



## X線レーザーのコヒーレンス

加藤 義章

大阪大学レーザー核融合研究センター 〒565 吹田市山田丘 2-6

(1994年6月15日受理)

### Coherence of X-Ray Lasers

Yoshiaki KATO

Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6, Yamadaoka, Suita 565

#### 1. はじめに

レーザープラズマからのX線は全立体角に放出され、その輝度はプラズマの温度で上限が決る。試料上で高い照射強度を得るには、試料を光源近くにおくことが必要になる。この場合、プラズマによる試料、光学素子の損傷が問題となるので、低圧気体によるプラズマ膨張の抑制、クライオターゲットによる粒子付着の防止などの工夫が必要である。多くの応用においては試料上の平均強度が重要であるので、高繰り返しレーザープラズマX線源は実用的な光源となり得る。しかし用途によっては、プラズマX線源より高輝度のX線レーザーが必要とされる場合がある。例えばプラズマのように高温でかつ短時間に变化する被写体の場合には、プラズマの輝度よりも高輝度のX線レーザー光をプローブとして用いることにより、その微細構造を観測できるようになる。また、生体試料の場合は放射線損傷が容易に生じるので、長時間露光すると損傷像しか記録できない。X線レーザーを用いると、試料の時間変化をほぼ無視できる1 ns以下程度の短時間に高分解能測定に必要な十分な露光を与えることができるので、損傷を受ける前の瞬間像を記録できる。

これらの応用においては光のコヒーレンスは必ずしも必要でない。しかし、高輝度のコヒーレントX線源が開発され位相情報を活用できるようになると、X線の応用は質的な変化を迎えることになる。本稿では、レーザー生成プラズマを増幅媒質として用いるX線レーザー<sup>1)</sup>のコヒーレンスについて解説する。

#### 2. 自然放射増幅軟X線レーザー光のコヒーレンス

自然放出確率は遷移エネルギーの3乗に比例して大きくなる。このため、レーザー光を短波長化するには高強度のポンピングが必要となり、反転分布が維持される時間は短時間に制限される。軟X線領域で低損失の反射鏡を作るのが困難なこともあり、軟X線レーザーは共振器を用いない自然放射増幅(amplified spontaneous emission: ASE)として通常生成される。本節ではASEとして得られる軟X線レーザー光のコヒーレンス<sup>2)</sup>について考える。ASEにおける輻射は、ランダムな位相の自然放出光が増幅されて生成され、この輻射場の相関としてコヒーレンスは表される。X線レーザーの場合は、プラズマの密度勾配によるX線の屈折、増幅の飽和なども考慮する必要がある。ここではX線レーザーのコヒーレンスについて、段階的に考察する。

##### 2.1 一様な媒質中における非飽和増幅光のコヒーレンス

空間  $\mathbf{x}$  時間  $t$  における電場を  $E(\mathbf{x}, t)$  とし、空間コヒーレンスを複素コヒーレンス関数

$$\mu_{12}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \frac{\langle E^*(\mathbf{x}_1, t)E(\mathbf{x}_2, t) \rangle}{[\langle |E(\mathbf{x}_1, t)|^2 \rangle \langle |E(\mathbf{x}_2, t)|^2 \rangle]^{1/2}} \quad (1)$$

として定義する。ここに  $\langle \rangle$  はアンサンブル平均(定常状態の場合は時間平均)を表す。

図1に示すように半径  $a$ 、長さ  $L$  の一様な細長い増幅媒質中で発生するASEの空間コヒーレンスについて考える。利得長積  $gL$  ( $g$ : 利得係数) が十分大きく、しか

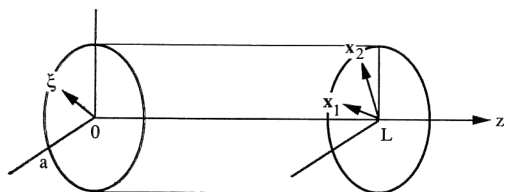


図1 半径  $a$ , 長さ  $L$  の一様な円柱増幅器における自然放射光増幅

し増幅が飽和していない場合を考えると, 増幅器の一端 ( $z=L$ ) から放出される ASE 光は, 他端 ( $z=0$ ) における自然放射光が増幅された放射が主として寄与する。

