

NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

LHDにおけるD-³He核融合の検討

飯吉厚夫、藤原正巳、岡本正雄、大薮修義、金子修、笹尾眞實子、
須藤滋、菅野龍太郎、武藤敬、村上定義、竹入康彦、富田幸博、山崎耕造

(Received - Dec. 25, 1995)

NIFS-MEMO-21

Mar. 1996

RESEARCH REPORT
NIFS-MEMO Series

This report was prepared as a preprint of work performed as a collaboration research of the National Institute for Fusion Science (NIFS) of Japan. This document is intended for information only and for future publication in a journal after some rearrangements of its contents.

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to the Research Information Center, National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01, Japan.

LHD における D-³He 核融合の検討

文部省核融合科学研究所

飯吉 厚夫、藤原 正巳、岡本 正雄、大藪 修義、金子 修、
笹尾 眞實子、須藤 滋、菅野 龍太郎、武藤 敬、村上 定義、
竹入 康彦、富田 幸博、山崎 耕造

Studies on D-³He Fusion in LHD

A.Iiyoshi, M.Fujiwara, M.Okamoto, N.Ohyabu,
O.Kaneko, M.Sasao, S.Sudo, R.Kanno, T.Mutoh,
S.Murakami, Y.Takeiri, Y.Tomita, and K.Yamazaki

National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01, Japan

Abstract

In LHD (Large Helical Device) studies on realization of D-D fusion burning has been carried out, where tritium burning is out of this plan. We propose experiments on D-³He fusion in this plan. This fueled fusion has the reaction cross-section as large as D-D fusion, however the production rate of neutrons is quite low compared with other fueled fusions. This low production rate of neutrons mitigate limitations on experiments. Up to now, D-T burning with fusion output of 1~10 MW has been studied experimentally in TFTR and JET, however, fusion produced neutrons restrict physically detailed experiments in a short pulse operation. D-³He burning experiments with about 0.1~1 MW fusion output in LHD promote the burning physics because of no limitations on experiments and may take the lead in performance of the steady and clean fusion.

In this paper, we report the results of studies on D-³He fusion plan in LHD. In the first section, the significance of this experiments and the basic data of D-³He fueled fusion are presented. In Sec.2 and 3 the theoretical studies as well as the experimental plan in LHD are presented. In Sec.4 the development of a high energy beam source is discussed. In Sec.5 a D-³He steady burning in LHD is studied. In Sec.6 we summarize and discuss the results of this plan.

This plan is the first step of D-³He fusion experiments and hereafter the innovative ideas may enrich this plan.

Keywords: D-³He fueled fusion, LHD, D-beam, ³He-beam,
15 MeV fusion protons.

目次

まえがき	1
第1章 LHDにおけるD- ³ He実験	2
1.1 LHDにおける実験の意義(飯吉厚夫、藤原正巳)	2
1.2 D- ³ He相互作用における基礎データ(冨田幸博)	4
第2章 D- ³ Heプラズマの理論検討	18
2.1 理論解析から見たLHDにおけるD- ³ He計画(岡本正雄)	18
2.2 D/ ³ HeビームによるD- ³ He反応(菅野龍太郎)	25
2.3 ICRFによるD- ³ He反応(村上定義)	38
第3章 LHDにおけるD- ³ He実験検討	49
3.1 LHDにおけるD- ³ He実験検討(須藤滋)	49
3.2 JETにおけるD- ³ He実験(金子修)	57
3.3 ICRFによるD- ³ Heプラズマの加熱(武藤敬)	64
3.4 LHDのためのinnovative divertor(大藪修義)	66
3.5 D- ³ He反応生成物の計測(笹尾眞實子)	70
第4章 D- ³ Heのための加熱源の検討	76
4.1 高エネルギーD/ ³ Heビーム源(竹入康彦)	76
4.2 ICRFによるD/ ³ He加速用加熱装置(武藤敬)	79
4.3 高エネルギーHeビームの開発(笹尾眞實子)	80
第5章 LHDにおける定常燃焼D- ³ He核融合(冨田幸博)	88
第6章 総合検討	96
6.1 実験計画から見たLHDにおけるD- ³ He計画(山崎耕造)	96
6.2 LHDにおけるD- ³ He計画の総合評価(藤原正巳、飯吉厚夫)	100

まえがき

LHD は核融合実験装置であるが、計画の当初からトリチウムを用いることは考えていない。従って、これまで核融合反応の基礎的実験としては、D-D 反応を対象として検討を行ってきた。

今回、更に D-³He 反応を用いた実験計画を提案したい。D-³He 反応は、D-D 反応に比べ反応断面積にはそれ程違いはないが、中性子発生量が格段に少なく抑えることができる。従って、実験が容易であり実験時間等の制限がない。現在、TFTR、JETでは 1~10 MW 級の D-T 燃焼実験が行われているが、パルス運転であるため実験時間の制限があつて詳しい物理実験は必ずしも十分でない。

LHD において、0.1 ~ 1 MW 級の D-³He 反応実験ができれば、実験時間に制限がなく、核燃焼の基礎実験の質的レベルを上げることができる、と同時に定常かつクリーンな核融合反応の実証も世界に先駆けて行うことができるであろう。

本報告書は、LHD における D-³He 反応実験の検討結果をまとめたものである。第 1 章で本実験計画の意義及び D-³He 反応の基礎データについて述べ、第 2、3 章では LHD における D-³He プラズマの理論、実験の検討結果をそれぞれ述べてある。この実験計画のための高エネルギー・ビーム源に関する検討結果は第 4 章で示され、さらに、LHD での定常燃焼 D-³He 核融合について第 5 章で述べられている。最後の第 6 章で本計画の総合検討結果および評価をまとめている。

本研究計画は D-³He 反応実験の第一歩であり今後色々と面白いアイデアが加わつて研究計画がより充実することを期待している。

核融合科学研究所長

飯 吉 厚 夫

第1章 LHD における D-³He 実験

1.1 LHD における実験の意義

D-³He 燃料核融合は発生する中性子の少ない反応として炉材料の開発の観点、放射化廃棄物が少なく環境に対して優れているなどの面から見て魅力のある反面、

- (i) 反応断面積が小さく、
- (ii) より高エネルギー、高温プラズマが必要、また
- (iii) 出力が荷電粒子であることからエネルギー抽出に工夫が要る、

などの理由から D-T 燃料核融合よりプラズマ閉じ込めパラメータ $n\tau$ で6倍、プラズマ温度で数倍程度、また磁場閉じ込めではシンクロトロン放射損失低減の必要性から高 β (20 ~ 30 %以上) 値が要求されるなど炉心プラズマ条件は厳しくなる。しかしながら、中性子発生量が少ないという利点は、核反応シミュレーション実験が容易になるなどの点に活用されるべきであろう。

D-³He 核融合実験研究はその規模、目的に応じて以下の様に分類される。

- (1) 核反応高エネルギー粒子の閉じ込めまたは損失過程、種々の緩和過程などの研究、および灰粒子の輸送、排出機構の研究、
- (2) 高エネルギー粒子に起因する種々の運動論的不安定性、粒子損失と誘起電場およびそれらの現象のバルクプラズマの閉じ込めへの影響、
- (3) 核反応出力の実証とパワーバランス、

など、どの程度の規模で実験するか、反応割合の大きさによって目的、意義、可能な研究領域が変わってくる。

LHD計画では今までも述べられているように所期の主要な目的はヘリカル型装置で、

- (I) $B = 4 \text{ T}$, 加熱入力 $P_h = 20 \text{ MW}$ で
平均プラズマ温度 $\langle T_e \rangle = \langle T_i \rangle = 3 \sim 4 \text{ keV}$, 平均密度 $\langle n \rangle = 10^{20} \text{ m}^{-3}$
(第I期実験では $B = 3 \text{ T}$ なのでLHDスケーリングからして $\langle T_e \rangle = \langle T_i \rangle = 2.4 \sim 3.2 \text{ keV}$, $\langle n \rangle = 10^{20} \text{ m}^{-3}$) のプラズマ、及び中心イオン温度 $T_i(0) = 10 \text{ keV}$, 平均密度 $\langle n \rangle = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のプラズマを実現する。

(II) 平均ベータ値 $\langle \beta \rangle \geq 5\%$ のプラズマの安定保持の実証、

(III) 定常高温プラズマ保持に関する物理、工学の研究、

などヘリカル型装置の特徴を活かした実験を通して定常核融合研究に寄与することである。他方、LHD 規模の大型装置では、高温プラズマに特徴的な物理現象の探究に加えて、種々の核融合反応や付随する現象の研究も広く核融合プラズマの開発の一貫として重要と考えられ、D-³He 実験もそのような観点から捉えられる。

LHD で実施される研究としては、最初は、D-³He 核融合炉の開発というよりは、上記 (1) の D-³He の反応が起こり、生成物の高エネルギー粒子の緩和過程、閉じ込めなどが精度良く計測できる実験に主眼を置くべきであると考えられる。また、高エネルギービームの開発や種々の粒子、 γ 線などの核反応計測の開発などの研究もこの実験を通じてなされる点も大切である。さらに、この研究を通じて、将来のヘリカル型核融合プラズマでの高エネルギー核反応生成粒子の振る舞い、エネルギー緩和過程、輸送などの基礎研究がなされることが大切である。ヘリカル型トラスは定常平均無電流が特徴であるが、反面ヘリカル対称性が破れており、粒子、特に高エネルギー粒子の閉じ込めに課題があり、その物理過程の解明と改善はヘリカル型核融合炉の開発に大きな意味を持つ。

以上の目的のために LHD において有意義な D-³He 核融合反応を生成させる方法はビーム核融合である。すなわち D 又は ³He の高速イオンを用いた TCT 効果を利用するものである。本報告書は、研究遂行のために、ビーム粒子種の選択、有意義な核融合出力を得るためのエネルギーの値、プラズマ密度、温度等、さらにそれらに要請されるビーム源および加熱源開発の検討を行ったものである。尚、ビーム核融合の生成エネルギーを直接外部に取り出し直接エネルギー変換を行う発電実証の実験については今後の検討課題とし、ここでは言及しない。

1.2 D-³He 相互作用における基礎データ

これまでの核融合研究は多くの核融合燃料方式のなかで、低プラズマ温度で反応断面積が大きい (図 1.2-1,2) という観点から重水素 (D) と三重水素 (T) を燃料とする D-T 核融合を念頭に進められてきた。



しかしながら、この燃料を利用した核融合炉を実用化するためには、三重水素増殖用のブランケット開発をはじめ解決されるべき多くの技術的問題点が残されている。このような種々の課題は D-T 核反応に伴う 14 MeV 中性子に起因するところから、中性子の発生がより少ない燃料による核融合を開発しようとする、いわゆる advanced 燃料核融合の研究が遂行されてきた [1]。表 1.2-1 に代表的な advanced 燃料核融合反応、図 1.2-1,2 に核融合反応断面積及びマックスウエル核融合反応率係数を示す。

表 1.2-1 advanced 燃料核融合反応

(1)	D	+	³ He	→	p	+	⁴ He	+	18.35 MeV
(2)	Cat.D								
	D	+	D	→	p	+	T	+	4.03 MeV
	D	+	D	→	n	+	³ He	+	3.27 MeV
	D	+	T	→	n	+	⁴ He	+	17.59 MeV
	D	+	³ He	→	p	+	⁴ He	+	18.35 MeV
(3)	p	+	⁶ Li	→	³ He	+	⁴ He	+	4.02 MeV
(4)	p	+	¹¹ B	→	3 ⁴ He			+	8.7 MeV

これらの advanced 燃料核融合のなかで、p-⁶Li, p-¹¹B は直接 14 MeV 中性子を発生しない点で魅力的ではあるが自己点火せず、これらを炉として成立させるには抜本的方法の開発が必要となる。また、Cat.D 燃料核融合では中性子出力が D-T 燃料核融合の約 1/2 と大きく、その影響を軽減することはできない。重水素とヘリウム-3 燃料を使用した核融合は、14 MeV 中性子を直接発生せず、その出力は全核融合出力の数%以下まで減少する [2,3] ために、この高エネルギー中性子に起因する多くの技術的問題が軽減され、炉構造材の寿命や放射化の観点で非常に魅力に富んだ核融合である。この核融合の主燃料のうち重水素は海水中に HDO の形で約 0.03% 存在しているために海水の蒸留、電気分解による濃縮によって比較的容易に入手可能である。一方の主燃料である ³He は地球上の大気、地殻、天然ガス中にごく僅かしか

存在せず (${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 1.38 \times 10^{-4}$)、これまでは、その利用にあたって三重水素からの生産等の方法にたよらざるをえなかった。しかし、米国や旧ソ連の月探索ロケットが持ち帰った月表面の泥サンプルの分析の結果、深さ 3 m までの月表面に少なくとも 100 万トンもの経済的に採鉱可能な ${}^3\text{He}$ が埋蔵されていることが明らかになった [4-6]。これは 1000 年分の世界の電力需要を賄い得る量である。これらの ${}^3\text{He}$ は太陽で p と D との核反応によって作られ、太陽風と共に月面まで運ばれて蓄積したものである。この ${}^3\text{He}$ 資源はこの月面上では有限であるが、ガス状惑星である火星や木星にはほぼ無尽蔵に存在していると考えられ、D- ${}^3\text{He}$ 核融合の燃料の問題はない。

今回の検討は ${}^3\text{He}$ (又は D) プラズマへの中性粒子 D^0 (又は ${}^3\text{He}^0$) 入射による D- ${}^3\text{He}$ 核融合反応実験計画である。そのための基礎データの一つとして、D- ${}^3\text{He}$ 核融合反応の反応率係数 (σv) をターゲット・プラズマを ${}^3\text{He}$ の cold plasma として入射重水素エネルギーの関数として図 1.2-3 に示す。重水素の cold plasma に ${}^3\text{He}$ ビームを入射する場合には、そのエネルギーは D ビーム・エネルギーの 1.5 倍で同様の反応率係数が得られる。表 1.2-2 にそれぞれのビーム・エネルギーに対する D- ${}^3\text{He}$ 核融合反応断面積と反応率係数を示した ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$)。この表から解るように、最大の反応率を得るためには、D ビームの場合は 500 keV、 ${}^3\text{He}$ ビームの場合は 750 keV の入射エネルギーが必要となる。

次に高速中性粒子のプラズマ中でのイオン化の基礎データを示す。中性ビーム粒子のイオン化による trapping mean free path λ は全イオン化断面積 σ_t と電子密度 n_e を用いて次式で表される。

$$\lambda = \frac{1}{n_e \sigma_t} \quad (1.2-1)$$

ここで、中性粒子のイオン化全断面積 σ_t は、電子衝突、イオン衝突、及び荷電交換によって次式のように表される。

$$\sigma_t = \frac{\langle \sigma_e v \rangle}{v} + \frac{n_i \langle \sigma_i v \rangle}{n_e v} + \frac{n_i \langle \sigma_{ex} v \rangle}{n_e v} \quad (1.2-2)$$

ここで、 σ_e 、 σ_i 、 σ_{ex} は各々電子衝突、イオン衝突、荷電交換によるイオン化断面積で、 n_i はイオン数密度、 v は相対速度、 $\langle \rangle$ は Maxwell 速度分布による平均を

表 1.2-2 静止ターゲットに対するD-³He 核融合反応断面積と反応率係数

Beam Energy (keV)		relative velocity (m/sec)	cross-section (barn)	reactivity coefficient (barn.cm/s)
D	³ He			
1000	1500	9.79×10^6	0.239	2.34×10^8
900	1350	9.29×10^6	0.280	2.60×10^8
800	1200	8.75×10^6	0.336	2.94×10^8
700	1050	8.19×10^6	0.423	3.46×10^8
600	900	7.58×10^6	0.548	4.15×10^8
500	750	6.92×10^6	0.733	5.07×10^8
400	600	6.19×10^6	0.794	4.91×10^8
300	450	5.36×10^6	0.516	2.77×10^8
200	300	4.38×10^6	0.165	0.72×10^8
100	150	3.10×10^6	0.065	0.20×10^8

示している。本実験計画では、1～10 keV のプラズマ温度に 500～1000 keV の D 又は ³He ビームを考えているために、中性粒子ビーム速度 v_b とイオン熱速度 v_{ti} 、電子熱速度 v_{te} の間では $v_{te} \gg v_b \gg v_{ti}$ の関係となり、全イオン化断面積は近似的に次式となる。

$$\sigma_t \cong \frac{\langle \sigma_e v \rangle}{v} + \frac{n_i}{n_e} \sigma_i + \frac{n_i}{n_e} \sigma_{ex} \quad (1.2-3)$$

電子衝突によるイオン化断面積と Maxwellian averaged rate coefficient は次式で表される [7]。

$$\sigma_e(\text{cm}^2) = \sum_{j=1}^N a_j \zeta_j \frac{\ln(\epsilon/U_j)}{\epsilon U_j} \{1 - b_j \exp[-c_j(\epsilon/U_j - 1)]\} \quad (1.2-4)$$

$$\langle \sigma_e v \rangle (\text{cm}^3/\text{s}) = 6.7 \times 10^7 \sum_{j=1}^N \frac{a_j \zeta_j}{T_e^{3/2}} \left\{ \frac{1}{U_j/T_e} \int_{U_j/T_e}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx - \frac{b_j e^{c_j}}{U_j/T_e + c_j} \int_{U_j/T_e + c_j}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \right\} \quad (1.2-5)$$

ここで、 T_e は eV 単位の電子温度、 U_j は j-th shell の ionization potential、 ζ_j は j-th shell の電子数、 a_j 、 b_j 、 c_j はそれぞれの元素で決まる常数であり、これらの値を重

水素、ヘリウムに対して表 1.2-3 に表した。

表 1.2-3 重水素、ヘリウムの電子衝突によるイオン化断面積係数

	N	U_1	ζ_1	a_1 (eV ² cm ²)	b_1	c_1
D ⁰	1	13.6 eV	1	4.0×10^{-14}	0.60	0.56
³ He ⁰	1	24.6 eV	2	4.0×10^{-14}	0.75	0.46

これらの電子衝突によるイオン化断面積の電子エネルギー依存性とイオン化率係数の電子温度依存性を各々図 1.2-4 (a), (b) に示した。

プラズマ・イオン (D⁺, ³He⁺⁺) の衝突による中性粒子のイオン化断面積は次式で与えられる [8]。

$$\sigma_i = \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_0}{U_j^2} G_j(v_q/v_i) \quad (1.2-6)$$

ここで、 v_i は ionization potential に相当する電子速度、 v_q は衝突イオンの速度で、

$$\sigma_0 \equiv 6.56 \times 10^{-14} \times Z_q^2 \text{ (eV}^2\text{cm}^2\text{)} \quad (1.2-7)$$

$$G_j(x) = f_v(x) \times \left[\frac{x^2}{1+x^2} + \frac{2}{3} \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) \ln(2.718+x) \right] \times \\ \times \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \left[1 - \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{1+x^2}\right] \quad : x > 0.206 \quad (1.2-8-a)$$

$$= \frac{32}{15} x^4 \quad : x < 0.206 \quad (1.2-8-b)$$

$$f_v(x) \equiv \frac{1}{x^2} \left(\frac{x^2}{1+x^2}\right)^{3/2}, \quad \alpha \equiv 4x^2 \left(1 + \frac{1}{x}\right) \quad (1.2-9)$$

である。D⁺ イオン衝突による D⁰ 及び ³He⁰ のイオン化断面積を図 1.2-5 に示す。ここで、³He⁺⁺ によるイオン化断面積は D⁺ の場合の 4 倍である。

次に、荷電交換によるイオン化断面積を示す。D⁰ と D⁺, ³H⁺⁺ の荷電交換断面積は A.C.Riviere [9] によって与えられた H⁰ と H⁺, ⁴He⁺⁺ の荷電交換の実験式を相対速度を一致させることによって適用できる。D⁰ と D⁺ の荷電交換断面積は、

$$\sigma_{cx} \text{ (cm}^2\text{)} = \frac{0.6937 \times 10^{-14} (1 - 0.155 \log_{10} \epsilon)^2}{1 + 0.1112 \times 10^{-14} \epsilon^{3.3}} \quad (1.2-10)$$

で表され、 ϵ は eV 単位の H^+ のエネルギーで D^0 のエネルギーの 1/2 倍に相当する。 D^0 と ${}^3He^{++}$ の荷電交換断面積は、

$$\log_{10} \sigma_{cx} (\text{cm}^2) = -14.78 - 1.33 (4.5 - \log_{10} \epsilon)^2 : \epsilon > 12 \text{ keV} \quad (1.2-11-a)$$

$$= -16.54 + 0.09 (\log_{10} \epsilon)^2 : \epsilon < 12 \text{ keV} \quad (1.2-11-b)$$

ここで、 ϵ は eV 単位の ${}^4He^{++}$ のエネルギーで D^0 のエネルギーの 2 倍に相当する。図 1.2-6 に D^0 エネルギーに対する D^0 と D^+ 、 ${}^3He^{++}$ の荷電交換断面積を示す。

${}^3He^0$ と D^+ の荷電交換は R.L.Freeman et al. [10] による ${}^4He^0$ と H^+ の実験式：

$$\ln \sigma_{cx} (\text{cm}^2) = \sum_{j=0}^n A_j (\ln \epsilon)^j \quad (1.2-12)$$

で、 H^+ のエネルギー ϵ を ${}^3He^0$ のエネルギーの 1/3 とすることによって得られる。 ${}^3He^0$ と ${}^3He^{++}$ の荷電交換は、C.F.Barnett [11] による ${}^4He^0$ と ${}^4He^{++}$ 荷電交換の実験曲線において、 ${}^4He^{++}$ のエネルギー ϵ を ${}^3He^0$ のエネルギーの 4/3 と変換すればよい。図 1.2-7 に ${}^3He^0$ エネルギーの関数として ${}^3He^0$ と D^+ 、 ${}^3He^{++}$ との荷電交換断面積を示した。以上のイオン化断面積を D^0 、 ${}^3He^0$ のエネルギーの関数として図 1.2-8, 9 に示した。 D^0 ビームを 3He プラズマに入射する場合、エネルギーが 100 keV 以上ではイオン衝突によるイオン化が主であり、それ以下の入射エネルギーでは荷電交換の効果が大きくなる。一方、 ${}^3He^0$ ビームを D プラズマに入射する場合は、1 MeV 以上ではイオン衝突の効果が大きい、それ以下のエネルギーになると荷電交換の効果と同程度になる。入射ビームのプラズマ中への浸透をみるために $D_{pt} \equiv 1/\sigma_t$ で定義される penetration thickness D_{pt} を導入すると浸透長 λ は $\lambda = D_{pt}/n_e$ で表される。 3He プラズマに D^0 ビームを、 D プラズマに 3He ビームを入射する場合の penetration thickness を各々図 1.2-10, 11 に示した。これらの図から入射中性粒子のエネルギーが 100 keV 以上では penetration thickness は電子温度が 1 keV から 10 keV の間ではそれに依存せず各々次式で近似できる。

$$D_{pt} (m^{-2}) = 1.12 \times 10^{20} \epsilon_{MeV}^{0.72} : D^0 \text{ beam to } {}^3He \text{ plasma} \quad (1.2-13-a)$$

$$= 1.44 \times 10^{20} \epsilon_{MeV}^{0.66} : {}^3He^0 \text{ beam to } D \text{ plasma} \quad (1.2-13-b)$$

これより、入射中性粒子の電子密度が $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の場合の penetration length λ を表 1.2-4 に示した。最大の D - 3He 核融合反応率となる 500 keV D^0 ビーム、750 keV ${}^3He^0$ ビームはいずれもプラズマ中に約 1 m の深さまで浸透する。

表 1.2-4 入射中性粒子の電子密度が $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の場合の penetration length λ

beam energy (keV)	λ (m) D ⁰ beam	λ (m) ³ He ⁰ beam
100	0.213	0.315
200	0.352	0.498
300	0.471	0.651
400	0.579	0.787
500	0.680	0.911
600	0.775	1.028
700	0.866	1.138
800	0.954	1.242
900	1.038	1.343
1000	1.12	1.44

参考文献

- [1] H.Momota, Y.Tomita, and Y.Nomura, IPPJ-460 (Institute of Plasma Physics, Nagoya Univ., Nagoya, 1980).
- [2] H.Momota, M.Okamoto, Y.Nomura, M.Ohnishi, H.L.Berk, and T.Tajima, Nucl. Instrum. Methods A271 (1988) 7.
- [3] W.Kernbichler and M.Heindler, Nucl. Instrum. Methods A271 (1988) 65.
- [4] L.J.Wittenberg, J.F.Santarius, and G.L.Kulcinski, Fusion Technol. 10 (1986) 167.
- [5] G.L.Kulcinski and H.H.Schmitt, Fusion Technol. 21 (1992) 2221.
- [6] L.A.Taylor, *Proc. 2nd Wisconsin Symp. on Helium-3 and Fusion Power*, Wisconsin, 19-21 July 1993 (1993) 49.
- [7] W.Lotz, Garching Report IPP 1/50 and 1/62 (1967).
- [8] M.Gryzinski, Phys. Rev. A138 (1965) 305, 322, and 326.
- [9] A.C.Riviere, Nucl. Fusion 11 (1971) 363.
- [10] R.L.Freeman and E.M.Jones, Culham Report CLM-R137 (1974).
- [11] C.F.Barnett et al., Oak Ridge Natl. Lab. Report ORNL-5206 (1977).

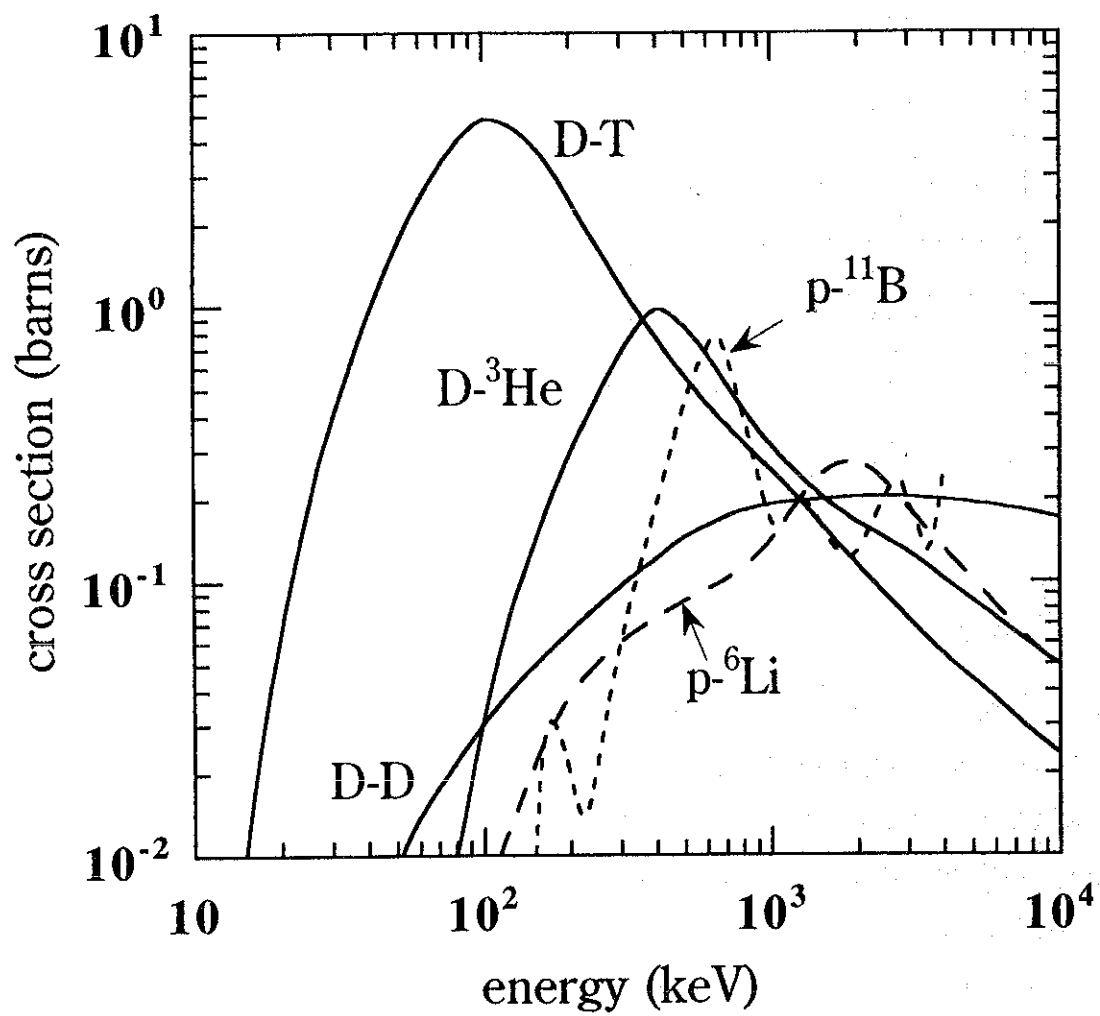


图 1.2 - 1 核融合反应断面积

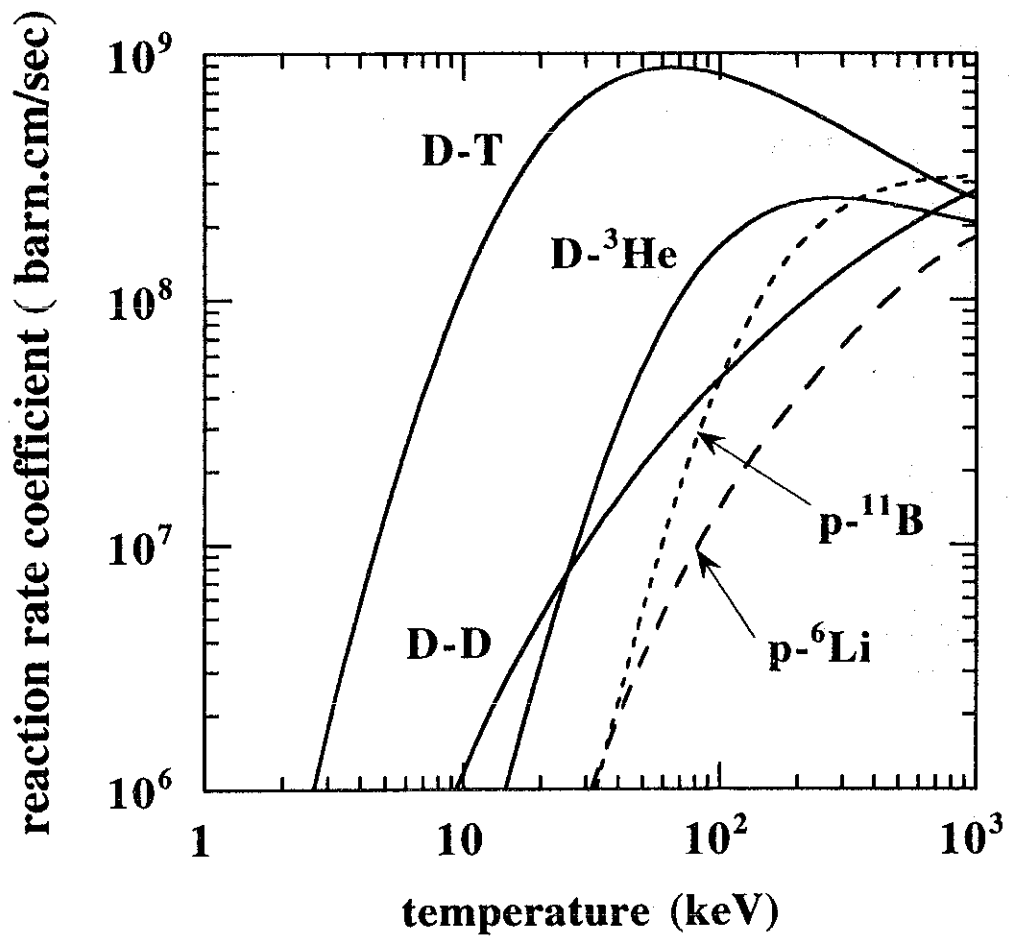
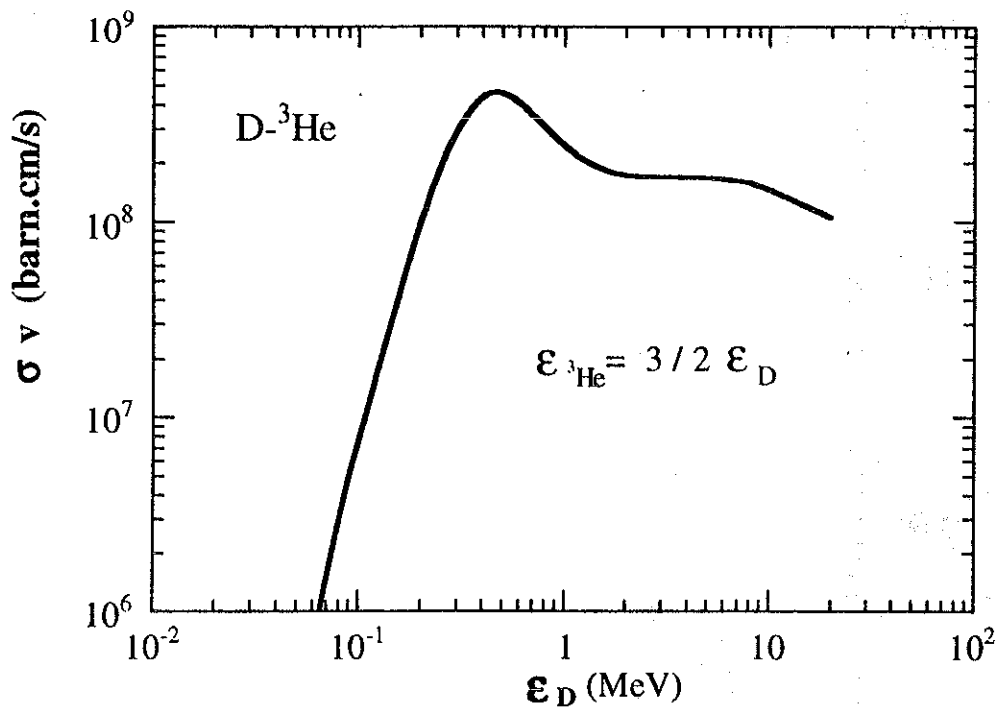
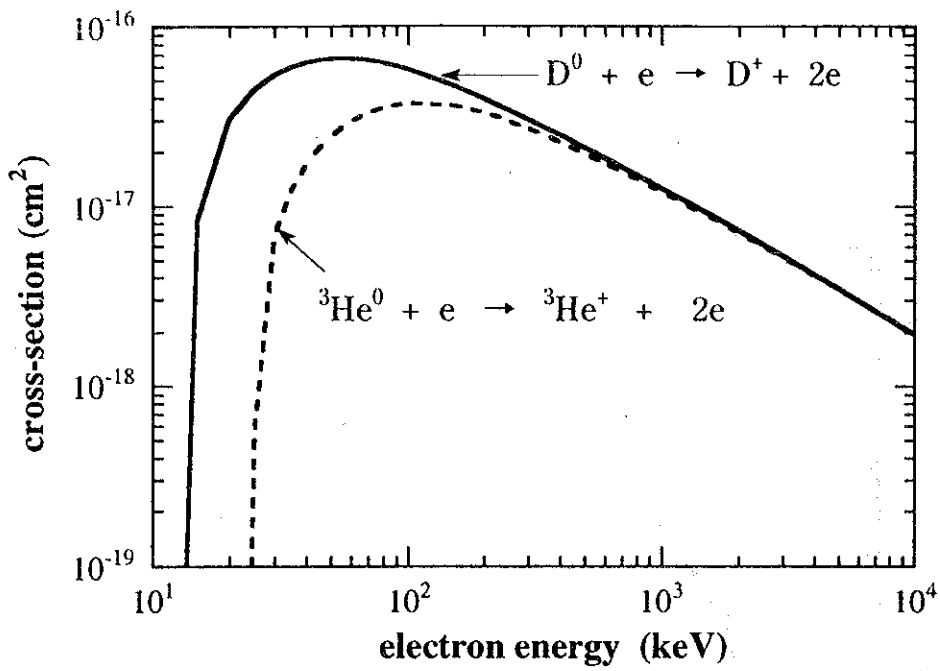


