The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

J. Plasma Fusion Res. Vol.82, No.3 (2006) 141-144

小特集 高速点火核融合の統合シミュレーション
ー多階層プラズマシミュレーションシステム"FI^3"ー

3. 計算コードと解析例

3.1 爆縮コード（輻射流体コード）

長友英夫，城崎知至，砂原 淳[1)]，三間圀興
大阪大学レーザーエネルギー学研究センター，レーザー技術総合研究所[1)]

（原稿受付：2006年1月5日）

高速点火核融合では，爆縮用レーザーによって高密度の燃料プラズマを形成し，それを超高強度レーザーによって加熱する．前半の高密度燃料プラズマの形成は高速点火の重要な課題の一つである．従来の中心点火の爆縮と異なり，高速点火では超高強度レーザーの進入路を確保するためにコーンターゲットが付く．このため，爆縮は非球対称となり2次元の輻射流体コードによるシミュレーション解析が重要になる．ここではその解析コードPINOCOを紹介するとともに，計算例として，高速点火ターゲットの爆縮でターゲット表面の擾乱によって流体力学的不安定性が生じる場合でも，十分高い密度半径積を達成できることを示す結果を紹介する．

Keywords:
fast ignition, radiation hydrodynamic, hydrodynamic instability, IFE

3.1.1 はじめに

高速点火方式では，まず爆縮によって燃料を高密度に圧縮する．その圧縮された燃料に加熱レーザーを照射することで点火・燃焼を起こす[1,2]．爆縮だけで核融合反応に必要な温度と密度を同時に達成する従来の中心点火方式と異なり，高速点火の爆縮では密度条件だけを満たすコアプラズマを形成すればよい．また，加熱レーザーの伝播経路を確保するためにコーン形状ターゲットが付いている点も従来の中心点火方式とは大きく異なる．よって爆縮のダイナミックスに関しては，中心点火方式の手法をそのまま当てはめることはできず，多次元シミュレーションによる非球対称爆縮解析が重要となる[3]．

この数値シミュレーションを行うには，従来の中心点火方式の爆縮と同様にアブレーション，衝撃波などの流体運動，レーザー光線追跡，レーザー吸収・電子加熱，熱伝導，輻射輸送，状態方程式，原子過程などを考慮した統合爆縮シミュレーションコードが必要である．さらに，コーン付ターゲットなどでは，ほとんど静止している領域（コーンターゲット）と高速に移動する部分（シェルターゲット）の速度差が極めて大きいことから，洗練されたrezoning/remappingが必要になる．FI^{3}では，これまで阪大レーザー研で開発してきた2次元統合爆縮シミュレーションコードPINOCO（Precision Integrated Nummerically Observing COde for implosion）を活用する．**3.1.2**項では，PINOCOの特徴，FI^{3}での役割を紹介する．また，高速点火ターゲットの爆縮では，中心点火より流体力学的不安定性に対してロバストであるとされている．これを示す数値解析例として**3.1.3**項に，阪大レーザー研で行われている高速点火実証実験（FIREX-I）[4]を想定し，擾乱のあるDTクライオターゲットの爆縮シミュレーションを行った結果を示す．

corresponding author's e-mail: naga@ile.osaka-u.ac.jp

3.1.2 輻射流体コード

レーザー駆動による爆縮では，球状シェルターゲットの表面にレーザーを一様照射することによってターゲット表面でアブレーションが起こり，高温・高圧のプラズマが発生する．これによってターゲットは中心方向へ加速され，高速になったターゲットは中心で衝突する．そこでは様々な過程が含まれ，アブレーション，衝撃波などの流体運動だけでなく，レーザー光線追跡，レーザー吸収・電子加熱，熱伝導，輻射輸送，状態方程式，原子過程など，爆縮に関する各物理現象が重要となる．しかも，お互い密接に影響しあうため，個々の物理モデルに切り分けた計算では不十分で，できる限りすべての物理モデルを考慮した統合爆縮コードでシミュレーションを行う．

レーザー核融合における重要な課題の一つであるRayleigh-Taylor不安定性は，初期条件の微小な擾乱が指数関数的に成長するため，ターゲット上の初期の微小擾乱を追跡できる程度の細かい計算格子が必要である．しかし，全計算領域にそのような細かい格子を張ることは，実行に必要な計算機の容量，演算性能が膨大になり非現実的である．そこで，必要な物理モデルをできる限り考慮しつつ，現有する計算機資源に収まるような適切なモデルで近似することが求められる．ダイナミックスレンジの大きな解析では，計算格子点を効率的に配置するLagrange法が有効であるが，多次元シミュレーションでは流体力学的不安定性などによって格子に歪みが生じ計算継続が困難になることから，通常はALE（Arbitrary Lagrangian Eulerian法）が用いられている．PINOCOではCIP法に格子の移動速度を

