

# 衝撃波と天体

大野 陽 朗\*

## はしがき

停年退官に際して原稿をという御要請がありましたので、これまでの資料を探しておりましたら、“下田氏の紹介で入会を認める”という1964年2月11日付の葉書が出てきました。つまり私は会員歴わずかに13年という若輩に過ぎないわけです。もっとも58年頃から基礎物理研究所の研究会などを通じて天文の方々とも接触し、天体関係の仕事も始めていましたので、もう少し御縁は深いといえます。考えて見ますとその間、天文月報には一度も書いていませんので、最初にして最後の御奉告(?) と思って、重い筆をとった次第です。

## 1. 衝撃波とは

これから表題に沿って回顧風に(年寄りの冷水風に)述べて行きたいと思いますが、その前に衝撃波のイロハを書いて置きましょう。衝撃波は流れの場の非線型性によって、物理量の有限な飛躍を持つ不連続面(衝撃波面)を先頭として形成されますが、これを図1に示します。図で波面から見て気体が入って来る部分1を衝撃波の伝播領域、出て行く部分2を衝撃を受けた領域または単に衝撃波と呼びます。2つの領域の物理量—速度  $u_i$ , 圧力  $p_i$ , 密度  $\rho_i$ , 温度  $T_i$ , 音速  $a_i$ , マッハ数  $\frac{u_i}{a_i}$ , エントロピー  $S_i$ , 等,  $i=1, 2$ —の間には有限な差(例えば圧力差  $\Delta p = p_2 - p_1$ )があります。そして、これらの量は、1→2の流れに際しての i) 質量, ii) 運動量, iii) エネルギーの保存によって結びつけられています。特に, i), ii) を用いて iii) から速度  $u_1$ ,  $u_2$  を消去すると, 1と2の熱力学的量の間の関係を与える有名なランキン-ユゴニオの式が得られます。また、波面でエネルギーの発生(爆燃やイオン化面など)や吸収があったり、放射の放出や吸

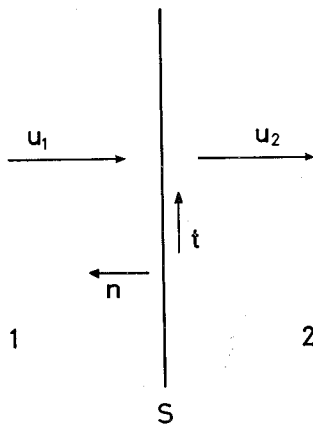


図1 衝撃波の構造

収が行なわれたりすることのない、断熱の場合には、エントロピーは1→2で増大しなければなりません( $S_2 > S_1$ )。この条件の下では、理想気体を含むふつうの気体では断熱衝撃波は圧縮波となり、 $p_2 > p_1$ ,  $\rho_2 > \rho_1$ ,  $T_2 > T_1$  になります。またこのとき、 $u_1 > u_2$  でしかも、 $M_1 > 1 > M_2$ , つまり、波面静止の系では、超音速→亜音速の流れとなります。従って気体の運動エネルギーが散逸して高温、高密度の領域を作り出すわけで、これが天体の場合、熱的X線の放射や星の生成に関係してきます。なお静止媒質1中を衝撃波が伝播する場合は、図1に  $-u_1$  の変換をほどこせば分るように、波面は速度  $u_1$ , マッハ数  $M_1$  で左方に進み、そのうしろの気体2は  $u_1 - u_2$  の速度で左方に引きずられることとなります。

序に言えば、相変化(例えばイオン化)を伴い比熱の充分大きな気体では、断熱膨張衝撃波—負衝撃波—も可能なことが示されますが、星間ガスの場合には、これが何らかの役割をするかも知れません。

