解説

流体不安定と慣性核融合（3）

高部英明
（大阪大学レーザー核融合研究センター）
（1997年3月7日受理）

Hydrodynamic Instabilities and Inertial Confinement Fusion (3)

TAKABE Hideaki
Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565, Japan
(Received 7 March 1997)

Abstract

This is the third part of a three-part review on hydrodynamic instabilities and inertial confinement fusion. In this installment, Rayleigh-Taylor (R-T) instability in the stagnation phase (final compression phase) is treated. Linear stability analysis based on a self-similar solution describing the stagnation dynamics is explained. Effects of geometrical convergence and compressibility on the R-T instability growth are discussed. The physics of the nonlinear stage of R-T instability in the stagnation phase studied with two- and three-dimensional simulations is described. The discussion is focused on three-dimensional effects on the instability, but attension is also paid to the effect of energy transport. Hydrodynamic mixing models which have been applied to implosion simulations are introduced by focusing on k-ε type, two-phase flow, and weakly nonlinear mixing models. Validity and issues in applying the mixing models to analyse implosion experiments are discussed. The paper's conclusion includes a prospect of future research on hydrodynamic instabilities in the inertial confinement fusion and supernova explosion.

Keywords:
hydrodynamic instability, Rayleigh-Taylor instability, stagnation, hydrodynamic mixing model, laser fusion, ICF, supernova explosion

前々回の第1部では，第2節でレーザー爆縮実験における流体力学的不安定性の重要性を，爆縮実験のデータとシミュレーション結果との比較を中心に説明した．さらに，第3節で，アブレーション面でのレーリー・テーラー(R-T)不安定に関する最近の実験や乱流混合に関する実験の紹介をした．引続き，前回の第2部では，第4節で流体不安定の線形・非線形現象の理論解析を紹介し，不安定が単一モードと多モードの場合での違いや，それらの解析法について説明した．第5節では，レーザーによるターゲット加速時のアブレーション面でのR-T不安定の理論解析の説明をし，噴出安定化の物理機構に関する最近の理論研究を紹介した．最後となる今回の第3部では，スタグネーション相での流体不安定と流体混合の理論モデルについて説明し，最後にまとめと今後の研究展望を行う．第6節で取り扱うスタグネーション相—爆縮最終相—の流体不安定では，球中心に収束する系の安定性を議論する必要がある．この場合，平衡解が存在せず，自己相似解を用いた線形安定性解析を行う．非線形発展については，二次元・三次元の流体シミュレーション結果を紹介する．第7節では，流体不安定に伴う混合現象を近似的に記述する流体混合モデルとして，k-ε，二相流，弱非線形モデルについて説明する．混合モデ

ルを爆縮実験に適用した場合の有効性と問題点について議論する．第8節はまとめと展望であり，未解決のまま残されている課題と今後の研究方針について私見を述べる．超新星爆発における流体不安定性研究の今後の動向について，超新星残骸の観測と絡めて説明する．

6．スタグネーション相での流体不安定

爆縮における流体不安定性は加速相で起こった後，さらに減速相でも問題となる．Fig. 1に示した高利得爆縮の場合について，アルファ粒子加熱を切った1-Dシミュレーション結果の最大圧縮近傍の様子をFig. 34に示す[24]．Fig. 34は密度の等高線を示し，数値はg/cm^3単位での密度．t = 41.5nsが最大圧縮時刻で，中心部の低密度スパーク部（温度は5-6keVと高い）が$t >$ 40.5nsで周りの高密度の主燃料部を徐々に減速していることがわかる．このとき，中心部のスパーク部と周りの主燃焼部の境界領域でR-T不安定性が発生し，スパーク部の加熱および主燃焼部の圧縮が妨げられる．この減速相（スタグネーション相や最終相ともいう）でのR-T不安定は，主に加速相で成長したアブレーション面の擾乱が“feed-through”過程を通して進入し，それが不安定の種となり成長する．

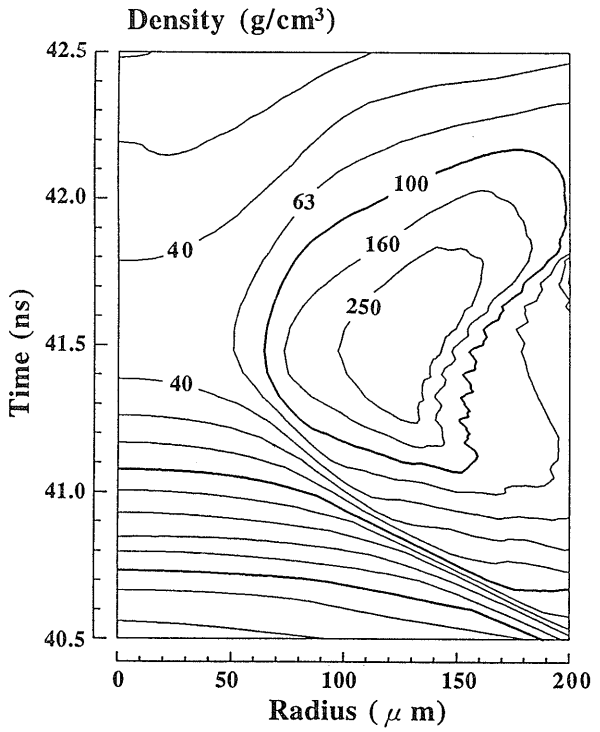

Fig. 34　Time-space evolution of density near maximum compression. The central spark stagnated due to still-falling main fuel. This simulation is for the case of Fig. 1 without alpha-heating process.

研究当初より，減速相でのR-T不安定の重要性が指摘されていた[138]．二次元の粒子流体コードを用いて平面の場合について，線形から非線形なスパイクの成長を含む研究が行われた[139]．実験的には，二次核反応粒子計測により燃料とプッシャーとの混合が確認された[140]．最近になって超高速（分解能10ps）の多イメージX線ピンホールカメラにより最終相での流体不安定によると思われる爆縮コアの変動が観測されるようになった[141]．

減速相では，球収縮による幾何効果や圧縮性，さらに重力gや波長λが時間とともに変化する効果など，今まで扱ってきた平面の場合と異なる．さらに，最大圧縮近傍で燃料コアが急速に加熱され温度が5－10keVに達するため，電子熱伝導がR-T不安定に影響を与える．さらに，R-T不安定によりプッシャーのプラスチックやガラスが燃料部に混入すると，その大きい比熱のため燃料が急激に冷やされたり，X線輻射輸送による輻射冷却が起こる．アブレーション面での噴出安定化と同様の物理機構が減速相でも働き，熱伝導の効果によりR-T不安定の成長が抑えられると期待される．

この節では，減速相でのR-T不安定性の自己相似解を用いたモデル解析と，2-D, 3-Dの流体シミュレーションについて解説する．また，円筒ターゲットを爆縮した最近の実験について紹介する．

6-1　スタグネーション相の線形安定性解析

球形状で中心に収束していく流体には安定性解析の前提となる平衡解が存在しない．しかし，減速相のダイナミックスを自己相似解法[142]が可能なようにモデル化し議論することができる．さらに，求まった球対称な自己相似解からの線形擾乱に対する線形方程式を解くことにより，その流体不安定性を調べることができる．ここでは，我々が行った方法[143]に従い，スタグネーション相の安定性を議論する．

基礎式は(49)式の連続の式と(50)式でg = 0とした運動の式，および，(51)式に代えて断熱を仮定したエネルギー式

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(P\rho^{-\gamma}) = 0 \tag{60}$$

である．ここでγは比熱比（$= C_p/C_v$）であり，$\mathrm{d}/\mathrm{d}t$はLagrange微分を示し，$\mathrm{d}/\mathrm{d}t = \partial/\partial t + \boldsymbol{u}\cdot\nabla$である．

球対称一次元の解を$\rho_0(r,t)$, $u_0(r,t)$, $P_0(r,t)$とし，また，

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}R_0 = u_0 \tag{61}$$

で定義される流体要素の座標 R_0 を導入する．自己相似変数 r_0 として

$$r_0 = R_0/f(t) \tag{62}$$

を導入する．ここで $f(t)$ は未知の関数であり，$f(0) = 1$ とすれば，r_0 は $t = 0$ における各流体要素の座標に対応する．

密度 ρ_0，圧力 P_0 として

$$\begin{aligned} \rho_0(r,t) &= \rho^*(r_0) f(t)^{-3} \\ P_0(r,t) &= P_0^*(r_0) f(t)^{-3\gamma} \end{aligned} \tag{63}$$

の形の解を仮定する．ここで ρ_0^*，P_0^* は未知の関数で，流体式より後ほど決める．(62)式および(63)式の形を(49)，(50)，(60)式に代入することにより，(49)，(50)式は自動的に満たされることはすぐにわかる．そして，(50)式を変数分離することにより

$$f(t)^{3\gamma-2}\frac{d^2}{dt^2}f(t) = \frac{1}{\tau^2} \tag{64}$$

$$\frac{d}{dr_0}[P_0^*(r_0)] = -\frac{1}{\tau^2}\rho_0^*(r_0) r_0 \tag{65}$$

と求まる．ここで τ^2 は変数分離定数である．

この種の自己相似解法は $\tau^2 < 0$ の場合について R. E. Kidder により解かれた[144]．$\tau^2 < 0$ の場合は，流体は中心に向かって加速されていく加速相に対するモデル解を与え，これを用いて均一等エントロピー圧縮 (homogeneous isentropic compression) による爆縮法を議論し，レーザー波形の時間依存性を求めた．その後，Kidder は解を拡張し，中空シェル状のターゲット爆縮の解を求めた[145]．さらに，この中空シェルモデルを 1-D シミュレーションで実現し，点火条件を系統的に議論した[146]．ここでは，この議論については触れない．

$\tau^2 > 0$ とすると，減速相のモデル解を得ることができる[143]．(64)式を $\gamma = 5/3$ の場合について解くと

$$f(t) = \left[1 + \left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right]^{1/2} \tag{66}$$

と求まる．ここで，τ は半径収縮の特徴的な時間を与える．(66)式は $t < 0$ で半径が縮まり，$t > 0$ で中心圧の上昇により膨張に転する解を与えてくれる．これにより，断熱の条件付きではあるが，スタグネーションのダイナミックスのモデル解を得たことになる．ρ_0^*，P_0^* の分布については，ρ_0^* は任意であり，適当な分布を与えることにより，あとは(65)式を $P_0(r_0 = \infty) = 0$ の境界条件の下に積分すれば P_0^* の分布が求まる．

