4. 慣性核融合プラズマの非線形現象

4-1 高温強結合プラズマの3次元粒子シミュレーション

西原 功 修

(大阪大学レーザー核融合研究センター)

(1991年8月19日受理)

3D Particle Simulation of Hot Dense Plasma

Katsunobu Nishihara

(Received August 19, 1991)

Abstract

Presented is a 3D particle code SCOPE which has been developed to simulate a large scale two component strongly coupled plasma. The code uses the 4th order in accuracy particle-particle particle-mesh method. As applications of the code the reduction in bremsstrahlung emission from a hot dense plasma and the nonlinear AC electric conductivity of a solid density plasma are shown.

Keywords :

two component strongly coupled plasma, hot dense plasma, particle-particle particle-mesh code, pair distribution function, bremsstrahlung emission, nonlinear electric conductivity,

1. はじめに

ミニ太陽の実現を目指す慣性核融合プラズマは、図1に示すように、その密度と温度のパラメーター領域は非常に広範囲に及んでいる。燃焼プラズマはまさに太陽中心と同程度の密度と温度である。このプラズマは理想プラズマ(弱結合プラズマ)であるが、圧縮に要するエネルギーを少なくするにはできるだけ低い温度で圧縮する必要

があり、圧縮過程においては、近接粒子間のクーロンポテンシャルエネルギーと粒子の運動エネルギーが同程度の強結合プラズマが実現する。また、電子の運動エネルギーもフェルミエネルギーと同じ程度であり、電子もイオンもお互いに強い相関関係を持ちながら運動することがその特徴である。この様なプラズマを2成分強成分プラズマ¹⁾と呼ぶが、天体は別として、これまで実験室では実現

図1. レーザー核融合プラズマの温度と密度。

できなかった高温の強結合プラズマ状態であり、慣性核融合の実現だけでなく、広く物理的に興味のある分野である。

高密度プラズマの特性は2つのパラメーターにより決定される。近接イオン間のクーロンポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの比、

$$\Gamma = \frac{z^2 e^2}{akT}, \quad \frac{4}{3} \pi a^3 = \frac{1}{n_i} \quad (1)$$

ここで、 n_i , T , e , z はそれぞれイオン数密度、温度、電荷、イオンの電荷数である。 a と Γ はイオン半径とイオン結合係数という。イオン結合係数はプラズマパラメーター $(n\lambda_D^3)^{-1}$ の3/2乗に比例する。ただし、 λ_D はデバイ長。理想プラズマではイオン結合係数は1より十分小さく、個々の粒子間のクーロン相互作用は無視できる。一方、高密度プラズマではイオン半径が小さくなり集団

的な振舞いだけでなく個々の粒子間の相関も重要となる。もう1つのパラメータは電子縮退パラメータであり、運動エネルギーと電子のフェルミエネルギーの比

$$\theta = \frac{kT}{\epsilon_F}, \quad \epsilon_F = \frac{h^2}{2m_e} (3\pi^2 n_e^{2/3}) \quad (2)$$

ここで、 h , n_e , m_e はそれぞれプランク定数、電子数密度、電子質量である。 $\theta < 1$ の状態では電子は縮退しており、イオンの運動のみが重要となる(1成分強結合プラズマ)が $\theta > 1$ では電子の運動をも考慮しなければならない。この章では、

$$\Gamma \sim 1 \sim 10, \quad \theta \sim 1 \sim 10 \quad (3)$$

の2成分強結合プラズマを対象とする。このような2成分強結合プラズマの性質については、特にダイナミクスについては理論的方法はまだ確立していない¹⁾。さらにシミュレーションについても少数の粒子を扱った試みがあるだけであり²⁾、大きな系を扱った例はない。

良く知られているように、理想プラズマ(無衝突プラズマ)の粒子シミュレーションでは、個々の粒子間力を抑制することが重要であり、有限の大きさの粒子や空間格子が導入されてきた³⁾。一方、個々の粒子間力を計算する手法として分子動力学的手法⁴⁾が開発されてきた。対象とするプラズマのダイナミクスを調べるにはいずれの手法も不十分である。本学会誌ではこのような問題は扱われたことがないので、本講座の他の章とは趣を異にするが手法についても少し詳しく述べたい。

