

炉心プラズマの集団的核反応過程に対する揺動電磁場の影響に関する研究

杉山, 翔太

<https://hdl.handle.net/2324/2236222>

出版情報 : Kyushu University, 2018, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

炉心プラズマの集団的核反応過程に対する
揺動電磁場の影響に関する研究

平成 31 年 1 月

杉山 翔太

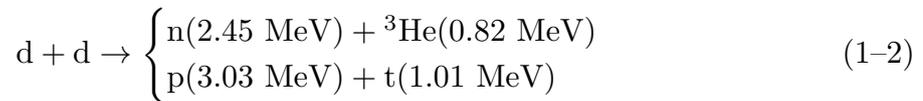
目次

第 1 章 序論	1
1.1 非 Maxwell 速度分布関数	5
1.1.1 テイル形成要因及び特徴	6
1.1.2 速度分布関数変化のプラズマへの影響	9
1.2 核融合反応生成粒子の放出スペクトル	10
1.3 イオン分布関数診断	11
1.4 本研究の目的	12
1.5 本論文の構成	13
第 2 章 燃料イオン分布関数及び中性子スペクトルの数値解析モデルと基本特性	23
2.1 燃料イオン分布関数	23
2.1.1 Boozer 座標系における案内中心軌道	23
2.1.2 粒子軌道解析に基づくイオン分布関数の解析モデル	31
2.1.3 高速イオン分布関数の近似モデル	31
2.2 中性子放出スペクトル	33
2.2.1 中性子放出方向及びエネルギー	33
2.2.2 核融合反応率	35
2.2.3 燃料イオン分布関数と中性子放出スペクトルとの関係	36
2.3 第一壁への中性子入射スペクトル	39
2.3.1 第一壁の壁面形状モデル及び中性子入射位置計算法	39
2.3.2 壁面への中性子入射角の定義	40
2.3.3 高速イオン分布関数と中性子入射スペクトルとの関係	42
第 3 章 第一壁への中性子入射スペクトル及びその非 Maxwell テイル診断への応用	70
3.1 ITER 級 DT プラズマにおける入射スペクトル及びそのイオン分布関数診断への応用	70
3.2 LHD 重水素プラズマを想定した真空容器壁への入射スペクトルの評価	74
3.3 中性子放出の非等方性を利用したノックオンテイル検証シナリオ	76
第 4 章 Alfvén 固有モードのバルクイオン分布関数及び中性子放出スペクトルへの影響	103
4.1 プラズマ粒子及び摂動電磁場分布	103
4.2 燃料イオン速度分布関数の歪み	104
4.3 核融合反応率係数の変化	106
4.4 中性子放出スペクトルの歪み	109

第 5 章 結論	127
付録	131
A.1 Boozer 座標系における荷電粒子案内中心の運動方程式の導出	131
A.2 AE による静電ポテンシャルと摂動垂直磁場との関係	132
A.3 背景粒子が Maxwell 分布に従う場合のテスト粒子に対する FP 衝突項 . . .	133
参考文献	135
謝辞	140

第 1 章 序論

核融合炉は、軽い原子核同士の融合反応によって発生するエネルギーを利用する発電炉である。核融合炉に利用可能であると考えられている主な核融合反応を以下に示す。



ここで、 n は中性子、 p は陽子、 d は重陽子、 t はトリトン、 ${}^3\text{He}$ はヘリウム 3 イオン、 α はアルファ粒子である。式 (1-1) の DT 反応は、重陽子とトリトンとが融合し ${}^5\text{He}$ の複合核を形成する。重陽子とトリトンとの運動エネルギーは複合核内の核子に平等に分配され、中性子とヘリウムとに分裂して安定になる。反応前後の粒子の静止質量の和を比較すると、反応後の静止質量の和が反応前のものに比べて小さくなっている。反応前後で生じる静止質量エネルギーの差は反応の Q 値として知られているもので、 $b(a, c)d$ 反応に対して次のように計算される。

$$Q = [(m_a + m_b) - (m_c + m_d)] c^2 \quad (1-4)$$

ここで、 m は静止質量、 c は光速である。この Q の値が正の時、反応は発熱的であり、 Q のエネルギーが発生する。DT 反応の場合 $Q = 17.6 \text{ MeV}$ 、式 (1-2) の DD 反応の場合、中性子放出反応で 3.3 MeV 、陽子放出反応で 4.0 MeV 、式 (1-3) の D^3He 反応の場合 18.4 MeV である。

核融合反応が起こるためには、原子核同士がその Coulomb 力に打ち勝って核力を及ぼし合う程の距離まで近づく必要がある。加速した粒子ビームを気体等に入射する事で核融合反応を起こす事ができるが、反応で発生するエネルギーよりも粒子ビームを加速するのに必要なエネルギーの方が大きくなり、この方法では正味のエネルギーを取り出す事はできない。従って核融合炉でエネルギーを得るためには、核融合反応が起こるのに十分高い粒子エネルギー、即ち十分高温な燃料粒子気体を作る必要がある。このような高温では物質は電離気体、即ちプラズマ状態になっている。プラズマ物理及び核融合の分野では、温度は K 単位のものに Boltzmann 定数を乗じてエネルギー単位で表すのが慣習であり、本論文もこれに倣う。1 eV は 11604 K に相当する。図 1-1 に、イオン温度 T に対する DT、DD 及び D^3He 反応の核融合反応率係数 $\langle\sigma v\rangle$ を示す。核融合反応率係数は、核融合反応の起こり易さを表す指標のような量である。式 (1-3) の反応を主に利用する D^3He 核融合炉は、中性子発生量が少なく魅力的な核融合炉であるが、反応率係数のピークが温度の高い所にあり、実現には解決すべき課題が多くある。最も低い温度で反応率係数が大きい事から、最初の発電炉には式 (1-1) の反応を主に利用する DT 核融合炉が考えられている。DT 核融合炉に必要な温度

は 10–20 keV (数億度) 程度とされている。従って、核融合炉を実現させるためには高温のプラズマを一定の領域の中に一定の時間閉じ込めておく必要がある。プラズマの閉じ込め方法として、大別して磁場閉じ込めと慣性閉じ込めとの二つの方式がある。慣性核融合は、高密度の燃料プラズマが拡散し消滅するまでの短い時間に、十分多くの核融合反応を起こしエネルギーを取り出すものである。本研究では磁場閉じ込めプラズマを扱う。

磁場中の荷電粒子は磁力線の周りを旋回運動しながら磁力線に沿って運動するため、磁場に垂直な方向に粒子を閉じ込める事ができる。プラズマは荷電粒子の集合した導電性の気体である。磁場閉じ込め方式の基本的な原理は、プラズマの圧力を磁場の圧力で押え込むというものである。磁力線方向の閉じ込めは、磁場が自分自身で閉じるトーラス配位にする事で解決される。単純なトーラス配位によるプラズマの閉じ込めを考える。図 1-2(a) に単純トーラス装置の模式図を示す。トーラスの副軸 (トロイダル軸) に沿ったトロイダル磁場のみによる閉じ込めを考える。磁力線は主軸を囲んで閉じた円形である。トロイダル磁場は副軸を囲むリング状のコイル (トロイダル磁場コイル) をトロイダル方向に沿って並べて作るため主軸に近い所でコイルが密になり、磁場の大きさは半径方向に負の勾配のある分布を持つ。電子とイオンとは磁力線周りの旋回方向が逆であるため、磁場の勾配により図 1-2(b) のようにイオンはプラズマ上部へ、電子は下部へドリフトし、図 1-2(c) のように上下に電荷が分離される。この荷電分離により生じた電場によって、図 1-2(d) のようにイオンと電子とは同じ方向にドリフトし、プラズマは外側に膨張して壊れてしまう。従ってトロイダル磁場のみでプラズマを閉じ込める事はできない。これはトロイダル軸を囲むようなポロイダル磁場を加え、螺旋状の磁場を作る事で解決される。磁力線がプラズマの上部と下部との両方を通るようにする事で、上下方向の電荷の分離を中和する事ができる。螺旋状のトーラス磁場配位の作り方として、プラズマ電流を利用するトカマク型装置や、外部コイルで作るステラレータ型装置がある。

図 1-3 にトカマクプラズマの概念を示す。トカマク装置は、トロイダル磁場コイルの作るトロイダル磁場 B_t と、トロイダル方向の荷電粒子の運動によって生じるプラズマ電流 I_p の作るポロイダル磁場 B_p との組み合わせによって形成される螺旋状の磁力線 \mathbf{B} によりプラズマを閉じ込める装置である。Tamm と Sakharov とによって 1951 年頃に考案された。トカマク (tokamak) の名称は、ロシア語の電流 (ток)、容器 (камер)、磁気 (магнит) 及びコイル (катушка) の組み合わせによる造語であると言われている。トカマク装置はトーラス配位の中でも比較的構造が簡単で、現時点ではトカマク型核融合炉が最も現実的であるとされており、最も研究が進んでいる磁場閉じ込め装置である。現在、フランスのサン・ポール・レ・デュランスでトカマク型 DT 核融合実験炉である ITER[1, 2] の建設が進められている。ITER 計画は日本、ヨーロッパ連合、ロシア、アメリカ、中国、韓国及びインドの 7 極による国際協力の下で進められており、2025 年の運転開始を目指している。ITER の語源は国際熱核融合実験炉 (International Thermonuclear Experimental Reactor) の略称である。トカマクではポロイダル磁場の形成にプラズマ電流が必要であり、主としてトラ

ンスの原理を用いてトーラス主軸部分にある中心ソレノイドコイルに電流を流し電磁誘導でプラズマ電流を流す。この方法でプラズマ電流を流し続けるには中心ソレノイドコイルの電流の絶対値を変化させ続けなければならない、放電時間が限られる。従って定常運転のためには非誘導電流駆動が必要である。非誘導電流駆動源としては、外部から中性粒子ビームや高周波を入射する方法 [3, 4] やプラズマ自身が駆動するブートストラップ電流 [5, 6] が提案及び実証されており、核融合反応生成粒子による駆動 [7] の可能性が指摘されている。プラズマ電流の崩壊現象であるディスラプションは、定常運転を妨げ、炉の構造材を損傷させるため、現象を理解し回避或いは制御する事が重要である。発生の予測 [8] や電子サイクロトロン波を用いた回避 [9]、大量気体入射 [10] や不純物の氷ペレット入射 [11] による緩和等に関する研究が進められている。

大型ヘリカル装置 (Large Helical Device, LHD) [12] 等のステラレータ型装置は、螺旋状に巻いたヘリカルコイルやモジュラーコイルによって螺旋状のトーラス配位を形成する。閉じ込め磁場の形成にプラズマ電流を必要としないためディスラプションが起こらず、定常運転がしやすいという利点がある一方で、トカマクに比べてコイルが複雑で設計や制作が難しい、軸対称性がないために閉じ込めの理論予測が難しい等の難点がある。これまでに LHD で、約 54 分間の長時間運転 [13] や中心電子密度 $1.2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ の高密度運転 [14] が達成されている。ステラレータ系のプラズマの理解は、トカマクプラズマとの比較を行いながら、トーラス配位のプラズマの物理を総合的に理解する上で重要である。トカマク装置においても、トロイダル磁場リップルや揺動磁場の存在等により軸対称性が破れ、粒子閉じ込めや安定性に影響を及ぼす [15]。またトカマクプラズマでヘリカル状態が形成される事が発見されており [16]、ヘリカル装置はこのようなトカマクプラズマにおける磁場の三次元的効果に対して知見を与える事も期待される。

DT 核融合炉における発電の概念を示す。DT 反応で約 3.5 MeV で発生するアルファ粒子は磁場に閉じ込められプラズマの加熱、所謂アルファ加熱或いは自己加熱に寄与する。一方約 14 MeV で生成される中性子は磁場に影響されずにプラズマの外へ飛び出す。炉心プラズマの周りをブランケットで囲んでおくと、中性子がブランケットに入射しその構造材の中で減速され熱エネルギーを生じる。この熱エネルギーを利用し、熱交換器によって水蒸気を発生させ、蒸気タービンを回転させる事で発電を行う。ブランケットは熱エネルギーの取り出しに加えて、放射線遮蔽やトリチウム生産の役割を担う。重水素が天然存在比 0.015% の水素の安定同位体であり海水中等に豊富に存在するのに対し、トリチウムは半減期約 12 年の放射性同位体であり天然には殆ど存在しない。従って、トリチウムは人工的に生産する必要があり、DT 核融合炉ではブランケット内でトリチウムを生成し自給自足する事が考えられている。そのためにブランケット構造材にリチウム化合物を使用し、次式の反応を利用する。



式 (1-6) の反応は約 3 MeV の閾値を持ち断面積も小さい事から、トリチウム生産には主に式 (1-5) の反応が寄与する。そのため ${}^6\text{Li}$ を数十 % に濃縮する設計が多い。DT 反応で消費されるトリチウム数に対するブランケットで生成されるトリチウム数の比はトリチウム増殖比 (Tritium Breeding Ratio, TBR) と呼ばれ、自給自足のためには TBR が 1 を超える事が要求される。中性子の構造材による吸収やブランケットの設置できない領域がある事等から、 $\text{TBR} > 1$ を達成するためには中性子の数を DT 反応生成数以上に増やす必要がある。そのために、ベリリウムや鉛をブランケット構造材に使用し、次の反応を利用して中性子を増倍させる事が考えられている。



ここで、 A は鉛の質量数で、 $A = 204, 206, 207, 208$ である。この増倍材や構造材の選び方によってブランケットは幾つかの方式に分類される。ITER 計画に参加している各極で異なる方式のブランケットの開発が進められており、ITER テストブランケットモジュール計画で試験が行われる予定である [17]。

DT 核融合炉の成立に必要なプラズマ条件を一様プラズマで簡単に検討する。電子密度を n 、電子温度とイオン温度とが同温度 T とすると、炉心プラズマのパワーバランスは次式で与えられる。

$$\frac{d}{dt}(3nT) = P_\alpha + P_H - P_L = \frac{n^2}{4}\langle\sigma v\rangle E_\alpha + P_H - \frac{3nT}{\tau_E} \quad (1-8)$$

ここで、 $E_\alpha = 3.52$ MeV はアルファ粒子の発生エネルギー、 P_H は外部加熱パワー、 τ_E はエネルギー閉じ込め時間である。プラズマが維持されるためには、加熱パワーが損失エネルギーを上回らなければならない。

$$\frac{n^2}{4}\langle\sigma v\rangle E_\alpha + P_H \geq \frac{3nT}{\tau_E} \quad (1-9)$$

故に、

$$n\tau_E \geq \frac{12T}{\langle\sigma v\rangle E_\alpha \left(1 + \frac{5}{Q}\right)} \quad (1-10)$$

ここで、 Q はプラズマ Q 値と呼ばれるもので、加熱パワーに対する核融合出力の比である。 $Q = 1$ の場合を臨界プラズマ条件、 $Q = \infty$ の場合を自己点火条件という。図 1-4 に (a)DT 核融合炉における臨界プラズマ条件及び自己点火条件、(b)DT、DD 及び D^3He 核融合炉の自己点火条件を示す。プラズマ温度が $T = 20$ keV の場合、DT 核融合炉が臨界プラズマ条件を満たすためには $n\tau_E \geq 2.62 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}\text{s}$ 、自己点火条件を満たすには $n\tau_E \geq 1.57 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}$ が必要である。DT プラズマの場合自己点火条件を満たす最小の温度は 26 keV 程度であるが、 D^3He プラズマでは約 99 keV である。ここでの検討は発電効率や加熱効率を理想的に 1 とした場合のものであり、実際的な効率 (例えば発電効率 30% 等) や高エネルギーイオンの損失等を考慮した場合これより条件は厳しくなる。

アルファ加熱は核融合反応が十分に起こっている時に行われるものであり、自己点火条件を満たす温度になるまでは別の方法でプラズマを加熱する必要がある。トカマクでは、プラズマ立ち上げ時にはプラズマ電流によって Ohm 加熱がなされるが、温度が高くなると電気抵抗が小さくなり、これだけでは核融合反応が十分起こるような温度のプラズマを得る事はできない。そのため追加加熱の目的で中性粒子ビーム入射 (Neutral Beam Injection, NBI) や高周波 (Radio-Frequency, RF) 加熱が用いられる。NBI は高エネルギーの中性粒子ビームをプラズマに入射し、場の粒子との散乱を介してプラズマを加熱する方法である。イオンを生成し加速させ、磁場にビーム軌道を曲げられないように中性化してからプラズマに入射する。RF 加熱はプラズマ粒子のサイクロトロン周波数に近い周波数の波をプラズマに入射し、粒子を共鳴的に加速させプラズマを加熱する。波の周波数をイオンのサイクロトロン周波数に合わせたイオンサイクロトロン周波数帯 (Ion Cyclotron Range of Frequency, ICRF) や、電子の周波数に合わせた電子サイクロトロン周波数帯 (Electron Cyclotron Range of Frequency, ECRF) 等の波が用いられる。これらは外部加熱以外にも、非誘導電流駆動やプラズマ診断の目的でも使用される。

これまでの核融合研究は、如何にしてプラズマを安定的に閉じ込めるかという事に主眼を置き、核融合反応があまり起こらない水素や重水素プラズマ等を用いて実験が行われてきた。現在は、本格的な核燃焼を伴うプラズマの理解に向けた実験を行う段階に移行しつつある。DT プラズマ実験は二つのトカマク装置 JET (Joint European Torus) 及び TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) で行われているが [18, 19]、本格的に DT プラズマの物理的な原理実証を目指した実験は ITER で初めて行われる。並行して原型炉の設計活動が行われており、今後は ITER で得られる知見を利用し炉工学を含めた発電実証に向けて研究が進められる。

1.1 非 Maxwell 速度分布関数

核融合プラズマでは、外部加熱や核融合反応によって高エネルギーイオンが生成される。これらの高エネルギーイオンはバルクプラズマ粒子との衝突を介して、自身は減速しながら周囲の粒子にエネルギーを付与する。イオン温度より十分高いエネルギーで生成されたイオンはその減速過程で、速度分布関数の高エネルギー領域に非 Maxwell テイル (或いは単にテイルという) を形成する。従ってプラズマ中の粒子の速度分布関数は、定常的に Maxwell 分布にならない。図 1-5 に、非 Maxwell テイルが形成された速度分布関数の概念図を示す。Fokker-Planck (FP) 方程式等の運動論的方程式を解く事でプラズマ中の粒子の速度分布関数が解析される。Coulomb 散乱による速度分布関数の変化を記述する衝突項は、微小角散乱が支配的であると考えられる事により、Landau[20] 或いは Rosenbluth 等 [21] によって導出された。電磁場中のテスト粒子の軌道を追跡しながら、Coulomb 散乱による速度変化をモンテカルロ法で計算する方法 [22] によっても分布関数の評価が可能である。この方法は、着目粒子と場の粒子との相互作用による場の粒子の速度分布関数変化の影響を考慮するのが難

しい分速度空間上の取り扱いが粗くなるが、実空間上の運動を考慮しやすいという利点がある。

1.1.1 テイル形成要因及び特徴

NBI 加熱で生成された高エネルギーイオンの減速分布関数の近似解は Cordey 等によって示された [23]。この近似解は、FP 方程式で、背景粒子が Maxwell 分布に従い、着目する高エネルギーイオンの分布関数は等方的であるという仮定の下、電子の熱速度より十分小さく背景イオンの熱速度より十分大きい速度領域に対して解析的に導出された。テイル形成による背景粒子の温度変化や自分自身との散乱等の非線形的な分布関数の振る舞いは考慮されないが、同条件の FP 方程式の数値解と数 % の差で一致する。速度空間内の拡散により僅かに上方散乱効果があるものの、この非 Maxwell 分布の最大エネルギーは殆ど NBI エネルギーである。NBI 加熱の場合に限らず、例えば核融合反応生成等のように、高エネルギーイオンが単色のエネルギーで発生すると見做せる場合、この減速分布が適用できる。高エネルギーイオンの減速分布に加え、減速分布が形成された場合にバルクイオンの速度分布関数が Maxwell 分布から変化する事が考えられる。温度上昇の効果を除くために、分布関数の形状のみによって決定される核融合反応率係数を指標にしてバルクイオン分布関数の変化が調べられたが、その変化は無視できる程小さい事が明らかにされている [24, 25]。

ICRF 加熱によって Maxwell 分布から変化した速度分布関数の近似解は Stix によって示された [26]。ある位相速度を持つ ICRF 波が入射された時、共鳴的に粒子が加速される事により、位相速度より僅かに小さい速度における分布関数が小さくなり、その分の粒子が位相速度より大きい速度領域に移る。これにより位相速度以下で極小値を、位相速度以上で極大値を持つような速度分布関数となり、これを平坦化させるような拡散が位相速度近傍の速度空間内で起こる。Coulomb 散乱による緩和が進み、最終的な分布関数が決定される。位相速度近傍の拡散は準線形拡散と呼ばれ、これを記述する準線形拡散項を FP 方程式に取り入れる事で、ICRF 加熱時の速度分布関数の解析ができる。Stix は背景粒子が Maxwell 分布に従うと仮定した FP 衝突項と磁気面平均吸収パワーや小旋回半径近似等をした準線形拡散項とを用いて近似解を解析的に導出した。プラズマ中に新たに生成された高エネルギーイオンの減速分布である NBI 加熱の場合と違い、ICRF 加熱によって形成される非 Maxwell テイルは元々プラズマ中に存在したバルクイオンの加速によるものである。従って、非 Maxwell 分布の最大エネルギーは波の周波数等によって決定される。例えば LHD では ICRF 加熱により 1.5 MeV を超える粒子が観測されている [13]。サイクロトロン周波数はイオン種と磁場の強さによって変わるため、加熱するイオン種や加熱位置をある程度選択する事ができる。高密度のプラズマを加熱する場合、波の周波数によってはプラズマ中心部まで伝播できない事がある。この場合、サイクロトロン周波数の 2 倍や 3 倍の高調波を用いる事で、十分プラズマ中心部まで波を届けてプラズマを加熱する事ができる。用いる周波数によって非 Maxwell テイルが形成されるエネルギー領域が異なる [27]。

高温プラズマ中のイオン同士の散乱過程としては Coulomb 散乱が支配的である。イオンのエネルギーが高くなると、弾性散乱の微分断面積の実測値は Rutherford 断面積とは異なる事が知られている。微分断面積の実測値から Rutherford 断面積を引いたものは核弾性散乱 (Nuclear Elastic Scattering, NES) と呼ばれている [28]。NES 断面積には核力及び核力と Coulomb 力との干渉による寄与が含まれており、Nuclear plus interference scattering と呼ばれる [29]。荷電粒子の弾性散乱過程はあくまで一つであり、Coulomb 散乱と NES との異なる 2 種の散乱過程があるわけではない事に注意が必要である。しかしながら、Coulomb 散乱と NES との断面積を分けて考える事は、FP 衝突項の利用や核力の寄与する散乱がプラズマに及ぼす影響を調べやすい等の利点がある。図 1-6 に 5.6 MeV の陽子と静止した重陽子との微分散乱断面積の実測値と Rutherford 断面積とを比較する [30]。Coulomb 散乱に比べて散乱頻度が小さいが、NES は大角度散乱であり一度の散乱で輸送されるエネルギーが大きく、高エネルギーイオンの減速を促進する [31]。高エネルギーイオンの減速に対する Coulomb 散乱と NES との影響を比較する時、散乱頻度と一度の散乱当たりのエネルギー輸送量との両方を考慮したエネルギー損失率を比較するのが便利である。エネルギー損失率は衝突項のエネルギーの一次のモーメントであり、Coulomb 散乱によるものは解析解が [32]、NES によるものは数値積分を必要とする半解析解が [33] それぞれ導出されている。図 1-7 に各散乱によるエネルギー損失率を示す。Coulomb 散乱の場合、エネルギーが高い時速度の近い電子との散乱による減速、即ち電子加熱の割合が大きい。従って、核融合反応生成粒子による自己加熱の大部分は電子加熱に寄与する。一方で、NES はイオン同士の散乱であり、エネルギーが高い程背景イオンへのエネルギー付与が大きくなる。NES によるイオン加熱割合の増加 [34, 35, 36] は特に D^3He 核融合炉の成立に重要な役割を演じる [37]。NES によってノックオンテイルと呼ばれる非 Maxwell テイルが形成される [36, 38, 39]。バルクイオンが高エネルギーイオンとの NES によってエネルギーを付与され、バルクイオン分布関数上に高エネルギーの反跳成分が現れる。この反跳成分が NES と Coulomb 散乱とによって減速し、ノックオンテイルを形成する。従って、ノックオンテイルの最大エネルギーはプラズマ中に存在するイオンの最大エネルギーによって決定される。核融合プラズマでは外部加熱が行われない場合でも、核融合反応生成粒子による NES の影響で燃料イオン速度分布関数上に必ずノックオンテイルが存在する。

外部加熱や NES による速度分布関数の変化は衝突理論に基づいて解析する事ができ、形成される非 Maxwell 分布について殆ど完全に理解されている。一方で、様々なプラズマの不安定性に起因する電磁場の揺動によっても速度分布関数が変化する可能性があるが、これまで十分な検討がなされていない。制御可能である外部加熱とは違い、突発的或いは予期せずに起こる様々な現象に応じて分布関数が変化するのであれば、先ず個々の現象に対してそれぞれの分布関数変化の特徴を理解しておく事が核融合炉の成立に必要な不可欠である。以下ではアルヴェン固有モード (Alfvén eigenmode, AE) を例に、分布関数が変化する可能性について考える。

粒子は磁力線の周りを旋回するため、Larmor 半径より大きなスケールでは、プラズマは磁力線に凍り付いているように見える。プラズマが磁力線を横切る方向に運動した場合、その慣性力と磁力線の持つ張力に相当する力によって、磁力線とプラズマとは一体となり弦のように振動する。この振動は Alfvén 波と呼ばれる電磁流体力学 (Magnetohydrodynamics, MHD) において最も基本的な波である。Alfvén 波の伝播速度 $v_A = B/\sqrt{\mu_0 m_i n_i}$ を Alfvén 速度という。ここで B は磁場の大きさ、 μ_0 は真空の透磁率、 m_i はイオン質量、 n_i はイオン密度である。Alfvén 波には圧縮性及びシア (捩れ) モードがある。圧縮性 Alfvén 波は伝播方向に磁力線が振動するため磁力線密度が変化する。磁場圧力が変動するため復元力が増し、周波数が高くなる。シア Alfvén 波は伝播方向に垂直な方向に磁力線が振動するため、磁力線密度は変化しない。磁場圧力は変化しないため周波数が低くなる事ができる。磁力線方向にしか伝播できず、摂動磁場が平衡磁場及び伝播方向に垂直に、電場が伝播方向と摂動磁場との両方に垂直方向に生じる。通常のトカマク装置では、周波数の低いシア Alfvén 波が励起されるが、相対的に磁場の小さい球状トカマク装置では圧縮性 Alfvén 波が励起される。空間的に密度が変化する場合、Alfvén 速度は密度と共に変化するため、シア Alfvén 波の分散関係 $\omega_A = k_{\parallel} v_A$ はある特定の密度でのみ満たされる。ここで ω は Alfvén 波の周波数、 k_{\parallel} は平衡磁場方向の波数である。この密度では Alfvén 波の共鳴吸収が起こり、この吸収の条件は Alfvén 周波数 ω_A がプラズマ中で取り得る範囲内で連続的に成り立つ。これは連続スペクトルと呼ばれる。トラス装置では、同一磁気面上でトロイダル磁場の強さが主半径に反比例して変化するため、ポロイダル角によって Alfvén 速度が変化する。このポロイダル角依存性により、ポロイダルモード数 m のモードは $m \pm 1$ のモードと結合する。この効果により、ある Alfvén 周波数の付近で連続スペクトルが上下に別れ、共鳴吸収の起こらない周波数ギャップが現れる [40]。この周波数ギャップ内には減衰の弱い固有モードが存在する。このモードはトロイダル Alfvén 固有モード (Toroidal Alfvén eigenmode, TAE) と呼ばれる。周波数ギャップは他にも様々な原因で存在し、例えばプラズマのポロイダル断面の楕円度に誘起されるモード (Ellipticity-induced Alfvén eigenmode, EAE) [41] や三角度に誘起されるモード (Non-circular Alfvén eigenmode, NAE) [42] 等、様々なモードがその原因によって分類されている。トカマクプラズマにおける周波数ギャップを有する連続スペクトルの一例を図 1-8 に示す。

AE は基本的に Alfvén 波の性質を持つ固有振動であり、それ単独では安定であるが高エネルギー粒子との共鳴により不安定になり得る。不安定化された AE がある振幅に達すると今度は高エネルギー粒子の輸送に影響を及ぼす。このような高エネルギー粒子と AE との共鳴的な相互作用の理解は、核融合炉の成立を目指す上で最も重要な研究課題の一つである [43]。AE の高エネルギーイオンによる不安定化や飽和振幅 [44, 45, 46]、不安定なモードによる高エネルギーイオンの径方向輸送への影響 [47, 48, 49, 50] が調べられてきた。これまでの研究は高エネルギーイオンの相互作用に主眼が置かれてきた。しかしながらバルクイオンも AE との共鳴条件を満たす事ができる [51] ため、AE によってバルクイオン分布関数

が非 Maxwell 分布になる可能性がある。Gates 等は、励起された圧縮性 AE によって粒子エネルギーの上昇が起こる事を簡単なモデルで示し、高エネルギーイオンによって励起された圧縮性 AE によるバルクイオンのストキャスティック加熱機構の可能性を理論的に示した [52]。高エネルギーイオンによって不安定化された AE のエネルギーが音波に輸送され、熱イオンに強く Landau 減衰を受ける音波がバルクイオンを加熱するという、AE による音波を介したバルクイオン加熱経路の存在が指摘されている [53]。これらのように、励起された AE がバルクイオンを加熱し得るという事は予想されている。加熱が起こった場合、共鳴条件を満たす粒子の加速に基づく以上は、ある一瞬にはバルクイオン分布関数は Maxwell 分布から歪み、衝突による緩和が速ければ即座に最初より温度の高い Maxwell 分布になり、遅ければ非 Maxwell 分布になるはずである。具体的にバルクイオン速度分布関数がどのように Maxwell 分布から変化するのか、或いは Maxwell 分布の形状を保ったまま温度が上がるのかは未解明である。

1.1.2 速度分布関数変化のプラズマへの影響

核融合反応率係数は燃料イオン速度分布関数の形状によって決定される。従って非 Maxwell テイルが形成された場合、反応率係数の上昇に伴い核融合出力が増加する。この出力増倍は NBI 加熱プラズマを対象に Dawson 等によって初めて指摘され、TCT (Two Component Torus) 効果と呼ばれている [54]。バルク成分に加え非 Maxwell 成分の 2 成分が速度分布関数に在る事が核融合出力増加の本質であり、この事はトラスプラズマに限られるものではない。その後 ICRF 加熱によるテイル [55] やノックオンテイル [56] の形成による核融合出力及び反応率係数への影響が調べられている。AE 等のプラズマ不安定性によって燃料イオン分布関数が非 Maxwell 成分を持つ場合、核融合出力の異常増加が観測される事になる。制御可能な方法でテイルを形成し積極的に核融合出力の増加を狙うのに対し、不安定性による出力増加は制御困難であり好ましいものではない。核融合炉運転時に出力を増加させたい場合であっても、不安定性は徹底的に抑制させられるべきである。

高エネルギーイオンは Alfvén 不安定性や、フィッシュボーン不安定性、運動論的バルーニングモード等様々な不安定性を誘発し、それらと相互作用する [57]。これらの不安定性を解析するに当たり、どのようなエネルギーのイオンがどれだけいるか、即ち速度分布関数を知っている必要がある。特に分布関数の勾配や非等方性が不安定化を決定する重要な要因である。バルクイオンに比べ衝突頻度の低い高エネルギーイオンは、非等方性を維持しやすい。従って、理論及び実験解析の両方で、各速さ、運動方向及び位置における分布関数を精度良く得られる事が不安定性との相互作用の理解に重要である。AE の振幅の時間発展を数値解析する際に、背景イオンに対しては理想 MHD 方程式を適用し、高速イオンに対しては非等方減速分布を考慮するために粒子シミュレーションを行うモデルがあり、このモデルによって初めて高エネルギーイオン空間分布と AE の非線形飽和振幅との実験結果の再現に成功している [58, 59]。

高エネルギーイオンの分布関数は駆動電流にも影響を及ぼす。接線 NBI による電流駆動は非誘導電流駆動源として最も有望であると考えられる。高エネルギーイオンの運動によって生じる電流密度は速度分布関数の電荷の一次のモーメントなので、ピッチ角（磁力線と粒子運動方向とのなす角）方向の分布やエネルギー分布が重要である。等方化時間及び減速時間の短い低温高密度のプラズマ程駆動される電流は小さくなるはずである。核融合反応生成粒子が等方的に発生したとしても、ピッチ角によって損失し易さや軌道の特徴が異なる事等により、非等方的な非 Maxwell 分布を形成し、これにより電流が駆動され得る事が指摘されている [7, 60]。これまで知られている NBI や ICRF 波、核融合反応等以外の要因で形成されるテイルによって有意な電流駆動がもし存在するならば、トカマク装置の定常運転に有利になるためその調査の意義は大きいであろう。

重水素プラズマでは、DD 反応によって約 1.01 MeV のトリトンが発生する。このトリトンは減速分布関数を持ち、プラズマ中に大部分として存在する重陽子と DT 反応を起こし 14 MeV 中性子を放出する。従ってプラズマ中に閉じ込められている高エネルギーイオン（トリトン）の情報を、プラズマの外に飛び出す中性子を計測する事によって得る事ができる。この事はトリトン燃焼と呼ばれ、DT 核融合炉における 3.5 MeV アルファ粒子の閉じ込めを模擬し予測するために、多くの装置で観測が行われてきた [61, 62, 63, 64]。DT 中性子発生率の時間変化からトリトン輸送係数等が議論されているが、トリトン速度分布関数の解析と合わせて詳細な輸送特性の理解が可能になる。

1.2 核融合反応生成粒子の放出スペクトル

二つの静止したイオン同士が核融合反応を起こすとすると、DT、DD 及び D^3He 反応による生成粒子は反応の Q 値を運動量保存則を満たすように分配したエネルギー、即ち式 (1-1)–(1-3) に示したエネルギーを持って放出される。反応するイオンが運動エネルギーを持つ場合、重心系における反応生成粒子放出エネルギーは二つのイオンの相対速度のエネルギーと反応の Q 値との和を分配したエネルギーであり、実験室系では放出角度に応じて重心速度の影響を受け放出エネルギーが決定される。従って、核融合反応生成粒子はあるエネルギー分布を持ってプラズマ中で生成される。

燃料イオン速度分布関数が Maxwell 分布の時、核融合反応で生成される粒子の放出スペクトルは Gauss 分布で近似する事ができる [65]。非 Maxwell 分布の時には、放出スペクトルは Gauss 分布から歪み、非 Gauss 成分を有するスペクトルとなる事が知られている [66, 67, 68, 69]。図 1-9 に非 Gauss 成分が形成された核融合反応生成粒子の放出スペクトルの概念図を示す。外部加熱等により非等方的な非 Maxwell テイルが形成された場合、生成粒子放出スペクトルも非等方性を持つ [70, 71]。ノックオンテイルの形成により、DT プラズマにおいて僅かながら 8 MeV 以上のアルファ粒子が生成される事が示されており [68]、このような高エネルギーアルファ粒子の閉じ込め特性やプラズマへの影響は興味深い検討課題であろう。放出スペクトルの Gauss 分布からの歪みは、次節で概観されるように中性子

計測による高速イオン診断への応用を目的として、主に中性子放出スペクトルを対象に解析が進められてきた。

トラス装置では、中性子放出が等方的な場合であっても、第一壁への入射中性子束或いは壁負荷が壁面上の位置によって異なる事が知られている [72, 73]。中性子放出スペクトルが Gauss 分布から歪み、非等方的である場合、入射中性子束に加え、壁面への入射エネルギー及び入射角分布も異なる事が考えられる。従って、中性子スペクトルの計測によってプラズマ診断を行う場合、設置位置及び計測器視線によって観測されるスペクトルが異なる事を理解しておく必要がある。中性子スペクトルの非等方性により、炉内機器の中性子による影響も、中性子工学的計算によって現在知られているものから変わる可能性がある。従って、任意の燃料イオン分布関数に対する二重微分中性子放出スペクトルや任意の壁面位置への入射スペクトルの解析モデル及び計算コードの開発は、中性子スペクトル計測に基づくプラズマ診断、炉壁や炉内機器の保守を考える上で重要である。これまで NBI 及び ICRF 加熱時の重水素プラズマを対象として、固定した計測器視線上の中性子放出スペクトルの解析が進められており、実験結果との良い一致が得られている [74, 75, 76]。これらの解析では、NBI 加熱の場合には輸送コード TRANSP[77] のモジュールの一つである NUBEAM[78] を用いて NBI 生成イオンの減速分布を計算しているが、ICRF 加熱の場合は温度の異なる 2 種の Maxwell 分布の重ね合わせとして非 Maxwell 分布を模擬している。従って、ICRF 加熱や NES、或いは不安定性等によってバルクイオン分布関数が歪む事で形成される非 Maxwell 分布を診断対象とする場合、これらの分布関数を考慮できる中性子スペクトル解析コードの開発が必要である。

1.3 イオン分布関数診断

イオン速度分布関数を調べる事で、1.1.2 節で述べたようなプラズマ中の高エネルギーイオンに起因する種々の現象が理解できるため、イオン分布関数の診断は実験プラズマ及び核融合炉の両方で重要な役割を担う。これまで幾つかの分布関数診断技術が提案され利用されてきた。その方法としてイオンの情報を直接調べるものと核融合生成中性子の計測により間接的にイオンの情報を得る方法とに大別できる。イオンの情報を直接計測する手法として、協同トムソン散乱法 (Collective Thomson Scattering, CTS) [79] や中性粒子分析器 (Neutral Particle Analyzer, NPA) [80] がある。

CTS はプラズマ中にレーザー光を入射し、反射波を測定し解析する事でイオン速度分布関数を計測する。プラズマ中の電子はある速度で運動するイオンの正電荷を遮蔽するように運動する。入射レーザー光の散乱波は、このような電子の協同 (集団) 運動によって Doppler シフトする。電子群が追従しようとするイオンの速度によって散乱波の変調が決まるため、散乱波のスペクトルはイオン分布関数を反映している。

NPA はプラズマから飛び出してくる中性粒子を計測する事でイオン分布関数を得るものである。プラズマには荷電粒子のみでなく、燃料供給や装置壁からのリサイクリング等で中

性粒子が存在する。プラズマ中のイオンはこれらの中性粒子との荷電交換反応により、殆ど元々持っていたエネルギーを持って中性化され電磁場による拘束を受けなくなりプラズマの外に放出される。従って NPA では、イオン分布関数を反映した中性粒子スペクトルが観測される。

中性子放出スペクトルの非 Gauss 成分の形状は、燃料イオン速度分布関数の非 Maxwell テイルの形状によって決まるため、中性子スペクトルの計測によって燃料イオン速度分布関数を診断する事ができる。JET における NBI と ICRF 波との両方で加熱された重水素プラズマで、計測された中性子スペクトルから数値計算結果と概ね一致するような重陽子速度分布関数が得られた [81]。単色エネルギーの重陽子と Maxwell 分布の重陽子との反応によるスペクトルの数値計算結果を様々な単色エネルギーに対して用意し、それらの重ね合わせとして観測されたスペクトルを表現する事で、高エネルギー重陽子分布のエネルギーの重みが決定され、分布関数が評価された。

これまでは高エネルギーイオンが多数存在する或いは核融合反応の大部分が高エネルギーイオンによって起こっているようなプラズマにおいて、上述の方法でイオン分布関数が計測されてきた。ITER や原型炉等のプラズマでは、高エネルギーイオン密度はバルクイオン密度に比べて非常に小さく、Maxwell 成分より何桁も小さい非 Maxwell テイルが形成されているようなイオン分布関数になる。少数の高エネルギーイオンのプラズマへの影響 [82] の理解や、炉の制御のために、小さな非 Maxwell テイルが精度良く計測できる必要がある。従って何れの診断方法においても精度の向上が要求される。

1.4 本研究の目的

多数の荷電粒子の集団として振る舞うプラズマにおいて、弾性散乱や核融合反応等の原子核反応過程が多数回起こった結果として、イオン速度分布関数や反応生成粒子の放出スペクトルが形成される。これまでにプラズマの不安定性によってバルクイオンが加熱され得る事が指摘されてきた。不安定性による揺動電磁場の集団的な核反応過程への影響として、具体的に分布関数や放出スペクトルがどのように変化するかは殆ど未検討である。核融合炉の運転を考える上で様々なプラズマ中の現象に対して、個々の現象が分布関数にどのような影響を及ぼすのかを系統的に理解しておく事が、炉の制御や安全性の観点から重要である。このような非 Maxwell 分布関数は中性子放出スペクトルの計測等によって実験的に調べる事ができるため、中性子スペクトルの性質を把握しておく事は有用である。将来の核融合炉級プラズマのように、バルクイオン密度に対して何桁も小さな非 Maxwell テイルが形成される場合、診断精度の向上が必要であり、計測システムの改善や或いは他の何らかの工夫が要求される。

本研究の目的は、プラズマ不安定性によって生じる揺動電磁場によるイオン速度分布関数及び中性子放出スペクトルへの影響、即ち集団的な核反応過程への影響を明らかにする事である。イオンの電磁場中の運動と Coulomb 散乱による速度変化とを考慮してイオン速度分布

関数を解析し、中性子放出スペクトル及び第一壁への入射スペクトルを評価する数値解析モデルを構築し、計算コードを開発する。開発した計算コードを用いて、先ず不安定性による揺動電磁場が無い場合に対して、NBI加熱時の第一壁にプラズマから直接入射する中性子エネルギースペクトルの壁面位置及び入射角依存性を明らかにする。入射スペクトルの数値解析結果に基づき、中性子放出の非等方性を利用した高速イオン診断の測定精度を高める方法を提案する。様々なプラズマ不安定性に対し、それぞれの燃料イオン速度分布関数への影響を系統的に明らかにしていく第一段階として、不安定なAEが存在するプラズマを想定し、AEによってバルクイオン分布関数がMaxwell分布から歪み得る事を指摘する。AEによる非Maxwellテイル形成が、核融合反応率係数及び中性子放出スペクトルに及ぼす影響を明らかにする。中性子放出スペクトルの非Gauss成分を計測する事による、AEによって形成されるテイルの実験的確認の可能性を議論する。

1.5 本論文の構成

本論文は全5章から構成される。

本章では、磁場閉じ込め核融合炉の概念及びこれまでの研究について概観した。イオン速度分布関数はMaxwell分布にはならず、非Maxwellテイルがプラズマ中で決定的な役割を担う事を述べ、その診断方法を紹介した。燃料イオン速度分布関数の理解及び分布関数診断法に関する従来の研究の問題点を指摘し、本研究の目的を示した。

第2章では、本研究で開発した解析モデルを説明する。この解析モデルでは、先ず電磁場中のイオンの案内中心軌道をCoulomb散乱による速度変化を考慮して追跡しながら燃料イオン分布関数を評価する。得られた分布関数を用いて、中性子放出スペクトル及び第一壁にプラズマから直接入射する中性子の任意の壁面位置と入射角度とに対する入射スペクトルを評価する。解析モデルを構成する部分的な要素から、基本的な高速イオンの振る舞いや燃料イオン分布関数と中性子スペクトルとの関係を調べる。

第3章では、プラズマ不安定性による揺動電磁場が無い場合に対して、NBI加熱による中性子スペクトルの変化を明らかにする。ITER級DTプラズマ及びLHD重水素プラズマを想定し、第一壁への中性子入射スペクトルを評価する[83, 84]。入射エネルギースペクトルの壁面位置及び入射角度依存性を明らかにし、中性子放出の非等方性を利用する事によって高速イオン診断の精度を向上させる方法を提案する[83]。この方法を利用したノックオンテイルの検証実験シナリオを簡単に検討する[85]。

第4章では、ITER級DTプラズマ中に単一のAEが励起された場合を想定し、燃料イオン速度分布関数を評価する[86]。AEによってバルクイオン分布関数がMaxwell分布から歪み、非等方的な非Maxwell分布となる事を指摘する。非Maxwellテイルの形成により、揺動電磁場が存在する領域の周辺で局所的に核融合反応率係数が増加する事、及び中性子放出スペクトルが歪む事[87]を示す。

第5章では、本研究の結論及び今後の研究課題について述べる。

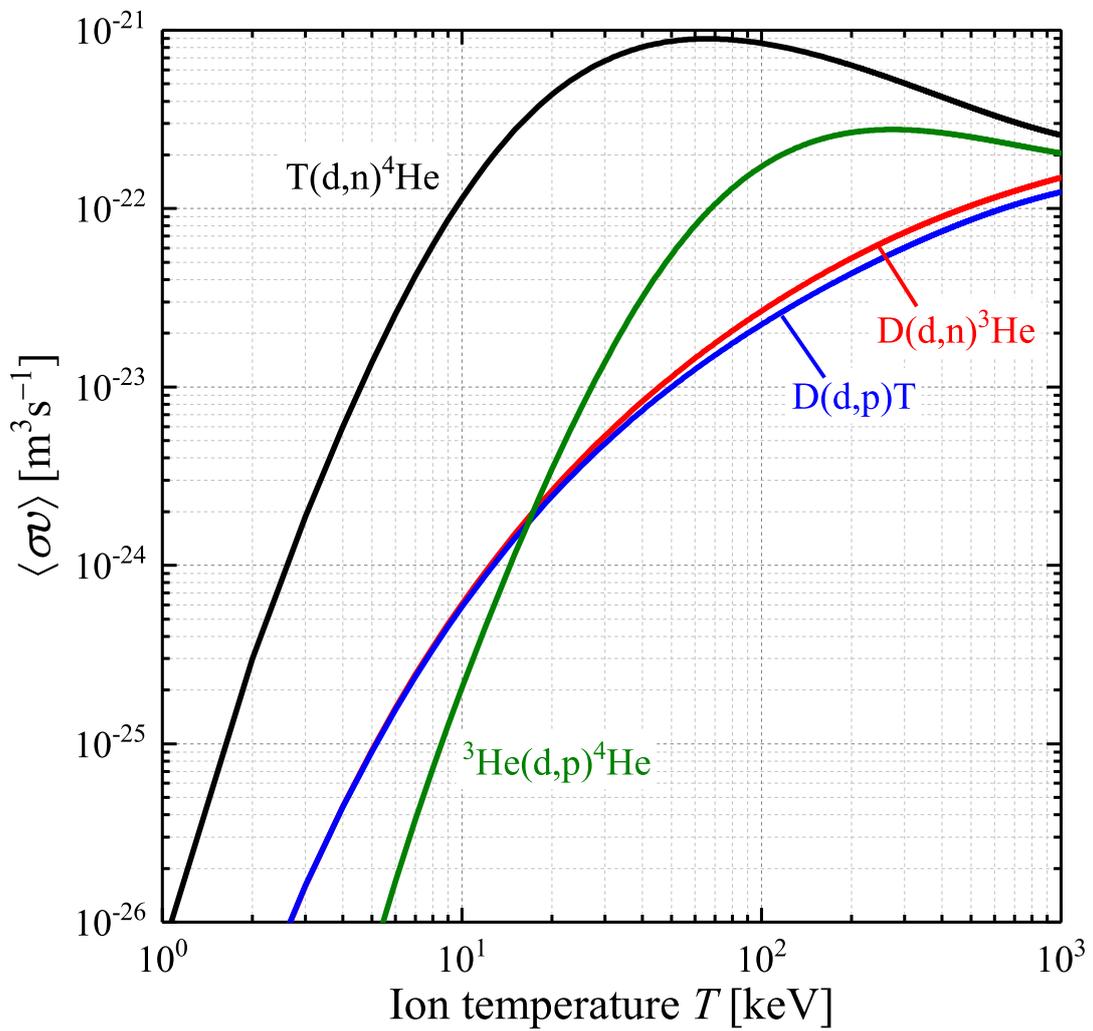


図 1-1 燃料イオンが温度 T の Maxwell 分布である場合の $T(d,n)^4\text{He}$ 、 $D(d,n)^3\text{He}$ 、 $D(d,p)T$ 及び ${}^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ 反応の反応率係数。

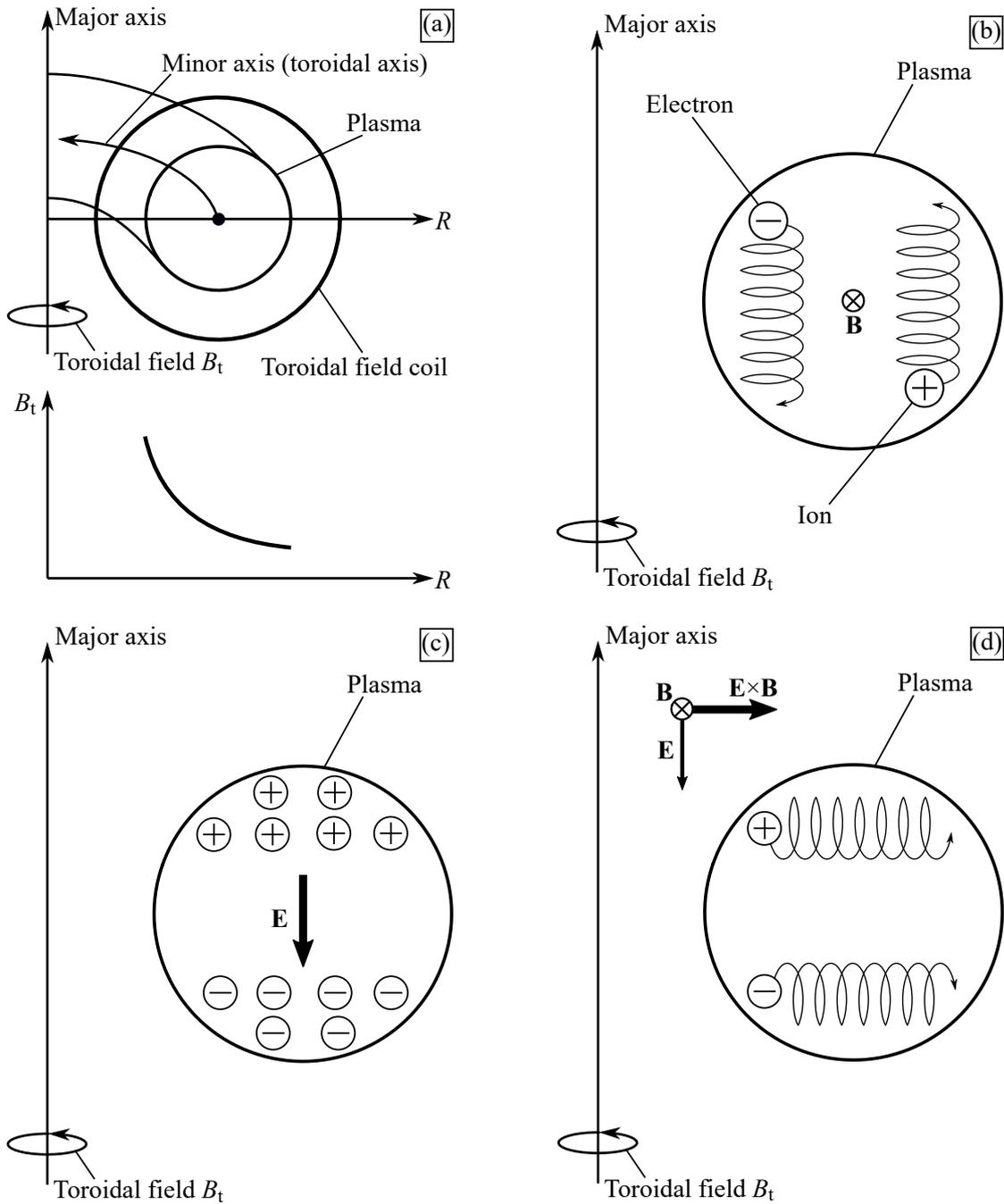


図 1-2 トロイダルドリフトの説明。(a)TF コイルの作るトロイダル磁場のみでは、(b)電子とイオンとは磁場の勾配により互いに逆の上下方向にドリフトし、(c)荷電分離が起こって垂直方向の電場が生じる。その結果 (d) 電子とイオンとはプラズマ外側に $E \times B$ ドリフトし、プラズマが膨張してやがて壊れてしまう。

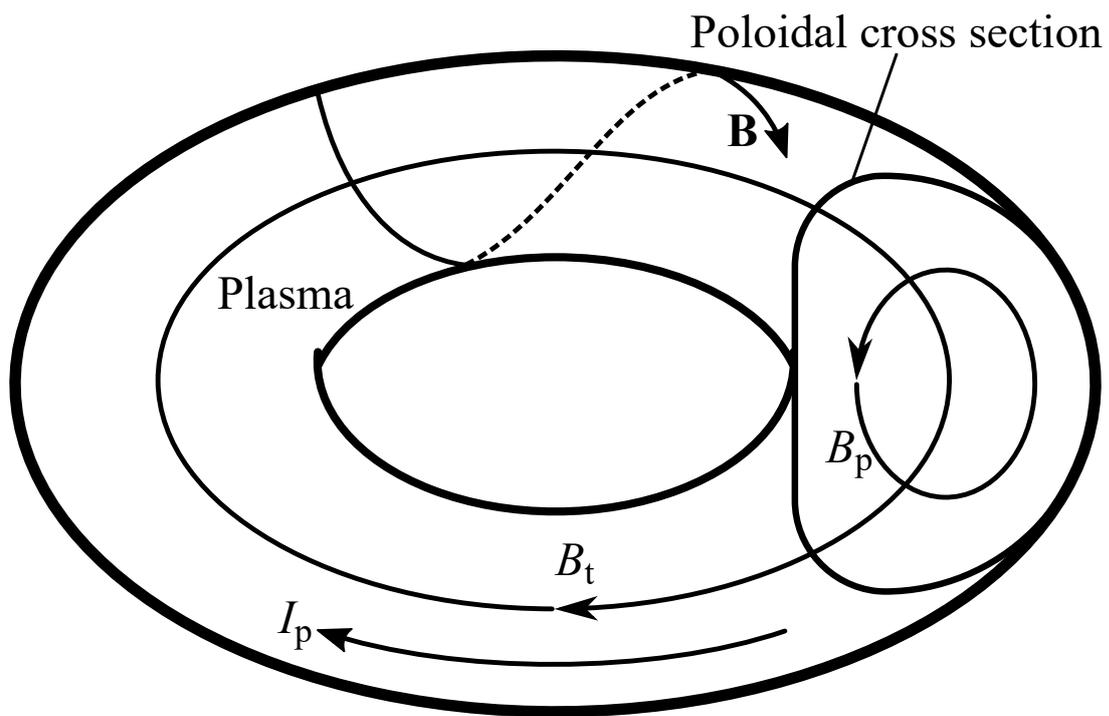


図 1-3 トカマクプラズマの概念

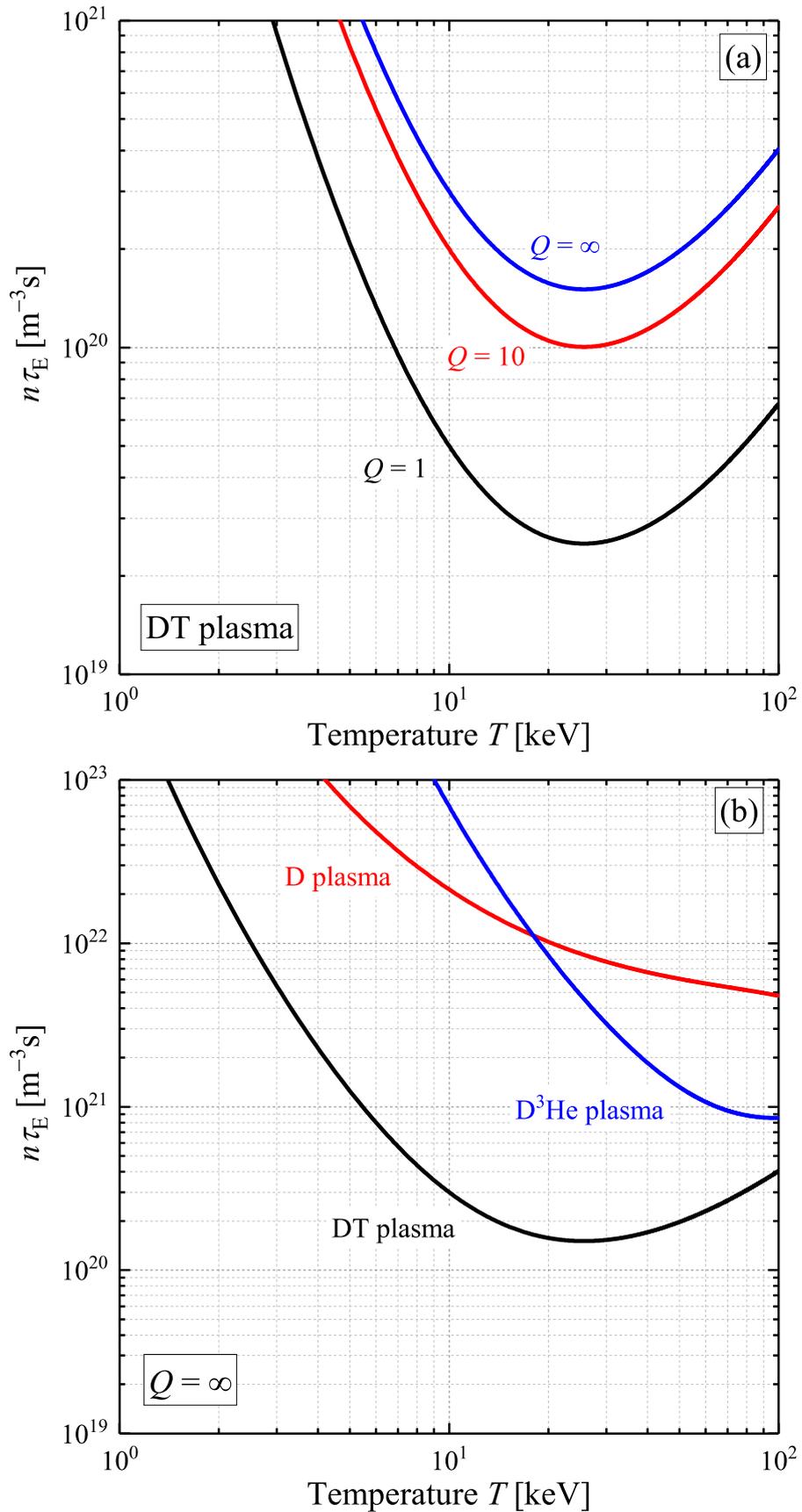


図 1-4 (a)DT プラズマでプラズマ Q 値が $Q = 1$, 10 及び ∞ となるための電子密度、温度及びエネルギー閉じ込め時間の条件。(b)DT、D 及び D³He プラズマにおける自己点火条件。

