

J A E R I - M

87-109

核 融 合 次 期 装 置 設 計

(昭和61年度設計報告書)

—非誘導電流駆動による電流立上げ／再充電シナリオ
と高密度・低温度ダイバータプラズマの両立性—

1 9 8 7 年 8 月

一木 繁久^{*1}・杉原 正芳・山本 新・阿部 充志^{*2}
上田 憲照^{*3}・岡崎 隆司^{*2}・岡野 邦彦^{*4}・笠井 雅夫^{*3}
新谷 吉郎^{*4}・畠山 明聖^{*4}・溝口 忠憲^{*5}・藤沢 登

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

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、
お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡
東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-
ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1987

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 日青工業株式会社

核融合次期装置設計

(昭和61年度設計報告書)

—非誘導電流駆動による電流立上げ / 再充電シナリオと
高密度・低温度ダイバータプラズマの両立性—

日本原子力研究所那珂研究所臨界プラズマ研究部

一木 繁久^{*1}・杉原 正芳・山本 新・阿部 充志^{*2}
上田 憲照^{*3}・岡崎 隆司^{*2}・岡野 邦彦^{*4}・笠井 雅夫^{*3}
新谷 吉郎^{*4}・畠山 明聖^{*4}・溝口 忠憲^{*5}・藤沢 登

(1987年7月9日受理)

電流立上げ / 再充電期における非誘導電流駆動と低温高密度ダイバータプラズマの整合性について調べた。

現時点での JT-60 の実験結果である駆動効率を現実的上限と考えると、FERで妥当な吸収パワー(20 MW)に対して、ダイバータ中性化板近傍で電子温度を 50 eV 以下にすることは難しい。しかし、吸収パワーを 30 MWまで増大することにより、20 eV 程度まで下げることができる。

低温のダイバータプラズマを得るために、駆動効率の向上が本質的に重要であり、たとえば JT-60 の実験結果よりもやや高い効率を得るモデルに対しては、中性化板近傍の電子温度を吸収パワー 20 MW で 20 eV, 30 MW で 10 eV 程度まで下げることができる。

実際、JT-60 の LHRF による電流駆動と NBI 加熱を併用した実験では、駆動効率が温度を上げることにより、 $\eta_{20} = R(m) \cdot I_{RF}(A) \cdot \bar{n}_e (10^{20} m^{-3}) / P_{RF}(W) > 0.3$ に増大するという結果が得られており、この場合にはダイバータ室での低温・高密度プラズマ形成は容易になり、駆動期に中性化板で 10 eV 以下の低温にすることも可能である。

那珂研究所 : 〒311-02 茨城県那珂郡那珂町大字向山 801-1

* 1 外来研究員 三菱電機㈱

* 2 嶺日立製作所

* 3 三菱原子力工業㈱

* 4 嶺 東 芝

* 5 外来研究員 嶺日立製作所

"Consistency between Current Ramp-Up/Recharging Scenario by
Non-Inductive Current Drive and
Dense and Cold Divertor Plasma"

- Conceptual Design Study of FY86 FER -

Shigehisa HITOKI^{*1}, Masayoshi SUGIHARA, Shin YAMAMOTO
Mitsushi ABE^{*2}, Noriaki UEDA^{*3}, Takashi OKAZAKI^{*2}
Kunihiko OKANO^{*4}, Masao KASAI^{*3}, Kichiro SHINYA^{*4}
Akiyoshi HATAYAMA^{*4}, Tadanori MIZOGUCHI^{*5}
and Noboru FUJISAWA

Department of Large Tokamak Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received July 9, 1987)

Consistency between non-inductive current drive and the formation of cold and dense divertor plasma in phases of plasma current ramp-up and recharging. When we consider the current drive efficiency obtained in the experiments of JT-60 as the actual upper limit, it is difficult to realize the low plasma temperature below 50 eV near the divertor plate for the reasonable absorbed power (20MW) in FER. Divertor plasma temperature is reduced to about 20 eV for the absorbed power 30 MW.

It is essentially important to increase the drive efficiency in order to attain the cold divertor plasma. When we use the slightly higher efficiency model than the experimental result of JT-60, the divertor plasma temperature will be reduced to 20 eV and about 10 eV for the absorbed power 20 MW and 30 MW respectively.

*1 On leave from Mitsubishi Electric Corp.

*2 Hitachi Ltd.

*3 Mitsubishi Atomic Power Industries

*4 Toshiba Corporation

*5 On leave from Hitachi, Ltd.

The efficiency for current drive by LHRF wave,
 $n_{20} = R(m) \cdot I_{RF}(A) F_e(10^{20} m^{-3}) / P_{RF}(W) > 0.3$, is actually obtained as the main plasma temperature increases in JT-60 experiment that NBI heating is used at the same time as LHRF wave current drive. In this case, the formation of cold and dense divertor plasma is observed more easily in the divertor chamber and the divertor plasma temperature can be reduced below 10 eV in the phases of current drive.

Keywords: Plasma Physics Design, FER, Current Ramp-up, Divertor, Plasma, Current Drive

目 次

1. 序	1
2. ダイバータ部でのプラズマ解	2
3. 主プラズマの解	4
4. 電流駆動のモデル	6
4.1 L H R F の波による電流駆動	6
4.2 N B I による電流駆動	8
4.3 パワー・バランス	8
5. 結果と議論	10
5.1 ダイバータ解析から得られる結果	10
5.2 主プラズマの粒子閉じ込め時間の正当性	10
5.3 電流駆動とダイバータオペレーションとの整合性	11
5.4 パワー・バランス	11
5.5 閉形状ダイバータの場合	12
5.6 L H R F の波及びN B I の併用	12
6. 結論	13
謝辞	14
参考文献	15

Contents

1. Introduction	1
2. Divertor plasma solution	2
3. Main plasma solution	4
4. Model for current drive	6
4.1 Current drive by LHRF wave	6
4.2 Current drive by NBI	8
4.3 Power balance	8
5. Results and discussions	10
5.1 Results from divertor plasma analysis	10
5.2 Validity of particle confinement time in main plasma	10
5.3 Consistency between current drive and divertor operation	11
5.4 Power balance	11
5.5 Case of closed divertor	12
5.6 Use of NBI at the same time as LHRF wave	12
6. Conclusions	13
Acknowledgement	14
References	15

1. 序

最近の非誘導電流駆動におけるデータベースの進展は目ざましく、高周波波動（特にLHRF）による電流維持⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾・立上げ⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾・再充電⁽⁴⁾⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾や中性粒子入射による電流維持の実験データベースが確立しつつある。ただしこれらの実験は高い効率を狙うことから比較的低密度のプラズマでなされており（LHRFの場合には密度限界の問題もあるため），燃焼時の高密度プラズマに対する電流駆動に関してはデータベースの確立までには至っていない。そこで低密度時の電流立上げに非誘導駆動を用い、変流器容量の低減を図るシナリオが考えられており、核融合実験炉（FER）にも全面的にこれが採用され建設コストの低減が期待されている。

FER規模のプラズマ電流（～10 MA）をこの方法で立上げようすると、相当なパワー（～20 MW）を相当の時間（～100秒）注入することになり、その熱除去や浸食対策に十分な考慮を払う必要がある。燃焼時の熱除去や浸食対策は、FERではポロイダルダイバータを用いて行なうことが想定されている。ここ数年のダイバータ付きトカマク装置は、中性化板近傍での低温・高密度プラズマの生成を実証してきており、その物理的背景も中性粒子によるリサイクリングの増大という機構により説明されようとしている。将来のFER規模の炉でも、中性化板近傍で10-30 eVの低温プラズマが形成できることが予想され、エロージョンによる損耗等の問題も大幅に軽減されることが期待されている。

しかしながら、これまでの実験⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾や解析⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁷⁾によれば、このような低温・高密度のダイバータプラズマの形成にはある程度の主プラズマ密度（あるいはダイバータへの入射粒子束）が必要と考えられている。このことは、ダイバータ板上で粒子束増倍により高密度となるとダイバータ入口、さらにスクレイプオフプラズマの密度もそれに引きづられて高くなり、余りに低い主プラズマ密度はこれと整合しなくなるという考察からも容易に予想されることである。

このように、電流駆動の効率向上と低温・高密度ダイバータプラズマ形成に対しては、主プラズマ密度に対する要求が互いに逆となっている。電流駆動系やダイバータは設計に対するインパクトが非常に大きいので、現在のデータベースを基にして、非誘導電流立上げ時にどのようなダイバータプラズマが得られるか、さらには低温・高密度ダイバータプラズマを得られるパラメータ領域やその可能性を明確にすることが重要である。

これを本格的に行なおうとすると、ダイバータプラズマと主プラズマを結合した大規模なシミュレーション研究が必要となる。しかしながらこのような大規模コードはまだ開発されていないし、開発されたとしても、設計研究に必要な広いパラメータスタディを行うには実際的でないであろう。そこで本論文では、物理的本質のみを保持した簡単なモデルによりダイバータプラズマと主プラズマの結合を試みる。即ちダイバータ解析には解析解を利用した簡易モデル⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾を用いる。主プラズマは一次元拡散方程式で記述され、これらを連立して解くことにより、主プラズマ平均密度、境界密度、拡散粒子束（ダイバータへの流入粒子束）との整合のとれた解を求める。この時主プラズマから流出するパワーを考慮してダイバータ部の温度も同時に解かれる。一方主プラズマでの平均密度、パワーは駆動電流と関係しており、このようにして電流駆動プラズマと

ダイバータプラズマの簡単な整合解が得られる。手法はこのように簡便なものであるが、物理的本質は保持されており、この問題に対する第一ステップとなり得るし、また設計に対するいくつかの指針を与えるものと考えられる。

2章では、ダイバータ解析のモデルを紹介し、3章では主プラズマの粒子バランスのモデルについて述べ、4章では非誘導電流駆動に対して用いたLHRF波及びNBIのモデルを掲げる。4章ではまた、パワーバランスのモデルも掲げてある。5章では解析結果を紹介し、そのうち、現段階でのデータベースとなり得るものについては6章で簡単に結論としてまとめた。

2. ダイバータ部でのプラズマ解

ダイバータプラズマを磁力線に沿った一次元の流体方程式系で表わし、ポロイダル断面に射影すると以下のようになる⁽¹⁶⁾。

粒子保存則：

$$\frac{\partial}{\partial z} n_p(z) V(z) = S_N(z) \quad (2-1)$$

運動量保存則：

$$\frac{\partial}{\partial z} [n_p(z) \{ V(z)^2 + V_s(z)^2 \}] = 0 \quad (2-2)$$

エネルギー保存則：

$$\frac{\partial}{\partial z} Q(z) = S_E = -\alpha S_N(z) \quad (2-3)$$

ここで n_p はプラズマ密度で荷電中性の条件を仮定している。 $V(z)$ は速度、 $Q(z)$ は熱流束であり、 $V_s = (B_p/B_T) \cdot \sqrt{2T(z)/m}$ は音速である。ただし、 B_p/B_T はポロイダル及びトロイダル方向の磁束密度の比で一定を仮定している。 $T(z)$ は温度、 m は質量である。座標 z は、ポロイダル磁場に沿ったものである。

これら(2.1)–(2.3)に対する解析解⁽¹⁶⁾をダイバータ部での解として使用する。イオンソース項 $S_N(z)$ を指数関数的に仮定すると(2.1)の解は、

$$F(z) = n_p(z) V(z) = F(z_{th}) + (z_L) \cdot \eta(z)$$

$$\eta(z) = \left\{ \exp\left(\frac{z - z_L}{\lambda_{||}}\right) - \exp\left(\frac{z_{th} - z_L}{\lambda_{||}}\right) \right\} \times \left\{ 1 - \eta_{esc} \exp\left(-\frac{b}{\lambda_{\perp}}\right) \right\} \quad (2-4)$$

ここで、 $z = z_{th}$ はスロート入口、 $z = z_L$ はプレートの位置であり、

ダイバータプラズマの簡単な整合解が得られる。手法はこのように簡便なものであるが、物理的本質は保持されており、この問題に対する第一ステップとなり得るし、また設計に対するいくつかの指針を与えるものと考えられる。

2章では、ダイバータ解析のモデルを紹介し、3章では主プラズマの粒子バランスのモデルについて述べ、4章では非誘導電流駆動に対して用いたLHRF波及びNBIのモデルを掲げる。4章ではまた、パワーバランスのモデルも掲げてある。5章では解析結果を紹介し、そのうち、現段階でのデータベースとなり得るものについては6章で簡単に結論としてまとめた。

2. ダイバータ部でのプラズマ解

ダイバータプラズマを磁力線に沿った一次元の流体方程式系で表わし、ポロイダル断面に射影すると以下のようになる⁽¹⁶⁾。

粒子保存則：

$$\frac{\partial}{\partial z} n_p(z) V(z) = S_N(z) \quad (2-1)$$

運動量保存則：

$$\frac{\partial}{\partial z} [n_p(z) \{ V(z)^2 + V_s(z)^2 \}] = 0 \quad (2-2)$$

エネルギー保存則：

$$\frac{\partial}{\partial z} Q(z) = S_E = -\alpha S_N(z) \quad (2-3)$$

ここで n_p はプラズマ密度で荷電中性の条件を仮定している。 $V(z)$ は速度、 $Q(z)$ は熱流束であり、 $V_s = (B_p/B_T) \cdot \sqrt{2T(z)/m}$ は音速である。ただし、 B_p/B_T はポロイダル及びトロイダル方向の磁束密度の比で一定を仮定している。 $T(z)$ は温度、 m は質量である。座標 z は、ポロイダル磁場に沿ったものである。

これら(2.1)–(2.3)に対する解析解⁽¹⁶⁾をダイバータ部での解として使用する。イオンソース項 $S_N(z)$ を指数関数的に仮定すると(2.1)の解は、

$$F(z) = n_p(z) V(z) = F(z_{th}) + (z_L) \cdot \eta(z)$$

$$\eta(z) = \left\{ \exp\left(\frac{z - z_L}{\lambda_{||}}\right) - \exp\left(\frac{z_{th} - z_L}{\lambda_{||}}\right) \right\} \times \left\{ 1 - \eta_{esc} \exp\left(-\frac{b}{\lambda_{\perp}}\right) \right\} \quad (2-4)$$

