

# 慣性核融合と超新星爆発

高 部 英 明 (大阪大学レーザー核融合研究センター) (1993年7月30日受理)

Inertial Confinement Fusion and Supernova Explosion

> Hideaki Takabe (Received July 30, 1993)

#### Abstract

The most important key issue for inertial confinement fusion (ICF) research is the hydrodynamic stability of implosion dynamics. The supernova explosions of massive stars have the same subject to be studied as in ICF through the hydrodynamic instability of so-called Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities. The topics on the hydrodynamic instabilities of Supernova 1987A whose explosion has been observed on March 23, 1987 are briefly explained. The hydrodynamic instabilities in ICF targets are also explained by comparing the experimental data with the corresponding numerical ones. The physical mechanisms of the instabilities in both of ICF and Supernova explosion is studied.

# Keywords:

ICF, supernova, SN1987A, hydrodynamic instability, Rayleigh-Taylor instability, Richtmyer-Meshkov instability, vortex,

レーザー核融合に代表される慣性核融合(ICF) は数ミリグラムの重水素・三重水素燃料を固体密 度の数千倍に圧縮し,約1ミリの空間で核融合反 応を起こし,エネルギーを取り出そうというもの である.これに対し超新星爆発は,太陽質量の約 10倍もある星が重力崩壊することにより爆発, 衝撃波により星の物質を宇宙空間にふきとばす現 象である.米国ローレンスリバモア研の世界最大 のレーザー核融合装置名は「NOVA」であり,こ れは「新星」を意味する. ICF の研究者は, まさ に地上に超新星 (Super Nova) をイメージする爆 発を制御可能なスケールで実現することを目指し ているのである.

1987年2月23日,16万光年離れたとなりの銀 河,大マゼラン雲のタランチュラ星雲近くで超新 星が爆発した[1].これは1604年のケプラーの超 新星以来,383年ぶりに出現した肉眼で見える超 新星である[2].この「超新星1987A (SN1987A)」

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565.

プラズマ・核融合学会誌 第69巻第11号

の爆発を通して、星の重力崩壊理論が検証され た.その時発生したニュートリノが岐阜県神岡鉱 山の地中1000メートルにある3000トンの純水を 貯えた「カミオカンデ II」で観測された.また、 X線観測衛星「ぎんが」により爆発後のX線放射 の様子が詳細に観測され理論との突合せが行われ た.理論はかなりの部分を予測できたが、大きく 観測とくいちがう点も明らかとなった.くい違い で最も顕著であったのが「爆発時の物質混合」に よると思われる核  $\gamma$ 線、硬 X線の早期出現であ った.これは爆発時に流体力学的不安定性が発生 し、星の内部と外部の物質がかきまぜられたこと を示唆している[3].

個性核融合の最重点研究課題は爆縮の流体力学的安定性である[4]. この慣性核融合と超新星爆発は,レーリー・テーラー不安定や,リヒトマイヤー・メシュコフ不安定と呼ばれる流体力学的不安定性を通して共通の研究テーマを内包している.超新星爆発,慣性核融合,それぞれにおける流体力学的不安定性の課題を追いながら,共通した知見の進展について説明する.

### **1. 超新星**[5,6]

宇宙空間にただよう星間ガスは互いに重力で引 き合って集団を形成しようとする. 今, 全質量 Mの集団がRの半径に集まっているとする. M=  $(4\pi/3) R^3 \rho$ より, 重力による集団化しようと する力と圧力により集団化を妨げようとする力と は半径Rに対し

(重力による力) 
$$\propto \frac{M}{R^2} \propto \frac{1}{R^2}$$
  
(圧力による力)  $\propto \frac{P}{R} \propto \frac{1}{R^6}$ 

となる. ここで圧力 P は断熱の関係式  $P \propto \rho^r$  ( $\gamma = 5/3$ )を仮定した.集団がエネルギーを失わないとすると,重力で引き合ってもある半径まで収縮したとき圧力の反発力が大きくなり収縮は止まる.しかし,ガスの集団は光を放出して冷却しようとするため,圧力は下がり,収縮をつづける.いわゆる放射冷却不安定の状況となる.

太陽と同質量のガス集団を例にとる. その発展



図1 太陽質量の星が星間ガスから定常状態(主系列星) へ進化していく HR 図での経路. 横軸は星の表面温 度,縦軸は星の輝き[7].

を HR (ヘルツシュプルング・ラッセル) 図中に 示すと図1のようになる[7]. 図1で A-B が上記 の状態変化に対応する.このとき集団は半径が小 さくなりながら表面から光により失われるエネル ギーを内部からの対流によるエネルギー輸送で補 っている.点 C-D では,光の熱伝導によるエネ ルギー輸送が支配的となり,中心から外へ光がエ ネルギーを運ぶ.その後主系列星として定常な星 の状態へ落ち着く.主系列星へ達するまでの時間 は質量が大きい星ほど短い.たとえば太陽質量で 4.2×10<sup>7</sup>年,太陽質量の50倍の星で2×10<sup>4</sup>年 である.

重力収縮が続き中心温度が1keV 程度になる と、水素の核融合エネルギーによる圧力が重力と バランスして星を定常状態に保つ.これが主系列 星である.太陽の場合100億年、太陽の20倍の質 量を持つ星で1千万年この状態が続く.内部で起 きている水素核融合反応は、p-pチェインや CN サイクルと呼ばれる過程であることがベーテとワ イツェッカー(1938-39年)により示された.た とえば p-p チェインの場合、

高部

$${}^{1}\text{H} + {}^{1}\text{H} \rightarrow {}^{2}\text{D} + e^{+} + \nu_{e}$$
$${}^{2}\text{D} + {}^{1}\text{H} \rightarrow {}^{3}\text{H}e + \gamma$$
$${}^{3}\text{H}e + {}^{3}\text{H}e \rightarrow {}^{4}\text{H}e + 2{}^{1}\text{H}$$

という一連の反応により水素からヘリウムが生成 されていく.

中心近辺で水素が燃え尽きると,燃えかすであ るヘリウムがたまってくる.核融合反応が起こら なくなった中心のヘリウムコアでは,重力による 収縮が起こる.ヘリウムコアの外殻には水素が燃 えている水素燃焼殻が形成される.このとき,水 素燃焼殻の外部はヘリウムコアの収縮の反動で外 側へ膨張し,星は見かけ上,巨大化する.これが 赤色巨星の時代である.

