

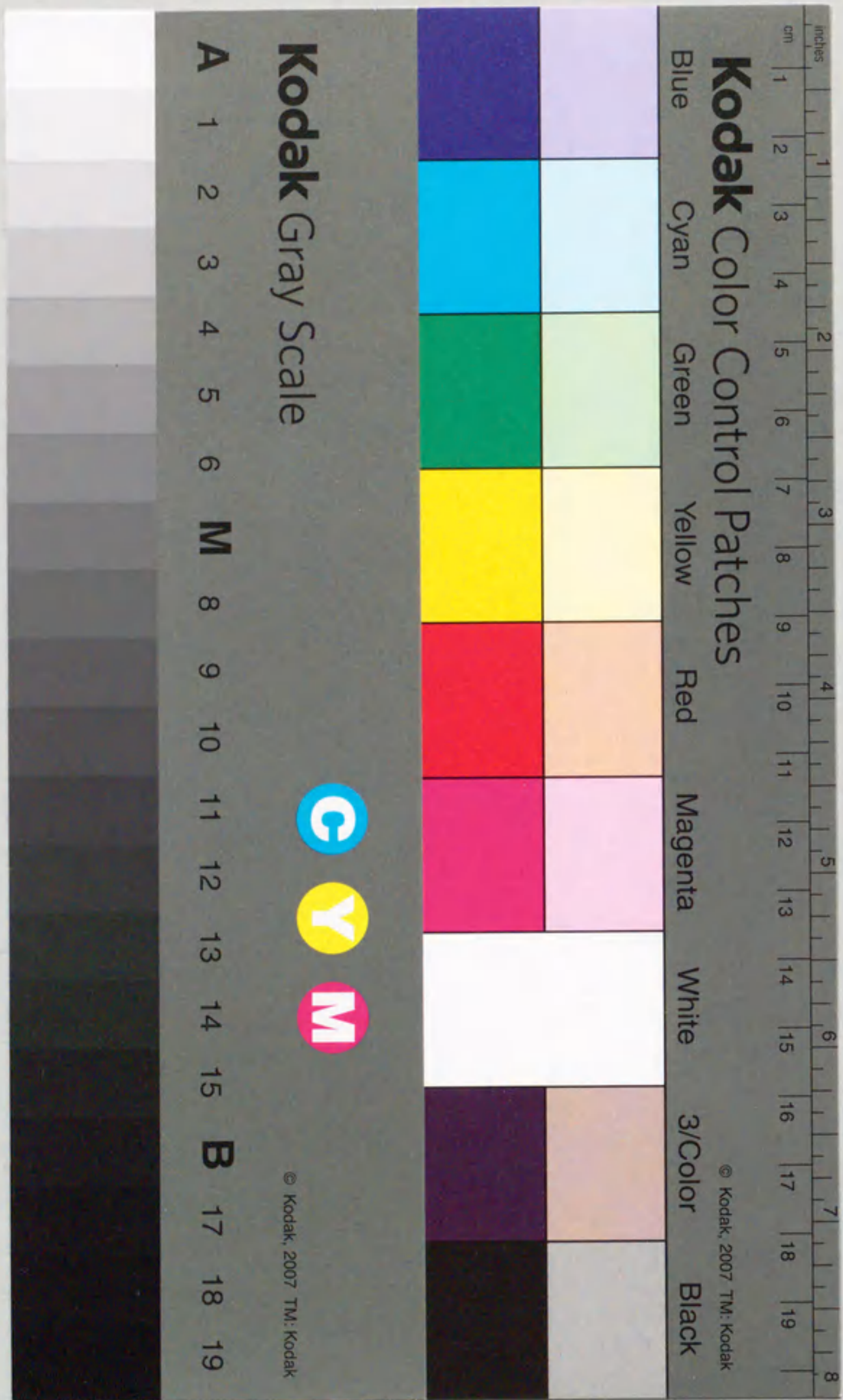
学位論文

ブラックホール磁気圏からの
エネルギー抽出過程

1991 年

名古屋大学大学院
理学研究科物理学専攻

高橋 真聡



⑤

学位論文

ブラックホール磁気圏からの
エネルギー抽出過程

名古屋大学大学院
理学研究科物理学専攻

高橋 真聡

Abstract

1965年のクエーサーの発見は、それが非常に大きなエネルギーを持ち、また速い時間変動を示すことより、コンパクトな領域に巨大な質量が存在していることを意味していた。1967年のパルサーの発見は、中性子星の存在を確かなものとし超高密度星の理論を検証した。こうして、一般相対性理論の予言するブラックホールも、天体現象を解明する上でその存在が大きくクローズアップされてきた。その後、白鳥座 X-1 や激しい活動性を示す銀河中心核の多数の観測により、ブラックホールの存在が広く支持されるに至っている。本論文では、天体現象のなかでブラックホールが、いかにして活動性を引き起こしうるかを考察する。そして、活動銀河中心核やクエーサーの活動性について、特に宇宙ジェットと呼ばれるプラズマの相対論的ビーム流の起源について議論する。

ブラックホールとは、一方通行である“事象の地平線(event horizon)”で覆われている領域であり、この地平面の内側からは、いかなるエネルギーも取り出すことができない。したがって、ブラックホールとそれを取り巻くプラズマや電磁場からなる系を考え、ブラックホールの外側の環境で活動性を議論することが必要となる。通常の見方は、大部分のプラズマがブラックホールに飲み込まれ、膨大な重力エネルギーを解放し、一部のプラズマがその解放エネルギーを得ることで、ジェット現象などの活動性が引き起こされるというものである。しかしながら、ブラックホールの周りでプラズマや電磁場がどのような構造をつくるか、またどのようにして相対論的ビーム流が形成されるかについての満足なモデルは得られていない。一般的な考え方として、ブラックホールは、その周りを回転しながらゆっくり落ち込んでいくプラズマから構成されるトラス状のガス円盤(アクリションディスク)を伴っていると考えられている。このアクリションディスクは、重力と遠心力と圧力が釣り合うことで形状が保たれており、プラズマは粘性などによって角運動量を失うことでディスクの内端からブラックホールに降着する。アクリションディスクは磁場も伴っていると考えられる。それは、差動回転によってダイナモ作用による磁場を作るかもしれないし、降着に際して外部から持ち込んだのかもしれない。この磁場は、アクリションディスクの構造や活動に重要であるだけでなく、ブラックホールと直接相互作用することで、本質的な役割を果たすと期待される。

こうして形成されるブラックホール磁気圏のエネルギー源としては、降着プラズマから解放される重力エネルギーの他に、ブラックホールの回転エネルギーに由来するものが考えられる。ブラックホールの回転エネルギーを活動性の源として取り出す試みは、最初にペンローズ過程と

して指摘され、その後磁場によって電磁氣的に引き抜けることが示された。この磁場によるエネルギーの引き抜きは、ブラックホールの時空の引きずりの速度が磁場の回転速度より勝っていて、ブラックホールが磁場を引きずる格好のときに実現される。このときエネルギーは、ポインティングフラックスとして遠方に運ばれる。しかし、ジェット流としてのエネルギー放出を問題にするときは、プラズマの運動エネルギーとしての輸送を説明する必要があり、プラズマと電磁場の相互作用を含む磁気流体流としてのエネルギー輸送の方が都合がよい。

磁気流体流の取扱いは、太陽風やパルサー風において研究されてきた。磁気流体には磁気音波とアルフベン波が存在するが、流速がちょうど波の位相速度に等しくなる臨界点が存在しうる。ブラックホール磁気圏においても、太陽風などの解析と同様に、磁気流体がこの臨界点を通過する条件を調べることで、輸送されるエネルギー、角運動量、粒子数などを評価できる。ブラックホール磁気圏の場合において考慮すべき点は、遠方への流れと同時にブラックホールへの降着流を議論しなければならないということである。このことは、磁気圏内にアクリションディスクなどのプラズマ供給源を必要とし、モデルを複雑にする。本論文では、プラズマ源の詳細にはふれず、そこから放出された磁気流体流について解析する。磁気流体流のエネルギーや角運動量については、アルフベン点を通過する条件により、またプラズマがどれだけ加速されるかについては、速い磁気音速点を通過する条件により得ることができるが、この磁気流体流によってブラックホールのエネルギーが引き抜かれるのか、また引き抜かれるならばどのようにしてなされるのかを解明することが、本論文の目的である。その結果、これらの臨界点の解析より、負エネルギーの磁気流体流の降着が可能なが示された。このことは、ブラックホールの回転エネルギーが抽出できることを意味している。さらに、その抽出したエネルギーは、速い磁気音速点を通過し加速された流れとして輸送されることが示された。MHD 流によるブラックホールからのエネルギー供給とプラズマ加速という機構は、ジェット流の形成に重要な役割を果たすことができると考えられる。

目次

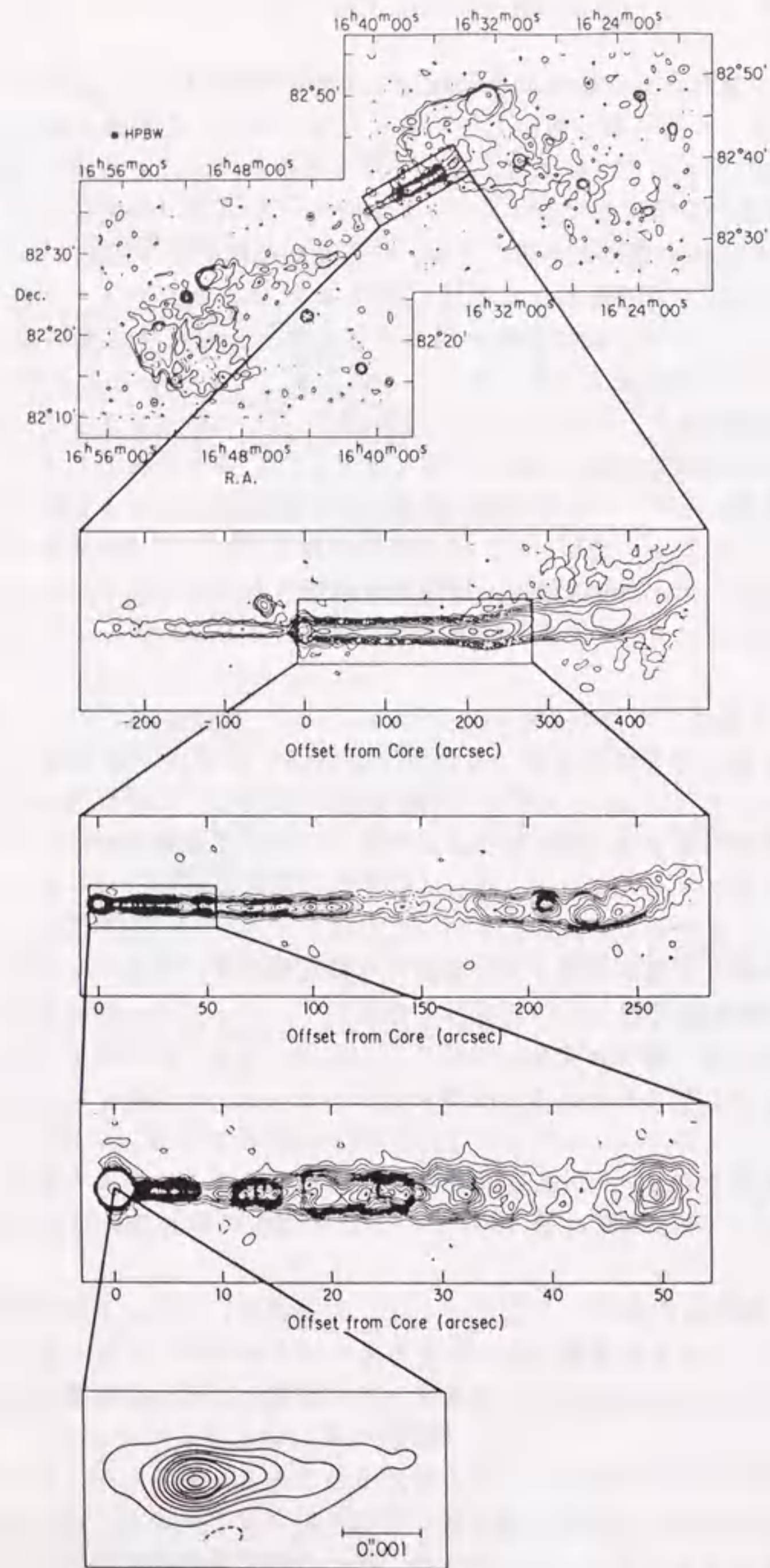
1 序章 - 活動銀河中心核と宇宙ジェット	1
2 Ergoregion とエネルギー抽出	7
2.1 Penrose process	7
2.2 Super-radiance	12
3 Force-free 磁気圏とエネルギー抽出	16
3.1 Vacuum magnetic fields	16
3.2 Force-free magnetosphere	18
3.3 Magnetically dominated jets	21
4 ブラックホール磁気圏での磁気流体流	23
4.1 Relativistic MHD flows	23
4.2 Sub-Alfvénic flows near an injection region	27
4.3 Constraints for trans-Alfvénic flows	32
4.4 Negative energy inflows	38
5 磁気流体流によるエネルギー抽出とプラズマ加速	41
5.1 Energy extraction from a black hole	41
5.2 Super-fast MHD flows from a black hole magnetosphere	44
Ingoing MHD flows	48
Outgoing MHD winds	51
5.3 Super-fast MHD flows from a pulsar magnetosphere	52
6 Formation of collimated jets	61
7 終章	66

1 序章 - 活動銀河中心核と宇宙ジェット

中心領域が並外れた活動性を示す銀河（活動銀河核; Active galactic nuclei [AGNs]）やクエーサー等が放出しているエネルギーは、その源の領域のコンパクトさに比べてきわめて膨大である。これらの中心核は、電波から X 線にわたる幅広い波長で非常に強いエネルギーを放出しているが、わずか 1 パーセク (= 3.26 光年) 以内の領域であることが、時間変動の観測から推定されている。活動銀河核を持っている銀河としては、BL Lac 天体、セイファート銀河、電波銀河等がある。これらの中心核の構造としては、一般には太陽質量の 1 億 ~ 10 億倍ほどの質量の巨大ブラックホールが存在していると考えられており、周囲の物質や磁場などと相互作用して、活動性を示しているとされている。特に、その非熱的な放射により、磁場が強く関与していると考えられている。また興味深い現象として、この中心核から放出される宇宙ジェットと呼ばれる絞られたプラズマのビーム流が、いくつも観測されている。この中心核の構造やジェットの発生についての詳細は、観測的な困難さもあっていまだに解明されていない。興味深いモデルも多数提案されているが、いまだ多くの問題が残されている。

図 1 に見られるような中心核からのジェットは、電波銀河において特徴的で、銀河間物質を押し除けて細く直線状（両方向）に伸び、数 100 キロパーセクに及んでいる。ジェットはやがて衝撃波面を形成し、二つ目玉の電波源と呼ばれる構造を形成する。図から解るように、二つの電波源やそれにつながるキロパーセクのスケールではジェットは双方向に見えるのに、パーセクスケールではジェットは片側にしか見えない。これは、ジェットが相対論的に運動しているために起こる効果と考えると理解できる（例えば、ブランドフォード他 1982）。相対論的に運動している系からの放射は、ドップラー効果のために運動方向に集中する。我々に向かって運動しているジェットからの放射は、我々に向かって集中し明るく見える。反対に遠ざかるジェットは暗く見えることになる。クエーサーのジェットとしては、3C273 が有名である。このジェットに関して、見かけ上ジェットが光速以上で運動しているように見える超光速現象がみられるが（e.g., 高原文朗 1989）、これも同様に相対論的運動の効果である。

これらの相対論的運動によるビーミングの効果は、ジェットの速度と我々の視線方向とジェットの運動方向のなす角度に依存するが、これらをパラメータとして見かけは異なる活動銀河核を統一的に解釈する考えが提案されている（Orr & Browne 1982）。すなわち、活動性の高い中心核はそのジェットの方向がたまたま我々の方向に向いていると考えるのである。もちろん、このような見かけの効果のほかに、周りを取り巻く環境の違いなどにより、別の観点からの議論が必要となるだろう。いっぽうで、我々の銀河系の中においても SS433



NGC 6251

WSRT
610 MHz

VLA
1664 MHz

VLA
1410 MHz

VLA
1662 MHz

VLB
10651 MHz

図 1: NGC 6251 の宇宙ジェット (Bridle & Perley 1984)

や Sco X-1 などの近接連星系に見られるような、銀河中心核と同様のジェットが観測されていることを思えば、ジェットの現象が外の銀河系に限ったことではなく、銀河と恒星というスケールを越えて普遍的に働く過程が存在しているように思える。また、セイファート銀河や電波銀河の中心核はクエーサーが進化したのだとする考え方もあり、ブラックホールの進化モデルによって説明しようとする試みもある (Park & Vishniac 1988, 1989a, 1989b, 1990)。銀河中心核が見かけこそ違え基本構造を持つかどうか、またスケールを越えて本質的な役割を果たしているものが何であるかを探ること、さらに中心核がどのような進化の形態を取りうるかを調べることは、銀河形成や銀河進化の問題とも関連してくるだろう。このジェットを含む銀河中心核の活動は、宇宙で最も激しい現象の一つであり、その解明はきわめて重要である。本論文では中心核の基本構造として、ブラックホールとそれを取り巻くプラズマと磁場からなる系を考え、エネルギーの放出およびジェットに見られるような相対論的なプラズマ流の発生について議論していく。

ブラックホールが周りの環境と、どの様に相互作用してエネルギー源として振舞うのかについては、さまざまな機構が提唱されてきたが、大別してふた通りの考え方がある。それは、(1) ブラックホールへ降着する物質の解放した重力エネルギーが、輻射やプラズマ流として放出される、(2) ブラックホールの持つ回転エネルギーを引き抜く、特にブラックホールを貫く大域的な磁場によって電磁気的な過程により引き抜く、というものである。(1) の立場としては、大量のガスが回転しながら降着し、ブラックホールの周りにアクリションディスクが形成されると考える。ブラックホールは深い重力ポテンシャルを持つが、回転によってポテンシャルの谷間をつくり、ここにガスを貯めることができる。粘性などによってエネルギーや角運動量を失ったガスは、アクリションディスクの内端より、ブラックホールに落ち込んでいく。ガスはこのときまでにエネルギーを熱・放射エネルギーとして失っており、ブラックホールが回転しているときには最大で静止質量の 42%、回転していなくとも最大 6% を放出できる。これは、核反応の場合に比べて格段に効率がよく、膨大なエネルギー放出を得るために都合がよい。

アクリションディスクの構造は、粘性力によってガスが内側に落ち込む率に支配される。この率が大きければディスクの内側は、そこで発生する輻射の圧力で膨張し (Novikov & Thorne 1973)、ブラックホールを取り囲む分厚いトーラス形状の流体分布を取る (Shapiro et al. 1976)。ブラックホールに面したトーラス面は、赤道面に対称な 2 つのじょうごを形づくるが、このじょうごがノズルとして働きジェットを絞り込み加速すると説明される (Linden-Bell 1969, Begelman et al. 1984)。このようなディスクに関しては、流体分布や角運動量輸送さらに安定性など盛んに研究されているが、非軸対称な攪乱に対して力学的に不安定であることが解っている (Papaloizou & Pringle 1984)。こ

の不安定性の機構はまだはっきりとは解っていないが、非定常なアクリションディスクはバースト的な質量放出の可能性を示唆し、アクリションディスクの構造や銀河中心核としての活動性を理解する上で重要だろう。

(2)の立場では、ブラックホールが回転することで膨大なエネルギーを蓄えうることから (Penrose 1969), この回転エネルギーを活動性の源と考えている。ブラックホールは現実には速く回転しているらしいので (Bardeen 1970, Thorne 1974), この考えは魅力的である。また、ブラックホールへ降着する物質は回転エネルギーを持ち込み、ブラックホールをさらに速く回転させることになる。おそらく、大部分のブラックホールはほぼ最高速度で回転しているだろうが、このとき蓄えられる回転エネルギーは、 $10^8 M_{\odot}$ のブラックホールの場合には約 3×10^{48} kW·h となる。これは、平均的なクエーサーが数十億年にわたって同じ光度で輝き続けるのに等しい量である (プライス & ソーン 1988)。

ブラックホールからの回転エネルギー抽出の過程は、Penrose (1969) によって最初に指摘され、Christodoulou (1970) によって研究された。この過程は“Penrose process”として有名であるが、ergosphere において可能となる。Ergosphere は、回転するブラックホールによる時空の引きずりの効果により、負のポテンシャル領域 (無限遠方に位置する観測者から見て負となる) となっており、負のエネルギー粒子の軌道を可能とする。Penrose process は、ブラックホールに負のエネルギー粒子を吸わせて、それに見合う正のエネルギーを外に取り出すというものである。活動銀河核等のエネルギー源として、Penrose process を考える試みは Wheeler (1971), Mashoon (1973), Fishbone (1973) などがある。しかしながら、天体現象の中で Penrose process を期待するのは、粒子の分裂時の相対速度が相対論的でなければならないことより困難であり (Bardeen et al. 1972, Wald 1974a), 電磁場中での拡張モデルが与えられるまでは、この過程は現実的でないと言われてきた。その後、Wagh et al. (1985) が電磁場中での Penrose process を示し、分裂粒子への制限を取り除けることを示した。Penrose process によるエネルギーの引き抜き、および磁場の存在がいかにして Penrose process を現実的なものにするのかについては、2.1 節で紹介することにする。また、ブラックホールへ入射する波によってブラックホールの回転エネルギーを引き抜くという“super-radiant scattering”については、2.2 節で紹介する。

ブラックホールの回転エネルギーのもう一つの引き抜き方として、ブラックホールを貫く大域的な磁場によって電磁氣的に引き抜く過程が、Blandford & Znajek (1977) によって示された。その後 Macdonald & Thorne (1982) および Phinney (1982, 1983b) 等によって研究された。バルサー磁気圏と同様に、ブラックホール磁気圏においても磁場はブラックホールの周りを回転する、ただしバルサー磁気圏と異なり、磁場の回転角速度とブラックホールの回転角速

度は等しいとは限らない。回転するブラックホールは、周囲の慣性系を回転方向に引きずるが、ブラックホールの回転エネルギーの引き抜きは、磁場の回転角速度が慣性系の引きずりの角速度よりも遅く、磁場が引きずられた格好になるときに生じる。第3章では、電磁氣的な過程によるブラックホールの回転エネルギー抽出について整理する。まず、3.1 節で真空中のブラックホールが外部磁場に浸っている場合について述べる。3.2 節では、force-free 磁気圏におけるエネルギー抽出として“Blandford-Znajek process”について紹介する。

ところで、AGN やクエーサーに見られるようなジェットの構造を議論する際には、流体の運動エネルギーとしてのエネルギー輸送を説明しなければならない。そのためには、force-free 近似の破れる領域におけるエネルギーの変換機構を明らかにする必要がある。例えば、そのような領域におけるプラズマのショック加速などの議論が必要となる。あるいは、磁気圏中のプラズマの寄与が無視できない場合には、第4章以降での取扱のように磁気流体 (magnetohydrodynamical: MHD) 近似で磁気圏が記述できるとして解析を進めることができる。この MHD の取扱いは、中性子星やブラックホールの回転エネルギーは、電磁氣的なエネルギーに加えて相対論的プラズマの運動エネルギーとして輸送することができる。ブラックホール磁気圏が force-free 的か、MHD 的かについては、Phinney (1983b) の評価がある。Phinney (1983b) は、ブラックホール磁気圏に対して MHD で議論すべきとの評価を与え、force-free 磁気圏の不都合な点についてもコメントしている。Phinney (1983a, 1983b) は、磁気圏において磁場が支配的ではあるが MHD の取扱いによりプラズマ流の効果も取り入れ (magnetically dominated flows), ブラックホールからのエネルギー引き抜きの効率について議論した。これについては、3.3 節で取り上げることにする。

プラズマ流の寄与が重要である場合の MHD による取扱いをしたものとしては、太陽磁気圏における太陽風の研究として Weber & Davis (1967) のモデルがある。銀河風のモデルとしては Johnson & Axford (1971) Camenzind (1986a) がある。さらに、バルサーからの遠心力風としては Okamoto (1978), Camenzind (1986b, 1987) 等がある。ブラックホール磁気圏における研究としては、Camenzind (1989) がある。これらの研究においては、MHD 流が磁気音速点¹をなめらかに通過するため条件を解析することで、エネルギー・角運動量輸送について議論している。ブラックホール磁気圏からの MHD 流について議論する際には、磁気圏での外向きの流れと同時にブラックホールへの降着プラズマ流について議論をしなければならない。このことは、event horizon が一方通行の膜であるためであり、ブラックホール磁気圏には何らかのプラズマの供給源がなければならない (4.2 節)。例えば、対生成によるプラズマ供給

¹MHD 流の速さが磁気音波の速さに等しくなる地点で、磁気音波の3つのモード、アルフベン波、速い磁気音波、遅い磁気音波、に対応してそれぞれの音速点が存在する

や、アクリションディスクからのガス放出を考えることができる。プラズマ源のモデルの詳細については、本論文の範囲を越えるので議論せず、そこから流れだした MHD 流を問題とする。この MHD 流は、プラズマ源から低速で流れだし、加速しながらアルフベン点を通り越して遠方に達する、あるいはブラックホールに落ち込むとする。MHD 流がアルフベン点を通り越すための条件は、4.3 節で解析する。遠方またはブラックホールに到達できる MHD 流は、必ずアルフベン点を通り越さなければならないが、アルフベン点とプラズマ源の位置によって MHD 流のエネルギーと角運動量を評価することができた。特に、ブラックホールへ降着する MHD 流に関して、そのエネルギーが負となりうることを示すことができた(4.4 節)。このことは、磁場がブラックホールに引きずられた格好になっていることに加えて、アルフベン点が ergosphere 内に位置することで得られている。負エネルギー流入は、MHD 流によるブラックホールからのエネルギー抽出を意味しており、きわめて興味深い。

第 5 章では、MHD 流によるブラックホールのエネルギー抽出過程(5.1 節)と MHD 流の加速の機構(5.2 節, 5.3 節)について議論する。加速機構としては、MHD 流が速い磁気音速点を通り越し *super-fast* MHD winds となるための条件を解析する。*Super-fast* MHD winds がより大きな速度を得るためには、より大きなエネルギーを持つ必要があることが示されるが、このエネルギー源としては、ブラックホールから引き抜かれたエネルギーを考えることができる。引き抜かれたエネルギーを *super-fast* MHD winds に転化するには、プラズマ源の内部でのエネルギーや角運動量の輸送についての議論がプラズマ源の議論と共に必要であり、問題点が残っているものの、MHD 流によるエネルギー抽出とそのエネルギーによる *super-fast* MHD winds の形成は、ジェット形成を探る上で魅力的である。

ジェット形成を議論する際には、ブラックホールからのエネルギー抽出とそのエネルギーによる MHD 流の加速に加えて、いかにしてその絞られた形状を作り出すかが問題となる。この形状に関しては、まだ多くの問題が残されているが、磁場のピンチ効果により磁気面は回転軸に沿って絞られるのだと考えられている。また、磁気音速点の安定性の議論は、バースト現象と関係して重要となってくる。これらの問題に関しては、第 6 章において、今後の課題としてコメントする。

2 Ergoregion とエネルギー抽出

回転する定常・軸対称ブラックホールは、唯一 Kerr 解で表されるが (Carter 1971), Kerr 時空を記述する座標系として、以下では Boyer-Lindquist 座標 (Boyer & Lindquist 1967)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2mr}{\Sigma}\right) dt^2 + \frac{4mar \sin^2 \theta}{\Sigma} dt d\phi - \frac{A \sin^2 \theta}{\Sigma} d\phi^2 - \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 - \Sigma d\theta^2, \quad (1)$$

を用いて議論する。また、 $c = G = 1$ の単位系を用いて記述することにする。上式において、 m と a は、それぞれブラックホールの質量と単位質量当りの角運動量であり、 $|a/m| \leq 1$ が満たされていなければならない。また、 $\Delta = r^2 - 2mr + a^2$, $\Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$, $A = (r^2 + a^2)^2 - \Delta a^2 \sin^2 \theta$ である。この座標系は、遠方 ($r/m \gg 1$) では球座標に移行する。さて、 $\Delta = 0$ のとき座標系は発散するが、これは event horizon であり、半径 $r = r_H (= m + \sqrt{m^2 - a^2})$ の球面で表される。回転しているブラックホールは、 $\omega = -g_{t\phi}/g_{\phi\phi}$ の角速度で回転方向に時空を引きずるが、引きずりの速さが光速となる面が static limit surface $r = r_0$ であり、 $g_{tt} = 0$ で与えられる。Event horizon と static limit surface に挟まれた領域は ergosphere と呼ばれ、いかなる粒子も遠方の観測者に対して静止することができず、回転方向に引きずられる。Event horizon からはいかなる粒子や光も出て来ることができないのに対し、ergosphere からは外部に出て来ることが可能である。

回転するブラックホールは、回転エネルギーの形で膨大なエネルギーを蓄えることができる。この章では、回転エネルギーの抽出機構として “Penrose process” と “super-radiant scattering (seper-radiance)” を紹介する。

2.1 Penrose process

ブラックホールの周りを運動するテスト粒子の運動は (静止質量を μ , 粒子の 4 元速度を u^α とする), 上記の座標系を用いて運動方程式を解くことで得られる。定常・軸対称の仮定より粒子のエネルギーと角運動量が保存することが示される ($E \equiv p_t = \text{constant}$, $L \equiv -p_\phi = \text{constant}$, $p_\alpha \equiv \mu c u_\alpha$)。粒子のエネルギーは、運動エネルギー K の部分と有効ポテンシャル V の部分に分けて考えることができる。すなわち、

$$E = K + V, \quad (2)$$

と書けるが、この有効ポテンシャルが決まれば、その中を一定のエネルギーで運動する粒子の運動は理解できる。Kerr black hole が作る有効ポテンシャルは、重力場の強さと時空の引きずりの程度、および粒子の単位質量当りの角運動量 L/μ

に依存して決まり、粒子に対するハミルトン-ヤコビ方程式 $g^{\alpha\beta} p_\alpha p_\beta - \mu^2 c^2 = 0$ により (e.g., Misner, Thorne & Wheeler 1973)

$$V_{\pm}^{1/2} \equiv \frac{E}{|L|} = \frac{\pm g_{t\phi} + \sqrt{(g^{t\phi})^2 - g^{tt}(g^{\phi\phi} - \mu^2/L^2)}}{g^{tt}} \quad (3)$$

で与えられる。複合の上側の符号は順方向の軌道 ($L > 0$) を示し、下側の符号は逆方向の軌道 ($L < 0$) を示している。Kerr black hole に降着するまでに物質が解放できる重力エネルギーは、最大で静止質量の約 42% である。このエネルギーは、ブラックホールの周りの最も内側の安定軌道に至るまでに解放できるエネルギーである。

一般相対論的な効果として注目すべきは、static limit surface 上でポテンシャルの値はゼロとなり、ergosphere では負の値となることである。すなわち、ergosphere 内においては粒子の負のエネルギー軌道が可能となるのである。Penrose process は、ergosphere に飛び込んだ粒子が 2 つに分裂し、その一方が負エネルギーの軌道に捕らえられるとするのである。負のエネルギー軌道の粒子は、ergosphere から出てくることはなく、やがてブラックホールに飲み込まれてしまう。他方の粒子は、ergosphere から出て来ることができ、エネルギーが保存することより、最初の物体の持っていたエネルギーよりも大きなエネルギーを持つ。すなわち、ブラックホールからエネルギーが引き抜かれたのである (図 2 参照)。

このように Penrose process はブラックホールの回転エネルギーを引き抜く機構としてきわめて魅力的であり、銀河中心核への応用もいくつか試みられた (Wheeler 1971, Mashoon 1973, Fishbone 1973)。しかしながら、銀河中心核のモデルとしては、この節の後半で述べるような分裂速度に関するきびしい制限が課せられており、現実的でないと考えられた (Bardeen et al. 1972, Wald 1974a)。その後、Piran & Shaham (1977) は、2 つあるいはそれ以上の粒子が ergosphere 内で散乱されることで、粒子を負のエネルギー軌道に落とし、他の粒子を脱出させることでブラックホールの回転エネルギーを取り出すことを考えた (collisional Penrose process)。もちろん、散乱粒子に関する分裂速度に関する制限が課せられているわけだが、photon と electron のコンプトン散乱によって electron を負のエネルギー軌道に押し込めることは可能である。この photon は、X-ray や γ -ray として遠方へ放出されるだろう。その他、 γ -ray photons によって引き起こされる電子と陽電子の対生成により、エネルギーを引き抜くことが考えられた (Kafatos & Leiter 1979)。

多粒子の衝突と emission processes による過程は Phinney (1983b) によって議論された。負のエネルギー軌道上の光源より、数多くの photon を放出させることを考える。いくつかの photon は、負のエネルギーでブラックホールへ落下し、いくつかはエネルギーをブラックホールより持ち出すことができ

