九州大学学術情報リポジトリ Kyushu University Institutional Repository

# 高温プラズマ中の不純物密度の共鳴散乱による測定 Ι.

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

出版情報:九州大学大学院総合理工学報告.2(2), pp.43-51, 1981-01-20.九州大学大学院総合理工学 研究科 バージョン:

権利関係:

## 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	Ξ	男**
村	岡	克	紀***	• 赤	崎	IE.	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<sub>eff</sub>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<sup>1)</sup>.

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<sup>20</sup>. 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<sub>2</sub> 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

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

<sup>\*\*\*</sup> 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 dg 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 (~10 ns) は粒子間衝突時間 ( $\geq$  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 threelevel atom.

2.1 二準位系

**Fig. 1(b)** に示す二つのエネ ルギ - 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,

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{I(\nu_{0L})}{c} g(\nu_{0L}, \nu_{0D}) (B_{12}n_1 - B_{21}n_2) - A_{21}n_2$$
(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  $I(v_{0L})$ , 共鳴スペクトル中心周波数  $v_{0D}$  のロ ーレンツプロフィルを  $g(v, v_{0D})$  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、

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

となる.ここで、Sは次式で定義される飽和パラメータで、

$$S \equiv \frac{I(\nu_{0L})}{c} \frac{B_{12} + B_{21}}{A_{21}} g(\nu_{0L}, \nu_{0D})$$
$$= I(\nu_{0L}) \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{c^2}{8\pi h \nu^3} g(\nu_{0L}, \nu_{0D}) \qquad (3)$$

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,

$$I_{s}(\lambda_{0L}) = \frac{g_{1}}{g_{1}+g_{2}} \frac{8\pi\hbarc^{2}}{\lambda^{5}} \frac{1}{g(\lambda_{0L},\lambda_{0D})}$$
$$= \begin{cases} \phi_{s}(\lambda) \frac{2\pi}{(d\lambda)_{N}} \left[ (\lambda - \lambda_{0D})^{2} + \left(\frac{(d\lambda)_{N}}{2}\right)^{2} \right] \\ (\lambda_{0L} \neq \lambda_{0D}) \\ \phi_{s}(\lambda) \frac{\pi}{2} (d\lambda)_{N} \quad (\lambda_{0L} = \lambda_{0D}) \end{cases}$$
(4)

ただし、 $(4\lambda)_N$  は自然幅、 $\phi_s(\lambda) \equiv \{g_1/(g_1+g_2)\} 8$  $\pi h c^2/\lambda^5$  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 ( $A_{21}$ ) がレーザーパル ス幅に比べて十分短い時,  $A_{21} \gg 1$  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 の立体角の中に放出 される観測可能な散乱光光子の数  $\psi$  は、

$$\begin{aligned}
\psi &= V n_2 A_{21} d\mathcal{Q} / 4\pi \\
&= \frac{g_2}{g_1 + g_2} \frac{S}{1 + S} V A_{21} n \frac{d\mathcal{Q}}{4\pi} 
\end{aligned} \tag{6}$$

となる.

(i) 
$$S \ll 1$$
  $(I(\lambda) \ll I_s(\lambda))$  の時  
 $\psi = \frac{g_2}{g_1 + g_2} \frac{I(\lambda)}{I_s(\lambda)} V A_{21} n \frac{dg}{4\pi} \propto I(\lambda) \times n$  (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 ( $4\lambda$ )<sub>D</sub> ≫ 自然幅 ( $4\lambda$ )<sub>N</sub>)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.

$$n_{2} = \frac{g_{2}}{g_{1} + g_{2}} n \sum_{i=1}^{m} f(\nu_{0Li}) \frac{\pi}{2} (\Delta \nu)_{N} \frac{S}{\sqrt{1 + S}}$$
$$\simeq m \times \frac{g_{2}}{g_{1} + g_{2}} n f(\nu_{0D}) \frac{\pi}{2} (\Delta \nu)_{N} \frac{S}{\sqrt{1 + S}}$$
(9)

ただし、 $(4\lambda)_D \gg (4\lambda)_N$ 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  $\psi$  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,

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

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

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

 $-(A_{31}+A_{32})n_3$  (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  $(t < 0, I(\nu, t) = 0; t \ge 0, I(\nu, t) = I(\nu) = -定)$ 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.

