レーザー解説

高速周波数掃引 (RAFS) レーザー分光法

本田 親久*・前田 三男*・村岡 克紀**・赤崎 正則**

(1987年3月14日 受理)

Rapid-Frequency-Scan Laser Spectroscopy

Chikahisa HONDA*, Mitsuo MAEDA*,

Katsunori MURAOKA** and Masanori AKAZAKI**

(Received March 14, 1987)

The techniques of rapid frequency scanning of dye lasers, using electro-optic (EO), acousto-optic (AO) and mechanical scanners, are reviewed. Lasing characteristics in rapid scanning are experimentally and analytically discussed. A novel technique of rapid-frequency-scan (RAFS) laser spectroscopy can determine line-profiles of atoms and molecules instantaneously within a single laser shot. Two types of scanners, an etalon driven by a PZT piezo-electrical element and an EO filter with a KDP crystal, are examined in this RAFS laser system. Some examples of the RAFS laser spectroscopy to measure atomic line-profiles by a single laser shot are described.

Key Words: Rapid frequency scan, Dye laser, Fluorescence spectroscopy, Spectral line profile.

1. はじめに

可変波長レーザーを光源とするレーザー分光法は、従来の分光法に比べ格段に優れた検知感度、スペクトル分解能、および空間分解能を示し、幅広い応用分野を持っている。特に色素レーザーの同調技術の向上によって、極めて高度の分光計測が可能になり、活発な研究が展開されている。

レーザー分光法においては、通常、十分に単色化したCWまたは高速繰返し色素レーザーの発振周波数を掃引し、応答信号をロックイン増

幅器やボックスカー積分器により長時間の平均化を行なって、スペクトルを計測する。しかしそのような方法では、現象が過渡的に変化している場合にスペクトルプロファイルを記録するのが困難である。筆者らはパルス幅がマイクロ秒オーダーの色素レーザーの発振周波数を、その時間内に直線的に掃引させ、単一ショットでスペクトルプロファイルを計測する方法を考案した¹⁾。この高速周波数掃引(Rapid-Frequency-Scan, RAFS)レーザー分光法は、元来、トカマクなどショット間隔の長い大型高温プラズマ装置内の水素原子や壁材料からの不純物原子

* 九州大学工学部 (〒812 福岡市東区箱崎 6-10-1)

** 九州大学総合理工学研究科 (〒816 春日市春日公園 6-1)

* Faculty of Engineering, Kyushu University (6-10-1, Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812)

** Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University (6-1, Kasugakoen, Kasuga, Fukuoka 816)

の蛍光スペクトルプロファイル計測用に開発したものである^{2,3)}。この様な装置ではショット毎に周波数を変えてプロファイルを求めるのは極めて測定効率が悪い。この方法はまた、燃焼や流れの計測、化学反応における反応中間体の検知など広い分野の過渡的な現象のスペクトル計測にも適用できるものと思われる。

これまでに、色素レーザーの電氣的な周波数掃引素子や、それを用いた高速周波数掃引の研究は数多くなされてきたが、実用的な分光に有効に利用された例は少ない。ここではまず、速い周波数掃引が可能な電気光学効果 (EO) 素子、音響光学効果 (AO) 素子および機械的掃引素子について概説したのち、筆者らが試作した PZT 圧電素子駆動エタロンおよび KDP 結晶による EO 掃引素子を用いた RAFS 色素レーザーを紹介し、その掃引特性について考察する⁴⁾。さらに、RAFS レーザー分光システムと、それを用いた蛍光分光法による原子スペクトル線プロファイルの単一ショット計測に関する二三の適用例について述べる。

2. RAFS レーザーのための掃引素子

2.1 機械的掃引素子

色素レーザー等の可変波長レーザーの周波数掃引は、通常機械的な方法によって行なわれる。機械的に比較的速い掃引を行なった例としては、(1) ガルバノメーターまたは圧電素子で駆動された振動鏡と回折格子の組合せ⁵⁾、(2) 電磁形スピーカで駆動されるエタロン⁶⁾、(3) ガルバノメーターで振動する二重ロム^{7,8)}、などがある。(3) の方式を Fig. 1 に示す。リング形の単一モード CW 色素レーザーの共振器中で、二個のロムの角度をガルバノメーターにより 4 kHz で振動させ、75 GHz の同調域を得ており、衝撃波管中の OH の吸収スペクトルを観測している^{7,8)}。電磁力による駆動では、いずれも振動周波数を数 kHz 以上にするのは困難で、したがって、1 Hz の掃引時間は 100 μ s 以上になる。

それに対し、電歪素子を使えばより速い駆動が可能である。また、各種の同調素子の中でフ

Fig. 1 Mechanically tuned dye laser by dual rhomb^{7,8)}.

