レーザーオリジナル

XeClレーザーの発振バンド選択と出力予測

兵頭政春*・大井みさほ*

(1990年4月3日 受理)

Band Selection and Output Prediction of a XeCl Laser

Masaharu HYODO* and Misao OHI*

(Received April 3, 1990)

The 0-1 band selection of a XeCl excimer laser was performed by using a solid etalon, with the aid of the OH absorption in the 0-2 band. Owing to the spectral width of the 0-1 band reduced to 13 pm and to the effectively reduced energy of the 0-2 band, brightness was increased by a factor of 13. The band selected output energy density, 11.0 mJ/cm^2 , is in good agreement with the value, 11.1 mJ/cm^2 , predicted from a simple model.

Key Words : XeCl excimer laser, Band selection, Output prediction.

1. はじめに

エキシマレーザーは、高出力高効率の紫外レーザーとして最近活発な研究開発が行われている。このレーザーは、一般に利得が大きいだけでなく、利得スペクトル幅が広く、パルス持続時間が短いため、レーザー光のスペクトル幅が大変広いのが普通である。XeClレーザーの場合、レーザー光は308 nmを中心としていくつかのバンドで発振し、約270 pm (1.1 THz)のスペクトル幅をもつが、これは共振器長を60cmとした場合の縦モード間隔(250MHz)の4000倍の大きさである。このためエキシマレーザーは、可視域や近赤外域のレーザーに比べて時間的、空間的コヒーレンス度がきわめて低い。

このため、高効率高出力化と並んでビーム質

の改善がエキシマレーザーに対する社会的要求のひとつであり、発振スペクトル制御は重要な研究テーマである。

ふつうは、レーザー共振器内外に回折格子やプリズム、エタロンなどの波長選択素子を挿入することで発振スペクトル制御は実行される¹⁾。ビーム広がり角を改善するために、共振器内に絞りを挿入することも行われている。また、光の共振器内での往復回数を稼ぐために長パルス化の研究も行われている⁴⁾。しかし現在のところ、狭帯化技術は波長選択素子の損失に起因する出力エネルギーの減少が最も大きな問題であり、そのため発振器単独ではスペクトル輝度の改善が難しいのが実状である。

一つの解決策として、狭帯化された発振光を再び同一の放電管に注入して増幅する方法があ

*東京学芸大学教育学部物理学教室 (〒184 小金井市貫井北町4-1-1)

*Department of Physics, Faculty of Education, Tokyo Gakugei University (4-1-1, Nukui-kitamachi, Koganei, Tokyo 184)

る。Pacala et al.^{2,3)}は、XeClレーザーにおいて、狭帯化素子として3個のエタロンを用いることにより、スペクトル幅30MHzの単一モード発振で発振器出力2-5 μJ 、増幅後の出力で100-150 μJ を得た。彼らは共振器内に25 μm のエアースペースエタロン、1mmの固体エタロン、及び15mmの固体エタロンを挿入し、パルス電圧印加時間を100nsに引き延ばした励起用電源を使用した。また榎波ら⁵⁾は、XeClレーザーにおいて、狭帯化素子として2枚のエタロンと1つの回折格子を用いることにより、発振器単体で380MHz(0.12pm)のスペクトル幅で10 μJ 、増幅後に570MHz(0.18pm)のスペクトル幅で最大1.7mJの出力エネルギーを得た。このときスペクトル輝度は通常発振に比べて約 10^3 倍に改善された。これらの方法は、装置構成が複雑になることが欠点である。

XeClレーザーの場合のもう一つの解決策として、一つのコンドを選択して発振スペクトル幅は数十分の一に抑えるにとどめ、損失の少ない波長選択素子を用いて出力エネルギーの減少を最小限に抑えることができれば、発振器単体のスペクトル輝度はやはり改善されることが期待できる。この種の研究はほとんどなされていないが、発振バンド選択ならば低コストで容易にスペクトル輝度を向上できる可能性がある。

発振バンド選択には損失が比較的小さいという意味でエタロンが最も適当である^{1,11)}。そこでまず最適なエタロンを見出し、これを用いてスペクトル制御を行って、実際にスペクトル輝度が高まることを確かめることが本研究の第一の目的である。そしてバンド選択時のスペクトルの諸特性を調べ、適当なモデルを組み立て、実験と比較して、バンド選択時の出力エネルギーを理論的に予想する方法を考案することが第二の目的である。

