

球状ジェットと流れの相互作用

松田 卓也* 藤本 裕三*
 嶋 英志** 沢田 恵介**

Interaction between a Spherical Jet and a Flow

by

Takuya MATSUDA and Yuzo FUJIMOTO
Department of Aeronautical Engineering, Kyoto University
 Eiji SHIMA and Keisuke SAWADA
Kawasaki Heavy Industries Ltd.

ABSTRACT

Numerical simulations of hydrodynamic interaction between a uniform incident flow and a spherical supersonic wind from an astronomical object are performed. The flow is assumed to be axi-symmetric, adiabatic and inviscid. A bow shock, a contact surface, an inner shock with a Mach disc and a slip surface are observed. It is found that the contact surface and the slip surface are Kelvin-Helmholtz unstable.

1. はじめに

天体から球状に超音速の風が吹き出しているとする。天体が星の場合は星風と呼ぶし、銀河の場合は銀河風と呼ぶ。

その天体がガス中を走っているとする。おなじことだが、天体に静止した座標系で見れば、天体に風が吹いて来ることになる。その風は天体の速度によって、超音速の場合もあるし、亜音速の場合もある。この場合、二種類のガスの間に複雑な流体力学的相互作用があることが予想される。そのような例としては、太陽風と星間ガス、星風と星間ガス、彗星から出るガスと太陽風の相互作用などがあげられる。

ここでは太陽風と星間ガスの場合について説明しよう。太陽風は太陽から放出される、水素とヘリウム

のプラズマの風である。その成因は完全に理解されたわけではないが、太陽を囲むコロナと呼ばれる100万度の大気の熱エネルギーが運動エネルギーに転化したものと考えられている。太陽の重力が、あたかもラバル・ノズルのような役割を果たし、亜音速のコロナは、やがて超音速の太陽風にまで加速される。その速度は時によって異なるが、ほぼ秒速300 - 500 kmのていどである¹⁾。太陽風ガスの音速や、アルベン波の速度は50 km/sの程度だから、マッハ数は6 - 10にもなる。

太陽風の密度は低い。たとえば地球軌道のあたりでも、1ccあたり原子が1 - 10個のていどである¹⁾。そのため原子間衝突による、陽子の平均自由行程はきわめて長い。ところが太陽風には乱れた磁場がともなっており、それとの衝突を通じて、太陽風を構成する陽子は、連続体として取り扱うことができる。

いっぽう、星間ガスはほぼ中性の水素とヘリウム

* 京都大学工学部航空工学
 ** 川崎重工業株式会社

の混合体である。中性ガスは磁場と相互作用しないので、これらのガスは太陽風と相互作用しない。中性ガスは太陽の重力に集められて、太陽の背後に密度の高い部分をつくり、それは観測されている。しかし星間ガスもわずかに電離しており、 10^{-5} – 10^{-6} 程度の磁場も持っている。この電離ガスの成分と太陽風が流体力学的な相互作用を行うと考えられる。

星間ガスの密度は 1 cc あたり、水素原子が数個という位である。しかし磁場のもつ圧力が太陽風の圧力と拮抗して、 $10 - 30$ AU (AU : 天文単位、つまり地球の平均軌道半径) のところで (つまり、土星とか海王星の位置で) 太陽風は衝撃波をとまって亜音速になる。この衝撃波を内部衝撃波と呼ぶことにする。

星間ガスの速度は、観測によれば 20 km/s、音速は 10 km/s の程度と考えてよいので、マッハ数は 2 の程度である。したがって、太陽の前面に、星間ガスのイオン化成分のバウ衝撃波が発生する。これを外部衝撃波とよぶことにする。

太陽風の存在する領域を太陽圏 (Helio Sphere) とよんでいる。超音速の太陽風は、内部衝撃波を通過して亜音速になる。イオン化した星間ガスも外部衝撃波を通過して亜音速になる。そのガスと亜音速の太陽風ガスの境界は接触不連続面となっている。この接触不連続面こそが、太陽圏の外部境界である。太陽圏に関する流体力学的研究はいままでほとんど存在しなかった。内部衝撃波の形は球状、楕円体状、涙滴状、さまざまに想像されてきた²⁾。