ァブリー・ペローエタロンは、1 μ m 以下の小さな変位によって同調ができること、鏡間の厚み d を変えることによって、スペクトル分解能と掃引域とを大幅に変えられるという利点がある。エタロンの自由スペクトル間隔 (free spectral range, FSR) は波長を λ とすると、垂直入射に対し

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / (2d) \quad (1)$$

となる。間隔 d を $\lambda/2$ だけ変化させると、透過光の中心波長は FSR だけシフトする。それと同時に、最大波長掃引域はこの FSR 以内に制限される。また、エタロンのフィネスはエタロンの帯域幅を $\delta\lambda$ 、鏡面の反射率を R とすると

$$F = \Delta\lambda / \delta\lambda = \pi\sqrt{R} / (1-R) \quad (2)$$

で与えられる。鏡の移動速度を v_m とすると波長掃引速度は、

$$v_\lambda = (\lambda/d) v_m \quad (3)$$

となる。色素レーザーのスペクトル幅、つまりスペクトル分解能は $\delta\lambda$ に比例するから、鏡の駆動速度が一定なら波長掃引速度と最大掃引域は鏡の間隔 d に逆比例し、スペクトル分解能も d に逆比例する。Fig. 2 に著者らが試作した PZT 圧電素子駆動掃引エタロンの構造を示す。

Fig.2 Construction of PZT-driven etalon.

Fig.3 Ramp-wave voltage for PZT-driven etalon and its transmission of He-Ne laser.

可動鏡 (厚さ 6 mm, 径 16 mm) を PZT (Burleigh PZ-80) に接着し, 固定鏡 (厚さ 10 mm, 径 30 mm) と 3 本の石英スペーサで空隙エタロンを構成した。両方の鏡の反射率が 50%, 平面度が $\lambda/50$ であった。従ってフィネスは 4.4 となる。また, 空隙 $d = 1$ mm, $\lambda = 600$ nm のとき $\text{FSR } \Delta\lambda = 180$ pm となる。Fig.3 はこのエタロンの PZT 素子に波高値 400 V, 勾配 $4.8 \text{ V}/\mu\text{s}$ ののこぎり波をかけたときの鏡の移動を He-Ne レーザ光の干渉を使って測定したものである。透過光のスパイク間隔は鏡の $\lambda/2$ の移動に対応していることから, 鏡の速度 v_m を求めることができる。電圧印加後約 $60 \mu\text{s}$ で v_m は一定になるので, ここではリニアな周波数掃引が得られる。印加電圧のパルス幅を狭めると v_m は増加するが, 速度一定の領域が狭くなるので, その点を考慮すれば, この素子で得られる最大移動速度は $v_m = 70 \text{ nm}/\mu\text{s}$, したがって $d = 1$ mm の場合の波長掃引速度は最大 $40 \text{ pm}/\mu\text{s}$ となる。

2.2 電気光学的 (EO) 掃引素子

Fig.4 Principle of EO filter.