2. バンド選択素子エタロンの選定

波長選択素子として用いるエタロンの透過率はよく知られたエアリーの式で表される。面の

反射率を R 、面の吸収率を α 、波長を λ として面の間の物質の屈折率を $\eta(\lambda)$ 、面間隔を t 、固体エタロンへの入射角を θ とすると、透過率 $T(\lambda)$ は、

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

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} \eta(\lambda) t \sqrt{1 - \sin^2 \theta / \eta(\lambda)^2}$$

となる。 T は δ に関して周期 2π の周期関数である。またフリースペクトルレンジFSRは、

$$-2\pi \frac{\partial \lambda}{\partial \delta} \doteq \frac{2\pi \eta(\lambda) / \delta}{[\eta(\lambda) / \lambda - \partial \eta(\lambda) / \partial \lambda]} \quad (2)$$

である。

XeClエキシマレーザーの発振は $B^2\Sigma_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}$ 遷移で起こる。 X 状態は緩やかな結合状態であるため、このスペクトルは振動準位間の遷移で生じるバンド構造を持っている。Fig.1は、我々が観測したレーザースペクトルの一例である。0-2バンドの中央にある大きなくぼみは、OHの吸収によるものである。

XeClエキシマレーザーの発振スペクトルにお

Fig.1 XeCl laser spectrum obtained under the normal conditions.

いて、0-1バンドと0-2バンドのピーク間の間隔は0.252nmである。0-1バンドを選択的に発振させるには、0-1バンドのピークにエタロンの透過率の山を一致させ、0-2バンドのピークにエタロンの透過率の谷を一致させればよい。これは最も基本となる考え方である。しかしこのために必要となるのは、面間隔が約0.1mmのエアースペースエタロンか、面間隔が約0.06mmの固体エタロンである。

もちろん、このような薄い固体エタロンが入手できるはずはないが、0-2バンド中央付近にあるOHの吸収を利用すればもう少し厚手の固体エタロンでも0-1バンドの選択が可能であることに気がついた。つまり、OHの吸収部にエタロンの透過率の山を一致させればよい。いろいろなエタロンの透過率曲線を計算し、レーザースペクトルと重ねてみたところ、0.42mmの厚さの固体エタロンが最適であることがわかった。このエタロンのFSRは、両バンドピーク間隔の約1/3.5である。Fig. 2にこのエタロンの透過率曲線を示す。

実際に市販されているものの中から0.42mmに最も近いものとして、0.5mm厚の固体エタロンを使用することに決めた。0-1バンドに関して、面間隔0.1mm、反射率90%のエアースペースエタロンと同程度の選択効果を期待して、反射率を40%に指定した。反射率がこのように小さいため、不用なエネルギーの損失を避

けることができる。

3. 出力エネルギーの予想方法

パルスレーザーの媒質を光増幅器として使用する場合に対して、FrantzとNodvik⁹⁾は、次の大信号利得の式を導いた。

$$G(E_i) = E_o/E_i = (E_s/E_i) \times \ln[1 + \{\exp(E_i/E_s) - 1\} \exp(g_o L)] \quad (3)$$

G が大信号利得係数、 E_i は単位面積当りの入力エネルギー、 E_o は単位面積当りの出力エネルギー、 E_s は単位面積当りの飽和エネルギー、 g_o は小信号利得係数、 L は媒質の有効長である。但し、反転分布は空間に一樣に分布していると、入力は矩形パルスであると仮定し、増幅される光の持続時間に比べて寿命が十分に長い均一広がり媒質に対して適用が可能である。

