レーザーオリジナル

パルスレーザー励起Ti: サファイアレーザーの
可変波長域の拡大

船山正宏*・向原克治**・岡田龍雄**・前田三男**・
朝長成行*・泉 順*・松田桂一*・長谷川芳夫***

(1992年5月21日 受理)

Extention of Tuning Range of Ti: sapphire Lasers Pumped by a Pulsed Laser

Masahiro FUNAYAMA*, Katsuji MUKAIHARA**, Tatsuo OKADA**, Mitsuo MAEDA**,
Nariyuki TOMONAGA*, Jun IZUMI*, Keiichi MATSUDA* and Yoshio HASEGAWA***

(Received May 21, 1992)

Cavity conditions of Ti: sapphire lasers pumped by a pulsed laser were investigated from a standpoint of the extention of the tuning range. Analytical calculation predicts that the tuning range increases with increasing pump light fluence into the Ti: sapphire crystal, and with decreasing cavity loss. Therefore, the extention of the tuning range is obtained by increasing the reflectivity of output mirror and by using a low-loss prism tuner instead of a glazing incidence grating. Increasing the pump light fluence is effective, but that is limited by the damage threshold of the crystal. Practically, the wavelength dependance of the cavity mirrors also narrows the tuning range. Experimentally, a tunable operation over 700nm to 925 nm is achieved with a prism tuner and a pair of broad-band mirrors at a moderate pump light fluence less than $2\text{J}/\text{cm}^2$.

Key Words: Ti: sapphire laser, Tunable laser, Tunable range, Solid-state laser

1. はじめに

Ti: サファイア (Ti^{3+} : Al_2O_3) レーザーは、1982年にMoultonにより開発されたフォノン終端形可変波長固体レーザーで¹⁾、広い可同調域

と高い発振効率を持つことから、新しい波長可変レーザー光源として期待されている。Ti: サファイア結晶は緑色に吸収帯を持ち、Nd: YAG レーザーの第二高調波、銅蒸気レーザー、Ar イオンレーザー、フラッシュランプ等の励起に

*三菱重工業株式会社 (〒100 東京都千代田区丸の内2-5-1)

**九州大学工学部電気工学科 (〒812 福岡市東区箱崎6-10-1)

***三菱原子力工業株式会社 (〒105 東京都港区芝公園2-4-1)

Mitsubishi Heavy Industries (2-5-1 Marunouchi, Chiyoda-ku, Tokyo 100)

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

***Mitsubishi Atomic Power Industries (2-4-1 Shibakoen, Minato-ku, Tokyo 105)

より、波長650nmから1150nmにかけて高効率の波長可変動作を行うことがこれまでに確認されている²⁾。そのうち短パルス高出力のレーザーで励起するタイプは、高い尖頭出力を持っているために高調波発生等の非線形光学効果を用いた高効率の波長変換が可能で、それによって可変波長域を紫外から赤外域まで拡張することができる。しかし基本波となるパルスTi:サファイアレーザーの同調域はCW励起のものに比べて狭いように見うけられる。

現在分光用波長可変レーザーの主流は色素レーザーであるが、レーザー媒質に液体を用いるためスペクトルの制御やビーム質の精密な制御に難点があり、また保守管理の繁雑さという実用上の問題点がある。これに対し、材料の劣化の問題がない固体レーザーは保守管理が容易で信頼性が高い。出力・波長依存性・スペクトル安定性等の性能面でも、色素レーザーより優れた光源として注目されている。しかし、分光用光源としてはできるだけ可変波長域の広い光源が要求されるが、色素と異なりいろいろな波長域で直接発振できる材料は、Ti:サファイア以外にはまだ実用化されていない。この点に関しては、高い尖頭出力が期待できるNd:YAGレーザー励起のTi:サファイアレーザーは高効率の波長変換により可変波長域の拡大を図ることができる。

著者等はこれまでに、多数の色素を内蔵してマイコン制御で広い波長域を速いアクセスで同調できる全自動色素レーザーの開発を行ってきた^{3, 4)}。次のステップとして、現在高い尖頭出力を持ったTi:サファイアレーザーをベースにし、高調波発生やラマンシフター等の組み合わせにより紫外から近赤外まで自動的に連続同調可能な、信頼性の高い分光光源の開発を行っている。その際、ベースとなるTi:サファイアレーザーの同調域はできるだけ広い方が望ましい。

