閉じ込められ易く、磁場はより広い範囲に広がる。

まず始めにシート電流による磁場の捩じれの効果を考える。簡単のためにここでは磁場の遮蔽の効果を見捨てる。シートに沿う方向に x 、シートに垂直に y をとって、狭い巾の中に集中したシート状の電流を

$$A_{sheet} = A_0 \exp\left\{-\left(\frac{y}{y_0}\right)^2\right\}$$

の形に、また、シートの電流の部分的増加の形を

$$B_{enhance} = B_0 \exp\left\{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{y}{y_0}\right)^2\right\}$$

と与え、ごく薄いシートとして $x_0 = 60$ km、 $y_0 = 1.8$ km 程度の値を与えて幾つかの場合についてその効果を数値計算で見積もってみる。

Fig.14-42 は、シート電流によって電離層で磁力線の足がどれくらい捩じれた構造になるかを、元の磁場 \mathbf{B}_0 、シート電流の作る磁場 \mathbf{B}_{SC} として $\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{SC}$ として磁力線トレースの計算を行った例で、この場合には細長いシート電流構造はオーロラの変形に関わりなく一定で様な電流シートとし、電流が local に深くなる部分のみシート電流が時間的に強くなるものとした。得られた変形の仕方は、S-fractal aurora の活動の初

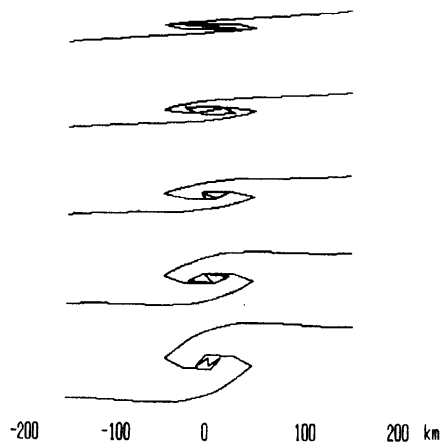


Fig.14-42 薄いシート状電流による磁力線の捩じれ。シート状電流の分布は一定で、時間的に局所的増大が起こる場合。

期段階の、splitting に相当する変化、Fig. 11-2a、Fig.11-3a、Fig.11-13 下図などを説明するものであることがわかる。

S-型構造が生まれる始めに、オーロラの明るい部分に高緯度側が西に、低緯度側が東に突き出すsplittingが起こる元は、厚さの薄い沿磁力線電流シートによる磁力線のshear 状の捩じれに起因するものと思われる。この場合、磁気圏の source 領域の構造はあまり変化せずに割合まっすぐな構造を保ったまま、電流シートによって磁力線の電離層側の端が捩じれて、そこに電子が導かれるためと考えられる。

同様に、Fig.14-43 はシート電流が部分的に強くなる場合のオーロラシートの変形であるが、この場合には一様なシート状電流 I_{sheet} と局所的に強められた電流 $I_{enhance}$ とがともに時間的に増大する例を示した。2つの例の左側はオーロラの変形にも関わらずシート電流) 構造が変わらない場合の例、右側はオーロラの変形が即シート電流の変形であるとして計算した例である。左側の計算例ではS-fractal aurora の活動のごく初期の段階の、shear 的な発達を再現し、右側の計算例では、オーロラ活動域に渦巻き状の構造が現れるのを表現している。いずれの場合にもその変形の仕方は、第11章で述べたS-fractal aurora の変形のいろいろな場合をよく表現しており、S-fractal aurora の活動の初期におけるアーク変形過程に、薄い電流シートによる磁力線の捩じれが基本的な役割を担っていることを示唆する結果と言える。

注意すべきは、この変形が全体としては左回りにできるように見えるが、中心部の突出構造は、右回りに起き上がってS-字構造を形作って行くことである。本来左回りの変形を起こすべきシート電流の効果によって、右回りに起き上がって発達する構造が現れるのは興味深い。一見、右回りの電場によって右回りに起き上がるように思われるS-字変形は、実は、上向きのシート電流による磁場の捩じれの効果のようである。

もし変形のすべてが磁場の捩じれによるものなら、変形は捩じれた磁力線をトレースした足の変形を示すものなので、図の sequence は、電流の増加に対応する。従って、活動が終わって電流が減少する状況では、単純には、電流の減少とともに逆向きの変形

を起こしてもとに戻ると考えられる。しかし、実際には、電流を減らしてゆくと、図の左側の計算例では、確かに sequence を逆にたどって元にもどって行くが、右側の計算例では減少過程で sequence を逆にたどることはせず、そのままつづれてまっすぐなアークにもどって行くように見える。

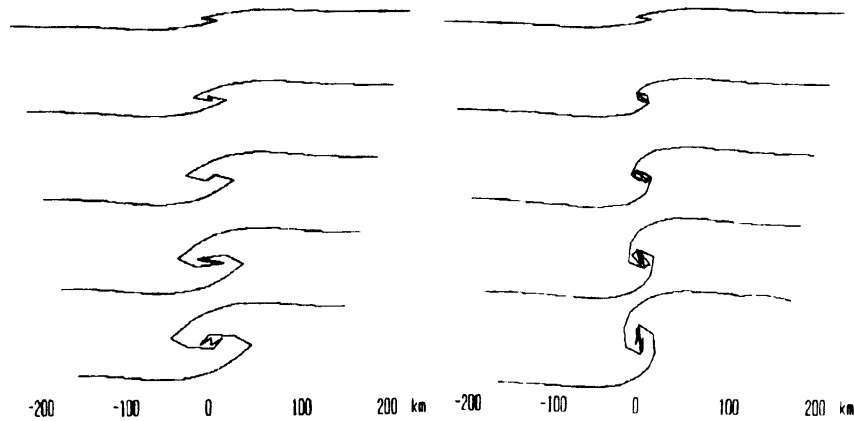


Fig.14-43 薄いシート状電流による磁力線の捩じれ。左はシート状電流の分布が一定、右はオーロラの変形がシート状電流の変形とした場合。

実際の S-fractal aurora の decay の変形の物理は必ずしもよくわかっていないが、decay に際して変形を元にもどることはないので、オーロラアークにはシート電流が重なっていて、オーロラの移動や変形に伴って電流シートも移動し、変形し、あるいは電場ドリフト効果も重なって decay して行くと考えるのが妥当であろう。

第8-8節で、K 指数によって夏半球と冬半球とで極域の磁場変動の特性が異なることを、また、第11-6節で、磁気共軛点における S-fractal aurora の対称性が必ずしもよくないことを述べた。これらの違いはここに述べた S-fractal aurora の変形が必ずしも南北両半球で対称的でないことと関係している。たとえもし、電場が南北両半球で対称だとしても、沿磁力線電流の強さは南北で異なり、従ってアークの変形も著しく違う可能性があるからである。Fig.14-42 および Fig.14-43 に示すアークの変形は沿磁力線電流の強さを強めながら求めているので、季節や地方時の違いによって南北で著しく沿磁力線電流の強さが違うなら、南北の磁気共軛点ではこれらの図の1番目と5番目くらいの変形の違いが起こる可能性がある訳である。もし、共軛点での同時のオーロラの対称性が悪く、時刻が違う方が対称性がよいのであれば、このような沿磁力線電流の違いに帰着させるのが尤もらしい。

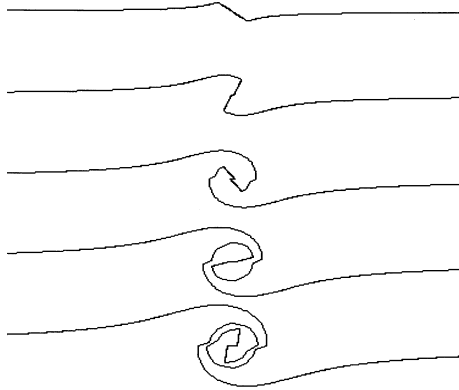


Fig.14-44 谷状のポテンシャル構造の一部が周りより深い場合の電場による右回りの巻き込み。

局地的オーロラ活動の後半でオーロラのS-字構造が右回りにunfoldして行くのは、先に述べた電流の減少による部分と、電場のドリフトに基づく運動の複合効果であろう。Fig.14-44 は、S-fractal aurora の一部に周りより明るい部分があるとき、その部分の電場によって、磁場の向きに見て右回りに trailing rotation(curl) ができる様子を二次元の電場構造を与えて調べた計算例である。この場合には、先の磁場の場合と違って、電場が割合に近距離で遮蔽されると考えて電場の分布を与えているので、

localな巻き込みが強く、trailing rotation(curl) が発達する。

第11章で述べたことから、実際のS-fractal auroraの初期の active な splitting や、発達の最盛期の spiral の発達、および surge の発達などは、シート電流による磁場の捩じれに起因する部分が大きいと推論される。しかし、電子の source 領域から極域のオーロラまでの距離から考えても、非常に長いスケールでの多重折畳みの splitting が電流の効果だけでは起こり難いこともまた容易に想像できる。また、S-字変形活動の最盛期およびそれ以後の、特に大きなオーロラ構造の vorticity は、convection drift に関係した電場の効果と考えなければ理解できない。

電場と電流のいずれも、元は磁気圏のダイナモに由来する電位構造によるものである以上、そのどちらかが独立に現れることはあり得ないから、オーロラの変形に両者が効いていることは間違いない。しかし、それらが、それぞれ、オーロラの変形にどのように関わっているかについて結論を得るためには、更に詳細な simulation の結果を待たなければならない。

14.9 オーロラの下で電場分布

これまで、いろいろなオーロラ活動の下でどんな磁場変化が見られるかについて述べて来た。モデル計算の結果でわかるように、地上の磁場変動は、例えば半径 50 km の pulsating auroral patch に対して、patch の中心からそれぞれ 120 km ほど離れた場所に磁場の divergence と convergence のペアをもつ分布になることが知られた。もし電流層の高さが低ければ中心から 25 km ほどの場所に現れる筈の divergence と convergence が、電流の高さが 100 km ほど離れているために中心から 120 km も離れ、電離層より下の磁場の分布は電流の分布に対して、いわば著しくピンボケのイメージになっていることがわかる。

14.9.1 Pulsating Auroral Patch の場合

では磁場に対して電場の分布はどうだろうか。電離層より下では電気伝導度は高さ z が低くなるにつれて急激に減少するから、この減少を $\exp(-\alpha z)$ (z positive downward) と置き、かつ、簡単のために isotropic と仮定すれば、定常状態では電流の連続条件 ($\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$) から電離層より下の電場ポテンシャル Φ_a は次の式を充たすことがわかる。

$$\frac{\partial^2 \Phi_a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_a}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi_a}{\partial z^2} - \alpha \frac{\partial \Phi_a}{\partial z} = 0$$

この式の解は、通常の間柱座標 (r, θ, z) を用いて Fourier-Bessel の展開で

$$\begin{aligned} \Phi_a &= \sum_k \sum_n J_n(kr) \sin(n\theta) \left\{ A_n^k \exp\left((\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4k^2})\frac{z}{2}\right) + B_n^k \exp\left((\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4k^2})\frac{z}{2}\right) \right\} \\ &+ \sum_k \sum_n J_n(kr) \cos(n\theta) \left\{ C_n^k \exp\left((\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4k^2})\frac{z}{2}\right) + D_n^k \exp\left((\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4k^2})\frac{z}{2}\right) \right\} \end{aligned}$$

と与えられる。ここに $A_n^k, B_n^k, C_n^k, D_n^k$ はすべて電離層および地上の boundary condition で決められるべき係数である。

いま、上に述べた磁場の考察の場合と同じく、簡単のために、オーロラ patch として円形の domain を考えれば、前に述べたところからわかるように、電場の azimuthal wave number としては $z = 0$ において $n = 1$ だけをとればよいことになるから上の式は簡単に

$$\Phi_a = \sum_k J_1(kr) \sin \theta \left\{ A_1^k \exp\left((\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4k^2})\frac{z}{2}\right) + B_1^k \exp\left((\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4k^2})\frac{z}{2}\right) \right\}$$

となる。一方、地面の下では有限で一様な conductivity とすれば、地面の下でのポテンシャル Φ_g は

$$\Phi_g = \sum_k J_1(kr) \sin \theta E_1^k \exp(-kz)$$

で与えられる。

上の二つの式に地上 ($z = z_0$) での電流の垂直成分、及び水平電場の連続の条件を用いて E_1^k を消去すると、 A_1^k と B_1^k とを結ぶ式

$$B_1^k = -A_1^k \exp(-\sqrt{\alpha^2 + 4k^2} z_0) \frac{1 + \frac{\sigma_U}{\sigma_L} \frac{\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4k^2}}{2k}}{1 + \frac{\sigma_U}{\sigma_L} \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4k^2}}{2k}}$$

が得られる。ここに σ_U および σ_L はそれぞれ地面の上下の conductivity を表す。

もし σ_L が十分大きくて分数部分の第二項が無視できれば上の式は簡単に

$$B_1^k = -A_1^k \exp(-\sqrt{\alpha^2 + 4k^2} z_0)$$

と表される。

実際には k/α の比は最大 10^{-2} の程度だから、大気と地面との電気伝導度の比 σ_U/σ_L が 10^{-4} より小さければ、上の式は 1 % の精度で成り立つ。通常は conductivity の比はもっと小さいので、地面の conductivity を無限大とした上の近似、すなわち、地面は等ポテンシャルであるという近似はよく成り立つ。よって、大気中の電位は

$$\Phi_a = \sum_k A_1^k J_1(kr) \sin \theta \times \left\{ \exp\left((\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4k^2}) \frac{z}{2}\right) - \exp\left(-\sqrt{\alpha^2 + 4k^2} z_0 + (\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4k^2}) \frac{z}{2}\right) \right\}$$

と表すことができる。{ } 内の第一項は、電離層から下向きに penetrate する電位の寄与を、第二項は、その結果地面に誘起された電荷による電位の寄与を示す。

今、外部からの電場の影響を考えなくて済む十分な大きさの領域を考えると、係数 A_1^k は、電離層 ($z = 0$) で与えられている電場を Fourier-Bessel の series に展開して

$$\begin{aligned} A_1^{k_s} \{1 - \exp(-\sqrt{\alpha^2 + 4k^2} z_0)\} &= \frac{2G}{\{J_2(k_s)\}^2 k_s} \left\{ \int_0^a \frac{r^2}{a} J_1(k_s r) dr + \int_a^1 a J_1(k_s r) dr \right\} \\ &= \frac{2Ga}{\{J_2(k_s)\}^2 k_s} \{J_2(k_s a) - J_0(k_s) + J_0(k_s a)\} \end{aligned}$$

として求められる。ここに k_s は J_1 の s 番目の root で、 a は考えている全領域の大きさで normalize したオーロラ domain の大きさ、 G は電離層境界 ($z = 0$) のポテンシャルで決まる常数である。二つの integration は電離層での patch 内外の電位分布 Φ^i および Φ^o から来るものである。

この k_s を Φ_a の元の式の k に代入して s で足し合わせれば、電離層の下での電位分布、すなわち電場が求められる。伝導度の減少率を高さ 10 km ごとに 1 桁の減少として見積もった、高さ地上 30 km における電場の水平成分の例を Fig.14-45 に示してある。

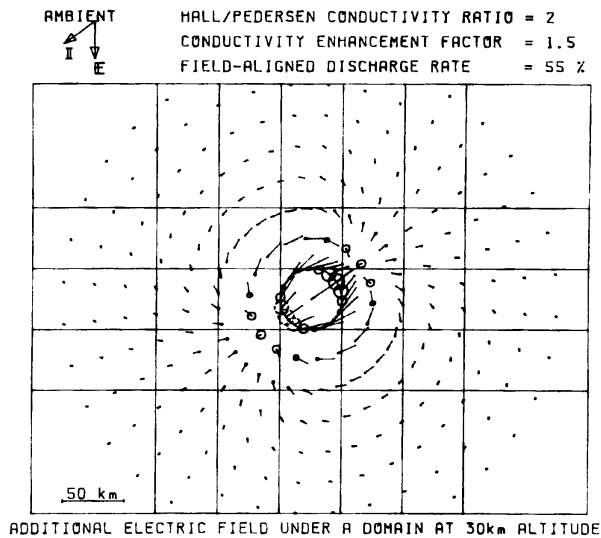


Fig.14-45 円形パッチの下、地上 30 km での水平成分の分布。
大型プラスチック気球で観測可能 (Oguti and Hayashi, 1985b)。