XeClレーザーの媒質は、必ずしもこれらの条件を満たさないが、増幅器として用いた場合の適用例がいくつかあって、うまくいくことが示されている⁶⁻⁸⁾。

(3)式は入出力のエネルギーを考慮し、スペクトルについて考慮する必要がないので、エタロン等で形を変えた光を入力する場合にも適用可能であることが期待できる。

(3)式をわれわれのレーザーに適用するには少し工夫が必要である。XeClレーザーは誘導放出断面積が非常に大きく、共振器を形成しなくても自然に発振する。すなわちASEが起こる。そこで、媒質の片側に反射鏡をおいて自然発振する光の一部をフィードバックさせると、レーザー媒質は増幅器として機能し、(3)式にしたがって光が増幅され、反対側の窓から自然発振する光に重なって増幅された光が取り出されることが考えられる (Fig. 3)。フィードバック量を増やすにしたがって増幅された光は増加するが、反転分布に限りがあるので自然発振する光は減少すると思われる。それでも反転分布は空間に一樣に分布していると考えられるので自然発振する光は媒質の両端に同じ量だけ放出されることが考えられる。

Fig. 2 Transmittance of a desirable solid etalon as a function of wave length. Reflecting power, 40 %; absorption factor, 0 %; thickness, 0.42 mm.

Fig.3 Operating model of the laser. A, ASE light; B, Feedback light; C, Amplified light.

そこで、この自然発振する光の単位面積当りのエネルギーを A 、フィードバックする割合を k 、フィードバックする光の単位面積当りのエネルギーを B 、増幅された光の単位面積当りのエネルギーを C とおくと、次式が成り立つ。

$$B = kA \quad (4)$$

$$C = G(B) \quad (5)$$

反転分布には限りがあるため A は出力エネルギー ($A+C$) に依存して変化するはずである。したがって A と C の間には関数関係があることが予想され、

$$A = H(C) \quad (6)$$

と書くことにする。これで式は揃い、単位面積当りの出力エネルギー $A+C$ とフィードバック k との間の関係が求められる。

なお、今後自然発振する光、すなわちASE光のことを自然発振光、増幅された光のことを増幅光、フィードバックする光のことをフィードバック光、自然発振光と増幅光を合わせたものを出力光と単に呼ぶことにする。

フィードバックの割合 k は、あらかじめ計算することができる。NDフィルターやエタロンの透過率を $T(\lambda)$ 、自然発振光エネルギーのスペクトル分布を $E_A(\lambda)$ とすると、フィードバック光はNDフィルターやエタロンを2回通過するので、

$$k = \left(\frac{\int T(\lambda) \cdot E_A(\lambda) d\lambda}{\int E_A(\lambda) d\lambda} \right)^2 \quad (7)$$

となる。

4. 実験

実験に使用したXeClエキシマレーザーは、

UV自動予備電離による、容量移行型放電励起方式である。充電用コンデンサ C_1 は71nF、主放電用コンデンサ C_2 は36nFであり、耐圧は30kVである。放電電極は、幅35mm長さ58cmのアルミニウム製で、電極間隔は20mmである。反射鏡には、出力側に反射率8%のものと40%のもののどちらかを使用し、もう一方には全反射鏡を使用している。出力側に反射率40%のものを使用した方がビーム広がり角は小さくなるが、出力エネルギー及びスペクトルの形は、反射率40%、8%、0%のいずれの場合も違いはほとんどなかった。本装置の使用により、これまでに26kV充電で最高出力100mJが総合効率0.42%で得られている。また、レーザーパルス幅は約15nsである。

2つの関数 G 、 H を実験的に決定するためにFig. 4のように装置を組んだ。共振器はレーザー管の一方に全反射鏡を置いただけの構成にして、理論的取扱を容易にした。ゲインが大きいためにこれでも十分発振する。Fig. 4の右側に放出された自然発振光は、一部がビームサンプラー S_1 によって副光路へ導かれるが、大部分(84.7%)は S_1 をそのまま通過して全反射鏡 T_1 で折り返し、再び S_1 を通過して媒質にフィードバックされる。媒質の左側から放出された出力光はフィルターで減光されてビームサンプラー S_2 とピンホールを経て分光器へと導かれる。これを主光路と呼ぶ。一方、 S_1 によって取り出された光(副光路)は2つの全反射鏡 T_2 、 T_3 を経てビームサンプラー S_2 で主光路光と重ねられる。ビームシャッターは主光路と副光路のどちらか一方を選択するために用いられる。主光路は $A+C$ に対応し、副光路は A に対応する。

Fig.4 Experimental setup to determine the functions, $G(B)$ and $H(C)$.