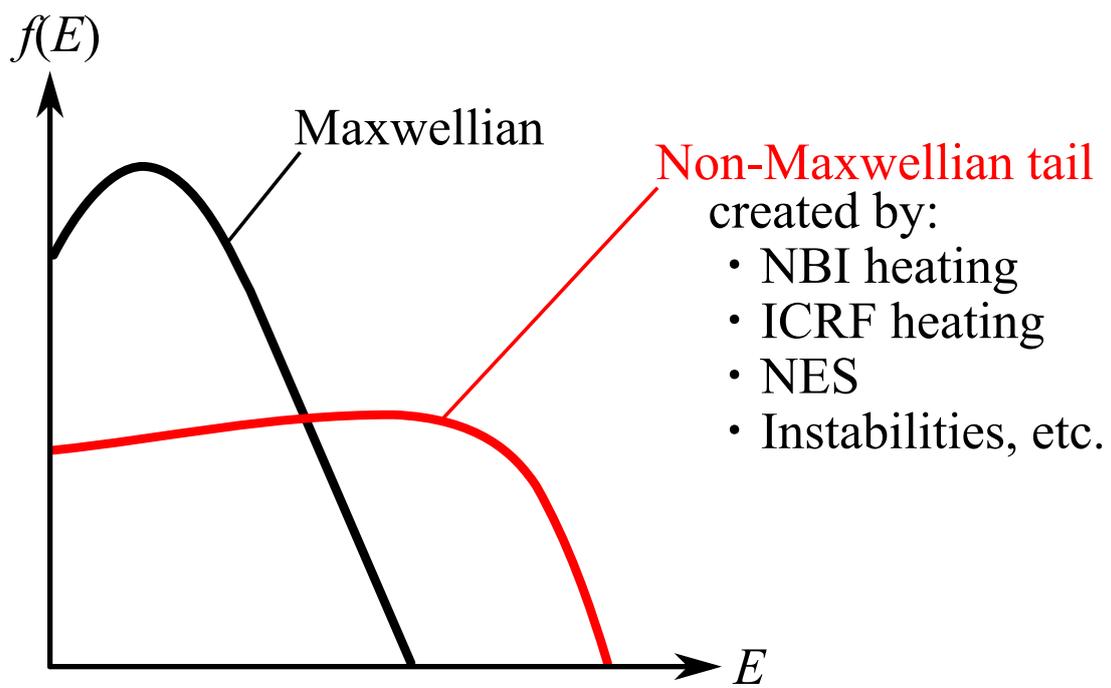


図 1-5 非 Maxwell テイルを有する速度分布関数の概念図。両対数グラフの場合の形状を示している。

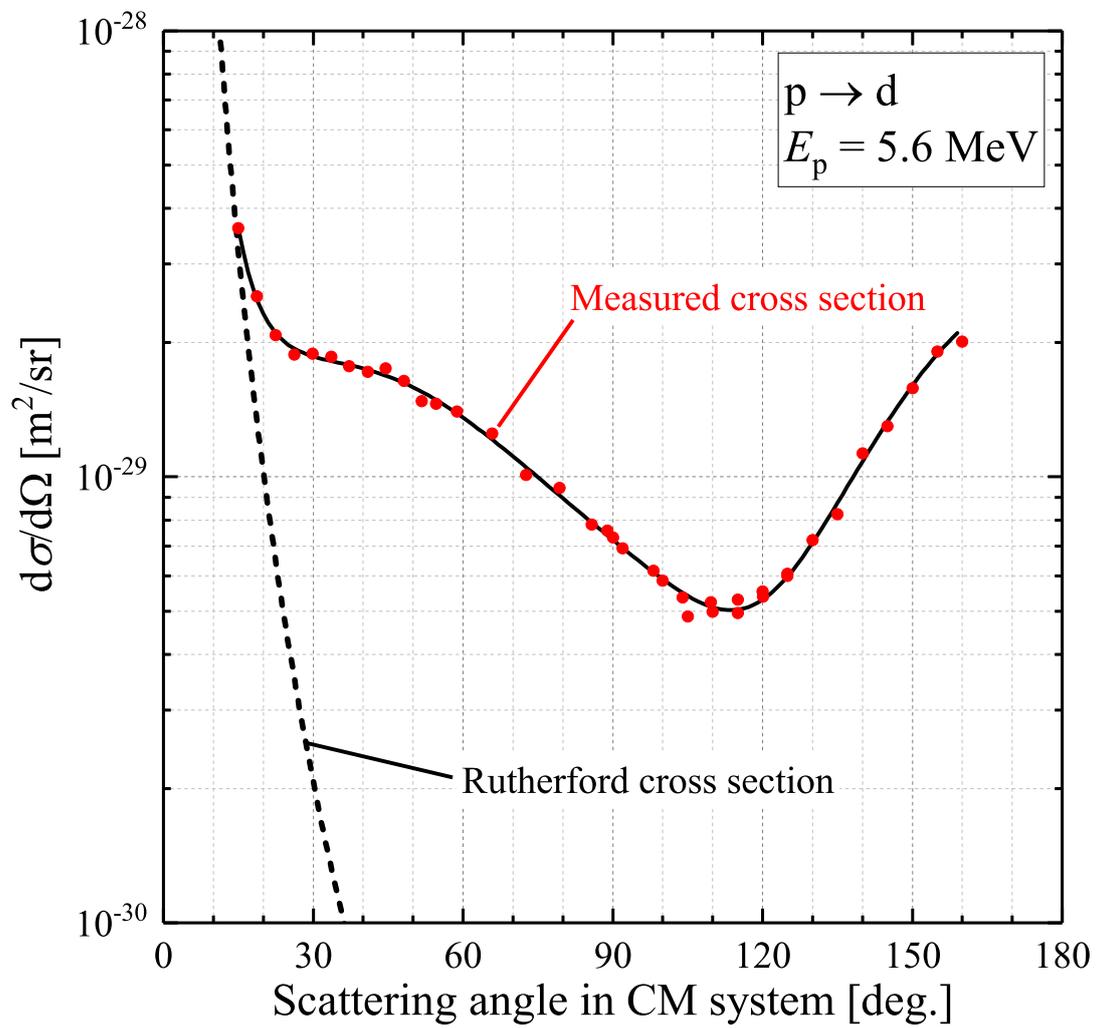


図 1-6 5.6 MeV の陽子と静止した重陽子との弾性散乱断面積。実測値と Rutherford 断面積とを比較している。

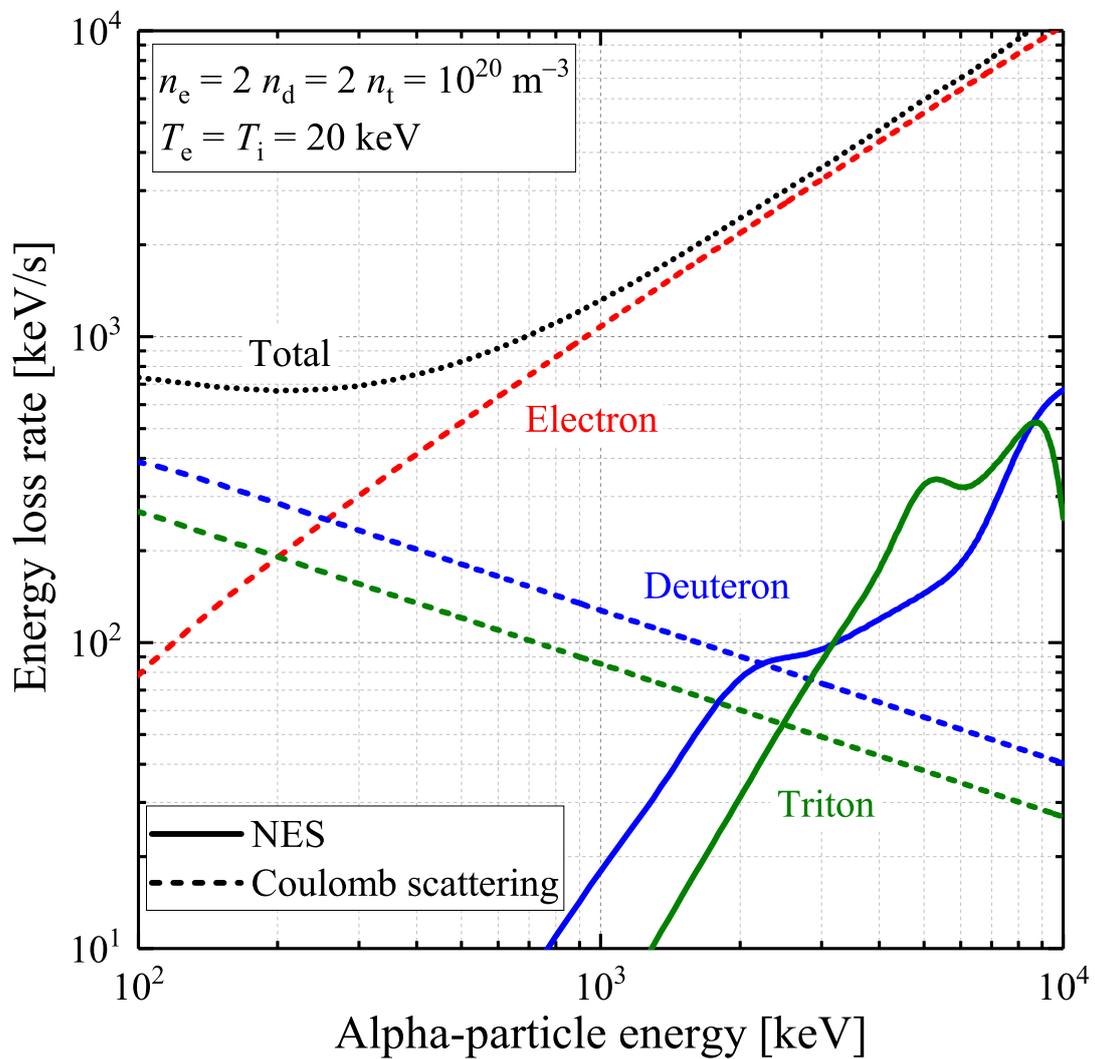


図 1-7 DT プラズマにおける重陽子、トリトン及び電子との散乱によるアルファ粒子のエネルギー損失率。

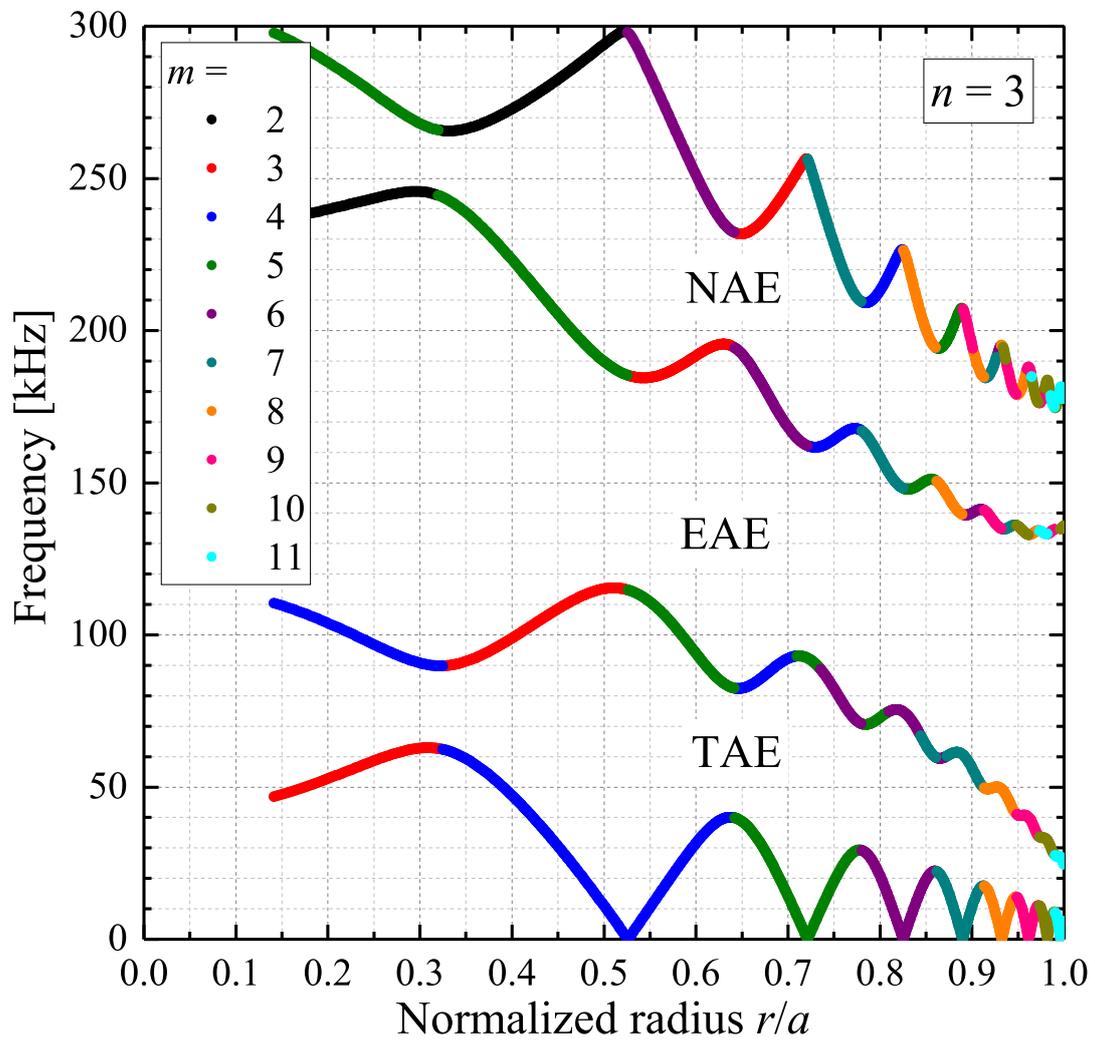


図 1-8 ITER 級 DT プラズマにおけるトロイダルモード数 $n = 3$ の Alfvén 連続スペクトル。

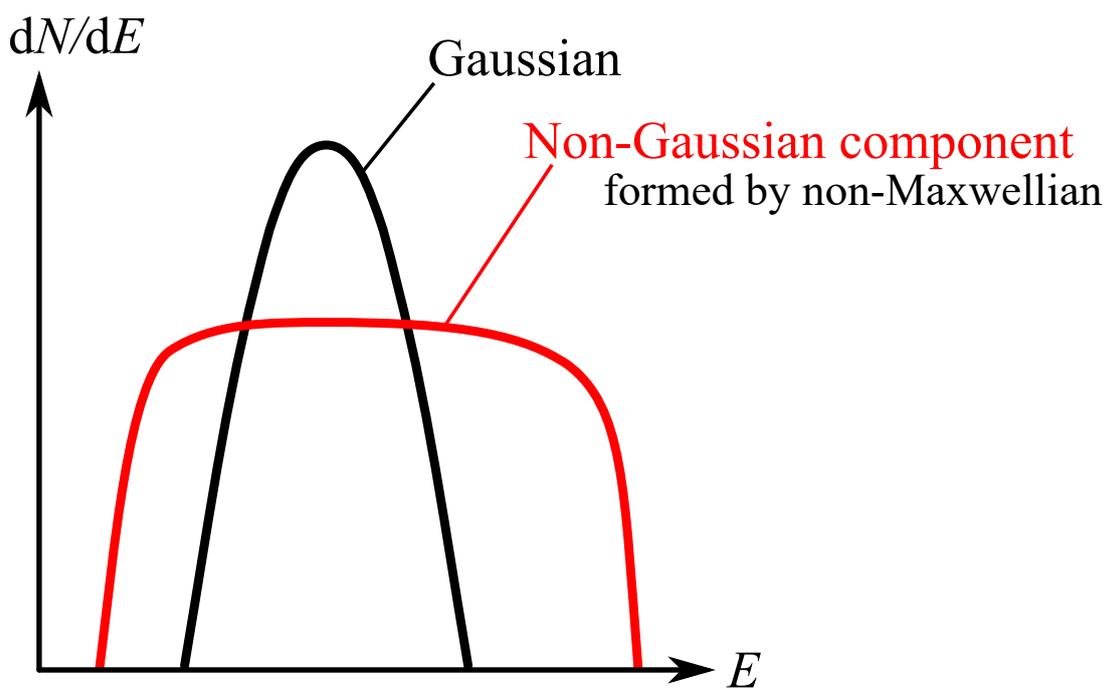


図 1-9 非 Gauss 成分を有する核融合反応生成粒子の放出スペクトルの概念図。縦軸を対数で取った場合の形状を示している。

第2章 燃料イオン分布関数及び中性子スペクトルの数値解析 モデルと基本特性

本研究では、非等方燃料イオン分布関数の第一壁への中性子入射スペクトルへの影響を調べるために、燃料イオン分布関数をプラズマ中のイオン案内中心軌道を追跡しながら解析し、得られた分布関数に基づき中性子放出及び入射スペクトルを評価する数値解析モデルを構築した。本章では、開発した解析モデルを説明し、基本的な高エネルギーイオン挙動及び燃料イオン分布関数と中性子スペクトルとの関係を考察する。

2.1 燃料イオン分布関数

2.1.1 Boozer 座標系における案内中心軌道

A. 運動方程式

Boozer 座標系は磁力線を直線で表した座標系であり、磁力線 \mathbf{B} の共変ベクトルは、

$$\mathbf{B} = g\nabla\zeta + I\nabla\theta \quad (2-1)$$

反変ベクトルは

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \nabla\psi_t \times \nabla\theta + \nabla\zeta \times \nabla\psi_p \\ &= \nabla \times (\psi_t \nabla\theta - \psi_p \nabla\zeta) \end{aligned} \quad (2-2)$$

で表される [88]。ここで、 g はポロイダル電流、 I はトロイダル電流、 θ はポロイダル角、 ζ はトロイダル角、 ψ_t はトロイダル磁束関数、及び ψ_p はポロイダル磁束関数である。Boozer 座標は (ψ, θ, ζ) で表され、 ψ には ψ_t と ψ_p とのどちらも取る事ができる。図 2-1 に Boozer 座標系の概念図を示す。

平衡磁場中の荷電粒子の運動に対する Hamiltonian と Lagrangian とは次式で書かれる。

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2}mv^2 + Ze\Phi \\ &= \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B^2}{2m} + \mu_m B + Ze\Phi \end{aligned} \quad (2-3)$$

$$\begin{aligned} L &= (Ze\rho_{\parallel}\mathbf{B} + Ze\mathbf{A}) \cdot \mathbf{v} - H \\ &= (Ze\psi_t + Ze\rho_{\parallel}I) \dot{\theta} + (Ze\rho_{\parallel}g - Ze\psi_p) \dot{\zeta} - H \end{aligned} \quad (2-4)$$

ここで、 m は荷電粒子の質量、 \mathbf{v} は速度、 Z は電荷数、 e は電気素量、 Φ は静電ポテンシャル、 $\rho_{\parallel} = mv_{\parallel}/(ZeB)$ 、 $\mu_m = mv_{\perp}^2/(2B)$ は磁気モーメント、 \mathbf{A} はベクトルポテンシャル、 v_{\parallel} 及び v_{\perp} はそれぞれ速度の磁力線に平行及び垂直成分である。 \dot{X} はある変数 X の時間微分を表す。粒子の運動エネルギーと磁気モーメント μ_m とは断熱不変量なので、案内中心軌

道の時間変化は ρ_{\parallel} 、 ψ_t (ψ_p)、 θ 及び ζ の 4 変数の時間変化を追う事で得られる。従って、式 (2-4) から Lagrange 方程式を立て、 $\dot{\rho}_{\parallel}$ 、 $\dot{\psi}_t$ ($\dot{\psi}_p$)、 $\dot{\theta}$ 及び $\dot{\zeta}$ について解く事で、Boozer 座標系における案内中心軌道の運動方程式が得られる。座標 (ψ_p, θ, ζ) に対する運動方程式は、次式で書ける。

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{\parallel} &= \frac{\rho_{\parallel} g'_{\psi_p} - 1}{D_p} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \theta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right] \\
&\quad - \frac{\rho_{\parallel} I'_{\psi_p} + q}{D_p} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \zeta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right] \\
\dot{\psi}_p &= -\frac{g}{D_p} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \theta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right] \\
&\quad + \frac{I}{D_p} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \zeta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right] \\
\dot{\theta} &= -\frac{\rho_{\parallel} g'_{\psi_p} - 1}{D_p} \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{m} + \frac{g}{D_p} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \psi_p} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \psi_p} \right] \\
\dot{\zeta} &= \frac{\rho_{\parallel} I'_{\psi_p} + q}{D_p} \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{m} - \frac{I}{D_p} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \psi_p} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \psi_p} \right]
\end{aligned} \tag{2-5}$$

ここで、 $D_p = Ze[gq + I + \rho_{\parallel}(gI'_{\psi_p} - Ig'_{\psi_p})]$ 、 q は安全係数、 X'_Y は $\partial X/\partial Y$ を表している。座標 (ψ_t, θ, ζ) に対しては次のように書ける (付録 A-1 参照)。

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{\parallel} &= \frac{\rho_{\parallel} g'_{\psi_t} - \iota}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \theta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right] \\
&\quad - \frac{\rho_{\parallel} I'_{\psi_t} + 1}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \zeta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right] \\
\dot{\psi}_t &= -\frac{g}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \theta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right] \\
&\quad + \frac{I}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \zeta} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right] \\
\dot{\theta} &= -\frac{\rho_{\parallel} g'_{\psi_t} - 1}{D_t} \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{m} + \frac{g}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \psi_t} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \psi_t} \right] \\
\dot{\zeta} &= \frac{\rho_{\parallel} I'_{\psi_t} + 1}{D_t} \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{m} - \frac{I}{D_t} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial \psi_t} + Ze \frac{\partial \Phi}{\partial \psi_t} \right]
\end{aligned} \tag{2-6}$$

ここで、 $D_t = Ze[g + \iota I + \rho_{\parallel}(gI'_{\psi_t} - Ig'_{\psi_t})]$ 、 $\iota = 1/q$ は回転変換である。本研究で使用した ORBIT コード [89] では式 (2-5) を、DELTA5D コード [15] では式 (2-6) を 4 次の Runge-Kutta 法で解いている。

図 2-2(a) に、軸対称トカマクにおける無衝突軌道をポロイダル断面に投影したものの例

を示す。赤道面上の磁気軸より外側の位置で、初期ピッチ角 0° 、 100° 及び 180° で粒子を発生させ、DELTA5D コードで計算した。ピッチ角 0° は磁力線方向の、 180° は磁力線と逆方向の粒子の運動を表す。一般にトーラス装置におけるポロイダル断面内の粒子軌道は、磁場の勾配や曲率等の影響を受け磁力線を横切ってドリフトするため、磁気面に一致しない。初期ピッチ角 0° と 180° との場合、トロイダル方向に互いに逆方向に周回する。トロイダル方向のプラズマ電流とトロイダル磁場との方向が同じ場合、磁力線と同方向（ピッチ角 0° ）の周回粒子は磁気面より内側に、逆方向（ピッチ角 180° ）の周回粒子は磁気面より外側にドリフトする。初期ピッチ角 100° のポロイダル面内の軌道は磁気軸を囲まらずに閉じている。これは磁力線に平行方向の速度が小さく、磁場の強い（主半径 R が小さい）領域で磁場に跳ね返されるためである。図 2-2(b) のように、初期ピッチ角 0° の粒子の水平面内の軌道は、トロイダル方向に周回しているのに対し、初期ピッチ角 100° の粒子は磁場の強い領域で運動方向が繰り返し変化し、歳差運動しながら少しずつトロイダル方向に周回していく。このような軌道は速度の磁力線に平行方向成分が小さいピッチ角 90° 付近の粒子で見られ、捕捉軌道或いはポロイダル断面内の軌道がバナナの形状に似ている事からバナナ軌道と呼ばれる。捕捉軌道に対し、磁場に捕捉されずに周回できる粒子の軌道を通過軌道と呼ぶ。

実際のトカマク装置では、トロイダル磁場を作るコイル同士の間隙が生じるため、軸対称にはなり得ずトロイダル方向に磁場の不均一性が存在する。これはトロイダル磁場 (Toroidal Field, TF) リップルと呼ばれる。TF リップルが存在すると、赤道面に対して上下でバナナ運動が受けるドリフトが異なり、バナナ軌道が一往復の間に閉じず外側に輸送され粒子が損失しやすくなる。TF リップルはトカマク装置における粒子損失の主な原因であり [90]、これを低減するために強磁性体を挿入する事が提案されている。これにより ITER の scenario 4 におけるアルファ粒子のエネルギー損失が $1/8$ 程度低減できると予測されている [91]。

B. モンテカルロ衝突オペレータ

テスト粒子の電磁場中の案内中心軌道は運動方程式 (2-5) 或いは (2-6) を解く事で得られるが、場のプラズマ粒子との散乱によってもテスト粒子の速度が変化する。背景粒子の速度分布関数が Maxwell 分布に従う場合の、Coulomb 散乱によるテスト粒子の速度変化を軌道計算で考慮できるモンテカルロ衝突オペレータが開発されている [22]。ここではその衝突オペレータを解説し、FP 方程式の解と同等の結果が得られる事を示す。

テスト粒子種 a のある物理量 q_a が Maxwell 分布に従う背景粒子種 b との Coulomb 散乱により時間 Δt 秒後に q'_a に変化したとする。 q の分布が時刻 0 で単色で、散乱を受けて Δt 秒後に Gauss 分布に変化すると仮定すると、一つのテスト粒子 a の q_a の変化は次式で表せる。

$$q'_a = q_a + \Delta q_a \quad (2-7)$$

$$\Delta q_a = \sum_b \left\langle \frac{dq_a}{dt} \right\rangle_b \Delta t + \xi \sqrt{\left\langle \frac{d\sigma_{q_a}^2}{dt} \right\rangle_b} \Delta t \quad (2-8)$$

ここで ξ は正規分布に従う乱数で決定するが、同じ確率で -1 と 1 とのどちらかに決めるコイントスモデルと呼ばれる簡易的な方法がよく使われる。 $\langle dq_a/dt \rangle_b$ は Coulomb 散乱による q の平均変化率、即ち FP 衝突項で q を平均した量で、

$$\left\langle \frac{dq_a}{dt} \right\rangle_b = \int d\mathbf{v} q \left(\frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_b^{\text{FP}} \Big|_{f_a=\delta(\mathbf{v}-\mathbf{v}_a)} \quad (2-9)$$

$\langle d\sigma_{q_a}^2/dt \rangle_b$ は Coulomb 散乱によって変化した q の分布の分散で、

$$\left\langle \frac{d\sigma_{q_a}^2}{dt} \right\rangle_b = \left\langle \frac{dq_a^2}{dt} \right\rangle_b - 2q_a \left\langle \frac{dq_a}{dt} \right\rangle_b \quad (2-10)$$

で表される。背景粒子種 b が Maxwell 分布の場合、FP 衝突項は次式で表される（付録 A-3 参照）。

$$\frac{1}{\Gamma_a} \left(\frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_b^{\text{FP}} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[A \left(f_a + \frac{T_b}{m_a v} \frac{\partial f_a}{\partial v} \right) \right] + \frac{1}{2v^3} \frac{\partial G_b}{\partial v} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial f_a}{\partial \mu} \quad (2-11)$$

ここで、 $\Gamma_a = Z_a^4 e^4 \ln \Lambda_{ab} / (4\pi\epsilon_0^2 m_a^2)$ 、 f は速度分布関数、 Z は電荷数、 e は電気素量、 $\ln \Lambda$ は Coulomb 対数、 ϵ_0 は真空の誘電率、 m は質量、 $A = n_b m_a Z_b^2 \psi(x) / (m_b Z_a^2)$ 、 n は密度、 $\psi(x) = \text{erf}(x) - 2xe^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ 、 T は温度、 $G_b = n_b v_b (Z_b^2/Z_a^2)(\text{erf}(x) - x\text{erf}'(x))/(2x^2)$ 、添字 a 及び b はその粒子種の量を表す。 v_b は粒子種 b の熱速度、 $x = v/v_b$ である。

軌道計算で Coulomb 散乱によるテスト粒子の速度変化を考慮するには、運動方程式 (2-5) 或いは (2-6) を解く時間ステップの間のエネルギー E とピッチ μ との散乱による変化量を計算すれば良い。式 (2-9)–(2-11) からエネルギー及びピッチの変化が以下のように得られる。

$$\left\langle \frac{dE_a}{dt} \right\rangle_b = - \frac{n_b Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda_{ab}}{4\pi\epsilon_0^2 m_b} \frac{\Psi(v_a)}{v_a} \quad (2-12)$$

$$\left\langle \frac{d\sigma_{E_a}^2}{dt} \right\rangle_b = \frac{n_b Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda_{ab}}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{v_b^2}{v_a} \psi(x) \quad (2-13)$$

$$\left\langle \frac{d\mu_a}{dt} \right\rangle_b = - \frac{n_b Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda_{ab}}{4\pi\epsilon_0^2 m_a^2} \left[\left(1 - \frac{1}{2\sqrt{x}} \right) \psi(x) + \psi'(x) \right] \frac{\mu_a}{v_a^3} \quad (2-14)$$

$$\left\langle \frac{d\sigma_{\mu_a}^2}{dt} \right\rangle_b = \frac{n_b Z_a^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda_{ab}}{4\pi\epsilon_0^2 m_a^2} \left[\left(1 - \frac{1}{2\sqrt{x}} \right) \psi(x) + \psi'(x) \right] \frac{1 - \mu_a^2}{v_a^3} \quad (2-15)$$

ここで、 $\Psi(v_a) = \psi(x) - (m_b/m_a)\psi'(x)$ である。上式と完全に同等な v_{\parallel} 及び v_{\perp} の変化を記述するもの [90] や、任意の背景粒子分布関数に対して扱えるモデル [92] 等も開発されている。

図 2-3 に、電子密度 $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、温度 $T_e = 2 \text{ keV}$ の一様な水素プラズマ中で、時刻 $t = 0 \text{ s}$ でエネルギー $E_{p0} = 100 \text{ keV}$ で発生した陽子のエネルギー分布関数の時間変化を示す。モンテカルロオペレータを用いてテスト粒子数 2000000 個の速度変化を計算しその分布を計算したものと、FP 方程式 (2-11) の解とは、モンテカルロ計算の誤差を除き完全に一致している。

C. NBI 電離モデル

NBI によって生成される高速イオンの解析を行う際に、テスト粒子の発生位置をプラズマ中のビーム入射線上の電離分布から決定する必要がある。実際の装置を模擬し、ビーム入射線の広がりや背景プラズマ分布を考慮してテスト粒子発生位置を計算するコードが開発されている [93]。ここでは DT プラズマ中に重水素ビームを入射した場合に対して、広がりの無いビーム入射線上の電離分布を解析する簡単なモデルを示す。

ビーム入射位置からの距離 l における単位長さ当たりのビーム重陽子生成の重み W を次式で与える。

$$W(l) = n_e \sigma_{\text{tot}} S_{\text{NBI}} \exp(-n_e \sigma_{\text{tot}} l) \quad (2-16)$$

ここで、

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\langle \sigma_e v \rangle}{v_{\text{NBI}}} + \frac{n_d \langle \sigma_{\text{CX}}^d v \rangle + \langle \sigma_d v \rangle}{n_e v_{\text{NBI}}} + \frac{n_t \langle \sigma_{\text{CX}}^t v \rangle + \langle \sigma_t v \rangle}{n_e v_{\text{NBI}}} \quad (2-17)$$

$S_{\text{NBI}} = P_{\text{NBI}}/E_{\text{NBI}}$ 、 P_{NBI} はビームパワー、 E_{NBI} はビームエネルギー、 v_{NBI} は E_{NBI} の速さ、 n は密度、添字 e, d 及び t はそれぞれ電子、重陽子及びトリトンを表す。 $\sigma_{e(d,t)}$ は重水素の電子 (重陽子、トリトン) との衝突による電離断面積、 $\sigma_{\text{CX}}^{d(t)}$ は重水素の重陽子 (トリトン) との荷電交換反応断面積であり、次式で表されるフィッティング式で計算できる [94]。

$$\sigma_{\text{CX}} = \frac{0.6937 \times 10^{-16} \left[1 - 0.155 \log\left(\frac{1}{2}E\right)\right]^2}{1 + 0.1112 \times 10^{-14} \left(\frac{1}{2}E\right)^{3.3}} \quad (2-18)$$

$$\sigma_i = \sum_j \frac{6.513 \times 10^{-16}}{U_j^2} G_j \left(\frac{v_q}{v_i}\right) \quad (2-19)$$

$$\sigma_e = \sum_j a_j \zeta_j \frac{\ln(E_e/U_j)}{E_e U_j} \left\{ 1 - b_j \exp\left[-c_j \left(\frac{E_e}{U_j} - 1\right)\right] \right\} \quad (2-20)$$

ここで、 E は重水素のエネルギー、 E_e は電子のエネルギー、 $i = d, t$ 、 U_j は j 番目殻のイオン化エネルギー、 v_i はイオン化エネルギーに相当する電子の速さ、 v_q は衝突イオンの速さ、

$$G_j \left(\frac{v_q}{v_i}\right) = \begin{cases} \frac{v_i^2}{v_q^2} \left(\frac{v_q^2}{v_q^2 + v_i^2}\right)^{3/2} \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \left[1 - \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{1+v_q^2/v_i^2}\right] \\ \times \left[\frac{v_q^2}{v_q^2 + v_i^2} + \frac{2}{3} \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) \ln\left(2.718 + \frac{v_q}{v_i}\right)\right], & v_q > 0.206v_i \\ \frac{32}{15} \left(\frac{v_q}{v_i}\right)^4, & v_q < 0.206v_i \end{cases} \quad (2-21)$$

$$\alpha = 4 \left(\frac{v_q}{v_i} \right)^2 \left(1 + \frac{v_i}{v_q} \right) \quad (2-22)$$

ζ_j は j 番目殻の電子数、 a_j 、 b_j 、 c_j は定数で重水素の K 殻に対しては $a_j = 4.0 \times 10^{-16}$ 、 $b_j = 0.60$ 、 $c_j = 0.56$ である。エネルギーは全て eV 単位である。図 2-4 に重水素の電子及び重陽子との衝突電離断面積、重陽子との荷電交換反応断面積を示す。電子による衝突電離断面積は、 T_e の電子温度の Maxwellian と単色重水素との電離反応率係数を重水素速度で除したものを示している。

図 2-5 に接線 NBI の電離密度分布の一例を示す。中心 $n_e = 1.01 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の一様な密度分布及び中心 $T_e = 17.6 \text{ keV}$ 、 $T_i = 16 \text{ keV}$ の放物型の温度分布の ITER 級 DT プラズマ中に接線方向に重水素ビームを 1 MeV で入射した場合を想定し、式 (2-16) から計算したものを規格化ポロイダル磁束関数の関数として表している。磁気軸に向けて接線方向にビームを入射した場合、小半径の小さな領域を長い時間通るため、プラズマ中心付近で多くの中性粒子が電離する。

D. Alfvén 固有モードの揺動モデル

運動方程式 (2-5) 及び (2-6) は平衡磁場中の荷電粒子の案内中心に対する式である。ここでは不安定性による揺動電磁場として Alfvén 固有モードを考慮するモデルを示す [48]。

シア Alfvén 波は磁力線方向に伝播し、伝播方向に垂直に磁力線が振動する。磁力線に垂直方向の揺動磁場 $\delta\mathbf{B}$ を平衡磁場 \mathbf{B} を用いて次式で与える。

$$\delta\mathbf{B} = \nabla \times (\alpha\mathbf{B}) \quad (2-23)$$

$$\alpha = \sum_{m,n} \alpha_{m,n} \sin(n\zeta - m\theta - \omega t) \quad (2-24)$$

ここで、 m はポロイダルモード数、 n はトロイダルモード数、 ω は揺動の角周波数、 $\alpha_{m,n}$ はポロイダルモード数 m 及びトロイダルモード数 n の α の Fourier 係数である。 α は摂動磁場中の高速イオンの輸送を考察するために導入された磁気島幅に相当するパラメータであり、長さの次元を持つ [95]。静電ポテンシャル Φ を

$$\Phi = \sum_{m,n} \Phi_{m,n} \sin(n\zeta - m\theta - \omega t) \quad (2-25)$$

で与えると、理想 MHD 条件から $\alpha_{m,n}$ と $\Phi_{m,n}$ との関係が次のように得られる (付録 A-2 参照)。

$$\alpha_{m,n} = \frac{1}{\omega} \frac{n - \nu m}{g + \nu I} \Phi_{m,n} \quad (2-26)$$

本研究では、 $\Phi_{m,n}$ の小半径方向分布を AE3D コード [96] で計算し、 $\alpha_{m,n}$ 及び $\Phi_{m,n}$ の絶対値は揺動振幅 $\delta B/B$ から決定し、 $\delta B/B$ は任意に与えられる入力パラメータとした。 $\delta\mathbf{B}$

の反変ベクトルの各成分は、定義 (2-23) に従って、次のように書ける。

$$\begin{aligned}
\delta\mathbf{B} &= \nabla\alpha \times \mathbf{B} + \alpha\nabla \times \mathbf{B} \\
&= \frac{1}{J} \left[\left(\frac{\partial\alpha}{\partial\theta}g - \frac{\partial\alpha}{\partial\zeta}I \right) \mathbf{e}_{\psi_t} - \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_t}g + \frac{\partial g}{\partial\psi_t}\alpha \right) \mathbf{e}_\theta + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_t}I + \frac{\partial I}{\partial\psi_t} \right) \mathbf{e}_\zeta \right] \\
&\equiv b^{\psi_t}\mathbf{e}_{\psi_t} + b^\theta\mathbf{e}_\theta + b^\zeta\mathbf{e}_\zeta
\end{aligned} \tag{2-27}$$

ここで、 $J = (g + \iota I)/B^2$ は (ψ_t, θ, ζ) 座標系の Jacobian である。従って、 $\delta\mathbf{B}$ の大きさは次のように書ける。

$$\begin{aligned}
|\delta\mathbf{B}|^2 &= g_{\psi_t\psi_t} (b^{\psi_t})^2 + g_{\theta\theta} (b^\theta)^2 + g_{\zeta\zeta} (b^\zeta)^2 \\
&\quad + 2g_{\psi_t\theta} b^{\psi_t} b^\theta + 2g_{\psi_t\zeta} b^{\psi_t} b^\zeta + 2g_{\theta\zeta} b^\theta b^\zeta
\end{aligned} \tag{2-28}$$

ここで、 g_{ab} は計量テンソルであり、ポロイダル電流 g との混同に注意する。上式から $\delta B/B$ と α の絶対値とが関連付けられ、式 (2-26) によって Φ の絶対値が決定される。揺動磁場を式 (2-23) で与える場合、Lagrangian は次のように書ける。

$$L = [Ze\psi_t + Ze(\rho_{\parallel} + \alpha)I] \dot{\theta} + [Ze(\rho_{\parallel} + \alpha)g - Ze\psi_p] \dot{\zeta} - H \tag{2-29}$$

従って運動方程式 (2-6) は揺動磁場を考慮して次のように書き換えられる (付録 A-1 参照)。

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{\parallel} &= -\frac{K}{D} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial\psi_t} + Ze \frac{\partial\Phi}{\partial\psi_t} \right] \\
&\quad + \frac{C}{D} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial\theta} + Ze \frac{\partial\Phi}{\partial\theta} \right] \\
&\quad - \frac{F}{D} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial\zeta} + Ze \frac{\partial\Phi}{\partial\zeta} \right] - \frac{\partial\alpha}{\partial t} \\
\dot{\psi}_t &= \frac{K}{D} \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{m} - \frac{g}{D} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial\theta} + Ze \frac{\partial\Phi}{\partial\theta} \right] \\
&\quad + \frac{I}{D} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial\zeta} + Ze \frac{\partial\Phi}{\partial\zeta} \right] \\
\dot{\theta} &= -\frac{C}{D} \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{m} + \frac{g}{D} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial\psi_t} + Ze \frac{\partial\Phi}{\partial\psi_t} \right] \\
\dot{\zeta} &= \frac{F}{D} \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{m} - \frac{I}{D} \left[\left(\mu_m + \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel}^2 B}{m} \right) \frac{\partial B}{\partial\psi_t} + Ze \frac{\partial\Phi}{\partial\psi_t} \right]
\end{aligned} \tag{2-30}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
C &= (\rho_{\parallel} + \alpha) \frac{\partial g}{\partial \psi_t} - \iota + g \frac{\partial \alpha}{\partial \psi_t} \\
D &= Ze \left[g + \iota I + (\rho_{\parallel} + \alpha) \left(g \frac{\partial I}{\partial \psi_t} - I \frac{\partial g}{\partial \psi_t} \right) \right] \\
F &= (\rho_{\parallel} + \alpha) \frac{\partial I}{\partial \psi_t} + 1 + I \frac{\partial \alpha}{\partial \psi_t} \\
K &= g \frac{\partial \alpha}{\partial \theta} - I \frac{\partial \alpha}{\partial \zeta}
\end{aligned} \tag{2-31}$$

図 2-6 に励起された Alfvén 固有モードが存在する場合に、粒子軌道が変化の様子を示す。ITER 級のプラズマ中に周波数 80 kHz、ポロイダルモード数 $m = 2$ 、トロイダルモード数 $n = 1$ 及び振幅 $\delta B/B = 10^{-3}$ の揺動が存在する場合の、3.5 MeV の α 粒子の無衝突軌道を示している。静電ポテンシャルの小半径方向分布は以下のように Gauss 分布を仮定した。

$$\Phi \propto \exp \left[-\frac{(\psi - \psi')^2}{\Delta^2} \right] \tag{2-32}$$

ここで、 ψ は規格化トロイダル磁束関数、 ψ' は静電ポテンシャル分布のピーク位置、 Δ は分布の広がり幅である。 $\psi' = 0.64$ 、 $\Delta = 0.05$ とした。先ず図 2-6(a) のようにモードの存在により粒子のエネルギーが共鳴的に変化し、それにより図 2-6(b) のようにピッチが変化することで、図 2-6(c) のように粒子軌道が変化する。

シア Alfvén 波による粒子のエネルギー変化を考える。長波長で低周波の波による粒子へのエネルギー輸送は一般に次のように書ける [97]。

$$\frac{dW}{dt} = Ze \mathbf{v}_d \cdot \mathbf{E}_{\perp} + Ze v_{\parallel} E_{\parallel} + \mu_m \frac{\partial B_{\parallel}}{\partial t} \tag{2-33}$$

ここで、 W は粒子の運動エネルギー、 \mathbf{v}_d はドリフト速度、 E_{\parallel} は電場の磁力線に平行方向成分、 \mathbf{E}_{\perp} は電場の磁力線に垂直方向成分、 $\partial B_{\parallel}/\partial t$ は磁場の大きさの磁力線方向の時間変化である。シア Alfvén 波の場合、式 (2-33) の右辺第一項が支配的である。従って粒子がドリフト速度と同方向の電場を感じると加速され、逆方向の電場によって減速される。図 2-7 のように、磁力線の方向 z に位相速度 v_A で伝播する電場の波（黒実線）と共に動く系を想定する。この系における粒子位置 z と速さ $v - v_A$ とを軸に取った平面内の粒子の軌跡（赤実線）を考える。波の位相速度と同程度の速度で運動する粒子が、長い時間に亘り効果的に波と相互作用する。即ち $v - v_A \sim 0$ を満たす粒子が共鳴的に波による加減速を受ける。点 A 及び B から運動を開始する粒子は、電場による加減速を殆ど受けずに運動する。一方点 D 及び E から $v_0 - v_A$ の初期速度で運動を開始する粒子は、静電ポテンシャルの谷に補足され、電場によって加速される領域と減速される領域とを往復し、最終的に波の位相速度程度の速さに落ち着く。これら二つの粒子を比較すると、初期速度が波の位相速度よりも僅か

に速い場合、粒子は最終的に初期速度よりも遅い速度となり、初期速度が位相速度よりも遅い場合には初期速度より速くなる。

式 (2-32) の分布で $\psi' = 0.25$ 、 $\Delta = 0.05$ の静電ポテンシャル分布を想定し、初期位置 $\psi = 0.25$ 、 $\theta = \zeta = 0$ 、初期ピッチ $\mu = 0.8$ で発生した粒子の軌道を 3 ms 間追跡し、その間の最大及び最小エネルギーと初期エネルギーとの差を図 2-8 に (a) $\delta B/B = 10^{-4}$ 、(b) $\delta B/B = 10^{-3}$ の場合に対してそれぞれ示す。モードと粒子との共鳴条件は次式で表される [58]。

$$\omega - n\omega_\zeta - l\omega_\theta = 0 \quad (2-34)$$

ここで、 ω_ζ はトロイダル周回角周波数、 ω_θ はポロイダル周回角周波数、 l は整数である。上式の共鳴条件を満たすエネルギーの粒子が共鳴的にエネルギーを得たり失ったりする。揺動振幅 $\delta B/B$ が大きくなると、共鳴によって変化するエネルギーが大きくなり、共鳴幅やピークの数も増える。これは、初め共鳴条件を満たさない粒子が揺動振幅が大きい程大きく軌道を変化させられ、周回周波数が変化し、共鳴条件を満たせるようになるためである。

2.1.2 粒子軌道解析に基づくイオン分布関数の解析モデル

モンテカルロ衝突オペレータと運動方程式とを組み合わせる事で、Coulomb 散乱による速度変化を考慮しながらプラズマ中の粒子軌道を計算する事ができる。この計算を複数のテスト粒子に対して行い統計を取る事でテスト粒子の速度分布関数を評価する事ができる。ここでは、NBI で生成されたイオンの定常分布関数及び Maxwell 分布に従って発生したテスト粒子の時間依存分布関数の式を示す。

式 (2-16) に従って生成したテスト粒子の分布関数は次のように計算できる。

$$f\left(\mathbf{v}, \frac{r}{a}\right) d\mathbf{v}dV = \sum_{i=1}^{N_p} \sum_{j=1}^{N_t} \frac{S_{\text{NBI}}\Delta t}{N_p} \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{i,j}) \delta\left[\frac{r}{a} - \left(\frac{r}{a}\right)_{i,j}\right] \quad (2-35)$$

ここで、 N_p はテスト粒子数、 N_t は軌道計算の時間ステップ数、 r/a は規格化小半径、 $V(r/a)$ は r/a におけるプラズマ体積、 Δt は時間ステップ幅、及び \mathbf{v} はテスト粒子の速度である。添字 i, j は i 番目の粒子の j 番目の時間ステップの量であることを示す。 δ は無次元で $\delta(0) = 1$ であるような Dirac のデルタ関数に似た関数である。

Maxwell 分布に従って生成したテスト粒子の時刻 t_j における分布関数は次のように計算できる。

$$f\left(\mathbf{v}, \frac{r}{a}, t_j\right) d\mathbf{v}dV = \sum_{i=1}^{N_p} \frac{S_0}{N_p} \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{i,j}) \delta\left[\frac{r}{a} - \left(\frac{r}{a}\right)_{i,j}\right] \quad (2-36)$$

ここで、 $S_0 = \int n dV$ は初期テスト粒子種密度分布から計算される全粒子数である。

2.1.3 高速イオン分布関数の近似モデル

Coulomb 散乱による速度変化及び拡散、粒子軌道を考慮した分布関数は式 (2-35) 及び (2-36) から計算できる。しかし、より簡単に様々なエネルギーの無衝突軌道を FP 方程式

[21] の近似解として得られる分布関数で重み付けして中性子スペクトルを計算する事で、粒子軌道特性と中性子スペクトルとの関係の基本が理解し易くなる。そのために、ここでは NBI 及び ICRF 加熱により生成される高速イオン分布関数の近似式を示す。

A. NBI 加熱

単色で発生した高速イオンの、Maxwell 分布に従う背景粒子との Coulomb 散乱による減速分布関数を考える。減速分布が等方的であると仮定し、散乱のみによる分布関数変化を考慮する場合、FP 方程式は次のように書ける。

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} = \sum_b \frac{\Gamma_a}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[A \left(f_a + \frac{T_b}{m_a v} \frac{\partial f_a}{\partial v} \right) \right] + \frac{S_{\text{NBI}}}{4\pi v^2} \delta(v - v_{\text{NBI}}) \quad (2-37)$$

ここで、 δ は Dirac のデルタ関数である。背景電子及びイオンの熱速度をそれぞれ v_e 及び v_i とし、 $v_i \ll v \ll v_e$ の速度領域を考えると、衝突項の第二項は第一項に比べて無視でき、近似解を解析的に導く事ができる [23]。

$$f_a(v) = \begin{cases} \frac{S_{\text{NBI}} \tau_s}{4\pi (v^3 + v_c^3)}, & v \leq v_{\text{NBI}} \\ 0, & v > v_{\text{NBI}} \end{cases} \quad (2-38)$$

ここで、

$$\tau_s = \frac{3(2\pi)^{3/2} \epsilon_0^2 m_a T_e^{3/2}}{n_e \sqrt{m_e} Z_a^2 e^4 \ln \Lambda} \quad (2-39)$$

$$v_c = \left[\sum_i \left(\frac{n_i Z_i^2}{m_i} \right) \frac{3\sqrt{\pi} m_e}{4n_e} \right]^{1/3} v_e \quad (2-40)$$

τ_s が電子温度の 3/2 乗に比例し、電子密度に反比例するため、温度が高く密度が低い程高速イオンの減速は遅く、減速分布が大きくなる。図 2-9 に ITER 級の DT プラズマに重水素ビームを入射した場合の、高速重陽子の減速分布を式 (2-38) で計算したものを示す。 v_c が電子温度に比例するため、減速分布の大きさだけでなく分布形状にも影響し、温度が高いほどエネルギーの高い粒子の割合が増す。

NBI は特定の方向に入射されるため、減速分布は非等方的になる。式 (2-37) にピッチ角散乱項を加えた FP 方程式の近似解として、二次元減速分布が Legendre 展開による表式で与えられている [98, 99]。図 2-10 に ITER 級 DT プラズマに重水素ビームを接線方向に入射した場合の、二次元減速分布を示す。NBI 加熱時には、入射方向 (ピッチ角 0°) に大きく、入射方向からの角度が大きくなるにつれて小さくなっていくような高速イオン減速分布が形成される。

B. ICRF 加熱

ICRF 加熱による速度分布関数の変化は、波と粒子との共鳴速度近傍の速度空間内の拡散を記述する準線形拡散項を FP 方程式に加えて表す事ができる。即ち、

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{FP}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{RF}} \quad (2-41)$$

背景粒子は Maxwell 分布に従う場合、ピッチ角 90° の分布関数の近似解が Stix によって導出されている [26]。

$$f_{\perp}(v) = C_{\text{norm}} n \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2T_{\text{tail}}} \right) \quad (2-42)$$

ここで、

$$\begin{aligned} T_{\text{tail}} &= \frac{T_e}{g} \left(1 + \frac{3}{2}\xi \right) \\ g &= 1 + \frac{R_i [(2A + A_i) (2 + 3\xi) T_e - 4AT_i]}{2AT_i (2 + 2R_i + 3\xi)} H \left(\frac{E}{E_i} \right) \\ E_i &= \frac{AT_i}{A_i} \left[\frac{2 + 2R_i + 3\xi}{2\epsilon (2 + 3\xi)} \right]^{2/3} \\ H(x) &= \frac{1}{x} \int_0^x \frac{du}{1 + u^{3/2}} \\ \xi &= (4\pi\epsilon_0)^2 \frac{m \langle P \rangle v_e}{8\sqrt{\pi} n_e n Z^2 e^4 \ln \Lambda} \end{aligned} \quad (2-43)$$

$R_i = n_i Z_i^2 l_i / (n_e l_e)$ 、 $l_j = [m_i / (2T_i)]^{1/2}$ 、 $\epsilon = 2 / (3\sqrt{\pi})$ 、 A は質量数、 $\langle P \rangle$ は ICRF 波の吸収パワー、 C_{norm} は規格化定数である。この近似解には波の周波数やモード数、偏光等が考慮されておらず、詳細な解析にはこれらを考慮した準線形拡散項を含む FP 方程式 (2-41) を数値的に解く必要がある。

図 2-11 に ITER 級 DT プラズマにトリトンのサイクロトロン周波数帯の ICRF 波を照射した場合を想定し、式 (2-42) で計算したトリトン分布関数の (a) 電子温度依存性、(b) 密度依存性、及び (c) 吸収パワー依存性を示す。温度が低い程、加速されたイオンの減速が遅く、密度が低い或いは吸収パワーが高い程波からエネルギーを受け取れるイオンの割合が大きくなるため、非 Maxwell テイルが大きくなる。

2.2 中性子放出スペクトル

2.2.1 中性子放出方向及びエネルギー

粒子 a と b との速度が与えられた場合、 $b(a, c)d$ 反応で放出される粒子 c のエネルギーは次式で表される [65]。

$$E_c = \frac{1}{2} m_c v_0^2 + \frac{m_d}{m_c + m_d} (Q + E_r) + v_0 \cos \tilde{\zeta} \sqrt{\frac{2m_c m_d}{m_c + m_d} (Q + E_r)} \quad (2-44)$$

ここで、 $\mathbf{v}_0 = (m_a \mathbf{v}_a + m_b \mathbf{v}_b) / (m_a + m_b)$ は重心速度、 Q は反応の Q 値、 $E_r = \mu_{ab} v_r / 2$ は相対エネルギー、 $\mu_{ab} = m_a m_b / (m_a + m_b)$ は換算質量、 $\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b$ は相対速度、 ζ は粒子 c の放出角度、チルダは重心系の量を表す。

図 2-12 に (a)DT 反応、(b)DD 反応によって生じる中性子の重心系における放出角と放出エネルギーとの関係を示す。それぞれ静止したトリトン、重陽子にエネルギー E_d の重陽子が入射した場合を想定した。まず、反応の Q 値と相対エネルギー E_r との和が反応生成粒子の間で質量の逆比で分配され、重心系の放出エネルギーが決定される。重心系における放出エネルギーが放出角に応じて重心速度の影響を受け、重心速度と同方向で最大エネルギー、逆方向で最小エネルギーを持って放出される。反応前の粒子の持つ運動エネルギーが大きい程、反応生成粒子の放出エネルギーの幅が広がる。

式 (2-44) で中性子放出エネルギーと重心速度に対する放出角とが関連付けられた。核融合プラズマ中では、反応イオンは様々な方向に運動しているため、放出角の基準となる方向である重心速度も様々な方向を向いている。中性子放出の非等方性の議論や壁面への中性子入射位置の計算のために、中性子放出方向の基準となる軸を統一し、新たに中性子放出角を定義する必要がある。電磁場中の荷電粒子の場合、粒子は磁力線に巻き付いて運動するため、粒子の運動方向は磁力線に対する角度、即ちピッチ角を用いて表すのが適当である。一方核融合プラズマ中の中性子は磁力線とは無関係に運動するため、磁力線は放出方向の基準軸に向かない。本研究では、中性子放出方向の基準にトロイダル軸を選び、トロイダル軸に対する中性子放出角 χ を用いて非等方性を議論する。

放出角 χ を求めるために、反応粒子の重心速度、磁力線ベクトル及びトロイダル軸との関係からデカルト座標系における中性子放出ベクトルを決定する必要がある。これらのベクトルの幾何学的な関係を図 2-13 に示す。デカルト座標系における中性子放出ベクトル \mathbf{v}_n は、図 2-13 の関係から次のように書ける。

$$\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_0 + \tilde{v}_n \cos \tilde{\zeta} \frac{\tilde{\mathbf{v}}_0}{v_0} + \frac{\tilde{v}_n \cos \tilde{\zeta}}{\sqrt{v_{0x}^2 + v_{0y}^2}} \begin{bmatrix} v_{0y} \cos \xi + \frac{v_{0x} v_{0z} \sin \xi}{v_0} \\ -v_{0x} \cos \xi + \frac{v_{0y} v_{0z} \sin \xi}{v_0} \\ \frac{(v_{0x}^2 + v_{0y}^2) \sin \xi}{v_0} \end{bmatrix} \quad (2-45)$$

ここで、 ξ は重心の運動方向軸周りの回転角度であり 0 から 2π まで等方的である。重心速度の計算には、 \mathbf{v}_a 及び \mathbf{v}_b のデカルト座標系におけるベクトル成分表示が必要である。これらの速度は、磁力線ベクトルから計算できる。運動方程式 (2-5) 及び (2-6) は案内中心軌道を記述するため、磁力線周りの旋回角度はこれらの方程式からは決定されない。本研究では、旋回角度を 0 から 2π の一様乱数で与える。

2.2.2 核融合反応率

粒子種 a と粒子種 b との核融合反応率は次式で表される。

$$R = \frac{n_a n_b}{1 + \delta_{ab}} \langle \sigma v \rangle_{ab} \quad (2-46)$$

ここで、 n はイオン密度、 δ_{ab} は Kronecker のデルタ、 $\langle \sigma v \rangle$ は核融合反応率係数である。速度分布関数 $f_a(\mathbf{v}_a)$ 、 $f_b(\mathbf{v}_b)$ に従う粒子同士の反応率係数は次のように計算できる。

$$\langle \sigma v \rangle_{ab} = \frac{1}{n_a n_b} \int \int d\mathbf{v}_a d\mathbf{v}_b f_a(\mathbf{v}_a) f_b(\mathbf{v}_b) \sigma_{ab}(v_r) v_r \quad (2-47)$$

ここで、 σ は核融合反応断面積である。 f_a 及び f_b が同じ温度 T の Maxwell 分布の場合、式 (2-47) は次のように簡単化できる [100]。

$$\langle \sigma v \rangle_{ab} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\mu_{ab}}{2T} \right)^{3/2} \int_0^\infty dv_r v_r \sigma_{ab}(v_r) \exp\left(-\frac{\mu_{ab} v_r^2}{2T}\right) \quad (2-48)$$

また、単一の速さ v_a 成分のみを持つ等方分布関数 f_a と Maxwell 分布 f_b とを仮定すると、式 (2-47) は次のように書き換えられる [100, 101]。

$$\langle \sigma v \rangle_{ab} = \frac{\beta}{v_a \sqrt{\pi}} \int_0^\infty dv_r v_r^2 \sigma_{ab}(v_r) \left\{ \exp[-\beta^2(v_a - v_r)] - \exp[-\beta^2(v_a + v_r)] \right\} \quad (2-49)$$

ここで、 $\beta^2 = m_b/(2T)$ 、 m_b は粒子種 b の質量である。

核融合反応断面積の相対エネルギー E_r に対する便利なフィッティング式が Bosch と Hale とによって与えられている [102]。

$$\sigma(E_r) = \frac{S(E_r)}{E_r \exp(B_G/\sqrt{E_r})} \quad (2-50)$$

$$S(E) = \frac{A_1 + E \{A_2 + E [A_3 + E (A_4 + EA_5)]\}}{1 + E \{B_1 + E [B_2 + E (B_3 + EB_4)]\}} \quad (2-51)$$

表 2-1、2-2 に $T(d, n)^4\text{He}$ 、 $D(d, n)^3\text{He}$ 反応に対する式 (2-50) 及び (2-51) の各係数を、図 2-14 に $T(d, n)^4\text{He}$ 及び $D(d, n)^3\text{He}$ 反応の断面積をそれぞれ示す。

図 2-15 に式 (2-49) で計算した (a)DT 反応、(b)DD 反応のビーム-サーマル反応率係数を示す。低エネルギーでは、イオン温度の相対速度への影響が大きいため、反応率係数は温度が高い程大きくなる。イオン温度に比べて十分エネルギーが高い場合、相対速度は殆どビームエネルギーで決まるため、温度依存性が殆ど無い。

中性子放出反応の微分断面積は、Drosg と Schwerer とによって次のようなフィッティング式が示されている [103]。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{C.M.}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \sum_i A_i P_i(\cos \tilde{\zeta}) \quad (2-52)$$

ここで、 $(d\sigma/d\Omega)_0$ は重心系における放出角 $\tilde{\zeta} = 0^\circ$ の微分断面積、 A_i は展開係数、 P_i は Legendre 多項式である。微分断面積の実験室系と重心系との関係は次式で表される。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab.}} = \frac{\left(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \tilde{\zeta}\right)^{3/2}}{1 + \gamma \cos \tilde{\zeta}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{C.M.}} \quad (2-53)$$

ここで、 $\gamma = v_0/\tilde{v}_n$ である。表 2-3、2-4 に $T(d, n)^4\text{He}$ 、 $D(d, n)^3\text{He}$ 反応の係数 A_i 及び $S_0 = (d\sigma/d\Omega)_0$ を、幾つかの重心系における入射粒子エネルギー E_{in} に対してそれぞれ示す。図 2-16 に、(a) 重心系及び (b) 実験室系における DT 反応の中性子放出の微分断面積を、(c) 重心系及び (d) 実験室系における DD 反応の中性子放出の微分断面積を、重心系における入射粒子エネルギー $E_{\text{in}} = 0.1, 0.5, 1, 3$ MeV に対してそれぞれ示す。DT 反応の場合、エネルギーが低いと殆ど等方的であり、重心系における入射粒子エネルギーが 0.5 MeV 程度になると非等方性が現れる。DD 反応の場合は DT 反応に比べて非等方性が強く、Drosg と Schwerer とによって示されている最低エネルギーである $E_{\text{in}} = 0.02$ MeV から非等方性が見られる。本研究では、微分断面積の分布形状を式 (2-52) で、絶対値を式 (2-50) で決定する。

2.2.3 燃料イオン分布関数と中性子放出スペクトルとの関係

一度の核融合反応で中性子が一つ放出される場合、中性子放出スペクトルは中性子エネルギーに亘って積分すると式 (2-46) の核融合反応率に一致するような量である。従って、 $b(a, n)d$ 反応による中性子放出スペクトルは次式から計算される [68]。

$$\frac{dN}{dE}(E) = \int \int \int d\mathbf{v}_a d\mathbf{v}_b d\Omega f_a(\mathbf{v}_a) f_b(\mathbf{v}_b) \frac{d\sigma}{d\Omega} v_r \delta(E - E_n) \quad (2-54)$$

ここで、 Ω は重心系における中性子放出角 $\tilde{\zeta}$ の立体角、 δ は Dirac のデルタ関数である。二重微分スペクトルは式 (2-54) を更に放出角について微分した量であるから、次のように書ける [70]。

$$\frac{d^2N}{dEd\Omega_\theta}(E, \theta) = \int \int \int d\mathbf{v}_a d\mathbf{v}_b d\Omega f_a(\mathbf{v}_a) f_b(\mathbf{v}_b) \frac{d\sigma}{d\Omega} v_r \delta(E - E_n) \delta(\Omega_\theta - \Omega_{\theta, n}) \quad (2-55)$$

ここで、 θ は放出角で、実験室系における重心運動方向に対する放出角 ζ やトロイダル軸に対する放出角 χ 等である。これらの計算は計算時間の観点からモンテカルロ法を使用して計算する事が有効になる場合がある。二次元速度分布関数 $f(v, \mu)$ が速さグリッド数 N_v 及びピッチグリッド数 N_μ に対して等間隔 Δv 及び $\Delta \mu$ で与えられている場合、式 (2-55) は次のようにモンテカルロ法の形式に書き直す事ができる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dEd\Omega_\theta}(E, \theta) dEd\Omega_\theta &= \frac{4\pi^2 \Delta v_a \Delta v_b \Delta \mu_a \Delta \mu_b}{N_{\text{test}}} \sum_{i=0}^{N_{v_a}} \sum_{j=0}^{N_{v_b}} \sum_{k=0}^{N_{\mu_a}} \sum_{l=0}^{N_{\mu_b}} \sum_{h=0}^{N_{\text{test}}} \\ &\times v_{ai}^2 v_{bj}^2 f_a(v_{ai}, \mu_{ak}) f_b(v_{bj}, \mu_{bl}) \sigma v_r \delta(E - E_n) \delta(\Omega_\theta - \Omega_{\theta, n}) \end{aligned} \quad (2-56)$$

ここで、 N_{test} は (i, j, k, l) の各組み合わせに対する試行回数、 δ は無次元で $\delta(0) = 1$ となるような Dirac のデルタ関数に似た関数である。一度の試行で、粒子 a と b との旋回角度及び重心速度軸周りの中性子放出の回転角度を一様乱数で、重心系における重心速度に対する放出角 $\tilde{\zeta}$ を二重微分スペクトルで重み付けした乱数で決定する。即ち、一度の試行に対して 4 変数をランダムに決定する。

燃料イオンの速度分布関数が Maxwell 分布の時、生成粒子の放出スペクトルは Gauss 分布で近似できる事を Brysk に従って示す [65]。反応している粒子 a 及び b が Maxwell 分布である時、2 つの Maxwell 分布の積は、

$$\begin{aligned}
f_a f_b &= n_a n_b \left(\frac{m_a m_b}{4\pi^2 T_a T_b} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_a v_a^2}{2T_a} - \frac{m_b v_b^2}{2T_b} \right) \\
&= n_a n_b \left(\frac{m_a m_b}{4\pi^2 T_a T_b} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{m_a}{T_a} + \frac{m_b}{T_b} \right) v_0^2 \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} \left(\frac{m_b}{T_a} + \frac{m_a}{T_b} \right) \frac{\mu_{ab}}{m_a + m_b} v_r^2 - \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_b} \right) 2\mu_{ab} \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_r \right] \\
&\equiv n_a n_b \left(\frac{m_a m_b}{4\pi^2 T_a T_b} \right)^{3/2} \exp \left[-(\alpha v_0^2 + \beta v_r^2 + 2\gamma v_0 v_r \mu') \right]
\end{aligned} \tag{2-57}$$

