波長掃引型白色光干渉計による Ybドープレーザーガラスの屈折率分散測定 および温度係数測定

山口 和彦, 米田 仁紀, 植田 憲一

電気通信大学 レーザー新世代研究センター (〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘1-5-1)

Optical Refractive Index and Thermal Coefficient Measurements of Yb-Doped Laser Glass with White Light Interferometer

Kazuhiko YAMAGUCHI, Hitoki YONEDA, and Ken-ichi UEDA

Institute for Laser Science, University of Electro-communications, 1-5-1 Chofugaoka, Chofu, Tokyo 182-8585

(Received April 8, 1999)

Optical refractive index of Yb-doped laser glass was measured with white light interferometer in which output beam was dispersed using a monochromator. The measured fringe spectrum was analyzed with compensating the amplitude modulation by the absorption. The estimated complex optical refractive index is better than 2×10^{-4} accuracy in absolute value and better than 2×10^{-5} in relative value in the wavelength range between 550 nm and 1160 nm. The feature of the anomalous dispersion due to Yb doped ion was clarified, quantitatively. This analysis denoted that in the case of Yb doped system, the contribution of the doped ions becomes dominant in the higher-order dispersion of refractive index. Thermal coefficient of this laser glass was also estimated from temperature dependence of refractive index from 293 K to 373 K. It was concluded that the excellent thermal stability of this laser glass was supported from the balance between negative thermo-optical coefficient and positive thermal expansion.

Key Words: White-light interferometer, Optical refractive index, Rare-earth doped glasses, Thermo optical coefficient, Femtosecond laser

1. はじめに

近年の超短パルスレーザーの進歩や新しいレーザー素子, 機能性光学材料などの開発により, それら光学部品の屈折率分散を高精度でデータベース化することが望まれている. 一般的に光学素子の屈折率分散測定法で用いられる光源はレーザーや水銀ランプ等の輝線などであるが, 測定波長帯に吸収がある光学素子の場合, 異常分散付近において高精度な分散測定が出来ないことがある. 特に最近, 超短パルスレーザーや小型高出力レーザー用の発振素子として注目を集めているYbをドープしたリン酸系レーザーガラス(代表的なものとしてKigre Inc.製商標QX/Ybなどがある. 以下ではこれをQX/Ybガラスと記述)は, 吸収波長帯(920~990nm)と発光波長帯(960~1070nm)が互いに重なり合っており, 吸収による異常分散の影響を考慮した上で精度の高い屈折率分散の値を求める必要がある¹⁾. そこで本論文では, 連続スペクトル光を光源とする白色光干渉計を用いた屈折率分散測定法によって, 500~1200nmにおけるQX/Ybガラスの屈折率分散測定, 消衰係数データとの重ね合わせによる複素屈折率分散モデルでの結果の解

析を行った. また, QX/Ybガラスは準3準位型のレーザー動作であり, レーザー発振させるには吸収飽和が起こるほどの強励起を必要とするため, いかに量子効率が高いといえども局部的に温度が上昇することが考えられる. そこで白色光干渉計に試料の温度コントロール機能を持たせ293Kから373Kまでの屈折率分散の測定も同時に行い, その結果からQX/Ybガラスの温度係数評価もした.

2. 波長掃引型白色光干渉計による 屈折率分散の測定法

2.1 屈折率分散の測定法

一般的に光を透過させバルク中の屈折率分散を測定する方法としてはプリズム法, 干渉計を用いた方法などがある. その中で低コヒーレンスな白色光源を元に構成された白色光干渉計による屈折率分散測定法は次のような特徴がある.

①屈折率分散が波長に対して連続的に得られる.

