

**Knock-on tail observation experiment during ICRF heating in
deuterium plasma of large helical device**○梅崎大介¹, 松浦秀明¹, 木村建斗¹, 福田理仁¹,小川国大^{2,3}, 磯部光孝^{2,3}, 神尾修治⁴, 川本靖子², 大石鉄太郎^{2,3}○UMEZAKI Daisuke¹, MATSUURA Hideaki¹, KIMURA Kento¹, FUKUDA Takahito¹,
OGAWA Kunihiro^{2,3}, ISOBE Mitsutaka^{2,3}, KAMIO Shuji⁴, KAWAMOTO Yasuko², OISHI Tetsutarou^{2,3}¹九大院工, ²核融合研, ³総研大, ⁴カリフォルニア大学アーバイン校¹Kyushu Univ., ²NIFS, ³SOKENDAI, ⁴UCI**【研究背景・目的】**

高エネルギーイオンの大角度散乱過程として、核弾性散乱が知られている[1]。核弾性散乱は核力を介した散乱であり、小角度散乱が支配的なクーロン散乱に比べて、一度の散乱で大きなエネルギーが輸送される。NBIで生成された高エネルギー陽子が、核弾性散乱を介して重陽子速度分布関数上に高エネルギーテイル（ノックオンテイル）を生じ、中性子発生率が1桁程度上昇することがLHDにおける実験で確認されている[2]。本研究では、LHDにおいて、高電子温度下($T_e(0) \approx 10$ keV)のICRF入射前後で、イオン温度・電子密度の変化量からは説明が難しい中性子発生率の上昇を確認した。DNPA[3]からICRF高エネルギー陽子の量を推測し、核弾性散乱を介したノックオンテイル形成の可能性を検討した。

【観測・解析結果】

中性子発生率の増加が見られた複数のショットは、①低イオン温度・高電子密度、②高イオン温度・低電子密度の2種類に大別できる。図1に代表的なショット波形例を示す。3.5 sでNBI#5(D)を入射し、CXCSを用いてイオン温度を計測している。NBI#5(D)由来の中性子発生率が十分に減少してから、ICRFを入射した。イオン温度が減少しているにもかかわらず、2～4倍程度の中性子発生率の増加が観測されている。理論中性子発生率はイオン温度に伴って急激に減少するため、時間経過に伴う密度の増加では説明が難しいと考えられる。

ICRF及びNBI同時入射のNPAカウントから、NBIのみを入射したときのカウント数を引くことで、純粋なICRF由来の高エネルギー陽子量を推測した(図2)。90～180 keV付近では、吸収パワー1.8 MWのNBI#3(H)と同程度の、180 keV以上ではNBIより顕著に多い高エネルギー陽子が存在したと考えられる。

Boltzmann-Fokker-Planck (BFP)方程式[4]を解くことで、重陽子の速度分布関数を求めた。発表ではノックオンテイル形成の可能性を解析の面から議論する。電子温度が高く($T_e(0) \approx 10$ keV)、高エネルギー陽子がNBI#3と同程度存在することなど、ノックオンテイル形成の条件を満たすため、中性子発生率の上昇はノックオンテイル形成に因る可能性がある。 $T_e(0) \approx 5$ keVにおいてICRFによる高速重陽子テイルの形成は確認されていないが[5]、本実験条件($T_e(0) \approx 10$ keV)においても同様であるか、確認する必要がある。

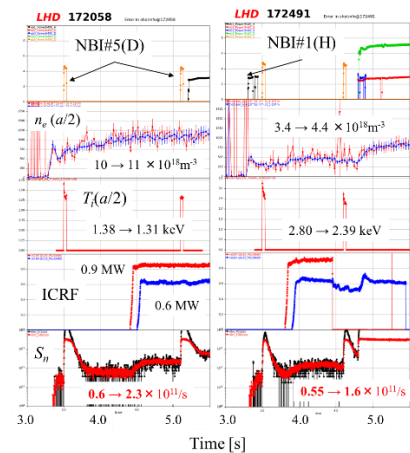


図1 ショット波形例

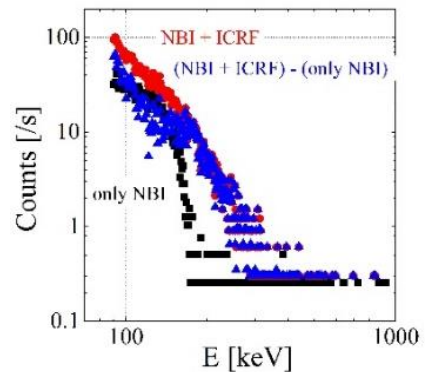


図2 NPAによる高エネルギー陽子の量の推測

[1] J. J. Devaney and M. L. Stein, Nucl. Sci. Eng. **46** (1971) 323. [2] H. Matsuura, et al., Nucl. Fusion **61** (2021) 094001.[3] S. Kamio, et al., J. Instrum. **14** (2019) C08002. [4] H. Matsuura, et al., Phys. Plasmas **13** (2006) 062507.[5] R. Seki, et al., J. Plasma Fusion Rea. **15** (2020) 1202088.