2. 高精度2成分強結合プラズマ粒子コード

「SCOPE」

イオン結合係数と電子縮退パラメーターがそれぞれ $\Gamma \sim 1$, $\theta \geq 1$ である電子-イオン2成分強結合プラズマのダイナミックスを取り扱える3次元粒子コード「SCOPE」(Strongly COupled plasma ParticE code)を紹介する⁵⁾. この様なパラメーターの強結合プラズマでは近接する個々の粒子間に働く力が重要であるばかりでなくクーロン力による長いスケールでの集団的な振る舞いも重要となっている. 従って, この様なパラメーター領域の大規模な粒子シミュレーションは非常に困難である. この困難を解決する手法として PPPM (Particle-Particle Particle-Mesh) 法が Hockney, Eastwood により提案された⁶⁾. PPPM 法では近接の粒子間力あるいは近距離力は, 分子動力学のシミュレーションで行うように個々の粒子間力を加算し (PP 法), 十分遠くの粒子間力あるいは長距離力は, 無衝突プラズマ粒子シミュレーションで行うように, 粒子-格子法 (MP 法) を採用する.

例えば, 図2に示すように空間を格子に分割し, 図中の i 粒子に働く他の粒子からの力を次の2つに分けて計算する. ハッチ領域 (以下, 簡単のため PP 領域と呼ぶ) にある j_1, j_2 粒子からの力は粒子間距離を用いて直接計算し, また, ハッチ領域外にある j_3 粒子からの力は, 粒子電荷を格子点上に割付け, 格子点で定義される電荷分布からポアソン方程式 (差分方程式) を解き電場を計算し, i 粒子にその電場を割り付ける. 全ての粒子間力を直接計算する従来の分子動力学的手法では計算時間が粒子数の2乗に比例して増大するが PPPM 法では本質的には粒子数に比例した計算時

図2. 3次元強結合プラズマ粒子コード「SCOPE」における PP (particle-particle) 領域と PM (particle-mesh) 法の空間格子. 斜線領域と点領域 (PP 領域) にある j_1, j_2 粒子からの力は粒子間距離を用いて計算し, PP 領域外にある j_3 粒子からの力は空間格子を用いた PM 法で計算する.

間でよく, しかも近接粒子間力を取り込むことが出来る. その結果, 大きな空間スケールのプラズマの長時間シミュレーションが可能となる.

PP 領域の大きさは近距離力 (詳細は後述する) のおよぶ距離で決定され, PM 法で用いる格子の大きさは PM 法の解法で決まる精度 (詳細は後述する) により決定する. しかしながら, PP 法と PM 法との接続の問題, あるいは空間格子の大きさと精度の関係についてこれまで詳細な解析がなされていなかった.

PM 法では格子上の電荷を用いて格子上の電場を計算するが, その時 PP 領域内の粒子の寄与が含まれてしまう. それを取り除かなければならない. 接続の問題は具体的には PM 法で求めた電場から PP 領域内の粒子の電荷の寄与を取り除く問題である. また PP 領域の大きさと PM 法の格子の大き

さとの関係は2次精度の割付法と2次精度の差分については調べられている⁷⁾が、高精度のものについては明らかでない。

高精度の割付法と差分法を導入することにより、従来の方法に比べ十分少ない格子数で高精度のシ

ミュレーションが可能となることを示そう。必要な格子数の減少により計算時間が短縮され長時間のシミュレーションが可能となる。

非常に近傍した粒子間力を扱うために、ここでは Deutsch により導入されたポテンシャルを用いる⁸⁾。具体的な粒子間力は電子-電子間では、

$$F_{ee} = \left\{ \frac{e^2}{r^3} - \frac{e^2}{r^3} \left(1 + \frac{r}{\kappa_{ee}} \right) \exp \left(-\frac{r}{\kappa_{ee}} \right) + \frac{2kT}{\pi \kappa_{ee}^2} \exp \left(-\frac{r^2}{\pi \ln 2 \kappa_{ee}^2} \right) \right\} r \quad (4)$$