この自己相似解に対する線形安定解析がなされた[143]．$R_0\boldsymbol{i}_r$（$\boldsymbol{i}_r$ は r 方向の単位ベクトル）にある流体要素が，

$$\boldsymbol{R} = R_0\boldsymbol{i}_r + \xi(r_0,t) \tag{67}$$

と歪んだと考え，流体の式(49)，(50)，(60)より線形擾乱 ξ に対する支配方程式を導出する．

自己相似解の安定解析法は I. B. Bernstein ら[147]により導入された．彼らは，天体周りの膨張する低密度物質（たとえばパルサーからの輻射圧により膨張していく星周物質）の R-T 不安定性を解析するために自己相似解を考え，その安定解析を行った．彼らの方法に従い，擾乱 ξ を

$$\xi(r_0,t) = S(r_0)T(t) \tag{68}$$

と変数分離し，(50)式の運動の式より S および T に対する変数分離された式を導出する．詳しくは文献[143]に譲るとして，T に対する式のみ書くと

$$\tau^2 f^{3\gamma-1}\frac{d^2}{dt^2}T = \mu T \tag{69}$$

と求まる．ここで μ は分離定数で S に対する固有値問題を解くことにより決定される．

S に対する式をさらに θ, ϕ 方向に球関数 $Y_{\ell,m}(\theta,\phi)$ で展開し，その径方向成分の展開係数 $S_r^{\ell,m}(r_0)$ に対する μ を固有値として含む微分方程式を得る．微分方程式は m を含まず，不安定成長は ℓ のみの問題であることがわかる．Bernstein ら[147]は擾乱に対する式を導出したが，そのままでは解ける形となっていない．我々は[143]それが二階の微分方程式となることを示し，また，中心での特異境界条件の設定の仕方を示し，具体的な場合について固有値問題を解いた．

この固有値方程式は擾乱が非圧縮的と仮定できる場合は解析的に解け，圧縮性を含む場合の数値解との比較がなされた．その結果，圧縮性の効果は R-T 不安定の成長を変えず，本質的ではないことがわかった．流体の圧縮性が R-T 不安定に与える影響については，平面の場合について詳しく調べられている．強い重力下の平面構造で二流体境界面の R-T 不安定成長における圧縮性の効果が調べられ，(1)式の成長率から変化しないことが変分法[148]および Mathematica を使った微分方程式の解法[149]により示されている．球形状の場合，0 次解は時々刻々圧縮，膨張を受けているにもかかわらず，平面の場合同様，圧縮性は R-T 不安定の成長に重要な影響を与えないことがわかった．

(69)式に対する WKB 解として

$$T(t) = T(0) f^{(3\gamma-1)/4}\exp\left(\frac{\mu^{1/2}}{\tau}\int_0^t f^{(3\gamma-1)/2}dt\right) \tag{70}$$

が求まる．固有値 μ は $\ell \gg 1$ の条件下で近似的に

$$\mu \approx \alpha_A [\ell(\ell+1)]^{1/2} \approx \alpha_A \ell \qquad (71)$$

と求まる[143]．ここで α_A はスパークと主燃料（プッシャー）との Atwood 数である．スタグネーションの開始時刻を $t_s(<0)$ として，半径圧縮率を $C_R^s[=f(t_s)/f(0)]$ とすると，(70)式より C_R^s が大きいほど，当然，$t=t_s$ から $t=0$ の最大圧縮までの成長係数が大きくなることがわかる．燃料とプッシャーとの境界面の半径を $R_c(t)$ とし，対応する自己相似変数の値を r_c[(62)式の r_0 に対応]とすると，時間的に変化するこの界面での重力 g_{eff} および擾乱の波数 k_{eff} は

$$g_{eff} = r_c \frac{d^2}{dt^2} f$$
$$k_{eff} = [\ell(\ell+1)]^{1/2} \frac{f}{r_c} \qquad (72)$$

で与えられる．これと，(64)，(70)式より擾乱の振幅 ξ の時間変化は

$$|\xi| \propto R_c(t) \exp\left[\int (\alpha_A k_{eff} g_{eff})^{1/2} dt\right] \qquad (73)$$

で与えられることがわかる．(73)式の指数関数内は，(1)式の γ が時間的に変動すると思えば，その自然な拡張式となっている．しかし，$R_c(t)$ に比例するのは，系全体が時間とともに $R_c(t)$ に比例して収縮，膨張しているため，擾乱振幅も同様に圧縮，膨張を受けることから由来すると思われる．他方，R-T 不安定の成長に及ぼす球効果の影響が理論的に調べられている[150]．これによると，系が収縮する際，成長係数 h_{sph} は平面の場合のそれ h_{plane} に比べ GF (geometical factor) 倍となり ($h_{sph} = GF \times h_{plane}$)，$GF$ は半径にほぼ逆比例 ($GF \propto R_c(t)^{-1}$) して増大すると結論されている．これは(73)式と矛盾する．さらに詳しく調べる必要がありそうだ．

$C_R^s = 4$ の場合，$t=t_s$ から $t=0$ の最大圧縮までの間に擾乱の振幅は $10^2 \sim 10^3$ ($\ell = 10 \sim 20$) に成長することが示された[143]．スタグネーションは極めて不安定であり，特に最大圧縮に近づいた時点で爆発的に不安定が成長する．

スタグネーションの自己相似解の電子熱伝導を含む場合への拡張が行われた[151]．この場合，(50)式に代えて(51)式 ($K \propto T^{5/2}$) を基礎式として自己相似解を求め，その線形安定性解析が行われた．熱伝導を含むことにより，長さの次元を持った平均自由行程 ℓ_{mfp} が新たに加わることになる．したがって(49)～(51)式が自己相似性を持つためには，ℓ_{mfp} ($\propto T^2/\rho$) が半径 R ($\propto f$) と同じ時間依存性を持つ必要がある．つまり，熱伝導による熱流束 Q は $Q = -K\nabla T$ であり，$Q \propto T^{7/2} R^{-1} \propto f^{-3/8}$ と最大圧縮時に Q がピークを持つ解に対応する．Murakami ら[151]はまず球対称解を用い点火条件を議論し，加えて，熱伝導による R-T 不安定成長の低減を調べた．その結果，$C_R^s = 4$ の時で R-T 不安定の成長係数が $\ell = 40$ の場合，Hattori らの解で 1.5×10^3 であった値が，4×10^2 に低減していることを示した．

6-2　減速相 R-T 不安定の多次元シミュレーション

減速相での R-T 不安定の非線形発展のシミュレーションが平面構造を仮定して行われた[139]．中心の燃料部で減速されるプッシャーのスパイク部がほぼ自由落下 ($\delta = 1/2gt^2$) に近い速度で燃料部に進入し，中性子生成が急激に抑制されることが示された．その後，減速相の R-T 不安定の非線形発展は TVD (Total Variation Diminishing) スキームのオイラーコードを用いて通常の流体（熱伝導を含まない）に対して二次元円筒の場合[152]および三次元球構造の場合[153,154]について Sakagami らにより調べられた．$\ell = 3, 5, 6$ の場合について単一モード不均一の成長が調べられた．線形領域では不安定の成長は $Y_{\ell,m}(\theta, \phi)$ の m に依存しないこと，およびその成長が Hattori ら[143]の解と一致することが確認された．線形成長から非線形性で飽和が始まる振幅 ξ_{sat} が (30) 式の形でほぼ $\eta = 1/2$ であると結論されている．線形成長が飽和を始める振幅を示す(30)式の η の値は前に述べたように $\eta \approx 0.1$ である．しかし，この値は論文により異なる．アブレーション面での R-T 不安定に対する 2-D 平面のシミュレーション[155]では $\eta \approx 0.1$ と結論さているのに対し，他の同様のシミュレーション[156]では $\eta \approx 0.04$ で自由落下が始まると結論されていることを付記しておく．これについては，平面の場合は第4節で述べたように $\eta \approx 0.1$ と考えて良い．

燃料とプッシャーの境界面不安定におけるスパイク部の振幅が $\delta = cgt^2$ と自由落下の形で成長し，c が自由落下では1/2のところが，球構造では $c = 0.8 \sim 1.1$ と成長が増幅され，この傾向は波数 ℓ に依存しない（$\ell < 6$ の範囲で）ことが示された[153]．この自由落下の係数は円筒形状では $c \approx 0.2$ であり[152]，球効果によるスパイク成長速度の増大が見られた．c の値は ℓ が同じでも m に依存し，$m \approx \ell/2$ の時最大となった[154]．また，bubble-spike 構造はスパイク部がつながり，バブル部が孤立して成長していくことが報告された．

2-D の場合については，熱伝導の効果も取り込み，線形成長率の低減が調べられた[152]．その結果，擾乱の

波長が電子の平均自由行程の10倍より短くなると成長率が低減し始めることが報告された．

Town ら[157]は12ビームレーザーの不均一歪から成長する R-T 不安定の 3-D シミュレーションを球構造に対して行った．12ビームのエネルギーは完全にバランスしているとして，12ビームの集光中心点を頂点として球表面にできる20個の三角形を考える．これがさらに対称性の仮定から6個の三角形に分割される．全体積の120分の1に相当する球中心を頂点とする三角錐部分の三次元シミュレーションを行った．最大圧縮時の Atwood 数は0.84で線形成長率は古典成長率の90%であった．これは有限密度勾配効果による．彼らは，初期擾乱の符号の正負によって非線形段階での歪の構造が変わることを示した．つまり，一方は文献[153]と同様で，上昇するバブルを広いスパイク部が取り囲む構造であり，他方は，下降する孤立したスパイクをつながったバブル領域が取り囲む構造である．バブル-スパイクの振幅成長はそれぞれの場合で違いは見られず，peak-to-valley で $\delta = 0.23gt^2$ であった．これは Sakagami らの結果[153]と異なる．

Hecht ら[158]は Sakagami らの追シミュレーションを AEL スキームの三次元コードで行った．スタグネーションしていく系の分解能を上げるようメッシュを流体の収縮に合わせて縮める工夫も行った．最大圧縮時の Atwood 数は0.9で，非線形段階での擾乱の振幅は peak-to-valley で $\delta = 0.1gt^2$ と成長することが示された．ここで，g は最大減速時の値を用いている．gt^2 の係数は g の評価に依存するといえる．

Hecht らは，Town らと同様の12ビーム照射の場合について 3-D シミュレーションを行った．その結果，ビーム中心で爆縮速度が大きくなる擾乱では，孤立したバブルを連なったスパイク領域が囲み，逆にすると連なったバブル領域が下降するスパイクを囲む構造となることが示された．これと同じ傾向は，六角形対称な平面（蜂の巣構造）の 3-D シミュレーションでも見られた[158]．