ここで、 μ' は重心速度 \mathbf{v}_0 と相対速度 \mathbf{v}_r とのなす角の余弦である。従って、ある関数 F の期待値は次のように書ける。

$$\langle F \rangle = \frac{\int d\mu' \int_0^\infty dv_r v_r^2 \int_0^\infty dv_0 v_0^2 F \exp \left[-(\alpha v_0^2 + \beta v_r^2 + 2\gamma v_0 v_r \mu') \right]}{\int d\mu' \int_0^\infty dv_r v_r^2 \int_0^\infty dv_0 v_0^2 \exp \left[-(\alpha v_0^2 + \beta v_r^2 + 2\gamma v_0 v_r \mu') \right]} \tag{2-58}$$

重心速度の二次のモーメントは、

$$\langle v_0^2 \rangle = \frac{3(m_a T_a + m_b T_b)}{(m_a + m_b)^2} \tag{2-59}$$

放出が重心系で等方的である時、放出エネルギーの式 (2-44) を平均すると、

$$\langle E_c \rangle = \frac{1}{2} m_c \langle v_0^2 \rangle + \frac{m_d}{m_c + m_d} (Q + \langle E_r \rangle) \tag{2-60}$$

式 (2-44) から上式を引くと、

$$\begin{aligned}
E_c - \langle E_c \rangle &= \frac{1}{2} m_c (v_0^2 - \langle v_0^2 \rangle) + \frac{m_d}{m_c + m_d} (E_r - \langle E_r \rangle) \\
&\quad + v_0 \cos \tilde{\zeta} \sqrt{\frac{2m_c m_d}{m_c + m_d}} (Q + E_r)
\end{aligned} \tag{2-61}$$

粒子種 a と b とは同じ温度 $T = T_a = T_b$ であるとする。相対エネルギーは温度程度の大き

さであり、 $Q \gg T$ なので、上式の二乗の平均は次のように近似できる。

$$\begin{aligned} \langle (E_c - \langle E_c \rangle)^2 \rangle &= \left(\frac{2m_c m_d}{m_c + m_d} Q \right) \langle v_0^2 \rangle \langle \cos^2 \tilde{\zeta} \rangle \\ &= \frac{2m_c \langle E_c \rangle T}{m_c + m_d} \end{aligned} \quad (2-62)$$

これは Gauss 分布

$$f(E_c) = \exp \left[-\frac{(E_c - \langle E_c \rangle)^2}{4m_c \langle E_c \rangle T / (m_c + m_d)} \right] \quad (2-63)$$

のモーメントと等しい。従って、Maxwell 分布に従う粒子同士の反応による生成粒子放出スペクトルは Gauss 分布で近似する事ができる。この Gauss 分布の半値幅は \sqrt{T} に比例するため、中性子スペクトルの計測によってイオン温度を診断する事が検討されている [104, 105]。図 2-17 でイオン温度 $T_i = 5, 20$ 及び 50 keV に対して、DT 反応の場合の中性子放出スペクトルの Gauss 分布の近似式と式 (2-54) の数値計算結果とを比較する。温度が高くなる程実際のスペクトルは Gauss 分布近似に比べて、高エネルギー側にシフトし更に高エネルギー側に僅かに広がる。これは、近似式の導出時に $Q \gg T$ の近似を行った事によるものであり、相対エネルギーの寄与が大きくなるにつれて、中性子エネルギーの平均値が大きくなるためである。

1 MeV の単色エネルギーを持つ重陽子と静止或いはイオン温度程度のエネルギーで熱運動する重陽子との反応による中性子放出スペクトルを考える。図 2-18(a) に 1 MeV 重陽子と静止している重陽子との反応による中性子スペクトルを、重心系で等方的な放出の場合と微分断面積を考慮した場合とに対して示す。等方的な放出の場合、式 (2-44) から明らかのように、可能なエネルギー範囲で一定値を持つスペクトルとなる。微分断面積を考慮した場合、 $\cos \tilde{\zeta}$ に対応するエネルギー E_n に断面積の重みを乗じたようなスペクトルとなる。図 2-18(b) は、重心系で等方的な場合に対する 1 MeV 重陽子の反応によるスペクトルの標的重陽子群の温度依存性を示している。入射粒子と標的粒子との運動エネルギーを固定すると、両粒子の運動方向のなす角度によって、反応前の運動エネルギーの重心速度と相対速度とへの分配の割合が変わる。その結果式 (2-44) の 3 つの項の値が変化するが、全組み合わせを見ると、標的粒子が静止している場合に比べて低エネルギー側に大きく、高エネルギー側に僅かに取り得るエネルギーが広がる事がわかる。従って、標的粒子が静止している場合に比べて熱運動を考慮した場合は、温度が高くなるに連れて特に低エネルギー側に大きく広がりを持つスペクトルとなる。次に 1 MeV の重陽子と静止している重陽子との反応による二重微分放出スペクトルを、(a) 1 MeV 重陽子がトロイダル軸方向に運動している場合、(b) トロイダル軸に垂直な方向に運動している場合を図 2-19 に示す。トロイダル軸方向に運動している場合は、実験室系における中性子放出角 ζ が、トロイダル軸に対する放出角 χ に一致する。従って、運動方向と同方向で最大エネルギー、逆方向で最小エネルギーを持つ中性子が放出される。トロイダル軸に垂直な方向に運動している場合、重陽子は磁力線周りを回転しているため、実験室系における中性子放出角 ζ は全て $\chi = 90^\circ$ を取る

事ができる。従って、 $\chi = 90^\circ$ 方向に取り得るエネルギー全てで放出でき、平均エネルギーに近くなるにつれて、 $\chi = 0^\circ$ 或いは $\chi = 180^\circ$ 方向への放出割合が増加する。燃料イオンがある速度分布を持つ時、中性子放出スペクトルの形状はここで示した単色エネルギーのイオンの反応によるスペクトルの重ね合わせで表現する事ができる。JET において ICRF 加熱時の速度分布関数が評価されているが、これは様々な単色重陽子エネルギーによるスペクトルを計算し、その重ね合わせとして観測された中性子スペクトルを再現する事で、重陽子エネルギーの重み分布、即ち速度分布関数を得ている [81]。具体的な分布関数に対する中性子放出スペクトル形状の一例として、ITER 級 DT プラズマを ICRF 加熱した場合を想定した場合のスペクトルを図 2-20 に示す。プラズマ中心でピッチ角 90° で様々なエネルギーで運動するトリトンの無衝突軌道を解析し、単色トリトンと熱運動する重陽子との反応によるスペクトルを計算し、式 (2-42) で重み付けして評価したスペクトルである。非 Maxwell テイルは、Maxwell 分布に近いエネルギー領域から高エネルギーになるに連れて緩やかに小さくなっていくため、中性子放出エネルギーもそれを反映し Gauss 分布に近いエネルギー領域から遠い領域まで緩やかに強度が小さくなっていく。ピッチ角 90° にしか高エネルギートリトンが存在していないので、図 2-19(b) をトリトンエネルギー分布を用いて重ね合わせたような二重微分スペクトル形状となる。

2.3 第一壁への中性子入射スペクトル

第一壁への入射中性子束の計算には、中性子源を与えて MCNP コード [106] 等の中性子輸送計算コードを用いるのが一般的である。本研究では、プラズマ中で放出されて直接壁面に入射する中性子に着目するため、輸送計算を行う必要がない。従って、壁面形状を関数形で与え、前節で求めた中性子速度ベクトルと壁面形状関数との連立方程式を解く事で決定論的に入射位置を計算する。この方法は輸送計算に比べて計算時間が短く、LHD 等の複雑な壁面形状も関数として表現できれば比較的容易に再現できるという利点がある。本節では、第一壁の壁面形状の解析モデル、中性子入射位置及び角度の計算方法を示し、トーラス装置壁面への中性子入射スペクトルの中性子放出の非等方性と壁面形状の幾何学的影響とへの依存性を議論する。

2.3.1 第一壁の壁面形状モデル及び中性子入射位置計算法

トーラス装置の第一壁壁面形状の最も簡単な表現は、円形断面トーラスである。円形断面トーラス形状の壁面上の点 $W(x_w, y_w, z_w)$ は次のように表せる。

$$\begin{aligned} x_w &= (R_w + a_w \cos \theta_w) \cos \phi_w \\ y_w &= (R_w + a_w \cos \theta_w) \sin \phi_w \\ z_w &= a_w \sin \theta_w \end{aligned} \quad (2-64)$$

ここで、 R_w は壁面の主半径、 a_w は壁面の小半径、 θ_w はポロイダル角、 ϕ_w はトロイダル角である。

ITER 等のトカマク装置の壁面形状はポロイダル断面が文字 D のような形状をしている。D 型断面トーラス形状を表すために、本研究では Yavorskij 等による磁気面形状のモデル式 [107] を用いて、最外殻磁気面を拡大及び移動させて与える。このモデル式は、通常平衡計算によって得られる磁気面形状を簡単に数式で与えて様々な数値計算で便利に使うために導入されたものであり、次式のように表現される。

$$\begin{aligned}x &= (R + a \cos \theta - \delta a \sin^2 \theta) \cos \phi \\y &= (R + a \cos \theta - \delta a \sin^2 \theta) \sin \phi \\z &= \kappa a \sin \theta\end{aligned}\tag{2-65}$$

ここで、 δ は三角度、 κ は楕円度である。上式の R 、 a 、 δ 、及び κ に壁面形状用のパラメータ R_w 、 a_w 、 δ_w 、及び κ_w を代入して D 型断面トーラス形状の第一壁を表す。図 2-21 に、本研究で想定した ITER 級装置の第一壁形状を示す。

LHD の真空容器は、円形断面トーラスに 2 本のヘリカルコイルが通るための「溝」を付けたような、亜鈴型のポロイダル断面を持つ形状をしている。溝部分の形状は、ヘリカルコイルの案内中心に垂直な断面内の座標系 (h, w) で定義されている。中性子入射位置を計算するためには、座標系 (h, w) で定義された形状をデカルト座標系に変換する必要がある。図 2-22 に LHD 真空容器のポロイダル断面形状及び赤道面上の形状を示す。

中性子発生位置を (x_a, y_a, z_a) とすると、式 (2-45) の中性子速度ベクトル \mathbf{v}_n を用いて壁面上の中性子入射位置は次のように直線の式で書く事ができる。

$$\begin{aligned}x_w &= x_a + v_{n,x}\tau \\y_w &= y_a + v_{n,y}\tau \\z_w &= z_a + v_{n,z}\tau\end{aligned}\tag{2-66}$$

ここで、 τ は中性子が放出されてから壁面に到達するまでの時間である。上式と壁面形状関数の式 (2-64)、(2-65) 或いは LHD 真空容器形状の式とを連立して解く事により、中性子の壁面上の入射位置が計算できる。壁面形状に式 (2-64) 或いは (2-65) を用いる場合、これらの式に式 (2-66) を代入すると、 τ 、 θ_w 及び ϕ_w についての 3 元連立方程式が得られる。この内 θ_w と ϕ_w とが消去でき、式 (2-64) の場合 τ についての 4 次方程式が、式 (2-65) の場合 8 次方程式が得られる。これらの高次方程式を複素数解まで含めて Durand-Kerner-Aberth 法等で解き、正の実数解の内最小のものを選ぶ事で τ を一意に決定する事ができる。LHD 真空容器形状の場合、2 種の壁面形状変数と τ とについての 3 元非線形連立方程式が得られる。この連立方程式を Newton-Raphson 法等で解くが、可能な解が複数存在し、どの解に収束するかは初期値に強く依存するため、有意な解の探索には初期値の選び方を工夫する必要がある。

2.3.2 壁面への中性子入射角の定義

本研究では、トロイダル入射角 ι_t 及びポロイダル入射角 ι_p の 2 種類の入射角を導入し、入射スペクトルを議論する。トロイダル入射角は水平面上の壁面の接線と中性子ベクトルと

のなす角度、ポロイダル入射角はポロイダル断面内の壁面の接線と中性子ベクトルとのなす角度として定義する。図 2-23 に各入射角と壁面形状との関係を示す。

壁面形状を式 (2-65) で表した場合の入射角の計算方法を考える。中性子発生位置を点 $A(x_a, y_a, z_a)$ 、壁面上の入射位置を点 $W(x_w, y_w, z_w)$ とする。水平面内で壁面形状は円の式で表せるから、点 W を通る接線の方程式は次式で書ける。

$$y = \frac{x_w^2 + y_w^2 - x_w x}{y_w} \quad (2-67)$$

この接線上に、 xy 平面上で偏角を反時計回りに増大させる方向に任意の点 $B(x_b, y_b, z_w)$ を考える。中性子発生位置から壁面入射位置へのベクトルの水平面への射影は次のように表せる。

$$\overrightarrow{AW}_t = \begin{bmatrix} x_w - x_a \\ y_w - y_a \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2-68)$$

従って、トロイダル入射角は次式で計算できる。

$$l_t = \cos^{-1} \frac{\overrightarrow{AW}_t \cdot \overrightarrow{WB}}{|\overrightarrow{AW}_t| |\overrightarrow{WB}|} \quad (2-69)$$

次にポロイダル面内の中性子ベクトルと壁面の接線との関係を考える。点 W を通るポロイダル面 (R, z) 内の壁面の接線の方程式は次のようになる。

$$z = -\frac{\kappa_w \cot \theta_w}{1 + 2\delta_w \cos \theta_w} \left(R - \sqrt{x_w^2 + y_w^2} \right) + z_w \quad (2-70)$$

この接線上にポロイダル角を増大させる方向に任意の点 $C(R_c, z_c)$ を考える。中性子発生位置から壁面入射位置へのベクトルのポロイダル面への射影は次のように書ける。

$$\overrightarrow{AW}_p = \begin{bmatrix} x_w - \sqrt{x_a^2 + y_a^2} \cos(\phi_w - \phi_a) \cos \phi_w \\ y_w - \sqrt{x_a^2 + y_a^2} \cos(\phi_w - \phi_a) \sin \phi_w \\ z_w - z_a \end{bmatrix} \quad (2-71)$$

従って、ポロイダル入射角は次式で計算できる。

$$l_p = \cos^{-1} \frac{\overrightarrow{AW}_p \cdot \overrightarrow{WC}}{|\overrightarrow{AW}_p| |\overrightarrow{WC}|} \quad (2-72)$$

壁面形状に式 (2-64) を用いる場合、 $\kappa_w = 1$ 及び $\delta_w = 0$ とする事で同様に入射角が計算できる。

LHD 真空容器壁面の水平面内及びポロイダル断面内の接線の式を解析的に表現するのは困難である。本研究では、壁面上の接線を数値的に求めた。中性子発生位置から壁面入射位置へのベクトルは式 (2-68) 及び (2-71) で計算できるので、入射角 l_t 及び l_p は数値的に計算できる。

2.3.3 高速イオン分布関数と中性子入射スペクトルとの関係

中性子入射スペクトルは、式 (2-55) の中性子放出スペクトルの内、特定の θ_w 、 ι_t 及び ι_p の値になるものを数え、全プラズマ体積及び放出角の全立体角に亘って積分したものと定義する。

$$\frac{d^3 N}{dE d\iota_t d\iota_p}(E, \theta_w, \iota_t, \iota_p) = \int \int dV d\Omega_\theta \frac{d^2 N}{dE d\Omega_\theta} \frac{d\theta_w}{dA_{\theta_w}} \times \delta(\iota_t - \iota_{t,n}) \delta(\iota_p - \iota_{p,n}) \delta(\theta_w - \theta_{w,n}) \quad (2-73)$$

実際の計算では、複数のテスト粒子に対して前述の方法で壁面入射位置及び入射角度を計算し、式 (2-56) と同様の考え方でモンテカルロ法で入射スペクトルを評価する。

図 2-24 に、磁気軸位置で静止している重陽子と磁力線方向に運動している 1 MeV 重陽子との反応による (a) 壁面位置毎の入射スペクトル、(b) 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ におけるトロイダル入射角毎のスペクトル、及び磁力線と垂直方向に運動している 1 MeV 重陽子との反応による (c) 壁面位置毎の入射スペクトル、(d) 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ におけるトロイダル入射角毎のスペクトルを示す。壁面形状は図 2-21 の ITER 級装置を想定し、壁面位置はポロイダル角 θ で表している。磁力線方向に運動している場合、幾何学的に最大及び最小エネルギーの中性子は $\theta = 0^\circ$ にしか入射する事ができない。垂直な方向に運動している場合は、磁力線周りに旋回しているため、全てのポロイダル角に最大及び最小エネルギーの中性子が入射できる。トロイダル入射角毎のスペクトルは、トロイダル軸に対する放出角とトロイダル入射角との間に一定の関係があるため、二重微分放出スペクトルの形状を反映した形になる。従って、設置した計測器の視線で観測される入射スペクトルと放出スペクトルとの関係を把握しておく事で、計測されたスペクトルからプラズマ全体で放出されるスペクトルを推定する事ができる。燃料イオンがエネルギー分布を持つ時、放出スペクトルの場合と同様に、単色イオンエネルギーに対するスペクトルの重ね合わせとして入射スペクトルを表す事ができる。ICRF 加熱した ITER 級プラズマを想定し、図 2-20 の放出スペクトルの場合に対する (a) 壁面位置毎の入射スペクトル、及び (b) 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ におけるトロイダル入射角毎のスペクトルを図 2-25 に示す。放出スペクトルの議論の時と同様に、図 2-24(b) 及び (d) の単色イオンエネルギーの場合のスペクトルを分布関数を重みに重ね合わせた形状をしている。

表 2-1 T(d,n)⁴He 反応断面積のフィッティング式 (2-50) 及び (2-51) のパラメータ

B_G [$\sqrt{\text{keV}}$]	34.3827	
A_1	6.927×10^4	-1.4714×10^6
A_2	7.454×10^8	0
A_3	2.050×10^6	0
A_4	5.2002×10^4	0
A_5	0	0
B_1	6.38×10^1	-8.4127×10^{-3}
B_2	-9.95×10^{-1}	4.7983×10^{-6}
B_3	6.981×10^{-5}	-1.0748×10^{-9}
B_4	1.728×10^{-4}	8.5184×10^{-14}
Energy range [keV]	0.5–550	550–4700

表 2-2 D(d,n)³He 反応断面積のフィッティング式 (2-50) 及び (2-51) のパラメータ

B_G [$\sqrt{\text{keV}}$]	31.3970
A_1	5.3701×10^4
A_2	3.3027×10^2
A_3	-1.2706×10^{-1}
A_4	2.9327×10^{-5}
A_5	-2.5151×10^{-9}
B_1	0
B_2	0
B_3	0
B_4	0
Energy range [keV]	0.5–4900

表 2-3 T(d, n)⁴He 反応微分断面積のフィッティング式 (2-52) のパラメータ

E_{in} [MeV]	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	S_0 [mb/sr]
0.05	1.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	106.6
0.10	1.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	393.6
0.50	0.997	0.021	-0.018	0.000	0.000	0.000	0.000	45.5
1.00	0.957	0.087	-0.044	0.000	0.000	0.000	0.000	19.8
2.00	0.771	0.127	0.067	0.005	0.012	0.013	0.005	12.3
3.00	0.571	0.129	0.1815	0.0379	0.0235	0.042	0.0151	12.6

表 2-4 D(d, n)³He 反応微分断面積のフィッティング式 (2-52) のパラメータ

E_{in} [MeV]	A_0	A_2	A_4	A_6	S_0 [mb/sr]
0.05	0.737	0.261	0.002	0.000	0.500
0.10	0.671	0.323	0.006	0.000	1.950
0.50	0.506	0.437	0.057	0.000	11.40
1.00	0.418	0.439	0.142	0.001	19.00
2.00	0.318	0.382	0.270	0.030	26.40
3.00	0.262	0.337	0.337	0.064	31.20

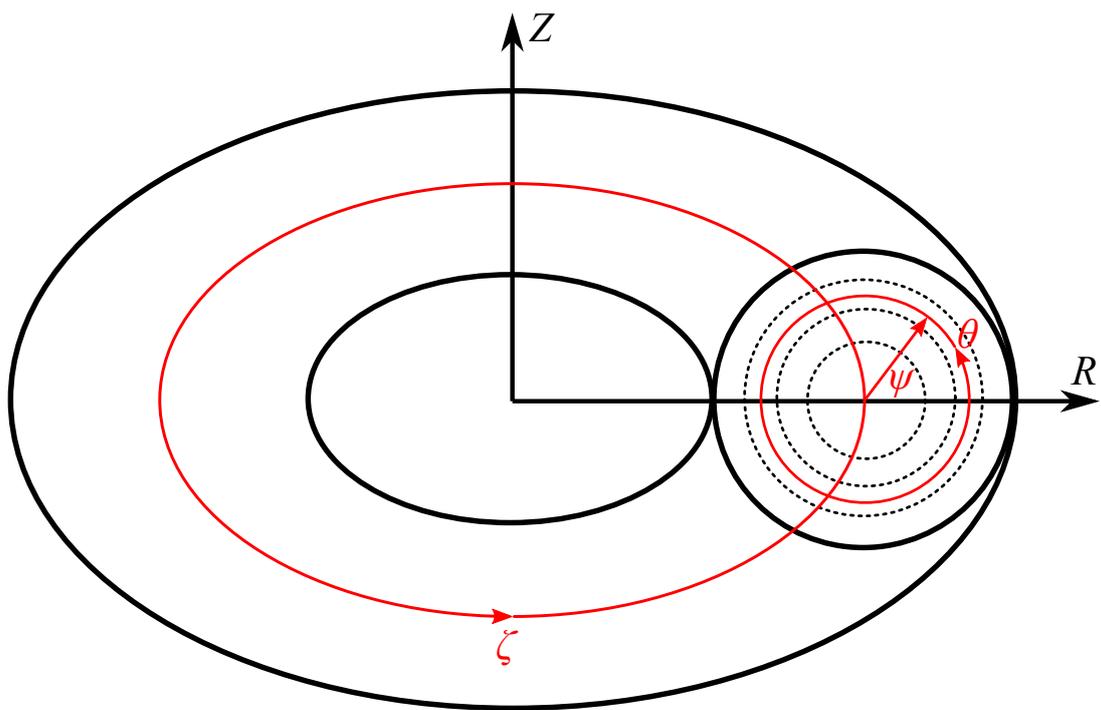


図 2-1 Boozer 座標系の概念図。

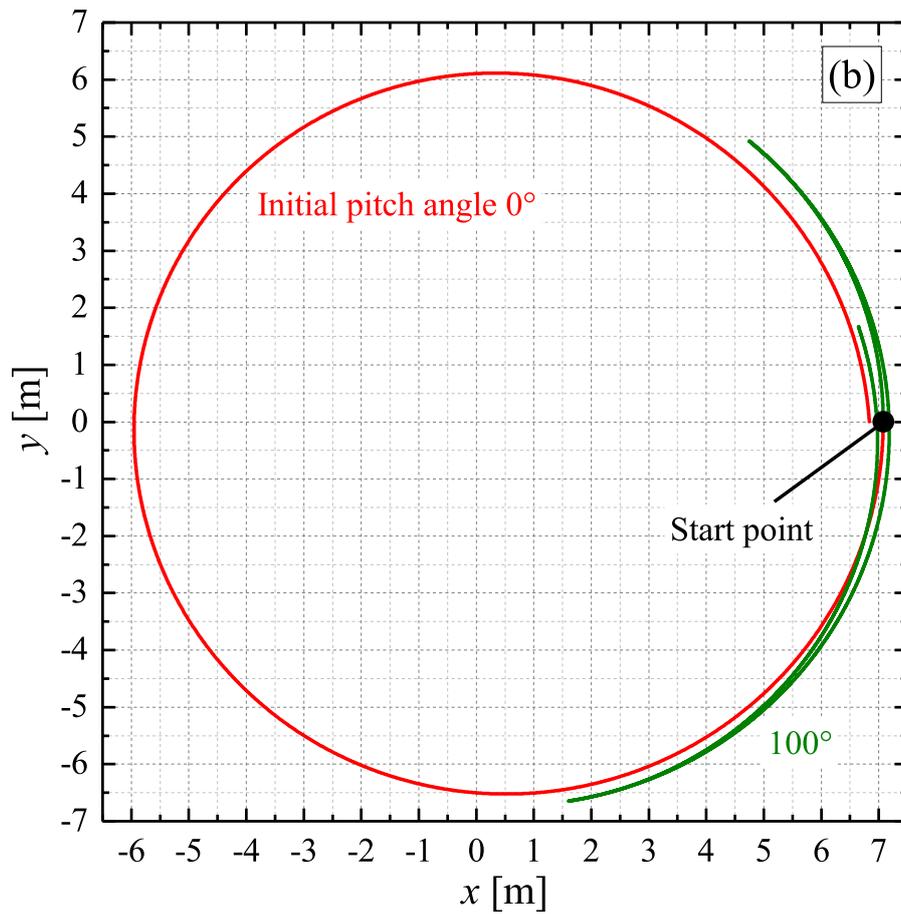
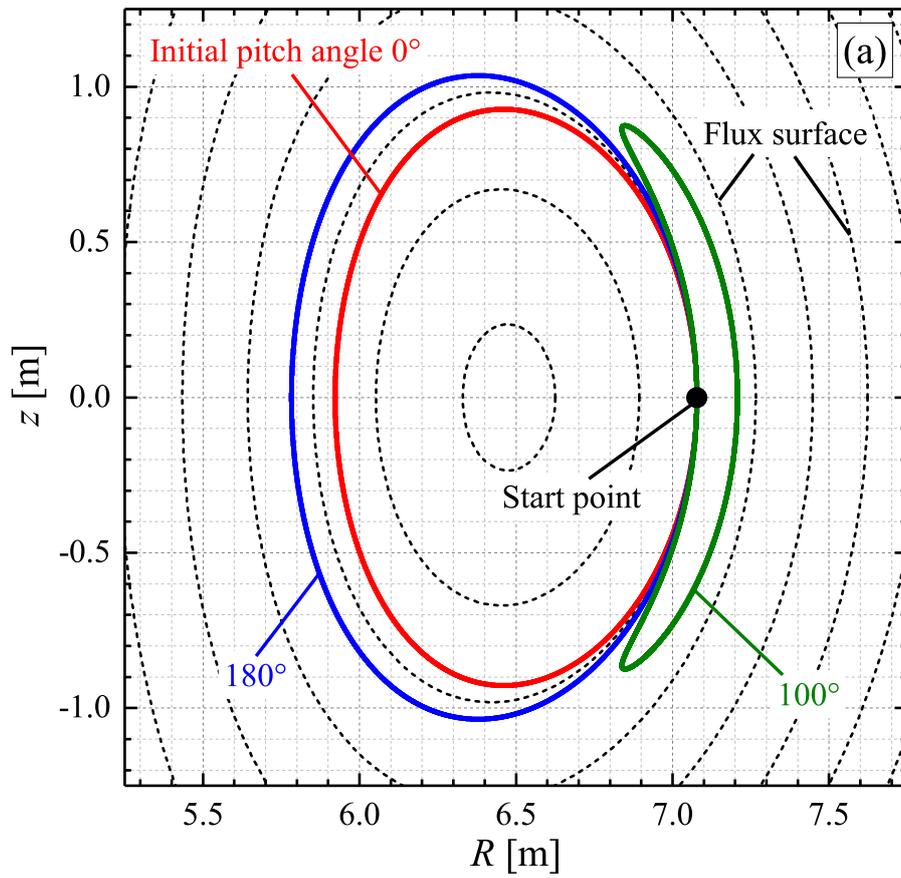


図 2-2 軸対称トカマクにおける (a) ポロイダル面、(b) 水平面内のトロイダル磁場方向とその逆方向との通過軌道及びバナナ軌道の案内中心。

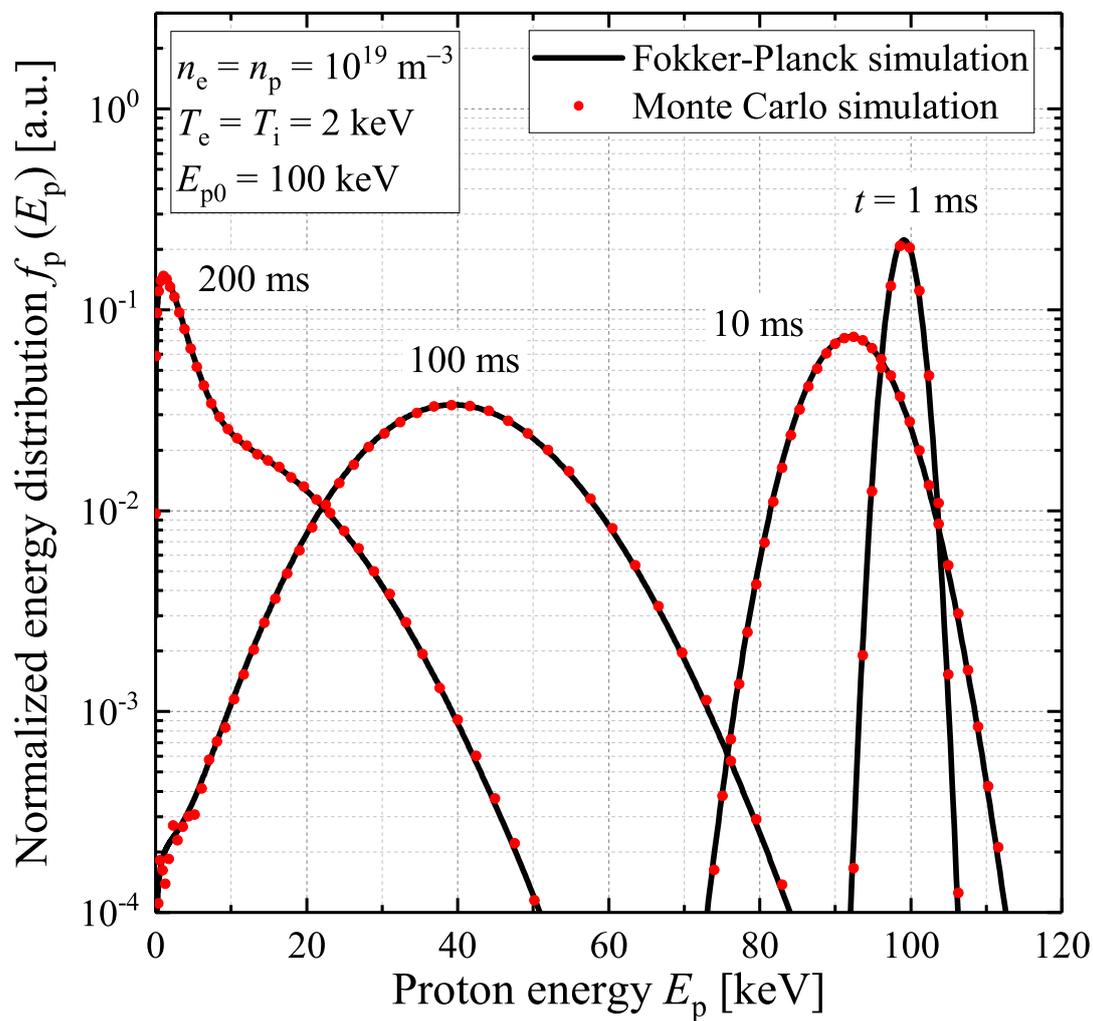


図 2-3 FP 方程式の解とモンテカルロ衝突オペレータによる計算結果との比較。

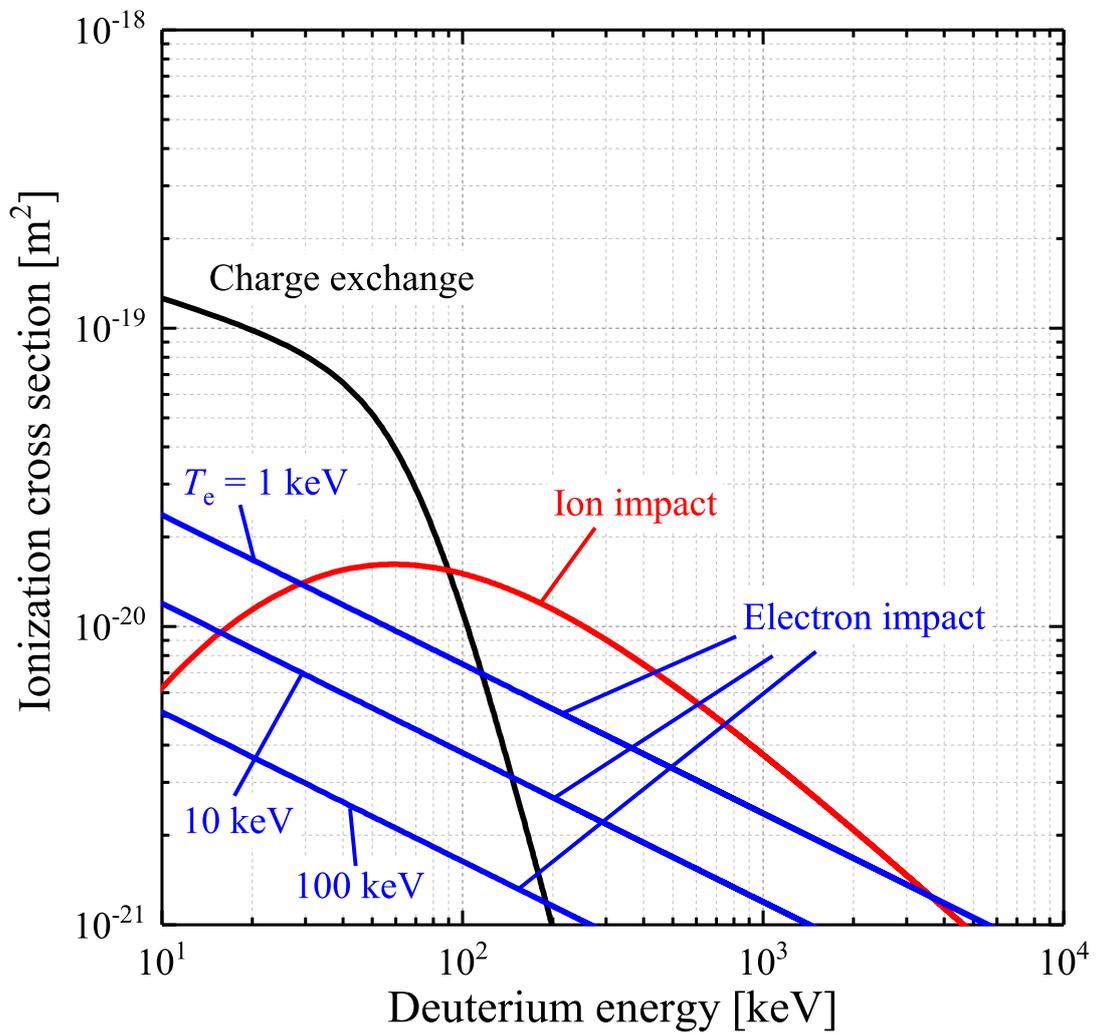


図 2-4 重水素プラズマにおける重水素のイオン衝突電離、電子衝突電離及び荷電交換反応断面積。

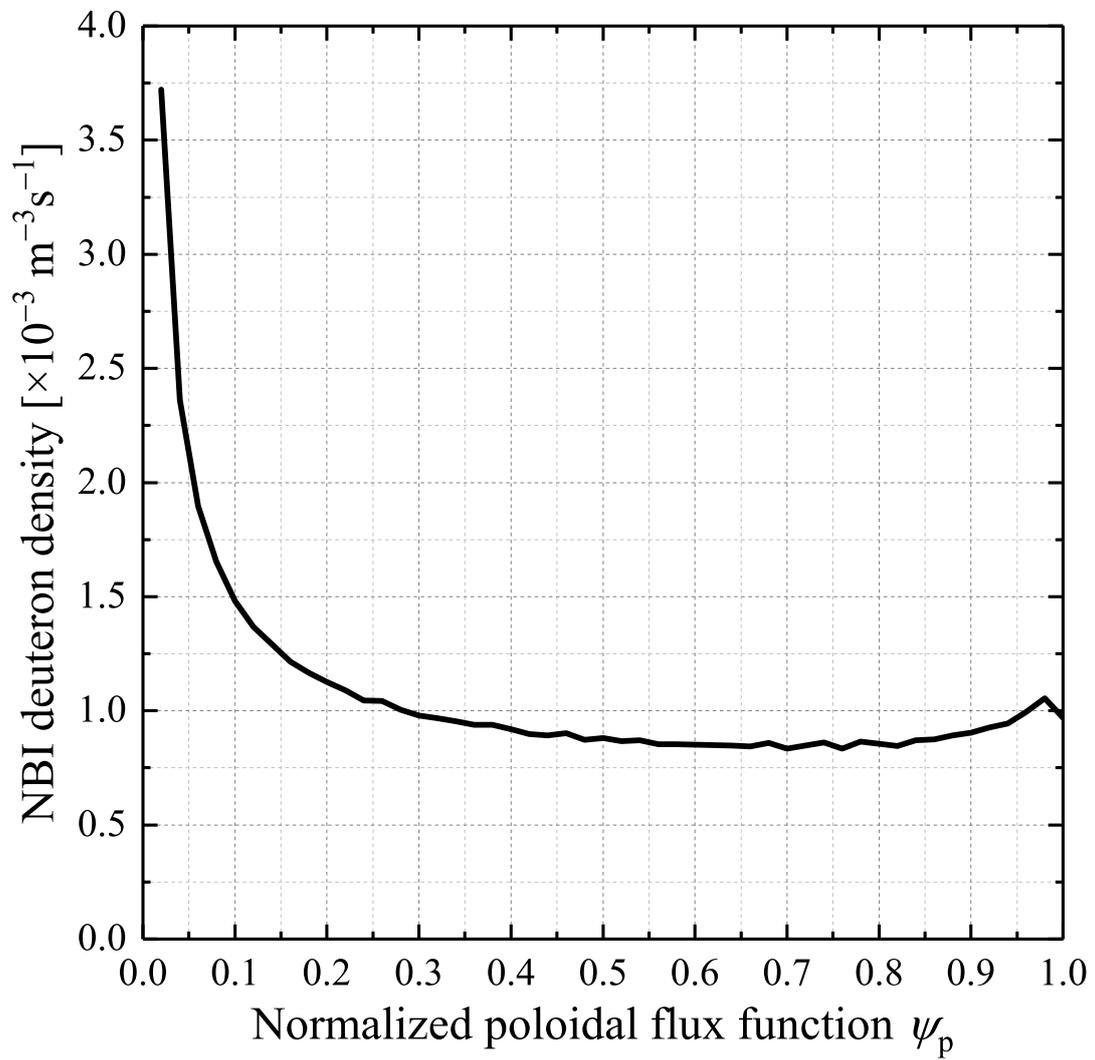


図 2-5 ITER 級トカマクプラズマにおける接線方向 NBI の電離密度の径方向分布。

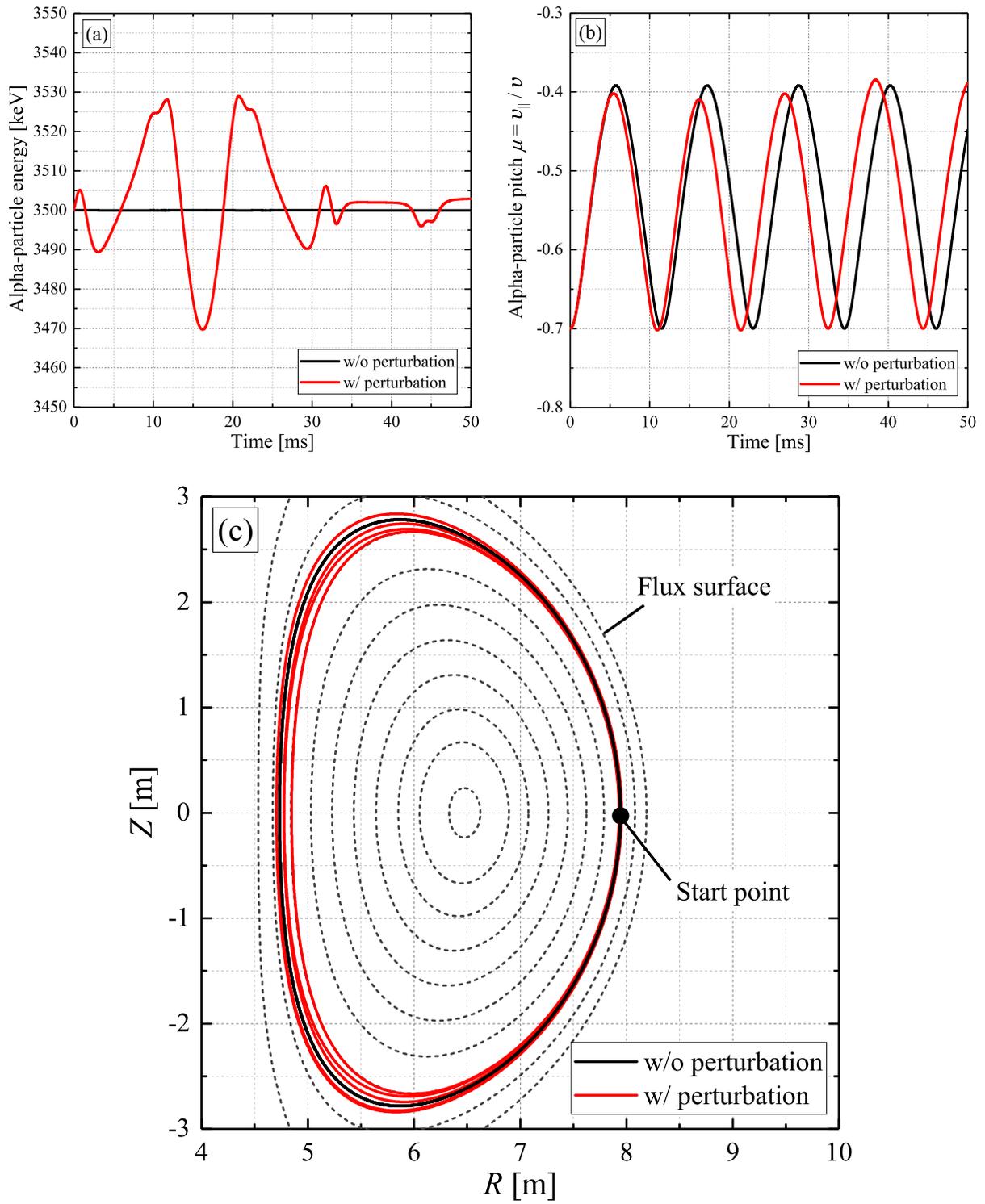


図 2-6 トカマクプラズマにおける AE を考慮した場合と平衡磁場の場合とに対するアルファ粒子の (a) エネルギーの時間変化、(b) ピッチの時間変化、(c) 無衝突案内中心軌道。

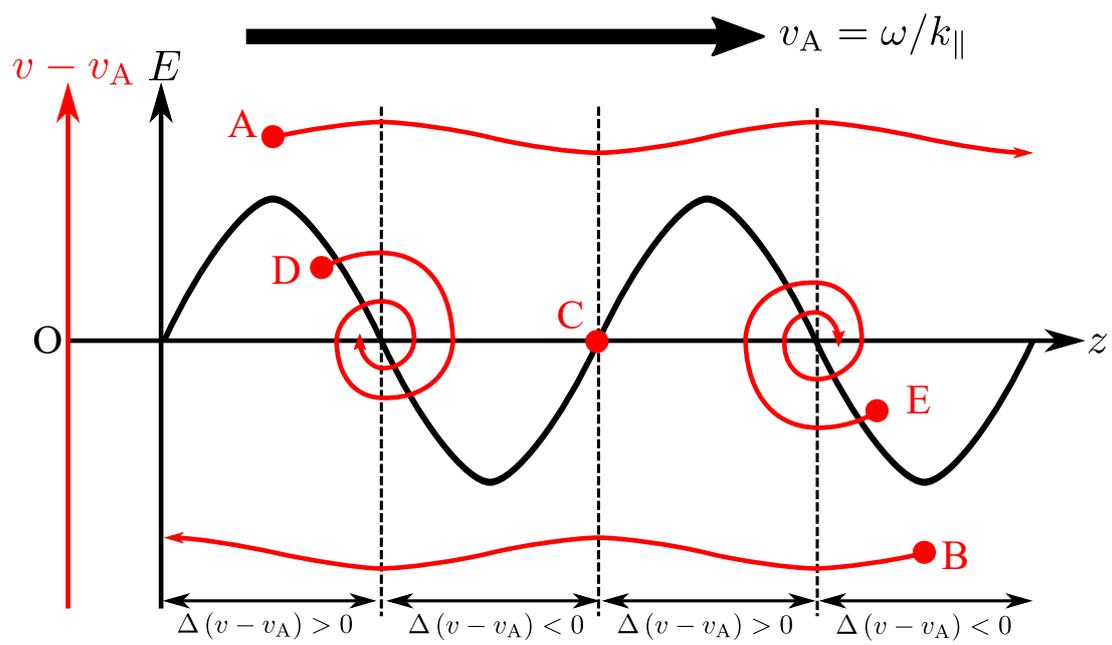


図 2-7 シア Alfvén 波による粒子速度変化の模式図。

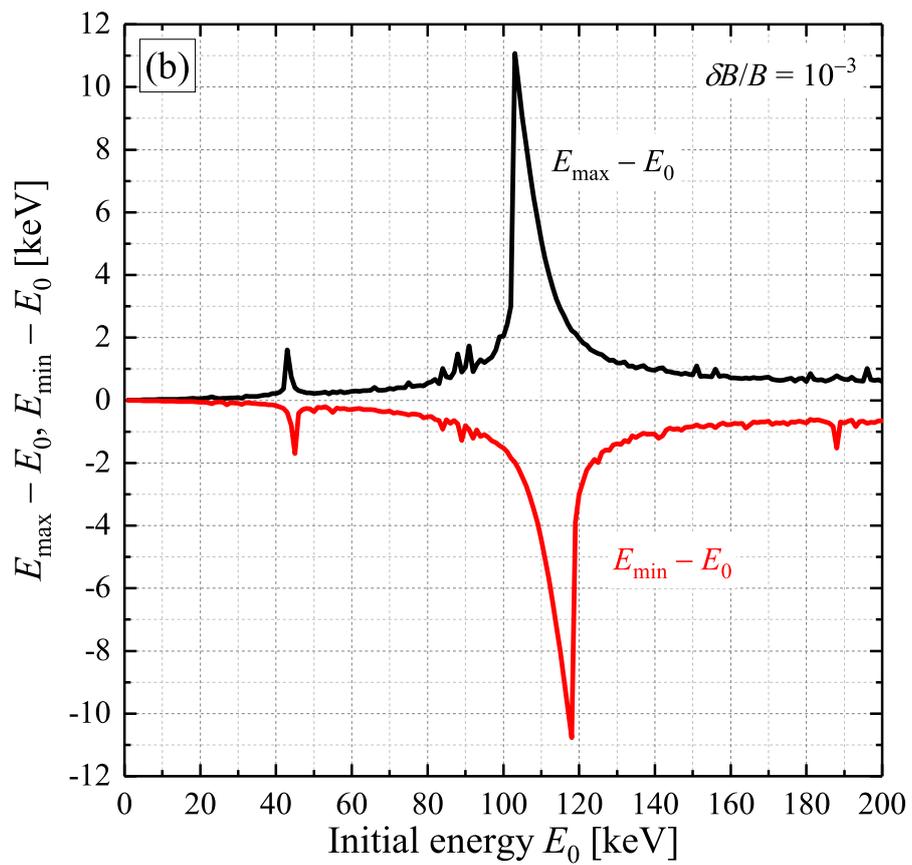
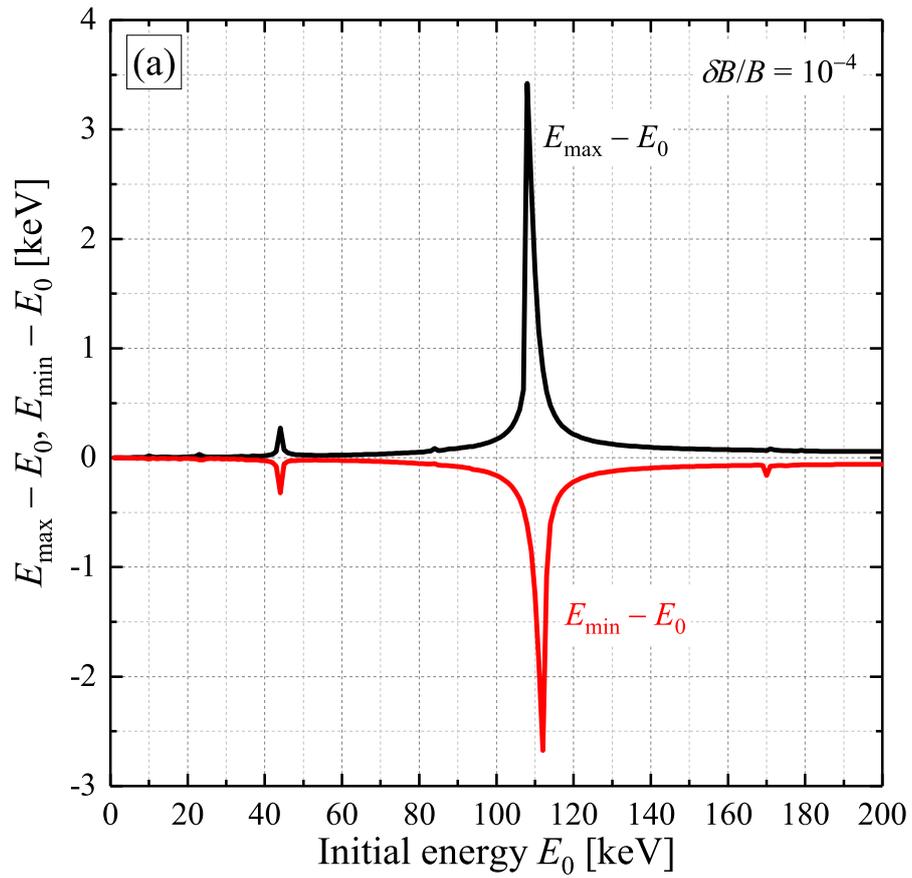


図 2-8 (a) $\delta B/B = 10^{-4}$ 、(b) $\delta B/B = 10^{-3}$ の揺動振幅の場合に対する、重陽子エネルギーの AE との共鳴相互作用によるエネルギー変化。

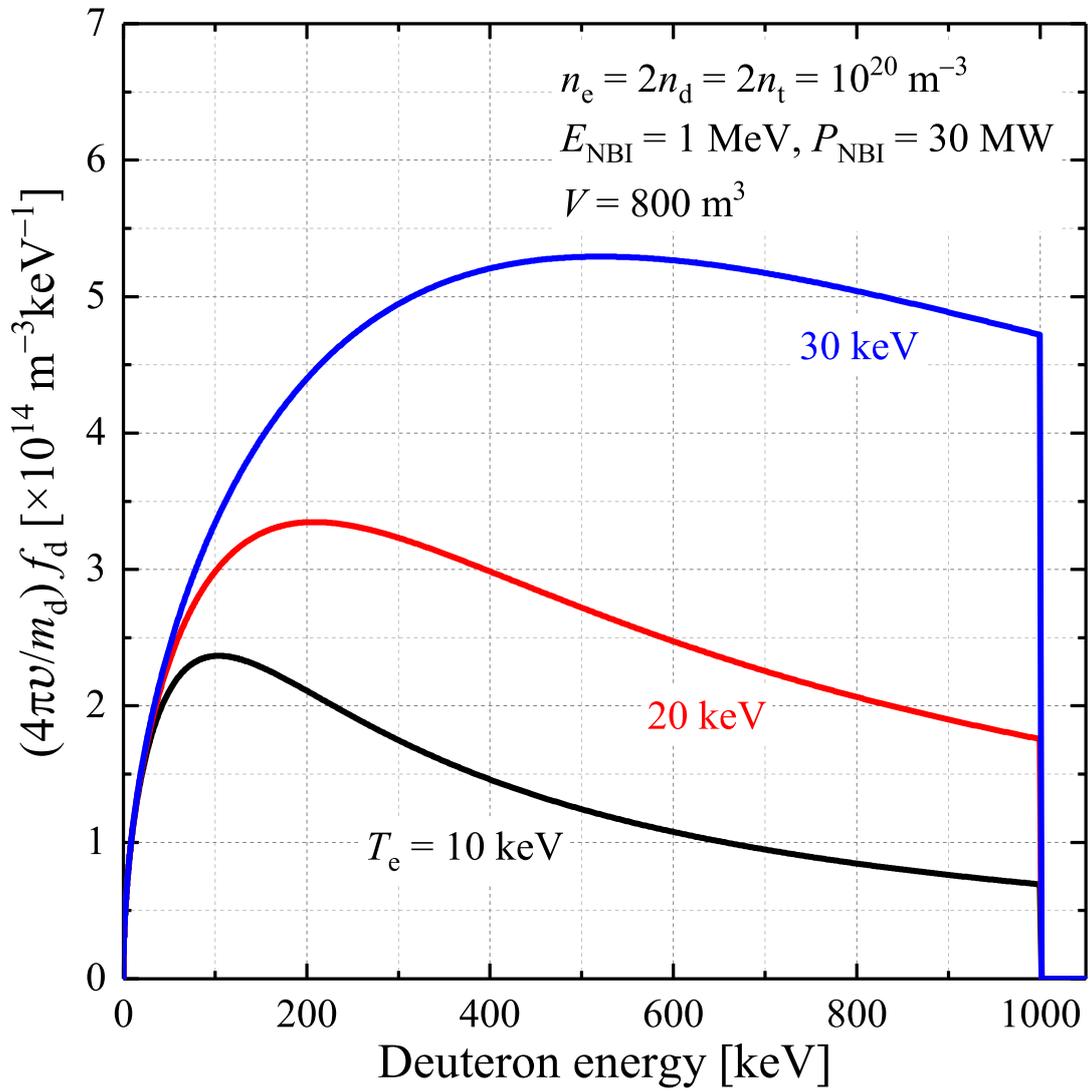


図 2-9 NBI 加熱によって生成される重陽子減速分布関数 (2-38) の電子温度依存性。

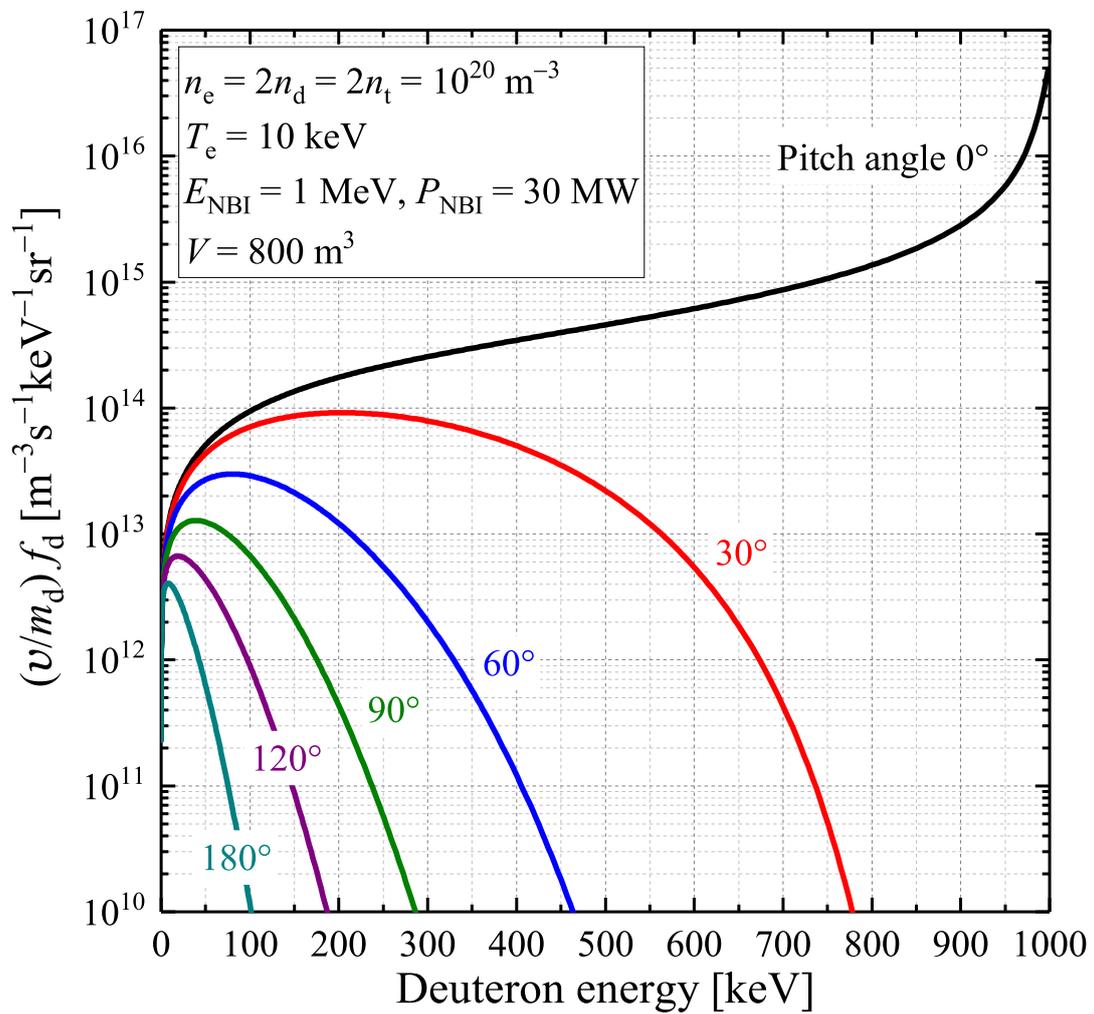


図 2-10 接線 NBI 加熱時の重陽子減速分布関数のピッチ依存性。

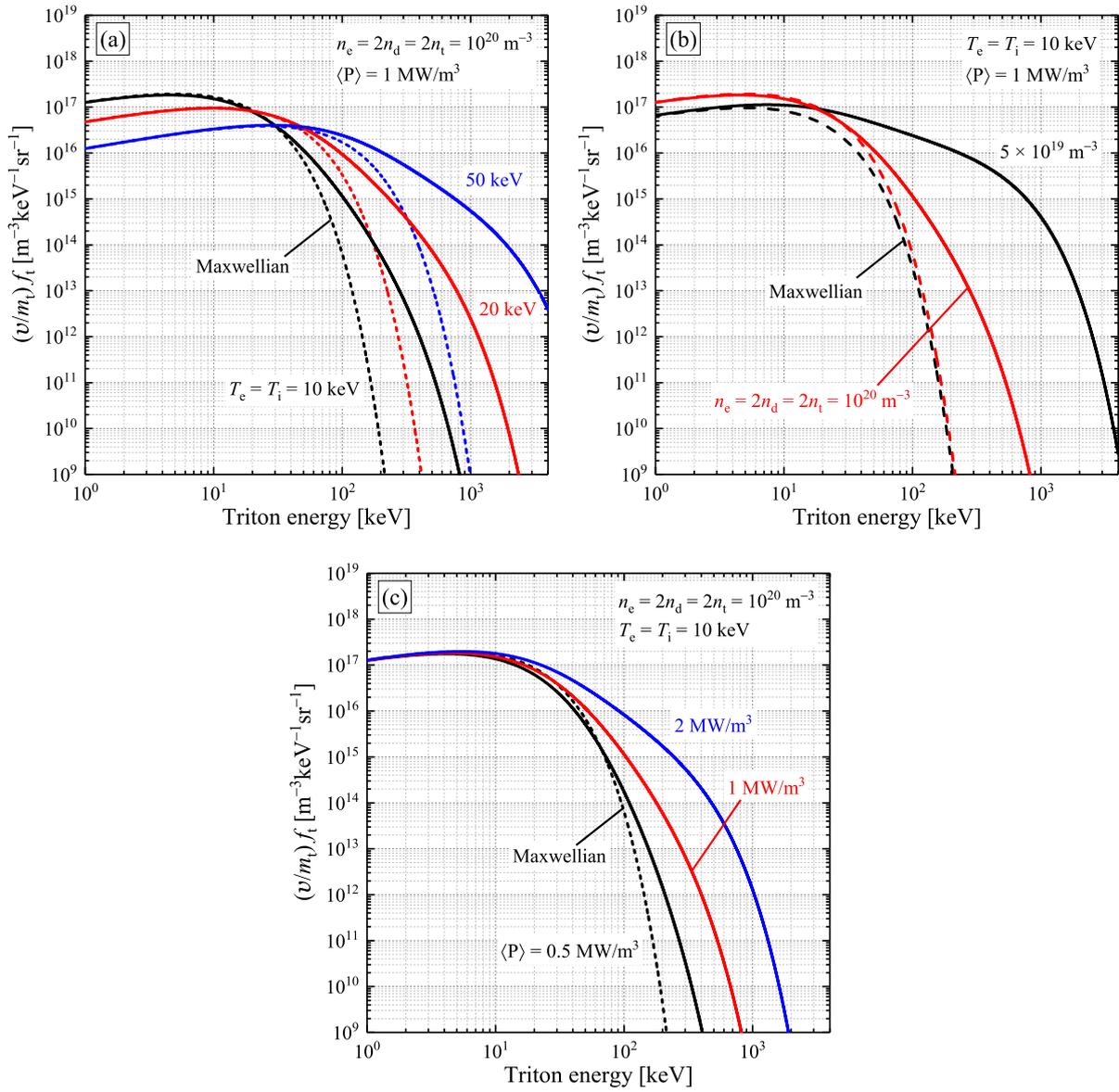


図 2-11 ICRF 加熱時の磁場に垂直方向のトリトン速度分布関数 (2-42) の (a) プラズマ温度、(b) 電子密度、(c) 吸収パワー依存性。

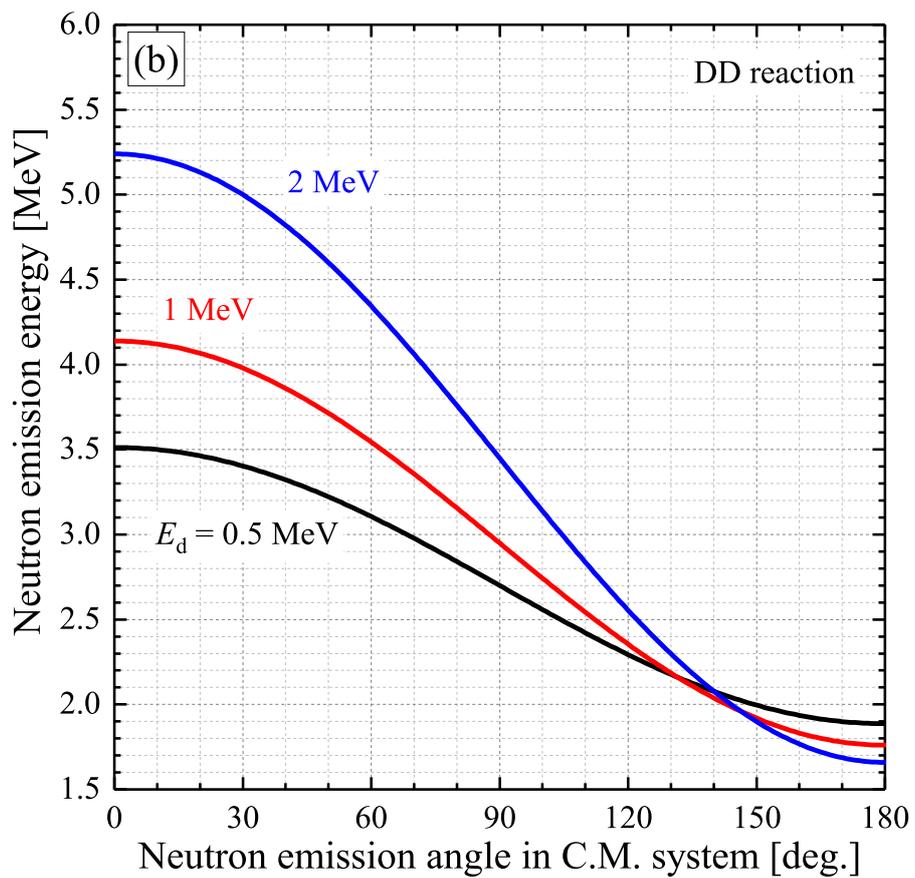
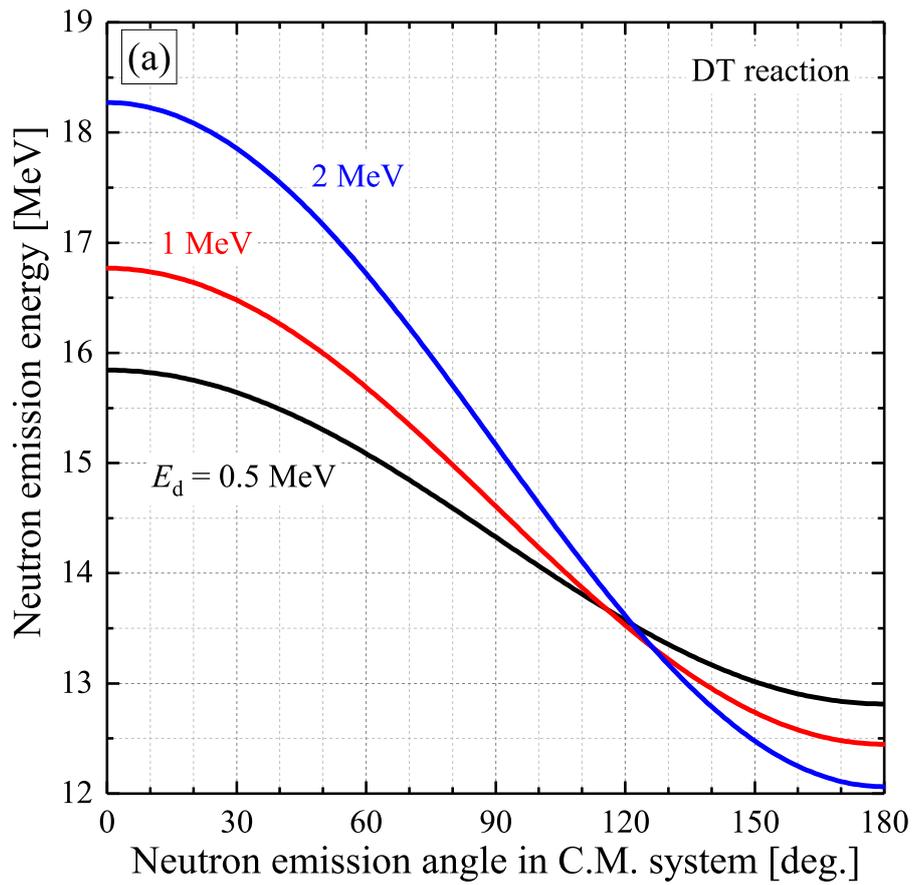


