

プラズマ挙動解析のための3次元ハイブリッドコードの開発

村中, 崇信
九州大学大学院総合理工学研究科先端エネルギー理工学専攻

長峯, 嘉彦
日立製作所 | 九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

内村, 英幸
バブコック日立 | 九州大学大学院総合理工学研究科先端エネルギー理工学専攻

中島, 秀紀
九州大学大学院総合理工学研究科先端エネルギー理工学専攻

<https://doi.org/10.15017/16605>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 22 (3), pp.309-314, 2000-12. 九州大学大学院総合理工学府
バージョン :
権利関係 :

プラズマ挙動解析のための3次元ハイブリッドコードの開発

村中崇信*・長峯嘉彦**・内村英幸***・中島秀紀†

(平成12年8月31日 受理)

Development of a Three Dimensional Hybrid Code for Analyses of Plasma Behaviors

Takanobu MURANAKA, Yoshihiko NAGAMINE, Hideyuki UCHIMURA
and Hideki NAKASHIMA

A three dimensional hybrid code has been developed to analyze plasma behaviors in magnetic field for the purpose of its engineering applications such as the magnetic thrust and the direct energy converter. The hybrid code is effective when the system is dominated by the motion of ion. The motion of ion is solved explicitly, and the electric and magnetic fields are solved selfconsistently. The hybrid code employed the predictor-corrector method to solve the equation for the electric field, and a digital filter was used to cut off numerical noises in Eulerian quantities. The numerical solver was described in detail. As an example of the calculations with this code, the dispersion relations for right and left circular waves and Alfvén wave were numerically calculated and those were compared with the analytical solutions in order to validate the code.

1. はじめに

近年の計算機技術の大幅な進歩によって、これまで解析不可能と考えられて来た様々な非線形現象が、コンピュータシミュレーションの手法により、次々と明らかにされている。その領域は多岐に渡っており、プラズマ理工学の分野もその最たるものの一つである。一般にプラズマの運動は、統計力学的な複雑さに加え、その運動がさらに電磁気力に支配されるという複雑極まりないものである。したがって、コンピュータシミュレーションは、プラズマ基礎物理から核融合炉設計までに対する強力な手法となっている。プラズマのコンピュータシミュレーションにおいては、その集団の状態から、大きく粒子的手法と流体的手法に分けられ、それぞれの観点から計算コードの開発が行われて来た。

本研究では、イオンを粒子、電子を慣性を無視した流体として取り扱うハイブリッドと呼ばれる手法を用いる。この計算手法は、系の物理現象の時間スケールが、イオンサイクロトロン周波数で決定付けられる時間スケールよりも小さい現象を解析するた

めに開発されたものである¹⁾。

この手法を用いるハイブリッドコードでは、電磁場はプラズマの運動も含めて、自己無撞着に解く。このコードの特徴は、電子の運動(プラズマ振動、サイクロトロン運動)のタイムスケールで起こる現象の影響を除去し、時間幅や空間幅を大きくできる点にある。具体的には、荷電準中性条件を仮定し、イオンと電子の数密度があらゆる所で等しいと置き、プラズマ振動を除去する。さらに、電磁放射等の高周波現象を無視するためにダーウィン近似を用いる。本報告では、コードの詳細と計算手法を説明し、最後に具体的な計算例について述べる。

2. 基礎方程式

計算に使用する方程式を導出するための基礎方程式は次の様に与えられる。以下の方程式は直交座標系、および MKSA 単位系で記述されている。まず、粒子として取り扱うイオンの運動方程式は、

$$m_i \frac{dv_i}{dt} = Ze(E + v_i \times B) \quad (1)$$

$$\frac{dx_i}{dt} = v_i \quad (2)$$

*先端エネルギー理工学専攻博士後期課程

**エネルギー変換工学専攻博士後期課程(現在日立製作所)

***先端エネルギー理工学専攻修士課程(現在パブコック日立)

†先端エネルギー理工学専攻

である。ここで v_i はイオンの速度、 Z はイオンの価数、 e は電気素量、 x_i はイオンの位置、 m_i はイオ

ンの質量, また, \mathbf{E} , \mathbf{B} はそれぞれ, 電場, 磁束密度を表している.

