レーザーオリジナル

XeCl 飽和エネルギーのパルス幅依存性

挾 間 寿 文*

(1993年8月2日 受理)

Pulse-Width Dependence of Saturation Energy of XeCl Amplifier

Toshifumi HASAMA*

(Received August 2, 1993)

Pulse amplification in XeCl gain mediums is studied experimentally and theoretically. Using the Frantz-Nodvik equation, the effective saturation energies for 320fs and 40ps pulse are estimated to be 0.85 and 1.3 mJ/cm², respectively, from the energy extraction measurements. The numerical calculations of rate equations, which includes the equations describing the temporal variation of the populations of B-, C- and X-state, are carried out for various pulse widths. The good agreements of the effective saturation energies based on the calculations with the experimental ones demonstrate the validity of the rate-equation model. The model is also applied for pulse amplification in a KrF gain medium.

Key Words: Amplification, XeCl, Frantz-Nodvik equation, Effective saturation energy, Rate equation

1. はじめに

エキシマレーザーの大きな誘導放出断面積は高い利得をもたらす反面、飽和エネルギーを著しく小さくしている。このためエキシマレーザーによる短パルス増幅システムを設計する場合、飽和エネルギー密度は非常に重要なパラメーターとなる。これまで、XeCl, KrF レーザーの飽和エネルギー密度の測定にはかなり多くの報告があるが、KrF に比べ XeCl の報告には測定値の開きが大きい¹⁻¹¹⁾。

一方、これまで、エキシマレーザーの短パルス増幅に関する理論的取り扱いはいくつか報告

されており、この中で、Kannari と Obara¹²⁾ と Kannari¹³⁾ は増幅に関与するすべての振動・回転準位を考慮した Maxwell-Bloch 方程式によりコヒーレント効果を取り入れた超短パルス増幅に関する研究を行った。また、Gosnell ら⁶⁾ はレート方程式の数値計算によりコヒーレント効果を無視した場合の増幅の研究を行った。

今回、XeCl 増幅特性のパルス幅依存性を調べるために、320fs, 40ps, 10ns (FWHM) パルスによる増幅を行った。得られた結果を2準位モデルによる増幅式に適用することにより、実効的な飽和エネルギー密度、飽和強度密度を求めた。増幅媒質中での線形吸収を考慮しない場合、

*電子技術総合研究所光技術部レーザー研究室(〒305 つくば市梅園1-1-4)

*Laser Section, Opto-Electronics Division, Electrotechnical Laboratory, (1-1-4 Umezono, Tsukuba 305)

320fs パルスに対して 0.85mJ/cm^2 , 40ps パルスに対して 1.3mJ/cm^2 の飽和エネルギー密度が得られた。また, 10ns パルスに対する飽和強度密度は 1.1MW/cm^2 であった。一方, 吸収の効果を考慮した場合, 飽和エネルギー密度, 飽和強度密度は20%程度大きな値となった。

飽和エネルギーのパルス幅依存性を明らかにするために, 光パルスの利得媒質中での増幅伝播を記述するレート方程式の数値計算によりいろいろなパルス幅に対する増幅特性を調べた。計算に使用したレート方程式には B, X 状態の分布密度だけでなく, C 状態に対する分布密度方程式も取り入れた。数値計算の結果は今回の測定結果だけでなく, これまで報告された実効的な飽和エネルギーのパルス幅依存性についてもよく説明した。また, 以上の計算を KrF にも適用した。さらに, 10ns パルスの増幅に対する数値計算を行った。計算結果は 10ns パルス増幅に対しても同じレート方程式によって記述できることを示した。

2. XeCl の増幅特性

2.1 短パルス増幅と飽和エネルギー

飽和エネルギー測定用短パルス光源として, サブピコ秒およびピコ秒パルスの発生が可能な2つの異なったタイプの色素レーザー発振・増幅システムを使用した。これらの色素レーザーシステムによって得られた光パルスは BBO 結晶により XeCl 波長に同調されたのち, 1台の XeCl 増幅器で増幅された。この1段増幅された光パルスを増幅測定用パルスとして用いた。測定に使用したサブピコ秒およびピコ秒パルスのパルス幅はそれぞれ 320fs と 40ps であった。また, 長パルスの増幅特性を調べるために 10ns パルスが得られる XeCl レーザー発振器を使用した。増幅実験には He 希釈された利得長 50cm の増幅器 Amp I と Ne 希釈された利得長 110cm の増幅器 Amp II が用いられた。Amp I では 320fs と 10ns パルスの増幅実験を, Amp II では 320fs と 40ps パルスの増幅実験を行った。