質量が太陽質量の12倍以上ある大質量赤色巨星 は、内部で各種の核融合反応が起こり、星の内部 の物質構造は徐々に「たまねぎ」構造へと進化し ていく、この様子を見てみる、

ヘリウムコアは重力収縮することにより温度・ 密度が上昇していく、そして温度が10keV 程度 に達すると「3α反応」と呼ばれる3つのヘリウム による核融合反応が活発となる。

<sup>4</sup>He + <sup>4</sup>He ↔ <sup>8</sup>Be (寿命10<sup>-16</sup>秒) <sup>8</sup>Be + <sup>4</sup>He → <sup>12</sup>C + γ

上記第1段階で生成される<sup>8</sup>Be は極めて短寿命 で、逆過程により2つのヘリウムに戻ろうとす る.ところが、コアの密度が高いため、第3のヘ リウムが衝突し、炭素が徐々に生成されていく. 炭素がたまってくると酸素もつくられていく.

 $^{12}C + {}^{4}He \rightarrow {}^{16}O + \gamma$ 

さらに温度が上昇し、60keV以上になると

 $^{12}C + {}^{12}C \rightarrow {}^{20}Ne + \alpha$ ,  $^{23}Na + p$ ,  $^{24}Mg + \gamma$ 

等の核融合反応も活発となる. さらに250keV 程 度まで達すると,

 ${}^{16}O + {}^{16}O \rightarrow {}^{28}Si + \alpha, {}^{31}P + p, {}^{31}S + n$ 

反応も起こる. このようにして生成された<sup>28</sup>Si はさらにヘリウム (α) と融合することにより



図2 大質量星が主系列星の時代を終え、超新星爆発を起 こすまでの中心近傍での核融合進化の様子を示 す[8]



図 3 SN1987A の爆発寸前の内部構造を示す[9].いわゆ る「たまねぎ」構造となっている.

<sup>28</sup>Si  $(\alpha, \gamma)^{32}$ S  $(\alpha, \gamma)^{38}$ Ar  $(\alpha, \gamma)^{40}$ Ca  $(\alpha, \gamma)^{....56}$ Fe

と最終的に最も安定な原子核 56Fe を生成する.

上記のように一連の核変遷を通して、図2のように中心に鉄のコアが形成され[8],周りをSi, O+Ne+Mg,C+O,He,Hが「たまねぎ」 状に取り囲むようになる.「SN1987A」の爆発前 のたまねぎ構造を図3に示す[9].

中心に鉄が生成され、さらに重力による圧縮で 温度が500keVを超えるまでに達すると、鉄は多 数の光(γ線)を吸収して13個のヘリウムと4個 の中性子に分解する.

<sup>56</sup>Fe + (多数のγ線)→13He + 4n - 124MeV この光分解により鉄のコアは急速に冷却し,自重

を支える圧力が低下するため、重力崩壊する.太陽質量程度の鉄のコアが半径1000kmほどだったのが10km程度に収縮し、中性子星やブラックホールといった超高密度星となる.このとき解放される重力エネルギーは10<sup>46</sup>ジュールにも達し、これがニュートリノのエネルギーとして宇宙空間に放出される.

#### 2. 超新星1987Aの爆発

1987年2月23日,大マゼラン雲に出現した超 新星1987A は多量のニュートリノを放出し,そ のごく一部が南半球から地球を貫き岐阜県神岡の Kamiokande II の光電子増倍管に検出され た[10].13秒間に11個のニュートリノが検出さ れ重力崩壊理論が検証されたのである.

ニュートリノは物質との相互作用が極めて弱い ため超新星物質との相互作用によってもわずかに その1%程度のエネルギーを物質に与えるだけで ある.しかし,1%といっても10<sup>44</sup>ジュールのエ ネルギーであり,これは超新星を爆発させるに充 分なエネルギーである.

内殻部で吸収されたニュートリノ・エネルギー は、衝撃波を形成し、これが星の表面まで伝わ る. この時間約2時間. このとき星が光学的に光 り始めるのである.

さて、中心部で発生した衝撃波は Si 殻を加熱 し、 $^{28}Si + ^{28}Si \rightarrow ^{56}Ni$  によりニッケル56を生成す る. この $^{56}Ni$  は半減期6.6日で $^{56}Co \land$ 崩壊し、さ らに半減期77日で $^{56}Fe \land$ と崩壊していく.

<sup>56</sup>Co が <sup>56</sup>Fe に核変換されるとき847keV と 1238keV の核 γ線を放出する. この線スペクト ルは星の表面に達するまでにコンプトン散乱を繰 り返し,硬X線として宇宙空間に放出される. 1987年2月5日に内之浦から打ち上げられてい た宇宙科学研のX線天文衛星「ぎんが」が折りよ くこの硬X線を克明に観測した.

「SN1987A」の爆発の様子は、爆発初期の光度 曲線とよく適合するモデルを作ることにより一次 元コードで調べられた.その結果、太陽の約20 倍の質量と半径3×10<sup>7</sup>kmの星にニュートリノ 爆発の際2×10<sup>44</sup>ジュールのエネルギーが衝撃



図4 SN1987A からの硬X線の観測データと、一次元コー ドでの予測(短い点線)を示す。コードに比べ半年 以上前からX線が観測され始めた。実線は物質混合 を考慮した場合の理論結果。実線より早く減衰して いる点線は、物質混合モデルでの結果[9].

波のエネルギーとして与えられたことが判った[11]. このモデルを用い観測の予想がなされた.シミュレーションでは、 $^{56}$ Coの $^{56}$ Feへの崩壊による核 $\gamma$ 線がコンプトン散乱を受け表面に硬X線として表れるには10ヶ月ほどかかる予想であった.ところが図4に見られるようにこのX線は、短い点線で示された一次元コードの結果より半年以上、また、核 $\gamma$ 線は1年近くも理論予測より早く観測されたのである.

この理論と観測とのずれの原因として考えられ たのが爆発時とそれに続く星の膨張運動における 流体力学的不安定性である.この不安定性が引き 起こす対流により内部の 56Ni, 56Co が外層へ運 ばれた.これにより 56Co の崩壊が外層でも起こ り,硬X線や $\gamma$ 線が早く観測されたというもの である.つまり、「たまねぎ」構造は爆発後、各 層の「物質混合」により崩されたのである.

