



小特集 核燃焼プラズマにおける核弾性散乱とその炉心特性への影響

3. 磁場閉じ込めプラズマ中の核弾性散乱効果

3. Effects of Nuclear Elastic Scattering in Magnetic Confinement Plasmas

松浦 秀明

MATSUURA Hideaki

九州大学大学院工学研究院エネルギー量子工学部門

(原稿受付：2015年4月1日)

磁場閉じ込め D-T, 及び D-³He 核融合プラズマのパラメータ領域を想定して, これらのプラズマで現れる核弾性散乱効果を紹介する. (1)核弾性散乱に起因するイオン速度分布関数上のノックオンテイルの形成, (2)核弾性散乱による速度分布関数の変化に起因する核融合反応率係数の変化, (3)核弾性散乱が反応生成イオン・中性子放出スペクトルへ及ぼす影響, (4)核弾性散乱が, プラズマ中の高速イオンの減速過程におけるイオン群・電子群へのエネルギー分配割合に及ぼす影響, を定量的に説明する. 最近検討を進めている高速イオンの閉じ込めに対する影響についても紹介する.

Keywords:

knock-on tail, reaction rate coefficient, neutron emission spectrum, fast-ion distribution function, ion heating, fast-ion loss

3.1 はじめに

通常の磁場閉じ込め核融合プラズマのパラメータ領域では, 大気中と比べて密度が小さく, 温度が高い. これらは, プラズマ粒子間の衝突頻度を下げ, 粒子の速度分布関数の緩和を弱める. プラズマ中では, 核反応, 外部加熱, 大角度の散乱過程等を通して, 高速イオンが連続的に発生し, 速度分布関数の Maxwell 分布からの歪みが生じやすい状態にある. 核弾性散乱は, イオン間でのみ生じる散乱現象である. 核弾性散乱過程を無視した解析では, イオン間の重要なエネルギー輸送チャンネルを無視することになり, プラズマのパワーバランスの取り扱いが不正確となる. 本章では, 磁場閉じ込め D-T 及び D-³He 核燃焼プラズマを想定し, その中の核弾性散乱効果を対象とする. D-T プラズマでは, T(d,n) α 反応で発生する 3.52 MeV アルファ粒子が自己加熱を担うが, D-³He プラズマでは, 主に ³He(d,p) α 反応で発生する 14.7 MeV 陽子とその役割を果たす. 陽子の発生エネルギーは, D-T プラズマのアルファ粒子と比較して数倍高く, 衝突あたりの輸送エネルギーが大きくなる. D-³He プラズマにおいては, D-T プラズマと比較して, 核弾性散乱の影響がより大きく現れる傾向にあり, 炉心成立性を支配するパワーバランスへの影響が相対的に大きくなる. 本章では, 核弾性散乱がプラズマに与える影響を複数の方向から眺め, D-T プラズマと D-³He プラズマを対象に, その大きさを定量的に説明する. 本章の解析は, 最新の Boltzmann-Fokker-Planck (BFP) モデルに基づくものである.

3.2 ノックオンテイルの形成

核弾性散乱は大角度の散乱過程である (第2章参照). クーロン散乱と比較すると, 散乱の頻度は低い, 一回の散乱当たりのエネルギー輸送量が大きい. 高速イオンが, バルク (熱領域) のイオンと衝突することで, 高速イオンのエネルギーが熱領域のイオンに輸送され, 熱領域のイオンは高速域に反跳される. この過程が連続的に生じることで, イオンの速度分布関数上に, 高速成分 (ノックオンテイル) が現れる. 図1に, D-T プラズマ中の, 重陽子, トリトン, 及びアルファ粒子の速度分布関数 (単位エネルギー当たりの関数に変換したもの) の解析例を示す [1]. 解析では, 電子温度 $T_e = 20$ keV, イオン密度 $n_D = n_T = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のプラズマを想定した. アルファ粒子が熱領域の重陽子及びトリトンを高速領域に跳ね上げることで, 重陽子及びトリトン分布関数上にノックオンテイルが形成される. アルファ粒子の核弾性散乱に起因した, 燃料イオン分布関数上のノックオンテイルの形成は, JET において確認が為された [2-4]. 同様に, 図2に D-³He プラズマにおける, 重陽子, トリトン, ³He, アルファ粒子, 及び陽子の分布関数を示す [5, 6]. 解析では, 電子温度を $T_e = 80$ keV, イオン密度 $n_D = 2n_{3\text{He}} = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ とした. この場合は, 燃料イオン分布関数上のノックオンテイルは, 主に高速の陽子の核弾性散乱によって形成される. バルクに対するノックオンテイルの相対的な強度は, D-T プラズマと比較して高速イオンのエネルギーが高い, D-³He プラズマで大きくなるのがわかる.

