



研究最前線

LHD 重水素プラズマにおける核弾性散乱効果の観測実験

Observation Experiment of Nuclear Elastic Scattering Effects in LHD Deuterium Plasma

松浦 秀明, 小川 国大^{1,2)}, 磯部 光孝^{1,2)}, 長壁 正樹^{1,2)}, 西谷 健夫³⁾,
川本 靖子¹⁾, 杉山 翔太⁴⁾, 木村 建斗, 梅崎 大介
MATSUURA Hideaki, OGAWA Kunihiro^{1,2)}, ISOBE Mitsutaka^{1,2)}, OSAKABE Masaki^{1,2)}, NISHITANI Takeo⁴⁾,
KAWAMOTO Yasuko¹⁾, SUGIYAMA Shota⁴⁾, KIMURA Kento and UMEZAKI Daisuke
九州大学大学院工学研究院, ¹⁾核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学,
³⁾名古屋大学大学院工学研究院, ⁴⁾量子科学技術研究開発機構
(原稿提出: 2023年2月1日)

高温プラズマの散乱過程としては Coulomb 散乱が支配的であるが, イオンのエネルギーが高まると散乱過程に核力の影響(核弾性散乱)が現れる. 核弾性散乱が核燃焼プラズマに及ぼす影響については, 古くより数値解析による予測がなされてきたが, 実験による検証は十分とは言い難い. 近年, 著者等は LHD (Large Helical Device) 重水素プラズマを対象に核弾性散乱効果の検証実験に取り組んだ. 核融合研究は, MeV オーダーのイオンによって核燃焼を維持する核融合プラズマの実現に挑戦する段階にあり, 核弾性散乱の影響はその大小はあるにせよ計測値に様々な形で現れる可能性がある. 本稿では, 最近の LHD 実験における, 核弾性散乱効果を対象とした研究の現状を紹介する.

Keywords:

nuclear elastic scattering, Coulomb scattering, DD fusion reactivity, neutron decay time, ion heating, Boltzmann-Fokker-Planck model

1. はじめに

粒子のエネルギーが高まると, 散乱過程に核力の影響が現れる. 核燃焼の維持には, MeV オーダーのエネルギーを持つ核融合反応生成イオンが重要な役割を果たす. 高速イオンによるバルクプラズマの加熱は粒子の散乱を介して行われるため, 核燃焼プラズマにおける高速イオンの基本的な散乱現象・減速過程を正確に把握しておくことは重要である.

粒子のエネルギーが高まると, 実測されるイオン間の散乱断面積は, Coulomb 散乱断面積とは異なる値を取る. 実測値から純粋な Coulomb 散乱の寄与を除いたものは核弾性散乱断面積と定義される[1]. 図1に陽子-重陽子(p-d), 陽子-トリトン(p-t), 陽子-³He(p-³He)間の核弾性散乱断面積を実験室系における陽子エネルギーの関数として示す[2]. 核弾性散乱断面積の絶対値は, DT (deuterium-tritium) 核融合断面積のピーク付近の値より若干小さい程度である. 図に示した核弾性散乱断面積は, 陽子エネルギーが数 MeV 程度まではエネルギーの増加と共に増加し, その後緩やかに減少する. 核弾性散乱が有意に生じるには, およそ80 keV以上の陽子エネルギーが必要であるが, それ以上のエネルギー領域においては, 核融合反応断面積のように桁に及ぶ大きな変化がある訳

ではない. 核弾性散乱効果は, 粒子のエネルギーが増加すると, より大きく現れると予想されている. それは, 核弾性散乱が一度の散乱で大きな割合のエネルギーを受け渡す大角度散乱であり, また散乱によって輸送されるエネルギーは粒子エネルギーと共に増大するためである.

核弾性散乱はイオン-イオン間の散乱過程である. 将来の核融合炉で想定される高エネルギー NBI (neutral beam injection) 加熱 (Coulomb 散乱を仮定) や電子サ

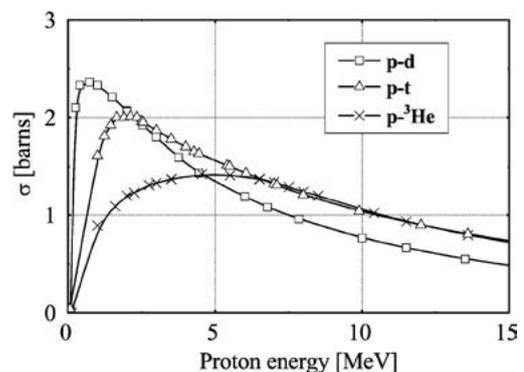


図1 陽子エネルギーに対する核弾性散乱断面積 (陽子-重陽子 (p-d), 陽子-トリトン (p-t), 陽子-³He (p-³He)) [2].

