

[F18p34]

## Diagnosis of SASE-FEL by measuring photon statistics

Y. Takayama, R.Z. Tai<sup>1</sup>, T. Miyahara<sup>2</sup>, S. Yamamoto, H. Sugiyama, M. Ando,  
J. Urakawwa, H. Hayano, S. Kamada

High Energy Accelerator Research Organization (KEK), 1-1, Oho, Tsukuba-shi, 305-0801, Japan

<sup>1</sup> Graduate University for Advanced Studies, 1-1, Oho, Tsukuba-shi, 305-0801, Japan

<sup>2</sup> Department of Physics, Tokyo Metropolitan University, Minamiohsawa 1-1, Hachiohji-shi, Tokyo, 192-0937, Japan

**Abstract:** One of the most important characteristics of SASE-FEL is the photon statistics. Recent theoretical research shows that the photon statistics of SASE-FEL changes before and after saturation. Some diagnosis methods of SASE-FEL with respect to the photon statistics are proposed here.

### 光子統計の測定による SASE-FEL の診断

#### 1 はじめに

大強度の VUV, X 線光源として, シンクロトロン放射光が物理, 化学, 生物, 地学, 医学など様々分野で利用されている。最近建設された高輝度光源である SPring8, ESRF, APS などの低エミッタンスの貯蔵リング ( $\varepsilon_h \simeq$  数 nm-rad) は, 第 3 世代の光源と呼ばれている。これらの光源は高輝度ではあるもののインコヒーレント光源である。一方 FEL (free electron laser) を用いた高輝度かつコヒーレント光源は第 4 世代の光源と呼ばれている。すでに FEL は赤外から紫外領域の範囲にわたって発振に成功しており, 物性, 半導体, 生物等の研究に利用されている。

VUV, X 線領域では FEL の利得が低く反射率の高い鏡がないため, FEL の発振は極めて困難である。このため短波長領域では共振器を用いない SASE (self amplified spontaneous emission) に頼らざるえない。SASE は, 電子ビームがアンジュレーターを進んでいくうちに, 自分で放出した光の電場によってマイクロバンチングし, 誘導放出がおこる現象である [1][2][3]。SASE の場合には, 電子ビームが一回アンジュレーターを通るだけで十分な利得が得られるので single pass FEL とも呼ばれる。共振器を用いる FEL と違って, 発振を起こす種光は電子ビームの自然放出である。SASE 発振時には, cooperation 長内 ( $l_c$ ) の電子がコヒーレントな光パルスを発生する。電子ビームのバンチ長を  $l_b$  とすると, 電子ビームが undulator を一回通ったときに, およそ  $l_b/(2\pi l_c)$  個の光パルスが生じる。それぞれの光パルスのトリガーは自然放出で確率的なものなので, 自己増幅された光パルス自体も大きく揺らぐことになる。よって SASE は共振器を用いた FEL とは違った光強度揺らぎをしていると考えられる [4]。

ここでは SASE-FEL を特徴づける光揺らぎを測定する方法を提案する。

#### 2 光のコヒーレンス

光の性質を特徴づける重要な物理量としてコヒーレンスがある [5][6][7]。1 次コヒーレンスは 2 時空点での場の相関を表し

$$\begin{aligned} \gamma^{(1)}(x_1, t_1; x_2, t_2) &= \frac{\langle E^*(x_1, t_1)E(x_2, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle E^*(x_1, t_1)E(x_1, t_1) \rangle \langle E^*(x_2, t_2)E(x_2, t_2) \rangle}}, \end{aligned}$$

で定義される。ここで,  $\langle \dots \rangle$  はアンサンブル平均,  $E$  は電場,  $x, t$  は位置および時刻を表す。この量は, 光源の時間および空間的な分布により決まり, 光子統計性にはよらない。一方 2 次コヒーレンスは 2 時空点での光強度の相関を表し

$$\begin{aligned} \gamma^{(2)}(x_1, t_1; x_2, t_2) &= \frac{\langle E^*(x_1, t_1)E(x_1, t_1)E^*(x_2, t_2)E(x_2, t_2) \rangle}{\langle E^*(x_1, t_1)E(x_1, t_1) \rangle \langle E^*(x_2, t_2)E(x_2, t_2) \rangle}, \end{aligned}$$