観測データを現象論的に解釈しようとして物質 混合モデルを仮定して,X線の強度変化が調べら れた.すると図4の実線のように確かに観測デー タを再現することができた.しかし,これでも, まだどんな物理機構が物質混合を引き起こしたの かという肝心の疑問が残る.

爆発のシミュレーション結果から,物質の境界 で一部反射された衝撃波が中心に戻る際,物質を



図5 SN1987A 爆発時の圧力及び密度の時間発展.時刻 2以降,反射衝撃波により物質境界面で不安定が成 長を始めた[12].

減速させ、この力がレーリー・テーラー (Rayleigh-Taylor)の不安定の原因となることが 指摘された[12]. 図5に示したのが一次元シミュ レーションによる圧力及び密度の分布で、時刻2 以降、点線のH/He及びHe/metalの境界近傍 で

$$\nabla \rho \cdot \nabla \mathbf{p} < 0 \tag{1}$$

となっており、これはレーリー・テーラー不安定 な状況であることがわかる.(1)の条件が成立し ているところでは、軽い領域が重い領域を圧力で 加速していることとなり流体力学的に不安定とな る.

その後,2次元流体コード,3次元流体コード により精力的に爆発時の流体力学的不安定が調べ られた[13,14,15,16,17].その結果,5%程度の 速度擾乱が初期に存在すれば,metalの部分は図 6に見られるように,速度2000km/secの領域へ 侵入していくことがわかった[18,19].また外層 の水素も800km/secの速度領域へ沈下すること が示された.

観測結果を説明するためには, metal は, まず, 硬 X 線の出現には3000km/secの領域まで,



図6 SN1987Aの爆発後,充分時間が経過した時点での 各物質の分布.初期に5%の速度擾乱を仮定して二 次元シミュレーションを行っている[14].

また,核γ線の説明には4000km/secの領域ま で進入している必要がある.このような混合を得 るためにはレーリー・テーラー不安定が成長して いく種として,物質境界に少なくとも10%程度 の速度擾乱が必要となる[17].この擾乱がどのよ うに作られたのか,未だ解明されておらず,興味 深いテーマとして残されている.

### 3. 何が速度擾乱を作るのか

どのようなメカニズムがレーリー・テーラー不 安定の種となる擾乱を作るのであろうか.

密度の異る (変化する)境界面を衝撃波が通過 すると,速度擾乱が作られ,境界面の不均一が成 長する.これをリヒトマイヤー・メシュコフ (Richtmyer-Meshkov)不安定という.この機構 が超新星爆発後,徐々に成長していくレーリー・ テーラー不安定の種を作ったのではあるまいか.

このリヒトマイヤー・メシュコフ不安定は,図 7に示すように,密度 $\rho_1$ , $\rho_2$ の境界面がわずかに 歪んでいるとき,ここを衝撃波が通過し,瞬時に 加速する際,加速後の速度に歪みを与える.これ はレーリー・テーラー不安定の場合と異り, $\rho_1$ < $\rho_2$  (Case-A)でも $\rho_1 > \rho_2$  (Case-B)でも不安 定となる.ただし,Case-Bの場合には不均一の 位相は反転して成長を始める.



図7 リヒトマイヤー・メシュコフ不安定の成長の様子を 示す.衝撃波が左方より密度不均一面に衝突する. このとき Case-A 及び Case-B の場合下図のよう に擾乱が成長していく.

リヒトマイヤー・メシュコフ不安定は,不均一 な衝撃波面が均一な物質境界面に衝突した場合に も発生する.これは不均一圧力が境界面を不均一 加速することであり,容易に想像される.

では、このようなリヒトマイヤー・メシュコフ 不安定の物理機構とはどのようなものであろう か.

完全流体の運動方程式は速度 *u*, 密度 *ρ*, 圧力 *P* のとき

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho} \,\nabla P \tag{2}$$

と与*え*られる.この式の回転 (∇×)を取ると, 流れの渦度 **ω** 

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{u} \tag{3}$$

に対する次の支配方程式を得る.

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\omega}}{\mathrm{d}t} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \boldsymbol{u} - \boldsymbol{\omega} (\nabla \cdot \boldsymbol{u}) + \frac{1}{2} \nabla \rho \times \nabla P$$
(4)

(4) 式で右辺第1項は、3次元渦が $\omega$ の方向にひ き延ばされて、細い渦ができていく力を示す.こ れは3次元乱流における乱流スペクトルの慣性相 (カスケードが起こっている)を支配する項であ る.第2項は $\nabla \cdot u$ に比例し、流体の圧縮性の項 である.つまり、流体が圧縮されたり、膨張した りするとき、渦度 $\omega$ も同時に圧縮、膨張するこ とを示す.(4)式の第3項はBaroclinic 項と呼ば れ、密度と圧力の傾きが並行でないとき渦を作る 源となる.

図8の上図のように、衝撃波 (S.W.) が左方よ り来るとき、 $\nabla P$  は図のようになる. これに対 し、 $\nabla \rho$  は、 $\rho_1 < \rho_2$  (Case-A) と $\rho_1 > \rho_2$ (Case-B) では反転する.  $\nabla \rho \times \nabla P$ の方向は、 Case-A で紙面上から下へ、Case-B では下から 上へとなる. このような渦が衝撃波通過時に形成 されることが (4) 式よりわかる.

渦が境界面に形成されると、その回りには速度 場が形成される。そして、その速度場が境界面の 変形を引き起こすことになる。渦度 ω と速度 u の関係は (3) 式であり、これは電流 j が与えられ



図8 リヒトマイヤー・メシュコフ不安定の原理図. 衝撃 波が歪んだ密度境界面に衝突するとき, Baroclinic 項により, 上図のように渦度 ωが生成される. こ の渦が回りに作る速度場により境界面は下図のよう に Case-A, B で異る位相で成長していく.

たときの静磁場 Hの関係

 $\nabla \times H = j$ 

と同等である.

このアナロジーから  $\omega$  が与えられればビオ・ サバールの関係式より速度場 u が求まることが わかる[20]. 又,  $\omega$  が与えられた時の uの分布 は  $j \rightarrow H$ の関係と思えば頭の中で描き易い.