$z=0$  における開口 A のインコヒーレント光源の強度分布を  $I(\xi)$  とすると,  $z=L$  における空間コヒーレンスは  $I(\xi)$  のフーリエ変換として van Cittert-Zernike の式で与えられる<sup>3)</sup>。

$$\mu_{12}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \frac{\exp(i\phi) \iint_A I(\xi) \exp\{-ik(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1)\xi/L\} d^2\xi}{\iint_A I(\xi) d^2\xi} \quad (2)$$

光源が一様な強度分布を有する半径  $a$  の円形開口の場合,  $\mu_{12}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = 0.88$  となるコヒーレンス距離は

$$|\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1| = \frac{0.16L\lambda}{a} = 0.16 \frac{a}{F} \quad (3)$$

となる。ここに  $F = a^2/\lambda L$  はフレネル数である。ASE 光がほぼコヒーレントになる条件は  $|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2| \sim a$ , すなわち  $F \sim 0.16 = 1/(2\pi)$  で与えられる。典型的な例として,  $\lambda = 20 \text{ nm}$ ,  $L = 4 \text{ cm}$  とすると,  $a = 11 \mu\text{m}$  となる。多くの X 線レーザーの増幅領域は  $a \geq 50 \mu\text{m}$  であるので, フレネル数は数十以上, コヒーレント長は  $1 \mu\text{m}$  以下となり, 軟 X 線レーザー光は高次モードの部分コヒーレント光になると予測される。

### 2.2 プラズマ中における自然放射増幅過程

プラズマ中での ASE の時間発展とそのコヒーレンスを調べるため, まず次の波動方程式を考える<sup>4)</sup>。

$$2i \left( \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial z} \right) = \frac{1}{k} \nabla_{\perp}^2 E + i\alpha E + \frac{\omega_p^2}{kc^2} E + iS \quad (4)$$

ここに  $\alpha$  は増幅係数,  $S$  は自然放射光による確率的雑音である。右辺第 3 項でプラズマ振動数  $\omega_p$  は電子密度  $n_e$  を用いて  $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2/m$  と表され, この項は密度勾配による X 線の屈折を生じる。 $\alpha$  および  $n_e$  に空間分布を与え(4)式を解くことにより, X 線レーザー光の空間コヒーレンス, 近視野および遠視野強度分布等が求められる。

Feit と Fleck は  $S$  の位相項に乱数を与えて(4)式を数値計算した。 $\alpha$  および  $n_e$  が空間に依存しない一様

媒質中での非飽和および飽和増幅に対する計算を行い, その結果  $|\mu_{12}| \geq 0.5$  になるコヒーレンス距離は  $x_{\text{coh}} \approx 0.25 a/F$  となることを示した<sup>5)</sup>。これは(3)に近い結果であり, 前節の考え方が良い近似であることを示している。

実際にはレーザープラズマは一様でないので,  $\alpha$  および  $n_e$  の空間分布を考慮する必要がある。たとえば図 2 (a)に示す薄膜ターゲットの場合には, プラズマは平面对称に膨張し, その利得および電子密度は図 2 (b)のように分布する<sup>6)</sup>。プラズマの屈折率  $\eta$  は臨界密度  $n_c$  を用いて  $\eta^2 = 1 - (n_e/n_c)^2$  で与えられ 1 より小さくなるので, プラズマ中を伝播する軟 X 線レーザー光は真空側へ曲げられることになる。X 線レーザー光の電界分布を空間モードに展開して考えると, プラズマは高周波成分を除去する空間フィルターとして作用する。(4)式で図 2 の分布を考慮し, モード展開した解析が London らによってなされ, 屈折効果によるモード選択および低周波成分の gain guiding により, 空間スケール長が  $50 \mu\text{m}$  程度のプラズマでも空間コヒーレンスの良い光を得ることが可能であることが理論的に示された<sup>7)</sup>。しかし実験では対称性の良いプラズマの生成は困難であり, 理論どおりの結果は得られていない。

