高温プラズマ中の不純物密度の共鳴散乱による測定 I.

浜本, 誠
Department of Energy Conversion Engineering, Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University

前田, 三男
九州大学工学部電気工学教室

村岡, 克紀
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

赤崎, 正則
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

https://doi.org/10.15017/17515

高温プラズマ中の不純物密度の共鳴散乱による測定 I.

浜本　誠*・前田三男**
村岡克紀***・赤崎正則***

(昭和55年10月31日　受理)

Measurements of Impurity Densities in High Temperature Plasmas by a Resonance Scattering I.

Makoto HAMAMOTO, Mitsuo MAEDA, Katsunori MURAOKA and Masanori AKAZAKI

Abstract

For the measurement of the impurity densities or fluxes in a magnetically confined fusion device, using a resonance scattering method with a tunable laser, the sensitivity of the method (required laser power, detection limit, resolution of a distribution function) is estimated.

A model experiment is carried out with a flash lamp-pumped tunable dye laser and sodium vapor of known density as scattering target atoms, to examine the sensitivity and to clarify the problems of the technique.

1. まえがき

核融合プラズマへの真空壁及びリミターからの不純物の混入は，大きな輻射損失及び周辺プラズマの冷却による MHD 不安定の原因となる．このため，不純物の減少，制御を目指して，真空容器内壁状態，リミター材料，磁気リミター（ダイバーター）の効果を実験的に検討する努力がなされている．その効果の検出には，従来，プラズマの有効荷電数 Z_{eff} の評価や特定の粒子の放出するスペクトル強度の測定から，巨視的な議論がなされてきた[1]．

一方，波長可変なレーザによる共鳴散乱法を用いれば，他の方法では検出不可能な微量の種々の不純物が，時間，空間分解能よく検出できる[2]．そのため，より定量的な議論が可能となり，核融合プラズマ中の不純物制御について更に深い見通しが得られると期待される．すでに国外においては，共鳴散乱法を用いて ISX-B トカマク中の鉄の原子，1価イオン，チタン原子の密度の時間，空間的変化を測定したことが報告され[3]，初期的データが公表される段階に至っている．

そこで，著者らは，共鳴散乱法を高温プラズマ中の真空壁付近の，温度が eV 程度以下で殆どが基底状態にある不純物の検知に適用する際の問題点を検討し，測定技術を確立することを目的とした研究に着手した．最終的には，実際のトカマクへ適用し，真空壁近傍の不純物密度あるいはより一般に速度分布関数の時間，空間変化を定量的に測定することを目指している．そのためには，真空壁を構成する大部分の物質の共鳴線がある紫外域での共鳴散乱法の検出感度，精度，検出下限，絶対値の較正法及び測定技術が問題となる．そこで，これらを明らかにするため，小型のフラッシュランプ励起色素レーザ光の第2高調波を励起光とし，密度の絶対値がわかったアルミニウム (Al) 又は鉄 (Fe) の原子蒸気ビームをターゲットとした紫外域の共鳴散乱実験を行なう準備を進めている．本報は，その前段階として，後述するような実験の容易さから問題点を鮮明にしやすいナトリウム (Na) の共鳴線 D_2 線を対象として行った共鳴散乱実験結果の報告である．2. では，二準位系及び三準位系に対する共

* エネルギー変換工学専攻博士課程
** 工学部電気工学教室
*** エネルギー変換工学専攻

鳴散乱法の原理を簡単に説明する．3.では，共鳴散乱法を実際のトカマクへ適用した際の検知感度（必要レーザパワー，検出下限，速度分布の分解能）について評価を行なう．4.では，ナトリウムをターゲットとした可視域での共鳴散乱実験の実験装置，実験結果，問題点の検討について述べる．

2.　共鳴散乱法原理[4)5)]

Fig. 1(a) に示すように，波長可変なレーザ光により励起した散乱体積 V に対し，散乱光集光用レンズの張る立体角を $d\Omega$ とする．又，対象とするプラズマ中においては，金属不純物の紫外共鳴線に対応する励起準位の寿命（$\sim$10 ns）は粒子間衝突時間（$\gtrsim$10 ms）より十分短いので，以下の議論では，散乱体積 V 内での粒子間衝突の影響を無視する．

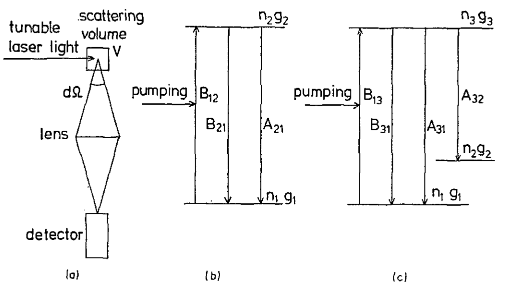

Fig. 1　Concept of a resonance scattering method; (a) experimental configuration, and energy diagrams of, (b) a two-level atom and (c) a three-level atom.

2.1　二準位系

Fig. 1(b) に示す二つのエネルギー準位に注目して，その原子が静止している場合，単色光に対して，励起準位のレート方程式は，

$$\frac{dn_2}{dt}=\frac{I(\nu_{0L})}{c}g(\nu_{0L},\nu_{0D})(B_{12}n_1-B_{21}n_2)-A_{21}n_2 \tag{1}$$