Kyushu University, FUKUOKA 819-0395, Japan

corresponding author's e-mail: matsuura@kyudai.jp

イクロトン共鳴加熱が電子加熱を促進する中で、イオン加熱を促進する核弾性散乱過程は重要な役割を果たす可能性がある。

散乱の影響を観る際に、(1)散乱の起こり易さ(断面積)と、(2)散乱が起こった時のインパクト(散乱当たりの輸送エネルギー)、の両者を考慮する必要がある。両者を勘案した物理パラメータとして“エネルギー損失率[J/s]”と言う指標が存在する。核弾性散乱によるエネルギー損失率は、イオンエネルギーの増加と共に上昇し、概ねイオンのエネルギーが1–3 MeV 辺りでイオン同士のCoulomb散乱によるエネルギー損失率と同程度の値に近づく[3, 4]。

Coulomb散乱は微小角の散乱過程として取り扱われる場合が多いが、核弾性散乱は大角度の散乱過程と見なすことができる。微小角散乱過程では、散乱当たりの輸送エネルギーが小さく、高速イオンは多数の散乱を繰り返しながら徐々にエネルギーを失う。このような現象は、一般にFokker-Planck (FP) 方程式を用いて記述できることが知られている。大角度散乱は、理論上、高速イオンが持っている全てのエネルギーを一回の散乱で失う場合もある不連続(discrete)なエネルギー変化を伴う散乱現象であり、FP方程式でその現象を正確に記述することは難しい。

JET (Joint European Torus) において、DT 反応で発生した α 粒子の核弾性散乱による中性子放出スペクトルの歪みや高速イオンの増加を捕らえた実験が存在する[5, 6]が、高エネルギーイオンによって引き起こされるこのような現象を、既存の装置で観測するのは簡単ではなく、工夫が必要である。それは、これまで核弾性散乱効果に対する検証実験が少なかった理由のひとつと思われる。著者等は、2017年のLHD重水素プラズマの点火以降6年に渡って、核弾性散乱効果を観るための実験を実施した[7–9]。本稿では、主な観測データに基づいて、核弾性散乱効果の検証実験研究の概要について紹介する。

2. 核弾性散乱効果と実験の概要

現状、核弾性散乱に関わる全ての現象を一括りに核弾性散乱効果と呼称している。核弾性散乱そのものは、高速イオンが存在すれば必ず生じる基本的な現象であり、影響の大小はあるにせよ、その効果は様々な形で諸々の事象に現れ得る[10]。高速イオンはバルク粒子による散乱を受けて減速(バルク粒子にエネルギーを付与)するが、Coulomb散乱の場合、イオンのエネルギーが増加すると電子へのエネルギー付与割合が高まることが知られている。Coulomb散乱に加えて核弾性散乱を考慮に入れた場合、高速イオンとバルクイオン間に新たなエネルギー輸送チャンネルが開かれ、核弾性散乱を考慮しない場合と比べてバルクイオンへのエネルギー輸送率が增加する(高速イオンの減速が促進される)。核弾性散乱による大角度散乱を介して一度に大きなエネルギーを付与されたバルクイオンは、高速領域に反跳される。連続的な反跳の積み重ねにより、高エネルギー領域に非Maxwell成分(ノッ

クオンテイル)が形成される。反跳されるバルクイオンが燃料イオン(例えば重陽子)の場合は、核融合(例えばDD(deuterium-deuterium))反応率係数が変化することになる[8]。核弾性散乱の影響は、核融合反応で生成される粒子の放出スペクトルにも及び[11, 12]、その高速イオン診断への応用が検討されている。

上述の通り、高速イオンが核弾性散乱を起こすと、その減速(イオン加熱)が促進されるが、状況によっては、あたかも高速イオンの減速が核弾性散乱によって遅れたかのように観える場合がある。ここでは、“高速イオン–高速イオン”間のエネルギー輸送を対象として議論する。

例えば、重水素プラズマに60 keVの重水素ビームを入射した場合を考える。ビーム重水素とバルク重陽子のDD核融合反応により中性子が発生する。ビーム入射をしばらく維持し、中性子発生率がほぼ一定となった後、60 keVの重水素ビームを切断すると、中性子発生率は速やかに低下(減衰)する。中性子発生率がビーム切断時の $1/e$ まで減衰するのに要する時間を中性子減衰時間 τ_n と定義する。中性子発生率の減衰中に、もし180 keVの軽水素ビームが入射されていた場合、どのようなことが起こるであろうか。LHDにおいては、軽水素ビームが入射されなかった場合と比較して、DD反応による中性子発生率の減衰が遅れる(中性子減衰時間が増大する)様子が複数のプラズマで観測されている[7, 9]。中性子減衰時間の増加は、即ち、60 keVビームで形成された高速重陽子のMaxwell分布への緩和時間が増加することを意味し、何らかのプロセスで高速陽子から減速途中の高速重陽子にエネルギーが輸送された可能性が考えられる。高速陽子から高速重陽子へのエネルギー輸送過程には、大きく3種類のチャンネルが存在すると考えている(図2)。ひとつ目は、①軽水素ビーム–減速途中の高速重陽子間のCoulomb散乱を介したエネルギー輸送チャンネルである[13]。二つ目として、②軽水素ビーム–減速途中の高速重陽子間の核弾性散乱を介したエネルギー輸送チャンネルがある。但し、この過程は、僅かなビーム成分間の2次の衝突項であり、加えて核弾性散乱断面積がCoulomb散乱と比較して小さいため無視できる。三つ目に③軽水素ビームのエネルギーが核弾性散乱を介して、一旦バルク重陽子に輸送され、反跳されたバルク重陽子が減速途中の重陽子群のエネルギーソースとなる現象が考えられる。これは、バルク重