(4)式は特定の周波数成分に対する電磁波の波動方程

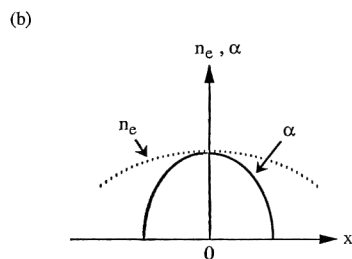
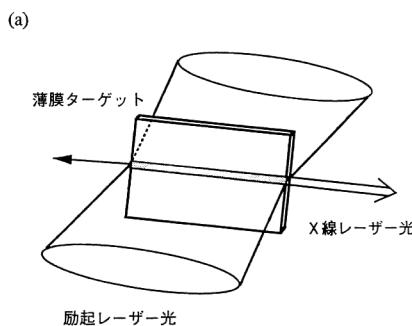


図2 (a)薄膜ターゲットの配置, および(b)平面对称に膨張するプラズマにおける電子密度  $n_e$  および利得  $\alpha$  の空間分布

式であるが、より一般的には電磁波と結合する原子双極子も含めた系として、その動的発展を扱う必要がある。このような理論は Raymer らにより誘導ラマン散乱過程を対象として展開され<sup>8)</sup>、Hazak らはこれをX線レーザーに適用した<sup>9)</sup>。基礎式は次の線形化された Maxwell-Bloch 方程式である。

$$\left[ 2i \frac{\omega}{c} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) - \nabla_{\perp}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \eta \right] E = 4\pi |\mathbf{d}| \frac{\omega^2}{c^2} N_2 \{P\}_{av} \quad (5)$$

$$i \frac{\partial P}{\partial t} = (\omega - \omega_0) P - |\mathbf{d}| \frac{N_2 - N_1}{N_2} \frac{E}{\hbar} - i\gamma P + R \quad (6)$$

ここに  $P|\mathbf{d}|$  は分極  $P = P|\mathbf{d}| \exp(i\mathbf{k}z - i\omega_0 t)$  の振幅で、双極子能率  $|\mathbf{d}|^2$  は自然放出確率  $A$  に比例する。 $N_2, N_1$  は各々レーザー上準位、下準位の分布密度、 $\omega_0$  は遷移中心周波数である。(6)式の右辺で  $\gamma P$  は分極  $P$  の緩和、 $R$  は  $P$  の統計的変動で異なる時空間における相関はない。(5)式の右辺の平均は異なる原子速度 (ドップラー広がり) に対してとる。(5), (6)式には不均一および均一広がりが含まれており、スペクトル分布を含めた ASE 光の時間・空間発展を追うことができる。Hazak らの解析によれば、スペクトル分布を含めた場合、X線レーザー光の強度の時間変化および空間分布はスペクトルに依存しないが、場の相互相関 (空間コヒーレンス等) は観測するスペクトル幅に依存する。異なる周波数成分の干渉により、スペクトル幅より狭い周波数領域で観測する方が、広い周波数領域で観測する場合より高い空間コヒーレンスが得られる<sup>10)</sup>。

### 2.3 時間コヒーレンス

輻射のコヒーレンス長  $l_c$  はスペクトル幅  $\delta\nu$  を用いて  $l_c \sim c/\delta\nu$  で与えられるので、ASE のスペクトル広がりより  $l_c$  を推定することができる。しかし ASE は自然放出光の重ね合わせにより時間的に不規則な時間波形となっているので、その統計的性質を理解しないと正しいコヒーレンス長は求められない。また、増幅媒質の非一様性、空間モード間の相互作用等により、一般に ASE 光のスペクトル分布は場所に依存すると考えられる。このような光は cross spectral purity<sup>11)</sup> の条件を満たさず、したがって空間コヒーレンスと時間コヒーレンスを分離することはできない。空間および時間コヒーレンスを含めた取扱は例えば (5), (6)式で可能であるが、このような式をもとに時間コヒーレンスに着目した議論はまだなされていない。