電子-イオン，イオン-イオン間では

$$F_{\alpha\beta} = \left\{ \frac{q_\alpha q_\beta}{r^3} - \frac{q_\alpha q_\beta}{r^3} \left(1 + \frac{r}{\kappa_{\alpha\beta}} \right) \exp \left(-\frac{r}{\kappa_{\alpha\beta}} \right) \right\} r \quad (5)$$

を用いる。ここで r は粒子間距離， e ， q_α ， q_β は電子の電荷，電子またはイオンの電荷である。

$\lambda_{\alpha\beta}$ は熱的ド・ブロイ波長，

$$\kappa_{\alpha\beta} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\pi\mu_{\alpha\beta}kT}} \quad (6)$$

また， $\mu_{\alpha\beta}$ は換算質量

$$\mu_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \quad (7)$$

である。式(5)の第1項，第2項，第3項は，それぞれクーロン力，量子的ゆらぎの効果（トンネル効果），対称性の効果（パウリの排他性）である⁸⁾。(4)，(5)式から明らかなようにこのモデルでは短距離力は電子の熱的ド・ブロイ波長で決まっており，熱的ド・ブロイ波長より長い距離では指数関数的に減少する。従って PP 領域の大きさ Δ_{pp} は

熱的ド・ブロイ波長より十分大きくとればよい。

例えば $\Delta_{pp} \sim 6.5 \lambda_{\alpha\beta}$ とすればクーロン力とのずれは1%以下となる。なお縮退パラメーター θ は，熱的ド・ブロイ長と電子球半径との比を用いると

$$\theta = \left(\frac{27}{3^4 \pi^5} \right)^{1/3} \left(\frac{a_e}{\kappa_{ee}} \right)^2, a_e = \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{1/3} = \frac{a}{z^{1/3}} \quad (8)$$

となり， $a_e \gg \kappa_{ee}$ は $\theta > 1$ の条件となる。

PP 領域の大きさが熱的ド・ブロイ波長に比べて十分大きい場合には，PP 領域外の粒子からの力はクーロン力だけとなり，無衝突プラズマシミュレーションに用いられる CIC 法（PIC 法とも言う）等が適用できる³⁾。CIC 法では，格子の大きさと（セルとも言う）と同じ大きさの様な荷電分布を持つ粒子を考え，粒子電荷の格子点への割付，および格子点上の電場の粒子上への割付に線

形補間を行う。CIC法は2次の精度を持つ。CIC法ではポアソン方程式、およびポテンシャルの勾配の計算には2次精度の差分法がよく用いられる。差分方程式は、例えば周期境界条件の場合には高速フーリエ変換(FFT: Fast Fourier Transform)がよく用いられる。具体的には格子点 x_l での電荷密度は、格子の大きさを Δ とし粒子位置を x_i とすると、

$$\rho_l = \sum_i q_i \int S(x-x_l)W(x-x_l)dx \quad (9)$$

から計算する。ただし、CIC法では形状因子 $S(x)$ と重み関数 $W(x)$ は

$$\left. \begin{aligned} S(x) &= 1, \quad |x| \leq \frac{\Delta}{2} \\ &= 0, \quad |x| > \frac{\Delta}{2} \\ W(x) &= 1, \quad |x| \leq \frac{\Delta}{2} \\ &= 0, \quad |x| > \frac{\Delta}{2} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

となる。(9)、(10)式の3次元への拡張は容易である。以下記述の簡略化のため1次元表示とする。また格子点上の電場 E_l から粒子に働く電場への割付も同様に

$$E_i = \sum_l E_l \int S(x-x_l)W(x-x_l)dx \quad (11)$$

から計算できる。

2次の差分方程式は

$$\nabla^2 \phi = \frac{\phi_{l+1} - 2\phi_l + \phi_{l-1}}{\Delta^2} = -\rho_l \quad (12)$$

$$E = -\nabla \phi = -\frac{\phi_{l+1} + \phi_{l-1}}{2\Delta} \quad (13)$$

となる。

よく知られているように、有限の大きさの粒子の導入と格子点の導入は非物理的な力を生む³⁾。クーロン力との誤差は粒子間隔 Δ で規格化した2粒子間の距離と粒子の格子点に対する相対位置に依存する。1つの粒子がセルの中心にあり、他の粒子を格子と平行に移動させた場合のCIC法で求めた力とクーロン力との誤差を図3(a)の破線で示す。距離 $x/\Delta \leq 1.5$ での大きな誤差は有限の大きさの粒子の導入に起因し、格子間隔の整数倍で生じる振動は割付の線形補間による。誤差は距離の2乗に逆比例して減少するが図3(a)からも明らかのように、格子間隔で規格化した距離が13以下では1%以上の誤差が生じる。

