金属蒸気中のレーザー光の長距離伝播における2次元効果の解析

古河 裕之, 中塚 正大*, 山中 千代衛

(財)レーザー技術総合研究所 (〒550-0004 大阪市西区靱本町1-8-4)

*大阪大学レーザー核融合研究センター (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6)

Analysis of 2 Dimensional Effects on Long-Distance Propagation of Lasers in Metal Vapor

Hiroyuki FURUKAWA, Masahiro NAKATSUKA,* and Chiyoe YAMANAKA

Institute for Laser Technology, 1-8-4 Utsubo-honmachi, Nishi-ku, Osaka 550-0004

*Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871

(Received January 10, 2003)

To analyze 2 dimensional effects on long-distance propagation of laser pulses, we have developed a 2 dimensional analysis code LAPCEA (LAsEr Propagation with Coherent Excitation of Atoms). For the case with small transition dipole moment, the 2 dimensional effects on ionization rate of resonant atom appear clearly.

Key Words: Propagation of laser pulses, 2 dimensional code, 2 dimensional effects

1. 緒 論

金属の同位体分離を高効率で実現することに向けて、産業界でも近年研究が行われ始めている。そのための方法の1つとして、レーザーによる方法が提案されている。金属の同位体分離をレーザーで高効率で行うには、レーザーを長距離伝播させる必要がある。金属蒸気中に金属原子に共鳴するレーザー光を伝播させると、僅かにシフトしたスペクトル位置に吸収を持つ原子(近共鳴原子)が混在しているため、レーザーパルスは共鳴相互作用を受け、しかも近共鳴相互作用を受ける可能性がある¹⁾。また強いレーザーが自由空間を長距離伝搬すると、回折及び自己収束等が起る。その結果レーザーパルスは、パルス形状、パルス波形、強度、周波数等が変化する^{1,2)}。レーザーによる金属の同位体分離システムを実用化するには、共鳴原子のイオン化率を高く保ったまま、できるだけレーザーがパルス形状、パルス波形、強度、周波数等を保ち、回折及び自己収束等が起らないようにして、長距離伝播することが望ましい。

文献3)~5)によると、レーザー光の伝播の初期において、近共鳴原子のイオン化率が数十%になる、と評価されている。一般に同位体分離の対象となる原子の混成比は、近共鳴原子の方が遥かに大きいので、上記が事実であれば、レーザーのエネルギーの殆どは近共鳴原子のイオン化に用いられることになり、高効率な同位体分離を実現することは出来ない。そこで本研究において、レーザー光の伝播特性を再評価するために、金属蒸気中をレーザーパルスが長距離伝播する際の、伝播方向(z方向)と半径方向(r方向)の2次元のレーザー伝播特性解析コー

ドLAPCEA (LAsEr Propagation with Coherent Excitation of Atoms)を開発した³⁻⁵⁾。2節で、開発したシミュレーションコードについて述べる。3節で、共鳴原子のイオン化率、レーザーの伝播特性における2次元効果について述べる。近共鳴相互作用、及び2次元効果に関しては、文献1)~5)で述べられている結論とは異なる結論が得られた。4節で、結言を述べる。

2. シミュレーションコード³⁻⁵⁾

2.1 基本式

LAPCEAでは、レーザーパルスの伝播に関しては Maxwell 方程式、レーザーパルスに対する原子系の応答に関しては Bloch 方程式^{6,7)}を用いて計算する。2段階励起の場合について計算が可能である。

レーザーは直線偏光であるとし、レーザー電場を以下のように記す。

$$E(z, r, t) = \varepsilon(z, r, t) \cos(\omega t - kz) \quad (1)$$

レーザー電場を表す複素ラビ周波数は、次式のように定義される。

$$\Omega(z, r, t) = R(z, r, t) + iC(z, r, t) = \frac{p}{\hbar} \varepsilon(z, r, t) \quad (2)$$

ここで、 p は遷移双極子の行列要素である。

レーザー電場に対する波動方程式は、以下のようになる。

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \nabla_r^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (3)$$