R-T 不安定の非線形な 3-D 発展のシミュレーションが平面の場合について Yabe ら[159]によって行われ，スパイク部のマッシュルーム構造の発展が調べられた．スパイクの成長に伴う K-H 不安定の成長が 3-D の方が 2-D より早く，これがマッシュルーム形式に関与していることが示された．同じ傾向は，エネルギー輸送を含む FAST3D のシミュレーション[160]でも見られた．Darlburg らはアブレーション面での R-T 不安定の非線形段階を調べ[160]，スパイクを取り囲む渦線のリングの伸長がアブレーションの流れ構造を変え，3-D のスパイクの方が 2-D のスパイクより断面積が大きく，混合速度が速くなることを示した．

以上は，ほとんど，通常の流体に対する 2-D, 3-D のシミュレーションであった．しかし，スタグネーション時には燃料部の温度は数 keV にもなり，さらに径が縮んでいくことから温度勾配も急となり，電子熱伝導の効果が R-T 不安定の成長，非線形発展に大きく影響してくる．エネルギー式として(51)式を用い，$K \propto T^{5/2}$ の場合について 2-D のシミュレーションが二次精度 Godunov スキーム[161]を用いて行われた[162]．Sunahara ら[162]は，平面におけるスタグネーション時の R-M および R-T 不安定を調べ，高利得ターゲットのコアに近い条件で，電子熱伝導が流体不安定の非線形発展に及ぼす影響を調べた．

初期に乱数で界面の歪を与え，流体に右方向の初速度を与える．右端の境界条件を固定端とし，燃料に相当する低密度部がスタグネーションする様子を調べた．Fig. 35 に示したのは，左側が熱伝導のない場合，右側が同じ条件で電子熱伝導を含めた場合の最大圧縮時点の密度分布である．図より明らかなように，熱伝導効果により小スケールの擾乱が平滑化されている．熱伝導効果により小スケールの擾乱は安定化される反面，低温部が溶融して高温部へ進入するため，高温部が冷却される．この点に関しては，不安定が充分成長する以前に熱伝導効果が働くと，不安定の成長を抑えてくれると思われるが，温度上昇が充分でない段階で不安定が成長を始めると，熱伝導効果による安定化は有効に働かない．そして，不安定が充分成長した段階で熱伝導効果が働き出すと，高温部の表面積が不安定で増大した分，熱伝導によるエネルギー損失が大きくなる．熱伝導が R-T 不安定の成長を抑えるか，逆に熱伝導損失によるスパーク部の冷却が増幅されるかは，スタグネーションのダイナミックス，初期擾乱の大小に左右されることで，「熱伝導効果は安定化に有効」とは言い切れない[163]．

熱伝導の効果を取り込めば，Fig. 35 のように微細なフラクタル構造は平滑化される．したがって，計算の格子間隔をそれほど小さくせずとも多次元のシミュレーションが可能な場合もあることを付記する．ただし，物質の異なる境界面（燃料とプッシャー）の場合，密度・温度分布は Fig. 35 のように平滑化されるが，濃度分布（たとえば燃料の分布）は微細な構造を持つ点に注意[162]．

Fig. 1（2月号）に示したような高利得ターゲットでは，いったん，核反応点火が起こるとアルファ粒子による不

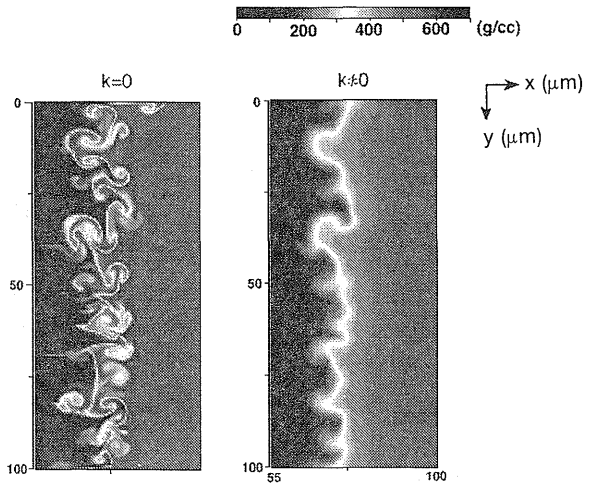

Fig. 35 Density contours near the maximum compression for plane model simulation. The left is without thermal conduction, while the right is with inclusion of electron thermal conduction. The small scale fluctuations are polished up due to thermal smoothing effect.

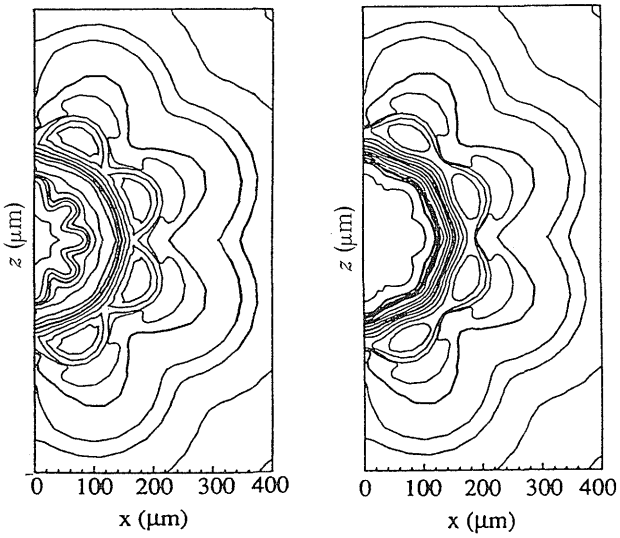

Fig. 36 ILESTA-2D simulation result for high gain implosion. The left is a case without alpha-heating, while the right is a case with alpha-heating. The fire-polishing by alpha-heating is effective, once ignition takes place in the hot spot.

均一密度分布の熱平滑化が期待できる．二次元爆縮コードILESTA_2D [165]を用いて，スタグネーションの安定性とアルファ粒子が不安定に及ぼす影響が調べられた[164]. Fig. 36に示したのは最大圧縮近傍の密度分布で，左がアルファ粒子輸送を切った場合，右がそれを多群拡散近似で解いた場合である．$\ell = 8$の不均一を初期に入れた．中心のスパーク部が左の図では大きく歪んでいるのに対し，アルファ粒子輸送を入れた場合，スパーク部が球形に平滑化されているのが見える．いったん，点火が起こればこのような平滑化が期待できるわけであるが，点火させるためには安定なスタグネーションによるスパーク部の形成が必要であることはもちろんである．

最後に，スタグネーション相の流体不安定に関する最近の実験を紹介する．想像されるように球形状の内部で起こる流体不安定を直接計測することは不可能に近い．そこで，円筒状のターゲットを爆縮し，円筒上方よりラインX線を当て，円筒内面でのR-T不安定の成長を観測した[166]. Fig. 37に実験配置を示す．円筒内部には燃料を模擬して密度60mg/cm^{3}のトリアクリレート・フォーム ($C_{15}H_{20}O_6$) を置き，キャビティーX線でポリスチレン (C_8H_8; $\rho = 1.044$g/cm^3) の円筒ターゲットを爆縮する．初期に円筒の外壁を正12角形状とし，$\ell = 12$の歪みを与えた．円筒とフォームの境界に薄くディクロロスチレン ($C_8H_8Cl_2$) 層をつけ，これが計測用X線に不透明であることから，その影絵を取り，界面不安定の

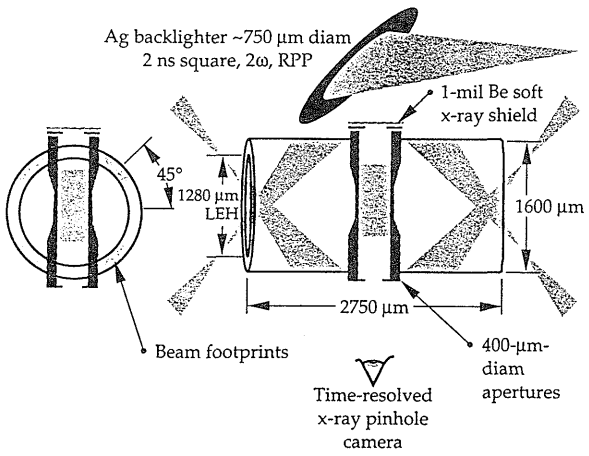

Fig. 37 Experimental configuration of cylinder target implosion.

成長を見た．この実験の目的は加速相の不安定が“feed-through”により内界面に侵入し，さらに，形状収縮の効果を受けながら，スタグネーション相で非線形に成長していく様子を見ることにある．

Fig. 38に実験で得られた像を示す．$t = 2.11$nsで半径はすでに半分に収縮しており，内面への擾乱の“feed-through”が確認できる．$\ell = 12$のモードは初期振幅3.5μmが10μmに成長している．$t = 2.30$nsでは，黒い部分の外側にバブル構造が見られる．最終相近傍の$t = 2.72$nsでは，スパイクが中心へ突入していく様子が見える．ポリスチレンとフォームの境界面の擾乱の種はリッ

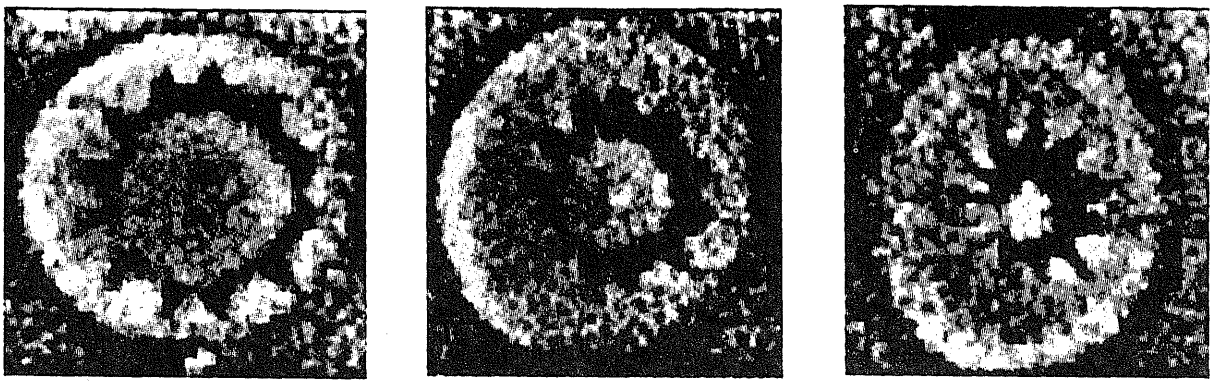

Fig. 38　Snap shots of X-ray radiographs of stagnating system [166].

