

## 熱レンズ効果を用いたナノ秒パルスレーザーのパルスシェイピング

キム ビョンギ<sup>\*1</sup>, 井上 涼太<sup>\*2</sup>, ドアン ホン ドク<sup>\*3</sup>, 伏信 一慶<sup>\*3</sup>

## Pulse-shaping of nanosecond pulse laser by means of thermal lens effect

Byunggi KIM<sup>\*1</sup>, Ryota INOUE<sup>\*2</sup>, Hong Duc DOAN<sup>\*3</sup> and Kazuyoshi FUSHINOBU<sup>\*3</sup><sup>\*1,\*2,\*3</sup> Tokyo Institute of Technology, Dept. of Mechanical and Control Engineering  
2-12-1 Ookayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8552, Japan

Received 2 January 2014

## Abstract

With pump-probe separated closed aperture Z-scan technique, nonlinear refraction can be detected and taken into account with transmittance signal of probe beam. Because the transmittance change induced by nanosecond pump pulse is temporal, temporal profile of probe pulse also changes with the thermal lens effect rising. In this study, a new concept for pulse shaping of nanosecond laser with thermal lens effect is discussed in terms of nonlinear optics. The rising of thermal lens effect in nanosecond regime is demonstrated by time-resolved measurement and theoretical model. Theoretical model that accounts for unsteady heat conduction and generation of acoustic wave in liquid sample shows good agreement with experimental results. As pump beam waist gets narrow, rising time of thermal lens effect becomes faster. It means drastic temporal change of transmittance is obtainable and controllable. Using this knowledge, temporal pulse-shaping of nanosecond laser pulse is tried in terms of pulse compression. It is shown that 7 ns pulse can be compressed by 30.0% in the present configuration theoretically. Also, experimental results show 32.2 ns pulse can be compressed by 21.7%.

**Key words** : Thermal lens effect, Closed aperture Z-scan, Fluidic optical devices, Nanosecond pulsed laser, Pulse compression

## 1. 緒 言

液体の非線形光学現象の計測には Z-scan が広く用いられている。開口 Z-scan は非線形吸収のみが観測される (Yang, et al., 2007)。これに比べ閉口 Z-scan の場合は広がった検出光の透過を制限できるため、非線形屈折の観測も可能となる。特に励起光と検出光を分ける閉口 Z-scan の場合、検出光を液体に吸収させないことにより非線形吸収の影響を排除し非線形屈折のみが観測可能となる。また、励起光と検出光のモード不整合ができるため、単一レーザー Z-scan やモード整合 Z-scan に比べ信号を増幅することができる (Shen, et al., 1992)。ナノ秒パルスレーザーにより誘起された熱レンズ効果に伴う検出光の透過率変化はナノ秒オーダーで急峻に立ち上がることが知られている (Brochard, et al., 1997)。この屈折率変化の立ち上がりは、ナノ秒オーダーで引き起こされる密度波モデルで説明できる (Kovsh, et al., 1999) ことが知られており、このモデルを用いて Z-scan 実験系におけるパルス検出光の透過率変化を検証した例は報告されている (Yang, et al., 2007)。しかし、この屈折率変化の非定常応答を Z-scan 実験系においてパルス検出光の時間的なパルスシェイピングに応用した例は報告されていない。そこで著者らは、検出光としてもナノ秒パルスレーザーを用いる場合、検出光パルスは熱レンズ効果により時間的なプロファイルが大きく変化することに着目し、検出光のパルスシェイピングへの応用を図った。

熱レンズ効果の立ち上がりの応答は、主に励起光のパラメータやサンプルの形状により大きく変化する。そのため、まず連続光検出光を用いて、励起光のビーム径と投入エネルギー、サンプルの光軸方向長さをパラメータとし、時間分解計測と前述の密度波モデルにより熱レンズ効果の立ち上がりの応答特性を調べる。その上で、ナノ秒パルスレーザー検出光の時間的なプロファイルの変化を大きくするための条件を考える。最後に、励起光と検出

光を時間的に同期させながら、密度波モデルによる数値計算と時間分解計測により検出光パルスのパルスシェイピングの可能性について検討する。

## 2. 熱レンズ効果時間分解計測実験

図1に示す閉口 Z-scan の実験系を用いて、励起光と検出光を同軸に集光し液体サンプルに照射することにより、熱レンズ効果を引き起こす。二つのレーザを同軸に集光することにより、検出光の光路の屈折率変化を最大にすることが可能となる。励起光としては Nd:YAG レーザの基本波(1064 nm)を、検出光としては連続光 Ar イオンレーザ(488 nm)を用いる。励起光のパルス幅  $\tau_e$  は約 7 ns である。液体サンプルとしては、赤外域に吸収特性を持つ日本カーリット株式会社の CIR-108x という色素をエタノールに溶解させた溶液を用いる。表 1 に 25°C での溶媒のエタノールの物性を示す。ここで、本研究ではサンプルの大きな屈折率変化を得る必要があるので、励起光の照射強度を最大にするために励起光の焦点をサンプルの中に位置させる。また、励起光のビーム径より検出光のビーム径を大きくすることで、検出光がサンプル内に形成される温度勾配の影響を大きく受けるようにする。サンプルの吸収係数  $\alpha$ 、励起光の  $1/e^2$  スポット径  $\omega_{e0}$  と光軸方向サンプル厚さ  $L$  をパラメータとして、Ar イオンレーザの時間的な強度変化をフォトダイオードで計測する。表 2 に実験条件をまとめる。

