

JAERI-Research  
2001-049



JP0150827



ITER-FEAT におけるタングステン不純物の輸送解析

2001 年 11 月

村上 好樹・天野 恒雄\*・清水 勝宏  
嶋田 道也・小川 雄一\*

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

本レポートは、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。

入手の間合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibarakiken 319-1195, Japan.

## ITER-FEAT におけるタングステン不純物の輸送解析

日本原子力研究所那珂研究所 ITER 開発室

村上 好樹<sup>\*</sup>・天野 恒雄<sup>\*1</sup>・清水 勝宏<sup>+</sup>・嶋田 道也・小川 雄一<sup>\*2</sup>

(2001年 9月 13日 受理)

1.5次元輸送コード(TOTAL)に任意のアスペクト比および衝突周波数に対して不純物の新古典フラックスを計算できるコード(NCLASS)を結合し, ITER-FEATにおける高Z不純物原子の炉心プラズマ中での挙動を検討した. 種々の電子密度分布に対して各電離レベルを考慮して不純物原子の分布および線輻射パワーを評価した. 不純物原子としてタングステンを考慮した場合, 密度分布が平坦で温度勾配による遮蔽が効果的な場合には, 全線輻射パワーは(不純物原子の輸送を解かない)電離平衡モデルを仮定した場合の1/2程度になることがわかった. 密度勾配が急峻で不純物の遮蔽が十分でない場合には電離平衡モデルに近い線輻射パワーになる. 核融合出力が700 MW(Q=10)で平坦な密度分布の場合, プラズマ性能を大きく劣化させることなく( $H_{H98(y,2)} \sim 1$ ), プラズマ境界でのタングステン原子密度が $7 \times 10^{15}/m^3$ (電子密度の0.01%,  $Z_{eff}$ の増加が0.39)程度まで許容可能であり, このときの線輻射パワーは約90 MWになる. この値は制動放射およびシンクロトロン放射を含めると全加熱パワー210 MWの半分以上になり, ダイバータ部流入パワーの値はダイバータ熱負荷を設計可能なレベルにするために十分なものであり, ITER-FEATにおける高出力運転の可能性を示している.

---

那珂研究所: 〒311-0193 茨城県那珂郡那珂町向山 801-1

<sup>+</sup> 炉心プラズマ研究部

<sup>\*</sup> 外来研究員 (株)東芝 電力システム社

<sup>\*1</sup> 核融合科学研究所

<sup>\*2</sup> 東京大学 高温プラズマ研究センター

## Transport Analysis of Tungsten Impurity in ITER-FEAT

Yoshiki MURAKAMI<sup>※</sup>, Tsuneo AMANO<sup>\*1</sup>, Katsuhiro SHIMIZU<sup>+</sup>,  
Michiya SHIMADA and Yuichi OGAWA<sup>\*2</sup>

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

( Received September 13, 2001 )

Radial distribution of tungsten impurity in ITER-FEAT is investigated by using 1.5D transport code TOTAL coupled with NCLASS code which can solve the neo-classical impurity flux considering arbitrary aspect ratio and arbitrary collisionality of toroidal plasma. Tungsten density profile for various electron density profiles and electron temperature profiles is investigated. The temperature screening effect is observed when the density profile is flat and it is shown that the line radiation power is smaller than the case without impurity transport calculation by a factor of 1/2. When the electron density profile is peaked, the line radiation power is close to the case without transport calculation. It is also shown that the line radiation power of 90 MW is possible without significant degradation of plasma performance in ITER-FEAT when the fusion power is 700 MW and  $Q=10$ . The allowable tungsten density is about  $7 \times 10^{15}/\text{m}^3$ , which is 0.01% of electron density and increases effective ionic charge  $Z_{\text{eff}}$  by about 0.39. In this case, the radiation power including bremsstrahlung radiation and synchrotron radiation is more than half of the total heating power 210 MW and power to the divertor region is less than 100 MW. This operation regime gives an opportunity of high fusion power operation in ITER-FEAT with consistent divertor conditions.

---

<sup>+</sup> Department of Fusion Plasma Research

<sup>※</sup> Visiting researcher, Toshiba Corp., Power Systems & Services Company

<sup>\*1</sup> National Institute for Fusion Science

<sup>\*2</sup> High Temperature Plasma Center, The University of Tokyo

**Keywords:** TOTAL Code, NCLASS Code, IMPDYN Code, ADPAK, Computer Simulation, ITER-FEAT, Impurity, Transport Analysis, Tungsten, Neo-classical Model

This is a blank page.

目 次

1. はじめに .....	1
2. 高 Z 不純物の影響 .....	3
3. 不純物の輸送モデル .....	6
4. 解析結果 .....	8
4.1 不純物の輸送計算 .....	8
4.2 密度分布および温度分布とタングステン原子分布 .....	11
4.3 電離平衡モデルとの違い .....	15
4.4 タングステン不純物の許容量 .....	16
5. まとめ .....	18
謝辞 .....	20
参考文献 .....	20
付録 電離平衡モデルによる予備検討 .....	48
A.1 PRETOR コードによる線輻射損失パワーの計算 .....	48
A.2 電離平衡モデルを仮定した場合の線輻射損失パワーの分布 .....	49

Contents

1. Introduction .....	1
2. Effect of High-Z Impurity .....	3
3. Transport Model of Impurity .....	6
4. Simulation Results .....	8
4.1 Transport Simulation of Impurity .....	8
4.2 Tungsten Density Distribution for Various Density Profiles and Temperature Profiles .....	11
4.3 Difference between Transport Model and Non-transport Model .....	15
4.4 Allowable Maximum Density of Tungsten Impurity in ITER .....	16
5. Summary .....	18
Acknowledgment .....	20
References .....	20
Appendix Analysis by Non-transport Model .....	48
A.1 Line Radiation Power by PRETOR Code .....	48
A.2 Line Radiation Power Profile by Non-transport Model .....	49

## 1. はじめに

現在の核融合実験装置ではプラズマ対向壁の材料として炭素材が多く用いられている。しかし炭素材には、1) プラズマによる損耗(エロージョン)が大きいこと、2) 冷却性能がよくないこと、3) 中性子照射による熱伝導度の劣化が大きいこと、4) トリチウム・インベントリーが大きいこと等の欠点がある。このため将来の核融合炉においては、プラズマ対向壁材料としてモリブデン(Mo)やタングステン(W)等の高融点、高原子番号(Z)の材料が検討されている。高Z材料は初期の実験装置[1, 2]において用いられ、プラズマ中へ不純物として流入したときに大きな性能劣化を引き起こしたためその後あまり用いられてこなかった。しかし現在では不純物の発生および輸送の研究が進展し、その制御の可能性は十分にあると考えられている。また、上に述べたような観点から、将来の核融合炉では高Z材の使用を避けることは難しく、実験炉を見通せるようになった近年、高Z材料の重要性が再び見直されてきている[3]。国際熱核融合実験炉(ITER-FEAT)[4]においてもダイバータ部の一部にタングステン材が採用されている。従って、ITER-FEATにおいてもタングステン原子が炉心に混入する可能性がある。従って、高Z不純物(タングステン等)の炉心での挙動や許容可能量を検討しておく必要がある。

また、最近ではダイバータ領域のプラズマに高Z不純物を注入して放射冷却を促進しダイバータ熱負荷を緩和する手法が一般的になってきた[5]。さらに、直接に炉心プラズマ周辺部へ高Z不純物を注入しダイバータ部への流入パワーを減らす方法(周辺放射マントル運転)も考えられている[6]。これらの場合、主たる興味はダイバータ領域での高Z不純物(主に稀ガス原子)の挙動であるが、炉心に与える影響の評価も重要である。特に周辺放射マントル運転では炉心での不純物の挙動が重要になる。さらに炉心プラズマ周辺部に不純物原子を注入することで主プラズマの閉じ込め性能が改善するような現象も観測されており[7]、炉心プラズマにおける不純物の挙動の正確な取扱いが益々重要になってきている。もし、炉心プラズマ性能を大きく低下させることなく不純物原子を注入できればダイバータ部への流入パワーを低減できるため将来の核融合炉のみならず、次期装置においても重要な運転モードになりえる。

一般に高  $Z$  原子の解析では、その電離レベルを全て別々の流体として扱った解析は計算時間が膨大になることから電離平衡を仮定したモデルを用いることが多い [8]。しかしながら電離レベルの分布はリサイクリング効果や輸送により大きく影響を受け、放射損失パワーは電離レベルの分布に大きく影響を受けるため、電離平衡モデルでは放射損失パワーを正確に評価することは難しい。また、温度勾配による不純物の遮蔽効果が考慮できないため不純物の蓄積の影響を検討できない。さらに炉心プラズマ性能の点からは密度分布が急峻になった場合の方が平坦な場合より高い性能が期待できるが、急峻な密度分布は不純物のプラズマ中心への蓄積を引き起こし逆の効果をもたらす。これらの効果を検討するためにも不純物原子の輸送を正確に取り扱う必要がある。

本研究では主にタングステン原子が炉心プラズマ中に混入した場合の挙動を 1.5 次元輸送コード TOTAL [9] を用いて検討する。今回、特に任意のアスペクト比および衝突周波数に対して不純物の新古典フラックスを計算できるコード NCLASS [10] を TOTAL コードに結合したバージョンを用いた。不純物の原子データとしては、ADPAK [11] を用いた。プラズマ・パラメータは ITER-FEAT (以下では ITER と記す) の炉心プラズマ (Table 1) を想定している。ITER でもタングステン原子は原子番号が 74 と大きいことためこれまであまり検討されてこなかった。また、プラズマ中で完全に電離することがない (100 keV でも 70 価程度) ため、電離平衡モデルとの差異も大きくなると考えられる。

第 2 節では ITER を例にとり高  $Z$  不純物の影響について述べる。第 3 節では計算に用いた輸送モデルについて説明する。第 4 節はシミュレーション結果である。ここでは、ITER の標準的な運転モードにおいて、タングステン原子が混入した場合の挙動および線放射パワーを評価する。また、種々の電子密度分布、電子温度分布に対してタングステン原子の空間分布を調べ、従来の電離平衡モデルと比較する。さらに、高出力の運転 (核融合出力 700 MW) において、タングステン原子による線放射パワーをどの程度まで大きくできるかを検討する。また、ITER において外部より積極的に注入することが検討されているアルゴン原子に対する計算も行う。第 5 節はまとめである。

## 2. 高 Z 不純物の影響

上に述べたように、高 Z 材料はプラズマ中へ不純物として流入した場合に大きな放射損失を引き起こすため、その短所のみが強調されやすい。しかしながら、炉心プラズマにおける大きな線放射損失は、特に核融合出力の大きな将来の核融合炉においては、ダイバータ条件の緩和の観点から利点となり得る。また、高 Z 不純物は燃料希釈への影響が小さいためプラズマ性能を大きく損なうことなく大きな線放射損失を達成できる可能性もある。

Table 2 に示したのは種々の基準における不純物の量とそのときの線放射パワーの概算値である。実効的イオン電荷  $Z_{\text{eff}}$  の増加が 0.3 ( $\Delta Z_{\text{eff}} = 0.3$ ) に対応する不純物量は、炭素 (C) であれば 1%、アルゴン (Ar) であれば約 0.1% である。このときの線放射損失パワーは ITER における計算ではそれぞれ 3 MW と 14 MW になる [12]。一方、タングステン (W) であれば、 $\Delta Z_{\text{eff}} = 0.3$  に対応する不純物量は約 0.006% になるが、このときの線放射パワーは、後で述べるように 100 MW 近くに達する。

燃料希釈の観点からは、この差はさらに大きくなる。ITER の典型的な運転パラメータでは、燃料の純度 ( $n_{\text{DT}}/n_e$ ) は約 0.84 である。これに対応する不純物量は、炭素 (C) であれば 1.6%、アルゴン (Ar) であれば約 0.53% である。このときの線放射損失パワーは概算で、それぞれ 5 MW と 74 MW になる。特に後者の値はダイバータ条件が厳しい ITER の定常運転モードにおいて想定されている値 (アルゴン比率 0.4%) に近い [12]。一方、タングステン (W) であれば、 $n_{\text{DT}}/n_e = 0.84$  に対応する不純物量は約 0.13% になるが、このときの線放射パワーは、計算上は 2000 MW に達する (実際にはパワー・バランスが成立しないし、それ以前に H モードに遷移するためのしきい値パワーの問題がある)。

他の指標としては、Fatal fraction [13] がある。これは、この値を超えると自己点火を達し得ないという不純物量の目安である。Fatal fraction に対応する不純物量は、炭素 (C) であれば 7%、アルゴン (Ar) であれば約 0.54% である。このときの線放射

損失パワーは概算でそれぞれ 21 MW と 76 MW になる。一方、タングステン (W) であれば、この値は約 0.03% になるが、このときの線輻射パワーは計算上は 500 MW になる。

もう一つの重要な観点はエネルギー閉じ込め時間に対する影響である。エネルギー閉じ込め性能に対する指標は、閉じ込め改善係数 (いわゆる HH ファクター) によって評価される。ここでは最新のデータベースに基づき、IPB98(y,2) と呼ばれる比例則を用いる[14]。本検討では、HH ファクター ( $H_{H98(y,2)}$ ) を

$$H_{H98(y,2)} = \tau_E / \tau_{E(y,2)}, \quad (2-1)$$

のように定義する。ここで、

$$\tau_E = W_{th} / (P_{LOSS} - dW_{th}/dt), \quad (2-2)$$

$$P_{LOSS} = P_\alpha + P_{OH} + P_{ADD} - P_{BRM} - P_{SYN} - P_{LIN}/3, \quad (2-3)$$

である。 $\tau_E$  はシミュレーションの結果として得られた大局的なエネルギー閉じ込め時間で、 $\tau_{E(y,2)}$  は IPB98(y,2) 比例則によって与えられるエネルギー閉じ込め時間、 $W_{th}$ 、 $P_\alpha$ 、 $P_{OH}$ 、 $P_{ADD}$ 、 $P_{BRM}$ 、 $P_{SYN}$  および  $P_{LIN}$  は蓄積エネルギー、アルファ加熱パワー、ジュール加熱パワー、補助加熱パワー、制動放射損失パワー、シンクロトロン放射損失パワー、線輻射損失パワーである。線輻射損失パワーにおける 1/3 という係数は線輻射損失の 2/3 は H モード時の周辺ペDESTAL 領域の外側で発生しているという仮定に対応する。(但し後で用いる 1.5 次元コードでは線輻射損失の空間分布を正確に計算している)。

この、HH ファクターおよびプラズマ密度を一定に保って線輻射パワーを増加させていくと、当然ながら核融合出力が減少していく。Figure 2-1 はその様子を示している。ここでは、HH ファクター  $H_{H98(y,2)} = 1.0$ 、補助加熱パワー  $P_{ADD}$  を 70 MW、体積平均の電子密度を  $\langle n_e \rangle = 1.19 \times 10^{20} / m^3$  で一定にして線輻射パワー  $P_{LIN}^{Total}$  を増加させていった場合の核融合出力  $P_{FUS}$ 、核融合利得  $Q$ 、閉じ込め時間  $\tau_E$  等の 0 次元パワー・バランス・コード [15] による計算結果を示している。今後、放射損失パワー等における体積積分の値は上付添字 Total で示す。この計算では小半径方向の輸送は解いておらず、

イオン温度 (=電子温度) 分布:  $T(x) = T_0 (1-x^2)^{2.2}$  および平坦な密度分布を仮定している. ヘリウム蓄積率は  $\tau_{\text{He}}^*/\tau_E = 5$  により計算され, 不純物の小半径方向分布は電子密度に対する比率を一定としている. この場合, 不純物としてアルゴン (Ar) を仮定しており, 図中にもアルゴン比率 ( $f_{\text{Ar}}$ ) を示しているが, あくまで0次元の結果であり実際のプラズマでどの程度の線放射パワーが得られるかは1.5次元コードで計算してみないとわからない. しかしながら, この図から, 与えられた線放射パワーの値に対するプラズマ性能を評価することができる. 図から, 線放射パワーが0から90 MWまで増加した場合に核融合出力が半分程度に低下している様子がわかる. この図からは, 大きな線放射パワーを仮定することは困難であるように見えるが, 実際には密度を一定にする理由はなく, 核融合出力の低下は密度を増加させて補ってやればよい. Figure 2-2 は, 前図と同様に HH ファクター  $H_{\text{H98(y,2)}} = 1.0$ , 補助加熱パワー  $P_{\text{ADD}}$  を 70 MW で一定にし, 核融合出力が 700 MW で一定になるように密度を増加させながら線放射パワーを増加させていった場合の結果である. 図には, 密度限界の指標である Greenwald 密度 ( $n_G$ ) [16] も示してあるが, 密度限界以下で 90 MW 程度の線放射パワーが取れることがわかる. この場合は, アルゴン不純物を仮定しているがタングステン等の高 Z 原子であればプラズマ希釈の影響はさらに小さいため密度限界は容易に満足できる. 700 MW の核融合出力に 70 MW の補助加熱パワーを加えるとプラズマの加熱パワー ( $P_\alpha + P_{\text{OH}} + P_{\text{ADD}}$ ) は約 210 MW になる. ITER における 2次元ダイバータ解析 [17] によると, スクレープ・オフ層 (SOL) への流出パワーが 100 MW 程度以下であればダイバータ板への熱負荷が十分に低減でき, ヘリウム排気も効率的に行えるとされている. 従って, 210 MW のうち, 110 MW 程度を放射させればよいが, 上記の場合, 30 MW 以上の制動放射損失パワー, 10 MW 以上のシンクロトロン放射損失パワーが期待できるので, 実際には 80 MW 程度の線放射パワーが達成できれば十分であろう.

以上に述べたようにタングステン等の高 Z 不純物 (数 100 eV での放射冷却率がタングステンより大きいキセノン等も同等の効果がある) は効果的に使用すればダイバータ

熱負荷低減の観点から大きな利点があることがわかる。本来、タングステン原子は第一壁のスパッタリング等で発生し、その量を外的に制御することは難しいが、本研究ではパラメータ・サーベイの目的からタングステン不純物の量を入力条件として扱い、その挙動について検討する。以下の節では詳細な輸送モデルを用いてタングステン原子の許容混入量およびその線輻射パワーを評価する。

### 3. 不純物の輸送モデル

本節ではプラズマ粒子と不純物イオンの輸送モデルについて簡単に説明する。本報告で ITER の輸送過程をシミュレーションするために用いた計算コードは4つのモジュール、TOTAL [9]、NCLASS [10]、IMPDYN [18] およびADPAK [11] からなる。

TOTAL (Toroidal Transport Analysis Linkage) は標準的な 1.5 次元の輸送コードであり、トカマクのみならずヘリカル・システムの解析にも用いられている [19]。TOTAL コードでは、異常輸送モデルとして Rebut-Lallia モデル [20]、ドリフト波モデル [21]、電流拡散バルーニング・モデル [22]、Bohm-type モデル [23]、Multi-mode モデル [24] 等の種々のモデルが選択可能であるが、本報告では Bohm-type あるいは簡単な放物型の輸送係数モデルを用いた。鋸歯状波振動 (sawteeth oscillation) に関しては、PRETOR コード [25] に組み込まれている高エネルギー粒子の効果を含めたモデル [26] によって計算された鋸歯状波振動の周期を模擬するように minor disruption を起こす安全係数  $q_{\min}$  と disruption のあとの  $q_{\text{sat}}$  を与えて計算した。アルファ粒子加熱は燃料のフィードバック・コントロールで制御している。

不純物輸送と輻射損失は、IMPDYN (IMPurity DYNamics) [18] と ADPAK (Atomic Data PacKage) [11] を用いて計算している。ADPAK は averaged ion model を用い、任意の不純物の電離再結合係数と輻射損失を計算するコードである。タングステン原子の輻射損失に関しては、最近 Fournier などによって  $Z < 40$  の ionization states について詳細な計算がおこなわれたが、この報告では利用できなかった。しかし、タングステン原子の電離係数および再結合係数は Fournier によって与

えられているものを用いた [27] . 高電離状態では, Fournier の結果は ADPAK の計算より自動電離の効果によって約 2 倍大きい電離係数をあたえる.

NCLASS [10] は ORNL のグループによって開発されたプラズマ・イオン, 不純物イオンの新古典拡散係数を計算するコードで, internet の web 上に公開されている. このコードでは, 電子とイオンの密度および温度分布を入力として, 不純物イオンの新古典拡散束が次の形に計算される.

$$\Gamma_k^{neoc} = -D_k \frac{\partial n_k}{\partial \rho} + D_k n_k \left[ \sum_{i \neq k} \left( g_{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial \rho} \right) + g_{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial \rho} \right], \quad (3-1)$$

ここで, 添字  $k$  は  $k$  重に電離したイオンを表す. 本コードでは多種類の不純物を考慮でき, 不純物同志の衝突効果も考慮されている. 但し, 本報告では輸送を解くのは高  $Z$  不純物 1 種類とし, 他の不純物として炭素 (電子密度と同じ分布形で, 割合を 1% で固定) を考慮している. この場合でも高  $Z$  不純物と炭素不純物の相互の衝突効果は考慮されている. プラズマと不純物イオンの温度は, 共通の温度  $T_i$  に等しいとしている. イオン温度勾配に比例する項は  $g_{T_i} < 0$  の場合, 不純物イオンのイオン温度スクリーニング効果を与える. 不純物イオンが PS 領域にある場合,  $g_{T_i} < 0$  になる. 新古典拡散に加えて, 異常拡散係数  $D_A$  を考慮している.

$k$  重に電離したイオン密度  $n_k$  は次の式に従う.

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \rho} [V' \Gamma_k] - (S_{k+1} + \alpha_{k-1}) n_k + S_k n_{k-1} + \alpha_k n_{k+1}, \quad (3-2)$$

ここで,  $S$  と  $\alpha$  はそれぞれ電離と再結合係数である.  $V$  は 2 次元平衡計算から得られるプラズマ体積である. この方程式は陰差分法で解かれる. 境界条件は,

$$\frac{1}{n_k} \frac{dn_k}{d\rho} = -\frac{1}{\Delta} \quad \text{at } \rho = \text{plasma boundary}, \quad (3-3)$$

で与えられる. ここで,  $\Delta$  は  $n_k$  のプラズマ境界でのスケール長である. 本来, この量はスクレープオフ層とダイバータ領域まで含めたシミュレーションでは自動的に決まるべき量であるが, 現段階では  $\Delta$  はインプット・パラメーターとする.