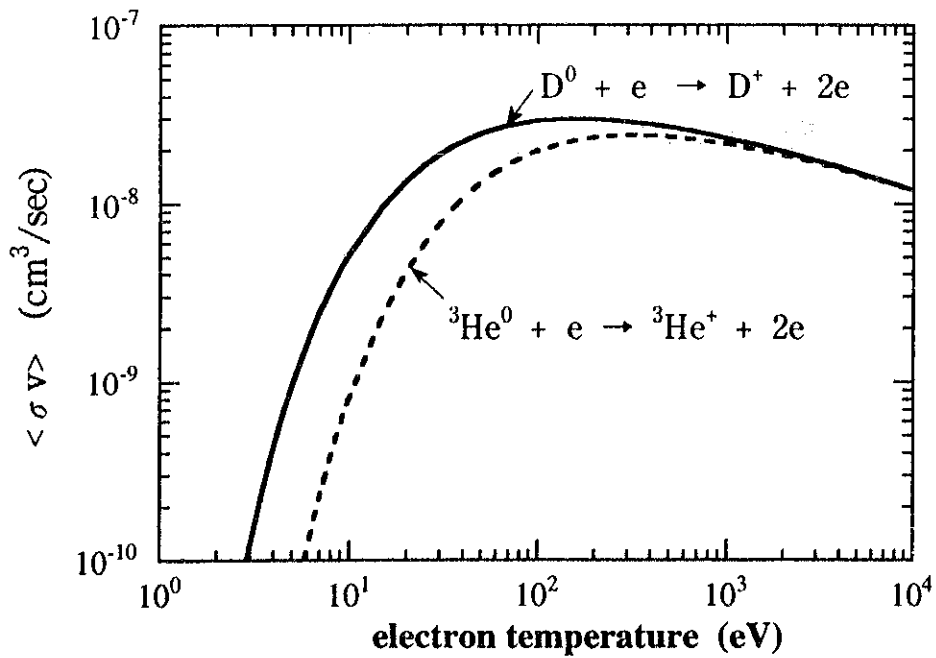
図 1.2-2 マックスウエル核融合反応率係数



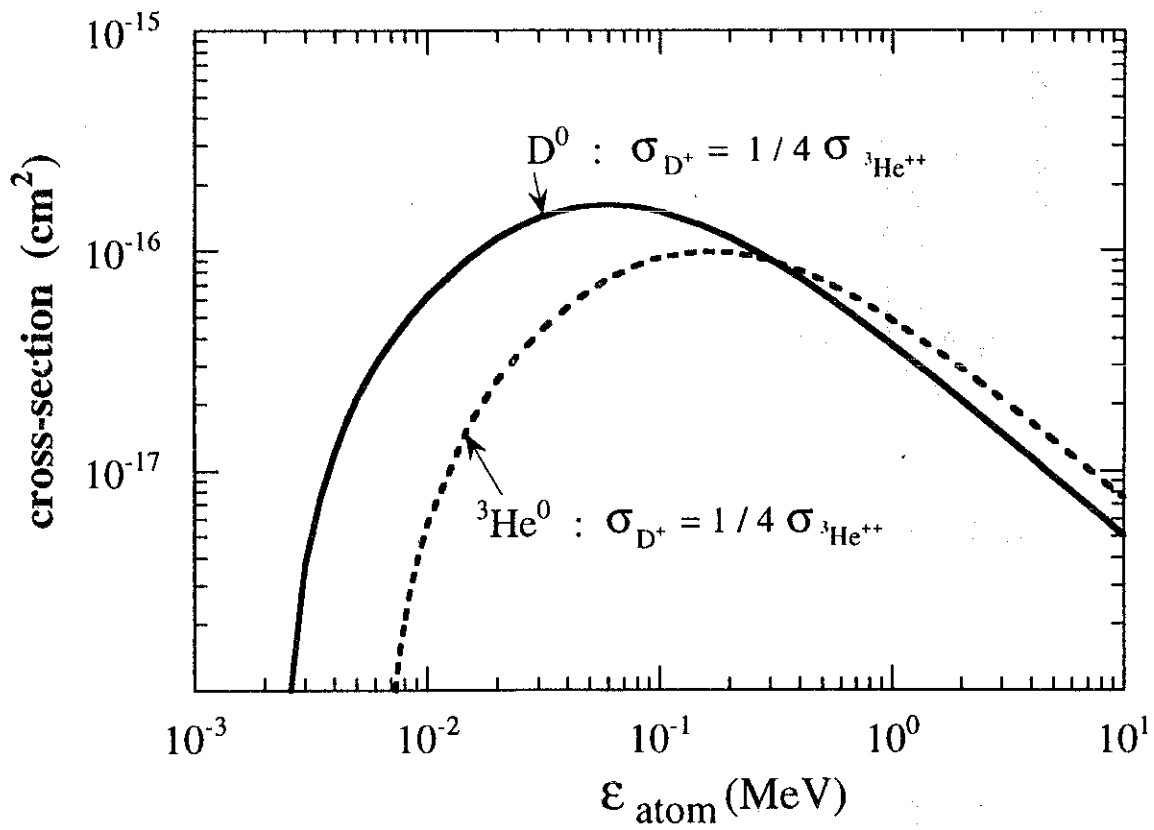
☒ 1.2-3 D-³He fusion reactivity σv



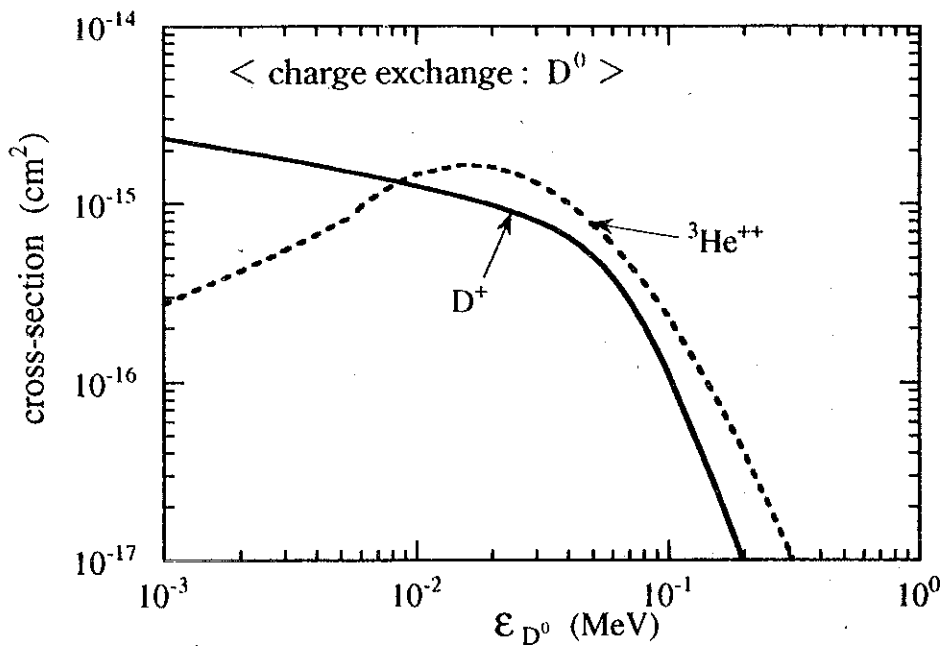
☒ 1.2-4 (a) Electron impact ionization cross-section



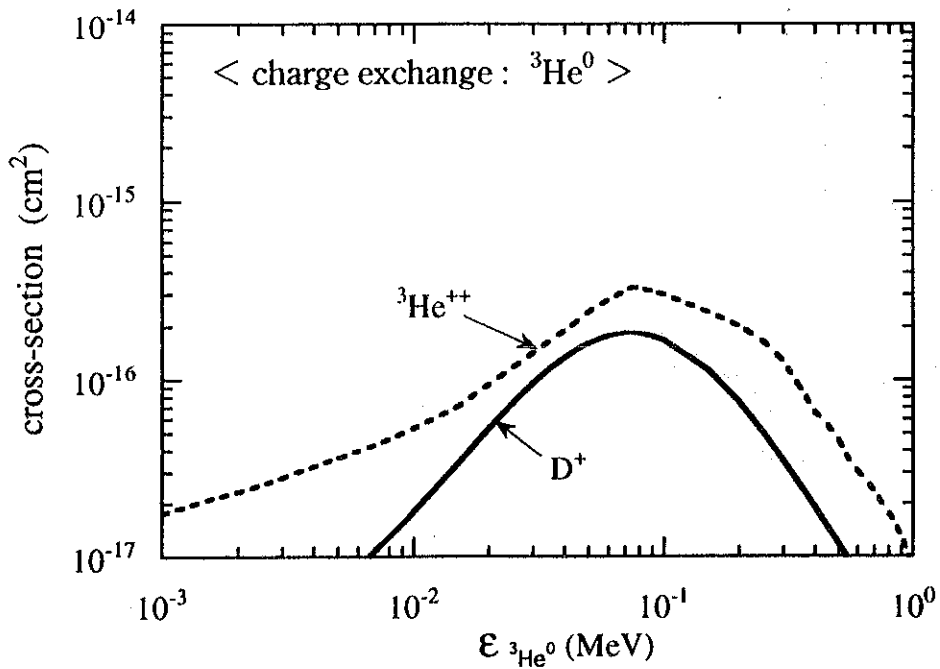
☒ 1.2-4 (b) Electron impact ionization rate coefficient.



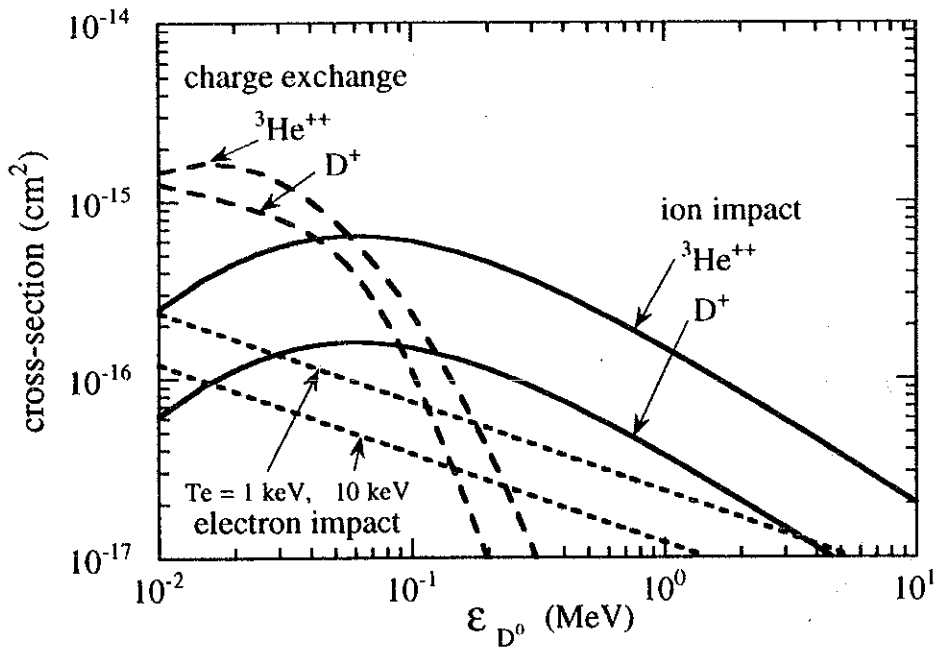
☒ 1.2 - 5 Ion impact ionization cross-section



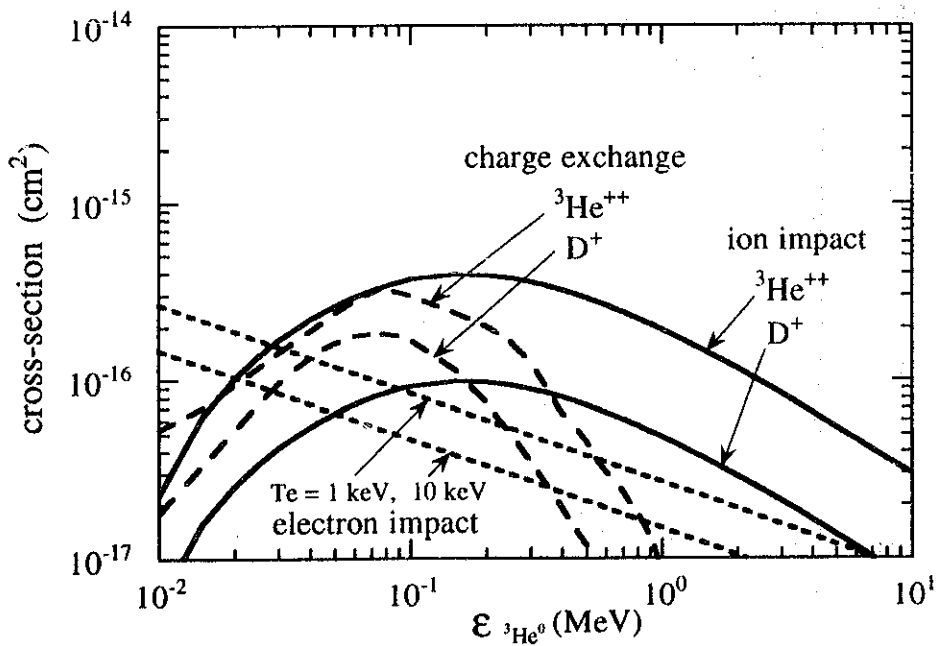
☒ 1.2 - 6 Charge exchange cross-section of D^0 by D^+ and ${}^3\text{He}^{++}$



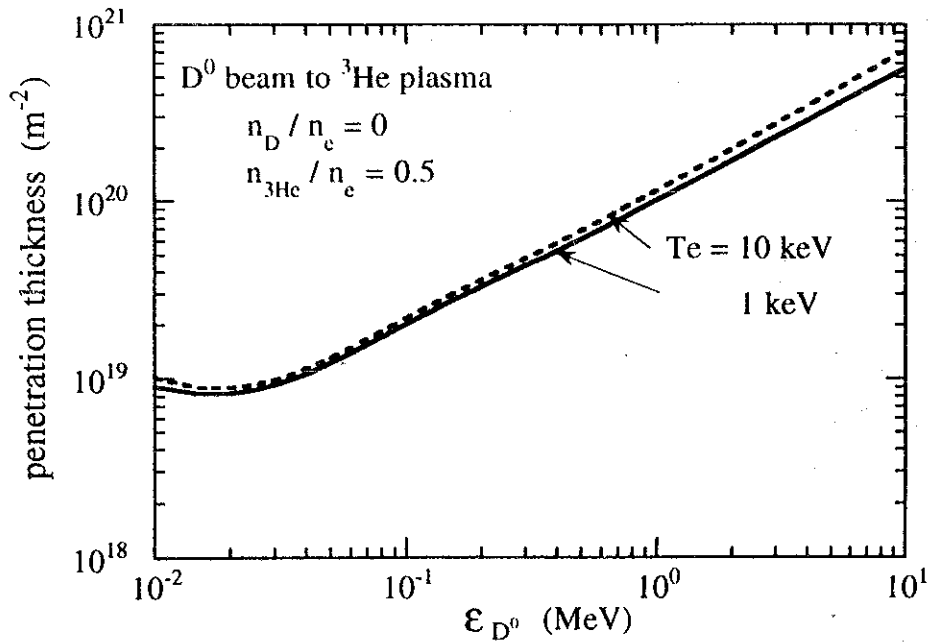
☒ 1.2 - 7 Charge exchange cross-section of ${}^3\text{He}^0$ by D^+ and ${}^3\text{He}^{++}$



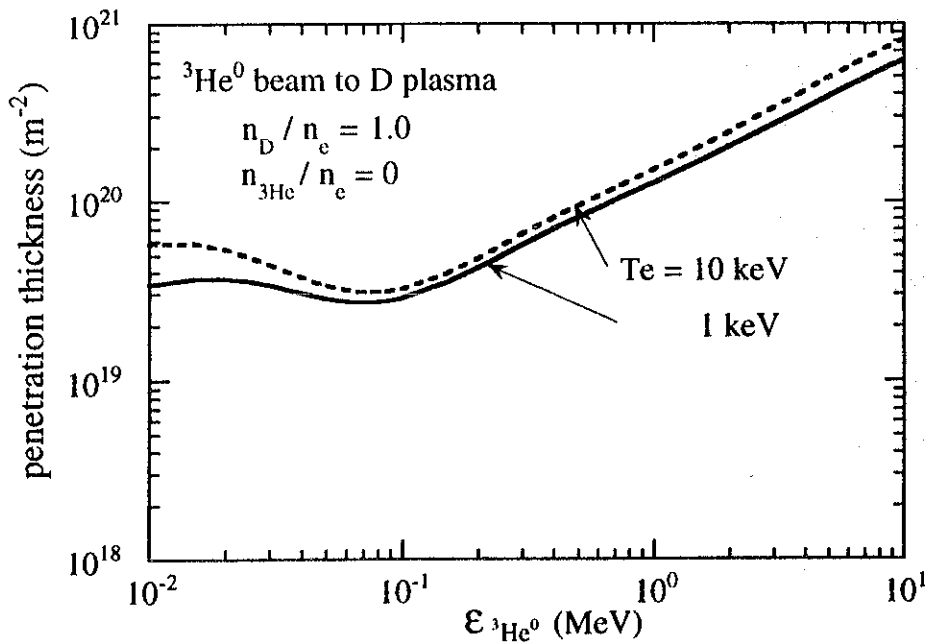
☒ 1.2-8 Ionization cross-section of D^0



☒ 1.2-9 Ionization cross-section of ${}^3\text{He}^0$



☒ 1.2 - 10 Penetration thickness $D_{pt} = 1 / \sigma_{total}$



☒ 1.2 - 11 Penetration thickness $D_{pt} = 1 / \sigma_{total}$

第2章 D-³He プラズマの理論検討

2.1 理論解析から見たLHDにおけるD-³He計画

D-³Heは核融合の特徴は、核融合出力の大部分は荷電粒子によって担われ中性子出力は非常に少ない事である。しかし、D-³He熱核融合の自己点火条件は、D-T反応より $n\tau$ で1桁近く大きく、温度は数倍大きいものが要求される。また、シンクロトロン放射を少なくするために大きなプラズマ・ベータ値が要求される。しかしながら中性子出力が小さい事はD-T核融合の炉工学的欠陥を補うものでこの点においてはD-³He核融合は非常に魅力的なものである。

大型ヘリカル装置 (LHD) は核融合実験装置であり、核反応実験を試みるものは当然の事と思われる。D-D核反応実験はすでに策定されているが、トリチウム生成が微量で、また、発生中性子数が少ないD-³He核反応実験も試みるのは意義のあることと思われる。これにより、D-³He核反応を引き起こす目的の他、反応生成物 (3.67 MeV のアルファ粒子、14.67 MeV のプロトン) の挙動の研究等が可能となる。LHD配位では、閉じ込め領域から逃げてくる高エネルギーイオンは全てダイバータ領域へ導かれる。これはトカマクとは異なるLHD配位の大きな特徴である。D-³He核融合では、核融合出力の大部分は荷電粒子が荷うので、閉じ込め領域から出てくるアルファ粒子やプロトン粒子は決まった場所 (ダイバータ領域) へ導かれねばならない。このダイバータ実験も重要なテーマになり得る。

大型ヘリカル装置 (LHD) は、実験装置として、次の弾力性、自由度を持っている。

- ① 3対の軸対称ポロイダルコイル系、
- ② 2本の独立なヘリカルコイル、
- ③ ヘリカルコイルの3重の電流層。

①の自由度により垂直磁場 B_v を変化させる事により、プラズマの位置を制御し、真空磁場でのプラズマの中心軸をトーラス水平方向に30 cm 移動させることができる。四重極磁場 B_Q はプラズマの楕円度を変える事ができる。②の自由度は2本のヘリカルコイルそれぞれに流れる電流を I_{h1}, I_{h2} とすると、 $I_{h1} = I_{h2}$ の場合が標準運転であるが、 $I_{h1} \neq I_{h2}$ とする事により、立体磁気軸的配位を作る事ができる。③の自由度は3重の電流層それぞれに独立に電流を流すことができ、その結果ピッチパラメータ $\gamma_c = (M/L) (a_c/R_0)$ を変化させることができる。但しLHDでは $M=10, L=2, R_0=3.9\text{m}$ で a_c は電流中心である。LHDでは γ_c は1.12から1.38まで変化させることが可能で、磁気井戸領域、プラズマ半径、回転変換などを変える事ができる。

これら三つの自由度のうち第1番目のポロイダルコイル系による制御が最も多くの配位を作る事ができる。プラズマの位置をトーラス外側にシフトさせるとMHD的に安定になり、内寄せにすると高エネルギーイオンの閉じ込めが改善され、また同時にリップル拡散が減少する。プラズマの楕円度はMHD安定性や粒子閉じ込めに影響を与えるが、ブートストラップ電流に対しては特に大きな影響を与える。磁場 $B=3\text{T}$ ($\gamma_c=1.25$) の時に、ポロイダルコイル系を制御して最適化した配位を標準配位と呼ぶ。標準配位では真空磁場でのプラズマ中心軸のシフトが $\Delta_v=-15\text{cm}$ で、トーラス方向に平均したプラズマ断面はほぼ円になっている。

LHDで $\text{D-}^3\text{He}$ 核反応を有意義なだけ引き起こす方法はビーム核融合しかない。すなわち D 又は ^3He の高速イオンを利用してTCT効果により $\text{D-}^3\text{He}$ 核反応を引き起こすことが考えられる。一般に核融合反応は2つの粒子の相対速度がかなり大きいところに核反応断面積の最大値がある。例えばD-T反応の場合、相対エネルギーで110 keVあたりで反応断面積が最大になり、 $\text{D-}^3\text{He}$ 反応ではこれが450 keVあたりになる。ビーム核融合では、燃料の粒子を積極的に加速し、反応断面積が最大になるエネルギーを持つ粒子の個数を増やし、それにより核反応を増加させようとするものである。この方法は絶えず外部から燃料粒子加速のためのエネルギーを注入せねばならず、自己点火には到らない欠点を持つが、主プラズマの温度があまり高くななくても、簡単に核融合反応を引き起こし、有意な核融合出力を得ることができる。

LHDにおいて次の $\text{D-}^3\text{He}$ ビーム核融合が考えられる。

- (1) NBI
- (2) ICRF
- (3) NBI+ICRF

(1) では重水素中性原子を500 keV程度に加速して、ヘリウム3プラズマに入射する。(2) では重水素が主イオンのプラズマに少数のヘリウム3イオンを混合させ、ICRF少数イオン加熱を行い、高エネルギーのヘリウム3イオンを生成し $\text{D-}^3\text{He}$ 核反応を引き起こす。あるいは、 $\text{D-}^3\text{He}$ プラズマで第2高調波ICRF加熱を行う。(3) においては外部から入射された高エネルギーイオンをICRF波で加速して、常に核反応断面積を最大にするエネルギー領域に多数のイオンを留めておこうとする試みである。

以上の3つの方法は、いずれも燃料粒子の一方を高エネルギーに加速して、反応する相手の燃料粒子との相対速度を大きくし反応率を高めようとするものである。ビーム核反応では相対速度のみが重要で燃料粒子の一方が充分高いエネルギーを持っていると他方はエネルギー零でもよい。しかしプラズマ中で高エネルギー粒子数

を一定程度以上に保ち、核反応を充分引き起こすためにはプラズマ自身がある程度良好に閉じ込められており、その電子温度が十分に高くなければならない。このことについて、重水素原子ビーム D^0 (500 keV 程度) を ^3He プラズマに入射した場合を例に考えてみる。500 keV でトーラスプラズマ中に磁場に平行に入射された D^0 ビームは、プラズマイオンと衝突して電離され、500 keV の D^+ 高エネルギーイオンになる。 D^+ は磁場に補足され、トーラス内を運動する。この間、先ず、 D^+ はプラズマ電子と衝突して減速していく。 D^+ のエネルギーが臨界エネルギー W_c まで減速する間はピッチ角散乱が小さく、 W_c 以下になると D^+ はプラズマイオンと衝突してピッチ拡散しながら減速していく。但し W_c は

$$W_c = 14.8 T_e A_b \left(\frac{\sum_j n_j Z_j^2}{j n_e A_j} \right)^{2/3}$$

で与えられる。 $T_e n_e$ はプラズマ電子温度及び電子密度、 A_b はビーム原子の質量比、 A_j, n_j, Z_j はプラズマ中の j 種イオンの質量比、密度、電荷である。今、プラズマイオンは $^3\text{He}^{++}$ のみとすると $W_c = 34 T_e$ となる。 D^+ 高エネルギーイオンの入射時のエネルギーは $W_b = 500 \text{ keV}$ だから T_e が 10 keV 以下だと $W_b \gg W_c$ である。 D^+ 高エネルギーイオンは入射時から W_c まで減速されるまでの間、ピッチ角散乱を殆ど受けないので磁場に平行方向にビーム状になっている。このビームの平均速度と密度は

$$\bar{v}_b = v_{b0} / \ln(v_{b0}/v_c),$$

$$\bar{n}_b = S_0 \tau_s \ln(v_{b0}/v_c),$$

$$v_{b0} = \sqrt{\frac{2W_0}{m_b}}, \quad v_c = \sqrt{\frac{2W_c}{m_b}},$$

で与えられる。 S_0 は単位時間当たりの高速イオン入射率で NBI の等価電流 I_b と

$$I_b = Z_b e S_0$$

の関係にある。 τ_s は減速時間で

$$\tau_s = 0.125 \frac{A_b T_e^{2/3} [\text{keV}]}{Z_b^2 n_e [10^{19} \text{ m}^{-3}] \ln \Lambda / 16} \quad [\text{s}]$$

で与えられる。 τ_s は T_e の 3/2 乗の比例して n_e に逆比例する。入射粒子がビーム核融合を起こすには、 \bar{n}_b と \bar{v}_b がある程度以上大きい必要がある。このため減速

時間は長い方が良く電子温度は高くなければならない。また、 τ_s は閉じ込め時間より短くなければならない。すなわち、閉じ込めプラズマ中に高速イオンを生成してビーム核融合を起こすには、プラズマの閉じ込めが良好であることが要求される。また W_c を下げるために不純物含有量も極力小さくする必要がある。

図 2.1-1 に 500 keV のエネルギーを持つ重水素原子を LHD プラズマに入射した時の高速イオン生成分布を示す。用いた平衡配位は LHD の標準配位で $\beta=0$ の場合のものである。密度分布を放物線型にとり、中心密度 n_0 は、(a)では $n_0=1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、(b)では $n_0=0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ である。入射装置は現在開発中の負イオン源を用いた。但し、イオン源は 1 台のみとした。(b)は少しつき抜けがあるが、(a)、(b)とも非常に良好な高速イオン生成分布が得られている。生成分布は電離の位置から決めたもので軌道平均はとっていないが、極めて鋭く中心に分布しているので軌道平均をとっても少し分布が巾広くなるだけで軌道平均による粒子損失は殆どない。

生成された D^+ 高エネルギーイオンは殆ど磁力線に沿ってトーラスを周回する。電子と衝突しながら減速していくが、この間、プラズマイオンの ${}^3\text{He}^{++}$ と核反応を起こす。 W_c まで減速されるとピッチ角散乱を受け周回粒子は補足粒子となり一部は軌道損失するが、この時は D^+ のエネルギーは下がり、核反応率は非常に小さくなる。平行入射の NBI を用いたビーム核融合の場合は、入射粒子のエネルギーが充分高く (D原子で 500 keV 以上)、また τ_s がある程度長いと配位に関係なくかなりの核反応が期待できる。

ICRF 加熱を用いた $D-{}^3\text{He}$ 核反応実験で最も重要な事は高エネルギーイオンの閉じ込めであろう。例えば主プラズマイオンが重水素で少数イオンがヘリウム ${}^3\text{He}^{++}$ の場合の ICRF 少数イオン加熱では ${}^3\text{He}^{++}$ が共鳴面を通過する毎に磁場に垂直方向に速度が変化し、結果として ${}^3\text{He}^{++}$ は垂直方向に加速されていく。この過程で ${}^3\text{He}^{++}$ は周回粒子から遷移粒子、補足粒子へと軌道のトポロジーを変えていく。補足粒子は配位によっては閉じ込めが悪く、遷移粒子はさらに悪い。高エネルギーの ${}^3\text{He}^{++}$ イオンが軌道損失してしまうとその分核反応率は下がるので、高エネルギーイオンがどれ程良く閉じ込められるかが決定的になる。高エネルギーイオンの閉じ込めはプラズマ柱をトーラス内側にシフトすると改善される。また、充分大きな径電場 E_r が存在すると改善される。但し正の E_r ($E_r > 0$, 正は径方向) の場合は常にイオンの軌道を改善する方向に働くが、大きくない負の E_r の場合はイオンの ∇B ドリフトを打ち消してかえって軌道の磁気面からのずれを大きくする事がある。このような観点から ICRF 加熱を用いる場合は、プラズマをできるだけ内寄せにした配位で実験を行う必要がある。また、径電場がどのように生成されるか注意深く研究する必要がある。

D-³He 核反応において、プロトンとアルファ粒子が反応生成物として発生する。プロトンは約 15 MeV、アルファ粒子は約 3.5 MeV のエネルギーを持って発生する。そのような高エネルギー粒子は小半径が 50~60 cm 程度の LHD ではそのほとんどが閉じ込め領域から逃げてしまう。高エネルギー粒子の損失は径電場生成に寄与する。従って、D-³He 反応において反応生成物が径電場生成にどのように寄与するかは興味のある課題であろうと思われる。また、高エネルギービーム・プラズマ系での核弾性散乱の核融合反応への影響を検討する必要がある。

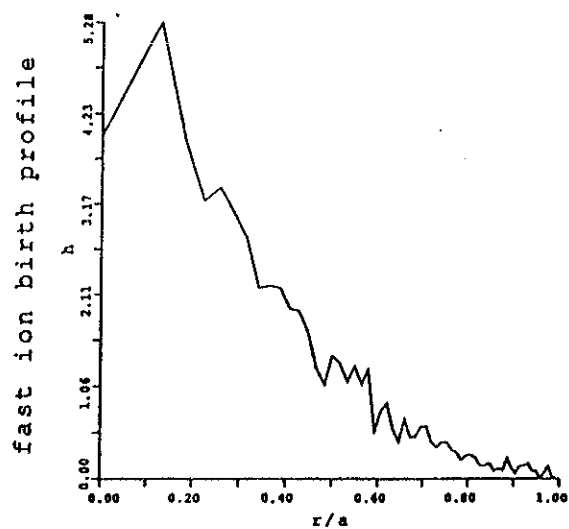
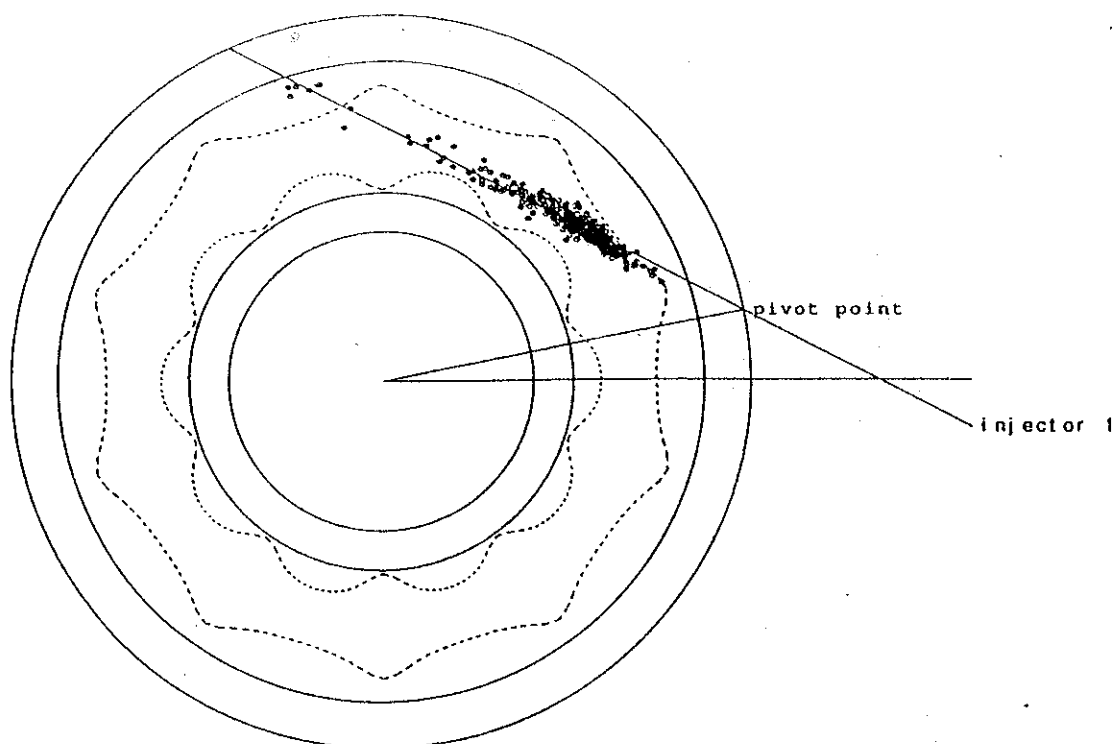


図 2.1 - 1 (a) LHD における 500 keV D^0 入射による
 高速イオン生成分布：中心密度 $n_0 = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

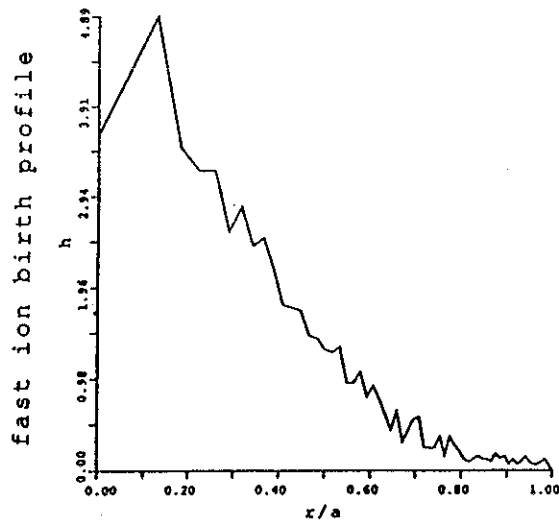
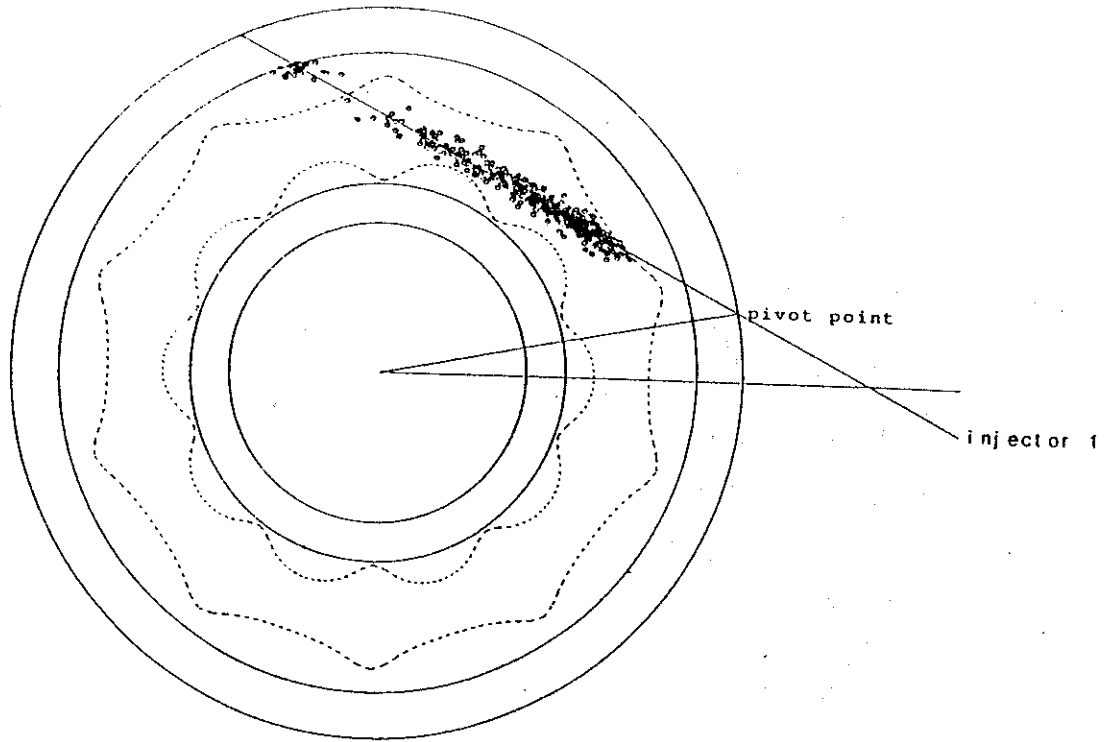


図 2.1-1 (b) LHD における 500 keV D^0 入射による
 高速イオン生成分布：中心密度 $n_0 = 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

2.2 D / ^3He ビームによる D- ^3He 反応

重水素(D)-ヘリウム3 (^3He) 核融合は、他の核融合 [例えば重水素(D)-トリチウム(T) 反応] と比べて発生する中性子が少なく、核反応によるパワーのほとんどを荷電粒子が担うという注目すべき特徴をもっている。しかしながら、D- ^3He 燃料を用いて熱核反応を起こすには、プラズマの温度及び密度を100 keV 及び 10^{20} m^{-3} 程度に保たなければならない。LHDにおいてこれを実行することは、非常に困難であると考えられる。そこで、D- ^3He 核融合実験を行なうために、 ^3He プラズマ中に高エネルギーのDビームを打ち込む、または、Dプラズマ中に ^3He ビームを打ち込むことを考え、そのときの反応率及び出力を評価する。