われわれは前に、天体のおよぼす重力まで考慮して、この問題を研究した³⁾。しかしながらこの問題に関しては、重力は重要でない。というのは太陽風にとっては、重力があるおかげで超音速になるのだが、音速点は太陽半径の数 10 倍のところ、つまり $0.1 - 0.2$ AU のところにあり、そのそとでは重力は無視してよい。

星間ガスにとっても同様である。太陽の重力が星間ガスの運動エネルギーよりも大きくなる半径を、アクリーション半径とよぶ。いまの場合、アクリーション半径は数 AU である。それは外部衝撃波の位置よりも十分に、内側にある。というわけで、われわれの計算では重力の存在は無視する。

天体から球状にガスが流れ出し、その天体に対して風が吹き付ける場合にどのような相互作用が発生するかに関しては、すでに Wallis & Dryer⁴⁾ の定性的研究がある。かれらは太陽風と彗星のそれぞれの場合に対して、後に示す、われわれの結果と似た構造を予想した。一方、Baranov⁵⁾ たちは数値計算手法により、天体の前面における流れ模様を計算した。先に述べたように、Shima et al.³⁾ は重力も考慮に入れて、天体の前面のみならず、全体の流れ模様を計算した。

しかし Shima et al.³⁾ の計算は、格子数がすくなく、Wallis たちが予想した Kelvin-Helmholtz 不安定は検出できなかった。ここではもっと詳細な数値計算を行う。

2. 計 算 法

ガスは非粘性、熱的に完全で、衝撃波以外では断熱的であるとする。流れは軸対称とする。天体から吹く風も、天体に吹き付ける風も、同一種のガスとし、比熱比は $5/3$ に限定する。

計算領域の中心部に球をおく。これはかならずしも天体をあらわしている必要はない。天体を囲む十分に大きい球面で、境界条件をあたえたと思ってもいい。その球の表面の少し内側に仮想セルをおき、そこでガスの密度、速度、音速を与える。球の表面における流束は、球面に接するセルとの間のリーマン問題をとくことによってあたえられる。だから仮想セルにおけるガスの速度が 0 であっても、流束が 0 になることは一般にはない。

球の前方からは一様流が流れて来る。外部境界条件としては、外部境界のすぐ外側に仮想セルをおき、そこで一様な条件を与える (下流でも)。そして外部境界面上の流束は、やはりリーマン問題をとくことによって決まる。このような境界条件の与え方は、簡単であるばかりでなく、きわめて安定であることが、そのほかの例からもわかっている。

一様流のガスの密度、音速を基準値として、式を無次元化する。時間は中心球の半径を一様流の音速でわった値で無次元化する。一様流のマッハ数 M はあたえるべきパラメータとなる。われわれは M として、2 のほかに 15, 0.6 の場合も計算した。

さて球内の仮想セルにおけるガスの速度は0、音速は一樣流の5倍とする。密度は内部衝撃波のような興味ある現象が、数値上、適当な位置に来るように調節する。なぜこんなことができるかという、この問題においては長さのスケールが存在しないからである。さきに述べたように、球の半径はかならずしも天体の半径を意味するわけではないからだ。重力を考慮すると、アクリション半径という特長的な長さがあらわれる。密度の具体的な値としては、一樣流のマッハ数が0.6, 2, 15にたいして、3, 10, 100とした。

計算格子としては、 M の値に応じて、3つ用意した。マッハ数が0.6の場合は 64×64 の球座標であるが、他の場合は 128×128 のOタイプ座標である。Cタイプ格子も試してみたが、天体から球状に出るべきはずの風が球状にならなかった。

粘性を無視したから、われわれの解くべき方程式は軸対称のEuler方程式である。計算スキームとしては、われわれが以前から使用している、2次精度の陰的Osher風上差分法である。

