数理解析研究所講究録
第315巻 1977年 182-202

アクリシヨン現象の解析

京大．工　藪下　信

§1　アクリシヨンとは

アクリシヨン（Accretion）は英語辞典によれば，物体が周囲にある物質を吸着して増大することである．日本語では附着増大と訳されているが，アクリシヨンという言葉の方が使い易いので，そのまま用いることとする．

アクリシヨン現象は最初Hoyle と Lyttleton（1939）によつて議論された．当時星間ガスについては殆んど何も知られていなかつたが，星間ガスの中を太陽が通過したときに，どのようなことが起るかを彼らは議論したのである．その基本的な現象のとらえ方はつぎのようなものである．

密度 ρ_∞ の気体中を質量 M の星が相対速度 V_∞ で通り抜ける．星 M の後部で，気体分子同志の衝突が起こる（図1参照）．このとき，星の運動に垂直な方向の運動量は互いに相殺するから，結果として x 方向の運動量だけが残る．衝突前の気体分子の運動は双曲線であると仮定すれば，衝突直前の x 方向

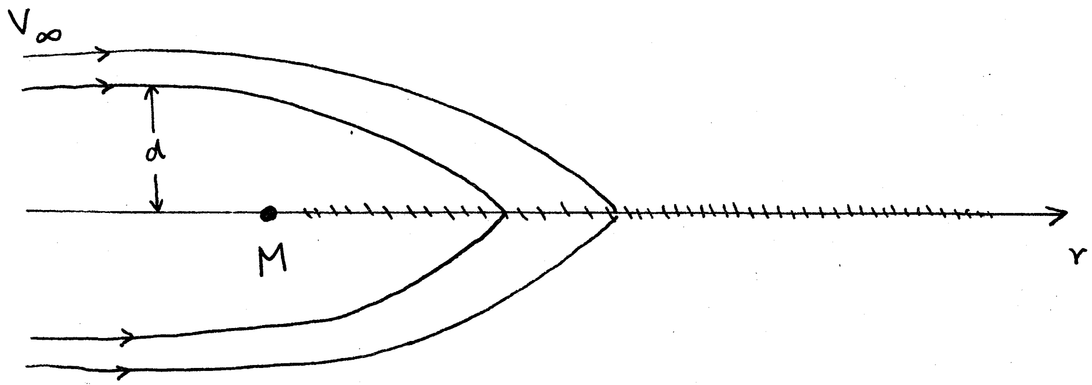


図 1.

の速度成分は，いたるところV_∞であることが容易にわかる．したがって，衝突のおこる点が距離 r のところにあり，不等式

$$\frac{1}{2}V_\infty^2 < \frac{GM}{r} \qquad (1.1)$$

であれば，引力によって分子はMに引きずり込まれることになる．これがHoyleとLyttletonの提唱したアクリションの機構である．いま上の不等式がぎりぎりになり立つ r の値に対応するimpact parameterの値を計算してみる．というのもそれが，質量Mの増大する割合を与えるからである．角運動量は $\underset{\sim}{r}\times\underset{\sim}{V}$ であり，それは衝突前までは保存されるから，

$$V_\infty d = r V_\infty \quad \therefore r = d = \left(\frac{2GM}{V_\infty^2}\right). \qquad (1.2)$$

この d の値より小さいimpact parameterをもつ分子はすべてMに吸収される．よって定常状態では

$$\frac{dM}{dt} = \pi d^2 V_\infty \rho_\infty = \pi \rho_\infty \frac{(2GM)^2}{V_\infty^3} \qquad (1.3)$$

が得られる.

いまかりに(1.3)が良い近似であるとして, Mの増加の割合を計算してみよう. $M=M_\odot=2\times10^{33}$ g, $V_\infty=10$ km s^{-1}, $\rho_\infty=10^{-24}$ g·cm^{-3} とすれば,

$$\frac{1}{M_\odot}\frac{dM}{dt}=3\times10^{-15}\ \mathrm{year}^{-1}.$$

これではたとえ, 10^9 年にわたってアクリションが続いても, Mの変化は微々たるものである. しかし, $V_\infty=1$ km s^{-1}, $\rho_\infty=10^{-21}$ g cm^{-3} となれば, 左辺の値は 3×10^{-9} year^{-1} となって, 10^9 年には, かなりの効果が現われることになる.