流体として取り扱う電子の運動方程式を電場の解法に用いる. 運動方程式は, 以下の式で表される.

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -en_e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \nabla P_e \quad (3)$$

ここで n_e は電子数密度, m_e は電子の質量, \mathbf{v}_e は電子速度, P_e は電子圧力である. また, 電子は慣性なしの流体とみなすため, 慣性による効果は無視し, 式(3)の左辺は0にできる ($m_e \rightarrow 0$). さらに, 電子圧力 P_e に関しては電子の状態方程式より,

$$P_e = n_e T_e \quad (4)$$

である. ここで T_e は電子温度である. 式(4)を式(3)に代入して P_e を消去する.

$$0 = -en_e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \nabla(n_e T_e) \quad (5)$$

荷電準中性条件および, ダーウィン近似を用いたアンペアの法則より,

$$\nabla \times \mathbf{B}_p = \mu_0(\mathbf{J}_e + \mathbf{J}_i) \quad (6)$$

が得られる. 但し \mathbf{B}_p は, プラズマにより生成される磁場で, 以後特に断りのない限り, 磁場は外部磁場とプラズマにより生成される磁場とのベクトル和であるとする. また \mathbf{J}_i はイオン電流密度, \mathbf{J}_e は電子電流密度, μ_0 は真空中の透磁率である. \mathbf{J}_i はイオンの数密度と, 電流密度から計算することが出来る. \mathbf{J}_e は電子電流密度の定義より,

$$\mathbf{J}_e = -en_e \mathbf{v}_e \quad (7)$$

である. 式(6), (7)を用いて \mathbf{J}_e を消去し, \mathbf{v}_e について整理すると,

$$\mathbf{v}_e = -\frac{1}{en_e} \left(\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}_p - \mathbf{J}_i \right) \quad (8)$$

となる. これを式(5)に代入して \mathbf{E} について整理すると, 電場を求める式,

$$\mathbf{E} = \frac{1}{Zen_i} \left\{ \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}_p) \times \mathbf{B} - \mathbf{J}_i \times \mathbf{B} - ZT_e \nabla(n_i) \right\} \quad (9)$$

を得る.

プラズマによる磁場を記述する方程式としてファラデーの電磁誘導の法則,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (10)$$

を用いる.

3. 計算方法

式(1)-(10)を数値計算によって解くためには, 基礎式を差分式に直し, 数値的に安定で, 物理的に妥当な空間幅・時間幅の範囲で解かなければならない.

計算の大まかな手順を次に示す.

- [1] 外部磁場および, プラズマ粒子の位置・速度の初期設定を行う.
- [2] 格子点上でのイオンの数密度, 電流密度を計算する.
- [3] 式(9)を用いて, 電場を求める.
- [4] [1] で設定した外部磁場と, [3] で求めたプラズマによる電場と磁場から, 式(1), 式(2)を用いて新しいプラズマ粒子の位置・速度を求める.
- [5] 式(10)より磁場を求める.

[2]~[5]を繰り返すことで, プラズマの時間的变化を追跡する.

3次元ハイブリッドコードに対する各方程式の差分式を以下の小節で示す.

3.1 プラズマ粒子の運動

式(2)に, leap-frog法²⁾による時間中心差分を施すと,

$$\frac{\mathbf{x}_i^{n+1} - \mathbf{x}_i^n}{\Delta t} = \mathbf{v}_i^{n+1/2} \quad (11)$$

となる. ここで, 各変数についている上つき添え字は時間を表し, 下つき添え字は i 番目のイオンを表す. また, Δt は時間幅を表す.