結局, Case-A では図8の下に示したように渦 度が境界面で形成される.これが境界面の歪みを 増大させる速度場を問りに作ることが容易にわか る.

一方, Case-B では,境界面に作られる渦度は 位相を反転させる速度場を作り,結果として,図 8の下に示したように境界面が歪んでいく.

以上がリヒトマイヤー・メシュコフ不安定の原 理である.

このリヒトマイヤー・メシュコフ不安定の原理 を使い,レーリー・テーラー不安定性の説明を試



図9 レーリー・テーラー不安定性の原理図. 左から右へ 流体が加速され続けている. 弱い衝撃波が常に左よ り右へ伝搬している. この衝撃波が Case-A では歪 みを増大させる方向に渦度ωを境界面に作り強く していく. Case-B では,ωの方向は反転をくり返 すため,境界面は安定である.

みることは有益である.

今, 図9の上のように, 密度ρ<sub>1</sub>,ρ<sub>2</sub>の領域が 右方へ加速されている場合を考える. 右方への加 速を維持するためには, 左方より常に圧力を加え ておく必要がある. この圧力により系を左から右 へ加速しているということは, 常に弱い衝撃波で 流体を左より右へ加速していることに相当する. っまり, 連続的な弱い衝撃波が密度境界面に次々 に衝突していることになる.

図9の Case-A ( $\rho_1 < \rho_2$ )では、この連続的な 衝撃波による渦の生成は図8のリヒトマイヤー・ メシュコフの場合と同様に、図9のような速度場 を作る. さらに次々と境界面に衝突する圧力波 (衝撃波)により  $\omega$  は成長する. その結果、境界 面の不均一が増幅されていく. これをレーリー・ テーラー (Rayleigh-Taylor) 不安定性という.

これに対し、図9の Case-B ( $\rho_1 > \rho_2$ ) では、 境界面に形成される渦は歪みを押える方向にでき る. そして、振幅は反転する. 反転すると、今度 は (4) 式の Baroclinic 項の方向が反転するため渦

1291

(5)

度 w は減少し、反転する. この結果、図9の下 に見られるように、歪みの成長を抑える方向に速 度場が形成され、再度位相が反転しようとする. このような一連のメカニズムにより、境界面の歪 みは振動運動を行うこととなる. このとき境界面 はレーリー・テーラー不安定に対し安定であると いう.

従って,レーリー・テーラー不安定性条件として式 (1) となるのである.

# 4. 超新星のスケールから慣性核融合のス ケールへ

超新星爆発の現象は衝撃波とそれにより引き起こされる物質の膨張運動及び流体不安定性を考慮することにより調べられた.これらの現象は基本的に, 圧縮性の流体方程式により支配されている.

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} = -\rho\,\nabla\,\cdot\boldsymbol{u} \tag{6}$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho} \,\nabla P \tag{7}$$

$$C_{v}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = -\frac{P}{\rho}\nabla\cdot\boldsymbol{u} + T\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t}$$
(8)

ここで,(6),(7),(8)はそれぞれ,連続の式, 運動の式,エネルギーの式である.(8)式でTdS /dtは熱伝導等による熱の出入りを示し,超新星 爆発ではこれは無視できる.

慣性核融合での流体不安定を議論する際も第0 近似としては *TdS/dt* の項を無視して差し支え ない.これを無視し,(6),(7),(8)を無次元化 する.

$$\frac{t}{t_{o}} = \tilde{\tau}, \quad \frac{r}{r_{o}} = \tilde{r}, \quad \frac{u}{u_{o}} = \tilde{u}$$

$$\frac{T}{T_{o}} = \tilde{T}, \quad \frac{P}{P_{o}} = \tilde{P}, \quad \frac{\rho}{\rho_{o}} = \tilde{\rho}$$
(9)

ここで, ρ<sub>0</sub>, u<sub>0</sub>, *T*<sub>0</sub>, *P*<sub>0</sub>として超新星爆発と慣 性核融合に共通した代表的値をとる.

$$\rho_{o} = 1 \text{ g/cm}^{3}$$
$$u_{o} = \frac{r_{o}}{t_{o}} = 10^{7} \text{ cm/sec}$$

$$T_{\rm o} = m_{\rm p} u_{\rm o}^2 = 0.104 \,\rm keV \tag{10}$$

$$P_{\rm o} = \rho_{\rm o} u_{\rm o}^2 = 100 \text{Mbar} (= 10^{14} \text{dyn} / \text{cm}^2)$$

ただしここで  $m_{\rm p} = 1.67 \times 10^{-24} {\rm g}$ は陽子の質量である.

(6) - (8) 式を超新星爆発に適用する場合 (r<sub>o</sub>, t<sub>o</sub>) として

$$r_{o} = R_{\odot} = 7 \times 10^{10} \,\mathrm{cm} \quad (70 \,\mathrm{5 km})$$
  

$$t_{o} = 7 \times 10^{3} \mathrm{sec} \qquad (約 \, 2 \,\mathrm{時間}) \qquad (11)$$

をとる. ここで Ro は太陽の半径である.

これに対し, (6) - (8) 式で慣性核融合の流体 現象を議論する場合 (r<sub>o</sub>, t<sub>o</sub>) としては,

$$r_{\rm o} = 10^{-2} {
m cm}$$
 (100ミクロン)  
 $t_{\rm o} = 10^{-9} {
m sec}$  (1ナノ秒) (12)

を取る. このようにすれば, (6) - (8) 式の無次 元化式

$$\frac{\mathrm{d}\,\widetilde{\rho}}{\mathrm{d}\,\widetilde{\tau}} = -\,\,\widetilde{\rho}\,\frac{\partial}{\partial\,\widetilde{r}}\,\,\widetilde{u} \tag{6}$$

$$\frac{\mathrm{d}\,\widetilde{u}}{\mathrm{d}\,\widetilde{\tau}} = -\frac{1}{\widetilde{\rho}}\,\frac{\partial}{\partial\,\widetilde{r}}\,\widetilde{P} \tag{7}$$

$$C_{\rm v} \frac{\mathrm{d}\,\widetilde{T}}{\mathrm{d}\,\widetilde{\tau}} = -\frac{\widetilde{P}}{\widetilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial\,\widetilde{r}} \,\widetilde{u} \tag{8}$$

の結果はそのまま,超新星爆発,及び慣性核融合 ターゲットの流体現象に適用できる.

