5. 粒子線計測法

後 藤 誠 一 , 伊 藤 慶 文
(大阪大学工学部)

竹 内 浩
(日本原子力研究所臨界プラズマ研究部)

井 口 春 和, 門 田 清
(名古屋大学プラズマ研究所)

(1985年4月15日受理)

Particle-Beam-Based Plasma Diagnostics

Seiichi Goto*, Yoshifumi Ito*, Hiroshi Takeuchi**,
Harukazu Iguchi*** and Kiyoshi Kadota***

(Received April 15, 1985)

Abstract

Plasma diagnostic methods by means of particles ejected and/or injected are extensively presented. After introduction of basic and important atomic processes concerned, a variety of diagnostic techniques are discussed, over fast neutral energy analysis, neutral probe emission particle detection, traveling heavy ion orbit/energy analysis, fast neutral probe spectroscopy and laser-aided particle probe spectroscopy.

1. はじめに

高温プラズマ中に、たとえば水素原子を仮想的に静かに置いたとしよう。この水素原子は周りの電子やイオンと衝突し、直ちに電離されたり励起状態になったり、場合によっては束縛電子を交換したりする。このような衝突が生起する大きさを示す断面積 σ は、原子半径の円の面積程度と考えれば $\sim 10^{-16} \text{ cm}^2$ であろう。衝突するときの相対速度 v を $1 \times 10^8 \text{ cm/s}$ 、プラズマ密度 n_e を $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ と見積ったとしても、水素原子が衝突をうけずに存在しうる平均寿命は、 $(n_e \cdot \sigma \cdot v)^{-1} = 10^{-6} \text{ s}$ となり非常に短い。もし原子が

* Faculty of Engineering, Osaka University, Osaka 565.

** Department of Large Tokamak Research, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai Ibaraki 319-11.

*** Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya 464.

10^8 cm/s の高速で飛行している場合でも、その平均自由行程は 1 m である。また後節に示すように実際の断面積 σ は上の値より 1 桁程度大きいのが普通である。

このように、単体粒子（原子）とプラズマとの相互作用は非常に強いので、粒子線としてプラズマ外部に取り出す、あるいは内部に入射するという手法を適用しうるプラズマは、一般的には密度が $\sim 10^{15}$ cm $^{-3}$ 以下の磁場閉じ込めプラズマに限られる。慣性閉じ込めプラズマのような高密度領域への粒子線計測の適用が考えられた例はない。なお、本講でいう粒子線の種類としては、中性子線や α 粒子線のような放射線は含まない。

原子やイオンのような粒子線を計測手法に組み入れて計測系を検討するときの基礎となるのは、プラズマ中での粒子の衝突過程である。それらは原子過程やプラズマ分光の分野で広く深く研究され続けてきた。そのうち粒子線計測法に関与する主要な過程については次節に概説する。粒子線を利用した計測法の始まりは、1960年代初期ソ連においてである。なかでも、プラズマから排出される高速中性水素原子のエネルギー解析によるイオン温度計測法は、今では不可欠の計測技術となっている。これを3節に述べる。4節以下は全て、外部から粒子線を入射するいわゆる能動的計測法について述べている。このうち、検出対象をプラズマ系外に出た粒子とするのが4節と5節であり、前者の場合の入射粒子は水素などの軽元素、後者では重イオンの場合である。次に、検出対象を光子とするいわゆる分光的方法との組み合わせ手法を6節と7節に述べる。6節で扱っている発光機構は、プラズマ粒子との衝突に基づくが、7節ではこの他に、新しい分光法としてのレーザー共鳴吸収法を併用する計測法にも言及する。

なお、本講の執筆分担は、竹内が3節と4節、井口が5節、伊藤が6節、門田が7節となっている。その他の節および全体の内容調整と編集を後藤が担当した。各節は半独立して書かれているので、内容が多少重複しているが、逆に関心のある部分のみを読みとるのには好都合だと考え重複を是とした。そのため引用文献も各節毎に節末に記してあるので注意願いたい。

2. 主要衝突過程と計測法概要

はじめに紹介したように、原子やイオンの単体粒子は高速プラズマ中で非常に速い衝突・強い相互作用を受ける。粒子の種別やエネルギー、プラズマの密度や温度の相互関連に応じて、その衝突のうち主要なものが定まってくる。また、どのような過程が支配的であるかによって、それに対応した期待しうる被計測諸量と計測法とが規定される。逆に、どのような物理量を計測しようとするのかという目的に沿うべく、それに対応しうる計測法を検討するときの基礎が、衝突過程に関する知識である。

計測に利用しうる粒子は、それが自然発生的にプラズマ中に混在するものと、意図的・能動的に外部から注入することによって得られるものがあるが、いずれにしてもその種類は多様でありそのエネルギー領域も広い。したがって、次節以下に述べる詳しい計測法の記述では、一般性を保持しつつもなお特殊な条件下に焦点を合せてある。そこで本講で述べる粒子線計測の全体像を明らかにし、関与する衝突過程・期待しうる

被測定量などについて本節で概説することにする。

2.1 主な衝突過程と計測への利用法

プラズマ中での衝突過程は多岐多様であるが、核反応過程を除けば、現象的には次の3つに分類される。

- ① 電離状態の変化過程
- ② 原子内部状態の変化過程
- ③ 運動状態の変化過程

これら3つの各々には、その変化を惹き起す物理機構がいくつかずつ存在する。計測に利用する粒子が単体粒子としての挙動を示し、集団的效果や非線形効果をもたらない限りは、一つの機構に着目して解析し、総体として重ね合せればよい。しかし、たとえば6節にも述べているように、2つ以上の過程にまたがっての解析を必要とする場合には、しばしば非線形効果を検討せねばならないことを注意しておこう。

さて、上述の変化過程についてももう少し説明を加えておくことにする。

① 電離状態の変化とは、プラズマの温度に応じて変化するプラズマの電離度について言っているのではない。計測に利用するある特定の粒子の荷電数、すなわち1価とか2価とか呼ぶ荷電数についてである。もちろん、その変化を支配する機構は同一であり、通常次の機構を考えれば十分である。

- 電子衝突電離, イオン衝突電離,
- 電子-イオン再結合
- 原子(分子, 多価イオン)-イオン(多価イオン)電荷移動

通常の磁気閉じ込めプラズマの電離度は、電子衝突電離と再結合および外部から中性原子流入束によって大略規定されている。そしてプラズマコア部での中性原子(水素)の残存比率は $10^{-5} \sim 10^{-7}$ とされている。 $n_e \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ とすれば $10^7 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ の中性水素があるわけで、これからプラズマ構成イオンへの電荷移動により高速の中性粒子が発生し系外へ飛び出る。これをエネルギー解析すればプラズマイオンの速度分布・イオン温度が求められる。この話しが3節に詳しく述べられている。一方、外部から数10 keV以下のエネルギーの中性粒子を入射したときには、この粒子が電離される機構は、電子衝突電離と電荷移動反応とである。入射粒子が H^0 のときには後者が支配的となるプラズマ条件の場合が多く、その他のHe, Li, 重金属原子やその1価イオンでは前者が主要となる。いずれにしても、入射粒子の平均侵入距離がこの機構により定まる。もしその粒子線の密度が侵入距離とともに測定されれば、電子密度・電子温度(前者の機構が支配的なとき)の局所値, イオン密度(後者の機構のとき)の空間分布が得られる。これらは6節と7節に述べられている。また、入射粒子が H^0 のときには、プラズマイオン H_p^+ との電荷交換により、中性となった H_p^0 が系外に飛行しイオン温度計測に利用しうる。これは、プラズマ中残存中性粒子が少なくなったときに利用できる。4節に、その内容を示している。この H_p^0 が系外にとり出せないときにでも、 H_p^0 の発する光を分光すればやはりイオン温度が求められる場合がある。また H^0 の電荷移動の相手方が多価不純物イオン(とくに C^{6+} や C^{8+} などの完全電離不純物)の場合には、電荷移動は不純物

イオンの励起準位へ収まり下方準位への遷移により発光する（荷電交換再結合放射）。したがってその放射光強度から不純物イオンの定量を、ドップラー拡がりから温度を推定することが可能となる。以上は6節に述べられている。

②の原子内部状態の変化とは、原子やイオンの有する束縛電子が基底準位から励起準位へ上げられること、および励起準位がプラズマ中の磁場や電場によって摂動をうけ縮退がほどけることである。少し具体的には、

○励起機構—電子衝突励起、光吸収、（イオン衝突励起）

○摂動—ゼーマン・スタルク効果、ドップラー効果

である。電子衝突励起に伴う放射はいわゆるプラズマ受動分光法として、光吸収は可変波長レーザーを光源とする能動分光法で扱われており、すでに詳しい紹介が本講座で提供されている。このような分光法では、発光体の存在が前提条件である。本章に関する計測法は、その分光法適用のための発光体を粒子線として外部から入射する手法を基礎とする。上記の摂動効果から容易に推察されるように、この粒子線と広い意味の分光法との結合による計測技術では、今まで直接的には測定され得なかった磁場や電場を測定することができる。これらの技術は現在急速に進展をつづけている分野であり、6節と7節に紹介されている。

③の運動状態の変化とは、入射粒子が荷電粒子のとき、プラズマ中の磁場や電場によって運動量またはエネルギーが変化することである。また、入射粒子が中性の場合でも、イオンによって散乱をうけ微小角変位をうける。前者を利用したプラズマ電位や電場の計測を5節と7節に述べている。後者の方法によるイオン温度計測は4節に示している。

2.2 実効断面積と平均自由行程

計測法を検討する際に考慮すべき相互作用を上列挙したわけであるが、それらを具体的に検討するには、種々の断面積 σ のデータが必要となる。その具体的な数値については次節以下の項で必要に応じて提示されるが、こゝでは次の点についてのみ注意しておきたい。

ごく一部の計測法を除いて、ビーム粒子のエネルギーは数十 keV 以下の領域である。またプラズマの温度領域も数十～数 keV と考えられる。一般に、ある衝突過程の断面積 σ は衝突する2つの粒子間の相対速度の関数となっているから、上の条件下では両方の粒子速度を無視することができない。したがって、ビーム粒子速度を v_b とするとき、 σ にかえて次に定義される実効断面積 σ_{eff} を使わねばならない。

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{v_b} \cdot \int v f(v) \cdot \sigma(|v - v_b|) \cdot |v - v_b| dv \quad (2-1)$$

こゝで、 $f(v)$ はプラズマのイオンまたは電子の速度分布である。もしビーム粒子の速度が一定の分布則に従うように分散しているときには、(2-1) 式をさらに v_b で平均する必要があるが、通常の粒子線計測では十分単色と考えてよい。

ビーム粒子の種類を特定し、プラズマ温度を仮定すれば、どの種の衝突過程がビーム強度の減衰に支配的

表 2-1 実効断面積 σ_{eff} の例

減衰機構	電荷移動		イオン衝突電離		電子衝突電離	
E_b (keV) 粒子	5	30	5	30	5	30
H^0	11	4.0	0.41	1.5	2.3	0.93
He^0	0.06	0.63	—	0.18	4.4	1.8
Li^0	28	76	1.7	8.0	20	8.2
Cs^+	—	—	—	—	76	38
Tl^+	—	—	—	—	173	70

単位 : 10^{-16} cm^2 $T_i = T_e = 1 \text{ keV}$ の水素プラズマ

となるか簡単に比較することができる。表 2-1 にその数値例を示す。なお、この場合にはプラズマ密度に依存しないのはもちろんである。水素プラズマを対象としているので、 H^0 粒子がプラズマイオンと共鳴的に電荷移動する割合が電子衝突電離の数倍となっているのが一つの特徴である。 Li^0 もビームのエネルギーが大きいたときには同様の傾向となるが、断面積の絶対値が H^0 の場合にくらべ数倍から 10 倍程度大きな値になることに注意されたい。これと対照的なのが He^0 のときである。主要な過程は電子衝突電離である。もっと極端なケースは、 Cs^+ や Tl^+ などの重イオンを対象としたときである。ところで、ビームのエネルギーをもっと大きく、たとえば 100 keV 以上にしたときには様相が異なる。 H^0 では、イオン衝突電離が支配的となる。ところが重イオンの場合にはやはり電子衝突電離が主要である。以上の定性的議論は、実は粒子間の相対速度と原子内束縛電子の軌道速度とで説明した方が統一的である。しかし、実用上の便利さからエネルギー単位で表示している。なお、重複をいわず支配的機構別にビーム種を分類すれば次のようになる。また、プラズマ条件としては、 $T = 0.1 \sim \text{数 keV}$ の範囲ではこの分類は成立すると考えてよい。

◎ 電荷移動 ————— 数 10 keV 以下の H^0 , Li^0 , K^0 や 100 keV 以上の He^0

◎ イオン衝突電離 ————— 100 keV 以上の H^0 や Li^0

◎ 電子衝突電離 ————— 数 10 keV 以下の He^0 , Ar^0 , Cs^+ , Tl^+ や Au^0

もちろん、こゝで支配的と呼んではいるものの、その差異はそれほど大きくないことに注意してほしい。

ともかく各々の σ_{eff} の値が特定の条件下で得られたときには、その全ての総和 σ_t が与えられる。このとき、ビームの飛行距離 l に依存して、ビームの強度 I (または粒子数) は、

$$I = I_0 \exp(-\bar{n}_e \sigma_t l) \quad (2-2)$$

のように減衰する。こゝで I_0 は強度の初期値、 $\bar{n}_e$ は平均電子密度でイオン密度と等しいとしておく。こゝで、 $I/I_0 = 1/e$ となる $\bar{l}$ は平均自由行程・平均侵入距離である。プラズマの大きさの特性長を l_0 とした

とき、 $\bar{l}$ と l_0 の大小関係により、ビームの透過性の評価を行いうる。 $\bar{l} = 1/\bar{n}_e \cdot \sigma_t$ であるから、 $\sigma_t = 10^{-15} \text{ cm}^2$ 、 $\bar{n}_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ にとれば、 $\bar{l}$ はわずか10 cm程度となる。磁場閉じ込めプラズマといえども最近では高密度プラズマを扱うことが必要となり、 $\bar{l}$ の小さいことがこの粒子線計測法の一つの弱点となっている。 $\bar{l}$ を大きくとりうるようにするには、ビームエネルギーを大きくするか、粒子の選択を変えることによるほか方法がない。しかし、その場合計測に必要な衝突過程の断面積が十分に確保された領域かどうかを検討しておく必要がある。逆に、近年重視されつつある周辺プラズマの計測には、プラズマとの相互作用の強いこの粒子線計測法が有効な武器となるに違いない。その端緒はすでにあり、7節にも一部紹介されている。

なお、上記の議論はプラズマ物理量が一樣、または空間的平均値で代表される場合についてである。もし温度、密度についてこの仮定が成立しないときには次の式を数值的に解くことになる。

$$dI(l) = -I(l) \cdot n_e(l) \cdot \sigma_t(l; T) dl \quad (2-3)$$

そして、対象が荷電粒子のときにはその運動方程式と連立させて強度 $I(l)$ を求めることになる。

2.3 観測系

本章で扱っている粒子線計測では、検出対象となるのは粒子と、電磁波としての光子とである。各々について測定する物理量をまとめると次のように示される。

◎ 粒子検出——単位時間当たりの量(等価電流値)、エネルギー・運動量分布など。

◎ 光子検出——単位時間当たりの量(強度)、スペクトル形状(単色線のひろがり、シフト、分離)など。ここで注目すべきことは、両者の場合とも、エネルギー分布やスペクトル形状というように縦軸に関しては必ずしも絶対値を較正する必要のない検出法が大部分ということである。(電流値や強度の測定といっても、少数例——不純物イオンの絶対量など——を除いて、何らかの基準値に対する相対値測定で十分な場合が多い)逆に絶対値を必要としない方法がこれまでに発展させられているともいえる。

ところが、実際の計測系を計画する場合には、この絶対量をどの程度の範囲で期待しうるか?、別の言葉では信号のS/N比がどの程度に見込みうるか?ということが計画の実行を左右する。基本的な雑音源は、ショット雑音・光子雑音・熱雑音のほか、極低周波域では $1/f$ 雑音や高周波域増幅用半導体の分配雑音等々考察すべき範囲は広い。もちろんこの他に静電・電磁誘導雑音、量子化雑音、背景光雑音もある。残念ながら、計測系の具体的設計に必要なこの種の雑音の取り扱いを総合的にまとめた成書が見当たらないので、各人が注意して検討せざるを得ない。一方、信号値の大きさの評価の方が考え方としては明瞭である。ほとんどの場合、次の式に従って算出すればよい。

$$S_0 = S_i \cdot G \cdot \eta_t \cdot \eta_c \cdot \Delta V \cdot \frac{\Delta \Omega}{4\pi} \cdot \Delta t \quad (2-4)$$

ここで、 Δt は分解時間、 $\Delta \Omega$ は観測する立体角、 ΔV は観測体積、 η_c は粒子または光子の検出器による変換効率と増幅率、 η_t は行路上物体による透過率または反射率である。積($S_i \cdot G$)は信号源の強度、 S_0 は一般に電流や電圧の単位での出力である。この S_0 の単位は一般に η_c によって規定される。 $(S_i \cdot G)$ 以

外は定義としては明らかであるが, 具体的な計測ではそれらの値を少しでも大きく取りうるように工夫するのが大変でかなりの経験を要する。

信号源強度 ($S_i \cdot G$) について少し説明する。例として受動分光でのスペクトル線プロファイルを考えるならば,

$$S_i = n_r, \quad G = n_e \cdot \langle \sigma_e \cdot v_e \rangle \cdot A \cdot \Delta E / E \quad (2-5)$$

n_r は発光体粒子数密度, $\langle \sigma_e \cdot v_e \rangle$ は励起係数, A は自然遷移確率である。 $\Delta E / E$ は, 光子エネルギー領域を何分割して測定するかという指標と考えればよい。能動的に粒子線を入射するときならば,

$$\left. \begin{array}{l} \text{粒子線自身が観測体のとき,} \quad S_i = n_b \quad (\text{; 粒子線密度}) \\ \text{被電荷移動粒子が対象のとき,} \quad S_i = n_b \cdot n_x \cdot \langle \sigma_c \cdot v \rangle \end{array} \right\} \quad (2-6)$$

とすればよい。 n_x は電荷移動の相手方の密度, $\langle \sigma_c \cdot v \rangle$ はその割合である。但し, 荷電交換再結合放射では,

$$S_i = n_b \cdot n_x \cdot \langle \sigma_c \cdot v \rangle, \quad G = B \cdot \Delta E / E, \quad (2-7)$$

とし, B としては上準位からのカスケード遷移を考慮した実効的な自然遷移をとる。一方, 粒子を検出するときには, 受動粒子線計測では,

$$S_i = n_0, \quad G = n_i \cdot \langle \sigma_c \cdot v \rangle \cdot \Delta E / E. \quad (2-8)$$

