

研究論文

JT-60U における ICRF 加熱プラズマのガンマ線計測

近藤 貴, 木村 晴行, 草間 義紀, 森岡 篤彦
森山 伸一, 三枝 幹雄, 永島 圭介, 芳野 隆治

(日本原子力研究所)

原野 英樹

(東京大学工学部)

(1996年8月8日受理)

Gamma-Ray Measurements in JT-60U ICRF Heated Plasma

KONDOH Takashi, KIMURA Haruyuki, KUSAMA Yoshinori, MORIOKA Atsuhiko

MORIYAMA Shinichi, SAIGUSA Mikio, NAGASHIMA Keisuke

YOSHINO Ryuji and HARANO Hideki*

Japan Atomic Energy Research Institute, Naka Fusion Research Establishment, Ibaraki 311-01, Japan

**Faculty of Engineering, University of Tokyo, Tokyo 113, Japan*

(Received 8 August 1996)

Abstract

Characteristics of MeV-protons have been investigated through gamma ray measurements during heating with second harmonic hydrogen ion cyclotron range of frequency (ICRF) in JT-60U. Gamma-ray lines at energies of 1.63, 2.1, and 4.4 MeV originated from inelastic collisions between MeV-protons and impurities (neon, boron, carbon) have been observed. Dependence of the gamma-ray intensities on slowing-down time and plasma current is investigated. It is found that MeV-protons accelerated by ICRF have following characteristics; density and equivalent temperature of MeV-protons strongly depend on slowing-down time and are independent of plasma current. It has been also found that neon gas puffing is a useful method to measure confined MeV-proton behavior using 1.63 MeV γ -ray originated from inelastic collision with ^{20}Ne nuclei.

Keyword:

JT-60U tokamak, gamma-ray measurements, MeV-proton, second harmonic ICRF heating, trapped particle

1. 序論

核融合反応生成物を用いた高温プラズマの診断では、核融合反応に伴って発生する中性子 ($\text{D(d,n)}^3\text{He}$ 反応,あるいは $\text{D(t,n)}^4\text{He}$ 反応による中性子) の測定が中心に行われている。中性子計測では、強度から核融合出力の算出を行うだけではなく、時間変化の測定から、イオンの熱伝導度[1]やトリトンの閉じ込め特性[2]などが調べ

られている。また、核反応で生成される高速の荷電粒子の、プラズマ外への損失量を直接測定することにより、その閉じ込めを評価している[3]。

このような核反応を起こす高温プラズマ中では、ガンマ線が様々な反応により発生し、プラズマ診断にも用いられるようになってきた。プラズマ診断に用いられた主なガンマ線を Table 1 に示す。ガンマ線は真空容器やコ

Table.1 Observed gamma-ray in tokamak devices.

Reactions	γ -ray energy (MeV)	Experiments	References
$D(p,\gamma)^3\text{He}$	5.5	NB, IC heating	4
$D(^3\text{He},\gamma)^4\text{Li}$	16	$D^3\text{He}$ fusion	6
$^9\text{Be}(d,p\gamma)^{10}\text{Be}$	0.7, 1.0, 1.4, 2.8	Minority ion heating ($E_p > 1\text{MeV}$)	5
$^9\text{Be}(^3\text{He},p\gamma)^{11}\text{B}$	2.1, 4.4	Minority ion heating	7
$^9\text{Be}(^3\text{He},d\gamma)^{10}\text{B}$	1.0	Minority ion heating	7
$^9\text{Be}(^3\text{He},n\gamma)^{11}\text{C}$	6.3, 6.5	Minority ion heating	7
$^{12}\text{C}(d,p\gamma)^{13}\text{C}$	3.1, 3.8	Minority ion heating ($E_p > 1.8\text{MeV}$)	5
$^{11}\text{B}(p,p'\gamma)^{11}\text{B}$	2.1	Minority ion heating ($E_p > 2.5\text{MeV}$)	9
$^{12}\text{C}(p,p'\gamma)^{12}\text{C}$	4.4	Minority ion heating ($E_p > 5\text{MeV}$)	5, 9
$^{20}\text{Ne}(p,p'\gamma)^{20}\text{Ne}$	1.6	Minority ion heating ($E_p > 2\text{MeV}$)	

イルなどの構造体からも発生するが、本論文ではプラズマ中の高エネルギーイオンを測定目的としているので、プラズマからの高エネルギー即発ガンマ線のみを対象とする。プラズマのガンマ線計測は、ダブレットⅢ [4] の中性粒子ビーム (NB) 加熱プラズマで、 $D(p,\gamma)^3\text{He}$ 反応による 5.5MeV のガンマ線が最初に測定され、ガンマ線計測がトカマクプラズマで可能であることが示された。また、JET [5] の ICRF (イオンサイクロトロン周波数領域) 加熱プラズマで、高エネルギーイオンと不純物イオン (ベリリウム、炭素、酸素) の核反応によるガンマ線が測定された。また、 ^3He 少数イオン加熱を利用した $D^3\text{He}$ 核融合反応 ($D^3\text{He},p\alpha$) の出力の評価が、 $D(^3\text{He},\gamma)^4\text{Li}$ 反応による 16MeV のガンマ線の測定から、この 2 つの反応の分岐比を用いて行われている [6]。また JET では、ベリリウムと ^3He の核反応によるガンマ線を、エネルギー分解能は持たないものの空間分解 19 チャンネルの検出器で測定してトモグラフィを行い、ガンマ線の放射がプラズマ中心部に局在していることが示された [7]。

DT 燃焼プラズマ中で発生する α 粒子は、プラズマの加熱に重要な役割を果たす一方で、トロイダル・アルヴェン固有モード (TAE モード) などの不安定性を引き起こす可能性があるため [8]、高速イオンの挙動の研究は重要である。閉じ込められたプロトンのエネルギー分布 (または等価温度) と密度は、直接測定することができないため、ガンマ線計測は、閉じ込められた MeV エネルギー領域のイオンを調べるための有効な手段である。核融合反応で生成される高エネルギー α 粒子の代わりに、JT-60U では第二高調波少数イオン加熱によりプロトンを MeV 領域まで加速し、TAE モードを励起してその特性を調べてきた [9-11]。

MeV 領域のイオンのドリフト軌道半径が大きいため (プラズマ電流 $I_p = 3\text{ MA}$, プロトンエネルギー $E_p = 3\text{ MeV}$ で約 20cm), 一般にガンマ線計測は、メガア

