

熱核融合炉への展望と Plasma 診断

玉野 和保, 北山 正文

Approaching to Thermo-Nuclear Fusion Reactor, and Plasma Diagnostics

By Kazuho TAMANO and Yoshifumi KITAYAMA

The basic theory on ionized gas had been proposed, and its ionized gas was named “Plasma” by Langmuir. After that, the investigations on plasma physics has developed extensively.

In present, the controlled thermo-nuclear fusion research groups have spent enormous efforts and not inconsiderable funds in attempts to produce a magnetically confined high temperature plasma in laboratory. Further, large groups of experimenters are attempting to diagnose the parameters of plasma more exactly, e. g., electron and ion number, temperature, and plasma potential, etc.

In the paper, the digests of plasma physics and its applications, especially, the approaching to the thermo-nuclear fusion reactor, and plasma diagnostics are described.

目 次

I	緒 言	109
II	Plasma 物理と熱核融合炉における問題	110
II-1	Plasma の平衡と安定性	110
II-2	Plasma 加熱	113
II-3	熱核融合炉への展望	114
III	Plasma 診断	115
III-1	探針による診断	115
III-2	Micro-Wave による診断	117
III-3	光学的測定による診断	117
IV	結 言	119

I 緒 言

Plasma は一般的な意味での固体, 液体, そして, 気体とは著しく異った性質を持つ物質状態で第 4 の物質とも呼ばれている。これは Plasma 粒子 1 個当りの運動 energy が原子電離 Potential energy より大きい

ことに由来する。

Plasma に関する研究は 1923 年頃 Langmuir が電離気体についての基礎研究を報告して以来多くの研究者によって行なわれて来た。

Plasma 物理学で用いられる記述方法, 及び, 解析方法は流体力学, 特に, 電磁流体力学の分野に属し,

統計力学に負う拠も大きい。

一方、今世紀初頭、天文物理学において星の主要な energy 源として軽元素の核融合反応が提案され、第2次世界大戦後同様の機構が水素爆弾として開発された。そしてほとんど時を同じくして人類の永遠の動力源として制御された形での核融合 energy を得ることに興味がいだかれた。この融合 energy の制御された解放機構についての研究は高温 Plasma の領域として考えられる様になり Plasma 物理学はにわかに興味ある学問となった。特に人類の為の動力源としては核融合反応の方が核分裂反応よりも次の理由によって有利である。第1に核融合反応の為の燃料が事実上無尽蔵であること、第2に核融合反応の際発生する中性子に対しては核分裂反応と同様の危険性はあるが核融合反応の最終産物は放射性でなく、もし放射性を持つとしてもその半減期は短い。従って、核融合発電を行う為の立地条件は核分裂による発電よりも厳しくない。

しかし、Plasma 物理学の多くの問題は現在尚未解決であり、しかもその多くは単に定性的に理解されているだけで定量的な解析は理想的な場合にしか当てはまらない。特に Plasma の平衡、及び、安定性については熱核融合炉実現の中心的課題であり、現在、各国ともその研究に力を注いでいる。従って、熱核融合炉実現にはまだ時間が必要と思われる。

本論文では、Plasma 物理、及び、熱核融合炉についての一般的な紹介を行い、特に、Plasma 解析、及び、熱核融合炉制御の際欠く事の出来ない Plasma 診断についての現状とその今後の方向性を論じる。

尚、Plasma 物理、及び、熱核融合炉についての具体的な事柄は次回以後に紹介する。

II Plasma 物理と熱核融合炉における問題

Plasma 物理学で主として取扱われている事柄は大別して次の様に分けられると考えられる。第1に Plasma の平衡形態、及び、加熱に関する事柄、第2に Plasma の不安定性、及び、波動に関する事柄、第3に Plasma の衝撃波に関する事柄、そして、第4に Plasma の応用に関する事柄である。これらの事柄は互に強い関連性を持っており上記の如く4つに分類出来るか否かは疑問がないこともない。

本章では特に Plasma の平衡と安定性、そして、その結果としての熱核融合炉への展望についてその問題点に触れてみる。

II-1 Plasma の平衡と安定性

まずいくつかの典型的な Plasma の閉じ込め方式、及び、その安定性について考えてみる。

Plasma の平衡形態の最も簡単な例は巨視的な内部電界の無い無限の広がりを持つ等温 Plasma の場合である。この様な状態は大放電の陽光柱におけるものとはほぼ似かよっている。

Plasma の平衡を行う方法としては大別して宇宙的な規模における平衡、すなわち、巨大な重力による閉じ込め、そして、実験室的な規模における平衡、すなわち、電磁界によって閉じ込める方法とがある。ここで特に問題となるのは後者で次の4つの型に分類出来る。第1は純粋に静電的な方法による閉じ込めで現在核融合炉に対しての閉じ込め形式としては技術的に多くの問題が在り特別な場合を除いてはほとんど行なわれていない。第2は静電磁的な方法で現在この方式を用いて数多くの融合炉が設計されている。第3は静磁的な方法でこれは閉じ込めの磁場が強い場合においては第2の静電磁的な閉じ込め方式と同様に解析される。第4は高周波電磁気で閉じ込める方式で古くからこの方式によって Plasma を閉じ込めることが考えられていたが現在十分な実現性を持ったものは無いといわざるを得ない¹⁾。現在では他の閉じ込め形式と併用される事が多い。

Plasma の閉じ込めは熱核融合を実現する上で必要欠くべからざる事柄である。すなわち、融合反応の energy 出力は衝突する核の運動 energy に著しく依存し、そして、実用上興味ある融合出力は少なくとも数千万度(絶対温度)以上の高温を作り出す可能性にかかっているわけである。従ってこの様な高温の Plasma の爆発を回避する為には Plasma の粒子圧と外部からの閉じ込めの圧力とが平衡していなければならない。

単純流体 model では静磁氣的平衡条件は Plasma 電流密度を $\mathbf{j}$ 、磁界の強さを $\mathbf{B}$ 、そして、Plasma 粒子圧を p とすると、

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p \quad (2-1)$$

で与えられる。これから圧力平衡の式

$$B^2/2\mu + P = B_0^2/2\mu \quad (2-2)$$

が得られる。ここで B_0 は外部磁界の強さ、そして、 μ は磁気 moment である。

今、次式に示す様に Plasma の圧力と磁気圧との比

$$\beta = P / (B_0^2 / 2\mu) \quad (2-3)$$

を β 値と定義し閉じ込められた系の係数と定める。熱核融合反応を行うのに必要な β 値は現在得られる磁場がせいぜい $10[\text{Wb/m}^2]$ 程度である為、 $\beta > 0.01$ でなければならない。

次に現実に上述の平衡条件を満たす閉じ込めの系としてはどのような方法があるかを考えてみよう。

まず静電磁的な閉じ込めの方法として次の3つの方法がある。第1は外部磁界による閉じ込め、第2は自己磁界による閉じ込め、そして、第3は相対論的電子流の作る磁界による閉じ込めである。