電気光学効果を用いた周波数掃引素子の原理を Fig.4 に示す。通常複屈折フィルターまたはリオ (Lyot) フィルターと呼ばれる同調素子は, 常光線と異常光線の位相差 δ が π になる波長で最大透過率が得られることを利用するもので, 角度変化などで光路長を変えて同調をとる。Fig.4 に示した $90^\circ z$ カット KDP 結晶の場合, 印加電圧 V によって位相差 δ を制御でき, その透過率は

$$T = \cos^2 \frac{\pi L}{\lambda} \left(\Delta n - \frac{n_0^3}{2} r_{63} \frac{V}{d} \right) \quad (4)$$

で与えられる。ただし, L は KDP 結晶の長さ, n_0 は常光線の屈折率, Δn は常光線と異常光線の屈折率の差, r_{63} は EO 係数, d は結晶の厚さである。従って, エタロンと同様このフィルターの透過率も周期性を有し, FSR は

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / (L \Delta n) \quad (5)$$

となる。帯域幅は (4) 式から $\delta\lambda = \Delta\lambda/2$ となり, 等価的なフィネスは $F = \Delta\lambda / \delta\lambda = 2$ である。また, δ を π だけずらすのに必要な電圧は

$$V_\pi = 2\lambda d / (Ln_0^3 r_{63}) \quad (6)$$

である。この π 電圧によって FSR だけ波長を掃引することができる。

たとえば長さ 40 mm, 厚さ 5 mm の $90^\circ z$ カット KDP 結晶に対して 600 nm で, $\Delta n = 0.041$, $n_0 = 1.54$ であるから, FSR と π 電圧はそれぞれ $\Delta\lambda = 220$ pm, $V_\pi = 4.1 \text{ kV}$ となる。

EO 掃引素子の最初の実験は Walther と Hall によって行なわれた⁹⁾。同調域を広くするにはエタロンの場合と同様, 結晶の長さ L を小さくし

てFSRを大きくすればよいが、(6)式より印加電圧が大きくなって実用的でなくなる。この問題を解決するためにGerlachは、長さが ΔL だけ異なる二個のKDP結晶の光学軸を直交させて置いた¹⁰⁾。その結果 $\Delta L=150\mu\text{m}$ として、30nmの広い同調域が得られている。また、 0° カットのADPで x 軸に電圧をかけ入射光を z 軸に対し小さな角度 θ ($1\sim 2^\circ$) で入射した時、非常に感度よく広い掃引ができることが示されている¹¹⁾。EO掃引素子のフィネスが小さい欠点を補うために、岡田らは結晶の両面に鏡をコートしたエタロン形EO素子を提案し、80~100 μm のうすいPbMoO₄あるいはLiNbO₃結晶を用いて、スペクトル幅0.1nmで14nmにわたる掃引を行なっている¹²⁾。

EO掃引素子の利点は速い応答時間にあり、10ns以下の速い動作も可能である。しかしながら、実際に色素レーザーの掃引素子として用いた場合、数10ns以下では色素レーザーの過渡応答のため、発振出力の低下やスペクトル幅の拡張が起り、掃引速度の上限が生じる。これについては3節で述べる。

2.3 音響光学的 (AO) 掃引素子

Fig.5 (a) Acousto-optically tuned dye laser¹³⁾.
(b) Rapid tuning by acousto-optic beam deflector and diffraction grating¹⁵⁾.

色素レーザーにおける最初のAO掃引素子の実験はTaylorらによってFig.5 (a) のような装置で行なわれた¹³⁾。素子はCaMoO₄結晶よりなり、 x 軸に沿って光とコリニャーに超音波を進行させる。音波の周波数を58.2から45.0MHzまで変えた時、スペクトル幅0.135nmで78nmもの広い同調が達成されているが、速い掃引の実験は行なわれていない。

それに対し、HutchesonとHughesはFig.5 (b)に示したようなTeO₂のAO偏向子を用い、回折格子への入射角を変えることにより速い同調を行った^{14,15)}。TeO₂は異常に音速が小さい(617m/s)ので、 $\lambda=590\text{nm}$ 、音波の中心周波数を100MHz、その帯域を50MHz、回折格子への入射角を 62° とすると50.3mradという大きな偏向角が得られる。その結果、35nmにわたって、100nm/ μs という速い掃引が得られている¹⁵⁾。

3. RAFSレーザーの掃引特性

3.1 実験

著者らは最近、Fig.2に示したPZT駆動エタロンと、Fig.4に示したEO掃引素子を用い、フラッシュランプ励起色素レーザーの高速周波数掃引の実験を行ない、蛍光分光法による原子共鳴線プロファイルの計測に用いた。そこでまずこのRAFSレーザーの掃引特性を概略紹介し、高速周波数掃引時の問題点を考えてみよう。

実験装置はFig.6のようなもので、単一ショットで広い掃引域を得るため、色素レーザーは比較的長パルス(3~5 μs)の発振が得られるように設計されている。励起は2本のXeフラッシュランプ(ILC 4F4)で行ない、最大20Hzまでの繰り返し動作が可能である。固定エタロンは非常にうすい(20~30 μm)もので、スベ

Fig.6 Setup of RAFS dye laser and measuring arrangement of its scanning characteristics.