ここで n_0 は残留中性原子密度である。また, 能動的に行わしめたときには, n_0 を n_b にすればよく, n_b は外部制御パラメータであるから出力 S_0 に応じた設計が可能となる。式 (2-6), (2-7) にもとづく方法も同様である。近年とくに注目されているレーザー分光法とビームプローブ法との結合方式によるときには, $S_i = n_b$ とし, G については, レーザー光共鳴吸収の飽和係数が 1 より大きく, また共鳴蛍光を観測するときそのパンプオーバー度が 1 に近いとすれば,

$$G \approx (0.5 \sim 1) \cdot R \cdot \Delta E / E, \quad \left\{ \begin{array}{l} R=1: \text{共鳴散乱} \\ R: \text{ブランチング比 (蛍光散乱)} \end{array} \right. \quad (2-9)$$

として見積ってよい。(この内容については, 本講座欄の前章を参考にされたい。) 以上から推察されるように, 信号源強度とは, 信号を送り出す可能性のもった粒子体, 発光体の数に相当する S_i と, そのうち有効な情報を送り出す割合 G とで規定される。ところで, このような考え方では, 能動的粒子線透過強度計測では,

$$\left. \begin{array}{l} S_i = \text{入射粒子等価電流} \\ G = (\bar{n}_e \text{ or } \bar{n}_i) \cdot \langle \sigma_t \cdot v \rangle \end{array} \right\} \quad (2-10)$$

として S_0 と S_i の比から逆に n_e または n_i を求める。また, 重イオンビームプローブ法では,

$$\left. \begin{array}{l} S_i = \text{入射粒子等価電流} \\ G = \langle \sigma_i \cdot v \rangle \cdot \Delta E / E \end{array} \right\} \quad (2-11)$$

とすればよい。 $\langle \sigma_i \cdot v \rangle$ は入射粒子の荷電数が一つ進む電離係数である。それとともに、 $\Delta V \cdot \Delta Q / 4\pi$ の項は大略1に近いとしてよい。

2.4 被測定量と各種計測手法

プラズマ中に存在するまたは外部から入射する粒子とプラズマとの各種相互作用、そして信号受信側の検出方式との組み合わせ方により、粒子線計測手法はかなり多岐に渡っていることは、本節の簡略な記述からでも理解されよう。そこで本節のまとめを兼ねて、

何かある物理量を測定したいというときに、どのような手法が候補として考えられるか検討するときの一つの索引的内容をここに示すことにする。もちろん提示内容はあくまで候補であって、以後に続く各節の内容と文献を参照の上各自でその実現性を評価してもらわねばならない。

図2-1 粒子線計測法各種観測対象

(1) 電子密度

重イオンビームプローブ法(5節)

能動粒子線電子衝突励起光強度分光法

(6.3~6.4節, 7.2節)

(2) 電子温度

重イオンビームプローブ法(5節)

能動粒子線電子衝突電離減衰強度分光法(7.2節)

(3) イオン密度

能動粒子線電荷移動減衰強度分光法(6.2~6.4節, 7.2節)

〃 〃 透過率変化法(4.1節)

(4) イオン温度

受動粒子線エネルギー分析法(3節)

能動粒子線電荷移動粒子エネルギー分析法(4.2節)

〃 微小角散乱法(4.3節)

〃 被電荷移動粒子分光法(6.3~6.4節, 7.2節)

(5) 不純物イオン

能動粒子線被電荷移動粒子分光法(6.3~6.4節, 7.2節)

(6) 電場またはポテンシャル

重イオンビームプローブ法(5節)

能動粒子線レーザー分光法(7.2~7.3節)

(7) α 粒子

能動粒子線被電荷移動粒子計測法 (4.2 節)

(8) 磁場

能動粒子線ゼーマン / スタルク効果分光法 (6.4 節)

〃 ゼーマン / スタルク効果レーザー分光法 (7.3 節)

以上に述べている各手法の名称はあくまで本章の記述内容を区別するための便宜的なものと考えてほしい。なお、こゝで述べている手法を間接的にでもイメージをとらえてもらうために、図 2-1 を示してあるので参考にされたい。

3. 高速中性粒子受動計測法

高速中性粒子受動計測法は荷電交換中性粒子を測定する計測法であり、プラズマ中のイオンの挙動を直接測定し得る方法としてプラズマ中のイオンの振舞いの解明に強力な武器となって来た。本節において、磁場に閉じ込められたプラズマにおける高速中性粒子受動計測法の原理および本計測法から得られる物理量、そして本計測法をプラズマ測定に適用する際の注意点等について述べる。

3.1 発生過程

荷電交換中性粒子はプラズマ中に微量に存在する中性粒子とイオンが荷電交換して発生する高速の中性粒子である。水素プラズマを例としてその発生過程を説明する。

水素プラズマ中における発生過程の主な過程として次の 2 種類の反応が考えられる。

ここで H^+ はプラズマ中の陽子、 H_c はプラズマ中の水素原子、そして H^0 は生成される高速水素原子である。また H_2 は真空容器中に封入されていた水素分子や真空容器に付着している水素分子がプラズマ中に放出されるものや、プラズマ系外から密度維持のために注入される水素分子である。しかしこれらの H_2 はプラズマの周辺部で電離または解離するので (3-2) 式は実際の測定では考慮しなくてよいと考えられる。また H_c は荷電粒子や水素原子の衝突により真空容器壁から叩き出されたり、水素分子の解離、あるいはプラズマから放出された水素原子の真空容器壁での反射等により生成される速度の遅い水素原子である。この H_c はプラズマ中に侵入し、 H^+ と荷電交換し H^0 を作る。プラズマ中の荷電交換反応は共鳴反応であるため衝突時のエネルギーの変化はなく電荷のみが交換される。これらの様子を図 3-1 に示した。これらの衝突過程の結果、プラズマ中の水素原子の閉じ込め容器の小半径方向分布は定性的に図 3-2 の様になる。

プラズマ中において、単位時間、単位体積当たり、速度 v の陽子が水素原子と衝突して発生する荷電交換

図3-1 水素プラズマにおける荷電交換水素原子の発生過程。

図3-2 水素プラズマの 陽子密度： $n_p(r)$ ，水素原子密度： $n_o(r)$ ，陽子温度の半径方向分布の模式図。

水素原子の強度は

$$\frac{dn(v)}{dt} = \sigma_{ex}(v-v_0) |v-v_0| n_0(v_0) n_p f(v) \quad (3-3)$$

と書くことが出来る。ここで n_p ， n_0 は陽子と水素原子の密度である。 σ_{ex} は荷電交換断面積， v ， v_0 は陽子と水素原子の速度である。ここで荷電交換反応で発生した水素原子は 4π 方向に放出され，観測立体角 $d\Omega$ を持った測定器に入射する粒子束強度 $I(E)$ は，発生した荷電交換中性粒子がプラズマ中で再反応せず $v \gg v_0$ の場合以下のように書ける，

$$I(E) = \int_V \sigma_{ex}(E) \left(\frac{2E}{m_p}\right)^{1/2} n_0 n_p f(E) \frac{d\Omega}{4\pi} dV \quad (3-4)$$

ここで V は測定器より見えるプラズマの体積である。

従ってこの荷電交換中性粒子をエネルギー分析することによりプラズマ中のイオンの分布に関する情報が得られるので，本計測法により，荷電交換によるエネルギー損失量，イオン温度，また陽子密度を他の測定

から求めるとプラズマ中の中性粒子密度等が得られることになる。そして電磁波, 中性粒子入射等により加熱されたプラズマにおいてはそのイオンの振舞いの究明に強力な武器となる。

3.2 分析方式

プラズマから放出される中性粒子のエネルギー分析方式としては大別して, 中性粒子をイオン化して電磁場を用いてエネルギー分析する電荷ストリッピング方式と飛行時間法でエネルギー分析する方式とがある。これまでプラズマ発生装置にはその測定可能エネルギー範囲の広さからほとんど前者の方式が適用され, 後者の方式は測定可能エネルギーの上限値が低いため適用例は少ない。

(1) 電荷ストリッピングを用いた中性粒子エネルギー分析装置

中性粒子のイオン化の方式としては低圧ガス室を通してガス分子との衝突過程を利用して電荷を剥ぎ取る方法¹⁾, 薄膜を通過させる方法²⁾, 電子ビームを使う方法³⁾などが考えられているが, 薄膜は 10 keV 以下の低エネルギー領域になるとビーム固体中での多重散乱のため, エネルギー損失が起る。また電子ビームによる方法は空間電荷がビームのエネルギーを変える場合もあるので注意しなければならない。一方ガスセルを用いる方式は広いエネルギー範囲にわたって適用可能であるため, プラズマ測定では, ほとんどの場合ガスストリッピング方式が用いられて来た。以下ガスセルによるイオン化を例として, 電荷ストリッピングを用いたエネルギー分析方式を詳述する。

ガスストリッピングを用いた中性粒子エネルギー分析器は図 3-3 に示すように, プラズマからの高速中性粒子を差圧排気によりストリッピングセル中に満たされたガス分子との衝突によりイオン化し, そのイオンをエネルギー分析器で分析し, イオン検出器で検出するものである。本方式のストリッピングセルのイオン化効率を $\eta(E)$, エネルギー分析器の透過率を T , イオン検出器の検出効率を C , 測定時間を Δt , エネルギー分解能を ΔE とすると, 検出器の出力 $I_0(E)$ は, 観測体積中のプラズマが一樣な温度 T_p で代表される時 (3-4) 式の積分の平均値を取ると

$$I_0(E) = T C \Delta E \eta(E) \frac{4}{\sqrt{2\pi m_p T_p}} \langle n_p n_0 \frac{d\Omega}{4\pi} V \rangle \sigma_{ex}(E) \frac{E}{T_p} \exp\left(-\frac{E}{T_p}\right) \Delta t \quad (3-5)$$

となる。

図 3-3 ガスセルを用いた中性粒子エネルギー分析器の原理図。

ストリッピングセルにおけるイオン化効率 $\eta(E)$ は電荷ストリッピング反応の断面積 σ_{01} ，電荷交換反応断面積 σ_{10} ，弾性散乱断面積 σ_s とすると以下の式で与えられる。

$$\eta(E) = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} \exp(-\alpha \sigma_s) \{1 - \exp[-\alpha(\sigma_{01} + \sigma_{10})]\}. \quad (3-6)$$

ここで、 $\alpha = 6.61 \times 10^{16} p(\text{Torr}) \cdot l(\text{cm})$ で p はセルの圧力、 l はセルの長さである。そして(3-6)式において 300 eV 以上の粒子で検出系の幾何学形状が 0.05 ラジアン以上でセルの厚みが 20 m Torr·cm 以下の場合弾性散乱は無視して良いことがわかっている⁵⁾。この条件からはずれると弾性散乱が寄与して来るので、セルの形状に依存して、イオン化効率が変わるため、強度の知れた中性粒子ビームを用いて較正しなければならない。

プラズマ測定時にガスセルには 10^{-3} Torr 程度のガスを入れ、分析器の他の箇所は 1×10^{-5} Torr 以下にする。ガスセルの入口、出口のスリットは直径 4 mm $\phi \sim$ 2 mm ϕ 程度のパイプを用いて流量制限して、真空ポンプの負荷を軽減する。またガスセルに入れるガスの種類はイオン化効率の大きいものほど望ましいが、プラズマ発生装置に流入して不純物源になる場合があるので、水素・重水素、ヘリウム等が用いられる。

ガスセルで生成されたイオンの分析には電磁場を用いた種々の方式が考えられるが、プラズマ計測においてはエネルギースペクトルをより短い時間で測定出来ることが要求されるとともに、そのエネルギースペクトルの形状は一般に極端に鋭いピークを持つことはない、その分解能は数%あれば十分である。そのため平行平板型の静電エネルギー分析器^{4), 7), 8)}、あるいは円筒型の静電エネルギー分析器において偏向電圧を掃引して測定するものが多い^{9), 10)}。

多成分プラズマから放出される中性粒子の測定は、その各質量の粒子に対してそのエネルギースペクトルを測定しなければならないので、磁場で運動量进行分析し、電場によりエネルギー进行分析する方式が用いられている。これまで磁場でイオンを偏向させた後、円筒型の静電エネルギー分析器により着目する粒子のみを取り出していた^{11)~13)}。この方式では着目しない粒子は偏向板の内壁で反射して検出器に入射する場合があるので、強度の極端に違った粒子束の測定においては、強度の弱い粒子の測定は精度よく行えず、また各粒子の同時測定は不可能であった。

そのため図3-4に示すような系が用いられるようになって来た。これは磁場で運動量进行分析した後、磁場と同じ方向の電場によって、そのエネルギー进行分析するものである。この方式によって各粒子の分離度は極端に上昇し、各粒子のエネルギースペクトルとの同時測定が可能となった^{14), 15)}。図3-5にJFT-2トカマクでの重水素プラズマに水素ビームを注入する中性粒子入射実験で得られた、陽子と重陽子のエネルギースペクトルを示す。

この方式には、前述の磁場と電場を分離した方式^{16)~18)}と、磁場と電場を同じ空間に設置した方式¹⁹⁾がある。後者は磁場中でエネルギーも分離するため、そのギャップ間隔が広くなるので電磁石の容量が大きくなるのと、電磁石の漏れ磁場が発生して、分析領域に入る前にイオンが偏向されたり、イオン検出器が正

図3-4 高速中性粒子質量エネルギー分析器概念図。

常に作動しなくなるなどの現象が出るためその遮蔽対策が必要となる。

分析されたイオンはチャンネル型の二次電子増倍管またはチャンネルプレート(MCP)で検出する。チャンネル型の二次電子増倍管は高計数率測定に向いているが、検出面を任意の形状にすることが困難である。またサイズが大きいために、たくさん配列するのに広い空間を必要とし、分析器が大きくなる。そして検出面での感度が一定でないので検出感度の較正には注意を要する。

MCPは感度が一定であり、小型で任意の形状に出来るため高密度実装が可能であり、分析器の小型化が可能である。現存するMCPは約 10^5 CPS以上の入射粒子に対して利得が不足して、数え落しが始まるため高計数率測定においては注意を要する。

現実のプラズマ測定時において、ガスセルでのイオン化効率はい入射粒子のエネルギーとガスセルの圧力に依存するが、概略1 keVで1/50程度であるので、検出器に入射するイオンの数は少ない。またプラズマからは光が多

図3-5 JFT-2 トカマクの中性粒子入射加熱実験において、重水素プラズマに水素ビームを注入した時に、質量エネルギー分析器で得られた水素と重水素のエネルギースペクトル¹⁶⁾。

量に発生するので、この光がイオン検出器に入って雑音の原因になる。そのためプラズマから発生する光を取り除く対策が非常に大切となる。また観測体積外から発生した中性粒子はプラズマ発生装置と分析器をつなぐ真空配管の内面で反射してエネルギーの一部を失って、分析器に入り本来のスペクトルを歪めることがある。これらの現象をなくするために観測領域外の光や粒子は分析器に入らないように、真空配管の中にナイフエッジを持ったスリットを複数枚設置する必要がある。同様な処置はガスセルのパイプスリットにも施す必要があり、パイプ中にねじ溝を切り、黒化処理を施したものをういている。これらの対策を施すことにより乱反射成分はかなり減少させることが可能である。しかし観測体積からの光、およびガスセルでイオン化しなかった中性粒子はやはり雑音の原因となる。そのため厚さ0.2 mm程度のステンレスを多数、3mm程度の間隔でならべてホーン状に曲げた吸収壁が用いられる。

プラズマは多くの場合、磁場を用いて閉じ込められるので分析器はたいていその漏れ磁場にさらされる。その際の分析器内の許容磁場は対象とするエネルギーとその分析方式により異なるが概略数G程度が1つの目安となる。その遮蔽方式は、純鉄とミュンヘンで分析器を囲う場合と、電磁石を用いる際には、遮蔽材に真空容器と電磁石のヨークを兼ねさせる方式が使われる。

(2) 飛行時間法

前述のガストリップングを用いた中性粒子エネルギー分析法は粒子のエネルギーが低下するにつれてイオン化効率が極端に低下するため、約400 eV以下での精度のある測定が難しくなる。その欠点を補うために中性粒子を直接検出する飛行時間法が用いられている。本計測法はこれまでイオン温度が100 eV程度の θ ピンチでの測定²⁰⁾や、トカマクプラズマにおける周辺領域での中性粒子密度の測定^{21), 22)}に用いられて来た。

本計測法の原理は図3-6に示すように、プラズマからの中性粒子束を固定スリットを通過させた後、スリットが刻んである回転円盤を用いて粒子のかたまりを作り、その後飛行時間法によりエネルギー分析するものである。

中性粒子の検出はBe Cu, Al等の表面に中性粒子を衝突させ、その際発生する二次電子を光電子増倍管

図3-6 高速中性粒子飛行時間によるエネルギー分析法原理²¹⁾。

で検出する方式が用いられている。プラズマからは中性粒子とともに真空紫外光が輻射されるために、検出器の出力は図3-7の様に最初に光子が到着し、以後順次速度の大きい粒子から到着することになる。そしてその光の強度は 10^3 倍程度ある場合もあるので、光電子増倍管が飽和して検出不能になる恐れがある。その場合には、光子の到着する時間間隔の間、正のバイアス電圧を検出器に印加して二次電子の放出を防止する対策を施す必要がある²¹⁾。また飽和しない場合にでも光の寄与を差し引くことにより粒子の信号を求める必要がある²²⁾。

図3-8に飛行時間法により、PLTトカマクで得られた中性粒子のエネルギースペクトルを示す。ここで検出器出力 $V(t)$ と中性粒子束 $d\Gamma/dE \cdot d\Omega$ との関係は次式で与えられる、

$$\frac{d\Gamma}{dE d\Omega} = 8.87 \times 10^{14} \frac{V(t)}{E^{3/2} \gamma(E)} \quad (3-7)$$

ここで $\gamma(E)$ は検出器に用いた BeCu の二次電子放出係数である。従ってこの γ の測定の際の誤差がこの測定法の精度を決定することになる。検出器の表面は粒子の衝突により表面状態が変化するために、 γ は使用時間に依存して変化する。そのためこの測定法においては γ の測定をこまめに行わなければならない。

3.3 むすび

本計測法はプラズマのイオン温度、イオンの振舞い等の研究に不可欠の測定器になって来ており、プラズマ半径の小さい装置においてはその全領域にわたるイオン温度、荷電交換損失量、および加熱機構の解明に用いられ

図3-7 高速中性粒子飛行時間法で得られ検出器信号の例。点線は光の信号、実線は粒子の信号を示す。横軸は検出器への到着時間を表わし、その時間に対応したエネルギーを下段の横軸に示す²²⁾。

図3-8 PLT トカマクで得られた高速中性粒子飛行時間法で得られたエネルギースペクトル²¹⁾。

て来た。しかしプラズマの半径が大きくなるとともに、プラズマ密度が上昇するとプラズマ中心部まで侵入する中性粒子が減少する。またプラズマ中で発生した中性粒子はプラズマ系外に出る前にイオン化されるため系外に出られなくなる。そのために得られるエネルギースペクトルにプラズマ中心部の情報が反映されなくなる恐れがある。この現象はイオン温度の測定に最も影響を与えるが、系全体の荷電交換損失量の測定には障害にはならない。ところでイオン温度測定法としての限界は明確に定義することは困難であるが、プラズマ小半径 40 cm, 平均電子密度 $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の PDX¹⁸⁾ の大きさまでは正しい値を示すことが確認されている。しかし TFTR (小半径 68 cm, 平均電子密度 $2.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) においては、中性子測定とシミュレーションの結果からその中心の温度よりも 1 割程度低くなると^{23), 24)} 言われているが、高速中性粒子受動計測法から得られるイオン温度測定の限界については今後さらに能動的な粒子計測法,あるいは分光計測等から得られる情報等により詳細な検討が必要であろう。

参 考 文 献

- 1) V. V. Afrosimov, I. P. Gladkovskii, Yu. S. Gordeer, I. F. Kalinkevich, M. P. Petrov and N. V. Fedorenko : Sov. Phys. - Tech. Phys. 5 (1961) 1389.
- 2) Yu. V. Gott and V. G. Telkoski : Sov. Phys. - Tech. Phys. 6 (1962) 774.
- 3) G. O. Brink : Rev. Sci. Instrum. 37 (1966) 857.
- 4) C. F. Barnett and J. A. Ray : Nucl. Fusion 12 (1972) 65.
- 5) N. Noda : J. Phys. Soc. Japan 41 (1976) 625.
- 6) 北村 晃, 高橋興起, 矢野淑郎 : JAERI-M 5275 (1973).
- 7) G. A. Harrower : Rev. Sci. Instrum. 26 (1955) 850.
- 8) H. Takeuchi, A. Funahashi, K. Takahashi, H. Shirakata, and S. Yano : Japan. J. Appl. Phys. 16 (1977) 139.
- 9) TFR Group : EUR-CEA-FC 778 (1975).
- 10) R. Kaita, R. J. Goldston, D. Meyerhofer and J. Eridon : Rev. Sci. Instrum. 52 (1981) 1795.
- 11) S. L. Davis, S. S. Medley and M. Brusati : PPPL-1478 (1978).
- 12) G. H. Neilson : ORNL / TM-6823.