タングステン原子に対してはリサイクリング率をゼロと仮定する。単位時間に  $\Gamma_0$  の中性のタングステン原子の流入があるとすると、定常状態では  $\Gamma_0$  と不純物イオンの out flux が次の関係でバランスする。

$$\Gamma_0 = \sum_k \left[ -(D_A + D_k^{neoc}) \frac{\partial n_k}{\partial \rho} + n_k V_k \right], \quad (3-4)$$

ここで  $V_k$  は  $\nabla n, \nabla T$  に起因する径方向の速度である。中性のタングステン原子の分布は

$$V_0 \frac{\partial n_0}{\partial \rho} = S_0 n_e n_0, \quad (3-5)$$

で与えられる。ここに  $V_0$  は中性タングステンの速度、 $S_0$  は電離係数である。本報告では、中性タングステンの速度  $V_0$  は 10 eV の熱速度、スケール長  $\Delta = 2.5$  cm、タングステンの異常輸送係数  $D_A = 0.5$  m<sup>2</sup>/s を一定とし、中性タングステンの influx  $\Gamma_0$  ( $= \Gamma_{w,s}$ ) に対するパラメータ・サーベイを行う。

## 4. 解析結果

### 4.1 不純物の輸送計算

本節では ITER 装置の炉心プラズマに、ある時刻においてステップ的にタングステン原子が混入したときのシミュレーション結果を示す。但し、タングステン原子の発生の機構については考慮せず、ある時刻以降に炉心プラズマ境界でのタングステン流入フラックスを入力データとして与える。

TOTAL コードでは電子及びイオンの熱拡散係数について種々のモデルを選択可能であり、通常は JET 装置の解析に用いられているボーム型の輸送係数 [23] を用いている。本検討でも次節以降では主にこの輸送係数を用いた解析を行った。しかし本研究の目的は主プラズマの温度分布を調べることではなく、種々の温度分布等に対する不純物原子の分布を示すことにあるので、ここでは簡単な放物型のモデル ( $\chi_i = \chi_e \propto 1 + x^2$ ,  $x$  は規格化した小半径) を用いた結果を示す。次節以降ではいくつかの輸送係数のモデルを用いて温度分布の異なるプラズマにおける不純物の輸送特性を調べる。輸送係数に

放物型の分布を用いた場合には輸送係数の絶対値にはあまり意味がないので、大局的なエネルギー閉じ込め時間が比例則  $IPB98(y,2)$  [14] で与えられる値になるように輸送係数の規格化を行なう。このようにすることで、プラズマ立ち上げ時の H モード遷移を（比例則を切り替えることで）考慮しやすくなり、加熱パワーなどのパラメータ依存性をプラズマ・モデルに導入することができる。また、このような規格化を行うと輸送係数モデルの違いはあまり重要ではなくなる [14]。

Figure 4-1 は上記のような仮定をして計算したシミュレーション結果の例である。ここで、 $\langle n_e \rangle$ ,  $\langle T_e \rangle$ ,  $\langle T_i \rangle$ ,  $P_{FUS}$ ,  $P_{ADD}$ ,  $\langle n_w \rangle$ ,  $n_{w,0}$ ,  $n_{w,S}$ ,  $P_{BRM}$ ,  $P_{SYN}$ ,  $P_{LIN}$  は、それぞれ電子密度、電子温度、イオン温度、核融合出力、外部加熱パワー、平均のタングステン密度、プラズマ中心および表面のタングステン密度、制動放射パワー、シンクロトロン放射パワー、（タングステン原子による）線放射パワーを表わし、上付添字の Total は体積積分値を意味している。この場合、初期の低温低密度プラズマから加熱パワーを加えて核融合出力を増加させている。また、電子密度が所定の値になるような制御を行っている。時刻  $t = 40s$  付近で L モードから H モードへの遷移が起こっている。H モード遷移のしきい値パワーには ITER で用いられている典型的な式 [28] を用い、L モードの比例則としては ITER89 パワー則を用いた。但し、本研究ではプラズマ立ち上げプロセスは重要ではなく、重要なのは平衡に達した後の温度や密度の分布である。時刻  $t = 200s$  においてタングステン不純物が導入されている。この場合、プラズマ表面での積分されたタングステン・フラックスを  $1.2 \times 10^{18}/s$  としている。10 秒程度で平均のタングステン密度、プラズマ中心のタングステン密度ともに一定値に達していることがわかる。

Figure 4-2 はタングステン原子の導入前 ( $t=199s$ ) のプラズマ・パラメータ分布である。但し、 $n_{DT}$ ,  $n_{He}$ ,  $Z_{eff}$ ,  $j_T$ ,  $q_w$ ,  $P_\alpha$  は DT 燃料密度、ヘリウム密度、実効電荷数、全電流密度、安全係数、アルファ加熱パワーの分布を示している。この場合、境界条件として与えるセパトリックス密度を小さくして比較的急峻な密度分布を仮定しているので、ITER で想定されている平坦な密度分布 [12] と多少異なっている。

Figure 4-3 はタングステン原子が導入されて十分に時間がたった後 ( $t=300\text{s}$ ) のプラズマ・パラメータの分布である。この場合、線輻射パワーの積分値は約 11 MW で、核融合出力は 450 MW から 365 MW に低下しているが燃焼は維持されている。

Figure 4-3-b) はタングステン原子の分布と速度を示している。ここで、 $V_{\text{imp}}$  はタングステン原子の速度で、正の値は外向きの速度を示している。 $n_w$  は全タングステン原子の密度である。これからプラズマの中心部分では  $V_{\text{imp}}$  が正であるため不純物が中心に向かって減少しているが、小半径の 8 割程度より外側では  $V_{\text{imp}}$  が負になり、不純物が増加している。図にはいくつかの電離レベルのタングステン原子の分布および線輻射パワーの分布も示されている。この例ではプラズマ中心部分でも 65 価程度にまでしか電離していない。また、線輻射パワーの大半はプラズマ周辺領域で発生している（内側領域の体積要素は小さいことに注意）。

Figure 4-4 は Figure 4-1 と同様な条件で、プラズマ表面でのタングステン・フラックスを  $1.6 \times 10^{18}/\text{s}$  とした場合の結果である。この場合には、プラズマ表面のタングステン密度は  $1.2 \times 10^{15}/\text{m}^3$  程度にまで増えており、このときの線輻射パワーも 20 MW 程度に達している。その後、中心のタングステン密度が増え続け、やがて出力が低下している様子が見られる。なお、この場合には結果を見やすくするために H モードから L モードへの逆遷移は考慮していない（以下の計算でもすべて同様である）。

Figure 4-5 は Figure 4-1 から 4-4 とは異なり、比較的平坦な密度分布に対するシミュレーション結果である。これは、プラズマ表面でのタングステン・フラックスを  $0.9 \times 10^{18}/\text{s}$  とした場合の結果である。この場合、プラズマ表面の電子密度を  $0.9 \times 10^{20}/\text{m}^3$  に固定し、平均密度を核融合出力が 400 MW になるように制御した結果、比較的平坦な電子密度分布を得ている。この場合も前のケースと同様に、線輻射パワーが約 20 MW 程度から急増している様子が見られる。但し、このときのプラズマ表面のタングステン密度は約 2 倍大きいこと、平均のタングステン密度は逆に小さいことがわかる。なお、この場合にはプラズマ表面のタングステン・フラックスは前のケースより小さいが、プラズマ表面のタングステン密度は逆に大きくなっていることに注意を要する。

Figure 4-6 は Figure 4-5 の場合の電子温度，電子密度，不純物速度，全タングステン密度分布の時間変化を示したものである．この図の場合，最初は中心のタングステン密度が周辺のタングステン密度より小さいが，やがて中心のタングステン密度が周辺のタングステン密度より大きくなっていく．

以下では，密度分布とタングステン原子の挙動に関して詳しく検討する．

#### 4.2 密度分布および温度分布とタングステン原子分布

本節ではプラズマ表面のタングステン流入フラックスとタングステン原子密度の関係，密度分布および温度分布の形状とタングステン原子の分布の関係を調べる．

プラズマ密度および閉じ込め改善係数（HH ファクター）を一定にすると，わずかの線輻射パワーの増加でプラズマの温度，従って核融合出力が低下してしまうため，不純物の挙動を同じ条件で調べるのが難しい．また，実際の運転でも核融合出力が一定になるような制御が行われるであろう．従って，本節では核融合出力がほぼ一定になるように密度を制御した場合のシミュレーションを行う．密度分布はプラズマ境界での値を入力データとして与える．この場合，核融合出力が約 400 MW になるように平均電子密度が制御されている．なお，本節では JET 装置の解析に用いられているボーム型の輸送係数 [23] を用いている．すなわち，電子の熱拡散係数（異常輸送）を，

$$\chi_e = \alpha_B \frac{T_e}{B_T} q_\Psi^2 / L_{Pe}^* , \quad (4-1)$$

のようにモデル化している．ここで， $B_T$  はトロイダル磁場， $q_\Psi$  は MHD 安全係数， $L_{Pe}^*$  は小半径で規格化された圧力勾配の特性長で，単位は MKSA 単位系（電子温度は eV 単位）である．本検討では定数  $\alpha_B$  は  $3.3 \times 10^{-4} / 4.5$  に選んであり， $\chi_i = \chi_e$  で．バルク粒子の拡散係数は  $D = \chi_e / 4$  としている．inward pinch の項はピンチ速度  $V_p$  ( $=0.01$  m/s) を与えている．

本報告の目的は主プラズマの輸送計算ではないので輸送モデルの選択は重要ではない．また，後で示すようにプラズマ境界での温度（と核融合出力，すなわち平均の温度）を固定した場合には，温度分布の違いによる影響は密度分布に比べて小さく，定性的な結

果は輸送モデルにあまり依存しない。

定量的な結果は（特に周辺部の）温度分布や密度分布によってかなり変わる可能性がある。しかし、あらゆる分布に対して解析を行うことは不可能であるし、ここではむしろ炉心プラズマ中での高Z不純物の存在条件として、どのような分布がありうるのか、また、どの程度まで線輻射パワーをとりうるのか、電離平衡モデルとの差異はどの程度かを調べるのが目的であるので、いくつかの代表的なプラズマ分布に対して調べることとする。

まずタングステン不純物の流入フラックスと線輻射パワーの関係を調べた結果を示す。Figure 4-7 は境界の電子密度が  $0.2 \times 10^{20}/\text{m}^3$  の場合（密度分布が急峻な場合）に、境界のタングステン・フラックスを変えて計算したプラズマ・パラメータの分布である。この場合タングステン原子のフラックスが小さいため（全線輻射パワーが数 MW から 20 MW 程度）、温度および密度の分布はほとんど変化していない。また、密度勾配の急峻なプラズマ周辺領域で不純物原子の速度  $V_{\text{imp}}$  が負（内向きの速度）になり、タングステン原子の蓄積が起こっている。

Figure 4-8 は境界の電子密度が  $0.9 \times 10^{20}/\text{m}^3$  の場合（密度分布が平坦な場合）に Figure 4-7 と同様に境界のタングステン・フラックスを変えて計算したプラズマ・パラメータの分布である。この場合には、密度の勾配が小さいため、いたるところで不純物原子の速度  $V_{\text{imp}}$  が正（外向きの速度）であり、タングステン原子の蓄積は起こっていないし、線輻射パワーもプラズマ周辺部に集中している。

Figure 4-9 と Figure 4-10 は Figure 4-7 と Figure 4-8 の場合に、境界のタングステン・フラックスと全線輻射パワーの関係を示したものである。これらの図より、流入フラックスと線輻射パワーにはほぼ線形の関係があることがわかる。

以下では、なるべく主プラズマの温度や密度に擾乱を与えないためにごく微量のタングステン原子を注入して、プラズマの温度や密度分布とタングステン原子の分布の関係を調べる。

Figure 4-11 は種々の密度分布に対して計算したタングステン原子の密度分布である。ここでは、境界の電子密度をいろいろと変えて密度分布を変化させた。また、平均の電

電子密度は核融合出力がほぼ 400 MW になるように与えた。この場合には境界でのタングステン密度が  $2 \times 10^{14} / \text{m}^3$  になるようにタングステン・フラックス  $\Gamma_{w,s}$  を調整しているため、 $\Gamma_{w,s}$  は一定ではない（図の  $\Gamma_{w,s,18}$  は  $10^{18} / \text{s}$  で規格化したタングステン・フラックス）。この図から境界の電子密度が小さくなり、境界付近での密度勾配が大きくなるにつれてプラズマ周辺領域で不純物原子の速度  $V_{\text{imp}}$  が負（内向きの速度）になり、タングステン原子の蓄積が起こっている様子が見られる。

Figure 4-12 はやはり種々の密度分布に対して計算したタングステン原子の密度分布である。ここでは、内向きのピンチ速度  $V_p$  をいろいろと変えて密度分布を変化させた。また、平均の電子密度は核融合出力がほぼ 400 MW になるように与えた。この場合にも境界でのタングステン密度が  $2 \times 10^{14} / \text{m}^3$  になるようにタングステン・フラックスを調整している。この図ではピンチ速度が大きくなり全体的な密度分布が急峻になるにつれて境界付近でのタングステン原子の蓄積は減っている。これは、核融合出力が一定の場合には、ピンチ速度が大きい程プラズマ周辺部分での局所的な密度勾配が小さくなるためである。すなわち、密度分布の全体的な形状よりも局所的な密度勾配が重要であることがわかる。

Figure 4-13 は Figure 4-11 の場合に、境界の電子密度  $n_{e,s}$  と全線輻射パワー  $P_{\text{LIN}}^{\text{Total}}$  の関係を示したものである。境界の電子密度が増加する程、線輻射パワーが小さくなることがわかる。 $n_{e,s}$  が大きくなると周辺部分の密度が増えることを考慮すると炉心での放射損失パワーの低下は図よりも顕著である。

Figure 4-14 は Figure 4-12 の場合に、ピンチ速度  $V_p$  と全線輻射パワー  $P_{\text{LIN}}^{\text{Total}}$  の関係を示したものである。ピンチ速度が増加する程、線輻射パワーが小さくなる様子が見られるがそれほど大きな変化はない。これは前に述べたように核融合出力が一定の場合には、ピンチ速度が大きい程プラズマ周辺部分での局所的な密度勾配が小さくなるためである。従って、本報告で扱っているモデルではピンチ効果はそれほど重要ではない。なお、以下の例ではピンチは考慮しない。

次に温度分布とタングステン原子分布の関係を調べる。密度分布と違い温度分布は簡単には変えられないので、ここでは輸送係数モデルを変えることによって温度分布を変

化させる。すなわち、ここで扱う温度分布は物理的には意味はなくパラメータ・サーベ  
イの目的のために選ばれた温度分布である。輸送係数としては、(4-1)式で示したボ  
ーム型の輸送係数の他に、異なる小半径依存性を持つ簡単な分布を考える。これらをま  
とめて以下に示す。

$$[\text{Case-A}] \quad \chi_e = c_0(1 + c_1 x^2), \quad (4-2)$$

$$[\text{Case-B}] \quad \chi_e = c_0 \left\{ 1 + (1 - x^2)^4 \right\}, \quad (4-3)$$

$$[\text{Case-C}] \quad \chi_e = \alpha_B \frac{T_e}{B_T} q_{\Psi}^2 / L_{pe}^*, \quad (4-1')$$

(4-2)式はプラズマ外側で $\chi_e$ が大きくなる輸送係数分布であり、(4-3)式はプラズ  
マ内側で $\chi_e$ が大きくなる輸送係数分布である。(4-1')式も基本的には $q_{\Psi}$ の効果で外  
側で大きくなる傾向にある。ここで、Case-A および Case-B では大局的なエネルギー  
閉じ込め時間が比例則によって与えられる値になるように定数 $c_0$ を規格化しているが、  
Case-C ではこのような規格化を行っていない。また、(4-2)式では、 $c_1$ をいろいろ  
と変えた計算を行った。

Figure 4-15 および Figure 4-16 はこれらの輸送係数に対して行ったシミュレーシ  
ョン結果である。Figure 4-15 はプラズマ境界の電子密度が $0.2 \times 10^{20}/\text{m}^3$ の場合の結  
果であり、Figure 4-16 はプラズマ境界の電子密度が $0.9 \times 10^{20}/\text{m}^3$ の場合の結果であ  
る。いずれの場合も温度分布がかなり変化しているにもかかわらず、タングステン原子  
の分布形としては、ほぼ同じ傾向が見られる。すなわち、ここで検討した密度分布およ  
び温度分布の範囲では、温度勾配によるスクリーニング効果でタングステン不純物の中心  
への蓄積は見られなかった。これは、ここで扱った密度分布は、比較的急峻な例でも  
プラズマ中心部では平坦な密度分布になっており、温度勾配によるスクリーニング効果が  
疎外されにくいためである。このような分布は、ITER の誘導運転モードで考えられて  
いるような密度分布に近いが [12]、非誘導運転モードや内部輸送障壁がある場合の  
密度分布のようにプラズマの内側領域に大きな密度勾配があるような場合には結果が異  
なる可能性がある。

### 4.3 電離平衡モデルとの違い

この節では各電荷状態の不純物の輸送を個々に解かずに、電離レベルは電子温度のみで（イオン化と再結合のバランスから）決まると仮定したモデル（電離平衡モデル）との比較を行う。このために、TOTAL (+NCLASS) コードの出力の温度分布と全タングステン原子の密度分布を入力条件として電離平衡を仮定して線輻射パワーを計算する。以下では急峻な密度分布および平坦な密度分布において、TOTAL (+NCLASS) コードの結果と電離平衡モデルの結果の比較を行う。

Figure 4-17 は、境界の電子密度が  $0.2 \times 10^{20}/\text{m}^3$  の場合の TOTAL コードの計算結果である。輸送モデルはボーム型であり、境界の電子密度を与えたときにガス・パフ量を制御して核融合出力が 400MW になるように平均の電子密度が制御されている。ここで、 $T_e$ 、 $T_i$ 、 $n_e$  および  $n_w$  は、電子温度、イオン温度、電子密度およびタングステン原子の密度を示している。2番目の図（NCLASS Model）は、TOTAL コードを用いて計算したタングステン原子の各電離状態の分布である。ここでは、図を見やすくするために一部の電荷数のみを示してある。3番目の図は、上記の温度分布および全タングステン原子密度分布を与えて、電離平衡を仮定した場合に求めた各電離状態の分布である。これらと比べると、TOTAL コードの結果（NCLASS Model）のタングステン原子は、電離平衡モデル（NT Model）の結果に比べて、より高い価数まで電離していることがわかる。この原因については高温の中心部からの不純物の輸送や両コードで電離断面積が必ずしも等しくないことなどが原因として考えられるが、今後の検討課題である。最下段の図は線輻射パワーの分布を示している。電離平衡モデル（NT Model）では TOTAL コードの結果（NCLASS Model）に比べて線輻射パワーが局所的には2倍程度大きくなっていることがわかる。この場合、体積平均の線輻射パワーは TOTAL コードの結果で 5.7 MW、電離平衡モデルで 9.5 MW である。

Figure 4-18 は、境界の電子密度が  $0.9 \times 10^{20}/\text{m}^3$  の場合である。ほぼ、同様な結果が見られる。以上から、TOTAL コードの結果は電離平衡モデルに比べて同じ温度、密度分布に対して電離レベルが高くなり線輻射パワーも増加することがわかる。

#### 4.4 タングステン不純物の許容量

ITER では核融合出力が 700 MW 程度まで可能なように設計されているが、この場合にはダイバータ熱負荷がかなり厳しくなると予想される。しかしながら第 2 節で述べたように高  $Z$  不純物の存在によって大きな線輻射パワーが達成できれば、ダイバータ板の熱負荷は大きく緩和されることになる。実際のプラズマでは第 2 節で述べたような不純物量を達成できるとはかぎらず、許容可能な不純物量は輸送計算を行わないとわからない。本節では、ITER プラズマにおいて許容可能なタングステン量および線輻射パワーを評価してみる。

ここでは、プラズマ境界の電子密度が  $0.9 \times 10^{20} / \text{m}^3$  の場合の結果を示す。これは放物型の輸送係数 (Case-A) において、 $c_1=1.0$  の場合の結果である。また、この計算では核融合出力が所定の値 (約 700 MW) になるように電子密度を調整している。

Figure 4-19 は計算結果の例である。ここで、時刻  $t=200$  s においてタングステン原子が流入したとしている。図には、タングステン原子の流入フラックスをいろいろと変えた場合の結果が示してある。タングステン原子の流入と同時に温度が下がり密度が上昇している様子がわかる。結果的に核融合出力はほとんど変化していない。

Figure 4-19-b) は中心のタングステン密度  $n_w(0)$ 、平均のタングステン密度  $\langle n_w \rangle$ 、全輻射パワー  $P_{\text{LIN}}^{\text{Total}}$ 、プラズマの正味の加熱パワー  $P_{\text{LOSS}}$  を示している。タングステン・フラックス  $\Gamma_{w,s} = 8.2 \times 10^{18} / \text{s}$  の場合には、全線輻射パワーが急激に増加し、パワー・バランスが維持できなくなり燃焼が急激に停止している。Figure 4-20 は Figure 4-19 において、 $\Gamma_{w,s} = 8.0 \times 10^{18} / \text{s}$  の場合のプラズマ・パラメータ分布の変化を示したものである。時刻  $t=200$  s でタングステン原子が流入し電子密度が上昇している。このとき、不純物の速度  $V_{\text{imp}}$  はほとんどの領域で正 (小半径外向き) であり、タングステン原子の分布もプラズマ中心に向かって減少傾向の分布で一定であることがわかる。一方、Figure 4-21 は Figure 4-19 において、 $\Gamma_{w,s} = 8.2 \times 10^{18} / \text{s}$  の場合のプラズマ・パラメータ分布の変化を示したものである。やはり、時刻  $t=200$  s でタングステン原子が流入し、電子密度が上昇しているが、この場合にはプラズマ周辺部での不純物の速度が負で、時間とともに速度の絶対値が増加していき、プラズマ境界でのタングステン密度

が一定にもかかわらず、そのすぐ内側の領域のタングステン密度が増加していく。これは、Figure 4-20 の場合よりも密度の上昇が大きく、密度勾配も大きいため不純物の遮蔽効果が十分でないためと考えられる。以上のような原因から、不純物の流入量がある値を超えた時に核融合出力を一定に保つために電子密度を増加させると不純物密度の連続的な上昇が発生する可能性があると考えられる。

実際のプラズマでは、このような状態になる前に H モードを維持できなくなる可能性が高い。Figure 4-19-b)の最下段の図で太い破線は H モード遷移に必要なしきい値パワーを示しているが、正味の加熱パワー  $P_{\text{LOSS}}$  がこの値を下回ると L モードに逆遷移するか、閉じ込めが劣化すると考えられる。従って、実際に流入可能なタングステン原子の密度はプラズマ表面の値で  $8 \times 10^{15}/\text{m}^3$  程度 ( $\Gamma_{\text{w,S}} = 7 \times 10^{18}/\text{s}$  に対応) であろう。この場合でも線輻射パワーは 100 MW 程度になる。なお、この結果はすべて  $H_{\text{H98(v,2)}} = 1.0$  の場合であるので、電子密度の増加を考慮しても ITER プラズマにおいて 100 MW 近くの線輻射パワーが十分に達成可能であろうと考えられる。

Figure 4-22 は、密度分布が平坦な場合 ( $n_e(0)/\langle n_e \rangle = 1.0$ ) と急峻な場合 ( $n_e(0)/\langle n_e \rangle = 1.3$ ) に、プラズマ境界のタングステン密度と線輻射パワーの関係を示したものである。ここでは、核融合出力が 700 MW になるように密度を制御している。また、この場合は、Bohm-type の輸送モデルを用いており、輸送係数の規格化は行っていないが、Figure 4-21-b)にあるように、ほとんど  $H_{\text{H98(v,2)}} \sim 1$  で一定である。同じ境界タングステン密度  $n_{\text{w,S}}$  に対して、平坦な密度分布の場合には不純物の遮蔽効果により急峻な密度分布の場合の半分程度の線輻射パワーになっている。また、いずれの場合も、 $P_{\text{LIN}}^{\text{Total}} \sim 100$  MW 程度を超えると  $P_{\text{LIN}}^{\text{Total}}$  の急激な増加が起こり燃焼が停止する。従って、密度分布が急峻な場合の許容可能なタングステン密度は平坦な場合の半分以下になっていることがわかる。但し、電子密度に対する割合では大きな違いは無い。図には PRETOR コード [25] によって計算した線輻射パワーも示されている。この場合は不純物の輸送は解かず電子密度に対して一定の比率であると仮定し、電離平衡モデルを用いている。図から PRETOR コードの結果は密度分布が急峻な場合 ( $n_e(0)/\langle n_e \rangle =$

1.3) に近い値になっている。すなわち密度分布が急峻で不純物の遮蔽が十分で無い場合には電離平衡モデルに近い線輻射パワーになっている。

なお、参考のために、アルゴン原子に対して同様に計算した結果を Figure 4-23 に示す。これは核融合出力が 400 MW の場合であるが、この場合には密度分布が平坦な場合 ( $n_e(0)/\langle n_e \rangle = 1.0$ ) と急峻な場合 ( $n_e(0)/\langle n_e \rangle = 1.3$ ) であまり大きな差が見られない。また、PRETOR コードの結果と比べた場合にも不純物の遮蔽効果が顕著ではない。このときの、アルゴン密度  $n_{Ar}$  および線輻射パワー  $P_{LIN}$  の小半径方向分布の例を示したのが Figure 4-24 である。この分布は、 $n_{Ar}=11.5 \times 10^{16}/m^3$  の場合 ( $n_e(0)/\langle n_e \rangle = 1.0$  のとき) および  $n_{Ar}=8.0 \times 10^{16}/m^3$  の場合 ( $n_e(0)/\langle n_e \rangle = 1.3$  のとき) に対応する。アルゴン密度  $n_{Ar}$  については、タングステン密度と同様な傾向が見られる (Figure 4-7 および Figure 4-8 を参照) が、線輻射パワーの分布はタングステンの場合と異なり両者ともプラズマ表面で最大になっている。これは、タングステン原子の放射冷却率の温度依存性が 1 keV 程度で平坦であるのに対して、アルゴン原子の放射冷却率が 1 keV 程度で急激に増加していることに対応している (付録 A を参照)。従って、アルゴン原子の線輻射パワーはタングステン原子の場合と多少異なったものになる。また、この場合、電離平衡モデル (PRETOR コード) ではアルゴン密度を上げていけば線輻射パワーをかなり大きくできるが、TOTAL コードの計算結果では図に示されている点以上に密度を上げるとプラズマ境界のパワー・バランスが不安定になる様子が見られた。いずれにしても、タングステン原子のように効果的に線輻射パワーを増加させることはできなかった。

## 5. まとめ

1.5 次元輸送コード (TOTAL) に任意のアスペクト比および衝突周波数に対して不純物の新古典フラックスを計算できるコード (NCLASS) を結合し、ITER-FEAT におけるタングステン原子の炉心プラズマ中での挙動を検討した。種々の密度分布および温度分布に対して各電離レベルを考慮して不純物原子の分布および線輻射パワーを評価した。密度分布が平坦な場合には温度勾配による遮蔽が効果的であり、電離平衡モデル

