セッション４：磁気流体力学（MHD)
ー天体 MHD シミュレーションの現状と今後ー

柴田一成
京大理花山天文台

１．はじめに

天体 MHD シミュレーションは、この２０数年間に著しい発展を遂げた。私が大学院に入った頃（1977 年）は、太陽関係でいくつか論文が出ているくらいで、太陽以外の天体 MHD シミュレーションはほとんどなかった。ApJ に出版された論文のうちで MHD simulation という言葉を Abstract/Keywords に含む論文の数は、1982－86 年の 5 年間は 23 編しかなかったのに、1987－91 年では 57 編、1992－1996 年では 127 編、1997－2001 年では 232 編まで増えている（ADS 調べ)。約１０倍の成長である。simulation という言葉を含む論文も急成長しているが、同じ期間では約６倍の成長率、さらに ApJ 全論文数では約２倍の成長率にすぎない。これからも、いかに MHD simulation がさかんになったかよくわかる。ちなみに、1982－2001 年における、私の MHD simulation 関係の ApJ 全論文数は 39 編(他ジャーナルを含むと 71 編)なので、世界の天体 MHD simulation 論文の１割くらいを私の周辺で生産していると言える。

余談だが、M2 のとき指導教官の川口先生から、MHD シミュレーションの重要性、将来性を聞かされたのち、「院生に MHD シミュレーションをやれと言っても嫌がってやろうとしない。君だったらやれるんじゃないか。」と、挑発されたのが、私が MHD シミュレーションをやりだすきっかけだった。それを思うと、隔世の感がある。（そのとき、「では、やります」と答えると、すかさず「でも僕は指導できないよ」と、言われたことを覚えている。もちろん、ますますファイトが湧いたのは言うまでもない。）

ただし、最近（1997－2001）においても、全体における比率では、MHD simulation 関係の論文は ApJ の場合、全論文数の２％程度、全 simulation 論文のうちでも１割強にすぎないので、依然としてマイナーな分野である。見方を変えると、今後ますます発展する余地が残されていると言えよう。

さて現代における天体ＭＨＤシミュレーションの研究対象は、身近な惑星磁気圏現象（サブストームなど）に始まって、太陽活動現象（フレア、コロナ、太陽風、コロナ質量放出など)、恒星活動現象（フレア、コロナ、恒星風)、降着円盤、宇宙ジェット（ＡＧN、連星系、原始星)、星形成、星間物質、さらには、銀河団プラズマにまで広がっている。ここで、惑星磁気圏現象や太陽活動現象は、今では、いわゆる「天体」とは見なされないかもしれないが、天体 MHD 現象のひな形として歴史的に重要な役割を果たした。おそらく、

今後もそうであろう。天体観測が発展するにつれ、宇宙には惑星磁気圏や太陽コロナで観測されているのと良く似た爆発現象やジェット、非熱的粒子加速現象に、満ち満ちていることが、次第に判明してきたからである。空間分解能や時間分解能、あるいはエネルギー分解能が良くなるにつれ、予想外の激しい現象が見つかる、という現代天文学の発展の傾向は今後も続くであろう。

天体 MHD 現象共通の問題をここでまとめておこう（図１参照)。まず、天体のひな形としての太陽（星）を考える。内部対流層における差動自転と対流のカップリングで、ダイナモ機構が働いて、磁場が生成される。磁気レイノルズ数が大きいので、対流層は MHD 乱流となっているであろう。ダイナモとは平たく言うと、MHD 乱流の一つの側面と言えるかもしれない。ダイナモは未解決の難問で解明したらノーベル賞と言われる。生成された磁場は磁束管となって磁気浮力により表面に浮上し、磁気ループを作る。ループ中には磁気エネルギーが蓄えられ、定常的に解放するとコロナとなり、爆発的に解放するとフレアになる。フレアの発生機構は、磁気リコネクションによることがほぼ確立された。プラズマは超高温に加熱され、大量の非熱的粒子が加速される。ただし、磁気リコネクションの物理はまだ確立されていないし、粒子加速機構は全くの謎である。いずれの場合も、ＭＨＤ乱流、shock、非 MHD 効果を考えないといけない。一方、コロナ加熱もまだ解明されていない。アルフベン波説 vs ナノフレア（リコネクション）説が拮抗している。コロナからは、太陽風（定常)、コロナ質量放出・ジェット（非定常）などのプラズマ bulk outflow が流れだしている。最もわかっているはずの太陽風加速ですらまだ未解決であることに注意されたい。以上の MHD 現象のほとんどは降着円盤や銀河円盤に適用できる。