ここで、 $z = z_{th}$ はスロート入口、 $z = z_L$ はプレートの位置であり、

$$\lambda_{\parallel} = \frac{V_{th}(z_L)}{n_p(z_L) < \sigma v > (T(z_{th}))} \quad (2-5)$$

$$\lambda_{\perp} = \frac{V_{th}(z_L)}{n_p(z_L) < \sigma v > (T(z_L))}$$

速度に対しては、音速条件 $V(z_L) = V_s(z_L)$ を (2-2) 式に課して、

$$V(z) = V_s(z) \{ K(z) - \sqrt{K(z)^2 - 1} \} \quad (2-6)$$

$$\text{ここで, } K(z) = \frac{F(z_L)V_s(z_L)}{F(z)V_s(z)}$$

を得る。また (2-3) 式には、シース条件 $Q(z_L) = r F(z_L) T(z_L)$ を課して、

$$T(z) = \left[T(z_L)^{7/2} + \frac{7}{2\chi_{\parallel}} \left(Q(z_{th})(z_L - z) - \alpha F(z_L) \times \right. \right. \\ \left. \left. \left\{ 1 - \eta_{esc} \exp\left(-\frac{b}{\lambda_{\perp}}\right) \right\} \times \left\{ \lambda_{\parallel} \left(1 - \exp\left(\frac{z-z_L}{\lambda_{\parallel}}\right) \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \left. - (z_L - z) \exp\left(\frac{z_{th}-z_L}{\lambda_{\parallel}}\right) \right\} \right) \right] \quad (2-7)$$

ここで、

$$T(z_L) = [Q(z_{th}) - \alpha \{ F(z_L) - F(z_{th}) \}] / r F(z_L) \quad (2-8)$$

$$\chi_{\parallel} = 10^3 \left(\frac{B_p}{B_T} \right)^2$$

η_{esc} : ダクトあるいはボイドを通って逃げる割合

b : ダイバータプラズマの巾

α : イオン化ポテンシャル 13.6 eV

r : 7.8

Fig. 1 にこれらダイバータ部の解と主プラズマの解の釣合いを粒子バランスの観点から示す。式 (2.4), (2.6) 及び (2.7) をダイバータ部での解として使用する。これらを組み込んだ簡易コードを正しく作動させるため、ダイバータコードと照合した様子を Fig. 2 に示す。Fig. 2 での照合の結果得られた平均自由行程等に対する補正係数を用いてダイバータ部の解析を行った。

3. 主プラズマの解

主プラズマでの粒子バランスを以下の方程式でモデル化する。

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_M \frac{\partial n_e}{\partial r} = S_M(r) = S_0 \exp\left(-\frac{r - r_B}{\lambda_M}\right) \quad (3-1)$$

$$\text{ここで, } \lambda_M = \frac{v_{th}(z_{th})}{n_e(r_B) \langle \sigma v \rangle(T(z_{th}))}$$

$$\int_{V_P} S_M(r) dV_P = I_M = I \exp\left(-\frac{b}{\lambda_M}\right)$$

b = ダイバータプラズマの幅

$$S_0 = \frac{1}{4\pi^2 R} \cdot \frac{I_M}{\lambda_M \left\{ r_B - \lambda_M \left(1 - \exp\left(-\frac{r_B}{\lambda_M}\right) \right) \right\}}$$

主プラズマの拡散モデルとして,

$$D_M = [h(r) n_e(r)]^\alpha \quad (3-2)$$

を考える。

$\alpha \neq -1$ のとき(1)は、以下の形に解ける。

$$n_e(r) = \left[n_e(r_B)^{\alpha+1} - (\alpha+1) \frac{I_M}{4\pi^2 R} g\left(\frac{r_B}{\lambda_M}\right) \int_r^{r_B} \frac{1}{h(r) \cdot r} \right. \\ \times \left. \left\{ 1 + \left(\frac{r}{\lambda_M} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{r}{\lambda_M}} \right\} dr \right]^{\frac{1}{\alpha+1}} \quad (3-3)$$

$\alpha = -1$ のとき、

$$n_e(r) = n_e(r_B) \exp \left[-\frac{I_M}{4\pi^2 R D_0} g\left(\frac{r_B}{\lambda_M}\right) \left\{ f\left(\frac{r_B}{\lambda_M}\right) - f\left(\frac{r}{\lambda_M}\right) \right\} \right] \quad (3-4)$$

$$\text{ここで, } f(x) = e^x - 1 - \int_0^x \frac{e^r - 1}{r} dr$$

$$g(y) = \frac{\exp(-y)}{y - 1 + \exp(-y)}$$

特に $\alpha = 0$ のときには,

$$n_e(r) = n_e(r_B) + \frac{I_M}{4\pi^2 R D_M} g\left(\frac{r_B}{\lambda_M}\right) \left[e^{-\frac{r_B}{\lambda_M}} - e^{-\frac{r}{\lambda_M}} - \int_{r_B}^{r_B} \frac{e^{-\frac{r'}{\lambda_M}} - 1}{r'} dr' \right] \quad (3-5)$$

となる。以上の表式は、以下の逐次近似解によって確認されている。

(3-1) 式を一回積分して、解くべき方程式は、

$$\frac{dn_e}{dr} = -\frac{\lambda_M \left(1 - \frac{\lambda_M}{r}\right)}{D_M(r, n_e)} \cdot S_M(r) \equiv -F(r, n_e) \quad (3-6)$$

$r = r_B$ で、 $n_e(r_B) = n_B$ を初期条件として、(3-6)式は、

$$n_e(r) = n_B + \int_{r_B}^r F(r, n_e(r)) dr \quad (3-7)$$

と書くことができる。故に一般的には、以下のように解くことができる。

$$n_{eo}(r) = n_B$$

$$\begin{aligned} n_{e1}(r) &= n_B + \int_{r_B}^r F(r, n_{eo}(r)) dr \\ n_{e2}(r) &= n_B + \int_{r_B}^r F(r, n_{e1}(r)) dr \\ n_{e,\ell}(r) &= n_B + \int_{r_B}^r F(r, n_{e,\ell-1}(r)) dr \end{aligned} \quad (3-8)$$

電流駆動プラズマとの対比という観点から、これを平均密度に書き直し、

$$\bar{n}_e = \frac{2}{r_B^2} \int_0^{r_B} n_e(r) r \cdot dr \quad (3-9)$$

としておく、

また、粒子閉じ込め時間は、

$$\tau_P = \frac{\bar{n}_e \cdot V_P}{I_M} \quad (3-10)$$

である。 τ_P の絶対値は、拡散方程式の解 $n_e(r_B)$ から決まっている。

ここで、どのようにしてダイバータ部の解と主プラズマでの解を整合させるかを Fig.3(a), (b) を用いて説明する。ダイバータ部の解からは、Fig.3(a)で示すようにダイバータへの流入イオン粒子束の関数としてスロート入口（スクレイプオフ）でのプラズマ密度・温度、中性化板での密

度温度が求まる。このうち、スロート入口における密度と中性化板での温度に着目する。これらの量は同じ粒子束を媒介として 1 対 1 に対応する（二重三重解の場合も 2 対 2, 3 対 3 にはなるが密度と温度の対応関係として見れば 1 対 1 である）。

一方、主プラズマの解を Fig. 3(b) に示す。これはダイバータへの流入粒子束をパラメータとして、スクレイプオフでの密度と平均密度の関係として見ることができる。従って、ある平均密度に限るとスクレイプオフでの密度と流入粒子束の関係がここでも得られる。これを(a)の関係と重ね合わせて、交点を両者の整合解とする。一例として $T_d \approx 10$ eV には、 $n_{eth} \approx 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ が両立解でこの時の主プラズマでの平均密度は $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ となっている。(a)における密度の曲線群は平均密度をパラメータとしている。

4. 電流駆動のモデル

4.1 L H R F の波による電流駆動

(1) 準線形理論に基づいたモデル⁽¹⁸⁾⁻⁽²⁰⁾

よく知られている様に、波のスペクトル強度が十分大きい時には、駆動電流及び吸収パワーに対して以下の表式が得られている。

$$j_{rf} = 6.64 \times 10^{-9} \frac{n_e}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{2.56 \times 10^5}{N_{||1}^2 \cdot T_e}\right) \cdot \left(\frac{1}{N_{||2}^2} - \frac{1}{N_{||1}^2}\right) \quad (\text{A / m}^2) \quad (4-1)$$

$$p_{rf} = 3.79 \times 10^{-29} \cdot K \cdot \frac{n_e^2}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{2.56 \times 10^5}{N_{||1}^2 \cdot T_e}\right) \cdot \ln \frac{N_{||1}}{N_{||2}} \quad (\text{W / m}^3) \quad (4-2)$$

ここで用いられた $n_e(r)$, $T_e(r)$ を平均密度、平均温度と見なすことによって 0 次元の簡単な評価を行うことができる。小半径を a , 大半径を R , 楕円度を κ として, $I_{rf} = \pi a^2 \cdot \kappa \cdot j_{rf}$, $P_{rf} = 2\pi^2 \cdot R \cdot a \cdot \kappa P_{rf}$ により、電流駆動効率の式

$$\frac{I_{rf}}{P_{rf}} = 1.75 \times 10^{20} \cdot \frac{1}{2\pi R} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{1}{K} \cdot \frac{\left(\frac{1}{N_{||2}^2} - \frac{1}{N_{||1}^2}\right)}{\ln\left(\frac{N_{||1}}{N_{||2}}\right)} \quad (4-3)$$

を得る。ここで K は速度空間 2 次元シミュレーションにより得られる補正因子⁽¹⁸⁾であり、 $N_{||1} = c/3 V_{the} = 7.54$ を用いた。駆動効率を以後、 $\eta = R(\text{m}) \cdot \bar{n}_{e,19}(\text{m}^{-3}) I(\text{A}) / P(\text{W})$ と定義する。

屈接率の下限 $N_{||2}$ は、近接性の条件より、

度温度が求まる。このうち、スロート入口における密度と中性化板での温度に着目する。これらの量は同じ粒子束を媒介として1対1に対応する（二重三重解の場合も2対2、3対3にはなるが密度と温度の対応関係として見れば1対1である）。

一方、主プラズマの解をFig. 3(b)に示す。これはダイバータへの流入粒子束をパラメータとして、スクレイプオフでの密度と平均密度の関係として見ることができる。従って、ある平均密度に限るとスクレイプオフでの密度と流入粒子束の関係がここでも得られる。これを(a)の関係と重ね合わせて、交点を両者の整合解とする。一例として $T_d \simeq 10$ eVには、 $n_{eth} \simeq 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ が両立解でこの時の主プラズマでの平均密度は $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ となっている。(a)における密度の曲線群は平均密度をパラメータとしている。

4. 電流駆動のモデル

4.1 L H R F の波による電流駆動

(1) 準線形理論に基づいたモデル⁽¹⁸⁾⁻⁽²⁰⁾

よく知られている様に、波のスペクトル強度が十分大きい時には、駆動電流及び吸収パワーに対して以下の表式が得られている。

$$j_{rf} = 6.64 \times 10^{-9} \frac{n_e}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{2.56 \times 10^5}{N_{||1}^2 \cdot T_e}\right) \cdot \left(\frac{1}{N_{||2}^2} - \frac{1}{N_{||1}^2}\right) \quad (\text{A / m}^2) \quad (4-1)$$

$$p_{rf} = 3.79 \times 10^{-29} \cdot K \cdot \frac{n_e^2}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{2.56 \times 10^5}{N_{||1}^2 \cdot T_e}\right) \cdot \ln \frac{N_{||1}}{N_{||2}} \quad (\text{W / m}^3) \quad (4-2)$$

ここで用いられた $n_e(r)$, $T_e(r)$ を平均密度、平均温度と見なすことによって0次元の簡単な評価を行うことができる。小半径を a 、大半径を R 、橢円度を κ として、 $I_{rf} = \pi a^2 \cdot \kappa \cdot j_{rf}$
 $P_{rf} = 2\pi^2 \cdot R \cdot a \cdot \kappa P_{rf}$ により、電流駆動効率の式

$$\frac{I_{rf}}{P_{rf}} = 1.75 \times 10^{20} \cdot \frac{1}{2\pi R} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{1}{K} \cdot \frac{\left(\frac{1}{N_{||2}^2} - \frac{1}{N_{||1}^2}\right)}{\ln\left(\frac{N_{||1}}{N_{||2}}\right)} \quad (4-3)$$

を得る。ここで K は速度空間2次元シミュレーションにより得られる補正因子⁽¹⁸⁾であり、 $N_{||1} = c/3 V_{the} = 7.54$ を用いた。駆動効率を以後、 $\eta = R(\text{m}) \cdot \bar{n}_{e,19}(\text{m}^{-3}) I(\text{A}) / P(\text{W})$ と定義する。

屈接率の下限 $N_{||2}$ は、近接性の条件より、

$\omega \leq \omega_C$ のとき

$$N_{\parallel,2} = \left(1 - \frac{\omega^2}{Q_e \cdot Q_i} \right)^{-1/2} \quad (4-4)$$

$\omega \geq \omega_C$ のとき

$$N_{\parallel,2} = \frac{\omega_{pe}}{Q_e} + \left[1 + \left(\frac{\omega_{pe}}{Q_e} \right)^2 \left(1 - \frac{Q_e \cdot Q_i}{\omega^2} \right) \right]^{1/2} \quad (4-5)$$

ここで、

$$\omega_C^2 = \frac{\omega_{pe}^2 \cdot Q_i}{2 Q_e} \left[\left(1 + \frac{4 Q_e^2}{\omega_{pe}^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (4-6)$$

$$\omega \approx 2 \omega_{LH}$$

$$\omega_{LH}^2 = Q_i \cdot Q_e \frac{\omega_{pe}^2 + Q_i^2}{\omega_{pe}^2 + Q_i \cdot Q_e + Q_i^2} \quad (4-7)$$

$$Q_i = 9.58 \times 10^7 \frac{Z}{A} \cdot B, \quad Q_e = 1.76 \times 10^{11} \cdot B$$

$$\omega_{pi} = 1.32 \times 10^{10} \cdot Z \left(\frac{\bar{n}_{e,20}}{A \cdot Z_{eff}} \right)$$

Aは質量数、Bは磁束密度、 Z_{eff} は平均電荷数、 $\bar{n}_{e,20}$ は $10^{20} m^{-2}$ で規格化された電子の平均密度である。

(2) TIBER⁽²¹⁾でLHRF波に対して用いられたモデル

$$\frac{I_{rf}}{P_{rf}} = 0.36 \times \frac{1 + \left\{ \frac{T_e (\text{keV})}{25} \right\}^{1.16}}{R(\text{m}) \cdot n_{e20} (\text{m}^{-3})} \quad (4-8)$$

(3) 温度 T_e に依存したモデル

準定常状態において電子に働く力の釣合を考えることによって、もっとも初等的な電流駆動効率の表式を求めることができる⁽¹⁹⁾。

$$\frac{I_{rf}}{P_{rf}} = 0.122 \frac{\bar{T}_e (\text{keV})}{R(\text{m}) \bar{n}_{e,20} (\text{m}^{-3})} \cdot \frac{1}{\ln A} \cdot \frac{j^*}{p^*} \quad (4-9)$$