式(1)に時間中心差分を施すと,

$$\frac{\mathbf{v}_i^{n+1/2} - \mathbf{v}_i^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{Ze}{m_i} \left\{ \mathbf{E}^n + \frac{1}{2}(\mathbf{v}_i^{n+1/2} + \mathbf{v}_i^{n-1/2}) \times \mathbf{B}^n \right\} \quad (12)$$

となる. $n-1/2$ はある時刻 n から $\Delta t/2$ だけ以前の値であることを示す. 同様に $n+1/2$ は $\Delta t/2$ だけ進んだ値であることを示す. 上つき添え字が $n, n-1/2$ である変数は既知量である.

プラズマ粒子の運動を求めるためには, まず, 式(12)について $\mathbf{v}_i^{n+1/2}$ を左辺にまとめて, 未知量である $\mathbf{v}_i^{n+1/2}$ を解く. 次に, 求めた $\mathbf{v}_i^{n+1/2}$ を式(11)の右辺に代入することで, 新たな粒子の位置 \mathbf{x}_i^{n+1} を求めることが可能となる.

式(12)を変形すると,

$$\mathbf{A} \mathbf{v}^{n+1/2} = \mathbf{S} \quad (13)$$

となる.

$\alpha, \beta, \gamma, \delta$ を次のように定義する.

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{q\Delta t}{2m_i} B_x^n \\ \beta &= \frac{q\Delta t}{2m_i} B_y^n \\ \gamma &= \frac{q\Delta t}{2m_i} B_z^n \\ \delta &= 1 + \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2\end{aligned}$$

なお、ここでの E, B は粒子位置におけるそれぞれの値を表している。これらを用いて、行列 A とベクトル S は、以下の様に構成される。

$$A = \begin{pmatrix} 1 & -\gamma & \beta \\ \gamma & 1 & -\alpha \\ -\beta & \alpha & 1 \end{pmatrix} \quad (14)$$

$$S = \begin{pmatrix} v_{ix}^m + cE_x^n + \gamma v_y^m - \beta v_z^m \\ v_{iy}^m + cE_y^n + \alpha v_z^m - \gamma v_x^m \\ v_{iz}^m + cE_z^n + \beta v_x^m - \alpha v_y^m \end{pmatrix} \quad (15)$$

ここで $c = q\Delta t/m_i$, $m = n - 1/2$ である。さらに、式 (13) を次のように変形して、速度を求める表式が得られる。

$$v^{n+1/2} = A^{-1} S \quad (16)$$

ここで、 A^{-1} は、以下のように表される。

$$A^{-1} = \frac{1}{\delta} \begin{pmatrix} 1 + \alpha^2 & \alpha\beta + \gamma & \alpha\gamma - \beta \\ \alpha\beta - \gamma & 1 + \beta^2 & \beta\gamma + \alpha \\ \alpha\gamma + \beta & \beta\gamma - \alpha & 1 + \gamma^2 \end{pmatrix} \quad (17)$$

3.2 イオン数密度, 電流密度

イオン数密度を求めるためには、空間内に広がっているプラズマを格子点上に割り付けなければならない。そのために PIC (Particle In Cell) 法を用いる。今、1つの超粒子の中に N 個のイオンが含まれる場合を考える。Fig. 1 に示すように、格子内に存在する超粒子の位置によって、8個の格子点によって囲まれた体積 V の立方体を、 V_1, V_2, \dots, V_8 の体積を持つ直方体に分割する。格子点 (i, j, k) に割り振られる超粒子に含まれるイオンの数は、