従って、例えば2粒子間力の誤差を1%以内にするには、PM法での格子の大きさをPP領域を決める格子の1/13以下にしなければならず、非常に多くのPM格子を必要とする。PM格子の数を少なくするには割付計算や差分法に高精度の方法を導入する必要がある。

割付の高次精度としては2次または3次のスプライン関数がある。2次のスプラインでは

$$f_e = \int S(x-x_l)W(x-x_l)dx/\Delta \quad (14)$$

図3. (a)CIC法, (b)2次スプライン補間, (c)3次スプライン補間を用いた場合の粒子間距離とクーロン力の誤差の関係. (a), (b), (c)とも破線は2次差分法, 実線は4次差分法の場合である. 高次スプラインと4次差分を併用した場合のみ高精度が保証される.

とすると

$$\left. \begin{aligned} f_{l-1} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - \delta \right)^2 \\ f_l &= \frac{3}{4} - \delta^2 \\ f_{l+1} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \delta \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$f_l = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \delta \right)^2 \left(\delta - \frac{3}{2} \right) + \frac{2}{3} \quad (16)$$

$$f_{l+1} = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - \delta \right)^2 \left(\delta + \frac{3}{2} \right) + \frac{2}{3}$$

$$f_{l+2} = \frac{1}{6} \left(\frac{1}{2} + \delta \right)^3$$

$$\delta = \frac{x_i - x_l}{\Delta} - \frac{1}{2}$$

ただし

$$\delta = \frac{x_i - x_l}{\Delta}$$

また, 3次のスプラインでは,

$$f_{l-1} = \frac{1}{6} \left(\frac{1}{2} - \delta \right)^3$$

一方, 4次の差分法は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \Delta^2} \bigg|_l = \frac{-\phi_{l+2} + 16\phi_{l+1} - 30\phi_l + 16\phi_{l-1} - \phi_{l-2}}{12\Delta^2}$$

(17)

$$\frac{\partial \phi}{\partial \Delta} \bigg|_l = \frac{-\phi_{l+2} + 8\phi_{l+1} - 8\phi_{l-1} + \phi_{l-2}}{12\Delta}$$

(18)

となる。図3(b), (c)に2次のスプライン, および3次のスプラインを用いた場合についての誤差を示す。(a), (b), (c)図とも, 破線は2次の差分法の場合であり, 実線は4次の差分法の場合である。(a)図の実線から明らかなように差分解法のみ高精度の方法を用いても誤差の改善は認められない。(b), (c)の破線から明らかなように高次のスプラインを用いると格子間隔の整数倍に比例した振動は減少する。しかし差分法が2次精度であれば, スプラインを用いても誤差は減少しない。(c)の実線の場合のみ, 距離の4乗に比例して誤差が減少する。3次のスプラインと4次精度の差分法を用いた場合には, 1%以内の誤差を得るには格子間隔で規格化した距離は3でよい。従ってCIC法と比較すると3次元の格子数は約 $(3/13)^3 \sim 1/81$ と

なる。差分方程式をFFTで解く場合には本質的には2次差分も4次差分も計算量は同じであり, 格子数が十分多ければ格子数に比例する。従って3次のスプラインではCIC法に比べると計算量が約 $2^3 = 8$ 倍になるが, 格子数の減少は割付計算量の増加を十分補うものである。

