

JAERI-M

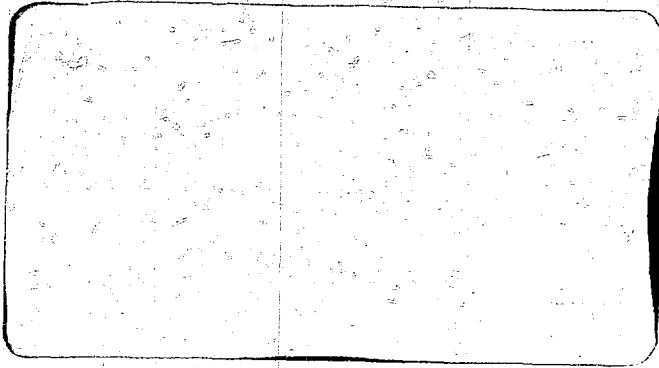
4941

数値計算によるトカマクプラズマの時間、空間
変化の解析

1972年8月

田島 輝彦・竹田 辰興・伊藤 智之

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute



この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

JAERI-M
4941

**数値計算によるトカマクプラズマの時間、空間
変化の解析**

1972年8月

田島 輝彦・竹田 辰興・伊藤 智之

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-M 4941

数値計算によるトカマクプラズマの時間、空間変化の解析

日本原子力研究所東海研究所核融合研究室

田島 輝彦・竹田 辰興・伊藤 智之

(1972年8月3日受理)

トカマクプラズマの時間、空間変化を2流体モデルを用いて数値計算を行なった。モデルは軸対称円柱プラズマとし電気抵抗率および電子の熱伝導率に異常係数を導入しOrank-Nicolsonの差分法を採用して方程式を解いた。計算結果はT-3や8Tの実験結果とほぼ一致する。また新たな事柄としてプラズマ全電流の減少域における負の電流密度分布の可能性、および実験におけるエネルギー閉じ込め時間 τ_E の評価に関する問題点について述べた。

JAEERI-M 4941

Numerical Calculation of the Space-Time
Evaluation of Tokamak Discharge Plasmas

Teruhiko TAZIMA, Tatsuoki TAKEDA and Satoshi ITOH

Thermonuclear Fusion Lab., Tokai, JAEERI

(Received August 3, 1972)

A two-fluid numerical model, including the effects of current penetration and thermal diffusion, is used to follow the temporal evolution of radial profiles in the Tokamak discharge plasmas. Anomalous resistivity and anomalous electron thermal conductivity are introduced in the axisymmetric cylindrical plasma. The equations for a plasma column are solved with a Crank-Nicolson's finite difference method. The results of calculation are in agreement with those of experiments (T-3 and ST). The possibility of a negative current density during the decreasing phase of total plasma current and the problem of estimation of the experimental energy confinement time τ_E are also discussed.

目 次

記号一覧	1
1. まえがき	3
2. 計算の方法	5
2.1 計算モデル	5
2.2 基礎方程式	5
2.3 数値計算法	7
3. 計算結果	12
3.1 (新) 古典理論によるシミュレーション	12
3.2 異常現象	12
3.3 T_e, T_i 分布	13
3.4 j 分布と θ_i	13
3.5 τ_E の評価	14
3.6 V と V_p	14
3.7 i_p 特性とプラズマパラメーター	15
3.8 JFT-2 のプラズマ	15
4. シミュレーション条件一覧および計算結果のグラフ	16
5. まとめおよび検討	23
6. 引用文献	23
付 録	25
I 各パラメーターの説明	25
II プログラムマニュアル	29
II-1 Code - 1 のフローチャート	29
II-2 Code - 2 のフローチャート	30
II-3 INPUT マニュアル	31
II-4 OUTPUT マニュアル	34
II-5 プログラムとその INPUT, OUTPUT 例	36

本文中に使われる記号一覧

記号	記号内容	単位
a	変流器巻数比	/
A	イオン質量数	/
B_t	トロイダル磁場	$\text{Wb} \cdot \text{m}^{-2}$
$B_p(t, r)$	ポロイダル磁場	$\text{Wb} \cdot \text{m}^{-2}$
$C(t)$	コンデンサー容量	F
$i_p(t)$	プラズマ全電流	A
$i_o(t)$	変流器励磁電流	A
$i_1(t)$	変流器1次側電流	A
$i_2(t)$	変流器2次側電流	A
$i_{Li}(t)$	ライナー電流	A
$j(t, r)$	プラズマ電流密度	$\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$
K	エネルギー換算係数: 6.2418×10^{18}	$\text{eV} \cdot \text{J}^{-1}$
L_l	漏洩磁場インダクタンス	H
$L_i(t)$	プラズマ内部インダクタンス	H
$l_i(t)$	無次元プラズマ内部インダクタンス	/
M	変流器1次側と2次側との相互インダクタンス	H
$n_e(r)$	電子密度	$\text{個} \cdot \text{m}^{-3}$
$n_i(r)$	イオン密度	$\text{個} \cdot \text{m}^{-3}$
$P_{in}(t)$	プラズマへの単位時間当り入力エネルギー	$\text{J} \cdot \text{s}^{-1}$
$P_{ei}(t)$	電子とイオン間の単位時間当り交換エネルギー	$\text{J} \cdot \text{s}^{-1}$
$q(t, r)$	安定係数	/
r	計算するメツシユ点の位置	m
r_p	プラズマ半径	m
Δr	空間メツシユ幅	m
λ	変流器1次側抵抗	Ω
R_t	トロイダル半径	m
$T_e(t, r)$	電子温度	eV
$T_i(t, r)$	イオン温度	eV
t	時間	s
Δt	時間メツシユ幅	s
U_e	電子のドリフト速度	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
V_{the}	電子の熱速度	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
V_p	プラズマの抵抗による電圧降下	V
V	プラズマ一周電圧	V
V_c	コンデンサー電圧	V

記号	記号内容	単位
$W(t)$	プラズマの全エネルギー	J
$W_e(t)$	電子の全エネルギー	J
Z	イオンの電荷数	/
$\tau_g(t)$	エネルギー閉じ込め時間	s
$\tau_p(t)$	粒子の閉じ込め時間	s
$\tau_{eq}(t, r)$	エネルギー等分配時間	s
$\eta(t, r)$	プラズマ抵抗率	$\Omega \cdot m$
$\chi_e(t, r)$	電子の熱伝導率	$m^{-1} \cdot s^{-1}$
$\chi_i(t, r)$	イオンの熱伝導率	$m^{-1} \cdot s^{-1}$
R_L	ライナー1周抵抗	Ω
$R_D(t)$	プラズマ全抵抗	Ω
$r_\eta(t, r)$	プラズマ抵抗の異常係数	/
$r\chi_e(t, r)$	電子の熱伝導率の異常係数	/
$\beta_p(t, r)$	ポロイダルベータ値	/
μ	真空での透磁率: $4\pi \times 10^{-7}$	$H \cdot m^{-1}$
δ	密度分布半径と温度分布半径のずれ	/

I ま え が き

近年、目覚ましいトカマクの実験結果の発表とともに、トカマクプラズマのエネルギーバランスの数値解析が盛んになってきた。^{1)~6)} これらの計算の目的のひとつはトカマクにおいて通常行われているジュール加熱過程において、いかなる輸送理論が良く実験結果を説明し得るかをなるべく実験条件に近いモデルで検証することにある。また種々の輸送係数のパラメーター依存性を仮定して、個々の装置について実験値の予想を行なった結果は実験の遂行上有効に利用される。⁶⁾ 更に中性粒子入射等ジュール加熱以外の加熱法の検討^{7) 8)}にもこの種の数値計算は有効である。

トカマクプラズマについては現在のところ、種々の輸送係数の局所値の精密な測定は行われていない。このため輸送理論の実験的な検証には各物理量の空間分布の形から輸送係数を推定することがひとつの有効な手段となっている。実験的に最も良く局所値の測定されているのは電子温度、電子密度である。

イオン温度に関しては新古典理論によつて実験結果と良く一致する結果を得ているとされているが、¹¹⁾ 一方今プラズマ抵抗およびエネルギー等分配時間を古典理論に依るものとし、熱伝導は新古典理論^{10) 22)}に依るものとした場合数値計算の結果は電子温度分布、電流密度分布に強い表皮効果が現われる³⁾ (図 24, 25)。電子温度分布の測定ではそのように強い表皮効果は観測されていない(図 6~8, 20 に点線で示した実験値参照)。このように(新)古典理論で予想される表皮効果が実験的には観測されていない事実は通常異常表皮効果と呼ばれる。輸送現象に関したこの異常表皮効果の他に重要な問題点として、トカマク型装置であるソ連の T-3 (図 6~8) と米国プリンストンの ST (図 20) での電子温度分布測定結果に見られる差異が上げられる。すなわち前者は放物線型の分布であるのに対し、後者は中心付近に強いピークのある分布をしている。これらの問題に関しては異常抵抗および異常熱伝導によつて説明しようとする試み^{1)~5)}、あるいは捕捉粒子によるピンチ現象¹²⁾、また中性粒子によるプラズマ境界付近の冷却現象³⁾を考へることによつて説明する試みがあるが未だ明白な因果関係はつかめておらず、今後の実験および理論の研究が待たれている。

本報告書は当研究室において行つた文献 1), 2), 4), 5) と同様の数値計算結果を報告するものである。すなわちモデルとしては軸対称円柱プラズマを仮定し、粒子拡散による損失は小さいとして、静止流体と扱う。また電子とイオンの 2 流体モデルとして不純物、中性粒子の影響は考慮しない。このモデルに基いて数値計算を行ない(新)古典理論では電子温度分布、電流密度分布に強い表皮効果が現われることを示し、次にいかなる異常係数をプラズマ抵抗、電子熱伝導率に導入すれば T-3, ST の実験結果に合うようになるかその検討を行なつた。

文献 1), 2), 4), 5) および本論のそれぞれにおける違いは主として異常係数にある。実験に見られる電気抵抗および熱伝導率の異常性を良く説明出来る理論がないところから、それぞれ人為的な異常係数を導入している。

Düchs et al.³⁾ はプラズマ抵抗率には異常係数を導入せず(ただし Z の影響は考慮)、熱伝導率に対しては $\chi_e = 10^3 (r/r_p)^2 \chi_e |_{neoclas.}$ としている。また Mercier et al.⁴⁾ は抵

抗率には一様な常数(これは実験で測定された平均的な異常係数)を $\eta_{class.}$ に乗じ、また $\chi_e = 5 \times 10^3 \chi_e |_{class.}$ または $\chi_e = 30 \chi_e |_{neoclass.}$ としている。また Winder and Dory⁵⁾ は $\eta = (1-4) \eta_{class.}$, $\chi_e = (2-10) \chi_e |_{neoclass.}$ としている。一方これらの異常係数に対し、なるべく現象論的に実験の異常度に合致するような異常係数を考えてみれば、 η および χ_e に関する異常係数はそれぞれ空間分布を持つのが妥当と思われまたそれらは時間変化もするべきであろうし、それらの断面において平均した値は実験において推定されている平均異常度に合致しなければならぬであろう。そしてまた特に η の異常度は電子のドリフト速度 U_e と電子の熱速度 V_{the} の比の関数として実験値が整理されているところから $\eta = f(U_e/V_{the}) \eta_{class.}$ とするのが適当である。以上のような条件を満たす異常係数を導入したのが Dnestrovski et al.¹⁾²⁾ であり我々も同様に考えた。ただし Dnestrovski et al. は $\eta = f_1(U_e/V_{the}) \eta_{class.}$, $\chi_e = f_2(U_e/V_{the}) \chi_e |_{neoclass.}$ としてはいるが $f_1 = f_2$ としている。しかし実験結果では断面で平均した値では η と χ_e の異常度は等しくなく、 χ_e の異常度の方がはるかに大きい故 $f_1 = f_2$ とするのは不適当と思われる。そこで我々は $f_1(U_e/V_{the}) < f_2(U_e/V_{the})$ となるように異常係数を考慮している。

数値計算結果は本論および各文献ともほぼ同様であるが、本誌で新たに負の電流密度の領域があらわれることおよび τ_E の評価についての問題点を指摘した。また本報告は以上の計算に加えて装置回路系を記述する方程式とプラズマのエネルギーバランスの方程式を連立させて数値的に解き、装置のオペレーションとプラズマの諸物理量の時間、空間変化の関係についての検討を試みた。

粒子拡散の導入、中性粒子および不純物の影響等も考慮したより詳しいモデルについての検討は今後に予定している。

2 計 算 の 方 法

計算コードとしては下記の2つがある。

(1) 与えられた時間変化をもつプラズマ全電流 $i_p(t)$ の下に、プラズマの方程式を解くことによつて、プラズマの電子温度 $T_e(t, r)$ 、イオン温度 $T_i(t, r)$ 、電流密度 $j(t, r)$ 等を求める (Code-1 と名づける)。

(2) 装置の回路方程式とプラズマの方程式を連立させて解き、 $T_e(t, r)$ 、 $T_i(t, r)$ 、 $j(t, r)$ のみならず $i_p(t)$ 等も求める (Code-2 と名づける)。

2.1 計算モデル

モデルとして軸対称円柱プラズマを仮定する。トロイダル効果は解析的に与えられた輸送係数の中に含まれる。また粒子拡散による損失がプラズマ全損失に対して占める割合は小さい (すなわち $\tau_E \ll \tau_{e,13}$) としてプラズマを静止流体として扱いプラズマ密度およびその空間分布は時間的に変化させない。また損失は熱伝導によるもののみを考え輻射損失、電離損失等は無視する。

これらの損失の効果は T-3, ST 等現在のトカマクプラズマのパラメーター領域では大きな影響は与えないと考えられる。

2.2 基礎方程式

Maxwell の方程式

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \vec{B} = \mu \vec{j}$$

これにより磁場 \vec{B} を消去すれば電流密度 $j(t, r)$ についての方程式が得られる。

$$\mu \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = -\text{rot rot } \vec{E} = \Delta \vec{E}_z - \text{grad div } \vec{E}_z = \Delta(\eta j)$$

$$\therefore \mu \frac{\partial j}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} (\eta j) \right\} \quad (1)$$

$$(\because \vec{E}_r = \vec{E}_\theta = 0, \vec{E}_z = \eta j, \text{div } \vec{E} = 0)$$

電子温度 $T_e(t, r)$ に対しては

$$\frac{3}{2} n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} + \frac{3}{2} \frac{n_e (T_e - T_i)}{\tau_{e,q}} - \frac{3}{2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi_e r \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) = K \eta j^2 \quad (2)$$

とかける。ここで左辺第2項はイオンとの衝突によつて単位時間に電子からイオンに移るエネルギー、左辺第3項は電子の熱伝導を表わし、右辺はジュール加熱項である。またイオン温度 $T_i(t, r)$ に対しても同様に

$$\frac{3}{2} n_i \frac{\partial T_i}{\partial t} - \frac{3}{2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi_i r \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) = \frac{3}{2} \frac{n_e (T_e - T_i)}{\tau_{eq}} \quad (3)$$

と表わされる。(1)(2)(3)式を整理すれば

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} (\eta j) \right\} \quad (4)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{1}{n_e r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi_e r \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - \frac{(T_e - T_i)}{\tau_{eq}} + \frac{2K}{3n_e} \eta j^2 \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{1}{n_i r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi_i r \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + \frac{n_e (T_e - T_i)}{n_i \tau_{eq}} \quad (6)$$

式(4)~(6)の境界条件としては

$$r=0 \quad \text{で} \quad \frac{\partial}{\partial r} = 0 \quad (7)$$

$$r=r_p \quad \text{で} \quad T_e = T_i = j = 0 \quad (8)$$

$$\lim_{r \rightarrow r_p} \frac{\partial (\eta j)}{\partial r} = \frac{\mu}{2\pi r_p} \frac{di_p}{dt} = k_o(t) \quad (9)$$

(9)式は(4)式に $2\pi r dr$ を掛けて r につき 0 から r_p まで積分し $\int_0^{r_p} j 2\pi r dr = i_p$ の条件を使用して求まる。

計算は完全電離したプラズマについて行なり。初期条件としてはまず t_0 を適当に決め(たとえば, $t_0 = 1 \text{ms}$)、そのときの T_e^0 , T_i^0 , j^0 を次のように仮定する。

$$n_i(r) = \alpha_1 \bar{n}_i \left\{ 1 - \left(\frac{r}{(1+\delta)r_p} \right)^{\alpha_2} \right\}^{\alpha_3} \quad (10)$$

$$n_e(r) = z n_i(r)$$

$$T_e(t_0, r) = \alpha_1 \bar{T}_e^0 \left\{ 1 - \left(\frac{r}{r_p} \right)^{\alpha_2} \right\}^{\alpha_3} \quad (11)$$

$$T_i(t_0, r) = \alpha_1 \bar{T}_i^0 \left\{ 1 - \left(\frac{r}{r_p} \right)^{\alpha_2} \right\}^{\alpha_3} \quad (12)$$