©2006 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

考慮することによってALE化を図った．この章ではPINOCOで用いられている基礎方程式と主要な部分の数値解法を示す．

(1) 基礎方程式

イオン，電子の2温度を仮定した輻射流体の方程式系は，密度ρ，速度$\boldsymbol{u}$，イオンと電子の比エネルギーε_i，ε_e，全圧力p，イオン圧力p_i，電子圧力p_eなどを用いて以下のように書ける．

質量保存の式：

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho\nabla\cdot\boldsymbol{u} \tag{1}$$

運動方程式：

$$\rho\frac{d\boldsymbol{u}}{dt} = -\nabla p \tag{2}$$

イオンのエネルギー式：

$$\rho\frac{d\varepsilon_i}{dt} = -p_i\nabla\cdot\boldsymbol{u} - \nabla\cdot q_i + Q_{ei} + S_i^{\alpha} \tag{3}$$

電子のエネルギー式：

$$\rho\frac{d\varepsilon_e}{dt} = -p_e\nabla\cdot\boldsymbol{u} - \nabla\cdot q_e - Q_{ei} + S^L + S_r + S_e^{\alpha} \tag{4}$$

ただし，$q_{i,e}$，Q_{ei}，S^L，S_r，$S_{i,e}^{\alpha}$はそれぞれ，熱伝導による熱流束，電子－イオンの熱緩和，レーザー吸収項，輻射による生成項，α粒子によるエネルギー生成項を表す．なお，添え字i，eはそれぞれイオン，電子を示す．

輻射輸送方程式は周波数νに対する強度I^{ν}の放射係数，および吸収係数をη^{ν}，χ^{ν}として，光子に関する6次のボルツマン方程式

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I^{\nu}}{dt} + \Omega\cdot\nabla I^{\nu} = \eta^{\nu} - \chi^{\nu} I^{\nu} \tag{5}$$

で表される．

(2) 数値解法

まず，移流項の数値解法について説明する．多くの爆縮コードでは左辺の時間の全微分をLagrange法に基づくALE法で解く[5]．この場合，時間ステップごとにまず流体と一緒に計算格子を移動させ(Lagrangian phase)，移動した格子を基に計算に適した格子に変形する．これをrezoningといい，一般的には格子の絡みを緩和させるように格子の移動を行う．この格子の移動によりセルが変形するために生じる流束をEuler的手法(Eulerian phase)で求めることによって物理量が定まる(Remapping)．例えば1次元の移流方程式を考え，流速，格子の移動速度をそれぞれu，u_gとすると，

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + (u - u_g)\frac{\partial\rho}{\partial x} = 0 \tag{6}$$

と表せ，$u_g = u$のときは格子が流体と一緒に動くLagrange法，$u_g = 0$のときはEulerにそれぞれ対応する．ただし，従来の手法だとLagrangeフェーズとEulerフェーズの2ステップで数値拡散の影響を受ける恐れがある．これを避けるために，ここではCIP法[6]で移流速度を$u - u_g$とすることによって数値拡散の影響を極力抑えたALE-CIP法を提案し，PINOCOでも採用した[7]．

次に，式(5)の輻射輸送方程式を考える．計算負荷を考慮すると直接このボルツマン方程式系を解くことは困難であることから，式(6)に等方散乱を仮定し，0次，および1次のモーメント式から次式の多群拡散近似した輻射輸送エネルギー密度E^{ν}と輻射エネルギー流束F^{ν}の方程式系を解く[8]．

$$\frac{\partial E^{\nu}}{\partial t} + \nabla\cdot\boldsymbol{F}^{\nu} = 4\pi\eta^{\nu} - \chi^{\nu} c E^{\nu}$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{F}^{\nu}}{\partial t} + c\nabla\cdot\boldsymbol{P}^{\nu} = \chi^{\nu}\boldsymbol{F}^{\nu} \tag{7}$$

ただし，輻射エネルギー流束は，エディントン因子$\boldsymbol{f}^{\nu}$を用いて次式のようになる．

$$\boldsymbol{F}^{\nu} = -\frac{c}{\chi^{\nu}}\nabla\cdot(\boldsymbol{f}^{\nu}E^{\nu}) \tag{8}$$

