零次元モデルによる逆転磁場テーatapinチ・プラズマの数値解析

関 正治, 姫野俊一*, 阿曾良之**, 平野恵一**, 榎戸武揚*,
小沢保知*, 山口作太郎***

(北海道自動車短期大学 北海道大学工学部*)

名古屋大学プラズマ研究所**, 三菱電機***)

(昭和 57 年 4 月 22 日受理)

Simulation of Reverse Field Theta Pinch Plasma by a Zero Dimensional Model

M. Seki, S. Himeno*, Y. Aso**, K. Hirano**, T. Enoto*,
Y. Ozawa*, S. Yamaguchi***

(Received April 22, 1982)

Abstract

A zero dimensional time dependent computer model is applied to investigate post-implosion behavior of STP-L (Staged Theta Pinch Linear) reverse field theta pinch apparatus. A rigid rotor model is used to describe the radial behavior of density and magnetic field. For appropriate $\epsilon_n a_i$, numerical predictions of on-axis plasma ion temperature T_i and of particle confinement time τ_p are found to be in reasonably good agreement with experimental results from STP-L experiment. Therefore, the model in this paper is sufficiently useful to present the behavior of reverse field theta pinch plasma.

§ 1. はじめに

将来の核融合装置へつなぐ色々なプラズマ閉じ込め方法が考案されている中で, 最近, 逆転磁場装置が有望視されている。逆転磁場テーatapinチ・プラズマは縦長の楕円のトロイダルプラズマのような配位をしており, 両端が閉じているので, 両端が開いているミラー装置, テータ・ピ

Hokkaido Automotive Junior College, Sapporo 062.

* Faculty of Engineering, Hokkaido University, Sapporo 060.

** Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya 464.

*** Mitsubishi Electric Corp.

ンチ装置等よりプラズマの閉じ込め時間が長い。初期の頃の実験では逆転磁場の寿命は $3 \mu\text{s}$ 程度だったが,¹⁾ 最近では $25 \sim 30 \mu\text{s}$ 位まで伸びており,^{2, 3)} その平衡と安定性について理論と実験を結びつける努力がなされている。^{4~6)} Klevans⁶⁾ は, 剛体回転子零次元モデルを用いて逆転磁場テータ・ピンチ装置プラズマの振舞を計算している。本稿は, 名古屋大学プラズマ研究所のSTP-L逆転磁場テータ・ピンチ実験装置で作られた電子温度 T_e , イオン温度 T_i , 電子密度 n_e 等を測定して, Klevansの手法⁶⁾によってその実験結果の理論的な説明を試みた。この手法は簡単なモデルを使っているにも関わらず, プラズマの複雑な挙動とよく一致する結果を与える。実験条件の広い範囲にわたって現象を把握しようとするとき, 現象を支配している基本的な性質を踏まえたこのように簡単化されたモデルは極めて有用である。

§ 2. 基礎方程式と数値解析

円筒座標 (r, θ, z) で, Fig. 1に示すような逆転磁場テータピンチ・プラズマのPost Implosionの振舞を, 次の三つの仮定の下で調べる。

- ① プラズマは剛体回転子モデルで記述される。円筒対称剛体回転子の運動の様に, プラズマの平均速度は中心軸からの距離 r に比例して θ 方向にのみ存在し, z, r 方向速度は零とする。剛体回転子モデルを用いると, 逆転磁場テータピンチ・プラズマの密度 $n(r)$, 磁束密度 $B(r)$ は

$$n(r) = n_m \operatorname{sech}^2 K[r^2/R^2 - 1] \quad (1)$$

$$B(r) = B_\infty \tanh K[r^2/R^2 - 1] \quad (2)$$

となる。ここで, n_m, B_∞ は時間の関数で, K は時間に依存するパラメータである。 R はポロイダル磁場の大半

Fig. 1 Configuration of reverse field theta pinch plasma.
 R : Major radius of closed poloidal field.
 a : Minor radius of closed poloidal field.
 l : Length of plasma column.