プル衝撃波[30]で作られるものと，アブレーション面からの“feed-through”によるものとが考えられる．簡単な理論計算の結果，“feed-through”によるものが支配的であることがわかった[166]．

7．流体混合モデル

爆縮時の流体不安定性は多次元コードで必ずしもシミュレーションできるとは限らない．第2節（2月号）で説明したように，X線駆動爆縮では確かに三次元爆縮コードHYDRAで充分実験データの説明は可能と思われる．しかし，これはX線駆動の場合アブレーション流速 v_a が大きく，噴出安定化によりR-T不安定性が強く抑えられているからで，たとえば，Fig. 8の爆縮モードでは，成長係数 (GF) は $\ell = 20$ が最大であり[167]充分三次元シミュレーションが可能な状況である．ところが，特に，レーザーの均一性が充分でない場合の直接駆動爆縮では，比較的短波長の擾乱が急速に成長することもあり，多次元爆縮シミュレーションで中性子数低減等は必ずしも説明できていない[45,168]．スーパーコンピュータがさらに高速になったとしても，複雑な状態方程式や，X線，核反応粒子等多群輸送方程式が本質的である爆縮コードを3-Dで常時シミュレーションすることは難しい．このことはX線駆動爆縮についてもしかりである．そこで，各種物理過程を満載した一次元爆縮コードに流体不安定による混合過程をモデルとして導入することが必要となる．この節では，レーザー爆縮実験の解析に用いられてきた混合モデルについてその背景となる物理の説明をしつつ解説する．

7-1　k-ε型の乱流混合モデル

高い建物の周りや気象現象に見られるような複雑な気流などに関する，乱流の研究の歴史は古く，広範な理論モデルが開発されてきている．たとえば，文献[169]にそのモデリングのあらましと数値計算モデルの解説がある．乱流の理論モデルや数値解法については，国内でも多くの研究者が取りくんでおり，その成果を定期的に報告し合っている[170]．

乱流モデルはBoussinesqの乱流粘性モデル（1877年）に始まり，Prandlの混合距離理論 (mixing length theory) に発展した（1925年）．この理論は，たとえば，星の進化の物理において重要な星内部での対流熱輸送に適用されたりしている[171]．最も単純な混合距離モデルから，乱流の状態を記述する20以上もの連立偏微分方程式を解くモデルまで，多数の乱流モデルが開発されてきた[172]．しかしながら，残念なことに，ほとんどの乱流モデルは非圧縮性流体に関するもので，爆縮のように強い衝撃波が存在する場合の乱流の発展を記述するモデルはまだない．

にもかかわらず，非圧縮性の乱流モデルを拡張し，衝撃波で駆動されるR-M不安定による物質混合を解析する試みが成されてきた．それは，乱流エネルギー k と乱流エネルギーの散逸速度 ε に対する支配方程式を導出し，それを平均流（アンサンブル平均）に対する流体方程式と結合して解くというものである．この方法は，k-ε 法と呼ばれている[169]．k-ε モデルにR-TやR-M不安定による乱流エネルギーの生成項を加え，レーザー爆縮の解析に応用してきた[39,173]．

R-TやR-M不安定による乱流エネルギー生成項を含む流体・乱流の基礎式は

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} = -\rho \nabla \boldsymbol{u} \tag{74}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t}=-\nabla(p_\mathrm{i}+p_\mathrm{e}+p_\mathrm{t}) \tag{75}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}\varepsilon_\mathrm{i}}{\mathrm{d}t}=-p_\mathrm{i}\nabla\boldsymbol{u}-\nabla\boldsymbol{q}_\mathrm{i}+Q_\mathrm{ei}+S_\alpha^\mathrm{i}+\frac{1}{\rho}D_\rho\nabla\rho\nabla p_\mathrm{i}+\nabla\left[\rho D_\mathrm{e}\nabla\left(\varepsilon_\mathrm{i}+\frac{p_\mathrm{i}}{\rho}\right)\right]+\rho\varepsilon \tag{76}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}\varepsilon_\mathrm{e}}{\mathrm{d}t}=-p_\mathrm{e}\nabla\boldsymbol{u}-\nabla\boldsymbol{q}_\mathrm{e}-Q_\mathrm{ei}+S_\mathrm{L}+S_\mathrm{r}+S_\alpha^\mathrm{e}+\frac{1}{\rho}D_\rho\nabla\rho\nabla p_\mathrm{e}+\nabla\left[\rho D_\mathrm{e}\nabla\left(\varepsilon_\mathrm{e}+\frac{p_\mathrm{e}}{\rho}\right)\right] \tag{77}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}t}=-p_\mathrm{t}\nabla\boldsymbol{u}-\frac{1}{\rho}D_\rho\nabla\rho\nabla p+\nabla(\rho D_\mathrm{k}\nabla k)-\rho\varepsilon \tag{78}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}t}=-C_1\frac{\varepsilon}{k}p_\mathrm{t}\nabla\boldsymbol{u}-\frac{\varepsilon}{k}\frac{1}{\rho}D_\rho\nabla\rho\nabla p+\nabla(\rho D_\varepsilon\nabla\varepsilon)-\rho C_2\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{79}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}c_\mathrm{s}}{\mathrm{d}t}=\nabla(\rho D_\mathrm{c}\nabla c_\mathrm{s}) \tag{80}$$

となる[39]. これらの式の基本形は, たとえば, 文献[174]に与えられている. (74) − (80)式は衝撃波管での R-M 不安定の解析に用いられた k-ε モデル式[175]に従い, それを2温度の場合に拡張したものである. 文献[175]ではレイノルズ応力項 (乱流粘性項) が含まれているが, 非常に強い衝撃波が存在する場合には, このレイノルズ応力による運動エネルギーから乱流エネルギーへの変換が大き過ぎ, 衝撃波の急激な減衰が見られる. 乱流と衝撃波の相互作用を直接多次元コードで数値計算した結果によると[176], 衝撃波面で一端乱流エネルギー密度 k は増大するが, 通過後減少し, 通過前の値と大きく違わないことが報告されている. レイノルズ応力を含む k-ε モデルでは, 衝撃波通過後 k の急激な増大が見られ, シミュレーションと大きく食い違った[176]. そこで, 我々は(75), (78), (79)式のようにレイノルズ応力項を無視した式を採用した.

(75)式で圧力は電子 (p_e), イオン (p_i) および乱流運動によるもの (p_t) より成る. ここで $p_\mathrm{t}=2/3\rho k$ の関係がある. (76), (77)式で ε_i, ε_e はイオンおよび電子の内部エネルギーで $\boldsymbol{q}_\mathrm{i}$, $\boldsymbol{q}_\mathrm{e}$ は通常の熱伝導によるエネルギー流束を示す. Q_ei は電子−イオンの温度緩和項, S_L, S_r, $S_\alpha^{\mathrm{e,i}}$ はそれぞれレーザー加熱, 輻射との相互作用, アルファ粒子加熱を示す. 詳しくは文献[165]を参照. (76)式右辺最後の二項は, 乱流による異常熱輸送と乱流から熱エネルギーへの変換項 (粘性による乱流エネルギーの散逸項) を示す. (77)式右辺最後の項はやはり乱流に伴う対流熱輸送の項を示し, 拡散係数 D_e は後ほど説明するように k^2/ε に比例する.

(78)式は乱流エネルギー k に対する式で, 右辺第二項が R-T や R-M 不安定による乱流生成項を示す. 右辺第三項は乱流エネルギーの拡散, 第四項は粘性による散逸項を示す. (79)式は乱流エネルギーの散逸速度 [(78)式より $\varepsilon\sim\mathrm{d}k/\mathrm{d}t$ の次元を持つ] に対する式で, (78)式と類似の過程を経て導出される. (80)式は物質の濃度 c_s (sとしてプッシャーのガラスや燃料の重水素等が入る, $0\leqq c_\mathrm{s}\leqq 1$) に対する式で, 乱流拡散係数 D_c で拡散し, 異物質同士が混ざり合う過程を記述する.

(78)式を導出することにより, k-ε モデルの考え方を説明しよう. 今, 流速 $\boldsymbol{u}$ が $\boldsymbol{u}=\boldsymbol{u}_0+\boldsymbol{u}'$ とする. ここで $\boldsymbol{u}_0$ は $\boldsymbol{u}$ のアンサンブル平均 ($\boldsymbol{u}_0=\langle\boldsymbol{u}\rangle$) で, $\boldsymbol{u}'$ は乱流による擾乱速度である. これを粘性を含む運動の式[例えば, (50)式で $g=0$ とし, 粘性項を加えた Navier-Stokes 方程式] に代入し, アンサンブル平均を取った式との差を求めると, 擾乱速度 u_i' ($i=x,y,z$) に対し

$$\frac{\partial}{\partial t}u_i'+u_{0j}\frac{\partial}{\partial x_j}u_i'+u_j'\frac{\partial}{\partial x_j}u_{0i}-u_i'\frac{\partial}{\partial x_j}u_i'-\left\langle u_j'\frac{\partial}{\partial x_j}u_i'\right\rangle=-\left(\frac{1}{\rho}\right)'\frac{\partial}{\partial x_i}p_0-\nu\frac{\partial^2}{\partial x_j^2}u_i' \tag{81}$$

を得る. ここで, ν は粘性係数. また, $\langle\ \rangle$ はアンサンブル平均を示す. (81)式導出の際, 非圧縮を仮定し, 圧力擾乱 p' を無視した. 密度擾乱は乱流の対流運動により起こると仮定すると, (74)式より

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\rho}\right)'+u_j'\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{\rho_0}\right)=0 \tag{82}$$

を得る. これを時間で積分し

$$\left(\frac{1}{\rho}\right)'=\xi_k'\frac{1}{\rho_0^2}\cdot\frac{\partial}{\partial x_k}\rho_0 \tag{83}$$

と求まる. ここで $\xi_j'=\int u_j'\mathrm{d}t$ は擾乱に伴う変位の j 成分である. (83)式を(81)式に代入することにより, 擾乱の生成項が求まる.

