

## 1 次コヒーレンスから高次のコヒーレンスへ

宮原 恒昱

東京都立大学大学院理学研究科物理学専攻\*

## From First Order Coherence to Higher Order Coherence

Tsuneaki MIYAHARA

Department of Physics, Tokyo Metropolitan University

Difference between the first order coherence and the second order coherence of synchrotron radiation is discussed in relation to how they can be measured and how they affect the noise characteristics of future free electron lasers. Some future opportunities to use the higher order coherence are also presented.

## 1. コヒーレンスの量子力学的定義

「コヒーレンス」という言葉は物理学の世界でも非常に多義的に使われている用語のひとつである。そのため、物理学者の間での議論においてすらしばしば混乱が生じている。光にたいして用いられる場合はそれほど曖昧さはないと思われるが、この用語はフェルミ粒子である電子系にたいしても用いられるので、どのような意味で用いられているか注意する必要がある。

## 1.1 1次コヒーレンス

コヒーレンスは「可干渉性」と訳されることがあるが、これに一番近い概念が1次コヒーレンスである。電磁場でも量子力学的波動関数の場でも、ある線形な微分方程式の解として場が表される場合が多い。この時、重ね合わせの原理が成立するから、二つの異なる解は足し合わせることができる。このような重ね合わせ可能性が干渉性の起源である。

1次コヒーレンスは二つの場の間の相関にかかわる量であるが、この二つの場が全く等しければ完全に(100パーセント)1次コヒーレントという。また、二つの場が等しくない場合は互いに共通のモード(微分方程式のある解)を持つときは部分的に1次コヒーレントであるといわれる。さらに、二つの場が完全に異なるモードに所属するとき(部分方程式の互いに直交する解であるとき)1次コヒーレンスはゼロであるという。たとえば、垂直偏光の光と水平偏光の光はモードが直交しているので、いかに空間・

時間依存性が同一でも干渉しないのである。この二つの光を重ね合わせて楕円偏光という新しいモードを作ることができるが、これは元の二つの光がコヒーレントであることを意味しない。

上の定義は「コヒーレンス」の直感的理解とは異なっているかも知れない。しかし、1次コヒーレンスを identity coherence として理解することは、コヒーレンスをめぐる議論の混乱を避けるために必要である。すなわち量子力学ではどのような粒子の場も自分自身とのみしか干渉できないのである。1次コヒーレンスは従って電子のようなフェルミ粒子系にも定義されるものである。

さて、光の1次コヒーレンスのはっきりした形で現れるものは、ヤングの干渉実験およびマイケルソンの干渉実験である。前者は空間コヒーレンスを計り、後者は時間コヒーレンスを計るという違いはあるが、どちらも光子が自分自身と干渉する効果を測定するものである。このとき、多数の光子がでたらめの位相で飛び込んできても、また、水平偏光、垂直偏光や、左右の円偏光がランダムに混ぜられていても100パーセント完全な干渉縞(完全な1次コヒーレンス)を作ることが可能である。実は、異なる光子の間の位相や偏光状態に関する相関を記述するものは2次コヒーレンスであって1次コヒーレンスではないのである。

## 1.2 1次コヒーレンスの量子光学的定義

量子光学では電場は光子の生成および消滅演算子  $a^*$ ,  $a$  をもちいて次のように表される。

\* 東京都立大学大学院理学研究科物理学専攻 〒192-0397 東京都八王子市南大沢 1-1  
TEL 0426-77-2494 FAX 0426-74-2483 e-mail miyahara@comp.metro-u.ac.jp

$$E(\mathbf{r}, t) = E^{(+)}(\mathbf{r}, t) + E^{(-)}(\mathbf{r}, t),$$

ただし

$$\begin{aligned} E^{(+)}(\mathbf{r}, t) &= i \sum (\hbar \omega / 2 \epsilon_0 V)^{1/2} a_{\mathbf{k}} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})), \\ E^{(-)}(\mathbf{r}, t) &= -i \sum (\hbar \omega / 2 \epsilon_0 V)^{1/2} a_{\mathbf{k}}^* \exp(i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})) \end{aligned} \quad (1)$$

この電場を用いて1次のコヒーレンスは次のように表される。

$$C_1 = \text{Tr}(\rho E^{(-)}(\mathbf{r}, t) E^{(+)}(\mathbf{r}, t)) / \langle E^{(-)}(\mathbf{r}, t) E^{(+)}(\mathbf{r}, t) \rangle \quad (2)$$

ここで  $\rho$  は密度行列であり  $\mathbf{r}, t$  は検出器の座標 (一般に時間と空間をふくむ) である。後に述べるように系が純粋状態にあると  $\rho^2 = \rho$  が成立し、混合状態ではこの関係は成立しない。しかし複数の異なる光子占有状態  $|n\rangle$  をランダムに重ねたような混合状態でも、同一のモードを考えている限りは、1次コヒーレンスを完全に1にすることができる。

すなわち、密度行列を表現する基底のうち一次コヒーレンスに影響しない部分のみが混合状態にあれば、1次コヒーレンスを低下させないことに注意する必要がある。このことを少し難しくいうと「密度行列の非対角要素の一部が完全にゼロであっても一次コヒーレンスをいくらでもよくすることができる。」と表現できる。1次コヒーレンスは種々のコヒーレンスのなかでも「自分自身との干渉」という特別な意味を持っているので、異なるアンサンブルの間の位相関係は影響しないのである。実例については後に述べよう。