衝撃波の強さは、ふつう前後の圧力比  $\zeta$  (または  $\zeta_{12}$ )  $= \frac{p_2}{p_1}$ , 比体積  $\left(\tau = \frac{1}{\rho}\right)$  の比  $\eta = \frac{\tau_2}{\tau_1}$  またはマッハ数  $M_1$  などで表し、これらは互に一義的に関係しています。もっとも本当の強さはむしろエネルギー束  $F_s = \frac{\rho_2}{\rho_1} \Delta p \Delta t$  で表すべきものです。実際後述の星の中での伝播で、表面に近づくにつれて、 $\zeta \rightarrow \infty$  となるのに対して、 $F_s \rightarrow 0$  になります。従って  $\zeta$  などとはむしろ飛躍の大きさでもいうべきでしょうが、ここでは慣例に従って置き、 $\zeta$  を衝撃波の強さとして置きましょう。

星の内部では放射圧、放射エネルギーを考慮する必要があり、表面近くや、星間空間の光学的に薄いところでは、光のフラックスが重要となります。断熱の場合には衝撃波がいかに強くても密度の増大は有限に止まりますが、冷却を伴う場合には無限に圧縮が可能です。その他、星間空間における磁場や、ブラックホール等の場合の相対論的効果などを考慮した式が用いられています。

## 2. 飛行機と衝撃波

さて、私と衝撃波との出会いは、遠く30数年前に遡り、北大卒業後間もなく就職した横須賀の海軍航空技術廠で、高速風洞に配属させられてからです。当時は第2次大戦前夜で航空熱は高く、流体力学もプラントルによる境界層概念の導入以来“空気力学”として装を新たに、航空学の基礎を形成していました。中でも帝国海軍は有名な零戦を擁して航空界をリードし、航空技術廠は

\* 札幌医科大学 Y. Ōno: Shock Waves and Celestial Bodies

その研究所として各種大型風洞を揃え、空気力学の一大センターとなっていました。高速風洞はもちろん、飛行機の高速化に伴う空気の圧縮性の影響を研究するものですが、この影響は、ご承知のようにマッハ数  $M$ 、すなわち、機速  $U$  と音速  $a$  との比の大小によって表されます。当時の飛行機の  $M$  は精々  $0.3 \sim 0.4$  位まででしたが、 $M \geq 0.5$  になると圧縮性の影響が急に著しくなります。 $M$  を大きくするには機速  $U$  を大きくするか、音速  $a$  を小さくするかですが、後者は高々度（成層圏まで）で気温が低下した場合に相当します。つまり、当時の（現在でもそうですが）軍事的要求である高速、高々度飛行のために圧縮性の効果を調べるのが非常に重要だったわけです。この圧縮性を考慮した空気力学を特に**気体力学**と呼んでいたようです。

圧縮性の効果の代表としては、翼型その他の抗力（空気抵抗）の急激な増大があります。詳しくいいますと、抗力  $D$  を  $D = \frac{1}{2} \rho U^2 S C_D$  と表したとき（ $S$  は物体の代表的面積、例えば翼面積）、無次元量  $C_D$ —抗力係数—は一般に粘性の影響を表すレイノルズ数  $Re = \frac{\rho U L}{\mu}$ （ $\mu$  は粘性係数、 $L$  は代表的長さ）とマッハ数  $M$  との関数になります。翼型について  $C_D$  と  $M$  の関係を定性的に示すと図2のようになります。つまり、 $C_D$  は  $M \sim 0$  の附近の値（ふつう  $10^{-2}$  の程度）から徐々にふえ、 $0.5$  附近から急に立ち上って風洞では  $M_c$  に近づくにつれて限りなく増大します。この  $M_c$  は物体の断面積に対して風洞の断面積が大きい程  $1$  に近づく、いわば風洞の音速阻塞効果というべきものからきています。従って実際の飛行