ここで \bar{n}_i , \bar{T}_e^0 , \bar{T}_i^0 は各物理量のプラズマ断面についての平均値であり、数値計算における入力データである。 α_2 , α_3 は実験結果に台りよりに定め、 α_1 はそれにより決まる定数である。初期電流密度 $j(t_0, r)$ は $\eta^0 j^0 = b = \text{const.}$ として次のように求める。すなわち

$$i_p^0 = \int_0^{r_p} j^0 2\pi r dr = b \int_0^{r_p} \left(\frac{1}{\eta_0} \right) 2\pi r dr$$

から

$$b = \frac{i_p^0}{\int_0^{r_p} \left(\frac{1}{\eta_0} \right) 2\pi r dr}$$

ここで $\eta_0(t_0, r) = f(T_0^*, n_0^*)$ であるから b は定まり、

$$j(t_0, r) = b / \eta(t_0, r) \quad (13)$$

となる。

またトカマク型核融合実験装置である JFT-2 (JAERI FUSION TORUS No. 2) の回路系を等価回路で表わし図 3.6 に示した。code-2 ではこの回路系も連立させて解くわけであるが、その回路方程式を示せば

$$\begin{cases} Li_1 + aM \frac{di_0}{dt} + \frac{1}{C} \int i_1 dt = V_c \\ aR_2 i_2 + a \frac{d(L_\ell + L_i) i_2}{dt} + aM \frac{di_0}{dt} = 0 \\ i_0 = i_1 + i_2 / a \\ i_2 = i_{i_2} + i_p \\ \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_{i_2}} + \frac{1}{R_p} \end{cases} \quad (14)$$

これを下記のように整理し Range-Kutta-Gill 法によつて数値計算を行う

$$\begin{cases} \frac{dt}{dt} = 1 \\ \frac{di_0}{dt} = i_d \\ \frac{di_2}{dt} = - \{ (R_2 + L'_i) i_2 + Mi_d \} / (L_\ell + L_i) \\ \frac{di_d}{dt} = \frac{1}{aMC} \left(\frac{1}{a} i_2 - i_0 \right) - \frac{L}{aM} - \frac{L}{a^2 M} \{ (R_p + L'_i) i_2 + Mi_d \} / (L_\ell + L_i) \end{cases} \quad (15)$$

2.3 数値計算法

(4), (5), (6)式は非線形の 2 階偏微分方程式であり、数値計算によつて以下に示すように解を求める。境界条件としての(7), (8), (9)式、初期条件としての(10), (11), (12)式の下に差分法で解くこととする。イクスプリシット (explicit) な方法で解くことはその数値的不安定性また時間ステップ Δt を非常に小さくとらねばならぬことから不適当である。したがつてインプリシット (implicit) な方法を採用することとし、Crank-Nicolson の方法¹⁴⁾¹⁵⁾によるものとする。ここで主なる物理量である T_0, T_1, j に対する係数 $\eta, r_{eq}, \lambda_1, \lambda_2$ はそれぞれ主なる物理量の関数でもあるが、ここでは 1 ステップ前の時間における物理量の値によつて決まるとし Δt 間での線形化を行なう。緩和法 (relaxation method) を用いて $\eta, r_{eq}, \lambda_1, \lambda_2$ をも未知数として求めることが一般には望ましいが、その場合計算時間は莫大となる。もし 1 ステップ間の線形化を行なつても計算結果に及ぼす大きな累積誤差はないことが確かめられたので本計算では緩和法は用いなかつた。すなわち Δt を 3 倍程度変化させて計算を行なつても

結果には数多の差異しか現われないことが確かめられた。

Crank-Nicolson の方法はいわば時間に関する平均差分法と見なされるが、また空間に関する平均差分をも考えて差分式を次のようにとる。

$$\begin{aligned} & \frac{j(t, r) - j(t - \Delta t, r)}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{\mu r} \left[\frac{(r - \Delta r) + r}{2\Delta r} \left\{ \frac{\eta(t - \Delta t, r - \Delta r) j(t, r - \Delta r) - \eta(t - \Delta t, r) j(t, r)}{\Delta r} \right\} \right. \\ & \quad \left. - \frac{r + (r + \Delta r)}{2\Delta r} \left\{ \frac{\eta(t - \Delta t, r) j(t, r) - \eta(t - \Delta t, r + \Delta r) j(t, r + \Delta r)}{\Delta r} \right\} \right] \\ & \quad + \frac{1}{2} (t \rightarrow t - \Delta t) \end{aligned} \tag{16}$$

$$\begin{aligned} & \frac{T_e(t, r) - T_e(t - \Delta t, r)}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{n_e(r) r} \left\{ \frac{\chi_e(t - \Delta t, r - \Delta r)(r - \Delta r) + \chi_e(t - \Delta t, r)r}{2\Delta r} \left(\frac{T_e(t, r - \Delta r) - T_e(t, r)}{\Delta r} \right) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \frac{\chi_e(t - \Delta t, r)r + \chi_e(t - \Delta t, r + \Delta r)(r + \Delta r)}{2\Delta r} \left(\frac{T_e(t, r) - T_e(t, r + \Delta r)}{\Delta r} \right) \right\} \right. \\ & \quad \left. - \frac{T_e(t, r) - T_i(t, r)}{\tau_{eq}(t - \Delta t, r)} + \frac{2K}{3n_e(r)} \eta(t - \Delta t, r) j(t, r)^2 \right] \\ & \quad + \frac{1}{2} (t \rightarrow t - \Delta t) \end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned} & \frac{T_i(t, r) - T_i(t - \Delta t, r)}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{n_i(r) r} \left\{ \frac{\chi_i(t - \Delta t, r - \Delta r)(r - \Delta r) + \chi_i(t - \Delta t, r)r}{2\Delta r} \right. \right. \\ & \quad \left. \left(\frac{T_i(t, r - \Delta r) - T_i(t, r)}{\Delta r} \right) - \frac{\chi_i(t - \Delta t, r)r + \chi_e(t - \Delta t, r + \Delta r)(r + \Delta r)}{2\Delta r} \right. \\ & \quad \left. \left(\frac{T_i(t, r) - T_i(t, r + \Delta r)}{\Delta r} \right) \right] + \frac{n_e(r)}{n_i(r)} \left\{ \frac{T_e(t, r) - T_i(t, r)}{\tau_{eq}(t - \Delta t, r)} \right\} \\ & \quad + \frac{1}{2} (t \rightarrow t - \Delta t) \end{aligned} \tag{18}$$

(14), (15), (16) 式より

$$a_{n-1} j_0(t, r-\Delta r) + a_{nn} j(t, r) + a_{n+1} j(t, r+\Delta r) = b_n \quad (16)'$$

$$c_{n-1} T_0(t, r-\Delta r) + c_{nn} T_c(t, r) + c_{n+1} T_c(t, r+\Delta r) + d_{nn} T_i(t, r) = e_n \quad (17)'$$

$$g_{n-1} T_1(t, r-\Delta r) + g_{nn} T_1(t, r) + g_{n+1} T_1(t, r+\Delta r) + h_{nn} T_i(t, r) = s_n \quad (18)'$$

これより r に関するメッシュ数を N とすれば $3(N-1)$ 元連立一次方程式が得られ、これを解くことによつて $j(t, r)$, $T_c(t, r)$, $T_1(t, r)$ が求まる。

Crank-Nicolson のインプリシットな方法の安定性は証明されており $\Delta r, \Delta t$ をイクスプリシットな方法に較べ大きくとれる。またその数値計算誤差は $(\frac{\Delta t}{\Delta r})^2$ の任意の整数に対し $(\Delta r)^4$ のオーダーである。¹⁵⁾

ここで(8)式の境界条件より

$$j(t, r_p) = T_c(t, r_p) = T_1(t, r_p) = 0$$

であり、また(7)式より $r = 0$ において軸対称な滑らかな関数を考え、 $y = mr^2 + n$ と近似する ($y = j, T_c, T_1$)。すなわち

$$y_{N+1} = y_N - \left(\frac{y_{N-1} - y_N}{r_{N-1} - r_N} \right) r_N^2 = y_N - \left(\frac{y_{N-1} - y_N}{3} \right) = \frac{4y_N - y_{N-1}}{3}$$

$$\therefore \begin{cases} j(t, 0) = j(t, r_{N+1}) = \left\{ \frac{4j(t, r_N) - j(t, r_{N-1})}{3} \right\} \\ T_c(t, 0) = T_c(t, r_{N+1}) = \left\{ \frac{4T_c(t, r_N) - T_c(t, r_{N-1})}{3} \right\} \\ T_1(t, 0) = T_1(t, r_{N+1}) = \left\{ \frac{4T_1(t, r_N) - T_1(t, r_{N-1})}{3} \right\} \end{cases} \quad (19)$$

連立方程式を示せば

$$\begin{pmatrix} a_{22} & a_{23} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ a_{32} & a_{33} & a_{34} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & a_{43} & a_{44} & a_{45} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & a_{N+1N} & a_{N+1N+1} & \dots & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j(t, r_2) \\ j(t, r_3) \\ j(t, r_4) \\ \vdots \\ j(t, r_{N+1}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_2 \\ b_3 \\ b_4 \\ \vdots \\ b_{N+1} \end{pmatrix} \quad (20)$$

$$\begin{pmatrix} c_{22} & c_{23} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ c_{32} & c_{33} & c_{34} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & c_{43} & c_{44} & c_{45} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & c_{N+1N} & c_{N+1N+1} & \dots & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_c(t, r_2) \\ T_c(t, r_3) \\ T_c(t, r_4) \\ \vdots \\ T_c(t, r_{N+1}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_2 \\ e_3 \\ e_4 \\ \vdots \\ e_{N+1} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} h_{22} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & h_{33} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & h_{44} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & h_{N+1N+1} & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_1(t, r_2) \\ T_1(t, r_3) \\ T_1(t, r_4) \\ \vdots \\ T_1(t, r_{N+1}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ \vdots \\ s_{N+1} \end{pmatrix} \quad (21)$$

ここで係数は、 $k_1 = \Delta t / 4n_e r_n \Delta r^2$, $k_2 = r_{n-1} + r_n$, $k_3 = r_n + r_{n+1}$ とすれば

$$\begin{cases} a_{nn-1} = -k_1 k_2 \eta(t-\Delta t, r_{n-1}) \\ a_{nn} = 1 + k_1 k_2 \eta(t-\Delta t, r_n) + k_1 k_3 \eta(t-\Delta t, r_n) \\ a_{nn+1} = -k_1 k_3 \eta(t-\Delta t, r_{n+1}) \\ b_n = j(t-\Delta t, r_n) + k_1 [k_2 \{ \eta(t-\Delta t, r_{n-1}) j(t-\Delta t, r_{n-1}) - \eta(t-\Delta t, r_n) j(t-\Delta t, r_n) \} \\ \quad - k_3 \{ \eta(t-\Delta t, r_n) j(t-\Delta t, r_n) - \eta(t-\Delta t, r_{n+1}) j(t-\Delta t, r_{n+1}) \}] \end{cases} \quad (22-1)$$

境界条件(8), (9)式より:

$$\begin{cases} a_{22} = 1 + k_1 k_3 \eta(t-\Delta t, r_2) \\ b_2 = j(t-\Delta t, r_2) + k_1 [k_2 k_0(t-\Delta t) \Delta r - k_3 \{ \eta(t-\Delta t, r_2) j_2(t-\Delta t, r_2) + \\ \quad \eta(t-\Delta t, r_3) j(t-\Delta t, r_3) \}] + k_1 k_2 k_0(t) \Delta r \end{cases} \quad (22-2)$$

また(19)式の境界条件より

$$\begin{cases} a_{N+1N} = 4 \times a_{NN-1} + a_{NN} \\ a_{N+1N+1} = a_{NN+1} - 3a_{NN-1} \\ b_{N+1} = b_N \end{cases} \quad (22-3)$$

また

$$k_4 = \frac{\Delta t}{4n_e(r) r_n \Delta r^2}, \quad k_5 = \chi_e(t-\Delta t, r_{n-1}) r_{n-1} + \chi_e(t-\Delta t, r_n) r_n,$$

$$k_6 = \chi_e(t-\Delta t, r_n) r_n + \chi_e(t-\Delta t, r_{n+1}) r_{n+1}, \quad k_7 = \frac{\Delta t}{2\tau_{eq}(t-\Delta t, r_n)}$$

$$k_8 = \left\{ \frac{K\eta(t-\Delta t, r_n)}{3n_e(r_n)} \right\} \Delta t \quad \text{とすれば}$$

$$c_{nn-1} = -k_4 k_5,$$

$$c_{nn} = 1 + k_4 k_5 + k_4 k_6 + k_7$$

$$c_{nn+1} = -k_4 k_6$$

$$d_{nn} = -k_7$$

$$\begin{aligned} e_n = & T_e(t-\Delta t, r_n) + k_8 j^2(t, r_n) + k_4 [k_5 \{ T_e(t-\Delta t, r_{n-1}) - T_e(t-\Delta t, r_n) \} \\ & - k_6 \{ T_e(t-\Delta t, r_n) - T_e(t-\Delta t, r_{n+1}) \}] - k_7 \{ T_e(t-\Delta t, r_n) - T_i(t-\Delta t, r_n) \} \\ & + k_8 j^2(t-\Delta t, r_n) \end{aligned} \quad (22-4)$$

$$\text{また } k_9 = \frac{\Delta t}{4n_i(r_n) r_n \Delta r^2}, \quad k_{10} = \chi_i(t-\Delta t, r_{n-1}) r_{n-1} + \chi_i(t-\Delta t, r_n) r_n,$$

$$k_{11} = \chi_i(t-\Delta t, r_n) r_n + \chi_i(t-\Delta t, r_{n+1}) r_{n+1}, \quad k_{12} = \left\{ \frac{n_e(r_n)}{n_i(r_n)} \right\}$$

$$\left\{ \frac{\Delta t}{2\tau_{eq}(t-\Delta t, r_n)} \right\}$$

とすれば

$$\begin{cases}
 g_{nn-1} = -k_9 k_{10} \\
 g_{nn} = 1 + k_9 k_{10} + k_9 k_{11} + k_{12} \\
 g_{nn+1} = -k_9 k_{11} \\
 h_{nn} = -k_{12} \\
 s_n = T_1(t-\Delta t, r_n) + k_9 [k_{10} \{T_i(t-\Delta t, r_{n-1}) - T_1(t-\Delta t, r_n)\} - \\
 \quad k_{11} \{T_i(t-\Delta t, r_n) - T_i(t-\Delta t, r_{n+1})\}] + k_{12} \{T_2(t-\Delta t, r_n) - T_1(t-\Delta t, r_n)\}
 \end{cases}
 \tag{22-5}$$

(19)式の境界条件より

$$\begin{cases}
 c_{N+1N} = 4 \times c_{NN-1} + c_{NN} \\
 c_{N+1N+1} = c_{NN+1} - 3 \times c_{NN-1} \\
 d_{N+1N+1} = d_{NN} \\
 e_{N+1} = e_N \\
 g_{N+1N} = 4 \times g_{NN-1} + g_{NN} \\
 g_{N+1N+1} = g_{NN+1} - 3 \times g_{NN-1} \\
 h_{N+1N+1} = h_{NN} \\
 s_{N+1} = s_N
 \end{cases}
 \tag{22-6}$$

が得られる。

3 計算結果

3.1 (新)古典理論によるシミュレーション

η, τ_{eq} は古典理論, χ_e, χ_i は新古典理論に依るものとして Code-1 のプログラムで計算した結果を図 24, 25 に示す。これは p.16 の表の II に示した ST の実験条件に基いてシミュレートしたものであるが $T_e(r), j(r)$ に強い表皮効果が現われる。これは T-3 等の実験をシミュレートした場合も同様であつた。しかし $T_e(r)$ に関しては目立つた表皮効果は現われずほぼ図 22 に同じである。