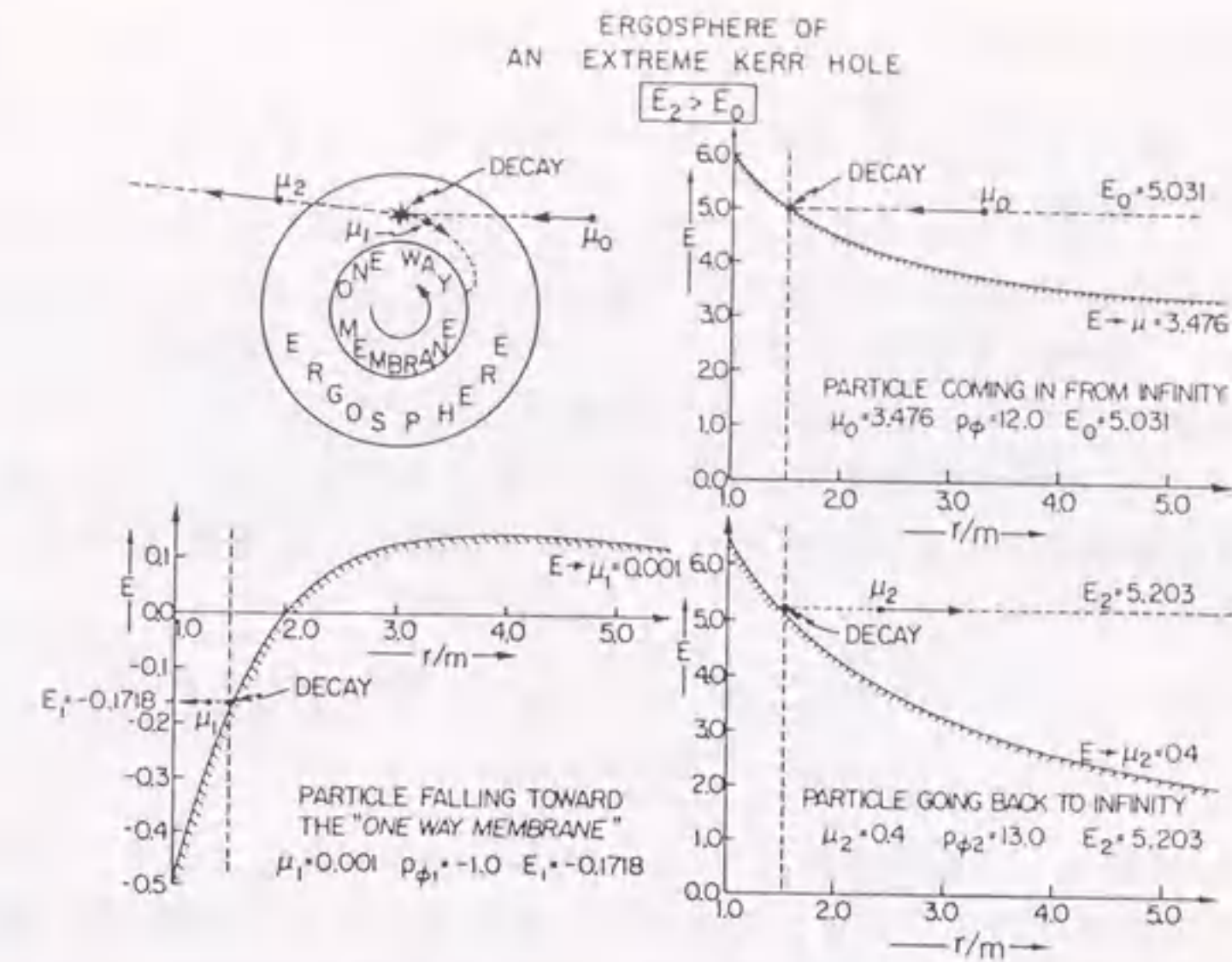


図 2: Penrose process (Christodoulou 1970). エネルギー E_0 で ergosphere 内に入射された粒子を 2 つの粒子に分裂させる。一方の粒子が負のエネルギー E_1 でブラックホールに落下するとき、他方の粒子は $E_2 > E_0$ で遠方に脱出できる。斜線のついた曲線は、それぞれの粒子に関しての有効ポテンシャルである。

る。光源は ergosphere 内で円軌道している必要があるが、 $a > 0.83m$ のときに marginally bound circular orbit が、また $a > 0.94m$ のとき marginally stable orbit が、それぞれ ergosphere 内に位置できるようになる。 10^5 個の photon によるモンテカルロシミュレーションの結果として、光源が marginally stable orbit に位置するとき、ブラックホールに落ち込むエネルギーは極小となり、 $a > 0.999975m$ の場合には、負のエネルギーを落とすことができるようになる。しかしながら、同時にブラックホールは負のエネルギーと同程度の正のエネルギーを吸い込んでしまうことが示された。天体現象としてのエネルギー引き抜きは、期待できないことになる。

もしブラックホールが帯電しているならば、時空は Kerr-Newman で記述されることになり、荷電粒子 (静止質量 μ , 電荷 q) にとってのポテンシャルも、変更を受けることになる。負のポテンシャル領域も ergosphere からずれてくる。帯電したブラックホールは、たとえ回転していなくとも、負のポテンシャル領域を形成できる (Denardo & Ruffini 1973)。回転していないときの

負のポテンシャル領域は,

$$M + \sqrt{M^2 - Q^2} < r < M + \sqrt{M^2 - Q^2(1 - q^2/\mu^2)} \quad (4)$$

と表され, テスト粒子のもつ電荷に依存している点で, 回転による場合とは異なっている (Kerr black hole の場合は, 粒子の角運動量によらずに ergosphere が定まった). 帯電したブラックホールからのエネルギーの引き抜きは, その電磁気的部分 (Coulomb energy) が引き抜けるのである.

さらに, この粒子が電磁場中に存在しているときを考える. このとき, その粒子の単位質量あたりのエネルギー E と角運動量 L は, 保存量であり, 次のように表される

$$E = u_t - eA_t \quad (5)$$

$$-L = u_\phi - eA_\phi. \quad (6)$$

ここで, A_t は静止した観測者の見た electrostatic potential であり, e は単位質量あたりの電荷である. さて, 帯電していない粒子 (4 元速度 u_0^α , 遠方の観測者からみた単位質量当りのエネルギー E_0) を 2 つに分裂し, その一方の破片について考えよう (4 元速度 u_1^α , 単位質量当りのエネルギー E_1 , 単位質量当りの電荷 e_1). このとき $E_1 = (u_t)_1 + e_1 A_t$ であるわけだが, 入射粒子 '0' と分裂粒子 '1' の間の 3 元相対速度を v として

$$\gamma(E_0 - |v|\sqrt{E_0^2 - g_{tt}}) - e_1 A_t \leq E_1 \leq \gamma(E_0 + |v|\sqrt{E_0^2 - g_{tt}}) - e_1 A_t, \quad (7)$$

が満たされていなければならない (Wagh & Dadhich 1989). ここで, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ である. ブラックホール-電磁場の系からエネルギーを引き抜くためには,

$$\gamma(E_0 - |v|\sqrt{E_0^2 - g_{tt}}) \leq e_1 A_t, \quad (8)$$

が成立していなければならない. さて, 磁場のない場合 (original Penrose process) に, 上式は,

$$|v| \geq \frac{E_0}{\sqrt{E_0^2 - g_{tt}}}, \quad (9)$$

とあらわされ, $|v| \geq 1/2$ の時に初めて可能となる (g_{tt} は, $r = r_H, a = m$ で極大値を取る. このとき $g_{tt} = 1, E_1 = 1/\sqrt{3}$ となる). こうして, original Penrose process は, 現実的な天体現象としては期待されないこととなる (Bardeen et al. 1972, Wald 1974a). 例えば, ブラックホールにのみ込まれつつある星は, 潮汐力などによって分裂すると考えられるが, 分裂後のガスが相対速度 0.5c 以上で速さかるとは考えにくい. しかしながら, 磁場の存在下においては, この事情は一変し, 天体現象として現実的なものとなる. すなわち,

$$|e_1 A_t| \geq E_0, \quad (10)$$

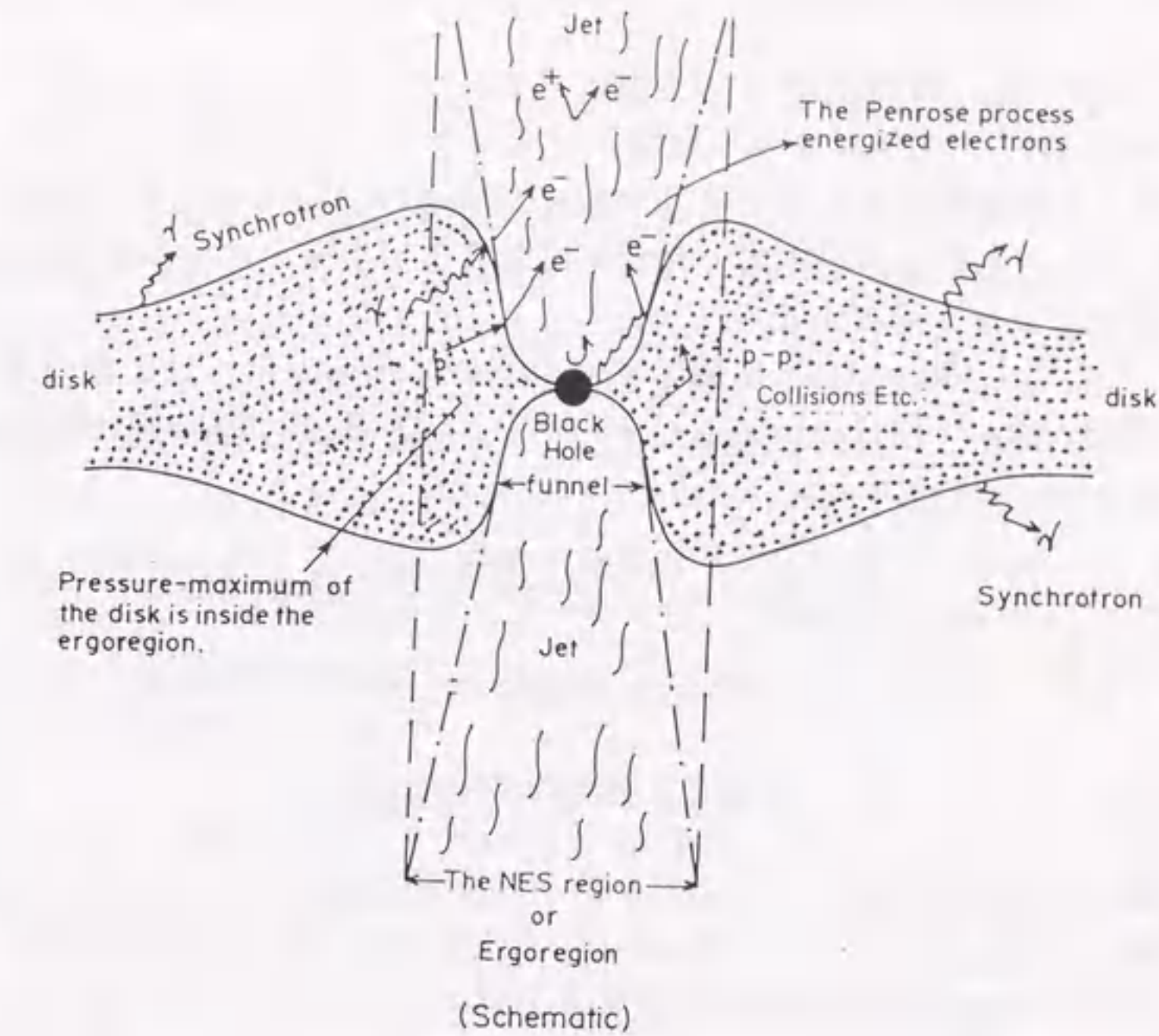


図 3: 磁場中のブラックホールにおける Penrose process (Wagh & Dadhich 1989). ブラックホールと磁場の作る ergoregion 内にアクリションディスクが侵入し, ここで衝突などの過程を経てエネルギーの引き抜きが行われる.

であれば, 相対速度に関する制限は取り除かれる (Wagh, Dhurandhar & Dadhich 1985). 電磁場中のブラックホールの effective ergoregion は geometrical ergosphere の外側にも存在可能となるが, 引き抜かれるエネルギーは, ブラックホールの回転エネルギーではなく, 電磁場のエネルギーである.

銀河中心核のモデルとして磁場に浸ったブラックホールを考えることは, magnetic Penrose process によるエネルギー放出が期待され興味深い. 例えば, アクリションディスクが, ブラックホールと電磁場によって作られた ergoregion の中に入り込んでいるときには, その領域において particle collisions, emission process, pair-production process 等が重要な役割を果たすことになるだろう (Wagh & Dadhich 1989). Penrose process によってエネルギーを得た electron や positron は, アクリションディスクの内壁の作る "funnel" によって絞られ, 回転軸方向に加速され, ジェットを形成する考えることができる. 図 3 にその概念図を示す.

2.2 Super-radiance

前節では、分裂粒子による回転エネルギー抽出について述べた。その後、Misner (1972) は波によって同様にブラックホールの回転エネルギーが引き抜けることを指摘した。これは、“super-radiant scattering”として知られているが、ブラックホールに入射した波が回転するブラックホールに散乱されて増幅されるというものである²。

ここでは scalar field に関する super-radiance について紹介する (Press & Teukolsky 1972, Lightman et al. 1975)。非定常・非軸対称の摂動に対して、scalar wave equation

$$\square\Psi = (-g)^{-1/2} [(-g)^{1/2} g^{\alpha\beta} \Psi_{,\alpha}]_{,\beta} = 4\pi T, \quad (11)$$

は (ここで T は、scalar charge density)、Boyer-Lindquist coordinate において

$$\Psi = e^{-i\omega t} e^{im\phi} S_l^m(\theta) \Phi(r)/r \quad (12)$$

の形に変数分離できる。ここで、新しい動系座標 r_* を、 $dr_*/dr = (r^2 + a^2)/\Delta$ によって導入する ($r_* = \mp\infty$ は、それぞれ $r = r_H, r = \infty$ に対応している)。これにより radial function に関する方程式

$$d^2\Phi/dr_*^2 - W(r_*)\Phi = (\text{source term}) \quad (13)$$

を得る。関数 S は、spheroidal wave function であり、 $a\omega = 0$ のときには $S = P_{lm}(\cos\theta)$ となる。有効ポテンシャル $W(r_*)$ は、無限遠と event horizon の近傍で負の値を持ち、それらの領域を伝わる波が存在する。その間の領域は $W(r_*)$ が正となるが、ポテンシャルの壁となる。関数 Φ の遠方での解は、 $\exp[-i\omega(t \pm r_*)]$ となることである。“+”は ingoing wave, “-”は outgoing wave である。Event horizon 上での解は、 $\exp[-i(\omega t \pm kr_*)]$ 、ただし $k = -[-W(r_* = -\infty)]^{1/2} = -(\omega - m\omega_H)$ である。Event horizon での境界条件は、ingoing wave のみを許すことである。

さて、scalar field の stress-energy tensor は、

$$4\pi T_{\alpha\beta} = \Psi_{,\alpha} \Psi_{,\beta}^* - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} |\Psi_{,\gamma} \Psi^{,\gamma}|, \quad (14)$$

であるので、event horizon からのエネルギーフラックス $\mathcal{E}^\alpha \equiv T^{\alpha\beta} k_\beta$ ($k^\alpha = (1, 0, 0, 0)$ は、time-like Killing vector) を horizon 上で積分して、ブラック

²これと同様の現象は回転する重力場に限らず、プラズマ波に関するものとして Ostrovskii (1972) の研究があり、また半導体中の音波に関して、carrier のドリフト速度が音波の位相速度より大きいときに、音波が増幅されるとした Gulyaev & Pustovoit (1965) の研究がある。これらは全て、媒質の運動速度が波の位相速度より大きいときにみられる (Zel'dovich 1972)。

ホールの失うエネルギーとして

$$\int \mathcal{E}^r \sqrt{-g} d\theta d\phi = -\omega(\omega - m\omega_H) \frac{2Mr_H}{4\pi} \int S^2(\theta) \sin\theta d\theta d\phi, \quad (15)$$

を得る。ブラックホールへの入射波を考えると、通常入射波はポテンシャルの壁で反射されるが、一部はすり抜けてブラックホールへ吸い込まれる。したがって、反射波は入射波より弱められると考えられる。しかしながら、もし m と ω が $0 < \omega < m\omega_H$ を満たすならば、ブラックホールは正のエネルギーを失う、すなわち反射波は増幅されるのである。増幅率は低く、最大でも数パーセントである。しかしながら、Press & Teukolsky (1972) は、ブラックホールをシェル状の鏡でおおってやり、増幅された波をブラックホールに反射し、再び super-radiance による増幅を繰り返すことで、“black-hole bomb”が作れると指摘している。現実的な鏡としては、ブラックホールの周りの星間ガスがその役割を果たすと考えている。

Vector field や tensor field の場合の議論は、一般には上記のような変数分離ができないが、Starobinskii & Churilov (1974) によって、Newman-Penrose formalism (Newman & Penrose 1962) を用いることで議論され、scalar field の場合よりも大きな増幅率を持つことが示された (electromagnetic wave に対して最大 1.1 倍、gravitational wave に対して最大 2.37 倍に増幅できる)。

Super-radiance と同様の波の増幅は、ブラックホール等の周りの回転流体中を伝播する音波に関するものも考えることができる。この場合の scalar wave equation は、

$$\square\Psi = (-s)^{-1/2} [(-s)^{1/2} s^{\alpha\beta} \Psi_{,\alpha}]_{,\beta} = 4\pi T, \quad (16)$$

と書くことができる。ここで、 $s^{\alpha\beta}$ は、“sound metric”と定義され (Lichnerowicz 1967, Moncrief 1980)、重力場のメトリックと流体の 4 元速度 u^α 及び流体中での音速 a 、によって記述され、

$$s^{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta} - \left(1 - \frac{1}{a^2}\right) u^\alpha u^\beta \quad (17)$$

である。この“sound metric”を用いて音波の増幅 (“sound super-radiance”) についての議論を進めることができる。ブラックホールの周りの回転流体分布のモデルについてはいくつかあるが (Fishbone & Moncrief 1976, Fishbone 1977, Abramowicz et al. 1978, Kozłowski et al. 1978, Jaroszyński et al. 1980, Chakrabarti 1985a, 1985b)、それらのモデルにおいては定常・軸対称の自己重力の無視できる完全流体が仮定され、方位角流 $u^\alpha = (u^t, 0, 0, u^\phi)$ が取り扱われている。流体は、流体の圧力と回転に伴う遠心力、そして重力との釣合いによって幾何学的に厚く膨らんだ形状をとる。エンタルピー $\mu(r, \theta) [= (\rho + P)/\eta]$ の分布は、角運動量分布と流体の inner edge の位置をパラメータとして求め

ることができる。\$P, n, \rho\$ はそれぞれ、圧力、固有粒子数、エネルギー密度である。いま流体は isentropic であるとして、流体中の音速分布 \$a_s(r, \theta)\$ は、

$$a_s^2 \equiv \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{S=\text{const}} = (\gamma - 1) \frac{\mu - 1}{\mu} \quad (18)$$

により求めることができる (e.g., Takahashi, Ishizuka & Yokosawa 1990)。ここで、\$\gamma = [\partial(\ln P)]/[\partial(\ln n)]\$ は、adiabatic index である。音波の伝播を支配する流体諸量は一般に、\$r\$ と \$\theta\$ の成分に変数分離できないので、“sound super-radiance” についての議論に際しては、具体的な流体分布モデルによる数値的取扱いが必要となるだろう。

ブラックホールの周りに分布する回転流体中の音波の伝播に関して、音波の波長が他の特徴的なスケールに比べて十分小さい (アイコナル近似) ならば、音波の伝播はアイコナル方程式

$$H(x^\alpha, p_\alpha) \equiv s^{\alpha\beta} p_\alpha p_\beta = 0, \quad (19)$$

によって与えられる (Lichnerowicz 1967)。ここで、\$p_\alpha \equiv \psi_{,\alpha}\$ で \$\psi = \text{constant}\$ 面が波面である。ブラックホールの周りの流体分布が与えられたとき、流体中を伝播する “phonon” に関して有効ポテンシャルを定義することができる (Takahashi, Ishizuka & Yokosawa 1990)。これは、(3) 式の粒子の場合の有効ポテンシャルに対して、\$\mu = 0\$ とおき³、形式的に \$g^{\alpha\beta} \to s^{\alpha\beta}\$ の置き換えをしてやることで得られる。このポテンシャル分布により、photon の場合と同様に、負のエネルギー領域を確認できる。流体中におけるこの領域の分布は、ブラックホールの自転の効果にも依存するが、おもに流体分布のパラメータ \$l, r_{\text{in}}\$ に依存する。この負のエネルギー領域における音波の伝播は、ergosphere における光波の伝播と同様に波面を回転方向に引きずり、決して回転の逆方向に伝播させない⁴。この領域は、\$s_{tt} < 0\$ の領域として表されるが、photon の場合のアナロジーにより、“sound ergoregion” と呼ぶことができる。Super-radiance にとって ergosphere の存在が本質的であったように、流体中の “phonon” に対しても “sound ergoregion” が存在することは、“sound super-radiance” の可能性を強く示唆している。回転流体中の “sound super-radiance” は、非軸対称の流体分布の不安定性 (Papaloizou & Pringle 1984) と関係があると考えているが、興味深い問題である。以上の議論において、光の場合の議論と対比するために一般相対論的な取扱いを行ってきたが、この “sound super-radiance”

³(3)式において \$\mu = 0\$ とおくと光 (photon) に対しての有効ポテンシャルとなる。Photon に対しても ergosphere が負のポテンシャル領域となる。Photon の場合の有効ポテンシャルは、ハミルトン-ヤコビ方程式の代わりにアイコナル方程式より求められる

⁴Kerr 時空中における光波面の伝播については Hanni (1977) 参照。また、ergosphere 内の光波面の伝播、および流体中での音波の伝播については Takahashi, Ishizuka & Yokosawa (1990) 参照。

の本質は、媒質としての流体が音波を引きずることであり、ニュートニアン流体分布においても同様の過程が見られるだろう。

磁気流体中での磁気音波による磁気圏からのエネルギー引き抜きの過程も、音波の議論と同様に可能であろう。磁気音波の伝播を記述するためのメトリックは、Lichnerowicz (1967) によって示されている。磁気音波の 3 つのモードに対応して、それぞれのメトリックが存在する。このメトリックにより、磁気流体波のそれぞれのモードに対してポテンシャルを定義でき、“ergoregion” が求められる。しかしながら、磁気音波の伝播の議論に際しては、磁場の形状が本質的になる。そのため、磁場の構造とそこでの流体の運動について自己矛盾のない解が必要で、第 4 章以降の議論に加えて磁力線間の力の釣合いの式 (Grad-Shafranov equation) を解析しなければならず、今後の課題となっている。磁気流体波の伝播は、ジェット形成に関して興味深いので、5.3 節で再び議論する。

3 Force-free 磁気圏とエネルギー抽出

電磁場の存在によって Penrose process が再検討されたことから判るように (2.1 節), 電磁場とブラックホールの相互作用には興味深いものがある. この章では, 現在までのブラックホールと電磁場の相互作用の研究について紹介する. まず, ブラックホールの周りが真空であるときの磁場について述べ, その後 force-free 磁気圏について議論することにする. Force-free 磁気圏において, 電磁場によるブラックホールからの回転エネルギーの引き抜き過程が示されたことは (Blandford & Znajek 1977), ジェットの起源を探る上できわめて興味深い. 3.3 節では, 磁場が支配的ではあるが流体の効果を取り入れた磁気圏の議論をする (Phinney 1983b).

3.1 Vacuum magnetic fields

ブラックホール磁気圏での電磁場を記述するとき, 厳密には Einstein-Maxwell 方程式を解く必要がある. しかしながら, 一般の場合の厳密解を求めることは非常に困難である. これまでに求められている解としては, 帯電したブラックホールを記述する解として, Reissner-Nordström 解 (電荷を持った Schwarzschild black hole 解), Kerr-Newmann 解 (電荷を持った Kerr black hole 解) が知られている. また, 一様磁場中に Schwarzschild black hole を置いた場合の Ernst 解 (1976), および Kerr black hole の場合の解 (Ernst et al. 1976) が知られている.

厳密解を解くことが困難であることより, 電磁場を重力場に対する摂動として考えて (メトリック $g_{\mu\nu}$ を既知とする), 線形化した Maxwell 方程式を解く方法がとられてきた. Ginzburg & Ozernoi (1965) は, Schwarzschild 時空中の dipole 磁場について解を求め, 重力場による歪みの効果を示した. 一様磁場中に置かれた Kerr black hole のつくる電磁場は, Wald (1974b) によって与えられた. この解は, ブラックホールの回転軸と磁場の方向が揃えられていて, 無限遠で一様磁場とつながる. 時空の引きずりの効果のため, 遠方の観測者から見ると電場が生じている (図 4). ブラックホールの周りの定常・軸対称の磁気圏の真空解については, Petterson (1974, 1975), Chitre & Vishveshwara (1975), King, Lasota & Kundt (1975) によって議論された. この解は, 赤道面上の半径 $r > r_H$ (r_H は, ホライズンの半径) に置かれた定常的な current loop の作り出す電磁場分布を与えている (図 5).

真空磁気圏中のブラックホールからのエネルギー・角運動量の引き抜きとしては, 非定常で非軸対称な真空磁場において可能であることが示されている (Pollock & Brinkmann 1977, King & Lasota 1977, Znajek 1977). 電磁場が $\exp(im\phi - i\omega t)$ で変動しているとき, ブラックホールの周りの変動パターン

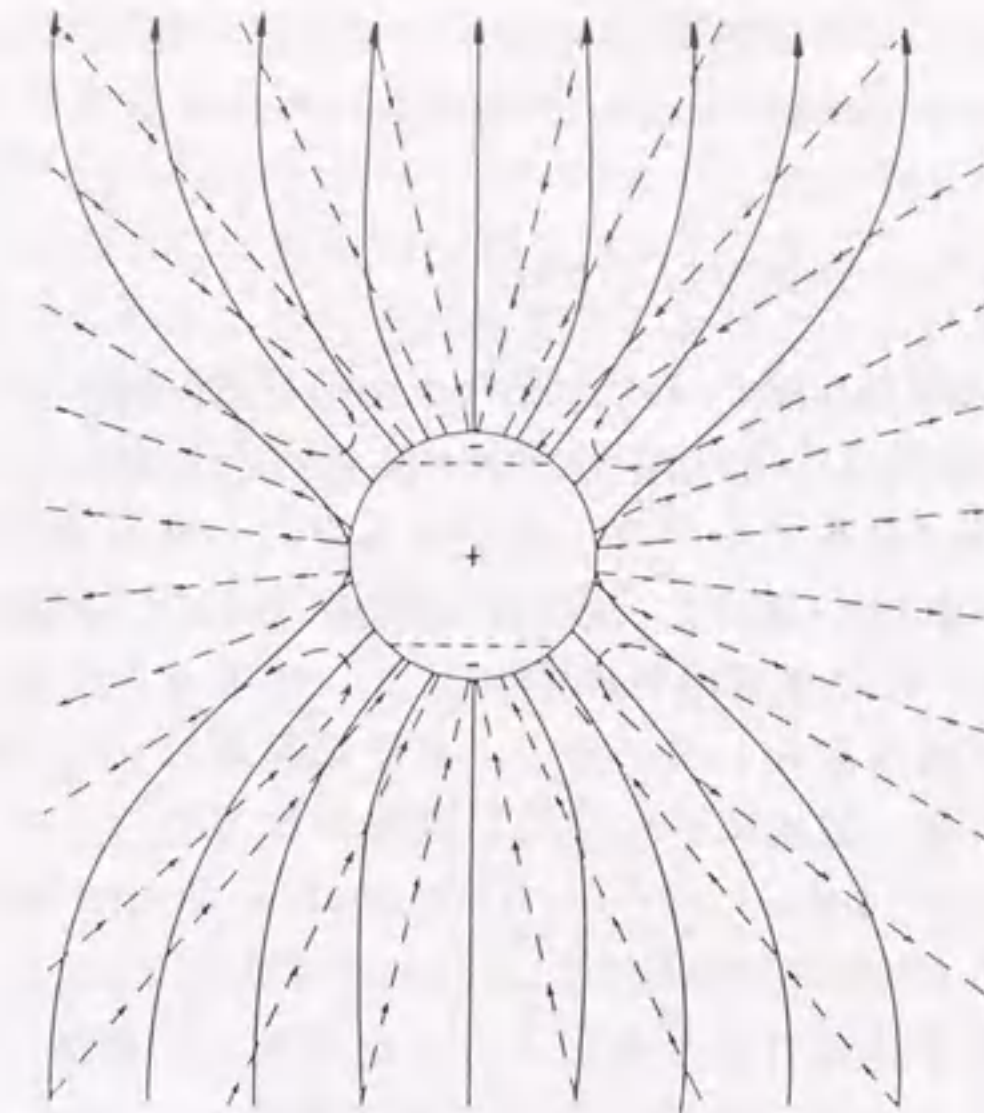


図 4: Wald の電場と磁場 (Punsly & Coroniti 1990)

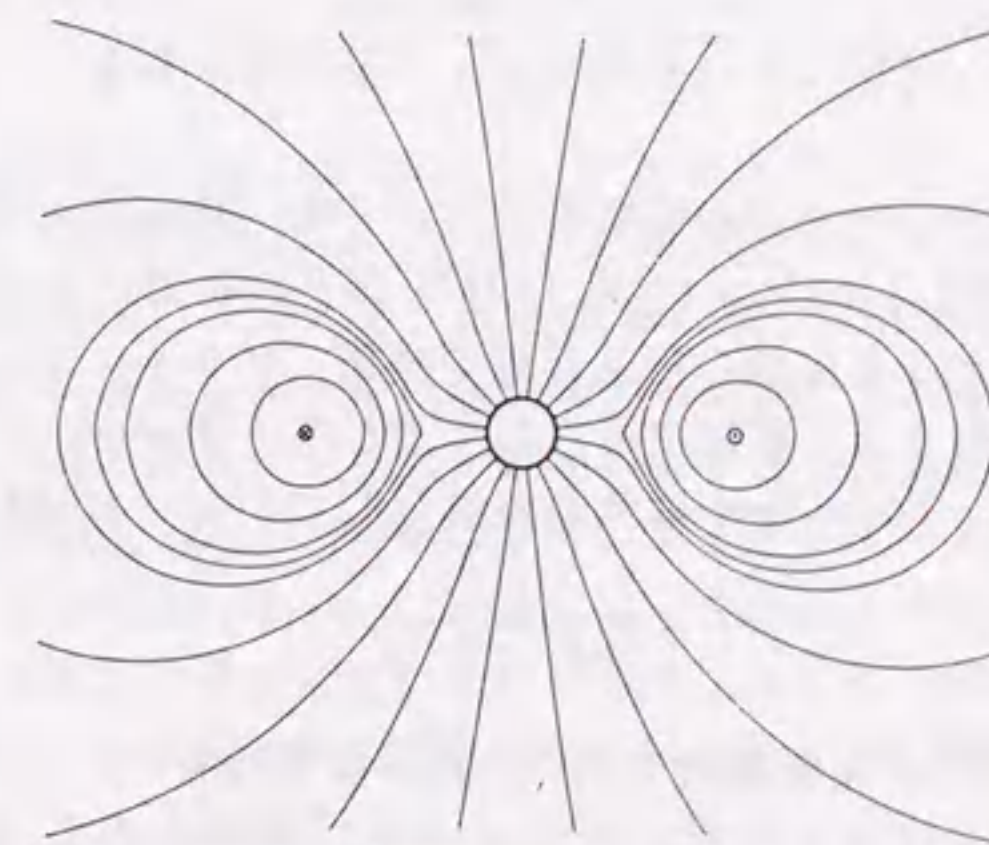


図 5: Petterson の磁場 (Damour et al. 1978)

は、 ω/m で回転するが、エネルギーの引き抜きは、ブラックホールの回転角速度が変動パターンの角速度より大きいときに可能となる。これは、2.2節で述べた電磁波の super-radiant scattering にほかならない。

3.2 Force-free magnetosphere

Force-free 磁気圏については、パルサーの研究を通じて多くの議論がなされてきた (Goldreich & Julian 1969, Mestel 1973, Michel 1973, Okamoto 1974)。パルサーの正体は自転する中性子星であるが、中性子星は導伝性が高く、磁場は内部に凍結されているので、磁力線は中性子星の回転と一緒に回転しなければならない。3.1節で真空の磁場中にブラックホールがおかれた場合について述べたが、磁気圏が回転していると、真空磁気圏はもはや成立しえなくなると思われる。それは、磁場に沿った強い電場が生じることで一種の放電が起こり (electron-positron pairs creation, Ruderman & Sutherland 1975)、この電場を打ち消すような空間荷電分布 (Goldreich-Julian charge) が生じるからである。この荷電粒子は磁力線を横切るような運動はできないが、磁力線に沿った方向には運動できて電位を等しくするのである。

パルサー磁気圏のモデルで知られるように、磁気圏が回転していると磁力線の回転速度が光速となる面が存在する (light cylinder)。プラズマは磁力線に凍結されて磁気圏中で磁力線と一緒に回転するが、磁力線を回転の後方に曲げることで磁力線の回転に抵抗している。また、light cylinder の外側まで伸びている磁力線に沿っては、プラズマはポロイダル方向に静止できずに磁気圏から遠方へ吹き流される (このとき、パルサーから伸びた磁力線は開かれた構造となる)。こうしてパルサー磁気圏において、磁力線は中性子星の回転エネルギーを外部へ流出していくプラズマへ受け渡す装置として働いているのである。