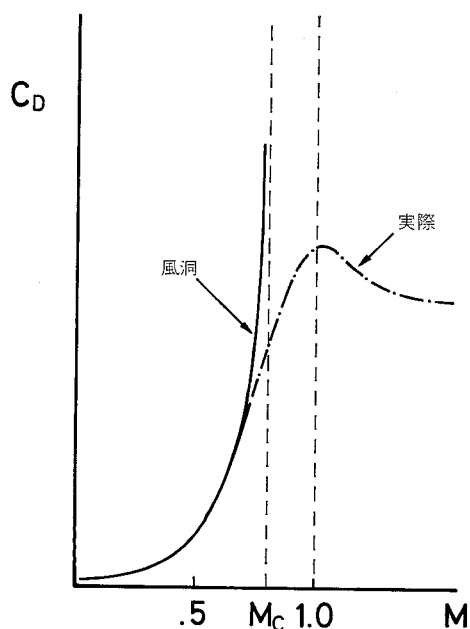


図2 翼型の抗力係数のマッハ数に対する定性的関係

行では鎖線のようにになります。

いずれにしても、この急上昇の原因を見るために、シェリーレン写真——これは衝撃波面のように密度変化の著しい場所を写し出します——を撮って見ますと、図3のようになっています。すなわち、 $M_1 \sim 0.5$  附近で翼型上面中央附近に小さな衝撃波が現われ始め（図3(a)）、 $M$  の増大と共にこの衝撃波は成長しつつ後退し、また境界層の剝離を伴いません（図3(b)）。一般流のマッハ数が  $1$  よりも小、つまり亜音速流であっても、翼型上面は低圧超音速流となり、これが下流の静圧に復帰するために不連続的に亜音速になり、衝撃波を形成するわけです。いずれにしても抗力係数の急昇は、衝撃波によるものであり、これを**衝撃抗力**と呼んでいます。（これに境界層の剝離による形状抗力が加わります。）

なお、一般流が超音速になりますと、流れの様相が一変し、先の鈍い物体では前方に離れて頭部衝撃波を生じ（図4(a)）、尖ったものでは、尖端から斜めのマッハ衝撃波を出します（図4(b)）。（その他両者共、後部衝撃波ができます）。前者は太陽風による地球の衝撃波としておなじみのものです。もっともこの場合は無衝突衝撃波といって性質が違いますが……。同じマッハ数では、(a)の衝撃波の方が遙かに強く衝撃抗力も大きいので、超音速機の先端を尖らせているのは御承知の通りです。

衝撃抗力がなぜ生ずるのかは、前述した衝撃波による散逸熱化によって説明できます。すなわち、物体前方の流れに対して、衝撃波後方の全圧（動圧  $\frac{1}{2} \rho u^2$  と静圧  $p$  の和）の損失を生ずるためです。

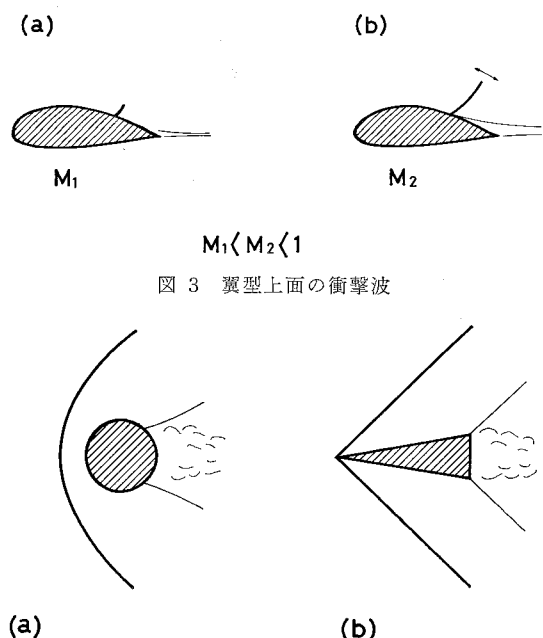


図3 翼型上面の衝撃波

図4 超音速流の頭部衝撃波

いずれにしても、私共の課題はいかにして衝撃波の弱い翼型や胴体を作って音速の壁に挑むか？ ということであつたわけです。この点、平和研究である天体物理学で、いかにして強い衝撃波を起してX線星などの現象を説明するかに腐心しているのと比べて一寸皮肉な感じがします。もっとも、原水爆などは、いかにして強い衝撃波—爆風—を起して多くの人を殺傷するか？ の極限だつたわけですが……。