方がずっとシャープなピントであると言える。

このことは、電場があまり広がらずに下向きに伝わることを意味する。式からわかるように、もし conductivity が高さで減少せずに一定なら、ポテンシャルは $\exp(-kz)$ で減少する。しかし、ここで扱ったように、conductivity が高さとともに $\exp(-\alpha z)$ で減少する場合には、電離層から下向きに伝わる電位 (第一項) の減少率は $\exp\{(\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4k^2})\frac{z}{2}\}$ となって、ずっと減少し難くなる。これに伴って、第二項に見られる、地面での space charge によって付け加わるポテンシャルが大きくなる。

電場の水平成分の高さによる変化は、電位の高さによる変化と全く同じである。ここに見られる $\exp\{(\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4k^2})\frac{z}{2}\}$ の形からわかるように、 k が小さいほど、また α が大きいほど下への減衰が減って penetration が深くなる。電場の鉛直成分の変化の仕方

直径 50 km の auroral patch に対して、電場の divergence および convergence は domain のすぐ外、中心から 40 km ほどの所にできている。磁場の divergence と convergence が中心から 120 km ほど離れているのに比べて、電場の方が、元の電流、電場分布にずっと近いことがわかる。すなわち、磁場による投影に比べて電場の投影の

は少し違う。鉛直成分には、電位および電場の水平成分の変化に $(\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4k^2})/2$ のファクターがかかっていて、全体として電離層の高さ z_0 に依存する。すなわち

$$z_c = \frac{2}{\sqrt{\alpha^2 + 4k^2} - \alpha}$$

で決まる critical な高さ z_c に対して、もし $z > z_c$ なら下向きに伝わる電場の鉛直成分は α の増大とともに大きくなり、逆にもし $z < z_c$ なら α の増大とともに小さくなる。

水平構造の小さな ($1/k < z_0$) 電場に対しては地面 $z = z_0$ は $z > z_c$ であり、大きな ($1/k > z_0$) 水平構造に対しては逆に $z < z_c$ となる。従って、 z_0 より小さな構造の下向きに伝わる鉛直電場は α とともに増大し、これより大きければ減少す

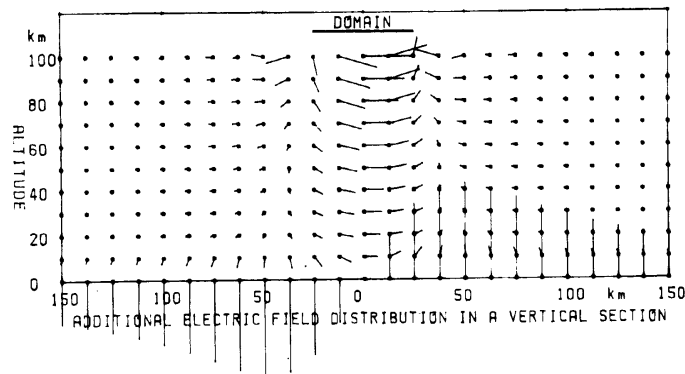


Fig.14-46 円形パッチの下の電場の軸に垂直な面内の電場の分布。
高さ 30 km での値に比べて地上で非常に大きいことに注意
(Oguti and Hayashi, 1985b)。

る。電離層から下向きに伝わる電場は、これらの性質のためにあまり周りに広がらずに下向きに伝わる。電場が磁場よりずっとよいピントで電離層から地面まで伝わる様子は Fig.14-46 に示されている。

高さの低下で conductivity が減少する大気中の電場のもう一つの特徴は、地面近傍で鉛直電場が急激に増大することである。これは、電気回路の高抵抗の両端に高電位差が現れるのに相当する。Fig.14-46 に見られるように、地上での鉛直電場の大きさは、auroral patch の中での水平電場の大きさの2倍に達し、従って、電離層の ambient 電場の半分程度の大きさになり得る。また、Fig.14-47 に示すように、地上での鉛直電場の大きさは patch のサイズに依存し、サイズが小さくなると急激に小さくなる。

なお、電位の式からわかるように、鉛直電場の強さは、地上から高さが 3–3.5 km 上がるごとに半分に減少する。同じく電位の式からわかるように、もし大気の conductivity が一様であるか、または真空中で、 $\alpha = 0$ が充たされる時には、地面近傍での電場の増大は起こらない (Oguti and Hayashi, 1985b)。

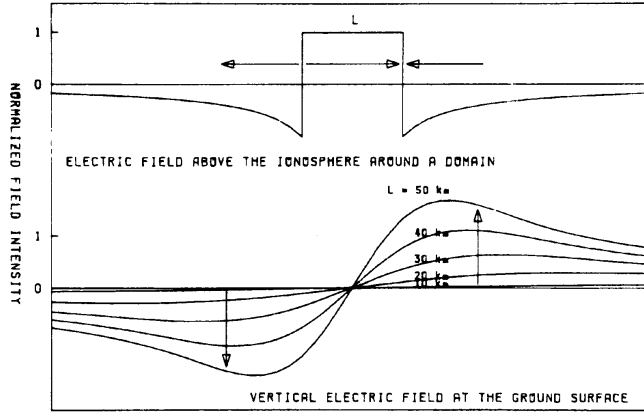


Fig.14-47 円形パッチの下の地上の垂直電場の大きさ。
パッチの直径によって大幅に変わる (Oguti and Hayashi, 1985b)。

14.9.2 S-fractal aurora の下の電場

ここまで、円形の auroral patch の下での電場の分布について述べて来たが、実際には、vorticity の大きさから見て、電場は、カーテン型の S-fractal aurora の下の方がずっと大きいものと考えられる。Pulsating auroral patch の電場は conductivity の増大に伴う誘導電場であるのに対して、S-fractal aurora の convergent な shear 電場は磁気圏から伝えられる直接の電場で、電子がそれによって加速されているからである。

Convergent な電場を持つ S-fractal aurora の場合には、考える空間範囲で二次元の近似が許されるから、電位 Φ_a は Fourier-Bessel の展開から単なる Fourier になって

$$\begin{aligned} \Phi_a = & \sum_n \sin(nx) \left\{ A_n \exp \left((\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4n^2}) \frac{z}{2} \right) + B_n \exp \left((\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4n^2}) \frac{z}{2} \right) \right\} \\ & + \sum_n \cos(nx) \left\{ C_n \exp \left((\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4n^2}) \frac{z}{2} \right) + D_n \exp \left((\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4n^2}) \frac{z}{2} \right) \right\} \end{aligned}$$

と簡単になり、前と同じように、地面の equipotential の条件から

$$\begin{aligned} \Phi_a = & \sum_n \{ A_n \sin(nx) + \cos(nx) \} \times \\ & \left\{ \exp \left((\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4n^2}) \frac{z}{2} \right) - \exp \left(-\sqrt{\alpha^2 + 4n^2} z_0 + (\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4n^2}) \frac{z}{2} \right) \right\} \end{aligned}$$

が得られる。 A_n および C_n は、電離層境界 (at $z = z_0$) での電位分布を Fourier series に展開して求められる。

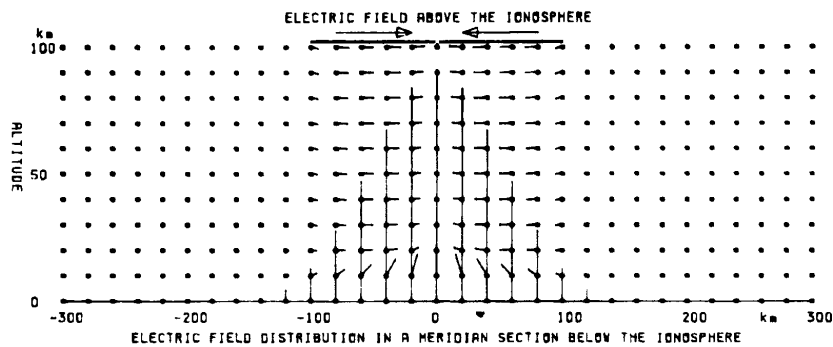


Fig.14-48 細長いオーロラアークの下、アークに垂直な面内で期待される電場分布 (Oguti and Hayashi, 1985b)。

前の場合と同じく、伝導度の減少率を高さ 10 km ごとに 1 桁とし、幅 200 km のオーロラ電離層中に南北に convergent な電場があるとして見積もったオーロラの下の電場分布を Fig.14-48 に示してある。バルーンで測定するとして、高度 30 km では電場の強さはほぼ電離層中と等しい大きさを示すことがわかる。

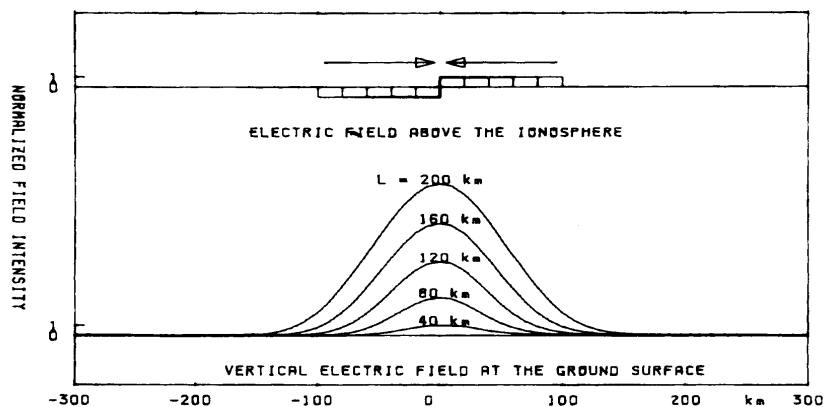


Fig.14-49 細長いオーロラアークの下、地上で期待される電場の鉛直成分のスケール依存 (Oguti and Hayashi, 1985b)。

これに対して、地上での鉛直電場は、電離層での水平電場の、実に、20 倍も大きな値を示す。すなわち、電離層中で、100 mV/m の水平電場があれば地表での鉛直電場は 2 V/m に達する。地表での平均鉛直電場 (大気電場) は 100 V/m 程度であるから、この電場は 2 % 程度で、通常はこの大きさの電場をオーロラに関連づけて確認するのは容

易ではない。しかし、S-fractal auroraは場合によってかなり速く移動するから、この移動との相関から検出も可能であろうと考えられる。

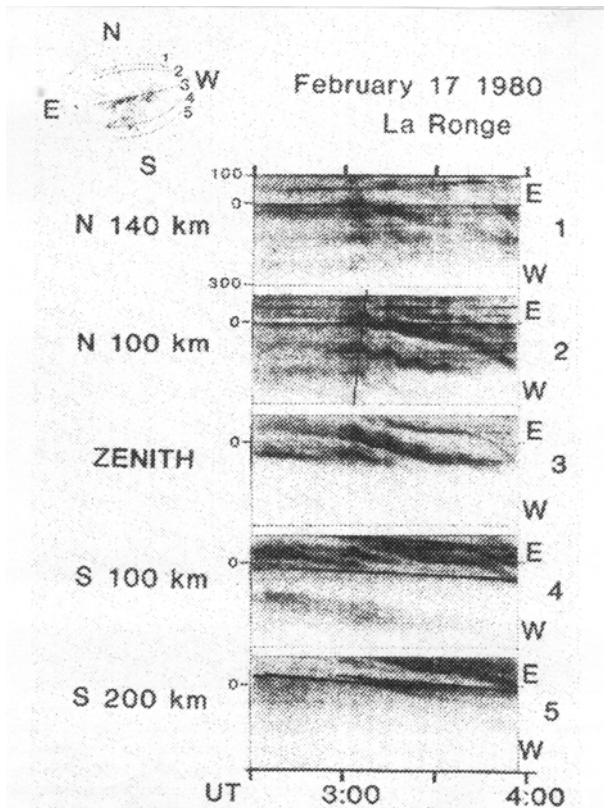


Fig.14-50 東西-南北のスリットを通して得られたオーロラパッチの振動。東西成分の振動が卓越している (Oguti *et al.*, 1987)。

S-fractal auroraの鉛直電場の大きさも前のpulsating auroral patchと同じように電離層における電場の水平構造の大きさに依存し、幅200 kmで20倍であったものが、幅40 kmに減少すると、電離層中の大きさとほぼ等しい大きさまで減少する (Fig.14-49)。しかし、幅の狭いオーロラの収束電場(運動のshear)はかなり大きいように見えるから、場合によっては幅の狭いオーロラの場合にも鉛直電場を検出できるかも知れない。大気電場100 V/mのbackgroundは大きいけれど、このオーロラ電場はオーロラの変動(移動)と関連させてとらえれば観測不可能という量ではないから、上に述べたアイデアの実証という意味でも、観測してみるに値すると思われる。

14.10 オーロラパッチのドリフト振動

上に述べてきたのはすべて、オーロラ中の電気伝導度の増大、および局所的な電場の増大に基づく電流で地上の電磁場変動を理解できる種類の変化であった。しかし、今まで述べて来たのと違って、電気伝導度の変化にはあまり関係なく、磁気圏電場によって電離圏に流れる電流で理解されるべき地上の磁場変動もある。第8-8節で述べた、磁気圏でのHM波動が地上に地磁気脈動として現れるものである。既に前章でオーロラの長周期複合型脈動について、オーロラパッチが空間的に振動するモードが存在することを示した。このようなオーロラパッチのドリフト振動は、オーロラ活動が高くない、比

較的静かな日の、luminosity pulsation をしない定常パッチのドリフトを調べればよくわかる。

Fig.14-50 は、1980年2月17日、02:30-04:00 UT に、カナダ、サスカチュワンの La Ronge の観測点で観測されたもので、明るさが時間的に変化しない、定常オーロラパッチがわりあい広い空間範囲に存在し、それらが全体として一方方向にドリフトしながら、かつ、振動しているのを表現したものである。パッチの移動は子午面-東西スリットによって取り出されている。図から直ちにわかるように、この例では、オーロラパッチが主として東西方向に、空間的な振動を繰り返している。

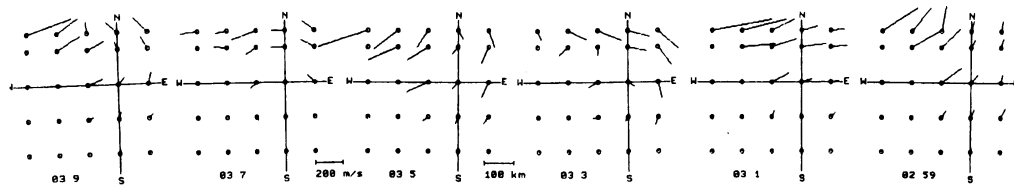


Fig.14-51 Fig.14-50 の観測から得られたドリフト振動の二次元分布を2分ごとに求めて右から順次に並べたもの。全体ではほぼ波長の二次元パターンとなる (Oguti *et al.*, 1987)。

全天にメッシュを切って、それぞれの点でのパッチの x-y 方向の運動から振動の二次元分布を求めることができる。2分ごとに二次元パターンとして得られたものを、経度方向にそれぞれ 600 km 離して時間の順序に右から左へ並べたものが Fig.14-51 で、この図によって、左から右へ伝搬するドリフト場の全体が二次元パターンとして見られる。これから、この波の経度方向の波長が 2500-3000 km であること、並びに、緯度方向には巾 1000 km 程度の範囲におさまる変動であることがわかる。また、全体は、東西に長い、右回り、左回りのドリフトの渦が左から右(昼側から夜側)へ伝搬するモードであることも知られる。