図 2-12 高エネルギー重陽子と静止した標的粒子との (a)DT 反応、(b)DD 反応によって生成される中性子の重心系における放出角と放出エネルギーとの関係

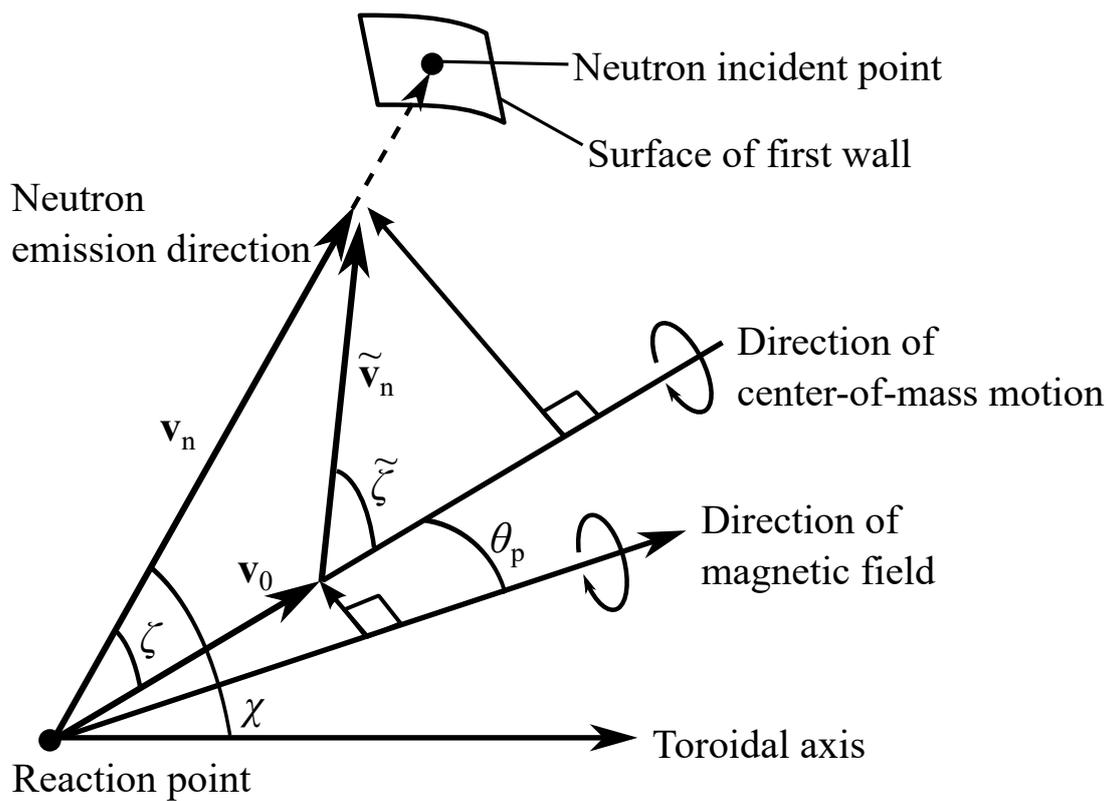


図 2-13 中性子放出方向、トロイダル軸、磁力線ベクトル及び重心運動方向の幾何学的関係。

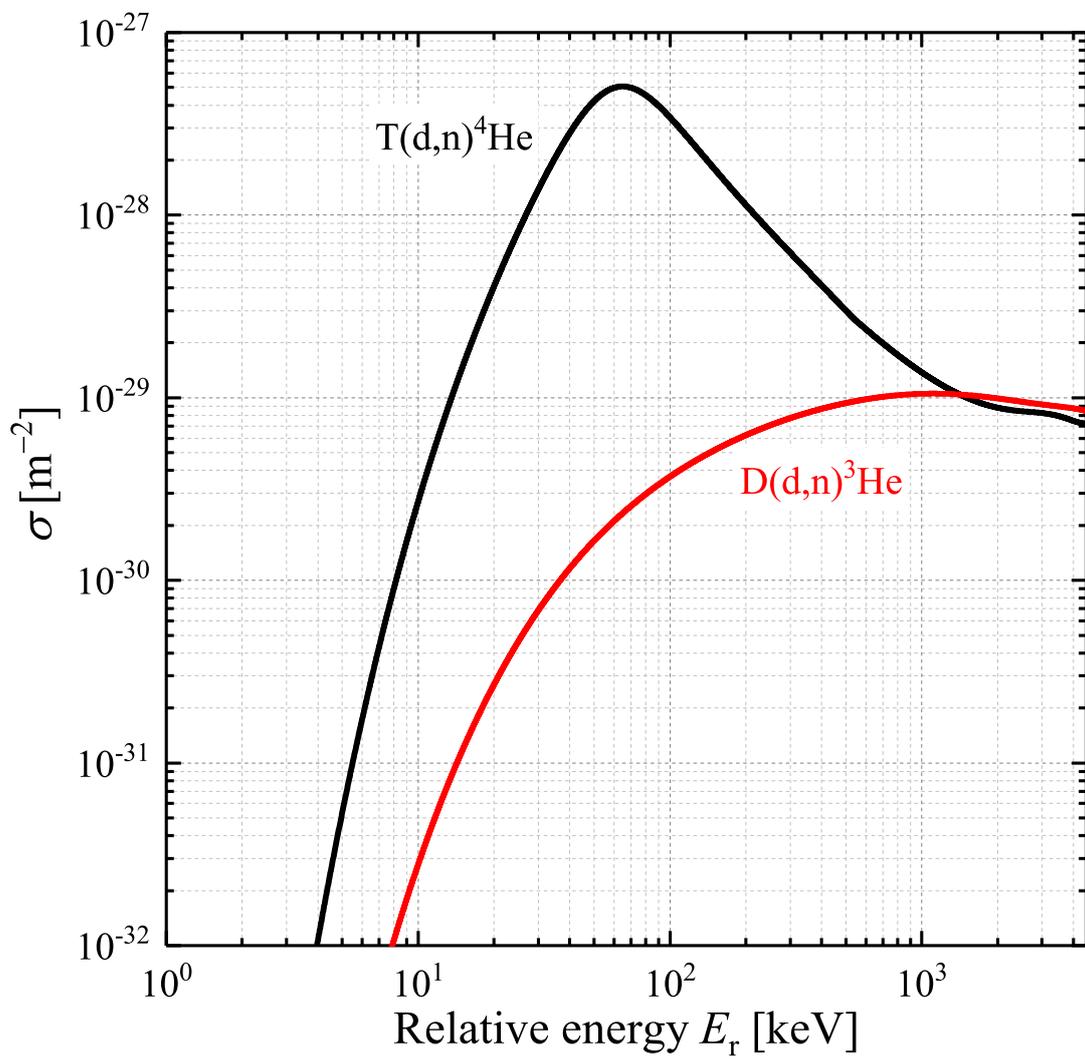


図 2-14 T(d, n)⁴He 及び D(d, n)³He 反応断面積。

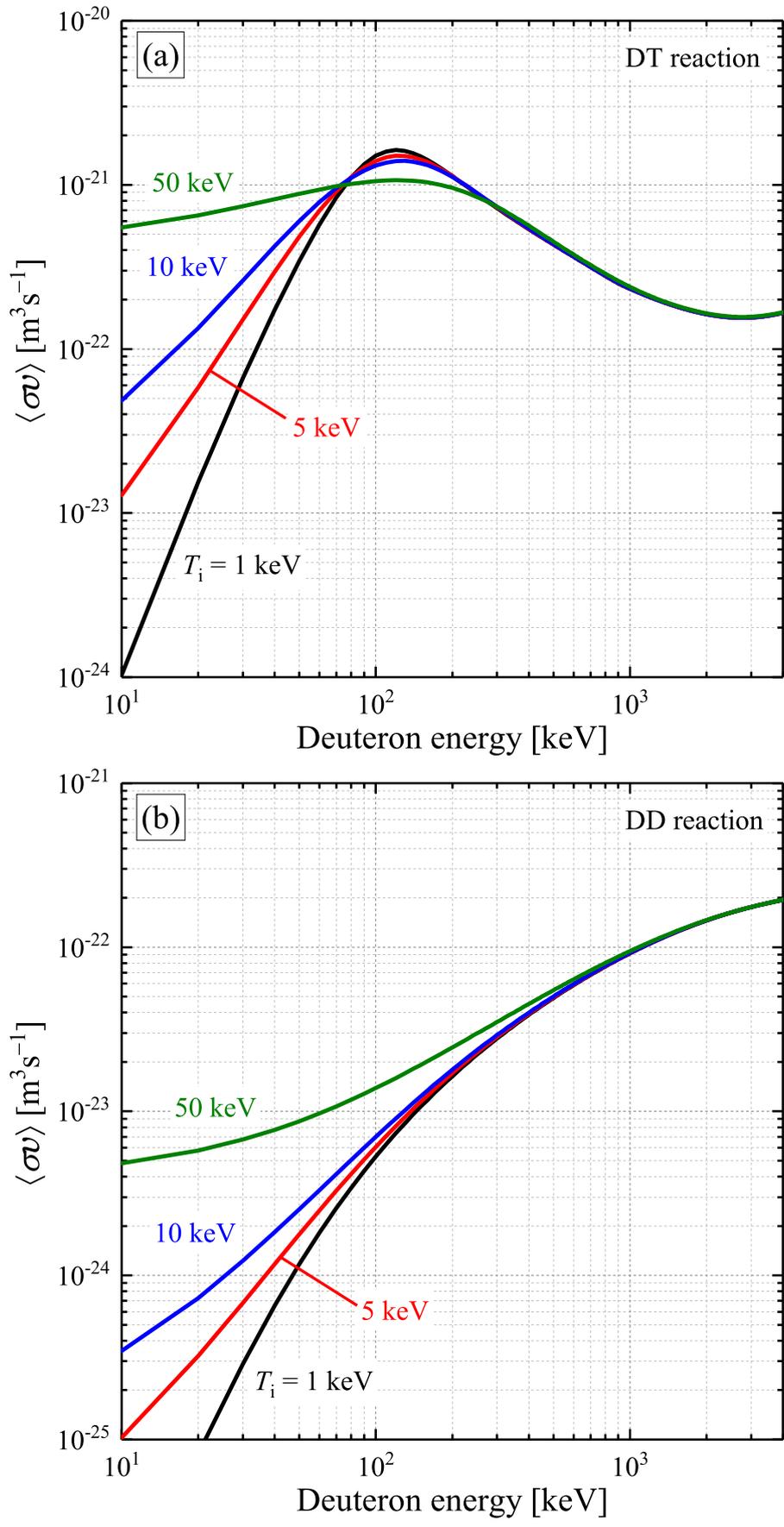


図 2-15 単色重陽子と Maxwell 分布に従うイオンとの (a)DT 反応、(b)DD 反応の反応率係数。

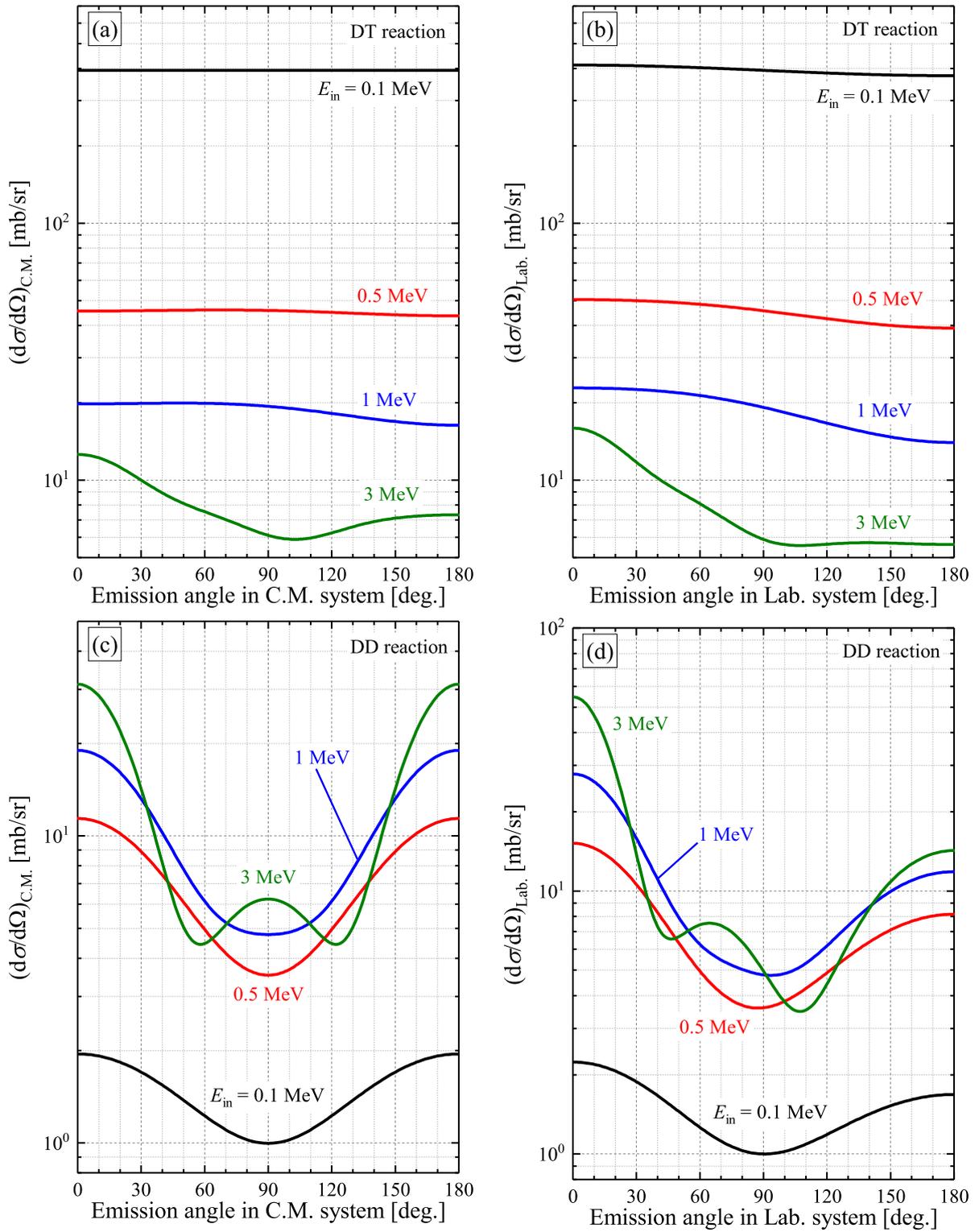


図 2-16 中性子放出角度に対する、DT 反応の (a) 重心系及び (b) 実験室系における、DD 反応の (c) 重心系及び (d) 実験室系における微分断面積。

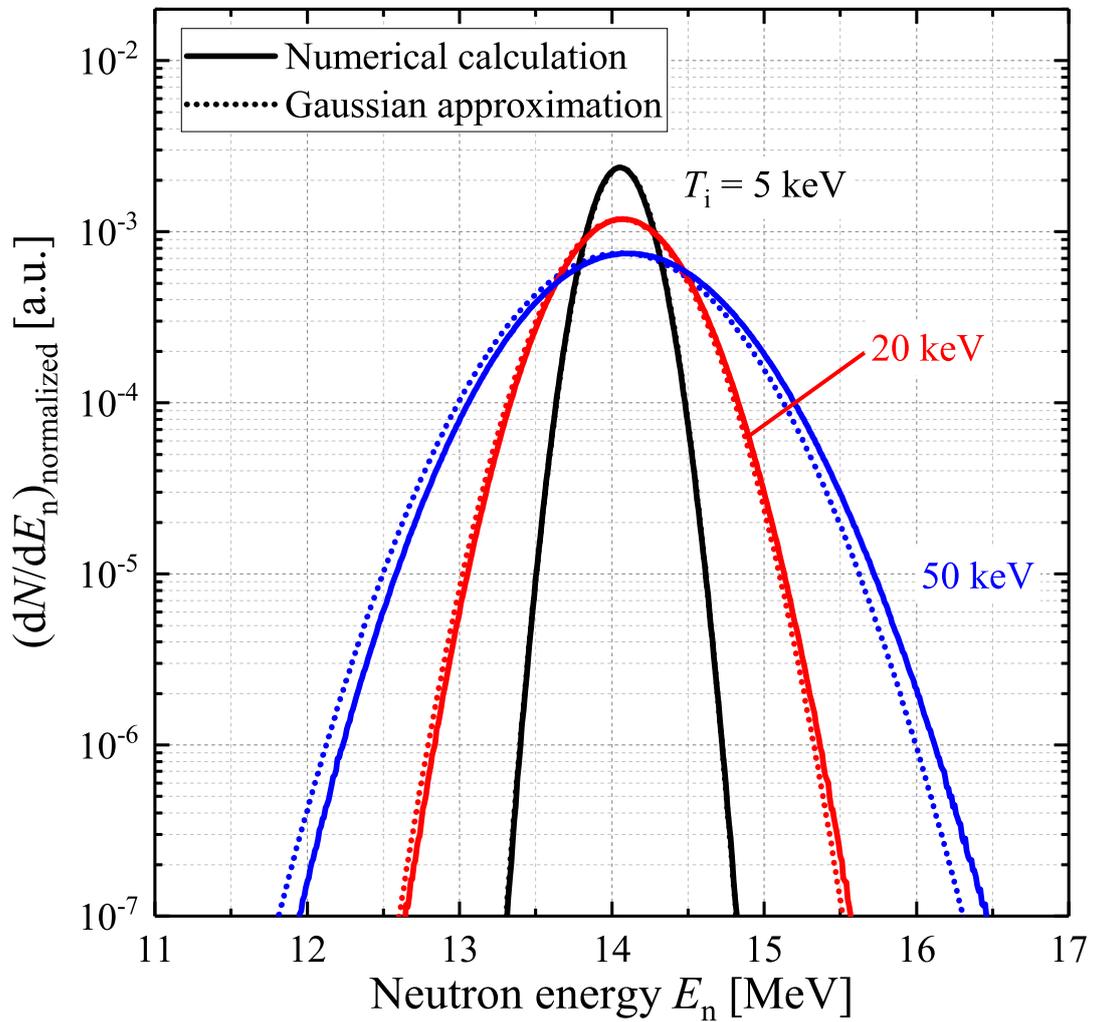


図 2-17 Maxwell 分布に従う重陽子とトリトンとの反応による中性子放出スペクトルの数値計算結果と Gauss 分布による近似式との比較。

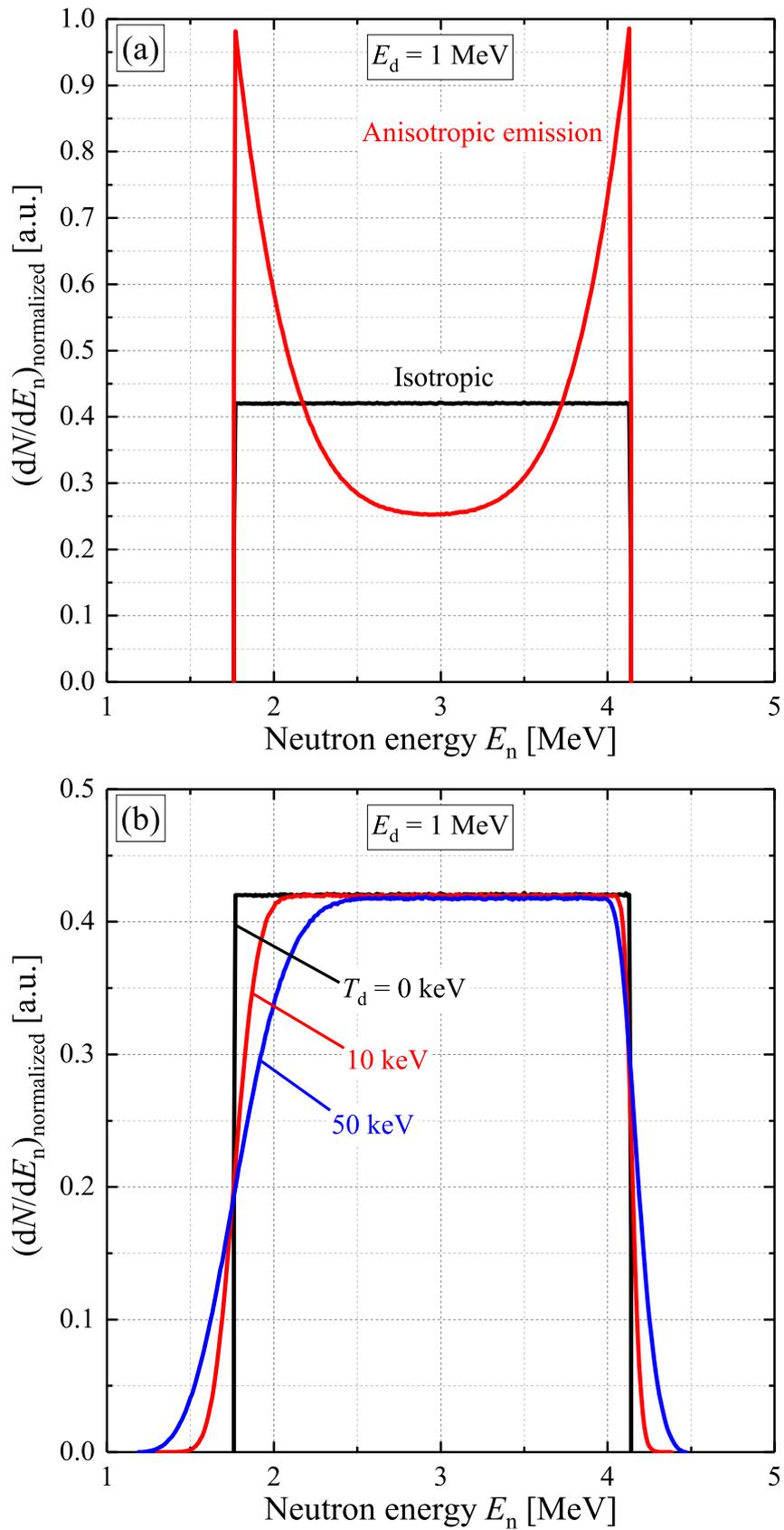


図 2-18 (a) 微分断面積を考慮した場合と重心系で等方的な中性子放出の場合とに対する 1 MeV の重陽子と静止した重陽子との反応による中性子放出スペクトルの比較。(b) 重心系で等方的な放出の場合の、1 MeV 重陽子と Maxwell 分布に従う重陽子との反応による中性子放出スペクトル。

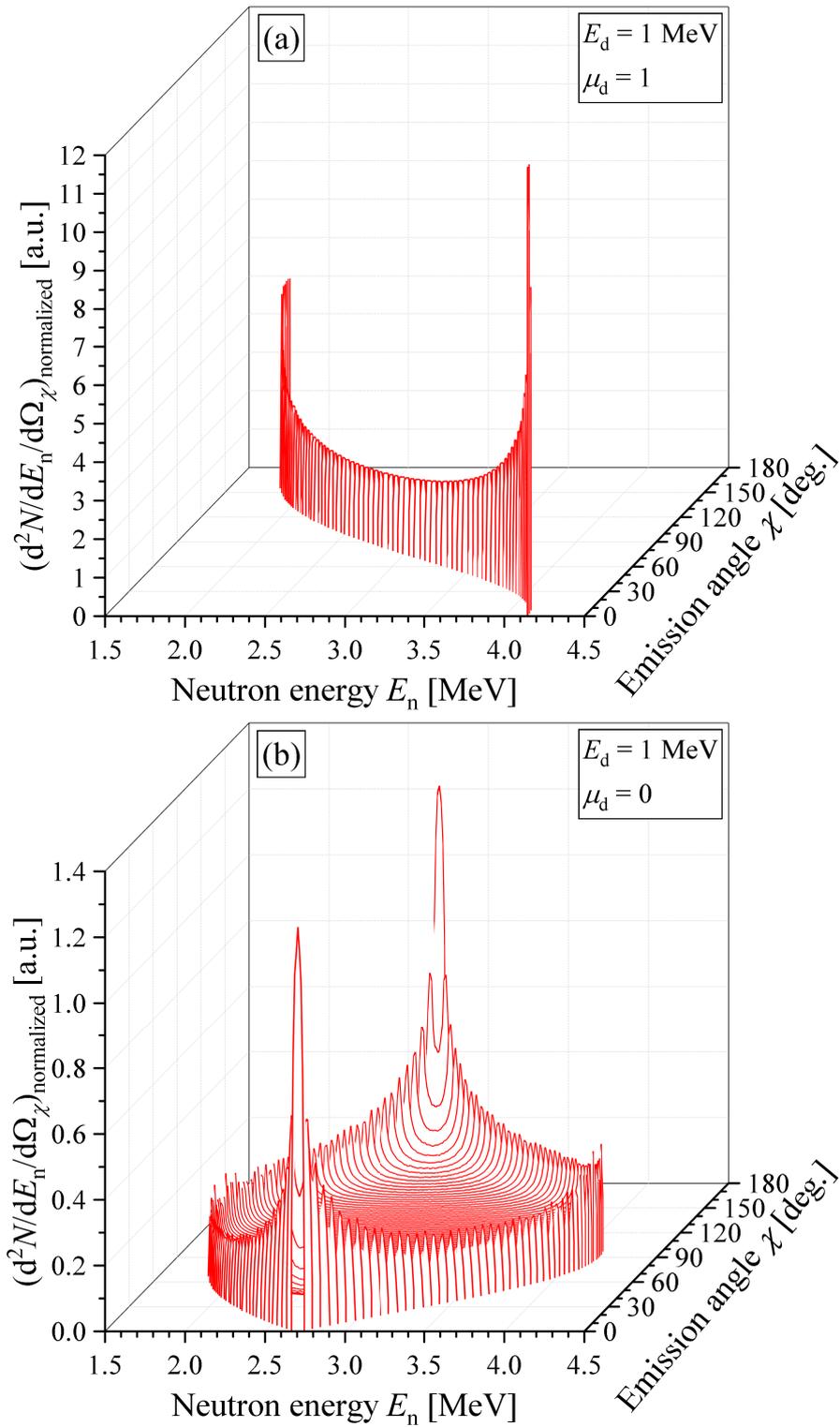


図 2-19 (a) ピッチ $\mu = 1$ 、(b) $\mu = -1$ の 1 MeV 重陽子と静止している重陽子との反応による二重微分中性子放出スペクトル。

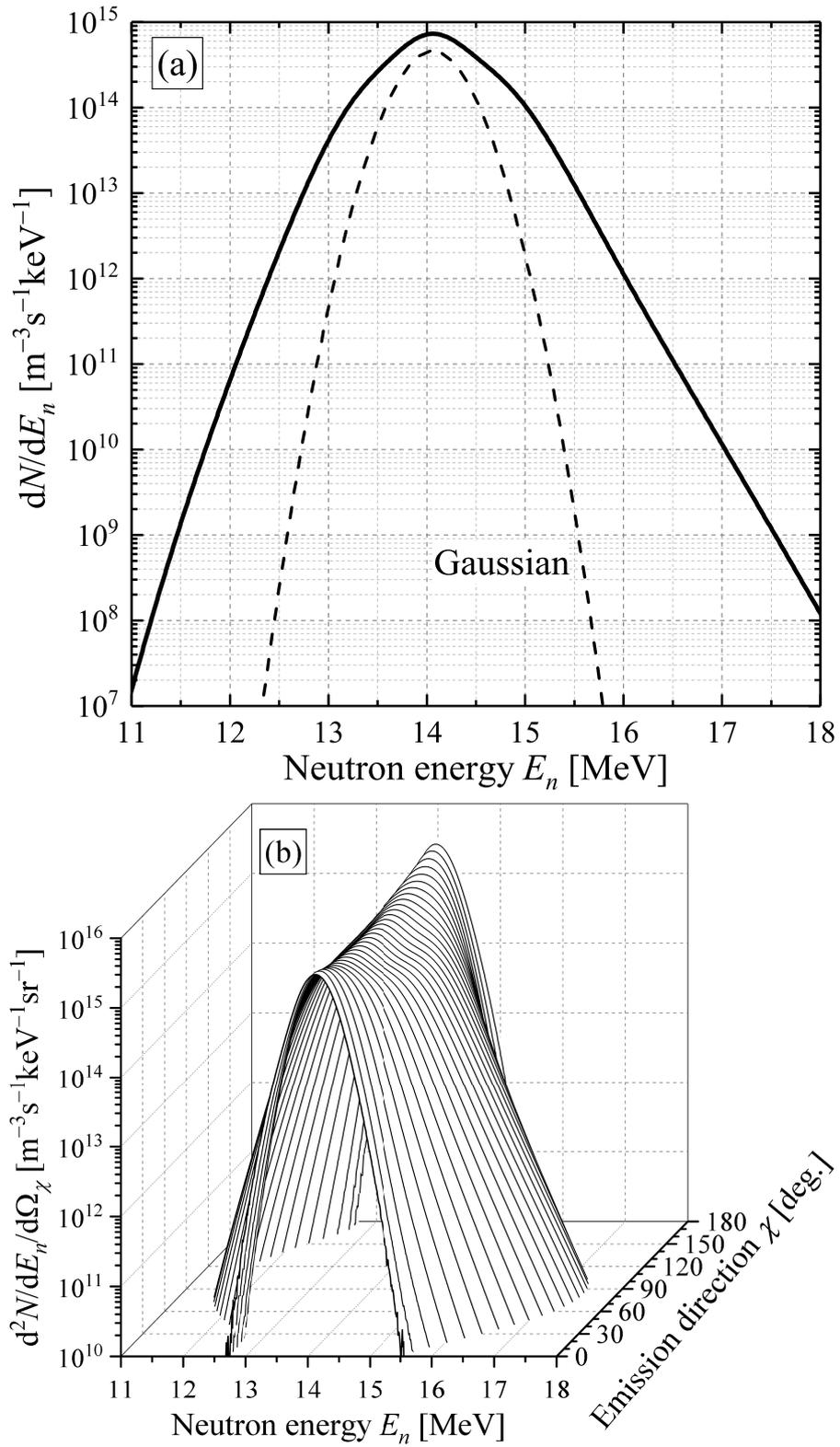


図 2-20 ICRF 加熱時の (a) 中性子放出エネルギースペクトル、(b) 二重微分中性子放出スペクトル

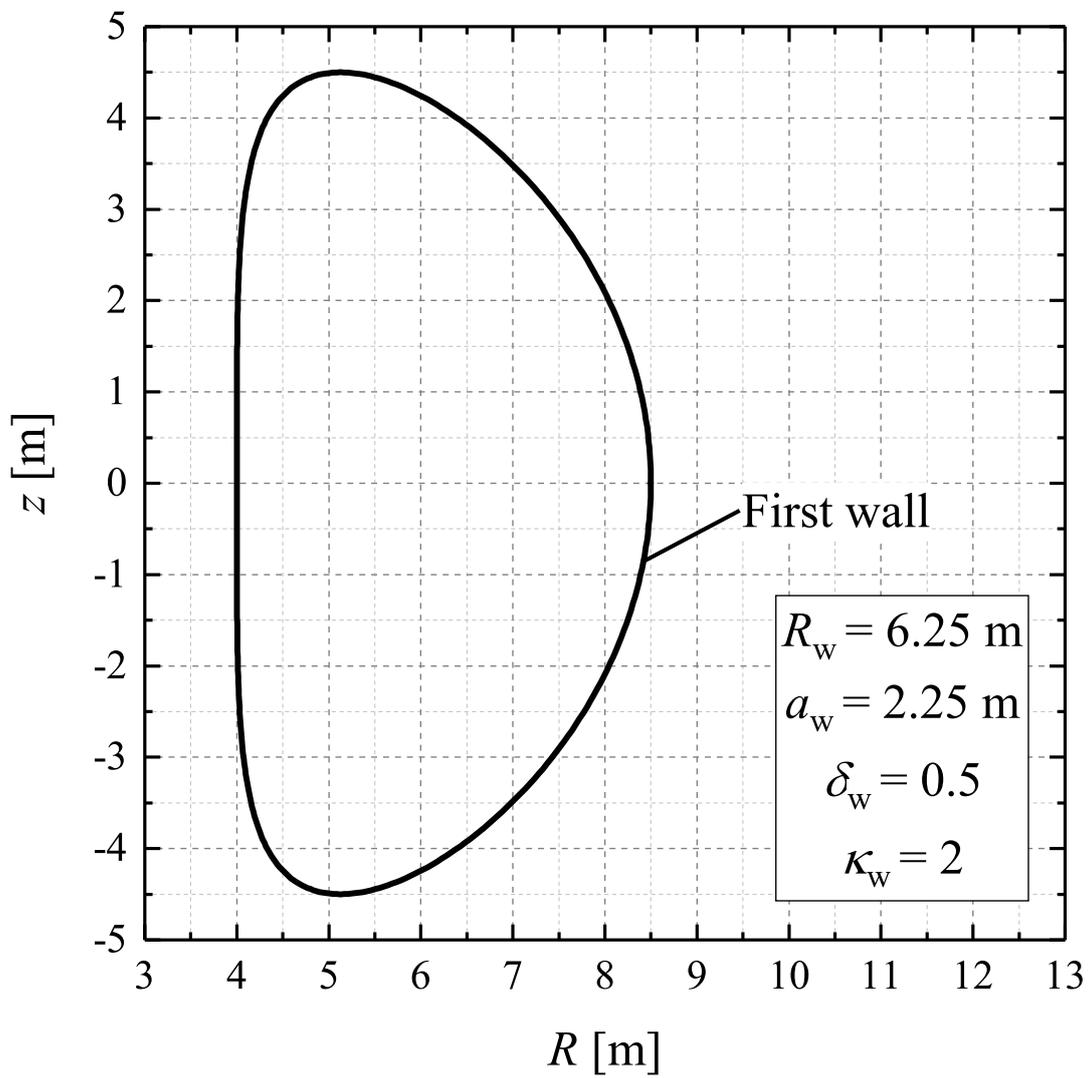


図 2-21 ITER 級装置の壁面形状の解析モデル。

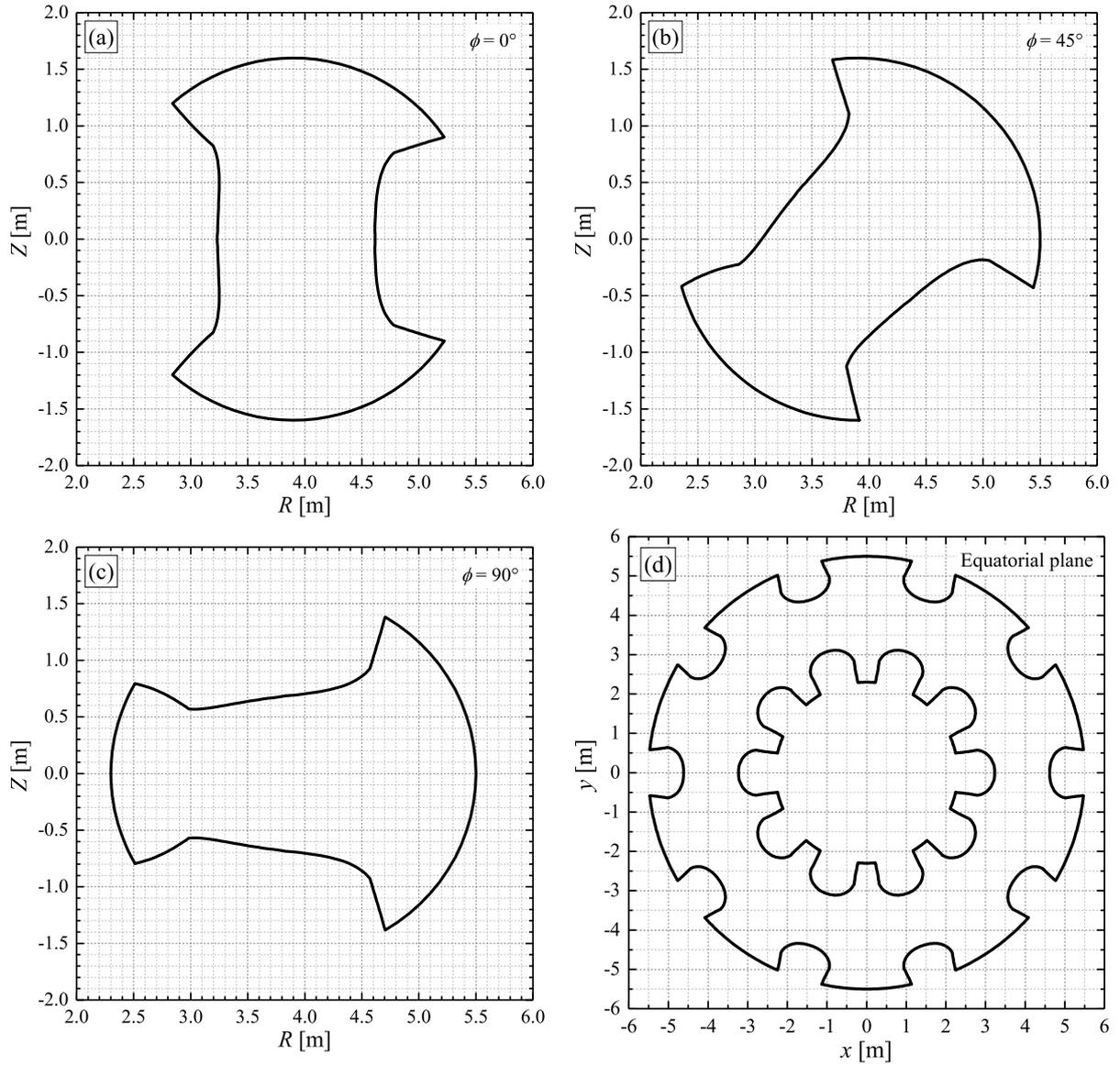


図 2-22 (a) トロイダル角 $\phi = 0^\circ$ 、(b) $\phi = 45^\circ$ 、(c) $\phi = 90^\circ$ のポロイダル断面における、(d) 赤道面における LHD 真空容器形状。

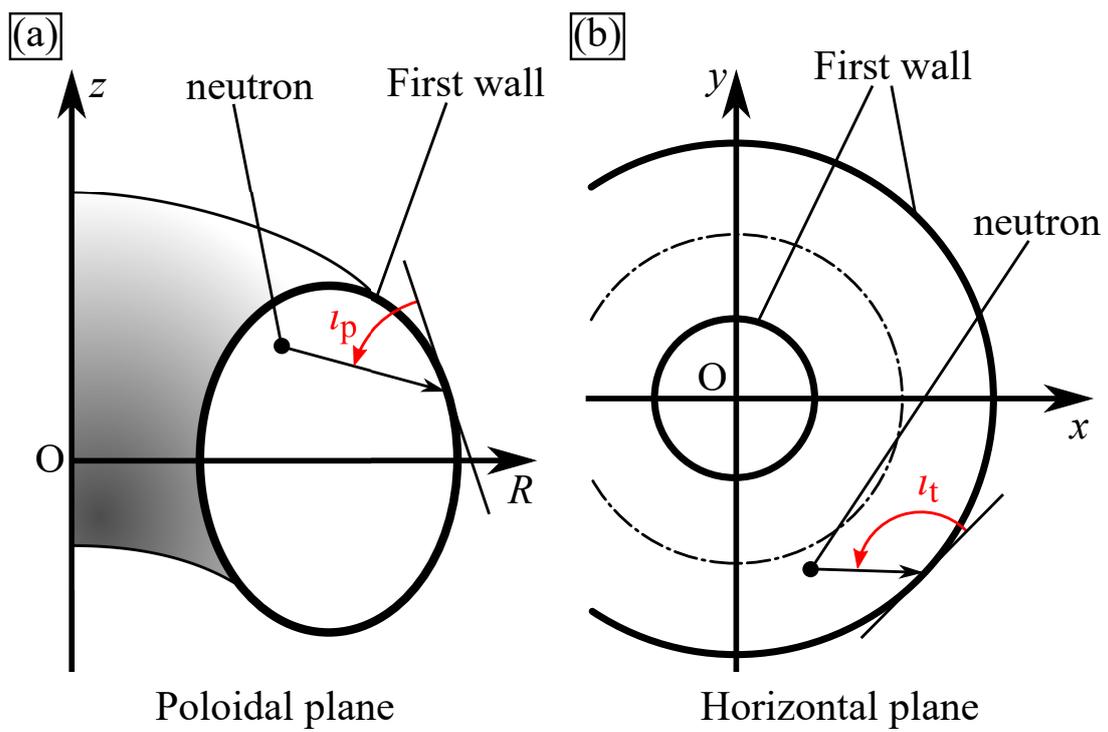


図 2-23 (a) ポロイダル面、(b) 水平面における第一壁への中性子入射角の定義。

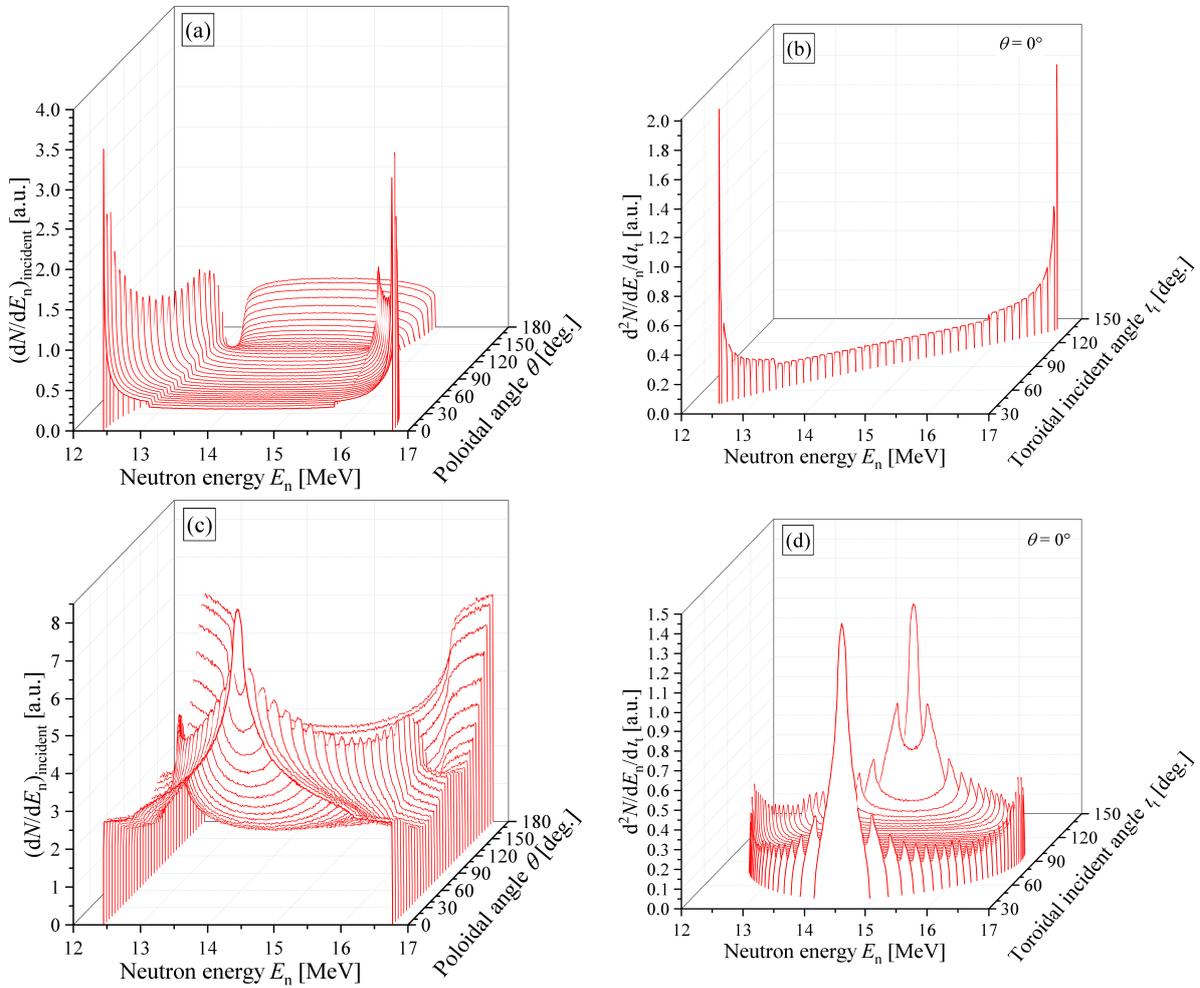


図 2-24 ピッチ $\mu = 1$ の 1 MeV 重陽子と静止したトリトンとの反応による (a) 全壁面位置 θ に対する、(b) 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ における全トロイダル入射角に対する中性子入射スペクトル。ピッチ $\mu = -1$ の 1 MeV 重陽子と静止したトリトンとの反応による (c) 全壁面位置 θ に対する、(d) 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ における全トロイダル入射角に対する中性子入射スペクトル。

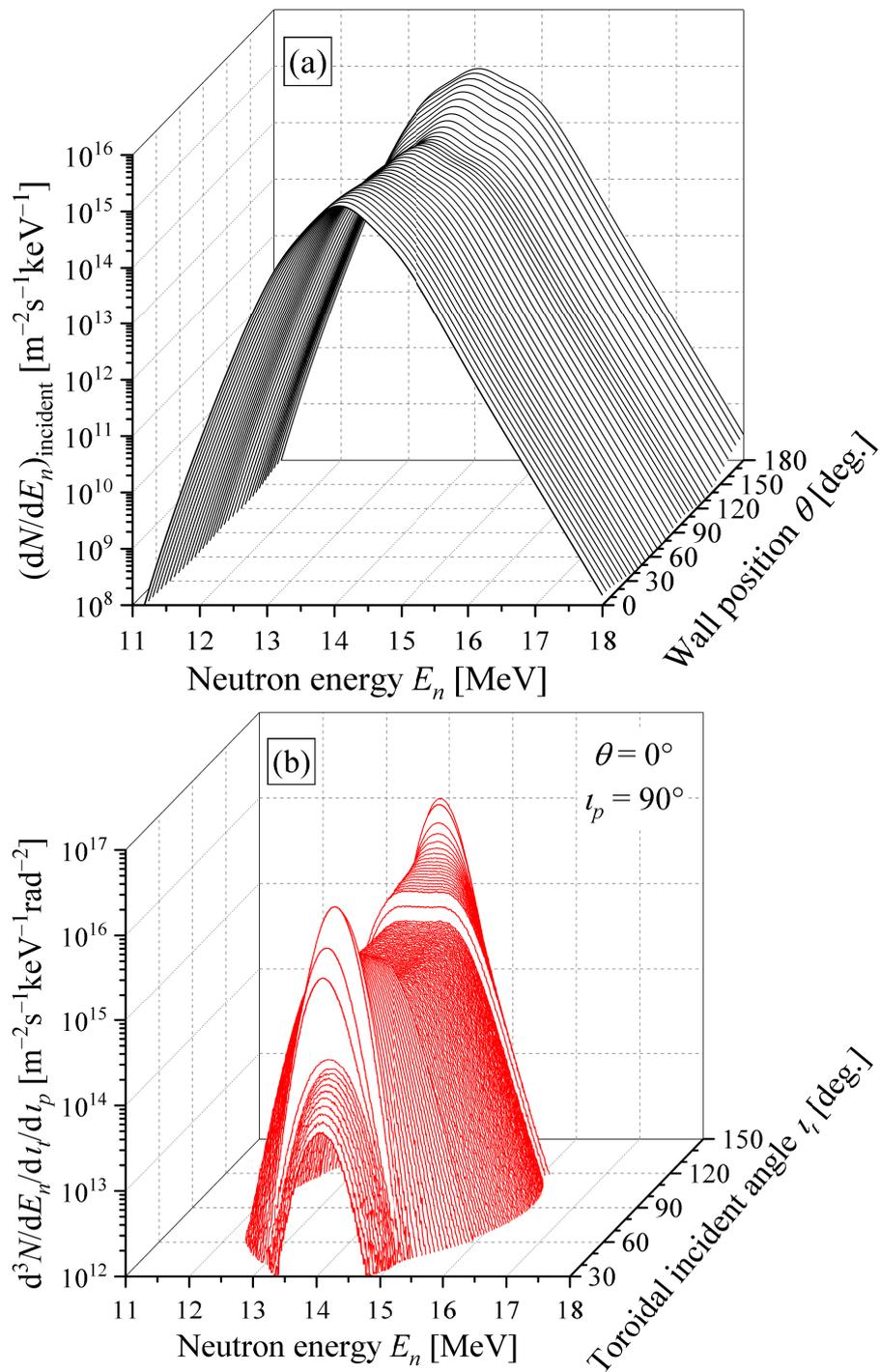


図 2-25 ICRF 加熱時の DT 反応による (a) 全壁面位置 θ に対する、(b) 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ における全トロイダル入射角に対する中性子入射スペクトル。

第3章 第一壁への中性子入射スペクトル及びその非 Maxwell テイル診断への応用

燃料イオン速度分布関数上に非等方的な非 Maxwell テイルが形成される場合、中性子放出スペクトルの非 Gauss 成分も非等方性を持つ。中性子放出スペクトルの非 Gauss 成分の計測によって高速イオン診断を行う場合、スペクトルの非等方性によって計測器の設置位置及び設置角度によって観測されるスペクトルが異なる。従って、計測器位置及び角度の組み合わせと観測される中性子エネルギースペクトルとの関係を理解しておく必要がある。また、核融合炉級のプラズマでは非 Gauss 成分が Gauss 成分よりも数桁小さくなるため、非等方性を考慮して非 Gauss 成分の中性子が多く計測されるように計測器位置を決定する事が有効である。本章では、揺動電磁場が無い場合を想定し、NBI 加熱時の第一壁への中性子入射スペクトルの壁面位置及び入射角依存性を明らかにし、その結果に基づき中性子放出の非等方性を利用した非 Maxwell テイル診断法を検討する。先ず、ITER 級 DT プラズマにおける第一壁への中性子入射スペクトルを評価し、壁面位置及び入射角と入射エネルギースペクトルとの関係を考察する [83]。スペクトルの解析結果に基づき、燃料イオン分布関数に非 Maxwell テイルが形成された場合の非 Maxwell テイル診断の精度を向上させる方法を提案する。次に、LHD 重水素プラズマを想定し、非等方的な非 Maxwell テイル及び複雑な真空容器壁形状の中性子入射スペクトルへの影響を調べる。[84]。最後に、提案した方法を利用して、ノックオンテイルの検証実験の検討を行う [85]。

3.1 ITER 級 DT プラズマにおける入射スペクトル及びそのイオン分布関数診断への応用

1.3 節で指摘したように、バルク成分に比べて小さな非 Maxwell テイルの核融合炉級プラズマにおける効果を理解するためには、分布関数診断技術の測定精度の向上が必要である。計測器やシステムを開発及び改良する事に加えて、中性子放出の非等方性を利用した計測器設置方法を工夫する事によっても測定精度を向上させられる可能性がある。本節では、そのようなプラズマに対して壁面位置及び入射角毎の中性子入射スペクトルを評価し、それに基づきイオン分布関数診断の測定精度を向上させる方法を議論する。

ITER 級 DT プラズマに NBI パワー $P_{\text{NBI}} = 33 \text{ MW}$ 、NBI エネルギー $E_{\text{NBI}} = 1 \text{ MeV}$ の重水素ビームを接線方向に入射した場合を想定する。プラズマ条件は ITER の inductive operation scenario 2 から引用する [108]。不純物イオンの無い軸対称トカマクを仮定する。図 3-1 に想定した電子及びイオン温度、重陽子密度及び安全係数の小半径方向分布を示す。磁気面形状は式 (2-65) の解析モデルを使用し、 $R_{\text{maj}} = 6.2 \text{ m}$ 、 $a = 2 \text{ m}$ 、 $\delta(r) = 0.48(r/a)^2$ 、 $\kappa = 1.85$ とする。壁面形状は式 (2-65) を用いて図 2-21 の形状を使用する。図 3-2 に想定した磁気面と第一壁形状とを示す。高速重陽子分布関数は、ORBIT コードを用いて粒子軌

道を最外殻磁気面に到達するか、バルク重陽子の熱エネルギーに減速するまで追跡しながら式 (2-35) から評価する。高速重陽子軌道計算におけるテスト粒子初期位置は、プラズマ中心を通りトロイダル軸に接する直線上から式 (2-16) 及び図 2-5 の分布を用いて決定する。図 3-3 に評価した体積平均高速重陽子分布関数と Maxwell 分布のバルクイオン分布関数とを足したものを示す。

図 3-4 に、 $T(d, n)^4\text{He}$ 反応による体積平均中性子放出スペクトルを示す。非 Gauss 成分が、約 11.5 から 17.4 MeV の範囲で形成されている。中性子放出エネルギーは反応する重陽子及びトリトンの運動エネルギーと反応の Q 値との和をどのように中性子とアルファ粒子とに分配するかによって決定される。式 (2-44) で中性子放出エネルギー E_n と重心系における中性子放出角度 $\tilde{\zeta}$ とが関係付けられており、1 MeV の重陽子と Maxwell 分布中のトリトンとの反応によって、 $\tilde{\zeta} = 0^\circ$ の時最大エネルギー約 17.4 MeV が、 $\tilde{\zeta} = 180^\circ$ の時最小エネルギー約 11.5 MeV が得られる。非 Gauss 成分は Gauss 分布の 14 MeV ピークに比べて数桁小さく、例えば 16 MeV の中性子は 14 MeV ピークに比べて約 3 桁小さい。中性子計測によってイオン分布関数診断を行う場合、非 Maxwell テイルの大きさとエネルギー範囲を得るためには、この小さな非 Gauss 成分をできる限り高精度で計測する必要がある。

図 3-5 に、体積平均二重微分中性子放出スペクトルを中性子エネルギー E_n と中性子放出角 χ との関数として (a) 全放出角に対して、(b) $\chi = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° に対して示す。この二重微分スペクトルは図 3-4 のスペクトルの放出角についての微分量である。重陽子分布関数の非 Maxwell テイルの非等方性によって、非 Gauss 成分は放出角に対する依存性を持っている。プラズマ中心で磁力線方向に運動している高エネルギー重陽子による反応を考えた場合、トロイダル軸に対する中性子放出角 χ と荷電粒子に対するピッチ角とが殆ど一致する。接線ビーム入射の場合、最大エネルギーの中性子は $\chi = 0^\circ$ 方向に、最小エネルギーの中性子は $\chi = 180^\circ$ 方向にのみ放出できる。中性子放出スペクトルは放出方向に依存して変化するため、計測器で観測されるスペクトルは、図 3-4 の体積平均スペクトルとは異なる。様々な計測器設置位置及び設置方向に対する中性子スペクトルを把握しておくことは、高速イオン診断に最適な計測器位置及び方向を決定する上で有用である。計測器で観測されるスペクトルは、その視線に対応する第一壁面位置及び入射角の組み合わせにおけるスペクトルと同じものとなるはずである。従って中性子スペクトル計測による分布関数診断の精度を高める事を考えるに当たり本研究では、中性子入射スペクトルの壁面位置及び入射角依存性に着目する。

図 3-6 に、(a) 全壁面位置 θ に対する、(b) $\theta = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° に対する、壁面への中性子入射エネルギースペクトルを示す。このスペクトルは、入射中性子束分布の中性子エネルギーについての微分量であり、軸対称を仮定しているのでトロイダル方向に積分したものを示している。磁気面及び壁面形状が赤道面に対して上下対称な場合を考えているため、入射スペクトルの壁面形状依存性は $\theta = 180^\circ$ に対して対称である。高速重陽子分布関数及び中性子放出スペクトルの非等方性を反映して、壁面位置毎に入射する中性子のエネルギー

範囲が異なる。壁面位置 $\theta = 0^\circ$ では放出スペクトルの全エネルギー範囲である約 11.6 から 17.3 MeV のエネルギー範囲で、 $\theta = 180^\circ$ では約 11.8 から 17.1 MeV の範囲で非 Gauss 成分が見られる。これはプラズマ中心付近で発生した中性子の内、最大エネルギーを持つ $\chi = 0^\circ$ 及び最小エネルギーを持つ $\chi = 180^\circ$ で放出されたものは壁面位置 $\theta = 180^\circ$ に幾何学的に入射できないためである。壁面位置 $\theta = 0^\circ$ において非 Gauss 成分の中性子が最も多く観測される。従って、この位置では 14 MeV ピークに対する非 Gauss 成分の比が体積平均放出スペクトルにおける比より大きくなる。この事は、非 Gauss 成分の中性子を計測する事に対して有利である。Gauss 成分よりも高エネルギーの中性子がトロイダル軸に平行或いは反平行方向に放出される場合、この非 Gauss 成分のピークに対する比が $\theta = 0^\circ$ の位置で増加する事が期待される。この傾向から、最適な計測器位置を選ぶことで非 Gauss 成分中性子の計測精度を向上させる事が可能である。今回の条件では、壁面位置 $\theta = 0^\circ$ に相当する位置に計測器を設置するのが高速イオン診断を行う上で適している。

次に壁面位置 $\theta = 0^\circ$ における中性子スペクトルの入射角依存性を見る。図 3-7 にポロイダル入射角分布を Gauss 成分と非 Gauss 成分の中性子とに分けて示す。ポロイダル入射角、プラズマ端及び第一壁形状の幾何学的関係は、図 3-8 に示すようになっている。プラズマ中心を通る直線上に重水素ビームの電離位置を考え、中心でピークを持つ電離分布を想定しているため、高エネルギー重陽子は殆どプラズマ中心に存在し、非 Gauss 成分の中性子はそのような重陽子の反応によって放出される。従って、非 Gauss 成分の中性子は $\theta = 0^\circ$ の位置には殆ど $l_p = 90^\circ$ で入射する。非 Gauss 成分中性子が $l_p = 90^\circ$ でピークを持つのに対し、Gauss 成分の中性子は約 30° から 150° に亘って広く分布している。図 3-8 に示すように、本条件ではポロイダル入射角は幾何学的に約 23° から 157° まで許されるが、プラズマ端で 0 となるようなイオン温度（中性子発生）分布を想定しているため、プラズマ外側で発生する中性子は少なく、最大及び最小のポロイダル入射角を持って入射する中性子は非常に少ない ($dN/dl_p \ll 10^{14} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{rad}^{-1}$)。今回想定した条件では、非 Gauss 成分の中性子は壁面位置 $\theta = 0^\circ$ 及びポロイダル入射角 $l_p = 90^\circ$ で最も多く観測される事がわかった。

