

解説

可変波長レーザー用光学素子

前田 三 男

九州大学工学部電気工学科 〒812 福岡市東区箱崎 6-10-1

(1988年7月30日受理)

Optics for Tunable Lasers

Mitsuo MAEDA

Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Kyushu University,
6-10-1, Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812

1. はじめに

可変波長レーザーとは、スペクトルの拡がりによって十分広い利得バンド幅をもったレーザーのことをいう。色素レーザー、色中心レーザー、アレキサンドライトレーザー、半導体レーザー、エキシマーレーザーなどが知られているが、最近ではチタンサファイヤなどの新しい固体レーザーがこれに加わり、ますますバラエティに富んできた。これらのレーザーでは、その共振器中に一種の帯域フィルターである同調素子を挿入することにより、発振波長を制御するとともに、そのスペクトル純度を高めることができる。光パラメトリック発振器や自由電子レーザーもまたコヒーレントな可変波長光源であるが、物質の共鳴現象が直接介在しないこれらの装置では、発振波長の制御は最大利得の波長をなんらかの方法で動かすことによってなされる点が異なっている。

可変波長レーザーのスペクトル制御技術は色素レーザーが最も進歩しており、多くの論文は色素レーザーに集中している。しかし、この技術はある程度一般性をもっており、最近開発が進んだ新しい可変波長レーザーにも適用できる。これまでに、個々の可変波長レーザーに関する解説は数多く書かれてきたが¹⁻⁵⁾、とくに光学の立場から一般的に同調素子を取り上げたものは少ないように思われる。回折格子にしろエタロンにしろ、光学の分野ではきわめてありふれた素子であるけれども、可変波長レーザーの同調素子として用いられたとき、それらがどのようなふるまいをするかは、光学的にも興味のある問題であろう。また、この解説では最近筆者が興味

をもって研究した高速周波数掃引素子についても若干触れた。

2. 同調素子の種類と特徴

ある透過帯域幅 $\Delta\nu$ をもった同調素子を、それより広い利得バンド幅を有するレーザーの共振器中に挿入すると、同調素子のほぼ中心周波数でレーザー発振が得られる。その場合次の点に注意しなければならない。

1) レーザー媒質は均一なスペクトル拡がりをもっていなければ、中心周波数への効率のよいエネルギーの集中は起こらない。この点は、前述の諸レーザーではほぼ満たされている。

2) 共振器内での光の往復効果により、レーザーの発振スペクトル幅は、同調素子の単一光路透過帯域幅 $\Delta\nu$ より小さくできる。この効果は CW レーザーが最も大きく、短パルスになるにつれて減少する。

3) 同様に素子の挿入損失も、往復効果によって強調される。

4) 一般に多くの同調素子の帯域幅 $\Delta\nu$ は、入射角に拡がりがある場合には大きくなる。したがって、ビーム拡がり角の大きいレーザーではスペクトル幅も拡がる。

5) いくつかの同調素子を重ねて、より狭いスペクトル幅を得ることができるが、広い同調域を掃引するには、それぞれを連動して掃引しなければならない。とくに単一縦モード発振時には、レーザーの共振器長も連動して変化させないと、モードの飛び(mode hopping)が起る。

表1にこれまで主に色素レーザーで使用されてきた同

表1 同調素子の種類

回折格子	フィゾーウェッジ ^{6,7)}
プリズム	分布帰還 (DFB)
エタロン	マッハ・ツェンダー干渉計 ⁸⁾
複屈折フィルター	音響光学フィルター
干渉フィルター ⁹⁾	

調素子を示す。素子の選択には、必要とするスペクトル純度、使用するレーザーの利得、発振時間、ビーム拡がり角などを考慮する必要がある。たとえば、CW レーザーでは利得が小さいので損失が小さいことが最も重要で、往復効果のため素子の帯域幅は広くてもよい。一方、短パルスのレーザー励起色素レーザーのように利得がきわめて大きなレーザーでは、挿入損失より狭い帯域幅が重要で、発振-増幅方式が効率の点でも、同調素子の損傷をさけるうえでも望ましい。エキシマーレーザーのように活性体積が非常に大きな場合には、絞りをいれて発振ビームの拡がり角を抑えないと、良好な同調は期待できない。したがって、この場合には増幅や注入同期方式がぜひ必要である。

表1の素子のなかで、広く使われている回折格子、プリズム、エタロン、複屈折フィルターについて以下の節で解説する。音響光学フィルターについては高速掃引素子のところで述べる。