レーザーエネルギーの測定にはジュールメータ (GEN-TEC ED-200) を使用した。スペクトルは、曲率半径6.65m, 分解能180000の大型回折格子分光器にOMA (Optical Multichannel Analyzer) を取り付けて観測した。観測データはパーソナルコンピュータに転送し、処理した。また、レーザー本体より発生する電磁ノイズをさけるため、-30dBの遮蔽効果が得られているシールドルームの中に測定器のほとんどを納めた。

レーザーの高反射率側Xの位置にエタロンや様々な透過率のフィルターを挿入して、フィードバック量を加減して両光路の光の単位面積当りのエネルギーを測定することにより、AとCの関係つまり関数Hを調べることができた。また、自然発振のスペクトルとフィルターの透過率を(3)式に代入することでフィードバックの割合kがわかるので、(4)式からBがわかり、CとBの関係つまり関数Gも同時に得ることができた。それらの結果をFig. 5に示す。縦軸が増幅光Cであり、横軸は自然発振光Aとフィードバック光Bを共通の目盛りで示してある。図中の水平線についてはあとで述べる。関数Gを示す実線は、NDフィルターを使ったデータだけ

Fig. 5 Two kinds of functions, G and H, are shown. Open circles indicate the results of the experiment without an etalon, and closed circles indicate those with a solid etalon. The horizontal bar shows how to forecast the output energy with the aid of the tow functions.

を用いて大信号利得の式にフィッティングさせたもので、 $g_0=0.060\text{cm}^{-1}$, $I_s=7.5\text{mJ/cm}^2$ になった。

自然発振光が増幅光の増加と共に減少しているのは予想通りである。小信号利得係数は、榎波ら⁵⁾の 0.12cm^{-1} , Glowina et al.⁸⁾の 0.13cm^{-1} 等が得られており、われわれの結果はこれらと比べると大変小さい。しかし、誘導放出断面積を σ , 反転分布を ΔN とすると、小信号利得係数は $g_0=\sigma\Delta N$ で表され、これはレーザーの動作状況によってまちまちの値をとるはずであるから、小信号利得係数の相違はあまり重要でない。これに対し、飽和エネルギーは $I_s=h\nu/\sigma$ で表され、レーザーの動作状況によらない一定の値をとるはずである。実際に測定されている飽和エネルギーは、榎波らの 5mJ/cm^2 , Glowina et al.の 2.1mJ/cm^2 , Corkum et al.⁷⁾の 1mJ/cm^2 というようにばらつきがみられる。Obara¹⁰⁾による σ の値 $1.25\times 10^{-16}\text{cm}^2$ から計算される I_s は 5.1mJ/cm^2 であり、我々の 7.5mJ/cm^2 は不自然ではない。

固体エタロンを高反射率側に挿入するにあたり、エタロンのみを挿入する実験に加えて、フィードバックの割合を故意に変えるためにエタロンをNDフィルターと共に挿入する実験も行った。0-1バンドを選択するものとしてフィードバック量はあらかじめ計算できて、それぞれ14.3%、4.8%になる。Fig. 5で、水平線のabとacの長さの比がフィードバック量kにあたるので、それが14.3%、4.8%になるところの縦軸を読むと、それぞれ 8mJ/cm^2 , 4.4mJ/cm^2 になる。これが増幅光の単位面積当りのエネルギー(C)の予測値である。対応する自然発振光の単位面積当りのエネルギー(A)の予測値はそれぞれ 3.1mJ/cm^2 , 3.9mJ/cm^2 と読み取ることができる。これらの和が単位面積当りの出力エネルギーの予測値である。

実験結果をFig. 5中に黒丸で示した。No.1がエタロンのみを挿入したもので、No.2とNo.3がエタロンとともにNDフィルターを挿入したものである。エタロンの挿入角を調節し

Table I Feedback ratios and the predicted output energies with an etalon in a laser cavity. Corresponding experimental values are also shown.