図 3-9 に、 $\theta = 0^\circ$ 及び $l_p = 90^\circ$ における (a) 全トロイダル入射角 l_t に対する、(b) $l_t = 43^\circ$ 及び 137° に対する中性子入射スペクトルを示す。トロイダル入射角とトロイダル軸に対する中性子放出角との間に一定の関係があるため、二重微分放出スペクトルと同様に、中性子入射エネルギーはトロイダル入射角と密接に関係している。図 3-10 に赤道面上におけるトロイダル入射角、NBI 軸、プラズマ端及び第一壁形状の幾何学的関係を示す。今回の条件では、プラズマ中心を磁力線方向に運動している 1 MeV の重陽子の反応によって $\chi = 0^\circ$ 方向に放出される中性子が最大エネルギーを持ち、 $\chi = 180^\circ$ 方向に放出されるものが最小エネルギーを持つ。トロイダル軸の接線と第一壁との交わる角度は $l_t = 43^\circ$ 及び 137° である。従って、最大エネルギー付近の中性子は $l_t = 137^\circ$ 付近でのみ、最小エネルギー付近の中性子は $l_t = 43^\circ$ 付近でのみ第一壁に入射でき、これらの角度で非 Gauss 成分の中性子が最も多く観測される。Gauss 成分の中性子は幾何学的に最小で $l_t = 15^\circ$ で、最大で $l_t = 165^\circ$

で入射できるが、ポロイダル入射角分布の議論と同様に、角度が鋭くなるにつれて観測される中性子は少なくなる。最も Gauss 成分中性子が観測されるトロイダル入射角は非 Gauss 成分の場合と異なり、 $\iota_t = 52^\circ$ 及び 128° である。この角度は放出方向が等方的であるため、燃料イオンの空間分布、プラズマ形状及び第一壁面形状によって決まる。

Gauss 成分の中性子が全壁面位置及び可能な全入射角に亘って分配されるのに対し、非 Gauss 成分の中性子はある特定のエネルギー分布である特定の壁面位置と入射角との組み合わせに集中する。この位置と角度との組み合わせを把握して中性子計測器位置と角度とを決定することで、非 Gauss 成分中性子の計測精度の向上が期待できる。計測された中性子スペクトルの半値幅からイオン温度分布を診断する事が考えられているため [104, 105]、14 MeV ピークの半分程度の大きさは十分な精度で測定される事が最低限要求される。そこで本研究では、中性子スペクトルの 14 MeV ピークの大きさを測定十分な精度の基準として非 Gauss 成分中性子の測定精度を議論する。次式のように、中性子放出スペクトルにおける非 Gauss 成分と 14 MeV ピークとの比を $\varepsilon_{\text{emission}}$ 、入射スペクトルにおけるその比を $\varepsilon_{\text{incident}}$ と定義する。

$$\varepsilon_{\text{emission}} = \frac{dN}{dE_n} \left(\frac{dN}{dE_n} \right)_{\text{peak}}^{-1} \quad (3-1)$$

$$\varepsilon_{\text{incident}} = \frac{d^3N}{dE_n d\iota_t d\iota_p} \left(\frac{d^3N}{dE_n d\iota_t d\iota_p} \right)_{\text{peak}}^{-1} \quad (3-2)$$

ここで、 dN/dE_n は中性子放出スペクトル、 $d^3N/(dE_n d\iota_t d\iota_p)$ は特定の壁面位置及び入射角における中性子エネルギーの関数としての入射スペクトルであり、添字「peak」は $E_n = 14$ MeV における各スペクトルの値である事を表す。これらの量は十分な測定精度が保証されるという基準である 14 MeV のスペクトルの大きさに対する他のエネルギー成分の大きさの割合である。図 3-9 は非 Gauss 成分の 14 MeV ピークに対する比が放出スペクトルにおけるその比よりも大きくなり得る壁面位置と入射角との組み合わせが存在している事を示している。その事を議論するために、入射スペクトルにおける比と放出スペクトルにおける比とを比べるパラメータ

$$\eta = \varepsilon_{\text{incident}} / \varepsilon_{\text{emission}} \quad (3-3)$$

を導入する。このパラメータ η が 1 より大きい時、ある入射位置と入射角度とにおいて放出スペクトルにおける比より入射スペクトルにおける比が大きくなる事を表す。測定される中性子スペクトルには、プラズマから発生して直接計測器に入射する中性子に加え、装置構造材と散乱して減速した中性子の成分が存在する [109]。非 Gauss 成分中性子の計測による分布関数診断の可能性を議論するためには、先ずこの減速中性子成分（背景ノイズ）の影響を考える必要がある。背景ノイズは減速成分だから、ノイズの影響が問題にならない 14 MeV 以上の成分に着目する事で、この影響を議論から排除する。図 3-11 に、壁面位置 $\theta = 0^\circ$ 、入射角 $\iota_p = 90^\circ$ 及び $\iota_t = 137^\circ$ におけるパラメータ η 、 $\varepsilon_{\text{emission}}$ 及び $\varepsilon_{\text{incident}}$ を示す。中性子エネルギー E_n が 16 MeV 以上の時、 η は 10^2 以上、17 MeV 以上で 10^3 以上になる。こ

の結果は Maxwell 成分に比べて小さな非 Maxwell テイルが燃料イオン分布関数に形成された場合のテイルの診断をする場合に非常に好ましいものである。計測を行う前に、全壁面位置及び入射角における中性子入射スペクトルを把握しておく事で、計測器開発及び改良とは別に、設置の仕方の工夫によっても 2 桁から 3 桁程度の精度向上が期待できる。

今回想定した接線 NBI の場合は、ITER 級のプラズマでは最も非等方性が強く大きな非 Maxwell テイルが形成されるような条件である。ビーム入射方向に対向する方向に計測器を置くことは自然な発想である。しかし、 η の特性は高エネルギーイオンの空間分布やピッチ角分布に強く依存する。例えば非 Maxwell テイルが垂直 NBI や ICRF 加熱等磁力線に垂直な方向に形成される場合、 η は $\iota_t = 90^\circ$ に近い入射角で大きくなると予想できる。高エネルギーイオンがプラズマ中心以外にピークのある空間分布を持つ場合、通過軌道面は磁気面に似た形になるため、ポロイダル入射角分布は $\iota_p = 90^\circ$ を中心に左右対称でピークが二つあるような分布になる可能性がある。D(d,n)³He 反応による中性子を対象とする場合、微分断面積の強い放出角依存性によって T(d,n)⁴He 反応の場合とは異なる η の特性が見られるはずである。これらの場合最適な計測器位置及び方向は、ここまで示した接線 NBI の場合とは異なる。ICRF 加熱等によって放出スペクトルの非 Gauss 成分が $\chi = 90^\circ$ 方向に偏る場合、Gauss 分布のピークのエネルギーより高エネルギーの非 Gauss 成分が全ての壁面位置に入射できるため、特定の壁面位置に集まり難くなる。そのような運転時のテイル診断、或いはそのようなテイルが形成される現象の理解を目的とした中性子スペクトル計測を行う場合こそ本節と同様の議論に基づいて最適な計測器の設置の仕方を考える必要がある。理想的には見たいテイルの特性に合わせて自由に計測器視線を変更できる事が望ましいが、実際には他の加熱装置や診断装置を設置する必要があり、装置周辺の空間的な制約上最適な計測器位置と方向とを選択できない事が考えられる。そのような制約を考慮した上で、本節の議論によって最もテイル診断に適した設置方法を調べる事ができる。

3.2 LHD 重水素プラズマを想定した真空容器壁への入射スペクトルの評価

LHD の真空容器は、亜鈴型のポロイダル断面形状をしている。この事は装置のトーラス性に加えて、中性子の放出が等方的な場合であっても、壁面位置上の入射中性子束分布の非一様性に影響を及ぼす。中性子計測器の較正等を目的として、MCNP コードを用いて複雑な真空容器形状を模擬し、装置内の中性子束分布が評価されている [110, 111]。LHD 重水素プラズマでは、発生する中性子は高エネルギー重陽子とバルク重陽子との反応によるものが支配的であり、そのような中性子のスペクトルは非等方的である。従って、高エネルギー中性子に対して、LHD において計測器で測定されるスペクトルや、装置内機器の保守等を目的とした中性子束及びエネルギー分布を数値的に評価するためには、複雑な真空容器壁形状に加えて、非 Maxwell テイルを有する重陽子速度分布関数及び中性子放出の非等方性を考慮する必要がある。本節ではそれら両方を考慮した解析を行い、中性子入射スペクトルの真空容器壁面位置及び入射角依存性を調べる。この事は現行の実験装置を用いて、本研究で

開発した中性子スペクトル解析モデルの妥当性を検証する上で有用である。

磁気軸位置 $R_{ax} = 3.6$ m、磁気軸位置の磁場の大きさ $B = 2.74$ T の LHD 重水素プラズマを想定する。重陽子密度は $n_d(\rho) = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の一様分布、重陽子温度は $T_d(\rho) = 10(1 - \rho^2)$ keV の放物分布とする。ここで、 ρ は規格化小半径である。不純物は無く、電子密度及び温度は重陽子密度及び温度と等しいと仮定した。重水素ビームが磁気軸に接線入射される場合を想定し、NBI パワーを $P_{NBI} = 5$ MW、NBI エネルギーを $E_{NBI} = 180$ keV とする。真空容器形状は図 2-22 に示したものを使用する。図 3-12 に壁面形状、壁面上の位置を表すポロイダル角 θ 及びトロイダル角 ϕ 、重水素ビーム入射方向及び壁面への中性子入射角の関係を示す。重陽子速度分布関数は、高速成分を式 (2-38) で表される Slowing-down 分布、バルク成分を Maxwell 分布とし、それらを足し合わせたものを使用する。図 3-13 に想定する重陽子密度及び温度分布を、図 3-14 にプラズマ中心における重陽子速度分布関数をそれぞれ示す。ここでは、ピッチ角 0° の 180 keV 重陽子の無衝突軌道上から中性子発生位置を与え、幾つかの重陽子エネルギーに対して中性子スペクトルを計算し、図 3-14 の分布関数で重み付けする。図 3-15 にピッチ角 0° の 180 keV 重陽子の無衝突軌道を示す。

図 3-16 に $D(d, n)^3\text{He}$ 反応による体積平均中性子放出スペクトルを、図 3-17 に体積平均二重微分中性子放出スペクトルをそれぞれ示す。高エネルギー重陽子とバルク重陽子との反応が支配的なため、中性子放出スペクトルは明らかに Gauss 分布にならず、約 1.7 から 3.2 MeV までのエネルギー範囲で非 Gauss 成分が形成されている。2.2.3 節で議論したように、重水素ビームを接線方向に入射した場合を想定したため、最大エネルギーを持つ中性子は $\chi = 0^\circ$ 方向にのみ放出される。この中性子放出の非等方性は真空容器壁への入射スペクトルに反映されるはずである。

図 3-18 に $\phi = 0^\circ$ における非 Gauss 成分の入射中性子束分布を、壁面位置 θ の関数として示す。溝部の方がトーラス部よりプラズマに近く、トーラス部に到達する前に溝部に入射しやすいため、入射中性子束は溝部で大きくなっている。通常、トカマク装置では赤道面上外側 ($\theta = 0^\circ$) の方が赤道面上内側 ($\theta = 180^\circ$) よりも、壁面から見えるプラズマ領域が広いので、外側への入射中性子束の方が大きくなる。図 3-18 で $\theta = 0^\circ$ の方が $\theta = 180^\circ$ の中性子束に比べて小さいのは、溝部から見えるプラズマ領域が、溝の無いトーラスの場合に比べて小さくなる事と、プラズマ中心が装置中心よりも内側に寄っていて真空容器壁からプラズマまでの距離が $\theta = 180^\circ$ の方が極端に近い事とよるものである。等方的な中性子放出を想定した場合、 $\theta = 0^\circ$ における中性子束に対する $\theta = 180^\circ$ の中性子束の比は、接線 NBI を想定した場合よりも約 20% 大きい。これは NBI による中性子の非等方性によって、 $\chi = 0^\circ$ と 180° との方向への放出割合が多くなる事に起因する。これらの放出角度では幾何学的に $\theta = 0^\circ$ の位置にしか入射し得ないため、この位置への入射中性子束の割合が増加する。

図 3-19 に $\phi = 0^\circ$ と 18° とに対して、壁面位置 $\theta = 0^\circ$ 及び 180° における非 Gauss 成分の中性子入射エネルギースペクトルを示す。中性子束分布の微分量である入射スペクトルは

壁面位置に依存しており、 $\theta = 0^\circ$ 及び $\theta = 180^\circ$ の両方が溝部である $\phi = 0^\circ$ の方がトーラス部である $\phi = 18^\circ$ よりも強度が大きい。 $\theta = 180^\circ$ において最大及び最小エネルギーの中性子が入射しないのは、これらのエネルギーを持つ $\chi = 0^\circ$ 及び $\chi = 180^\circ$ 方向に放出する中性子が $\theta = 0^\circ$ の位置にしか幾何学的に入射し得ないためである。

図 3-20 に、壁面位置 $\theta = 0^\circ$ 及び $\phi = 0^\circ$ における (a) 全トロイダル入射角に対する、(b) トロイダル入射角 $\iota_t = 35^\circ$ 、 90° 及び 145° に対する非 Gauss 成分の中性子入射スペクトルを、 $\theta = 0^\circ$ 及び $\phi = 18^\circ$ における (c) 全トロイダル入射角に対する、(d) トロイダル入射角 $\iota_t = 50^\circ$ 、 90° 及び 130° に対する入射スペクトルを示す。接線 NBI 加熱の場合を想定しているため、これらの壁面位置におけるトロイダル入射角と中性子放出角との間に一定の関係があり、入射角毎のエネルギースペクトルは二重微分放出スペクトルを反映した形状となる。プラズマ中心から $\chi = 0^\circ$ で放出された中性子は、 $\phi = 0^\circ$ では $\iota_t = 35^\circ$ で、 $\phi = 18^\circ$ では $\iota_t = 50^\circ$ で入射する。 $\phi = 18^\circ$ 及び $\iota_t = 50^\circ$ における中性子スペクトルは、 $\phi = 0^\circ$ 及び $\iota_t = 35^\circ$ におけるスペクトルに比べて 1.5 倍程度大きい。一方、 $\phi = 18^\circ$ 及び $\iota_t = 90^\circ$ における中性子スペクトルは、 $\phi = 0^\circ$ 及び $\iota_t = 90^\circ$ におけるスペクトルに比べて小さい。これは、ある位置からの中性子放出の立体角に占める各壁面位置の表面積の割合が、各壁面位置からトロイダル軸接線方向を見た場合とトロイダル軸垂直方向を見た場合とで異なるためである。このような、同じトロイダル角の位置における中性子入射スペクトルのトロイダル角依存性は複雑な壁面形状によるものであり、通常のトカマク装置では見られない。

本節で示した中性子入射スペクトルの壁面位置及び入射角依存性は、等方的な中性子放出の場合や第一壁が単純なトーラス形状の場合には見られないものである。ここで得られた結果は、中性子計測の精度向上や装置内機器等の保守を、詳細な中性子スペクトルを考慮して行う上で重要なものである。

3.3 中性子放出の非等方性を利用したノックオンテイル検証シナリオ

JET で DT プラズマにおけるアルファ粒子の NES による燃料イオン分布関数上のノックオンテイルの観測が、中性子放出スペクトルの非 Gauss 成分の計測によって行われ、中性子スペクトルの計測によるアルファ粒子閉じ込めの診断方法が提案されている [112]。核融合プラズマ中の NES 効果の実験的検証はこれまで数例しか無く、又これまで得られているデータも NES 効果の定量的な理解を行うには非 Gauss 成分の測定精度が十分とは言い難い。NES 効果に関する実験データを拡充し、実験的な理解を深める事が、核融合炉の運転を行う上で重要である。特に高エネルギー陽子による NES 効果は、 $D^3\text{He}$ 核融合炉の研究を進める上で極めて重要である。陽子の NES 効果の検証を現在の重水素実験プラズマで行う事を目的として、重水素プラズマ中に ^3He ビームを入射して $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ 反応率を増加させ、その反応によって生成される 15 MeV 陽子の NES による重陽子速度分布関数上に形成されるノックオンテイルを、 $D(d, n)^3\text{He}$ 反応による中性子スペクトルの計測を行うという実験シナリオが提案されている [113]。しかしながら、評価された中性子放出スペクトル

の非 Gauss 成分は Gauss 分布の 2.5 MeV ピークに比べて 4 桁以上小さく、十分な測定精度が得られるのか、又トリトン燃焼による 14 MeV 中性子の減速成分に隠されてしまわないかという心配がある。本節では、前節で提案した中性子放出の非等方性を利用した小さな非 Maxwell テイル診断方法をノックオンテイルに適用し、簡単な検討から中性子スペクトル計測によるノックオンテイル検証実験の一つの考えを示す。

これまで提案されているシナリオ [113] を引用し、磁気軸位置 $R_{ax} = 3.6$ m にビームパワー $P_{NBI} = 2.5$ MW、ビームエネルギー $E_{NBI} = 100$ keV の ^3He ビームを入射した場合を想定する。重陽子密度は $n_d = 8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度は $T_e = 20$ keV の一様な分布を仮定する。この時、重陽子速度分布関数には 200 keV から 10 MeV 以上の領域にノックオンテイルが形成されており、その大きさは Maxwell 分布のピーク値に比べて 6 桁以上小さい。今後の議論では 1 MeV 成分の重陽子のみに着目し、単色エネルギーの重陽子によるスペクトルの非 Gauss 成分と Gauss 分布のピークの大きさとを比較して測定精度向上の度合いを議論する。この研究は特定の装置に拘らず一様な重水素プラズマを想定して行われたため LHD の実験パラメータとは異なるが、本研究ではこの条件を引用して装置形状のみを LHD のものを適用し議論する。

図 3-21 にプラズマ中心をピッチ角 0° で運動する 1 MeV の重陽子の無衝突軌道を示す。磁気軸位置における磁場の大きさを $B_{ax} = 2.74$ T とした。1 MeV の重陽子は全てピッチ角 0° であると仮定し、図 3-21 の軌道上から非 Gauss 成分中性子の発生位置を生成する。1 MeV 重陽子の反応による中性子スペクトルを計算する際に、バルク重陽子の熱運動を無視し、反応の微分断面積は重心系で等方とする。バルクイオン同士の反応による Gauss 成分中性子は、主半径 3.6 m、小半径 0.3 m の円形断面トーラス内から一様に等方的に放出すると仮定する。真空容器壁形状は式 (2-64) を用いて、主半径 3.9 m、小半径 1.6 m の円形断面トーラスを仮定する。

図 3-22 に体積平均中性子放出スペクトルを示す。本節では、Gauss 成分と非 Gauss 成分との相対的な大きさが入射位置及び角度によってどう変化するかに着目するため、それぞれの成分をそれぞれの成分の中性子発生量で規格化したものを示している。後に示す入射スペクトルも同じ値で規格化したものである。

図 3-23 に (a) 全壁面位置 θ に対する、(b) $\theta = 0^\circ$ の位置における中性子入射エネルギースペクトルを示す。前節までの議論と同様に、 $\theta = 0^\circ$ の位置で非 Gauss 成分の全中性子エネルギーが観測され、その大きさが最も大きい。一方 Gauss 成分の中性子は、全壁面位置に同じエネルギー範囲で分配されている。

図 3-24 に壁面位置 $\theta = 0^\circ$ における (a) 全トロイダル入射角分布に対する、(b) $\iota_t = 45^\circ$ に対する中性子入射スペクトルを示す。トロイダル入射角 $\iota_t = 45^\circ$ で、2.5 MeV より高エネルギー側の非 Gauss 成分が最も多く観測される。Gauss 成分中性子は $\iota_t = 50^\circ$ 及び 130° で最も多く観測される。従って、この壁面位置及び入射角に相当する視線で計測することができれば、放出スペクトルの場合に比べて入射スペクトルにおける非 Gauss 成分と 2.5

MeV ピークとの比を 2 桁以上減らす事ができる。前節のようにポロイダル入射角 $\iota_p = 90^\circ$ に限定すれば、更にその差は小さくなる。この事は中性子放出スペクトルの非 Gauss 成分が Gauss 分布に比べて 4 桁以上小さいようなノックオンテイルの観測に有利である。

LHD では重水素実験期間中に中性子スペクトル計測器を導入する事が検討されている。本節で検討したプラズマ条件は LHD 重水素実験のパラメータとは異なるものであり、入射スペクトルの解析は非常に簡単化したモデルによっている。今後 LHD において中性子スペクトル計測による陽子の NES 効果の観測を行う場合、実験条件を LHD のものに合わせた重陽子分布関数評価及び分布関数をより正確に考慮した中性子入射スペクトルの解析が必要である。

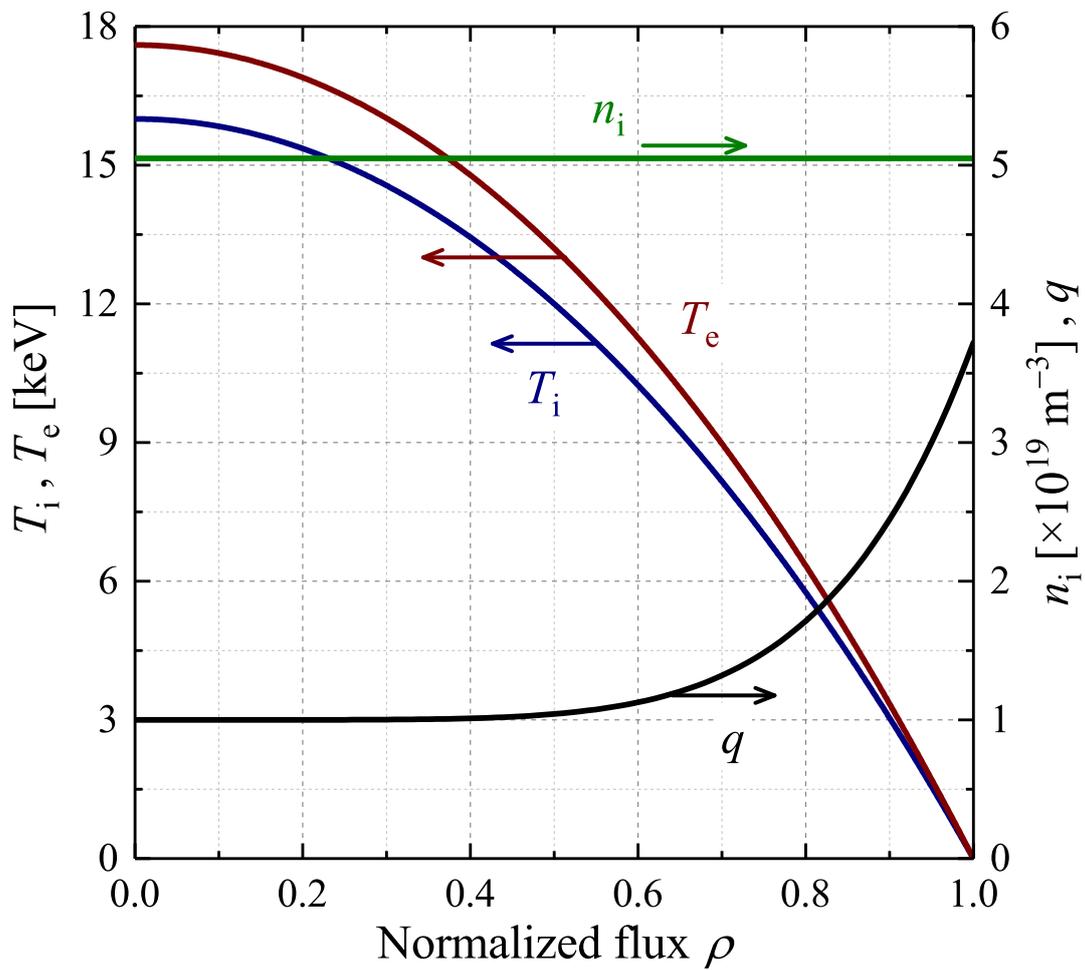


図 3-1 イオン密度、電子及びイオン温度、安全係数の径方向分布。

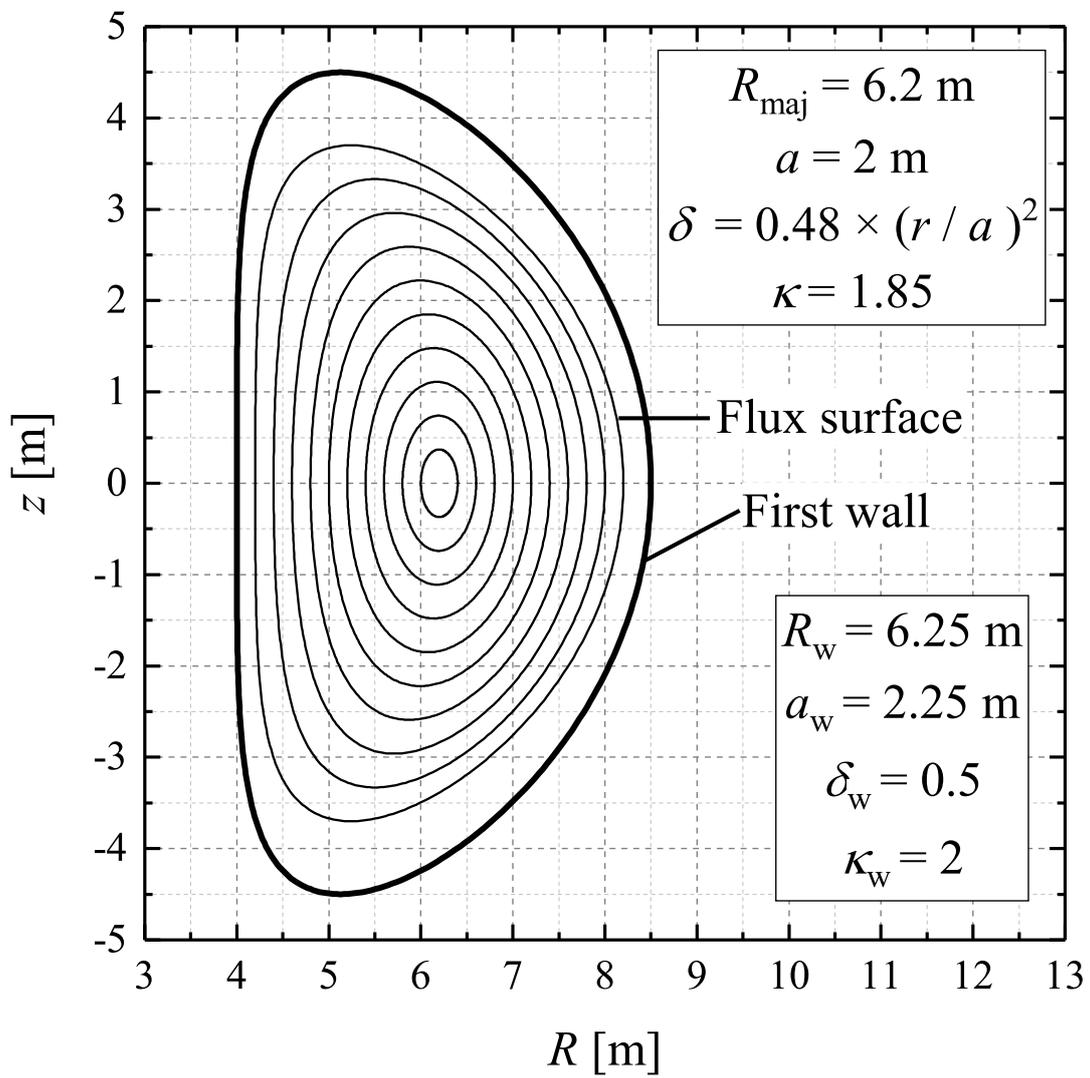


图 3-2 第一壁及び壁面形状。

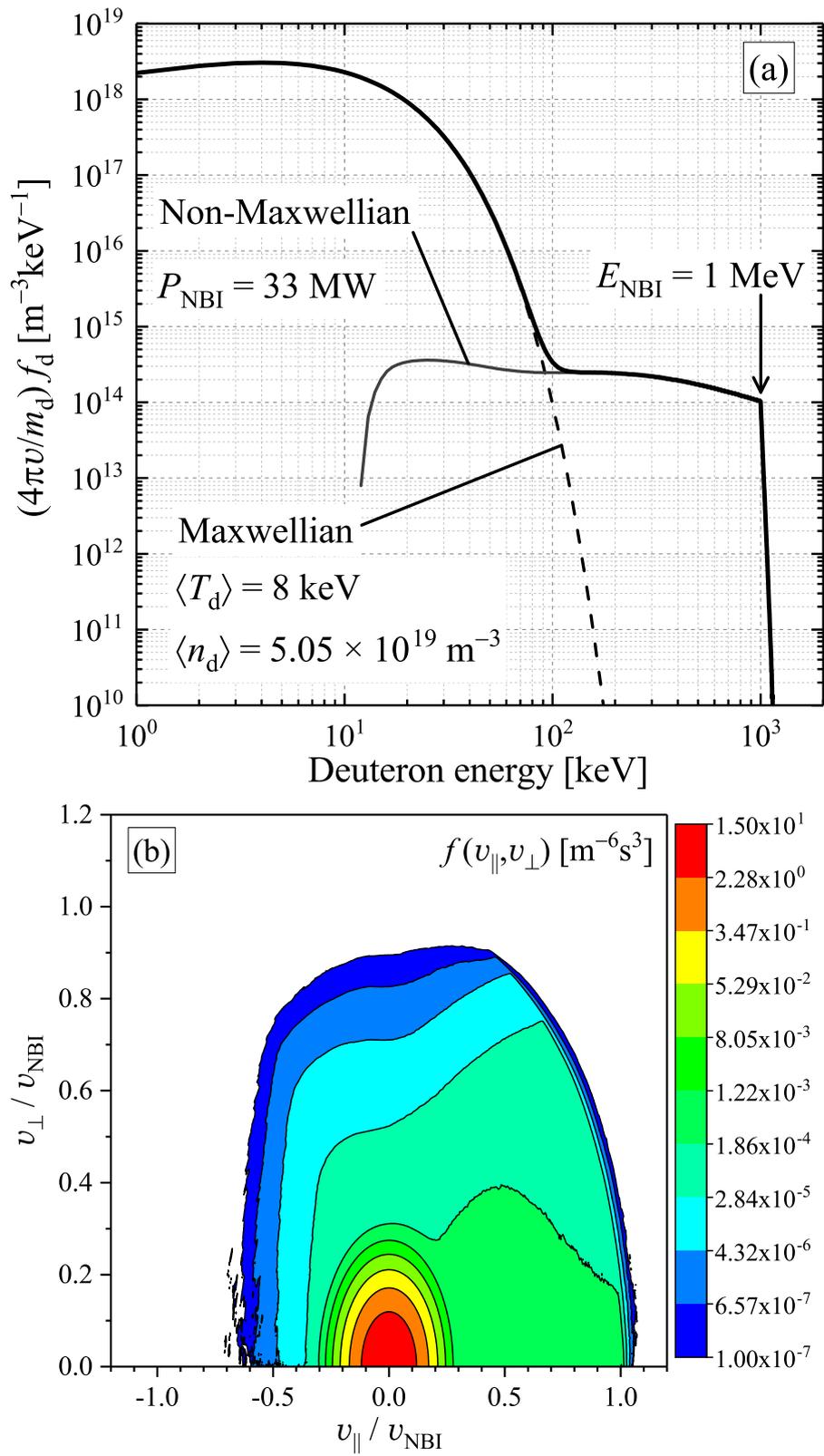


図 3-3 重陽子の (a) 体積平均エネルギー分布関数、(b) 二次元速度分布関数。

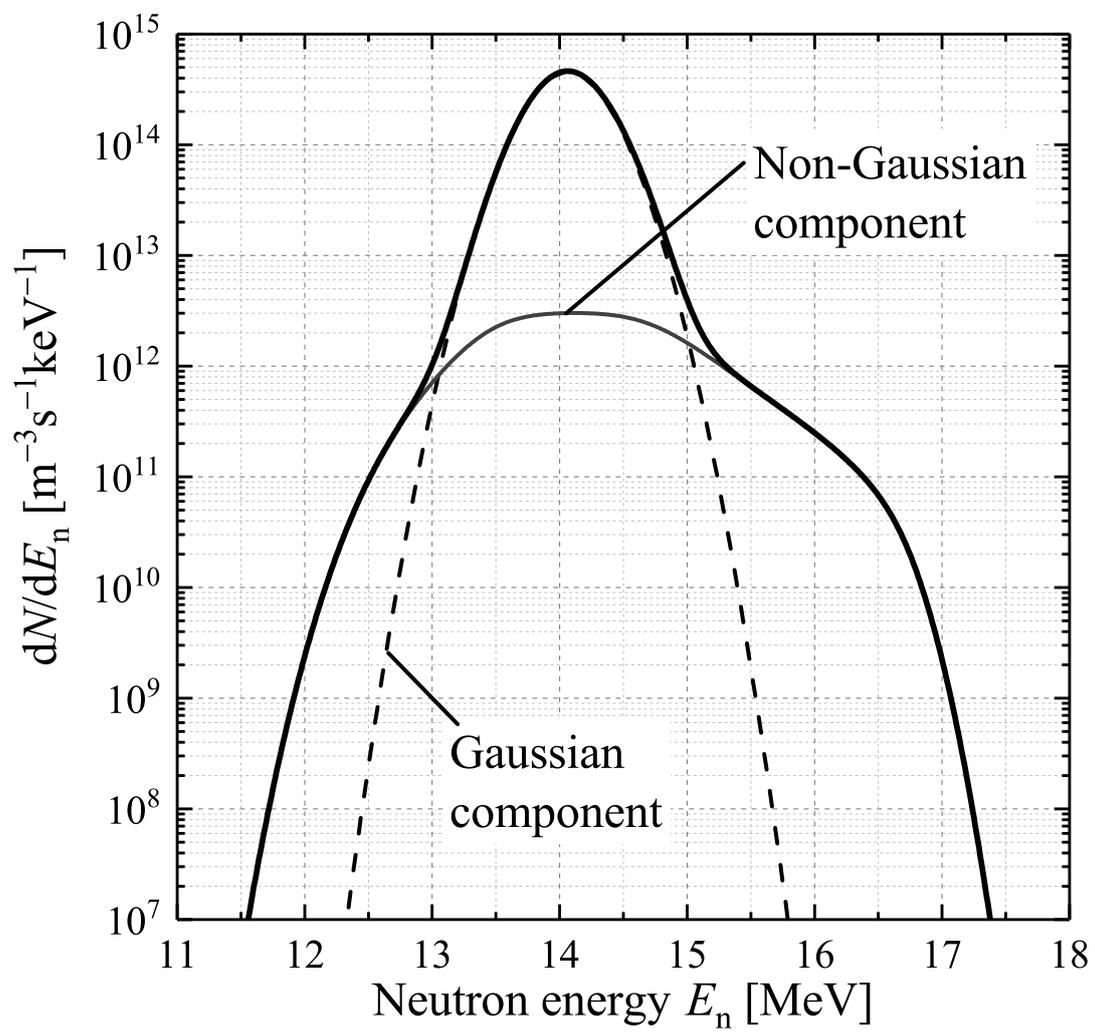


図 3-4 体積平均中性子放出スペクトル。

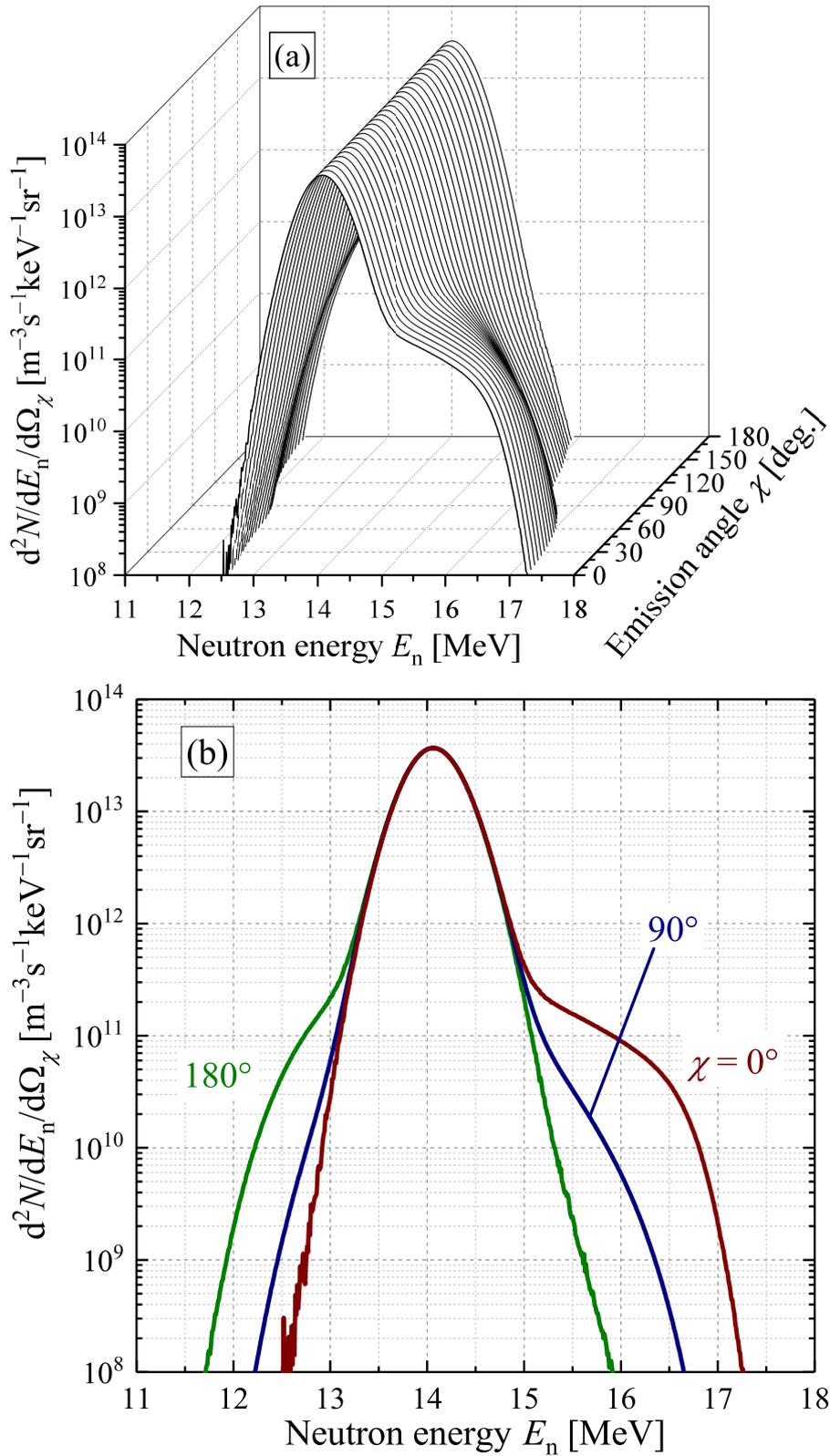


図 3-5 (a) 全放出角 χ 、(b) $\chi = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° に対する体積平均二重微分中性子放出スペクトル。

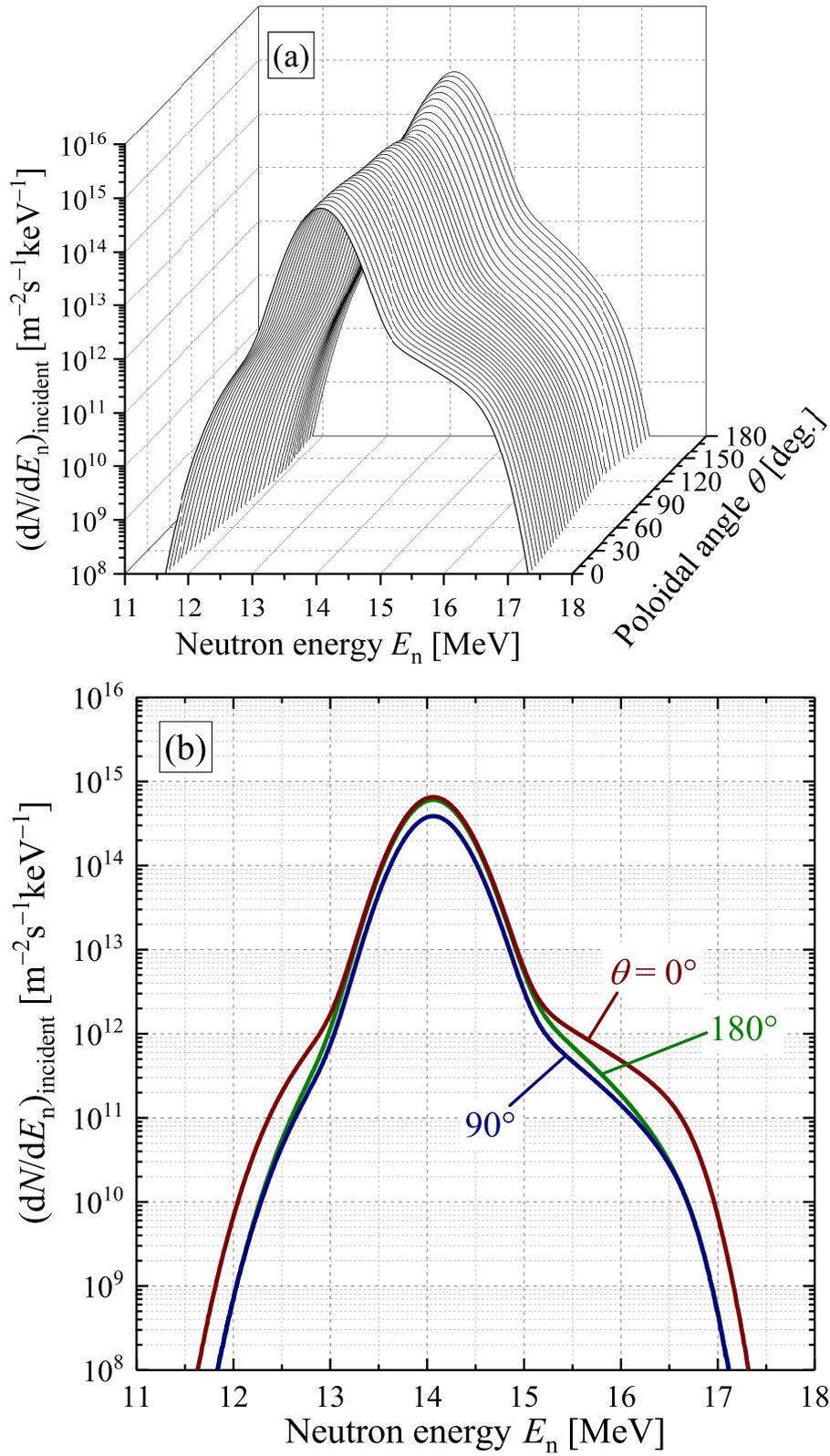


図 3-6 (a) 全壁面位置 θ 、(b) $\theta = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° における中性子入射エネルギースペクトル。

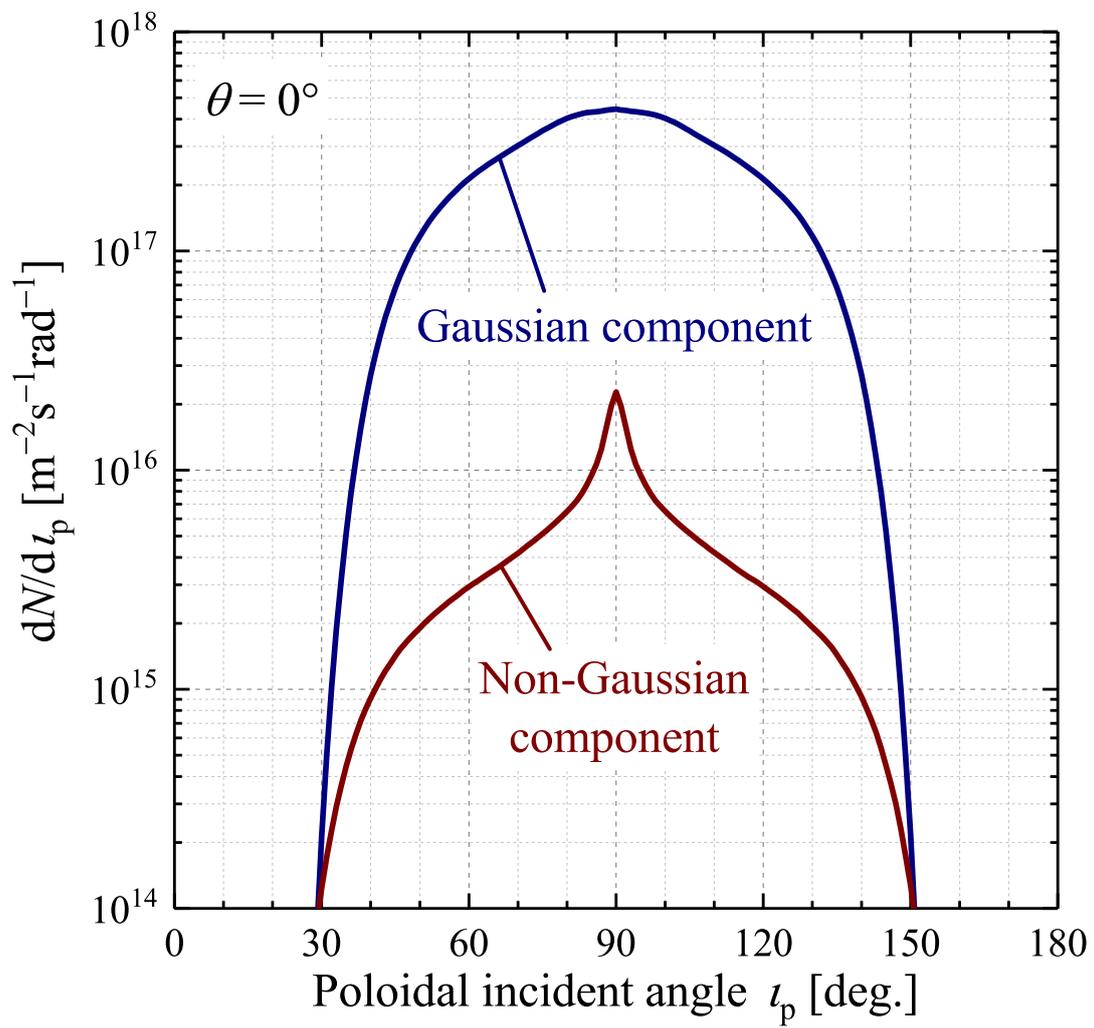


図 3-7 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ におけるポロイダル入射角分布。

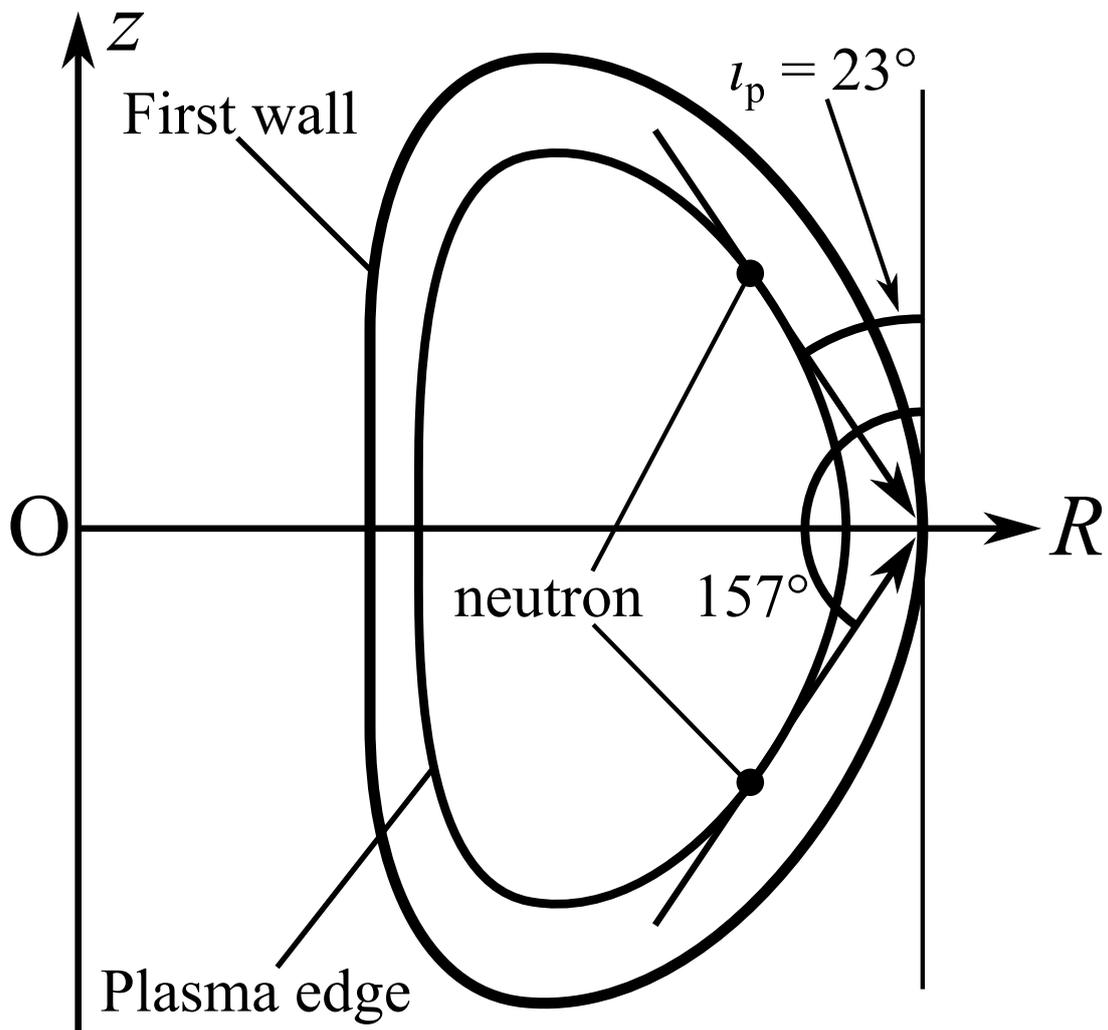


図 3-8 ポロイダル入射角、プラズマ端及び第一壁の幾何学的関係。

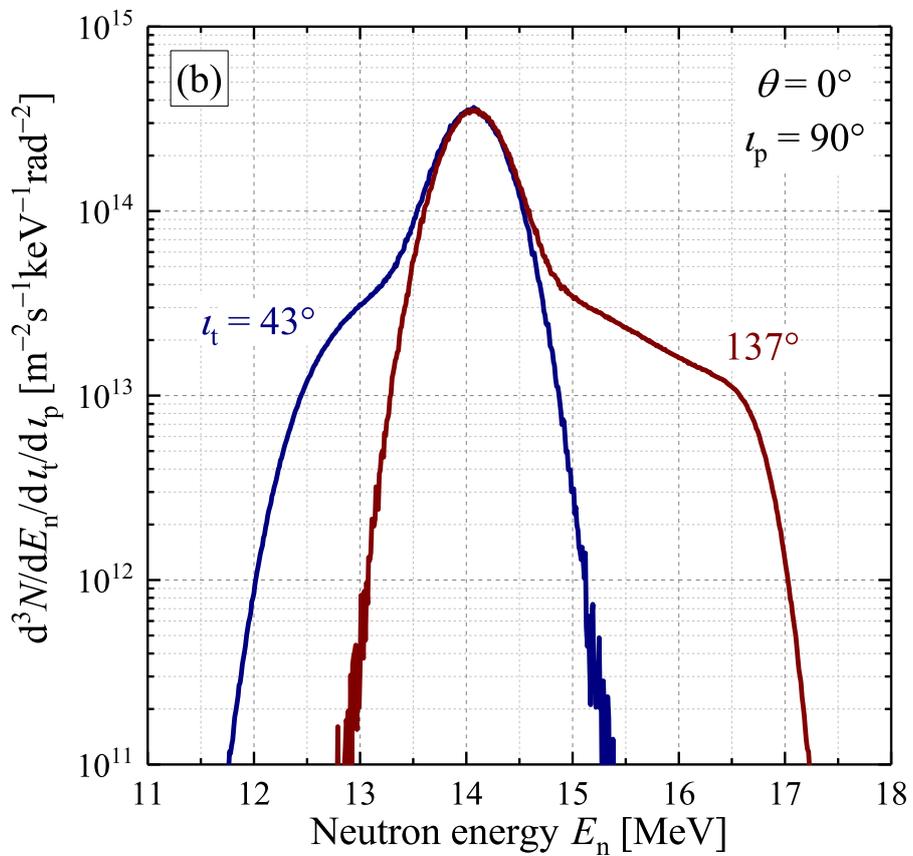
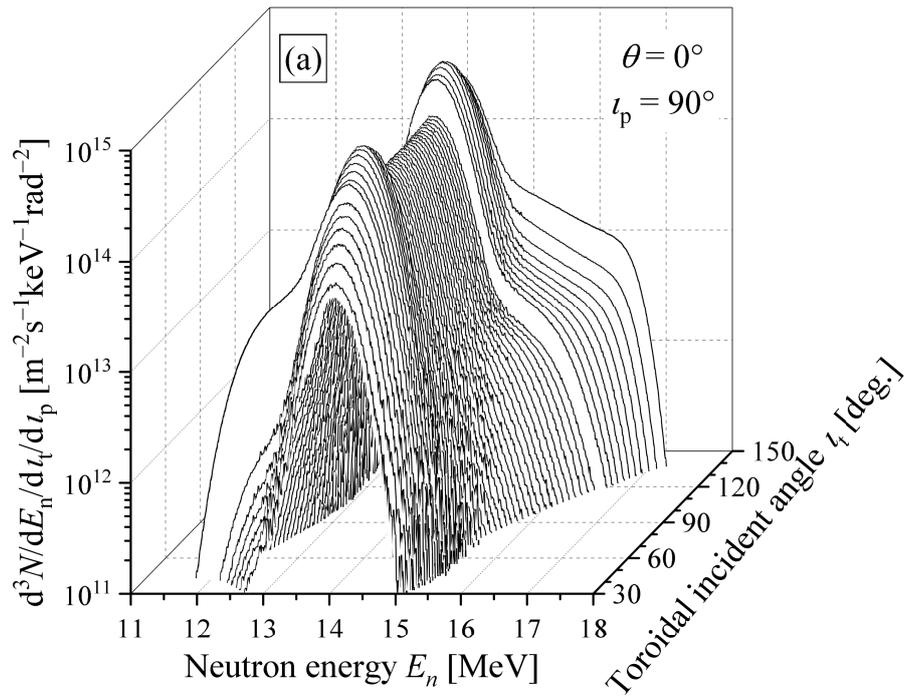


図 3-9 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ 、ポロイダル入射角 $\iota_p = 0^\circ$ における (a) 全トロイダル入射角 ι_t 、(b) $\iota_t = 43^\circ$ 及び 137° に対する中性子入射スペクトル。

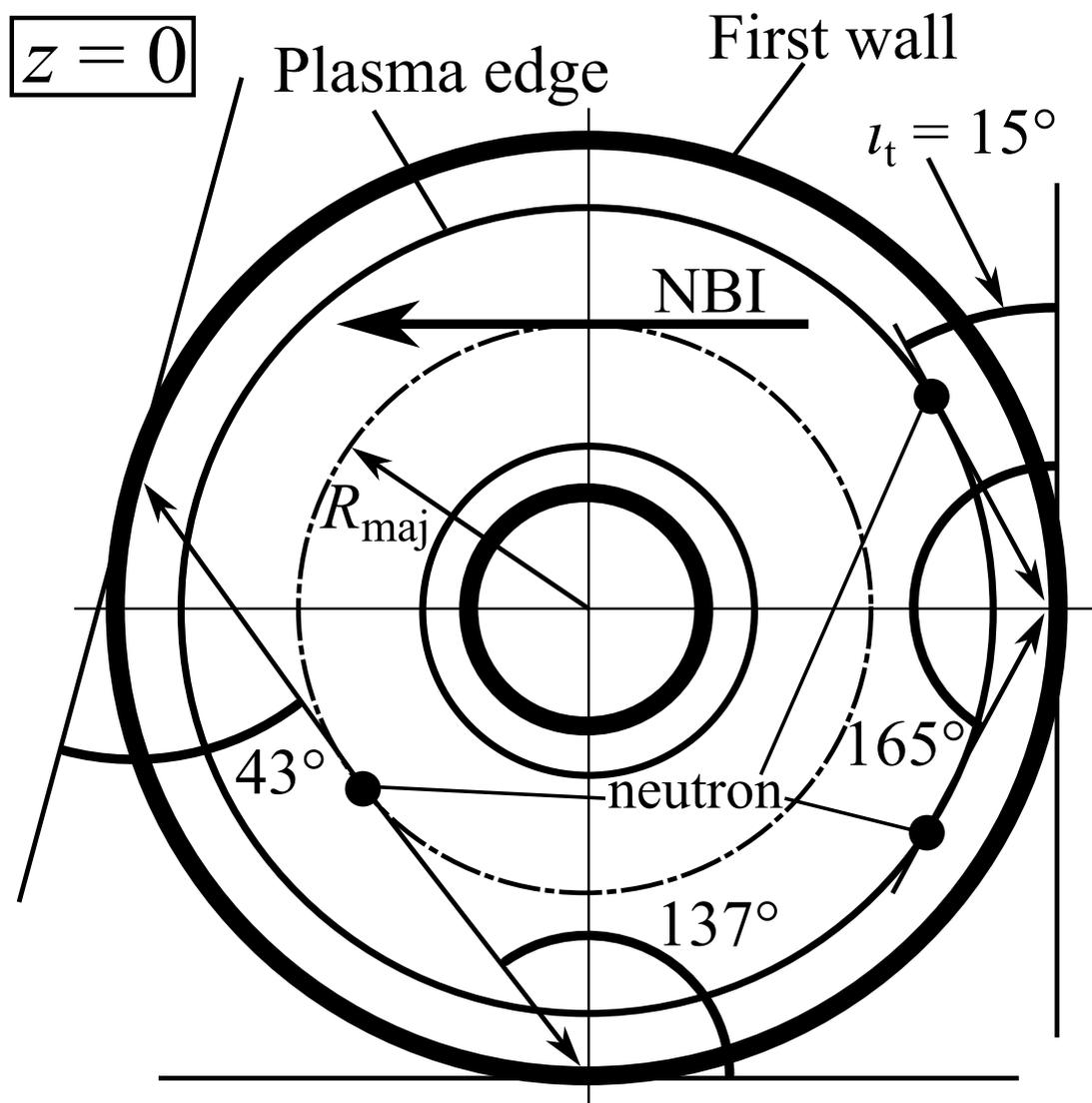


図 3-10 トロイダル入射角、NBI 方向、プラズマ端及び第一壁の幾何学的関係。

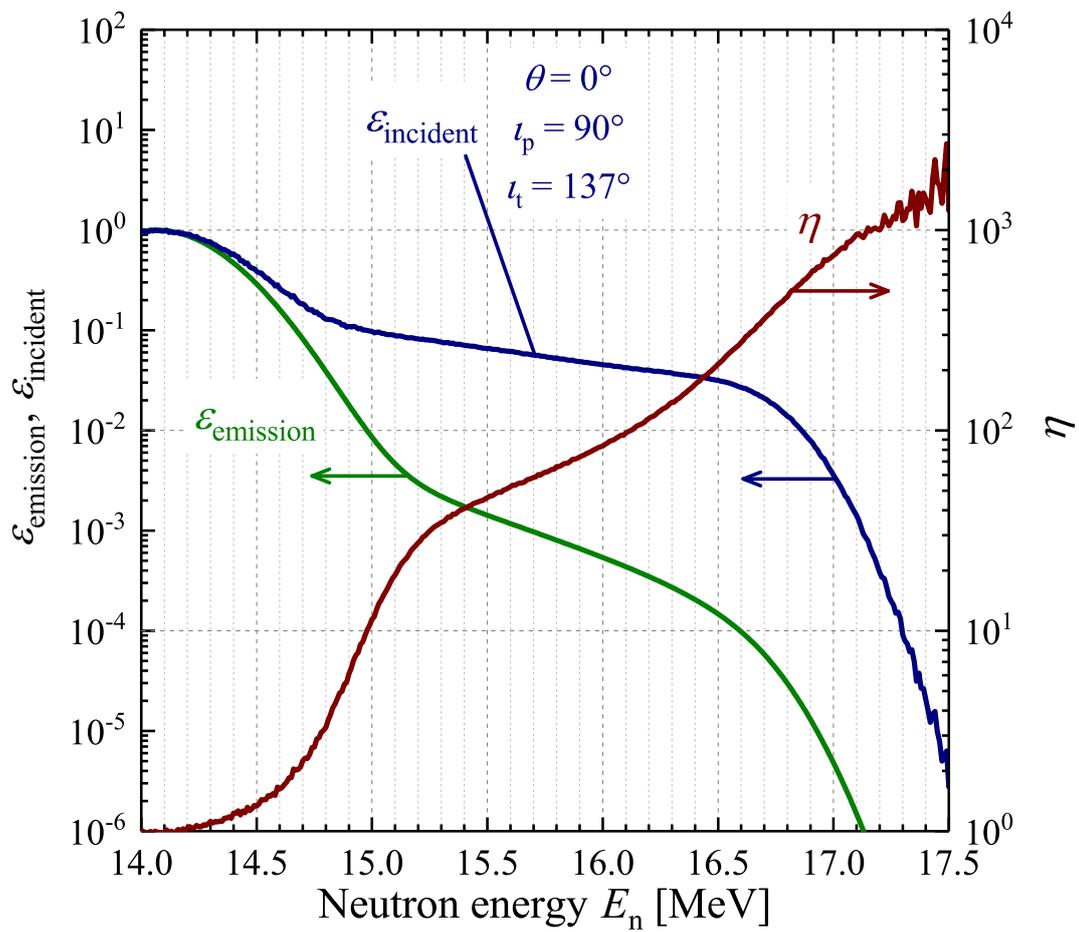


図 3-11 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ 、ポロイダル入射角 $\iota_p = 0^\circ$ 及びトロイダル入射角 $\iota_t = 137^\circ$ におけるパラメータ $\epsilon_{\text{emission}}$ 、 $\epsilon_{\text{incident}}$ 及び η の中性子エネルギー依存性。