Fig. 1 Energy-extraction curves for 320fs-pulses measured using an amplifier with a gain-length of 50cm and a gas-mixture of HCl/Xe/He=5/80/2200torr (solid circles) and an amplifier with a gain-length of 110cm and a gas-mixture of HCl/Xe/Ne=2/20/2500 torr (solid squares). The dashed and solid curves are the best fits of the data to Eqs. (2-1) and (2-2) in the text, respectively. The derived values of saturation energy E_s , small-signal gain g_0L and linear absorption αL are given in the figure.

Fig. 1に, 320fs パルスを Amp I と Amp II で増幅したときの結果を示している。実験に使用した Amp I と Amp II のガス混合比はそれぞれ HCl/Xe/He = 5/80/2200 torr, HCl/Xe/Ne = 2/20/2500 torr である。被増幅パルスのパルス幅が上準位のエネルギー緩和時間よりも十分短い2準位系利得媒質の短パルス増幅は次式で記述される^{5,14)}。

$$dE/dx + \alpha E + g_0 E_s [\exp(-E/E_s) - 1] = 0 \quad (2-1)$$

増幅出力は $[0, L]$ (L は利得長) で積分することによって得られる。ここで, g_0 は小信号利得係数, E_s は飽和エネルギー密度, α は線形吸収係数である。

光吸収が存在しない場合, すなわち $\alpha = 0$ のとき, (2-1)式は次式で表される。

$$E_{\text{out}} = E_s \ln [1 + \exp(g_0 L) \{\exp(E_{\text{in}}/E_s) - 1\}] \quad (2-2)$$

ここで, E_{in} , E_{out} は入力エネルギーと増幅エネルギーである。エキシマレーザー媒質には比較的大きな線形吸収があり, 正確な増幅特性を記述するためには吸収の効果を考慮する必要がある。しかし, これまでの報告の多くは Frantz-Nodvik の式として知られる (2-2) 式を使って飽和エネルギー密度が求められている。

Fig. 1 には Amp I, Amp II で得られた測定結果に対する (2-1) 式と (2-2) 式による最適曲線が示されている。このとき (2-1) 式の計算に用いた吸収係数は, Ne 希釈に対しては Taylor らによって実験的に得られた値 $\alpha = g_0/14^{(5)}$ を使った。一方, He 希釈に対しては最適曲線を与える吸収係数を求めた。Amp I, Amp II とも, $\alpha = 0$ および $\alpha \neq 0$ に対してそれぞれ $E_s = 0.85 \text{ mJ/cm}^2$, $E_s = 1.0 \text{ mJ/cm}^2$ としたとき測定結果に対する最適曲線を与える。

Fig. 2 には, Amp II による 40ps パルス増幅の結果が示されている。測定は2つの異なった

Fig. 2 Energy-extraction curves for 40ps-pulses measured for two different values of small-signal gain using an amplifier with a gain-length of 110cm and a gas-mixture of HCl/Xe/Ne = 2/20/2500torr. The dashed and solid curves are the best fits of the data to Eqs. (2-1) and (2-2) in the text, respectively. The derived values of saturation energy E_s , small-signal gain g_0L and linear absorption αL are given in the figure.

Fig. 3 Energy-extraction curve for 10ns-pulses measured using an amplifier with a gain-length of 50cm and a gas-mixture of HCl/ Xe/ He = 5/80/2200torr. The dashed and solid curves are the best fits of the data to Eqs. (2-3) and (2-4) in the text, respectively. The derived values of saturation intensity I_s , small-signal gain g_0L and linear absorption αL are given in the figure.