3.2 異常現象

(新)古典理論に依つてトカマクの輸送現象を良く説明するには困難な点があり、特にプラズマ断面で平均した値で χ_e に関しては約 7~10 倍¹⁶⁾, η に関しては約 2~3 倍¹⁷⁾ 実験値の方が大きい。また図 6~8 に点線で示したが、T-3 の実験¹⁸⁾ においてレーザーで測定された電子温度分布 $T_e(r)$ には (新)古典理論で予想されるような強い表皮効果は見られない。この説明として理論的に種々の試みがなされているが、我々は計算を行う際に人為的な異常係数を導入し、いかなる異常係数を輸送係数に乗すれば実験結果と良く一致するか種々の検討を行つた。

今 η, χ_e に対する異常係数をそれぞれ r_η, r_{χ_e} とする。

3.1 で述べたような (新)古典理論による異常表皮効果をなくして実験に合うようにするにはまず r_η を導入することが考えられる。 r_η が r に関して増加関数となるようにしておけば $j(r)$ の表皮効果が抑えられ、 T_e へのジュール加熱項が減り $T_e(r)$ の表皮効果が少なくなることが予想される。しかし計算結果では $\eta(r)$ の増加分程には $j^2(r)$ は減少せず、結局 ηj^2 のジュール加熱項は増加することとなつてかえつて $T_e(r)$ の表皮効果を増す。

一方 r_{χ_e} のみを導入して直接 $T_e(r)$ の表皮効果を減少させることが考えられる。しかし T_e が低くなれば η が増しその増加分程には j^2 は減少せずやはり加熱項が大になつて T_e を上げるようなフィードバックが働き、 r_{χ_e} のみでは $T_e(r)$ の表皮効果をなくするには充分でない。したがつて $T_e(r)$ の表皮効果を直接なくすために r_{χ_e} を、また $j(r)$ の表皮効果を直接なくすために r_η を同時に導入すれば良いことが考えられる。また T_e に関しては T_e, j の分布に余り影響されず、また \bar{T}_e は実験と良く一致するので χ_i, τ_{eq} は (新)古典理論でほぼ説明出来ると考えてもよいであろう。

そこで我々は平均値としての $\bar{r}_\eta(t), \bar{r}_{\chi_e}(t)$ が実験値とほぼ合うように定め (すなわち $\bar{r}_\eta = 2$ 前後, $\bar{r}_{\chi_e} = 1.0$ 前後程度), 次のような $r_\eta(t, r), r_{\chi_e}(t, r)$ を導入して計算を行つた。

$$\bar{r}_\eta = \{ 4 (\bar{U}_e / \bar{V}_{the}) + 0.05 \} / 0.09$$

$$r_\eta = F (U_e / V_{the})^2 + 1$$

ここで F は

$$\bar{r}_\eta = \int r_\eta \eta dS / \int \eta dS \text{ の関係式より求める。}$$

また

$$\bar{r}_{\chi_e} = 10^3 (\bar{U}_e / \bar{V}_{the})$$

$$\gamma_{\chi_e} = G (U_e / V_{th})^2 + 1$$

ここでGは

$\bar{\gamma}_{\chi_e} = \int \gamma_{\chi_e} \chi_e ds / \int \chi_e ds$ の関係式より求まる。ここで U_e は電子のドリフト速度であり、 V_{th} は電子の熱速度である。すなわち

$$U_e = j / en_e \quad (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$$

$$V_{th} = 5.93 \times 10^5 (T_e)^{1/2} \quad (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$$

ただしSTのシミュレーションのみ、その初期の実験¹⁹⁾は不純物が多いことを考慮して $\bar{\gamma}_\eta$ を大きくとることとし

$$\bar{\gamma}_\eta = 9 (U_e / V_{th}) / 0.09 \text{ とした。}$$

T-3 をシミュレートした時の $\bar{\gamma}_\eta$, γ_η , $\bar{\gamma}_{\chi_e}$, γ_{χ_e} を図12~15に、またSTでのそれを図30~33に示した。

3.3 T_e, T_i 分布

図1~15はAnashin et al. が報告した¹⁸⁾T-3での実験をp. 16の表のIの計算に基いてシミュレートしたものである。

すなわち図1の点線で示した実験値としての i_p を実線のように近似して与え、また \bar{n} に關しても同様に図2の実線のように近似して与える。 \bar{T}_e, \bar{T}_i 等の時間変化は図3に示した通りで実験値とはほぼ合うが、時間が経過するにつれ多少計算値の方が大きくなる。

図6~8にレーザーで測定した $T_e(r)$ を点線で示したが、前述した $\gamma_\eta, \gamma_{\chi_e}$ を導入することにより計算結果は実験値に良く一致している。ここで $\bar{\gamma}_\eta, \bar{\gamma}_{\chi_e}, \gamma_\eta, \gamma_{\chi_e}$ を図12~15に示した。また $T_i(r)$ は図5に示した通りでありT-3での分布もST(図22)での分布も良く似ており、それほど T_e, j の分布に影響されない。

一方STでの実験¹⁹⁾をp.16の表のIIの計算条件に基いてシミュレートした結果、図19, 20に示したように $\bar{T}_i(r), T_i(r)$ は比較的合うのに対し $\bar{T}_e(r), T_e(r)$ は実験結果にあまり一致しない。特に本計算に用いられた仮定の基では $T_e(r)$ が中心に強いピークをなすようにシミュレートすることは難かしい。

3.4 j 分布と i_p

Mirnovの報告したT-3での実験²⁰⁾をp.16の表のIIIの計算条件に基いてシミュレートした計算結果を図34, 35に示した。無次元化したプラズマの内部インダクタンス $\ell_i (= \bar{B}_p^2 / B_p^2)$ の変化は、T-3での一例である図34を見ても一般にプラズマ全電流 i_p の減少する領域で大きくなる傾向があり、またその値はしばしば1を超える。 ℓ_i が大きくなることすなわちより大であるということは、 $j(r)$ が r に関してフラットな分布から(このとき $i_p \sim 0.5$ 程度)中心にピークをなすような分布かまたは図4, 35に示したようにプラズマ境界付近で負となるような分布かそのどちらかになつて行くことである。計算結果は後者のような分布になつていくことを示しているが、現在我々は実験における $j(r)$ の測定特に i_p の減少する領域での情報を得ていずこの実験的な検証はされていないが、このような負の電流が存在する可能性は考えられる。

3.5 τ_E の評価

図 10.34 にも示したように計算値としての τ_E は実験値に比較して約 1 ケタ大きい。今

$$\tau_E = \frac{W}{P_{in} - \frac{dW}{dt}}$$

であるが $W, \frac{dW}{dt}$ が実験値と殆んど同じ (差異は 10% 以内) になるシミ

ュレーション結果の場合も同様であつた。 τ_E の計算値と実験値との差異は主としてプラズマへのエネルギー入力項である P_{in} の違いから生じていると思われる。すなわち P_{in} の正確な定義は計算にも使用しているとおり $2\pi R_1 \int \eta j^2 ds$ である。しかし $\eta(r), j(r)$ の情報が得られないところから実験の場合は近似的な P_{in} として $V_p i_p$ を採用している。 $\eta(r)j(r) = \text{const.}$ の時は $V_p i_p = 2\pi R_1 \int \eta j^2 ds$ となるが $\eta j = \text{const.}$ であろう。また計算結果では $2\pi R_1 \int \eta j^2 ds < V_p i_p$ の場合が多い。また P_{in} と $\frac{dW}{dt}$ の各項のオーダーが等しい場合がしばしばあり、その場合 $(P_{in} - \frac{dW}{dt})$ および τ_E の値は P_{in} のわずかな差異によつて大きく変る。

一方計算値の P_{in} にも次のような異点が生ずる。すなわち我々は今拡散、輻射、電離等による損失を無視しているが実際にはこれらの損失が大きい事も考えられる (たとえば $\tau_E \sim \tau_{19}$) が正しい場合)、このように実際のエネルギー損失をかなり小さく評価したモデルであるとした場合実験値に合うような温度を達成させるにはエネルギー入力項も小さくすむこととなる。

したがつて計算値の $W, \frac{dW}{dt}$ が実験値に良く合うとしてもそのときの P_{in} が正しいとは限らないことがわかる。しかし $V_p i_p$ の誤差は小さいと仮定してその $V_p i_p$ に等しくなるような $2\pi R_1 \int \eta j^2 ds$ を考えてみると、 $\bar{\eta} > 10$ かまたは強い表皮電流を考えねばならなくなるがこれは容認しがたい。

これより実験において求められた P_{in} としての $V_p i_p$ の誤差は無視出来得るほど小さくないことが予想される。

以上のことより τ_E の評価は注意深く行なわなければならないことがわかるが $V_p i_p$ はどの程度の誤差を含んでいるのか、またそれが τ_E の評価にどの程度影響するか今後更に詳しく検討しなければならない問題である。

3.6 V と V_p

プラズマ表面での一周電圧 $V = V_p + \frac{d(L_1 i_p)}{dt}$ とプラズマ抵抗による電圧降下 $V_p = R_p i_p$ の実験値および計算値との比較を図 29 に示す。計算ではプラズマ全抵抗 R_p は直接には求まらない。 $V = 2\pi R_1 \eta(r_p) j(r_p) = R_p i_p + \frac{d}{dt} (L_1 i_p)$ であるから $R_p = \{ 2\pi R_1 \eta(r_p) j(r_p) - \frac{d}{dt} (L_1 i_p) \} / i_p$ と定義出来るが、我々のモデルでは $\lim_{r \rightarrow r_p} \eta(r) \rightarrow \infty$ また $\lim_{r \rightarrow r_p} j(r) \rightarrow 0$ としている。したがつて $\eta(r_p) j(r_p)$ の値は定義しがたい。また一方このような数値計算において $\eta(r_p) j(r_p)$ の値がある妥当な有限値となるモデルを考えることは甚だ困難である、たとえば電流半径と温度半径を異ならせるなどの手段が考えられるがそれがどの程度実際の現象に合致しているか確認しずらく意味あるモデルと認定する判定が出来得ない。この意味において R_p は直接に求まらないが、一方 \bar{T}_e より類推した R_p と今仮に $V_p i_p = R_p i_p^2 \sim 2\pi R_1 \int \eta j^2 ds$

として $R_p = 2\pi R_1 \int \eta j^2 ds / i_p^2$ の式より求めた R_p とを比較してみると良く一致している。しかしこれらの類推された R_p がどの程度誤差を含むか判明していない。

3.7 i_p とプラズマパラメーター

すでに述べて来たようにプラズマパラメーターの変化はプラズマ全電流 i_p の時間変化に強く依存し、Mirnov の実験²⁰⁾ にも見られるとおり i_p が変化するに従ってプラズマパラメーターは大きく変化する。 i_p 特性として図1のような T-3 の場合と図16のような ST の場合と大きく異なるそれぞれについてシミュレートした結果次のようなことが推定される。

i_p 変化の影響を最も大きく受けるのは $j(r)$ である。 $j(r)$ の拡散式およびその境界条件を見てもわかるとおり、電流の拡散の速さと di_p/dt との兼ねあいで $j(r)$ 分布が決まる。 i_p の立上り領域では温度は比較的低温 η も大きい、 i_p の立上りが速ければ速い程表皮効果が現われる。一方温度が高くなり η が小さくなつて電流の拡散が遅くなる領域でも di_p/dt が小さければ（たとえば ST のように後半ゆるやかに i_p を増加させる場合）徐々に表皮効果は減少して行く。また温度の高くなつた領域で T-3 のように i_p を減少させれば $j(r)$ は境界付近より減少して行き、ついには負の値となる。これらの変化は i_p に 2 度立上りを持たせた Mirnov の実験のシミュレーションを見ると良くわかる（図34）。すなわち初めの立上り領域で表皮効果が現われ（4ms）、やがて i_p が減少して最小値になる 11ms では境界付近が負の電流分布となり、2度めの立上り領域では徐々に前のような分布に戻り（16ms）、やがて最後の i_p 減少域では再び負の電流分布が現われる（26ms）。

このような負の電流分布がある場合の平衡、不安定性の問題や、また i_p の減少領域において r_E が大きくなるという実験結果に関連させることは残された問題のひとつでもある。

一方 $T_e(r)$ 変化は $j(r)$ 程 i_p 変化に依存しない（図6～8と図20, 21の比較）、しかし i_p の立上りを速くすれば $T_e(r)$ に強い表皮効果が現われる事は予想される。

3.8 JFT-2 のプラズマ

1972年3月に建設を終り初期実験を始めた JFT-2 のプラズマパラメーターの予測を p.16 の表の IV の計算条件に基いて code-2 プログラムで計算を行った。

1次回路系は実際にはクローバーさせ、またコンデンサ配列を種々変えることによつて種々の $i_p(t)$ 特性を持たせる予定であるがこのシミュレーションでは最も簡単なコンデンサの積み方を採用した。

図37に i_p 特性とライナー電流 i_{L1} 特性を示した。放電初期ではプラズマ抵抗よりライナー抵抗の方が小さく大きな i_{L1} が流れるが、プラズマ温度が上ると共に i_p の増え i_{L1} は急激に減少して行く。この時のコンデンサ電圧 $V_c(t)$ の変化を図40に示す。また図38に $\bar{T}_e(t)$ 、 $\bar{T}_i(t)$ 図39に $(a), r_p, \beta_p$ の時間変化を示した。

4 シミュレーション条件一覧および計算結果のグラフ

次に一覧表にして各シミュレーションの計算条件を記す。Iは図1~15に示したAnashin et al.のT-3実験¹⁸⁾、IIは図16~33に示したDimock et al.のST実験¹⁹⁾、IIIは図34, 35に示したMirnovのT-3実験²⁰⁾、IVは図36~40に示したJFT-2のそれぞれのシミュレーションを指す。

パラメーター	I	II	III	IV
装置	T-3	ST	T-3	JFT-2
プラズマ半径 r_p (m)	0.17	0.12	0.12	2.5
トロイダル半径 R_t (m)	1.0	1.09	1.0	0.9
トロイダル磁場 B_t (Wb·m ⁻²)	2.5	2.7	2.5	1.0
平均イオン密度 \bar{n}_i (m ⁻³)	1.2×10^{19}	2×10^{19}	2×10^{19}	1×10^{19}
イオン電荷数 Z	1	1	1	1
初期平均電子温度 \bar{T}_e (eV)	10	10	10	10
初期平均イオン温度 \bar{T}_i (eV)	5	5	5	5
α_1	2.0	2.0	1.5	2.0
α_2	2.0	2.0	4.0	2.0
α_3	1.0	1.0	1.0	1.0
δ	0.1	0	0	0
空間メッシュ数 N	17	24	24	25
シミュレート時間 t_{max} (ms)	35	16	29	100
時間メッシュ数	1245	1200	2303	1931
繰返し計算回数	903	1983	4398	3046
計算時間 (s)	601	485	1801	1801
巻数比 a				2.00
相互インダクタンス M (H)				0.25
漏洩インダクタンス L_l (H)				1.53×10^{-6}
1次側抵抗 R_1 (Ω)				0.0842
ライナー抵抗 R_{li} (Ω)				0.006
コンデンサ数 NC (個)				4
第1コンデンサ充電電圧 V_c (V)				10000
第2 "				5000
第3 "				2000
第4 "				500
第1コンデンサ容量 (F)				0.00005
第2 "				0.00145
第3 "				0.00945
第4 "				0.0185

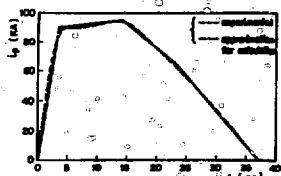


図1 プラズマ全電流 i_p の時間変化

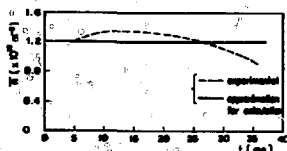


図2 平均プラズマ密度 \bar{n} の時間変化
(ここで $\bar{n} = \bar{n}_e = \bar{n}_i$ である)

(Code-1のプログラムを使用し、Anashin et al. のT-3実験¹⁰⁾をシミュレートした結果を示す。すなわちP16の表のIに示した計算条件に基づき、また i_p として図1、 \bar{n} として図2に点線で表わした実験値を実験のように近似して与える。図3~15にこの計算結果を示す。ここで $\eta = \eta_{\gamma} \eta_{elias}$ 、 $\chi_e = \chi_{e0} \chi_{elias}$ である。)