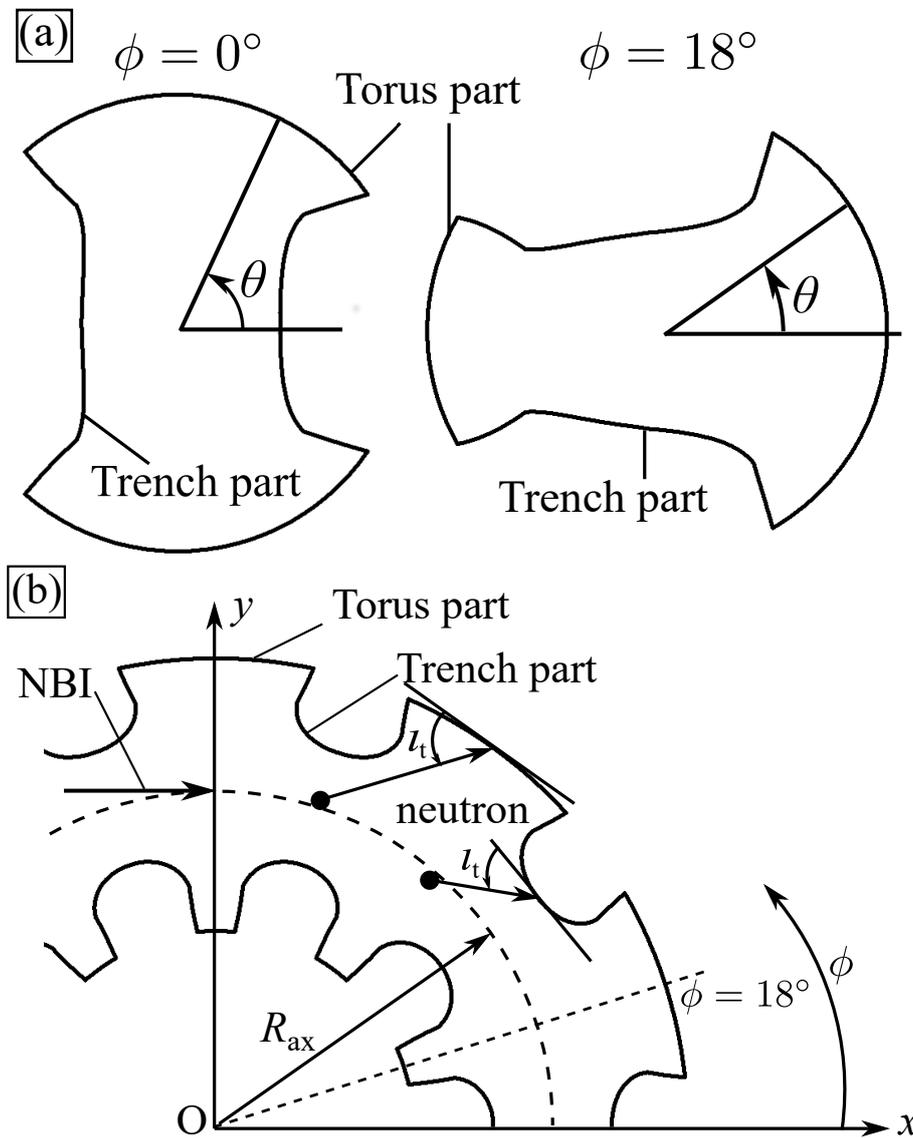


図 3-12 (a) ポロイダル断面における、(b) 赤道面における壁面形状、壁面位置を表すポロイダル角 θ 、NBI 方向及びトロイダル入射角。

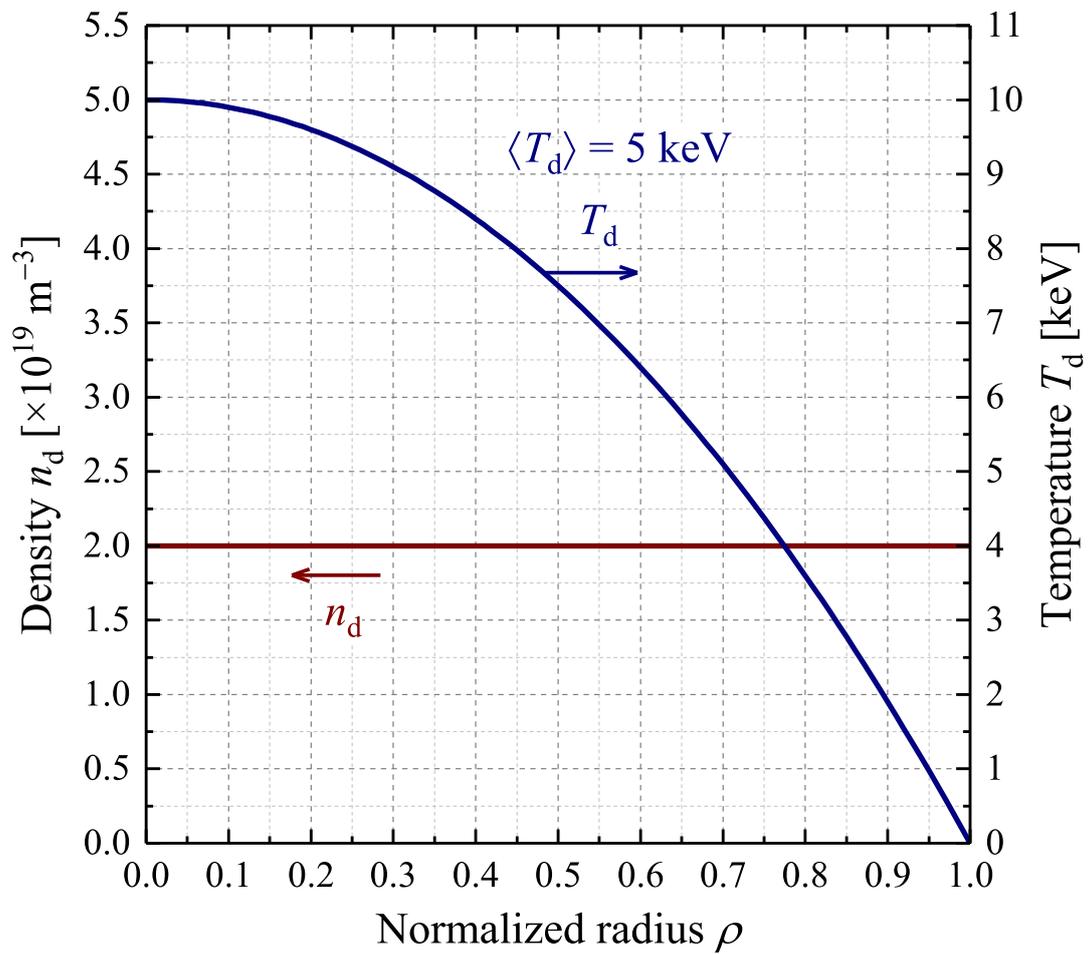


図 3-13 重陽子密度及び温度の径方向分布。

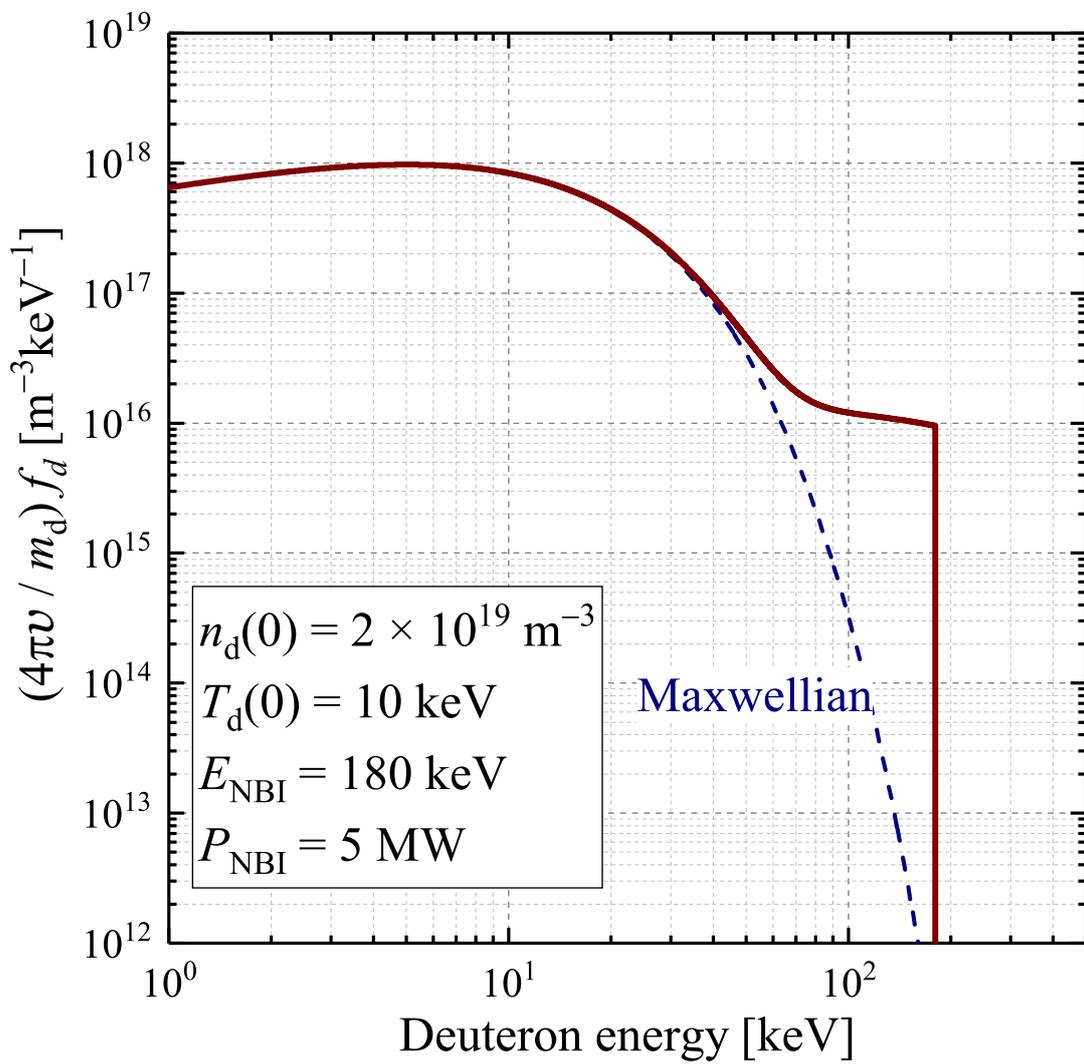


図 3-14 プラズマ中心における重陽子速度分布関数

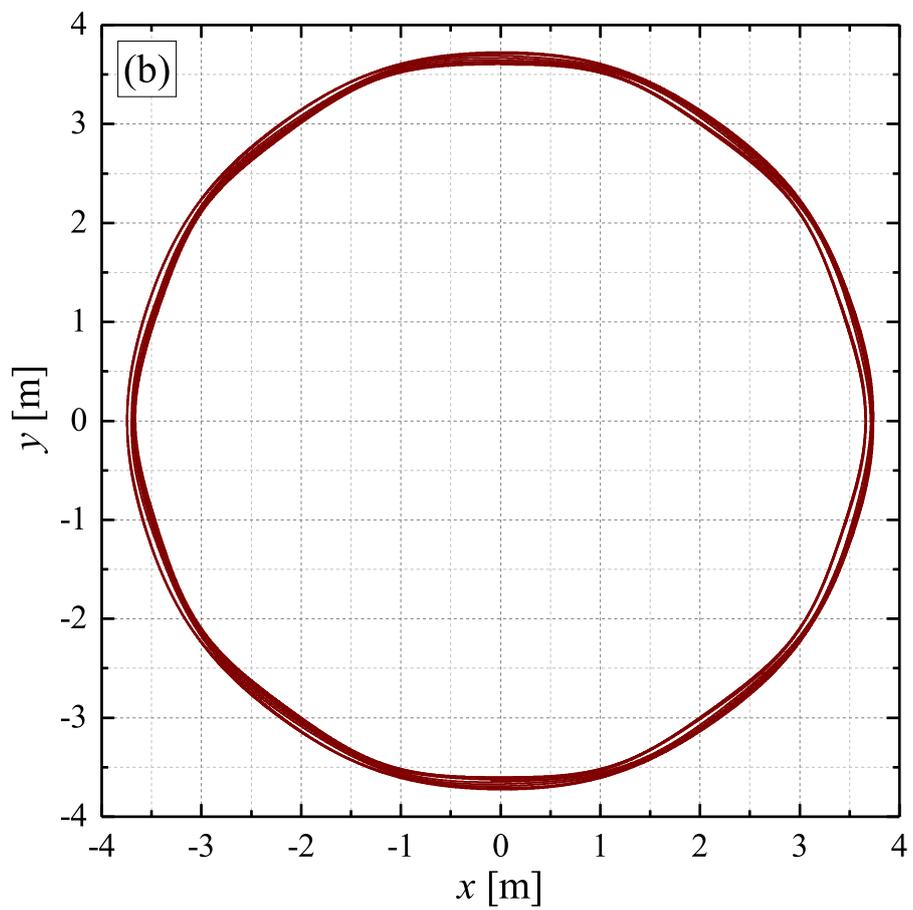
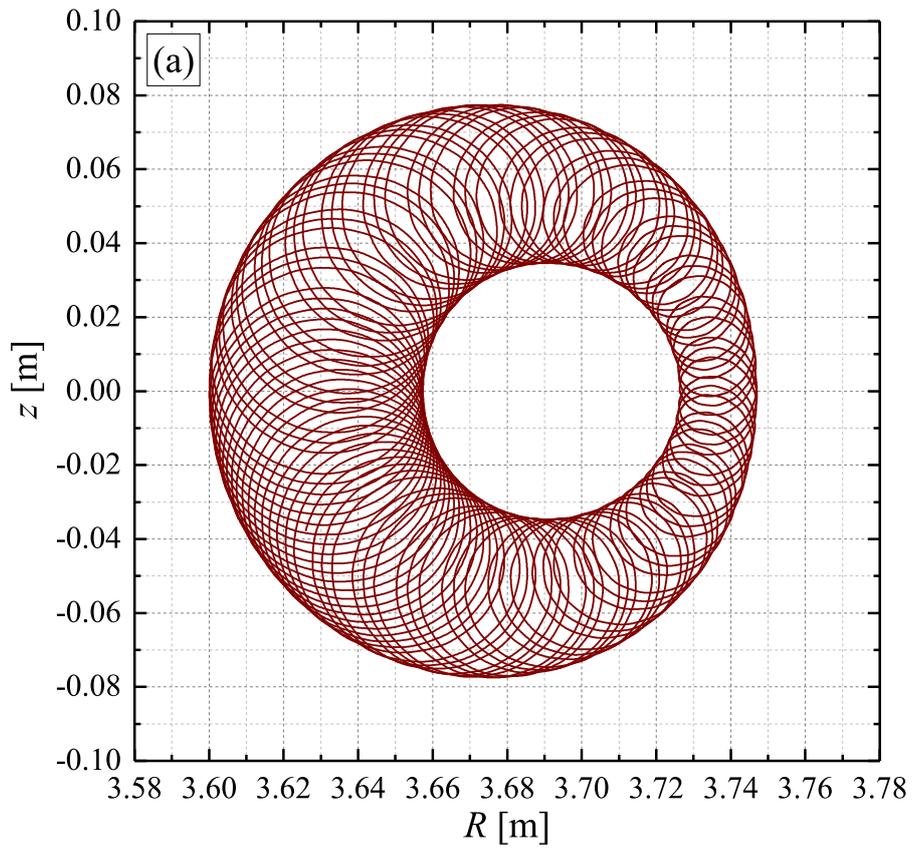


図 3-15 ピッチ $\mu = 1$ 及び 180 keV でプラズマ中心で発生した重陽子の (a) ポロイダル面、(b) 水平面における軌道。

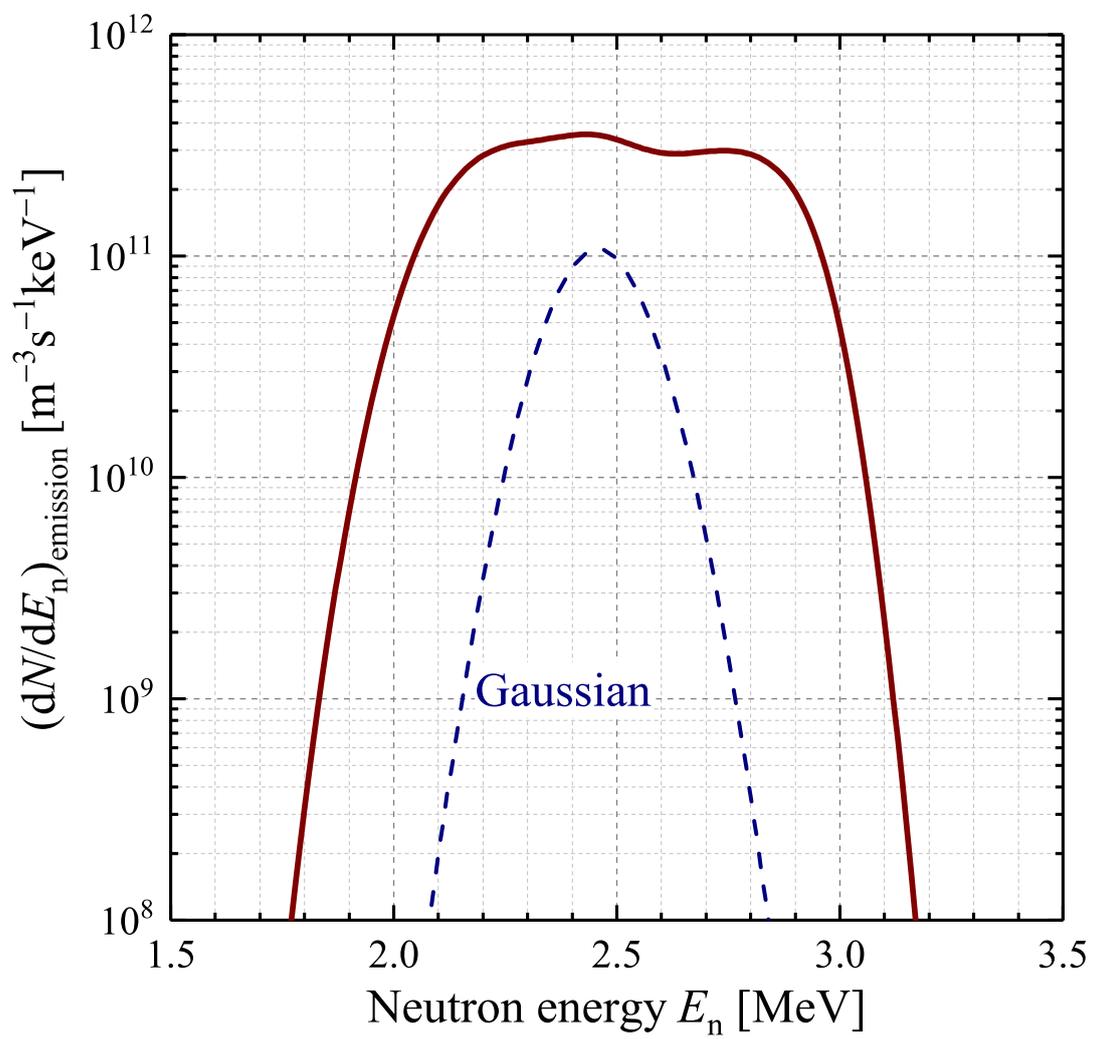


図 3-16 体積平均中性子放出スペクトル。

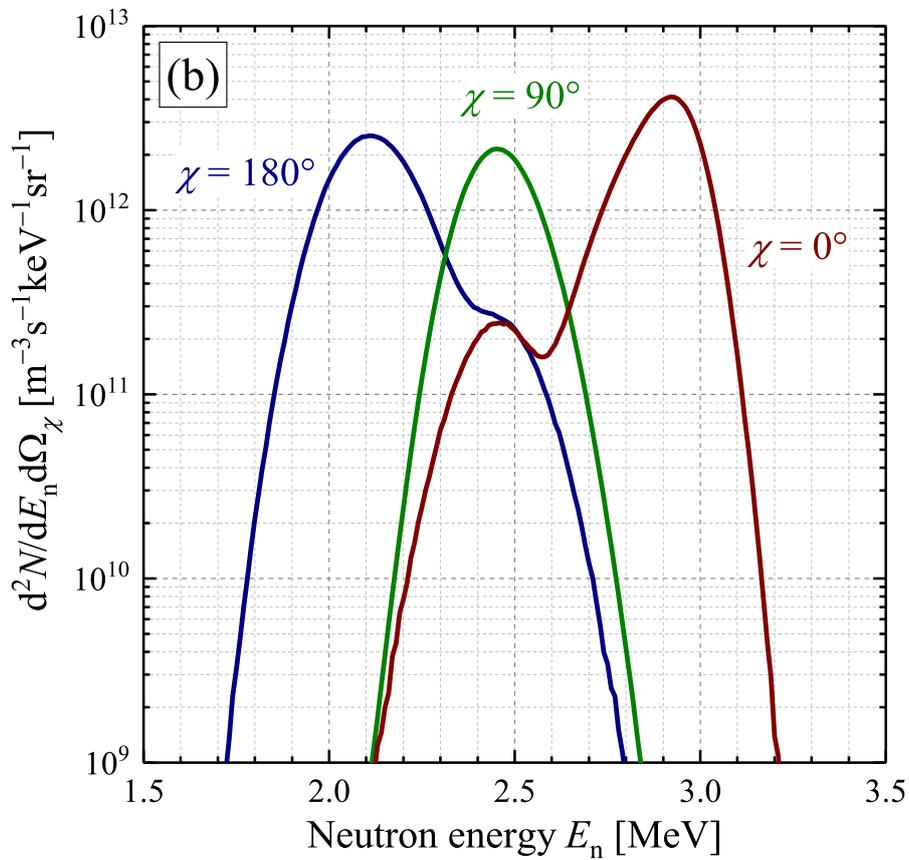
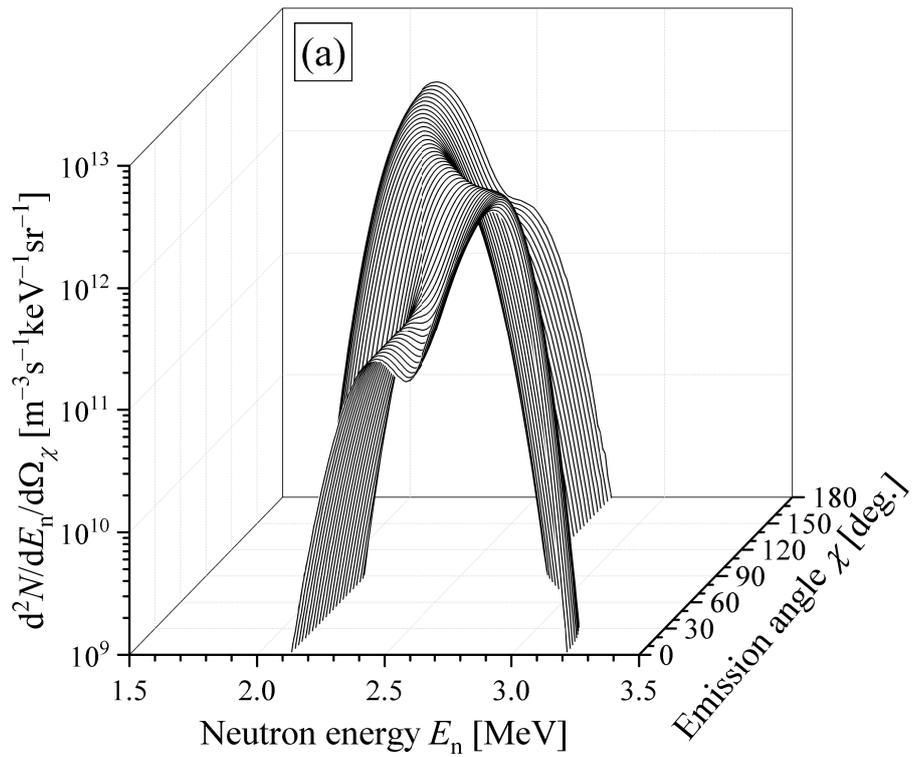


図 3-17 (a) 全放出角 χ 、(b) $\chi = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° に対する体積平均二重微分中性子放出スペクトル。

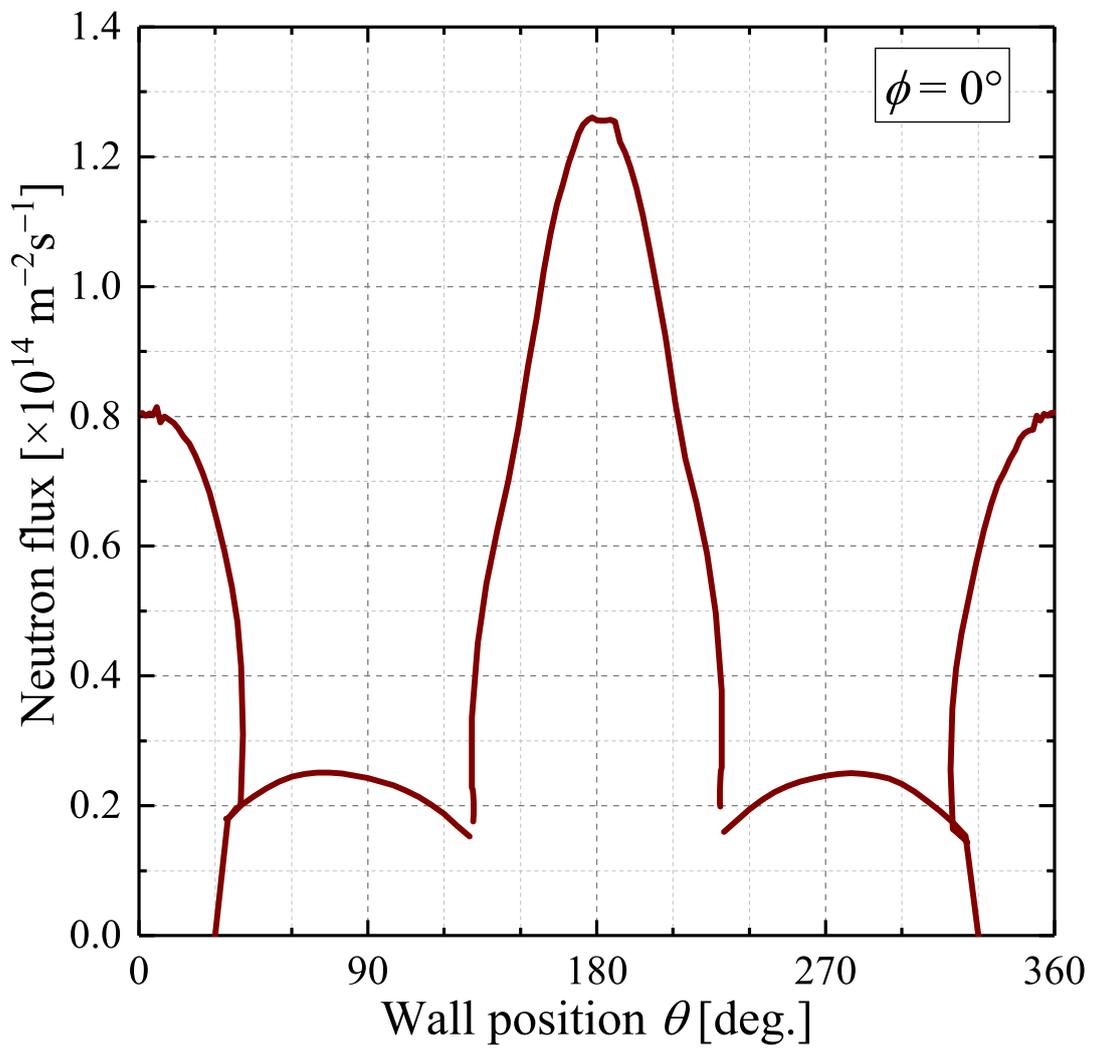


図 3-18 トロイダル角 $\phi = 0^\circ$ における壁面位置 θ の入射中性子束分布。

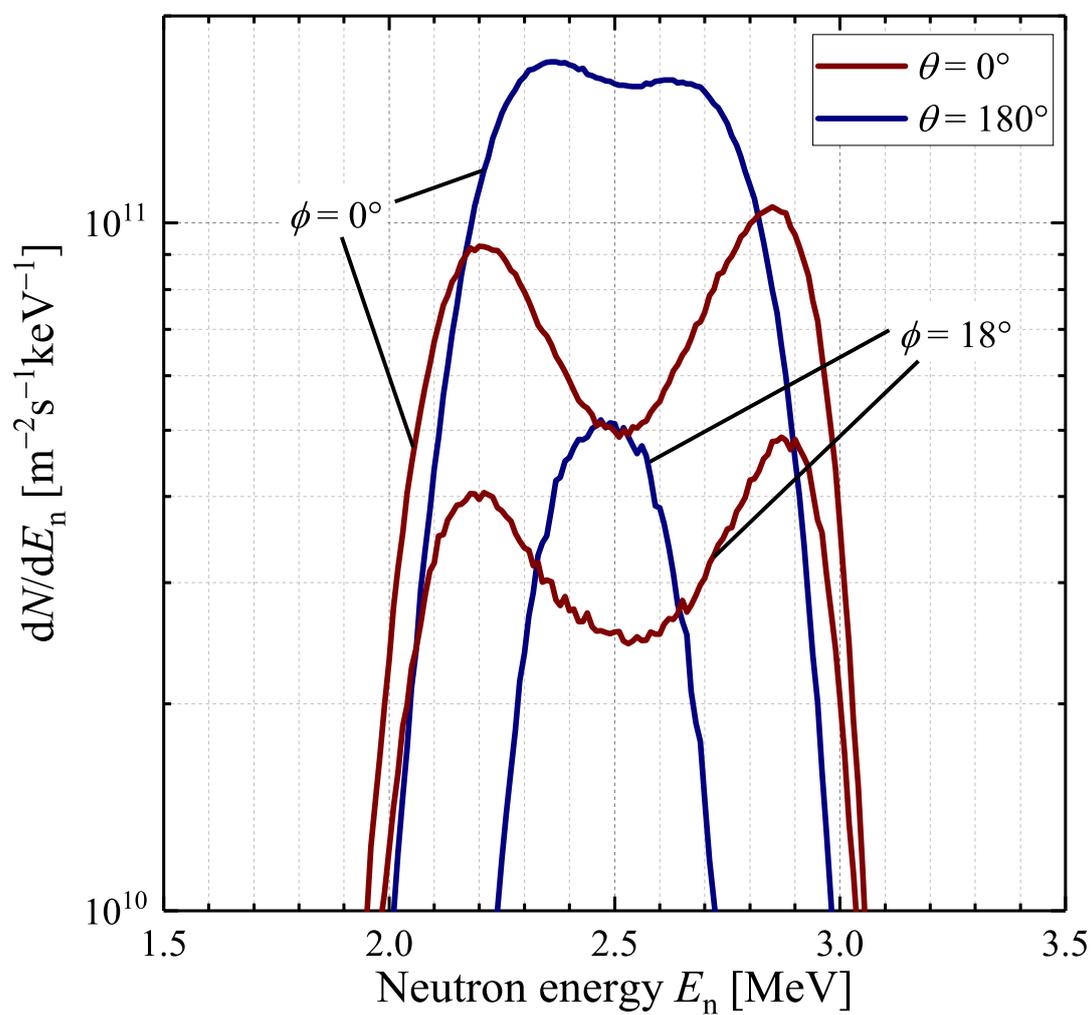


図 3-19 トロイダル角 $\phi = 0^\circ$ 及び 18° における壁面位置 $\theta = 0^\circ$ 及び 180° に対する中性子入射エネルギースペクトル。

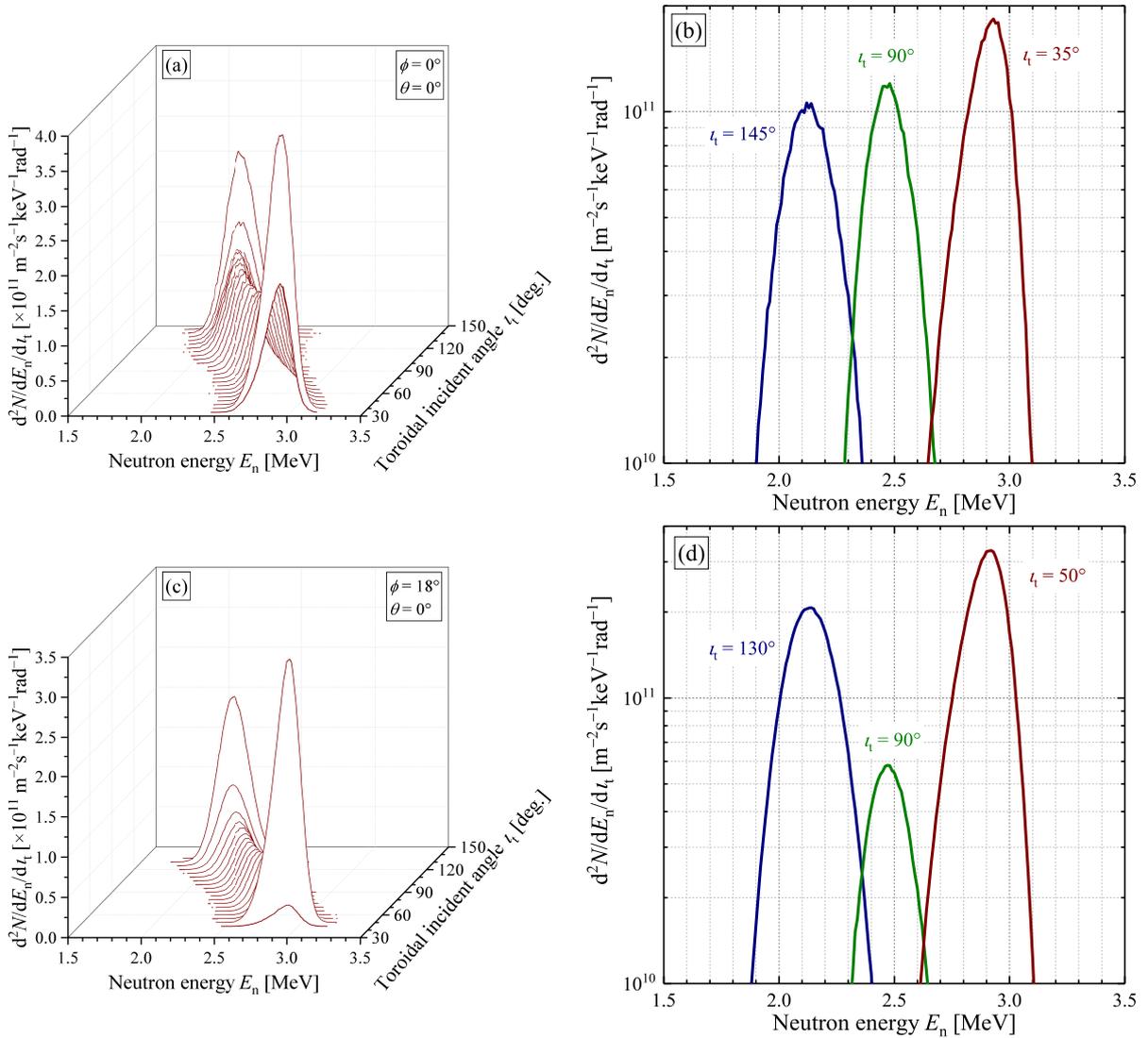


図 3-20 トロイダル角 $\phi = 0^\circ$ の壁面位置 $\theta = 0^\circ$ における (a) 全トロイダル入射角 t_t 、(b) $t_t = 35^\circ$ 、 90° 及び 145° に対する中性子入射スペクトル。トロイダル角 $\phi = 18^\circ$ の壁面位置 $\theta = 0^\circ$ における (c) 全トロイダル入射角 t_t 、(d) $t_t = 50^\circ$ 、 90° 及び 130° に対する中性子入射スペクトル。

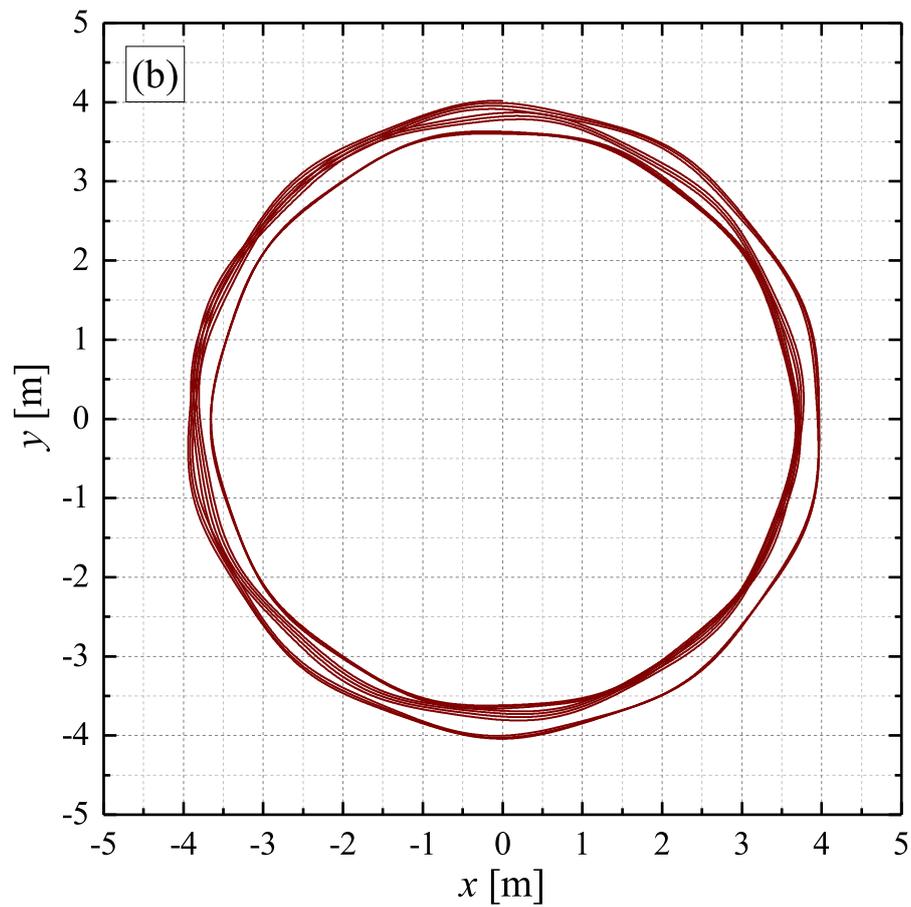
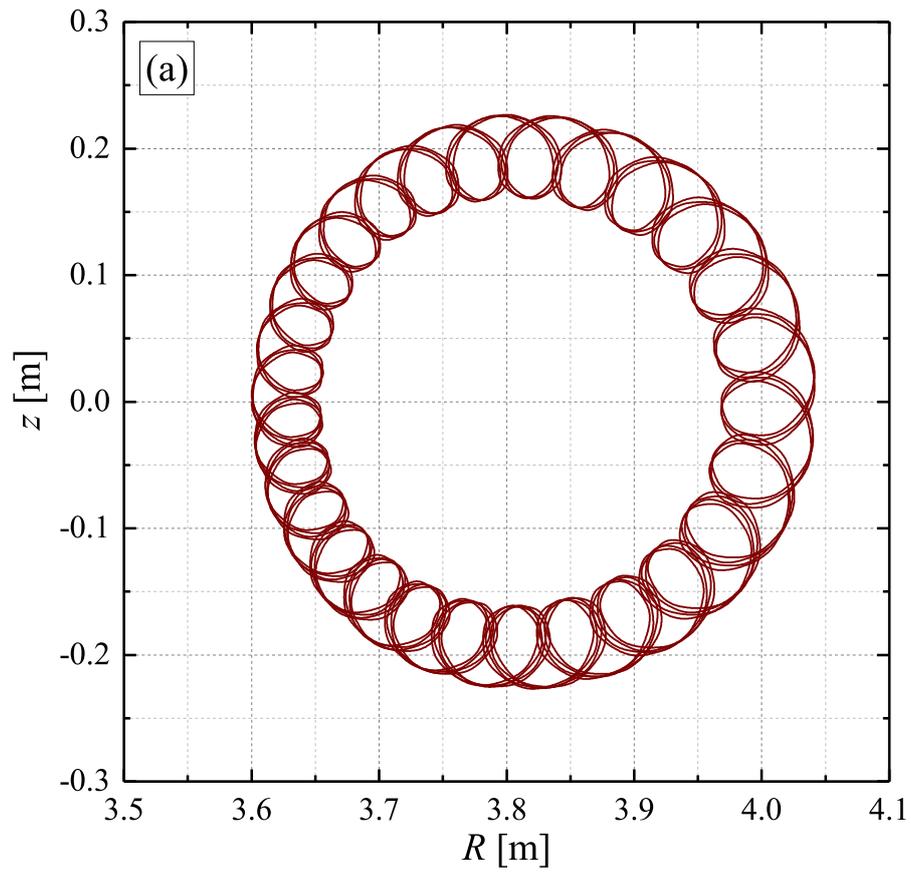


図 3-21 ピッチ $\mu = 1$ 及び 1 MeV でプラズマ中心で発生した重陽子の (a) ポロイダル面、(b) 水平面における軌道。

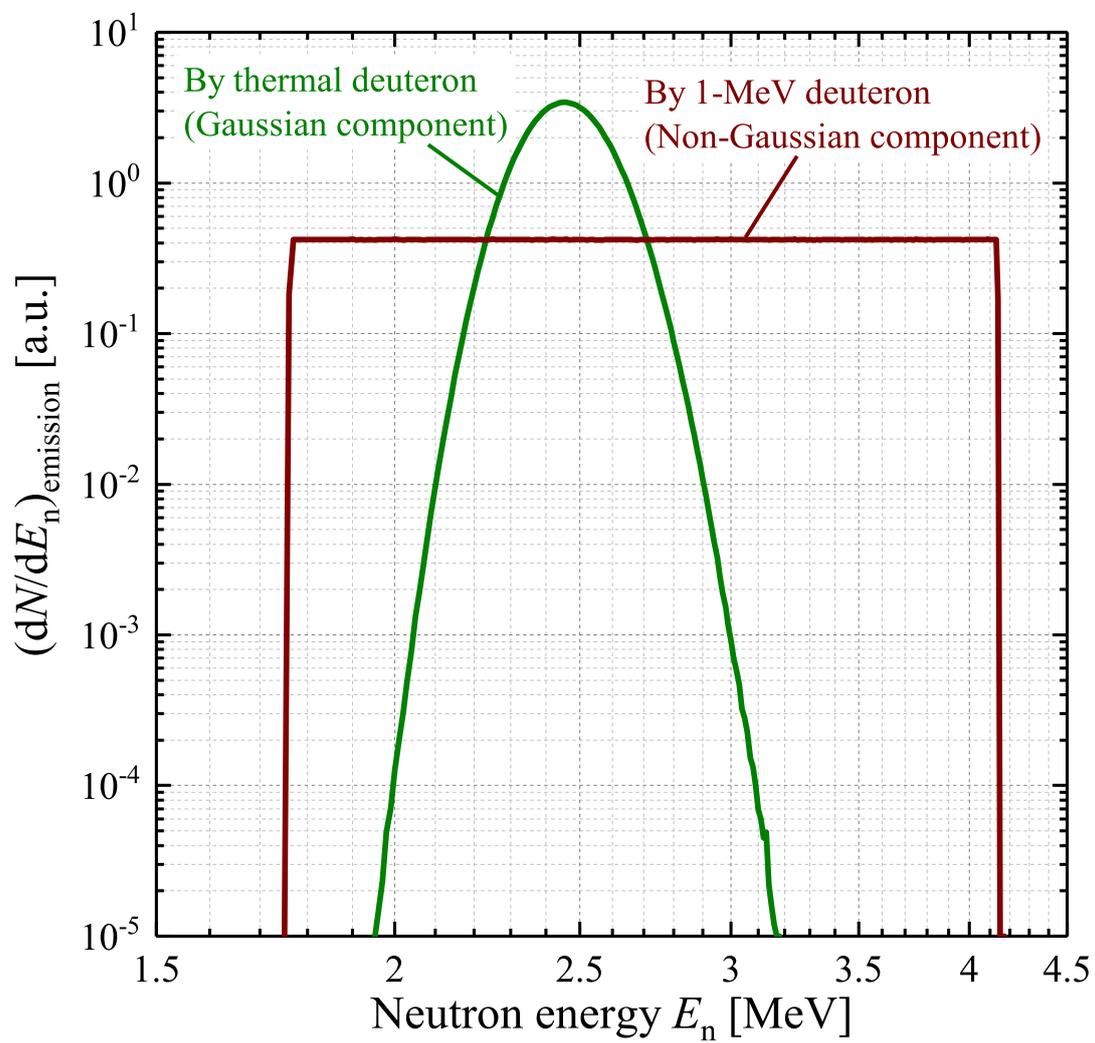


図 3-22 中性子発生量で規格化した中性子放出スペクトル。

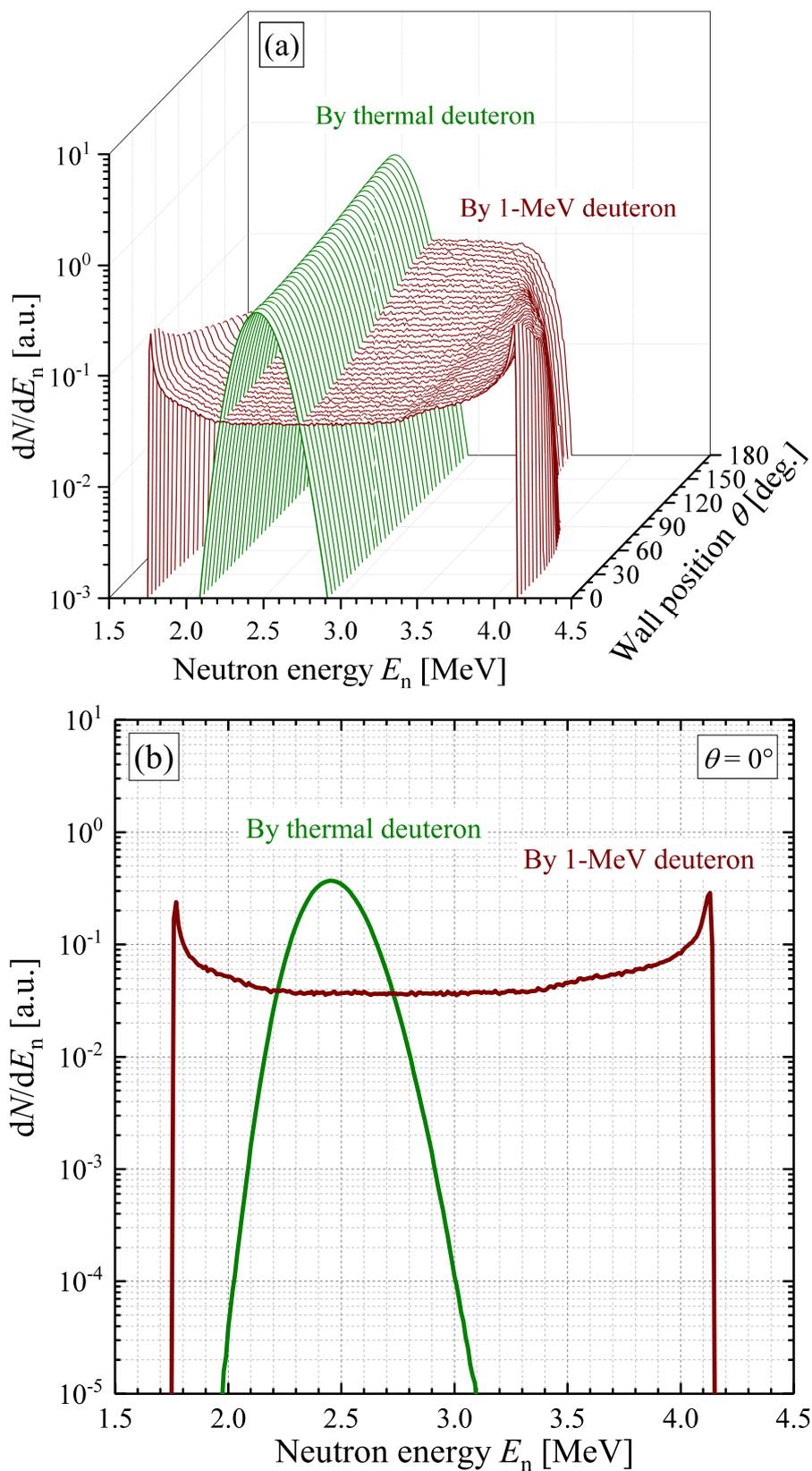


図 3-23 中性子発生量で規格化した (a) 全壁面位置、(b) 壁面位置 $\theta = 0^\circ$ における中性子入射エネルギースペクトル。

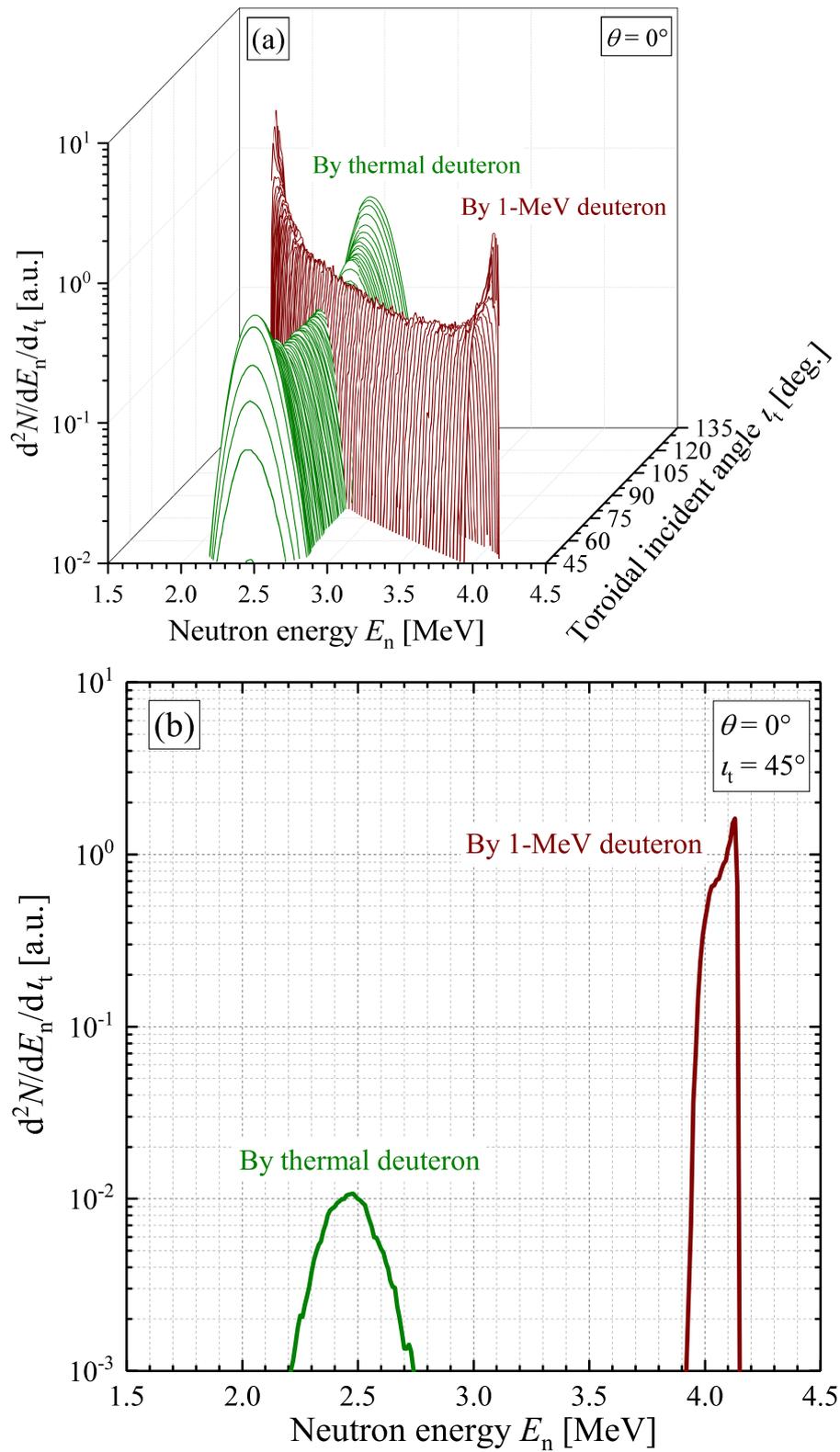


図 3-24 中性子発生量で規格化した壁面位置 $\theta = 0^\circ$ における (a) 全トロイダル入射角 t_t 、(b) $t_t = 45^\circ$ に対する中性子入射スペクトル。

第4章 Alfvén 固有モードのバルクイオン分布関数及び中性子放出スペクトルへの影響

高エネルギー粒子と MHD 現象との共鳴的相互作用に関する研究はこれまで精力的になされて来た。これまで殆ど関心が持たれて来なかったが、図 2-8 に示したように低エネルギーのイオンもモードとの共鳴条件を満たす事ができる。この事によってバルクイオンが加熱される可能性は指摘されているものの、具体的にどのように分布関数が増加するかという議論はされていない。燃料イオン分布関数は 1.1.2 節で説明したように核融合出力等を決定する重要な量であり、その変化の仕方や性質に影響し得る現象に対して個別に明らかにしておく事、或いはその制御方法の検討が重要である。本章では、プラズマ中の不安定性の一例として AE を選び、ITER 級の DT プラズマに不安定な AE が存在する場合に対して燃料イオン分布関数の歪み、及びその歪みの核融合反応率係数と中性子放出スペクトルへの影響を調べる [86, 87]。

4.1 プラズマ粒子及び摂動電磁場分布

プラズマ条件は IETR の 15 MA scenario [108] から引用する。TF リップルを無視し、ヘリウム及びベリリウムイオンを不純物として考慮する。プラズマ粒子の密度及び温度分布は文献 [44] から引用する。図 4-1 に (a) 電子、重陽子、トリトン、ヘリウム及びベリリウムの密度、(b) 電子及びイオン温度と安全係数との小半径方向分布を示す。Schneller 等 [45] によると、ITER 15 MA scenario ではトロイダルモード数 $n = 10$ 及び 11 の固有モードが最も大振幅になりやすいため、本研究ではこれらのモードを想定する。トロイダルモード数 (a) $n = 10$ 及び (b) $n = 11$ に対して STELLGAP コード [114] を用いて計算した連続スペクトルを図 4-2 に示す。各トロイダルモード数に対して、TAE 及び EAE を考慮し、これらの周波数として $n = 10$ に対しては $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び 119.73 kHz を、 $n = 11$ に対しては $f_{\text{pert}} = 64.848$ kHz 及び 111.63 kHz を選ぶ。図 4-3 に AE3D コードを用いて計算した静電ポテンシャルの Fourier 係数の小半径方向分布を (a) $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz、(b) $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz、(c) $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 64.848$ kHz、(d) $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz に対して示す。揺動振幅 $\delta B/B$ は入力パラメータとして任意に与え、定常的であると仮定する。実際のプラズマには様々なモード数や周波数のモードが同時に複数存在しているが、本研究では単一のトロイダルモード数及び周波数のモードに対する分布関数の歪みを調べる。

4.2 燃料イオン速度分布関数の歪み

式 (2-34) のモードとの共鳴条件を満たせる粒子のエネルギー幅及び相互作用によるエネルギー変化率は、どちらも揺動振幅 $\delta B/B$ が大きい程大きい事が知られており [51]、本論文でも図 2-8 で確認した。従って揺動振幅が大きい程イオン分布関数の歪みも大きいはずである。そこで分布関数の歪みを明瞭に見るために、先ずモード振幅が大きい場合 ($\delta B/B = 10^{-2}$) に対する結果を示す。この振幅は現在の実験装置で観測されている大きさ ($\delta B/B \sim 10^{-5} - 10^{-3}$) や、ITER 15 MA scenario を想定した Schneller 等による評価の最大値 ($\delta B/B \simeq 7 \times 10^{-3}$) [45] よりも大きく、現実に観測されるであろう振幅を想定しているものではない。揺動が無い場合の評価結果と比較し、分布関数の歪みを議論する。重陽子及びトリトンの速度分布関数は初期値を図 4-1 の密度及び温度の Maxwell 分布として、Maxwell 分布に従って発生させたイオンの案内中心軌道を DELTA5D コードで追跡しながら式 (2-36) を用いて 10 ms の間計算を行う。テスト粒子の場の粒子との Coulomb 散乱による速度変化を考える際に、場の粒子が自分自身を含むため、本来は非 Maxwell 分布に従う背景粒子との散乱を考える必要があるが、大部分は Maxwell 分布であるため本研究では 2.1.1 節で解説した Boozer と Kuo-Petravic とによるモンテカルロオペレータを使用する。このオペレータの仮定によって、テスト粒子速度分布関数は衝突緩和の結果、最終的には固定された温度の Maxwell 分布に一致する。即ち、テスト粒子速度分布関数の Maxwell 成分は初期温度の Maxwell 分布から変化する事ができない。本研究では、バルクイオン温度の変化は考慮せず、速度分布関数の変化として純粋な Maxwell 分布からの歪みを議論する。

図 4-4 に時刻 $t = 10$ ms における (a) $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz の場合の、(b) $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz の場合の重陽子の実効温度 T_{eff} の径方向分布を示す。実効温度 T_{eff} は重陽子の平均エネルギーの $2/3$ 倍、即ち

$$T_{\text{eff}} = \frac{1}{3} m_d \int d\mathbf{v}_d v_d^2 f_d(\mathbf{v}_d) \quad (4-1)$$

として定義した。以後、物理量の添字「pert」及び「eq」はそれぞれ揺動が有る場合及びない場合に対する値である事を表す。モードとの相互作用による個々の重陽子の速度変化の結果として、揺動分布のピーク位置 ($n = 10$ の TAE の場合に対しては $r/a = 0.43$ 及び 0.53 、 $n = 11$ の EAE に対しては $r/a = 0.75$) 付近で平均エネルギーが増加している。従ってこれらの領域で重陽子速度分布関数が、少なくとも初期温度及び密度の Maxwell 分布からは変化しているはずである。図 4-5 に時刻 $t = 10$ ms における $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz の場合の重陽子密度の径方向分布を示す。揺動分布のピーク位置 ($r/a = 0.43$ 及び 0.53) よりも僅かに径方向内側の領域 ($r/a = 0.4$ 及び 0.5) で密度が減少し、ピーク位置より僅かに外側の領域 ($r/a = 0.46$ 及び 0.56) で密度が増加している。これは加速されてドリフト軌道が大きくなった粒子が径方向外側に輸送されるためである。AE によるアルファ粒子空間分布の平坦化 [50] にも見られる外側への粒子輸送が低エネルギーイオンに対して

も起こっている。平均エネルギーの上昇や密度分布の変化の傾向は他のモードや周波数、トリトンに対しても同様である。

図 4-6 に $t = 10$ ms における (a) $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz に対する $r/a = 0.55$ の、(b) $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz に対する $r/a = 0.75$ の、(c) $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 64.848$ kHz に対する $r/a = 0.4$ の、(d) $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz に対する $r/a = 0.75$ の重陽子速度分布関数を速さとピッチとの関数として示す。比較のために揺動がない場合の (a) $r/a = 0.55$ 、(b) 0.75 、(c) 0.4 の位置における速度分布関数を図 4-7 に示す。これらの速度分布関数は 20,000,000 個のテスト粒子の結果から評価されている。Maxwell 分布の場合は等方的でピッチ依存性が無いため、図 4-7 のように縦に平行な線が並ぶ。図 4-8 にピッチ $\mu = -1$ 、 0 及び 1 の分布関数をエネルギーの関数として示す。分布関数を示した規格化小半径 r/a は、各条件で平均エネルギーの変化が最も大きい位置、即ち揺動分布のピーク位置を選んだ。図 4-8 のモンテカルロ計算の統計誤差は 5% 以下である。共鳴相互作用はストキャスティックだが、これによる誤差を見積もる事は難しい。全ての条件において、非 Maxwell テイルが磁力線に平行 ($\mu = 1$) 及び反平行 ($\mu = -1$) 方向に形成されている。シア Alfvén 波の波数 k_{\parallel} は次式で与えられる。

$$k_{\parallel} = \frac{m}{r} \frac{B_p}{B} + \frac{n}{R} \frac{B_t}{B} \sim \frac{m - nq(r/a)}{q(r/a)R} \quad (4-2)$$

ここで、 r は小半径、 R は主半径、 B_p はポロイダル磁場、及び B_t はトロイダル磁場である。シア Alfvén 波は磁力線に沿って伝播し、モードと共鳴相互作用しやすい粒子速度方向は k_{\parallel} の符号によって決定される。従って、非 Maxwell テイルが形成される方向は k_{\parallel} の符号によって、即ちポロイダルモード数 m とトロイダルモード数 n との組み合わせによって決まる。

TAE の場合の非 Maxwell テイルは熱速度に近い領域から形成されているのに対して、EAE の場合は平均エネルギーより高いエネルギー領域で形成されている。図 4-9 で、(a) $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz に対する $r/a = 0.55$ における、(b) $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz に対する $r/a = 0.75$ における重陽子エネルギー分布関数と初期温度の Maxwell 分布とを比較する。重陽子エネルギー分布関数は図 4-6 の分布関数を全ピッチ μ に亘って積分し、密度で規格化したものである。今回の解析モデルでは、モンテカルロ衝突オペレータの近似によってバルクイオン温度の変化を考慮できないため、分布関数の純粋な形状の変化即ち Maxwell 分布からの歪みに注目する事ができる。図 4-9 を見ると、重陽子分布関数は分布関数のピーク位置より高いエネルギー領域で明らかに Maxwell 分布から歪んでいる。Maxwell 分布をエネルギーの関数として見る場合、分布関数は温度の 0.5 倍のエネルギーで最大値となる。分布関数が最大値を取るエネルギーを E_{peak} とする。計算の間バルクイオン温度は維持されているため、揺動によって歪んだ分布関数の E_{peak} ($r/a = 0.55$ の時 5.3 keV、 $r/a = 0.75$ の時 3.3 keV) は Maxwell 分布のものと一致している。歪んだ分布関数と Maxwell 分布とは、TAE の場合には E_{peak} の約 3.9 倍 (20.7 keV) で、EAE の

