

報告番号	甲第	1901	号
------	----	------	---

雷放電のモデル化による
冬季雷の対地放電特性に関する研究

高 木 伸 之

雷放電のモデル化による
冬季雷の対地放電特性に関する研究

名古屋大学図書	
和	978920

高 木 伸 之

目 次

第1章 序論	1
1.1 まえがき	1
1.2 日本海側地方の雷災害様相	2
1.2.1 電力設備での雷事故	2
1.2.2 その他の施設での雷事故	6
1.3 冬季雷	6
1.3.1 雷活動	6
1.3.2 雷雲の電荷構造	9
1.3.3 雷放電	11
1.4 対地放電のモデル化	14
1.4.1 雷雲	14
1.4.2 前駆放電	15
1.4.3 帰還雷撃	16
1.5 本研究への導入	20
参考文献	21
第2章 正極性落雷の発生原因	27
2.1 まえがき	27
2.2 観測データ	28
2.3 雷放電モデル	30
2.4 計算結果	33
2.4.1 計算結果	33
2.4.2 リーダの電荷密度の影響	36
2.5 むすび	37
参考文献	38

第3章 帰還雷撃に伴う両極性振動型電界変化	40
3.1 まえがき	40
3.2 観測結果	41
3.2.1 観測装置	41
3.2.2 データ	43
3.3 帰還雷撃モデル	46
3.4 計算結果	49
3.4.1 雷撃電流	49
3.4.2 電界変化	53
3.5 むすび	57
参考文献	59
第4章 ロケット誘雷により引き起こされる帰還雷撃放電路の線路定数	61
4.1 まえがき	61
4.2 雷放電の光学的観測	61
4.2.1 観測方法	61
4.2.2 観測結果	63
4.3 発光強度変化波形の周波数スペクトル解析	66
4.3.1 ロケット誘雷の場合	66
4.3.2 自然雷及び煙突への雷の場合	68
4.4 雷放電路の線路定数	70
4.4.1 発光強度と電流の関係	70
4.4.2 線路定数	72
4.5 むすび	77
参考文献	78
第5章 総括	80
5.1 本研究のまとめ	80
5.2 冬季雷による雷災害の防止への応用	83

5.3 今後の課題	85
5.3.1 雷放電モデルについて	85
5.3.2 冬季雷観測について	86
参考文献	88
謝辞	89
本研究に関して発表した論文	90

第 1 章 序 論

1. 1 まえがき

エレクトロニクス技術の急速な発展に伴い、コンピュータはあらゆる方面に普及し、高度情報化社会を築きあげた。このコンピュータを用いた情報化、コンピュータを機器に組み込むことによる自動化の流れはますます加速される一方である。ところが、雷放電による瞬間的な電圧降下（瞬断）によってコンピュータはその機能を失ってしまい、これによる社会的影響が深刻な問題となっている。そのため、質の高い電力供給が、現在必要不可欠となっている。

ところで、今日北陸地方は電力需要の増大に伴い、大容量の電力供給地となっている。この北陸地方の年間雷雨日数は金沢（29日）、福井（25日）、敦賀（28日）となっていて、雷が多いと言われる北関東地方の宇都宮（22日）、前橋（19日）を上回っている⁽¹⁾。そして、関東地方では冬季にほとんど雷が発生しないのに対して、北陸地方では冬季にも多くの雷が発生している。この冬季に発生する雷（以下冬季雷という）は、雷雲を作り出す気象条件が夏とは違うために、雷の性質も異なっている。不運にも冬季雷は、通常の夏の雷より電力設備に災害をもたらす易い性質を有している。さらに、電力送電線の鉄塔は送電電圧の高圧化によりさらに高くなりつつあり、また山間部を通るために落雷を受け易い状況下にある。実際に、冬季雷はさまざまな雷災害を発電、送電施設、その他にもたらしている。その結果として、瞬断により高度情報化社会に大きな影響を及ぼすだけでなく、北陸地方を通る送電線の中の重要幹線での多回線事故は、広範囲にわたる停電を引き起こし、電力の安定供給を妨げている。

北陸地方でこれまでに行われた観測から、冬季の雷雲の電荷構造は、夏の雷雲と同じように雲の上方に正電荷、下方に負電荷のあるダイポール構造をしていることが解明されている。ところが、通常の夏の雷では、落雷は雷雲中の負の電荷を中和する負極性落雷がほとんどであるのに対して、冬季雷では雷雲中の正の電荷を中和する正極性落雷が大半を占めている。また、落雷電流のピーク値が夏の場合に比べて大きく、その継続時間の長いものが多い。したがって、落雷によって消失する雷雲中の電荷量も多い。さらに、冬季の雷

雲内の電荷の位置は夏に比べて低く、その結果地上電界が強くなり、高い建造物では上向きの放電で開始される雷が発生しやすくなっている⁽²⁾。これらの性質は電力設備のみならず他の施設においても大きな脅威となっている。しかし、冬季雷に関する研究の歴史は浅く、雷放電の性質は夏季雷ほど明確にはされていない。

そこで本論文は、電力設備での雷災害に特に着目し、その原因となっている冬季雷の対地放電の特性、すなわち正極性落雷、両極性振動型電界変化、帰還雷撃放電路の伝達特性についての解明を、雷放電をモデル化することによって行っている。さらに、冬季雷による雷災害を減らすための方策についても考察している。

1.2 日本海側地方の雷災害様相

1.2.1 電力設備での雷事故

図1.1 は昭和57年度における電力設備の事故の全国統計である⁽³⁾。最も事故件数の多

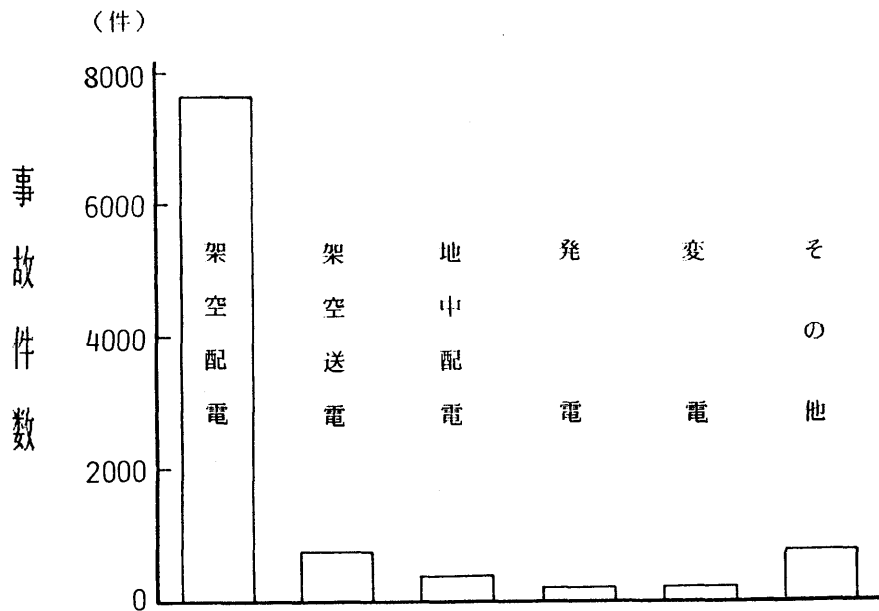


図1.1 設備別電気事故件数 (昭和57年度)

いのは架空配電設備で、電力設備での事故のほとんどはこの設備で発生している。つぎに架空送電設備で多く発生している。図1.1には示されていないが、架空配電線での事故で、雷を原因とする事故が全体の約30%、他物接触による事故が約20%、風雨による事故が約20%、保守不備による事故が約10%、その他の事故が約20%ある。雷を原因とする事故が最も多い。架空送電線では、雷を原因とする事故が約50%、他物接触による事故が約15%、過失による事故が約10%、風雨による事故が約5%、その他の事故が約20%ある。やはり、雷を原因とする事故が最も多い。500kV送電線では事故の90%が雷を原因とする事故であるという報告がある⁽⁴⁾。雷による事故に限って見てみると、全事故件数のうち約80%は架空配電設備で発生し、約20%は架空送電設備で発生しており、他の設備ではほとんど発生していない⁽³⁾。すなわち電力設備において雷は最大の事故原因であり、そのほとんどは架空送配電設備に集中している。

そこで、架空送配電設備に限って雷事故の様子を見てみる。図1.2、図1.3は、それぞれ

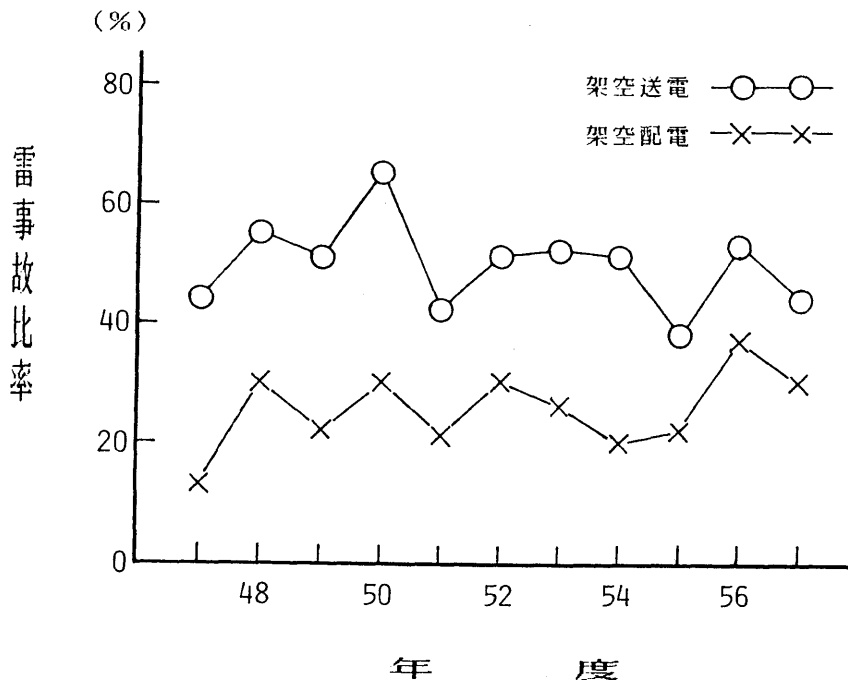


図1.2 雷事故比率の経年推移

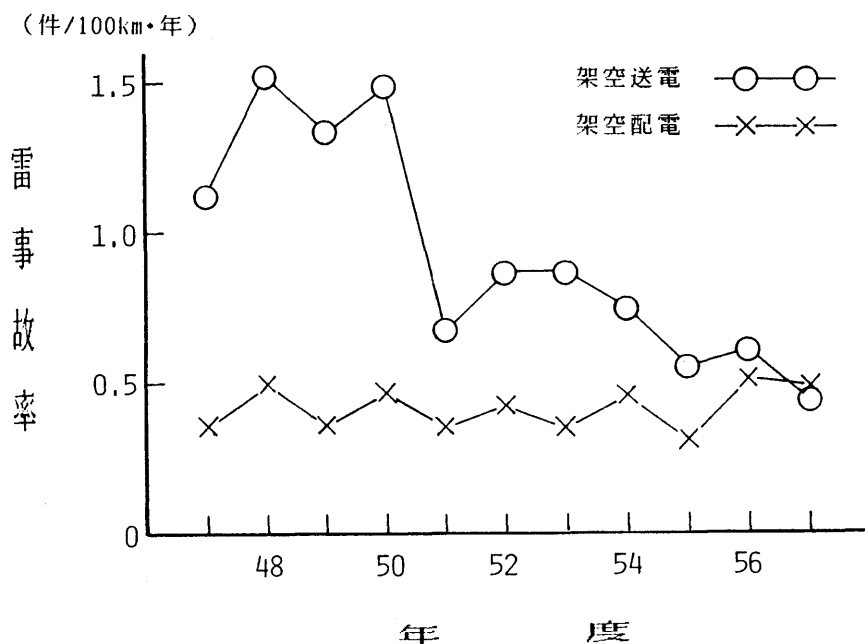


図1.3 雷事故率の経年推移

各設備での事故のうち、雷による事故の占める比率（雷事故比率）と、1年間における線路巨長 100kmあたりの事故件数（雷事故率）の経年推移である⁽³⁾。事故比率は、送配電線設備共年度によりばらつきはあるが、ほぼ一定の比率で、送電線設備の場合40%～70%（平均約50%）、配電線の場合10%～40%（平均約30%）となっている。一方、事故率は送電線設備ではここ数年かなり減ってきているが、それでも架空配電設備と同等またはそれ以上の値となっている。配電設備ではほとんど減少していない。つまり鉄塔頂が高く、雷雲下にさらされる機会の多い送電設備の方が、雷による被害を受けやすく、その結果、碍子装置等の絶縁レベルは高いにもかかわらず、雷事故比率と雷事故率が共に配電設備の場合より高くなっている。また、配電設備では対策の困難なものだけが残されているために、雷事故比率と雷事故率共に横ばい状態となっている⁽³⁾。以上のことより、架空送配電設備の信頼度向上のために、雷事故対策が特に重要であることがわかる。

このように、電力設備の事故対策において雷事故対策は最重要課題であるが、特に日本

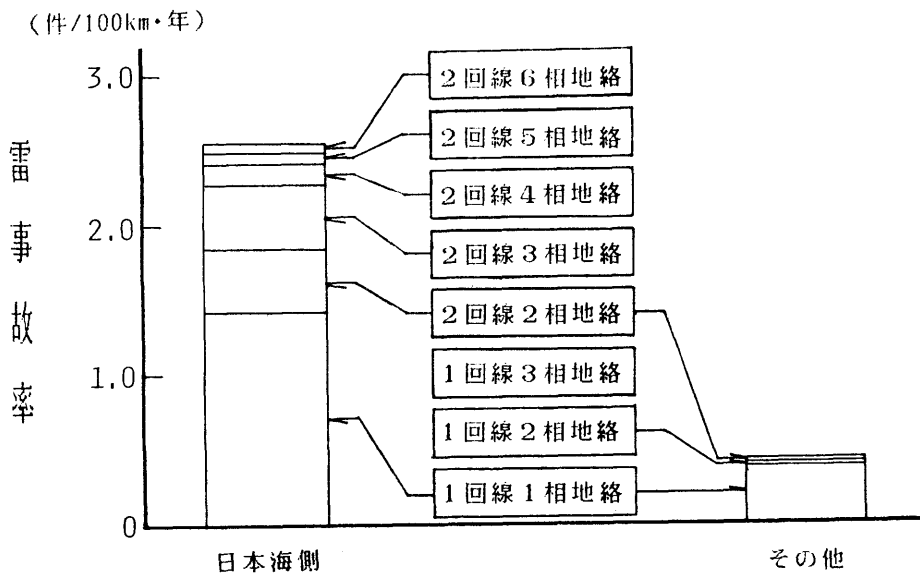


図1.4 日本海側地方の雷事故率

海側地方の冬季雷対策は重要となっている。図1.4 は昭和55年4月から56年9月までの1年半の間（日本海側地方は昭和55年4月から56年3月までの1年間）における、平衡高絶縁方式の500kV送電線（500kV設計で275kV運転も含む）の雷事故率を、日本海側地方と他の地方で比較したものである⁽⁵⁾。この図より、日本海側地方を通る送電線は、他の地方を通る送電線に比べて全体の事故率が約6倍高く、多相にわたる事故率は約22倍、2回線にわたる事故率は約37倍も高いことがわかる。送電設備は送電電力が大きいため、その停電による供給支障の範囲が広い。特に、北陸地方を通る重要幹線の2回線にまたがる多相事故は、大量の電源脱落を招き、電力を安定に供給できなくなるだけでなく、連係遮断による系統崩壊につながるなど、大停電事故の原因となる可能性が大きい。また、原子力発電所や火力発電所が、それらの電源線の雷事故により停電する事故もしばしば発生している⁽³⁾。特に原子力発電所は、一度停止すると全負荷運転までに長時間を要するため、電力供給上大きな支障となる。ひとたび、長時間にわたる広範囲な停電が発生すると、1977年にニューヨークで起きた大停電のように、大きな社会的混乱を招く恐れがある。したがって、冬季雷による雷害事故は、早期に解決されなければならない重要な問題である。

1. 2. 2 その他の施設での雷事故

現在のほとんどの航空機の機体は金属で作られているため、被雷しても落雷電流は機体の表面を流れ、胴体表面の塗装面に穴があくだけで、墜落することは滅多に起こらない。しかし、高速化、燃費の低減のための軽量化、すなわち機体の非金属化が進められており、航空機（宇宙船も含む）の耐雷設計に関する研究が、今日重要なテーマとなっている⁽⁶⁾ - ⁽¹³⁾。航空機が被雷しやすい温度領域は0℃付近であるが⁽¹⁴⁾、この温度は、冬の日本海側地方では地表面より少し上の温度にあたる。すなわち、航空機が最も不安定な状態である離着陸時に被雷しやすいことを意味している。このように、冬季雷は航空機にとって大変な脅威となっている。昭和44年2月8日、石川県小松飛行場に着陸しようとした自衛隊戦闘機が金沢上空で被雷し墜落している。

次節に述べられているように、日本海側地方の冬季の雷雲は、高度が低く、地上電界が夏季の場合の数倍も高くなる。そのために、地上の高建造物は建物から放電が開始し易く、夏季に比べて被雷する確率が高い。これは図1.4の結果にもあてはまっている。実際に、基幹放送所及び山頂の中継所アンテナも被雷し易く、落雷によって放送中断などの事故が発生している。これに対して、ロケット誘雷実験グループとNHKによって空中線対雷アレスター装置が開発されている⁽¹⁵⁾。

1. 3 冬季雷

1. 3. 1 雷活動

日本海側地方の月別発雷日数⁽¹⁾の分布を図1.5に示す。発雷日数の高い地域が9,10月には北海道、東北地方にあるが、12,1月になると、その中心が北陸地方に移動して来ることがよくわかる。これは、日本海の水温の低下⁽¹⁶⁾とともに、ある気温領域の南下に対応していると推察できる。そこで、輪島の上空500mb（高度5500mに相当）の気温と発雷日数の関係を見てみると、図1.6に示すように500mbの気温が-30℃付近で発雷し易く、-20℃以上と-40℃以下ではほとんど発雷しないことがわかる。北陸地方では冬の雷を『雪起し』といい、雪の降る前兆を意味している。これは、輪島の500mbの気温が-32℃以下になると山雪型の大雪になりやすいことと一致している。

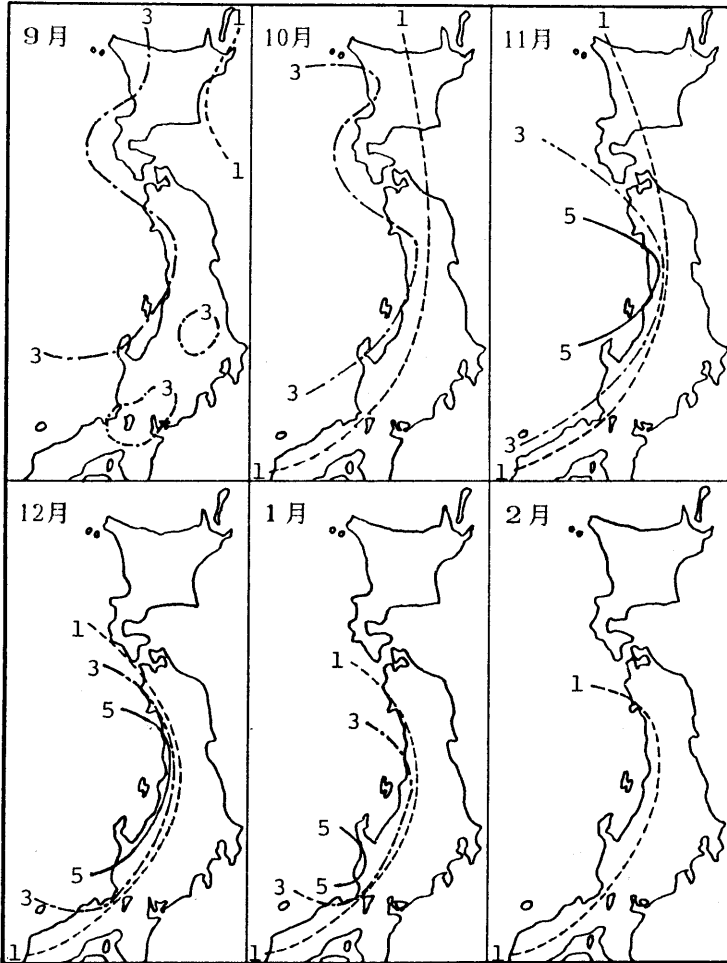


図1.5 月別雷雨日数の分布

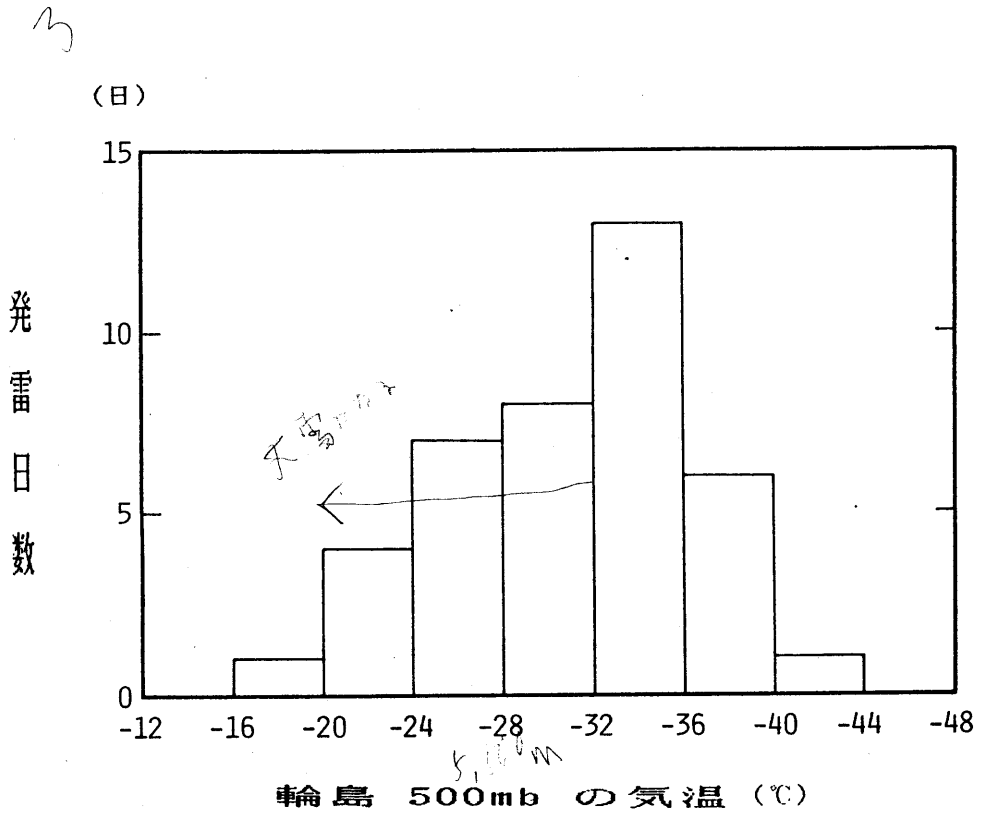


図1.6 冬季の発雷と気温の関係

よく知られているように、夏の太平洋側では雷活動は、対流活動が最も盛んになる午後にピークになる。一方、冬の北陸地方では図1.7 に示すように、顕著な日変化はないが、深夜に若干多い傾向にある。これは、日本海側地方では海面からの温暖化による大気的不安定化が常時行われていて、発雷の直接誘因となる気圧の谷や寒冷前線が昼夜の別なく通過するために、夏のように大きな発雷の日変化はない。また、夜間雲頂の長波放射による冷却により積乱雲が発達しやすいために、発雷が深夜に若干多くなっている⁽¹⁷⁾。

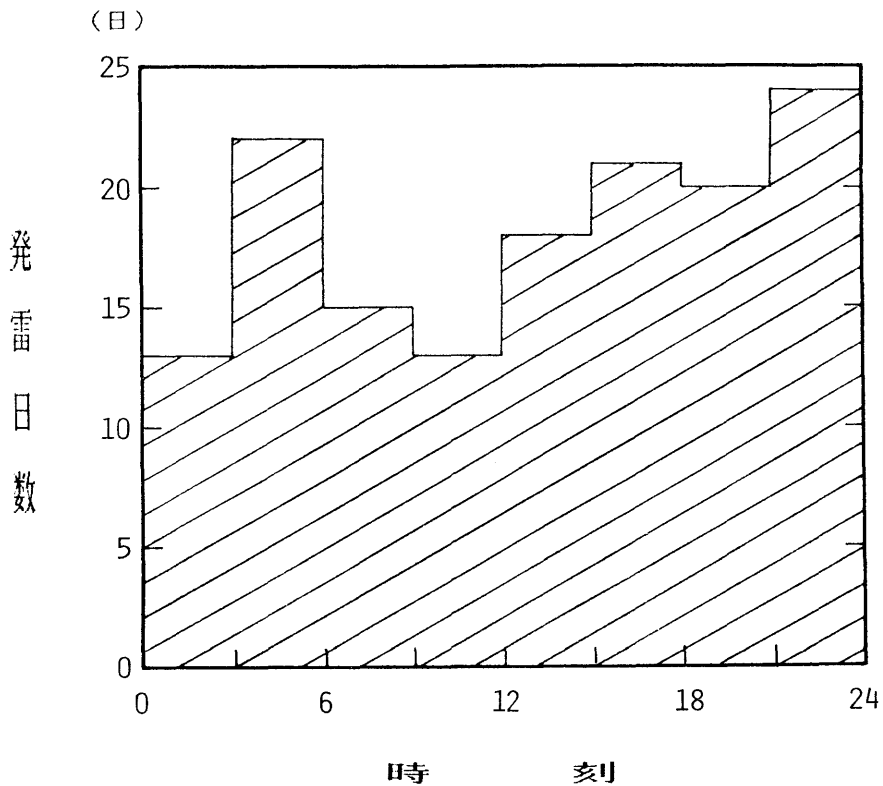


図1.7 冬季の発雷の日変化

1.3.2 雷雲の電荷構造

通常、夏の雷雲 (Thundercloud) 内では -10°C 付近で電荷分離がおこり、上層の -30°C あたりに正電荷、下層の -10°C あたりに負電荷の領域がある。すなわち、雷雲は電気的ダイポール構造をしている⁽¹⁸⁾。これを図1.8に示す⁽¹⁹⁾。図中の矢印は気流の流れを示しており、雷雲は図の左方向に移動している。負の電荷領域の下、雲底近くに小さな正の電荷領域 (ポケット・チャージ) がある。この電荷領域は、負極性落雷の発生に重要な役割を果たしている⁽²⁰⁾。日本のような中緯度地方の雷雲の雲頂高度は平均で約 10km で⁽²¹⁾、大きな雷雲では対流圏界面 (高度 $12\text{km} \sim 16\text{km}$) にまで達する。