この時、周辺の多数の観測点で観測した地磁気脈動の等価電流分布が Fig.14-52 に示してある。

この図は磁気座標で表現しており、磁気緯度 60 度から 80 度のカナダ・アラスカ地域で、時間は magnetic local time でおよそ 15 時から 22 時迄を示している。オーロラのドリフト振動を観測した La Ronge の観測点は、経度方向には図のほぼ中央で、緯度 65 度にある。

等価電流の渦は昼側から夜側に向かって伝搬しているが、渦電流が東西方向に著し

く細長いため、この図では伝搬はわかりにくい。伝搬の様子は、Fig.14-52 で見るより、Fig.14-53 左図のように、磁気緯度がほぼ等しく、経度の異なる観測点での変動を比べるとよくわかる。Arctic Village (AVI) から Rabbit Lake (RBL) まで、経度差約 60 度を 3 分ほどで移動し、速度は 20 度/min、すなわち、この緯度ではおよそ 270km/min となる。周期はほぼ 10 分であるから経度方向の波長はおよそ 2700km 程度となっており、Fig.14-51 のオーロラドリフト pattern から推定した値とよく一致する。

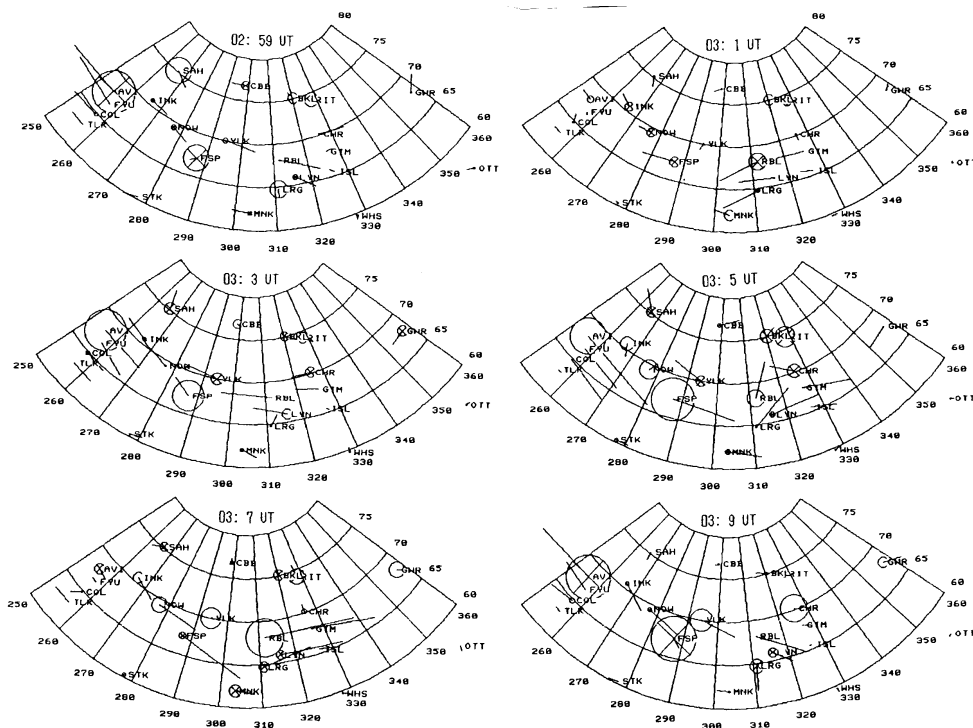


Fig.14-52 上のオーロラパッチのドリフト振動に対応する振動の等価電流ベクトルの空間分布と時間変動 (Oguti *et al.*, 1987)。

La Ronge 周辺での分布で比べて見ればわかるように、Fig.14-52 の等価電流ベクトルは Fig.14-51 のオーロラパッチのドリフト振動のベクトルとほぼ逆向きである。このことは、磁場効果が地上に現れている渦電流の向きがパッチの振動とほぼ逆向きであることを示す。渦電流は磁場の鉛直成分の変化を伴っており、右回り渦電流に下向き磁場変化が、左回りの渦電流に上向き磁場変化がそれぞれ付随している。

このオーロラパッチの振動が観測された時間には他に大きなオーロラ活動はなく、従って、電離層の電気伝導度には大きな非一様性はなかったと見てよい。すなわち、HM

波動の大規模電場による電流の効果が地上の磁場変動として現れた代表例と見なすことができよう。従って、上の事実から、この場合の地磁気脈動について次の結論が得られる。地上に現れる変動磁場は電離層の渦電流によるもので、この場合の渦電流は大部分が patch のドリフトと逆向きの電流である。パッチのドリフトは振動電場に垂直だから、これに逆向きの電流は Hall 電流であることが結論できる。オーロラパッチの振動は渦状で電場は radial の convergence、divergence で表現され、これらが昼側から夜側へ伝搬する。電場の振動の方向は地上の磁場の振動の方向に近い。電離層の末端で radial 方向の振動電場を持つのは、振じれ Alfvén 波だから、この磁気脈動の元は、大部分が磁気圏における振じれ Alfvén 振動であると結論される。

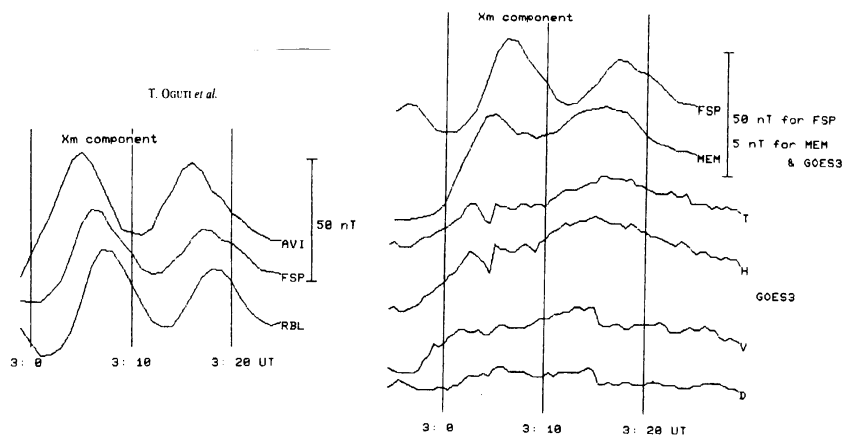


Fig.14-53 オーロラパッチの振動に伴う磁場振動の経度依存 (左)
と地上—衛星観測比較 (右) (Oguti *et al.*, 1987)。

渦は経度方向に細長く、夜側で低緯度よりに傾いているので、ある meridian で見ていると、一周周期ごとに変動が低緯度から高緯度に移ってゆくことがわかる。渦が傾いている効果によって、一つの渦の経度方向のサイズは半波長より長い(右回り、左回りの渦の全体の長さは1波長より長い)。従って、この波は、地上で見る限り、伝搬するというより、むしろ、全体の振動と見た方が実際に即している。

Fig.14-53 右に、真昼側に位置した静止衛星 GOES3 の磁場変動と、同じく真昼側の地上、低緯度の Memanbetsu および高緯度やや朝よりの Fort Simpson での地磁気記録を比べている。静止衛星での全磁力及び H 成分の変化は Arctic Village および Memanbetsu の H 成分に僅かに先行し、nose から始まった磁気圏の compression の効果が地表に伝わっているように見える。これは、磁場の変動が昼間側から夜側へ伝搬していることと consistent

である。このオーロラ振動及び磁気脈動の起源は磁気圏の外にあり、太陽風の急激な動圧力の増加による磁気圏圧縮で始まる HM 振動が磁気圏内部に伝搬する波動が電離層電流に及ぼす影響によってこれらの振動が起こっているものと推定される。

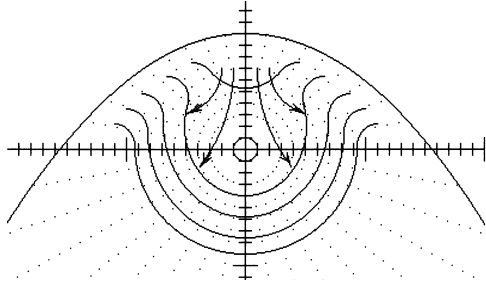


Fig.14-54 太陽風に由来する圧縮性 HM 擾乱の赤道面伝搬。Dawn、dusk では高緯度向きに伝わる。

磁気圏の nose で圧縮が起こると圧縮領域に含まれる shear Alfvén mode の波は磁力線沿いに高緯度、昼間カusp 近傍に伝わり、一方 compressional Alfvén mode の波は Fig.14-54 に示すように素早く磁気圏深部に進入する。図でわかるようにこの波は、真昼の領域以外では内部から外向きに、すなわち、低緯度から

高緯度向きに伝搬する。Compression の front では compression は shear Alfvén wave と結合しているから、磁力線沿いに高緯度に伝わる波を立てながら進行する。

太陽風の圧力変化が磁気圏の nose に接触し、周辺を tail に向かって流れて行く時、その圧縮が磁気圏内部を伝わる様子の概略を、Tsyganenko, 1987 モデルを用いて調べてみたものが Fig.14-54 である。極光帯の明け方、夕方領域でしばしば見られる高緯度向きに伝搬する現象の多くは、このように、低緯度を高速で伝わる HM 波動の効果ではないかと思われる。

振幅最大の緯度が磁気圏の何に対応するかを知ることが重要であるが、前日に大きな擾乱があった翌日であるところから、trap された粒子群のつまった shell がこれに対応し、その shell が全体としてエネルギーを蓄え、いわば弾性体的振動を起こしていると推定できる。しかし、実際にこの種の外部駆動型の長周期脈動の卓越する緯度がどのような領域に対応するのかは、まだ観測からは確認されていない。

磁気脈動の中には Compressional Alfvén 波が地上に伝わる部分もある。理想的な Compressional Alfvén 波の場合を考えると、ここで述べた Alfvén 波と違って、地上の磁場変動をもたらす電離層での渦電流は Pedersen 電流である。これに対する Hall 電流が radial 振動をするから、オーロラパッチの振動は radial の振動となり、磁場の振動の方向とパッチの振動の方向は、近い方向で振動する。これらの波動をもたらす電流は、Fig.8-23 に示してある。

こうして、磁気圏における HM 波動に由来する地磁気脈動は、もし、オーロラ粒子の入射に基づく電気伝導度の非一様性があまり大きくなく、かつ、オーロラのパッチによって電場振動が認められるなら、磁気圏での元の振動が捩じれ振動 (shear Alfvén wave) であるか圧縮性振動 (compressional Alfvén wave) であるかを判別することができ、その波動の起源を推定することができる。即ち、オーロラパッチの振動が回転場で、等価電流がパッチの振動と逆向き、パッチ振動の向きと磁場変動の向きが直角に近い場合は磁気圏での振動は Alfvén 振動であり、パッチの振動方向が radial で磁場振動と同じ方向にあって、等価電流とは垂直に近い場合には、磁気圏での振動は Compressional Alfvén 振動である。

しかし、実際には磁気圏の磁化プラズマの非一様性のために磁気圏では必ず Alfvén 波と Compressional Alfvén 波の結合が起こっているのも、必ずしも判別は容易とは言えない。また、残念ながら、このようなオーロラパッチが空間的に広い範囲に現れて電場の空間分布を知ることのできる頻度はそう多くはないようである。

この節で使われたオーロラパッチは、前日 (当日日中?) に大きな擾乱があった翌日の夕方、明るさの脈動を伴わないオーロラパッチが天の広範囲に散在している夕方である。明るさの脈動を全く行わないオーロラパッチは脈動するものとどう違うのか、例が少ない (この一例のみ) のでその特性を調べるのは難しい。明るさの脈動をしないオーロラパッチは割合稀な現象のように思われるが、大きなオーロラ活動の後で一般に見られるものなのかどうかよくわからない。ここでの解析に用いたオーロラパッチは振動が観測されたのち西向きにドリフトして 4 時 UT 過ぎにはすべて視野の外に消えてしまった。

磁気圏での圧縮性 HM 波動には、少なくとも三つの起源がある。一つは、太陽風の動圧力の急増、あるいは、太陽風内のショックの接触に伴う、外部からの HM 的な磁気圏圧縮とその tail 側への伝搬、第二は、サブストームの立ち上がりにより磁気圏 tail で起こる磁場の急激な変化によって励起される HM 波動、もう一つは、磁気圏内部のある L-shell でのマクロ不安定に基づく HM 波動の発生である。従来、磁気圏の磁気脈動はあらかじめ磁気圏外あるいは tail から HM 的に伝えられた波動が、極光帯やプラズマポーズなどで共鳴振動して起こると考えられて来たが、明け方の極光帯から、高緯度に向かって伝搬するオーロラ、同じく低緯度に向かって伝搬するオーロラの二種類のオーロラのふるまいから推定すると、オーロラサブストームに伴って、加速され、磁気圏に入り込んで極光帯あたりの shell まで入り込んだ粒子群の自由エネルギーによって、われわれはまだ知らない不安定で、急速な粒子の入射、あるいは、逃散が起こってマクロな HM 波動が励

起されるという過程が働いているようにも見える。極光帯から、高緯度、低緯度両方に、それぞれ異なる性質をもって伝搬するオーロラ(波?)が存在するのは、単に、磁気脈動の共鳴領域の周辺の位相伝搬によるものなどでは到底理解できない。

なお、この章で述べたことから、地上で観測される地磁気脈動について次のことが言える。すなわち、もし、地磁気脈動が、オーロラパッチの顕著なドリフト振動を伴い、かつ、オーロラの明るさ変動が小さければ、その地磁気脈動は基本的に磁気圏のHM波動に由来するものである。ただし、HM波動の起源に関しては、上に述べたようにいろいろな場合があり得るので、太陽風および磁気圏全体の条件を考慮に入れて、別に考察する必要がある。また、もし、地磁気脈動が顕著なドリフト振動を伴わず、オーロラの明るさ変動を伴う場合には、その地磁気脈動は余り変化しない電場のもとでの電離層の電気伝導度の変動に由来する、電離圏起源のものと考えてよい。

14.11 オーロラパッチ群の長周期・複合脈動と長周期地磁気脈動

オーロラパッチ群の長周期・複合脈動は、Fig.12-18やFig.12-42に示したように、多くの場合、luminosity pulsationを行うオーロラパッチのhigh levelの明るさ変化とこれに同期した振動、即ち電場変動を伴う。従って、このようなオーロラ活動に伴う長周期磁場変動は、前節で述べたような磁気圏での大きな振動に由来する電場分布で決まる電流が、オーロラ分布によって決まる電気伝導度で変調を受けた形になっている。更に、パッチの速いluminosity pulsationに伴う電気伝導度変動によって、長周期で振動する電場の中で細かいスケールでの速い時間変動でPi-Cの脈動が重なっている。電場の時間・空間変化と電気伝導度の時間・空間変化の双方が電流を決めるので、それらをきちんと取り入れるのは厄介であるが、基本的にそれらで全てが理解できると考えていい。Fig.12-42について第12-6-4節で触れたように、pulsating auroraが存在する場合にも、おおまかには、長周期磁気脈動はオーロラ構造のドリフトに垂直で、前節で述べた特性を保っているように見える。しかし、結論を言うには、更に詳細な検討が必要である。

REFERENCES

Campbell, W. H., Rapid auroral luminosity fluctuations and geomagnetic field pulsations, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6182–6206, 1970.

