

# 論文内容の要旨

## 論文題目

A Study of Charge Dependence of Particle Transport using Impurity Pellet Injection and High-Spatial Resolution Bremsstrahlung Measurement on the Large Helical Device  
大型ヘリカル装置(LHD)における不純物ペレット入射と  
高空間分解能制動放射計測を利用した粒子輸送の電荷依存性に関する研究

氏名 野里 英明

### I. 研究背景・目的

プラズマ中には燃料イオン(水素同位体)の他に不純物イオンが混在し、不純物線スペクトル放射および制動放射による放射損失や燃料イオン密度の希薄化を起こす。トロイダル(ドーナツ状)プラズマにおける粒子輸送論(新古典理論)では、粒子間の衝突周波数によって粒子拡散のステップ幅が異なり、拡散係数は衝突周波数に依存する。高温プラズマ中の不純物粒子は衝突周波数が高いため、トロイダル方向に十分周回できないので、流体的な取り扱いができる。拡散のステップ幅はサイクロトロン運動の半径(Larmor radius)で与えられ、衝突周波数の増加に伴い線形的に増大する。また、不純物粒子と燃料粒子との相互作用(摩擦)により、不純物イオン温度勾配、燃料イオン密度勾配および不純物イオンの価数に依存して、プラズマ中で対流を起こし、密度勾配は内向きの対流速度(inward velocity)を生じ、温度勾配は外向きの速度(outward velocity)に寄与するとされている。トカマク及びヘリカル型磁場閉じ込め装置において、粒子輸送係数(拡散係数及び対流速度)の測定及びその評価方法は多岐にわたって試みられたが、拡散係数と対流速度の空間分布および原子番号(Z)依存性について報告された例は少ない。現在、実験炉としてトカマク型のITERが建設されようとしており、ヘリカルプラズマを含めたトロイダルプラズマの粒子輸送機構を解明する意義は大きい。本学位論文の目的は、ヘリカルプラズマにおける粒子輸送を理解するために不純物ペレット入射後の制動放射を高時間・空間分解能で計測することで、粒子輸送係数の空間分布およびその原子番号依存性を理解することである。

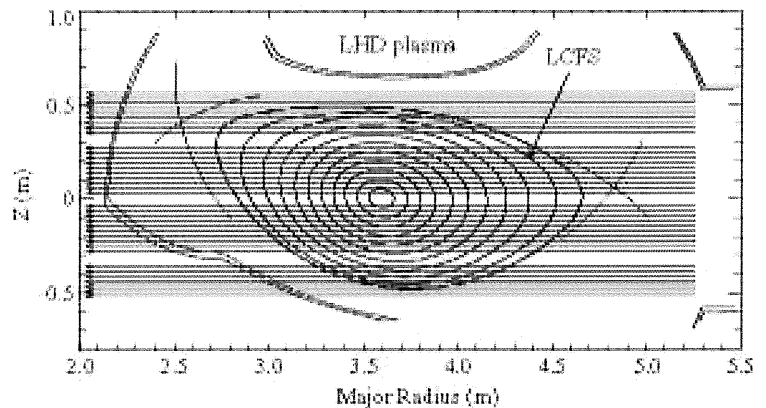


図1: 磁気軸 3.6m,  $\beta=0.22\%$ のLHDプラズマ横断面図と高空間分解能制動放射計測視線

### II. 実験方法

文部科学省核融合科学研究所の大型ヘリカル

装置(LHD)で生成されたヘリカルプラズマに対して本研究は行われた。プラズマ中に不純物粒子を供給するため、不純物ペレット入射装置をLHDに設置し、遠隔操作により選択的に不純物ペレットを入射できるようにした。制動放射計測器は一つのポロイダル断面あたり40チャンネル(図1)で2断面同時計測による合計80チャンネルの計測視線を持ち、強い線スペクトル放射のない可視領域を干渉フィルター( $\lambda=536.6\text{nm}$ , FWHM=6.2nm)と光電子増倍管を組み合わせ、0.1msの時間サンプリングで測定している。しかし、その信号には中性粒子および低電離イオンの線スペクトル放射が含まれるので、可視分光器で測定(時間分解能 $\sim 200\text{ms}$ )した可視スペクトル(図2)からその寄与を取り除いた。制動放射は、プラズマ中の自由電子が自由-自由遷移する際に放出する電磁波で、そのスペクトルは連続的である。単位波長あたりの放射強度( $\Delta P_{\text{Brems}}/\Delta\lambda$ )は波長の二乗に反比例するので、線スペクトル放射がほとんどない $\lambda=531\sim 532\text{nm}$ の領域で近似曲線を決定し、その割合を評価した。ここで、添え字  $j, q$  は粒子種とその価数を表し、 $g_{ff}$  はガウント因子と呼ばれる定数で、 $n_e, T_e, \lambda, n_{j,q}$  の単位はそれぞれ  $\text{m}^{-3}, \text{eV}, \text{nm}, \text{m}^{-3}$  である。