PP領域内の粒子を除いてPM法の計算を行うと, PP領域を決める格子数だけその計算が必要となり計算量が非常に多くなる。さらに周期境界条件では特定のPP領域だけを取り除くのは困難となる。従って全領域でPM法の計算を行った後PP領域の粒子による電場を取り除く方が効率が良い。先に述べた4次精度の差分法では, 格子点 (l', m', n') での電荷密度 $\rho_{l', m', n'}$ が格子点 (l, m, n) 及ぼす電場 $E_{l, m, n}$ は次式で与えられる。

$$E_{l, m, n}^* = -i \frac{2\pi \Delta \rho_{l', m', n'}}{L' M' N'} \sum_{k_l=0}^{L'-1} \sum_{k_m=0}^{M'-1} \sum_{k_n=0}^{N'-1} \frac{\exp \{i2(\theta'_l(l-l') + \theta'_m(m-m') + \theta'_n(n-n'))\}}{\sin^2 \theta'_l (1 + \frac{1}{3} \sin^2 \theta'_l) + \sin^2 \theta'_m (1 + \frac{1}{3} \sin^2 \theta'_m) + \sin^2 \theta'_n (1 + \frac{1}{3} \sin^2 \theta'_n)} \\ \times \{\sin \theta'_l \cos \theta'_l, \sin \theta'_m, \cos \theta'_m, \sin \theta'_n \cos \theta'_n\}$$

$$\text{ここで } \theta'_l = \frac{\pi k_l}{L'}, \quad \theta'_m = \frac{\pi k_m}{M'}, \quad \theta'_n = \frac{\pi k_n}{N'}$$

ただし, 周期 L', M', N' は考えている系の周期より十分大きな数を選ばなければならないが, これらの計算は1回行うだけでよい。

周期境界条件で系の大きさを $L^3 = 4^3$, PP領域の大きさを $L_{pp}^3 = 3^3$ とし, PM法の格子の大きさが $L_F = \Delta_{pp}/\Delta_{pm} = 1, 2, 4$ の場合について電子-イオン間の力の大きさ(実線と破線)と誤差(1点

鎖点)を Δ_{pp} で規格化した距離の関数として評価したのが図4である。ただし, (19)式の L', M', N' は1028とした。

図4で破線はPM法で求まる力であり, 実線はPP領域に含まれる電荷による電場の除去を行ったPPPM法での力である。この例では, PP格子のセル中心に1つの粒子が存在するのでPP領域の境界は $r/\Delta_{pp} = 1.5$ にあり, そこで誤差が増加する。

図4. PM法の空間格子の大きさと電子-イオン間力(実線, 破線)およびクーロン力との誤差(一点鎖線)の関係. (a), (b), (c)は, それぞれ $\Delta_{PP}/\Delta_{PM}=1, 2, 4$ の場合. $\Delta_{PP}/\Delta_{PM}=4$ の時, 誤差は全領域で0.5%以下となる. 破線はPM法による力, 実線はPPPM法による力, 粒子間力は e^2/Δ^2 で規格化している.

図5. PPPM法での粒子間力の絶対値(a)と角度(b)の誤差分布. 各図とも上から $L_F (= \Delta_{PP}/\Delta_{PM}) = 1, 2, 4$ の場合である.

温度13.6eV, 電荷数 $Z=1$ のイオン数密度 $n=5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ の高密度プラズマについて, 電子, イオンの粒子数がそれぞれ500の系で, 系の大きさ $(L\Delta_{PP})^3 = (4\Delta_{PP})^3$, PP領域の大きさを $(L_{PP}\Delta_{PP})^3 = (3\Delta_{PP})^3$ とし, PM法の格子の大きさが $L_F = \Delta_{PP}/\Delta_{PM}=1, 2, 4$ の場合について, 力の絶対値と角度の誤差の分布を調べたのが図5である. 図から明らかなように, $L_F = \Delta_{PP}/\Delta_{PM}=2$ でも力の絶対値の誤差は1%以内になる. これは, 遠方で

は粒子間力が r^{-2} で減少し, またプラズマでは近接粒子により電場のシールドを受けるからである.