②測定試料が平行平面薄板でしかも光を透過させているため, 試料温度を変化させても形状変化の補正がし易

い。

③軸性結晶も入射光を偏光させることより異常光分散、正常光分散を同一光学系で測定可能。

白色光干渉計では、干渉計の片方の腕の長さをピエゾ素子などで微小に変化させ、それによる干渉光の強度変化を調べる時間ドメイン法と、干渉後の光を分光器などで分光しコンピュータ上で1つの干渉フリンジを再現させる波長掃引法の2つの方法がある^{2,3)}。吸収による異常分散のように波長に対して急激な変化を起こす場合には、一般に後者の方が精度を得やすい。例えば0.2nm程度の波長分解能で測定を行う場合、時間ドメイン法では最大1.25mm腕の長さの変化量が必要であるが、波長掃引法の場合には比較的小型の分光器で対応できる。この理由より我々は波長掃引型白色光干渉計を用いた。

2.2 波長掃引型白色光干渉計

Fig.1に波長掃引型白色光干渉計を示す。光源には、発光波長領域が400nm～1800nmで赤外線反射コーティングを施していない100Wのハロゲンランプを用いている。ランプの光強度分布を一様化するとともに光源部の振動および熱の影響を干渉計から隔離するため、光源からの光は一旦マルチモードファイバを通しマイケルソン型干渉計へと導かれている。空気擾乱および空気の屈折率変化の影響を取り除くために、干渉計部は真空チャンバー内に入れている。このことは後述する屈折率の温度係数測定で、試料ホルダーに発生する熱の干渉計への影響を低減させることにも役立っている。干渉計で用いたビームスプリッターと補償基板は、干渉計内の残留分散の影響を少なくするため1.0mm厚で同一製造バッチの合成石英基板を用いた。誘電体多層膜には波長に対し実効的な反射面が異なる特徴がある。そのため、反射コーティングが誘電体多層膜のビームスプリッターを用いた場合、波長方向に対し高周波のフリンジが形成され測定結果の解析へ悪影響を及ぼす。そのため我々は単層クロムコートのビームスプリッターを干渉計内に用いた。測定試料は、真空内で干渉計の光路に入出ができる構造を持ち、 $\pm 1\text{K}$ に温度制御され

Fig.1 Schematic drawing of white light interferometer for measuring the refractive index of QX/Yb laser glass.

た金属ブロック上に固定されている。干渉計内の2光線の空間・時間方向のアライメントは、干渉計からの出射光をポリクロメータによって分散させ、干渉縞としてモニターすることで行った。またこの時、干渉縞の間隔は干渉計の片方の腕の長さを変えることにより、Fig.2 (b)の様に測定波長内にステーションナルフリンジが入るようにアライメントする。ステーションナルフリンジとは波長空間上で、干渉計の腕の長さによる位相変化と測定媒質の屈折率分散による位相変化の符号がそれぞれ異なることより位相が反転するフリンジの部分で、この調整により位相の絶対値の決定精度が上がる⁴⁾。干渉計からの出射光はレンズによって試料の像を分光器のスリット上に像転送され、 $f=25\text{cm}$ (波長掃引能0.1nm)の分光器による分散後、光電子増倍管(S-1)とロックインアンプを用いたロックイン検出を行っている。波長の絶対値は分光器に取り付けたロータリーエンコーダ値($\Delta\lambda=0.12\text{nm}$)を水銀ランプの各ラインにより較正し、検出信号と同時にコンピュータ上で取り込むようにした。

試料厚の測定は、 $20^\circ\text{C} \pm 0.5^\circ\text{C}$ の測定環境下で $0.1\mu\text{m}$ 以上の測定精度を持つレーザーホログラフ(LGH-110, ミットヨ製, カタログ精度値は $0.1\mu\text{m}$, 実測精度, 再現性は $0.025\mu\text{m}$)を用いて行った。これにより、 $500\mu\text{m}$ 程度の試料厚で $2 \times$

Fig.2 Typical spectrum of output beam using a white light interferometer. (a) Intensity profile of white light source. (b) Typical fringe profile with the dispersive materials. (c) A large number of fringe was observed for measuring the length difference between the two arms.