初期条件としては、つぎの3つを試みた。計算領域全体を一樣流で満たし、そこに星風が吹き始める場合。星風が全体を満たし、そこに一樣流が吹き付ける場合、粗い計算格子をもちいて定常流を計算しておき、それを初期条件として細かい格子の計算を開始する。どの場合も最終的な結果は似たようなも

のであることが確認された。

3. 計算結果

3.1 超音速の場合 ($M=2$)

図1に一樣流のマッハ数 M が2の場合のエントロピー分布を示す。速度ベクトルも同時に示した。まず上流側(図の左側)にはバウ衝撃波(外部衝撃波)がある。天体からふき出たガスは、弾丸状の内部衝撃波に囲まれている。とくに後流側にはマッハ円盤が形成されている。このことから、流れ模様はWallis & Dryer⁴⁾が指摘したように、ジェットの様と似ている。ジェットでは流れはしぼられているのにたいし、われわれの星風は球対称にふきだす。しかし一樣流の動圧のためにしぼられて、結局はジェットと同じ構造を持つ。それゆえに、われわれはこの現象を球状ジェットと名づける。

一樣流と星風の境目は接触不連続面である。またマッハ円盤とバレル衝撃波の境界から、スリップ面が後流側に伸びていることもわかる。

流れの特徴的な様子は変わらないが、解は定常ではない。まず一樣流と星風ガスの境目の接触不連続面が波打っていることがわかる。この波打ちは時間とともに、下流に流されていく。この波打ちは、したがって、格子の形状のくせによるものではない。速度差の存在によるKelvin-Helmholtz不安定であると考えられる。スリップ面も同様な不安定性を

```
MACH=2.00      NSTEP= 94500.      TIME=144.6943
ENTROPY        MAX=5.6731      MIN=-0.0104
TMAX=5.5594    TMIN=0.0464      DELTA=0.2902
```

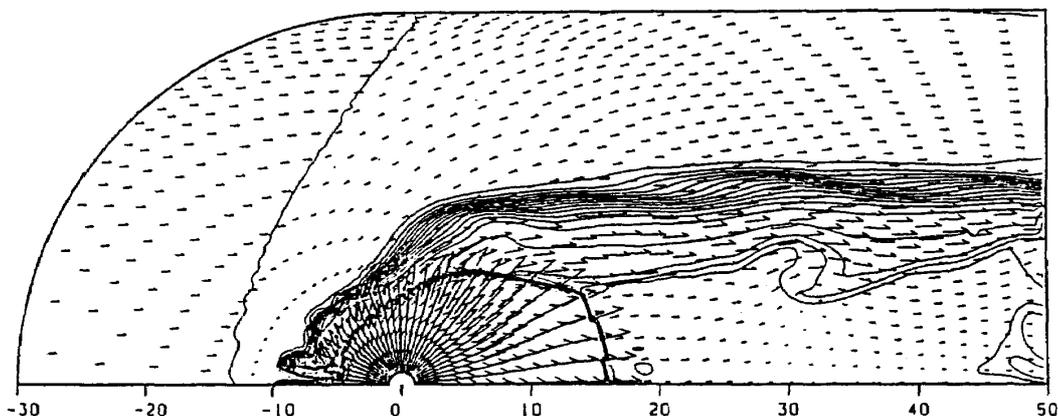


図1 $M=2$ の場合のエントロピー分布。左側が一樣流の上流。上流側から外部(バウ)衝撃波、接触不連続面、内部衝撃波、スリップ面が見られる。

示している。

接触不連続面上流側、軸付近には特徴的な不安定性がみられる。これはKelvin-Helmholtz不安定ではない。そこでは速度が小さいからである。この岐点不安定とでもよぶべき現象は、逆推進ジェット、つまりジェットに一樣流を吹き付ける場合に、数値的にも実験的にも観察されている⁶⁾。この現象はあとに述べるケースで、より顕著なのでそのときに述べる。

3.2 極超音速の場合 ($M=15$)