ンペアクラスの大型トカマクの装置に限られる。ガンマ線のプラズマパラメータ依存性を詳細に調べ、高速イオンの生成、ならびに閉じ込めについて言及した例は、JET においてガンマ線空間分布のトロイダル磁場依存性が調べられた [7] のみである。

本論文は、高速イオンとプラズマ中の不純物原子核の反応により発生するガンマ線、ならびに高エネルギープロトンとボロン原子核の核反応によって生じる中性子を測定することにより、高速イオンの振る舞いを論じている。すなわち本測定により、従来調べられていなかった、電子密度、プラズマ電流に対するガンマ線強度の依存性を調べることによって、MeV エネルギー領域のプロトンの閉じ込め特性を解明している。

また、従来ガンマ線計測は、プラズマ中に不純物として存在する原子核と高エネルギー粒子の反応を利用していたが、本研究において初めて、積極的にガンマ線計測に適した不純物原子核をプラズマ中に注入し、第一壁の材質や状態に依存しないガンマ線計測方法を実証している。

本論文の構成は、第 2 章で実験装置、第 3 章では本実験で計測したガンマ線と中性子の放射の起源について述べる。第 4 章ではガンマ線測定結果からプロトンの等価温度、密度を評価し、第 5 章では高エネルギープロトンの閉じ込めについて述べる。

2. 実験装置

ガンマ線の計測は、JT-60U [12] の第 2 高調波 ICRF 加熱を用いて、プロトンを MeV 領域まで加速することにより行われた。JT-60U の第一壁は、ほぼ全面がカーボンタイルに被われており、炭素繊維強化複合材がダイバータ部に採用されている。6 列のダイバータ板のうち、外側セパトリックスが当たるトロイダル方向の 2 列のタイル (Fig. 1 に矢印で示す) の表面が $100\mu\text{m}$, あるいは $300\mu\text{m}$ の B_4C でコーティングされている。また、第一壁はデカボロン ($\text{B}_{10}\text{H}_{14}$) ガスを使用したグロー放電により、ボロン化処理を行っている [13]。

ICRF 加熱は 116MHz の周波数に設定し (プラズマ中心位置におけるプロトンの第 2 高調波共鳴周波数に対応する), 2 組の 2×2 ループアンテナアレイを用いて、6MW までの入射出力で実験を行った。プラズマパラメータは、プラズマ電流 2-3.5MA, 安全係数 5.7-3.2, 線平均電子密度 $(1.3-3.6) \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ である。

ガンマ線測定は直径 12.7cm, 長さ 12.7cm の NaI(Tl) シンチレータと光電子増倍管を使って、0.5-20MeV のエネルギー範囲で波高分析を行っている。検出器は、中性子

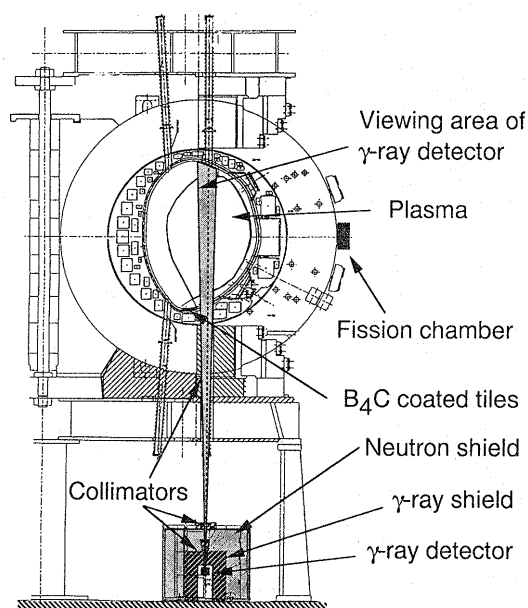


Fig. 1 Schematic drawing of the experimental apparatus of gamma-ray and neutron measurements. Time-resolved gamma-ray spectra in an energy range of 0.5 to 20 MeV are measured by a NaI(Tl) scintillator of 12.7 cm in diameter and 12.7 cm in length surrounded by 50 cm thick polyethylene and 30 cm thick lead shield. Neutrons are measured by absolutely calibrated ^{235}U fission chambers.

およびバックグランドガンマ線の影響を避けるために、50cm 厚のポリエチレン、および 30cm 厚の鉛により遮蔽されている。電子回路は中性子による損傷を最低限に押さえるために、前置増幅器（プリアンプ）と直線増幅器（リニアアンプ）のみを、実験ホール内の JT-60U 近傍に設置し、アナログ光伝送により信号をシールドルームに送った後、CAMAC により波高分析およびデータ収集を行っている。15秒間の放電中、50ms 毎に256チャンネルのエネルギースペクトルを得ている。視野は本実験においては、コリメータ（直径2cm、長さ30cm、材質は鉛）および JT-60U 真空容器下部の支持構造物の貫通孔（直径27cm、長さ115cm、材質は高マンガン鋼）により決定され、Fig. 1 に示すように JT-60U 下部よりプラズマ中心を通る視野を持つ。プラズマ中心から検出器までの距離は約7mで、視野の広がり方はプラズマ中心部で約30cmである。

検出器の低エネルギー側のエネルギー較正は、ガンマ線源 ^{60}Co (1.17, 1.33 MeV) を使用した。それ以上のエネルギーについては、単寿命の核種あるいは加速器が必要であるが、較正作業の簡単化のためバックグランドガンマ線を利用した。 ^{60}Co のスペクトル (5120秒積算) および、

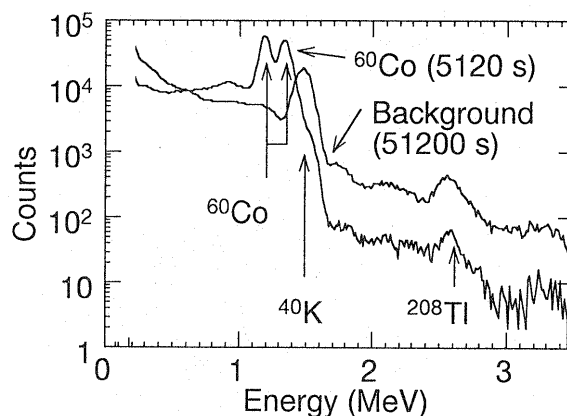


Fig. 2 Gamma-ray spectrum from ^{60}Co source (5120 sec) and background spectrum (51200 sec). In the background spectrum, peaks of ^{40}K and ^{208}Tl are observed. These peaks are used to determine the relation between gamma-ray energies and channels.