となる．ここで，上下の準位の密度を各々 n_2, n_1, 吸収，誘導放出，自然放出のアインシュタイン係数を各々 B_{12}, B_{21}, A_{21} とし，光速を c, レーザのエネルギー束を $I(\nu_{0L})$, 共鳴スペクトル中心周波数 ν_{0D} のローレンツプロフィルを $g(\nu,\nu_{0D})$ とした．密度 $n(=n_1+n_2)$ は一定で，$t=0$ では，原子は全て基底準位にあるとし，上下準位の縮退度を g_1, g_2 とすれば，$g_1B_{12}=g_2B_{21}=g_2A_{21}c^3/8\pi h\nu^3$ の関係を用いて，(1)式を解くと，

$$n_2=\frac{g_2n}{g_1+g_2}\frac{S}{1+S}\{1-\exp[-(S+1)A_{21}t]\} \tag{2}$$

となる．ここで，S は次式で定義される飽和パラメータで，

$$S\equiv\frac{I(\nu_{0L})}{c}\frac{B_{12}+B_{21}}{A_{21}}g(\nu_{0L},\nu_{0D})$$

$$=I(\nu_{0L})\frac{g_1+g_2}{g_1}\frac{c^2}{8\pi h\nu^3}g(\nu_{0L},\nu_{0D}) \tag{3}$$

$S=1$ を与える $I(\nu_{0L})$ を飽和エネルギー束 $I_s(\nu_{0L})$ と定義する．便利のために波長表現を用いると，

$$I_s(\lambda_{0L})=\frac{g_1}{g_1+g_2}\frac{8\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{g(\lambda_{0L},\lambda_{0D})}$$

$$=\begin{cases}\phi_s(\lambda)\dfrac{2\pi}{(\Delta\lambda)_N}\left[(\lambda-\lambda_{0D})^2+\left(\dfrac{(\Delta\lambda)_N}{2}\right)^2\right] & (\lambda_{0L}\neq\lambda_{0D})\\ \phi_s(\lambda)\dfrac{\pi}{2}(\Delta\lambda)_N & (\lambda_{0L}=\lambda_{0D})\end{cases} \tag{4}$$

ただし，$(\Delta\lambda)_N$ は自然幅，$\phi_s(\lambda)\equiv\{g_1/(g_1+g_2)\}8\pi hc^2/\lambda^5$ は，単位波長当りに必要な飽和エネルギー束である．

より一般の場合に，飽和エネルギー束 $I_s(\lambda)$ は，付録で示すように，光源のスペクトル分布および原子の速度分布の関係で決まる，有効な波長幅を $\phi_s(\lambda)$ に掛けることにより求まる．

励起準位の自然放出の寿命（A_{21}^{-1}）がレーザーパルス幅に比べて十分短い時，$A_{21}t\gg1$ であり系は定常と見なせ，(2) 式は，

$$n_2=\frac{g_2}{g_1+g_2}n\frac{S}{1+S} \tag{5}$$

となる．従って，1秒当り $d\Omega$ の立体角の中に放出される観測可能な散乱光光子の数 ψ は，

$$\psi=Vn_2A_{21}d\Omega/4\pi$$

$$=\frac{g_2}{g_1+g_2}\frac{S}{1+S}VA_{21}n\frac{d\Omega}{4\pi} \tag{6}$$

となる．

(i)　$S\ll1$　$(I(\lambda)\ll I_s(\lambda))$ の時

$$\psi=\frac{g_2}{g_1+g_2}\frac{I(\lambda)}{I_s(\lambda)}VA_{21}n\frac{d\Omega}{4\pi}\propto I(\lambda)\times n \tag{7}$$

散乱光光子数は，レーザエネルギー束と密度の

積に比例する．

(ii)　$S \gg 1$　($I(\lambda) \gg I_s(\lambda)$) の時

$$\psi = \frac{g_2}{g_1+g_2} V A_{21} n \frac{d\Omega}{4\pi} \propto n \tag{8}$$

散乱光光子数は，密度のみに比例し，レーザエネルギー束の大きさによらない飽和値をとる．従って，散乱光測定値がレーザパワーのばらつきの影響を受けない長所を持つ反面，二準位系では，励起光と観測する散乱光の波長が等しいため，レーザエネルギー束を飽和エネルギー束以上にすると，迷光が増し，SN 比が低下する．

実際の測定対象となる有限温度（ドップラー幅 $(\Delta\lambda)_D \gg$ 自然幅 $(\Delta\lambda)_N$）の原子の場合には，付録で示すように，単色光で励起した時，飽和特性は，(40) 式に示すように $S/\sqrt{1+S}$ に比例したゆるやかな飽和特性となる．レーザ光スペクトルの微細な構造は，一般に，レーザキャビティ長 L で決まる周波数間隔 $\delta\nu = c/2L$ で，単色なスペクトルが複数 (m) 本並んだ形となっているので，この場合には，(5) 式は (40) 式の足し合わせとして次式で置き換えねばならない．

$$n_2 = \frac{g_2}{g_1+g_2} n \sum_{i=1}^{m} f(\nu_{0Li}) \frac{\pi}{2} (\Delta\nu)_N \frac{S}{\sqrt{1+S}}$$

$$\simeq m \times \frac{g_2}{g_1+g_2} n f(\nu_{0D}) \frac{\pi}{2} (\Delta\nu)_N \frac{S}{\sqrt{1+S}} \tag{9}$$

ただし，$(\Delta\lambda)_D \gg (\Delta\lambda)_N$ の仮定を用いた．(9) 式は，$S \gg 1$ では，n_2 は $\sqrt{S}$ に比例し，S の増加と共に発散する結果を与えるが，これは，ドップラー幅が有限であること及びスペクトルの微細構造の隣り同志の干渉を無視した結果であり，その際観測される散乱光光子数 ψ は，(8) 式の値を越えるものではない．

2.2　三準位系

Fig. 1(c) に示すように，静止した原子の基底準位から励起準位へレーザで励起し，準安定準位への自然放出の際の散乱光を観測する三準位系の場合，各準位のレート方程式は，単色光に対して，