を仮定した場合に比べて許容可能なタングステン原子密度は2倍以上になり、全放射損失パワーも電離平衡モデルを仮定した場合の1/2程度になることがわかった。密度勾配が急峻で不純物の遮蔽が十分でない場合には電離平衡モデルに近い線放射パワーになる。ここでは境界の温度を固定したので温度分布の変化に対しては大きな依存性はなかった。一方、アルゴン原子の場合には、プラズマ周辺部分での線放射パワーの寄与が大きいため密度分布による線放射パワーの差異は小さく電離平衡モデルに近い値になる。

定常的な不純物分布は主に密度分布によって決まるが、時間的な不純物蓄積については、臨界的な密度勾配が存在すると考えられる。本報告のように境界の電子密度を固定して（核融合出力を一定にするために）平均の密度を増加させると、プラズマ周辺部の密度勾配が大きくなり、不純物蓄積が増加して線放射損失が急増する現象が見られた。これ以外にも、プラズマ中心部に不純物が蓄積して温度が下がり、温度勾配が減少して不純物の遮蔽効果が低下することによる中心部の不純物蓄積も考えられるが、ここで用いた密度分布はいずれも中心部で平坦であるので、このような現象は見られなかった。今後は、内部輸送障壁などによりプラズマの内側に密度勾配があるような場合の検討が必要であろう。

核融合出力が700 MW ( $Q=10$ ) で平坦な密度分布の場合、プラズマ境界でのタングステン原子密度が  $7 \times 10^{15}/\text{m}^3$  ( $Z_{\text{eff}}$  の増加が0.39) 程度までプラズマの性能を大きく劣化させることなく許容可能であり、このときの線放射パワーは90 MW程度になる。この値は制動放射およびシンクロトロン放射を含めると全加熱パワー210 MWの半分以上に達し、セパトリックス密度およびダイバータ部流入パワーの値はダイバータ熱負荷を設計可能なレベルにするために十分なものであり、ITERにおける高出力運転の可能性を示している。

## 謝辞

本研究を遂行するのあたり，ITER 共同中央チームの下村副所長から多くの有益なコメントを頂いたことを感謝いたします。また，ITER 開発室の荘司国内設計グループリーダーの御助力と暖かい支援に対して感謝いたします。著者の一人（村上）はこのような研究を行う機会を与えて下さった（株）東芝の川島部長，近藤部長，植之原グループ長に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] R. J. Hawryluk, *et. al.*, Nucl. Fusion **19** (1979) 1307.
- [2] 野田信明, プラズマ核融合学会誌 **72** (1996) 987.
- [3] V. Rohde, *et. al.*, 18th Fusion Energy Conference, Sorrento, (2000), IAEA-CN-77/EXP4/24.
- [4] G. Janeschitz, *et. al.*, 18th Fusion Energy Conference, Sorrento, (2000), IAEA-CN-77/ITER/3.
- [5] M. Sugihara, *et. al.*, *Proc. 12th Int. Conf. on Plasma Surface Interaction in Controlled Fusion Devices*, St. Raphael (1996).
- [6] J. Cummings, *et. al.*, J. Nucl. Matter. **176 & 177** (1990) 916.
- [7] J. Ongena, *et. al.*, *Controlled Fusion and Plasma Physics 17C* (1993) 127.
- [8] D. Post, *et. al.*, Phys. Plasmas **2** (1995) 2328.
- [9] K. Yamazaki and T. Amano, Nucl. Fusion **32** (1992) 633.
- [10] W. A. Houlberg, *et. al.*, Phys. Plasmas **4** (1997) 3230.
- [11] D. E. Post, *et. al.*, At. Data Nucl. Data Tables **20** (1977) 397.
- [12] Y. Murakami, *et. al.*, J. Plasma and Fusion Research, **77** (2001) 712.
- [13] R. V. Jensen, D. E. Post, and D. L. Jassby, Nucl. Sci. and Eng. **65** (1978) 282.
- [14] ITER Physics Basis, Nucl. Fusion **39** (1999) 2137.
- [15] H. Fujieda, Y. Murakami and M. Sugihara, JAERI-M 92-178 (1992).
- [16] M. Greenwald, *et. al.*, Nucl. Fusion **28** (1988) 2199.

- [17] A. Kukushkin, *et. al.*, 18th Fusion Energy Conference, Sorrento, (2000), IAEA-CN-77/ITER/2.
- [18] T. Amano, *et. al.*, IPPJ-616 (1982).
- [19] K. Yamazaki, *et. al.*, Controlled Fusion and Plasma Physics **23J** (1999) 1349.
- [20] P. H. Rebut, *et. al.*, in Proc. 12th Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Nice, 1988 (IAEA, Vienna, 1989) p191.
- [21] R. R. Domingez and R. E. Waltz, Nucl. Fusion **27** (1987) 65.
- [22] K. Itoh, S.-I. Itoh and A. Fukuyama, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 1050.
- [23] A. Taroni, *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36** (1994) 1629.
- [24] G. Bateman, Phys. Fluids **B4** (1992) 634.
- [25] D. Boucher, *et. al.*, in Proc. 16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, 1996 (IAEA, Vienna, 1997) 945.
- [26] F. Porcelli, D. Boucher and M. N. Rosenbluth, Plasma Phys. Control. Fusion **38** (1996) 2163.
- [27] K. B. Fournier, At. Data Nucl. Data Tables **68** (1998) 1.
- [28] J. A. Snipes, *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **42** (2000) A299.

Table 1 : Major Parameters of ITER

Major radius	: R = 6.2 m
Minor radius	: a = 2.0 m
Elongation at 95% flux surface	: $\kappa_{95}$ = 1.7
Triangularity at 95% flux surface	: $\delta_{95}$ = 0.33
Toroidal field at major radius	: $B_T$ = 5.3 T
Plasma current	: $I_p$ = 15 MA

Table 2 : Impurity Amount Based on Various Criteria and Estimated Line Radiation Power in ITER

1)  $\Delta Z_{\text{eff}} = 0.3$

Impurity Fraction	C	Ar	W
$P_{\text{LIN}}^{\text{Total}}$	1%	0.1%	0.006%
	3 MW	14 MW	~ 100 MW

2)  $n_{\text{DT}}/n_e = 0.84$

Impurity Fraction	C	Ar	W
$P_{\text{LIN}}^{\text{Total}}$	1.6%	0.53%	0.13%
	5 MW	74 MW	~ 2000 MW (?)

3) Fatal fraction

Impurity Fraction	C	Ar	W
$P_{\text{LIN}}^{\text{Total}}$	7%	0.54%	0.03%
	21 MW	76 MW	~ 500 MW (?)

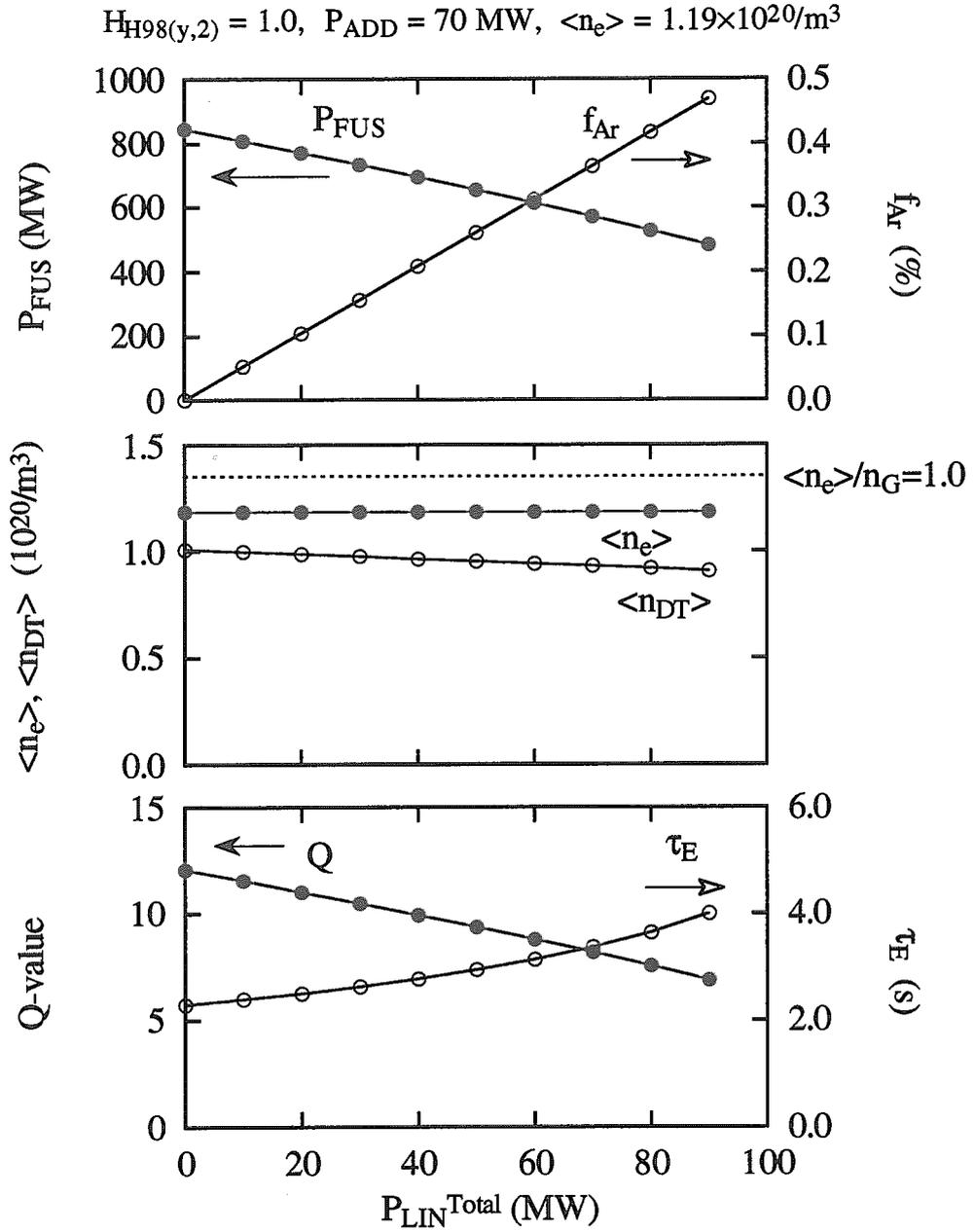


Figure 2-1 : Relation between line radiation power and plasma parameters when  $I_p = 17 \text{ MA}$ ,  $H_{H98(y,2)} = 1.0, P_{ADD} = 70 \text{ MW}$  and  $\langle n_e \rangle = 1.19 \times 10^{20} / \text{m}^3$ .

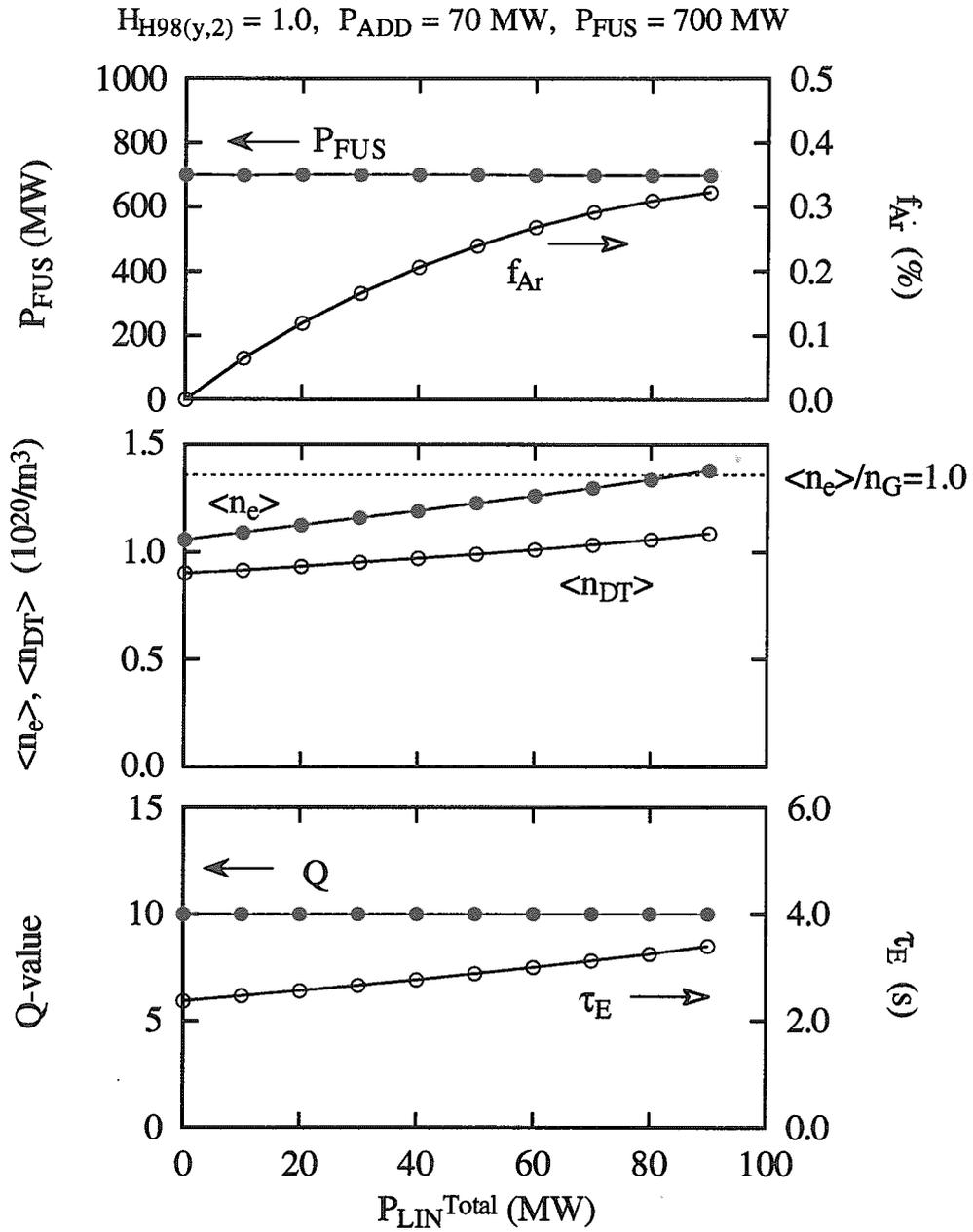


Figure 2-2 : Relation between line radiation power and plasma parameters when  $I_p = 17 \text{ MA}$ ,  $H_{H98(y,2)} = 1.0, P_{ADD} = 70 \text{ MW}$  and  $P_{FUS} = 700 \text{ MW}$ .

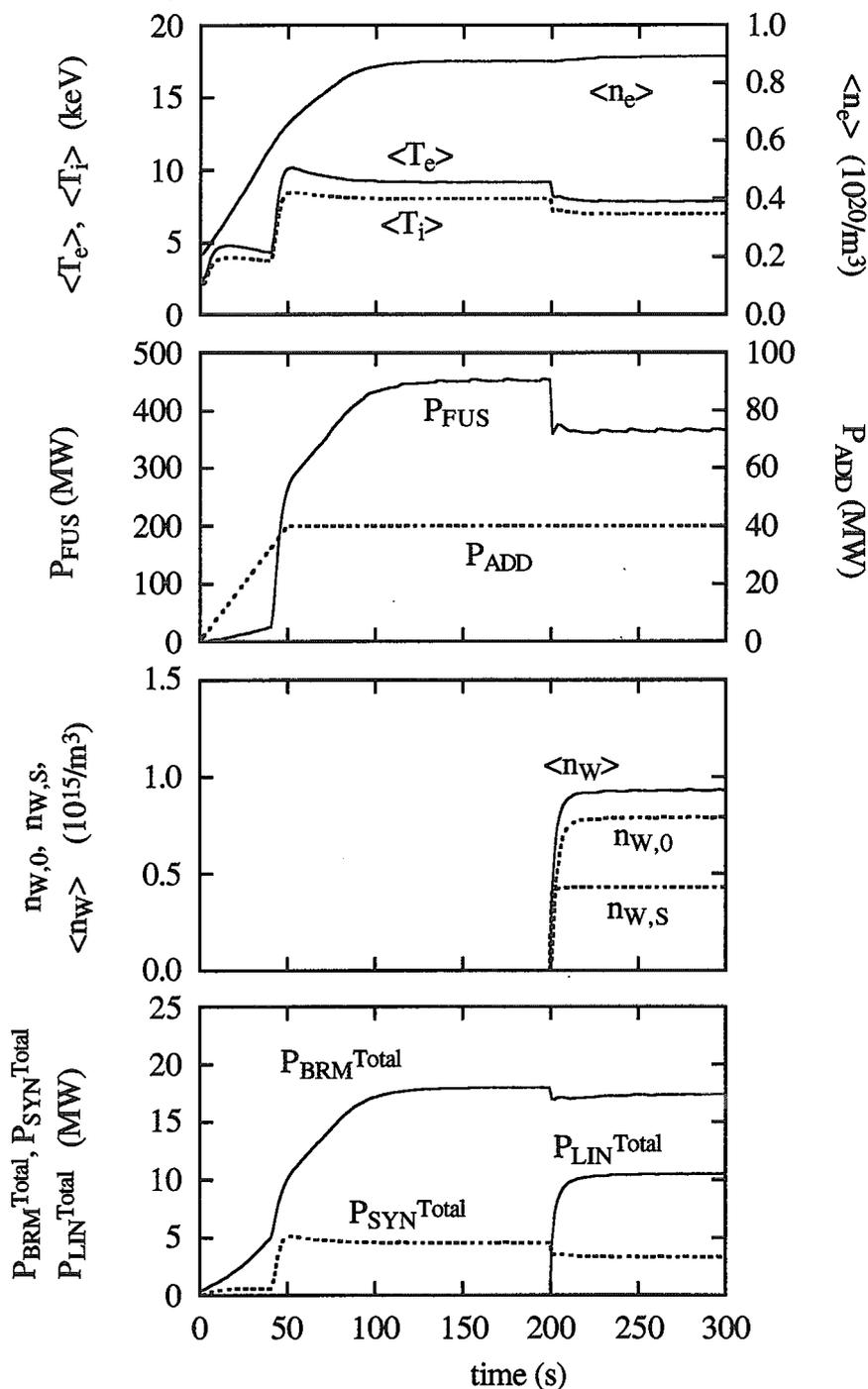


Figure 4-1 : Time development of plasma parameters when  $\Gamma_{w,s} = 1.2 \times 10^{18}/s$ . Here, volume-averaged electron density ( $\langle n_e \rangle$ ), electron and ion temperatures ( $\langle T_{e,i} \rangle$ ), fusion power ( $P_{FUS}$ ), additional heating power ( $P_{ADD}$ ), average tungsten density ( $\langle n_w \rangle$ ), center and edge tungsten densities ( $n_{w,0}, n_{w,s}$ ), Bremsstrahlung radiation power ( $P_{BRM}$ ), synchrotron radiation power ( $P_{SYN}$ ) and tungsten line radiation power ( $P_{LIN}$ ) are shown. Superscript "Total" denotes the volume integral value.

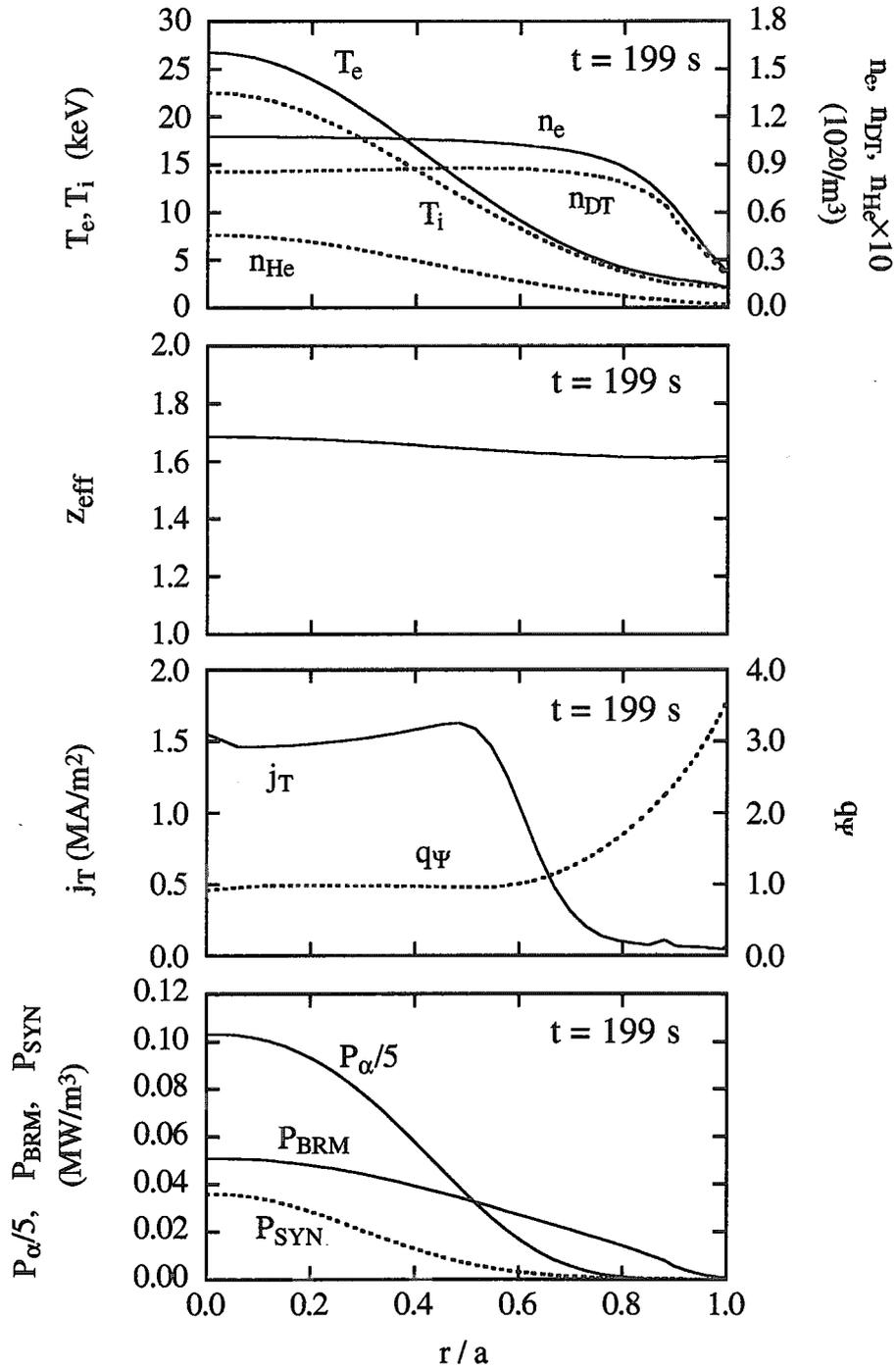


Figure 4-2 : Plasma parameter profiles before impurity introduction ( $t = 199$ s) in Figure 4-1.  $n_{DT}$ ,  $n_{He}$ ,  $Z_{eff}$ ,  $j_T$ ,  $q_\psi$  and  $P_\alpha$  denote DT fuel density, helium density, effective ion charge, total current density, mhd safety factor and alpha heating power, respectively.