無次元化した世界で現象を調べ,あとは(11)なり(12)の次元化を(10)式と合わせて行えばよいのである.つまり,無次元化した世界で物理が解明されれば,他方での結果がもう一方の世界にそのまま適用できる.

ここで関連する物理量の違いを示しておく. 超 新星では質量  $M_{\circ}$ 及びエネルギー $\varepsilon_{\circ}$ は(10),(11) より

$$egin{aligned} M_{
m o} &= rac{4\pi}{3} \, 
ho_{
m o} r_{
m o}^3 = 1.44 imes 10^{30} {
m kg} \; (= 0.7 {
m M}_{\odot}) \ arepsilon_{
m o} &= M_{
m o} u_{
m o}^2 = 1.4 imes 10^{40} {
m Joule} \end{aligned}$$

で無次元化され、慣性核融合では

#### 慣性核融合と超新星爆発

高部

 $M_{\rm o} = 4.2 \mu {
m g}$  $\varepsilon_{\rm o} = 42 {
m Joule}$ 

で無次元化されることとなる.

# 5. 慣性核融合における流体不安定性

レーザー核融合実験に於ても流体力学的不安定 性による物質混合を裏付ける観測が多くなされて いる.超新星爆発の場合と同様で,実験データと 一次元シミュレーション結果とを比較することに より明らかとなっている.

まず最初に系統立って物質混合の可能性が示さ れたのは肉薄のガラス殻にDT 燃料ガスを封入し た LHART と呼ばれるターゲットの爆縮において であった[21,22]. この LHART の爆縮は最多中 性子数10<sup>13</sup>を実証したことで知られている.しか し,実験で観測された中性子の数は一次元コード の中性子数より常に低い.横軸をターゲットガラ ス殻のアスペクト比[=(半径)/(厚さ)],縦軸に レーザーエネルギー10kJoule 当たりの中性子の 数をプロットしたのが図10である.図より明ら かなように実験(exp.)がシミュレーション



 図10 レーザーエネルギー10kJoule 当たりの LHART 型 爆縮中性子数.実験の測定値(exp.)と一次元シミ ュレーション結果(sim.).



図11 LHART 型爆縮で測定された中性子発生時間幅(中 黒印)と一次元コードでの時間幅(中ぬけ印).



図12 CD ターゲット爆縮における実験で得られた中性子 数を一次元シミュレーションでの値で割った値.横 軸はシミュレーションで得られた半径収縮比.

(sim.)より常に下で、良い時で2-3倍、アスペクト比の小さい厚手のガラス球の場合2桁以上のずれが見られる。中性子数の他に、中性子が生成されている時間幅についても、一次元コードの結果と矛盾することが明らかとなっている[23]. 一次元コードと比べ、中性子の発生は図11に見られるように、実験ではだらだらと比較的長い時間にわたって発生している.

プラズマ・核融合学会誌 第69巻第11号

流体不安定による物質混合を示唆する実験に高 密度爆縮実験として行われた重水素化ポリエチレ ン(CD)・ターゲットを用いたものがある.これ に関しても一連の系統立った実験が行われてお り、成果としては固体密度の600倍が達成されて いる[24,25].しかし、事情はLHARTの場合と 同様で、重水素による核融合中性子数を一次元コ ードの値と比較すると、図12のように常に実験 値が低い.ターゲットが中空の設構造のため、半 径収縮率(横軸の値)が大きく、これに比例して、 中性子数の観測値は一次元の値より大きいときで 4 ないし5桁も低い.

高密度爆縮実験では放射化計測の目的でポリエ チレンにケイ素をわずかに含ませたことから,X 線輻射による予備加熱の取扱いが問題となった. 予備加熱を与えるX線輻射輸送のモデルをコー ドの中で変えると,確かに場合によっては中性子 数の再現は可能であった.ところが,この場合は 図13に見られるように,他の観測データ、つま り密度の径積分値である ρR 値が観測データとず れることがわかった.中性子数と ρR 値とを同時 に再現するシミュレーションは一次元コードの範 囲では不可能である.これからも,物質混合(た だし,この場合は中心の高温部と周りの低温部の 領域混合)が中性子数低減に本質的であることが 予想された.



図13 600倍圧縮が得られた実験での DT 中性子数と ρR 値の測定値 (E). 黒丸A, B, Cは一次元シミュレ ーションで, Si の輻射輸送を切ったとき (A), 及 びライン幅を変えた時 (B, C).



1993年11月

図14 一次元シミュレーションで人為的に SiO<sub>2</sub> を燃料部
 に混入した場合の中性子数. "Clean" 1-D は混入なし、黒丸及び四角は実験データを示す.

物質混合の効果を入れると実験結果が説明でき るか考察がなされた.

LHART 爆縮の場合,燃料 DT とプッシャー部 のガラス (SiO<sub>2</sub>) がレーリー・テーラー不安定に よる渦運動で対流混合していると考えられる.こ の結果,DT 部分の熱がガラス部へ運ばれ DT が 冷却する.又,ガラス部が対流で高温の DT 部に 運ばれ加熱され,この結果 Si や O の比較的電荷 の大きいイオンが X 線でエネルギーを奪い,結 果として輻射冷却による中性子発生の低減の原因 となる.

図14に示したのは、人為的に DT 燃料部分に SiO<sub>2</sub>を混入させた場合の一次元シミュレーショ ンによる中性子数である[26].図14で"Clean" 1-D が通常の一次元の結果.これに対し、DT 部 分にSiO<sub>2</sub>を7%(数密度比)均一に混入させるだ けで中性子数は1桁近く減少する.さらに、これ が50%のレベルとなると3桁程度の減少となり、 図中**■**や $\odot$ の実験データに近づいてくる.

物質混合の原因として、ℓが大きいモード(短波長擾乱)か、ℓの小さい(<20)モード(長波長擾乱)のどちらの流体不安定が重要かについて 議論されている.今の段階では、ℓの小さいモー

ドだけでは実験結果を説明できず[27],少なくと もこの LHART 型の実験ではℓの大きいモードに よる混合が比較的早い時刻に発生していると考え られる.