で定義される。この量は光強度の揺らぎ, つまり光子統計性を反映する。例えばレーザーのような完全なコヒーレント光は

$$\gamma^{(2)}(x_1, t_1; x_2, t_2) = 1, \quad (1)$$

であり chaotic 光の場合は

$$\gamma^{(2)}(x_1, t_1; x_2, t_2) = 1 + |\gamma^{(1)}(x_1, t_1; x_2, t_2)|^2 \geq 1, \quad (2)$$

となる。 $\gamma^{(2)}(x_1, t_1; x_2, t_2)$  が 1 よりも大きくなることは, 光のバンチングと呼ばれており, 光がボーズ粒子であるために複数個の光子が集まりやすい性質を表している。また, ある種の光の場合は

$$\gamma^{(2)}(x_1, t_1; x_2, t_2) < 1, \quad (3)$$

となりうる。この状態は古典的にはありえない状態で、量子光学をつかって初めて理解できるものである。(3)を満たすような状態にスクイズド状態がある。

共振器を用いた FEL の場合、発振が起こる前後で chaotic 光からコヒーレント光への変化がおこる。発振状態の FEL は、ほぼコヒーレント状態であると考えられるが、ある条件下ではわずかながらスクイーミングを示す可能性もある [8] [9]。また SASE の場合は、飽和に達しない場合 (線形領域)、光パルスがランダムに生じるので chaotic 光であると予想されている。しかし undulator のポール数が飽和パラメーター  $1/\rho$  よりもずっと多くなった場合には (非線形領域)、さらに光強度が増加し光の統計性が (2) を満たさなくなる、つまり chaotic 光でなくなることが数値計算によって示されている [10]。このように SASE-FEL の光子統計性の研究は、光利用の立場のみならず、FEL の発振過程、飽和現象の診断方法としても重要なものであり、2 次コヒーレンスの測定によって初めて理解できる。

2 次コヒーレンスの測定は 1950 年代に Hanbury-Brown Twiss によって最初に行われた [11][12]。シンクロトロン放射光の 2 次コヒーレンスの測定は、X 線領域で Kikuta らのグループによって初めておこなわれ、光子計数法により光子のバンチングが観測された [13][14]。VUV 領域の実験はいくつかのグループによって行われ [15][16][17]、Miyahara らのグループが強度干渉法を用いてはじめて光子のバンチングの測定に成功した [18]。このようにシンクロトロン放射光の VUV、X 線領域での 2 次コヒーレンスの測定に成功したのはつい最近のことである。この理由として、VUV、X 線領域では光の取り扱いが容易でない、光のコヒーレント長が短いと期待されるバンチングの割合が小さい、放射光が定常光でない、検出器 (MCP, PMT, APD 等) の応答時間がコヒーレント時間よりもずっと長い、などがあげられる。Kikuta らの方法は、シンクロトロン放射光のパルスが電子ビームの revolution frequency を持っていることを利用している。つまり、1 つのバンチからの放射光を 2 つにわけたビームの強度相関と、あるバンチから出る放射光とそのバンチがリングを何周か回ったあとに出てくる放射光の強度相関を比べることで、光のバンチングを確認している。このような方法は Linac ベースの SASE-FEL では利用できないであろう。また Miyahara らの方法は、2 次コヒーレンスが光のコヒーレント長に依存することを利用して、分光器の分解能を変調することによって Lock-in detection をしている。つまり、分光器に入る光のコヒーレント長が十分に短いことを利用しているため SASE-FEL には向かない方法である。