なおつけ加えておきたいことは, 星間ガスが太陽表面に落ち込むと, そのときにポテンシャルエネルギーが熱エネルギーに変換され, そのことにより, 一時的に太陽の発熱量が増加することである. これが実は地表の氷河期と関連があると, Hoyle & Lyttleton は主張したのである.

§2 線アクリション

前節で紹介した非常に直観的な議論をより一般的に定式化しようと試みたのが Bondi & Hoyle (1944) の論文である. 図1で斜線で示される密度の高い部分ができる. これをアクリション・コラムと呼び, そのコラムは長さに比して, 半径

が十分に小さいものであるとする。そうすれば、コラムの内部構造は問題とする必要がなく、あたかも直線のようなアクリション流（ジェット流）ができる。これがBondi & Hoyleの仮定である。彼等はこのなかでは気体圧力は無視し得るとして、問題の定式化をした（圧力を考慮した議論については、以下の節を参照）。

まず定常状態が実現されたとして、この仮定のもとでは二つの保存則が成り立つ。一つは物質保存である。毎秒、コラムの単位長さ当り、持ち込まれる気体の量は

$$A = \frac{2\pi \rho_\infty GM}{V_\infty} \qquad (2.1)$$

である。よって質量保存則は

$$\frac{d}{dr}(m\,u) = A \qquad (2.2)$$

と書ける。ただし

$m(r)$ ： 点 r における物質の線密度，

$u(r)$ ： 点 r における速度。

(2.2) はただちに積分できて

$$m\,u = A\,(r - r_0) \qquad (2.3)$$

となる。r_0 は積分定数であるが，$r = r_0$ で $u = 0$ となることから，それはよどみ点（stagnation point）に対応する。

第2の保存則は運動量に関するものである．それは

$$\frac{d}{dr}(mu^2) = AV_\infty - \frac{GMm}{r^2} \qquad (2.4)$$

と書ける．左辺第一項はアクリションコラムに流入するガスの持つ運動量であり，第二項はMの引力である．この式は $m(r)$ が未知であるために，そのままでは積分できない．Mに流入する物質の割合は mu の $r=0$ における値であるが，それは(2.3)から $-Ar_0$ である．よって

$$\frac{dM}{dt} = Ar_0$$

がアクリションの割合を与える．したがって r_0 の値を定めることが重要なのであるが，このBondi & Hoyleの理論のframeの中では，それを決定することは出来ない．そのためには，アクリションコラム内部の圧力を考慮しなければならない．

さて

$$\left.\begin{aligned} r &= \frac{GM}{V_\infty^2}x, \quad u = V_\infty y, \quad r_0 = \frac{GM}{V_\infty^2}\alpha, \\ m &= A\cdot\frac{GM}{V_\infty^3}\cdot z, \end{aligned}\right\}$$

によって無次元化すれば，(2.3)，(2.4)の両式はつぎのように変形される；

$$yz = x - \alpha \qquad (2.5)$$

$$y\frac{dy}{dx} + \frac{1}{x^2} = \frac{y(1-y)}{x-\alpha} \qquad (2.6)$$

これがBondi-Hoyleの採用した基礎方程式である．求める解は $x=\alpha$ で $y=0$ でなければならないが，実はこの点は微分方程式の真性特異点なのである（アクリション流の中に圧力を考慮することにより，この特異点は正則な特異点となる．4節参照）．

真性特異点であることを示すには，まず $\xi=x-\alpha$ とおき，また y の高次の項を無視すれば，上の式は

$$\xi\frac{dy}{d\xi}=\frac{\alpha^2y-\xi}{\alpha^2y}+\cdots\cdot$$

となり，$\xi-\alpha^2y=\xi\cdot\eta$ とおけば，

$$\xi^2\frac{d\eta}{d\xi}=-\alpha^2\eta+\text{高次項}$$

となる．高次項を無視したときの近似解は $\eta=D\exp(\alpha^2/\xi)$ である，ただしDは積分の定数．よって

$$y=\frac{\xi}{\alpha^2}(1-\eta)+\cdots$$

で，η は $\xi=0$（$x=\alpha$）で真性特異点をもつ．

Bondi & Hoyleはこの特異性には何ら注意せずに，そこを通り，$x\to\infty$ のとき $y\to1$ となる解を求めたのである．その一つが図2にfast solutionと示されているものである．