Dビームを ^3He プラズマ中に打ち込んだ場合には、核反応として、主に D- ^3He 反応 [$^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$] 及び D-D 反応が起こる。ここに、D-D 反応においては、D(d, n) ^3He 及び D(d, p)T が、ほぼ同じ割合で起こりえる。以下で議論するように、D- ^3He 反応率と比べ、D-D 反応率は小さく(1/10程度)、無視しえる。このことにより、D-D 反応で生成されるトリチウム(T)と重水素(D)との反応については、ここでは議論しない。背景 ^3He プラズマの温度を 2 keV とし、入射 D ビームの入力パワー及び入力エネルギーを 20 MW 及び 500 keV としたときには、反応率は、 $1.0 \times 10^{17} \text{ 1/sec}$ で、出力は、0.31 MW 程度である。プラズマの温度を 6 keV としたときには、反応率及び出力は、 $4.5 \times 10^{17} \text{ 1/sec}$ 及び 1.3 MW 程度である。

一方、 ^3He ビームをDプラズマ中に入射した場合には、核反応として主に D- ^3He 反応が起こる。ここで、Dプラズマ同士の D-D 熱核反応も起こりえるが、その反応率は、D- ^3He 反応と比べて非常に小さく(Dプラズマの温度が 6 keV のとき 1/55程度である)、無視しえる。入射 ^3He ビームの入力パワー、入力エネルギーを 20 MW、750 keV とし、背景 D プラズマの温度を 2 keV 及び 6 keV としたときの反応率と出力は、それぞれ、 $5.3 \times 10^{16} \text{ 1/sec}$ 、0.16 MW 及び $2.4 \times 10^{17} \text{ 1/sec}$ 、0.70 MW 程度である。

2.2.1 ビームの分布関数

a) ビームにたいする Fokker-Planck 衝突オペレータ

まずはじめに、プラズマ中に打ち込んだイオンビームの分布関数を以下のよ
うに与える。ビームの分布関数は、Gaffey [1] の論文に従って求めることにする。閉
じ込められているプラズマ中に少数のイオンビームを打ち込んだ場合、そのビーム
分布関数 $f_b(x, v, t)$ にたいする Coulomb 衝突は、次のような Fokker-Planck 方程式に

より与えられる;

$$\frac{\partial f_b}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_b + \frac{e_b}{m_b} (\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_b}{\partial \mathbf{v}} = \sum_j g(f_b, f_j). \quad (2.2-1)$$

ここに、 f_j は背景プラズマのイオン ($j=i$) 及び電子 ($j=e$) の分布関数を表し、 $g(f_b, f_j)$ は衝突オペレータを意味する。ここでは、ビームの密度は、背景プラズマの密度と比べて十分小さいとしているので、ビーム間の衝突は無視した。また、ビーム入射の際に問題とされる核弾性散乱は無視した。以下では、ビームの分布関数は、磁場にたいして軸対称であるとし、また、Fokker-Planck衝突オペレータ $g(f_b, f_j)$ として Landau の衝突オペレータ [2] を用いることにする;

$$\begin{aligned} g(f_b, f_j) &= 2\pi e_b^2 e_j^2 \ln \Lambda \frac{1}{m_b} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot \int d^3 \mathbf{v}_j \boldsymbol{\omega} \cdot \left(\frac{1}{m_b} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} - \frac{1}{m_j} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_j} \right) f_b f_j \\ &= \Gamma_{b,j} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot \left[\frac{\partial f_b}{\partial \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial \mathbf{v} \partial \mathbf{v}} F'(x_{b,j}) + \frac{\mathbf{v} \mathbf{v}}{v^3} x_{b,j} F''(x_{b,j}) \right) \right. \\ &\quad \left. + 2 \frac{m_b}{m_j} f_b \frac{\mathbf{v}}{v^3} \left(F'(x_{b,j}) - x_{b,j} F''(x_{b,j}) - \frac{x_{b,j}^2}{2} F'''(x_{b,j}) \right) \right] \quad (2.2-2) \end{aligned}$$

ここに、 $\ln \Lambda$ は、Coulombカットオフ因子であり、

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{\partial^2 g}{\partial \mathbf{v} \partial \mathbf{v}_j} = \frac{1}{g^2} (g^2 \bar{\mathbf{I}} - \mathbf{g} \mathbf{g}) \quad ; \quad g = |\mathbf{g}| = |\mathbf{v} - \mathbf{v}_j|, \quad (2.2-3)$$

$$\Gamma_{b,j} = \frac{2\pi e_b^2 e_j^2 n_{0j} \ln \Lambda}{m_b^2}, \quad (2.2-4)$$

$$F(x_{b,j}) = \frac{1}{n_{0j} v_{thj}} \int d^3 \mathbf{v}_j f_j g. \quad (2.2-5)$$

また、 $x_{b,j} = v/v_{thj}$ 、 v_{thj} 及び n_{0j} は、 j 種粒子の熱速度及び密度である。

関数 $F(x)$ は、 $x \ll 1$ または $x \gg 1$ のときは、以下のように近似できる;

$$F(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{1}{3} x^2 - \frac{1}{30} x^4 + \dots \right) \quad \text{for } x \ll 1, \quad (2.2-6)$$

$$F(x) = x + \frac{1}{2x} - \frac{\exp(-x^2)}{2\sqrt{\pi} x^4} \left(1 - \frac{3}{x^2} + \dots \right) \quad \text{for } x \gg 1, \quad (2.2-7)$$

ここで、ビームの入射速度 v_b をイオンと電子の熱速度の間 ($v_{thi} \ll v_b \ll v_{the}$) であるとする。この仮定は、ビームのエネルギーがイオン温度より大きい、電子温度と比べて因子 m_i/m_e よりは大きくないとすることにより満たされる。この仮定

により、ビームと電子との衝突オペレータは、 $(v_b/v_{the}) \ll 1$ であることから、(2.2-6) 式を(2.2-2) 式に用いて、

$$g(f_b, f_e) = \frac{8x_{b,e}^3}{3\sqrt{\pi}v} \frac{m_b}{m_e} \Gamma_{b,e} \left(v \frac{\partial f_b}{\partial v} + 3f_b \right) \quad (2.2-8)$$

となり、一方、ビームとイオンとの衝突オペレータは、 $(v_b/v_{thi}) \gg 1$ であるから、(2.2-7) 式を用いて、

$$g(f_b, f_i) = \frac{\Gamma_{b,i}}{v^3} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left((1-\xi^2) \frac{\partial f_b}{\partial \xi} \right) + \frac{2m_b v}{m_i} \frac{\partial f_b}{\partial v} \right] \quad (2.2-9)$$

となる。ここに、変数 ξ は、 $\xi = \cos \theta = (v/v) \cdot \hat{e}_3$ と定義した。ただし、 \hat{e}_3 は、磁場に沿った単位ベクトル $\mathbf{B}/|B|$ であり、 θ は、 v と \hat{e}_3 とのなす角である。よって、イオンビームにたいする Fokker-Planck 衝突オペレータは、電子とイオンからの寄与をあわせて、

$$\begin{aligned} \sum_j g(f_b, f_j) = & \frac{1}{v^3} \left[\frac{8\Gamma_{b,e}}{3\sqrt{\pi}} \frac{m_b x_{b,e}^3}{m_e} \left(v \frac{\partial f_b}{\partial v} + 3f_b \right) \right. \\ & \left. + \sum_i \Gamma_{b,i} \left\{ \frac{2m_b}{m_i} v \frac{\partial f_b}{\partial v} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left((1-\xi^2) \frac{\partial f_b}{\partial \xi} \right) \right\} \right] \quad (2.2-10) \end{aligned}$$

となる。臨界速度 v_c ;

$$v_c = \left(\frac{3\sqrt{\pi} m_e Z_1}{4m_b} \right)^{1/2} v_{the} \quad ; \quad Z_1 = \sum_i \frac{n_i Z_i^2 m_b}{n_e m_i} \quad (2.2-11)$$

を用いると、衝突オペレータは、以下のように書ける;

$$\begin{aligned} \sum_j g(f_b, f_j) = & \frac{1}{\tau_s v^3} \left[v \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^3 f_b(x, v, \xi, t) \right\} \right] \\ & + \frac{1}{\tau_s v^3} \left[v \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v_c^3 f_b(x, v, \xi, t) \right\} + Z_2 \frac{v_c^3}{2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ (1-\xi^2) \frac{\partial f_b}{\partial \xi}(x, v, \xi, t) \right\} \right] \quad (2.2-12) \end{aligned}$$

ここに、第1項は、電子からの寄与、第2項は、イオンからの寄与を表す。 τ_s は、Spitzer の減速時間 [3];

$$\tau_s = \frac{v_c^3}{2\Gamma_{b,e} Z_1} = \frac{m_b^2 v_c^3}{4\pi e^2 e_b^2 Z_1 n_e \ln \Lambda} \quad (2.2-13)$$

また、バックグラウンドイオンの等価電荷量 Z_2 は、

$$Z_2 = \sum_i \frac{n_i Z_i^2}{n_e Z_1} \quad (2.2-14)$$

である。ここで、ビームの速度 v が臨界速度 v_c に等しいとき、ビームにたいする電子とイオンからの寄与が等しくなる。 v_c よりも速い速度で入射したビームは、はじめ主に電子との衝突により減速し、さらにその速度が v_c よりも小さくなると、主にイオンと衝突し、ピッチ角散乱により等方的になりつつ減速していく。また、有効荷電数 Z_2 を大きくするとビームの等方性が増す。

b) ビーム分布関数の時間発展

電場を無視し、ビームの分布が空間的に一様である場合の Fokker-Planck 方程式の時間発展解を求める。ここでは、ビームの分布関数は、磁場 $B = B_0 = B_0 \hat{e}_3$ にたいして軸対称であると仮定したので、Boltzmann 方程式の速度依存項は、

$$\frac{e_b}{m_b c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \frac{\partial f_b}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.2-15)$$

となる。よって、粒子源 $S(\mathbf{v}, \xi, t)$ がある場合には、Fokker-Planck 方程式は、次のようになる;

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_b}{\partial t}(\mathbf{v}, \xi, t) &= \frac{1}{\tau_s v^2} \frac{\partial}{\partial v} \{ (v^3 + v_c^3) f_b(\mathbf{v}, \xi, t) \} \\ &+ \frac{Z_2 v_c^3}{2 \tau_s v^3} \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ (1 - \xi^2) \frac{\partial f_b}{\partial \xi}(\mathbf{v}, \xi, t) \right\} + S(\mathbf{v}, \xi, t) \end{aligned} \quad (2.2-16)$$

ここで、ビームを時刻 $t=0$ より一定の割合 S_0 1/sec で、ピッチ角とエネルギーについてデルタ関数的に入射したとすると、粒子源は、

$$S(\mathbf{v}, \xi, t) = \frac{S_0}{v^2} \delta(v - v_b) \delta(\xi - \xi_b) U(t) \quad (2.2-17)$$

と書ける。ここに、 $U(t)$ は、階段関数とする。Fokker-Planck 方程式(2.2-16)の解は、

$$\begin{aligned} f_b(\mathbf{v}, \xi, t) &= \frac{S_0 \tau_s}{v^3 + v_c^3} U \left[t - \frac{1}{3} \tau_s \ln \left(\frac{v_b^3 + v_c^3}{v^3 + v_c^3} \right) \right] U(v_b - v) \\ &\times \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{1}{2} (2\ell + 1) P_\ell(\xi) P_\ell(\xi_b) \left[\left(\frac{v^3}{v_b^3} \right) \left(\frac{v_b^3 + v_c^3}{v^3 + v_c^3} \right) \right]^{\ell(\ell+1)Z_2/6} \end{aligned} \quad (2.2-18)$$

のように与えられる [1]。ここに、 $P_\ell(\xi)$ は、Legendre 多項式である。解 (2.2-18) では、速度 $v \sim v_c$ となったビーム粒子は、背景プラズマとして $f_b(\mathbf{v}, \xi, t)$ から除外して扱っている。Fokker-Planck 方程式 (2.2-16) では、エネルギー拡散項 ($\partial^2 f_b / \partial v^2$) を無視したために、入射したすべてのビーム粒子は、同じ特徴を持った軌跡に沿って減速する。このことにより、速度分布関数 $f_b(\mathbf{v}, \xi, t)$ に travelling front が形成される。

解 (2.2-18) の時間に関する階段関数から分かるように、travelling front の速さ $v_{\min}(t)$ よりも小さい速度をもったビーム粒子は存在しない。ここに、

$$v_{\min}(t) = \left[(v_b^3 + v_c^3) \exp\left\{-\frac{3t}{\tau_s}\right\} - v_c^3 \right]^{1/3} \quad (2.2-19)$$

である。

ビームの粒子数 $N_b(t)$ は、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} N_b(t) &= \int_0^\infty dv v^2 \int_{-1}^1 d\xi f_b(v, \xi, t) \\ &= \begin{cases} S^0 t & \text{for } t < \tau_0(v_b) \\ S^0 \tau_0(v_b) & \text{for } t \geq \tau_0(v_b) \end{cases} \end{aligned} \quad (2.2-20)$$

ここに、 $\tau_0(v)$ は、速度 v のビーム粒子入射後トラヴェリングフロントの速度 0 になるまでの時間を表し、

$$\tau_0(v) = \frac{1}{3} \tau_s \ln \left[\frac{v^3 + v_c^3}{v_c^3} \right] \quad (2.2-21)$$

である。 $t = \tau_0(v_b)$ のとき、 $v_{\min}(\tau_0(v_b)) = 0$ である。

プラズマの密度を $n_i = n_e / Z_i = 5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ とし、また温度を $T_i = T_e = 2 \text{ keV}$ 、ビーム(重水素)の入力パワー及び入力エネルギーを 20 MW 及び 500 keV にして、磁場の向きと反対 ($\theta = \pi$) に入射したときのビーム分布関数は、図 2.2-1 のようになる。ただし、図は、十分時間のたった後 [$t > \tau_0(v_b)$] の分布である。このとき、電子の熱速度 v_{the} は、 $2.7 \times 10^9 \text{ cm/sec}$ 、ビームの入射速度 v_b は、 $6.9 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ 、臨界速度 v_c は、 $2.1 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ である。また、減速時間 $\tau_0(v_b)$ は、0.068 sec である。臨界速度 v_c 以下では、イオンとの衝突が効いて、分布が急激に等方になっているのが分かる。

2.2.2 D-³He 反応の反応率と出力、および D-D 反応による中性子生成率

Dビームを ³He プラズマ中に打ち込んだ場合、Dビームと ³He プラズマとの反応 [³He(d,p)⁴He] 及び Dビーム間の反応 [D(d,n)³He 及び D(d,p)T] が起こる。D(ビーム)-³He(プラズマ)反応及び D(ビーム)-D(ビーム)反応の反応率 $\eta(t)$ は、それぞれ以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} \eta_{D-^3\text{He}}(t) &= V \int d^3 \mathbf{v}_1 \int d^3 \mathbf{v}_2 \frac{f_D(\mathbf{v}_1, t)}{V} \frac{f_{^3\text{He}}(\mathbf{v}_2, t)}{V} \sigma_{D-^3\text{He}}(|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|) |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| \\ &\approx V \int d^3 \mathbf{v}_1 \int d^3 \mathbf{v}_2 \frac{f_D(\mathbf{v}_1, t)}{V} \frac{f_{^3\text{He}}(\mathbf{v}_2, t)}{V} \sigma_{D-^3\text{He}}(|\mathbf{v}_1|) |\mathbf{v}_1|, \end{aligned} \quad (2.2-22)$$

$$\begin{aligned}
\eta_{D-D}(t) &= \eta_{D(d,n)3He}(t) \eta_{D(d,p)T}(t) \\
&= \frac{V}{2} \int d^3 v_1 \int d^3 v_2 \frac{f_D(\mathbf{v}_1, t)}{V} \frac{f_{3He}(\mathbf{v}_2, t)}{V} \\
&\quad \times [\sigma_{D(d,n)3He}(|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|) + \sigma_{D(d,p)T}(|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|)] |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| \quad (2.2-23)
\end{aligned}$$

ここに、Dビームの速度は、 ^3He プラズマの熱速度と比べて、十分大きいとした。 V は、プラズマの体積を表す。背景プラズマの分布関数は、Maxwell分布;

$$f_{3He}(\mathbf{v}) = N^0 \left(\frac{M_{3He}}{2\pi T_{3He}} \right)^{3/2} \exp\left\{ -\frac{M_{3He} v^2}{2T_{3He}} \right\}, \quad (2.2-24)$$

とし、また、ビームの分布関数として (2.2-18) 式を考えると、D(ビーム)- ^3He (プラズマ) 反応率は、

$$\eta_{D-3He}(t) = \frac{N^0 S^0 \tau_S}{V} \int_{v_{\min}(t)}^{v_b} dv \frac{v^3}{v^3 + v_c^3} \sigma_{D-3He}(v), \quad (2.2-25)$$

となる。また、D(ビーム)-D(ビーム)反応率は、

$$\begin{aligned}
\eta_{D-D}(t) &= \frac{1}{V} \left(\frac{S^0 \tau_S}{2\pi} \right)^2 \int_{v_{\min}(t)}^{v_b} d^3 v_1 \int_{v_{\min}(t)}^{v_b} d^3 v_2 \frac{v_1^2 v_2^2}{(v_1^3 + v_c^3)(v_2^3 + v_c^3)} \sum_{k,\ell=0}^{\infty} \frac{(2k+1)(2\ell+1)}{4} \\
&\quad \times \left[\left(\frac{v_1^3}{v_b^3} \right) \left(\frac{v_b^3 + v_c^3}{v_1^3 + v_c^3} \right) \right]^{Z_2 k(k+1)/6} \left[\left(\frac{v_2^3}{v_b^3} \right) \left(\frac{v_b^3 + v_c^3}{v_2^3 + v_c^3} \right) \right]^{Z_2 \ell(\ell+1)/6} \\
&\quad \times \int_0^\pi d\theta_1 \int_0^\pi d\theta_2 \int_0^{2\pi} d\alpha (2\pi - \alpha) P_k(\xi_b) P_k(\cos\theta_1) \sin\theta_1 P_\ell(\xi_b) P_\ell(\cos\theta_2) \sin\theta_2 \\
&\quad \times [\sigma_{D(d,n)3He}(v_1, v_2, \theta_1, \theta_2, \alpha) + \sigma_{D(d,p)T}(v_1, v_2, \theta_1, \theta_2, \alpha)] \\
&\quad \times \{v_1^2 + v_2^2 - 2v_1 v_2 (\sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\alpha + \cos\theta_1 \cos\theta_2)\}^{1/2} \quad (2.2-26)
\end{aligned}$$

となる。ここに、 $\alpha = \phi_1 - \phi_2$ 、 ϕ_1 及び ϕ_2 は、方位角である。D- ^3He 反応と D-D 反応の核反応エネルギーは、それぞれ、 $\epsilon_{D-3He} = 18.353 \text{ MeV}$ 、 $\epsilon_{D(d,n)3He} = 3.269 \text{ MeV}$ 及び $\epsilon_{D(d,p)T} = 4.033 \text{ MeV}$ であるから、よって、出力 $P(t)$ は、

$$P_{D-3He}(t) = e \epsilon_{D-3He} \eta_{D-3He}(t), \quad (2.2-27)$$

$$P_{D-D}(t) = e \epsilon_{D(d,n)3He} \eta_{D(d,n)3He}(t) + e \epsilon_{D(d,p)T} \eta_{D(d,p)T}(t) \quad (2.2-28)$$

のようになる。以下の計算では、ビームは、磁場に平行に入射したとする。

(2.2-25)、(2.2-27) 式より、背景プラズマの密度を $n_i = n_e/2 = 5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、温度を $T_{3He} = T_e = 2 \text{ keV}$ とし、重水素ビームの入力パワー及び入力エネルギーを 20 MW 及び 500 keV にしたときの、LHDパラメータにたいする反応率及び出力の時間変化

は、図 2.2-2 及び図 2.2-3 の実線のようになる。ここで、このときのビームの減速時間 $\tau_0(v_b)$ は、0.068 sec である。(図中の破線は、背景プラズマの温度を $T_{3\text{He}} = T_e = 6$ keV とした場合の D- ^3He 反応の反応率及び出力である。このときの減速時間は、0.2 sec である。) これに対して、D (ビーム)-D (ビーム) 反応は、無視できるほど小さく、背景プラズマの温度が 6 keV のとき、十分時間のたった後 ($t > 0.41$ sec) では、反応率及び出力は、それぞれ、 4.0×10^{15} 1/sec 及び 2.3×10^{-3} MW 程度である。また、中性子生成率は、 2.2×10^{15} 1/sec 程度である。

さらに、背景プラズマとして溜った D プラズマと D ビームとの反応を考えることにする。プラズマの閉じ込め時間を τ_N とすると、D プラズマの分布関数は、時刻 $t > \tau_0(v_b)$ において、

$$f_{D-plasma}(v, t) = N_D^0(t) \left(\frac{M_D}{2\pi T_D} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{M_D v^2}{2T_D} \right\}; \quad (2.2-29)$$

$$N_D^0(t) = S^0 \tau_N \left[1 - \exp \left(-\frac{t - \tau_0(v_b)}{\tau_N} \right) \right] \quad (2.2-30)$$

となり、よって、その反応率 $\eta(t)$ は、

$$\eta(t) = \frac{N_D^0(t) S^0 \tau_s v_b}{V} \int_0^{v_b} dv \frac{v^3}{v^3 + v_c^3} \left[\sigma_{D(d,n)^3\text{He}}(v) + \sigma_{D(d,p)^T}(v) \right] \quad (2.2-31)$$

と表される。これより、背景プラズマの温度が 6 keV のとき、閉じ込め時間 τ_N を 1 sec として、D-D 核反応の反応率及び出力を求めると、十分時間がたった後でも 1.8×10^{16} 1/sec 及び 1.1×10^{-2} MW 程度であり、無視できることが分かった。このときの中性子生成率は、 1.0×10^{16} 1/sec 程度である。D-D 核反応の結果生成される三重水素と重水素との反応は、三重水素の生成率がこの中性子生成率とほぼ同程度と小さいため無視できる。

同様にして、ヘリウム 3 ビームを重水素プラズマ中に入力パワー 20 MW 及び入力エネルギー 750 keV で打ち込んだときの反応率及び出力は、図 2.2-4 及び 5 のようになる。ただし、実線は、背景プラズマの温度が、 $T_D = T_e = 2$ keV の場合、破線は、 $T_D = T_e = 6$ keV の場合を表す。また、それぞれの場合のビームの減速時間は、背景プラズマの温度が 2 keV のとき、0.055 sec であり、6 keV のときは、0.17 sec である。D-D 熱核反応の反応率、出力および中性子生成率は、プラズマの温度が 6 keV のとき、それぞれ、 4.4×10^{15} 1/sec、 2.6×10^{-3} MW および 2.2×10^{15} 1/sec 程度である。

以上の議論では、粒子の軌道損失は考慮されていない。粒子の軌道損失の効果を考慮するために、仮に磁力線にたいして $\theta_{\text{loss-1}} = 0$ 度から $\theta_{\text{loss-2}} = 110$ 度までの方位角をもつ粒子を軌道損失したとして、ビーム分布関数から除いて反応率を計算し直

したが、その結果はほとんど変わらなかった。ビームが入射してから十分時間がたったときの過剰に計算した損失粒子によるD-³He反応率を評価すると、

$$\eta_{\text{loss}}(t) = \frac{N^0 S^0 \tau_s}{V} \int_0^{v_b} dv \frac{v^3}{v^3 + v_c^3} \sigma_{D-^3\text{He}}(v) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2k+1}{2} P_k(\xi_b) \\ \times \left[\frac{v^3}{v_b^3} \frac{v_b^3 + v_c^3}{v^3 + v_c^3} \right]^{Z_2 k(k+1)/6} \int_{\theta_{\text{loss}-1}}^{\theta_{\text{loss}-2}} d\theta P_k(\cos\theta) \sin\theta \quad (2.2-32)$$

となり、D (ビーム)-³He (プラズマ)反応において、プラズマ温度 6 keV のとき、それは全体の 1/570 程度である。このように、D-³He反応を起こすエネルギーの高いビーム粒子は、そのほとんどが入射角近傍に分布しているので (図 2.2-1 参照)、今回の解析の範囲内では、軌道損失の影響は無視しえる。

参考文献

- [1] J.D.Gaffey,Jr., J.Plasma Phys. **16** (1976) 149.
- [2] L.D.Landau, Phys. Z. Sowjetunion **10** (1936) 154 ; M.N.Rosenbluth, W.M.MacDonald, and D.L.Judd, Phys. Rev. **107** (1957) 1.
- [3] L.Spitzer, in *The Physics of Fully Ionized Gases* (Interscience , 1962) p.128-129.

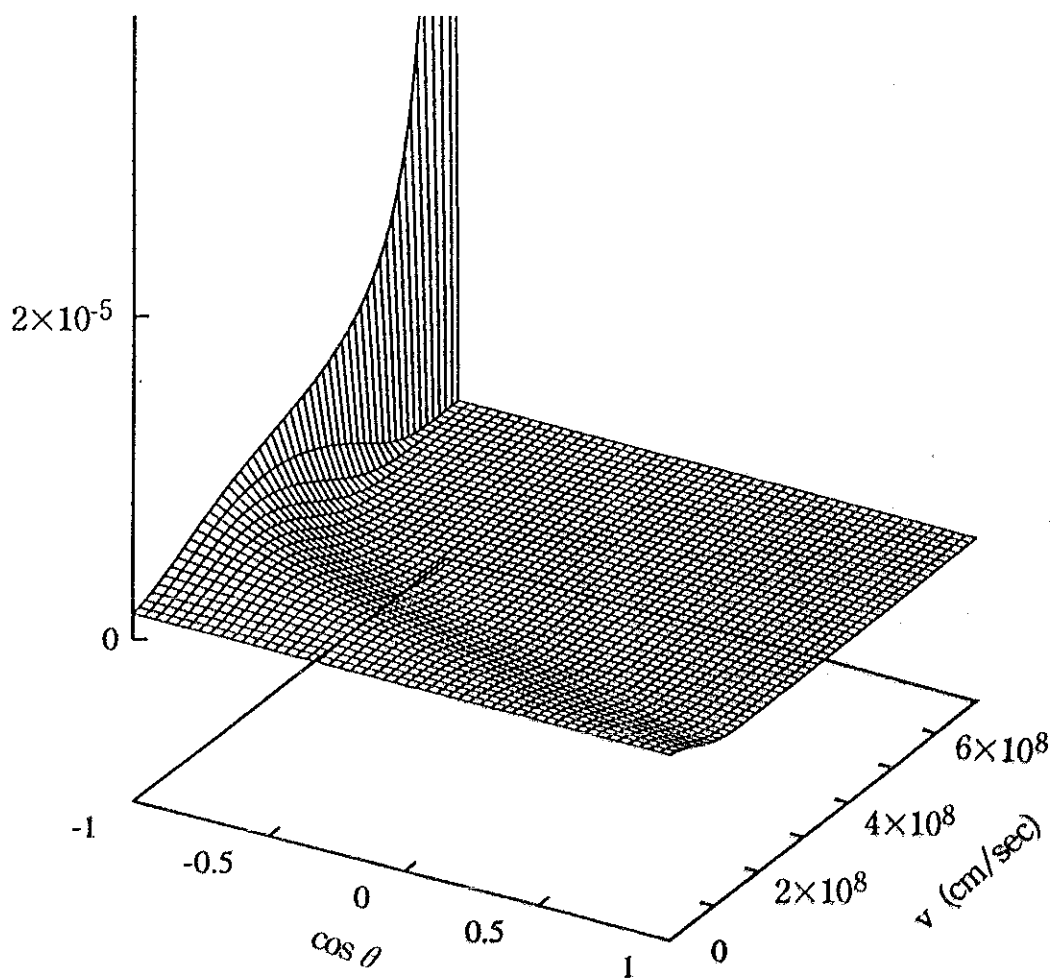


図 2.2-1 プラズマ ($n_e = n_i / Z_i = 5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = T_i = 2 \text{ keV}$)
 中に入射した重水素ビーム (500 keV, 20 MW) の速度
 分布関数. ここで θ は磁場方向からの角度.

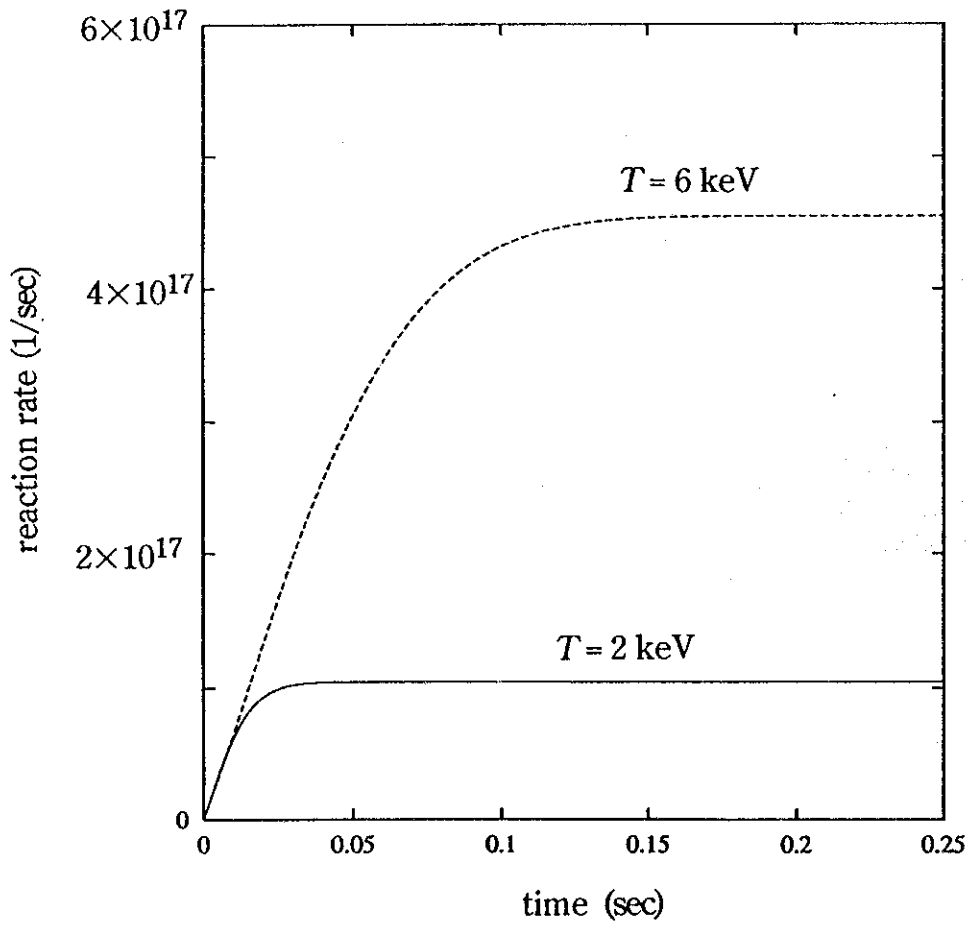


図 2.2-2 ${}^3\text{He}$ プラズマ ($n_e = n_i / Z_i = 5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = T_{{}^3\text{He}} = 2 \text{ keV}$: 実線, 6 keV: 破線) に入射した重水素ビーム (500 keV, 20 MW) による reaction rate.

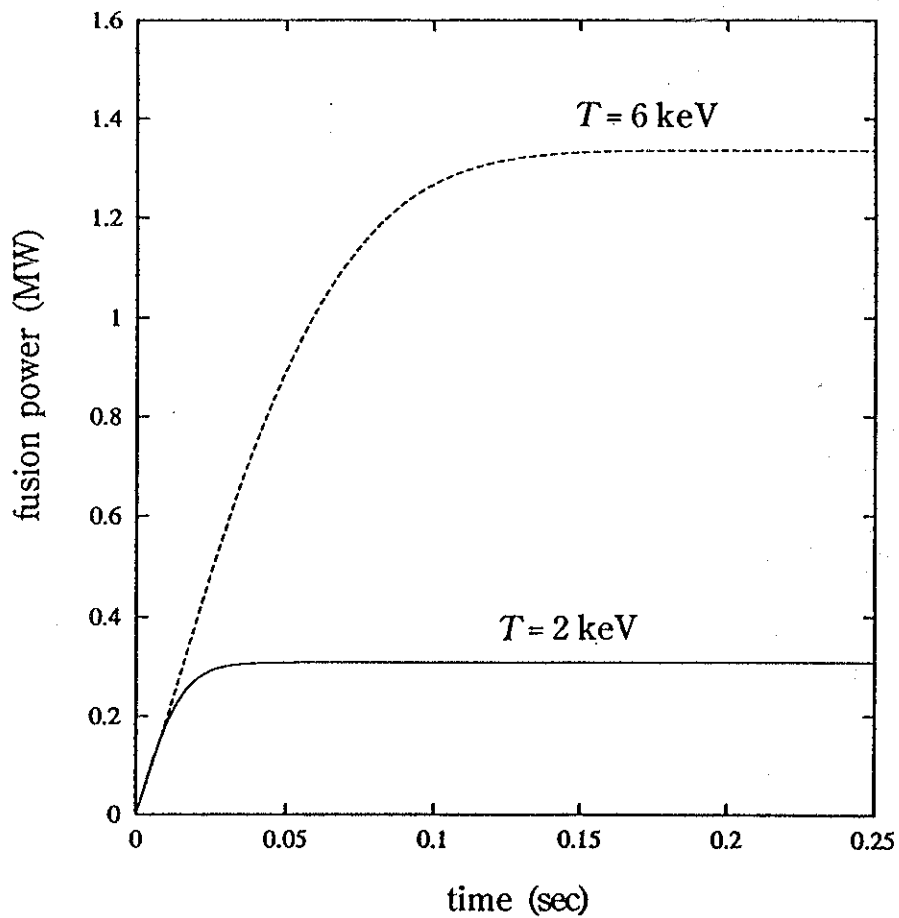


図 2.2-3 ${}^3\text{He}$ プラズマ ($n_e = n_i / Z_i = 5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = T_{3\text{He}} = 2 \text{ keV}$: 実線, 6 keV : 破線) に入射した重水素ビーム (500 keV , 20 MW) による fusion power.

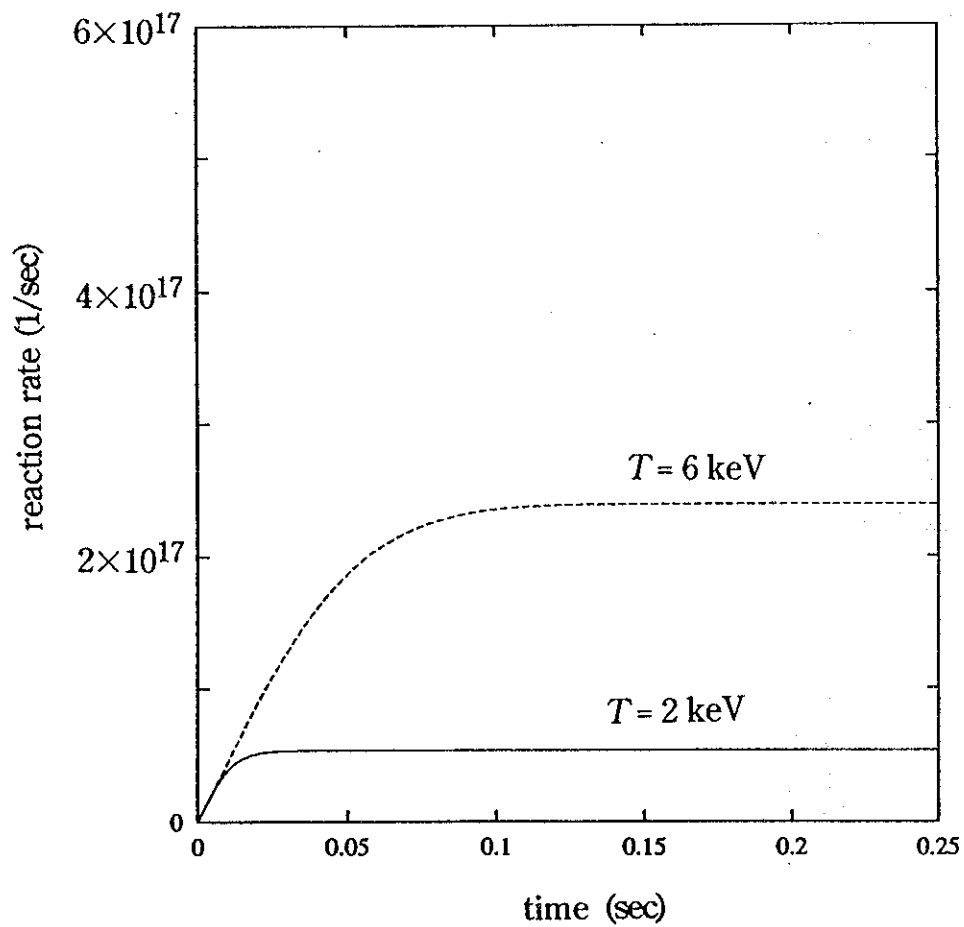


図 2.2-4 D プラズマ ($n_e = n_i / Z_i = 5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = T_D = 2 \text{ keV}$: 実線, 6 keV: 破線) に入射した ^3He ビーム (7500 keV, 20 MW) による reaction rate.