- 13) V. V. Afrosimov, E. L. Berezovskii, I. P. Gladovskii, A. I. Kislyakov, M. P. Petrov, and V. A. Sadovnikov : *Sov. Phys. - Tech. Phys.* **20** (1975) 33.
- 14) H. Kimura, *et al.* : *Proc. 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Baltimore, 1982 (IAEA, Vienna, 1983) Vol. 2, p. 113.
- 15) Y. Miura, H. Matsumoto, *et al.* : *Nucl. Fusion* **24** (1984) 211.
- 16) H. Takeuchi, T. Matsuda, Y. Miura, M. Shiho, H. Maeda, K. Hashimoto and Kazuo Hayashi : *Japan J. Appl. Phys.* **22** (1983) 1709.
- 17) K. Hayashi, K. Hashimoto, H. Takeuchi, Y. Miura : *Proc. 10th Symp. on fusion engineering* (1983) 387.
- 18) S. L. Davis, D. Mueller, and C. J. Keane : *Rev. Sci. Instrum.* **54** (1983) 315.
- 19) R. Kaita and S. S. Medley : PPPL-1582.
- 20) J. D. Ferguson and D. E. Kidd : *Proc. 5th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Grenoble **1** (1972) 57.
- 21) D. E. Voss and S. A. Cohen : *Rev. Sci. Instrum.* **53** (1982) 1696.
- 22) H. J. B. M. Brocken : Rijnhuizen Report 81-136.
- 23) K. M. Young, *et al.* : *Plasma Physics* : **26** (1984) 11.
- 24) P. C. Efthimion, *et al.* : *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 1492.

4. ビームプローブ粒子計測法

本計測法はプラズマ中に粒子ビームを注入し、プラズマ粒子との相互作用によって発生する粒子束を測定したり、注入ビームの変化量を測定することによりプラズマ諸量の空間、時間変化を求めようとするものである。本稿では中性粒子ビームを用いた粒子の計測法について述べる。

4.1 減衰法

中性粒子ビームをプラズマ中に注入すると、荷電交換反応、イオン及び電子による電離等のため、注入ビームはその強度が減少する。強度 I_0 、速度 v_B の中性粒子ビームが長さ l のプラズマを通過するとき、プラズマ中の i 種の粒子と j 種の反応を起して強度が I に減少するとすると、

$$I = I_0 \exp \left(- \frac{1}{v_B} \int_l \sum_{ij} n_i(x) \langle \sigma v \rangle_{ij} dx \right) \quad (4-1)$$

となる関係がある。ここで n_i は i 種の粒子密度であり、 $\langle \sigma v \rangle_{ij}$ は j 種の反応断面積 $\sigma_j(v)$ にビーム

粒子と i 種の粒子との相対速度 v をかけて i 種の粒子速度分布関数 $f(v_i)$ について平均したものである。

ところで σ_j に関わる反応として荷電交換，イオンによる衝突電離，電子による衝突電離，不純物イオンによる電離がある。 $\langle \sigma v \rangle$ の粒子ビームの種類とかエネルギーに対する依存性は前々節表2-1 の例に示すごとく，ビームの種類とエネルギーに応じて依存性が相違しているので，ビームの種類とエネルギーを選ぶことにより電子とイオンの寄与を分離出来る。そして $v_B \gg v_i$ である場合，

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{ij}}{v_B} \approx \sigma_j(v_B) \quad (4-2)$$

と書けるので， j 種の反応のみを考えると，

$$n_i = \frac{1}{\sigma_j(v_B) l} \ln \frac{I_0}{I} \quad (4-3)$$

となる。またイオンと電子の電離の寄与が分離出来ない場合は他の測定から密度を求めてその寄与を差し引かねばならない。このように減衰法によればビーム軸上に沿ってのプラズマ密度の線積分値を求めることが出来る。本計測法はこれまでプラズマの主イオン（陽子，重陽子等）のイオン密度測定法として

$n_i l = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \sim 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の範囲のプラズマに対して用いられて来た^{1)~6)}。その他に電子密度，温度の測定に用いられた例^{5), 8), 9)}があるが現在は電子に対してミリ波干渉計，レーザー干渉計，レーザー散乱等の精度の高い計測器があるため，使われていない。

イオン密度測定法としてのプラズマ発生装置への適用例としてTFRトカマクでの測定法⁷⁾の概念図を図4-1に示す。ここで20~40 μA 相当の水素原子ビームをプラズマ中に注入し，プラズマを透過したビームをカーボンホイルでイオン化し，そのイオンをエネルギー分析器でプラズマから発生する中性粒子と分離することにより信号検出を行っている。そして減衰項をより詳細に評価するために電子密度をHCNレーザー干渉計から求め，また不純物は分光のデータを用いて求めることにより図4-2図に示すような陽子密度，実効電荷密度を求めている。

本計測法は電子及び不純物イオンの寄与を差し引くことにより主イオンの観測線上の平均密度が求められるわけであるが，この値の誤差は減衰量の測定から発生するものが5~10%，断面積に起因するものが $\pm 20\%$ 程度

図4-1 TFRにおける減衰法の概念図⁷⁾

あると考えられている¹⁰⁾。トカマク型装置等での核融合反応プラズマの生成のため、中性粒子入射法やイオンサイクロトロン波、低域混成波加熱によりプラズマを追加熱するとプラズマのイオンの速度分布関数は非常に複雑な非マクスウェル分布になり、高速の粒子の密度が増大するため、(4-1)式の $\langle \sigma v \rangle_{ij}$ の評価が難しくなる。そのため追加熱されたプラズマにおいて本計測法から主イオンの密度を求めることは非常に精度の悪い計測法になる。一方核融合反応プラズマの計

図4-2 TFRにおいて得られた陽子密度の半径方向分布
(a), 実効電荷数 Z_{eff} の半径方向分布
(b), ここで実線は Z_{eff} が一定の場合, 点線は酸素OとモリブデンMoはプラズマ中で一定の分布をしているとした場合である⁷⁾。

図4-3 原子ビームとの荷電交換による粒子計測法の概念図。

測を想定すると燃料となる重陽子, 三重陽子密度の空間分布の測定は燃焼制御上非常に重要であるので, なんらかの局所的な主イオン密度の測定法の開発が望まれている。

その方法の1つとしてプラズマ中に中性粒子ビームを注入するとともに, ビーム中に色素レーザー光を照射して, ビームと荷電交換した主イオンより発生した中性粒子を励起し, それからの発光を測定することにより, 主イオンの密度を求める方法が考えられる。このような手法に関連した計測法の詳細については7節を参照されたい。

4.2 中性粒子ビームとの荷電交換による粒子計測

プラズマの形状が大きくなると, プラズマ中の中性粒子密度が減少して, 高速中性粒子の発生率が減少するとともに, その中性粒子はプラズマ系外に出る前に再びイオン化され系外に出にくくなる。そのため受動的粒子計測法ではプラズマ中心部の情報が得られなくなる。また受動法は観測視線方向の平均量であるため, 局所的な情報は得られない。

これらの欠点を除くために図4-3に示すようなプラズマ中に中性原子ビームを注入することにより, 局所的に中性粒子密度を増加させ荷電交換反応を増加させる方法が用いられるようになって来た。この方式はこれまで

T-4^{13), 16)}, PLT¹⁵⁾, PDX¹⁸⁾ 及び種々のプラズマ発生装置^{11), 12), 14), 17)} で提案され、実機への適用によって、この測定法の有効性が確められた。TFTRのような大型装置への適用が計画されている¹⁹⁾。

ここでPDXで用いられている測定装置の概念図を図4-4に示す。PDXの下方に据付けられた15 keV 5Aのイオン源から出たイオンを中性化し、中性原子ビームとしてプラズマ中に注入し、磁気軸と垂直に据付けられた中性粒子分析器で荷電交換中性粒子を測定するものである。

ところで中性粒子分析器の i 番目に入る計数値 C_i^b は以下で与えられる。

$$C_i^b = F_i \varepsilon_s \varepsilon_D E_i \nu_0(E_i) n_+ q_+(E_i) e^{-\lambda_i} W / \sin \alpha \quad (4-4)$$

ここで F_i は i 番目の検出器の幾何学定数、 ε_s : ストリッピングセル効率、 ε_D : 検出器の感度、 $\nu_0(E_i)$: ビームによる中性粒子とイオンとの荷電交換の確率、 n_+ : イオン密度、 q_+ : イオンの分布関数、 λ : 電離に対する平均自由行程、 W : ビームの幅、 α : 測定視線とビームとのなす角、 C_i^b はビーム注入時の信号からビーム注入前の信号を差し引いて得られる値である。図4-5にPDXの受動法で得られたデータと本計測法で得られたエネルギースペクトルおよびイオン温度の時間変化を

図4-4 PDX トカマクで用いられた原子ビーム荷電交換法。¹⁸⁾

図4-5 PDX トカマクプラズマの中性粒子入射加熱時に得られた原子ビーム荷電交換法と高速中性粒子受動計測法により得られたエネルギースペクトル、およびイオン温度の時間変化の比較。¹⁸⁾

示す。ここで受動法で得られたイオン温度の方が大きい値を示しているのは図4-4からわかるようにビーム軸と視線との交点がプラズマ中心にないためである。本計測法で得たエネルギースペクトルはほぼ直線になっており、プラズマ中のイオンの分布関数はマックスウェル分布になっている直接の証明を与えた。またその結果PDX程度の大きさでは受動法で得たイオン温度は現実の値より小さくならないことがわかった。

この中性原子ビームとの荷電交換を用いた粒子計測法は核融合反応プラズマ中の α 粒子測定法としてもっとも有力な武器であると考えられている^{20)~23)}。現在考えられているイオン源を想定すると、下記の様な反応がある。

これらの反応過程は図4-6に示すように100 keV以上で急峻な減衰関数になっている。ところでDT反応で生成される α 粒子は3.5 MeVであるため荷電交換反応を起すためには図4-7に示す α 粒子とビームの相対速度 $\vec{V}_{\text{REL}}$ は100 keV以下にすることが望ましい。従ってその荷電交換の発生方向分布は図4-8に示すようになる。そのため α 粒子測定法は図4-9のような注入ビーム軸とわずかにずらした角度で測定する方法が考えられている。同時にこの時 ${}^4\text{He}^0$ の出す光のドップラー幅を測定することにより ${}^4\text{He}^0$ の速度分布を求めることも考えられているが、プラズマから発生する制動輻射光と重な

図4-6 ${}^4\text{He}^{++}$ の ${}^3\text{He}^0$ (I), H_2^0 (II), Li^0 (III) に対する2重荷電交換反応による中性化断面積。

図4-7 速度空間の概念図。大きな円は α 粒子の分布の境界を表わす、そして小さな円は測定限界の大きさを表わす。²⁰⁾

図4-8 注入ビームに対する α 粒子の中性化の $\langle \sigma v \rangle$ の角度依存性。
実線が ${}^3\text{He}^\circ$ を点線が H_2° に対する反応を表わす。²⁰⁾

図4-9 α 粒子計測法の概念図。²⁰⁾

るので、粒子測定で必要とするビーム強度より強力なイオン源が必要となる。 ${}^4\text{He}^\circ$ のエネルギー分析は荷電交換中性粒子エネルギー分析器を適用できるが、 ${}^4\text{He}^\circ$ のイオン化をガストリッピングの代わりにフォイルを用いたストリッピング方式で行うことにより、イオン化効率を90%にまで高めることができる。

注入ビームのエネルギーは、DT反応の場合 α 粒子は3.5 MeVであるため、880 keV/amuが必要とされる。そのため H_2° 、 ${}^3\text{He}^\circ$ 、 Li° に対してそれぞれ1.8 MeV、2.6 MeV、6 MeVのエネルギーが必要となる。ところで臨界条件で予想される α 粒子密度 $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ で、測定領域のビーム粒子密度は $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ が必要であるとされている。MeV領域になると正イオンの中性化効率は 10^{-4} 程度になるため正イオン源を用いる場合電流容量はアンペアオーダーが必要となる。そのため現在負イオン源を用いた中性粒子ビーム源の開発研究が行われている。 ${}^3\text{He}$ を通常ガスセルによる中性化で生成するとほとんどが準安定状態に入ってしまう、プラズマ中に注入すると表面でイオン化してしまうため、 He^- の自動電子離脱を用いることにより ${}^3\text{He}^\circ$ ビームを作ることが提案されている²³⁾。

α 粒子計測は現在まだ、その方式の検討がなされている段階で、荷電交換を用いた粒子計測法がもっとも有望であることが確認^{22), 23)}され、その開発研究の基本方針が決って来たところであり、まずは負イオン源を用いたMeV領域の中性粒子源の開発が望まれている。

4.3 中性粒子ビーム散乱法

受動粒子計測法の欠点を補う方法として, 中性粒子ビームをプラズマ中に注入し, プラズマ粒子との衝突により運動量の移行を受け, ある角度にエネルギーの広がりをもって出て来るビームを測定することによりプラズマ中のイオンの分布関数を求める方式がある^{24), 25)}。

図4-10に示すように粒子ビームのエネルギー E , その質量 m_1 とすると散乱角 θ に来るビームのエネルギー分布は

$$\rho(v'_1) = n_1 \frac{b^2}{q} \int f(v_2) \sigma(u, x) d^2 u_{\perp} \quad (4-8)$$

となる。ここで n_1 はプラズマ中のイオン密度, $b = 1 + \frac{m_1}{m_2}$, m_2 イオンの質量, x は重心系における散乱角, σ は散乱断面積, $q = v_1 - v'_1$, v_1 は注入ビームのエネルギー, v'_1 は散乱後のビーム粒子の速度, $f(v_2)$ はイオンの速度分布関数である。

u は粒子ビームの速度とプラズマイオンとの相対速度である。ここで $f(v_2)$ がマックスウェル分布をし, $v_2 \ll v_1$ の場合プラズマ中のイオン温度と散乱スペクトル $\rho(v'_1)$ の半値幅との関係から,

$$T_i = \left(\frac{\Delta E}{4\theta} \right)^2 \frac{m_2}{E \ln 2 m_1} \quad (4-9)$$

が得られる。

この方式の有効性は E. A. Aleksandrov^{26), 27)} によってソ連の T-4 トカマクにおいてはじめてプラズマ測定で確認された。T-4 で得られた散乱スペクトルを図4-11に示す。ここではエネルギー 8 keV, 粒子源容量はプラズマ中心部で 10-30 mA/cm² の等価の He⁰ ビームにより, 散乱角 9° で測定が行われた。

本測定法において散乱強度と散乱角の関係は逆比例になっており, 散乱角が 1° 減少すると約 10

図4-10 中性粒子ビーム散乱法の原理図。

図4-11 T-4 で得られた散乱スペクトル図²⁶⁾

スペクトル1は散乱角0度でのビームプロファイル, スペクトル2は散乱角9度でのガス散乱によるプロファイル。スペクトル3はプラズマイオンによる散乱散乱プロファイルでイオン温度が 210 eV に対応する。

倍散乱強度が強くなる。しかし散乱角の減少は空間分解能を悪くし、散乱スペクトルのエネルギー広がり小さくするように働く。従って散乱角、粒子源の容量はこれらのバランスで決定されることとなる。また散乱強度のエネルギー依存性はエネルギーの増大と逆比例であり、プラズマの突き抜け量は正比例の関係であるため、測定系の最適な加速エネルギーは散乱強度、突き抜け量、イオンビームの中性化効率の三つの項目の積が最大になる値から決定できる。

プラズマ中にはプラズマの主イオンの他に不純物イオンが存在するため、計算上から不純物の酸素、炭素等のイオンとの散乱により主イオンの散乱スペクトルがひずむことが予想されたが、ビーム粒子の不純物イオンの電離を考慮すると現在のトカマク装置で許容される不純物イオンの濃度の数%では散乱スペクトルは乱されないことが実験的に証明されている³⁰⁾。

この方式はトカマク型装置で核融合反応の臨界条件の達成を目指している JET, JT-60 において計画されている。JT-60 においては図4-12に示すようにプラズマの直径が1.9 mと従来の装置と比較して

図4-12 JT-60 トカマクの中性粒子ビーム散乱法システム構成図。注入ビーム種 He, エネルギー 200 keV, イオン源容量 3.5 A, 測定散乱角 7°。測定エネルギーチャンネル 48。

非常に大きくなっているため, プラズマ中心部まで中性粒子ビームを入れるのに, これまでなかった高エネルギー, 大容量のイオン源が必要とされ, 加速エネルギー 200 keV, 電流容量 3.5 A というイオン源の開発がなされている³¹⁾。

参 考 文 献

- 1) H. P. Eubank, P. Noll, and F. Tappert : Nucl. Fusion 5 (1965) 68.
- 2) V. V. Afrosimov, B. A. Ivanov, A. I. Kislyakov and M. P. Petrov : Sov. Phys.-Tech. Phys. 11 (1966) 72.
- 3) V. V. Afrosimov, B. A. Ivanov, A. I. Kislyakov and M. P. Petrov : Sov. Phys.-Tech. Phys. 11 (1966) 63.
- 4) A. I. Kislyakov and M. P. Petrov : Sov. Phys.-Tech. Phys. 15 (1971) 1252.
- 5) N. Inoue : J. Phys. Soc. Jpn. 32 (1972) 1095.
- 6) E. L. Berezovskii, A. I. Kislyakov and E. A. Mikhailov : JETP Lett 19 (1974) 166.
- 7) TFR Group : EUR-CEA-FC-957 (1978).
- 8) V. V. Afrosimov, I. P. Gladkovski and A. I. Kislyakov : in *Eighth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Vienna (1967) p. 514.
- 9) N. I. Alinovsky, Ju. E. Nesterikhin and B. K. Paktusov : in *Eighth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Vienna (1967) p. 515.
- 10) A. I. Kislyakov and L. I. Krupnik : Sov. J. Plasma Phys. 7 (1981) 478.
- 11) V. V. Afrosimov, M. P. Petrov and V. A. Sadovnikov : JETP Lett. 18 (1973) 300.
- 12) M. Brusati : Nucl. Fusion 17 (1977) 144.
- 13) V. V. Buznkin, V. A. Vershkov, Yu. N. Dnestrovskij, et al. : *Proc. of the Seventh Inter. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research*, Innsbruck, Vol 1 (1978) 287.
- 14) O. Vollmer, A. Elsner and J. Junker : IPP4 / 172.
- 15) H. P. Eubank : in *Collected Abstracts on Particle Beam Diagnostics System*, RPD L Report No. 79-8, Rensselaer Polytechnic Institute, 1979.
- 16) V. V. Afrosimov, E. L. Berezovskii, A. B. Izvozchikov and M. P. Petrov : Sov. J. Plasma Phys. 6 (1980) 133.
- 17) H. J. B. M. Brocken : Rijnhuizen Report 81-137.