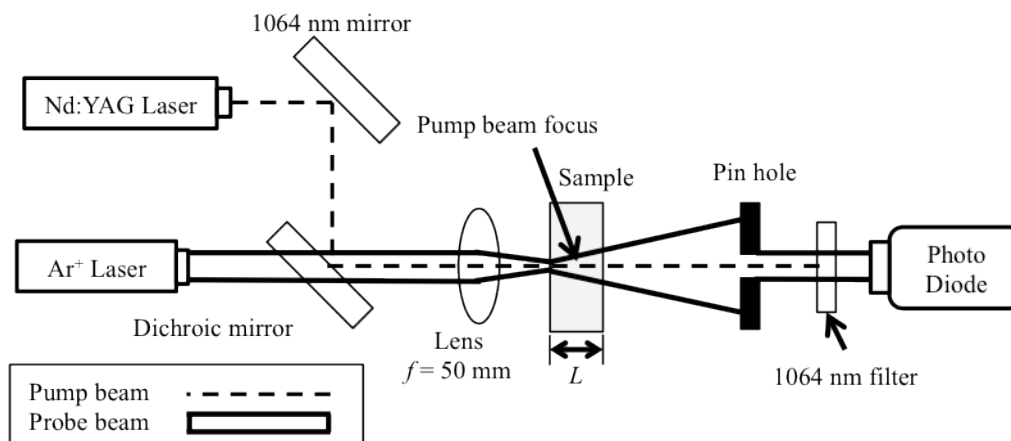


Fig. 1 Schematic illustration of experimental setup

Table 1 Thermal properties of ethanol(at 25°C)

Density, $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	0.789
Isobaric specific heat, $c_p$ [J/K·g]	2.46
Speed of acoustic wave, $v_s$ [m/s]	1207
Refractive index, $n_0$	1.36

Table 2 Experimental conditions

Experimental parameter	$\alpha$	$\omega_{e0}$	$L$
Pump wavelength [nm]	1064		
Pump pulse width [ns]	7		
Pump fluence [J/cm <sup>2</sup> ]	2.04	1.49	0.80
Pump irradiation waist, $\omega_{e0}$ [ $\mu$ m]	20	20, 30, 40	20
Probe wavelength [nm]	488		
Probe power, $P$ [mW]	20		
Probe irradiation waist, $\omega_{p0}$ [ $\mu$ m]	40		
Absorption coefficient, $\alpha$ [cm <sup>-1</sup> ]	3.7, 7.4, 9.7, 13.3	8.95	8.95
Sample length, $L$ [ $\mu$ m]	150	150	150, 300, 450

### 3. 屈折率変化の理論モデル

ある時刻に形成される屈折率場を検出光が透過すると考え、円筒座標系で計算する。屈折率変化を求めるために、前述の密度波モデルを作成する。流体力学における質量保存則とナビエ・ストークス方程式(運動量保存式)、エネルギー保存式で、液体サンプルの密度変化と温度変化に関する方程式を導出することができる。また、強度  $I$  を持つレーザによる熱の影響と電歪効果による圧力を考慮すると、時間  $t$  に対する液体試料の密度変化に関する式 (1) が得られる(Longaker and Litvak, 1969)。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2 \Delta \rho \right) = \frac{v_s^2 \beta \alpha}{c_p} \nabla^2 I - \frac{\gamma^e}{2nc} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 I \quad (1)$$

ただし、 $\beta$  は熱拡散率、 $\gamma^e$  は電歪係数、 $n$  は屈折率、 $c$  は真空での光速を示し、 $\beta$  と  $\gamma^e$  は次式のように表される。

$$\beta = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \quad (2)$$

$$\gamma^e = \rho \left( \frac{\partial n^2}{\partial \rho} \right)_T \quad (3)$$

ここで、 $T$  は温度、 $V$  は体積、 $p$  は圧力を示す。式 (1) は光エネルギーの吸収と電歪効果の2つの効果による密度摂動の波動方程式となっている。今回のように吸収媒体が液体ならば光エネルギーの吸収の影響より、電歪効果の影響は十分小さいため、式(1)の右辺の第2項は無視できる。また、 $\gamma^e$  はローレンツ・ローレンツの法則により

$$\gamma^e = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3} \quad (4)$$

と見積もる(Heritier, 1983)ことができる。

一方、熱レンズ効果において  $n$  の変化は  $\rho$  の変化と  $T$  の変化に関係していると考えられる。

$$\Delta n = \left( \frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T \Delta \rho + \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho \Delta T = \frac{\gamma^e}{2n\rho} \Delta \rho + \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho \Delta T \quad (5)$$