ブラックホールの force-free 磁気圏については、Blandford & Znajek (1977), Thorne et al. (1986), Lovelace et al. (1987) などの研究がある。この磁気圏においてブラックホールと磁場の相互作用の結果、ブラックホールの回転エネルギーを電磁的に引き抜く過程が示されたことは (Blandford & Znajek 1977) きわめて興味深い。Force-free 磁気圏が満足していなければならない条件は、

$$F_{\mu\nu}J^\mu = 0, \quad (20)$$

である。ここで、 J^μ は4元電流である。 $F_{\mu\nu}$ は電磁場テンソルであり、ベクトルポテンシャル A_ϕ によって $F_{\mu\nu} = A_{\nu,\mu} - A_{\mu,\nu}$ と書かれる。(20)の条件式と斉次マクスウェル方程式を用いることで、磁気面を $A_\phi = \text{constant}$ 面として定義できる。また、磁気圏の角速度 $\Omega_F \equiv F_{tA}/F_{A\phi}$ ($A = r, \theta$) が定義でき、磁気面に沿って一定値を取る。さらに、 A_t と $B_\phi [\equiv (\Delta/\Sigma)F_{r\theta}]$ が磁気面に沿

て一定値を取る。また、 J^μ は磁気面に沿って流れる。磁気面 $A_\phi = A_\phi(r, \theta)$ の分布に関しては、非斉次マクスウェル方程式を用いて、 A_ϕ に関しての二階の偏微分方程式を書き下すことができるが、自己矛盾のない解を求めなければならない。この磁気面の形状については、パルサー磁気圏の研究などを通じて解析が試みられてはいるが、多くの問題が残されている。ジェット形成に関して、特に興味深いものとしては、幾何学的に薄いディスクの作る磁場形状についての Blandford (1976), Blandford & Payne (1982), Lovelace et al. (1987) などの研究がある。磁気面の形状についての議論は、第6章で取り上げることにする。

Force-free 磁気圏において、電磁気的なエネルギーフラックス $\mathcal{E}^A \equiv T_t^A$ と角運動量フラックス $\mathcal{L}^A \equiv -T_\phi^A$ (ここで $A = r, \theta$) は、

$$\mathcal{E}^r = \frac{\Omega_F A_{\phi,\theta} B_\phi}{4\pi\sqrt{-g}} \quad (21)$$

$$\mathcal{E}^\theta = \frac{\Omega_F A_{\phi,r} B_\phi}{4\pi\sqrt{-g}} \quad (22)$$

また、 $\mathcal{E}^r = \Omega_F \mathcal{L}^r$, $\mathcal{E}^\theta = \Omega_F \mathcal{L}^\theta$ で与えられる。ブラックホールをつらぬく磁力線によって引き抜かれるエネルギーは、トロイダル磁場の event horizon での境界条件 (Znajek 1977)

$$B_\phi[A_{\phi,\theta}(r_H, \theta)] = -\frac{\sin\theta(r_H^2 + a^2)(\Omega_F - \omega_H)}{\Sigma_H} A_{\phi,\theta}(r_H, \theta) \quad (23)$$

を用いて、

$$\mathcal{E}^r = \frac{\Omega_F(\omega_H - \Omega_F)(r_H^2 + a^2)}{4\pi\Sigma_H^2} (A_{\phi,\theta})^2 \quad (24)$$

となる (Blandford & Znajek 1977)。したがって、 $0 < \Omega_F < \omega_H$ であるときにのみ、 $\mathcal{E}^r > 0$ となり、ブラックホールから正のエネルギーが出て行くことが解することができる。このとき、角運動量に関しては $\mathcal{E}^r \leq \omega_H \mathcal{L}^r$ が成り立つが、このことはブラックホールの面積増大則が満たされていることを保証している。引き抜かれるエネルギーは、磁場の強さと、磁気圏の角速度に依存しているが、ある角速度 ω_H で回転しているブラックホールに関して、最大の引き抜きを与える Ω_F は、 $\Omega_F = 1/2\omega_H$ になっている。ブラックホールの回転が速いほど、引き抜きの効率はいいように思えるが、この場合、回転の効果は磁力線を締め出してしまふので (Bičák & Dvořák 1976, 1980)、電磁気的な引き抜き効率は、かえって悪くなる。

ブラックホールは角運動量を失いその表面積を増やすが、ブラックホール熱力学の第一法則 (Hawking 1976) によると、“ブラックホールのエントロピー”が増大していることに置き換えて考えることができる。この面積増大則

は、ブラックホール熱力学の第2法則とも呼ばれている。Znajek (1978) は、ブラックホールのエントロピーの増大が event horizon 上を仮想的に流れる電流によるジュール加熱とみなして、ブラックホールは 377 ohm の表面抵抗を持つ導体球のように振舞うとみなすことができることを示した⁵。ブラックホールとしては 30 ohm 程の抵抗を持つことになる。3.1 節で述べた非定常・非軸対称な真空磁場によるエネルギー引き抜きに際して、ブラックホールの表面積は増大するのだが、このことは真空中で回転する導体に電流が流れてジュール熱を発生させることに対応している。この電流は、ブラックホールが何らかの電流回路に組み込まれることにより流れるほか、外部電流がなくとも渦電流として流れることができる (Damour 1978)。

磁場中で回転している中性子星は、unipolar inductor のように振舞うが、ブラックホールも同様に振舞うことができると考えられた (Znajek 1978, Thorne et al. 1986)。このときブラックホールは、極と赤道の間に $V \sim \omega_H \Psi$ のオーダーの電位差を生じさせ、バッテリーとして振舞うことになる。磁力線はブラックホールから遠くはなれた領域 (ここでは散逸過程により何らかの抵抗値が生じているとする) を結び付け、それらの領域の電位差で生まれた電流を運ぶ。こうして、巨大な直流回路でブラックホールと遠方を結び付けていることで、ブラックホールのエネルギーを遠方の領域で取り出すことができるようになる。この遠方に輸送されるエネルギーの出力は、ブラックホールの抵抗値と遠方の散逸領域での抵抗値に依存するが、これらが等しいときに最大出力が得られる。こうして得られたエネルギーは、プラズマを相対論的な速度にまで加速したり、非熱的な輻射として放出されることになる。

しかしながら、Punsly & Coronity (1990) はブラックホールが、unipolar inductor としては振舞えないことを指適した。このことは、ブラックホールに落ち込んだすべてのものが、もはや外の世界とは情報伝達できないという事実由来している。すなわち、ブラックホールの表面を流れるとした電流は、大局的な直流回路系にとってなんの制約も与えないというのである。このことは、ブラックホールの表面が内向きの荷電粒子に関して無限遠と同じ振舞いをしていると解釈することにより理解できよう。2つの無限遠は互いに連絡を取り合うことはできないのである。Unipolar inductor の立場としては、内向きに流れる荷電粒子の作る電流と外向きに流れる荷電粒子の作る電流を等しいとすることでブラックホールの出力を見積もろうとしたわけだが、ブラックホールを含む回路の場合そうである必然性はないのである。

ブラックホールは unipolar inductor として振舞うことはないが、ブラックホールの周りの磁場を伴うアクリションディスクを経由する直流回路系を考えると (Blandford 1976)、ブラックホール磁気圏においても unipolar

⁵この面抵抗値は、電磁波を完全に吸収してしまう値である (Znajek 1978)。ブラックホールへの放射が内部にはいれるが、出て来れないことに対応している。

inductor としての取扱いが可能となる。このとき引き抜かれるエネルギーは、ディスクの持っていたものである。このアクリションディスクは同時にブラックホールと相互作用してエネルギーを得ていると考えることもできるが、その際にはブラックホールが間接的にバッテリー (エネルギー源) として働くことになる。

3.3 Magnetically dominated jets

前節では、ブラックホールの回転エネルギー抽出は、ブラックホールの角速度と磁気圏の角速度に依存することを見た。エネルギーの引き抜きの効率を知るためには、磁気圏の角速度 Ω_F がいかんして決定されているかを知らなければならない。このためには、何らかの境界条件が必要となってくる。Phinney (1983a, 1983b) は、プラズマが磁気音速点を通過する条件を課すことで Ω_F を決定しようと試みた。ただし、この磁気圏は磁場が支配的であってプラズマの慣性の効果が十分小さいとし、force-free 磁気圏からのずれが小さいとして議論した。ブラックホールからのプラズマ流は禁止されており、いま我々は遠方へのプラズマ流を扱おうとしているのであるから、ブラックホールと無限遠方の間に粒子の生成源がなければならない。この粒子生成は、photon-photon collision による e^+e^- ペアとして、または降着円盤からのフレアとして供給されるだろう。

ブラックホールへの降着プラズマに関して、速い磁気音速点 (fast magnetosonic point) が必ず存在することは 4.2 節で証明するが、速い磁気音速点は force-free 近似においては event horizon のごく近傍に位置することになる。また、Alfvén surface は light surface に一致するようになる。Force-free 磁気圏は、第4章で議論する MHD による磁気圏の取扱いの、一つの極限と見なすことができる (Hirotani et al. 1991)。Phinney (1983a, 1983b) は、磁気音速点での条件を force-free 近似からのズレが重要でないとして event horizon 上の境界条件で評価した。このとき、エネルギーは Blandford-Znajek process によって抽出され、(24) 式の与える Poynting flux として運ばれることになる。ブラックホールの失ったエネルギーや角運動量は、磁気圏に貯ることなく磁気圏から電磁気的な形で遠方に放出されるとし、遠方の force-free 近似の破れる領域において電磁気的なエネルギーからプラズマの運動エネルギーへの変換されると考える。このとき重力の効果は効かなくなり、バルサー磁気圏としての取扱いが可能となる (Michel 1969, Goldreich & Julian 1970, Okamoto 1978, Kennel et al. 1983, Camenzind 1986a, 1986b)。Magnetically dominated flows に関して、速い磁気音速点は無限遠にのみ存在するが、プラズマ流に課された条件は、この無限遠方の磁気音速点を通過するというものである。無限遠方で速い磁気音速点を通過する解は Michel's (1969) "minimum energy (torque)

solution”として知られるが、その条件はエネルギーが

$$E_{\min} = m_p [1 + \sigma_M^{2/3}]^{3/2}, \quad (25)$$

となることである(5.3節参照)。この解は、無限遠方に到達できるプラズマ流の最大速度を与えることになるが、その速度は $u_\infty = \sigma_M^{1/3}$ である。ここで、 σ_M は無限遠での Poynting flux と mass energy flux の比であり、次節の(52)式で定義されている。このパラメータは、Michel's (1969) magnetization parameter として知られているものである。また、圧力ゼロであると仮定しており、 m_p は粒子の静止質量である。さらに、Phinney (1983b) においては、モノポール磁気圏が仮定されている。もちろん上記の解の他に、無限遠方で速い磁気音速点を通り過ぎない解が存在するが、そのような解はプラズマを加速せず、ジェット形成の立場からは興味がないものとなる。

こうして、Blandford-Znajek process によって引き抜かれたエネルギーフラックスと、無限遠方で速い磁気音速点を通り過ぎるためのエネルギーフラックスを等しいと置くことで、 $\Omega_F \sim (1/2)\omega_H$ が得られ、ブラックホールから最大のパワーでエネルギーを引き抜けることが解る⁶。Phinney の議論で注意しなければならないことは、前節でも述べたように event horizon が無限遠と同様に振舞うため、内向きにブラックホールへ落ち込むエネルギーフラックスと、外向きに流れ出すエネルギーフラックスが等しくなる必然性がないことである。もちろん、それらを等しいと与えた場合には、Phinney の議論はもっともらしいものとなっている。

この節の議論において、遠方でのプラズマの圧力の効果は無視した。圧力の効果は、速い磁気音速点の位置を無限遠から有限距離の位置に移動させるが、十分に磁場が支配的 ($\sigma_M \gg 1$) であるならば、上記の議論の結論と大差ないであろう。もし、流体の寄与が大きく働く ($\sigma_M \sim 1$) となると、流体の圧力が無視できる場合においても light surface の内側に速い磁気音速点が生じて、この点を通り過ぎて遠方に達する解が可能となる(5.3節)。流体の慣性が無視できない磁気圏においては、force-free からのずれが重要となり、MHD 流としての解析が要求される。MHD 流の解析については、第4章以降で議論し、5.1節で再びこの問題に戻ることにする。

⁶Phinney (1983a) では、磁場の形状として paraboloidal field line を仮定している。この場合、 $\Omega_F \sim (1/5)\omega_H$ となり、引き抜かれるパワーは最大の場合の 64% となる

4 ブラックホール磁気圏での磁気流体流

ブラックホールからの回転エネルギー抽出については、Penrose process や Blandford-Znajek process が知られており、活動銀河中心核のエネルギー源としての可能性が、多くの研究者によって研究されてきた。前章で述べたように、磁場の存在下での Penrose process は、天体現象として期待できる。また、force-free 磁気圏においては電磁気的な相互作用によって引き抜かれたエネルギーが、Poynting flux として遠方に運ばれる。このように磁場の存在は活動性において本質的な役割をしているが、ジェット等に見られるように流体の運動エネルギーの形で引き抜かれるエネルギーについては、磁気圏における流体の効果を調べなければならない。この目的のため、この章では磁気流体 (MHD) 近似によってブラックホール磁気圏を解析し、磁気流体流によるエネルギー引き抜きの可能性を議論する。

4.1 Relativistic MHD flows

ブラックホール磁気圏での MHD 流を議論するに際して、定常・軸対称を仮定する。また、プラズマの自己重力は無視できるとし、時空は Boyer-Lindquist coordinate (第2章参照) で記述されているとする。重力場中でのプラズマの運動方程式は、

$$T^{\alpha\beta}_{;\beta} = 0, \quad (26)$$

で与えられる。ここで、 $T^{\alpha\beta}$ は、エネルギー運動量テンソルであるが、流体が質量密度 ρ 、圧力 P 、4元速度 u^α の完全流体であるとし、 $F^{\alpha\beta}$ がマックスウェル方程式を満足する電磁場のテンソルであるとして、

$$T^{\alpha\beta} = (\rho + P)u^\alpha u^\beta - P g^{\alpha\beta} + \frac{1}{4\pi} \left(F^{\alpha\delta} F_\delta^\beta + \frac{1}{4} g^{\alpha\beta} F^2 \right), \quad (27)$$

と書ける。また、ideal MHD プラズマの条件 (無限大の電気伝導率をもつ)

$$u^\beta F_{\beta\alpha} = 0, \quad (28)$$

と、粒子数保存

$$(nu^\alpha)_{;\alpha} = 0, \quad (29)$$

を課す。ここで、 n は proper particle number density である。

一般に、定常・軸対称磁気圏においては、流線に沿って5つの保存量が存在することが知られている (e.g., Camenzind 1986a)。流線は関数 $\Psi = \Psi(r, \theta)$ の一定である面として表されるが、この流線に沿って磁力線の角速度 $\Omega_F(\Psi)$ 、単位磁気フラックスあたりの粒子数フラックス $\eta(\Psi)$ 、トータルエネルギー $E(\Psi)$ 、トータル角運動量 $L(\Psi)$ 、エントロピー $S(\Psi)$ が保存する。

磁力線の角速度は, ideal MHD の条件より $\Omega_F(\Psi) \equiv F_{tA}/F_{A\phi}$ ($A = r, \theta$) と定義される. このとき, $F_{t\phi} = 0$ であることも導かれる. また, 連続の式および斉次マックスウェル方程式より, 単位磁気フラックス中の粒子数フラックス $\eta(\Psi)$, が保存することがわかる. η は, 以下の式で与えられる

$$\sqrt{-g}nu^r = -\eta F_{\theta\phi}, \quad (30)$$

$$\sqrt{-g}nu^\theta = -\eta F_{r\phi}, \quad (31)$$

$$\sqrt{-g}nu^t(\Omega - \Omega_F) = -\eta F_{r\theta}. \quad (32)$$

この保存量 η は, u^r と同様に inflow と outflow に対応して, 正または負の値をとる. $\Omega = u^\phi/u^t$ はプラズマの角速度である.

運動方程式に対して, 定常・軸対称を仮定することで MHD 流のエネルギー E と, 角運動量 L が流線に沿って保存する. これらは, 流体と磁場の成分を含む形で表され (Camenzind 1986a),

$$E = \mu u_t - \frac{\Omega_F}{4\pi\eta} B_\phi, \quad (33)$$

$$L = -\mu u_\phi - \frac{1}{4\pi\eta} B_\phi, \quad (34)$$

である. ここで, B_ϕ は遠方の観測者から見た磁場のトロイダル成分である. (33) 式の 1 項目がプラズマ粒子のエネルギー, 2 項目が粒子フラックスあたりの Poynting flux になっているのが理解できる (2.1 節で磁場が無いときのテスト粒子に対しては, u_t, u_ϕ が保存量であることを述べた. これらは, 磁場との相互作用によって保存しなくなる). 遠方の観測者の測った磁場, B_α の定義は以下で与えられる

$$B_\alpha \equiv \frac{1}{2} \eta_{\alpha\beta\gamma\delta} k^\beta F^{\gamma\delta}. \quad (35)$$

ここで, $\eta_{\alpha\beta\gamma\delta} = \sqrt{-g} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$ であり, $k^\alpha = (1, 0, 0, 0)$ は, time-like Killing vector である. ポロイダル磁場 B_p は, 実験室系での磁場 B_α を用いて

$$B_p^2 \equiv -B^A B_A (g_{tt} + g_{t\phi} \Omega_F)^{-2} \quad (36)$$

と定義する. また, ベクトルポテンシャル A_ϕ を stream function $\Psi(r, \theta)$, とみなすことができるが, (36) 式は以下のように書き換えられる

$$B_p^2 = \frac{-g^{AB}}{\rho_w^2} (\partial_A \Psi)(\partial_B \Psi). \quad (A, B = r, \theta) \quad (37)$$

ここで ρ_w は, invariant cylindrical radius であり,

$$\rho_w^2 = g_{t\phi}^2 - g_{tt} g_{\phi\phi} = \Delta \sin^2 \theta. \quad (38)$$

で定義される.

一方で, 運動方程式のトロイダル成分と流れに沿っての保存量を使って, プラズマのエネルギー u_t と角運動量 u_ϕ を得ることができる

$$\mu u_t = \frac{(g_{tt} + \Omega_F g_{t\phi})(E - \Omega_F L) - M^2 E}{k_0 - M^2}, \quad (39)$$

$$\mu u_\phi = \frac{(g_{\phi\phi} \Omega_F + g_{t\phi})(E - \Omega_F L) + M^2 L}{k_0 - M^2}. \quad (40)$$

また, 磁場のトロイダル成分 B_ϕ は,

$$B_\phi(r; \Psi) = -\frac{4\pi[\eta E(g_{\phi\phi} \Omega_F + g_{t\phi}) + \eta L(g_{t\phi} \Omega_F + g_{tt})]}{k_0 - M^2}, \quad (41)$$

となる. 上式において,

$$k_0 \equiv g_{\phi\phi} \Omega_F^2 + 2g_{t\phi} \Omega_F + g_{tt}, \quad (42)$$

であり, μ は状態方程式によって与えられる specific enthalpy, そして M は, Alfvén Mach-number であり, 以下のように定義される

$$M^2 \equiv \frac{4\pi\mu\eta^2}{n}. \quad (43)$$

上記の u_t, u_ϕ さらに B_ϕ は, M^2 が k_0 に等しくなる点で発散するように見える. MHD 流がこの点をなめらかに通過するためには, (39), (40), (41) の分子が同時にゼロになるとしなければならない. すなわち, 次の関係が成り立たなければならない

$$\Omega_F \tilde{L} = -\frac{g_{\phi\phi}^A \Omega_F (\Omega_F - \omega_A)}{(g_{tt} + g_{t\phi} \Omega_F)_A} (= \Omega_F l_A). \quad (44)$$

この点は, 一般相対論的なアルフベン点と定義され, 添字 'A' はアルフベン点の量を示すとする. ここで, $\tilde{L} \equiv L/E$ であり, ω は遠方にある観測者が角運動量を持たない観測者を見たときの角速度である

$$\omega = -\frac{g_{t\phi}}{g_{\phi\phi}}. \quad (45)$$

また, l は specific angular momentum であり,

$$l = -\frac{u_\phi}{u_t}. \quad (46)$$

条件 (44) 式は, MHD 流によって運ばれる角運動量がアルフベン点の位置で与えられることを示し, ニュートニアンの結果 (Weber & Davis 1967, Camenzind

1986a) の一般相対論的拡張になっている。プラズマ源からの inflow や outflow は、ホライズンや遠方に達するためには、アルフベン点を通らなければならない。この点の解析は重要である。この解析については、4.3 節で述べることとする。

MHD 流の加速の様子は、流体のポロイダル方向の速度 u_p ($u_p^2 \equiv -u^A u_A$; $A = r, \theta$) に関する方程式 (ポロイダル方程式) を解くことで知ることができる。ポロイダル方程式は、運動方程式を扱う代わりに、normalization condition $u^\alpha u_\alpha = 1$ において (39) 式と (40) 式を代入することで得られ、

$$u_p^2 + 1 = \left(\frac{E}{\mu}\right)^2 \frac{k_0 k_2 - 2k_2 M^2 - k_4 M^4}{(k_0 - M^2)^2}, \quad (47)$$

となる。ここで

$$k_2 \equiv (1 - \Omega_F \tilde{L})^2, \quad (48)$$

$$k_4 \equiv (g_{\phi\phi} + 2g_{t\phi} \tilde{L} + g_{tt} \tilde{L}^2) / \rho_w^2, \quad (49)$$

である。さて、 η の定義式より $\eta = nu_p / B_p$ が示せるが、(43) 式で定義されたマッハ数 M^2 は、磁場 Ψ が与えられたとき、 u_p の関数として表すことができる。すなわち、

$$M^2 = \frac{\mu}{m_p} u_p \Omega_F^2 \sqrt{-g} \frac{f(r; \Psi)}{\sigma_M}, \quad (50)$$

と表される。ここで、

$$f(r; \Psi) \equiv \frac{J_\infty}{J_p} = \frac{\Phi_\infty}{\Phi_p}, \quad (51)$$

であり、 $J_p \equiv nu_p \sqrt{-g}$ 、 $\Phi \equiv B_p \sqrt{-g}$ である。 m_p は、粒子の静止質量である。また、 σ_M は Michel's (1969) magnetization parameter であり、

$$\sigma_M \equiv \frac{\Omega_F^2 \Phi_\infty^2}{4\pi m_p J_\infty}, \quad (52)$$

で定義される。こうして、(47) 式のポロイダル速度は、

$$u_p = u_p(r; \Psi, \Omega_F, E, L, \eta, S), \quad (53)$$

と表すことができ、保存量と磁場の形状が与えられると決定される。ここで、 $r = r(\theta; \Psi)$ は、フラックス面 $\Psi = \text{constant}$ に沿っての動径座標である。保存量 E, L は、MHD 流がアルフベン点や他の磁気音速点を通過する条件により制限が課されるのだが、残りの保存量 Ω_F, η, S は、MHD 流の源での境界条件により Ψ の関数として与えられる。フラックス面 $\Psi(r, \theta)$ の形状については、磁力線間の力のバランスについて矛盾の無いように解かなければならない。この力の釣合を記述する方程式は Grad-Shafranov (GS) 方程式と呼ば

れ、運動方程式と非斉次マックスウェル方程式より導出され、cold limit の場合には以下ようになる (Nitta, Takahashi & Tomimatsu 1991)

$$\begin{aligned} & \frac{-1}{\sqrt{-g}} \left\{ \partial_r \left[\frac{\sqrt{-g}(k_0 - M^2)}{\rho_w^2} \frac{\partial_r \Psi}{g_{rr}} \right] + \partial_\theta \left[\frac{\sqrt{-g}(k_0 - M^2)}{\rho_w^2} \frac{\partial_\theta \Psi}{g_{\theta\theta}} \right] \right\} \\ &= \frac{8\pi^2}{k_0 - M^2} \left\{ -\frac{(e^2 \eta^2)'_\Psi}{M^2} - \frac{1}{\rho_w^2} [g_{\phi\phi}(E^2 \eta^2)'_\Psi + 2g_{t\phi}(EL \eta^2)'_\Psi + g_{tt}(L^2 \eta^2)'_\Psi] \right\} \\ &+ \frac{(4\pi\eta)^2 [e^2 - (k_0 - M^2)\mu^2] (g_{t\phi} + g_{\phi\phi} \Omega_F)(\Omega_F)'_\Psi}{(k_0 - M^2)M^4} + \frac{(4\pi\mu)^2 \eta \eta'_\Psi}{M^2} \end{aligned} \quad (54)$$

上式において、 $(\dots)'_\Psi$ は磁力線に垂直方向の微分を表し

$$(\dots)'_\Psi \equiv \left[\frac{g^{rr}(\partial_r \Psi) \partial_r + g^{\theta\theta}(\partial_\theta \Psi) \partial_\theta}{g^{rr}(\partial_r \Psi)^2 + g^{\theta\theta}(\partial_\theta \Psi)^2} \right] (\dots) \quad (55)$$

で定義する。この方程式は、一見して event horizon とアルフベン点で発散するように思えるが、event horizon では発散項がキャンセルしてポロイダル方程式の境界条件と一致する。またアルフベン点の発散も、分子がゼロとなることで回避されている。ただし、磁力線の傾きは不定となるのでこの点での境界条件が必要となる (Sakurai 1985)。GS 方程式の解析は、磁場の大局的な構造を知る上できわめて重要である。しかしながら、この方程式の解析は一般に困難であり、数値的な解析が必要とされるだろう。本論文では磁場の形状について解くことはせず、形状が与えられたときに MHD 流の性質として何が明らかにされるかについて調べる。

4.2 Sub-Alfvénic flows near an injection region

ブラックホール磁気圏からの outflow を議論するとき、ブラックホール磁気圏におけるプラズマ源について考えておく必要がある。このプラズマ源は、事象の地平線の向こうからのプラズマ流出が不可能であることより、ブラックホールの外側に位置しなければならない。したがって、プラズマ流に関して星風やバルサー風とは事情が異なっている。また、ブラックホール自身は磁場を生み出さないで、磁場の生成源も必要である。磁気圏中のプラズマ源としては、磁化した降着円盤やその周りのハロー等が考えられよう。ブラックホール磁気圏において、これらのプラズマ源は回転による遠心力や電磁力によって支えられ、ブラックホールの周りを取り巻いて分布していると考えられる。プラズマ源から放出されたプラズマは、 $\Psi(r, \theta) = \text{constant}$ 面に沿って流れるが、ブラックホールへの降着流と遠方への wind として、それぞれ加速されていく。この節では、このプラズマ源から吹き出されたばかりの低速流領域 (sub-Alfvénic region) について議論する。磁場の形状や MHD 流の境界条件を与えるため

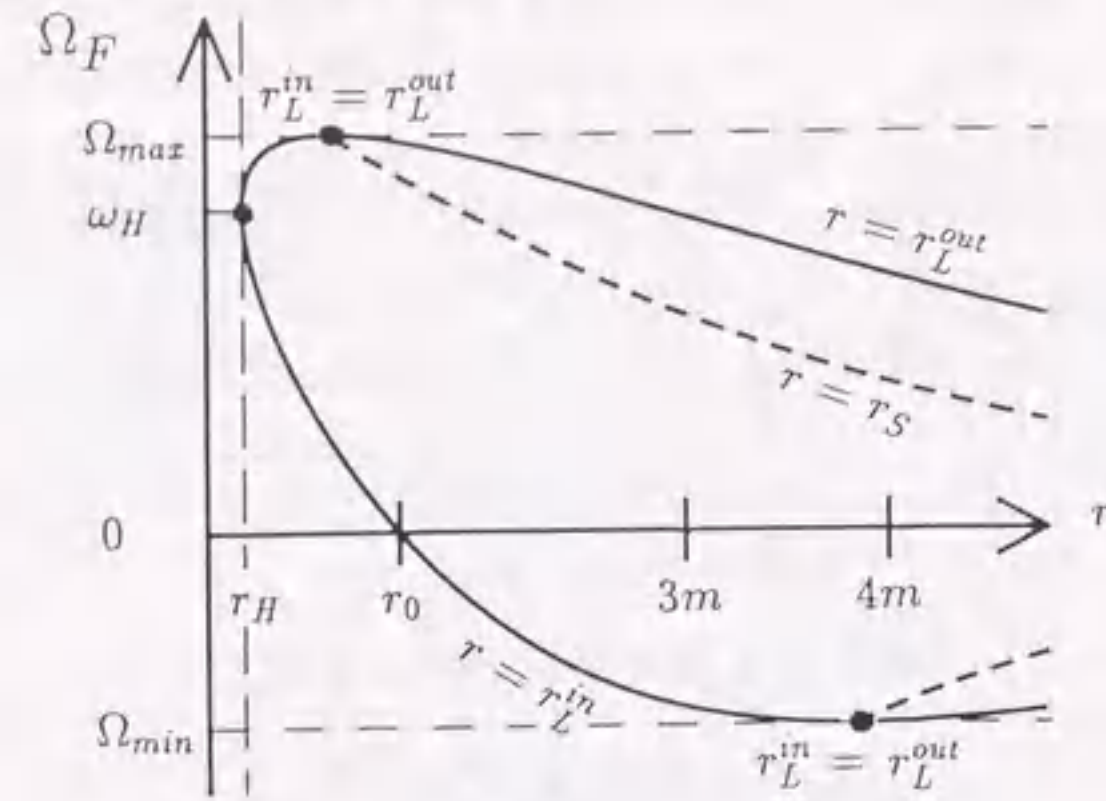


図 6: Light surfaces と separation point の位置 ($a = 0.8m, \theta = \pi/2$)

には、プラズマ源の物理的なモデルが必要となるのであるが、そのためには、GS 方程式の解析など、多くの問題が残されている。以下では、プラズマ源の詳細な議論は避けて、プラズマが重力と遠心力と電磁力によって閉じ込められている領域（トロイダル方向には Ω_F で回転しているが、ポロイダル方向には速度ゼロとする）が磁気圏中に何らかの分布を持って存在するものと仮定して議論を進める。

ブラックホール磁気圏においては、inflow と outflow のそれぞれに対して light surface が存在し、それらは $k_0 = 0$ を満たす面として与えられる (e.g., Znajek 1977)。この 2 枚の light surface の間の領域 ($k_0 > 0$ の領域) では、プラズマは磁力線に張り付いたように同じ角速度で回転可能である。Light surface の外側の領域では、プラズマはブラックホールに向かって、あるいは無限遠方に向かって流れていなければならない。内側の light surface は、ブラックホールの強重力による固有時の遅れのため、磁気圏の回転速度が光速となる面である。一方、外側の light surface は、パルサー磁気圏と同様に磁気圏の高速回転によって回転速度が光速となる面である。これらの light surface の分布 $r = r_L^{in}(\theta; \Omega_F(\Psi))$ および $r = r_L^{out}(\theta; \Omega_F(\Psi))$ は、磁場の形状 $\Psi(r, \theta)$ と、角速度 $\Omega_F = \Omega_F(\Psi)$ が与えられたときに得ることができる。さらに、 $E = E(\Psi)$ と $L = L(\Psi)$ が与えられると、(44) 式から、inflow と outflow のそれぞれに対するアルフベン点の分布 $r = r_A^{in}(\theta; \Omega_F(\Psi))$ および $r = r_A^{out}(\theta; \Omega_F(\Psi))$ を得ることができる。前節で示したように MHD 流は Alfvén Mach-number が $0 < M^2 < k_0$ を満たすときに sub-Alfvénic であるが、 $k_{0A} > 0$ であることより、この領域は 2 枚の light surface の間に位置しなければならない。

図 6 は、磁気圏の角速度 $\Omega_F(\Psi)$ によって、light surface が赤道面上のどこに位置するかを示している (e.g., Misner et al. 1973)。この図から解るように、プラズマ源が存在するための Ω_F の領域があることが解る、すなわち

$$\Omega_{min}(\Psi) \leq \Omega_F(\Psi) \leq \Omega_{max}(\Psi), \quad (56)$$

と書ける。ここで Ω_F は、 $r_L^{in} = r_L^{out}$ のときに、 Ω_{max} または Ω_{min} と等しくなる。磁気圏の回転軸近くの (θ が小さい領域の) フラックス面ほど、 $-\Omega_{min}$ と Ω_{max} が大きくなる。 $\Omega_F = \text{constant}$ 面においては、 θ が小さいほど r_L^{in} は static limit surface に近づき、 r_L^{out} は大きくなる [($r \sin \theta$) $_{L^{out}}$ は一定値に近づく]。 $\Omega_F = 0$ であるフラックス面に対しては、外側の light surface は無限遠に位置し、内側の light surface は static limit surface に一致する。もし、 Ω_F がブラックホールの角速度と等しいときには内側の light surface は event horizon に一致する。