- Coroniti F. W., and C. F. Kennel, Electron precipitation pulsations, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1279–1289, 1970.
- Fujii, R., R. Hoffman, P. Anderson, J. Craven, M. Sugiura, L. Frank, and N. Maynard, Electrodynamic parameters in the nighttime sector during auroral substorms, *J. Geophys. Res.*, **99**, (A4), 6093–6112, 1994.
- Fukushima, N., Equivalence in ground geomagnetic effect of Chapman-Vestine and Birkeland-Alfvén electric current systems for polar magnetic storms, *Rept. Ionos. Space Res. Japan*, **29**, 219–227, 1969.
- Harang, L., The mean field of disturbance of polar geomagnetic storms, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, **51**, 353–380, 1946.
- Nakamura R., and T. Oguti, Drifts of auroral structures and magnetospheric electric fields, *J. Geophys. Res.*, **92**, 11241–11247, 1987.
- Nakamura, R., D. N. Baker, T. Yamamoto, R. D. Belian, E. A. Bering III, J. R. Benbrook, and J. R. Theall, Particle and Field Signatures During Pseudobreakup and Major Expansion Onset, *J. Geophys. Res.*, **99**(A1), 207–221, doi:10.1029/93JA02207, 1994.
- Oguti, T., Relationships between auroral and concurrent geomagnetic pulsations, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **38**, 837–859, 1986.
- Oguti, T. and K. Hayashi, Multiple correlation between auroral and magnetic pulsations, 2. Determination of electric currents and electric fields around a pulsating auroral patch, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7467–7481, 1984.
- Oguti, T., and K. Hayashi, Polarization and wave form of magnetic pulsations below pulsating auroras: Magnetic effects of electric currents induced in an ionization tail of a moving auroral patch, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **37**, 65–91, 1985a.
- Oguti, T., and K. Hayashi, Estimates of electric field and its fluctuations below a pulsating aurora and a discrete aurora, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **37**, 739–757, 1985b.
- Oguti, T., J. H. Meek, and K. Hayashi, Multiple correlation between auroral and magnetic pulsations, *J. Geophys. Res.*, **89**, 2295–2303, 1984.
- Oguti, T., T. Yamamoto, K. Hayashi, and R. Fujii, Proof of ionospheric origin of PiC pulsation: Magnetic pulsations as observed by MAGSAT above and on the ground below a pulsating aurora, *Proc. Symp. Prospect and Retrospect in Studies of Geomagnetic Field Disturbances*, GRL, Univ. of Tokyo, 180–195, 1985.
- Oguti, T., R. Nakamura, and T. Yamamoto, Oscillations in drifts of auroral patches, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **39**, 609–624, 1987.
- Park, C. -G., Downward mapping of high latitude ionospheric electric field to the ground, *J. Geophys. Res.*, **81**, 168–174, 1976.
- Victor, L., Correlated Auroral and Geomagnetic Micropulsations in the Period Range 5 to 40 Seconds, *J. Geophys. Res.*, **70**, 3123–3130, 1965.

Chapter 15

オーロラ粒子の起源と磁気圏

第11章から前章まで、オーロラの動態を中心として、その電磁氣的性質と関連現象について述べた。これらの議論はいずれもオーロラの中心的問題であるオーロラ粒子の起源に関わるものであり、本章ではこれらの議論をふまえてオーロラ粒子の起源について考察する。

オーロラ粒子の、粒子自身の起源の一つは太陽風であり一つは地球の電離層である。粒子に印がついている訳ではないから、どれが太陽風起源でありどれが電離層起源であるかを言うことはできないが、両者が混在していることは間違いない。従来は殆どが太陽風起源と考えられて来たが、磁気圏活動期における磁気圏の高い酸素原子イオン密度が知られる (*e.g.*, Daglis *et al.*, 1997) に及んで、磁気圏のプラズマ粒子のかなりの部分が電離層起源であると信じられるに至った。

しかし、ここでオーロラ粒子の起源と呼ぶのは、粒子自身の起源ではなく、太陽風起源、あるいは電離層起源の粒子がどのように磁気圏に入り込み、太陽風起源でもせいぜい 1 keV、電離層起源なら 1 eV 程度に過ぎない粒子の運動エネルギーが、オーロラ活動に対応してどこでどのように数 keV から数十 keV、あるいは MeV まで加速されるのか、どこからどのようにオーロラ高度まで入射して来るのか、と言う点にある。

このことに関連して注意すべきは、既におりに触れて述べて来たように、オーロラの動態にはさまざまなものがあって、それぞれに異なる粒子入射機構が対応しているであろうことである。多様なオーロラが存在という事実は、“ある種のオーロラの動態を説明するオーロラ粒子の入射機構” と言うものはあっても、“オーロラ粒子一般の入射機構” と言うものはあり得ないことを意味する。従来、ややもすれば、“一般的な” オーロラ粒子の起源の議論が行われることが多かったが、オーロラの実際に則して言うなら、それ

は殆ど何も言わないに等しい。

極光帯の夕方に特徴的ないわゆるカーテン型オーロラ、本書で *fractal curve aurora* と呼ぶものと、明け方に特徴的な *pulsating aurora* とは明らかに全く違う入射粒子起源を持つものと考えられるが、更に、*fractal curve aurora*、*pulsating aurora* それぞれの中でもいくつかの違う粒子の入射の仕方を示す動態が存在することを述べた。特に脈動オーロラについては、性質の明らかに異なるいくつかの種類のオーロラのダイナミックスに関連してそれぞれ相異なるの粒子入射機構を考えなければならない。

この章ではそれらの電子の入射機構がが充たさなければならない条件を挙げ、どんな機構が可能なのかについて考える。しかし、これらは、まだ、いずれも実証的な検討の段階ではなく、可能性として挙げるのであって、その確からしさの検証は今後のものである。

オーロラ粒子が、少なくとも入射の直前には磁気圏の粒子であることは間違いない。また、夕方から深夜にかけて降り込んでカーテン型オーロラを光らせる電子は沿磁力線電場によって下向きに加速された電子であることがわかっており、明け方の脈動性オーロラを光らせる電子は磁気圏赤道面付近で起こるピッチ角散乱の結果入射するものであろうとの推定も尤もらしい。しかし、結論めいたことを先走って言うなら、どうしてもどのように磁気圏で電荷分離が起こるのか、なぜ沿磁力線電場ができるのか、どのようにピッチ角散乱が起こるのかの最も基礎的な点を含めて、オーロラのさまざまな動態を理解するに足る物理はまだ本当にはわかっていない。Johnstone(1983) が言ったように、オーロラ粒子は、入射の最後の瞬間がいまだに謎に包まれている。

15.1 沿磁力線電場と磁気圏での電荷分離

第一の、*fractal curve aurora* の S 字構造の発達・消滅の process が変形の起こるサイズによらず共通だという点は、この種のオーロラを起こす電子の入射の変形の物理がサイズに依らず共通であることを示唆している。S-pattern formation は、大きなサイズでは十分ほどの時間がかかり、これは粒子が磁気圏から電離層まで入射する時間より十分長いこと、また、小さなスケールでは 0.1 秒程度の変化で入射時間より短いこと、にも関わらず運動の仕方は共通で、サイズに比例した特性時間を持つこと、などを考え併せると、この特徴的なダイナミックスは、第 14 章で述べたように、3 次元的な電位(電場)及び電流構造による電子ビーム、及び/または、粒子起源領域の変形の反映であると考えるのが最も自然である。

粒子の起源領域とは電荷分離が進行する領域のことであり、もし領域が変形しなからオーロラが持続するのであれば、変形が起こってもなおかつ電荷分離が進行し続けていることを示すものであり、あるいは、磁場の捩じれによってオーロラ高度では大きな変形を起こしているが、起源領域では変形はなく、もともとの構造を維持して電荷分離を続けていること、を示すものである。

磁気圏に起源をもつ局所的電場は必ず沿磁力線成分と垂直部分を持つはずであって、沿磁力線成分は電子の下向き加速に寄与し、従ってオーロラの明るさと沿磁力線電流の増大に寄与する。一方垂直成分は source plasma 及びそこから入射する電子ビームの変形、すなわち渦運動に寄与する。磁場の向きに見て右回りの渦運動は convergent な電場を示し、電子の入射と consistent である。また、前章8節で述べたように、一本の厚さの薄いアークから折り畳み構造が現れる初期の過程には、入射ビームに伴う、薄いシート状電流の効果が効いていると思われる。少なくともこれら局所的電場とシート電流の効果で fractal curve aurora の変形の主な部分は理解できそうである。

沿磁力線加速電圧の起源は、基本的には磁気圏で起こる電荷分離(ダイナモ電流)の結果磁気圏にできる電位分布によることは間違いない。磁気圏で局所的に起こる電荷分離によって小さな空間スケールでも電位の高低の(特に、沈んだ)領域ができ得るが、一方、電離層では Pedersen conductivity で結ばれているから水平方向に大きなポテンシャル段差は存在できない。その結果、磁気圏の電位差は、磁力線沿い、および極域電離層中で水平方向に適当な電位勾配ができてバランスする。電離層中での電位勾配は電気伝導度分布に依存するが、伝導度に大きな勾配がなければ線形に近い形で分布するであろう。しかし、磁力線沿いには、電離層での高プラズマ密度、および磁力線沿いの磁場強度の勾配 (mirror field) などの効果によって、この電離圏ー磁気圏の電位差は、磁力線沿いにまんべんなく一様に分布するのではなく、極域の地上数千-1万 km あたりに集中するようである。

通常、実験室内のグロー放電においては、陰極の周辺にできるイオンシースによって陰極近傍に電位の集中が起こるが、オーロラの場合には全体から見れば電位の集中が起こっているのはむしろ、磁力線沿いの、陽極(地球)に近い側のように見える。しかし、磁気圏においては磁場およびプラズマ密度の空間勾配が大きいので、その意味ではシースが必ずしも電離層寄りにあるとは言えない。

磁気圏における電位差の集中がなぜある高さに起こるのか、本当のことはまだわかっていない。磁場の非一様に基づく粒子のミラー効果及び電離層の高プラズマ密度の

効果が、電位の集中にどのように効いているのであろうか。

磁力線沿いの電場が、磁力線沿いの電流に関わる異常抵抗や、あるいは、粒子のビームによって現れる電位二重層で理解しようとする試みが行われている (*e.g.*, Block, 1978; Borovsky, 1993)。しかし、これらは、いずれも電流、あるいは粒子ビームの存在を *a priori* に仮定しているが、電流、あるいは粒子ビームが存在するためにはその原因がある筈である。電子ビームの元、および、電流の元には電子の集積が関わっている筈である。

すなわち問題は、磁気圏における電荷分離がなぜ起こるかであって、磁気圏と電離層の間に電位差が現れるのは、磁気圏側の電位配分による。電流や粒子ビームは磁気圏での電荷分離のそれぞれの断面に過ぎない。

オーロラオーヴァルに沿って、少なくとも夕方側の高緯度領域に大規模な沿磁力線電場が存在することは、先に述べた Inverted-V と呼ばれる入射電子のエネルギー構造でも推定できるが、正確には、高さの異なる軌道で測定された電子や陽子のピッチ角の分布から結論できる。沿磁力線電場の大きさは磁気地方時に依存し、統計的には、昼間から夕方を通り、深夜に至るオーヴァルに沿って沿磁力線電位差(電場)は次第に大きくなる。しかし、この local time に依存した電位差の増大が、定常的に存在するのか、それとも、オーロラ活動に伴って過渡的に現れるのかについては、観測にその線に沿った検討を加える必要がある。実際に起こっているのがどちらであるかによって、電位差を生み出す物理を考える上で決定的な違いがあり得るからである。

同時 (に近い) のオーロラと入射電子の比較によれば、Inverted-V 構造の中には更に細かい電場の空間構造があって、それらの細かい構造の、特に入射 flux の大きいものが一枚の fractal curve aurora に対応しているように見える。人工衛星で観測される、巾 200 km に及ぶ Inverted-V の空間構造は、個々のオーロラのシートに対応する細かいポテンシャル谷の集積であるように思われる。

15.1.1 電荷分離の起源

上に述べたように、fractal curve aurora の入射粒子の起源は、最終的には磁気圏における局所的電荷分離(ダイナモ電流)に帰着する。

S-fractal 型のオーロラは基本的に午後から夕方を通して深夜まで、オーヴァルの半分に限られる。また、この時間範囲では、fractal curve aurora は磁気圏や太陽風の条件によって変化するが、存在・非存在という観点では常に存在する。明け方に、脈動性オー

ローラのトーチあるいはオメガバンドの間(すき間?)のような場所に、深夜の substorm の発生に関連してか、時たま明るい fractal curve 型オーロラが現れることがあるが、それらはきわめて transient で (expansion front か?), 時間的にも短い間のことに過ぎない。

この事実はこれら fractal curve aurora に対応する磁気圏での電荷分離過程を推定する上で重要な手がかりを与える。磁気圏の夕方側には、細かい構造の集積として大規模な電荷分離が進行する要因が常に存在することを意味する。このような構造は明け方側の磁気圏には見られない。常に存在するこのような大規模の電荷分離は磁気圏の磁場構造と粒子のドリフト特性などのごく一般的な性質から議論されるべきものであることが推定される。

15.1.2 Static モデル

磁気圏の磁化プラズマにおいて、限られた空間で定常的に細かい構造の電荷分離が進行するためには、ある領域で電子が磁化していてプロトンは磁化していない、という条件が最も考え易い。磁化していないプロトンは周りに広がり、これに伴って磁化している電子はその場から電離層に向かって入射せざるを得ない。電子は質量が小さいので、十分に細かい構造で電荷分離が起こり得る。

このような領域としては、一般に、磁場とプラズマ密度の空間勾配の大きいところを考えることができる。プラズマの反磁性のゆえに、磁気圏では磁場とプラズマの住み分けが起こり、住み分けの境界では磁場、プラズマ密度ともに大きな空間勾配を持つので、このような境界が電荷分離の場所としては最も考え易い。ただし、このような磁化・非磁化に基づく定常的な分離・入射の場合には、電荷分離によって生ずる電位差エネルギーは平均粒子エネルギー程度であり、従って入射粒子エネルギーも磁気圏でのもとの平均粒子エネルギー以上に大幅に加速されることはない。

オーロラオーヴァルの夕方側の半分が fractal curve aurora でできていることは、大規模な(真昼から真夜中までの longitude、ただし latitude 幅は狭い)電荷分離がこの領域に対応する夕方の磁気圏で起こっていることを示している。なぜ磁気圏のこれほどの大きな構造の dawn-dusk の非対称が起こるのかについては十分な考察が必要である。

磁気圏の構造は大まかには太陽風との圧力バランスと内部の電流で決まっているのであるから、その磁場構造自身にもともと大きな dawn-dusk の非対称があるとは考え難い。とすれば、電荷分離に最も関係の深いのは磁場の基本構造の中で起こっている荷電粒子の磁場ドリフトの効果ではないかと考えられる。

もともとの磁場構造が、磁気圏の横腹から入ってくる電子の東向きドリフトが、どこかで大きな磁場構造の変化に遭遇する場所で電荷分離が起こっていると考えるのが自然であろう。この場合、深夜に近づくほど電位が深くなるのは、深夜に近づくほど関係する粒子の平均エネルギーが高くなると考えなければならない。

磁気圏界面が粒子の penetration を許さないと考えるのは誤りで、実際に粒子の penetration が起こっていることは low latitude boundary layer の存在から明らかである。このような状態のもとで、磁気圏がドリフト電流に対して整流作用を持つことによって、赤道環電流から cross-tail current まで一連の電流が流れると考えていい。ただし、赤道環電流は磁気圏の内部で閉じ、cross-tail current は外に開いているから、この両者の境界はは全く連続とは言う訳ではないであろう。

定常的には、明け方の圏界面からはプロトンが進入でき、夕方の圏界面からは電子が進入できる。磁場に捕らえられた粒子は磁場強度の増大によって当然大きなピッチ角を持ち、また、ピッチ角の大きい粒子は磁場強度の等しい所を通過して動くから、磁気圏に横腹から進入したこれらの粒子は、概ね等磁場強度の線に従って配列する。その磁場強度は、昼間の磁気圏の nose のすぐ内側の磁場強度と概ね等しい筈である。平均的な太陽風の動圧力でその磁場強度は 70–100 nT 程だから、磁気圏の横腹から入って来る粒子群は、地球を取りまいて赤道面での磁場強度が 70–100 nT ほどの領域に沿って存在すると考えていい。こうして、磁気圏の明け方境界のすぐ内側の部分には常にプロトンの余剰が起こって正に帯電し、夕方側境界のすぐ内側の部分には常に電子の余剰が起こって負に帯電する効果があることは容易に納得できる。