### 3. 星の中の衝撃波—直行伝播

敗戦後北大に帰って暫らく素粒子論をやっていたが、1956年頃、理論のグループの編成替えを行ない、私は坂下志郎君と共に天体物理学を始めることにしました。ガモウ、ペーテ以来、原子核反応のエネルギーを星の構造に結び付け、元素と星の進化を同時に論じようとする気運が盛んになっていましたが、日本でも武谷、畑中先生などの提唱により、基研で1955年に天体核の最初の研究会が持たれていました。これにより有名なT.H.O.理論が生じ、また林忠四郎さんの星の進化の研究などが盛んに行なわれておりましたが、北海道のような僻地では情報も乏しく、既に相当立遅れの感がありました。それは兎に角、若い坂下君を林さんの所に留学させて大質量星の進化を計算して貰うと共に、私自身は、海軍で憶えた気体力学概念や手法を、ガスの塊りである星の進化に適用できないか？ を考えることにしました。

しかし、星というものは全体として非常に安定であり、極めて徐々にしか変化しないので、既にエディントン等によって大筋として解明された脈動星以外には、気体力学を用いる場面は殆んどありません。あるとすれば、急激な光度変化の場面、つまり新星か超新星ぐらいということになります。その中、新星については、恐らく近接連星に於て一方の星から他へのガスのアクリーション(付着)による不安定によるものではないかということ以外は、殆んど素性が分っていませんでした。(今でも多分そうではないかと思えます。)しかし、超新星については、中心部での温度、密度を仮定して重元素を順次作り出す一連の核反応が調べられ、最後に急激な重力陥没から爆発に転ずるのだらうということ、すなわち爆発の原因が大体分っていました。これと観測による光度変化や、かに星雲に見られたような猛烈なガス噴出速度をどう結びつけるか？ が問題となります。従つて、星の中心部に発生した衝撃波がどのように表面まで伝播してくるか？ を調べる必要があります。

ところで、爆発による衝撃波の伝播—爆風の問題は以前から調べられており、特に原水爆実験に関連していろいろの解が求められています。しかし、例えば大気中での爆発を考えた場合、それがどんなに強くて、遠く且つ

高く伝播するとしても、周囲の媒質—空気—の圧力変化はせいぜい1気圧に過ぎません。従つて、この場合、衝撃波の伝播すべき媒質は均質としても殆んど問題はありませぬ。ところが、星の場合は中心部の1億~1兆気圧から表面の~0気圧まで伝わるわけですから、この圧力降下によってどのように衝撃波の強さが変化するかということ、いい換えれば、非均質層状媒質中の衝撃波の伝播が問題となります。

無限小攪乱である音波の非均質中の伝播は昔から多くの研究がなされ、解析的に解かれている例もあるのですが、有限攪乱である衝撃波の非均質媒質での伝播を一般に扱うのは極めて難しい問題です。その理由は、音波は通過した後も媒質の状態を始めと殆んど変化させないのに対し、衝撃波は通過によって媒質の状態を大幅に変えてしまうことにあります。これは川面のさざ波と洪水の高波とを比べることに相当します。

しかし、層位面と波面が平行ないわゆる(1次元)直行伝播の場合—例えば球対称の星の中の球面波の伝播—には、適当な近似解は存在していました。その1つには相解があります。これは爆発エネルギーが大きいという仮定の下に、流体の偏微分方程式系を1つの相変数の常微分方程式系に直して解く方法で、その頃ソヴィエトの人達によって盛んに用いられ、状況が適切であればよい近似法として、現在でもいろいろな問題に適用されているものです。しかし、星の爆発の場合、この方法では、星の中の密度分布が中心からの距離の負の冪に限られてしまい、上述のような大きな圧力差に適應させるのは困難であつたのです。

