

JAERI-Research
95-074



JT-60Uトカマクプラズマの
電子サイクロトロン放射測定における
相対論的周波数ダウンシフト効果
(2倍高調波について)

1995年11月

佐藤正泰・伊世井宣明・石田真一

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開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、お申し越しください。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 Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1995

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 ㈱原子力資料サービス

JT-60Uトカマクプラズマの
電子サイクロトロン放射測定における
相対論的周波数ダウンシフト効果
(2倍高調波について)

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部

佐藤 正泰・伊世井宣明・石田 真一

(1995年10月9日受理)

JT-60Uトカマクプラズマに対して、相対論的周波数ダウンシフト効果が電子サイクロトロン放射(ECE)による電子温度分布測定における空間位置決定に影響を与えることを調べた。ECEの2倍高調波の相対論的周波数ダウンシフト効果に起因する電子温度分布の空間的なずれはJT-60UのECE測定システムの空間分解能に比べて無視する事ができないことがわかり、電子温度分布を正しく測定するにはこのずれを補正する必要がある。一様な電子密度・放物線分布の電子温度のプラズマを想定し電子温度分布のずれの依存性を電子密度・電子温度・トロイダル磁場に関して調べた。その結果相対論的周波数ダウンシフト効果による分布のずれには光学的厚さによる効果も考慮する必要があることがわかった。

Relativistic Down-shift Frequency Effect on the Application of
Electron Cyclotron Emission Measurements
to JT-60U Tokamak Plasmas
(Second Harmonics)

Masayasu SATO, Nobuaki ISEI and Sinichi ISHIDA

Department of Fusion Plasma Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 9, 1995)

Effect of relativistic frequency down-shift on the determination of the electron temperature profile from electron cyclotron emission(ECE) in JT-60U tokamak plasmas is studied. The radial shift of the electron temperature profile due to the effects is not negligible, compared with the spatial resolution of ECE measurement systems of JT-60U. Therefore it is necessary to correct the effect for precise measurement of the electron temperature profile. Dependencies of the shifted frequency on the electron density, electron temperature and toroidal magnetic field are studied for the uniform electron density and parabolic electron temperature profile in JT-60U. It is revealed to be necessary for the estimation of shift due to the relativistic down-shift frequency to take into account of the optical thickness.

Keywords: Relativistic Down-shift Frequency, Electron Cyclotron Emission,
Electron Temperature Profile, JT-60 U Tokamak, Plasma, Diagnostics

目 次

1. 序	1
2. 計算方法	2
2.1 放射輸送を基にした計算方法	2
2.2 JT-60Uプラズマの計算パラメーター	4
3. 非相対論的評価における電子温度分布	5
4. 電子温度分布のずれのプラズマパラメーター依存性	6
4.1 ずれの電子密度依存性	6
4.2 ずれの電子温度依存性	7
4.3 ずれのトロイダル磁場依存性	8
5. 電子温度のずれの半径方向分布	8
5.1 ピーク規格化法	8
5.2 電子温度のずれの半径方向分布	11
5.3 ずれとJT-60U装置ECE測定システムの空間分解能の比較	11
6. 議 論	12
7. 結 論	14
謝 辞	15
参考文献	16

Contents

1. Introduction	1
2. Computational Method	2
2.1 Computational Method Based on the Radiation Transfer	2
2.2 Plasma Parameters of JT-60U in the Calculation	4
3. Obtained Electron Temperature Profiles in the Non-relativistic Estimation ..	5
4. Dependence of the Shift of the electron Temperature Profile on the Plasma Parameters	6
4.1 Dependence of the Shift on the Electron Density	6
4.2 Dependence of the Shift on the Electron Temperature	7
4.3 Dependence of the Shift on the Toroidal Magnetic Field	8
5. Radial Profile of the Shift of the Electron Temperature Profile	8
5.1 Correction Method Based on Peak Normalization	8
5.2 Radial Profile of the Shift	11
5.3 Comparison between the Shift and the Spatial Resolution of ECE Measuring System in JT-60U	11
6. Discussion	12
7. Conclusion	14
Acknowledgment	15
References	16

1. 序

トカマクにおいて電子サイクロトロン放射 (Electron Cyclotron Emission (ECE))¹⁾ による電子温度分布測定は^{2~5)} プラズマの電子の情報を得る重要な測定手段となっており^{6~10)}、国際熱核融合実験炉 (ITER) などの炉心級トカマクにおいても有力な候補である¹¹⁾。しかし、そのECE測定の可能性は、内部磁場^{5, 11)}・相対論的周波数拡がり^{3~5, 11~14)}・屈折^{3, 5, 13)}・偏光^{12, 13, 15, 16)}の要因により制限される^{5, 11)}。内部磁場の効果は、トロイダル磁場だけでなくポロイダル磁場、反磁性磁場、常磁性磁場も空間位置の決定に影響を与えることを言う。相対論的效果は周波数と空間位置の対応に影響し、屈折効果は、プラズマの密度分布によりECEの伝播方向が曲がることを言う。偏光効果は、ファラデー回転等により一つの偏光方向の測定では強度が正しく測れないことを言う。相対論的效果はこれらの効果の中で未検討な部分が多くあり最も重要な課題であり、さらに詳しく検討を進める必要がある。ここでは、トカマク装置で通常測定する伝播方向が磁場に対して垂直である場合の相対論的周波数拡がり効果について考察する。この場合、相対論的周波数拡がり効果は、放射率が低周波数側へ拡がりを持つので相対論的周波数ダウシフト効果 (以後、略して相対論的ダウシフト効果と言う) と言われている。この効果がECE測定の特徴である電子サイクロトロン周波数 ($f_{ce} = (eB/m_e)/(2\pi)$ 、 e は電荷素量、 m_e は電子質量、 B は磁束密度の大きさである。ECE周波数と略す。) と空間位置の一対一対応を変形させ、空間位置の決定過程をより複雑にする。この効果については佐藤らにより炉心級トカマクプラズマに対しての影響が文献12~14に報告されている。また、ITERの計測検討においても相対論的ダウシフト効果の重要性が認識されている¹¹⁾。文献12~14では3倍高調波が電子温度を測定している2倍高調波ECEの周波数帯域を狭める影響を与えることが詳しく議論された。現在のトカマクで達成されている電子温度 (約15 keV以下) のプラズマにおいて相対論的ダウシフト効果は今まで無視されてき

たが、10 keV以下の電子温度のプラズマにおいても、2倍高調波の相対論的ダウンシフト効果が電子温度測定に影響を与えるため¹⁷⁾、本著では、JT-60Uの2 keV～10 keVの電子温度の広範囲なプラズマパラメーター ($2T \leq B_t \leq 4$ T, 電子温度：放物線分布、 $1 \text{ keV} \leq T_e(0) \leq 10 \text{ keV}$, 電子密度：一様分布、 $0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) に対して、2倍高調波の空間位置決定に及ぼす影響を評価し、今後のより正確な電子温度分布を測定するための空間位置のずれの資料を提供する。第2章では相対論的ダウンシフト効果を評価するために行った放射輸送を基にした計算方法について述べ、第3章では非相対論的評価での電子温度分布のずれを示し、第4章では電子温度分布のずれのプラズマパラメーター依存性について考察する。第5章ではずれの半径分布について述べる。第6章では得られたずれについて議論し、最後の第7章でまとめを述べる。

2. 計 算 方 法

相対論的ダウンシフト効果の電子温度測定への影響を評価するために、放射輸送の式を解いて放射輝度を求め、この放射輝度から電子温度を得る。この計算方法と計算に用いたJT-60Uプラズマパラメーターについて述べる。

2.1 放射輸送を基にした計算方法¹⁴⁾

ここに述べる計算方法は参考文献14と同じである。プラズマ中の放射と吸収過程は次の放射輸送の式によって記述される¹⁸⁾。すなわち、

$$N_r(\omega, s)^2 \frac{d}{ds} \left(\frac{I(\omega, s)}{N_r(\omega, s)^2} \right) = j(\omega, s) - \alpha(\omega, s) I(\omega, s) \quad (2.1.1)$$

右辺の第一項は放射を、第二項は吸収過程をそれぞれ表す。今後本著で使われる物理量とその略号・単位を表2に示す。Iは放射輝度を、jは放射率を、 α は吸収係数を、 N_r は光線屈折率を、 ω は角周波数を、sは光線の軌跡に沿った距離をそれ

たが、10 keV以下の電子温度のプラズマにおいても、2倍高調波の相対論的ダウンシフト効果が電子温度測定に影響を与えるため¹⁷⁾、本著では、JT-60Uの2 keV～10 keVの電子温度の広範囲なプラズマパラメーター ($2T \leq B_t \leq 4$ T, 電子温度：放物線分布、 $1 \text{ keV} \leq T_e(0) \leq 10 \text{ keV}$, 電子密度：一様分布、 $0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) に対して、2倍高調波の空間位置決定に及ぼす影響を評価し、今後のより正確な電子温度分布を測定するための空間位置のずれの資料を提供する。第2章では相対論的ダウンシフト効果を評価するために行った放射輸送を基にした計算方法について述べ、第3章では非相対論的評価での電子温度分布のずれを示し、第4章では電子温度分布のずれのプラズマパラメーター依存性について考察する。第5章ではずれの半径分布について述べる。第6章では得られたずれについて議論し、最後の第7章でまとめを述べる。

2. 計 算 方 法

相対論的ダウンシフト効果の電子温度測定への影響を評価するために、放射輸送の式を解いて放射輝度を求め、この放射輝度から電子温度を得る。この計算方法と計算に用いたJT-60Uプラズマパラメーターについて述べる。

2.1放射輸送を基にした計算方法¹⁴⁾

ここに述べる計算方法は参考文献14と同じである。プラズマ中の放射と吸収過程は次の放射輸送の式によって記述される¹⁸⁾。すなわち、

$$N_r(\omega, s)^2 \frac{d}{ds} \left(\frac{I(\omega, s)}{N_r(\omega, s)^2} \right) = j(\omega, s) - \alpha(\omega, s) I(\omega, s) \quad (2.1.1)$$

右辺の第一項は放射を、第二項は吸収過程をそれぞれ表す。今後本著で使われる物理量とその略号・単位を表2に示す。Iは放射輝度を、jは放射率を、 α は吸収係数を、 N_r は光線屈折率を、 ω は角周波数を、sは光線の軌跡に沿った距離をそれ

それ表す。プラズマは熱平衡状態にあり、電子の速度分布関数は次式で与えられる球対称の相対論的マックスウエル分布であると仮定できる。

$$N(\epsilon) = \frac{n_e}{(m_e^0 c^2)^3} \frac{\exp(-\epsilon/T) \epsilon \sqrt{(\epsilon^2 - (m_e^0 c^2)^2)}}{K_2(\mu)/\mu} \quad (2.1.2),$$

c , m_e^0 , e , n_e , T_e , ϵ , $K_2(\mu)$ は、それぞれ光速、静止電子質量、素電荷、電子密度、電子温度、電子のエネルギー、第二種のBessel関数であり、 $\mu \equiv m_e^0 c^2 / T_e$ である。放射率は式(2.1.3)を用いる。この式は、ECEが希薄プラズマ中 ($\omega_p / \omega \ll 1$, ω_p はプラズマ角周波数) を磁場に垂直方向に伝播する場合に対してTrubnikovによって得られた¹⁹⁾。

$$j^{(o,x)}(\omega) = \frac{\omega_p^2 \omega^2 T_e}{\omega_B c 8 \pi^3 c^2 K_2(\mu)} \sum_{n \geq x}^{\infty} \pi \mu \frac{2n^2 \sqrt{(n^2 - x^2)}}{x^4} \exp(-\mu \frac{n}{x}) S_n^{(o,x)}(\frac{n}{x}) \quad (2.1.3),$$

$$x = \omega / \omega_B, \quad \beta = \sqrt{1 - (\frac{x}{n})^2},$$

$$S_n^{(o)}(\frac{n}{x}) = \beta^2 / 2 \int_0^\pi (\cos \theta)^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta) \sin \theta d\theta \quad (2.1.4),$$

$$S_n^{(x)}(\frac{n}{x}) = \beta^2 / 2 \int_0^\pi (\sin \theta)^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta) \sin \theta d\theta \quad (2.1.5),$$

n は高調波の次数に対応し、 ω_B は非相対論的 E C 角周波数で、 $J_n(z)$ は第一種のBessel関数で、 $J_n'(z) = dJ_n(z)/dz$ である。指標 O、X はそれぞれ正常波、異常波を表す。吸収係数は次式のキルヒホッフの法則²⁰⁾ を適用して放射輝度から求める。

$$\alpha(\omega, s) = j(\omega, s) / [N_r(\omega, s)^2 I_{BB}(\omega, s)] \quad (2.1.6),$$

$I_{BB}(\omega, s)$ は黒体放射輝度であり、

$$I_{BB}(\omega, a) = \frac{\omega^2 k T_e}{8\pi^3 c^2} \quad (2.1.7) \quad \text{で与えられる。}$$

optical depthとoptical thicknessの訳語として光学的厚さが使われているが、ここでは、光学的に厚い、薄いことの定性的な性質のoptical thicknessを光学的厚さとし、物理量としてのoptical depthを光学的深さとして区別する。光学的深さは

$$\tau \equiv \tau(\omega) = \int_{-a}^a \alpha(\omega, s) ds \quad (2.1.8) \quad \text{で定義される。}$$

放射輸送の方程式を次の仮定の下でスラブモデルで解く。

- 1) プラズマはトロイダル磁場を除いて円柱対称である。
- 2) 波の光線屈折率は希薄プラズマ中では1として良い。よって、ECE波は直線に伝播し屈折は無視する。
- 3) JT-60UではECEを低磁場方向から異常波の2倍高調波を観測しているので^{2,1-2,3)}、ここでは異常波の2倍高調波のトラス内側から外側へ伝播するECEだけを計算する。

みかけ上得られる電子温度 (T_e^{obt}) はプラズマの外へ伝播したECEの放射輝度 ($I(\omega, a)$) から導出する。すなわち、

$$T_e^{obt} = I(\omega, a) / \left(\frac{\omega^2 k}{8\pi^3 c^2} \right) \quad (2.1.9)$$

k はBoltzmann定数である。電子温度分布の空間位置は非相対論的EC周波数を用いて決定する。

2.2 JT-60Uプラズマの計算パラメーター

計算に用いたJT-60Uの大半径(R)・小半径(a)・トロイダル磁場(B_t)は、それぞれ $R = 3.4 \text{ m}$, $a = 1 \text{ m}$, $B_t = 2 \text{ T}, 3 \text{ T}, 4 \text{ T}$ である。電子温度分布($T_e(r)$)は次式の

$m=1$ の放物線分布で与えた。

$$T_e(r) = (T_e(0) - T_e(a)) \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)^m + T_e(a) \quad (2.2.1)$$

r は半径方向の空間位置であり、中心の電子温度($T_e(0)$)は代表値として1 keV, 2 keV, 5 keV, 10 keVとし、プラズマ端の電子温度($T_e(a)$)は中心の電子温度の10%とした。電子温度分布の形が計算結果に影響を与えないことについては第6章で述べる。第6章では、電子温度分布を放物線分布($m=1$)で与えた場合と放物線分布の二乗の分布($m=2$)で与えた場合の電子温度分布のずれを比較する。電子密度分布($n_e(r)$)は一様とし、代表値として $n_e = 0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ とした。電子温度分布のずれが電子密度に比例する(ずれの電子密度依存性は第4.1節で評価する。)ので、電子密度分布を一様としても一般性を失わない。これらの条件によるプラズマは2倍高調波にとって希薄であり、よって放射率としてTrubnikovの公式を用いることと屈折効果を無視することができる。

3. 非相対論的評価における電子温度分布

ここで言う非相対論的評価とは、相対論的効果を考慮した放射率を用いて放射輝度を求め、この放射輝度から電子温度分布を求める時にEC周波数として非相対論的EC周波数($f_{ce}^0 = (eB/m_e^0)/(2\pi)$)を用いた評価を言う。

$B_t = 4 \text{ T}$, 3 T , 2 T 放電について、非相対論的評価の電子温度分布と仮定した真の電子温度分布を比較する。非相対論的評価の電子温度分布及びその特徴を図3.1～9及び表3に示した。JT-60Uの $B_t = 2 \text{ T}$ 放電では $T_e(0) = 10 \text{ keV}$ になることは少ないので、 $T_e(0) = 10 \text{ keV}$ の代わりに $T_e(0) = 1 \text{ keV}$ の例を示した。2倍高調波と3倍高調波が重なる領域は $r/a < -0.47$ であり、トロイダル磁場の値に関係しない。ここで示したほとんどのプラズマパラメーターに対して、 $-0.4 < r/a < 1.0$ の領域において、電子温度分布のずれは $0.01a$ 以上であり電子温度分布の間には不一致がある。光学的深さ

$m=1$ の放物線分布で与えた。

$$T_e(r) = (T_e(0) - T_e(a)) \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)^m + T_e(a) \quad (2.2.1)$$

r は半径方向の空間位置であり、中心の電子温度($T_e(0)$)は代表値として1 keV, 2 keV, 5 keV, 10 keVとし、プラズマ端の電子温度($T_e(a)$)は中心の電子温度の10%とした。電子温度分布の形が計算結果に影響を与えないことについては第6章で述べる。第6章では、電子温度分布を放物線分布($m=1$)で与えた場合と放物線分布の二乗の分布($m=2$)で与えた場合の電子温度分布のずれを比較する。電子密度分布($n_e(r)$)は一様とし、代表値として $n_e = 0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ とした。電子温度分布のずれが電子密度に比例する(ずれの電子密度依存性は第4.1節で評価する。)ので、電子密度分布を一様としても一般性を失わない。これらの条件によるプラズマは2倍高調波にとって希薄であり、よって放射率としてTrubnikovの公式を用いることと屈折効果を無視することができる。

3. 非相対論的評価における電子温度分布

ここで言う非相対論的評価とは、相対論的効果を考慮した放射率を用いて放射輝度を求め、この放射輝度から電子温度分布を求める時にEC周波数として非相対論的EC周波数($f_{ce}^0 = (eB/m_e^0)/(2\pi)$)を用いた評価を言う。

$B_t = 4 \text{ T}$, 3 T , 2 T 放電について、非相対論的評価の電子温度分布と仮定した真の電子温度分布を比較する。非相対論的評価の電子温度分布及びその特徴を図3.1～9及び表3に示した。JT-60Uの $B_t = 2 \text{ T}$ 放電では $T_e(0) = 10 \text{ keV}$ になることは少ないので、 $T_e(0) = 10 \text{ keV}$ の代わりに $T_e(0) = 1 \text{ keV}$ の例を示した。2倍高調波と3倍高調波が重なる領域は $r/a < -0.47$ であり、トロイダル磁場の値に関係しない。ここで示したほとんどのプラズマパラメーターに対して、 $-0.4 < r/a < 1.0$ の領域において、電子温度分布のずれは $0.01a$ 以上であり電子温度分布の間には不一致がある。光学的深さ

がおよそ5以上の場合はずれが0.1a以下であり概略の電子温度分布が得られる。電子密度が低く ($n_e = 0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$)、光学的深さが1~4である場合は、得られるピーク値が真の値より低く ($B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 10 \text{ keV}$ の例では、 $\tau = 3.77$ で、約9.73 keV ($\sim 1 - e^{-\tau}$)である)、電子温度分布の半径方向のずれが他の例に比べて大きい。

電子密度が上昇するとずれは小さくなり、トロイダル磁場が上昇するとずれは大きくなる。光学的厚さが十分厚い場合 (例えば光学的深さがおよそ5以上の場合)、電子温度が上昇するとずれは大きくなる。これは相対論的ダウシフト効果に起因すると予想される。ずれの電子密度・電子温度・トロイダル磁場依存性は第4章で詳細に評価する。

4. 電子温度分布のずれのプラズマパラメーター依存性

ここでは、電子温度分布の半径方向のずれについて、電子密度・電子温度・トロイダル磁場の依存性を評価する。ここで議論するずれは、第5章のピーク規格化法で得られたずれの分布のピーク位置のずれである。

4.1 ずれの電子密度依存性

$B_t = 4 \text{ T}$, 3 T , 2 T 放電での電子温度のずれの電子密度依存性を図4.1.1~4.1.3に示す。どの場合も電子密度が上昇すると電子温度分布の半径方向のずれは常に小さくなる。これは模式的につぎのように考える事ができる。ある電子温度の相対論的ダウシフト効果を考慮した吸収係数の分布が図4.1.4のような形とする。真の電子温度の位置がT点であり、みかけ上の電子温度の位置がO点であるとする。電子密度が高くなるとその吸収係数の分布形は相似形であるが、吸収係数の数値が上昇しみかけ上の電子温度を表す位置がP点に変わる。このように電子密度が上昇するとみかけ上の電子温度を表す位置が真の電子温度を表す位置 (T) に近づくため、電子温度分布の半径方向のずれは小さくなる。これは光学的厚さが電子温度分布の半径方向のずれに影響を与えることを示唆する。

がおよそ5以上の場合はずれが0.1a以下であり概略の電子温度分布が得られる。電子密度が低く ($n_e = 0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$)、光学的深さが1~4である場合は、得られるピーク値が真の値より低く ($B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 10 \text{ keV}$ の例では、 $\tau = 3.77$ で、約9.73 keV ($\sim 1 - e^{-\tau}$)である)、電子温度分布の半径方向のずれが他の例に比べて大きい。

電子密度が上昇するとずれは小さくなり、トロイダル磁場が上昇するとずれは大きくなる。光学的厚さが十分厚い場合 (例えば光学的深さがおよそ5以上の場合)、電子温度が上昇するとずれは大きくなる。これは相対論的ダウンシフト効果に起因すると予想される。ずれの電子密度・電子温度・トロイダル磁場依存性は第4章で詳細に評価する。

4. 電子温度分布のずれのプラズマパラメーター依存性

ここでは、電子温度分布の半径方向のずれについて、電子密度・電子温度・トロイダル磁場の依存性を評価する。ここで議論するずれは、第5章のピーク規格化法で得られたずれの分布のピーク位置のずれである。

4.1 ずれの電子密度依存性

$B_t = 4 \text{ T}$, 3 T , 2 T 放電での電子温度のずれの電子密度依存性を図4.1.1~4.1.3に示す。どの場合も電子密度が上昇すると電子温度分布の半径方向のずれは常に小さくなる。これは模式的につぎのように考える事ができる。ある電子温度の相対論的ダウンシフト効果を考慮した吸収係数の分布が図4.1.4のような形とする。真の電子温度の位置がT点であり、みかけ上の電子温度の位置がO点であるとする。電子密度が高くなるとその吸収係数の分布形は相似形であるが、吸収係数の数値が上昇しみかけ上の電子温度を表す位置がP点に変わる。このように電子密度が上昇するとみかけ上の電子温度を表す位置が真の電子温度を表す位置 (T) に近づくため、電子温度分布の半径方向のずれは小さくなる。これは光学的厚さが電子温度分布の半径方向のずれに影響を与えることを示唆する。

4.2 ずれの電子温度依存性

$B_t = 4\text{ T}, 3\text{ T}, 2\text{ T}$ 放電のずれの電子温度依存性を図4.2.1、図4.2.2、図4.2.3に示す。電子温度との関係は電子密度との関係より複雑である。 $B_t = 4\text{ T}, 3\text{ T}$ 放電は共に同様な電子温度依存性を示す。 $2\text{ keV} \leq T_e(0) \leq 10\text{ keV}$ の領域で電子密度が高い場合 ($n_e \geq 1 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$) 半径方向のずれは電子温度と共に上昇している。これは相対論的ダウシフト効果のためである。電子密度が低い場合 ($n_e \leq 0.5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$)、電子温度が高いところでは ($T_e(0) = 5\text{ keV} \rightarrow 10\text{ keV}$) 相対論的ダウシフト効果が電子温度分布の半径方向のずれのおもな原因となり、電子温度が低いところでは ($T_e(0) = 2\text{ keV} \rightarrow 5\text{ keV}$) 相対論的ダウシフト効果が小さいために、相対論的ダウシフト効果とは別の効果がずれの原因となっていると予想される。これは電子密度が低くなると大きくなる電子密度に関係した効果であり、第4.1節で示唆された光学的厚さが候補である。この様に、電子密度が低い場合、半径方向のずれは、最初電子温度が上昇すると共に減少し、その後電子温度と共に増加する。即ち、電子温度分布の半径方向のずれは複雑に電子温度に依存する。

$B_t = 2\text{ T}$ 放電では4T, 3Tの放電より低い温度領域 ($1\text{ keV} \leq T_e(0) \leq 5\text{ keV}$) の結果である。電子密度が高い場合 ($n_e \geq 2 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$) 半径方向のずれは電子温度と共に上昇している。これは電子温度が上昇すると相対論的ダウシフト効果による電子温度分布の半径方向のずれが大きくなるためである。電子密度が非常に低い場合 ($n_e \leq 0.2 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$)、相対論的ダウシフト効果とは別の光学的厚さがおもな電子温度分布の半径方向のずれの原因と予想され、半径方向のずれは電子温度と共に減少する。少し電子密度が高くなると ($0.5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 1 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$)、電子温度が低いところでは光学的厚さが電子温度分布の半径方向のずれのおもな原因と予想され、電子温度が高いところでは相対論的ダウシフト効果が電子温度分布の半径方向のずれのおもな原因となる。

以上の $B_t = 2\text{ T} \sim 4\text{ T}$ 放電の結果から、相対論的ダウシフト効果による電子温度分

布の半径方向のずれの電子温度依存性を評価する上で、電子密度に関係した効果、光学的厚さを考慮する必要がある。

4.3 ずれのトロイダル磁場依存性

$T_e(0) = 10 \text{ keV}, 5 \text{ keV}, 2 \text{ keV}$ のプラズマでのピーク位置のずれのトロイダル磁場依存性を図4.3.1～4.3.3に示す。一般的に、磁場が強くなると電子温度分布の半径方向のずれは大きくなる。これは磁場が強くなるとプラズマがECEに対して光学的に薄くなることによる。

電子密度が高くなるとプラズマがECEに対して光学的に厚くなり、電子温度分布の半径方向のずれは小さくなっている。以上の第4.1節から第4.3節の考察から、相対論的ダウンシフト効果による電子温度分布の半径方向のずれを評価する上で、光学的厚さも考慮する必要がある。

5. 電子温度のずれの半径方向分布

第3章において仮定した真の電子温度分布と非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度分布の間に半径方向のずれがあることがわかった。ここでは各プラズマ位置でのずれを評価する方法について議論し、その方法によって得られたずれの半径方向分布について述べる。

5.1 ピーク規格化法

電子温度分布のずれの評価方法で注意しなければならない事は、光学的深さにより、得られる電子温度の値が真の値より低くなることである。模式的なピーク付近の電子温度分布の図5.1.1を例にとって、ピーク値で規格化する方法が有用であることを簡単に説明する。図5.1.1では中心の電子温度は10 keVである。光学的深さの値が十分に大きい場合 ($\tau > 7$) は真のピーク値と得られるピーク値は等しいので ($\tau = 7$ の時、 $1 - \exp(-\tau) = 0.999$)、相対論的ダウンシフト効果のみによるずれを評価すればよい。これは図5.1.1の $T_e(r)$: no RS $\tau > 7$ の場合に対応する。no RSはno Relativistic

布の半径方向のずれの電子温度依存性を評価する上で、電子密度に関係した効果、光学的厚さを考慮する必要がある。

4.3 ずれのトロイダル磁場依存性

$T_e(0) = 10 \text{ keV}, 5 \text{ keV}, 2 \text{ keV}$ のプラズマでのピーク位置のずれのトロイダル磁場依存性を図4.3.1～4.3.3に示す。一般的に、磁場が強くなると電子温度分布の半径方向のずれは大きくなる。これは磁場が強くなるとプラズマがECEに対して光学的に薄くなることによる。

電子密度が高くなるとプラズマがECEに対して光学的に厚くなり、電子温度分布の半径方向のずれは小さくなっている。以上の第4.1節から第4.3節の考察から、相対論的ダウンシフト効果による電子温度分布の半径方向のずれを評価する上で、光学的厚さも考慮する必要がある。

5. 電子温度のずれの半径方向分布

第3章において仮定した真の電子温度分布と非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度分布の間に半径方向のずれがあることがわかった。ここでは各プラズマ位置でのずれを評価する方法について議論し、その方法によって得られたずれの半径方向分布について述べる。

5.1 ピーク規格化法

電子温度分布のずれの評価方法で注意しなければならない事は、光学的深さにより、得られる電子温度の値が真の値より低くなることである。模式的なピーク付近の電子温度分布の図5.1.1を例にとって、ピーク値で規格化する方法が有用であることを簡単に説明する。図5.1.1では中心の電子温度は10 keVである。光学的深さの値が十分に大きい場合 ($\tau > 7$) は真のピーク値と得られるピーク値は等しいので ($\tau = 7$ の時、 $1 - \exp(-\tau) = 0.999$)、相対論的ダウンシフト効果のみによるずれを評価すればよい。これは図5.1.1の $T_e(r)$: no RS $\tau > 7$ の場合に対応する。no RSはno Relativistic

Shiftの略で、非相対論的評価で得られる分布を意味する。しかし、光学的深さの値がそれほど大きくない場合では、得られるピーク値は真のピーク値より低くなる。たとえば $\tau=3$ の場合に得られるピーク温度値は真の値の95%である ($1-\exp(-\tau)=0.95$)。この分布は図5.1.1の $T_e(r)$: $\tau=3$ の場合に対応する。その分布が相対論的ダウンシフト効果により半径方向に空間的にずれ、非相対論的評価により得られる電子温度分布は図5.1.1の $T_e(r)$: no RS $\tau=3$ の場合になる。このようにピーク値が減少しかつ非相対論的評価により得られる電子温度分布は外側へシフトが起こるので、非相対論的評価により得られる電子温度分布の半径方向のずれは、内側のずれが外側のずれよりみかけ上大きくなる。それぞれの位置での光学的深さを考慮して電子温度の値を補正した上でずれを評価することにより、内側と外側のずれの非対称性はなくなる。

光学的深さによる電子温度値の減少を補正して、電子温度分布の半径方向のずれを得る方法を以下に述べる。この方法の模式図を図5.1.2に示す。ここではピーク位置でのみ光学的深さによる電子温度値の減少を補正した。今後、ピーク値で規格化した電子温度を規格化電子温度と言う。ある位置 (r_1) で観測された規格化電子温度 ($T_e^{\text{obt}}(r_1) / \max \{T_e^{\text{obt}}(r_1)\}$) と等しい真の規格化電子温度の位置 (r_0) を求め、 r_1 と r_0 の差 ($r_1 - r_0 = dr$) が位置 (r_1) での電子温度分布の半径方向のずれとする。よって、位置 (r_1) で得られた規格化電子温度 ($T_e^{\text{obt}}(r_1) / \max \{T_e^{\text{obt}}(r_1)\}$) と位置 (r_0) での真の規格化電子温度は等しいから、

$$\frac{T_e^{\text{obt}}(r_1)}{\max \{T_e^{\text{obt}}(r_1)\}} = \frac{T_e^{\text{true}}(r_0)}{T_e^{\text{true}}(0)} \quad (5.1.1)$$

である。仮定された電子温度分布は放物線分布であるから、

$$\frac{T_e^{\text{obt}}(r_1)}{\max\{T_e^{\text{obt}}(r_1)\}} = \frac{[\{T_e^{\text{true}}(0) - T_e^{\text{true}}(a)\} \{1 - (r_0/a)^2\} + T_e^{\text{true}}(a)]}{T_e^{\text{true}}(0)}$$

(5.1.2) である。観測された規格化温度を強調する為に、 $T_e^{\text{true}}(0)$ 、 $T_e^{\text{true}}(a)$ を $T_e(0)$ 、 $T_e(a)$ に置き換え変形すると、

$$\frac{r_0}{a} = \pm \left[\frac{\{T_e(0) - T_e(a) \frac{T_e^{\text{obt}}(r_1)}{\max\{T_e^{\text{obt}}(r_1)\}}\}}{T_e(0) - T_e(a)} \right]^{0.5} \quad (5.1.3)$$