10^{-4} 以上の精度で絶対値が求まることになる。

3. 測定結果および考察

3.1 QX/Ybガラスの屈折率分散

超短パルスレーザーの光学設計においては、共振器内の分散を補償し、いかにパルス幅を短くできるかが重要になっている。このため超短パルス用のレーザー素子は発振波長帯における屈折率分散($dn/d\lambda$, $d^2n/d\lambda^2$)を高精度で見積もる必要がある。QX/Ybガラスの屈折率分散は発振波長帯においてドーピングしたYbによる吸収の影響を受けており、特に高次の分散においては母材であるQXガラスとドーピングしたYbイオン成分では後者が主になることも考えられる。そのため我々は波長掃引型白色干渉計を用いて測定した屈折率分散値を母材とドーピングしたYb成分に分離して解析することを行った。一般に、吸収媒質を白色干渉計に挿入すると、吸収波長帯において干渉計内の一方の光強度が落ちるために擬似的に干渉光の位相が変わって見える。このため我々は干渉フリンジを消衰係数 k が含まれている複素屈折率 $n(\omega) = n_0(\omega) - ik(\omega)$ を用いて解析を行った。この場合の干渉計からの出射光 $I_f(\omega)$ (Fig.2 (b))は次式のようにになる。

$$\begin{aligned} I_f &= |E_s(\omega) + E_r(\omega)|^2 \\ &= |E_s(\omega)|^2 \cdot \left\{ 1 + |b(\omega)|^2 \right. \\ &\quad \left. + 2 \operatorname{Re} \left[b(\omega) \exp \left[-\frac{i\omega}{c} \left((n_0(\omega) - ik(\omega)) \cdot 2t - L_0 \right) + \text{c.c.} \right] \right] \right\} \\ &= |E_s(\omega)|^2 \cdot \left\{ 1 + |b(\omega)|^2 \right. \\ &\quad \left. + 2\beta(\omega) \cos \left[-\frac{\omega}{c} (n_0(\omega) \cdot 2t - L_0) + \text{c.c.} \right] \right\} \\ &= |E_s(\lambda)|^2 \cdot \left\{ 1 + |b(\lambda)|^2 \right. \\ &\quad \left. + 2\beta(\lambda) \cos \left[-\frac{2\pi}{\lambda} (n_0(\lambda) \cdot 2t - L_0) + \text{c.c.} \right] \right\} \quad (1) \end{aligned}$$

ここで、 $\beta(\omega) = b(\omega) \cdot e^{-\alpha k(\omega) 2t/c}$ である。 $b(\omega)$ は干渉計内の2つの光路に対する光学素子の差から生じる成分であり、 $E_s(\lambda)$ は参照光の電場強度 (Fig.2 (a)) である。 t は試料の厚み、 L_0 は試料をのぞいた状態での干渉計双方の腕の長さの差を示しており、c.c.は位相に対する干渉計の補正項である。また、 L_0 は干渉計内から試料の無い状態で得られる干渉フリンジ (Fig.2 (c)) から求めた。これには、干渉計内に残留した分散が含まれているので、6次までのCauchyの分散式に回帰をかけ計算機上で取り除いた。また、消衰係数 $k(\lambda)$ は、同一光学系で試料を入れた状態と入れない状態の強度比から算出した。

ドーピングされたYbイオンの屈折率成分は母材の屈折率に対して最大でも4桁程度小さく、吸収波長帯近傍の850~1100nm以外の波長ではその影響を無視できる。そこで、

1. 異常分散や吸収の影響がある850~1100nmを除いた部分の干渉縞を、ビジビリティが1になるように振幅を規格化する。(Fig.3)

Fig.3 Normalized fringe pattern and the estimated phase (radian) of QX/Yb laser glass.