§3 Bondi-Hoyle 式の解の漸近挙動

Bondi & Hoyle が $x \to \infty$ で $y \to 1$ となる解を求めたのは，それなりの理由がある．$x \to \infty$（したがって $r \to \infty$）では，引力の影響が0となると直観的に考えられるからである．しかし Lyttleton（1972）は別の挙動をする解を見出した．実際に（2.6）式で

$$y = y_0 + \frac{y_1}{x} + \frac{y_2}{x^2} + \cdots \qquad (3.1)$$

とおいて，未定係数 $y_0, y_1, y_2, \cdots$ の値を定めていくと，二つの

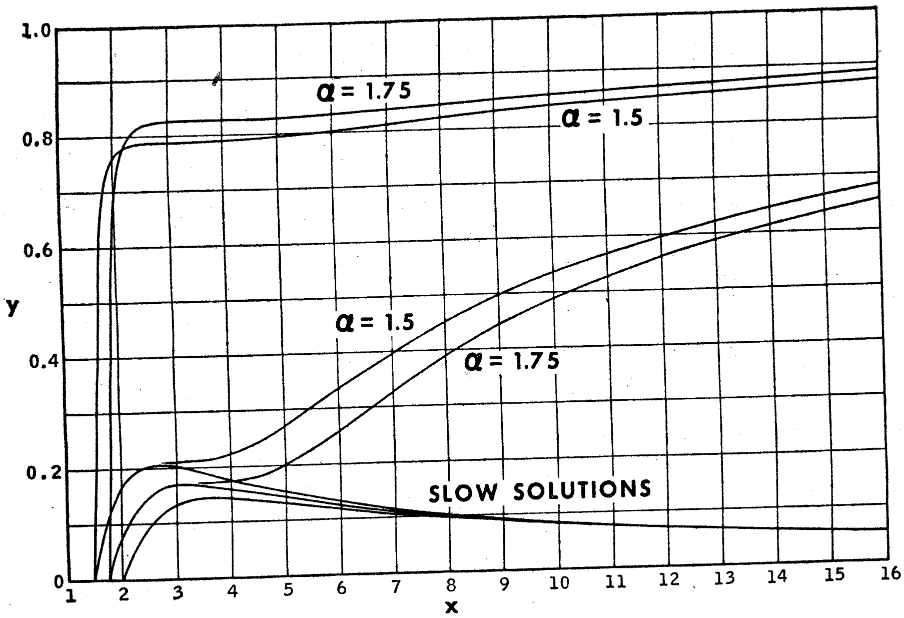


FIG. 1. *The slow solution of* $y\,(dy/dx) + 1/x^2 = y(1-y)/(x-\alpha)$ *for the cases* α = 1·5, 1·75, *and* 2·0 *compared with limiting Bondi–Hoyle solutions.*

図 2

可能性 $y_0=1$, $y_0=0$ があるのである．第一の可能性を，Lyttleton は fast solution と名付け，第二の可能性を slow solution と名付けた．いずれも図2に示されているが，それらはともに，微分方程式(2.6)を数値積分して得られたものである．

§4　圧力の効果

さて Bondi・Hoyle 理論にせよ，あるいは Lyttleton の slow solution にせよ，それらはアクリレヨン・コラム中での気体圧力を無視している．これは物理的には，気体が絶対零度にあることを意味する．しかし現実には，いかに星間ガスが水素分子からできており，その結果冷却効果が良いといっても，その温度が 0°K に保たれることはない．それでコラムの中では圧力の効果を考える．しかしコラムに到達する点は，流れのマッハ数 M_∞ が大きいので（10〜100），ニュートン近似を採用する．そうすればエネルギーの保存を表わすベルヌーイの式は，γ を比熱比として

$$\frac{u^2}{2}+\frac{\gamma}{\gamma-1}\cdot\frac{f}{m}-\frac{GM}{r}=\frac{1}{2}V_\infty^2 \qquad (4.1)$$

ただし，f はコラムの断面に作用する圧力 $f=\pi s^2$（s はコラムの半径）である．他方，運動量保存の式は

$$\frac{d}{dr}(mu^2) = AV_\infty - \frac{GMm}{r^2} - \frac{df}{dr} \qquad (4.2)$$