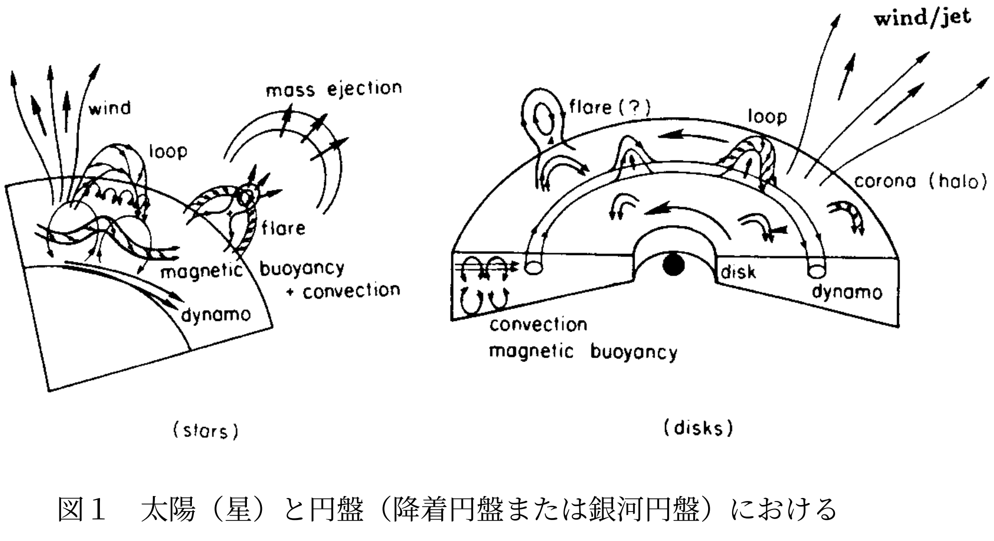

図１　太陽（星）と円盤（降着円盤または銀河円盤）における
MHD 過程(Tajima and Shibata 1997)

さて天体 MHD 現象の共通点は、磁場を散逸させるのがきわめて困難、ということである。例として太陽コロナを考える。温度は 100 万度、典型的なサイズは１万 km なので、磁場（電流）散逸時間は $t_D = L^2/\eta \approx 10^{14} L_9{}^2 T_6{}^{3/2}\ s$ ＝約 300 万年。ただし、電気抵抗は Spitzer 抵抗 $\eta = \eta_{Spitzer} \approx 10^4 T_6{}^{-3/2}\ cm^2/s,\ \ L_9 = L/10^9\ cm,\ T_6 = T/10^6 K$
である。コロナの現象、例えば、フレアの起こる時間スケールは、数分〜数時間なので、磁場散逸時間は圧倒的に長い。ちなみに MHD 時間スケールは、アルフベン波が現象のサイズを横切る時間で与えられるから、 $t_A = L/V_A = 10 \sec$ となる。磁場散逸時間 t_D と動的時間（今の場合はアルフベン時間） t_A の比を磁気レイノルズ数といい、コロナでは次のような値になる。

$$R_m = t_D / t_A = LV_A / \eta \approx 10^{13}$$

一般に天体はサイズが大きいので、磁気レイノルズ数は１よりずっと大きい。従って一度流れ出した電流はなかなか散逸せず、磁場はプラズマに「凍結する」。星や降着円盤は差動回転をしているので、磁力線があるとプラズマに引きずられて何重にもぎりぎり巻きになる。これがダイナモ機構が働く第１の理由（ω効果）である。乱流が発生して磁力線をねじるような運動が起これば（α効果)、ダイナモサイクルは閉じて、指数関数的に磁場が増幅する。初期にどんなに磁場が弱くても、回転天体中では磁場は急速に成長してプラズマの熱エネルギーの１割程度にはすぐになるので、磁場は色々な重要な役割を果たす。例えば、角運動量輸送、コロナ、フレア活動、さらには、天体風やジェットの加速など。

しかし逆に、フレアやコロナにおいて磁気エネルギー散逸を短時間のうちに実現するのは容易ではない。これは天体に限らず、実験室でも共通の問題点である。これを実現する最も有望なメカニズムが、磁気リコネクションである。しかし、磁気リコネクションの物理（とくに、何がリコネクションの速さを決めているか？　という問題）はまだ解明されていない（小野ら 2001)。かつて、リコネクションの進行速度は、境界条件だけで決まっている（駆動型 = driven reconnection; Sato and Hayashi 1979）と信じられていたことがあった。しかし、数値シミュレーション（Ugai 1982, Yokoyama and Shibata 1994)や実際の観測で反例がいくつも見つかっており、問題は振り出しに戻っている。天体 MHD シミュレーションを実際に実行すると、たいがいの問題では、磁気リコネクションが結果として出現するが、その物理は未解決なのである。これまでの数値シミュレーション(Ugai and Tsuda 1977, Ugai 1982, Yokoyama and Shibata 1994)から

１）一様抵抗のときは Petschek 型にならず、Sweet-Parker 型になる。つまり、リコネクションレイトは遅い。(ただし、現在の計算上の磁気レイノルズ数＜10^4 の場合)