そこで何とか任意の圧力分布に対して有効な伝播式は見出せないかと考えている中に、チスネルの論文を見付け出しました。彼はそこで、圧力一定で密度の変化のある1次元(平面)媒質中の衝撃波の伝播を扱っていました。そのやり方を一口でいえば、密度分布を無限小の密度不連続の系列で置き換え、各無限小接触不連続面での入射衝撃波の反射、透過を総合して、最後に出て来た衝撃波を求めることです。星の内部では重力の存在によって上述の圧力変化が加わるので、私はチスネルの方法をこの場合に一般化して、衝撃波の強さが表面への圧力降下に伴つてどのように増大するか(これを圧力成長と呼びました)を示す式を出しました。また更に、衝撃波面が拡がるための強さの減少(球面減衰または幾何学的減衰)を計算し、これが中心部で大いに効くことを確かめた後、輻射の影響を考慮に入れて、太陽質量の10倍の星のモデルに適用し、放出される質量やその速度を推定しました。

この方法には2つの大きな仮定があります。その1つは、反射波が後の方で再反射されて透過波に追いつくた

めの効果を考慮しない第1近似だということ、いい換えれば、ひたすら透過波面だけを追い続けて後の状態を殆んど考慮しない“垂れ流し”理論であることです。しかし、星の中のような強い衝撃波の場合には、この近似でも大体差支えないことを大山襄君が証明しました。第2にこの方法はパルス減衰を考慮していない準定常近似だということです。つまり、衝撃波の伝播中、ピストンを押し続けるか、または爆発エネルギーを出し続けることに相当します。しかし、私の計算によると、星の中の衝撃波の伝播に要する時間はせいぜい数秒数分程度となるのに対して、超新星の光度極大までには数日かかるので、大体このままでよいように思いました。実際、私の発表と殆んど同時に、アメリカのコルゲート達が、流体力学コードを用いて電子計算機により同じような計算結果を発表しましたが、その結果を見ますと、少なくとも伝播に関する限り、私共の極めて簡単な——手動計算機でできる——計算結果と殆んど異なっておらず、従って、大局に於て正しかったことを示しております。

#### 4. 星の中の衝撃波—斜めの伝播

さて、非均質媒質中での一般の伝播を扱うためには、層位面の法線と波面の法線(射線)の間の角 $\theta$ が $0^\circ < \theta < 90^\circ$ の斜めの入射の場合を考える必要があります。最初これは難しく見えたのですが、ボラチュック達の有限接触不連続面への衝撃波の斜めの入射—反射と屈折—の論文を見付けることによって、これを解くことができました。

これを図式的に示したのが図5です。図で $D_{15}$ は媒質1との間の不連続面、 $(\zeta_{12}, n_{12})$ 、 $(\zeta_{23}, n_{23})$ 、 $(\zeta_{54}, n_{54})$ はそれぞれ入射波、反射波、透過(屈折)波、の強さと方向を表し、 $T_{34}$ は媒質3と4の間の不連続面を表わします。1, 5の状態及び入射波を与え、状態3と5の間で、1と5に相当した圧力差と、3と4が離れない—— $T_{34}$ に垂

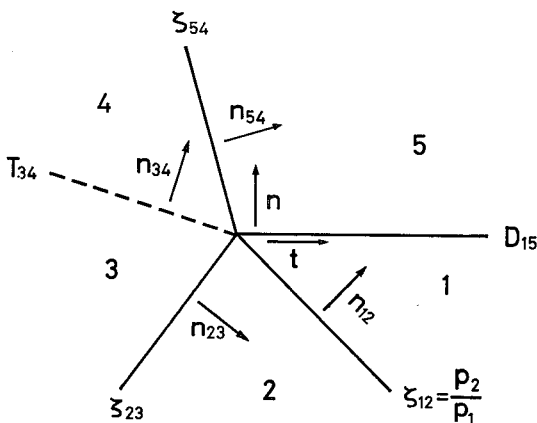


図5 不連続面への衝撃波の斜めの入射

直な速度成分が互いに等しい——という条件を与える、他のすべての量、特に透過波の強さと方向が決まります。磁気衝撃波についても、非常に複雑ではありますが、山崎初男、橋本喜明両君によって定式化されました。しかしこれらは天体に対する応用を見出せないまま暫らく放って置かれました。