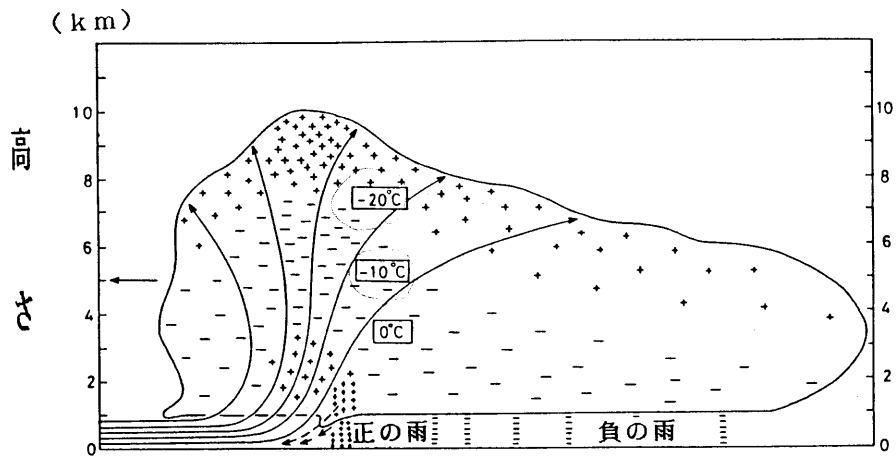


図1.8 夏の雷雨の電荷構造

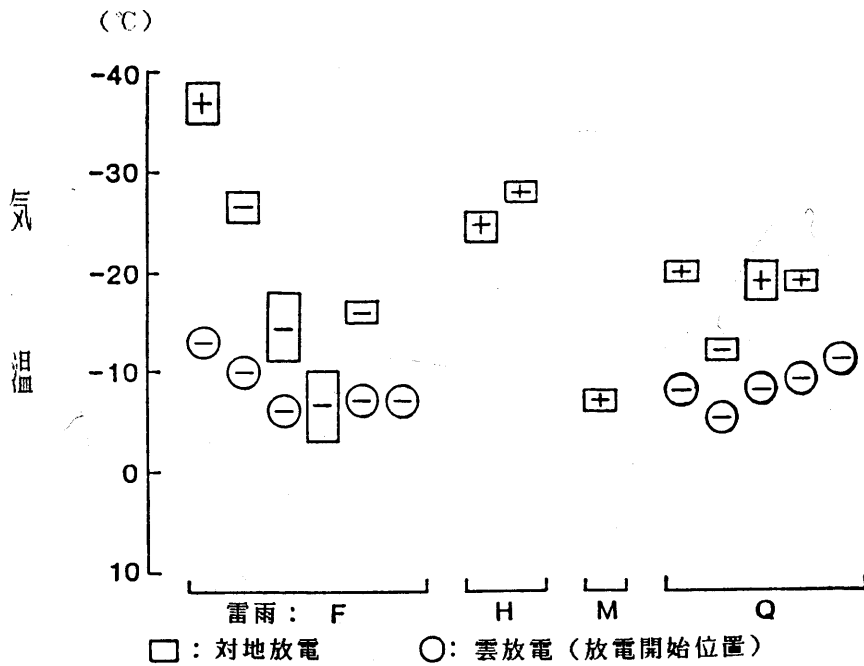


図1.9 冬季の雷雨の電荷中心の高さ

これに対して冬の雷雲は、夏の雷雲と同様に上に正電荷、下に負電荷があることが、ラジオゾンデによる直接測定⁽²²⁾と、雷放電に伴う地上電界変化の多地点観測⁽²³⁾の両方の結果から明らかとなっている。図1.9は地上電界の多点観測によって求められた電荷中心の高さで、F,H,M,Qの4個の雷雨(Thunderstorm)について示してある。どの雷雨の場合も夏の雷雲と同様に、上に正、下に負の電荷領域があり、その電荷領域の温度高度も夏の場合とほぼ同じである。ただし、夏の雷雲の場合雲底の高さは約1.5kmぐらいであるが、冬では300m以下になることもしばしばある⁽²⁴⁾。すなわち、冬季の雷雲はかなり低いので、山岳地を通過している送電線は雷雲内に完全に入ってしまう、落雷する可能性が高い。自然雷(Natural Lightning)が発生する雷雲の雲頂高度は約5kmぐらいであるが⁽¹⁷⁾、雲頂高度が4km程度の、あまり発達していない雷雲でも、地上の高建築物から雲に向かう放電によって開始される雷放電(Triggered Lightning、以後トリガー雷という)がたびたび発生する⁽²⁵⁾。

1.3.3 雷放電

対地放電の特性について、冬季雷と夏季雷を比較したものを表1.1に示す。以下各項目を順次説明する。

雷雲内の正電荷を中和する正極性落雷の発生頻度は、夏の自然雷では3.4%(日本のような中緯度地方及び低緯度地方ではこれ位の値である⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾。高緯度地方では高いという報告がある⁽²⁸⁾。)と正極性落雷がほとんど発生しないのに対して、冬の自然雷では50~90%と大変高い値となっている⁽²⁾。これは冬季雷の大きな特徴である。以下に述べるように、正極性落雷は負極性落雷とは異なった放電特性を持っている。この正極性落雷の発生原因について⁽²⁹⁾は第2章で述べる。

帰還雷撃電流を磁界変化から推定した結果によれば、ピーク電流の代表値は、正極性落雷の場合、夏54kA、冬64kA、負極性落雷の場合、夏33kA、冬34kAであり、正極性落雷のほうが約2倍大きい⁽³⁰⁾。したがって、正極性落雷の発生し易い冬の日本海側地方の電力設備は、被雷した場合に事故になる可能性が高いと言える。一方、帰還雷撃に伴う磁界変化で、立ち上がり時間の10-90%値は負極性落雷の場合4.0 μ S(夏)、3.9 μ S(冬)であるのに対して、正極性落雷は6.7 μ S(夏)、8.7 μ S(冬)と約2倍長くなっている⁽³¹⁾。負極性帰還雷撃電流の先端速度は、夏冬共に光速の約1/3である⁽³²⁾⁽³³⁾。

表 1. 1 対地放電特性の冬季雷と夏季雷とによる比較

項 目		夏季雷	冬季雷
正極性落雷 の発生頻度 (自然雷)		3.4 % (前橋)	57.9 % (宇ノ気) 90.0 % (敦賀) 90.4 % (三国) 57.1 % (福井)
帰還雷撃			
ピーク電流 ⁺	正極性	54 kA*	64 kA*
	負極性	-33 kA*	-34 kA*
立ち上り時間 ⁺ (10-90 %値)	正極性	6.7 μ S*	8.7 μ S*
	負極性	4.0 μ S*	3.9 μ S*
速度	負極性	1×10^8 m/s	1.3×10^8 m/s
連続電流			
連続電流を伴なう 雷撃の割合		約 20~25 %	約 50 %
ピーク値	正極性	—	460 A~93 kA
	負極性	-150 A*	-620 A~-3.8 kA
中和される電荷量			
帰還雷撃(連続 電流を含まない)	正極性	16 C*	9.3~120 C
	負極性	-2.5 C*	-24, -35 C
放電(連続電流 を含む)	正極性	80 C*	25~312 C
	負極性	-20 C*	-17~-98 C
落雷の多重度			
単一雷撃の占める割合		35 %	90 %
近距離での両極性 振動型電界変化		ない	ある
トリガー雷の発生		ほとんどない	多い

*は50%値である。 +は磁界変化からの推定値である。

帰還雷撃に続き、放電路を通して雲と大地の間を数ms以上流れ、大きさが100A程度の電流を連続電流(Continuing Current)という⁽³⁴⁾。この連続電流を伴う雷撃(Stroke)は、夏の自然雷の場合、全雷撃の約20~25%存在するのに対して、冬の自然雷では約50%存在する⁽²⁴⁾。連続電流のピーク値は夏季雷では代表値が-150 A(負極性落雷)⁽³⁵⁾であるが、冬季雷では負極性落雷が-0.62, -0.91, -1.5, -2.3, -3.8kA、正極性落雷が0.46, 4.3, 11, 14, 93kA⁽²³⁾と値がかなり大きい。正極性落雷の93 kAという連続電流のピーク値は、平均的な帰還雷撃電流のピーク値より大きく、このような放電が電力設備で発生すれば、大事故を招くことになるであろう。また一般に、帰還雷撃に連続電流が伴えば、1回の雷撃によって中和される電荷量は必然的に多くなり、放出されるエネルギーが大きくなるため、雷撃を受ける構造物のダメージも大きくなる。

連続電流を伴わない帰還雷撃で中和される電荷量は、夏の負極性落雷の場合、代表値が-2.5 C⁽³⁵⁾、正極性落雷が16C⁽³⁶⁾であるのに対して、冬の負極性落雷では-24, -35 C、正極性落雷では9.3, 18, 41, 96, 107, 120 C⁽²³⁾とかなり大きな値が観測されている。また、連続電流を含んだ1回の放電(Flash)で中和される電荷量は夏の負極性落雷の場合、代表値が-20 C⁽³⁵⁾、正極性落雷が80 C⁽³⁶⁾であるのに対して、冬の負極性落雷では-17, -20, -20, -47, -98 C、正極性落雷では25, 68, 193, 312 C⁽²³⁾と、こちらもかなり大きな値である。このような大きなエネルギーの落雷が送電線に直撃した場合、素線切れする恐れもある⁽³⁷⁾。

落雷が単一雷撃である割合は、夏季雷の約35%に比べ冬季雷は約90%と高い⁽²⁾。多重雷撃は、雷雲内の電荷密度の高い領域を次々と中和することにより発生する。冬の雷雲は夏に比べて雷雲の規模が小さく、電荷の塊の数が少ないために、多重雷撃が少ないと考えられる⁽²⁾。

夏の対地放電を、時定数1ms程度の電界計で測定した場合、帰還雷撃に伴う電界変化が途中で符号を反転する距離は、一般に電界の放射成分が卓越する50 km以遠である⁽³⁸⁾。ところが、日本やノルウェーの冬季雷では10~30 kmという近距離で、符号が反転し、大きな振動成分を含んだ電界変化が数多く記録されている⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾。この振動成分の基本周波数は約16kHzである⁽⁴¹⁾。この両極性振動型電界変化の発生原因⁽³⁹⁾については第3章で述べる。

前節で述べたように、冬季の雷雲高度は夏に比べて低く、電荷の地上高度も低い。した

がって、冬季は地上での電界強度が夏の雷雲下よりかなり高くなり、地上の高建造物ではトリガー雷が発生し易いと予想される。事実、東京タワー（高さ 333 m）への落雷は4年に9度程度であるが⁽⁴²⁾、福井県三国火力発電所の煙突（高さ 200 m）には、多い年には一冬に写真撮影ができたものだけで72例の落雷がある⁽⁴³⁾。また、冬季に送電鉄塔へ落雷した放電路の静止写真の200例すべてが、上向きの枝分れしたトリガー雷であったという報告がある⁽⁴⁴⁾。日本海側地方を通過する高圧送電線は、山岳地に限らず平野部でも被雷する可能性が、夏の場合よりかなり高いと言える。ただし、ロケット誘雷実験の結果によれば、帰還雷撃のピーク電流は代表値が 6 kA⁽⁴⁵⁾と自然雷に比べて低いので、落雷が必ずしも事故にいたるとは限らない。いずれにせよ、冬季雷による送電線事故ではトリガー雷が大きく関わっている。

1.4 対地放電のモデル化

対地放電が発生し完了するまでにはいくつかのプロセスがある。まず、対地放電で中和される電荷は雷雲内で作られ、正と負の電荷領域に分れている。ある場所で絶縁破壊電界に達すると、そこから前駆放電（Leader Stroke、以後、単にリーダという）が電荷領域から電荷の補給を受けながら、大地に向かって進展する。リーダが大地に達すると、帰還雷撃が発生し、リーダの放電路内の電荷と逆の極性の電荷によって中和される。この一連の対地放電現象は、電荷の生成（雷雲）、前駆放電、帰還雷撃の3つの過程に大きく分けられる。したがって、対地放電を数値的に取り扱うには、この3つの過程をモデル化すればよい。

1.4.1 雷雲

図1.8に示したように、代表的な雷雲内の電荷分布は上層に正、下層に負の電荷領域があり、雲底近くに小さな正電荷領域がある。雷雲をモデル化する場合、帯電粒子1個1個を取り扱うことは困難であり、また雷雲により電荷分布も異なる。しかし巨視的に見れば、雷雲内の電荷分布はダイポール構造をしているので、電荷領域を電荷密度が一定な球あるいは円筒、点電荷等で置き換えられる⁽²⁹⁾⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾。図1.10は雷放電に伴うVHF帯電波放射源をプロットしたもので、Bより下でステップ・リーダ（Stepped Leader）となって

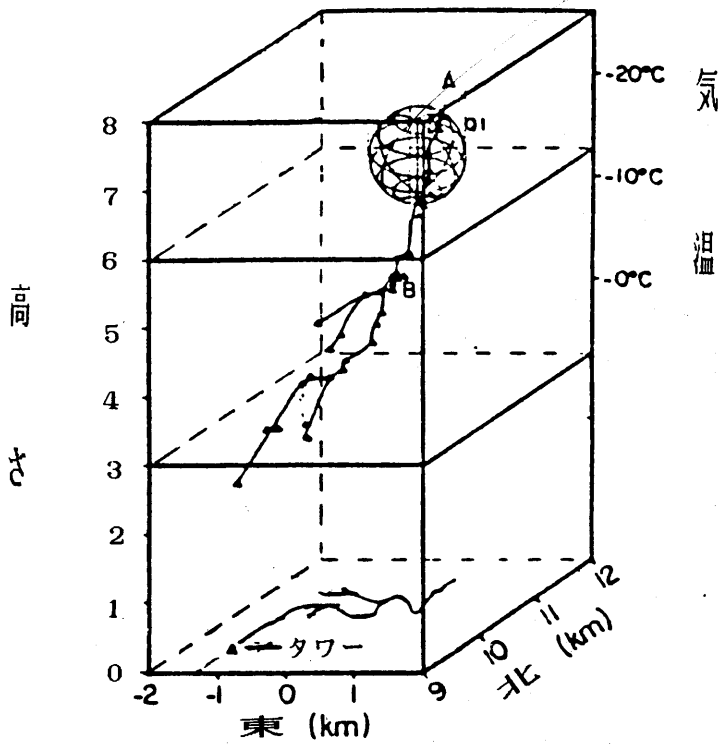


図1.10 対地雷撃によるVHF放射源の分布

いる⁽⁴⁸⁾。球 Q_1 は電界の多点観測によって決定された、雷撃で中和された電荷領域であり（電荷密度 $1 \times 10^{-9} \text{C/m}^3$ を仮定）、VHF帯電波の発生源とよく一致している。これは雷放電に伴う電荷を球等で実質的に置き換えられることを意味している。一方、大地近傍での電界を取り扱う場合は、地上付近の電界は大地に垂直な平等電界と見なせるので、雷雲内の電荷分布は考えずに、平等電界を与えるために一定電圧の平板やリング状、直線状電荷を地上近傍の上空に配置している^{(49) (50)}。

1.4.2 前駆放電

前駆放電過程は、雲と大地の間に大電流を流す帰還雷撃に先行して、雲から電荷を大地まで引き降ろす放電現象である。自然雷の場合、リーダは図1.10に示したように、雲内の初期絶縁破壊の後、大地に向かって進展を開始する。第一雷撃に先行するリーダは平均50 μS の休止期間の後約 50mずつ進展する。その平均速度は $2.0 \times 10^5 \text{ m/s}$ で、数十msで雲か

ら約5Cの電荷を降ろす⁽²⁰⁾。

このリーダを模擬する方法として(1)点、線電荷等で置き換えるモデル、(2)電離電圧波が進展する数値計算モデルがある。モデル(1)にはリーダのステップごとに点電荷を置くもの、全体を線電荷で置くもの、リーダの先端だけに点電荷を置くもの、あるいはそれらの複合型がある。このモデルでは任意の場所の電界が容易に計算でき、リーダの進展に伴う電界変化の観測値とよく一致している⁽²⁹⁾⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾⁽⁵⁰⁾⁽⁵¹⁾。モデル(2)は、ステップ・リーダは進行する電離電圧波であると考え、まず初期ストリーマが、その表面電界が絶縁破壊電界以下になるまで進展し、その後その中を高温高電子密度のアーク・チャンネルがストリーマの先端まで伸びる。これを順次繰り返しながら進む⁽⁵²⁾。モデル(1)に比べてかなり物理的なモデルになっている。

1.4.3 帰還雷撃

帰還雷撃は、大地から電荷を供給することによってリーダ・チャンネル内の電荷を中和する現象である。約1msで中和は完了し、この時ピーク電流は平均で約30kAに達し、放電路の温度は30,000 Kにもなる⁽³⁵⁾。放電で放出されるエネルギーが大きいため、他に与える影響も大きく、工学的に重要な過程となっている。帰還雷撃をモデル化できれば、モデルを様々な問題に応用することが可能であり、多くのモデルが提案されている。その中で特によく知られたモデルとして、(1)Bruce & Goldeモデル、(2)伝送線モデル、(3)Linらのモデルの3つがある。

Bruce & Golde モデル⁽⁵³⁾は最初に発表された有用な帰還雷撃モデルである。このモデルでは、地上での電流測定にもとずいて、電流波形を次式で与えている。

$$I(t) = I_0 (e^{-at} - e^{-bt}) \quad \text{————— (1.1)}$$

ここで、 t は時間、 I_0 、 a 、 b は定数である。(1.1)式の電流 I は、その先端速度 v で大地から雲に向かって伝搬し、電流の大きさは高さ方向では一定である。この様子を図1.11に示す⁽⁵⁴⁾。この図からわかるように、このモデルの大きな欠点は電流の変化が無限大の速度で伝わる点にある。(1.1)式の指数項を4つにしたモデルもある⁽⁵⁵⁾。

伝送線モデルは、Bruce & Golde モデルの矛盾を解決するために Dennis & Pierce⁽⁵⁶⁾

によって最初に提案された。このモデルでは図1.12に示すように⁽⁵⁴⁾、地上で観測されるような電流波形が放電路上を伝搬していく。

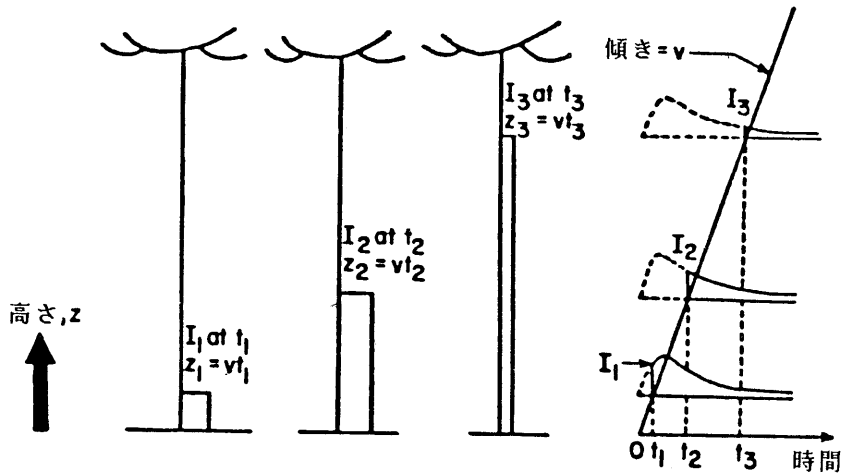


図1.11 Bruce & Goldeモデル

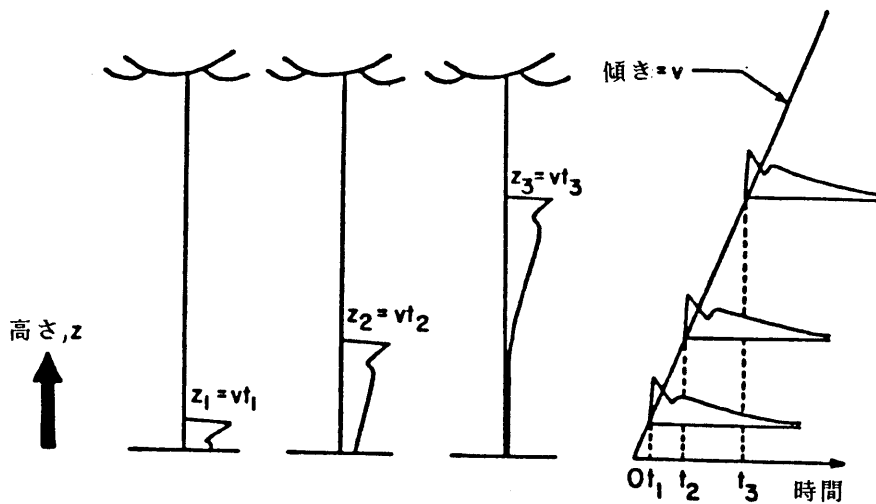


図1.12 伝送線モデル

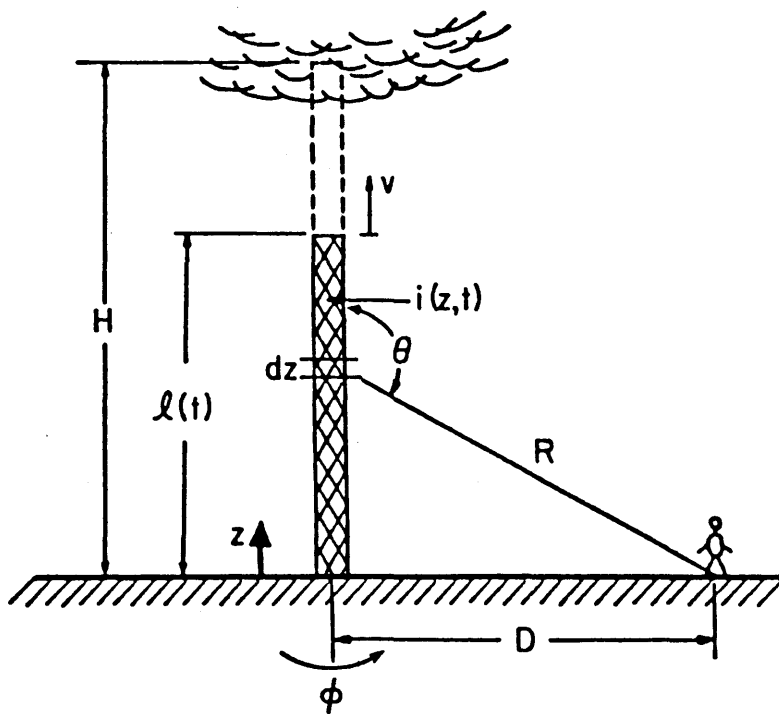


図1.13 伝送線モデルの幾何学的パラメータ

Umanら⁽⁵⁷⁾は、図1.13に示す伝送線モデルから放射される地上での電磁界が次式で与えられることを示した。

$$\begin{aligned}
 E_z(D,t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \int_0^H \frac{2-3\sin^2\theta}{R^3} \int_0^t i(z,\tau-R/c) d\tau dz \right. \\
 + \int_0^H \frac{2-3\sin^2\theta}{cR^2} i(z,t-R/c) dz \\
 \left. - \int_0^H \frac{\sin^2\theta}{c^2R} \frac{\delta i(z,t-R/c)}{\delta t} dz \right\} \quad (1.2)
 \end{aligned}$$

$$B_o(0,t) = \frac{\mu_o}{2\pi} \left\{ \int_0^H \frac{\sin\theta}{R^2} i(z,t-R/c) dz + \int_0^H \frac{\sin\theta}{cR} \frac{\delta i(z,t-R/c)}{\delta t} dz \right\} \quad (1.3)$$

ここで、 ϵ_o 、 μ_o はそれぞれ真空中での誘電率と透磁率である。tは時間、cは光の速度である。(1.2)、(1.3)式より、測定された帰還雷撃による電磁界変化から、逆に電流を推定することもできる⁽⁵⁸⁾⁻⁽⁶²⁾。伝送線モデルは、実際の曲がりくねった放電路からの電界を計算したり⁽⁶³⁾、放電路の半径を計算するのにも用いられている⁽⁶⁴⁾。また、雷雲内の電荷領域をコンデンサで、放電路を分布定数回路で置き換えて、スイッチで大地と接続されるようにした電気回路モデル⁽³⁹⁾⁽⁴⁹⁾⁽⁶⁵⁾等多くの応用例がある⁽⁶⁶⁾⁻⁽⁶⁹⁾。伝送線モデルにおける放電路の電気的特性⁽⁷⁰⁾については第4章で述べる。

伝送線モデルは大変有効なモデルであるが、唯一の欠点として、モデルから計算した電磁界波形が近距離で観測された波形とあまりよく一致しないという点がある。そこで、Linら⁽⁵⁴⁾は近距離でもうまく合うモデルを提案した。このモデルは落雷電流が次の3つの成分から成っている。

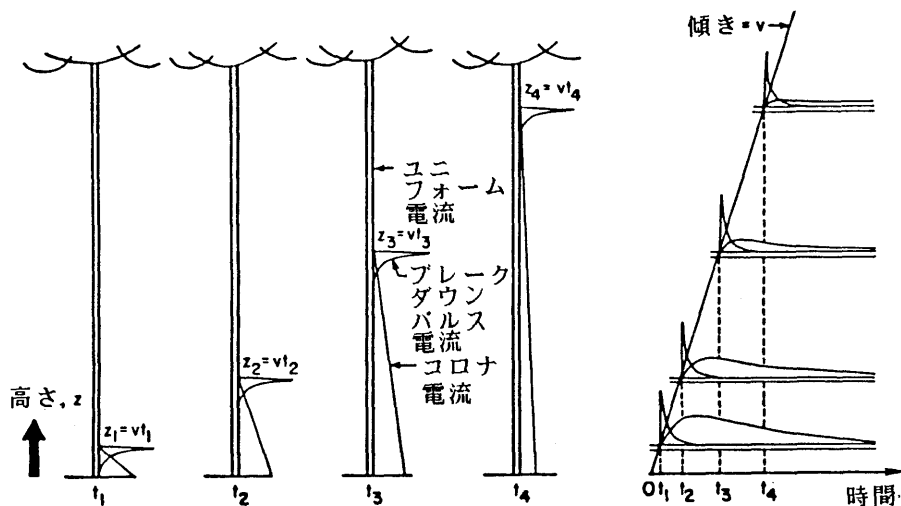


図1.14 Linらのモデル

- 1) 帰還雷撃の先端での絶縁破壊に伴う急峻な立ち上りの大きな電流で、大地から雲に向かって伝搬する。ブレイクダウン・パルス電流。
- 2) あらかじめリーダ内に分布した電荷が、帰還雷撃コアを通して大地に流れこむ。コロナ電流。
- 3) 帰還雷撃以前にリーダの進展に伴って流れている電流で、放電路上で均一な大きさである。ユニフォーム電流。

これを図1.14に示す。コロナ電流とユニフォーム電流の2つを伝送線モデルに加えることによって、近距離と遠距離の両方で観測値と計算値が合うモデルができた。Linらのモデルを用いて、観測された電磁界波形から帰還雷撃電流を推定したり⁽⁷¹⁾、帰還雷撃によって送電線に誘起される電圧を計算する事⁽⁷²⁾が行われている。

1.5 本研究への導入

すでに述べたように、日本海側地方で冬季に発生する雷により、送電線の事故率は他の地方に比べて高くなり、多相多回線にわたる事故等の重大な被害が発生している。しかし、冬季雷は夏季雷とは異なった放電特性を有しており、雷害事故の本質的な原因究明には至っていない。そこで、本論文では雷放電をモデル化することによって、冬季雷の解明を行なおうとするものである。