- 18) S. L. Davis, D. Mueller and C. J. Keane : Rev. Sci. Instrum. **54** (1983) 315.
- 19) R. Kaita and S. S. Medley : PPPL-1582.
- 20) D. E. Post, D. R. Mikkelsen, R. A. Hulse, L. D. Stewart and J. C. Weisheit : PPPL-1592.
- 21) L. R. Grisham, D. E. Post, J. C. Weisheit, H. P. Eubank, D. R. Mikkelsen and L. D. Stewart : PPPL-1661.
- 22) U. Schumacher and Springmann : IPP 1 / 215.
- 23) 佐藤浩之助, 笹尾真実子 : プラズマ研便り **1** (1984) No. 8, p. 1.
- 24) V. G. Abramov, V. V. Afrosimov, I. P. Gladkovski, A. I. Kislyakov and V. I. Perel : Sov. Phys.-Tech. Phys. **16** (1972) 1520.
- 25) H. M. Mayer : IPP IV / 80 (1975).
- 26) E. V. Aleksandrov, V. V. Afrosimov, E. L. Berezovskii, A. B. Izvozchikov, *et al.* : JETP Lett **29** (1979) 1.
- 27) E. L. Berezovskii, A. I. Kislyakov, S. Ya. Petrov, and G. V. Kislyakov : Sov. J. Plasma Phys. **6** (1980) 760.
- 28) H. J. B. M. Brocken and H. W. Van der Ven : IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-9** (1981) 92.
- 29) G. H. J. Notermans, H. W. Van der Ven and H. J. B. M. Brocken : Rijnhuizen Report 82-140.
- 30) H. Takeuchi, T. Matsuda, T. Nishitani, M. Shiho, C. Konagai, H. Kimura and H. Maeda : Jpn. J. Appl. Phys. **22** (1977) 1717.
- 31) T. Itoh, *et al.* : *Proc. 4th Intern. Symp. on Heating in Toroidal Plasma*, Roma, Italy, (1984) 1081.

5. 重イオンビームプローブ法

5.1 まえがき

重イオンビームプローブ法は、一般にプラズマ中に1価の重イオンビームを入射し、プラズマとの原子過程での相互作用（主として電子衝突イオン化反応）によって2価、あるいはそれ以上の荷電数をもって飛び出してくる二次イオンビームの強度、エネルギー、あるいは運動量から、プラズマの種々のパラメーターを測定するものである。特に空間電位を、直接、かつ局所的に測定できる唯一の方法として、近年急速に開発が進められてきた。この方法は、最初に米国で、R. L. Hickok と F. C. Jobses によって1 MeV以上のエネルギーの H_2^+ ビームを入射し、プラズマとの衝突によって解離して飛び出してくる H^+ イオンの量から、プラズマ密度及び密度揺動を測定することから始まった^{1)~3)}。その過程で、よりエネルギーの低い領域で利用できる重イオンビームが提案され、プラズマ電位の測定も可能であることが示唆された⁴⁾。いわゆる閉じ込め装置に適用されたのは、タリウムイオンビーム (Tl^+) を用いてSTトカマクの空間電位、密度揺動を測定した例が最初である^{5)~6)}。エルモバンピートーラス (EBT) では二次元の空間電位分布が測定され、注目された^{7)~8)}。以後、ナゴヤバンピートーラス (NBT)^{9)~10)}、タンデムミラー (TMX)^{11)~12)}、トカマク (ISX-B)¹³⁾ 等で次々に利用されるようになり、局所的な空間電位測定法として確立された。わが国においても、これらと独立に、中型あるいは小型装置で開発されてきた。ガンマー6における負イオン (Au^-) ビームプローブ¹⁴⁾ や、大阪市大で開発された小型重イオンビームプローブ^{15), 16)} などがある。エネルギーアナライザー等に特色があるが、いずれも測定原理は全く同じである。又、重金属中性粒子ビームを入射する方法もあるが、ここでは一価のアルカリイオンビームを用いたプラズマ中の空間電位測定を中心に解説する。

5.2 測定の原理と装置の構成

エネルギー V_0 の重イオンビーム R^+ をプラズマ中に入射する。プラズマ中のある点 r_i で電子衝突によるイオン化がおけると、多価 ($+Ze$) になった二次イオンビーム R^{+Z} はラーモア半径が小さくなり、入射ビームと異なる軌道を描いてプラズマの外へ飛び出してくる。イオン化反応が起きた点の空間電位を $\phi(r_i)$ とすると、二次イオンビームのエネルギー V_s は

$$V_s = V_0 + (Z-1)e\phi(r_i) \quad (5-1)$$

となり、入射ビームエネルギーと比べて $(Z-1)e\phi$ だけエネルギーが増加して出てくる。したがってこのエネルギーの変化分を測定すれば空間電位 $\phi(r_i)$ が得られる。この時、二次イオンの軌道は、イオン化反応のおこった位置 r_i によってすべて異なるため、測定は局所的であり、イオンビーム入射は連続的にできるので、時間分解可能である。

二次イオンビームの強度は、入射ビーム強度と、プラズマ中でおこるイオン化反応の頻度に比例する。入射イオンビームの電流 I_p を

$$I_p = n_b e v_b A \quad (5-2)$$

とする。ここで n_b , v_b はビームの粒子密度, および速度であり, A はその断面積である。二次ビーム電流 I_s は,

$$I_s = Ze n_b n_e \langle \sigma(v_r) v_r \rangle_i A l \quad (5-3)$$

となる。ここで n_e は観測点のプラズマ密度, $\sigma(v_r)$ は電子衝突イオン化断面積, v_r は電子とイオンビームとの相対速度である。また l は観測している領域での入射ビーム方向の長さで, 実際には磁場の構造から決まるビームの軌道と, エネルギーアナライザーの入口スリットの幅とで決まり, 空間分解能の目安である。したがって, エネルギーアナライザーに到達する二次ビームの電流は,

$$\begin{aligned} I_s &= I_p Z n_e l \langle \sigma(v_r) v_r \rangle_i / v_b \\ &= I_p Z n_e l \sigma_{\text{eff}} \end{aligned} \quad (5-4)$$

となって, n_e と, 実効的な断面積 $\sigma_{\text{eff}} \equiv \langle \sigma(v_r) v_r \rangle_i / v_b$ を通じて T_e の関数になる。例として 10 kV, 10 μA のセシウムイオンビーム (Cs^+) を入射した場合, $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 100 \text{ eV}$, $l = 0.5 \text{ cm}$ とすると, $I_s \sim 60 \text{ nA}$ となる。プラズマ密度が高い場合や, プラズマ半径が大きい場合には入射ビームの減衰が無視できなくなり, この評価を取り入れなくてはならないが, これについては後でふれることにする。

次に, 標準的な例として, NBT-1M で用いられているシステム¹⁰⁾ (図5-1) を中心に, 具体的な装置の構成を概説する。熱放出型イオン源から引き出されたイオンビームは集束レンズ系を通して直径5~10 mmのビーム径でプラズマ中に入射される。途中にある平行平板を用いてビームを変調し, 位相同期検波することによってS/N比を上げることができる。又, スweepプレートはビームの入射角を変えるために用いる。プラズマ中でイオン化された二次ビームは平行平板型エネルギーアナライザーに到達し, エネルギー分析される。入射ビームのエネルギーと, sweep角とによって, 観測点が局所的に決まるので, これらの二つのパラメータを変えることによって, プラズマ断面にわたって二次元

NBT-1M HEAVY ION BEAM PROBE

図5-1. 重イオンビームプローブ装置概念図 (NBT-1M)。¹⁰⁾

的に観測することができる。このような二次元の観測点を上記の二つのパラメータで表わしたものはグリッドマップと呼ばれ、NBT-1Mの例をとれば図5-2のようになる。グリッドマップの構造は、磁場構成、入射ビームの原点、およびエネルギーアナライザーの位置で完全に決まり、磁場強度によらない。ここではビームのエネルギーは、スイープ角 0° で入射したビームが直接エネルギーアナライザーに到達するようなエネルギー W_0 で規格化している。 W_0 は磁場強度とイオン種によって異なる。NBT-1Mでは、18GHzマイクロ波を用いる標準的磁場強度($B_0=0.4\text{ T}$)の場合、セシウムビーム(Cs^+)に対して $W_0=2.52\text{ keV}$ である。バンピートラスでは、プラズマの存在する領域での磁場強度の変化が大きいのでグリッドマップがかなりゆがんでいるが、タンデムミラーの中央部や、トカマクでは、より直交に近いグリッドマップが得られる。

エネルギーアナライザーは、図5-3のような平行平板型静電エネルギーアナライザーと、スプリットプレートと呼ばれる2枚の検出板の組み合わせを用いる。基本的なデザインはG. A. ProcaとT. S. Green^{17), 18)}によってなされたもので、ビーム入射角の設定と、入口スリットと検出板の位置が重要な要素である。入射ビームは電場で曲げられて2枚の検出板に達する。この時、2枚の検出板のイオン電流が等しくなるような V_a (静電エネルギーアナライザーにかける電位)の値から、ビームのエネルギーが

図5-2. 観測点を定めるグリッドマップ。¹⁰⁾

図5-3. 平行平板型エネルギーアナライザーの概念図。¹⁰⁾

正確に求められる。ビームエネルギーの微小な変化は2枚の検出板の差信号として現われるが、一般に入射角のわずかな変化が飛程に影響するので、これが停留点となるように、次のようにして入射角と検出板の位置を決める。図5-3のアナライザーで、 V_s のエネルギーをもつ二次ビームが入射角 θ で入射するとしよう。入口スリットから検出板までの飛程 x は、

$$x = (V_s/V_a)d \sin 2\theta + y \cot \theta \quad (5-5)$$

となる。入射角 θ の微小な変化に対して、 x が変化しないという条件、 $\partial x / \partial \theta = 0$ から、

$$y = 2A_g d \cos 2\theta \sin^2 \theta \quad (5-6)$$

で表わされる一次の焦点面が決まる。ここで $A_g \equiv V_s/V_a$ で、アナライザーのゲインと呼ばれる。さらに $\partial^2 x / \partial \theta^2 = 0$ から二次の焦点が存在し、 $\theta = 30^\circ$ が得られる。この時、微小な入射角の変化に対して、測定されるエネルギーの誤差が最少になる。これが 30° 入射型平行平板静電アナライザーの基本概念である。実用的には、二次ビームの入射角がプラズマ中の観測点によりかなり変化するので、より広い範囲で入射角の変化に対してエネルギーの誤差が小さくなるように、焦点の条件がゆるめられ、 $\theta = 32^\circ$ 程度に対応する特性をもつようにする場合が多い¹⁹⁾。この様子を示したものが図5-4である。ここで γ は

$$\gamma = y / 2A_g d \cos 2\theta \sin^2 \theta \quad (\theta = 30^\circ) \quad (5-7)$$

で定義され、 $\gamma = 1$ の時二次の焦点が存在する。

V_{er} は入射角の変化に対して測定されるエネルギーの誤差である。 γ を適当に選べば、 $\Delta\theta = \pm 5^\circ$ 程度の範囲内で V_{er} は小さくとることができる。実際には、検出板の位置を微調整できるようにしておき、実験的に $V_{er}/V_a - \theta$ の特性をおさえるのがよい。このように設計したアナライザーの利点は、ビームのエネルギー、あるいはスイープ角を変化させて、観測点を変化させた場合にも、アナライザーを回転する必要がなくなり、微小な補正 V_{er} によって正しい値を得ることができることである。 $V_{er}/V_a - \theta$ の曲線は、入射角の変化に伴ってアナライザーのゲイン A_g が変化すると考えることもでき、²⁰⁾
 $A_g(\theta) - \theta$ の曲線で表現される場合もある。図5-4. アナライザーへのビーム入射角の変化による電圧誤差。¹⁹⁾

図5-4. アナライザーへのビーム入射角の変化による電圧誤差。¹⁹⁾

5.3 空間電位の測定

図5-5に測定回路系のブロック図を示す。空間電位の測定には二つの方法がある。一つはフィードバックループを用いて、検出板の差信号をアナライザーの電圧 V_a に帰還させ、その差信号が0になるような V_a を入射ビームエネルギー V_0 と比較することによって、ビームエネルギー変化分、すなわち空間電位を求める方法である。これは時間応答が遅くなるが、精度のよい測定ができるので、EBT, NBTなどの定常プラズマの測定に適している。図5-6はNBT-1Mの測定例で、ビームのエネルギーを変化させ、グリッドマップ上のスイープ角 0° の線に沿って半径分布を測定したものと、スイープ角を変えて、二次元の空間電位分布を求めたものである²¹⁾。

他の一つは、OFF LINE PROCESS, 又はOPEN LOOPと呼ばれ、エネルギーアナライザーの電圧は固定し、2枚の検出板の差信号から直接二次ビームのエネルギー変化を求める方法である。この換算はアナライザーの幾何学的寸法から計算によって求められ²²⁾、検出板の差信号と和信号の比、アナライザーの電圧等に比例する。TMXやISX-Bにおける測定、またNBT-1Mでも過渡現象の測定(たとえばICHパルス印加時²³⁾など)にはこの方法が用いられている。図5-7にTMXの測定例を示す。この場合、ビームは

図5-5. 空間電位測定の回路概念図。¹⁰⁾

図5-6. 空間電位測定例 (Feed Back Loop)。²¹⁾

250 Hz でスイープされており、2 ms ごとにグリッドマップのエネルギー一定の線に沿って空間スキャンされていることになる。

測定値に対する誤差の評価は、それぞれの実験条件でも異なるので、ここでは詳しく述べないが、次のような点はこの方法に固有の問題で、十分注意する必要がある。まず、プラズマ中の観測点はイオンビームの軌道計算から正確に決まると述べたが、プラズマのベータ値が無視できない場合や、空間電位がビームエネ

図 5-7. 空間電位測定例 (Open Loop)。¹¹⁾

ルギーと比べて無視できない場合には、一次ビームの軌道がこれらによってゆがめられ、観測点の不確定が生じる。また有限の観測体積部分から様な二次ビームがアナライザーに達することを仮定しているのも、もしこの体積内でプラズマの密度勾配などが無視できないと、測定値に誤差が生じることになる。

重イオンビームプローブは、空間電位の測定に最も有効性を発揮するが、入射イオンビームとプラズマとの原子過程の反応を利用しているのも、その他いくつかの物理量を測定することができる。二次ビームの強度は、電子密度に比例し、イオン化の断面積を通じて電子温度の関数でもあるので、この断面積の電子温度依存性が異なる2種類のイオンビームを用いたり²⁴⁾、2価と3価の二次ビームを検出することによって²⁰⁾、プラズマ密度、電子温度の空間分布を独立に求めることができる。また二次ビームの強度が十分あれば、密度揺動と、ポテンシャル揺動との位相差を測定する²⁵⁾ことによって、プラズマの拡散に関連する揺動を調べることもできる。その他にも、二次ビームの運動量の変化から、プラズマ電流によるポロイダル磁場を測定する試みもある²⁶⁾。

5.4 比例則と大型装置への適用

大型装置への適用を考える場合、必要とされるビームのエネルギーと、ビームの減衰との2点が重要な要素になる。ビームのエネルギーは磁場によるイオンの回転半径が装置の大きさより大きく、磁場を横切って外に飛び出してくるのに十分な大きさが必要である。与えられた磁場 B に対して、1 価の入射ビームが直接アナライザーに到達するようなエネルギー W_0 を考える。

$$W_0 = \frac{1}{2} M v_b^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2 B^2 R^2}{M} \quad (5-8)$$

とおくと、 R は実効的な回転半径と考えることができる。 W_0 の大きさは、イオンの質量 M に逆比例し、 $B^2 R^2$ に比例し、電荷 q の二乗に比例する。したがって2 価のビームが同じ軌道を描いてアナライザーに

図 5-8. ビームエネルギーと減衰の比例則。²⁷⁾

到達するためには $4 W_0$ のエネルギーが必要になる。すなわち磁場の存在する空間全体でスキャンするために必要なビームのエネルギーの目安は W_0 から $4 W_0$ ということになる。1 価から直接 3 価になる反応を用いると、 $9 W_0$ までのエネルギーが必要となる。図 5-8 (a) は W_0 の値を (BR) の関数として種々のイオンに対して表わしたものである²⁷⁾。 R の値は、磁場構成や、アナライザーの位置によって変化するが、一般に磁場の存在する領域の特徴的な長さである。装置が大型化すると、 B , R 共に増大するので、必要なビームのエネルギーは急激に増大することになる。中性粒子ビームを用いるのは一つの方法で、ビームエネルギーはかなり小さくてすむようになる。但し、エネルギーの低い中性粒子ビームは減衰が大きいので、対象とするプラズマによっては適当でない場合もある。次に減衰の評価を簡単にしてみよう。ビームは主として電子によるイオン化によって減衰をうける。イオン化の平均自由行程 λ_{ion} は

$$\lambda_{\text{ion}} = \frac{v_b}{n_e \langle \sigma(v_r) v_r \rangle} \propto \frac{\sqrt{W_0}}{n_e} \frac{1}{\langle \sigma(v_r) v_r \rangle_i} \quad (5-9)$$

と表わされる。したがって n_e が増加すると、これに伴って W_0 をある程度以上にとらないとビームは減衰してしまう。1 価の種々のアルカリイオンが 2 価に電離される断面積から計算した平均自由行程を図 5-8 (b) に示す。ここでは $W_0 = 10 \text{ kV}$ として計算しており、エネルギーに対しては $\sqrt{W_0}$ に比例して増加する。中性粒子ビームの場合は、電離の断面積が 1 価のイオンに比べて 1 桁程度大きいこと、同じ程度の軌道をとった時のエネルギーが小さいことにより、平均自由行程はイオンビームに比べて $1/10 \sim 1/20$ となり、減衰の問題がきびしい。これらの選択は、対象とする装置の大きさや磁場構成、プラズマのパラメーター等を含めて、総合的に判断する必要がある。いずれにしても、大型装置では相当に大がかりなシステムになることは避けられない。

参 考 文 献

- 1) R. L. Hickok : Rev. Sci. Instr. **38** (1967) 142.
- 2) F. C. Jobes and R. L. Hickok : Rev. Sci. Instr. **38** (1967) 928.
- 3) F. C. Jobes, J. F. Marshall and R. L. Hickok : Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 1042.
- 4) F. C. Jobes, R. L. Hickok : Nuclear Fusion **10** (1970) 195.
- 5) R. L. Hickok and F. C. Jobes : U. S. Air Force Office of Scientific Research No. TR-72-0018, 1972.
- 6) J. C. Hosea, F. C. Jobes, R. L. Hickok and A. N. Dillis : Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 839.
- 7) P. L. Colestock, K. A. Connor and R. L. Hickok : Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 1717.
- 8) F. M. Bieniosek, P. L. Colestock, K. A. Connor, R. L. Hickok and S. P. Kuo : Rev. Sci. Instr. **51** (1980) 206.
- 9) H. Iguchi, F. M. Bieniosek, K. Takasugi and NBT Group : *Proc. Workshop on Ambipolar Potential Formation and Control in Bumpy Tori and Mirrors*, Oak Ridge, 1981 (ORNL, Oak Ridge) p. 155.