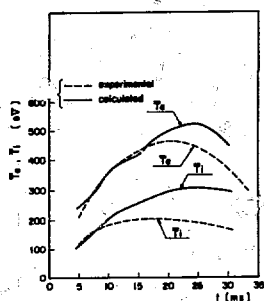


図3 平均電子温度 T_e 、平均イオン温度 T_i の時間変化。

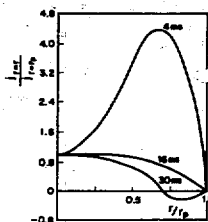


図4 電流密度分布 j の時間、空間変化。

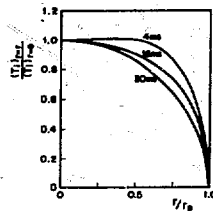


図5 イオン温度分布 T_i の時間、空間変化。

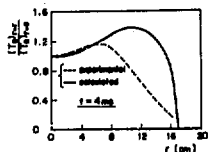


図6 $t = 4ms$ での電子温度分布 T_{e0} 。

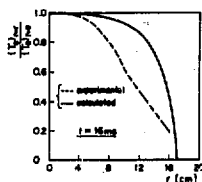


図7 $t = 16ms$ での電子温度分布 T_{e0} 。

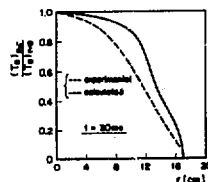


図8 $t = 30ms$ での電子温度分布 T_{e0} 。

(図6~8に点線で示した実験値はレーザーで測定されたものである。)



図9 無次元プラズマ内部インダクタンス L_i , ポロイダルベータ値 β_p の時間変化。

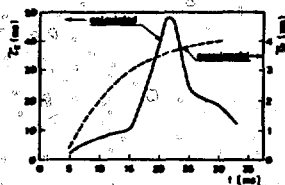


図10 エネルギー閉じ込め時間 τ_E の時間変化

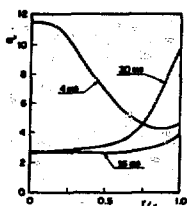


図11 安定係数 q の時間, 空間変化

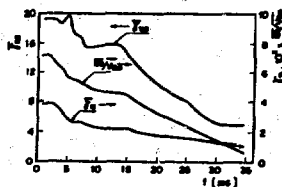


図12 \bar{U}/\bar{v}_{th} , プラズマ抵抗率の平均異常係数 $\bar{\gamma}_\eta$, 電子熱伝導率の平均異常係数 $\bar{\gamma}_{\kappa_e}$ の時間変化。

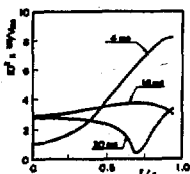


図13 $U_e/v_{th,e}$ の時間, 空間変化。
(電子ドリフト速度 U_e と電子熱速度 $v_{th,e}$ の比)



図14 プラズマ抵抗率の異常係数 γ_η の時間, 空間変化。

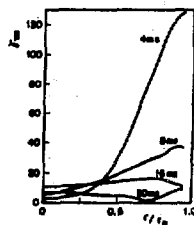


図15 電子熱伝導率の異常係数 γ_{κ_e} の時間, 空間変化。

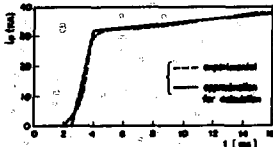


図16 プラズマ全電流 i_p の時間変化。

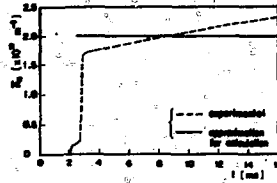


図17 平均電子密度 \bar{n}_e の時間変化。

(Code - 1 のプログラムを使用し, Dimock et al. の ST 実験¹⁹ をシミュレートした結果を示す。すなわち P 16 の表の II に示した計算条件に基づき, また i_p として図 16, \bar{n}_e として図 17 に点線で示した実験値を実線のように近似して与え数値計算を行う。図 18 ~ 3.3 に計算結果を示す。ここで $\eta = \eta_{\gamma} \eta_{class}$, $\chi_e = \chi_{e0} \chi_{e, class}$ である。ただし図 2.4, 2.5 のみは $\eta_{\gamma} = 1, \chi_{e0} = 1$ とした結果)

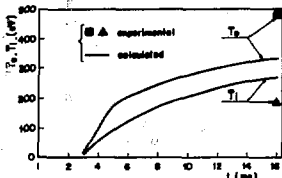


図18 平均電子温度 \bar{T}_e , 平均イオン温度 \bar{T}_i の時間変化。

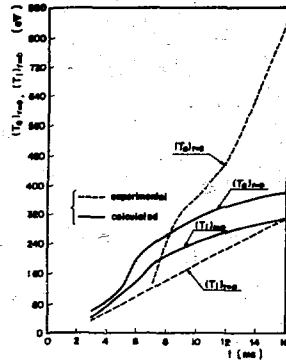


図19 プラズマ中心での電子温度 $(T_e)_{r=0}$, イオン温度 $(T_i)_{r=0}$ の時間変化。

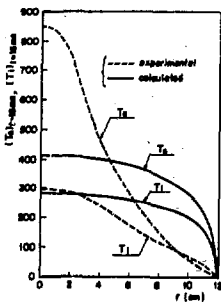


図20 $t=16ms$ での電子温度分布 T_e , イオン温度分布 T_i

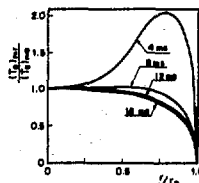


図21 電子温度 T_e の時間, 空間変化

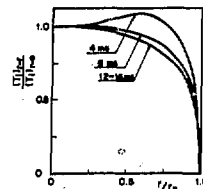


図22 イオン温度 T_i の時間, 空間変化。

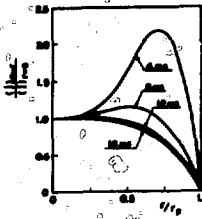


図 23 電流密度 j の時間、空間変化。

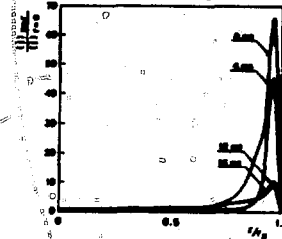


図 24 電流密度 j の時間、空間変化

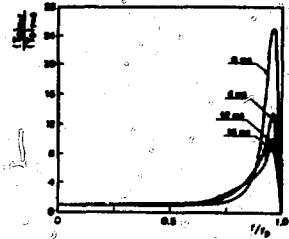


図 25 電子温度 T_e の時間、空間変化。

(図 24, 25 は ST の実験のシミュレーション結果であるが、 $r_v=1, r_{x_0}=1$ として (新) 古典理論によつて計算したものであり強い表皮効果が現われる。)

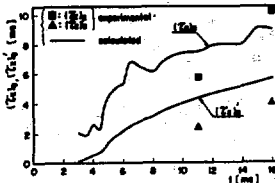


図 26 電子のエネルギー閉じ込め時間 $(\tau_E)_e, (\tau_E)_e'$ の時間変化。

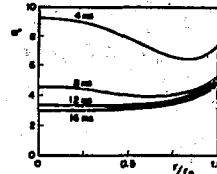


図 27 安定係数 q の時間、空間変化。

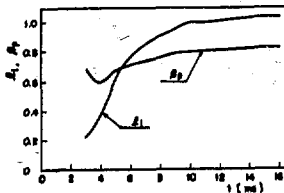


図 28 ポロイダルベーター値 β_p と無次元内部インダクタンス β_i の時間変化。

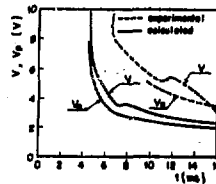


図 29 プラズマの1周電圧 V とプラズマ抵抗による電圧降下 V_p の時間変化。

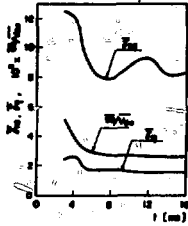


図30 \bar{U}_e/\bar{V}_{the} , プラズマ抵抗率の平均異常係数 $\bar{\gamma}_p$, 電子熱伝導率の平均異常係数 $\bar{\gamma}_{th}$ の時間変化。

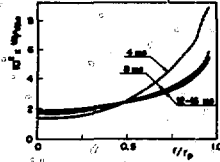


図31 U_e/V_{the} の時間, 空間変化。(電子ドリフト速度 U_e と電子熱速度 V_{the} の比。)

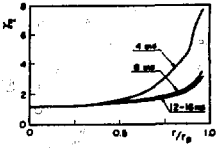


図32 プラズマ抵抗率の異常係数 γ_p の時間, 空間変化。

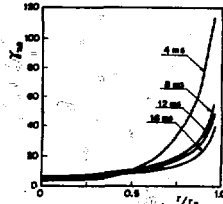


図33 電子熱伝導率の異常係数 γ_{th} の時間, 空間変化。

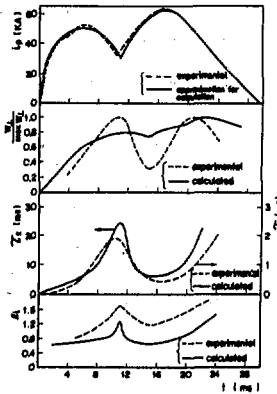


図34 プラズマ電流 i_p , $W_L/\max W_L$, エネルギー閉じ込め時間 τ_E , 無次元プラズマ内部インダクタンス A の時間変化。

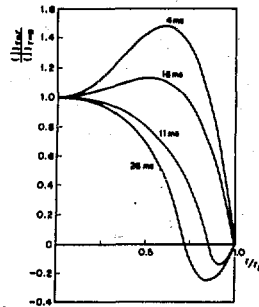


図35 電流密度の時間, 空間変化。

(Code-1のプログラムを使用して, MirnovのT-3実験²⁰⁾をP16の表の直の計算条件に基づいてシミュレートした結果を図34, 35に示したものである。)

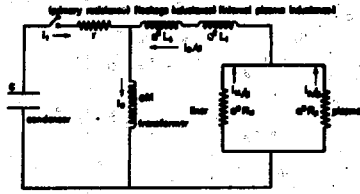


図3 6 JFT-2実験装置の等価回路図
 (Code-2 のプログラムを使用して図3 6に示した回路系とプラズマの方程式をP 16の表のNの計算条件に基づいて計算した結果を図3 7~4 0に示す。)

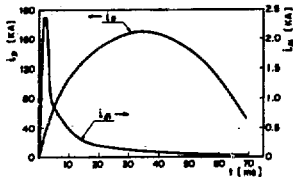


図3 7 プラズマ全電流 i_p とライナー電流 i_L の時間変化。

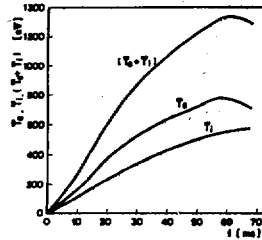


図3 8 平均電子温度 \bar{T}_e 、平均イオン温度 \bar{T}_i 、 $\bar{T}_e + \bar{T}_i$ の時間変化

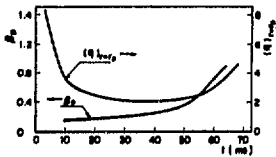


図3 9 安定係数 $q |_{r=R_p}$ 、ポロイダルベータ値 β_p の時間変化。

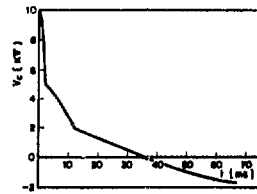


図4 0 コンデンサ電圧 V_c の時間変化。

5 まとめおよび検討

トカマクプラズマの時間、空間変化を軸対称円柱モデルを採用し静止流体としてシミュレートした。(新)古典理論では電子温度、電流密度の半径方向分布に強い表皮効果が現われる。そのような強い表皮効果は実験において測定された電子温度分布にはなく、定性的にも定量的にも実験値に合うよう輸送係数に人為的な異常係数を導入した。電気抵抗率 η または電子の熱伝 χ 。単独に異常係数を導入するのは不十分で両者に導入した。またそれらの異常係数は電子のドリフト速度と電子の熱速度の比の関数とし半径方向に分布をもたせ、またそれら異常係数の平均値は実験値に合うように定めた(χ に関しては10前後、 η に関しては2前後)。

計算結果は実験と良く合致する。プラズマ全電流 i_p の減少域では電流密度 $j(r)$ に負の分布が現われる、しかしこれは未だ実験的には確かめられてはいない。またエネルギー閉じ込め時間 τ_E は計算値の方が約1ケタ程度大きくなる。この実験値との差異は主としてエネルギー入力項の定義の違いによる。実験値として採用している入力項 $V_p i_p$ は誤差を含んでいる。現在 η 分布、 j 分布は実験的に測定されていず、どの程度の誤差が $V_p i_p$ に延いては τ_E に含まれているか判明していない。

今回の計算は粒子拡散の影響を無視し(すなわちソ連のグループの主張する $\tau_E \ll \tau_{ii}$ を前提としているが、米国プリンストンのグループの主張する $\tau_E \sim \tau_{ii}$ が正しければ無視出来得なくなる)、またその他の損失である放射損失、電離損失等も無視している。また中性粒子、不純物の影響も検討していない。これらの諸因子をどのように取り入れるかは今後に残されているが、果してこれらの諸因子を導入することすなわちよりモデルを精密化することによつて実験における異常現象が説明出来るのか、あるいは実際に異常現象が起きていて何らかの異常輸送理論に依らなければならないのかは今後の理論および実験の成果に負う所大である。

末筆ながら本報告を作製するに当つて種々の討論をして戴き幾多の尚懸点を指摘して下さいました。客員研究員百田弘京都大学助教授および原研核融合研究室の田中正俊、吉川允二、藤沢登、松田慎三郎の諸氏に感謝致します。

なお終始御指導、御鞭撻下さいました森茂室長に厚く御礼申し上げます。

6 引用文献

- 1) Yu.N.Dnestrovski, D.P.Kostomarov and H.L.Pavlova: 4th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics p17 (1976).
- 2) Yu.N.Dnestrovski, D.P.Kostomarov and H.L.Pavlova: Atomnaya Energiya 32,301 (1972)
- 3) D.F.Düchs, H.P.Furth and P.H.Rutherford: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1971) vol I p369.
- 4) O.Mercier, Soubbaramayer and J.P.Boujot: Plasma Physics and Con-

- Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1971) vol. I p. 425.
- 5) M.M. Winder and R.A. Dory : ORNL-TM-3498 (1971).
 - 6) T. Takeda and S. Itoh : JAEI-memo 4186 (1970).
 - 7) C.F. Barnett et al. : Plasma Physics and Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna) vol. I p. 247 (1971).
 - 8) 大塚道夫, 矢野源郎 : JAEI-memo 4805 (1972).
 - 9) L. Spitzer, Jr. "Physics of Fully Ionized Gases" (2nd Ed., Interscience, New York 1967) p. 139.
 - 10) A.A. Galeev and R.Z. Sagdeev : JETP 26 233 (1968).
 - 11) L.A. Artsimovich, A.V. Glukhov and M.P. Petrov : *ibid.* 11, 304 (1970).
 - 12) A.A. Ware : Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna 1971) vol. I p. 411.
 - 13) L.A. Artsimovich et al. : Nuclear Fusion, Special Supplement (1969).
 - 14) 川上一郎 : IPPJ-DT-23 (1970).
 - 15) 山口昌哉, 野木達夫 "数値解析の基礎" 共立出版 (1969).
 - 16) L.A. Artsimovich : JETP Letters 13 70 (1971).
 - 17) M.J. Forrest, N.J. Peacock & V.V. Sannikov : OLM-R107 (1970).
 - 18) A.M. Anashin et al. : Zh. Eksp. Teor. Phys. 60, 2092 (1971).
 - 19) D. Dimock et al. : Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna 1971) vol. I p. 451.
 - 20) S.V. Mirnor : Nuclear Fusion 9, 57 (1969).
 - 21) S.I. Braginskii "Reviews of Plasma Physics" (Consultants Bureau, New York 1966) vol. I p. 215.
 - 22) M.N. Rosenbluth and R.D. Hazeltine : The Physics of Fluids 15, 116 (1972).
 - 23) D.F. Duchs : NPL Report 7340 (1971).
 - 24) D. Pfirsch and A. Schlüter : Max-Planck-Institut Report MPI/PA/1 (1962).