本論文は、短パルスTi:サファイアレーザーの同調可能域の拡大についての研究をまとめたもので、まず単純な四準位系モデルの理論解析により、同調可能域は励起レーザー光の結晶中

でのフルエンスと、共振器の損失によって決まることを示した。しかしながら、フルエンスの向上は結晶の損傷閾値によって、共振器損失の低下は同調素子の挿入損失、出力取り出し効率、ミラーの損傷閾値等によって実際には制限される。ミラーの反射率の波長依存性も通常は同調域を狭める原因となる。実験的には斜入射回折格子を用いる方式と、プリズムによる同調方式の二つの共振器構成を試み、同調域・効率・スペクトル純度の観点から比較するとともに、理論解析との照合を行い、ミラーの交換なしに同調域を拡大するための指針を明らかにした。

2. 同調域の拡大についての理論的考察

2.1 同調可能域の計算

パルス励起Ti:サファイアレーザーは、励起準位からのレーザー光の再吸収およびレーザー光の自己吸収は無視できるとされている。また、励起光に対する吸収の飽和も結晶自身の光損傷閾値以下ではほとんど無視できる。従ってレーザー動作機構は比較的単純であり、解析によりその動作特性をある程度予測することができる。

ここでは、励起光に対して吸収係数 α (cm^{-1})を持つ結晶を励起光のエネルギーフルエンス E_p (J/cm^2)で一様に励起した場合の同調域について考察する。Nd:YAG (532nm) レーザー励起のようにパルス幅が10ns以下の短パルスレーザー励起の場合、Ti:サファイアレーザーは励起終了後数十nsec程度遅れて発振が始まる。この間に結晶に吸収された励起エネルギーはほとんど失われることなく結晶に蓄えられている。このような条件下では、Ti:サファイアレーザーのシングルパス当たりの小信号利得 G は

$$G = \exp \left[\frac{(1 - \exp(-\alpha l)) E_p \lambda_p}{E_s} \right] \dots\dots (1)$$

で与えられる。ここで、 l は結晶の長さ、 $(1 - \exp(-\alpha l)) E_p$ は結晶に正味吸収される励起光のフルエンス、 E_s はレーザー波長での飽和エネルギーで、レーザー光子エネルギーを $h\nu_e$ 、誘

Fig.1 Calculation of the threshold fluence as a function of wavelength.

導放出断面積を σ_e とすれば, $E_s = h\nu_e / \sigma_e$ である。また, λ_p / λ_e は励起光からレーザー光への光子変換効率である。

一方, 出力取り出しや各種損失を含めたレーザー共振器の総合的な損失を, 実効的に一往復あたりのフィードバック率 R で表わせば, 発振に必要な励起光のフルエンスは発振の条件式より

$$E_p = -\frac{1}{2} \ln R \frac{E_s}{1 - \exp(-\alpha l)} \frac{\lambda_e}{\lambda_p} \dots \dots (2)$$

となる。Fig.1は, $\alpha = 1\text{cm}^{-1}$, $l = 2\text{cm}$, $\lambda = 532\text{nm}$ とし, さらに誘導放出断面積 σ_e の値とその波長依存性には Eggleston 等の論文のデータ⁵⁾ を用いて, 数種のフィードバック率 R について波長と閾値フルエンス E_p を計算した結果である。短パルスレーザー励起の場合には, 励起から発振までの遅れの間上位準位密度の減少があるので, 閾値は式(2)で与えられる値より若干大きくなる。Fig.1から, 発振可能な同調域は励起光のフルエンスとフィードバック率 R のみで決まることがわかる。例えばフルエンスを 2J/cm^2 , R を50%とすると同調可能域は680~1000nmとなる。同調域を広げるには励起フルエンスを高めるか, 共振器損失を少なくすればよい。これまでの実験でもCWレーザー励起では650~1150nmの広い同調域が取れるのに対し

て, パルスレーザー励起では750~920nm程度と同調域になるのは, 前者の方が R が大きいためにほかならない。

実際の問題では励起光のフルエンスの値は, 結晶やミラー等の光学素子の損傷によってその上限が決まる。一方 R の方は, 出力鏡の反射率 R_o とそれ以外の損失によって決まる等価反射率 R_e とに分けて考えねばならない。 R_o には最適値があり, それより大きくすると取り出し効率が低下する。このほか, ここではミラーの反射率は波長によらず一定としたが, 実際にはその波長依存性を無視することができない点にも注意する必要がある。