分布帰還 (distributed feedback, DFB) 方式は、今日半導体レーザーに適用され、広く知られるようになったが¹⁰⁾、最初色素レーザーについて研究されたものである¹¹⁾。これは図1(a)に示したようにレーザー媒質に沿って周期的な屈折率の変化をつけたもので、その周期を λ_D 、媒質の平均屈折率を n とすると、ブラッグ反射の条件から波長 $2n\lambda_D$ の波長の光のみが帰還され、単色

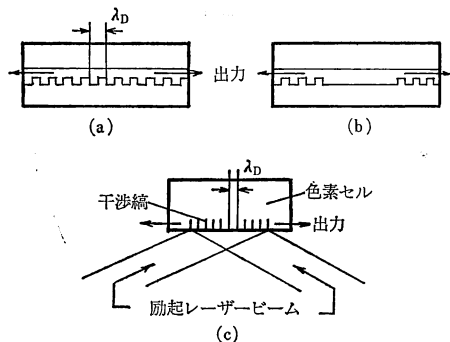


図1 分布帰還方式
(a) DFB 方式, (b) DBR 方式, (c) 液体レーザー中での過渡的な回折格子の生成

性の良い発振が得られる。図1(b)のように、活性部の両側に帰還部をつけた場合には DBR (distributed Bragg reflector) 型とよばれる。溶液でもレーザー励起の場合には、(c)のように励起光を二方向から入射させ周期的な干渉縞をつくと、媒質中に利得と屈折率の空間的な変調が生じて、同様の作用が起こる。同調は励起光の入射角を変えて行なう^{12,13)}。

3. 回折格子

回折格子を同調素子として使う場合、単に共振器鏡の片方をリトロ配置の回折格子に置き換えても良好な同調特性は得られないし、レーザービームによる面の破損が起こりやすい。その際、図2(a)のように、ビーム拡大器を用いると特性が著しく改善されることを Hänisch が示し、今日でも広く用いられている¹⁴⁾。

回折格子の溝間隔を a 、次数を m (整数)、入射角を θ 、出射角を θ' とすると、波長 λ に対し、

$$m\lambda = a(\sin \theta + \sin \theta') \quad (1)$$

の関係がある。リトロ配置では $\theta = \theta'$ であるから、角分散は

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{2a \cos \theta} = \frac{\tan \theta}{\lambda} \quad (2)$$

となる。したがって、 $\Delta\theta$ の拡がり角をもったビームに

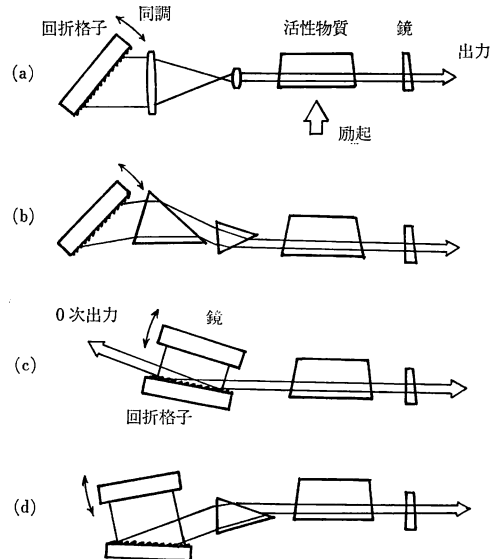


図2 回折格子を利用した同調方式

(a) レンズ式ビーム拡大器を用いたヘンシュ型^{14,15)}, (b) プリズム式拡大器を用いたヘンシュ型¹⁶⁾, (c) リットマン (斜入射) 型¹⁸⁻²¹⁾, (d) プリズム式拡大器を用いたリットマン型²²⁾

対する単一パスでのバンド幅は

$$\Delta\lambda = \{(2a \cos \theta)/m\} \Delta\theta \quad (3)$$

$\Delta\theta$ は活性物質の厚み D で決まる回折角である。ビーム拡大器の倍率を M とすると、拡がり角は $1/M$ になるので、

$$\Delta\theta = \lambda/DM \quad (4)$$

である。横方向励起のパルス色素レーザーの場合、 $D = 0.2 \text{ mm}$, $M = 30$, $a = 1/1200 \text{ mm}$, $m = 1$ として $\Delta\lambda$ は 0.1 nm のオーダーになる。

ビーム拡大器としては図 2 (a) のようなレンズ式のもの^{14,15)}, (b) のようなプリズム式のものがある^{16,17)}。後者は一方向にのみ拡大するものであるが、小型で軸合せが容易な利点がある。1 個で大きな拡大率を得ようとするとプリズムへの入射角が大きくなり、反射損失が増加する。