となる．ここで $f = AV_\infty r_0 w$ とおいて，無次元化すれば，

$$\left.\begin{aligned} y\frac{dy}{dx} + \frac{1}{x^2} &= \frac{y(1-y)}{x-\alpha} - \frac{\alpha y}{x-\alpha}\frac{dw}{dx} \\ y^2 &= 1 + \frac{2}{x} - \frac{2\alpha\gamma}{\gamma-1}\cdot\frac{w}{z} \end{aligned}\right\} \qquad (4.3)$$

となる．wを消去すれば，

$$A(x,y)\frac{dy}{dx} = B(x,y)$$

$$A(x,y) \equiv y^2 - \frac{\gamma-1}{2\gamma}y^2 - \frac{\gamma-1}{2\gamma}\left(1+\frac{2}{x}\right)$$

$$B(x,y) \equiv -\frac{y}{x^2} + \frac{y^2(1-y)}{x-\alpha} + \frac{\gamma-1}{2\gamma}\left[\frac{y^3}{x-\alpha} - \frac{y}{x-\alpha}\left(1+\frac{2}{x}\right) + \frac{2y}{x^2}\right]. \qquad (4.4)$$

が得られる．

ところで，$x = \alpha$，$y = 0$ は(4.4)の結節点となっていることが容易に分かる．即ち，$x-\alpha$，y がともに1次微小量と仮定して，高次項を無視すれば，

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y}{x-\alpha}, \qquad \gamma > 1$$

となるからである．したがって，解を定めるには $x=\alpha$，$y=0$ においての微係数を与える必要がある．

§5 Sonic transition

さて，アクリレヨン・コラム中の音速 c は $c^2=\gamma f/m$ で与えられるから，そこでのマッハ数 $\underset{\sim}{M}$ は

$$\underset{\sim}{M}^2=\frac{u^2}{u_{sound}^2}=V_\infty^2 y^2/(\gamma f/m)=2y^2\left[(\gamma-1)(1-y^2+2/x)\right]^{-1} \tag{5.1}$$

となる．よどみ点の近くでは $|y|<<1$ であるから，$\underset{\sim}{M}\fallingdotseq 0$．他方，もし $x\to\infty$ で $y\to 1$ となる解が存在するとすれば，そこでは $\underset{\sim}{M}\to\infty$ となる．したがって，そのような流れは，流れのどこかに遷音速点を持たねばならない．実際，$\underset{\sim}{M}^2>1$ は $A(x,y)>0$ に対応し，$\underset{\sim}{M}^2=1$（遷音速点）は，$A(x,y)=0$ に対応する．したがって，もし $x\to\infty$ で $y=1$ となる解を求めるのであれば，それは $A(x,y)=0$ となるときに，$B(x,y)=0$ となるものでなければならない．これが遷音速点を定める関係である．よって，$A(x,y)=0$，$B(x,y)=0$ という二つの曲線を (x,y) 面上に画き，それらが交点を持てば，$y\to 1$ となる fast solution は可能なのである．またこの条件が，よどみ点 $x=\alpha$，$y=0$ での y の微係数を一意的に定め得る．図3にはそのようにして求めた数値解を示してある．

§6 解の漸近挙動

さて圧力効果を考慮した方程式（4.4）の解の漸近形を求め

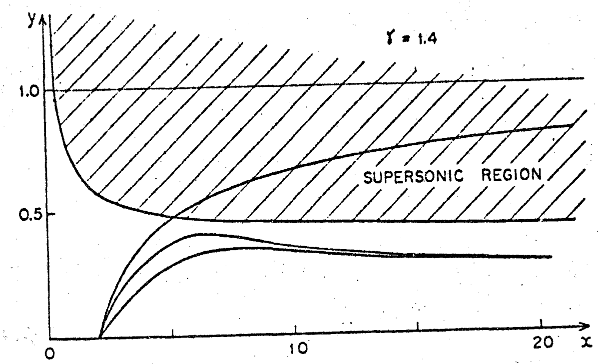


Figure 2. Numerical solutions of the equation of line accretion with $\gamma = 1.4$, $\alpha = 2$. The unique supersonic solution starts at $x = \alpha$ with $dy/dx = 1.75\alpha^{-2}$ and the sonic transition occurs at $x = 5.13$. Two of the subsonic solutions are also shown.