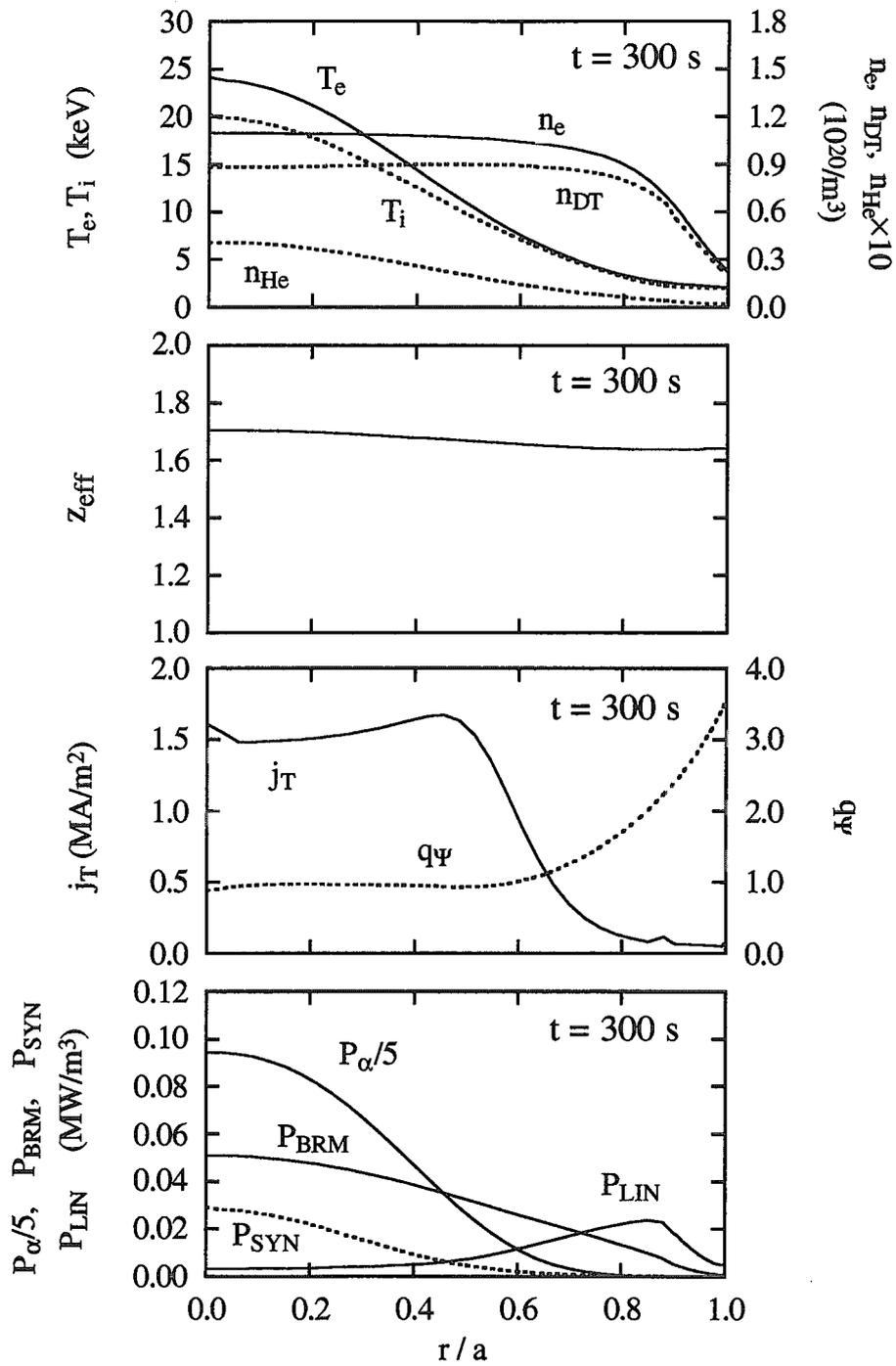


Figure 4-3-a) : Plasma parameter profiles after impurity introduction ( $t = 300$  s) in Figure 4-1.

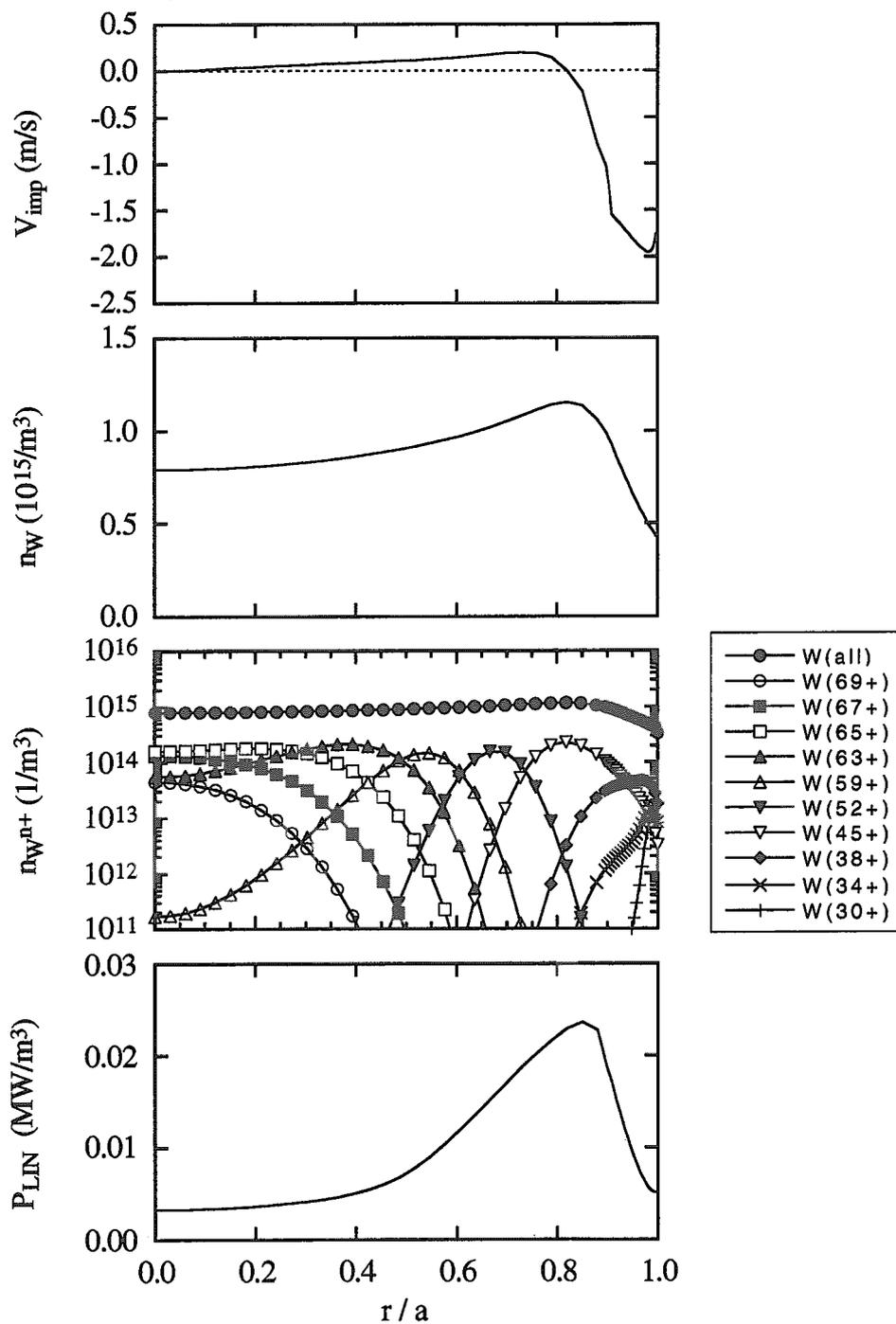


Figure 4-3-b) : Plasma parameter profiles after impurity introduction ( $t = 300$  s) in Figure 4-1. Here,  $V_{imp}$  and  $n_W$  denote the impurity velocity and total tungsten density, respectively.

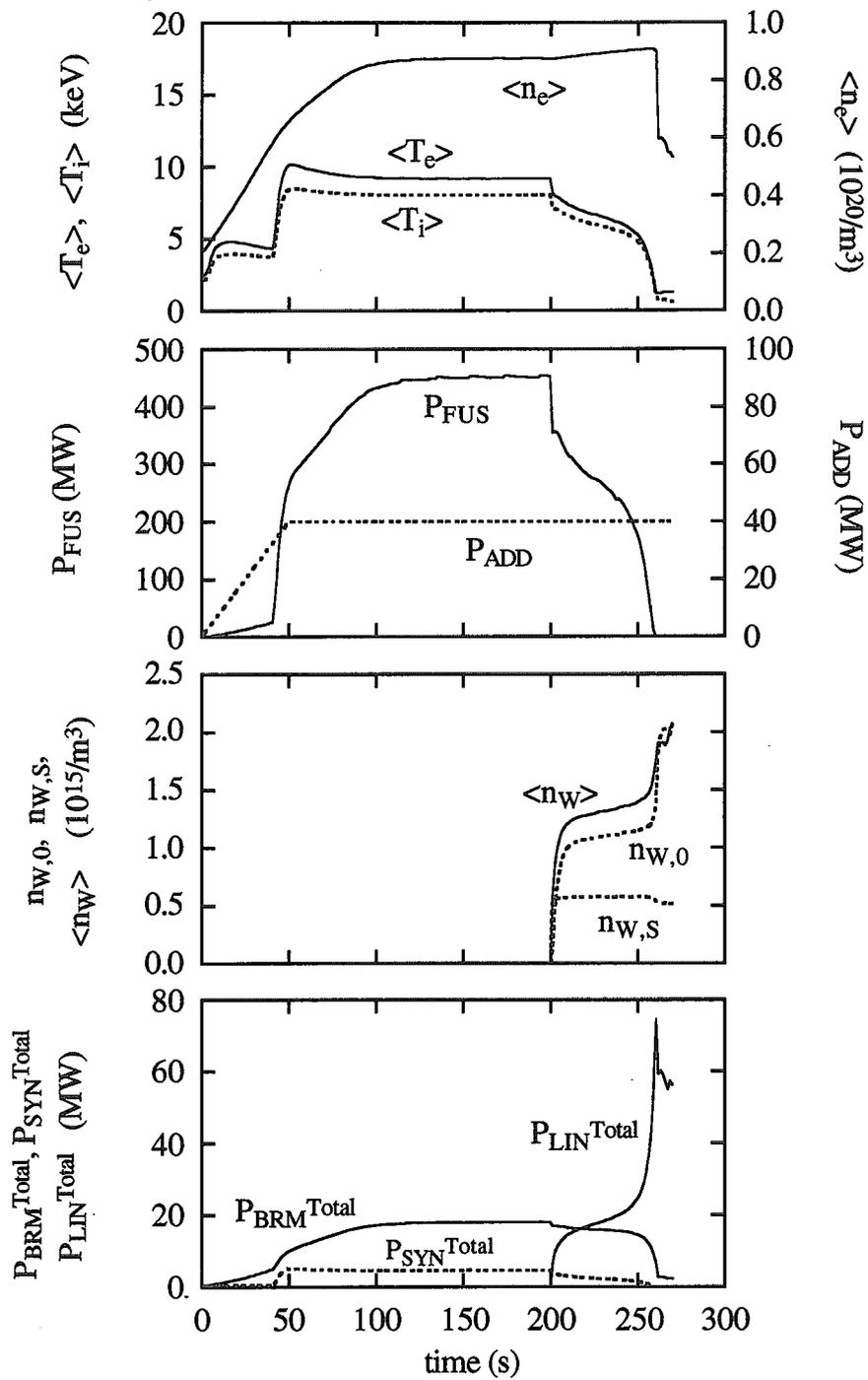


Figure 4-4 : Time development of plasma parameters when  $\Gamma_{w,S} = 1.6 \times 10^{18}/s$ . Other parameters are same as those in Figure 4-1.

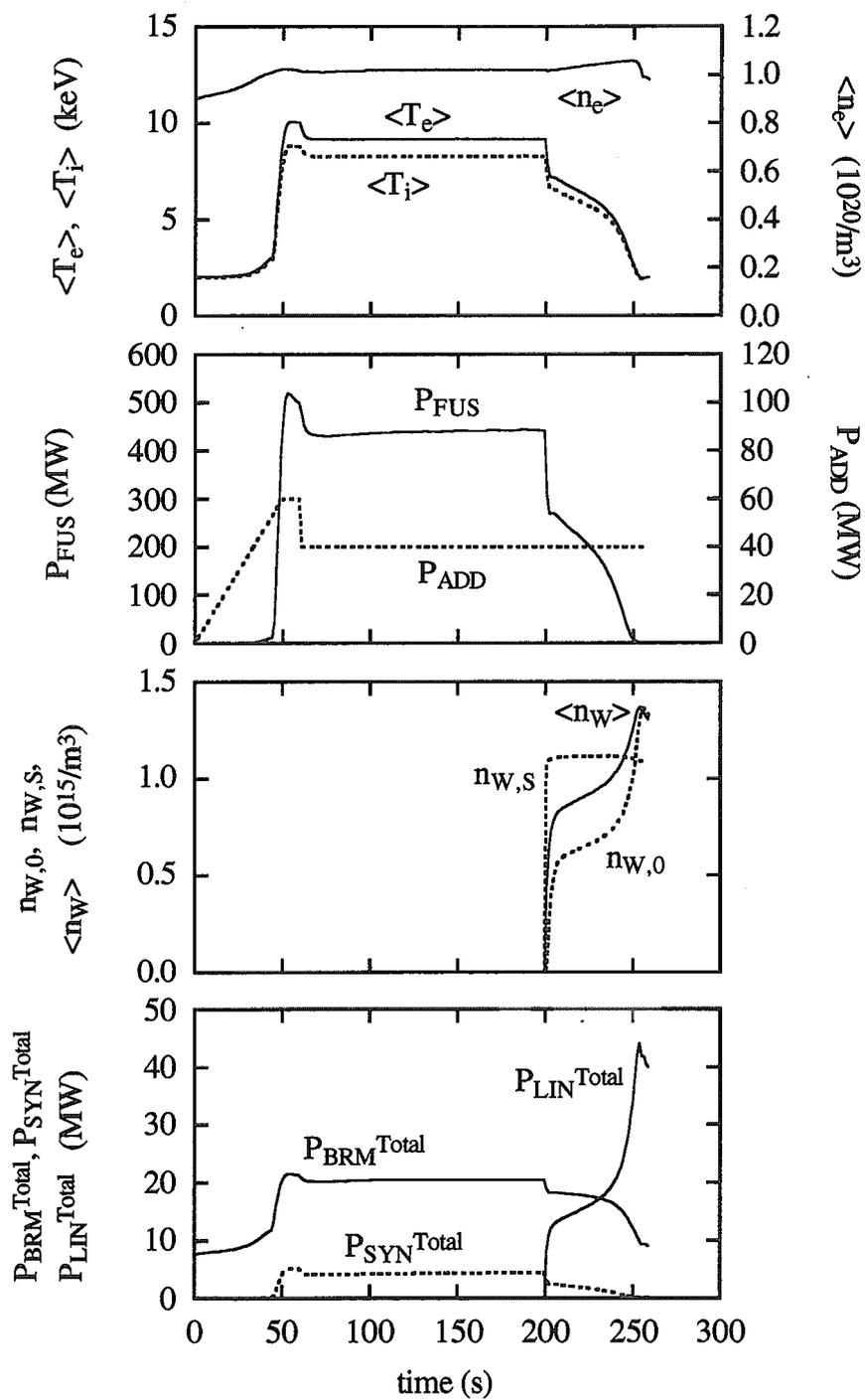


Figure 4-5 : Time development of plasma parameters when  $n_{e,s} = 0.9 \times 10^{20}/m^3$ .

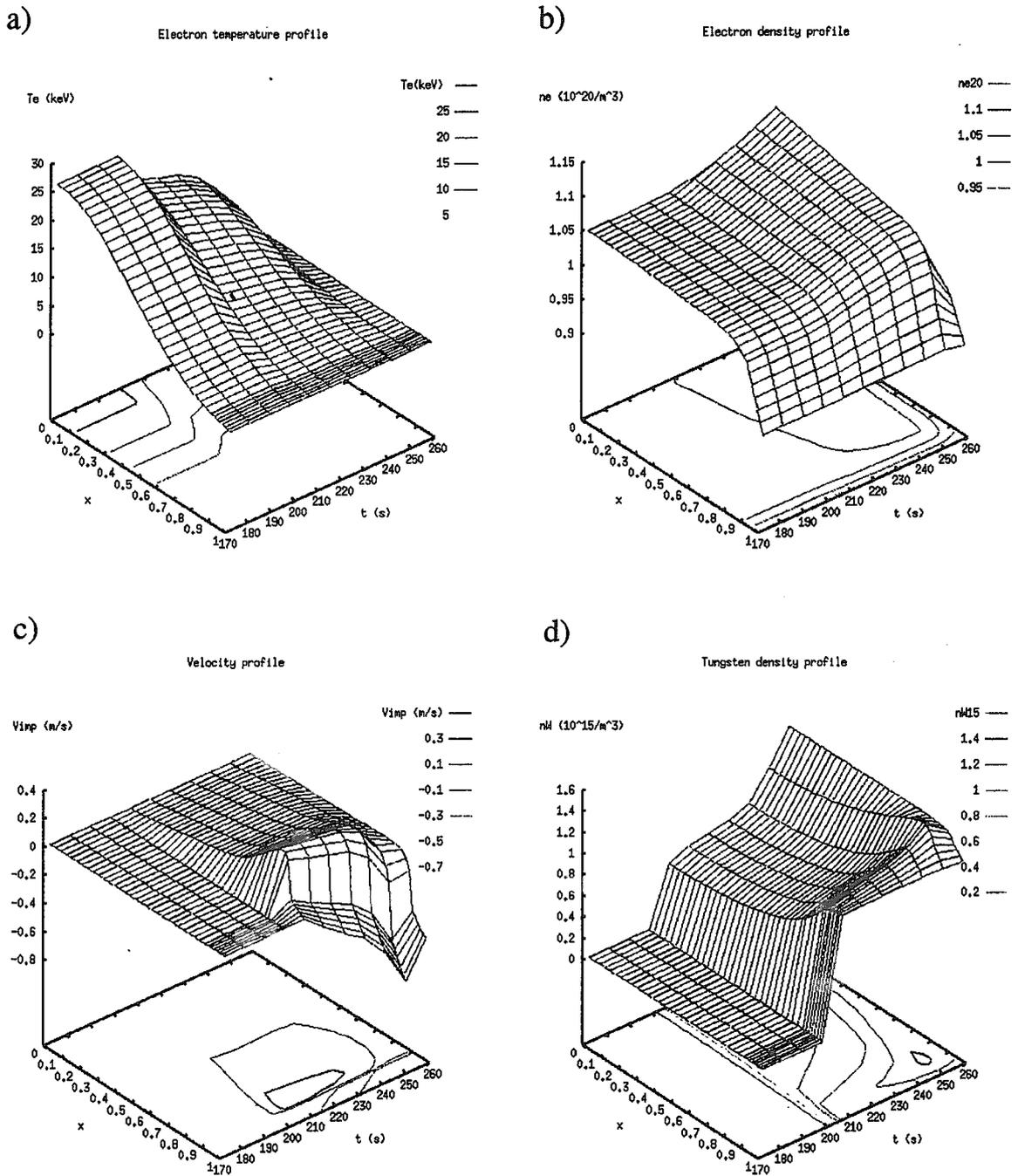


Figure 4-6 : Time development of plasma parameter profiles when  $n_{e,s} = 0.9 \times 10^{20}/m^3$ .  
 a) electron temperature, b) electron density, c) impurity velocity and  
 d) total tungsten profile.

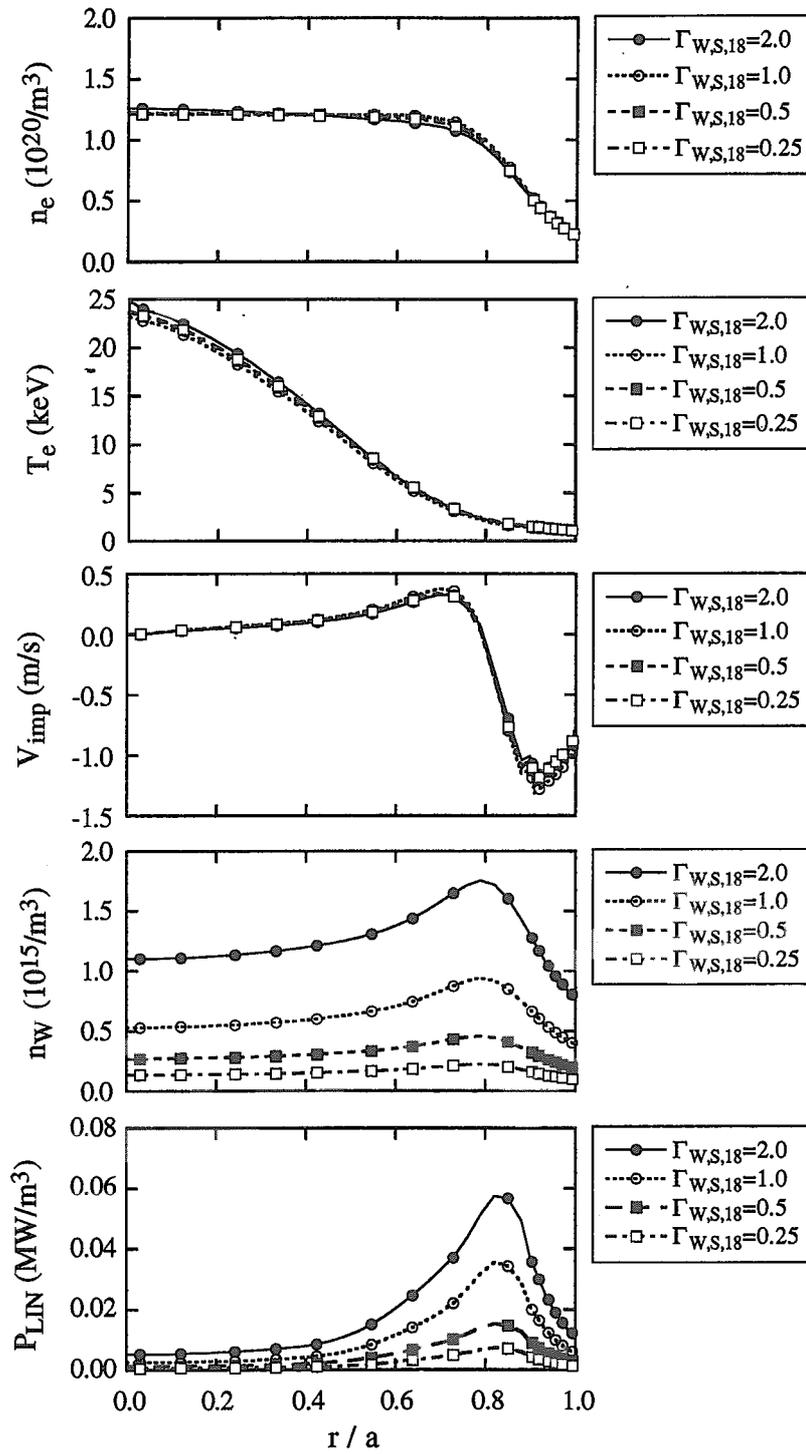


Figure 4-7 : Tungsten profile for various flux at the plasma surface when  $n_{e,s} = 0.2 \times 10^{20}/\text{m}^3$ .  
 Here,  $\Gamma_{w,s,18}$  denotes the tungsten flux normalized by  $10^{18}/\text{s}$ .

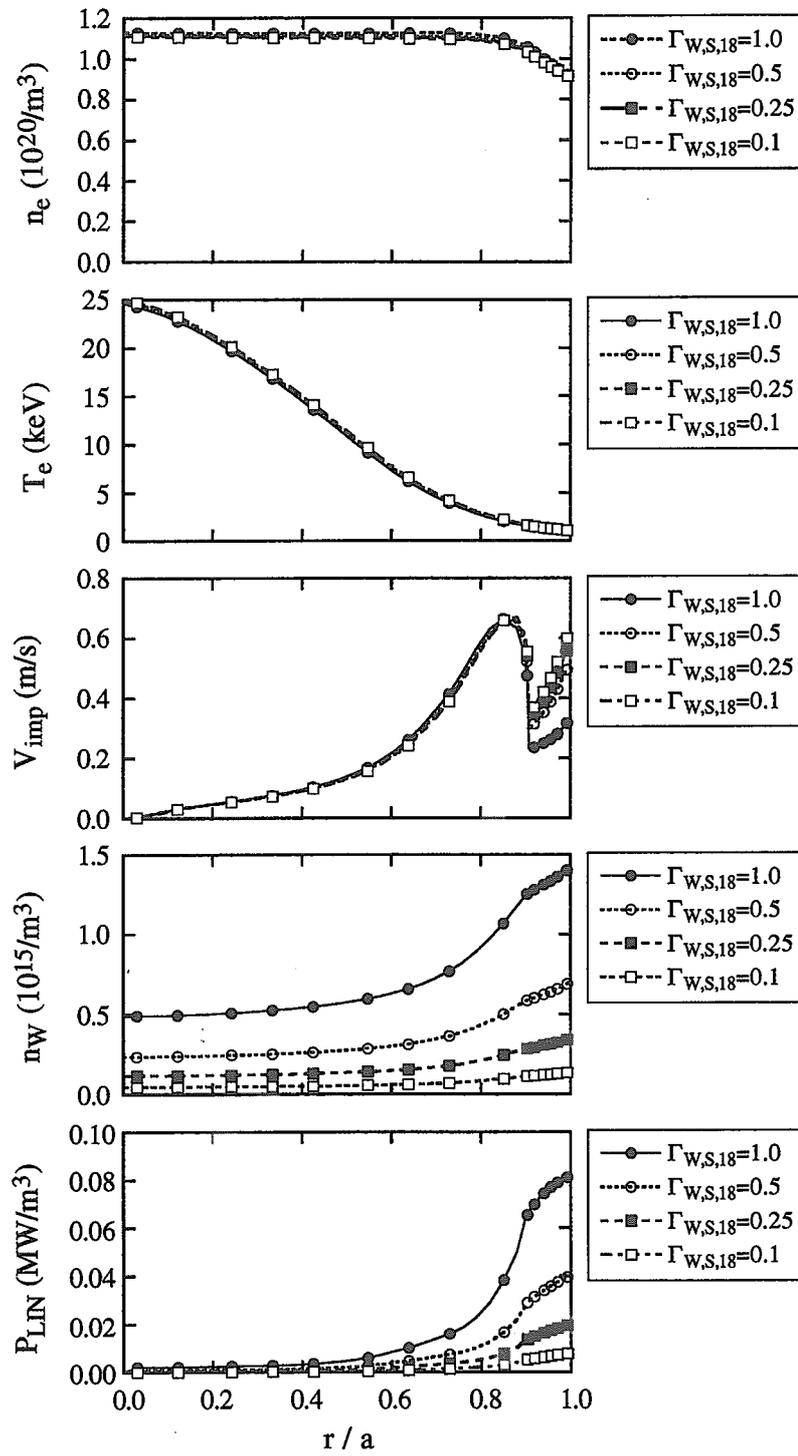


Figure 4-8 : Tungsten profile for various flux at the plasma surface when  $n_{e,S} = 0.9 \times 10^{20}/m^3$ .  
 Here,  $\Gamma_{W,S,18}$  denotes the tungsten flux normalized by  $10^{18}/s$ .