電子衝突励起軟X線レーザーのスペクトル広がりに関する理論的・実験的検討が Koch らによりなされている<sup>12)</sup>。光領域 ASE レーザーのスペクトル幅の利得長積

依存性を与える Casperson, Yariv の理論モデル<sup>13)</sup>に基づき、原子系のレート方程式を光強度に対する一次元伝搬方程式と組み合わせている。スペクトル広がり、自然放出、非弾性衝突を考慮し、ドップラー広がり、自然放出、非弾性衝突を考慮し、スペクトル分布関数を Voigt 関数で与える。小信号利得分布関数はスペクトル分布関数に比例するので、中心周波数付近ほど利得が大きく、したがって増幅に伴いスペクトル幅は狭くなる。飽和増幅領域における ASE 光のスペクトルの形はスペクトル分布関数に依存する。不均一広がり支配的な場合は  $gL$  が増加すると再び広がるが、均一広がり支配的な場合はスペクトル幅は変化しない<sup>14)</sup>。Koch らは Se 軟X線レーザーのスペクトル幅の利得長依存性を測定し、上記の理論と比較して不均一および均一広がり幅の値を求めた。また、Griem<sup>15)</sup>により可能性が論じられた Dicke narrowing は、Se レーザーでは生じないことも示された。

### 2.4 偏光

軟X線レーザーのコヒーレンスを向上するには特定の偏光状態を有する輻射を生成することが必要である。ASE は、偏光子を含まない増幅媒質中で自然放出光が増幅されるので、無偏光状態であると予測される。しかし、レーザー上準位への励起過程、下準位からの脱励起過程等に空間的異方性があると、双極子能率に異方性が生じる。ASE 光は利得係数に対し指数関数的に増幅されるので、利得係数の小さな異方性も ASE に大きな偏光をもたらす可能性がある。我々はこのような観点から最近電子衝突励起 Ge 軟X線レーザーの偏光状態の測定を行い、偏光を示唆するデータを得ている。

軟X線用人工多層膜反射鏡を約  $45^\circ$  の入射角で使用すると s 成分のみを反射する偏光子となる。このような偏光子を垂直入射多層膜反射鏡と組み合わせて増幅器の一端に設置し、往復増幅により直線偏光軟X線レーザー光を生成することができる<sup>16)</sup>。

## 3. コヒーレンスの測定

光のコヒーレンスは、光の生成過程に関する多くの情報を含んでおり、応用において重要な基本パラメータの一つでもある。前節に述べたように、X線レーザー光は、一般に出力開口面において一様ではなく、かつ時間的に変化する。したがってX線レーザー光の波動特性を把握するには、偏光成分および周波数領域を指定して、空間分解、時間分解測定をすることが必要となる。

高繰返し光源の場合はそのような測定も可能であるが、通常単一ショット動作のX線レーザーにおいては、

上記の多くのパラメータに関する積分量としてコヒーレンス計測が行われる. 部分コヒーレント光の伝播, およびコヒーレンス計測の例を以下に述べる. これらはX線レーザー光の大体の特性を把握するために有用であるが, コヒーレンスが向上してくるとより精密な測定が必要となる.

### 3.1 部分コヒーレント光の伝搬

ASE として生成されるX線レーザー光は, 一般にコヒーレンス度が  $0 \leq |\mu_{12}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)| \leq 1$  の値をとる部分コヒーレント光である. 一定の制約条件のもとに, 部分コヒーレント光はコヒーレントなガウスビームと類似の伝搬特性を示す. X線レーザー光は一般にこの制約条件を完全に満たすものではないが, その伝播特性を把握するために, この概念は有用である.

インコヒーレント光源からの放射の空間コヒーレンスは, 光源における強度分布のフーリエ変換として(2)式で与えられる. 空間的に準均一な光源 (quasihomogeneous source) の場合も, 同様な関係が成立する. すなわち, 光源における複素コヒーレンス関数  $\mu_{12}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$  が  $\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$  のみに依存し, かつ強度分布が  $\mu_{12}(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)$  の相関距離に比べてゆっくり変化する場合, 自由空間を伝搬した後の放射場の複素コヒーレンス関数は光源における強度分布のフーリエ変換で与えられる. また, 伝搬後の放射場の強度分布は光源における複素コヒーレンス関数のフーリエ変換で与えられることも示される<sup>17)</sup>.