この場合は、まず粗い格子をもちいて定常解を求め、それを初期条件として計算した。図2に典型的なエントロピー分布を示す。図から接触不連続面上でKelvin-Helmholtz不安定が発達していることがわかる。スリップ面の不安定性も観察できる。マッハ円盤の背後は亜音速になるが、超音速の領域も存在し、ジェットに特有の周期的構造を示している。

内部衝撃波は基本的には弾丸状であるが、側面に角ができて、それが移動していく様子も観察された。接触不連続面の前面における岐点不安定も見られる。

その様子を見るために、図3には上流の軸上における密度の時間変化をしめした。グラフィック・パッケージの都合上、この図では右が上流になっている。右から見て、最初の小さな段がバウ衝撃波、つぎの大きな断崖で上がっているところが接触不連続面、つぎに大きく落ち込んでいるのが内部衝撃波、左端で高く上がっているのは、中心球である。

図からわかるように、バウ衝撃波は比較的安定であるが、接触不連続面と内部衝撃波の位置は、時間的に大きく変動している。この例では、1周期しか変動を追跡していないが、逆推進ジェットの例では、このような変動が(準)周期的に繰り返されることが確認されている。この不安定の原因についてはよくわかっていない。

3.3 亜音速の場合 ($M=0.6$)

図4にマッハ数が0.6の場合のエントロピー分布を示す。この場合にはバウ衝撃波が存在しないのは当然である。これらの図で特徴的なことが二つある。ひとつはすでにのべた岐点不安定である。前方の対称軸にそってジェットのような構造が伸びていく。

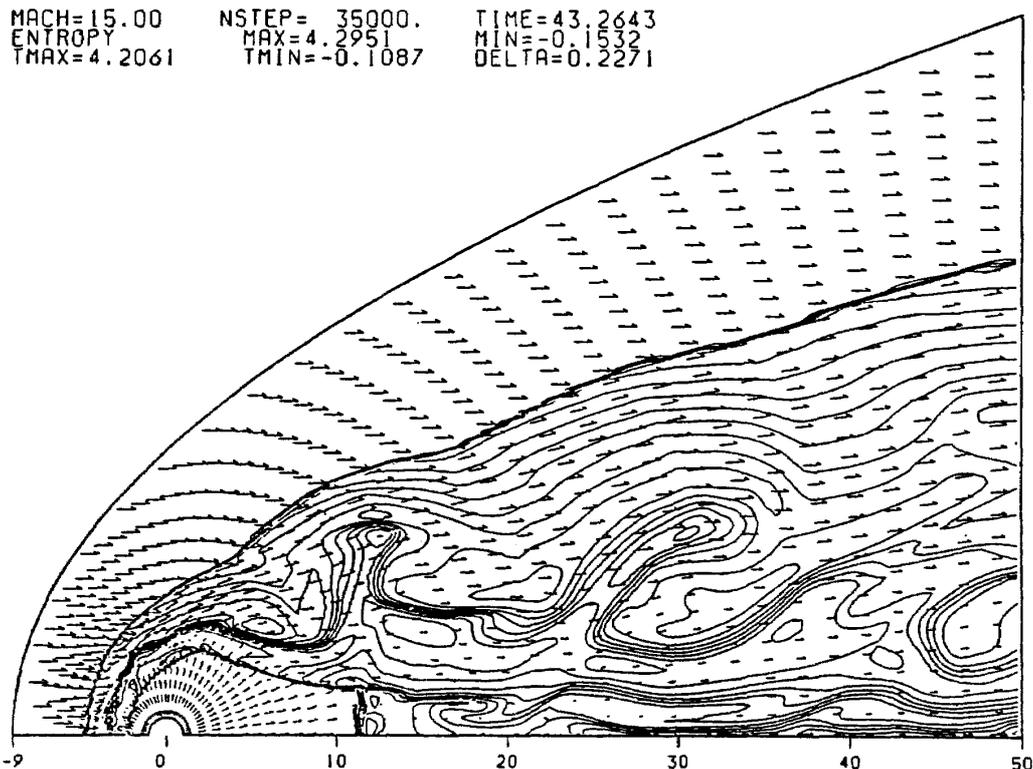


図2 $M=15$ の場合のエントロピー分布。星風と一樣流の間の接触不連続面およびマッハ円盤の角からでるスリップ面が Kelvin-Helmholtz 不安定であることがわかる。