L H R E の場合

$$\frac{j^*}{p^*} = \frac{4}{5 + Z_{\text{eff}}} \cdot \left(\frac{v_{\text{ph}, \parallel}}{v_{\text{the}}} \right)^2 \quad (4-10)$$

4.2 NBI による電流駆動

(1) Singer-Mikkelsen のモデル

$$\frac{I_{\text{NBI}}}{P_{\text{NBI}}} = 0.062 \cdot \frac{T_e (\text{keV}) \cdot \frac{J(x, y)}{0.2}}{R (\text{m}) \bar{n}_{e, 20} (\text{m}^{-3})} \left\{ \frac{1}{Z_b} - \frac{1}{Z_{\text{eff}}} [1 - G(\epsilon, Z_{\text{eff}})] \right\} \cos \theta_{\text{inj}} \quad (4-11)$$

ここで, $J(x, y) = 0.22$

$$G(\epsilon, Z_{\text{eff}}) = \left(1.55 + \frac{0.85}{Z_{\text{eff}}} \right) \sqrt{\epsilon} - \left(0.20 + \frac{1.55}{Z_{\text{eff}}} \right) \epsilon$$

Z_b はビームの電荷, ϵ は逆アスペクト比, Z_{eff} はプラズマの平均電荷 θ_{inj} は, ビームの中心線と磁気軸のなす角度である。

(2) 矛循のない解による一点解⁽²⁴⁾

参考文献(24)におけるワンポイントの値として, [$R = 5.2 \text{ m}$, $I_{\text{NBI}} = 7 \text{ MA}$, $\bar{T}_e = 8 \text{ keV}$, $\bar{n}_e = 1 \times 10^{19}$, $P_{\text{NBI}} = 32 \text{ MW}$] から $\bar{n}_e = C P_{\text{NBI}}$ の C を決定したもの。

4.3 パワーバランス

LH, NBI による電流駆動効率のモデルとして電子温度に依存したモデルの温度 T_e を決めるために, パワーバランスを解く, 用いた基礎方程式は以下である。

$$G_e \cdot P_\alpha + P_{\text{C.D.}} + P_J - P_{ze} - P_{sy} - P_{br} - P_{ei} - P_{imp} = 0 \quad (4-12)$$

$$(1 - G_e) P_\alpha + P_{ei} - P_{zi} = 0 \quad (4-13)$$

効率の式

$$P_{\text{C.D.}} - P_{\text{Drive}} = 0 \quad (4-14)$$

$$P_\alpha = \frac{1}{4} \bar{n}_i^2 \langle \sigma v \rangle_\alpha E_\alpha \cdot f_\alpha, \quad G_e = \left(1 - \frac{\bar{T}_e}{1.5 \times 10^5} \right)^2,$$

$$P_J = \eta j_{OH}^2 , \quad Z_{eff} = 1 + f_z Z^2 ,$$

$$P_{xe} = \frac{3}{2} \frac{\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e}{\tau_{Ee}} , \quad f_z = \frac{\bar{n}_{imp}}{\bar{n}_i} ,$$

$$P_{xi} = \frac{3}{2} \frac{\bar{n}_i (1 + f_z) T_i}{\tau_{Ei}} ,$$

$$P_{sy} = 6.38 \times 10^{-16} B^{2.5} \bar{T}_e \left(\frac{\bar{n}_e}{a A} \right)^{1/2} , \quad \eta = 10^{-3} Z_{eff} \cdot \bar{T}_e^{-3/2} ,$$

$$P_{br} = 1.41 \times 10^{-38} Z_{eff} \bar{n}_e^2 \sqrt{\bar{T}_e} ,$$

$$P_{ei} = \frac{3}{2} \bar{n}_e \frac{\bar{T}_e - \bar{T}_i}{\tau_{ei}} ,$$

$$P_{imp} = f_z \cdot \bar{n}_e^2 \cdot 10^{0.769 [\log_{10} \bar{T}_e / 4 \times 10^3]^2 - 34} ,$$

$$\tau_{ei} = 7.899 \times 10^{14} \frac{\bar{T}_e^{3/2}}{\bar{n}_e \cdot Z_{eff}} ,$$

$$\tau_{Ee} = \left(\frac{1}{\tau_{E,OH}^2} + \frac{1}{\tau_{E,AUX}^2} \right)^{-1/2} \quad (\text{GoldstonのL-mode}^{(25)(26)}) ,$$

ここで,

$$\tau_{E,OH} = 1.02 \times 10^{-21} \bar{n}_e^{1.00} \cdot a^{1.04} \cdot R^{2.04} \cdot q^{0.5} ,$$

$$\tau_{E,AUX} = 1.42 \times 10^{-8} R^{2.5} \cdot a^{-2.74} \cdot I_p^2 \cdot (\bar{n}_e \cdot \bar{T}_e)^{-1} ,$$

$$\tau_{Ei} = 1.59 \times 10^{18} \frac{B^2 \sqrt{\bar{T}_i} \cdot a^2}{A^{1.5} \cdot \bar{n}_i \cdot q_\phi^2} \quad (\text{Chan-Hinton}^{(27)} \text{の新興論の値} \times 3)$$

以上のパワーバランス式で用いられる記号の一覧を表1に示す。また計算に用いた装置やプラズマの諸元を表2に示す。

5. 結 果 と 議 論

5.1 ダイバータ解析から得られる結果

主プラズマの解と結合する前に、ダイバータ部のみの解を見る。Fig. 4(a)~(c)にダイバータへ入る熱流束（片側）が 5 MW, 10 MW及び 20 MWの時のスロート入口における密度及び中性化板での温度がダイバータへ入る入射イオン粒子束にどう依存するかが示されている。入射熱流束の増加に伴って、中性化板ではより低温で高密度のプラズマが形成され得る。また、入射熱流束の増加に伴い、 $Q = 20 \text{ MW}$ では、以前も観測された解の三重性が見られる。ここでは解の安定性には触れず、粒子束増倍する解としない解同様、その中間領域の解も平衡解として成立し得るとして以後取扱う。Fig. 4 は、入射粒子束を陽に含まずスロート入口における密度と中性化板での温度の関係としても見ることができる。これを示したのがFig. 5 であり、中性化板近傍で要求される温度が低温になる程スロート入口では、より高密度が必要となる。熱流束が増大すると、より低温のダイバータが得られるが、そのためには、スロート入口でより高密度になることが必要である。

電流駆動との整合を考える上で重要なのは、主プラズマでの平均密度とパワーである。ここでは、主プラズマで吸収されるパワーがそのままダイバータへ流入すると考えている。Fig. 6 はダイバータ片側へ流入するパワー Q (=主プラズマでの吸収パワー P の $\frac{1}{2}$) と中性化板近傍での温度を 10 eV または 30 eV 以下にするためスロート入口で最小限必要な電子密度の関係である。 $T_d < 30 \text{ eV}$ では、 $Q = 5 \text{ MW}$ の時、スロート入口で $3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の密度が必要である。この値は、F E R 設計における従来の立上げ、再充電期に可するデータベースとしての密度の値と同様である。しかし、中性化板近傍で $T_d < 10 \text{ eV}$ を達成するにはスロート入口で $n_{th} \approx 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の密度が必要となる。

5.2 主プラズマの粒子閉じ込め時間の正当性

式 (3-3) ~ (3-5) により、主プラズマにおける解は、スクレイプオフでの局所的電子密度 n_{th} 、セパラトリックス面からスクレイプオフ層へ流出するイオン粒子束 I_M 及び平均密度 \bar{n}_e の関係として求められる。前出の論文⁽¹⁶⁾では、主プラズマの閉じ込め特性に対し、アルカトール則 $D_M \propto 1/n_e$ を仮定している。最近の実験結果⁽⁴⁾⁽²⁸⁾によれば、平均密度の増加に伴って、閉じ込め時間が減少することも観測されているため、ここでは式 (3-2) で定義する拡散モデルを用いて、実験結果に合う α のレンジをまず求め、この拡散モデルの α を用いて主プラズマの解を求ることとする。Fig. 7(a)~(f) は、スクレイプオフでの局所的密度 n_{th} をパラメータとして、粒子閉じ込め時間と主プラズマにおける平均密度 n_e の関係を各 α に対して示している。 τ_P^{60} は、JT-60 の実験結果であり、 τ_P^{60} と $3 \times \tau_P^{60}$ のスケーリングカーブの間に落ちることによって、正当な α の値を探す。結果として、 $0 \leq \alpha \leq 1$ でほぼ正当な粒子閉じ込め特性が得ら

れている。このFig. 7に対応して各々の α に対して、ダイバータ部の解と両立する主プラズマの解を示したのがFig. 8(a)–(e)であり、(d)の $\alpha = 0.3$ によって主プラズマの解と見なし、以後これを正当な解として電流駆動との整合性を考える。

5.3 電流駆動とダイバータオペレーションとの整合性

Fig. 9に、ダイバータ部での解と両立する主プラズマにおける解と4章で述べた電流駆動のモデルが、示されている。横軸は、主プラズマにより吸収されたパワー（ダイバータ片側へ流入するパワー）であり、縦軸は主プラズマでの平均電子密度である。10 eV–50 eVまでのパラメータを持つ曲線群がダイバータの解と両立する主プラズマの解であり、中性化板近傍での電子温度に対応して主プラズマで実現せねばならない平均密度を吸収パワーの関数として表している。これらの曲線群は $D_M = (n_e / 1 \times 10^{19})^{0.3}$ の拡散モデルを用いて計算されているため、JT-60の粒子閉じ込め特性⁽¹⁸⁾を満足していると考えてよい。

一方、残りの実線群が駆動効率の表式に、駆動電流を10 MA、温度を1~2 keVに仮定して得られた $\bar{n}_e - P$ の線形関係を表わしている。破線で狭まれた領域で駆動効率 $\eta (= I \cdot R \cdot \bar{n}_e / P)$ を $10^{19} m^{-3}$ の密度で規格して1–3が得られるのがJT-60の外挿直線⁽⁴⁾である。準線形近似で得られた直線は、 $\eta \approx 3$ であり、JT-60の高効率の場合とほぼ一致する。FERの立上げ/再充電時には、LHFRでもNBIでも吸収パワーは20 MWとされており、この点（横軸の10 MWの線上）で見ると、少なくとも実験結果からは $\eta \approx 3$ の高効率の場合でもダイバータ中性化板近傍では、 $T_d < 50$ eVを達成することが難しいことがわかる。さらに高効率($\eta = 3.6$)のTIBFRのモデルを用いると、 $T_d \approx 20$ eVが達成可能で、 $T_d < 15$ eVが不可能な領域となっているため、限界ぎりぎりのきわめて判断の難しい領域になっている。

一方、NBIで電流駆動する場合はモデル(4–11)を $\bar{n}_e / P_{NBI} \propto T_e / R \cdot I$ と簡単化して高効率のモデルとしても、LHFRよりもさらに厳しい条件となっている。NBI(1 keV), NBI(2 keV)は $T_e = 1$ keV, 2 keVを仮定したもので、高温にすればよりよいパラメータ領域が見い出せそうであるが、詳細な計算⁽²⁴⁾によって、8 keV程度の高温にしても図中的一点鎖線で表わされる低効率きり得られないことがわかっている。

しかし、少なくともLHFRによる電流駆動については、Fig. 9によれば、吸収パワーを増加させることによってダイバータ部中性化板近傍で $T_d \approx 10$ eVでも不可能ではなく、特に30 MW程度までパワーを増加すれば、 $T_d \approx 15$ eVとできることも示している。

5.4 パワーバランス

駆動効率の式のみでは、プラズマ温度は、仮定になってしまふのでイオン及び電子のパワーバランスと連立して解いた。LHFRに対してパワーバランスと結合して解いた結果がFig. 10(a), (b)である。パワーを上げると温度が上昇し、効率が上がって、同じパワーに対しては、 $I = 10$ MAを駆動できる密度が上昇している。Fig. 10(b)の温度依存モデルでは、実験的に実現されている効率の上限が $\eta \approx 3$ 程度であるため、それに対応させて($v_{ph||} / v_{the}$) ≈ 3.0 としている。

パワーバランスの効果は、わずかに見えるがこの効率3の近傍は、ダイバータ解と両立する主プラズマ解で見ると $T_d \approx 10 - 20$ eV であり、定量的には重要な変化と考えられる。

Fig. 11 (a)には、 (v_{phil}/v_{the}) をパラメータとして振ってみた結果が示されている。現状では、 $\eta \leq 3$ という実験結果からの上限があるため $(v_{phil}/v_{the}) = 5$ ($\eta \approx 10$)は、効率がよすぎるため、ここでは結論へは反映できない。また、Fig. 11 (b)のNBIの場合にもパワーバランスを考慮すると、8–9 keVで効率 $\eta \approx 10$ という結果が得られるが、NBI (IAEA)では、分布の効果、シャインスルーをも考慮し、輸送コード、平衡コード、等とも結合してあるいわゆる自己矛盾のない解析を行っている。一方、パワーバランスは考慮しているものの Singer-Mikkelsenのモデルを用いたのみでは上記の結果をくつがえす程の根拠とはならないので、この高効率の結果も結論には反映させなかった。

5.5 閉形状ダイバータの場合

ダイバータプラズマの特性は、ダイバータ室の形状に強く依存する⁽²⁹⁾。これまで、ダイバータ室の形状については、パラメータを固定してワンポイントで計算を行った。ダイバータ室が、我々がこれまで設定した構造(ダイバータスロート長 50 cm, ダイバータプラズマの幅 25 cm, $\eta_{esc} = 0.1$)よりも閉形状(ここでは一例としてダイバータ長 100 cm, $\eta_{esc} = 0.05$)にした場合の可能性について調べる。従って、閉形状に対してもこれまでと同じ解析を行った。Fig. 12 (a)–(d)は、入射熱流束が 5 MW, 10 MW, 20 MW, 40 MW の時のスロート入口の密度と中性化板近傍での電子温度を入射イオン束の関数として示している。これまでの標準形状に比べて閉形状にすることにより、入射イオン束のより低い範囲で、低温高密度プラズマの形成が見られる。またスロート入口での密度は、中性化板側の高密度に引きづられて標準形状よりも高密度で低温となっている。この傾向は、入射熱流束を変えて、変わらず主プラズマへの高密度の要請が閉形状になるとさらに厳しくなっている。Fig. 13 では、Fig. 9 に対応してダイバータプラズマと電流駆動プラズマの整合性を見る能够であるが、標準形状のとき(Fig. 9)よりもさらに整合性は厳しいものとなっている。