### 3 多光子過程によるコヒーレンスの測定

これらの難点を解決する方法として、多光子過程を利用した光子統計の測定がある。この方法は、レーザー

を用いた非線形過程、多光子吸収, multi ionization など、可視光領域で既に行われている。例えば 2 光子吸収過程の場合、レーザー光に対して同じ強度の chaotic 光の吸収率は 2 倍になる [19][20][21]。これは chaotic 光の方が揺らぎが大きく、2 つの光子が同時に現れる確率が高いためである。N 光子過程が光の N 次コヒーレンスに比例して起こることを用いて光の高次コヒーレンスが測定できるのである。しかし、現在まで VUV、X 線領域での多光子過程の測定はほとんど行われていない。光と電子の相互作用を双極子遷移で近似した場合、N 光子過程は摂動の N 次の次数で初めておこりるので、多光子過程をおこすには極めて強い光が必要なのである。VUV、X 線領域で SASE-FEL が可能になれば、多光子過程がおこるだけの強い光が得られるであろう。2 光子過程を利用した 2 次コヒーレンス測定の例として、以下のようなものが考えられる。

#### (I) 2 倍高調波生成過程

ある物質のエネルギー準位 A と別の準位 C のエネルギーギャップを  $2\hbar\omega$  とする。さらに 2 準位の間準位 B での寿命が非常に短いとする。入射光の角振動数を  $\omega$  とすると、準位 A にある電子は 2 光子を吸収して準位 C に励起される。その後準位 C から準位 A への遷移により  $2\hbar\omega$  のエネルギーの光が自然放射される。この光の光子数を測定することで入射光の 2 次コヒーレンスを測定できる。ただし入射光中に角振動数  $2\omega$  の光が含まれている場合には困難がおこる。準位 A から準位 C への  $2\omega$  の光による 1 光子遷移は、選択則を使うことで回避できるであろう。問題は入射光中の  $2\omega$  の光子と自然放射でてくる  $2\omega$  の光子を区別できるかどうかである。区別できない場合には、分光器および光学フィルターを用いて入射光を十分に単色化しておくことが必要である。

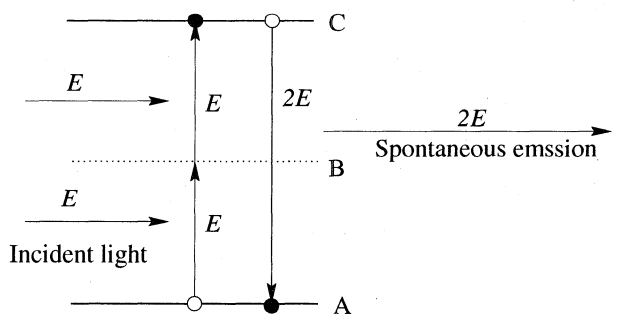


図 1: Schematic explanation of the second harmonic generation. We put  $E = \hbar\omega$  in the figure.

#### (II) 2 光子吸収過程

ある物質のエネルギー準位 A にいた電子が中間準位 B を経由してエネルギー  $E_e$  をもった光電子として測定されたとする。ここで準位 B での寿命は非常に

短いとする。入射光の角振動数を  $\omega$ , 真空準位とエネルギー準位 A のエネルギー差を  $W$  とすると

$$E_e = 2\hbar\omega - W \quad (4)$$

となる。このエネルギーの光電子数を測定することで入射光の 2 次コヒーレンスを測定できる。前と同様に  $2\omega$  の光が入らないように十分に単色化しておく必要がある。

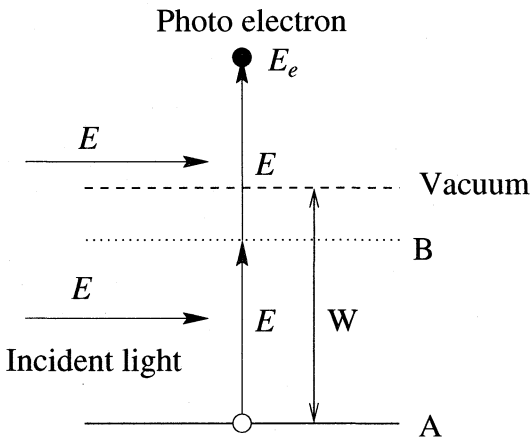


図 2: Schematic explanation of the two photon absorption. We put  $E = \hbar\omega$  in the figure.