場合には E_{peak} の約 4.3 倍 (14.2 keV) のエネルギーで交叉している。TAE の場合の方が EAE の場合に比べて、 E_{peak} に近いエネルギー領域から非 Maxwell テイルが形成されている。この差は式 (2-34) の共鳴条件によるものである。粒子の周回周波数を最も単純に考えて、粒子の共鳴エネルギーを大雑把に評価する事を試みる。トロイダル方向には主半径 R の円上を $\omega_c = v_{\parallel}/R$ の角周波数で、磁力線はトロイダル方向に一周する間にポロイダル方向に安全係数 $1/q$ 回だけ回転するからポロイダル方向には $\omega_{\theta} = \omega_c/q = v_{\parallel}/(qR)$ の角周波数で粒子が運動していると考ええる。これらの周波数を式 (2-34) に代入すると次の関係が得られる。

$$v_{\parallel} = \frac{qR\omega}{nq+l} \quad (4-3)$$

揺動周波数が高い程共鳴エネルギーは高くなるため、EAE の場合の方が TAE の場合に比べて温度より高いエネルギー領域で分布関数が歪む。NAE や、有限圧力効果によって TAE よりも低い周波数帯にベータ値に誘起されるモード (Beta-induced Alfvén Eigenmode, BAE) [115, 116] 等のような、TAE や EAE とは異なる周波数のモードでは共鳴エネルギーの揺動周波数依存性によって異なるエネルギー領域に非 Maxwell テイルが形成される事が予想できる。共鳴エネルギーは安全係数 q による径方向依存性も持っている。今回示したモードの周波数や構造を保持しながら径方向外側にモードを移動させた場合を考えると、正磁気シアを持つトカマクの場合は r/a と共に q が増加するため、共鳴エネルギーは大きくなる。一方イオン温度は r/a の増加と共に減少するため、共鳴できるようなエネルギーを持つ粒子の割合は小さく、結果として非 Maxwell テイルは小さくなる事が考えられる。

揺動分布のピーク位置より少し径方向外側の位置における分布関数を見る。図 4-10 に (a) $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz に対する $r/a = 0.65$ における、(b) $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz に対する $r/a = 0.8$ における重陽子速度分布関数を示す。ピーク位置における分布関数よりも、熱速度で規格化した速さが大きい領域でテイルが形成されている。これは、これらの位置で加速された重陽子の寄与よりも、揺動のピーク位置で加速されて径方向外側に輸送された重陽子の寄与の方が大きいためである。即ち、これらの位置では粒子がモードによって加速され Coulomb 散乱によって減速しテイルが形成されていると言うよりも、比較的高エネルギーの粒子が新たに発生しているような状況に近いと考える事ができる。

4.3 核融合反応率係数の変化

図 4-11 に式 (2-47) を用いて計算した核融合反応率係数 $\langle\sigma v\rangle$ の径方向分布を $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz の場合に対して示す。比較のために、揺動が無い平衡磁場の場合の分布関数を用いて評価した反応率係数分布も合わせて示している。AE によって揺動のある領域で反応率係数が局所的に増加している。平衡磁場の場合に対する反応率係数の増加分を

表すパラメータとして次を定義する。

$$\eta = \frac{\langle \sigma v \rangle_{\text{pert}} - \langle \sigma v \rangle_{\text{eq}}}{\langle \sigma v \rangle_{\text{eq}}} \times 100 \quad (4-4)$$

図 4-11 の条件では、 $r/a = 0.55$ において η の最大値 η_{max} が約 23.8% 程度である。この局所的な反応率係数の増加はプラズマ全体への影響として核融合出力の約 5% の増加に相当する。複数モードの重なりによって粒子の径方向輸送が促進される事がよく知られている [117]。本研究では単一のモードを想定しているが、実際のプラズマでは複数の不安定なモードが同時に存在する。このモードオーバーラップ効果によって加速されたイオンの径方向外側への輸送が促進された場合、結果として核融合反応率係数の増大パラメータ η のピーク位置は径方向外側に移動する可能性がある。

ここまでの解析では実際の状況よりも大きい揺動振幅を想定してきた。核融合反応率係数の増幅パラメータ η の振幅依存性を知っておく事が重要である。増幅パラメータの最大値 η_{max} の揺動振幅依存性を図 4-12 に、 $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz、 $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz、 $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 64.848$ kHz、 $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz に対して示す。 η_{max} は明らかに揺動周波数及びトロイダルモード数に依存している。TAE 或いは EAE に対して $n = 10$ と $n = 11$ との場合（図 4-12 の同じ線の色同士）を比較すると、 η_{max} は $n = 10$ の場合の方が大きい。この事には式 (4-3) から、トロイダルモード数が小さい程共鳴エネルギーは大きくなり、より高エネルギー領域に非 Maxwell テイルが形成される事が影響していると考えられる。しかしながら、一般にモード数によってモードは異なる性質を示すため、 $n = 10$ 及び 11 の場合のみの比較によって η_{max} のトロイダルモード数依存性を結論付ける事はできない。ITER 15 MA scenario では $20 \lesssim n \lesssim 30$ のトロイダルモード数が最も不安定になりやすく [44]、 $n = 8$ のモードも大振幅になりやすい [45] と言われている。従ってこれらのトロイダルモード数に対する解析も重要である。次に同じトロイダルモード数に対して TAE と EAE との場合（図 4-12 の同じ線種同士）を比較すると、 η_{max} の勾配がモード周波数に依存している。これは非 Maxwell テイルが形成されるエネルギー領域が揺動周波数に依存している事によるものである。TAE の場合、非 Maxwell テイルは Maxwell 分布に近く比較的エネルギーが低い領域に形成される。この領域に非 Maxwell テイルが形成された場合、Maxwell 分布の温度が上昇する事に近い状況であるため、テイルの形成が小さい場合でも核融合反応率係数の上昇に敏感に影響する。従って比較的揺動振幅が小さい ($\delta B/B \lesssim 7.5 \times 10^{-3}$) 場合には、TAE の場合のほうが η_{max} が大きくなる。一方 EAE の場合、非 Maxwell テイルは Maxwell 分布から遠く比較的エネルギーが高い領域に形成される。テイルが小さい場合、核融合反応率係数は殆ど Maxwell 成分によって決定される。しかしテイルが大きくなると、核融合反応断面積が大きいエネルギー領域の粒子が増えるため、Maxwell 分布に近いエネルギー領域にテイルが形成される場合よりもテイルの核融合反応率係数への寄与が大きくなる。従って揺動振幅が大きくなると ($\delta B/B \gtrsim 7.5 \times 10^{-3}$)、 η_{max} は EAE の場合の方が大きくなる。

核融合反応率係数が上昇するためにはどの程度の揺動振幅が必要なのか、その指標として η_{\max} が 1% 上昇するために必要な揺動振幅を閾値と定義する。揺動振幅の閾値は図 4-12 より、TAE の場合 $\delta B/B \sim 4 \times 10^{-3}$ 、EAE の場合 $\delta B/B \sim 5 \times 10^{-3}$ である。これらの振幅は ITER 15 MA scenario で予想されている値よりも大きい。Schneller 等の計算 [45] によると、 $n = 11$ のモードの振幅は最大で 7×10^{-3} に達するが、時間に依存して変化する。もし何らかの理由でモード振幅が予測値よりも少し大きくなると、核融合出力の異常上昇が観測される事が予想される。

核融合反応率係数の上昇は非常に局所的なものであった。この局所的な増加のプラズマ全体への影響の指標として、核融合出力上昇のモード振幅依存性を $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz、 $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz、 $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 64.848$ kHz、 $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz に対して図 4-13 に示す。核融合出力 P^{fus} の増幅パラメータを次のように定義する。

$$\varepsilon = \frac{P_{\text{pert}}^{\text{fus}} - P_{\text{eq}}^{\text{fus}}}{P_{\text{eq}}^{\text{fus}}} \times 100 \quad (4-5)$$

今回想定している条件では、 $P_{\text{eq}}^{\text{fus}} = 525$ MW であり、増幅パラメータの最大値は約 5% である。これは 26 MW の核融合出力上昇に相当する。複数のモードのスペクトルとして不安定なモードが現れた場合、反応率係数の局所的な増加が様々な位置 r/a で同時に起こる。この時多数の局所的な反応率係数上昇の重ね合わせとして全体的な反応率係数上昇が起こり、単一モードの場合よりも核融合出力上昇がより大きくなると考えられる。これらの出力上昇は決して好ましいものではない事を強調しておきたい。核融合炉において出力を上昇させたい場合であっても、その上昇は炉の運転員によって完全に制御されなければならない。従ってモードの不安定化とその結果としての異常核融合出力上昇とは回避或いは抑制されるべきである。

現在の実験プラズマでは、核融合反応率は殆ど高エネルギーイオンの反応によって決定される。これらのプラズマで AE が不安定になった場合、高エネルギーイオン損失が促進される事の結果として核融合反応率は減少する [118]。一方核融合炉級のプラズマでは核融合反応率は熱核反応によって殆ど決定される。従って、これまでのプラズマとは逆に AE が不安定化した場合には核融合出力の増加が観測される可能性がある。高エネルギーのアルファ粒子損失への影響は深刻であり、AE の不安定化によって自己加熱パワー及びモード振幅（モードへの輸送エネルギー）は減少する。結果として、核融合反応率係数は減少していくイオン温度の Maxwell 分布から見積もられる値よりも増加しながら、核融合出力は減少していくという可能性も考えられる。

本研究では定常振幅のモードを想定し、モードの振幅や周波数、構造の時間発展は考慮していない。しかしながら当然、高エネルギーイオンの損失や燃料イオンへのエネルギー輸送によってモードは減衰するし、非 Maxwell テイルの形成によってアルファ粒子の発生量が増加する事によって逆に駆動される。従って本研究は定常モードのイオン分布関数への定性的な影響のみを明らかにしたものである。より詳細な解析や実際の状況を予測するための解

析を行うためには、MEGA コード [58] 等のようなモード振幅の時間発展を解析できるコードと組み合わせる等して、燃料イオン及び高エネルギーイオン分布関数の変化と同時に複数モード数を持って存在するモードの時間発展とを自己無撞着に扱う非線形解析を行う必要がある。今回は軸対称トカマクを仮定したが、TF リップル等の平衡磁場の三次元効果も考慮する必要がある。本章では、分布関数の形状が Maxwell 分布から歪む効果に着目している。図 4-4 及び図 4-5 のように、モードは燃料イオンの実効温度と密度との径方向分布の勾配を変化させるため、最終的な分布を得るためには粒子及び熱輸送解析が必要である。バルクイオン温度及び密度の変化を考慮して正確な核融合出力を評価するためには、衝突オペレータを任意の背景分布関数に適用できるように改良し、輸送解析を行う必要がある。

4.4 中性子放出スペクトルの歪み

AE による中性子放出スペクトルの Gauss 分布からの変化を明瞭に見るために、4.2 節で $\delta B/B = 10^{-2}$ の場合に対して評価した分布関数と式 (2-56) とを用いて中性子放出スペクトルを評価する。図 4-14 に $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz の場合に対する (a) $r/a = 0.55$ 、(b) $r/a = 0.65$ における、 $n = 11$ 及び $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz の場合に対する (c) $r/a = 0.75$ 、(d) $r/a = 0.8$ における中性子放出スペクトルを示す。比較のためピーク付近で Gauss フィッティングした曲線と揺動がない場合のスペクトルとを合わせて示す。揺動分布のピーク位置 ($n = 10$ の場合で $r/a = 0.55$ 、 $n = 11$ の場合で $r/a = 0.75$) では中性子放出スペクトルは殆ど Gauss 分布の形状を保ちながら揺動がない場合に比べて大きくなっている。揺動分布のピーク位置より径方向外側の位置 ($n = 10$ の場合で $r/a = 0.65$ 、 $n = 11$ の場合で $r/a = 0.8$) では、ピーク位置よりも大きな非 Gauss 成分が形成されている。この差は燃料イオン分布関数上に形成される非 Maxwell テイルのエネルギー領域に起因している。図 4-6 と図 4-10 とを比較すると、揺動ピーク位置よりも外側の領域の方がピーク位置に比べて、より高エネルギー領域に非 Maxwell テイルが形成されている。非 Maxwell テイルが Maxwell 成分から遠い高エネルギー領域に形成された時、中性子放出エネルギーの最大及び最小値はエネルギーの最も高い燃料イオンによって決定されるため、中性子放出スペクトルの非 Gauss 成分は広い中性子エネルギーの範囲で形成される。即ち、中性子放出スペクトルは Gauss 成分の 14 MeV ピークから遠いエネルギー領域で歪む事ができ、非 Gauss 成分が明瞭に見える。非 Maxwell テイルが Maxwell 成分に近いエネルギー領域に形成された時、狭いエネルギー範囲で中性子放出スペクトルに非 Gauss 成分が形成される。中性子放出エネルギーの最大値及び最小値が Gauss 成分のエネルギー範囲程度である場合、非 Gauss 成分は Gauss 成分に隠されてしまう。その場合、中性子放出スペクトル上に非 Gauss 成分が明らかに現れているようには見えず、見かけ上 Gauss 分布が形を保ちながら大きくなる。

図 4-15 に $n = 10$ 及び $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz の場合に対して $r/a = 0.55$ の位置における (a) 全中性子放出角 χ に対する、(b) $\chi = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° に対する、 $n = 11$ 及び

$f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz の場合に対して $r/a = 0.75$ の位置における二重微分中性子放出スペクトルを示す。図 4-16 に図 4-15 の (a) から (d) と同じ揺動条件で揺動分布のピーク位置より径方向外側の位置 (a) 及び (b) $r/a = 0.65$ 、(c) 及び (d) $r/a = 0.8$ における二重微分中性子放出スペクトルを示す。燃料イオン速度分布関数上にピッチ $\mu = 1$ 及び $\mu = -1$ 方向に非 Maxwell テイルが形成されている事に対応して、二重微分中性子放出スペクトルではトロイダル軸と同方向及び逆方向に非 Gauss 成分が形成されている。全放出方向に亘る積分値である図 4-14 の放出スペクトルでは、揺動分布のピーク位置 ($n = 10$ の場合 $r/a = 0.55$ 、 $n = 11$ の場合 $r/a = 0.75$) で非 Gauss 成分は小さく見えるが、二重微分放出スペクトルの $\chi = 0^\circ$ 及び 180° 方向では Gauss 分布から歪んでいる事がはっきりわかる。中性子放出スペクトルを放出角で分解して見ても、揺動分布のピーク位置より外側の位置の方がピーク位置に比べて非 Gauss 成分が大きい。 $n = 10$ の場合、図 4-10(a) のように非 Maxwell テイルはピッチ $\mu = -1$ 方向に形成されている。従って、 $\chi = 180^\circ$ 方向に Gauss 成分よりも高エネルギー側で、 $\chi = 0^\circ$ 方向に低エネルギー側で非 Gauss 成分が見られる。 $n = 11$ の場合は、図 4-10(b) のようにピッチ $\mu = 1$ 及び -1 の両方向に非 Maxwell テイルが形成されている。この時 $\chi = 0^\circ$ 及び 180° の両方向に Gauss 成分より高エネルギー側にも低エネルギー側にも非 Gauss 成分が存在する。 $\chi = 0^\circ$ 方向の Gauss 成分より高エネルギー側の非 Gauss 成分は $\mu = 1$ 方向の非 Maxwell テイルの、 $\chi = 180^\circ$ 方向では $\mu = -1$ 方向の非 Maxwell テイルによって作られる。低エネルギー側の非 Gauss 成分についても同様である。

この中性子放出スペクトル上の非等方的な非 Gauss 成分は磁気揺動と同時に計測する事によって、AE によって非 Maxwell テイルが形成される事の実験的確認や、核融合炉における燃料イオン分布関数の AE による歪みを診断するのに利用できる可能性がある。この目的のために、本章で提案した計測器位置及び方向を非 Gauss 成分の中性子が最も観測される位置及び方向に合わせるという方法が使える。中性子の装置構造材との散乱によるノイズ成分を除外するために、高エネルギー側の非 Gauss 成分を計測する必要がある、そのような方向はトロイダル軸に対向する方向或いは同方向に近い角度である。揺動が現れるようなプラズマ位置に計測器を向ける必要がある。具体的な実験的検証や診断を考える場合中性子入射スペクトルを評価する必要があるが、実際に計測されるスペクトルを評価するためには燃料イオン分布関数評価の際に行った仮定や解析モデルに含まれる近似等を実際のプラズマを予測できるようなモデルに改良する必要がある。従ってここでは中性子放出スペクトルが非等方的に Gauss 分布から歪み、その事がプラズマ診断に利用できる可能性がある事を示すに留める。本節で示した中性子放出スペクトルの非 Gauss 成分は、十分計測精度が取れそうな程大きく見える。しかしながらそれは実際よりもかなり大きな揺動振幅を想定したためである。分布関数や反応率係数での議論から、揺動振幅が大きい程非 Gauss 成分は大きくなりエネルギー幅が広がっていく事は予想できるが、具体的にそれらがどのように大きく広がっていくのか、非 Gauss 成分の揺動振幅依存性を今後調べる必要がある。

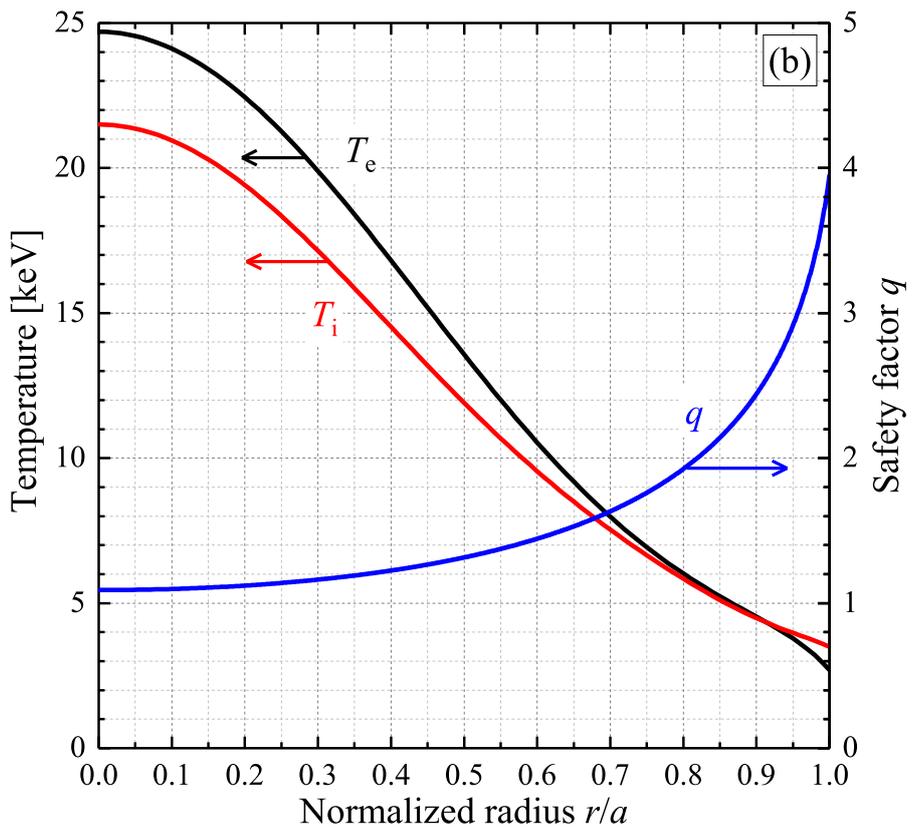
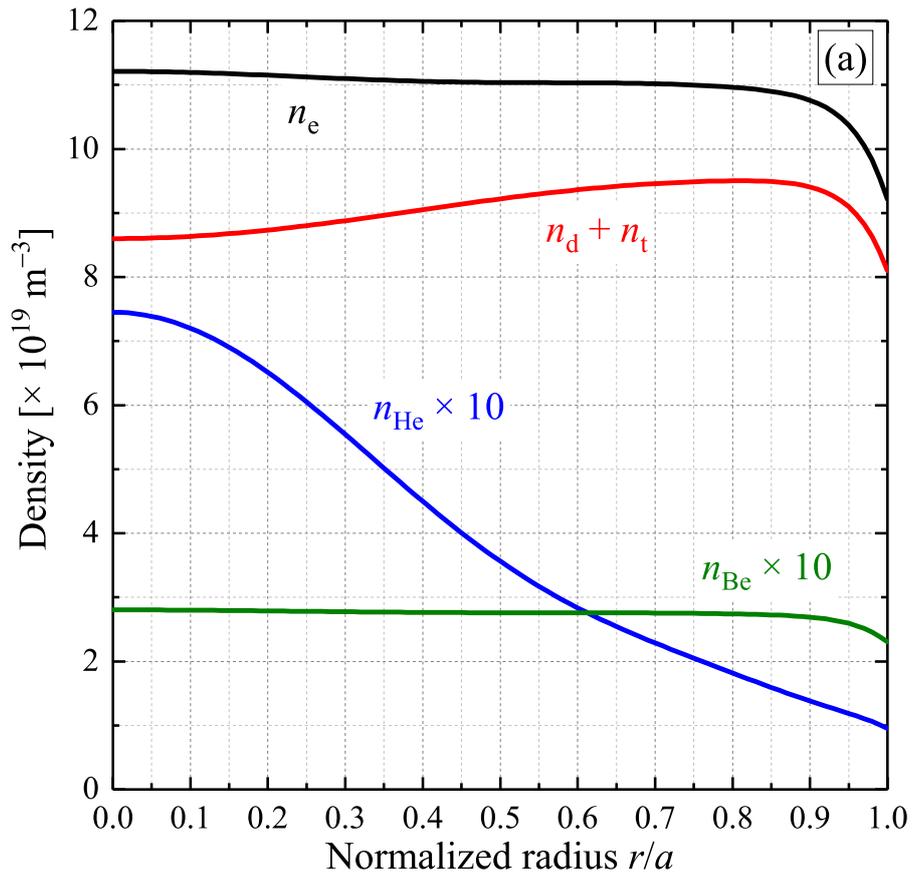


図 4-1 (a) 背景プラズマ粒子の密度、(b) 電子及びイオン温度と安全係数との径方向分布。

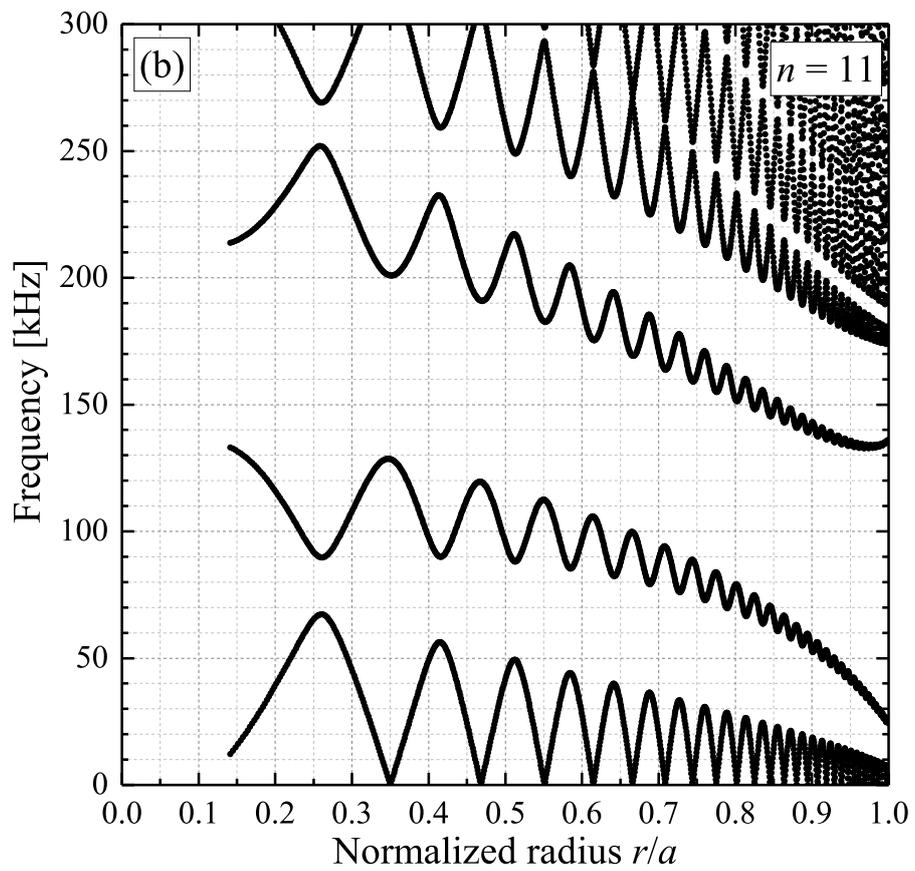
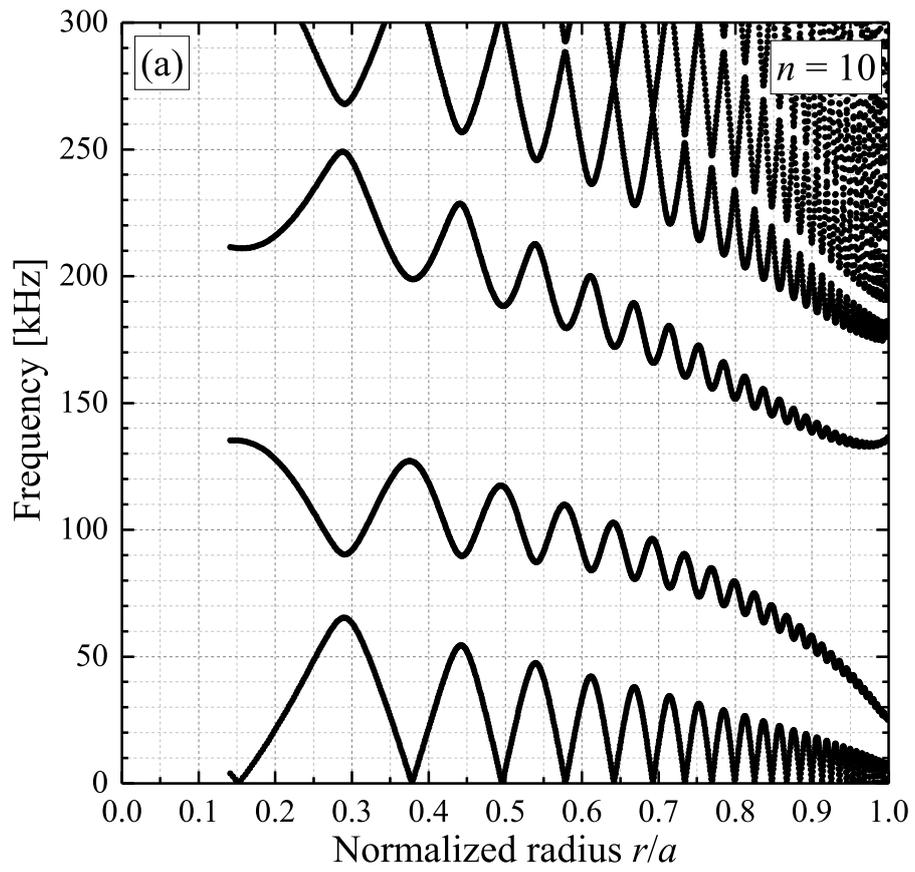


図 4-2 (a) $n = 10$ 及び (b) $n = 11$ に対する Alfvén 連続スペクトル。

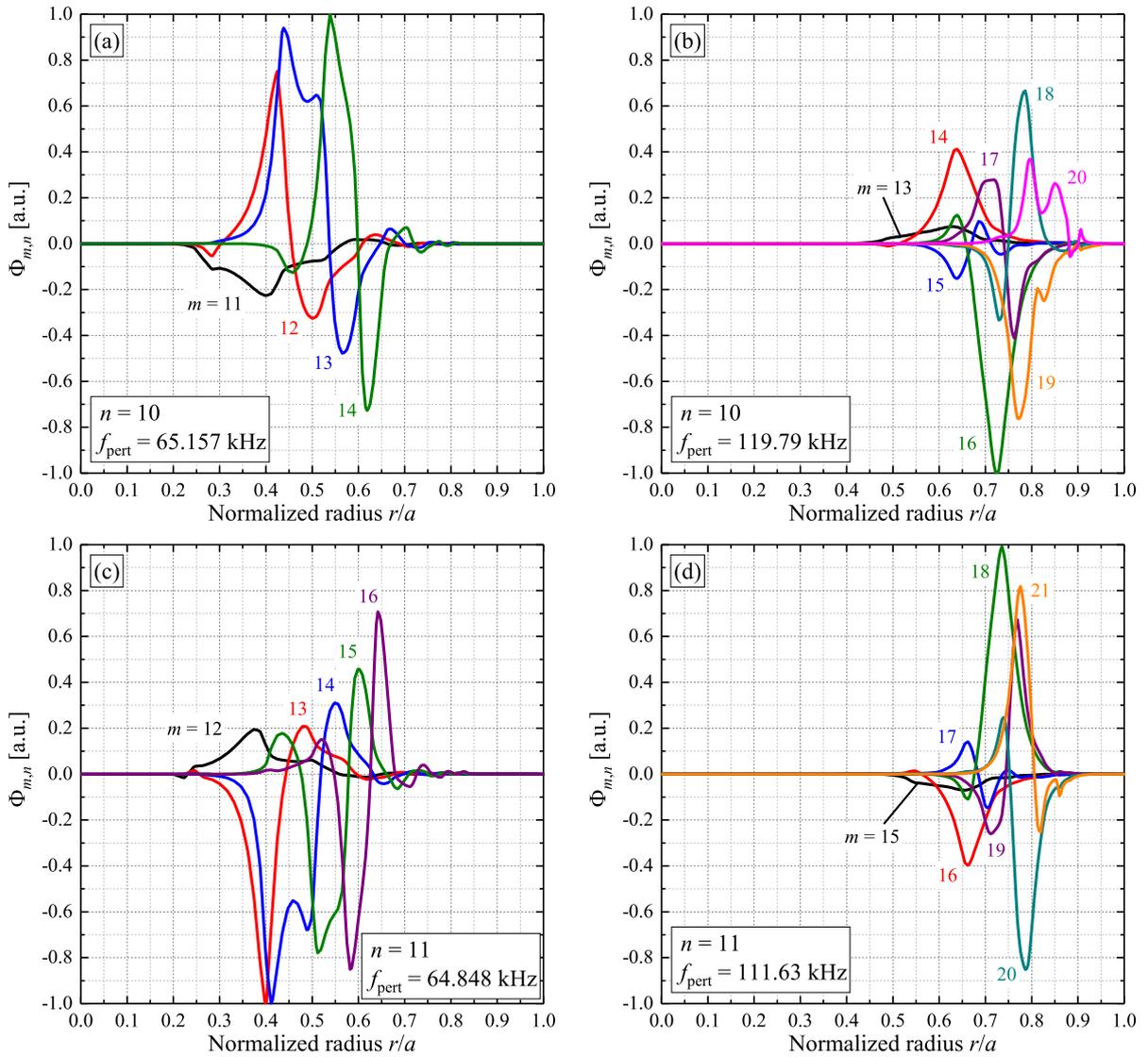


図 4-3 (a) $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ 、(b) $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz 及び $n = 10$ 、
(c) $f_{\text{pert}} = 64.848$ kHz 及び $n = 11$ 、(d) $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz 及び $n = 11$ に対する静電ポテンシャルの Fourier 係数の径方向分布。

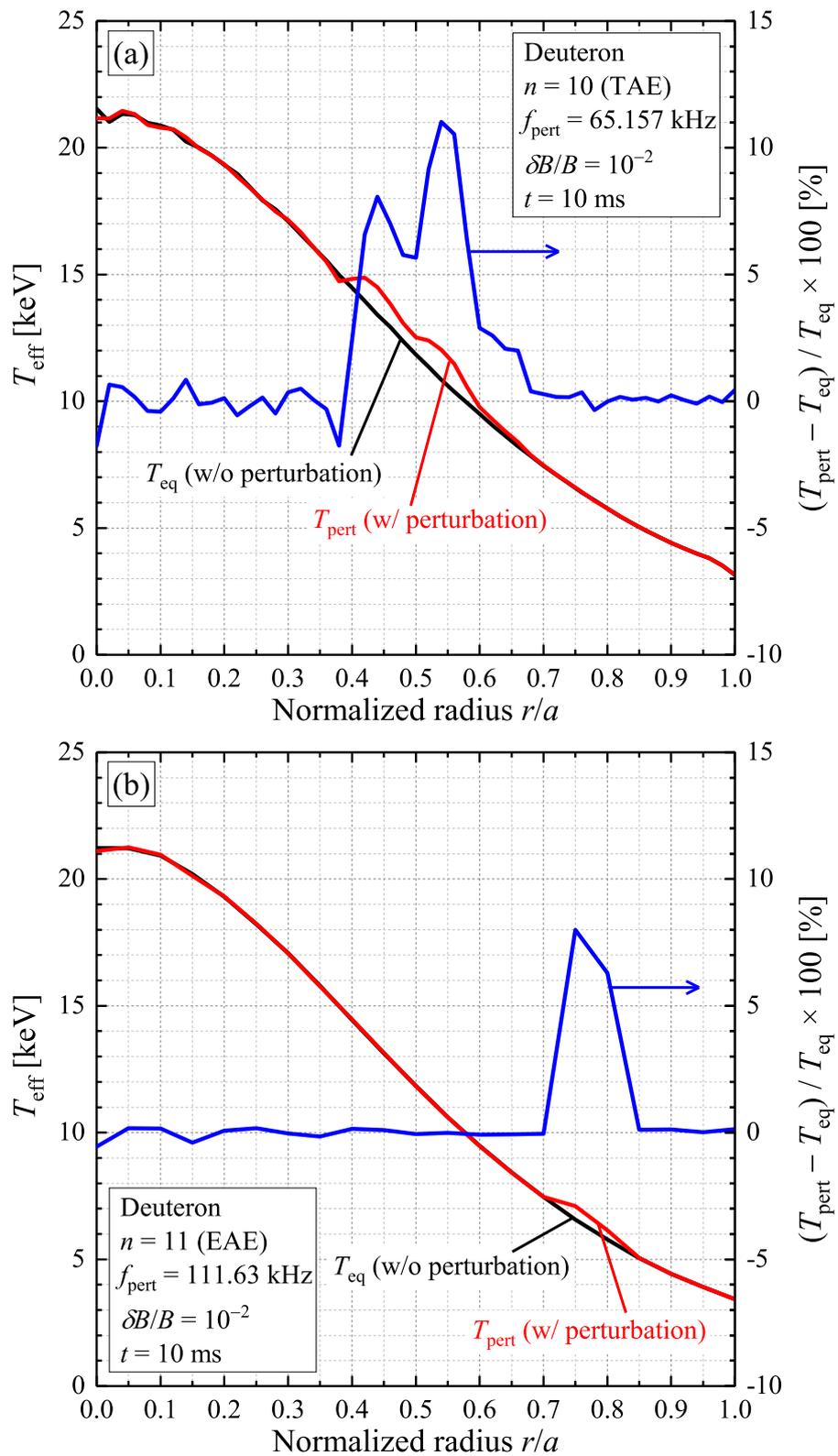


図 4-4 (a) $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ 、(b) $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz 及び $n = 11$ に対する重陽子の実効温度分布。

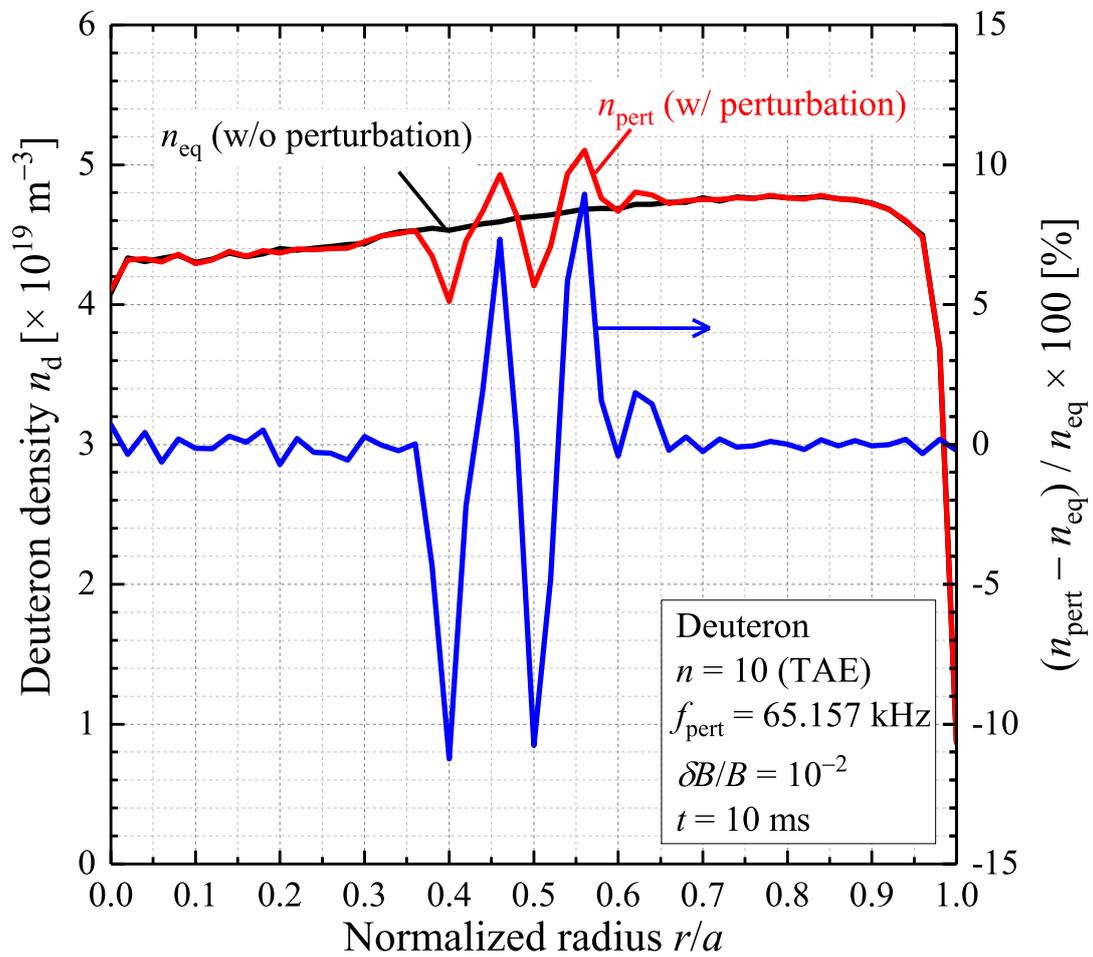


図 4-5 $f_{\text{pert}} = 65.157 \text{ kHz}$ 及び $n = 10$ に対する重陽子密度の径方向分布。

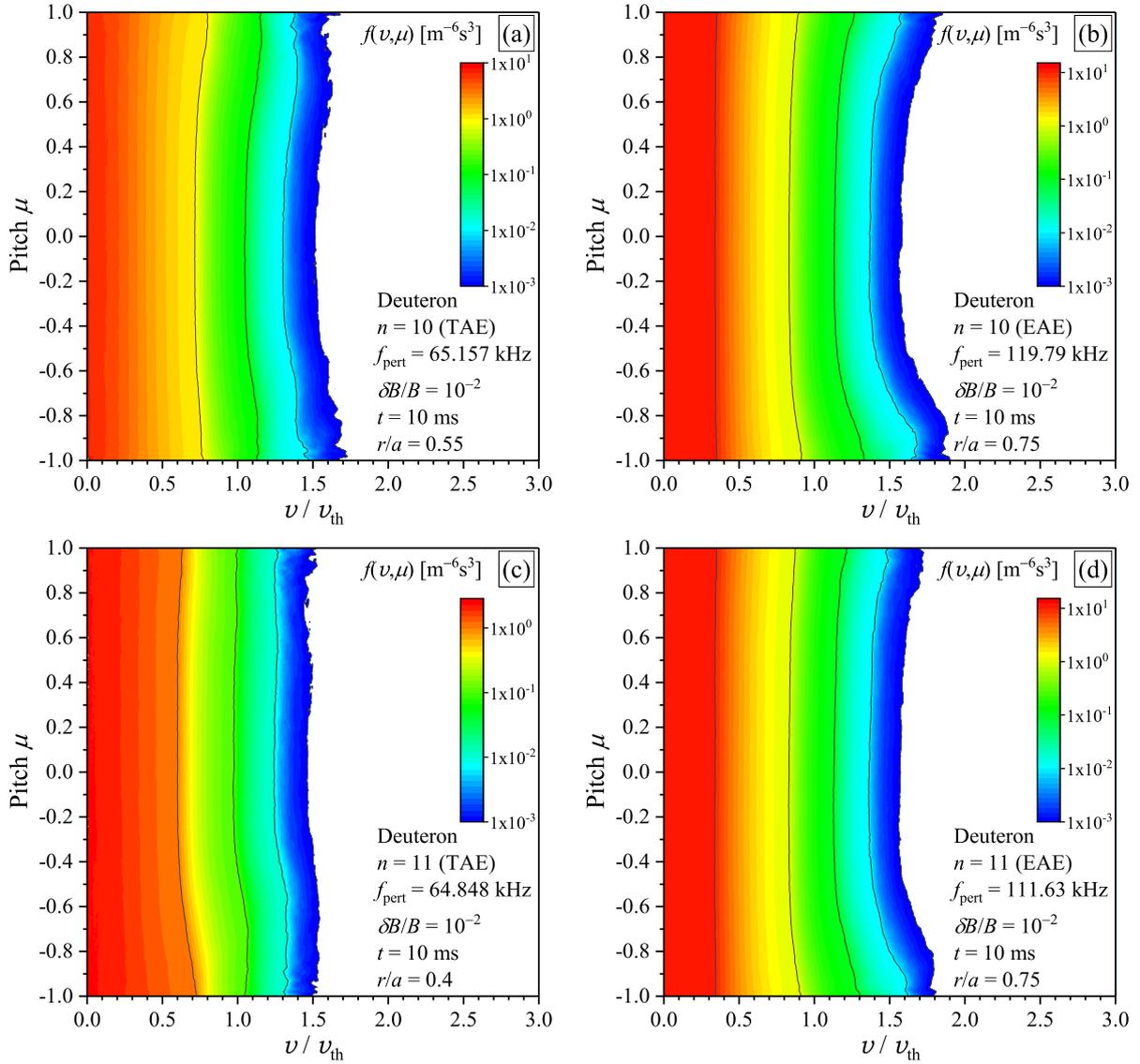


図 4-6 (a) $f_{pert} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ に対する $r/a = 0.55$ における、(b) $f_{pert} = 119.79$ kHz 及び $n = 10$ に対する $r/a = 0.75$ における、(c) $f_{pert} = 64.848$ kHz 及び $n = 11$ に対する $r/a = 0.4$ における、(d) $f_{pert} = 111.63$ kHz 及び $n = 11$ に対する $r/a = 0.75$ における重陽子速度分布関数。

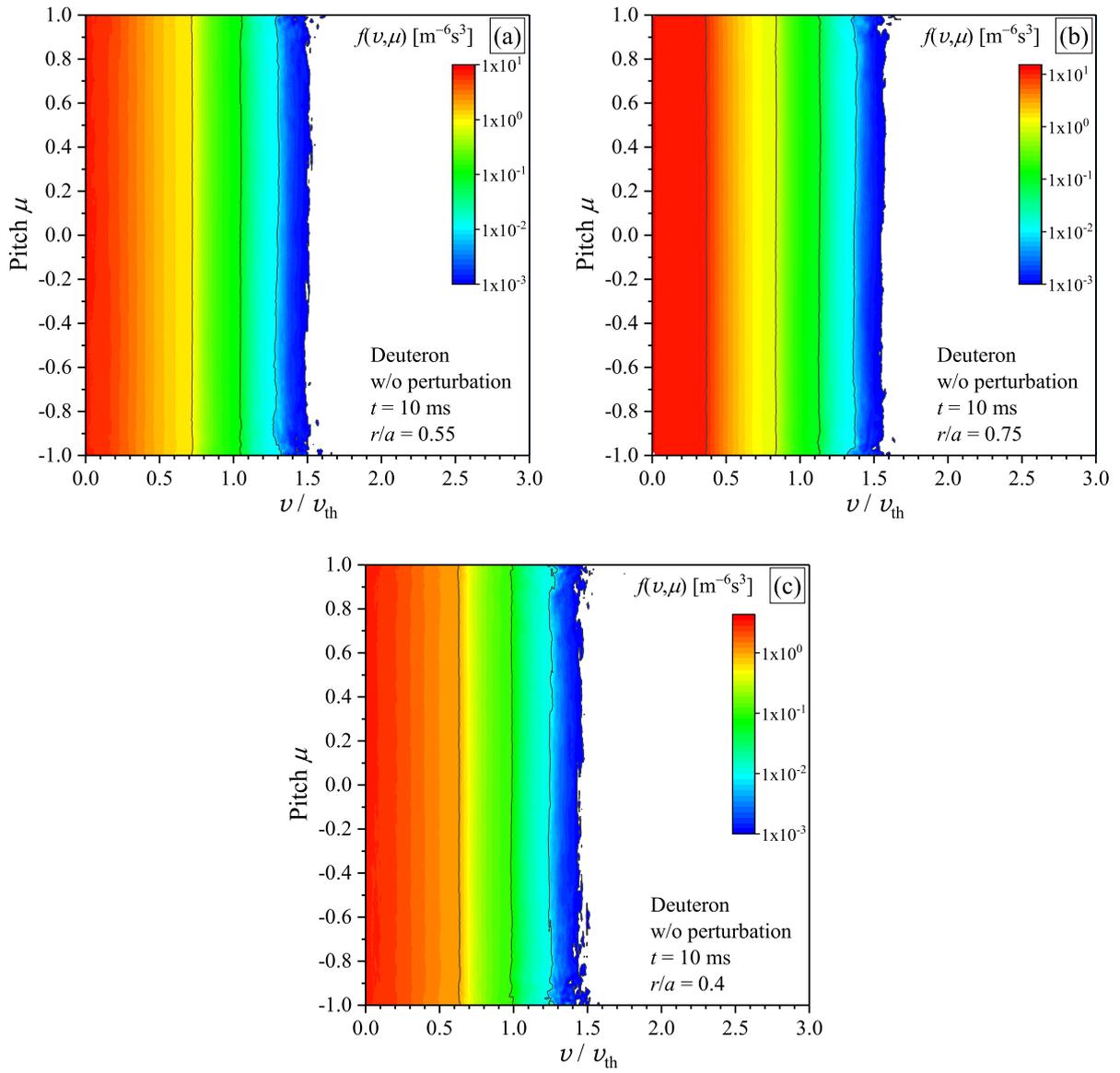


図 4-7 (a) $r/a = 0.55$ 、(b) $r/a = 0.75$ 及び (c) $r/a = 0.4$ における揺動が無い場合の重陽子速度分布関数。

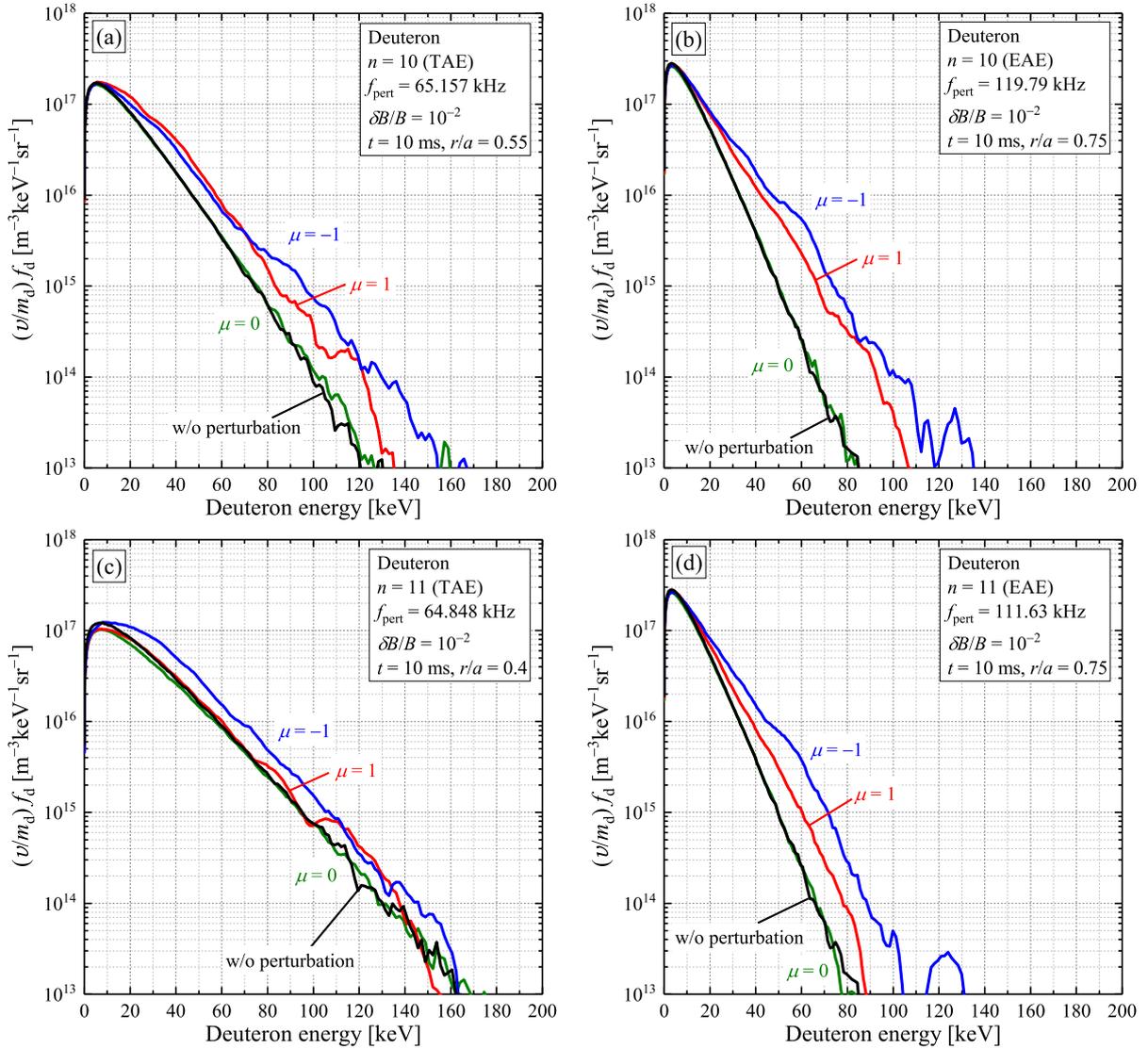


図 4-8 ピッチ $\mu = -1, 0$ 及び 1 に対する、(a) $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ に対する $r/a = 0.55$ における、(b) $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz 及び $n = 10$ に対する $r/a = 0.75$ における、(c) $f_{\text{pert}} = 64.848$ kHz 及び $n = 11$ に対する $r/a = 0.4$ における、(d) $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz 及び $n = 11$ に対する $r/a = 0.75$ における重陽子エネルギー分布関数。

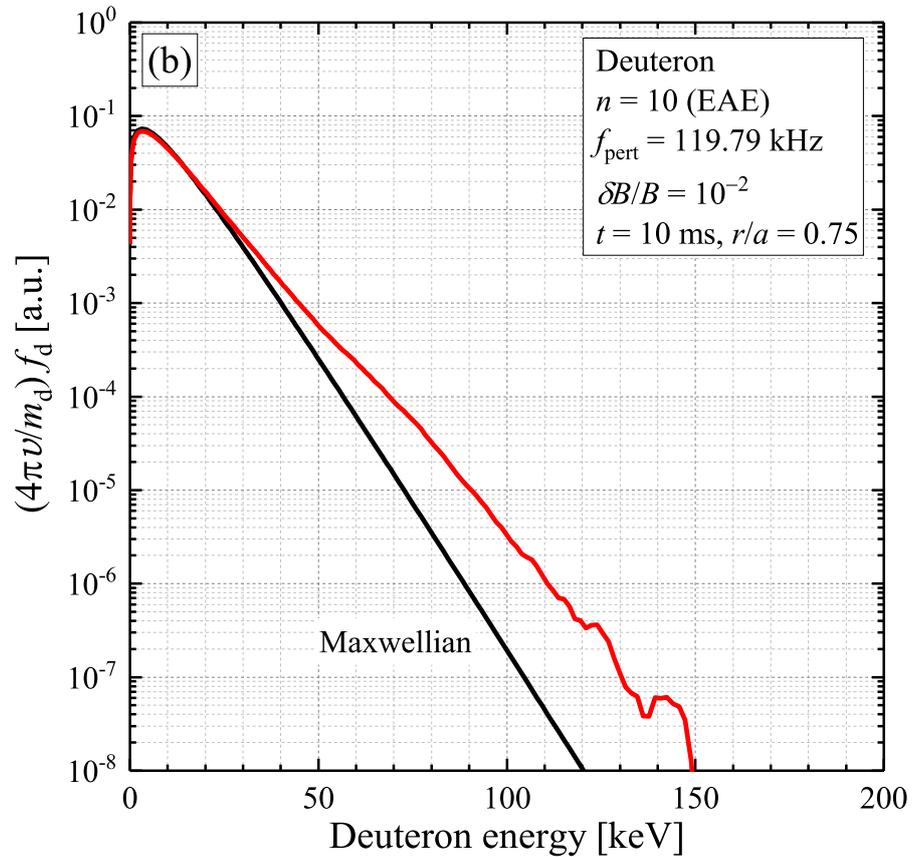
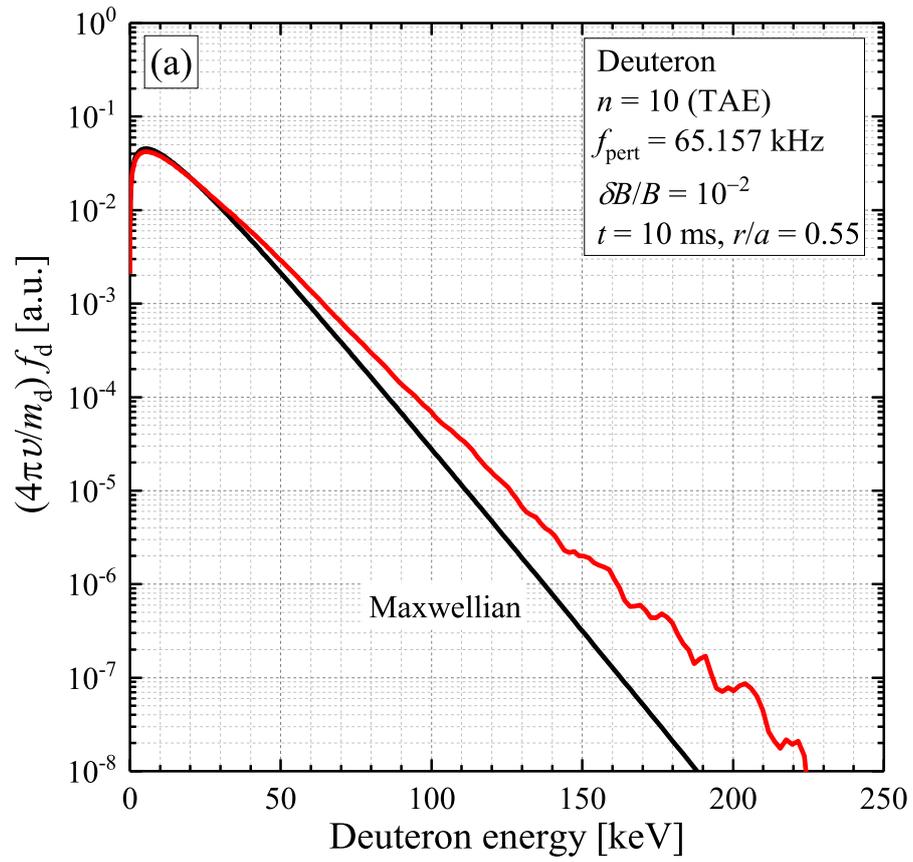


図 4-9 密度で規格化した (a) $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ に対する $r/a = 0.55$ における、(b) $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz 及び $n = 10$ に対する $r/a = 0.75$ における重陽子エネルギー分布関数。

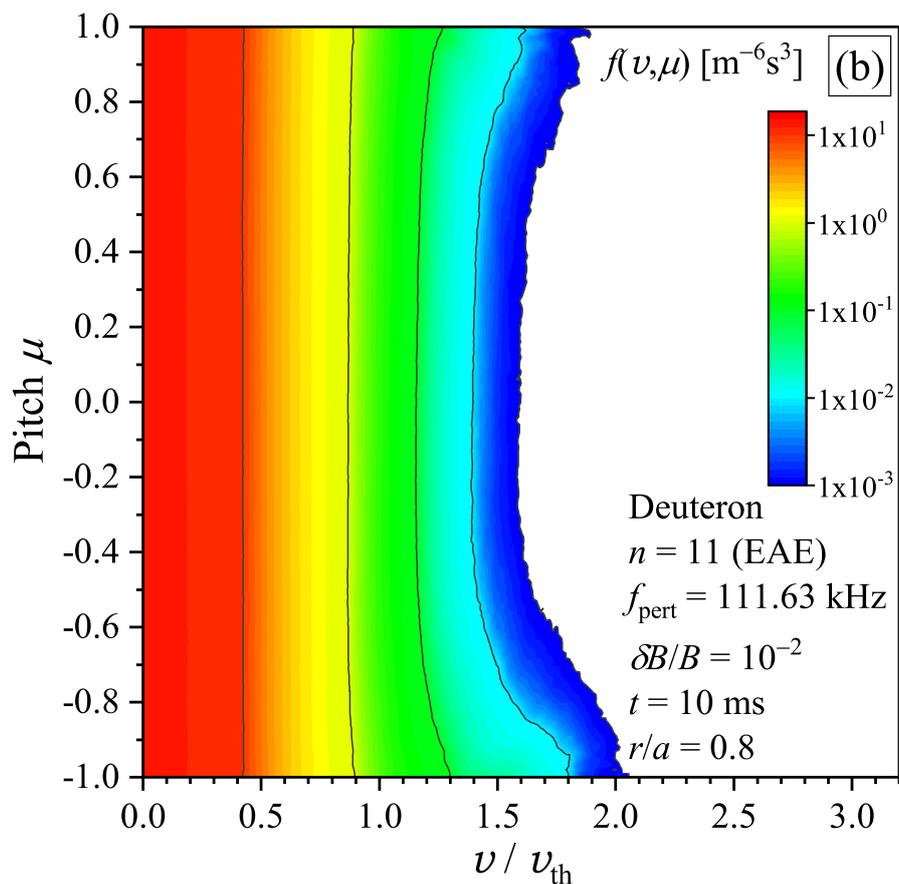
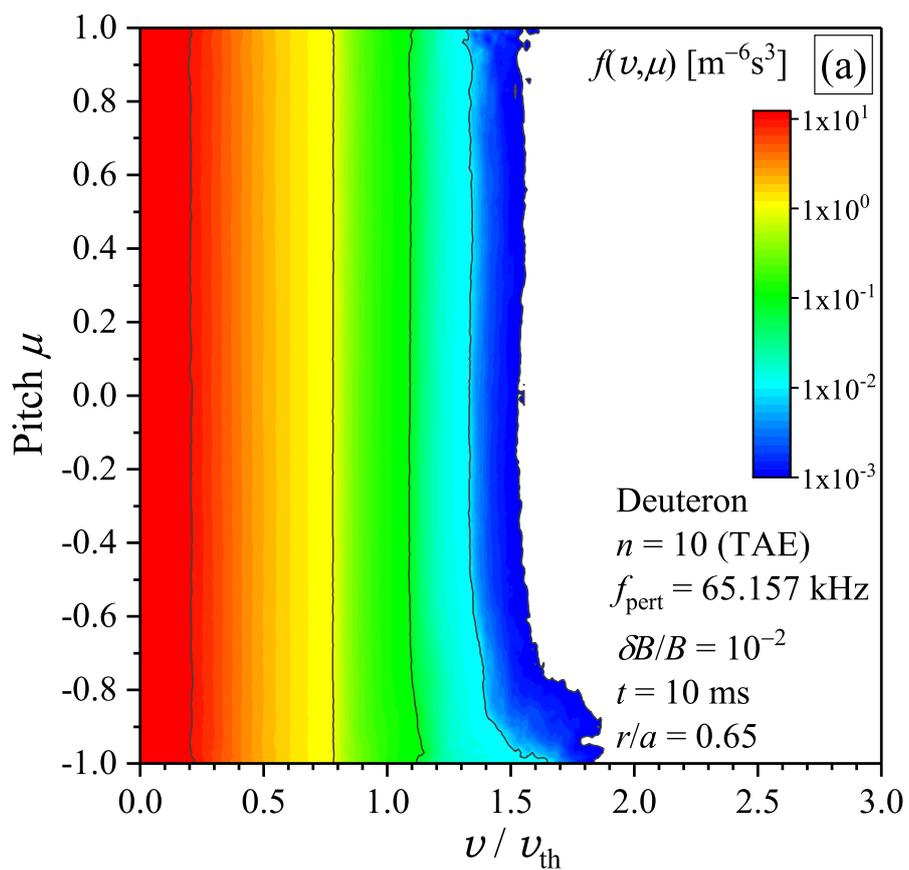


図 4-10 (a) $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ に対する $r/a = 0.65$ における、(b) $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz 及び $n = 11$ に対する $r/a = 0.8$ における重陽子速度分布関数。