5.6 LHRFの波及びNBIの併用

これまで、電流駆動の方法としてLHRF及びNBIを分けて議論してきた。しかし、最近 JT-60 で、LHRFの電流駆動期にNBI加熱を併用して、高効率の非誘導電流駆動に成功している⁽⁴⁾⁽⁵⁾。Fig. 14⁽⁴⁾は、この時のデータをこれまでの実験結果とともに、平均電子温度で整理したものである。このような温度の増大に伴って、駆動効率が上昇するスケーリングがより高温のプラズマに対しても成立すると考えると、これまでの駆動効率の範囲で η (10^{19} m^{-3} で規格化) = 1 – 3 という制限により炉への外挿を行ってきた方法とは別に温度を上げれば効率3以上も可能であるという基本概念に基づいた外挿法が考えられる。この外挿法を採用し、 $\eta = c \cdot \bar{T}_e$ のスケーリングにおける C を JT-60 の実験結果 (Fig. 14) から求め、パワーバランスを解くことによって温度 T_e を求めた結果が Fig. 15 である。この場合、温度さえ上げれば $C =$

$0.63 - 1.9$ の \bar{T}_e についてのスケーリングに入り、効率は増大し得る。Fig. 15 に従えば、F E R の電流駆動期においても ($P / 2 = 10 \text{ MW}$)、ダイバータ板近傍で 10 eV 以下にすることが可能であるという、これまでとは相反する結論に達する。

6. 結 論

低温・高密度のダイバータプラズマと電流立上げ / 再充電時の低密度プラズマに対する非誘導電流駆動との両立性を調べた。結果を要約すると以下の様になる。

- (1) JT-60 の実験結果をデータベースとして、LHWF の波による駆動効率は $\eta \approx 1 - 3$ を現実的な値として検討した。LHWF の準線形理論により得られる効率は、JT-60 の実験結果の高効率 ($\eta \approx 3$) の場合にほぼ相当し、NBI に対して用いたモデルから得られる効率は、JT-60 の実験結果の低効率 ($\eta \approx 1$) の場合にほぼ相当する。これらのモデルと主プラズマ及びダイバータプラズマ解析の結果を照合すると、ダイバータ板近傍でプラズマ温度が 10 eV 以下となるためには駆動効率の向上が本質的に重要である。上記の実験で得られた効率では低温ダイバータプラズマの得られるパラメータ領域は見つからないが、しかし、実験よりもやや高効率のモデル ($\eta \approx 0.36$) を用いると、吸収パワー 20 MW に対してダイバータ板近傍でプラズマ温度を 20 eV 程度まで下げることができ、 30 MW では 10 eV 程度まで下げることができる。
- (2) 吸収パワーが低い程、ダイバータ部での低温・高密度プラズマとは両立が難しく、吸収パワーが高くなる程、両立しやすい傾向がある。吸収パワーを増大すると電流駆動効率は減少する。従って、所望の電流を駆動するために必要な主プラズマ密度が減少し、ダイバータ解析と主プラズマ解析から要求される主プラズマ密度よりも小さくなってしまうからである。
- (3) 効率の評価を正しくするために主プラズマでのパワーバランスを考慮すると、 $20 - 40 \text{ MW}$ の吸収パワーに対して両立性はよくなるが、JT-60 の結果から妥当性のある効率に限定すると、大きな改善は期待できないと思われる。
- (4) ダイバータ室を閉形状にすると、スロート入口と中性化板における相関は強まり、中性化板で低温・高密度を達成するために必要な主プラズマへの高密度の要求はさらに厳しくなる。そのため、電流駆動プラズマとダイバータ室での低温・高密度プラズマ形成との両立は標準形状の場合よりも難しくなる。
- (5) JT-60 における NBI と併用した LHWF の波による電流駆動実験の結果と従来の、LHWF の駆動実験の結果を基に、温度と共に効率が向上すると仮定するとダイバータでの低温・高密度プラズマ形成と非誘導電流駆動（例えば JT-60 での LHWF の波と NBI 加熱の併用）とは十分に両立し得る。

以上のように、立上げ / 再充電期においては、LHWF 波による電流駆動にしても、NBI による電流駆動にしても、低温・高密度のダイバータプラズマとの両立は難しい点が多く、楽観的ではない。しかし、以上の結果はモデル依存性が相當に大きく、現時点では余り確定した結論を引きだすことは難しい。さらに、改良したモデルによる検討が今後必要である。

$0.63 - 1.9$ の \bar{T}_e についてのスケーリングに入り、効率は増大し得る。Fig. 15 に従えば、F E R の電流駆動期においても ($P/2 = 10 \text{ MW}$)、ダイバータ板近傍で 10 eV 以下にすることが可能であるという、これまでとは相反する結論に達する。

6. 結 論

低温・高密度のダイバータプラズマと電流立上げ / 再充電時の低密度プラズマに対する非誘導電流駆動との両立性を調べた。結果を要約すると以下の様になる。

- (1) JT-60 の実験結果をデータベースとして、LHWF の波による駆動効率は $\eta \approx 1 - 3$ を現実的な値として検討した。LHWF の準線形理論により得られる効率は、JT-60 の実験結果の高効率 ($\eta \approx 3$) の場合にほぼ相当し、NBI に対して用いたモデルから得られる効率は、JT-60 の実験結果の低効率 ($\eta \approx 1$) の場合にほぼ相当する。これらのモデルと主プラズマ及びダイバータプラズマ解析の結果を照合すると、ダイバータ板近傍でプラズマ温度が 10 eV 以下となるためには駆動効率の向上が本質的に重要である。上記の実験で得られた効率では低温ダイバータプラズマの得られるパラメータ領域は見つからないが、しかし、実験よりもやや高効率のモデル ($\eta \approx 0.36$) を用いると、吸収パワー 20 MW に対してダイバータ板近傍でプラズマ温度を 20 eV 程度まで下げることができ、 30 MW では 10 eV 程度まで下げることができる。
- (2) 吸収パワーが低い程、ダイバータ部での低温・高密度プラズマとは両立が難しく、吸収パワーが高くなる程、両立しやすい傾向がある。吸収パワーを増大すると電流駆動効率は減少する。従って、所望の電流を駆動するために必要な主プラズマ密度が減少し、ダイバータ解析と主プラズマ解析から要求される主プラズマ密度よりも小さくなってしまうからである。
- (3) 効率の評価を正しくするために主プラズマでのパワーバランスを考慮すると、 $20 - 40 \text{ MW}$ の吸収パワーに対して両立性はよくなるが、JT-60 の結果から妥当性のある効率に限定すると、大きな改善は期待できないと思われる。
- (4) ダイバータ室を閉形状にすると、スロート入口と中性化板における相関は強まり、中性化板で低温・高密度を達成するために必要な主プラズマへの高密度の要求はさらに厳しくなる。そのため、電流駆動プラズマとダイバータ室での低温・高密度プラズマ形成との両立は標準形状の場合よりも難しくなる。
- (5) JT-60 における NBI と併用した LHWF の波による電流駆動実験の結果と従来の、LHWF の駆動実験の結果を基に、温度と共に効率が向上すると仮定するとダイバータでの低温・高密度プラズマ形成と非誘導電流駆動（例えば JT-60 での LHWF の波と NBI 加熱の併用）とは十分に両立し得る。

以上のように、立上げ / 再充電期においては、LHWF 波による電流駆動にしても、NBI による電流駆動にしても、低温・高密度のダイバータプラズマとの両立は難しい点が多く、楽観点ではない。しかし、以上の結果はモデル依存性が相當に大きく、現時点では余り確定した結論を引きだすことは難しい。さらに、改良したモデルによる検討が今後必要である。

謝　　辞

本検討を行なうにあたり、 F E R 設計チームメンバーから多くのコメントや示唆を頂いた。記して感謝致します。また田村早苗臨界プラズマ研究部次長、吉川充二臨界プラズマ研究部長、苦米地顕那珂研究所長に多くの御支援を頂いたことを感謝致します。

参 考 文 献

- (1) YAMAMOTO, T., et al.: Phys. Rev. Lett., 45, 716 (1980)
- (2) Hooke, W., et al.: Proc. 9th. Conf. Plasma Physics Control. Nucl. Fus. Res., Baltimore (1982), IAEA-CN-41/C-5
- (3) TANAKA, S., et al.: Physica Scripta T2/2, 423 (1982).
- (4) IMAI, T. and JT-60 TEAM: IAEA 11th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Kyoto (IAEA-CN-47) 1986.
- (5) SAKAMOTO, K., et al.: JAERI-M87-061 (1987)
- (6) JOBES, F., et al.: Phys. Rev. Lett., 52, 1005 (1984).
- (7) KUBO, S., et al.: Phys. Rev. Lett., 50, 1994 (1983).
- (8) TOI, K., et al.: Phys. Rev. Lett., 52, 2144 (1984).
- (9) Engelmann, F.: private communication
- (10) SUGIHARA, M., FUJISAWA, N., YAHAMOTO, T., NISHIO, S., OKAZAKI, T., IIDA, H., YOSHIZU, T., NAKAJIMA, A.: Nucl. Eng. Des./Fusion 1, 159 (1984).
- (11) HARRISON, M.F.A.: CLM-P760.
- (12) SHIMOMURA, Y., KEILHACKER, M., LACKNER, K. and MURHANN, M.: Nucl. Fusion, 23, 869 (1983).
- (13) NAGAMI, M., YOSHIDA, H., SHINYA, K., JAHNS, G., YOKOMIZO, H., SHIMADA, M., IOKI, K., IZUMI, S. and KITSUNEZAKI, A.: Nucl. Fusion, 22, 409 (1982).
- (14) SENGOKU, S., et al.: Nucl. Fusion, 24, 415 (1984).
- (15) SHIMADA, M.: J. Nucl. Mater., 121, 184 (1984).
- (16) SAITO, S., KOBAYASHI, T., SUGIHARA, M., HIRAYAMA, T. and FUJISAWA, N.: Nucl. Fusion, 25, 828 (1985).
- (17) SUGIHARA, M., SAITO, S., HITOKI, S., FUJISAWA, N.: J. Nucl. Mater., 128/129, 114 (1984).
- (18) KARNEY, C.F.F., FISCH, N.J.: Phys. Fluids 22, 1817 (1979).
- (19) TAKAMURA, S.: PLASMA KANETSU KISORON, P.145 (1986).
(NAGOYA DAIGAKU SHUPPAN KAI).
- (20) WEGROWE, J.G.: Fusion Technol. 7, 250 (1985).

- (21) TIBER II (Tokamak Ignition/Burn Experimental Reactor), 1986 Status Report.
- (22) MIKKELSEN, D.R., SINGER, C.E.: PPPL-1929 (1982).
- (23) SINGER, C.E., MIKKELSEN, D.R.: PPPL-1936 (1982).
- (24) YAMAMOTO, S., et al.: IAEA 11th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, KYOTO (JAEA-CN-47/H-I-3) (1986).
- (25) GOLDSTON, R.: Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion 26, 87 (1984).
- (26) KAYE, S.M.: Phys. Fluids 28, 2372 (1985).
- (27) UCKAN, N.A., SHEFFIELD, J.: ORNL/TM-9722 (1985).
- (28) NAGAMI, M. and JT-60 TEAM: IAEA 11th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, KYOTO (IAEA-CN-47), (1986).
- (29) HITOKI, S., SUGIHARA, M., YAMAMOTO, S.: JAERI-M, 86-133 (1986).

Table 1 Notations of variables used in power balance equations

Average fuel ion density	\bar{n}_i
Average impurity ion density	\bar{n}_{imp}
Average electron density	\bar{n}_e
Average ion temperature	\bar{T}_i
Average electron temperature	\bar{T}_e
D-T fusion rate	$\langle ov \rangle_a$
α energy when born	E_α
Ohmic current density	j_{OH}
Ion energy confinement time	τ_{Ei}
Electron energy confinement time	τ_{Ee}
Plasma resistivity	η
Charge of impurity ion	Z
Effective ion charge	Z_{eff}
Electron-ion energy relaxation time	τ_{ei}

Table 2 Standard FER parameter in start-up
or recharging phase

Plasma major radius	R	5.2 m
Plasma minor radius	a	1.1 m
Plasma elongation	κ	1.5
Plasma aspect ratio	A	4.7
Plasma current	I_p	4 MA
Safety factor	q	2.5
Field on axis	B	5.3 T
Non-inductive current	I_{drive}	10 MA
		(standard geometry) (closed geometry)
Divertor plasma length	L	50 cm
Divertor plasma width	b	25 cm
Ratio of poloidal to toroidal fields	B_p/B_T	0.14
Probability of escape	η_{ese}	0.10
		0.05

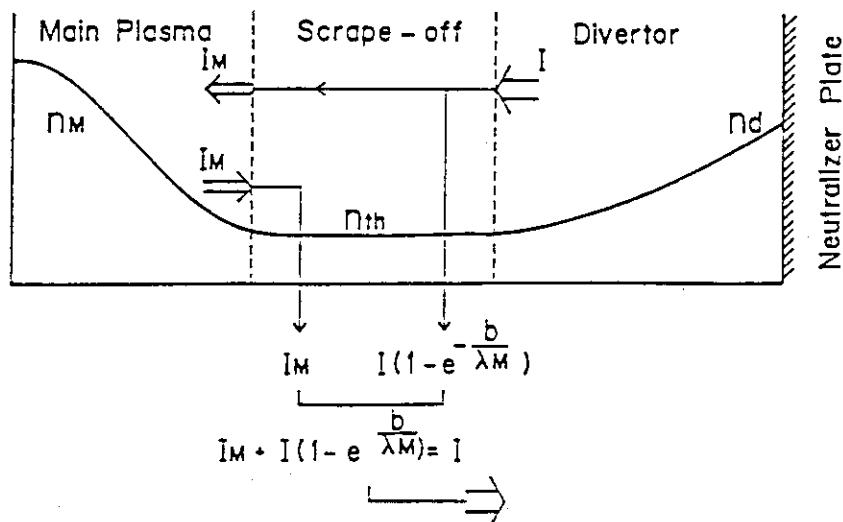


Fig. 1 A flow chart of ions and neutrals between main plasma and divertor plasma is shown schematically. Fluxes of ions and neutrals are balanced between boundaries of main and scrape-off regions, and divertor and scrape-off regions. Plasma densities in main and divertor regions are matched with density at scrape-off, n_{th} .