径である。(1), (2)式を図示するとFig. 2
 のようになる。磁束密度の正負が $r=R$ の点で
 逆転しており, プラズマはセパトリックスの
 内部, 主に閉じたポロイダル磁場の内部に閉じ
 込められることを表わしている。セパトリッ
 クス半径 r_s は, $B(r_s) = -B(0)$ より,
 $\sqrt{2} R$ となる。

- ② プラズマの円筒の長さ l は大半径 R または小
 半径 a より非常に大きい。従って粒子損失と熱
 損失は主に半径方向に生ずる。 a は $n_m 2\pi R$
 $(2a) = \int_0^\infty n(r) 2\pi r dr$ で定義され⁽⁴⁾

$$R/a = 4K / (1 + \tanh K) \quad (3)$$

となる。

- ③ 電子温度 T_e , イオン温度 T_i はセパトリックスの内側で一様である。

以上の仮定から, (i) プラズマ粒子数の変化の割合, (ii) 電子の内部エネルギーの変化の割
 合, (iii) イオンの内部エネルギーの変化の割合, (iv) 半径方向のpressure balance ,
 (v) 軸方向のtension balance , (vi) 大半径 R 内部のflux の変化の割合を表わす6本の方
 程式を求める。

Stover の論文⁷⁾によると, (i) ~ (iii)の意味を持つ基礎方程式は

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma = -\frac{N}{\tau_p} \quad (4)$$

$$\frac{dw_e}{dt} = w_{ie} - H_e^e - \epsilon_e \Gamma - p_e \frac{dv}{dt} + H_a \quad (5)$$

$$\frac{dw_i}{dt} = -w_{ie} - H_e^i - \epsilon_i \Gamma - p_i \frac{dv}{dt} \quad (6)$$

である。 N はセパトリックス内のプラズマ粒子数, Γ は半径方向に流失する単位時間当りのプ
 ラズマ粒子数, τ_p は粒子閉込時間 (particle confinement time), ϵ_s は一粒子損失当
 りのエネルギー損失である。ここで $s = e$, $s = i$ は, それぞれ電子, イオンを表わす。 w_s は

Fig. 2 Radial behavior of plasma density and magnetic field.

セバトロリックス内の粒子 s の内部エネルギー, w_{ie} はイオンから電子へのエネルギー輸送の割合, H_c^s は粒子 s の熱伝導による熱損失の割合, H_g はジュール熱によって電子がエネルギーを得る割合である。 p_s は粒子 s の圧力で, $p_s (dv/dt)$ はプラズマ円筒の体積 V が膨張する過程で粒子 s によってなされる仕事である。ここで,

$$N = \ell 2\pi \int_0^{r_s} r n(r) dr = \ell \pi r_s^2 n_m \tanh K/K \quad (7)$$

$$w_e = \ell 2\pi (3/2) k T_e \int_0^{r_s} r n(r) dr = \ell \pi r_s^2 (3/2) k T_e n_m \tanh K/K \quad (8)$$

$$w_i = \ell 2\pi (3/2) k T_i \int_0^{r_s} r n(r) dr = \ell \pi r_s^2 (3/2) k T_i n_m \tanh K/K \quad (9)$$

$$w_{ie} = (w_i - w_e) (1/\tau_{eq}) \quad (10)$$

$$H_c^s = w_s / \tau_{th}^s \quad (11)$$

$$\epsilon_s = (3/2) k T_s \quad (12)$$

$$p_s = n k T_s \quad (13)$$

$$V = \pi r_s^2 \ell \quad (14)$$

である。($1/\tau_{eq}$) は electron-ion equilibration time の逆数の平均値で, τ_{th}^s は粒子 s の thermal conduction time である。(7) ~ (14) 式を (4) ~ (6) 式に代入して整理し, さらに (iv) ~ (vi) の意味を表わす 3 本の方程式を付け加えると次の 6 本の方程式が得られる。

$$\frac{1}{n_m} \frac{dn_m}{dt} = -\frac{1}{\tau_p} - \frac{2}{R} \frac{dR}{dt} - \frac{1}{\ell} \frac{d\ell}{dt} - \left(\frac{2K}{\sinh 2K} - 1 \right) \frac{1}{K} \frac{dK}{dt} \quad (15)$$

$$\frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dt} = \frac{T_i - T_e}{T_e} \left(\frac{1}{\tau_{eq}} \right) - \frac{1}{\tau_{th}^e} - \frac{4}{3} \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} - \frac{2}{3} \frac{1}{\ell} \frac{d\ell}{dt} + \frac{H_g}{w_e} \quad (16)$$

$$\frac{1}{T_i} \frac{dT_i}{dt} = -\frac{T_i - T_e}{T_i} \left(\frac{1}{\tau_{eq}} \right) - \frac{1}{\tau_{th}^i} - \frac{4}{3} \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} - \frac{2}{3} \frac{1}{\ell} \frac{d\ell}{dt} \quad (17)$$