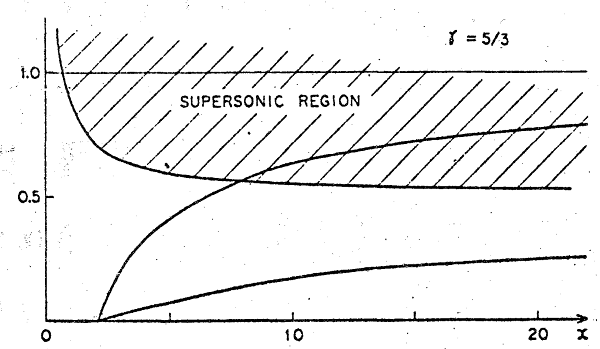


Figure 1. Numerical solutions of the equation of line accretion with $\gamma = 5/3$. The solution which undergoes sonic transition is such that $dy/dx = 1.07\alpha^{-2}$ at $x = \alpha$ ($\alpha = 2$). The sonic transition occurs at $x = 7.73$. One intermediate (subsonic) solution is also shown.

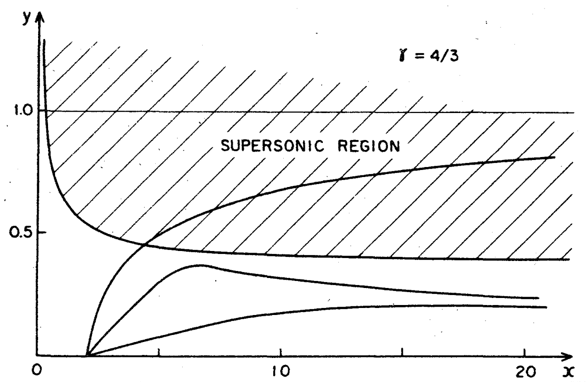


Figure 3. Numerical solutions of the equation of line accretion with $\alpha = 2$, $\gamma = 4/3$. The supersonic (fast) solution starts at $x = \alpha$ with $dy/dx = 4.40\alpha^{-2}$ and the sonic transition occurs at $x = 4.42$. Two of the subsonic solutions are also shown.

図 3

る問題を考える．(3.1) を代入して，y_0, y_1, … を求めると二つの可能性 $y_0=1$ (fast solution)，$y_0=(\gamma-1)/(\gamma+1)$ (intermediate solution)，それに $y_0=0$ があることが分かる．しかし $y_0=0$ は，実は静止解 [$y=0$ for all x] に対応し，物理的に意味がないので，除く．$y_0=1$ の解は既に前節で求めた．残る可能性は $y_0=(\gamma-1)/(\gamma+1)$ である．ここで形式的に $\gamma\to 1$ とすれば，Lyttleton の slow solution となるのである．さて $y_0=(\gamma-1)/(\gamma+1)$ は，$A(x,y)<0$ の領域にある．よって，それは亜音速解であって，図3には，いくつかの解を示してある．ここで注意すべきことは，$x=\alpha$, $y=0$ での微係数の値は任意であるから，∞ 個の解が存在し得ることである．

以上を要約すれば，アクリション流の中の圧力を考慮しても，$x\to\infty$ での解の挙動は一意的には定まらず，$y_0=1$ と $y_0=(\gamma-1)/(\gamma+1)$ の二つの可能性があるのである．前者は，遷音速点での，解の連続性の要請から一意的に定まるが，後者については，∞ 個の任意性が残る．

§7 流体力学的取扱い

ここまで述べた方法では，アクリション・コラムに到達する迄の気体の運動は，ニュートン近似で扱った．これはマッ

ハ数が10～100であるという事情を考慮するとき，良い近似であると考えてよい．

しかし，銀河が銀河集団（クラスター）の中にある気体中を運動するとき，気体の温度は $10^6 \sim 10^7$ K であり，他方相対速度は 100 km s^{-1} のオーダーである．したがって，マッハ数は1前後であって，ある場合には超音速，ある場合には亜音速である．この場合には，ニュートン近似が必ずしも成立しないのである．それで Hunt（1971）は，流れのすべての状態を流体力学的に取扱った．そのモデルは，上流では気体が一様な速度 V_∞ をもつ．座標の原点に質量Mの質点がある．その質点は，近傍にくる気体をすべて吸収してしまうようなものである．下流では気体の流れは，再び一様流（速度 V_∞）にもどるものと仮定している．これはしたがって，Bondi・Hoyle の fast solution に対応するものである．