Fig.7 (a) Normalized transmission of RAFS laser with PZT scanner and its temporal wavelength. (b) Intensity of transmitted emission through interferometer. (c) Intensity of laser emission. (d) Normalized transmission and its temporal wavelength in the case of EO scanner.

クトル幅を $0.12 \sim 0.18 \text{ nm}$ 程度にまで狭めるのに使った。

まず、PZT駆動エタロンを使った場合の掃引特性について述べる。発振波長のシフトはFig.6に示したように、外部にFSR 10 pm のファブリーペロー干渉計を置き、その透過光によりモニターできる。Fig.7(a)はPZT掃引エタロンの間隔 d が 1 mm 、 $\lambda = 600 \text{ nm}$ の場合の掃引特性を示す。図(a)は透過光(b)を入射光(c)で規格化したものである。透過率ピークが等間隔で並んでいることから直線的な掃引がなされているのがわかる。掃引速度はこの場合

$21.8 \text{ pm}/\mu\text{s}$ であった。

スペクトル計測の分解能はレーザー光の帯域幅で決定される。ファブリーペロー干渉計(FSR 6 pm)を用いて測ったレーザー光の静的帯域幅は約 2 pm であった。しかし、掃引時の動的(瞬時)帯域幅はこれより広く、掃引速度約 $20 \text{ pm}/\mu\text{s}$ のときFig.7(a)のパルスの半値幅から大略 4 pm と見積られる。掃引域を広げるには d を小さくすればよいが、スペクトル分解能は悪化する。レーザーの出力パワーやパルス幅は掃引速度と共にある程度減少する。掃引速度 $20 \text{ pm}/\mu\text{s}$ のとき 70 J 入力に対して 1.5 kW の出力が得られ、パルス幅は $3.5 \mu\text{s}$ FWHMであった。

次に、EO掃引素子の実験について述べる。実験には長さ 40 mm 、厚さ 5 mm の 90° カットKDP結晶を用いた。結晶端の研磨面は平行度 $30''$ 以下で平面度は $\lambda/4$ であった。結晶は偏光板用のブリュースタ窓を互いに直交させたセルに封入した。 π 電圧は約 4 kV である。掃引しないときのレーザー光の静的帯域幅は 2.2 pm であった。Fig.7(d)に掃引特性の一例を示す。このように印加電圧に追従して良好な周波数掃引が行なわれた。この種の掃引素子では印加電圧の立上りを速めることで、波長掃引域をその限度であるFSR(220 pm)まで拡げることができる。その結果、比較的短パルスの色素レーザーでも使用可能となる。このことは、色素レーザーの設計上大変有利な点であるが、掃引速度が $100 \text{ pm}/\mu\text{s}$ を越えると透過率のスパイクが次第に不明瞭になり、レーザー光の瞬時帯域幅が掃引速度と共に拡がる傾向があった。また掃引速度と共に出力が減少する。同一掃引速度でのRAFS素子の挿入損失は両方式とも殆ど同じである。速い掃引時に生じるスペクトル幅の拡張とレーザー出力の低下に関しては、次節で若干の解析を行なう。

実際のRAFSスペクトル測定時に問題になるのは、繰り返し発振時のスペクトルのジッターと長時間のドリフトである。パルス毎に生じる発振周波数のジッターの主な原因は、どちらの掃引素子においても、パルスジェネレーターと

色素レーザーの動作の間の遅延時間のゆらぎであり、特に色素レーザーに用いているスパークギャップスイッチのジッターが支配的である。使用した掃引素子でスペクトルのゆらぎをその分解能である4 pm以下にするには、掃引速度が20 pm/μsのときスイッチングのジッターを200 ns以下にする必要がある。