3. 高密度プラズマの粒子シミュレーション

「SCOPE」を用いたシミュレーションについて紹介する.

a) 高密度プラズマの制動輻射抑制⁹⁾

レーザー核融合プラズマ中の輻射エネルギー輸送は電子の熱伝導と同様に重要な問題である. 高

密度プラズマ中では、強いクーロン相互作用の結果、例えばイオンの周りの電子や他のイオンを見出す確率、すなわち動径分布関数は理想プラズマと非常に異なったものになる。図6はイオン結

図6. 弱結合プラズマの動径分布関数. イオン結合係数 $\Gamma=0.0278$, 温度1keVの水素プラズマのイオン-イオン, および電子-イオンの動径分布関数. 実線はシミュレーション結果, 破線はRPA理論値.

図7. 強結合プラズマの動径分布関数. 水素と炭素が1対1に混合した実効イオン結合係数 $\Gamma_{\text{eff}}=Z_{\text{eff}}^2 e^2 / akT=0.553$, ($Z_{\text{eff}}^2 = \langle Z^{5/3} \rangle / \langle Z^{1/3} \rangle$), 温度1keVの場合で, 炭素イオンの周りの炭素イオン (実線) と水素イオン (破線) のイオン-イオン動径分布関数, 電子-イオン動径分布係数 (上部の実線).

合係数 $\Gamma=0.0278$ (理想プラズマに対応), 温度1keVの水素プラズマのイオン-イオン, 電子-イオン動径分布関数をシミュレーションで求めた結果である. 一方, 図7は水素と炭素が1対1に混合した実効イオン結合係数 $\Gamma=Z_{\text{eff}}^2 e^2 / akT=0.553$ ($Z_{\text{eff}}^2 = \langle Z^{5/3} \rangle / \langle Z^{1/3} \rangle$), の強結合プラズマでの, 炭素イオンの周りの水素イオン, 炭素イオン, および電子の動径分布関数である. 図からも明らかなように, 高密度プラズマでは電子はイオンに近づき, イオンは反撥して遠のく. このためイオンの作るポテンシャルは周囲の電子やイオンの分布に強く影響を受け, 結果的にはイオンの作るポテンシャルは遠くには及ばない. 従って, 電子-イオン衝突に伴う制動輻射は抑制されることになる^{10,11)}.

図8に示すように, 抑制効果は大きな衝突パラメーターに起因する比較的低い周波数程著しい. 図は, イオン相関, 電子シールド効果が無い場合の輻射係数で規格化してある. 点線はイオン相関

図8. 2種イオン混合強結合プラズマでの制動輻射の抑制率. 破線はイオン相関効果, 一点鎖線は自由電子のシールド効果を含めた場合, 実線は束縛電子のシールド効果を含めた場合. 周波数は電子プラズマ周波数で規格化している.

による抑制を、一点破線は自由電子シールド効果を含めたもの、実線はさらに束縛電子によるシールド効果を含めたものである。イオン相関も電子シールドも同程度の抑制効果を示す。なお、水素と炭素のイオン混合プラズマでの制動輻射の抑制率と実効電荷が $Z_{\text{eff}}^2 = \langle Z^{5/3} \rangle / \langle Z^{1/3} \rangle$ の仮想的なイオンが存在する場合の抑制率とがほぼ同じであることも調べられている⁹⁾。

b) 固体密度プラズマの非線形 AC 電気伝導度¹²⁾

100fs 程度の極超短パルスレーザー光と物質との相互作用が最近興味を集めている^{13,14)}。この様な短いパルスでは、プラズマの膨脹は殆ど無視でき、レーザー光は固体密度プラズマと直接相互作用することになる。また、レーザー強度が十分大きく、電子の振動速度が熱速度より大きくなる場合には、電気伝導度は振動速度によって決まる強い非線形性を示すことになる。この様な大強度極超短パルスレーザーと物質との相互作用を明らかにするには、固体密度プラズマの非線形 AC 電気伝導度を調べなければならない。図9は、水素固体プラズマの波長 $0.53 \mu\text{m}$ レーザー光の周波数に対する AC 電気伝導度である。横軸は初期熱速度 (13.6eV) で規格化した振動速度で、振動速度の増加に伴って電気伝導度は減少する。振動速度が非常に大きい場合は $\sigma \propto V_0^{-3}$ に比例して電気伝導度が減少することは理論的にも予測されたことである^{15,16)}。一方 $V_0 \sim V_{Te}$ 近傍での理論値との大きなズレは電子の急激な加熱によるものと考えられる。ちなみに、シミュレーションは約10fsのレーザーパルスを印加した場合に対応しており、電子はこの短い時間に初期温度の約5倍にまで加