No.	Feedback ratio [%]	Output energy [mJ/cm ²]	
		(Predicted)	(Experimental)
1	14.3	11.1	11.0
2	4.8	8.3	7.5
3	4.8	8.3	7.3
4	0.8	4.5	4.3

てすべて0-1バンドを選択した状態にした。実験結果は概ねG, Hの曲線上に乗っており、エタロンを高反射率側に挿入した場合でも大信号利得の式が使えると判断した。Table Iにこれらの予測値と実験結果とを並べて示すと、予測値と実験値は比較的良好一致であることがわかる。通常発振の単位面積当りの出力エネルギーは17.7mJ/cm²だった。また、ビームの断面が4.1cm²であるので、No.1の全出力エネルギーは45.7mJに相当する。また、波長選択素子としてエアースペースエタロンを用いて同様にエネルギーの予想を試みた結果をNo.4とした。

この方法をもう少し発展させると、スペクトルの形を予測することも可能である。自然発振光のスペクトルは通常発振のスペクトルとほとんど同じ形をしており、増幅光のスペクトルは自然発振光のスペクトルにエタロンのダブルパスの透過率を掛け合わせた形をしていると考え

Fig.6 Predicted laser spectrum (dotted line) and the experimental laser spectrum (solid line) for No.1 when the band selection is performed on the 0-1 band.

られる。両者のコヒーレンス長は媒質長に比べて十分に短いのでコヒーレンスは破壊されており、両者をAとCのエネルギーの割合で単純に足し合わせればよい。

こうしてNo.1について得られた結果をFig. 6に示す。この図において、実験スペクトルと予測スペクトルは縦横軸ともに共通である。この方法によるスペクトルの予測は、十分に信頼できるものであるといえる。

5. 結論

発振スペクトル制御を行うことにより、XeClレーザーのスペクトル輝度を高める方法を検討した。バンド選択のためには通常FSRが大きく面反射率の大きなエアースペースエタロンが使われるが、OHの吸収を利用することで、FSRが小さく面反射率の小さな固体エタロンでも0-1バンドの選択的発振が可能であることを示すことができた。その結果、通常発振では1:1であったバンドエネルギー比が4:1に改良され、0-1バンドの幅が13pmに減少した。発振スペクトル幅は通常発振では270pmであるので、これが21分の1に減少したとみなすことができる。一方、出力エネルギーは通常発振の60%が得られた。従って、スペクトル輝度は約13倍向上した。

エタロンを高反射率側に挿入してスペクトル制御を行って得られる結果を理論的に予想するために簡単なモデルを考え、これに大信号利得の式を適用して出力エネルギーとスペクトルの両方を計算したところ、実験とよく一致する結果が得られた。

モデルの妥当性、大信号利得の式の適用の可否については、まだ議論の余地があるが、スペクトル制御に対して出力エネルギーやスペクトルの形を定量的に予想する研究はほとんど行われておらず、基礎的段階として意味を持つと考える。

参考文献

- 1) 杉井正克：レーザー研究, 16 (1988) 177.

- 2) T.J.Pacala, I.S.McDermid and J.B.Laudenslager : Appl.Phys.Lett. **44** (1984) 658.
- 3) T.J.Pacala, I.S.McDermid, and J.B. Laudenslager : Appl.Phys.Lett. **45** (1984) 507.
- 4) 杉井正克, 渡辺章夫, 杉原興浩, 佐々木敬介 : レーザー研究, **15** (1987) 541.
- 5) 榎波龍雄, 三升睦己, 小林喬郎 : レーザー研究, **17** (1989) 50.
- 6) B.Dick, S.Szatmári, B.RÁCZ and F.P.Schäfer : Optics Comm. **62** (1987) 277.
- 7) P.B.Corkum and R.S.Taylor : IEEE J.Quantum Electron. **QE-18** (1982) 1962.
- 8) J.H.Glownia, G.Arjavalingham, P.P.Sorokin, and J.E.Rothenberg : Opt. Lett. **11** (1986) 79.
- 9) L.M.Frantz and J.S.Nodvik : J.Appl. Phys. **34** (1963) 2346.
- 10) M.Obara : in *Encyclopedia of Physical Science and Technology* (vol.7, Academic Press, Orland 1987) p.191.
- 11) M. Hercher : Appl. Opt. **8** (1969) 1103.