ここで、今回実験で用いたエタノールにも当てはまるが、一般的に液体内の屈折率変化は温度変化より密度変化の影響を大きく受けることが知られている(Kovsh, et al., 1999). したがって、屈折率変化は式 (5) の温度変化による項を無視し、

$$\Delta n = \left( \frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_T \Delta \rho = \frac{\gamma^e}{2n\rho} \Delta \rho \quad (6)$$

と書き直すことができる. 式 (1) と式 (6) を組み合わせることにより熱レンズ効果による屈折率変化の波動方程式を式 (7) のように書くことができる.

$$\frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2(\Delta n) = \frac{\gamma^e}{2nc} \frac{\beta v_s^2}{c_p} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla^2[\alpha I(r,t)] dt \quad (7)$$

ただし、 $r$  は半径方向の座標を示す. 式 (7) の右辺は吸収エネルギーのソース因子であり、温度変化で表現することができる. ナノ秒オーダーで熱拡散を無視できるとすると、温度変化は

$$\Delta T(r,t) = \frac{1}{\rho c_p} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha I(r,t) dt \quad (8)$$

と表現することができる. 式 (8) を式 (7) に代入すると

$$\frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2(\Delta n) = v_s^2 \frac{\beta \gamma^e}{2n} \nabla^2 \Delta T(r,t) \quad (9)$$

のように密度波の波動方程式が導かれる(Kovsh, et al., 1999).

検出光は媒質に吸収されないと考えると、その伝搬は検出光の電場  $E$  に関する以下の Helmholtz 方程式により支配される.

$$-\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 2ik_0 n_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial(rE)}{\partial r} \right) \quad (10)$$

ただし、 $z$  は光軸方向の座標、 $i$  は複素単位を示す. また、入射ビームの電場  $E$  はガウス分布を持つと仮定し、以下の式より与える.

$$E(r,z) = \sqrt{\frac{2P}{\pi \omega_p^2}} \exp\left(\frac{-r^2}{w_p^2}\right) \exp\left(\frac{-ik_0 n_0 r^2}{2R}\right) \quad (11)$$

ただし,  $k_0$  は波数,  $R$  はレーザ波面の曲率,  $\omega_p$  は検出光ビーム径を示し,  $R$  と  $\omega_p$  は  $z$  に関する次式で表される.

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{k_0 n \omega_{p0}^2}{2z} \right)^2 \right] \quad (12)$$

$$\omega_p = \omega_{p0} \left[ 1 + \left( \frac{2z}{k_0 n \omega_{p0}^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (13)$$

一方, 屈折率変化による位相変化は以下のように与える(國分, 1999).

$$u(r, t) = \exp[-ik_0 \Delta n(r, t) \Delta z] \quad (14)$$

ただし,  $\Delta z$  は光路長を示す. 屈折率場が形成されている場合はこの位相変化を電場にかけることで強度分布の変化を計算できる.

$$E(r, z + \Delta z) = u(r, t) \cdot E(r, z) \quad (15)$$

液体光学素子以外での伝搬は式(10)を解くことで計算し, 液体光学素子内での伝搬は式(15)を用いて計算する. 時刻毎の屈折率場への伝搬を計算することで時間に対する検出光の透過率変化を求める.

## 4. 時間応答特性

### 4.1 実験結果

図2にナノ秒オーダーにおける熱レンズ効果の立ち上がりの時間分解計測結果を示す. 横軸は経過時間を, 縦軸は検出光の透過率変化を示す. 図中に示している励起光のパルスが立ち上がる時を0 nsとする. 透過率の変化は非線形屈折に起因し, 非線形屈折が大きくなるほど透過率の変化も大きくなると言える. 透過率の変化が始まる時, 20 ns ~ 35 ns 近傍まで極小を持つことが分かる. また, 極小値とその立ち下がり時間は実験条件に依存することが分かる. この極小は, サンプルの熱的变化により発生する密度波であることが知られている. 実験で用いたNd:YAGレーザのパルス幅は透過率変化が極小まで立ち下がる時間に含まれる. したがって, 実験パラメータと透過率変化の極小までの立ち上がりとの関係に注目する.

試料を透過した後の励起光の強度  $I$  は Lambert-Beer の法則から

$$I = I_0 e^{-\alpha L} \quad (16)$$

と表される. ただし,  $I_0$  は照射強度である.  $\alpha$  をパラメータとした実験はサンプルの吸収係数を変えることにより投入エネルギーを変化させている.  $\alpha$  の値に関わらず, 極小までの立ち下がり時間は20 ns程度となっている. つまり, 投入エネルギー以外のパラメータ(キュベット形状等)は固定しているこの実験から, 投入エネルギーは極小値のみと関わっていることが分かる.

$\omega_{e0}$  をパラメータとした実験では, 極小までの立ち下がり時間と極小値両方が変化する. 立ち下がり時間は  $\omega_{e0}$  が小さいほど短くなるが, これは密度波が形成される領域の大きさが  $\omega_{e0}$  に依存して変化するためであると考え

られる(Brochard, et al., 1997). このとき密度波の挙動については4・2節で詳しく述べる. 一方, 各条件でフルエンスは一定であるので, 投入エネルギーは $\omega_{e0}$ の自乗に比例する. そのため, 極小値に差が生じると考えられる.