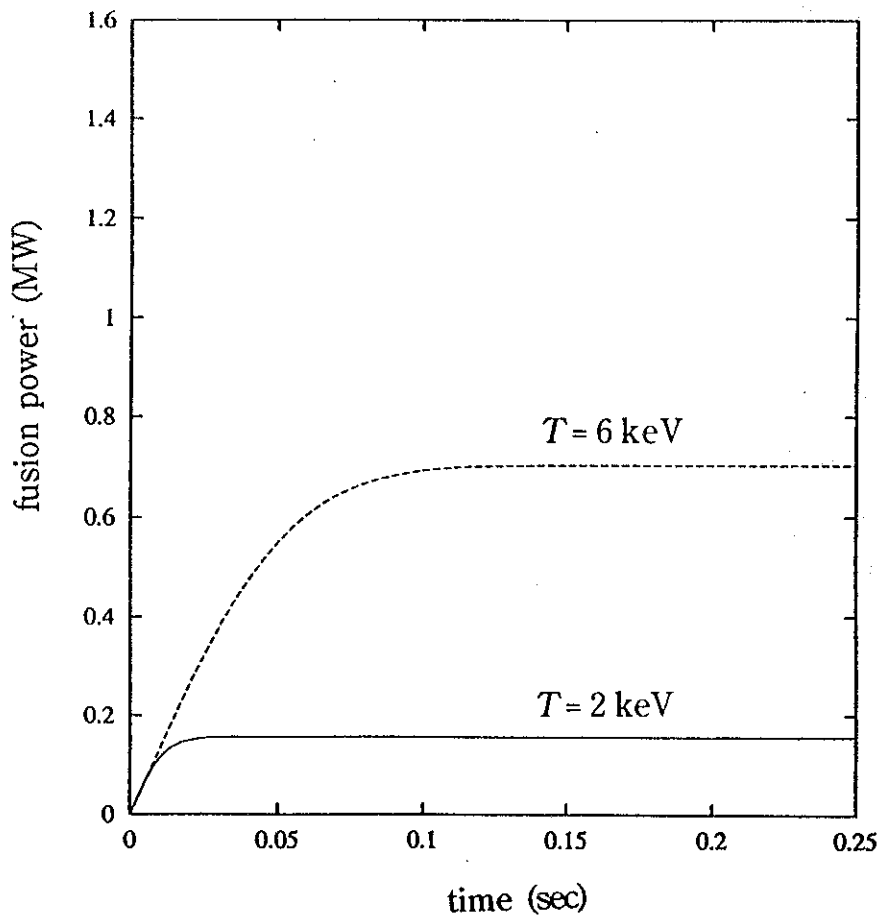


図 2.2-5 D プラズマ ($n_e = n_i / Z_i = 5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = T_D = 2 \text{ keV}$: 実線, 6 keV : 破線) に入射した ${}^3\text{He}$ ビーム (7500 keV , 20 MW) による fusion power.

2.3 ICRF 加熱による D-³He 核融合

ICRF 加熱はイオンの高エネルギー・テイルを生成することが出来、その高エネルギー・イオンを用いて核融合実験を行うことが出来る。すでに、JET 等のトカマクにおいては ICRF 加熱を用いた D-³He 核融合実験が行なわれ、100 kW を超える反応出力が報告されている。ここでは、ヘリオトロン／トルサトロン配位である LHD における同様な ICRF 加熱を用いた D-³He 核融合実験シナリオについて ICRF 加熱のみの場合および ICRF 加熱と NBI 加熱との重畳加熱の場合についてモンテカルロ・シミュレーションにより検討を行なった。

2.3.1 ICRF 加熱による D-³He 核融合

ヘリオトロン／トルサトロン配位における ICRF 加熱の実験研究は Heliotron-E, ATF および CHS で行われ、その有効性が示されて来ている。LHD においても、12 MW (10秒)、3 MW (定常) の出力を目標に ICRF 加熱によるプラズマ加熱実験が計画されている。RF 周波数は、種々の ICRF 加熱に対応するため、25 MHz から 95 MHz まで可変として開発を行なっている。周波数が 45 MHz の時、2 種イオン混成共鳴層がプラズマの中心部分に存在し、モード変換を通した直接的な電子加熱が可能となる。また、少数イオンの比率を減少させることにより少数イオン加熱 (H or ³He) モードが可能である。

この少数イオン加熱モードにおいては、少数イオンは 100 keV を超える高エネルギーに加熱され、主イオンを D とし、少数イオンとして ³He とした場合 D-³He 核反応が期待される。しかしながら、ヘリオトロン／トルサトロンでは、その複雑な磁場配位のため、加熱された高エネルギーイオンの粒子軌道が磁気面から大きくずれ複雑となるので、少数イオンの正確なエネルギー分布を求めるためには、少数イオンの粒子軌道の効果を正しく取り入れる必要がある。ここでは、LHD における ICRF 加熱の少数イオン加熱モードでの D-³He 核反応について、モンテカルロ・シミュレーションにより検討を行なった。このシミュレーション・コード [1-3] は、複雑な高エネルギー粒子軌道、クーロン衝突、波と粒子の相互作用が含まれている。

まずわれわれは、重水素イオン (D) を主イオンとし、³He イオンを少数イオンとして、LHD 標準配位における ICRF 加熱による高エネルギーテイル分布をモンテカルロシミュレーションにより求めた。標準配位は、内側 15 cm シフトの配位で、平均磁気面がほぼ円形であり、平均 $\beta = 5\%$ においても MHD 的に安定な配位である。

ICRF 加熱が始まるとともに少数イオンである ^3He のエネルギー分布は高エネルギー・テイルの生成を示し、そのエネルギーは 300 keV 以上にも達することが分かった。図 2.3-1 は ICRF 加熱による少数イオンのエネルギー分布を示した。ここで、中心における密度、温度は $n = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $T = 1.0 \text{ keV}$ とし、少数イオンの比率は $^3\text{He}/(\text{D}+^3\text{He}) = 3\%$ とした。また、ICRF 加熱のパワーは 13 MW である。われわれは、この得られた ^3He のエネルギー分布より主イオン D との $\text{D}-^3\text{He}$ 核反応率の計算を行った。ここでは、数値的に得られている $\text{D}-^3\text{He}$ 核反応断面積を用い、主イオン D の温度は 0 とし、0 次元モデルを用いて算出した。その結果、LHD における反応率 η は 2.18×10^{15} /秒、反応によるパワーは 6.4 kW 程度となった。この値は JET 等で行なわれた同程度の加熱パワーの実験に比べ小さいものとなっている。その主な理由としては、ICRF 加熱により発生する高エネルギー補足粒子の閉じ込め性能の違いがあげられる。LHD 標準配位においてはヘリカル補足粒子の軌道が磁気面からずれており、これが高エネルギー粒子の損失を増加させ、高エネルギーテイルの生成を困難にしていると思われる。一方トカマクにおいては、バナナ粒子軌道の磁気面からのずれは、ヘリカル系の捕捉粒子の軌道に比べ小さく効率的に高エネルギー・テイルが生成されている。

このヘリカル系における捕捉粒子の軌道の問題を解決する方法として、われわれは垂直磁場等を用いた磁場配位の変更を考える。LHD においては、垂直磁場制御により磁場配位を標準配位よりもさらに内寄せにすることが出来、これによりヘリカル補足粒子の軌道と磁気面とのずれが減少し、補足粒子の大幅な改善が期待できる。図 2.3-2 は、標準配位 [内寄せ 15cm] (a) および内寄せ 30cm (b) におけるトロイダル面に射影したヘリカル捕捉粒子の運動を $\text{mod } B_{\text{min}}$ の等高線を用いて近似的に示した。ここでは、Boozer 座標を用いており、磁気面は同心円となる。内寄せ 30cm においては、標準配位に比べ磁気面とヘリカル捕捉粒子の軌道のずれが大幅に減少しているのが分かる。図 2.3-3 は ICRF 加熱中の粒子軌道を示したものである。標準配位 (a) においては、ICRF 加熱より捕捉粒子となったイオンは磁気面からずれた運動を行ない、イオンは徐々に外側へ拡散していく。しかしながら、内寄せ 30cm 配位 (b) においては捕捉粒子の軌道が改善されたことにより高エネルギー粒子の径方向の拡散が大幅に減少している事が分かる。このことにより、内寄せ 30cm においては大幅な加熱効率の改善および高エネルギーテイルの温度上昇が得られると期待できる。

結果として、少数イオンのエネルギー分布は図 2.3-4 のようになる。ここで、中心における密度、温度は $n = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $T = 2.0 \text{ keV}$ とし、少数イオンの比率は $^3\text{He}/(\text{D}+^3\text{He}) = 3\%$ とした。また、ICRF 加熱のパワーは 26 MW である。標準配位に

比べ少数イオンのエネルギーが高エネルギー側にシフトしているのが分かる。この分布を用いて D-³He 核反応率の計算を行うと、反応率 η は 1.6×10^{16} /秒、反応によるパワーは 48 kW 程度となった。この計算においては背景プラズマ温度を 2 keV 程度と比較的低く仮定したため、26 MW の高パワーが必要であったが、5 keV ~ 10 keV 程度の温度を仮定することにより、10 MW 程度の加熱パワーでもさらに高エネルギー粒子分布の増加が見られると思われ、反応によるパワーも増加すると思われる。また、ここでは基本周波数による加熱のみを考えたが、第 2 高調波等を用いた加熱では高エネルギー・テイルをより作り出すことが出来、高調波を用いた核融合実験の検討も今後行う予定である。

2.3.2 ICRF + NBI 加熱による D-³He 核融合

これまでのシナリオにおいては ICRF 加熱のみによる D-³He 核反応実験について検討して来た。次にわれわれは NBI 加熱との重畳実験の可能性について研究を行った。シナリオとしては NBI 水平入射による高エネルギー・ビーム (D または ³He イオン) を ICRF 加熱により更に加熱し、核反応を引き起こすことを考える。NBI によりビームイオンは大きな水平方向の速度を持つため、ICRF 加熱により垂直方向の加熱が行われても、粒子は補足粒子になり難く、これまで問題となって来た高エネルギー粒子の軌道損失の問題を避けることが出来る。また、水平入射においてもビーム粒子は背景プラズマに比べ十分大きな垂直方向のエネルギーを持っていることから、2 次高調波による加熱を考えた場合、NBI により入射された高エネルギー粒子のみが加熱され、効率的な高エネルギーテイルの生成が期待される。

シミュレーションの手順としては、まず NBI 粒子の deposition 分布を FREYA コードより計算し、これを初期条件として先に用いたモンテカルロ・シミュレーション・コードにより NBI + ICRF (2 次高調波) 加熱におけるビームイオンのエネルギー分布を求めた。ここでは重水素ビームの場合と ³He ビームの場合について検討を行った。まず、われわれは ³He 粒子を主イオンとして D ビームを入射する場合を考えた。ここで、配位としては標準配位 [内寄せ 15 cm] の真空の場合の磁場配位を用い、密度は $n = 0.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 温度は $T = 4.0 \text{ keV}$ を仮定した。入射エネルギー E_b としては $E_b = 200 \text{ keV}$ のエネルギーを考えた。また、RF 波の水平方向の波数 k_{\parallel} としては M/R (M : ヘリカル・ピッチ数 10, R : 大半径 3.9m) を仮定し、ビーム粒子の共鳴面が磁気軸付近にあるよう、RF 周波数を決めた。

入射された重水素ビームイオンは ICRF 加熱により垂直方向に加熱され、入射エネルギー E_b よりもさらに高いエネルギー領域でテイル分布が生じる。図 2.3-5 は重

水素イオンのエネルギー分布関数 f の $t=0 \sim 25$ msec 間の時間平均を示した。縦軸、横軸はそれぞれ f の自然対数、エネルギー [keV] である。重水素イオンの高エネルギーテイルが入射エネルギーである 200 keV より発達しているのが見られる。また、テイル分布の広がりは RF 波の電場の大きさが大きくなるにつれて、僅かに高エネルギー側に移動するが、明らかな差は見られずほぼ RF 電場の大きさに依存していないと考えられる。これは、大きな RF 電場の場合には、ビームイオンは初期の段階で (~ 5 msec) 高エネルギーとなるが、そのため比較的早い段階において大きなイオン損失が見られ、時間平均を考えると、徐々に高エネルギーとなる RF 電場の小さい場合と大きな差が見られなくなると考えられる。

一方、粒子の軌道損失率は、600 keV にも達するテイル分布が出来ているにもかかわらず、ICRF 加熱単独の場合に比べ低く、25 msec 後においても損失した粒子の割合は 15 ~ 20 % 程度である。これらのことは、NBI 加熱に ICRF 加熱を重ねることにより効率的に高エネルギー粒子を生成する事ができ、ICRF 加熱単独の場合に比べ大きな核反応出力が得られると考えられる。

今回の計算においては、ICRF 加熱のみの場合と比べ、粒子のドリフト速度が速いため、軌道計算においては時間ステップを小さくする必要があった。そのため、これまでより更に長い計算時間を必要であり、減衰時間までビーム粒子のエネルギー分布をシミュレーションすることが出来なかった。しかしながら、高エネルギー・テイルは比較的是やい段階で準定常状態になり、その後粒子損失により徐々に減衰していくことから、高エネルギー・テイルの閉じ込め時間が 30 msec 程度と仮定し、この得られた分布関数 ($E_{rf}=10$ kV/m の場合) を基に核反応出力を概算してみた。

(表 2.3-1)

結果として、10 MW の NBI 加熱パワーを仮定した場合、3.7 MW の ICRF 加熱を重ねることにより、 1.2×10^{17} /秒の反応率と 340 kW の核反応出力が得られた。また、20 MW の NBI 加熱パワーでは 7.4 MW の ICRF の重畳加熱により、 1.2×10^{17} /秒の反応率と 680 kW の核反応出力が得られた。これらの値は先に標準配位を用いた ICRF 加熱単独での核反応出力の 10 倍以上であり NBI + ICRF の有効性を示している。

次に、われわれは重水素を主イオンとして ^3He ビームを入射する場合を考える。この場合には高エネルギーに加熱された重水素とスローダウンした重水素との間で引き起こされる D-D 反応による中性子の発生量を押さえることが出来、実験時間制限等の少ない、よりクリーンな検証実験が行えると考えられる。配位としては標準配位 [内寄せ 15 cm] の真空の場合の磁場配位を用い、密度は $n = 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、温度は $T = 4.0$ keV を仮定した。入射エネルギー E_b としては $E_b = 200, 300, 400$ keV

の3つのエネルギーを考え、NBI ビーム粒子の吸収分布は水素を用いた時の典型的な粒子分布、ピッチ角等を用いて計算を行った。また、RF 波の水平方向の波数 k_{\parallel} としては重水素の場合と同様にビーム粒子の共鳴面が磁気軸付近にあるよう RF 周波数を決めた。

NBIにより入射された ^3He イオンはICRF加熱により垂直方向に加熱され、入射エネルギー E_b よりもさらに高いエネルギー領域でテイルが生じる。図 2.3-6 は ^3He イオンのエネルギー分布関数 f の $t=0-4.5$ msec 間の時間平均を示した。縦軸、横軸はそれぞれ f の自然対数、エネルギー [keV] である。 ^3He イオンの分布はどの E_b の場合においても 1 MeV を超える高エネルギー・テイルが生成されていることが分かる。また、入射エネルギーの高い場合の方が 400 ~ 800 keV のエネルギー領域においてより大きな分布を示し、 E_b の高い方がより大きな核反応出力を得ることが分かる。

一方、粒子の軌道損失率は、1 MeV を超えるテイル分布が出来ているにもかかわらず、ICRF 加熱単独の場合に比べ低く、4.5 msec 後においても損失した粒子の割合は 6 ~ 10 % 程度である。

次にこの分布を用いて重水素ビームの時と同様に核反応出力を概算してみた。(表 2.3-2) その結果、300 keV ビーム入射においては 10 MW の NBI 加熱パワーを仮定した場合、8.3 MW の ICRF 加熱を重畳することにより 5.5×10^{16} /秒の反応率 160 kW 程度の核反応出力が得られた。また、400 keV 入射においては同じ 10 MW の NBI 加熱パワーで、5.8 MW の ICRF の重畳加熱を行うことにより、 6.8×10^{16} /秒の反応率と 200 kW 程度の核反応出力が得られた。これらの値は先の重水素の場合に比べ反応出力は小さいが、ICRF 加熱単独での核反応出力の 10 倍以上であり ^3He ビームを用いた実験においても効率的に核反応実験が行えることを示している。

2.3.3 まとめ

われわれは、ICRF 少数イオン加熱による $\text{D}-^3\text{He}$ 核反応実験のシミュレーションをモンテカルロ・コードを用いて行なった。LHD では、磁場配位を標準配位よりさらに内寄せすることにより高エネルギー捕捉粒子の閉じ込めを大幅に改善することが出来、大幅な核反応率の増加を期待することが出来ると思われる。また、ここでは基本周波数による加熱のみを考えたが、第 2 高調波等を用いた加熱では高エネルギー・テイルをより作り出すことが出来る。今後は、温度および密度などのパラメータ依存性や高調波を用いた ICRF 加熱による核反応の解析も行なう予定である。

また、われわれは NBI 加熱との重畳実験の可能性についても検討を行った。NBI

加熱と重畳することにより高エネルギー粒子の損失を大幅に改善する事が出来、標準配位においても ICRF 加熱単独の場合に比べ 10 倍以上の核反応出力が得られる事が示され、NBI+ICRF 加熱実験の有効性を示すことが出来た。今後は、核反応出力等のより詳細な算出のためコードの改良等により減衰時間まで計算を行う予定である。

参考文献

- [1] J.D.Gaffey,Jr., J.Plasma Phys. **16** (1976) 149.
- [1] S. Murakami, M. Okamoto, et al, Nucl. Fusion **34** (1994) 913.
- [2] S. Murakami, M. Okamoto, N. Nakajima, and T. Mutoh, Fusion Eng. Design **26** (1995) 209.
- [3] S. Murakami, M. Okamoto, et al., to be published in Plasma Physics Controlled Nuclear Fusion Research 1994 (Proc. 15th Int. Conf. Sevilla, 1994), IAEA-CN-60/D-P-I-14.

表 2.3 -1 重水素ビームを用いた ICRF + NBI 加熱による D-³He 核融合反応

NBI heating power [MW]	ICRF heating power [MW]	beam energy [keV]	fusion power [kW]
5	1.8	200	170
10	3.7	200	340
15	5.5	200	510
20	7.4	200	680

表 2.3-2 ³He ビームを用いた ICRF + NBI 加熱による D-³He 核融合反応

beam energy [keV]	NBI heating power [MW]	ICRF heating power [MW]	fusion power [kW]
200	10	8.3	130
300	10	8.3	160
400	10	5.8	200

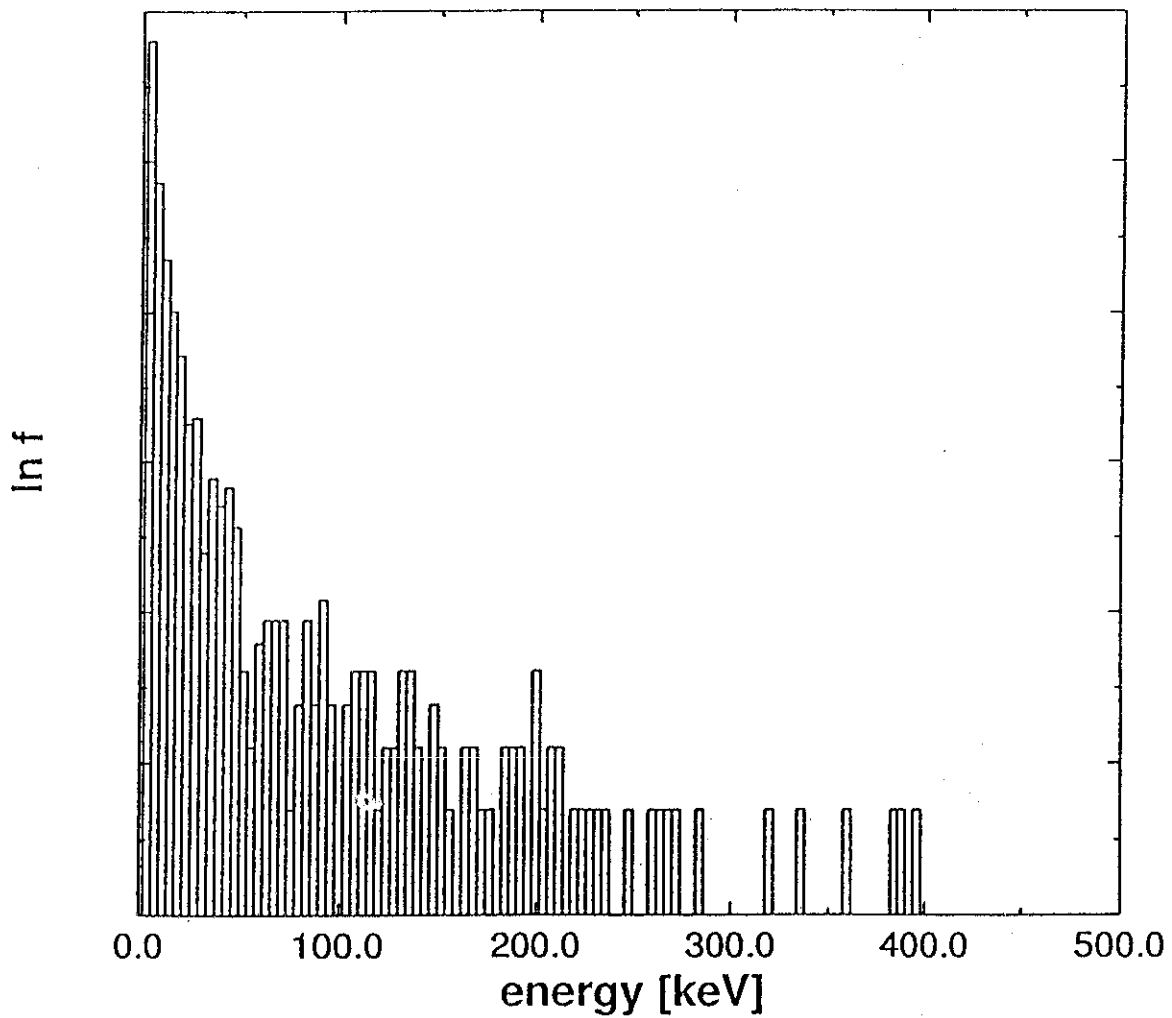


図 2.3-1 ICRF 加熱 (13 MW) による少数イオンのエネルギー分布。
 ここで、中心における密度、温度は $n = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、
 $T = 1.0 \text{ keV}$ 、少数イオンの比率は ${}^3\text{He}/(\text{D}+{}^3\text{He}) = 3\%$ である。

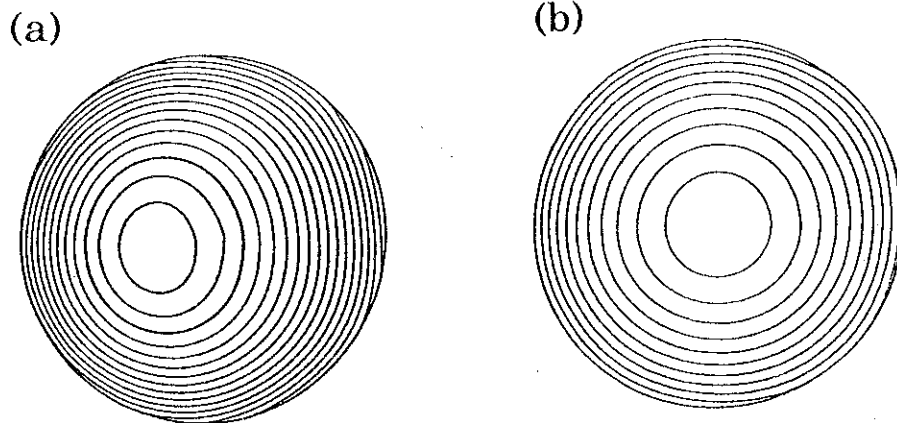


図 2.3-2 標準配位 [内寄せ 15cm] (a) および内寄せ 30cm (b) におけるトロイダル面に射影したヘリカル捕捉粒子の運動。

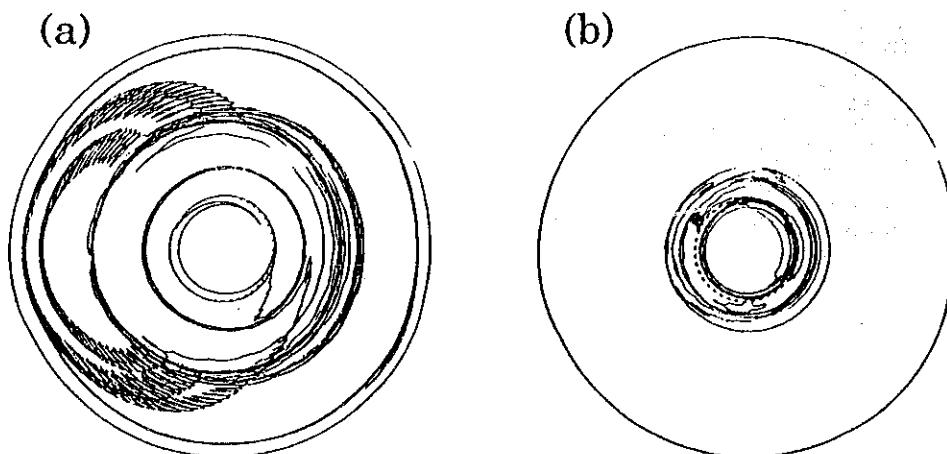


図 2.3-3 標準配位 [内寄せ 15cm] (a) および内寄せ 30cm (b) におけるICRF 加熱中の粒子軌道。

Minority Ion Distribution (D-³He)

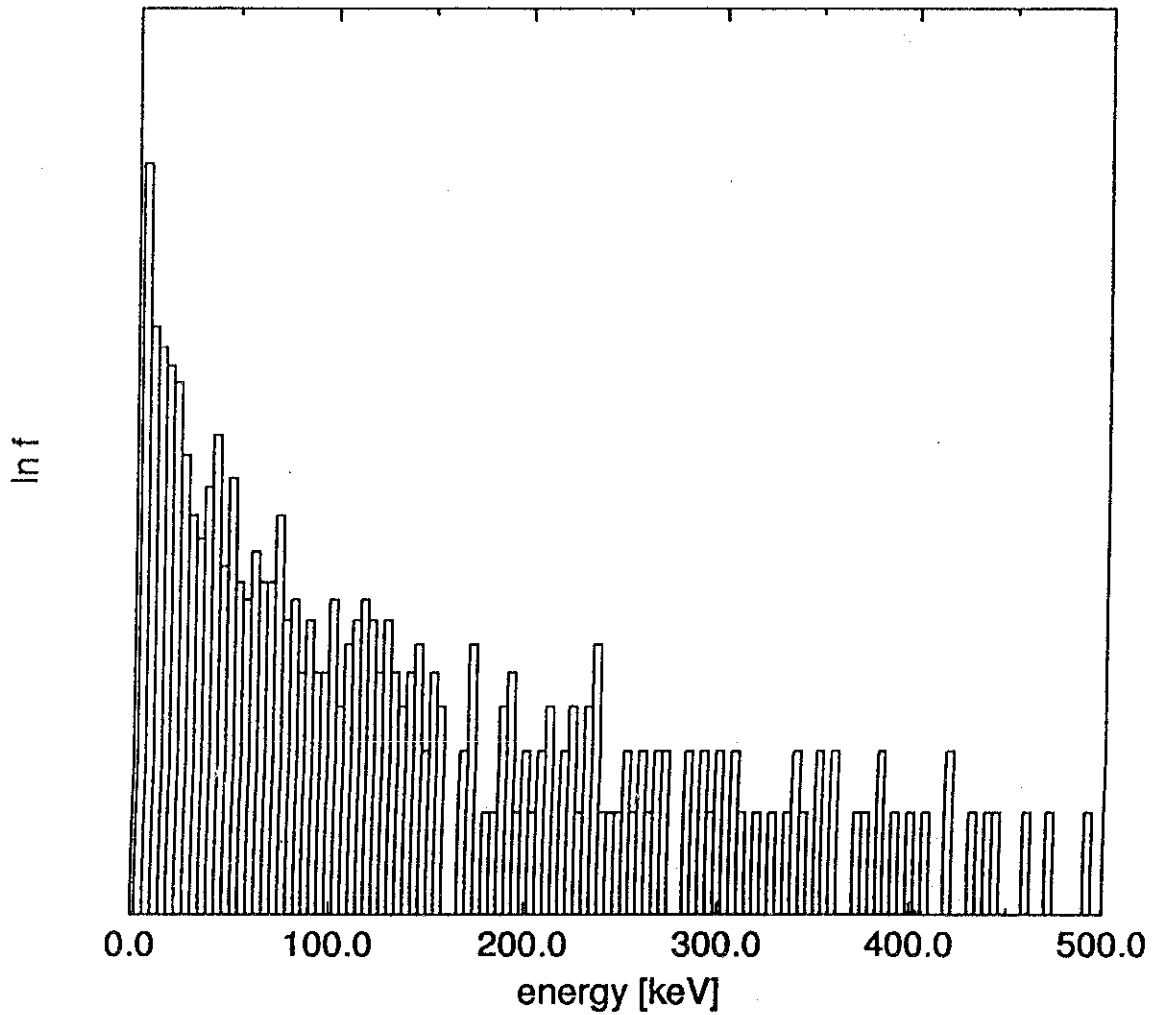


図 2.3-4 ICRF 加熱 (26 MW) による少数イオンのエネルギー分布。
ここで、中心における密度、温度は $n = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、
 $T = 2.0 \text{ keV}$ 、少数イオンの比率は ${}^3\text{He}/(\text{D}+{}^3\text{He}) = 3\%$ である。

deuteron energy distribution

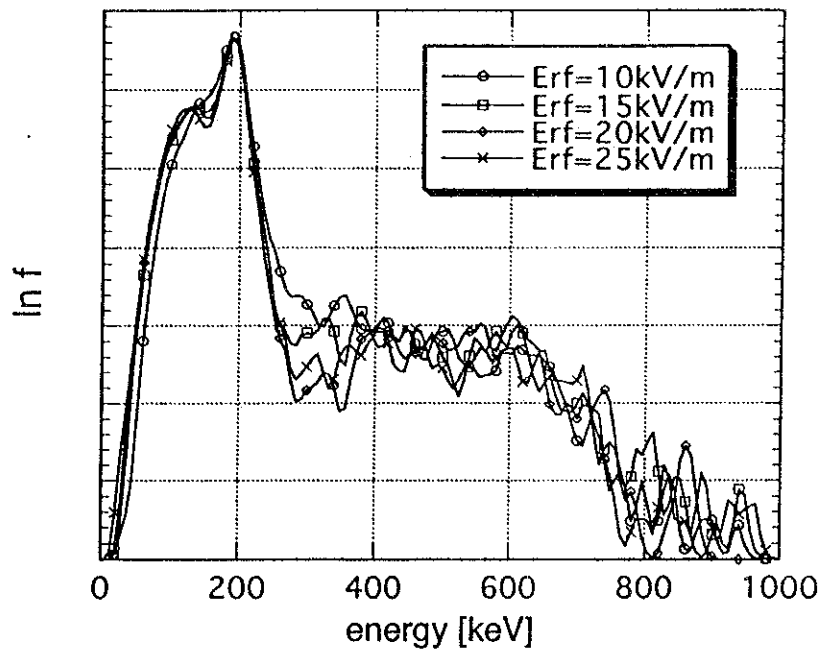


図 2.3-5 入射重水素イオンのエネルギー分布関数 f の $t = 0 \sim 25 \text{ msec}$ 間の時間平均。縦軸、横軸はそれぞれ f の自然対数、エネルギー [keV] である。

^3He energy distribution

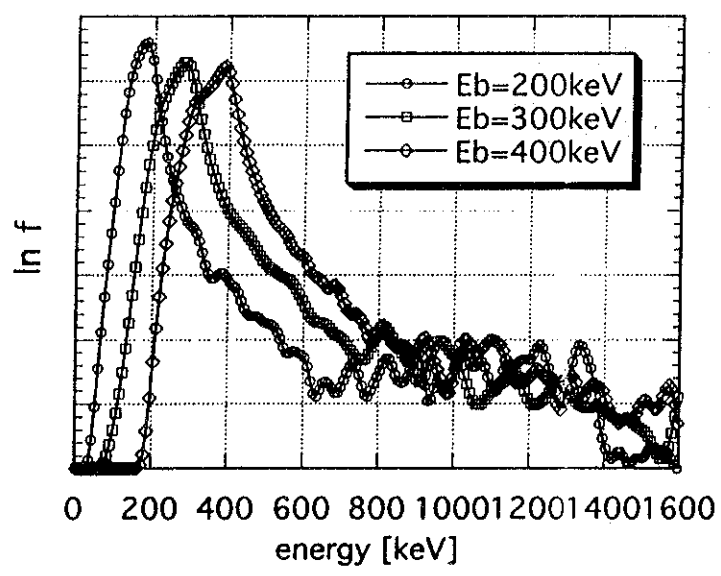


図 2.3-6 入射 ^3He イオンエネルギー分布関数 f の $t = 0 \sim 4.5 \text{ msec}$ 間の時間平均。縦軸、横軸はそれぞれ f の自然対数、エネルギー [keV] である。

第3章 LHD における D-³He 実験検討

3.1 LHD における D-³He 実験検討

3.1.1 概要

本章では LHD における D-³He 実験について検討を行う。即ち、LHD において D プラズマに ³He ビーム (NBI) を入射あるいは ³He プラズマに D ビームを入射することを考える。すると、どちらのスキームが有利か？ 思ったほどの中性子減量になるか？ そして、どのぐらいの核融合出力が期待されるか？ それは実験として有意義且つ研究上インパクトのあるものとして見なされる程度か？ 計測の観点から、どのぐらいの陽子が発生し、それは十分計測可能か？ そういったことが直ちに検討課題として出てくる。

まず、検討の上で D と ³He の核融合反応断面積が必要な情報であるが、他の章で示されているように、データは今回の段階における検討に対して十分信頼し得るデータが入手できる。次に設定すべき環境条件としては

- (1) プラズマ電子・イオン温度
- (2) プラズマ密度
- (3) 不純物
- (4) ³He または D ビームのエネルギー・パワー
- (5) ³He または D ビームの入射角

などが挙げられるが、通常予想される値の範囲を用いて以下の検討に使用する。

まず ³He または D ビームを NBI ビームとして入射する時のシャインスルーが大きくなりすぎないか当たってみる。中性 ³He または D ビームの電離率はターゲットプラズマの密度が $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ であるとしてサブ msec のオーダーであり、ここではプラズマ中で 100% 電離すると近似して良いであろう。³He イオンが減衰する過程で核融合反応により発生する熱・粒子数を評価する。計算を簡単にするため第 1 次近似として高速粒子が減衰する過程でオービットロスや荷電交換ロスは無視するが、この仮定はかなり核融合反応出力を過大評価することになる可能性がある。実際の磁場構造を与えて、オービットロスや荷電交換ロスを含めたシミュレーションが必要となるが、ここでの検討は概観を掴むためのものとして考える。

ビームによる D-³He 及び D-D 核融合反応出力と中性子発生の計算結果を表 3.1-1 に示す。ビームの加速電圧はビーム種に応じて最適値に近いものを選ぶとして、ターゲット・イオンの密度を $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ とし、ビームパワーを固定して（計算例では 20 MW）比較すると、D-³He 核融合反応の中性子発生抑制の観点からは ³He ビームを D プラズマに入射する方がメリットがあるが、核融合反応出力では D ビームを ³He プラズマに入射する方が 2 倍近く大きくとれる。これは D ビームの方が実効的電流が大きいことによる。即ちパワーを同じにするため、必要加速電圧が低い方が実効的電流が増加し、従って反応粒子数が増加するのである。参考までに D ビームを D プラズマに入射した場合も示してあるが、核融合反応出力では 1 桁以上小さく、その割には中性子発生が多い。

表 3.1-2 に D ビームによる D-³He 核融合反応出力のプラズマ温度依存性を示す。電子温度がビームの減衰速度を決めるから、核融合反応出力の電子温度依存性は大きい。電子温度を 6 keV まで上げることができれば核融合反応出力 1 MW も射程距離に入ってくる。しかし、この時ビームの減衰過程で 65 ms の間はビームのオービットロスや荷電交換ロスが無視できる程度でなければならない。高速イオンの閉じ込めが良いという条件が必要である。

参考としてビームを用いない D-D 熱核融合反応出力のプラズマ温度依存性を表 3.1-3 に示す。電子温度が 10 keV でも核融合反応出力は 14 kW にしかならない。しかし、中性子発生率は 10^{16} (1/s) 台となる。

