



二波長同調ファブリペローエタロン

鈴木 健夫

NHK 放送科学基礎研究所 〒157 東京都世田谷区砧 1-10-11

(1983年2月18日受理)

Simultaneous Tuning of a Dual-Line Fabry-Perot Etalon

Takeo SUZUKI

NHK Broadcasting Science Research Laboratories,
1-10-11, Kinuta, Setagaya-ku, Tokyo 157

A new method to tune in Fabry-Perot etalons simultaneously to two wavelengths is described. The method employs the dispersion of spacing layer and the phase shift at reflection. The Fabry-Perot etalons fabricated by vacuum deposition according to this method showed that the wavelengths of the maximum transmittance agreed well with the specified wavelengths.

1. ま え が き

ファブリペローエタロン (FPE と略記) は光の帯域ろ波器として使用できることが知られている。スペーサの光学的厚みを波長の1/2としたものはある透過帯域をもった単一波長の透過フィルタとして用いられている。透過帯のピークの位置はスペーサの光学的厚みおよび入射角によって決まり、スペーサの厚みを増加させると観測している帯域内 (たとえば可視域内) に複数の透過帯をもつようになるが、この場合ある一つのピークの位置とそれに隣接するピークの波長間隔は独立に変えることができない。すなわち、厚み (または入射角) を変えるとピークの位置が変化しそれと同時にピーク間の間隔も変化するので、望む二つの波長を同時に透過のピークに一致させることはできない。このことは一つの変数 (厚みまたは入射角) をもった二つ以上の連立方程式を解くことは一般には不可能であるという数学的表現に対応させることができる。しかしながら実際には二つの波長 λ_1, λ_2 を与えて、これを同時に透過させたいという場合も起こりうることであり⁹⁾、この研究はこのような要求を解決するための一つの方法として行なったものである。

この報告の前半では FPE のスペーサに通常は無視される分散を導入し、反射層における位相シフトを考慮することによって近似的に連立方程式を解く方法を提案

し、後半ではこの解にそうように実際に試作したいくつかの FPE の特性を示し、また若干の検討を加える。

なお、この論文は先に発表した短文¹⁾の詳細な報告である。

2. 二波長 FPE の原理

二つの波長 λ_1, λ_2 の光が厚み d のスペーサの FPE に垂直に入射したときに透過が極大になる条件は

$$2n_1d + \delta_1 = M\lambda_1 \quad (1)$$

$$2n_2d + \delta_2 = (M+N)\lambda_2 \quad (2)$$

となる。ただし n_i は波長 λ_i におけるスペーサの屈折率、 δ_i は波長 λ_i が反射層でうける位相シフトを光学的厚みに換算した量、 M, N は正の整数で $\lambda_1 > \lambda_2$ とした。通常の FPE の取扱いでは δ_i は省略される。また n_i は物質で決まる定数とされるが、ここではとくに波長に依存する量とする。すなわち、スペーサ物質の分散を考慮に入れることとする。FPE が Fig. 1 に示すようにスペーサの両側に誘電体多層膜の反射層 (side 1 および side 2) によってはさまれた構成になっているとする。 δ_i は位相シフトと波長の積からなると考えるのが自然であろうから

$$\delta_1 = \delta_{11} + \delta_{12} = \lambda_1(\varphi_{11} + \varphi_{12})/2\pi \quad (3)$$

$$\delta_2 = \delta_{21} + \delta_{22} = \lambda_2(\varphi_{21} + \varphi_{22})/2\pi \quad (4)$$

と表わすことができる。ここで φ_{ij} は波長 λ_i の光が、

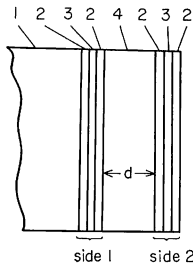


Fig. 1 Structure of FPE.
 1: substrate, 2: high index layer with optical thickness $(1/4)\sqrt{\lambda_1\lambda_2}$, 3: low index layer with optical thickness $(1/4)\sqrt{\lambda_1\lambda_2}$, 4: dielectric spacer.

