

小特集: X線レーザーとX線源

2. 電子衝突励起 X 線レーザー

加 藤 義 章

(大阪大学レーザー核融合研究センター)

(1994年7月16日受理)

Collisionally Pumped X-Ray Lasers

KATO Yoshiaki

(Received 16 July, 1994)

Abstract

Atomic processes in generating population inversion in collisionally-pumped X-ray lasers are described. The amplification properties of the $J = 0-1$ line in neon-like ions under various experimental conditions are discussed. It is shown that curved targets are effective in compensating X-ray refraction in the amplifying plasmas. By multiple, short pulse irradiation of the curved targets, pumping efficiency has been significantly improved and amplification at shorter wavelengths in nickel-like ions has been obtained. Recent result by Rocca *et al.* on soft X-ray amplification in a capillary discharge is briefly mentioned.

Keywords:

X-ray lasers, collisional excitation pumping, population inversion, neon-like ions, nickel-like ions, X-ray refraction,

1. はじめに

電子衝突励起 X 線レーザー [1,2] は、過渡的に反転分布が生成される再結合プラズマ X 線レーザーと異なり、定常的に反転分布が生成される。閉殻電子状態のイオンを基底状態として励起が行われるため、広い温度領域にわたって反転分布が生成され、多くの原子で広い波長範囲にわたって軟 X 線増幅が得られる。従来はレーザー生成プラズマのみが増幅媒質として用いられていたが、最近細管放電により軟 X 線増幅が観測され、小型軟 X 線レーザーの実現として注目されている。

本稿ではプラズマ中での原子過程に重点を置きつつ、電子衝突励起 X 線レーザーの特性について述べる。

2. 反転分布の生成 [3]

励起状態間の遷移による軟 X 線の増幅が観測されているネオン (Ne) 様及びニッケル (Ni) 様イオンの簡単化したエネルギー準位を Fig. 1 に示す。(この図で、励起状態間のエネルギー差を、励起状態と基底状態とのエネルギー差に対し、相対的に大きく示している。また励起状態は単一の

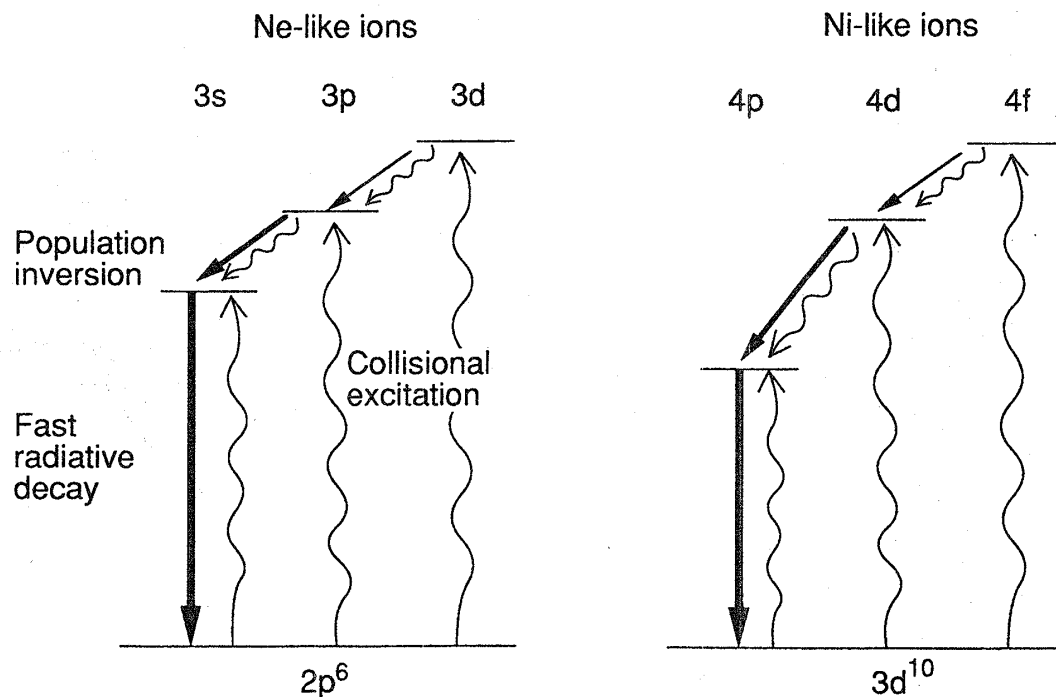


Fig. 1 Simplified energy level diagrams of neon-like (left) and nickel-like (right) ions. Wavy lines and straight lines correspond, respectively, to collisional and radiative processes. (Although each process consists of excitation and deexcitation processes, only one of them is shown for simplicity.)