$$\frac{1}{n_m} \frac{dn_m}{dt} = -\frac{1}{T_e + T_i} \left(\frac{dT_e}{dt} + \frac{dT_i}{dt} \right) + \frac{2}{B_\infty} \frac{dB_\infty}{dt} \quad (18)$$

$$\frac{2}{R} \frac{dR}{dt} = \left(\frac{K \tanh^2 K}{K - \tanh K} - 1 \right) \frac{1}{K} \frac{dK}{dt} \quad (19)$$

$$\frac{2}{R} \frac{dR}{dt} = -\frac{1}{\tau_\phi} - \left(\frac{K \tanh K}{\log(\cosh K)} - 1 \right) \frac{1}{K} \frac{dK}{dt} - \frac{1}{B_\infty} \frac{dB_\infty}{dt} \quad (20)$$

ここで τ_ϕ は flux の decay time である。(15)～(20)式の連立微分方程式を, Runge Kutta Method で解くために, 次の様に変形する。

$$\frac{dK}{dt} = -\frac{1}{\beta_3} \left(\frac{1}{\tau_\phi} + \frac{1}{B_\infty} \frac{dB_\infty}{dt} \right) K \quad (21)$$

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{\beta_2}{2\beta_3} \left(\frac{1}{\tau_\phi} + \frac{1}{B_\infty} \frac{dB_\infty}{dt} \right) R \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\ell}{dt} = & -\frac{3}{5} \left(\frac{1}{\tau_p} + \left(\frac{T_e}{T_e + T_i} \right) \frac{1}{\tau_{th}^e} + \left(\frac{T_i}{T_e + T_i} \right) \frac{1}{\tau_{th}^i} \right) \ell \\ & + \frac{T_e}{T_e + T_i} \frac{3}{5} \frac{H_g}{w_e} \ell + \frac{\alpha}{\tau_\phi} \ell - \left(\frac{6}{5} - \alpha \right) \frac{1}{B_\infty} \frac{dB_\infty}{dt} \ell \end{aligned} \quad (23)$$

$$\frac{dT_e}{dt} = (T_i - T_e) \left(\frac{1}{\tau_{eq}} \right) - \frac{T_e}{\tau_{th}^e} - \frac{4}{3} \frac{T_e}{R} \frac{dR}{dt} - \frac{2}{3} \frac{T_e}{\ell} \frac{d\ell}{dt} + T_e \frac{H_g}{w_e} \quad (24)$$

$$\frac{dT_i}{dt} = -(T_i - T_e) \left(\frac{1}{\tau_{eq}} \right) - \frac{T_i}{\tau_{th}^i} - \frac{4}{3} \frac{T_i}{R} \frac{dR}{dt} - \frac{2}{3} \frac{T_i}{\ell} \frac{d\ell}{dt} \quad (25)$$

$$\frac{dn_m}{dt} = -\left(\frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\ell} \frac{d\ell}{dt} + \frac{2}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{\beta_1}{K} \frac{dK}{dt} \right) n_m \quad (26)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= \frac{2K}{\sinh 2K - 1}, \quad \beta_2 = \frac{K \tanh^2 K}{K - \tanh K} - 1 \\ \beta_3 &= \frac{K \tanh K}{\log(\cosh K)} + \frac{K \tanh^2 K}{K - \tanh K} - 2 \\ \alpha &= \left(\frac{K \tanh^2 K}{K - \tanh K} + \frac{6K}{5 \sinh 2K} - \frac{8}{5} \right) / \beta_3 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

各種パラメータは次式で与えられる。

$$\tau_p = N / [2\pi r_s \ell(nu_r) r_s] \quad (\text{particle confinement time}) \quad (28)$$

関, 姫野, 阿曾, 平野, 榎戸, 小沢, 山口

$$(n u_r)_{r_s} = - \left\{ c^2 \eta_{\perp}^* n(r_s) (k T_e + k T_i) / B^2(r_s) \right\} (\partial n / \partial r)_{r_s} \quad (29)$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial r} \right)_{r_s} = -4\sqrt{2} \frac{n_m K}{R} \tanh K \operatorname{sech}^2 K \quad (30)$$

$$\eta_{\perp}^* = \frac{2\sqrt{2} \pi^{3/2}}{5\Omega_i} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{(T_i/T_e)^{5/4}}{1 + (T_i/T_e)} \frac{\Omega_i^2}{\omega_i^2} (\varepsilon_n a_i)^2 \left[1 - \frac{1}{\sqrt{10}} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{1/4} \right] \quad (31)$$