長時間にわたる周波数ドリフトの主な原因は掃引素子の温度ドリフトであり、P Z T掃引エタロンの温度係数は約10 pm/℃、KDPによるE O掃引素子は約220 pm/℃であった。いずれの場合にも素子の温度制御が必要であるが、後者の場合特に厳格な制御が要求される。また掃引速度にも若干の温度依存性がある。後に示すように、実際の計測ではRAFSレーザー光の一部を用いて周波数マーカ信号を発生させることにより、周波数軸を較正し、上述のゆらぎはある程度補正できる。

3.2 RAFS色素レーザーの掃引特性の解析

上述のように掃引を速くすると、スペクトル幅の拡張や出力の低下など色素レーザーがその掃引に完全には追従していないのではないかとと思われる現象が現れたので、最近以下のような光子のスペクトル分布を考慮したレート方程式による解析を行なった。

色素の一重項の基底 (S_0)、励起準位 (S_1) の分子密度を N_0 , N_1 とし、簡単化のため三重項吸収を無視すると、レート方程式は次式で与えられる¹⁶⁾。

$$\frac{dN_1}{dt} = \left\{ w + c \int_0^\infty \sigma_a(\lambda) \frac{\phi_\lambda}{\lambda^2} d\lambda \right\} N_0 - \left\{ \frac{1}{\tau} + c \int_0^\infty \sigma_e(\lambda) \frac{\phi_\lambda}{\lambda^2} d\lambda \right\} N_1 \quad (7)$$

$$\frac{d\phi_\lambda}{dt} = \left[2l\{\sigma_e(\lambda)N_1 - \sigma_a(\lambda)N_0\} - \alpha(\lambda, t) \right] \frac{\phi_\lambda}{\tau_0} \quad (8)$$

$$N = N_0 + N_1 \quad (9)$$

ここで、 w は励起率、 ϕ_λ は均一拡がり考えた場合の波長 λ における光子束密度、 $\sigma_a(\lambda)$,

$\sigma_e(\lambda)$ は吸収及び誘導放出断面積、 τ は自然放出の寿命である。 l および τ_0 は共振器の増幅長および光子の共振器内往復時間、 N は色素濃度を表す。また、 $\alpha(\lambda, t)$ は共振器損失を表し、

$$\alpha(\lambda, t) = -\ln R_1 R_2 \{T(\lambda, t)\}^2 \quad (10)$$

で与えられる。ただし、 R_1, R_2 は共振器の両端の鏡の反射率、 $T(\lambda, t)$ は掃引素子の透過率である。

(7), (8)式の数値計算にはルンゲ・クッタ・ジル法により時間軸を10000ステップ(きざみ0.7 ns)、波長軸を400ステップ(きざみ0.5 pm)とった。計算に使用した定数は $\tau = 5$ ns, $l = 102$ mm, $N = 0.2$ mM/ l , $R_1 = 1$, $R_2 = 0.7$ である。励起率 $w(t)$, 吸収, 誘導放出断面積 $\sigma_a(\lambda)$, $\sigma_e(\lambda)$ は文献16)の値をそのまま流用した。ま

Fig.8 Simulation of RAFS dye laser. (a) Laser photon flux. (b) Excited state population. (c) Spectral center and spectral width of laser.

た掃引素子の透過率 $T(\lambda, t)$ はエタロンの透過特性を使った。

Fig. 8は前述のPZT掃引エタロンの実験をシミュレートしたもので、エタロンの単一パス透過バンド幅は41pmとした。図の点線は掃引しない時の特性であるが、Fig. 8 (c) から静止時の発振スペクトル幅は約0.5pmとなる。それに対して、掃引速度を上げてゆくと100pm/ μ sまでほぼ直線的に掃引できることが確認されたが、(1)掃引時の発振スペクトル幅は掃引速度とともに広がってゆくこと、(2)Fig. 8 (a) の発振出力に振動が現れること、(3)同時に出力も低下することなどがわかる。20pm/ μ sのスペクトル幅は約3 pmで実測値に近い。なお、Fig. 8 (b) は各掃引速度における励起状態の分子密度分布の時間変化を示す。