であり、符号は $T_e^{\text{obt}}(r_1)$ のピーク値の位置で変え、ピーク値より外側が正で内側が負である。小半径で規格化されたずれ (dr/a) は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dr}{a} &= \frac{r_1}{a} - \frac{r_0}{a} \\ &= \frac{r_1}{a} \pm \left[\frac{\{T_e(0) - T_e(a) \frac{T_e^{\text{obt}}(r_1)}{\max\{T_e^{\text{obt}}(r_1)\}}\}}{T_e(0) - T_e(a)} \right]^{0.5} \quad (5.1.4)。 \end{aligned}$$

J T-60Uでは、電子温度分布は主にECE測定から得ている^{2.1~2.3)}。電子密度は2つの鉛直線視線のアルコールレーザーによる干渉計^{2.4)}と1つの水平接線視線の炭酸ガスレーザーによる干渉計^{2.5)}から、線積分値を得ている。現状ではショット間にルーチンの電子密度分布を得ることはむずかしい。ここで光学的深さによる電子温度値の減少をピークのみで補正する方法を採用した理由は、J T-60U

の放電直後に線積分値の電子密度のデータと電子温度をずれの補正前のECEのデータを用いて、空間的なある代表点での光学的深さなら評価することができると予想するからである。

5.2 電子温度のずれの半径方向分布

第5.1節の方法によって電子温度分布の半径方向のずれを評価する。この方法はピーク位置の光学的深さを考慮して、ずれを評価する方法である。 $B_t = 4T$, $T_e(0) = 10\text{ keV}$, 5 keV , 2 keV のプラズマについて、規格化したずれ (dr/a) の半径依存性を図5.2.1、図5.2.2、図5.2.3に示す。 $B_t = 3T$, $T_e(0) = 10\text{ keV}$, 5 keV , 2 keV の放電について、規格化したずれの半径依存性をそれぞれ図5.2.4、図5.2.5、図5.2.6に示す。 $B_t = 2T$, $T_e(0) = 5\text{ keV}$, 2 keV , 1 keV の放電について規格化したずれの半径依存性を図5.2.7、図5.2.8、図5.2.9に示す。密度が高くなると光学的深さが大きくなり半径方向のずれが小さくなっている。

光学的に十分に厚い場合 ($\tau > 7$) 電子温度分布の半径方向のずれは内側と外側で対称であり、光学的に薄くなると ($\tau < 7$) 半径方向のずれは内側と外側でみかけ上非対称である (ピーク位置での光学的深さは表3参照)。みかけ上非対称が現われたのは光学的深さの考慮をピークのみで行ったためである。

5.3 ずれとJT-60U装置ECE測定システムの空間分解能の比較

ここでは、得られたずれの予想とJT-60U装置のECE測定システムの電子温度測定 of 空間分解能を比較する。ECEを測定するシステムには、フーリエ分光器システム (FTS)²¹⁾・回折格子分光器システム (GPS)²²⁾・ヘテロダインラジオメーターシステム (HRS)²³⁾がある。システムの周波数分解能は、それぞれ3.7GHz、1.3GHz、0.5GHzである。回折格子分光器システムにおいては、放電条件に合わせて、回折格子定数や光軸に対する回折格子板の角度を設定しているので、周波数分解能は角度の設定値に依存する。このため周波数分解能の数値 (1.3GHz) はあくまで目安である。電子温度分布の半径方向のずれとECEシステム

の周波数分解能に対応する空間分解能を比較する。F T S、G P S、H R Sの小半径で規格化した空間分解能を表4に示す。F T SとG P Sは中心位置での小半径で規格化した空間分解能を、H R Sは中心周波数180GHzでの小半径で規格化した空間分解能を示した。 $B_t = 4\text{ T}$, 3T放電において電子温度分布の半径方向のずれがE C E測定システムの空間分解能に比べて無視する事ができず、より詳しく正確に電子温度分布を測定するには半径方向のずれを補正する必要があることが分かる。 $B_t = 2\text{ T}$ 放電ではH R Sの周波数180GHzに対応する空間点はないので空間分解能の値は示していない。F T Sの空間分解能と比較すると、プラズマパラメーターによっては電子温度分布の半径方向のずれは小さいが、G P Sの空間分解能と比較すると、電子温度分布の半径方向のずれは無視する事ができない。すなわち、G P Sを用いてより詳しく正確に電子温度分布を測定するには、 $B_t = 2\text{ T}$ 放電でもこの半径方向のずれを補正する必要がある。

6. 議 論

相対論的ダウンシフト効果による電子温度分布の半径方向のずれは、電子温度依存性だけでなく、密度依存性と磁場依存性があることがわかった。第4.1節と第4.3節の考察によれば、電子密度が低いほどトロイダル磁場が高いほど、相対論的ダウンシフト効果による半径方向のずれは常に大きくなる。電子密度が低いほどトロイダル磁場が高いほど、光学的に薄くなる。ずれの密度依存性と磁場依存性の定性的な振る舞いは、光学的深さの依存性のみで記述できる可能性があることを示唆している。

第4.2節では、電子温度分布のピーク位置での電子温度分布のずれの電子温度依存性を調べ、電子温度が増加するとずれは大きくなることが分かった。ここでは、得られたずれが電子温度分布の形に依存しないことを示す。まず、ピークより外側位置でのデータを用いて、電子温度分布が放物線分布の場合の電子温度分布のずれの電子温度依存性を調べる。ここでは2倍高調波と3倍高調波の重なりを避ける為

の周波数分解能に対応する空間分解能を比較する。F T S、G P S、H R Sの小半径で規格化した空間分解能を表4に示す。F T SとG P Sは中心位置での小半径で規格化した空間分解能を、H R Sは中心周波数180GHzでの小半径で規格化した空間分解能を示した。 $B_t = 4\text{ T}$, 3T放電において電子温度分布の半径方向のずれがE C E測定システムの空間分解能に比べて無視する事ができず、より詳しく正確に電子温度分布を測定するには半径方向のずれを補正する必要があることが分かる。 $B_t = 2\text{ T}$ 放電ではH R Sの周波数180GHzに対応する空間点はないので空間分解能の値は示していない。F T Sの空間分解能と比較すると、プラズマパラメーターによっては電子温度分布の半径方向のずれは小さいが、G P Sの空間分解能と比較すると、電子温度分布の半径方向のずれは無視する事ができない。すなわち、G P Sを用いてより詳しく正確に電子温度分布を測定するには、 $B_t = 2\text{ T}$ 放電でもこの半径方向のずれを補正する必要がある。

6. 議 論

相対論的ダウシフト効果による電子温度分布の半径方向のずれは、電子温度依存性だけでなく、密度依存性と磁場依存性があることがわかった。第4.1節と第4.3節の考察によれば、電子密度が低いほどトロイダル磁場が高いほど、相対論的ダウシフト効果による半径方向のずれは常に大きくなる。電子密度が低いほどトロイダル磁場が高いほど、光学的に薄くなる。ずれの密度依存性と磁場依存性の定性的な振る舞いは、光学的深さの依存性のみで記述できる可能性があることを示唆している。

第4.2節では、電子温度分布のピーク位置での電子温度分布のずれの電子温度依存性を調べ、電子温度が増加するとずれは大きくなることが分かった。ここでは、得られたずれが電子温度分布の形に依存しないことを示す。まず、ピークより外側位置でのデータを用いて、電子温度分布が放物線分布の場合の電子温度分布のずれの電子温度依存性を調べる。ここでは2倍高調波と3倍高調波の重なりを避ける為

にデータの空間位置をピークより外側に限定した。 $B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 10 \text{ keV}$, 5 keV , 2 keV のプラズマの電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性を図6.1 (a), (b), (c)に示す。横軸のパラメーターは真の電子温度である。光学的に薄い周辺部を除き電子温度分布の半径方向のずれは電子温度に比例している。

図6.1に示された $T_e(0) = 10 \text{ keV}$, 5 keV , 2 keV の多くの電子密度のデータの中から光学的に十分に厚い $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のデータを取り出し、同時にプロットした結果を図6.2に示す。 $T_e(0) = 10 \text{ keV}$, 5 keV , 2 keV のケースの各点がほぼ同じ線上にある。これは $B_t = 4 \text{ T}$ 放電で電子温度分布の半径方向のずれが電子温度分布の分布形に依存せず電子温度の値に依存している事を示唆している。

$B_t = 3 \text{ T}$ 及び $B_t = 2 \text{ T}$ 放電の図6.2に示された同様な図 ($n_e = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のピークより外側位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性) を図6.3、図6.4にそれぞれ示す。これらの例も $T_e(0) = 10 \text{ keV}$, 5 keV , 2 keV , 1 keV のケースの各点がほぼ同じ線上にあることから、 $B_t = 3 \text{ T}$, 2 T 放電でも電子温度分布の半径方向のずれが電子温度分布の分布形に依存せず電子温度の値に依存している事を示唆している。

次に、電子温度分布を放物線分布 (式(2.2.1)の $m=1$) で与えた場合と放物線分布の二乗の分布 (式(2.2.1)の $m=2$) で与えた場合の電子温度分布のずれを比較し、この電子温度分布の形が計算結果に影響を与えないことを述べる。電子温度分布を放物線分布の二乗の分布で与えた場合の $B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 10 \text{ keV}$, 5 keV , 2 keV のプラズマの電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性を図6.5に示す。この図6.5を放物線分布の一乗場合の図6.1 (a)と比較すると、およそ電子温度が 2 keV 以上ではデータ点は重なる。これは本著で得られたずれが放物線分布の一乗から二乗程度の電子温度分布の変化に依存しないことを示している。

電子温度分布の半径方向のずれが電子密度に比例することと、放物線分布の一乗から二乗までの分布の範囲内では半径方向のずれが電子温度分布の分布形に依存していない事は、本著で得られた半径方向のずれを基にして他の分布に対して半径方

向のずれを補正できる可能性を示唆している。

7. 結 論

1. J T-60 UトカマクにおいてECEから電子温度分布を測定する場合、非相対論的EC周波数から半径方向の空間位置を得ている。電子温度が2 keVから10 keV程度のプラズマにおいて、2倍高調波の相対論的ダウンシフト効果が電子温度分布測定の空間位置決定に影響を与えるため、ここではJ T-60 Uトカマクの中程度の電子温度のプラズマパラメーター ($2T \leq B_t \leq 4T$, 電子温度: 放物線分布、 $1 \text{ keV} \leq T_e(0) \leq 10 \text{ keV}$, 電子密度: 一様分布、 $0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) に対して、相対論的ダウンシフト効果の空間位置決定に及ぼす影響を評価した。
2. 相対論的ダウンシフト効果による電子温度分布の半径方向のずれは電子密度・電子温度・トロイダル磁場に依存し、その依存性を調べた。その結果、相対論的ダウンシフト効果によるずれは光学的厚さによる効果も考慮する必要があることがわかった。半径方向のずれの電子密度・トロイダル磁場依存性は、電子密度が低いほどトロイダル磁場が高いほど、相対論的ダウンシフト効果による半径方向のずれは常に大きくなる。半径方向のずれの電子温度依存性は、光学的厚さと相対論的ダウンシフト効果が複合しあい複雑である。電子密度が高い場合は相対論的ダウンシフト効果がおもに効き、電子温度が高いほど半径方向のずれは大きくなる。電子密度が低い場合は光学的厚さがおもに効き、電子温度が低いほど半径方向のずれは大きくなる。
3. 電子温度分布の半径方向のずれを各空間位置で評価するには、光学的深さの値により得られる電子温度値が小さくなることを補正する必要がある。得られた電子温度分布をピーク値で規格化してこの補正を行い、相対論的ダウンシフト効果による電子温度分布の半径方向のずれを評価した。半径方向のずれはJ T-60 UのECE測定システムの空間分解能に比べて無視する事ができないので、より詳

向のずれを補正できる可能性を示唆している。

7. 結 論

1. J T-60 UトカマクにおいてECEから電子温度分布を測定する場合、非相対論的EC周波数から半径方向の空間位置を得ている。電子温度が2 keVから10 keV程度のプラズマにおいて、2倍高調波の相対論的ダウンシフト効果が電子温度分布測定の空間位置決定に影響を与えるため、ここではJ T-60 Uトカマクの中程度の電子温度のプラズマパラメーター ($2T \leq B_t \leq 4T$, 電子温度: 放物線分布、 $1 \text{ keV} \leq T_e(0) \leq 10 \text{ keV}$, 電子密度: 一様分布、 $0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) に対して、相対論的ダウンシフト効果の空間位置決定に及ぼす影響を評価した。
2. 相対論的ダウンシフト効果による電子温度分布の半径方向のずれは電子密度・電子温度・トロイダル磁場に依存し、その依存性を調べた。その結果、相対論的ダウンシフト効果によるずれは光学的厚さによる効果も考慮する必要があることがわかった。半径方向のずれの電子密度・トロイダル磁場依存性は、電子密度が低いほどトロイダル磁場が高いほど、相対論的ダウンシフト効果による半径方向のずれは常に大きくなる。半径方向のずれの電子温度依存性は、光学的厚さと相対論的ダウンシフト効果が複合しあい複雑である。電子密度が高い場合は相対論的ダウンシフト効果がおもに効き、電子温度が高いほど半径方向のずれは大きくなる。電子密度が低い場合は光学的厚さがおもに効き、電子温度が低いほど半径方向のずれは大きくなる。
3. 電子温度分布の半径方向のずれを各空間位置で評価するには、光学的深さの値により得られる電子温度値が小さくなることを補正する必要がある。得られた電子温度分布をピーク値で規格化してこの補正を行い、相対論的ダウンシフト効果による電子温度分布の半径方向のずれを評価した。半径方向のずれはJ T-60 UのECE測定システムの空間分解能に比べて無視する事ができないので、より詳

しく正確に電子温度分布を測定するにはこれらの効果によるずれを補正する必要がある。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、貴重な示唆ならびにご指摘を戴いた長島章氏に深く感謝致します。

献 呈

前田彦祐氏（元プラズマ物理実験研究室室長）は1994年11月29日に急逝されました。著者は前田氏追悼のためにこの論文を故前田氏に捧げます。特に著者の一人（佐藤正泰）は、原研に特別研究生その後職員として入所した当初の約6年間を彼の指導の下にJT-60装置のECE計測の建設に従事し、その間前田氏からの貴重な助言・激励を戴き多くの感化を受けたことと、1994年の4月より再び前田氏の下で研究を進め新たな展開について指導を受けたことを感謝します。ご冥福をお祈りいたします。

しく正確に電子温度分布を測定するにはこれらの効果によるずれを補正する必要がある。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、貴重な示唆ならびにご指摘を戴いた長島章氏に深く感謝致します。

献 呈

前田彦祐氏（元プラズマ物理実験研究室室長）は1994年11月29日に急逝されました。著者は前田氏追悼のためにこの論文を故前田氏に捧げます。特に著者の一人（佐藤正泰）は、原研に特別研究生その後職員として入所した当初の約6年間を彼の指導の下にJT-60装置のECE計測の建設に従事し、その間前田氏からの貴重な助言・激励を戴き多くの感化を受けたことと、1994年の4月より再び前田氏の下で研究を進め新たな展開について指導を受けたことを感謝します。ご冥福をお祈りいたします。

参考文献

- 1)G. Bekefi: Radiation Processes in Plasmas, (John Wiley and Sons, New York, 1966) Chap.3.
- 2)F. Engelmann and M. Curatolo: Nucl. Fusion 13 (1973) 497.
- 3)M. Bornatici, R. Cano, O. De Barbieri and F. Engelmann: Nucl. Fusion 23 (1983) 1153.
- 4)D. K. Akulina: in Course and Workshop on Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments (Proc. International School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1991) p.199.
- 5)A. E. Costley: in Course and Workshop on Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments (Proc. Int. School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1991) p.223.
- 6)A. E. Costley, R. J. Hastie, J. W. M. Paul and J. Chamberlain: Phy. Rev. Lett, 33 (1974) 758.
- 7)F. J. Stauffer and D. A. Boyd: Infrared Phys, 18 (1978) 755.
- 8)I. H. Hutchinson: Infrared Phys, 18 (1978) 763.
- 9)K. Kawahata, M. Sato, T. Tetsuka, N. Noda and K. Sakai: Jpn J Appl. Phys. 21 (1982) 1633.
- 10)M. Sato, K. Sakai, K. Kawahata, H. Kojima and K. Miyamoto, Jpn J Appl. Phys. 19 (1980) 577.
- 11)V. Mukhovatov, H. Hopman, S. Yamamoto, K. M. Young, J. M. Adams, R. Barnsley, D. V. Bartlett, P. Batistoni, V. Belyakov, F. Casci, S. Cohen, A. Costley, A. Donné, T. Elevant, F. Engelmann et al.: ITER Diagnostics (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1991) ITER Documentation Series No.33, Chap. 4.
- 12)M. Sato, A. Nagashima, S. Ishida and N. Isei, in Time Resolved Two- and Three-Dimensional Plasma Diagnostics (Proc. IAEA-Technical Committee Meeting, Nagoya, Japan, 1990) p.23.
- 13)M. Sato, S. Ishida, N. Isei and A. Nagashima: in Course and Workshop on Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments (Proc. Int. School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1991) p.803.
- 14)M. Sato, S. Ishida and N. Isei: J. Phys. Soc. Jpn. 62 (1993) 3106.
- 15)E. V. Suvorov: in Course and Workshop on Basic and Advanced Diagnostic Techniques for Fusion Plasma (Proc. Int. School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1986) Vol.I, p.155.
- 16)M. Sato, A. Nagashima, S. Ishida and N. Isei: Jpn. J Appl. Phys. 30 (1991) L1989.
- 17)M. Sato, N. Isei and S. Ishida : Jpn. J Appl. Phys.34 (1995) L708.
- 18)G. Bekefi: Radiation Processes in Plasmas, (John Wiley and Sons, New York, 1966) Chap.1.
- 19)B. A. Trubnikov: Magnetic Emission of High-Temperature Plasma, Thesis, Institute of Atomic Energy, Moscow, 1958 [English translation:USAEC, Tech, Information Service, AEC-tr-4073 June 1960].
- 20)G. Bekefi: Radiation Processes in Plasmas, (John Wiley and Sons, New York, 1966) Chap.2.

- 21)佐藤正泰、横溝英明、長島章：核融合研究第59巻別冊（1988年3月）47.
- 22)S. Ishida, A. Nagashima, M. Sato, N. Isei and T Matoba: Rev. Sci. Instrum. 61 (1990) 2834.
- 23)N. Isei, M. Sato, S. Ishida, K. Uchino, A. Nagashima, T Matoba and T. Oyeveaar: Rev. Sci. Instrum. 66 (1995) 413.
- 24)福田武司、長島章、石田真一、原口和三、高橋虎之助：核融合研究第59巻別冊（1988年3月）16.
- 25)Y. Kawano, A. Nagashima, S. Ishida, T. Fukuda and T. Matoba Rev. Sci. Instrum. 63 (1992) 4971.

表2 本文で使われる物理量とその略号・単位

B	磁束密度の大きさ	[T]
c	光速	[m/s]
e	電荷素量	[Coulomb]
$f_{ce}=(eB/m_e)/(2\pi)$	電子サイクロトロン周波数	[Hz]
$f_{ce}^0=(eB/m_e^0)/(2\pi)$	非相対論的電子サイクロトロン周波数	[Hz]
I	放射輝度	[W/m ² /Hz/sr]
$I(\omega, a)$	プラズマの外へ伝播したECEの放射輝度	[W/m ² /Hz/sr]
$I_{BB}(\omega, s)$	黒体放射輝度	[W/m ² /Hz/sr]
j	放射率	[W/m ³ /Hz/sr]
$j^{(o,x)}(\omega)=\frac{\omega_p^2 \omega^2 T_e}{\omega_{BC} 8\pi^3 c^2 K_2(\mu)} \sum_{n \geq x}^{\infty} \pi \mu \frac{n^2}{x^4} \sqrt{(n^2-x^2)} \exp(-\mu \frac{n}{x}) S_n^{(o,x)}(\frac{n}{x})$	Trubnikovによって得られた放射率の式	[W/m ³ /Hz/sr]
$J_n(z)$	第一種のBessel関数	
$J'_n(z)=dJ_n(z)/dz$	第一種のBessel関数の微係数	
k	Boltzmann定数	[J/keV]*
*電子温度の単位がkeVであるので、ここではBoltzmann定数の単位が[J/keV]となる。		
$K_2(\mu)$	第二種のBessel関数	
m_e	電子質量	[kg]
m_e^0	静止電子質量	[kg]
n	高調波の次数	
$N(\epsilon)$	球対称の相対論的マックスウエル分布	[1/J/m ³]
n_e	電子密度	[1/m ³]
Nr	光線屈折率	
s	光線の軌跡に沿った距離	[m]

$$S_n^{(0)}(\frac{n}{X}) = \beta^2/2 \int_0^\pi (\cos \theta)^2 J_n^2(n\beta \sin \theta) \sin \theta d\theta$$

$$S_n^{(x)}(\frac{n}{X}) = \beta^2/2 \int_0^\pi (\sin \theta)^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta) \sin \theta d\theta$$

$$T_e \quad \text{電子温度} \quad [\text{keV}]$$

$$T_e^{\text{obt}} = I(\omega, a) / \left(\frac{\omega^2 k}{8\pi^3 c^2} \right) \quad \text{みかけ上得られる電子温度} \quad [\text{keV}]$$

$$x = \omega/\omega_B \quad \text{非相対論的 E C 角周波数で規格化された角周波数}$$

$$\alpha \quad \text{吸収係数} \quad [1/m]$$

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{x}{n}\right)^2}$$

$$\varepsilon \quad \text{電子のエネルギー} \quad [J]$$

$$\mu \equiv m_e^0 c^2 / T_e$$

$$\tau \equiv \tau(\omega) = \int_{-a}^a \alpha(\omega, s) ds \quad \text{光学的深さ}$$

$$\omega \quad \text{角周波数} \quad [1/s]$$

$$\omega_p \quad \text{プラズマ角周波数} \quad [1/s]$$

$$\omega_B \quad \text{非相対論的 E C 角周波数} \quad [1/s]$$

表3 : B₁=4 T, 3 T, 2 T放電の場合に非相対論的E C周波数を用いて得られる電子温度分布の特徴。○は0.1a以下または0.01a以下を満足することを示す。●は満足しないことを示す。 τ は得られた電子温度分布のピーク位置での光学的深さを表わす。

Bt(T)	4	4	4	4	4	4
Te(keV)	10	5	2	2	2	2
電子密度	電子温度分布の空間的ずれ	τ	電子温度分布の空間的ずれ	τ	電子温度分布の空間的ずれ	τ
(1/m3)	0.1a以下	0.01a以下	0.1a以下	0.01a以下	0.1a以下	0.01a以下
0.2 E19	●	3.77	●	2.54	●	1.24
0.5 E19	○	8.8	○	5.93	○	2.96
1 E19	○	17.36	○	11.56	○	5.81
2 E19	○	34.23	○	23.12	○	12.49
5 E19	○	85.6	○	57.07	○	29.02
Bt(T)	3	3	3	3	3	3
Te(keV)	10	5	2	2	2	2
電子密度	電子温度分布の空間的ずれ	τ	電子温度分布の空間的ずれ	τ	電子温度分布の空間的ずれ	τ
(1/m3)	0.1a以下	0.01a以下	0.1a以下	0.01a以下	0.1a以下	0.01a以下
0.2 E19	●	4.9	●	3.28	●	1.65
0.5 E19	○	11.57	○	7.81	○	4.2
1 E19	○	23.14	○	15.41	○	7.74
2 E19	○	45.64	○	30.83	○	15.3
5 E19	○	112.5	○	86.61	○	38.28
Bt(T)	2	2	2	2	2	2
Te(keV)	5	2	1	1	1	1
電子密度	電子温度分布の空間的ずれ	τ	電子温度分布の空間的ずれ	τ	電子温度分布の空間的ずれ	τ
(1/m3)	0.1a以下	0.01a以下	0.1a以下	0.01a以下	0.1a以下	0.01a以下
0.2 E19	○	4.8	○	2.44	○	1.28
0.5 E19	○	11.85	○	5.74	○	3.11
1 E19	○	23.12	○	12.4	○	6.05
2 E19	○	45.65	○	22.97	○	12.1
5 E19	○	127.1	○	57.43	○	29.95

表4：JT-60U ECE測定システム（フーリエ分光器システム（FTS）・回折格子分光器システム（GPS）・ヘテロダインラジオメーターシステム（HRS））の周波数分解能。

ECE df vs dr(Te)

	Bt(T)	4	3	2
ECE df(GHz)		dr/a		
FTS	3.7	0.056	0.074	0.111
GPS	1.3	0.02	0.026	0.04
HRS	0.5	0.012	0.0087	

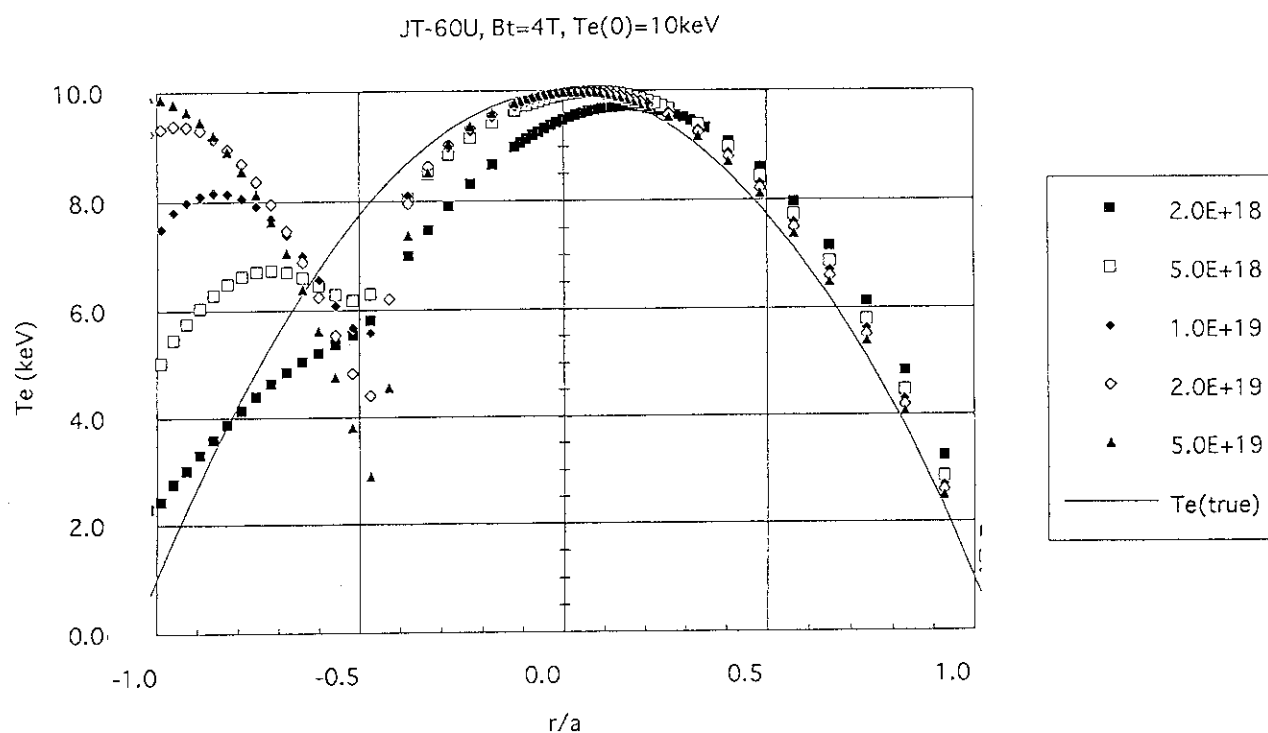


図3.1 : $B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 10 \text{ keV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(a) 全体分布

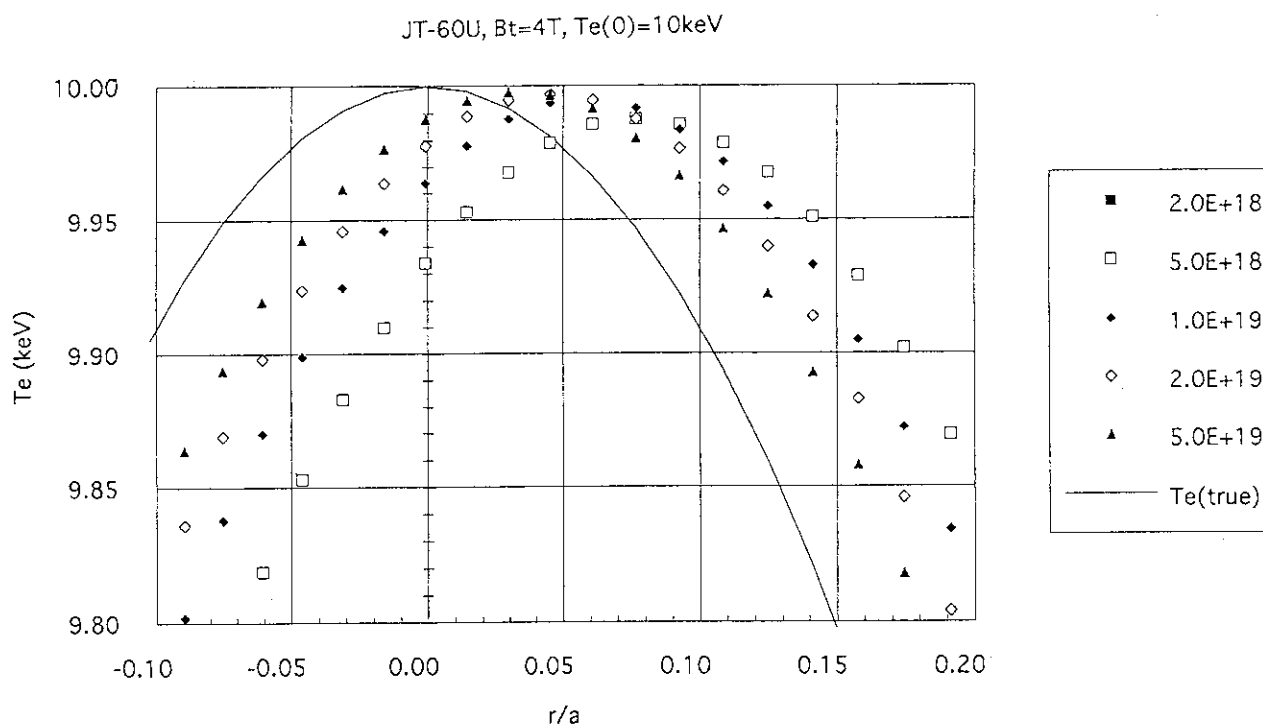


図3.1 : $B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 10 \text{ keV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(b) ピーク付近の詳細分布

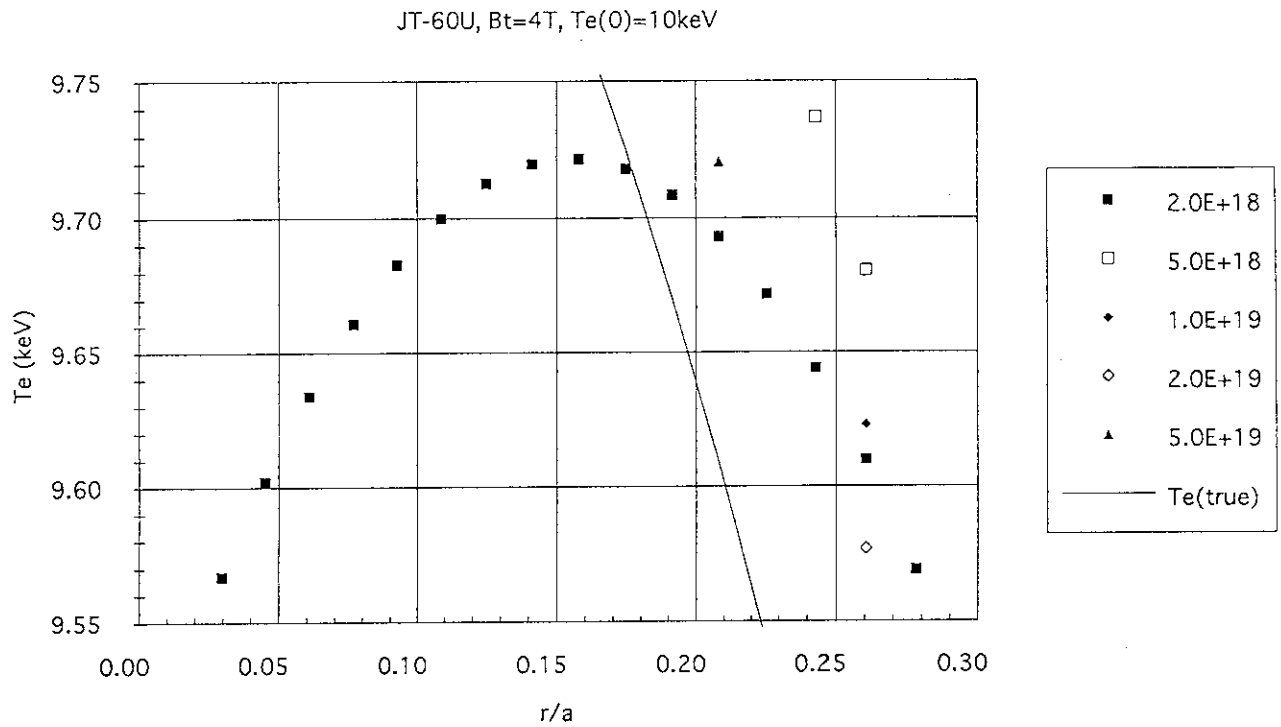


図3.1 : $B_t = 4T$, $T_e(0) = 10\text{keV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布：
(c) ピーク付近の詳細分布