ここで、 P はレーザー光が伝搬する媒質の巨視的分極であり、次式で与えられる。

$$P = \frac{1}{2} N p(u + iv) e^{i\omega t} + c.c. \quad (4)$$

u は規格化された誘起双極子モーメントの実数部分、 v は虚数部分、 N は原子数密度である。

時間変数を、以下の様に変換する。

$$\tau = t - z/c \quad (5)$$

波動方程式から、以下の基本式が導出される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} R_a(z, r, \tau) - \frac{c}{2\omega} \nabla_r^2 C_a(z, r, \tau) \\ = \frac{1}{2} \frac{4\pi N \omega_a p_{12}^2}{\hbar c} V_{12}(z, r, \tau) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} C_a(z, r, \tau) - \frac{c}{2\omega} \nabla_r^2 R_a(z, r, \tau) \\ = -\frac{1}{2} \frac{4\pi N \omega_a p_{12}^2}{\hbar c} U_{12}(z, r, \tau) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} R_b(z, r, \tau) - \frac{c}{2\omega} \nabla_r^2 C_b(z, r, \tau) \\ = \frac{1}{2} \frac{4\pi N \omega_b p_{23}^2}{\hbar c} V_{23}(z, r, \tau) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} C_b(z, r, \tau) - \frac{c}{2\omega} \nabla_r^2 R_b(z, r, \tau) \\ = -\frac{1}{2} \frac{4\pi N \omega_b p_{23}^2}{\hbar c} U_{23}(z, r, \tau) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\nabla_r^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \quad (10)$$

ここで、

$$U(z, r, \tau) = \int u(z, r, \tau, \delta) g(\delta) d\delta \quad (11)$$

$$V(z, r, \tau) = \int v(z, r, \tau, \delta) g(\delta) d\delta \quad (12)$$

であり、原子応答の周波数分布を用いて誘起双極子モーメントの平均をとったものである。(6)～(9)式の右辺は、原子系とレーザーパルスの相互作用を表す。添字の1は基底準位、2は中間励起準位、3は自動電離準位を表している。 a 、 b はレーザーの種類を表しており、レーザーAは電子を基底準位から中間励起準位に励起するレーザー、レーザーBは中間励起準位から自動電離準位に励起するレーザーである。Fig. 1にLAPCEAの原子系モデルを示す。 γ は自動電離速度である。

Fig. 1 Atomic model.