バックグランドスペクトル (51200秒積算) を Fig. 2 に示す。バックグランドスペクトルの 1.46 MeV のピークは検出器内部あるいは検出器周辺の ^{40}K によるものである。2.61 MeV のピークは、検出器自身に不純物として含まれる ^{232}Th の娘核である ^{208}Tl (半減期3.03分) からのガンマ線である[14]。なお、これらのバックグランドガンマ線は、15秒のプラズマ放電では1チャンネルあたり最大0.4カウント/秒であり、プラズマからのガンマ線に対しては無視できるカウント数である。

検出効率の評価は、光子・電子輸送モンテカルロコード EGS4 [15] を用いて、検出器の上面から検出器の軸と平行に直径5mmでガンマ線が入射したときの場合を検討した。ピーク効率（スペクトル上の、ガンマ線エネルギー E_γ に対応するチャンネルにピークが現れる）およびシングルエスケープピーク効率 (E_γ -511keV に対応するチャンネルにピークが現れる) を合わせて、4 MeV で42%、16 MeV で18%という計算結果を得た。

中性子の測定は、中性子源 (^{252}Cf) を用いて絶対較正された ^{235}U 核分裂計数管[16]を用いた。核分裂計数管の回りを減速材としてポリエチレンの減速材で囲み、数 eV から MeV オーダの中性子まで、ほぼ一定の検出効率を得られるように設定してある。設置場所はトーラス水平面上のトロイダルコイルの外であり、視野は指向性を持たせずにプラズマ全体からの中性子を測定している。応答時間は2msである。

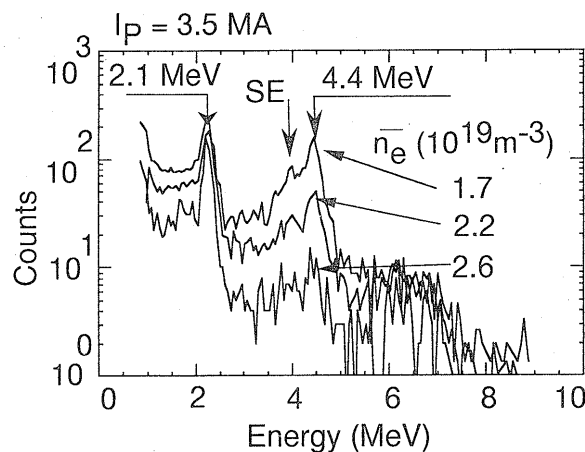


Fig. 3 Measured gamma-ray spectra during the second harmonic ICRF heating. Gamma-ray lines of 2.1 MeV and 4.4 MeV are observed which originated from $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{p}')^{11}\text{B}$ and $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p}')^{12}\text{C}$ reaction (inelastic collision with protons), respectively. $I_p = 3.5$ MA, working gas is helium, electron density is scanned as 1.7, 2.2, and $2.6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$.

3. 第二高調波少数イオン加熱実験時のガンマ線, および中性子放射

3.1 ガンマ線スペクトル

ヘリウムプラズマ中に軽水素ガスを注入し, プロトンの第二高調波少数イオン加熱を行った時のガンマ線スペクトルの典型例を Fig. 3 に示す. プラズマ電流 3.5MA, 線平均電子密度が 1.7, 2.2, および $2.6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ の 3 つの場合について示している. 2.1MeV ならびに 4.4MeV のラインスペクトルが観測された. またこのスペクトルは図に示すように電子密度に強く依存する. 3.9MeV 付近にあるピークは, 4.4MeV ガンマ線のシングル・エスケープピーク (SE) である.

以下に, これらのラインガンマ線の起源について述べる. 本加熱実験の主要なプラズマ中の不純物は, ボロン, 炭素, および酸素である. 分光測定によって評価した, それぞれの不純物の電子密度に対する割合は, それぞれ 3%, 3%, 1.5% である. ボロン不純物イオンは, ボロン化された第一壁, あるいはボロンコーティングされたダイバータタイルから, 炭素不純物イオンはカーボントイルから発生する.

3.2 2.1MeV ガンマ線

Fig. 4 (a) に ^{11}B の原子核のエネルギー単位を示す [17]. 2.1MeV ガンマ線は, ^{11}B の第 1 励起状態に対応する. 観測されたガンマ線は, プラズマ中の ^{11}B 原子核が, 高エネルギープロトンとの非弾性散乱によって励起され, 下位の準位に遷移するときに発生するものと解釈

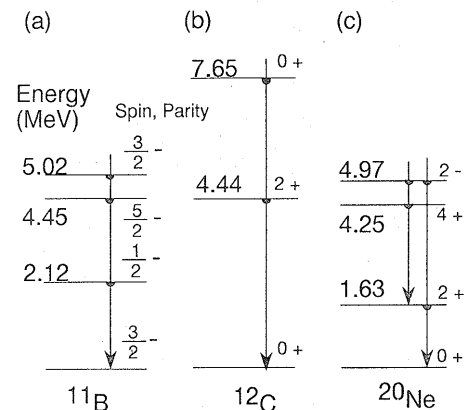


Fig. 4 Energy level of (a) Boron 11, (b) Carbon 12 and (c) Neon 20.

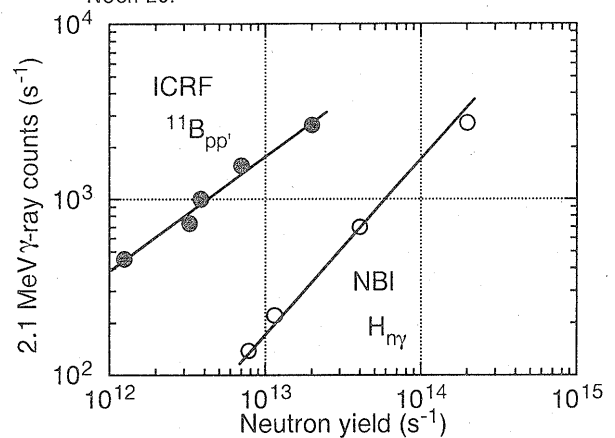


Fig. 5 Gamma-ray count at $E = 2.1$ MeV against neutron yield for ICRF heated plasma (closed circles) and for NB heated plasma (open circles): For the NB heated plasmas, 2.22 MeV gamma-ray originated from $^1\text{H}(\text{n}, \gamma)\text{D}$ reaction is proportional to the neutron yield. For ICRF heated plasmas, 2.1 MeV gamma-ray is not proportional to the neutron yield.