1967年頃、基研での星の進化研究会で、ヘリウムの存在比が、星の中からはばらまかれるものよりかなり多いことが問題となりました。私はその説明の1つとして、“これまで球対称の爆発ばかり考えていたが、星が回転のためある程度扁平になっているとしたら、その回転軸方向に衝撃波が強くなり、中の重元素がより有効にえぐり出されるのではないか?”と考えて見ました。そこで帰ってから早速、(といても1年以上かかりましたが)任意の媒質密度分布中の衝撃波の伝播を、上述の斜めの伝播の式に波面のひろがりの効果を加えて定式化し、先ず平面層状媒質中での点爆発に適用して見ました。そのうち等温層での結果を図6に示します。 $Z$ は層位に垂直な方向(鉛直線)、 $Y$ は水平方向の座標、 $\sigma$ は時間ですが、いずれも適当な単位で表してあります。図で見るように、音波は球面として拡がり、その射線は放射線状に開いているのに対し衝撃波の射線は(一部しかありませんが)、上下方向に強く集まっています。すなわち、こ

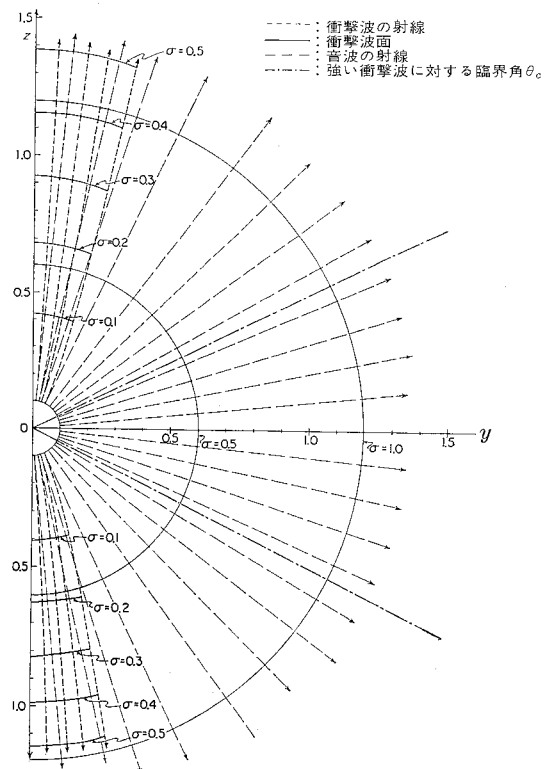


図6 等温層中の点源爆発による衝撃波の伝播

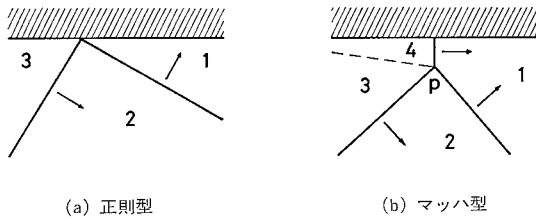


図 7

の方向に爆発のエネルギーが集中することを示しております。これによって、回転楕円体でも、回転軸方向に衝撃波が強くなることの見当はつきました。

しかし、私共の方法には重大な難点がありました。それは、層位の法線と衝撃波の射線との角度が、衝撃波の強さによってきまる一定の臨界角  $\theta_c$  を越えると、解が存在しなくなることです。いい換えれば、図5で示されるような型の反射屈折が不可能になるわけです。従って図6の水平軸を含む約  $60^\circ$  の範囲は、このままでは解を求めることができません。固定壁の反射の場合(図7)、入射角が小さいときは、a)のような正則型をしています。ある角度以上では b)のようなマッハ型になります(点線は切線不連続面)。しかも3重点  $p$  は次第に壁から遠ざかり、不安定な様相を示します。私共の反射屈折の場合にも、恐らくこのような不安定な型が生じているものと思われます。その後坂下君による局所放射流の方法や、電子計算機による数値計算によって、図6に相当する計算がされており、私共の禁止区域でもスムーズな波面になっておりますが、これと上の反射屈折の型との関係は、全然ハッキリしておりません。

5. 不安定性と乱流

さてもう一度超新星の直行伝播の場合に戻ってまいしう。私共はそのとき、衝撃波面はきれいな球面をなして伝わり、またその後の流れも素直なものとして仮定していましたが、果してこれは事実でしょうか？ 実際、ソヴィエトのグレヴィチ達は 1970 年に、低密度方向に伝播する衝撃波は不安定であって、その波面は直ちにスケールハイト程度の断片に分解し、乱流状態を形成