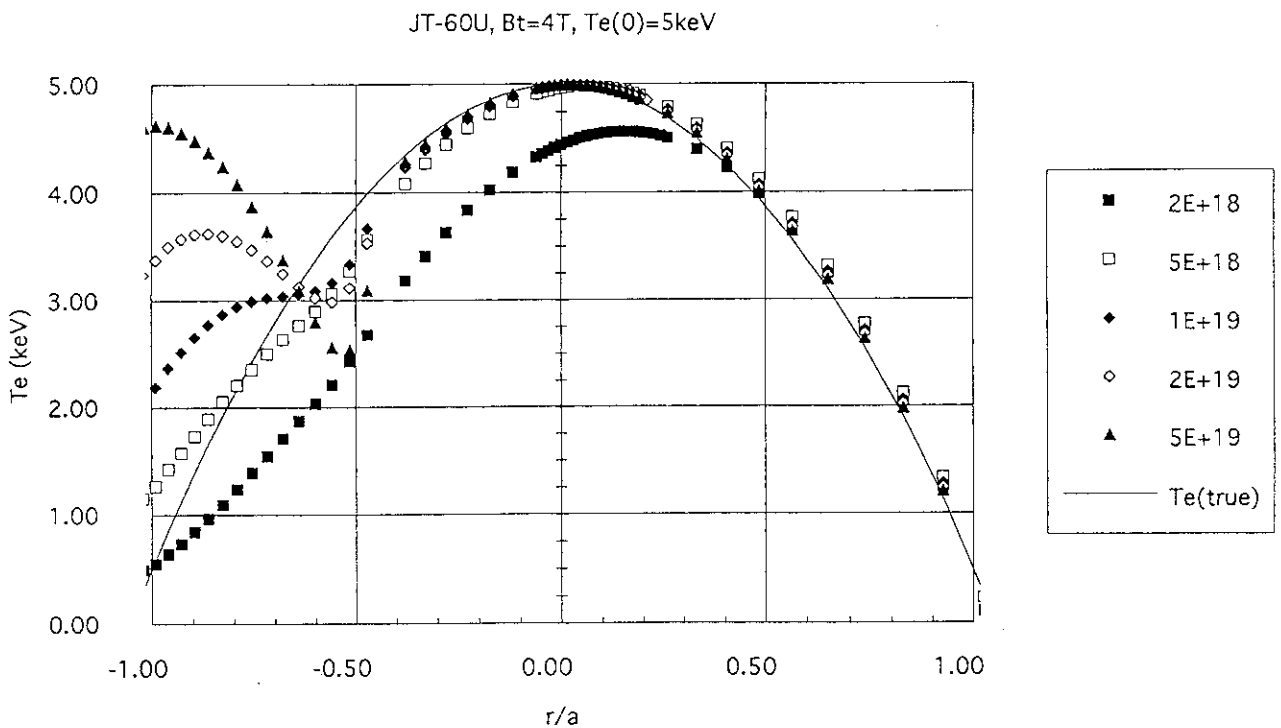


図3.2 : $B_t = 4T$, $T_e(0) = 5\text{keV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布：
(a) 全体分布

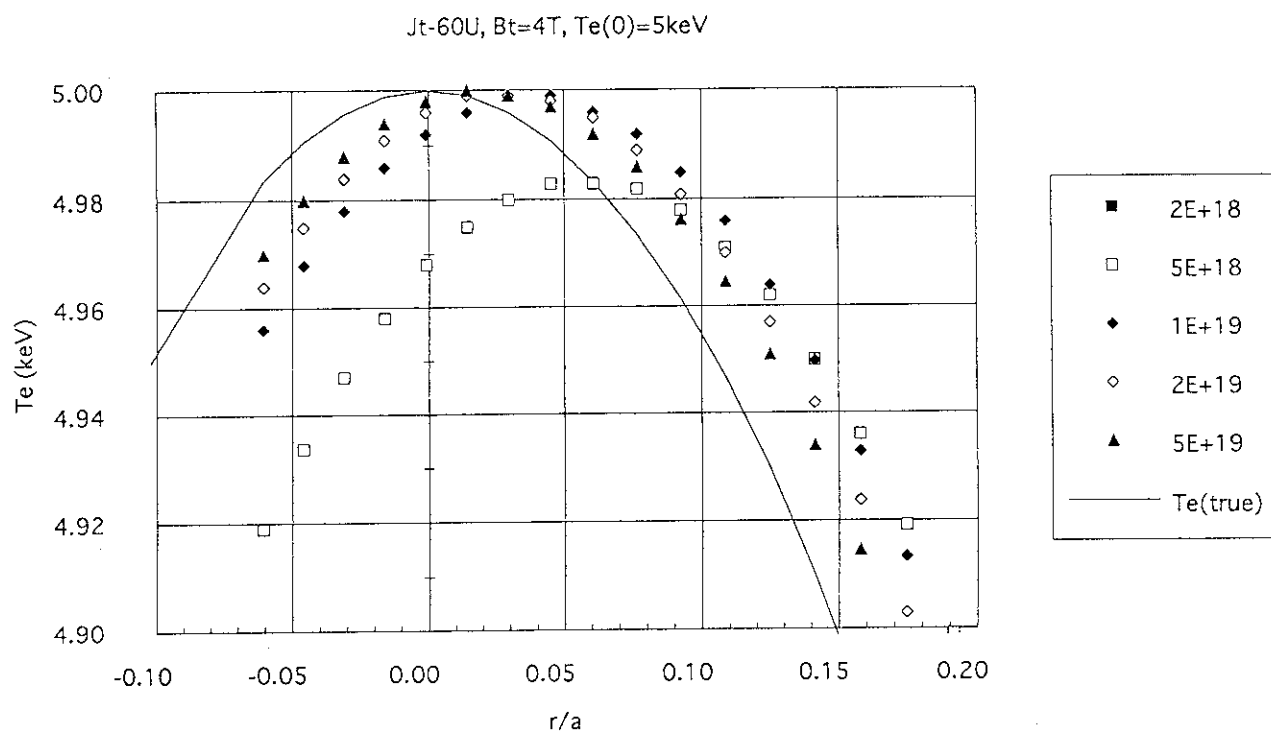


図3. 2 : $B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 5 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 E C 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
 (b) ピーク付近の詳細分布

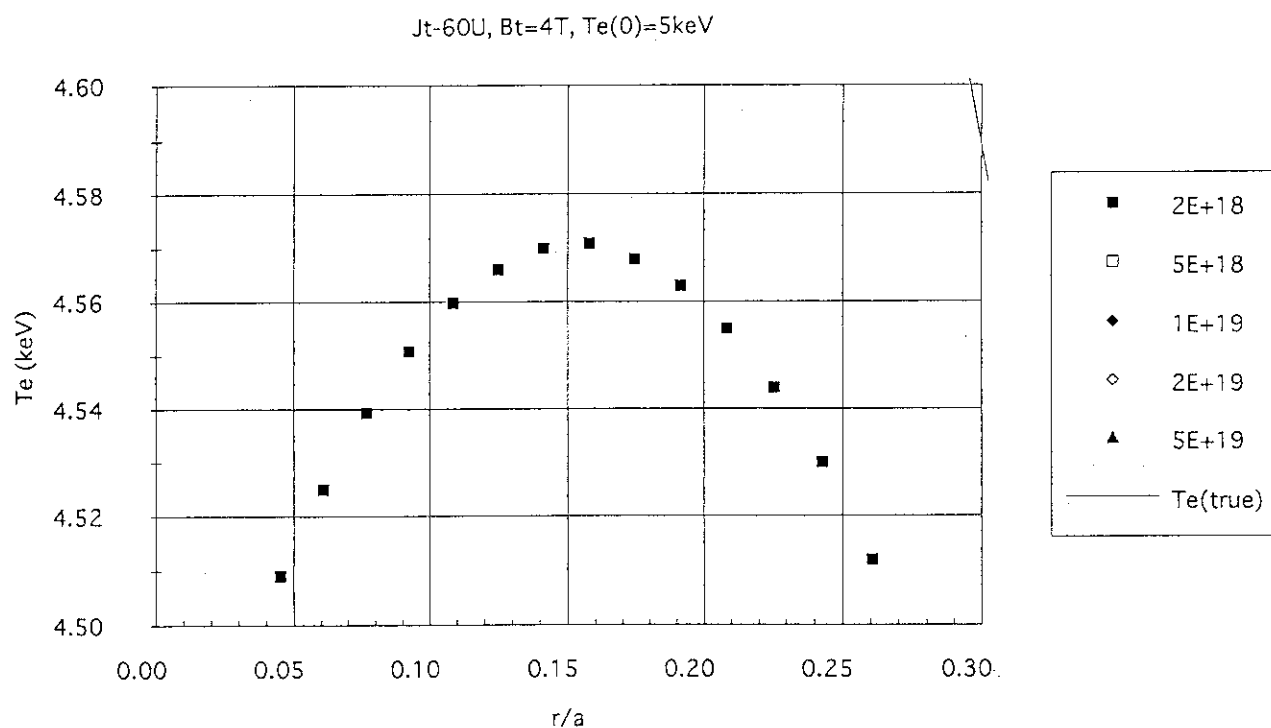


図3. 2 : $B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 5 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 E C 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
 (c) ピーク付近の詳細分布

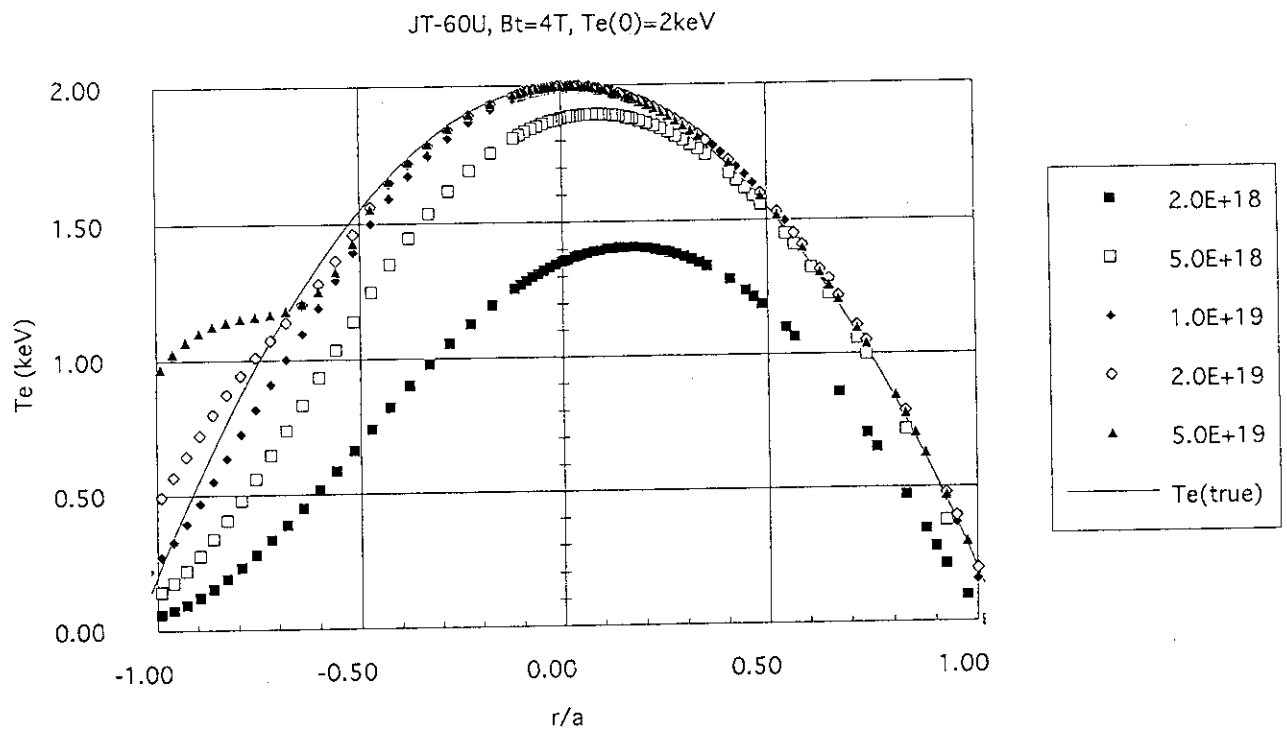


図3.3 : $B_t = 4\text{ T}$, $T_e(0) = 2\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
 (a) 全体分布

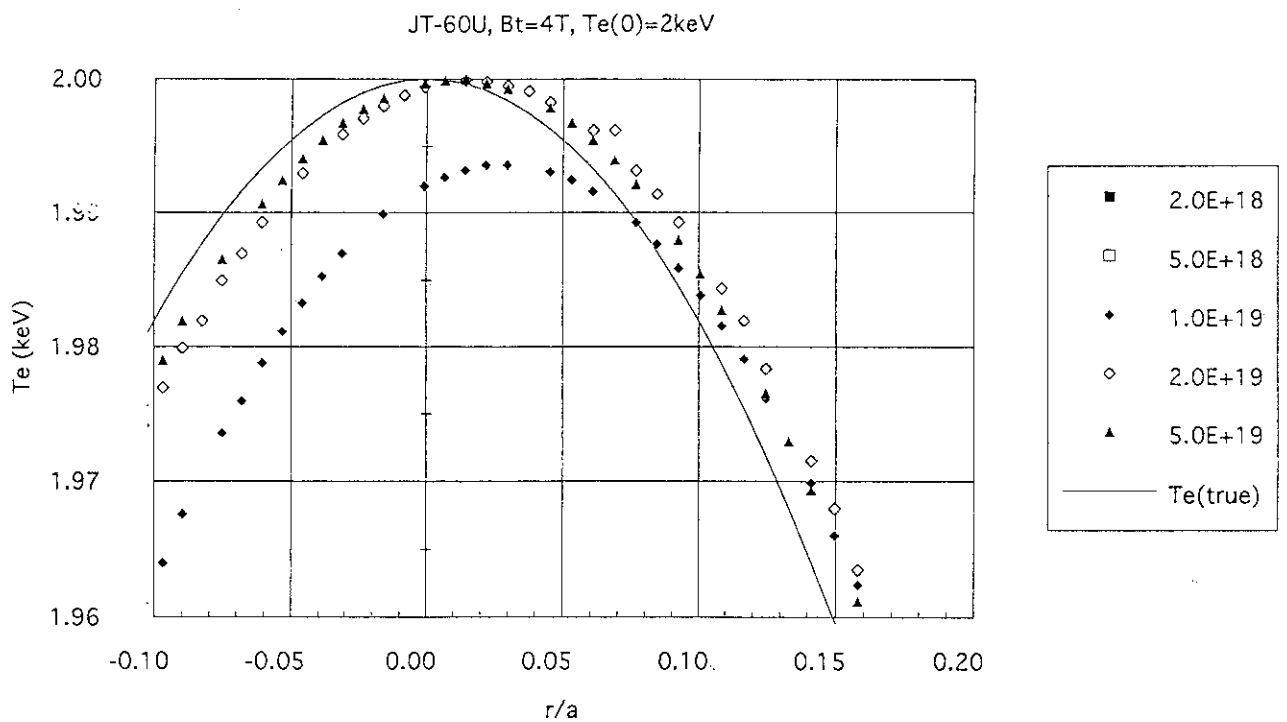


図3.3 : $B_t = 4\text{ T}$, $T_e(0) = 2\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
 (b) ピーク付近の詳細分布

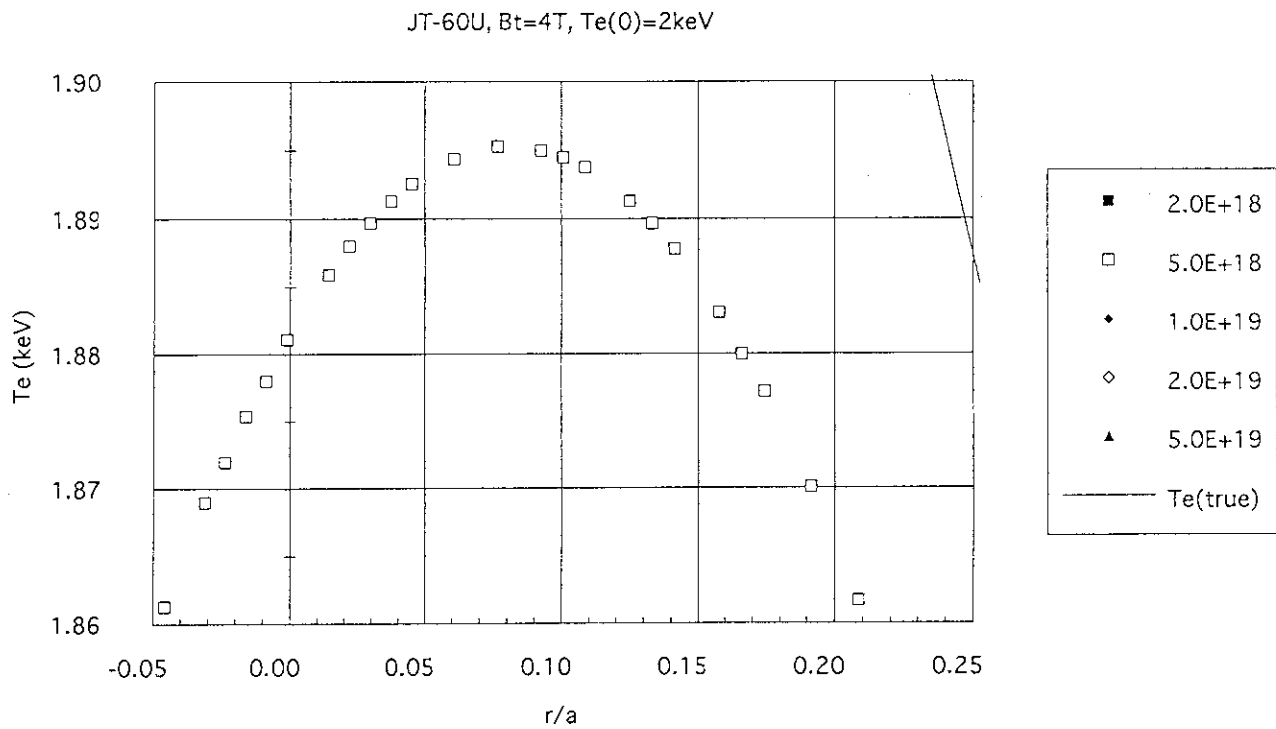


図3.3 : $B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 2 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布:
(c) ピーク付近の詳細分布

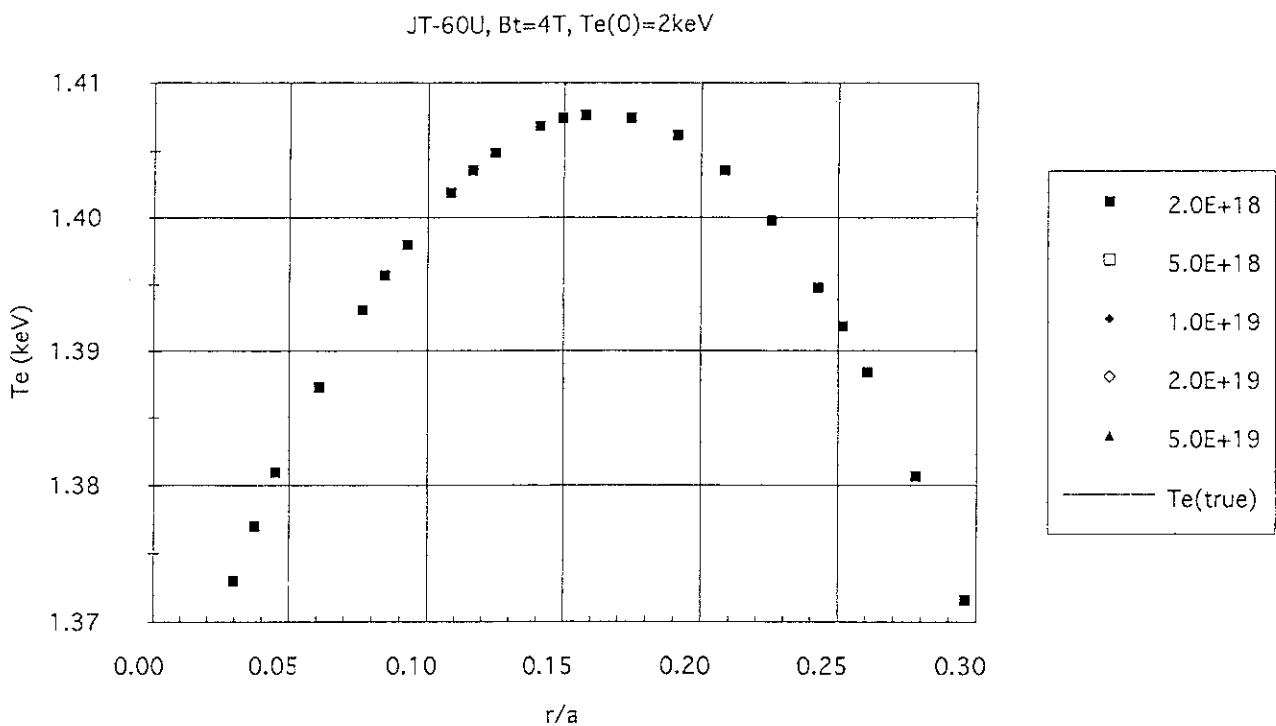


図3.3 : $B_t = 4 \text{ T}$, $T_e(0) = 2 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布:
(d) ピーク付近の詳細分布

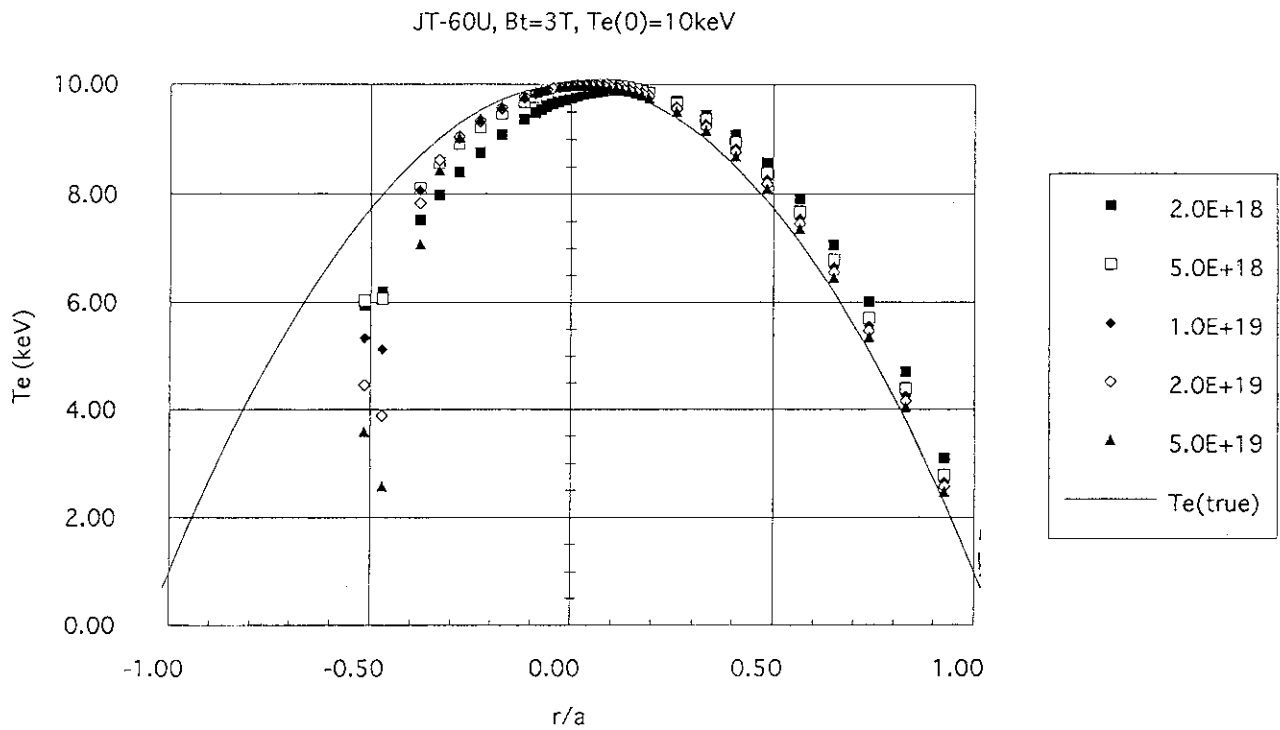


図3.4 : $B_t = 3 \text{ T}$, $T_e(0) = 10 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(a) 全体分布

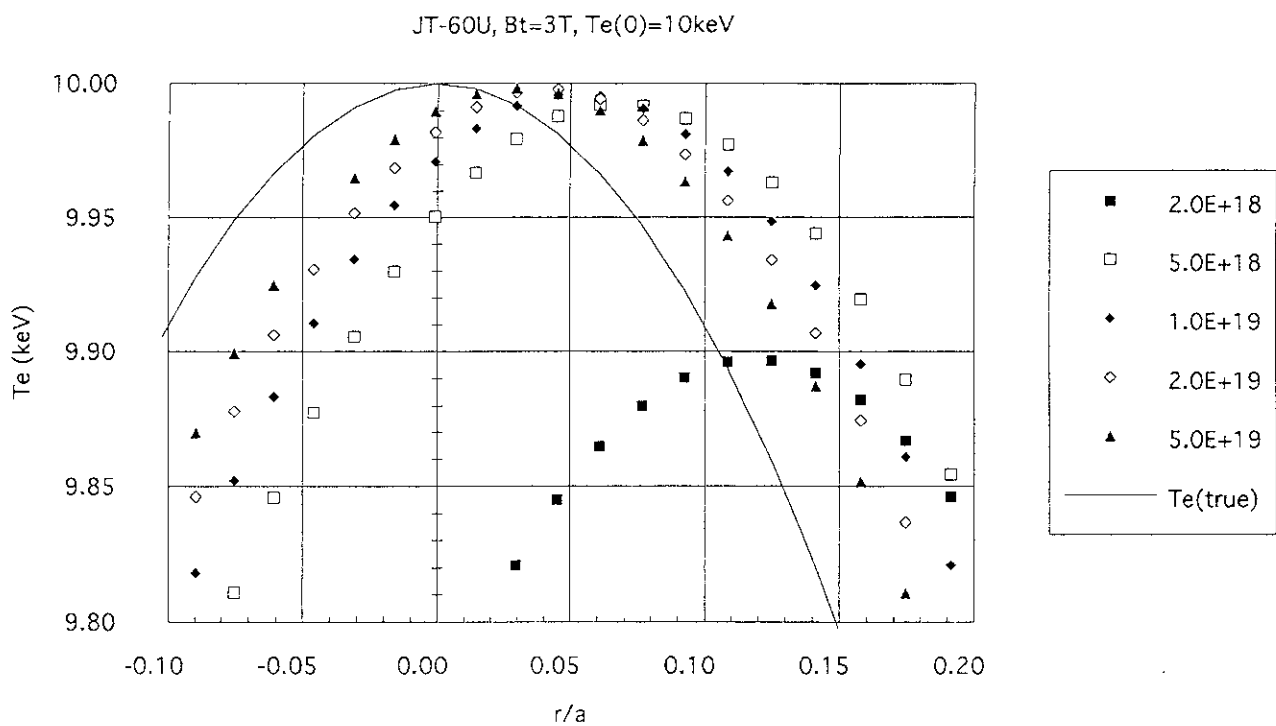


図3.4 : $B_t = 3 \text{ T}$, $T_e(0) = 10 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(b) ピーク付近の詳細分布

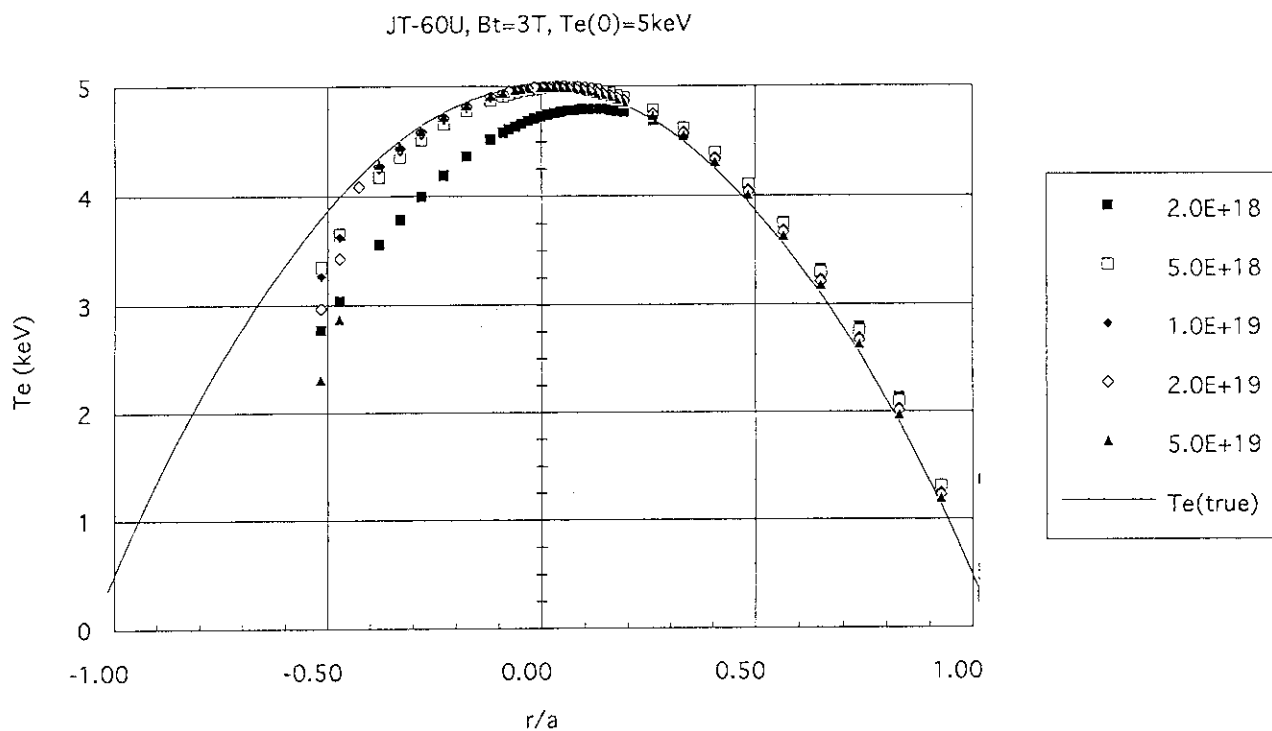


図3.5 : $B_t = 3\text{ T}$, $T_e(0) = 5\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(a) 全体分布