CD シェルによる高密度爆縮実験についても, 対流混合を考慮することにより実験結果を説明す る試みがなされた.一次元コードでの CD シェル 爆縮では,最大圧縮時に中心部に形成されるスパ ーク(高温部)が回りの低温・高密度の部分をそ の静圧により押し止める.ところが,このスタグ ネーションと呼ばれる時点で,レーリー・テーラ 一不安定がスパークと低温部との境界面で爆発的 に成長し,このような二重構造の形成を妨げる. 一次元コードでは,ほとんどの中性子がスパーク 部で発生しているため,スパーク部の消失は中性 子数の大幅な低減を伴う.

一方,放射化計測法で測定された最大圧縮時の 半径・密度積  $\rho R$ の値は一次元コードの値よりむ しろ大きい.これは,比較的低密度であった中心 スパーク部へ周りの冷たいプラズマが混合により 侵入し, $\rho R$ 値としてはかえって増大することに よる.

このような現象を再現するため、準線型拡散型 の乱流拡散モデルをエネルギー式に導入し、一次



図15 図13のシミュレーションで、乱流混合による異常熱 輸送効果を取り入れた場合 D 点の値を得る.実験 値の再現が可能となる.

元コードと結合して解いた[28]. その結果,図 15に見られるように中性子数と $\rho R$ 値が乱流混合 モデルの導入により説明できることがわかった.

長波長不均一 ( $\ell = 2 \pi - F$ )を伴う場合の爆縮の様子も、二次元コードにより調べられた. CD シェル爆縮で CD 殻の内面膨張部が中心に達した時刻 (Void closure time,  $t_s$ )を初期条件とし、アブレーションフロントに歪みを与えて二次元シミュレージョンを行った。図16にその結果を示す。図中、水平方向のバーは不均一の谷方向







図17 LHART 型爆縮に用いたレーザービームの強度分 布.ビームは自己干渉等により不均一強度分布とな っている.

 $(\theta = 0$ 方向) と峰方向  $(\theta = \pi/2$ 方向) への密度 の半径積分値を示す.これより予想されるよう に、 $\ell = 2$ 程度の不均一でもさらに大きな擾乱が 加速相で成長して最終スタグネーション相を抑え ているとするならば、実験データを説明できる可 能性がある.

混合や不均一を引き起こす擾乱の源は何であろうか.一般にレーザー爆縮の実験ではレーザー光 強度不均一がこの最大の原因であると考えられている.実際LHART爆縮では12本ビームのレー ザーが,それ自体図17に示されるような強度分 布を持ってターゲット表面に照射されて実験が行われた.ビームは非線型増幅の効果や自己干渉により強度分布が大きく乱された状態であった.こ のため波数ℓが100前後の不均一強度分布に加え 広いℓの値にわたり不均一モードが形成された. これがターゲット加速圧不均一を引き起こし速度 擾乱を作ったと考えられる.

CD シェル爆縮では、ランダム位相板[29] と呼 ばれる光学板にレーザーを通し、グローバルなビ ーム強度分布を平滑化して実験が行われた. ラン ダム位相板ではレーザー光を2mm角のビームレ ットに分割し、各ビームレットがターゲット表面 でターゲットサイズ程度に回折広がりするように 設計されている. この結果、このような多数のビ ームレットが重なった時の強度分布は、全体とし てはシンク関数[sin<sup>2</sup> (kx)/(kx)<sup>2</sup>] として滑らか



図18 CD シェル爆縮に用いられたランダム位相板を通し たビーム強度分布.エンベロープは滑らかとなる が、スペックルと呼ばれる微細な構造を持つ.

になるが、ビームレット間の干渉により図18の ように微細なスペックル構造が作られる[29].従 って、このスペックルによる短波長の擾乱が爆縮 速度の不均一を引き起こしたと考えられる.

ビーム強度分布の効果だけでなく,実験装置 (激光 XII 号)のビーム数が12本であることから, 比較的長波長の不均一強度分布が作られる.これ は、 ℓ < 10の不均一モードを作り,爆縮時の流体 力学的不安定性により,混合(Mixing)ではな く,塊(Clump)状の不均一を引き起こすと考え られる.このような両不均一が実際には爆縮性能 低下を引き起こしているのである.

# 6.物質混合の源を取り除けるか

超新星爆発では、SN1987Aの観測結果を説明 するには10%以上の速度擾乱が必要であった. 何がこのような擾乱の種となっているかについて は、III節でリヒトマイヤー・メシュコフ不安定 の可能性について説明した.しかし、もしリヒト マイヤー・メシュコフ不安定により、初期に衝撃 波が物質境界を通過する際、速度擾乱が作られた としても、何故境界面の不均一が存在していたの かと疑問が残こる.また、もし不均一衝撃波が境 界面に衝突したとしても、重力崩壊に伴なう衝撃 波の形成段階での不均一発生のメカニズムを調べ る必要がある.

重力崩壊時に発生するニュートリノが回りの物 質を加速し,衝撃波を形成する際,ニュートリノ による "hot bubble" 形成とそれによる物質アブ レーションを含む安定性解析が行われようとして いる[17]. 今後の研究発展に期待したい.

慣性核融合では、いかにして物質混合を引き起 こす源を取り除くかが課題である、今の段階で は、LHART 実験にしろ、CD シェル実験にしろ、 擾乱発生の源はターゲット不均一よりレーザー不 均一が支配的である。従って、最近はいかにレー ザーのコヒーレンシーを取りのぞいて均一なビー ム強度分布とするかに研究の重点が置かれてい る. このようにすればビーム強度分布の均一化は かなり改善される.しかし、ビーム数が有限であ ることによる不均一は残る.そこで、ビーム数の

増大. 12ビームから32, さらに64ビームと増大 させることにより1%を切る不均一の抑制が原理 的に可能となる.

それでも最終的に残される不均一は,比較的長 波長のものが主で,ℓ<10の強度不均一が爆縮に 及ぼす効果を調べておく必要がある.

# 7. 炉心プラズマ点火・燃焼への爆縮不均 一の影響

将来,ビーム強度分布均一化を行い,ビーム数 も適当に増やしたとして,点火・燃焼する高利得 ターゲットで, ℓ<10の不均一が爆縮ダイナミッ クスへ与える影響を調べておく必要がある.