LHD プラズマにおける粒子輸送の原子番号依存性を調べるために、炭素、アルミニウムおよびチタンペレットをNBI(Neutral Beam Injection:  $P_{\text{NBI}}=7.0\text{MW}$ )により加熱された定常プラズマに入射した。炭素(図3(a))およびチタン(図3(b))ペレットが入射された時間は、 $t=1.531, 1.554\text{s}$  で、入射された原子数はそれぞれ  $5.72 \times 10^{19}, 6.66 \times 10^{18}$  であった。炭素ペレットの場合、線平均密度および  $Z_{\text{eff}}$ (プラズマの平均イオン価数)の時間変化から入射された瞬間に中性粒子から完全電離するが、チタンはある程度の多価イオンまで電離するのに100ms程度の時間を要したと考えられ、その後電子密度の減少に伴って  $Z_{\text{eff}}$  が上昇していく。図4は、炭素ペレットを異なる線平均電子密度のプラズマに対して入射した後の制動放射強度の減衰時間を表したもので、高密度放電ほど減衰時間が長くなり、粒子閉じ込めが良くなる。これらの放電では、入射された全ての炭素ペレットは規格化小半径  $\rho(a/r)=0.65$  付近で溶融が最大となり、プラズマに対するペレット進入長依存性はない。この結果から、プラズマ中の輸送係数が電子密度に依存することが示唆される。

### III. 実験解析・結果

上記の依存性を調べるために、不純物粒子

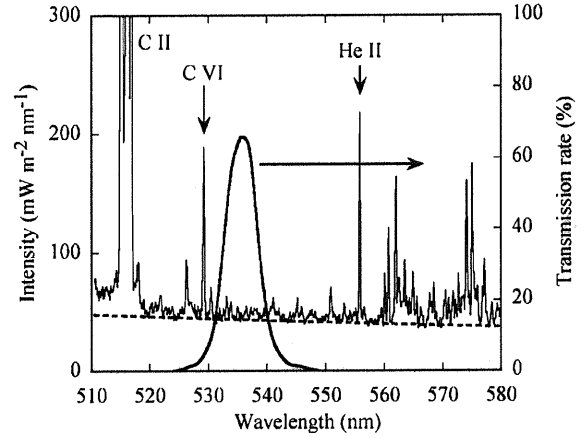


図2：水素プラズマから放射された可視スペクトル(実線)と制動放射強度の近似曲線(破線)

$$\frac{\Delta P_{\text{brems}}}{\Delta\lambda} = \frac{1.89 \times 10^{-33} n_e g_{ff} \sum_{j,q} n_{j,q} q_j^2}{T_e^{1/2} \lambda^2} \exp\left(-\frac{1240}{T_e \lambda}\right) \quad (\text{W m}^{-3} \text{nm}^{-1})$$

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_{j,q} n_{j,q} q_j^2}{\sum_{j,q} n_{j,q} q_j} = \frac{\sum_{j,q} n_{j,q} q_j^2}{n_e}$$

