

# 23Ca11 核弾性散乱を介した高速イオン間のエネルギー輸送チャンネル ~LHD 実測データに基づく評価~

An indirect energy transport channel between fast ions via nuclear elastic scattering observed in the Large Helical Device

○松浦秀明<sup>1</sup>, 木村建斗<sup>1</sup>, 梅崎大介<sup>1</sup>, 伊藤忠恕<sup>1</sup>, 福田理仁<sup>1</sup>, 小川国大<sup>2,3</sup>, 磯部光孝<sup>2,3</sup>, 川本靖子<sup>2</sup>, 大石鉄太郎<sup>2,3</sup>, 後藤基志<sup>2,3</sup>, 田村直樹<sup>2,3</sup>, 長壁正樹<sup>2,3</sup>, 西谷健夫<sup>4</sup>, 杉山翔太<sup>5</sup>

○MATSUURA Hideaki<sup>1</sup>, KIMURA Kento<sup>1</sup>, UMEZAKI Daisuke<sup>1</sup>, ITOH Chujo<sup>1</sup>, FUKUDA Takahito<sup>1</sup>, OGAWA Kunihiko<sup>2,3</sup>, ISOBE Mitsutaka<sup>2,3</sup>, KAWAMOTO Yasuko<sup>2</sup>, OISHI Tetsutarou<sup>2,3</sup>, GOTO Motoshi<sup>2,3</sup>, TAMURA Naoki<sup>2,3</sup>, OSAKABE Masaki<sup>2,3</sup>, NISHITANI Takeo<sup>4</sup>, SUGIYAMA Shota<sup>5</sup>

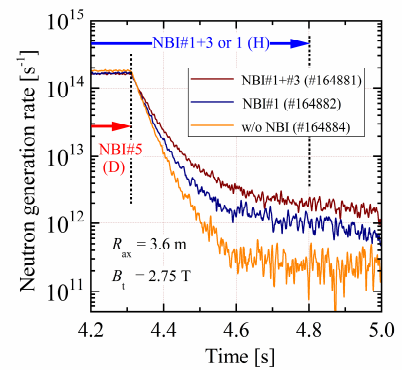
<sup>1</sup>九大院工, <sup>2</sup>核融合研, <sup>3</sup>総研大, <sup>4</sup>名大, <sup>5</sup>量研  
<sup>1</sup>Kyushu Univ., <sup>2</sup>NIFS, <sup>3</sup>SOKENDAI, <sup>4</sup>Nagoya Univ., <sup>5</sup>QST

## 【はじめに】

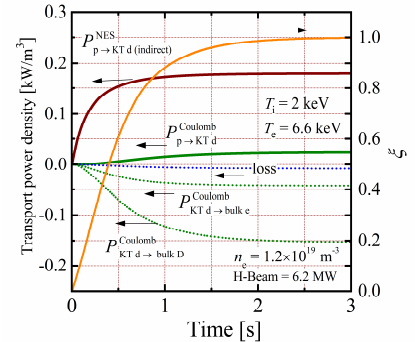
イオンのエネルギーが高まると、散乱過程に核力の影響が現れる(核弾性散乱) [1]. 核弾性散乱は大角度の散乱過程である。微小角 Coulomb 散乱と比較してその断面積は小さいが、1回の散乱当たり相対的に大きなエネルギーが輸送される。大角度散乱特有の discrete なエネルギー輸送過程の積み重ねにより、イオン速度分布関数上に非 Maxwell 高エネルギー成分(ノックオンテイル)が形成される。核弾性散乱は、核燃焼プラズマに様々な影響を及ぼすことが解析的に示されており [2], 我々は現状これらをひとまとめにして「核弾性散乱効果」と総称している。高エネルギーイオンを含むプラズマでは、多くの局面で、様々な核弾性散乱効果が現れることが推測される。我々は LHD 重水素プラズマにおいて、核弾性散乱が(1)高速イオンの減速挙動 [3], 及び(2)DD 核融合反応率係数 [4] に及ぼす影響を観測した。今回は Boltzmann-Fokker-Planck (BFP) 解析に基づき、プラズマ粒子間の輸送エネルギーの視点から現象の理解に取り組んだので報告する。