出力波形に現れている振動は、掃引しない時には見られないことから、通常の緩和振動ではない。TangらはCW色素レーザーのスペクトルを10~50kHzの周波数で周期的に掃引した時、このような振動を観測しており、次のような説明を加えている¹⁷⁾。スペクトルの広がりがある場合、あるモードの発振は、掃引によって次に立上ってくるモードの出力に影響を与える。なんらかの原因で強く発振した後につづくモードの出力は低くおさえられるのに対し、さらにその後のモードは逆に強く発振する結果、振動が励起される。Fig. 7 (c) に見られる振動もこれに起因するものと思われる。出力が低下するのは、あるモードの発振がその終りの時期に掃引によって強制的におさえられることによる。StaltzとStreiferもAO素子による掃引の解析を行ない、同様の振動を見出しており、定常状態になるためには150 ns~3 μ sもの長い時間を要することを示している¹⁸⁾。

このように掃引が速くなると、過渡現象によって出力が低下しスペクトル分解能が悪化するが、それが起こりはじめる目安は式(10)で与えられる $\alpha(\lambda, t)$ の時間幅で決まる。実験によれば掃引速度が100pm/ μ sを越えとかなり特性の悪化が見られたが、これは $\alpha(\lambda, t)$ の半値幅に換

算すると260 nsである。

なお、TelleとTangはCW色素レーザーの共振器中にEO掃引素子を入れ、nsecオーダーの波長掃引を実現している¹⁹⁾。この場合には、掃引の周期を共振器を光が往復する時間と同期して、一種の定常状態を実現しているために上述のような過渡現象の影響をまぬがれている。

4. RAFSレーザー分光システムとその計測例

以上、可変波長レーザーの高速周波数掃引について述べてきたが、著者らが開発したRAFSレーザー分光システムとそれを用いた計測例を述べる。Fig. 9はArイオンビームでスパッタした鉄原子のドブラープロファイルを、蛍光分光法で計測したときの計測システムである^{3, 20, 21)}。このとき、RAFS素子は厚さ $d=1$ mmのPZT駆動エタロンを用いた。鉄原子の速度分布はRAFS色素レーザーの第2高調波(SHG) 光を用いて波長302 nmの共振線で励起し、蛍光は382 nmの三準位系で観測した。三準位系ではレーザーによる迷光の問題が少なく、高いSN比での計測が期待できる。

Fig. 10に観測された蛍光の例を示す。このときイオンビームは鉄の表面に対し45°, RAFSレーザー光は面に垂直に入射し、それと直角方向から光電子増倍管で蛍光を観測している。蛍光信号 (Fig. 10 (b)) はレーザー光入力 (Fig. 10 (a)) に依存するので、レーザー光で規格化処

Fig. 9 Arrangement for velocity distribution measurement of sputtered iron atoms.

Fig.10 (a) Laser emission. (b) Fluorescence signal from sputtered Fe atoms. (c) Normalized fluorescence. (d) Velocity distribution profile. Dotted curve: convolution between Thomson's formula and laser bandwidth of 2 pm.

理を行ない、(c)のような蛍光励起プロファイルを1ショットで得た。図の(d)は10ショットにわたって平均したプロファイル(実線),およびトンプソンの理論式によるプロファイル(点線)を同時に示したもので、横軸は原子の速度に換算されている。理論的なプロファイルからの偏差は単一ショットによる瞬時計測の場合は5%程度、平均したプロファイルでは約3.9%であった。

Fig. 11は、大気中からスパッタリング室に導入した鉄ターゲットの表面から、スパッタリングによって酸化層が除去されてゆく過程を、RAFSレーザーで計測したもので、イオンビーム照射時間と共にスパッタリング収率が増加すると同時に、プロファイルの半値幅が減少しているのがわかる。これは酸化鉄の持つ大きな表

Fig.11 Transient change in the velocity distribution of sputtered Fe atoms during initial dose in ion-beam bombardment.