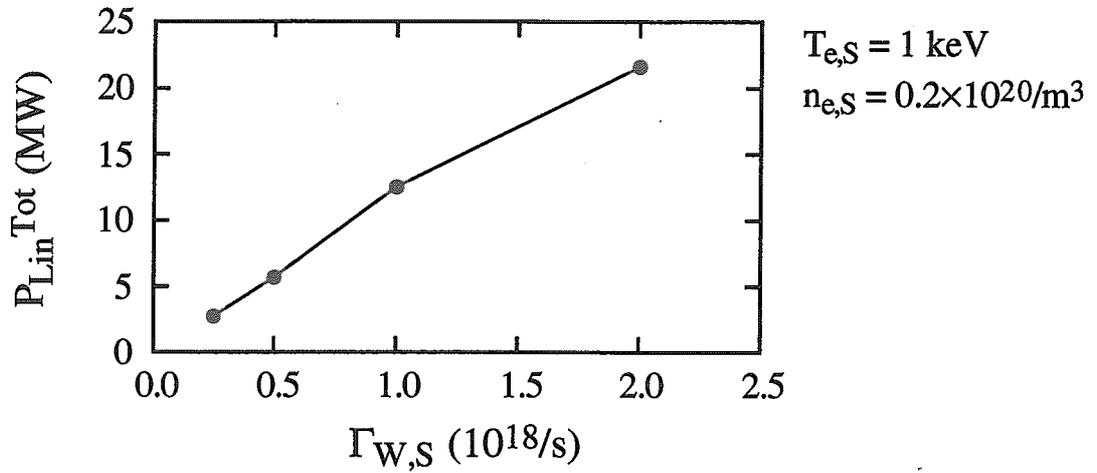


Figure 4-9 : Relation between total line radiation power  $P_{LIN}^{Total}$  and tungsten flux  $\Gamma_{W,S}$  at the plasma surface when  $n_{e,S} = 0.2 \times 10^{20}/m^3$  corresponding to Figure 4-7.

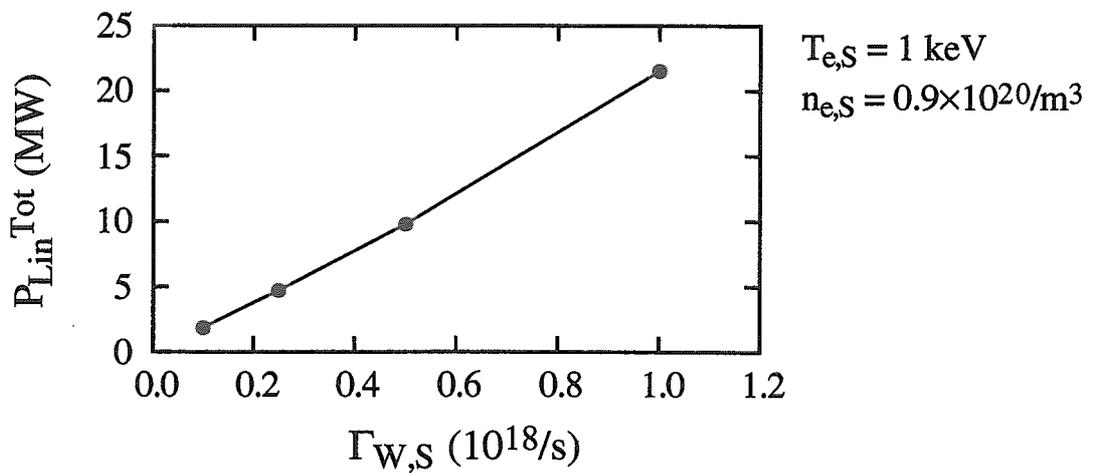


Figure 4-10 : Relation between total line radiation power  $P_{LIN}^{Total}$  and tungsten flux  $\Gamma_{W,S}$  at the plasma surface when  $n_{e,S} = 0.9 \times 10^{20}/m^3$  corresponding to Figure 4-8.

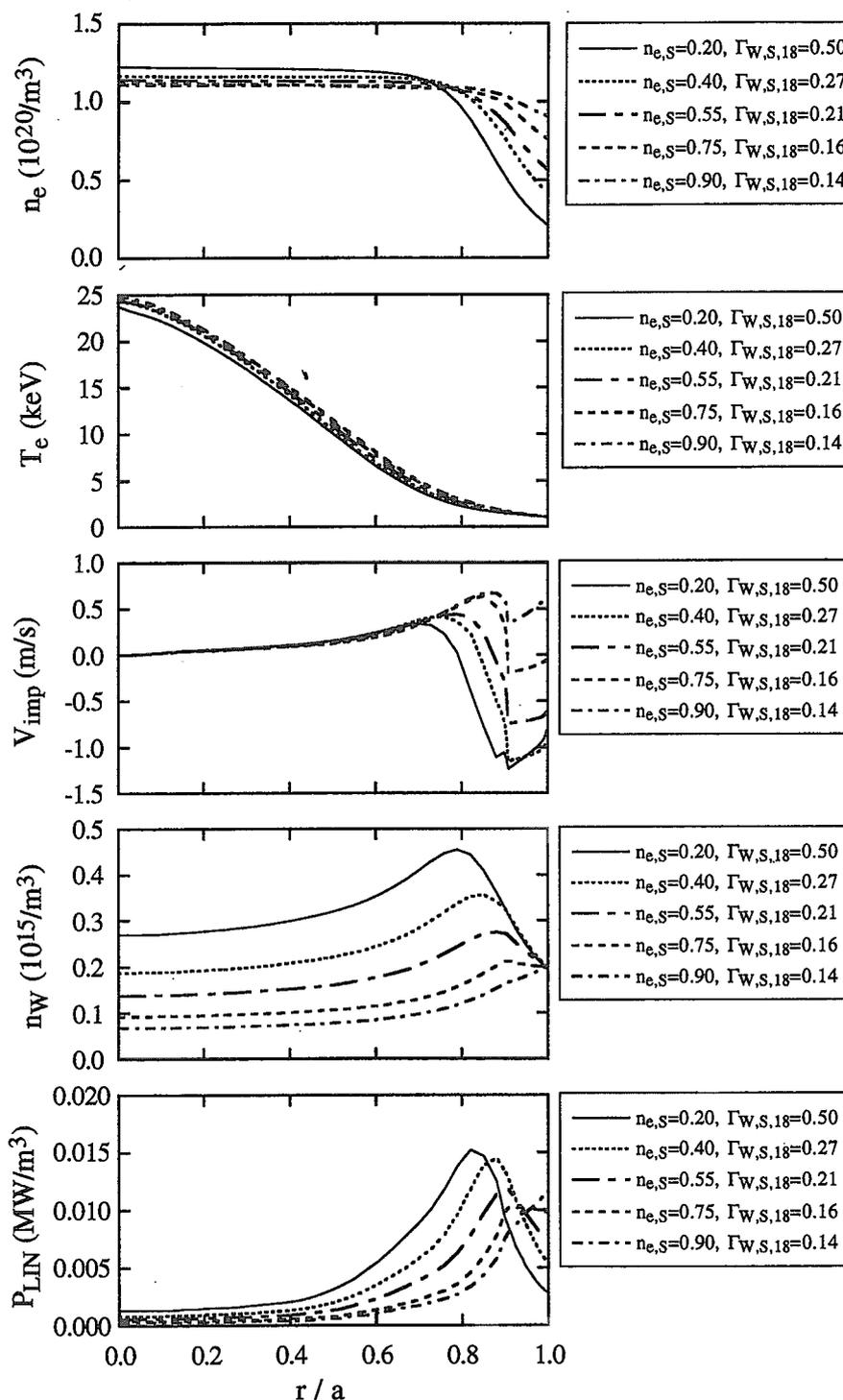


Figure 4-11 : Tungsten profile for various density profiles. Here, density profile is calculated for various separatrix density  $n_{e,s}$  when the fusion power is about 400 MW. The tungsten flux at the plasma surface is adjusted so that tungsten density at the separatrix  $n_{w,s} = 0.2 \times 10^{15}/m^3$ .

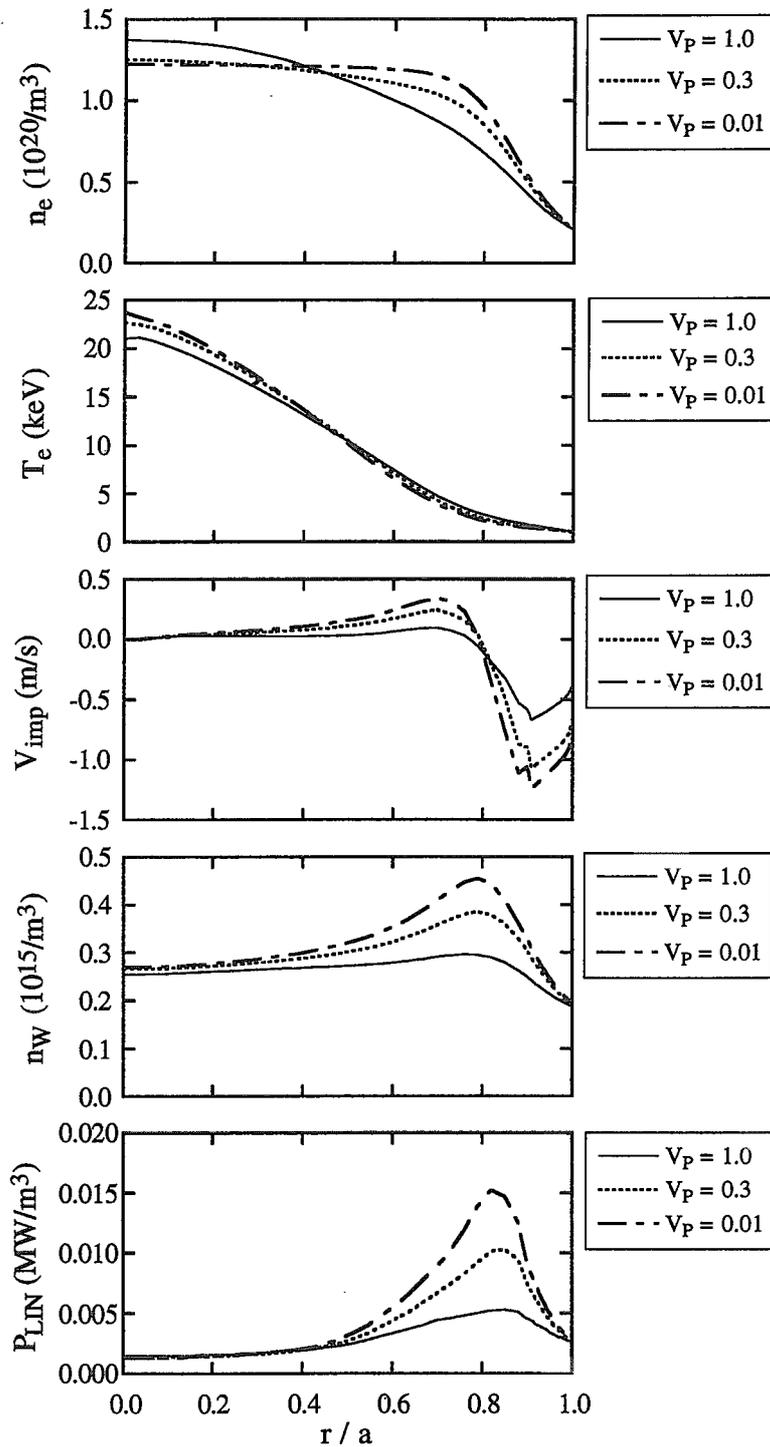


Figure 4-12 : Tungsten profile for various density profiles. Here, density profile is calculated for various pinch parameters  $V_p$  when the separatrix density  $n_{e,s} = 0.2 \times 10^{20}/m^3$  and the fusion power is about 400 MW. The tungsten flux at the plasma surface is adjusted so that tungsten density at the separatrix  $n_{w,s} = 0.2 \times 10^{15}/m^3$ .

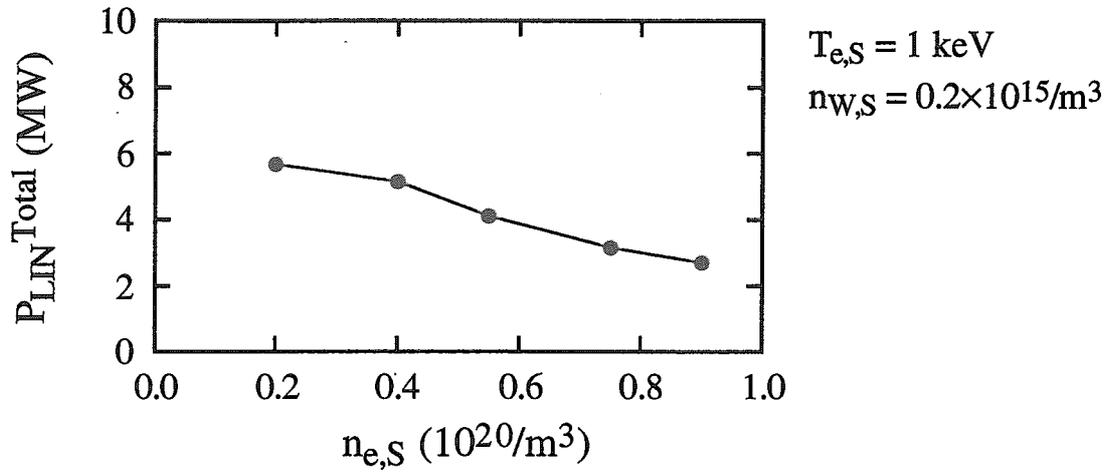


Figure 4-13 : Relation between total line radiation power  $P_{LIN}^{Total}$  and separatrix density  $n_{e,S}$  corresponding to Figure 4-11.

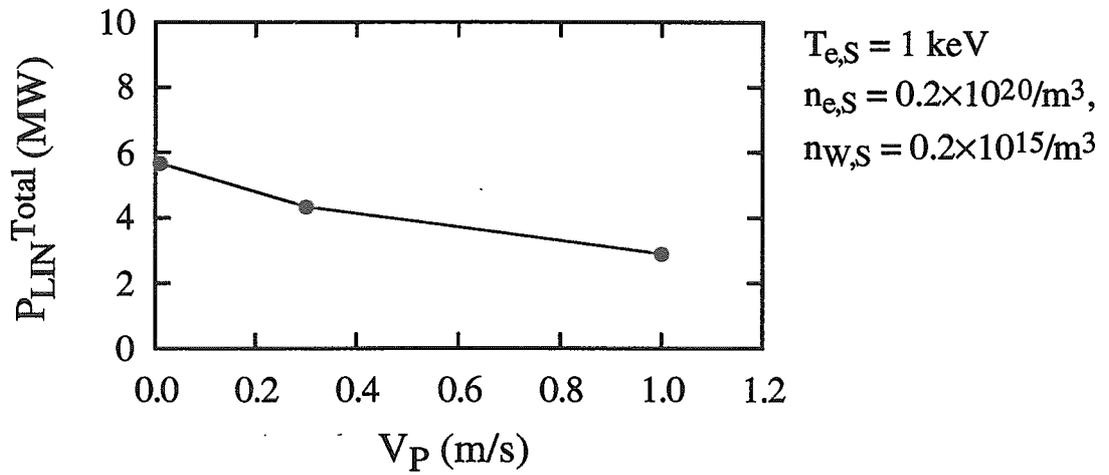


Figure 4-14 : Relation between total line radiation power  $P_{LIN}^{Total}$  and pinch velocity  $V_P$  corresponding to Figure 4-12.

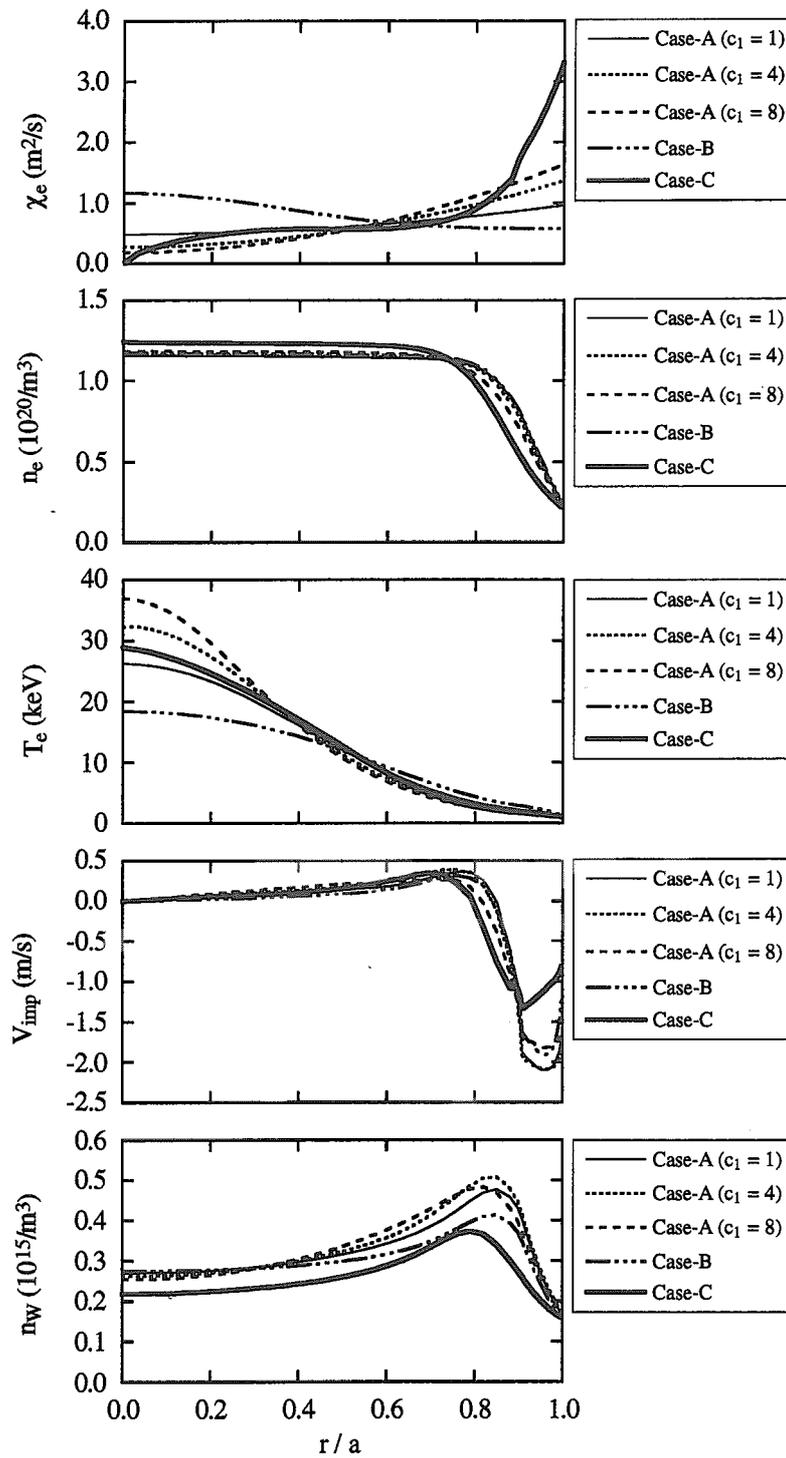


Figure 4-15 : Tungsten profile for various temperature profiles when  $n_{e,s} = 0.2 \times 10^{20}/\text{m}^3$  and  $\Gamma_{w,s} = 0.4 \times 10^{18}/\text{s}$ .

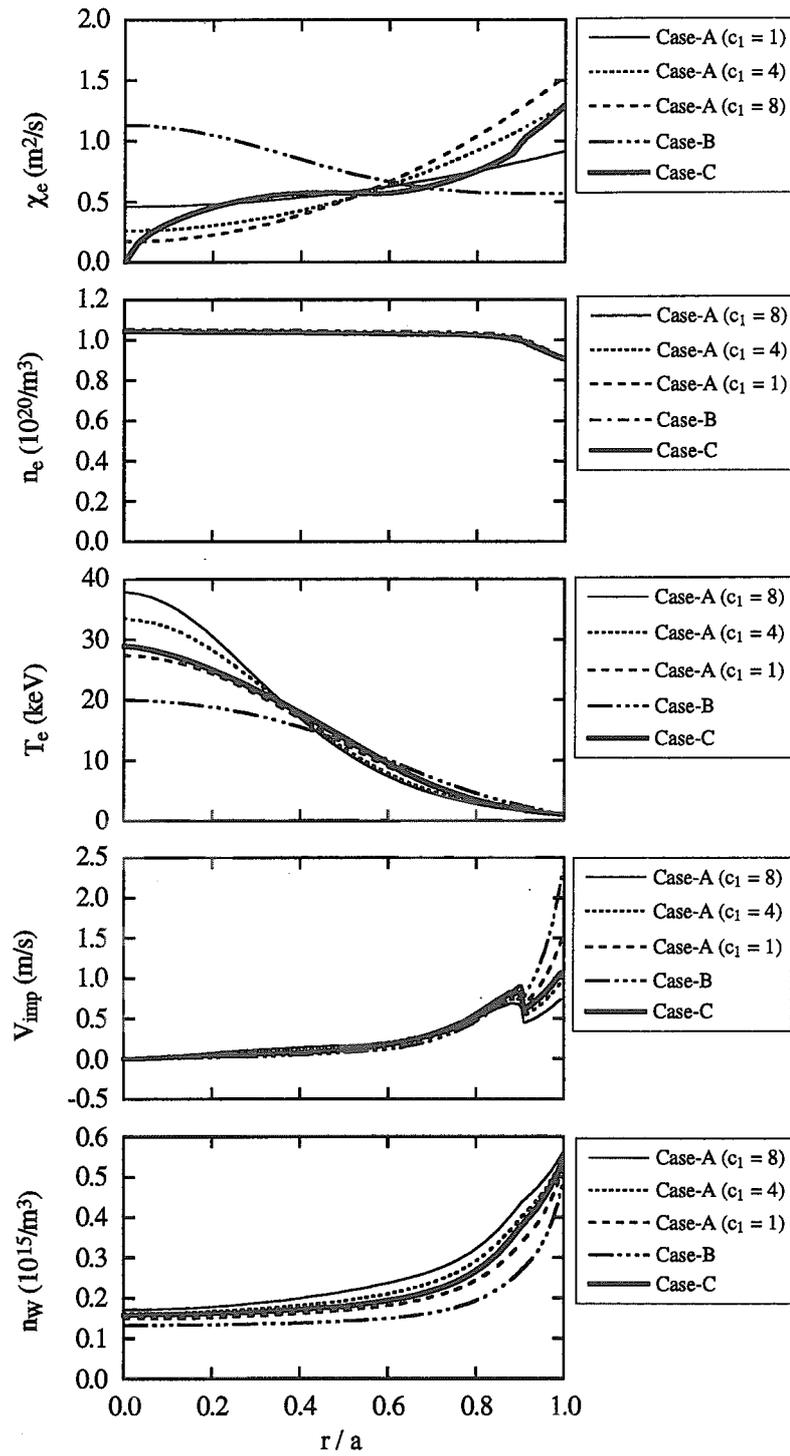


Figure 4-16 : Tungsten profile for various temperature profiles when  $n_{e,s} = 0.9 \times 10^{20}/\text{m}^3$  and  $\Gamma_{w,s} = 0.4 \times 10^{18}/\text{s}$ .