(11)及び(12)式の $g(\delta)$ は、以下のように表せる。

$$g(\delta) = a_R g_R(\delta) + \alpha_{NR} g_{NR}(\delta) \quad (13)$$

ここで、添字のRは共鳴原子、NRは非共鳴原子を表しており、 α はそれぞれの存在比率である。 $g(\delta)$ は、以下のように規格化されている。

$$\int g(\delta) d\delta = 1 \quad (14)$$

$$\int g_R(\delta) d\delta = 1 \quad (15)$$

$$\int g_{NR}(\delta) d\delta = 1 \quad (16)$$

レーザーパルスに対する原子系の応答に関しては、Bloch方程式を用いる。誘起双極子モーメント u 、 v に対しては、以下ようになる。添字の1は基底準位、2は中間励起準位、3は自動電離準位を表している。 u_{12} は、基底準位から中間励起準位への遷移の誘起双極子モーメントの実部、 v_{12} はその虚部である。 u_{23} は、中間励起準位から自動電離準位への遷移の誘起双極子モーメントの実部、 v_{23} はその虚部である。 τ_{21} は、中間励起準位から基底準位への遷移の寿命、 τ_{32} は、自動電離準位から中間励起準位への遷移の寿命、 τ_c は、電子衝突による脱励起の寿命、である。添字の a 、 b はレーザーの種類を表している。 R_a は、電子を基底準位から中間励起準位に励起するレーザーAのラビ周波数の実部、 C_a はその虚部である。 R_b は、電子を中間励起準位から自動電離準位に励起するレーザーBのラビ周波数の実部、 C_b はその虚部である。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} u_{12}(z, r, \tau, \delta) = & -\Delta_a(z, r, \tau, \delta) v_{12}(z, r, \tau, \delta) \\ & -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_c} \right) u_{12}(z, r, \tau, \delta) \\ & + \frac{1}{2} R_b(z, r, \tau) v_{13}(z, r, \tau, \delta) \\ & - \frac{1}{2} C_b(z, r, \tau) u_{13}(z, r, \tau, \delta) \\ & + C_a \left[z, r, \tau \left[n_{22}(z, r, \tau, \delta) - n_{11}(z, r, \tau, \delta) \right] \right] \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial \tau} v_{12}(z, r, \tau, \delta) = & \Delta_a(z, r, \tau, \delta) u_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_c} \right) v_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} R_b(z, r, \tau) u_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} C_b(z, r, \tau) v_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& + R_a(z, r, \tau) [n_{22}(z, r, \tau, \delta) - n_{11}(z, r, \tau, \delta)]
\end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial \tau} v_{23}(z, r, \tau, \delta) = & -\Delta_b(z, r, \tau, \delta) v_{23}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} \left(\gamma + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_c} \right) u_{23}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} R_a(z, r, \tau) v_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{2} C_a(z, r, \tau) u_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& - C_b(z, r, \tau) [n_{33}(z, r, \tau, \delta) - n_{22}(z, r, \tau, \delta)]
\end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial \tau} v_{23}(z, r, \tau, \delta) = & \Delta_b(z, r, \tau, \delta) u_{23}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} \left(\gamma + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_c} \right) v_{23}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{2} R_a(z, r, \tau) u_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{2} C_a(z, r, \tau) v_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& + R_b(z, r, \tau) [n_{33}(z, r, \tau, \delta) - n_{22}(z, r, \tau, \delta)]
\end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial \tau} u_{13}(z, r, \tau, \delta) = & -[\Delta_a(z, r, \tau, \delta) + \Delta_b(z, r, \tau, \delta)] v_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} \left(\gamma + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_c} \right) u_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{2} R_b(z, r, \tau) v_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{2} C_b(z, r, \tau) u_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} R_a(z, r, \tau) v_{23}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} C_a(z, r, \tau) u_{23}(z, r, \tau, \delta)
\end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial \tau} v_{13}(z, r, \tau, \delta) = & [\Delta_a(z, r, \tau, \delta) + \Delta_b(z, r, \tau, \delta)] u_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} \left(\gamma + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_c} \right) v_{13}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} R_b(z, r, \tau) u_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{2} C_b(z, r, \tau) v_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{2} R_a(z, r, \tau) u_{23}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} C_a(z, r, \tau) v_{23}(z, r, \tau, \delta)
\end{aligned} \quad (22)$$

ここで、 Δ_a 、 Δ_b はエネルギー準位からのレーザー周波数の離調であり、以下により与えられる。

$$\Delta_a(z, r, \tau, \delta) = \omega_{12} + \delta - \omega_a(\tau) \quad (23)$$

$$\Delta_b(z, r, \tau, \delta) = \omega_{23} + \delta - \omega_b(\tau) \quad (24)$$