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{I(\nu_{0L})}{c} g(\nu_{0L}, \nu_{0D})(B_{31}n_3 - B_{13}n_1) + A_{31}n_3 \tag{10}$$

$$\frac{dn_2}{dt} = A_{32}n_3 \tag{11}$$

$$\frac{dn_3}{dt} = \frac{I(\nu_{0L})}{c} g(\nu_{0L}, \nu_{0D})(B_{13}n_1 - B_{31}n_3) - (A_{31}+A_{32})n_3 \tag{12}$$

となる．添字 1, 2, 3 は各々基底，準安定，励起の準位を示し，記号の意味は 2.1 の場合と同様である．

レーザによる励起は十分強く ($(I(\nu_{0L})/c)B_{13} \gg A_{31}, A_{32}$)，入射レーザビームはステップ関数 ($t<0$, $I(\nu, t)=0$；$t \geq 0, I(\nu, t) = I(\nu) =$ 一定) で表わされ，全原子数は一定で，$t=0$ では，全て基底準位にあるという仮定のもとに，(10)，(11)，(12) の連立方程式を解くと，励起準位の密度 n_3 の時間変化は次のようになる．

$$n_3(t) = \frac{g_3}{g_1+g_3} n \left[\exp\left(-\frac{g_3}{g_1+g_3} A_{32} t\right) - \exp\left(-\frac{g_1+g_3}{g_3} \frac{I(\nu_{0L})}{c} g(\nu_{0L}, \nu_{0D}) B_{13} t\right) \right] \tag{13}$$

レーザパワーが著しく大きい ($I(\nu_{0L}) \to \infty$) とき，(13) 式は，

$$n_3(t) = \frac{g_3}{g_1+g_3} n \exp\left(-\frac{g_3}{g_1+g_3} A_{32} t\right) \tag{14}$$

となる．この時，微小時間 Δt の間に観測可能な散乱光光子数 $\psi(t)\,\Delta t$ は，

$$\psi(t)\Delta t = V n_3 A_{32} \frac{d\Omega}{4\pi} \Delta t$$

$$= \frac{g_3}{g_1+g_3} n V A_{32} \exp\left(-\frac{g_3}{g_1+g_3} A_{32} t\right) \frac{d\Omega}{4\pi} \Delta t \tag{15}$$

となる．三準位系では，励起光と観測する散乱光の波長が異なるため，レーザパワーを十分に大きくしても分光が可能であるので，迷光による SN 比の低下は問題とならない．

全光子数は時間積分して，

$$\int_0^\infty \psi(t) dt = nV \frac{d\Omega}{4\pi} \tag{16}$$

となる．すなわち，最初基底準位にあった原子は全て励起され，いつかは，自然放出により準安定準位へ遷移することを意味する．

(16) 式は，準安定準位を多く持つ多準位系へ次式のように拡張できる．

$$\int_0^\infty \psi(t) dt = nV \frac{A_{32}}{\sum_i A_{3i} - A_{31}} \frac{d\Omega}{4\pi} \tag{17}$$

3. 共鳴散乱法の検知感度の評価

共鳴散乱法を実際のトカマクに適用する場合に問題となる，必要レーザパワー，検出下限，速度分布の分解能を，真空壁材料として最もよく使われている鉄の原子に対し評価を行う．**Fig. 2** に鉄原子のエネルギー準位図を示す．励起は，302.06 nm ($a^5D_4 \to y^5D_4^0$) で行い，382.04 nm ($y^5D_4^0 \to a^5F_5$) の散乱光を観測するものとする．

3.1 必要レーザパワー

測定に用いるレーザのパワーは SN 比の上から飽和エネルギー束を十分に出せることが要求される．今，考えている鉄の原子の場合，準安定準位への遷移を考慮しなければならず，飽和パラメータは二準位系での (3) 式の A_{21} を $\sum_i A_{3i}$ で置き換えねばならない．従って，単位波長当りの飽和エネルギー束としては，

$$\phi_s(\lambda) = \frac{g_1}{g_1+g_3}\frac{8\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{\sum_i A_{3i}}{A_{31}} \tag{18}$$

となる．**Fig. 2** の鉄原子のエネルギー準位図の数値をもとに $\phi_s(\lambda)$ を計算すると，

$$\phi_s(\lambda = 302.06\text{nm}) = 1.1\times10^9 \ \ \text{W/m}^2\cdot\text{nm} \tag{19}$$

となる．

鉄原子の温度が 0.1 eV (~1000 K) とすると，ドップラー拡がり全半値幅 $(\Delta\lambda)_D$ は，

$$(\Delta\lambda)_D = 2\frac{\lambda_{0D}}{c}\sqrt{\frac{2kT}{m}\ln 2} \tag{20}$$

より，約 10^{-3} nm である．キャビティ長 0.8 m のレーザの第二高調波を用いた場合，このドップラー幅内に約9本のキャビティモードが存在しうる．従って，飽和エネルギー束は，付録の (42) 式で与えられる値の9倍すなわち 1.7×10^5 W/m² となる．SN 比の向上のため，出来るだけ多くの原子を励起したいが，簡単な計算から，今の場合 $S \gtrsim 100$ ではスペクトルの微細構造の干渉が効いて，大部分の原子を励起できることがわかる．このため，レーザエネルギー束としては，少なくとも，1.7×10^7 W/m² の値を持つ必