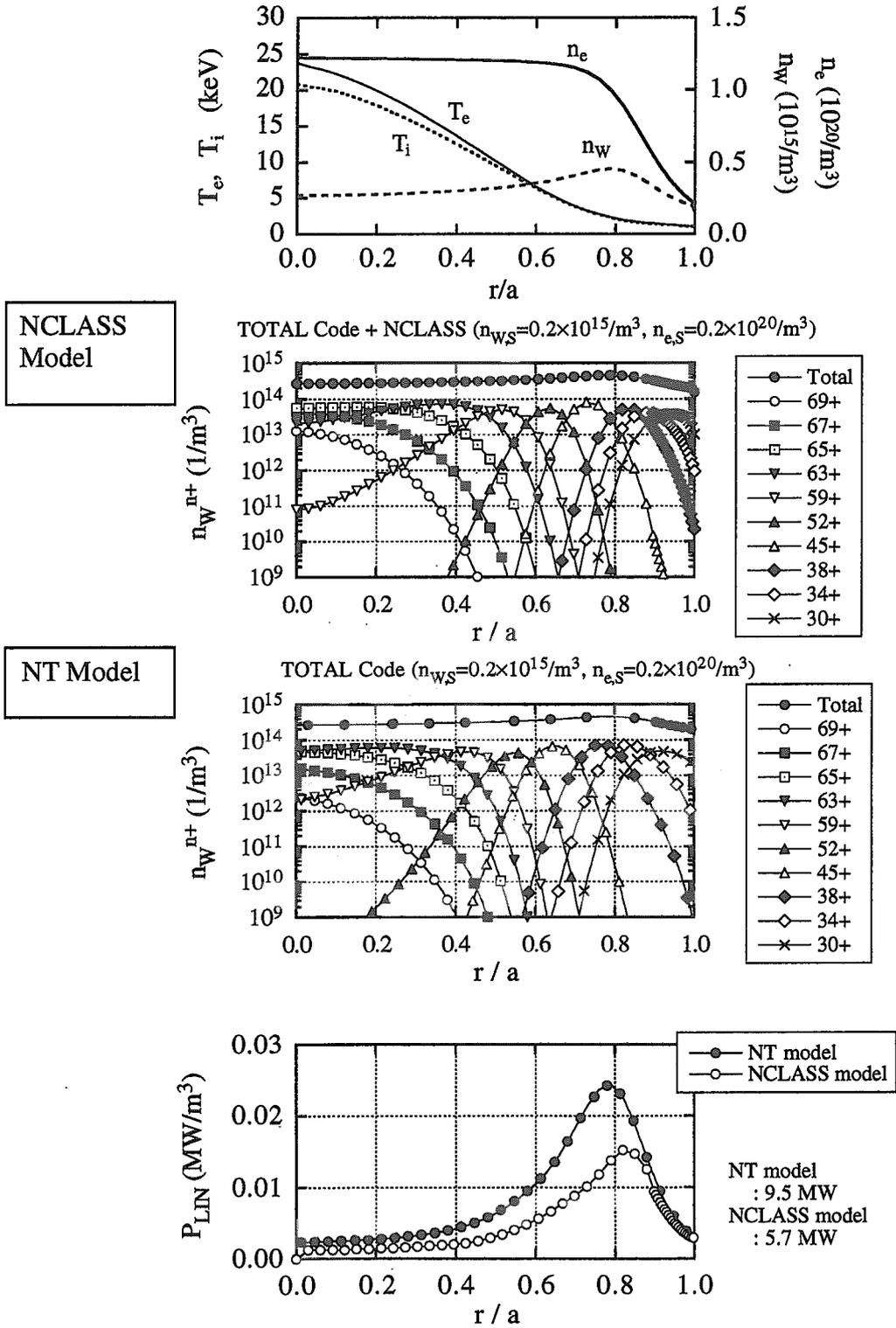


Figure 4-17 : Tungsten profiles by NCLASS model & non-transport (NT) model when  $n_{e,S} = 0.2 \times 10^{20}/m^3$

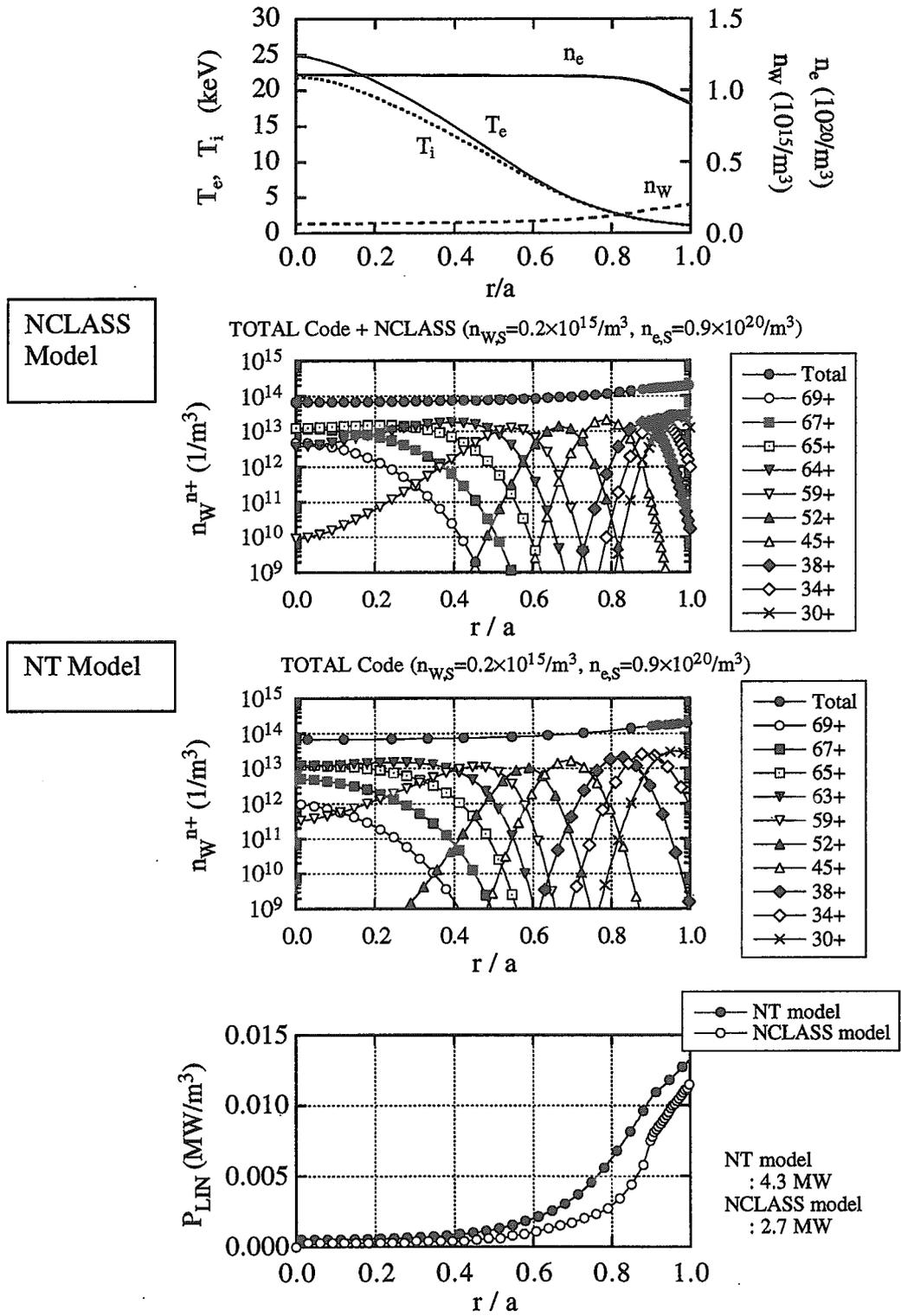


Figure 4-18 : Tungsten profiles by NCLASS model & non-transport (NT) model when  $n_{e,S} = 0.9 \times 10^{20}/m^3$

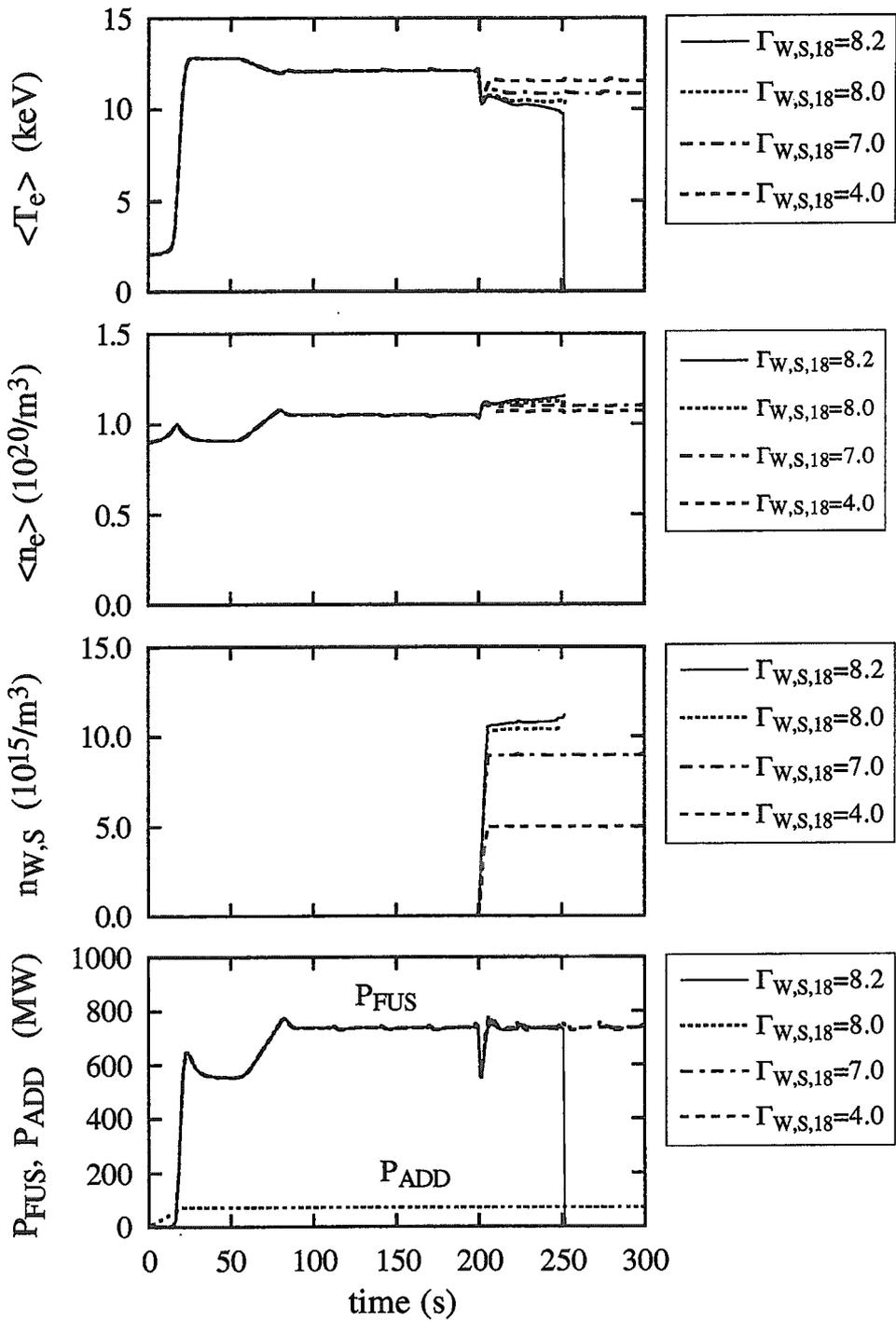


Figure 4-19-a) : Time development of plasma parameters for various tungsten flux.

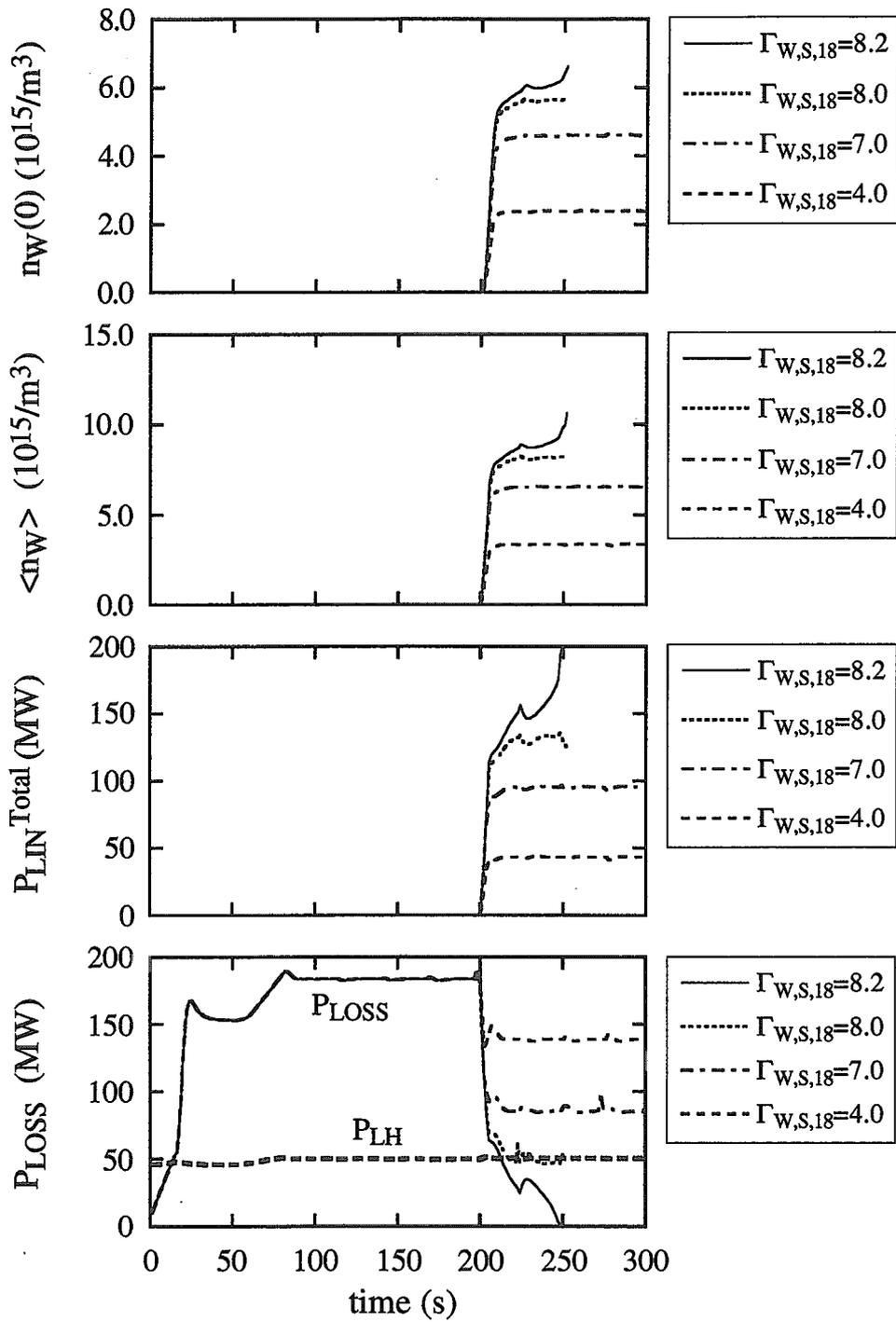
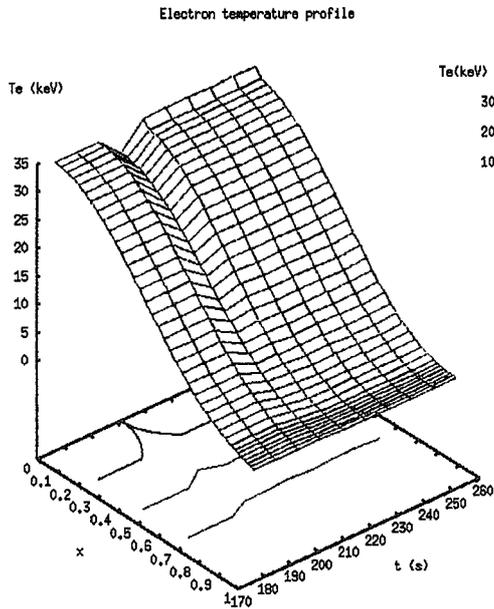
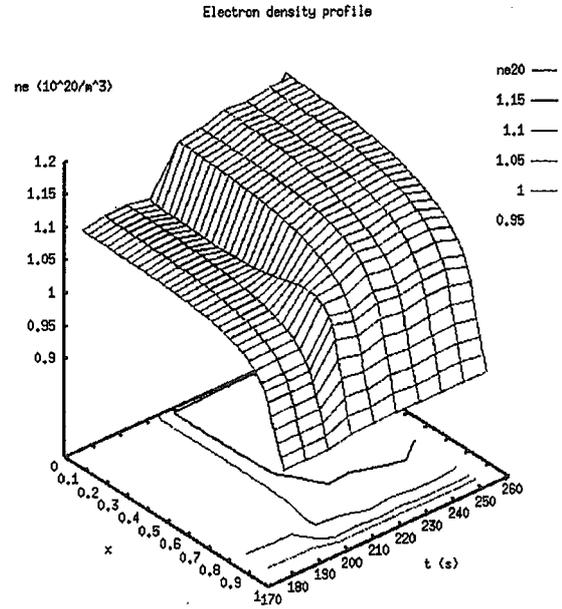


Figure 4-19-b) : Time development of plasma parameters for various tungsten flux.

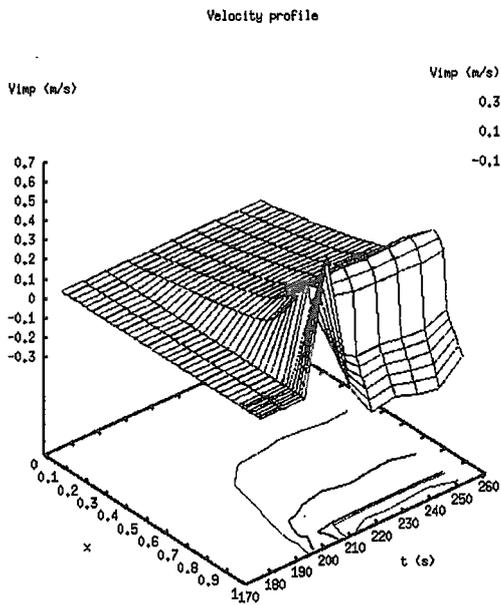
a)



b)



c)



d)

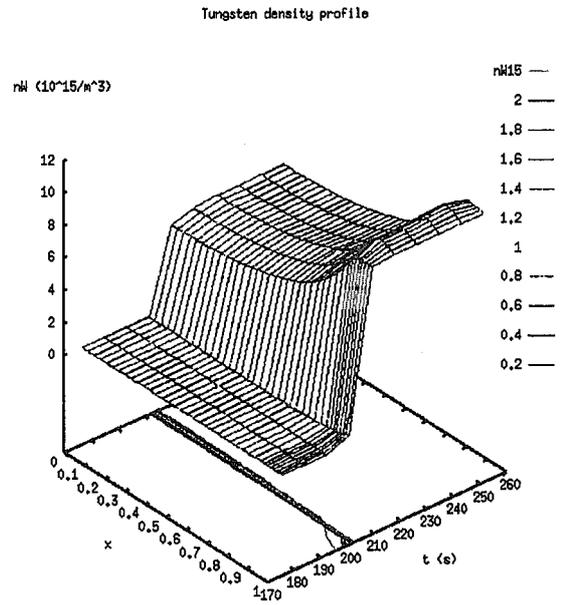


Figure 4-20 : Time development of plasma parameter profiles when  $n_{e,s} = 0.9 \times 10^{20}/m^3$  and  $\Gamma_{w,s} = 8.0 \times 10^{18}/s$ . a) electron temperature, b) electron density, c) impurity velocity and d) total tungsten profile.

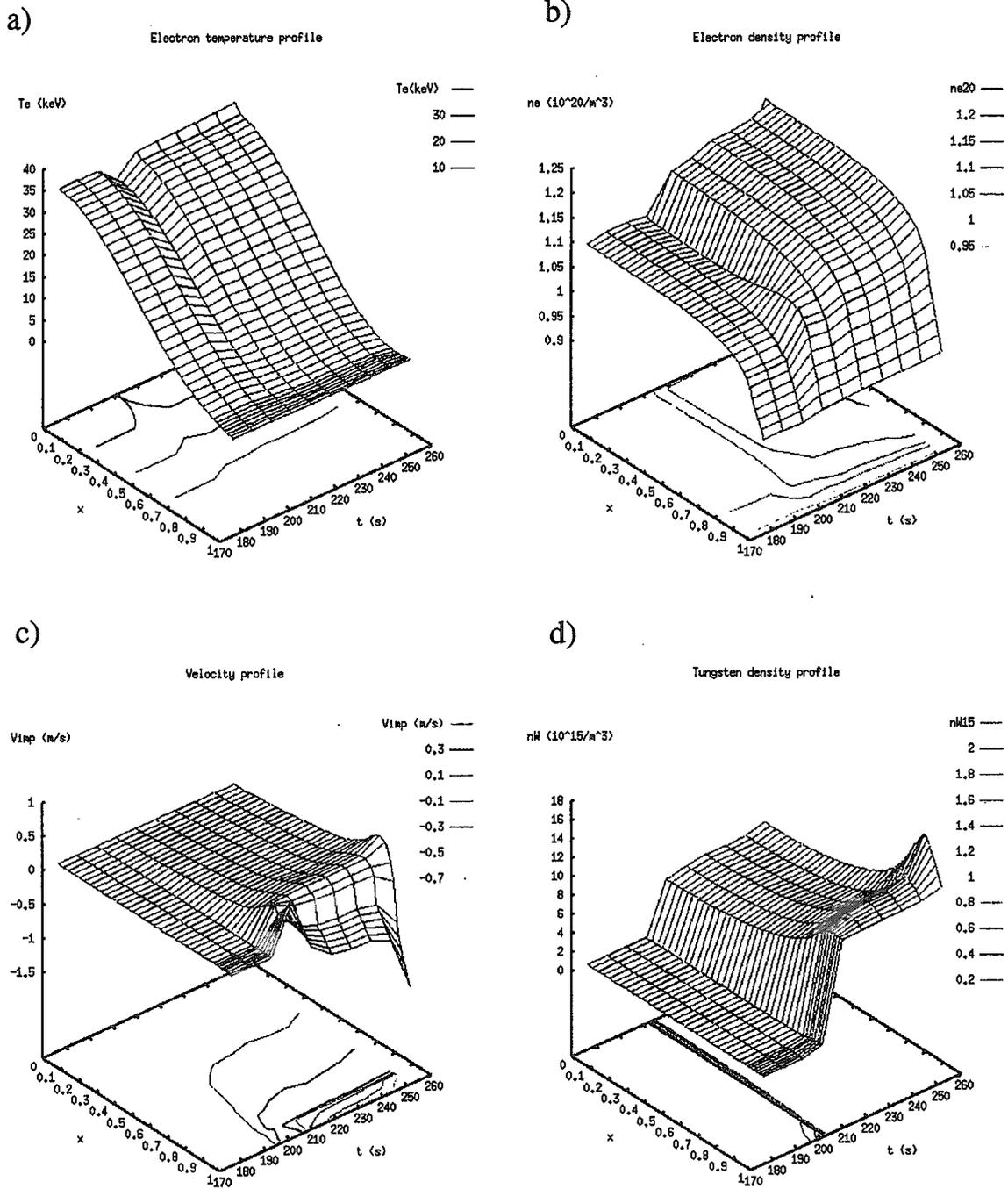
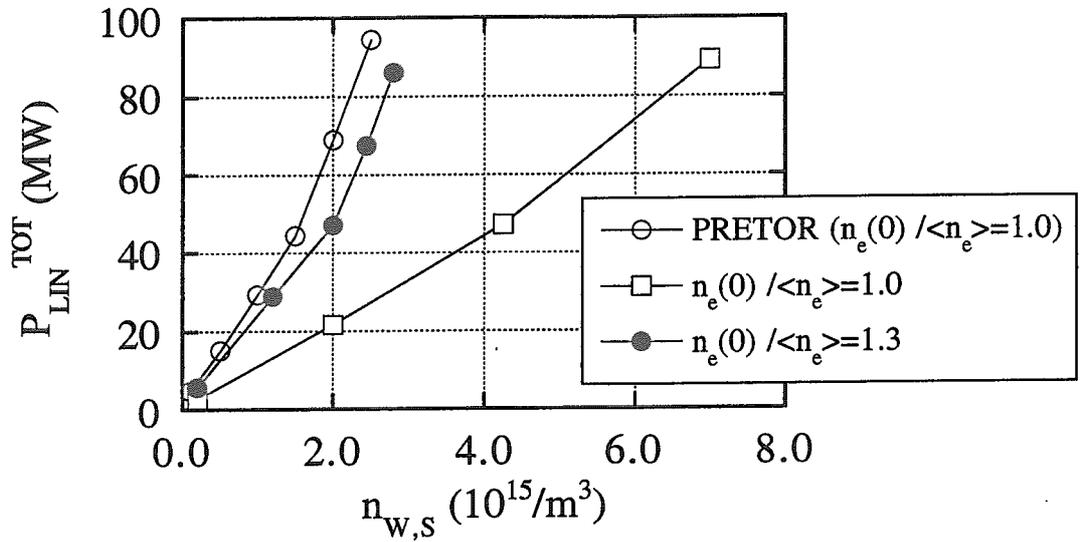


Figure 4-21 : Time development of plasma parameter profiles when  $n_{e,s} = 0.9 \times 10^{20}/m^3$  and  $\Gamma_{W,S} = 8.2 \times 10^{18}/s$ . a) electron temperature, b) electron density, c) impurity velocity and d) total tungsten profile.

a)



b)

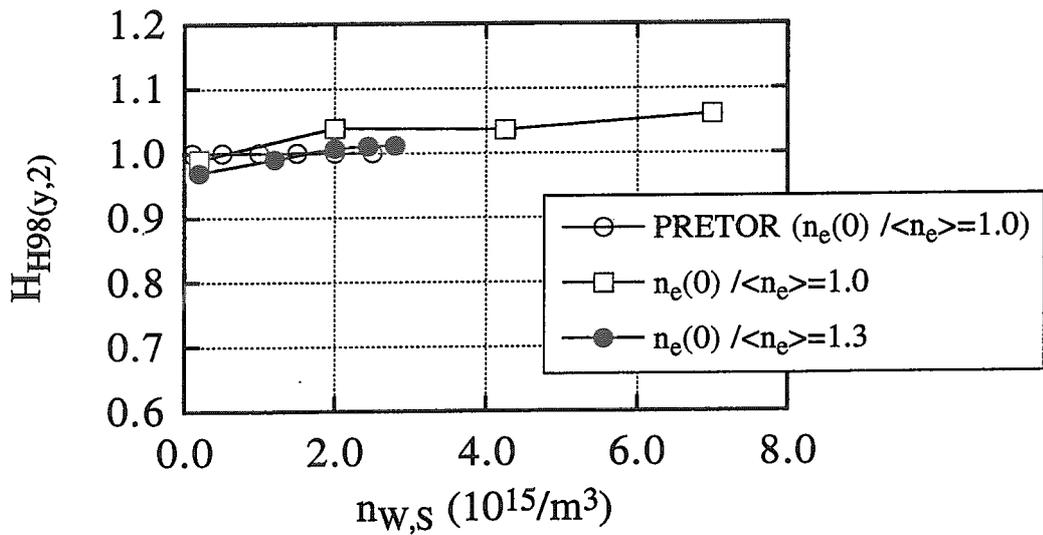


Figure 4-22 : Relation between tungsten density at the plasma edge  $n_{w,s}$  and total line radiation power  $P_{LIN}^{Total}$  and HH-factor.