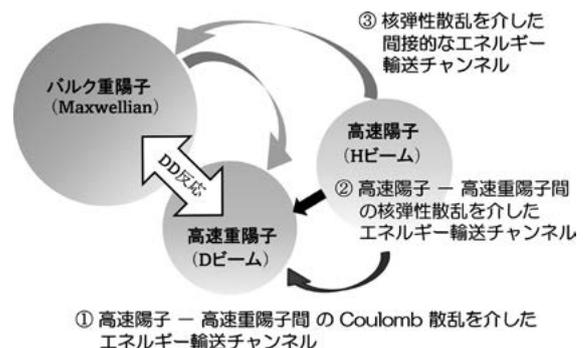


図2 ビーム入射重水素プラズマにおける、高速陽子–高速重陽子間のエネルギー輸送チャンネル。

陽子を介した核弾性散乱による高速イオン間の“間接的”なエネルギー輸送チャンネルと見なせる[9]. この過程では、バルク重陽子の数密度が減速途中の高速重陽子密度より数桁大きいから、核弾性散乱頻度がCoulomb散乱頻度よりも小さいにもかかわらず、Coulomb散乱を介した輸送過程①と同程度の値になり得る[9]. ①のエネルギー輸送率は、重陽子ビームの切断後急速に低下するのに対して、③のエネルギー輸送率は、バルク重陽子及び軽水素ビーム分布関数が増減しなければ、ほぼ一定値を維持することが特徴である。この様に、“高速イオン-高速イオン”間においても、核弾性散乱がエネルギー輸送過程に関わる可能性があり、ビームエネルギーが180 keV程度であっても、条件によっては核弾性散乱効果を観測することが可能になると考えた。

図3に、核弾性散乱によって形成されるノックオンテイル(赤線)、及び軽水素ビームに不純物として含まれる重水素により形成される減速重水素分布関数(青線及び緑点線)の解析例を示す。解析では、180 keV, 2 MWの軽水素ビームを入射したイオン温度2 keVの重水素プラズマを想定し、Boltzmann-Fokker-Planck (BFP)解析[14]により分布関数を評価した。予想されるノックオンテイル(赤線)の大きさはバルクMaxwell分布のピークより4-5桁程小さく、軽水素ビームに1%程度のモル比(ϵ)で含まれる重水素による減速分布(青線)と比較しても約1桁小さい。このような状況でノックオンテイルを捕えるためには、工夫が必要である。実験では、重陽子分布関数上のノックオンテイルとビーム入射による減速分布を識別するため、入射するビームイオン種として軽水素を選択した。ここで、軽水素の中に天然存在比として僅かに含まれる重水素の存在に注意が必要である。重水素の天然存在比は0.015% (N/A)程である。天然存在比の重水素を含むと仮定した軽水素ビームを入射した場合の減速分布(核弾性散乱を考慮しない場合)を、図3に点線(緑線)で示している。軽水素に含まれる重水素の混入割合は、計測精度を高める観点から、できるだけ小さくすることが望ましい。実験では、含まれる重水素のモル比が1 ppm

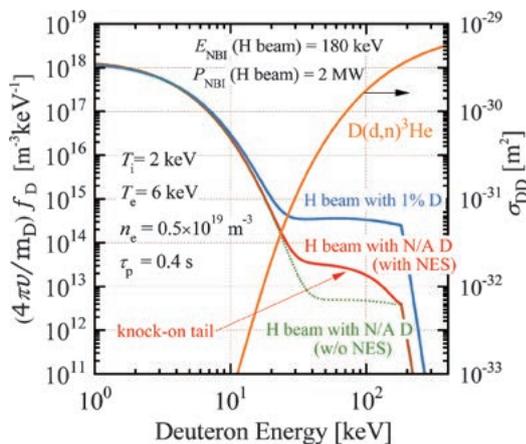


図3 軽水素ビーム入射時のノックオンテイル(赤線)、軽水素ビームに混入した重水素が形成する重陽子減速分布関数(青[1%]及び緑点線[N/A]), 及びD(d,n)³He反応断面積。