スペーサ側から side j の反射層で反射するときにおける位相シフトであり、 δ_{ij} は φ_{ij} を厚みに換算した量である。この値は誘電体多層膜の特性マトリックス M_c から求めることができる。 M_c を次の式

$$M_c = \begin{pmatrix} A & iB \\ iC & D \end{pmatrix} \quad (5)$$

で表わすと φ_{ij} は反射率の虚数部の実数部に対する比の逆三角関数として次のように与えられる。

$$\varphi_{ij} = \tan^{-1} \left[\frac{\{(n_i - n_j D)(n_i n_j B + C) + (n_i A + n_j D)(n_i n_j B - C)\}}{\{(n_i A + n_j D)(n_i A - n_j D) - (n_i n_j B + C)(n_i n_j B - C)\}} \right] \quad (6)$$

ここで n_i はスペーサの屈折率、 n_j は基板 ($j=1$) または空気 ($j=2$) の屈折率である。多層反射層の光学的厚みが波長の $1/4$ のときは $\varphi_{ij} = 0$ となる。この厚みを二波長の平均の $1/4$ にした場合には φ_{1j} は正で、 φ_{2j} は負となる。

連立方程式(1),(2)から d を消去すると

$$M = \frac{N\lambda_2 + (n_2/n_1)\delta_1 - \delta_2}{(n_2/n_1)\lambda_1 - \lambda_2} \quad (7)$$

を得る。この式はさらに

$$M = \frac{N\lambda_2 + \delta_1 - \delta_2}{(n_2/n_1)\lambda_1 - \lambda_2} \quad (8)$$

と簡単化できる。ここで δ_1 は後に **Fig. 3** に示すように $40 \sim 65 \text{ nm}$ であるから $\delta_1 \ll \lambda_2$ 、また $n_2/n_1 \approx 1$ なることを用いた。方程式の解は λ_1, λ_2 を与えたとき、(8)式の M, N が正の整数になるような n_2/n_1 を求めればよく、スペーサとしてこれに近い分散をもつ物質を定数表の中からさがすこととなる。

この報告では、物質の分散を導入したことが大きな特徴であるが実際には分散を考慮に入れるのは(1),(2)式およびこれから導かれた式のスペーサの部分のみで十

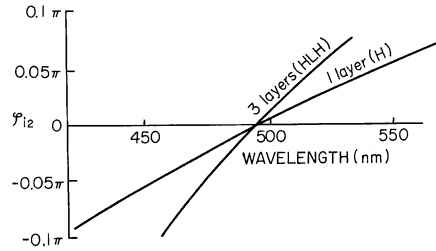


Fig. 2 Examples of calculated phase shift of reflection at side 2. Index of spacer = 1.463, index of reflection layer = 2.300 (H) and 1.463 (L).

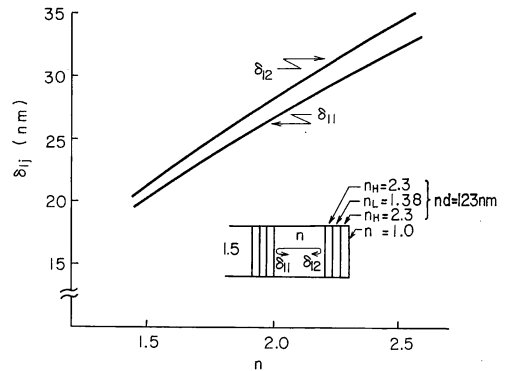


Fig. 3 Dependence of δ_{11} and δ_{12} on index of spacer n . $\lambda = 528.7 \text{ nm}$.

分であり、(6)式では分散は無視することにする。これは位相シフト自体はそれほど大きな量ではないので、その分散の効果はさらに高次の微小量となるからである。したがって、(5),(6)式の A, B, \dots 、(6)式の n_i, n_j は定数として扱う。

ここで一例として Ar イオンレーザの発振線のなかから二つの波長を選んで $\lambda_1 = 528.7 \text{ nm}$ 、 $\lambda_2 = 457.9 \text{ nm}$ とした場合の計算例を示そう。反射層が HLH の 3 層から成る場合と H のみの 1 層から成る二つの場合の φ_{12} 波長依存性は **Fig. 2** に示すようになる。反射層の各層の光学的厚みは $\lambda_1/4$ と $\lambda_2/4$ の間に設定するのが望ましく、この報告では計算の場合も、製作の場合も光学的厚みを両者の幾何平均 $\sqrt{\lambda_1\lambda_2}/4$ にとった。入射光の波長が反射層の各層の光学的厚みの 4 倍のとき、(6)式の φ_{ij} はゼロになるので、**Fig. 2** の $\varphi_{12} = 0$ をよぎる波長の $1/4$ が反射層の各層の光学的厚みになっていることを示す。反射層の構成が同じでも φ_{12} は基板側の屈折率やスペーサの屈折率に依存する。**Fig. 3** は基板と反射層の屈折率を固定し、スペーサの屈折率 (分散を無視