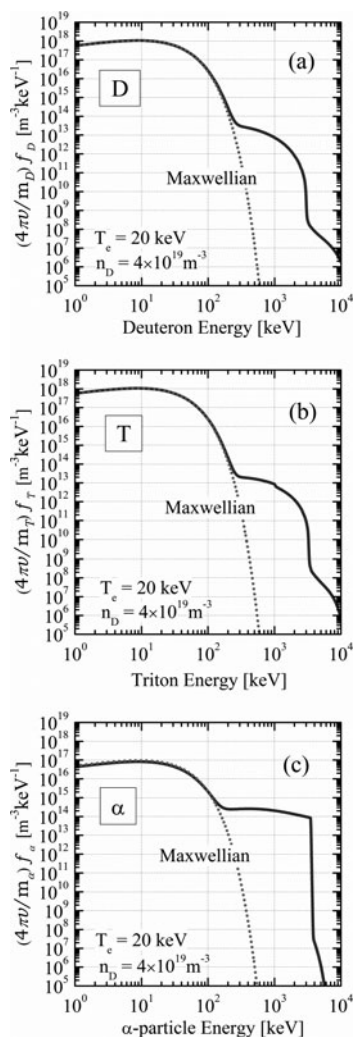


図1 D-T プラズマにおけるイオン ((a)重陽子, (b)トリトン, (c)アルファ粒子) 分布関数.

3.3 核融合反応率係数への影響

核融合炉心では高温のプラズマを要し、イオンは広いエネルギー領域にわたって存在する。核融合反応断面積は、反応粒子間の相対速度の関数であるが、その値は相対速度（エネルギー）に依存して極めて大きく変化する（図3参照）。核融合反応率の相対速度に依存する成分（相対速度×断面積）を、反応を引き起こす両イオンの速度分布関数を重みとして平均したものは、核融合反応率係数と定義される。一般に、大きな核融合反応断面積をもつイオンは、分布関数の高速（テイル）領域に存在するため、分布関数のテイル領域の僅かな変化は、平均値（核融合反応率係数）に比較的大きな影響を及ぼす場合が多い。ここでは、核弾性散乱にともなうノックオンテイルの形成により、核融合反応率係数にどのような影響が現れるのかを示したい。

図1では、アルファ粒子の核弾性散乱によるノックオンテイルの形成が示されたが（D-T プラズマ）、この場合の $T(d,n)\alpha$ 核融合反応率係数は、 $3.84 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ と評価できる。これは、Maxwell 分布を仮定した場合の値と比較して1.3%の増加に留まる。他方、ITER 級のプラズマに1 MeVの重水素 beam (20 MW) を入射した場合は、電子温度 $T_e = 20 \text{ keV}$ 、イオン密度 $n_D = n_T = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に対し2.2%の増加、 $n_D = n_T = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の場合では5.8%の増加と反応率係数の増加量が大きくなる[8]。この理由は、1 MeV 重陽子-バルク重陽子間の核弾性散乱断面積が、アルファ粒子-バルク重陽子間と比較して倍以上の値をもつこと、また1 MeV 重陽子の核弾性散乱によるノックオンテイルの形成エネルギー領域が、アルファ粒子の場合と比較して、小さな $T(d,n)\alpha$ 核融合反応断面積の大きなエネルギー領域となる為と説明できる。又、バックグラウンド密度が低い場合には、ノックオンテイルの減速作用が弱ま