付 録

I 各パラメーターの説明

ここで $\eta, \chi_e, \chi_i, \tau_{eq}$ 等の輸送係数, $\tau_e, q, B_p, \beta_p, V_p$ 等の特性パラメーターについて述べる。

① プラズマ物性値

プラズマは完全電離として扱い, 古典理論⁹⁾ によればプラズマ抵抗率 $\eta(t, r)$ は

$$\eta = \left(\frac{10^2}{2.63} \right) \left(\frac{Z}{C_1} \right) \frac{\ell n \Lambda}{(1.16 \times 10^4 \times T_e)^{3/2}}$$

$$\ell n \Lambda^{21)} = \begin{cases} 25.4 - 1.15 \times \log(n_e \times 10^{-6}) + 2.3 \times \log(T_e) & \text{at } T_e \leq 50 \text{ [eV]} \\ 23.4 - 1.15 \times \log(n_e \times 10^{-6}) + 3.45 \times \log(T_e) & \text{at } T_e > 50 \text{ [eV]} \end{cases}$$

$$C_1 = 0.58 (z=1), 0.68 (z=2), 0.79 (z=4), 1.0 (z=\infty)$$

エネルギー等配時間 $\tau_{eq}(t, r)$ は古典理論によれば

$$\tau_{eq} = \begin{cases} \frac{3.3 \times 10^{14} \left(\frac{\Lambda}{Z} \right) T_e^{3/2}}{n_e \ell n \Lambda}, & \frac{T_e}{m_e} \gg \frac{T_i}{m_i} \\ \frac{5.2 \times 10^2 \left(\frac{1}{\Lambda^2 Z^2} \right) T_i^{3/2}}{n_e \ell n \Lambda}, & \frac{T_e}{m_e} \ll \frac{T_e}{m_i} \end{cases}$$

熱伝導率 $\chi_e(t, r), \chi_i(t, r)$ はプラト-およびバナナ領域では捕捉粒子の影響を考慮した新古典理論²²⁾²³⁾ に依るものとし, 古典領域は Naginskii (文献 21) p. 217) の熱伝導率に Pfirsch-Schulüter 係数²⁴⁾ を乗じた古典理論に依るものとする。すなわち

$$\chi_s = \begin{cases} [\beta_{s1} \epsilon^{-3/2} q^2 \nu_s \rho_s^2] n_s, \nu_s < \nu_2; & \text{バナナ領域} \\ [\beta_{s2} \frac{1}{R} q C_{Bs} \rho_s] n_s, \nu_2 \leq \nu_s < \nu_1; & \text{プラト-領域} \\ [\beta_{s3} (1 + 1.6 q^2) \nu_s \rho_s^2] n_s, \nu_1 \leq \nu_s; & \text{古典領域} \\ s = e, i \end{cases}$$

ここで

$$\nu_1 = \frac{1}{R_t} q^{-1} V_{the}, \nu_2 = \epsilon^{3/2} \nu_1, \epsilon = \left(\frac{r}{R_t} \right)$$

$$q = \left(\frac{r}{R_t} \right) \left(\frac{B}{B_p} \right), C_{Bs} \begin{cases} C_{Bo} = \frac{T_e}{B_t} \\ C_{Bi} = \frac{T_i}{B_t} \end{cases}$$

$$\text{係数} \begin{cases} \beta_{s1} \begin{cases} \beta_{s11} = 1.81 \\ \beta_{s12} = 0.48 \end{cases} \\ \beta_{s2} \begin{cases} \beta_{s21} = \frac{3}{2} (\pi)^{\frac{1}{2}} \\ \beta_{s22} = \frac{3}{2} (\pi)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \\ \beta_{s3} \begin{cases} \beta_{s31} = 2.33 \\ \beta_{s32} = 0.71 \end{cases} \end{cases}$$

また

$$\text{熱速度 } V_{th} \text{ [m} \cdot \text{s}^{-1}] \begin{cases} V_{th1} = 5.93 \times 10^5 (T_e)^{\frac{1}{2}} \\ V_{th2} = 1.36 \times 10^4 \left(\frac{T_i}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

$$\text{衝突周波数 } \nu \text{ [Hz]} \begin{cases} \nu_e = \frac{n_e \ell n \Lambda}{3.3 \times 10^{11} T_e^{\frac{1}{2}}} \\ \nu_i = \frac{n_i \ell n \Lambda}{1.4 \times 10^{13} \left(\frac{A^{\frac{1}{2}}}{Z^2}\right) T_i^{\frac{3}{2}}} \end{cases}$$

$$\text{ラーマー半径 } \rho_e \text{ [m]} \begin{cases} \rho_e = 3.37 \times 10^{-6} \left(\frac{T_e^{\frac{1}{2}}}{B_1}\right) \\ \rho_i = 1.45 \times 10^{-4} \left(\frac{A^{\frac{1}{2}}}{Z}\right) \left(\frac{T_i^{\frac{1}{2}}}{B_1}\right) \end{cases}$$

② 特性パラメーター

- エネルギー閉じ込め時間 $\tau_E(t)$ [ms]

$$\tau_E = \begin{cases} (\tau_E)_1 = \frac{W}{(P_{in})_1 - \frac{dW}{dt}} \\ (\tau_E)_2 = \frac{W}{(P_{in})_2 - \frac{dW}{dt}} \end{cases}$$

$$W = \left[\frac{3}{2K_0} \int_0^{r_p} (n_e T_e + n_i T_i) 2\pi r dr \right] 2\pi R_t$$

$$\frac{dW}{dt} = \left[\frac{3}{2K\Delta t} \int_0^{r_p} (n_e \Delta T_e + n_i \Delta T_i) 2\pi r dr \right] 2\pi R_t$$

$$(P_{in})_1 = 2\pi R_t \int_0^{r_p} \eta j^2 2\pi r dr \quad : \text{計算}$$

$$(P_{in})_2 = V_p i_p \quad : \text{実験}$$

- 電子のエネルギー閉じ込め時間 $(\tau_E)_e(t)$ [ms]

$$(\tau_E)_e = \frac{W_e}{(P_{in})_1 - P_{e1} - \frac{dW_e}{dt}}$$

$$(\tau_{\mathbf{E}})_{\mathbf{e}} = \begin{cases} (\tau_{\mathbf{E}})_{\mathbf{e}2} = \frac{W_{\mathbf{e}}}{(P_{\text{in}})_{\mathbf{e}} - P_{\mathbf{e}} - \frac{dW_{\mathbf{e}}}{dt}} \\ (\tau_{\mathbf{E}})_{\mathbf{e}1} = \frac{W_{\mathbf{e}}}{(P_{\text{in}})_{\mathbf{e}}} \end{cases}$$

$$W_{\mathbf{e}} = \left[\frac{3}{2K_0} \int_0^r (n_e T_e) 2\pi r dr \right] 2\pi R_t$$

$$\frac{dW_{\mathbf{e}}}{dt} = \left[\frac{3}{2K\Delta t_0} \int_0^r (n_e \Delta T_e) 2\pi r dr \right] 2\pi R_t$$

$$P_{\mathbf{e}1} = \left[\frac{3}{2K_0} \int_0^r \left(\frac{n_e (T_e - T_i)}{r_{\mathbf{e}q}} \right) 2\pi r dr \right] 2\pi R_t$$

- ポロイダル磁場 $B_p(r, t)$ ($\text{Wb} \cdot \text{m}^{-2}$)

$$B_p = \frac{\mu i}{2\pi r} = \frac{\mu \int_0^r j 2\pi r dr}{2\pi r} = \frac{\mu \int_0^r j r dr}{r}$$

- 安定係数 $q(t, r)$

$$q = \frac{r}{R_t} \frac{B_t}{B_p}$$

- ポロイダルベータ値 $\beta_p(t, r)$

$$\beta_p = \frac{P}{\left(\frac{B_p^2}{2\mu}\right)} = \frac{2\mu (n_e T_e + n_i T_i)}{K B_p^2}$$

ただし

$$\beta_p |_{r=r_p} = \frac{\bar{P}}{\left(\frac{(B_p |_{r=r_p})^2}{2\mu}\right)} = \frac{2\mu (\bar{n}_e \bar{T}_e + \bar{n}_i \bar{T}_i)}{(B_p |_{r=r_p})^2}$$

図に示した β_p は $\beta_p |_{r=r_p}$ である。

- プラズマ内部インダクタンス $L_i(t)$ (H)

$$L_i = \frac{4\pi^2 R_t}{\mu} \left(\frac{\int_0^{r_p} B_p^2 r dr}{i_p^2} \right)$$

- 無次元プラズマ内部インダクタンス $\ell_i(t)$

$$\ell_i = \frac{\bar{B}_p^2}{B_p^2}$$

- プラズマ全抵抗 $\mathcal{R}_p(t)$ (Ω)

$$\mathcal{R}_p = \begin{cases} (\mathcal{R}_p)_1 = \left(\frac{2\pi R_t}{\pi r_p^2} \right) \bar{\eta} = \frac{2R_t}{r_p^2} \bar{\eta}, \text{ ただし } \bar{\eta} = f(\bar{T}_e) \\ (\mathcal{R}_p)_2 = 2\pi R_t \int_0^{r_p} \eta j^2 2\pi r dr / i_p^2 \end{cases}$$

$(\lambda_p)_2$ は $(P_{in})_1 = (P_{in})_2$ と仮定して求めている。

- ・ プラズマ 1 周電圧 V (V) および プラズマ 抵抗による電圧降下 V_p (V)

$$V = V_p + V_L$$

$$V_p = \begin{cases} (V_p)_1 = (\lambda_p)_1 i_p \\ (V_p)_2 = (\lambda_p)_2 i_p \end{cases}$$

$$V_L = \frac{d}{dt} (L_i i_p)$$

- ・ 電子のエネルギー保存則のチェック (単位長さ当り)

$$(E_e)_1 = (E_e)_2 + (E_e)_3 + (E_e)_4$$

$$(E_e)_1 = \left\{ K \int_0^{r_p} \eta j^2 2\pi r dr \right\} \Delta t$$

$$(E_e)_2 = -\frac{3}{2} \left\{ 2\pi r_p (\lambda_e)_{r=r_p} \left(\frac{\partial T_e}{\partial r} \right)_{r=r_p} \right\} \Delta t$$

$$(E_e)_3 = \frac{3}{2} \left\{ \int_0^{r_p} \left(\frac{T_e - T_i}{r_{ee}} \right) n_e 2\pi r dr \right\} \Delta t$$

$$(E_e)_4 = \frac{3}{2} \int_0^{r_p} \Delta T_e n_e 2\pi r dr$$

- ・ イオンのエネルギー保存則のチェック (単位長さ当り)

$$(E_i)_3 = (E_i)_1 + (E_i)_2$$

$$(E_i)_1 = -\frac{3}{2} \left\{ 2\pi r_p (\lambda_i)_{r=r_p} \left(\frac{\partial T_i}{\partial r} \right)_{r=r_p} \right\} \Delta t$$

$$(E_i)_2 = \frac{3}{2} \int_0^{r_p} \Delta T_i n_i 2\pi r dr$$

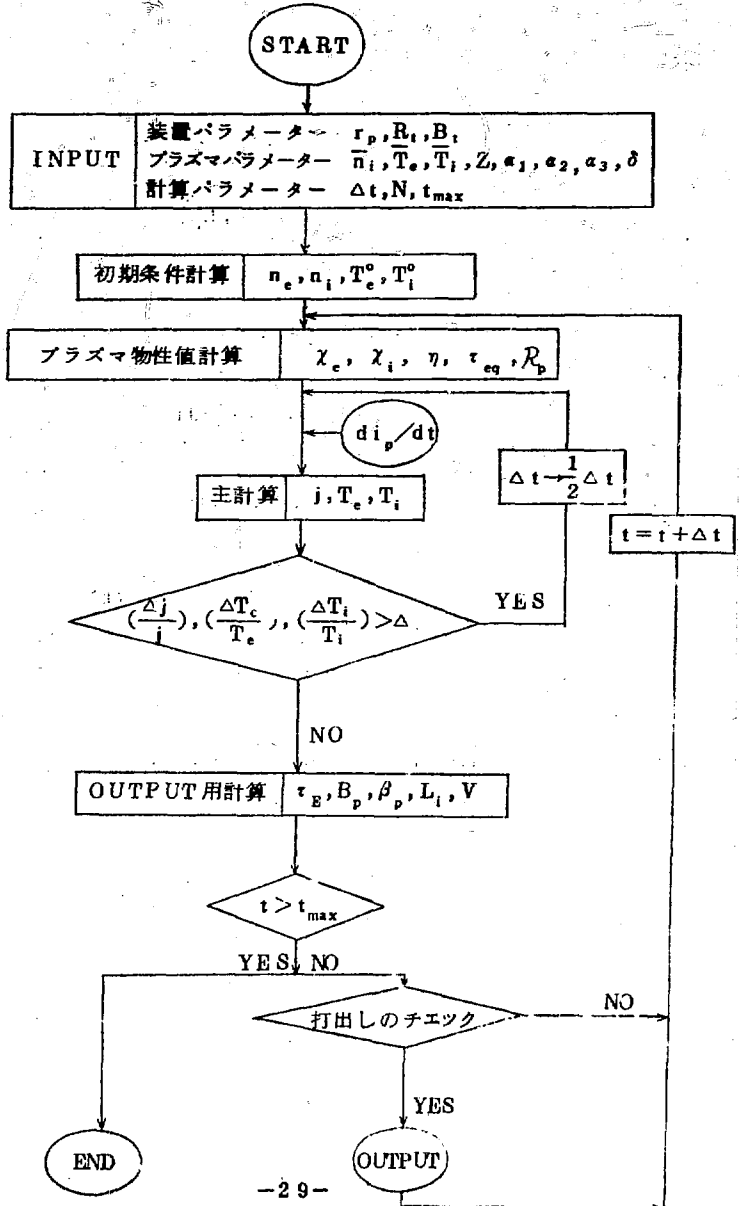
(註) 計算における電子、イオンのエネルギー保存則のチェックパラメーターとしての $EE = \{ (E_e)_1 - (E_e)_2 - (E_e)_3 \} / (E_e)_4$ および、 $EI = \{ (E_e)_3 - (E_i)_1 \} / (E_i)_2$ はそれぞれ $EE, EI \sim 1.0$ となっていないなければならないが、OUTPUT 例をみてもわかるとおり一般に成立していない。これは主に $(E_e)_2$ および $(E_i)_1$ の計算に大きな誤差が含まれているからである。すなわち $(\lambda_e)_{r=r_p}, (\lambda_i)_{r=r_p}$ の値は定義出来ないので便宜上 $(\lambda_e)_{r=r_p-\Delta r}, (\lambda_i)_{r=r_p-\Delta r}$ の値をもつて代用しているからである。

従つて $EE, EI \sim 1$ となるような $(E_e)_2, (E_i)_1$ を求めプラズマ境界からの熱伝導によるエネルギー損失を類推する一助とした方が適切であろう。

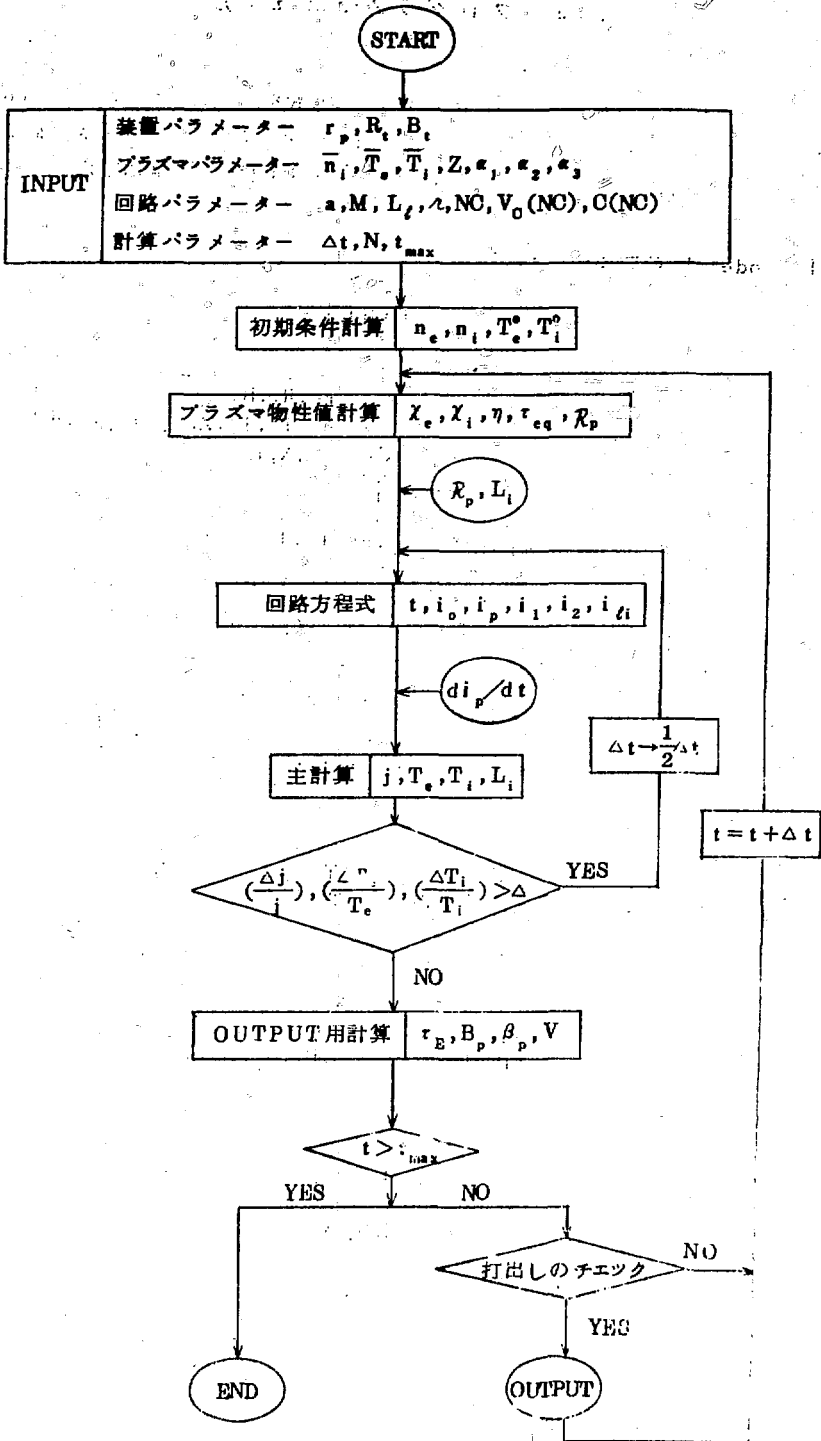
II プログラムマニュアル

与えられたプラズマ全電流 i_p の下にプラズマの方程式を解くプログラムである code-1, および回路方程式も同時に解くことによつて上記 i_p のみならず全パラメーターを self Consistent に求めるプログラムである code-2 のそれぞれについて説明する。