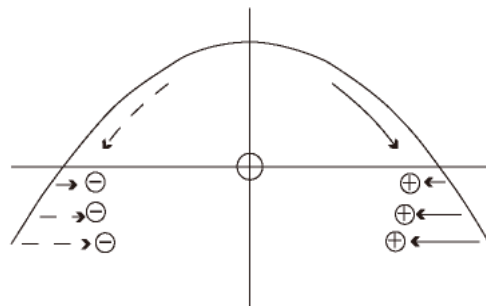


Fig.15-1 電子の磁場ドリフトと電荷分離。

なお、これに関連して、昼間カusp領域から進入する粒子群の磁場ドリフトを考えると、電子は東向きに磁気圏夕方側に進入し、プロトンは西向きに磁気圏朝方側に進入する。従ってカuspから進入する粒子もまた磁気圏の夕方に負の余剰電荷を与え、磁気

圏の朝方に正の電荷をもたらす。カスプから進入すると見るのも横腹から進入すると見るのも実質的には変わりはない。

Fractal curve aurora における S-pattern の発達と消滅は、電荷分離に伴う集中電場によるものと考えられる。しかし、S字型のパターンの発達消滅には、その電荷分離に伴うシート電流が大きな役割を担っている可能性が高い。それは、発達速度がサイズによらず一定だからである。電流で磁気圏の電荷を解消するためには、サイズに見合った時間が必要であることが期待されるからである。しかし、一方ではS字パターンの発達・消滅は定常状態ではなく、次に述べる transient な変動が磁気圏での電荷分離の主たる原因である可能性が高い。

15.1.3 Dynamic モデル

上に述べた静的、定常的モデルと違って、実際に起こっているのはもっと dynamic な現象である可能性がある。磁気圏では電流は局所的、時間的に常に変動しており、変動に伴って誘導電場が現れるというのがこのモデルの基本である。局所的にプラズマエネルギー密度が時間的に変動する場合、増大 1 keV 程度ならば上に述べたような定常的電荷分離で電子の入射が起こっているのかも知れない。一方もし静穏でも昼から夜にかけて入射電子エネルギーが増大するものなら、局所的電場生成の重ね合わせで理解するほうが考え易いかもしれない。プラズマ密度が増加するか減少するかの変動の効果は対称ではあり得ない。減少する場合には大きな誘導電場が静電場をもたらし、その結果その領域からさらに粒子を排除する向きに働いて、一層電流を減らす向きになり、正の feedback が働くからである。つまり、local な電流の減少は爆発的に不安定になるのが一般的傾向であると考えられる。これに対して密度の増大の場合には、誘導電場はやはりプラズマの排除に効くと考えられるから安定化に向かう筈である。

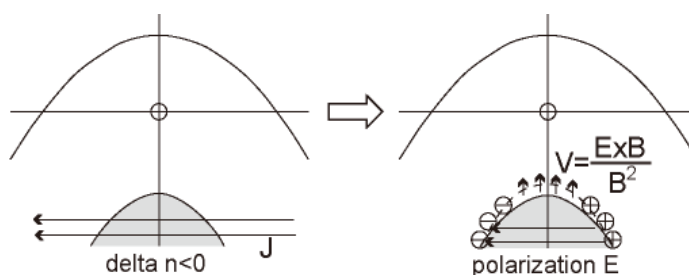


Fig.15-2 局所的 plasma loss による induction と電荷分離。

既に述べたように、プラズマエネルギー密度の局所的減少を起こす元は、open-closed boundary 近傍での大小さまざまの 3 次元プラズモイドの発生と tail への escape であろうと思われる。全体のプラズマのエネルギー分布及び磁場の形から見て、このような不安定が起こるのは深夜の local time のあたりで最も著しいであろう。言うことは、とりも直さず中央部では tail current が減少し、その減少に見合った分だけ field-aligned current とオーロラジェット電流が増大し、また、磁気圏での夕方の方、明け方の正の帯電に寄与している筈である。

もしマクロに見たとき、電子によるポテンシャル構造も陽子による構造も基本的に同じだとすれば、夕方では夕方から深夜にかけてオーヴァル沿いに磁気圏の電位が下がり、明け方では明け方から深夜に向かって電位が上がっていると見ていいだろう。そうすると、深夜の子午面には大きなポテンシャルギャップが存在することになる。観測によれば、このポテンシャルギャップは定常的には存在しないから、過渡的に現れるものと考えてよからう。過渡的と言えば substorm の時と考えるのが一番尤もらしい。

15.1.4 電気二重層

加速電圧がある領域に集中することを、電気二重層で説明しようとする試みが二つなされている。一つは殆ど無衝突のプラズマ中で、粒子の慣性と電場とが static なマクロの平衡状態をもたらすという考えで、Block(1978) たちの提案である。もう一つは沿磁力線電流によって引き起こされるチェレンコフ型の不安定で小さなポテンシャル二重層が作られるとする Sato and Okuda(1980) の考えである。

オーロラの観測からいえば電場としてはかなり小さな空間スケールまで存在することが推定される。実際にオーロラのダイナミックスの示すところでは、カーテン型オーロラの特性格造のサイズは km 以下まで存在している。いままでそのような研究は行われていないが、特性格造がどこまで小さなものまで存在するのかを調べるのは興味深い。電子のジャイロ半径 10 m の 10 倍、すなわち 100 m 程度まで存在するのではないかと予想できる。望遠レンズを用い、磁気天頂を見ることによって小さいサイズまでの頻度分布を求めることは、加速電場の構造と時間変動の研究に必須であり、これらはまた電場構造の物理を知る上の重要な要素であろう。ただし、その加速は数 kV から 10 kV までも達するので、沿磁力線電流で引き起こされる小さな二重層では説明困難である。結局は磁気圏と電離層との電位差によるものと考えざるを得ない。

磁気圏での電荷分離によって磁気圏のポテンシャル分布がきまり、これが極域電離

層に伝わる訳であるが、伝わるに際して field-aligned の電場をもたらす。この二重層の原因は、動き易い電子が入射することと深く関わっている。

以上はプラズマ粒子の loss に関連した議論であるが、もっと内側の軌道では、電子は東へ、プロトンは西へドリフトするから、もしプラズマの濃い所があればその東端は負に、その西端は正に帯電し、濃いプラズマ領域中には全体とは逆に西から東へ向かう、いわば dusk to dawn の電場が生ずる。この電場は、元の dawn to dusk の電場を打ち消す向きである。粒子群は全体としては内側の軌道に進入しながらこのような分極電場を生ずるから、磁気圏の内側の軌道では、当然、明け方側で負、夕方側で正の電位をもつことになり、その外側の電位分布とは逆になる。外側の電位分布は当然、cross-tail current の過渡的変動に伴う誘導電場に由来する静電場を夕方から明け方まで空間的に積分した値となって、これが磁気圏全体の電位分布を規定すると考えていいであろう。これに対して内側の電位分布は、内側に入り込む粒子のサイクロトロン加速に見合ってより大きな電位をとり得るものと思われる。この結果、内側の磁気圏においては全体の大規模電位を凌駕して夕方に負の、明け方に正の領域が現れるのであろう。

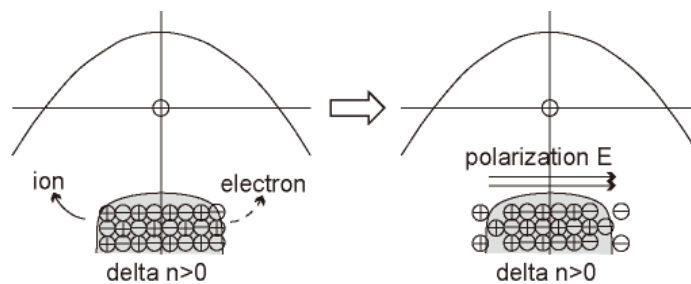


Fig.15-3 局所的 plasma の濃淡による polarization と電荷分離。

磁気圏での電流変動に基づく局所的電荷分離と粒子の加速、という意味ではまだ fractal curve aurora のオーロラ粒子は理解されたとは言えない。すなわち、電荷分離の物理も加速の物理も、また、沿磁力線電場の物理もわかっていない。

15.1.5 Flickering Aurora の考察

以上、通常の fractal curve aurora 中への電子の入射機構について考察を加えたが、fractal curve aurora の仲間と思われる flickering aurora 中への電子の入射についてはまた別の考慮が必要と思われる。Temerin *et al.* (1986) は電気二重層に起こることが期待されるプラズマ波動によって入射ビームが変調される可能性を指摘している。しかし、

このような変調が、どうして主な vortex-chain aurora の激しい活動領域よりも、むしろその周辺領域だけに現れるのかについてはまだ納得の行く説明はない。あるいは pencil beam 的な電子入射に伴う電流の kink 不安定、あるいは、準周期的なシート電流の不安定のようなものであるかも知れない。

Flickering は時間的には数十ヘルツという速い変動で、かつ、極めて淡いオーロラであるから、超高感度TVカメラを使う光学観測や光電測光においても、あるいはロケットによる入射フラックスのエネルギー分布の観測などにおいてもかなりの困難が付きまとう。しかし、この入射電子の入射機構を明らかにしようとすれば、もう一段、高感度の撮像系や時間空間分解能の高い粒子観測によって入射粒子の性質を明らかにしなければならない。

15.2 波と粒子の相互作用

ロケットによる粒子観測の結果(ロケット観測例, Sandahl *et al.*, 1980)から見て、(ほとんど)すべての pulsating aurora について、pulsating aurora の明るさ変動は入射電子の時間空間変動によって起こっているものと考えてよい。オーヴァルが低緯度まで広がった状態で pulsating aurora が緯度 64 度辺に現れる時には粒子の modulation はエネルギー数 keV から数十 keV の電子に及び(*e.g.*, Bryant *et al.*, 1971)、逆に割合小さな規模の擾乱で pulsating aurora が緯度 68 度辺に現れる時には modulation は平均で 2-3keV のエネルギー領域で起こる(*e.g.*, McEwen *et al.*, 1981)。いずれにしても、数十 keV の電子まで modulation が起こるだけの機構が必要で、もし電場でこの modulation を考えるならば数十 kV の電位差が必要である。しかるに、pulsating aurora にはどんな場合にもこの電場に対応するような vorticity は認められない。この点から見ても pulsating aurora の電子の modulation が大きなマクロの電場による modulation であるとは考え難い。

粒子の入射は基本的にプラズマ波動と電子の相互作用による電子のピッチ角散乱によると考えられる。粒子と波の相互作用については、従来、電子のピッチ角異方性に基づくホイッスラーモードの波と電子の相互作用が議論されて来たが、実際にこの種の相互作用が主たる電子入射の機構であるかどうかは確認されていない。この形の相互作用は通常電子のエネルギーに依存し、電子エネルギーによって相互作用の度合いが違うので、通常観測されるような広いエネルギー範囲の電子の modulation に有効かどうかについては検討を要する。

相互作用の起こる場所については Bryant たち (Bryant *et al.*, 1971) の研究によれば赤道面に近い所ようである。彼らは 4 keV–22 keV の電子の modulation の相関時間差から modulation の発生した場所までの距離を推定し、その場所がいずれも赤道面近傍であることを明らかにした。

Flash のようなオーロラは確かに chorus riser と 1 対 1 に対応する例が見つかるので、この場合には電子のピッチ散乱にはホイッスラーモードの波が関与し、かつ、エネルギー範囲が限られていると考えることができよう。しかし、実際にはオーロラ脈動の中で VLF chorus との関係が知られているのは少数であって、大部分は、詳しい研究にも関わらずいまだに chorus との関係がわかっていない。また、pulsating aurora の中には、非常に速いスピードで動くものも多い。このような事情から、単に電磁波モードの横波と電子のサイクロトロン的相互作用だけでなく、少なくとも通常の luminosity pulsation、streaming、poleward propagation、equatorward propagation、flash の 5 つに対してはそれぞれ異なる物理機構を考えなければならないのではないかと思われる。Fig.12-37 に示したように、Flash には VLF chorus riser が 1:1 に対応するので、このオーロラの入射電子は chorus riser の発生と関わるサイクロトロン型の不安定によるものと見ていいだろう。

Pulsating aurora には 5 種類ほどの異なった種類があって、それぞれ違う物理機構によって粒子の入射が支配されているものと考えられる。しかし、それらの準周期的な電子の入射を磁気圏での波動-粒子相互作用で理解しようとする試みは、まだ、たった一つ（または二つ）の種類にしか行われていない。それは、patch が形をあまり変えないままゆっくりドリフトしつつ、その明るさだけを準周期的に変えるものである。これには、patch expansion を伴うものも含まれると考えてよい。また、条件によっては flash を含むと考えるもいいかも知れない。

15.2.1 Steady Wave-Particle Interaction

波と粒子の相互作用の従来議論の多くは、Kennel and Petschek(1966) のホイッスラーモード波と電子の backward oscillator interaction に基づいている。電子とホイッスラーモード波が head on collision をする時、Doppler shift した波と電子の強い結合が起こって電子のピッチ角散乱が起こり、電子の入射が起こると言う考えである。彼らは磁場に平行に伝わるホイッスラー波の分散方程式を解いて、 v_R を粒子の resonance velocity、ジャイロ周波数を Ω_c 、ピッチ角異方性 factor を $A(v_R)$ とした時、resonance

condition

$$\omega = k_{\parallel} \cdot v_R = N\Omega_c$$

を充たす周波数 ω の成長率 γ は、

$$\gamma = \pi \left(1 - \frac{\omega}{\Omega_c}\right)^2 \eta(v_R) \left\{ A(v_R) - \frac{\omega}{\Omega_c - \omega} \right\}$$

で与えられることを示した。ここに $\eta(v_R)$ は

$$\eta(v_R) = 2\pi \frac{\Omega_c - \omega}{k} \int_0^{\infty} v_{\perp} F dv_{\perp} \quad \text{at} \quad v_{\parallel} = v_R$$

で、 F が equilibrium distribution function とすれば全体で resonance condition 周辺の粒子位相密度を表し、また、 $A(v_R)$ は

$$A(v_R) = \frac{\int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} \tan \alpha \frac{\partial F}{\partial \alpha}}{\int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} F} \quad \text{at} \quad v_{\parallel} = v_R$$

で表される。ここに α はピッチ角である。

Loss cone が小さい ($\alpha_0 \ll 1$) として、粒子の分布関数は定常状態では

$$\begin{aligned} \frac{1}{\alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(D^* \alpha \frac{\partial F}{\partial \alpha} \right) - \frac{F}{T_{esc}} & \quad \text{for} \quad \alpha < \alpha_0 \\ \frac{1}{\sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(D^* \tan \alpha \frac{\partial F}{\partial \alpha} \right) = S & \quad \text{for} \quad \alpha > \alpha_0 \end{aligned}$$

という拡散方程式で決まる。ここに D^* はピッチ角拡散係数と呼ばれる量で、

$$D^* = \frac{\Omega_c^2}{v} \frac{B_k^2}{B^2}$$

と与えられる。ここに B_k は単位波数あたりの波の磁場振幅、 B は ambient の磁場強度、また T_{esc} は loss cone 内の粒子の escape time を与える。もし粒子の source が flat な形

$$S = S(v) \delta \left(\alpha - \frac{\pi}{2} \right)$$

で与えられるなら、上の式から分布関数は

$$F(\alpha, v) = \frac{S(v)}{D^*} \sqrt{\frac{D^* T_{esc}}{\alpha_0}} \frac{I_0 \left(\frac{\alpha}{\sqrt{D^* T_{esc}}} \right)}{I_1 \left(\frac{\alpha_0}{\sqrt{D^* T_{esc}}} \right)} \quad \text{for} \quad 0 < \alpha < \alpha_0$$

$$F(\alpha, v) = \frac{S(v)}{D^*} \left\{ \sqrt{\frac{D^* T_{esc}}{\alpha_0}} \frac{I_0\left(\frac{\alpha_0}{\sqrt{D^* T_{esc}}}\right)}{I_1\left(\frac{\alpha_0}{\sqrt{D^* T_{esc}}}\right)} + \ln\left(\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0}\right) \right\} \quad \text{for } \alpha_0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$$