利得に対して行われた。図には, Fig. 1 と同様の方法で得られた最適曲線が示されている。これらの最適曲線を与える飽和エネルギー密度は $\alpha = 0$ および $\alpha \neq 0$ に対して, それぞれ $E_s = 1.3 \text{ mJ/cm}^2$, $E_s = 1.5 \text{ mJ/cm}^2$ である。このとき計算に用いた吸収係数は Fig. 1 と同様 $\alpha = g_0/14$ とした。今回の測定によれば, 40ps パルスに対する XeCl 増幅器の飽和エネルギー密度は 320fs パルスの1.5倍になっている。

Fig. 1, 2 から明らかなように, $\alpha \neq 0$ に対する飽和エネルギー密度は $\alpha = 0$ の場合とは異なっており, より正確に飽和エネルギー密度を評価するためには高い精度で吸収係数を決定する必要がある。増幅実験により比較的精度よく吸収係数を決定するためには吸収の効果が顕著に現れる飽和増幅領域 ($E_{in} > 1.0 \text{ mJ/cm}^2$) での実験が重要である。

2.2 長パルス増幅と飽和強度

XeCl レーザー発振器から得られる 10ns パルスを利用して Amp I の長パルス増幅特性につ

いて調べた。レーザーガスの混合比は短パルスの増幅特性を調べたときと同じである。Fig. 3に測定結果を示す。10nsのパルス幅がB状態のエネルギー緩和時間に比べ十分長いとして定常近似が成り立つとすれば、入出力レーザー強度を I_{in} , I_{out} として、

$$(g_0 - \alpha) L + \ln(I_{in}/I_{out}) + \gamma \ln \left[\frac{I_{out}/I_s + 1 - \gamma}{I_{in}/I_s + 1 - \gamma} \right] = 0 \quad (2-3)$$

と表すことができる¹⁵⁾。ここで、 $\gamma = g_0/\alpha$, I_s は飽和強度密度である。 $\alpha = 0$ の場合、(2-3)式は簡単化されて、

$$\ln(I_{out}/I_{in}) + (I_{out} - I_{in})/I_s = g_0 L \quad (2-4)$$

となる。Fig. 3には、 $\alpha L = 0$ と $\alpha L = 0.55$ のときの最適曲線が示されている。これらの最適曲線を与える飽和強度密度はそれぞれ $I_s = 1.1 \text{ MW/cm}^2$, $I_s = 1.3 \text{ MW/cm}^2$ である。

3. 光増幅の計算機シミュレーション

3.1 光増幅の基礎方程式

飽和エネルギーのパルス幅依存性を調べるために、コヒーレント効果を無視したレート方程式の数値計算を行った。増幅過程に関与するXeClのエネルギー準位として、B, C, X状態の3準位を考える。これらの準位の数密度の時間変化を表す分布密度方程式とMaxwell方程式に基づいた増幅伝播方程式からなるレート方程式を数値的に解くことによりXeCl利得媒質中の増幅を調べた。被増幅パルス強度を $I(z, t)$, X, B, C状態の数密度をそれぞれ $N_1(z, t)$, $N_2(z, t)$, $N_3(z, t)$ としたときのレート方程式は、

$$\begin{aligned} \partial I(z, t)/\partial z + (1/c) \partial I(z, t)/\partial t &= \{ \sigma [N_2(z, t) - N_1(z, t)] - \alpha \} I(z, t) \quad (3-1) \\ \partial N_1(z, t)/\partial t &= N_2(z, t)/T_2 - N_1(z, t)/T_1 \\ &\quad + (\sigma/h\nu) I(z, t) [N_2(z, t) - N_1(z, t)] \quad (3-2) \\ \partial N_2(z, t)/\partial t &= -N_2(z, t)/T_2 - (\sigma/h\nu) \\ &\quad I(z, t) [N_2(z, t) - N_1(z, t)] + \end{aligned}$$

$$(r_B N_3(z, t) - r_C N_2(z, t))/(r_B + r_C) T_3 + R \quad (3-3)$$

$$\partial N_3(z, t)/\partial t = -(r_B N_3(z, t) - r_C N_2(z, t))/(r_B + r_C) T_3 \quad (3-4)$$