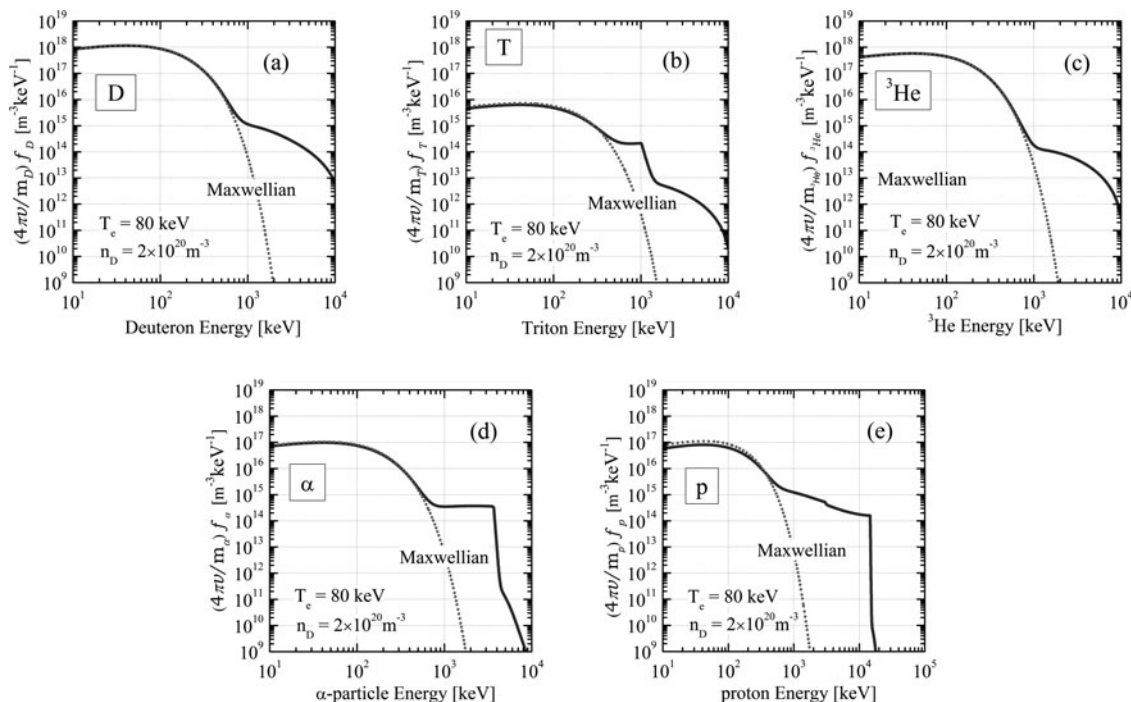


図2 D-³He プラズマにおけるイオン ((a)重陽子, (b)トリトン, (c)ヘリウム-3, (d)アルファ粒子, (e)陽子) 分布関数.

り、バルクに対するテイルの大きさが相対的に大きくなることで、反応率係数への影響が高まる。

次に、図2に示したD-³Heプラズマを対象として、反応率係数の変化を調べる。D(d,p)T, D(d,n)³He, T(d,n) α , ³He(d,p) α 核融合反応率係数は、それぞれ 2.1×10^{-23} , 2.47×10^{-23} , 8.15×10^{-22} , 1.41×10^{-22} m³/sと求められる。これは、Maxwell分布を仮定した場合の値と比較して、それぞれ12.6, 12.5, -7.1, 1.0%の増加及び減少となる。密度を $n_D = 2n_{3He} = 10^{20}$ m⁻³とした場合は、前節の議論と同じ理由で、ノックオンテイルの強度が強まり、反応率係数の変化は、それぞれの反応で14.4, 14.7, -9.2, 3.7%の増減となる。14 MeV中性子を放出するT(d,n) α 反応率係数は、Maxwell分布を仮定した場合は、過大評価となっている。トリトン分布関数には、D(d,n)T反応による1.01 MeVトリトンの生成により ~ 1 MeV程度に大きな非Maxwellテイルが形成される。1 MeV領域ではT(d,n) α 反応断面積が小さく、非Maxwellテイルの形成で、反応を起こしにくいエネルギー領域のトリトンの存在比が増加する為、T(d,n) α 反応率係数が低下する[9]。T(d,n) α 反応率係数を過大に評価するということは、燃焼によるトリトンの消失を過大に評価することに等しい。核弾性散乱を無視した場合、プラズマ中のトリトン密度を過小評価する傾向が強まり、注意が必要である。