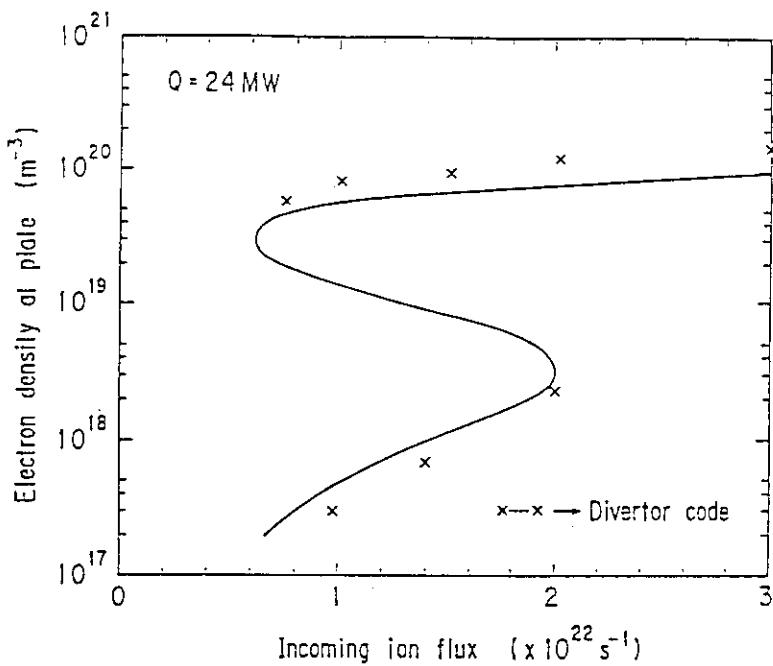


Fig. 2 Results of simplified code using eq.(2.4) to eq.(2.8) are checked by comparing electron density at plate with that obtained from divertor code⁽¹⁷⁾. Solid curve is from simplified code and cross marks from divertor code. Heat flux is 24 MW and other parameters are standard ones in Table 1.

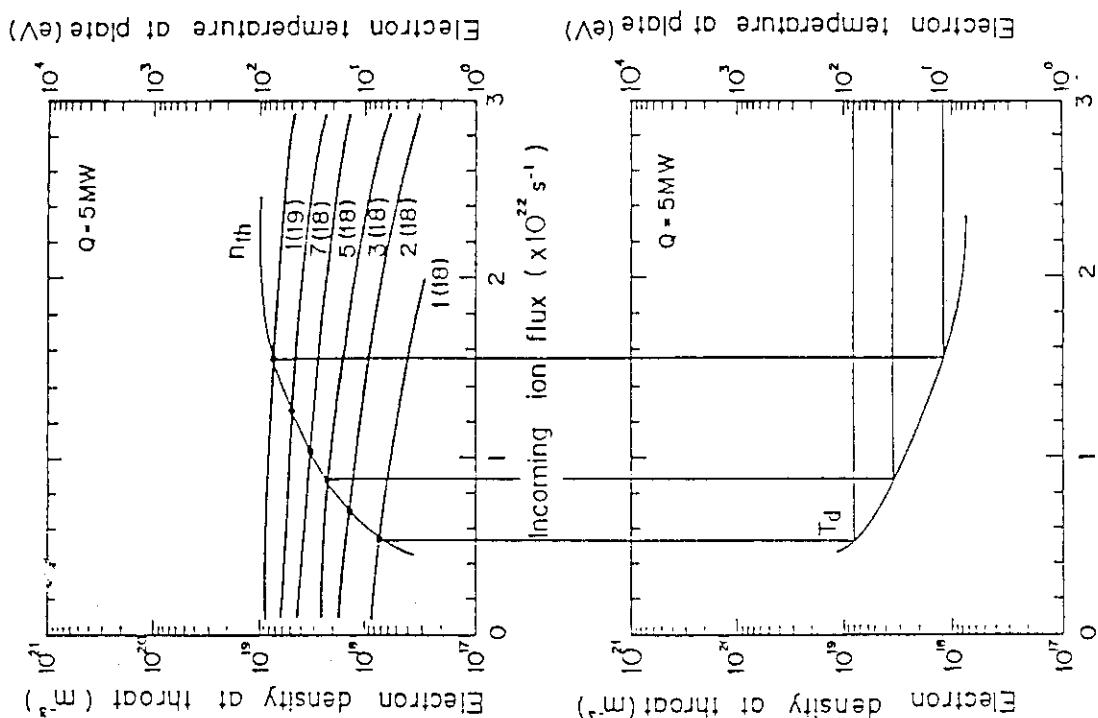
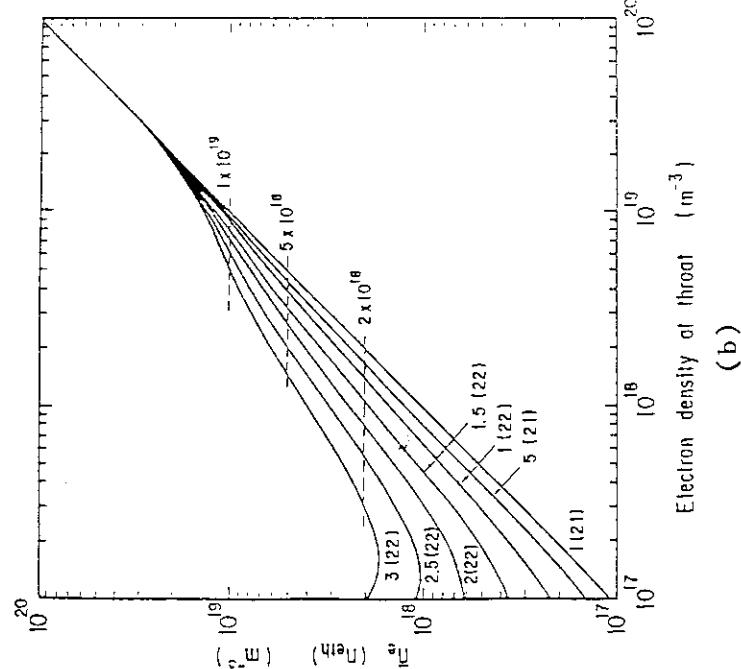


Fig. 3 A procedure to match solutions in main and divertor regions is shown. (a) Electron density at throat entrance and electron temperature at neutralizer plate are shown as a function of incoming ion flux. (b) Average main electron densities are shown as a function of electron density at throat entrance with incoming in flux fixed, once average main electron density is fixed for main plasma solution. As a result, relation between electron density at throat entrance and incoming ion flux is obtained. These results (b) are drawn over figure (a). Closed circles in (a) are selected as consistent solutions.

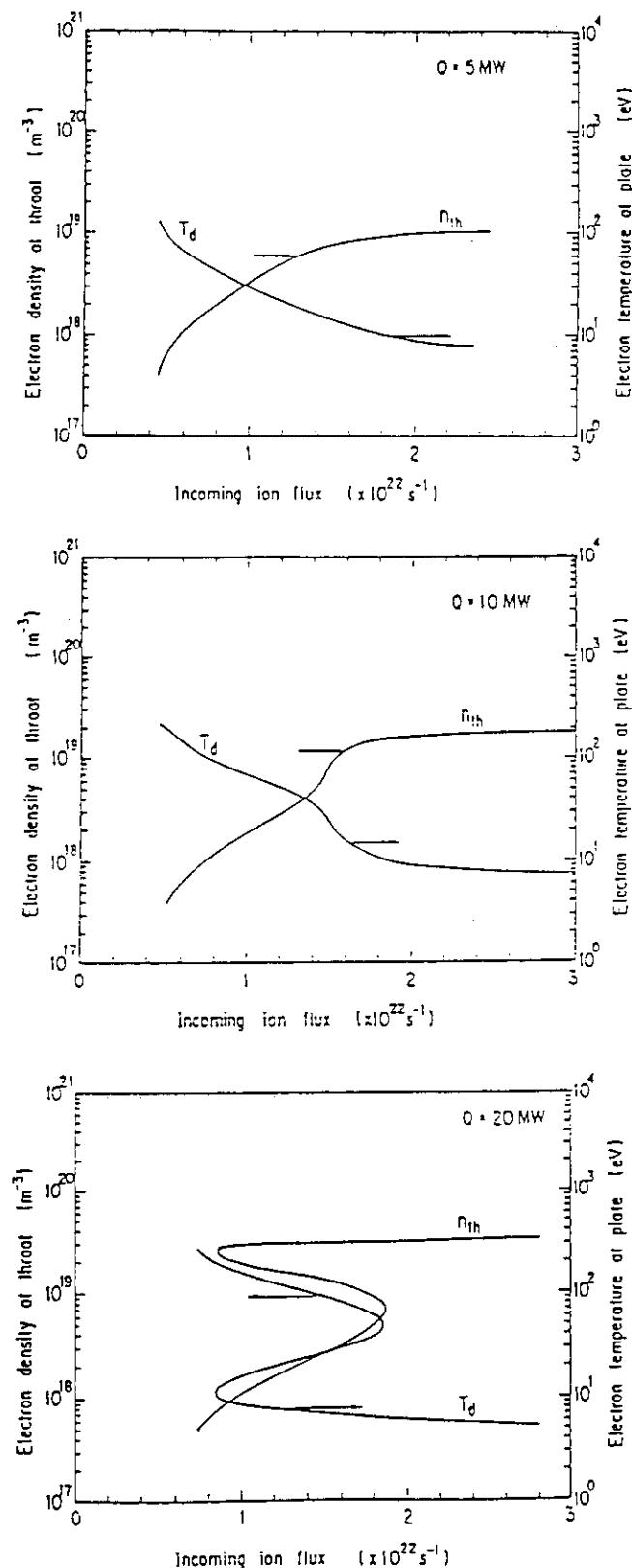


Fig. 4 Electron density at throat entrance and Electron temperature at neutralizer plate are shown as a function of incoming ion flux for incoming heat flux $Q=5$, 10 and 20 MW.

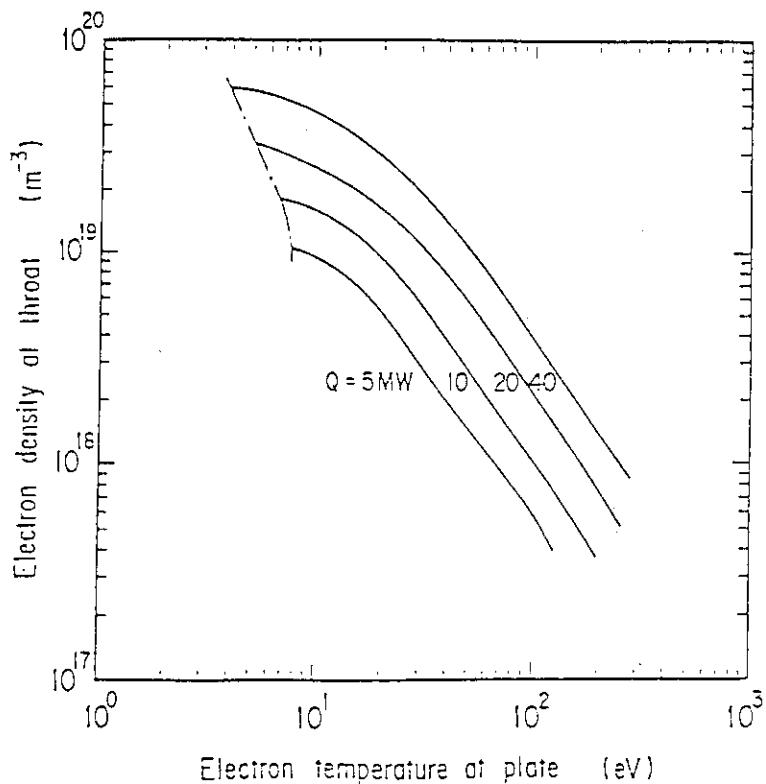


Fig. 5 Electron densities at throat entrance are shown as a function of electron temperature at neutralizer plate with incoming heat flux as a parameter.

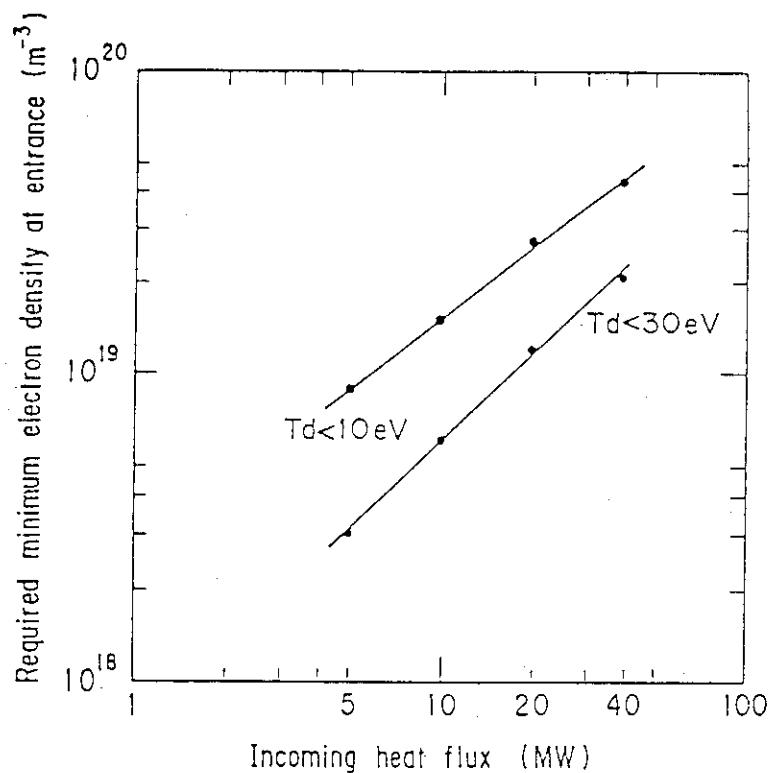


Fig. 6 Required minimum electron densities at throat entrance to attain $T_d < 30$ eV or $T_d < 10$ eV at neutralizer plate are shown as a function of incoming heat flux.