される ($^{11}\text{B}(\text{p}, \text{p}')^{11}\text{B}$) [18]. この反応にはプロトンエネルギーに 2.5MeV の閾値がある.

ここで注意しなければならないのは, 検出器周辺のポリエチレンやコンクリートなどに含まれる水素原子核に, プラズマから発生する中性子が捕獲されること ($^1\text{H}_n$) によって生じる 2.22MeV の中性子捕獲ガンマ線があり [14], 測定されたスペクトルだけでは $^{11}\text{B}_{\text{pp}'}$ による 2.1MeV のガンマ線と区別できないことである. 中性子の発生量と中性子捕獲ガンマ線の検出強度を計算で求めることは, 検出器周辺の構造物を 3 次元的に考慮する必要があり難しい. そこで, 中性粒子ビーム (NB) 加熱プラズマにおいて, DD 中性子の捕獲ガンマ線と中性子発生量との関係を測定した. Fig. 5 (○) に NB 加熱時

の, 2.1MeV のガンマ線カウントと中性子発生率の関係を示す. NB 加熱ではプロトンが 3MeV 以上に加速される機構がなく, $^{11}\text{B}_{\text{pp}}$ 反応によるガンマ線が発生しない. したがって, NB 加熱時はガンマ線はすべてが中性子捕獲によるものであるため, ガンマ線カウントと中性子発生率は比例している. 一方, ICRF 加熱の場合 (●) は, 2.1MeV ガンマ線カウントは中性子発生率に比例しておらず, またその大きさも, NB 加熱の場合に比べて10倍以上大きい. このことから, ICRF 加熱時の 2.1MeV ガンマ線は, 水素への中性子捕獲ではなく, ボロン原子核との非弾性散乱 ($^{11}\text{B}(\text{p}, \text{p}')^{11}\text{B}$) に起因しているといえる.

3.3 4.4MeV ガンマ線

Fig. 4 (b) に炭素12の原子核のエネルギー準位を示す. 4.4MeV のガンマ線のエネルギーは, ^{12}C の第1励起状態あるいは ^{11}B の第2励起状態のエネルギーに対応し, (i) $^{11}\text{B}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{C}$ 反応, (ii) $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{p}')^{11}\text{B}$ 反応 (非弾性散乱), あるいは (iii) $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p}')^{12}\text{C}$ 反応 (非弾性散乱) によるガンマ線の可能性がある.

このうち, もし (i) $^{11}\text{B}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{C}$ 反応であれば 4.4MeV ガンマ線と同時に 11.5MeV および 16MeV のガンマ線が発生し[19], その強度比はおおよそ 7 : 7 : 1 である. しかしながら, 本実験では 11.5MeV および 16MeV のガンマ線は検出されていないことから, $^{11}\text{B}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{C}$ 反応ではないと言える. これは, $^{11}\text{B}(\text{p}, \gamma)^{12}\text{C}$ の反応断面積 ($\sigma \sim 10^{-5}\text{b}$) [20] は $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p}')^{12}\text{C}$ 反応の断面積 ($\sigma \sim 10^{-1}\text{b}$) [21] と比較して小さく, 検出限界以下であるためと思われる.

残りの (ii) $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p}')^{12}\text{C}$ 反応断面積 $\sigma_{\text{C4.4}}^{\text{p}}$ と (iii) $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{p}')^{11}\text{B}$ 反応断面積 $\sigma_{\text{B4.4}}^{\text{p}}$ のうち, $\sigma_{\text{C4.4}}^{\text{p}}$ は調べられているが[21], $\sigma_{\text{B4.4}}^{\text{p}}$ のデータは存在しない. そこで, 中性子の非弾性散乱による励起断面積のデータを用いて以下のように評価した.

中性子の非弾性散乱による ^{12}C の第1励起状態 (4.44MeV) への励起断面積 $\sigma_{\text{C4.4}}^{\text{n}}$, および ^{11}B の第2励起状態 (4.45 MeV) への励起断面積 $\sigma_{\text{B4.4}}^{\text{n}}$ データから, $\sigma_{\text{B4.4}}^{\text{p}} \sim \sigma_{\text{C4.4}}^{\text{n}}/2$ を得る[22]. ^{11}B の第2励起状態からは, 基底状態への遷移 (スピンの変化量 1) と第1励起状態への遷移 (スピンの変化量 2) が存在する (Fig. 4 (a)). スピンの変化量の異なる遷移がある場合には, ほとんどがスピンの変化量が小さい状態 (この場合は基底状態) へ遷移するので[23], ^{11}B の第2励起状態への励起断面積と 4.45MeV のガンマ線の発生断面積は一致する. 一方, ^{12}C の第1励起状態からは全て基底状態へ遷移するので, 励起断面積と 4.44MeV のガンマ線の発生断面積

は一致する.

入射粒子としてプロトンを用いた場合でも, 終状態として入射粒子は標的核に含まれないため, 励起断面積には大きな違いはないと仮定する (ただし, クーロン力と複合核状態が異なるために, 閾値付近のエネルギーと断面積の微細構造は異なる). 実際に, ^{12}C のプロトンによる反応断面積 $\sigma_{\text{C4.4}}^{\text{p}}$ と, 中性子による励起断面積 $\sigma_{\text{C4.4}}^{\text{n}}$ は, おおまかに一致している. 以上より, プロトンによる非弾性散乱の断面積として $\sigma_{\text{C4.4}}^{\text{p}} \sim \sigma_{\text{B4.4}}^{\text{p}}/2$ を得る.

ボロンと炭素の密度はほぼ同じであるので, 以上より 4.4MeV ガンマ線は, $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p}')^{12}\text{C}$ 反応と $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{p}')^{11}\text{B}$ 反応によるものが 2 : 1 の割合を占めると予想される.

したがって, 以下の実験データの解析においては2つの反応を合計して, 4.4MeV のガンマ線の反応断面積 $\sigma_{4.4}$ を, $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p}')^{12}\text{C}$ 反応断面積の1.5倍として使用する, すなわち, $\sigma_{4.4} = \sigma_{\text{C4.4}}^{\text{p}} + \sigma_{\text{B4.4}}^{\text{p}} \sim 1.5 \times \sigma_{\text{C4.4}}^{\text{p}}$ とする. また, これらの反応は約 5MeV の閾値があることから, ICRF 加熱によりプロトンが 5MeV 以上に加速されたことが示される.