第1の外部磁界によって閉じ込める装置としては磁気鏡によって閉じ込める方法、環状磁場によって閉じ込める方法、そして、 θ pinch によって閉じ込める方法がある。

磁気鏡によって閉じ込める方法は、大磁界の領域での Plasma 粒子の反射に基づいている。この様な大磁界は bottle-neck の役割を演じ Plasma は小磁界の領域に閉じ込められる。Fig. 1 (a) はこの状態を模型的に示したものである。

今磁気鏡系の単一粒子のみについて考えてみる。その単一粒子の電荷を q 、質量を m 、そして、磁場に垂直な粒子の速度成分を $V_{\perp}$ とすると、磁場が位置に

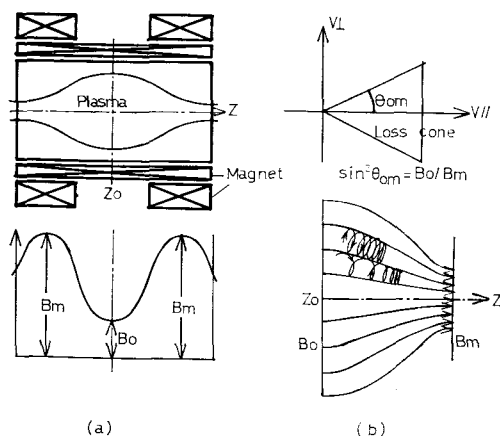


Fig. 1⁶⁾ Schematic diagram of magnetic mirror confinement. (a): magnetic distribution, B_m and B_0 are magnetic flux density at the end edge, and the middle, respectively. (b): chart on the line of magnetic force and trajectory of charged particle, and loss cone.

よってゆっくりと変っている時は $\mu = mV_{\perp}^2/2B$ が一定になる様に運動する。電場が存在しない場合には粒子の運動 energy は保存され $mV_{\perp}^2/2 + \mu B = \text{const.}$ となる。ここで $V_{\parallel}$ は磁場に平行な速度成分である。従って、Fig. 1 の様に両端の磁場 B_m を中心部より強くして磁力線をしばっておくと速度空間で $V_{\parallel}^2 / (V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2) < B/B_m$ の粒子は両端で反射され中心部の弱い磁場内に閉じ込められる。この B_m/B_0 を磁気鏡の鏡比 (mirror-ratio) と呼び、Fig. 1 (b) の様に速度空間内で描かれる θ_{om} の円錐を loss cone と呼ぶ。

しかしこの様な単純な磁気鏡系では磁気圧が半径方向の外側に向って低くなっている為、Plasma は不安定となる。Ioffe 等は Fig. 2 に示す最小磁場系を用いて半径方向と磁気軸方向の外側の磁気圧を増加させる事によって Plasma を安定化する事を提案した²⁾。しかしこの方法によっても loss cone から逸脱していく粒子を防ぐ事は出来ない。従って、これが micro 不安定の原因となっていて閉じ込めの時間は制限される。この micro 不安定については現在まだ解決されていない^{3) 4) 5)}。一方、核融合を目指す立場から見ると上述の Ioffe-bar の様な最小磁場系の coil は高価であり、従って現在単純磁気鏡系の安定性の改良が必要とされている。この様にしても磁気鏡の端からの粒子の損失を防ぐ事は困難であろう。

この他、Ioffe-bar に類似した最小磁場系として多重極磁場 (Multi-pole) がある。これは Ioffe-bar の導体棒に同一方向の電流を流し Ioffe-bar と同様に外側に行くに従って磁気圧を増加させて安定化を行うものである。この様な Ioffe-bar、及び、多重極磁場はそれ自身単独で用いられるよりむしろ他の磁場系、例えば、磁気鏡、及び、環状磁場等と合わせて用いられるのが普通である。

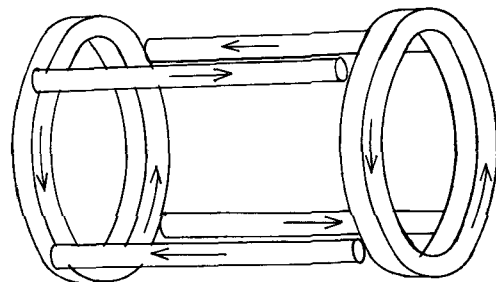


Fig. 2⁶⁾ Schema of Ioffe-bar.

次に環状磁場 (Toroidal magnetic fields) について考えてみる。

上述の磁気鏡系の最大の欠点は端損失があることで1965年頃から端損失のない、すなわち、端が閉じている環状磁場による Plasma の閉じ込めに関心が集って来た。しかしこの方法による閉じ込めは Toroidal drift と呼ばれる不安定性を持っている。これは電子と陽 ion が磁界を横切り互いに反対方向に drift する現象で、これによって電荷の分離が生じ内部に閉じ込め用の管壁に迫りやる様な電場が生じる。言いかえれば Fig. 3 に示す如く $1/R$ で外側に向って磁気圧が低くなる為に grad B による Toroidal drift を併う。この不安定性を防ぐ為には Fig. 3 (b) に示す、 ρ 、及び、 χ 方向の成分、すなわち、Poloidal 磁場を加え磁力線に回転変換角を与える必要がある。現在この様な回転変換角を与える方法としては次の4種類がある⁶⁾。第1は Torus 状 Helical coil を巻いて回転変換角を与える方法でこの様な装置は Stellarator 型と呼ばれている。(Fig. 4 (a)), 第2は Torus に Plasma 流に平行な導体を入れて電流を流す方法 (Fig. 4 (b)), 第3は多重極によって行う方法 (Fig. 4 (c)), そして、第4は Plasma 自身に電流を誘起し Joule 加熱を行いながら自己磁界を作りこれによって閉じ込める方法で Tokamak 型と呼ばれるものである。(Fig. 4 (d)) 以上の4つの Torus を比較してみると、Stellarator 型は外部からの磁場だけで平衡条件を満たす事が出来る利点を持っているが Tokamak 型と比較すると理論的には磁場配位は閉じ込めに対してさほどの差異はない。しかし実験結果は大きな差を示しており現在これについての解答はない⁸⁾。特に Stellarator について見ると Plasma の安定化に必要な磁気井戸の深さ、そして、Plasma の変動等についての明確な解答はない。一方多重極磁場について見ると、多重極磁場は Plasma の安定化に必要な諸条件をほぼ十分に満しており、今 Bohm の拡散時間を τ_B 、そして、閉じ込めの時間を τ とすると $\tau/\tau_B \sim 100$ 程度の値が得られ多くの研究者に注目された⁹⁾。しかしこの方法は Plasma 中に導体をおかなければならない点で大いなる問題がある。Tokamak 型は現在最も核融合 Plasma に近い実験結果を報告しており各国とも熱核融合炉実現を目指し Tokamak 型実験装置を建設している。Tokamak 型での不安定性は Joule 加熱による Kink 型不安定で、この不安定性を防ぐ為には Kruskal-Shafranov の制限内で Plasma 電流を流さなければならない⁷⁾。すな