第1章では、冬季雷による雷災害の様相と、それをもたらす冬季雷の特性、及び雷放電に関してこれまでに提案されたモデルについて述べた。

第2章では、破壊エネルギーの大きい正極性落雷が、なぜ冬季雷で多く発生するかを、雷放電モデルによって解明する。

第3章では、冬季雷で主として観測される近距離での両極性振動型電界変化の発生原因を、帰還雷撃の伝送線モデルを用いて解明する。

第4章では、帰還雷撃放電路の線路定数を放電路の発光強度から求められることを提案し、ロケット誘雷実験のデータから線路定数を求めている。

第5章では、本論文を総括し、本研究で得られた知見から、冬季雷による雷災害の防止策への応用、雷放電モデルに残された課題、及び今後の冬季雷観測の在り方を明確にしている。

参 考 文 献

- (1) 東京天文台編：昭和61年理科年表，pp.242～253，丸善，1986
- (2) 竹内，仲野：北陸における雷の研究，日本気象学会機関誌天気，第30巻，第1号，13～18，1984
- (3) 榊原：電力設備の雷害事故の実態について，大気電気研究，第27号，16～21，1984
- (4) 市原：雷現象研究の現状と問題点、高電圧研究会報告（テーマ雷），1983
- (5) 上之園：内外における雷観測の現状，電気学会全国大会，S.13-1,1985
- (6) Clifford D.W. and H.W.Kasemir: Triggered lightning, IEEE Trans.EMC, vol.EMC-24, 112～122, 1982
- (7) Baum C.E., E.L.Breen, F.L.Pitts, G.D.Sower and M.E.Thomas: The measurement of lightning environmental parameters related to interaction with electronic systems, IEEE Trans.EMC, vol.EMC-24, 123～137, 1982
- (8) Parker L.W. and H.W.Kasemir: Airborne warning systems for natural and aircraft-initiated lightning, IEEE Trans.EMC, vol.EMC-24, 137～158, 1982
- (9) Plumer J.A. and J.D.Robb: The direct effects of lightning on aircraft, IEEE Trans.EMC, vol.EMC-24, 158～172, 1982
- (10) Perala R.A., T.Rudolph and F.Eriksen: Electromagnetic interaction of lightning with aircraft, IEEE Trans.EMC, vol.EMC-24, 173～203, 1982
- (11) Nanevicz J.E.: Static charging and its effects on avionic systems, IEEE Trans.EMC, vol.EMC-24, 203～209, 1982
- (12) Clifford D.W., K.E.Crouch and E.H.Schulte: Lightning simulation and testing IEEE Trans.EMC, vol.EMC-24, 209～224, 1982
- (13) Corbin J.C. and W.W.Cooley: Assessment of aircraft susceptibility/vulnerability to lightning and development of lightning-protection design criteria IEEE Trans.EMC, vol.EMC-24, 225～237, 1982
- (14) 後藤：冬季雷の雷撃現象，電気学会全国大会，S.3-4，1986
- (15) 武藤 他：基幹放送所の対雷装置の実用化に関する研究，放送文化基金研究報告，1984

- (16) 原見：日本海の気候，日本気象学会，気象研究ノート（日本海の気象），第115号，59～100，1973
- (17) 金沢地方気象台：金沢・小松地区の冬雷について，1971
- (18) Magono C.：Thunderstorms，pp.31～36，Elsevier North-Holland New York，1980
- (19) Simpson C. and F.J.Scrase：The distribution of electricity in thunderclouds Proc.Roy.Soc.London，A161，309～352，1937
- (20) Uman M.A. and E.P.Krider：A review of natural lightning：experimental data and modeling，IEEE Trans.EMC，vol.EMC-24，79～112，1982
- (21) 竹内：冬季雷の特異性，電気学会全国大会，S.3-5，1986
- (22) Magono C.，T.Endo and T.Taniguti：Charge distribution in active winter clouds，6th International Conference on Atmospheric Electricity，1980
- (23) Brook M.，M.Nakano，P.Krehbiel and T.Takeuti：The electrical structure of the Hokuriku winter thunderstorms，J.Geophys.Res.，vol.87，1207～1215，1982
- (24) Takeuti T.，M.Nakano，M.Brook，D.J.Raymond and P.Krehbiel：The anomalous winter thunderstorms of the Hokuriku coast，J.Geophys.Res.，vol.83，2385～2394，1978
- (25) 井上，三谷，岸嶋：冬季雷における電界と高建築物への落雷，電力中央研究所報告 181001，1981
- (26) Fuquay，D.M.：Positive cloud-to-ground lightning in summer thunderstorms，J. Geophys.Res.，vol.87，7131～7140，1982
- (27) Rust W.D.，D.R.MacGorman，and R.T.Arnold：Positive cloud-to-ground lightning flashes in severe storms，Geophys.Res.Lett.，vol.8，791～794，1981
- (28) Takeuti T.，S.Israelsson，M.Nakano，H.Ishikawa，S.Lundquist and E.Astrom：On thunderstorms producing positive ground flashes，Proc.Res.Inst.Atmospherics，Nagoya University，vol.27-A，1～18，1980
- (29) Takagi N.，T.Takeuti and T.Nakai：On the occurrences of positive ground flashes，J.Geophys.Res.，in press，1986
- (30) 北条，河村，石井，鈴木，船山，塩釜：落雷位置標定システムにより得られた雷パラメータとその解析，放電・高電圧合同研究会資料，HV-85-11，17～26，1985

- (31) Hojo J., M.Ishii, T.Kawamura and F.Suzuki: The fine structure in the field change produced by positive ground strokes, *J.Geophys.Res.*, vol.90, 6139~6143, 1985
- (32) Idone V.P. and Orville: Lightning return stroke velocities in the Thunderstorm Research International Program (TRIP), *J.Geophys.Res.*, vol.87, 4903~4951, 1982
- (33) Nakano M., T.Takeuti, Z-I.Kawasaki and N.Takagi: Leader and return stroke velocity measurements in lightning from a tall chimney, *J.Meteorol.Soc.Japan* vol.61, 339~345, 1983
- (34) Kitagawa N., M.Brook and E.J.Workman: Continuing Currents in cloud-to-ground lightning discharge, *J.Geophys.Res.*, vol.67, 637~647, 1962
- (35) Ogawa T.: The lightning current, *Handbook of atmospherics* vol.1, edited by H.Volland, p.33, CRC Press New York, 1980
- (36) Golde R.H.: Lightning currents and related parameters, *Lightning* Vol.1 edited by R.H.Golde, pp.317, Academic Press, New York, 1977
- (37) 大和, 三谷, 松本, 岸嶋, 井上: 日本海沿岸の雷性状の検討事項と実測装置, 電力中央研究所報告, 178075, 1979
- (38) Lin Y.T., M.A.Uman, J.A.Tiller, R.D.Brantly, E.P.Krider and C.D.Weidman: Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two-station measurements, *J.Geophys.Res.*, vol.84, 6307~6314, 1979
- (39) Takagi N. and T.Takeuti: Oscillating bipolar electric field changes due to close lightning return strokes, *Radio Sci.*, vol.18, 391~398, 1983
- (40) 竹内, 河崎: ノルウェーの冬季落雷の電界変化, *大気電気研究*, 28号, 53, 1986
- (41) 野久保, 河崎, 竹内, 仲井: 冬の正極性落雷の周波数解析, *Res.Lett.Atmos.Elect.* vol.3, 33~40, 1983
- (42) 鶴見, 木下, 笠井, 山森: 東京タワーにおける雷撃, *電気試験所い報*, 第26巻第11号, 12~16, 1963
- (43) 三宅, 横山, 三谷, 熊谷: 冬季雷の雷撃進展ならびに静止写真観測結果(その1)

電力中央研究所報告, 181008, 1981

- (44) 多田, 藤波, 原: 雷撃現象自動撮影装置の開発と観測結果, 高電圧研究会資料, HV-83-36, 45~55, 1983
- (45) 堀井: ロケット誘雷による観測, 電気学会全国大会, S:13-6, 21~24, 1985
- (46) Ishii M. J.Hojo and T.Kawamura: The polarity of ground flashes and possible charge structure in a thundercloud, 7th Int.Conf.Atmos.Electr., Albany New York, 339~343, 1984
- (47) Uman M.A.: Lightning, pp.47~61, McGraw-Hill New York, 1969
- (48) Rustan L., M.A.Uman, D.G.Childers, W.H.Deasley and C.L.Lennon: Lightning source locations from VHF radiation data for a flash at Kennedy Space Center J.Geophys.Res., vol.85, 4893~4903, 1980
- (49) Little P.F.: Transmission line representation of a lightning return stroke J.Phys.D Applied Physics, vol.11, 1893~1910, 1978
- (50) Dellera L., E.Garbagnati and A.Pigini: Shielding failure evaluation, CIGRE 33 83(SC)04,2 IWD, 1983
- (51) Thomson E.M.: A theoretical study of electrostatic field wave shapes from lightning leaders, J.Geophys.Res., vol.90, 8125~8135, 1985
- (52) Klingbeil R. and D.A.Tidman: Theory and computer model of the lightning stepped leader, J.Geophys.Res., vol.79, 865~869, 1974
- (53) Bruce C.E. and R.H.Golde: The lightning discharge, J.Inst.Electr.Eng.part2 vol.88, 487, 1941
- (54) Lin Y.T., M.A.Uman and R.B.Standler: Lightning return stroke models, J. Geophys.Res., vol.85, 1571~1583, 1980
- (55) Cianos N. and E.T.Pierce: A ground-lightning environment for engineering usage, Tech.rep.1, Stanford Research Institute, Menlo Park, Calif., 1972
- (56) Dennis A.S. and E.T.Pierce: The return stroke of the lightning flash to earth as a VLF atmospheric, Radio Sci., vol.68D, 777~794, 1964
- (57) Uman M.A., D.K.McLain and E.P.Krider: The electromagnetic radiation from a finite antenna, Am.J.Phys., vol.43, 33~38, 1975

- (58) Uman M.A. and D.K. McLain: Magnetic field of lightning return stroke, J. Geophys. Res., vol.74, 6899~6910, 1969
- (59) Uman M.A. and D.K. McLain: Lightning return stroke current from magnetic and radiation field measurements, J. Geophys. Res., vol.75, 5143~5147, 1970
- (60) Uman M.A., D.K. McLain, R.J. Fisher and E.P. Krider: Electric field intensity of the lightning return stroke, J. Geophys. Res., vol.78, 3523~3529, 1973
- (61) Uman M.A., D.K. McLain, R.J. Fisher and E.P. Krider: Currents in Florida lightning return strokes, J. Geophys. Res., vol.78, 3530~3537, 1973
- (62) Uman M.A., R.D. Brantley, Y.T. Lin and J.A. Tiller: Correlated electric and magnetic field from lightning return strokes, J. Geophys. Res., vol.80, 373~376, 1975
- (63) Levine D.M. and R. Meneghini: Electromagnetic fields radiated from a lightning return stroke: Application of an exact solution to Maxwell's equations J. Geophys. Res., vol.83, 2377~2384, 1978
- (64) Oetzel G.N.: Computation of the diameter of a lightning return stroke, J. Geophys. Res., vol.73, 1889~1896, 1968
- (65) Price G.H. and E.T. Pierce: The modeling of channel current in the lightning return stroke, Radio Sci., vol.12, 381~388, 1977
- (66) Plooster M.N.: Numerical model of the return stroke of the lightning discharge, Phys. Fluids, vol.14, 2124~2133, 1971
- (67) Leise J.A. and W.L. Taylor: A transmission line model with general velocities for lightning, J. Geophys. Res., vol.82, 391~396, 1977
- (68) Rai J.: Current and velocity of the return stroke lightning, J. Atmos. Terr. Phys., vol.40, 1275~1280, 1978
- (69) Meneghini R.: Application of the Lienard-Wiechert solution to a lightning return stroke model, Radio Sci., vol.19, 1485~1498, 1984
- (70) 高木, 竹内, 仲井: ロケット誘雷により引き起こされる帰還雷撃放電路の線路定数 電気学会論文誌B, 105巻4号, 64~70, 1985
- (71) 水谷, 河崎, 竹内: 電磁界波形を使用した帰還雷撃電流の推定法, 高電圧研究会資

料, HV-84-27, 39~48, 1984

(72) Master M.J. and M.A.Uman: Lightning induced voltages on power lines: Theory
IEEE trans.PAS, vol.PAS-103, 2502~2518, 1984

第2章 正極性落雷の発生原因

2.1 まえがき

雷雲内の正の電荷を中和する正極性落雷は、通常の夏の雷雨ではほとんど観測されず、発生頻度は数パーセント程度である⁽¹⁾⁻⁽³⁾。また、きまって雷雨の消滅期の約30分間に夏の正極性落雷は発生する⁽²⁾。一方、日本海側地方やノルウェー大西洋岸の冬季雷では、30~100%という高い正極性落雷の発生頻度が観測されている⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾。電力設備では、この正極性落雷による大きな被害が報告されており、その解決が望まれている⁽⁸⁾。

一般に、雷雲は上に正、下に負の電荷があり、大地に対して垂直なダイポール構造をしている。そのために、正電荷領域から出発したリーダのほとんどは、大地にまで達せず、正電荷領域の真下にある負電荷領域に進展する。しかし、正負の電荷領域の位置が水平方向にずれれば、大地に到達するリーダが増加すると予想される。この水平方向のずれの1つの原因として風の垂直シア（風速の水平成分の垂直方向の変化）が考えられる。竹内ら⁽⁹⁾はスウェーデンでの雷雨の観測から、正極性落雷の発生頻度と風のシアの間の強い相関関係を報告している。また、Brookら⁽⁶⁾も同様な結論を日本の冬季雷の観測から得ている。

さらに竹内ら⁽⁹⁾は、正極性落雷を多く発生する雷雲内の正電荷の高さは、正極性落雷をあまり多く発生しない雷雲内の正電荷の高さより低いことを報告している。石井ら⁽⁷⁾は、正極性落雷の発生頻度は、風のシアよりもレーダー・エコー・トップ頂と良い相関関係があると指摘している。

これらの観測結果は、雷雲内の電荷の位置が正極性落雷の発生に大きく関与していることを示唆している。そこで、我々は、リーダがその先端で電位傾度が最大の方向に進展すると仮定した雷放電モデルを用いて、正極性落雷の発生頻度と電荷の幾何学的な位置との関係を計算した。

2.2 観測データ

図2.1 は冬のノルウェー (×)、冬の北陸 (○)、春から秋にかけての浦和 (△)、夏のスウェーデン (□) で観測された個々の雷雨における、正極性落雷の発生頻度と風のシアーの関係を示したものである⁽⁵⁾。ノルウェーで得られた発生頻度が100%の3つの雷雨を除けば、正極性落雷の発生頻度と風のシアーの間に比較的良好な相関関係がある。このノルウェーの3つの雷雨の場合、 -10°C の地上高度が1~2 kmと、他の雷雨に比べて大変低くなっていた。

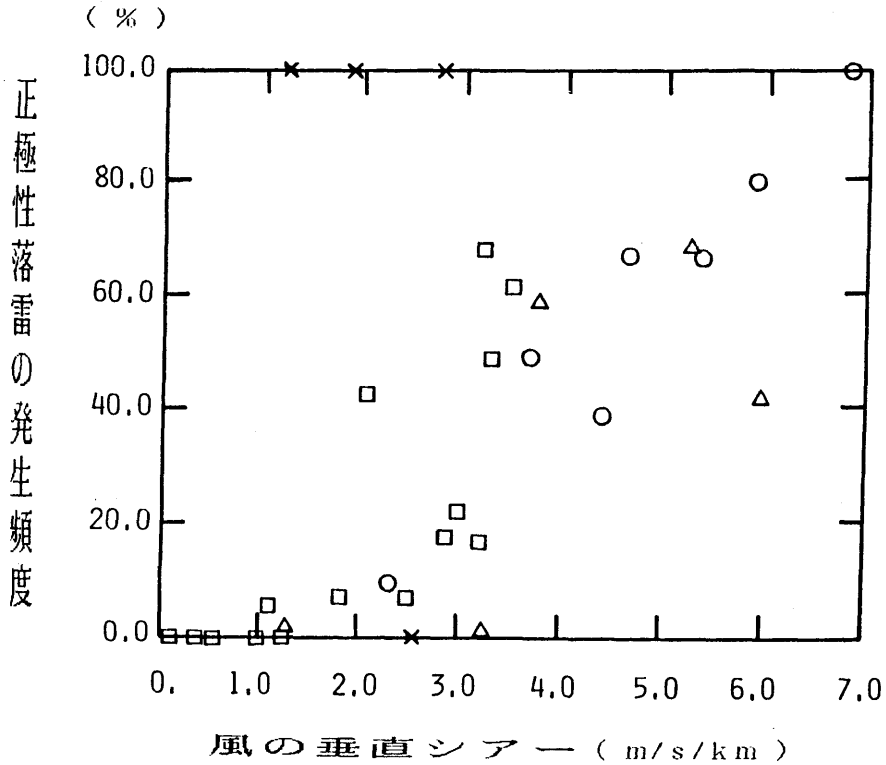


図2.1 風の垂直シアーと正極性落雷の発生頻度との関係

そこで、正極性落雷の発生頻度と -10°C の高度の関係を求めたものを図2.2に示す。ノルウェー（×）、北陸（○）、浦和（△）は個々の雷雨によるデータで、スウェーデンのウプサラ（□）及びキルナ（■）、フィリピンのセブ島（●）、グアム島（▲）のデータは観測された全雷雨の平均値である。ここで、 -10°C の高度は雷雲内の負電荷の位置の目安として用いている⁽¹⁰⁾⁻⁽¹²⁾。この図から -10°C の高さが低くなるほど正極性落雷の発生頻度が高くなることがわかる。

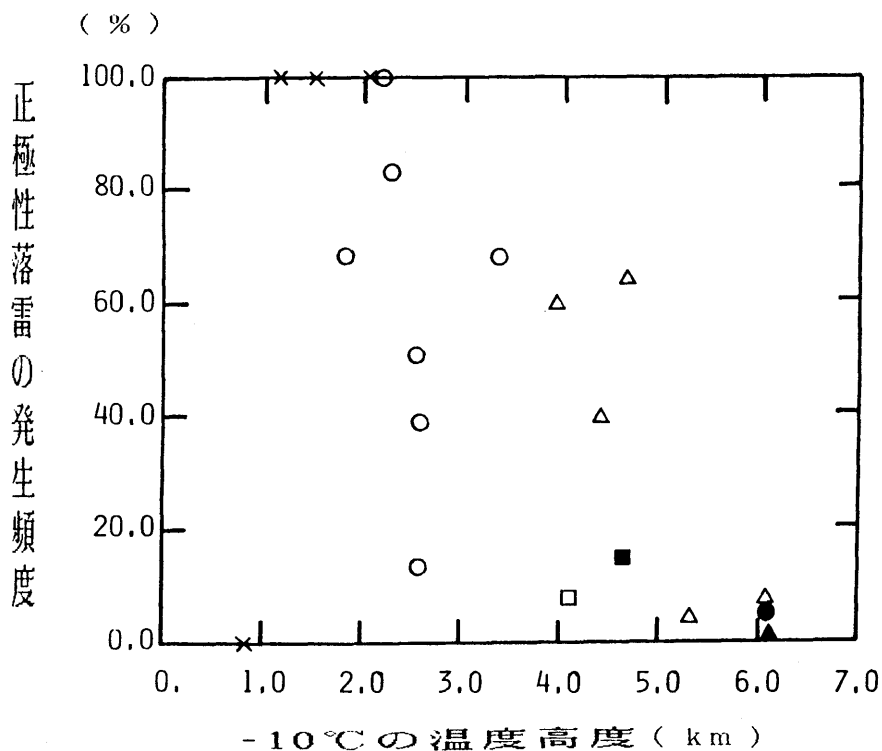


図2.2 -10°C の温度高度と正極性落雷の発生頻度との関係

2.3 雷放電モデル

前節の結果から、雷雲内の電荷の位置が正極性落雷の発生頻度に密接に関連していることが予想される。そこで、リーダはその先端での最大電位傾度方向に進展すると仮定した雷放電モデルを用いて、正極性落雷の発生頻度が正と負の電荷領域の位置関係によってどう変化するかを調べる。ただし、モデルは簡単化のために2次元モデルとする。Rustら⁽³⁾は、特に発達した夏の雷雨では雷雲の成熟期にも正極性落雷が発生し、その放電領域が高度15kmにも達すると報告している。これは稀な場合であり、我々の計算では特殊なケースは模擬しない。

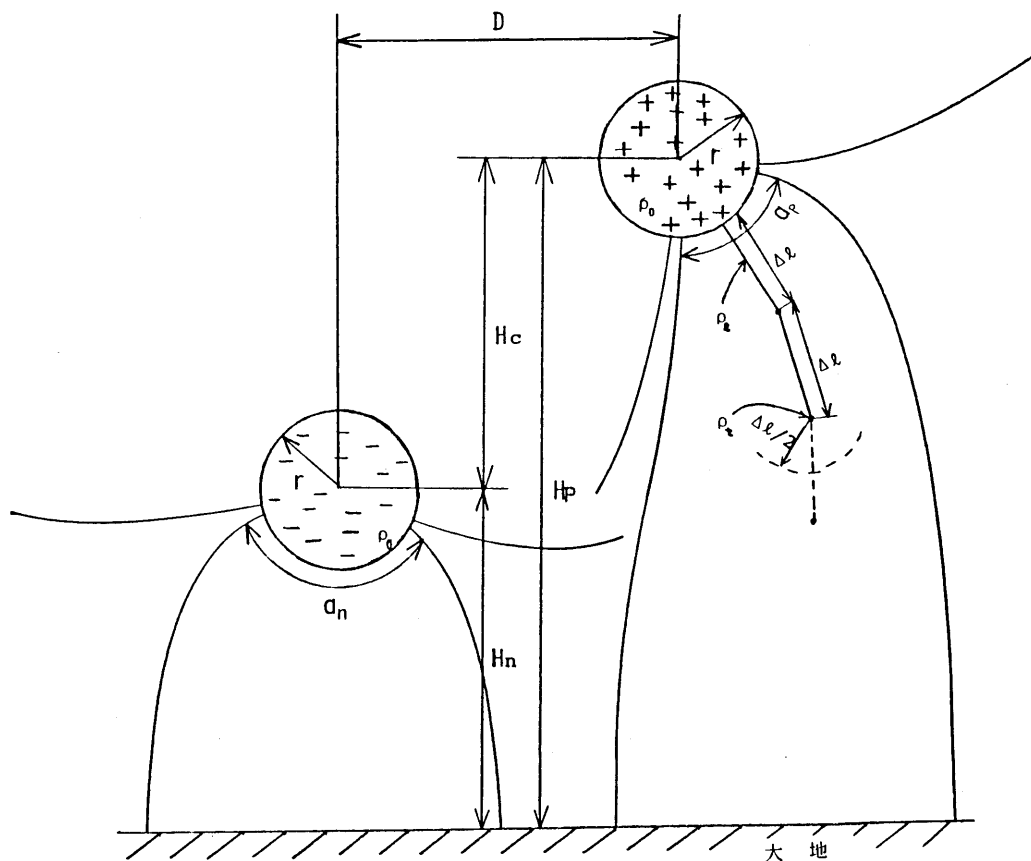


図2.3 雷放電モデル

雷雲内の電荷分布は雷雨毎に異なり、また1つの雷雨でも時間の経過とともに変化し、複雑な構造をしている。しかし、巨視的に見れば、雷雲は電気ダイボール構造をしている。また、放電によって中和される電荷領域はある制限された範囲内である⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。日置ら⁽¹⁵⁾は針端コロナ電流等の測定から、冬季雷の雷雲の電荷モデルとして大地に平行な無限長線電荷モデルを提案している。そこで、半径 r の円柱内に電荷が均一に分布し、電荷密度が正負共に等しい2つの円柱状電荷領域モデルを用いる。通常の夏の雷雲では、負電荷領域の下に小さな正の電荷領域(ポケット・チャージ)⁽¹⁶⁾がある。このポケット・チャージは負極性落雷の開始に重要な役割を果たしているが⁽¹⁷⁾、ここでは簡単化のために無視する。このモデルを図2.3に示す。高さ方向を Z 、横軸方向を Y 、紙面に垂直な方向を X とする。Winnら⁽¹⁸⁾はロケットを用いて層の厚さが1km、密度が $5 \times 10^{-9} \text{C/m}^3$ の負の電荷領域を観測している。この結果から、電荷領域の円柱モデルのおおのこの断面積を 1km^2 、正と負の電荷密度を $\pm 5 \times 10^{-9} \text{C/m}^3$ と仮定する。この2つの値より、電荷領域の X 軸方向の単位長(1m)当りの電荷量 ρ_0 は $\pm 5 \times 10^{-3} \text{C}$ となる。また、リーダ上及びリーダ先端の電荷密度は、これまでに観測された値(1つの落雷で消失する電荷量 25C ⁽¹⁹⁾、リーダ上の電荷密度 $1 \times 10^{-3} \text{C/m}$ ⁽¹⁹⁾、リーダ先端の電荷密度 0.1C ⁽²⁰⁾)を2次元の場合の雷雲電荷の換算率(25C の電荷が $5 \times 10^{-3} \text{C}$ の2次元分布電荷となる)で補正する。すなわち、2次元でのリーダの電荷密度 ρ_1 の値は、 $1 \times 10^{-3} \times (5 \times 10^{-3} / 25) = 2 \times 10^{-7}$ となる。リーダ先端の電荷量 ρ_1 も同様に与えられる。これらの値を表2.1に示す。

表2.1 モデルで用いる各電荷量

	1つの落雷で 消失する電荷 量 ρ_0 (C)	リーダの電荷 密度 ρ_1 (C/m)	リーダ先端の 電荷量 ρ_1 (C)
実際の雷	25	1×10^{-3}	0.1
著者のモデル (2次元分布表示)	5×10^{-3}	2×10^{-7}	2×10^{-5}

リーダは、円柱状電荷領域の表面から1ステップ($\Delta l=50$ m)ずつ、まっすぐに進むと仮定する。進展する方向は、リーダの先端から25 m先の電位傾度が最も大きい方向とする。雲内の氷晶や雲粒等の帯電粒子の形は様々で、鋭い先端を有している。表2.1 に示した電荷領域の電荷密度が与えられれば、電荷領域表面での電界は 1.6×10^5 V/mとなる。平等電界中に置かれた導体球表面の電界は外部電界の3倍になるので、鋭い先端を持った雷雲内の粒子の表面電界は最小でも 4.8×10^5 V/m以上になる。室内実験で得られた氷晶等のコロナ開始電界は $4 \sim 5 \times 10^5$ V/m⁽²¹⁾であり、実際に、バルーン、ロケット、飛行機を用いて測定された雷が発生している雷雲内の代表的な電界強度は $1.0 \sim 1.5 \times 10^5$ V/m⁽¹⁷⁾である。したがって、電荷領域表面に存在する帯電粒子の先端での電界はリーダを開始するのに十分な値である。また、各粒子はランダムな方向を向いているので、リーダは円柱の表面のどこからも一様な確率で発生すると仮定する。さらに、放電路長の代表値が5 kmであるので、リーダの放電路長は最大10 kmと仮定する。