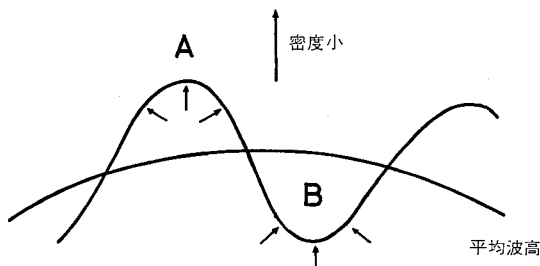


図 8 衝撃波面の攪乱

するというショッキングな論文を発表しました。もしこれが本当だとすれば、これまでの計算結果はすべて意味を失うことになるからです。

いま、波面が微小攪乱によって凸凹を生じたとしましょう(図8)。進行方向に突き出ている点A附近の射線は開いているため衝撃波を弱め、ひっ込んだ点Bの附近では射線が集まるために衝撃波を強めます。このため、媒質が均質のときは、収斂波でない限り安定であることはよく知られています。ところが、進行方向に密度が減少しているときは、前述の“圧力成長”によって、A点での速度は平均波面に比べて速く、B点では遅くなるため、凸凹は成長する、つまり不安定になります。従ってこの2つの傾向の兼ね合いが問題となります。調べて見ると、グレヴィッチ等は、後者の影響だけしか考えていないことが分かったので、山崎君が両者を考慮して分析し直した結果、次のような結論を得ました。すなわち、超新星中の衝撃波は成る程不安定であって、攪乱の振幅は増大するが、その増大率は小さく、表面近くに達して始めて分解現象を起すということです。このようにして、これまでの計算結果は御安泰だったわけですが、星間空間に躍り出た流れは乱流状態になっていることに注意する必要があります。

次に斜めの伝播についていえば、臨界角以上では恐らく不安定な型になるだろうことは前述しましたが、図5の正則型についても大きな問題があります。というのは図の不連続面  $T_{34}$  が切線不連続面であって、3と4における流速のこの面に沿った成分が異なるということです。こういう不連続面が極めて不安定(ケルビン・ヘルムホルツ不安定)であって、直ちに渦が発生するか、乱流状態になることはよく知られています。もちろん私共の第1近似では正確なことはいえませんが、少なくとも斜めの衝撃波の後が大いに乱れることは想像に難くありません。

乱れといえば、天体スケールの流れは、そのレイノルズ数が極めて大きいため殆んど乱流になっている筈だということに注意しておかねばなりません。乱流そのものが流れの非線型性の第2の大きな特徴であると共に、これが衝撃波の安定性にも影響を及ぼします。実際、図3(b)の衝撃波は激しく前後に揺れ、それにつれて境界層の剝離点も振動しますが、これは恐らく風洞気流の乱れによるものでしょう。いずれにしても、乱流をいかにして取り入れるか？ が問題です。例えばレイノルズ応力を流体方程式や保存式に入れたとしても、その性質は殆んど分っていません。特に不均質な流れの場合、圧縮性を考慮した乱流——これについては、異さん達によって解明の努力が行なわれていますが——など、未知のことばかりです。