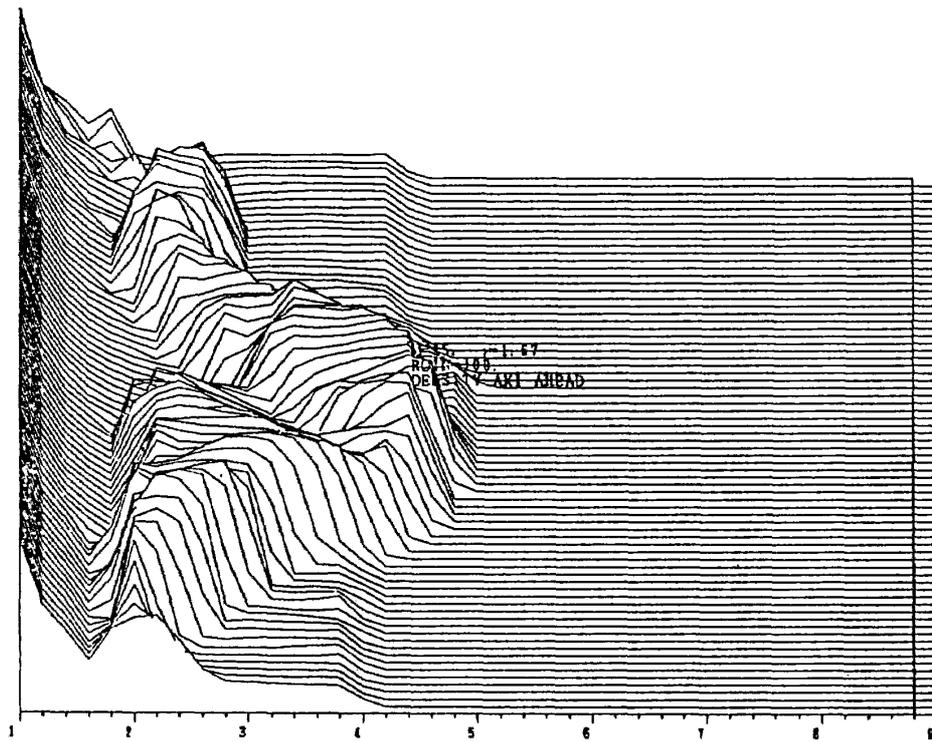


図3 $M=15$ の場合の上流の軸上における密度の時間変化。横軸は天体からの軸上での距離。この図では右が上流。奥行き方向に時間を取り、高さは密度をあらわす。上流から外部衝撃波、接触不連続、内部衝撃波が識別できる。