電荷領域から出発したリーダは対地放電、雲放電、気中放電のいずれかになるが、ここでは対地放電だけに注目する。電荷領域からリーダが開始するのに必要な電界はリーダの極性、周囲の気圧等に依存するので⁽²²⁾、正の電荷領域からリーダが発生する回数と負の電荷領域からリーダが発生する回数は異なる。正の電荷領域の単位長あたりからリーダが発生する回数を K_p 、負の電荷領域の単位長あたりからリーダが発生する回数を K_n とし、さらに、図2.3 に示すように、正の電荷領域から出発したリーダが対地放電となる円柱上の領域の弧の長さを a_p 、負の電荷領域で対地放電となる円柱の弧の長さを a_n とすれば、正極性落雷の発生頻度 P (%)は

$$\begin{aligned}
 P &= \frac{K_p a_p}{K_p a_p + K_n a_n} \times 100 \\
 &= \frac{K_0 a_p}{K_0 a_p + a_n} \times 100 \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

として求まる。ここで、 $k_0 = K_p / K_n$ は電荷領域の気圧、極性で決る正負のリーダの発生密度の比であり、以下では零次の近似として k_0 を定数として取り扱う。大気中での火花開始電

圧は、200~300mb気圧が下がると数十%低下し、また、正極の電圧を印加した場合は、負極の電圧を印加した場合より1/2~1/3に低下する⁽²²⁾。すなわち、正極性のリーダの方が数倍発生しやすい。そこで、 k_0 をパラメータとし、 k_0 が3と5の場合について、数値計算を行う。

2.4 計算結果

2.4.1 計算結果

正と負の電荷領域の温度差は地域に関係なく約20℃である⁽⁶⁾⁽¹³⁾⁽²³⁾。この温度差は約3kmの垂直距離(H_c)に相当し、本計算では常に一定とする。図2.4は正と負の電荷領域から出発したリーダの進展の様子を示したもので、正の電荷中心の高さ(H_p)が6km、負の電荷中心の高さ(H_n)が3km、正負の電荷間の水平距離が2kmの場合である。他の条件は前節で与えた通りである。図で実線は正の電荷領域から出発したリーダ・パスを、点線は負の電荷領域から出発したリーダ・パスを示している。

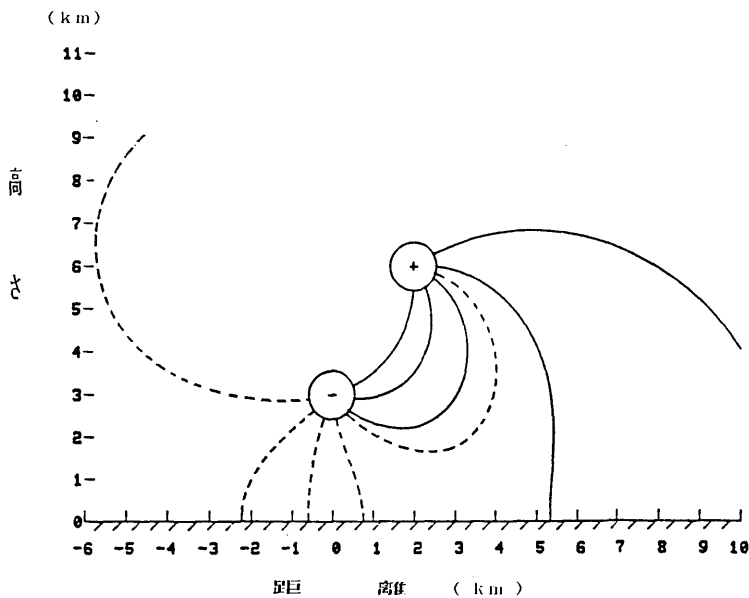


図2.4 リーダの進展様相

このように円柱の表面からリーダを開始させ、対地放電となる電荷領域の円柱の弧の長さを計算した。図2.5は正極性落雷の発生頻度と正負の電荷間の水平方向の距離の関係を計算した結果である。負電荷の高さ(H_b)、1 km (Δ)、3 km (\circ)、5 km (\times) (この時 H_p はそれぞれ 4 km、6 km、8 km である) と k_0 、3 (実線)、5 (破線) をパラメータとしている。横軸の風のシアは雷雲内の上昇気流の速度を 10 m/s とし、電荷間の水平距離が風の強さに比例するとして計算した値である。すなわち、

$$D = \int_0^{H_c/V_u} H_c/V_u V_z dt = \frac{A_0 H_c^2}{2 V_u} \approx A_0 / 2 \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \therefore V_z &= A_0 \times z \\ z &= V_u \times t \end{aligned}$$

ここで、 A_0 は風の垂直シア、 $H_c (=3\text{km})$ は正と負の電荷間の垂直距離、 $V_u (=10\text{m/s})$ は雲内

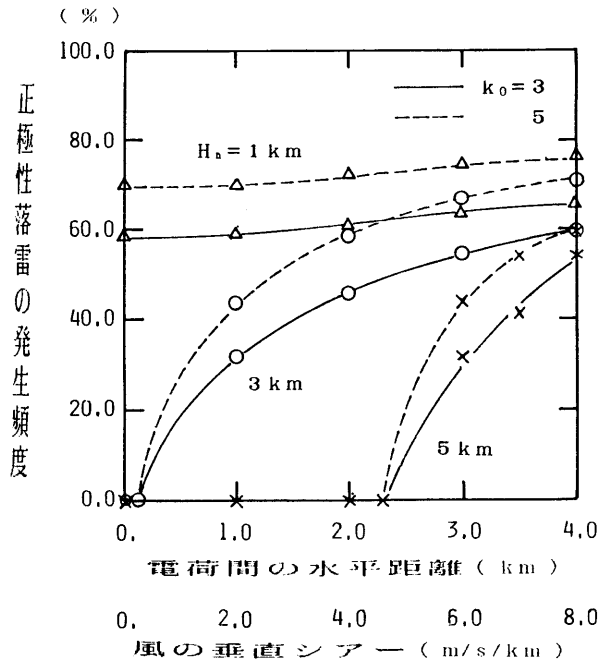


図2.5 正と負の電荷間の水平距離と正極性落雷の発生頻度との関係

の風の上昇速度、 t は時間、 V_z は負電荷中心から高さ z での風の水平方向の速度である。負電荷の高さが5 kmの場合（夏の雷雲に相当）、電荷間の水平方向の距離がかなり大きくならないと（2.3 km）正極性落雷は発生しない。負電荷の高さが3 kmの場合（冬の日本海側地方に相当）、電荷間の水平距離が少し生じれば（0.3 km）正極性落雷が発生し、水平距離が大きくなるほど発生頻度は高くなる。負電荷の高さが1 kmの場合（冬のノルウェーに相当）、電荷間の水平距離が0 kmでも、高い発生頻度を示す。この結果は図2.1の観測結果とよく一致している。一方、電荷間の水平距離を一定として見た場合、水平距離の大きさに関係なく、負電荷の高さが低くなるほど正極性落雷の発生頻度は高くなっている。これは図2.2の観測結果と一致している。

図2.6は正極性落雷が発生する電荷の高さと電荷間の水平距離の大きさの臨界値を示したもので、斜線の領域で正極性落雷が起きる。この図から、電荷の高さが低く、風のシアが大きい時に正極性落雷が発生し易いことがわかる。

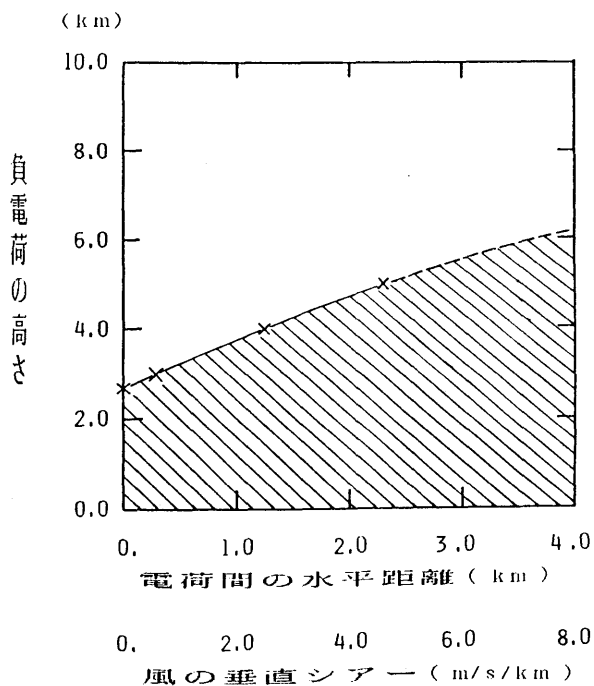


図2.6 正極性落雷が発生する条件（斜線の領域）

2.4.2 リーダの電荷密度の影響

石井ら⁽⁷⁾はリーダの電荷密度によって、その進展方向が異なることを報告している。図2.7はリーダの電荷密度を $1 \times 10^{-7} \text{C/m}^2$ 、 $2 \times 10^{-7} \text{C/m}^2$ 、 $4 \times 10^{-7} \text{C/m}^2$ とした時の進展様相を示している。同じ点から出発しても到着点は異なっている。そこで、同じ電荷配置 ($H_p=6\text{km}$ 、 $H_n=3\text{km}$ 、正負の電荷間の距離をパラメータにとる)で電荷密度を $1 \times 10^{-7} \text{C/m}^2$ 、 $2 \times 10^{-7} \text{C/m}^2$ 、 $4 \times 10^{-7} \text{C/m}^2$ と変えた場合の正極性落雷の発生頻度を計算した。その結果を表2.2に示す。表より、発生頻度の間にはほとんど差はなく、リーダの電荷密度の違いによる正極性落雷の発生頻度への影響は少ないことが明らかになった。

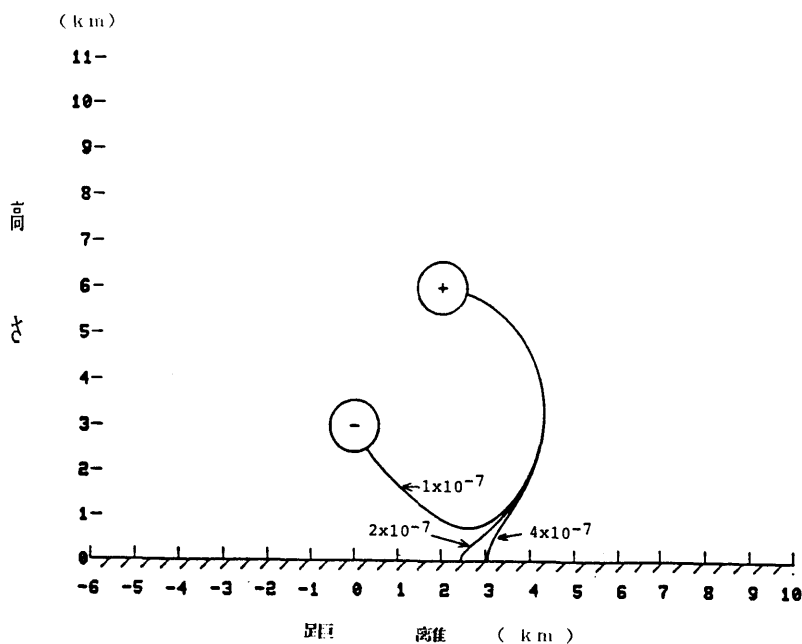


図2.7 異なったリーダの電荷密度でのリーダの進展様相

表 2. 2 異なったリーダの電荷密度による正極性落雷の発生頻度の比較

リーダの 電荷密度 (C/m ²)	正と負の電荷間の水平距離 (km)		
	0	2	4
1 × 10 ⁻⁷	0 %	45.3 %	58.8 %
2 × 10 ⁻⁷	0 %	45.7 %	59.4 %
4 × 10 ⁻⁷	0 %	47.4 %	59.6 %

2. 5 むすび

電荷領域から出発したリーダが、その先端での最大電位傾度方向に進展する雷放電モデルを用いて、いろいろな電荷領域の配置での正極性落雷の発生頻度を計算した。その結果、風のシアーが大きい程、また電荷の高さが低い程、正極性落雷の発生頻度が高いという観測された結果と一致した計算結果が得られた。すなわち、雷雲内の電荷の位置が正極性落雷の発生頻度に大きく関わっていることが明らかになった。このように、観測結果と計算結果がよく一致したのは、実際のリーダも我々のモデルのように、リーダ先端での最大電位傾度方向に基本的には進むことを意味していると考えられる。

我々が用いた雷放電モデルでは、円柱状電荷領域を仮定し、負電荷の下にあるポケット電荷を無視しているが、今後はより現実的な電荷モデルにする必要がある。また、雷雲下に山や送電線を配置した場合の計算や、空間電荷⁽²⁴⁾も考慮した計算が冬季雷を対象とした場合に重要となってくるであろう。

参 考 文 献

- (1) Ishikawa H.: Nature of lightning discharge as origins of atmospherics, Proc.Res.Inst.Atmos., Nagoya Univ., 8A, 1961
- (2) Fuquay D.M.: Positive cloud-to-ground lightning in summer thunderstorms, J.Geophys.Res., vol.87, 7131~7140, 1982
- (3) Rust W.D., D.R.MacGorman, and R.T.Arnold: Positive cloud-to-ground lightning flashes in severe storms, Geophys.Res.Lett., vol.8, 791~794, 1981
- (4) Takeuti T., M.Nakano, M.Brook, D.J.Raymond, and P.Krehbiel: The anomalous winter thunderstorms of the Hokuriku coast, J.Geophys.Res., vol.83, 2385~2394 1978
- (5) Takeuti T., Z.Kawasaki, K.Funaki, N.Kitagawa, and J.Huse: On the thundercloud producing the positive ground flashes, J.Meteorol.Soc.Japan, vol.63, 1~4, 1985.
- (6) Brook M., M.Nakano, P.Krehbiel, and T.Takeuti: The electrical structure of the Hokuriku winter thunderstorms, J.Geophys.Res., vol.87, 1207~1215, 1982
- (7) Ishii M., J.Hojo and T.Kawamura: The polarity of ground flashes and possible charge structure in a thundercloud, Proceedings of 7th International Conference on Atmospheric Electricity, Albany U.S.A., 339~343, 1984
- (8) 上之園: 内外における雷観測の現状, 電気学会全国大会, S.13, 1~4, 1985
- (9) Takeuti T., S.Israelsson, M.Nakano, H.Ishikawa, S.Lundquist, and E.Astrom: On the thunderstorms producing positive ground flashes, Proc.Res.Inst.Atmospherics, Nagoya Univ., 27A, 1~18, 1980
- (10) Tohsha M. and I.Ichimura: Studies on shower and thunderstorm by rader, Papers in Met. and Geophy., 13, 18~29, 1961
- (11) Takeuti T., R.Muhleisen, and H.J.Fischer: Some observations on charge generation in thunderclouds, Planetary Electrodynamics, Gordon and Breach Science Publishers Press, 1, 395~399, 1969
- (12) Krehbiel P.R., M.Brook, R.L.Lhermitte, and C.L.Lennon: Lightning charge

- structure in thunderstorms, The 6th International Conference on Atmospheric Electricity, Manchester, 1980
- (13) Krehbiel P.R., M.Brook, and R.A.McCrory: An analysis of the charge structure of lightning discharge to ground, *J.Geophys.Res.*, vol.84, 2432~2456, 1979
- (14) Uman M.A., W.H.Beasley, J.A.Tiller, Y.T.Lin, E.P.Krider, C.D.Weidmann, P.Krehbiel, M.Brook, A.A.Few, J.L.Bhannon, C.L.Lennon, H.A.Poehler, W.Jafferis, J.R.Gulick and J.R.Nicholson: An unusual lightning flash at Kennedy Space Center, *Science*, vol.201, 9~16, 1978
- (15) 日置, 鬼頭, 中村, 桜野: 針端コロナ電流の地上分布からみた日本海側冬季雷雲の特徴, *高電圧研究会資料*, HV-83-39, 77~86, 1983
- (16) Magono C.: *Thunderstorms*, p.31, Elsevier North-Holland Inc., New York, 1980
- (17) Uman M.A. and E.P.Krider: A review of natural lightning: experimental data and modeling, *IEEE Trans. EMC*, vol.EMC-24, 79~112, 1982
- (18) Winn W.P., C.B.Moore, and C.R.Holmes: Electric field structures in an active part of a small isolated thundercloud, *J.Geophys.Res.*, vol.86, 1187~1193, 1981
- (19) Uman M.A.: *Lightning*, p.4, McGraw-Hill, New York, 1969
- (20) Lin Y.T., M.A.Uman, and R.B.Standler: Lightning return stroke models, *J. Geophys.Res.*, vol.85, 1571~1583, 1980
- (21) Griffiths R.F. and J.Latham: Electrical corona from ice hydrometeors, *Quart.J.R.Met.Soc.*, vol.100, 163~180, 1974.
- (22) 中野: *高電圧工学*, pp.47~68, オーム社, 1968
- (23) Jacobson E.A. and E.P.Krider: Electrostatic field-change produced by Florida lightning, *J.Atmos.Sci.*, vol.33, 103~117, 1976
- (24) 村下, 鬼頭, 松原, 堀井: 冬季雷雲下における空間電荷の垂直方向分布, *放電・高電圧研究会資料*, HV-85-23, 45~53, 1985

第3章 帰還雷撃に伴う両極性振動型電界変化

3.1 まえがき

一般に、帰還雷撃に伴う電界変化を時定数が1ms程度の電界変化測定器で測定した場合、電界変化が途中で符号を反転する距離は、電界の放射成分が卓越してくる50km以遠である⁽¹⁾。ところが、日本の冬季雷やスウェーデンの夏の雷において、帰還雷撃の立ち上りで両極性にわたり、数～数十マイクロ秒の周期で大きく振動する電界変化（以後、両極性振動型電界変化と呼ぶ）が、落雷点からわずか10～30kmという近距離で数多く観測されている⁽²⁾⁽³⁾。また、ノルウェーの冬季雷観測⁽⁴⁾では、観測された10例の落雷（正極性落雷7例、負極性落雷3例）のすべてが両極性振動型電界変化であった。

特に冬季雷において、数多く観測される両極性振動型電界変化の発生原因として、次のようなことが考えられる。

- ① 落雷の極性固有の性質に起因している。
- ② 放電路の長さが短いときに発生する。
- ③ 雷撃電流が雲と大地の間を往復反射することにより、電流自身が両極性振動型になっている。
- ④ 雷雲内の近接した正と負の電荷が次々に中和され、雷撃電流が両極性型になる。
- ⑤ 雷放電路に水平成分が多いときに発生する。
- ⑥ 放電路の枝分れ点での反射電流。
- ⑦ 雷撃電流に伴う放射電磁波の電離層での反射。

まず①については、正極性、負極性落雷の両方で両極性振動型電界変化が観測されており、この原因では説明できない。②も、冬の正電荷の高さと夏の負電荷の高さはほぼ同じであり、したがって、放電路の長さも同じであるので説明しがたい。③は、高鉄塔への雷撃の観測で、途中で極性が反転する雷撃電流が観測されている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。また、アメリカのロケット誘雷実験では、ワイヤーの先端で雷撃電流の反射を観測している⁽⁷⁾、1つの可能性として考えられる。④は、北陸のロケット誘雷実験でこういうタイプの落雷を観測し

ているが⁽⁸⁾、これは数十mSの時間間隔の後に極性が反転したもので、数～数十マイクロ秒という短い時間に、異なった極性の電荷が次々に中和される可能性があるかどうか疑問が残る。⑤は、冬季雷では雲底下を水平に走る放電路を見ることはあるが、夏季雷に比べて放電路の水平成分が多いかどうか調べた観測結果はまだない。また、夏季雷においてもかなり水平成分を持った放電路が観測されているが、両極性振動型の電界変化を観測した報告はない。ただし、可能性としては残される。⑥については、WeidmanとKridler⁽⁹⁾が単一極性の振動型電界変化を観測し、それは放電路の枝分れでの雷撃電流の反射によって発生すると提案している。しかし、同じ考え方で両極性にわたる振動現象を理解することは難しい。⑦は、電離層の高さは最も低いD層で約70kmあり、電磁波が往復するのに0.47 μ Sもかかり、時間的に合わない。

そこで、ここでは両極性振動型電界変化の発生の1つの原因として③を考える。雷撃電流は単一極性であるという固定観念を捨て、電荷領域を帯電球で、放電路を伝送線で置き換えたモデルを用いて、モデルのパラメータ値を変えることによって、両極性振動型電界変化が生じるかどうか計算を行った。

3.2 観測結果

3.2.1 観測装置

雷放電に伴う電界変化の観測は、昭和54年11月から昭和55年1月までは石川県宇の気町で、昭和55年12月から昭和56年1月まで福井県敦賀市で、昭和56年12月から昭和57年1月まで福井県三国町で行った。

使用した電界の観測システムを図3.1に示す。システムはスロー・アンテナと呼ばれる遅い電界の変化を記録する装置（周波数領域[-3dBポイント]が0.016Hz～1kHz）と、ファースト・アンテナと呼ばれる速い変化を記録する装置（周波数領域[-3dBポイント]が160Hz～1MHz）から成っている。電界変化は地上50cmに水平に置かれた直径30cmの円板で検出され、それぞれのアンプで増幅され、データレコーダに記録される⁽¹⁰⁾。さらに、必要に応じて、データレコーダで記録された電界変化波形は、A/D変換され、マイコンを介してフロッピーディスクに書き込まれる。

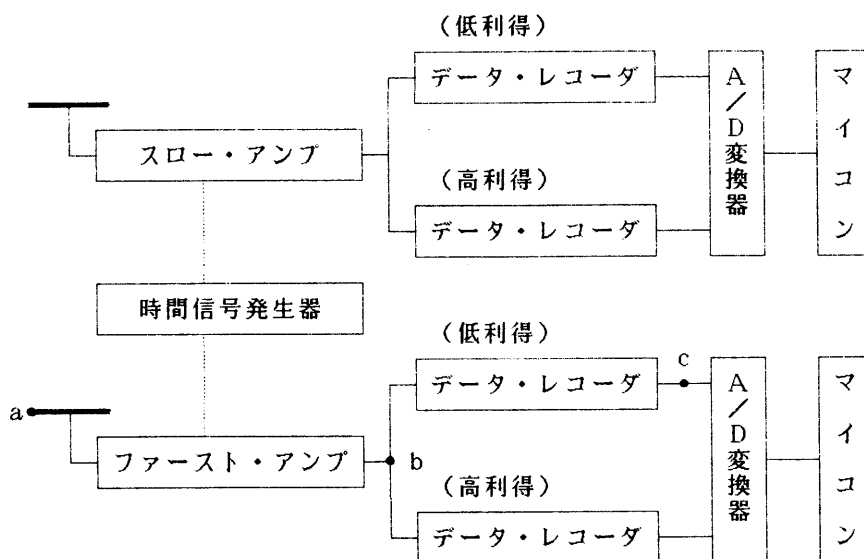


図3.1 雷放電に伴う電界変化の観測システム

ファースト・アンテナの時間応答は以下のように測定した。立ち上り時間が50nSの1kHzの方形波を図3.1のa点に入力した。そして、アンプの出力波形(図3.1のb点)とデータレコーダの出力波形(図3.1のc点)を測定した。この結果を図3.2に示す。図3.2の(a)、(b)、(c)はそれぞれ図3.1のa点、b点、c点での波形であり、(a')、(b')、(c')はそれぞれ(a)、(b)、(c)の時間軸を拡大した波形である。アンプとデータレコーダの出力波形の立ち上り時間はどちらも $0.3\mu\text{S}$ 以下であるので、このシステムは1kHzから1MHzまでの信号波形を歪ませることなく記録できる。したがって、ここで議論している振動型電界変化の周波数領域は10kHz~100kHzであるため、観測装置自身によって信号波形が振動することはない。さらに、許容入力を越えた信号を入れても波形が振動することはない。

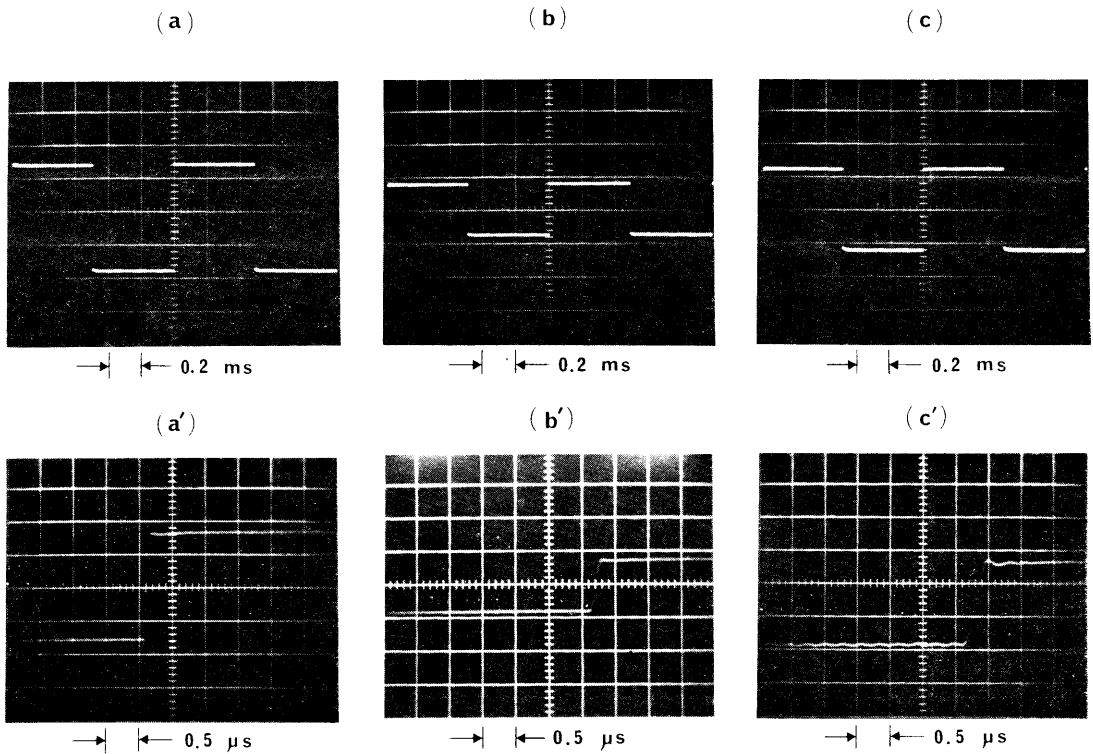


図3.2 ファースト・アンテナの時間応答（縦軸は電圧）

3. 2. 2 データ

正極性落雷と負極性落雷による電界変化例をそれぞれ図3.3と図3.4に示す。図3.3(a)と図3.4(a)はスロー・アンテナによって記録された波形で、Lは先駆放電の開始を、Rは帰還雷撃を示している。図3.3(b)、図3.4(b)はファースト・アンテナで記録された波形で、(c)、(d)は(b)の先駆放電と帰還雷撃の部分の時間軸をそれぞれ拡大したものである。図3.4(b)のNはレコーダ自身のノイズである。図3.4(d)に示す電界変化は、最初負の方向に変化した後、すぐに正変化して振動しており、両極性振動型であるのがわかる。他の振動型電界変化の例を図3.5に示す。3冬の観測で記録した40例の対地雷撃のうち10例（正極性落雷8例、負極性落雷2例）が両極性振動型電界変化であった。