と表すことができる。ここで、 c は光速、 h はプランク定数、 ν は光の周波数、 σ は誘導放出断面積、 α は線形吸収係数、 T_1 , T_2 はX, B状態の実効的なエネルギー緩和時間、 T_3 はB, C状態が平衡状態に達する時間、 r_B , r_C は増幅光がない定常状態でのB, C状態の分布の割合、 R は増幅光がない定常状態での励起率を表す。

T_1 , T_3 , r_B , r_C の値はSzatmariらの実験結果³⁾を使用しており、 $T_1 = 52 \text{ ps}$, $T_3 = 54 \text{ ps}$, $r_B : r_C = 3 : 1$ とした。 R は(3-3)式の第2項と第3項を無視したとき、 $\partial N_2(z, t)/\partial t = -N_2(z, t)/T_2 + R = 0$ から、 $R = N_2(z, 0)/T_2$ で与えられる。ここで、 T_2 は発光寿命と利得媒質中の各粒子による脱励起過程を原因とする寿命の和として表される。XeCl(B)の発光寿命を 40.0 ns ¹⁶⁾, HCl, Xe, He, Ne および電子の脱励起係数をそれぞれ $1.4 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ ¹⁷⁾, $3.2 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ ¹⁷⁾, $5.0 \times 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$ ¹⁸⁾, $1.0 \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ ¹⁷⁾, $1.0 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ ¹⁹⁾ として、実験に使用したHe希釈とNe希釈のガス混合比のときのB状態のエネルギー緩和時間を評価した。このとき、電子密度はHe希釈(Amp I)に対して $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, Ne希釈(Amp II)に対して $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ とした。この結果、エネルギー緩和時間はHe希釈に対して 1.6 ns , Ne希釈に対して 3.6 ns となる。しかし、発光寿命およびHCl, Xeの脱励起係数として、それぞれ 11.1 ns , $6.3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, $2.3 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ のInoueらの報告²⁰⁾を使えば、He希釈, Ne希釈のエネルギー緩和時間はそれぞれ 2.0 ns , 3.5 ns になる。今回の計算では、 $T_2 = 1.6 \text{ ns}$ を使った。

3.2 短パルス増幅

上記(3-1)~(3-4)式の数値計算を行うためには、誘導放出断面積 σ の値が必要である。これ

まで誘導放出断面積にはいくつかの値が提案されているが^{18,21-23)}, $\sigma = 1.25 \sim 4.5 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ と大きな開きがあり確定することは困難である。320fs パルスの増幅の場合、B, C 状態の平衡状態への緩和時間と X 状態から解離状態への緩和時間は増幅時間に比べ十分長いので、増幅媒質を2準位系と考えることができる。この条件のとき、増幅出力は(2-1)式ではほぼ正確に記述できると考えられる。

一方、飽和エネルギー密度 E_s は、下準位の緩和が全くないとき $E_s = h\nu/2\sigma$ 、下準位の存在を無視できるほど緩和が速いとき $E_s = h\nu/\sigma$ で与えられる。320fs パルスの XeCl 増幅は前者の場合であり、 E_s がわかっている誘導放出断面積は $\sigma = h\nu/2E_s$ により求めることができる。ここで、 $\alpha = 0$ および $\alpha \neq 0$ として得られた飽和エネルギー密度 $E_s = 0.85 \text{mJ/cm}^2$ 、 $E_s = 1.0 \text{mJ/cm}^2$ を使うと、誘導放出断面積としてそれぞれ $\sigma = 3.8 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ 、 $\sigma = 3.2 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ が得られる。 $\alpha = 0$ に対する値は XeCl (B) の誘導放出断面積の最大値を与えることになる。

最初に数値計算の妥当性を調べるために、 $\alpha = 0$ のとき、パルス幅 $\tau_{in} = 300 \text{fs}$ の sech^2 パルスが $g_0 = 0.1 \text{cm}^{-1}$ となる反転分布密度をもつ $L = 50 \text{cm}$ の利得媒質を通過したときの増幅曲線(シミュレーション曲線)を求めた。得られたシミュレーション曲線は予想したとおり $E_s = 0.85 \text{mJ/cm}^2$ として(2-2)式により得られた増幅曲線(Frantz-Nodvik 曲線)と一致した。この結果は 300fs パルス増幅が2準位モデルで記述できることを示すと同時に、数値計算が正しく実行されていることを示している。