一方、図 2 (c) に示した斜入射型は、Littman や^{18,19)}, Shoshan ら^{20,21)} によって考案されたもので、入射角 θ を 90° 近くまで大きくすることによって、ビーム拡大器なしに、狭い帯域を得ることができる。出射角を ϕ とすると

$$\lambda = (a/m)(\sin \theta + \sin \phi) \quad (5)$$

の関係があるので、この場合の角度分散は

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos \theta} \quad (6)$$

となる。(2)式にくらべ2倍になっているのは、入射光が鏡で反射され、2回回折を受けたためである。したがって、(3)式で与えられるバンド幅は1/2になるが、 θ を 90° に近づけると帯域は無限に小さくなる。通常入射角は回折格子の横幅で制限され、 $89 \sim 89.6^\circ$ にとると、ヘンシュ型に匹敵する帯域が得られる。図 2 (d) のように数倍のプリズムビーム拡大器を併用して、入射角を少しゆるやかにしたほうが良い結果が得られることも報告されている²²⁾。

斜入射型は0次回折光が大きいため、それを出力として利用するのが効率が良い。しかし次に高利得の増幅段をつけると、ASE (amplified spontaneous emission) が出やすいので、その場合には鏡の側から出力を取り出さねばならない。

このような回折格子を利用した同調は、広い波長域に対応でき、パルス色素レーザーのように高利得のレーザーに適している。分散が大きいためスペクトルの狭帯域化が著しく、図 2 に示したいずれの構成でも、数 pm のスペクトル幅が達成できる。回折格子の挿入損失はかなり大きいですが、それは増幅段で補うことができる。

回折格子としては、分光器用の平面エシェレット格子を使うことができる。1次のリトロ配置では当然ブレイズ波長付近で使うほうが効率が良い。斜入射や高次で使うときは回折効率はかなり低いものと思われるが、発振段としては問題ないことが多い。最近ではホログラフィック回折格子も使われ、良好な同調特性が得られている²³⁾。

4. プリズム

プリズムを同調素子として用いる場合、ブルースター角近傍で使うと挿入損失が非常に小さい。しかし角分散は大きくとれないので、数個のプリズムを使うことが多い。ブルースタープリズムに関する角分散は次の式で与えられることが知られている²⁾。

$$\frac{d\theta}{d\lambda} \approx 2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) N \quad (7)$$

ここで N はプリズムの個数、 $(dn/d\lambda)$ は屈折率の分散である。

高分散のフリントガラス SFS1 の $\lambda = 600 \text{ nm}$ での分散 $(dn/d\lambda)$ は $2 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-1}$ 程度であるので、 $N = 4$ とすると $d\theta/d\lambda = 1.6 \times 10^{-3} \text{ rad nm}^{-1}$ となる。リトロ配置の回折格子の角度分散は、(2)式で $\lambda = 600 \text{ nm}$, $m = 1$, $a = 1/2600 \text{ mm}$ とすると、 $d\theta/d\lambda = 2.08 \times 10^{-3} \text{ rad nm}^{-1}$ となる。これは上の値とほぼ等しいので、4個のプリズムは2600本/mmの回折格子と等しい分散をもつことがわかる。実際フラッシュランプ励起の色素レーザーに通用した場合、 0.17 nm の発振スペクトル幅が得られている²⁴⁾。CW レーザーではプリズムだけで単一モードが得られた例もある²⁵⁾。プリズムは挿入損失が小さく、安価であるが、個数をふやすとアライメントがやっかいになる。エキシマーレーザーのように短波長域では、石英プリズムでもかなり分散が大きくとれる。

5. エタロン

エタロン (Fabry-Perot etalon) は平行に配置した2枚の半透過鏡よりなる干渉型の帯域フィルターで、通常平面鏡が使われる。その際、図 3 (a) に示したエアギャップ型と、(b) のようなソリッド型とがある。

厚さ d 、反射率 R のエタロンに角 θ で入射した平面波の透過率 T は、多重反射した波の振幅を加え合わせることで、

$$T = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} \quad (8)$$

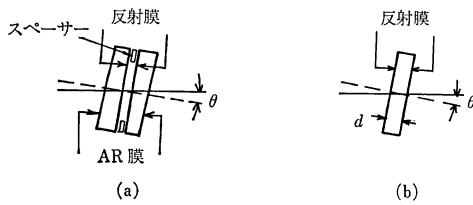


図3 エタロン
(a) エアーギャップ型エタロン, (b) ソリッド型エタロン

で与えられる²⁶⁾. ここで n は屈折率, δ は多重反射した波の間の1往復当りの位相差で,

$$\delta = (4\pi nd \cos \theta) / \lambda \quad (9)$$

である. 図4に T を δ の関数として示す. c を光速とすると, δ が 2π の m 倍になる周波数

$$\nu_m = cm / (2nd \cos \theta) \quad (10)$$

で透過率 T は最大となる. エタロンは図4に示すように周期的な透過特性をもった帯域フィルターで, その周波数間隔 $\Delta\nu_f = \nu_{m+1} - \nu_m = c / (2nd \cos \theta)$ を自由スペクトル間隔 (free spectral range, 以下 FSR とする) とよび, この間でのみ有効なフィルターである. 帯域幅 $\Delta\nu$ は R が大きいほど狭い. ここで