一方で、現在通常加熱実験用の NBI の H ビームの加速電圧は 180 keV となっており、その延長で考えると第 2 期には 360 keV の D ビーム 20 MW が想定されるが、このシステムに加えて 500 keV の D ビーム 20 MW 分を用意するのは困難ではないかと思われる。従って、

- (1) ハードウェア的に H ビーム 180 keV から D ビーム 500 keV に切り替えることができるかどうか、又、
- (2) D ビーム 500 keV に切り替え可能として、シャインスルーの増大など通常加熱実験に支障をきたすことがないか、

検討する必要がある。

但し、360 keV の D ビーム 20 MW 分であっても、 $T_e = 2 \text{ keV}$ で核融合反応出力 300 kW が 200 kW に、 $T_e = 6 \text{ keV}$ で 1000 kW が 700 kW に減少するという程度であるので、核融合反応出力に明確な閾値の設定をしないとすれば、360 keV の D ビームでも計測などの観点からは十分 D-³He 核融合反応実験が意義のあるものとなると考えられる。

D ビーム 20 MW 分の場合、300 keV までエネルギーを下げると、 $T_e = 2$ keV で核融合反応出力 300 kW が 150 kW に、 $T_e = 6$ keV で 1000 kW が 430 kW と大幅に減少する。損失によるマージンのことも考えると、有意義な D- 3 He 核融合実験を行おうとすると D ビームエネルギー 300 keV 程度が下限となるであろう。しかし、一方で高エネルギーイオンの閉じ込め特性をシミュレーションなどで評価し、上記の核融合反応出力の評価と矛盾が無いようにした上で、最適化する必要がある。

ビームの減衰過程におけるイオンの軌道損失及び核融合反応生成物の損失等を通じて強い電界がプラズマ中に誘起されることが考えられる。この強い負電界によりバルクプラズマの閉じ込め改善が期待されるが、誘起電界の定量的評価及び電界の閉じ込め改善効果についての評価は今後の最重要検討課題の一つである。

表 3.1-1 ビームによる D- 3 He 及び D-D 核融合反応出力と中性子発生

Fixed Condition $n_{ti} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ $T_e = T_i = 2 \text{ keV}$ Beam Power 20 (MW)
--

	D- 3 He	D- 3 He	D-D
Beam E_b (keV)	^3He 750	D 500	D 250
Fusion Power (kW)	160	300	8
Neutron Production (1/s)	9×10^{13}	$2 \times 10^{14}^* \sim 2 \times 10^{15}^{**}$	7×10^{15}

D ビーム粒子閉じ込め時間が 0.1秒^{*} と 1秒^{**} の場合。

表 3.1-2 Dビームによる D-³He 核融合反応出力のプラズマ温度依存性

Fixed Condition $n_{ti} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ Beam E_b D 500 keV Beam Power 20 (MW)

$T_e = T_i$ (keV)	4	6	10
Fusion Power (kW)	750 at $t = 70$ ms (saturated)	1000 at $t = 65$ ms (not saturated)	2000 at $t = 138$ ms (not saturated)

表 3.1-3 D-D 熱核融合反応出力のプラズマ温度依存性

Thermal D-D Plasma

Fixed Condition $n_{ti} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

$T_e = T_i$ (keV)	2	5	10	50	100
Fusion Power (kW)	0.1	2.7	14	270	410

(プラズマサイズは LHD の 30 m^3 で固定。)

3.1.2 期待される反応生成粒子数と計測評価

ここで計測に十分な粒子数が得られるか Fusion で発生する ${}^4\text{He}/p$ の数を評価しておく。生成粒子が検出器のオリフィスに入ってくる粒子数割合 η の評価は以下のように与えられる。

$$\eta = \frac{\int_A \int_L \int_\Omega S \cos \theta dL d\Omega dA}{4\pi \int_V S dV}$$

ここで各記号の意味は次のようなものである。

η : detection efficiency of particles

A : detection area

S : source profile

θ : angle between detector normal and incident particle orbit

L : particle orbit path length

W : detector solid angle

V : plasma volume in coordinate space

この η は磁力線構造と粒子軌道を考慮に入れなければならないが、簡単には検出器を含む全球表面と検出器の面積との比で平均的に近似できる。

$$\eta \approx \frac{S_{\text{detector}}}{S_{\text{chamber}}}$$

そこで、LHD でプラズマ表面から 10 cm 離れた位置に設置した半径 1 mm の検出器（例：Si 検出器）のオリフィスに入ってくる粒子数を評価する。

$$\begin{aligned} \frac{S_{\text{detector}}}{S_{\text{chamber}}} &= \frac{\pi r_d^2}{(2\pi R) \cdot (2\pi a)} \cong \frac{(1 \times 10^{-3})^2}{4\pi \times 4.0 \times 0.7} \\ &= 2.8 \times 10^{-8} \end{aligned}$$

一方、Fusion で発生する ${}^4\text{He}/p$ の数を評価すると、100 kW 出力の場合 $dN/dt = 3.4 \times 10^{16}$ (個/s) であるから、

$$\frac{dN_{\text{det}}}{dt} = \frac{dN}{dt} \times \frac{S_{\text{detector}}}{S_{\text{chamber}}} = 9.5 \times 10^8 \text{ (1/s)}$$

$$1 \text{ ms の積分時間の場合} : N_{\text{count}} = 9.5 \times 10^5$$

従って、100 kW の出力で十分なカウント数となっている。検出粒子は多ければ多いほどよいわけであるが、3% 内の統計誤差を基準とすれば、 $N_{\text{count}} = 1 \times 10^3$ あればよいから、この計測の観点からだけでは Fusion 出力は 100 W でよいということになる。すなわち、計測の要請からはごく僅かの Fusion 出力でよい。

3.1.3 Neutron の影響評価

D-T 炉のレベルでは中性子発生量は $1 \sim 10 \text{ MW} / \text{m}^2$ 程度と考えられるが、LHD では表面積 $S = 123 \text{ m}^2$ 程度であり、D- ^3He 実験における中性子のフラックスは 1 秒間に $N_n = 1 \times 10^{14} \sim 2 \times 10^{15}$ 程度であるから、

$$\Phi_n / S = 40 \sim 800 \text{ W} / 123 \text{ m}^2 = 1.6 \times 10^{-7} \sim 6.5 \times 10^{-6} \text{ MW} / \text{m}^2$$

となって、LHD では無視できる量である。

3.1.4 ^3He をバルクプラズマとして使う時のコスト評価

D ビームを用いて、 ^3He をバルクプラズマとした場合、 ^3He ガスの消費量は 1 ショット当たり $1 \text{ nl} \sim 5 \text{ nl}$ (nl : ノーマル・リットル) 程度と想定される。ここで、 ^3He は高価であるので、現実的な範囲におさまるか検討しておく。参考資料などで評価すると、 ^3He の値段 (代理点見積書に基づく) は下記のように 1 ショット数 ~ 十数万円のオーダーであるので十分対応できると考えられる。この価格は、装置の減価償却や電気などに関連した 1 ショット当たりのコストを考えれば極端なものではない。

1 Shot 所要量

$$\begin{aligned} \text{プラズマ粒子数 } n(^3\text{He}) &= 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}, V = 30 \text{ m}^3 \rightarrow N = 1.5 \times 10^{21} \\ \Rightarrow 10 N &= 1.5 \times 10^{22} \rightarrow 2.5 \text{ 万円}, \quad 100 N = 1.5 \times 10^{23} \rightarrow 25 \text{ 万円} \end{aligned}$$

(参考資料) ^3He の値段

^3He	純度 99.95%	22 万円 / 5 nl	(94-2-10)	1 nl = 2.1×10^{22}
				5 nl = 1.3×10^{23}

参考: 700 \$/g \Rightarrow 470 \$/5 nl = 5 万円 / 5 nl (米国での価格)

3.1.5 まとめと課題

[まとめ]

1. $D-^3\text{He}$ 反応により核融合反応出力を高めるには ^3He ビームより D ビームを使用する方が等価電流が増加する分だけ有利である。
2. ターゲットプラズマのイオン密度 $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、ビームパワー 20 MW の条件で LHD において ^3He プラズマに 500 keV の D ビームを入射する実験を行う場合、 $D-^3\text{He}$ 反応による核融合反応出力はビームの減衰過程での損失を無視すると $T_e = 2 \text{ keV}$ の時 300 kW、 $T_e = 4 \text{ keV}$ の時 750 kW がそれぞれ発生、 $T_e = 6 \text{ keV}$ では 1 MW を超え得る。従って、ターゲットプラズマの電子温度に強く依存する。一方、D-D 熱核反応スキームでは $T_e = 10 \text{ keV}$ でも、7 kW のみである。
3. ビーム種の D 粒子が 1 秒程度の長い粒子閉じ込め時間としても、 $D-^3\text{He}$ スキームでは中性子発生数は $2 \times 10^{15} \text{ n/s}$ 程度と比較的少ないので、損傷や放射化などの点でのメリットは大きい。
4. $D-^3\text{He}$ スキームで 14.7 MeV proton は $T_e = 2 \text{ keV}$ でも充分計測し得る発生量であると考えられる。

従って

「LHD ^3He プラズマに D ビームを入射し $D-^3\text{He}$ 核融合反応を起こす」スキームを更に検討する価値は充分あると考えられる。

[今後の課題]

1. ^3He プラズマに NBI D 250 keV 入射で ICRF の D テイル加熱のスキームが成立するか検討。
2. 250 ~ 500 keV の D 高速粒子が LHD でどの程度の損失率になるか？ 特に、ICRF 重畳の場合にどうか？ 誘起される電界の効果はどうか？ 分布を考慮し、モンテカルロシミュレーション計算の必要がある。
3. ^3He プラズマそのものの閉じ込めに問題は無いか？ ^3He プラズマにおいても十分な電子温度が得られるか？ 核融合出力の下限をどこに設定するか？

D-³He実験の意義と検討ポイント

$n_{Ti} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、Beam Power 20 (MW)の条件でLHDにおいて³He プラズマに 500 keV のDビームを入射してD-³He 反応により核融合反応はビームの減衰過程での損失を無視すると $T_e = 2 \text{ keV}$ の時 300 kW、 $T_e = 4 \text{ keV}$ の時 750 kW がそれぞれ発生、 $T_e = 6 \text{ keV}$ では1 MW を超え得る。

一方、D-D 熱核反応スキームでは $T_e = 10 \text{ keV}$ でも、7 kW。

従って、中性子発生が少ないD-³He 反応によって発生する粒子の振る舞いを観測することにより、高速粒子の閉じ込め物理を研究するとともに、付随的に発生すると考えられる高電界によるプラズマ閉じ込めの研究を行う。

→

NBI 1基分 Beam Power 4 (MW) の条件でLHDにおいて³He プラズマに 500 keV の D ビームを入射する？

(原研で先にできるではないか?)

$T_e = 2 \text{ keV}$ の時、D-³He 反応により核融合反応出力は高々 60 kW。

→

核融合反応出力が 60 kW レベルでも、計測用プロトン数は充分である。

→

段階的核融合反応出力増加？

高温ダイバータモードとの組合せによる核融合反応出力増加？

第2期実験計画において他の計画との関連で無理はないか？

第1期実験では³Heバルクプラズマの生成予備実験を実施？

NBI D ビームの改造は現実的か？

核融合反応出力 1 MW は必要か？

→

1 m² の壁から核融合反応出力を取りだし、100 W の電球を1個点灯して見せることを考えると、熱取りだし途中の損失と電気への変換効率を含めた総合効率を 10% とすると、1 kW / m² となり、全出力としては 100 kW 程度となる。従って、この観点から目標は 100 kW 以上とすればよいのではないかと考えられる。

3.2 これまでに行われた D-³He 実験

これまでに行われた D-³He 核反応実験としてはトカマク装置に於いて幾つかの例がある。これらの実験は主として、ICRF の 2 成分イオン混合加熱が有効に行われていることを、少数イオンとして選択加熱された ³He イオンと D プラズマとの核反応による生成物を直接測定することにより検証しようという目的で行われている。最初の例は PLT で 1983 年に報告された [1]。ここでは反応生成物として、D (³He, p) ⁴He 反応による 14.6 MeV 陽子に注目し、これらが閉じ込められずにプラズマから逃げ出すところをシリコンウェハー検出器で直接検出する方法を採った。最初に校正実験として ³He を少量含む D プラズマに 40 keV D ビームを入射して反応を起こさせ計測を行ったが、D-D 反応による中性子や D-T 反応による高エネルギー陽子が原因と思われるノイズが測定のス/N を悪くしていた。続いて行われた ICRF の ³He 少数イオン加熱実験では (D-D 反応出力が小さいので) ノイズが減ると共に信号レベルも増加し、300-400 keV の高エネルギーテイルが生成されていることを示唆した。ICRF と同時に H ビームを入射加熱してプラズマの電子温度を上げると信号レベルは増加し、これは高エネルギーイオンの減速時間が延びて反応率が改善されたという描像と一致する。又、同時に D ビームを入射しても信号レベルは増加した。これは主として D と ³He の相対エネルギーが大きくなったことによる反応断面積の増加として説明している。結果として ICRF の入射パワーと共に核反応出力は増加し、入力パワー 0.4-1.0 MW に対して 0.2-1.5 kW の出力が得られたとしている。核反応出力は入力パワーの 2-3.5 乗で増加し、プラズマ密度の 3 乗に反比例して減少する結果が得られている。

この例からもわかるように、D-³He 実験核反応実験を効率良く行うためには、(1) 高エネルギーの ³He イオンが存在すること、(2) そしてそれらが熱化する間閉じ込められていること、(3) 精度の高い計測法が確立されていること、が必要である。近年の大型装置では加熱入力や閉じ込めの改善により効率の良い実験が可能になった。特に ICRF による高エネルギーテイルの生成が手法として確立されてきており 1 MeV レベルのイオンが生成され、閉じ込められ得る状況になった。その一方では反応生成物である高エネルギー陽子や ⁴He も良好にプラズマ中に閉じ込められるため、問題はむしろ精度の良い計測法に確立にある。

JET では当初から ICRF 大電力加熱を指向しており、その一環として D-³He 核反応実験を幾つかのシリーズで実験してきている。JET では 14.6 MeV 陽子も閉じ込められるため前述のプリンストンで行われたような生成粒子の直接的な測定は難し

い。そこで、1988年に行われた実験 [2] では核反応生成物として2次の枝反応である $D(^3\text{He}, \gamma)^5\text{Li}$ 反応による 16.6 MeV の γ 線を測定している。実験では ICRF による ^3He の共鳴加熱を行い、12 MW の入力パワーで 2×10^{16} /sec の総中性子量を観測したとしている。この値は 60 kW の核融合出力に相当する。出力は入力パワーの 5/3 乗に比例して増加したが、パワーの大きなところでは飽和する傾向が見られている。この飽和の理由としては、RF がプラズマ中心に集中した結果テイルの温度が上がりすぎて最適な反応エネルギーを越えてしまったためと説明しているが直接的な検証の結果の結果ではない。又、得られた核融合出力は Stix のテイル生成モデル [3] で説明できるとしている。

JET グループの検討によれば [4]、Stix モデルを用いた高エネルギーテイルの「温度」は次の式で表される。

$$T_t = T_e \left(1 + \frac{3}{2} \xi\right) \quad (3.2-1)$$

ここで、

$$\xi = P_{RF} \tau_s / (3 n_{3He} T_e) \quad (3.2-2)$$

τ_s は slowing down time である。 $\eta = n_{3He} / n_e$ とすると、上の2式から、

$$T_t \propto \frac{P_{RF} T_e^{3/2}}{n_e^2 \eta} \quad (3.2-3)$$

なる関係が得られる。このテイルを持つ分布と反応断面積のデータからプラズマの D イオン温度を 10 keV とした時の反応率を T_t と共に η の関数として表したものを図 3.2-1 に示す。この図から反応率が最大になる η は 13% 位でテイル温度は 1 MeV 位であることがわかる。一方、核融合出力密度は次のようなパラメータ依存を持つことが示される。

$$P_{fus} = \alpha \frac{n_d}{n_e} W_{fast} \quad (3.2-4)$$

$$W_{fast} = \beta P_{3He} T_e^{3/2} / n_e \quad (3.2-5)$$

ここで α は η に依存する量、 β はプラズマ密度分布やパワー吸収分布に依存する量である。 W_{fast} は高エネルギーテイルの持つエネルギー密度である。 W_{fast} の η 依存性は図 3.2-2 のようになり、結果として図 3.2-3 に示されるように核融合出力を最大にする η 値は 7% であることがわかる。

前述の 1988 年の実験で核融合出力が小さかった理由の一つとして Z_{eff} が大きくなることが上げられる。(3.2-4) 式からわかるように核融合出力は n_d / n_e に比例するが、

1988年の実験時には $n_d/n_e \sim 0.3$ であった。そこで1989年に Be ゲッターを行うことによりプラズマの純度を上げて核融合出力を100 kW ($Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{RF}} \sim 1\%$) にまで上げた [5]。但し Be を導入したことにより、 ^3He との反応で発生する γ 線がバックグラウンドとして現れて計測の精度に影響を及ぼすようになってしまった。

1991年には、JET 本体は Be バンパーリミターを用い、ICRF アンテナは Be 製ファラディシールドをしてプラズマへの不純物混入を抑えると共に、NBI による 120 keV ^3He ビーム入射を行い、プラズマ中心へ ^3He を供給し ICRF 加熱する実験を行った。結果として 10 MW の RF 加熱入力に対して 140 kW の核融合出力が得られたとしている [6]。核融合出力の入射パワー依存性は前回の結果を飽和傾向も含めて再現している。図 3.2-4 に得られた核融合出力の ICRF 加熱パワー依存性を示す。データはかなりばらついているが、この原因は電子温度空間分布のばらつきと η のばらつきによるものと思われる。特にプラズマ中心部の η のばらつきに関しては良くわかっていない。この点で興味深いのは図 3.2-4 に於いて、NBI による 120 keV ^3He ビーム入射を行いプラズマ中心へ ^3He を供給した場合の核融合出力はガスパフによる供給時の結果に比較して悪いことである。これは過剰供給により中心での η が最適値の 7% を越えてしまったからであると推測している。

以上、簡単にこれまでの実験を振り返った。これまでの実験は ICRF を加熱手段として用いている。D- ^3He 核反応の基礎実験を行うという観点から、ICRF は高エネルギーイオンを生成して核反応を起こさせるには都合の良い手段であるが、その加熱機構から図 3.2-4 のように核融合出力に対して ^3He の量に最適値が存在し、その為得られる Q 値が低い。MW 級の核融合出力実験を行おうと思えば Q 値を上げる必要があり、その為にはやはり高エネルギーのビーム源が必須となろう。ビーム源については第 4 章で触れる。

参考文献

- [1] R.E.Chrien and J.D.Strachan, Phys. Fluids 26 (1983) 1953.
- [2] D.A.Boyd, D.J.Campbell, J.G.Cordey, W.G.F.Core, J.P.Christiansen, et al, Nucl. Fusion 29 (1989) 593.
- [3] T.H.Stix, Nucl. Fusion 15 (1975) 737.
- [4] J.Jacquitnot and G.Sadler, JET Report, JET-P(91)07.
- [5] JET Team, IAEA-CN-53/E-2-1, Washington, (1990).
- [6] G.Sadler, J.P.Christiansen, G.A.Cottrell, H.P.L.de Esch, L.Ericksson et al, Proc. 18th European Conference, Berlin (1991) Part1, 29.

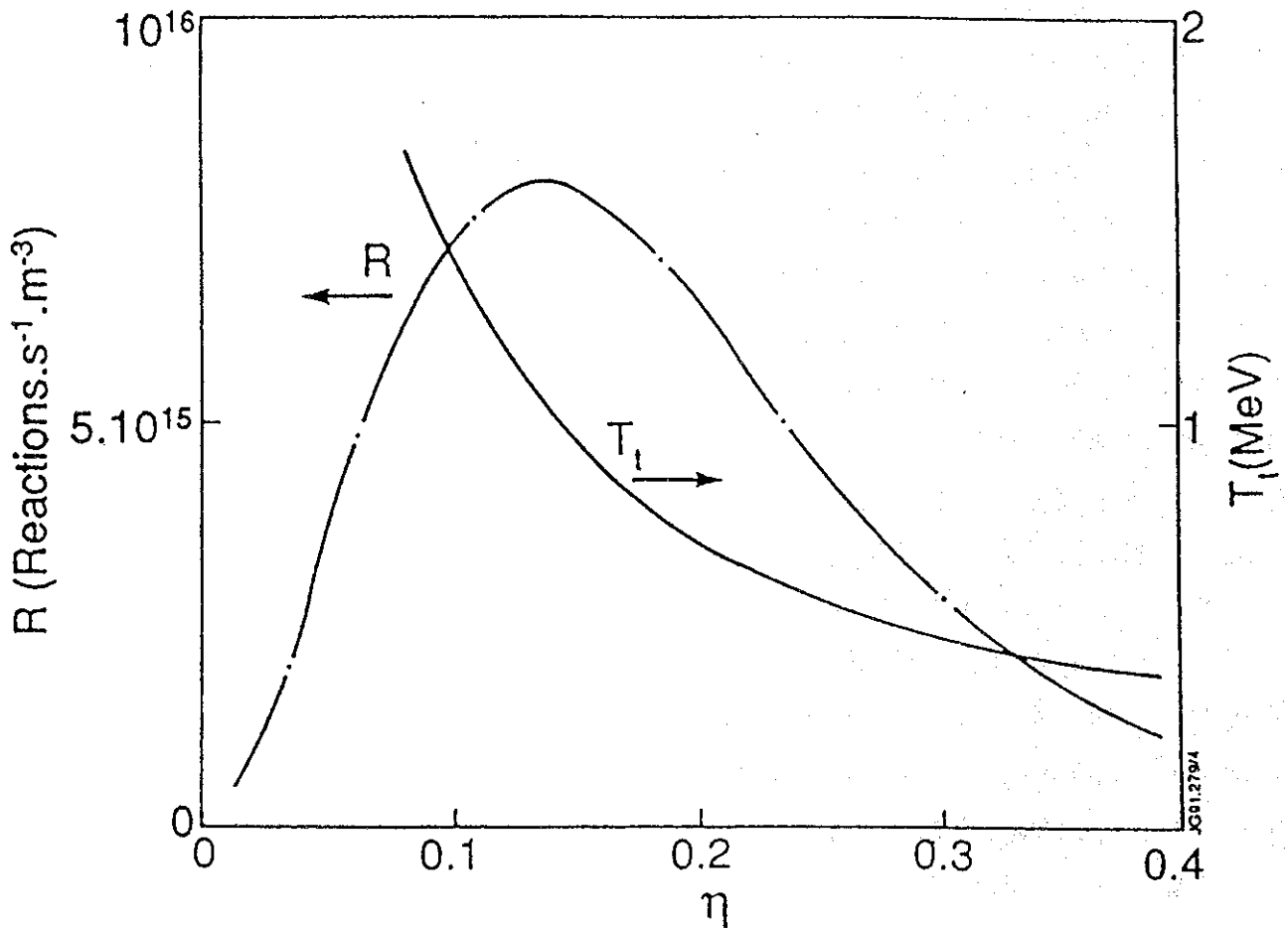


図 3.2-1 JET・ICRF 加熱時のプラズマ中心に於ける核反応率とテイル温度の $\eta (= n_{3\text{He}} / n_e)$ 依存性 [4]。計算に使用した条件は、 $P_{3\text{He}} = 10 \text{ MW}$ 、 $T_e(0) = 10 \text{ keV}$ 、 $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $Z_{\text{eff}} = 2$ 、 $n_d / n_e = 0.6$ 。

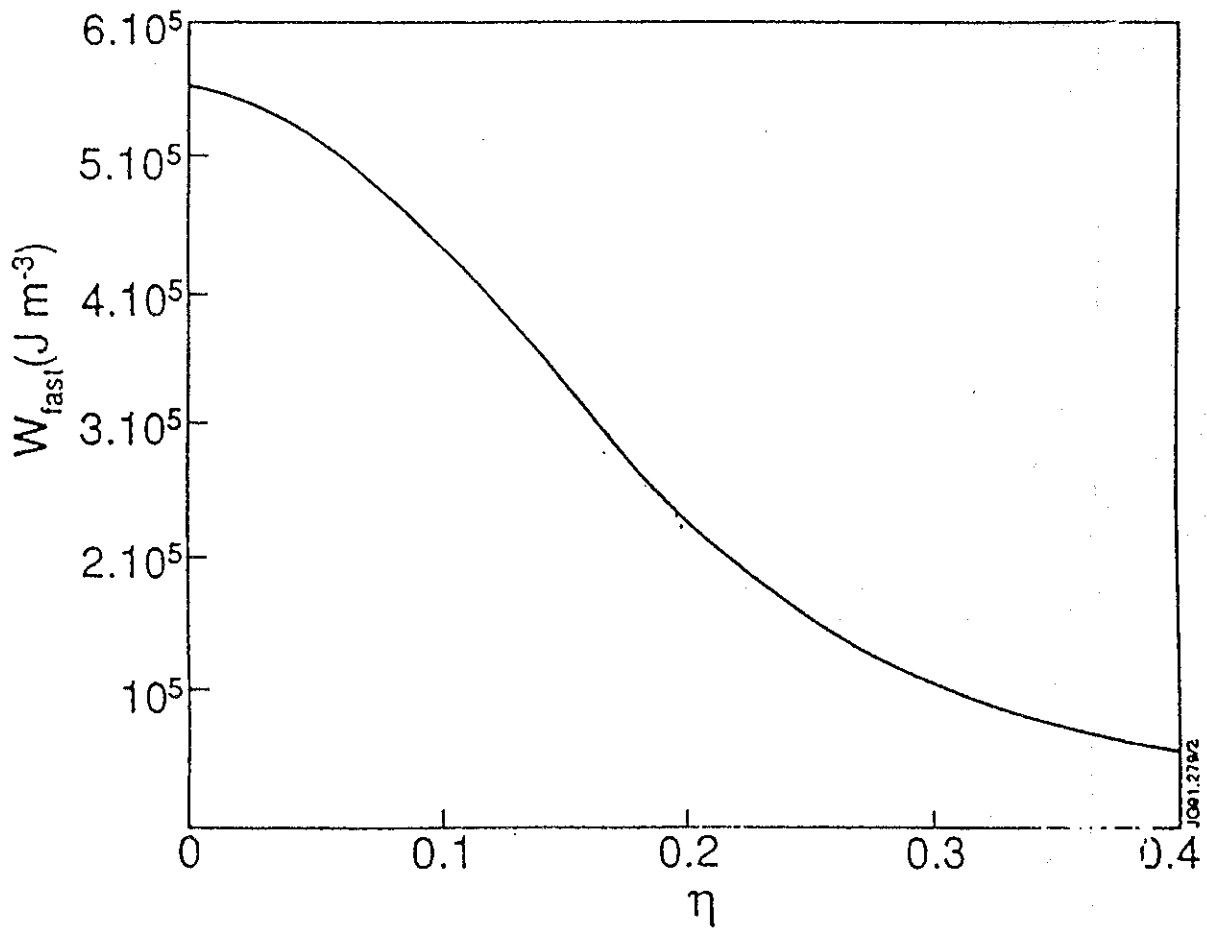


図 3.2-2 JET・ICRF 加熱時のプラズマ中心に於ける高エネルギー粒子の持つエネルギー密度の η 依存性 [4]。計算条件は図 3.2-1 と同じ。

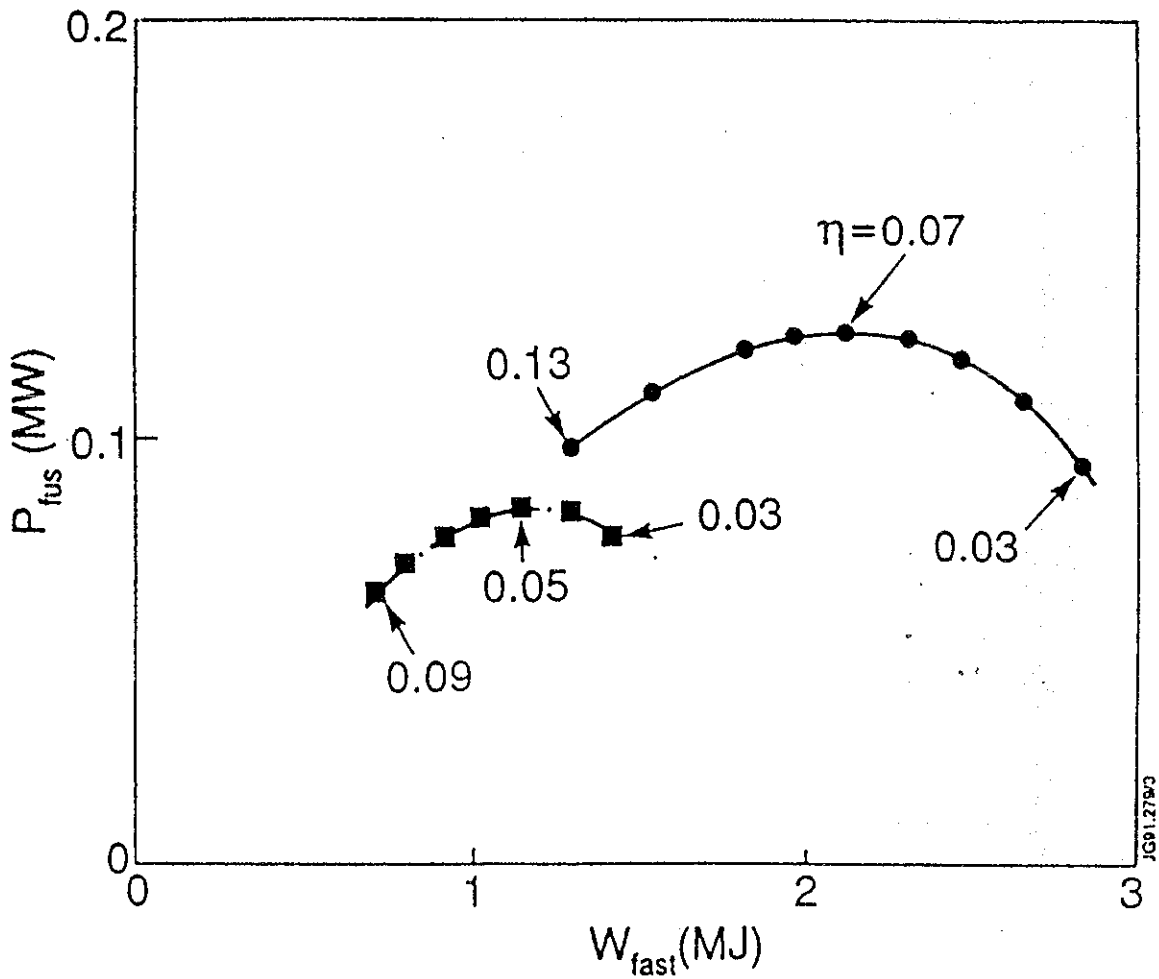


図 3.2-3 JET・ICRF 加熱時の総核反応出力の高エネルギー粒子の持つ総エネルギーへの依存性を η をパラメータにして示したもの。黒丸で示したものは $P_{3He} = 10$ MW、 $T_e(0) = 10$ keV、四角で示したのは $P_{3He} = 7.5$ MW、 $T_e(0) = 8$ keV の場合である。
(他の条件は図 3.2-1, 2 と同じ)

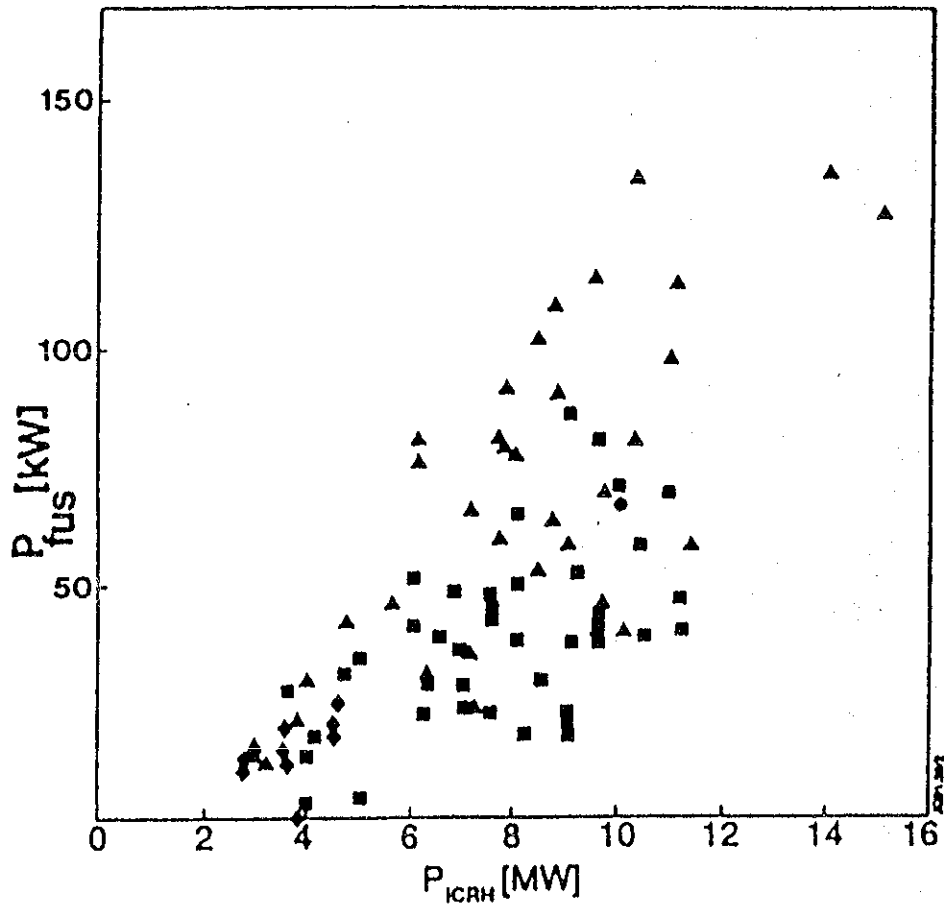


図 3.2-4 JET・ICRF 加熱実験で得られた核融合出力の RF 加熱入力依存性 [6]。

▲ ^3He ガスパフ。モノポールアンテナ。 $I_p = 3.5 \text{ MA}$ 。

■ ^3He NBI。モノポールアンテナ。 $I_p = 3.5 \text{ MA}$ 。

◆ ^3He ガスパフ and/or NBI。ダイポールアンテナ。

$I_p = 3.5 \text{ MA}$ 。

● ^3He ガスパフ。モノポールアンテナ。 $I_p = 5 \text{ MA}$ 。

Beリミター。

3.3 ICRF による D-³He プラズマの加熱

ICRF 加熱を LHD 装置に適用するために、定常加熱で 3 MW、パルス (数秒) 電力で最大 12 MW の ICRF 加熱装置の建設が予定されている。これは主にプラズマの熱エネルギーの上昇を目指したもので、イオン加熱と同時に電子加熱のモードも視野に入れた計画である。この場合の加熱シナリオでは粒子の軌道損失を出来るだけ抑えるように、高エネルギーイオン成分の少ない加熱法を選ぶため、少数イオンの割合とその種の選定が重要な問題になっている。本稿の主題である D-³He プラズマの加熱では、積極的に D 成分の高エネルギーテイルを形成することを考えるが、この場合は特に高エネルギーイオンの閉じ込めの問題が重要である。

ヘリオトロン型閉じ込め装置では、ICRF による高エネルギー粒子の加速とテイル成分を持つエネルギー分布関数の形成を実験的に観測することが重要視されていたが、ヘリオトロン E 装置での ICRF 実験で、マイノリティ水素イオンのエネルギー分布として 100 keV まで連続に続く高エネルギーテイル成分が観測されている。[1]

その分布関数の形と測定された高速イオンの粒子束の減衰時間 (加熱パワー OFF 後の) はモンテカルロ計算による予測とほぼ一致していることが判っている。[2] 従ってヘリオトロン型装置での ICRF によるイオン加速と閉じ込めは古典論の枠組みで予測される振舞を示すと考えられる。

この実験はマイノリティイオンのサイクロトロン基本波加熱であるが、高次高調波加熱を用いると高エネルギーテイル成分の加熱を強調することが可能である。プラズマ温度の上昇に従い、2 次 3 次 4 次の加熱も有効である。[3] LHD において効率よく高エネルギーテイルを形成するためにはバルクプラズマの加熱は避けた方がいいので、初期エネルギーの高い粒子を NBI により供給し、これに $2 \sim 3 \times \omega_{CD}$ の高調波加熱が適当である。

イオンによる波動の吸収は速度空間での拡散方程式として導出されており、高エネルギーテイルの成長により得られるエネルギーの上限は拡散係数 D がほぼ零となるベッセル関数の零点近傍で決められる。4 T、 $2 \omega_{CD}$ 、密度 $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のパラメータでは 8 MeV 程度となり、十分大きい。原理的には 500 keV の目標エネルギーを十分に上回る領域まで加速できる。

以上の考察をもとに具体的に LHD での波動伝播解析の例を示す。より低エネルギーで多くの核反応を期待するために、³He プラズマに D マイノリティイオンがある状態の加熱を考える。通常の ICRF 加熱と異なり重いイオンをマイノリティとした加熱シナリオであるが、イオン温度が高いのでイオンへの吸収が期待できる。但し使用したコードでは D イオンが Maxwell のエネルギー分布を仮定しているので、D

の NBI ビームイオンを加熱するという仮定よりはイオンの吸収が弱くなっている。図 3.3-1 のプラズマパラメータは磁場 $B = 4 \text{ T}$ 、パラボラ分布の中心密度 $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、周波数は 61 MHz で、これはマイノリティイオン D の 2nd Harmonic である。マイノリティの D イオンの温度は 100 keV を仮定している。これから波動エネルギーの中心部での吸収が期待出来ることが判る。

問題点としては電子加熱が 60% 程度と多いことであるが、D イオンのエネルギー分布をビームからの供給として Maxwellian から変形させ、また励起波数 k_{\parallel} の最適化を行うことにより十分改善されると考えられる。

ICRF と NBI で生成されたテイル成分は非等方分布であり、速度空間でのロスコーンの影響を避ける方策を考慮しておく必要がある。

参考文献

- [1] T.Mutoh, O.Motojima, et al., *Proc. 11th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*, Vol.2, (1986) 473.
- [2] H.Okada, H.Zushi, et al. to be published in *Nuclear Fusion*.
- [3] Y.Ogawa, T.Hamada, *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion*, 9 (1986) 271.