$$\delta n_i(i, j, k) = \frac{V_2}{V} N \quad (18)$$

与えられる。すべての粒子についての和を δn_i についてとれば、ある格子点の n_i を定義することができる。

イオン電流密度 J_i は、数密度 n_i を用いて、

$$J_i = Z e n_i v_i \quad (19)$$

より求めることができる。

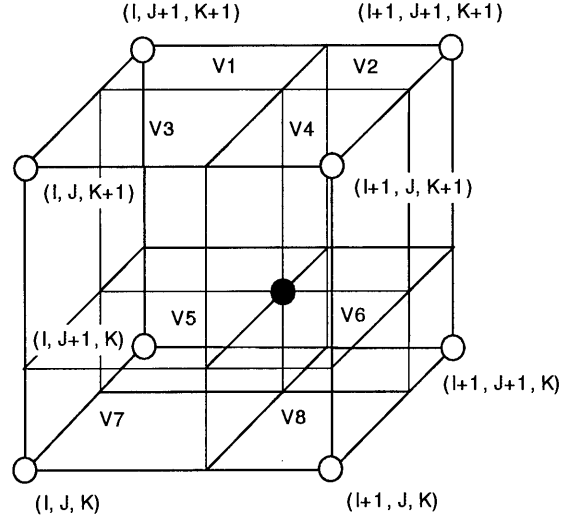


Fig. 1 Particle weighting with the PIC method.

3.3 電磁場の計算方法

3.3.1 プラズマ領域での計算

電磁場を求めるためには、式 (9), 式 (10) を用いる。式 (10) を片側差分して、 $B^{n+1/2}$ だけを左辺に残すと、

$$B^{n+1/2} = B^n - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times E^n \quad (20)$$

となる。また式 (9) は、

$$E^n = \frac{1}{n_i} \left\{ \frac{1}{\mu_0 Z e} (\nabla \times B_p^n) \times B^n - \frac{1}{Z e} J_i^n \times B^n - \frac{T_e}{e} \nabla n_i^n \right\} \quad (21)$$

である。

B^n, E^n は既知とすると、式 (20) から $B^{n+1/2}$ を求めることができる。次に $B^{n+1/2}, J_i^{n+1/2}, v_i^{n+1/2}, n_i^{n+1/2}$ を式 (21) に代入して $E^{n+1/2}$ を求め、線形外挿より電磁場の予測値 $E_{\text{pred}}^{n+1}, B_{\text{pred}}^{n+1}$ を次式より求める。

$$E_{\text{pred}}^{n+1} = -E^n + 2E^{n+1/2} \quad (22)$$

$$B_{\text{pred}}^{n+1} = B^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times E_{\text{pred}}^{n+1} \quad (23)$$

ここで、下つき添え字の pred は予測値であることを表している。 $E_{\text{pred}}^{n+1}, B_{\text{pred}}^{n+1}$ を求めた後、それらによるイオンの運動を解き、 $v_{i \text{ pred}}^{n+3/2}, n_{i \text{ pred}}^{n+3/2}, J_{i \text{ pred}}^{n+3/2}$ を求める。次に、 $B_{\text{pred}}^{n+3/2}$ を次式により求める。

$$B_{\text{pred}}^{n+3/2} = B_{\text{pred}}^{n+1} - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times E_{\text{pred}}^{n+1/2} \quad (24)$$

そして、式 (21) で E^n を求めたときと同様にして $E_{\text{pred}}^{n+3/2}$ を求める。最後に次式に示す線形内挿から

次のタイムステップの値 E^{n+1} , B^{n+1} を求める.

$$E^{n+1} = \frac{1}{2}E^{n+1/2} + \frac{1}{2}E_{\text{pred}}^{n+3/2} \quad (25)$$

$$B^{n+1} = B^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{2}\nabla \times E^{n+1} \quad (26)$$

これらの値 E^{n+1} , B^{n+1} より $v_i^{n+3/2}$, $n_i^{n+3/2}$, $J_i^{n+3/2}$ を求めることができる.

ここで電磁場を求める際に用いた一連の手法は、予測子-修正子法と呼ばれる収束計算の一種である. この方法では, n タイムステップから $n+1$ タイムステップの値を求めるために, $n+3/2$ タイムステップの予測値を求め内挿を行う. そして, 求めた $n+1$ タイムステップの値を再度予測値として用いる. 具体的には, 式 (26) により求められた B^{n+1} を次の予測値 B_{pred}^{n+1} とし, 式 (22) から式 (26) までを次式³⁾ で定義する条件を満足するまで, 繰り返し計算を行う.

$$\frac{\max_{i,j,k} |B_{i,j,k}^{n+1(q+1)} - B_{i,j,k}^{n+1(q)}|}{\max_{i,j,k} |B_{i,j,k}^{n+1(q)}|} \leq \epsilon \quad (27)$$

ここで, q は収束計算の回数を表し, i, j, k はそれぞれ x, y および z 方向の格子番号を表している. ϵ は収束計算を打ち切るための値である.