以下の高純度の軽水素を使用した。また、僅かなノックオンテイル成分を捕えるために、高速イオンに強い感度をもつDD反応の利用を想定した。100 keVの重陽子エネルギーに対するDD反応の断面積は、2 keVの値と比べて約6桁大きくなるため、DD反応を用いることにより、僅かな高速イオンの存在を確認することが可能となる。DD反応率の変化は、反応で発生する中性子発生率を計測することで確認することができる。但し、イオン温度が高すぎると熱核融合反応率が高まるため、ノックオンテイル形成による反応率変化量が相対的に小さくなり、計測の感度が低下する。反対にイオン温度が低すぎると、僅かなプラズマ揺動で熱核融合反応率が敏感に変化するため、反応率の変化をノックオンテイル形成によるものと断定することが難しくなる。実験では、これらの考察からイオン温度を2 keV程度にすることを目標とした。最後に重要なのは、電子温度である。Rutherfordの微分散断面積は相対速度の4乗に逆比例するため、高速イオンは、その大きな割合のエネルギーを相対速度がより小さい電子に選択的に受け渡して減速する。電子温度が低いと減速効果が強まる。今回の実験では、その効果は、高速ビーム陽子と重陽子分布関数上のノックオンテイルの2種類の高速イオン成分を介して2重に効くため、電子温度の影響は大きな因子となることが予想された。特に、軽水素ビームの通過領域(プラズマ中心部)の電子温度は重要である。実験では、中心電子温度ができる限り10 keV以上となることを目標とした。

3. 実験結果

本節では、LHDで観測された結果より、3.1 ノックオンテイル形成による核融合反応率の上昇、3.2 核弾性散乱による高速イオン間のエネルギー輸送を示唆する中性子減衰時間の遅れ、3.3 他に実施した実験の概要について述べる。

3.1 DD反応率に対する核弾性散乱効果の観測

最初に、第21サイクルLHD実験で得られた代表的な結果を示す。実験では、電子密度 $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、イオン温度2 keV、中心電子温度10 keV程度の重水素プラズマに、高純度の軽水素ビーム(ビームエネルギー180 keV、入射パワー4 MW)を放電開始後3.8 sに入射した。図4に、入射前後の(a)ビームパワー、(b)電子温度、(c)電子密度、(d)イオン温度、(e)中性子発生率 S_n の時間推移を示す。中性子発生率は、²³⁵U fission chamber (FC)、¹⁰B及び³He比例計数管の3種類の検出器[15]で計測されるが、ここではFC及び¹⁰B比例計数管の値を示している。水素ビーム入射直後(3.8 s)に中性子発生率が上昇を開始し、1桁程度上昇している様子がわかる。水素ビーム入射前に2.0 keV程であったイオン温度は、最大2.6 keV程まで上昇しているが、この温度変化では、中性子発生率の増加量を説明できない。図5にBFP解析の結果を示す。点線(緑)は、熱核融合による中性子発生率の時間推移(橙色点線は軽水素ビームを入射する直前の発生率)である。実験では高純度の軽水素ビームを使用した。NBI装置