わち、Plasma に流す電流 I によって生じる磁束密度を B_p 、そして、Plasma の半径を a とすると、 B_p は、

$$B_p = \mu I / (2\pi a) \quad (2-4)$$

と示され、今 Torus 磁場の磁束密度を B_o 、そして、Torus の半径を R とすると、

$$aB_o / RB_p \geq 1 \quad (2-5)$$

となる様に電流を流さなければならない。ソ連の T-3 型 Tokamak 装置は $R=1$ [m], $a \sim 0.15$ [m], そして、 $B=3.4$ [Wb/m²] で Plasma 密度 n が、 $n \sim 5 \times 10^{19}$ [cm⁻³], ion 温度 T_i が、 $T_i \sim 0.3$ [KeV], 電子温度 T_e が、 $T_e \sim 1$ [KeV], 閉じ込めの時間、 τ が $\tau \sim 25$ [ms], そして、 τ/τ_B が約80という結果を報告しており熱核融合炉実現へ明るい見とおしをつけている。しかも中性子を多数観測している。しかしこの中性子発生は熱核融合反応によるものではなく速い速度の粒

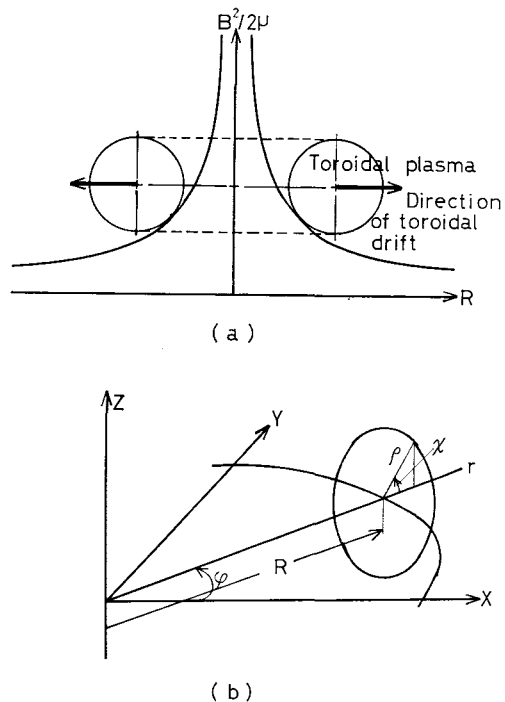


Fig. 3⁶⁾ Toroidal magnetic confinement.
(a): Toroidal magnetic potential and toroidal drift of plasma.
(b): Cylindrical coordinate and poloidal magnetic components.

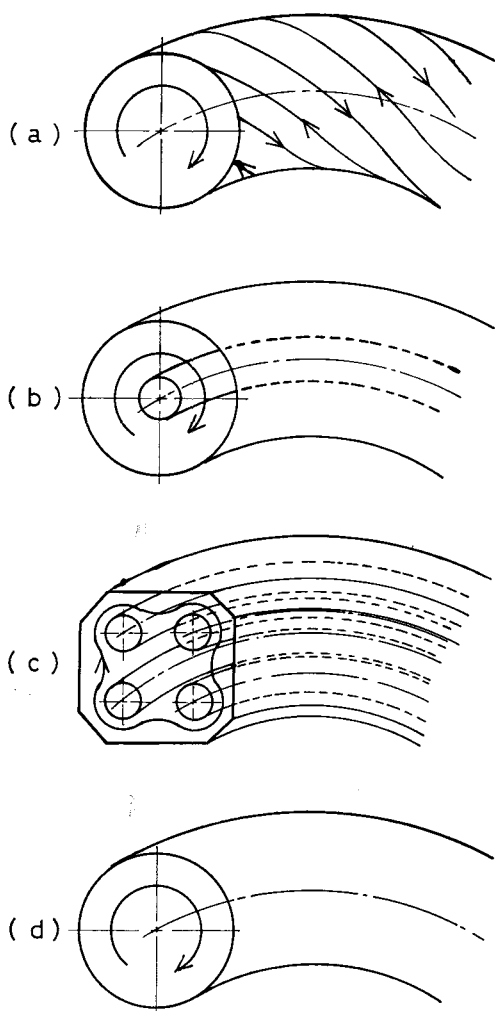


Fig. 4⁶⁾ Schema of toroidal confinement systems.

- (a): Stellarator type confinement.
- (b): Mono-pole type confinement.
- (c): Multi-pole type confinement.
- (d): Tokamak type confinement.

子の衝突によって打ち出されたものとも考えられる。

現在 Tokamak 型装置での大きな問題は今以上の高温をいかにして得るかという事で今後この方向の研究が進められると考えられる。

次に θ pinch による閉じ込めについて考えてみる。

核融合炉を建設する場合に第一に問題となるのは磁場 coil であろう。この経済性を考えると高 β 値の装置が必要で現在高 β 値の磁場系としては θ pinch が代

表的である。1 例を示すと、 τ_i は約数 [KeV], n は約 $10^{22}[\text{cm}^{-3}]$, そして、 τ は数 $[\mu\text{s}]$ である。これを見ると T_i , 及び、 n の値は大きい τ が著しく小さい。これは端損失が大きいからで、従って、最近では θ pinch も Torus 化しつつある。 θ pinch に関する研究は現在まだ研究の端緒についたばかりで安定な閉じ込め、そして、熱核融合炉への適性等に多くの問題をかかえている。しかし β 値を高く出来 (0.4), しかも高温まで加熱出来る事から今後新しい可能性を持つものとして注目されている。

次に相対論的電子電流の作る磁界による閉じ込めについて考えてみる。

相対論的電子電流による高温 Plasma の閉じ込めの計画は環状 pinch, 又は、磁気鏡による閉じ込めのいずれかを扱っているものと考えられる。このいずれの場合についても相対論的電子はそれらの散乱断面積が小さい故に数秒程度の寿命を持っている。又、熱核融合炉への応用という面から考えるとこの方法は上述の特徴以外に種々の不安定性からのがれることが出来るという特徴を持っている¹⁰⁾。

今 D-T 反応によって得られる 1[cm] 当りの出力は、

$$W = \frac{1}{4} n_p^2 \langle \sigma V \rangle_{D-T} \pi r_0^2 2.8 \times 10^{-5} [\text{erg/cm}] \quad (2-6)$$