Hunt は Lax–Wendroff の差分スキームを用いて，任意に選んだ初期条件から出発して，最終的な定常状態をもとめた．その一例を図　に示してある．これから分ることは，まず上流で M_∞ が1より大であれば，Mの前面に shock wave ができる．Mを通る直線上では，流れは亜音速となるが，Mに近づくにつれて超音速となる．よどみ点の近くでは亜音速であるが，下流では再び超音速となる．

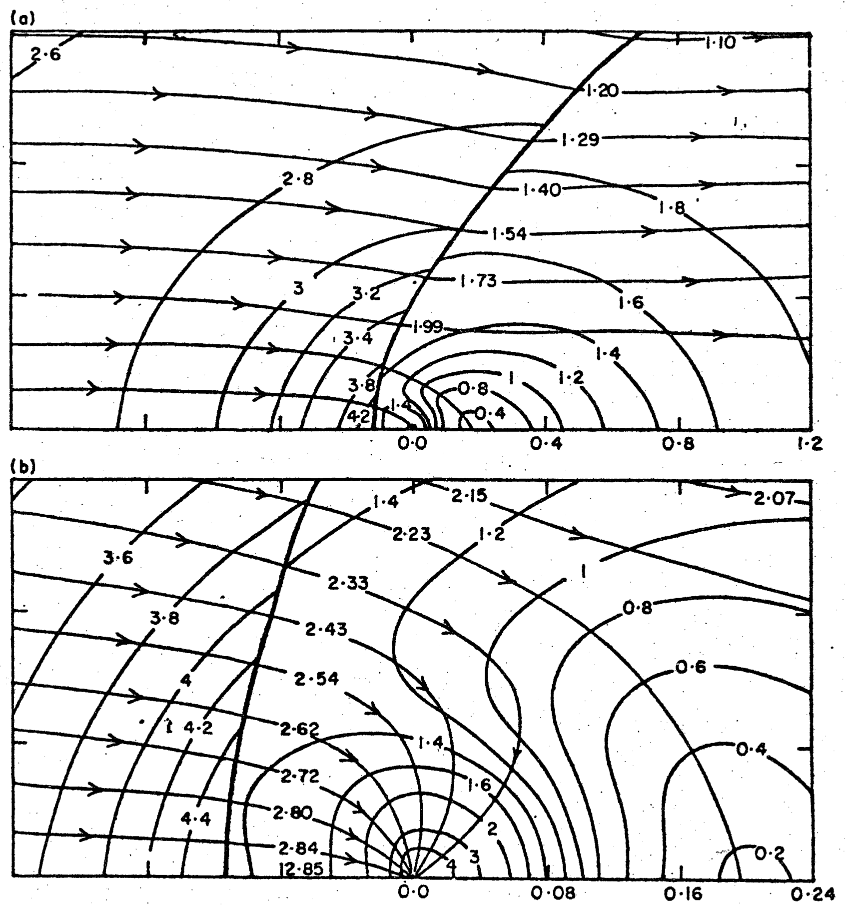


Fig. 6. *Velocity magnitude contours and streamlines at Mach speed 2·4.*

図4

§8 よどみ点の決定

さて，線アクリレヨンの枠内では，よどみ点 $x=\alpha$ が未定であることは指摘した．圧力を無視する限りにおいては，それは決定することは不可能であるが，前節で紹介したHuntの結果を参考にすれば，$x=\alpha$ の値を決定できる．

そのためには，まずアクリションが下流ではfast solutionとなり，そのために超音速となると仮定する．Huntの解はそのような状況を示すものであるが，M_∞が10〜100と大きくなっても，その様相に変化はないとするのである．