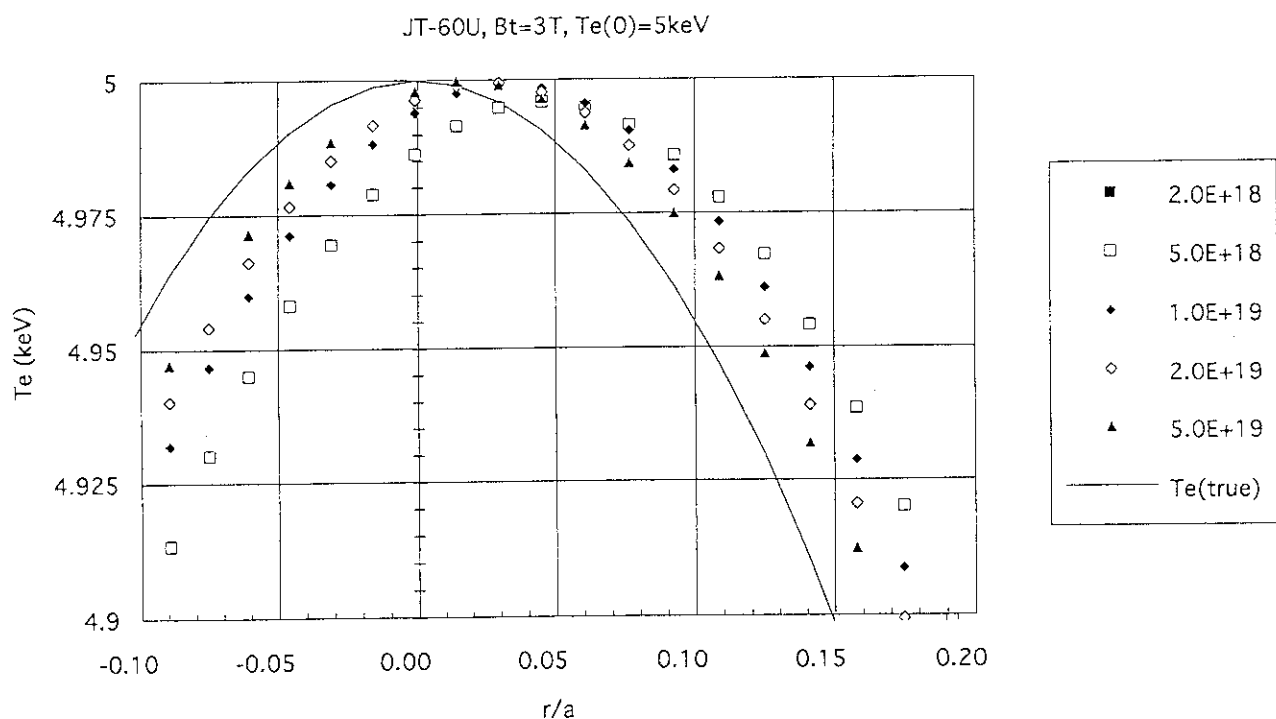


図3.5 : $B_t = 3\text{ T}$, $T_e(0) = 5\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(b) ピーク付近の詳細分布

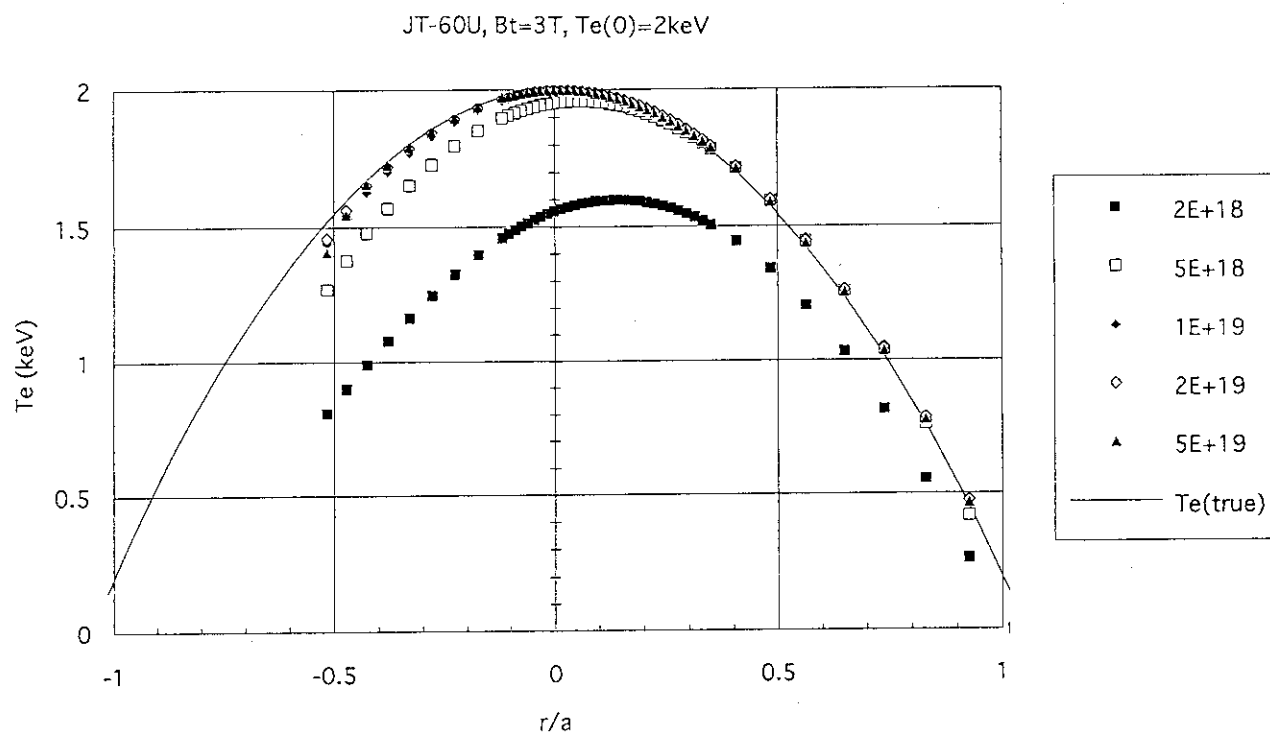


図3.6 : $B_t = 3 \text{ T}$, $T_e(0) = 2 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(a) 全体分布

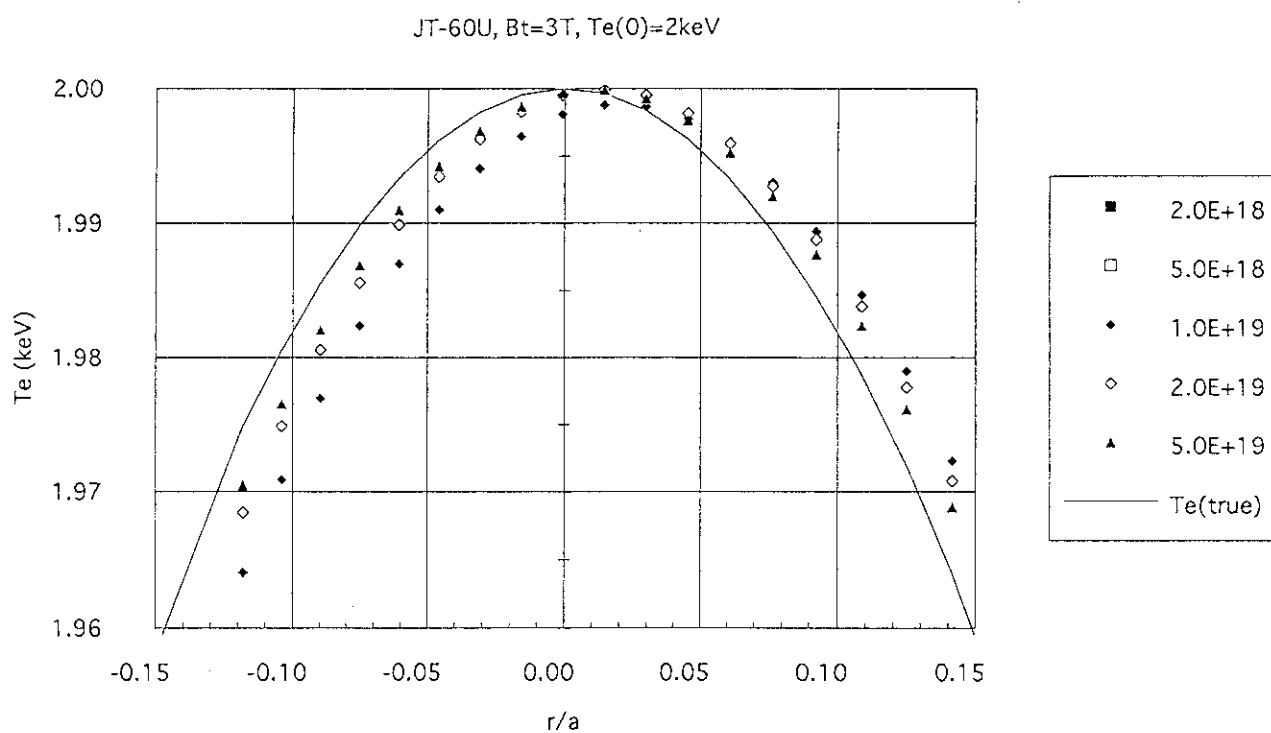


図3.6 : $B_t = 3 \text{ T}$, $T_e(0) = 2 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(b) ピーク付近の詳細分布

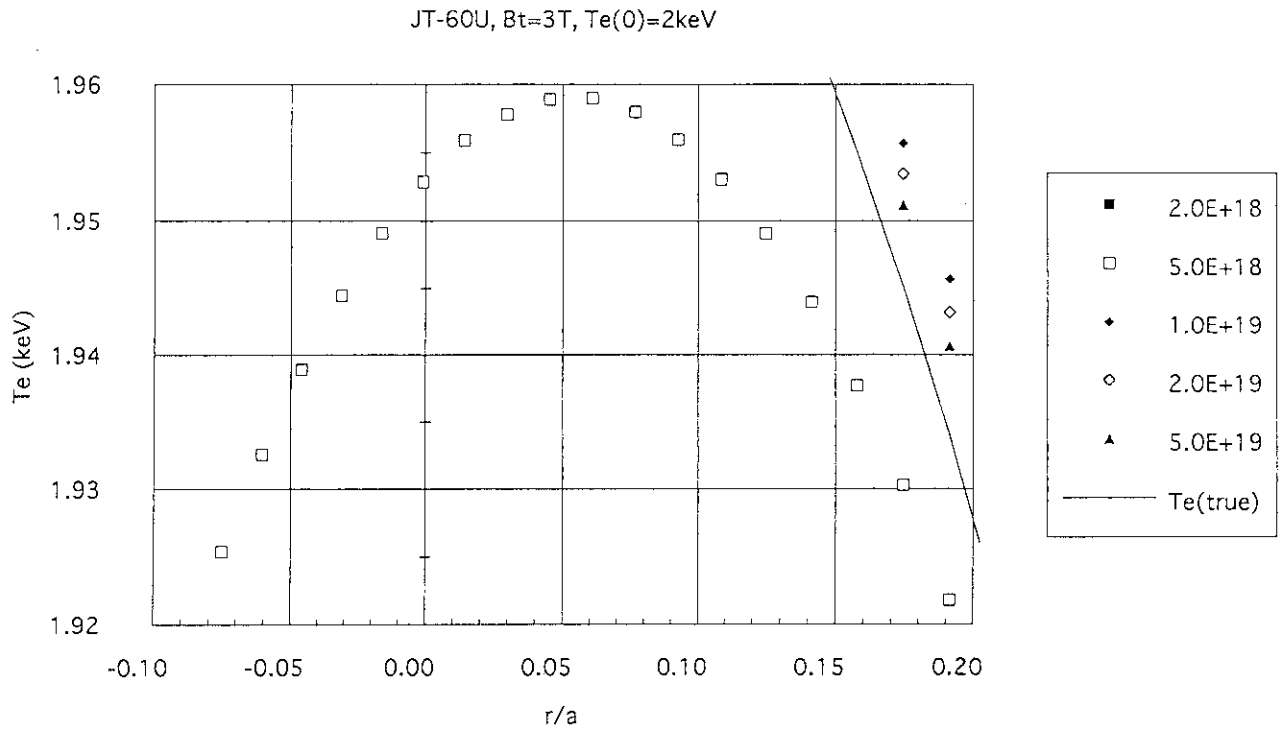


図3.6 : $B_t = 3 T$, $T_e(0) = 2 KeV$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(c) ピーク付近の詳細分布

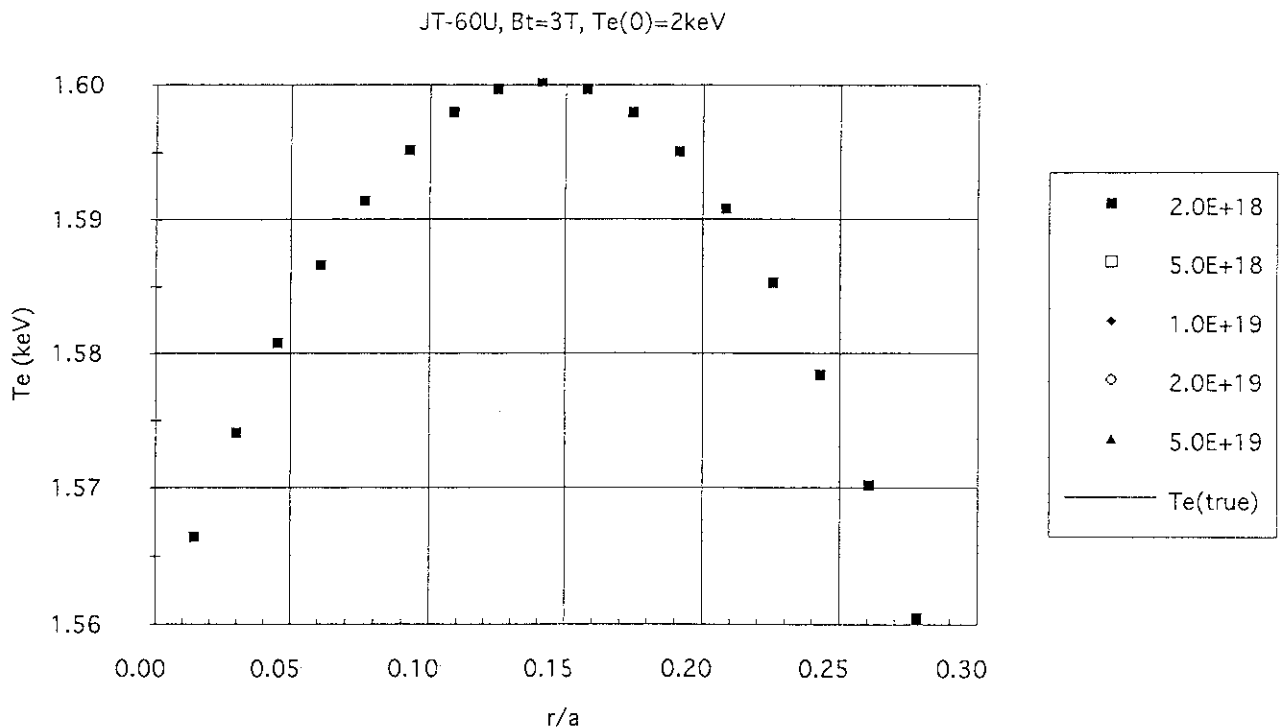


図3.6 : $B_t = 3 T$, $T_e(0) = 2 KeV$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(d) ピーク付近の詳細分布

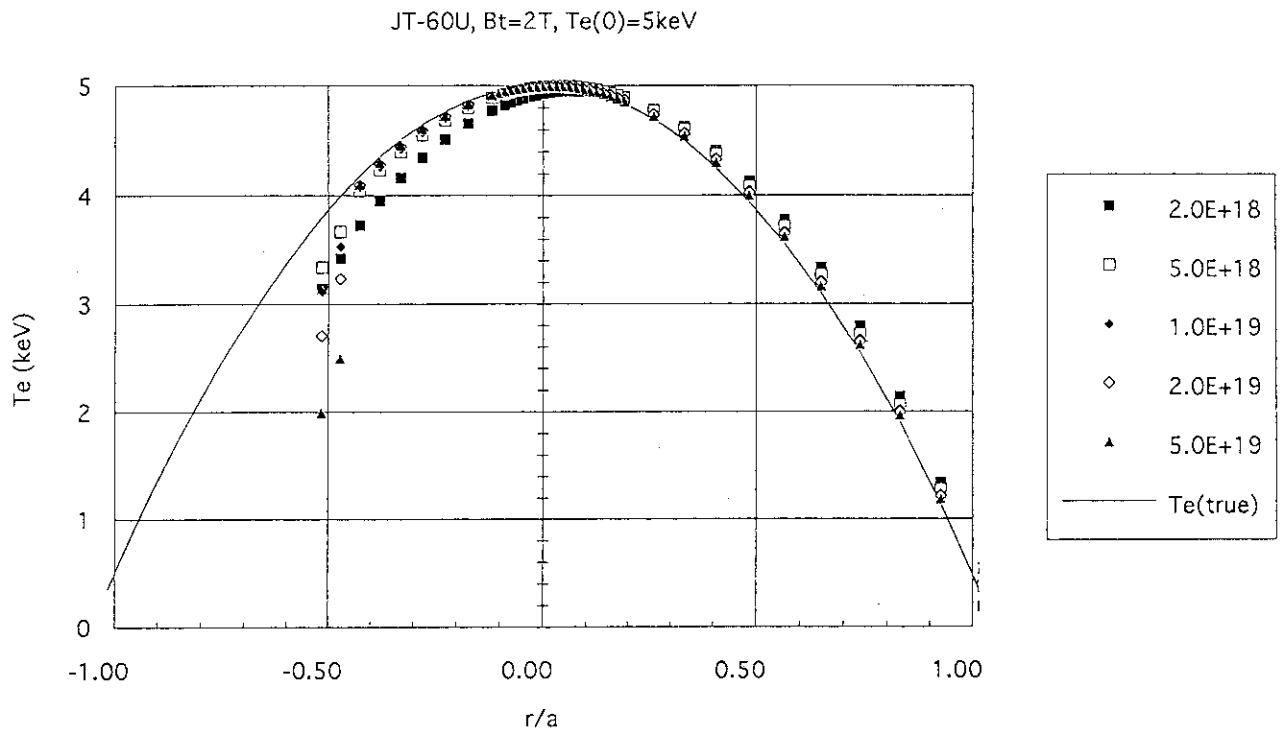


図3.7 : $B_t = 2T$, $T_e(0) = 5\text{KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :

(a) 全体分布

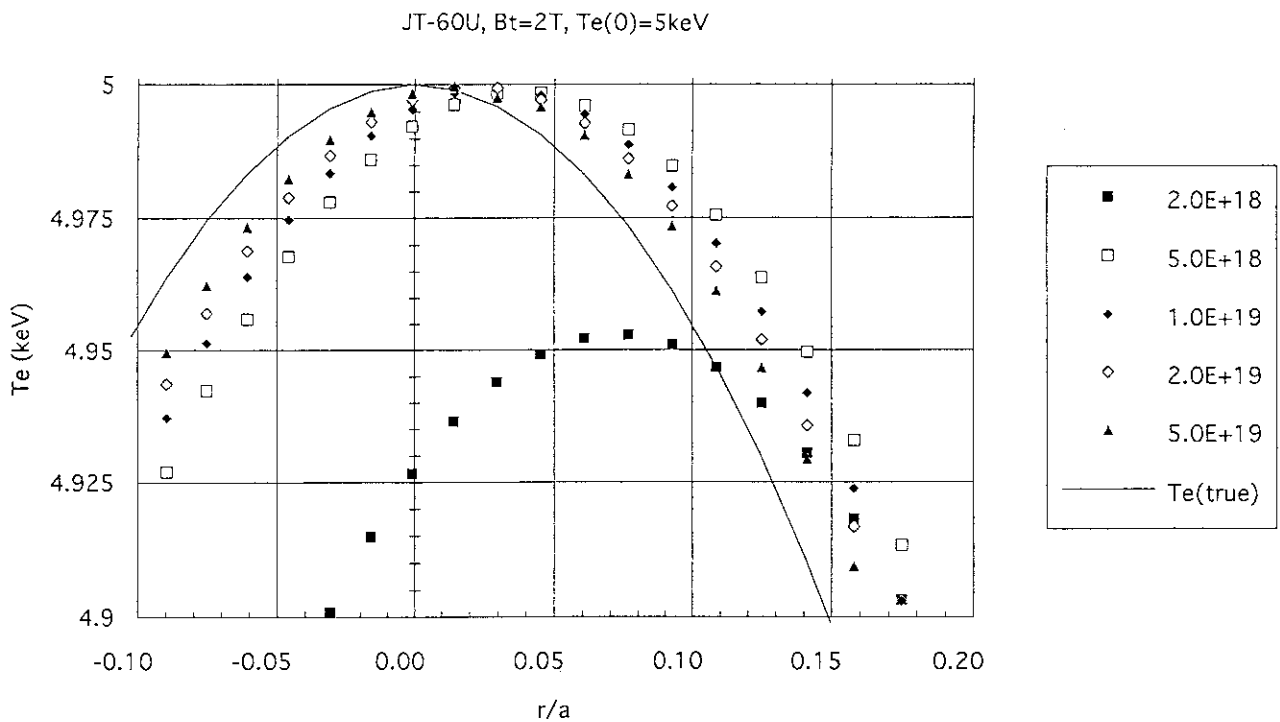


図3.7 : $B_t = 2T$, $T_e(0) = 5\text{KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :

(b) ピーク付近の詳細分布

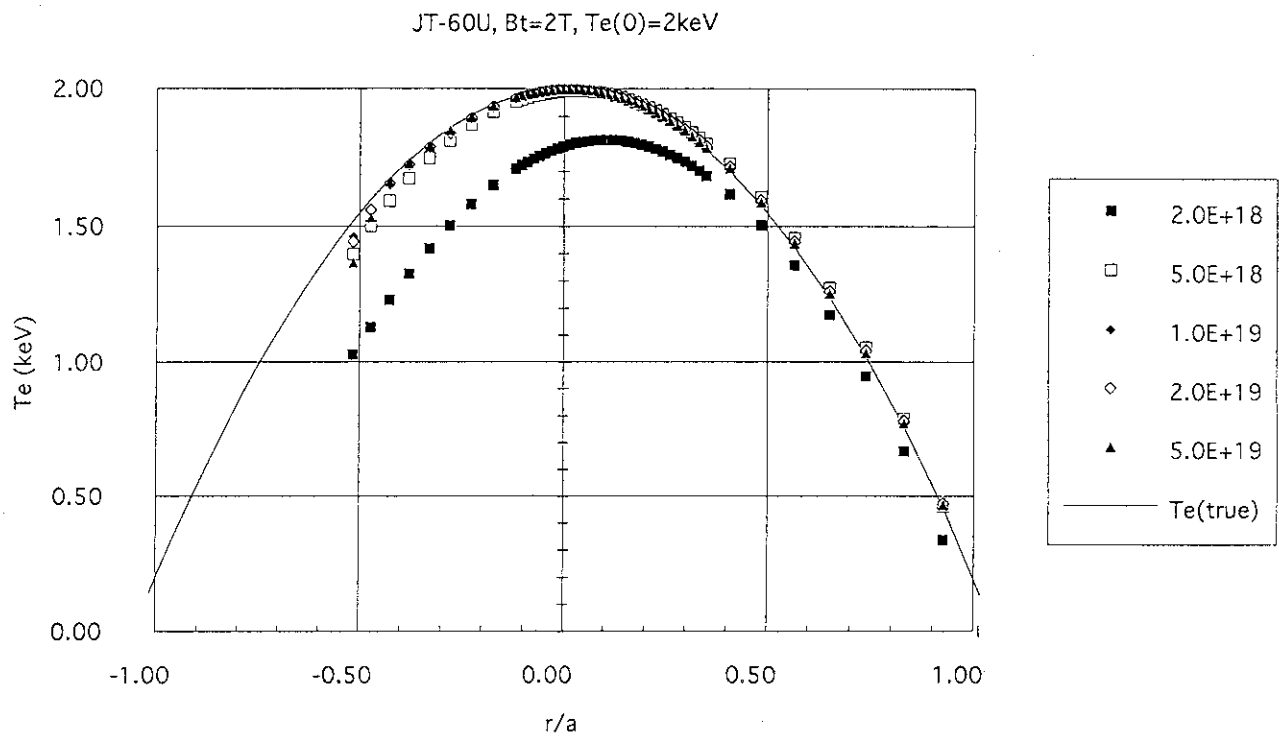


図3.8 : $B_t = 2T$, $T_e(0) = 2KeV$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(a) 全体分布

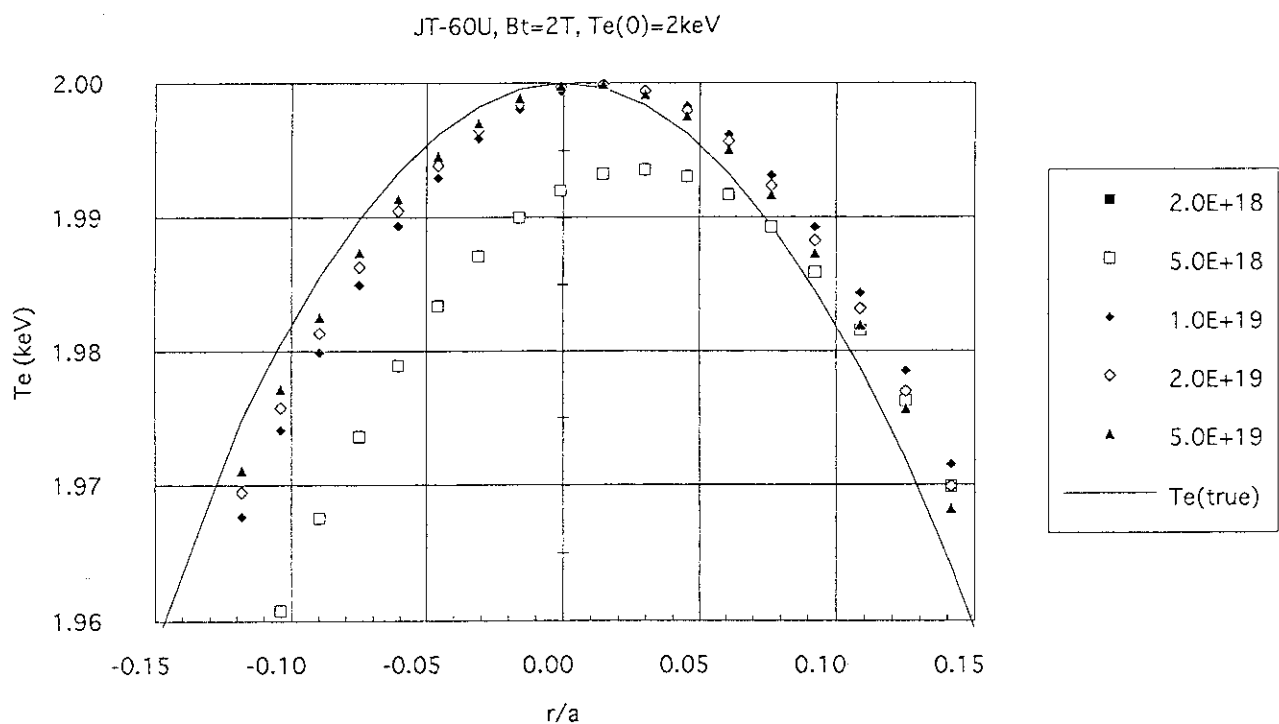


図3.8 : $B_t = 2T$, $T_e(0) = 2KeV$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(b) ピーク付近の詳細分布

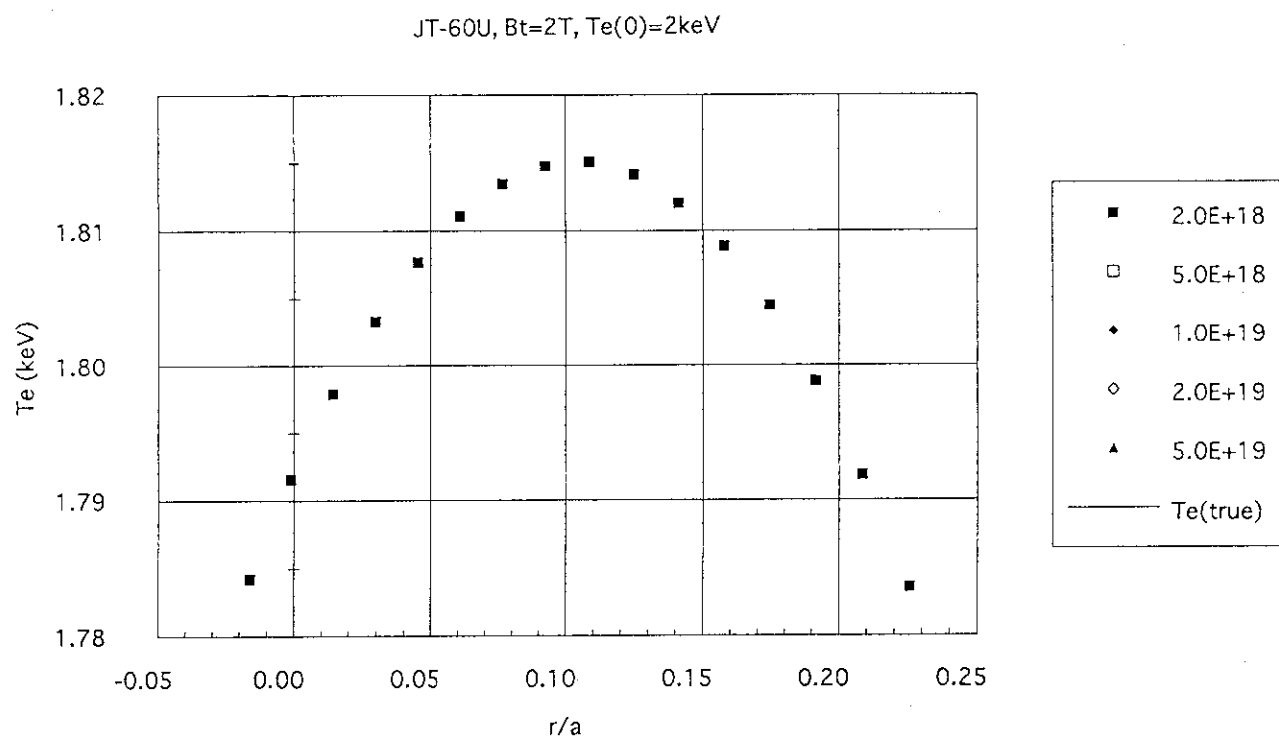


図3. 8 : $B_t = 2 T$, $T_e(0) = 2 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :

(c) ピーク付近の詳細分布

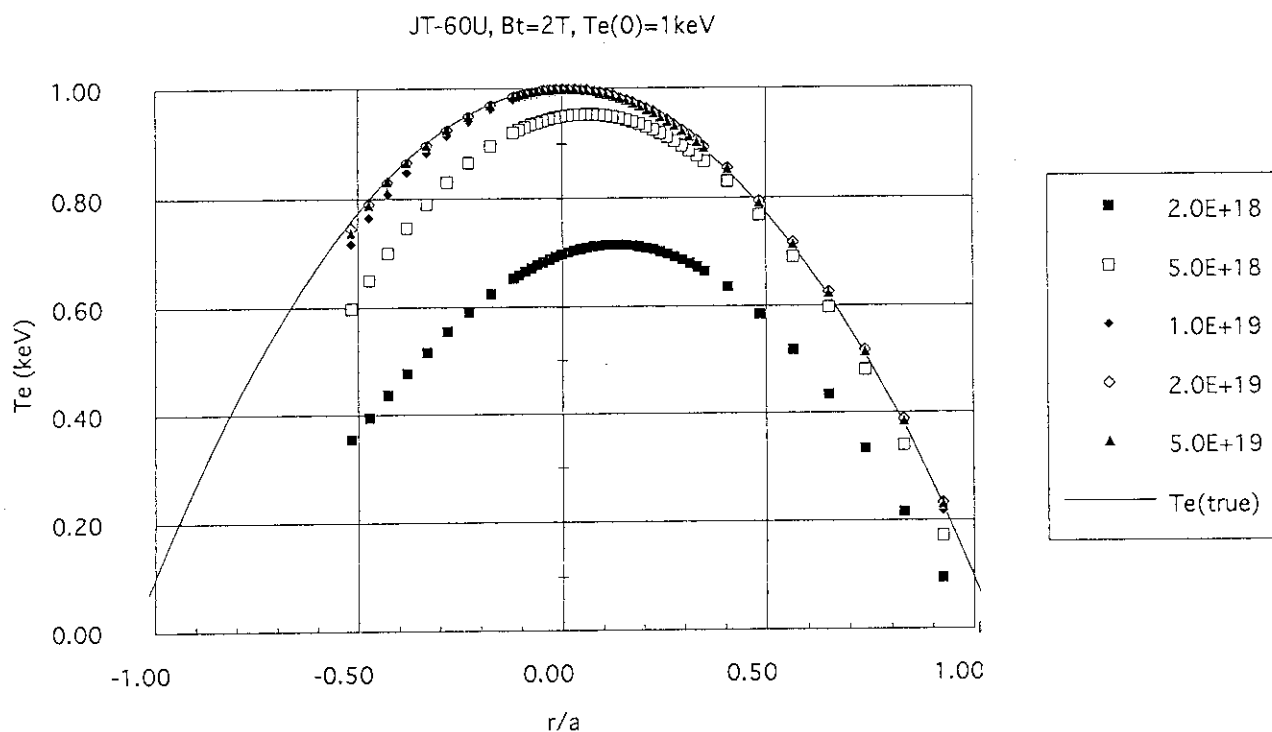


図3.9 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 1\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(a) 全体分布