と示される。ここで n_p は陽 ion 密度、 $\langle \sigma V \rangle_{D-T}$ は D-T 反応の確率で、そして、 r_0 は円筒 Plasma の場合の全 Plasma 質量の $\frac{1}{2}$ を含む円筒半径である。

$T_p \sim 10^9 [\text{°K}]$, そして、 $r_0 = 1 [\text{mm}]$ とすると熱核融合に必要な相対論的電子流は 100[kA] となる¹⁰⁾。

現在この様な値の電子流をいかにして得るかが問題となっている。この方法としていくつかの提案がなされている。この 1 つは閉じ込めから逸脱した電子流から行う Plasma Betatron, 他の 1 つは磁気鏡内に打ち込まれた電子電流の累積で行うものである。しかしこれらはいずれも欠点が指摘されており今後の問題として残るだろうと思われる。

II-2 plasma 加熱

Plasma が平衡され安定な状態になっても熱核反応が起る為には Plasma の温度が問題で D-T 反応では約 $10^9 [\text{°K}]$ 以上が必要である。自己磁界による閉じ込めの場合は例えば Tokamak 型の様に磁界によって閉じ込めと同時に加熱する事も出来る。しかし別な加

熱機構も考えられる為此では次の様に分類して考えてみる。第1に閉じ込め以前にDとTに相当する運動 energy を与える方法、第2に閉じ込め以前に Plasma に相当する energy を与える方法でこれは又2つに分類される。1つは核に直接 energy を与える方法で、他はまず電子 gas に energy を与え電子—陽 ion 衝突によって陽 ion gas に energy を与える方法である¹⁰⁾。

閉じ込め以前にDとTに相当する運動 energy を与える方法の例としては磁氣的に駆動される円柱状 Plasma 殻で、言い換えれば力学的 pinch 加熱である。又、ion 銃によってD、及びTをion加速し閉じ込めの系に注入する方法もある¹¹⁾。

閉じ込め以前に Plasma に相当する運動 energy を与える方法の例としてはその亜分類の前者に属するものとして外部磁界による断熱圧縮、及び、ion-cyclotron 加熱がある¹²⁾。後者の分類に属するものとしては Joule 加熱、及び、相対論的電子電流による加熱がある。

まず Tokamak 型実験装置で用いられている Joule 加熱について見る。

Joule 加熱は前節で述べた様に Plasma 電流が Kulska-Shafranov の制限によりある値以上は流せない為制限される。又一方、ある条件を越えると Plasma 中に異常抵抗が生じこれによって閉じ込めの形態が悪くなる。しかし、これが閉じ込めの時間、及び、到達温度にどれほど本質的な役割を演じるかは未解決である¹³⁾。

これらの事柄から Joule 加熱においては高温をいかにして発生するかが大きな問題となっている。

この他 Plasma 加熱として注目されているものは、Plasma gun によってionを加速し注入する方式、乱流による直接加熱、ionの衝撃波の反射による加熱、そして、最近にわかに発展して来た Laser 加熱等がある^{14)~18)}。これらはいずれも研究されはじめて間がないため熱核融合炉への応用としてはまだ判断は出来ない。しかしこれらに関する研究は今後盛んになると考えられる。

II-3 熱核融合炉への展望

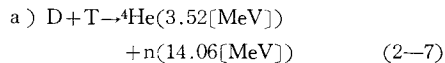
前節では熱核融合炉を実現する際に欠く事の出来ない Plasma の平衡、及び、Plasma の加熱について論じた。しかし上述の如く数多くの未解決な問題があり現在まだ熱核融合炉は実現されていない。

ここではこの様な問題が解決されたと考えた場合に

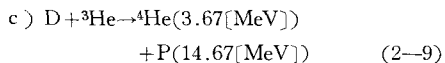
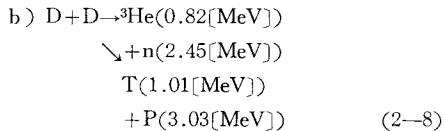
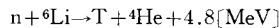
生ずる熱核融合技術、そして、放射線に対する防御について述べて行く。尚、熱核融合炉実現に際し経済的側面も見のがす事は出来ないがここでは一応割愛する。

まず熱核融合炉に関する技術的な面について考えてみる。

熱核融合反応において燃料 cycle には次の3つが考えられる。



及び



これらの cycle の中で熱核融合炉としては次の2つの理由からD—T cycle が用いられる¹⁹⁾。第1にD—T 反応は核融合反応断面積が他の cycle に比べて大きい為、低い energy で核融合反応を起させる事が出来る。第2に燃料 cycle で Tritium を発生したり、又、高 energy の中性子を発生する事は技術的、又、放射線防御の面から好ましい事ではないが、上記の3つの cycle では技術的な面、及び、放射線防御の面においてさほど差があるとは考えられない。

次に具体的に熱核融合炉がどのような装置になるかを考えてみる。Postma によると次の様な装置が最も実現される可能性が強いと述べている¹⁹⁾。

a) 燃料 cycle ; D—T 反応が最も望ましいがD—D 反応、及び、D—D 反応に続いて生じるD—³He 反応も又可能である。

b) 動作形態 ; D—T 反応の場合定常運転が可能。D—D—³He 反応では現在の技術から Pulse 動作しか行えない。

c) 出力取出し ; D—T 反応の場合は定常運転が可能であるから熱 cycle によって行なえる。D—D—³He 反応では Pulse 動作しか行えないため何ら

かの方法で energy を直接変換する必要がある。

- d) 熱核融合炉 ; D-T 反応の場合、現在最も有力な閉じ込めの系は磁気鏡か、もしくは Torus 磁場であろう。D-D- ^3He 反応の場合は不明確である。

次に上記の予想において生じて来る技術的な面での問題を考えてみよう。

主な事柄としては燃料の形態をどの様にすれば最も便利であるかという事、これについては D-T 反応を持続させる為には燃料は Li-6 にして補給する事が最も望ましい。これは Li-6 が (n, α) 反応によって Tritium になる為である。磁場について見ると磁場の強さ、及び、その電源供給が問題である。必要とされる磁場は磁場半径が約 3 ~ 5 [m] 程度で 50 [KG] である。この為には超伝導磁石が必要である。取扱いやすいのは水冷の銅巻線による電磁石であろう。

次に核融合反応の際の不完全燃焼物、すなわち、Tritium をどの様に処理するかという問題がある。この方法としては (n, α) 反応によって新しく燃料を再生する方法、そのまま燃料として用いる方法、そして、Tritium を安全に除去し新しい燃料を補給する方法等が考えられる。

その他、炉材の放射線損傷、及び、変質、そして、耐熱性等の問題がある。

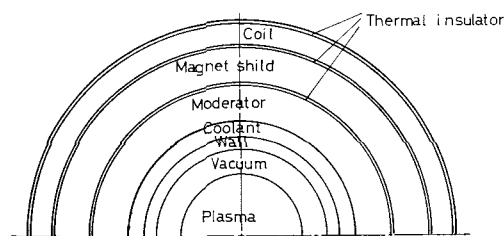


Fig. 5^b) Schematic cross section of thermonuclear fusion reactor.