$$n_{3}(t) = \frac{g_{3}}{g_{1} + g_{3}} n \left[ \exp\left(-\frac{g_{3}}{g_{1} + g_{3}} A_{32}t\right) - \exp\left(-\frac{g_{1} + g_{3}}{g_{3}} \frac{I(\nu_{0L})}{c} g(\nu_{0L}, \nu_{0D}) B_{13}t\right) \right]$$
(13)

レーザパワーが著しく大きい (*I*(ν<sub>0L</sub>)→∞) とき, (13) 式は,

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

となる. この時, 微小時間 *4t* の間に観測可能な散乱 光光子数 ψ(*t*) *4t* は,

$$\psi(t)\Delta t = V n_3 A_{32} \frac{dQ}{4\pi} \Delta t$$
  
=  $\frac{g_3}{g_1 + g_3} n V A_{32} \exp\left(-\frac{g_3}{g_1 + g_3} A_{32} t\right) \frac{dQ}{4\pi} \Delta t$   
(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,

$$\int_{0}^{\infty} \psi(t) dt = nV \frac{d\varrho}{4\pi}$$
(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.

$$\int_{0}^{\infty} \psi(t) dt = nV \frac{A_{32}}{\sum_{i} A_{3i} - A_{31}} \frac{dg}{4\pi}$$
(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、 $302.06 \text{ nm} (a^5D_4 \rightarrow y^5D_*^2)$ で行い、 $382.04 \text{ nm} (y^5D_*^6 \rightarrow a^5F_5)$ 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、

 $\phi_{s}(\lambda) = \frac{g_{1}}{g_{1} + g_{3}} \frac{8\pi h c^{2}}{\lambda^{5}} \frac{\sum_{i} A_{3i}}{A_{31}}$ (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,

 $\phi_s(\lambda = 302.06 \text{nm}) = 1.1 \times 10^9 \text{ W/m^2 \cdot nm}$ 

(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 (4λ) , は,

$$(4\lambda)_D = 2 \frac{\lambda_{0D}}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} \ln 2}$$
 (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  $1.7 \times 10^5$  W/m<sup>2</sup> 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  $S \ge 100$  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,  $1.7 \times 10^7$  W/m<sup>2</sup> 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<sup>-3</sup>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 $\nu$ 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<sup>6)</sup>.

$$w(\nu)d\nu = 6.3 \times 10^{-53} Z^2 \left(\frac{e}{T_e}\right)^{1/2} n_e n_i$$
$$\exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) d\nu \quad W/m^3 \quad (21)$$

ただし、 $T_e/e$  は eV 単位で、他は MKS 単位であ る. プラスマは水素プラズマ(荷電数 Z=1)で、電 子及びイオン密度  $(n_e = n_i)$  は  $3 \times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>、電子温 度  $T_e/e$  は 1 keV だとすると、 $w(\nu)d\nu = 1.8 \times 10^{-15}$ × $d\nu$  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  $d_2$  は 0.031 sr となる. 制動輻射の 観測される 体積を、 $5 \times 50 \times$ 1000 mm<sup>3</sup>、 $\nu$  - ザのパルス幅を 400 ns、分光器の分解 能を 1 nm ( $d\nu = 2 \times 10^{12}$  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  $\eta \approx 15$  %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  $\nu$  - 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 ♥ は,(17)式より,

$$\Psi = n \cdot \alpha \cdot V \frac{A_{32}}{\sum_{i} A_{3i} - A_{31}} \frac{d\varrho}{4\pi} T_{ir} \eta \qquad (22)$$

となる. ただし,時刻0で原子は全て基底準位にある とし,  $\alpha$  はそのうち  $a^{5}D$ ,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  $n \in n_{\min}$  とすると,

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

となる. a<sup>5</sup>D 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<sup>3</sup> mm<sup>3</sup> となり、その時、

$$n_{\rm min} = 7 \times 10^{11} \, {\rm m}^{-3}$$
 (24)

となる. すなわち, 原理的には 7×10<sup>11</sup> m<sup>-3</sup> 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 ( $4\lambda$ )<sub>max</sub> として ( $4\lambda$ )<sub>D</sub> とともに示す. 横軸には、Tに対応した、熱速度  $v_{ih}$  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<sup>-4</sup> 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、 $10^{14} \text{ m}^{-3}$ 程度の密度( $T \sim 335 \text{ K}$ 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6 Gエタノール溶液 (10<sup>-4</sup> 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<sup>-3</sup> nm で、室温付近でのナト リウム D<sub>2</sub> 線のスペクトル線幅 3~4×10<sup>-3</sup> 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℃ 程度迄(セル内のナトリウム原子密度に



Fig. 4 Experimental arrangement.