(81)式の生成項の意味を考えよう. 重力 g (x 方向) の下に連続な密度分布を持ち静止している ($\boldsymbol{u}_0=0$)

流体の平衡解は

$$\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial x}p_0 = g \tag{84}$$

を満たす．(81)式を線形化し(83)式を用い，粘性項を無視 ($\nu = 0$) すると，(81)式は

$$\frac{\partial}{\partial t}u_x = \frac{g}{\rho_0}\cdot\frac{\partial \rho_0}{\partial x}\cdot \xi_x' \tag{85}$$

これより不安定の成長率 γ として，$u_j' = \gamma \xi_j'$ の関係を用い

$$\gamma^2 = \frac{g}{\rho_0}\cdot\frac{\partial \rho_0}{\partial x} \simeq \frac{g}{L} \tag{86}$$

と求まる．ここで L は密度のスケール長．(86)式は $k_w L \gg 1$ (k_w は擾乱の波数) の極限での R-T 不安定の成長率を与える［たとえば(8)，(9)式を参照］．乱流の渦のサイズ ($\propto k_w^{-1}$) は混合領域の幅か，それより小さく $k_w L \geqq 1$ の条件が常に満たされる．したがって(81)式は混合領域内での不安定成長をよく近似していることになる．

乱流エネルギー k は

$$k = \left\langle \frac{1}{2}u_i'^2 \right\rangle \tag{87}$$

で定義される．(81)式に u_i' をかけ $i = x, y, z$ の和を取り，さらに，アンサンブル平均を行えば

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left\langle \frac{1}{2}u_i'^2 \right\rangle = -\left\langle u_i'u_j' \right\rangle \frac{\partial}{\partial x_j}u_{0i} - \left\langle \xi_j'u_i' \right\rangle \frac{1}{\rho_0^2}\frac{\partial}{\partial x_j}\rho_0 \frac{\partial}{\partial x_i}p_0 - \frac{\partial}{\partial x_j}\left\langle \frac{1}{2}u_i'^2 u_j' \right\rangle - \nu\left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right\rangle + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu \frac{\partial}{\partial x_j}\left\langle \frac{u_i'^2}{2} \right\rangle \right) \tag{88}$$

を得る．ここで乱流エネルギーの散逸速度

$$\varepsilon = \nu\left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\rangle \tag{89}$$

を導入することにより(88)式が(78)式となる．(78)式を導出する過程で乱流によるテンソル拡散係数 D_{ji}

$$D_{ji} = \left\langle \xi_j'u_i' \right\rangle \tag{90}$$

を求める必要がある．等方性乱流を仮定することにより D_{ji} の非対角成分はゼロとなり，その対角成分 D_t として

$$D_t \simeq \frac{2}{3}k\tau_c \tag{91}$$

を得る．ここで，τ_c は乱流運動の相関時間である．τ_c は乱流に伴う渦の寿命程度であり［177］

$$\frac{k}{\tau_c} \sim \varepsilon \tag{92}$$

と考えることができる．その結果，乱流拡散係数として

$$D_t = a\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{93}$$

の関係が求まる．ここで a は $D_t = D_e, D_\rho, D_k, D_\varepsilon, D_c$ のそれぞれに対し少し異なる定数である［39］．

k-ε 型の乱流モデルは，衝撃波管中の乱流混合領域の解析に用いられ［175］，(93)式の各乱流拡散項の係数 a を調整パラメータとし，実験の再現を可能とした．また，類似の乱流モデルがレーザー爆縮の解析にも用いられ［178］，中性子数低減等の結果が報告されている．しかし，文献［178］は記述が短く説明が不充分で，乱流モデルをどのように適用したのか論文を読んだだけではわからない．

我々は一次元爆縮コード ILESTA_1D［165］に，(74)－(80)式の乱流モデルを導入し，第2節2.1で説明した激光XII号爆縮実験に適用した．第6節で説明したようにスタグネーション相で R-T 不安定が爆発的に成長し，乱流混合状態となっている可能性が高いことから，スタグネーション開始時に，乱流エネルギー k および ε を与え，(74)－(80)式を数値的に解いた．

大口径（直径 1mm 以上）のガラス球に DT ガスを充填した LHART 爆縮のデータ〔Fig. 2 （2月号)〕の説明を試みた．乱流混合モデルを ILESTA_1D に組み込んで得られた中性子数を，乱流モデルを含まない通常の 1-D の中性子数で現格化した値を Fig. 39 に示す．ここで●は実験点で，乱流モデルの結果は◇（2％），○（6％），⊞（10%），□（20%），△（40%）の場合を示す．ここで（ ）内の%値はスタグネーション開始時の乱流エネルギーと爆縮運動エネルギーとの比［$= k/(1/2u_0^2)$］を示す．(74)－(80)式の乱流モデルが実験データをよく説明することがわかる．結論として，爆縮運動エネルギーの2－10%が加速相を通して乱流エネルギーへ変換されていると考えることができる．

同程度の乱流エネルギーをスタグネーション開始時に仮定することにより，固体密度の600倍圧縮実験［37］の中性子数，ρR 値，コアの温度も矛盾なく説明できることが示されている［39］．

圧縮性乱流，特に，強い衝撃波と乱流との相互作用を視野に入れた研究は緒についたばかりであり，まだまだ

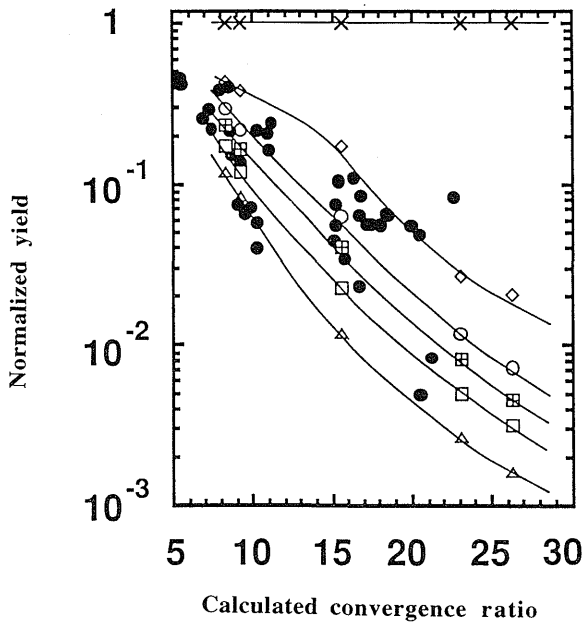

Fig. 39　Normalized yield vs radius convergence ratio. The solid circles are experimental data same as shown in Fig. 2. The open marks are ILESTA-1D results with turbulent mixing model with different initial turbulence energies.

乗り越えねばならぬ課題が山積みしている[179]．乱流中を伝搬する衝撃波は，乱流に伴う乱れのため，衝撃波面の収束・拡がりを受けながら伝搬する．弱い衝撃波とランダムな流体との相互作用実験が行われており[180]，衝撃波面の幾何光学を考えると伝搬の様子がよく解析できるとのことである．二次元等方乱流中を伝搬する衝撃波の様子が二次精度Godunovスキームで調べられた[181]．その結果，衝撃波通過後，乱流エネルギーkは2倍となり，渦のサイズは小さくなることが見られた．実験では，渦のサイズが大きくなっており3-D効果が重要と思われる．衝撃波は乱流場の影響を強く受け，そのフロントが前面の乱流の渦のスケール程度の大きさで曲がったり，シワが寄ったりするのが見られた．今後，乱流と衝撃波の相互作用の素過程を明らかにしていく必要があり，その成果を乱流モデルに取り込んでいく必要がある．

多次元の流体シミュレーションに計算格子の幅より小スケールの乱流効果を取り込むLES (Large Eddy Simulation)の方法が開発されている[182]．小スケールの乱流効果を取り込んだモデルとして次の副節で述べる二相流モデルを用い，ターゲット爆縮の2-Dシミュレーションが行われた[183]．ガラスプッシャーに1.5 × 10^7cm/sの速度を与え，DTガスを爆縮した．熱伝導も考慮し，$\ell = 4$の不均一を入れた回転対称な系の1/4の領域のシミュレーションを行った．その結果，$\ell = 4$のスパイク・バブルの成長に伴い，レイノズル応力による乱流エネルギーの発生，境界領域の拡がり（ぼけ）が見られた．ただ，このシミュレーションでは乱流によるDT燃料部の温度低下はそれほど顕著ではなかった．

チャンドラセカール質量の白色矮星における核燃焼波の伝搬を2-Dシミュレーションするため，2-DのPPM (Piecewise Parabolic Method)スキームのオイラー・コードに小スケール（サブグリッド）の乱流モデルを結合した[184]．2-Dコードでとらえた R-T 不安定の巨視的な運動エネルギーが乱流のエネルギーへ変換されていき，核燃料波面の伝搬速度が1-Dの場合に比べ著しく増大することがわかった．しかし，今のモデルの範囲ではこの乱流燃焼波の伝搬速度は音速の数%にしか達せず，観測されているIa型超新星の性質を再現することはできなかった．

純水の上部に薄い隔壁をへだてて塩水を置き，静止した状態で隔壁を取り去り，R-T 不安定が界面で成長していく様子が実験的に詳しく調べられている[185]．R-T 不安定による大スケールの流体運動の境界面で K-H 不安定に伴う小スケールの渦の発生が観測されている．この小スケールの渦により，純水と塩水が分子レベルで混合していく様子が観測され，その混合速度が議論されている．さらに180×180×180メッシュの3-D流体シミュレーションとの比較がなされている[186]．このようなモデル実験は上記のLESモデルをR-T不安定な系へ応用する際，モデルの正当性を確認する上で重要である．

7-2　二相流モデル

R-T 不安定性により混合領域が拡がっていく様子は重い流体と軽い流体の二相流が，第4節で説明したように泡の上昇が阻止力 (drag force) を受けるように，互いに力を及ぼしながら広がっていくというモデル方程式で記述することができる．このような混合モデルは二相流（混相流）モデルと呼ばれる[187]．このモデルも色々なバリエーションがあるが，基本的な考えを以下に示す．

重力gの下にある上，下の流体の物理量をそれぞれ添字1，2をつけて示す．すると二相流に対する連続の式は

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_r\rho_r) + \frac{\partial}{\partial x}(f_r\rho_r u_r) = 0 \qquad (94)$$

運動量保存式は

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_r\rho_r u_r) + \frac{\partial}{\partial x}(f_r\rho_r u_r^2) = -f_r\frac{\partial}{\partial x}P + K(u_{3-r} - u_r) + f_r\rho_r g \qquad (95)$$