- 10) K. Takasugi, H. Iguchi, M. Fujiwara and H. Ikegami : Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) 364.
- 11) G. A. Hallock, R. L. Hickok, R. S. Horraday, W. C. Jennings and K. Saadatmand : *Proc. Workshop on Ambipolar Potential Formation and Control in Bumpy Tori and Mirrors*, Oak Ridge, 1981 (ORNL, Oak Ridge) p. 85.
- 12) E. B. Hooper, Jr., G. A. Hallock and J. H. Foote : Phys. Fluids 26 (1983) 314.
- 13) G. A. Hallock, et al. : *Proc. 11th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Aachen, part II, (1983) p. 73.
- 14) K. Ishii, K. Awaza, H. Utsuno, Y. Watanabe, M. Tomishima, T. Kawabe and S. Miyoshi : *Proc. 3rd APS Conf. on Diagnostics of High Temperature Plasmas*, Los Angeles, (1980) p. 98.
- 15) I. Katsumata, Y. Sakai and T. Oshio : *Proc. Int. Conf. on Plasma Physics*, Vol. I (Nagoya, 1980) p. 352.
- 16) Y. Nakagawa and Y. Matsukawa : Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 393.
- 17) T. S. Green and G. A. Proca : Rev. Sci. Instr. 41 (1970) 1409.
- 18) G. A. Proca and T. S. Green : Rev. Sci. Instr. 41 (1970) 1778.
- 19) F. M. Bieniosek : *Design of a Heavy Ion Beam Probe Diagnostic System for EBT*, M.S. Thesis Rensselaer Polytechnic Institute, 1977.
- 20) P. M. Schoch : *Space Potential, Temperature and Density Profile Measurements on Rentor*, Ph. D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, 1983.
- 21) K. Takasugi : J. Phys. Soc. Japan, 53. (1984) 2546.
- 22) G. A. Hallock : *Radial Space Potential Measurements in the Central Cell of the Tandem Mirror Experiment with a Heavy Ion Beam Probe*, Ph. D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, 1982.
- 23) T. Shoji, et al. : *Proc. 4th Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas*, vol. I (Rome, 1984) p. 413.
- 24) R. E. Reinovsky, J. C. Glowienka, A. E. Seaver, W. C. Jennings and R. L. Hickok : IEEE Trans. Plasma Science, PS-2 (1974) 250.
- 25) J. C. Glowienka, W. C. Jennings and R. L. Hickok : Appl. Phys. Lett. 28 (1976) 485.
- 26) G. Tanetti : *Proc. 11th European Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics*, Aachen, part II . (1983) p. 77.
- 27) H. Iguchi, K. Takasugi, and NBT group : *Proc. Course and Workshop on Diagnostics in Fusion Reactor Conditions*, Varenna, vol. II (1982) p. 295.

6. 中性粒子ビームプローブ分光法

6.1 まえがき

中性粒子ビームをプラズマに入射し、入射粒子ビームからの発光及びビーム粒子との相互作用で生成される粒子からの発光を測定することで、プラズマ内部の情報（プラズマパラメータのみならずプラズマ中の電磁場も含めて）を得る手法を、中性粒子ビームプローブ分光法という。従ってこの方法により得られる物理量は入射粒子ビーム系と、受光系で決まる局所的な値である。実験に際しては、測定に十分な受光量を得ることが必要であり、これは、測定対象のプラズマパラメータ、発光粒子の密度、発光機構等に依存する。以下、入射粒子ビーム及び発生する粒子の密度、それらの発光機構について述べた後、最近までに行われた実験のいくつかを述べる。

6.2 プラズマ中での入射粒子ビーム及び発生する荷電交換粒子の密度

この節及び次節では、とくに断らないかぎり、水素プラズマを対象とし、入射粒子ビームは水素原子とする（プラズマ及び入射ビームの色々な種類の組合せが可能であり、他の場合に以下の記述を拡張するのは容易である）。またプラズマ中に含まれている不純物についても、とくに断らないかぎり無視して考える。

プラズマ中を運動する中性粒子(H_n)はプラズマ粒子(イオン H_p^+ 、電子 e^-)と、以下のような衝突反応を起す。

()内はそれぞれの反応断面積を表す。これらの反応断面積は反応に寄与する粒子間の相対速度の関数である。

図6-1～6-3に中性粒子が水素、ヘリウム、リチウムの場合の各々の断面積を、エネルギーの関数として

図6-1. 各種衝突断面積のビームエネルギー依存性 ($H^0 + H_p^+$)。

図 6-2. 各種衝突断面積のビームエネルギー依存性 ($\text{He}^0 + \text{H}_p^+$)。

示す。電子衝突電離の断面積は、プラズマ中の電子がマックスウェル分布をしているとして、分布で平均した実効断面積 ($\langle \sigma_{ei} v_e \rangle / v_b$) が示されている。これらの断面積は、使用するビームの種類、及びエネルギーが決まっている場合、対象とするプラズマの領域の上限を決めるものとして、又逆に、対象とするプラズマパラメータを指定した場合、使用出来るビームの種類及びエネルギーを決めるものとして重要である。たとえば $\sigma = 10^{-14} \text{ cm}^2$ の場合、外部からプラズマに入射されたビームの密度は、 $n_p l \simeq 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 進んでほぼ e^{-1} となる ($n_p = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ で $l = 20 \text{ cm}$, $n_p = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ で $l = 2 \text{ cm}$)。ビームプローブ分光法ではプラズマ内部からの情報を光検出により行うので、入射ビームが

プラズマ断面にわたって完全に通過しなくても、極端な場合にはビームのほとんどすべてがプラズマ中で消滅してしまっても、光の検出が可能な場所までの測定は可能である。図に示された断面積から、どのような物理量が、ビームプローブ分光法により測定可能かも判る (たとえば、荷電交換反応が大きな断面積を示すエネルギーのビームを用いれば、発生する荷電交換粒子からの発光より、プラズマのイオン温度の情報を得ることが出来るというように)。

プラズマ中の中性粒子の分布関数 $f_n(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ は、プラズマ粒子との相互作用を (6-1) ~ (6-3) 式と

図 6-3. 各種衝突断面積のビームエネルギー依存性 ($\text{Li}^0 + \text{H}_p^+$)。

とする場合、次のボルツマン方程式で記述される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} f_n(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} f_n(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = & \sum_m f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \int f_m(\mathbf{x}, \mathbf{v}', t) \cdot \sigma_{ct}(|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|) \cdot |\mathbf{v}' - \mathbf{v}| \cdot d\mathbf{v}' \\ & - \sum_j \sum_k f_n(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \int f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}', t) \cdot \sigma_k(|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|) \cdot |\mathbf{v}' - \mathbf{v}| \cdot d\mathbf{v}'. \end{aligned} \quad (6-4)$$

m はプラズマ中の中性粒子（入射ビーム及び荷電交換粒子）についての和である。 j はイオン及び電子についての和であり、 $f_e(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$, $f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ はそれぞれ電子、イオンの分布関数であり、 k は(6-1)～(6-3)の反応についての和を意味する。右辺第1項は荷電交換反応による中性粒子の生成項を、右辺第2項は、(6-1)～(6-3)の反応による消滅項を示す。以下、対象とするプラズマの時間変化はゆるやかで($f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \rightarrow f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v})$)かつ、(6-4)式の左辺第1項は第2項に較べて小さい($|\frac{\partial}{\partial t}| \ll |\mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}}|$)として無視する。つまり定常状態を考える(ほとんどの実験において、かなり良い近似である)。この場合(6-4)式を再記述すれば

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} f_n(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = & \sum_m f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \int f_m(\mathbf{x}, \mathbf{v}') \cdot \sigma_{ct}(|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|) \cdot |\mathbf{v}' - \mathbf{v}| \cdot d\mathbf{v}' \\ & - \sum_j \sum_k f_n(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \int f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}') \cdot \sigma_k(|\mathbf{v}' - \mathbf{v}|) \cdot |\mathbf{v}' - \mathbf{v}| \cdot d\mathbf{v}' \end{aligned} \quad (6-5)$$

である。 j 種粒子の分布関数 $f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ は規格化された速度分布関数 $f_{j0}(\mathbf{v})$ ($\int f_{j0}(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = 1$)及び密度 $n_j(\mathbf{x})$ の積として表わされる。

$$f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = n_j(\mathbf{x}) \cdot f_{j0}(\mathbf{v}) \quad (6-6)$$

プラズマ中での入射粒子ビームの密度 $n_b(\mathbf{x})$ は、ビームエネルギーが $E_b (= \frac{1}{2} m_b v_b^2)$ の場合、(6-5)式に、

$$f_n(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = n_b(\mathbf{x}) \cdot \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_b) \quad (6-7)$$

を代入し、速度空間で積分することにより、次式のように求まる。

$$v_b \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} n_b(\mathbf{x}) = - \sum_j \sum_k n_b(\mathbf{x}) \cdot n_j(\mathbf{x}) \int f_{j0}(\mathbf{v}') \cdot \sigma_k(|\mathbf{v}' - \mathbf{v}_b|) \cdot |\mathbf{v}' - \mathbf{v}_b| \cdot d\mathbf{v}' \quad (6-8)$$

ここで(6-5)式右辺の第1項からの寄与は小さいので無視してある。対象とするプラズマの電子及びイオンは、マックスウェル分布しているとしよう。通常のビームプローブ実験では

$$v_{th,i} \ll v_b \ll v_{th,e} \quad (6-9)$$

の条件がほぼ成り立っている。ここで $v_{th,i}$, $v_{th,e}$ はイオン及び電子の熱速度である。このような場合、ビーム入射方向を x 軸に選べば(6-8)式は、

$$n_b(x) = n_0(0) \exp \left[-\sigma_{ei}^{eff} \int_0^x n_e(x') dx' - (\sigma_{ct} + \sigma_{ii}) \int_0^x n_i(x') dx' \right] \quad (6-10)$$

と表わされる。ここで $n_0(0)$ は、プラズマ表面での入射ビームの密度であり、 σ_{ei}^{eff} は次の様に定義され

る電子衝突電離の実効反応断面積であり, 電子温度の関数である。

$$\sigma_{ei}^{eff} = \frac{\langle \sigma_{ei}(v_e) v_e \rangle}{v_b} = \frac{1}{v_b} \int f_e(v_e) \cdot \sigma_{ei}(|v_e|) \cdot |v_e| \cdot dv_e \quad (6-11)$$

荷電交換中性粒子の分布関数 $f_{ct}(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ は (6-5) 式に (6-7) 式を考慮して,

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} f_{ct}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = & n_b(\mathbf{x}) \cdot f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \cdot \sigma_{ct}(|\mathbf{v}-\mathbf{v}_b|) \cdot |\mathbf{v}-\mathbf{v}_b| \\ & + f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \int f_{ct}(\mathbf{x}, \mathbf{v}') \cdot \sigma_{ct}(|\mathbf{v}'-\mathbf{v}|) \cdot |\mathbf{v}'-\mathbf{v}| \cdot d\mathbf{v}' \\ & - f_{ct}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \int f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}') \cdot \sigma_{ct}(|\mathbf{v}'-\mathbf{v}|) \cdot |\mathbf{v}'-\mathbf{v}| \cdot d\mathbf{v}' \\ & - f_{ct}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \int f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}') \cdot \sigma_{ii}(|\mathbf{v}'-\mathbf{v}|) \cdot |\mathbf{v}'-\mathbf{v}| \cdot d\mathbf{v}' \\ & - f_{ct}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \int f_e(\mathbf{x}, \mathbf{v}') \cdot \sigma_{ei}(|\mathbf{v}'-\mathbf{v}|) \cdot |\mathbf{v}'-\mathbf{v}| \cdot d\mathbf{v}' \end{aligned} \quad (6-12)$$

と表わされ, 荷電交換中性粒子の密度 $n_{ct}(\mathbf{x})$ は

$$n_{ct}(\mathbf{x}) = \int f_{ct}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (6-13)$$

で与えられる。(6-12) 式は中性粒子とプラズマ粒子との反応を (6-1) ~ (6-3) 式とした場合の, 荷電交換粒子と, プラズマのイオンの分布関数の関係を与える一般式であり, プラズマ中に発生している, 荷電交換粒子の分布関数を, 反応が電荷を与えるだけの荷電交換反応であるとして, 単にイオンの分布関数と等価である ($f_{ct}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v})$) と考えるのは厳密には誤りであり注意を要する。

6.3 プラズマ中の中性粒子からの発光

プラズマ中に入射された中性粒子ビーム及び発生した荷電交換中性粒子からの発光機構について考える。入射粒子ビームは, ビーム発生部で励起状態の粒子を含んでいたとしても励起状態にある粒子は数 cm 進む間に光放射により基底状態に移行するので, それを構成する粒子の大部分は基底状態にあると考えてよい(ここでは He ビーム等の準安定状態は考えない)。そのような粒子ビームがプラズマ中に入射された場合, ビームエネルギーが非常に大きくない限り励起は主としてプラズマ中の電子衝突による。水素原子を例にとれば, ビームエネルギー $E_b = 100 \text{ keV}$ ($v_b \simeq 4.4 \times 10^8 \text{ cm/s}$) でイオン衝突励起が, 電子衝突励起と同程度の大きさになることが示される。ここでは, 入射粒子ビーム及び発生する荷電交換粒子のエネルギーは,それほど大きくないとする。また光励起は, 外部から強い光を照射しないかぎり除いてよい。基底状態 g にある粒子が電子衝突により p 状態に励起される衝突断面積を $\sigma_e^{g \rightarrow p}$ とすれば, レート係数 $S_{g \rightarrow p}$ は

$$S_{g \rightarrow p} \simeq \int_{v_{e,min}}^{\infty} \sigma_e^{g \rightarrow p}(|v_e|) \cdot |v_e| \cdot f_{eo}(v_e) \cdot dv_e, \quad (6-14)$$

$$v_{e,min} = \sqrt{2\chi_{g \rightarrow p}/m_e}$$

で表される。ここで, $\chi_{g \rightarrow p}$ は励起エネルギーであり, (6-14) 式には (6-11) 式を導いた時と同様に中性粒子の速度は $v_{th,e}$ に比べて非常に小さいという仮定が入っている。 $S_{g \rightarrow p}$ については種々の経験式が提案されている。ここでは許容遷移についての Van Regemorter¹⁾の求めた式を記す。

図6-4. 電子衝突励起係数の電子温度依存性。

$$S_{g \rightarrow p} = \frac{1.7 \times 10^{-3} f_{g \rightarrow p} \cdot \langle \bar{g} \rangle}{\chi_{g \rightarrow p} \cdot T_e^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{\chi_{g \rightarrow p}}{k T_e}\right) \quad (\text{cm}^3/\text{s}) \quad (6-15)$$

ここで、 T_e は $^{\circ}\text{K}$ 、 $\chi_{g \rightarrow p}$ は eV 単位であり、 $f_{g \rightarrow p}$ は吸収の振動子強度、 $\langle \bar{g} \rangle$ は実効的 ガウント 因子を速度分布で平均した量で図及び表で与えられている。この式の精度はファクター2程度であるとされている。例として、水素原子の $S_{1s \rightarrow 2p}$ 、 $S_{1s \rightarrow 3p}$ 、 $S_{1s \rightarrow 4p}$ を電子温度 T_e の関数として、図6-4に示す。ここでは $\langle \bar{g} \rangle$ は以下のMeweの近似式²⁾を用いた。

$$\langle \bar{g} \rangle = 0.15 + 0.28 \left\{ \ln(1 + 1/y) + 0.4/(y+1)^2 \right\}, \quad (6-16)$$

$$y = \chi_{g \rightarrow p} / k T_e$$

$\chi_{1s \rightarrow 2p} = 10.2$ eV, $\chi_{1s \rightarrow 3p} = 12.09$ eV, $\chi_{1s \rightarrow 4p} = 12.75$ eVである。 T_e が $\chi_{g \rightarrow p}$ より低くなると行くに従い、励起に関与する電子が急速に少なくなるため、 $S_{g \rightarrow p}$ は急速に減少して行くが、 $T_e \geq \chi_{g \rightarrow p}$ では $S_{g \rightarrow p}$ の T_e 依存性は、かなり広い領区においてゆるやかであることが判る。

前節(6-4)式の中性粒子の分布関数 $f_n(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ はすべての量子状態にある粒子を含んでいるが、後で示されるように、大部分が基底状態 g にある。

$$f_n(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = \sum_p f_n^p(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \simeq f_n^g(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \quad (6-17)$$