そこで, 短パルスレーザー励起Ti: サファイアレーザーの二つの具体的な共振器構成についてそれらを考察してみよう。一つは斜入射回折格子を用いた方式と, もう一つはプリズムや複屈折フィルターの様な挿入損失の小さな光学素子を同調に用いる方式である。後に示すように, Ti: サファイアレーザーは短パルスであっても波長狭帯域化が顕著で, 後者でも十分実用性を持っている。

斜入射型共振器は本質的に低 Q の共振器であり, 通常その一往復あたりのフィードバック率 R は数%以下である。このような低 Q の共振器では, 同調範囲の拡大は主として励起フルエンスを強くすることで行わなければならない。例えば, Fig.1によれば $R=1\%$ とすると, 励起フルエンスを 5J/cm^2 にとったとしても, 同調可能域は725~900nmとなる。どこまで励起フルエンスを高められるかは最終的にはTi: サファイア結晶の損傷閾値で決まる。Ti: サファイア結晶の損傷閾値は8~15 J/cm^2 程度とされている。しかし, 結晶表面の汚損状況によってはこれより小さな値でも損傷が起こることもあり, さらにレーザー発振光も加わるので, 実用的にはこの1/2以下にすることが望ましい。従って, 斜入射型共振器は同調域を広くする観点からは望ましくない構成であると言える。

一方ブリュースタープリズム等を同調に用いた場合では, 高 Q の共振器構成が可能である。

この場合は励起光を非常に高めなくとも、出力鏡に高反射率の反射鏡を用いて共振器を構成すれば、斜入射型に比べより広い同調域が得られることはFig.1より明らかである。実際この方式の同調可能域は専ら共振器ミラーの性能によって左右される。共振器ミラーの性能で特に重要なのは、ミラーの損傷耐力と反射率波長依存性である。現状では650-1100nmを一組のミラーでカバーすることは困難なので、複数のミラーセットを交換する必要がある、実用上の難点になる。また後述するように、高反射率のミラーを用い、励起フルエンスを大きくして広帯域可変波長動作を行うと、同調域の中央波長でミラーの損傷を生じやすい。

同調に回折格子をリトロ配置で用いるヘンシュ型⁶⁾などの共振器は上記の2つのタイプの中間的な性能となろう。

2.2 同調曲線の解析

ここでは簡単なレート方程式モデルによるパルスレーザー発振器の解析コードを用い、共振器ミラーの条件を変えて同調曲線の解析を行った。

Fig.2にモデルとなるレーザーの空間配置を示す。共振器光軸を z 軸とし、 x 方向及び y 方向については一様と仮定した。Ti: サファイアレーザーは四準位系であり、励起準位および終端準位の緩和は十分に速いため、反転分布 N として励起準位の粒子密度を取った。QスイッチNd: YAG (SH) レーザーによる励起を想定した場合、Ti: サファイアの自然放出寿命 τ (3.1 μ s) に比して充分短いパルス幅(10ns)の励起パルスで、レーザー媒質中に一気に反転分布が形成されるので、レート方程式のポンピング項は省略できる。軸に沿って+と-の方向に進む光のバ

ワー密度をそれぞれ $I^+(z, t)$ および $I^-(z, t)$ とし、反転分布を $N(z, t)$ として表わした場合、レート方程式および光子輸送方程式として次式を得る。

$$\frac{\partial I^{\pm}(z, t)}{c \partial t} + \frac{\partial I^{\pm}(z, t)}{\partial z} = \sigma_e N(z, t) I^{\pm}(z, t) \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{dN(z, t)}{dt} = - \frac{\sigma_e N(z, t) [I^+(z, t) + I^-(z, t)]}{h\nu_e} - \frac{N(z, t)}{\tau} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 σ_e は誘導放出断面積、 c は光速、 h はプランク定数、 ν_e はレーザー周波数である。時間原点を励起光パルスの終了時にとり、反転分布 N の初期条件として次式を用いる。

$$N(z, 0) = \frac{\alpha E_{po}}{h\nu_p S} \exp \{-\alpha(z - z_1)\} \dots\dots (5)$$