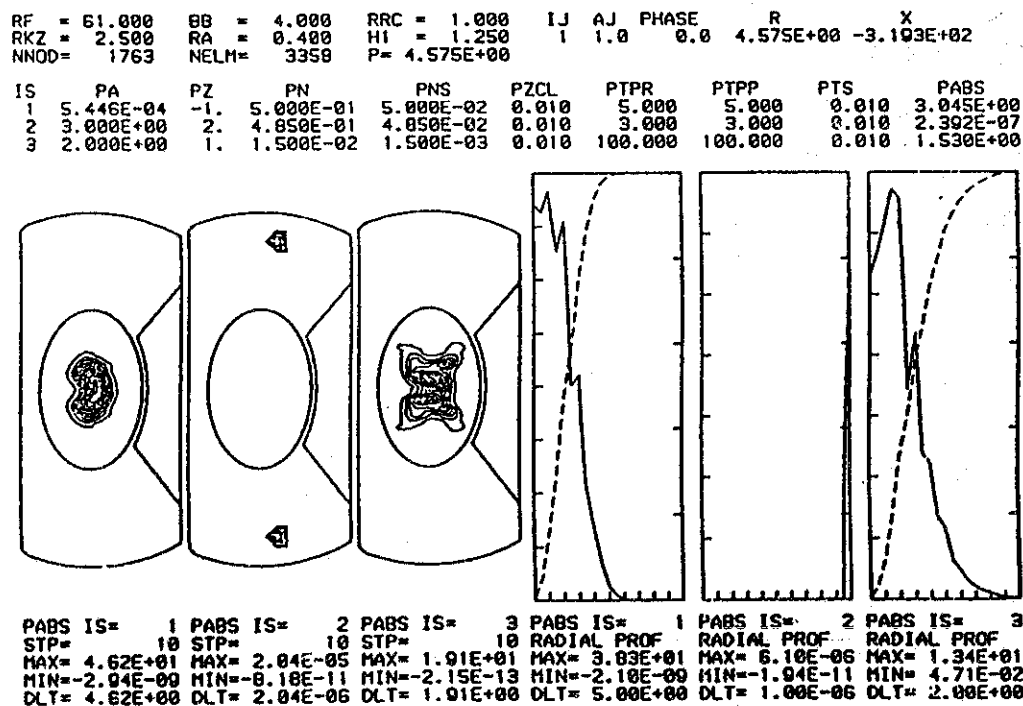


図 3.3-1 LHD における ICRF 波動吸収解析コード (A.Fukuyama コード) 計算例。左から電子、 ^3He 、D イオンのパワー吸収 2 次元分布とプラズマ半径に対する分布を示す。($B = 4 \text{ T}$ 、中心密度 $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、周波数は 61 MHz)

3.4 LHD のための Innovative Divertor

LHD 実験においては、ダイバータによるプラズマ改善が実験計画の重要なテーマになっている。ダイバータの機能は、プラズマ中心部からの熱流を制御し、また同時に閉じ込め改善を行うことである。これは、LHDに限らず、ITERのような将来のトカマク装置においても同様の機能が期待されている。LHDのD-³He実験においても、閉じ込め改善は、同じ密度の放電では、電子温度の上昇につながり、それ故、ビームのslow down時間も長くなり、より多くの核反応を発生させることになる。この章では、LHDプラズマの閉じ込め改善のために開発してきたダイバータの新しい概念を簡単に説明する。

3.4.1 ダイバータ磁場配位

ダイバータの磁場配位としては、図3.4-1(a)のヘリカル・ダイバータ配位と図3.4-1(b)の磁気島ダイバータ配位を用いる計画である。ヘリカル・ダイバータ配位は、ヘリオトロン型閉じ込め装置特有のダイバータ配位であるが、図3.4-1(a)のように閉じ込め領域と「開いた」領域の境界（セパトロリクス）が曖昧である。その境界の中は50 mm以上もあり、周辺の放射冷却には、好都合であるがHモード的閉じ込め改善は、そのままでは期待できない。そこで閉じ込め領域と「開いた」領域の境界を鋭くするものとして図3.4-1(b)のアイランド配位も可能であるように装置を設計している。LHD磁場配位では周辺部に $l=1$ の面が存在し、外部コイル（常伝導コイル）により、この面に共鳴磁場を印加して、モード数 $m/n=1/1$ の磁気島を形成し、そのセパトロリクスにより、閉じた領域と「開いた」領域を分離する。この境界は鋭く、その中は2 mm以下である。

3.4.2 ダイバータ運転シナリオ

a) 周辺放射冷却モード

これは、ヘリカル・ダイバータ配位特有の”曖昧な”セパトロリクスを利用して放射冷却を行うもので、トカマク(TEXT, Tore Supra)で実験が行われているエルゴディック境界と本質的に同じ運転形式である。この運転の問題は、周辺の密度を高めるためHモードは得られていない。

b) 高温ダイバータ運転モード

この運転では、高効率の水素排気により、できるだけリサイクリングを抑えるこ

とで、ダイバータ領域におけるプラズマの温度を数 keV に上昇させ、それにより内部の閉じ込めの改善を目指すものである（Hモードにおいてはセパトリクスから1～2 cm 内部の温度がまず上昇し、その後何らかの機構で内部の閉じ込めが改善されている）。例えば、NBIのみで加熱、粒子補給する放電では、周辺温度(T_{div})は、 $T_{div} = W \xi / \gamma$ で与えられ（ W ：ビームエネルギー、 ξ ：排気効率、 γ ：シースにおける transmission coefficient）、 $W = 250$ keV、 $\xi = 0.2$ 、 $\gamma = 10$ の時は、 T_{div} は 5 keV にも達する。また、この運転では、ピークした密度分布が NBI 入射や、pellet 入射等によるプラズマ深部への粒子補給と高効率排気で達成され、粒子拡散係数 (D) がエネルギー閉じ込め時間に大きな影響を与えるようになる。これは、リップルによる電子熱伝導係数（新古典論）が大きい LHD のような装置には重要である。ただし、イオンは E×B ドリフトでよく閉じ込められるため、新古典論的にはプラズマ粒子はよく閉じ込められる。高温ダイバータ運転で鍵をにぎる高効率粒子排気についてはカーボン・シート・ポンプ、メンブレイン・ポンプ等の新しい水素排気法を LHD 実験のために開発中である。この運転方式の炉への適用構想として、ダイバータ・チャンネルをコイル系から離れた、磁場の弱い領域に導いて、粒子排気、熱処理を行う磁場配位の検討も行っている。アイランド・ダイバータ配位のアイランド中にリミター・ヘッド的なものを挿入するとリサイクリングを局在化させることができ、排気効率を高めることができる（Local Island Divertor (LID)）。LID 実験では、ヘリカル装置における閉じ込めとリサイクリング制御（粒子排気）の関係を詳しく調べることができ、これを先行させることで「閉じた」ヘリカル・ダイバータ等の LID ダイバータの Upgrade に指針を与えることができる。また、LID を入射パワー 500 kW 程度で数時間準定常運転すれば、LID の高い排気効率のため極めて効率良く洗浄放電を行うことができる。

3.4.3 Hモード及び放射冷却の同時達成モード（SHC境界）

ITER 設計の重要な課題として、Hモード的閉じ込め改善と放射冷却を同時に達成することが要求されている。その方策として、SHC境界（Simultaneous Achievement of H-mode and Radiative Cooling）を提案している。この配位では、閉じ込め領域とプラズマの圧力が一定になっている「開いた」エルゴディック領域との境界が明確に分かれている。「開いた」領域では、半径が大きくなるにつれて温度は減少するが、圧力一定のために密度は逆に増大するので閉じ込め領域のすぐ外側は比較的低密度、壁に近いところでは高密度が維持され、Hモードの生成、維持、及び放射冷却に都合のよい密度分布になる。ここで、大きな仮定は、閉じ込め

領域と「開いた」領域の境界における密度を低くすれば高性能の H モードが達成できるとしている。このような配位は、トカマクでも可能であるが、LHD の場合は、上述のヘリカル・ダイバータ配位にアイランド ($m/n = 1/1$)配位を加えると、理想的な SHC 境界になる。図 3.4-2 にあるように、ヘリカル・ダイバータ配位の「曖昧な」セパトリクス及びその周辺領域がアイランドにより、閉じた領域とコネクション長が、100 ~ 200 m の「開いた」領域に鋭く分かれ、H モードと放射冷却の同時達成が期待される。

以上のように最近開発されたダイバータ概念により、LHD 装置における閉じ込め改善は、大いに期待できるものになっている。特に、D-³He 実験においては、高温ダイバータ運転がプラズマ全領域の温度を上昇させるために、その威力を発揮するものと考えられる。また、この運転では、径電場が正になり、不純物をはき出す新古典論の効果があり、 Z_{eff} の減少も期待でき、それによる slowing down 時間の増大、それ故により多くの核反応が発生すると期待できるのだろう。

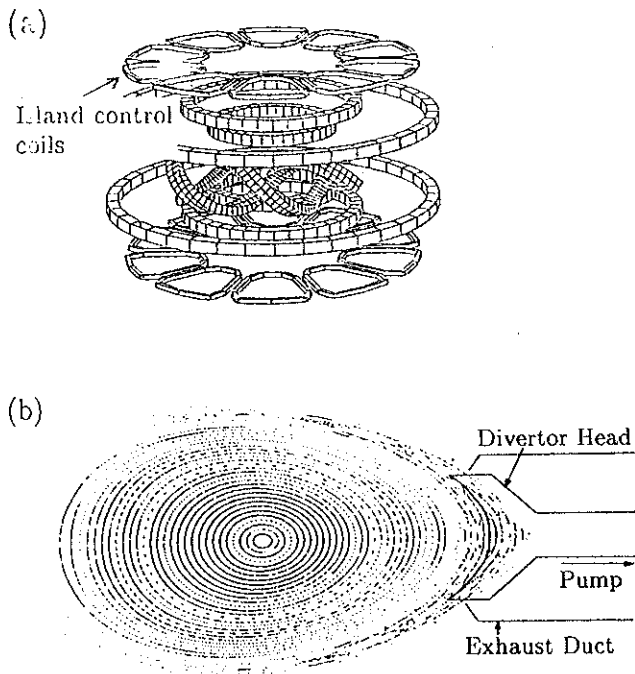


図 3.4-1 (a) ヘリカルダイバータ配位、
(b) LID 配位

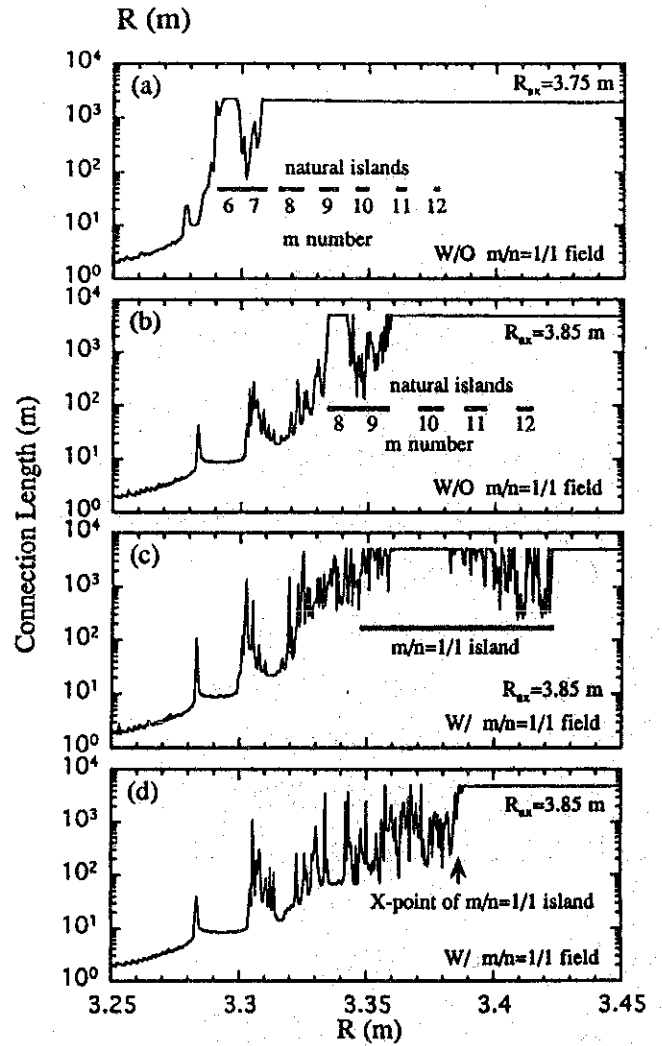


図 3.4-2 トーラス内側 ($Z=0, 3.25 < R < 3.45$ m) から出発して、ダイバータ板に達するまでの磁力線の距離をプロットする。
 (a) 磁気軸 (R_{ax}) = 3.75 m の場合、
 (b) $R_{ax} = 3.85$ m の場合、
 (c) (b) の配位に $m/n = 1/1$ の磁気島を加えた場合で出発点が磁気島の 0 点近くの時、
 (d) (c) と同じ配位で、出発点が磁気島の X 点の近くにある場合、
 (e) (d) の出発点が存在するポロイダル面内に磁力線の貫通点分布。



3.5 D-³He 反応生成物の計測

D-³He 実験での計測の役割は、通常のプラズマ計測に加えて、

- 1) D-³He 核反応をひきおこすイオンの速度分布やその閉じ込めを調べること、
- 2) D-³He 核反応率を測定すること
- 3) D-³He 核反応で発生する高エネルギーアルファ粒子 (3.9MeV), プロトン (14.7 MeV) の閉じ込め、slowing-down の様子を調べること

であると考えられる。通常の計測は、中性子発生率が低いため特別の問題はない予想されるが、以上3つの D-³He 核反応に関わる計測は、新たにいくつかの開発研究を必要とする。また、具体的に計測手段を考察する場合には、これら3つの計測対象は相互にオーバーラップするものである。

D-³He 核反応は、図 3.5-1 に示すように、⁵Li の 16.66 MeV 共鳴状態を経由する複合核反応であり、その崩壊先 (branch) として、3.9 MeV アルファ粒子と 14.7 MeV プロトン、⁵Li の基底状態 (16.7MeV γ 線発生)、⁵Li の励起状態 (11.5MeV γ 線発生) がある。後 2 者は全崩壊の 2×10^{-5} の確率で起こるが、この核反応率を測定することにより同じ共鳴状態を経由している $p + \alpha$ への branch への反応率を得ることができる。

そこでここでは、

- 1) 高エネルギー γ 線測定により核反応率をもとめられるか
 - 2) 真空壁に損失してくる 14.7 MeV プロトン測定による核反応率、ならびにプロトン閉じ込めの情報が得られるか、
 - 3) プラズマ内に閉じ込められたアルファ粒子測定により、核反応率、ならびにアルファ粒子閉じ込めや速度分布の情報が得られるか、
 - 4) 同様の方式によりイオンの速度分布情報が得られるか
- について検討する。

3.5.1 高エネルギー γ 線測定

16.77 MeV の γ 線測定は、Cecil らにより TFTR で初めて行われ、つぎに JET でも試されている [1, 2]。図 3.5-1 に JET で得られたスペクトルの一例を示す。ここでは、5" ϕ \times 5" ℓ の NaI (Tl) シンチレーターと 3" ϕ \times 3" ℓ の BGO シンチレーターが用いられている。

通常このような高エネルギーのガンマ線は、重い元素を含む大型のシンチレーターで測定されるが、それでもエネルギーが高くなると検出効率が著しく減少してくる。また、このようなエネルギー領域の分解能は通常10%程度である。図3.5-1にみられるように、JETの例ではこの核反応は高エネルギーの ^3He イオンで生起されているので、さらにピークは広がっている。同時に、高エネルギーのイオンにより ^{12}C や ^{16}O が励起され4~7 MeVの γ 線が発生するのでそれらも検出される。そのため図3.5-1のJETの例では、この測定から予想される核反応率は 2×10^{16} /sであるにもかかわらず、本物の信号は1%以下となっている。

つまり、この計測法を適用していく場合、鍵となるのは高エネルギー領域での効率を落とさないガンマ線検出器開発である。このような工夫は、ひとつにはKishimotoらによるシンチレーター分割方式の採用であり[3]、また、磁場を用いた検出器開発である[4]。LHDの場合には、前者の方式がのぞましい。また炭素と酸素不純物密度を低減することも重要である。

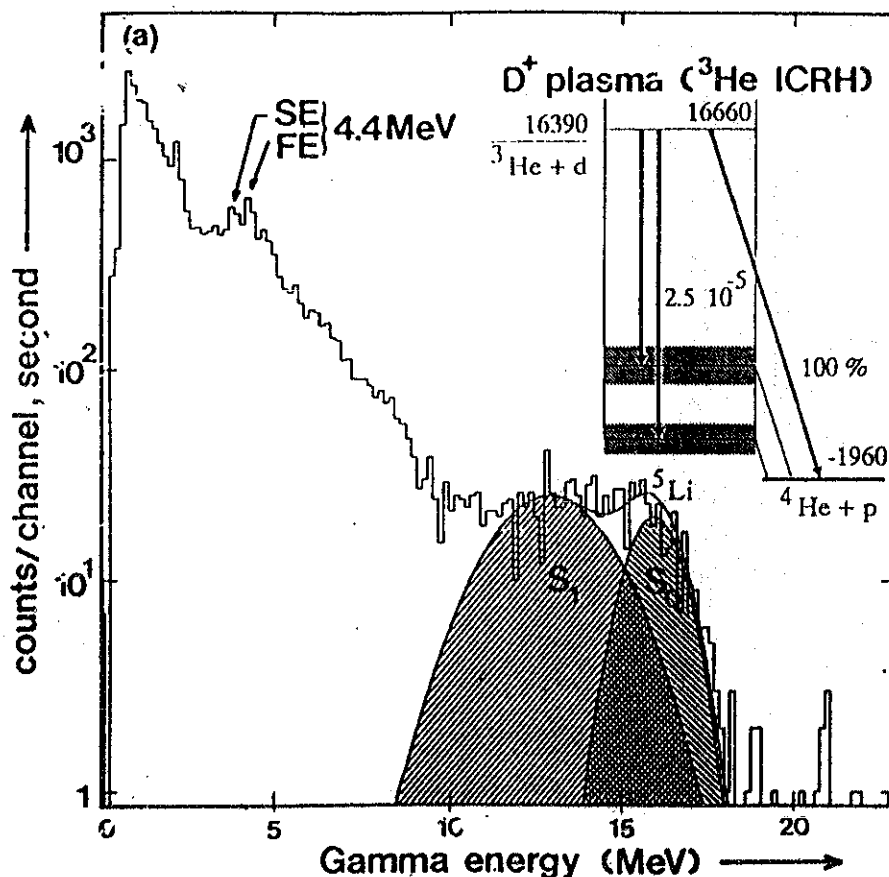


Fig. 8 A γ -spectrum measured during intense ^3He minority heating. The broad 16 MeV γ -line has been fitted with a 3.5 MeV wide Gaussian simulating a convolution of the natural line width with the detector response. The transition to the first excited state in ^5Li can also be clearly seen.

図 3.5-1 $\text{D}-^3\text{He}$ 核反応の崩壊図と、JET で得られた $\text{D}-^3\text{He}$ 核反応からのガンマ線スペクトル。

JETの場合、約3mの長径方向のプラズマを、約30m先で見ている。LHDの場合は、長径が約1/2なるのでD-³He核反応率が 4×10^{16} /s以上あれば、同様の検出効率の検出器により、図3.5-1の例とほぼ同じ統計精度スペクトルが得られ、核反応率を測定する事が可能であると予想できる。

3.5.2 損失してくる14.7 MeVプロトン測定

3.5 MeV アルファ粒子や3 MeV プロトン、14.7 MeV プロトンを真空壁にとりつけた検出器で測定し、それらの損失について研究することは、既にPLT, ASDEX, JIPPTIU, TFTR, JET等で広く行われてきた。図3.5-2にJETの14.7 MeVプロトンプローブの概念図と、トロイダル磁場・プラズマ電流が低い場合、高い場合の軌道例を示す。このように、この計測方式の特徴は、損失してくる粒子の軌道に深く関わっていることである。そのため、損失粒子数から、反応数を推定することはほとんど不可能と考えられてきた。LHDの場合も、3Tの磁場中の14.7 MeVプロト

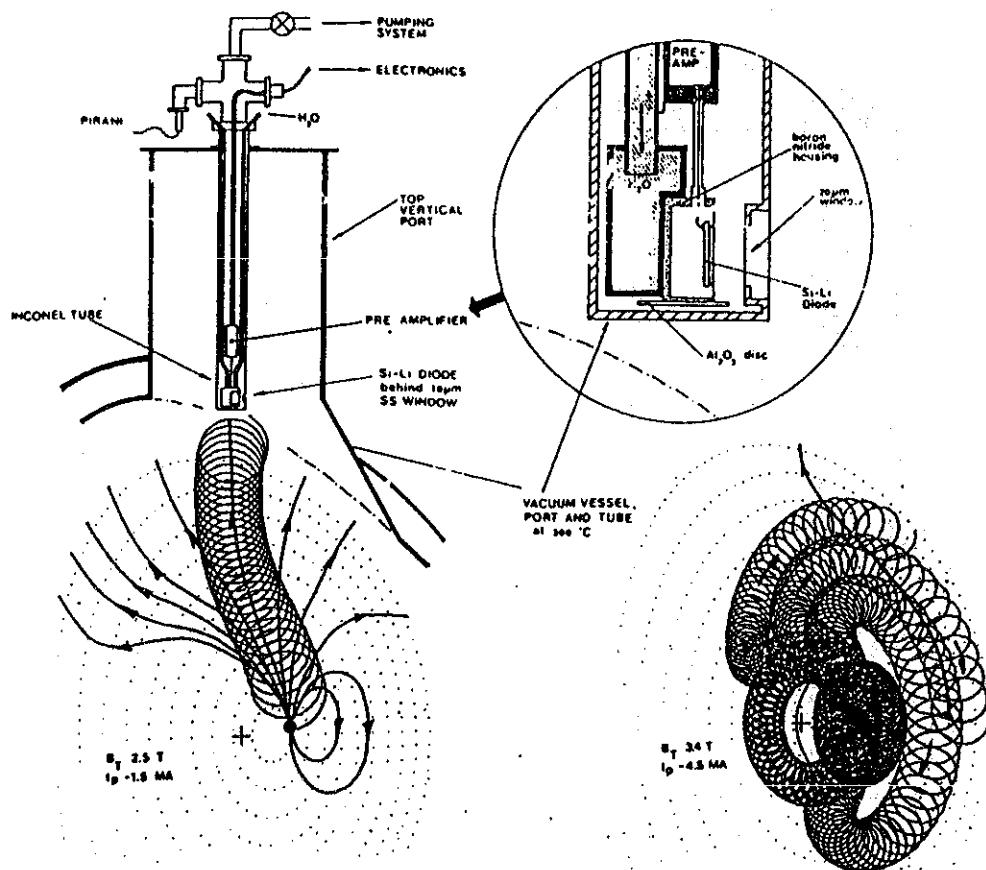


Fig.1 Arrangement of the 15MeV proton detector used on JET, with examples of proton orbits for low current, low field and high current, high field plasmas.

図 3.5-2 JET のプロトンプローブ図と、トロイダル磁場・プラズマ電流が低い場合、高い場合の 14.7 MeV プロトンの軌道例。

ンのラーマ半径は約 20 cm なので、ほとんどのプロトン、すなわちプラズマ半径の 60% 以内の中心部で発生したプロトンが、それが真空容器壁のどのあたりに、どの角度で入射してくるかは、そのドリフト軌道で決まる。

一方で損失してくる粒子の割合の変化やそのエネルギー分布を調べることができる。特に LHD の場合、エネルギー分布は、主に核反応を引き起こした高エネルギー粒子のエネルギーを反映するので、ヘリカルシステムに重要な情報である。

LHD にこのようなプローブを取り付ける場合、信号レベルは、プロトン発生率×損失率/全表面積×プローブスリット面積×角度アクセプタンスで概算できる。後ろ 4 者は、それぞれ 10% 程度、 10^6 cm^2 , 0.1 cm^2 , 0.1 程度であるので、プロトン発生率が $10^{12} / \text{s}$ 以上では $10^3 / \text{s}$ の信号レベルとなり十分測定可能である。実際には損失してくる粒子軌道を計算して実験結果と比較さなければならない。

3.5.3 閉じ込められたアルファ粒子計測

プラズマ中に閉じ込められた状態のアルファ粒子を測定するには、コヒーレントトムソン散乱や、中性粒子ビームやペレット溶発雲を利用した荷電交換法等がある。そのうち、連続的に測定できる確実な方法としては、高エネルギーの $Z \geq 2$ の中性粒子ビームによって 2 価の荷電交換過程



によりアルファ粒子を中性化しエネルギー分析する方法とが考えられる。この断面積は、 He^{++} のエネルギーが 200 keV 以上になると急に減少するので、その相対速度を小さくするため、ビームエネルギーは観測したいアルファ粒子の速度に近いもの、そして観測角度はビーム前方でなければならない。

このような計測ビームの候補としては、ヘリウム、リチウムが挙げられ、ともに中性化効率を考慮すると負イオン加速方式ととる必要がある。図 3.5-3 には、LHD にヘリウム、リチウムを入射した場合の透過率と、中性化効率、およびその積をしめす。この時の期待される信号レベルは、

$$S = n_\alpha n_B \langle \sigma v \rangle_{v-rel} \eta(\text{det})$$

であらわされる。ここで n_α はアルファ粒子密度、 n_B はビーム粒子密度であり、 $\eta(\text{det})$ として 5 m 先の 1 cm^2 の検出器の検出効率 0.4×10^{-6} を考える。入射ビームとして、負イオン 1 mA/cm^2 (3.5-3 参照)、ビーム径 10 cm を考えると、 $n_\alpha = 10^{10} / \text{cm}^3$ の場合、 $E = 0.5 \sim 3 \text{ MeV}$ の ${}^3\text{He}$ ビーム入射に対しては図 3.5-3 より $\epsilon(\text{neu}) \times \eta(\text{trans}) = 0.18$ 程度となり、シグナルレベルは毎秒 $1.3 \times 10^4 / \text{s}$ 程度が期待できる。同様に $E = 3 \sim 6 \text{ MeV}$ の ${}^5\text{Li}$ ビーム入射に対しては図 3.5-3 より $\epsilon(\text{neu}) \times \eta(\text{trans}) = 0.46$ 程度となり、シグナルレベルは毎秒 $1.5 \times 10^4 / \text{s}$ 程度が期待できる。

3.5.4 高エネルギー粒子分析器

このような数百 keV から MeV 領域の中性粒子の検出、分析には、最近 Petrov らが開発してきた $E // B$ 型分析器を用いることができる [5]。これはプラズマの外に飛び出した中性粒子を carbon の薄膜でイオン化し、磁場と電場により、エネルギーと e/m を分けるものである。よって、アルファ粒子とビームとして入射された ${}^3\text{He}$ を分離することができる。この分析器を絶対校正することにより、核反応率、ならびにアルファ粒子閉じ込めや速度分布の情報が得られる。

この検出器は、また、 $\text{D}-{}^3\text{He}$ 反応を引き起こす高速イオンの分析にも使用できる。

3.5.5 まとめ

以上をまとめると、 $\text{D}-{}^3\text{He}$ 核反応率を測定する方法として、16.8 MeV の γ の測定が挙げられるが、ある程度の精度を得ようとするに核反応率が 4×10^{16} /s 以上なければならない。それ以下、 10^{12} /s 以上の場合、真空容器壁へ損失してくるプロトンを測定すれば相対的な核反応率測定が可能であるが、ドリフト軌道の影響を受けやすいので高精度の軌道計算と、高精度プローブの設計・設置が必要となる。

核反応シミュレーション実験としては、 $\text{D}-{}^3\text{He}$ 核反応で発生する 3.7 MeV のアルファ粒子の閉じ込めを調べる必要がある。そのためには、高エネルギー中性粒子ビーム入射による 2 価の荷電変換法を利用するのが最も確実である。入射ビームとして、負イオン $1\text{mA}/\text{cm}^2$ (ビーム径 10 cm) から中性化する 1~2 MeV の ${}^3\text{He}$ ビームを考えると、 $n_\alpha = 10^8/\text{cm}^3$ の以上で、ある程度の空間分解能 (10 cm 程度) でエネルギースペクトルの時間変化を測定できる。アルファ粒子の閉じ込め時間が 0.1 sec の場合、核反応率が 5×10^{16} /s 以上ならばこの方法は確実にアルファ粒子の挙動を研究する手段に成りえると期待できる。

参考文献

- [1] G.Sadler et al., *15th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Heating* (1988).
- [2] G.Sadler et al., JET-report P(89)77.
- [3] T.Kishimoto, M.Sasao, et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **198** (1982) 269.
- [4] T.Eguchi, private communication.
- [5] Y.Kusama, S. Petrov et al., *Rev. Sci. Instrum.* **66-1** (1995) 339.

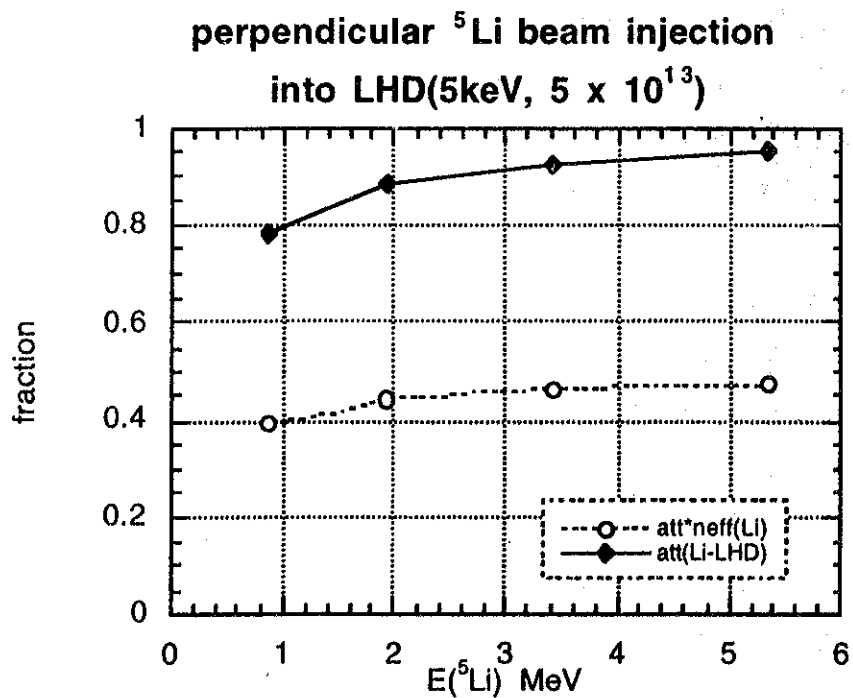
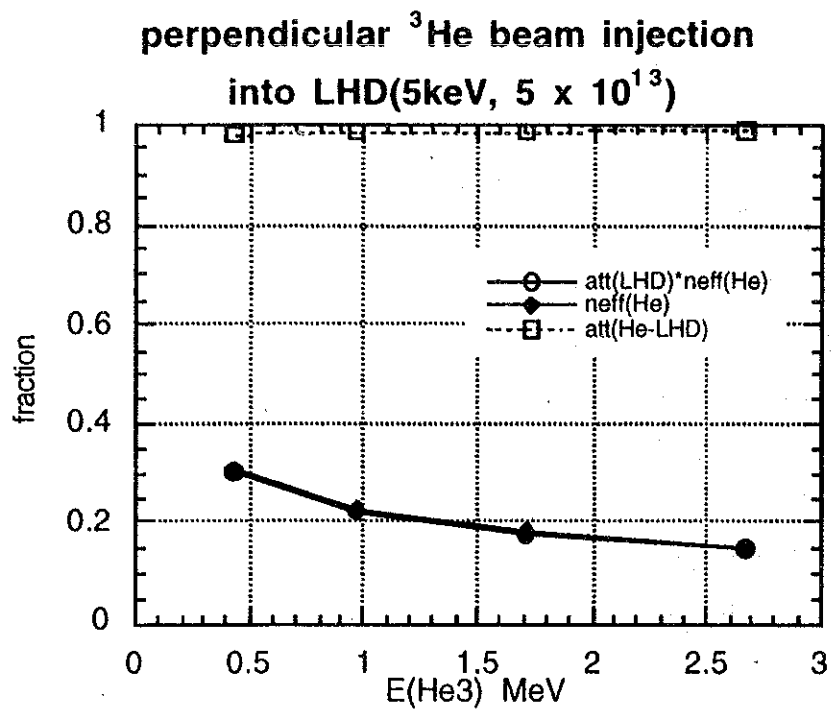


図 3.5-3 LHDにヘリウムビーム、リチウムビームを入射した場合の透過率と、中性化効率、およびその積の入射エネルギー依存性

第4章 D-³He のための加熱源の検討

4.1 高エネルギー重水素ビーム入射システム

LHD におけるD-³He 反応による核融合反応実験においては、500 keV-D ビーム入射または 750 keV-³He ビーム入射が検討されている。いずれの場合も正イオンビームを用いたシステムでは中性化効率が数%以下と極めて低いため、システムとしては設計不可能である。一方、負イオンビームではこのような高エネルギー領域においても中性化効率が60%程度と高いため、システムとして十分設計可能である。しかし、ヘリウムは希ガスであり、電子親和力が正ではないため、定常状態では負イオンとして存在しない。準安定状態のヘリウム負イオンの生成は可能であるが、その生成率は極めて低い。そのため、計測用の小電流ビーム源としては検討されているが、加熱用の大電流ビーム源に適用することは現状では不可能である。従って、ここではシステム設計の可能な 500 keV-D ビーム入射システムについて検討する。

LHD-NBI システムでは、第1期 LHD 実験において 125 keV-15 MW の軽水素ビーム入射が計画されており、現在詳細なシステム設計を行っている。また、第2期 LHD 実験としては 250 keV-20 MW の重水素ビーム入射が計画されている。従って、第2期 LHD 実験における重水素 NBI システムの一部を 500 keV-D ビームシステムとして設計することによって、D-³He 実験に対応した高エネルギー重水素ビーム入射システムの実現を考える。

負イオンを用いた 500 keV-10 MW の NBI システムは、日本原子力研究所において現在建設中で、1996 年に JT-60U への入射を開始する予定である。表 4.1-1 に JT-60U 用負イオン NBI 装置の仕様を示す。核融合科学研究所における大電流負イオン源の開発実績を考慮すると、D-³He 実験用の 500 keV-D ビームシステムの設計及び建設は可能であるが、加熱実験用の 250 keV-D ビームシステムと調和をとる必要がある。LHD-NBI 用 250 keV-20 MW D ビーム入射システムの仕様が表 4.1-1 に示されている。以下では、D-³He 実験に必要なビーム入射システムとして 500 keV-10 MW の D ビーム入射システムの設計検討を行う。

まず、500 keV-10 MW の D ビーム入射システムを新規に製作する場合を考える。この場合、基本的には原研の JT-60U 用負イオン NBI 装置と同仕様になるため、それを参考とする。イオン源 2 台で 1 ビームラインを構成し、1 つの入射ポートから 10 MW の電力を LHD の接線方向へ入射する。中性化効率を 58%、ビーム輸送効率を 90% とすると、イオン源 1 台あたり 20 A の負イオンビームが必要である。核融