２）抵抗が非一様のとき、Petschek 型になる。いわゆる異常抵抗モデル（抵抗が、電流の関数で、閾値を超えると電流とともに抵抗が増大する、というモデル）のときは、抵抗が局在化するので Petschek-like （速いリコネクション）になる。

以上の結果は抵抗の大小や係数、閾値などにはあまりよらない。MHD シミュレーション屋はこれらのことを良く理解しておかなければならない。

２．基礎方程式

２．１　MHD 近似

まず、よくある質問「これこれには MHD を使って良いのですか？」に答えるために、MHD 近似の適用条件を考えてみよう。まず適用条件は、

（１）流体近似（平均自由行程＜＜現象のサイズ、衝突時間＜＜現象の時間)、

（２）ゆっくりした現象（非相対論;

現象の時間＞＞電磁波の振動周期～ラーモア周期,プラズマ振動周期)、

（３）準中性（粒子数密度＞＞Goldreich-Julian density)。

太陽コロナの場合、平均自由行程は

$$l_{mfp} = \frac{1}{n}\left(\frac{kT}{e^2}\right)^2 \approx 10^8 cm \left(\frac{T}{10^6 K}\right)^2 \left(\frac{n}{10^9 cm^{-3}}\right)^{-1}$$

となるので、フレアのサイズ（１万㎞）は平均自由行程よりわずかに大きい。ただし、フレアが発生して温度が１千万度を超えると、平均自由行程は 10 万㎞以上となり、流体近似が破れる。ただしその場合でも、磁力線に垂直方向には、実効的な平均自由行程はイオンのラーモア半径程度

$$r_{Li} = \frac{m_i vc}{eB} \approx 10cm \left(\frac{B}{100G}\right)^{-1} \left(\frac{T}{10^6 K}\right)^{1/2}$$

になるので、流体近似が使える。天体プラズマでは、この磁場による実効的な平均自由行程の短縮化のおかげで流体近似が使える場合が多い（太陽風、銀河ハロー、銀河団プラズマなど)。さて時間スケールは、太陽コロナの現象の時間が数分一数時間なのに対し、衝突時間～10 秒、ラーモア周期～プラズマ振動数～10^{-9}秒、なので、上の条件を満たす。(3)は

$$n_{GJ} = \frac{divE}{4\pi e} = \frac{div(VxB/c)}{4\pi e} \approx 10^{-2} cm^{-3} \left(\frac{B}{100G}\right)\left(\frac{V}{10^7 cm/s}\right)\left(\frac{L}{10^9 cm}\right)^{-1} << n_{corona} \approx 10^9 cm^{-3}$$

と満たされている。ただし、（３）は中性子星などコンパクト天体の周辺（超強磁場～10^{12}G、光速、小サイズ～10^5cm）で降着プラズマがない場合、満たされなくなることがある。

２．２　MHD 方程式

天体 MHD シミュレーションの基礎方程式は、MHD 方程式である。陽に書くと

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) &= 0, \\
\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho (v \cdot \nabla) v + \nabla p &= \frac{1}{c} J \times B + \rho g, \\
\frac{\partial B}{\partial t} - \nabla \times (v \times B) &= -c \nabla \times (\eta J), \\
\rho \frac{De}{Dt} + p \nabla \cdot v &= \eta |J|^2
\end{aligned}
$$

where

$$
J = c \nabla \times B / 4\pi, \qquad e = p / [\rho(\gamma - 1)],
$$

$$
D/Dt = \partial/\partial t + (v \cdot \nabla) v
$$

となる。未知数は８個（密度、速度３、磁場３、圧力)、方程式も８個なので閉じている。ただの流体力学の基礎方程式の未知数が５個（密度、速度３、圧力）であるのに比べると、難しさは倍くらいしかないように見えるが、実際は 10 倍くらい難しい。その理由は波動にある。流体力学の特性波動は音波ただ１つであるが、MHD では、Alfven mode, slow mode, fast mode の３つもあるからだ。しかも、音波が等方的であるのに対し、MHD 波はきわめて非等方である。これらの理由で、流体力学で標準的に使われる近似的リーマン解法を同じように MHD に適用するのは容易ではない。それにもかかわらず、近年は近似的リーマン解法を用いた MHD コードの開発に成功した例が続々と現れており、発展は著しい。本稿では、それらの方法については述べないので、詳しくは参考文献（Balsara 1998, Ryu and Jones 1995, Nakajima and Hanawa 1996, Sano 2000）を見られたい。