## 【観測及び解析結果】

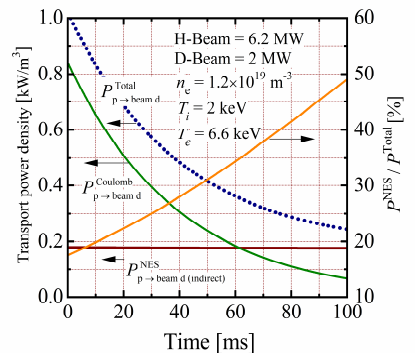
**Fig. 1** に、重水素プラズマ ( $T_i=2$  keV) に垂直重水素ビーム(NBI#5)を入射し、放電開始 4.3 s にビームを切断した後の中性子発生率の時間推移を表す。3つのショットは、それぞれ接線/高純度軽水素ビーム(a) NBI#1+3 (6.2 MW), 及び(b) NBI#1 (2.4 MW), を放電開始直後より入射し続けた場合、(c) 軽水素ビームを入射しなかった場合の観測値である。軽水素ビームの入射パワーに応じて(1)中性子発生率の減衰時間(4.3~4.4 s), (2)重陽子ビームが十分に減速した後の中性子発生率の絶対値(~4.8 s), 双方に差が観られる。各ショットの電子温度・密度は、(a)  $T_e(0)=6.6$  keV,  $n_e=1.2\times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>, (b)  $T_e(0)=7.4$  keV,  $n_e=1.3\times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>, (c)  $T_e(0)=9.1$  keV,  $n_e=1.4\times 10^{19}$  m<sup>-3</sup> 程であり減速時間のスケリングからは減衰時間の違いは説明できない。観測結果に差が現れるメカニズムを速度分布関数変動に伴う粒子間輸送パワーに注目して検討した。**Fig. 2** に軽水素ビーム入射時に形成される重陽子ノックオンテイルのパワーバランスを示す( $P^{NES}$  は核弾性散乱,  $P^{Coulomb}$  は Coulomb 散乱を介した輸送パワー密度,  $\xi$  は加熱と損失の比)。ノックオンテイル構成粒子は、高速陽子から単位体積単位時間当たり約 180 J のエネルギーを受け取り、バルク重陽子・電子との衝突でそのエネルギーを消失(一部損失), 1秒程度でほぼ定常となる。**Fig. 3** に重陽子ビーム切断後の、陽子から入射ビーム成分への輸送パワーを示す。ビーム重陽子に対する Coulomb 散乱を介したパワー付与は、核弾性散乱による付与の数倍程度に留まることから、減速に核弾性散乱の影響が現れることが理解できる。(1)中性子発生率の減衰時間, (2)重陽子ビームが十分に減速した後の中性子発生率についても、高速イオン間のエネルギー輸送チャンネルの考慮で、定量的な説明が可能である。発表では、将来ビームエネルギーが高まった場合についても、実験データに基づいて予測する。



**Fig. 1:** Time evolution of the neutron generation rate for several LHD shots.



**Fig. 2:** Time evolution of transport and loss powers for knock-on tail (KT) after H-beam injection (3.3 s).



**Fig. 3:** Time evolution of transport powers from protons to beam deuterons after D-beam termination.

[1] J. J. Devaney and M. L. Stein, Nucl. Sci. Eng. **46** (1971) 323. [2] 松浦, 他, プラズマ・核融合学会誌 **91** (2015) 449.

[3] H. Matsuura., et al., Nucl. Fusion **60** (2020) 066077. [4] H. Matsuura., et al., Nucl. Fusion **61** (2021) 094001.