図 7 のような角速度 Ω_F で回転する一本の磁力線を考えよう。この磁力線上のある点から (injection point, I と呼ぶことにする) 速度ゼロで流れ出す MHD 流を考えたとき、重力による内向きの流れと遠心力による外向きの流れを区別する境界が存在する。ただし、cold limit の場合を考えることにする⁷。この地点は加速度ゼロの地点として定義されるが、5.2 節の (91) 式と (92) 式より $k'_0 = 0$ が満たされる地点 $r = r_S(\theta; \Omega_F(\Psi))$ として与えられる。以後この地点を、separation point S と呼ぶことにする⁸。この点は、図 6 中の破線で示してある地点である。磁気圏中に源として滞在しているプラズマは、重力と遠心力の他に電磁力によって支えられており、separation point の内外に分布することができる。このプラズマ源の表面が $r = r_I$ となるわけだが、ここからは釣合いの破れたプラズマが磁力線に沿って流れ出す。もし、 $r_I < r_S$ であるならば、プラズマは内向きの流れとして流れ出す。また、 $r_I > r_S$ ならばプラズマは外向きの流れとして流出することになる。この図において、 k_0 が一定である曲線が重ねてあるが、磁力線 $\Psi = \text{constant}$ が $k_0 = 0$ の曲線と交わる点は、light surface との交点 L である。また、 $k_0 = M^2$ の曲線と交わる点は Alfvén point, A, である。磁力線が $k_0 = \text{constant}$ の曲線と接する点は、 $k'_0 = 0$ であることより separation point である。別の磁力線 (異なる Ω_F) に関しても同様に L, A, S が存在し、与えられた $\Psi(r, \theta), \Omega_F(\Psi)$ に対して 2 枚の light surfaces, Alfvén surfaces および 1 枚の separation surface を得ることができる。

ブラックホールとアクリションディスクからなる磁気圏の概念図として、図 8 を示しておく (Camenzind 1989)。アクリションディスクの内端は、プ

⁷5.2 節の議論より流体の圧力の効果を考慮した場合、速度ゼロで流れ出す MHD 流は不可である。

⁸Johnson & Axford (1971) は、この点を stagnation point と呼び、Camenzind (1986b) は corotation radius と呼んでいる。

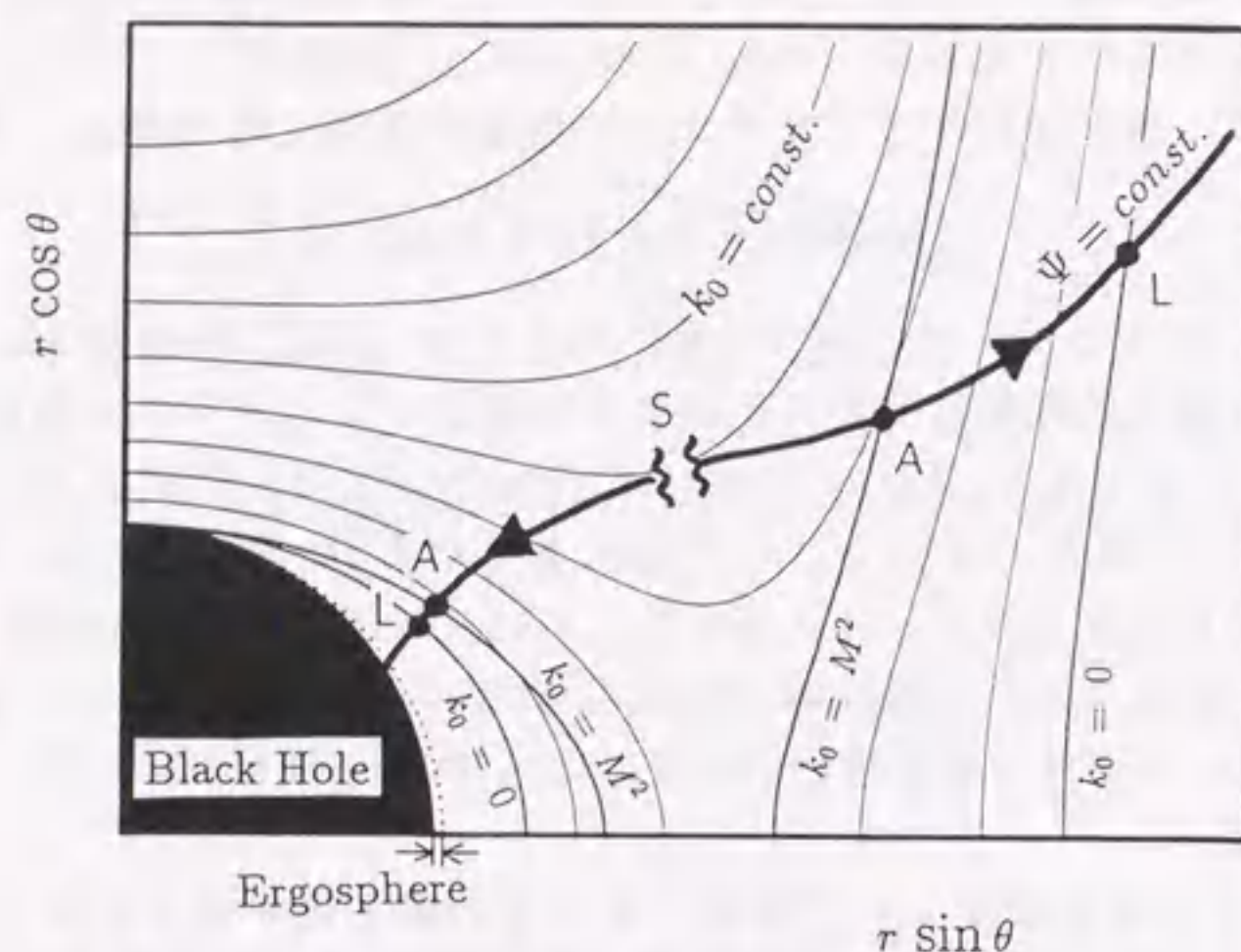


図 7: ブラックホール磁気圏における inflow と outflow

ブラックホールのごく近傍に位置することができるが (ergosphere 内に位置することも可能), このとき内側の領域は高温となり, 幾何学的に厚い形状になっているであろう. ブラックホールが磁場を生み出さないことより, 磁場はアクリションディスク中の電流によって生成されるとする. この磁力線の一部はブラックホールに接続し, 相互作用をすることになる. 角運動量を失ったプラズマは, この磁力線に沿ってブラックホールに降着する. 一方, 遠方に伸びた開いた磁力線に沿っては, プラズマが遠心力風として流れ出す. この遠心力風は, ディスクから角運動量とエネルギーを運び去る. アクリションディスクの作る磁気圏の場合, その高速回転のため light surface は, ディスクの近くに位置するようになるが, 微分回転のためディスクの回転軸から離れた領域から伸びた磁力線に対しては, light surface がより injection point から離れたところに位置するようになる.

ブラックホール磁気圏として別の状況を考えよう. ブラックホールは無限遠方で一様であるような磁場の中に浸っているとした場合を考える (Nitta, Takahashi & Tomimatsu 1991). このときプラズマ流が十分低速であるとす. この磁気圏は, Wald (1974b) の真空磁場形状の解にプラズマの効果を取り入れたモデルと考えることができる. プラズマがポロイダル方向に静止している ($M^2 \ll 1$) として解析すると, $k_0 = \text{constant}$ 面が磁気面 ($\Psi = \text{constant}$) となっていることが示される. 図 7 から解るように磁気面は, ブラックホールの回転軸から離れたものについては Wald の解と同様に赤道面に近いほどブラックホール方向にたわんだものとなっている. 一方, 回転軸に近いものについては大きく湾曲した後回転軸と交差している. この磁気面の湾曲はプラ

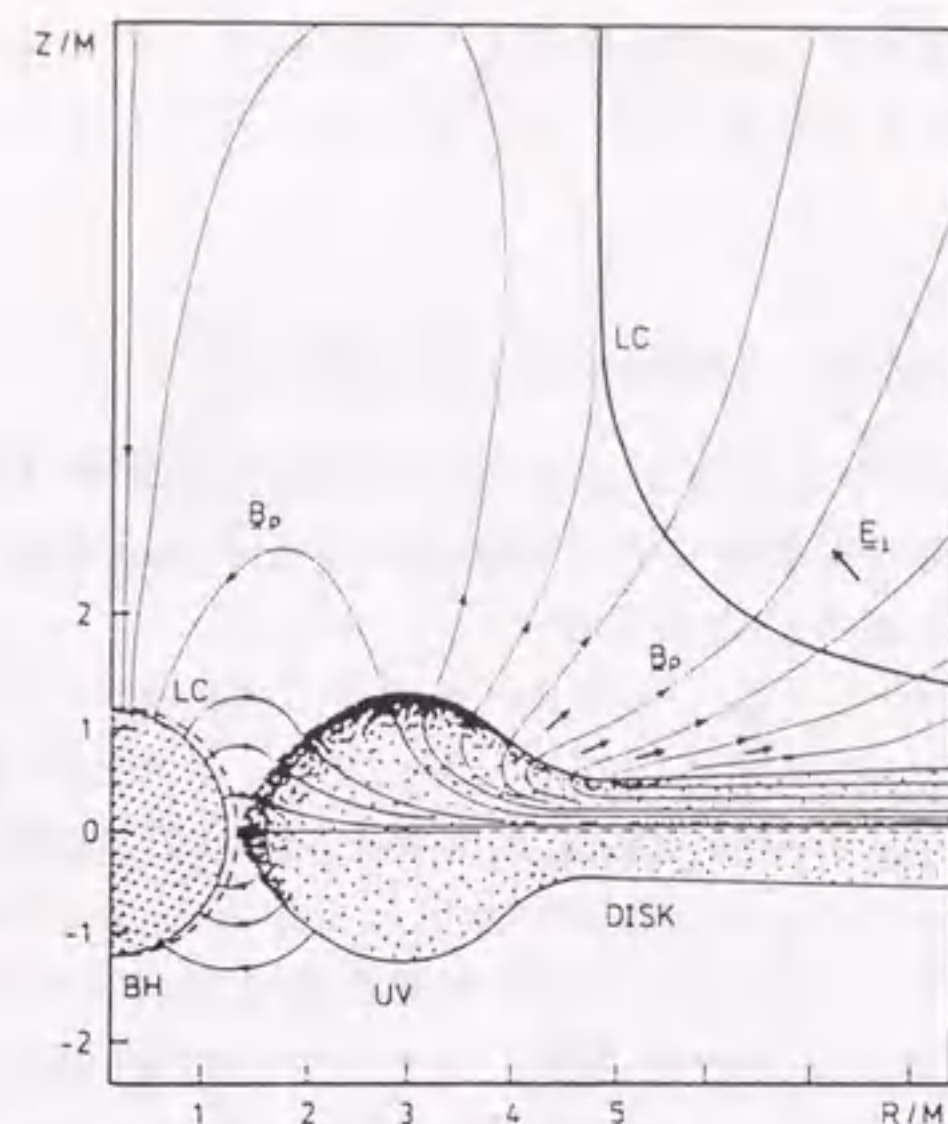


図 8: ブラックホールと降着円盤の作る磁気圏 (Camenzind 1989)

ズマの慣性の効果であり, プラズマはこの磁場と重力と遠心力が釣り合うことで支えられ, プラズマ源として磁気圏中に滞在可能である. その密度の分布 $n(r, \theta)$ は, GS 方程式より求めることができ

$$n(r, \theta) = \frac{-B_{z0}}{4\pi\mu\rho_w^2\Omega_F^2} \left[g^{rr}\partial_r(k_0\partial_r\Psi) + g^{\theta\theta}\partial_\theta\left(\frac{k_0}{\sin\theta}\partial_\theta\Psi\right) \right] \times \left[1 + \frac{B_{z0}\Omega_F'}{\Omega_F^3}(1 - g_{tt} - g_{t\phi}\Omega_F) \right]^{-1} \quad (57)$$

となる. B_{z0} は無限遠方での磁場の大きさである. しかしながら, いま磁気圏中の全ての領域で $M^2 \ll 1$ としているために, 物理的におかしな領域が現れている. すなわち, 回転軸上でトロイダル電流密度および密度が発散してしまい, 磁気面はブラックホールと交わらない. また, event horizon 近傍と, 遠方に $n < 0$ の領域が存在してしまう結果が得られた. この非物理的な結果は, MHD 流がポロイダル方向に流れることで修正されなければならない. 回転軸近傍では遠心力が効かないため, 磁場によって重力を打ち消さなければならないが, 回転軸上でのトロイダル電流の発散は, このための磁場を生み出すためのものである. MHD 流のブラックホールへの降着を考慮すると, プラズマ源において湾曲した磁気面 ($k_0 = \text{constant}$ 面) は, 回転軸付近でブラックホール方向に折れだし (k_0 の減る方向にずれる), ブラックホールを貫くだろう. 外向きの流れに関しても同様に, MHD 流が流れることで磁気面は $k_0 =$

constant 面からずれだす。遠方で新しい磁気面は、プラズマの遠心力のため開いた形状になるかもしれないし、ピンチ効果が効いて絞られた形状になるかもしれない。

4.3 Constraints for trans-Alfvénic flows

この節では、回転するブラックホールの時空の引きずりの効果が、アルフベン点での MHD 流への条件にどの様に関わってくるのか調べ、負エネルギーの MHD 流が可能であることを示す。

バルサー磁気圏において、アルフベン点や light surface はプラズマ源の外側に outflow に関して1つずつ存在したが、ブラックホール磁気圏においては、前節で議論したように inflow に関するものも現れる。Light surface そのものは、MHD 流にとってクリティカルな点ではないものの、アルフベン点の位置に制限を与えている。アルフベン点の空間的な分布は、 $E(\Psi)$, $L(\Psi)$, $\Omega_F(\Psi)$, $\Psi(r, \theta)$ が与えられると決定されるが、アルフベン点が light surface で挟まれた領域内に位置しなければならない条件はこれらのパラメータに制限を課すことになるのである。

この制限についてさらに詳しく調べるため、アルフベン点が light surface 上に位置する場合を考えると、(44) 式より、

$$\Omega_F \tilde{L} = 1. \quad (58)$$

ところで、 $k_{0A} > 0$, なので、以下の不等式が成り立つ

$$\Omega_A^- < \Omega_F < \Omega_A^+. \quad (59)$$

ここで、 Ω^\pm は、任意の time-like な観測者の取りうる角速度の最大値と最小値であり、

$$\Omega^\pm = \omega \pm \rho_w. \quad (60)$$

さて、(44) 式より以下の関係が満足されていると、 \tilde{L} は無限大になってしまう

$$(g_{tt} + g_{t\phi} \Omega_F)_A = 0. \quad (61)$$

このとき (59) 式は、以下のように書き換えられる

$$\Omega_A^- < - \frac{g_{t\phi}}{g_{t\phi}|_A} < \Omega_A^+. \quad (62)$$

この不等式 (62) が成立するのは、または (61) 式が可能となるのは、アルフベン点が ergosphere の内側に位置する場合に限られる。このことは容易に示さ

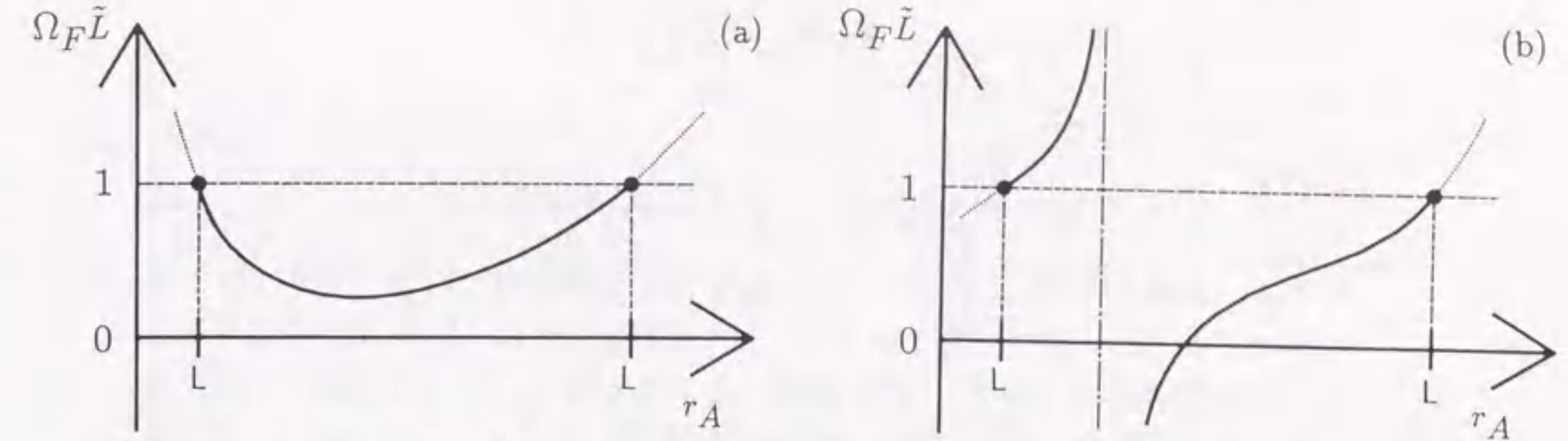


図 9: $r_A - (\Omega_F \tilde{L})$ の概略図. (a) $\Omega_F < 0$ または $\omega_H < \Omega_F$ の場合. (b) $0 < \Omega_F < \omega_H$ の場合.

れるが、同時に Ω_F に関して $0 < \Omega_F < \omega_H$ でなければならないことも示される。ただし、ブラックホールの角速度 ω_H は常に正の値に取ることにする。

磁気圏の角速度 Ω_F が、 $\Omega_F < 0$ または $\omega_H < \Omega_F$ の値をとるとき、(44) 式より $(0 <) \Omega_F \tilde{L} \leq 1$ を得る。図 9a に、この場合の $r_A - (\Omega_F \tilde{L})$ の概略図を示す。この図は、ある \tilde{L} に対して常に 2 つのアルフベン点が許されることを示している。一方、 $0 < \Omega_F < \omega_H$ の場合は、 $(g_{tt} + g_{t\phi} \Omega_F)_A = 0$ の地点で \tilde{L} が発散するが、図 9b に示されるように、ある \tilde{L} に対してただ 1 つのアルフベン点に対応する。ある \tilde{L} に対するアルフベン点の数が、磁力線の角速度 Ω_F に依存することは、 $(g_{tt} + g_{t\phi} \Omega_F)_A (1 - \Omega_F \tilde{L})$ が常に正であることから理解でき、まさに一般相対論の効果といえる。

磁気圏からの MHD 流の加速の様子は、 (r, M) -面で眺めてやるとよくわかる。相対論的な効果は、この (r, M) -面上で MHD flow のトータルエネルギー E の定義できない領域 (“forbidden region”) を生み出す。この領域は、(47) 式において、 $E^2 < 0$ となる領域であり、time-like flow が存在しえない領域である。以下では、この禁止領域のトポロジカルな形状が、MHD 流の保存量によってどうなっているか調べ、磁気圏でどのような流れが禁止されているかを調べる。ニュートニアンの場合には、 (r, M) -面でのこのような禁止領域は存在せず、 $M^2 = (M_A^2 r_A^2)/r^2$ で E が発散し (アルフベン点を除く)、sub-Alfvén 領域と super-Alfvén 領域を分けている。

上記の目的のため、ポロイダル流を記述する (47) 式を、以下のように書き換える

$$\left(\frac{E}{\mu}\right)^2 = - \frac{(1 + v_p^2)(k_0 - M^2)^2}{k_A(M^2 - M_+^2)(M^2 - M_-^2)}, \quad (63)$$

ここで,

$$M_{\pm}^2 = \frac{-k_2 \mp \sqrt{k_2(k_2 + k_0 k_4)}}{k_4}, \quad (64)$$

また

$$k_2 + k_0 k_4 = \frac{1}{\rho_w^2} [g_{\phi\phi} \Omega_F + g_{tt} \bar{L} + g_{t\phi} (1 + \Omega_F \bar{L})]^2 \geq 0, \quad (65)$$

である. この (65) 式において, $k_2 + k_0 k_4 = 0$ が成り立つのは, アルフベン点のみである. ところで, (63) 式より, $M^2 = M_+^2$ または $M^2 = M_-^2$ の境界線上で, MHD 流のエネルギー E が発散することが解る. この境界線の形状に関してただちに解ることは, light surface 上で M_-^2 がゼロになり, ホライズン上にて M_+^2 がゼロになること, さらに2つの曲線がアルフベン点で交わることであろう. MHD 流の禁止領域は, (63) 式からこれらの境界線によってはさまれた領域となるが, もし $k_4 < 0$ ならば, $r_L^{in} < r < r_L^{out}$ で $M_-^2 \leq M^2 \leq M_+^2$ なる領域が禁止され, $r < r_L^{in}$ および $r_L^{out} < r$ で $0 \leq M^2 \leq M_+^2$ の領域が禁止される. 保存量の選択によっては $k_4 = 0$ となる地点が存在するが, そこでは M_-^2 は有限の値をとるが, M_+^2 は発散してしまう. さらに, $k_4 > 0$ の場合には, M_+^2 が常に負になってしまう. その結果, $0 < M^2 < M_-^2$ の領域においてのみ E^2 は正の値を持つことができる.

次に, (r, M^2) -面上での曲線 $M^2 = k_0$ を調べる. この曲線上では E^2 が, ゼロとなる. ただし, アルフベン点においては, 同時に M_{\pm}^2 と交わり ($M_{+A}^2 = M_{-A}^2 = k_{0A}$), E は不定となる. また, light surface にて M_-^2 と一致し ($M_{-L}^2 = k_{0L} = 0$), E は不定となる. MHD 流は, アルフベン点で $M_A^2 = k_{0A}$ を満たさなければならないが, このことより $M^2 < k_0$ の領域を sub-Alfvénic region そして $M^2 > k_0$ の領域を super-Alfvénic region と呼ぶことができる. 図 10 は (r, M^2) -面上の禁止領域を示すが, $k_4 < 0$ and $k_0 > 0$ の時, 不等式 $M_-^2 < k_0 < M_+^2$ が満足されており ($k_4 > 0$ のとき $M_-^2 < k_0$), 禁止領域が sub-Alfvénic region と super-Alfvénic region を分離し, アルフベン点のみが両領域をつなぐ窓口となっている様子がわかる. 禁止領域の分類については, 後ほど触れることにする.

ところで, (r, M^2) -面での禁止領域の形状は k_4 の符号が常に負か, あるいは正になる領域があるかで, 異なることがわかる. このことを見るため, k_4 をある流線に沿っての r と \bar{L} の関数とみなし, $k_4 = 0$ となる解 $\bar{L} = \bar{L}_0^{\pm}(r; \Psi)$ を調べる. ここで,

$$\bar{L}_0^{\pm}(r; \Psi) = \frac{-g_{t\phi} \pm \sqrt{g_{t\phi}^2 - g_{\phi\phi} g_{tt}}}{g_{tt}}, \quad (66)$$

である. ある \bar{L} の流れに対して, $\bar{L} < \bar{L}_0^{\pm}(r; \Psi)$ が成り立つことは, その地点で $k_4 > 0$ となっていることを意味する. 図 11 の太線は, $\bar{L} = \bar{L}_0^{\pm}(r; \Psi)$ を

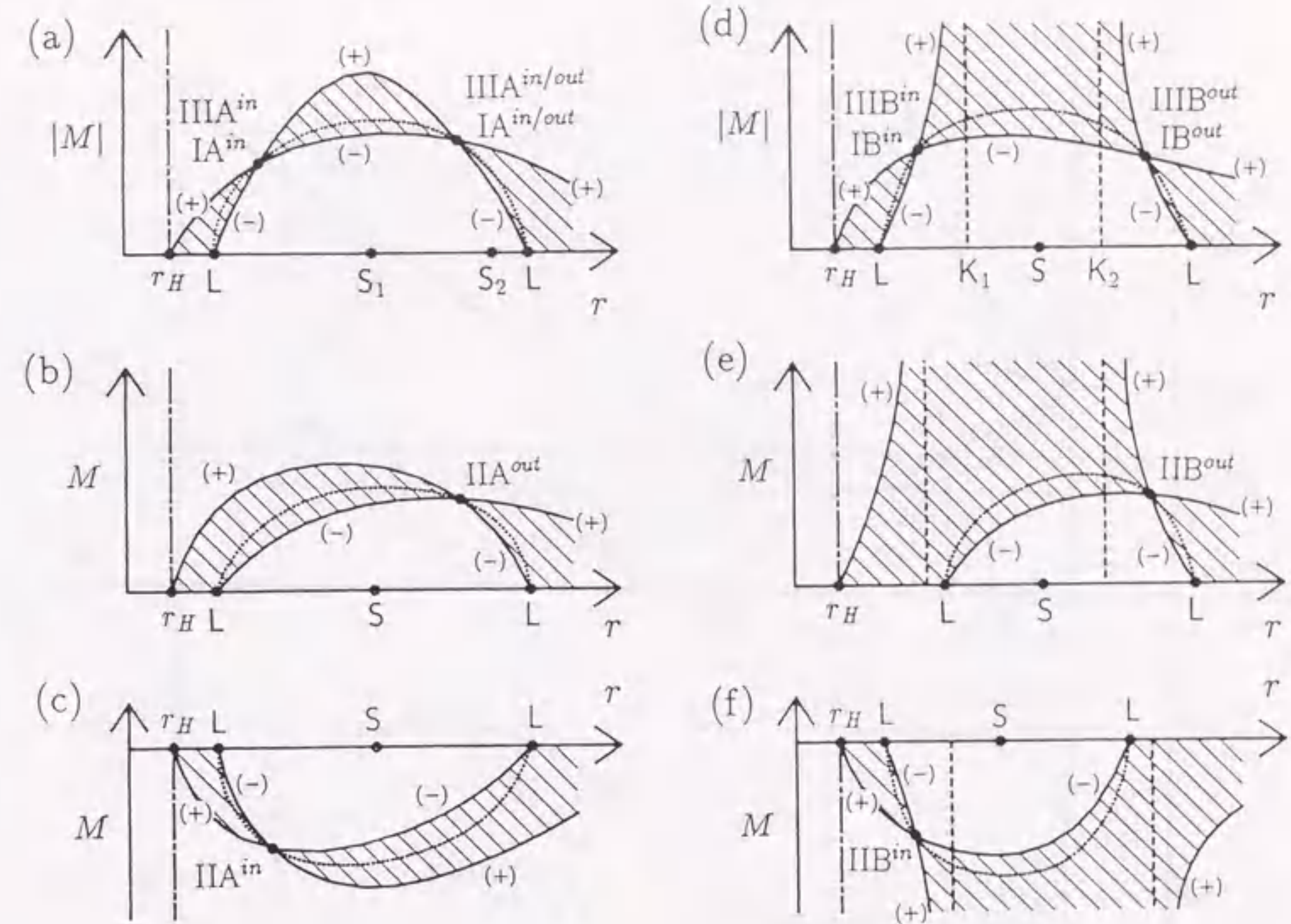


図 10: MHD 流の禁止領域とその分類. (r, M^2) -面での禁止領域の形状は Ω_F と \bar{L} によって分類することができる. この分類は, アルフベン点の分類に対応している.

示す. この図から, 禁止領域が \bar{L} に依存してどのような形状になるかがわかる. 関数 \bar{L}_0^{\pm} の極大および極小値をそれぞれ \bar{L}_+^{\min} と \bar{L}_-^{\max} と記せば (図 11 参照), \bar{L} が $\bar{L}_-^{\max} < \bar{L} < \bar{L}_+^{\min}$ の値をとるとき, r の全領域で k_4 は負になる. このとき, $M_-^2 < M^2 < M_+^2$ の領域が禁止され, (r, M^2) -面上には, 一つの sub-Alfvénic region と, 一つの super-Alfvénic region が存在することになる. ここでは考えないが, このような状況は, 遠方からの super-Alfvénic flow が, sub-Alfvénic region を通過することなく, そのままブラックホールに落ち込むことを可能とする. 一方, もし $\bar{L} < \bar{L}_-^{\max}$ または $\bar{L}_+^{\min} < \bar{L}$ ならば, 禁止領域は super-Alfvénic region を2つの領域に分断する. この場合は, 遠方からの super-Alfvénic inflow は不可能になる. 図 11 中の K_1, K_2 は, ある \bar{L} に

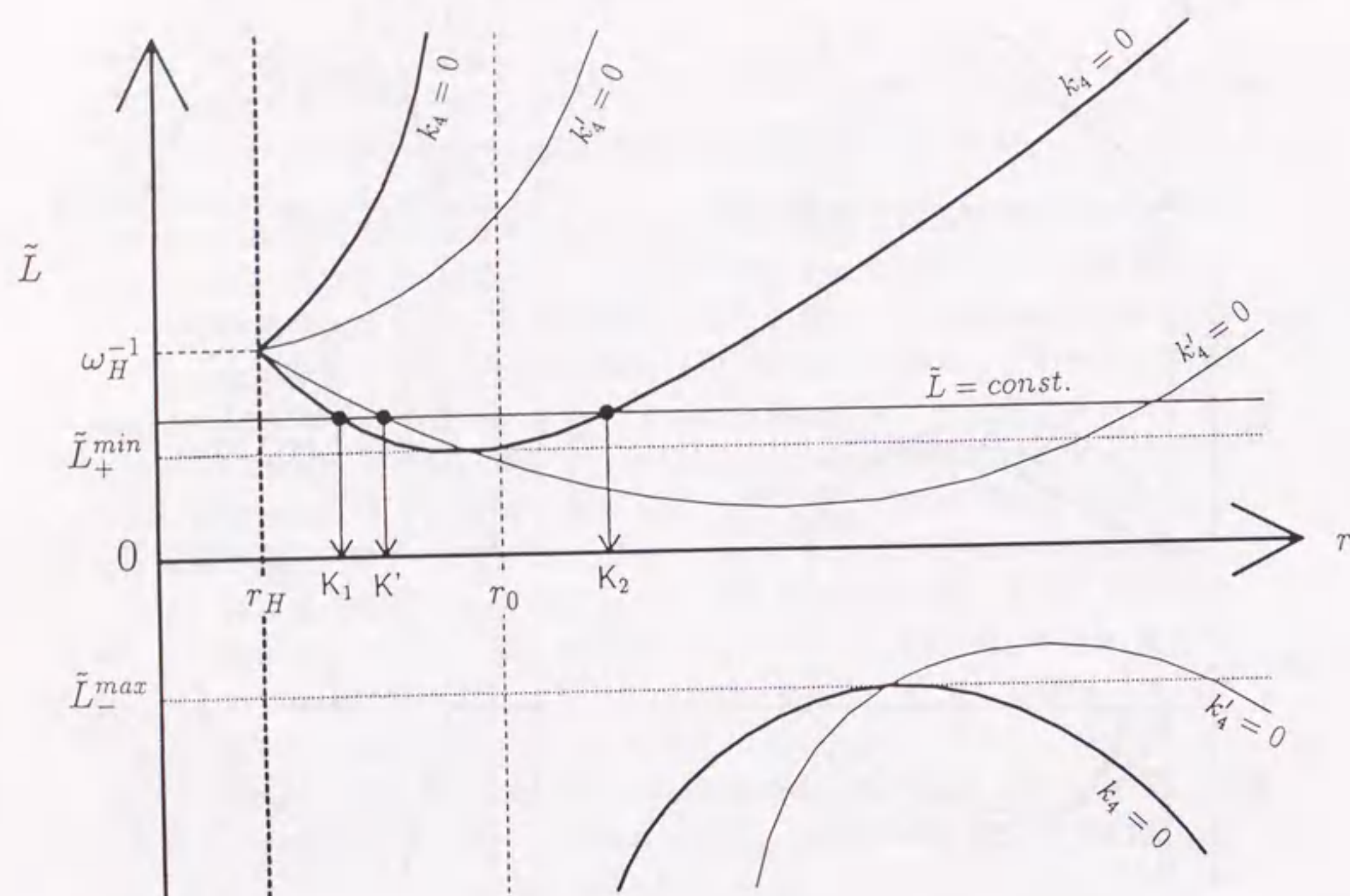


図 11: 曲線 $\tilde{L} = \tilde{L}_0^\pm(r; \Psi)$. この曲線上で $k_4 = 0$ となる.

対して $k_4 = 0$ となる地点を示す⁹.

いままでの議論をまとめて, (r, M^2) -面上での禁止領域の形状を \tilde{L} と Ω_F によって分類することができる. 図 10 は, 分類の様子を表しているが, まず \tilde{L} に関して

$$\begin{aligned} \text{Type-A} & \quad \tilde{L}_-^{max} < \tilde{L} < \tilde{L}_+^{min}, \\ \text{Type-B} & \quad \tilde{L} < \tilde{L}_-^{max} \text{ or } \tilde{L}_+^{min} < \tilde{L}. \end{aligned}$$

さらに, Ω_F に関して以下のように分類する

$$\begin{aligned} \text{Type-I} & \quad \omega_H < \Omega_F < \Omega_{max}, \\ \text{Type-II} & \quad 0 < \Omega_F < \omega_H, \\ \text{Type-III} & \quad \Omega_{min} < \Omega_F < 0. \end{aligned}$$

⁹図 11 には, 曲線 $k'_4 = 0$ も記してあるが, これについては 5.2 節に説明がある.