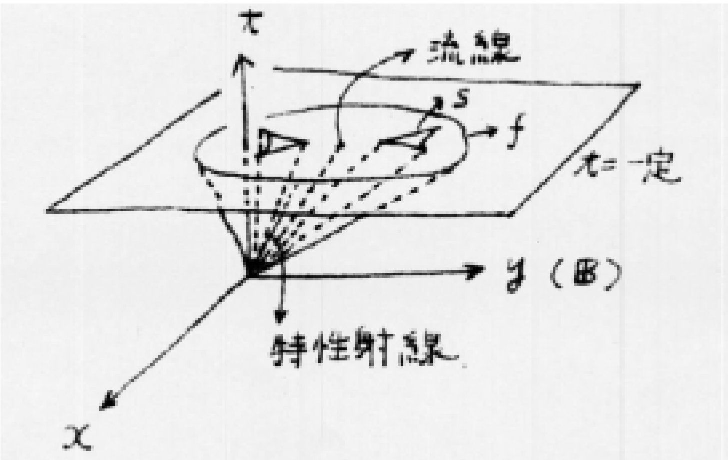

図２　MHD 波の特性曲面と特性斜線。ｆは fast mode、s は slow mode。空間 2 次元 MHD（未知数６個）の場合は、Alfven mode は現れない。磁場はｙ方向。

２．３　天体 MHD シミュレーションの困難

天体 MHD 現象を数値シミュレーションするときの特有の問題点をここでまとめておこう。天体では重力（自己場、外場によらず）があるために、以下の特徴がある。

（１）密度、圧力、アルフベン速度が激しく変化する。その変化幅がきわめて大きい。
（２）高密な天体内部から低密な天体外層に伝播する波の振幅は急速に増大する。
（３）重力エネルギーを自由エネルギーとする様々な不安定性が起こる。

これらのために、天体の内部から外層をすべて含む MHD シミュレーションは至難の業である。しかし、太陽（恒星）MHD 問題というのは、まさにそういう問題なのだ。内部（計算領域下部）における境界条件の取り扱いに失敗すると、たちまち全体の計算が破綻する。天体内部の境界で発生したわずかの数値誤差が、波として伝播して外層で衝撃波になることさえある。一方、重力エネルギーは豊富にあるので、対流不安定、磁気浮力不安定、パーカー不安定が頻繁に起こる。その結果、MHD 波や電流が希薄な外層に伝わって、外層部で激しいエネルギー解放が起こる。それがコロナやフレアである。そのとき大振幅 MHD 波あるいは衝撃波が発生するので、今度は上部での境界条件が難しくなる。一般に境界条件は難しいが、特に MHD シミュレーションにおける自由境界は至難のワザである。私が推奨するのは、「数値計算上の境界は、非一様メッシュを用いて、できるだけ遠方に置くこと」というものである。こうすれば、境界での波の反射による数値的な現象を最小限に減らすことができる。

一方、密度のダイナミックレンジの大きさを克服するのは、並大抵のことではない。ところが、それを精度良くとらえる計算法が出現した。それが次の節で述べる CIP 法である。

３． CIP-MOCCT 法

３．１ CIP 法

CIP 法はわが国の矢部博士（現東工大教授）によって開発された純国産の流体数値計算法である(Yabe and Aoki 1991, 矢部ら 1992、矢部 1999)。CIP とは Cubic Interpolated Pseudoparticle/Propagation を意味する。（ただし、最近出たレビュー(Yabe et al. 2001)では、Constrained Interpolation Profile と書かれている。）接触不連続面を精度良く解くのが得意で、密度のダイナミックレンジが大きい天体ＭＨＤ現象には打ってつけの方法である。あらゆる状態の物質を解くのに使え、気体、液体、固体が共存する問題を、固体の中までちゃんと解いてくれるというのは驚きである。

さて CIP 法の基本的なコンセプトを述べよう。解きたい方程式はおなじみの移流方程式である。これが流体力学方程式の数値計算で最も難しい。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u\frac{\partial f}{\partial x} = 0$$

⊿ｔの短い時間では u=一定と仮定してよいであろう。すると、f(x,t)=f(ｘ－u⊿t,ｔ－⊿t)が厳密解となり、解の様子は図３のようになる。ここで格子点は有限しかないので、図３a から⊿ｔ進んだ後の解のプロファイルは、図３ｃのように予想してしまうことになる。