3.4 反応生成粒子放出スペクトルへの影響

D-T反応に対する「反応のQ値」は、17.6 MeVであるが、この値は静止した重陽子とトリトンが反応を起こした場合の（重心系における）質量欠損に基づく放出エネルギーを表している。反応前に重陽子及びトリトンがもっていた運動エネルギーは、反応後も引き継がれ、当初の運動エネルギーに17.6 MeVを加算した総エネルギーが、反応で生成される中性子及びアルファ粒子に分配されることになる。分配の具合は、重心系における放出角度に対応して決まる。図4に、図1の分布関数に対する中性子放出スペクトルを示す[1,4]。計算値から、破線で示したGauss分布を差し引いたものが太い実線で示される非Gauss成分である。一般に重陽子及びトリトンは一定の運動エネルギーを

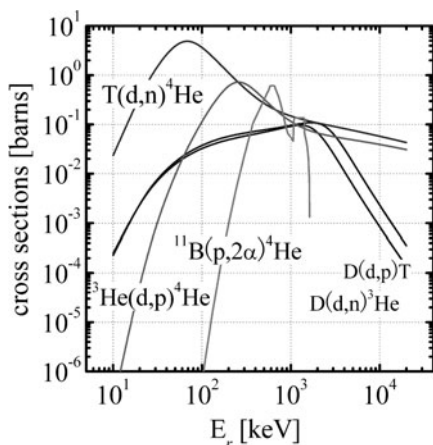


図3 核融合反応断面積 (E_r : 反応粒子の相対運動エネルギー) [7].

もって反応を起こすため、放出スペクトルは、中心値（例えば14.1 MeV）に対して非対称性をもつ。中性子の放出スペクトルがGauss分布から歪む場合、同時に放出されるアルファ粒子の放出スペクトルも歪むことに注意が必要である[10]。図5に今度は、D-³Heプラズマに対する陽子の放出スペクトルを示す。本章第2節で示した通り、D-³Heプラズマの方がバルクに対するノックオンテイルの強度が大きく、放出スペクトルのGauss分布からの歪みも大きくなる。例えば15 MeV以上のエネルギーをもって生成される陽子の生成割合は、核弾性散乱を無視した場合約25%小さく見積もられる。近年、RF加熱時のノックオンテイル形成、或は高速beam分布関数による中性子放出スペクトルの歪み、又、そのプラズマ診断への影響の検討が行われている[11,12]。

3.5 イオン群へのエネルギー分配割合への影響

プラズマ中の高速イオンは、バルクイオン・電子と衝突し、エネルギーを付与することで減速する。高速イオンのバルクイオン群・電子群へのエネルギー分配割合は、イオン・電子温度比に影響を及ぼす。核融合反応を引き起こすのはイオンであるため、電子に対するイオン温度比が高い場合に炉心性能が高まることが指摘されている[13]。核弾性散乱は、イオン間でのみ生じる散乱過程である。核弾性散乱を無視した解析では、核弾性散乱を介した高速イオンからバルクイオンへのエネルギー輸送チャンネル（過程）を無視することになり、イオン群へのエネルギー分配割合