$L$ をパラメータとした実験では, 励起光のキューベット内の光路長が $L$ に依存して変化する. したがって,  $L$ が焦点深度より長い条件では, サンプル内でビーム径の分布が大きくなる. 本実験での励起光焦点深度は $200\ \mu\text{m}$ 程度であり,  $L=300\ \mu\text{m}, 450\ \mu\text{m}$ の実験ではサンプル内でスポット径 $\omega_{e0}$ よりビーム径が大きくなる領域が生じる. そのため,  $L$ を長くすると,  $\omega_{e0}$ を大きくしたときと同様な結果が得られる. つまり,  $L$ をパラメータとした実験と $\omega_{e0}$ をパラメータとした実験から, サンプル内の励起光ビーム径が極小までの立ち下がり時間に影響を及ぼすことが分かる. また, フルエンスを固定しているため,  $L$ が長くなるほど投入エネルギーは増加することから,  $L$ の変化に伴い極小値が変化することが説明できる.

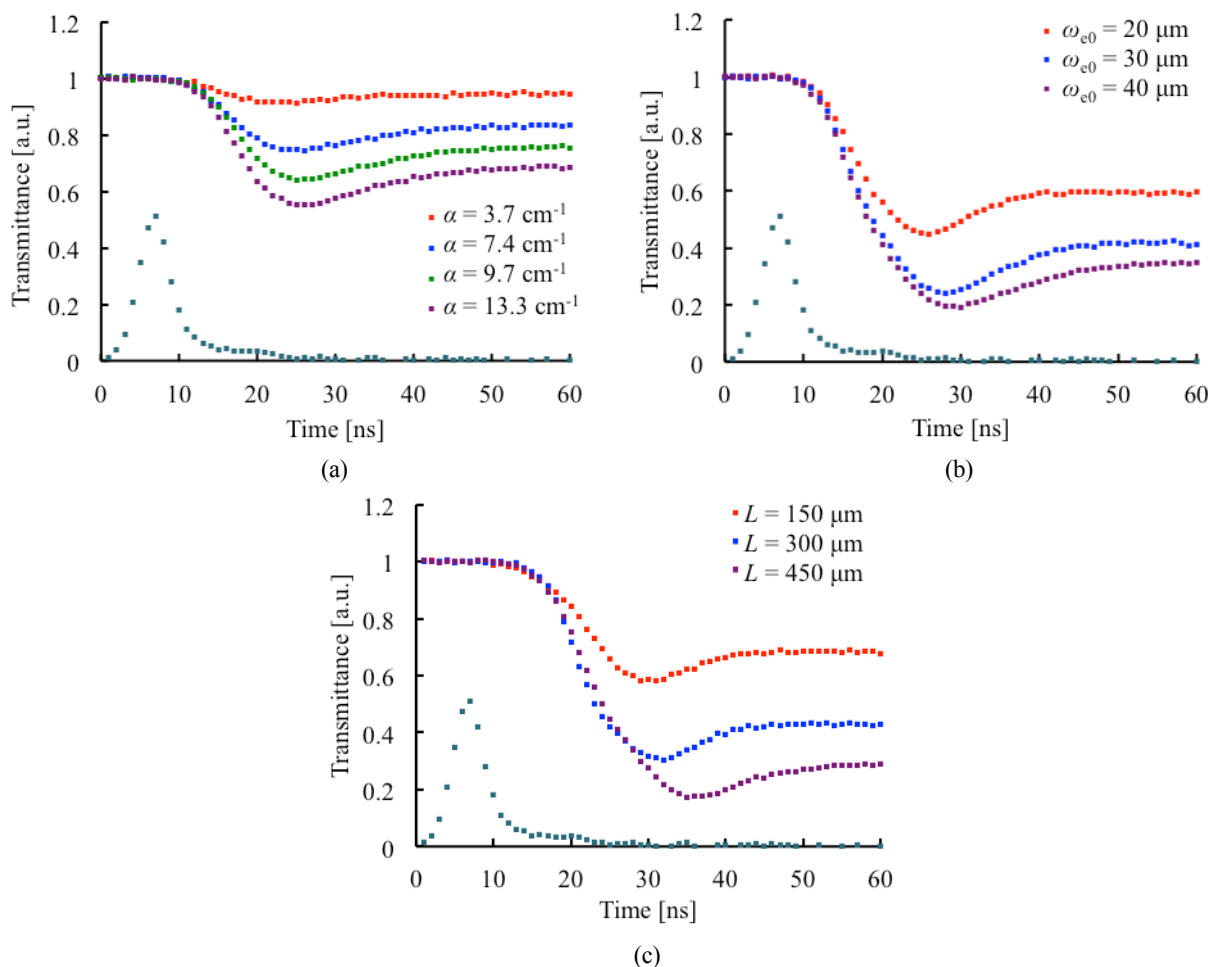


Fig. 2 Rising of thermal lens effect on ns regime, (a): The measurement with parameter  $\alpha$ , (b): The measurement with parameter  $\omega_{e0}$ , (c): The measurement with Parameter  $L$ , pump beam pulse is indicated on each result. As absorbed energy gets higher, the change of transmittance becomes bigger. Narrowed pump beam waist leads to quick formation of acoustic wave. The pump pulse is displayed on each figure.