図19に示したのは、4MJoule のレーザー入力 による出力600MJoule の高利得爆縮の一次元シ ミュレーションの r-t ダイアグラムである. ター ゲットは内半径2500 $\mu$ m,厚さ45 $\mu$ m のポリエチ レンシェルの内壁に、固体 DT 固体層を250 $\mu$ m 付着させた構造となっている. これに、プレパル ス幅20nsec で主パルス幅15nsec の3 $\omega$ 光(ガラ スレーザーの三倍高調波で波長は0.35 $\mu$ m)を、 強度を連続的に増大させながら照射している. 図



図19 レーザー直接照射爆縮による高利得爆縮の例. 4MJouleのレーザー入力に対し150倍の核融合エネ ルギーが発生している.

より明らかなように,35nsec 近傍で最大圧縮さ れ,点火が起こり,その後核燃焼によりデトネー ション波が形成されている.

図20に最大圧縮近辺の流線図の拡大図を、ア



図20 図19の最大圧縮近傍の拡大図.
 [a] アルファ粒子加熱を切ったとき
 [b] アルファ粒子加熱を矛盾なく入れた場合

ルファ粒子加熱を切ったとき [図20-(a)], アルフ ァ粒子を矛盾なく入れたとき [図20-(b)] のそれぞ れについて示した. 図より明らかなように, アル ファ粒子加熱がないときは, 中心で形成された反 射衝撃波が t = 35nsec ころに, 主燃料部となる 回りの DT プラズマを減速させ, 最大圧縮状態と なる. ところが, アルファ粒子加熱を矛盾なく入 れると, 核融合点火・燃焼する炉心プラズマで は,最大圧縮となる手前で点火・核燃焼波が形成 されることがわかる. このような系で, 流体不安 定がどのように成長するのであろうか.

核反応により発生するアルファ粒子は,燃料を 追加熱する.この加熱による圧力分布の変化が流 体不安定の成長を抑える可能性がある.これは fire-polishing [30,31] と呼ばれているメカニズム による.不安定の成長により温度の高い中心部へ 温度の低い主燃料部が侵入しようとすると,先端 部がアルファ粒子の加熱を受け,高温となり,ア ブレーションする.この結果,侵入先端部が削り 取られたり,又,アルファ加熱による高圧で押し 戻されたりする. このような現象が期待できる.

一次元爆縮コードと同等の物理を含む二次元コ ードで、この核燃焼と流体不安定成長の様子を調 べる必要がある. ILESTA-2D コード[27] に Rezoningとアルファ粒子加熱を加え、図19の爆縮 モードの安定性を調べた[32].爆縮の最終フェー ズで不均一がどう成長するか見るべく、シミュレ ーションは、ターゲット半径が約1/5に縮んだ 時点 (34.2nsec) より始めた. この時点を  $t = t_s$ とし, 時刻 *t*s まで一次元の ILESTA-1D コード でシミュレーションを行い、これをファイルに落 す.これに適当な擾乱を与えて二次元シミュレー ションを実施した.擾乱としては、 $t = t_s$ のアブ レーションフロントの半径を $R_a$ として、 $R_a$ にピ ークを持ち,指数関数的に両サイドに減衰する表 面波モードの擾乱を与えた.その擾乱振幅を $\delta R_a$ として $\delta = \delta R_a / R_a$ と不均一の球関数モード(ル シャンドル関数)の波数ℓをパラメータとして, 核融合利得の (δ, ℓ) 依存性を調べた.

まず, アルファ粒子による fire-polishing 効果



図21 高利得爆縮の二次元流体コードにより得られた温度 分布の発展を、アルファ粒子加熱を矛盾なく入れた 場合(上半図)、及びアルファ粒子加熱を切った場 合(下半図)について示す。中心に出来るホット・ コアがアルファ粒子加熱により均一化し、自己点火 している様子が上、下を比較することにより判る。 を調べた.  $\delta = 5\% 0 \ell = 8$  不均一を与え, アル ファ加熱を切った場合について二次元シミュレー ションを行った. このとき一次元でのダイナミッ クスは図20-(a)に対応する. 図21下半に示したの が, このときの温度分布である. t = 34.2nsec より2次元シミュレーションを開始した. 爆縮と ともに中心部にスパーク部が形成され, スパーク と主燃料の境界で  $\ell = 8$  の不均一が成長していく 様子がわかる.

ー次元コードで点火する *t* = 35.0nsec には, かなり不均一が目立ち,その後最大圧縮(*t* = 35.2nsec)を経て,膨張相でどんどん不均一が成 長していく様子がわかる.

ここで注目すべき点は、初期に与えた不均一モ ードと、内部のスパーク・主燃料境界のできる不 均一モードの位相が反転していることである.こ れは、初期に与えた不均一により、中心へ進んだ 位相部分で早く反射衝撃波が形成されるため、こ の部分が今度は外方へ先に進む.その結果、外部 との歪みの位相が反転することとなる.

次に、同じ条件でアルファ粒子加熱を矛盾なく 加えた場合(一次元は図20(b)に対応)について示 したのが図21の上半である.アルファ粒子加熱 は点火が起こる時刻(t = 35.0nsec)前より不均 ーモードの成長に影響を与え、中心に侵入してい く冷たい DT のスパイク部分を細らせていること がわかる.そして、t = 35.0nsec の点火時点で は、ほぼ球形のスパークが形成されており、 fire-polishing が有効に働いていることが見てと れる.その後、極めて短い時間に点火、核燃焼波 伝搬とつづき、ほぼ一次元の結果に近い核融合利 得が得られることがわかった.

不均一爆縮がペレット利得に及ぼす効果は,爆縮のモードにより異る.図19の爆縮についても, レーザー波形ももう少し急に立ち上げることにより,爆縮速度を上げることができる.すると,ス パーク部の温度は点火温度より高い温度となり, 不均一爆縮によりスパーク部の温度が少々下がっ ても点火が起こる.このようなモードでは,比較 的不均一に鈍感なターゲット設計を行うことがで きる[32].ただし,この場合,一次元爆縮での利 得自体が下がるため,結果として利得がどうなる かは,どの程度に不均一を抑えうるかに依存して いる.一次元での利得の最適化と二次元爆縮によ る利得の低減の定量的議論をさらに進めていく必 要がある.