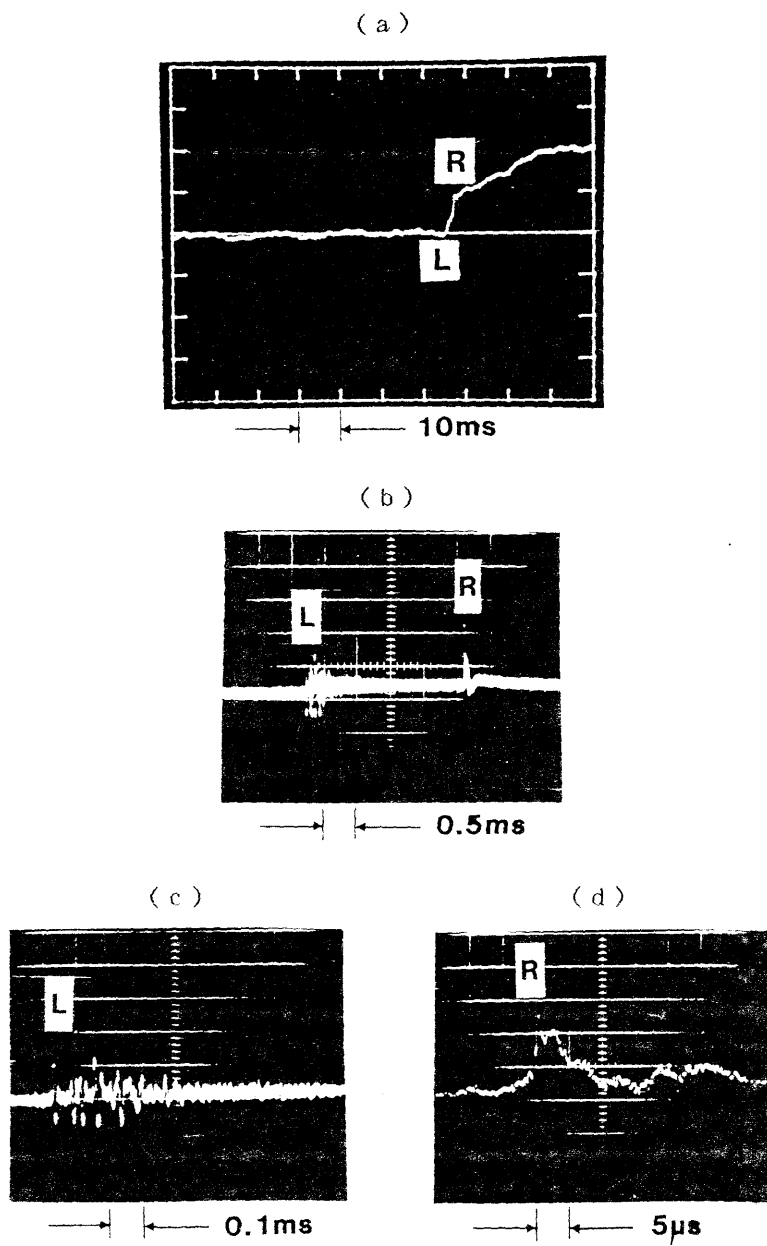
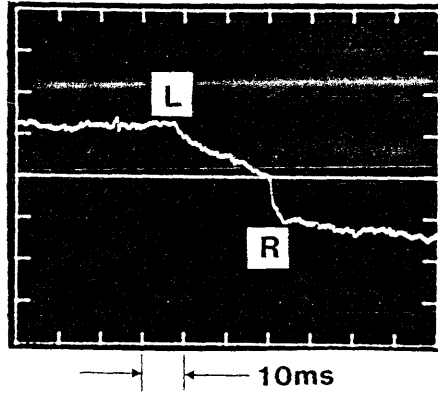
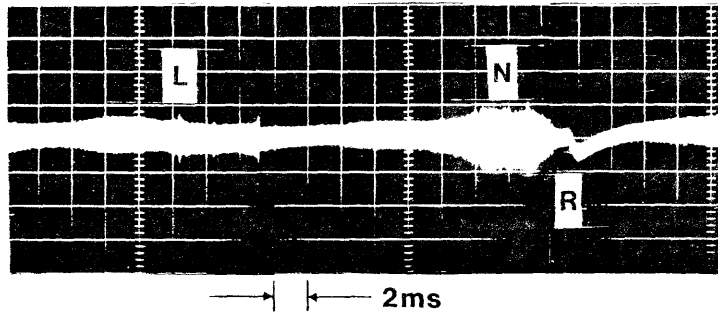


図3.3 負極性落雷による電界変化の一例
 (縦軸は電界で相対値である)

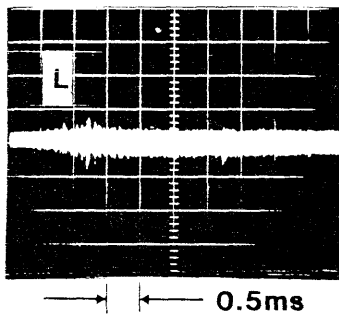
(a)



(b)



(c)



(d)

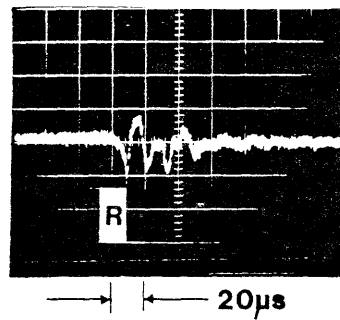


図3.4 正極性落雷による電界変化の一例
(縦軸は電界で相対値である)

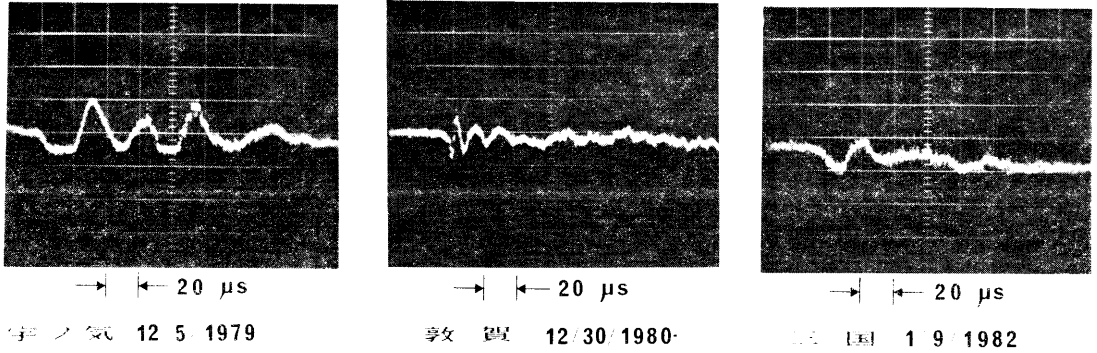


図3.5 観測された両極性振動型電界変化の例
(縦軸は電界で相対値である)

3.3 帰還雷撃モデル

本節では、両極性振動型電界変化の発生原因を解明するために、帰還雷撃をモデル化し、その中のパラメータ値を変えることによって、両極性振動型電界変化が発生するかどうか計算を行う。帰還雷撃電流を計算するためのモデルが数多く提案されているが(1.4.3節参照)、ここでは、大地の接地抵抗と、雷雲内の電荷領域を模擬した静電容量で両端が終端された伝送線モデルを用いる。図3.6は大地に達する直前の先駆放電路を半径 r の円柱状導体で置き換えている。そして、半径 a の帯電した導体球は雷雲内の電荷領域を模擬している。これは実際の放電では、放電路に電荷を供給するために雷雲内で無数に枝分れした小さな放電路群に相当する。導体球から大地に向かって垂直に放電路は伸びる。その長さは l_0 で、 l_0 はストライキング・ディスタンスである。

図3.6に示されたモデルを伝送線で現わしたものを図3.7(a)に示す。帯電球の静電容量 C_1 は次式で与えられる⁽¹¹⁾。

$$C_1 = 4\pi\epsilon_0 a (1 - k + k^4) / (1 - k)^2 \quad (3.1)$$

ここで、 ϵ_0 は真空中での誘電率、 $k = a / 2h$ 、 h は球の中心の高さである。伝送線は帯電球内の電荷によって電位 V_0 に保たれる。一端が抵抗 R_E で接地されたスイッチ S が投入された時帰還雷撃が開始する。図3.7(a)に示された分布定数線路が集中定数の静電容量

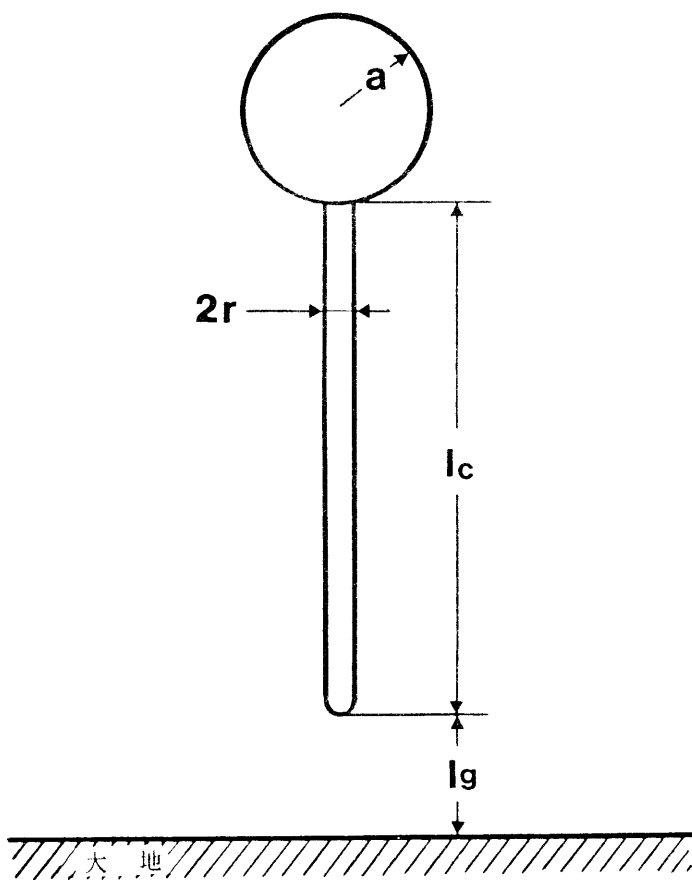
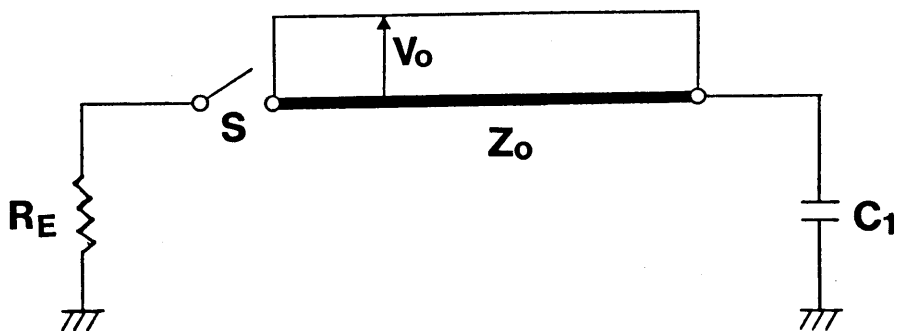


図3.6 雷放電モデル

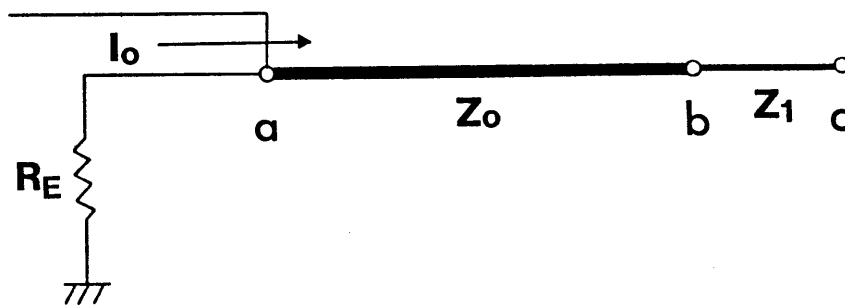
C_1 で終端された回路において、各高さ、時間での電流値を計算することはできるが、雷雲下で枝分れした放電路や、電荷領域内の細かな放電路をも模擬できるようにするために、集中定数の C_1 を分布定数線路で表現する。すなわち、静電容量 C_1 は、線路の静電容量が C_1 でインダクタンス L_1 が非常に小さい等価な伝送線に置き換えることができる。この時、等価な線路の伝搬時間 T_1 とサージインピーダンス Z_1 は、

$$T_1 = (L_1 C_1)^{1/2}$$

$$Z_1 = (L_1 / C_1)^{1/2}$$



(a)



(b)

図3.7 帰還雷撃の伝送線モデル

と与えられる⁽¹²⁾。したがって、

$$Z_1 = T_1 / C_1$$

となる。この近似は L_1 の値が小さい程良くなる⁽¹²⁾。計算では、静電容量の充放電特性（放電時定数 $=Z_0 \times C_1$ ）を十分に模擬できるように、等価線路の伝播時間を放電時定数の $1/15$ として与えている。ただし、 Z_0 は主伝送線のサージ・インピーダンスであり、次式で定義される。

$$Z_0 = [(R_0 + j \omega L_0) / (G_0 + j \omega C_0)]^{1/2} \quad (3.2)$$

ここで、 $j = \sqrt{-1}$ 、 ω は角周波数、 R_0 は単位長あたりの放電路の抵抗、 L_0 はインダクタンス、 C_0 は静電容量、 G_0 は漏れコンダクタンスである。このモデルでは $G_0=0$ と仮定している。図3.6 に示したように放電路を円柱状導体としているので、全インダクタンスを放電路の長さで割った平均の単位長あたりのインダクタンス L_0 ⁽¹³⁾と同じく単位長あたりの静電容量 C_0 は次式で与えられる⁽¹⁴⁾。

$$L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \{ \log(2l_c/r) - 1 \} \quad (3.3)$$

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\log \left\{ \frac{l_c}{r} \left(\frac{4l_s + l_c}{4l_s + 3l_c} \right)^{1/2} \right\}} \quad (3.4)$$

ここで、 μ_0 は真空中での透磁率、 r は帰還雷撃放電路の半径である。次節で示すように、 $l_c(L_0C_0)^{1/2}R_0/2L_0$ が1より小さいので、電流の計算では第1次近似として線路を無歪線路として扱うことができる⁽¹⁵⁾。その場合、サージ・インピーダンスは周波数に無関係となり(3.2)式は、

$$Z_0 = (L_0/C_0)^{1/2} \quad (3.5)$$

となる。

図3.7(a)で、時間 $t=0$ でスイッチ S が投入されると伝送線の送端側から電流 $I_0 = V_0 / (Z_0 + R_E)$ が流入する。したがって、図3.7(a)の回路の $t=0$ における等価回路は図3.7(b)のようになる。

3.4 計算結果

3.4.1 雷撃電流

図3.7(b)でa点から $t = 0$ で電流 I_0 が流入する時、任意の場所と時間での電流値を計算するのに、図3.8 に示すような格子図法を用いる。無損失線路として解かれた電流値に減衰項（減衰定数 $R_0/2L_0$ ）を乗ずれば求めたい電流値となる⁽¹⁵⁾。たとえば、図3.8 に示されるような距離 x 、時間 t における電流は、次式のように計算できる。

$$I(x, t) = (I_1 + I_2) \exp\left[-\frac{R_0}{2L_0}t\right]$$

$$= I_0(1 + b_1) \exp\left[-\frac{R_0}{2L_0}t\right]$$

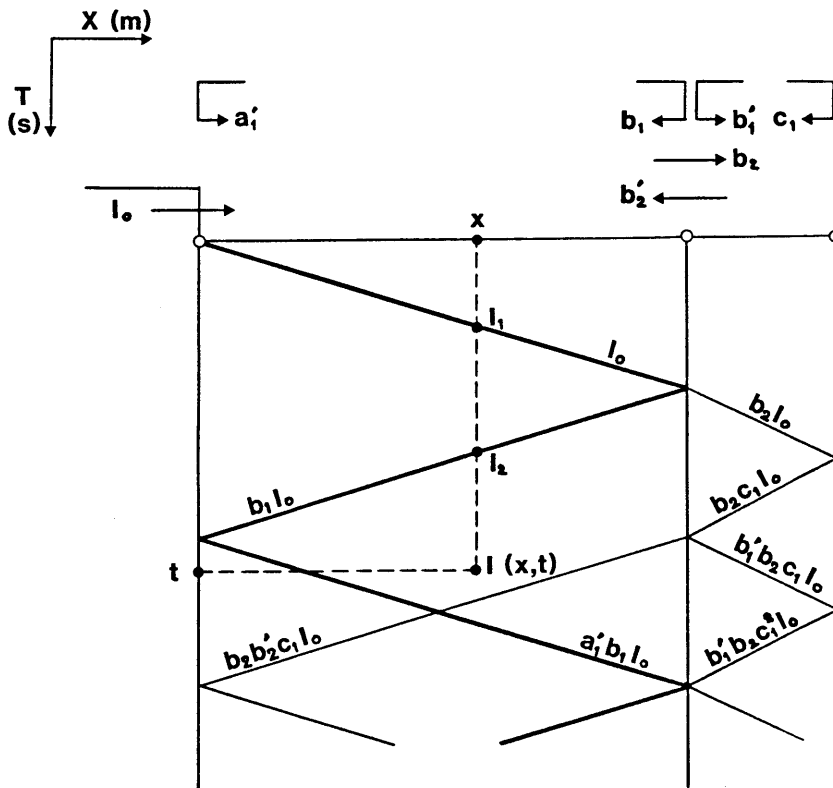


図3.8 格子図法による雷撃電流の解法

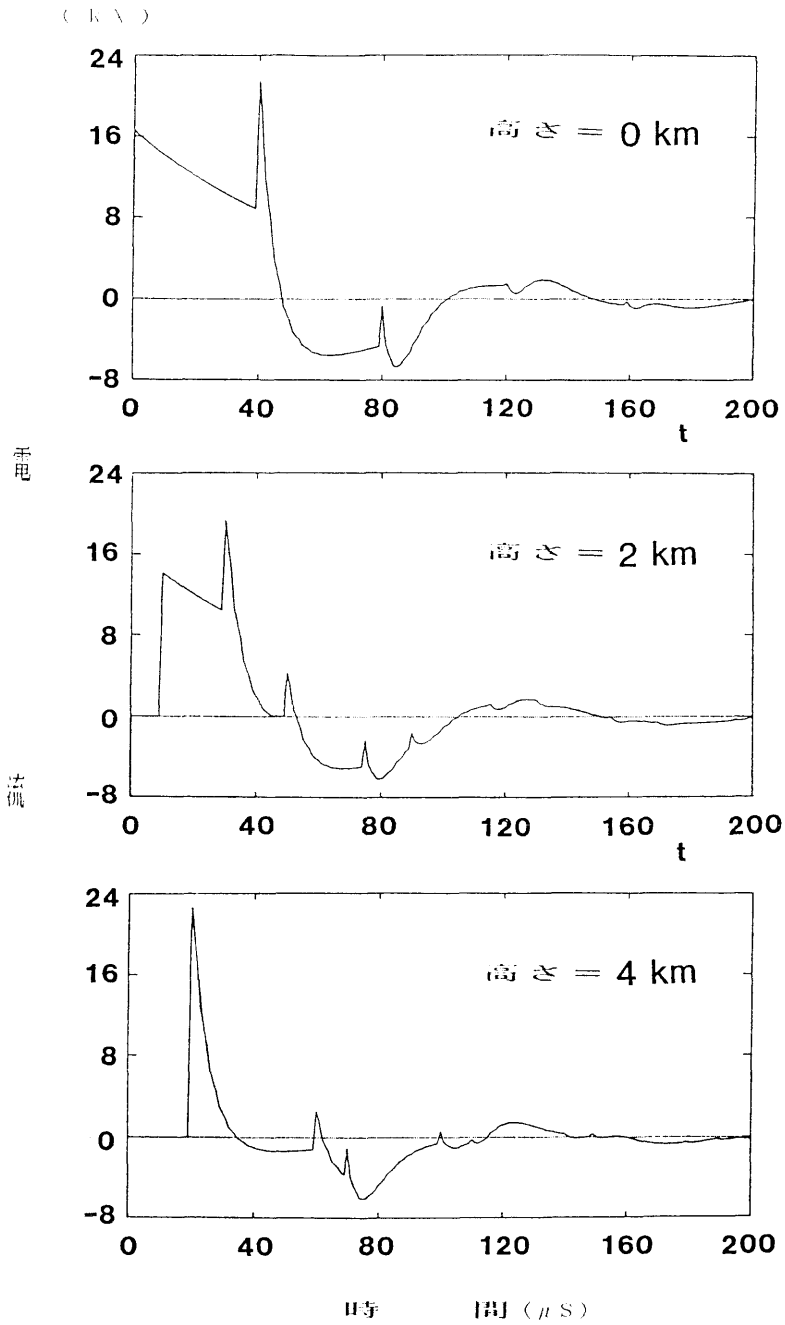


図3.9 各高さでの雷撃電流波形 (帯電球の半径 = 100 m)

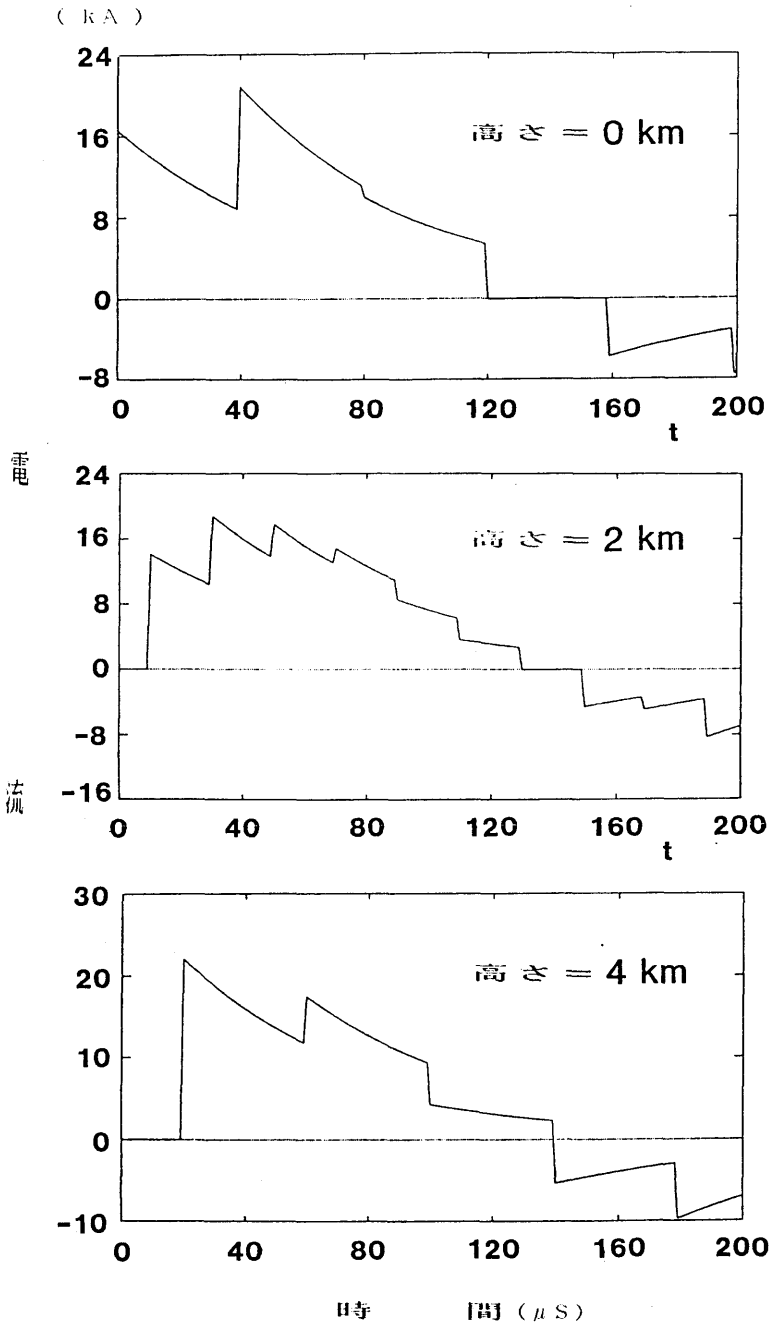


図3.10 各高さでの電流波形 (帯電球の半径 = 3 km)

図3.9 は計算された地上、放電路の中間点、先端での電流波形である。この時、雷雲の大きさが夏季雷に比べて小さい冬季雷における正極性落雷の各種パラメータの代表値をそれぞれ、 $l_c=4\text{km}$ 、 $l_g=50\text{m}$ 、 $2r=3\text{cm}$ 、 $a=100\text{m}$ 、 $R_E=100\ \Omega$ 、 $R_0=0.08\ \Omega/\text{m}$ （放電路の導電率 $180\ \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ ⁽¹⁶⁾ より計算）、 $V_0=5\text{MV}$ としている。これらの値を用いると、 $L_0=2.50\ \mu\text{H}/\text{m}$ 、 $C_0=9.87\text{pF}/\text{m}$ 、 $Z_0=503\ \Omega$ 、 $l_c(L_0C_0)^{1/2}R_0/2L_0=0.32$ 、雷撃電流の伝搬速度 $v_c=2.01\times 10^8\ \text{m}/\text{S}$ となる。通常、電子やイオンの再結合によって放電路の抵抗は時間とともに増加し、雷撃電流は $200\ \mu\text{S}$ 以内にかかなり減少する。夏に観測された帰還雷撃では、約 $30\ \mu\text{S}$ で放電路の温度は半分に下がり電子密度は 1 桁低下している⁽¹⁷⁾。そこで、以下においては時間が $200\ \mu\text{S}$ までの雷撃電流について議論する。図3.9 に示された電流波形には急峻な変化やパルス成分が含まれていて、実際の電流波形とはいくぶん異なっている。これはステップ関数の電流が流入し、さらにそれが受端で反射するために生じている。帯電球の半径 $a=100\text{m}$ の場合、静電容量が小さいために上端は開放端に近くなる。したがって図3.9 において、下端から流入した電流は上端で逆反射しており、また、その減衰の仕方が速い。この減衰部分は、集中定数 C_1 を等価な分布定数線路で置き換えているために、実際には階段状に変化しているが、近似のしかたが十分であるのでなめらかに変化しているかのように見えている。降りてきた電流の一部分は地上で逆反射し、これを繰り返している。電流の大きさは、線路のインピーダンスによる減衰と送受端での不整合によって減少していく。この計算においては、電子やイオンの再結合による時間に伴う放電路抵抗の増加は考慮していないので、実際には図3.9 に示した電流よりも早く減衰するであろう。

図3.10は帯電球の半径を 3km とした時の電流の様子で、他のパラメータは図3.9 の場合と同じである。静電容量が大きいために、図3.9 の場合と比べて、電流の減衰がゆっくりしていることがわかる。地表面上での電流は $160\ \mu\text{S}$ で極性が変っているが、実際にはこの時間では放電路の抵抗がかかなり大きくなっており、その後はほとんど電流が流れないと考えられる。すなわち、これは雷雲のスケールが大きい夏季雷における単一極性の雷撃電流を模擬している。

3.4.2 電界変化

大地に垂直な導体に電流が大地から流入し、高さ z 、時間 t での電流値を $i(z,t)$ とする時、完全導体と見なした大地上で、落雷点からの距離 D における電界 $E_z(D,t)$ は(1.2)式に