$\omega_a(\tau)$ 、 $\omega_b(\tau)$ はレーザーA、Bの周波数である。

さらに周波数掃引量を $\omega_{ac}(\tau)$ 、 $\omega_{bc}(\tau)$ とすると、

$$\omega_a(\tau) = \omega_{12} + \omega_{ac}(\tau) \quad (25)$$

$$\omega_b(\tau) = \omega_{23} + \omega_{bc}(\tau) \quad (26)$$

であるから、離調は以下のように書き換えられる。

$$\Delta_a(z, r, \tau, \delta) = \delta - \omega_{ac}(\tau) \quad (27)$$

$$\Delta_b(z, r, \tau, \delta) = \delta - \omega_{bc}(\tau) \quad (28)$$

周波数掃引の効果の1つは、エネルギー準位からのレーザー周波数の離調に表れる。

それぞれのエネルギー準位の population n_{11} 、 n_{22} 、 n_{33} は、次のレート方程式に従う。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial \tau} n_{11}(z, r, \tau, \delta) = & \frac{1}{2} R_a(z, r, \tau) v_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} C_a(z, r, \tau) u_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{\tau_{21}} n_{22}(z, r, \tau, \delta)
\end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial \tau} n_{22}(z, r, \tau, \delta) = & -\frac{1}{2} R_a(z, r, \tau) v_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{2} C_a(z, r, \tau) u_{12}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{2} R_b(z, r, \tau) v_{23}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{2} C_b(z, r, \tau) u_{23}(z, r, \tau, \delta) \\
& - \frac{1}{\tau_{21}} n_{22}(z, r, \tau, \delta) \\
& + \frac{1}{\tau_{32}} n_{33}(z, r, \tau, \delta)
\end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} n_{33}(z, r, \tau, \delta) = & -\frac{1}{2} R_b(z, r, \tau) v_{23}(z, r, \tau, \delta) \\ & + \frac{1}{2} C_b(z, r, \tau) u_{23}(z, r, \tau, \delta) \\ & - \left(\gamma + \frac{1}{\tau_{32}} \right) n_{33}(z, r, \tau, \delta) \end{aligned} \quad (31)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} n_i(z, r, \tau, \delta) = \gamma n_{33}(z, r, \tau, \delta) \quad (32)$$

レーザー光は、基底準位から第1励起準位への励起に関するレーザー光Aと、第1励起準位から第2励起準位への励起に関するレーザー光Bが同時に入射される。

LAPCEAは、(6)～(32)式を連立して解いている。

イオン化率は、(32)式で得られる $n_i(z, r, \tau, \delta)$ を用いて、次の様に評価した。

$$X_{\text{ion}}^R(z, r) = \int n_i(z, r, \tau = \tau_{\text{max}}, \delta) g_R(\delta) d\delta \quad (33)$$

$$X_{\text{ion}}^{\text{NR}}(z, r) = \int n_i(z, r, \tau = \tau_{\text{max}}, \delta) g_{\text{NR}}(\delta) d\delta \quad (34)$$

2.2 シミュレーションに用いたパラメーター及び初期条件

誘起双極子モーメントを変えてパラメーターランを行った。検討したパラメーターを下に記す。

ケース1) 誘起双極子モーメント = 1.5×10^{-19} esu · cm

ケース2) 誘起双極子モーメント = 3.0×10^{-19} esu · cm

ここで用いた誘起双極子モーメントの値は、高Z物質を多段階光電離でイオン化する実験^{2,3)}で得られたものと、オーダーで一致する。以下のパラメーターも、文献²⁾、3)を参照した。

共通パラメーター

ラビ周波数 = 0.5 GHz, イオン化速度 = 5×10^8 /s

原子数密度 = 10^{13} cm⁻³

共鳴原子の存在確率 = 0.7 %

非共鳴原子の存在確率 = 99.3 %

同位体シフト = 5.0 GHz

共鳴原子のドップラー幅 = 1.0 GHz

非共鳴原子のドップラー幅 = 1.0 GHz

レーザーのスポット径 = 4.0 cm

パルス幅(半値全幅) = 40 ns

周波数掃引速度 = 0.05 GHz/ns

$z = 0$ mでのレーザーパルスの波形はガウシアン、半径方向のパターンは8次のスーパーガウシアンとし、次式で与えた。

$$\begin{aligned} R = & \Omega_0 \times \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{2} \times \left(\frac{r}{d/2} \right)^8 \right\} \\ & \times \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{2} \times \left(\frac{\tau - \tau_{\text{max}}/2}{\tau_0/2} \right)^2 \right\} \\ & \times \cos \left\{ \omega_{\text{ac}}(\tau) \times (\tau - \tau_{\text{max}}/2) \right\} \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} C = & \Omega_0 \times \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{2} \times \left(\frac{r}{d/2} \right)^8 \right\} \\ & \times \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{2} \times \left(\frac{\tau - \tau_{\text{max}}/2}{\tau_0/2} \right)^2 \right\} \\ & \times \sin \left\{ \omega_{\text{ac}}(\tau) \times (\tau - \tau_{\text{max}}/2) \right\} \end{aligned} \quad (36)$$