次に放射線に対する防御について考えてみる。

熱核融合反応による環境汚染の問題は現在の核分裂における技術から解決出来るものが少なくない。しかし、核分裂の場合と異った点がある。核融合反応において特に重要となる事は高 energy の中性子が発生する事、(14[MeV]), そして、Tritium の発生、及び、その取扱いである。核融合反応においては 4×10^{15}

[n/cm²·sec] の flux で約 14[MeV] の中性子が発生すると考えられる。この場合耐放射線耐熱壁として用いられている Nb はこの高 energy 中性子によって放射化される。この減衰時間は 35 日で放射線量は 10¹⁰ [curies] である。従って、Nb は放射線防御の立場からは不適當であるが現在 Nb に換る適当な物質はなく放射線に対する防御は大きな問題となっている。

次に核融合の際発生する Tritium が大きな問題となって来る。この Tritium も環境汚染の主な原因となる。実際に核融合反応を行なった場合 Tritium を 1 日に約 20 [kg] 取扱わなければならないだろう。今核融合炉系からの放射線量を自然界のその 30 [%] (~36[mrem/year]) におさえるには Tritium のもれは 10⁻⁶[per day] 以下にする必要がある。この値は技術的に不可能な値ではない。

以上の事から放射線に対する環境汚染の問題は従来方法である程度までは解決可能であろう。

III Plasma 診断

Plasma の平衡、及び、安定性の解析、そして、熱核融合炉の制御に関して Plasma の諸 parameter の測定は重要な位置を占めていると言っても過言ではない。Plasma 諸 parameter の中で電子、及び、陽 ion の温度、そして、その密度は特に重要である。

Langmuir 及び、Mott-Smith は gas 放電 Plasma 中に単針をそう入し探針そう入点近傍の空間電位、電子温度、並びに、電子密度を初めて測定した。その後数多くの Plasma 診断法が開発、そして、改良され熱核融合反応の際に期待される高温 Plasma の測定も可能となって来た。

本章では Plasma の診断法を探針による診断、Micro-Wave による診断、そして、光学的測定による診断の 3 つつに分類して考えてみる。

III-1 探針による診断

探針法とは測定対象に直接探針 (Probe) をそう入しその探針に現われる諸特性から測定対象の情報を得る方法で、この為に種々の Probe が考案されている。

Probe を大別すると (1) Electric probe (Langmuir probe), (2) Radio frequency probe, (3) Magnetic probe となる。Fig. 6 はこれらを模型的に示したものである。

Electric probe は現在大きく分けて単針、(Single type probe), 複針 (Double type probe), 及び、Triple

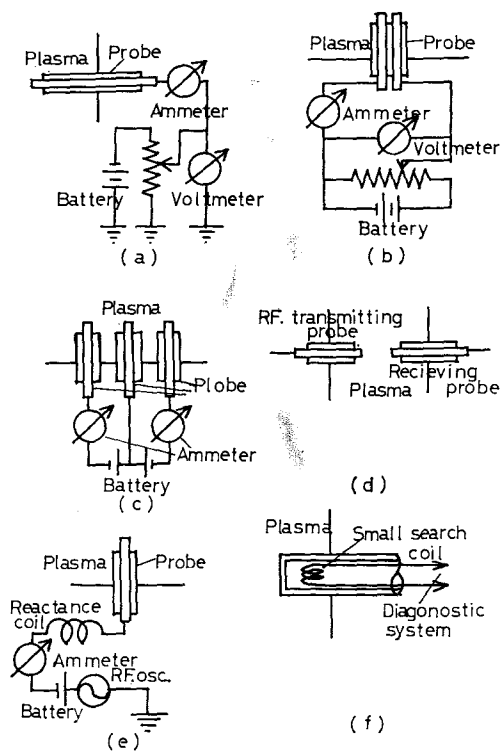


Fig. 6 Typical probe diagnostics.

- (a): electric single type probe²⁵⁾,
 (b): electric double type probe²⁵⁾,
 (c): electric triple probe²⁴⁾,
 (d): R.F. probe²⁵⁾,
 (e): R.F. resonance probe²⁵⁾,
 (f): magnetic probe.²⁵⁾

probe の 3 種類がある^{20)~24)}。

Single type probe は Langmuir, 及び, Mott-Smith により考案されたもので細い導体線を絶縁物で先端以外を被覆したものである。これは装置が簡単である事, そして, 理論的にもその使用限界が明らかにされた事等から現在でも比較的良く使用されている。

しかし定常低電離 grow 放電の場合は良く解析されているが気圧が高い場合, 又, 磁場が存在する場合は使用上複雑な補正を用いる必要がある。特に磁場が存在する場合は影響が大きい。一方, 過渡的な測定においては Probe の時間依存性はもとより, 放電の誘導等大きな誤差を生じる事も考えられる。

Double type probe は Single type probe が無極放電, 又は, 基準電位の無い Plasma の測定に対して大きな影響を受ける欠点を持つ事に対して考案されたも

ので, 測定は Single type probe と同様に $V-I$ 特性によって Plasma 密度, 温度, そして, Plasma 電位を測定する。Double type probe は Single type probe に比べて過渡的な Plasma, 及び, 無極放電 Plasma の測定に広く用いられている。

Triple probe は Plasma の過渡的な特性, 及び, 瞬時の parameter の測定の為に考案されたもので測定に際して他の Single type, 及び, Double type probe と異なり印加電圧を sweep する必要がないという利点を持っている。Chen は Triple probe を用いて Plasma の電子温度を約 40 [%] の誤差範囲で瞬時測定する事が出来たと報告している²⁴⁾。

この他 Electric probe には測定対象によって種々の probe が考案開発されている。例えば, Langmuir probe の側面の一部を残して全部被覆し測定に方向性を持たせた Directional langmuir probe, 又 Langmuir probe の円筒形状表面における効果の解析の為に端の効果を除き球状にした Spherical probe 等がある^{26) 27)}。

R.F. Probe は Electric probe の直流印加電圧を高周波電圧に換えたもので Plasma の Impedance を測定し, Plasma の Cyclotron 周波数との共振点から Plasma の密度, 及び, 温度を測定するものである²⁸⁾。又, Fig. 6 (e) の様に R.F. Probe を変形した Resonance probe もある²⁹⁾。これは高周波に直流電圧を重ねし Probe の非線形特性によって高周波を整流したもので R.F. Probe と同様共振点が得られる。現在では Resonance probe の方が探針を 1 本で行なえるので局所的な測定が出来 R.F. probe より良く用いられている様である。又, Resonance probe には Probe を平板にして方向性を持たせた Planer resonance probe も報告されている³⁰⁾。