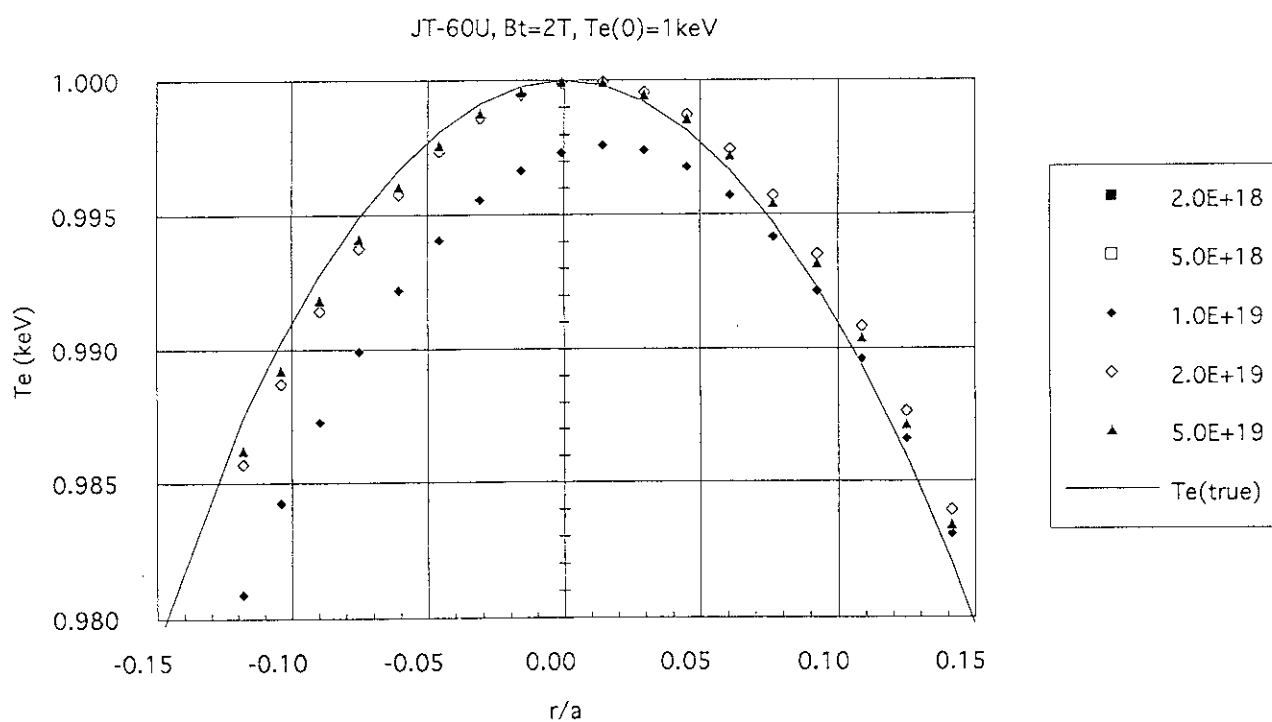


図3.9 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 1\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的EC周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(b) ピーク付近の詳細分布

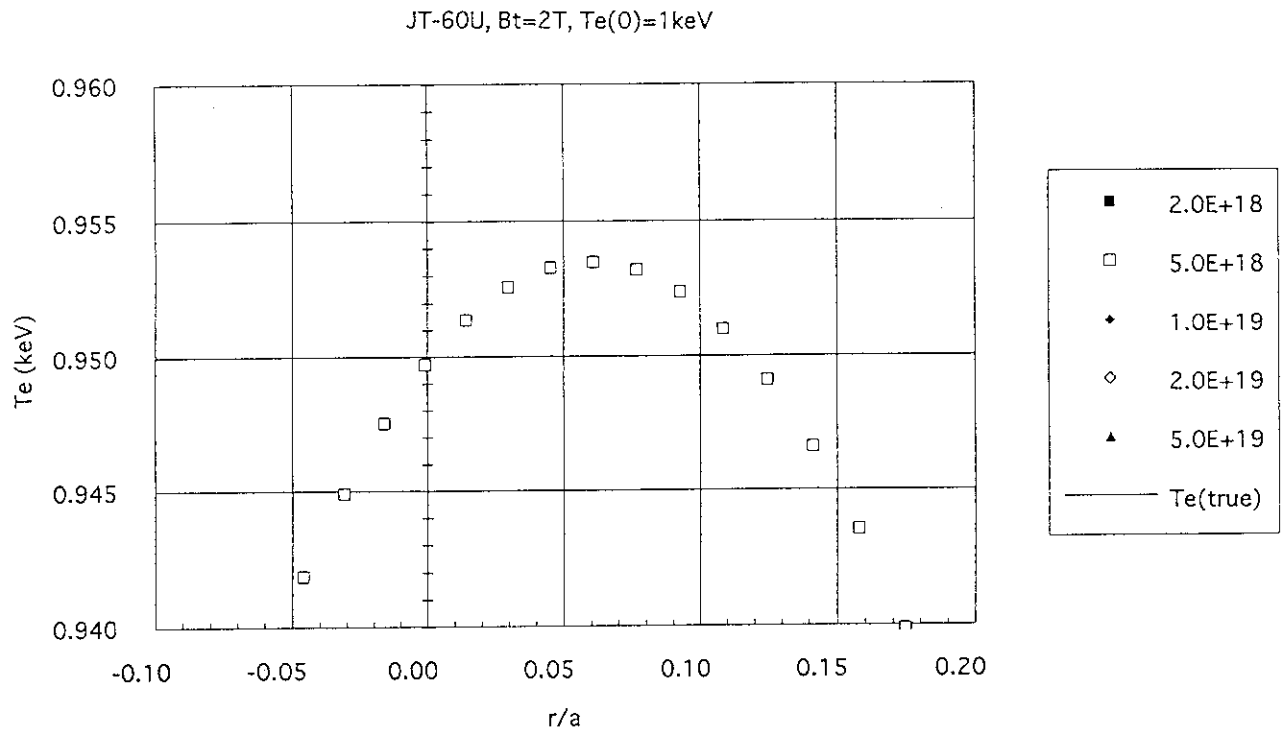


図3.9 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 1\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(c) ピーク付近の詳細分布

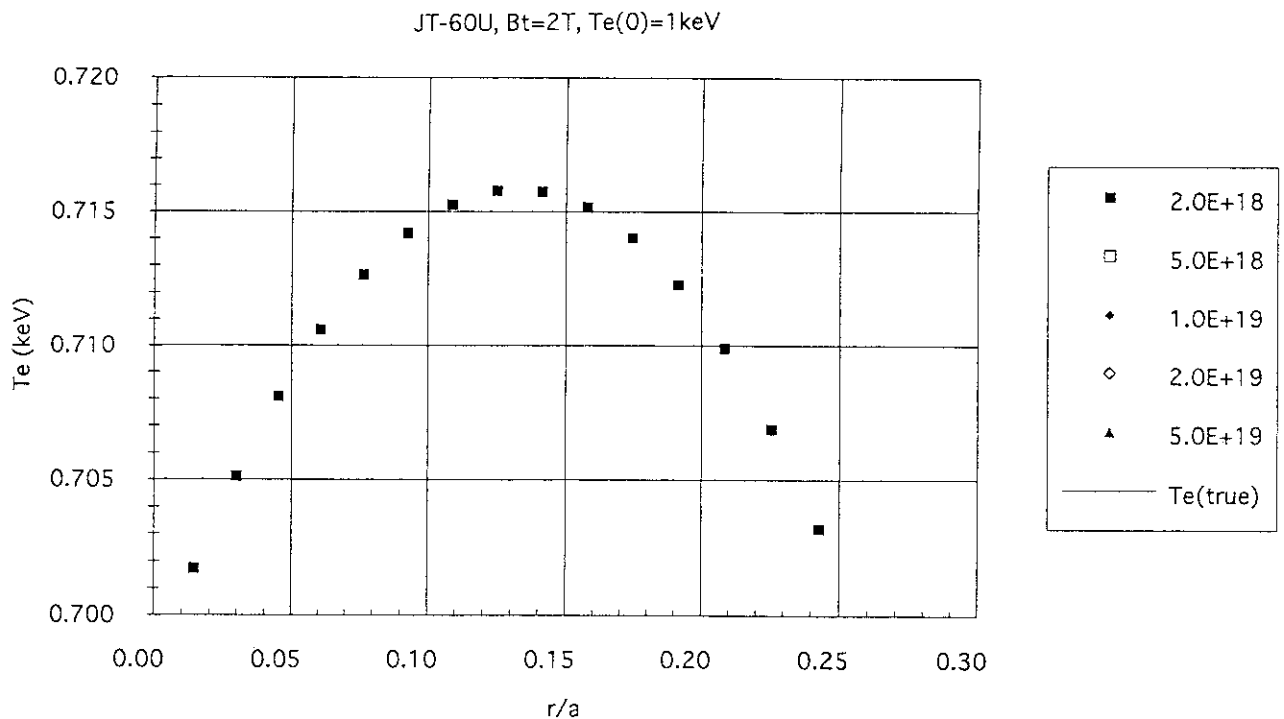


図3.9 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 1\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合の仮定した真の電子温度分布・非相対論的 EC 周波数を用いて得られた電子温度分布 :
(d) ピーク付近の詳細分布

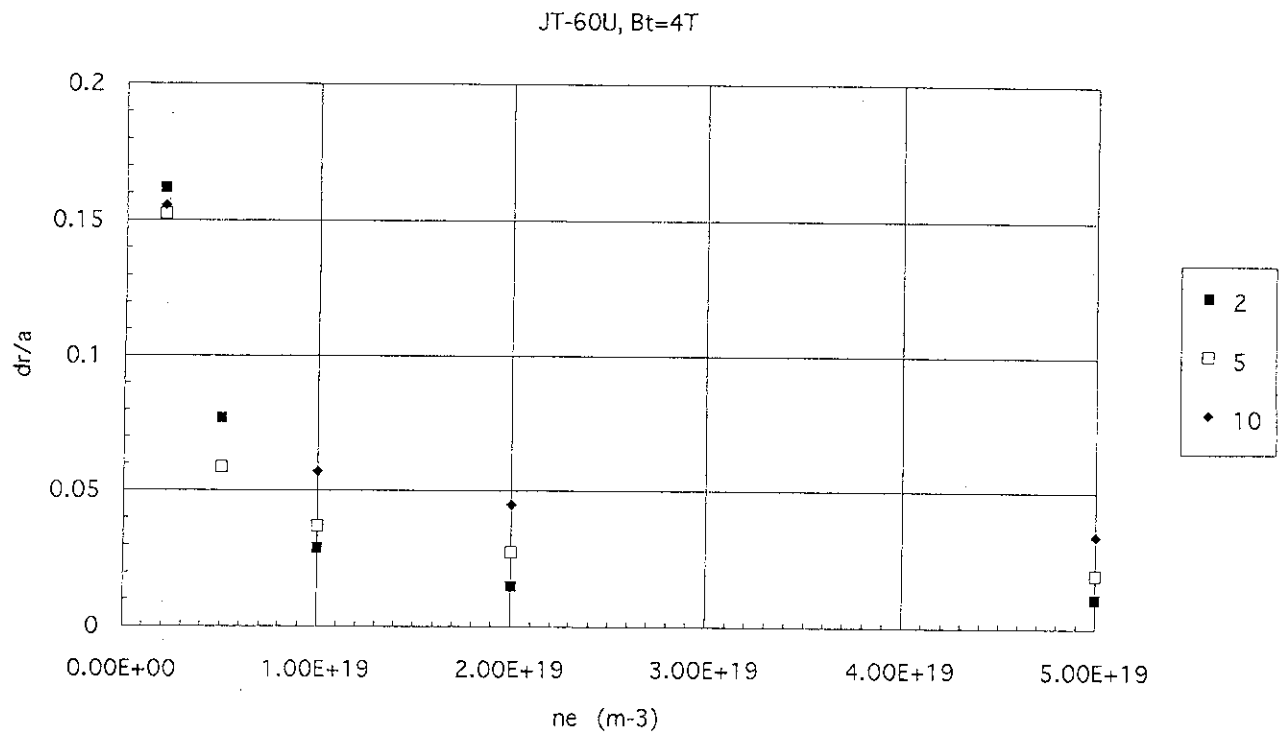


図4.1.1 : $B_t = 4 \text{ T}$, T_e (O) = 10 KeV (◆), 5 KeV (□), 2 KeV (■) の場合のピーク位置での電子温度分布の半径方向のいずれの電子密度依存性。

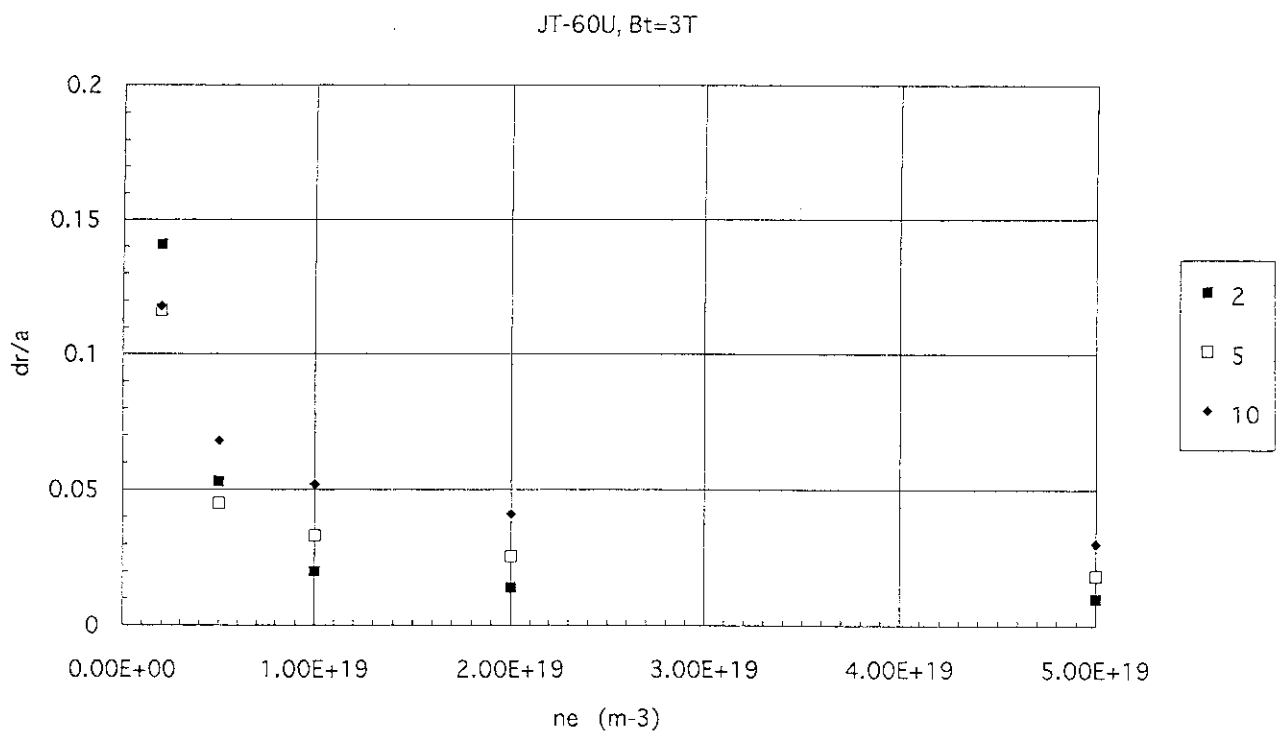


図4.1.2 : $B_t = 3 \text{ T}$, T_e (O) = 10 KeV (◆), 5 KeV (□), 2 KeV (■) の場合のピーク位置での電子温度分布の半径方向のいずれの電子密度依存性。

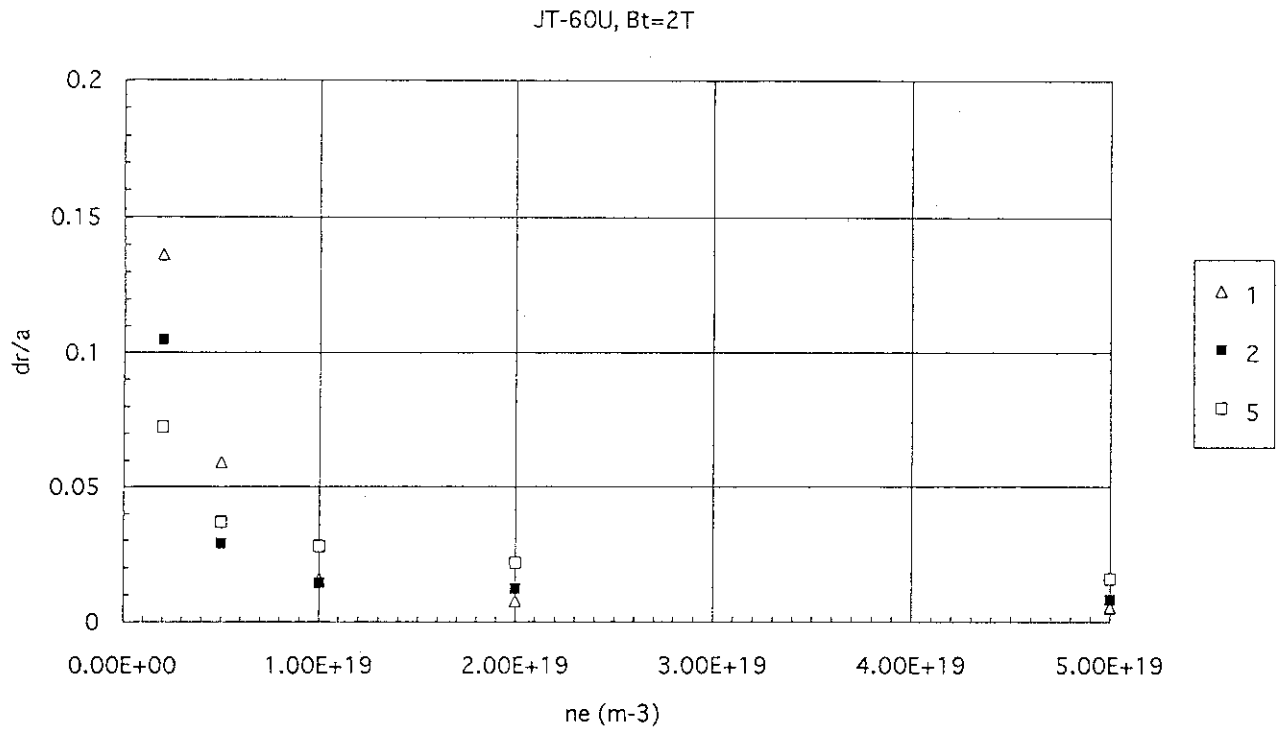


図4.1.3 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(\text{O}) = 5\text{ KeV}(\square)$, $2\text{ KeV}(\blacksquare)$, $1\text{ KeV}(\Delta)$ の場合のピーク位置での電子温度分布の半径方向のいずれの電子密度依存性。

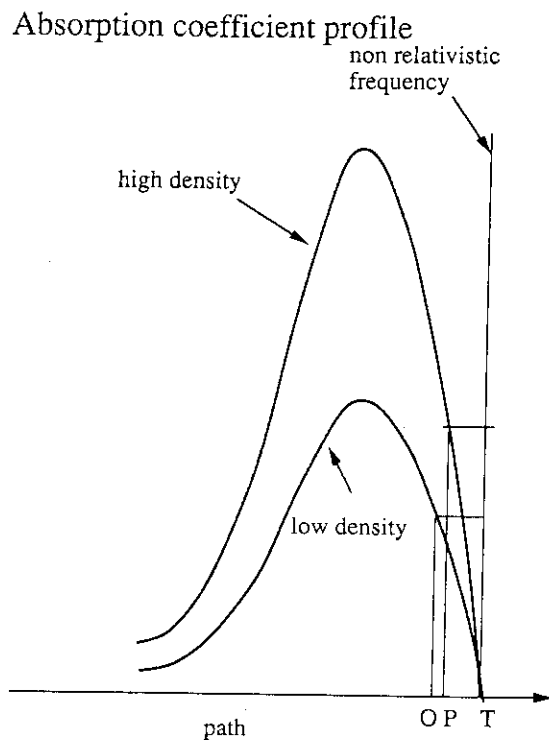


図4.1.4 : 模式的な吸収係数。T点：真の電子温度の位置，O点：低電子密度におけるみかけ上の電子温度の位置，P点：高電子密度におけるみかけ上の電子温度の位置。電子密度が高くなるとその吸収係数の分布形は同じであるが，吸収係数の数値が上昇し，みかけ上の電子温度を表す位置がO点からP点に変わり，T点に近づく。

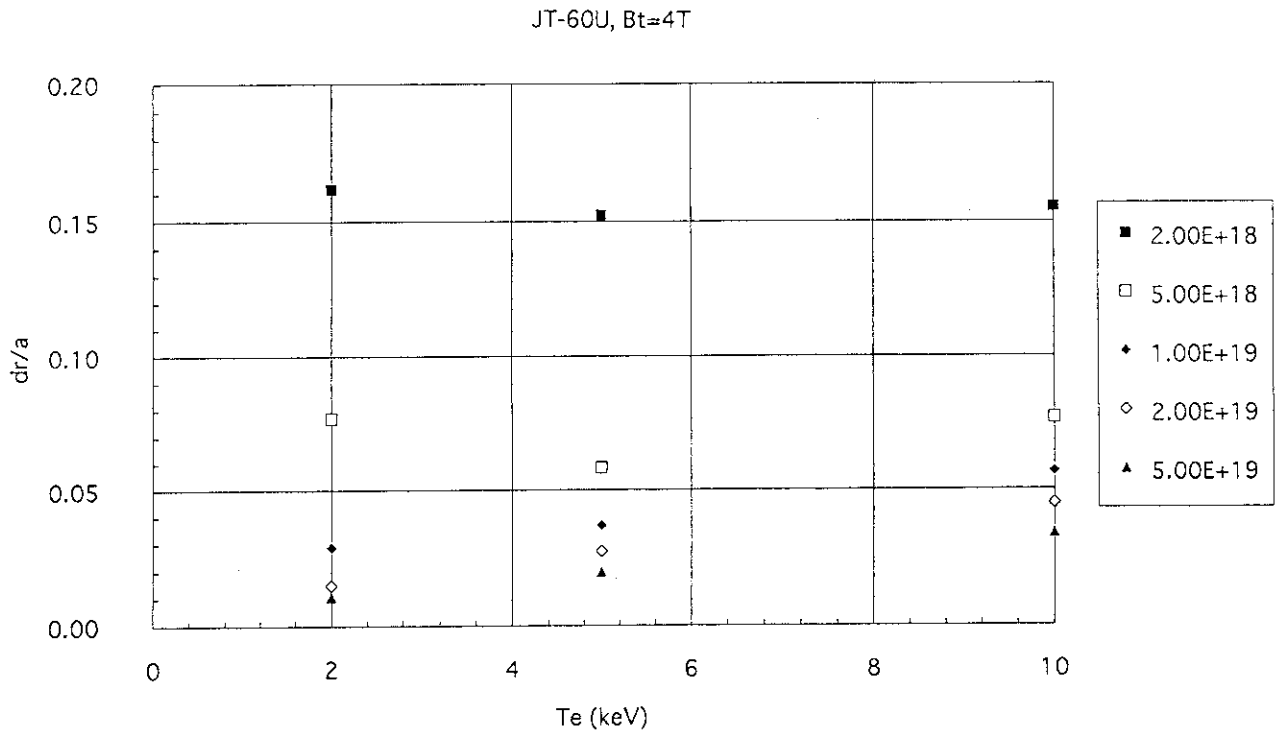


図4.2.1 : $B_t = 4\text{ T}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の場合のピーク位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。

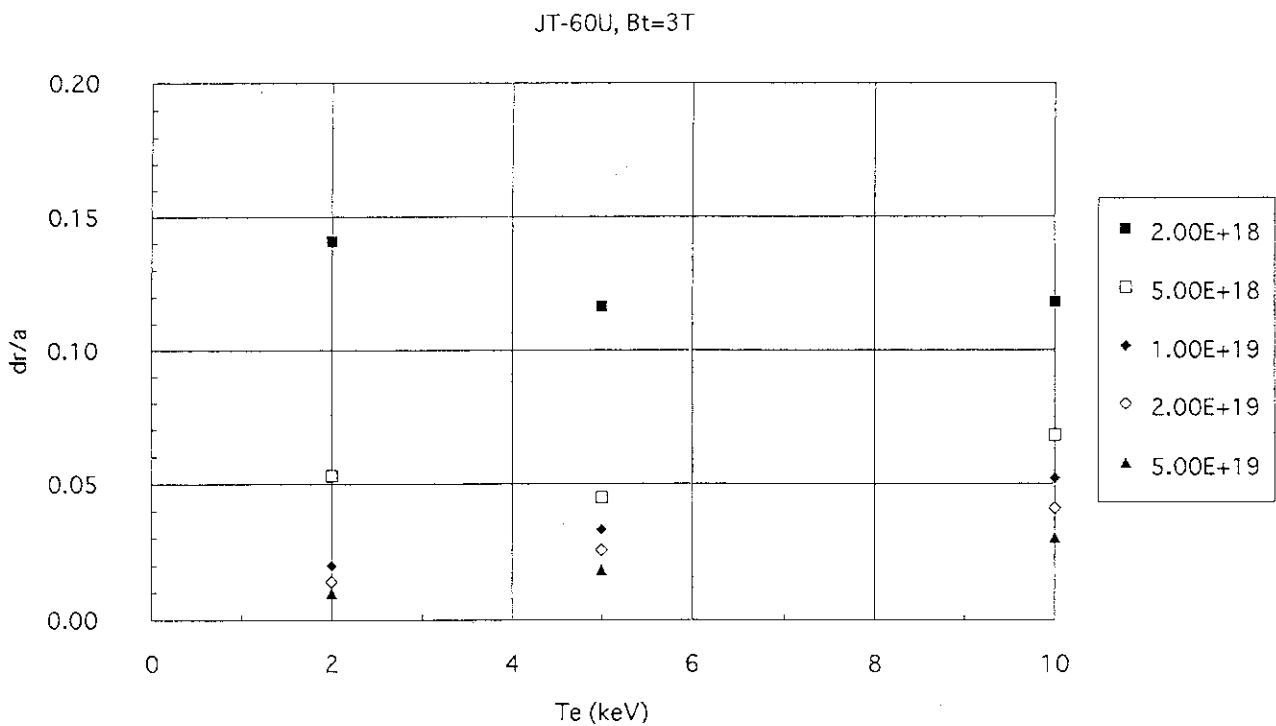


図4.2.2 : $B_t = 3\text{ T}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の場合のピーク位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。

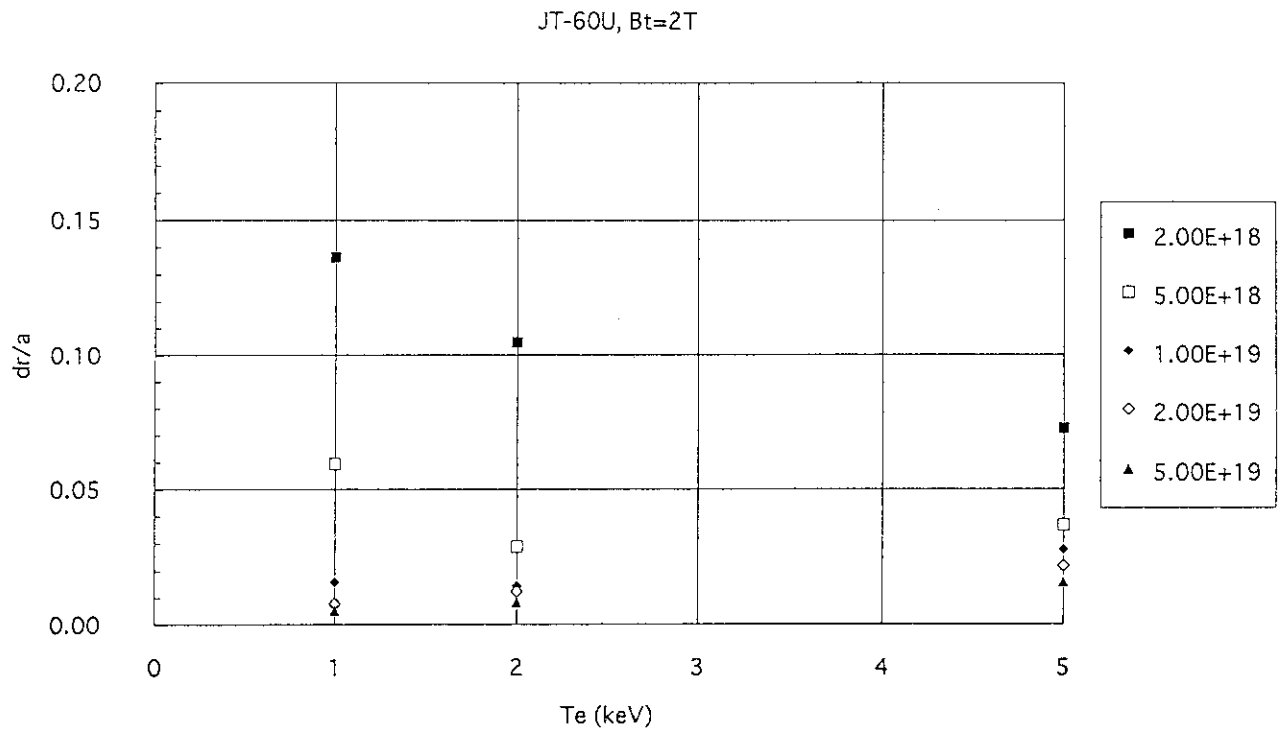


図4.2.3 : $B_t = 2\text{ T}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合のピーク位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。