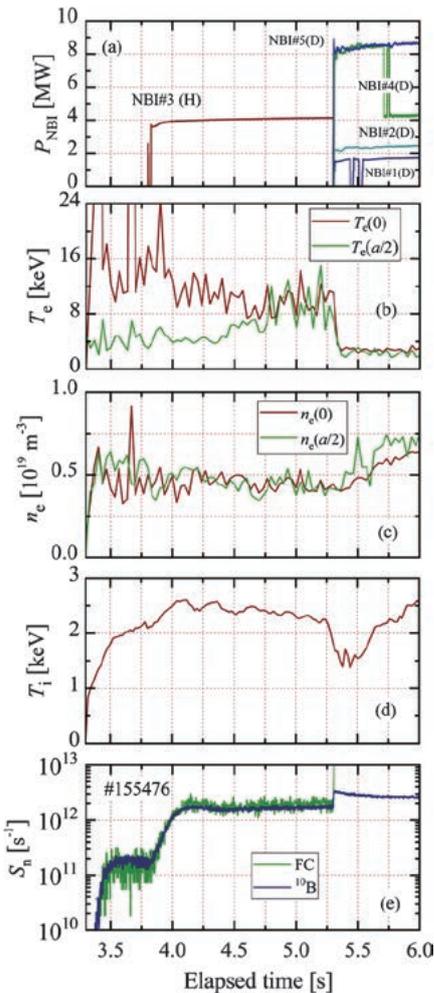


図4 重水素プラズマに高純度軽水素ビームを入射した場合のプラズマ状態の時間推移。

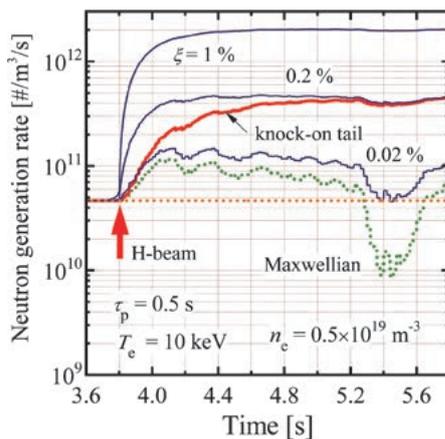


図5 軽水素ビーム中の重水素混入割合毎の中性子発生率の時間推移 (実験条件は図4に相当)。

のコンディショニング等により、軽水素ビーム中に予期せず重水素が含まれていた可能性もある。青線は、軽水素ビーム中に0.02, 0.2, 1%モル比の重水素が混入していたと仮定した場合、ビーム重水素とバルク重陽子間のDD反応による中性子発生率でありFP計算により評価した。赤線は、BFP解析によるノックオンテイル形成を考慮した場合の中性子発生率の時間推移である。まず、仮

定したパラメータにおいてBFP解析は実験で観測された約1桁の中性子発生率の上昇幅を概ね再現可能であることがわかる。但し、実験においては、何らかの事由で軽水素ビーム中に0.2%を超える重水素が含まれており、その影響で中性子発生率が上昇した可能性も完全には否定できない。第21サイクルの実験でノックオンテイル形成を示唆する結果は得られたものの、この実験のみではその断定には至らず、ノックオンテイルの形成を結論付けることは断念した。

翌年度、再度実験に挑戦した。その結果を図6に示す。図4と同様、入射前後の(a)ビームパワー、(b)電子温度、(c)電子密度、(d)中性子発生率 S_n の時間推移を示している。但し、イオン温度については、計測精度を高めるため、CXS (charge exchange spectroscopy) による測定を行った。図では、経過時間3.6及び4.6 s付近の両時刻で中性子発生率に鋭いピークが観られるが、これは、イオン温度を計測する目的で垂直方向の重水素ビームを短パルスで入射したためである。この実験においても、前年度(図4)と同様に高純度軽水素ビームを入射した直後(3.8 s)より1桁以上の中性子発生率の増加が観測された。発生率の増加量はプラズマ条件によって変化するが、同様の結果は複数のショットで確認されている。高純度軽水素ビーム入射前後において、イオン温度はそれぞれ2.11及び2.37 keVであった。熱核反応による中性子発生率の増加は、1.6倍程度と見積もられ、このショットにおいても、実測された中性子発生率の増加はイオン温度では説明できない。

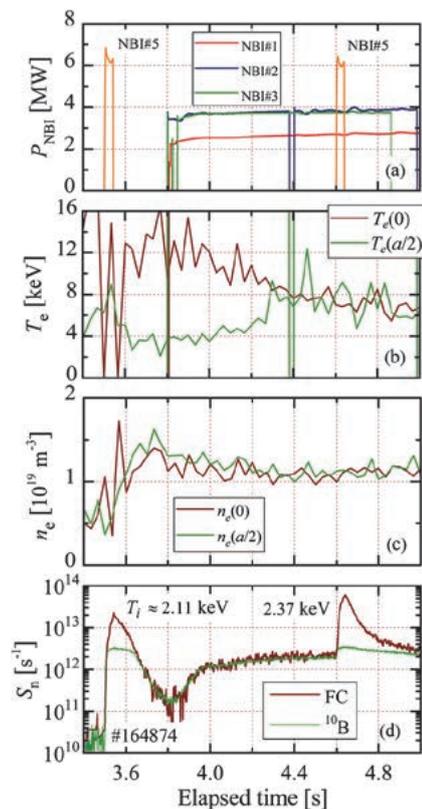


図6 高電子温度の重水素プラズマに高純度軽水素ビームを入射した場合のプラズマ状態の時間推移。

第22サイクルLHD実験では、前年度の実験で懸念点となっていた軽水素ビームへの重水素混入の可能性を調べるための実験も実施した。結果を図7に示す。図には3つのショットを重ねて示している。中性子発生率 S_n は、低発生率域で感度が高い ^3He 比例計数管の値を示した。ショットでは、いずれも電子温度を2 keV程度に抑えた。前述の通り、このような低電子温度では、中性子発生率にノックオンテイル形成の影響は現れ難くなる。これらのショットでは、いずれも中性子発生率は 10^{11} s^{-1} 程度の値であった。発生率の一部には熱核融合やノックオンテイル形成に起因するものも含まれると考えられるが、仮に、もし全てが軽水素ビームに混入していた重水素によるものと見なしても、その混入密度比は0.02%程度と推定された。以上の議論から、我々は、中性子発生率の上昇はノックオンテイル形成による可能性が高いと考えている[8]。