より長いパルス幅の入力パルスに対しても同様の計算を行った。Fig. 4 に $\tau_{in} = 40 \text{ps}$ のときのシミュレーション曲線を示す。図には、 $E_s = 1.15 \sim 1.35 \text{mJ/cm}^2$ での5つの飽和エネルギー密度に対する Frantz-Nodvik 曲線が点線で描かれている。図から明らかなようにシミュレーション曲線は、Frantz-Nodvik 曲線とは一致しない。これはエネルギー準位として C 状態や

Fig. 4 Energy-extraction curves calculated for a 40ps-pulse width using the rate equations given in the text (solid curve) and the Frantz-Nodvik formula with the saturation energies given in the figure (dashed curves). The calculations were made for a small-signal gain coefficient of 0.1cm^{-1} and a gain length of 50cm . A stimulated emission cross section of $3.8 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ was used for the numerical calculations of the rate equations.

X 状態が関与しており、もはや2準位系と考えることができないことによる。しかし、シミュレーション曲線は入力エネルギーが 0.1mJ/cm^2 程度までであれば $E_s = 1.2 \text{mJ/cm}^2$ とした Frantz-Nodvik 曲線によく一致している。したがって、入力エネルギーがあまり大きくない範囲であれば測定で得られた増幅特性の解析に Frantz-Nodvik の式を使うことができる。

Fig. 2は入力エネルギーが 0.5mJ/cm^2 までの範囲の測定であり、 $E_s = 1.3 \text{mJ/cm}^2$ としたときの Frantz-Nodvik 曲線で比較よく近似されている。シミュレーション曲線は 1.0mJ/cm^2 までの入力エネルギー範囲では $E_s = 1.2 \text{mJ/cm}^2$ と $E_s = 1.3 \text{mJ/cm}^2$ の Frantz-Nodvik 曲線の間にあり、Fig. 2の測定によって得られた実効的な飽和エネルギー密度の値を支持する結果となっている。以上の測定と数値計算の結果から、ピコ秒以上の長いパルスで得られる増幅出力はサブピコ秒パルスよりも大きな出力が得られるとともに、増幅測定の結果を Frantz-

Fig. 5 Energy-extraction curves calculated for a 600ps-pulse width using the rate equations given in the text (solid curve) and the Frantz-Nodvik formula with the saturation energies given in the figure (dashed curves). The calculated conditions are the same as those of Fig. 4 except for the energy range of the input fluence.

Nodvik曲線で近似する場合、実効的な飽和エネルギー密度が大きくなることがわかる。

これまで、40ps 以上のパルス幅の増幅特性の測定として、600ps パルスによる測定がある⁵⁾。測定は入力エネルギーとして 0.1 mJ/cm^2 までの範囲で行われており、測定結果は飽和エネルギー密度を $E_s = 2.5 \text{ mJ/cm}^2$ とした Frantz-Nodvik 曲線とよく一致を示している。このパルス幅で同様な数値計算を行った結果を Fig. 5 に示す。シミュレーション曲線は測定結果をよく再現している。同様な方法によりその他のパルス幅での飽和エネルギー密度を求めることにより、飽和エネルギー密度のパルス幅依存曲線を得た。結果を Fig. 6 に示す。

また、図には同様な方法による KrF の結果も示している。KrF の場合、下準位である X 状態は解離準位であるため(3-2)式を無視することができる。このため飽和エネルギー密度は $E_s = h\nu/\sigma$ として表すことができる。サブピコ秒から数ピコ秒の時間領域で KrF の飽和エネルギー密度はいくつか報告されており、 $E_s = 2.0 \text{ mJ/cm}^2$ でほぼ一致している。この値を使

Fig. 6 Curves showing the dependence of the effective saturation energy on the pulse width, predicted by the rate equation model for a XeCl (solid curve) and a KrF (dashed curve) gain medium. The saturation energies obtained experimentally for a XeCl and a KrF amplifier are plotted in the figure: a, Ref.5; b, Ref.3; c, Ref.6; d, Ref.4; e, Ref.2; f, Ref.1; g, Ref.10; h, Ref.11; i, Ref.9; j, Ref.8; k, Ref.7.