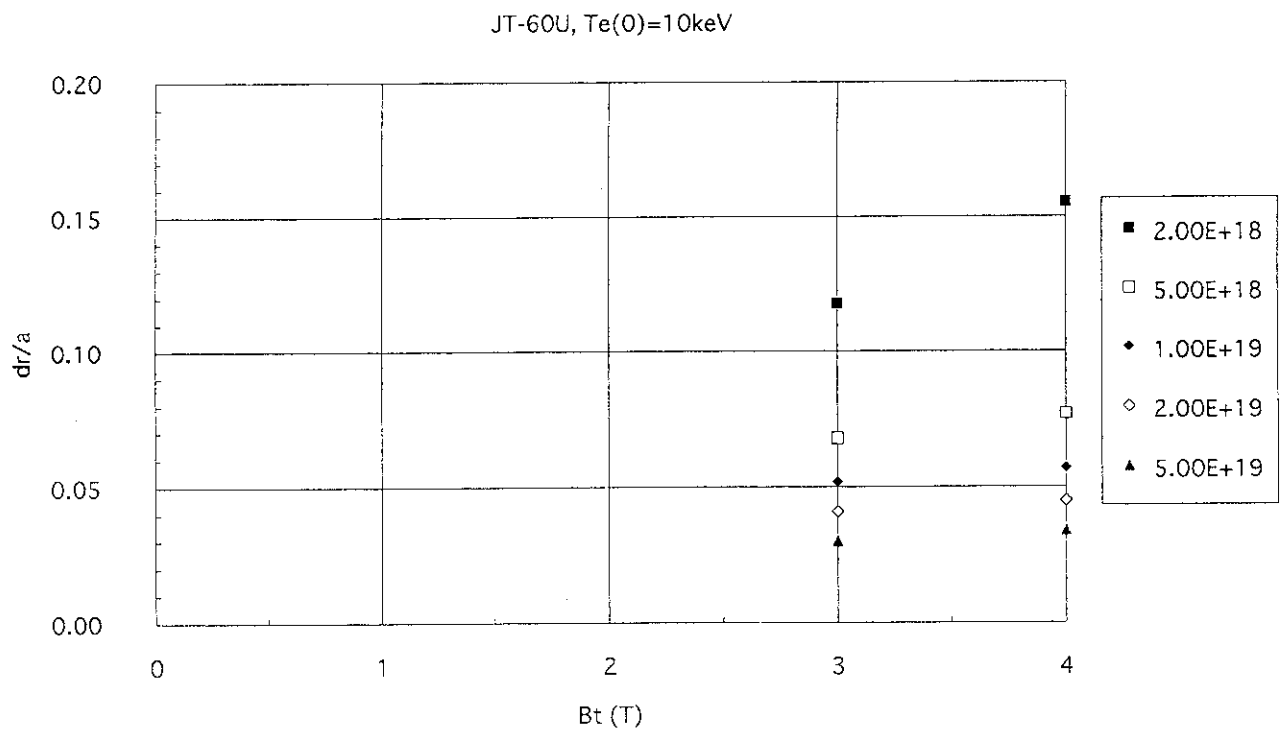


図4.3.1 : $T_e(0) = 10\text{ KeV}$ の場合のピーク位置での電子温度分布の半径方向のずれのトロイダル磁場依存性。

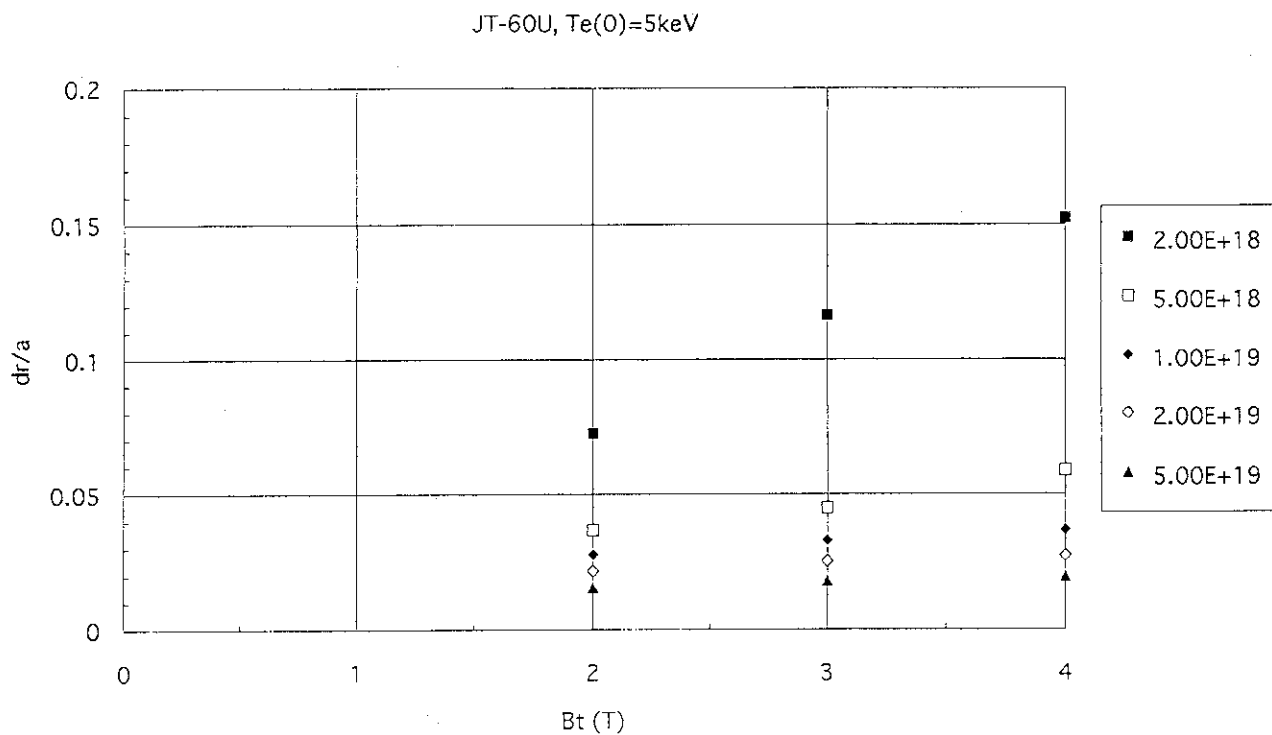


図4.3.2 : $T_e(0) = 5\text{ KeV}$ の場合のピーク位置での電子温度分布の半径方向のずれのトロイダル磁場依存性。

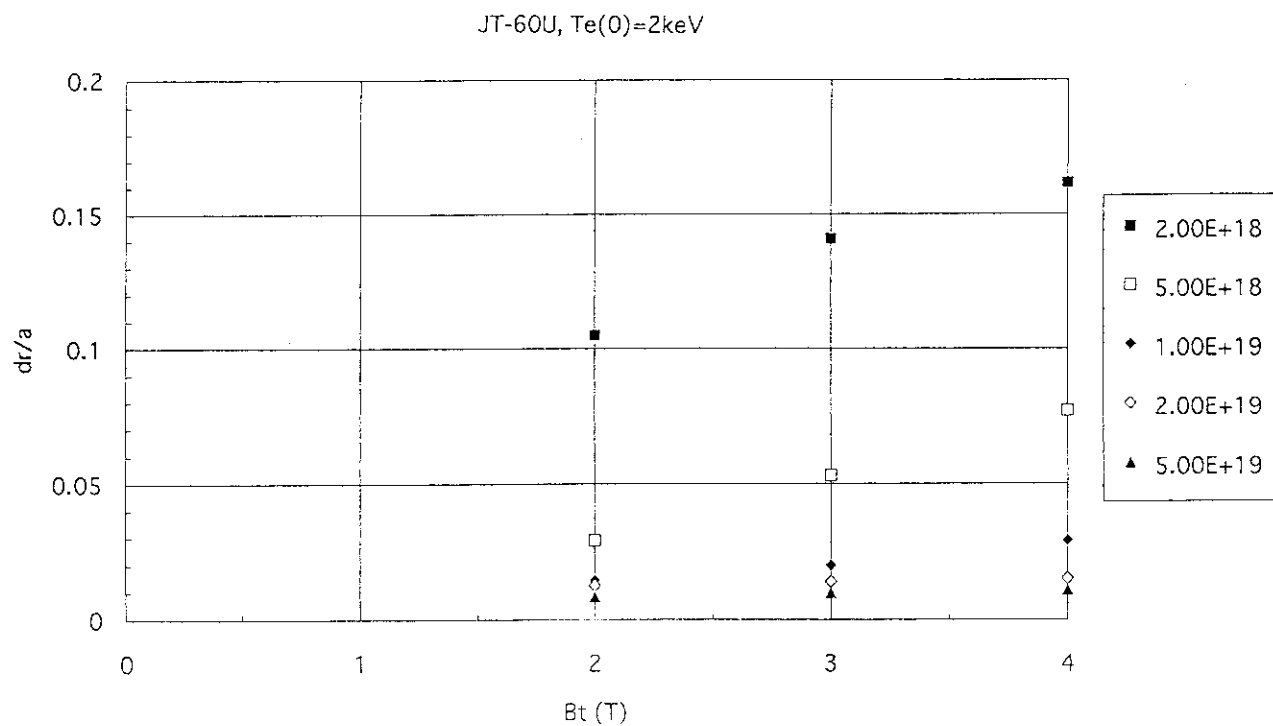


図4.3.3 : $T_e(0) = 2\text{ KeV}$ の場合のピーク位置での電子温度分布の半径方向のずれのトロイダル磁場依存性。

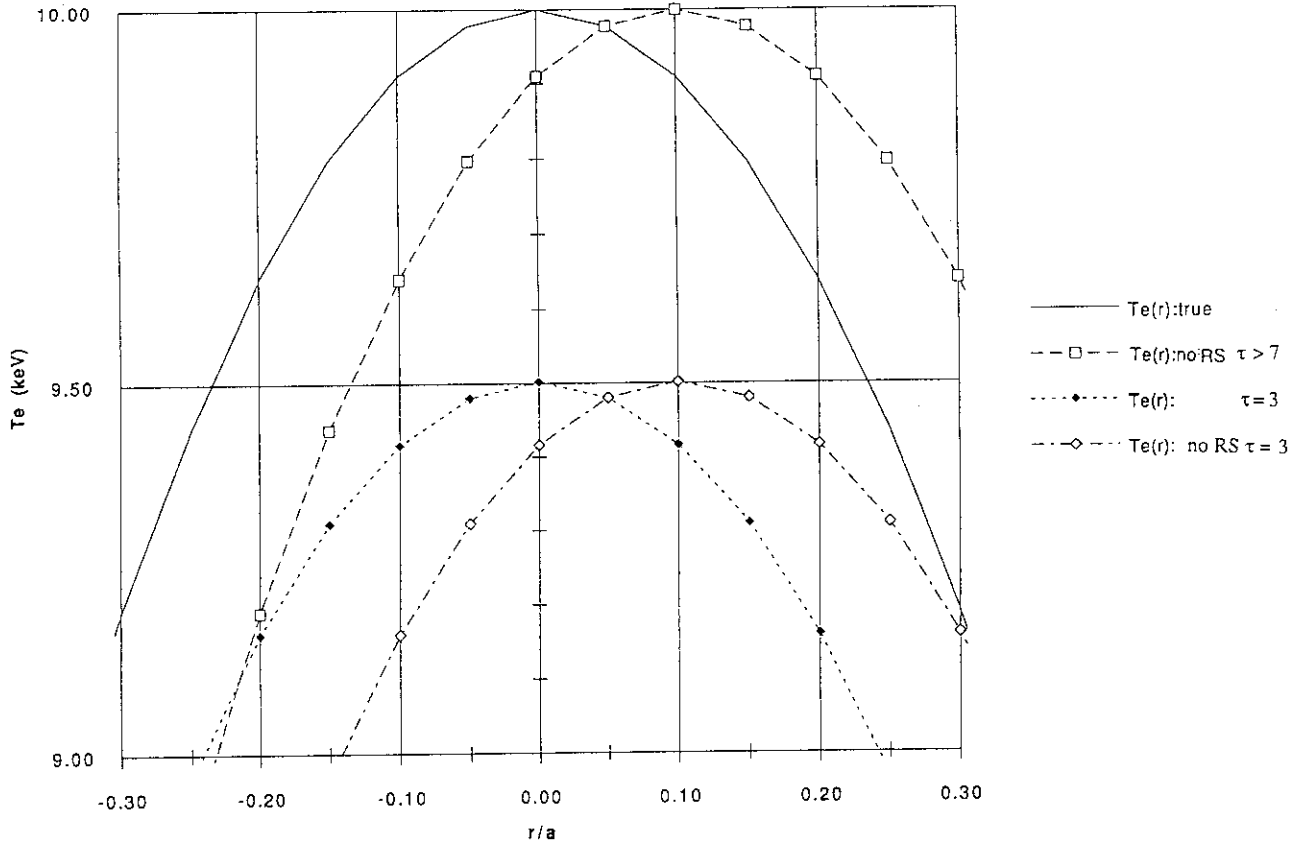


図5.1.1：中心付近の電子温度分布の模式図。 $T_e(0)=10\text{KeV}$ 。 $T_e(r)$: true : 真の電子温度分布, $T_e(r)$: noRS $\tau > 7$ 有効光学的長(τ)が7以上で非相対論的評価で得られる電子温度分布, $T_e(r)$: $\tau = 3$ 有効光学的長が3の場合の電子温度分布, $T_e(r)$: noRS $\tau = 3$: 有効光学的長が3で非相対論的評価で得られる電子温度分布。

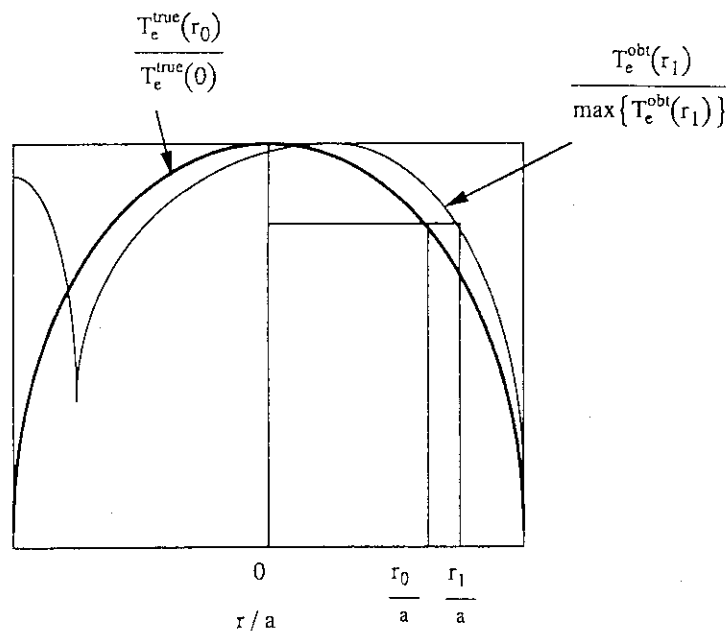


図5.1.2：ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの評価の模式図。得られる電子温度分布 ($T_e^{\text{obt}}(r_1)/\max\{T_e^{\text{obt}}(r_1)\}$) と真の電子温度分布 ($T_e^{\text{true}}(r_0)/T_e^{\text{true}}(0)$)。

JT-60U, Bt=4T, Te=10keV

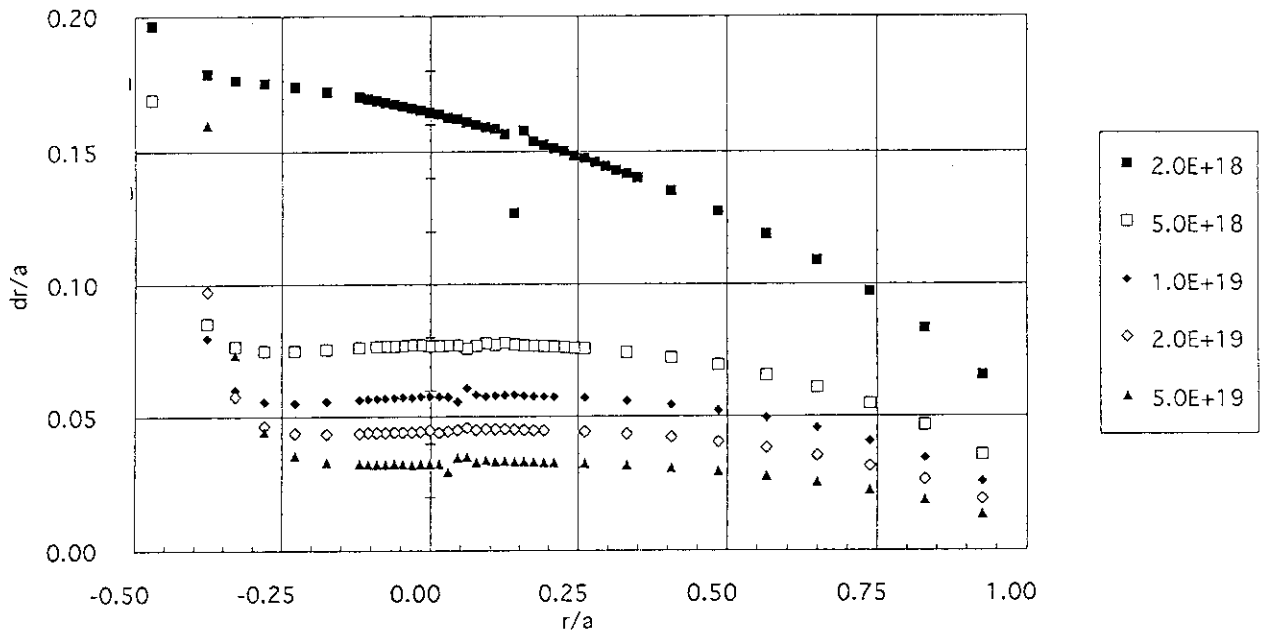


図5.2.1 : $B_t = 4\text{ T}$, $T_e(\text{O}) = 10\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する空間分解能は、0.056m (中心), 0.026m (中心), 0.012m (180GHz) である。:

(a) 全体図

JT-60U, Bt=4T, Te=10keV

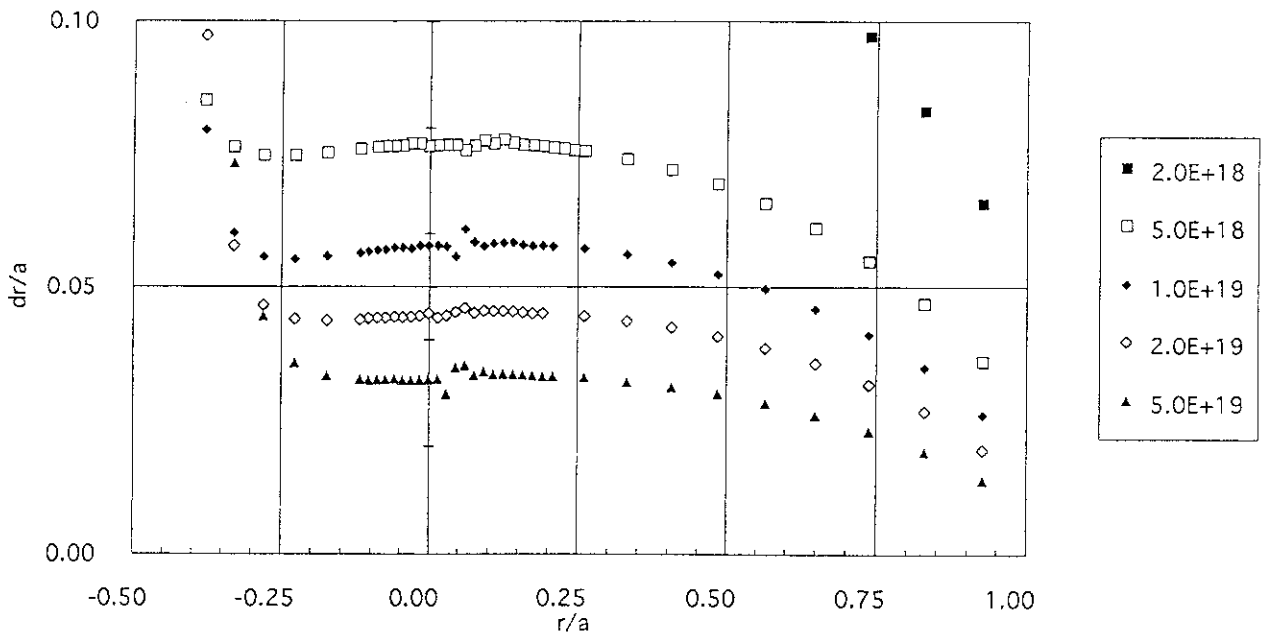


図5.2.1 : $B_t = 4\text{ T}$, $T_e(\text{O}) = 10\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する空間分解能は、0.056m (中心), 0.026m (中心), 0.012m (180GHz) である。:

(b) 詳細図

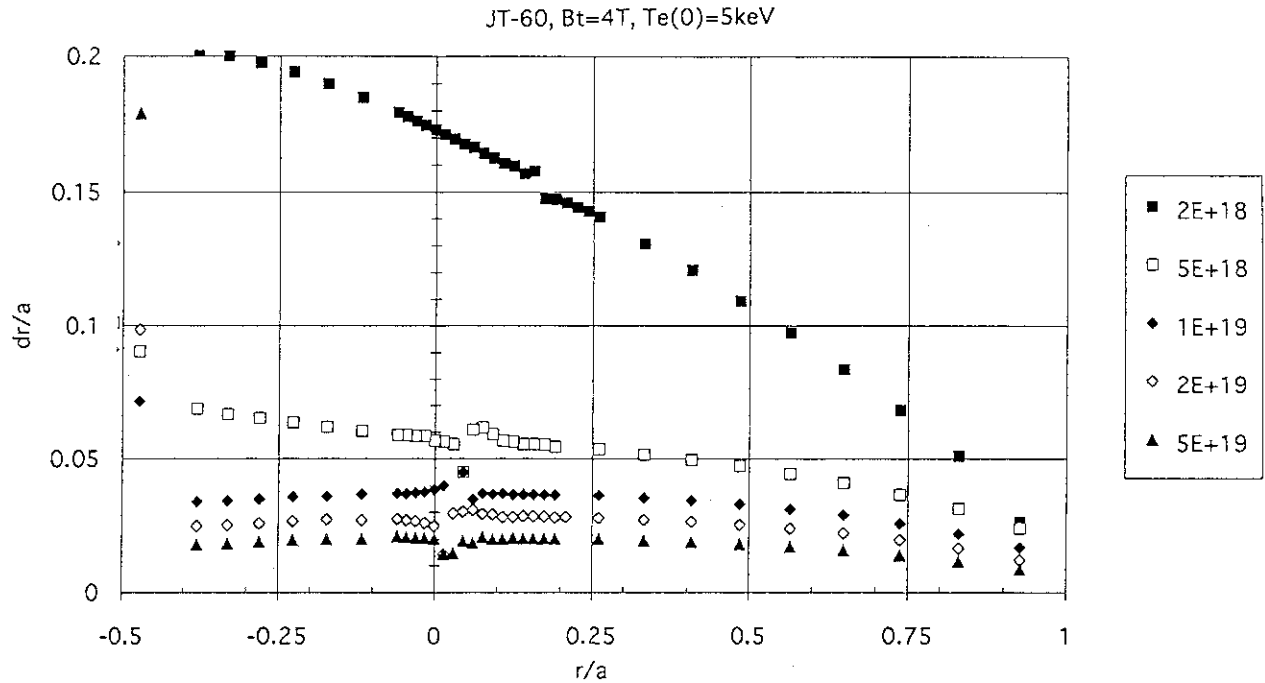


図5.2.2 : $B_t = 4\text{ T}$, $T_e(0) = 5\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.056 (中心), 0.020m (中心), 0.012 (180GHz)である。:

(a) 全体図

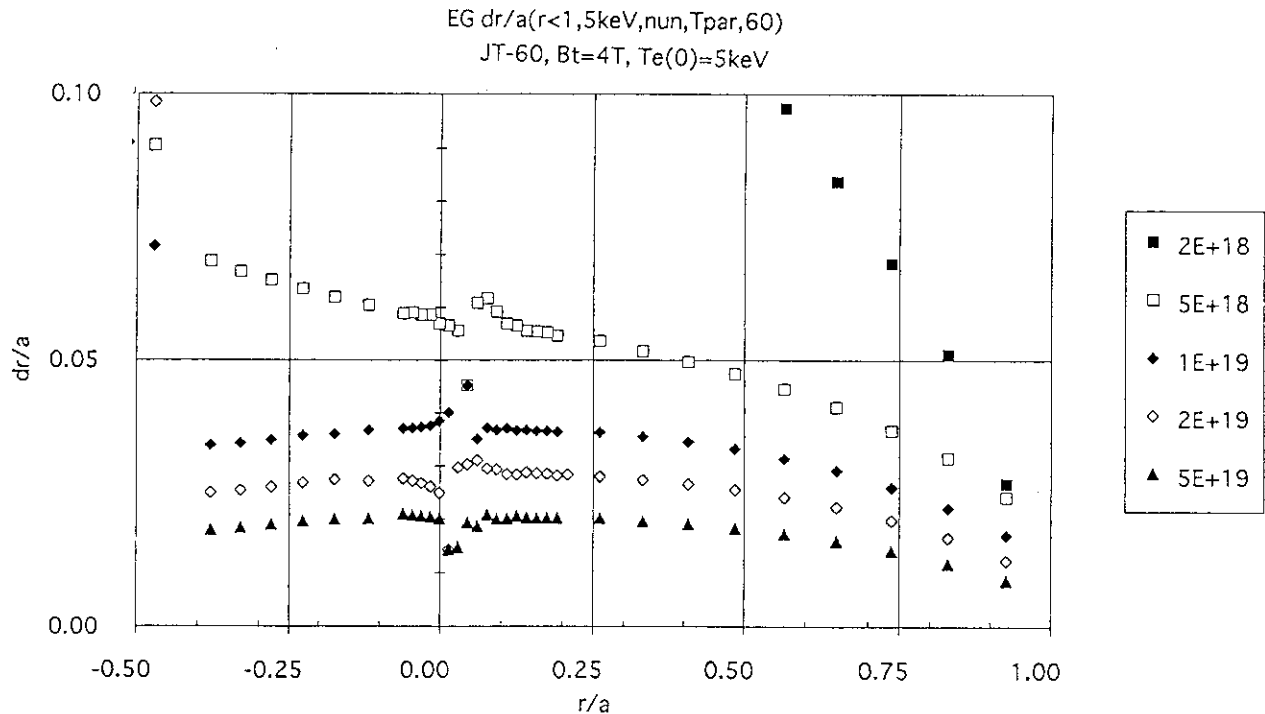


図5.2.2 : $B_t = 4\text{ T}$, $T_e(0) = 5\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.056 (中心), 0.020m (中心), 0.012 (180GHz)である。:

(b) 詳細図

JT-60U, Bt=4T, Te(0)=2keV

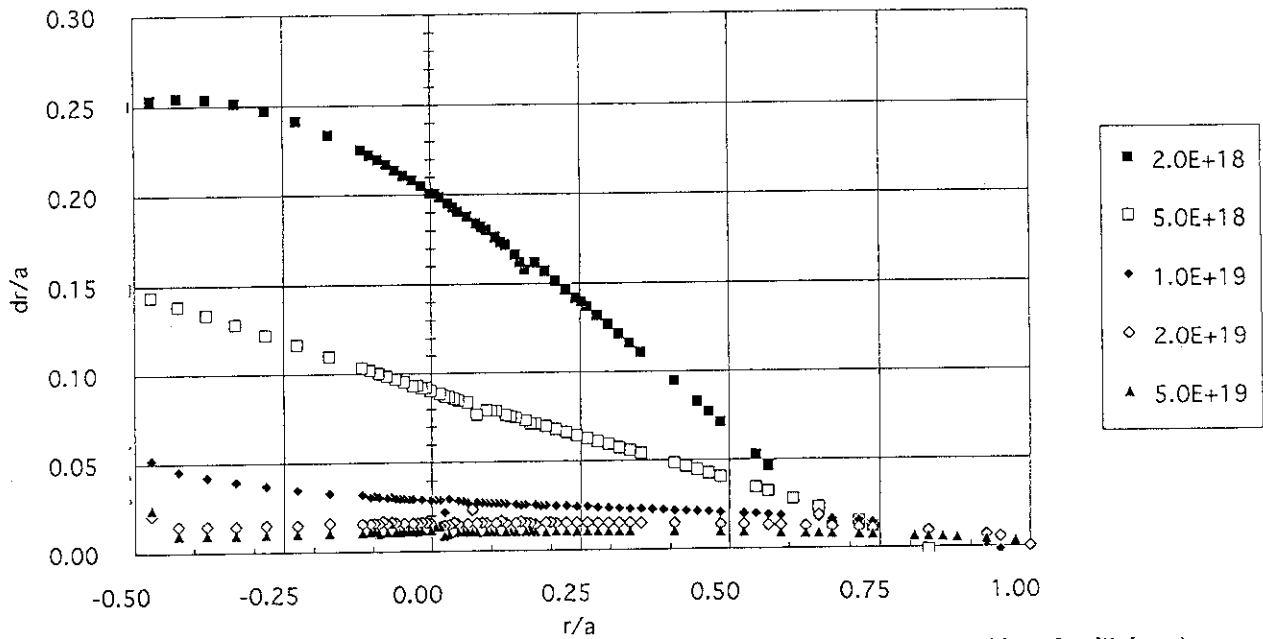


図5.2.3 : $B_t = 4\text{ T}$, $T_e(0) = 2\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.056 (中心), 0.020m (中心), 0.012m (180GHz) である :

(a) 全体図

JT-60U, Bt=4T, Te(0)=2keV

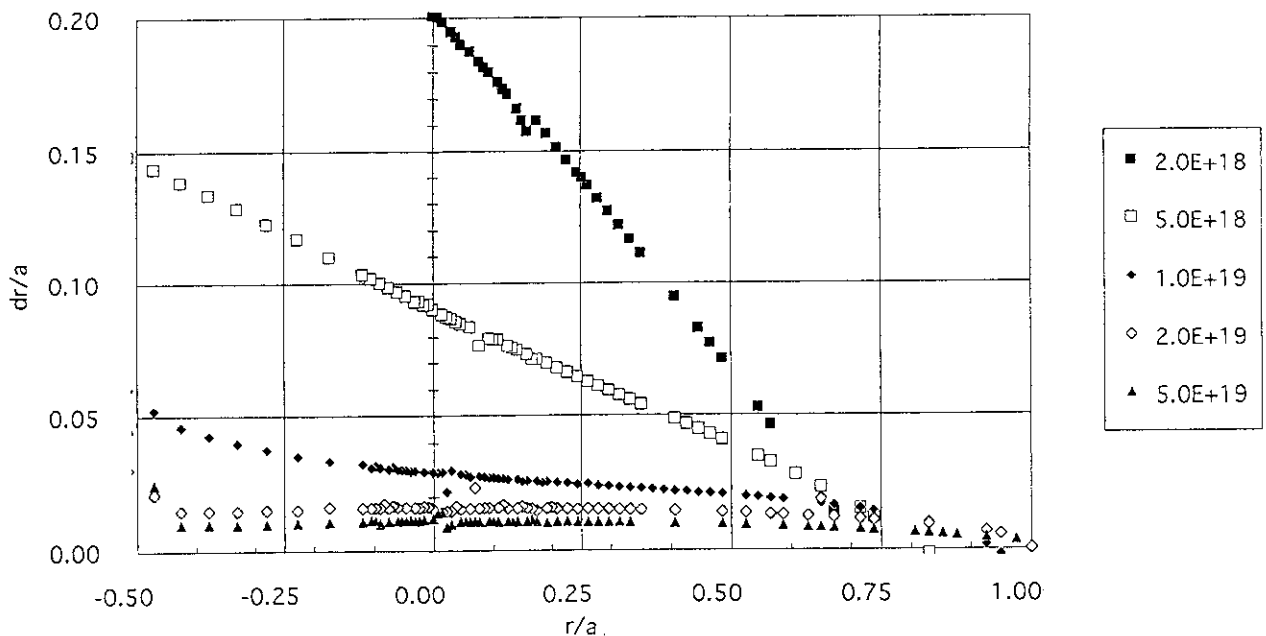


図5.2.3 : $B_t = 4\text{ T}$, $T_e(0) = 2\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.056 (中心), 0.020m (中心), 0.012m (180GHz) である :