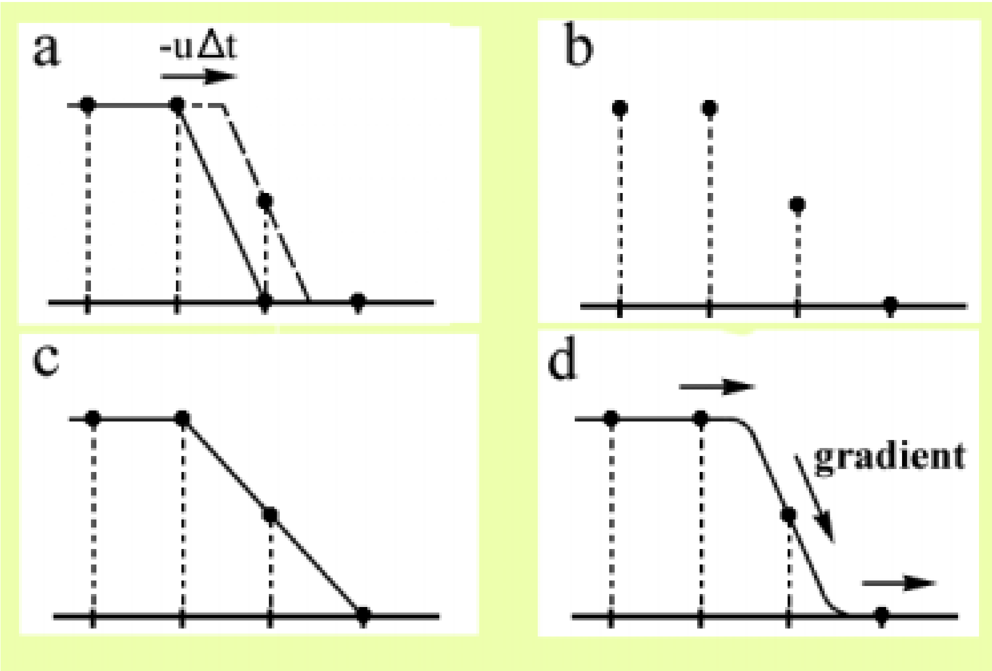

図３　CIP の原理図．(a)実線は初期値で波線は移流後の厳密解．(b)厳密解の離散点での値．(c)もし(b)が線形に補間されると数値拡散が現れる．(d)CIP 法では，プロファイルの勾配も移流させるので，格子点間のプロファイルが忠実に再現できる．（矢部 1999 より）

しかし、もし解の勾配が既知であれば、図３ｄのように厳密解の形が再現できる。CIP 法はここに目をつけた。解の勾配を常に解けば良いのである。これを実現するために、CIP 法では元々の方程式には含まれていなかった、変数ｆの勾配の移流方程式を新たに付け加える。上の方程式をｘで微分し、⊿ｔの時間では u=一定とすると

$$\frac{\partial f'}{\partial t}+u\frac{\partial f'}{\partial x}=0$$

が得られる。これは元の方程式と形が全く同じなので都合が良い。具体的には、図３の格子点上のデータを使って３次補間（スプライン補間）することにより解を再現する。そのとき、通常のスプライン補間では、解ｆ、その１次微分、２次微分が連続であるという条件を課して、3 次曲線の係数を決めるのに対し、CIP 法では 2 次微分が連続であるという条件の替わりに、上記の勾配の移流方程式を使うのである。

なお、実際に流体力学（や MHD）方程式に応用するときは、u=一定と仮定せずに基礎方程式を空間微分し、方程式を移流部分と非移流部分に分けて解く。移流部分に上の CIP 法を用い、非移流項は中心差分で解く。また、保存形ではないので、人工粘性が必要である。

概念が単純なので、どんな複雑な流体現象にも適用できるのが特色である。例えば、固体・液体・気体が同時に存在する問題、化学反応気体、MHD などである。また、流体方程式だけでなく、Vlasov 方程式にも応用可能である。計算量も多くない。（例えば、

Lax-Wendroff 法の１．５倍くらいの計算量。）弱点もある。強い衝撃波を精度良くのは得意ではない。保存形でないので、保存性に注意が必要。ただし、近年、保存 CIP 法（Nakamura et al.　2001）が開発されており、質量保存は厳密に満たされるようになった。（それにともなって、衝撃波の精度も良くなることがわかっている。）

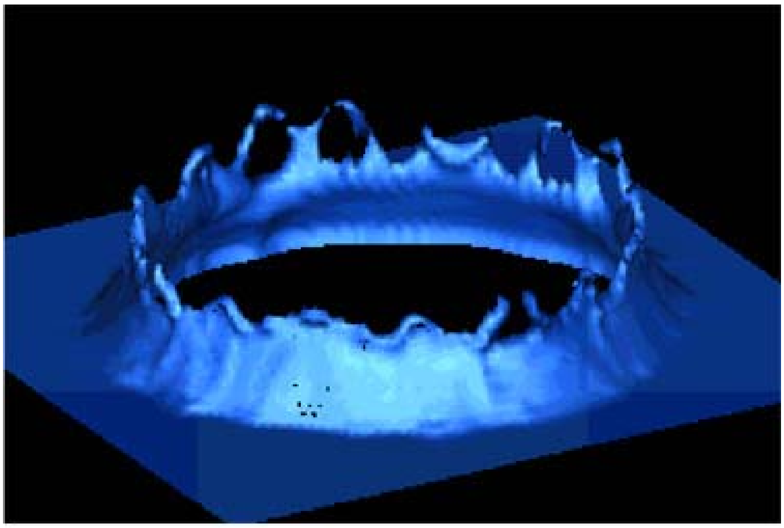

図４　ミルククラウン（ミルク１滴の落下によって形成される王冠構造）のシミュレーション。(矢部 1999 より)