面結合エネルギーが次第に鉄自身の値に漸近してゆくことで説明できる²⁰⁾。

RAFSレーザー分光法におけるスペクトル測定誤差には、(1)掃引時のレーザースペクトルの有限な広がり、(2)掃引中の励起レーザー光の強度の変化、(3)準位の飽和、(4)準位の有限な緩和時間(蛍光法では蛍光寿命)などが関係する。線形吸収の領域では蛍光の強さは励起光の強さに比例するから、単純な規格化を行なえばよいが、一般的にはかなり高度の飽和領域で使うことが多い。その場合には飽和曲線を求めて補正する。不均一な広がりの場合には飽和曲線はレーザー光の強さの平方根に比例する。

(3)の準位の飽和によるプロファイルの広がり、不均一な広がりの場合レーザー光が完全に単色であれば起こらない。しかし、有限の広がりを持つ場合には、スペクトルのすその部分での励起の影響で、スペクトル分解能を低下させる。このことについては文献22)で詳しく解析している。スペクトルの広がりが均一であれば、

(a)

(b)

Fig.12 (a) Measured profile of Na D₂ line.
(b) Zeeman splitting of Na D₁ line in magnetic field.

いわゆる飽和拡がりが起こる。上述のような気体でも自然幅の拡がりが増加すれば、プロファイルの変化が起こるが、これはかなり高い飽和レベルで測定しないかぎり問題にならない。

次に蒸気セル中のNa原子のD₂線 (589.0nm) におけるドブラープロファイルの計測例をFig. 12(a) に示す^{2,22)}。この時にはスペクトル分解能を高めるためP Z T駆動エタロンの厚みを4 mmに増加し、別に固定エタロン2枚(厚さ10μm, 100μm)を併用した。点線は温度100℃での熱平衡時の理論的プロファイルを示したもので、超微細構造による2.1pmのスペクトル線の分離が検知できることから、この時のスペクトル分解能は1 pm以下であると思われる。

Fig. 12(b) はナトリウムセルに観測方向と直交した方向から、静磁界をかけたときの、異常ゼーマン効果によるD₁線 (589.6nm) σ成分の

分裂を単一ショットのRAFSレーザーでとらえたものである。レーザーの偏光方向を磁界に対し垂直にすることで、σ成分のみが観測されている。分裂の大きさは $\Delta\lambda[\text{pm}] = 4.3 \times B[\text{kG}]$ という関係で与えられるので、このような測定により磁界の強さBを測ることができる。またπとσ成分の比から磁界の向きについての情報を得ることもできる。

著者らはこのような手法による局部磁界の瞬時計測が、大型プラズマ装置内に誘起される過渡的な磁界の計測法として有用であることを指摘し²³⁾、最近名古屋大学プラズマ研究所のバンピートラスプラズマ発生装置NBT-1Mを用いて実験を行なった。Fig.13 (a) に実験配置図を示す。まず、250℃のオープンからのNa原子ビームをプラズマ容器の中心方向に注入し、容器の反対方向から励起用のRAFSレーザーを

(a)

(b)

Fig.13 (a) Arrangement for radial distribution measurement of local magnetic field in NBT plasma. (b) Zeeman pattern of Na atoms during ECH.

入射し、そのゼーマン分離した蛍光信号を観測した。Fig. 13 (b) に28GHz, 90kWの電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) 直後のアフターグロープラズマ中でのNa原子のゼーマンパターンの例を示す。図の上に見えるのは、スペクトルのジッターやドリフトを補正するために別のNaセルを使って得た参照用マーカーである。鏡Mを回転させることによりトーラス小半径方向の磁界分布を測定し、電子環による反磁性効果により過渡的に形成される磁界のディップの計測を行なった²⁴⁾。

このほか、プラズマ中での水素原子のプロファイルをバルマー α 線 (656 nm) におけるRAFSレーザー蛍光法によって計測した²⁵⁾。これは大型プラズマ装置内の水素原子のスペクトルプロファイル計測にも応用できるものと思われ、その適用を検討中である。