うと、誘導放出断面積は $\sigma = 4.0 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ となる。その他(3-1)～(3-4)式において、 $T_2 = 2.0 \text{ ns}$, $T_3 = 54 \text{ ps}$ とした。また、小信号利得は XeCl と同様 $g_0 L = 0.1 \text{ cm}^{-1} \times 50 \text{ cm}$ とした。

Fig. 6 には、これまで報告された Frantz-Nodvik の式に基づく XeCl と KrF の飽和エネルギー密度の測定値と今回の実験で得られた結果をまとめている。XeCl, KrF と一部の結果を除いて、レート方程式の数値計算の結果に基づいて得られた飽和エネルギー密度のパルス幅依存曲線とよく一致している。この結果は、(3-1)～(3-4)式が入力パルスのパルス幅にかかわらず、光パルスのエネルギー増幅を調べるために使うことができることを示すとともに、(3-1)～(3-4)式の中で与えたエネルギー緩和時間や誘導放出断面積などの物理定数の値を支持するものと考えられる。

以上は $\alpha = 0$ としたときの結果であるが、 $\alpha \neq 0$ についても計算を試みた。計算には $\sigma = 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\alpha = g_0/14$ を使った。300fs パル

スのシミュレーション曲線は $\alpha=0$ と同様、 $E_s=1.0\text{mJ}/\text{cm}^2$ として(2-1)式で得られる増幅曲線と一致した。また、 $E_{in}<0.1\text{mJ}/\text{cm}^2$ の入力エネルギー範囲での 40ps パルスに対する計算では $E_s=1.4\text{mJ}/\text{cm}^2$ とした曲線と比較的よい一致を示しており、測定結果をよく説明した。一方、600ps パルスに対する同様の計算では $E_s=3.0\text{mJ}/\text{cm}^2$ であった。

3.3 長パルス増幅

Fig. 3の測定結果は 10ns パルスの増幅が2準位系を仮定した定常近似で記述できることを示している。10ns パルスの増幅に対する2準位モデルとレート方程式モデルとの関係を調べるために、(3-1)~(3-4)式の数値計算に基づく増幅曲線を求めた。Fig. 7に $\alpha=0$ に対する結果を示す。点線は、 $g_0L=5.0$ 、 $I_s=0.9\sim 1.3\text{MW}/\text{cm}^2$ として(2-4)式によって得られた増幅曲線である。シミュレーション曲線は2準位モデルによる増幅式とよい一致を示しており、レート方程式モデルが 10ns パルスの XeCl 増幅に対しても有効であることを示している。

Fig. 7 Energy-extraction curves calculated for a 10ns-pulse width using the rate equations given in the text (solid curve) and the steady-state approximate formula with the saturation intensities given in the figure (dashed curves). The calculated conditions are the same as those of Fig. 4

4. まとめ

XeCl 利得媒質の増幅特性を調べるために、320fs, 40ps, 10ns の3つの異なったパルス幅をもつ光パルスの増幅実験を行った。それぞれのパルス幅で得られた測定結果に対して、2準位モデルに基づいた増幅式により最適曲線を求めた。この結果、320fs と 40ps パルスの測定結果に対して最適曲線を与える飽和エネルギー密度として、吸収を考慮しない場合 ($\alpha=0$)、それぞれ $0.85\text{mJ}/\text{cm}^2$ 、 $1.3\text{mJ}/\text{cm}^2$ が得られた。一方、 $\alpha=g_0/14$ の吸収を考慮したときの飽和エネルギー密度はそれぞれ $1.0\text{mJ}/\text{cm}^2$ 、 $1.5\text{mJ}/\text{cm}^2$ であった。また、10ns パルスの飽和強度密度として、 $\alpha=0$ に対して $1.1\text{MW}/\text{cm}^2$ が得られた。