#### 4・2 計算結果

図3に $\omega_{e0}=20\ \mu\text{m}$ のときの実験結果と計算結果を示す. 計算では式(8)で示すように励起光の吸収を熱源としている. そのため, 励起光パルスの吸収により励起光ビーム径付近の液体試料の密度がその周りに比べ大幅に低くなり, ビーム径周りで $r$ 方向に大きな屈折率場が形成されるため検出光の透過率は減少し始める. ここで, 熱源がパルスであるため, 温度上昇が終わるとこの密度差による密度波の影響が大きくなり,  $r$ 方向の密度勾配と屈折率勾配が緩やかになる. 従って, 励起光パルスの吸収による温度上昇が終わる $10\ \text{ns}$ 付近で一旦変曲点を持つ.  $r$ 方向の屈折率勾配はさらに緩やかになっていき, それに伴い勾配が形成される領域は広くなる. 従って,

検出光が屈折率変化を受ける面積も大きくなり、その透過率は再び減少する。しかし、密度波の挙動が安定していくと検出光が十分回折しない程度に屈折率場が緩やかになるため、逆に透過率は増加する。そのため、20 ns 近傍で極小を持つと考えられる。 $\omega_{e0} = 20 \mu\text{m}$  であり、透過率変化の極小が現れる十数 ns は音速の密度波がビームの中心まで届く時間となる。そのため  $\omega_{e0} = 30 \mu\text{m}$ ,  $40 \mu\text{m}$  とした実験では極小の形成時間が長くなると考えられる。屈折率変化の立ち上がりは、計算結果と実験結果でよい一致を示すことが分かる。このことから、ナノ秒パルスの励起によるエタノール溶液の屈折率変化がこのモデルでよく再現されたと考えられる。つまり、この屈折率変化モデルを用いることにより、理論的にはパルス検出光の時間的な強度変化を予測することが可能となる。

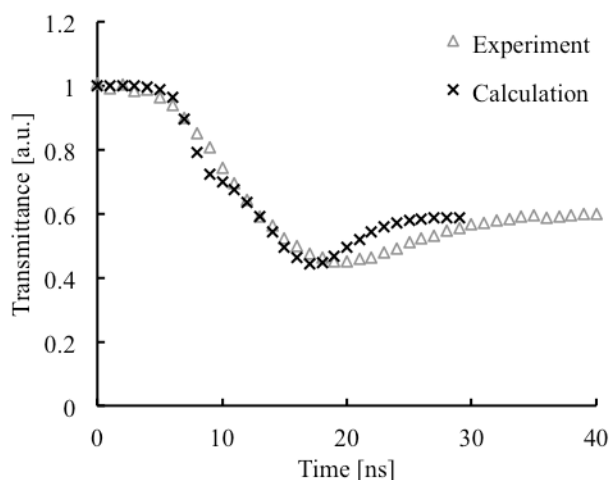


Fig. 3 Comparison between experimental result and calculation result of acoustic wave model at rising area of thermal lens effect. The acoustic wave model shows good fit to the experimental result.

極小までの立ち下がり時間は実験結果に比べ計算結果で 4 ns 程度速くなっており、光強度減衰の時間勾配が計算結果でより急峻なことが分かる。今回の条件では焦点深度が  $L$  に比べ十分大きくないため、サンプル内で励起光のビーム径の大きさに光軸方向の分布が生じる。 $\omega_{e0}$  により立ち下がり時間も変化するので、ビーム径の大きさの光軸方向分布も立ち下がり時間に影響を及ぼすと考えられる。したがって、この分布をずれの原因として考えることができる。

## 5. 液体パルスシェイパーの提案

### 5.1 モデルによる検討

検出光として連続光のかわりにナノ秒パルスレーザを用いることによりパルスシェイピングの可能性を検討する。図 4 に熱レンズ効果の透過率変化を用いたナノ秒パルスのパルスシェイピングの原理を示す。熱レンズ効果による屈折率変化の立ち上がりとナノ秒パルスを同期させることによりパルスに時間軸上の透過率の分布を生じさせることでパルスシェイピングが可能となると考えられる。したがって、パルス圧縮を行うためには、透過率変化の極小までの立ち下がり時間はなるべく短くし、極小値を小さくすることで 1 発の検出光パルスの中に時間軸上で急峻かつ大きな透過率変化を与えることが期待される。ここでは検出光の強度分布の変化を図示し、その変化の様子を検討する。

検出光パルスとしては、励起光パルスと全く同じパルス照射するとし、時間的・空間的にガウシアン強度分布を持つパルスが屈折率場を伝播するとする。表 3 に計算条件を示す。検出光の波長は励起光と同様に 1064 nm としているが、サンプルによる吸収はないと仮定した。