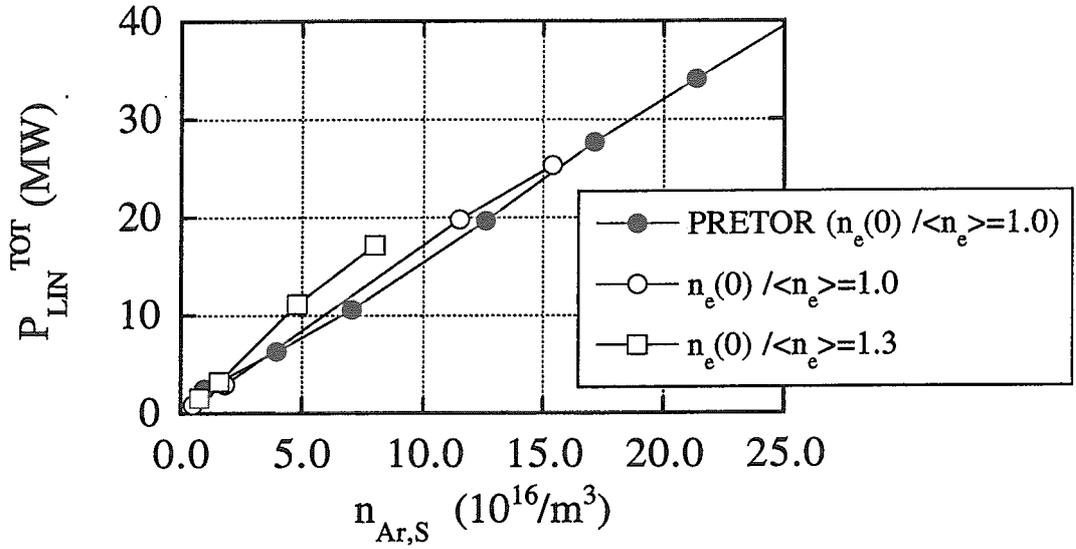


Figure 4-23 : Relation between argon density at the plasma edge  $n_{Ar,S}$  and total line radiation power  $P_{LIN}^{Total}$ .

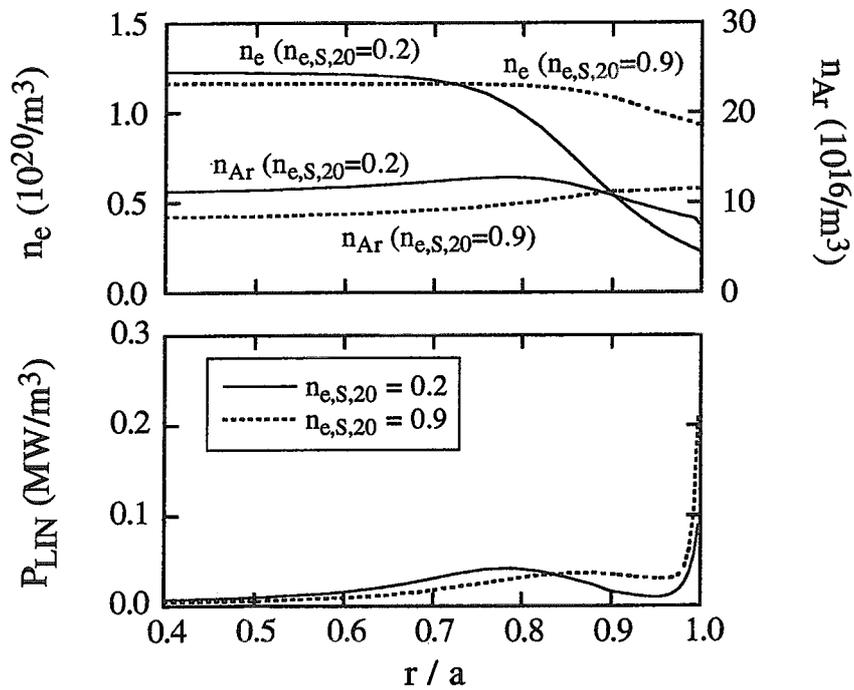


Figure 4-24 : Radial profiles of electron density and line radiation by argon impurity

## 付録 電離平衡モデルによる予備検討

## A.1 PRETOR コードによる線輻射損失パワーの計算

ここでは参考のために、ITER-FEAT の性能評価 [1] において使用されている 1.5 次元輸送コードの一つである PRETOR [2] を用いた線輻射パワーの計算結果を示す。PRETOR コードでは不純物の放射冷却率として ADPAK [3] のデータをもとに制動放射成分を除いた値を関数形でフィッティングした結果を用いている。ここでは与えられた電子温度においてコロナ平衡（正確には電離平衡）を仮定して計算された不純物の電荷数分布から放射冷却率を計算している。

Figure A-1 に PRETOR コードで用いられている、アルゴン (Ar) およびタングステン (W) の放射冷却率の電子温度依存性を示した。

また、PRETOR コードでは不純物の空間分布の計算において、平均電荷数 ( $Z_{ave}$ ) を用いた計算をしている。すなわち、電子温度の低いプラズマ表面付近では電荷数が小さく実効的イオン電荷数 ( $Z_{eff}$ ) への寄与は小さいが、温度の高い中心付近では電荷数が大きく実効的イオン電荷数 ( $Z_{eff}$ ) への寄与が大きくなる効果を考慮している。この平均電荷数 ( $Z_{ave}$ ) の計算でも ADPAK データをもとにした電離平衡を仮定した場合の結果を電子温度の関数としてフィッティングした関数形を用いている。

Figure A-2 に PRETOR コードで用いられている、アルゴン (Ar) およびタングステン (W) の平均電荷数 ( $Z_{ave}$ ) の電子温度依存性を示した。

以下ではこれらの原子データを用いて PRETOR コードで計算した不純物の線輻射パワーの空間分布を示す。但し、不純物としてはアルゴン (Ar) およびタングステン (W) を考え、その電子密度に対する比率は空間的に一定と仮定した。

Figure A-3 はアルゴン (Ar) 比率が 0.12% の場合の ITER プラズマ ( $R/a/\kappa_{95} = 6.2 \text{ m} / 2.0 \text{ m} / 1.7$ ) に対する計算結果である。簡単のため平坦な密度分布 ( $n_e$ ) を考え、電子温度 ( $T_e$ ) およびイオン温度 ( $T_i$ ) の分布は ITER の典型的な運転モード（核融合出力 400 MW,  $Q=10$ ）とほぼ等しい分布を用いた。ここで、 $P_{LIN}$ ,  $P_{BRM}$ ,  $P_{SYN}$  は線輻射パワー、制動放射パワー、シンクロトロン放射パワーである、図から線輻射パワー ( $P_{LIN}$ ) は表面付近に局在し、全パワーは 18 MW であることがわかる。プ

ラズマの体積は表面付近の方が大きいので実際には相当の部分が表面付近で放射されている。この場合、線放射パワーの約半分（9 MW）はプラズマ小半径で外側 10%の領域で放射されている。

Figure A-4 はタングステン（W）比率が 0.001%の場合の計算結果である。密度分布および温度分布は Figure A-3 とほぼ同様である。この場合も線放射パワーは表面付近に局在し、全パワーは約 19 MW である。従って、タングステン原子の 0.001%がアルゴン原子の 0.12%にほぼ相当（放射パワーが 120 倍）することがわかる。

## A.2 電離平衡モデルを仮定した場合の線放射損失パワーの分布

輸送コードではプラズマの温度分布をかってに与えることは困難である。一方で、線放射パワーは周辺部の電子温度分布に敏感であることが予想される。そこで、ここでは解析的に与えた種々の温度分布に対する放射パワー分布を計算し、線放射パワーの周辺温度に対する依存性を検討する。

ここで、電子温度 ( $T_e$ ) とイオン温度 ( $T_i$ ) は等しいと仮定し、規格化した小半径 ( $x=r/a$ ) の関数として

$$T_e(x) = (T_0 - T_{\text{edge}})(1 - x^2)^{1.4} + T_{\text{edge}}$$

のように与える。ここで、 $T_0$  は中心温度、 $T_{\text{edge}}$  はプラズマ境界の温度である。また、密度分布は平坦とする。指数部の 1.4 に大きな意味はないが、比較的にブロードな温度分布に対応する。計算には ITER のプラズマ・パラメータ ( $R/a/\kappa_{95} = 6.2 \text{ m} / 2.0 \text{ m} / 1.7$ ) を用いたが、ここでは円形断面のプラズマを考えているので必ずしも実際の分布には対応しない（楕円度を考慮した体積要素の簡易的な補正を行っている）。中心の電子温度は PRETOR コードでは 23 keV 程度と考えられるが、分布効果を含めた 0次元コードの計算結果で、周辺部ペデスタルがない場合の核融合出力が 400 MW になるように、ここでは 25~26 keV とした。この値にも大きな意味はなく、定性的な結果にもそれほど影響しないと考えられる。

Figure A-5 および Figure A-6 はアルゴン（Ar）原子の場合の計算結果である。Figure A-5 は各種プラズマ・パラメータの分布の例を示している。ここで、アルゴン

(Ar) 比率は 0.12% で、境界温度 ( $T_{\text{edge}}$ ) が 2 keV、中心温度 ( $T_0$ ) が 26 keV の場合である。

Figure A-6 は境界温度 ( $T_{\text{edge}}$ ) に対するサーベイ結果である。この場合は、中心温度 ( $T_0$ ) を 25 keV とした。境界温度が 0.1 keV から 3 keV までの結果を示してある。通常はセパトリックス部の温度が 3 keV になることはないが、ここでは平坦な密度分布を考えているので周辺ペダスタルの温度を考えてもよい。この場合、境界温度が 0 に近づくと線輻射パワーが急激に増加している様子が見られる。これは Figure A-1 に見られるようにアルゴン原子の放射冷却率が keV 領域以下で急激に増加するためと考えられる。

Figure A-7 および Figure A-8 はタングステン (W) 原子の場合の計算結果である。Figure A-7 は各種プラズマ・パラメータの分布の例を示している。ここで、タングステン (W) 比率は 0.001% で、境界温度 ( $T_{\text{edge}}$ ) が 2 keV、中心温度 ( $T_0$ ) が 26 keV の場合である。

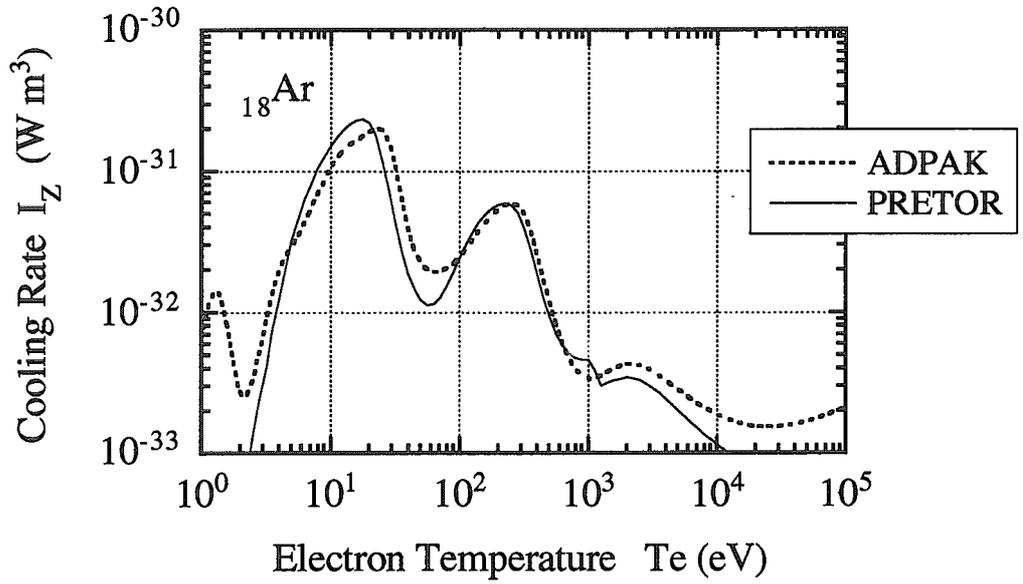
Figure A-8 は境界温度 ( $T_{\text{edge}}$ ) に対するサーベイ結果である。この場合は、中心温度 ( $T_0$ ) を 25 keV とした。この場合にはアルゴンの場合と違い、境界温度が 0 に近づいた時の急激な線輻射パワーの増加は見られない。これは Figure A-1 に見られるようにタングステン原子の放射冷却率が keV 領域以下であまり変化しないことによる。

なお、これらの計算では密度分布および温度分布は固定してあり、局所的なパワー・バランスを解いているわけではない。従って、核融合出力も変化し (W の場合で 470 MW~570 MW)、必要なエネルギー閉じ込め時間もそれぞれ異なる。しかし、定性的な結果には影響しないと考えてよい。

#### 参考文献

- [1] Y. Murakami, *et. al.*, "Performance Assessment of ITER-FEAT", J. Plasma Science and Fusion Res. (to be published).
- [2] D. Boucher, *et. al.*, 16th IAEA Fusion Energy Conference, Montr al, 1996 (IAEA, Vienna, 1997) p945.
- [3] D. E. Post, *et. al.*, At. Data Nucl. Data Tables **20** (1977) 397.

1) Ar :



2) W :

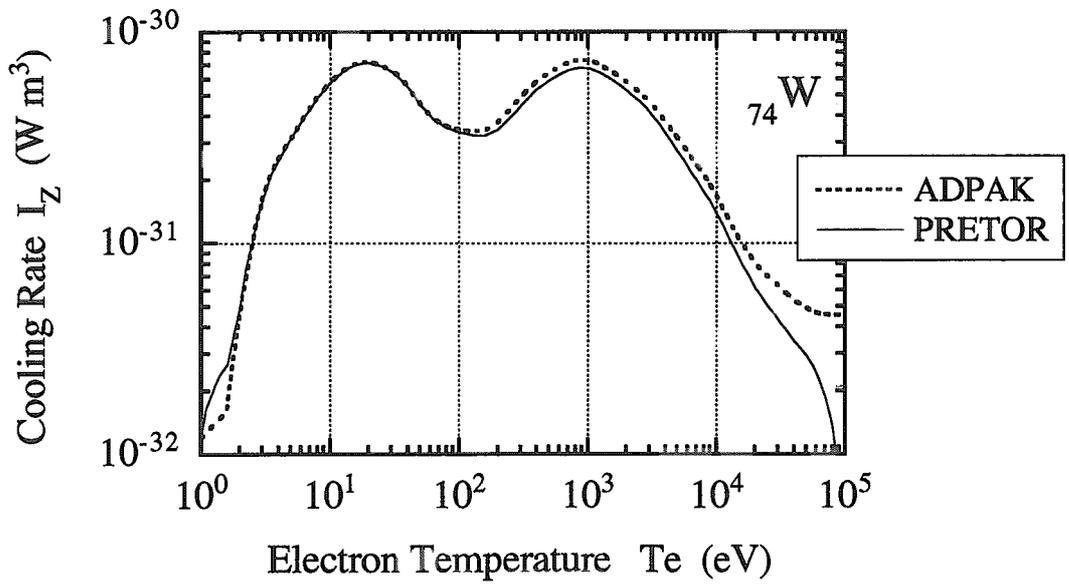
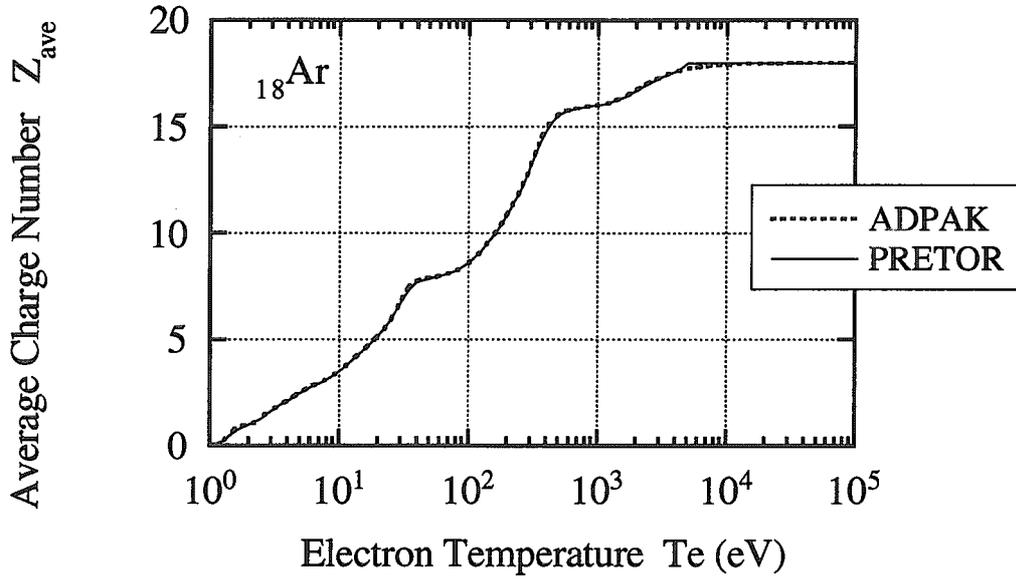


Figure A-1 : Electron temperature and cooling rate for Ar and W.

1) Ar :



2) W :

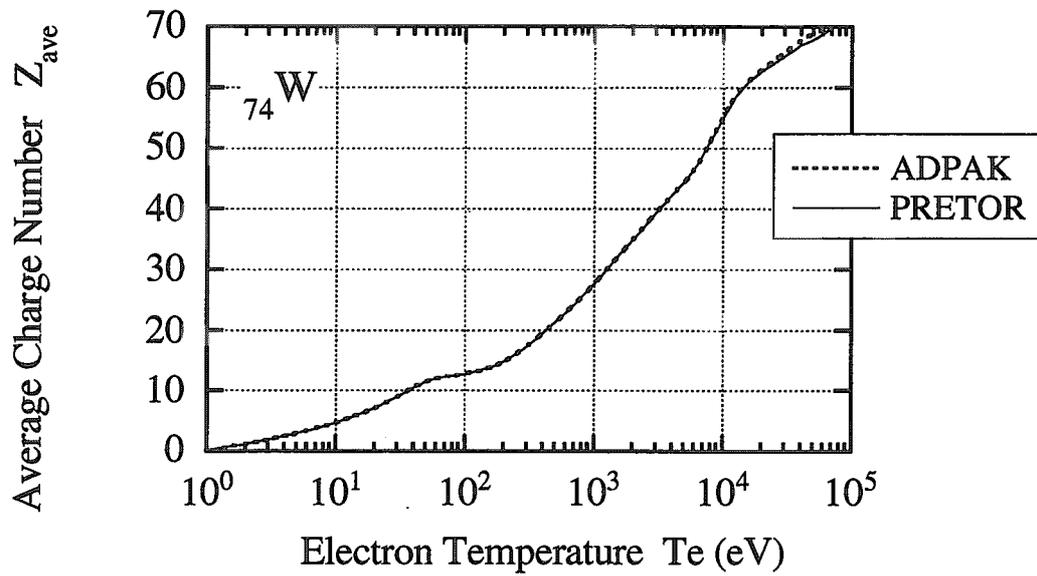


Figure A-2 : Electron temperature and average Z for Ar and W. PRETOR code uses average Z as a function of  $T_e$  in impurity calculations.

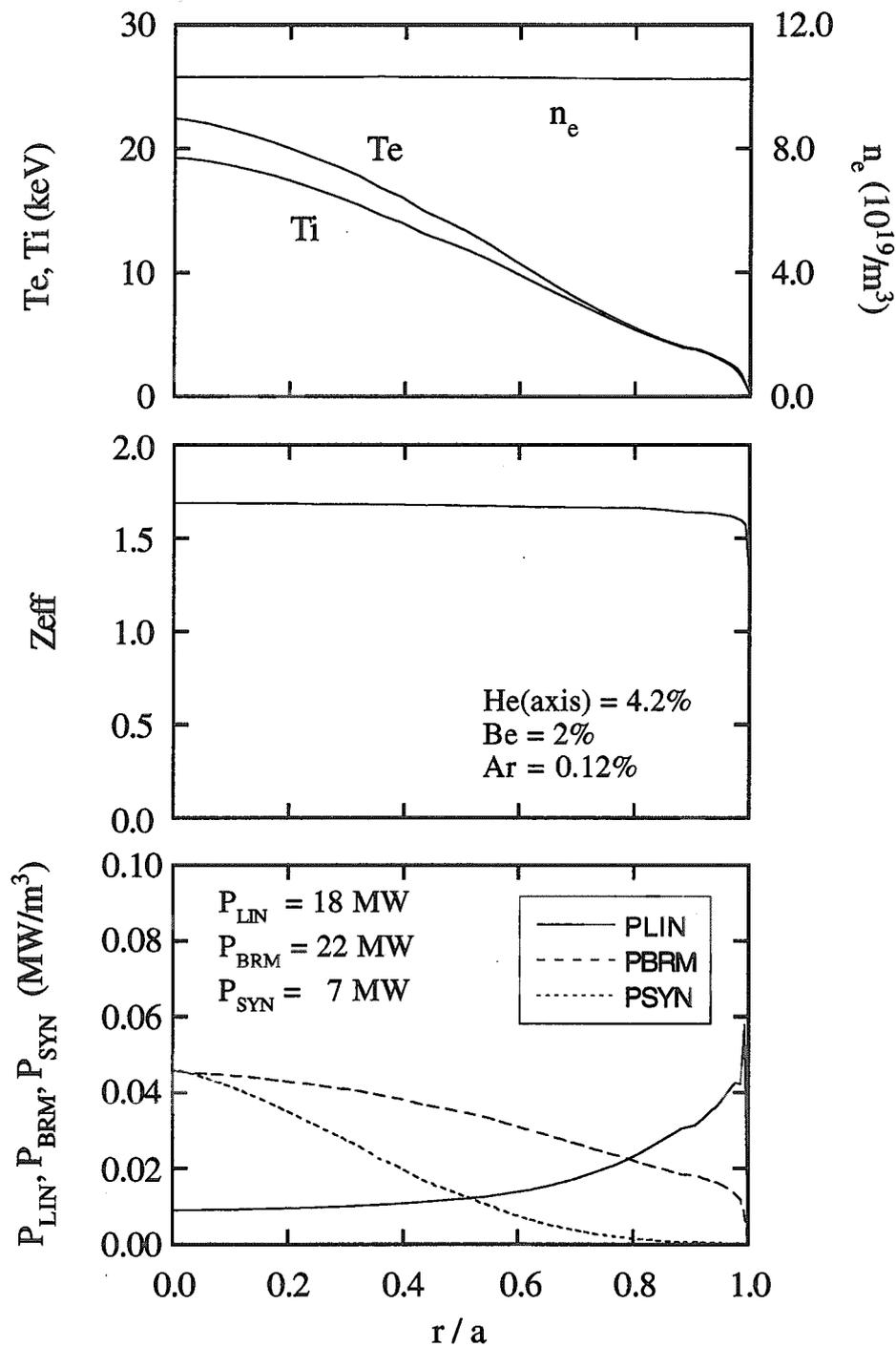


Figure A-3 : Profiles of various parameters for reference plasma when Ar = 0.12%.  
 Here,  $P_{FUS} = 400$  MW ( $Q=10$ ),  $\langle T_e \rangle = 8.9$  keV and  $\langle T_i \rangle = 8.1$  keV (PRETOR).