5. おわりに

色素レーザーにおける高速周波数掃引技術について紹介し、著者らの開発したRAFSレーザー分光システムの応用例を示した。最近ではレーザー分光法が、基礎から応用まで広い範囲にわたって使われるようになってきた。著者らがこれまで主に関心を持ってきたプラズマ計測の他にも、この種の新しい分光法の有効な応用対象は数多く考えられ、広く利用されることを期待して紹介したしだいである。

謝辞

この解説でとり上げたRAFSレーザー分光システムの研究は、一部昭和57～60年度にわたる文部省科学研究費「エネルギー特別研究 (核融合)」の補助を得て行なわれた。研究にあたっては横尾雅一、市坪信一、山本秀夫氏らの協力を得た。また、NTB-1 Mでの実験は名大プラズマ研究所との共同研究によって行なわれ、藤田順治、門田 清、藤原正巳、細川 稔、井口春和、多喜田泰幸、高橋千尋氏らの協力を得た。

参 考 文 献

- 1) M. Maeda, K. Muraoka, M. Hamamoto, K. Uchino and M. Akazaki: J. Nucl. Mater. **111/112** (1982) 95.
- 2) C. Honda, K. Nishimura, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki: J. Phys. **D16** (1983) 1943.
- 3) C. Honda, M. Maeda, K. Nishimura, K. Muraoka and M. Akazaki: Appl. Phys. **B 33** (1984) 171.
- 4) C. Honda, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki: Rev. Sci. Instrum. **58** (1987) 759.
- 5) M. K. Giles and R. S. Hughes: J. Phys. **E 5** (1972) 1216.
- 6) K. Winkler and J. Kowalski: Appl. Phys. **14** (1977) 25.
- 7) E. C. Rea, Jr., S. Salimian and R. K. Hanson: Appl. Opt. **23** (1984) 1691.
- 8) E. C. Rea, Jr., and R. K. Hanson: Appl. Opt. **22** (1983) 518.
- 9) H. Walter and J. L. Hall: Appl. Phys. Lett. **17** (1970) 239.
- 10) H. Gerlach: Opt. Commun. **8** (1973) 41.
- 11) J. M. Telle and C. L. Tang: Appl. Phys. Lett. **24** (1974) 85.
- 12) 岡田, 清水, 家入: N H K技術研究 **28** (1976) 53.
- 13) D. J. Taylor, S. E. Harris and S. T. K. Nieh: Appl. Phys. Lett. **19** (1971) 269.
- 14) L. D. Hutcheson and R. S. Hughes: Appl. Opt. **11** (1972) 2981.
- 15) L. D. Hutcheson and R. S. Hughes: Appl. Opt. **13** (1974) 1395.
- 16) P. Juramy, P. Flamant and Y. H. Meyer: IEEE J. Quantum Electron. **QE-13** (1977) 855.
- 17) C. L. Tang, J. M. Telle and C. Ghizon: Appl. Phys. Lett. **26** (1975) 534.
- 18) P. Staltz and W. Streifer: IEEE J. Quantum Electron. **QE-8** (1972) 892.
- 19) J. M. Telle and C. L. Tang: Appl. Phys. Lett. **26** (1975) 572.
- 20) Y. Matsuda, C. Honda, S. Matsubaguchi, T. Morishii, K. Muraoka, M. Maeda and M. Akazaki: Jpn. J. Appl. Phys. **25** (1986) L182.
- 21) Y. Matsuda, Y. Yamamura, C. Honda, S. Matsubaguchi, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki: Jpn. J. Appl. Phys. **25** (1986) 1256.
- 22) 本田, 西村, 山田, 山本, 前田, 村岡, 赤崎: 核融合研究 **52** (1984) 280.
- 23) C. Honda, M. Maeda, T. Yamada, K. Muraoka and M. Akazaki: Jpn. J. Appl. Phys. **24** (1985) L402.
- 24) C. Honda, M. Maeda, M. Yokoo, K. Muraoka, M. Akazaki, K. Kadota, M. Hosokawa, H. Iguchi, Y. Takita, C. Takahashi, M. Fujiwara and J. Fujita: Rev. Sci. Instrum. **58** (1987) to be published.
- 25) 諸石, 本田, 市坪, 前田, 村岡, 赤崎: 第38回電気関係学会九州支部連合大会論文集 (1985年10月)