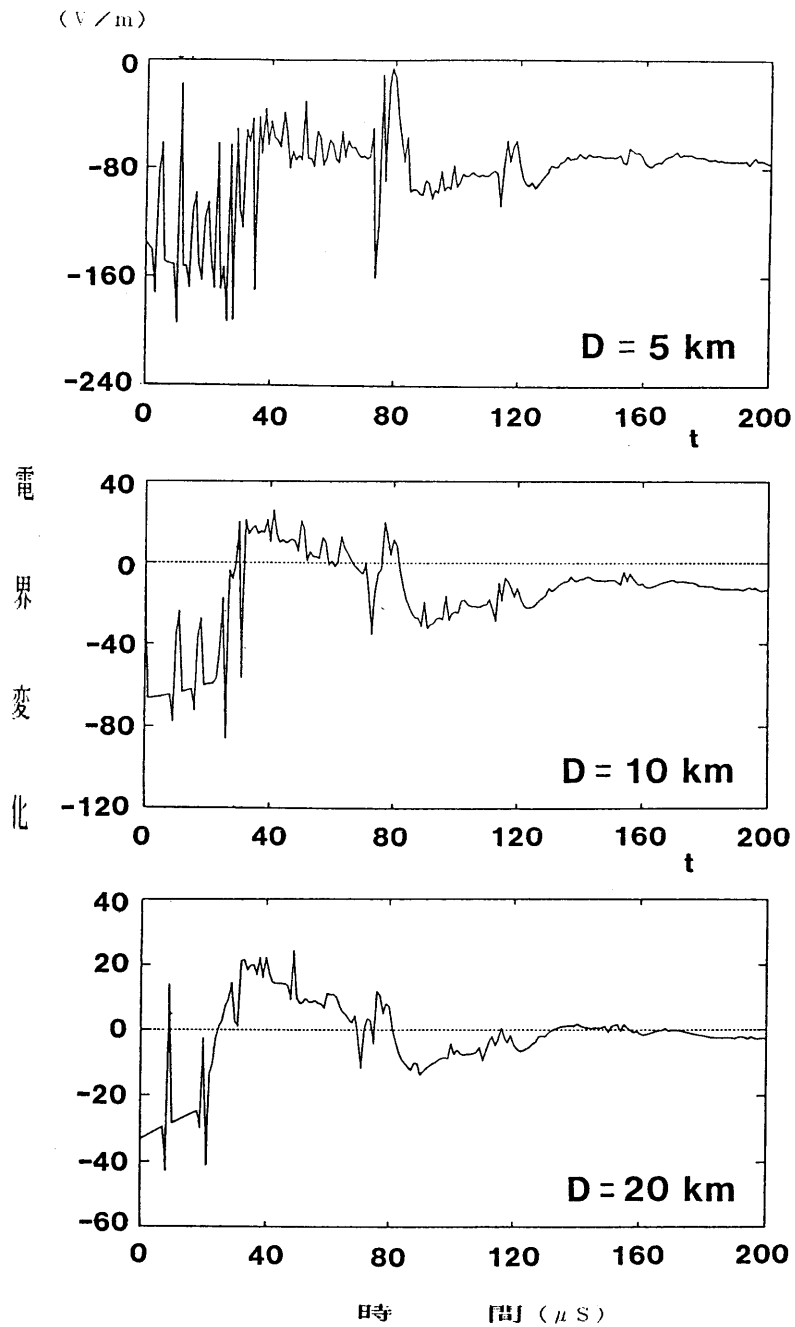


図3.11 各距離での地上の電界変化波形 (帯電球の半径 = 100 m)

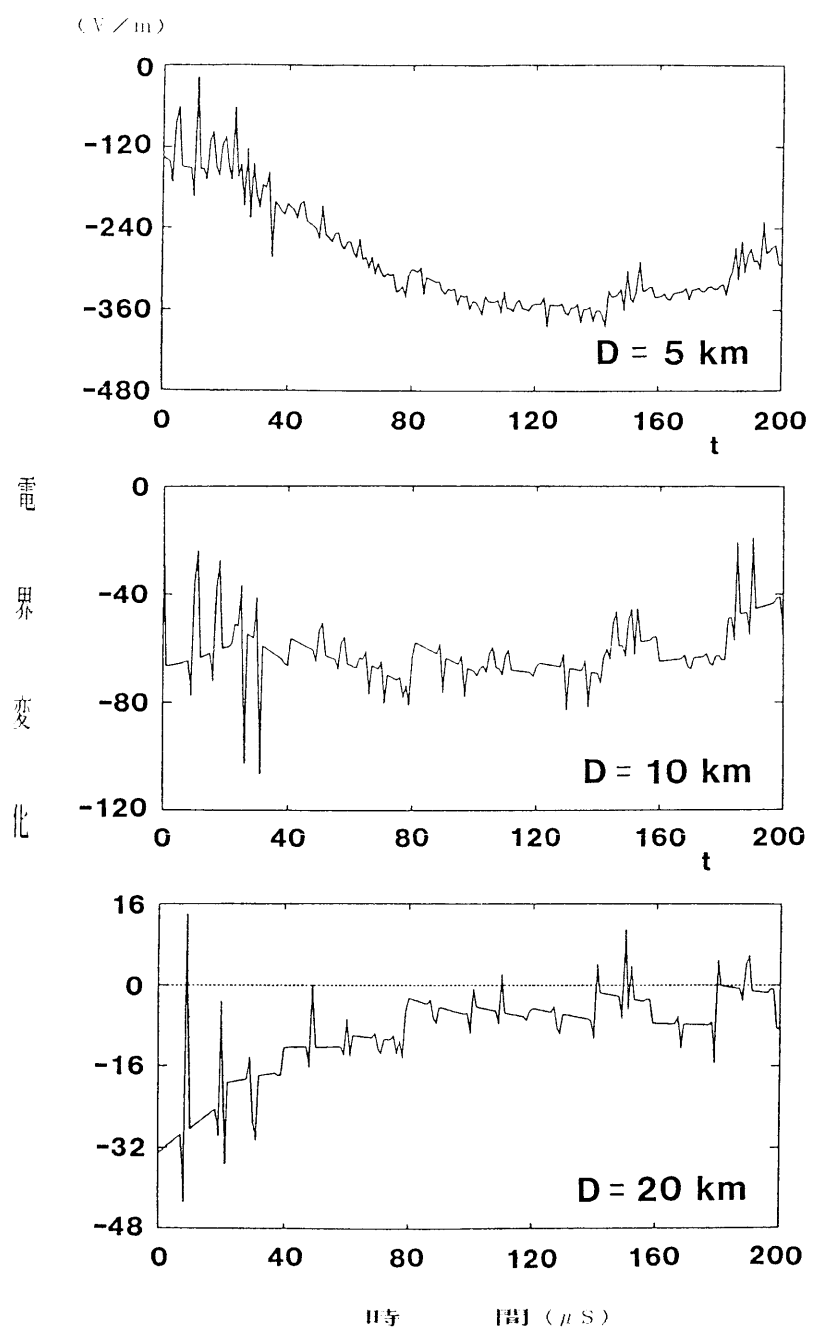


図3.12 各距離での地上の電界変化波形（帯電球の半径 = 3 km）

示したように次式で与えられる。

$$E_z(D, t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \int_0^H \frac{2-3\sin^2\theta}{R^3} \int_0^t i(z, \tau - R/c) d\tau dz \right. \\ \left. + \int_0^H \frac{2-3\sin^2\theta}{cR^2} i(z, t - R/c) dz \right. \\ \left. - \int_0^H \frac{\sin^2\theta}{c^2R} \frac{\delta i(z, t - R/c)}{\delta t} dz \right\} \quad (3.6)$$

ここで、 H は放電路の長さ ($l_c + l_e$)、 $R = (z^2 + D^2)^{1/2}$ 、 $\theta = \pi - \tan^{-1}(D/z)$ である。

上式を用いて前節で計算した電流について、距離 $D=5, 10, 20$ kmでの電界変化を計算した。帯電球の半径が100mの場合の電界変化を図3.11に、半径が3kmの場合の電界変化を図3.12に示す。どちらの計算結果にも大変急峻なパルスが波形全体にわたってのっているが、これは電流にステップ関数を用いたために生じたものであり無視して考えれば良い。帯電球の半径が100mの場合（図3.11）は距離が10km以上で電界の極性が変わっているが、半径が3kmの場合（図3.12）は距離が20kmでも電界の極性は変わっていない。

表3.1は帯電球の半径 a を変数とした時、各放電路からの距離 $D= 5, 10, 20$ kmで地上の電界変化が両極性振動型になるかどうかを示したものである。この表より、両極性振動型電界変化が発生するのは帯電球の半径が小さい場合で、 $D=10$ kmでは $a=200$ m以下、 $D=20$ kmでは $a=2$ km以下である。

表3.1 両極性振動型電界変化の発生の有無

帯電球 の半径 (km)	放電路からの距離 (km)		
	5	10	20
0.02	×	○	○
0.05	×	○	○
0.1	×	○	○
0.2	×	○	○
0.5	×	×	○
1.0	×	×	○
2.0	×	×	○
3.0	×	×	×
4.0	×	×	×
5.0	×	×	×

○：両極性振動型 ×：単一極性

3.5 むすび

冬季雷において、10~30kmという近距離で観測される両極性振動型電界変化の発生原因として、放電路内を流れる雷撃電流が雲と大地の間を往復反射する両極性振動型電流を考えた。なぜなら、夏季雷と冬季雷の大きな違いは雷雲の大きさである。日本の夏の雷雲は雲底が約1.5km、雲頂が約10kmであるのに対して、冬季の場合雲底が約0.3km、雲頂が約5kmである⁽¹⁰⁾。すなわち、雷雲の体積が冬季雷の方が夏季雷よりも小さい。したがって、電荷領域も必然的に冬季の雷雲の方が小さいと考えられる。そこで、この電荷領域を導体球で置き換え、放電路を伝送線で置き換えて帰還雷撃をモデル化すれば、導体球の半径が冬の場合は小さくなり、放電路の上端は開放端に近くなる。その結果、上昇していった雷撃電流は、上端で反射し、逆極性となって下降し、両極性振動型電流となる。逆に、夏の場合は導体球の半径が大きくなり、放電路の上端は短絡端に近づき、雷撃電流は上端で正反射するために電流は単一極性のままである。このようすを図3.13(a)、(b)にそれぞれ示す。

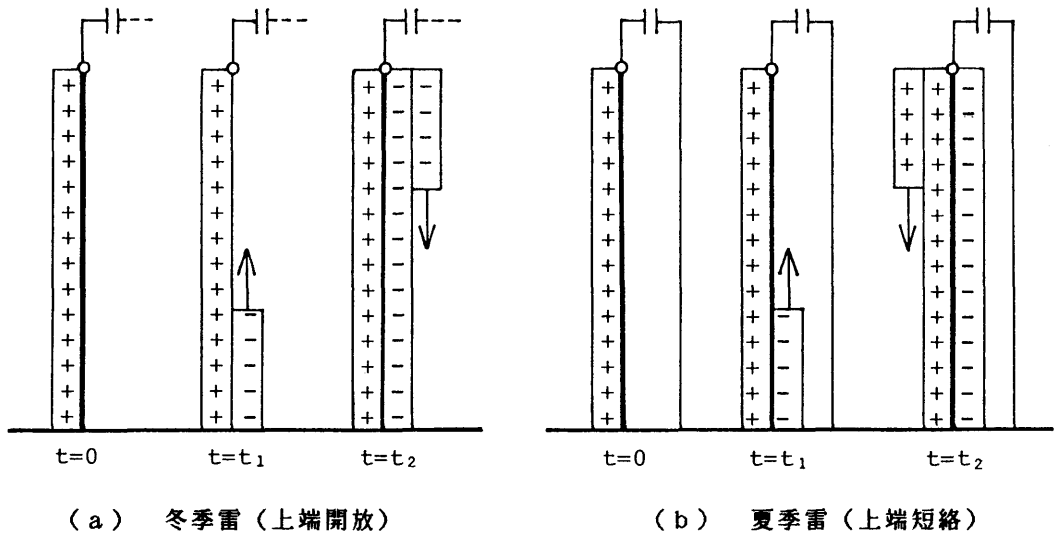


図3.13 放電路上の電荷分布（正極性落雷）

このモデルを用いて、放電路を流れる電流及びそれによって生じる電界を計算した結果、帯電球の半径が200m以下では、放電路からの距離が10km以上で電界変化が両極性振動型になり、帯電球の半径が2km以下では、放電路からの距離が20km以上で電界変化が両極性振動型になることがわかった。この結果から、一般的に雷雲のスケールが小さい冬季雷で、両極性振動型電界変化が発生しやすいことが裏付けられた。

今後は、電流の直接測定や磁界変化からの推定を行って、上記結果と比較検討する必要がある。また、3.1節で示した振動電界を発生させる他の要因については、完全に否定されおらず、今後に残された課題でもある。

参 考 文 献

- (1) Lin Y.T., M.A.Uman, J.A.Tiller, R.D.Brantly, E.P.Krider and C.D.Weidman :
Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields
from simultaneous two-station measurements, J.Geophys.Res., vol.84, 6307~6314
1979
- (2) Takeuti T., N.Takagi and M.Nakano : On the oscillating bipolar return stroke
current, International aerospace and ground conference on lightning and
static electricity, Fort Worth, USA, 83, 1983
- (3) Takeuti T., S.Israelsson, S.Lundquist, E.Astrom and M.Nakano : Fine structure
of field changes due to positive ground flashes, 6th International Conference
on Atmospheric Electricity, Manchester England, 1980
- (4) 竹内 : 冬季雷の特異性, 電気学会全国大会, S.3-5, 1986
- (5) Huse J., Private Communication, 1978
- (6) 沢田, 舟山, 後藤, 成田 : 巻地点における冬季雷観測について, 電気学会放電高電圧
合同研究会資料, HV-85-9, 1~8, 1985
- (7) Idone V.P. and R.E.Orville : Three unusual strokes in a triggered lightning
flash, J.Geophys.Res., vol.89, 7311~7316, 1984
- (8) Akiyama H., K.Ichino and K.Horii : Channel reconstruction of triggered
lightning flashes with bipolar currents from thunder measurements, J.Geophys.
Res., vol.90, 10674~10680, 1985
- (9) Weidman C.D. and E.P.Krider : The fine structure of lightning return stroke
wave forms, J.Geophys.Res., Vol.83, 6239~6247, 1978
- (10) Takeuti T., M.Nakano, M.Brook, D.J.Raymond and P.Krehbiel : The anomalous
winter thunderstorms of the Hokuriku Coast, J.Geophys.Res., vol.83, 2385~
2394, 1978
- (11) 竹山 : 電磁気学現象理論, p.147, 丸善, 1973
- (12) 関根 : 電力系統解析理論, p.388, 電気書院, 1975
- (13) たとえば 宇田川 : 電気磁気学, p.275, 広川書店, 1975

- (14) たとえば 竹山：電磁気学現象理論，p.151,丸善，1973
- (15) 森脇：過渡現象計算法，p.350，昭光堂，1952
- (16) Uman M.A.：The conductivity of lightning, J.Atmos.Terr.Phys., vol.26, 1215
~1219, 1964
- (17) Orville R.E.：A high-speed time-resolved spectroscopic study of the lightning return stroke：part 2. A quantitative analysis, J.Atmos.Sci., vol.25,
839~851, 1968

第4章 ロケット誘雷により引き起こされる 帰還雷撃放電路の線路定数

4.1 まえがき

電力設備に大きな被害をもたらしている冬季雷は、夏季雷に比べて、その放電現象そのものがまだよくわかっていないのが現状である。ただし雷放電現象の中で、冬季雷、夏季雷共、送電線等に最も大きな被害をもたらす放電過程は帰還雷撃である。電力系統や通信回線のより確かな耐雷対策を行うためには、この帰還雷撃の特性を知る事が必要である。

帰還雷撃の特性を表現する方法の1つに伝送線モデルがある⁽¹⁾⁻⁽⁹⁾ (1.4.3節参照)。このモデルは帰還雷撃を分布定数回路で表現するため、応用面での放電路の取り扱いが簡単にできる。たとえば、送電線に落雷があった時に送電線を通る事故電流を計算する場合や、すぐ近くで起きた落雷による配電線への誘導電圧を計算する場合などに大変有用である。しかし、伝送線モデルに関して今までに発表された論文⁽¹⁾⁻⁽⁹⁾では、落雷電流の放電路内での伝達特性については詳しく議論されておらず、完全なモデルとして確立されていない。そこで、帰還雷撃放電路の発光強度の時間変化が高さとともに変化することを利用して、その測定結果から放電路の伝達特性を求めることを試みた。さらに、この放電路の伝達特性に等価な伝送線の線路定数を求めた。線路定数を求めるのに使用したデータは、昭和57年冬期、石川県河北潟で行われたロケット誘雷実験で得られたデータである。この結果が、自然雷や、送電鉄塔への落雷等の他のトリガー雷にも適用できるかどうか、併せて検討を行った。

4.2 雷放電の光学的観測

4.2.1 観測方法

観測では雷放電による発光の強度測定のほか、雷放電過程を調べるために電界変化、磁界変化を同時に測定している。電界変化測定にはスロー・アンテナ、およびファースト・アンテナを用いた⁽¹⁰⁾ (3.2.1節参照)。落雷による磁界変化は、直径45cmの1回巻き

ループアンテナで検出され、さらに差動増幅して、周波数帯域 1 MHz のテープレコーダに記録される。

雷放電路の光学的観測システムを図4.1 に示す。放電路は、焦点距離50mm ($f=1.4$)の対物レンズを通して半透明のスクリーン上に像を結ぶ。この像はビデオカメラで撮影され、ビデオテープレコーダ (V.T.R.) に記録される。スクリーン上には受光面が $1.2\text{mm} \times 29\text{mm}$ のシリコンフォトダイオード2本が平行に埋め込まれており、放電路からの光を電気信号に変換している。この信号は、周波数帯域 1 MHz の2チャンネルのテープレコーダで記録される。フォトダイオードの 1.2mm の幅は視野 1.4° に相当し、この角度は水平距離 1.5 km 先で発生した、大地に垂直な放電路の場合 36m の長さになる⁽¹¹⁾。以後、放電路の下側を見ているフォトダイオードの出力を P_{low} 、上側の出力を P_{high} とする。

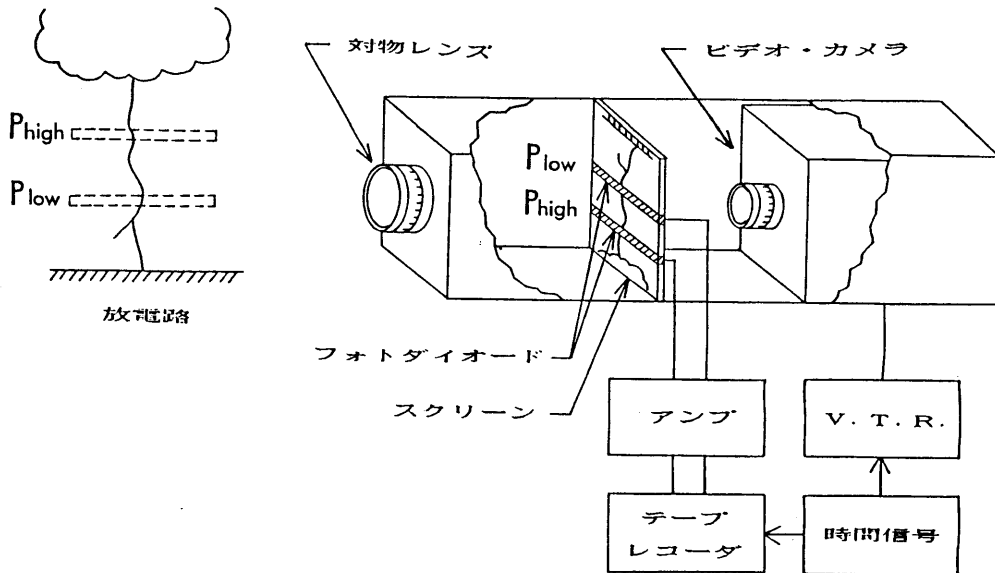


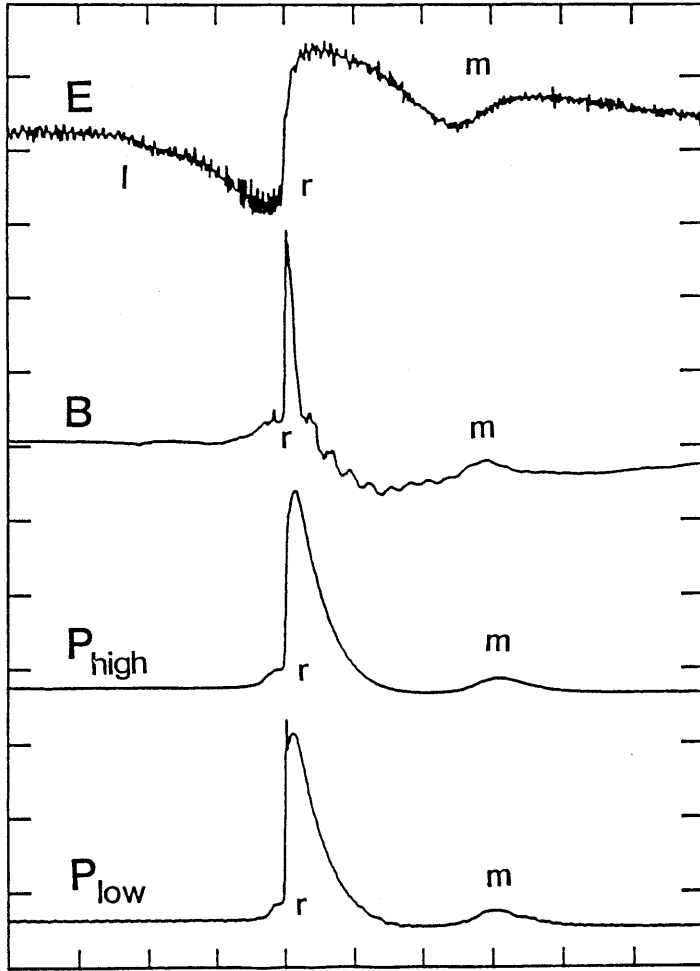
図4.1 雷放電路用光学観測システム

4.2.2 観測結果

図4.1 のシステムを用いた雷の観測は、昭和56年12月から59年2月までに夏2回、冬3回の計5回、それぞれ約2ヵ月間行われた。57年12月の観測はロケット誘雷実験に参加した。ロケット誘雷による観測では、落雷が起きる場所と時間があらかじめ明らかにされるため、効率のよい観測ができ、多くのデータが得られた。

図4.2 にロケット誘雷による対地雷撃（実験番号 82-16の第34雷撃）に伴う各種データの一例を示す。この落雷のロケット打ち上げ前の地上電界は -10kV/m で、放電はワイヤーに沿わない異常誘雷であった。各波形は上から電界 E 、磁界 B 、発光強度 P_{high} および P_{low} の時間変化である。電界変化は通常の落雷と同じ先駆放電から帰還雷撃へと進展していく過程を示している（図中の l は先駆放電、 r は帰還雷撃を示す）。帰還雷撃の後には M 変化と呼ばれるフック形の電界変化（図中の m ）が見られる^{(12) (13)}。磁界変化と発光強度変化波形には、先駆放電が電界変化波形ほどはっきりとは現われていないが、帰還雷撃及び M 変化は、電界変化波形に対応してはっきりと現われている。発光強度変化において、 P_{high} は P_{low} より立ち上がりの急峻な部分が小さくなっていることがわかる。

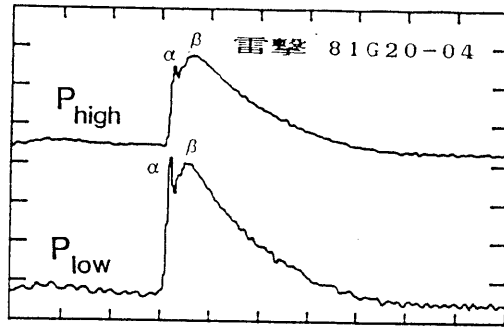
他の発光強度変化の観測例を図4.3 に示す。3例ともトリガー雷によるものであるが、(a)は煙突への負極性落雷を距離 1.0kmで、(b)、(c)は共にロケット誘雷による負極性落雷（(b)実験番号82-22、地上電界 -4kV/m 、(c)実験番号82-18、地上電界 -10kV/m ）を距離 1.5kmの地点で記録したものである。雷撃(a)では、 P_{high} は P_{low} と異なり、最初のピーク α が後続のピーク β に対して相対的に小さくなっている。雷撃(b)は、立ち上りが P_{low} に比べ P_{high} の方がいくぶんゆるやかである。雷撃(c)は(a)、(b)と異なり立ち上りがゆるやかである。(c)のようなタイプの雷撃はトリガー雷でよく発生し、対応する電磁界変化も発光強度変化と同様に立ち上りが急峻でないものが多い^{(14) (15)}。(a)、(b)のように、電磁界及び発光強度変化に急峻な変化がある雷撃は、立ち上り、立ち下がり時間などの雷撃特性は自然雷と同じである。



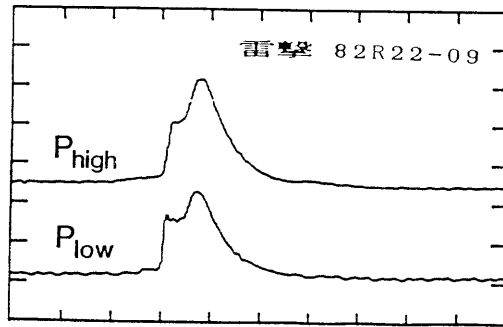
時間 250 μ S/div

図4.2 対地雷撃による電界変化(E)、磁界変化(B)
発光強度変化(P_{high}とP_{low})の波形の一例

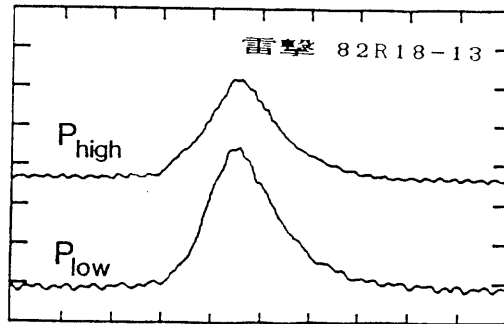
相
对
的
な
発
光
強
度



(a)



(b)



(c)