して 10<sup>11</sup>~10<sup>16</sup> m<sup>-3</sup>) 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<sub>2</sub>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.

#### 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 ( $R \sim 340 \text{ k}$ .a)を用い,同軸ケーブルの容量 ( $C \sim 70 \text{ pF}$ )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°C ( $n_{Na} = 6.6 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ) 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  $9 \times 10^{-3}$  nm と、ナトリウム D<sub>2</sub> 線のド ップラー拡がりを含むスペクトル幅  $4 \times 10^{-3}$  nm の比



Fig. 5 Saturation characteristics of scattered signal. A broken line shows theoretical curve with the saturation energy flux  $1.7 \times 10^4 \text{ W/m}^2$  (indicated by an arrow).

を考え,ナトリウム D,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× 10<sup>4</sup> W/m<sup>2</sup> 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,~2×10<sup>5</sup> W/m<sup>2</sup> 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~100 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<sub>2</sub> 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 2.3×103 W/m<sup>2</sup>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



Fig. 6 Tuning curve with the sodium D<sub>2</sub> line spectrum.

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** に  $T = 80^{\circ}$ 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. 最も同調かとれた時, 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  $8.5 \times 10^{-3}$  nm であ り, ナトリウム  $D_2$  線のスペクトル幅  $4 \times 10^{-3}$  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  $80^{\circ}$ C から  $40^{\circ}$ C 迄変化させて測 定した散乱光強度を示す.実験値は  $60^{\circ}$ C の値で較正 した Fairbank<sup>7)</sup> 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  $10^{13}$  m<sup>-3</sup> 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<sup>7)</sup>, against the sodium cell temperature.

$$\frac{g_2}{g_1+g_2} n V A_{21} \frac{d\varrho}{4\pi} \Delta t T_{tr} \eta$$
(25)

となる. ただし、 *4t* はレーザーパルス幅で 400ns で ある.  $g_2/g_1=2$ ,  $V = (\pi/4) \times (0.1)^2 \times 2 \times 10^{-6} \text{m}^{-3}$ ,  $A_{21}$ = 6.25×10<sup>7</sup> s<sup>-1</sup>,  $n=10^{13}$  m<sup>-3</sup>,  $d\mathcal{Q}=0.2$  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)0.1eV 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<sup>7</sup>W /m<sup>2</sup> 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<sup>11</sup> m<sup>-3</sup> 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<sup>-4</sup> 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<sup>-3</sup>,  $30 \sim 40\%$ 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).
- 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.
- W. M. Fairbank, Jr. *et al.*, J. Opt. Soc. Am. 65, 199 (1975).

#### 付 録

原子の自然幅 (( $4\nu$ )<sub>N</sub>,中心周波数  $\nu_{0N}$ )内での存 在確率 ( $-\nu$ 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 ( $4\nu$ )<sub>D</sub>,中心周波数  $\nu_{0D}$ )に よる周波数表現として  $f(\nu, \nu_{0D})$ ,  $\nu$ ーザエネルギー 密度スペクトル (中心周波数  $\nu_{0L}$ )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  $\nu_{\ell} \sim \nu_{\ell} + d\nu_{\ell}$  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.

$$\frac{d}{dt} n_{2}^{\varepsilon} = B_{12} n_{1}^{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu u(\nu, \nu_{0L}) g(\nu, \nu_{\varepsilon}) -B_{21} n_{2}^{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu u(\nu, \nu_{0L}) g(\nu, \nu_{\varepsilon}) -A_{21} n_{2}^{\varepsilon}$$
(26)