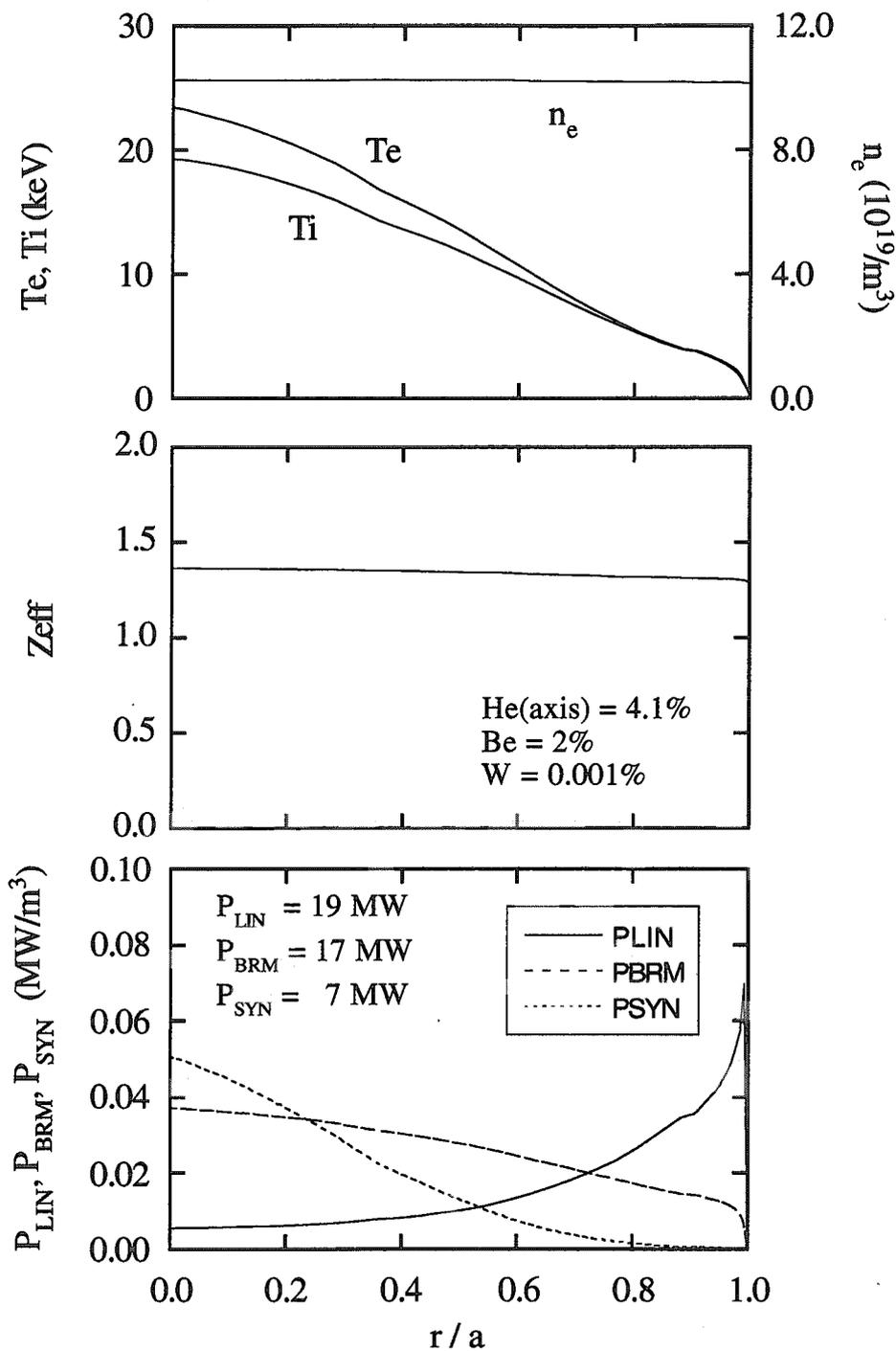


Figure A-4 : Profiles of various parameters for reference plasma when  $W = 0.001\%$ .  
 Here,  $P_{FUS} = 400$  MW ( $Q=10$ ),  $\langle T_e \rangle = 9.0$  keV and  $\langle T_i \rangle = 8.1$  keV (PRETOR).

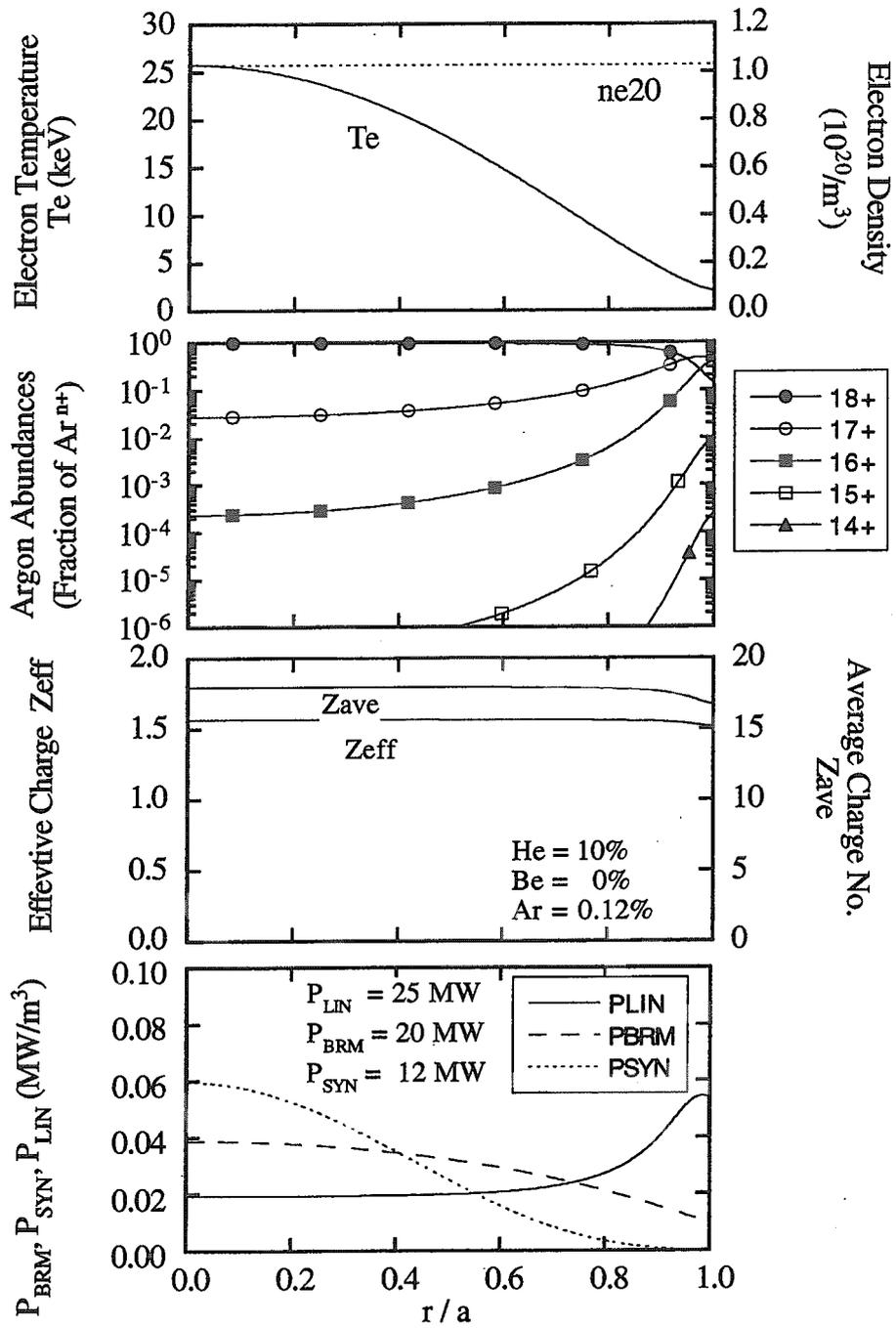


Figure A-5 : Profiles of various parameters when  $n_e$  profile is flat and  $T_e$  profile is given by  $T_e(x) = 24 (1 - x^2)^{1.6} + 2$  (keV). Here, 0.12% of argon impurity is assumed.

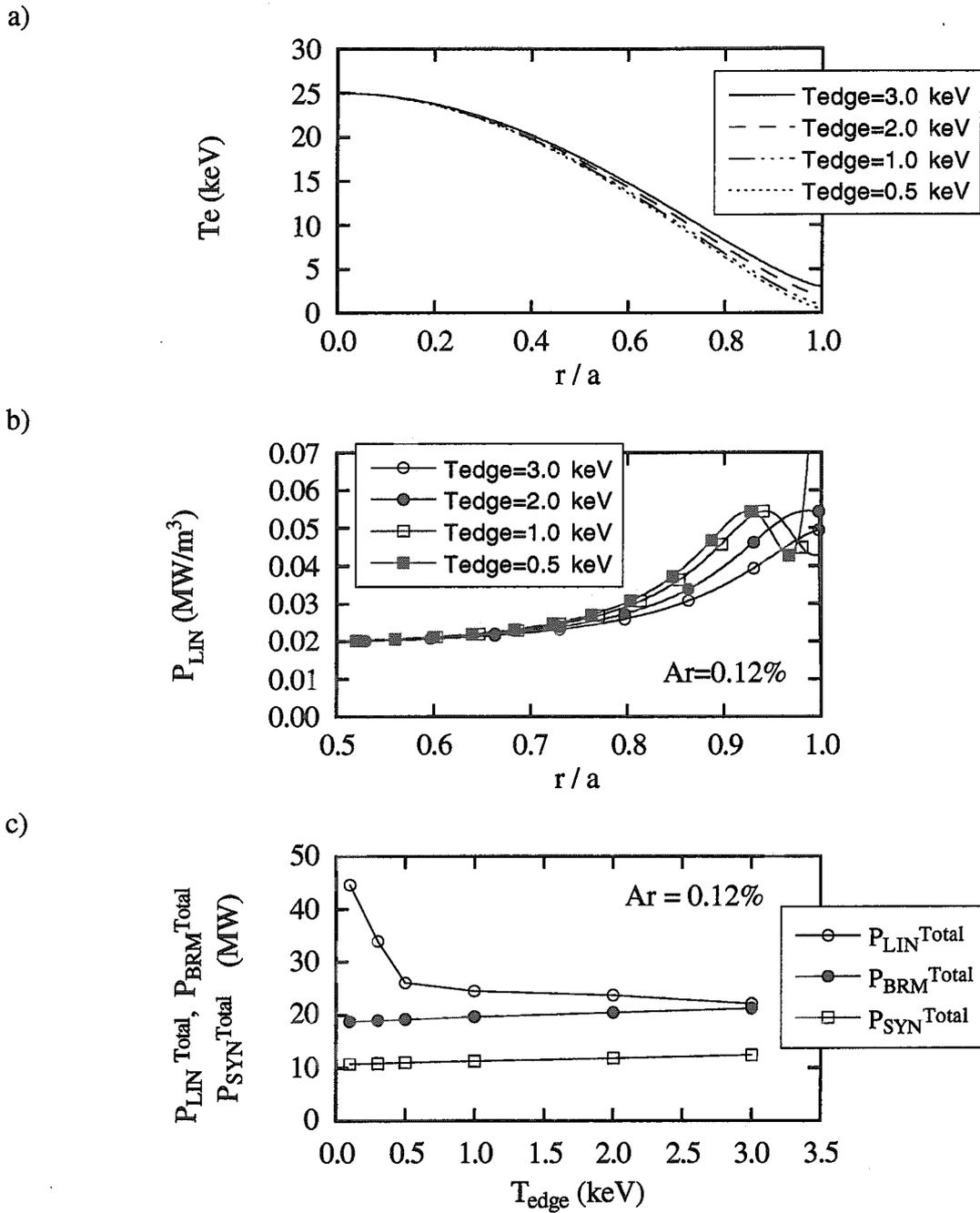


Figure A-6 : Line radiation loss power for various edge temperature  $T_{edge}$ .  
 Here,  $T_e(x) = (25 - T_{edge})(1 - x^2)^{1.4} + T_{edge}$  (keV) and  
 0.12% of argon impurity is assumed.

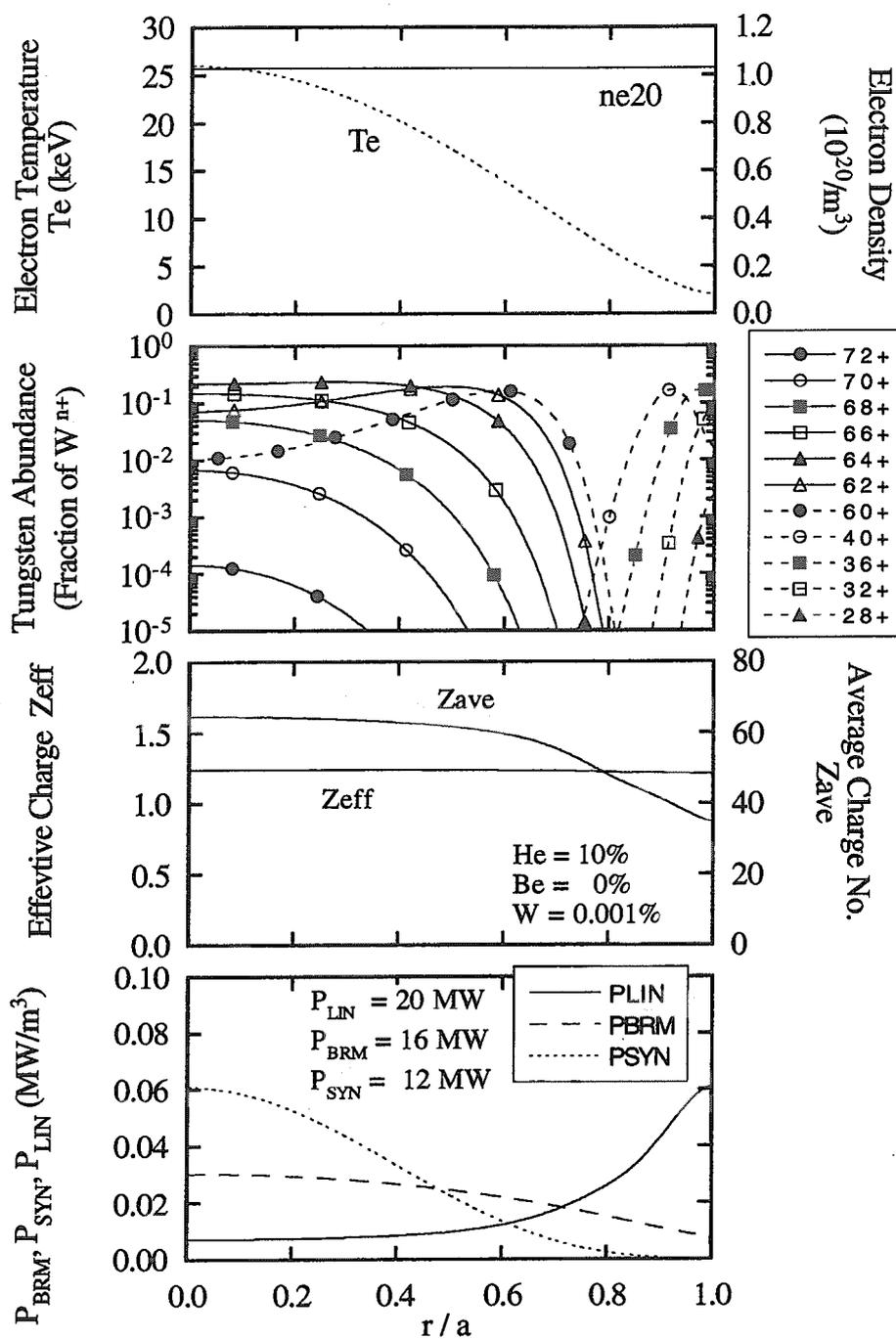


Figure A-7 : Profiles of various parameters when  $n_e$  profile is flat and  $T_e$  profile is given by  $T_e(x) = 24 (1 - x^2)^{1.6} + 2$  (keV). Here, 0.001% of tungsten impurity is assumed.

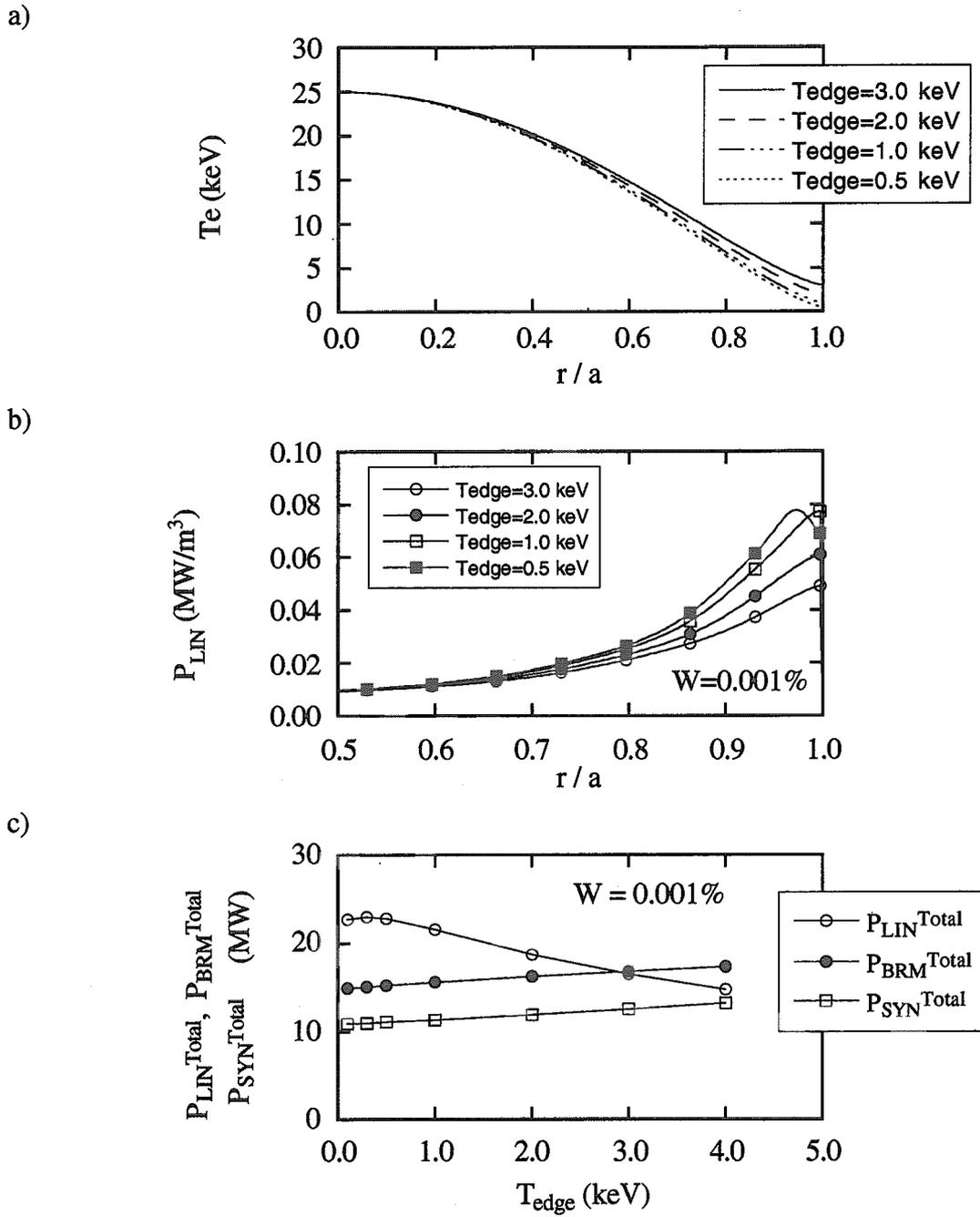


Figure A-8 : Line radiation loss for various edge temperature  $T_{edge}$ .  
 Here,  $T_e(x) = (25 - T_{edge})(1 - x^2)^{1.4} + T_{edge}$  (keV) and 0.001% of tungsten impurity is assumed.

# 国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10<sup>-19</sup> J  
1 u = 1.66054 × 10<sup>-27</sup> kg

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 <sup>18</sup>	エクサ	E
10 <sup>15</sup>	ペタ	P
10 <sup>12</sup>	テラ	T
10 <sup>9</sup>	ギガ	G
10 <sup>6</sup>	メガ	M
10 <sup>3</sup>	キロ	k
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h
10 <sup>1</sup>	デカ	da
10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>-18</sup>	アト	a

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バ	b
バル	bar
ガール	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10<sup>-10</sup> m  
1 b = 100 fm<sup>2</sup> = 10<sup>-28</sup> m<sup>2</sup>  
1 bar = 0.1 MPa = 10<sup>5</sup> Pa  
1 Gal = 1 cm/s<sup>2</sup> = 10<sup>-2</sup> m/s<sup>2</sup>  
1 Ci = 3.7 × 10<sup>10</sup> Bq  
1 R = 2.58 × 10<sup>-4</sup> C/kg  
1 rad = 1 cGy = 10<sup>-2</sup> Gy  
1 rem = 1 cSv = 10<sup>-2</sup> Sv

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局 1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 uの値は CODATA の1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令では bar, barn および「気圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

## 換算表

力	N (=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (=1 N·s/m<sup>2</sup>) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m<sup>2</sup>/s = 10<sup>4</sup> St (ストークス) (cm<sup>2</sup>/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg (Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 <sup>3</sup>	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 <sup>-4</sup>	1.35951 × 10 <sup>-3</sup>	1.31579 × 10 <sup>-3</sup>	1	1.93368 × 10 <sup>-2</sup>
	6.89476 × 10 <sup>-3</sup>	7.03070 × 10 <sup>-2</sup>	6.80460 × 10 <sup>-2</sup>	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813 × 10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150 × 10 <sup>18</sup>
	9.80665	1	2.72407 × 10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487 × 10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082 × 10 <sup>19</sup>
	3.6 × 10 <sup>6</sup>	3.67098 × 10 <sup>5</sup>	1	8.59999 × 10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522 × 10 <sup>6</sup>	2.24694 × 10 <sup>25</sup>
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 <sup>-6</sup>	1	3.96759 × 10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272 × 10 <sup>19</sup>
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 <sup>21</sup>
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506 × 10 <sup>-3</sup>	1	8.46233 × 10 <sup>18</sup>
	1.60218 × 10 <sup>-19</sup>	1.63377 × 10 <sup>-20</sup>	4.45050 × 10 <sup>-26</sup>	3.82743 × 10 <sup>-20</sup>	1.51857 × 10 <sup>-22</sup>	1.18171 × 10 <sup>-19</sup>	1

1 cal = 4.18605 J (計量法)  
= 4.184 J (熱化学)  
= 4.1855 J (15 °C)  
= 4.1868 J (国際蒸気表)  
仕事率 1 PS (仏馬力)  
= 75 kgf·m/s  
= 735.499 W

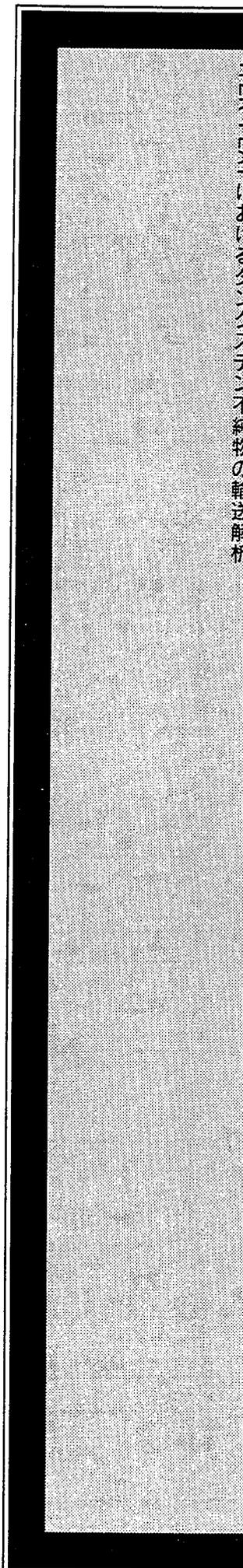
放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 <sup>-11</sup>
	3.7 × 10 <sup>10</sup>	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 <sup>-4</sup>	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

RECYCLED PAPER WITH 70% RECYCLED FIBER



**R100**  
古紙配合率100%  
白色度70%再生紙を使用しています