ここで、 α は励起光波長でのTi: サファイアの吸収係数、 ν_p は励起周波数、 E_{po} は励起エネルギー、 S はビーム断面積である。励起光に対する吸収の飽和、上位準位からの遷移は無視した。共振器長を L 、終端鏡および出力鏡の反射率をそれぞれ R_e 、 R_o としたが、 R_e は R_o 以外の全ての損失が含まれている。ミラー上での境界条件は

$$\left. \begin{aligned} I^+(0, t) &= R_e I^-(0, t) \\ I^-(L, t) &= R_o I^+(L, t) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

出力パワー I_{out} は

$$I_{out}(t) = (1 - R_o) I^+(L, t) S \dots\dots\dots (7)$$

とした。

前回我々はこのコードを用いた解析とプリズム同調素子を用いた実験を種々の条件で比較した⁷⁾。その結果、出力鏡以外の共振器損失で決まる等価反射率 R_e を78%とした場合に実験データと定量的に良い一致が得られており、上述のモデルによりTi: サファイアレーザーの動作特

Fig.2 Configuration of the cavity model.

Fig.3 Tuning curve calculated for the different reflectivities of output mirrors.

性を比較的良く記述できることを確認している。

出力鏡の反射率を変えた場合の同調特性の計算例をFig.3に示す。励起入力 P_{in} は90mJ, 結晶入射時の励起ビーム径は2.5mm ϕ , R_c は78%とした。共振器ミラーの反射率 R_o の波長依存性はフラットとしている。誘導放出断面積の大きい800nm付近で最適な出力鏡の反射率は50%程度で、この反射率では可同調域は狭い。出力鏡の反射率を増加すると、可同調域の中央部での最大発振出力は低下するが、長波長側および短波長側では可同調域は拡大する。

Fig.3によれば $R_o=70\%$ とすると、同調可能域は700~935nmとなった。この時の励起フルエンスは $1.83\text{J}/\text{cm}^2$ であった。もしビームの径を2.0mm ϕ として、フルエンスを $2.86\text{J}/\text{cm}^2$ とすることができれば、点線のように同調可能域は680~980nmに広がる。同様に R_c をもっと小さくすれば、同調域が広がることも明らかである。

各発振波長での最大の出力が取り出せる出力鏡反射率は、周辺部に移るに従って値が大きくなるので、フラットな反射率特性を持ったミラーでは全ての波長で取り出し効率を最適化はできない。Fig.4に上記コードから求めた出力鏡の最適反射率の計算例を示す。この様な理想

Fig.4 Optimized reflectivity of an output mirror.

的な反射率波長依存性を持つ出力鏡を用いた場合、共振器の同調曲線はFig.4に示されている各ミラーの同調曲線の包絡線に近い特性を示すであろう。しかし、通常のミラーでは一般に長波長側および短波長側で反射率が低下し、上述の最適反射率分布と逆特性となっているため、同調域が理論より小さくなることが多い。Fig.4のような特性は、近似的に何枚かのミラーを交換することによって実現することができる。しかし、このような反射率特性を持つミラーを開発することができれば、一枚のミラーで最も効率良く、広い波長域を同調できるようになるであろう。

3. 実験

ここでは低Qの斜入射回折格子型と高Qのプリズム型で共振器を構成して、Ti: サファイアレーザーの発振実験を行い、その同調域について解析と比較した。また、スペクトル狭帯域化についても併せて検討を行った。

3.1 斜入射回折格子型による同調方式

励起光はKangas等⁸⁾と同様に回折格子前面より結晶に入射する配置をとった。焼きパターンから求めた結晶入射端面での励起光直径は約1mmであった。Ti: サファイア結晶(CSI社製)は長さ20mm、両端はブリュースターカット

Fig.5 Tuning curve of the Ti:sapphire laser with a grazing incidence cavity.

してある。吸収係数は波長514nmで公称 1.0cm^{-1} である。終端鏡および同調用全反射鏡に使用した誘電体多層膜ミラー(CVI社製)は波長715–870nmの範囲で99%以上、波長695–900nmの範囲で90%以上の反射率を示す。回折格子には1200本/mmのレプリカグレーティングを用い、一次回折光で同調し、0次回折光を出力として取り出した。共振器長は約100mmであった。