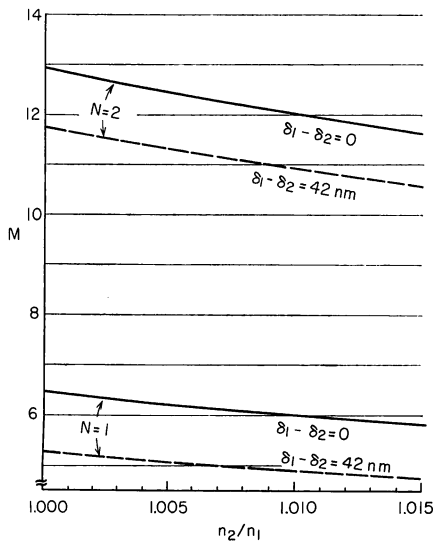


Fig. 4 Dependence of M on n_2/n_1 .
 $\lambda_1 = 528.7 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 457.9 \text{ nm}$.

した平均的な値)の関数として位相シフト量を ϕ_{1j} を $\lambda_1 = 528.7 \text{ nm}$ の場合について計算しスペーサの光学的厚みの変化に換算した例であり、スペーサの屈折率が大きいほど、位相シフトが大きいたことが示されている。side 1 における反射の位相シフトと side 2 におけるそれとの相違が図示されているが、これは反射層の向う側がガラス基板かまたは屈折率1の空気かのちがいによるものである。

δ が一定のとき、(8)式の M は n_2/n_1 とともにゆるやかに減少する関数となるので (Fig. 4 参照)、整数値をよぎる点が(8)式の解である。しかし δ は Fig. 3 のようにスペーサの屈折率 n に依存するため、 n_2/n_1 は一般には、一義的に決まらず n と n_2/n_1 の組合せで(8)式を満足させることができる。Fig. 5 の実線は M と N を整数にする n と n_2/n_1 の関係を示すものである。黒丸は屈折率と分散のデータ²⁻⁷⁾ から種々の物質を n - n_2/n_1 平面上に記入したものである。

屈折率とその分散が実線の上にいる物質が正確な解であるが実存する物質では一致する偶然を期待しにくいので実線に近い物質を近似解として採用せざるをえない。また、ガラスの場合のように2種以上の物質をある成分比で混合することによって、実線または実線に近い物質を作ることでもできよう。Fig. 4 から $M=5$, $N=1$ の近似解として ($N=1$, は λ_1 と λ_2 の間に透過のピークが存在しない), KBr, NdF_3 , LaF_3 , CaCO_3 などあげることができる。

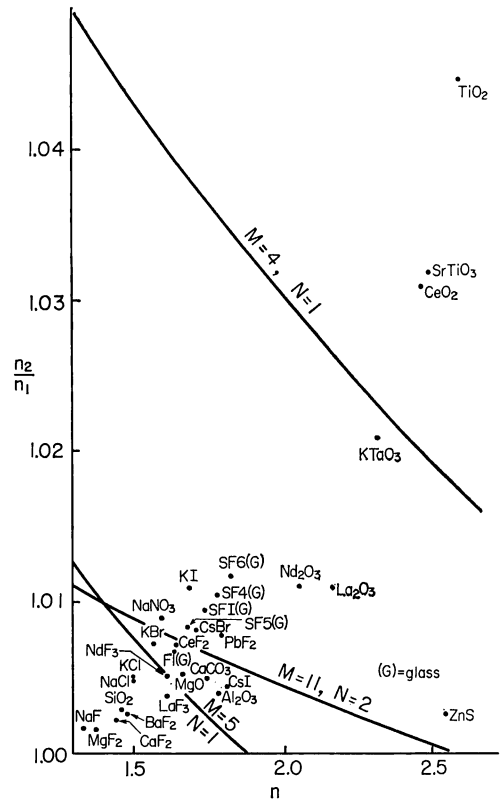


Fig. 5 Relations between n and n_2/n_1 which make M and N integers.