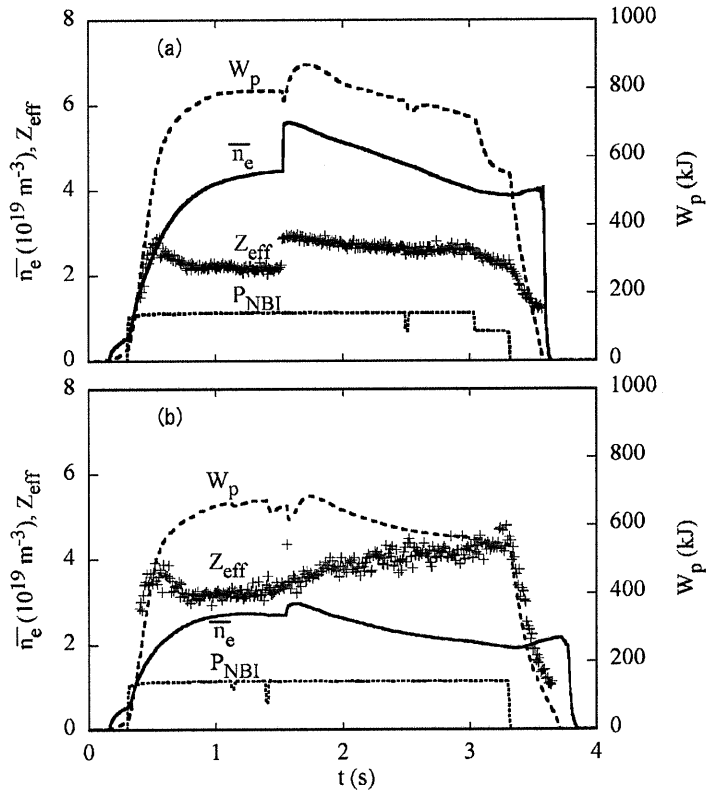


図3：炭素(a)及びチタン(b)ペレットを入射した放電におけるプラズマ蓄積エネルギー( $W_p$ )とNBIパワー( $P_{\text{NBI}}$ )、線平均電子密度( $\bar{n}_e$ )、線平均  $Z_{\text{eff}}$  の時間発展

の輸送係数を評価した。入射したペレット粒子の輸送を制動放射強度の過渡的変化から評価するために、不純物粒子の1次元輸送コードを用いた。解析時間内では、拡散係数と対流速度は一定であると仮定し、増加した電子密度は入射した不純物ペレットの電離によって供給され、不純物イオンの輸送に応じて変化するものとする。粒子輸送係数は、拡散/対流モデルで評価され、径方向の粒束は次式で表される。

$$\Gamma_q = -D_q(r) \frac{\partial n_q}{\partial r} + V_q(r) n_q$$

ここで、 $D_q(r)$ は  $r$  での拡散係数を表し、 $V_q(r)$ は対流速度を表す。今までの粒子輸送研究では、拡散係数は空間的に一様で、対流速度は半径に比例して増加するモデルで説明されてきたが、それは電子密度分布が尖端化している場合であった。LHD プラズマの典型的な電子密度分布は  $\rho < 0.6$  では平坦で、それより外側で勾配を持つので、プラズマ中心部では対流速度がないことが考えられる。 $V(r) = V(a) \times r/a$  の対流速度モデルでは実験結果を説明できなかったため、図5に表されるように、 $\rho^*$ より内側では  $V = 0 \text{ m/s}$  であるというモデルを採用した。 $D, V(a), \rho^*, R$  (リサイクリング係数) を決定するために、各チャンネルで測定した制動放射の絶対値と計算値との残差が最小になるように最適解を求めた。解析は、炭素ペレットを入射した電子密度  $\bar{n}_e = 4.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の放電に対して行った。図6, 7に示すように、 $\rho^* = 0.6, D = 0.2 \text{ m}^2/\text{s}, V(a) = -1.5 \text{ m/s}, R = 0.85$  で最適解が得られた。これは、LHD プラズマにおいて  $\rho < 0.6$  では対流速度がなく、それより外側では内向き速度が存在することを示す。図7からわかるように測定値と計算値の一致も良く、新古典理論でも内向き対流速度は燃料イオン密度の勾配に比例することから LHD 密度分布と矛盾しない結果を得ることができた。