時間 $60 \mu\text{S}/\text{div}$

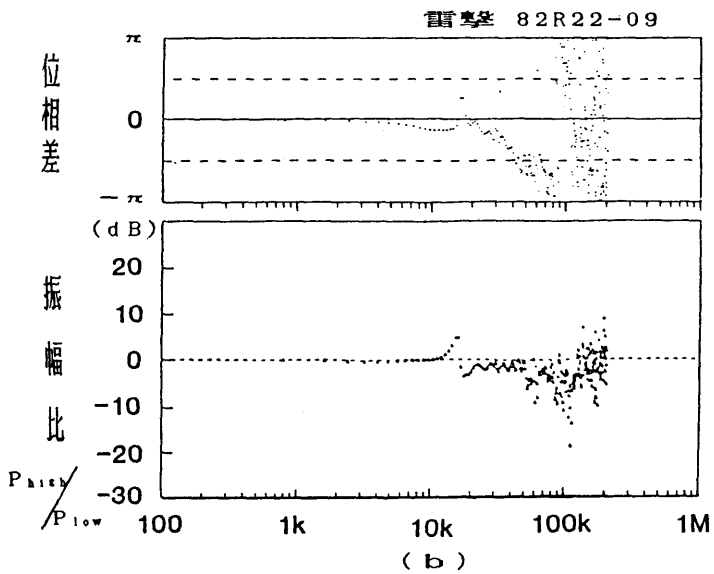
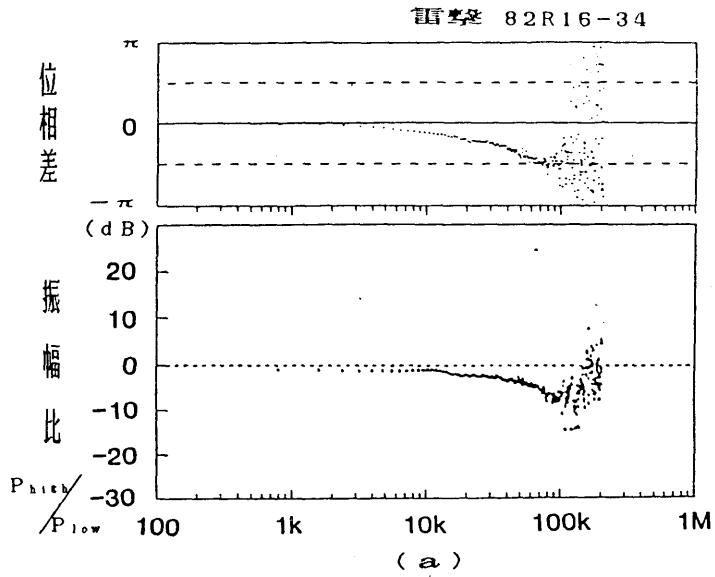
图4.3 発光強度变化の波形例

4.3 発光強度変化波形の周波数スペクトル解析

4.3.1 ロケット誘雷の場合

発光強度変化波形の周波数スペクトルは、記録した波形を約 $2.4\mu\text{s}$ でサンプリングした512点(=1.25ms)のデータから、FFTによって求めた。発光強度変化 P_{low} のスペクトルと、 P_{high} のスペクトルの比は、放電路を伝送線と見なせば、伝送線の伝達特性を現わす。ロケット誘雷による雷撃の場合の代表的な伝達特性2例を図4.4(a)、(b)に示す。(a)、(b)は、それぞれ図4.2、図4.3(b)に示された発光強度変化波形から求めている。各図の上側は P_{high} と P_{low} のスペクトルから求められた周波数に対する位相差、下側は同じく振幅の比を現わしている。ここで、 P_{high} と P_{low} の発光源の放電路上の間隔(以後、伝搬距離という)は約250mである。図4.4(a)の雷撃の場合、伝達特性は低域通過フィルタの特性と同じである。80kHz付近から位相差の変動が大きくなっており、100kHz以上では雑音成分が卓越していると思われる。図4.4(b)の雷撃の場合は全体としては低域通過フィルタの特性に似ているが、10kHz~20kHzの間に(a)のように単調に減少していない領域があり、この伝達特性を簡単な伝達関数で表現することは難しい。以下において、図4.4(a)のような伝達特性をタイプA、(b)のような伝達特性をタイプBと呼ぶことにする。ロケット誘雷による全雷撃33例の内タイプAの雷撃が12例、タイプBが13例、どちらも判断のつかないものが8例あった。

図4.5は、タイプAの特性を持つ雷撃の内、80kHzまであまり雑音成分がない2個の放電に含まれる6個の雷撃について、それぞれの伝達特性を重ね合わせて同じ図に示したものである(図中の曲線については4.4.2節で述べる)。どの雷撃もかなりよく似た特性を示している。伝搬距離250mで、平均的な伝達特性の振幅比は4kHzで約-1dB、80kHzで約-6dBで、このとき位相差は4kHzで約 $-\pi/20$ 、80kHzで約 $-3\pi/7$ である。



周波数 (Hz)

図4.4 放電路の代表的な2種類 (a) タイプA、(b) タイプBの伝達特性

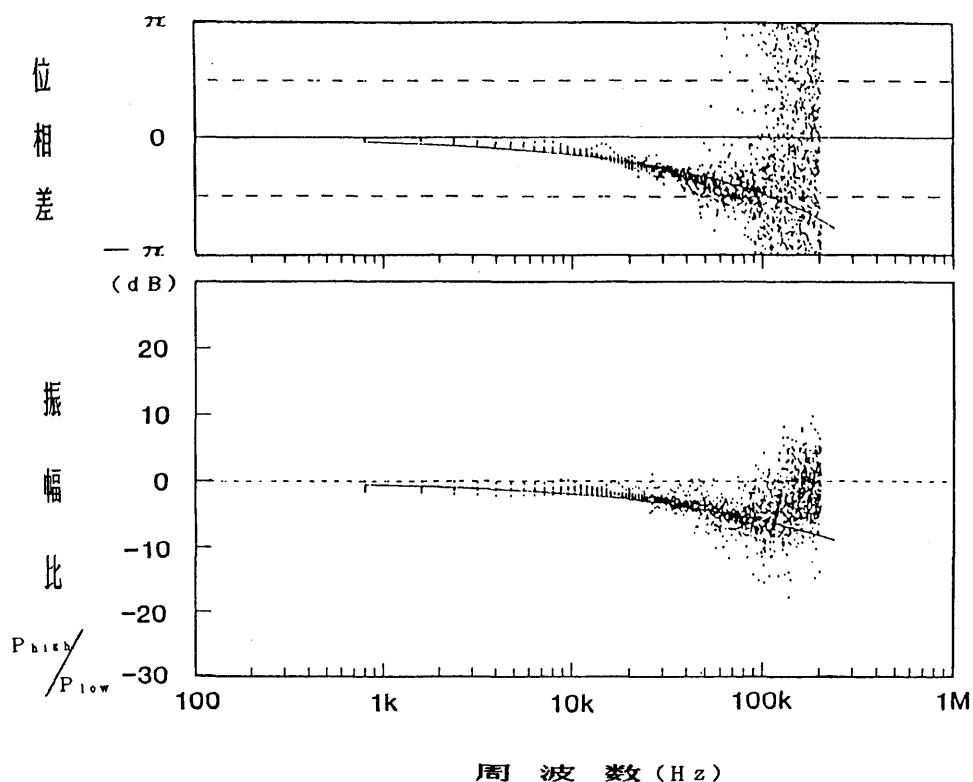


図4.5 ロケット誘雷における2個の落雷中の6個の雷撃の伝達特性

4.3.2 自然雷および煙突への雷の場合

自然雷と煙突への雷についても伝達特性を求めたところ、全23雷撃のうち、図4.4 (a) のようなタイプAの特性を持つ雷撃が17例、図4.4(b)のようなタイプBの雷撃が1例、どちらとも判断のつかないものが5例あった。この数値から明らかなように、自然雷および煙突への雷による雷撃は、ほとんどタイプAの伝達特性を持っていることがわかる。タイプAの特性を示す雷撃で自然雷や煙突への雷撃の伝達特性の例を図4.6 に示す。ただし、これらの雷撃については、発光強度記録用テープレコーダのチャンネル間の利得のキャリブレーションがなされていないため、図の伝達特性の振幅比の値が0dBであっても、 P_{high} と P_{low} のスペクトル強度が等しいわけではない。図4.6 (a)、(b)は自然雷によるもので、(a)は夏の負極性落雷、(b)は冬の負極性落雷の例で、伝搬距離が(a)は850m、

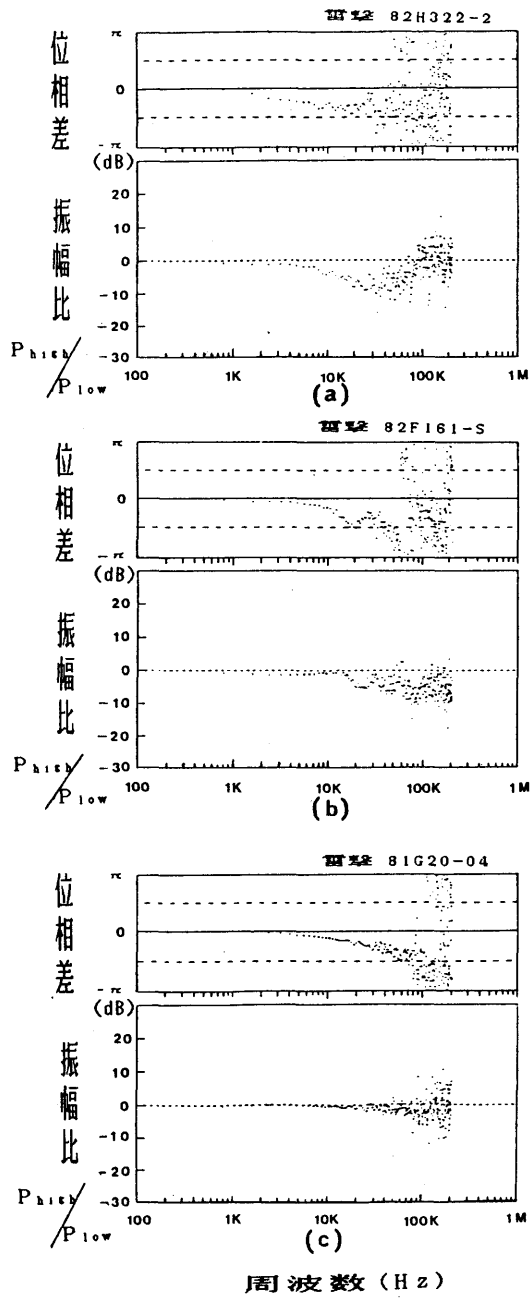


図4.6 自然雷 (a) , (b) および煙突への雷撃 (c) の伝達特性

(b) は370mである。図4.6 (c) は煙突（高さ200m）への雷撃で伝搬距離は170mである。伝搬距離の違いにより振幅比に差が見られる。図4.6 の例では P_{high} と P_{low} の絶対値が分かっていないため、次の章で示す伝達特性に等価な伝送線モデルにおける線路定数を求めることはできない。しかし、タイプAの伝達特性を持つロケット誘雷による雷撃について求めた線路定数は、図4.5（ロケット誘雷）と図4.6（自然雷及び煙突への雷）の振幅比や位相差が大きく異なっていないことから、伝搬距離を考慮すれば、自然雷について求めた線路定数と大きく違わないと考えられる。したがって、自然雷の雷撃のほとんどは、タイプAの伝達特性を持っているので、その線路定数は自然雷にも十分適用できると思われる。

4.4 雷放電路の線路定数

4.4.1 発光強度と電流の関係

前章で求めた放電路の伝達特性は発光強度から求めたものであり、我々にとって最も関心のある電流に対する伝達特性ではない。しかし、発光強度と電流は互いに独立な物理量ではなく、両者の間にある関係が存在すると考えられる。その関係がわかれば、前章の発光強度の場合の伝達特性から電流の場合の伝達特性を求めることができる。さらに、その電流に対する放電路の伝達特性を等価な伝送線の線路定数で表現できる。Braginskii⁽¹⁶⁾ は大気中の絶縁破壊において、放電路の進展を流体力学を基に解いて、放電路の温度 T と電流 I の間に次の関係式を導いている。

$$T = 4.1 \times 10^4 \cdot \rho_0^{1/14} \cdot t^{-3/14} \cdot I^{2/7} \quad (4.1)$$

ここで、 ρ_0 は定数で $1.29 \times 10^{-3} \text{g/cm}^3$ 、 T は絶対温度、 t は時間 (μs)、 I は電流 (kA) である。放電路が光学的に厚いと考えれば⁽¹⁷⁾、ステファン・ボルツマンの法則により発光強度 P は、

$$P = \sigma T^4 = \sigma \{4.1 \times 10^4 \cdot \rho_0^{1/14}\}^4 \cdot t^{-12/14} \cdot I^{8/7} \quad (4.2)$$

となる。ここで、 σ はステファン・ボルツマン定数である。(4.2) 式は P が I の $8/7$ 乗に比例することを示している。

次に実際の雷放電において、PとIの関係を見てもう一度確認することにする。図4.7はロケット誘雷による雷撃の場合について、発光強度と磁界変化のそれぞれのピーク値をプロットしたものである。磁界変化はすべて雷撃点から1.5kmという近距離で観測されているので、磁界変化は近似的に電流変化に比例していると見なすことができる。図にはPがIの1乗及び2乗に比例する場合の直線も同時に示してある。この図よりPとIの間には強い相関関係があり、PはIの1～2乗に比例することがわかる。

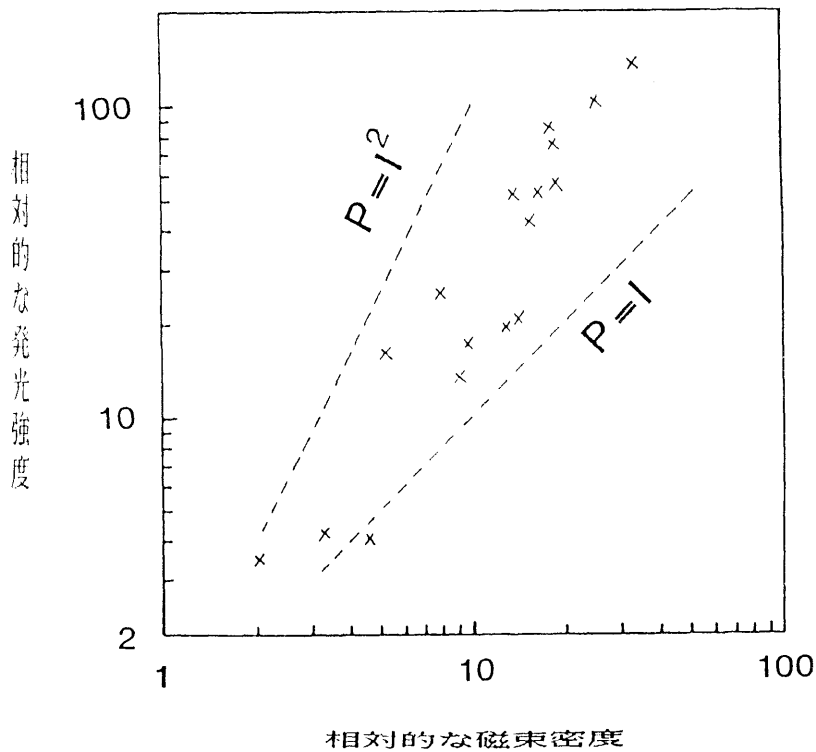


図4.7 帰還雷撃に伴う発光強度と磁束密度の関係

また、角ら⁽¹⁸⁾は数十ms以内で終了する雷撃の場合、地上近傍の発光強度と大地に流れ込む電流の時間変化波形が、大変よく似ていることを指摘している。通常の雷撃は、連続電流成分を除けば、継続時間は永くて1ms程度であるから、発光強度と電流は同じように変化していると言える。発光強度と直接測定した電流値のそれぞれのピーク値との間の相

関係数が0.97であるという報告もあり⁽¹⁹⁾、両者は密接な関係にあると考えられる。

以上の議論より、発光強度は近似的に電流の1乗ないし2乗に比例すると考えることができる。はっきりした発光強度と電流の関係がわかれば、それを使って新たに放電路の線路定数を求め直すこともでき、たとえ、その関係が2乗や3乗に比例していても同じように取り扱えるので、ここでは発光強度は電流の1乗に比例すると仮定する。ただし、次節においては、 $P = I^k$ としたときの k をパラメータにとって線路定数を計算している。

4.4.2 線路定数

ここで、雷放電路を伝送線で模擬しよう。伝送線の単位長あたりの抵抗を R 、インダクタンスを L 、静電容量を C 、漏れコンダクタンスを G とすれば、入出力の比すなわち伝送線の伝達関数 $H(\omega)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} H(\omega) &= \exp[-\{(R + j\omega L) \cdot (G + j\omega C)\}^{1/2} \cdot X] \\ &= \exp[-\{RG - \omega LC + j\omega(RC + GL)\}^{1/2} \cdot X] \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここで、 $j = \sqrt{-1}$ 、 ω は角周波数、 X は伝搬距離である。観測データを用いて(4.3)式の線路定数を最小二乗法により求めることができる。(4.3)式をデータにあてはめる際に次の条件を課す：

- (1) 各線路定数はすべて正である。
- (2) $L \times C$ は平均的な雷撃速度 $1.0 \times 10^8 \text{m/S}$ ^{(11) (20) (21)}の2乗分の1に等しい。
- (3) C は長さ l_c 、半径 r の円柱状導体が大地と垂直に、その下端が大地から l_s の高さにある時の全静電容量を l_c で割った平均の単位長あたりの静電容量とする。

C の値は(3.4)式に示したように、

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\log \left\{ \frac{l_c}{r} \left(\frac{4l_s + l_c}{4l_s + 3l_c} \right)^{1/2} \right\}} \quad (4.4)$$

と与えられる。ここで ϵ_0 は真空中での誘電率である。 l_c 及び l_s は代表的な値として、それぞれ3km、50mとする。

条件(2) は $R = G = 0$ のとき、及び無歪条件のとき成り立つ関係式であるが、 $R \ll \omega L$ 、 $G \ll \omega C$ の場合も同様に成り立つ。 1.0×10^8 m/S という速度は雷撃電流の先端速度であり、すなわち電流の立ち上がり部分での速度であり、 ω が非常に大きい所での値であるから $R \ll \omega L$ 、 $G \ll \omega C$ が満足され、条件(2) が成り立つ。

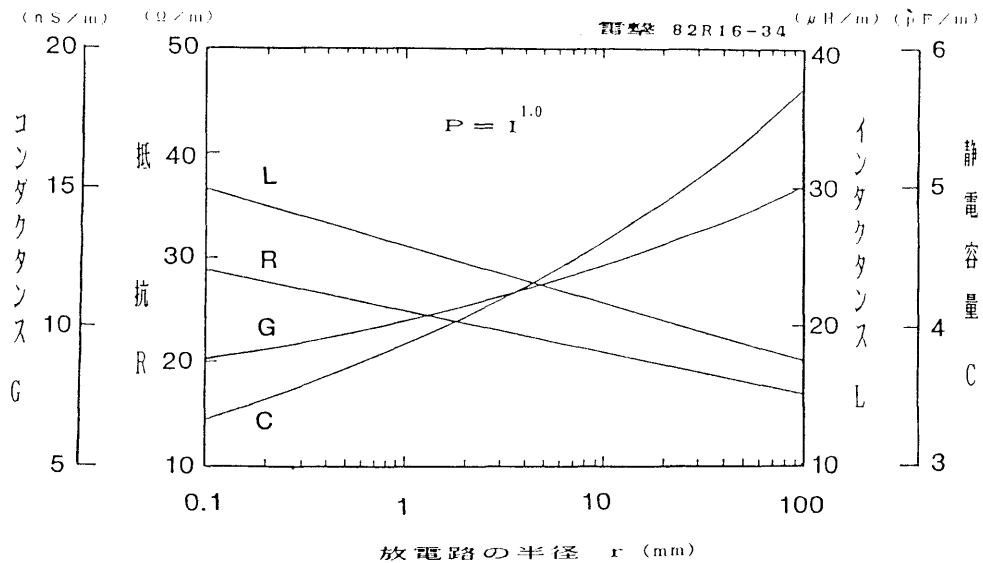


図4.8 雷放電路の線路定数の一例

図4.4(a)に示された帰還雷撃(ロケット誘雷)の伝達特性から求めた線路定数 R 、 L 、 C 、 G の値を放電路の半径を変数として図4.8 に示す。ただし、発光強度が電流の1乗に比例するとした時の値である。 r が 0.1mm から 10cm まで変化するとき、各線路定数のオーダーは R が数十 Ω/m 、 G が数十 nS/m 、 L が数十 $\mu H/m$ で、 C は(4.4)式より数 pF/m である。次に $P = I^k$ としたときの指数 k をパラメータとして、半径 r に対して求めた抵抗値 R を図4.9 に示す。 k を 1.0 から 2.0 まで変えた時、 k の増加と共に R は減少している。しかし、その変化分は $r = 1\text{mm}$ で約 30% 程度でありあまり変わらない。 $k = 1.0$ の場合、2個の放電に含まれる6個の雷撃(図4.5に示した雷撃と同じ)の個々の抵抗値を図4.10に示す。各雷撃での R のばらつきは最大 $20 \Omega/m$ 程度である。自然雷の帰還雷撃の放電路の半径は数 mm のオ

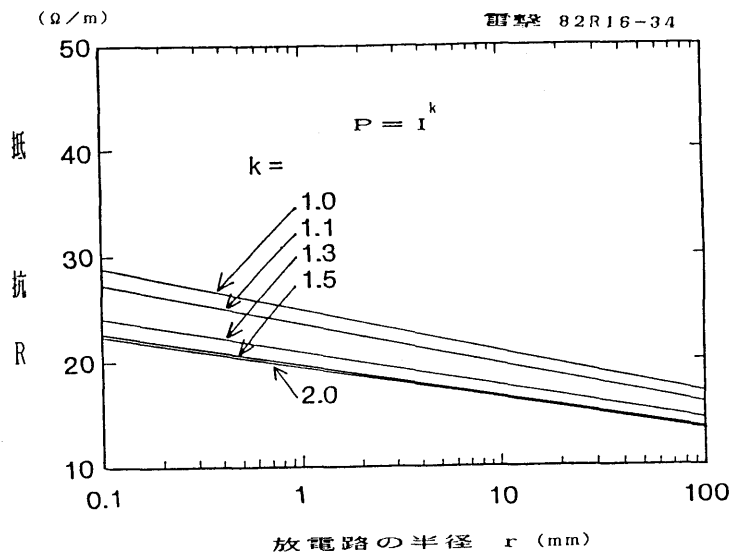


図4.9 放電路抵抗の指数 k と放電路の半径の関係

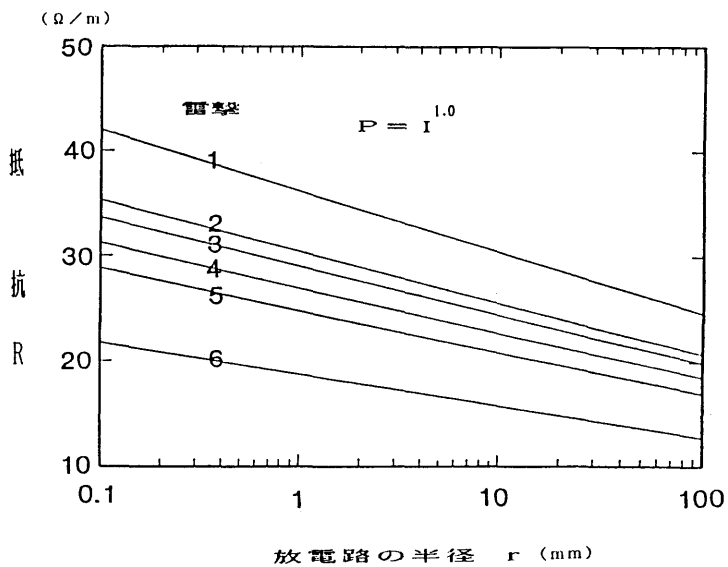


図4.10 6個の雷撃の放電路の抵抗と半径の関係

ータであると言われている⁽²²⁾。図4.10で $r=1\text{mm}$ のとき R は $19\sim 36\ \Omega/\text{m}$ の範囲である。この値は U_{man} ⁽²³⁾ が光のスペクトル線のデータを基に、平均的な放電路の導電率として導出した $180(\Omega^{-1}\text{cm}^{-1})$ から計算した抵抗値 $18\ \Omega/\text{m}$ ($r=1\text{mm}$) によく合っている。

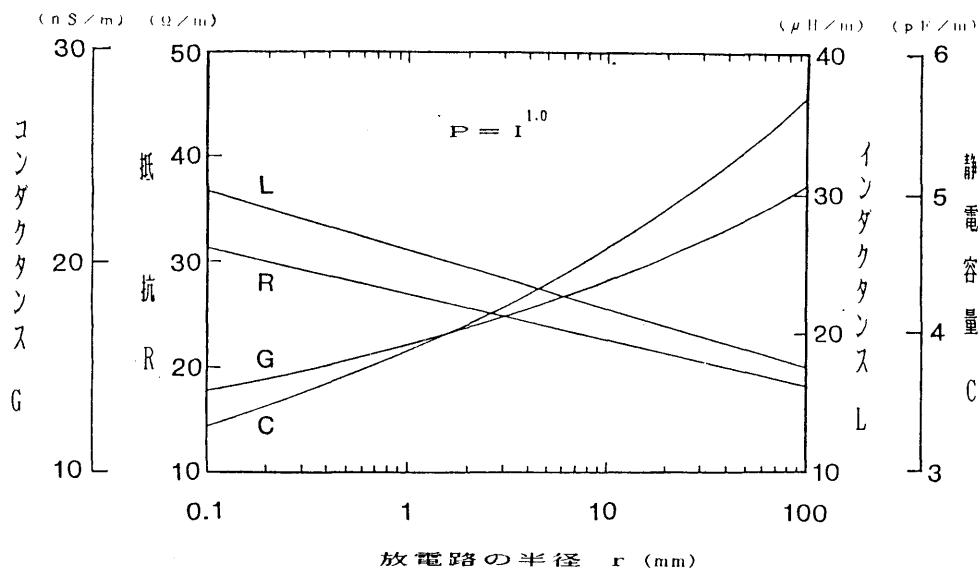


図4.11 代表的な放電路の線路定数と半径の関係

つぎに、この6雷撃の全データ(図4.5)に対し、 $P = I^{1.0}$ を仮定して(4.3)式で与えられる伝達関数を求めた。伝達関数の実部により振幅、虚部により位相を、図4.5の上下のグラフにそれぞれ実線で示す。ここで、80kHz以上の値は外挿されたものである。このときの線路定数を図4.11に示す。 $r=1\text{mm}$ で、 $R=27\ \Omega/\text{m}$ 、 $G=16\text{nS}/\text{m}$ 、 $L=26\ \mu\text{H}/\text{m}$ 、 $C=3.9\text{pF}/\text{m}$ である。これらの値は、ロケット誘雷による雷撃放電路を伝送線表現したときの平均的な線路定数である。この線路定数を使えば、線路の特性インピーダンス Z_0 は次式で与えられる。

$$Z_0 = \left[\frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{730 + 6.8 \times 10^{-10} \omega^2}{2.6 \times 10^{-16} + 1.5 \times 10^{-23} \omega^2} \right)^{1/2} + \frac{4.3 \times 10^{-7} + 1.0 \times 10^{-16} \omega^2}{2.6 \times 10^{-16} + 1.5 \times 10^{-23} \omega^2} \right\}^{1/2} \right. \\ \left. - j \left[\frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{730 + 6.8 \times 10^{-10} \omega^2}{2.6 \times 10^{-16} + 1.5 \times 10^{-23} \omega^2} \right)^{1/2} - \frac{4.3 \times 10^{-7} + 1.0 \times 10^{-16} \omega^2}{2.6 \times 10^{-16} + 1.5 \times 10^{-23} \omega^2} \right\}^{1/2} \right] \right] \quad (4.5)$$

これまで、実際の雷放電の観測を基に、雷放電路の特性インピーダンスを周波数の関数として求めた例はない。(4.5)式により、それがはじめて明確にされた。放電路の半径 r が 1mm および 10mm の場合について、周波数に対する特性インピーダンスの変化を図4.12に示す。この図より、放電路の特性インピーダンスは $r = 1\text{mm}$ の場合、1kHz 以下で約 40k Ω 、100kHz 以上で約 3k Ω 、 $r = 10\text{mm}$ の場合、1kHz 以下で約 30k Ω 、100kHz 以上で約 2k Ω であることがわかる。