３．２　MHD への拡張：MOCCT 法

天体 MHD の問題に CIP 法を適用して初めて成功したのは、わが国の工藤哲洋らである。CIP 法だけでも原理的には MHD 方程式を解くことができる。しかし、工藤は米国の天体物理学者らによって開発された MOCCT 法をと CIP 法を組み合わせることによって、CIP 法単体で解くより安定な CIP-MOCCT 法 MHD コードを開発するのに成功した。それによって従来計算できなかった、宇宙ジェットの広い範囲のパラメータ・サーベイや長時間計算が可能になった。

MOCCT 法は MOC（Method-Of-Characteristics）法（Stone and Norman 1992）と CT（Constrained Transport)法（Evans and Hawley 1988）を組み合わせた方法で、磁場の誘導方程式を解くところに使われる。CT 法は,div B = 0 を厳密に満たすのが特色であるが、実際に数値シミュレーションしてみると数値的に大変不安定であった。調べてみると Alfven 波が安定に解けていない。そこで Alfven wave を特性曲線法（Method－Of－Characteristics=MOC 法）によって安定に解く方法が Stone and Norman (1992) によって開発された。考え方は、近似的リーマン解法と同じだが、アルフベン波だけを解くので、計算はフル MHD よりはるかに簡単である。興味深いことに、MOCCT 法を開発した Stone-Norman らの汎用 MHD コード（ZEUS）も流体のエンジン部分はリーマン解法ではない。M. Norman によれば、まさに複雑な天体流体をシミュレーションしたいがために、

非近似的リーマン解法（非保存形）を用いた流体コードを開発し、そのコードを MHD に拡張するために MOCCT 法を開発したのだという。我々の戦略と全く同じで、意気投合したのを覚えている。なお、CIP－MOCCT 法の具体的なアルゴリズムや式については、Kudoh et al. (1999)を参照されたい。