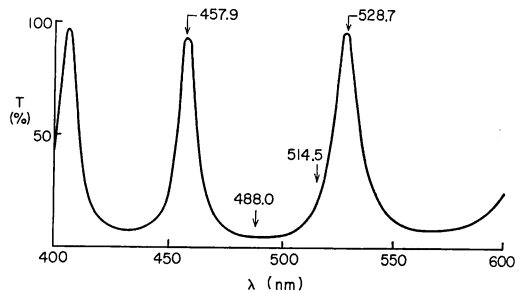


Fig. 6 Computer calculation of transmission characteristics of a FPE with KBr spacer.

次に KBr をスペーサに用いた場合の FPE の透過特性を電子計算機を用いて計算した結果を示そう。

KBr の屈折率 n が

$$n = (a + b\lambda^{-2})^{1/2} \quad (9)$$

の形で与えられるとし、 $a = 2.354995$, $b = 27,000 \text{ (nm)}^2$ とした。スペーサの厚みは 1570.8 nm , 反射層は $H = \text{ZnS}$ ($n = 2.39785$), $L = \text{MgF}_2$ ($n = 1.40056$) (光学的厚み 122.5 nm), 基板 = ガラス ($n_j = 1.52082$) で、反射層と基板の分散は無視すると Fig. 6 のようになる。この

結果を見ると、透過のピークの位置が、あらかじめ設定した $\lambda_1=528.7$ nm, $\lambda_2=457.9$ nm とかなりよく一致していることがうかがえる。このことはこの設計方法の正当性を示していると解釈することができる。

また反射層に(9)式と同じ形式の分散を導入して、同様の計算を行なうとほとんど **Fig. 6** と同様の結果を得ることができることを確認した。このことは、反射層の分散を無視することの正当性を裏づける一つの根拠となる。

3. FPE の製作と評価

前節で述べたように $\lambda_1=528.7$ nm, $\lambda_2=457.9$ nm の場合に、KBr はスペーサとして適切な屈折率と分散をもっていることが示されたので、ガラス基板上に真空蒸着によって、 λ_1, λ_2 に対する干渉の次数がそれぞれ 5.6 になるように FPE を製作した。しかし KBr は吸湿性が大きいためか、できた膜に多少の散乱性があり(肉眼観察で若干の白濁が認められた)透過率のピークが低いものしかできないことが判明した。**Fig. 7** はその分光透過特性を示すが、透過極大の波長の位置はよく設計値と一致しているが、透過率の極大値が小さく、実用上は不適切であるといえる。

次に LaF_3 をスペーサに用いて FPE を製作した。製作上のパラメータは **Table 1** に示す。このパラメータ

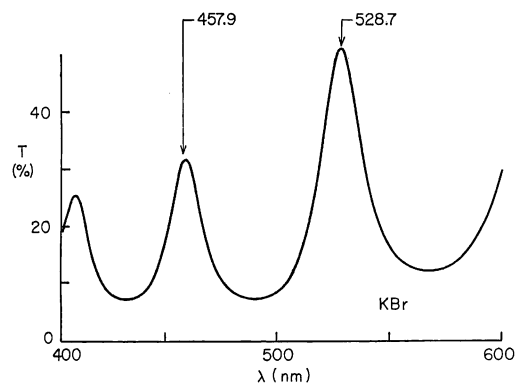


Fig. 7 Transmission characteristics of a fabricated FPE with KBr spacer.

に従って、真空蒸着法によって FPE を製作すると **Fig. 8** のようになり、波長の一致はかなりよく、透過率の極大値もかなり改善されていることが示されている。

その他、 NdF_3 をスペーサとする FPE も試みたが LaF_3 のほうが波長の一致の程度ではややすぐれており、透過の極大値はほぼ同じで約 90% であった。また SiO_2 のスペーサは **Fig. 5** から見ると分散が小さすぎるようであるが、波長の一致の程度は比較的良好であった。 CaCO_3 のスペーサは蒸着中に分解してしまい、良い膜が得られなかった。

Fig. 5 の黒丸は種々の公表されたデータから拾いあげたものであり、薄膜状のものも、バルクのものも含まれている。同一物質でも薄膜とバルクでは定数の値がかなり異なるのが一般的である。また薄膜でも基板温度などの製作条件によって多少異なった値を示すことが知られている。したがって **Fig. 5** の黒丸の位置はたんなる目安にすぎず、実線上に重なった物質でもできた FPE は設計値と多少ずれたり、実線から少しはずれていても良い結果になるということもありえよう。**Fig. 5** を信頼のおけるものとするためには、製作条件を抑えたデータによって書きかえる必要がある。