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

$$n_{2}^{\epsilon} = \frac{g_{2}}{g_{1} + g_{2}} \frac{\frac{g_{1} + g_{2}}{g_{1}} \frac{c^{2}}{8\pi h \nu^{3}} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \phi(\nu, \nu_{0L}) g(\nu, \nu_{\epsilon})}{1 + \frac{g_{1} + g_{2}}{g_{1}} \frac{c^{2}}{8\pi h \nu^{3}} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \phi(\nu, \nu_{0L}) g(\nu, \nu_{\epsilon})} n^{\epsilon}$$
(27)

更に, ve について積分を行えば,

$$n_{2} = \int_{-\infty}^{\infty} n_{2}^{\ell} d\nu_{\ell} = \frac{g_{2}}{g_{1} + g_{2}} n \int_{-\infty}^{\infty} d\nu_{\ell} \frac{f(\nu_{\ell}, \nu_{0D}) \frac{g_{1} + g_{2}}{g_{1}} \frac{c^{2}}{8\pi \hbar \nu^{3}} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \phi(\nu, \nu_{0L}) g(\nu, \nu_{\ell})}{1 + \frac{g_{1} + g_{2}}{g_{1}} \frac{c^{2}}{8\pi \hbar \nu^{3}} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \phi(\nu, \nu_{0L}) g(\nu, \nu_{\ell})}$$
(28)

となる.

以下,  $g(v, v_{0N})$ ,  $f(v, v_{0D})$ ,  $\phi(v, v_{0L})$  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 ェネルギー束  $I_s(\lambda)$ 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

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

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

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

となる. S=1 の条件より,

$$I_{s}(\lambda) = \frac{g_{1}}{g_{1} + g_{2}} \frac{8\pi h c^{2}}{\lambda^{5}} \frac{2\pi}{(d\lambda)_{N}} \times \left[ (\lambda_{0D} - \lambda_{0L})^{2} + \left\{ \frac{(d\lambda)_{N}}{2} \right\}^{2} \right] \quad (34)$$

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

$$I_{s}(\lambda) = \frac{g_{1}}{g_{1} + g_{2}} \frac{8\pi h c^{2}}{\lambda^{5}} \frac{\pi}{2} (\Delta \lambda)_{N}$$
(35)

である.

(ii) 温度 0 K の原子に、有限なスペクトル幅の光が入射した場合

$$\phi(\nu, \nu_{0L}) が, 全半値幅 (d\nu)_L のガウス分布$$
$$\phi(\nu, \nu_{0L}) = \phi_0 \exp\left[-\left\{\frac{2(\nu-\nu_{0L})}{(d\nu)_L}\right\}^2 \ln 2\right] (36)$$

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、

$$I_{s}(\lambda) = \frac{g_{1}}{g_{1} + g_{2}} \frac{8\pi\hbar c^{2}}{\lambda^{5}} (\Delta\lambda)_{L} \cdot F\left\{\frac{(\Delta\lambda)_{L}}{(\Delta\lambda)_{N}}\right\} (37)$$

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

 (iii) 温度 0 K の原子に、 白色光が入射した場合 *φ*(ν, ν<sub>0L</sub>) = 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 *φ*<sub>5</sub>(λ) = {g<sub>1</sub>/(g<sub>1</sub>+g<sub>2</sub>) 8 πhc<sup>2</sup>/λ<sup>5</sup>、自然幅 (Δλ)<sub>N</sub> 内に ある有効な飽和エネルギー束は、

$$I_{s}(\lambda) = \frac{g_{1}}{g_{1} + g_{2}} \frac{8\pi hc^{2}}{\lambda^{5}} (\Delta \lambda)_{N}$$
(38)

(iv) 有限温度の原子に,単色光が入射した場合

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

を用いると、(28) 式は、(4v)<sub>D</sub>≫(4v)<sub>N</sub>の時,

$$n_{2} = \frac{g_{2}}{g_{1} + g_{2}} nf(\nu_{0L}) \frac{\pi}{2} (\Delta \nu)_{N} \frac{S}{\sqrt{1 + S}}$$
(40)

ただし,

$$S = I(\nu_{0L}) \left| \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{8\pi h \nu^3}{c^2} \frac{\pi}{2} (\Delta \nu)_N \right|$$
(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、

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