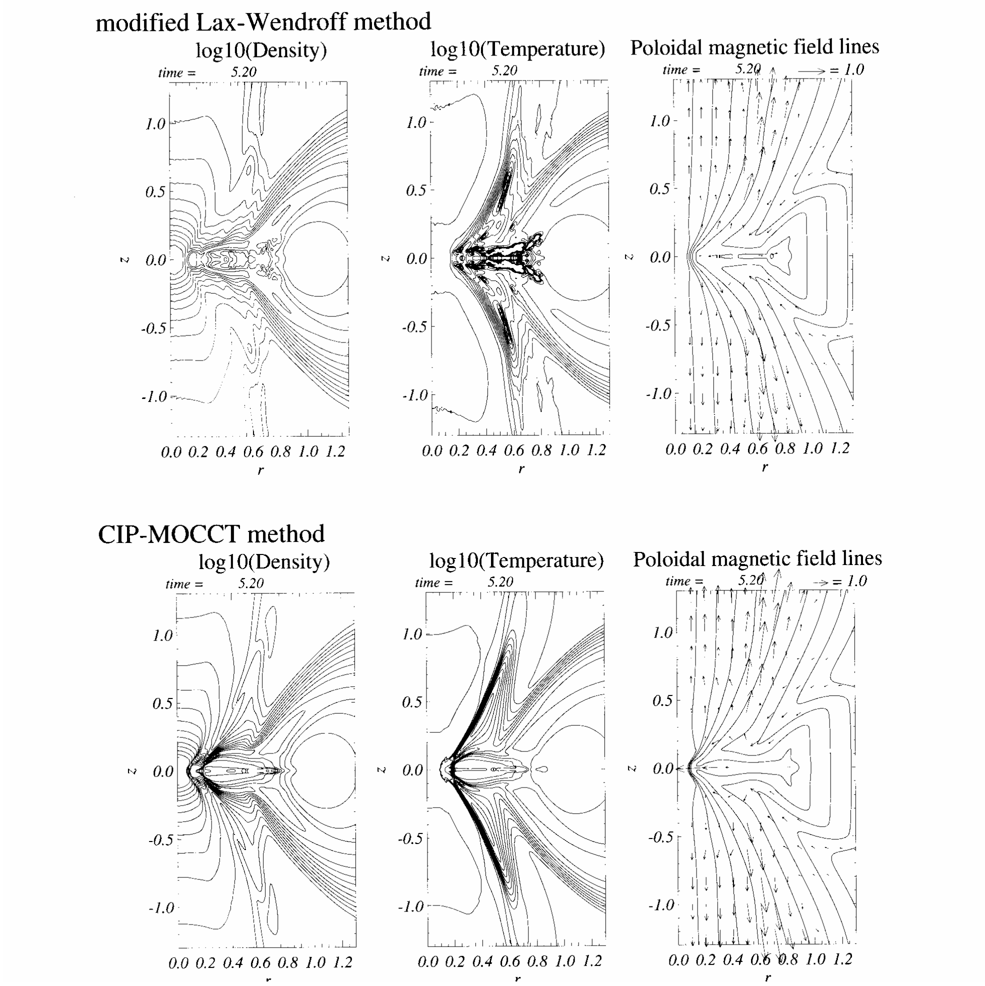

図５　宇宙ジェットの 2.5 次元 MHD 数値シミュレーション（Kudoh et al. 1998）。（上図）modified Lax-Wendroff scheme による結果、（下図）CIP-MOCCT scheme による結果。CIP-MOCCT scheme の方が接触不連続面をシャープにとらえていることに注意。

なお、CIP 法の長所、短所はすでに上で述べた通りだが、CIP－MOCCT 法としての長所、短所も述べておこう。まず長所としては、非保存形なので、プラズマ内部エネルギーが直接計算できる。保存形だと、全エネルギー（＝磁気＋内部＋運動）を計算してから、内部エネルギー＝全エネルギー－磁気－運動、として内部エネルギーを求めるので、磁場のわずかの誤差が内部エネルギー、つまり、ガス圧に大きな影響を及ぼす。そのため、保存形 MHD で実質的に扱えるプラズマベータ（＝ガス圧／磁気圧）はミニマ

ムで 0.01 以上、普通は 0.1 以上、というように限界があった。CIP－MOCCT 法は保存形を使っていないので、このミニマムよりも小さなプラズマベータを含む問題が扱える可能性がある。まだ、あまり試みられていないが、原始星磁気圏やコンパクト星磁気圏の問題を扱うときには、この長所は威力を発揮するのではないか。一方、短所もある。それは MOCCT 法に由来するもので、理想 MHD 問題で電流シートがしばしば数値不安定になる、というものである（Hawley and Stone 1995）。この数値不安定を回避するアルゴリズムも提案されており(Clarke 1996)、Clarke's MOCCT 法の略称で CMOCCT 法と呼ばれる。しかし、この数値不安定性は陽な電気抵抗を入れることによっても、多少安定化される。数値計算だから必ず数値誤差、数値粘性があるわけで、純粋に理想 MHD が解けるわけではない。また、磁気リコネクションは避けて通れない重要物理過程である。その意味で、私は、MHD 数値シミュレーションを行っている研究者のすべての人に、陽な（数値抵抗より大きな一様または異常）電気抵抗を入れて磁気リコネクションを積極的に計算することを推めたい。

４．最前線の天体シミュレーション

紙数に余裕もないので、ここは簡単に最近 5 年間に数値天体 MHD の分野でなされた興味深い仕事や大きな進展など、私の気づいた範囲で述べることにする。（総合レビューではないことに注意。）

４．１　磁気リコネクション

上で述べたように、リコネクション問題は未解決の難問である。磁気圏や実験室プラズマ物理学者たちは、ミクロな物理に答えを見つけようとしているが、果たしてそれで答えが見つかるだろうか？　というのは、天体では、マクロな空間スケールとミクロのスケール（例えば、イオンのラーモア半径）の間に６桁以上のギャップがあるからである。ミクロだけでは答えは見つからないのではないか。ミクロとマクロのカップリングが大事である。さらに、天体では MHD が適用できる範囲で乱流が起きている可能性がある。Tanuma et al. (2001) は、2 次元の範囲でこれまでになく広いダイナミックレンジ（空間長／メッシュ長）の大きなリコネクションのシミュレーションを行い、多段階のテアリング不安定性を見つけた。これが速いリコネクションに至る一つのルートかもしれない.。Shibata and Tanuma (2001）はこの計算結果をヒントにして、フラクタル・リコネクション・モデルを提唱した。

４．２　太陽フレア

Yokoyama and Shibata (1998, 2001) は、フレアのモデルとして熱伝導の入った磁気リコネクションを、世界で初めて行うことに成功した。ここで注意すべきことは、フ

レアにふさわしい状況だと、熱伝導時間が Alfven time より、短くなることである。このようなレジームでは陰的解法が必要になり、問題が格段に難しくなる。彼らの計算によると、フレアの温度は、熱伝導冷却とリコネクション加熱のバランスで決まり、次のような磁場強度（B）、ループ長（L）依存性をもつ：$T \propto B^{6/7} T^{2/7}$。
この式は、原始星フレアや恒星フレアのエミッションメジャーー温度関係を見事に説明した（Shibata and Yokoyama 1999）。