Fig.5に励起入力を60mJ一定として得られた同調特性を示す。波長750nmから820nmまでの範囲で発振が確認された。なお、今回の実験では同調域の長波長側は同調ミラーが機械的に回転できる範囲で制限されていたが、その問題を解決したとしてもせいぜい840nmまでが限界と思われる。今回得られた同調域では共振器ミラーの反射率は波長によらずほぼ一定であるので、同調特性はTi:サファイアレーザーの特性に依存している。従って、同調域を拡大するためには励起フルエンスを増して利得を向上させることが必要となるが、この場合励起光による損傷が結晶に生じた。

波長800nm付近での入出力特性を測定すると、励起入力約45mJから発振が始まり、入力60mJの時に出力4.1mJが得られた。この時の変換効率は6%であった。Fig.6はファブリー・ペ

$\lambda=753.7\text{nm}$ 2ms/div

$E_{in}=49.2\text{mJ}$

$E_{in}=62.1\text{mJ}$

Fig.6 Fabry-Perot fringe pattern of output spectrum of the Ti:sapphire laser with a grazing incidence cavity.

ロー干渉計 (free spectle range (FSR) 3.5GHz) で観測した発振光のスペクトルを異なった励起入力に対して示してある。発振閾値付近ではシングルモード発振が得られ、この時のスペクトル幅はFSRが1.5GHzのエタロンでの測定より520MHzであった。励起が強くなるとともに多モード発振となり、60mJの励起では3–4本の縦モードが認められた。スペクトル全幅は約4.5GHzであった。共振器長を更に短くできれば、より強い励起強度までシングルモード動作の領域は広がると思われる。

このように本方式は、狭帯域化は良好であるが、同調可能域が狭く、発振効率も低い。先の解析によれば、この方式で同調域を広げるにはフィードバック率 R の大きな回折格子を使うか、励起光のフルエンスを高めるしかない。この方式でも700–950nmのかなり広い同調域が得られた例もあるが、原理的に見て励起光のフルエンスを限界近くまで高めないと実現できな

いので、損傷による装置の信頼性の低下が懸念される。

今回の入射方式では励起光を回折格子の極近傍を通過させる必要があり、励起光直径を小さくするため結晶入射前に励起光を回折格子位置に集光している。このためしばしば気中のほこりによるブレイクダウンが起こり、発振出力が大きく揺らぐ欠点がある。また、気中のほこりは光学素子の損傷閾値の低下を引き起こす。レーザー特性の改善には防塵対策も不可欠である。

3.2 プリズムとエタロンによる同調方式

次に波長同調部にプリズムを用い、さらにエタロンを併用して発振波長の狭帯域化を進める方式について発振実験を行った。共振器構成をFig.7に示す。Ti: サファイア結晶は前節と同じ物を用いた。励起光は焦点距離450mmのレンズで集光し、焦点の手前で直接結晶に入射した。励起光の直径は2.8mmとした。入力100mJのときフルエンスは $1.62\text{J}/\text{cm}^2$ となる。共振器長は650mmである。図に示す共振器構成では励起光とTi: サファイアレーザー光の分離を結晶の屈折率分散のみによって行うため、共振器長を長くとる必要があった。波長同調素子としては高分散光学ガラス(SF-10)のブリュースターカットプリズムを3個使用した。終端鏡と出力鏡には誘電体多層膜ミラーの平面鏡を用いた。終端鏡には700–950nmで99%以上、685–960nmで90%以上の反射率を示す特別に開発された広帯域ミラー(昭和光機製)を用いた。

出力鏡の持つ光学特性が共振器の出力特性に与える影響について、出力鏡を変えて同調曲線の比較を行い、Fig.8を得た。公称反射率50%のミラー(CVI社製)は反射率45%以上の範囲が745–810nm、30%以上の範囲が700–860nmで、比較的大きな波長依存性がある。それに対して公称反射率75%のミラー(昭和光機製)は710–950nmで70%以上の反射率を示す広帯域ミラーである。測定時の励起入力100mJとした。

反射率50%の出力鏡では730–880nm、75%

Fig.7 Schematic configuration of the Ti:sapphire laser with a prism tuner.

Fig.8 Tuning curve of the Ti:sapphire laser with a prism tuner.