一方, R.F. Probe は低密度 Plasma に対しては良い結果を示すが高密度 Plasma になると高い周波数で広範囲に周波数を変える事が容易でない事, 又, 回路の共振が起り上限がある事等の欠点を持っている。従って後に述べる Micro-Wave 法を用いる方が有利である。

次に Magnetic probe について考えてみる。

Magnetic probe は Fig. 6 (f) に示す様に数百回程度巻いた小さな Search coil を Plasma 中にそう入し, その coil に誘起する起電力から Plasma 中の磁場を測定する Probe である³¹⁾。従って, Magnetic probe は Plasma 中の磁場の変化が大きい過渡 Plasma

の測定に対して有効である。又、大きさは分解能、及び、Plasma のかく乱上から小さいほど有利であろう。

Magnetic probe によって、現在、磁場分布から電流密度、及び、電場の強さを、そして、直流電気伝導度から電子温度を測定する事が出来る。

以上、Probe 法に共通な事はいづれも Plasma 中に Probe をそう入しなければならない事で、この事は局所測定が可能な反面 Plasma をかく乱するという欠点を持っている。又、高温 Plasma では Probe が損傷され、従って、一般に低温度・低密度 Plasma の測定には便利であるが核融合反応炉においての診断は以下に述べる他の方法によらざるを得ない。

III-2 Micro-Wave による診断

Micro-Wave による Plasma の診断は探針と同様古くから行なわれて来た診断法であるが、これは次の2つに分類出来る。第1は Plasma を乱さない程度に弱い Micro-Wave を外部から投射して Micro-Wave と Plasma の相互作用により Plasma の伝播、反射、及び、散乱等を測定するものでこれから Plasma 密度、Plasma 粒子間の衝突ひん度、そして、Plasma 粒子温度を測定する事が出来る。第2は Plasma から放射される Micro-Wave を測定し Plasma 温度に基づく熱雑音から Plasma の温度等を診断する方法である。これらの模型図を Fig. 7 に示す。

Micro-Wave による診断は局所的な測定に関して Micro-Wave probe 等の方法が考案されているが一般に不適当である。又、最近の傾向として熱核融合を目指した高温高密度 Plasma を対象とする場合 Micro-

Wave 法では Plasma 中に Micro-Wave がは入らないためこの様な Plasma の測定は不可能になる。従って、現在では Micro-Wave による診断よりも光学的測定による Plasma 診断の方が有利である為次第に光学的測定に移項しつつある。以上の事から、ここでは Plasma の Micro-Wave による診断はその概略のみにとどめる事にした。尚、Plasma の Micro-Wave による診断については Heald 及び Wharton によってくわしく紹介されているので参照されたい³²⁾。

III-3 光学的測定による診断

Plasma の光学的測定による診断は特に熱核融合炉を目指す高温高密度 Plasma の診断においては標準的な方法である。特に、Plasma から放射される可視、及び、紫外光等を用いて診断する限りにおいては Plasma を乱す事は皆無と言える。その上、外部から光を用いて、例えば、干渉等による診断を行う場合にもほとんど Plasma を乱す事は無いと考えられる。従って、Plasma の光学的測定は今後有力な診断手段となるであろう。

Plasma の光学的測定には次の様な分類が考えられる。まづ Plasma から放出される光の分光測定による診断、第2に Laser 光等の単色光の Plasma による散乱から診断を行う方法、そして、第3は Plasma の屈折率の変化による光の伝播の測定である。これらの模型図を Fig. 8 に示す。

Plasma から放出される光の分光測定は次の2つの方法によって行なわれる²⁰⁾。1つは Plasma からの光の時間的、及び、空間的な依存を測定する事、他は Plasma 中に生じた物理過程に関係する光の放出を測定する事である。この様な測定を行うには Plasma から放出される Spectrum 線について行うのが最も便利である。これは放射の energy がその線に集中し、しかも、線巾が狭い事から他の Spectrum、及び、Noise と容易に分離出来るからである。

今、Plasma から放出された光の再吸収、及び、誘導放出は無いと仮定すると Spectrum 線の強さ I_{qp} は、

$$I_{qp} = \frac{1}{4\pi} N_q A_{qp} h\nu_{qp} L J \quad [1/\text{m}^2 \text{sec} \cdot \text{sr}] \quad (3-1)$$

又は、

$$= \frac{1}{4\pi} N \frac{g_q}{U} A_{qp} h\nu_{qp} L \exp(-E_q/kT_e) \quad (3-2)$$

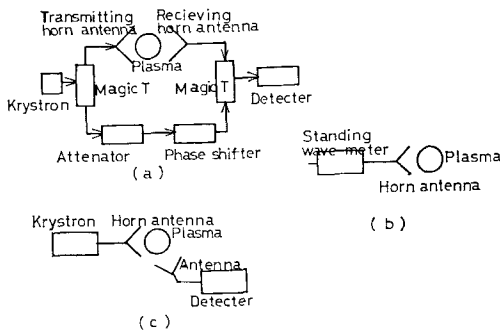


Fig. 7 Schematic diagram of micro-wave diagnostics²⁵⁾,

- (a): micro-wave propagating method,
- (b): micro-wave reflecting method,
- (c): micro-wave scattering method.

と示される。ここで p , 及び, q は励起状態の level を示す記号で, h , 及び, k はそれぞれ Planck の定数, 及び, Boltzmann の定数, ν_{qp} は線の波数, g_q は q level の統計力学的重み関数, U は内部の分布関数, A_{qp} は q level から p level への放射遷移確率, L は放射領域の深さ, E_q は励起 Potential energy, そして, T_e は電子温度である。

従って, (3-2)式から N_{qp} , 及び, T_e の診断を行う事が出来る²⁰⁾。又, Plasma からの発光 Spectrum は原子が動きまわる事によって Doppler 効果を受ける。

この事からも Plasma の温度を決定出来る。この他 Stark 効果, 及び, Zeeman 効果に起因する Plasma 発光も有り, これから Plasma 電位, 及び, 磁場, そして, Plasma 密度が測定出来る³³⁾。

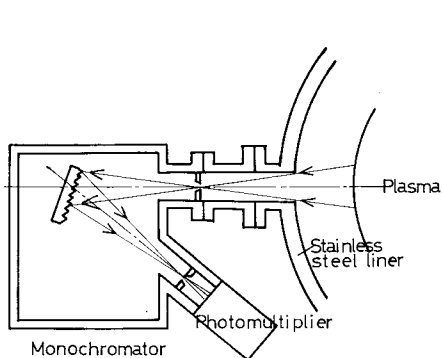
次に Plasma による光の散乱光測定について考えてみる。Plasma による光の散乱によって診断を行う為

には単色でしかも散乱光が検出出来る程度の強さを持った光源が必要であるが, この為に量子 Electronics の分野で急速に発展して来た Laser がしばしば良く用いられる。散乱の素過程には次に示す事柄がある。