(b) : 詳細図

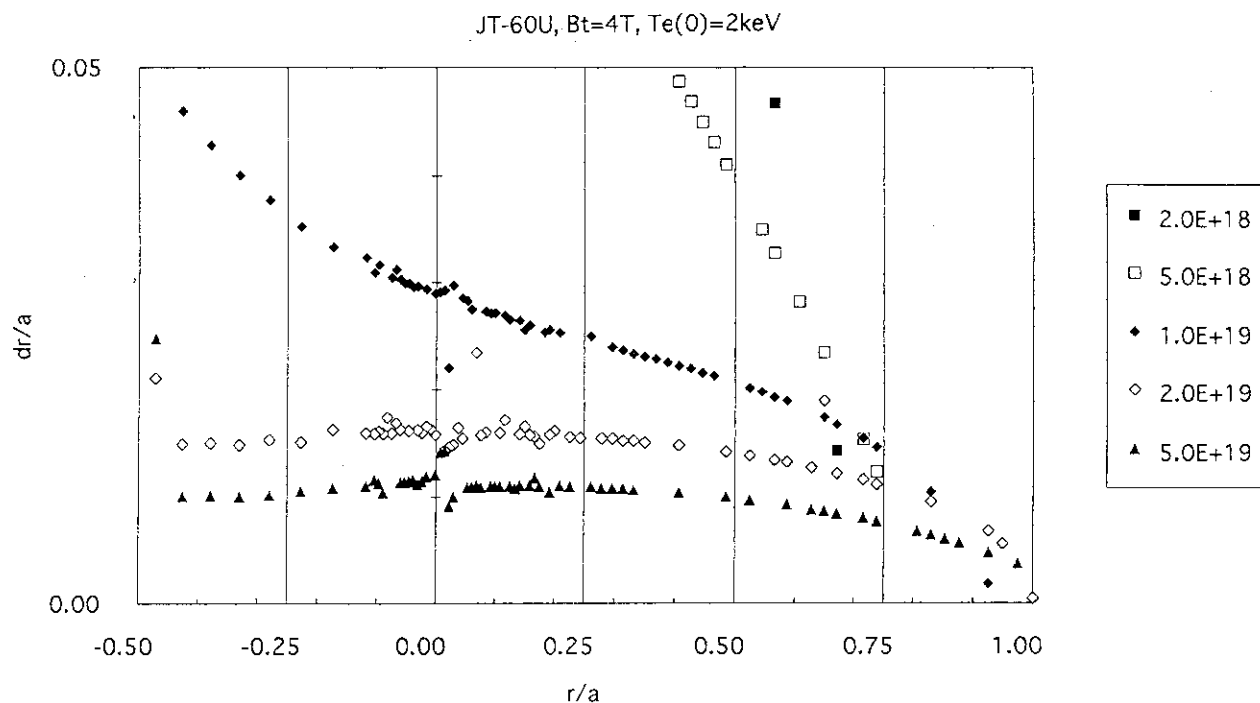


図5.2.3 : $B_t = 4T$, $T_e(0) = 2KeV$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。 dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.056 (中心), 0.020m (中心), 0.012m (180GHz) である :
(c) : 詳細図

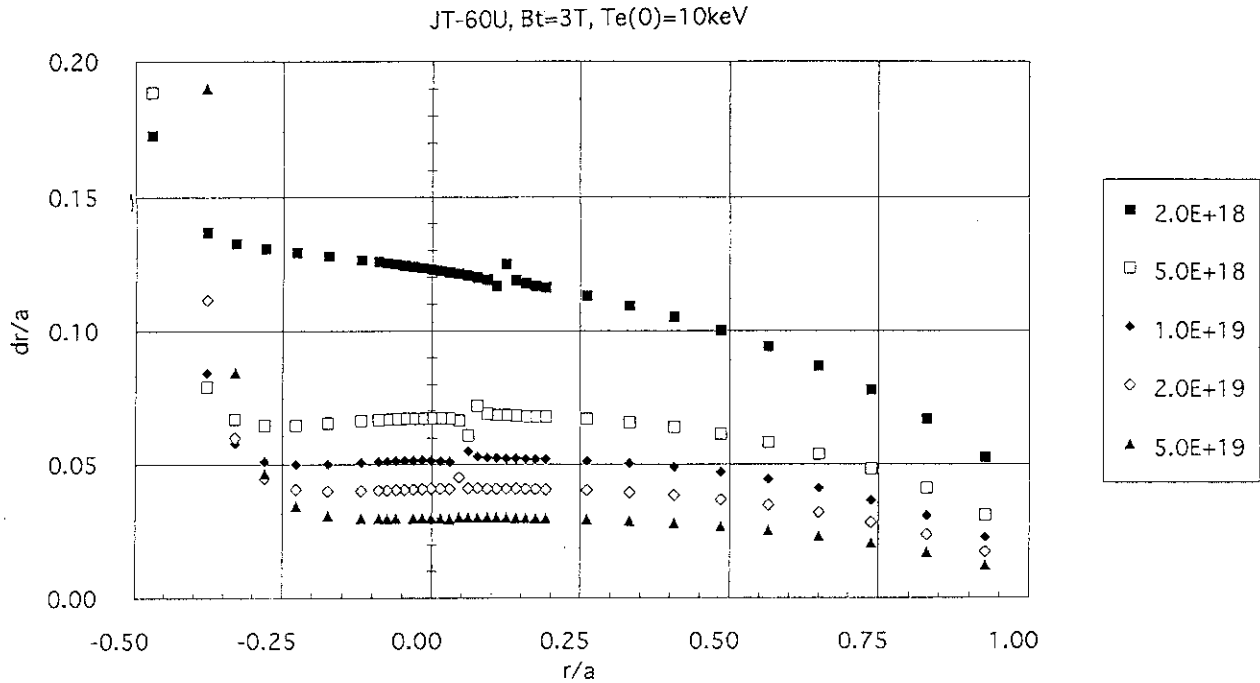


図5.2.4 : B_t = 3 T, T_e (O) = 10keV, n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 × 10¹⁹ m⁻³ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.074 (中心), 0.026m (中心), 0.0087 (180GHz) である。 : (a) 全体図

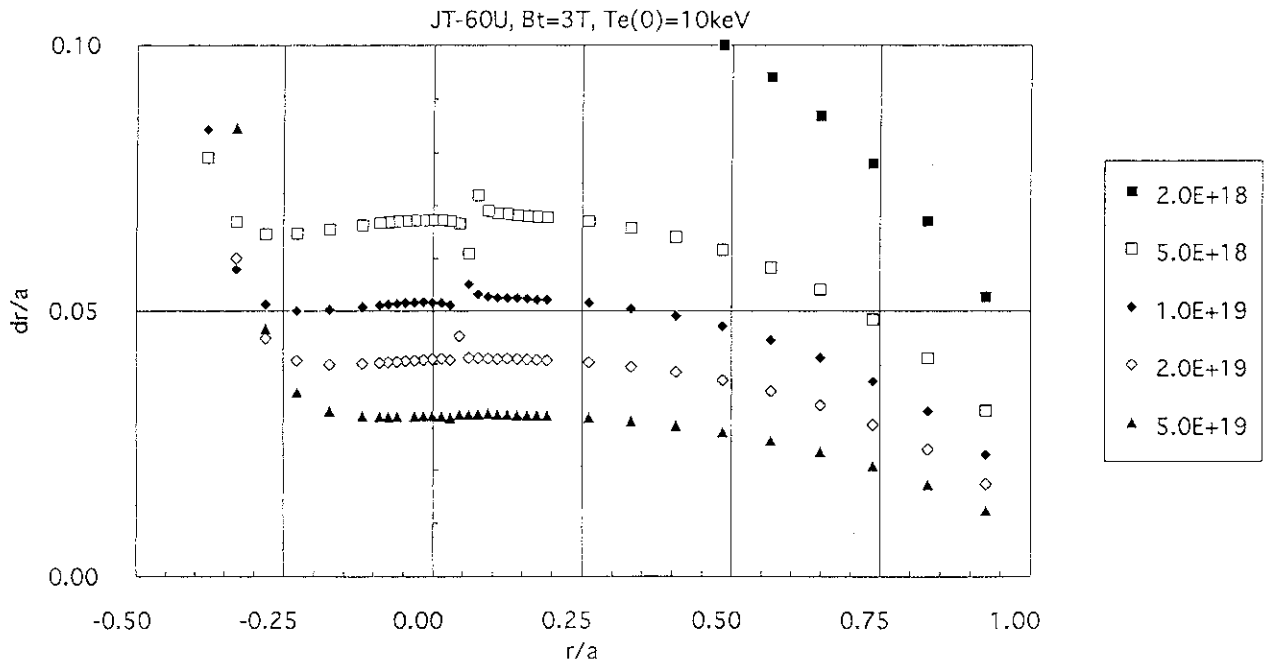


図5.2.4 : B_t = 3 T, T_e (O) = 10keV, n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 × 10¹⁹ m⁻³ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.074 (中心), 0.026m (中心), 0.0087 (180GHz) である。 : (b) : 詳細図

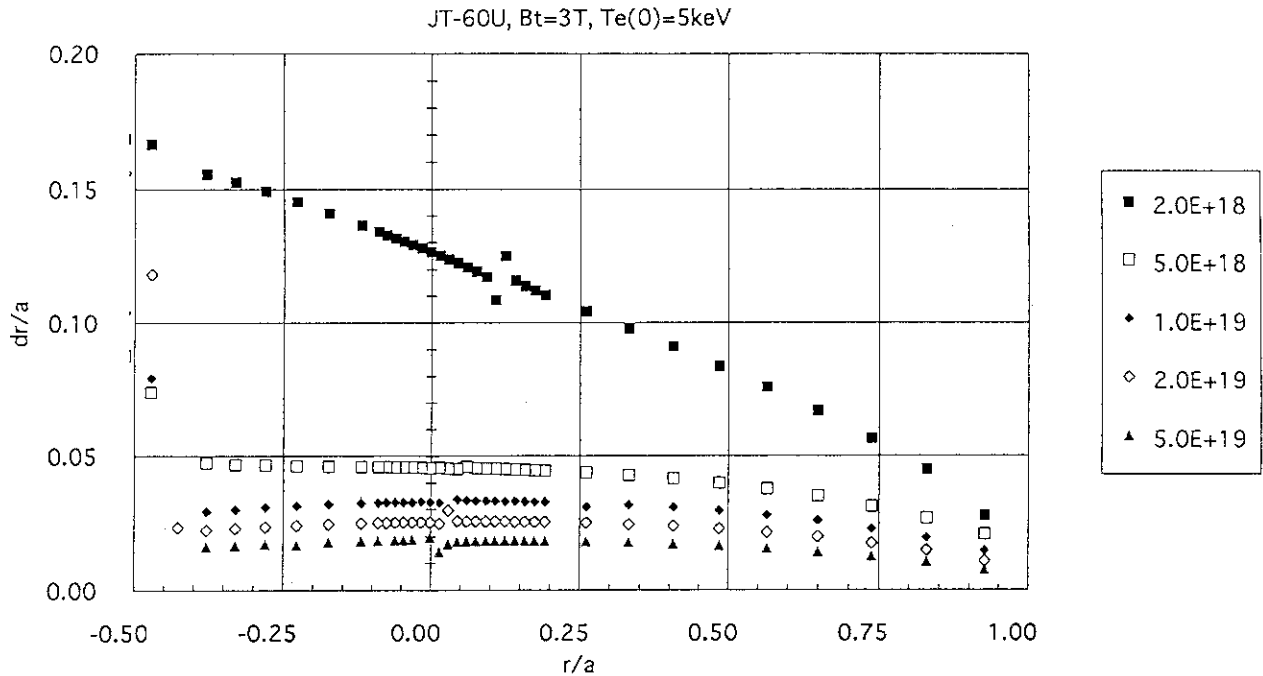


図5.2.5 : $B_t = 3 \text{ T}$, $T_e(0) = 5 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.074 (中心), 0.026 (中心), 0.0087 (180GHz) である。:

(a) 全体図

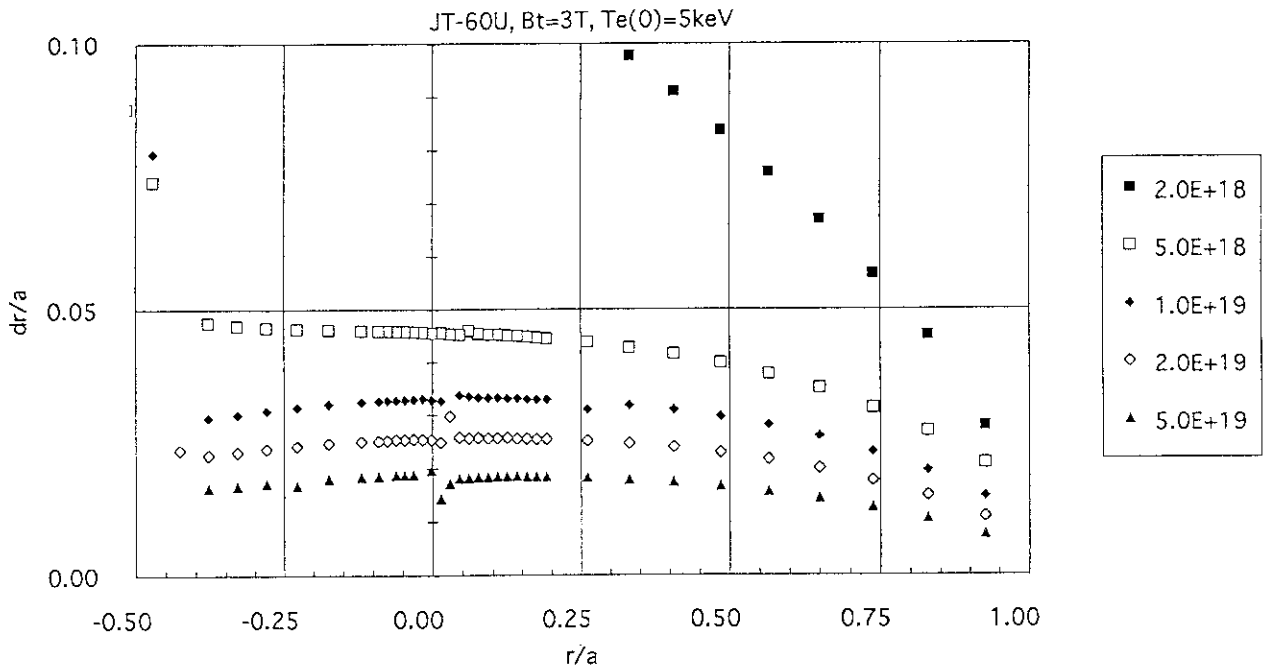


図5.2.5 : $B_t = 3 \text{ T}$, $T_e(0) = 5 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.074 (中心), 0.026 (中心), 0.0087 (180GHz) である。:

(b) 詳細図

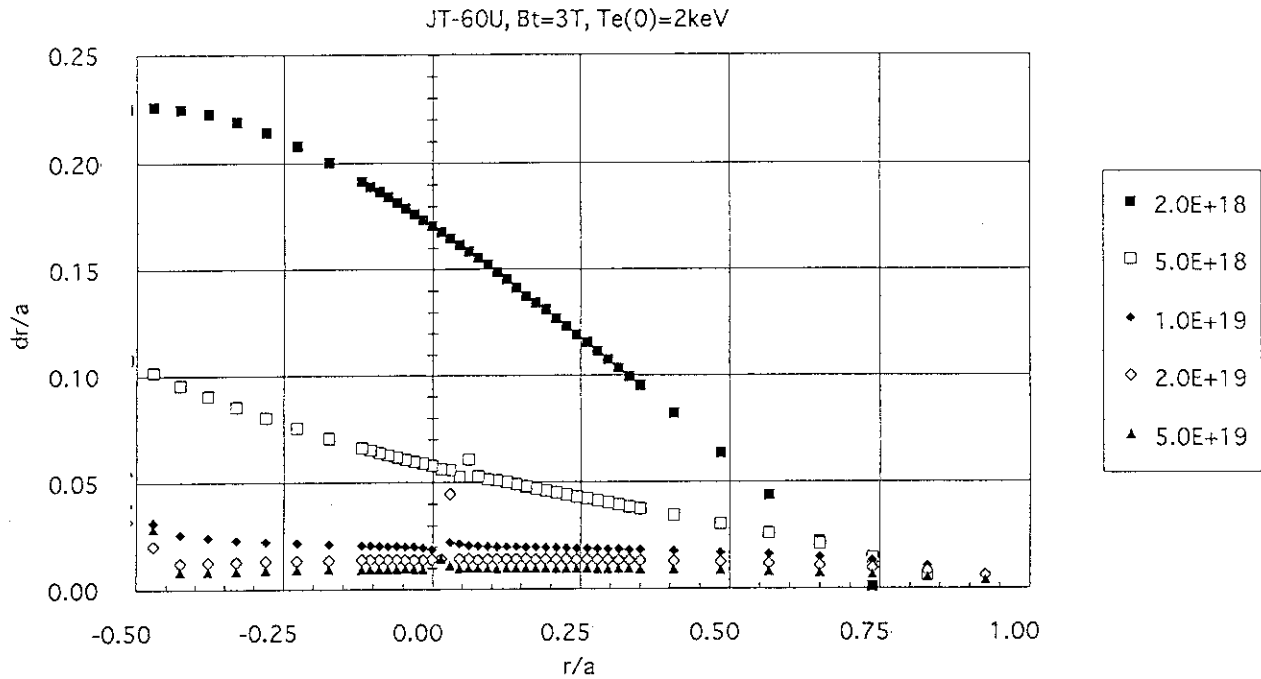


図5.2.6 : $B_t = 3 \text{ T}$, $T_e(0) = 2 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.074 (中心), 0.026 (中心), 0.0087 (180GHz) である。:

(a) 全体図

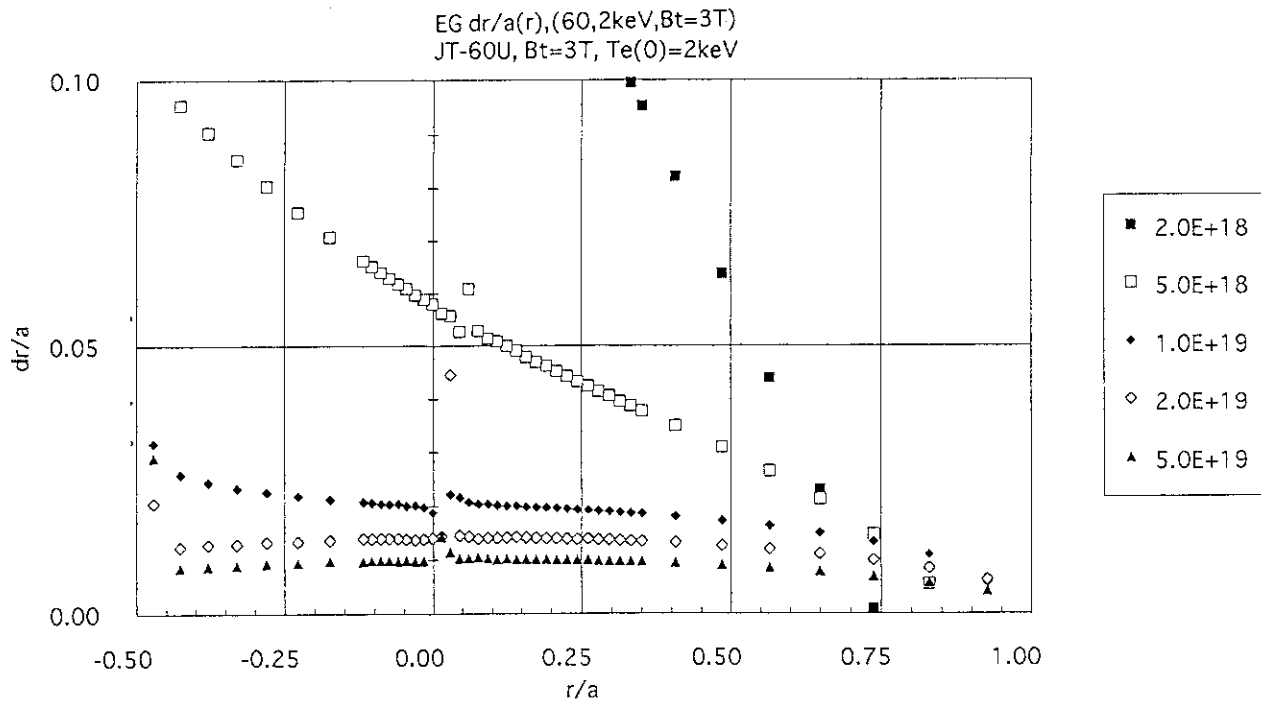


図5.2.6 : $B_t = 3 \text{ T}$, $T_e(0) = 2 \text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインラジオメーターシステムの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.074 (中心), 0.026 (中心), 0.0087 (180GHz) である。:

(b) 詳細図

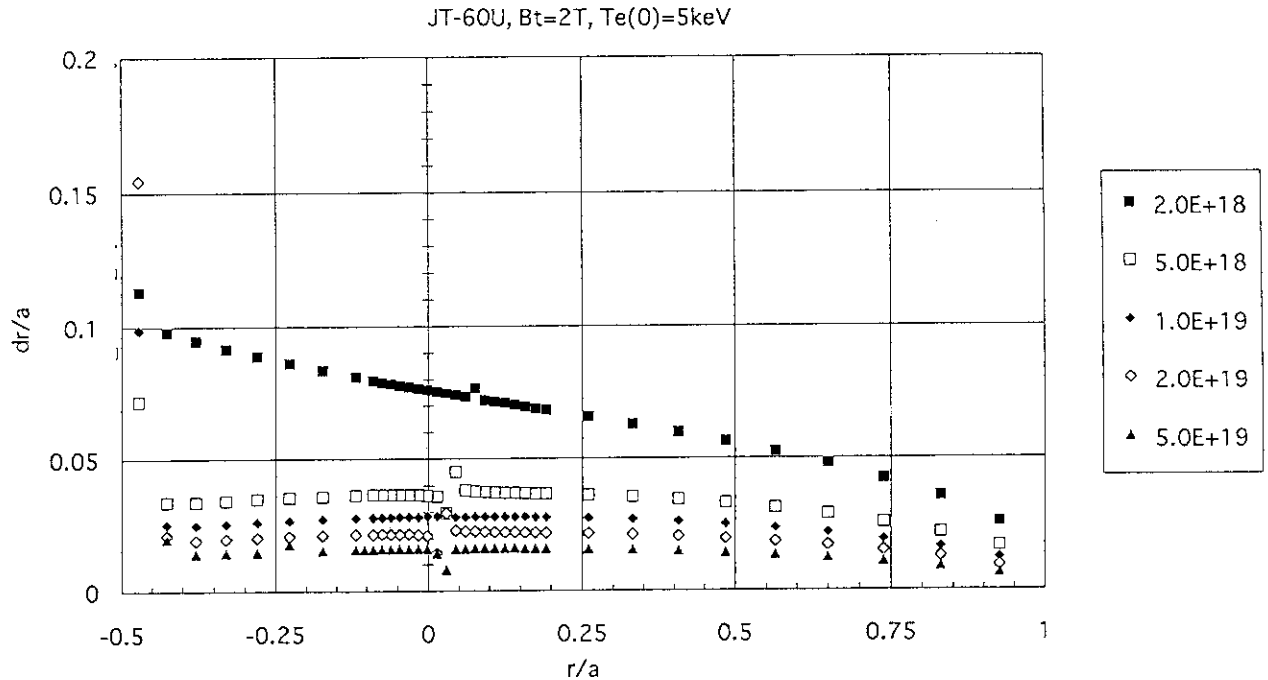


図5.2.7 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 5\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。 dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム, 回折格子分光器システム, ヘテロダインの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は, 0.111 (中心), 0.040 (中心) である。ラジオメーターシステムは180GHzに対応する空間点がない。: (a) 全体図

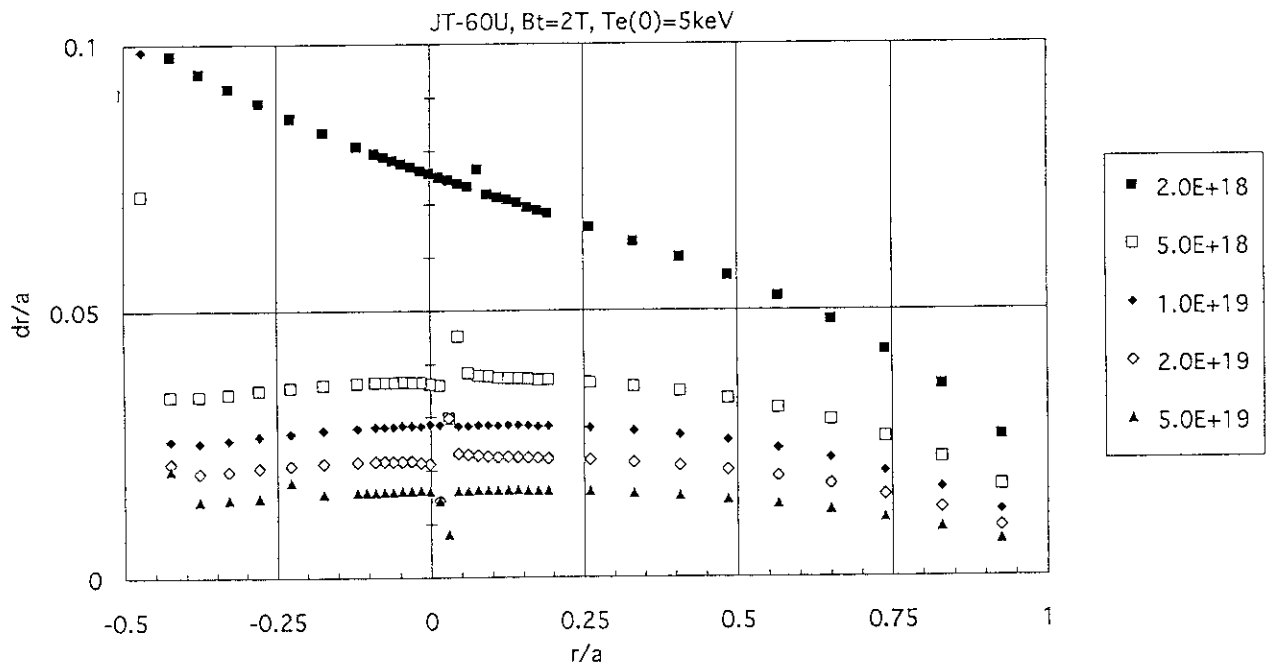


図5.2.7 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 5\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。 dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム, 回折格子分光器システム, ヘテロダインの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は, 0.111 (中心), 0.040 (中心) である。ラジオメーターシステムは180GHzに対応する空間点がない。: (b) 詳細図

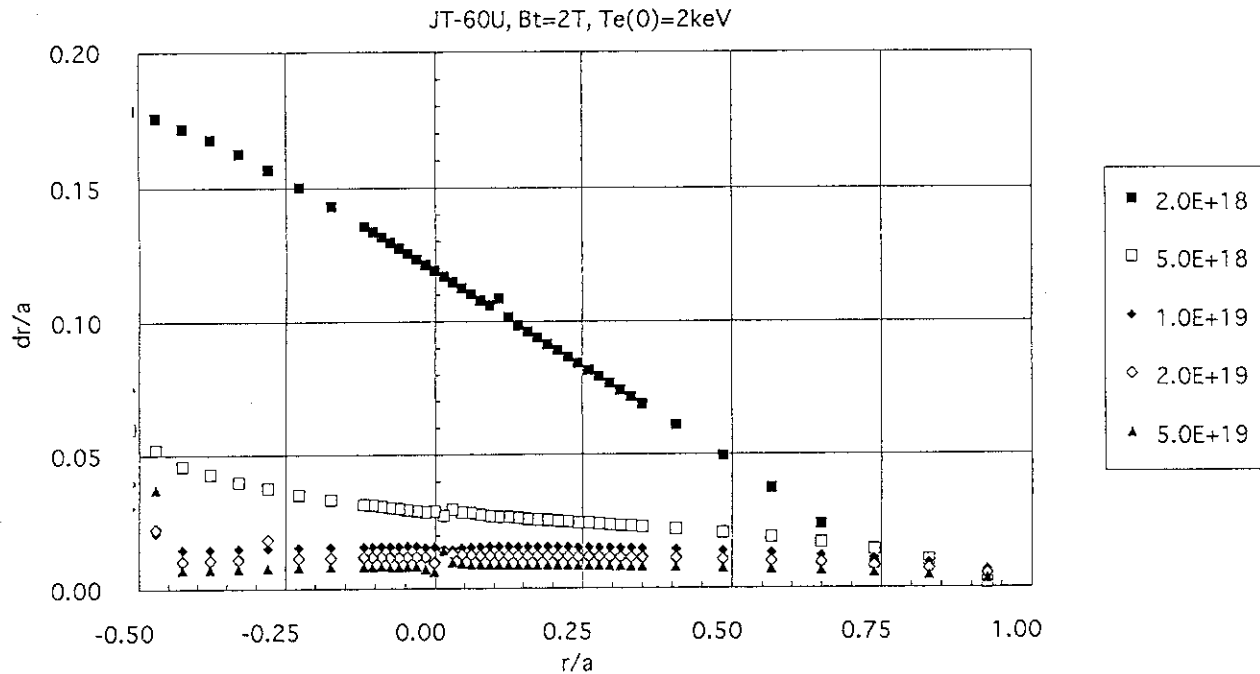


図5.2.8 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 2\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。 dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.111(中心), 0.040(中心)である。ラジオメーターシステムは180GHzに対応する空間点がない。: (a) 全体図

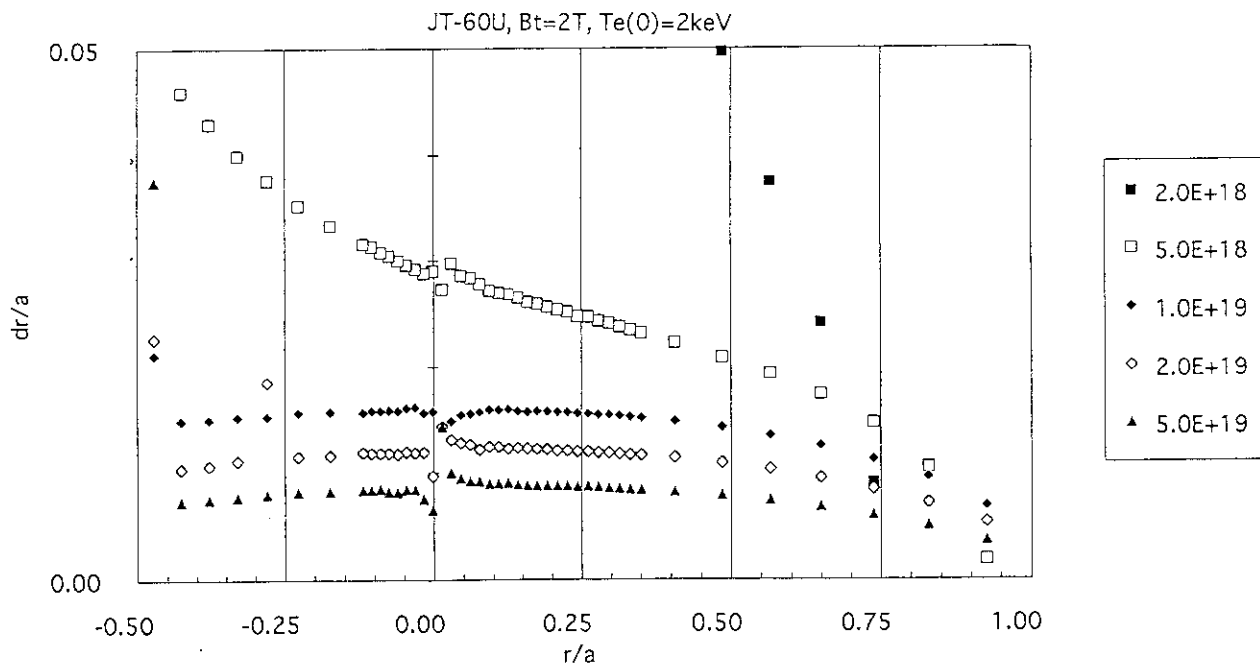


図5.2.8 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 2\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。 dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.111(中心), 0.040(中心)である。ラジオメーターシステムは180GHzに対応する空間点がない。: (b) 詳細図