II-1 code-1 のフローチャート



II-2 code-2 のフローチャート



II-3 INPUTマニュアル

記号	記号内容	単位	タイプ	備考
RP	プラズマ半径 (r_p)	m	F 8.4	Code - 2のみ
RT	トロイダル半径 (R_t)	m	F 8.4	
BT	トロイダル磁場 (B_t)	Wb · m ⁻²	F 8.4	
CM	相互インダクタンス (M)	H	F 8.4	
CL	漏洩インダクタンス (L_f)	H	E 12.5	
CR	1次銅抵抗 (R_c)	Ω	F 8.6	
CRL	ライナー抵抗 (R_{li})	Ω	F 8.6	
NC	コンデンサー数	/	I 2	
VOL(1)	コンデンサ充電電圧 (V_0)	V	F 8.2	
VOL(6)				
CAP(1)	コンデンサー容量 (C)	F	F 8.5	
CAP(6)				
ADI	イオン平均密度 (\bar{n}_i)	個 · m ⁻³	E 12.5	
Z	荷電数 (Z)	/	F 4.0	
ATE	電子平均温度 (初期値: T_e^0)	eV	E 12.5	
ATI	イオン " (" : T_i^0)	eV	E 12.5	
H	初期時間メッシュ (Δt^0)	s	E 12.5	10 ⁻⁸ sec 程度
N	空間メッシュ数	/	I 4	15~30 程度
NTOT	総時間メッシュ数	/	I 8	
DP RN	打出し時間単位	s	E 12.5	i. ins 毎
TOT	計算打切時間	s	E 12.5	
T	時間初期値	s	E 12.5	0.2~0.5 ins 程度
DA	a_1	/	F 8.4	現在は Code-1のみ使用
P5	a_2	/	F 8.4	
P6	a_3	/	F 8.4	
AC	δ	/	E 12.5	
CYP	任意のパラメーター	/	E 12.5	
FW	任意のパラメーター	/	E 12.5	

INPUT DATA FORM I

氏名	日付		JOB NO.		カーフォルダ		PURCK	
所属	電番		IBJOB DECKNAME		番号		73-00 YES <input type="checkbox"/> NO <input type="checkbox"/>	
	707346		HPIE-31					
	Code-1		機台番号					
1	2	3	4	5	6	7	8	9
RP	RT	BT
ADI	Z	ATE	ATI	Et	H	N	N	TOT
Et	.	Et	Et	Et	Et	Et	Et	Et
TOT	T
Et	Et
DA	PS	PG	AC	QIP	FW	FW	FW	FW
.	.	.	Et	Et	Et	Et	Et	Et
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	2	3	4	5	6	7	8	9

INPUT DATA FORM I

PAGE OF

氏名	日付	プログラム名	JOB NO.	カード色紙	PUNCH
所属	電話	<u>HPTE-(3)-</u> <u>code-2</u>	IRJOB DECKNAME		73-80 YES <input type="checkbox"/> NO <input type="checkbox"/>

1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
RP	RT	BT	CA	CM	CL	CR	CRL	NO																																									
VOL(1)	VOL(2)	VOL(3)	VOL(4)	VOL(5)	VOL(6)																																												
CAP(1)	CAP(2)	CAP(3)	CAP(4)	CAP(5)	CAP(6)																																												
ADI	Z	ATE	ATI	H	N	NTDT	DPRN																																										
TDT	T																																																
DA	PS	PK																																															

JAERI-M 4941

- 33 -

D-1

73: DATA 76: 40 SEQUENTIAL NUMBER

II-4 OUTPUT マニュアル

記号	記号内容	単位	備考
T	時間 (t)	s	
IK	時間ステップ数	/	
IKK	計算回数	/	
H	時間メッシュ (Δt)	s	
AATE	平均電子温度 (\bar{T}_e)	eV	$\bar{T}_e = \int T_e n_e ds / \int n_e ds$
AATI	平均イオン温度 (\bar{T}_i)	eV	$\bar{T}_i = \int T_i n_i ds / \int n_i ds$
YP	プラズマ全電流 (i_p)	A	
CJP	j 計算チェックパラメーター	/	CJP = $\Delta i_p / \int \Delta j ds$
TDJ	"	/	TDJ = $\int j ds / i_p$
OP	プラズマ全抵抗 (R_p)	Ω	$(R_p)_1$
CPP	"	Ω	$(R_p)_2$
AETA	プラズマ平均抵抗 ($\bar{\eta}$)	$\Omega \cdot m$	$\bar{\eta} = \frac{r_p^2}{2R_t} (R_p)_1$ より
EETA	"	$\Omega \cdot m$	$\bar{\eta} = \frac{r_p^2}{2R_t} (R_p)_2$ より
DYP	プラズマ全電流の時間微分 ($\frac{di_p}{dt}$)	$A \cdot s^{-1}$	
CLI	プラズマの内部インダクタンス (L_i)	H	
ALI	プラズマの無次元内部インダクタンス (θ_i)	/	
VP	プラズマの 1 周電圧 (V)	V	$V = (V_p)_1 + V_L$
VVP	"	"	$V = (V_p)_2 + V_L$
VL	$dL_i i_p / dt$	$H \cdot A \cdot s^{-1}$	
CETA	プラズマ抵抗の平均異常係数 ($\bar{\gamma}_\eta$)	/	
XY	F	/	
CXE	電子の熱伝導率の平均異常係数 ($\bar{\gamma}_{\eta e}$)	/	
YX	G	/	
EEC1	$\bar{U}_e / \bar{V}_{thr}$	/	
EE	電子のエネルギー保存則のチェックパラメーター	/	
EI	イオン "	/	
T1	エネルギー閉じ込め時間 ($(\tau_E)_1$)	s	
T2	" ($(\tau_E)_2$)	s	ただし $(P_{in})_2 = (V_p)_1 i_p$
T3	" ($(\tau_E)_3$)	s	ただし $(P_{in})_2 = (V_p)_2 i_p$
TE1	電子のエネルギー閉じ込め時間 ($(\tau_E)_{e1}$)	s	
TE2	" ($(\tau_E)_{e2}$)	s	
TE3	" ($(\tau_E)_{e3}$)	s	
EE1	ジュール加熱項 ($(E_0)_1$)	$J \cdot m^{-1}$	
EE2	電子の熱伝導による損失 ($(E_0)_2$)	$J \cdot m^{-1}$	
EE3	イオンとの交換エネルギー ($(E_0)_3$)	$J \cdot m^{-1}$	
EE4	電子の温度上昇 ($(E_0)_4$)	$J \cdot m^{-1}$	

記号	記号内容	単位	備考
EE5	$(E_e)_1 - (E_e)_2 - (E_e)_3$	$J \cdot m^{-1}$	
EI1	イオンの熱伝導による損失 $((E_i)_1)$	$J \cdot m^{-1}$	
EI2	イオンの温度上昇 $((E_i)_2)$	$J \cdot m^{-1}$	
EI3	$(E_e)_3 - (E_i)_1$	$J \cdot m^{-1}$	
TA1	プラズマ全エネルギー (W)	$J \cdot m^{-1}$	
TA2	ジュール加熱項 $((P_{in})_1)$	$J \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$	
TA3	プラズマのエネルギー増加 $(\frac{dW}{dt})$	$J \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$	
TA4	電子の全エネルギー (W_e)	$J \cdot m^{-1}$	
TA5	イオンとの交換エネルギー (P_{e-i})	$J \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$	
TA6	ジュール加熱項 $((P_{in})_2)$	$J \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$	ただし $(P_{in})_2 = (V_p)_1 i_p$
TA7	" $((P_{in})_2)$	$J \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$	ただし $(P_{in})_2 = (V_p)_2 i_p$
YO	変流器励磁電流 (i_0)	A	
YD	di_0/dt	$A \cdot s^{-1}$	
YI	変流器1次側電流 (i_1)	A	
YL	ライナー電流 (i_{l1})	A	
VO	コンデンサ充電電圧	V	
ETA	プラズマ抵抗 $(\eta(t, r))$	$\Omega \cdot m$	
TE	電子温度 $(T_e(t, r))$	eV	
TI	イオン温度 $(T_i(t, r))$	eV	
YJ	電流密度 $(j(t, r))$	$A \cdot m^{-2}$	
TAUEQ	エネルギー等分配時間 $(\tau_{eq}(t, r))$	s	
X	イオンの熱伝導率 $(\chi_i(t, r))$	$m^{-1} \cdot s^{-1}$	それぞれの各メツシユ毎の 値をOUTPUTしている
XE	電子 " $(\chi_e(t, r))$	$m^{-1} \cdot s^{-1}$	
BP	ポロイダル磁場 $(B_p(r, t))$	$Wb \cdot m^{-2}$	
TQ	安定係数 $(q(r, t))$	/	
TBI	ポロイダルベーター 値 $(\beta_p(t, r))$	/	
EJ	プラズマの局所電場 (ηj)	$V \cdot m^{-1}$	
EEC	$U_e \sqrt{I_{he}}$	/	
EMC	電気抵抗の異常係数 $(\eta(t, r))$	/	
ECU	電子の熱伝導率の異常係数 $(\chi_e(t, r))$	/	

(注) 計算時間 (FACOM-230-60 使用) は 15~30メツシユで1ケース当たり 3~30 分程度である, 特に Mirnov の実験のシミュレーションのように $i_p(t)$ が複雑なほど計算時間は多くなる。

• SOURCE STATEMENT (P*MAIN) *

```

03 IF(1.00.30 GO TO 40
04 IF(1.00.30 101=1
05 GO TO 47
06
07 DO 36 I=1.30
08 YJ(I)=1.110*YK(I)+1
09 YZ(I)=1.110*YZ(I)
10 YI(I)=1.110*YI(I)
11
12 CONTINUE
13
14 IF(C1.NE.0) BPPV=(YV-YVP)/(C1*CHYU/EG*AP100P) ← (1/2)A.C. = 計算
15 IF(C1.GT.0) GO TO 3 ← 計算
16 T0=(B1+YPL0AT(G1)) ← Δt = 計算
17 IF(1.0E-2) HT ← Δt = 計算
18 IF(C1.LT.2) W3=ON
19 IF(T0.LE.HT) W3D ← Δt = 計算
20 IF(C1.LE.3E-3) MONT ← Δt = 計算
21 IF(M.EG.T0) GO TO 32
22 MONT
23 CONTINUE
24 T=T0
25 YVP=YV
26 CCL=CL1
27 ISW(K)=1
28 IJMN = IPMN+1
29 L=0
30 IF(IPMN.GT.MTOT) GO TO 3
31 CONTINUE
32 I=K+1
33 T=T0
34 YP=CHT(C1*YV*AC*F0) ← Δt = 計算
35 YV=(YV-YVP)*EG*AP100P ← Δt = 計算
36 CALL MDIF(K,RT,RP,ST,DE,B1,YJ,TE,TI,YV,YVP,BPPV,
1 ETA,YAME,X,KE,YX,CL1,DLI,EE,EI,EEI,EE2,XY,
2 EE3,EE4,EE5,EE1,EI2,EI3,T1,TAL,TAR,TAS,TAA,TAS,TE1,
3 CIP,CJP,CPMN,IEK,T0,TAP,ATE,ARTI,TEJ,T,AL1,AA2,
4 ZIC1,NOG,ATEA,CP,ATE,AGE,A,MC,CHE,CETA,EPC,ECC,EMC,
5 EEC1)
37 IF(CIP.NE.0) GO TO 38
38 T=T0
39 GO TO 167
40 CONTINUE
41
42 IF(IPMN.LE.3) GO TO 32 ← 最初の3ステップでの計算は必ず行われる
43 A2=(AAT1*LOAT(EK1)) ← Δt = 計算
44 IF(A2A(AA2).LE.1.E-3) GO TO 37
45 GO TO 30
46 CONTINUE
47 CALL ET(K,RT,RP,YV,YVP,CP,CM,WP,YVP,ML,CL1,CL1,ETA,
1 T2,T3,T4,T5,T6,T7,TE2,TE3,EE2) ← 特性パラメータの計算 (OUTPUT用)
48 DO 60 I=1.30
49 IF(C1.LE.10) IS=1
50 IF(C1.GT.10) IS=20 ← 5ステップの計算は必ず30, 従って20ステップ30以上の間は置換して行う
51 IF(M.EG.30) IS=1
52 CONTINUE
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100
101
102
103
104
105
106
107
108
109
110
111
112
113
114
115
116
117
118
119
120
121
122
123
124
125
126
127
128
129
130

```

I=1: 計算, I=2: 5ステップの計算, I=3: 20ステップの計算
 YJ, YZ, YI: 3ステップの計算結果, 従って10ステップの間隔で計算結果を出力する

Δt = 計算, Δt < 10^-2 (sec) 以下は 0.001 (sec) の間隔で, 計算時間終了の Δt は 0.001
 YL: 5ステップの計算結果, 従って10ステップの間隔で計算結果を出力する