3.4 ネオン注入による 1.6MeV ガンマ線

プラズマ中に存在する不純物を利用してガンマ線計測を行う場合, 不純物イオンの種類, 量は第一壁の種類および状態に依存する. また, プラズマ中の不純物が第一壁の材質と同じ場合には, ガンマ線の発生場所が, プラズマ中であるのか, 第一壁から発生しているかを区別する必要がある. そこで, 核反応によって生じるガンマ線の計測が容易で, しかも反応断面積が測定されているガス (ガンマ線天文学の立場から, 太陽での荷電粒子の反応断面積が比較的良く調べられている[21]) の検討を行った結果, ネオンガスが有効であることがわかった.

IC 加熱プラズマにネオンガスパフの注入を行って得られたガンマ線スペクトルを, Fig. 6 に示す. 実験条件は, プラズマ電流 3MA, 線平均電子密度 $2.6 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ である. $^{20}\text{Ne}(\text{p}, \text{p}')^{20}\text{Ne}$ 反応による 1.63MeV のガンマ線が測定され, 高エネルギープロトンの測定として, 有効な手段になり得ることが明らかになった. また, ネオンは第一壁中に含まれないため, ガンマ線はプロトンと第一壁との反応で発生しているのではなく, プラズマ中から発生していることが確認できた. 1.63MeV ガンマ線のエネルギーは Fig. 4 (c) に示すように, ^{20}Ne 原子核の第一励起エネルギーに相当し[17], 反応の閾値は 2MeV である. 天然のネオンの同位体 ^{20}Ne , ^{21}Ne , ^{22}Ne の存在比は, それぞれ 90.51%, 0.27%, 9.22% である.

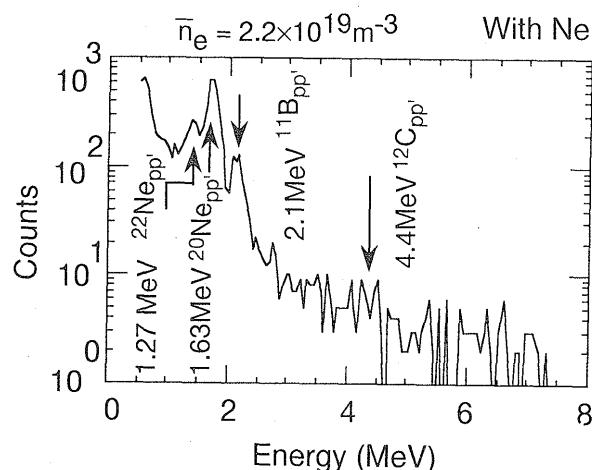


Fig. 6 Gamma-ray spectrum at neon gas injection in the ICRF heating experiment: Line gamma-ray of 1.6 MeV originated from $^{20}\text{Ne}(p,p')^{20}\text{Ne}$ reaction is observed as well as 2.1 MeV and 4.4 MeV gamma-ray lines. Line of 1.27 MeV (first excited state of ^{22}Ne) also appears. Plasma current is 3 MA.

$^{22}\text{Ne}(p,p')^{22}\text{Ne}$ 反応による、 ^{22}Ne の第一励起状態からの遷移とみられる 1.27 MeV のガンマ線も検出されているが、反応断面積のデータは残念ながら存在しない（中性子による非弾性散乱の評価済みデータも無い）。したがって、本実験においては、反応断面積[21]がわかっている 1.63 MeV ガンマ線についてのみ利用する。

^{20}Ne がガンマ線計測用ガスとして、有効な方法といえる理由をまとめると、(i) 比較的高い反応断面積 (0.8b) を持つ、(ii) ガンマ線エネルギーが低く (1.63 MeV) 測定が容易、(iii) 不活性ガスであるため第 1 壁に吸着されないの 3 点である。

3.5 $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ 反応による中性子

本 ICRF 実験は、ヘリウムプラズマに少数イオンとしての軽水素をガスバフにより注入したものであるが、ガンマ線の発生と同時に中性子が検出されている。IC 加熱前のオーミック加熱中の中性子発生率は $2 \times 10^{11} \text{s}^{-1}$ である。これは本実験以前に行われた重水素放電時の残留重水素ガスが第一壁から放出し、プラズマ中に混入することによる DD 反応 ($d(d,n)^3\text{He}$) に起因する。一方 ICRF 加熱時の中性子発生率は $1 \times 10^{13} \text{s}^{-1}$ と、オーミック加熱時の 500 倍もの中性子が発生する。しかしながら、荷電交換粒子測定では、ICRF 加熱時に高エネルギー重水素テールは観測されていないため、中性子の発生率は残留重水素による DD 反応では説明できない。

今まで述べてきたように、MeV 領域の高エネルギープロトンがプラズマ中に存在していることがわかってい

るので、観測された中性子は、 $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ 反応によるものと解釈される。この $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ 反応は、閾値は 3 MeV の閾値をもち、反応断面積は約 0.1b [$1\text{b} = (10\text{fermi})^2 = 100\text{fm}^2$] である [19]。

4. 高エネルギープロトンのエネルギー分布の推定

3 章で示したように、ICRF 加熱プラズマからは、1.6 MeV, 2.1 MeV, 4.4 MeV のガンマ線および、中性子を検出した。これらを生成する反応のプロトンエネルギーの閾値は、それぞれ 2 MeV, 2.5 MeV, 5 MeV および 3 MeV である。本章では、これら 3 つのガンマ線および中性子の強度から高エネルギープロトンの密度、等価温度の推定を行う。

Fig. 3 のガンマ線スペクトルで示したようにガンマ線の強度は電子密度に強く依存する。Fig. 7 (a) は、ICRF 加熱実験における 1.6 MeV, 2.1 MeV, 4.4 MeV, のガンマ線および中性子の強度を高エネルギープロトンの減速時間