では700–925nmの波長範囲で発振が認められた。最大出力は共に波長780nmの時に得られており、反射率50%のミラーでは23.5mJ、75%では16.5mJである。反射率50%の出力鏡を用いた共振器では、長波長側・短波長側ともに計算で得られた可同調域より狭い。これは出力鏡の反射率が長波長側・短波長側とも急速に低下していることによる。反射率75%の場合についても出力鏡反射率の低下により若干可同調域が理論より狭いが、一枚のミラーによる同調としてはこれまでにない広い同調域が得られた。Fig.8に示したようにミラーを交換し、中心波長680nmおよび1000nmで反射率85%のミラー(CVI社製)を出力鏡に用いた発振試験の結果、可同調域は短波長側で680nm、長波長側で950nmまで拡大されることを確認した。

発振スペクトル幅を種々の励起入力について

Fig.9 Linewidth of the Ti:sapphire laser with a prism tuner as a function of pump energy.

測定した結果をFig.9に示す。測定時の発振波長は780nmである。励起入力増加に伴いスペクトル幅の増加が見られるが、エタロンがない場合には20mJ程度の発振出力に対して0.1nm以下(半値全幅)のスペクトル幅が得られている。さらに厚さ2.4mmのコートなし石英ソリッドエタロン1枚(平面度 $\lambda/100$)を併用すると、測定ごとのばらつきがあるものの、発振出力十数mJまでは10pm(4.5GHz)以下に狭帯域化することができた。エタロンの挿入による発振出力の低下は20%程度であった。前節で述べた斜入射回折格子型共振器でも多モード発振時にはスペクトル幅が4.5GHz程度まで広がるので、プリズム・エタロン同調方式でもこれと同程度まで狭帯域化することが可能であることがわかった。

4. まとめ

本論文で得られた結果をまとめると以下の通りである。

1. 一般にレーザー励起型Ti:サファイアレーザーの同調可能域を拡大するには、励起光のフルエンスを高め、共振器損失を低下させればよい。
2. 共振器損失は小さいほうが同調域が広くなるので、パルスレーザーでも損失の小さな同調方式の方が望ましい。

3. 励起光のフルエンスは結晶の損傷閾値によって制限される。これは特に斜入射回折格子を用いた場合に厳しい。
4. 出力ミラーの反射率は、同調域を広げるためには高いほうが望ましいが、高すぎると取り出し効率が下がると同時に、ミラーの損傷も起こりやすくなる。
5. ミラーの交換なしに広い波長域をカバーするには、ミラー反射率の波長依存性が重要である。理想的には長・短波長域で反射率の上昇するようなミラーが望ましいが、逆に低下すると、同調域を狭める。

本研究では、プリズムとエタロンを同調素子とし、広帯域の反射ミラーを用いた場合に、ミラーの交換なしに700~925nmの同調域を達成することができた。またスペクトル幅は10pm以下、出力は最大20mJ以上を得ることができた。以上の実験は $1.62\text{J}/\text{cm}^2$ 程度の比較的余裕のある励起フルエンスで行われたもので、この値を高めればさらに同調域を拡張できるものと思われる。

以上の実験からもわかるように、短パルスTi:サファイアレーザーの同調特性を向上させるには反射ミラーの質が重要で、今後高品位のTi:サファイアレーザー用広帯域ミラーが開発されれば、さらに特性が向上するものと期待される。

謝辞

研究に協力していただいた榎本順資氏(現松下電器)と、本研究に当たり新しく開発されたTi:サファイアレーザー用広帯域高耐力ミラーを支給していただいた昭和光機(株)伊沢孝男氏へ謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) P. F. Moulton: J. Opt. Soc. Am. B3 (1986) 125.
- 2) P. F. Moulton: Optics & Photonics News (1990) No. 8 20.
- 3) 興雄司, 出羽達也, 本田親久, 前田三男, 長谷川芳夫, 二見博, 泉 順, 松田桂一: レーザー研

- 究 19 (1991) 192.
- 4) Y. Oki, E. Tashiro, M. Maeda, C. Honda, Y. Hasegawa, H. Futami, J. Izumi and K. Matsuda: to be published in Rev. Sci. Inst. 63 (1992) 2927.
 - 5) J. M. Eggleston, L. G. DeShazer and K. W. Kangas: IEEE J. Quantum Electron. QE-24 (1988) 1009.
 - 6) T. W. Hänsch: Appl. Opt. 11 (1972) 895.
 - 7) 岡田龍雄, 榊本順資, 水波徹, 前田三男, 村岡克紀: 九州大学工学集報 64 (1991) 160.
 - 8) K. W. Kangas, D. D. Lowenthal and C. H. Muller III: Opt. Lett. 14 (1989) 21.