$$F = \pi \sqrt{R} / (1 - R) \quad (11)$$

で定義されるフィネス (finesse) F を用いると, (8)式より

$$\Delta\nu = \Delta\nu_f / F \quad (12)$$

となる.

エタロンを用いた可変波長レーザーの同調は, ソリッド型では角度 θ を変えて行なう. エアーギャップ型ではその他, 空気圧や, ギャップ長で制御することもできる. その際, 入射角 θ を大きくすると多重反射による光軸のずれのため損失が増加し, また $\theta=0$ にとると直接のもどり光のために同調できなくなるので, 小さな入射角で使用する.

エタロンは FSR の間でしかフィルターとして機能し

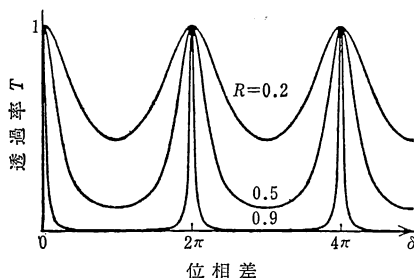


図4 エタロンの透過特性 (R は反射率)

ないから, それを挿入するには, それ以前のレーザーの発振スペクトル幅より十分大きな FSR をもったエタロンを使わねばならない. 通常スペクトルの微調整に使われることが多いが^{14,15)}, たとえば3枚の厚さの異なるエアーギャップエタロン ($d=5\mu\text{m}$, $200\mu\text{m}$, 5mm) を用い, エタロンのみの構成によって単一モード色素レーザーを実現した例もある²⁷⁾.

エタロンの挿入損失は反射率 R を大きくすると増加する. 高利得レーザーではフィネス $F=30$ 程度まで上げることができるが, CW レーザーではコーティングなしの石英ソリッド板が使われる. いずれにしても, 2枚の鏡の平行度と平面度に関しては高い精度が要求され, $\lambda/10$ 以上の平面度が望ましい.

6. 複屈折フィルター

水晶や方解石などの異方性結晶を通過した常光線と異常光線は, 異なった位相速度で伝播する. 図5のように結晶軸に対し 45° の角度で直線偏光した光を入射すると, 1往復した光の常光・異常光成分間の位相差 δ が 2π の整数倍となる波長では最大の透過率が得られ, その他の位相では楕円偏光でもどってくるため, 一部が偏光子で阻止される. 結晶の厚さを L , 常光・異常光に対する屈折率を n_o , n_e とすると, 透過率は

$$T = \cos^2(\pi L / \lambda)(n_o - n_e) \quad (13)$$

となる. したがって, エタロンと同様, このフィルターも周期性があり, その FSR $\Delta\nu_f$ は

$$\Delta\nu_f = c / L(n_o - n_e) \quad (14)$$

である. 帯域幅は (13)式より, $\Delta\nu = \Delta\nu_f / 2$ となり, 実効的には $F=2$ のエタロンと等しい.

レーザーの同調に用いられている複屈折フィルターは, 水晶板をブルースター角近傍で使うことが多い^{2,28)}. そうすると挿入損失が小さくできるばかりでなく, 結晶

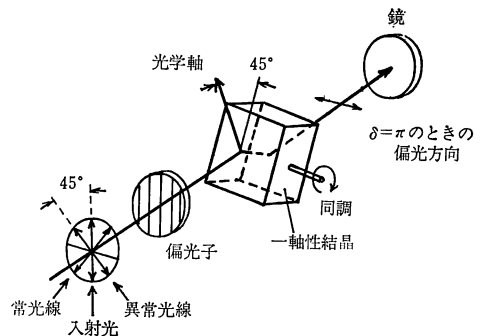


図5 複屈折フィルター

板自体に偏光子を兼ねさせることができる。同調は結晶の角度を変えて行う。

水晶では $n_e - n_o = 0.0091$ ($\lambda = 600 \text{ nm}$ で) 程度である。(14)式から同じ FSR をもつ結晶の厚さ L は、エタロンに比べてずっと大きくなるので、大きな波長域の同調に向いている。その場合挿入損失が小さいことから、低利得の CW レーザーの同調に使われるが、1枚では帯域幅が十分でないため、厚みの異なる 2~3枚の水晶板を最大透過波長が一致するように重ねて使用することが多い。たとえば CW 色素レーザーに用いたとき、1枚で 500 GHz, 2枚で 80 GHz, 3枚で 30 GHz 程度の発振スペクトル幅が得られている²⁹⁾。