3.2 核弾性散乱を介したエネルギー輸送

本節では高速重陽子の減速挙動を観測することによって核弾性散乱を介したエネルギー輸送過程を捉えた実験例を紹介する。図8に代表的な実験における(a)ビームパワー、(b)電子温度、(c)電子密度、(d)中性子発生率 S_n の時間推移を示す。実験では、軽水素及び重水素ビームを入射した重水素プラズマにおいて、放電開始後4 sに重水素ビームのみを切断した。切断後、中性子発生率が速やかに低下している様子がわかる。中性子発生率が重水素ビーム切断前の値の $1/e$ となる中性子減衰時間に注目する。図9に、図8の中性子減衰過程(緑)に加えて、軽水素ビ

ムが無い場合(青の点線)、2本の軽水素ビームを入射した場合(赤)、の3ショットについて、中性子発生率(縦軸)を自然対数表示として示す。軽水素ビームを入射した場合、軽水素ビームが無い場合と比較して、その入射パワーに応じて中性子減衰時間が増加している様子が観られる。これらのショットでは、中性子減衰時間の増加は、軽水素ビーム入射による電子温度・電子密度変化からは説明できなかった[9]。

温度、密度、入射パワーが異なる複数のショット条件に対して、FPモデルで計算した中性子減衰時間(τ_{FP})を横軸として、FP・BFP解析値(丸印)、実験による観測結果(四角)を同じ図面にまとめた(図10)。解析値(丸印)は、(1)軽水素ビームの入射が無い場合(黒)、(2)軽水素ビームを入射しているが核弾性散乱を考慮しない場