## むすび

その後、星の中の問題ばかりでなく、超新星の残骸、X線星へのアクリーション、銀河中心爆発による2つ目の電波源の形成、密度波による渦巻腕等に宇宙気体力学が適用され、衝撃波は重要な役割を演じています。しかも、大型計算機の使用とそれに適した巧みなコードの開発により、これまで不可能と思われた計算が目を見張るばかり多く行なわれております。これを見ていると、私共が昔、非均質媒質中の衝撃波の伝播に苦心したことなどは、骨折り損のくたびれ儲けのような感無きにも非ずです。

しかし、これらの計算した流れは、本当に安定なものでしょうか？ 超新星の残骸については、レイレー・テイラー不安定を取り入れているようですが、今後いろいろな不安定性を考慮して渦の発生の可能性なども調べる

必要がありましょう。また §5 で述べた乱流の意味からいえば、これらの計算は、平均流への一種の近似とも考えられましょう。これはちょうど、星の中の対流を扱うのに、今でも混合距離論という古めかしいものを用いているのと似ています。勿論これは他の信頼できる簡単な理論が未だないからであって、一方、多くの人がこの理論の解明に当り、少しずつでも前進しつつあることを忘れてはなりません。乱流の場合も事情は全く同じです。

私の申し上げたいことは、電子計算機は自動的にこういうことを取り上げてはくれず、矢張り人間が基礎的な考察を行ない、計算機で命令を与えて行かねばならないということです。私共の研究がこういう意味でいささかの問題提起をなし得たとすれば幸いです。

大分説教じみてきましたので、今後の発展を期待しつつ筆を擱きます。

## お知らせ

## 第18 回流星会議

1977年8月6日(土)・7日(日)の2日間、鳥取市浜坂の鳥取砂丘子供園で開かれます。くわしくは、〒680 鳥取市富安 324 多賀利寛 Tel. 0857-24-0068 宛お問い合わせ下さい。

## 郵政省電波研究所一般公開

1977年8月2日に各地付属機関を含む施設と、研究成果が公開されます。くわしくは下記へお聞き合せ下さい。

〒184 東京都小金井市貫井北町4丁目2-1  
郵政省電波研究所企画部 Tel. 0423-21-1211

わが国唯一の天体観測雑誌

## 天文ガイド

定価240円(〒45円) 77-9月号・8月5日発売!

## ●9月号おもな内容

- ★大火球の出現で東北地方の天文ファンはもえています。活発な東北地方の天文同好会、天文遺跡などを紹介。
- ★栗栖茂さんが、25cmの全自動惑星カメラを自作されました。なにが、どんな風に自動なのか、木星・火星の接近を前にくわしく紹介。
- ★私の天体写真術は、脇坂治男さんの太陽面の撮影法です。黒点はもちろん、白斑の撮影法も加えて、太陽面の記録写真の撮影法です。
- ★長野市の酒井宣夫さんが、変型イギリス型の20cm反射赤道儀を作られました。グラビアページで紹介。ほか

星図・星表  
めぐり

1974年から75年にかけて、日本天文学会の会誌「天文月報」に連載された「星図・星表めぐり」をまとめたものです。天文月報に連載中から各方面より単行本化が望まれていたものです。一般向きの星図の解説から専門家向けのものまで、24編の原稿はいずれもその道の専門家の手によるものばかりです。

星図や星表はどんなものがあるか、どんなリストがあるかなどを調べるための本です。

●日本天文学会編/B5・104ページ

定価1,200円・好評発売中

誠文堂新光社

東京都千代田区神田錦町1-5  
振替東京7-6294 電話03(292)1211