### 8。まとめ

超新星爆縮という天体での壮大な実験は、衝撃 波がからむ流体不安定(レーリー・テーラー不安 定や、リヒトマイヤー・メシュコフ不安定)の研 究が重要であることを示唆した.超新星1987A の重力崩壊に伴う衝撃波が「たまねぎ」構造をし た周りの物質を宇宙空間へ加速する.しかし、物 質境界との衝突で一部反射された衝撃波が物質を 減速しようとするため、レーリー・テーラー不安 定が発生し、物質混合が成長していくことが示さ れた.硬X線等の観測結果を説明するためには 少なくとも10%程度の速度擾乱がレーリー・テ ーラー不安定の種として必要であることが多次元 流体シミュレーションの結果示された.

速度擾乱を生むメカニズムとして衝撃波が物質 境界に衝突した際のリヒトマイヤー・メシュコフ 不安定が原因となる可能性について述べた.しか し、未だストーリーは完結しておらず、重力崩壊 により発生するニュートリノが爆発初期に衝撃波 を形成する段階での流体安定性の研究が重要とな ってきている.このとき、ニュートリノによる 「ホット・バブル」境界面の加熱、アブレーショ ンという問題も扱う必要があり、慣性核融合のア ルファ粒子による加熱.アブレーションと類似し たメカニズムが期待される.これらの研究の結 果、果して速度擾乱形成の物理機構が超新星特有 のものなのか、それとも、もっとユニバーサルな モデル化ができるものなのか興味深いところであ る.

時間・空間のスケールを10<sup>13</sup>分の1に縮めた世 界に共通した現象が見られた.それが慣性核融合 の爆縮,爆発での流体力学的不安定性と物質混合 である.レーザー爆縮の実験結果と,一次元爆縮 コードとの比較は,慣性核融合研究で流体不安定

性の研究が重点課題であることを明確に示唆して いる.

無次元化した世界で議論すれば星もターゲット も共通の流体方程式が支配する物理の世界であ る.慣性核融合での研究の進展が超新星の研究進 展をうながし,又逆もしかりである.今後とも, 両研究分野の交流は,研究レベル向上に極めて有 益である.

# 謝 辞

この解説をまとめるに当たり、本タイトルでの 講演をお勧め下さり、講演の場を提供して下さっ た畦地宏、山中龍彦両氏に感謝します.超新星に 関して機会あるごとに情報を提供していただき、 議論させていただいている東大理・野本憲一氏及 び同教養・戎崎俊一、蜂巣泉両氏に感謝します. リヒトマイヤー・メシュコフ不安定に関しては東 北大流体研の高山和喜氏との議論を通して得るも のが多々あったことを感謝します.最後に、日頃 本テーマに関心を持っていただき、色々と貴重な 意見をいただいている三間圀興、中井貞雄両氏に 感謝します.本解説は、93年7月14日(水)に大 阪大学レーザー核融合研究センターで開催された 「レーザー研シンポジウム」に於ける同名の講演 内容をまとめたものです.

# 参考文献

- [1] 野本憲一,科学57,536 (1987).
- [2] 野本陽代、「ドキュメント超新星爆発=400年目の大事件=」(岩波書店, 1988).
- [3] 野本憲一, 学術月報43, 53 (1990); K. Nomoto et al., "Supernova 1987A; From Projemitor to Remnant" (The Univ. Tokyo, Astronomy Preprints, No.91-29, 1991).
- [4] 高部英明,三間圀興,核融合研究68巻別冊「激 光 XII 号によるレーザー核融合研究の現状と展 望」(1992), p. 13.
- [5] 杉本大一郎編集「星の進化と終末」(恒星社厚生 閣, 1979).

- [6] 林忠四郎,早川幸男編集「宇宙物理学」現代物 理学の基礎第2版第11巻(岩波書店,1978).
- [7] 中野武宣, 文献[5]第1章.
- [8] 野本憲一, 文献[5]第2章.
- [9] 熊谷紫麻見,野本憲一,核融合研究 63,79 (1990).
- [10] 戸塚洋二,パリティ2,58 (1987).
- [11] ヘルファンド,パリティ3,2 (1988).
- [12] T. Ebisuzaki, T. Shigeyama, and K. Nomoto, Astrop. J., 344, L65 (1989).
- [13] 田光江、山田良透「超新星1987Aと関連天体 (Ⅲ)」研究会集録(野本、釜江編、1992)に中に SN1987Aの多次元シミュレーションのリストが ある.
- [14] I. Hachisu et al., Astrop. J. **390**, 230 (1992).
- [15] E. Müller, et al., Astronomy & Astro. 251, 505 (1991).
- [16] B. Fryxell, E. Müller and D. Arnett, Astrop. J. 367, 619 (1991).
- [17] S. Yamada, T. Shimizu and K. Sato, UTAP-150/92, Dec. 1992.
- [18] I. Hachisu et al., Astrop. J., 358, L57 (1990).
- [19] I. Hachisu et al., Astrop. J. 368, L27 (1991).
- [20] 巽友正,「流体力学」(培風館, 1982), 第9章.
- [21] C. Yamanaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. 56, 1576 (1986); Nature 319, 757 (1986).
- [22] H. Takabe et al., Phys. Fluids 31, 2884 (1988).
- [23] H. Azechi et al., Appl. Phys. Lett. 55, 945 (1989).
- [24] H. Azechi et al., Laser Part. Beams 9, 193 (1991).
- [25] S. Nakai et al. in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena p. 443, to be published.
- [26] LLE Review, Quarterly Report, Vol. 43, p. 132, Lab. Laser Energetics, Univ. Rochester (1990).
- [27] H. Takabe, K. Mima and S. Nakai, Laser Part. Beams 7, 175 (1989).
- [28] H. Takabe et al., IAEA-CN-56/B-3-3, 14-th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Würtzburg, Sep. 1992.
- [29] Y. Kato et al., Phys. Rev. Lett. 53, 1057 (1984).
- [30] J. H. Nuckolls et al., Nature 239, 139 (1972).
- [31] S. Atzeni, Laser Part. Beams 9, 233 (1991).
- [32] H. Takabe and T. Ishii, to be published.