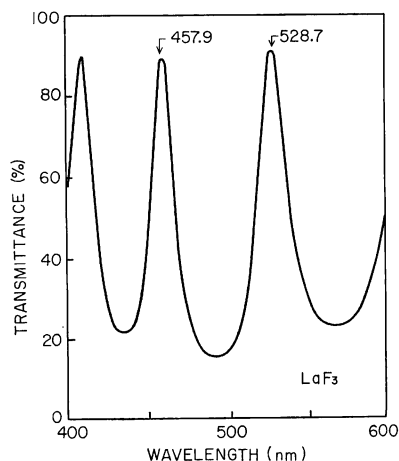


Fig. 8 Transmission characteristics of a fabricated FPE with LaF_3 spacer.

Table 1 Design parameters of an FPE ($\lambda_1=528.7$ nm, $\lambda_2=457.9$ nm, $M=5$, $N=1$).

Layer	Material	Refractive index	Optical thickness (nm)
1. Substrate	Glass	1.52	—
2. Reflector (H)	TiO_2	2.55	123
3. Reflector (L)	SiO_2	1.46	123
4. Spacer	LaF_3	{1.60 ₇ (at λ_1) 1.61 ₃ (at λ_2)}	{1,345 (at λ_1) 1,350 (at λ_2)}

4. 精度の検討

製作条件をかなり厳しく抑えようとしても膜厚のコントロールを完全に設計値に合わせることはきわめて困難であるし、屈折率や分散も設計値どおりの物質を探すことは不可能に近い。そこで、どの程度までの誤差が許容されるかを検討してみる。(11)式より

$$\lambda_1 = 2nd/M \quad (10)$$

これの全微分をとると

$$\Delta\lambda_1 = (2/M)(n_1\Delta d + d\Delta n_1) \quad (11)$$

$N=1$ の場合、 λ_1 と λ_2 のピーク間の波長間隔は

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \lambda_2/M \quad (12)$$

となり、これはフリースペクトラルレンジに相当する量である。(11)式の $\Delta\lambda_1$ をフリースペクトラルレンジで規格化して表わすと

$$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{2}{\lambda_2} (n_1\Delta d + d\Delta n_1) \quad (13)$$

となる。ここでも $\lambda_1 - \lambda_2 = R_{FS}$ なる信号を用い数字の添字を省略すると

$$\frac{\Delta\lambda}{R_{FS}} = \frac{2}{\lambda} (n\Delta d + d\Delta n) \quad (14)$$

を得る。

設計値からの波長のずれの許容値は FPE の透過帯の幅より少なくとも 1 桁は小さい必要があると思われる。いいかえると、(14)式の $\Delta\lambda/R_{FS}$ がフィネスの逆数より少なくとも 1 桁は小さいことが必要である。すなわち

$$\Delta\lambda/R_{FS} < (1/F) \times 10^{-1} \quad (15)$$

ただし F は FPE のフィネスを示す。Fig. 1 の構造のように反射層の層数が少ない場合は $F \approx 10$ 程度とみなせるので、(15)式は

$$\Delta\lambda/R_{FS} < 10^{-2}$$

すなわち

$$(2/\lambda)(n\Delta d + d\Delta n) < 10^{-2} \quad (16)$$

となる。

ここで $d \approx 1,000$ nm, $\lambda \approx 500$ nm, $n \approx 1.5$, $\Delta n \approx 0$ のときは $\Delta d < 1.7$ nm となり、厚みの誤差の許容値は約 1.7 nm の程度となる。また $\Delta d = 0$ のときは $\Delta n < 2.5 \times 10^{-3}$ となり、これが屈折率の誤差の許容値限界となる。

厚みの誤差については、入射角の調整、またはウェッジ形のスペーサを用いることによって、製作上の誤差をにげることもできる。

次に温度変化による同調のずれの問題を考える。温度が変化すると一般に物質の厚みと屈折率が変化すると考

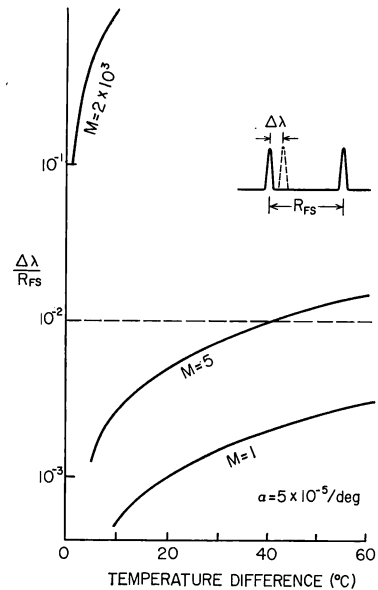


Fig. 9 Shift of tuning $\Delta\lambda$ due to temperature change normalised by free spectral range.