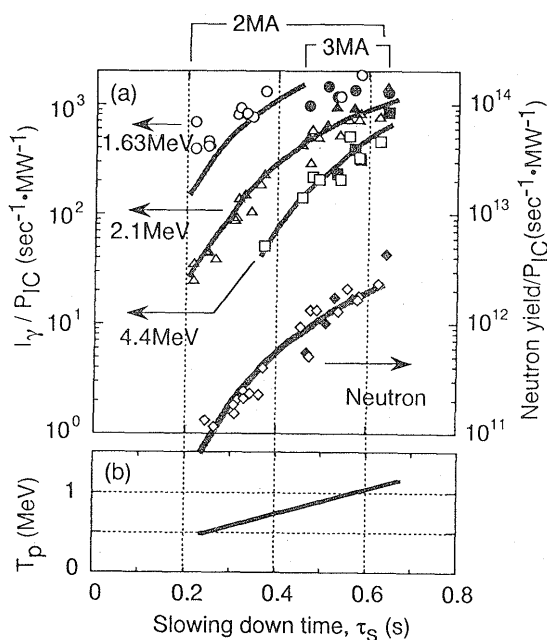


Fig. 7 (a) Intensities of the gamma-ray lines and the neutron yield divided by ICRF power against slowing down time of fast protons for $I_p = 2 \text{ MA}$ ($\circ$ 1.63 MeV, $\triangle$ 2.1 MeV, $\square$ 4.4 MeV, $\diamond$ neutron) and 3 MA ($\bullet$ 1.63 MeV, $\blacktriangle$ 2.1 MeV, $\blacksquare$ 4.4 MeV, $\blacklozenge$ neutron); Intensities of the gamma-ray lines and neutron yield strongly depend on slowing-down time and are independent of plasma current. Curves indicate calculated intensity assuming that T_p changes from 0.5 MeV to 1.2 MeV as indicated in (b).

t_s に対してプロットしたものであり, τ_s の増加に従いガンマ線強度は急速に増加する. ここで τ_s は $\tau_s = (6\pi\sqrt{2}\pi\epsilon_0 m_p m_e^{-1/2} T_e^{3/2}) / (n_e e^4 \ln\Lambda)$ で定義される. $\epsilon_0, m_p, m_e, T_e, \ln\Lambda$ はそれぞれ, 真空の誘電率, プロトンの質量, 電子の質量, 電子温度, クーロン対数である.

検出されるガンマ線の計数率 I_γ は, 以下の式で表される.

$$I_\gamma = \frac{s_1 s_2}{4\pi l^2} \xi_E \eta_E \int n_p n_i \langle \sigma v \rangle dl \quad (1)$$

ここで, s_1, s_2, l は, それぞれ, 検出器側コリメータの面積, プラズマ側コリメータの面積, およびこの2つのコリメータの距離を表す. ξ_E, η_E, n_p および n_i は, それぞれ観測ポートによる減衰率, エネルギー E のガンマ線に対する検出効率, プラズマ中の高エネルギープロトンの密度, ターゲットとなる不純物密度を表す. $\langle \sigma v \rangle$ は速度分布で平均化した, 反応する粒子の相対速度と反応断面積の積を表す.

τ_s が0.4秒から0.65秒に増加すると, 2.1MeVのガンマ線と4.4MeVのガンマ線の強度比 $I_{\gamma 4.4}/I_{\gamma 2.1}$ は, 0.25から, 0.6になる. 一方, (1)式より $I_{\gamma 4.4}/I_{\gamma 2.1}$ は,

$$\frac{I_{\gamma 4.4}}{I_{\gamma 2.1}} = \frac{\xi_{4.4} \eta_{4.4} n_{\text{carbon}} \langle \sigma_{4.4} v \rangle}{\xi_{2.1} \eta_{2.1} n_{\text{boron}} \langle \sigma_{2.1} v \rangle} \quad (2)$$

で示される. 高エネルギープロトンのエネルギー分布 f は T_p (MeV) の等価温度を持つ, すなわち $f \propto \exp(-E_p/T_p)$ と仮定する. ここで, $T_p (0.3 \leq T_p \leq 3 \text{ MeV})$ に対して $\langle \sigma v \rangle$ は以下のように近似できる.

$$\langle \sigma_E v \rangle = R \times \exp(\alpha_1 + \alpha_2/T_p^s + \alpha_3/T_p^2) [\text{m}^3 \text{sec}^{-1}] \quad (3)$$

$$\langle \sigma_{2.1} v \rangle; R=1, \alpha_1=-49.80, \alpha_2=-2.817, s=1.131,$$

$$\alpha_3=0.1928,$$

$$\langle \sigma_{4.4} v \rangle; R=1.5, \alpha_1=-47.22, \alpha_2=-6.121, s=0.8272,$$

$$\alpha_3=0.1235$$

ここで, $R=1.5$ は4.4MeVのガンマ線に対しては3.3節で述べたように断面積を1.5倍していることを意味する. (3)式より T_p を求めると, $I_{\gamma 4.4}/I_{\gamma 2.1} = 0.25, 0.6$ の時には, それぞれ $T_p = 0.75 \text{ MeV}$, および 1.05 MeV となる.

Fig. 7 (a)の曲線は, (b)で示すように T_p を0.5MeVから1.2MeVと変化させたときの, 1.6MeV, 2.1MeV, 4.4MeV ガンマ線, および中性子の $\langle \sigma v \rangle$ の計算値を示す. ガンマ線, 中性子強度の実験値を良く再現している. ここで, プラズマ中のボロン, 炭素, ネオンの比率を1:1:0.6とした.

次に, 高エネルギープロトンの密度を式(1)から評価する. 本実験においては $n_{\text{boron}} = n_e \times 0.03$ である. 係数 $s_1 s_2 / 4\pi l^2 \times \xi$ については, 本実験時では計数率を上げる目的で立体角を大きくしているために, プラズマとコリメータの間の視野に真空ポートや構造物が含まれ, 正確な値を求めるのは難しい. 下限は視野内の障害物で全てガンマ線が遮られるとした場合であり, 上限は障害物が全てガンマ線を透過するとした場合で, それぞれ 9×10^{-9} および 4.6×10^{-8} の値を持つ. これにより, $T_p = 1 \text{ MeV}$ の時のプロトン密度は $1.4 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ から, $7.3 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ の間の値となる.

ただしこの計算では, 分光計測で求められたプラズマ周辺部でのボロンおよび炭素の電子密度に対する比率3%が, プラズマ中心付近で同じであると仮定した.

この温度・密度から求めた高エネルギープロトンの蓄積エネルギーは0.10から0.53MJとなり, 反磁性ループ測定から推定した, 高エネルギープロトン粒子の蓄積エネルギー(0.5MJ)と矛盾しない.