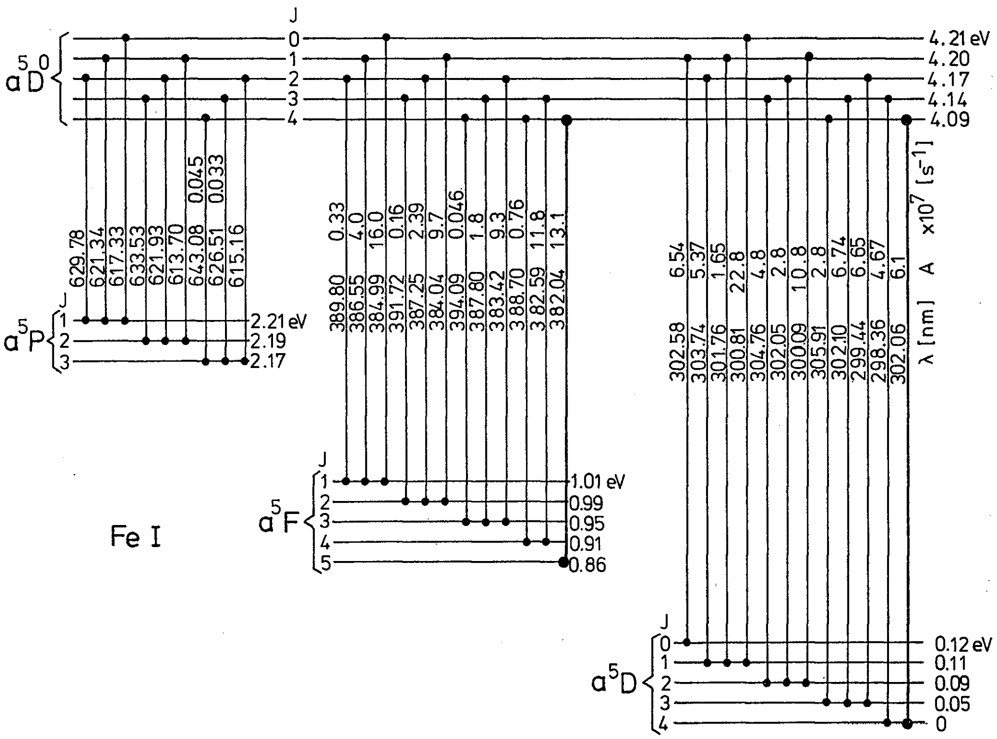

Fig. 2 Energy level diagram for the neutral iron atom. The full lines show the transitions to be employed in the density measurement.

要がある.

例えば，ビーム直径 5 mm，スペクトル幅 10^{-3}nm のレーザに必要なパワーは 340 W である.

3.2 検出下限

鉄原子密度の検出下限を，現在の代表的トカマク実験装置に適用した場合について評価する．検出下限はプラズマからの制動放射によるショットノイズに対する散乱光の SN 比を1とする条件で決める.

単位時間にプラズマの単位体積から ν と $\nu+d\nu$ の幅に輻射される制動輻射エネルギー $w(\nu)d\nu$ は，次式で与えられる[6].

$$w(\nu)d\nu = 6.3\times10^{-53}\boldsymbol{Z}^2\left(\frac{e}{T_e}\right)^{1/2} n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right)d\nu \quad \mathrm{W/m^3} \quad (21)$$

ただし，T_e/e は eV 単位で，他は MKS 単位である．プラズマは水素プラズマ（荷電数 $Z=1$）で，電子及びイオン密度（$n_e=n_i$）は $3\times10^{19}\,\mathrm{m^{-3}}$，電子温度 T_e/e は 1 keV だとすると，$w(\nu)d\nu=1.8\times10^{-15}\times d\nu$ となる．観測窓は，被測定地点から 50 cm 離れ，直径 10 cm であるとすれば，立体角 $d\Omega$ は 0.031 sr となる．制動輻射の観測される体積を，$5\times50\times1000\mathrm{mm^3}$，レーザのパルス幅を 400 ns，分光器の分解能を 1 nm（$d\nu=2\times10^{12}$ Hz），途中の光学系の透過率 T_{tr}を50%，光電子増倍管の量子効率 η を 15 %とし，不純物による Z の増加からの寄与を 10 倍とすると，1回のレーザパルス時間内に検出される光子数は，1320個，統計的ゆらぎは，$\sqrt{1320}=36$ となる.

一方，飽和エネルギー束より十分大きいエネルギー束で励起された鉄原子からの散乱光のうち検出可能な個数 Ψ は，(17) 式より，

$$\Psi = n\cdot\alpha\cdot V\frac{A_{32}}{\sum_i A_{3i}-A_{31}}\frac{d\Omega}{4\pi}T_{tr}\eta \quad (22)$$

となる．ただし，時刻0で原子は全て基底準位にあるとし，α はそのうち a^5D_4 準位を占めるものの割合を示す．(22) 式を n について解き，$\Psi_{s/N=1}(=36)$ の n を $n_{\min}$ とすると，

$$n_{\min}=\frac{1}{\alpha V}\frac{\sum_i A_{3i}-A_{31}}{A_{32}}\frac{4\pi}{d\Omega}\frac{1}{T_{tr}}\frac{1}{\eta}\Psi_{s/N=1} \quad (23)$$

となる．a^5D の各準位には，縮退度の比で原子は分布しているとすると $\alpha=0.36$，散乱体積は，レーザビーム断面直径 5 mm，長さ方向 50 mm とすると約 10^3 $\mathrm{mm^3}$ となり，その時，

$$n_{\min}=7\times10^{11}\quad \mathrm{m^{-3}} \quad (24)$$

となる．すなわち，原理的には $7\times10^{11}\,\mathrm{m^{-3}}$ の密度の鉄原子迄検出可能である.

3.3 速度分布の分解能

共鳴散乱法では，励起レーザのスペクトルを十分狭くすることにより，原子の持つドップラープロフィルを測定できる．従って，レーザ波長をスキャンすることにより速度分布関数や温度を決定でき，鉄原子の粒子束を求めることが可能である．測定に必要なレーザスペクトル幅は，鉄原子のドップラー拡がり全半値幅の数分の1以下であることが必要である．**Fig. 3** に (20) 式を用いて，各温度 T に対するドップラー幅の1/3を，許容し得るレーザスペクトルの最大値 $(\Delta\lambda)_{\max}$ として $(\Delta\lambda)_D$ とともに示す．横軸には，T に対応した，熱速度 v_{th} 及びドリフト速度 v_d も並記している．0.1 eV で熱平衡にある鉄原子のドップラープロフィルを得るには，レーザのスペクトルは 3×10^{-4} nm 程度に狭帯域化することが必要である.