電場を計算するために用いる式 (21) は, 分母に数密度 n_i を含んでいるため n_i がゼロとなる領域ではこの式は発散してしまう. さらに, 数値計算の特性上 n_i があまり小さい値になると, 発散もしくは計算誤差が発生する. このことを避けるために, 数密度がある特定の値 n_0 以上の場合のみこのような方法を用いて電場の計算を行う.

3.3.2 真空領域での電場の計算

真空領域では, ラプラス方程式 $\nabla^2 E = 0$ を, SOR (Successive Over Relaxation) 法を用いて解く. SOR における加速係数 α は, 正方形領域の場合は次のように表される.

$$\alpha = \frac{2}{1 + \sin(\pi/\text{NGMX})} \quad (28)$$

ここで, NGMX は x, y または z 方向の格子の数である. α の値は通常 1.8 から 1.9 付近である. また, $\alpha = 1$ の場合には, SOR 法はガウス-ザイデル法に等しい.

SOR 法では, 次式によって変数の収束を加速する.

$$E_p(i, j, k) = \alpha \{ E_p(i-1, j, k) + E_p(i+1, j, k) + E_p(i, j-1, k) + E_p(i, j+1, k) + E_p(i, j, k-1) + E_p(i, j, k+1) \} / 6 + (1-\alpha)E_p(i, j, k) \quad (p = x, y, z)$$

次式で定義される残差 $\xi_{x,y,z}$

$$\begin{aligned} \xi_p &= E_p(i-1, j, k) + E_p(i+1, j, k) \\ &+ E_p(i, j-1, k) + E_p(i, j+1, k) \\ &+ E_p(i, j, k-1) + E_p(i, j, k+1) \\ &- 6E_p(i, j, k) \quad (p = x, y, z) \end{aligned}$$

が, あらかじめ決められた値以下になれば真空部分の電場の計算を終了する.

3.4 Digital Filter

PIC 法で格子上の量を求める場合, たとえば粒子の位置を格子に割り振る場合には, メッシュ内に存在する粒子の数が少ない領域ではその付近の格子に比べて数密度が小さくなり, 数密度の変化が不連続になる可能性がある. このような現象を避けるために Digital Filter と呼ばれる一種の補間を施すことがある. Digital Filter は, 格子上に定義される値, 例えば電場, 数密度等を計算する際に発生する高周波の雑音を除去する目的にも用いられる⁴⁾. Digital Filter の式は以下のように表される.

$$\phi_{i,j,k}^{\text{new}} \leftarrow \frac{M\phi_{i,j,k} + S\Phi_{i,j,k}^{\text{side}} + K\Phi_{i,j,k}^{\text{corner}}}{M + 6S + 12K} \quad (29)$$

$\phi_{i,j,k}$ を格子上に定義される値とし, $\phi_{i,j,k}^{\text{new}}$ は Digital Filter を通した新しい $\phi_{i,j,k}$ を表す. また $\Phi_{i,j,k}^{\text{side}}$ と $\Phi_{i,j,k}^{\text{corner}}$ は side term と corner term であり, それぞれ以下の式で表される.

$$\begin{aligned} \Phi_{i,j,k}^{\text{side}} &= \phi_{i-1,j,k} + \phi_{i+1,j,k} + \phi_{i,j-1,k} \\ &+ \phi_{i,j+1,k} + \phi_{i,j,k-1} + \phi_{i,j,k+1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Phi_{i,j,k}^{\text{corner}} &= \phi_{i,j-1,k-1} + \phi_{i,j+1,k-1} + \phi_{i,j+1,k+1} \\ &+ \phi_{i,j-1,k+1} + \phi_{i-1,j,k-1} + \phi_{i-1,j,k+1} \\ &+ \phi_{i+1,j,k+1} + \phi_{i+1,j,k-1} + \phi_{i-1,j-1,k} \\ &+ \phi_{i-1,j+1,k} + \phi_{i+1,j+1,k} + \phi_{i+1,j-1,k} \end{aligned}$$