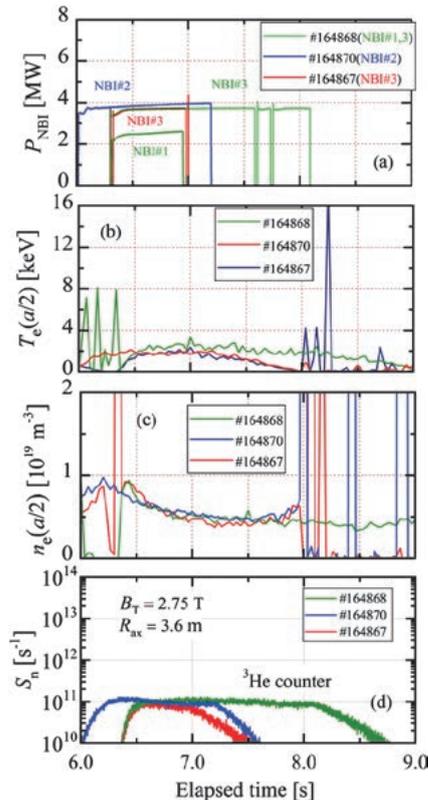


図7 低電子温度の重水素プラズマに高純度軽水素ビームを入射した場合のプラズマ状態の時間推移。

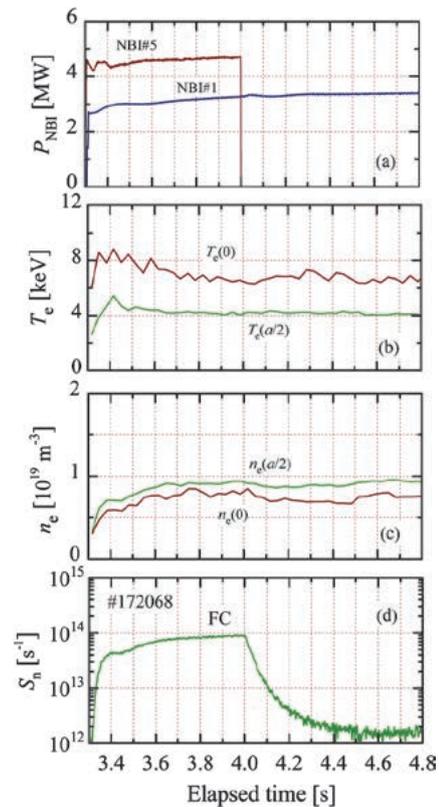


図8 重水素ビーム切断後の重水素プラズマ状態の時間推移。

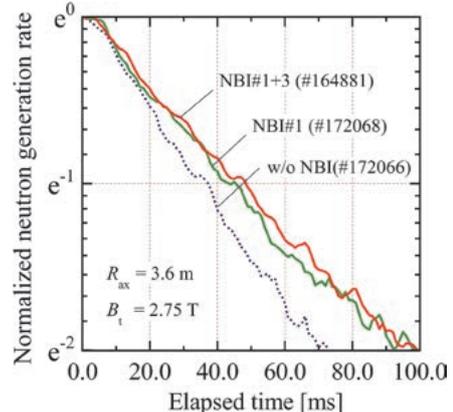


図9 重水素ビーム切断後の中性子発生率の減衰。

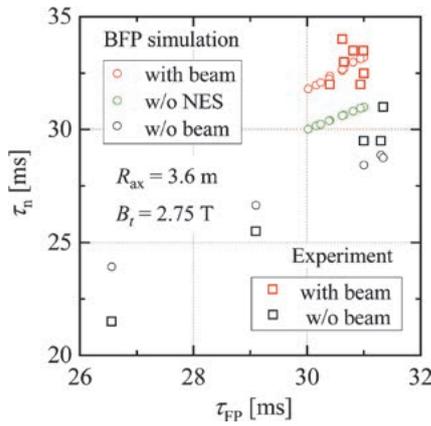


図10 FP解析に基づく中性子減衰時間 (τ_{FP}) に対する中性子減衰時間の測定値及びBFP・FP解析値 (τ_n) .

合 (FP, 緑), (3) 軽水素ビームを入射し核弾性散乱を考慮した場合 (BFP, 赤), の3種類である. 解析では重陽子の閉じ込め時間を40 msとした. 実験結果 (四角) は, 軽水素ビーム入射が無い場合 (黒) と有る場合 (赤) の2種類である. 中性子減衰時間は, 軽水素ビームから減速途中の重陽子への, Coulomb 散乱, 及び核弾性散乱によるバルク重陽子の反跳を介した“間接的”なエネルギー輸送によって増加する. 核弾性散乱を考慮した場合の中性子減衰時間は, 実験で得られた値とほぼ同程度の値となっていることがわかる.

最後に, 軽水素ビームから減速途中の重陽子へのCoulomb 散乱による加熱率と, 核弾性散乱によるバルク重陽子の反跳を介した“間接的”な加熱率をBFP解析により評価し, 比較した. 解析では, 図8で示したショットを想定した. 重水素ビームを切断した後の, 軽水素ビームから重陽子減速成分へ輸送されるパワーの時間推移を図11に示している. (1)緑色の実線は, 高速陽子から減速途中の重陽子に, Coulomb 散乱を介して輸送されるパワーである. 一方赤線は, (2)高速陽子の核弾性散乱によりバルク重陽子が反跳され, 重陽子の減速成分へ“間接的”に輸送されるパワーを示している. Coulomb 散乱を介した輸送パワー(1)は重水素ビーム切断後, 重陽子減速分布がMaxwell分布へ緩和するにつれ急速に減少する. 一方, 核弾性散乱を介して“間接的”に輸送されるパワー(2)

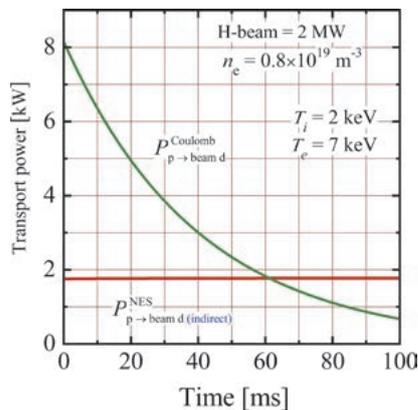


図11 ビーム入射高速陽子からビーム入射高速重陽子へのCoulomb 及び核弾性散乱を介した輸送パワーの時間推移.

は, 高速陽子及びバルク重陽子分布関数が重水素ビーム切断後少なくとも100 ms程は定常に維持されるため, ほぼ一定値を取る. 注目点は, この実験条件において, ビームエネルギーが180 keV程度, かつ核弾性散乱断面積がCoulomb 散乱断面積より数桁小さいにも関わらず, バルク重陽子密度が減速途中の重陽子密度より数桁大きいため, 両輸送パワーが同オーダーの値となり得る点である. 間接的な輸送パワーは核弾性散乱効果が有意に現れるか否かの, ひとつの指標となると考えている.

3.3 その他の実験

核弾性散乱効果の確認のため, 他にもいくつかの実験を試みたので紹介する. ひとつは, 僅かな軽水素を含む重水素プラズマ (トロイダル磁場2.75 T) に, 37.5 MHz, 1.45 MW程の高周波加熱を施し, 生成される高速陽子の核弾性散乱による重陽子速度分布関数上のノックオンテイル観測を試みた実験である. 軽水素ビームを入射した場合と同様に, 高周波入射直後に, 加熱だけでは説明できない中性子発生率の上昇が観測された. 実験では, NPA (neutral particle analyzer) による, 重陽子・陽子の高速成分の計測も実施しており, 現在, 解析・検討を進めているところである.