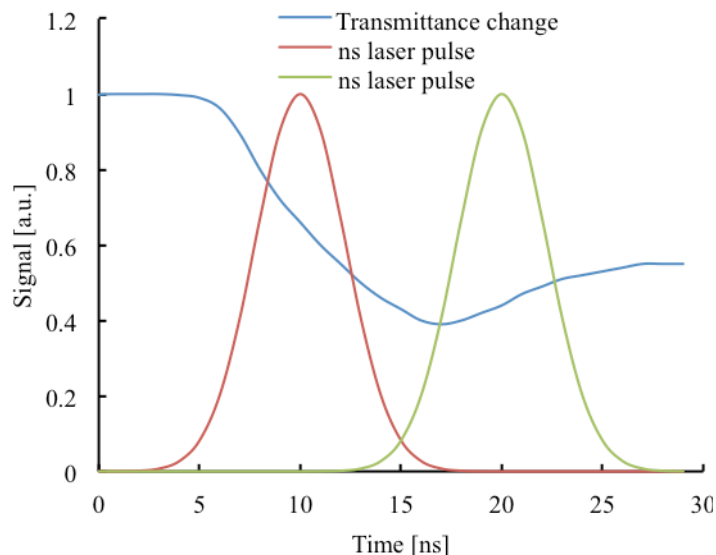


Fig. 4 Image of pulse-shaping of ns laser pulses with thermal lens effect. As probe pulse propagates, pulse experiences the temporal change of transmittance, and it leads to temporal profile change of the pulse.

Table 3 Calculation conditions

Wavelength [nm]	1064
Pulse width [ns]	7
Fluence [J/cm <sup>2</sup> ]	20.37
Irradiation waist, $\omega$ [ $\mu$ m]	10
Absorption coefficient, $\alpha$ [cm <sup>-1</sup> ]	10.8
Sample length, $L$ [ $\mu$ m]	150

サンプルからの距離が 10 mm のとき、時間とビーム径方向の距離における検出光パルスの強度分布を図 5 に示す。横軸は受光面までの到来時間を示し、縦軸は光軸からの距離を示す。励起光を照射しないときのパルスに比べ、励起光を照射するときのパルスの後方は拡がり、熱レンズ効果の立ち上がりによる屈折率変化が影響を及ぼしていることが分かる。2つのパルスの光軸上、 $r = 0$  mm での強度分布を図 6 に示す。パルス幅が 4.9 ns となり、30.0%程度パルス圧縮が行われたことが分かる。

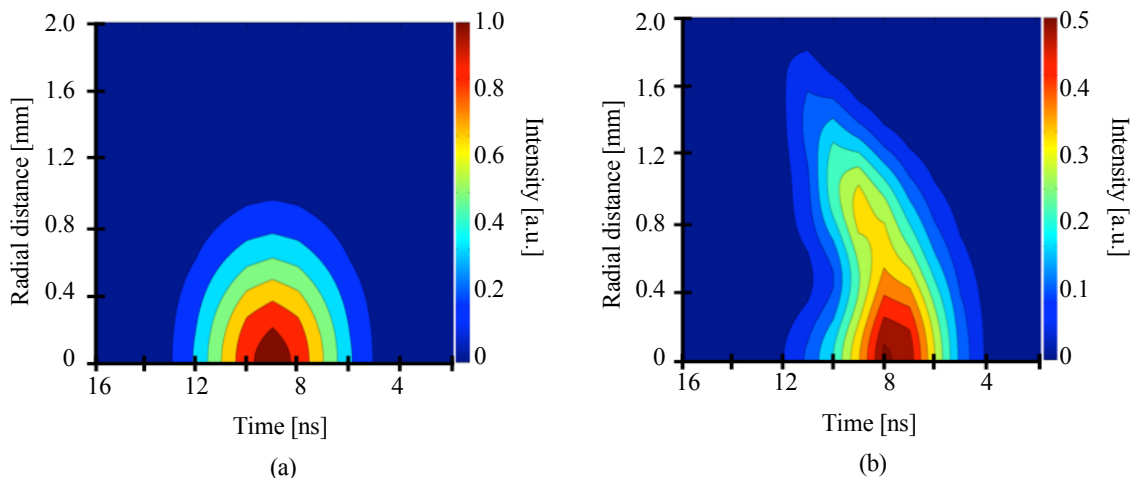


Fig. 5 Calculated intensity distribution of probe pulse, (a): Original pulse, (b): Shaped pulse. The results show the rising of the thermal lens effect makes the temporal profile of probe pulse distorted.



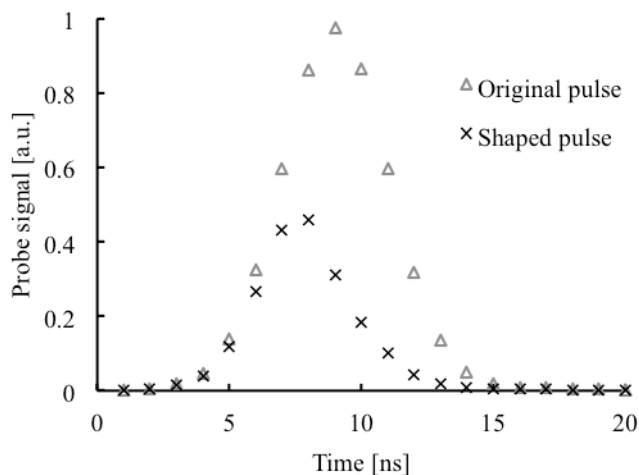


Fig. 6 Calculated intensity of pump pulse on optical axis. As intensity distribution of the backward of the pulse is changed in radial direction as shown in Fig. 6, it can be limited by small aperture. As a result, pulse compression is accomplished by 30.0%.