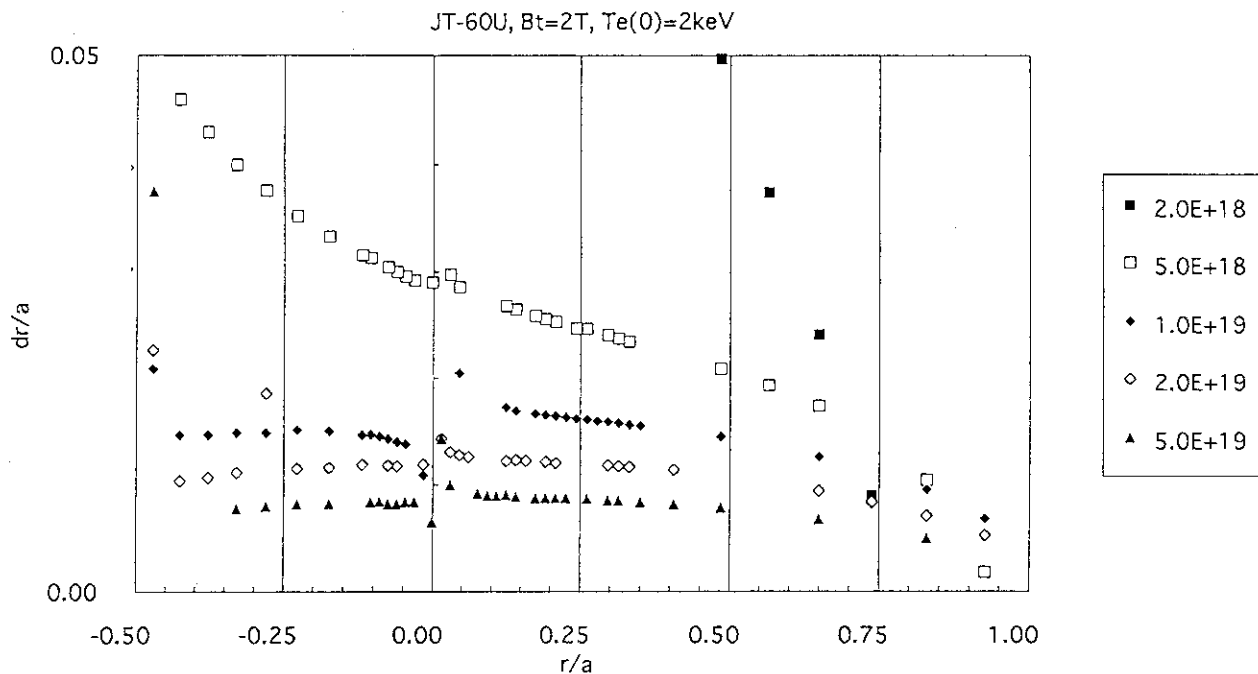


図5.2.8 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 2\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.111 (中心), 0.040 (中心) である。ラジオメーターシステムは180GHzに対応する空間点がない。: (c) 詳細図

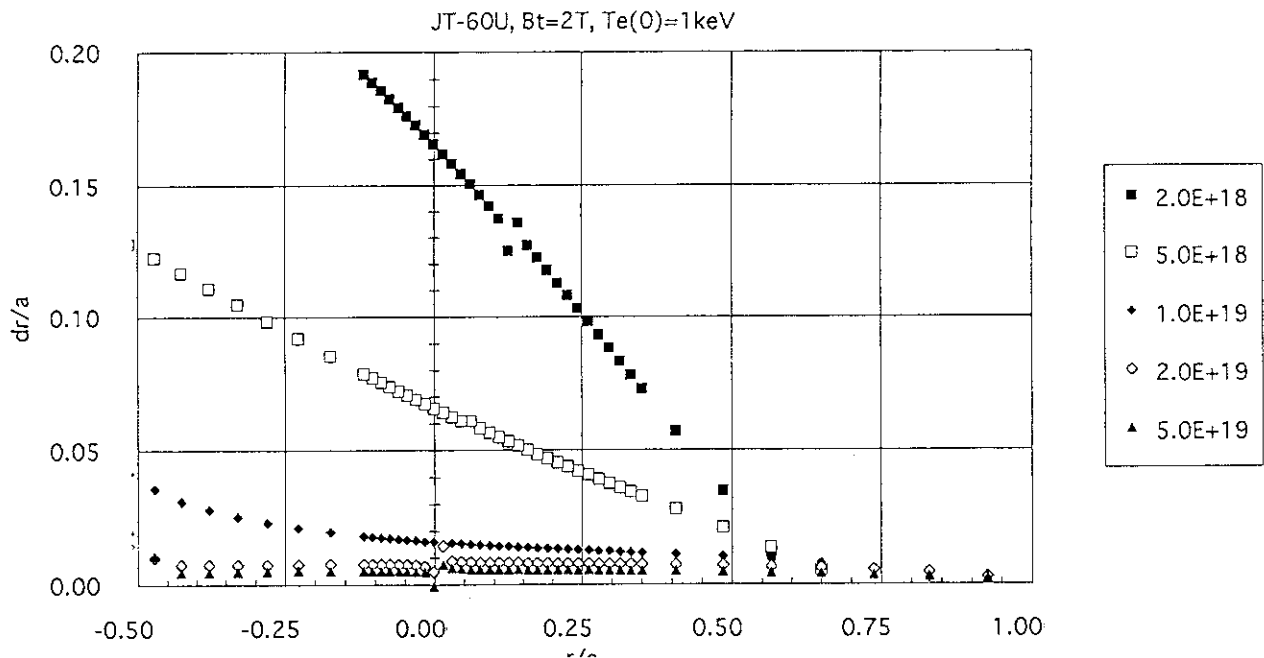


図5.2.9 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 1\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.111 (中心), 0.040 (中心) である。ラジオメーターシステムは180GHzに対応する空間点がない。: (a) 全体図

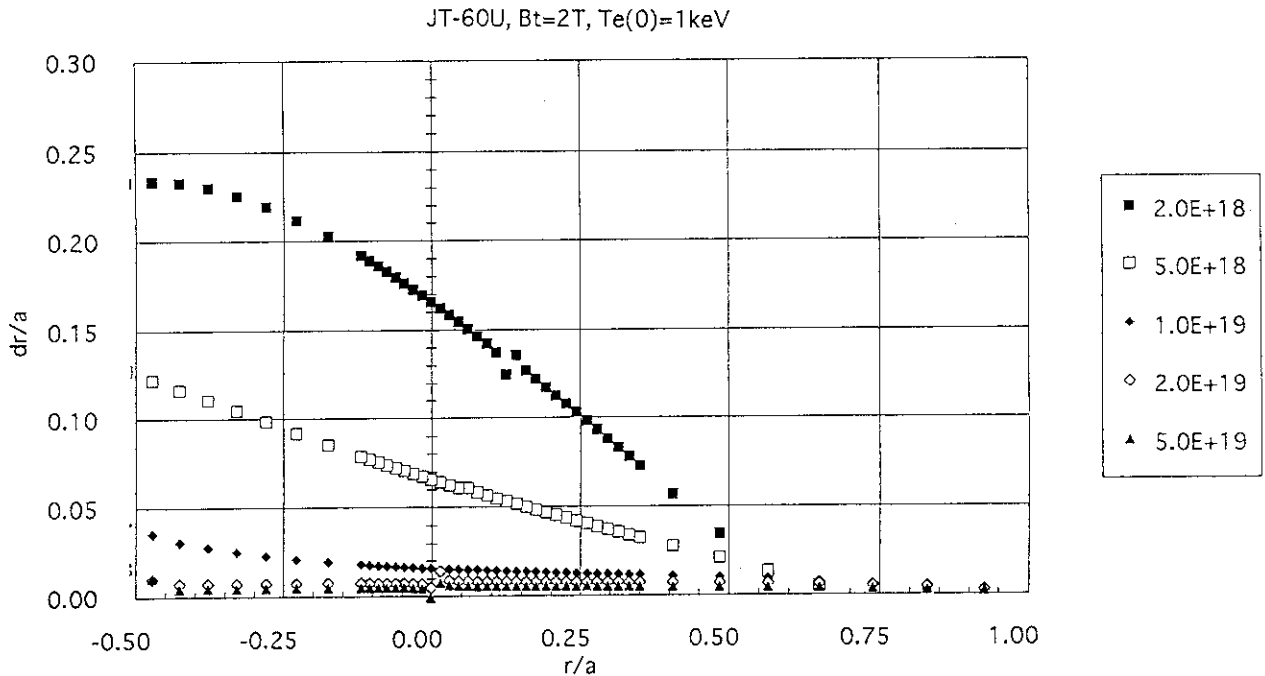


図5.2.9 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 1\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.111 (中心), 0.040 (中心) である。ラジオメーターシステムは180GHzに対応する空間点がない。: (b) 詳細図

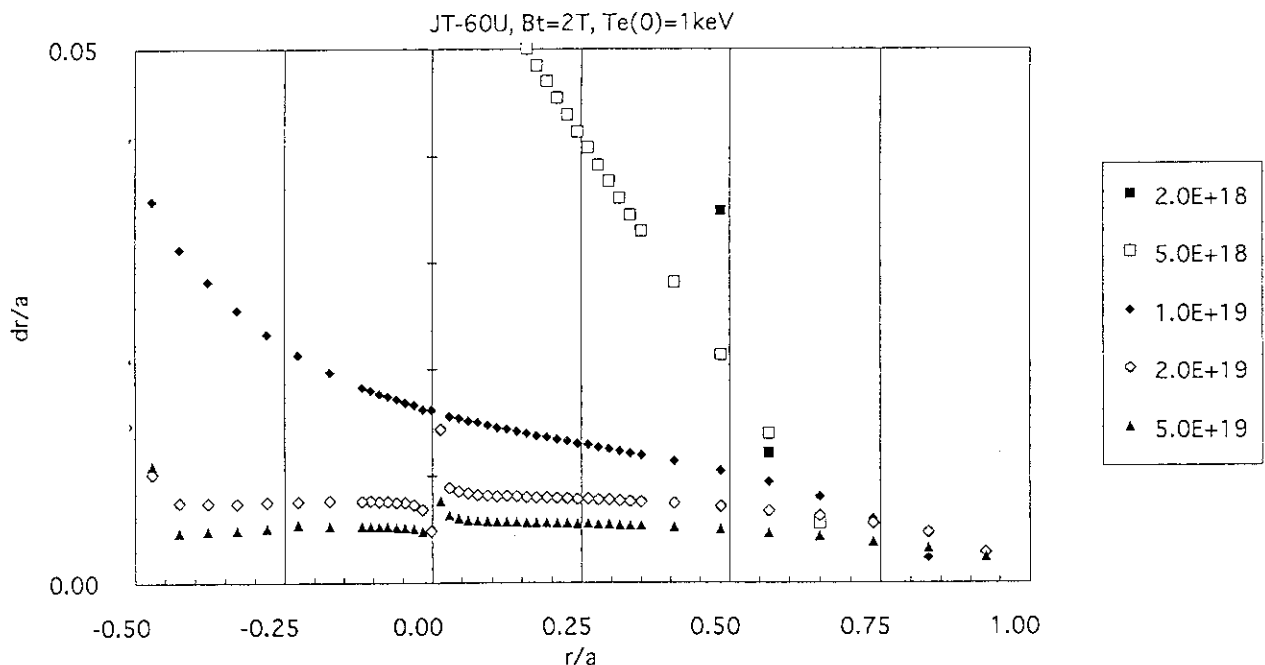


図5.2.9 : $B_t = 2\text{ T}$, $T_e(0) = 1\text{ KeV}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合において、ピーク値を規格化した電子温度分布の半径方向のずれの半径依存性。dr/a : 小半径で規格化された半径方向のずれ。フーリエ分光器システム、回折格子分光器システム、ヘテロダインの周波数分解能に対応する小半径で規格化された空間分解能は、0.111 (中心), 0.040 (中心) である。ラジオメーターシステムは180GHzに対応する空間点がない。: (c) 詳細図

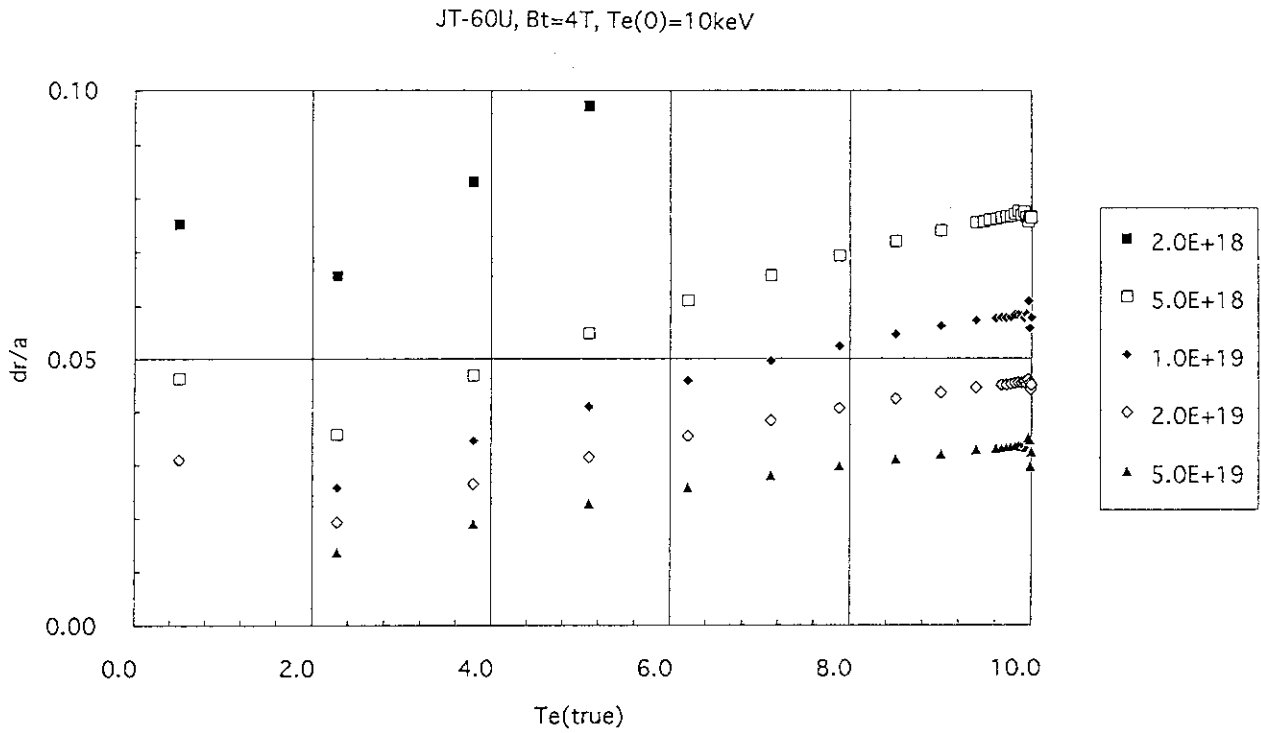


図 6.1 : B_t = 4 T, n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 × 10¹⁹ m⁻³ の場合のピークを含めた位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。 : (a) T_e(0) = 10 KeV

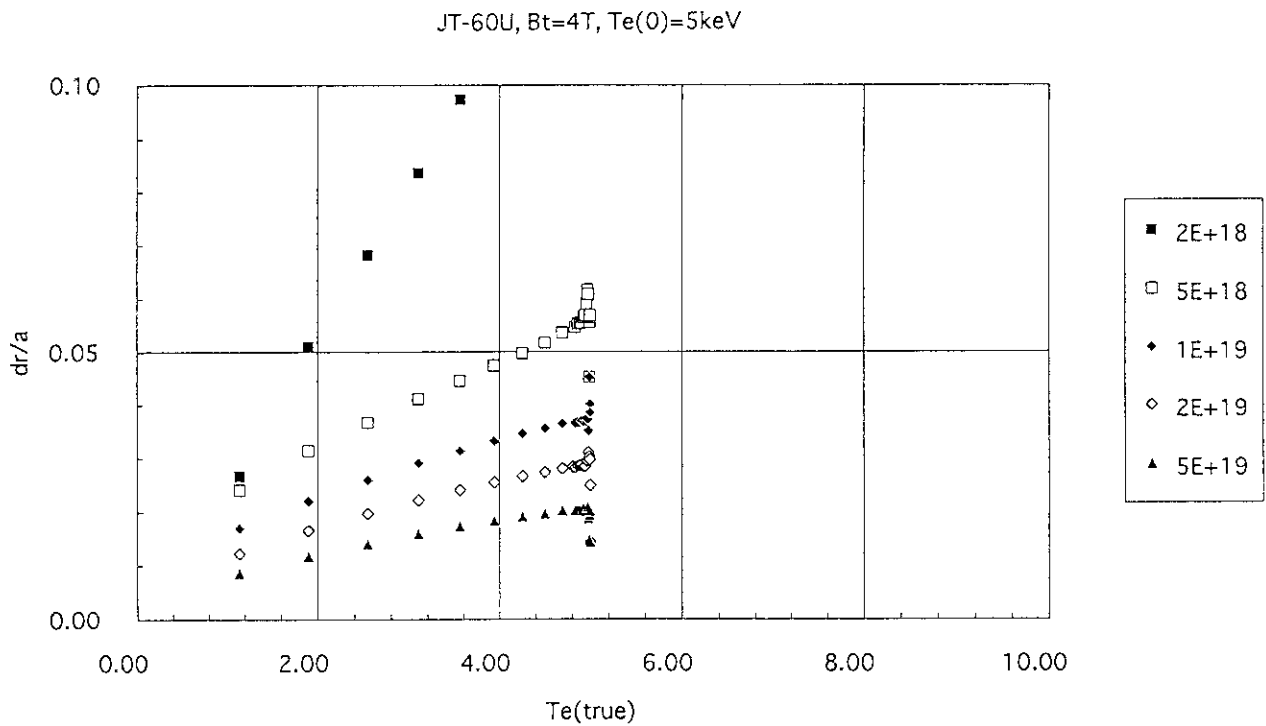


図 6.1 : B_t = 4 T, n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 × 10¹⁹ m⁻³ の場合のピークを含めた位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。 : (b) T_e(0) = 5 KeV

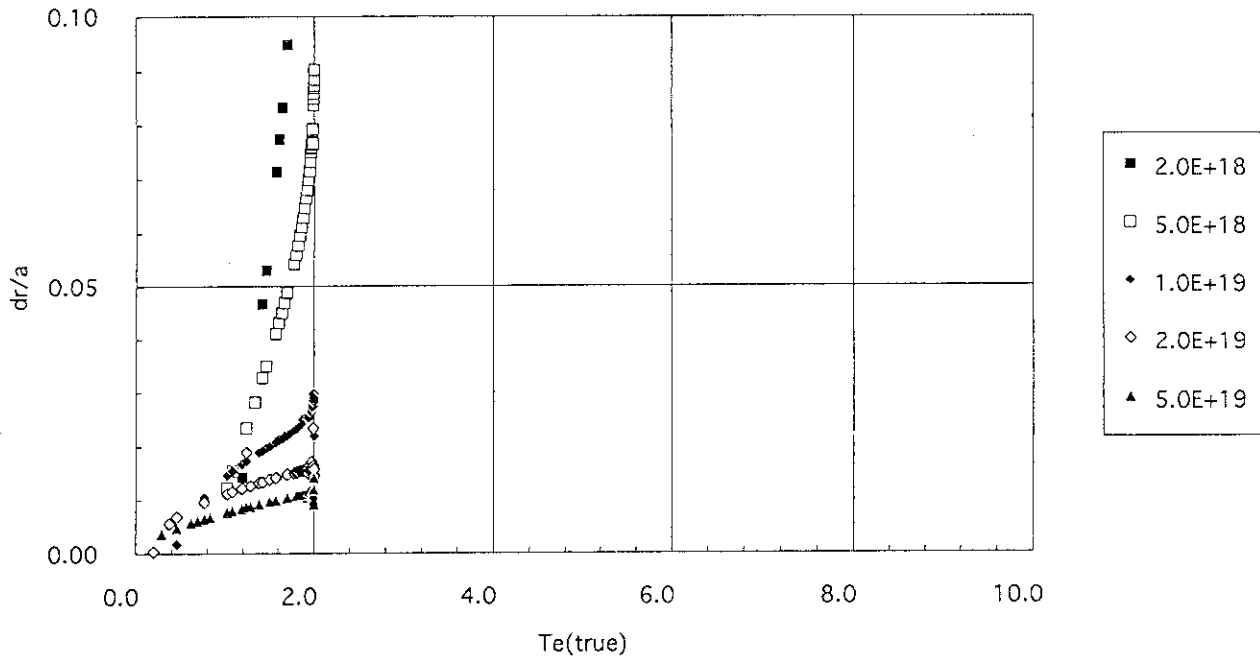
JT-60U, $B_t=4T$, $T_e(0)=2keV$ 

図6.1 : $B_t = 4 T$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合のピークを含めた位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。: (c) $T_e(0) = 2 KeV$

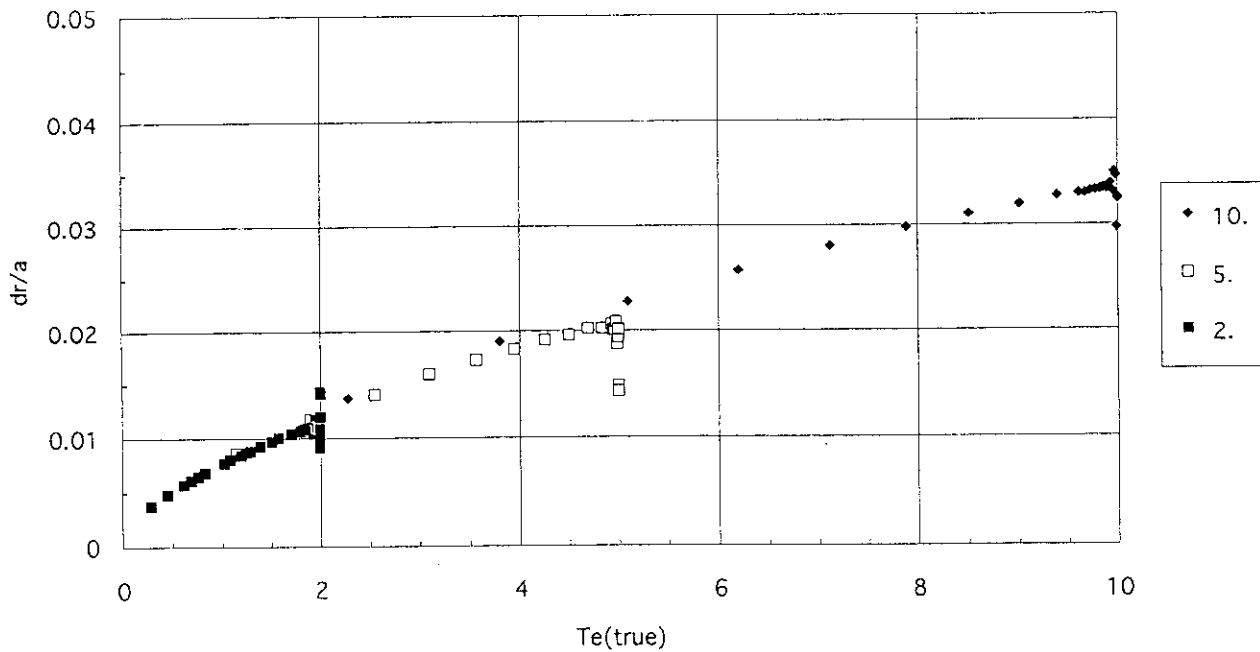
JT-60U, $B_t=4T$, $T_e(0)=2\sim 10keV$, $n_e=5E19$ 

図6.2 : $B_t = 4 T$, $n_e = 5 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合のピークを含めた位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。 $T_e(0) = 10 KeV$ (◆), $5 KeV$ (□), $2 KeV$ (■)

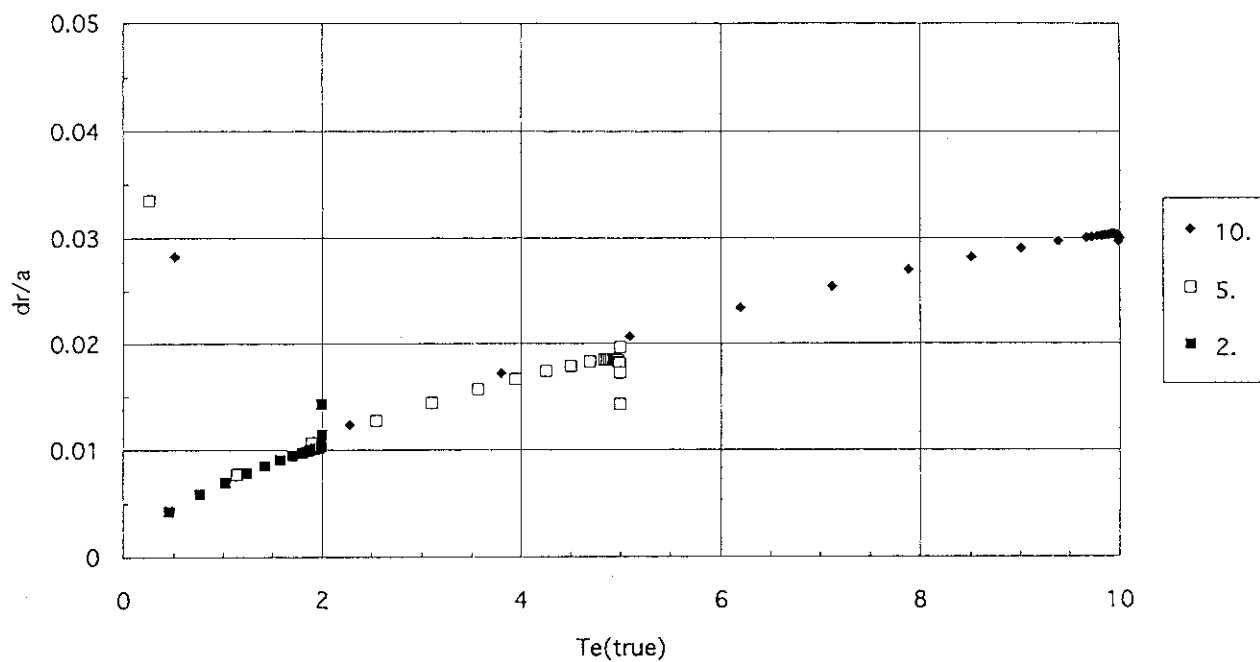
JT-60U, $B_t=3T$, $T_e(0)=2\sim 10\text{keV}$, $n_e=5E19$ 

図 6.3 : $B_t = 3\text{ T}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合のピークを含めた位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。 $T_e(0) = 10\text{KeV}$ (◆), 5 KeV (□), 2 KeV (■)

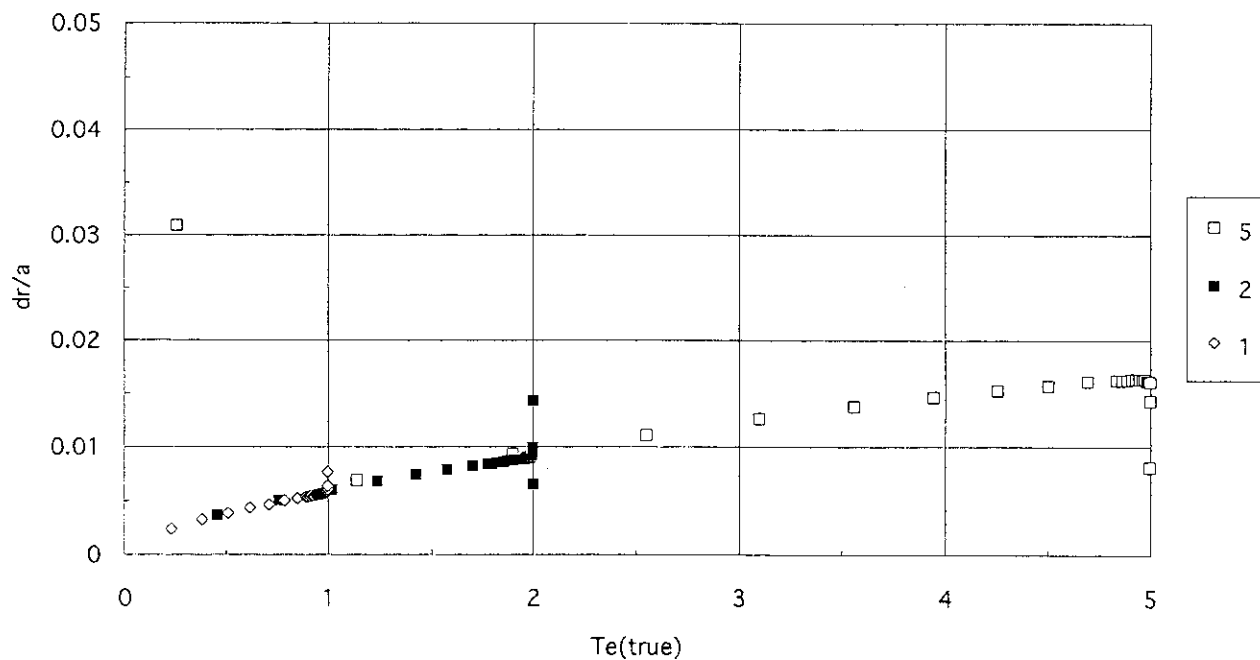
JT-60U, $B_t=2T$, $T_e(0)=2\sim 10\text{keV}$, $n_e=5E19$ 

図 6.4 : $B_t = 2\text{ T}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合のピークを含めた位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。 $T_e(0) = 5\text{ KeV}$ (□), 2 KeV (■), 1 KeV (△)

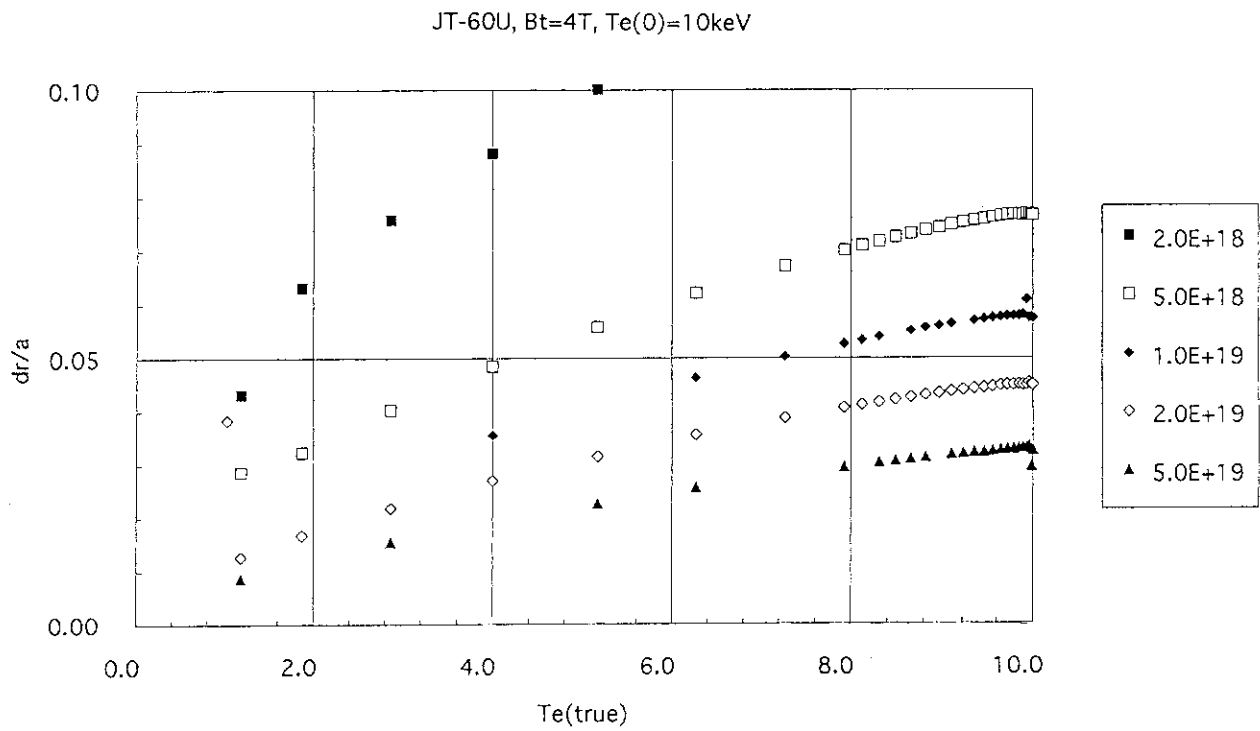


図6.5 : 電子温度分布が放射線分布の二乗分布で, $B_t = 4\text{ T}$, $n_e = 0.2, 0.5, 1, 2, 5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ の場合のピークを含めた位置での電子温度分布の半径方向のずれの電子温度依存性。 $T_e(0) = 10\text{KeV}$