T2(I), T3(I), j(I) 等は下で計算
 SUBROUTINE

• SOURCE STATEMENT (P*MAIN) *

```

151 G1(1)=ETA(15)
152 G2(1)=TE(1.15)/TE(1.MN)
153 G3(1)=TI(1.15)/TI(1.MN)
154 G4(1)=YJ(1.15)/YJ(1.MN)
155 G5(1)=YV(1.15)
156 G6(1)=C1(15)
157 G7(1)=XE(15)
158 G8(1)=BP(15)
159 G9(1)=YK(15)
160 G10(1)=TAP(15)
161 G11(1)=ETA(15)*YJ(1.15)/(CETA(MN)*YJ(1.MN))
162 G12(1)=EEC(15)
163 G13(1)=EMC(15)
164 G14(1)=ECC(15)
165
166 CONTINUE
167 G2(30)=TE(1.MN)
168 G3(30)=TI(1.MN)
169 G4(30)=YJ(1.MN)
170 G5(30)=YV(MYU)/EG*AP100P
171 G10(30)=(AATE*ADE*AAT1*PAD1)/(EG*CHYU)/(CCK*BP(1.002))
172 G11(30)=ETA(MN)*YJ(1.MN)
173
174
175
176
177
178
179
180
181
182
183
184
185
186
187
188
189
190
191
192
193
194
195
196
197
198
199
200
201
202
203
204
205
206
207
208
209
210
211
212
213
214
215
216
217
218
219
220
221
222
223
224
225
226
227
228
229
230
231
232
233
234
235
236
237
238
239
240
241
242
243
244
245
246
247
248
249
250
251
252
253
254
255
256
257
258
259
260
261
262
263
264
265
266
267
268
269
270
271
272
273
274
275
276
277
278
279
280
281
282
283
284
285
286
287
288
289
290
291
292
293
294
295
296
297
298
299
300
301
302
303
304
305
306
307
308
309
310
311
312
313
314
315
316
317
318
319
320
321
322
323
324
325
326
327
328
329
330
331
332
333
334
335
336
337
338
339
340
341
342
343
344
345
346
347
348
349
350
351
352
353
354
355
356
357
358
359
360
361
362
363
364
365
366
367
368
369
370
371
372
373
374
375
376
377
378
379
380
381
382
383
384
385
386
387
388
389
390
391
392
393
394
395
396
397
398
399
400
401
402
403
404
405
406
407
408
409
410
411
412
413
414
415
416
417
418
419
420
421
422
423
424
425
426
427
428
429
430
431
432
433
434
435
436
437
438
439
440
441
442
443
444
445
446
447
448
449
450
451
452
453
454
455
456
457
458
459
460
461
462
463
464
465
466
467
468
469
470
471
472
473
474
475
476
477
478
479
480
481
482
483
484
485
486
487
488
489
490
491
492
493
494
495
496
497
498
499
500
501
502
503
504
505
506
507
508
509
510
511
512
513
514
515
516
517
518
519
520
521
522
523
524
525
526
527
528
529
530
531
532
533
534
535
536
537
538
539
540
541
542
543
544
545
546
547
548
549
550
551
552
553
554
555
556
557
558
559
560
561
562
563
564
565
566
567
568
569
570
571
572
573
574
575
576
577
578
579
580
581
582
583
584
585
586
587
588
589
590
591
592
593
594
595
596
597
598
599
600
601
602
603
604
605
606
607
608
609
610
611
612
613
614
615
616
617
618
619
620
621
622
623
624
625
626
627
628
629
630
631
632
633
634
635
636
637
638
639
640
641
642
643
644
645
646
647
648
649
650
651
652
653
654
655
656
657
658
659
660
661
662
663
664
665
666
667
668
669
670
671
672
673
674
675
676
677
678
679
680
681
682
683
684
685
686
687
688
689
690
691
692
693
694
695
696
697
698
699
700
701
702
703
704
705
706
707
708
709
710
711
712
713
714
715
716
717
718
719
720
721
722
723
724
725
726
727
728
729
730
731
732
733
734
735
736
737
738
739
740
741
742
743
744
745
746
747
748
749
750
751
752
753
754
755
756
757
758
759
760
761
762
763
764
765
766
767
768
769
770
771
772
773
774
775
776
777
778
779
780
781
782
783
784
785
786
787
788
789
790
791
792
793
794
795
796
797
798
799
800
801
802
803
804
805
806
807
808
809
810
811
812
813
814
815
816
817
818
819
820
821
822
823
824
825
826
827
828
829
830
831
832
833
834
835
836
837
838
839
840
841
842
843
844
845
846
847
848
849
850
851
852
853
854
855
856
857
858
859
860
861
862
863
864
865
866
867
868
869
870
871
872
873
874
875
876
877
878
879
880
881
882
883
884
885
886
887
888
889
890
891
892
893
894
895
896
897
898
899
900
901
902
903
904
905
906
907
908
909
910
911
912
913
914
915
916
917
918
919
920
921
922
923
924
925
926
927
928
929
930
931
932
933
934
935
936
937
938
939
940
941
942
943
944
945
946
947
948
949
950
951
952
953
954
955
956
957
958
959
960
961
962
963
964
965
966
967
968
969
970
971
972
973
974
975
976
977
978
979
980
981
982
983
984
985
986
987
988
989
990
991
992
993
994
995
996
997
998
999
1000

```

↑ OUTPUTの出力

• SOURCE STATEMENT (PARAM 3)

```

37 AAB=0
38 DO 100 I=1,N
39 SS= PAI*(PLD*MM-1)+0.2-PLD*AT(M-1)+0.2)* FN2**2
40 ABC1=(TE(I)+(I)*TE(I)+(I**3)/2.
41 ABC2=(I*(I+1)*I*(I+1))/2.
42 ABC3=(I*(I+1)*I*(I+1))/2.
43 ABC4=(I*(I+1)*I*(I+1))/2.
44 AATE=AATE+ABC1*ABC3
45 AATI=AATI+ABC2*ABC4
46 AAB=AB+ABC3
47 AAD=AAD+ABC4
48
49 100 CONTINUE
50 AATE=AATE/AAB
51 AATI=AATI/AAD
52 RETURN
53 END

```

Te, Tc の計算

• SOURCE STATEMENT *

```

1 SUBROUTINE FCP(C1,C2,RP,C1,DE,ABC,DI,TE,AATE,TI,ROG,ETA,AETA,
2 CETA,CP,VJ,VP,VJ,EMC)
3 IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-MID-Z)
4 DIMENSION DE( 110),ETA( 110),ROG( 110),TE(3, 110),
5 T1(3,110),D1(110),YJ(3,110),EMC(50),ETA1(50)
6 COMMON N=MM+H+1,CK,CHYU,PAI, FN1,FN2
7 L=1
8 APT=0.
9 DO 100 I=1,MM
10 SS=PAI*(PLD*MM-1)+0.2-PLD*AT(M-1)+0.2)* FN2**2
11 IF(TE(L,I),LE,0.) ETAC(I)=0.
12 IF(CE(I),LE,0.) ETAC(I)=0.
13 IF(TE(L,I),LE,50.) ROG(I)=25.3-1.15*DLOG10(DE(I)) *1.E-06
14 IF(TE(L,I),GT,50.) ROG(I)=25.3-1.15*DLOG10(TE(L,I))
15 IF(TE(L,I),GT,50.) ROG(I)=25.3-1.15*DLOG10(CE(I)) *1.E-06
16 ETAC(I) = (2*ROG(I)+1.E+02)/(C1+0.63*(TE(L,I)+1.16E+04)+01.5)
17 ETAL(I)=ETAC(I)
18 ABC1=(ETA(I)+(I)*ETA(I)+(I**3)/2.
19 ABC2=(I*(I+1)*I*(I+1))/2.
20 ABC3=(I*(I+1)*I*(I+1))/2.
21 AET=AET+ABC1*ABC3**2
22 100 CONTINUE
23 IF(C1=0.) GO TO 123
24 ECI=1.053E13*VP/(PAI*RP**2*ADE*DSORT(AATE))
25 NV1=(4.*ECI*0.05)/0.09
26 122 CONTINUE
27 AET=0.
28 DO 120 I=1,MM
29 ETAL(I)=ETAL(I)
30 SS=PAI*(PLD*(M+2)-1)+0.2-PLD*AT(M-1)+0.2)* FN2**2
31 ECI=1.053E13*VP*ABE(JL(I))/DE(I)*DSORT(TE(L,I))
32 EMC(I)=NV1*ECI**2.
33 ETAL(I)=ETAL(I)+EMC(I)
34 ABC1=(ETA(I)+(I)*ETA(I)+(I**3)/2.
35 ABC2=(I*(I+1)*I*(I+1))/2.
36 ABC3=(I*(I+1)*I*(I+1))/2.
37 AETA=AETA+ABC1*ABC3*ABC4**2
38 120 CONTINUE
39 CETA=AETA/AET
40 IF(DABS((NV1-CETA)/NV1),LE,0.2) GO TO 121
41 NV1=(NV1+CETA)
42 GO TO 122
43 121 CONTINUE
44 123 CONTINUE
45 IF(AATE,LE,50.) ROG=25.3-1.15*DLOG10(ADE+1.E+4)*2.3*DLOG10(AATE)
46 IF(AATE,GT,50.) ROG=25.3-1.15*DLOG10(ADE+1.E+4)*3.45*DLOG10(AATE)
47 AETA=(ROG+1.E2)/(C1+0.63*(ATE+1.16E+04)+01.5)
48 C=DSORT(AETA/(RP**2))
49 CFCET=ACF
50 RETURN
51 END

```

← Te, Rp の計算 SUBROUTINE

Te(r), Te(r) から Sn A(r) を求める (classical) の計算

Te E (W/W) から求める

Te(r) と Te = Te(r) classical の計算

Te(r) Rp を求める

* SOURCE STATEMENT (PDIF)=

```

87 CALL DIMYTX(N,CN1,CN2,CN3,ON1,ON2,ON3,EN,SN,ANS1,ANS2)
88 DO 168 I1=1,N
89   T1(I1)=ANS1(I1)
90   TE(I1)=ANS2(I1)
91 168 CONTINUE
92   TE(C1)=4.*TE(I1)-TE(C1-N)/2.
93   T1(C1-N)=4.*T1(I1)-T1(C1-N)/2.
94 C
95 DO 146 I1=2,MN
96   IF(TE(I1).LE.0.) GO TO 178
97   IF(T1(I1).LE.0.) GO TO 178
98   IF(DABS(F1(I1)-LE1.E3) GO TO 145
99   IF(DABS(CJ(I1)-F1(I1))/F1(I1).GT.0.1) GO TO 178
100 145 CONTINUE
101   IF(DABS((TE(I1)-F2(I1))/F2(I1)).GT.0.1) GO TO 178
102   IF(DABS((T1(I1)-F3(I1))/F3(I1)).GT.0.1) GO TO 178
103 144 CONTINUE
104   GO TO 177
105 178 CONTINUE
106   W=1/2.
107   IF(N.LE.1.E=15) STOP
108   CIP=0.
109 DO 180 I1=1,MN
110   Y(I1)=1.+F1(I1)
111   TE(-1.I1)=F2(I1)
112   T1(-1.I1)=F3(I1)
113   ETA(I1)=F4(I1)
114   XE(I1)=F6(I1)
115   X(I1)=F7(I1)
116 180 CONTINUE
117   RETURN
118 177 CONTINUE
119   IF(X.LE.5) GO TO 186
120   IF(DABS(AA2).LE.1.E=9) GO TO 186
121   GO TO 187
122 C
123 186 CONTINUE
124   TDJ=0.
125   AATE=0.
126   AATI=0.
127   AADE=0.
128   AADI=0.
129   EE1=0.
130   EE2=0.*PA1*PP (F6(2)+F2(2)*XE(2)+TE(1,2))/FN2
131   EE3=0.
132   EE4=0.
133   E1=0.*PA1*PP (F7(2)+F3(2)*X(2)+T1(1,2))/FN2
134   TA1=0.
135   TA2=0.
136   TA3=0.
137   TA4=0.
138   TA5=0.
139   DO 300 I1=1,MN

```

$T_2(R), T_3(R)$ を $T_1(R)$ と $T_2(R)$ の計算結果から $T_3(R)$ を計算する。

T_1 の計算に T_1 の可変の定数値

↓ OUTPUT用名R77-9
 の計算

* SOURCE STATEMENT (PDIF)=

```

140 SS= PA1*(FLOAT(MN-1))/2 -FLOAT(N-1)/2)* FN2**2
141 ABC1=CDE(I1)*DE(I1+1)/2.
142 ABC2=(D(I1)+D(I1+1))/2.
143 ABC3=(F(I1)+F(I1+1))/2.
144 ABC4=C(I1)+C(I1+1)/2.
145 ABC5=(F2(I1)+F2(I1+1))/2.
146 ABC6=(TE(I1)+TE(I1+1))/2.
147 ABC7=(F3(I1)+F3(I1+1))/2.
148 ABC8=(T1(I1)+T1(I1+1))/2.
149 ABC9=(FA(I1)+FA(I1+1))/2.
150 ABC10=(ETA(I1)+ETA(I1+1))/2.
151 ABC11=(F5(I1)+F5(I1+1))/2.
152 ABC12=(TAU6(I1)+TAU6(I1+1))/2.
153 ABC13=(TE(I1)+F2(I1)+TE(I1+1)+F2(I1+1))/2.
154 ABC14=(T1(I1)+F3(I1)+T1(I1+1)+F3(I1+1))/2.
155 AATE=AATE+SS*ABC6*ABC1
156 AATI=AATI+SS*ABC8*ABC2
157 AADE=AADE+SS*ABC1
158 AADI=AADI+SS*ABC2
159 EE1=EE1+SS*(ABC9*ABC3**2+ABC10*ABC6**2)/2.
160 EE2=EE2+1.5*ABC14*SS*(ABC5-ABC7)/ARC11*(ABC6-ABC8)/ABC12)/2.
161 EE4=EE4+1.5*ABC13*SS*ABC13/H
162 TA2=TA2+SS*(ABC10*ABC4**2)
163 TA3=TA3+1.5*SS*ABC10*(ABC6-ABC8)*ABC12
164 T6(I1)=R(I1)+Z*(NT*H(I1))
165 TRP(I1)=(ABC1*ABC6+ABC2*ABC8)*(2.*CMYU)/(CK*BP(I1)**2)
166 TDJ=TDJ+SS*ARC6
167 300 CONTINUE
168   TDJ=TDJ/VP
169   EF2=EF2/CK
170   EE3=EE3/CK
171   EE4=EE4/CK
172   E1=E1/CK
173   E12=E12/CK
174   E12=E12/CK
175   TA1=1.5*(AATE+AATI)/CK
176   TA3=EE4+E12
177   TA4=1.5*(AADE/EF/CK
178   TA5=TA5/CK
179   AATE=AATE/AADF
180   AATI=AATI/AADI
181   EE1=EE1/EE2-EE3
182   EE4=EE4/EE4
183   F13=EF3-E11
184   E1=E13/E12
185   T1=T1*(TA2-TA3)
186   TE1=TA4/(TA2-EE4-TA3)
187 C
188 187 CONTINUE
189   CALL FCP(K1,RT,RP,CL,DE+ADE,DI,TE,AATE,T1,ROG,ETA,TAETA,
190     1 CETA,CP,VJ,VP,IV,ENG)
191   DO 188 I1=2,MN
192   TAU6(I1)=1*TAU6(I1)+Z*DE*DI*TE*T1*ROG*A)
193 186 CONTINUE
194   RP(I1)=BP(I1,VJ)

```

↑
 T_2, R_2, T_3 の計算

JAERI-M 4941

FACOM 230-60 FORT-RAN L -110810- (V-03.L-14) COMPILATION T2.08.23 PAGE 17

* SOURCE STATEMENT *

```

1 FUNCTION XKC(I),BP,RT,OP,RT,DI,VI,ROG,A,Z) ← (A1)neoclus. E本03
2 IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)
3 DIMENSION JI( 110),ROG( 110),TI(3, 110),BP(110)
4 COMMON N=NN,H=H,CA,CHYU,PAI ,FM1,FM2
5 L=1
6 IF(CT(L,1)),LE=0, GO TO 233
7 IF(NE(I),L,F,N) GO TO 233
8 V=5.90F90USM(TE(L,1))
9 RW=(0.5*FLUAT(N-1))2*M2
10 VT=1.36E90USM(TI(L,1)/A)
11 EPS=RN/RT
12 FZ=V*BP(1)/(RR=HT)
13 FZ1=EV2*1.5*FM2
14 ST=DSM(TI(L,1))
15 TAU=1.4E13*(DSM(TI(L,1))2+TI(L,1)2)/((A*DI(1))2+ROG(1))
16 RM=1.45E-05*DSM(TI(L,1))2/(Z*BT)
17 CA=TI(L,1)/M
18 TAU=1./TAU
19 EPS=ST/HP(1)
20 IF(TAUR,OP,FR1) GO TO 230
21 XE=1.4E-05*E2*S2*1.52*A2*TAUR*RH02+Z*DI(1) ← 177領域
22 GO TO 231
23 230 IF(TAUR,OP,FR2) GO TO 232
24 XE=L2*DSM(TI(L,1))2*(OP/HT)*CH*RH0*DI(1) ← 7*外-領域
25 GO TO 241
26 231 IF(TAU,EW,0.) GO TO 233
27 XE=2.43E-01*(1.62*A2*TAUR*RH02+Z*DI(1)) ← 古其領域
28 GO TO 231
29 233 XE=0.
30 231 RETURN
31 END