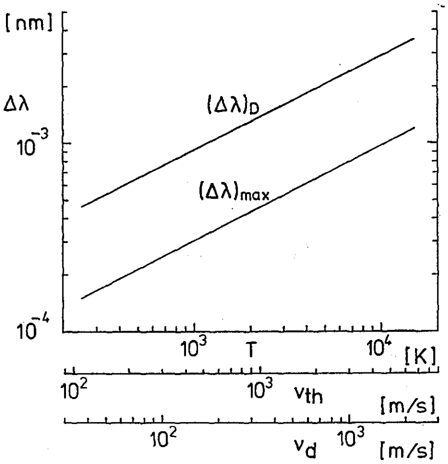

Fig. 3 Full half width of a doppler broadening of the neutral iron atom and required full half width of a laser spectrum for the measurement of distribution function of the neutral iron atom at a given temperature.

4. ナトリウムによる共鳴散乱実験

紫外光での共鳴散乱実験に対して，ナトリウム D_2 線による可視光での共鳴散乱実験は実験技術の上でより容易である．すなわち，(i) 色素レーザにより直接励起が可能で，後で述べる参照セルにより同調の確認が容易にできる，(ii) ナトリウムの蒸気圧は低温度でも高いので，$10^{14}\,\mathrm{m}^{-3}$ 程度の密度 ($T\sim335\,\mathrm{K}$ に対応) 付近の温度制御が容易である，ことである．それに対し共鳴散乱法という点では，両者は何ら本質的に変わらない．そこで，ナトリウム D_2 線による共鳴散乱法の持つ基本的な問題点を検討した．

4.1 実験装置

Fig. 4 に実験装置構成を示す．レーザは2枚のエタロン (厚さ 0.2 mm と 2 mm) と，回折格子(1200本/mm，1次回折) を使った小型のフラッシュランプ励起色素レーザを使用した．色素溶液はローダミン6Gエタノール溶液 (10^{-4} mole/l) を用いたので，580〜610 nm で波長連続可変である．レーザ出力は ≲8 kW で，半値パルス幅は約 400 ns である．ファブリーペロー干渉計で測定した発振スペクトル幅は，0.2 mm のエタロン1枚では 9×10^{-3} nm，2枚のエタロンを使用すると，3×10^{-3} nm で，室温付近でのナトリウム D_2 線のスペクトル線幅 $3\sim4\times10^{-3}$ nm と同程度である．ナトリウムセルは 10^{-6} Torr 程度に排気したガラス容器にナトリウムを封じ込めたもので，迷光の減少のために，セル外部を黒く塗り，内径2 mmのカーボン製アイリスを4カ所とりつけ，観測窓の向い側にレーリーホーン形のビューイングダンプを設けている．レーザの入射及び出射窓は，ブリュースター角にとりつけ，窓ガラス表面での反射を抑えている．オーブンの温度は，温度コントローラにより室温から 100°C 程度迄 (セル内のナトリウム原子密度にして $10^{11}\sim10^{16}\,\mathrm{m}^{-3}$) 任意の値に設定可能である．散乱体積は，直径 1 mm，長さ 20 mm の円柱状である．散乱光はレーザビームと直角方向においた光電子増倍管にレンズで集光し，レンズの張る立体角は約 0.2 sr である．又，半値幅 5 nm の干渉フィルターにより，フラッシュランプ等から入る光をしゃ断している．レーザ光は，フォトダイオードによりモニターしている．ナトリウム参照セルは，測定セルと同様な方法でナトリウムを封入したもので，周囲をニクロム線で加熱している．これはナトリウム D_2 線への同調を，分光器による粗い調整後の微調時に，散乱光を目で見ることで，確認するためのものである．

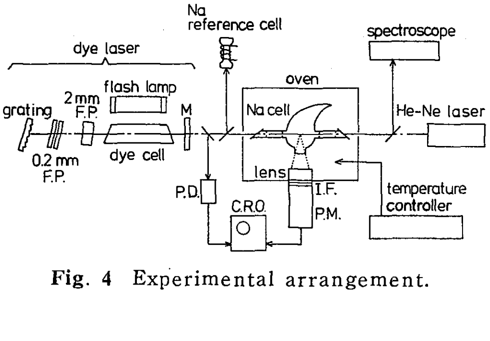

Fig. 4 Experimental arrangement.

4.2 実験結果

光電子増倍管及びフォトダイオードの出力は，高い負荷抵抗 ($R\sim340\,\mathrm{k}\Omega$) を用い，同軸ケーブルの容量 ($C\sim70\,\mathrm{pF}$) によって積分したものを用いた．オーブンの温度は設定温度値で30分程度経過して十分セルの温度が平衡に達して後実験を行った．熱電対による温度測定より，ナトリウムセルの場所による温度の違いは1度以下であった．

Fig. 5 に，$T=80°\mathrm{C}$ ($n_{\mathrm{Na}}=6.6\times10^{14}\,\mathrm{m}^{-3}$) で測定した散乱光の飽和特性を示す．横軸がフォトダイオードモニター出力から求めたレーザーエネルギー束で，サーモパイルにより較正している．この飽和特性を求める実験はエタロン1枚で行なったが，レーザのスペクトル幅 9×10^{-3} nm と，ナトリウム D_2 線のドップラー拡がりを含むスペクトル幅 4×10^{-3} nm の比