多光子過程を利用する最も大きなメリットは、有効的な検出器の応答時間（もしくは相関をとる時間）を大幅に短くできることである。光子計数法および強度干渉法では検出器の応答時間の間、光強度が平均化されてしまうため、実際に測定される量は 2 次コヒーレンスを応答時間だけ平均化したものになる。このために chaotic 光の光子バンチングが見えたとしても大変小さい。現在の検出器の応答時間はおよそ 1 nsec であり、将来的にこれが極端に短くなるとは考えにくい。上の 2 光子過程の方法では検出器の応答時間に対応するのは、準位 B での寿命である。これは物質をうまく選べば 1 nsec よりも十分短くなりうる。さらに検出器、相関回路で発生するノイズを気にする必要がない。また電子ビームのタイミングが周期的であること、コヒーレント時間が短いこと等の要求がないため、任意の SASE-FEL に対して利用できる。ただしエネルギー準位は物質によって決まっているので、発振周波数を選ぶ必要がある。

以上のことを踏まえると、多光子過程を用いるコヒーレンスの測定方法が、SASE-FEL の光子統計性を調べる最も現実的な方法であると考えられる。

## 参考文献

- [1] R. Bonifacio, C. Pellegrini, and L. M. Narducci. *Optics. Comm.*, **50**:373, 1984.
- [2] K. J. Kim. *Nucl. Instr. Meth.*, **A250**:396, 1986.
- [3] J. M. Wang and L. H. Yu. *Nucl. Instr. Meth.*, **A250**:484, 1986.
- [4] R. Bonifacio et al. *Phys. Rev. Lett.*, **73**:70, 1994.
- [5] M. Born and E. Wolf. *Principle of Optics*. Pergamon Press, sixth edition, 1980.
- [6] L. Mandel and E. Wolf. *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, New York, 1995.
- [7] J.W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, San Francisco, 1968.
- [8] W. Becker and M. S. Zubairy. *Phys. Rev. A*, **25**:2200, 1982.
- [9] W. Becker and J. K. McIver. *Phys. Rev. A*, **27**:1030, 1983.
- [10] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M. V. Yurkov. *TESLA-FEL*, **97-02**, 1997.
- [11] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss. *Nature*, **177**:27, 1956.
- [12] R. Hanbury Brown and R.Q. Twiss. *Nature*, **178**:1046, 1956.
- [13] E. Ikonen. *Phys. Rev. Lett.*, **68**:2759, 1992.
- [14] Y. Kunimune, Y. Yoda, K. Izumi, M. Yabashi, X.W. Zhang, T. Harami, M. Ando, and S. Kikuta. *J. Synchrotron Rad.*, **4**:199, 1997.
- [15] E. Gluskin, I. McNulty, P.J. Viccaro, and M.R. Howells. *Nuc. Instr. Methods*, **A319**:213, 1992.
- [16] E. Gluskin, I. McNulty, L. Yang, K.J. Randall, Z. Xu, and E.D. Johnson. *Nuc. Instr. Methods*, **A347**:177, 1994.
- [17] R. Z. Tai et al. *Rev. Sci. Instrum.* to be submitted.
- [18] R. Z. Tai et al. *Nature*. to be submitted.
- [19] F. Shiga and S. Imamura. *Phys. Lett.*, **25A**:706, 1967.
- [20] P. Lambropoulos, C. Kikuchi, and R. K. Osborn. *Phys. Rev.*, **144**:1081, 1966.
- [21] H. D. Simaan and R. Loudon. *J. Phys.*, **A8**:539, 1975.