光源におけるコヒーレンス関数および強度分布がガウス関数で与えられるガウス型準均一光源 (Gaussian Schell-model source と呼ばれる)

$$\mu_{12}(\sigma') = \exp(-\sigma'^2/2\sigma_g^2) \quad (7)$$

$$I(\sigma) = A \exp(-\sigma^2/2\sigma_1^2) \quad (8)$$

(ここに  $\sigma$  は光軸からの距離,  $\sigma' = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$ ,  $\sigma_g$  は相関距離,  $\sigma_1$  はビーム径) の伝搬後のコヒーレンス関数および強度分布は, (7), (8)と同様のガウス関数で与えられる. ただし, 特性長  $\sigma_g, \sigma_1$  は

$$\sigma_g(z) = \Delta(z)\sigma_g \quad (9)$$

$$\sigma_1(z) = \Delta(z)\sigma_1 \quad (10)$$

$$\Delta(z) = [1 + (z/k\sigma_g\sigma_1)^2]^{1/2} \quad (11)$$

となる<sup>17,18)</sup>. (9), (10)より  $\sigma_g(z)/\sigma_1(z)$  は一定で伝搬距離  $z$  に依存しない. ガウス型準均一光源の結像特性も, コヒーレントガウスビームと類似の形で光線行列 (ABCD マトリクス) で扱うことができる<sup>19)</sup>.

### 3.2 部分コヒーレント光の回折<sup>20)</sup>

図3の配置において, 部分コヒーレント光が振幅透過率分布  $g(\xi, \eta)$  の開口を経て, 遠視野に形成する場の強

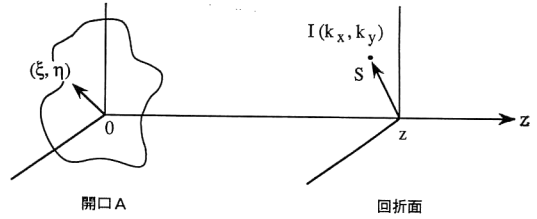


図3 開口Aによる部分コヒーレント光の回折

度分布は, Schell により次のように与えられる<sup>21)</sup>.

$$I(k_x, k_y) = \frac{\cos^2 \theta}{\lambda^2 r^2} \int_A \mu(\xi, \eta) C(\xi, \eta) \cdot \exp[i(k_x \xi + k_y \eta)] d\xi d\eta \quad (12)$$

ここに  $C(\xi, \eta) = \int g(x_1, y_1) g^*(x_1 + \xi, y_1 + \eta) dx_1 dy_1$  は開口の自己相関関数,  $k_{x,y} = k(S_{x,y}/L)$  である. すなわち, 遠視野強度分布は, 場の複素コヒーレンス関数と開口の自己相関関数の積のフーリエ変換として与えられる. 開口の特性が既知の場合  $C(\xi, \eta)$  は計算で求められるので, 遠視野像より  $\mu(\xi, \eta)$  が求められる.

$\mu(\xi, \eta)$ ,  $C(\xi, \eta)$  のフーリエ変換をそれぞれ  $\bar{\mu}(k_x, k_y)$ ,  $\bar{C}(k_x, k_y)$  とすると, (12)式は次のコンボルーションの形で表される<sup>21)</sup>.

$$I(k_x, k_y) = \int \bar{\mu}(k_x', k_y') \bar{C}(k_x - k_x', k_y - k_y') dk_x' dk_y' \quad (13)$$

$\bar{C}(k_x, k_y)$  はコヒーレント光で照射された開口の遠視野像に対応する. 開口がインコヒーレント光源からの部分コヒーレント光で照明されている場合, コヒーレンス関数のフーリエ変換は(2)式より光源の強度分布になる. したがって, (13)式で与えられる遠視野像は, コヒーレント照明による開口の遠視野像と光源の強度分布の重ね合わせとなることを示している<sup>22)</sup>.