となる。ここに I_0 および I_1 はそれぞれゼロ次および1次の modified Bessel function である。

定常状態における粒子分布は、波の duct からの逃散時間を T_{wesc} 、電離層での波の反射率を R として、波の成長率 γ を波の逃散率 $\frac{1}{T_{wesc}} \ln(\frac{1}{R})$ に等しいと置くことによって得られる。

Diffusion の強さは、ベッセル関数の argument

$$z_0 = \frac{\alpha_0}{\sqrt{D^* T_{esc}}}$$

でパラメタライズできる。

よわいピッチ角 diffusion の場合には粒子分布は loss cone 分布になる。逆に強い diffusion では isotropic となり、粒子の寿命は $2T_{esc}/\alpha_0^2$ の程度となる。極光帯あたりの flux tube で最小寿命は数百秒の程度であることが知られる (*e.g.*, Schulz and Lanzerotti, 1974)。

15.3 Luminosity Pulsation のグループ (Expansion と Flash を含む)

このideaの基本は、電磁波モードの波動の一つであるホイッスラーモード波と電子のサイクロトロン型相互作用によるピッチ角散乱 (Kennel and Petschek, 1966) と言うものである。おそらくこの相互作用は、この種の準周期的電子散乱を説明するだけでなく、VLF chorus riser の起源をも併せて説明する筈の物理機構である。

ここで明らかなのは、Fig.15-4 に見られるように、この電子入射は Coroniti-Kennel の idea に反して ULF 波動の関与なしに起こっていることである。Fig.15-4 の上図は、下図のオーロラ子午面表示で示された Rabbit Lake と La Ronge の二点でのオーロラ TV 観測に基づいて得られた pulsating aurora の存在範囲を、地図上にシェードをかけて表現し、併せてそのとき静止軌道で磁場の観測を行っていた GOES 衛星と conjugate な点をプロットしている。下図はその時間の、二点での pulsating aurora の活動状況と GOES 衛星での磁場変動を示している。

磁場モデルの不正確さによって衛星の conjugate point は多少ずれるかもしれないが、このシェード領域から外れることはないと思われるのに、衛星では、明らかに、磁

場変動は全く認められない。Pulsating auroral patch は多数、広範囲にわたって存在し、明るさの脈動を繰り返しながら東向きにドリフトしているので、そのうちいくつかは必ず静止衛星 GOES と encounter している筈であるのに、GOES では地磁気の脈動は全く観測されていない。

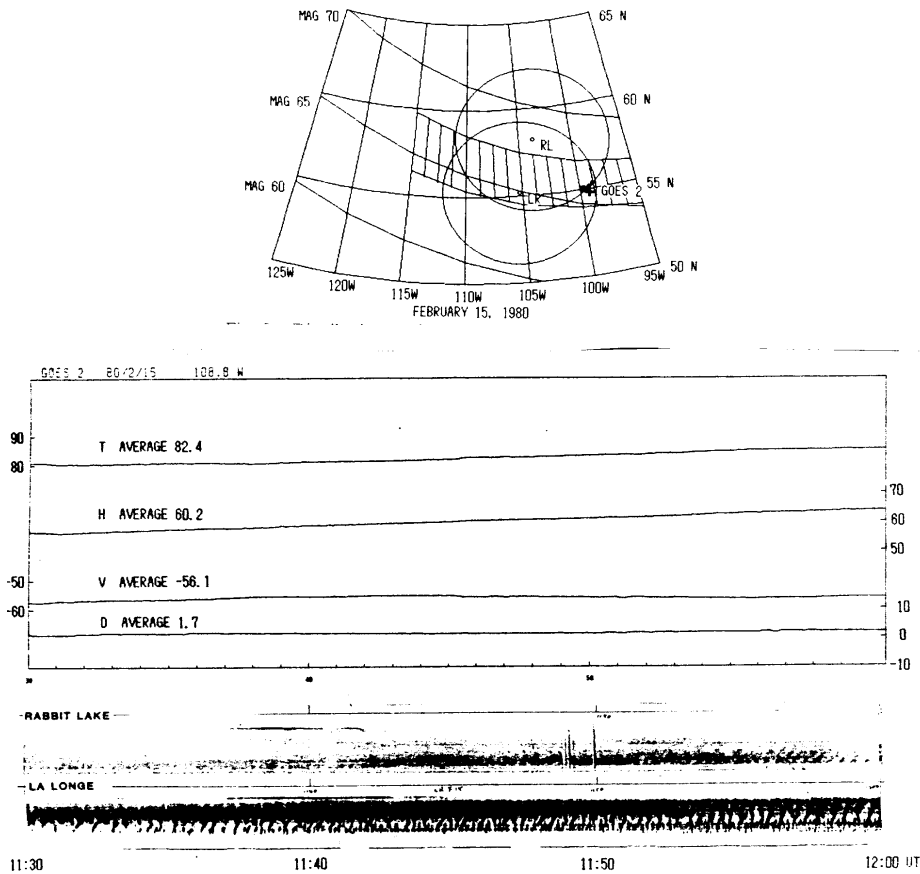


Fig.15-4 上図のように赤道面上の静止衛星から磁力線によって極域に投影した位置が間違いなく pulsating aurora のベルトに入っている、下図のように衛星では地磁気の脈動が観測されない (Oguti *et al.*, 1986)。

Fig.15-4 は一例であるが、pulsating aurora が幅広いオーヴァルの空間範囲に現れていて、静止衛星 GOES の磁気共軌点がこの空間範囲に入っていると考えられる3つの例について調べた結果、いずれの場合にも pulsating aurora は極めて活発なのに、対応する磁気圏赤道面近辺にはこれに対応する圧縮性の HM 波動が全く見当たらないことを示すことができる。最も代表的なオーロラパッチの luminosity pulsation に際して、

Coroniti and Kennel の idea が全く成り立っていないことは明らかである。従ってこの入射をもたらす不安定は ULF 波動とは関係なく、cold plasma とその irregularity、高エネルギー電子群、および VLF 波動で発生するものでなければならない。

Coroniti and Kennel (1970) が考えた ULF 波動によるピッチ角 modulation によって VLF wave 不安定を引き起こす process、いわば強制的 oscillation が否定された (Oguti, *et al.*, 1986) からには、ここでの問題は、いかにして爆発的な不安定が発生するかと言う問題と、準周期的なふるまいが何に由来するかを明らかにすることとである。

準周期性については、通常、relaxation oscillation の idea が一般的である (*e.g.*, Davidson, 1979; Yamamoto, 1988)。すなわち、cold plasma の密度の高い所にまず VLF 波動の不安定が発生して、そこで波が成長し、高エネルギー電子が散乱され不安定が解消して散乱が止まる、と言う過程である。波の成長率はプラズマ密度に依存し、密度の高いところで成長率が大きいから、波はその領域のみに発生し、従って、高エネルギー電子はまんべんなく分布していても、それが散乱されて入射するのは cold plasma の密度の高いところで決まる、という考え (Oguti, 1976) である。このため、pulsating auroral patch のドリフトは主として cold plasma の電場ドリフトとして理解できる。と言うより、patch のドリフトが電場ドリフトとして考えられるので、上のような idea に到達したのである。

従って、高エネルギー粒子が cold plasma の duct の中にある程度増えるとそのために不安定が起こり、ピッチ角散乱が進行して抜け落ちる電子が抜け落ちると不安定が止まると言う process で relaxation oscillation となる。つまり、pulsating aurora の on の時間が割合そろっているのは、抜け落ちるに要する時間がそろっていることを意味し、off の時間がばらつくのは、抜け落ちた粒子の穴を埋めて再び不安定が発生するまでに要する時間が、局所的、時間的にばらつくことを意味する。

もう一つの問題は、どうして爆発的な波の成長が可能になるのかである。この点については、相互作用が爆発的になるまで、あるいは、波が十分な振幅にまで成長する間、局所的に閉じ込められて増幅されると考えなければならない。波の振幅、粒子のピッチ角分布、散乱をパラメータ化した相互作用の方程式系はおおむね次のように formulate される (*e.g.*, Schulz and Lanzerotti, 1974; Davidson, 1979; Yamamoto, 1988)。

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{\lambda J}{1 + \lambda \tau_s} + S$$

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{P}{J^*} \frac{\lambda J}{1 + \lambda \tau_s} - \frac{\lambda}{T_{wesc}} + W$$

この式で、 λ はピッチ角 diffusion による粒子の loss rate、 J は磁気赤道面における粒子の全 omnidirectional flux、 S は粒子の source、 W は波の source、 J^* は Kennel and Petschek の limiting flux に相当する normalization factor を表す。 $(1 + \lambda\tau_s)^{-1}$ は波の成長率のピッチ角異方性依存を implicit に表現する factor で、強い diffusion ($\lambda\tau_s \gg 1$) ではこの factor が消える。これらの式に基づいて Schulz and Lanzerotti (1974) は source flux の impulsive な増大に対して粒子フラックス J が overshoot すること、および、これらの方程式系がある条件のもとで周期解を持つことを示した。

Davidson (1979) によれば、波の強度に比例する粒子損失 rate は flux J の変化にきわめて sensitive である。すなわち、わずかの flux J の変化が on-off switching に相当する大きな成長率の変化をもたらす。この結果 overshoot が起こって、波の成長に伴って粒子が減り過ぎて逆向きに平衡状態に戻るが、もし粒子の供給が続けば再び平衡 flux を越えて、不安定が起こり、周期的な変動が起こる。しかし、強い diffusion の場合にはその strong diffusion life time から、変動の周期は、実際のオーロラ脈動より 1 桁程度長い。

この相互作用においては実際には外部起源の波は無視できると考えられるので先の式の W を消去し、かつ、Coroniti-Kennel の求めた磁場変化に基づく波の growth rate の時間変化を用いると先の相互作用方程式は

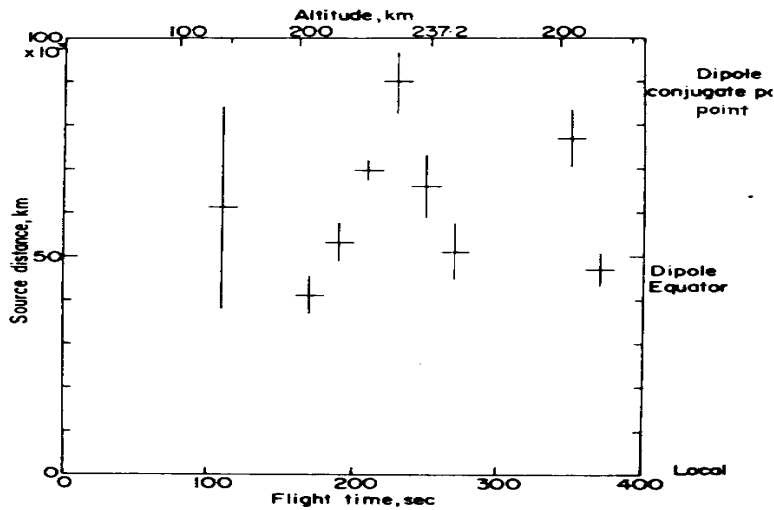


Fig.15-5 Luminosity pulsation または expansion に対応する電子の modulation は磁気圏赤道面付近で起こる (Bryant *et al.*, 1975)。

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{\lambda J}{1 + \tau_s} + S$$

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{P}{J^*} \frac{\lambda J}{1 + \tau_s} \{1 + a \sin(\Omega t)\} - \frac{\lambda}{T_{wesc}}$$

と表される。いま、weak diffusion limit での粒子フラックスを $J_c = J^*/(PT_{wesc})$ とおいて、

$$J_0 = J_c + S\tau_s \quad \lambda_0 = \frac{S}{J_c} \quad A = 1 + \frac{J_c}{S} \quad B = \frac{\tau_s}{T_{wesc}}$$

を用いて

$$x = \frac{J}{J_0} \quad y = \frac{\lambda}{\lambda_0} \quad T = \frac{t}{\tau_s}$$

と normalize すれば、相互作用の式は

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dT} &= -\frac{xy}{A - 1 + y} + \frac{1}{A} \\ \frac{dy}{dT} &= B \left\{ \left(1 - A \frac{dx}{dT} \right) f(T) - y \right\} \end{aligned}$$

と変形される。ここに A は粒子の injection source の強さを表す量である。

Yamamoto(1984) は、従来あまり重要視されなかった loss cone およびその近傍の粒子フラックスの変動を Schulz の相互作用の方程式にとり入れて次の一組みの方程式を提案した。

$$\begin{aligned} \frac{dJ_t}{dt} &= -K_1 \lambda (J_t - J_p) + S \\ \frac{dJ_p}{dt} &= K_1 \lambda (J_t - J_p) - \frac{J_p}{T_{esc}} \\ \frac{d\lambda}{dt} &= K_2 \lambda \frac{J_t + J_p}{J^*} P - \frac{\lambda}{T_{wesc}} \end{aligned}$$

ここに、 J_p は loss cone 内の粒子フラックスを、 J_t は loss cone のすぐ外の粒子フラックスを、また、 λ は loss cone 近傍での粒子の散乱 rate を表し、これは共鳴する波の強度に比例する。Loss term は quasi-linear theory に基づいて $K_1 \lambda (J_t - J_p)$ の形で、散乱 rate λ と loss cone 近傍でのピッチ角分布の勾配 $(J_t - J_p)$ の積で与えられている。また、波の成長率は $K_2 P (J_t + J_p)/J^*$ で、 J^* はあるフラックスレベルを、 P はそのフラック

スレベルでの成長率を表す。また、scattering および波の成長における non-linear の効果はそれぞれ係数 K_1 および K_2 に含めてある。

波の loss time T_{wesc} はこの場合、電離層までの伝播時間および電離層反射率の関数ではなく、相互作用領域を通り抜ける時間を表すものと考えるべきである。従ってこの値は波の伝播速度により、ホイッスラーモード波か電子サイクロトロン波かで値は大幅に異なる。Loss cone 中の電子の loss time も二つの波のモードで違う。それは波によって resonance energy が違うからである。

トラップされたフラックスが十分大きい場合、波の loss time T_{wesc} と粒子の loss time T_{esc} の比、 T_{wesc}/T_{esc} の大小によって、これらの式の組みから、減衰振動型の粒子入射 ($T_{wesc}/T_{esc} = 1$) や peak 強度がほとんど一定に保たれるような relaxation oscillation ($T_{wesc}/T_{esc} = 2$) が得られることがわかる。

ここではいずれも refill の割合を一定としているから繰り返しは周期的であるが、実際は refill の割合は場所により時刻により異なるであろうからもっと不規則な準周期的な変動になるものと期待される。ただし、実際に観測される大きな off time の変動がほんとうに refill の違いだけで理解できるのか、そのあたりは今後の研究に待たねばならない。

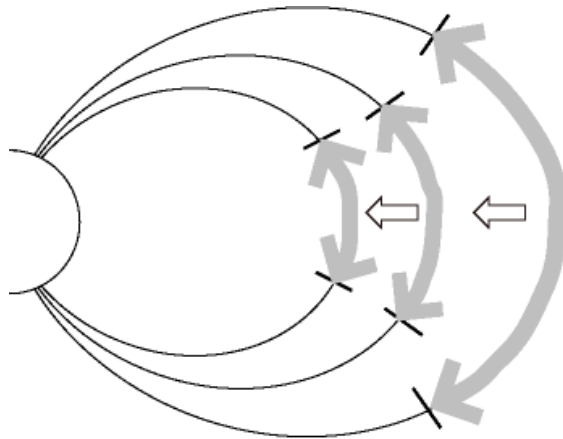


Fig.15-6 内部に進入するプラズマ粒子群はピッチ角の増大によって磁気圏赤道面付近に集中する。

このようなパラメータ化した方程式系は全体の process を見るには便利だが、その物理を特定するものではない。例えば波の閉じ込めがあるとしてそれが何によるものなのかはこれではわからない。Davidson(1979) 他の研究者は duct 内部へのこの波の閉じ