えられるが、ここでは安全を見て、厚みのみが変化すると考える。また反射層の温度変化が FPE に与える効果を見捨て、スペーサの線膨張係数 α のみを問題とする。典型的な例として $d \approx 5 \times 10^{-5}$ /deg とし、これから生じる Δd を(16)式に代入し、 $\Delta\lambda/R_{FS}$ を計算した結果を温度変化の関数として示すと、Fig. 9 のようになる。試作の例のように $M=5$ の場合には数十度の変化が許容できるが、次数 M が 10^3 程度の大きさ（光学的厚みが数百 μm ）程度以上の場合には非常に温度に敏感で、かなり精度よく温度変化を抑える必要があることがわかる。

5. あとがき

多数の線が同時に発振するレーザから 1 本の線のみを選ぶ方法はプリズムまたは回折格子などの分散素子を共振器の中に入れることによって達成することができるが、2 本の線を同時に選ぶ方法はあまり知られていない⁷⁾。たとえば Ar イオンレーザは緑から青にかけて多数の発振線をもっており、そのなかで 514.5 nm と 488.0 nm の 2 本はとくに強い発振線でラマン散乱の光源などによく用いられるほか、カラー画像の表示などの光源としてもしばしば用いられる。しかし、514.5 nm は青色としては波長がやや短すぎ、488.0 nm は青色としてはやや長すぎるきらいがある。528.7 nm と 457.9

nm は前記2本より出力パワーは劣るが、色彩はすぐれているため、カラー画像用としてはこの2本を選択的に発振させたいという要求がおこる。このような場合、二波長 FPE を共振器内に入れて、2本を選択的に発振させるのに用いることができよう。ただし、**Fig. 8** からわかるように透過率の極大が約90%であるため、このままでは少し損失が大きすぎるので、この目的のためには透過の極大をもう少し大きくする改善が必要であろう。また、カラー画像の光源のほかに、二波長干渉計の光源⁸⁾を多数の発振線のなかから選択する場合にも、この種の FPE は有用になるとと思われる。

この研究では FPE を従来不可能であった任意の二波長に同調させる新しい方法を提案し、実際に試作した FPE がほぼ設計値どおりの波長特性をもつことを示した。今後は透過率の極大値を向上させることが望まれる。透過率の向上をはばんでいる原因は反射層の厚みのばらつきや、スペーサ層の光学的不均一性にもとづく散乱などが考えられるので、これらを解決する努力が必要であろう。

この研究を進めるにあたり、NHK 総合技研佐藤俊夫元主任研究員に FPE の特性の計算についてお世話になったことを深謝する。またいろいろな助言や激励をされた NHK 基礎研龍岡所長、岡田主任研究員にも感謝します。

文 献

- 1) T. Suzuki: Jpn. J. Appl. Phys., **21**(1982) 1522; **21**(1982)1789.
- 2) G. Hass, J. B. Ramsey and R. Thun: J. Opt. Soc. Am., **48**(1958) 324.
- 3) J. M. Bennett, E. J. Ashley and H. E. Bennett: Appl. Opt., **4**(1965) 961.
- 4) G. Hass, J. B. Ramsey and R. Thun: J. Opt. Soc. Am., **49**(1959) 116.
- 5) J. F. Hall, Jr. and W. C. Ferguson: J. Opt. Soc. Am., **45**(1955) 714.
- 6) G. Hass and E. Ritter: J. Vac. Sci. Technol., **4**(1967) 71.
- 7) 鈴木健夫: 光学, **8**(1979) 292.
- 8) 山田朋幸, 浅沼 廣, 高崎 宏: 光学, **11**(1982) 382.
- 9) E. Pelletier and H. A. Macleod: J. Opt. Soc. Am., **72**(1982) 683.