となる（文献[11]の1番目の論文）．ここで，$r = 1, 2$ であり，f_r, ρ_r, u_r は物質 "r" のローカルな体積比（$f_1 + f_2 = 0$），密度，流速である．二相流間の drag force の係数 K は

$$K = C\frac{f_1 f_2}{L}\bar{\rho}\,|u_1 - u_2| \tag{96}$$

で与えられる．ここで $\bar{\rho} = f_1\rho_1 + f_2\rho_2$ は平均密度，C は定数で，L は時間とともに変わる混合領域のスケール長である．一般に L の空間依存性は考えず，L は時間のみに依存する関数であるとし，たとえば，文献[11]では

$$\frac{dL}{dt} = \left(|u_1 - u_2| + L\frac{d\bar{u}}{dx}\right)\Bigg|_{x=0} \tag{97}$$

を解くことにより与えられる．ここで $\bar{u} = f_1 u_1 + f_2 u_2$ であり，右辺は $x = 0$ の初期不連続点での値で評価する．この二相流モデルを用い，定数 C を $C = 4.5$ とおくと，乱流混合幅 h に対する(4)式が再現できる[11]．

(96)式の係数を持つ "drag force" は $\tau_c = L/|u_1 - u_2|$ という緩和時間で二相が混合することにより発生する力を示している．ここで，L が代表的な渦のサイズ，$|u_1 - u_2|$ がその渦運動の速度と思えばイメージが掴める．

文献[11]の2番目の論文では，さらにモデルは複雑となり乱流エネルギー k に対する式も導入し，乱流粘性で決まるレイノルズ応力項を含むように(95)式が修正されている．この二相流モデルの解と，2-D シミュレーションとの比較がなされ，界面の加速による混合領域の拡がりと，ロケットで加速されたタンクが地上のクッションにぶつかり減速されることによる混合幅の減少も，時間を追って再現できることが示された．

この二相流モデル方程式が自己相似解を持つことが示された[188]．二次元シミュレーションの結果がこの自己相似解とよく一致することが確認されている．自己相似解の漸近解が(4)式の形に近づくことが示され，(4)式の係数 c が $c = 0.057$ と理論的に求まった．

Youngs はこの二相流モデルを二次元の場合に拡張し[183,189]，2-D の流体コードに組み込んでターゲット爆縮のシミュレーションを行った．これについてはすでに述べたとおりである．

7-3　弱非線形混合モデル

第4節および第5節で触れたように，加速相では噴出安定化により R-T 不安定が充分発展した非線形段階まで進まず，弱非線形な扱いで充分な場合が多い．将来の高精度レーザーによる高利得ターゲットの設計やX線駆動爆縮の場合がそうである．この場合，7-1，7-2で説明した充分発達した乱流に対するモデルは適用できず，初期条件に依存する混合モデルが必要となる．

「Haan の混合モデル」と呼ばれる一次元混合モデルが実験データの解析に用いられている．このモデルは初期のターゲット不均一から出発し，線形成長の時間発展を二次元コードで求め，それを使い第4節の 4-4a) で述べた Haan の飽和モデルにしたがって多モード飽和の効果を取り込んだものである．したがって，モード間結合は無視する．このようにして求まった燃料・カプセル境界面での擾乱振幅 $h(t)$ を使い，この幅の領域内にある物質を 1-D コード内で均質に原子レベルで混合してしまう，というものである．計算手続きをまとめると以下の四段階となる．

（1）1-D と同条件下で，2-D のシミュレーションを行い，微少擾乱の線形発展を各モード ℓ に対し調べ，燃料・カプセル境界面の変位の増幅係数のデータベースを作る．$\ell = 1$ ～数 100 に対して行う（文献[53]の場合，$\ell = 100$ まで）．

（2）初期のターゲット表面歪のスペクトル a_ℓ に（1）で求まった時々刻々の線形な振幅増幅係数 $[GF_\ell(t)]$ をかけ，それを用いて全モードからの寄与を求める．

$$\sigma(t) = \left[\sum_\ell (a_\ell GF_\ell(t))^2\right]^{1/2} \tag{98}$$

ただし，振幅 $\xi_\ell = a_\ell GF_\ell(t)$ については第4-4節で述べた Haan の飽和モデルに従い，$|\xi_{\ell,m}| > S_k$ では(35)式の $Z_k(t)$ を $\xi_{\ell,m}$ として用いる．ここで，m に対するモードの縮退を考慮すると $\xi_{\ell,m} = \xi_\ell/(2\ell + 1)^{1/2}$ の関係があることに注意．

（3）上の過程で求まった $\sigma(t)$ を使い，1-D の接触面半径が $r_c(t)$ の時に，(37)式より

$$r_c(t) + \sqrt{2}(\alpha_A + 1)\sigma(t) < r < r_c(t) + \sqrt{2}\,\sigma(t) \tag{99}$$

の領域を混合領域と定義する．この半径領域で燃料とカプセルの物質が均一（混合比一定）に原子レベルで混ざっているとし，その操作を 1-D コード内で各時間ステップごとに行う．

（4）同時に，不安定に伴う対流運動による異常熱輸送効果を(99)式の領域に取り込む．つまり温度の拡散係数として

$$D_{an} = \alpha h_m \frac{dh_m}{dt} \tag{100}$$

を新たに加える．ここで $h_m = (\alpha_A + 2)\sqrt{2}\,\sigma(t)$ は，混合領域の幅であり，α は調整パラメータで，標準値は

1である．

(100)式の意味は明らかである．一般に拡散係数は$D \sim \ell v$である．ここで，ℓが平均自由行程，vが平均速度である．今，渦運動に伴う対流でエネルギーが運ばれると考えれば，ℓは渦のサイズ($\sim h_m$)で，vは渦の回転速度($\sim \mathrm{d}h_m/\mathrm{d}t$)で置き換えられる．(100)式を加えることにより，混合領域での温度・密度分布が滑らかになる．

上記（1）－（4）の手続きに従う混合モデルを用い，LASNEXの1-D, 2-Dコードを用いて爆縮実験のシミュレーションをした結果をFig. 40に示す[54]．ここで実験データはFig. 8と同じである．(98)式でHaanの飽和モデルを用いない線形成長のままでσを評価するとFig. 40のAt. mix (no satuation)のカーブとなり，黒丸の実験データを下回る．これに対し飽和振幅として(38)式の2-Dのものを用いると飽和が早く起きるため中性子数は低減せずFig. 40の一番上の線At. mix (2-D saturation)となる．3-Dの飽和を入れ(100)式で$\alpha = 1$と入れた場合が中ほどの薄い実線であり，At. mix (3-D saturation)と示されている．実験値との良い一致が見られる．図中△印は2-D LASNEXの結果であり，2-Dの飽和モデルとよく一致している．

文献[54]では，75気圧のH_2ガスをCD殻に閉じ込め，CDの外にCH (Ge)のアブレータを付けたターゲットの爆縮結果の議論もなされている．これは，CD部分が混合によりH_2部に混入し，加熱されて出てくるDD中性子を計測したもので，横軸にFig. 40同様ターゲット表面歪みの大きさを取っている．実験データとHaanの混合モデルの比較が成され，(100)式のα依存性が調べられた．$\alpha = 0$では，CDのスパイク部先端が高温となるため表面歪を増すと中性子数が増大するが，$\alpha = 1$とするとほぼ横ばいとなり実験結果に近づくことが示された[54]．

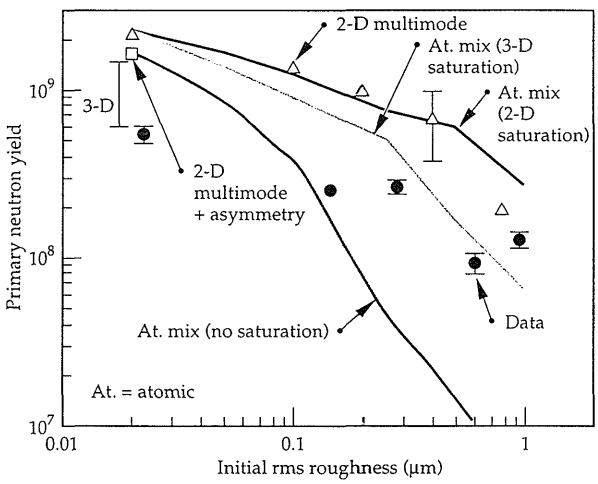

Fig. 40　DD neutron yield from experiments (solid circles) and 2-D LASNEX simulations (open triangles). The lowest solid line is the result by mix model without saturation model, while the upper solid line is that with 2-D Haan's mix model. The result with 3-D Haan's mix model is plotted light solid line located in the middle of previous two models [54].

流体不安定に伴う混合の様子は核反応中性子だけではなく，ターゲットに混入させた中Zの物質からのラインX線等を用いて分光計測でも調べられている[53,167,190]．(100)式で$\alpha = 0$とすると，カプセル内壁に混入させたT_iが極めて高温になり，T_iのLy^{α}線が強調されること等が示され，温度分布の調整パラメータαへの依存性が議論された[167]．分光計測データの解析では非平衡な原子状態，ライン幅，X線輻射輸送と複雑な物理過程が関与してくるため，大がかりな計算が必要となる[191]．ライン強度比はHaanの混合モデルで説明できている場合[53]もあるが，内壁のT_iスペクトルの発光時間や強度スペクトル等，かならずしも混合モデルでは説明できておらず，2-D, 3-Dの計算が要求されている[190]．

我々は準線形拡散型のモデル[83,192]を用い，さらにHaanの飽和モデルを加え物質およびエネルギーの異常拡散係数D_{mix}を評価した．

$$D_{\mathrm{mix}} = \sum_{\ell,m} \xi_{\ell,m} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \xi_{\ell,m} \qquad (101)$$

ここで，$\xi_{\ell,m}$は飽和を考慮した不安定面での擾乱振幅である．$\xi_{\ell,m}$の評価には第6節で説明したHattoriら[143]の解を用い，重水素化プラスチック・シェルの先端部が中心に衝突した時刻から一次元爆縮コードILESTA-1Dと結合して混合の計算を始めた．

この“void closure time”に15%の半径歪みを与え，$\ell = 1 - 100$で均等に擾乱を分配して計算した．その結果をFig. 41に示す．混合モデルなしの場合は中心部にスパークが形成され多量の中性子が発生する（Fig. 41のC点）のに対し，混合によりスパーク部がつぶれ，中性子数が2桁落ちる（D点）．しかしρR値は逆にスパークがつぶれることで上昇していることがわかる．Fig. 41でE点が実験値であり，中性子数およびρR値ともに実験値を再現している．参考までにFig. 41でA, Bは混合なしで，AがX線輻射輸送を切った時，Bがプラスチックにわずかに混入されているSiのラインX線の輸送を$h\nu$空間を粗いメッシュで切ってシミュレーションした時の結果である．ラインX線の輸送を精度よく扱わないと予備加熱が過大評価されてしまい，その結果

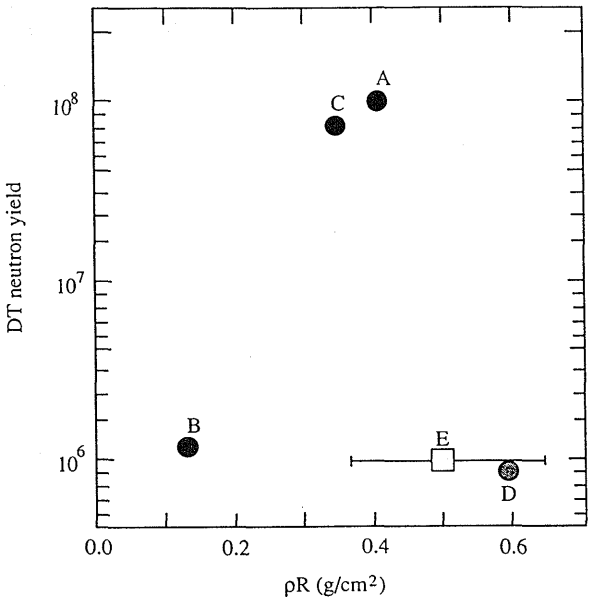

Fig. 41　Experimental and numerical values of ρR and DD neutron yields. The square "E" is the experimental result with an error bar. The point C is a standard 1-D result without mixing, while the point D is that with mixing model. For reference, point A and B are plotted for cases without radiation and with coarse meshing in radiation energy space. The data A and B do not include mixing.