## 5・2 実験による実証

検出光をパルス光としたとき、熱レンズ効果による透過率変化の立ち上がりの影響を受けることによるパルスシェイピングの挙動を確認する。屈折率変化が立ち上がってから 20 ns 程度で極小値を持つので、パルス幅 32.2 ns のナノ秒パルスレーザを用いることで極小近傍の屈折率変化を時間軸上で大きく受けるようにする。このとき、最もガウシアンに近いパルスシェイピングが可能かを調べる。そのために、励起光パルスと検出光パルスの照射タイミングを信号ボックスで同期させ、時間差を与えながら時間差 0 ~ 40 ns の間で時間分解計測を行う。検出光の波長は 870 nm と励起光の波長より短くし、同一レンズで集光し液体試料に照射したときモード不整合が可能となるようにする。表 4 に実験条件を示す。

Table 4 Experimental conditions

Pump wavelength [nm]	1064
Pump pulse width [ns]	7
Pump fluence [ $\text{J}/\text{cm}^2$ ]	43.13
Pump irradiation waist, $\omega_{e0}$ [ $\mu\text{m}$ ]	12
Probe wavelength [nm]	870
Probe pulse width [ns]	32.2
Absorption coefficient, $\alpha$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	9.7
Sample length, $L$ [ $\mu\text{m}$ ]	150

図 7 に実験結果を示す。パルス検出光のパルス形状が時間差によって変化していることが分かる。時間差が 0 ~ 30 ns の領域でのパルス形状の変化は、密度波の形成からなる屈折率変化の影響を受けていると考えられる。また、図 8 に最もガウシアンに近い形状でパルスシェイピングされた時間差 20 ns のパルスと検出光パルスの元の形状の比較を示す。元のパルスのパルス幅が 32.2 ns であることに對し、パルスシェイピングされたパルス幅は 25.2 ns であり、21.7%パルス幅が短くなっている。4.1 節の計算結果では透過率変化の極小までの立ち上がり部を用いたが、ここでは極小からの立ち上がり部を用いている。その結果、元のパルスからシェイピングされる部分も変わる。パルス幅の圧縮の観点から離れてみると、時間差が 0 ns のパルスの時間的強度プロファイルは高エネルギー部がフラットになっていることも見られる。以上をまとめると、実験パラメータを変化させることにより、必要に応じたパルスシェイピングが可能であると言える。今後、本手法の複数回の適用によるさらなるパルスシェイピングなどの検討の余地がある。

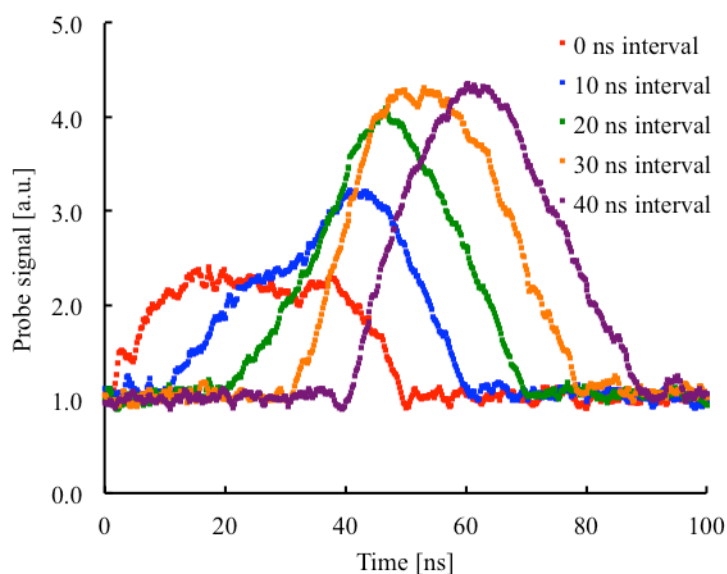


Fig. 7 Change of temporal pulse profiles corresponds to irradiation time intervals between pump pulse and probe pulse. Probe pulse is shaped temporally as the peak of thermal lens effect rises.