5. 高エネルギープロトンの閉じ込め

本章ではIC加熱中のガンマ線ラインのプラズマ電流依存性から, 高エネルギープロトンの閉じ込め特性について言及する.

発生するガンマ線の強度は, Fig. 7に示したように高速イオンの減速時間と強い相関がある. プラズマ電流2MA, 3MAともに, ほぼ同じ曲線上に乗ることから, 高エネルギープロトンの温度, 密度はプラズマ電流に依らずに, 高速イオンの減速時間に依存していることがわかる.

ICRFを切った後のガンマ線の減衰時間も, 高エネルギープロトンの閉じ込めについての重要な情報となるが, カウント数が十分ではなく, サンプルングタイムが50msと遅いため, ここでは $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ 反応中性子の減衰時間の密度依存性に着目した. プラズマ電流2MAおよび3MAについて, 線平均電子密度を $(1.3-2.2) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ と変化させた時の, 中性子減衰時間 τ_{decay} のプロトン減速時間 τ_s 依存性をFig. 8に示す. プラズマ電流2MA, 3MAともにほぼ同じ曲線上に乗ることから, プラズマ電流には依存していないことがわかる.

τ_{decay} は τ_s の1/20~1/5の値になっている. これは中性子生成の反応断面積が強いエネルギー依存性を持つために, エネルギーが減少すると, 反応断面積が急激に小さくなるためである. 等価温度 T_p をもつプロトンの, 減速にもとづく中性子の減衰時間 $\tau_{\text{decay}} = \langle \sigma v \rangle / (d \langle \sigma v \rangle / dt)$ を, τ_s を使って以下の式で表すことができる.

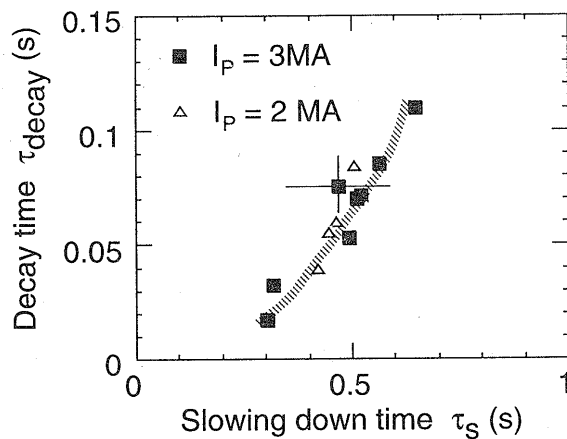


Fig. 8 Decay time of the neutron signal after switched off the ICRF power against for the plasma current of 2 MA ($\triangle$) and 3 MA ($\blacksquare$).

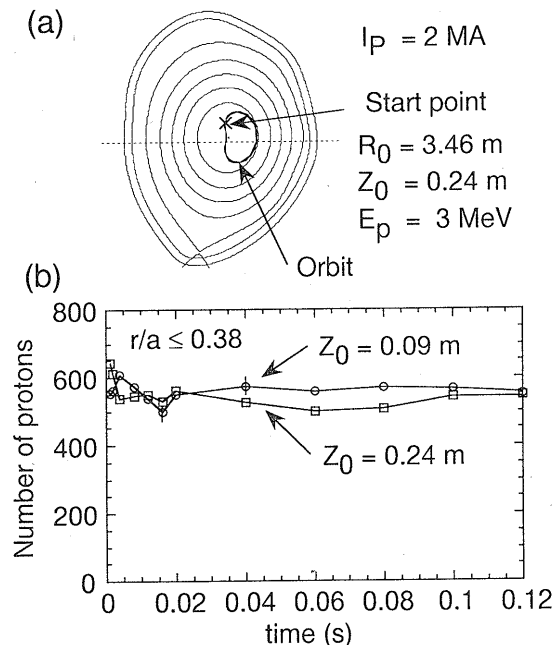


Fig. 9 (a) Orbits of 3 MeV trapped protons for $I_p = 2$ MA. Start point is 24 cm above the midplane and pitch angle is 90° . (b) Number of protons within $r/a \leq 0.38$ calculating with orbit-following Monte Carlo (OFMC) code. Number of the trapped protons does not reduce within 0.12 s.

$$\tau_{\text{decay}} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{2t_p} \frac{dT_p}{d\langle \sigma v \rangle} \tau_s \quad (4)$$

ここで、 $\langle \sigma v \rangle$ を (3) 式を用いて 0.3 MeV から 3 MeV の範囲内で近似すると、 $R = 1$, $\alpha_1 = -48.98$, $\alpha_2 = -3.465$, $s = 0.9287$, $\alpha_3 = -0.01008$ となる。(4) 式を計算すると、 T_p が 0.3–1 MeV の範囲で近似的に、 $\tau_{\text{decay}} \approx$

$0.16 T_p (\text{MeV}) \tau_s$ と表すことができる。したがって、 $\tau_{\text{decay}} \approx (0.048-0.16) \tau_s$ となり、中性子信号の減衰はプロトンの減速時間だけで説明できる。

トロイダル磁場は有限個数のトロイダルコイルで作られるため、トロイダル磁場リップルが存在し、高速イオンの輸送を引き起こす。この輸送とは、リップルのために軌道の上半分と下半分とで軌道が非対称になり、それぞれの滞在時間が異なることにより、粒子が径方向に拡散し、第一壁水平面付近に損失するというものである(リップル励起バナナドリフト) [24]。

この可能性を検討するために損失の評価を行った。なお、ICRF 実験のプラズマ配位では、プラズマ中心部でトロイダル磁場に約 0.5% のリップルが存在する。トロイダル磁場 3.8 T, プラズマ電流 2 MA の条件で、ピッチ角 90° (磁力線に対して垂直) で磁気軸の上 20 cm ($Z = 24$ cm) からプロトンをスタートさせたときの、軌道追跡コード [25] で計算した 3 MeV の捕捉プロトンの旋回中心の軌道を Fig. 9 (a) に示す。エネルギーが高いため、初期の捕捉粒子の軌道はバナナ型ではなく D 型になっている。