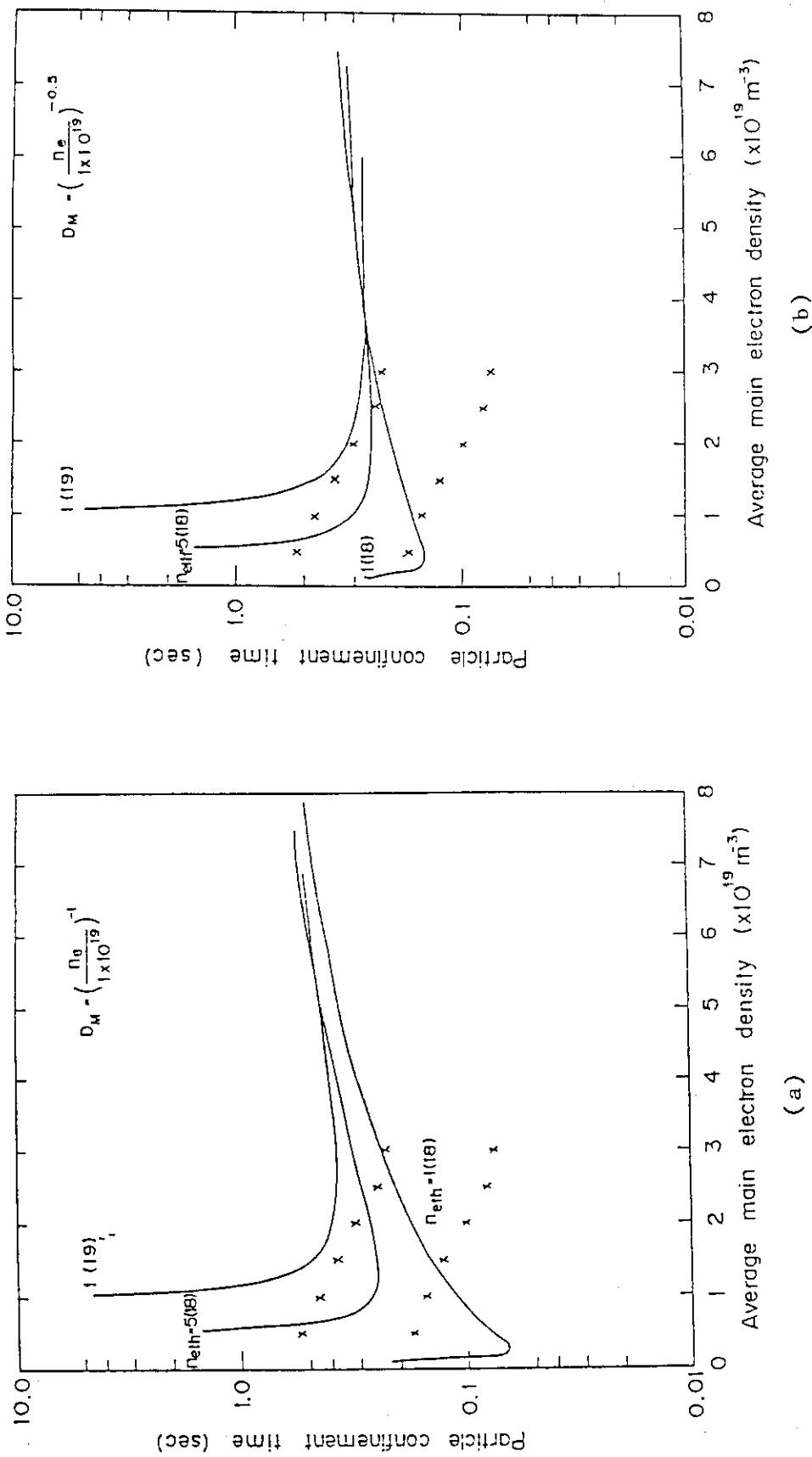


Fig. 7 Particle confinement times are shown as a function of average main electron density with electron density at throat entrance as a parameter when diffusion model in main plasma is (a) $\alpha=-1$, (b) $\alpha=-0.5$, (c) $\alpha=0$, $D_M=1\text{m}^2/\text{sec}$, (d) $\alpha=0.5$, (e) $\alpha=1$ or (f) $\alpha=2$. Cross marks indicate experimental results of JT-60 (lower) and 3 \times (experiment) (upper).

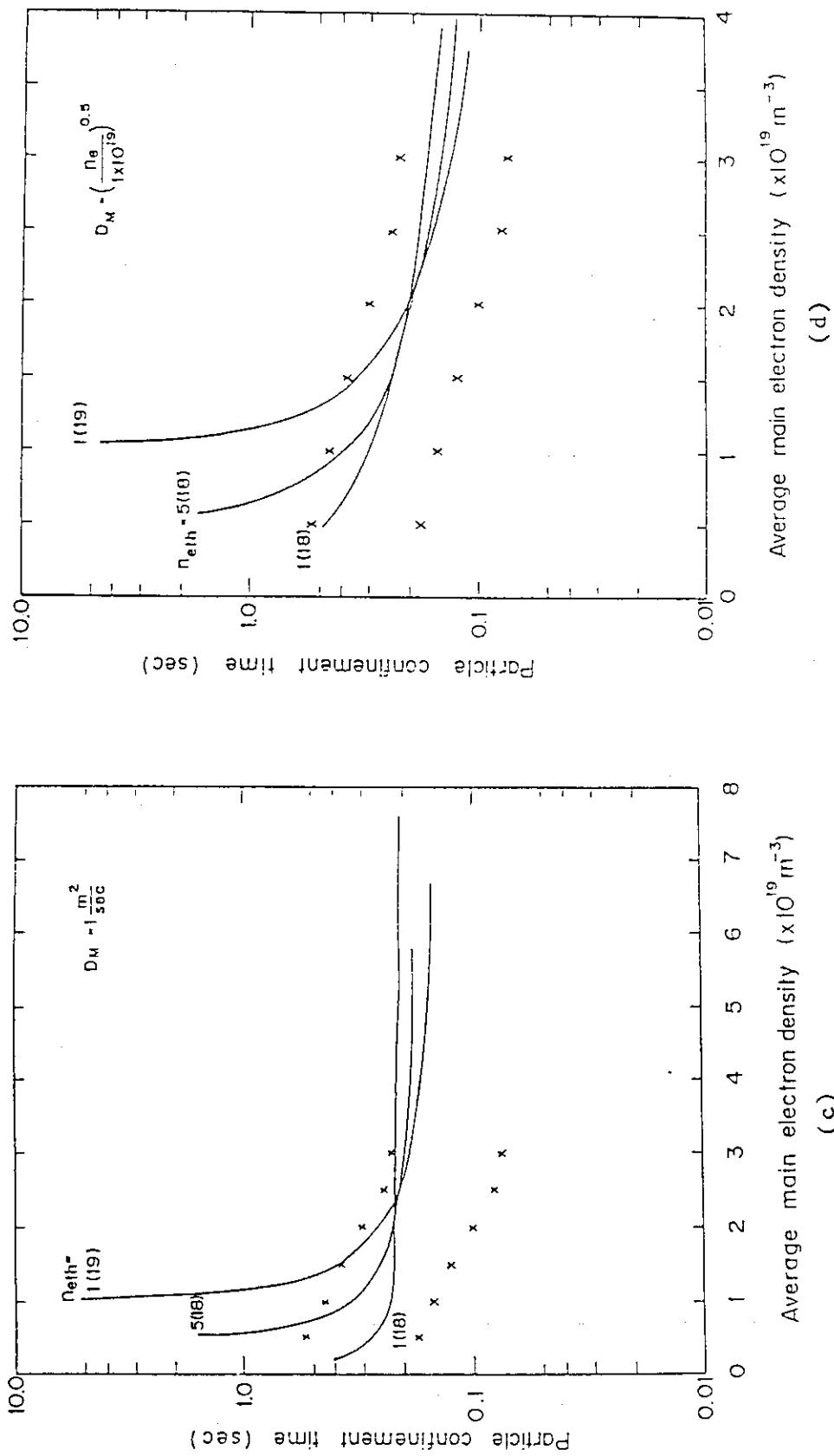


Fig. 7 (Continue)

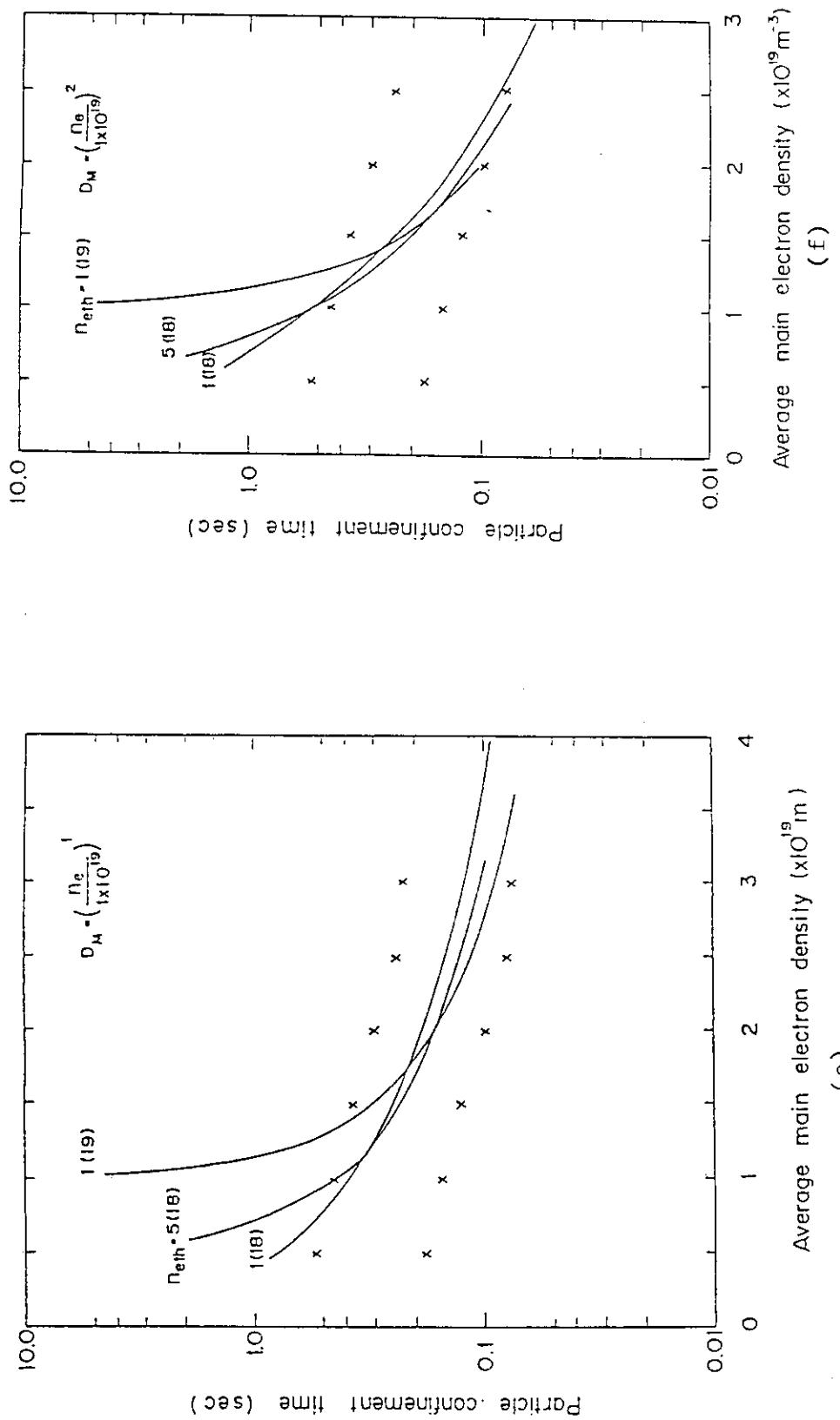


Fig. 7 (Continue)

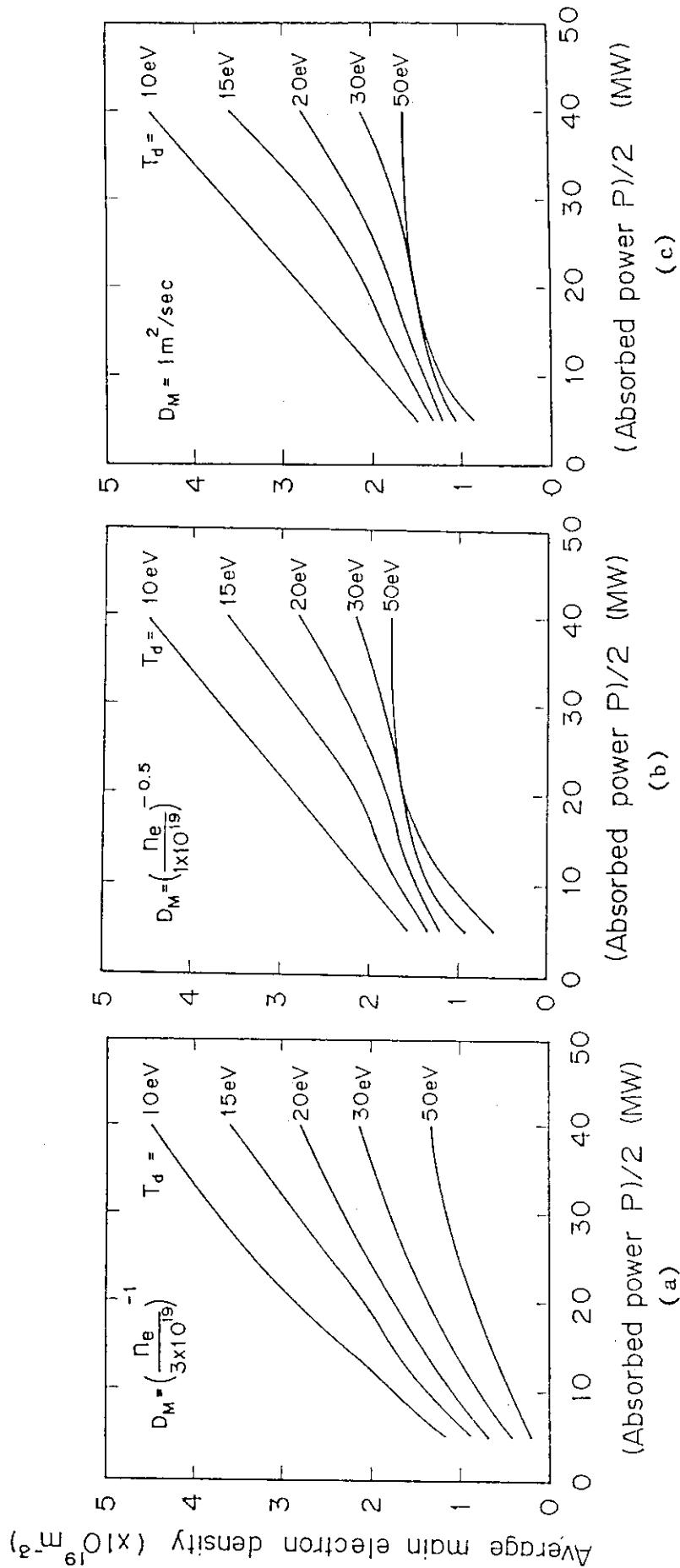


Fig. 8 Average main electron densities consistent with cold and dense divertor plasma are shown as a function of absorbed power with attainable electron temperature at neutralizer plate as a parameter when diffusion model in main plasma is (a) $\alpha=-1$,
 (b) $\alpha=-0.5$, (c) $\alpha=0$, $D_M=1 \text{ m}^2/\text{sec}$, (d) $\alpha=0.3$ or (e) $\alpha=1$.