PINOCOで直接照射爆縮の計算を行うときは，通常32のエネルギーグループの方程式を解く．また，輻射輸送計算は流体の時間スケールに合わせて行う必要があるため，陰解法で解く．ただし，歪んだALE格子上で計算を行っているので9点の値を用いる差分式を解く．この際，陰解法には反復法の一つである前処理付き勾配法，ILUBCG法を用いる．これらの計算で用いる放射係数η^{ν}や吸収係数χ^{ν}は，厳密には原子モデルの波動関数を元にレート方程式を解いて求める必要があるが，爆縮プラズマでは，局所熱平衡状態（LTE）や，準定常な非局所熱平衡（non-LTE）を仮定できるため，予めこれらのデータベースを構築し，計算時にテーブル参照する[9]．また，状態方程式に関しては，多電子から成る原子の励起状態を求める必要がありPINOCOでは，電子の空間分布を近似的に関数で表すThomas-Fermiモデルを基本としたQEOSモデル[10]を改良したTakemiモデル[11]を用いている．

FI^{3}での利用を考慮し，PINCOの計算結果は，予めnamelistで指定された時刻や時間間隔等で適時バイナリーデータを出力し，他のコードから参照できるようになっている．

3.1.3 擾乱を考慮した爆縮の数値解析

解析例として，ターゲット表面に擾乱がある場合でも高密度爆縮が可能であることを示すためのシミュレーション結果を示す．ただし，今回は計算時間を節約するために輻射輸送を無視した．輻射輸送は極めて重要な物理であり，今後は計算の高効率化によって考慮したシミュレーションも行う必要がある．ターゲットのサイズは阪大レーザー研のFIREX－Iプロジェクト[4]の爆縮を想定している．すなわち，開き角30度の金コーンが付いたCH（プラスチック，厚さ6μm）とDT（重水素三重水素，10μm）のシェルター

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

ゲットを，波長0.53 μm，約4.5 kJのガウシアン波形のレーザー照射で爆縮をした．流体力学的不安定性の影響を調べるため，ターゲット表面にモード数が0，12，24，およびマルチモード（モード6，12，24の重ね合わせ）の擾乱を与えた4つケースを，金コーン付きと無しでそれぞれ行い計8通りの計算を行った．なお，コーン無し擾乱なしのシミュレーション結果は1次元の爆縮コード（ILESTA）とほぼ同じ結果になることを確認した．

各シミュレーション条件における計算結果のうち，燃料の平均密度半径積，最大密度，平均密度の最大圧縮時の値をTable 1に示す．コーン無しの場合は擾乱の有無によって密度半径積が大きく変化してマルチモードの擾乱がある場合では擾乱がない場合の23%にまで落ちる．これに対し，コーン付きの場合は擾乱のある場合でも比較的高い密度半径積を保っており，マルチモードの擾乱がある場合，擾乱がない場合の66%となる．

また，マルチモードの擾乱がある場合のコーン無し，およびコーン有りの場合の最大圧縮時の密度等高線図をそれぞれFig. 1，およびFig. 2に示す．

コーン付ターゲットの場合は密度が30 g/cm^{3}以上の領域が中心に集まっているのに対し，コーン無しの場合は中心から10 μm程度の距離の位置に存在し，中心部分はやや密度が下がっている．これは，コーン無しの場合は中心に高温（高圧）部が存在し，スタグネーション時には中心の燃料密度が上がらないのに対し，コーン有りの場合は高温（高圧）部がコーン側にずれて存在するため燃料が中心まで行き渡ることによる．よって，コーン付きで擾乱がある場合は燃料の平均密度は下がるものの燃料が中心に集中し，

Table 1　計算条件と燃料コアプラズマの特性．ターゲット表面に与えられた擾乱と最大圧縮時の燃料の平均密度半径積，最大密度，および平均密度の値．

	Spherical target				Cone-guided target			
mode number	0	12	24	multi (6,12,24)	0	12	24	multi (6,12,24)
perturbation amplitude (μm)	0	0.03	0.03	0.10 + 0.03 + 0.03	0	0.03	0.03	0.10 + 0.03 + 0.03
averaged ρR (g/cm^2)	0.151	0.0981	0.0935	0.035	0.203	0.151	0.163	0.133
maximum fuel density (g/cm^3)	250	163	145	72	133	101	104	148
averaged fuel density (g/cm^3)	137	83.7	77.8	N/A	93.1	69.3	72.2	57.1