４．３　宇宙ジェット

近年、わが国の研究者の活躍が著しい(Kato et al. 2002, Kudoh et al. 2002, Tomisaka 2002 など。)　工藤らによってジェットの scaling 則が発見されたのは大きな成果であろう（Kudoh et al. 1998,　Shibata and Kudoh 1999　for a review)。Koide et al. (2002) により、一般相対論への拡張も見事になされた。Tomisaka(2002)は、星間雲の重力収縮からジェット発生まで、一つのシミュレーションで追いかけることに成功した。また、降着円盤から噴出する宇宙ジェットの長時間の計算ができるようになり、その結果、ジェットの発生やそれにともなって起こる降着はきわめて非定常で間欠的であることが判明した(Sato et al., 2003, in preparation)。

４．４　降着円盤

この分野のこの 10 年の最大の成果は、降着円盤のいわゆるα粘性の起源を解明したことであろう。セルフコンシステントな３次元 MHD 数値シミュレーションによって、いわゆるα粘性は磁気回転不安定性の非線形発展の帰結として 0.1 程度になりうることが判明した(Hawley et al. 1995, Brandenburg et al. 1995, Matsumoto and Tajima 1995)。また、Machida ら（2000）は、3 次元 MHD シミュレーションによって、降着円盤中においても太陽と同様な MHD 過程（パーカー不安定性や磁気リコネクション）が起こることを見出し、Sano and Inutsuka (2001) は磁気回転不安定性の非線形飽和で磁気リコネクションが重要な役割を果たしていることを示した。

５．今後の課題

最後に今後に残された重要課題をまとめておこう。物理・天体物理の問題としては以下のものがあげられる。
（１）磁気リコネクションの基本問題
3D tearing instability の非線形発展＝＞フラクタル？　乱流？
（２）MHD＋additional physics　(e.g., heat conduction, cosmic ray,,,)
（３）ねじれた磁束管の浮上にともなう３次元リコネクション(太陽フレアのモデル）
（４）３次元 MHD ジェット（安定性、コリメーション、リコネクション）

（５）降着円盤（MRI saturation mechanism、ダイナモ）

また、数値 MHD の分野にかかわる重要課題としては、次のものがある。

（６） CIP-MOCCT code をあらゆる MHD 問題に適用してみる
（e.g., 一般相対論的 MHD コード）

（７） 多階層統合コードーAdaptive mesh refinement

（８） MHD＋プラズマ粒子／Vlasov 統合コード

参考文献（紙数の関係で一部省略したが ADS でたどれるはずである。）

Balsara, D. (1998) ApJS, 115, 119

Clarke, D. A. (1996) ApJ 457, 291

Evans, C. R. and Hawley , J. F. (1988) ApJ 332, 659

Hawley, J. F. and Stone, J. M. (1995) Comp. Phys, Comm. 89, 127

Koide, S. et al. (2002) Science 295, 1688

Kudoh, T., Matsumoto, R., Shibata, K. (1998) ApJ 508, 186

Kudoh, T., Matsumoto, R., Shibata, K. (1999) Comp. Fluid Dyn. J.,　8, 56

Machida, M., Hayashi, M. R. and Matsumoto, R. (2000) ApJ 532, L67

Nakajima, Y. and Hanawa, T. (1996) ApJ 467, 321.

Nakamura,　T. et al. (2001) J. Comp. Phys.　174, 171

小野靖ほか(2001) プラズマ核融合学会誌、77, 948

Ryu, D. and Jones, T. W. (1995) ApJ 442, 228

Sano, T. (2000) Ph. D. Thesis, Univ. of Tokyo

Sano, T. and Inutsuka, S. (2001) ApJ 566, 148

Sato, T. and Hayashi, T. (1979) Phys. Fluids, 22, 1189

Shibata, K. and Kudoh, T. (1999) in Proc. Star Formation 1999, p. 263

Shibata, K. and Tanuma, S. (2001) Earth, Planets, and Space 53, 473

Stone, J. M. and Norman, M. L. (1992) ApJS, 80, 791

Tajima, T. and Shibata, K. (1997) Plasma Astrophysics, Addison Wesley

Tanuma, S. et al. (2001) ApJ 551, 312

Tomisaka, K. (2002) ApJ 575, 306

Ugai, M. (1982) Phys. Fluids 25, 1027

Ugai, M. and Tsuda, T. (1977) J. Plasma Phys. 17, 337

矢部孝（1999）プラズマ核融合学会誌、75、503

Yabe, T. and Aoki (1991) Computer Physics Communications, 66, 219-232

Yabe, T., Xiao, F., and Utsumi, T. (2001) J. Comp. Phys. 169, 556

Yokoyama, T. and Shibata, K. (1994) ApJ 436、197

Yokoyama, T. and Shbata, K. (2001) ApJ 549、1160