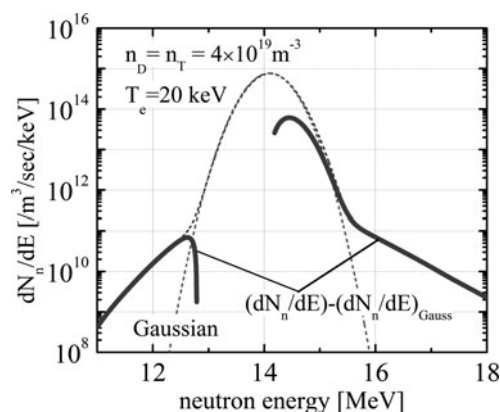


図4 D-Tプラズマにおける中性子放出スペクトル。

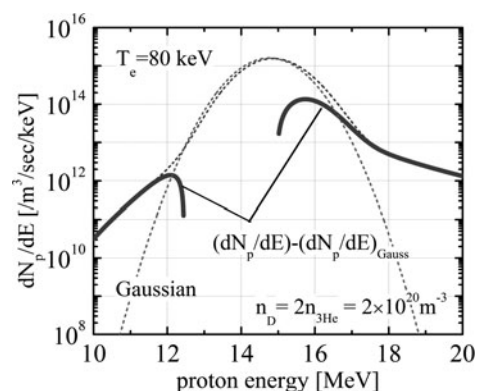


図5 D-³Heプラズマにおける陽子放出スペクトル。

を過小に評価してしまう。図1のD-Tプラズマにおいて、アルファ粒子は約30%のエネルギーをイオンに付与する。核弾性散乱を無視した場合、アルファ粒子エネルギーのイオン群への分配割合を3%程過小に評価する。重水素入射 beam に対しては、核融合反応率係数への影響と同様の理由で、核弾性散乱の影響はより大きくなる。電子温度 $T_e = 20$ keV, イオン密度 $n_D = n_T = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の時、核弾性散乱を無視すると、1 MeV 重水素 beam に対して約4%, 2 MeV beam に対して約15%イオンへのエネルギー分配割合を過小に評価する[14]。

D^3He プラズマに対しては、古くからイオン群・電子群へのエネルギー分配に対する核弾性散乱効果が、複数のモデルで解析されてきた。例えば、電子温度 80 keV の D^3He プラズマに対しては、核弾性散乱を無視した解析では、陽子のエネルギーの約9%, 考慮すると40~50%程度がイオン群へ分配されるとの評価がある[15,16]。図6に、BFPモデルに基づく陽子のイオン群へのエネルギー分配割合を電子温度の関数として示す。 $F_{\text{ion}}^{\text{Coulomb}}$, $F_{\text{ion}}^{\text{Coulomb+NES}}$ は、それぞれ、核弾性散乱を無視した場合、考慮した場合における、陽子からイオン群への分配割合を示している。図2の分布関数 ($T_e = 80$ keV) においては、陽子のイオン群へのエネルギー分配割合は32%程度(核弾性散乱を無視した場合は約9%)である。核弾性散乱を無視した場合、イオン群へのエネルギー分配割合を約1/3に過小評価してしまうことになる。従来の評価[15,16]においては、14.7 MeV から熱領域までの陽子分布関数の重みを正確に考慮しておらず、イオン群への分配割合を過大に評価したと考えられる。その後の分布関数の時間変化(重み)を考慮した解析では、現在のBFPモデルの結果により近い値が得られている[17]。

3.6 高エネルギーイオンの減速分布への影響

ノックオンテイルの形成は、高速イオンの核弾性散乱によるバルクイオン群へのエネルギー付与過程をバルクイオン側からみた現象といえる。高速イオンが、バルクイオンに大きなエネルギーを付与するということは、高速イオン分布関数自体も影響を受けるはずである。図7に、図2の陽子分布関数と、同条件で核弾性散乱を無視した場合の陽子分布関数との比較を示す。核弾性散乱効果を無視した場合、反応生成陽子の減速を過小評価することになるため、高速領域の平衡分布関数を最大4割程過大に評価する。一方、熱成分は約4割過小に評価される。イオン密度を $n_D = 2n_{3\text{He}} = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ とした場合、核弾性散乱を無視すると、高速成分を最大7割過大、熱成分を約半分に過小評価する[18]。核弾性散乱は、磁場配位中の高速イオンの軌道にも影響を及ぼす可能性がある。散乱による捕捉-非捕捉粒子軌道間の遷移に伴う、粒子損失過程への影響も考えられる[19]。

高速イオンを如何に装置内にうまく閉じ込め、バルクプラズマを内部加熱するかは、核融合炉の成立性にかかわる重要な問題である。減速作用が大きく、高速イオンが速く減速するということは、高速イオン損失を少なくする方向