そうすれば，流れには二つの遷音速点があることになる．一つはよどみ点の下流にあるものであり，他の一つはよどみ点とMの中間にあるものである．ところで，遷音速点では，(4.14)式に現われる$A(x,y)$と$B(x,y)$がともに0とならなければならない．云い換えれば，αの値を定めれば，二つの遷音速点(x_1, y_1)；(x_2, y_2)の値は自動的に決まってしまう．それで(x_1, y_1)と(x_2, y_2)から出発した解がよどみ点$x=\alpha$に到達したとき，一般に$(dy/dx)_{\alpha-}$と$(dy/dx)_{\alpha+}$の値は異るであろう．ここではそれら二つの値が同一であることを要請する．そうすれば，αの値が一意的に定まる．この要請は$m(r)$が$r=r_0$（よどみ点）で連続であることと等価である．この方法で定まったαの値を結果として示せば次のようになる；

表 1

よどみ点 $x=\alpha$ の値

γ	α
5/3	2.09
1.4	1.90
4/3	1.85

§9　アクリションの流による抵抗

アクリションにおいて，Bondi-Hoyleのfast solutionが実現されても，あるいはintermediate solutionが実現されても，いずれの場合にも質点Mには抵抗が働く．それはつぎのように物理的には説明できる．

完全な定常状態においては，アクリション・コラムに到達する迄の気体分子は，全体としてはMに何らの力を及ぼさない．このことは質点力学を用いて簡単に示すことができる．ところが，アクリション・コラムは密度の高い部分であり，したがって引力の源となる．云うなれば，Mの後方に細い棒がくっついているようなものであり，それがMを引っぱる．同じ結果は適当な試験面を考えて，そこへ流入する運動量と流出する運動量を計算しても得られるはずである．

上の考察から，(r_0, r) にあるコラムのMに及ぼす引力の大きさは

$$F = \int_{r_0}^{r} \frac{GMm}{r^2}\, dr \qquad (9.1)$$

である．

さて，$m(r)$ はいずれの場合にも $r \to \infty$ で r に比例するので，形式的に上の積分は $r \uparrow \infty$ のときに発散する．Bondi & Hoyleは，cut-offする長さとして星間距離をとった．まず

(2.3) において $r \to \infty$ のとき $u \to V_\infty$ と仮定すれば,

$$m \propto A r V_\infty^{-1}$$

であるから, 積分 (9.1) は近似的に

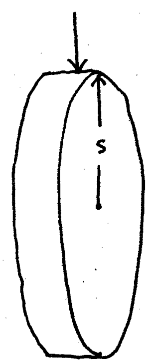
$$F = \int^{r} \frac{GMAV_\infty^{-1}}{r}\, dr = \frac{AGM}{V_\infty} \log x \qquad (9.2)$$

となる. 上に述べた理由から, Bondi & Hoyle は $\log x$ の値が (5, 15) の間にあるとしたのである.

さてこの計算には, 一つのあいまいさが残っている. それは星間距離という, アクリション現象とは関係のない量が導入されていることである. もし無限に広いガス雲の中に星がただ一つあれば, それに作用する抵抗は無限大となって, 到底容認し得ないのである. ところが, アクリション流れの中の圧力を考慮すれば, コラムが無限にならないことが分かる.

§ 10 cut-off distance の決定

いまコラムの断面が図のようであるとして, コラム内での圧力のバランスを考える. コラムの中での圧力を p とすれば, $f = \pi s^2 p$ である. 他方, アクリションによって, 矢印の方向に運動量の流入がある. この圧力と, 運動量の流入がバラ



コラムの断面

ンスをするという条件から，Hoyle & Bondi は

$$\frac{A}{2\pi S}\left(2GMr^{-1}\right)^{1/2} = p \qquad (10.1)$$

という関係を導いた．

さて，流れの速度 u が r の関数として得られれば，ベルヌイの式と質量保存の式から，f と p の漸近形が得られる．実際 fast solution に対しては，漸近的に

$$f \sim \frac{1}{4\gamma}\cdot\frac{AGM}{V_\infty}, \quad p \sim \frac{4\gamma}{x}\cdot\rho_\infty V_\infty^2. \qquad (10.2)$$