異なる密度勾配長や不純物の原子番号依存性を検証するために、炭素ペレット入射を行った他の放電やチタンやアルミニウムペレットについても同様の解析を行った。チタンやアルミニウムのような原子番号の大きい元素では、LHD プラズマの電子温度では完全電離されないため、拡散係数及び対流速度に価数依存性を考慮しないと実験結果を説明することができなかった。そこで衝突(Pfirsch-Schlüter)領域における新古典理論式を参考にして、価数の異なるイオンの拡散係数は一定として対流速度にのみ価数に線形的な価数依存性を持たせることにした。対流速度には  $\rho^*$  から外側に径方向だけでなく、価数にも線形的な依存性を与えた。ここで、 $V(a)$  はペレット粒子の最大価数における値を示す。一般的に粒子輸送計算では、チタン等の金属は通常リサイクリングしない粒子として扱われる。分光器で測定した Ti XII 線スペクトル放射(47.98nm)がペレット入射後の  $t = 1.62 \text{ s}$  以降に検出されないことから、真空容器壁から跳ね返ってくるチタン粒子束がないことを示している。図8に、チタンペレット入射後の制動放射測定値と  $R = 0$  を仮定した場合の計算値の時間変化を示す。各電離状態におけるチタンイオンの拡散係数は  $D = 0.15 \text{ m}^2/\text{s}$  で、対流速度は  $V(a) = -4.0 \text{ m/s}$  の時に良い一致を見せた。この結果から、