実効的な飽和エネルギー密度のパルス幅依存性を明らかにするために、Maxwell 方程式に基づいた増幅伝播方程式と各エネルギー準位の分布密度の時間変化を与える分布密度方程式からなるレート方程式の数値計算を行った。計算により得られた増幅出力を入力エネルギーの関数として表すとともに、得られた曲線を2準位モデルによる増幅式によって得られる増幅曲線と比較することによって実効的な飽和エネルギー密度を求めた。このようにして得られた飽和エネルギー密度のパルス幅依存曲線は今回の測定結果だけでなく、これまで報告された測定結果とほぼ一致した。この結果から、レート方程式モデルが XeCl 利得媒質のエネルギー増幅のほぼ正確な記述を与えることが示された。

レート方程式モデルによる計算は、300fs パルスでは2準位モデルによる増幅式が XeCl 増幅の非常によい近似式となるが、40ps パルスではこのモデルを入力エネルギーの広い範囲で用いることができないことを示した。しかし、入力エネルギーがあまり大きくない範囲 ($<0.1\text{mJ}/\text{cm}^2$) であれば、適当な飽和エネルギー密度を選ぶことにより、このモデルはかなり広いパルス幅 ($\sim 600\text{ps}$) まで光パルスのエネルギー増幅の十分よい近似となることを示した。

一方, 10ns パルスでも同様な計算を行った。計算結果はレート方程式モデルが 10ns パルスの XeCl 増幅に対しても有効であることを示した。

参 考 文 献

- 1) P. B. Corkum and R. S. Taylor: IEEE J. Quantum Electron. QE-18 (1982) 1962.
- 2) J. H. Glowina, Arjavalasingam, P. P. Sorokin and J. E. Rothenberg: Opt. Lett. 11 (1986) 79.
- 3) S. Szatmari and F. P. Schafer: J. Opt. Soc. Am. B4 (1987) 1943.
- 4) S. Watanabe, A. Endoh, M. Watanabe and N. Sarukura: Opt. Lett. 13 (1988) 580.
- 5) A. J. Taylor, T. R. Gosnell and J. P. Roberts: Opt. Lett. 15 (1990) 118.
- 6) T. R. Gosnell, D. C. MacPherson and A. J. Taylor: Opt. Lett. 16 (1991) 1686.
- 7) J. Banic, T. Efthimiopoulos and B. P. Stoicheff: Appl. Phys. Lett. 37 (1980) 686.
- 8) P. H. Bucksbaum, J. Boker, R. H. Storz and J. C. White: Opt. Lett. 7 (1982) 399.
- 9) S. Szatmari and F. P. Schafer: Appl. Phys. B33 (1984) 219.
- 10) A. J. Taylor, R. B. Gibson and J. P. Roberts: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 773.
- 11) J. M. R. Barr, N. J. Everall, C. J. Hooker, I. N. Loss, M. J. Shaw and W. T. Toner: Opt. Commun. 66(1988) 127.
- 12) F. Kannari and M. Obara: J. Opt. Soc. Am. B7(1990) 1493.
- 13) F. Kannari: J. Appl. Phys. 67 (1990) 3954.
- 14) M. M. Tilleman and J. H. Jacob: Appl. Phys. Lett. 50 (1987) 121.
- 15) E. L. Patterson, J. K. Rice and G. C. Tisone: Appl. Phys. Lett. 36 (1980) 188.
- 16) G. P. Glass, F. K. Tittel, W. L. Wilson and M. S. Smayling: Chem. Phys. Lett. 83 (1981) 585.
- 17) T. G. Finn, R. S. F. Chang, L. J. Palumbo and L. F. Champagne: Appl. Phys. Lett. 36(1980) 789.
- 18) H. Hokazono, K. Midorikawa, M. Obara and T. Fujioka: J. Appl. Phys. 56(1984) 680.
- 19) G. C. Tisone and J. M. Hoffman: IEEE J. Quantum Electron. QE-18(1982) 1008.
- 20) G. Inoue, J. K. Ku and D. W. Setser: J. Chem. Phys. 80 (1984) 6006.
- 21) M. Rokni, J. A. Mangano, J. H. Jacob and J. C. Hasia: IEEE J. Quantum Electron. QE-14 (1978) 464.
- 22) A. Treshchalov, V. Peet and V. Mihkelsoo: IEEE J. Quantum Electron. QE-22 (1986) 51.
- 23) T. H. Johnson, H. E. Cartland, T. C. Genoni and A. M. Hunter: J. Appl. Phys. 66 (1989) 5707.