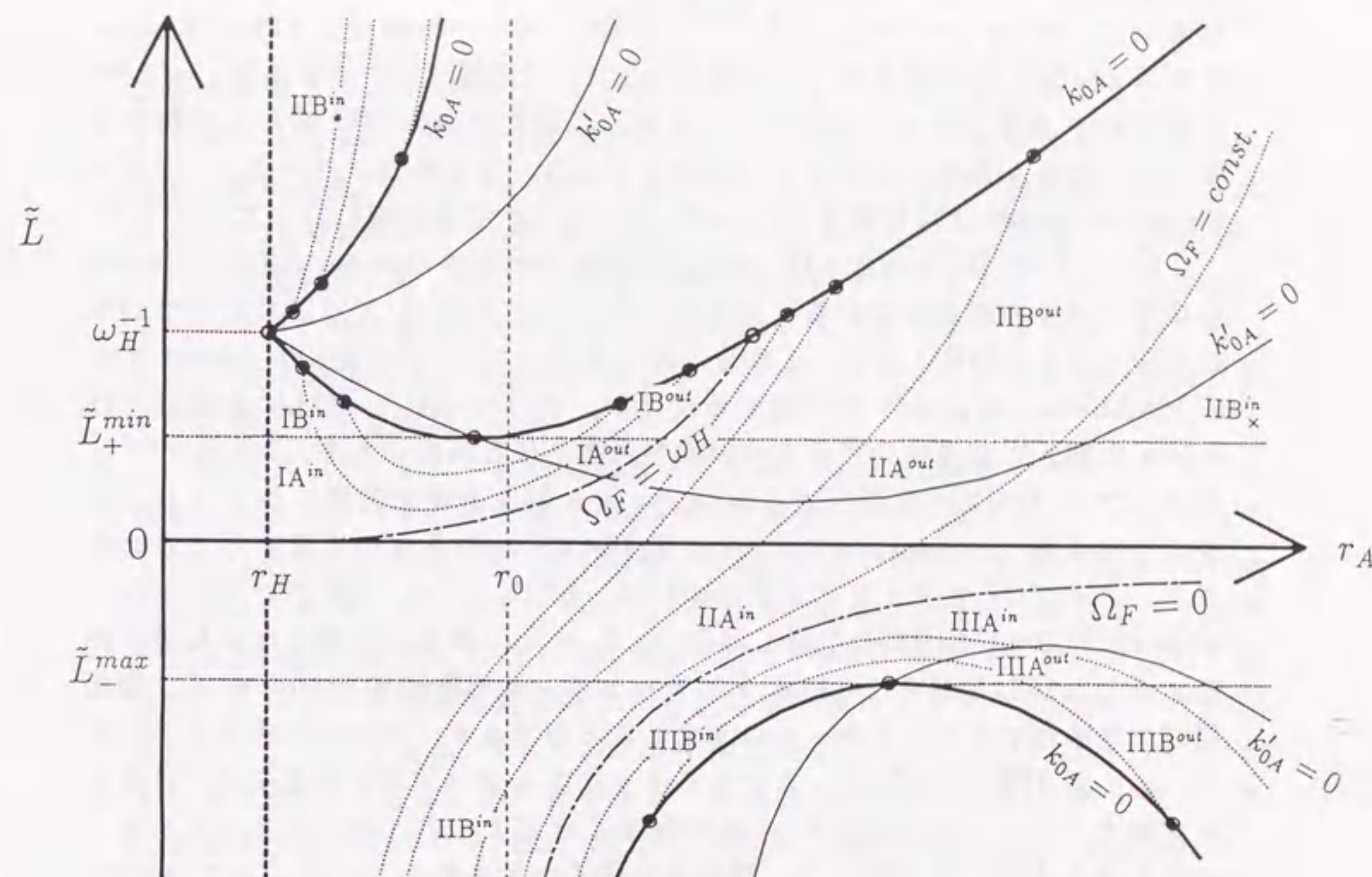


図 12: アルフベン点の分類. 点線の曲線は $\Omega_F = constant$ を示す. この曲線と, $\tilde{L} = constant$ の直線との交点がアルフベン点の位置を示す.

アルフベン点の位置 r_A は, (44) 式により \tilde{L} や Ω_F と関係しているので, アルフベン点の位置に関してどのタイプの \tilde{L} , Ω_F によって決められたかによる分類が可能である. 図 12 は, (r_A, \tilde{L}) -面上での $\Omega_F = constant$ の曲線を示すが, この曲線と, $\tilde{L} = constant$ の直線の交点がアルフベン点の位置を示している. これらの曲線は $k_{0A} (= M_A^2) > 0$ を満足しなければならないことより両端が制限されている. この制限は, アルフベン点が light surface 内に位置しなければならないことを示す ($k_{0A} = 0$ は, アルフベン点が light surface 上に位置することを意味する). 曲線 $k_{0A} = 0$ は, (44) 式によって $r = r_A$ での $k_4 = 0$ の解として与えることができる, すなわち, $\tilde{L} = \tilde{L}_0^\pm(r_A, \Psi)$ に相当する. 図 12 と図 10 は, アルフベン点の位置や injection point から, ある \tilde{L} や Ω_F で流れた MHD 流の振舞いを知る上で非常に有用である.

圧力の効果が無視できる場合には, 前節で示したように separation point の位置を決定できた. ブラックホールへの inflow の通過するアルフベン点は,

当然この separation point の内側に位置すべきであり、遠方への outflow に関しては separation point の外側に位置しなければならない。図 10 および図 12 において、'in' または 'out' のラベルのついたアルフベン点は、それぞれ inflow または outflow が通過することを示す。また、この図 12 中で曲線 $k'_{0A} = 0$ が、アルフベン点を 'in' と 'out' に分けるが、このことは、(65) 式から理解できる。すなわち、 $(k_0 k_4 + k_2)'_A = 0$ であることより、もしアルフベン点が、まさに separation point 上に位置するならば、 $k'_{0A} = k'_{4A} = 0$ が成り立つためである。

タイプ-I と -III においては、sub-Alfvénic region から super-Alfvénic region への窓口は 2 つ存在している。それに対して、タイプ-II では、ただ一つの窓口に限られる。MHD 流は、これらの窓口を通過して、sub-Alfvénic region から super-Alfvénic region へ流れ出すわけだが、タイプ-IA と -IIIA の場合には inflow に関して 2 通りのアルフベン点が可能となる場合がある。Inflow が、どちらのアルフベン点を選択するかは、エネルギーと角運動量に依存する。このような状況は、separation point が図 10a の S_2 のように位置するときを生ずる。タイプ-B のアルフベン点の中には、図 12 に 'x' の添字で示すように separation point の内側に位置しながら、 $k_4 > 0$ の領域の外側であるものが存在する。しかしながら、このようなアルフベン点を通過する inflow は、禁止領域に阻まれてブラックホールに達することができず、unphysical である。さて、タイプ-IIB には $\Omega_F \tilde{L} > 1$ であるようなアルフベン点が存在する。このタイプのアルフベン点には添字 '*' を付けることにするが、そのようなアルフベン点を通る MHD 流に関して、興味深い結果が示された。このことについて、次節で詳しく議論することにする。

4.4 Negative energy inflows

前節のアルフベン点の分類のうち、'*' の添字を付けたアルフベン点は inflow においてのみ許される。この節では、タイプ-IIB^{*} のアルフベン点を通してブラックホールに落ち込む MHD 流のエネルギー E が、負となることに関して議論する。このことを調べるため、(47) 式を injection point を用いて、

$$E - \Omega_F L = \mu_I \sqrt{k_{0I}}. \quad (67)$$

と書き換える。ここで、(44) 式と (67) 式より total energy と angular momentum を、アルフベン点と injection point の位置の関数として以下のように書くことができる

$$E = \frac{\mu_I \sqrt{k_{0I}} (g_{tt} + g_{t\phi} \Omega_F)_A}{k_{0A}}, \quad (68)$$

$$L = -\frac{\mu_I \sqrt{k_{0I}} g_{\phi\phi}^A (\Omega_F - \omega_A)}{k_{0A}}. \quad (69)$$

それゆえに、もしアルフベン点で

$$(g_{tt} + g_{t\phi} \Omega_F)_A < 0, \quad (70)$$

の条件が満たされるならば、 E の値は負となる。前節で示したように、負エネルギー条件 (70) 式は、 $0 < \Omega_F < \omega_H$ かつ $\Omega_F \tilde{L} > 1$ であるときのみ満足される。すなわち、図 12 の IIB^{*} で示されるアルフベン点を通過する MHD 流において負のエネルギーが可能となる。このときアルフベン点は、ergosphere の内に位置している。Force-free 磁気圏の場合にブラックホールから抽出されるエネルギーを評価するために event horizon 上で境界条件を与えたのに対して、MHD 流によるエネルギー抽出は、アルフベン点における時空の引きずりの効果によって評価される。

ところで、 Ω_F がゼロに近い値をとるとき、light surface とゼロエネルギーを与えるアルフベン点の位置は static limit surface に一致するようになる（すなわち $g_{tt} = 0$ となる面）。また、 Ω_F が ω_H に近い値をとると、light surface とゼロエネルギーを与えるアルフベン点は event horizon に一致する。アルフベン点が light surface の近くに位置すると、MHD 流は（正または負の）膨大なエネルギーと角運動量を運ぶことになる。負エネルギーの条件 (70) 式が満たされているときは、 $\Omega_F < \omega_A$ となっていることより、(69) 式からこのときの角運動量 L も常に負の値をとることが判る。MHD 流のエネルギーを負にするようなアルフベン点は、図 13a において $k_{0A} = 0$ と $(g_{tt} + g_{t\phi} \Omega_F)_A = 0$ の両曲線にはさまれた領域として示されている。同様に、角運動量を負の値とするアルフベン点については、図 13b において $k_{0A} = 0$ と $\Omega_F - \omega_A = 0$ の両曲線にはさまれた領域として示されている。図 13c は、エネルギーおよび角運動量を負にするアルフベン点のポロイダル面内での空間分布である。

エネルギー E で角運動量 L のプラズマがブラックホールに落ち込むとき、ブラックホールの質量や角運動量は、それぞれ $m + E$ と $ma + L$ となる。もし、エネルギー E が負であるならば、ブラックホールのトータルのエネルギーは減少することになる。この場合、同時に適当な量の負の角運動量もブラックホールに落ち込むことで、面積増大則は常に満足されている。すなわち、 $m \gg |E|$ さらに $ma \gg |L|$ を仮定して、ブラックホールの面積の変化を

$$\delta A_H \approx \frac{16\pi m r_H}{\sqrt{m^2 - a^2}} (E - \omega_H L), \quad (71)$$

のように書くことができる。ここで、 A_H , r_H は、それぞれブラックホールの表面積とホライズンの半径である。こうして、たとえ負のエネルギーの MHD 流がブラックホールに落ち込んでも、(67) 式と $0 < \Omega_F < \omega_H$ の条件は、ブラックホールの面積則 $\delta A_H > 0$ を保証する。ブラックホールからのエネルギー抽出の立場からの議論は、次章にて論ずる。

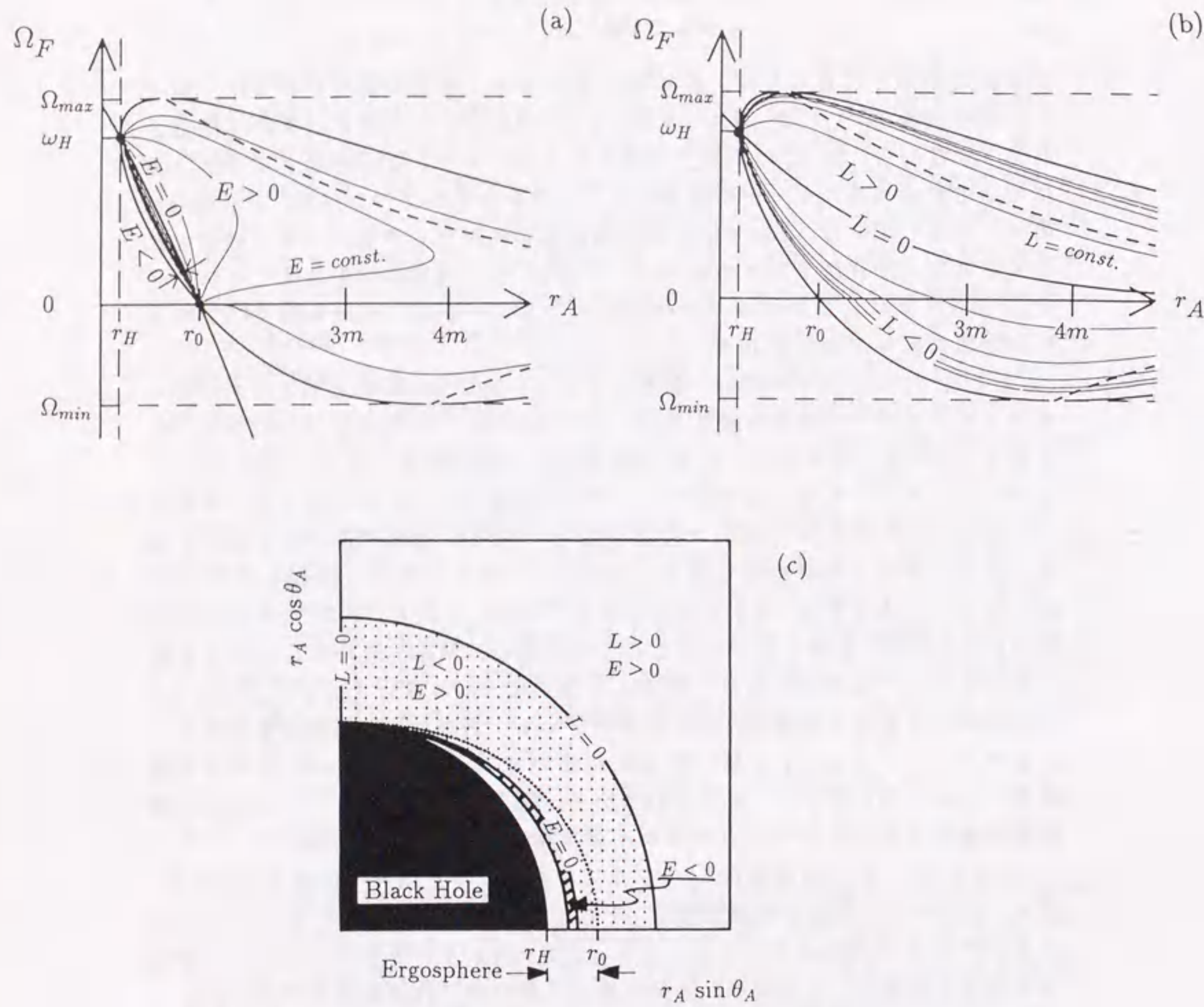


図 13: MHD flows の (a) エネルギーと (b) 角運動量の等高線 [$a = 0.8m$, $\theta_A = \pi/2$ の場合]. (c) MHD flows のエネルギーおよび角運動量が負となるためのアルフベン点の空間分布 [$a = 0.8m$, $\Omega_F = 0.3\Omega_{max}$ の場合]. このエネルギーや角運動量は、アルフベン点の位置と磁気圏の角速度に依存して、その符号が与えられる。負のエネルギーの降着流を可能にするアルフベン点は、ergosphere 内に位置する。

5 磁気流体流によるエネルギー抽出とプラズマ加速

ブラックホールへ降着する負エネルギーの MHD 流が可能であることが、前章で示された。これにより、MHD 流によるブラックホールの回転エネルギーの引き抜き過程が期待される。Force-free 磁気圏において引き抜かれたエネルギーは電磁気的エネルギーとして輸送されたのに対して、MHD 流によるエネルギー輸送は、プラズマの運動エネルギーとしてのエネルギー輸送を含んでいる。ジェットは相対論的な速度のプラズマ流であるので、抽出されたエネルギーによるプラズマ流の加速機構を議論することは、ジェットの起源を探る上で興味深い。この章では、MHD 流によるブラックホールからのエネルギー抽出と、磁気音速を越えて加速されるプラズマ流について議論する。

5.1 Energy extraction from a black hole

ブラックホールへ、エネルギー E 、角運動量 L で落ち込む MHD 流を考える。MHD 流の運ぶエネルギーフラックス $\mathcal{E}^A \equiv T_t^A$ と角運動量フラックス $\mathcal{L}^A \equiv -T_\phi^A$ (ここで $A = r, \theta$) は、

$$\mathcal{E}^r = \frac{\Omega_F A_{\phi,\theta} B_\phi}{4\pi\sqrt{-g}} + nu^r(\mu u_t) = nu^r E, \quad (72)$$

$$\mathcal{E}^\theta = -\frac{\Omega_F A_{\phi,r} B_\phi}{4\pi\sqrt{-g}} + nu^\theta(\mu u_t) = nu^\theta E, \quad (73)$$

$$\mathcal{L}^r = \frac{A_{\phi,\theta} B_\phi}{4\pi\sqrt{-g}} - nu^r(\mu u_\phi) = nu^r L, \quad (74)$$

$$\mathcal{L}^\theta = -\frac{A_{\phi,r} B_\phi}{4\pi\sqrt{-g}} - nu^\theta(\mu u_\phi) = nu^\theta L. \quad (75)$$

Event horizon を通過するエネルギーフラックスと角運動量フラックスは、それぞれ $\mathcal{E}^r = (nu^r)_H E$, $\mathcal{L}^r = (nu^r)_H L$ と書ける。このとき event horizon を通過する粒子数フラックスは、ポロイダル方程式より求めることができ

$$(nu^r)_H = -\frac{4\pi\eta^2(E - \omega_H L)(r_H^2 + a^2)}{|g_{\phi\phi}^H(\Omega_F - \omega_H)^2 - M_H^2|\Sigma_H}, \quad (76)$$

である。ここで、添字 'H' は event horizon での量を示す。電磁場が強くて慣性が無視できるとしたとき、Blandford-Znajek process (3.2 節参照) に移行することも容易に示される (low density limit $\eta \rightarrow 0$, $E \rightarrow \infty$, $L \rightarrow \infty$ 但し $\eta E \rightarrow$ 有限値, $\eta L \rightarrow$ 有限値, において得られる; Camenzind 1989, Hirotani et al. 1990)。MHD 流において、もし $E < 0$ ならば、ブラックホールは負のエネルギーフラックスを得る。これは、ブラックホールがその回転エネルギーを失うことを意味するが、そのためには、 $0 < \Omega_F < \omega_H$ となっている必要が

ある。この磁気圏の角速度への条件は、Blandford-Znajek process の場合と同様である。しかしながら、ここで考えているような MHD モデルにおいては、さらに、アルフベン点が ergosphere 内に位置すべき、という条件が課される。ニュートニアンモデルの場合には、プラズマの運動エネルギーがポロイダル磁場のエネルギー密度に等しくなるのが、アルフベン点であった。ブラックホール磁気圏における、アルフベン点でのトータルエネルギー E が負である状況は、一般相対論的な効果が効率よく働いたためにほかならない。すなわち、ブラックホールの慣性系の引きずりの効果は、運動エネルギーが正にも関わらず、負の電磁場のエネルギーが勝る状況を作り出すのである。

ブラックホールから回転エネルギーや角運動量を引き抜くことで、ブラックホールは、質量を増やしながらスピンドウンする。これにともなって、引き抜けるエネルギーや角運動量も変化することになるが、この“ブラックホールの進化”の様子は、 \mathcal{E}^r や \mathcal{L}^r によって議論される。これらの比は、純粋に電磁氣的過程 (Blandford-Znajek process) によってエネルギーを引き抜く場合において $\mathcal{L}^r/\mathcal{E}^r = \Omega_F^{-1}$ であるのに対して、流体の寄与が加わると (負エネルギー MHD 流による場合)

$$\frac{\mathcal{L}^r}{\mathcal{E}^r} = \frac{L}{E} = \left(1 + \frac{e}{|E|}\right) \Omega_F^{-1} > \Omega_F^{-1} \quad (77)$$

と修正される。ただし、 $e \equiv E + \Omega_F L (> 0)$ は、 Ω_F で回転する観測者の見たエネルギーである。これより、電磁氣的に持ち込む角運動量とエネルギーの比に対して、流体的に持ち込む角運動量とエネルギーの比が大きくなっていることが解る。

MHD 流によるエネルギーの引き抜きの場合に、磁場の効果のため ergosphere から遠くはなれた地点で負のエネルギー流が可能となることは、オリジナルの Penrose process と違って相対論的な制限が取り除け、天体現象として現実味を帯びてきて興味深い。負の MHD 流は、一般には粒子がブラックホールへ持ち込むエネルギーは正であっても、磁場がおもに Blandford-Znajek process として負のエネルギーを持ち込むことで実現されていると考えられる。それでは、Blandford-Znajek process としての磁場の寄与に加えて、粒子の Penrose process 的な寄与、すなわち、粒子のエネルギー μu_t として負の状態は可能であろうか。プラズマが ergosphere の外の injection point から流れ込むとして、injection point で u_t が正の値であったプラズマに対し、もし

$$M^2 = \frac{g_{tt} + g_{t\phi}\Omega_F}{(g_{tt} + g_{t\phi}\Omega_F)_A} k_{0A}, \quad (78)$$

を満足するところがアルフベン点以外に存在すれば、その点で $u_t = 0$ となり、これより内側では $u_t < 0$ となる。MHD 流が負のエネルギー ($E < 0$)

で落ち込んでいるときには、 $(g_{tt} + g_{t\phi}\Omega_F)_A < 0$ であることより、少なくとも ergosphere 内に達した後に $u_t < 0$ が可能となる。また、同様に角運動量に関しても、 $u_\phi = 0$ となるのは

$$M^2 = \frac{g_{\phi\phi}(\Omega_F - \omega)}{g_{\phi\phi}^A(\Omega_F - \omega_A)} k_{0A}, \quad (79)$$

であり、この地点より内側で $u_\phi < 0$ となる。このことは、粒子が磁場にそのエネルギーや角運動量を与えることでエネルギーを解放し、角運動量を輸送して、ブラックホールに落ち込んでいることを示している。磁場が Blandford-Znajek process として運び去るエネルギーや角運動量は、ブラックホールでの境界条件により見積られるが、プラズマ源においては、この event horizon で評価される以上の負エネルギーとしての寄与があることになる。

活動銀河中心核のブラックホール進化モデルとして、Park & Vishniac (1988) は、プラズマの降着率を $\dot{M} = \text{constant}$ と仮定して、ブラックホールの赤道面からプラズマを降着させ、同時にブラックホールを貫く磁場による Blandford-Znajek process によって回転エネルギーを引き抜き、その質量と角運動量の永年変化を調べた。しかしながら、落下の途中において流体と磁場の間にエネルギーや角運動量の受渡しがあるために、ブラックホールの得るエネルギーおよび角運動量が正しく記述されていない。アルフベン点を通過した降着プラズマは、event horizon に達するまでに速い磁気音速点を通過していなければならないが (5.2 節参照)、進化の議論に際してはこの点と通過する条件を議論し、ブラックホールの得るエネルギーおよび角運動量を評価しなければならない。Force-free 磁気圏におけるブラックホールの進化としては、Okamoto (1989) がある。

MHD 流によるブラックホールの回転エネルギー抽出の効果は、force-free 磁気圏におけると同様にブラックホールの角速度と磁気圏の角速度に大きく依存することを見てきた。負のエネルギー流入によりブラックホールが失ったエネルギーや角運動量は、いったんプラズマ源のエネルギーとして蓄えられるだろう (負のエネルギー・負の角運動量の MHD 流を放出した反作用として)。このエネルギーや角運動量は、どの様にして遠方に放出される MHD 流に受け渡されるのだろうか。この点を明らかにするためには、プラズマ源内部のエネルギー・角運動量輸送等について議論しなければならない。しかしながら、この問題は本論文の範囲を越えるので議論しない。簡単のため、ある磁力線に沿って引き抜かれたエネルギーと角運動量は、同じ磁力線に沿って外向きの MHD 流として持ち去られるとする (Phinney と同様の立場)。さらに、内向きの MHD 流と外向きの MHD 流がどちらも同じ地点、例えば separation point から発する場合を考えると、

$$(\eta E)_S^{\text{in}} = (\eta E)_S^{\text{out}}, \quad (80)$$

$$(\eta L)_S^{\text{in}} = (\eta L)_S^{\text{out}}, \quad (81)$$

であると記述することができる。ここで $(\eta E)_S^{\text{in}}$ および $(\eta E)_S^{\text{out}}$ は, separation point から内向きおよび外向きにそれぞれ放出されるエネルギーフラックスである。また, $(\eta L)_S^{\text{in}}$ および $(\eta L)_S^{\text{out}}$ は, separation point から内向きおよび外向きにそれぞれ放出される角運動量フラックスである。このとき B_ϕ は連続になっている(磁力線が折れていない)。

外向きの MHD 流に関して, アルフベン点は separation point の外側に位置しなければならないので ($r_A^{\text{out}} > r_S$), 図 13a から理解されるように, エネルギー E_S^{out} は $r_A^{\text{out}} = r_S$ のときに最小値 $(E_S^{\text{out}})_{\text{min}} = m_p(g_{tt} + g_{t\phi}\Omega_F)_S/\sqrt{k_0}$ を取る。したがって, $|E_S^{\text{in}}| > (\eta^{\text{out}}/|\eta^{\text{in}}|)(E_S^{\text{out}})_{\text{min}}$ であるときに, 3.2 節で述べた Phinney のような議論ができることになる。また, 外向きの MHD 流 ($\sigma_M \gg 1$) が無限遠方にまで達するとき, そのエネルギー E_S^{out} には下限値 E_∞^{min} (速い磁気音速点を通過する流れのエネルギー) が存在することを 3.2 節で述べた。流体の効果が重要であるときには ($\sigma_M \sim 1$), 5.3 節で示すように有限の距離に速い磁気音速点が存在しえて, この点を通過するためのエネルギー E_F が, 流れのエネルギーの下限値を与える。すなわち, $E_S^{\text{out}} < E_F$ の場合には, 無限遠までつながる解が存在しない。

5.2 節に述べるように, ブラックホール磁気圏における super-fast MHD wind を得るためには, 流れに沿っての 4 つの保存量をすべてパラメータとして解析しなければならない。そして, ある特別なパラメータの組の選択に対してのみ速い磁気音速点を通過できることになる。したがって, (80) 式と (81) 式の条件のもとで, 降着プラズマに関しての速い磁気音速点を通過させることで, Phinney と同様にエネルギー引き抜きの効率が評価できそうである。しかしながら, ブラックホールに落ち込む降着プラズマは, 次節で証明するように必ず速い磁気音速点を通過するため, 音速点通過の制限は流れを限定したことにはならない。ただし, パラメータの間をある関係式で結び付けることにはなるので, ある幅を持った評価は可能である。この解析は, プラズマ源での境界条件の取り方と併せて, 今後詳しい解析が必要とされる。

5.2 Super-fast MHD flows from a black hole magnetosphere

この節では, アルフベン点通過後の MHD 流が, さらに速い磁気音速点を通過し, 加速されるための条件について議論する。また, ブラックホールへ落ち込むプラズマに関しては, 速い磁気音速点が必要存在し, この点を通過しなければホライズンを通過できないことも証明する。

磁気音速点の解析は, 流線に沿ってのポロイダル速度, 磁場, 密度などの変化を調べることで実行できる。すなわち, 運動方程式のポロイダル成分において形式的にこれらの諸量が発散するように見える点が, クリティカルポイン

トとして与えられる。ポロイダル速度の流線方向の微分は, (47) 式を微分することで得られ, η と M^2 の流線方向の微分を, (32) 式と (43) 式から消去して

$$(\ln u_p)' = \frac{N}{D}. \quad (82)$$

と書ける。ここで, プライム (') は stream line Ψ に沿っての r 微分を表わし, 分子, 分母はそれぞれ

$$N = \left[-(1+u_p^2)(k_0 - M^2)^3 \frac{a_s^2}{1-a_s^2} + \left(\frac{E}{\mu}\right)^2 M^4(k_0 k_4 + k_2) \right] (\ln B_p)' - \frac{1}{2(1-a_s^2)} \left(\frac{E}{\mu}\right)^2 [M^4(k_0 - M^2)k_4' + (k_0 k_2 - 3k_2 M^2 - 2k_4 M^4)k_0'], \quad (83)$$

$$D = (k_0 - M^2)^2 \left[\left(u_p^2 - \frac{a_s^2}{1-a_s^2}\right) (k_0 - M^2) + \left(\frac{E}{\mu}\right)^2 M^4 \frac{(k_0 k_4 + k_2)}{(k_0 - M^2)^2} \right] \quad (84)$$

である。また, a_s は相対論的に定義された音速であり,

$$a_s^2 = \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln n} \right)_{S=\text{const}}. \quad (85)$$

ところで, 分母 D は次のような簡単な式に表すことができる

$$D = - \left(\frac{4\pi\mu n}{B_p^2} \right)^3 (u_p^2 - u_{\text{AW}}^2)^2 (u_p^2 - u_{\text{FM}}^2) (u_p^2 - u_{\text{SM}}^2), \quad (86)$$

ここで, $u_{\text{AW}}, u_{\text{SM}}, u_{\text{FM}}$ はそれぞれ, アルフベン波の速さ, 速い磁気音波および遅い磁気音波の速さである

$$u_{\text{AW}}^2(r; \Psi) \equiv \frac{B_p^2}{4\pi\mu n} k_0, \quad (87)$$

$$u_{\text{SM}}^2(r; \Psi) \equiv \frac{1}{2} \left[(u_{\text{AW}}^2 + \frac{B_\phi^2}{4\pi\mu n \rho_w^2} + c_s^2) - \sqrt{(u_{\text{AW}}^2 + \frac{B_\phi^2}{4\pi\mu n \rho_w^2} + c_s^2)^2 - 4c_s^2 u_{\text{AW}}^2} \right], \quad (88)$$

$$u_{\text{FM}}^2(r; \Psi) \equiv \frac{1}{2} \left[(u_{\text{AW}}^2 + \frac{B_\phi^2}{4\pi\mu n \rho_w^2} + c_s^2) + \sqrt{(u_{\text{AW}}^2 + \frac{B_\phi^2}{4\pi\mu n \rho_w^2} + c_s^2)^2 - 4c_s^2 u_{\text{AW}}^2} \right], \quad (89)$$

ここで, c_s は sound four-velocity,

$$c_s^2(r; \Psi) = \frac{a_s^2}{1-a_s^2} \quad (90)$$

である。(86)式の標識は, Camenzind (1986b) が導いたものに等しいが, 磁場 B_p, B_ϕ とアルフベン波の速さ u_{AW}^2 は, 一般相対論の効果を含むように修正されている. ポロイダル速度 u_p^2 が u_{AW}^2, u_{SM}^2 または u_{FM}^2 と等しくなる点では, (82)式は発散してしまうように思える. しかしながら, 遠方に流れ出す, あるいはブラックホールに落ち込む MHD 流は, この点を有限の加速度で通過すべきであり, そのため $N=0$ が同時に満足されていなければならない.

以下では, 圧力ゼロ ($\mu = m_p$) の場合について議論する. このとき, $c_s = 0$ であることより, 遅い磁気音波の速さはゼロとなる. 速い磁気音波はトロイダル磁場の磁気圧の寄与があるため, アルフベン速度より大きな磁気音速を保持できる. 以下では速い磁気音速点を解析することになる. さて, (83)式と(84)式は, 次のように表される

$$N = \left[M^6 + \frac{2(k_0 k_4 + k_2)(\ln B_p)' - k_0 k_4' + 2k_4 k_0'}{k_4'} M^4 + \frac{3k_2 k_0'}{k_4'} M^2 - \frac{k_0 k_2 k_0'}{k_4'} \frac{k_4'}{2} \left(\frac{E}{\mu} \right)^2 \right] \quad (91)$$

$$D = \left[M^6 + 3 \frac{k_2}{k_4} M^4 - 3 \frac{k_0 k_2}{k_4} M^2 + \frac{k_0^2 k_2}{k_4} + (-g)\Omega_F^4 \left(\frac{f}{\sigma_M} \right)^2 \frac{k_0 k_4 + k_2}{k_4} \right] \times \frac{u_p^2 k_4}{1 + u_p^2} \left(\frac{E}{\mu} \right)^2 \quad (92)$$

速い磁気音速点を解析するために, $N=0$ または $D=0$ の解 $M^2 = M^2(r; \Psi)$ を解析する. そして, 分子 N と分母 D が速い磁気音速点で同時にゼロにならないことより, パラメータ間に課せらる制限を調べる.