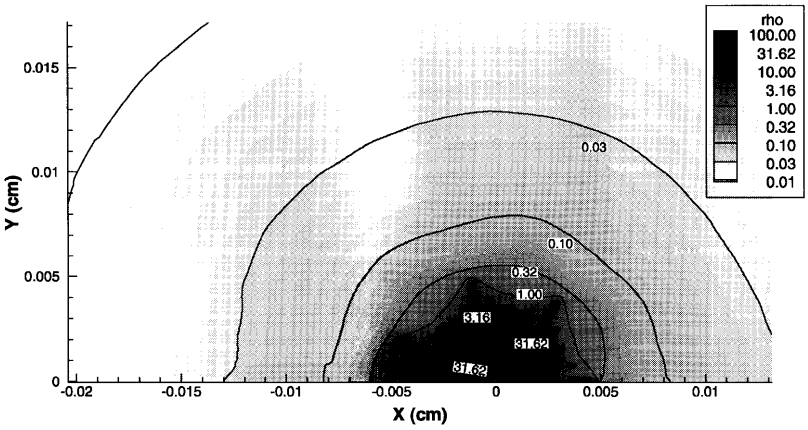

Fig. 1　コーンなしシェルターゲットにマルチモードの擾乱を与えた爆縮における最大圧縮時の等密度線図．密度が30 (g/cm^2) の比較的高い領域は中心から半径10 μm付近に存在してる．

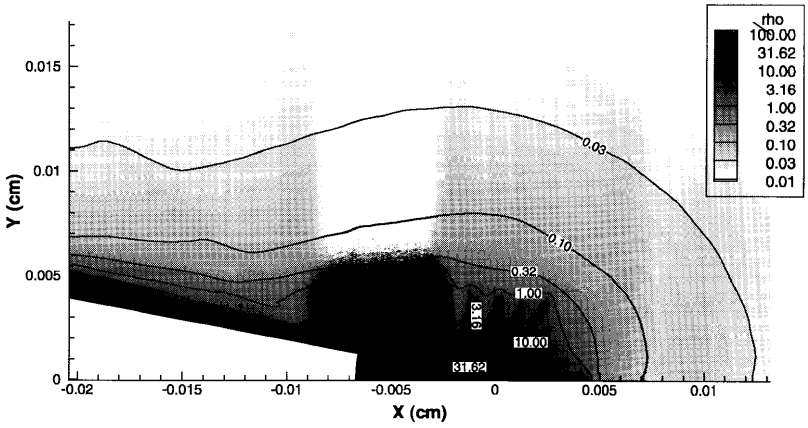

Fig. 2　コーン付シェルターゲットにマルチモードの擾乱を与えた爆縮における最大圧縮時の等密度線図．密度が30 (g/cm^2) の比較的高い領域は中心に集中する．

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

その分平均密度半径積は大きくなり，Table 1の傾向を定性的に説明できる．高速点火では大きな密度半径積を保持することが重要な課題であることから，コーン付ターゲットは有利であるといえる．

3.1.4 おわりに

高速点火核融合の一貫した解析を行うためのFI^3での輻射流体解析を担うPINOCOのコードの内容を説明し，解析例として高速点火実証実験に用いられるCH-DTシェルに金コーンを付けたターゲットの爆縮シミュレーションの結果を示した．金コーン付ターゲットの爆縮では，初期のターゲット表面に擾乱がある場合でも比較的高い密度半径積を達成できることが示された．

今後は，輻射輸送計算効率の向上によって，様々な条件で輻射輸送を考慮したシミュレーションを行えるようにする必要がある．また，高速点火ターゲットでは金コーンとシェルなど異物質が混合する領域が存在し，その扱い方が重要になる．現在この部分の精度向上を試みており，これらが今後の課題となっている．

謝辞

本研究は日本学術振興会科学研究費補助金（学術創成研究　15GS0214）の支援を受けて行われた．また，ここで紹介したシミュレーションは阪大レーザー研計算機室，および阪大サイバーメディアセンターの協力によって行われた．この場を借りて感謝申し上げます．

参考文献

[1] N.G. Basov *et al.*, J. Soviet Laser Research **13**, 296 (1992).
[2] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
[3] H. Nagatomo *et al.*, IAEA/FEC-IF/P7-29, (2004).
[4] T. Yamanaka, *et al.*, IAEA-CN-94/OV/3-1, (2002).
[5] 例えば　F.H. Harlow and A.A. Amsden, J. Comp. Phys. **16**, 1 (1974).
[6] T.Yabe *et al.*, J. Comput. Phys. **169**, 556/593 (2001).
[7] H. Nagatomo *et al.*, *Proceedings of 2nd Int. Conf. on Inertial Fusion Sciences and Applications,* Kyoto (2001).
[8] D.M. Mihalas and B. Weibel-Mihalas, *Fundations of Radiation Hydrodynamics* (Oxford University Press, 1984).
[9] H. Takabe and T. Nishikawa, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **51**, 379 (1994).
[10] R.M. More and G.B. Zimmerman, *Laser Programs Annual Report,* Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-50021-83, (1983).
[11] K. Takami and H. Takabe, Tech. Rep. Osaka Univ. bf40, 159 (1990).

NII-Electronic Library Service