ため、例えば $2p^53s$ を $3s$ 等と表している。) Ne 様イオンの基底状態 $1s^22s^22p^6$ は、閉殻であるためイオン化エネルギーが大きく、広い温度範囲にわたって大きな割合で存在する。

準位 $a \rightarrow b$ 間の電子衝突遷移 (励起または脱励起) 確率 P_{ab} を、 $P_{ab} = N_e C_{ab}$ と表す。ここに N_e は電子密度、 $C_{ab} = \langle \sigma_{ab} v \rangle$ は電子の速度分布 (通常はマクスウェル分布) で平均した衝突遷移レート係数、 σ_{ab} は衝突断面積である。基底状態 g から励起状態 u への衝突励起係数 C_{gu} は、光学的許容遷移に対しては振動子強度 f_{gu} 、電子温度 T_e 、準位間のエネルギー差 $\Delta E_{gu} = E_u - E_g > 0$ を用いて、 $C_{gu} \propto f_{gu} (kT_e)^{-1/2} \exp(-\Delta E_{gu}/kT_e)$ と表され、低い励起状態の方が高い確率で励起される。Ne 様イオンの基底状態と $3p$ 励起状態間は電気双極子遷移が禁止されているが、 $3p$ 準位への電子衝突励起確率は電気双極子許容遷移である $3s$ 、 $3d$ 準位への衝突励起確率に近い値 (約半分) を有する。 $3p$ と $3s$ 準位に着目すると、 $3p$

準位は準安定状態であるのに対し、 $3s$ 準位から基底準位へは大きな確率で輻射放出遷移し、このため $3p - 3s$ 準位間に反転分布が生成される。この場合プラズマ状態が変化しなければ定常的に反転分布が生成され得る。

励起状態のイオン密度 N_u は、基底状態密度 N_g 、励起状態の脱励起確率 D_u を用いて $N_u = N_g P_{gu} / D_u$ と表されるが、 $N_g \propto N_e$ であるので N_e^2 に比例して増加する。他方、電子密度が高くなると $3p$ から $3s$ への衝突脱励起確率が増し、反転分布密度が減少するので、最適電子密度が存在する。

例として次節に述べる Ne 様 Ge の $J = 2 - 1$ 遷移 (波長 23.6nm) を考える [4]。基底状態を g 、レーザー上準位を u 、レーザー下準位を l 、 $T_e = 900\text{eV}$ とすると、自然放出確率 (単位 s^{-1}) は $A_{ul} = 1.24 \times 10^{10}$ 、 $A_{lg} = 2.06 \times 10^{12}$ 、衝突遷移係数 (単位 cm^3s^{-1}) は $C_{gu} = 3.56 \times 10^{-13}$ 、 $C_{ug} = 3.24 \times 10^{-13}$ 、 $C_{gl} = 5.96 \times 10^{-13}$ 、 $C_{ul} = 3.84 \times$

10^{-10} と計算される。基底状態密度に対するレーザー上, 下準位の密度を夫々 P_u , P_l とすると, 定常状態において

$$C_{gl}N_e + P_u(A_{ul} + C_{ul}N_e) \sim P_l A_{lg}$$

が成立する。 $N_e = 5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ において, $P_u \sim 8.70 \times 10^{-4}$, $P_l \sim 2.31 \times 10^{-4}$ となり, 反転分布密度は基底状態密度の約 10^{-4} となる。

Ne 様イオン生成に必要なエネルギー (Ne 様イオンのイオン化エネルギー) は, Ne 様イオンの最低励起状態 (3s 状態) の励起エネルギーより小さい。したがってプラズマ温度を徐々に上昇していくと Ne 様イオンが先ず生成され, ついで 3s, 3p 準位への衝突励起が起きようになる。温度が更に上昇すると 3d, 3f 準位等へも励起され, 次いで F 様イオンが生成される。これらの状態が生成された後に電子温度が低下すると, 高励起状態からの脱励起および F 様イオンの 2 電子性再結合により, 3p 準位の密度が増える [5]。この効果は冷却相における利得の増加として観測されると予測される。