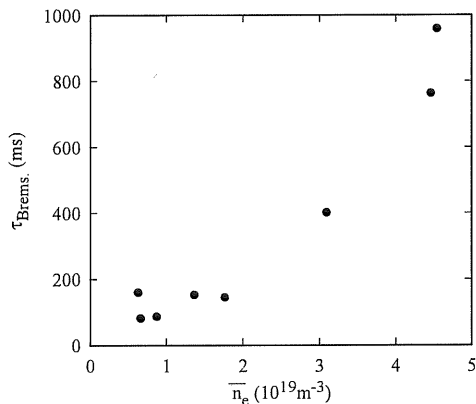


図4：炭素ペレット入射後の制動放射減衰時間の電子密度依存性

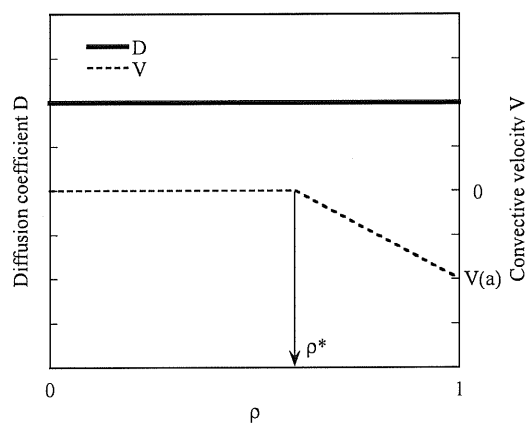


図5：拡散係数及び対流速度分布のモデル

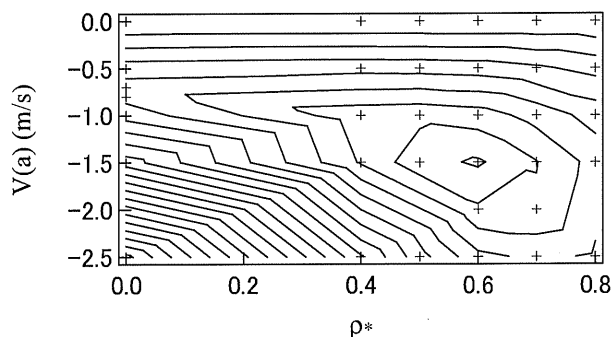


図6：制動放射計測値と計算値間の残差の  $V(a)$  と  $\rho^*$  に対する等高線マップ

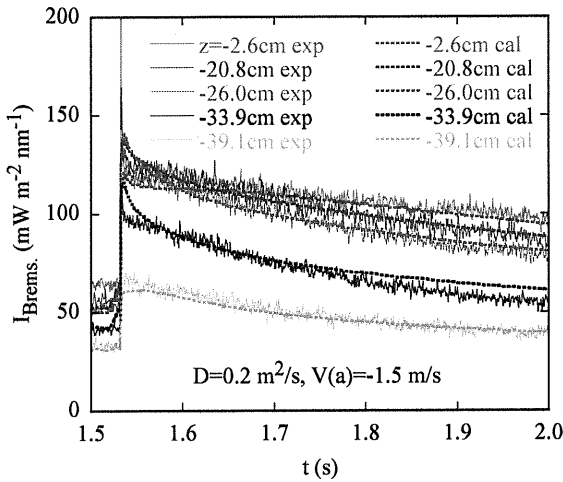


図 7：炭素ペレット入射後の制動放射計測値と計算値の比較

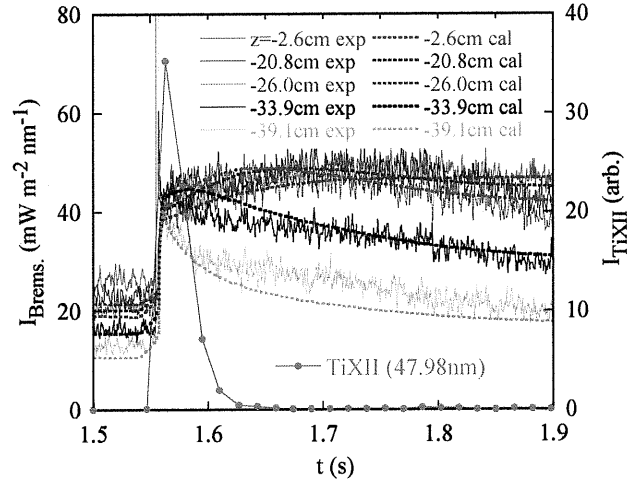


図 8：チタンペレット入射後の Ti XII 線スペクトル放射時間発展及び制動放射計測値と計算値の比較

プラズマ中ではチタンイオンの拡散係数は電離状態に依存せず、対流速度にのみ価数依存性が現れていることがわかった。アルミニウムもチタンと同様に対流速度にのみ価数依存性を持たせると実験結果を良い一致を得た。図 9 に(a)拡散係数と(b)対流速度の電子密度及び元素依存性を示す。対流速度は、電子温度分布に基づいて $\rho=0.8$ における支配的な価数について示している。拡散係数には粒子の種類やその価数および電子密度に対する依存性は見られなかったが、対流速度には強い密度及び価数依存性を持つことを確認した。

#### IV. まとめ

今回の実験で得られた拡散係数は、新古典理論から予想される値より 10~20 倍ほど大きく、LHD プラズマの閉じ込めは異常輸送であると結論できる。一般に、H-mode や ITB といった閉じ込め改善モード以外では異常輸送が支配的であることが知られているが、 $\rho>0.6$ における粒子の対流速度のみが密度及びその価数に強く依存することは興味深く、不純物ペレットによる局所的な粒子補給と多チャンネルによる高空間分解能制動放射計測を組み合わせた計測手法の特色を活かした成果である。粒子輸送係数の空間分布を実験的に詳しく求めた報告例はトカマク・ヘリカル装置を通じてほとんど存在せず、この手法を通して粒子輸送研究が新たな方向に展開していくことを提唱したい。

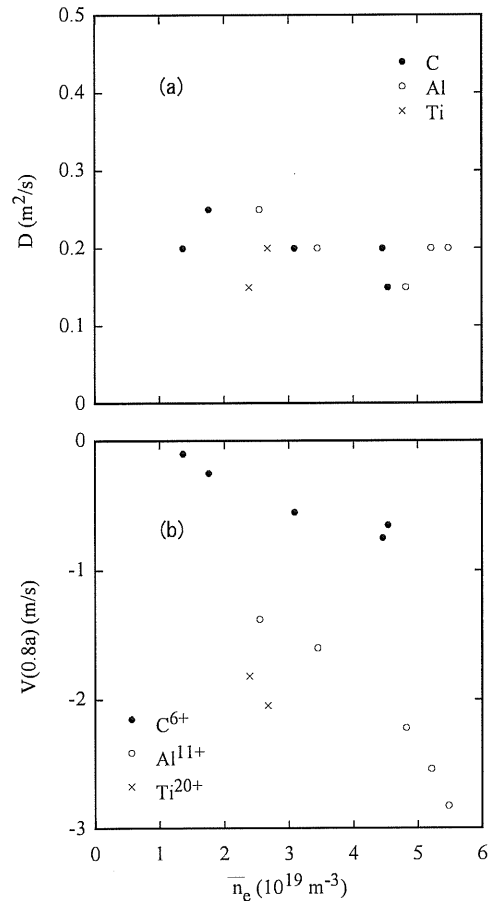


図 9： $\rho=0.8$ における炭素、アルミニウム、チタンイオンの拡散係数及び対流速度の電子密度依存性