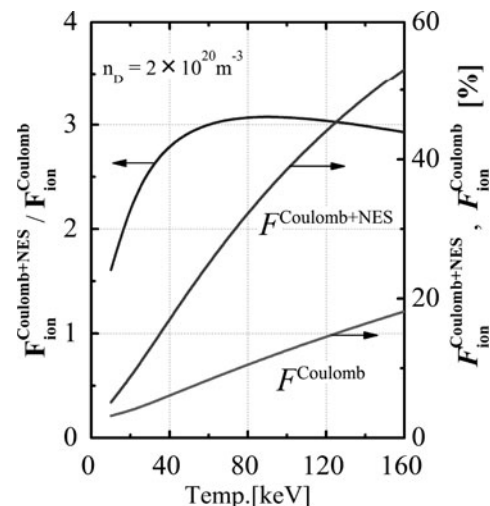


図6 D^3He プラズマにおける陽子のイオン群・電子群に対するエネルギー分配割合。

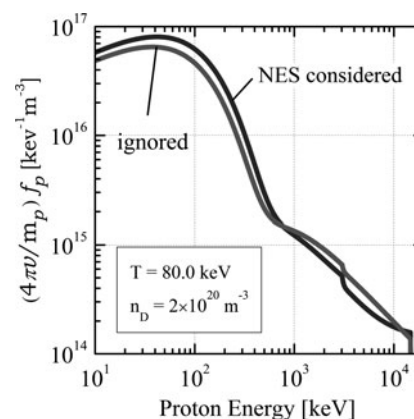


図7 D^3He プラズマにおける陽子分布関数(核弾性散乱を考慮した場合としない場合の比較)。

に作用する可能性があり[20]、今後の検討が必要である。

3.7 まとめ

Boltzmann-Fokker-Planck モデルに基づき、磁場閉じ込めD-T及び D^3He プラズマに対して核弾性散乱が及ぼす影響を説明した。 D^3He プラズマにおいては、核弾性散乱の影響が大きく、炉心の成立性に影響を及ぼす可能性がある。D-Tプラズマでは、炉心条件への影響は考えにくい、プラズマ診断等への核弾性散乱の影響が起り得る。又、プラズマ診断へ核弾性散乱効果を積極的に利用できる可能性もある。核弾性散乱は、常にプラズマ中の様々な現象の中に含まれるものである。核弾性散乱を無視した解析と、考慮した解析で、炉心プラズマ中の物理現象にどの程度の影響が現れるのかを把握しておくことは重要である。

参考文献

- [1] H. Matsuura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 53, 035023 (2011).
- [2] J. Källne *et al.*, Phys. Rev. Lett. 85, 1246 (2000).
- [3] A.A. Korotkov *et al.*, Phys. Plasmas, 7, 957 (2000).
- [4] L. Ballabio *et al.*, Phys. Rev. E 55, 3358 (1997).

- [5] 松浦秀明 他：プラズマ・核融合学会誌 **70**, 385 (1994).
- [6] Y. Nakao *et al.*, Fusion Technol. **27**, 555 (1995).
- [7] H.-S. Bosch and G. Hale, Nucl. Fusion **32**, 611 (1992).
- [8] H. Matsuura *et al.*, Phys. Plasmas, **14**, 054504 (2007).
- [9] H. Matsuura *et al.*, Fusion Technol. **22**, 329 (1992).
- [10] H. Matsuura *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 042507 (2009).
- [11] C. Hellesen *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 023005 (2015).
- [12] M. Nocente *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 053010 (2013).
- [13] J.F. Clarke, Nucl. Fusion **20**, 563 (1980).
- [14] H. Matsuura *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 062507 (2006).
- [15] Y. Nakao *et al.*, Nucl. Fusion **21**, 973 (1981).
- [16] J. Galambos *et al.*, Nucl. Fusion **24**, 739 (1984).
- [17] Y. Nakao *et al.*, Nucl. Fusion **28**, 1029 (1988).
- [18] H. Matsuura *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2403076 (2012).
- [19] D. Sawada *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403033 (2013).
- [20] H. Matsuura *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2405086 (2011).