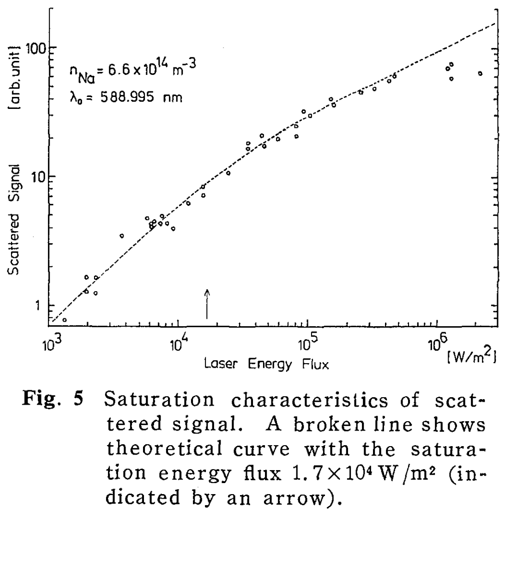

Fig. 5 Saturation characteristics of scattered signal. A broken line shows theoretical curve with the saturation energy flux $1.7\times10^4\,\mathrm{W/m^2}$ (indicated by an arrow).

を考え，ナトリウム D_2 線に対して有効なレーザエネルギー束として目盛った．縦軸は，フォトマル信号より求めた散乱光強度である．破線は，矢印位置 $1.7\times10^4\,\mathrm{W/m^2}$ を飽和エネルギー束として (9) 式により描いた理論曲線で，測定値はかなり良く一致しているが，$\sim2\times10^5\,\mathrm{W/m^2}$ を越えると合わなくなる．これは，3.1 で行なった評価と同じ理由で $S\sim100$ 程度で，スペクトルの隣り同志の干渉が無視できなくなるためである．ただし，矢印位置は，ナトリウム D_2 線に対して，3.1 と同様に，スペクトルの微細構造を考慮し，(42) 式より求めた飽和エネルギー束 $2.3\times10^3\,\mathrm{W/m^2}$ よりも，7～8倍大きい．実験値との違いの原因としては，(ｉ) 散乱光の信号が，時間的に積分したものであること（これはレーザ出力の時間変化のうち，ピーク付近では飽和エネルギー束以上あっても，裾の部分では飽和してないことによるもので簡単な評価から2倍程度の誤差となる），(ii) レーザビームのビーム拡がりによる測定点でのレーザエネルギー束の見積り誤差，入射窓による光の反射，レーザパワー測定誤差，レーザスペクトルのゆらぎ，等，非理想的状況による誤差が挙げられる．前者による誤差は，散乱光の時間変化を測定することで避けられ，後者は，より注意深い測定評価により克服できるものである．ただし，飽和エネルギー束は，当面の鉄原子の検知の目的には，(18) 式により SN 比の評価に用いるものであるから，この程度の精度で十分である．

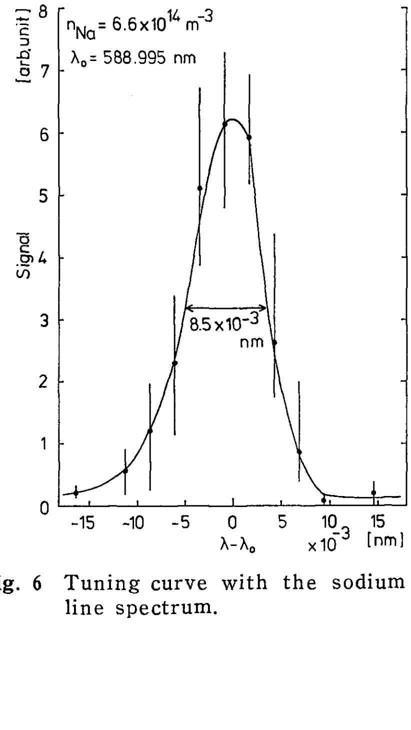

Fig. 6 Tuning curve with the sodium D_2 line spectrum.

Fig. 6 に $T=80^\circ\mathrm{C}$ において，2 mm のエタロンを微調回転して得たナトリウム D_2 線への同調曲線を示す．最も同調がとれた時，散乱光と迷光の比は約30：1 である．スペクトル半値幅は約 $8.5\times10^{-3}\,\mathrm{nm}$ であり，ナトリウム D_2 線のスペクトル幅 $4\times10^{-3}\,\mathrm{nm}$ に比べて大きい．これは，用いたレーザエネルギー束が飽和エネルギー束近くであったので，飽和の影響によりピーク値が半分近くになったためである．

Fig. 7 に温度を 80°C から 40°C 迄変化させて測定した散乱光強度を示す．実験値は 60°C の値で較正した Fairbank[7] らの求めた密度曲線（実線）とかなり良く一致している．今回の実験装置でのナトリウム原子の検知下限は $10^{13}\,\mathrm{m^{-3}}$ であった．nV 個のナトリウム原子から，1回のレーザパルス幅の間に光電子増倍管に計数される光子数は，最大

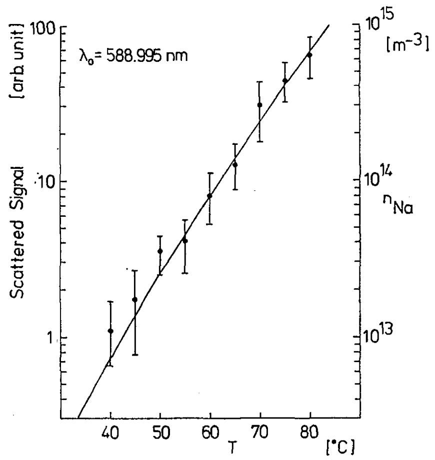

Fig. 7 Scattered signal fitted at 60°C with the sodium atom density curve[7], against the sodium cell temperature.

$$\frac{g_2}{g_1+g_2}nVA_{21}\frac{d\Omega}{4\pi}\Delta t\,T_{tr}\,\eta \tag{25}$$