まず, $D=0$ の解 M_D^2 について調べる. この方程式の判別式 d_D は,

$$d_D = \left(\frac{k_0 k_4 + k_2}{k_4} \right)^2 \left\{ \frac{1}{4} \left[\frac{k_2 k_0}{k_4} + (-g)\Omega_F^4 \left(\frac{f}{\sigma_M} \right)^2 \right]^2 + (-g)\Omega_F^4 \left(\frac{f}{\sigma_M} \right)^2 \left(\frac{k_2}{k_4} \right)^2 \right\} \geq 0. \quad (93)$$

であり, アルフベン点と event horizon でゼロとなる. 領域 $k_4 > 0$ においては, 正の解が存在せず, 速い磁気音速波の速さより速い流れが存在しないことが判る. 領域 $k_4 < 0$ では, 一つの正の実解が存在する

$$M_D^2 = D_+ + D_- - \frac{k_2}{k_4}, \quad (94)$$

ただし

$$D_\pm = \left(\frac{k_0 k_4 + k_2}{k_4} \right)^{1/3} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{k_0 k_2}{k_4} + (-g)\Omega_F^4 \left(\frac{f}{\sigma_M} \right)^2 \right) - \left(\frac{k_2}{k_4} \right)^2 \right]$$

$$\pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{k_0 k_2}{k_4} + (-g)\Omega_F^4 \left(\frac{f}{\sigma_M} \right)^2 \right)^2 + (-g)\Omega_F^4 \left(\frac{f}{\sigma_M} \right)^2 \left(\frac{k_2}{k_4} \right)^2} \quad (95)$$

である. アルフベン点近傍では, $k_0 k_4 + k_2$ の値はゼロに近づくが, 議論の都合上, $\delta \equiv \sqrt{k_0 k_4 + k_2} \ll 1$ ($r \rightarrow r_A$), さらに $\xi \equiv \text{sign}(\delta')$ を定義しておく.(一般には, δ' はゼロではない. ただし $r = r_A^{\text{in}} = r_A^{\text{out}}$ を除く.) さて, $(k_0 k_4 + k_2)'_A = \xi O(\delta)$ であることより, 次の量のオーダーを見積ることができる.

$$D_+'|_A = O(1), \quad (96)$$

$$D_-'|_A = \xi O(\delta^{-1/3}) \rightarrow \pm\infty. \quad (97)$$

このことは, さらに次の結果を導く

$$(M^2 D)'|_A = \xi O(\delta^{-1/3}) \rightarrow \pm\infty. \quad (98)$$

一方, event horizon においては M_D^2 は, 次のオーダーでゼロに行く

$$M_D^2 = \left\{ -k_0 \left[\frac{k_0 k_2}{k_4} + (-g)\Omega_F^4 \left(\frac{f}{\sigma_M} \right)^2 \right] \right\}^{1/3} = O(\Delta^{1/3}), \quad (99)$$

なぜなら $f = O(\Delta^{1/2})$ さらに $k_4 = O(\Delta^{-1})$ の振舞いがあるからである.

次に, $N=0$ の解について調べる. この式の判別式 d_N は, 以下のようになり

$$d_N = k_2 \left(\frac{k_0'}{k_4'} \right) \left\{ k_2^2 \left(\frac{k_0'}{k_4'} \right)^2 + k_2 \left[\left(\frac{p+k_0}{2} \right)^2 - \frac{p^2}{3} \right] \left(\frac{k_0'}{k_4'} \right) - \frac{k_0}{27} p^3 \right\}, \quad (100)$$

3つの解 $M^2 = M_{N_j}^2$ ($j=1, 2, 3$) が次のように求められる

$$M_{N1}^2 = N_+ + N_- - \frac{p}{3}, \quad (101)$$

$$M_{N2}^2 = -\frac{1}{2}(N_+ + N_-) + \frac{i\sqrt{3}}{2}(N_+ - N_-) - \frac{p}{3}, \quad (102)$$

$$M_{N3}^2 = -\frac{1}{2}(N_+ + N_-) - \frac{i\sqrt{3}}{2}(N_+ - N_-) - \frac{p}{3}, \quad (103)$$

ここで,

$$N_\pm \equiv \left[-\frac{q}{2} \pm \sqrt{d_N} \right]^{1/3}, \quad (104)$$

$$q \equiv \frac{2}{27} p^3 - k_2 \frac{k_0'}{k_4'} (p+k_0), \quad (105)$$

$$p \equiv \frac{2(k_0 k_4 + k_2)(\ln B_p)' - k_0 k_4' + 2k_4 k_0'}{k_4'} \quad (106)$$

である。判別式が負 ($d_N < 0$) のとき, 3つの実解 (101)-(103) が存在する。そのうちの1つの解は, $k_0 = 0$ または $k_0' = 0$ となる地点で, すなわち内側および外側の light surface, また separation surface においてゼロとなる。一方, 判別式が正 ($d_N > 0$) のとき, ただ一つの実解 $M^2 = M_{N1}^2$ が存在する。また, 判別式がゼロ ($d_N = 0$) のとき, M_{N2}^2 と M_{N3}^2 は互いに等しくなる。Event horizon, separation point およびアルフベン点では, 判別式は, ゼロになっている。特に, アルフベン点では, $M_{N1}^2 = M_{N2}^2 = M_{N3}^2 = M_A^2$ となる。アルフベン点近傍で, p と k_0'/k_4' は, 次のように展開できるが,

$$p_A = -3k_{0A} + \frac{2}{k_4'}(k_0k_4 + k_2)' \Big|_A + \frac{2(\ln B_p)'}{k_4'}(k_0k_4 + k_2) \Big|_A, \quad (107)$$

$$\frac{k_0'}{k_4'} \Big|_A = -\frac{k_0}{k_4} \Big|_A + \frac{1}{k_4k_4'}(k_0k_4 + k_2)' \Big|_A, \quad (108)$$

それぞれ, 次のオーダーでゼロにいくことが解る

$$q_A = \pm O(\delta^2), \quad (109)$$

$$d_{NA} = \xi \zeta O(\delta^3), \quad (110)$$

ここで, $\zeta \equiv \text{sign}(k_{4A}')$. アルフベン点の近傍では, d_N の符号は ξ と ζ の積によって与えられるが, 簡単な計算によって, inner および outer アルフベン点の内側 ($r < r_A$) 近傍では $\xi = -1$ であり, 外側 ($r > r_A$) 近傍では $\xi = +1$ であることが示せる。また, アルフベン点での ζ を調べるため, 図 12 に曲線 $k_{4A}' = 0$ を示す (この曲線が, 曲線 $k_{0A}' = 0$ と等価であることに注意すべきである)。これより, 特に inner アルフベン点においては $\zeta > 0$ が成り立つことが解る。すなわち, アルフベン点近傍の super-Alfvénic inflow において, $N = 0$ の判別式は負であり, 3つの正根 $M^2 = M_{N1}^2$, $M^2 = M_{N2}^2$, $M^2 = M_{N3}^2$ が存在する。もし, $d_{NA} \rightarrow 0+$ ならば, $(M_{N1}^2)'|_A$ は有限である。一方, $d_{NA} \rightarrow 0-$ ならば, $q_A \rightarrow 0+$ または $q_A \rightarrow 0-$ に応じて, ('in' アルフベン点においては, $q_A \rightarrow 0+$ であることが示される), (101)-(103) 式より

$$\begin{aligned} (M_{N1}^2)'|_A &\sim +\zeta O(\delta^{-1/2}), \text{ または } -\zeta O(\delta^{-1/2}), \\ (M_{N2}^2)'|_A &\sim O(1), \text{ または } +\zeta O(\delta^{-1/2}), \\ (M_{N3}^2)'|_A &\sim -\zeta O(\delta^{-1/2}), \text{ または } O(1). \end{aligned} \quad (111)$$

を得る。

Ingoing MHD flows

ブラックホールへ降着する MHD 流は, event horizon に達するまでに, 全ての磁気音速点を通過していなければならない。すなわち, sub-Alfvén flow は, event horizon に達するまでに super-fast magnetosonic flow となっていない

なければならない。このためには, $M^2 = M_N^2(r)$ および $M^2 = M_D^2(r)$ の振舞いについて調べ, 交点の存在を示せばよい。

Event horizon では, 判別式 d_N はゼロであるが, event horizon 近傍で $p = O(\Delta)$ であり, d_N は正の値を持つ。したがって, inner アルフベン点の内側近傍で判別式 d_N が負であることより, inner アルフベン点と event horizon の間に $d_N = 0$ となる地点が存在することになる (もし $k_4' = 0$ を満足する地点が存在すれば, そこで d_N は発散するが, その地点の内外で d_N は符号を変えない)。アルフベン点近傍で3つ存在していた $N = 0$ の解のうち, M_{N2}^2 と M_{N3}^2 がこの $d_N = 0$ となる点で集束することになるが, (r, M^2) -面上で眺めると, アルフベン点との間の閉じたループが作られることとなる。Event horizon 近傍で一つ存在する実解 M_{N1}^2 は, アルフベン点と event horizon の間に渡って存在するが, アルフベン点近傍で正の値を持つが, light surface で $M_{N1}^2 = 0$ となり, event horizon においては負となる。

解 M_D^2 は, inner アルフベン点と event horizon の間で常にひとつ存在し (図 11 よりこの領域で常に $k_4 < 0$ であることが解る), event horizon で M_D^2 は少なくとも $\Delta^{1/3}$ のオーダーでゼロにいく。また, アルフベン点で M_D はマッハ数 M_A に等しくなる。図 14a は, inner アルフベン点と event horizon の間における $M_N^2(r)$ および $M_D^2(r)$ の振舞いを示す。

アルフベン点の近傍において $N = 0$ の解を解析すると, $(M_{N3}^2)'$ は $\delta^{-1/2}$ のオーダーで発散することが示せる。また, $(M_{N2}^2)'$ は有限値をとる。他方, $D = 0$ の解を解析すると, $(M_D^2)'$ もまたアルフベン点にて発散しており, そのオーダーが $\delta^{-1/3}$ であることが示される。この発散は, $(M_{N3}^2)'$ の発散よりも弱いものとなっているが, このことはアルフベン点近傍において $M_{N2}^2 < M_D^2 < M_{N3}^2$ であることを意味する。それゆえに曲線 $M^2 = M_D^2$ は, アルフベン点と event horizon の間で, 曲線 $M^2 = M_N^2$ (M_{N2}^2 と M_{N3}^2 によって作られるループ) と, 交差しなければならない。この交差点は, X-type のクリティカルポイントであり, fast magnetosonic point に対応する。もしこれらの曲線が複数の交点を持つならば, 奇数個存在し, X-type と O-type のクリティカルポイントが交互に現れる。

以上のことより, ブラックホールへ降着するプラズマ流に対して, 速い磁気音速点が必ず存在することが示された。図 14 において, 速い磁気音速点を通らない解に注目してみる。まず, アルフベン点と速い磁気音速点の間で $M = M_D$ と交差する解は, その交点において加速度が発散してしまう。また, 速い磁気音速点と event horizon の間に $M = M_D$ と交差する解は存在せず, 速度ゼロとなって event horizon に達する。これらの解は, 物理的に実現不可能であり, 降着プラズマは速い磁気音速点を通過しなければならないことが解る。

さて, $M^2 = M_N^2$ が $k_4' = 0$ となる時に限って発散することは, 直ちに理解されることであるが, $k_4' = 0$ がどの地点で実現されるかについて調べる

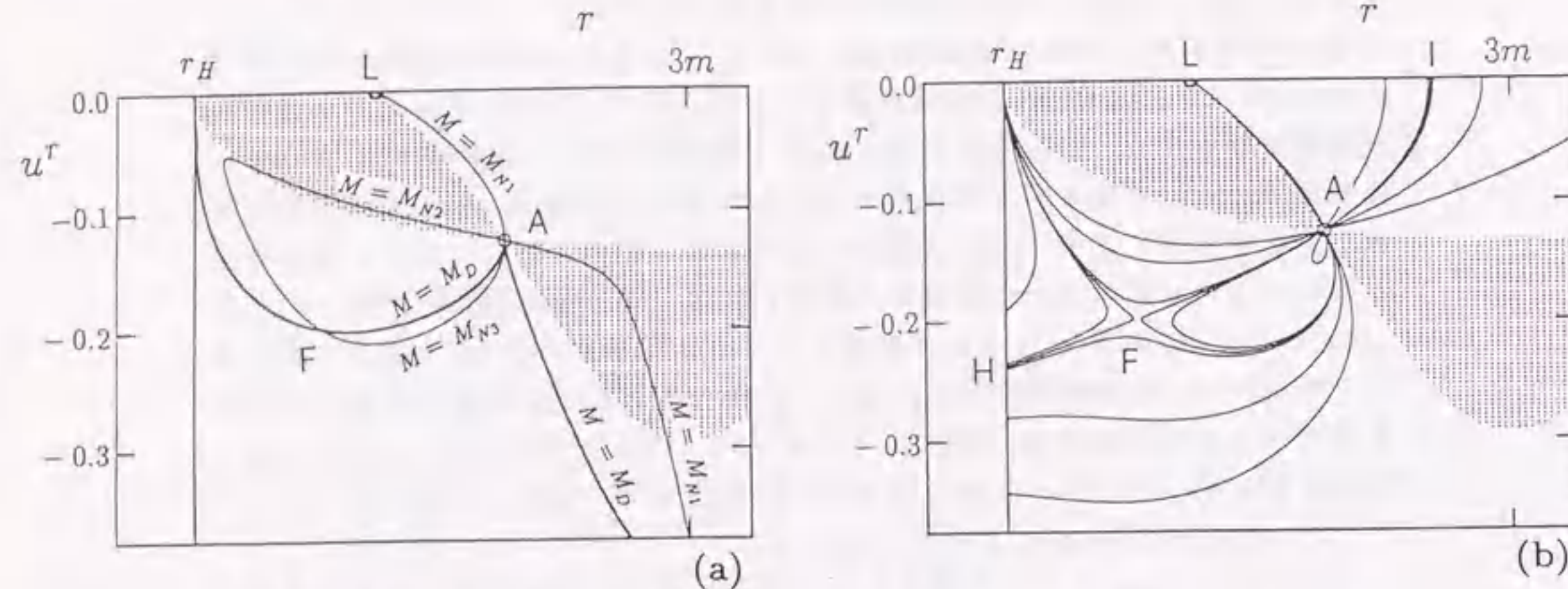


図 14: (a) ブラックホールへの降着流に関する $D=0$ 曲線と $N=0$ 曲線。これらの曲線の交点が速い磁気音速点である。(b) ブラックホールへの降着流。速い磁気音速点を通過する解のみが、物理的な wind 解である。

ことは、ここで考えている速い磁気音速点の解析において不可欠である。なぜなら、この $M^2 = M_N^2$ の発散は、重力場の存在に由来するものであり、どこで発散するかは、磁場と重力の相互作用を反映していると考えられるからである。図 11 は、 $(r, \Omega_F \tilde{L})$ -面における曲線 $k'_4 = 0$ を含むが、ある \tilde{L} が与えられたとき、 $k'_4 = 0$ となる位置は、

$$\tilde{L} = \tilde{L}_1^\pm(r; \Psi) \equiv \frac{(g^{t\phi})' \pm \sqrt{(g^{t\phi})'^2 - (g^{tt})'(g^{\phi\phi})'}}{(g^{\phi\phi})'} \quad (112)$$

が満足される地点として得られる (図中の K' 地点)。図 11 からは、inner アルフベン点と event horizon の間で M_N^2 が発散するのは、アルフベン点がタイプ IIA^m の場合のみであることが解る。その際、発散は常に 2カ所で生じ、発散する解は $M^2 = M_{N1}^2$ のみである。他の解 $M^2 = M_{N2}^2$ と $M^2 = M_{N3}^2$ は、有限値を持ち、さきに述べた (r, M^2) -面上の $M^2 = M_N^2$ のループ構造は保たれている。

ブラックホールへ落ち込む MHD 流に対して fast magnetosonic point が必ず存在して、アルフベン点を通過した MHD 流は、この最後の critical point をなめらかに通過しなければ、event horizon に達することができないが、(82) 式の $(\ln u_p)'$ が $D=0$ となる地点で発散しないためには $\eta = \eta(E, L, \Omega_F)$ のような保存量間の 4 つめの関係が満たされなければならない。この事情は、流体の降着モデルにおける音速点での質量降着率への制限と同様である

(Abramowicz & Zurek 1981, Lu 1985, 1986)。

Outgoing MHD flows

ブラックホール磁気圏からの外向きの MHD 流に関しては、内向きの流れと違って、速い磁気音速点を通過しなくとも無限遠方に達することができる。むしろ、速い磁気音速点は無限遠方においてのみ通過可能で、有限距離にて super-fast MHD wind は得られないと考えられてきた。この有限距離の速い磁気音速点が可能であることについては、次節で詳しく議論するが、super-fast MHD wind を得るためには、wind solution を決定している流れに沿っての 4 つの保存量 (4.1 節参照) について広い範囲のパラメータ解析を行う必要がある。

太陽やコンパクトオブジェクトからの MHD 流のモデルは、太陽風に関する Weber & Davis (1967) の研究以来いくつか提出されているが、それらのモデルでは速い磁気音速点はどのようにして決められるのだろうか。Weber & Davis (1967) のニュートニアンモデルにおいて cold-limit, no-gravity を考えると、分子と分母は、それぞれ、 $N = N(r/r_A, u_p/u_A)$, $D = D(r/r_A, u_p/u_A; \chi)$ と書け、分母のほうは $\chi \equiv (L/(r_A u_A))^{2/3}$ だけに依存する。ここで、 $u_A \equiv u_{AW}(r_A)$ である。すなわち、4 つのパラメータのうち 2 つは、アルフベン点 r_A と、その点での速さ u_A として変数に繰り込まれ、パラメータ χ を通じて、 $N = D = 0$ となる解について調べることができる。残りの 1 つは、ポロイダル方程式より、その磁気音速点を通る解を選択するのに使われる。パルサー磁気圏の場合、light cylinder, $r = r_L$ が存在するわけだが、このことは特徴的なスケールを一つ増やし、 $N = N(r/r_L, u_p; \alpha)$, $D = D(r/r_L, u_p; \alpha, \sigma_M)$ とかけ、2 つのパラメータ α, σ_M に依存することになる。ただし、 $\alpha \equiv (r_A/r_L)^2$ と定義し、 $\sigma_M = \sigma_M(\eta)$ は、無限遠に達したときの磁気フラックスと流子数フラックスの比である。ブラックホール磁気圏においては、さらに重力半径 r_H なるスケールが現れ、 $N = N(r/r_H, u_p; r_A/r_H, r_L/r_H)$, $D = D(r/r_H, u_p; r_A/r_H, r_L/r_H, \eta)$ となる。すなわち、3 つのパラメータを与えると $N(r, u_p) = 0$ と $D(r, u_p) = 0$ の曲線が決定される。重力が無視できない場合には、3次元のパラメータ空間における解析が必要であり、複雑なものとなっている。重力の効果、特に時空の引きずりの効果がどのように MHD 流の加速に関わってくるかは、興味深い問題であり、今後の課題となっている。次節では重力が無視できるとして 2次元のパラメータ空間における解析を行い、与えられた形状 (モノポール形状) のもとでどのようにして super-fast MHD 流が実現されるかについて議論する。ただし磁気圏が、外側の MHD 流のアルフベン点や light surface がブラックホールのごく近傍に位置するようになる程に高速回転している場合には、重力の効果は無視出来なくなる。

5.3 Super-fast MHD flows from a pulsar magnetosphere

この節では簡単のため、外向きの流れに対しては、重力の効果が無視できるとしてミンコフスキー時空における解析を進めることにする。重力の効果が無視できる磁気圏（ミンコフスキー時空）における MHD 流の研究は、パルサー磁気圏において多くの研究がなされてきた。圧力の効果が無視できる MHD 流のモデル（cold wind model）において、従来は速い磁気音速点は無限遠にのみ位置するとされていた。したがって、MHD 流の速さは磁気音波の速さを越えられず、Michel's "minimum energy (torque) solution" として知られる解が最大の加速を与えていた。しかしながら、Crab nebula などに観測されるような相対論的な速度の MHD 流は説明できず（Kennel & Coroniti 1984）、圧力の効果を取り入れたモデル（Kennel et al. 1983, Camenzind 1987）が不可欠とされていた¹⁰。以下では、圧力の無視できる場合の速い磁気音速点での制限について詳細な解析を行い、cold wind model においてさえ有限の距離に速い磁気音速点が存在し、“minimum energy solution” 以上の加速が得られることを示す。粒子加速の立場から、この有限距離の速い磁気音速点の存在はきわめて重要である。

速い磁気音速点について解析するにあたって、(82) 式を重力の弱い場合として以下のように書き下した

$$\frac{d(\ln u_p)}{dx} = \frac{\left[(x^2 - \alpha x^2 - \alpha M^2)[(x^2 - \alpha x^2 - \alpha M^2)(1 - x^2 - M^2) - 2(x^2 - \alpha)M^2] \right] \frac{1}{x}}{\left(\frac{u_p^2}{1 + u_p^2} \right) \left[(\alpha^2 - x^2)M^6 + 3(1 - \alpha)^2 x^2 M^4 - 3(1 - x^2)x^2(1 - \alpha)^2 M^2 + (1 - x^2)^2 x^2(1 - \alpha)^2 + x^4 \sigma_M^{-2}(x^2 - \alpha)^2 \right]} \quad (113)$$

ここで、 $x = r \sin \theta$, $\alpha \equiv x_A^2$ である。以下の議論では、簡単のため磁場に対してモノポール形状を仮定する。このとき分子の 2 項目はゼロとなる。速い磁気音速点を解析する際には、アルフベン点の外側のみが解析の対象となる。このとき、 $N = 0$ の解は 3 つ存在するが、そのうち 2 つが、1 つだけ存在する $D = 0$ の解と交点を持ちうる。それぞれの解に対応して、速い磁気音速点での条件としては

$$M_F^2 = \frac{1 - \alpha}{\alpha} x_F^2, \quad (114)$$

または、

$$M_F^2 = \frac{1}{2\alpha} \left[(x^2 - \alpha) + 2x^2(1 - \alpha) + \sqrt{(x^2 - \alpha)[(x^2 - \alpha) + 8x^2(1 - \alpha)]} \right]_F, \quad (115)$$

¹⁰圧力の効果は、無限遠に位置していた磁気音速点を有限距離に移動させ、同時に sub-Alfvénic 領域内に新たに遅い磁気音速点を形成するのである。このとき、遠方に吹き出す MHD 流を扱う際には、プラズマ源での境界条件の代わりに遅い磁気音速点を通過する条件を議論するべきだろう。

が満たされることになる。ここで、 $M_F^2 \equiv x_F^2 u_{FW}(x_F)/\sigma_M$ である。速い磁気音波の速さは、(89) 式で与えられるが、重力が効かないときは、

$$u_{FW}^2(x) = u_{AW}^2 + \frac{B_T^2}{4\pi\mu n}, \quad (116)$$

となる。Cold limit を仮定しているため流体の圧力の寄与はないが、トロイダル磁場による磁場圧が存在するため、速い磁気音波として伝播するのである。このとき、アルフベン速度と磁場のトロイダル成分はそれぞれ、(87) 式と (41) 式から

$$u_{AW}^2(x) = \frac{B_p^2}{4\pi\mu n}(1 - x^2), \quad (117)$$

$$B_T = -4\pi\eta E \frac{1 - x^2 - M_A^2}{x(1 - x^2 - M^2)}, \quad (118)$$

で与えられる。

条件 (114) および (115) により、速い磁気音速点の位置は 2 つのパラメータ α, σ_M で与えられるが、 $x_F = x_F(\alpha, \sigma_M)$ を求める代わりに、ある与えられた x_F に対する (α, σ_M) -関係を求めた。そして、図 15 の (α, σ_M) -面上に、それぞれの条件に対応して

$$\sigma_M^2 = \frac{\alpha^3 x_F^2}{(1 - \alpha)^2 (x_F^2 - \alpha - \alpha x_F^2)}, \quad (119)$$

および、

$$\sigma_M^2 = \frac{2\alpha^3 x_F^4}{\left\{ \begin{aligned} & [(-2\alpha^3 + 21\alpha^2 - 45\alpha + 27)x^4 + \alpha(\alpha^2 + 6\alpha - 9)x^2 + \alpha^3] \\ & + [(3\alpha^2 - 11\alpha + 9)x^4 - \alpha(\alpha^2 - 6\alpha + 7)x^2 + \alpha^3] \\ & \times \sqrt{(9x^2 - 8\alpha x^2 - \alpha)(x^2 - \alpha)^{-1}} \end{aligned} \right\}_F} \quad (120)$$

をプロットした。この結果、速い磁気音速点をアルフベン点のごく近傍から無限遠までの間に位置させるパラメータの組が存在することが示された。そのようなパラメータの組は (α, σ_M) -面上でいくつかの領域に分類して考えることができる。条件 (114) に従う速い磁気音速点を与えるパラメータ領域を“Region I”とする。同様に条件 (115) によって与えられる速い磁気音速点を与えるパラメータ領域を“Region II”とする。Region II は、さらに 3 つの領域 IIA, IIB, IIC に分けて考えることができるが、その分類については以下で説明していく。Region I と II に挟まれた領域のパラメータに対しては、速い磁気音速点は有限の距離に存在せず、従来から知られている無限遠のもののみが存在する。

図 15 で特に興味深いのは、領域 IIA, IIB の α, σ_M の組に対しては、2 つの速い磁気音速点が存在することである。例えば、図中の点 P の α, σ_M を取

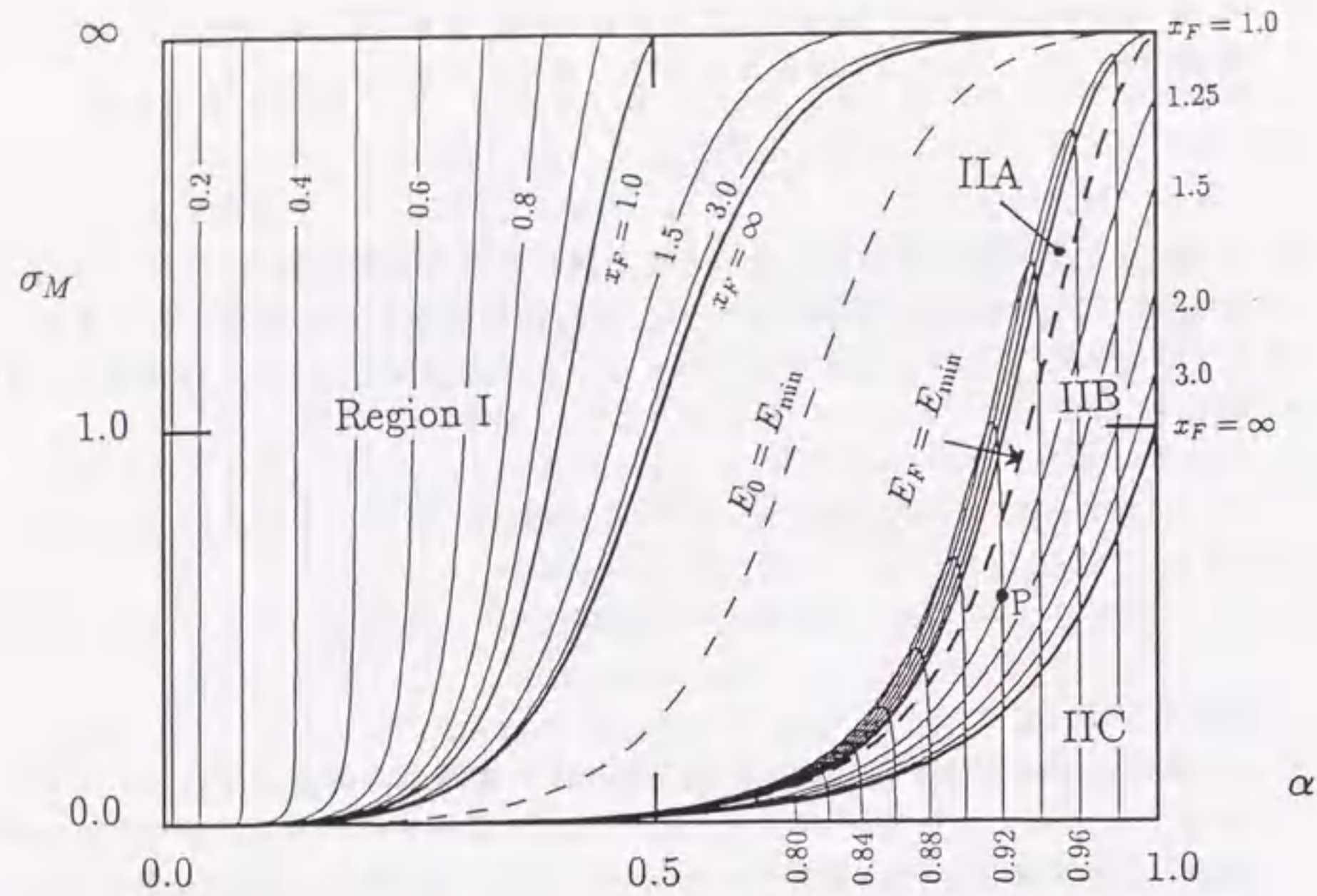


図 15: 速い磁気音速点が可能となるための α - σ_I 図. 各領域の説明については本文参照.

る磁気圏においては, $x_F = 0.92$ と $x_F = 1.25$ の 2 箇所に速い磁気音速点が生じることになる. この速い磁気音速点は, アルフベン点が light surface に近いほど, さらに磁気フラックスと流体のフラックスの比 σ_M が小さいときほど出来やすくなっている. 速い磁気音速点は, X-type と O-type のものがペアで現れ, アルフベン点に近い方が X-type である. 図からは, X-type の音速点が, アルフベン点と light surface の間に位置することも読み取れる.

ところで, この新たに確認された速い磁気音速点が無限遠に漸近的に近づくとき, $\sigma_M^\infty [\equiv \sigma_M(x_F \rightarrow \infty)]$ の値は, 領域 I および II で分類したそれぞれの磁気音速点に対して

$$\sigma_M^\infty = \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \right)^{3/2}, \quad (121)$$

および

$$\sigma_M^\infty = \left(\frac{2\alpha}{3-2\alpha+\sqrt{9-8\alpha}} \right)^{3/2}, \quad (122)$$

となる. これについては, 図中の $x_F = \infty$ の曲線として表してあり, 前者の (121) 式は領域 I の境界となっている. また, 後者の (122) 式によって領域 IIB と IIC を分けた. 領域 IIA, IIB において有限の距離に X-type と O-type の

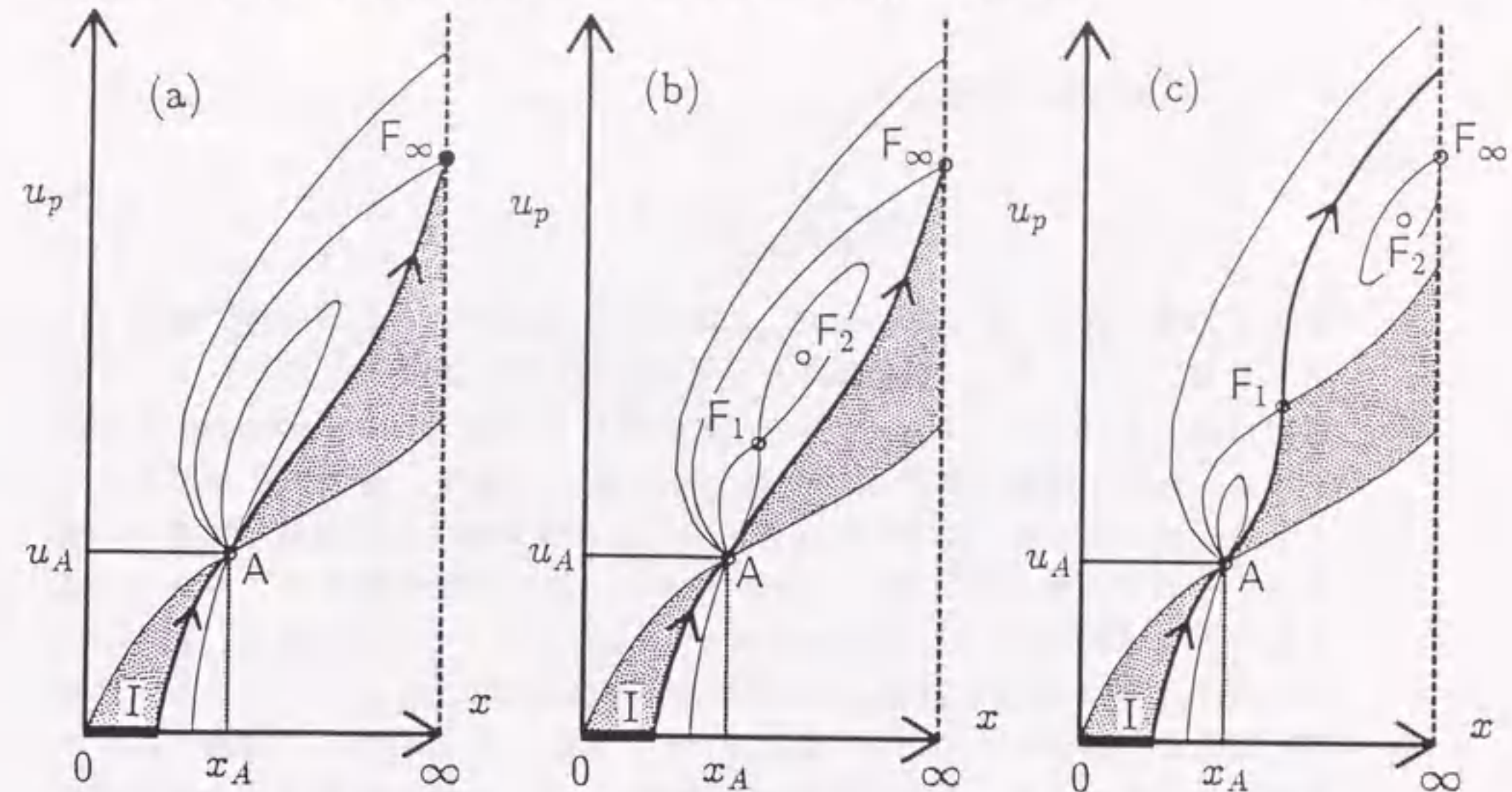


図 16: Wind solutions (概念図). 影の領域が無限遠方に達することのできる解を示す. (a), (b) においては, Michel's minimum energy solution が最大の加速を与える. (c) においては super-fast MHD wind として無限遠に達する解が存在し, これが最大加速を与える.

音速点が存在していたのに対し, 領域 IIC においては X-type のみである. このとき無限遠に位置する音速点は, O-type となっている.