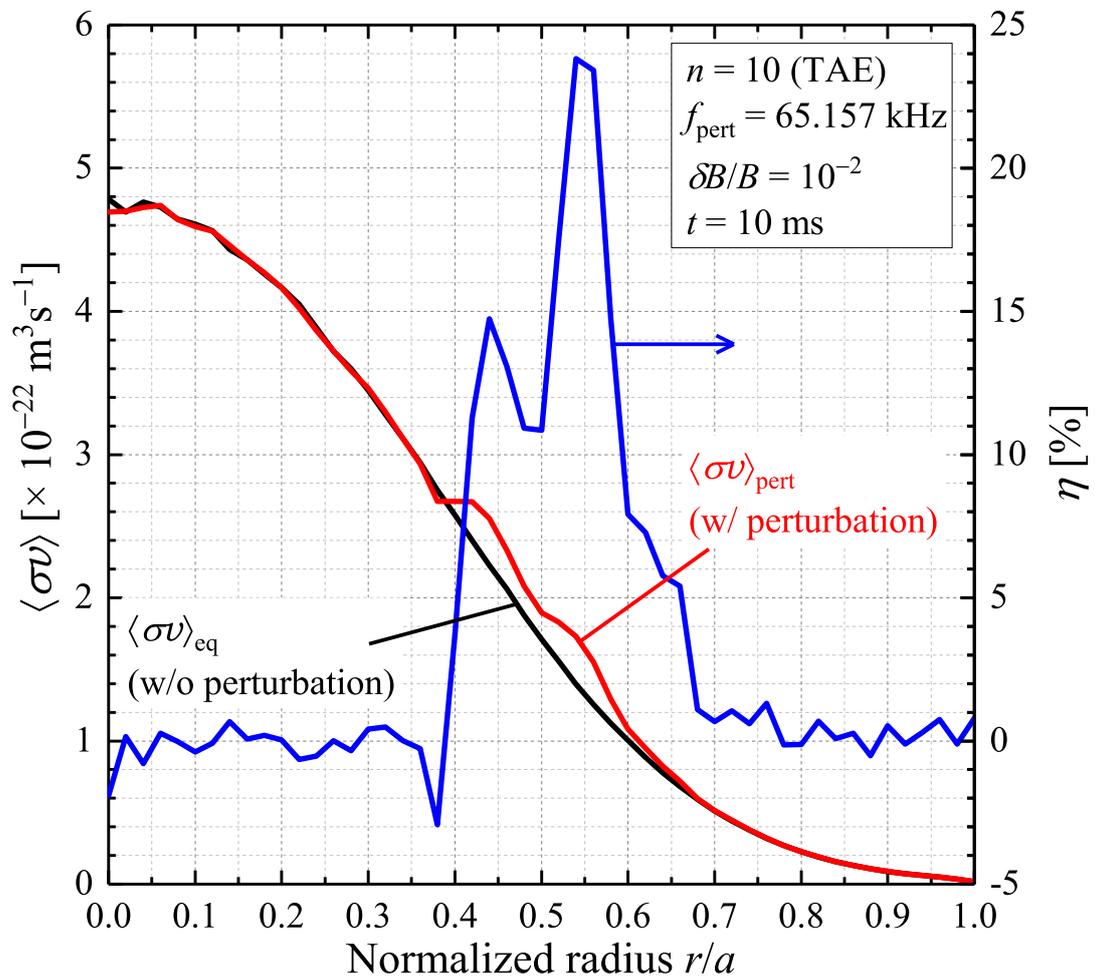


図 4-11 $f_{\text{pert}} = 65.157 \text{ kHz}$ 及び $n = 10$ に対する DT 反応率係数の径方向分布。

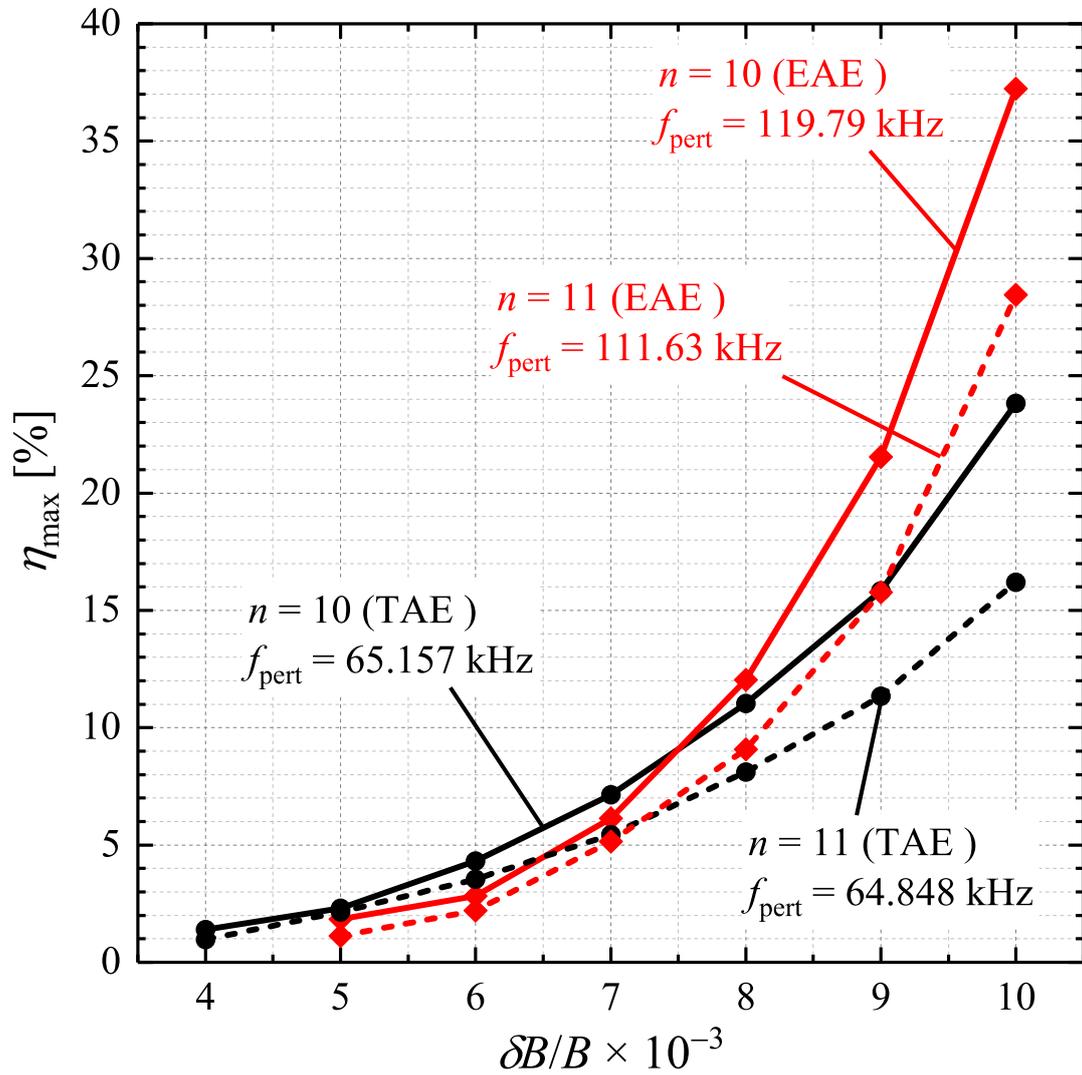


図 4-12 $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ 、 $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz 及び $n = 10$ 、 $f_{\text{pert}} = 64.848$ kHz 及び $n = 11$ 、 $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz 及び $n = 11$ に対する核融合反応率係数の増幅パラメータ η の揺動振幅依存性。

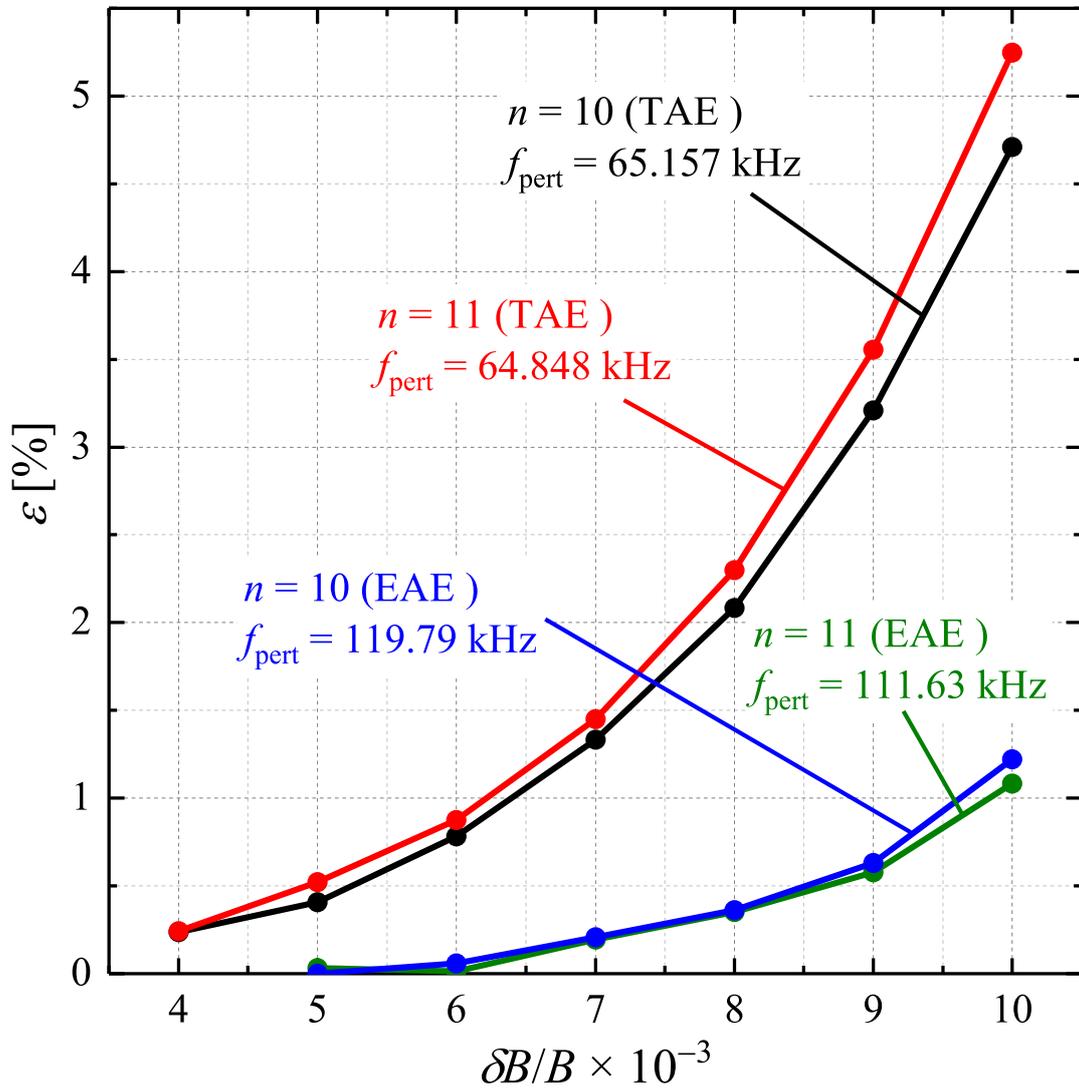


図 4-13 $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ 、 $f_{\text{pert}} = 119.79$ kHz 及び $n = 10$ 、 $f_{\text{pert}} = 64.848$ kHz 及び $n = 11$ 、 $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz 及び $n = 11$ に対する核融合出力の増幅パラメータ ε の揺動振幅依存性。

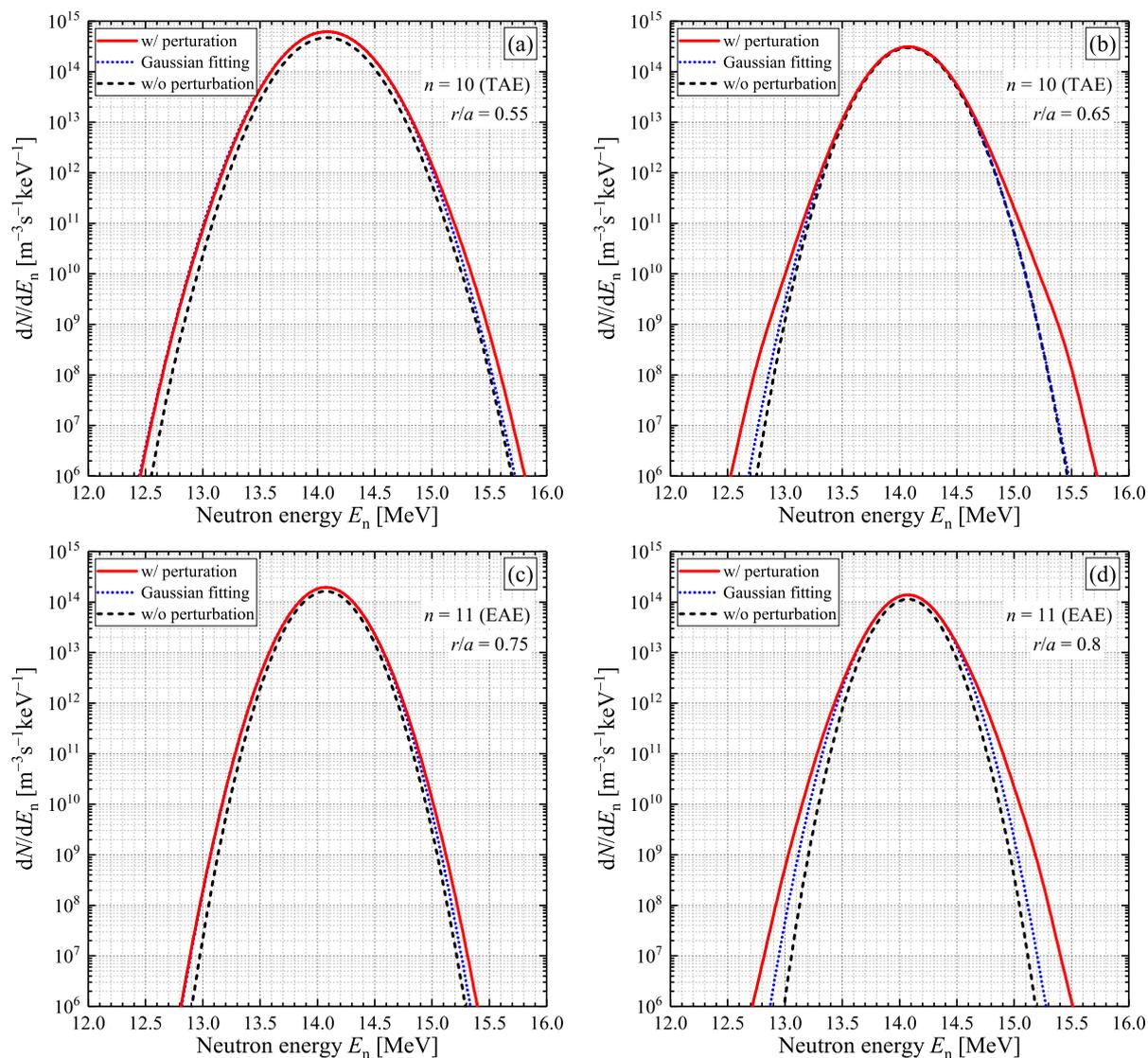


図 4-14 $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ に対する (a) $r/a = 0.55$ 、(b) $r/a = 0.65$ における、 $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz 及び $n = 11$ に対する (c) $r/a = 0.75$ 、(d) $r/a = 0.8$ における中性子放出スペクトル。

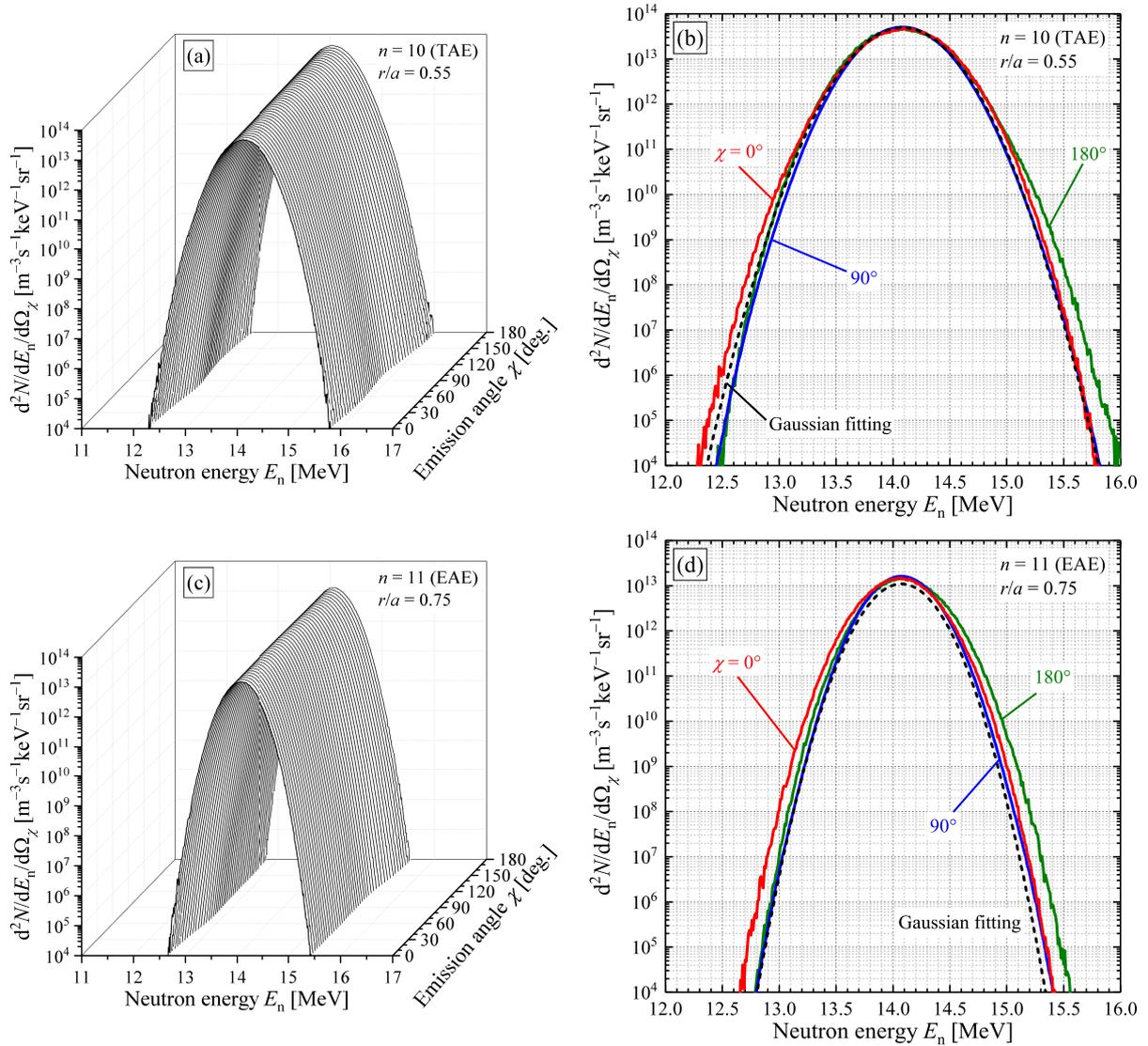


図 4-15 $f_{\text{pert}} = 65.157$ kHz 及び $n = 10$ に対する $r/a = 0.55$ における (a) 全放出角 χ 、(b) $\chi = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° に対する、 $f_{\text{pert}} = 111.63$ kHz 及び $n = 11$ に対する $r/a = 0.75$ における (c) 全放出角 χ 、(d) $\chi = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° に対する二重微分中性子放出スペクトル。

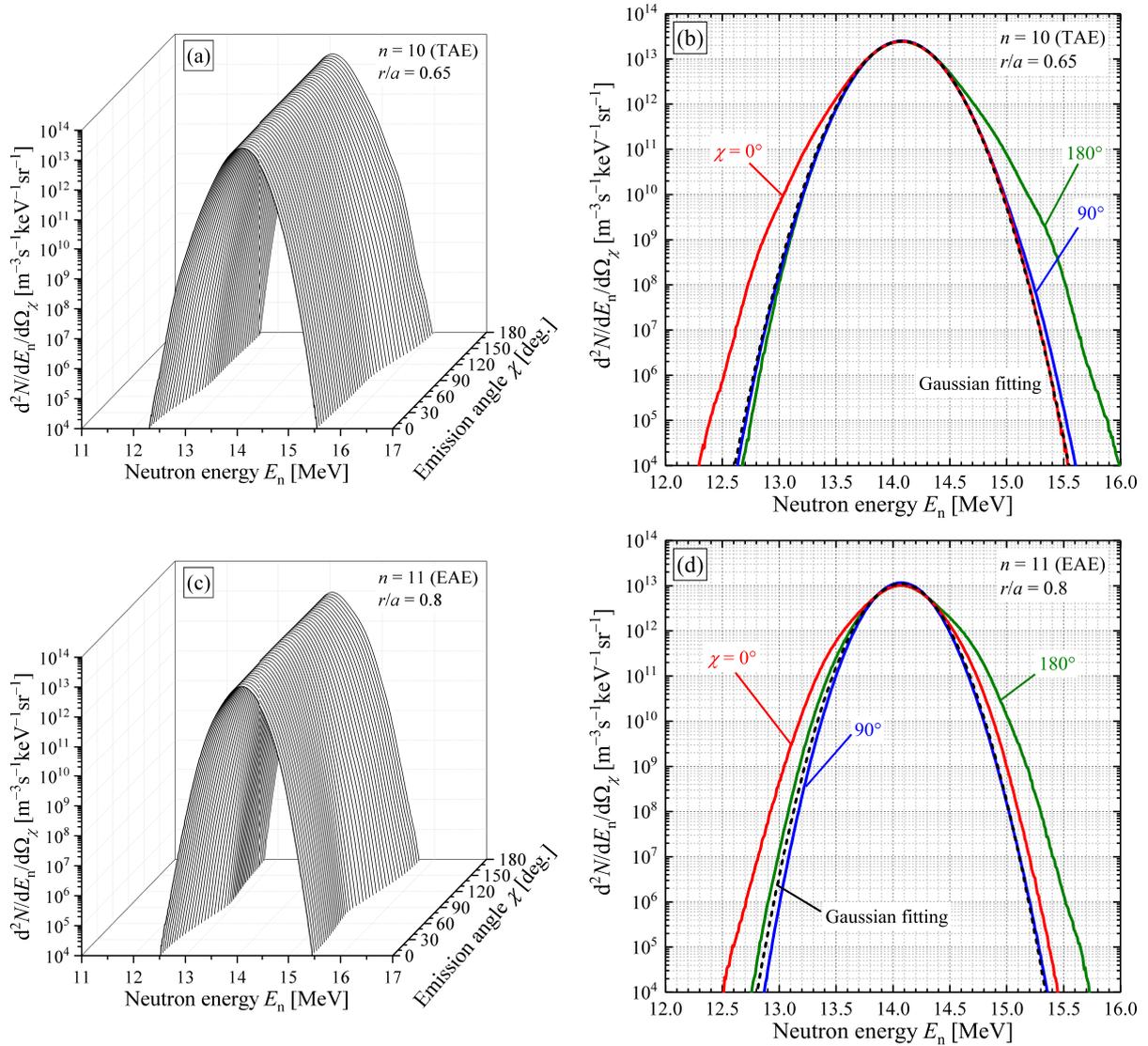


図 4-16 $f_{\text{pert}} = 65.157 \text{ kHz}$ 及び $n = 10$ に対する $r/a = 0.65$ における (a) 全放出角 χ 、(b) $\chi = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° に対する、 $f_{\text{pert}} = 111.63 \text{ kHz}$ 及び $n = 11$ に対する $r/a = 0.8$ における (c) 全放出角 χ 、(d) $\chi = 0^\circ$ 、 90° 及び 180° に対する二重微分中性子放出スペクトル。

第 5 章 結論

核融合プラズマでは、外部加熱や NES、AE 等プラズマ中で起こる様々な現象によってイオン速度分布関数上に非 Maxwell テイルが形成される。ITER や原型炉以降のプラズマ中のイオンは、大部分を占めるバルクイオンと比較的少ない高エネルギーイオンから成る。この少量の高エネルギーイオンの振る舞いが核融合炉の成立性やプラズマにおける種々の現象に影響するため、その物理の理解が極めて重要である。特に燃料イオン分布関数上の非 Maxwell テイルは、核融合出力を決定し炉の成立性に直接的に関わるため、様々な現象に対して非 Maxwell 分布の性質を理解しておく必要がある。しかしながら、プラズマ不安定性のイオン分布関数への影響は殆ど未解明である。これまで様々な方法でイオン分布関数診断が行われているが、このようなプラズマで高エネルギーイオン診断を行う場合何れの方法においても計測精度を高める必要がある。

本研究では、AE によって生じる揺動電磁場の燃料イオン速度分布関数及び中性子放出スペクトルへの影響を明らかにした。まず、イオンの電磁場中の運動を考慮してイオン速度分布関数を評価し、これを考慮してプラズマからの中性子放出スペクトル及び第一壁への中性子入射スペクトルを詳細に解析するモデル及び計算コードを開発した。揺動電磁場が無い場合の NBI 加熱した ITER 級及び LHD プラズマを想定して、第一壁に直接入射する中性子に対して壁面位置及び入射角毎の中性子エネルギースペクトルを評価し、燃料イオン分布関数の非等方的な非 Maxwell テイルによる入射スペクトルへの影響を明らかにした。得られた中性子入射スペクトルの特性に基づき、中性子放出の非等方性を利用して非 Maxwell テイル診断の精度を向上させる方法を提案した。ITER 級 DT プラズマ中に AE が励起された場合を想定してバルクイオン分布関数を評価し、AE によって燃料イオン速度分布関数及び中性子放出スペクトルが歪み得る事を指摘した。

第 1 章では、磁場閉じ込め核融合炉の基本的な考えとこれまで行われてきた研究とについて概観した。イオン速度分布関数が増加する原因とその理解の重要性を説明し、速度分布関数の診断方法を幾つか紹介した。これらの背景を踏まえて、分布関数の研究に関する問題点及び炉級のプラズマを対象とした場合の診断法の高精度の必要性を指摘し、本研究の意義を述べた。

第 2 章では、本研究で開発した解析モデルについて述べ、後の議論を円滑に行うためにモデルを構成する部分要素から高エネルギーイオンの振る舞いや中性子スペクトルの特性の基本的な事柄を考察した。本解析モデルは、燃料イオン速度分布関数、中性子放出スペクトル、及び壁面への中性子入射スペクトルを評価する部分の三つに分けられる。燃料イオン速度分布関数は、個々のテスト粒子に対して電磁場中の案内中心軌道を追跡しながら、Coulomb 散乱による速度変化をモンテカルロ法によって考慮し、テスト粒子の位置及び速度の時間発展を計算し、多数のテスト粒子の統計を取る事によって評価する。この方法は揺動電磁場によるイオンの運動への影響を比較的容易に考慮する事ができ、揺動の分布関数への影響を調

べやすい。中性子放出スペクトルは、評価した燃料イオン速度分布関数を用いてモンテカルロ法で評価し、非 Gauss 成分の放出角依存性を調べるためにトロイダル軸を基準とした角度を放出角と定義した。荷電粒子は磁力線に拘束されているためその運動方向を表す角度の基準として磁力線を取る事が適当だが、中性子は自由にプラズマ外へ飛び出す。中性子放出エネルギーを決定する放出方向はプラズマ中で様々な方向に運動しているイオンの運動方向が基準となる。放出の非等方性を議論する場合や壁面への入射を扱う場合、固定した軸に対する統一的な角度を導入しておく事が便利であり、本モデルではそれをトロイダル軸に定め、ベクトルの計算によってその軸を基準とする角度及び中性子放出ベクトルのデカルト座標系における成分表示を行う。壁面への入射スペクトルは、得られた中性子放出ベクトルと壁面形状を表す関数との連立方程式を解く事で入射位置を、単純なベクトルの計算からその位置における入射角度を求め、統計処理を行う事で評価する。本モデルでは、2種類の入射角、即ちポロイダル面内における壁面の接線と中性子ベクトルとのなす角度をポロイダル入射角、水平面内における壁面の接線とのなす角度をトロイダル入射角、として定義し、壁面への中性子の入射角度を表す。単一エネルギー成分の高エネルギー粒子の反応による中性子スペクトルの性質を示し、エネルギー分布を持つ場合はその重ね合わせとして表せる事を示した。

第3章では、揺動電磁場が無い場合の ITER 及び LHD を想定して、NBI 加熱によって非 Maxwell 分布が燃料イオン速度分布関数上に形成された場合の第一壁への中性子入射スペクトルを評価した。入射エネルギースペクトルの第一壁面位置及び入射角度依存性を明らかにし、その依存性に基づいて中性子放出の非等方性を利用した非 Maxwell テイル診断の精度を高める方法を提案した。中性子放出スペクトルの非 Gauss 成分の非等方性によって、計測器の設置位置及び方向を工夫する事で、観測される非 Gauss 成分の中性子が最大3桁程度高められる事を示した。この事はバルクイオンに比べて小さく非等方的な非 Maxwell テイルが燃料イオン分布関数に形成される場合のテイル診断に特に有用である。この方法を重水素プラズマに ^3He 加えた場合に約 15 MeV で発生する陽子が重陽子速度分布関数に作るノックオンテイルに適用し、ノックオンテイルの検証実験シナリオを提案した。

第4章では、ITER 級 DT プラズマを想定して、不安定な AE が存在する場合に燃料イオン速度分布関数が Maxwell 分布から歪み得る事を指摘した。シア AE とバルクイオンとの共鳴相互作用によって、燃料イオン分布関数上に、磁力線に平行及び反平行方向に非 Maxwell 成分が形成される事を明らかにした。非 Maxwell テイルが形成されるエネルギー領域に揺動周波数や揺動位置の依存性がある事を示した。AE による非 Maxwell テイルの形成が核融合反応率係数の局所的な増加をもたらす事を示し、定常的な揺動振幅に対して、その増加率の振幅及び周波数依存性を明らかにした。トロイダルモード数 $n = 10$ 及び 11 に対しては、核融合反応率係数を 1% 増加させるのに必要な定常揺動振幅が、TAE の場合 $\delta B/B \sim 4 \times 10^{-3}$ 、EAE の場合 $\delta B/B \sim 5 \times 10^{-3}$ である事を示した。この振幅はこれまでの実験で観測されている振幅や ITER で予測されている振幅に比べて大きく、そのような

振幅ではこの増加分が観測されないが、何らかの原因によって予測されているよりも大振幅になった場合には異常出力上昇が観測される可能性がある。AEによる特徴的な非等方性を持つ非 Maxwell テイルの形成の結果として、中性子放出スペクトルの非 Gauss 成分が主としてトロイダル軸と同方向及び逆方向に形成される事を明らかにした。

AEによるバルクイオン分布関数への影響を調べるに当たり、本研究では次の仮定や近似を行った。

- 揺動振幅は定常的であり、解析の間プラズマ粒子との相互作用による振幅の変化を無視した。
- 単一のモードに対する解析を行い、複数のモード数が同時に存在している場合は想定しなかった。
- 軸対称トカマクを想定した。
- テスト粒子の Coulomb 散乱による速度変化を考える際に、背景粒子が Maxwell 分布に従っているとした。
- バルクイオン温度は初期状態から変わらないとした。

モード振幅の増加は高エネルギーイオン損失を導き、高エネルギーイオンの減少はモード振幅を小さくする。燃料イオンにエネルギーを付与すればモード振幅は減少するし、加速されたイオンがモードにエネルギーを付与する。局所的な反応率係数上昇は局所的なアルファ粒子生成量を増加させるため、モード振幅は増加する。これらのようにモードと粒子は「相互作用」するはずであるが本研究ではこの事が考慮されていない。非 Maxwell テイルが形成される可能性を示すには十分であったが、今後実際のプラズマを想定した予測及び再現を行うためには、モードの発展と粒子速度分布関数の変化とを自己無撞着に扱えるような非線形解析モデルを考える必要がある。その場合複数モードが同時に存在する事による径方向輸送や共鳴条件の変化等も考慮に入れなければならない。複数のモードが同時に励起される場合、それぞれのモードによる局所的な核融合反応率係数の上昇が重なり合い、本研究で示したよりも影響が大きくなる可能性がある。TF リップル等の平衡磁場の三次元効果は粒子の輸送に影響し、新たなギャップモードを作る事が知られているためこれも扱う必要がある。バルクイオンの速度分布関数が歪むため、テスト粒子自身が属する背景粒子は Maxwell 分布ではない。厳密な速度分布関数の評価には任意の背景粒子分布関数を扱う事のできる衝突オペレータを使用する必要がある。本研究で見られた局所的な密度及び温度勾配は粒子及び熱輸送を増大させる。この事はプラズマの性質を変化させ、新たな不安定性を生じる原因にもなり得る。最終的な密度及び温度の径方向分布は輸送理論によって決定される。従って、正確な核融合出力や中性子発生量を評価するためには輸送解析をモデルに組み込む必要がある。以上に指摘した事は、本研究で理論及び数値解析的に示された非 Maxwell テイルの形成が実際のプラズマで起こるかどうかが、その確認実験を行う際に必要不可欠である。今後実験を念頭に置いた解析モデルの改良及び厳密化が要求される。

本研究では AE を例に、プラズマの不安定性によって燃料イオン速度分布関数が Maxwell 分布から歪み得る事を示した。このような研究はこれまで殆ど行われてこなかった。不安定性或いは他の現象の種類や性質に応じて、異なる非 Maxwell テイルが形成されるはずである。分布関数への影響が無い場合もあり得るため、現象毎に影響の有無とその原因とを明らかにしておくべきである。影響が有る場合には、非 Maxwell テイルのその現象のパラメータ依存性を明らかにしなければならない。核融合炉が成立した時、核融合出力即ち中性子発生量に影響を及ぼす現象として知らない事物があってはならない。今後個別の現象一つ一つに対して分布関数の影響を調べ、様々な現象に対して系統的且つ包括的な理解を目指した研究が進められていく事が期待される。

付録

A.1 Boozer 座標系における荷電粒子案内中心の運動方程式の導出

本節では、Boozer 座標系 (ψ_t, θ, ζ) における荷電粒子の案内中心の運動方程式 (2-30) を導出する。

電磁場中の荷電粒子の Hamiltonian H 及び Lagrangian L は第 2 章で述べたように、

$$H = \frac{Z^2 e^2 \rho_{\parallel} B^2}{2m} + \mu_m B + Ze\Phi \quad (\text{A-1})$$

$$L = [Ze\psi_t + Ze(\rho_{\parallel} + \alpha)I] \dot{\theta} + [Ze(\rho_{\parallel} + \alpha)g - Ze\psi_p] \dot{\zeta} - H \quad (\text{A-2})$$

ここで、 m は荷電粒子の質量、 Z は電荷数、 e は電気素量、 B は平衡磁場の大きさ、 $\rho_{\parallel} = mv_{\parallel}/(ZeB)$ 、 $\mu_m = mv_{\perp}^2/(2B)$ は磁気モーメント、 Φ は静電ポテンシャル、 v_{\parallel} 及び v_{\perp} はそれぞれ粒子速度の平衡磁場に平行及び垂直成分、 ψ_t はトロイダル磁束関数、 ψ_p はポロイダル磁束関数、 θ はポロイダル角、 ζ はトロイダル角、 g はポロイダル電流、 I はトロイダル電流、 α は平衡磁場に対して垂直方向の摂動磁場を表すために導入した長さの次元を持つ量である。 \dot{X} は変数 X の時間微分を表す。粒子の運動エネルギー及び磁気モーメントは断熱不変量なので、荷電粒子の電磁場中の案内中心軌道は変数 $\mathbf{q} = (\rho_{\parallel}, \psi_t, \theta, \zeta)$ の時間変化を追う事で、即ち Lagrange 方程式

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{q}}} = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{q}} \quad (\text{A-3})$$

によって記述できる。上式を変数ベクトル \mathbf{q} の各成分に対して具体的に書くと、

$$Ze \begin{bmatrix} 0 & 0 & I & g \\ 0 & 0 & F & C \\ -I & -F & 0 & K \\ -g & -C & -K & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\rho}_{\parallel} \\ \dot{\psi}_t \\ \dot{\theta} \\ \dot{\zeta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \partial H / \partial \rho_{\parallel} \\ \partial H / \partial \psi_t \\ \partial H / \partial \theta + I \partial \alpha / \partial t \\ \partial H / \partial \zeta + g \partial \alpha / \partial t \end{bmatrix} \quad (\text{A-4})$$

ここで、 $C = -\iota + (\rho_{\parallel} + \alpha)g'_{\psi_t} + g\alpha'_{\psi_t}$ 、 $F = 1 + (\rho_{\parallel} + \alpha)I'_{\psi_t} + I\alpha'_{\psi_t}$ 、 $g\alpha'_{\theta} - I\alpha'_{\zeta}$ と置いた。 ι は回転変換であり、 X'_Y は $\partial X / \partial Y$ を表す。計算には、 $g'_{\theta} = I'_{\zeta}$ の関係を使用した。式 (A-4) の両辺に係数行列の逆行列を左からかけると、求めたい運動方程式が次のように得られる。

$$\begin{bmatrix} \dot{\rho}_{\parallel} \\ \dot{\psi}_t \\ \dot{\theta} \\ \dot{\zeta} \end{bmatrix} = \frac{1}{D_t} \begin{bmatrix} 0 & -K & C & -F \\ K & 0 & -g & I \\ -C & g & 0 & 0 \\ F & -I & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial H / \partial \rho_{\parallel} \\ \partial H / \partial \psi_t \\ \partial H / \partial \theta + I \partial \alpha / \partial t \\ \partial H / \partial \zeta + g \partial \alpha / \partial t \end{bmatrix} \quad (\text{A-5})$$

ここで、 $D_t = Ze[g + \iota I + (\rho_{\parallel} + \alpha)(gI'_{\psi_t} - Ig'_{\psi_t})]$ と置いた。上式を整理すると運動方程式 (2-30) と一致する。

A.2 AE による静電ポテンシャルと摂動垂直磁場との関係

シア Alfvén 波が伝播する事で、平衡磁場 \mathbf{B} に垂直な方向に揺動磁場 $\delta\mathbf{B}$ が生じる。この揺動磁場を

$$\delta\mathbf{B} = \nabla \times (\alpha\mathbf{B}) \quad (\text{A-6})$$

の形で与え、パラメータ α はポロイダルモード数 m 及びトロイダルモード数 n の成分を用いて Fourier 級数として次のように与える。

$$\alpha = \sum_{m,n} \alpha_{m,n} \sin(n\zeta - m\theta - \omega t) \quad (\text{A-7})$$

ここで ω は揺動の角周波数である。シア Alfvén 波によって、 \mathbf{B} 及び $\delta\mathbf{B}$ の両方に垂直な方向に電場 \mathbf{E} が生じる。静電ポテンシャル Φ を α と同様に Fourier 級数によって次のように表す。

$$\Phi = \sum_{m,n} \Phi_{m,n} \sin(n\zeta - m\theta - \omega t) \quad (\text{A-8})$$

AE によって生じる摂動電磁場を上記のようなモデルで記述する場合に対して、理想 MHD 条件を満たすような $\alpha_{m,n}$ と $\Phi_{m,n}$ との関係を示す。

理想 MHD モデルは電気抵抗を 0 と置くものであり、この時 Ohm の法則は $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ と書ける。従って電場の平衡磁場に平行な成分は次に示すように 0 である。

$$E_{\parallel} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = - \sum_{i,j,k} \epsilon_{ijk} B_i v_j B_k \quad (\text{A-9})$$

ここで ϵ_{ijk} は Levi-Civita の記号であり、 B 及び v の添字はそれらのベクトルの成分を表す。理想 MHD 条件を満たす $\alpha_{m,n}$ と $\Phi_{m,n}$ との関係は、平行電場が 0 になるように $\alpha_{m,n}$ と $\Phi_{m,n}$ との組み合わせを決定する事で得られる。

Faraday-Maxwell の式より、揺動磁場と誘導電場との関係は次のように表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\delta\mathbf{B}) = \frac{\partial}{\partial t} [\nabla \times (\alpha\mathbf{B})] = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{A-10})$$

故に

$$\nabla \times \left[\frac{\partial}{\partial t} (\alpha\mathbf{B}) + \mathbf{E} \right] = 0 \quad (\text{A-11})$$

Poincaré の補題より、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha\mathbf{B}) + \mathbf{E} = -\nabla\Phi \quad (\text{A-12})$$

平衡磁場 \mathbf{B} との内積を取り、平行電場を 0 とすると、

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t} = -\frac{\mathbf{B} \cdot \nabla\Phi}{B^2} \quad (\text{A-13})$$

Boozer 座標系の平衡磁場の反変ベクトルの式 (2-2) を用いると次式が得られる。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\frac{1}{g + \iota I} \left(\iota \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \Phi \quad (\text{A-14})$$

上式に式 (A-7) 及び (A-8) を代入し整理すると、最終的な $\alpha_{m,n}$ と $\Phi_{m,n}$ との関係が次のように得られる。

$$\alpha_{m,n} = \frac{1}{\omega} \frac{n - \iota m}{g + \iota I} \Phi_{m,n} \quad (\text{A-15})$$

A.3 背景粒子が Maxwell 分布に従う場合のテスト粒子に対する FP 衝突項

Rosenbluth 等は、荷電粒子同士の Coulomb 散乱による速度分布関数の変化を記述する Fokker-Planck 型の衝突項を導出し、その球座標 (v, μ, ϕ) の速度空間に対する表式を示した [21]。ここで、 v は粒子の速さ、 μ はある軸に対する粒子運動方向の方向余弦、 ϕ はある軸回りの角度である。この座標系における粒子種 a に対する FP 衝突項は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Gamma_a} \left(\frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_{\text{FP}} = & -\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[f_a v^2 \frac{\partial h}{\partial v} \right] - \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[f_a (1 - \mu^2) \frac{\partial h}{\partial \mu} \right] + \frac{1}{2v^2} \frac{\partial^2}{\partial v^2} \left[f_a v^2 \frac{\partial^2 g}{\partial v^2} \right] \\ & + \frac{1}{2v^2} \frac{\partial^2}{\partial \mu^2} \left\{ f_a \left[\frac{(1 - \mu^2)^2}{v^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \mu^2} + \frac{1 - \mu^2}{v} \frac{\partial g}{\partial v} - \frac{\mu(1 - \mu^2)}{v^2} \frac{\partial g}{\partial \mu} \right] \right\} \\ & + \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial v \partial \mu} \left\{ f_a (1 - \mu^2) \left[\frac{\partial^2 g}{\partial v \partial \mu} - \frac{1}{v} \frac{\partial g}{\partial \mu} \right] \right\} \\ & + \frac{1}{2v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ f_a \left[-\frac{1 - \mu^2}{v} \frac{\partial^2 g}{\partial \mu^2} - 2 \frac{\partial g}{\partial v} + \frac{2\mu}{v} \frac{\partial g}{\partial \mu} \right] \right\} \\ & + \frac{1}{2v^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ f_a \left[\frac{\mu(1 - \mu^2)}{v^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \mu^2} + \frac{2\mu}{v} \frac{\partial g}{\partial v} + \frac{2(1 - \mu^2)}{v} \frac{\partial^2 g}{\partial v \partial \mu} - \frac{2}{v^2} \frac{\partial g}{\partial \mu} \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{A-16})$$

ここで、 $\Gamma_a = Z_a^4 e^4 \ln \Lambda / (4\pi \epsilon_0^2 m_a^2)$ 、 Z は電荷数、 e は電気素量、 $\ln \Lambda$ は Coulomb 対数、 ϵ_0 は真空の誘電率、 m は質量、

$$\begin{aligned} h(v, \mu) &= \sum_b \left(\frac{Z_b}{Z_a} \right)^2 \frac{m_a + m_b}{m_b} \int d\mathbf{v}' \frac{f_b(\mathbf{v}')}{|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|} \\ g(v, \mu) &= \sum_b \left(\frac{Z_b}{Z_a} \right)^2 \int d\mathbf{v}' f_b(\mathbf{v}') |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| \end{aligned} \quad (\text{A-17})$$

は Rosenbluth ポテンシャル、 b は背景粒子種を表す。背景粒子の速度分布関数が等方的である場合、Rosenbluth ポテンシャル h 及び g は μ に依存しないため、式 (A-16) は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Gamma_a} \left(\frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_{\text{FP}} = & -\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[f_a \left(v^2 \frac{\partial h}{\partial v} + \frac{\partial g}{\partial v} \right) \right] + \frac{1}{2v^2} \frac{\partial^2}{\partial v^2} \left(v^2 \frac{\partial^2 g}{\partial v^2} f_a \right) \\ & + \frac{1}{2v^3} \frac{\partial g}{\partial v} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f_a}{\partial \mu} \right] \end{aligned} \quad (\text{A-18})$$

Rosenbluth ポテンシャルを Legendre 展開し、0 次の項のみを取ると、等方的な背景粒子分布関数に対する表式が次のように得られる。

$$\begin{aligned}
 h(v) &= 4\pi \sum_b \left(\frac{Z_b}{Z_a} \right)^2 \frac{m_a + m_b}{m_b} \left[\frac{1}{v} \int_0^v dv' f_b(v') v'^2 + \int_v^\infty dv' f_b(v') v' \right] \\
 g(v) &= 4\pi \sum_b \left(\frac{Z_b}{Z_a} \right)^2 \left[\frac{1}{3v} \int_0^v dv' f_b(v') v'^4 + \frac{v^2}{3} \int_v^\infty dv' f_b(v') v' \right. \\
 &\quad \left. + v \int_0^v dv' f_b(v') v'^2 + \int_v^\infty dv' f_b(v') v'^3 \right] \tag{A-19}
 \end{aligned}$$

背景粒子分布関数 f_b に Maxwell 分布を代入し、

$$A_b = \frac{n_b m_a Z_b^2}{m_b Z_a^2} \left[\operatorname{erf}(x) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} x \exp(-x^2) \right] \tag{A-20}$$

と置くと、背景粒子が Maxwell 分布に従う場合の FP 衝突項を次式のように書く事ができる。

$$\frac{1}{\Gamma_a} \left(\frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_{\text{FP}} = \sum_b \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[A_b \left(f_a + \frac{T_b}{m_a v} \frac{\partial f_a}{\partial v} \right) \right] + \frac{1}{2v^3} \frac{\partial g}{\partial v} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f_a}{\partial \mu} \right] \tag{A-21}$$

ここで、 n は密度、 T は温度、 $x = v/v_b$ 、 v_b は背景粒子種 b の熱速度である。

参考文献

- [1] ITER. <https://www.iter.org/>.
- [2] International Atomic Energy Agency, IAEA/ITER EDA/DS/22 (2001).
- [3] T. Ohkawa, Nucl. Fusion, **10**, 185 (1970).
- [4] N. J. Fisch, Phys. Rev. Lett., **41**, 873 (1978).
- [5] R. J. Bickerton, J. W. Connor, and J. B. Taylor, Nat. Phys. Sci., **229**, 110 (1971).
- [6] M. C. Zarnstorff et al., Phys. Rev. Lett., **60**, 1306 (1988).
- [7] K. Tani and M. Azumi, Nucl. Fusion, **48**, 085001 (2008).
- [8] T. C. Hender et al., Nucl. Fusion, **47**, S128 (2007).
- [9] K. Hoshino et al., Phys. Rev. Lett., **69**, 2208 (1992).
- [10] P. L. Taylor et al., Phys. Plasmas, **6**, 1872 (1999).
- [11] R. Yoshino, T. Kondoh, Y. Neyatani, K. Itami, Y. Kawano, and N. Isei, Plasma Phys. Control. Fusion, **39**, 313 (1997).
- [12] O. Motojima et al., Fusion Eng. Des., **20**, 3 (1993).
- [13] T. Mutoh et al., Nucl. Fusion, **47**, 1250 (2007).
- [14] R. Sakamoto et al., Nucl. Fusion, **49**, 085002 (2009).
- [15] D. A. Spong, Phys. Plasmas, **18**, 056109 (2011).
- [16] P. Piovesan et al., Nucl. Fusion, **57**, 076014 (2017).
- [17] L. M. Giancarli et al., Fusion Eng. Des., **87**, 395 (2012).
- [18] JET Team, Nucl. Fusion, **32**, 187 (1992).
- [19] J. D. Strachan et al., Plasma Phys. Control. Fusion, **39**, B103 (1997).
- [20] L. Landau, Physik. Z. Sowjet., **10**, 154 (1936).
- [21] M. N. Rosenbluth, W. M. MacDonald, and D. L. Judd, Phys. Rev., **107**, 1 (1957).
- [22] A. H. Boozer and G. Kuo-Petravic, Phys. Fluids, **24**, 851 (1981).
- [23] J. G. Cordey and M. J. Houghton, Nucl. Fusion, **13**, 215 (1973).
- [24] A. A. Mirin and G. P. Tomaschke, Nucl. Fusion, **22**, 1380 (1982).
- [25] Y. Chu, F. Najmabadi, and R. W. Conn, Plasma Phys. Control. Fusion, **27**, 847 (1985).
- [26] T. H. Stix, Nucl. Fusion, **15**, 737 (1975).
- [27] A. Salmi et al., Plasma Phys. Control. Fusion, **48**, 717 (2006).
- [28] J. J. Devaney and M. L. Stein, Nucl. Sci. Eng., **46**, 323 (1971).
- [29] S. T. Perkins and D. E. Cullen, Nucl. Sci. Eng., **77**, 20 (1981).
- [30] J. E. Brolley Jr., T. M. Putnam, L. Rosen, and L. Stewart, Phys. Rev., **117**, 1307 (1960).
- [31] Y. Nakao, H. Hori, T. Hanada, K. Kudo, and M. Ohta, Nucl. Fusion, **28**, 1029

- (1988).
- [32] S. T. Butler and M. J. Buckingham, *Phys. Rev.*, **126**, 1 (1962).
 - [33] H. Matsuura, Y. Nakao, and K. Kudo, *Nucl. Fusion*, **39**, 145 (1999).
 - [34] Y. Nakao, M. Ohta, and H. Nakashima, *Nucl. Fusion*, **21**, 973 (1981).
 - [35] J. Galambos, J. Gilligan, E. Greenspan, P. Stroud, and G. H. Miley, *Nucl. Fusion*, **24**, 739 (1984).
 - [36] H. Matsuura and Y. Nakao, *Phys. Plasmas*, **13**, 062507 (2006).
 - [37] O. Mitarai, H. Matsuura, and Y. Tomita, *Fusion Eng. Des.*, **81**, 2719 (2006).
 - [38] D. Ryutov, *Phys. Scr.*, **45**, 153 (1992).
 - [39] F. S. Zaitsev, A. Gondhalekar, T. J. Johnson, S. E. Sharapov, D. S. Testa, I. I. Kurbet, and JET EFDA contributors, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **49**, 1747 (2007).
 - [40] C. Z. Cheng and M. S. Chance, *Phys. Fluids*, **29**, 3695 (1986).
 - [41] R. Betti and J. P. Freidberg, *Phys. Fluids B*, **3**, 1865 (1991).
 - [42] R. Betti and J. P. Freidberg, *Phys. Fluids B*, **4**, 1465 (1992).
 - [43] S. E. Sharapov et al., *Nucl. Fusion*, **53**, 104022 (2013).
 - [44] P. Lauber, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **57**, 054011 (2015).
 - [45] M. Schneller, P. Lauber, and S. Briguglio, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 014019 (2016).
 - [46] R. White, N. Gorelenkov, M. Gorelenkova, M. Podesta, S. Ethier, and Y. Chen, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 115007 (2016).
 - [47] D. J. Sigmar, C. T. Hsu, R. White, and C. Z. Cheng, *Phys. Fluids B*, **4**, 1506 (1992).
 - [48] R. B. White, N. Gorelenkov, W. W. Heidbrink, and M. A. Van Zeeland, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **52**, 045012 (2010).
 - [49] N. N. Gorelenkov and R. B. White, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **55**, 015007 (2013).
 - [50] R. E. Waltz and E. M. Bass, *Nucl. Fusion*, **54**, 104006 (2014).
 - [51] G. J. Kramer, R. V. Budny, A. Bortolon, E. D. Fredrickson, G. Y. Fu, W. W. Heidbrink, R. Nazikian, E. Valeo, and M. A. Van Zeeland, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **55**, 025013 (2013).
 - [52] D. A. Gates, N. N. Gorelenkov, and R. B. White, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 205003 (2001).
 - [53] A. Bierwage, N. Aiba, and K. Shinohara, *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 015002 (2015).
 - [54] J. M. Dawson, H. P. Furth, and F. H. Tenney, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 1156 (1971).
 - [55] J. Kesner, *Nucl. Fusion*, **18**, 781 (1978).

- [56] H. Matsuura and Y. Nakao, *Phys. Plasmas*, **14**, 054504 (2007).
- [57] A. Fasoli et al., *Nucl. Fusion*, **47**, S264 (2007).
- [58] Y. Todo and T. Sato, *Phys. Plasmas*, **5**, 1321 (1998).
- [59] Y. Todo, M. A. Van Zeeland, A. Bierwage, W. W. Heidbrink, and M. E. Austin, *Nucl. Fusion*, **55**, 073020 (2015).
- [60] V. Yavorskij, V. Goloborod'ko, L. G. Eriksson, V. Kiptily, K. Schoepf, and S. E. Sharapov, *J. Fusion Energ.*, **34**, 774 (2015).
- [61] S. Conroy, O. N. Jarvis, G. Sadler, and G. B. Huxtable, *Nucl. Fusion*, **28**, 2127 (1988).
- [62] H. S. Bosch, J. D. Strachan, C. W. Barnes, and E. B. Nieschmidt, *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, 1718 (1988).
- [63] T. Nishitani, M. Hoek, H. Harano, M. Isobe, K. Tobita, Y. Kusama, G. A. Wurden, and R. E. Chrien, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 355 (1996).
- [64] M. Isobe et al., *Nucl. Fusion*, **58**, 082004 (2018).
- [65] H. Brysk, *Plasma Phys.*, **15**, 611 (1973).
- [66] L. Ballabio, G. Gorini, and J. Källne, *Phys. Rev. E*, **55**, 3358 (1997).
- [67] H. Henriksson, S. Conroy, G. Ericsson, L. Giacomelli, G. Gorini, A. Hjalmarsson, J. Källne, M. Tardocchi, and M. Weiszflog, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **47**, 1763 (2005).
- [68] H. Matsuura and Y. Nakao, *Phys. Plasmas*, **16**, 042507 (2009).
- [69] M. Nocente, J. Källne, G. Grosso, M. Tardocchi, and G. Gorini, *Nucl. Fusion*, **53**, 053010 (2013).
- [70] H. Matsuura and Y. Nakao, *J. Plasma Fusion Res. SERIES*, **9**, 48 (2010).
- [71] P. R. Goncharov, *Nucl. Fusion*, **55**, 063012 (2015).
- [72] P. P. H. Wilson, R. Feder, U. Fischer, M. Loughlin, L. Petrizzi, Y. Wu, and M. Youssef, *Fusion Eng. Des.*, **83**, 824 (2008).
- [73] J. C. Rivas, A. de Blas, J. Dies, and L. Sedano, *Fusion Sci. Technol.*, **64**, 687 (2013).
- [74] M. Tardocchi, S. Conroy, G. Ericsson, G. Gorini, H. Henriksson, and J. Källne, *Nucl. Fusion*, **42**, 1273 (2002).
- [75] C. Hellesen et al., *Plasma Phys. Control. Fusion*, **52**, 085013 (2010).
- [76] Z. Chen, M. Nocente, M. Tardocchi, T. Fan, and G. Gorini, *Nucl. Fusion*, **53**, 063023 (2013).
- [77] J. Ongena, *Trans. Fusion Technol.*, **33**, 181 (1998).
- [78] A. Pankin, *Comput. Phys. Commun.*, **159**, 157 (2004).
- [79] H. Bindslev, J. A. Hoekzema, J. Egedal, J. A. Fessey, T. P. Hughes, and J. S.

- Machuzak, Phys. Rev. Lett., **83**, 3206 (1999).
- [80] S. S. Medley, A. J. H. Donné, R. Kaita, A. I. Kislyakov, M. P. Petrov, and A. L. Roquemore, Rev. Sci. Instrum., **79**, 011101 (2008).
- [81] C. Hellesen et al., Nucl. Fusion, **50**, 022001 (2010).
- [82] B. N. Breizman and S. E. Sharapov, Plasma Phys. Control. Fusion, **53**, 054001 (2011).
- [83] S. Sugiyama, H. Matsuura, and D. Uchiyama, Phys. Plasmas, **24**, 092517 (2017).
- [84] S. Sugiyama, H. Matsuura, and T. Goto, Plasma Fusion Res., **11**, 2403049 (2016).
- [85] S. Sugiyama, H. Matsuura, D. Uchiyama, D. Sawada, T. Watanabe, O. Mitarai, and T. Goto, Plasma Fusion Res., **10**, 3403055 (2015).
- [86] S. Sugiyama, H. Matsuura, and K. Ogawa, Plasma Phys. Control. Fusion, **60**, 105003 (2018).
- [87] S. Sugiyama and H. Matsuura, to be published in Fusion Eng. Des.
- [88] A. H. Boozer, Phys. Fluids, **24**, 1999 (1981).
- [89] R. B. White and M. S. Chance, Phys. Fluids, **27**, 2455 (1984).
- [90] K. Tani, M. Azumi, H. Kishimoto, and S. Tamura, J. Phys. Soc. Jpn., **50**, 1726 (1981).
- [91] K. Shinohara, T. Oikawa, H. Urano, N. Oyama, J. Lonroth, G. Saibene, V. Parail, and Y. Kamada, Fusion Eng. Des., **84**, 24 (2009).
- [92] Y. Masaoka and S. Murakami, Plasma Fusion Res., **8**, 2403106 (2013).
- [93] S. Murakami, N. Nakajima, and M. Okamoto, Trans. Fusion Technol., **27**, 256 (1995).
- [94] A. C. Riviere, Nucl. Fusion, **11**, 363 (1971).
- [95] A. H. Boozer and R. B. White, Phys. Rev. Lett., **49**, 786 (1982).
- [96] D. A. Spong, E. D’Azevedo, and Y. Todo, Phys. Plasmas, **17**, 022106 (2010).
- [97] W. W. Heidbrink, Phys. Plasmas, **15**, 055501 (2008).
- [98] J. D. Gaffey Jr., J. Plasma Phys., **16**, 149 (1976).
- [99] J. A. Rome, D. G. McAlees, J. D. Callen, and R. H. Fowler, Nucl. Fusion, **16**, 55 (1976).
- [100] B. Wolle, Phys. Rep, **312**, 1 (1999).
- [101] G. H. Miley, H. Towner, and N. Ivich, Fusion cross sections and reactivities, Rep. C00-221817, Univ. of Illinois, Urbana (1974).
- [102] H. S. Bosch and G. M. Hale, Nucl. Fusion, **32**, 611 (1992).
- [103] M. Drosig and O. Schwerer, Production of monoenergetic neutrons between 0.1 and 23 MeV: neutron energies and cross-sections, Handbook on Nuclear Activation Data STI/DOC/10/273, IAEA, Vienna (1987).

- [104] M. Sasao et al, Plasma Phys. Control. Fusion, **46**, S107 (2004).
- [105] A. V. Krasilnikov et al., Nucl. Fusion, **45**, 1503 (2005).
- [106] D. Pelowitz (Ed.), MCNP6 Users Manual, LA-CP-13-00634, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA (2013).
- [107] V. A. Yavorskij, K. Schoepf, Zh. N. Andrushchenko, B. H. Cho, V. Ya. Goloborod'ko, and S. N. Reznik, Plasma Phys. Control. Fusion, **43**, 249 (2001).
- [108] B. J. Green, Plasma Phys. Control. Fusion, **45**, 687 (2003).
- [109] P. Antozzi, G. Gorini, J. Källne, and E. Ramström, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A, **368**, 457 (1996).
- [110] N. Nishio, S. Yamamoto, K. Watanabe, A. Uritani, M. Isobe, and H. Yamanishi, Rev. Sci. Instrum., **81**, 10D306 (2010).
- [111] Y. Nakano, A. Yamazaki, K. Watanabe, A. Uritani, K. Ogawa, and M. Isobe, Rev. Sci. Instrum., **81**, 10D306 (2010).
- [112] J. Källne, L. Ballabio, J. Frenje, S. Conroy, G. Ericsson, M. Tardocchi, E. Traneus, and G. Gorini, Phys. Rev. Lett., **85**, 1246 (2000).
- [113] H. Matsuura, K. Iwamura, and Y. Nakao, Plasma Fusion Res., **8**, 2403064 (2013).
- [114] D. A. Spong, R. Sanchez, and A. Weller, Phys. Plasmas, **10**, 3217 (2003).
- [115] A. D. Turnbull, E. J. Strait, W. W. Heidbrink, M. S. Chu, H. H. Duong, J. M. Greene, L. L. Lao, T. S. Taylor, and S. J. Thompson, Phys. Plasmas, **10**, 3217 (1993).
- [116] W. W. Heidbrink, E. J. Strait, M. S. Chu, and A. D. Turnbull, Phys. Rev. Lett., **71**, 855 (1993).
- [117] H. L. Berk, B. N. Breizman, J. Fitzpatrick, and H. V. Wong, Nucl. Fusion, **35**, 1661 (1995).
- [118] G. J. Kramer et al., Nucl. Fusion, **57**, 056024 (2017).

謝辞

本研究を進めるにあたり、九州大学大学院工学研究院の松浦秀明准教授には、丁寧なご指導と有益な議論の機会を頂きました。

本論文の作成にあたり、九州大学大学院工学研究院の池田信夫教授と九州大学応用力学研究所の花田和明教授には、細部に亘って貴重なご助言、ご指導頂きました。

九州大学大学院工学研究院の古藤健司准教授と藤本望教授には、日頃からご指導ご鞭撻を賜りました。技術職員の田中純一氏には、研究室での生活を支えて頂きました。

核融合科学研究所の故渡辺二太教授、磯部光孝教授、長壁正樹教授、藤堂泰教授、西谷健夫特任教授、鈴木康浩准教授、後藤拓也助教、小川国大助教には、解析に必要なデータの提供や有益なご助言、ご指導頂きました。

プリンストンプラズマ物理研究所の Roscoe B. White 教授、オークリッジ国立研究所の Donald A. Spong 教授には、粒子軌道計算コードを快く提供して頂きました。

原子炉物理及び核融合理工学講座の学生諸氏には、有益な議論をして頂き、楽しい時間を過ごさせて頂きました。

本研究の一部は JSPS 科研費 18J12685 の助成を受けたものです。

本論文の作成には、以上の方々のご協力と家族の支えが必要不可欠でした。心底から感謝申し上げます。