スタグネーションが十分起こらず，中性子数が下る[192]．X線輸送モデルの調整だけで中性子数とρR値を同時に説明することはできない．流体混合が本質的である．

Rochester大学LLEでは混合モデルの開発と，それを用いた分光計測の提案を行っている．やはり，スタグネーション時の混合に対するモデリングで，最も簡単なモデル[193]から少し踏み込んだ拡散モデル[194]を一次元爆縮コードLILACに組み込んでいる．簡単なモデルでは，スタグネーション開始時の燃料カプセル境界の速度をV_fとして，この速度を維持して中心に衝突する自由落下の半径$r_f(t)$を用いる．これと，1-Dでの境界の半径軌跡$r_c(t)$を用い，混合域を

$$r_c - 2f(r_c - r_f) < r < r_c + f(r_c - r_f) \qquad (102)$$

の領域であると定義した．ここでfはパラメータ($f < 1$)である．スパイク部はバブルの2倍の振幅としている．この混合領域で燃料とカプセルの物質の濃度が0％から100％に線形に変化するとしている．このモデルを用い，スペクトル・コードと組合せ，コアからのX線がプラスチック内壁に付けたKCl層により吸収されることを利用して混合の様子を調べる実験の提案がされている[195]．

拡散型モデル[194]では物質濃度とエネルギーの式に

$$D_{mix} = \gamma_{mix} \frac{dh}{dt} \qquad (103)$$

の拡散係数を与える．ここでhは混合領域の幅，λ_{mix}は混合運動の特徴的な長さである．$h(t)$を評価するのに線形擾乱コード(perturbation code)[196]を用いているようだ．拡散は流速制限(flux limitter)付きで，たとえば物質流束の最大値は$F = f_L \rho dh/dt$で制限する．このモデルではλ_{mix}とf_Lが自由パラメータで典型的には$\lambda_{mix} = 100\mu m$, $f_L = 2$が用いられている．

混合モデルを分光計測に結びつける場合，大きな問題が生じる場合がある．それは，ラインX線等計測の対象となるスペクトルが光学的に厚い場合である．長波長の不均一は混合ではなく形状を歪めるだけで，爆縮されたカプセルには厚い部分と薄い部分が形成される．X線は薄い部分を通って出てくる．ところが，混合モデルでは一様に光学的に厚くなったりするため，X線が吸収されて出てこないことが起こる．X線が逃げてくる効果を例えばescape factorとして混合モデルに取り込むこと等が今後の課題として残る．

実際，不安定による物質混合が均一混合か塊状(clump)かについては，たとえば，超新星1987Aの硬X線(16 − 28keV)の光度曲線の説明でも詳しく議論された[197]．超新星内部で核合成された重元素が外層の水素・ヘリウムと一様に混合した場合，光度が300日を過ぎると急に下り始めるのに対し，塊状になって混じっているとした場合，光度の下り方はゆっくりとなり，X線観測衛星「ぎんが」の観測データを説明することができた．これと同様のことがレーザー爆縮でも見られるはずで，特に分光計測の解析結果は物質混合が塊状かどうかに敏感と考えられる．

8．まとめと展望

レーザー爆縮における流体不安定の素過程から流体混合モデルまで，理解の現状について説明してきた．ここでは各部の簡単なまとめと今後の研究課題について記したい．

直接照射爆縮では，さらなるレーザーの均一化と非局所電子熱輸送の多次元コードへの取り込みが重要である．OMEGA-UG[198]は60ビームであり，今後，ビーム強度分布の平滑化，ビームパワーバランスの向上を図っていく予定であるので，1-Dに近い爆縮結果が得られると期待される．X線駆動型爆縮では，金キャビティ

内のX線強度分布の制御が課題[199]で，長波長不均一を低減し，中心に集束する球対称衝撃波を駆動する必要がある．しかし，表面粗さを変えた爆縮実験が2-D, 3-D, 混合モデルで良く説明できており，爆縮実験が予想可能な状態となったことは大きな成果といえる．

流体不安定のモデル実験では，線形・非線形段階を含め，実験と理論の突き合わせが精力的に行われている．非線形段階を含め，ほぼ理論的説明が可能となった．しかし，アブレーション面でのR-T不安定成長については，非局所熱輸送とからみ，輸送モデルの改良が必要とされている．直接照射実験では，激光XIIレーザーだけでなく，最近NRL (Naval Research Lab.) のNIKEレーザー[198,200]が実験を開始している．NIKEは出力3kJのKrFレーザーで40本のビームを束ね，強度不均一0.2%を達成している[201]．R-T不安定の成長は2-Dコードと良く一致することが確認され，驚いたことに，均一ターゲットの加速ではシュミレーション予想より実験の方が均一（ρR値で）な加速が行われている[201]．今後，時間的に変動するレーザー不均一によるインプリントの物理機構をモデル化し，線形応答関数的なものを理論的に導出し，実験・シュミレーションで確認していく必要がある．

R-T, R-M不安定の理論モデルはここ数年で急速な進歩を遂げた．これには，D. Shvartsのグループの寄与が大きい．古典流体で静止した平衡解からのR-T, R-Mの非線形発展の理論モデルは確立したといえる．次は球収縮やアブレーションの効果，また時間的に変動する重力の効果等をいかに取り込むかである．本論文で紹介した多モード非線形発展理論の超新型爆発モデルへの応用が楽しみだ．すでに，Sharp-WheelerモデルはIa型超新型爆発モデルへ適用されている[202]．

アブレーション面でのR-T不安定の噴出安定化はICF成立条件と言っても過言ではない．数値計算で導出されたTakabe formulaと呼ばれるR-T不安定の分散関係を理論的に導出する試みは多々なされ，成功を納めたと思われる．しかし，いまだ，その背景にある物理が必ずしも明確とは言えない．何故，$\beta = 3 \sim 4$と大きい値となるのか，その物理を知りたい．さらに，非理想的な状態方程式や，X線輻射輸送等がからんだアブレーション面のR-T不安定の成長率に対する分散式をもっと明確にしたいものだ．

スタグネーション相ではR-T不安定が爆発的に成長する．モデル解析や2-D, 3-Dのモデルシミュレーションも出そろったし，理解もかなり進んだ．今後は，高温プラズマであることから，電子熱伝導による不安定面歪の平滑化，輻射輸送による燃料部冷却の問題など，流体不安定とエネルギー輸送との「からみ」が重要な研究課題となる．また，現在行われている実験の爆縮と，点火や高利得の爆縮では，温度も密度もかなり異なるため，エネルギー輸送の重要性が場合により大きく異なる．ターゲット設計に裏打ちされた爆縮パラメータでの流体不安定の研究が要求されている．

流体混合モデルも，k-ε, 二相流，弱非線形とモデルがほぼ出そろった．今後，小さい部分の修正や，HaanのモデルにOferのモード間結合モデルを組み込むなどの改良が行われるであろう．しかし，混合モデルでもっとも重要な点は原子レベルの混合ではなく，カプセルの物質が，塊(clump)となって燃料と混合する，この塊効果をいかにモデルに取り込んでいくかである．これは，特にX線輸送モデルに関連して重要となる．

レーザー核融合研究においては，R-T, R-M不安定の素過程の研究からその成果の爆縮への応用，さらに2-D, 3-Dの統合爆縮コードの一応の完成と，ここ数年急速な進歩が見られた．今や，数値爆縮実験が可能な状態になりつつある．実験・理論との比較で裏打ちされた統合爆縮コードの出現により，点火・高利得爆縮のターゲット設計において，かなりの確度の予想が可能となりつつある．

最後に，流体不安定に関連したICF以外の分野の動きを簡単に展望して終わりとしよう．R-M不安定の素過程では，物質境界面での渦列の形成，渦の融合，さらに逆回転渦の生成と，目を見張る現象が見られる[203]．N. Zabuskyのグループでは，渦に伴う現象の可視化・診断そして迅速な比較処理をスーパーコンピュータで行い，R-M不安定の複雑な非線形発展段階で「ソリトン」に相当するような構造性・秩序性を見いだそうとしている[204]．最近では，Velaの超新星残骸の分裂現象など宇宙における渦現象をR-TやR-Mの素過程から解明していこうとしている[205]．

大質量星のII型超新星爆発において，降着衝撃波を復活させるために必要な星中心のニュートリノ球からのニュートリノ光度を高くするメカニズムとして，R-T不安定による対流輸送が注目されている[206]．この研究には，ニュートリノ輸送の詳細なモデルと2-D, 3-D流体コードとの結合が必要である．重力崩壊型超新星爆発の物理過程はスーパーコンピュータの発展に伴い着々と解明されてきており[207]，より大型のコンピュータによる各種物理過程を矛盾なく含む2-D, 3-Dの流体シミュレーション研究が待たれている．

白色矮星が爆発するIa型超新星については，中心から広がる核燃焼波面のR-T, L-D不安定の問題があり，多次元シミュレーションが精力的に行われている[208]. 2-Dと比べ波面の伝搬速度が3-Dではははやくなることが示されており[209]，これらの効果を取り込んだ爆発モデルが展開されつつある[202]. 第一原理から出発した流体不安定理論を取り込んだ超新星爆発モデルが必要とされている.