このような軌道を持つ粒子の閉じ込めを調べるために、軌道追跡モンテカルロ (OFMC) コードを用いて、エネルギー 3 MeV, ピッチ角 90° の初期条件を持つ粒子を $Z_0 = 9$ cm および 24 cm からスタートさせ追跡した。ここで、 $Z = 24$ cm というのは、予想されるプラズマ中の ICRF 電場の上端付近を示す。規格化半径 r/a が 0.38 以内に存在するプロトンの個数の時間変化を Fig. 9 (b) に示す。0.12 秒間で、個数にほとんど変化が見られず、リップルによる補足粒子の損失が発生しないことが計算により確認された。

以上の点から、プラズマ電流 2 MA 以上の条件では、IC 加熱により生成された MeV 領域のプロトンは、捕捉粒子でも、粒子が感じるリップルが小さいため、軌道損失は非常に小さくエネルギーの損失が衝突による減速に依存していることがわかる。この計算結果は、ガンマ線強度、中性子強度、および中性子減衰時間が、 τ_s が同じ条件においてはプラズマ電流に依存しないことでも強く裏付けられる。

6. まとめ

第 2 高調波少数イオン ICRF 加熱時にガンマ線計測を行った結果を以下にまとめる。

(i) 高エネルギープロトンとプラズマ中の不純物 (ボロン、炭素) との非弾性散乱によって発生する 2.1 MeV お

および 4.4MeV のガンマ線, および閾値 3MeV の $^{11}\text{B}(\text{p},\text{n})^{11}\text{C}$ 反応による中性子が検出された。

(ii) ネオンガスを注入して, ^{20}Ne の 1.6MeV のガンマ線を検出することは, ガンマ線計測として有効な方法であることを示した。この計測法は, 反応断面積が比較的高く, 検出するガンマ線エネルギーが低いため測定が容易であり, 不活性ガスを用いるため第一壁への吸着がないという特徴を持つ。

(iii) ガンマ線および中性子の発生する反応の閾値から, プロトンは 5MeV 以上に加速されている。また, 1.6MeV, 2.1MeV, 4.4MeV のガンマ線の強度比より, 高エネルギープロトンの等価温度を 0.5-1.2MeV と評価した。

(iv) ICRF 加熱により生成された MeV 領域のプロトンの等価温度・密度はプラズマ電流 2MA 以上ではプラズマ電流に依存せず, プロトンの減速時間に依存する。中性子の減衰時間も, プラズマ電流に依存せずにプロトンの減速時間に依存する。これらのことから, ICRF 加熱によってプラズマ中心部に生成された高速イオンのうち, 磁場リップルにより損失するイオンの割合は少ないといえる。このことは, 軌道追跡モンテカルロ計算によっても確認された。

中性子と物質の反応断面積は原子炉や核融合炉の設計に必須であるため, 精力的に調べられデータが整備されているが, これに比べガンマ線計測で必要となる荷電粒子と物質の反応断面積の整備 (例えば, $^{22}\text{Ne}(\text{p},\text{p}')^{22}\text{Ne}$ の 1.27MeV, $^{11}\text{B}(\text{p},\text{p}')^{11}\text{B}$ の 4.4MeV) が遅れている。これらの整備が進めば, ガンマ線計測のより広範な活用が可能となるであろう。

謝辞

本研究を行うにあたり実験を援助していただいた JT-60 チーム員に感謝いたします。また, 高エネルギー粒子の閉じ込めに関して有益な助言をいただいた日本原子力研究所の飛田健次氏, 中性子の測定にあたっては西谷健夫氏に感謝いたします。原研核データセンターの深堀智生氏と千葉敏氏には, 非弾性散乱の断面積に関するデータの提供と貴重な助言をいただきました。研究を進めるにあたり助言と激励をいただきました岸本浩部長に深く感謝いたします。また, 筑波大学プラズマ研究センターの長照二教授, 平田真史講師には本研究に対して助言と協力を頂きました。

参考文献

- [1] M. Sasao *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 1 (1994).
 - [2] 原野英樹 他: プラズマ・核融合学会誌 **72**, 681 (1996).
 - [3] S. J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 1551 (1990).
 - [4] D. E. Newman *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **227**, 339 (1984).
 - [5] G. J. Sadler *et al.*, Fusion technology **18**, 556 (1990).
 - [6] D. A. Boyd *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 593 (1989).
 - [7] P. J. A. Howarth *et al.*, *Proceeding of 21st EPS conference on Controlled Fusion and Plasma Physics* (European Physical Society, 1994) p.262.
 - [8] C. Z. Cheng, Phys. Fluids B **2**, 1427 (1990).
 - [9] H. Kimura *et al.*, Phys. Lett. A **199**, 86 (1995).
 - [10] H. Kimura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **71**, 1147 (1995).
 - [11] M. Saigusa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 295 (1995).
 - [12] H. Ninomiya *et al.*, Plasma Devices Oper. **1**, 43 (1990).
 - [13] M. Saidoh *et al.*, Fusion Eng. Des. **22**, 271 (1993).
 - [14] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement 2nd edition* (John Wiley & Sons, Inc. 1989) Chap. 20.
 - [15] W. R. Nelson *et al.*, "EGS4 Code System", SLAC-265 (1985).
 - [16] T. Nishitani *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 5270 (1992).
 - [17] C. M. Lederer *et al.*, Table of Isotopes Seventh Edition, John Wiley & Sons, Inc. (1978).
 - [18] J. K. Bair *et al.*, Phys. Rev. **100**, 21 (1955).
 - [19] Rainer Feldbacher, *Nuclear Reaction Cross Sections and Reactivity Parameter Library and Files* (International Nuclear Data Committee, 1987), INDC (AUS) 12/G Version 1 Oct. (1987).
 - [20] F. E. Cecil *et al.*, Nucl. Phys. A **539**, 75 (1992).
 - [21] P. Dyer *et al.*, Phys. Rev. C **23**, 1865 (1981).
 - [22] T. Nakagawa *et al.*, J. Nucl. Sci. Tech. **32**, 1259 (1995).
- 中性子の非弾性散乱を含めた核データの一部は WWW 上で公開されている
Nuclear Data Center, Japan Atomic Energy Research Institute: "Graphs of Evaluated Cross Sections", <http://cracker.tokai.jaeri.go.jp/Figs/endfplot.html> (1996).
<http://cracker.tokai.jaeri.go.jp/Figs/endfplot.html> (1996).
- [23] 八木浩輔: 原子核と放射, 朝倉書店 (1980) 4 章.
 - [24] R. L. Boivin *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 1559 (1993).
 - [25] K. Tani *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 1726 (1981).