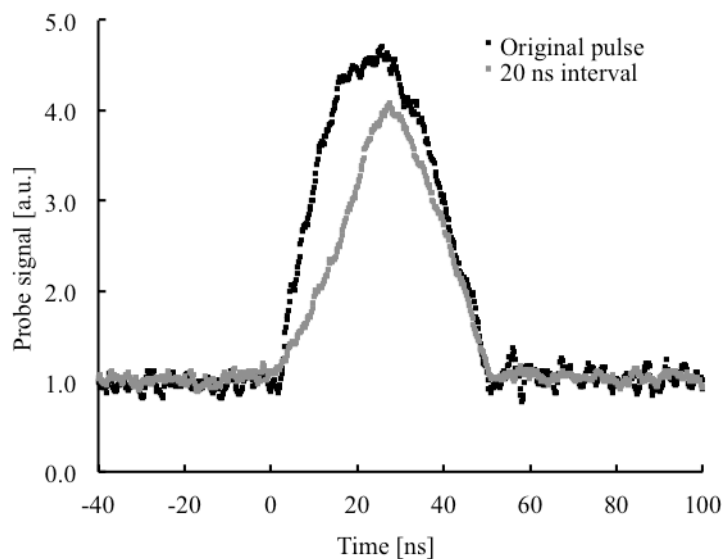


Fig. 8 Original pulse and shaped pulse with 20 ns interval. Pulse compression is accomplished by 21.7%.

## 6. 結 言

本研究では、液体にナノ秒パルスレーザを照射するとき引き起こされる熱レンズ効果の立ち上がりの特性を調べた。ナノ秒オーダーでの熱レンズ効果の立ち上がりは密度波の影響が大きく、密度波により透過率変化の極小までの急峻な立ち下がりを得ることができる。その極小値は投入エネルギー量が増加すると小さくなる。また、極小までの立ち下がり時間は照射ビーム径で表される照射面積で制御することが可能で、照射ビーム径を小さくすると立ち下がり時間は速くなる。このような屈折率変化の立ち上がりは、密度波モデルにより検証された。また、密度波の生成に伴う屈折率変化がナノ秒レーザパルスの時間的なパルスシェイピングに応用できることを実験と計算で示した。屈折率変化の立ち上がりを用いることで、今回の実験条件下ではパルス幅 32.2 ns のパルスレーザからパルス幅 25.2 ns のパルスが得られることが実証された。

文 献

- Brochard, P., Grolier-Mazza, V. and Cabanel, R., Thermal nonlinear refraction in dye solutions: a study of the transient regime, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol.14, No.2 (1997), pp.405–414.
- Doan, H.D., Akamine, Y. and Fushinobu, K., Fluidic laser beam shaper by using thermal lens effect, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.55, No.11 (2012), pp.2807–2812.
- Heritier, J.M., Electrostrictive limit and focusing effects in pulsed photoacoustic detection, *Optics Communications*, Vol.44, No.4 (1983), pp.267–273.
- 國分泰雄, 光波工学 (1999), 共立出版, pp.215-222.
- Kovsh, D.I., Yang, S., Hagan, D. J. and Stryland, W.V., Nonlinear optical beam propagation for optical limiting, *Applied Optics*, Vol.38, No.24 (1999), pp.5168–5180.
- Longaker, P.R. and Litvak, M.M., Perturbation of the refractive index of absorbing media by a pulsed laser beam, *Journal of Applied Physics*, Vol.40, No.10 (1969), pp.4033–4041.
- Shen, J, D, Lowe, R.D. and Snook, R.D., A model for cw laser induced mode-mismatched dual-beam thermal lens spectrometry, *Chemical Physics*, Vol.165, No.3 (1992), pp.385–396.
- Yang, S.S., Wei, T.H., Huang, T.H. and Chang, Y.C., Z-scan study of thermal nonlinearities in silicon naphthalocyanine-toluene solution with the excitations of the picosecond pulse train and nanosecond pulse, *Optics Express*, Vol.15, No.4 (2007), pp.1718–1731.

References

- Brochard, P., Grolier-Mazza, V. and Cabanel, R., Thermal nonlinear refraction in dye solutions: a study of the transient regime, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol.14, No.2 (1997), pp.405–414.
- Doan, H.D., Akamine, Y. and Fushinobu, K., Fluidic laser beam shaper by using thermal lens effect, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.55, No.11 (2012), pp.2807–2812.
- Heritier, J.M., Electrostrictive limit and focusing effects in pulsed photoacoustic detection, *Optics Communications*, Vol.44, No.4 (1983), pp.267–273.
- Kokubun, Y., *Light-wave engineering* (1999), Kyoritsu Shuppan, pp.215-222 (in Japanese).
- Kovsh, D.I., Yang, S., Hagan, D. J. and Stryland, W.V., Nonlinear optical beam propagation for optical limiting, *Applied Optics*, Vol.38, No.24 (1999), pp.5168–5180.
- Longaker, P.R. and Litvak, M.M., Perturbation of the refractive index of absorbing media by a pulsed laser beam, *Journal of Applied Physics*, Vol.40, No.10 (1969), pp.4033–4041.
- Shen, J, D, Lowe, R.D. and Snook, R.D., A model for cw laser induced mode-mismatched dual-beam thermal lens spectrometry, *Chemical Physics*, Vol.165, No.3 (1992), pp.385–396.
- Yang, S.S., Wei, T.H., Huang, T.H. and Chang, Y.C., Z-scan study of thermal nonlinearities in silicon naphthalocyanine-toluene solution with the excitations of the picosecond pulse train and nanosecond pulse, *Optics Express*, Vol.15, No.4 (2007), pp.1718–1731.