7. 高速掃引素子

可変波長レーザーを分光光源として使う場合、通常ロックイン増幅器やボックスカー積分器により長時間平均化を行なって、スペクトルを計測する。もし速い周波数の掃引ができるなら、過渡的に変化する現象の追跡に便利であろう。最近筆者らは、色素レーザーの高速周波数掃引について若干系統的な研究を行なったので、本節ではそれを中心に高速掃引素子について解説する³⁰⁾。

一般に共振器内に挿入した同調素子を掃引して、レーザー発振スペクトルを高速掃引する場合の掃引速度の上限は、レーザー自体の応答と同調素子の応答とによって制限される。

レーザーの応答はレート方程式で解析できる。色素、エキシマーおよび半導体レーザーにおけるスパイクキング等の過渡応答はレート定数が小さいために、通常数 ns 以下の時間領域で現われる。しかし、最近の筆者らの解析によると³⁰⁾、波長掃引の場合には色素レーザーでも 100 ns~1 μs の領域から過渡応答が現われはじめ、定常的な掃引にくらべ発振の閾値の上昇、スペクトル分解能の悪化が見られるようになる。このことは波長を含んだレート方程式の解析においても、実験においても示されている^{31,32)}。緩和時間が長い固体レーザーでは、もっと掃引速度は制限されるであろう。

なお Telle らは CW 色素レーザーの共振器中に高速の電気光学掃引素子を入れ、ns オーダーの掃引を行なっている。この場合は、掃引周期と共振器が光が往復する時間と同期させることによって、一種の定常状態が実現され、上述の過渡現象の影響をまぬがれている³³⁾。

一方高速掃引可能な同調素子としては、表 2 のようなものがある。電磁力を用いた機械的掃引では、いずれも振動周波数を数 kHz 以上にすることは困難で、したが

表 2 高速掃引可能な同調素子の例

(1) 機械的掃引素子	<ul style="list-style-type: none"> ピエゾ素子駆動エタロン³⁴⁾ ガルバノメーター駆動の鏡+回折格子⁴⁴⁾, 二重ロム⁴⁵⁾ 電磁力駆動エタロン⁴⁶⁾
(2) 電気光学的 (EO) 掃引素子	<ul style="list-style-type: none"> 電気光学的複屈折フィルタ^{34,38-40)} 電気光学的エタロン⁴¹⁾
(3) 音響光学的 (AO) 掃引素子	<ul style="list-style-type: none"> 音響光学フィルタ⁴²⁾ AO 偏光子+回折格子⁴³⁾

って 1 Hz の掃引時間は 100 μs 以上となる。それに対し電歪素子 (PZT) を使えばより速い駆動が可能である。

図 6 (a) に著者らが試作した PZT 駆動エタロンの構造図を示す^{30,34)}。可動鏡は厚さ 6 mm, 直径 16 mm で、PZT (Burleigh PZ-80) に接着している。(b) 図は PZT に立上り 4.8 V/ μs の三角波をかけたときの He-Ne レーザー光の透過を測ったもので、スパイク間隔は鏡が半波長移動したことを示している。電圧印加後約 60 μs で、鏡は等速運動をしていることがわかる。そこで、この素子で数 μs の発振時間をもつフラッシュランプ励起色素レーザーを掃引すると、その発振時間にわたって直線的な掃引が得られた。

掃引域はエタロンの厚さ d を小さくすると広げられる

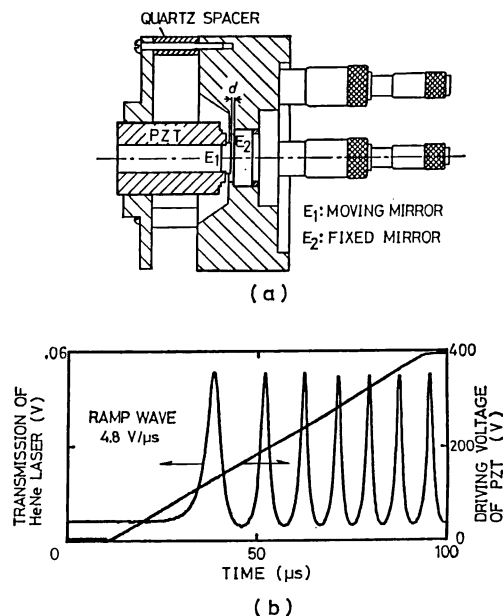


図 6 PZT 駆動エタロン³⁴⁾
(a) その構造と (b) 掃引時の He-Ne レーザーの透過光

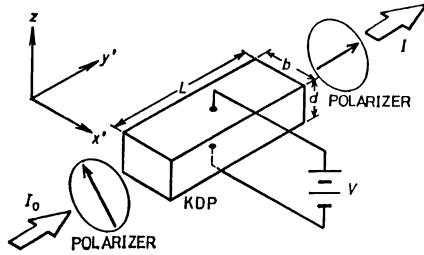


図 7 電気光学的掃引素子 (90° z カット KDP の場合)