MACH=0.60 NSTEP= 10000. TIME=238.0663
 ENTROPY MAX=5.3457 MIN=-0.0015
 TMAX=5.2388 TMIN=0.0519 DELTA=0.2730

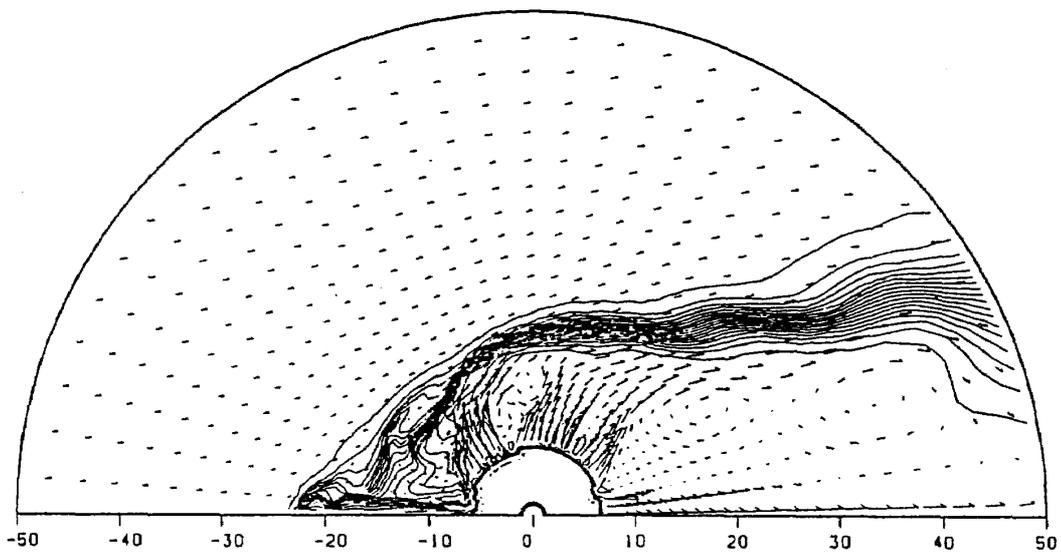


図4 $M=0.6$ の場合のエントロピー分布。この場合、外部衝撃波は存在しない。

しかしこのジェットは無限の上流まで達するわけではなく、途中から吹き流される。以前のわれわれの計算では、時間発展を十分に追えなかったので、岐点付近で格子を粗くすることにより、この不安定性を人為的に抑えた。しかし、ここでの計算が示すように、格子が細かくなっても、積分時間を十分にとればよい。

もうひとつ特徴的なことは、ほぼ球状の内部衝撃波の後流側の速度ベクトルに見られる非一様性である。これらは束のようになり、ジェットの構造を示している。この現象は一様流のマッハ数が大きい場合にも、多少は見られたのだが、この場合がもっとも顕著である。ここでは示さないが、マッハ数が0の場合、つまり静止大気中に星風が爆発的に広がっていく場合は、もっと顕著である。このことは実験的にも知られている⁷⁾。

この不安定の原因としては、つぎのような可能性が考えられる。内部衝撃波は空間的にはほぼ静止の状態にあるが、星風に対しては、球面状に内部に収束していく衝撃波である。そのような衝撃波は不安定になりうる。というのは、その衝撃波に少し擾乱を与えたとして。平均より少し内側に位置する衝撃波は、幾何学的効果のため、すこし強く速くなり、より内側に移動しようとする。すると球面状の衝撃波の形が乱れる。その効果が衝撃波の下流の速度ベクトルに現われる。

もしこの効果が本物であるとすれば、内部衝撃波の下流側は乱流状態になるであろう。じっさい、超新星爆発においても、接触不連続面と内部衝撃波の間は乱れていることが観測されている。

参 考 文 献

- 1) 大林辰蔵：「宇宙空間物理学」，裳華房，昭和45年。
- 2) F.パレス，S.ポイヤール：「太陽と星間ガスの相互作用」，サイエンス，86年11月，20ページ。
- 3) Shima, E., Matsuda, T. & Inaguchi, T.: Interaction between a Stellar Wind and an Accretion Flow, *Mon. Not.*, Vol. 221, 1986, pp. 687-706.
- 4) Wallis, M.K. & Dryer, M.: Sun and Comets as Sources in an External Flow, *Astrophys. J.*, Vol. 205, 1976, pp. 895-899.
- 5) Baranov, V. B., Lebedev, M. G. & Ruderman, M.S.: Structure of the region of solar wind-interstellar medium interaction and its influence on H atoms penetrating the solar wind, *Astrophys. Space Sci.*, Vol. 66, 1979, pp. 441-451.
- 6) 石井隆次，松田卓也，梅田吉邦，保田充彦，沢田恵介，嶋 英志：「超音速自由噴流の数値シミュレーション」，航空宇宙技術研究所特別資料SP-8，1987，pp.65-72.
- 7) deLeeuw, J.H., Glass, I.I. & Heuckroth, L.E.: A High-Speed Multi-Source Spark Camera, UTIA Tech. Note, No. 26, 1962.