ここで、 d はスポット径(4 cm)、 τ_0 はパルス幅(半値全幅 = 40 ns)である。また、 $\tau_{\text{max}} = 3\tau_0$ とした。

実験を模擬するため、掃引周波数は次式で与えた。

$$\omega_{\text{bc}}(\tau) = \omega_{\text{ac}}(\tau) = \beta \times (\tau - \tau_{\text{max}}/2) \quad (37)$$

β は周波数掃引速度である。周波数掃引の効果は、 $z = 0$ mでのレーザーパルスの位相としても表れる。Bloch方程式を解く際の初期値としては、レーザーパルス入射時の原子系の状態を想定し、 n_{22} , n_{33} , n_{ii} , u_{12} , v_{12} , u_{23} , v_{23} , u_{13} , v_{13} を全て0とした。 n_{11} は、以下のように与えた。

$$\begin{cases} n_{11}(z, r, \tau = 0, \delta) = 1, & -\delta_R \leq \delta \leq \delta_R \\ n_{11}(z, r, \tau = 0, \delta) = 0, & \text{others} \end{cases} \quad (38)$$

$$\delta_R = \frac{\delta_{\text{dop}}}{2} \sqrt{\frac{-\ln 10^{-10}}{\ln 2}} \quad (39)$$

文献^{3)～5)}で用いられたシミュレーションコードCEALIS-P及びCEALIS-P-2Dでは、 n_{11} に関して上記と異なる初期値の与え方を行っていた⁸⁾。そのためCEALIS-P及びCEALIS-P-2Dの中で、非共鳴原子の基底準位が物理的に正しくない状況で計算を行っていた。そのため、CEALIS-P及びCEALIS-P-2Dでは、近共鳴効果をかかなり大きく評価していた、と考えられる。そのため、2次元効果の評価も正しくなかった、と考えられる。

Fig. 2に、掃引周波数とレーザーパルスのスペクトルと共鳴原子、非共鳴原子応答の準位(状態関数)分布関数の関係を示す。Fig. 2から分るように、非共鳴原子の分布関数とレーザーパルスのスペクトルの重なり部分は僅かである。このことから、計算したパラメーターでは非共鳴原子のイオン化率は、非常に小さな値が得られる事が予想

Fig. 2 Relation of chirp frequency and spectra of laser pulse to level distribution functions of resonant and non resonant atoms.

⁸⁾ CEALIS-P, CEALIS-P-2D, Code Manual.

される．そして，それは物理的にも妥当であると考えられる．

3. シミュレーション結果と考察

LAPCEAを用いて前章で述べた2つのケースについてパラメーターランを行い，レーザーパルスの伝播に伴う共鳴原子のイオン化率の評価を行った．さらに，その2次元効果について考察を行った．

本研究では，物理量Aの平均値は以下のように定義した．

$$\bar{A}(z) = \frac{\int_0^{d/2} 2\pi r A(z, r) dr}{\pi \times (d/2)^2} \quad (40)$$

ここで， d はレーザーの初期スポット径（4 cm）である．

イオン化率の図中の「 $r=0$ cm」「average」「1d」という表記は，それぞれ「2次元シミュレーションにおける $r=0$ cmでのイオン化率」「2次元シミュレーションにおけるイオン化率の上記平均値」「1次元シミュレーションにおけるイオン化率」を表している．