M, S, K の値を 12,4,1 とすると, 式 (29) は次式となる.

$$\phi_{i,j,k}^{\text{new}} \leftarrow \frac{1}{4}\phi_{i,j,k} + \frac{1}{12}\Phi_{i,j,k}^{\text{side}} + \frac{1}{48}\Phi_{i,j,k}^{\text{corner}} \quad (30)$$

数密度, イオン電流密度および電場を計算した後に, それぞれの値にこの Digital Filter を作用させる.

4. ハイブリッドコードに課せられる制限

ハイブリッドコードにおいて、差分化の時間幅 Δt 、空間幅 Δx は次の条件を満たす必要がある。

Courant-Friedrichs-Lewy(CFL) 条件

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{V_A} \quad (31)$$

これは、 $\Delta t, \Delta x \rightarrow 0$ で解が収束する条件である。 V_A は Alfvén 速度であり、

$$V_A \equiv \frac{B_0}{\mu_0 n_i m_i} \quad (32)$$

で定義される。また、付加的な数値的安定条件は

$$\omega_{ci} \Delta t < 0.2 \quad (33)$$

である。ここで ω_{ci} はイオンサイクロトロン振動数である。

メッシュ幅の最小値を決める条件として

$$\Delta x > c/\omega_{pi} \quad (34)$$

がある。この c/ω_{pi} より Δx が小さい場合にもハイブリッドコードは発散することなく計算を行えるが、その解が正しいものである保証はない。ここで、 ω_{pi} はイオンプラズマ振動数である。

5. コードの妥当性の検証

開発したコードの妥当性を検証するために、プラズマ中を伝播する電磁波の分散関係を計算した。ダーウィン近似をした冷たいプラズマ中を伝播する波は、背景磁場がある場合、3つ存在する²⁾。その内の2つは磁場に平行に伝播する円偏波であり、その分散関係は以下ようになる。

$$\omega_{left} = \frac{\omega_{ci}}{2} \left(\frac{ck^2}{\omega_{pe}} \right) \left[1 \pm \left\{ 1 + 4 \left(\frac{\omega_{pe}}{ck} \right)^2 \right\}^{1/2} \right] \quad (35)$$

$$\omega_{right} = \frac{\omega_{ci}}{2} \left(\frac{ck^2}{\omega_{pe}} \right) \left[1 \pm \left\{ -1 + 4 \left(\frac{\omega_{pe}}{ck} \right)^2 \right\}^{1/2} \right] \quad (36)$$

ここで、 $\omega_{left}, \omega_{right}$ はそれぞれ左回り、右回り円偏波の角周波数を示す。 ω_{ci}, ω_{pe} はそれぞれイオンサイクロトロン周波数、電子プラズマ振動数、 c はそれぞれ、光速、波数を表す。

また、磁場に垂直に伝播する波の分散関係式は、

$$\omega_{perp} = V_A k \quad (37)$$

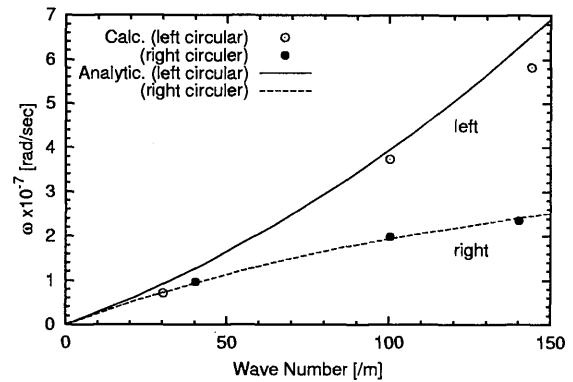


Fig. 2 Comparison of the Calculational results with analytical ones.