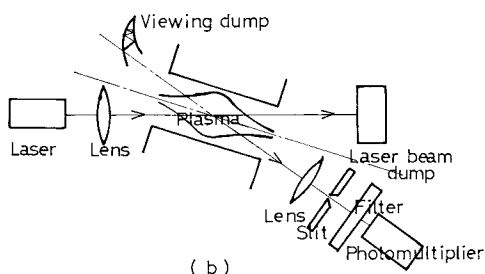
第1に入射光の energy が電子の静止 energy に比較して充分小さい場合, これは Thomson 散乱として知られている。逆に入射光の energy が電子の静止 energy に比較して無視出来ない程大きな場合, これは Compton 散乱として知られている。Compton 散乱の場合は入射波を量子化して考えなければならず, この場合の衝突過程は非弾性衝突である。

ここでは前者の散乱素過程について考えてみる。

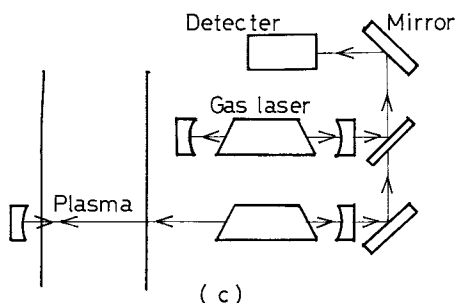
Thomson 散乱の場合はいわゆる弾性散乱で, 今入射光の波長 λ_0 が $\lambda_D = e(\epsilon_0 k T_e / n_e)^{1/2}$ で定義される Debye 波長 λ_D より充分大きいとすると散乱光の Spectrum は Gaussian となり, その半値巾 $\Delta\lambda$ は,



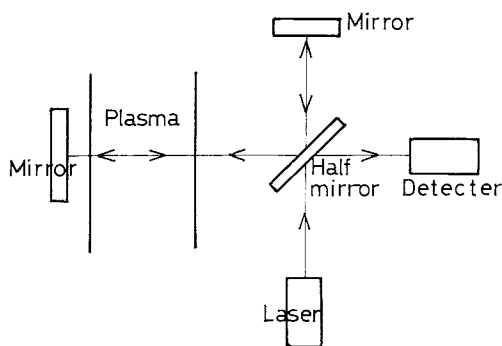
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 8 Schematic apparatus of optical diagnostics.

(a): Spectroscopic diagnostic,

(b): Laser lightscattering method,

(c): Laser heterodyne methods,

(d): Michelson's interferometer method.

$$\Delta\lambda = 4\lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT_e}{mC^2} \ln 2} \quad (3-3)$$

と示される。ここで ϵ_0 は真空中の誘電率、 k は Boltzmann の定数、 T_e は電子の温度、 n_e は電子密度、 m は電子の質量、 C は真空中での光速、そして、 θ は散乱角である。

逆に $\lambda_0 \ll \lambda_D$ の場合には (3-3) 式と異ったものとなる。すなわち、Plasma は集団的ふるまいを行い散乱光は Plasma 振動の為に変調されその Spectrum は $w_p(1+3/\alpha^2)^{1/2}$ の側帯 Peak を持つ。ここで w_p は Plasma 角周波数、そして、 α は $1/a = 4\pi\lambda_L\lambda_0^{-1}\sin(\theta/2)$ で示される parameter である。従って、 $\alpha \rightarrow \infty$ では側帯 Peak は w_p の位置に現われるのでこれから n_e 、及び、 T_e を測定する事が出来る^{34)~36)}。

又、Plasma 中の磁場によって散乱 Spectrum が影響される事から Laser 光の散乱によって Plasma 中の磁場を測定した実験結果も報告されている³⁷⁾³⁸⁾。

最後に Plasma の屈折率の変化による診断について考えてみる。

Plasma の屈折率 μ は誘電率を ϵ 、そして、Plasma 周波数を w_p とすると次式の様に示される。

$$\mu = \epsilon^{1/2} \approx (1 - w_p^2/w^2)^{1/2} \quad (3-4)$$

ここで w_p は、

$$w_p = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2} \quad (3-5)$$

と示される。但し、 n_e は Plasma 電子数、 e は電荷、そして、 m_e は電子の質量である。

従って、Plasma の電子密度と屈折率の関係から何らかの方法を用い屈折率を測定すれば Plasma 電子密度を測定する事が出来る。

今、Plasma 中を単色光が通過すると考える。この光路長を L 、そして、Plasma の屈折率を μ とすると、Plasma を通過する場合と通過しない場合とでは、

$$\Delta L = (\mu - 1)L \quad (3-6)$$

だけの光路差が生じる。従って、この2つの光を重ね合すと $\Delta N = \Delta L / \lambda$ 回の干涉縞の移動 (Fringe) が起る。これから電子密度 n_e は、

$$n_e = 2.24 \times 10^{13} \frac{|\Delta N|}{\lambda L} [\text{cm}^{-3}] \quad (3-7)$$

と示される³⁹⁾。

しかしこの方法において中性原子による屈折率の変化を考慮しておかねば測定に大きな誤差が生じる。

例えば、Ar Plasma の場合、電離度が10 [%] とすると中性原子による屈折率と Plasma 電子による屈折率とが同じ値になる。従って、中性原子の屈折率 μ_a を考慮すると、

$$\Delta N \cdot \lambda = (\overline{\mu_a - 1})L - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 \overline{n_e} L \quad (3-8)$$

となる。ここで $(\overline{\mu_a - 1})$ は中性 Ar 原子による屈折率の平均の変化、そして、 $\overline{n_e}$ は光路長 L にわたった平均電子密度である。

(3-8) 式の第1項は波長に関係しない項である為、今2つの異った波長 λ_1 、及び、 λ_2 で測定を行うと中性原子による効果を消去する事が出来る。

Ashby、及び、Jephcott は He-Ne Gas Laser でその 0.63 [μ] と 3.39 [μ] の2つの波長を用い Ar Gas の大電流 Pulse 放電の干涉縞の移動を測定し、15個の Fringe を観測した⁴⁰⁾。

Zucker は希薄空気中に 300 [Å]、4 [MeV] の電子 Beam を打ち込み、そして、電離させその電子密度を CO₂ Laser の Heterodyne 変調によって測定している⁴¹⁾。この場合も上述の干涉縞の測定と原理的には同一であるが Heterodyne 法の特徴として屈折率の変化を周波数で読む事が出来る点があり、従って、瞬間的な測定において有効である。この他にも Laser 干涉計による Plasma 診断は数多く報告されているが今後の問題としては低密度 Plasma への測定範囲を拡げる事、すなわち Micro-Wave 法と現在の Laser 干涉計法の谷間をうめる事等があげられる。