Fig. 3は，ケース1の場合の共鳴原子のイオン化率の伝播距離依存性を表したものである．図から分るように， $z=20$ mあたりから共鳴原子のイオン化率の平均値が減少し始めている．1次元シミュレーションによる共鳴原子のイオン化率，及び2次元シミュレーションによる共鳴原子の $r=0$ cmでのイオン化率は， $z=120$ mあたりまではほぼ100%であり，共鳴原子のイオン化率における2次元効果が顕著に表れている． $z=460$ mあたりから $r=0$ cmでのイオン化率が増加しているが，これはレーザーの自己収束もしくは回折効果によるビームパターン変化(中央部の盛り上がり)が起り， $r=0$ cm近辺のレーザー強度が高くなったため，と考えられる．これも顕著に表れた2次元効果と言える．

Fig. 4は，ケース1の場合の， $z=600$ mでの，レーザーA及びレーザーBのプロファイルである．レーザーAにおいて自己収束が見られ， $r=0$ cm近辺のレーザー強度が高くなっていることがわかる．レーザーBも8次のスーパーガウシアンは崩れているが，レーザーAほどには自己収束は起こしていない．レーザーAにおいては，55 ns～

Fig. 3 Ionization rate of resonant atom for case 1.

Fig. 4 Profiles of laser A and B at $z=600$ m for case 1.

65 ns程度の範囲に亘りレーザー強度がほぼ0となっている．これは，周波数掃引のため，このあたりの時間帯のレーザーパルスの周波数が共鳴原子の周波数分布と良く一致し，相互作用が大きく，多くのエネルギーが原子系に移動したため，と思われる．レーザーBでも同様の現象が見られる．

Fig. 5は，ケース2の場合の共鳴原子のイオン化率の伝播距離依存性を表したものである．図から分るように， $z=20$ mあたりから共鳴原子のイオン化率の平均値が減少し始めている．1次元シミュレーションによる共鳴原子のイオン化率，及び2次元シミュレーションによる共鳴原子の $r=0$ cmでのイオン化率は， $z=40$ mあたりから減少し始めている．このケースでは，共鳴原子のイオン化率における2次元効果は小さい．

Fig. 6は，ケース2の場合の， $z=600$ mでの，レーザーA及びレーザーBのプロファイルである．全体の傾向としてはケース1の場合と同様であるが，レーザーAにおける $r=0$ cmでの2つのピークの高さの違いは，ケース1ほど顕

Fig. 5 Ionization rate of resonant atom for case 2.

Fig. 6 Profiles of laser A and B at $z = 600$ m for case 2.

著ではなく、レーザーBにおける60 ns 付近の窪みは、ケース1の場合より範囲が広くならかである。

4. 結 言

本研究において、金属蒸気中をレーザーパルスが長距離伝播する際の、伝播方向 (z 方向) と半径方向 (r 方向) の2次元のレーザー伝播特性解析コード LAPCEA (LAsEr Propagation with Coherent Excitation of Atoms) を開発した。長距離伝播時の2次元効果として、

- 1) レーザーと原子系のパラメーターの組み合わせによっては、共鳴原子のイオン化率における2次元効果が顕著に表れる事を示した。
- 2) 20 m 程度 (パラメーターに依存するが) の伝播以降で、1次元計算よりイオン化率が低下することが明らかになった。
- 3) 460 m 程度以上 (これもパラメーターに依存するが) の伝播において、レーザービームの回折もしくは自己収束効果により、ビーム中心部のイオン化率の上昇が予測された。

いずれも、実験データとの比較が今後重要である。

参考文献

- 1) K. Nomaru, Y. Izawa, S. Nakai, Y.-W. Chen, and C. Yamanaka: J. Nucl. Sci. Technol. **31** (1994) 914.
- 2) K. Nomaru and Y. Izawa: Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) 2386.
- 3) 能丸 圭司: 学位論文, (大阪大学) (1996).
- 4) Y. -W. Chen, C. Yamanaka, H. Niki, S. Adachi, Y. Izawa, and S. Nakai: J. Opt. Soc. Am. B **11** (1994) 1585.
- 5) Y. -W. Chen, Y. Izawa, S. Nakai, and C. Yamanaka: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 504.
- 6) F. Bloch: Phys. Rev. **70** (1946) 460.
- 7) L. Allen and J. H. Eberly: *Optical Resonance and Two Level Atoms*, (Wiley, New York, 1975).