2. この縞の位相をCauchyの分散多項式で屈折率を表示した式で回帰を行ない、これを母材の屈折率分散として求める。(Cauchyの多項式の次数は波長の8次までで打ち切ったものを使用している。)
3. 850~1100nmの範囲では前述した吸収による縞の変調を、観測した消衰係数より補正し、直接数学的に逆変換を施して位相差を求める。
4. 850, 1100nmの付近で2, 3をつなぎあわせQX/Ybガラスの屈折率分散値 (Fig.4) を得る。

このデータ解析により975nm付近に吸収による異常分散も観測されていることが分る。また、相対的な屈折率測定精度としては 2×10^{-5} 以上の精度を実現していることが明らかになった。

次に上記の解析結果を2つの方法で評価した。1) 測定したYbの屈折率分散値 $n_0(\omega)$ と消衰係数 $k(\omega)$ より求めた分散値を比べ、異常分散になっている領域で両者が物理モデルにより定量的につじつまが合うかどうかを調べる。2) 白色干渉計の条件設定を大きく変え、発振波長帯における $dn/d\lambda$, $d^2n/d\lambda^2$, $d^3n/d\lambda^3$ の値を比べる。具体的に1)では消衰係数 $k(\omega)$ (Fig.5) をLorentz-Lorenzのモデルにより導き出された(2)式で回帰をかけることでYbイオンの複素屈折率分散を求め、比較を行った。

$$\frac{4\pi}{3} N\alpha = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \sum_k \frac{a_k}{\omega_k^2 - \omega^2 - i\omega\nu_k} \quad (2)$$

ここで、 N は双極子の個数、 ω_k は k 番目の双極子の共鳴周波数、 ν_k はその減衰パラメータを示す。

Fig.6にその結果を示す。Fig.6よりQX/Ybガラスの屈折

Fig.4 Dispersion of refractive index of QX/Yb laser glass.

Fig.5 Extinction coefficient (k) of QX/Yb glass was also measured using a white light interferometer. The curve of fit- k was obtained by fitting Lorentz-Lorenz formula.

Fig.6 Anomalous dispersion component of Yb-doped ion. The refractive index of host material was estimated by fitting the data to Cauchy polynomial in the wavelength range in which absorption of Yb ion can be neglected. The dot data is a subtraction between the experimental data and the host material values. The solid curve was obtained by fitting the data using Lorentz-Lorenz model as used in Fig.5.

率分散値 (Fig.4) から母材の屈折率分散を取り除いたYbイオン成分による残りの分散値exp-dataは $k(\omega)$ からLorentz-Lorenzモデルを用いて求めた値(calculated-data)と良い一致をしていることがわかる。このことは、母材とドーパされたYbイオンの屈折率に対する成分を分離する解析法の正当性も示されたことになる。

我々の波長掃引型白色干渉計による屈折率分散測定において、強度方向には3桁程度の精度があるのに対し、波長方向は4桁以上の精度を持つため波長空間でのフリンジ解析の方が精度を高くできることが考えられる。そのため干渉計の腕の長さを調整し波長方向に数十の干渉縞を立たせ、これをフリンジカウントすることによって相対的な分散精度の高い屈折率分散(exp-2)を求めることを2)では

Fig.7 Estimated components of higher order dispersion of host and doped material are shown. Values in Table 1 were used as the coefficients for Cauchy polynomial.

行った。この場合、前述したステーションナルフリンジは測定範囲には観測できないため屈折率の絶対値の決定精度は落ちるが、相対値での精度は上がることになる。Fig.7ではこの結果とともに前述の解析結果から母材の屈折率分散(host), QX/Ybガラスの屈折率分散(exp-1)を示してある。Fig.7に示されているように、発振波長帯である1000~1070nmにおいて2つの方法で求めた分散は比較的良好一致を示し、母材のものとは明らかに異った傾向を表わしていることが分かった。特に $d^2n/d\lambda^2$, $d^3n/d\lambda^3$ では、ドーパされたYbイオンの分散成分が主になっており、異常分散曲線の精度の高い見積もりが必要なことが明らかである。各測定結果をCauchyの分散式にあてはめた係数をTable 1にまとめた。

3.2 屈折率の温度係数

実際のレーザー装置では、QX/Ybガラスは吸収飽和を起こさせるほど強励起状態で使用されるため、光学設計には

Table 1 The coefficient of Cauchy polynomial for QX/Yb laser glass in the wavelength region between 980 and 1100nm. The exp-1 and exp-2 are results for different experimental conditions of the interferometer.