が、発振スペクトル幅 (したがってスペクトル分解能) が悪化する。d=1 mm の場合、波長 600 nm で最大 40 pm/μs の波長掃引速度が得られた。このシステムは、トカマクのように速い繰返し動作が困難な大型プラズマ装置の計測のために開発されたもので、水素原子プロファイルの計測³⁵⁾、スパッタ原子速度分布の計測³⁶⁾、ゼーマンパターンの局所磁界計測³⁷⁾等の一連の実験に使用され、1ショットによるスペクトルの瞬時計測を可能にした。

電気光学的 (EO) 掃引素子は最も応答が速く、ns オーダーまで制御可能である。その原理は図 7 のように、電界で常光線と異常光線との位相差 δ を制御する複屈折フィルターと考えることができる。図 7 に示した 90° z カットの KDP 結晶の場合、印加電圧 V と透過率 T の関係は、通常の複屈折フィルターの式 (13) のかわりに、

$$T = \cos^2(\pi L/\lambda)(n_o - n_e - n_o^3 r_{63} V/2d) \quad (15)$$

で与えられる。ここに L と d は結晶の長さおよび厚さ、r₆₃ は EO 係数である。δ を π だけずらすのに必要な電圧 V* は

$$V_* = 2\lambda d / L n_o^3 r_{63} \quad (16)$$

で、この電圧を印加すると中心周波数は (14) 式で与えられる FSR に相当する周波数をシフトする。

たとえば L=40 mm、d=5 mm の KDP 結晶に対して、λ=600 nm で n_o-n_e=0.041、n_o=1.54 であるから、Δν_f=220 pm、V_{*}=4.1 kV となる。

EO 素子の最初の実験は Walther らによって行なわれた³⁸⁾。同調域、いいかえると FSR Δν_f を大きくするには結晶の長さ L を小さくする必要があるが、(16)式から V* 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長さ L が少し異なる 2 個の KDP 結晶の光学軸を直交させる方式や³⁹⁾、0° z カットの結晶の x 軸に電圧をかけ、入射光を z 軸に対し小さい角度 (1~2°) で入れる方式⁴⁰⁾ などが考案されている。また複屈折フィルターのフィネスが小さい欠点を補うため、画面に鏡を

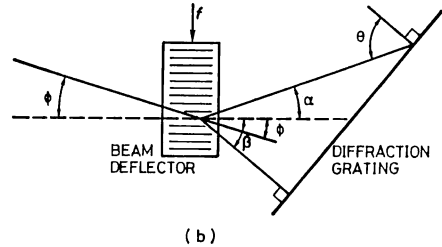
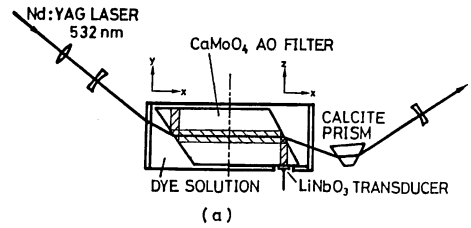


図 8 音響光学的掃引素子 (a) 音響光学フィルター⁴²⁾、(b) 偏光子と回折格子の組合せ⁴³⁾

コートしたエタロン形 EO 素子も研究されている⁴¹⁾。

著者らは先に数値例を示した長さ 40 mm の 90° z カット KDP により EO 掃引素子を試作し、PZT 駆動エタロンとの性能比較を行なった³⁴⁾。この素子は厚さ d=1 mm のエタロンとはほぼ同様の特性を示し、前述のフラッシュランプ励起色素レーザーで良好な掃引特性が得られ、その掃引速度を 100 pm/μs 近くまで高めることができた。しかしそれより速い掃引は、むしろ色素レーザーの過渡特性のために制御されて、EO 素子の速い応答が十分に生かされなかった。またエタロンに比べ温度ドリフトが大きい欠点がある。