込めが両端の電離層による反射で起こっていると考えている。しかし、電離層による閉じ込めでは時間がかかり過ぎて、patch の急速な増光に対応する大きな成長率を得るのは難しい。

粒子群の急速な低緯度側へのドリフトから見て、おそらく、オーロラ活動に対応する局所的な電場の効果で内側の L shell に入り込んでゆく粒子群はすべてが大きなピッチ角異方性を示して、その結果、plasma irregularity は磁場に垂直方向だけでなく磁場に平行な方向にもできて、赤道面近傍に大きな plasma の高密度領域の blob ができているのではないかと考えられる。もしこのような 3 次元的不規則性 (irregularity) が実際に存在すれば、波は電離層まで伝搬することなく赤道面近傍の高密度 blob の中だけで成長し得るから、波の閉じ込めにも粒子の散乱にもきわめて好都合で、爆発的な波の成長とともに、赤道面近傍での相互作用 (*e.g.*, Bryant *et al.*, 1971) も容易に理解できる。しかし、まだオーロラ活動時の磁気圏の夜側領域の粒子分布が赤道面に集中していると言う信頼できる測定はない。これはきちんと調べてみるに値することであると考えられる。

なお、もしこのような形式の波動-粒子相互作用がオーロラ脈動と同時に VLF chorus riser の説明に直結するものであるなら、plasma blob 中への波の閉じ込めと波の成長が chorus riser の周波数上昇に関連するものでなければならない。Helliwell たちが提唱する、相互作用領域が次第に赤道面から離れてゆくという仕方はそのままでは人工的技巧的に過ぎるように思われるが、磁力線方向に多少伸びたプラズマ blob 中での波の成長を考えるとすれば、同じように相互作用領域が次第に広がってゆくという意味で周波数上昇を理解できるかもしれない。ただ、chorus riser の周波数上昇は 30–50% 程に達するから、もし dipole 型の磁場を考えるなら blob の磁力線方向の広がりには緯度にして 2 度程度である。強い内向きドリフトが存在する領域にこのような blob が存在することを衛星観測で確かめてみるのも興味深い。

深夜の時間帯の pulsating aurora (flash および 3 Hz modulation) に関する chorus riser は犬の吠え声のような、バンド巾の狭い emission であるが、一般に chorus riser と呼ばれるのはもっとバンド巾の広い emission で、明け方割合遅い時間帯から急激に増え、日中に卓越する。明け方から日中の時間帯には強い内向きのドリフトはないが、経度方向の磁場ドリフトと磁場構造とによってピッチ角異方性ができる可能性もない訳ではない。

15.4 移動・伝搬するオーロラの場合

Streaming aurora、equatorward propagating aurora および poleward propagating aurora といった、明るい部分が移動・伝搬する種類のオーロラについては、単なる luminosity pulsation とは違った考察が必要である。なぜなら、この場合には、電子を散乱する状態(波動?)が磁場に垂直に伝わるのが基本で、ただ波をどこかに閉じ込めるといふのとは違った考察が必要だからである。

15.4.1 Streaming aurora のグループ

この種類のオーロラの理解はやはり compressional な ULF 波動との関連を抜きにしては難しいように思われる。なぜなら電離層レベルで毎秒 200 km、対応する磁気圏赤道面近傍では 4000 km といったスピード、かつ伝播距離が電離層レベルで数百 km ないし 1000 km、磁気圏では磁力線を横切って数万 km に達する移動は、静電電子サイクロトロン波の横方向の伝播やホイッスラー波の斜め伝播で考えるのは難しい。ちなみに back ground のプラズマの温度を 1 keV として、電子の熱速度は毎秒 20000 km 程度であるから電子サイクロトロン波の速度は 1000-2000 km/sec 程度でオーロラの streaming の平均値は説明できる範囲ではあるが、速いものは説明できない。また、streaming に西向きが卓越することもこれでは説明が難しい。

この伝播モードは compressional な ULF 波動の伝播、並びに大規模な ULF 波の伝播と磁気圏構造との intersection と言った見方ができるかも知れない。このような intersection であれば、見掛け上、superfast auroral wave のように、速度が光速を超えることがあっても不思議はない。しかし、Fig.12-7 に示したような、オーヴァル沿いの streaming では、反対向きに走るオーロラパッチが重ならないまでもある空間領域内に同時に存在したり、また、反対向きに走るパッチが途中ですれ違ったりする場合が結構あって、この面では大規模の MH 波動と空間構造の intersection という考えは成り立ち難い。また、もし、それで説明のつく部分があるとしても、いかにしてそのような大規模の ULF 波動が磁気圏内部で発生し得るかと言う問題が残る。

この問題については、オーロラの方からは、次に述べるように、ある緯度から高緯度側にも低緯度側にも伝播する伝播性のオーロラが存在することが確認されているから、磁気圏のある緯度、多分、内部に進入した粒子群の最もエネルギー密度の高い shell のあたりから、外向き、及び内向き双方に何らかの波が伝播していることは間違いない。

15.4.2 Equatorward Propagating Aurora の場合

ある緯度圏から高緯度、低緯度双方に伝播性のオーロラが現れることから、上に述べた section では大規模の ULF 波動がこのあたりで発生している可能性について述べたが、この大規模波動の発生の推定は低緯度伝搬型の pulsating aurora には適用できるかもしれない。低緯度伝搬型の pulsating aurora は淡く、その伝搬も滑らかで、伝搬の面からは波動のように見えるからである。

もし磁気圏のある shell のある経度領域で pulsating aurora のグループに対応してまとまって集中的に粒子エネルギーが抜け落ちるために大規模の rarefaction wave が発生するようなことが考えられるとすれば、この波は大規模の ULF 波動として低緯度および高緯度に向かって伝わる可能性がある。もしこのような rarefaction wave が伝われば、そこではピッチ角の減少が起こって loss cone を埋める向きとなり、入射電子の増大が起こって、多分、淡いであろう伝搬性の脈動オーロラをもたらすかもしれない。これは、粒子が大規模に抜け落ちるものになる、ピッチ角の大きい粒子が卓越することによって起こるホイッスラー波と粒子の相互作用不安定とは全く別物である。この場合には、上の考察から想像がつくように、明るさ変化は rarefaction wave の形によるので、on-off switching よりは sinusoidal な波形を示すかもしれない。

この仮説を検証するためには、低緯度伝搬型のオーロラが静止衛星緯度に現れているとき、その衛星の共軌点がオーロラ出現領域に存在することを確かめた上で、その衛星での高速サンプリングの磁場観測を調べてみることである。もし上の推測が正しければ、衛星では鋭いスパイク状の磁場の rarefaction が観測されるはずである。

ただ、光学的に見ているのは電子の入射であって、従って磁気圏から抜け落ちるのも、オーロラで見る限りは電子の抜け落ちるのを見るに過ぎない。たとえ大規模でも、プラズマ粒子エネルギーの大部分を担うと考えられる陽子でなく、電子が抜け落ちることによって、果たして有限の rarefaction が起こり、有限の入射粒子の増大が起こるかどうかは十分に検討して見なければならない。

なお、superfast auroral wave については、aurorasphere での伝搬速度が 1000–2000 km/sec に達することから、もしこれから磁気圏での速度を求めると光速を越える。プラズマ波動の位相速度は光速を越えるものが、例えばプラズマ周波数より高い周波数域での p 波のようにいろいろあるが、実際に相互作用を起こすのはエネルギーの伝搬すなわち群速度であって光速を越えることはできない。従ってこのオーロラ波動は Scourfield たちが言うように、大規模な HM 波動と空間構造(彼らはこの構造として昼夜境界すな

わち terminator を考えている)の intersection としてしか理解は難しいように思われる。

15.4.3 Poleward Propagating Aurora の場合

上の section では大規模の ULF 波動がこのあたりで発生して低緯度伝搬型の pulsating aurora をもたらす可能性について述べたが、この考えは poleward propagation については適用が難しい。何故と言え、poleward propagation は既に折りに触れて述べて来たように、滑らかな波動的な伝播とは程遠いもので、細い striation のグループが傘型に広がって行くのが、いわば行きつ戻りつ、時にはしばらく足踏みしたり、途中で消えてしまったり、また途中から現れたりしながら、全体として統計的に高緯度に伝わると言う伝わり方を示すからである。この伝播速度はそれ程速くないので、この伝播には適当な VLF の静電波、あるいはホイッスラーモードの電磁波が、薄い shell 型のたくさんの duct の境界をときどき横切って隣の duct の VLF 波動を excite しながら伝わると考えることができるかもしれない。

しかし、もしこのオーロラが luminosity pulsation と同じように、ピッチ角異方性に基づく VLF 波動不安定で起こっていて、もし relaxation oscillation に粒子の供給され方が効いているのなら、なぜ、何遍も繰り返してキノコの傘のような複雑な形の細かい striation の中心部分(最も小さいキノコの場所)から始まるのか(どうして他の場所から始まらないのか)、という疑問が残る。入射する高エネルギー電子の供給は magnetic drift で決まるものであって、特に torch の中心部から始まらなければならない訳は見当たらない。

15.5 まとめと今後の研究の方向

この章の結論を簡単にまとめて見れば次のように言えるだろう。

1. Vortex-chain aurora の元は磁気圏における局所的電荷分離と考えられる。電荷分離には磁気圏の構造に関わる部分と過渡的局所的な部分とがあって、構造的な部分がオーヴァルの構造を決め、過渡的局所的な部分が local な vortex-chain aurora の活動を司っている。

2. 構造的な部分は磁場の open-closed の領域の境界であって、そこでの電子とプロトンの磁化・非磁化の差によって電荷分離が起こっている可能性が高い。電子とプロトンの磁場ドリフトと磁場構造の intersection といった面も重要である。過渡的局所的な部分は磁気圏尾の局所的電流変動に基づく誘導電場の効果と考えられる。

3. なお、vortex-chain aurora に近い仲間と考えられる flickering aurora は、磁気圏での電荷分離より、むしろ、その結果できる沿磁力線電場の時間・空間構造を反映しているように見える。

4. Pulsating aurora のうち、luminosity pulsation、expansion 3 Hz modulation および flash 中への電子の入射は、磁気圏赤道面近傍で起こる VLF 領域の波動と電子の相互作用によって VLF 波動の不安定が起こり、burst 的に電子のピッチ角散乱が進行するというのもっとも考え易い。

5. Pulsating aurora のパッチを決めるのは、磁気圏のプラズマ irregularity と考えられる。VLF 波動の不安定の成長は一つのパッチの中で成長しても、そのまま直ちに他のパッチまで伝わることはないと考えられる。

6. 移動性の pulsating aurora を理解するには磁場に垂直に、効果的に伝わって電子のピッチ角を散乱・または減少させる機構が必要である。

この節では、これらの粒子入射機構を検証するために、何をどう測定したらいいかを考えてみよう。

15.5.1 Fractal curve Aurora の場合

Fractal curve aurora の磁気圏の source 領域はどこか？ Dynamo-current は何か？ Transient に付随する誘導電場か？ 磁気圏赤道面近傍の、地心距離にして数 R_E から 10 数 R_E を飛ぶ衛星で、high time resolution の電場、あるいは電位観測をして、地上で観測されたオーロラと比較する必要がある。同時に地上数千 km の加速領域の沿磁力線構造を知るための観測、例えば同じ meridian で少し高さの違ったところを同時に飛ぶ衛星を使って粒子の分布関数を高い時間分解能で測定する必要がある。同時に沿磁力線電流の測定が不可欠であろう。

15.5.2 Pulsating Aurora の場合

Pulsating aurora に対応する領域は閉じた磁力線領域であるから、pulsating aurora に対応する source 領域は推定が可能である。この source 領域と思われるあたりで、cold plasma の分布がどのようなになっているのかを詳しく調べる必要がある。オーロラが低緯度にドリフトしている所、オーヴァルの低緯度の外れ、などで expansion front が通過する前後に赤道面近傍でピッチ角分布がどのように変動するかを知る必要がある。同時に plasma 分布の濃淡が確かに patch につながっているかどうか、プラズマの濃い duct に

VLF 電磁波動が局限されているかどうか、duct むしろプラズマの塊の中で VLF 波動が爆発的に増大しているかどうか、などについても調べる必要がある。統計的には VLF ホイッスラーモード波の分布が赤道面に集中していることがこれを裏書しているのかも知れない。

伝播性のオーロラについては磁気圏赤道面近傍での波長の長い ULF 波動と auroral pulsation の関係を調べる必要がある。周期数分の Pc-5 地磁気脈動とオーロラ脈動との関係は既にある程度調べられていて、オーロラ patch は5分よりずっと短い時間で pulsation を繰り返しながら grouping が起こり、同時に地磁気脈動と同じ周期で全体が高緯度に移動して消えると言う sequence を繰り返すことが知られている。これは、地磁気 Pc-5 脈動と同時に観測される auroral radar echo 中の脈動のふるまい(Kaneda *et al.*, 1964) と全く同じであって、この種の Pc-5 脈動が磁気圏の内部で発生して外向きに伝わっていることを示している。太陽風の動圧力の変動によって磁気圏内に運び込まれ、どこかで共鳴すると言う古典的イメージとは著しく違うことに注意しなければならない。

同時に、赤道面近傍での静電波動の性質、ならびにその auroral pulsation との関係を調べる必要がある。

15.6 問題の数々

オーロラとこれに直接に関わる磁気圏の物理過程にはまだわからない点が多い。特にエネルギーの変換など最も本質的な部分に結論が得られていない。いろいろなモデルが提案されているが、それらを確認する努力は十分に行われているとは言いがたい。

荷電粒子の加速は言うまでもなく電場によって起こる。Substorm に対応するような急激な粒子の加速は急激な電場の生成による。急激な電場の生成で最も考え易いのは電流の遮断に伴う誘導電場であろう。既に述べたように、太陽風から磁気圏に取り込まれたエネルギーは cross-tail current の形(polar cap の広さ)で蓄えられているから、遮断はこの電流の一部で発生すると考えるのが自然である。この電流は conduction 電流ではないから、電流の遮断は conductivity の減少で起こるのではなく、local な粒子の loss によって発生する。

いったん粒子の損失が始まれば、それによって局所電流の減少が起こり、誘導電場ができ、その電場で更に粒子の損失が促進される positive feedback が成り立つ可能性がある。この不安定は粒子のエネルギー密度の分布によっては自然発生的に起こり得るが、何かが最初の trigger になってこの粒子の損失を引き起こす可能性も大きい。いずれに

せよ、このような local な電場の急激な成長と空間的拡大がサブストームの expansion front の発達に対応し、大規模の S-fractal aurora の活動を引き起こしていると考えてよい。

Expansion におけるオーロラ活動が時間とともに空間的に広がって行きながら、同一の expansion front から繰り返して低緯度に延びる分枝が生まれることから考えて、粒子の injection の起源(加速)の分布は、時間的に変動しながら局所的に起こると考えるべきであろう。磁気圏における粒子の“injection”の観測とオーロラの発達の観測とを更に詳しく比較対照させて見る必要がある。

磁気圏内部に急速に流入する粒子群は急激に増大する磁場によって磁場に垂直な加速(磁気ポンピング)が行われ、連続的に強いピッチ角異方性を作りながら進入する。このピッチ角異方性は連続的に VLF 波動不安定の元となって連続的なピッチ角散乱が起り、オーロラパッチは明るさを保ちつつ低緯度に動いて行くであろう。Dark aurora という形でその一部が突然に消えるのは、その部分だけ VLF 波動不安定が止まり、粒子のピッチ角散乱が止まることを意味する。不安定が次第に準周期的になれば電子の入射が準周期的になって、以後、パッチは pulsating patch に変容して行くというのは、全体としては理解できそうである。しかし、具体的な物理過程はまだ確定しておらず、また、すべての pulsating aurora がこのような考えで説明されるとは思えない。