となる．ただし，Δt はレーザーパルス幅で 400ns である．$g_2/g_1=2$, $V=(\pi/4)\times(0.1)^2\times2\times10^{-6}\mathrm{m^{-3}}$, $A_{21}=6.25\times10^7\,\mathrm{s^{-1}}$, $n=10^{13}\,\mathrm{m^{-3}}$, $d\Omega=0.2\mathrm{sr}$, $T_{tr}=0.5$, $\eta=0.07$ を代入して，

1456　　photons/pulse

となる．従って，迷光を減らせば2桁程度検知下限を

下げることが可能と思われる．又，計測可能な光子数は，散乱体積 V に比例するので，散乱体積を大きくすれば，更に検知下限を下げることも可能であろう．又，散乱光強度のばらつきは30～40％と大きいが，これは（i）レーザパワーの変動が大きいこと（信号がレーザパワーと比例する領域では，その比をとることにより規格化が可能である．今回の実験では，レーザパワーが飽和の影響を受ける領域であったために，規格化によりレーザパワーの変動を打消すことができなかった．そのため，密度の測定精度が悪くなり，同調曲線の半値幅の決定にも大きい誤差をもたらした)，(ii) 発振波長の安定性の問題，に起因すると考えられ，より詳しい検討が必要である．

5. むすび

（i）高温プラズマ中の不純物密度をより定量的に議論するための共鳴散乱法を，トカマクに適用する際の検知感度を鉄原子の場合について評価した．その結果次の点が明らかになった．（a）0.1 eV 程度の鉄原子に対し，必要なレーザエネルギー束は，1.7×10^{7} W/m^2 である．（b）鉄原子密度の検出下限は，トカマクに適用した場合，7×10^{11} m^{-3} 程度である．（c）0.1 eV 程度の鉄原子のドップラープロフィルを得るには，レーザのスペクトル幅は 3×10^{-4} nm 程度以下でなければならない．

(ii) ナトリウム D_2 線による可視域での共鳴散乱実験を行ない，共鳴散乱の基本事項として，（a）飽和現象を確認し，（b）同調曲線を求め，（c）検出下限，精度として，それぞれ 10^{13} m^{-3}，30～40％で，ナトリウム原子密度が測定可能なことを確かめた．また鉄原子での共鳴散乱実験を行う際の技術的問題点を明らかにした．

(iii) 今後，色素レーザの ADA 結晶による第二高調波を用いた紫外域での共鳴散乱実験を行なう．

本稿をまとめるに当り岡田龍雄氏より有益な討論，助言を得たことを記し深謝いたします．本研究は，一部科学研究費「核融合特別研究」の補助を得て行った．

参考文献

1) K. Bol *et al.*, *Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. Cont. Fusion* **1**, 11 (1979).
2) A. Elbern *et al.*, *Proc. Int. Symp. Plasma wall Interaction, Jülich* (1976) p. 475.
3) R. C. Isler *et al.*, *8th Int. Conf. Plasma Phys. Cont. Fusion* IAEA-CN-38/A-5 (1980).
4) P. Bogen and E. Hintz, Comments Plasma Phys. Cont. Fusion **4**, 115 (1978).
5) H. C. Meng and H. -J. Kunze, Phys. Fluids **22**, 1082 (1979).
6) 宮本，核融合のためのプラズマ物理，岩波書店（昭和51年）p. 430.
7) W. M. Fairbank, Jr. *et al.*, J. Opt. Soc. Am. **65**, 199 (1975).

付録

原子の自然幅（$(\Delta\nu)_N$，中心周波数 ν_{0N}）内での存在確率（ローレンツプロフィル）を $g(\nu,\nu_{0N})$，原子の速度分布関数 $f(v)$ を電磁波入射方向のドップラー運動（ドップラー拡がり $(\Delta\nu)_D$，中心周波数 ν_{0D}）による周波数表現として $f(\nu,\nu_{0D})$，レーザエネルギー密度スペクトル（中心周波数 ν_{0L}）を $u(\nu,\nu_{0L})$ で示すと，一般に速度の対応する周波数が微小周波数区間 $\nu_\xi\sim\nu_\xi+d\nu_\xi$ に存在する二準位系よりなる原子に対して次のレート方程式が成り立つ．

$$\frac{d}{dt}n_2^\xi=B_{12}n_1^\xi\int_{-\infty}^{\infty}d\nu u(\nu,\nu_{0L})g(\nu,\nu_\xi)-B_{21}n_2^\xi\int_{-\infty}^{\infty}d\nu u(\nu,\nu_{0L})g(\nu,\nu_\xi)-A_{21}n_2^\xi \tag{26}$$

ただし $n_1^\xi+n_2^\xi=n^\xi=nf(\nu_\xi,\nu_{0D})$ は一定である．$\phi(\nu,\nu_{0L})=cu(\nu,\nu_{0L})$, $B_{21}g_2=B_{12}g_1=g_2A_{21}c^3/8\pi h\nu^3$ の関係を用い，(26) 式の定常解を求めれば，

$$n_2^\xi=\frac{g_2}{g_1+g_2}\frac{\frac{g_1+g_2}{g_1}\frac{c^2}{8\pi h\nu^3}\int_{-\infty}^{\infty}d\nu\phi(\nu,\nu_{0L})g(\nu,\nu_\xi)}{1+\frac{g_1+g_2}{g_1}\frac{c^2}{8\pi h\nu^3}\int_{-\infty}^{\infty}d\nu\phi(\nu,\nu_{0L})g(\nu,\nu_\xi)}n^\xi \tag{27}$$