ここで $f_n^p(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ は p 状態にある粒子の分布関数である。 $f_n^p(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ ($p \neq g$) と、 $f_n^g(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ との関係、コロナモデルが適応されるとして導いてみる。前節と同様に定常状態を考えれば、

$$\mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} f_n^p(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = n_e(\mathbf{x}) \cdot S_{g \rightarrow p} \cdot f_n^g(\mathbf{x}, \mathbf{v}) - \sum_{r < p} A_{p \rightarrow r} \cdot f_n^p(\mathbf{x}, \mathbf{v}). \quad (6-18)$$

ここで $A_{p \rightarrow r}$ は p 状態から r 状態への光放射による遷移確率である。このモデルでは、生成項は電子衝

突による基底状態からの励起のみを考え、消滅項は p 状態から低いエネルギー状態への光放射のみを考える。プラズマパラメーター及び対象とする励起準位によっては、電子衝突等により、近接する励起準位からの逆励起、又は、励起、電離等も無視出来ない場合もあるがここでは考えない。また、中性粒子のエネルギーによっては、再結合による生成項が大きく寄与する場合はこの節の終りに述べられる。(6-18) 式は $|v|$ をパラメータ v_0 と考え $v \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \rightarrow v_0 \frac{\partial}{\partial l}$ とすれば、容易に積分される。

$$f_n^p(l, v_0) = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^l \left[\frac{n_e(l') \cdot S_{g \rightarrow p}}{\sum A_{p \rightarrow r}} \right] \cdot f_n^g(l', v_0) \cdot \exp\left(-\frac{l' - l}{a}\right) dl' \quad (6-19)$$

ここで $a = v_0 / \sum A_{p \rightarrow r}$ である。水素原子を例にとれば $\sum A_{3 \rightarrow r} \approx 10^8 s^{-1}$, $E_b = 10 \text{ keV}$ ($v_b = 1.4 \times 10^8 \text{ cm/s}$) の場合, $a \approx 1.4 \text{ cm}$ である。積分区間を $[-\infty, l]$ から $[-a, l]$ で置き換え、積分内の $[\]$ の量を、この区間での平均値と見なせば、

$$f_n^p(l, v_0) \approx \frac{n_e(l) \cdot S_{g \rightarrow p}}{\sum A_{p \rightarrow r}} \cdot \langle f_n^g(l, v_0) \rangle, \quad (6-20)$$

$$\langle f_n^g(l, v_0) \rangle_{ab} = \frac{1}{a} \int_{-a}^l f_n^g(l', v_0) \exp\left(-\frac{l' - l}{a}\right) dl' \quad (6-21)$$

である。入射粒子ビームの場合、ビーム軸を x 軸とし、(6-7) 式を考慮すれば、p 状態の粒子密度は

$$n_b^p(x) \approx \frac{n_e \cdot S_{g \rightarrow p}}{\sum A_{p \rightarrow r}} \cdot \langle n_b^g \rangle_{ab}, \quad (6-22)$$

$$\langle n_b^g \rangle_{ab} = \frac{1}{a} \int_{-a}^x n_b^g(x') \exp\left(-\frac{x' - x}{a}\right) dx' \quad (6-23)$$

となる。 $[n_e \cdot S_{g \rightarrow p} / \sum A_{p \rightarrow r}] \leq 10^{-2}$ 程度であるから、(6-17) 式は十分成立している。(6-21), (6-23) 式で示される意味での平均量を、 $n_n(x)$ と考えれば、 $p \rightarrow q$ への遷移により放出される単位時間、単位体積あたりの光子数、 $N_{p \rightarrow q}$ は、

$$\begin{aligned} N_{p \rightarrow q} &= n_n^p \cdot A_{p \rightarrow q} \\ &\approx n_n(x) \cdot n_e(x) \cdot S_{g \rightarrow p} \cdot R_{p \rightarrow q} \end{aligned} \quad (6-24)$$

で与えられる。ここで $R_{p \rightarrow q}$ は以下のように定義されるブランチング比である。

$$R_{p \rightarrow q} = A_{p \rightarrow q} / \sum A_{p \rightarrow r} \quad (6-25)$$

プラズマ中での入射粒子ビームの発光の励起機構は、ほとんどの場合、上述の電子衝突によると考えてよい。入射粒子ビームのエネルギーがあまり大きくない場合、発生する荷電交換中性粒子の発光も同様である。入射粒子ビームのエネルギーがある程度大きいビームを用いる場合、以下に述べられる励起機構が考えられる。

ビーム入射によるイオンとの荷電交換反応を、粒子の量子状態まで指定して記述すれば、

である。ここで n は主量子数、 l は軌道量子数であり大部分の入射粒子は基底状態にある。荷電交換粒子が $n \geq 2$ である反応断面積が大きい場合、そのような荷電交換粒子は光を放射して基底状態にもどる。この機構による光放射を荷電交換再結合放射と呼ぶ。図 6-1 ~ 6-3 に示されている荷電交換反応断面積 σ_{ct} は $n \geq 1$ のすべての和である。どの程度のエネルギーの入射粒子ビームに対して、 $n \geq 2$ の荷電交換反応（その断面積を区別して σ_{ct}^{nl} と記す）が期待されるかは、以下の様に定性的に説明される。水素原子に束縛されている第 1 ボーア軌道の電子の運動エネルギーは ~ 13.6 eV であり、これと同じ速度の水素原子のエネルギーは ~ 25 keV である。従って入射粒子ビームのエネルギー E_b が 25 keV よりかなり小さければ $\sigma_{ct} \simeq \sigma_{ct}^{1s}$ であり、逆に $E_b \geq 25$ keV で、 $n \geq 2$ の荷電交換粒子の生成が期待される。Mapleton³⁾ の Brinkman-Kramers 近似により、求めた値は、 $E_b \simeq 32$ keV の場合、 $\sigma_{ct}^{1s} = 1.75$, $\sigma_{ct}^{2s} = 3.04 \times 10^{-1}$, $\sigma_{ct}^{2p} = 3.45 \times 10^{-1}$, $\sigma_{ct}^{3s} = 9.5 \times 10^{-2}$, $\sigma_{ct}^{3p} = 1.2 \times 10^{-1}$ (単位は $\pi a^2 = 8.79 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$) である。p 状態の荷電交換粒子の大部分が、荷電交換により、直接生成されとした場合、(6-18) 式は、

$$v \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} f_{ct}^p(\mathbf{x}, v) = n_b(\mathbf{x}) \cdot f_i(\mathbf{x}, v) \cdot \sigma_{ct}^p(|v_b|) \cdot |v_b| - \sum_{r < p} A_{p \rightarrow r} \cdot f_{ct}^p(\mathbf{x}, v) \quad (6-27)$$

と書き換えられる。ここで $v_b \gg v_{th,i}$ としている。この解は、

$$f_{ct}^p(l, v_0) = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^l \left[\frac{n_b(l') \cdot \sigma_{ct}^p(v_b) v_b}{\sum A_{p \rightarrow r}} \right] \cdot f_i(l', v_0) \cdot \exp \left[\frac{l' - l}{a} \right] dl' \quad (6-28)$$

である。 $E_b \ll 25$ keV の入射ビームに対し、発生する荷電交換粒子の大部分が基底状態にあるため、その分布関数は(6-12)式で支配され、(6-20)式で示される励起粒子からの発光を観測することになるが、ここでは、もっと簡単である。場合によっては(6-27)式に(6-12)式で示される消滅項を付加する必要があるが、(6-12)式の右辺第 2 項のような生成項は、荷電交換粒子のエネルギーがあまり大きくないかぎり、考えなくてよい。(6-28)式は(6-20)、(6-21)式と同様な意味で

$$f_{ct}^p(l, v_0) = \left[\frac{n_b(l) \cdot \sigma_{ct}^p(v_b) v_b}{\sum A_{p \rightarrow r}} \right] \langle f_i(l, v_0) \rangle \quad (6-29)$$

$$\langle f_i(l, v_0) \rangle = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^l f_i(l', v_0) \exp \left(\frac{l' - l}{a} \right) dl'$$

と書くことができる。従って、このような機構での $p \rightarrow q$ の遷移により放出される単位時間、単位体積あたりの光子数は(6-24)と同様に

$$N_{p \rightarrow q} \simeq n_b(x) \cdot n_i(x) \cdot \sigma_{ct}^p \cdot v_b \cdot R_{p \rightarrow q} \quad (6-30)$$

となる。

(6-26)の反応を、プラズマ中に含まれる完全電離不純物（たとえば C^{+6} , O^{+8} ）に対して適応してみよう。この場合、生成粒子はイオンであるため、(6-27)式の左辺は

$$v \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} f_{ct}^p(\mathbf{x}, v) \rightarrow \left(v \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})}{M} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) f_{ct}^p(\mathbf{x}, v) \quad (6-31)$$

とすることがあり, 複雑になる。水素粒子ビーム入射の場合^{4),5)} C^{+6}, O^{+8} に対する σ_{ct}^p は, 最近精力的に研究されている。

6.4 プラズマ計測の具体例

ビームプローブ分光法によるプラズマの計測は (A) 入射粒子ビーム自体の発光と (B) ビーム入射により発生した粒子からの発光の観測に大別され, その各々について, ①発光のスペクトル線の全強度及び②線スペクトルのプロファイルの測定にわけられる。この方法を用いてこれから開発されるであろう計測も多々あり, 色々な人々による提案もされているが, ここでは現在まで行われて来た実験のいくつかを紹介するにとどめる。

(A) - ①の場合

(6-24) 式において, $n_n(x) = n_b(x)$ とすれば

$$N_{p \rightarrow q} = n_b(x) \cdot n_e(x) \cdot S_{g \rightarrow p} \cdot R_{p \rightarrow q} \quad (6-32)$$

となる。 $n_b(x)$, $S_{g \rightarrow p}$, $R_{p \rightarrow q}$ が判れば, $N_{p \rightarrow q}$ 測定により $n_e(x)$ が測定出来る。この計測には, プラズマ中のビーム密度及び受光系の絶対測定が必要とされるが, 門田らは水素ガス中での衝突励起による発光をうまく利用して, この問題を解決している。NBTでの実験結果⁶⁾を紹介する。ビームはリチウムビーム ($E_b \simeq 4 \text{ keV}$) を用い, 観測には $\lambda_0 = 6708 \text{ \AA}$ の共鳴線が用いられている。従って, $R_{p \rightarrow q} = 1$ である。水素分子との衝突励起断面積を Q とすれば, ガス中の単位時間, 単位体積からの発光は

$$N_{p \rightarrow q}^{(g)} = n_b(x) \cdot n_g \cdot Q \cdot v_b \quad (6-33)$$

であり, プラズマの電子密度は

$$n_e(x) = \frac{Q \cdot v_b}{S_{g \rightarrow p}} \cdot \frac{N_{p \rightarrow q}(x)}{N_{p \rightarrow q}^{(g)}(x)} \cdot n_g \quad (6-34)$$

と求められる。この方法により求められたNBTでの電子密度を図6-5に示す。

入射粒子ビームの減衰が主としてイオンとの衝突(荷電交

図6-5. Li^0 ビームプローブ法で得られたNBTプラズマの電子密度の空間分布。⁶⁾

図6-6. H^0 ビームプローブ法による H_β 光の空間分布。⁷⁾

換反応及びイオン衝突電離)による場合, 入射粒子の発光強度の空間的減衰により, イオン密度の空間的計測が可能である。伊藤ら⁷⁾は $E_b \simeq 400$ eV の水素原子ビームを用い, 一様プラズマに対して, H_β 光(4861 Å)の発光強度の減衰より, イオン密度計測を行った。図6-6にプラズマ中での H_β 光の発光強度の減衰を示す。求められた密度は $1.7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ であり, 電子密度とはほぼ一致している。

(A)-(□)の場合

この方法では, ゼーマン効果を利用したプラズマ内の磁場計測が, 主としてリチウムビームを用いて行われている。リチウム共鳴線 ($\lambda_0 = 6708 \text{ Å}$) は $B = 30 \text{ kG}$ で σ 成分は 0.63 Å 中心波長から分離する。McCormickら⁸⁾は直線偏光の π 成分の傾きをファラデー回転素子を用いて測定することで, トカマクの(トロイダル磁場+ポロイダル磁場)のトロイダル磁場からの傾きを測定している。図6-7に測定結果を示す。NBTプラズマを用いた実験において, $B = 3.11 \text{ kG}$ の磁場強度をゼーマンパターンの測定から求めている(図6-8)。その際, ドップラー拡がりの影響を小さくするために, 熱運動速度のリチウムビームを用い, わずかな分離をファブリーペロー分光器により, 測定している。

図6-7. Li^0 ビームプローブ法による B_p/B_t 比の空間分布。⁸⁾

図6-8. Li^0 ビームプローブ法によるゼーマンパターンの測定例。

(B) - ① の場合

荷電交換粒子からの発光の全強度から、プラズマ中の局所的なイオン密度の情報が得られる。これまでなされた実験はプラズマ中に含まれる完全電離不純物イオンの炭素及び酸素に対してである。Afrosimov ら⁹⁾はT-4 トカマク ($\bar{n}_e = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e(0) \simeq 1 \text{ keV}$) において $E_b = 8 \text{ keV}$ の水素ビーム入射により発生した C^{5+} からの L_α 線 ($33.7 \text{ \AA}$) の発光観測より、プラズマ中心で $(1.1 \pm 0.5) \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ の炭素の完全電離イオンの測定をした。Fonck¹⁰⁾らはPDX トカマク ($n_e \simeq 2.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e(0) \simeq 830 \text{ eV}$) で $E_b = 25 \text{ keV}$ の水素ビームを用いて O^{8+} , C^{6+} のプラズマ中での径プロファイルを求め、不純物の輸送コードによる計算値との比較を行っている。図6-9に彼らにより求められた実験結果を示す。

(B) - ② の場合

荷電交換粒子からの線放射を、プロファイルまで測定可能な場合は、イオン温度についての情報が得られる。Fonck ら¹¹⁾はPDXにおいてヘリウムプラズマに対して $304 \text{ \AA}$ の線拡がりを測定している。Groebner ら¹²⁾はDoublet IIIで、ヘリウムをわずかに混入した重水素プラズマに対して、中性粒子ビーム加熱時 ($E_b = 70 \sim 75 \text{ keV}$) の $\text{He II } 4686 \text{ \AA}$ の可視光計測を行っている。ビーム入射前、及び入射中に得られたプロファイルを図6-10に示す。これから、加熱中のイオン温度を $T_i = (1145 \pm 42) \text{ eV}$, 回転速度を $(8.8 \pm 0.3) \times 10^6 \text{ cm/s}$ としている。Cottrell ら¹³⁾はDITEトカマクにおいて、 $E_b = 30 \text{ keV}$ の水素ビームを用いて H_α ($6563 \text{ \AA}$) の受光に

図6-9. H^0 ビームプローブによる完全電離 O^{8+} (a) と C^{6+} (b) の空間分布。¹⁰⁾

図6-10. H^0 ビームプローブによる混入 He^+ ($4686\text{ \AA}$ 線) のドップラー形状。¹²⁾
(a): H^0 入射前, (b): H^0 入射中。

より、図6-11に示すようなプロファイルを得ている。

以上は荷電交換再結合放射が期待されるエネルギーの入射粒子ビーム（プラズマ加熱用ビームも含めて）を用いての実験例である。最近、この方法により、酸素からの発光観測でプラズマ中のイオン温度分布まで計測されている。 $E_b = 400$ eVの水素ビームを用いて、伊藤らによりFRCプラズマ（ $n_e \simeq 10^{14}$ cm $^{-3}$ ， $T_i + T_e \simeq 200$ eV）のイオン温度計測が行われた。この場合、荷電交換粒子からの励起はプラズマ中の電子衝突による。図6-12に観測されたH β （4861 Å）のプロファイルの1例を示す。 $\Delta\lambda \simeq 0$ 近傍に入射粒子ビームの光も含まれている。（6-12）式を用いた計算結果は、荷電交換粒子からのドップラー広がりはこの実験条件では、6%以内でイオン温度と一致することも示されている。

図6-11. H 0 ビームプローブによるH α 線の¹³⁾ドップラー形状。

○：H 0 入射前，●：H 0 入射中。

図6-12. H 0 ビームプローブによるH β 線のドップラー形状。

○：測定値，実線：フィッティング曲線，破線：ビームの発光，鎖線：荷電交換H 0 の発光。

参 考 文 献

- 1) H. Van Regemorter : *Astrophys. J.* **136** (1962) 906.
- 2) R. Mewe : *Astron. Astrophys.* **20** (1972) 215.
- 3) R. A. Mapleton : *Phys. Rev.* **126** (1962) 1477.
- 4) T. A. Green *et al.* : *Phys. Rev. A* **25** (1982) 1364.
- 5) E. J. Shipsey *et al.* : *Phys. Rev. A* **27** (1983) 821.
- 6) K. Kadota *et al.* : *Jpn. J. Appl. Phys.* **21** (1982) L 260.
- 7) Y. Ito *et al.* : *Jpn. J. Appl. Phys.* **22** (1983) 981.
- 8) K. McCormick *et al.* : *Proc. 8th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics* (Prague, 1977) 140.
- 9) V. V. Afrosimov *et al.* : *JETP Lett* **28** (1978) 500.
- 10) R. J. Fonck *et al.* : *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 737.
- 11) R. J. Fonck *et al.* : *Appl. Phys. Lett.* **42** (3) (1983) 239.
- 12) R. J. Groebner *et al.* : *Appl. Phys. Lett.* **43** (10) (1983) 920.
- 13) G. A. Cottrell : *Nucl. Fusion* **23** (1983) 1689.