即ち，流れの中で気体は膨張し，コラムは太くなる．もし p が無限上流での圧力 p_∞ にまで回復すれば，最早やコラムは消失していると見なしてよいであろう．よって cut-off を

$$p_\infty = \frac{4\gamma}{x_c}\cdot\rho_\infty V_\infty^2$$

で定義するのが自然である．この式は書き直せば，

$$x_c = 4\gamma^2 M_\infty^2. \qquad (10.3)$$

intermediate solution, slow solution が実現された場合でも，同じ考えによって x_c を決定できる．その値を (9.1) に代入すれば，抵抗力 F が計算できる．それは

$$F = \frac{AGM}{V_\infty}\beta \qquad (10.4)$$

$$\beta_F \text{ (fast solution)} = 2\log \gamma M_\infty .$$

$$\beta_Y \text{ (intermediate)} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}\left\{\log M_\infty + \frac{1}{2}\log\frac{\gamma(\gamma+1)}{2}\right\}$$

$$\beta_L \text{ (slow solution)} = (2/5)^{1/2}\, M_\infty .$$

などを参考に，$M_\odot = 2\times10^{33}$ g, $V_\infty = 10$ Km s^{-1}，$\mu=2$（水素分子），$\gamma = 1.4$ としたときの cut-off distance r_c はつぎのようになる；

表 2　r_c の値（天文単位）

T（絶対温度）	C_∞ (m s^{-1})	r_c (fast)	inter	slow
25	381	4.8×10^4	303	180
50	539	2.4×10^4	214	124
100	763	1.2×10^4	151	89

ここでTはガスの温度である．例えばT＝100 Kの場合，M_∞＝13であって，ニュートン近似が良い近似であると考えてよい．

§ 11　天体現象への応用

以上で，線アクリレョンの仮定のわく組の中で解析できることはほぼしたつもりであり，残るのは流れの安定性の吟味である．一応，現象の解析はこれで終り，どのような現象に応用されるかについて，簡単な紹介を試みることにする．

(i) 氷河期　地球の氷河期は，太陽系が星間ガスに突入す

る際に起こるとするのがHoyle・Lyttletonのもともとの議論の出発点であった。シンプソンによれば，地上での氷河期のためには太陽の発熱量の増加が必要なのである。これは一見奇妙に聞こえるが，氷河期とは海洋の大量の水分が陸上にある状態を指すのであり，そのためには降雨量の増加が必要条件と考えるのがシンプソンである。このアイディアによれば，アクリートされた星間ガスは太陽に落ち込むが，その際に持っているポテンシャル・エネルギーを熱エネルギーに変換する。もし $10^3\ H_2\ cm^{-3}$ のガスに $V_\infty = 1\ km\ s^{-1}$ の速度でとび込めば，かなりの太陽発熱量の増加があるのである。

(ii) ベテルギュース星のジェット流

ベテルギュースにはジェット流が見られるが，これは星から噴射されているのではなく，アクリレョン流そのものを見ているのではないかという考えも成り立つ。

(iii) 我が銀河のアクリレヨン　Oortの観測によれば，高速のガス雲が銀河面に落ちて来ており，これは銀河間に残されているガスを，我が銀河がアクリートしているものと解釈される。

(iv) 銀河集団内ガスの加熱　集団（クラスター）とは銀河が数百から数千集っている集団であるが，その集団内から 10^6 K の温度に対応するX線が放出されている。このことか

ら，クラスター内のガスは$10^6 \sim 10^7$Kの温度にあると考えられるが，もし熱源がなければ，10^8年もたてば冷却してしまう筈である．そのようなガスは銀河とガスの相互作用によって，絶えず加熱されているとするのがSpiegel (19)の考えである．既に見たように，Mには$\bar{F}$の抵抗が働くから，この力がする仕事は毎秒$\bar{F}\cdot V_\infty$であり，このエネルギーが実はガスの加熱に用いられる．こうしてクラスター内のガスは高温に維持され，それが観測されるX線を与える．

参考文献

Bondi,H.and Hoyle,F.,1944. Mon.Not.R.astr.Soc., 104, 273.

Hoyle,F. and Lyttleton,R.A.,1939. Proc.Cambridge Phil,Soc.,35,405.

Hunt,R.,1971. Mon.Not.R.astr.Soc.,154,141.

Lyttleton,R.A.,1972.Mon.Not.R.astr.Soc.,160,255.

Spiegel,E.A.,1970. Interstellar Gas Dynamics,edited by Habing,IAU symposium.