合研の大型水素負イオン源において、電流密度で 30-40 mA/cm² の負イオンが得られているが、重水素負イオンの方が生成効率が低いことを考慮して 20 mA/cm² の電流密度とする。この場合、電極の透過率を 40% とすると、20 A の負イオンを得るために必要な電極面積は 2500 cm² となる。電極の冷却を考慮して電極サイズを 25 cm×100 cm とする。負イオン源は核融合研で実績のあるセシウム添加型体積生成方式とする。負イオンの引出・加速電極系はプラズマ・引出・第 1 加速・第 2 加速・接地の 3 段加速 5 枚電極構成とし、引出電圧は 10 kV、各加速段の加速電圧は各々 163 kV とする。中性化長を 5 m として、機器配置等も考慮すると焦点距離は 12-15 m 程度となる。ビームの収束は電極を 4 分割 (25 cm×25 cm×4) にし、孔軸変位法により行う。電源システムは交流スイッチ方式 (インバータ・コンバータ方式) とし、SF₆ ガスを用いたガスダクトを用いて高電圧給電を行う。

このような設計で問題となるのは、中性化されなかった残留イオンビームが入射するビームダンプの熱負荷である。残留イオンビームの入射角を極力小さくするなど形状を工夫しても 2 kW/cm² 以上の熱負荷になると考えられる。スワール管の最大熱負荷と同程度なため、ビームの焦点距離を長くする等の方策により、ビームダンプ上の熱負荷の集中を避ける必要がある。以上のことを考慮すると、500 keV-10 MW の D ビーム入射システムは、基本的には表 4.1-1 に示す 250 keV-20 MW D ビームシステムの仕様と大きく異なることはなく、技術的な問題は少ない。問題は、60～100 億円と予想される製作コストであろう。また、ビームによって駆動される電流を打ち消すためには、2 ビームラインによるバランス入射が必要である。その場合、1 ビームラインからの入射電力は 5 MW となり、ビームダンプの熱負荷は軽減され、技術的には容易になる。しかし、製作コストは上昇する。

次に、250 keV-D ビームシステムの一部を 500 keV システムに変更する場合を考える。この場合、1 ビームラインからの入射電力は 5 MW で設計されているため、1 イオン源で 1 ビームラインを構成し、2 ビームラインを用いて 10 MW を入射する設計となる。こうすることで、バランス入射が可能となり、またビームダンプの熱負荷が軽減されるが、250 keV システムの設計・建設段階で以下の事項に配慮する必要がある。まず、プラズマ源用の電源等を設置する高電位プラットホームの耐圧を 600 kV 程度にしておく必要がある。また、ケーブルダクト及び絶縁トランスの耐圧も 600 kV 必要である。電源システムは積上方式の可能な交流スイッチ方式に当初よりしておく必要がある。残留イオン除去用の偏向磁石についても 500 keV-D ビーム仕様をカバーした設計でなければならない。

このように、250 keV-D ビームシステムの一部を 500 keV システムに変更するのは、250 keV システムの製作コストが上昇するため、全体としてはあまりメリット

がない。従って、LHD の第 2 期実験へ向けた NBI の改造を行う際に、当初より 10 MW を 250 keV システム、10 MW を 500 keV システムとして設計・製作すべきである。

以上のことから、D-³He 実験に必要な表 1 に示された仕様の 500 keV-10 MW の D ビーム入射システムの設計・製作においては大きな問題はなく、むしろ現在第 2 期実験で計画されている 250 keV システムとの整合性を十分考慮する必要がある。また、250 keV システムの改造による 500 keV システムの製作はコスト的にあまりメリットがなく、当初より 250 keV システムを 10 MW 分、500 keV システムを 10 MW 分製作した方が効率的であるといえる。

表 4.1-1 各装置における高エネルギー重水素入射システムの仕様

研究機関	核融合科学研究所	日本原子力研究所	核融合科学研究所
核融合実験装置	第 2 期 LHD D-D 実験	JT-60 U	第 2 期 LHD D- ³ He 実験
入射電力	5 MW×4 ビームライン	10 MW×1 ビームライン	10 MW×1 ビームライン 5 MW×2 ビームライン
ビームエネルギー	250 keV (D)	500 keV (D)	500 keV (D)
イオン源方式	セシウム添加型 体積生成方式	セシウム添加型 体積生成方式	セシウム添加型 体積生成方式
ビーム電流 (電流密度) [イオン源 1 台当り]	22.5 A (15 mA / cm ²)	22 A (13 mA / cm ²)	20 A (20 mA / cm ²)
ビーム引出し面積	25 cm×150 cm	45 cm×110 cm (45 cm×18 cm×5)	25 cm×100 cm
ビーム加速方式	静電型 2 段加速	静電型 3 段加速	静電型 3 段加速
ビーム発散角	9 mrad	5 mrad	<9 mrad
焦点距離	~ 15 m	25 m	~ 15 m
入射角	接線入射	接線入射	接線入射
パルス幅	10 sec	10 sec	10 sec

4.2 ICRF による D / ³He 加速用加熱装置

LHD での ICRF 加熱装置は多くの加熱シナリオに対応可能なように広い周波数帯域を持った発振器と伝送路システムを有している。ICRF 加熱装置諸パラメータは以下のとおりである。

表 4.2-1 LHD の ICRF 加熱装置パラメータ

周波数	25 ~ 100 MHz 連続可変
パワー	12 MW (パルス)
パルス幅	CW (3 MW)、2 秒 (9 MW)
発振器台数	12 台
アンテナ方式	ハーフトーン (速波加熱用) NAGOYA TYPE-III, FWG (イオンバーンシュタイン波)

磁場強度 4 T での 2nd ~ 3rd サイクロトロン周波数は D イオンで 60 MHz ~ 90 MHz であり、現在計画中の加熱用 ICRF 装置の周波数範囲に入っている。

速波加熱用アンテナは下図に示すようにプラズマの縦長断面に設置され、プラズマと壁の間隔の広いスペースを利用した設計になっている。この位置でのプラズマと壁との間隔は 25 ~ 30 cm あり、アンテナの厚さは約 15 cm なのでアンテナとプラズマとの間隔を可変長にする機構を有している。この位置はヘリカル捕捉粒子がプラズマ境界からはみ出す場所ではないが、入射 NBI ビームの軌道によっては、アンテナをプラズマから離して実験を行うことが可能である。トロイダル位置一箇所です上下から給電する 2 つのアンテナを設置し、2 MW 以上 / 1 箇所の加熱パワーを計画している。



図 4.2-1 LHD の速波加熱用アンテナと真空容器の 3 次元概念図

4.3 高エネルギー ${}^3\text{He}^0$ ビームの可能性

4.3.1 はじめに

He^0 ビームを生成するには次の4種の方式がある。

- a) 正イオン (He^+) を加速しガスセルで中性化する方法
- b) HeH^+ イオンを加速しガスセルで中性化する方法
- c) 負イオン (He^-) を加速しガスセルで中性化する方法
- d) 負イオン (He^-) を加速し、飛行時間中に He^0 に自然崩壊させる方法 [1]。

また、 He^0 ビームで特徴的な事は、準安定準位 (He^*) の存在である。これは3重状態 (2^3S_1) で約10000秒の寿命をもつ、非常に安定な状態である。これら4種の方法のうち上記 a), b), c) の3種類の方式ではある程度の準安定準位の粒子ビームが生成される。生成される中性粒子ビームのうち、基底状態の He^0 はプラズマ中に入射した時、透過性がよいが、準安定準位成分は電子衝撃、イオン衝撃によってイオン化されやすく、高密度プラズマの場合には中心部まで透過されることがむずかしい。

現在、JT-60U や JET ので実験では、主としてプラズマ計測のためにヘリウムの中性粒子ビームがもちいられている。これらの実験では、正イオンビームを100 keV ~ 200 keV に加速し、ヘリウムガスで中性化して入射している(上記 a) の方法)。これらのエネルギーでは、正イオンビームからの中性化効率はいずれも小さくない。しかし4.1節に述べられているように、ここで考えられているような750 keV というエネルギー領域では、中性化効率は非常に小さく数%以下になることが予想される。

このようなエネルギー領域では、 HeH^+ (または HeD^+) イオンを加速し、ガスセル中で中性化するのもひとつの方法である。Stearns らは、500 keV から、1 MeV の領域でこのイオンが各種ガス中でどのように解離するのか、それらの断面積を測定した [2]。その結果によると1 MeV 程度の高エネルギー領域でも全断面積の1/10程度は He^0 に解離する。しかし、通常の正イオン源の実験で HeH^+ の存在は確認されていたとはいえ、どのような条件でその生成が増加するのか、どの程度の電流密度がえられるのか、引き出し面積に上限があるのかなどの、イオン源としての基礎研究がまだなされていない。また、この方式の問題のひとつは、750 keV のヘリウムの中性粒子ビームと500 keV の重水素の中性粒子ビームを得るために、1.25 MV の加速電源を用意しなければならないことである。

つぎに考えられるのは負イオンからヘリウムの中性粒子ビームを生成することである。この場合、特に高エネルギー領域では10 ~ 30% 以上の中性化効率が期待で

きるが、しかしながら二つの問題がある。ひとつは、負イオンから生成されたヘリウムの中性粒子ビーム中には透過性の良くない準安定準位成分の割合が高いということである。ヘリウムガスを中性化ガスとして利用した場合、1 MeV 近傍ではその70% 近くが準安定準位成分であると予想される。第二の問題は、ヘリウムの負イオンの生成方法が難しいということである。しかし前者の問題については、上記方法 d) の、飛行時間中に自然崩壊させる方法をもちいれば、100% 基底状態の He^0 ビームを得ることができる。

ここではまず、4つのどの方法が本研究目的に有利であるかを述べ、ヘリウムの負イオン生成方法の開発状況を紹介する。

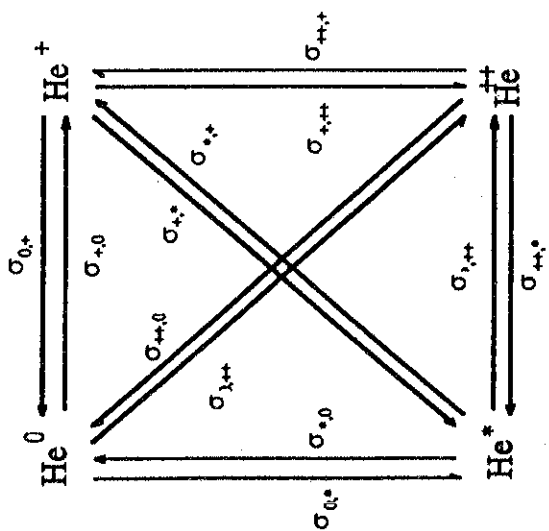
4.3.2 高エネルギー He^0 ビームの生成方法

ここでは上記4つの方法で He^0 ビームを生成する効率を評価する。a), b), c) については、中性化ガスとしてヘリウムガスを利用するのが最も現実的である。このとき考慮すべき衝突過程を図4.3-1に示す。図4.3-1-a)は正イオン (He^+) を加速しヘリウムガスセルで中性化する方法、図4.3-1-b)は HeH^+ イオンの同様の場合、図4.3-1-c)は負イオン (He^-) の同様の場合である。以下の計算では、衝突断面積として文献 [2,3] を用いた。ただし、準安定準位 He^* のイオン化断面積は測定例がないので、おなじ速度の電子衝撃によるイオン化断面積を、安定準位 He^0 の He^0 によるイオン化断面積とおなじ速度の電子衝撃によるイオン化断面積の比で規格化して用いた [4]。また、準安定準位と基底状態間の遷移断面積はスピントリップとなるので十分小さいとして無視した。

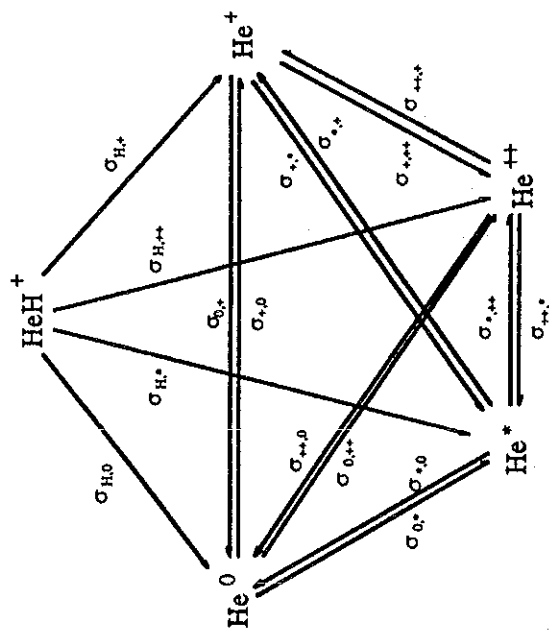
ガス厚を変化させたときの、 $\text{He}^0, \text{He}^-, \text{He}^*, \text{He}^+, \text{He}^{++}, \text{HeH}^+$ 等の各ビーム成分 I, I^0, I^*, I^+, I^{++} は図4.3-1に示されるような衝突過程をいれたレート方程式を解くことにより求められる。例えば He^- の中性化の場合、方程式は、

$$\begin{aligned} dI^-/dx &= -(\sigma_{-,0} + \sigma_{-,*} + \sigma_{-,+} + \sigma_{-,++}) I^- \\ dI^0/dx &= +\sigma_{-,0} I^- + \sigma_{*,0} I^* + \sigma_{+,0} I^+ + \sigma_{++,0} I^{++} - (\sigma_{0,*} + \sigma_{0,+} + \sigma_{0,++}) I^0 \\ dI^*/dx &= +\sigma_{-,*} I^- + \sigma_{0,*} I^0 + \sigma_{+,*} I^+ + \sigma_{++,*} I^{++} - (\sigma_{*,0} + \sigma_{*,+} + \sigma_{*,++}) I^* \\ dI^+/dx &= +\sigma_{-,+} I^- + \sigma_{0,+} I^0 + \sigma_{+,*} I^* + \sigma_{++,+} I^{++} - (\sigma_{+,0} + \sigma_{+,*} + \sigma_{+,++}) I^+ \\ dI^{++}/dx &= +\sigma_{-,++} I^- + \sigma_{0,++} I^0 + \sigma_{*,++} I^* + \sigma_{+,++} I^+ - (\sigma_{++,0} + \sigma_{++,*} + \sigma_{++,+}) I^{++} \end{aligned}$$

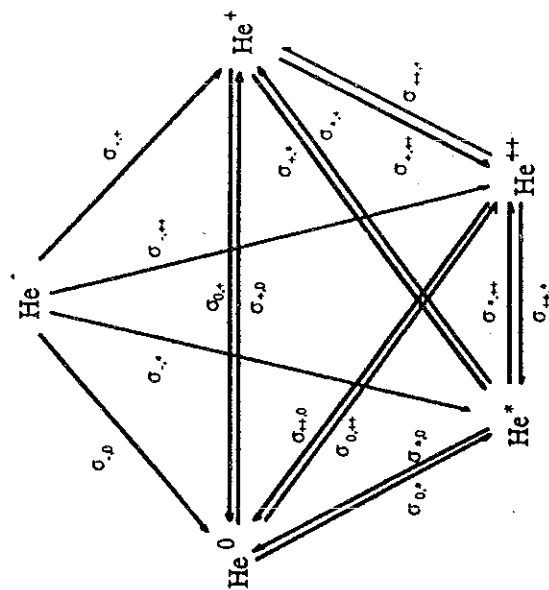
となる。このようにしてもとめた各ビーム成分の変化の様子を、エネルギー 600 keV の場合に図4.3-2に示す。



a) 正イオン (He^+) の中性化



b) HeH^+ イオンの中性化



c) 負イオン (He^-) の中性化

図 4.3-1 ヘリウム中性化法で考慮すべき衝突過程.

600k.tbl

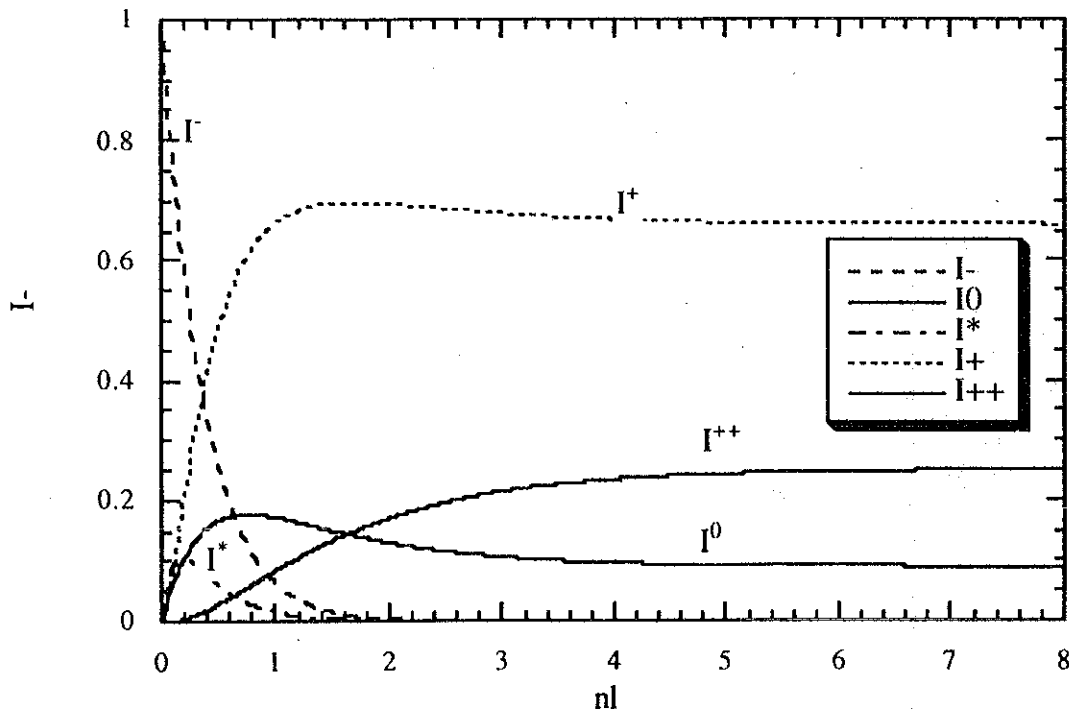


図 4.3-2 ヘリウムガス中での 600 keV He^- のから生成される、 He^0 , He^- , He^* , He^+ , He^{++} の各ビーム成分。

衝突断面積としては、負イオンから準安定準位になるほうが基底状態になるよりも大きい、前者のほうが中性ガスとの衝突でイオン化されやすいため、ガス厚が小さい領域で成分比が最大となりその後減少する。よってガス厚と最適化することにより基底状態の大い中性ビームを生成することができる。同様にして 50 keV, 100 keV, 200 keV, 400 keV, 600 keV, 1 MeV, 2 MeV での He^* , He^0 が最大となったときの成分比を計算し図 4.3-3 に示す。図 4.3-3 にはまた、同様にして計算によりもとめた、 He^+ , He^{H^+} ビームから生成される中性粒子ビーム種の成分比をも示す。800 keV の領域では a) の方式では 5% 程度の中性化効率しか得られないのにたいして、b), c) の方法では 10 ~ 15% の効率が得られる。負イオン (He^-) は、 $4\text{P}_{5/2} (1s 2s 2p)$ 状態と $4\text{P}_{3/2} (1s 2s 2p)$ 状態とがほぼ 1/2 になっていると考えられ、それぞれの寿命は実験データによりかなりのくいちがいがあるものの、約 300 ~ 400 msec, 10 msec 程度と測定され [5]、その寿命で基底状態の He^0 に崩壊する。よって加速した He^- ビームは飛行時間中に He^0 に変換される。飛行距離を 30 m とした場合の中性化効率を図 4.3-3 中にしめす。ビームエネルギーが 1 MeV を超えるとこの方法が有利となる。

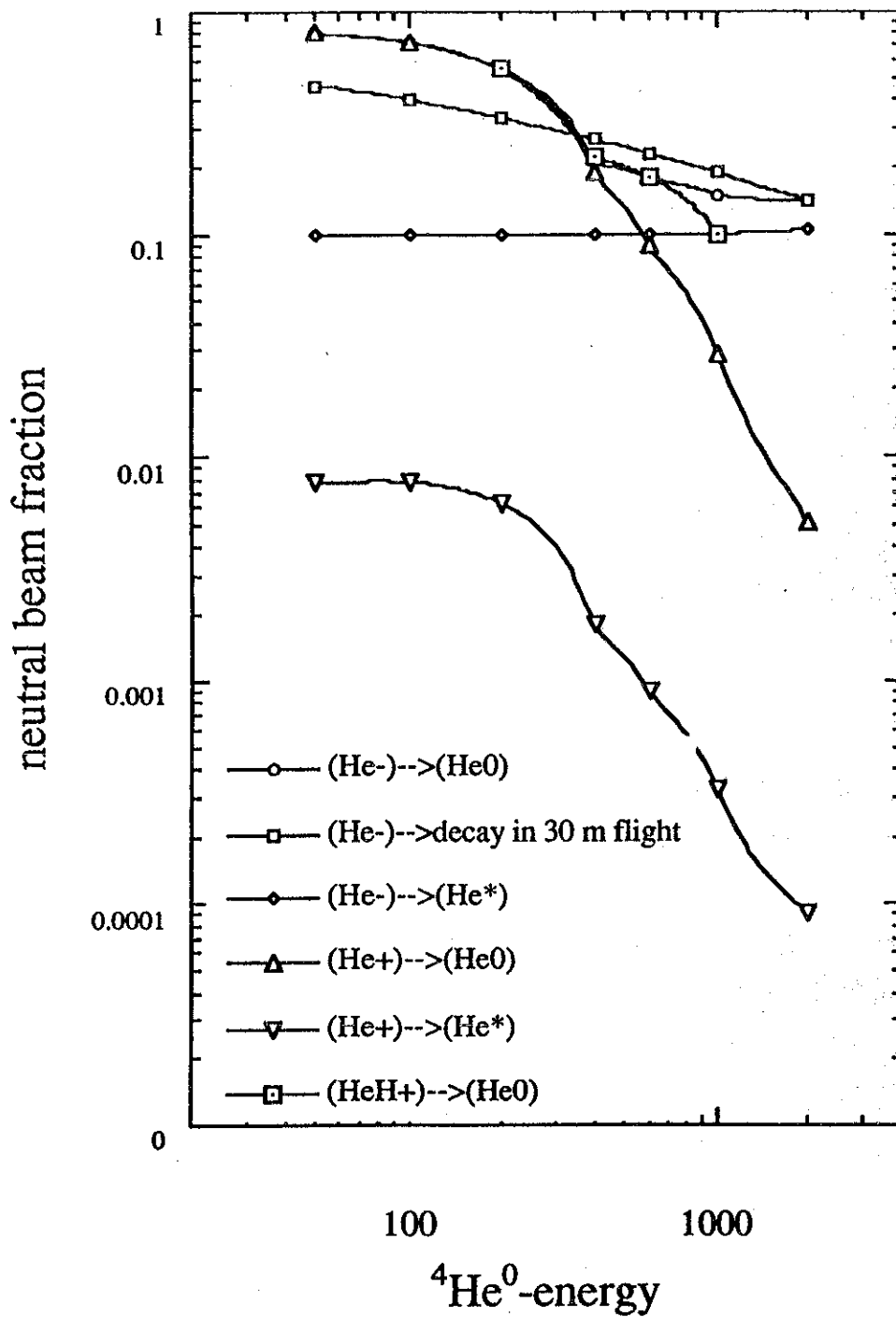


図 4.3-3 各種方式で得られる最大 He^0 , He^* ビーム成分比.
横軸は生成されたビームのエネルギー (単位 keV).

4.3.3 ヘリウム負イオン源開発の現状

一般に負イオンを生成するには次の3種の方法がある。

- 1) プラズマ中での体積生成
- 2) 仕事関数の低い表面での表面生成
- 3) 正イオン (He^+) を加速しアルカリガスセルで負イオンに変換する方法。

このうち、1)の方法ではまったく生成されないことがよく知られている。2)の方法では30 mAの負イオンが生成できたとの報告があるが、Sasaoらの実験ではそれほど高い生成率は観測できず、仕事関数をモニターしながら He^- の生成確率を測定したところ図4.34にみられるように、それは水素の生成確率の $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 以下であった[6]。しかし加速器の実験ではわずかに、デュオプラズマトロンの周辺部や、正イオンビームの2重電荷移行反応によりマイクロアンペア以下の電流が得られることが知られている。

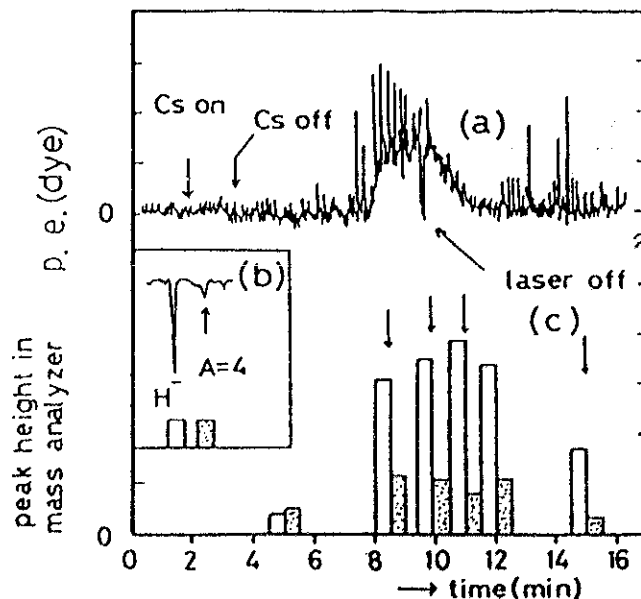


FIG. 3. (a) Time evolution of photoelectron emission current by dye laser irradiation and peak heights of H^- and $A/q = 4$ in the mass analyzer. A typical spectrum is shown in (b). Discharge conditions are the same as in Fig. 2.

図 4.34 光電子効果で観測している表面仕事関数と質量数 4 のピークの関係。

これを He^- とした場合最大でも水素の生成確率の $10^{-3} \sim 10^{-4}$ であった [6].

図4.3-5に、アルカリ金属ガスによる、正イオンから負イオンへの変換効率をしめす [7]。Rb のガスセルを用いることにより、比較的低いビームエネルギーで、2%程度の変換効率が原理的には得られることがわかっている。もし、現実には 100 mA/cm² 以上のHe⁺イオンビームを入射できれば、2 mA/cm² アルファ粒子計測で必要とされるビームが現実のものとなりうる。

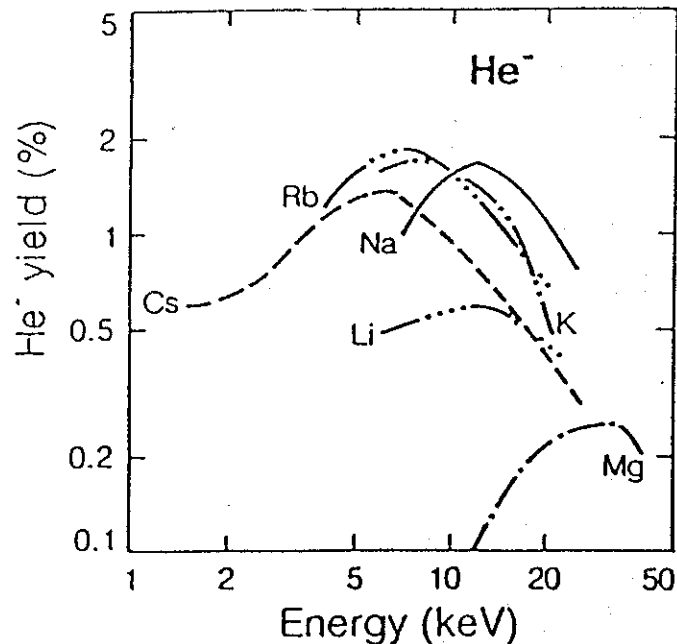
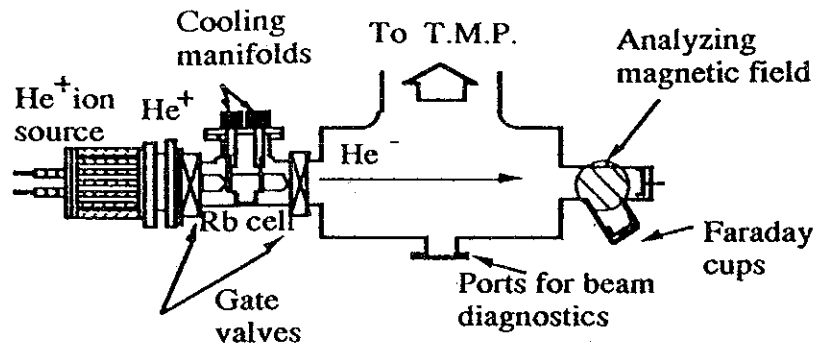


図 4.3-5 アルカリ金属ガスによる、正イオンから負イオンへの変換効率 [7].

そこでわれわれはそのための He 負イオン源として、アルカリガスセルを使用した、荷電変換法による He 負イオン源を開発している。まず第一にプラズマ閉じ込め性能の良いヘリウム正イオン源を設計、製作することと、効率のよい荷電変換ガスセルを設計、製作することに重点をおき、図 4.3-6 のような実験装置を製作した。その結果、放電電流 2 A で引出し、全正電流 2 mA が得られ、設計値が実現できた。しかし、ビームの形状を調べると、かなり発散していることがわかり、ビームの光学設計に問題があることがわかった。荷電変換ガスセルについては、ルビジウムガスを用いると、比較的入射エネルギーが小さくても荷電変換効率が高いことから、そのためのガスセルを製作した。ここではルビジウムガスのイオン源への流入を低減させることと、長時間使用できるよう、ルビジウム回収性が高くなるように留意した。図 4.3-6 に示した磁場分析器により正イオンと負イオンの分離、および運動量分析を行って効率変換を測定したところ、図 4.3-7 に示されるように入射エネルギー 4 kV で、断面積から予想される変換効率を上回る値が得られた。



Experimental setup for high current density He⁻ beam production.
(The apparatus built at NIFS.)

図 4.3-6 He⁻ 実験装置.

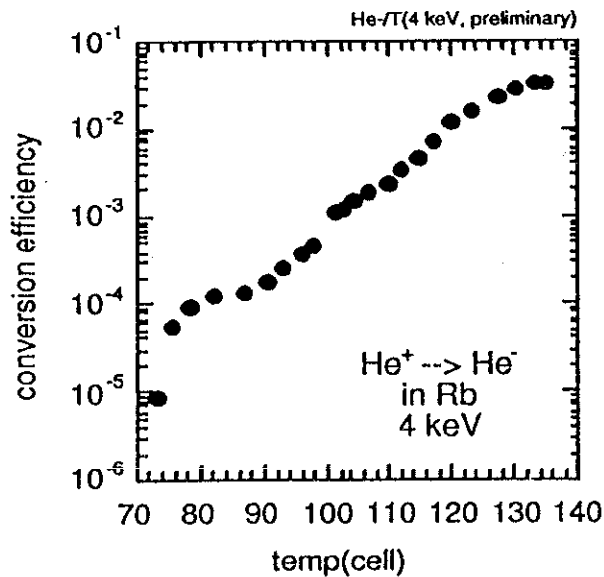


図 4.3-7 ルビジウムガスセルによるヘリウム正イオンから負イオンへの変換効率.

参考文献

- [1] M.Sasao and K.N.Sato, Fusion Technology, **10** (1986) 236.
- [2] J. Warren Stearns, K.H.Berkner, and R V.Pyle, Phys. Rev., **A4** (1971) 1960.
- [3] K.Okuno, IPPJ-AM-9 (1978).
- [4] T.Kato, Nucl. Fusion Suppl. - 1 (1992) 34 and private communication.
- [5] K.Takayanagi et al., IPPJ-DT-50 (1976).
- [6] M.Sasao ,Y,Okabe, J.Fujita, M.Wada, H.Yamaoka, H.J.Ramos, Rev. Sci. Instrum., **61** (1990) 418.
- [7] A.S.Schlacter, D.H.Loyd, P.J.Bjorkholm, L.W.Anderson, and W.Haerberli, Phys. Rev., **174** (1968) 201.