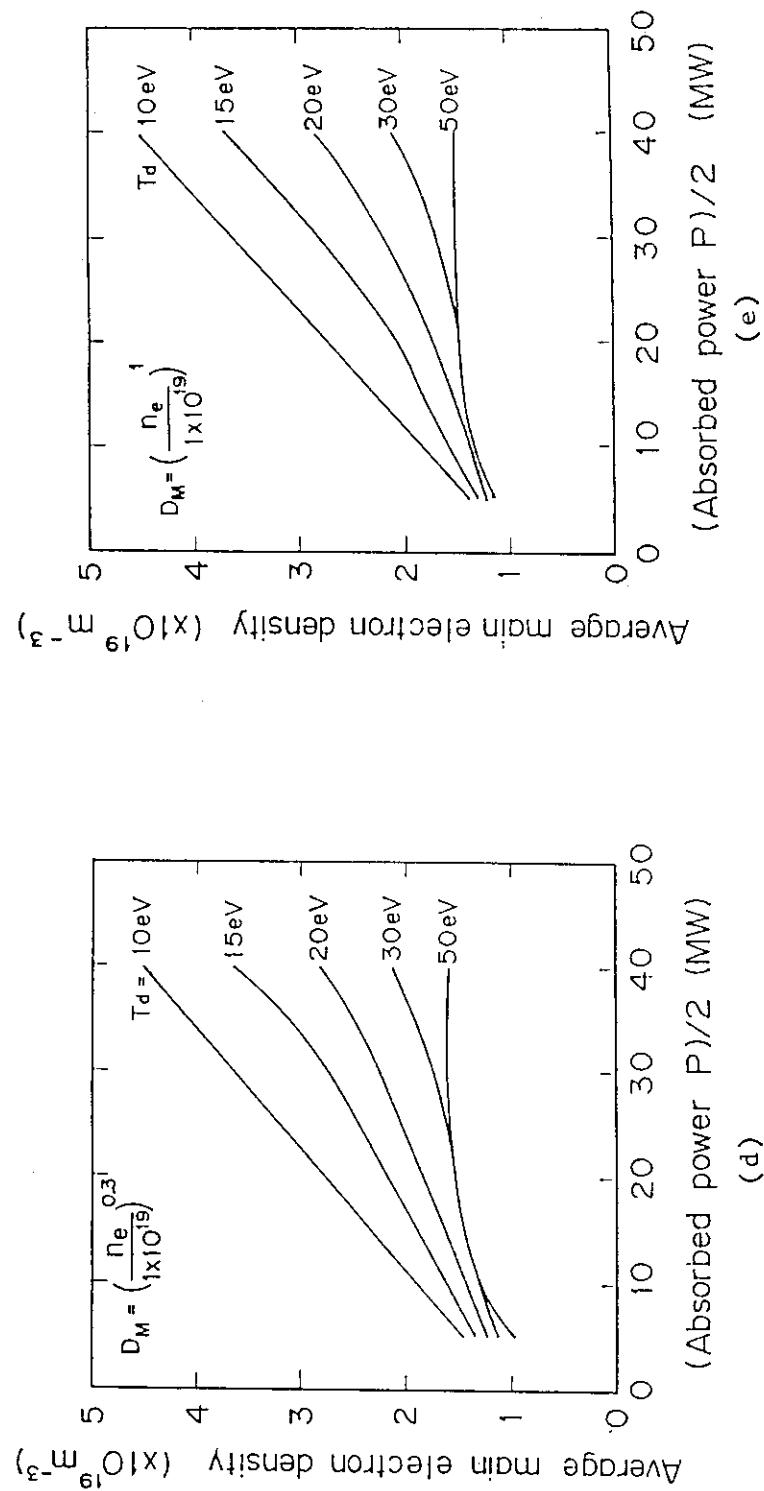


Fig. 8 (Continued)

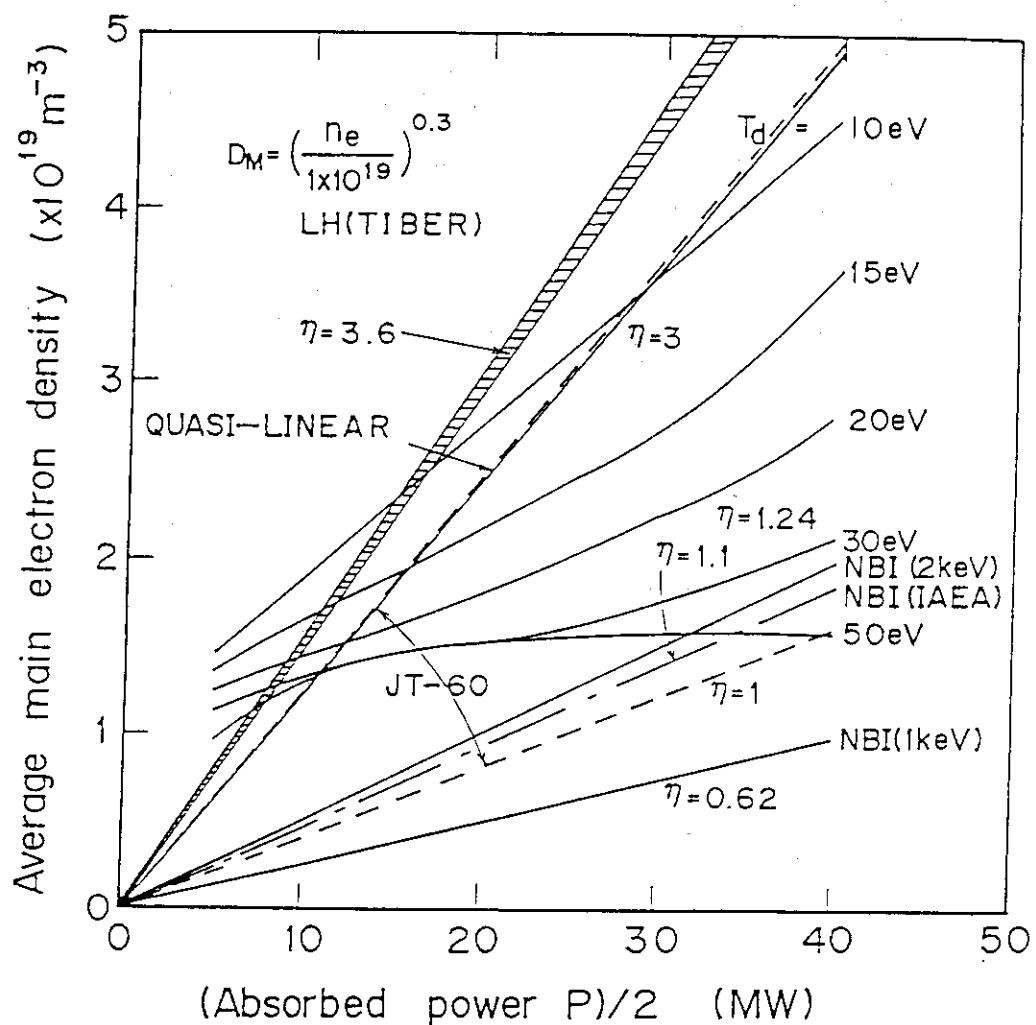


Fig. 9 Maximum average main electron densities to attain, to drive 10 MA noninductive current, are shown on Fig. 8 (d).

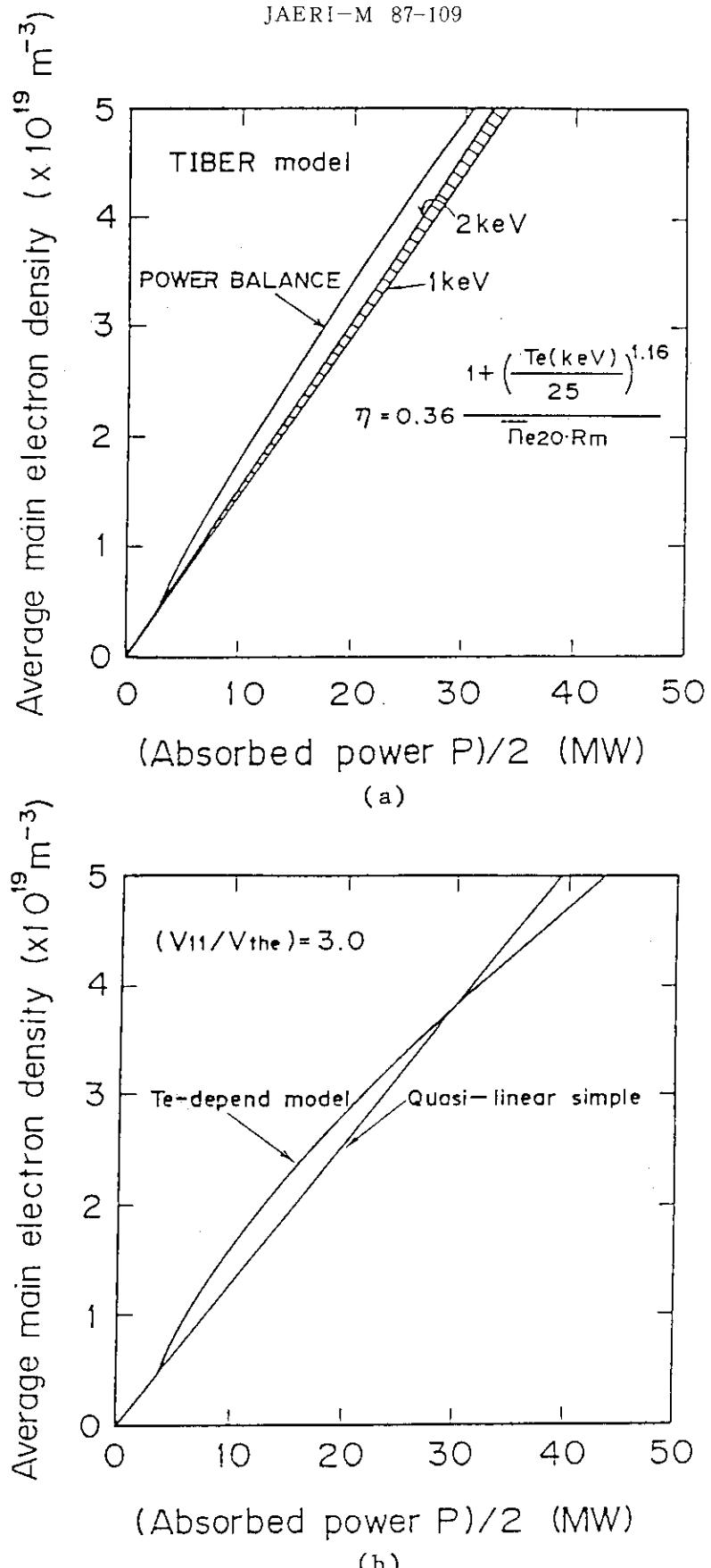


Fig. 10 Maximum average main electron densities using electron temperature determined by power balance in main plasma are shown as a function of absorbed power. (a) TIBER-model.
 (b) Te-dependent model.

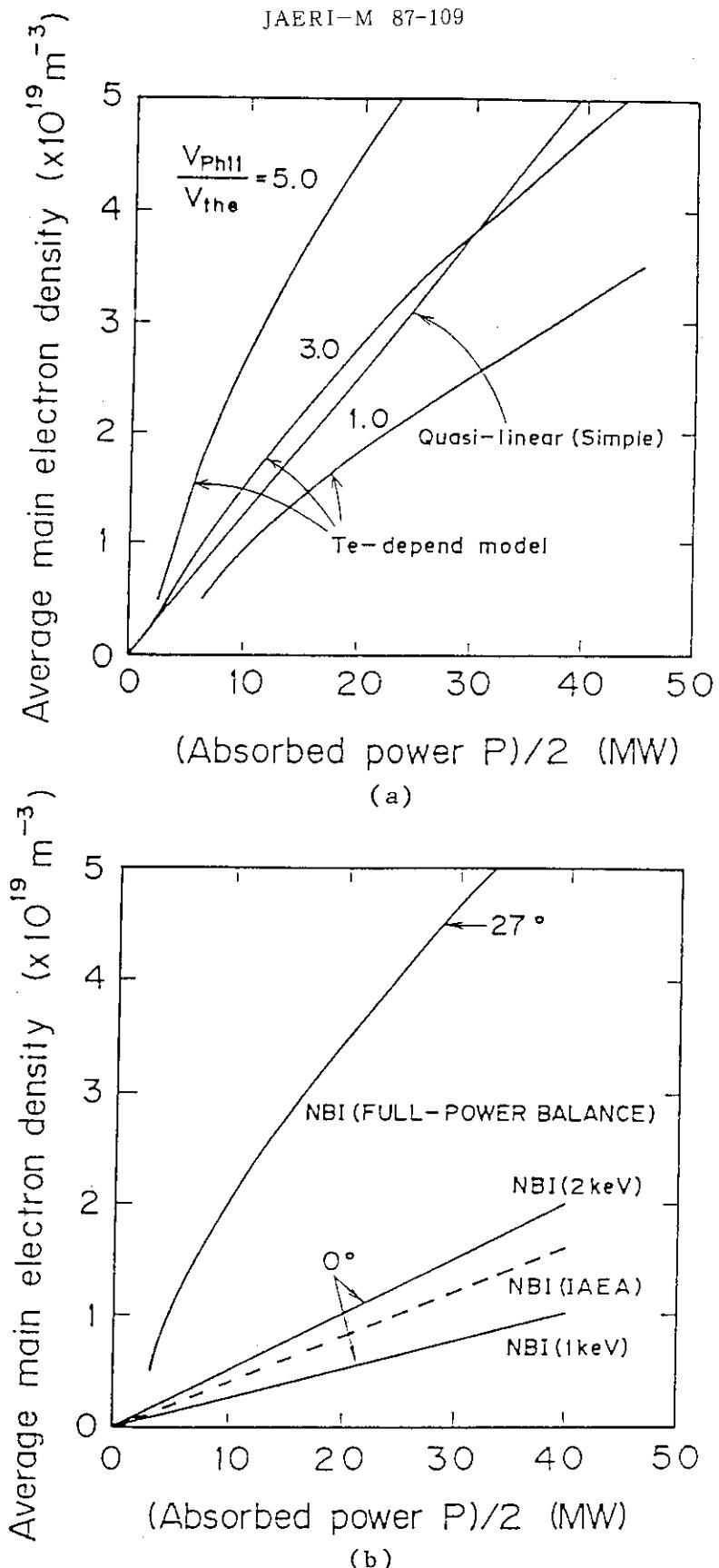


Fig. 11. Maximum average main electron densities using electron temperature determined by power balance in main plasma are shown as a function of absorbed power for (a) LHRF Te-dependent model with $v_{ph\parallel}/v_{the}$ as a parameter and (b) NBI-model.