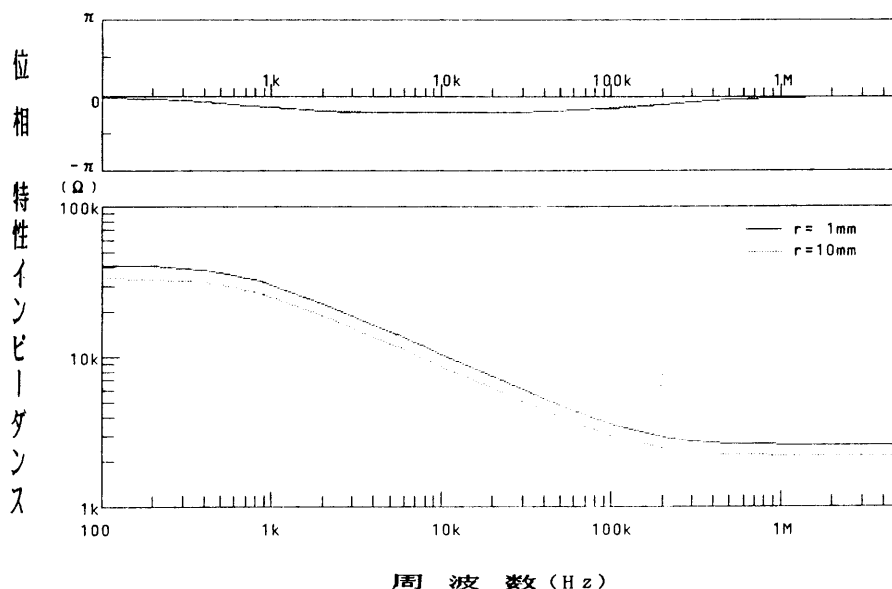


図4.12 雷放電路の特性インピーダンスの周波数特性

4.5 むすび

帰還雷撃放電路のある高さだけからの情報を簡単に測定できるのは発光強度の測定である。我々はこの点に着目し、放電路の発光強度測定より、帰還雷撃の伝送線モデルにおける伝送線の伝達特性を明らかにした。その特性には2つのタイプがあり、1つは周波数とともに位相差と振幅比が単調に減衰するタイプ(A)で、もう1つは数十kHz付近に滑らかな部分があるタイプ(B)である。ロケット誘雷による雷の約半数および自然雷のほとんどはタイプAの特性を持っている。発光強度が電流の1乗に比例すると仮定した場合、伝搬距離250mで、伝達特性の振幅比は4kHzで約-1dB、80kHzで約-6dBで、位相差は4kHzで約 $-\pi/20$ 、80kHzで約 $-3\pi/7$ である。さらに伝送線の線路定数を求めると、放電路の半径が1mmと仮定した場合代表値として、抵抗Rは $27\Omega/m$ 、漏れコンダクタンスGは $16nS/m$ 、インダクタンスLは $26\mu H/m$ 、静電容量Cは $3.9pF/m$ となる。これらの線路定数は、タイプAの伝達特性を示したロケット誘雷による帰還雷撃の測定データより求めた。その伝達特性はほとんどの自然雷や他のトリガー雷のものとはほぼ同じであり、また、電磁界変化においても異なる点は見られていない。したがって、求められた線路定数値はロケット誘雷以外の雷にも十分適用できると考えられる。しかし、今後、放電路の発光強度の高周波領域(100kHz~10MHz)の測定を行い、自然雷やロケット誘雷以外のトリガー雷のデータを増やし、本章で得た結果の信頼性をいっそう高めることが必要である。

参 考 文 献

- (1) Dennis A.S. and E.T.Pierce: The return stroke of the lightning flash to earth as a source of VLF atmospherics, *Radio Sci.*, vol.68D, 777~794, 1964
- (2) Oetzel G.N.: Computation of the diameter of a lightning return stroke, *J. Geophys.Res.*, vol.73, 1889~1896, 1968
- (3) Uman M.A., D.K.McLain, R.J.Fisher and E.P.Krider: Currents in Florida lightning return strokes, *J.Geophys.Res.*, vol.78, 3530~3537, 1973
- (4) Price G.H. and E.T.Pierce: The modeling of channel current in the lightning return stroke, *Radio Sci.*, vol.12, 381~388, 1977
- (5) Leise J.A. and W.L.Taylor: A transmission line model with general velocities for lightning, *J.Geophys.Res.*, vol.82, 391~396, 1977
- (6) Rai J.: Current and velocity of the return stroke lightning, *J.Atmos.Terr. Phys.*, vol.40, 1275~1280, 1978
- (7) Little P.F.: Transmission line representation of a lightning return stroke, *J.Phys.D Applied Physics*, vol.11, 1893~1910, 1978
- (8) LeVine D.M. and R.Meneghini: Electromagnetic fields radiated from a lightning return stroke: Application of an exact solution to Maxwell's equations, *J.Geophys.Res.*, vol.83, 2377~2384, 1978
- (9) Takagi N. and T.Takeuti: Oscillating bipolar electric field changes due to close lightning return strokes, *Radio Sci.*, vol.18, 391~398, 1983
- (10) Takeuti T., M.Nakano, M.Brook, D.J.Raymond and P.Krehbiel: The anomalous winter thunderstorms of the Hokuriku coast, *J.Geophys.Res.*, vol.83, 2385~2394, 1978
- (11) Nakano M., T.Takeuti, Z-I.Kawasaki and N.Takagi: Leader and return stroke velocity measurements in lightning from a tall chimney, *J.Meteor.Soc.Japan*, vol.61, 339~345, 1983
- (12) 高木, 竹内, 仲井: 帰還雷撃の二重の発光現象, 電気学会高電圧研究会資料, HV-83-41, 93~100, 1983

- (13) Malan D.J. and B.F.J.Schonland: Progressive lightning 7, Proc.Roy.Soc. London, A, 191, 485~503, 1947
- (14) Nakano M., N.Takagi, Z.Kawasaki, T.Takeuti and K.Horii: Return strokes of triggered lightning flashes, Res.Lett.Atmos.Elect., vol.3, 73~78, 1983
- (15) Takeuti T., M.Nakano, Z-I.Kawasaki and N.Takagi: Electromagnetic fields on the ground due to lightning strokes triggered with rockets and a tall chimney 6th symposium on EMC, Zurich, 12C4, 61~64, 1985
- (16) Braginskii: Theory of the development of a spark channel, Soviet Phys. JETP, vol.34, 6, 1068~1074, 1958
- (17) Zhivlyuk Yu.N. and S.L.Mandel'shtam: On the temperature of lightning and force of thunder, Soviet Phys. JETP, vol.13, 2, 338~340, 1961
- (18) 角: 誘雷実験における雷電流と発光の解析, 電気関係学会東海支部大会, No.69, 1981
- (19) Idone V.P. and R.E.Orville: Correlated peak relative light intensity and peak current in triggered lightning subsequent return strokes, J.Geophys. Res., vol.90, 6159~6164, 1985
- (20) Idone V.P. and R.E.Orville: Lightning return stroke velocities in the Thunderstorm Research International Program(TRIP), J.Geophys.Res., vol.87, 4903~4951, 1982
- (21) Idone V.P., R.E.Orville, P.Hubert, L.Barret, and A.E.Berard: Correlated observation of three triggered lightning flashes, J.Geophys.Res., vol.89, 1385~1394, 1984
- (22) Golde R.H.: Lightning vol.1, p.181, Academic Press London, 1977
- (23) Uman M.A.: The conductivity of lightning, J.Atmos.Terr.Phys., vol.26, 1215~1219, 1964

第5章 総括

5.1 本研究のまとめ

今日、電気は万能なエネルギーであるがゆえに、社会生活の中の動脈として利用されるだけでなく、我々の生活の細部にまで浸透している。そのために、一度停電が起きればその及ぼす影響は大きい。たとえ、数十ミリ秒程度の瞬間的な電圧降下であっても、コンピュータを組み込んだ機器は誤動作防止のためその機能を停止してしまう。ますますコンピュータ化が進む現在の高度情報化社会では、停電が社会的混乱を招き易いため、消費者から質の高い電力を求める強い要請がある。この停電を引き起す第一の発生原因は雷である。

このような状況下において、冬季に日本海側地方で発生する雷による災害が、電力、航空、通信等の様々な分野で発生し、特に問題となっている。たとえば、冬季雷による送電線の事故率は夏の場合に比べて6倍も高く、さらに、電力の輸送において致命的である2回線にわたる事故率は、夏に比べ37倍も高い。北陸地方は大容量の電力供給源であるため、電力の安定供給という点において重大な問題となっている。

夏季雷に比べて冬季雷が電力設備にとって脅威である主な原因は、冬季雷に特有な性質に在り、それは冬季の気象条件が作り出している。代表的な冬季雷の特徴として、以下に示す性質があげられる。

- 500 mbの気温が -20°C ～ -40°C のとき発雷し易く、発雷領域は秋から冬にかけて日本海側地方を南下する。
- 発雷に夏のような顕著な日変化はない。
- 雷雲の電荷構造は夏季雷の場合と全く同じである。
- 雷雲の高度が低い。
- 正極性落雷の発生頻度が高い。
- 正極性雷撃電流の波高値が高い。
- 連続電流を伴う雷撃が多く、その電流値も高い。
- 放電で中和される電荷量大きい。
- 落雷が単一雷撃である割合が高い。

- ・ 両極性型雷撃電流がある。
- ・ トリガー雷（地上の高建造物からの上向きストリーマで開始される雷放電）が発生し易い。

冬季雷の研究の歴史は浅く、まだ十分に解明されていないのが現状である。そこで本論文では、電力設備での雷災害を減らすことを目的とし、対地放電を雷雲、前駆放電、帰還雷撃の3つの過程に分けて、それぞれの過程をモデル化し、そのモデルを用いて、冬季雷の対地放電特性の解明を行った。この雷放電モデルは様々な形で応用することが可能である。

以下、本論文で得られた結果を総括する。

第2章では、夏季雷では発生頻度が数%しかないが、冬季雷では30%~100%にも達する正極性落雷の発生原因の解明を行った。ここでは、雷雲内の電荷を正と負の2つの円柱状電荷領域で表わし、その表面からリーダがその先端での電位傾度の最も大きな方向に進展する雷放電モデルを用いた。そして、雷雲内の電荷の位置（正と負の電荷中心間の垂直距離は3km一定とする）によって正極性落雷の発生頻度がどう変るか、計算を行った。その結果、夏の雷雲に相当する負電荷の高さ（5km）では、電荷中心間の水平距離がかなり大きくなると正極性落雷は発生しない。日本海側地方の冬季雷に相当する負電荷の高さ（3km）では、電荷中心間の水平距離が300m以上になると正極性落雷が発生し、水平距離の増加に伴い正極性落雷の発生頻度も高くなる。冬のノルウェーの雷雲に相当する負電荷の高さ（1km）では、電荷中心間の水平距離が0でも正極性落雷の発生頻度が高くなることがわかった。さらに、電荷中心間の水平距離の大きさによらず、負電荷の高さが低くなるほど正極性落雷の発生頻度は高くなる。これらの計算結果は、風の垂直シアーが大きいほど（正と負の電荷間の水平距離が大きくなる）、かつ-10℃の温度高度が低いほど（負電荷の高さが低くなる）正極性落雷の発生頻度が高くなるという観測結果と一致している。すなわち、雷雲内の電荷の位置が正極性落雷の発生頻度に大きく関わっていることが明らかとなった。

第3章では、冬季雷において、落雷点から10~30kmという近距離で、数多く観測される両極性振動型電界変化の発生原因の解明を行った。ここでは、放電路を伝送線で、放電に寄与する雷雲内の電荷領域を導体球で模擬し、これを伝送線の下端が大地に、上端が導体球の静電容量に等しいコンデンサーで終端された電氣的等価回路で表した対地放電モデル

を用いた。この導体球は、放電路に電荷を供給するために、電荷領域内に無数に枝分れして広がった放電路群に相当する。夏季雷と冬季雷の大きな違いは雷雲の大きさである。日本の夏の雷雲は雲底の高さが約 1.5km、雲頂が約10kmであるのに対して、冬季の場合、雲底が約 0.3km、雲頂が約 5 kmである。このように、雷雲の大きさが冬季雷の方が夏季雷よりも小さいために、電荷領域も冬季の雷雲の方が小さいと考えられる。したがって、コンデンサーの容量が冬の場合は小さくなり、放電路の上端は開放端に近くなる。その結果、上昇していった雷撃電流は、上端で反射し、逆極性となって下降し、両極性振動型電流となる。この雷撃電流に伴う電界変化は、当然、近距離においても両極性振動型になる。

このモデルを用いて、放電路を流れる電流およびそれによって生じる地上電界を計算した結果、帯電球の半径が200m以下では、放電路からの距離が10km以上で電界変化が両極性振動型になり、帯電球の半径が2 km以下では、放電路からの距離が20km以上で電界変化が両極性振動型になることがわかった。この結果から、雷雲のスケールが小さい冬季雷で両極性振動型電界変化が発生し易いことが明確にされた。

第4章では、帰還雷撃放電路のある高さだけからの情報を簡単に測定できるのは、発光強度の測定であることに着目し、放電路の発光強度測定から、帰還雷撃の伝送線モデルにおける伝送線の伝達特性を明らかにした。その特性には2つのタイプがあり、1つはローパス・フィルタの特性と同じで、周波数とともに位相差と振幅比が単調に減衰するタイプ(A)で、もう1つは数十kHz 付近に滑らかでない部分があるタイプ(B)である。ロケット誘雷による雷の約半数および自然雷のほとんどはタイプAの特性を持っている。発光強度が電流の1乗に比例すると仮定した場合、伝達特性の振幅比は4kHzで約-1dB、80 kHzで約-6dBで、位相差は4kHzで約 $-\pi/20$ 、80kHzで約 $-3\pi/7$ である。さらに、この伝達特性に等価な伝送線の線路定数を求めた。放電路の半径を 1mmと仮定した場合、代表値として、抵抗Rは27 Ω /m、漏れコンダクタンスGは16nS/m、インダクタンスLは 26 μ H/m、静電容量C=3.9pF/mとなる。これらの線路定数は、タイプAの伝達特性を示したロケット誘雷による帰還雷撃の測定データより求めた。その伝達特性は、ほとんどの自然雷や他のトリガー雷のものとはほぼ同じであり、また、電磁界変化からみた立ち上り、立ち下がり時間等の雷撃特性においても、ロケット誘雷放電と自然雷および他のトリガー雷の放電の間に異なる点は見られていない。したがって、求められた線路定数値はロケット誘雷以外の雷にも十分適用できると考えられる。

5. 2 冬季雷による雷災害の防止への応用

第1章では、これまでにわかっている冬季雷の性質について述べた。また、その性質が夏季雷に比べて雷災害を引き起こし易いことを示した。ここでは特に雷災害の中でも電力送電線での雷害事故に注目する。送電線の雷害事故防止策をより確かなものとするには、事故に至るまでのメカニズム（雷雲の発生→移動→放電の発生→落雷→地絡→そして事故）が明らかにされなければならない。しかし、冬季雷の場合、落雷の特性についてはかなり解明されてきたが、このメカニズムの他の部分は、あまりよくわかっていないのが現状である。そこで、送電線での雷害事故につながる可能性が高い冬季雷の性質をあげてみると、以下に示す性質が考えられる

- ①正極性落雷の発生頻度が高い。架空送電線を雷から遮蔽する方法についての研究が負極性落雷ほど進んでいない。
- ②正極性落雷電流のピーク値が大きい。
- ③連続電流を伴う雷撃が多い。中和される電荷量が大きくなるだけでなく、冬季には電流値が大きく、継続時間が長いものがあり、再閉路に必要な時間も長くなる。
- ④放電で中和される電荷量が大きい。送電線に与えるエネルギーが大きいため素線切れする可能性もある。
- ⑤両極性型帰還雷撃電流がある。このような雷撃に対する耐雷対策は現在なされていない。
- ⑥トリガー雷の発生が多い。冬季の送電線への落雷はほとんどこのタイプの雷である。自然雷が発生しないような、あまり発達していない雷雲でもトリガー雷が発生することがある。したがって、電力設備での雷災害を未然に防ぐには、自然雷が発生していない未発達な雷雲までも早期に掌握しておく必要がある。
- ⑦空間電荷密度が高い⁽¹⁾。雷雲下の電荷を中和するだけで、雲にまで放電路が達しない小規模な放電がトリガー雷ではたびたび観測されている⁽²⁾。このような小規模な放電で送電線が地絡するようなことはないが、この放電によって空間電荷が取りさられ、地上電界が強まり、新たな大きな放電を引き起こすことも考えられる。
- ⑧雷雲の電荷の位置が低い。①、⑥、⑦の性質の発生原因である。地上では高電界となり、送電線の多くの場所でコロナ放電が発生し、どこからでも雷放電を開始し易い状

態を作り出している⁽³⁾。

以上の冬季雷の性質が、送電線事故にどう結びついているのか見きわめられるような観測が今後必要である。

次に、送電線での雷害事故の中でも、冬季に発生率が高く、重大な事故である多相多回線事故の発生原因を、これまでに明らかとなっている冬季雷と夏季雷の性質をもとに推測すれば、

- ①異なった電荷領域からの多数の多地点同時雷撃。
- ②1本の下向きの放電路が枝分れすることによる多地点落雷⁽⁴⁾。
- ③リーダの直径は数メートルあり⁽⁵⁾、リーダに何相もの送電線導体が覆われてしまい、数相同時に被雷する。
- ④短い時間間隔で落雷電流が流れる（たとえば、短い間隔で起きる後続雷撃、M-変化等）ために、逆閃絡が異なった相で発生する。
- ⑤冬季雷の連続電流は、夏季雷の場合に比べ、発生頻度、電流のピーク値が高く、継続時間が長いものも多いので、風によって地絡地点が変わったり、別の場所での逆閃絡を誘発する。
- ⑥高い地上電界による数箇所からの同時トリガー雷⁽⁶⁾。
- ⑦大きな落雷電流（特に正極性落雷）があった場合、鉄塔電位が大きく上昇し、1相の逆閃絡だけでは電位上昇をまかないきれずに多相にわたって逆閃絡が生ずる⁽⁷⁾。

のいずれかが予想される。雷事故に至るメカニズムを探るには、これらの事柄を加味して5.3.2節に示すような冬季雷観測を今後行う必要がある。

第2章では、正極性落雷の発生頻度は、正負の電荷間の水平方向の距離が大きい場合と、電荷の高度が低い場合に高くなることが明らかにされた。もし、風の垂直シア（電荷間の水平方向の距離を大きくする）や地上の気温（電荷の高度がわかる）の値が、正極性落雷を発生し易い状態であることが、雷雨が到達する前にわかれば、事前に事故対策準備をしたり、あるいは送電回線の変更をするなどして、特に大きな被害を持たらず正極性落雷による災害を最小限に食い止めることも可能である。また、ここで用いられた雷放電モデルを使って、雷雲と送電線の位置関係による被雷状況（落雷する範囲、正極性落雷の発生頻度、架空地線の遮蔽成功確率等）の違い、山岳地を通過している送電線の場所による被雷状況の違い等が計算によりあらかじめ予想でき、たとえば送電径路の設定等の手助けとな

る。

第3章では、両極性振動型電界変化の発生原因として雷放電路内を往復反射する帰還雷撃電流を予測したが、実際に両極性にわたる電流が観測されており、このタイプの電流に対する耐雷対策が必要である。また、ここで用いた帰還雷撃の伝送線モデルは応用面での適用が容易であり、その利用範囲も広い。たとえば、帰還雷撃に伴う電磁界波形を測定して雷撃電流を推定したり、送電線への落雷による各地点での事故電流を計算したり、近くでの落雷による配電線への誘導電圧を計算するのに用いることができる。

第4章では、帰還雷撃放電路の線路定数が明らかにされた。この数値による伝送線モデルを用いた応用計算で、より精密な結果を得ることが期待できる。また、ここで行った放電路の発光強度の観測は、帰還雷撃速度、放電路の伝搬特性を求めることができるだけでなく、発光強度が電流と密接な関係にあるため、雷撃点での電流の変化や、フォトダイオードアレイの方向を変えて放電路の径方向の電流の変化（1.4.3節に示したコロナ電流に対応する）などの情報を得ることも可能である。

5.3 今後の課題

5.3.1 雷放電モデルについて

雷雲をモデル化する場合、電荷領域のモデル化が必要であるが、それとともに、雷雲内の上昇気流、下降気流は、電荷の生成および分布に大きく関わっており⁽⁸⁾、雷雲をモデル化する上で重要な要素となっている。また、雷雲の外の気流は雷雲の進む方向を決定するので、日本海から上陸して山岳地にある送電線を通過する雷雲のふるまいをシュミレートするような場合には、外の気流もモデルに加味する必要がある。

図1.8に示したように、正電荷領域は水平方向に大きなひろがりを持っている。また、このひろがりや時間とともに変化する。このように電荷領域は空間的に、そして時間的にも変化するのので、これらを考慮したモデルは実際の雷雲をよく模擬したものとなる。さらに、雲粒に帯電した電荷1個1個の動きを模擬できれば、ますます理想に近くなる。

リーダのモデル化において、点あるいは線電荷でリーダを模擬した場合、リーダの進展に伴う電界変化は観測結果とよく一致している。しかし、送電線等に接近したリーダも線電荷等で十分に模擬できているとは考えにくい。なぜなら、そのようなモデルでは、リー

ダ先端での電離や電子なだれ、ストリーマの進展は考慮していないからである。先端に電荷が集中し、プラズマ化しているリーダを、さらに、送電線や大地からのコネクティング・リーダをも十分に模擬できるモデルの開発が必要である。

帰還雷撃の伝送線モデルは、近距離での電界変化が観測値と一致しないという欠点があるが、電力の分野のように、電流の立ち上り部分が重要な対象目的であるような場合は、モデルを用いた応用計算が簡単にできるという利点があり、その利用価値は高い。また、Linらのモデルのユニフォーム電流(1.4.3参照)や放電路の形状を考慮したモデルの改良によって、より精密な伝送線モデルを確立することができる。一方、単に観測結果によく合うモデルだけでなく、プラズマ物理学を基礎とした純粋なモデル⁽⁹⁾の開発も必要である。

5.3.2 冬季雷観測について

これまでに行われてきた冬季雷観測は、冬季雷そのものの性質がよくわかっていなかったため、夏季雷の観測で得られているような基礎的なデータを収集することに重点が置かれてきた。したがって、直接、冬季雷による雷災害を防止できるような研究はあまり手掛けられていない。また、雷活動は年ごとに異なり、同じ年でも場所によって大きく異なるため、雷に関しては長年にわたるデータの蓄積が必要である。現状においても、リーダの速度、電荷密度、ステップの有無や帰還雷撃の電流、速度、放電路の長さ、1回の放電で中和される電荷量、雷雲内の電荷分布といった重要な項目についての信頼できるデータを統計量として示すほど集まってはいない。しかし、送電線の多相多回線事故といった早急に改善されなければならない問題があり、雷事故防止には欠かせない基礎的なデータを収集する一方で、事故防止に結びつくような、対象をしばった観測も必要である。

前節で多相多回線事故の発生原因を示したように、事故に至るメカニズムの中でよくわかっていない点は、リーダが帰還雷撃に移行する直前の放電路の様相である。これは、多相多回線事故に限らず送電線での事故を解明するためのキー・ポイントとなっている。ただし、この部分の観測を行うには、十分に時間的、空間的分解能のある観測を行わないと、その価値は半減してしまう。それには、高速度カメラやフォトダイオード・アレイによる放電路の撮影や、UHFアンテナ・アレイによる放電路からの電波源の測定、送電線上の多地点での電磁界、落雷電流測定といった方法が考えられる。しかし、実際の送電線で、

狙った場所に落雷があることは稀であり、放電頻度の高いロケット誘雷実験や高構造物でのトリガー雷の測定、室内での模擬実験などの方法と平行して行う必要がある。

参 考 文 献

- (1) 村下, 鬼頭, 松原, 堀井: 冬季雷雲下における空間電荷の垂直方向分布, 放電・高電圧合同研究会資料, HV-85-23, 45~53, 1985
- (2) 中村, 堀井: ロケット誘雷放電現象, 電気学会全国大会, S.3-3, 1986
- (3) 藤波, 相原: 高電界・イオン流場中のがいし装置のフラッシュオーバ電圧低下現象の検討, 電気学会全国大会, 1489~1490, 1986
- (4) Guo C. and E.P.Krider: The optical and radiation field signatures produced by lightning return strokes, J.Geophys.Res., vol.87, 8913~8922
- (5) Uman M.A.: Lightning, McGraw-Hill New York, p.6, 1969
- (6) 安井, 高橋, 原, 須永: 送電線への雷放電観測, 電気学会全国大会, S.3-6, 1986
- (7) 木下, 森下, 鈴木, 伊井, 北原: 送電線の多相逆閃絡現象に関する基本的な実験について, 電気学会全国大会, 1484~1485, 1986
- (8) Magono C.:Thunderstorms, Elsevier North-Holland Inc., New York, pp.77~134, 1980
- (9) Albright N.W. and D.A.Tidman: Ionizing potential waves and high-voltage breakdown streamers, Physics of fluids, vol.15, 86~90, 1972

謝 辞

本研究は名古屋大学大学院工学研究科博士課程において行なわれたものである。

本研究の遂行ならびに本論文の作成に際し、終始親切なご指導とご鞭達を賜った名古屋大学空電研究所教授工学博士仲井猛敏先生、助教授理学博士竹内利雄先生および名古屋大学工学部教授工学博士堀井憲爾先生に深く感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり、数々の有益なご教示をいただいた名古屋大学工学部教授工学博士鬼頭幸生先生および名古屋大学空電研究所助手理学博士仲野眞先生、工学博士河崎善一郎先生に深く感謝の意を表します。さらに、雷観測を遂行するにあたって多大なるご尽力をいただいた名古屋大学空電研究所技官長谷正博氏、中田滉氏に深く感謝の意を表します。

また、本論文をまとめるにあたり、多大なるご協力とご激励をいただいた岐阜大学工学部教授工学博士有馬泉先生に深く感謝の意を表します。

本研究に関して発表した論文

章	論文題目	掲載誌	共著者
第1章	Leader and return stroke velocity measurements in lightning from a tall chimney	J. Meteor. Soc. of Japan, vol.61, No.3, 339~345, 1983	M.Nakano, T.Takeuti, Z.Kawasaki
第2章	On the occurrences of positive ground flashes	J. Geophys. Res., vol.91, 9905~9909, 1986	T.Takeuti, T.Nakai
第3章	Oscillating bipolar electric field changes due to close lightning return strokes	Radio Science, vol.18 No.3, 391~398, 1983	T.Takeuti
	On the oscillating bipolar return stroke current	Int. Conf. on Lightning and Static Electr., Fort Worth, USA, 83, 1~11, 1983	T.Takeuti, M.Nakano
第4章	ロケット誘雷により引き起こされる帰還雷撃放電路の線路定数	電気学会論文誌, vol.105-B, No.4, 378~384, 1985	竹内利雄 仲井猛敏
	Return strokes of triggered lightning flashes	Res. Lett. Atmos. Electr. Japan, vol.3 No.2, 73~78, 1983	M.Nakano, Z.Kawasaki T.Takeuti, K.Horii
	Electromagnetic fields on the ground due to lightning strokes triggered with rockets and a tall chimney	6th Symposium on EMC Zurich, 12C4, 61~64 1985	T.Takeuti, M.Nakano, Z.Kawasaki