図9. 固体密度水素プラズマの非線形 AC 電気伝導度、横軸は初期熱速度で規格化した電子の振動速度。丸と三角が初期温度13.6eV, 1eVのシミュレーション効果。実線 (13.6 eV) と四角 (1eV) は、イオン相関と電子の誘電率を考慮した理論値。

図10. 初期熱速度で規格化した電子の速度分布、上が電場に平行な成分、下が垂直成分、破線は対応するマクスウェル分布。

熱される。なお $V_0 \sim 10 V_{Te}$ での理論値との不一致はまだ明らかでない。

イオンの加熱はほとんど無視でき、初期温度に

よってイオン結合係数は決まっており、初期温度が低い (1eV) 場合には、イオン相関が大きく、電気伝導度は減少する。

電子-電子の衝突は十分大きく、図10に示すように、印加電場に平行な成分 (x 方向) だけでなく垂直方向にも、ほぼ完全なマクスウェル分布 (破線) に近い速度分布を形成している。

この強い非線形電気伝導度の存在は、レーザー光により物質を効率よく加熱するには、ある最適のレーザー光強度が存在することを示唆している。用いたパラメーターでは $V_0 \sim 5 V_{Te}$ の時に、最も電子が加熱され、10fs で約150eV にまで加熱されることがシミュレーションで観測されている。

4. おわりに

2成分強結合プラズマのシミュレーションが可能になったのはスーパーコンピュータの発達に負うことが大きい。しかし、まだ始まったばかりである。例えば、散逸を決めるミクロな過程と流体力学的なマクロな乱れの非線形ダイナミックス等が、今後、計算機の発達と共に可能となってくるだろう。

参考文献

- 1) S. Ichimaru, S. Mitake, S. Tanaka and X-Z. Yan : Phys. Rev. A **32** (1985) 1768.
- 2) J.P. Hansen and I.R. McDonald : Phys. Rev. A **23** (1981) 2041.
- 3) C.K. Birdsall and A.B. Langdon : *Plasma Physics via Computer Simulation*. (McGraw-Hill, New York, 1985).
- 4) 計算物理と計算化学 (海文堂, 田中實, 山本良一編, 1988).
- 5) K. Nishihara, H. Furukawa, M. Kawaguchi and Y. Yabe : *Japanese Supercomputing* (Springer-Uerlag, New York, (1988) P.59; K. Nishihara, H. Yasui, M. Kawaguchi and H. Furukawa : (to be published).
- 6) J.W. Eastwood, R.W. Hockney and O.N. Lawrence : Comput. Phys. Commun. **19** (1980) 215.
- 7) R.W. Hockney and J.W. Eastwood : *Computer Simulation Using Particles*, (Adam Hilger, New York, 1988).
- 8) C. Deutsch : Phys. Lett. **60A** (1977) 317.
- 9) H. Furukawa and K. Nishihara : Phys. Rev. A **42** (1990) 3532.
- 10) H. Totsuji : Phys. Rev. A **32** (1985) 3005.
- 11) R. Kawakami, K. Mima, H. Totsuji and Y. Yokoyama : Phys. Rev. A **38** (1988) 3618.
- 12) K. Nishihara and H. Yasui : (to be published).
- 13) H.M. Milckberg, R.R. Freeman and S.C. Davey : Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2364.
- 14) M.M. Murnane, H.C. Kapteyn and R.W. Falcone : Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 155.
- 15) R.D. Jones and K. Lee : Phys. Fluids **25** (1982) 2307.
- 16) S. Kato, R. Kawakami and K. Mima : Phys. Rev. A **43** (1991) 5560.

この講座シリーズ 4. 慣性核融合プラズマの非線形現象 4-2. レーザー・テラー不安定性の非線形発展 (西原功修著) は次号に掲載いたします。