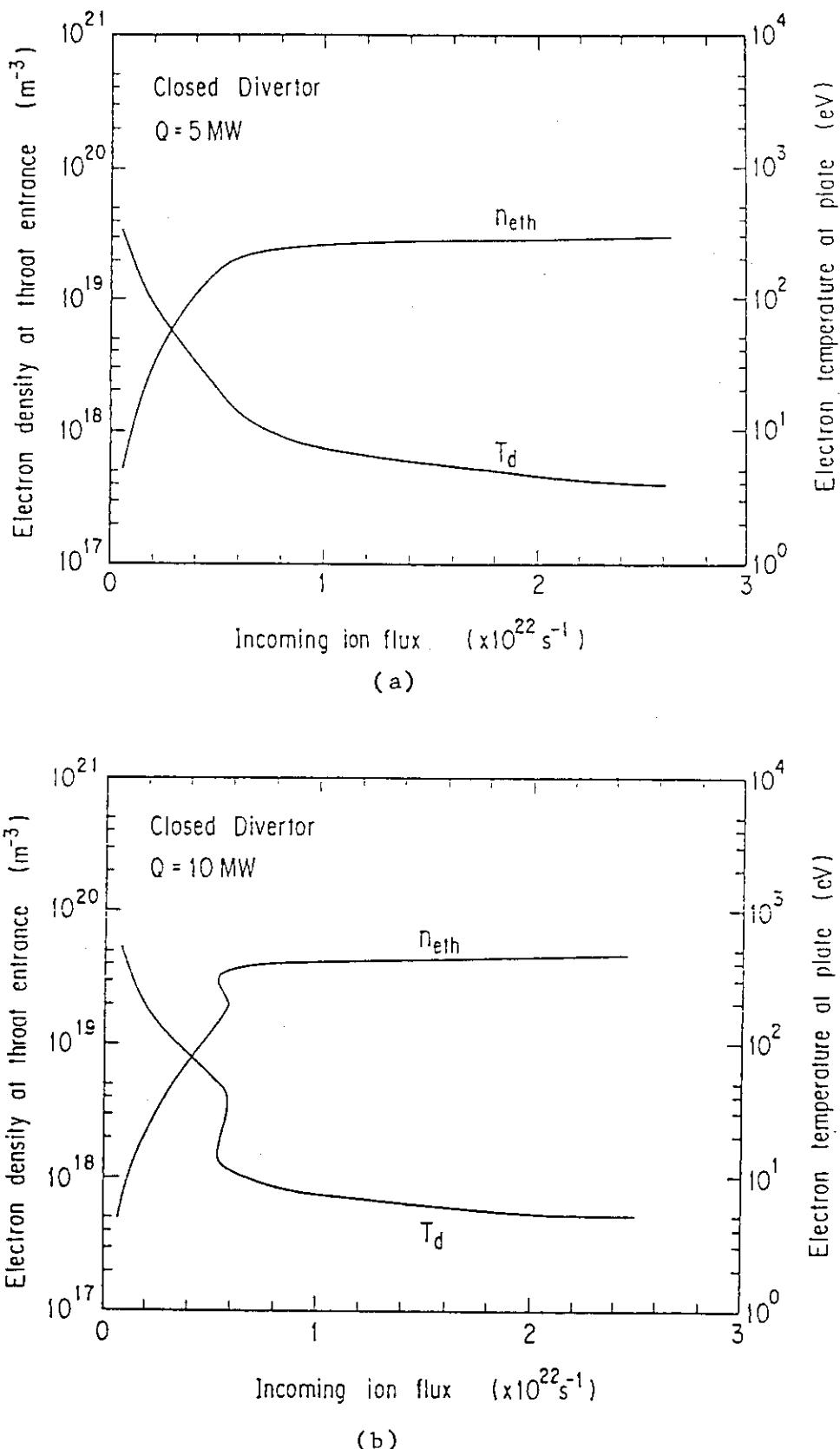


Fig. 12 Electron density at throat entrance and electron temperature at plate are shown as a function of incoming ion flux for incoming heat flux 5 MW, 10 MW, 20 MW and 40 MW respectively in (a), (b), (c) and (d).

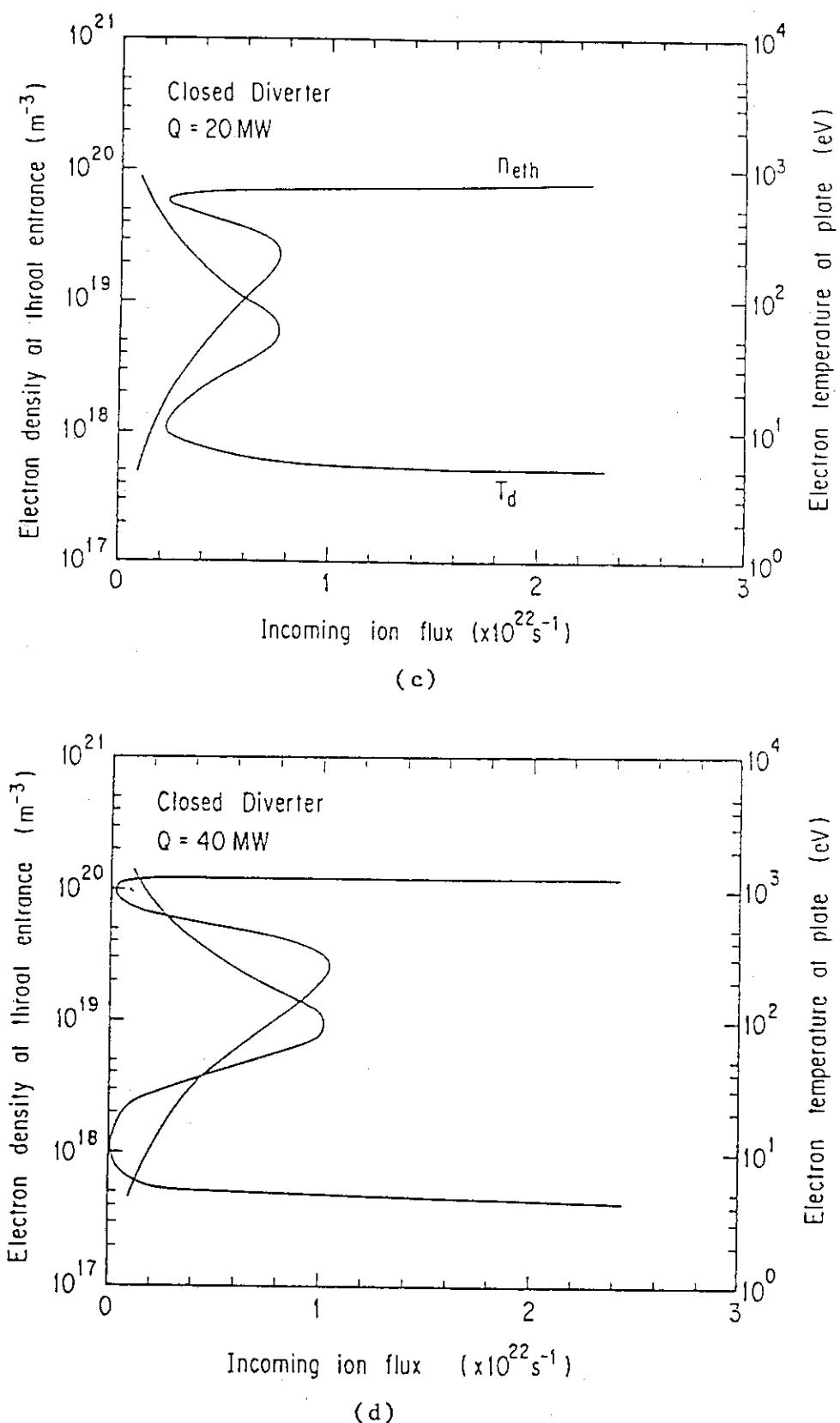


Fig. 12 (Continue)

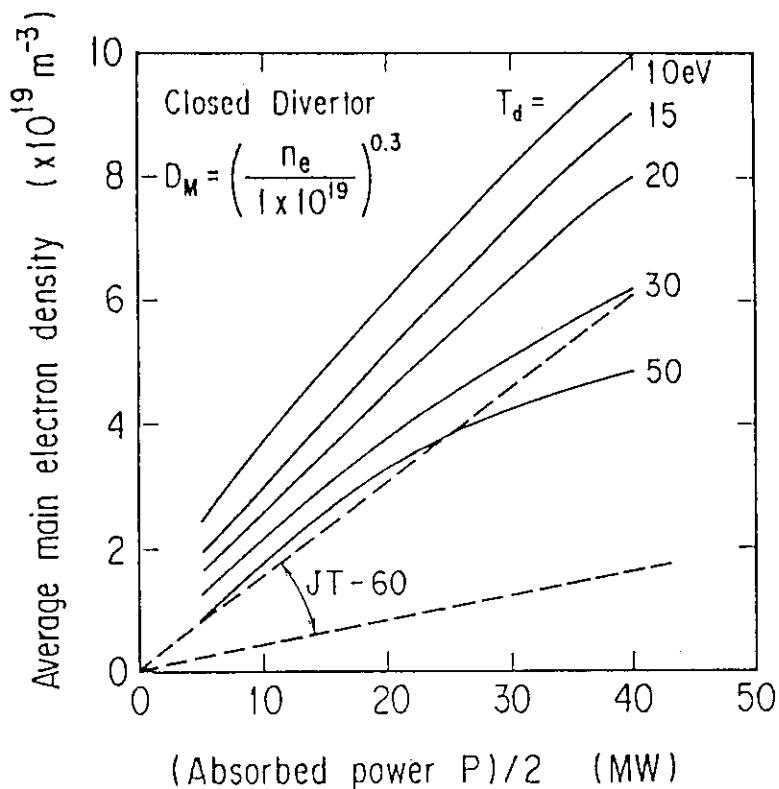


Fig. 13 Maximum average main electron densities to attain, to drive 10 MA noninductive current, are shown for the closed divertor case.

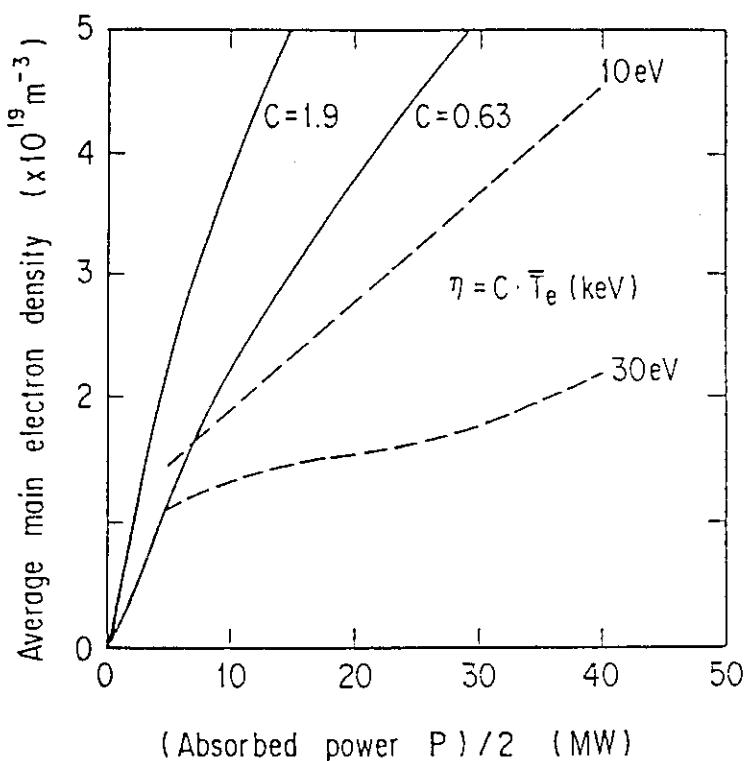


Fig. 15 Average main electron densities consistent with cold and dense divertor plasma (dotted-line) and those to drive 10 MA noninductive current (from Fig. 14) are shown as a function of absorbed power.

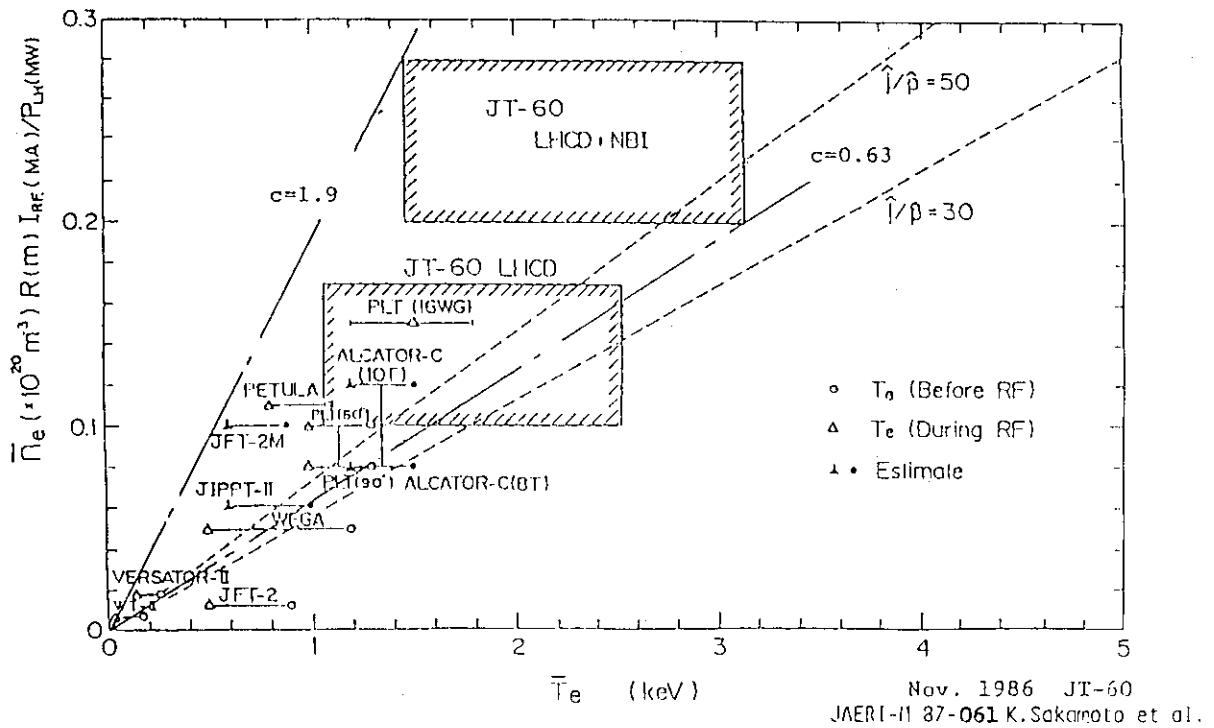


Fig. 14 Current drive efficiencies η_{20} and temperature range obtained are shown for various experiments which include JT-40 results (from JAERI-M87-061: K. Sakamoto et al.). The coefficient $c=0.63-1.9$ is obtained for the relation $\eta_{20}=c\bar{T}_e$.