3. 軟 X 線の増幅

Ne 様 Ge の詳しいエネルギー準位を Fig. 2 に示す。例えば励起状態 $(2p_{1/2}, 3p_{1/2})_0$ は $2p_{1/2}$ 電子が $3p_{1/2}$ 状態に励起され, 全角運動量が $J=0$ である状態を示す。3p および 3s 状態はそれぞれ 10 および 4 のエネルギー準位より成り, 多数の $3p \rightarrow 3s$ 遷移の中, 図に示す 5 本の遷移で増幅が生じる。基底状態からの電子衝突励起確率は $J=0$ 準位へが最も大きいと計算され, このため 19.6nm の $J=0 \rightarrow 1$ 遷移が最も大きな利得をもつと理論的に予測される。しかし初めて軟 X 線増幅が観測された Ne 様 Se [1,2], 及びその後増幅が観測された多くの Ne 様イオンにおいて, この $J=0-1$ 線は $J=2-1$ 線 (Ge では 23.6nm と 23.2nm) よりもはるかに弱い強度で観測され, 理論との不一致の原因が追求されてきた [3]。以下に示すように, 我々の実験においては $J=0-1$ 線の強度は $J=2-1$ 線と同程度になり, ポンピング条件によっては $J=2-1$ 線よりはるかに

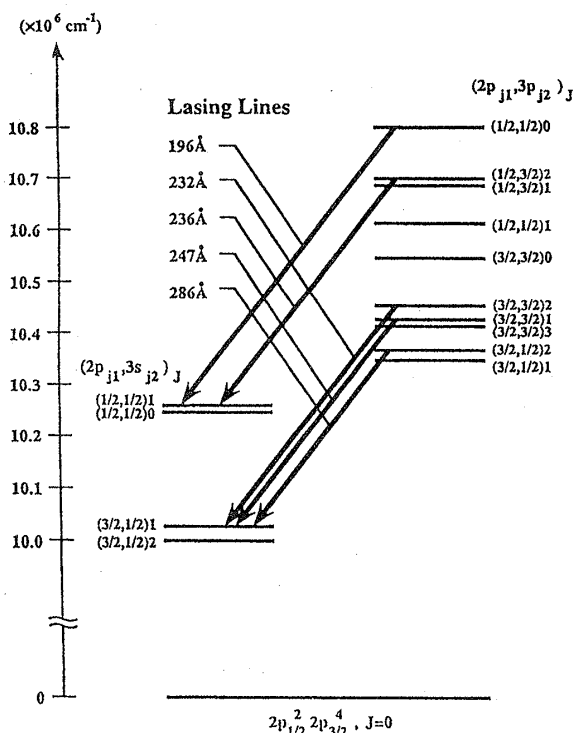


Fig. 2 Detailed energy levels of 3p and 3s excited states of neon-like germanium. Soft X-ray amplification has been observed in the 5 transitions shown in this figure.

強くなる。

電子衝突励起 X 線レーザーにおいては, 比較的高い密度の領域で反転分布が生成されるため, X 線レーザー光の屈折が問題となる。即ちプラズマの屈折率は, X 線レーザー光の波長における臨界密度を N_c とすると, $n^2 = 1 - (N_e/N_c)^2$ で与えられ $n < 1$ であるので, 密度勾配 ∇N_e が存在すると X 線レーザー光は低密度側へ曲げられる。

Single-slab

Curved-slab

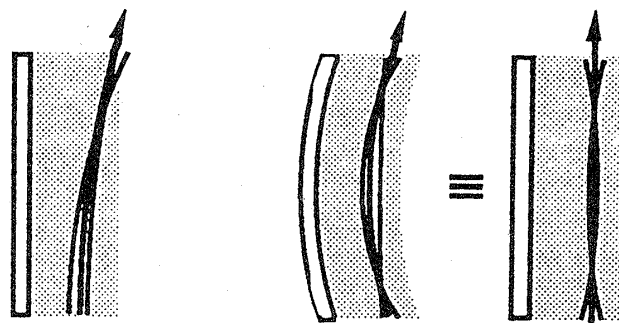


Fig. 3 Ray traces of the X-ray laser propagation in flat (left) and curved (right) slab targets. A waveguide is formed with the plasma in the curved target.