7. ビームプローブ・レーザー分光法

7.1 まえがき

プラズマ診断法の歴史を大雑把に概観すると、先ずラングミュアプローブ法に始まり、プラズマから放出される電磁波や粒子の利用へと続き、核融合研究の進展に伴い対象とするプラズマの高温化および空間・時間分解測定の一要求とも相俟って、レーザーそして粒子ビームをプローブとして用いる手法へと発展して来た。ビームプローブ・レーザー分光法を、このような変遷に位置付けて見ると、それは分光、レーザー、粒子ビームを利用する計測技術を総合した手法ということができる。読者によっては、ただ複雑化へ向っているだけとの

感じを持たれるかも知れないが、診断に必要な多岐に亘るプラズマ諸量を局所的に測定するには、それ程にあらゆる手段を駆使する必要があるというのが実情である。しかし、単に必要というだけでなく、この手法を積極的に用いることによって診断法の可能性が非常に広がるということも事実である。

この先端の計測技術は、目下開発途上であり、結果の得られている事例は数少なく、多くは提案の段階にある。本シリーズが講座であることを考え、本稿を足掛りに、関心を持たれた読者自身によってこの計測法を発展させていただきたいということで、参考となる2つの事例を含めて、手法の原理的な考え方とか可能性を中心にして話を進めて行く。内容は、粒子ビームとプラズマ粒子との間の原子衝突過程を利用するビームプローブ分光法が主になる場合と、プラズマ中のプローブ粒子へのレーザー分光法の適用が主になる場合とに大別して述べる。

7.2 ビームプローブ分光が主になる方法

例えば、核融合プラズマの基本的な構成要素となる完全電離イオンは光を放射しないので、通常イオン密度測定に使われている受動分光法は適用できない。それを補う方法として粒子ビームと分光とを組み合わせたビームプローブ分光法¹⁾が考え出された。この手法の基本的な考え方は、プラズマ中に粒子ビームを入射し、それとプラズマとの相互作用で局所的に放射される光を観測することにより、プラズマ諸量を空間・時間分解能を持って求めようとする診断法である。種々のプラズマ粒子の局所的な密度測定に例を取ると、プラズマ中のある位置 x で密度 $n_b(x)$ のビームが密度 $n_j(x)$ の j 種のプラズマ粒子とレート係数 $\langle \sigma_k v \rangle_j$ を持つ k 種の衝突過程で光を放射する場合、単位時間・単位体積当りの光子数 $N_{\nu p}(x)$ は次式で与えられる、

$$N_{\nu p}(x) = n_b(x) n_j(x) \langle \sigma_k v \rangle_j. \quad (7-1)$$

ここで k 種の衝突過程の発光断面積[†] σ_k と j 種のプラズマ粒子の速度分布 $f(v_j)$ が知られているならば、 $\langle \sigma_k v \rangle_j$ は次式を用いて求められるので、

$$\langle \sigma_k v \rangle_j = \int \sigma_k(|v_j - v_b|) |v_j - v_b| f(v_j) dv_j, \quad (7-2)$$

$N_{\nu p}(x)$ と $n_b(x)$ を測定して、局所的なプラズマ粒子の密度 $n_j(x)$ を求めることができる。(7-2)式において、 v_b はビームの速度であり、 $f(v_j)$ は通常マックスウェル分布として扱われる。利用する衝突過程としては、電子についてはプローブ粒子の電子衝突励起を用い、種々のイオン I^{Z+} についてはプローブ粒子 A (多くの場合中性粒子が用いられるが、原理的には電子を持ったイオンでも可能) との下記のような電荷移動反応が用いられる、

† 衝突励起断面積あるいは電子捕獲断面積を用いる場合、発光断面積を得るために、一般的にはより上準位からのカスケードの寄与や遷移の分岐比を考慮する必要がある。

この方法は、完全電離イオンだけでなく、総てのプラズマ粒子の密度分布測定法として有効な手法になりつつあるが、難点は如何にしてプラズマ中でのプローブビーム密度 $n_b(x)$ を測定するかである。一般に、入射粒子ビームはプラズマ中で種々の衝突過程（電子衝突電離、イオン衝突電離、電荷移動等）で電荷数が変わり、中へ向うほどビーム密度は減衰する。プローブビームが速度 v_b で x 軸に沿って進む場合について、この減衰の様子を定式化すると、微分形では、

$$\frac{d n_b(x)}{d x} = -n_b(x) \sum_{jk} n_j(x) \frac{\langle \sigma_k v \rangle_j}{v_b}, \quad (7-4)$$

そして積分形では、

$$n_b(x) = n_b(0) \exp \left\{ - \int_0^x \sum_{jk} n_j(x) \frac{\langle \sigma_k v \rangle_j}{v_b} d x \right\}, \quad (7-5)$$

と表わすことができる。これまでのビームプローブ分光法の適用において、特殊な手法を除いては、減衰が無視できる低密度の場合に限るとか、プラズマの密度・温度が既知であるとして計算機コードを用いて減衰の割合が評価されていた。

このプラズマ中でのプローブビームの密度 $n_b(x)$ を測定するのにレーザー誘起蛍光法が威力を発揮する。レーザー誘起蛍光法については本講座シリーズの他の所で詳しく述べられているので、ここではそれを用いたビーム粒子の密度測定について簡単に触れておく。基本的な考え方は、基底状態にあるビーム粒子を、その共鳴線に同調させた色素レーザー光をプローブビーム軸に沿って入射することにより第1励起準位へ励起させ、誘起蛍光を観測する。この2準位系と呼ばれる場合には、レーザー光が十分強ければ下準位と上準位の占有密度は各準位の統計重率に従って分布するので、単位時間・単位体積当たりの誘起蛍光の光子数 $N_{\nu_1}(x)$ は次式で与えられる、

$$N_{\nu_1}(x) = \frac{g_2}{g_1 + g_2} n_b(x) A_{21}. \quad (7-6)$$

ここで g_1 と g_2 はそれぞれ下準位と上準位の統計重率、そして A_{21} は共鳴線の遷移確率である。従って

図7-1 Li^+ ビームプローブ分光法とレーザー誘起蛍光法とを組合せた手法による電子密度の空間分布測定に用いられた実験装置の模式図。〔文献 2〕

g_1, g_2, A_{21} は既知であるとして, $N_{\nu 1}(x)$ を測定することにより局所的な $n_b(x)$ を求めることができる。以上が ビームプローブ・レーザー分光法の1つ目の基本原理である。

実例として, プラズマ・壁相互作用を研究するには欠かせない周辺プラズマ診断を目的として開発されている, 熱運動速度の中性リチウムビーム (Li° ビーム) とフラッシュランプ励起・色素レーザーを用いて, ECRテストプラズマで行われた電子密度の空間分布測定実験²⁾を紹介する。使われた実験装置を模式的に図7-1に示す。オープンで生成された Li° ビームをコリメートしてプラズマ中に入射する。 Li° ビームは主に電子衝突電離で減衰を受けながら, 電子衝突励起で共鳴線 ($2^2\text{S}-2^2\text{P}$, $6708\text{\AA}$) を放射する。この発光の光子数 $N_{\nu 1}(x)$ は, (7-1) 式において n_j を n_e (電子密度) で, そして $\langle \sigma_k v \rangle_j$ を $\langle \sigma_{\text{ex}} v \rangle$ (電子衝突励起のレート係数) で置き換えれば得られる。飽和させるに十分な強度を持った $6708\text{\AA}$ の色素レーザー光を Li° ビームに沿って入射すると, $n_b(x)$ に比例した誘起蛍光を放射し, その光子数は (7-6) 式によって与えられる。一般には両者のビーム径が異なることを考慮すると, 2種類の放射の強度比は次式で与えられる,

$$\frac{N_{\nu p}(x)}{N_{\nu 1}(x)} = \frac{g_1 + g_2}{g_2} \frac{\langle \sigma_{\text{ex}} v \rangle}{A_{21}} \frac{V_b}{V_1} n_e(x). \quad (7-7)$$

ここで V_b, V_1 は, それぞれ Li° ビーム径と色素レーザービーム径で決まる観測体積である。 $N_{\nu p}$ と $N_{\nu 1}$ の測定に同じ光学系を用いれば, 波長が同じであるから, 他の量は既知であるとして, 位置 x での両者の相対強度を測定するのみで $n_e(x)$ の絶対値が得られる。本来, $\langle \sigma_{\text{ex}} v \rangle$ は電子温度 T_e の関数である

図7-2 Li° ビームの電子衝突励起光強度 $N_{\nu p}$ とレーザー誘起蛍光強度 $N_{\nu 1}$ の空間分布。破線は Li° ビームの減衰が無視できる低密度プラズマ中での $N_{\nu 1}$ の空間分布。〔文献 2)〕

が, Li I 共鳴線については $10 \text{ eV} \lesssim T_e \lesssim 100 \text{ eV}$ でほぼ一定と置ける。

ミラーを回転して得られた両放射の強度の空間分布を図 7-2 に示す。この測定値から (7-7) 式を用いて得られた n_e の空間分布とラングミュアプローブで得られた分布 (マイクロ波干渉計による線積分値で規格化) との比較を図 7-3 に示す。両者は良く一致している。相対測定のみで絶対値が得られるこの実例からも、ビームプローブ・レーザー分光法の有用性の一端を窺うことができるであろう。

しかし、この方法の使用に当たっては適用限界があるので注意して用いねばならない。その一つは、(7-1) 式はコロナ平衡が成り立つ場合のみ正しいということで、プラズマ密度が高くなる (Li I 共鳴線については $n_e > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) と、解析には衝突・輻射モデルが必要になり、ビームプローブ・レーザー分光法の長所が減じる。また高速 Li^0 ビーム ($E_b > 10 \text{ keV}$) を用いる場合、ないしは高いイオン温度 ($T_i > 1 \text{ keV}$) のプラズマへ適用するにはイオン衝突励起の影響を考慮する必要がある。なお、レーザー誘起蛍光法による原子密度測定に当たっては、レーザー光の偏光特性に依存する誘起蛍光の異方性を考慮する必要がある場合があるので³⁾、レーザー光の偏光とか、レーザービーム、磁場方向、観測方向との間の関係についても、なるべく不確定要素の少ない実験条件を選ぶなどの配慮が必要である⁴⁾。この種の注意は、内容は異なるにしても総ての計測法について言えることであり、ここで一例として触れておく。

レーザー誘起蛍光法を組み合わせた手法を適用するに当たっての制限は、現時点で比較的入手が容易な可同調色素レーザー ($\gtrsim 2500 \text{ \AA}$) で励起可能な準位を持つプローブビーム種に限られることである。この事情を考慮すると、アルカリ原子、アルカリ土類の原子または 1 価イオン、他の金属原子、あるいは準安定ヘリウ

図 7-3 Li^0 ビームプローブ・レーザー分光法で得られた電子密度の空間分布とラングミュアプローブによる結果との比較。〔文献 2)〕

ム原子等となる。このような制限がある反面、使えるプローブ用ビーム源の可能性が拡がり、得られるプラズマ諸量およびそれらの範囲も増す。例えば、比較的高密度のFe等の金属原子ビームを用いれば、高速電子衝撃によって放射される K_{α} -X線の強度測定から超高温電子とか相対論的電子の密度分布測定が可能になり、これに必要なビームは薄膜などのレーザー蒸発法(レーザーブローオフ法)とかペレット入射法によって生成できる。その際、FeI等の共鳴線は $3000\text{ \AA}$ 付近に存在するので、プローブビームの局所的な密度は、色素レーザーの非線形媒質による第2高調波発生を利用して測定することができる。

また、プローブビームの減衰が直接測定できることを利用すれば、別の発展の可能性もある。例えば、30 keV程度のエネルギーを持った Li° ビームを水素プラズマ中に入射する場合には、減衰に支配的な衝突過程はプロトンとの電荷移動反応となる。そのため(7-4)式の微分形は次式のように表わせる、

$$\frac{1}{n_b(x)} \frac{d n_b(x)}{d x} = - n_i(x) \frac{\langle \sigma_{ct} v \rangle}{v_b} \approx - n_i(x) \sigma_{ct} \quad (7-8)$$

ここで n_i はプロトン密度、 σ_{ct} は Li° と H^+ との電荷移動反応の断面積である。イオン温度が300 eV程度以下の場合には衝突の相対速度 v はプローブビーム速度 v_b にほぼ等しいと仮定した(7-8)式の近似が成り立つ。この場合、 σ_{ct} は既知なので、レーザー誘起蛍光法による n_b の相対的な空間分布測定から(7-8)式の左辺の値が得られ、局所的な $n_i(x)$ が求められる。中、大型のトカマク等では減衰が大きくて中心付近までビームが入らず、またイオン温度が高くなると実効的な断面積 $\langle \sigma_{ct} v \rangle / v_b$ を得るためにイオン温度の空間分布を知る必要も出て来るので、比較的周辺のプラズマ診断のために有効な方法となる。この場合の実験配置としては図7-4のような構成が考えられ、ドップラーシフトの効果を利用して迷光の問題を軽減できる。

類似の方法として、1 keV以下の金属原子ビームを用いる場合には減衰に支配的な原子過程は、断面積 σ_i の電子衝突電離となるので、2種類の金属原子ビームA、Bの減衰の微分形の比は次式のように n_e に依存

図7-4 高速 Li° ビームと色素レーザーを用いたビームプローブ・レーザー分光法をトカマク装置等へ適用する際の実験配置例。 LiI 共鳴線($6708\text{ \AA}$)のレーザー励起と観測の波長はドップラー効果により異なる。

せず, 電子温度 T_e のみの関数となる,

$$\frac{\frac{1}{n_A(x)} \frac{dn_A(x)}{dx}}{\frac{1}{n_B(x)} \frac{dn_B(x)}{dx}} = \frac{-n_e(x) \frac{\langle \sigma_i^A v \rangle}{v_A}}{-n_e(x) \frac{\langle \sigma_i^B v \rangle}{v_B}} = g(T_e(x)). \quad (7-9)$$

従って, 一方の実効的な断面積 $\langle \sigma_i^A v \rangle / v_A$ は T_e 依存が小さく (Li 等), 他方は T_e 依存の大きいもの (Al, Ti 等) を用いれば, レーザ-誘起蛍光法による 2 種類のビームの密度分布測定から (7-9) 式の左辺の値が決まり, 結果として局所的な T_e が求まる⁴⁾. このような 2 種類の中性粒子ビームの同時生成は, 原子 A, B をガラスに 2 層蒸着して作った薄膜などのレーザ-蒸発法を用いて達成できる。

少し異なった利用法としては, 図 7-5 に示すように, プロブ原子を色素レーザー励起で適当な励起状態へ上げ, その電子衝突遷移 (レート係数 $\langle \sigma_e v \rangle$) によってエネルギー差の小さい近傍の

準位に移って生じる誘起蛍光の光子数 $N_{\nu 2}(x)$ と直接的な誘起蛍光の光子数 $N_{\nu 1}(x)$ との比,

$$\frac{N_{\nu 2}(x)}{N_{\nu 1}(x)} = \frac{n_j(x) n_e(x) \langle \sigma_e v \rangle}{n_j(x) A_{ji}} = \frac{n_e(x) \langle \sigma_e v \rangle}{A_{ji}}, \quad (7-10)$$

の測定から局所的な電子密度 $n_e(x)$ を求めることが可能である⁵⁾. ここで n_j は励起準位 j の密度, そして A_{ji} は準位 $j \rightarrow i$ の遷移確率である。この場合, 光学系の相対感度較正のみで n_e の絶対値が得られる。

また, 図 7-6 に示すように, プロブ原子 A の色素レーザー励起で生成された A^* を利用して (7-3) 式のような電荷移動反応の確率を高め, 効率良くイオン密度を測定できる可能性がある⁶⁾. この手法の利用は, 低エネルギービームを用いてイオン計測を行おうとする場合に特に効果的である。なおビームエネルギーの領域にかかわらず, $I^{(z-1)+}$ か

図 7-5 プロブ原子の電子衝突遷移過程を利用した電子密度測定法の原理を示すエネルギー準位図。

図 7-6 プロブ原子 A とプラズマ中のイオン I^{z+} との電荷移動反応による発光を利用したイオン計測において, レーザ-励起を活用した手法の原理説明図。矢印の太さは電子捕獲の確率の大きさを示す。

らの光が測定に都合良い波長(可視域)になるように、電子が捕獲される準位を選択できるという利点もある。これは発光スペクトル線のドップラー広がりからイオン温度を求めようとする場合には、測定の容易さなどの点で特に重要となる。もちろん、 A^* からの誘起蛍光はプローブビームの密度の決定に利用できる。なお、この手法を用いてイオン I^{z+} の密度を求めるには、励起原子 A^* と I^{z+} との間の $I^{(z-1)+*}$ 生成に関する電荷移動の断面積が既知でなければならない。近年、レーザー励起の手法を利用して励起原子の関与する衝突過程が研究され始めており、素過程としても興味深い研究対象になっている。

図7-7 プローブ原子の禁制線(準位 $i \rightarrow k$ の遷移)と許容線(準位 $i \rightarrow l$ の遷移)の強度比から電場の強さを測定する手法の原理を示すエネルギー準位図。準位 $j \rightarrow k$ の遷移も許容線である。〔文献 7)〕

この手法の応用として、電場の測定⁷⁾に一言触れておく。図7-7のような4準位系のプローブ原子を考えると、これに低周波電場(又は静電場)が加わるとき、準位 i と近傍の準位 j との間で混合が起こり、本来禁制線である準位 $i \rightarrow k$ の遷移が可能になる。この禁制線と許容線(準位 $i \rightarrow l$ の遷移)との強度比は、摂動近似が成り立つ電場強度($F_{rms} \lesssim 10^5$ Volt/cm)の領域で F_{rms} の自乗に比例する。従って、色素レーザーで原子を準位 i に励起し、禁制線と許容線の強度比を測定すれば F_{rms} が得られる。

7.3 レーザー分光が主になる方法

レーザー分光法⁸⁾⁻¹⁰⁾の特色は、狭いスペクトル幅を持った可同調色素レーザーを用いて、非常に精度良く原子等のエネルギー準位が決定できることである。この特色とプラズマ診断との結び付きを考えれば、自ずとその利用価値に思い至ることができる。

プラズマ中の原子(イオン)はマクロないしはミクロな磁場・電場中に存在するので、それらのエネルギー準位は場によって摂動を受け、ゼーマン効果やシュタルク効果に従う分離やシフトが生じる。以下に、これらの分離やシフトの関係式を示す。

(i) 異常ゼーマン効果^{11), 12)} : ゼーマン分離の大きさが原子の微細構造のエネルギー差より小さい、弱磁場の領域では $L-S$ 結合が成り立ち、磁場の無い場合の波長 λ_0 からの分離幅 $\Delta\lambda_z$ は次式で与えられる、

$$\Delta\lambda_z = 4.67 \times 10^{-13} \lambda_0^2 B (g_1 M_{j_1} - g_2 M_{j_2}), \quad (\Delta M_j = 0, \pm 1). \quad (7-11)$$

ここで波長については $\text{\AA}$ の単位、磁場の強さ B はガウスの単位、 g はランダウの因子、そして M_j は全磁量子数である。

(ii) 正常ゼーマン効果(パッシュェン・バック効果)^{11), 12)} : 磁場が強くなると、電子の軌道運動とスピン運動が互いに独立に振舞うようになり、分離幅 $\Delta\lambda_z$ は次式で与えられる、

$$\Delta \lambda_z = 4.67 \times 10^{-13} \lambda_0^2 B \{ (M_{L1} + 2M_{S1}) - (M_{L2} + 2M_{S2}) \}$$

$$(\Delta M_L = 0, \pm 1, \Delta M_S = 0).$$
(7-12)

ここで M_L と M_S は、それぞれ軌道およびスピンに関する磁気量子数である。

(iii) 1 次のシュタルク効果^{(10), (11), (13)}: 主量子数 n に属する副準位 (方位量子数の異なる準位) が縮退している水素原子および水素様イオンの準位は、強さ F の電場によって、 F に比例するシュタルクシフトを受ける。これに基づくスペクトル線の分離は、電場の無い場合の波長 λ_0 の囲りに対称に広がり、それらの λ_0 からの分離幅 $\Delta \lambda_s$ は次式で与えられる、

$$\Delta \lambda_s = 6.40 \times 10^{-13} \frac{\lambda_0^2 F}{Z} \{ n(n_1 - n_2) - n'(n'_1 - n'_2) \},$$

$$(n = n_1 + n_2 + |m| + 1).$$
(7-13)