(lower hybrid drift resistivity)⁸⁾

$$\tau_{th}^e = w_e / [2\pi r_s \ell(q_r^*)_{r_s}] \quad (32)$$

(electron thermal conduction time)

$$(q_r^*)_{r_s} = -K_{\perp}^* (\partial k T_e / \partial r)_{r_s} \simeq K_{\perp}^* (k T_e / \delta) \quad (33)$$

$$\delta = \sqrt{a_i a_e}, \quad (\text{thermal sheath length}) \quad (34)$$

$$K_{\perp}^* = \frac{Z n k T_e \tau_e}{m_e} (r_1' x_e^2 + r_0') / A, \quad (35)$$

(electron thermal conductivity)⁹⁾

$$A = x_e^4 + \delta_1 x_e^2 + \delta_0, \quad (Z=1, r_1' = 4.664, r_0' = 11.92) \quad (36)$$

$$x_e = \Omega_e \tau_e \quad (37)$$

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e} (k T_e)^{3/2}}{4\sqrt{2} \pi \ln \Lambda e^4 Z^2 n}, \quad (\text{collisional time}) \quad (38)$$

$$\left. \begin{aligned} \lambda = \ell n \Lambda &= \ln \frac{3}{2 e^3} \left(\frac{k^3 T_e^3}{\pi Z^3 n} \right)^{1/2} \quad (T_e \leq 5 \times 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}) \\ \ln \frac{e^e}{h c} \frac{c k T_e}{e^3} \left(\frac{3 m_e}{\pi Z^3 n} \right)^{1/2} \quad (T_e > 5 \times 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}) \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

$$\eta_{\perp}^* = \frac{m_e}{e^2 Z n \tau_e} \left(1 - \frac{\alpha_1' x_e^2 + \alpha_0'}{A} \right) \quad (40)$$

(classical cross field electrical resistivity)⁹⁾

$$A = x_e^4 + \delta_1 x_e^2 + \delta_0 \quad (41)$$

$$(Z=1, \alpha'_0=1.837, \alpha'_1=6.416, \delta_0=3.7703, \delta_1=14.79)$$

$$H_s = \ell \int_0^{r_s} \eta_{\perp}^* j_{\theta}^2 \cdot 2\pi r dr, \text{ (ohmic heating rate)} \quad (42)$$

$$j_{\theta} = - (r c K B_{\infty} / 2\pi R^2) \operatorname{sech}^2 K [r^2 / R^2 - 1] \quad (43)$$

(diamagnetic current density)

$$\tau_* = \pi R^2 \log (\cosh K) / (\eta_{\perp}^* c^2 K^2), \text{ (decay time for flux)} \quad (44)$$

$$\left(\frac{1}{\tau_{eq}} \right) = \left[\frac{8\sqrt{2}\pi m_e^{1/2} e^4 Z^2 \ell n \Lambda}{3m_i} \right] \frac{n_m}{T_e^{3/2}} \left(1 - \frac{\tanh^2 K}{3} \right) \quad (45)$$

(average of the inverse of electron-ion equilibration time)

$$\Omega_e = \frac{eB}{m_e c}, \text{ (electron gyro-frequency)} \quad (46)$$

$$\Omega_i = \frac{ZeB}{m_i c}, \text{ (ion gyro-frequency)} \quad (47)$$

$$\omega_e = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}, \text{ (electron plasma frequency)} \quad (48)$$

$$\omega_i = (4\pi n_i Z^2 e^2 / m_i)^{1/2}, \text{ (ion plasma frequency)} \quad (49)$$

$$a_e = \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{m_e c}{eB}, \text{ (electron gyro-radius)} \quad (50)$$

$$a_i = \left(\frac{T_i}{m_i} \right)^{1/2} \frac{m_i c}{eB}, \text{ (ion gyro-radius)} \quad (51)$$

$$\pi = 3.14159$$

$$m_e = 9.1095 \times 10^{-28} \text{ g}, \text{ (electron mass)}$$

$$m_i = 1.6726 \times 10^{-24} \text{ g}, \text{ (proton mass)}$$

$$e = 4.8032 \times 10^{-10} \text{ e. s. u. (elementary charge)}$$

$$c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/sec}, \text{ (speed of light in vacuum)}$$

(52)