となる。ここで ω_{perp} は磁場に垂直に伝播する電磁波の角周波数である。

計算体系は、10 cm × 10 cm × 48 cm ($X \times Y \times Z$) で、背景磁場強度 0.4 T、イオン数密度 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の一様プラズマを仮定し、空間刻み幅、時間刻み幅をそれぞれ 1 cm、 $1.27 \times 10^{-8} \text{ sec}$ の条件で 1024 ステップ計算を行った。このときの代表粒子数は 100000 で、電場の摂動の大きさは、30 V/m とした。右回り円偏波と左回り円偏波は進行波として計算し、垂直波は定在波として計算した。計算空間中の任意の一点を選び、その場所での物理量の変化を記録し、時間に関してフーリエ変換することにより、角周波数を求めた。このような計算を波数 k の値を変化させ、各伝播モードに対して、3 ケースずつ行った。

Fig. 2 に、左回りおよび右回り円偏波の分散関係の計算値と、式 (35)、(36) でそれぞれ示される解析値の比較を示す。両者には良い一致がみられる。磁場の z 成分の空間分布においても、定在波を用いて同様な計算をしたところ、計算値と解析解は良い一致を示しており、これらの検証から、コードの妥当性が確かめられた。

6. おわりに

おわりに、我々の開発したコードによる幾つかの計算結果を紹介し、今後の展望を述べる。

Nagamine *et al.* は Hyde⁵⁾ が提唱した核融合ロケットの概念設計に基づく計算モデルに於いて、その推進効率を計算した⁶⁾。その結果、推進効率は 65% に達するという結論が得られた。また、磁気ノズル中のプラズマ不安定性についても検証した結果、不安定性は推進効率に深刻な影響を及ぼすことがないことが確かめられた。

Nakashima *et al.* は上記の推進システムを米国の核融合点火実験装置, NIF(National Ignition Facility) においての実験的検証を提案した⁷⁾. その結果, 推進効率 65%を実現する同装置での実験が可能であることを示した.

さらに, Muranaka *et al.* は本コードを文献⁸⁾に基づいた改良を行い, ロシアの Zakharov 等のレーザー生成プラズマ膨張実験解析を行い, この実験パラメータにおいて, 磁場拡散がプラズマ不安定性の成長を助長することを見出した⁹⁾.

このように, 開発したコードを用いて, 工学的, 物理的にプラズマ挙動の解析および検証を行うことが可能となった. 特に, 実験解析においては, 実験事実を再現すると同時に, 実験結果の理解に有効な手段となった.

しかし, ハイブリッドコードはその性質上プラズマが生成する静電場を解くことが不可能である. 静電場はプラズマ不安定性や巨視的構造に大きな影響を与える可能性がある. 従って, プラズマによって発生する静電場の影響を考慮可能な粒子コードを開発する必要があり, 現在その作成途中の段階である. この計算コードが完成し, ハイブリッドコードによる計算結果と比較検討できれば, 現象を支配している物理の, より一層の理解に役立つものと期待している.

参 考 文 献

- 1) D. S. Harned, *J. Comput. Phys.*, **47**, 452(1982).
- 2) E. Horowitz, *et al.*, *J. Comp. Phys.*, **84**, 279(1989).
- 3) A. Mankofsky, *et al.*, *J. Comp. Phys.*, **70**, 89(1987).
- 4) C. K. Birdsall and A. B. Kangdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*, (IOP Publishing Ltd 1991).
- 5) R. A. Hyde, *UCRL-88857*, (1983).
- 6) Y. Nagamine and H. Nakashima, *Fusion Technol.*, **35**, 62(1999).
- 7) H. Nakashima, Y. Nagamine, N. Yoshimi, Y. P. Zakharov and A. G. Ponomarenko, *Fusion Engineering and Design*, **44**, 359(1999).
- 8) K. R. Moore *et al.*, *J. Geophysical Research*, **96**, A5, 7779(1991).
- 9) T. Muranaka, H. Usui, H. Nakashima, Y. P. Zakharov and A. G. Ponomarenko, *Proc. IFSA99, Bordeaux, France, Sept. 13-17*, 1194(1999).