次に, 速い磁気音速点が有限距離に存在することによって, どのような wind 解が可能となるか考えよう. 図 16 は, 無限遠方に達することのできる解の概念図であるが, 速い磁気音速点を通過する MHD 流のエネルギーによって, 以下の場合に分けられる. まず, 図 16a に, 有限距離に速い磁気音速点が存在しない場合を示しておく. ここで, $I \rightarrow A \rightarrow F_\infty$ の流れが, Michel の “minimum energy solution” である. 図 16b, c は, 速い磁気音速点が存在する場合の wind 解を示す. 速い磁気音速点を通る wind のエネルギー E_F が “minimum energy” E_{\min} よりも小さいときには, その流れは無限遠に達することができない (図 16b). 速い磁気音速点を通る wind のエネルギーが “minimum energy” と等しいときには, MHD 流は有限距離の X-type の磁気音速点と, 無限遠方の磁気音速点の両方を通過する. もし, 十分なエネルギーを持った wind であれば, Michel の “minimum energy solution” で与えられた速度よりも大きな速度の super-fast MHD wind として無限遠に達することができる (図 16c).

速い磁気音速点を通過する MHD 流の持っているエネルギー E_F は, ポロイダル方程式により求めることができ, α, σ_M が与えられると決定される.

一方, “minimum energy” は

$$\left(\frac{E}{\mu}\right)_{\min}^2 = (1 + \sigma_M^{2/3})^3, \quad (123)$$

であるので, 図 15 上で E_F と E_{\min} の大小を比較することができ, 領域 IIA と IIB は, $E_F = E_{\min}$ の曲線によって分類した¹¹. 領域 IIA のパラメータの選択に対しては $E_F < E_{\min}$ であり, 磁気圏は図 16b の wind solution を可能とする. また, 領域 IIB と IIC では $E_F > E_{\min}$ であり, 領域 IIB のパラメータの選択に対しては, 図 16c が対応する. 速い磁気音速点を通過して遠方に達することのできる MHD 流のエネルギーは, 速い磁気音速点がアルフベン点に近いとき (または, σ_M が小さいほど) E_{\min} に比べて大きくなる. 図 17 に, $E_F = E_{\min}$ および $E_F = E_F(x_F \rightarrow x_A) = \mu(1 - \alpha)^{-1}$ をプロットする. 領域 IIB, IIC のパラメータ α , x_F (または σ_M) は, これらの 2 つの曲線で挟まれた領域に対応するが, その領域はとても狭く, E_F の値が観測などで評価されたとき, α と x_F の値を限定することができる.

さて, どのようなパラメータの選択が super-fast MHD wind を可能とするかを見てきたが, いったいどれほどの速度にまで加速されるのだろうか. このことを見るために図 18 に無限遠方で wind の速さ u_∞ をプロットする. u_∞ は, 無限遠方に達した wind のエネルギー E_∞ と σ_M によって与えることができる. 図の破線は, Michel の “minimum energy solution” を表すが, ある $\sigma_M = \text{constant}$ の曲線に対し, 無限遠に達する解が存在する (u_∞ が存在する) ための最小のエネルギーになっていることが理解できる. 太線は $\sigma_M \rightarrow 0$ の極限を示す. 速い磁気音速点を通過しなかった sub-fast MHD wind に対しては, この破線が加速の上限を与える. この破線以上の加速は, super-fast MHD wind に対して始めて可能となる. より大きなエネルギーを持っている super-fast MHD wind に対して, より大きな加速が得られるが (図 18 参照), このときアルフベン点は light surface 近くに位置するようになる (図 17 参照). プラズマを相対論的な速度にまで加速するためのエネルギーの源としては, 間接的には降着流によって引き抜かれたブラックホールの回転エネルギーを考慮することができる. その場合, ブラックホールから降着流によって引き抜かれたエネルギーや角運動量が, どのようにしてプラズマ源内部で輸送され, 外向きのプラズマ流に引き渡されるかについての問題を同時に扱わなければならない (5.1 節参照).

Super-fast MHD wind が流れている磁気圏を理解するために, 図 19 ~ 図 21 に, wind solutions, トロイダル磁場, プラズマの角運動量の変化の様子,

¹¹ 図 15 の $E_0 = E_{\min}$ の点線は, 原点から流れだした流れが無限遠方で速い磁気音速に到達するようなパラメータ組を示す (Okamoto 1978 のモデルに対応する). 原点からの流れは, 有限距離に速い磁気音速点を形成しないことが解る.

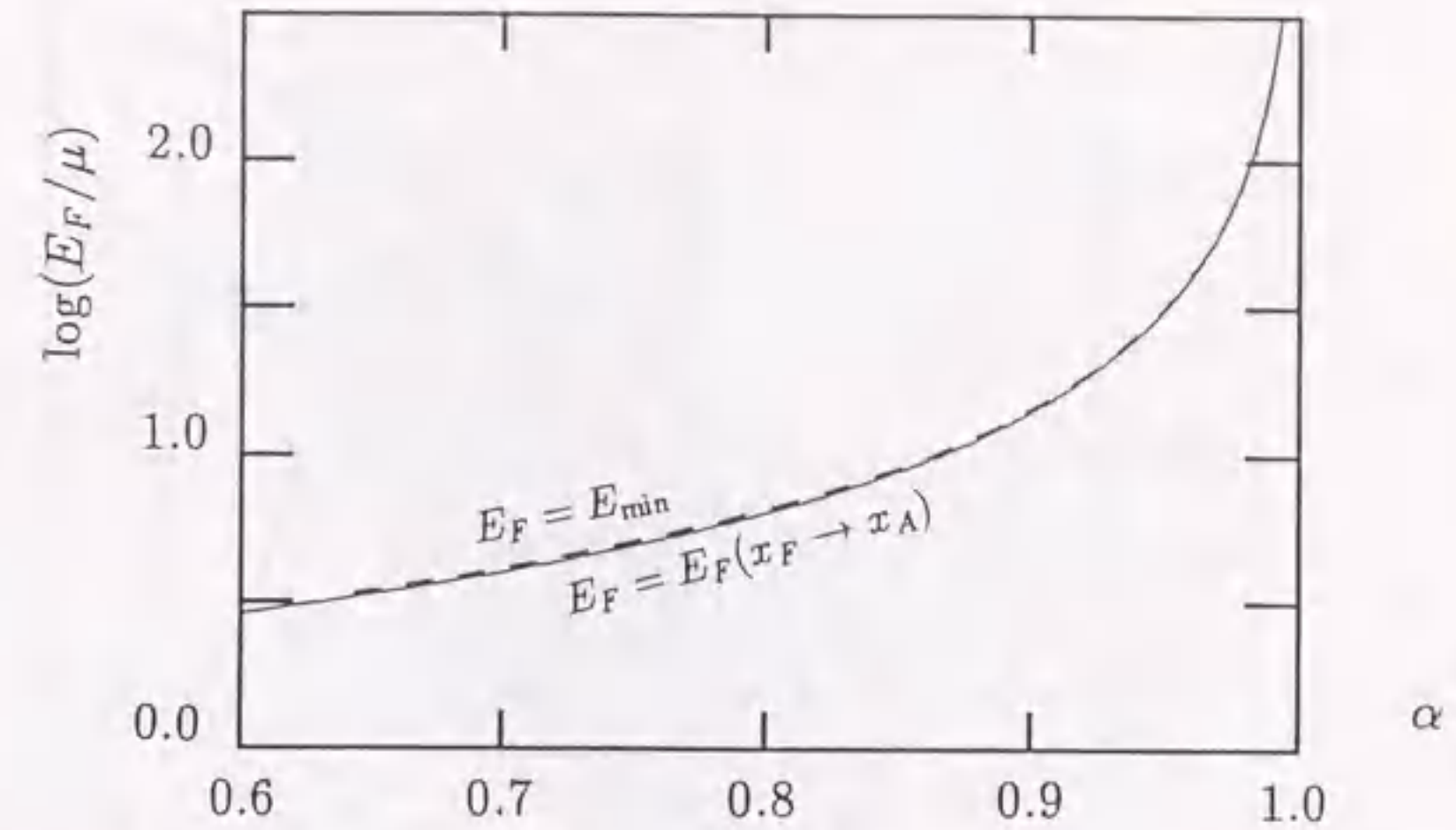


図 17: 無限遠方に達する super-fast MHD wind のエネルギー. 破線は $E_F = E_{\min}$ である場合のエネルギー. 実線は速い磁気音速点がアルフベン点の極近傍に位置する場合のエネルギー $E_F = E_F(x_F \rightarrow x_A)$ である. Super-fast MHD wind の無限遠でのエネルギーはアルフベン点の位置に依存するが, 2本の曲線の間値に限定される.

をそれぞれ示した. 図 19 から判るように, super-fast MHD wind は, 無限遠方に達することのできる解のうちでは最も light surface に近い位置から始まっている. また, そのような流れは injection point において, ほとんどの角運動量を流体の成分として持っている (エネルギーに関しても同様で, ほとんどがプラズマの回転エネルギーとして蓄えられている). Light surface の近傍でトロイダル方向に運動しているプラズマが大きな運動エネルギーを持つことより, 4.2 節の Camenzind の磁気圏 (図 8) のようなブラックホールとアクリションディスクからなる系の場合には, light surface に最も接近したディスク面から吹き出されたプラズマ流が最も加速されると考えることができよう. プラズマ粒子の加速は, このトロイダル方向の運動がポロイダル方向の運動に転化したことになる. そのような MHD 流は, 磁場のトロイダル成分が最も小さな解になっていることにも注意したい (図 21). すなわち, トロイダル方向の磁力線のたわみが小さいために, 最も強い遠心力風として振舞ったと理解できる.

この節の解析はモノポール形状を仮定したものであるが, 速い磁気音速点は, 回転軸方向に沿って湾曲した形状に対して出来易くなり, より加速された流れを実現させる (モノポール形状と同じ α , σ_M を選んだ場合に, 図 15 の Region II が広くなることによる). また, このとき磁場のトロイダル成分は,

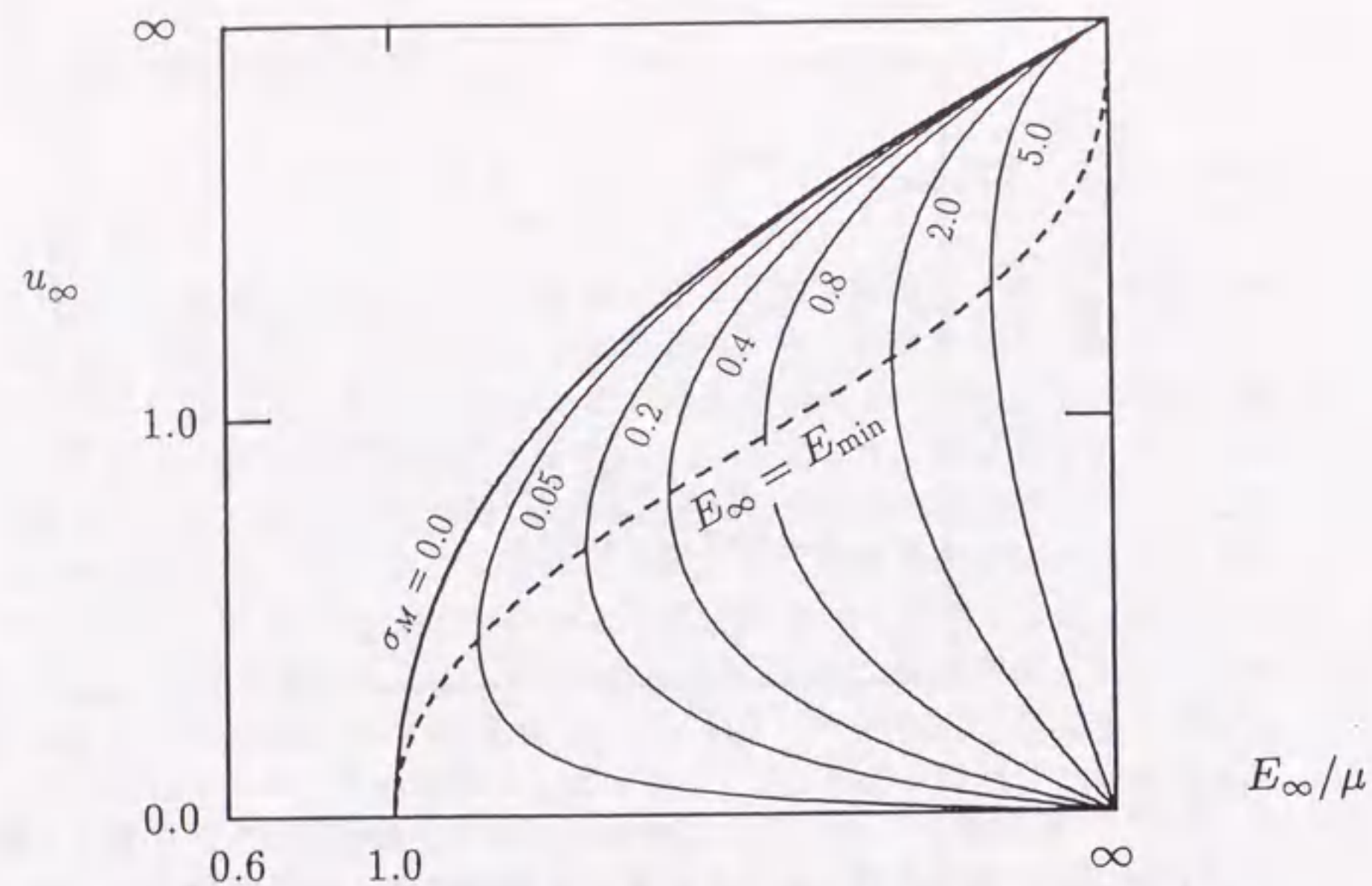


図 18: Super-fast MHD wind の無限遠方での速さ. 実線は $\sigma_M = \text{constant}$ を表し, 破線は Michel's "minimum energy solution" の与える速度である. 破線の示す速度以上のものは super-fast MHD wind に対して可能となる.

より小さくなることも判る (よりトロイダル方向にたわまない形状になる). この形状の変化による効果は, 任意に与えた磁場形状に対しての数値計算によって容易に確認できる.

パルサー磁気圏の観点からは, いままで cold model では十分な加速を得られないとされ, 流体の圧力の効果が不可欠であるとされたきた. しかしながら, cold model において, 速い磁気音速点が有限距離に存在可能であることが示されたことは, 流体の圧力以外の効果によって, 速い磁気音速を越えた MHD 流が可能であることを意味し¹², 従来のモデルの再検討が示唆される.

¹²Weber-Davis model において, X-type の速い磁気音速点が 2 つ存在する場合が示された (Chakrabarti 1990a, 1990b). 外側の速い磁気音速点が従来から知られていたものである. Cold limit に移行した場合に, 外側の速い磁気音速点は無限遠方に移動し, 内側の速い磁気音速点は, この節で議論したものに对应してくる.

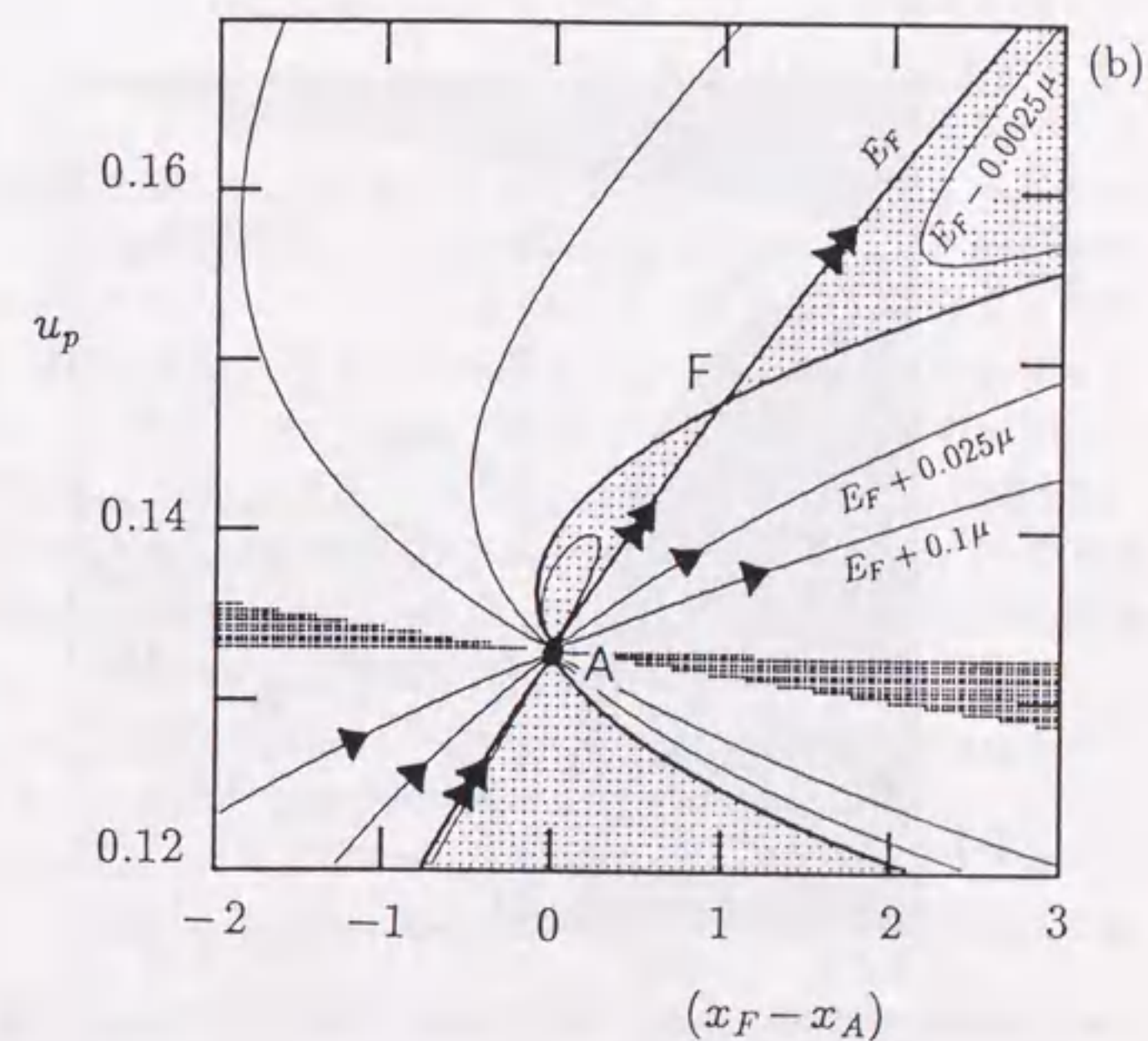
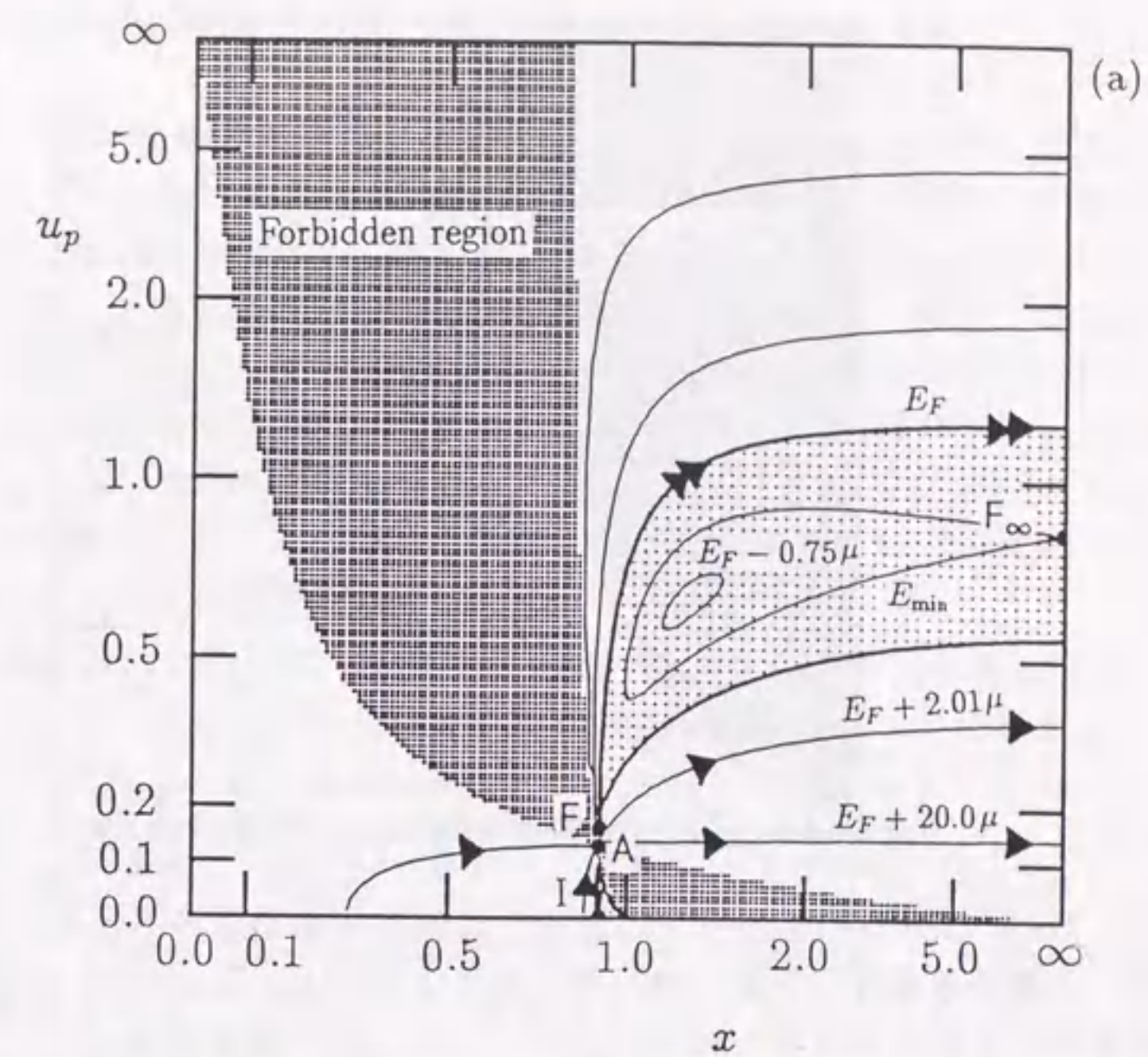


図 19: (a) Super-fast MHD wind. 濃い編目領域は MHD 流の禁止領域. 薄い編目領域の解は, MHD 流のエネルギーが E_F より小さく, injection point から発して遠方に到達できない. (b) 速い磁気音速点近傍の拡大図.

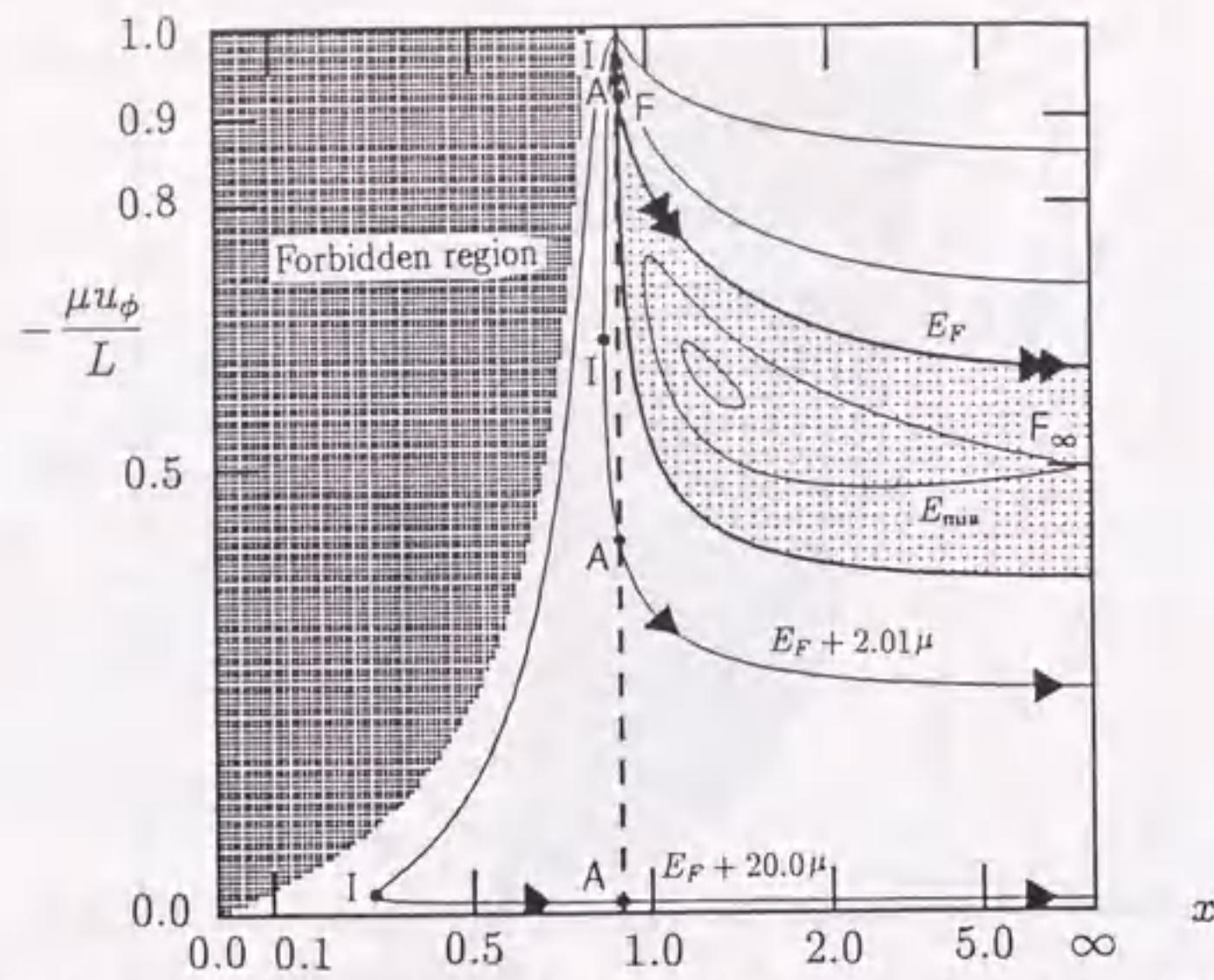


図 20: Total angular momentum における流体の寄与. Super-fast MHD wind に関して流体の寄与が大きく働いていることが判る. Injection point では, 角運動量のほとんどを流体の成分が占めている. 速い磁気音速点では, 図 19b のように X-type の交差がある.

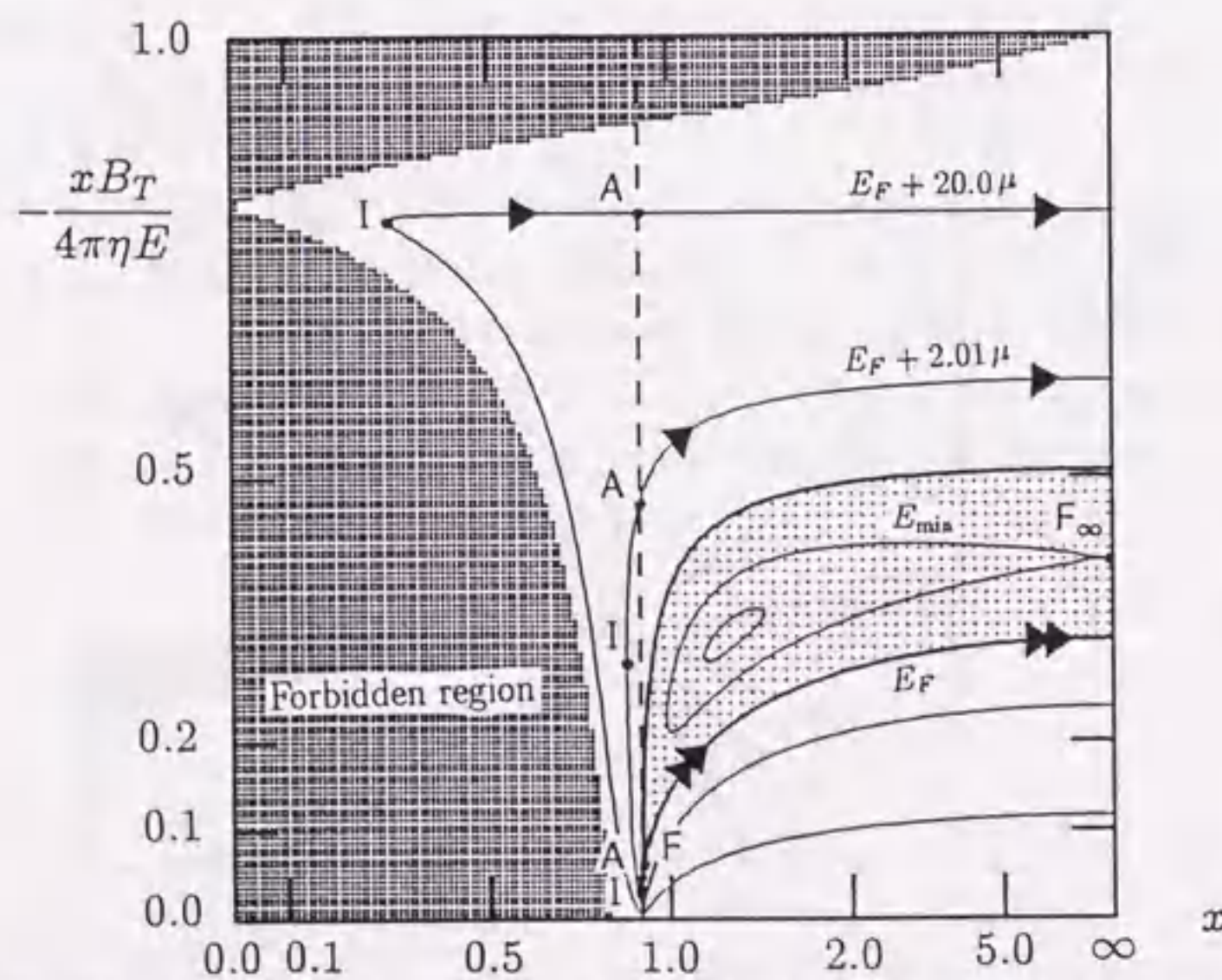


図 21: トロイダル磁場. Super-fast MHD wind に関するものが, 最も小さな値を取り, 余りたわんでいないことが判る.

6 Formation of collimated jets

いままでの議論において, プラズマは与えられた磁力線に沿って流れるとし, プラズマが流れることによる磁力線への反作用等は無視してきた. 磁気圏における磁力線の大域的な形状は, 本来磁力線間の力のバランスを考慮し, もっともらしい境界条件を与えて, 自己矛盾のないように解かなければならない. このためには, 一般相対論的に拡張された Grad-Shafranov (GS) equation を取り扱わなければならない. しかしながら, この方程式の取扱いは一般に困難であり, いくつかの簡単なモデルによって, あるいは数値解析を通じてその振舞いが理解されている. それらの解析では, いずれのモデルにおいても回転軸方向に沿う方向の磁場形状が得られている.

Camenzind (1987) は, 重力の効かない場合の GS 方程式を取り扱い, hot model において数値解析を行った. その結果, light surface を越えた辺りで回転軸方向への湾曲が起こっていることが示された. Mobarry & Lovelace (1986) は, Schwarzschild 時空における GS 方程式を導出し解析した. Kerr 時空への拡張は Nitta et al. (1990) によって行われた. 一方, Heyvaerts & Norman (1989) は, 遠方での漸近的な磁場形状を調べ, 基本的には回転軸方向に沿う方向に湾曲すべき (paraboloidal 形状) であり, 少なくとも conical になっていなければならないことを示した.

ブラックホール磁気圏においてブラックホールは磁場の源とはなり得ないので, アクリションディスクの作る磁場等の議論が必要となる. Blandford (1976) は, ニュートニアン の扱いで force-free 磁気圏におけるディスクの作る磁場構造を解いた. 磁場構造としては, ディスクにもっともらしい表面電流の分布を仮定することで, parabolic な形状が得られ, 回転軸方向にエネルギーを輸送できる. Blandford & Payne (1982) は, 定常流の仮定のもとで定量的な MHD 遠心力風モデルを議論している. 磁場の形状はすべて自己相似形であるとしているが, やはり回転軸に沿う流れが得られている. Lovelace et al. (1987) は, 粘性を考慮したアクリションディスク (α -disk) において磁気面を解き, ディスクの外の force-free 領域とつないだ. この磁気圏は, self-collimated electromagnetic jet を形成すが, これはトロイダル磁場によるピンチ効果によってジェットが絞られているのである.

Sakurai (1985, 1987) はニュートニアン (Weber-Davis モデル) の取扱いでポロイダル面内の磁場の形状を数値解析によって調べた. Sakurai (1985) は, 図 22 に示すようにモノポール形状から始めて, 磁力線間の力のバランスがもっともらしくなるように磁力線の形状を変えていき¹³, その修正を繰り返すこと

¹³このとき, GS 方程式の満たすべき条件としては, 星の表面での境界条件に加えてアルフベン点で磁力線が折れ曲がらないとしている. また, プラズマ流は遅い磁気音速点, アルフベン点, 速い磁気音速点をなめらかに通過するとして, ポロイダル方程式を解いている.