15.6.1 磁気圏へのエネルギー流入のもと

磁気圏でのエネルギー変換過程 (magnetospheric substorm など) に太陽風のエネルギーが関与していることには疑いの余地はない。しかし、太陽風のどのエネルギーが本質的に効いているのかという点ですら議論は分かれている。まず、太陽風のバルクの運動エネルギーが本質だとする立場と、それよりも太陽風の Poynting Flux に重点を置く立場に分かれる。

Poynting Flux を重視する立場の代表的な考え方がいわゆる Dayside Reconnection である。しかし、太陽風の Poynting Flux は磁気圏における Dissipation に直結しているとは考え難い。その理由は以下に述べる通りである。

Poynting Flux は、共通の電流ループの上で dynamo-current の流れる所 ($\mathbf{j} \times \mathbf{E} < 0$) で発生し、いわば conduction 電流によって運ばれて、電力消費が卓越する所 ($\mathbf{i} \times \mathbf{E} > 0$) に収束する。ここで取り扱うのは電磁波の伝播ではないから、相異なる、独立の二つの電流回路の間にはそれらをつなぐ Poynting Flux は存在しない。従って、もし、磁気圏

での電力消費 (粒子加速・加熱) が太陽風の Poynting Flux によるものであるなら、太陽風の dynamo 領域と磁気圏の消費領域とは共通の電流ループで結ばれていなければならない。

ところで、太陽風においては磁場のエネルギー密度よりもプラズマのエネルギー密度が圧倒的に大きいので、大規模の太陽風の加速は、太陽風自身の圧力勾配によって起こっていると信じられている (Parker, 1965)。もしこれが事実であるなら、圧力勾配によって加速が行われる領域に dynamo-current が流れているはずである。これは、磁場を横切ってプラズマ粒子が加速するときの誘導電流であるはずである。

大規模な太陽風の加速、すなわち dynamo 電流の generation は太陽風自身のなかに原因があるのであって、地球その他の惑星の存在とは関係ない。この大規模な dynamo-current の一部がもし磁気圏のどこかで消費されたとすれば、太陽風と加速領域と磁気圏の消費領域とを結ぶ電流ループがなければならない。しかし、そのような電流ループは一般には考えられない。なぜならば、磁気圏の衝撃波より前には地球磁気圏の存在を示す情報は伝播せず、したがって太陽風はまったく地球磁気圏の存在に関わりなく流れているからである。従って、このあいだを結ぶ Poynting Flux は存在し得ない。磁気圏で消費する電力の元を太陽風の Poynting Flux に求めるのは本質的に間違いであるように思われる。もし、何らかの太陽風の電流が磁気圏の中のエネルギー消費に結びついているとすれば、それは衝撃波に関連した電流だけである。

15.6.2 粒子とエネルギーはどこから入って来るのか

粒子が効果的に磁気圏に取り込まれるには太陽風と磁気圏の磁力線が相互につながっている必要がある。この要請もあって、いわゆる dayside reconnection という idea が生まれた。しかし、もし、限られた領域だけで磁力線のつなぎ換えが行われるとする dayside reconnection が粒子を取り込む本質的な過程だとするなら、昼間側の低緯度の境界層粒子は説明不可能となる。また、magnetosheath の極端に乱れた磁場と磁気圏側の磁場との間でどのような "reconnection line" を考えるのかという点でも大きな問題が残る。Magnetosheath の大きな乱れを考えれば、相互作用は stochastic なものしか考えられないからである。Nishida(1991) は、このような stochastic な相互作用を random reconnection と呼んでいるが、この naming は適当とは言えない。むしろ diffusion と呼ぶべきであろう。

そもそも、太陽風と磁気圏の相互作用を考えるのに、巨大な magnetopause のご

く小さな一部である dayside magnetopause の更に小さな一部である reconnection line の上ですべての相互作用が決ってしまうような物理はきわめて考えにくい。

磁気圏に進入して来るのがバルクの運動エネルギーであるとするれば、粒子、あるいは粒子群がどこから入って来易いかを見るのが筋道と言うものである。個々の粒子から見れば、磁場ドリフトの関係で、昼間側の entry layer では電子は磁気圏カスプの夕方側、陽子は朝方側に入りやすく、磁気圏全体で見れば、電子は磁気圏の duskside flank で入りやすく、陽子は dawnside flank で入りやすい。また、乱れた sheath plasma の中で磁場を失った粒子群、あるいは O タイプの閉じた磁場を持つ粒子群を考えれば、これらは圧力バランスの成り立っている磁気圏境界面のどこからでもはいって来られる。とくに、磁場の勾配が極端にゆるい tail flank が最もはいりやすい。バルクの運動エネルギーが入り込むという点で、dayside reconnection の立場を主張する人々が言うように、磁気圏高緯度から入り込む理由はほとんど見あたらない。

15.6.3 磁気圏尾の構造

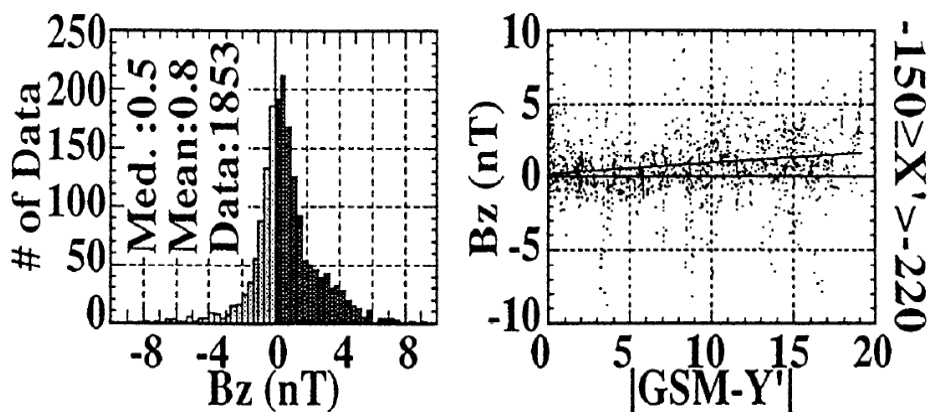


Fig.15-7 GEOTAIL 衛星の観測によれば $X = -150R_E$ の後ろでも B_z の平均値は北向きである (Yamamoto *et al.*, 1994)。

地球の磁場が相対的に大きな役割を担っている (北向き磁場の) 場所でなければ、粒子は trap されない。trap されたプラズマ粒子は電流を構成するので、trap された粒子が増えればそれだけベクトルポテンシャルの磁場が強くなる。この磁場はもともとの地球磁場を弱める。粒子の進入の仕方によっては、たくさんの粒子が地球に近い、磁気圏の内側の軌道まで入り込む。プラズマの運動エネルギー密度、あるいは/および、エネル

ギー密度勾配がある限度を越えると不安定がおこってプラズマのかたまりは外に向かって飛び出すはずである。これは absolute instability であって、local なプラズマのかたまりが、磁化したまま他の部分から切り離されて飛び出す。

磁場ボトルに閉じ込められたプラズマ粒子は、必ずこのような不安定の要素を持っている。プラズマのエネルギー密度がもともとの地球起源磁場のエネルギー密度を越えるようになれば、この種の不安定は必ず発生するとみてよい。地球に近い、地球起源磁場が強いところなら、粒子を安定に trap できるが、地球起源磁場が弱いところだと、ほとんど何時でもこの不安定が起こっていると考えていいだろう。プラズマシートの粒子群は、このような局地的不安定の結果、tail の赤道面近傍を後ろに抜けていくときに見える、かたまりの粒子群の統計的和として存在するのも知れない。(局地的に磁場をどのように引きちぎって行くのが問題:エネルギー的には引きちぎらざるを得ない。)このようにして tail から粒子が失われれば、はじめて cross-tail current の local な減少が起こり得る。プラズマが抜けなければ、cross-tail の電流は減少しない。Expansion の始まりは何等かの原因によって tail から局所的にプラズマ粒子が多量に抜け落ちる(地球側及び tail 側に飛び出す)ことから始まる筈である。

REFERENCES

- Block, L. P., Double-Layer Review, *Astrophys. Space Sci.*, **55**, 59–83, 1978.
- Borovsky, J., Auroral Arc Thicknesses as Predicted by Various Theories, *J. Geophys. Res.*, **98** (A4), 6101–6138, 1993.
- Bryant, D. A., G. M. Courtier and G. Bennett, Equatorial modulation of electrons in a pulsating aurora, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, 6, 859–867, 1971.
- Bryant, D. A., M. J. Smith, and G. M. Courtier, Distant modulation of electron intensity during the expansion phase of an auroral substorm, *Planet. Space Sci.*, **23**, 867–878 1975.
- Coroniti, F. V., and C. F. Kennel, Electron precipitation pulsations, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1279–1289, 1970.
- Daglis, I. A., The role of magnetosphere-ionosphere coupling in magnetic storm dynamics, in *Magnetic Storms*, *AGU Monogr.* **98**, 107–116, 1997.
- Davidson, G., Self-Modulated VLF Wave-Electron Interactions in the Magnetosphere: A Cause of Auroral Pulsations, *J. Geophys. Res.*, **84** (A11), 6517–6523, 1979.
- Johnstone, A. D., The mechanism of pulsating aurora, *Ann. Geophys.*, **1**, 397–410, 1983.
- Kaneda, E., S. Kokubun, T. Oguti, and T. Nagata, Auroral radar echoes associated with Pc 5, *Rep. Ionos. Space Res., Japan*, **18**, 165–172, 1964.

- Kennel, C., and H. Petschek, Limit on Stably Trapped Particle Fluxes, *J. Geophys. Res.*, **71** (1), 1–28, 1966.
- McEwen, D. J., E. Yee, B.A. Whalen, and A. W. Yau, Electron Energy measurements in pulsating auroras, *Can. J. Phys.*, **59**, 1106–1115, 1981.
- Nishida, A., Ionospheric signatures of random reconnection on the dayside magnetopause, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **53**, 213–217, 1991.
- Oguti, T., Recurrent auroral patterns, *J. Geophys. Res.*, **81**, 1782–1786, 1976.
- Oguti, T., K. Hayashi, T. Yamamoto, J. Ishida, T. Higuchi, and N. Nishitani, Absence of Hydromagnetic Waves in the Magnetospheric Equatorial Region Conjugate with Pulsating Auroras, *J. Geophys. Res.*, **91** (A12), 13711–13715, 1986.
- Parker, E. N., Dynamical theory of solar wind, *Space Sci. Rev.*, **4** (5-6), 666–708, 1965.
- Sandahl, I., L. Eliasson, and R. Lundin, Rocket observations of precipitating electrons over a pulsating aurora, *Geophys. Res. Lett.*, **7** (5), 309–312, 1980.
- Sato, T., and H. Okuda, Ion-acoustic double layers, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 11, 740–743, 1980.
- Schulz, M., and L. J. Lanzerotti, *Particle Diffusion in the Radiation Belts*, Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, 1974.
- Temerin, M., J. McFadden, M. Boehm, C. Carlson, W. Lotko, Production of flickering aurora and field-aligned electron flux by electromagnetic ion cyclotron waves, *J. Geophys. Res.*, **91**, 1986, 5769–5792, 1986.
- Yamamoto T., Temporal and spatial characteristics of pulsating auroras and possible mechanisms, *Ph.D thesis*, Univ. of Tokyo, Tokyo, 1984.
- Yamamoto, T., On the Temporal Fluctuations of Pulsating Auroral Luminosity, *J. Geophys. Res.*, **93** (A2), 897–911, 1988.
- Yamamoto, T., K. Shiokawa, and S. Kokubun, Magnetic field structures of the magnetotail as observed by GEOTAIL, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2875–2878, 1994.

あとがき

本書は今から十数年前に上梓される筈のものであった。読み直してみても記述内容の古さが気になるのはその為である。何故そんなに遅れたのかと言えば、ひとえに盗難の所為である。それまでせっせと原稿を書いてはフロッピーに溜め込んでいたが、暇を見て書き足したり推敲したりしたいので、何処に行くにも鞆の中にフロッピーと打ち出した原稿とを持ち歩いていた。われわれの研究所は豊川にあったが、名古屋大学の本拠は名古屋の東山にあり、東山に赴く機会も多かった。名古屋大学在職中の三年目、1992年のある日、いつものように鞆の中にフロッピーと原稿を持参で、車で東山に行き、用事は簡単に済んだので帰ろうと車に戻った私は愕然とした。鞆が無いのだ。車には間違いなく鍵をかけたのに、鍵は開いている。その周辺を探してみた私は二度びっくりした。名古屋大学の構内にはあちこちに木立が残っているが、それらの木立の中には、盗まれて捨てられたと思われる鞆がたくさん転がっているのだ。だが、それらの投棄鞆の中にも私の鞆はついに見付からなかった。後から聞いた話では、名古屋大学の東山キャンパスはこの種の盗難が多いので有名な所だという。それを知らなかった私が迂闊だったのかも知れないが、こうして、何年かに亙って書き溜めて来た原稿とフロッピーが全て失われてしまった。改めて原稿を纏める気力を失くして何年かが過ぎた。このままでは今までやって来た事が全く無駄になると思い直して、原稿の復元に取り掛かったのが今から十数年前、即ち上梓を予定していた頃である。しかし、かつての原稿を思い出するための資料は乏しく、時間ばかりかかって遅々として捗らなかった。最も痛かったのは、このために作った参考文献リストがそっくり失われたことだった。身近の文献などからリストを纏めようと努力してみたが、定年退職で仕事の間をなくした立場では、文献を調べるのも思うに任せず、かつて用意したものには及ぶべくもないリストになったのは、真に止むを得ない仕儀であったと言える。

本書はまだ未完である。だがこれを一通り完成させる気力は残っていないのではないかと恐れと、このままにしてしまえば、何のために今まで努力してきたのかという焦りから、未完のままでも何かの役に立てて貰えるかも知れないと考えて、あえて公表することにした。

2009年 秋

著者

編集後記

本書は、著者(小口 高東京大学名誉教授)が執筆した原稿を名古屋大学太陽地球環境研究所設立20周年事業の一環として製本し、関係者に配布するものである。

藤井良一教授(名古屋大学理事・副総長)を通じて渡された著者の原稿には、あとがきにおける説明の通り、文献リストおよび、図の抜けが少なからず存在したが、太陽地球環境研究所のスタッフを中心として、できる限り著者の意に沿うと思われる方法で編集作業を行った。具体的には

1. 文献リストの補完(ただしどうしても不明な箇所もあり、完璧ではない)
2. 図の補充(特にFig.15-1,2,3,6についてはこちらで図を作成した)
3. 明らかに誤りと思われる語句の修正、可能な範囲での語句の用法の統一

を行った。

なお、各章末の文献リストには本文で直接参照されていないものも含まれているが、著者の意向を尊重してあえてそのままにしてある。

この作業においては以下の方々に多大なる協力をいただいた(敬称略)。

名古屋大学太陽地球環境研究所 荻野瀧樹、塩川和夫、家田章正、三好由純、
宮下幸長、大山伸一郎、西村幸敏

名古屋大学高等研究院 海老原祐輔

また参照している図の一部について、オリジナルの著者及び関係者の方々に出典の確認のため協力していただいた。

編集作業においては太陽地球環境研究所ジオスペース研究センター秘書の山本敦子さんに多大なる貢献をしていただいたことも書き添えておく。

本書が著者の意向通り、オーロラについて学ぼうとする者にとって助けになれば幸いである。

2010年10月18日

名古屋大学太陽地球環境研究所

西谷 望

著者略歴

東京大学理学部地球物理学科卒業

東京大学教授

東京大学理学部地球物理研究施設長

名古屋大学空電研究所長

名古屋大学太陽地球環境研究所長

東京大学名誉教授

第12次南極地域観測隊長兼越冬隊長