(12), (13)式で表される Schell の定理はフラウンホーファ回折像に対して求められたが, これを一般化したフレネル領域における回折像が Nugent により求められた<sup>23,24)</sup>. この場合も強度分布は(13)式と同様の形で表される. ただし  $\bar{C}(k_x, k_y)$  はコヒーレント光で照明された開口の近視野回折像となる.

### 3.3 空間コヒーレンスの測定

X線レーザー光の空間コヒーレンスは, Schell の定理, あるいはそれを拡張した Nugent の表式に基づいて解析されている. すなわち, X線レーザー光を開口を通してその遠視野あるいは近視野回折像を測定する. コヒーレント照明による回折像  $\bar{C}(k_x, k_y)$  を計算で求め, 空間コヒーレンス関数を仮定して(12)あるいは(13)式で

回折像を計算して実験結果と比較し、最適の一致が得られる条件より  $\bar{\mu}(k_x, k_y)$  を決定する。

開口として Young の複スリットを用いると、スリット間隔で与えられるコヒーレント距離におけるコヒーレンス関数の値が求められる。スリット間隔を変化させることによりコヒーレンス関数の全体の形が決定できる。しかしこれには複数のショットを必要とするので、Trebes らは1ショットでコヒーレンス関数を決定すべく、一様な空間周波数分布を有する多数のスリットから構成されるランダム配列1次元スリット列を開口として使用した<sup>25)</sup>。測定より得られたコヒーレンス関数を、光源が一様なインコヒーレントディスクと仮定して(2)式で計算される式と比較し、光源の大きさを求めた。この実験では光源サイズは約 100  $\mu\text{m}$  と大きく、(3)式から求められるコヒーレンス距離は 1  $\mu\text{m}$  以下となる。したがって、X線レーザーはインコヒーレントに近い部分コヒーレント光源とみなすことができる。

われわれはこの例と異なり周期的2次元配置のピンホール開口列を用い、凹面X線反射鏡を結像系として遠視野回折像を測定した<sup>2,26)</sup>。観測された回折像を図4に示す。この方法は光領域において朝倉らが用いた配置<sup>22)</sup>と類似のもので、前節で述べたように、観測される回折像は開口のコヒーレント照明回折像と光源の強度分布との重ね合わせとなる。実験結果の解析より、光源の強度分布は Trebes らが仮定した一様分布よりは、ガウス分布に近いことが示された。したがってこの場合X線レーザー光は3.1のガウス型準均一光源に近い形となっていると推定される。

### 3.4 空間コヒーレンスの向上

今までの測定ではいずれもX線レーザーのフレネル数は大きく、インコヒーレント光源に近い。フレネル数を小さくするには  $a$  を小さく、 $L$  を大きくすればよいので

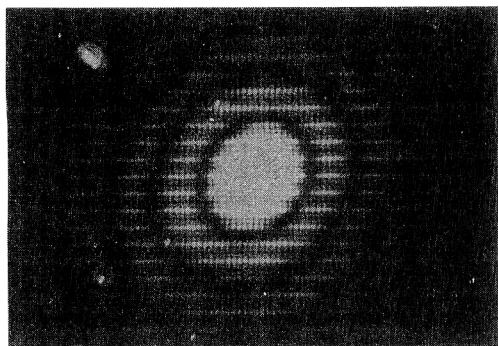


図4 2次元周期配列ピンホール開口によるX線レーザー光の遠視野回折像

あるが、実際には照射レーザー光の集光特性、プラズマの膨張、反転分布生成条件等より、 $a$  を任意に小さくすることはできない。またX線レーザー光はプラズマ中の密度勾配により屈折を受け、発散角が大きくなり、コヒーレンスがさらに低下する。われわれはX線の屈折を補償するために、ターゲットを彎曲する方法を試み(図5)、発散角を約 1 mrad と従来の約 1/10 にすることに成功した。プラズマの密度分布の形を考慮すると、彎曲ターゲットにおけるプラズマはX線レーザー光の伝搬に対して、導波路となることが示される<sup>27)</sup>。