ここで Z は核電荷数、波長に関しては $\text{\AA}$ の単位、 F は Volt/cm の単位、 n_1, n_2 は電気量子数、そして m は磁気量子数である。一つの n について n_1 と n_2 の種々の組み合わせがあり、結果として各成分にわかれる。

(iv) 2 次のシュタルク効果^{(10), (11), (13)}: 電場が強くなる ($F \gtrsim 10^5$ Volt/cm) と、水素原子等についても F の自乗に比例する 2 次の効果が無視できなくなる。また、一般に準位が縮退していない多電子原子では、2 次の効果が主になる。この効果は、電場によって原子内に分極が生じ、この分極による電気双極子が電場と作用して、準位のシフトをもたらす。そのため主量子数 n の大きな準位ほどシフト量が大きくなる。関係式は個々の原子および準位で異なり、一般的な表現として、準位 i のエネルギーシフト量 $\Delta E(i)$ は次式で与えられる、

$$\Delta E(i) = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle i | H | j \rangle|^2}{E_i - E_j} = \frac{he^2 F^2}{8\pi^2 m} \sum_{j \neq i} \frac{f_{ij}}{(E_i - E_j)^2}.$$
(7-14)

ここで $H = -\mathbf{P} \cdot \mathbf{F}$ ($\mathbf{P} = -\sum_k e \mathbf{r}_k$) は摂動のハミルトニアン、 $|i\rangle, E_i$ は孤立原子の準位 i に関する固有関数とエネルギー、 h はプランクの定数、 e, m は電子の電荷と質量、そして f_{ij} は振動子強度である。準位 i とエネルギー差の小さな準位 j からの寄与が支配的である。

(v) マイクロな電場によるシュタルク効果⁽¹⁴⁾: プラズマ中の原子は、囲りに存在する荷電粒子によるシュタルク効果を生じ、平均においてスペクトル線の広がりとして観測される。例えば、水素原子のバルマー系列線について、広がりの全半値幅 $\Delta \lambda_s$ と電子密度 n_e との関係は次式で与えられる、

$$n_e = C(n_e, T) \Delta \lambda_s^{3/2}.$$
(7-15)

ここで、比較的低温 ($T \lesssim 4 \times 10^4$ °K) での $C(n_e, T)$ の値が n_e の関数として、文献 14) の Table 14-1 に与えられている。また多電子原子およびそれらの 1 価イオンの種々のスペクトル線に関する広がり幅の数値計算結果も文献 14) に集録されている。

(Ⅵ) 振動電場によるシュタルク効果^{15), 16)}: 図7-8

のような3準位系の原子に角振動数 ω , 実効的な振幅 F_{rms} の振動電場が加わるとき, 原子は場からエネルギー $\hbar\omega$ の光子の吸収または放出を伴う2光子過程での遷移が可能になる。これらの遷移は $\hbar\omega_{ik}$ の禁制線に近い波長を持ち, 準位 i の近くにある準位 j からの許容線付近に“サテライト”として観測される。この2本のサテライト線の間隔が振動電場の ω の2倍に相当する。またサテライト線と許容線との強度比 $S_{\pm}$ は次式で与えられる,

$$S_{\pm} = \left(\frac{\hbar^2}{6m^2e^2} \right) \frac{F_{\text{rms}}^2 R_{l''1}}{(\omega_{ij} \pm \omega)^2},$$

$$R_{l''1} = \frac{\max(l'', l)}{2l''+1} \left[\frac{\int_0^{\infty} R_{l''}(r) R_l(r) r^3 dr}{a_0} \right]^2$$

$$(l'' = l \pm 1). \quad (7-16)$$

ここで m, e は電子の質量と電荷, $R_{l''}, R_l$ は動径固有関数, a_0 はボーア半径, そして $\max(l'', l)$ は l'' と l の大きい方の値を意味する。

(Ⅶ) ドップラー効果¹⁴⁾: 準位のシフトに関連する現象として, 原子は運動しているために, 波長 λ_0 のスペクトル線は, シフト $\Delta\lambda_d$ や広がり $\Delta\lambda_D$ (全半値幅) を持って観測される,

$$\Delta\lambda_d = \lambda_0 (v/c), \quad (7-17)$$

$$\Delta\lambda_D = 7.69 \times 10^{-5} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}}. \quad (7-18)$$

ここで c は光速, v は原子の速度の観測方向の成分, そして広がりについては温度 T (単位: eV) を持ったマックスウェル分布とし, M は原子の質量数である。

従って, それらプラズマ中原子(イオン)のエネルギー準位の変化の様子をレーザー分光法で局所的に調べれば, 局所的な磁場・電場とか, 密度や温度に関する情報が得られることになる。

しかしながら, 波長範囲が制限された可同調色素レーザーでは, 適用できる粒子の種類は前述の通りである。さらに, この目的のためには比較的単純なエネルギー準位を持ったアルカリ原子, アルカリ土類の1価イオン, 準安定ヘリウム原子, 励起状態の水素原子等が適当であるが, 低密度が予想される励起水素原子を除いては, 核融合プラズマ中ではあまり存在が期待できないものばかりである。加えて, ドップラー広がりの影響は, ゼーマン分離やシュタルクシフトを利用する磁場・電場の測定では致命的な問題になる(ドップラー広がりを回避する手法については, 後で触れる)。そこで解決策としては, レーザー分光を適用するた

図7-8 振動電場中の原子のエネルギー準位図。

準位 $i \rightarrow k$ は禁制遷移である。[文献16]

めの標的となる上述の原子(イオン)を, 単一エネルギーの指向性を持ったプローブビームとしてプラズマ中に入射してやればよい訳である。これがビームプローブ・レーザー分光法の2つ目の基本原理である。

実例として, Ba^+ イオンビームと Kr^+ イオンレーザー励起・cw色素レーザーを用いての多段ミラー装置における磁場の空間分布測定実験¹⁷⁾を紹介する。この測定法は, ミラー方式プラズマの閉じ込めで重要な役割を演じる, ECRHによって生成された高温電子環の反磁性効果を調べるために開発されている。使われた実験装置を模式的に図7-9に示す。40 keVの Ba^+ ビームが磁場の作用を受けて軌道を変えながらプ

図7-9 Ba^+ ビームプローブとレーザー分光とを組み合わせた手法による磁場強度の空間分布測定に用いられた実験装置の模式図。〔文献 17)〕

ラズマ中に入射される。測定したい領域で Ba^+ ビームに平行になるように色素レーザー光を照射する。 BaII 共鳴遷移($6^2\text{S}_{1/2} - 6^2\text{P}_{1/2}$, $4934 \text{ \AA}$)の磁場中での異常ゼーマン効果による分離を図7-10(a)に示す。色素レーザー光の波長をドップラーシフトを考慮して共鳴線近傍で変えて行くと, ゼーマン成分の存在する波長で共鳴吸収が起こり, 誘起蛍光を放射する。そのため色素レーザー波長の関数として誘起蛍光の強度を測定すればゼーマンパターンが得られ, 成分間の分離幅から観測領域の磁場の強さを求めることができる。

ここで高エネルギービームと色素レーザー光の平行入射の方式を用いるのは, 以下の理由による。一般にイオン源から引き出されたビームは, 有限の発散角による空間的な広がりやビーム軸方向に関して速度分布を持っており, それらはレーザー分光のスペクトル分解能に悪影響を及ぼす。このビームの発散に起因する速度分布の影響は, ビーム径の小さなレーザー光を用いることによって回避できる。また, ビーム軸方向の速度分布の影響に関しては, この速度分布の広がりを Δv とすると, ドップラー効果による波長 λ_0 のスペクトル線の広がり $\Delta \lambda$ およびビームエネルギーの広がり ΔE との間に次の関係式が成り立つ,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta v}{c} = \frac{\Delta E}{c\sqrt{2ME_b}} \quad (7-19)$$

ここで c は光速、 E_b は粒子ビームのエネルギー、そして M はビーム種の質量である。イオン源の特性に依存する ΔE が変わらないとすれば、高エネルギービームを用いるほど、スペクトル分解能 $\Delta\lambda/\lambda_0$ が改善されることが分かる。

この実験において、12 keV, $\sim 2\mu\text{A}$ の Ba^+ ビームを用い、400 G の真空磁場中で得られた Ba II 共鳴線に関するゼーマンパターンの一例を図7-10 (b) に示す。最近、図7-9の実験配置を少し変え、位置感応な多チャンネル光学検出系を用いてプラズマ中の磁場の径方向分布が測定されている。

この実例において、実験配置の調整が容易になると考えられる Li 等の中性粒子ビームの代わりに、わざわざイオンビームを用いる大きな理由は、磁場と同時にプラズマ電位も測定するためである。エネルギー E_b のプローブイオンビームは、プラズマ電位 ϕ のプラズマ中では、そのエネルギーが $E_b - e\phi$ に変わる。この変化に基づくドップラースhift量 $\Delta\lambda_d$ は (7-19) 式で ΔE を $e\phi$ で置き換えることによって得られ、励起用色素レーザーの波長の変化分として $\Delta\lambda_d$ を測定し、 ϕ を求めることができる。しかし、この測定精度は粒子ビームと色素レーザー光との交差角の不確かさに強く依存する。

また、たとえ色素レーザー光の入射方向にプローブビームの速度分布があったとしても、例えば2光子励起過程を利用してドップラ効果に影響されない高分解能レーザー分光測定が可能になる⁸⁾⁻¹⁰⁾。一例として、高速中性リチウムビームの強磁場(トカマク等)中でのローレンツ場 $\mathbf{E} = \mathbf{v}_b \times \mathbf{B}$ によるシュクルシフト (Motional Stark Effect) を色素レーザーによる2光子分光法を用いて観測し、ビーム速度 v_b が既知であるとして磁場の強さ B を求めようとする提案¹⁸⁾がある。図7-11に利用する

図7-10 (a) Ba II 共鳴遷移 ($6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$, $4934 \text{ \AA}$) の異常ゼーマン効果によるエネルギー準位の分離。(b) 12 keV, $\sim 2\mu\text{A}$ の Ba^+ ビームと色素レーザー励起法を用いて、400 G の真空磁場中で得られたゼーマンパターン。【文献 17)】

7-11 強磁場中 (正常ゼーマン効果) での Li I の部分的なエネルギー準位図と2光子励起。
— : $M_S = +1/2$,
--- : $M_S = -1/2$.
【文献 18)】

Li I のエネルギー準位図を示す。2 光子遷移の選択則は $\Delta L=0, \pm 2$ であるが、シフト量の大きい $2^2S - 4^2D$ 遷移を用いる。強磁場中では、関係する準位は正常ゼーマン効果の領域に入るので、同図のように分離する。磁場方向に直線偏光した $5460 \text{ \AA}$ 近傍のレーザー光の往復によって $\Delta M_L=0$ の遷移を励起する。 $M_L=0$ の準位は $M_S=-1/2$ と $+1/2$ の副準位を持っており、 $\Delta M_S=0$ の条件から 2 つの遷移が可能になる。ここで $\Delta M_L=0$ の遷移は磁場があっても変化せず、また $M_L=0$ に属する 2 つの M_S の遷移は、スピンの電場に直接には作用しないので、電場があっても一致する。従って、 $\Delta M_L=0$ の遷移の波長シフトを色素レーザーによる分光法で測定すれば E が求まり、 B が決定できる。

上記のような考え方で、適当なプローブビーム種と準位を選べば、原理的には一般的な静電場の測定も可能である。可同調色素レーザーを用いた原子分光の研究分野では、2 光子分光法の他、量子ビート法 (Na の高励起準位を利用)¹⁹⁾ とか偏光分光法 (H_β 線を利用)²⁰⁾ 等、種々のドップラーフリーの手法を用いて 10 Volt/cm 程度の静電場によるシュタルクシフトが観測されている。これらの手法を種々の摂動が伴うプラズマ中の弱電場測定に直ちに適用するには困難があるが、活用の仕方によっては有力な電場測定法になる可能性を秘めている。

考え方としては同様な手法を用いて、揺動電場を含む高周波電場を測定する可能性がある²¹⁾。これは (v) で示した物理現象を利用する。今、高周波電場中のプローブ原子に可同調色素レーザーを照射し、許容線、禁制線の近傍で波長を掃引すると、許容線と 2 本のサテライト線の波長の位置で誘起蛍光が観測され、2 本のサテライト線の間隔から高周波の角振動数 ω が、そして許容線とサテライト線の強度比から (7-16) 式を用いて高周波電場の実効値 F_{rms} が決定できる。

少し別な手法として、色素レーザーの偏光を利用した磁場測定法がある²²⁾。磁場中原子の ΔM_J (又は ΔM_L) $=0$ の遷移は磁場方向に直線偏光した光で最も効率良く励起されることを利用する。この遷移のみを励起できる狭いスペクトル幅を持った色素レーザーの偏光方向を回転させながらプローブ原子を磁場に垂直方向から励起する。磁場方向とレーザー光の偏光方向の間の角度を θ とすると、観測される誘起蛍光の強度は $\cos^2 \theta$ に比例するので、強度が最大になる偏光方向の角度から磁場方向が求まる。

ビームプローブ・レーザー分光法で、ドップラー広がり測定からイオン温度を求める可能性に関しては、(7-3) 式の電荷移動反応で生成された励起状態のイオン (原子) $I^{(z-1)+*}$ をより上の準位へ色素レーザーの波長を変えながら励起すれば、誘起蛍光の強度分布からドップラー広がり測定できる。もちろん $I^{(z-1)+*}$ から放射される光のドップラー広がり分光器を用いて測定することも可能であるが、この遷移が真空紫外域に入るときには、可視域で測定できるレーザー分光法を用いる利点はある。

7.4 むすび

現在の所、ビームプローブ・レーザー分光法の適用は、色素レーザーの制限された波長域のため、電離ポテンシャルの低い粒子ビーム種に限られる。この事は、ビームの減衰が大きいという結果をもたらし、比較的小規模で低密度のプラズマ発生装置 (中型トカマク程度以下) あるいは大型装置の周辺プラズマ計測へ適

用が限定される。しかし、例えば加熱用 H^0 ビームとか、JT-60で準備されている計測用 He^0 ビーム等においては、プラズマ中で準安定状態を含む励起状態原子がかなり生成されと考えられ、それらに本計測法を適用できる可能性がある。また、将来短波長レーザーの開発が進めば、電離ポテンシャルの高い原子ビームを用いることも可能になろう。

本計測法で利用する物理現象および実験技術は多岐に亘り、個々の記述が不十分になったことは否めない。また、この計測法は未だ芽を出したばかりで、講座として記述できるための体系化からはほど遠く、計測法の原理的な考え方および可能性を理解いただければ本稿の目的は達成されたとし、具体的な利用に際し必要になる個々の詳細については引用文献を参照していただきたい。なお筆者も、この計測法開発に取り組み始めたばかりであり、浅い知識のため記述に不備な点があるかも知れないが、それらの点はお詫びし、御教示を請う次第である。

参 考 文 献

- 1) 門田 清, 藤田順治 : 分光研究 32 (1983) 223.
- 2) K. Kadota, H. Matsuoka, H. J. Ramos, S. Miyake, K. Tsuchida, J. Fujita, T. Usui and T. Oda : J. Nucl. Mater. 128 & 129 (1984) 960.
- 3) A. C. G. Mitchell and M. W. Zemansky : *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University, Cambridge, 1961.
- 4) K. Kadota, A. Pospieszczyk, P. Bogen and E. Hintz : IEEE Trans. Plasma Sci. PS-12 (1984) 264.
- 5) K. Tsuchida, S. Miyake, K. Kadota and J. Fujita : Plasma Physics 25 (1983) 991.
- 6) J. F. Seely and R. C. Elton : NRL Memorandum Report 4317, Washington, D. C. , 1980.
- 7) K. Kawasaki, T. Usui and T. Oda : J. Phys. Soc. Jpn. 51 (1982) 3666.
- 8) *Laser Spectroscopy of Atoms and Molecules*, Ed. H. Walther, Springer-Verlag, Berlin, 1976.
- 9) *High-Resolution Laser Spectroscopy*, Ed. K. Shimoda, Springer-Verlag, Berlin, 1976.
- 10) *Progress in Atomic Spectroscopy*, Part A (1978), Part B (1979), Eds. W. Hanle and H. Kleinpoppen, and Part C (1984) Eds. H. J. Beyer and H. Kleinpoppen, Plenum, New York.
- 11) E. U. Condon and G. H. Shortley : *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge University, Cambridge, 1967.

- 12) *Encyclopedia of Physics*, Vol. XXVIII, Spectroscopy II, Ed. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin, 1957.
- 13) H. A. Bethe and E. E. Salpeter : *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Plenum, New York, 1977 : *Encyclopedia of Physics*, Vol. XXXV, Atoms I, Ed. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin, 1957.
- 14) H. G. Griem : *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York, 1964.
- 15) M. Baranger and B. Mozer : *Phys. Rev.* **123** (1961) 25.
- 16) W. S. Cooper III and H. Ringler : *Phys. Rev.* **179** (1969) 226.
- 17) M. Wickham, S. Fornaca and N. H. Lazar : *Rev. Sci. Instrum.* **55** (1984) 1748.
- 18) N. J. Wiegart, U. Rebhan and H. -J. Kunze : *Phys. Lett.* **90 A** (1982) 190.
- 19) C. Fabre and S. Haroche : *Opt. Commun.* **15** (1975) 254.
- 20) C. Wieman and T. W. Hänsch : *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 1170.
- 21) U. Rebhan, N. J. Wiegart and H. -J. Kunze : *Phys. Lett.* **85 A** (1981) 228.
- 22) W. P. West and D. M. Thomas : to be published in *Rev. Sci. Instrum.*

8. おわりに

以上述べてきたように粒子線計測法の内容は豊富であり、どのような物理量も測定可能なような印象すら与える。しかし当然のことながら、いくつかの問題点を有している。そのほとんどは技術的側面においてである。一つは、計測系が比較的複雑でありプラズマへのアクセシビリティが良いとは言えないことである。マルチコード計測系にして1～2次元計測をすることもそれほど容易とは考えられない。この他、現在のところ最大の課題と思われるのは、適切な計測用粒子源を手に入れることが、費用的にも場合によっては技術的にもかなり困難なことである。そこで本章内に粒子源の節をたてようと考えて準備し始めたのであるが、時間的制約のほか資料集めが困難なことがわかり断念した。粒子源の制作に関しては、かなりの部分マンツーマン接触による情報が主であって、詳細な報告書が少ないからであった。なお、粒子線計測法全体が、未だ発展途上であり十分成熟していないといえるので、諸兄が、今後の発展に十分注目されんことを望む次第である。

最後に、本章の内容の調整・分担および校閲において御支援をいただきました藤田順治教授に感謝の意を表します。