このため Fig. 3 (left) に示す平面ターゲットにおいては屈折により X 線レーザー光の光路が利得領域より外れ、利得長が制約されると共に発散角も大きくなる [6]. Fig. 3 (right) に示すように屈折する X 線レーザー光の光路に合わせてターゲットを弯曲させるとこの問題が解消されると予測される [7]. 電子密度分布が指数関数的に吹き出し方向に減少していることを考えると、弯曲ターゲットにおけるプラズマは X 線レーザー光に対し導波路を形成し、安定な伝播が得られることが示される [8]. 我々の実験ではターゲットを弯曲させることにより、平面ターゲットと比べて X 線レーザー光の強度は約 10 倍、発散角が 1/2 以下に減少した. 特に X 線多層膜反射鏡を用いた往復増幅により 1 mrad 以下の小発散角の X 線レーザー光が得られ、これに伴い空間コヒーレンスが向上した.

Ne 様 Ge レーザーの $J=0-1$ 線と $J=2-1$ 線の強度の時間変化をそれぞれ Fig. 4 (a), (b) に示す. ここで点線は平面ターゲット, 実線は弯曲ターゲットで得られた結果である. 励起レーザー光のパルス幅は 1 ns で, $t=0$ で最大となる. 弯曲により特に $J=0-1$ 線の強度が強くなり, 照射パルスの立ち上がり部分において最大となる. これに対し $J=2-1$ 線では全体としてパルス後半部分での強度が強くなり, 立ち上がり部分での増強効果は見られるものの, $J=0-1$ 線の場合ほど顕著で

はない.

$J=0-1$ 線は電子衝突のみで励起され, プラズマ密度が高いパルス立ち上がり部分において利得が最大となるが, 同時に屈折効果を強く受ける. ターゲットを弯曲させることにより屈折効果が緩和され, 強い増幅が得られたと解釈される. これに対し $J=2-1$ 線の $J=2$ 準位は, 3d 等の高励起状態からの脱励起および F 様イオンの 2 電子性再結合によりポンピングされる可能性があり, 励起パルスの後半部で強度が最大になるとの結果は, この寄与が基底状態からの電子衝突励起に比べて大きいことを示していると考えられる.

4. 励起効率の向上

Fig. 4 (a) に見られるように $J=0-1$ 線は励起パルスの立ち上がり部分において強く増幅されるので, 励起レーザー光のパルス幅を短くしても増幅が得られ, エネルギー効率を上げられる可能性がある. 但し単一の短パルス励起では密度勾配のスケール長が短すぎる. 我々はパルス幅 100 ps の複数個レーザー光を 300~400 ps の間隔でターゲットに照射し, 増幅を観測することを試みた [9]. その結果, 第 1 パルスでは増幅が生じないが, 第 2 パルス以降では各パルス毎に増幅が得られた. 前記の 1 ns の場合より約 50% 高い照射強度において, $J=0-1$ 線の強度は 12 倍強くなり, 励起効率にして 20 倍以上の改善が得られた.

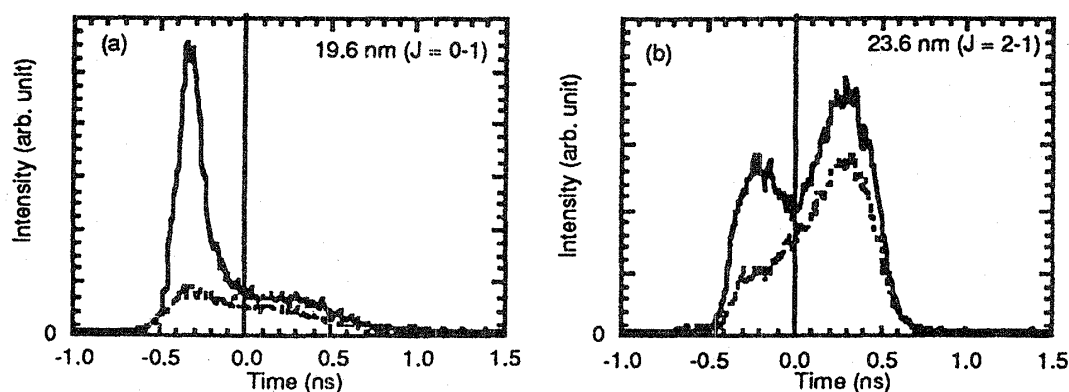


Fig. 4 Temporal changes of the intensities of the germanium laser: (a) $J=0-1$ line and (b) $J=2-1$ line. The solid and dotted lines correspond, respectively, to the data obtained with the curved target and the flat target.