欧州のX線観測衛星"ROSAT"で明らかとなったように[210]，直径50pc（約160光年）で広がるベラ超新星残骸(Vela SNR)の爆風先端部に突起部が先行しているのが見られる. この分裂突起部の元素組成が日本のX線観測衛星"ASCA"により詳しく調べられており，重元素のラインX線強度より，ケイ素が異常に多いことが報告されている[211]. 突起部の起源については，超新星爆発の初期に発生する流体不安定が原因であると考えられている[210].

しかし，超新星爆発では，三次元拡がり効果により内部の重元素領域の密度が急激に低下するため，流体不安定で重元素のスパイク部が形成されたとしても，先行する爆風波を追い越すことは難しいと考えられる[212]. そこで，例えば，爆発初期に流体不安定と同時に輻射冷却が強く起こり，重元素部が冷却され収縮し，かなり高密度の塊が形成されるようなことが起こらないと，観測データは説明できないようだ. 異物質，流体不安定，輻射冷却というキーワードは，空間・時間スケールを異にするとは言え，レーザー核融合研究と共有するものであり，今後の相互の研究協力・発展が望まれる. このような研究は，Helix Nebulaで観測されている数百の「おたまじゃくし」と通称されているガス状の塊(gaseous knots)[213]の起源にも繋がる研究であることを付記しておく.

謝辞

日々の議論を通して私の研究進捗を図って下さっている三間圀興・中井貞雄両教授を始めとする阪大レーザー研の皆様に感謝致します. 超新星の話題に関しては東大理・野本憲一教授とそのグループの方々に感謝致します. 論文を原稿段階で精読してくださり，質問や「つぶやき」という形での有益なコメントを頂いた九大応力研・伊藤早苗教授に感謝致します. また，論文のタイプを手伝ってくれたレーザー研Dグループの学生諸君に感謝します. 論文の依頼を受け，調べるほどに，流体不安定の研究の深まりを味わえたことは私にとって心地良いものでした. その意味でも，論文発表の場を提供してくださったプラズマ・核融合学会編集委員会の皆様に，この場をお借りして感謝の意を表したいと存じます.

参考文献

[1]－[87]はプラズマ・核融合学会誌，1997年2月号 p.147参照.
[88]－[137]はプラズマ・核融合学会誌，1997年3月号 p.313参照.
[138]Yu. V. Afanas'ev *et al.*, Soviet Physics JETP Lett. **21**, 68 (1975); JETP Lett. **23**, 566 (1976).
[139]J. R. Freeman, M. J. Clauser and S. L. Thomson, Nucl. Fusion **17**, 223 (1977).
[140]H. Azechi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2635 (1987).
[141]H. Shiraga *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 722 (1995).
[142]自己相似解法については，文献[125]のChap. XII参照.
[143]F. Hattori, H. Takabe and K. Mima, Phys. Fluids **29**, 1719 (1986).
[144]R. E. Kidder, Nucl. Fusion **14**, 53 (1974).
[145]R. E. Kidder, Nucl. Fusion **16**, 3 (1976).
[146]R. E. Kidder, Nucl Fusion **19**, 223 (1979).
[147]I. B. Berstein and D. L. Book, Astrophys. J. **225**, 633 (1978).
[148]H. Takabe and K. Mima, J. Phys. Soc. Jpn. **48**, 1793 (1980).
[149]I. B. Bernstein and D. L. Book, Phys. Fluids **26**, 453 (1983).
[150]K. O. Mikaelian, Phys. Rev. Lett. **65**, 992 (1990).
[151]M. Murakami, M. Shimoide and K. Nishihara, Phys. Plasmas **2**, 3466 (1995).
[152]H. Sakagami and K. Nishihara, Phys. Fluids B **2**, 2715 (1990).
[153]H. Sakagami and K. Nishihara, Phys. Rev. Lett. **65**, 432 (1990).
[154]西原功修；核融合研究　**66**, 405 (1991).
[155]M. H. Emery, J. H. Gardner and J. P. Boris, Appl. Phys. Lett. **41**, 808 (1982); **48**, 1406 (E) (1986).
[156]M. J. C. Henshaw, G. J. Pert and D. L. Youngs, Plasma Phys. Controlled Fusion **29**, 405 (1987).
[157]R. P. J. Town *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67**, 1863 (1991).; Laser Part. Beams **12**, 163 (1994).
[158]J. Hecht *et al.*, Laser. Part. Beams **13**, 423 (1995).
[159]T. Yabe, H. Hoshino and T. Tsuchiya, Phys. Rev. A **44**, 2756 (1991).
[160]J. P. Dahlburg and J. H. Gardner, Phys. Rev. A **41**, 5695 (1990).
[161]P. Colella and H. M. Glaz, J. Comp. Phys. **59**, 264 (1985).
[162]A. Sunahara *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 6265 (1996).
[163]高部英明，砂原淳：第8回数値流体力学シンポジウ

ム，講演論文集，p.407 (1994).
[164]H. Takabe and T. Ishii, Jpn. J. Appl. Phys. **32**, 5575 (1993).
[165]H. Takabe, *Hydrodynamic Simulation Code for Laser Driven Implosion, to be published.*
[166]J. B. Beck *et al.*, in AIP Proceedings **369** of Ref. [41], 160 (1995).
[167]C. J. Keane *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **54**, 207 (1995).
[168]H. Takabe, K. Mima and S. Nakai, Laser Part. Beams **7**, 175 (1989).
[169]保原　充，大宮司久明編：「数値流体力学＝基礎と応用＝」（東京大学出版，1992）第1章，第11章.
[170]例えば，日本数値流体力学会主催の「数値流体力学シンポジウム」が毎年12月に開催され，乱流モデルのセッションで報告されている.
[171]例えば，斉尾英行著「星の進化」（培風館，1992）第3章.
[172]B. E. Launder and D. B. Spalding, *Mathematical Models of Turbulence* (Academic press, New York, 1972).
[173]H. Takabe *et al.*, *Laser Interaction with Matter*, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 140, Sec. 3 (IOP Pub. Ltd, 1995) p. 39.
[174]V. A. Andronov *et al.*, Sov. Phys. JETP **44**, 424 (1977).
[175]S. Gauthier and M. Bonnet, Phys. Fluids **A2**, 1685 (1990).
[176]山本　誠：日本機械学会論文集（B編）**58**, 554号，65 (1992).
[177]例えば，日野幹雄著：「流体力学」（朝倉書店，1992）第18～22章.
[178]V. A. Andronov *et al.*, Sov. Phys. JETP Lett. **29**, 56 (1979).
[179]吉沢　徹：日本航空宇宙学会誌 **41**, 116 (1993).
[180]L. Hesselink and B. Sturterant: J. Fluid Mech. **196**, 513 (1988).
[181]D. Rotman, Phys. Fluids A**3**, 1792 (1991).
[182]例えば，文献[169]の第10章.
[183]D. L. Youngs, *1992 International Conference on Plasma Physics*, Innsbruck, 29 June - 3 July, 1992.
[184]J. C. Niemeyer and W. Hillebrandt, *Turbulent Nuclear Frames in Type Ia Supernovae*, MPA841 (Max-Planck Institute für Astrophysik) Dec. 1994 (submitted to Astrophys, J.).
[185]P. F. Linden and J. M. Redondo, Phys. Fluids A**3**, 1269 (1991).
[186]P. F. Linden, J. M. Redondo and D. L. Youngs, J. Fluid. Mech. **265**, 97 (1994).
[187]F. H. Harlow and A. A. Amsden, J. Comp. Phys. **17**, 19 (1975).
[188]N. Freed, D. Ofer, D. Shvarts and S. A. Orszag, Phys. Fluids A**3**, 912 (1991).
[189]D. L. Youngs, *A Two-Dimensional Turbulence Model Based on the Equation of Multiphase Flow*, AWE Reprint 02/92, Feb. 1992.
[190]O. L. Landen *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **54**, 245 (1995).
[191]例えば，H. Takabe and T. Nishikawa, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 51, 379 (1994).
[192]H.Takabe *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, 1992 Vol. 3 (IAEA, Vienna, 1993) p.143.
[193]LLE Review, Univ. Rochester **59**, 114 (1994).
[194]LLE Review, Univ. Rochester **64**, 160 (1995).
[195]LLE Review, Univ. Rochester **65**, 9 (1995).
[196]例えば，D. B. Henderson, R. L. McCrory and R. L. Morse, Phys. Rev. Lett. **33**, 205 (1974).
[197]熊谷紫麻見，野本憲一：核融合研究 **63**, 79 (1990); 熊谷紫麻見他：天文月報 **84**, 44 (1991).
[198]Phys. Today, Aug. (1995) p.22.
[199]L. J. Suter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2328 (1994).
[200]S. P. Obenschain *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 2098 (1994).
[201]S. E. Bodner *et al.*, *16th IAEA Fusion Energy Conference*, Montreal, 7-11 Oct. 1996, IAEA-CN-64/BP-17.
[202]J. C. Niemeyer and S. E. Woosley, *The Thermonuclear Explosion of Chandrasekhar Mass White Dwarfs, to be submitted.*
[203]N. J. Zabusky *et al.*, *Shock Waves*, ed. K. Takayama (Springer, Berlin, 1991) Vol.1, p.19.
[204]N. J. Zabusky *et al.*, Phys. Today, March (1993) p. 24; ザブスキー著，木田訳：パリティー Vol.**8**, No.10, 12 (1993).
[205]N. J. Zabusky, *Are Cosmic Knots Escaped Vortex Projectiles?, submitted to Phys. Rev. Lett.*
[206]高原まり子著：「壮絶なる星の死－超新星爆発－」（培風館，1994）第5章.
[207]M. J. Norman, Phys. Today, Oct. (1996) 表紙および p.42.
[208]P. Ruiz-Lapuente *et al.*, ed., *Thermonuclear Supernovae*, NATO ASI Series (C) Vol.486 (Kluwer Acad. Pub., Dordrecht, 1997) Chaps. VII and VIII.
[209]A. Khokhlov, Astrophys. J. **424**, L115 (1994).
[210]B. Aschenbach *et al.*, Nature **373**, 587 (1995).
[211]常深　博：「ラインX線・ガンマ線による天体物理（V）」研究会集録（野本編，1997）出版予定.
[212]茂山俊和：私信.
[213]G. B. Lubkin, Physics Today, June (1996) p.19.

著者 E-mail　takabe@ile.osaka-u.ac.jp