この他、Plasma の光学的診断法として Hologram による診断がある。これは Plasma による屈折率の変化像を Hologram として観測し、これによって電子密度を測定する方法である。又、Faraday 回転現象を用い Plasma 中の磁場を測定する方法等が報告されており、光学的測定による診断は今後有力な診断法となるであろう⁴²⁾⁴³⁾。

IV 結 言

以上、Plasma 物理と熱核融合炉への実現性についてその概略を紹介した。その結果、現時点では Plasma の平衡、及び、その安定性において種々の問題が残っている事が示された。特に閉じ込めに関しては高温高密度状態の場合 Plasma 粒子が逸脱する事、又、種々

の不安定性が現われて来る事等数々の難問が生じており、現実には Tokamak 型磁場の様に少しずつ熱核融合炉に近づくつつはあるがまだ実験室において熱核融合反応を起させるには不十分である。現在各国では零出力を目指してこの難問にとりかかっている。

又、熱核融合炉が実現されたと仮定しても燃料の補給、不完全燃焼物の処理、そして、放射線に対する環境汚染の防御等の数多くの問題が予想される。これらの中で現在の核分裂技術によって解決可能な問題も少なくないが、又、解決困難な問題も少なくないと考えられる。Plasma 診断においては、従来から良く用いられて来た探針、そして、Micro-Wave 法は熱核融合炉の制御の為の診断と見る限り使用上の限界があり、従って、これらに換って光学的測定による診断、特に最近にわかに発展して来た Laser による Plasma 診断が有力となるであろう。

以上の事から、今後、熱核融合炉を目指した高温高密度 Plasma の診断、そして、Plasma の不安定性の解析、又は、加熱等について研究を進めて行く予定である。

尚、本論文を書くにあたって宮本健郎氏の論文⁶⁾、Linhart; “Plasma Physics” (North-Holland Pub. Co., 1961), (邦訳: 荻本忠一: “プラズマ物理”, コロナ社, 1965), 及び、武田進: “プラズマの基礎” 朝倉書店1969) を多大に引用した事を付記しておく。又、文献調査に協力していただいた、本学電子工学科研究生、山脇富三君に厚く感謝いたします。

Reference

- 1) A. Oyama, et. al.; 日本原子力学会昭和44年年会予稿集, p. 43
- 2) Yu. B. Gott, M. S. Ioffe and V. G. Telkovsky: Nucl. Fusion, suppl., **3**, 1045 (1962).
- 3) M. N. Rosenbluth and R. F. Post; Phys. Fluids, **8**, 547 (1965).
- 4) M. N. Rosenbluth and R. F. Post; Phys. Fluids, **9**, 730 (1966).
- 5) E. G. Harris; Plasma Phys., **2**, 138 (1961).
- 6) T. Miyamoto; 日本物理学会会誌, **25**, 537 (1970).
- 7) M. D. Kruskal, J. L. Johnson, M. S. Gottlieb and L. M. Goldman; Phys. Fluids, **1**, 421 (1958).
- 8) A. S. Bishop; Nucl. Fusion, **10**, 85 (1970).
- 9) T. Ohkawa and D. W. Kerst; Phys. Rev. Letters, **7**, 41 (1961).
- 10) J. G. Lindhart; “Plasma Physics” (North-Holland Pub. Co., 1961), (邦訳: 荻本忠一 “プラズマ物理”, コロナ社, 1965, p. 204).
- 11) R. Turner; Phys. Fluids, **13**, 2597 (1970).
- 12) A. V. Timofeev and A. K. Nekrasov; Nucl. Fusion, **10**, 377 (1970).
- 13) T. Itoh; 日本物理学会1971年春の分科会予稿集, pt. 3, p. 283 (1970).
- 14) C. L. Hsieh and A. J. Lichtenberg; Phys. Fluids, **13**, 2317 (1970).
- 15) T. H. Jensen and F. Scott; Phys. Fluids, **11**, 1809 (1968).
- 16) R. T. Taussig; Phys. Fluids, **13**, 2270 (1970).
- 17) H. Hora and D. Pfirsch; Proc. Inter. Conf. Quant. Electro. (Kyoto), p. 2-2 (1970).
- 18) C. Yamanaka, et. al; Proc. Inter. Conf. Quant. Electro. (Kyoto), p. 2-5 (1970).
- 19) H. Postma; Nucl. News, April, p. 57 (1971).
- 20) R. G. Knott; Contemp. Phys., **12**, 57 (1971).
- 21) L. Lindberg and L. Kristoferson; Plasma Phys., **12**, 831 (1970).
- 22) T. Yanagi; JJAP., **7**, 605 (1968).
- 23) L. Malter and W. M. Webster; RCA. Review, **12**, 191 (1951).
- 24) S. L. Chen; J. Appl. Phys., **42**, 406 (1971).
- 25) S. Takeda; “プラズマの基礎”, (朝倉書店, 1969)
- 26) M. Hudis and L. M. Lidsky; J. Appl. Phys., **41**, 5011 (1970).
- 27) J. G. Andrews and D. T. Swift-Hook; J. Phys. A, **4**, 142 (1971).
- 28) T. H. Y. Yenng and J. Sayers; Proc. Phys. Soc., **70B**, 663 (1957).
- 29) S. M. Levifskii and I. P. Shashurin; Soviet Phys. — Tech. Phys., **6**, 315 (1961).
- 30) J. L. Bunyan; J. Appl. Phys., **41**, 4156 (1970).
- 31) N. Yamamoto and Y. Hatta; Appl. Phys. Letters, **17**, 512 (1970).
- 32) M. A. Heald and C. B. Wharton; “Plasma Diagnostics with Microwaves” (John Wiley & Sons Inc., New York, London. Sydnor 1965)
- 33) W. S. Cooper, III and R. A. Hess; Phys. Rev. Letters, **25**, 433 (1970).

- 34) C. C. Daughney, L. S. Holmes and J. W. M. Paul; Phys. Rev. Letters, **25**, 497 (1970).
- 35) D. E. Evans; Plasma Phys., **12**, 573 (1970).
- 36) K. Hayase and T. Okuda; Phys. Letters, **33A**, 132 (1970).
- 37) D. E. Evans and R. G. Carolan; Phys. Rev. Letters, **25**, 1605 (1970).
- 38) L. Kellerer; Z. Phys., **239**, 147 (1970).
- 39) M. Yokoyama; 応用物理学会会誌, **22**, 269 (1962).
- 40) D. E. T. F. Ashby and D. F. Jephcott; Appl. Phys. Letters, **3**, 13 (1963).
- 41) D. S. Zucker; J. Appl. Phys., **42**, 306 (1971).
- 42) A. Kakos, et. al.; Phys. Letters, **23**, 81 (1966).
- 43) A. A. Dougal, J. P. Craig and R. F. Cribble; Phys. Rev. Letters, **13**, 156 (1964).