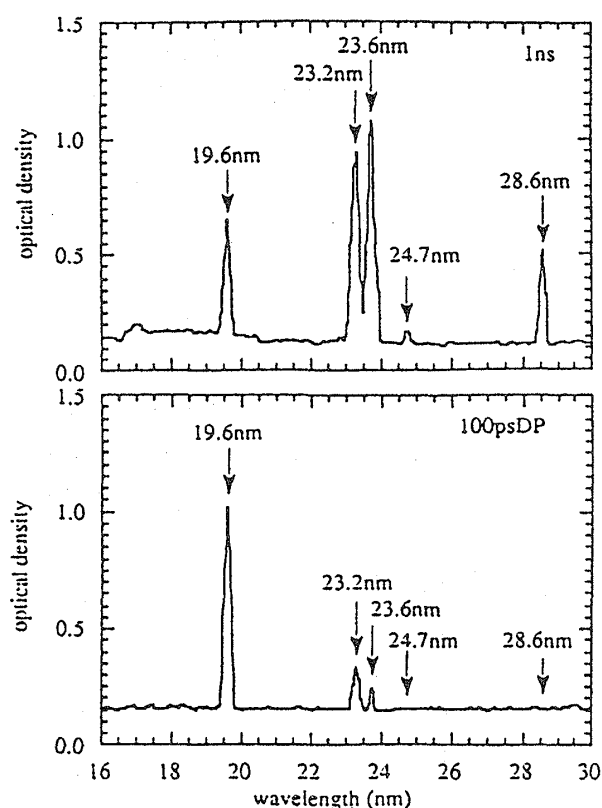


Fig. 5 Time integrated spectra of the germanium laser pumped with a single, 1 ns pulse (upper figure) and double, 100 ps pulses (lower figure).

パルス幅 1 ns の単一パルスおよび 100 ps, 2 パルス励起において観測された Ge レーザーのスペクトルを Fig. 5 に示す。後者においては $J=0-1$ 線が他の線よりもはるかに強くなり、電子衝突励起が支配的になる励起条件では理論と一致する結果が得られた。 $J=0-1$ 線のパルス幅は約 70 ps と励起パルスより若干短い。励起条件を一定にしてターゲット長を長くしていくと、X 線レーザー光の強度は長さに対し指数関数的に強くなるが、3 cm 以上においては強度は利得長に依存しなくなる。励起時間内に光が伝播する距離は 3 cm であるので、これ以上利得長が長くても実効的利得長は 3 cm に制限されるため、進行波励起を行えばより大きな利得長での増幅が得られることになろう。

Fig. 1 を再び参照し、Ni 様イオンにおいては $3d^{10}$ 状態を基底準位とし、Ne イオンの場合と同様の機構で $4d-4p$ 準位間に反転分布が生成される [11]。Ne 様イオンと比較すると、レーザー

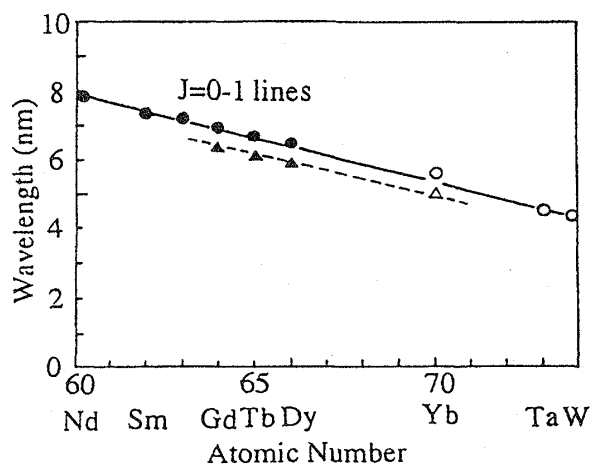


Fig. 6 Wavelengths of the X-ray laser lines in nickel-line ions observed at LLNL ($\circ$, $\triangle$) and at ILE, Osaka ($\bullet$, $\blacktriangle$).