図5に示すようにターゲットを複数のレーザーパルスで照射し、制御した時刻に利得を発生できれば、コヒーレント光を発生できる可能性がある。すなわち、初期パルス照射で生成されたX線レーザー光が反射鏡で反射されて戻ってくる場合、自由空間伝搬によりモード選択されれば基本モードの光のみを増幅器に入射することができる。増幅器が基本モードに対する導波路となれば、コヒーレントな増幅光を得ることができよう。最近のわれわれの実験では複数パルス照射により、2 ns 程度離れても利得が生じることが示されている。ターゲットを照射するレーザー光の強度分布がまだ十分均一でないので、プラズマが良い導波路になっていないと思われるが、空間コヒーレンス向上の指針は得られたと考えられる。

### 3.5 時間コヒーレンスの測定とその向上

時間コヒーレンスはスペクトル幅より推定されるが、スペクトル分布関数の形にも依存するので正確な測定とはならない。干渉計を用いた計測が望ましいが、低損失の干渉計の構成は困難である。伝搬方向に分布した開口、散乱体等による干渉効果を観測することは可能であろうが、まだ実施されていない。

ASE の時間コヒーレンスは原子系のスペクトル分布関数でほぼ決まるため十分大きくできない。可視レーザー光の高次高調波光は基本波のコヒーレンスを保存す

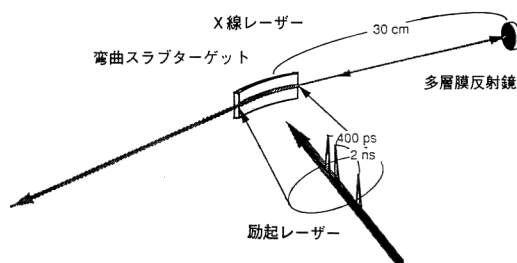


図5 X線レーザー光の屈折を補償する彎曲ターゲットおよび往復増幅によるコヒーレント光生成の模式図

るので、高次高調波として軟X線を生成し、レーザー生成プラズマで増幅する方法が英国で試みられようとしている。

#### 4. ま と め

コヒーレンスは光発生 of の物理過程と密接に対応しており、コヒーレンスの計測よりX線レーザーの発生過程に関する知見を得ることができる。またコヒーレンスの向上によりコヒーレント光源としてのX線レーザーの応用分野が大きく広がると期待される。本報告では、X線レーザーのコヒーレンスに関し、基本となる事項を述べた。現時点では ASE として生成されるX線レーザー光の2次のコヒーレンスを向上することが主な課題となっており、その可能性について言及した。X線レーザーのコヒーレンスに関する研究はまだ初期の段階であるが、光学の課題として興味を持っていただければ幸いである。