第5章 LHD における定常燃焼 D-³He 核融合

本章では、LHD における定常燃焼 D-³He 燃料核融合の炉心パラメータについて考察する。D-³He 核融合では D-T 核融合に比べて数十 keV の高プラズマ温度が要請され、従って、LHD 等の低 β 装置 ($\beta < 0.2$) では、シンクロトロン輻射損失が大きくなり燃焼の自己点火条件を左右する。ここでは、自己点火に必要なプラズマ β 値を最小にすべくプラズマ温度、燃料イオン数密度比等を最適化する。

定常燃焼状態では、プラズマ・イオン及び電子のパワーバランス、それに粒子バランスが成立している。プラズマ・イオン及び電子のパワーバランスは各々、

$$P_{si} = P_{ti} + P_{ie}, \quad (5-1)$$

$$P_{se} = P_{te} + P_{br} + P_{sy}, \quad (5-2)$$

両式左辺の P_{si} 、 P_{se} は各々プラズマ・イオン、電子への熱入力で次式で表される。

$$P_{si} \equiv \sum_{j,k} S_{jk} E_{jk} f_i + \frac{P_f}{Q_p} f_{aux}, \quad (5-3)$$

$$P_{se} \equiv \sum_{j,k} S_{jk} E_{jk} (1 - f_i) + \frac{P_f}{Q_p} (1 - f_{aux}) + P_{ie}, \quad (5-4)$$

ここで、 S_{jk} は j-k 種イオンによるマックスウエル核融合反応率で、

$$S_{jk} = \frac{1}{V_p} \int_{V_p} dV_p \delta_{jk} n_j n_k \langle \sigma v \rangle_{jk}, \quad (5-5)$$

V_p はプラズマ体積、 δ_{jk} は D-D 反応の場合は 1/2 で、その他の反応では 1 である。 n_j は j 種イオンの数密度、 $\langle \sigma v \rangle_{jk}$ は j-k 種イオンのマックスウエル核融合反応率係数で、 E_{jk} はその反応による発生エネルギー、 f_i 、 f_{aux} は各々核融合反応生成荷電粒子によるイオン加熱率、外部加熱入力によるイオン加熱率、 P_f は核融合出力、 Q_p はプラズマ Q 値を示す。 P_{tj} は j 種粒子の熱損失で、

$$P_{tj} \equiv \sum_k \frac{3\bar{n}_k \bar{T}_k}{2\tau_e}, \quad (5-7)$$

\bar{f} は物理量 f の空間平均値、 \tilde{f} は数密度の重みによる空間平均値である。 τ_e はエネルギー閉じ込め時間を示す。 P_{ie} は Coulomb 衝突によるプラズマ・イオンから電子へ移るパワーで、

$$P_{ie}(W/m^3) = 2.41 \times 10^{-35} \ln \Lambda \frac{(1+\alpha_n)^2}{(2\alpha_n - 1/2\alpha_T + 1)\sqrt{1+\alpha_T}} \times \\ \times \frac{\bar{n}_e}{\bar{T}_e^{3/2}(keV)} \sum_j \frac{Z_j^2}{A_j} \bar{n}_j (\bar{T}_j(keV) - \bar{T}_e(keV)), \quad (5-8)$$

ここで、 α_n 、 α_T は数密度、温度の parabolic 分布の指数である。 P_{br} は制動輻射損失で、電子-電子及び電子-イオンの制動輻射の和で表され、

$$P_{br} = P_{br}^{ei} + P_{br}^{ee}, \quad (5-10)$$

D-³He 核融合では 50 keV 程度高プラズマ温度が予測されるので、各々以下のように非相対論領域 ($T_e \ll m_e c^2 = 511 \text{ keV}$) からの展開形で表される。

$$P_{br}^{ei}(W/m^3) = (1+\alpha_n)^2 Z_{eff}^2 \bar{n}_e^2 \int_0^1 du u^{2\alpha_n} h_{br}^{ei}(T_e(u)), \quad (5-11)$$

$$u \equiv 1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2$$

$$h_{br}^{ei} = 5.36 \times 10^{-37} \sqrt{T_e(keV)} \quad : \quad T_e \leq 35keV \quad (5-12-1)$$

$$= 4.71 \times 10^{-37} \sqrt{T_e(keV)} \left(1 + 2 \frac{T_e}{m_e c^2}\right)$$

$$: \quad 35keV \leq T_e \leq 800keV \quad (5-12-2)$$

$$P_{br}^{ee}(W/m^3) = (1+\alpha_n)^2 \bar{n}_e^2 \int_0^1 du u^{2\alpha_n} h_{br}^{ee}(T_e(u)), \quad (5-13)$$

$$h_{br}^{ee} = 3.14 \times 10^{-39} T_e^{3/2}(keV) \quad : \quad T_e \leq 50keV \quad (5-14-1)$$

$$= 3.05 \times 10^{-39} T_e^{3/2}(keV) \left(1 + 0.31 \frac{T_e}{m_e c^2}\right)$$

$$: \quad 50 \text{ keV} \leq T_e \quad (5-14-2)$$

P_{sy} はシンクロトロン輻射がプラズマ中での再吸収や金属第一壁での反射した後での損失を示し、体積平均された単位体積中輻射パワー Q_{sy} と透過因子 K_s を用いて、

$$P_{sy} = K_s Q_{sy}, \quad (5-15)$$

と表される [1]。

$$Q_{sy} = \frac{2\mu_0 e^4 c}{3\pi \epsilon_0 m_e} \frac{1-\beta}{\beta} \left(1 + \frac{\tilde{T}_i}{\tilde{T}_e} \sum_j \frac{\bar{n}_j}{\bar{n}_e}\right) \bar{n}_e^2 \left(\frac{\tilde{T}_e}{m_e c^2}\right)^2 \times \\ \times \left[1 + \frac{5}{2} \frac{(1+\alpha_n + \alpha_T)^2}{(1+\alpha_n)(1+\alpha_n + 2\alpha_T)} \frac{\tilde{T}_e}{m_e c^2}\right], \quad (5-16)$$

$$K_s = 1.34 \times 10^{-5} \tilde{T}_{e(keV)}^2 \frac{1}{\sqrt{a B_0}} \frac{(1-\beta)^{1/4}}{\sqrt{\beta}} \times \\ \times \sqrt{\left(1 + \frac{\tilde{T}_i}{\tilde{T}_e} \sum_j \frac{\bar{n}_j}{\bar{n}_e}\right) (1 + \chi_T) (1 - R_f)}, \quad (5-17)$$

ここで、 a, B_0, β, R_f は各々プラズマ小半径、一様磁場、プラズマ・ベータ値、金属第一壁での反射率であり、 χ_T は次式で示されるトーラスの形状因子である。

$$\chi_T \equiv \frac{18.04a}{R} / \sqrt{\tilde{T}_{e(keV)}}. \quad (5-18)$$

R はトーラス主半径である。

次に燃料以外の粒子 (p, α, T) バランスは、

$$\frac{\bar{n}_p}{\tau_N} = S_{DD(p,T)} + S_{D^3He} \quad : \quad p \quad (5-19)$$

$$\frac{\bar{n}_\alpha}{\tau_N} = S_{D^3He} + S_{DT} \quad : \quad \alpha \quad (5-20)$$

$$\frac{\bar{n}_T}{\tau_N} = S_{DD(p,T)} - S_{DT} \quad : \quad T \quad (5-21)$$

さらに、電荷中性条件として、

$$\bar{n}_e = \bar{n}_D + \bar{n}_p + \bar{n}_T + 2(\bar{n}_{3He} + \bar{n}_\alpha), \quad (5-22)$$

が成立している。

以上のパワー・バランス (5-1), (5-2) 式及び粒子バランス, (5-19) - (5-22) 式から自己点火条件が求まる。ここでは、最適化条件としてプラズマ β 値が最小になるように考える。図. 5-1, 2 に各々燃料イオン密度比 n_{3He} / n_D と平均プラズマ・イオン温度 T_i に対するプラズマ β 値の変化を示す。ここで、 $\tau_N / \tau_e = 2.0$ 、金属壁反射率 $R_f = 0.90$ 、プラズマ Q 値 $Q_p = \infty$ であり、図. 5-1 ではプラズマ・イオン温度は 30 keV、

図. 5-2 では $n_{3\text{He}} / n_{\text{D}} = 0.40$ とした。これらの図から解るように、プラズマ・イオン温度が 30 keV、 $n_{3\text{He}} / n_{\text{D}} = 0.40$ で自己点火条件で要請されるプラズマ β 値は最低となる。プラズマ・イオン温度、燃料イオン密度比をこれらの値に決めて、粒子閉じ込め時間とエネルギー閉じ込め時間の比 $\tau_{\text{N}} / \tau_{\text{e}}$ に対する β 値の変化を示したのが図. 5-3 である。 $\tau_{\text{N}} / \tau_{\text{e}}$ が 2.0 の場合に要請される β 値は 0.13 であるが、 $\tau_{\text{N}} / \tau_{\text{e}}$ が 1.0 まで下がると β 値は 0.09 まで減少する。さらに、同様の条件でプラズマ Q 値 Q_{p} が 10 の場合の要請される β 値の変化を示したのが図. 5-4 (a) である。Q 値が 10 まで減少すると要請される β 値は 0.07-0.09 にまで減少する。次に、LHD での D-³He 燃料核融合の可能性を検討する。LHD でのエネルギー閉じ込め時間は、閉じ込め改善因子 γ_{H} を含めて次式で表される [2]。

$$\tau_{\text{e,LHD}}(\text{sec}) = 0.17 \gamma_{\text{H}} \left(\frac{\bar{n}_{\text{e}}}{10^{20}} \right)^{0.69} B_0^{0.84} a^2 R^{0.75} / P_{\text{H(MW)}}^{0.58} \quad (5-23)$$

図. 5-4(a) の自己点火条件に対応して、 $a = 2 \text{ m}$, $R = 10 \text{ m}$, $B_0 = 7 \text{ T}$, $\bar{n}_{\text{e}} = 2.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の場合に要請される閉じ込め改善因子 γ_{H} を図. 5-4(b) に示す。これよりわかるように、閉じ込め改善因子 γ_{H} としては 6-7.5 が要請される。

以上の検討より、LHD 装置での D-³He 核融合に関してプラズマ Q 値が 10 の場合に要請されるプラズマ・パラメータとしては、プラズマ温度: $T_{\text{i}} = 30 \text{ keV}$ 、燃料イオン密度比 $n_{3\text{He}} / n_{\text{D}} = 0.40$ において、プラズマ β 値 = 0.07-0.09、閉じ込めパラメータ: $\bar{n}_{\text{e}} \tau_{\text{e}} = 3.5 - 4.3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ sec}$ であり、小半径 2 m、主半径 10 m、平均磁場 7 T、電子密度 $2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の LHD では閉じ込め改善因子として 6-7.5 が要請されることが明らかになった。さらに、何らかの方法で粒子閉じ込め時間をエネルギー閉じ込め時間よりできる限り短くする必要がある。

参考文献

- [1] B.A.Trubnikov, *Rev. of Plasma Phys.* (Consultants Bureau, New York, 1979) Vol.7, 345.
- [2] S.Sudo, Y.Takeiri, H.Zushi, F.Sano, K.Itoh, K.Kondo, and A.Iiyoshi, *Nucl. Fusion* **30** (1990) 11.

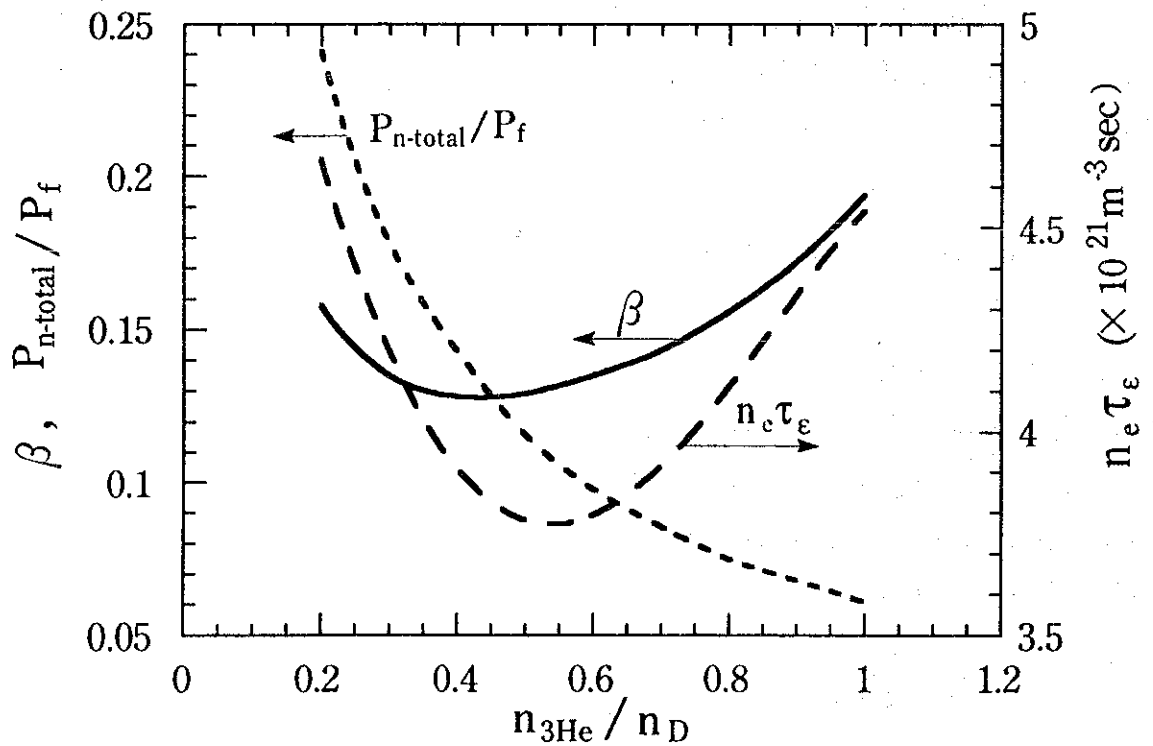


図. 5-1 自己点火条件でのプラズマ・ β 値、全中性子出力 $P_{n\text{-total}}$ の核融合出力 P_f に対する比および閉じ込めパラメータ $n_e \tau_e$ の燃料イオン密度比 $n_{3\text{He}} / n_D$ 依存性。
 ここで、 $T_i = 30 \text{ keV}$, $\tau_N / \tau_e = 2.0$, $a \times B = 14.0$,
 $R/a = 5.0$, $R_f = 0.90$, $Q_p = \infty$ 。

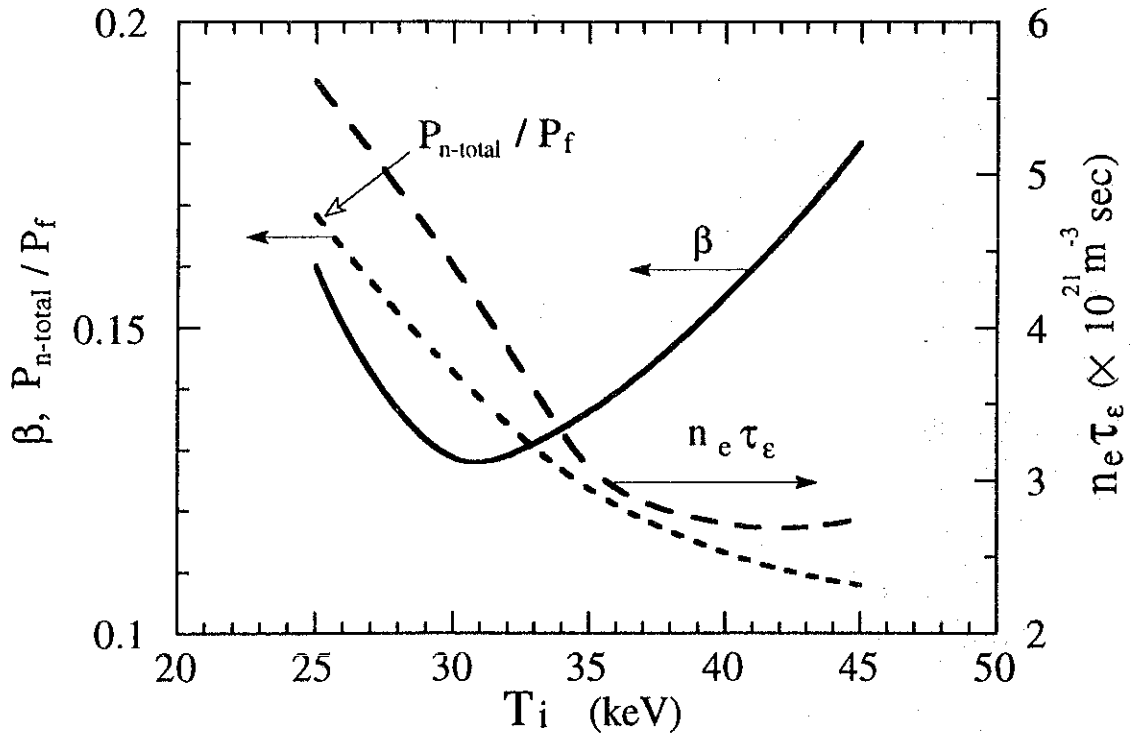


図. 5-2 自己点火条件でのプラズマ・ β 値、全中性子出力 $P_{n-total}$ の核融合出力 P_f に対する比および閉じ込めパラメータ $n_e \tau_e$ のプラズマ・イオン温度 T_i 依存性。
 ここで、 $n_{3He} / n_D = 0.40$, $\tau_N / \tau_e = 2.0$, $a \times B = 14.0$,
 $R / a = 5.0$, $R_f = 0.90$, $Q_p = \infty$ 。

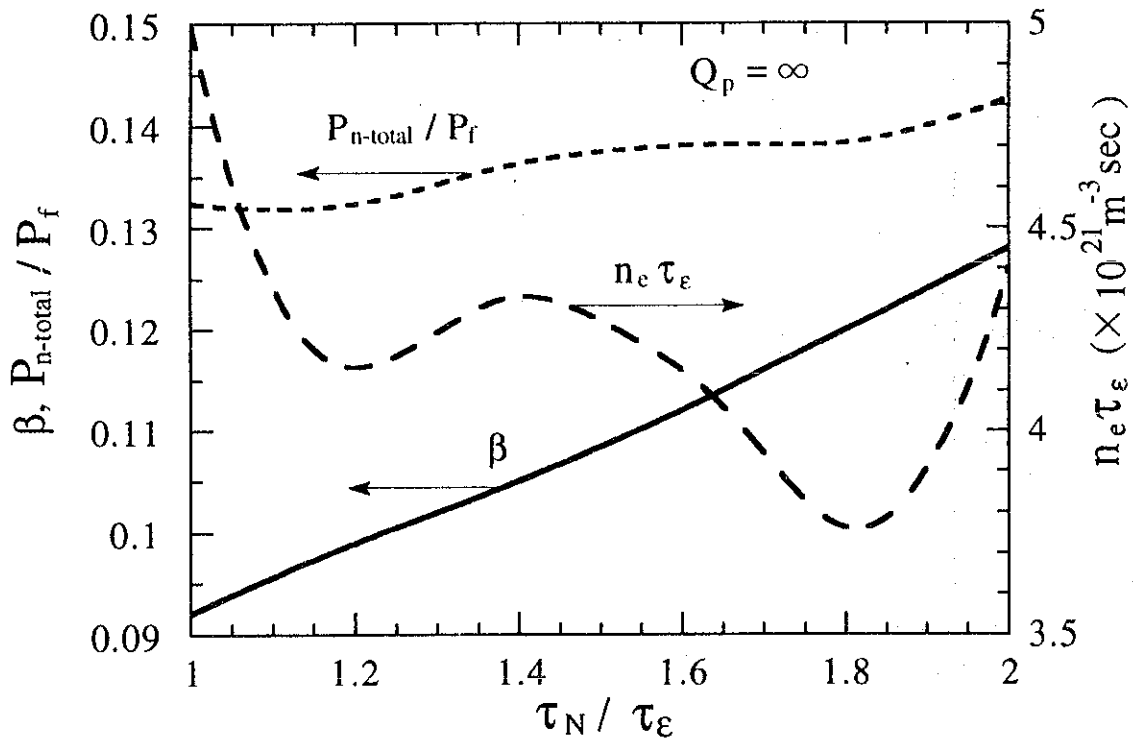


図.5-3 自己点火条件でのプラズマ・ β 値、全中性子出力 $P_{n\text{-total}}$ の核融合出力 P_f に対する比および閉じ込めパラメータ $n_e \tau_\epsilon$ の閉じ込め時間の比 τ_N / τ_ϵ 依存性。
 ここで、 $T_i = 30 \text{ keV}$, $n_{3\text{He}} / n_D = 0.40$, $a \times B = 14.0$,
 $R/a = 5.0$, $R_f = 0.90$, $Q_p = \infty$ 。

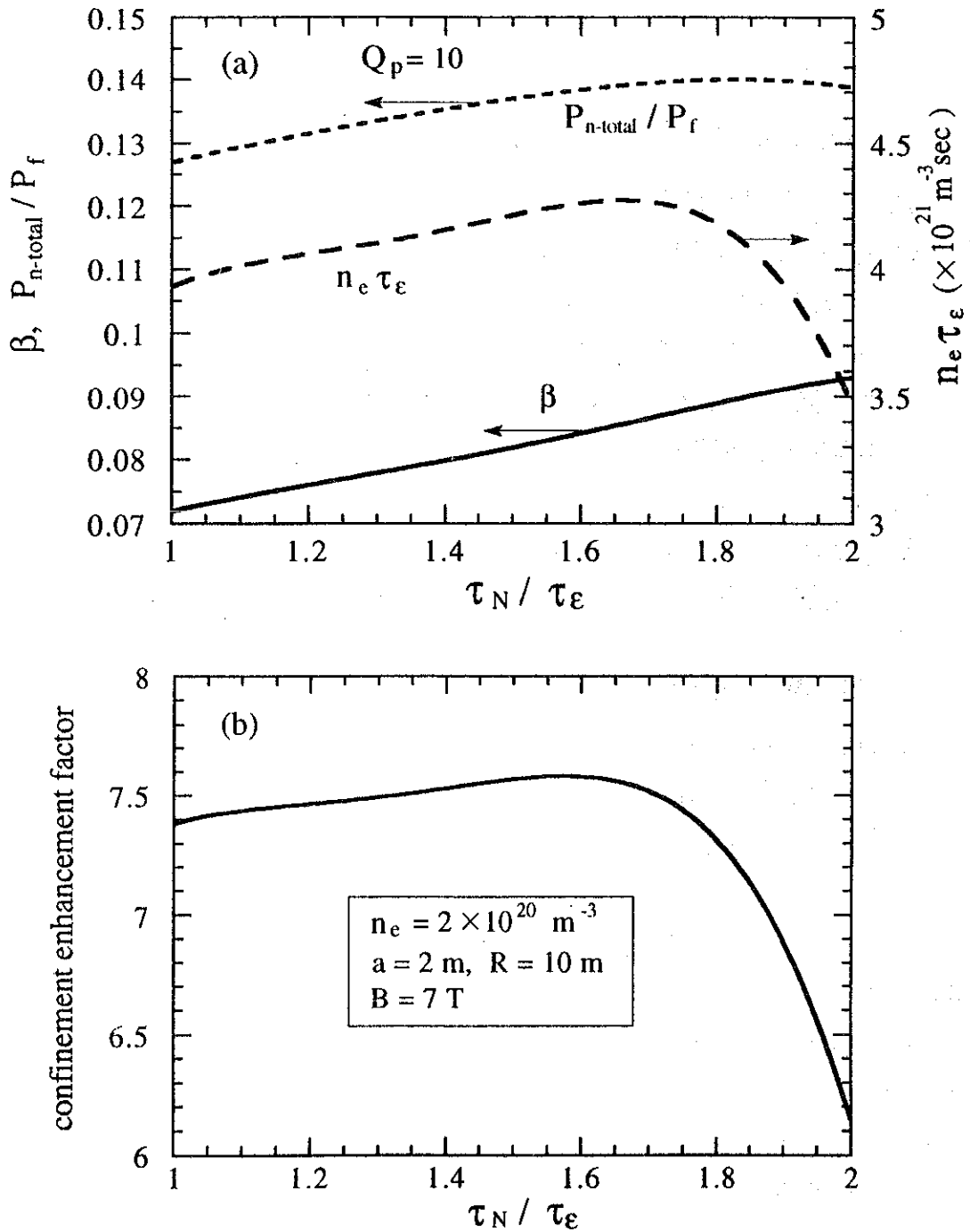


図. 5-4 自己点火条件でのプラズマ・ β 値、全中性子出力 $P_{n\text{-total}}$ の核融合出力 P_f に対する比および閉じ込めパラメータ $n_e \tau_E$ (a) 及び、閉じ込め改善因子 (b) の閉じ込め時間の比 τ_N / τ_E 依存性。ここで、 $T_i = 30 \text{ keV}$, $n_{3\text{He}} / n_D = 0.40$, $a \times B = 14.0$, $R / a = 5.0$, $R_f = 0.90$, $Q_p = 10$ 。

第6章 総合検討

6.1 LHD実験計画からみた D-³He 計画

6.1.1 LHD実験計画

LHD実験では当初水素及び重水素での実験に主眼をおいて検討がなされてきた。その実験計画としての重要検討課題は、以下の4課題にまとめられる。[1]

- (1) 輸送 (高 $n \tau T$ ・高 T_i) 研究
- (2) 高ベータと MHD 研究
- (3) 定常・ダイバータ研究
- (4) 核反応物理実験

また、実験を第一期 (3T 運転) と第二期 (4T 運転、加熱パワー増力) に分けて実験課題と必要なハードウェアの整備を進めている (表 6.1-1)。D-³He 実験計画は上記の (4) の課題に関連しており、D-D 核反応実験に共通な課題も多い。

6.1.2 LHD核反応実験計画

D-³He 実験の目的は他の章で述べられているように、

- (1) D-³He 核反応実証、
- (2) D-³He 物理

模擬物理実験

核反応実験

に大別できる。

(1) の具体的目標は第1章に記したように、500 keV の D ビーム、あるいは 750 keV の He ビームを用いて 1 MW 級のクリーンな核融合出力を実証することである。

(2) は D-D 等の核反応物理実験にも共通する課題である。シミュレーション実験と実際の核反応物理実験に分けることができる。

シミュレーション実験としては、アルファ粒子やプロトンビームの入射・生成を行い、核反応生成物の挙動を研究する。単一粒子の減速過程、熱核不安定性 (TAE モード等) 等の特性評価が可能となる。この実験では熱不安定性の研究は容易ではない。一方、実際の D-D 実験、D-³He 実験としては、核燃焼実証、反応生成高速イオンの閉じ込め・加熱、熱不安定性、等が研究課題である。特に、プラズマ閉じ込め実験として、質量効果 (ヘリウムプラズマでの質量効果による閉じ込め改善)、電場と閉じ込め (プロトン発生で径電場が生成され主プラズマの閉じ込め改善の可能性) 等が D-³He 実験の重要テーマである。

6.1.3 スケジュールと中性子発生許容量

これらの実験を行うためには克服すべき技術的課題も多い。他章で論ぜられている高エネルギービーム研究開発の他に、中性子遮蔽、反応生成荷電生成物の取り扱い、等の課題が挙げられる。特に中性子遮蔽に関しては、LHDでは、表 6.1-2 に示すような D-D 実験による中性子発生量を想定しての本体棟設計・建設、本体機器設計・建設を行ってきている。

第二期の実験では、プラズマの電子およびイオンの中心温度が共に 5 keV として、20 MW/250 keV の D ビームが入射された場合には 2.4×10^{16} 個/秒の中性子が発生する。このうち、TCT (Two Component Torus) 反応により 2.3×10^{16} 個/秒、また、熱核反応による中性子発生は 0.1×10^{16} 個/秒である。この中性子発生を年間累積最大 1000 秒と計画すると発生中性子量は 2.4×10^{19} 個/年である。LHD 計画の終了最終年次には年間累積最大 10^4 秒までの核反応実験を行う予定であり中性子発生量は更に 1 桁多くなる。第 1 期では D プラズマ + H ビームの試験的な実験を行う事を想定して、中性子発生許容量を第 2 期標準値の 1/100 の 2.4×10^{17} 個/年と設定して設計・建設が進められてきている。したがって、この中性子許容量枠内での D- ^3He 核反応実験が可能である。

第 1 期には、D ビームにくらべて中性子発生量がオーダー少ないので、高エネルギーの He ビーム開発が可能ならば、中性子遮蔽の観点からは第一期の枠内での実験が可能である。D ビーム使用の場合には、ビーム-ビーム反応による中性子発生量が許容枠内か否かをチェックする必要がある。

第 2 期には中性子遮蔽の観点から D- ^3He 核反応実験の実施が可能である。6.1.2 節で述べた様に He ビームにより豊かな実験計画が立案可能である。

6.1.4 実験計画からの展望

TCT 反応による核反応実証は可能であるが、DT-TCT 炉と異なり D- ^3He の TCT ではその反応断面積が小さいために臨界条件には達することができない。D- ^3He 反応を利用し D- ^3He 反応核融合炉へつなげていくには、本格的な D- ^3He 熱核融合炉が必要であり、LHD での D- ^3He 実験を契機として、D- ^3He ヘリカル炉 (第二安定領域炉、低中性子炉等としての先進定常炉) の設計検討等が更に深められる事が期待されている。

参考文献

- [1] 大型ヘリカル装置計画プロジェクト会議「大型ヘリカル装置計画、実験計画検討」1992年3月 (NIFS LHD Technical Report 2).

表 6.1-1 L H D 実験計画案

実験期	実験課題のまとめ	ハードウェア整備
第 I 期 1997 年 ↓ 1999 年	基本実験 <hr/> ・輸送実験 異常輸送とスケーリング 閉じ込めの改善 ・MHD 実験 ベータ効果と閉じ込め配位 ・ダイバータ実験 オープンダイバータテスト ・定常実験 定常運転実証確認 ・D プラズマ実験 アイソトープ効果 H モードトライ H マイノリティー加熱 中性子計測トライ	HFC 磁場 3 T RFC 制御 低速 バッブル板 部分 定常加熱 1 MW 加熱 ECH 10 MW NBI 15 MW ICF 9 MW 放電ガス D & H ビーム種 H
第 II 期 2000 年 ↓ 2006 年	高性能化実験 <hr/> ・輸送実験 高パワー加熱と閉じ込め改善 BS 電流と制御 ・MHD 実験 高ベータトライと帰還制御 ・ダイバータ実験 クローズドダイバータ制御 ・定常実験 平衡緩和実験 ・DD 実験 / D- ³ He 実験 核反応模擬 D, ³ He ビーム効果 Q 値向上	HFC 磁場 4 T RFC 制御 高速 バッブル板 完備 定常加熱 3 MW 加熱 ECH 10 MW NBI 20 MW ICF 12 MW 放電ガス D & H & ³ He ビーム種 D & ³ He

表 6.1-2 LHD中性子発生設計基準

第Ⅰ期	Dプラズマ+Hビーム 2.4×10^{17} 個/年 以上
第Ⅱ期	Dプラズマ+Dビーム 通常 2.4×10^{19} 個/年 以上 最終年 2.4×10^{20} 個/年 以下
設計基準	(4Tフルパワー実験) 2.4×10^{16} 個/秒 TCT 反応 : 2.3 熱反応 : 0.1 中心温度 電子・イオン共 5 keV 平均密度 $8 \times 10^{19} / \text{cm}^3$

6.2 LHD における D-³He 実験の総合評価

本研究では、「1.1 節 LHD における実験の意義」で述べられている目的のために大型ヘリカル装置 (LHD) での D-³He 核融合の検討を行った。その結果以下の点が明らかにされた。

- 1) この核融合の実証のためのビーム核融合では、ビーム粒子として同一入射パワーでは D ビームを ³He プラズマに入射したほうが核融合出力の観点から優れている。これは反応が最大となる速度を得るためには ³He ビームのほうが高エネルギーが必要となり、同一入射パワーでは入射電流ないしは入射粒子数が減少するためである。密度が $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のプラズマに 20 MW, 500 keV の D ビームを入射すると、プラズマ温度が 2, 4, 6 keV に対して核融合出力がそれぞれ 0.3, 0.75, 1.0 MW 得られる。これらの値はプラズマ温度が 10 keV の D-D 核融合の場合に核融合出力が 7 kW であることを考えると桁違いに大きくなっていることがわかる。この高出力は主に D-³He 核融合による陽子が担っているので直接エネルギー変換によって電気出力を得ることも可能であり、これのデモンストレーションを行うことも考えられる。さらに、発生する ⁴He や proton の数は計測に対して十分な量になっている。
- 2) D ビームを ³He プラズマに入射した場合には中性子発生量が約 10^{15} 個/秒で、壁負荷として数 W/m^2 と非常に小さく、LHD の D-D 燃焼に対する第 II 期設計基準量 10^{20} 個/年を考慮すると年間 10^5 秒の実験までが可能である。
- 3) NBI に ICRF 加速を重畳した実験も重要な課題であるが、その高エネルギー・イオンの閉じ込め改善に関してプラズマ柱のトーラス内側シフトとともに十分大きな径方向電場が必要とされる。これらの機構等は今後の理論的検討とともに実験的検討によって解明される必要がある。

さらに、LHD の研究計画と相まって以下の点のさらなる検討が必要となる。

第 I 期実験は LHD 計画の目的、意義のところ (1.1 節) に述べられているように、ヘリカル型装置における閉じ込め、MHD、定常の研究に焦点が当てられ、主として水素プラズマ実験が考えられている。勿論これらの課題の研究充実のために種々の元素のプラズマ実験研究も検討、実施されるべきで、D-³He 実験もターゲット内に考えられる実験である。通常の方法、例えば入射角可変の高エネルギー中性粒子ビーム入射や ICRF 加熱などによる高エネルギー粒子生成などにより研究ができると考えられるが、D-³He 反応を起こさせ、等方的ピッチ角を持ちバルクイオンとは異

なるイオン種の生成物の振る舞いを計測する方がより炉心プラズマの現象に近い、また精度良く、詳細な物理過程が究明できることなど大いに意味のある研究になると考えられる。また、高エネルギービームの開発や種々の粒子、 γ 線などの核反応計測の開発などの研究もこの実験を通じてなされる点も大切である。次に第II期増力実験で当初予定のD-D実験(D-plasmaにD-beam入射)を予定しているが、この研究は、閉じ込め性能の質量依存性など炉心プラズマ物理並びに核融合反応実験の研究を行うことを目的としている。ハードウェアとしてはHビーム(180 keV)のDビームへの改造(180~360 keV)の他に、発生中性子の遮弊、生成される微量三重水素の排出処理などが検討されている。LHDにおけるD- ^3He 核融合実験は、これら従来の計画と整合性をもって遂行されるものである。

- 1) 180~360 keVのD-beamの ^3He -plasmaへの入射によりD- ^3He 実験を行うことで研究目的が達成されるならばD-D実験の延長線上の研究として考えられる。
- 2) D-beamのエネルギーが500 keV, 10 MW以上必要となる場合は大幅な改造が必要となると思われる。
- 3) 中性子の発生の少なさ等で重要である ^3He -beamに関しては、 ^3He -beam(750 keV)/10~20 MWは ^3He -beam開発が現在の段階では不十分であり、その基礎研究を行いながら併せて研究検討を行う必要がある。
- 4) 3~9 MWのICRF単独の加熱(第I期可能)、またはD-beam入射、 ^3He -plasmaのICRF加熱(第II期)によりD- ^3He 核反応実験研究は可能である。但し ^3He -beam入射のICRFは(3)と同様のことと考えられる。

以上の結論として、LHDにおけるD- ^3He 核融合の実験研究は、計画当初の第II期研究のD-D実験とともにプラズマの閉じ込め、Hモードなど輸送現象への質量効果の研究は勿論であるが、核反応実験を通して核反応生成高エネルギー粒子の基礎物理過程(閉じ込め、緩和過程、高エネルギー粒子の生起する諸現象など)の研究および核融合反応出力の実証などにその意義があり実施する価値は十分にあると考えられ、今後更に新しいアイデアの現出が期待される。

NIFS-MEMO シリーズ出版リスト
(Recent Issues of NIFS-MEMO Series)

- NIFS-MEMO-1 都築哲哉、東井和夫、松浦清剛、「パソコンによる JIPP T-IIU プラズマの平衡位置フィードバック制御」1991年4月
T.Tsuzuki, K.Toi and K.Matsuura, "Feedback Control of Plasma Equilibrium with Control System Aided by Personal Computer on the JIPP T-II Tokamak"; Apr. 1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-2 久保田雄輔、大林治夫、宮原 昭、大野和子、中村光一、堀井憲爾、「環境磁界の研究 (I) 三次元積分磁束計の開発」1991年7月
Y.Kubota, H.Obayashi, A.Miyahara, K.Ohno, K.Nakamura and K.Horii, "Development of Three-Dimensional Compact Magnetic Dosimeter for Environmental Magnetic Field Monitoring", July, 1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-3 「核融合科学研究所技術研究会; 1991年3月19、20日 土岐文化プラザ」1991年8月
"Proceedings of Symposium on Technology in Laboratories; Mar. 19, 20, 1991" Aug. 1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-4 「プラズマ中におけるカオス現象」1991年8月
"Chaotic Phenomena in Plasmas ", Aug. 1991 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-5 山崎耕造、「ファジー論理のトロイダルプラズマ制御への応用」1992年2月 "Fuzzy Logic Application to Troidal Plasma Control ", Feb. 1992 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-6 平成3年度 核融合科学研究所 支援調査共同研究報告書 「大出力マイクロ波源の開発に関する調査研究」1992年4月
"Development of High Power Microwave Source ", Apr. 1992 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-7 平成3年度 核融合科学研究所 共同研究(調査支援研究)研究成果報告書
「プラズマにおけるカオス現象」1992年11月
"Chaotic Phenomena in Plasma, II", Nov. 1992 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-8 NIFSシンポジウム報告書「核融合炉材料照射用強力中性子源の設計と大学の役割」1993年1月
"Design of Intense Neutron Source for Fusion Material Study and the Role of Universities", Jan. 1993 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-9 平成2、3、4年度 核融合科学研究所共同研究研究会研究成果報告書
「開放磁場における電位と輸送機構」1993年4月
(Ed.) K. Yatsu and T. Hatori "Potential Formation and Transport in Open Field Line Systems", Apr. 1993 (In Japanese)
- NIFS-MEMO-10 伊藤公孝、「人口太陽は燃えるか -核融合研究最前線-原子力オープン・スクール講演」1993年5月
K. Itoh, Reports of NIFS Collaboration Workshop from 1990 to 1992 at National Institute for Fusion Science.
"At the Front of Fusion Research -Introductory Lecture Open to Public-",

May 1993 (In Japanese)

NIFS-MEMO-11 (Ed.) T. Kato

"Atomic Physics and Radiation in Divertor and/or Disruption Plasmas",
Aug. 1993 (In English)

NIFS-MEMO-12 平成4年度 核融合科学研究所 共同研究(調査支援研究) 研究成果報告書
「プラズマのカオス現象(まとめ)」1993年10月

"Chaotic Phenomena in Plasma, III", Oct. 1993
(In Japanese)

NIFS-MEMO-13 久保田雄輔、野田信明、相良明男、井上徳之、赤石憲也、本島修、
「プラズマ対向材料の開発・研究用高熱負荷試験装置ACT」1994年3月

"Electron Beam Irradiation Test Facility for Research and Development of Plasma
Facing Components", Mar. 1994
(In Japanese)

NIFS-MEMO-14 「平成5年度核融合科学研究所技術研究会

日時：1994年3月23日-24日

場所：セラトピア土岐、土岐商工会議所」1994年7月

"Proceedings of Symposium on Technology in Laboratories
by Department of Engineering and Technical Services", July 1994
(In Japanese)

NIFS-MEMO-15 S.-I. Itoh, K. Itoh, G. Soltwisch, K. H. Finken,

"Study on Sawtooth and Transport

-- A Report of Japan-TEXTOR Collaboration --", Jan. 1995

(In English)

NIFS-MEMO-16 久保田 雄輔、野田信明、相良明男、井上徳之、赤石憲也、山本純也、本島修
「LHD用ダイバータ板の開発・研究各種カーボン・銅接合材の熱負荷試験」

Y. Kubota, N. Noda, A. Sagara, N. Inoue, K. Akaishi, J. Yamamoto, O. Motojima,

"Research and Development of Divertor Plates for LHD (High Heat Flux Tests of Various
Kinds of Materials)", Apr. 1995

NIFS-MEMO-17 江尻 晶,

「LHDにおける窓の熱設計」

A. Ejiri,

"Calculation of the Heat Transfer in the Windows of the Large Helical Device"

Nov. 1995

NIFS-MEMO-18 田辺哲朗、森田健治 編集

核融合科学研究所共同研究

「プラズマと壁との相互作用に関する研究会」

核融合科学研究所、平成7年9月12日-9月13日

(Eds.) T. Tanabe and K. Morita

"Proceedings of the Symposium on Plasma-Materials Interaction"

NIFS, Sep. 12-13, 1995,

Dec. 1995

NIFS-MEMO-19 K. Itoh (ed.),

Study on Sawtooth and Transport in Part of Japan-TEXTOR Collaboration 1995; Feb.
1996

NIFS-MEMO-20 編集責任、核融合科学研究所、太刀川恭治、山本純也、
「核融合科学研究所共同研究、核融合炉用先進超伝導導体、研究調査報告書 1
Nb₃Sn系超伝導導体」

Editors: K. Tachikawa and J. Yamamoto,
"Studies on Advanced Superconductors for Fusion Device"
Part 1 - Present Status of Nb₃Sn Conductors", Mar. 1996-

NIFS-MEMO-21 飯吉厚夫、藤原正巳、岡本正雄、大藪修義、金子修、笹尾眞實子、須藤滋、
菅野龍太郎、武藤敬、村上定義、竹入康彦、富田幸博、山崎耕造
「LHDにおけるD-³He核融合の検討」

A. Iiyoshi, M. Fujiwara, M. Okamoto, N. Ohyabu, O. Kaneko, M. Sasao, S. Sudo, R.
Kanno, T. Mutoh, S. Murakami, Y. Takeiri, Y. Tomita and K. Yamazaki,
"Studies on D - ³He Fusion in LHD", Mar. 1996