関，姫野，阿曾，平野，榎戸，小沢，山口

$$h = 1.0546 \times 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec} , \text{ (Planck constant)}$$

$$1 \text{ (ev)} = 1.6022 \times 10^{-12} \text{ erg} ,$$

$$k = 1.38054 \times 10^{-16} \text{ erg} / ^\circ\text{K} , \text{ (Boltzmann constant)}$$

(28)式の τ_p と(32)式の τ_{th}^e はエネルギー損失に大きな影響を与えるが，それを計算するために必要な(31)式中の $\varepsilon_n a_i$ と(33)式中の δ を理論的に決定するのはむずかしい。 ε_n は inverse gradient length で，その決定は特に困難である。 $\varepsilon_n a_i$ は実験の測定値に合うように適切な値に選ばれる。

§ 3. 数値計算結果と実験結果との比較

§ 2で与えられた(21)～(26)式を未知数 $K, R, \ell, T_e, T_i, n_m$ についてRunge Kutta Method で解いて実験測定結果と比較する。STP-L (Staged θ -Pinch Linear) 逆転磁場テータピンチ実験装置とそのパラメータがFig. 3とTable 1に示されている。5チャンネル・ルビーレーザー・システムによって電子温度と密度が同時に測定され，イオン温度は

Doppler broadning によって測定される。テータピンチ・コイル (Main Coil) の両端にguide fieldを与えると (Guide Coil に電流を流す)，guide field が無いときより電子温度，イオン温度，粒子密度が高くなり，逆転磁場配位の安定時間が長くなることが確認されている。数値計算の初期値は $t = 5 \mu\text{s}$ の逆転磁場ができてからの値に対応し， $K = 1.1, R = 1.1 \text{ cm}, T_e = 100 \text{ ev}, T_i = 400 \text{ ev}, n_m = 8 \times 10^{15} / \text{cm}^3, B_\infty = 8 \text{ KG}, N = 2.66 \times 10^{18}$ である。磁場は近似的に $B_\infty = -(3.0 \times 10^3 / 25.0 \times 10^{-6}) t + 8.6 \times 10^3$ で与えられる。Fig. 4に， N の時間変化の測定結果を τ_p (particle confinement time) の測定値と共に示してある。黒丸はguide field のある場合，白丸は無い場合である。 τ_{th}^i の

Fig. 3 Reverse field theta pinch apparatus.

零次元モデルによる逆転磁場テータピンチ・プラズマの数値解析

U-F Bank Charging Voltage	V_u	120 kV
U-F Bank Energy	E_u	8 kJ
Max. Field	B_{max}	5.4 kG
Max. Field Rise	B_{max}	3.5×10^{10} G/sec
Max. Electric Field	E_{wall}	900 V/cm
Rise Time	$\tau_{1/4}$	240 nsec
Rise Time with Plasma		200 nsec
Fast Bank Charging Voltage	V_F	40 kV
Fast Bank Energy	E_F	96 kJ
Max. Field	B_{max}	20 kG
Rise Time	$\tau_{1/4}$	2.4 μ sec
Discharge Tube Inner Radius	a	5.1 cm
Coil Inner Radius	b	6.0 cm
Coil Length	l	1.5 m
Discharge Gas		D_2

Table—1 Main Ratings and Parameters of STP—L

Fig. 4 Total number N of electron or ion in the separatrix.

- ; with guid field,
- ; without guid field.

値は大きいので、 $1/\tau_{th}^i$ は無視できる程小さいとする。 K の初期値は、 $N \approx n_m 2\pi R (2a)$ から R/a が得られるから、(3)式より求められる。Fig. 5に T_i と T_e の時間変化を示した。曲線は数値計算結果を、丸と三角は実験の測定結果を表わしている。黒くぬりつぶしてあるのは guide field のある場合、白いのは無の場合である。 $\epsilon_n a_i = 0.2$ のときに最も良くイオン温度 T_i の実験結果と合っている。ところがFig. 6 ($\epsilon_n a_i = 0.2$) に示した τ_p (particle confinement time) の計算結果は $300 \sim 400 \mu s$ で、Fig. 4に示した測定値 $12 \sim 14 \mu s$ と大きく違っている。 $\epsilon_n a_i = 0.55$ または 0.7 のときの τ_p は、それぞれ $40 \sim 50 \mu s$ または $20 \sim 30 \mu s$ で測定値とはほぼ一致する。Fig. 7に、 $1/\tau_E = 1/\tau_p + 1/\tau_{th}^e$ で与えられる energy confinement time τ_E