遷移準位間のエネルギーと励起状態のエネルギーとの比が大きい。したがって同一の励起条件において、より短波長での増幅が得られると予測される。但しエネルギー準位の数が増えるので、利得係数は小さくなる可能性がある。従来 Ni 様イオンに関しては米国リバモア研の NOVA レーザーを用い照射エネルギー 5~10 kJ において、「水の透過窓」に近い短波長領域での増幅が観測されてきた [12]。我々は Ne 様 Ge レーザーの場合と同じ照射条件において Ni 様イオンにおける増幅の観測を試み、6~8 nm 領域での自然放射光増幅に成功した [9]。即ち、レーザー材料として希土類元素である Nd (原子番号 60), Sm (62), Gd (64), Tb (65), Dy (66) を用い、弯曲ターゲットを 100 ps, 2 パルスレーザー光で照射した。照射レーザーエネルギーは 200~300 J である。観測された増幅線の波長の原子番号依存性を Fig. 6 に示す。図中 Yb, Ta, W はリバモア研におけるデータである。この励起方法により、10 nm 程度の波長領域の軟 X 線レーザーを比較的小型のレーザー励起により実現できる可能性がでてきた。

5. 細管放電軟 X 線エネルギー

コンデンサーに蓄えた電気エネルギーを細管放電させ、細管中で反転分布を生成する試みが行われてきた。従来再結合方式により C^{5+} の $3d-2p$ 遷移での増幅が試みられてきたが、明確に増幅を

示す結果は得られなかった。最近 Rocca 等は電子衝突励起方式での増幅を試み、直径 4mm、長さ 12cm の細管を用い、Ne 様 Ar の $J=0-1$ 線、波長 46.8nm での増幅を得ることに成功した [13]。レーザー励起と異なり、簡単な放電装置 [14] で軟 X 線増幅が得られるので、実用的価値が大きいと評価されている。但しこの方式でどこまで短波長化できるかは疑問で、今のところ 30nm 程度ではないかと推定されている。

6. まとめ

電子衝突励起 X 線レーザーに関する研究の一端として、反転分布生成機構を中心に、X 線レーザーの効率向上について紹介した。特に弯曲ターゲットを複数の短パルスレーザー光で照射することにより、従来の長パルス照射に比べ、励起効率を大幅に改善できること、および Ni 様イオンにおいて 6-8nm の短波長での増幅が得られることを示した。また細管放電による軟 X 線レーザーについても紹介した。軟 X 線レーザーのスペクトル幅、コヒーレンス [15]、応用等については紙面の都合上省略した。

参考文献

- [1] M.D. Rosen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 106 (1985).
- [2] D.L. Matthews *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 110 (1985).
- [3] R.C. Elton, X-Ray Lasers (Academic Press, Inc., Boston, 1990) Chapt. 3.
- [4] P.B. Holden *et al.*, J. Phys. **B27**, 341 (1994).
- [5] J.P. Apruzese *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1877 (1985).
- [6] K. Murai *et al.*, to be published in J. Opt. Soc. Am. **B11** (1994).
- [7] J.G. Lunny, Appl. Phys. Lett. **46**, 891 (1986).
- [8] Y. Kato *et al.*, to be published in *Proc. 4th International Colloq. X-Ray Lasers* (American Institute of Physics, New York, 1994).
- [9] H. Daido *et al.*, to be published in *Proc. 4th International Colloq. X-Ray Lasers* (American Institute of Physics, New York, 1994).
- [10] L.B. Dasilva *et al.*, *Proc. SPIE* **2012**, 158 (1993).
- [11] B.J. MacGowan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2157 (1987).
- [12] B.J. MacGowan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 420 (1990).
- [13] J.J. Rocca *et al.*, to be published in *Proc. 4th International Colloq. X-Ray Lasers* (American Institute of Physics, New York, 1994).
- [14] J.J. Rocca *et al.*, Phys. Rev. **E47**, 1299 (1993).
- [15] 加藤義章：光学 **23**, 8月号 (1994).