```

FACOM 230-60 FORT-RAN D -710810- (V-03.L-14) COMPILATION T2.08.23 PAGE 18

* SOURCE STATEMENT *

```

1 FUNCTION XKF(I),RP,RT,BP,RT,DE,TE,HOG) ← (A2)neoclus. E本03
2 IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)
3 DIMENSION LFC( 110),ROG( 110),TE(3, 110),BP(110)
4 COMMON N=NN,H=H,CA,CHYU,PAI ,FM1,FM2
5 L=1
6 IF(LE(L,1),L,F,N) GO TO 233
7 IF(NE(I),L,F,N) GO TO 233
8 V=5.90F90USM(TE(L,1))
9 RW=(0.5*FLUAT(N-1))2*FM2
10 EPS=RN/RT
11 FZ=V*BP(1)/(RR=HT)
12 FZ1=EV2*1.5*FM2
13 ST=DSM(TI(L,1))
14 TAU=1.4E13*(DSM(TI(L,1))2+TE(1))2/(A*DI(1))2+ROG(1))
15 RM=1.45E-05*DSM(TI(L,1))2/(Z*BT)
16 TAU=1./TAU
17 CRE=TE(L,1)/BT
18 EPS=ST/HP(1)
19 IF(TAUR,OP,FR1) GO TO 230
20 XE=L*A1*FM2*(L-1.5)*A2*TAUR*RH0E2+Z*DI(1) ← 177領域
21 GO TO 231
22 230 IF(TAUR,OP,FR2) GO TO 232
23 XE=L2*DSM(TI(L,1))2*(OP/HT)*CRE*RH0E*DI(1) ← 7*外-領域
24 GO TO 241
25 232 IF(TAU,EW,0.) GO TO 233
26 XE=2.43E-01*(1.62*A2*TAUR*RH0E2+Z*DI(1)) ← 古其領域
27 GO TO 231
28 233 XE=0.
29 231 CONTINUE
30 RETURN
31 END

```

FACOM 230-60 FORT-RAN D -T10110- 0009-03 COMPILATION T2.03.14 PAGE 19

* SOURCE STATEMENT *

```

1 FUNCTION BRP(I),YJ) ← Bp(v)E本03
2 IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)
3 DIMENSION YJ(3, 110)
4 COMMON N=NN,H=H,CA,CHYU,PAI ,FM1,FM2
5 L=1
6 K9=NN-11
7 DO 500 K8=1,69
8 KK=NN-K8
9 SS=PI*(FLOAT(NN-KK)2+2*FLOAT(NN-KK)2+2)*FM22
10 ABC=(YJ(L,KK)+YJ(L,KK+1))/Z.
11 BRP= BRP+ SS*ABC
12 500 CONTINUE
13 BRP=CHYU*BRP/(FLOAT(NN-1))2+FM22+PAI
14 RETURN
15 END

```

FACOM 230-60 FORTRAN D -710110- 0009-03

COMPILATION 72.03.10 PAGE 20

• SOURCE STATEMENT •

```

1 FUNCTION CMNT(T,CVP,AC,FN) ←  $l_1(t)$  主式子, 在  $l_1(t)$  間對付成變值+表中已示之
2 IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)
3 COMMON N,M,N1,C1,CNVU,PA1,FN1,FN2
4 IF(T.LE.3.5E-3) CMNT=(96./3.5)*01.E6*F
5 IF(T.GT.3.5E-3) CMNT=(5./10-9)*01.E6*(1-3.5E-3)*00.E3
6 IF(T.GT.1E-3) CMNT=(30./70-2)*01.E6*(1-10.E-3)*05.E3
7 IF(T.GT.2E-3) CMNT=(65./14-3)*01.E6*(1-23.F-3)*05.E3
8
9 RETURN
10 END

```

FACOM 230-60 FORTRAN D -710110- 0009-03

COMPILATION 72.03.10 PAGE 20

• SOURCE STATEMENT •

```

1 SUBROUTINE TRIDIA(N,A,B,C,D,E,AHS) ← 3項式形式ノ解ニ充テル (行列ノ消去)
2 IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)
3 DIMENSION A(N),B(N),C(N),D(N) A(N),B(N),C(N),D(N)
4 W(1)=C(1)/B(1)
5 Q(1)=D(1)/B(1)
6 DO 1 I=2,N-1
7 D(I)=D(I)-(B(I)-A(I)*W(I-1))
8 C(I)=C(I)-B(I)*W(I-1)
9 1 Q(I)=D(I)-A(I)*Q(I-1)
10 AHS(N)=(D(N)-A(N)*Q(N-1))/B(N)-A(N)*W(N-1)
11 DO 2 I=N-1
12 J=I-1
13 2 AHS(J)=Q(J)-W(J)*AHS(J+1)
14
15 RETURN
16 END

```

FACOM 230-60 FORTRAN D -710110- 0009-03

COMPILATION 72.03.10 PAGE 25

• SOURCE STATEMENT •

```

1 SUBROUTINE DIYTX(N ,A,B,C,D,E,F,G,H,S,T,ANS1,ANS2) ←  $T_e, T_i$  主式ノ与ニ連立1次ノ程式ノ解ニ充テル
2 IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H,O-Z)
3 DIMENSION A(N),B(N),C(N),D(N),E(N),F(N),G(N),H(N),ANS1(N),ANS2(N), (行列式)
4
5 C ARC D == ANS1 S
6 ARC D 1 ANS1 S
7 AB D == ANS2 T
8 F GH 1 == N 2 T
9 E FH 1 2 T
10 E FH 1 2 T
11 DIM=1+OD(I)
12 S(I)=S(I)+DUM
13 B(I)=B(I)+DUM
14 C(I)=C(I)+DUM
15 DUM=1+OD(N)
16 S(N)=S(N)+DUM
17 A(N)=A(N)+DUM
18 B(N)=B(N)+DUM
19 DO 1 J=N-1
20 DIM=1+OD(J)
21 S(J)=S(J)+DUM
22 A(J)=A(J)+DUM
23 B(J)=B(J)+DUM
24 C(J)=C(J)+DUM
25
26 W1=C(I)+E(I)*B1 == A+B+C
27 G1=C(I)+E(I)*B1 == S
28
29 CALL FTVT(N,F,G,H,S,W)
30 DO 2 J=1,N
31 W(J)=W(J)-T(J)
32 B2=G1-E2 == W
33
34 CALL FTTP(N,F,G,H,A,B,C,U,D,ANS1,ANS2,T)
35 B2=U1 == U,D,ANS1,ANS2,T *** PENTA DIAGONAL ***
36 DO 3 J=1,N
37 3 ANS1(J)=ANS1(J)-E(C(J))
38 B2=U1-A2
39
40 CALL FFTAD(N,U,D,ANS1,ANS2,T,W,F)
41 (B2=U1-A2) == U1-A(B2=G1-E2)+G2+E2 == F
42 CALL FTVT(N,A,B,C,F,O)
43 W1=O == O
44 DO 4 J=1,N
45 ANS2(J)=F(J)
46
47 4 ANS1(J)=S(J)+W(J)
48 Z1=A1-W1*Z2 == ANS1
49 Z2=Z2 == A*B2
50
51 RETURN
52 END

```

• SOURCE STATEMENT •

```

1 SUBROUTINE FTVT(N,A,B,C,D,Z) ← DIVMIX の SUBROUTINE
2   DIMENSION A(N),B(N),C(N),D(N),Z(N)
3   DIMENSION I(1),J(1),K(1),L(1),M(1),N(1)
4   I(1)=1; J(1)=1; K(1)=1; L(1)=1; M(1)=1; N(1)=1
5   DO 1 I=1,N
6     DO 2 J=1,N
7       DO 3 K=1,N
8         DO 4 L=1,N
9           DO 5 M=1,N
10            DO 6 N=1,N
11              Z(N)=A(N)*B(N)+C(N)*D(N)+Z(N)
12            END
13          END
14        END
15      END
16    END
17  END
18  RETURN
19  END

```

• SOURCE STATEMENT •

```

1 SUBROUTINE PENTAD(N,A,B,C,D,E,F,ANS) ← 5変方程式の解を求めた (ガウシ消滅法)
2   DIMENSION A(N),B(N),C(N),D(N),E(N),F(N),ANS(N),AL(500),BE(500)
3   DIMENSION I(1),J(1),K(1),L(1),M(1),N(1)
4   I(1)=1; J(1)=1; K(1)=1; L(1)=1; M(1)=1; N(1)=1
5   DO 1 I=1,N
6     DO 2 J=1,N
7       DO 3 K=1,N
8         DO 4 L=1,N
9           DO 5 M=1,N
10            DO 6 N=1,N
11              ANS(N)=A(N)*B(N)+C(N)*D(N)+E(N)*F(N)+ANS(N)
12            END
13          END
14        END
15      END
16    END
17  END
18  RETURN
19  END

```

• SOURCE STATEMENT •

```

1 SUBROUTINE FTTP(N,A,B,C,D,E,F,U,V,W,X,Y) ← DIVMIX の SUBROUTINE
2   DIMENSION A(N),B(N),C(N),D(N),E(N),F(N),U(N),V(N),W(N),X(N),Y(N)
3   DIMENSION I(1),J(1),K(1),L(1),M(1),N(1)
4   I(1)=1; J(1)=1; K(1)=1; L(1)=1; M(1)=1; N(1)=1
5   DO 1 I=1,N
6     DO 2 J=1,N
7       DO 3 K=1,N
8         DO 4 L=1,N
9           DO 5 M=1,N
10            DO 6 N=1,N
11              U(N)=A(N)*B(N)+C(N)*D(N)+E(N)*F(N)+U(N)
12            END
13          END
14        END
15      END
16    END
17  END
18  RETURN
19  END

```


• SOURCE STATEMENT (FTMAIN) 30

```

30 TAT=0
31 TME=0
32 I=0
33 IN=0
34 IN=0
35 AAT=ATE
36 AAT=ATI
37 CIP=0
38 CIP=1
39 CIP=1
40 CPTA=1
41 DYP=0
42 AL=0
43 CDE=1
44 CFI=1
45 EI=1
46 EF=1
47 EF=1
48 EF=1
49 EF=1
50 EF=1
51 EF=1
52 EI=1
53 EI=1
54 EFC=0
55 DO 37 I=1,100
56 DO 11 I=1,50
57 TAUB(I)=0
58 X(I)=0
59 IN(I)=0
60 DP(I)=0
61 TC(I)=0
62 TPC(I)=0
63 EFC(I)=1
64 EMC(I)=1
65 EFC(I)=1
66 37 ETAC(I)=0
67 DO 55 I=1,3
68 DO 58 I=1,50
69 Y(I)=0
70 Y(I)=0
71 TIC(I)=0
72
73 C -----INITIAL CONDITION-----
74 I=1
75 CALL COMBT(2,RT,ND,CL,IB,PS,PU,AB,AE,ATE,ATI,DI,DE,TE,
76 Y,I,ETA,AEA,CP,YP,DDYP,BP,CL,VB,VB,RNS,CA,CM,
77 CN,CL,VOL,CAP,VB,INC,DLI,CL,V2,V1,
78 TAUB,RE,RE,BT,AATE,AATI,A,IR,CETA,EMC,XY)
79
80 CIP=CP
81 AAI=FLOAT(IDINT(C/PRN))
82 WRITE(6,*) '(E11,I)=1,100)
83 41 FORMAT(1M,1//1X,3HE=6(E12.5,3X),6(I7X,6(E12.5,3X))

```

• SOURCE STATEMENT (FTMAIN) 30

```

80 GO TO 52
81 C -----MAIN CAL-----
82 50 K=1
83 IF(1.E0,1) GO TO 40
84 IF(1.E0,2) GO TO 40
85 IF(1.E0,3) I=1
86 GO TO 47
87 40 I=1
88 DO 36 I=1,NH
89 Y(I)=1)Y(I)K+1)
90 Y(I)=1)Y(I)K+1)
91 Y(I)=1)Y(I)K+1)
92 36 CONTINUE
93 IF(CT,3,E=3) GO TO 10
94 IF(CP=0) CP=CPC
95 10 CONTINUE
96 IF(IX=0) DYP=(YP-YP)/H)*CHYU/2,0PA)RP)
97 IF(CT,TOT) GO TO 3
98 TP=(AAI*FLOAT(MK))DPRN-T
99 IF(L=2) HTM
100 IF(LT,2) HT*2.M
101 IF(CTD) 52,52,51
102 51 IF(CTD=LE,H) HMT
103 IF(M=LE,0) HMT
104 IF(M=ETD) GO TO 32
105 HMT
106 52 CONTINUE
107 Y1
108 AY=V2
109 AV=VU
110 AV=VU
111 CIP=CP
112 ADL=DLI
113 AVL=VL
114 VYP=VP
115 CCL=CL
116 DO 45 M=1,5
117 RRNS(M)=RRNS(M)
118 45 CONTINUE
119 I=I+1
120 IPRN = IPRN+1
121 L=0
122 IF(IPRN, GT , NTOI ) GO TO 3
123 CONTINUE
124 L=1
125 I=IKK+1
126 CALL ANU(CT,VO,VP,VD,RRNS,CA,CM,CN,CL,CLT,CP,VOL,CAP,VVD,INC,
127 DLI,CL,VB,V1)
128 YP=(YP-YP)/CHYU/2,0PA)RP)
129 CALL COMBT(2,RT,ND,CL,IB,PS,PU,AB,AE,ATE,ATI,DI,DE,TE,
130 Y,I,ETA,AEA,CP,YP,DDYP,BP,CL,VB,VB,RNS,CA,CM,
131 CN,CL,VOL,CAP,VB,INC,DLI,CL,V2,V1,
132 TAUB,RE,RE,BT,AATE,AATI,A,IR,CETA,EMC,XY)
133
134 2,CL,RRNS,CA,CM,ATE,AE,AM,CK,CE,CETA,EFC,CCC,EMC,
135 EFC)

```

国鉄 105X-7-1 作成 SUB. (Rump-Kutta-Gill 法)

JAERI-M 4941

TM= 0.19986E 01	0.36115E 01	0.34287E 01	0.28291E 01	0.24659E 01	0.27227E 01
0.19509E 01	0.18255E 01	0.14742E 01	0.18746E 01	0.16587E 01	0.16551E 01
0.16215E 01	0.16152E 01	0.18195E 01	0.18211E 01	0.16586E 01	0.18438E 01
0.16289E 01	0.16755E 01	0.18915E 01	0.17848E 01	0.17199E 01	0.17900E 01
0.17363E 01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
TBP= 0.16736E-01	0.18236E 00	0.17441E 00	0.22646E 00	0.26817E 00	0.32042E 00
0.38351E 00	0.44995E 00	0.32923E 00	0.67888E 00	0.74830E 00	0.80125E 00
0.10948E 01	0.13986E 01	0.18649E 01	0.21981E 01	0.27589E 01	0.34667E 01
0.50070E 01	0.70887E 01	0.10980E 02	0.17061E 02	0.33107E 02	0.71263E 02
0.28893E 03	0.0	0.0	0.0	0.0	0.14666E 01
EJ= 0.0	-0.37081E 01	-0.43932E 01	-0.33591E 01	-0.22727E 01	-0.17012E 01
-0.20327E 00	0.44115E 00	0.75728E 00	0.93370E 00	0.10004E 01	0.11064E 01
0.11454E 01	0.11656E 01	0.11718E 01	0.11675E 01	0.11552E 01	0.11371E 01
0.11192E 01	0.10916E 01	0.10677E 01	0.10455E 01	0.10246E 01	0.10121E 01
0.10030E 01	0.10000E 01	0.0	0.0	0.0	0.44109E-01
EEC= 0.10000E 01	0.87727E-01	0.67396E-01	0.52831E-01	0.39908E-01	0.29575E-01
0.58507E-02	0.18135E-01	0.24991E-01	0.26916E-01	0.23944E-01	0.26195E-01
0.35931E-01	0.25840E-01	0.27795E-01	0.26057E-01	0.23279E-01	0.22825E-01
0.21707E-01	0.20074E-01	0.20308E-01	0.19728E-01	0.19234E-01	0.18904E-01
0.18689E-01	0.18614E-01	0.18000E 01	0.18000E 01	0.18000E 01	0.18000E 01
EMC= 0.10000E 01	0.33785E 01	0.29048E 01	0.18628E 01	0.14923E 01	0.12022E 01
0.10104E 01	0.10615E 01	0.11495E 01	0.11919E 01	0.12047E 01	0.12121E 01
0.12082E 01	0.12009E 01	0.11991E 01	0.11789E 01	0.11674E 01	0.11562E 01
0.11457E 01	0.11360E 01	0.11275E 01	0.11209E 01	0.11144E 01	0.11105E 01
0.11086E 01	0.11077E 01	0.10000E 01	0.10000E 01	0.10000E 01	0.10000E 01
ECC= 0.10000E 01	0.61356E 02	0.38425E 02	0.22892E 02	0.13491E 02	0.61303E 01
0.12883E 01	0.25644E 01	0.47930E 01	0.58492E 01	0.62965E 01	0.63821E 01
0.42827E 01	0.40798E 01	0.58225E 01	0.55342E 01	0.52819E 01	0.49845E 01
0.48959E 01	0.44505E 01	0.42348E 01	0.48325E 01	0.39078E 01	0.38029E 01
0.37395E 01	0.37187E 01	0.10000E 01	0.10000E 01	0.10000E 01	0.10000E 01