コヒーレンスに関しご教示をいただいた朝倉利光先生に感謝する。

#### 文 献

- 1) R. C. Elton: *X-Ray Lasers* (Academic Press, Boston, 1990).
- 2) 加藤義章, 山中正宣, 大道博行, 白神宏之, 東 博純, 村井健介, 三浦永祐, 中井貞雄, C.L.S. Lewis, D.M. O'Neill, D. Neely: "軟X線レーザーとコヒーレンス", *応用物理*, **60** (1991) 915-918.
- 3) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 5th ed. (Pergamon Press, Oxford, 1975).
- 4) M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr.: "Wave-optics description of laboratory soft X-ray lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, **7** (1990) 2048-2060.
- 5) M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr.: "Spatial coherence of laboratory X-ray lasers," *Opt. Lett.*, **16** (1991) 76-78.
- 6) R. A. London: "Beam optics of exploding foil plasma X-ray lasers," *Phys. Fluids*, **31** (1988) 184-192.
- 7) R. A. London, M. Strauss and M. Rosen: "Modal analysis of X-ray laser coherence," *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 563-566.
- 8) M. G. Raymer and J. Mostowsky: "Stimulated Raman scattering: Unified treatment of spontaneous initiation and spatial propagation," *Phys. Rev. A*, **24** (1981) 1980-1993.
- 9) G. Hazak and A. Bar-Shalom: "Spontaneous initiation, radiation propagation, and gain build up in hot-plasma X-ray lasers," *Phys. Rev. A*, **38** (1988) 1300-1308.
- 10) G. Hazak and O. Zahavi: "Behavior of spectral lines and degree of spatial coherence in the presence of refraction," *Phys. Rev. A*, **46** (1992) 4167-4171.
- 11) L. Mandel and E. Wolf: "Spectral coherence and the concept of cross-spectral purity," *J. Opt. Soc. Am.*, **66** (1976) 529-535.
- 12) J. A. Koch, B. J. MacGowan, L. B. Da Silva, D. L. Matthews, J. H. Undewood, P. J. Batson and S. Mrowka: "Observation of gain-narrowing and saturation behaviour in Se X-ray laser line profiles," *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992) 3291-3294.
- 13) L. W. Casperson and A. Yariv: "Spectral narrowing in high-gain lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8** (1972) 80-85.
- 14) A. E. Siegman: *Lasers* (Oxford University Press, Oxford, 1986) Chapt. 13.
- 15) H. R. Griem: "Line profiles of soft X-ray laser gain coefficients," *Phys. Rev. A*, **33** (1986) 3580-3583.
- 16) K. Murai, G. Yuan, R. Kodama, H. Daido, Y. Kato, M. Niibe, A. Miyake, M. Tsukamoto, Y. Fukuda, D. Neely and A. MacPhee: "Double-pass amplification in Ge soft X-ray laser with a polarizing half-cavity," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33** (1994) L600-L603.
- 17) W. H. Carter and E. Wolf: "Coherence and radiometry with quasihomogeneous plasma sources," *J. Opt. Soc. Am.*, **67** (1977) 785-796.
- 18) E. Collet and E. Wolf: "Beams generated by Gaussian quasi-homogeneous sources," *Opt. Commun.*, **32** (1980) 27-31.
- 19) A. T. Friberg and J. Turunen: "Imaging of Gaussian Schell-model sources," *J. Opt. Soc. Am. A*, **5** (1988) 713-720.
- 20) 朝倉利光: "部分的コヒーレント光による回折現象", *光学*, **2** (1973) 2-16.
- 21) A. C. Schell: "A technique for the determination of the radiation pattern of a partially coherent aperture," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-15** (1967) 187-188.
- 22) T. Asakura and H. Fujii: "Multiple-slit interference with partially coherent light," *Optik*, **40** (1974) 217-224.
- 23) K. A. Nugent: "A generalization of Schell's theorem," *Opt. Commun.*, **79** (1990) 267-269.
- 24) K. A. Nugent: "Partially coherent diffraction patterns and coherence measurement," *J. Opt. Soc. Am. A*, **8** (1991) 1574-1579.
- 25) J. E. Trebes, K. A. Nugent, S. Mrowka, R. A. London, T. W. Barbee, M. R. Carter, J. A. Koch, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, L. B. Da Silva, G. F. Stone and M. D. Feit: "Measurement of the spatial coherence of a soft X-ray laser," *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992) 588-591.
- 26) Y. Kato, H. Daido, H. Shiraga, M. Yamanaka, H. Azuma, K. Murai, E. Miura, G. Yuan, M. Ohmi, K. Tanaka, T. Kanabe, M. Takagi, S. Nakai, C. L. S. Lewis, D. M. O'Neill, D. Neely, K. Shinohara, M. Niibe and Y. Fukuda: "Development of soft X-ray lasers at the Institute of Laser Engineering: Recent results on Ge soft X-ray laser," *Proc. SPIE*, **1551** (1991) 56-64.
- 27) R. Kodama, D. Neely, Y. Kato, H. Daido, K. Murai, G. Yuan, A. MacPhee and C. L. S. Lewis: "Generation of small-divergence soft X-ray laser by plasma waveguiding with a curved target," 投稿中.