の数値計算結果を示す。測定値は $\tau_E = 16 \sim 20 \mu s$ で数値計算結果と大きな違いはない。電子密度 n_m の値の数値計算結果と実験測定結果をFig. 8に示す。実線が計算結果で丸が測定結果である。両者はほぼ一致している。 $\epsilon_n a_i = 0.55$ のときの T_i の計算結果は $\epsilon_n a_i = 0.2$ のと

Fig. 5 T_e and T_i vs. t

$$\delta = \sqrt{a_i a_e}$$

- ; T_e with guide field, ○ ; T_e without guide field,
- ▲ ; T_i with guide field, △ ; T_i without guide field.

Fig. 6 Particle confinement time τ_p .

Fig. 7 Energy confinement time τ_E .

Fig. 8 Electron density n_m

Fig. 9 Lower hybrid drift resistivity $\eta_{\perp}^p$

きより僅か測定結果からずれるが、傾向は測定結果とはば一致する。また τ_p , τ_E , n_m の数値計算結果も測定結果と大体一致するので、 $\epsilon_n a_i = 0.55$ と

見なして良いだろう。電子温度 T_e の計算結果が測定結果と合わないのは、不純物効果や輻射損失によると考えられる。Fig. 9 には、lower hybrid drift resistivity $\eta_{\perp}^p$ の時間変化の数値計算結果を示してある。

ここでは、 $\epsilon_n a_i$ の値を色々変えて、数値計算結果と実験結果と合うように $\epsilon_n a_i$ の値を決めることができた。従って § 2 で述べた理論の正当性が確認され、 $\eta_{\perp}^p$, n_m , τ_E , τ_p , T_i , T_e の値を理論的に求めることができた。さらに、図示はしなかったが、 K , R , ℓ , N の数値計算値は、 $\epsilon_n a_i = 0.55$ のとき $t = 5 \sim 20 \mu s$ の間に、 $K = 1.1 \sim 0.9$, $R = 1.1 \sim 1.0$, $\ell = 60 \sim 67$, $N = 2.66 \times 10^{18} \sim 1.64 \times 10^{18}$ の間を変化する。

§ 4. おわりに

剛体回転子零次元コンピュータ・モデルを用いて、名大プラ研の STP-L 装置のプラズマの挙動の説明を試みた。その結果、数値計算結果が実験結果と合うように $\epsilon_n a_i$ の値を決めることができ、理論の正当性が確かめられた。従って数値計算によって $\eta_{\perp}^p$, n_m , τ_E , τ_p , T_i , T_e の時間変動を求めることができた。故に本稿のモデルは、逆転磁場プラズマの大まかな振舞

関，姫野，阿曾，平野，榎戸，小沢，山口

を知るために，十分有用なものであると結論される。

本稿の数値計算は不純物効果と輻射損失は考慮に入れていない。両者の影響を考慮した計算は，我々の今後の課題である。

おわりに，本稿は名古屋大学プラズマ研究所共同研究の一端として書かれたものであり，大変お世話戴いた共同研究世話人の方々に深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) H. A. B. Bodin and A. A. Newton: Phys. Fluids 6 (1963) 1338.
- 2) A. Eberhagen and W. Grossmann: Z. Phys. 248 (1971) 130.
- 3) A. G. Es'kov, et al. : Plasma Confinement in a Pulsed System with a Compact Toroidal Configuration (Proc. Seventh European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics 1975) 1 Lausanne (1975) 55.
- 4) R. K. Linford, W. T. Armstrong, D. A. Platts and E. G. Sherwood: 7 th. IAEA Conference on Plasma Phys. and Controlled Fusion Reserch (Innsbruck, 1978) p. 447.
- 5) R. K. Linford, D. A. Platts and E. G. Sherwood: LASL Controlled Thermonuclear Reserch Annual Report (Jan. —Dec. , 1977) p. 44.
- 6) E. H. Klevans: Proceedings of the U. S. Japan Joint Symposium on Compact Toruses and Energetic Particle Injection (Plasma Physics Laboratory, Princeton University Dec. , 1979) p. 135.
- 7) E. K. Stover, E. H. Klevans and T. M. York: Phys. Fluids 21 (1978) 2090.
- 8) S. P. Gray: Phys. Fluids 23 (1980) 1193.
- 9) S. I. Braginskii: Reviews of Plasma Physics Vol. 1 (Consultants Bureau New York, 1965) p. 205.