本稿では, DD中性子を利用した観測実験・解析について述べてきたが, DD反応と比べて断面積により急峻なエネルギー依存性を持つ ${}^6\text{Li} (d, p) {}^7\text{Li}^*$ 反応の利用も考えられる. 同反応で生成される励起状態の ${}^7\text{Li}^*$ は, 基底状態に遷移する際に0.48 MeVのガンマ線を放出する. ${}^6\text{Li} (d, p) {}^7\text{Li}^*$ ガンマ線生成核反応は, DD反応と異なり, 100 keV以下のエネルギーを持つ重陽子が反応にほとんど関与しないため, バルク状態の揺動を気にせずノックオンテイルの形成を観測できる可能性がある. 実験では, LiF (95%濃縮 ${}^6\text{Li}$) 粉末を加熱整形して, 直径1.3 mm高さ1 mm程度の円柱状焼結ペレットを製作し, これを, 高純度軽水素ビーム加熱を施した重水素プラズマに入射した. ペレット入射後の ${}^6\text{Li} (d, p) {}^7\text{Li}^*$ 反応で発生するガンマ線を十分な鉛遮蔽を施したLaBr (Ce) シンチレーション検出器で, 同時にLiの空間分布をCXSで計測した. 結果については, 現在, 解析・検討を進めているところである.

4. おわりに

核弾性散乱の影響は様々な形で現れる可能性があるが, 一連のLHD実験においては, 反応率係数及び高速イオンの減速に関する基本的ないくつかの現象に絞って, その観測に挑戦した. 観測においては, LHDに備わっていた下記の特徴が幸いしたと考えている. (1)180 keV negative-NBI装置が設置されていたこと, (2)プラズマ体積30 m³に対して, 10 MWを超えるビームが設置されており, ビーム加熱パワー密度が大きかったこと, (3)イオン及び電子温度のカップリングが弱く, ノックオンテイルの成長に必要な高電子温度と, 計測感度を高めるための低イオン温度が両立できたこと, (4)軽水素ビーム中の重水素混入割合を低下させ軽水素の純度を高めるための設備が予め

設置されていたこと、また、(5)高性能の計測機器が充実していたこと、等である。

イオン及び電子温度が同程度となる装置では、LHD実験で採用した手法そのままでは、計測感度が低下する可能性も考えられ、測定にはさらに工夫が必要となるかもしれない。しかし、核弾性散乱に伴うエネルギー輸送率自体は、ビームエネルギーや温度の上昇と共に大きくなることを強調しておきたい。今後、より高いビームエネルギーに対してそれなりの工夫をし、将来的な炉心プラズマに、より近い状態で核弾性散乱効果を捕える実験が望まれる。ノックオンテイル形成と言う現象自体は、言わば核弾性散乱効果のひとつの象徴にすぎない。ノックオンテイルの形跡を確実に確認しておくことは重要であるが、そこに留まらず、核弾性散乱が生み出す新しいイオン間のエネルギー輸送チャンネル、その核燃焼プラズマ内のパワーフローへの影響について理解を進めておくことが本質であろう。併せて、エネルギー輸送過程を解析するための、より詳細なモデルについても検討が必要である。実験では、正確な高速イオン速度分布関数を想定可能なNBI加熱を用いたが、核弾性散乱研究が本来対象としてきたものは、核融合反応で生成される1 MeVを超える核融合反応生成イオンであることは言うまでもない。未来の核融合プラズマの核燃焼維持に重要な役割を果たす高速イオンの散乱現象・減速過程の、より正確な理解に引き続き取り組んでいくことが望まれる。

謝 辞

本研究はNIFS一般共同研究(17KLPH029,20KLPH047)で実施されました。実験において多くの有益なアドバイスをいただきましたLHD実験グループの皆様に深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] J.J. Devaney and M.L. Stein, Nucl. Sci. Eng. **46**, 323 (1971).
- [2] S.T. Perkins and D.E. Cullen, Nucl. Sci. Eng. **77**, 20 (1981).
- [3] Y. Nakao *et al.*, Nucl. Fusion **21**, 973 (1981).
- [4] H. Matsuura *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 145 (1999).
- [5] J. Källne *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1246 (2000).
- [6] A.A. Korotkov *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 957 (2000).
- [7] H. Matsuura *et al.*, Nucl. Fusion **60**, 066007 (2020).
- [8] H. Matsuura *et al.*, Nucl. Fusion **61**, 094001 (2021).
- [9] H. Matsuura *et al.*, Phys. Plasmas **29**, 092502 (2022).
- [10] 松浦秀明 他：プラズマ・核融合学会誌 **91**, 449 (2015).
- [11] L. Ballabio *et al.*, Phys. Rev. E **55**, 3358 (1997).
- [12] M. Nocente *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 053010 (2013).
- [13] H. Nuga *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 016007 (2019).
- [14] H. Matsuura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 3035023 (2011).
- [15] M. Isobe *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 082004 (2018).