	λ^0	λ^{-2}	λ^{-4}	λ^{-6}	λ^{-8}
Host	1.5139	0.015141	-0.0047898	0.00072321	0.000013022
exp-1	1.5137	0.01712	-0.0081047	0.0023904	
exp-2	1.5133	0.023158	-0.01469	0.0048004	

精度の高い温度係数も必要になる。温度係数自身も波長に対し分散を持つため、励起および発振波長帯全域において測定データが必要であるが、これまでQX/Ybガラスでは単一波長のみの温度係数しか公表されていなかった。そこで、我々はQX/Ybガラスを10度ごとに293~373Kまで変化させ、波長掃引型白色光干渉計を用いて温度係数の波長依存性を求めた(Fig.8)。Ghoshらによれば温度係数は、温度上昇によるバンドギャップエネルギーの低下と線膨張による密度の変化の競合過程として決定される⁵⁾。密度の変化による屈折率分散の変化は波長に依存しないが、バンドギャップエネルギー低下による屈折率分散の変化は波長に対して依存しているため、波長に対して右肩下がりになりやすい。そのために、良く計測に用いられるHe-Neレーザーなど可視域の温度係数に対し発振波長帯の温度係数は一桁以上の違いがあることが分った。また、光学長として評価した場合にはQX/Ybガラスの発光波長帯においては線膨張係数と屈折率の温度係数がお互いにほぼ相殺し、小さくなっていることも分った。最後にこの温度係数データにおいて誤差が大きくなっているが、このエラーバーはシステムティックなものであり、波長に対する傾きは変わらないことを明記しておく。

4. まとめ

本論文では連続スペクトルによる高精度の屈折率分散測定の重要性を述べた。そして、その測定法として波長掃引型白色光干渉計によるQX/Ybガラスの屈折率分散測定について述べ、レーザーガラスで起きる異常分散および連続スペクトルによる屈折率の温度係数を測定し、物理モデルによる解析を行った。また、吸収スペクトルやまったく違った干渉計条件による実験結果のクロスチェックを行い、これら測定の精度が高いことを実証することが出来た。

超短パルスレーザーにおいては、そこで使われる光学素子の屈折率分散や温度係数の精密測定が重要になってくる。特に、今回我々が示してきた様な分散補償に使用でき

Fig.8 Wavelength dependence of thermal optical coefficient of QX/Yb laser glass.

るデータを得るためには少なくとも4~5桁程度の測定精度が必要であることがわかった。また、母材とドープされたイオンの屈折率に対する成分を分離したモデルを用いて回帰することが可能であった。このことはまた、今回の解析データは数パーセント程度ドープ濃度を変えたレーザーガラスの場合にもレーザー発振波長域の屈折率分散予測に対応できると思われる。

謝 辞

本研究の一部は文部省科学研究費の援助を受けて行われた。

参考文献

- 1) L. D. Deloach, S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, and W. L. Kway: IEEE J. Quantum Electron. **29** (1993) 1179.
- 2) 例えば S. Diddams and J. C. Diels: J. Opt. Soc. Am. **B13** (1996) 1120.
- 3) V. N. Kumar and N. Rao: J Opt. Soc. Am. **B12** (1995) 1559.
- 4) C. Sainz, J. Calatroni, and G. Tribillon: Meas. Sci. Technol. **1** (1990) 356.
- 5) G. Ghosh: Opt. Lett. **19** (1994) 1391.