更に，ν_ξ について積分を行えば，

$$n_2=\int_{-\infty}^{\infty} n_2^{\xi} d\nu_\xi=\frac{g_2}{g_1+g_2}n\int_{-\infty}^{\infty} d\nu_\xi \frac{f(\nu_\xi,\nu_{0D})\dfrac{g_1+g_2}{g_1}\dfrac{c^2}{8\pi h\nu^3}\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty} d\nu\phi(\nu,\nu_{0L})g(\nu,\nu_\xi)}{1+\dfrac{g_1+g_2}{g_1}\dfrac{c^2}{8\pi h\nu^3}\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty} d\nu\phi(\nu,\nu_{0L})g(\nu,\nu_\xi)} \tag{28}$$

となる．

以下，$g(\nu,\nu_{0N})$, $f(\nu,\nu_{0D})$, $\phi(\nu,\nu_{0L})$ の形の特別な場合について，飽和パラメータ $S=1$ の条件より飽和エネルギー束 $I_s(\lambda)$ を求める．ただし，ここで実用上の便利さから，最終的結果には波長による表現を用いた．

（i） 温度 0K の原子に，単色光が入射した場合

$$g(\nu,\nu_{0N})=\frac{(\Delta\nu)_N}{2\pi}\frac{1}{\left[(\nu-\nu_{0N})^2+\left\{\dfrac{(\Delta\nu)_N}{2}\right\}^2\right]} \tag{29}$$

$$f(\nu,\nu_{0D})=\delta(\nu-\nu_{0D}) \tag{30}$$

$$\phi(\nu,\nu_{0L})=I(\nu)\delta(\nu-\nu_{0L}) \tag{31}$$

であるから，(28) 式は，

$$n_2=\frac{g_2}{g_1+g_2}n\frac{S}{1+S} \tag{32}$$

ただし，

$$S=I(\nu_{0L})\Bigg/\left\{\frac{g_1}{g_1+g_2}\frac{8\pi h\nu^3}{c^2}\frac{2\pi}{(\Delta\nu)_N}\times\left[(\nu_{0D}-\nu_{0L})^2+\left\{\frac{(\Delta\nu)_N}{2}\right\}^2\right]\right\} \tag{33}$$

となる．$S=1$ の条件より，

$$I_s(\lambda)=\frac{g_1}{g_1+g_2}\frac{8\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{2\pi}{(\Delta\lambda)_N}\times\left[(\lambda_{0D}-\lambda_{0L})^2+\left\{\frac{(\Delta\lambda)_N}{2}\right\}^2\right] \tag{34}$$

となり，$\lambda_{0L}=\lambda_{0D}$ の場合には，

$$I_s(\lambda)=\frac{g_1}{g_1+g_2}\frac{8\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{\pi}{2}(\Delta\lambda)_N \tag{35}$$

である．

(ii) 温度 0K の原子に，有限なスペクトル幅の光が入射した場合

$\phi(\nu,\nu_{0L})$ が，全半値幅 $(\Delta\nu)_L$ のガウス分布

$$\phi(\nu,\nu_{0L})=\phi_0\exp\left[-\left\{\frac{2(\nu-\nu_{0L})}{(\Delta\nu)_L}\right\}^2\ln 2\right] \tag{36}$$

で表わせるとして，$\nu_{0D}=\nu_{0L}$ の時，(28) 式は (32) 式の形になる．ただし，S の内容は異なり，$S=1$ の条件より，

$$I_s(\lambda)=\frac{g_1}{g_1+g_2}\frac{8\pi hc^2}{\lambda^5}(\Delta\lambda)_L\cdot F\left\{\frac{(\Delta\lambda)_L}{(\Delta\lambda)_N}\right\} \tag{37}$$

$$F\left\{\frac{(\Delta\lambda)_L}{(\Delta\lambda)_N}\right\}=\begin{cases}1 & (\Delta\lambda)_L\gg(\Delta\lambda)_N\\ 2.07 & (\Delta\lambda)_L\sim(\Delta\lambda)_N\end{cases}$$

(iii) 温度 0K の原子に，白色光が入射した場合

$\phi(\nu,\nu_{0L})=$一定であり，(28) 式は，(32) 式と同じ形となり，単位波長当りに必要な飽和エネルギー束は $\phi_s(\lambda)=\{g_1/(g_1+g_2)\}8\pi hc^2/\lambda^5$，自然幅 $(\Delta\lambda)_N$ 内にある有効な飽和エネルギー束は，

$$I_s(\lambda)=\frac{g_1}{g_1+g_2}\frac{8\pi hc^2}{\lambda^5}(\Delta\lambda)_N \tag{38}$$

(iv) 有限温度の原子に，単色光が入射した場合

$$f(\nu,\nu_{0D})=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\sqrt{\ln 2}}{(\Delta\nu)_D}\exp\left[-\left\{\frac{2(\nu-\nu_{0D})}{(\Delta\nu)_D}\right\}^2\ln 2\right] \tag{39}$$

を用いると，(28) 式は，$(\Delta\nu)_D\gg(\Delta\nu)_N$ の時，

$$n_2=\frac{g_2}{g_1+g_2}nf(\nu_{0L})\frac{\pi}{2}(\Delta\nu)_N\frac{S}{\sqrt{1+S}} \tag{40}$$

ただし，

$$S=I(\nu_{0L})\Bigg/\frac{g_1}{g_1+g_2}\frac{8\pi h\nu^3}{c^2}\frac{\pi}{2}(\Delta\nu)_N \tag{41}$$

となる．$S=1$ の条件より，

$$I_s(\lambda)=\frac{g_1}{g_1+g_2}\frac{8\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{\pi}{2}(\Delta\lambda)_N \tag{42}$$

（v） 有限な温度の原子に，白色光が入射した場合

単位波長当りに必要な飽和エネルギー束は，(iii) の場合と等しい．有効な飽和エネルギー束は，波長幅としてドップラー幅を用いて，

$$I_s(\lambda)=\frac{g_1}{g_1+g_2}\frac{8\pi hc^2}{\lambda^5}(\Delta\lambda)_D \tag{43}$$

となる．