音響光学的 (AO) 掃引素子としては図 8 (a) に示した Taylor らの実験が有名である⁴²⁾。CaMoO₄ 結晶の x 軸に沿って光とコリニャーに超音波を進行させ、音波の周波数を 45.0 MHz から 58.2 MHz まで変化して、スペクトル幅 0.135 nm で 78 nm もの広い同調が達成されている。

(b) 図は、AO 偏向子により回折格子への入射角を変えたもので、35 nm にわたって 100 nm/μs という速い掃引が報告されている⁴³⁾。

8. む す び

本解説ではよく知られた古典的な光学素子が、可変波長レーザーの同調素子として用いられた場合の特性について述べてきた。それらは使用するレーザーの特性 (発振時間・利得・モード体積など) と、要求される同調特性 (波長域・同調域・スペクトル幅など) によって適当

に使い分けられねばならない。大部分は色素レーザーを対象として研究されたものであるが、新しい固体レーザーやエキシマーレーザーなど最近進歩が著しい高出力レーザーにも、そのレーザーの特性を十分検討した上で適用すれば、良い結果が得られるものと期待される。その分野の研究に従事されている方々にも、参考になれば幸いである。

文 献

- 1) F. P. Schäfer, ed.: *Dye Lasers* (Springer-Verlag, Berlin, 1973).
- 2) 山下幹雄, 笠松充男, 柏木 寛: “可同調レーザーとその応用”, 電総研調査報告, No. 198 (1979).
- 3) 前田三男: “レーザーと分光学 (液体レーザー)”, 分光研究, **29** (1980) 279-293.
- 4) B. D. Guenther and R. G. Buser: “Tunable lasers—An overview,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8** (1982) 1179-1184.
- 5) 杉井正克: “狭帯域エキシマレーザー”, レーザー研究, **16** (1988) 177-190.
- 6) Y. H. Meyer and M. N. Nenchev: “Tuning of dye lasers with a reflecting Fizeau wedge,” *Opt. Commun.*, **35** (1980) 115-119.
- 7) Y. H. Meyer and M. N. Nenchev: “Single-mode dye laser with a double-action Fizeau interferometer,” *Opt. Lett.*, **6** (1981) 119-121.
- 8) J. C. Bergquist and L. Burkins: “Efficient single mode operation of a CW ring dye laser with a Mach-Zehnder interferometer,” *Opt. Commun.*, **50** (1984) 379-385.
- 9) A. Nomura, Y. Shimomura, Y. Saito and T. Kano: “Simple tunable dye laser using a dielectric multilayer filter,” *Rev. Sci. Instrum.*, **53** (1982) 539-540.
- 10) 応用物理学会編: 半導体レーザーの基礎 (オーム社, 東京, 1987) pp. 113-132.
- 11) I. P. Kaminow, H. P. Weber and E. A. Chandross: “Poly (methyl methacrylate) dye laser with internal diffraction grating resonator,” **18** (1971) 497-499.
- 12) C. V. Shank, J. E. Bjorkholm and H. Kogelnik: “Tunable distributed feedback dye lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, **18** (1971) 395-396.
- 13) J. Jasny: “Novel method for wavelength tuning of distributed feedback dye laser,” *Opt. Commun.*, **53** (1985) 238-242.
- 14) T. W. Hänsch: “Repetitively pulsed tunable dye laser for high resolution spectroscopy,” *Appl. Opt.*, **11** (1972) 895-898.
- 15) R. Wallenstein and T. W. Hänsch: “Powerful dye laser oscillator-amplifier system for high resolution spectroscopy,” *Opt. Commun.*, **14** (1975) 353-357.
- 16) T. Suzuki, H. Kato, Y. Taira, Y. Adachi, N. Konishi and T. Kasuya: “Full-automatic broad-band wavelength control of a pulsed dye laser,” *Appl. Phys.*, **24** (1981) 331-340.
- 17) T. Kasuya, T. Suzuki and K. Shimoda: “A prism anamorphic system for Gaussian beam expander,” *Appl. Phys.*, **17** (1978) 131-136.
- 18) M. G. Littman and H. J. Metcalf: “Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander,” *Appl. Opt.*, **17** (1978) 2224-2227.
- 19) M. G. Littman: “Single-mode operation of grazing-incidence pulsed dye laser,” *Opt. Lett.*, **3** (1978) 138-140.
- 20) I. Shoshan, N. N. Danon and U. P. Oppenheim: “Narrowband operation of a pulsed dye laser without intracavity beam expansion,” *J. Appl. Phys.*, **48** (1977) 4495-4497.
- 21) I. Shoshan and U. P. Oppenheim: “The use of a diffraction grating as a beam expander in a dye laser cavity,” *Opt. Commun.*, **25** (1978) 375-378.
- 22) B. Rácz, Z. Bor, S. Szatmári and G. Szabó: “Comparative study of beam expanders used in nitrogen laser pumped dye lasers,” *Opt. Commun.*, **36** (1981) 399-402.
- 23) S. Mory, A. Rosenfeld, S. Polze and G. Korn: “Nanosecond dye laser with a high-efficiency holographic grating for grazing incidence,” *Opt. Commun.*, **36** (1987) 342-346.
- 24) F. C. Strome, Jr. and J. P. Webb: “Flashtube-pumped dye laser with multiple-prism tuning,” *Appl. Opt.*, **10** (1971) 1348-1353.
- 25) G. Marowsky, F. K. Tittel and F. P. Schäfer: “Prism tuner for single frequency operation of a CW dye laser,” *Opt. Commun.*, **13** (1975) 100-103.
- 26) マックス・ボルン, エミル・ウォルフ: 光学の原理 (東海大学出版会, 東京, 1974) p. 508.
- 27) G. W. Gale: “A single mode flashlamp-pumped dye laser,” *Opt. Commun.*, **7** (1973) 86-88.
- 28) G. Holtom and O. Teschke: “Design of a birefringent filter for high-power dye lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-10** (1974) 577-579.
- 29) Coherent Radiation 社: CW 色素レーザーカタログ.
- 30) 本田親久, 前田三男, 村岡克紀, 赤崎正則: “高速周波数掃引 (RAFS) レーザー分光法”, レーザー研究, **15** (1987) 495-504.
- 31) P. Saltz and W. Streifer: “Transient analysis of an electronically tunable dye laser—Part I: Simulation study,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8** (1972) 893-899.
- 32) C. L. Tang, J. M. Telle and C. Ghizoni: “Transient effects in wavelength-modulated dye lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, **26** (1975) 534-537.
- 33) J. M. Telle and C. L. Tang: “Very rapid tuning of CW dye laser,” *Appl. Phys. Lett.*, **26** (1975) 572-574.
- 34) C. Honda, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki: “Rapid-frequency-scan laser for instantaneous line-profile measurements in fluorescence spectroscopy,” *Rev. Sci. Instrum.*, **58** (1987) 759-764.
- 35) C. Honda, M. Maeda, K. Uchino, K. Muraoka and M. Akazaki: “Observation of Balmer-alpha line profile of hydrogen atoms in plasmas by rapid-frequency-scan laser spectroscopy,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27** (1988) 635-641.
- 36) Y. Matsuda, C. Honda, S. Matsubaguchi, T. Moroshi, K. Muraoka, M. Maeda and M. Akazaki: “Transient change in the velocity distribution functions of sputtered atoms during initial dose in ion-beam bombardment,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **25** (1986) L182-184.
- 37) C. Honda, M. Maeda, M. Yokoo, K. Muraoka, M. Aakazaki, K. Kadota, M. Hosokawa, H. Iguchi, Y. Takita, C. Takahashi, M. Fujiwara and J. Fujita:

- "Transient local magnetic field measurement in a bumpy torus by rapid-frequency-scan laser spectroscopy," *Rev. Sci. Instrum.*, **58** (1987) 1593-1596.
- 38) H. Walther and J.L. Hall: "Tunable dye laser with narrow spectral output," *Appl. Phys. Lett.*, **17** (1970) 239-242.
- 39) H. Gerlach: "Rapid tuning of a dye laser," *Opt. Commun.*, **8** (1973) 41-45.
- 40) J.M. Telle and C.L. Tang: "New method for electro-optical tuning of tunable lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **24** (1974) 85-87.
- 41) M. Okada, S. Shimizu and S. Ieiri: "Tuning of a dye laser by a birefringent Fabry-Perot etalon," *Appl. Opt.*, **14** (1975) 917-922.
- 42) D. J. Taylor, S. E. Harris and S. T. K. Nieh: "Electronic tuning of a dye laser using the acousto-optic filter," *Appl. Phys. Lett.*, **19** (1971) 269-271.
- 43) L. D. Hutcheson and R. S. Hughes: "Rapid acousto-optic tuning of a dye laser," *Appl. Opt.*, **16** (1974) 1395-1398.
- 44) M. K. Giles and R. S. Hughes: "Electromechanical techniques for rapid frequency tuning of lasers," *J. Phys.*, **E5** (1972) 1216-1222.
- 45) E. C. Rea, Jr. and R. K. Hanson: "Rapid extended range tuning of single-mode ring dye lasers," *Appl. Opt.*, **22** (1983) 518-520.
- 46) K. Winkler and J. Kowalski: "A magnetic tuning system for dye lasers," *Appl. Phys.*, **14** (1977) 25-28.