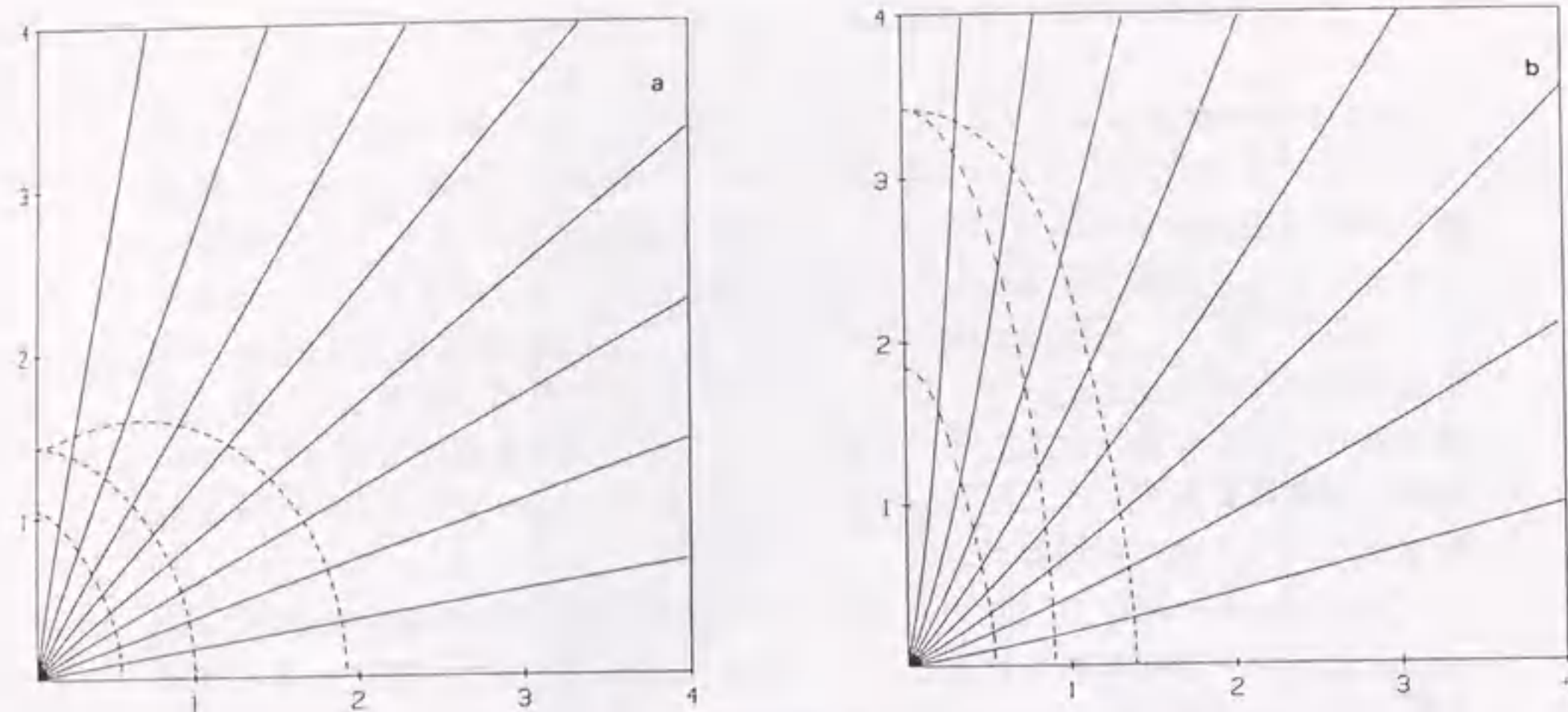


図 22: Sakurai (1985) のモデル. (a) モノポール形状における, 磁気音速点の分布. (b) 磁力線間の力のバランスを考慮した自己矛盾のない形状とその時の磁気音速点の分布. 磁力線が回転軸方向に屈曲することが示された.

で, 磁力線が中心天体から離れるにつれて回転軸方向に曲がっていくことを示した. さらにディスクの作る磁場についても同様の結論を導いた (Sakurai 1987). これは, 赤道面ほど回転による磁場の引きずりが大きく, 磁場のトロイダル成分が大きくなることで回転軸方向の磁気圧が働くためである. 磁場のピンチ効果がききだすとポロイダル磁場はさらに回転軸に沿った方向に束ねられていく.

一方で, Uchida & Shibata (1985) のモデルのようなダイナミカルな取扱いもなされている (非定常 MHD ジェットの数値シミュレーション). このモデルでは, 最初に大スケールで一様であった磁場がプラズマの降着によって砂時計型に変形され, そのくびれの部分でプラズマが降着円盤として回転する. 降着円盤の差動回転は磁場を捻り, 磁場の捻れが大スケール磁場に沿ってほどけ伝わっていく (非線形 torsional Alfvén wave の伝播) ことで, 降着円盤のコロナガスをヘリカル流として回転軸の両極方向に押し出す (図 23). このときのジェットのエネルギー源は, 降着円盤の解放した重力エネルギーである. また, ジェットは磁場によって絞られるだけでなく, 磁場によるローレンツ力で加速される.

磁気流体波による粒子加速については太陽コロナにおける研究などを通じて多くの研究がある (Dewar 1970, Jacques 1977, Marsch 1986, Li & Zweibel 1987 など). 磁気流体波によるジェットの加速の機構としては, Yokosawa (1982), Opher & Pereira (1986) などがある. 磁気流体波の伝播方向は, 粒子の運動方

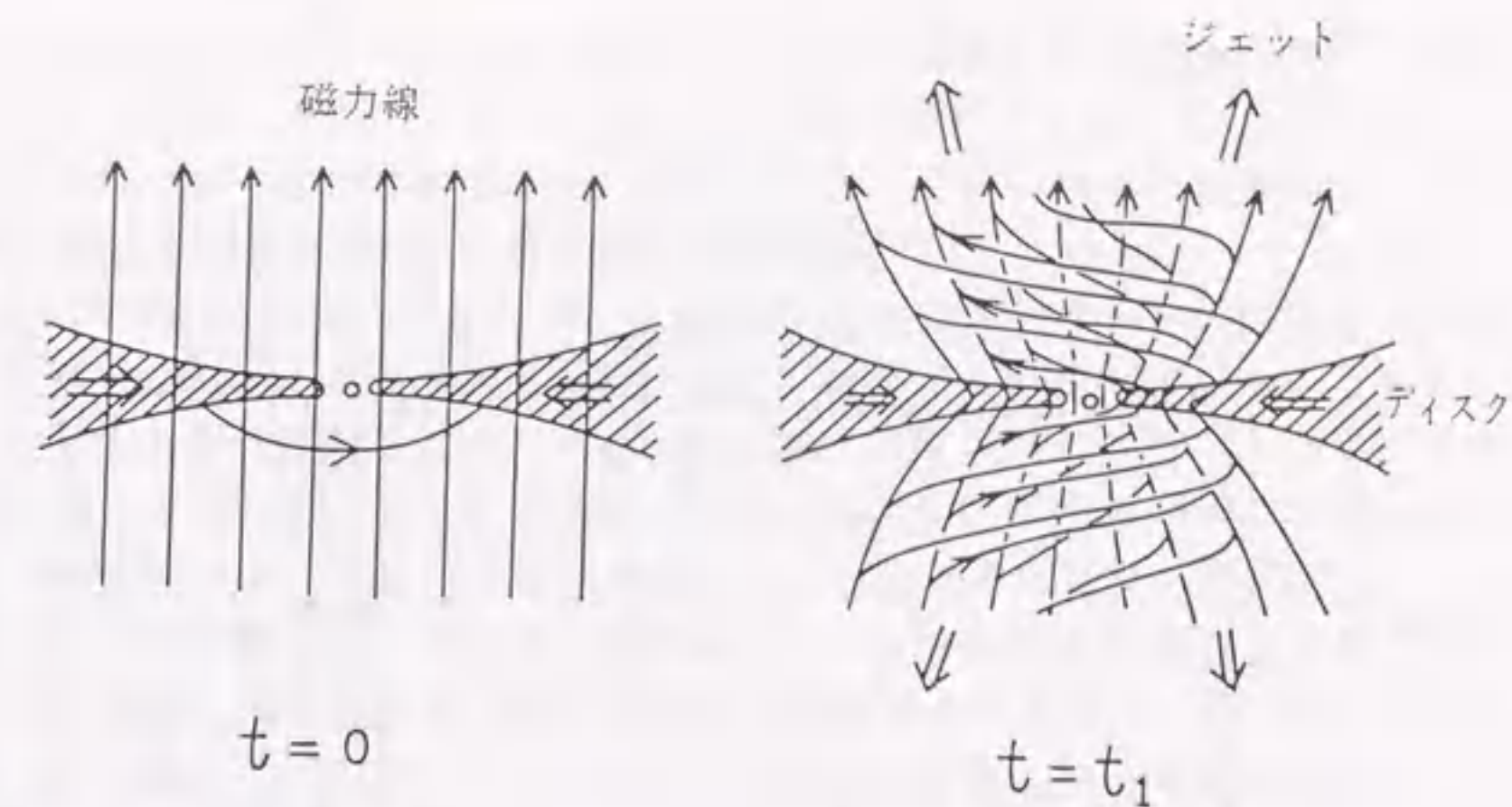


図 23: 内田-柴田のジェットモデルの概略図 (内田 & 柴田 1985).

向にとって重要なものとなるが, もし磁気流体波が回転軸方向に屈曲して伝播するならば, 絞られたビーム流が形成されると期待される. さて, 2.2 節でブラックホールの周りの流体中を伝播する 'phonon' の有効ポテンシャルを導入したが, それにより phonon の伝播の概要を知ることができる. 磁気流体波においても, 同様にエネルギー・運動量の伝播について議論することが可能である. 本来は 2 階の偏微分方程式で記述される波の伝播式は, アイコナル近似のもとでは 2 次の一階の偏微分方程式に書き直すことができる (アイコナル方程式: 音波の場合 [19] 式参照). 波の伝播を議論するときには,

$$\dot{x}^\alpha(\lambda) = \frac{\partial H(x^\alpha, p_\alpha)}{\partial p_\alpha}, \quad (124)$$

$$\dot{p}_\alpha(\lambda) = -\frac{\partial H(x^\alpha, p_\alpha)}{\partial x^\alpha}, \quad (125)$$

を解けばよく, これにより常微分方程式の問題に帰着する (e.g., Adler et al. 1975). 磁気流体波の伝播に関しても, 磁気音波に対しての "magnetohydro metric" (Lichnerowicz 1967) が与えられれば, 光波や音波の場合同様に (124), (125) 式によって計算することができる. "magnetohydro metric" を得るためには, 磁場の形状について自己矛盾のないような解を解かなければならない. しかしながら, この解析はさきに述べたようにきわめて困難であり, 特別な場合において議論がなされているに過ぎない.

これに関して, Sofue (1980) は, 銀河中心部のモデルとして, 磁場を伴うディスクとその周りのハローを考え, アルフベン速度の空間分布を仮定することで, 伝播の方向について議論した. アルフベン速度の分布として, ディスク近傍で小さく, ディスク面から離れるにつれて大きくなるように与えてやると,

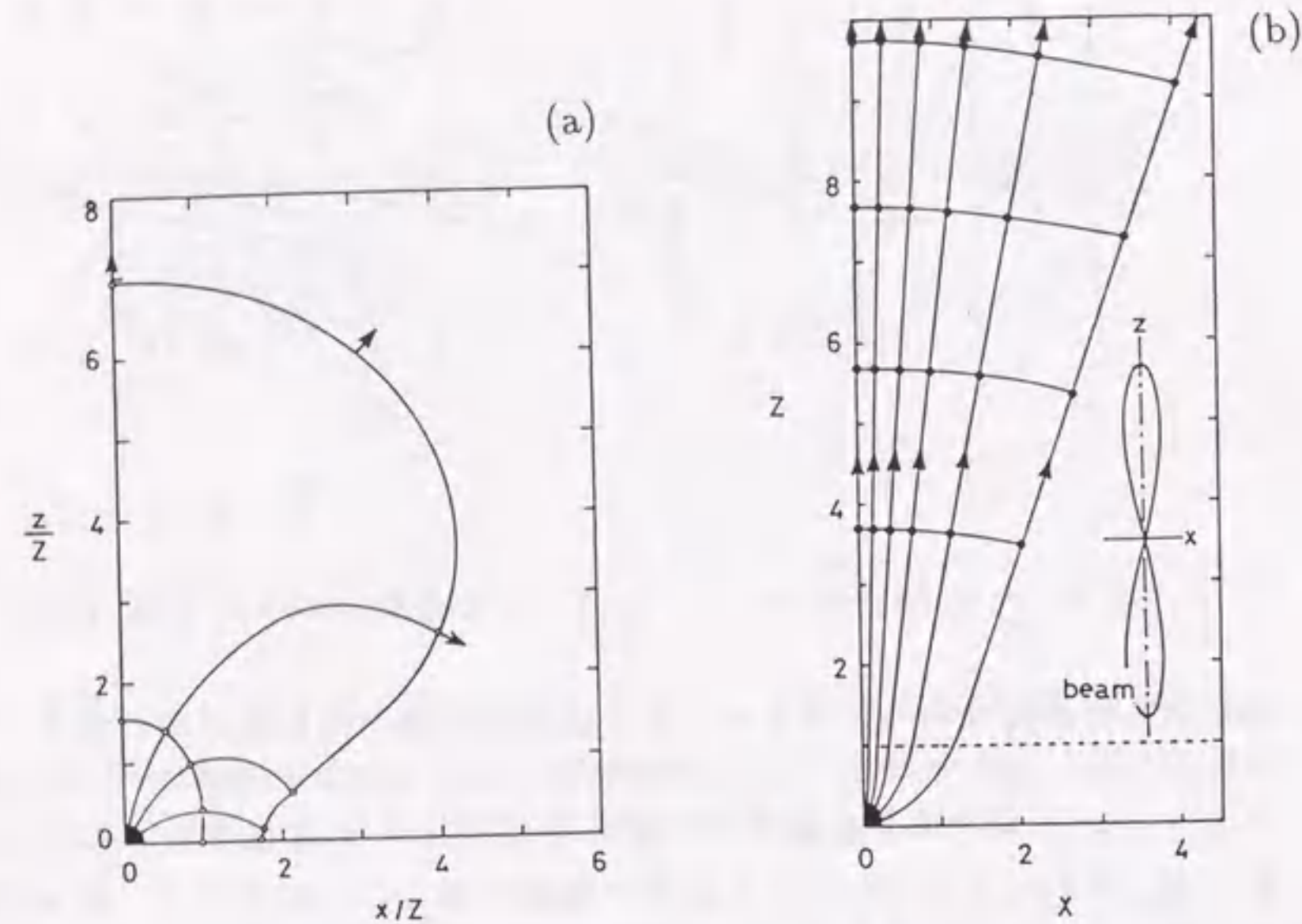


図 24: MHD wave fronts (Sofue 1980). アルフベン速度の分布がディスク面から離れるにつれて, (a) 大きくなる場合 (low-V disk), (b) 小さくなる場合 (high-V disk).

ハローの中に大きく広がった泡状の波面を形成する (図 24a). 一方, もしアルフベン速度の分布がディスク面で大きく, ディスク面から離れるにつれて急激に減少するならば, 非常に絞られた波となる (図 24b). この場合, 特にコアの部分の密度が濃いと, 回転軸への集中が強くなり, 回転軸上に波面の交差が生じうる. このような集中により波は増幅し, 強いショックが生み出されるであろう. このショックは磁場を圧縮し, 粒子を加速し, 回転軸に沿って絞られたビーム流を形成すると考えられる.

ブラックホールの周りに分布する (磁場の効果が無視できる) 回転流体中における音波 (phonon) の伝播は, Takahashi, Ishizuka & Yokosawa (1990) によって議論されている. この流体中を伝播する音波は, その有効ポテンシャルの分布 (2.2 節参照) に従って伝播する. 正の角運動量を持つ音波は, 回転軸から離れる方向に伝播する. 負の角運動量の音波に関しては有効ポテンシャルの丘が存在するが, この丘の内側から発した音波のうちこの丘を越せない音波は, 回転軸方向に反射される. この音波の回転軸方向への湾曲の効果 (ビー

ミング効果) により, 回転流体の funnel 内部は音波によってエネルギーがため込まれ加熱されるだろう. また funnel 内部に集められたエネルギーは, 回転軸方向に沿って放出されることになるだろう. このエネルギーの集中や角運動量の輸送は, ジェットの形成に関して興味深い.

ところで, 第 1 章で片側ジェットの説明としてドップラービーミングの効果を取り上げたが, この解釈で説明できない観測例も存在していることを付け加えておく. これに関しては, ジェットの輸送効率に関わっているという考え方があろう. すなわち, ジェットが中心核から目玉状の電波源へエネルギーをプラズマの運動エネルギーの形で効率よく運んだ結果と考える. 両側ジェットはエネルギーの輸送効率が悪くて, 運動エネルギーを相対論的電子の加速と電波輻射の増幅に振り向ける. 我々は銀河中心核におけるジェットの発生と加速について議論してきたが, その立場からは磁気音速点におけるプラズマ流の安定性によるプラズマ放出量あるいは加速効率の違いが関係していると考えられる. 一方で, プラズマ流は, event horizon に達する途中で, すべての磁気音速点を通過しなければならない. この磁気音速点を通過するために, 降着流に制限が課せられるが, その安定性はブラックホールのエネルギー解放率と関係しているだろう. これらの磁気音速点の解析を通じて, ブラックホールとアクリオンディスクからなる系の活動性が議論できる. 磁場のない場合の音速点の解析は, Abramowicz & Zurek (1981), Ferrari et al. (1985), Lu (1985, 1986), Fukue (1987), Abramowicz & Kato (1989) 等がある. 音速点の不安定性については Muchotrzeb-Czerny (1986), Kato et al. (1988), Matsumoto et al. (1988) がある. これに対応して MHD 流の場合には, 速い磁気音速点に対して同様な解析が期待できる. また, アルフベン点での不安定性については, Williams (1975) の研究があり, super-Alfvénic から sub-Alfvénic の遷移は不安定であることが示されている.

7 終章

活動銀河核やクエーサー等の活動性を説明するものとして、また絞られたビーム流である宇宙ジェット形成の解きあかすものとして、ブラックホール磁気圏における磁気流体流について議論してきた。これらの天体現象を探る際には、大きく分けて3つの問いに答えなければならない。すなわち、活動性のエネルギー源は何か、いかにして加速されたプラズマ流を得るか、そしていかにして絞られたビーム形状を作り出すのかである。これらをすべて矛盾なく統一的に説明できるモデルは、まだ満足のいくものが得られていない。しかしながら、本論文でみてきたように様々な興味深いモデルが多数提案されている。

本論文でブラックホール磁気圏における磁気流体流の解析は、磁気音速点を通る条件により進められた。アルフベン点の解析は、ブラックホールへ降着するプラズマ流が負のエネルギーを持込みうることを示した。このとき、アルフベン点は ergosphere の中に位置しなければならない。ブラックホールの回転エネルギーの引き抜きは、落ち込んだ負のエネルギーに相当する正のエネルギーを外向きのプラズマ流が運び去ることで行われる。この過程において磁場の存在が本質であり、original Penrose process では天体現象として実現不可能とされていたエネルギー抽出の過程を現実的な過程に導いた。

ブラックホールに負エネルギーのプラズマが降着すると、ブラックホールは質量を増やしつつ回転は次第に遅くなる。このとき放出されるブラックホールの回転エネルギーは、膨大であると考えられているが、このエネルギーによってプラズマを超相対論的速度にまで加速できる。引き抜かれたエネルギーが効率よくプラズマの運動エネルギーとして振り分けられるためには、プラズマ流は super-fast MHD wind になっていなければならない。そうでないと膨大なエネルギーはほとんど電磁気的なエネルギーとして運ばれてしまう。これらの結果は、速い磁気音速点を解析することで得られた。

ブラックホールの回転エネルギーで加速されたプラズマ流が、いかにして絞られた形状を形成するかについては、GS 方程式を矛盾なく解く必要がある。この解析は、今後の課題となっているが、多くの研究者の様々な研究により、磁力線は回転軸方向に沿うことが示されている。磁場の形状は、プラズマの加速効率とも関わってきて重要である。

本論文を通して議論してきた問題は、スケールフリーな問題であることに注意したい。序章において宇宙ジェット現象が、銀河中心核のみならず我々の銀河系中においても観測されていることを述べた。無次元化された基礎方程式におけるいくつかのパラメータが同じで、かつ諸量の相対的座標についての分布が相似的であれば、スケールの全く異なる銀河核のジェットも連星系のジェットも似た構造を取るものと考えられる。

本論文で取り上げた天体現象は、まだまだ観測的な裏付けが不十分であり、

我々の理解も曖昧なものである。しかしながら、最近の観測面での進歩はめざましく、新しい事実を我々に示してくれている。さらに分解能を上げる試みが重ねられ、新しい手段による観測も行われつつある。モデルの正当性が示されブラックホールの存在が検証されるか、または全く予想外のことをもたらすか多くの期待を集めている。

謝 辞

指導教官である富松彰教授には、この分野のテーマを紹介していただき、さらに問題点を明確にし議論を煮つめるなど、研究全般にわたって様々な御指導、御援助を承りました。ここに深く感謝致します。また、研究を進めるにあたって、共に議論し励まして頂いた新田伸也氏、立松芳典氏、廣谷幸一氏に感謝致します。さらに、論文作製等において有益な助言を頂きました榎本美久氏、吉森明氏に厚くお礼申し上げます。

参考文献

- Abramowicz, M.A., Jaroszyński, M., and Sikora, M. 1978, *Astron. Astrophys.*, **63**, 209.
- Abramowicz, M.A., and Zurek, W.H. 1981, *Astrophys. J.*, **246**, 314.
- Abramowicz, M.A., and Kato, S. 1989, *Astrophys. J.*, **336**, 304.
- Adler, R., Bazin, M., and Shiffer, M. 1975, in *Introduction to General Relativity* 2nd ed. (McGraw-Hill: Tokyo), chap. 8.
- Bardeen, J.M. 1970, *Nature*, **226**, 64.
- Bardeen, J.M., Press, W., and Teukolsky, S. 1972, *Astrophys. J.*, **178**, 347.
- Begelman, M.C., Blandford, R.D., and Rees, M. 1984, *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 269.
- Bičák, J., and Dvořák, L. 1976, *Gen. Relativ. Gravit*, **7**, 64.
- Bičák, J., and Dvořák, L. 1980, *Phys. Rev.*, **D22**, 2933.
- Blandford, R. D. 1976, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **176**, 465.
- Blandford, R.D., and Znajek, R.L. 1977, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **179**, 433
- ブランドフォード, R.D., ビーゲルマン, M.C., and リース, M.J. 1982, *サイエンス*, **7**, 32.
- Blandford, R. D., and Payne, D. G. 1982, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **199**, 883.
- Boyer, R.H., and Lindquist, R.W. 1967, *J. Math. Phys.*, **8**, 265.
- Bridle, A.H., and Perley, R.A. 1984, *Annual Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 319.
- Camenzind, M. 1986a, *Astron. Astrophys.*, **156**, 137.
- Camenzind, M. 1986b, *Astron. Astrophys.*, **162**, 32.
- Camenzind, M. 1987, *Astron. Astrophys.*, **184**, 341.

- Camenzind, M. 1989, in *Accretion Disks and Magnetic Field in Astrophysics*, ed. G. Belvedere (Dordrecht: Kluwer), p.129.
- Carter, B. 1971, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 331.
- Chakrabarti, S.K. 1985a, *Astrophys. J.*, **288**, 1.
- Chakrabarti, S.K. 1985b, *Astrophys. J.*, **288**, 7.
- Chakrabarti, S.K. 1990a, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **246**, 134.
- Chakrabarti, S. K. 1990b, in *Theory of Transonic Astrophysical Flows* (Singapore: World Scientific), Chap.8.
- Chitre, D.M., and Vishveshwara, C.V. 1975, *Phys. Rev.*, **D12**, 1538.
- Christodoulou, D. 1970, *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 1596.
- Damour, T., Hanni, R.S., Ruffini, R., and Wilson, J.R. 1978, *Phys. Rev.*, **D17**, 1518.
- Damour, T. 1978, *Phys. Rev.*, **D18**, 3598.
- Denardo, G., and Ruffini, R. 1973, *Phys.lett.*, **45B**, 259.
- Dewar, R.L. 1970, *Rhys. Fluid*, **13**, 2710.
- Ernst, F.J. 1976, *J. Math. Phys.*, **17**, 54.
- Ernst, F.J., and Wild, W.J. 1976, *J. Math. Phys.*, **17**, 182.
- Ferrari, A., Trussoni, E., Rosner, R., and Tsinganos, K. 1985, *Astrophys. J.*, **294**, 397.
- Fishbone, L.G. 1973, *Astrophys. J.*, **185**, 43.
- Fishbone, L.G., and Moncreief, V. 1976, *Astrophys. J.*, **207**, 962.
- Fishbone, L.G. 1977, *Astrophys. J.*, **215**, 323.
- Ginzburg, V.L., and Ozernoĭ, L.M. 1965, *Sov. Phys. JETP*, **20**, 689.
- Gulyaev, Yu.V., and Pustovoĭt, V.I. 1965, *Sov. Phys. JETP*, **20**, 1508.
- Gulyaev, Yu.V., and Pustovoĭt, V.I. 1969, *Sov. Phys. JETP*, **157**, 869.
- Goldreich, P., and Julian, W. H. 1970, *Astrophys. J.*, **160**, 971.

- Hanni, R.S. 1977, *Phys. Rev.*, **D16**, 933.
- Hawking, S.W., 1976, *Phys. Rev.*, **D13**, 191.
- Heyvaerts, J., and Norman, C. 1989, *Astrophys. J.*, **347**, 1055.
- Hirota, K., Takahashi, M., Nitta, S., and Tomimatsu, A. 1991, preprint
- Jacques, S.A. 1977, *Astrophys. J.*, **215**, 942.
- Jaroszyński, M., Abramowicz, M.A., and Paczyński, B. 1980, *Acta Astron.*, **30**, 1.
- Johnson, H.E., and Axford, W.I. 1971, *Astrophys. J.*, **165**, 381.
- Kafatos, M., and Leiter, D. 1979, *Astrophys. J.*, **229**, 46.
- Kato, S., Honma, F., and Matsumoto, R. 1988, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **231**, 37.
- Kennel, C.F., and Coroniti, F.V. 1984, *Astrophys. J.*, **283**, 694.
- Kennel, C.F., Fujimura, F.S., and Okamoto, I. 1983, *Geophys. Ap. Fluid. Dyn.*, **26**, 147.
- King, A.R., and Lasota, J.P., and Kundt, W. 1975, *Phys. Rev.*, **D12**, 3037.
- King, A.R., and Lasota, J.P. 1977, *Astr. Astrophys.*, **58**, 175.
- Kozłowski, M., Jaroszyński, M., and Abramowicz, M.A. 1978, *Astron. Astrophys.*, **63**, 209.
- Li, He-Sheng, and Zweibel, E.G. 1987, *Astrophys. J.*, **322**, 248.
- Lichnerowicz, A. 1967, *Relativistic Hydrodynamics and Magnetohydrodynamics*, (W.A. Benjamin, New York).
- Lightman, A.P., Press, W.H., Price, R.H., and Teukolsky, S.A. 1975, *problem book in relativity and gravitation*, (princeton, New Jersey), chap.17.
- Lovelace, R.V.E., Wang, J.C.L., and Sulkanen, M.E. 1987, *Astrophys. J.*, **315**, 504.
- Lu, J.F. 1985, *Astr. Astrophys.*, **148**, 176.

- Lu, J.F. 1986, *Gen. Relat. Grav.*, **18**, 45.
- Lynden-Bell, D. 1969, *Nature*, **223**, 690.
- Macdonald, D., and Thorne, K.S. 1982, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **198**, 345.
- Marsch, M. 1986, *Astr. Astrophys.*, **164**, 77.
- Mashoon, B. 1973, *Astrophys J. Lett.*, **181**, L65.
- Matsumoto, R., Kato, S., and Honma, F. 1988, preprint
- Mestel, L. 1973, *Astrophys. Space Science*, **24**, 289.
- Michel, F.C. 1969, *Astrophys. J.*, **157**, 1183.
- Michel, F.C. 1973, *Astrophys. J. Lett.*, **180**, 133.
- Misner, C.W. 1972, *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 994.
- Misner, C.W., Thorne, K.S., and Wheeler, J.H. 1973 *Gravitation* (W.H. Freeman, San Francisco).
- Mobarry, C.M., and Lovelace, R.V.E. 1986, *Astrophys. J.*, **309**, 455.
- Moncreief, V., 1980, *Astrophys. J.*, **235**, 1038.
- Muchotrzeb-Czerny, B. 1986, *Acta Astr.*, **31**, 1.
- Nitta, S., Takahashi, M., and Tomimatsu, A. 1991, preprint
- Newman, E., and Penrose, R. 1962, *J. Math. Phys.*, **3**, 566.
- Novikov, I.D., and Thorne, K.S. 1973, in *Black Holes*, ed. C. DeWitt and B. S. DeWitt (Gordon & Breach, New York).
- Okamoto, I. 1974, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **167**, 457.
- Okamoto, I. 1978, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **185**, 69.
- Okamoto, I. 1989, preprint
- Opher, R., and Pereira, V.J.S. 1986, *Astrophys. Lett.*, **25**, 107.
- Orr, M.J.L., and Browne, I.W.A. 1982, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **200**, 1067.

- Ostrovskii, L.A. 1972, *Sov. Phys. JETP*, **34**, 293.
- Papaloizou, J.C.B, and Pringle, J.E. 1984, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **208**, 721.
- Park, S.J., and Vishniac, E.T. 1988, *Astrophys. J.*, **332**, 135.
- Park, S.J., and Vishniac, E.T. 1989a, *Astrophys. J.*, **337**, 78.
- Park, S.J., and Vishniac, E.T. 1989b, *Astrophys. J.*, **347**, 684.
- Park, S.J., and Vishniac, E.T. 1990, *Astrophys. J.*, **353**, 103.
- Parker, E.N. 1958, *Astrophys. J.*, **128**, 664.
- Penrose, R. 1969, *Rev. Nuovo. Cimento.*, **1**, 252.
- Petterson, J.A. 1974, *Phys. Rev.*, **D10**, 3166.
- Petterson, J.A. 1975, *Phys. Rev.*, **D12**, 2218.
- Phinney, E.S. 1983a, *Astrophysical Jets*, eds. A.Ferrari and A.G. Pacholczyk (Dordrecht: Reidel), p.201.
- Phinney, E.S. 1983b, Ph.D thesis, University of Cambridge.
- Piran, T., and Shaham, J. 1977, *Phys. Rev.*, **D16**, 1615.
- Pollock, M.D., and Brinkmann, W.P. 1977. *Proc. R. Soc. London A*, **356**, 351.
- Press, W.H., and Teukolsky, S.A. 1972, *Nature*, **238**, 211.
- ブライス, R.H. and ソーン, K.S. 1988, サイエンス, **6**, 46.
- Punsly, B., and Coroniti, F.V. 1990, *Astrophys. J.*, **350**, 518.
- Ruderman, M.A., and Sutherland, P.G. 1975, *Astrophys. J.*, **196**, 51.
- Sakurai, T. 1985, *Astron. Astrophysics.*, **152**, 121.
- Sakurai, T. 1987, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **39**, 821.
- Shapiro, S.L., Lightman, A.P., and Eardley, D.M. 1976, *Astrophys. J.*, **204**, 187.
- Sofue, Y. 1980, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **32**, 79.

- Starobinskiĭ, A.A., and Churilov, S.M. 1974, *Sov. Phys. JETP*, **38**, 1.
- 高原文朗 1989, バリテイ, **4**, 30.
- Takahashi, M., Ishizuka, T., and Yokosawa, M. 1990, *Prog. Theor. Phys.*, **84**, 875.
- Thorne, K.S. 1974, *Astrophys. J.*, **191**, 507.
- Thorne, K.S., Price, R.H., and Macdonald, D.A. (eds) 1986, *Black Holes: The Membrane Paradigm*, (New Haven: Yale University Press)
- Uchida, Y., and Shibata, K. 1985, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **37**, 515.
- 内田 豊, 柴田一成 1985, 天文月報, **9**, 240.
- Wagh, S.M., Dhurandhar, S.V., and Dadhich, N. 1985, *Astrophys. J.*, **290**, 12.
- Wagh, S.M., and Dadhich, S.V. 1989, *Phys. Report*, **183**, 137.
- Wald, R.M. 1974a, *Astrophys. J.*, **191**, 231.
- Wald, R.M. 1974b, *Phys. Rev.*, **D10**, 1680.
- Weber, E.J., and Davis, L., Jr. 1967, *Astrophys. J.*, **148**, 217.
- Wheeler, J.A. 1971, *Study Week on Nuclei of Galaxies*, ed. D.J.K. Connell (Amsterdam: North-Holl and New York: Elsevier)
- Williams, D.F. 1975, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **171**, 537.
- Wilson, D.B., and Rees, M.J. 1978, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **185**, 297.
- Yokosawa, M. 1982, *Astrophys. Space Science*, **84**, 225.
- Zel'dovich, Ya.B. 1972, *Sov. Phys. JETP*, **35**, 1085.
- Znajek, R.L. 1977. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **179**, 457.
- Znajek, R.L. 1978. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **185**, 833.