(2)式をヤングの干渉実験のスクリーン上に適用するときは、場が伝搬する途中の経路を考える必要がある。すなわち、ホイヘンスの原理によりスリットの各点から透過率の重みをかけて球面波が生じそれが  $\mathbf{r}$  に場をつくるのである。理想的なヤングの実験では非常に細いスリットが  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  という位置にあるにすぎない。したがって、積分のかわりに次のような2点間 (時間・空間の両方が異なっていてよい) の場の相関で書き表すことができる。

$$C_1 = \text{Tr}(\rho E^{(-)}(\mathbf{r}_1, t_1) E^{(+)}(\mathbf{r}_2, t_2)) \quad (3)$$

すなわち、実際に検出器のある座標で表した式(2)のかわりに、スリットの位置のみで1次コヒーレンスを表したのである。一見すると、これは当然であって、スリットの配置とそこの電場が決まってしまうと、干渉縞を観測するついでにどこにあらうと (十分遠いかレンズで収束すれば) 干渉縞のコントラストは決まってしまうかのように見える。だが、2つの座標が光の進行方向について離れている場合は「落とし穴」があるので、それについては後述する。

注意すべきことは、一見すると(3)式の表現の方が「二

つの場の相関」という形になっていて直感的に理解しやすいが、ある場が1次コヒーレントかどうかというときは本来は(2)式を念頭に置き、その場がどの程度単一のモードからできているのかを評価することが、もっとも一般性のある方法なのである。このとき、(2)式では検出器 (またはスリット) の占める座標について積分する必要があるのはいうまでもない。

### 1.3 放射光の1次コヒーレンスの測定の実際

ヤングの干渉実験は可視光では容易な測定であるが、軟エックス線領域の放射光を対象とすると、それほど単純な測定ではない。図1にPFにおいて建設された軟エックス線ヤング干渉計の模式図を示す<sup>1)</sup>。この装置は基本的にはヤングの二重スリットの干渉計と回折格子分光器とを組み合わせたものである。ビームライン分光器を通す前の、ビームラインのなるべく上流における一次コヒーレンスを測定できる。回折格子は1次の時間コヒーレンスを十分によくするためのものである。この装置の重要なポイントの一つは、ヤングの干渉の方向と回折格子による分散方向が直交して互いに独立になっていることである。さらに、装置全体が入射光軸にたいして0-90度まで回転できるので、任意の軸方向の1次空間コヒーレンスを計れるという特徴がある。

二重スリットの本の幅は5  $\mu\text{m}$ 、その長さは100  $\mu\text{m}$ で、後者が分光器のスリット幅に相当し分解能を決めていることになる。二重スリットの間隔は30, 50, 100, 150, 200  $\mu\text{m}$ の5種類が用意され真空中で切り替えられる構造となっている。回折格子分光器は20 eV-1000 eVまでの光子エネルギーをカバーするように設計されている。

別の文献で述べられているように、この装置による一次コヒーレンスの測定結果を解析することにより、蓄積リング内の電子ビームのエミッタンスを求めることができるので、この装置は低エミッタンス蓄積リングの性能評価という実用的な価値も大きいといえる<sup>1)</sup>。

図2(a), (b)は、この装置を用いたヤングの干渉縞の測定例である。図より明らかなように、スリット間隔が小さいほど干渉縞のコントラストはよい。これは、空間的に接近しているほど、二つの場が次第に同じモードに見えてくる、という当然の結果を表している。さらに、波長が短くなるほど位相空間内のコヒーレントな体積は小さくなるから、波長が短くなるほど干渉縞のコントラストは落ちる。このことは(a)と(b)を比較してみるとよくわかる。

さて、この測定結果で非常にコントラストがよい場合であっても、異なる光子の間のコヒーレンス (2次コヒーレンス) はよいとは限らないことに注意する必要がある。自由電子レーザーになっていない通常の放射光では、異なる光子の間の位相関係はランダムであると予想されている。これが、前述した、混合状態でも1次コヒーレンスがよくなりうる具体例である。

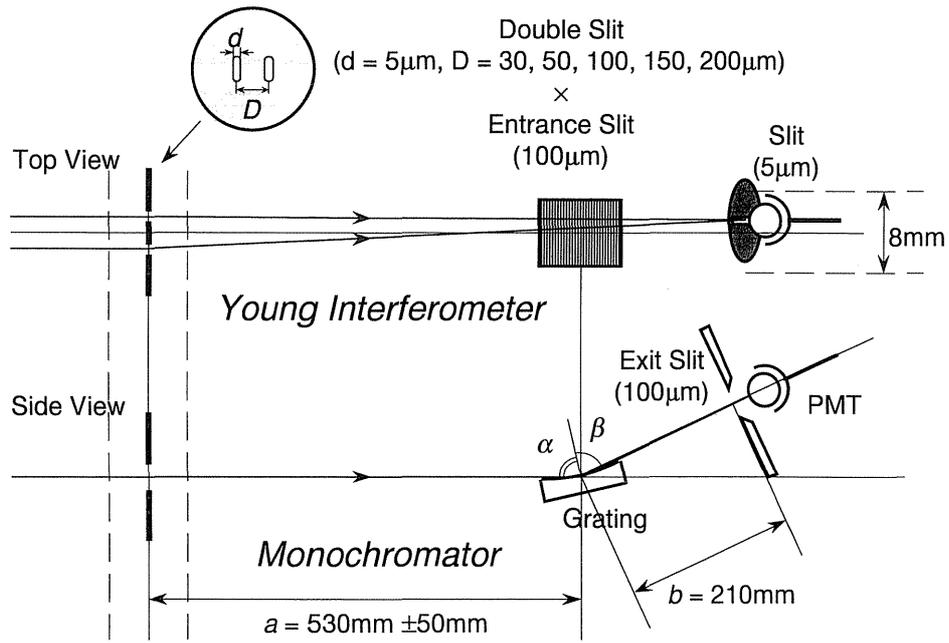


Figure 1. Schematic view of the Young's interferometer. The whole system is rotatable around the optical axis of incident light.

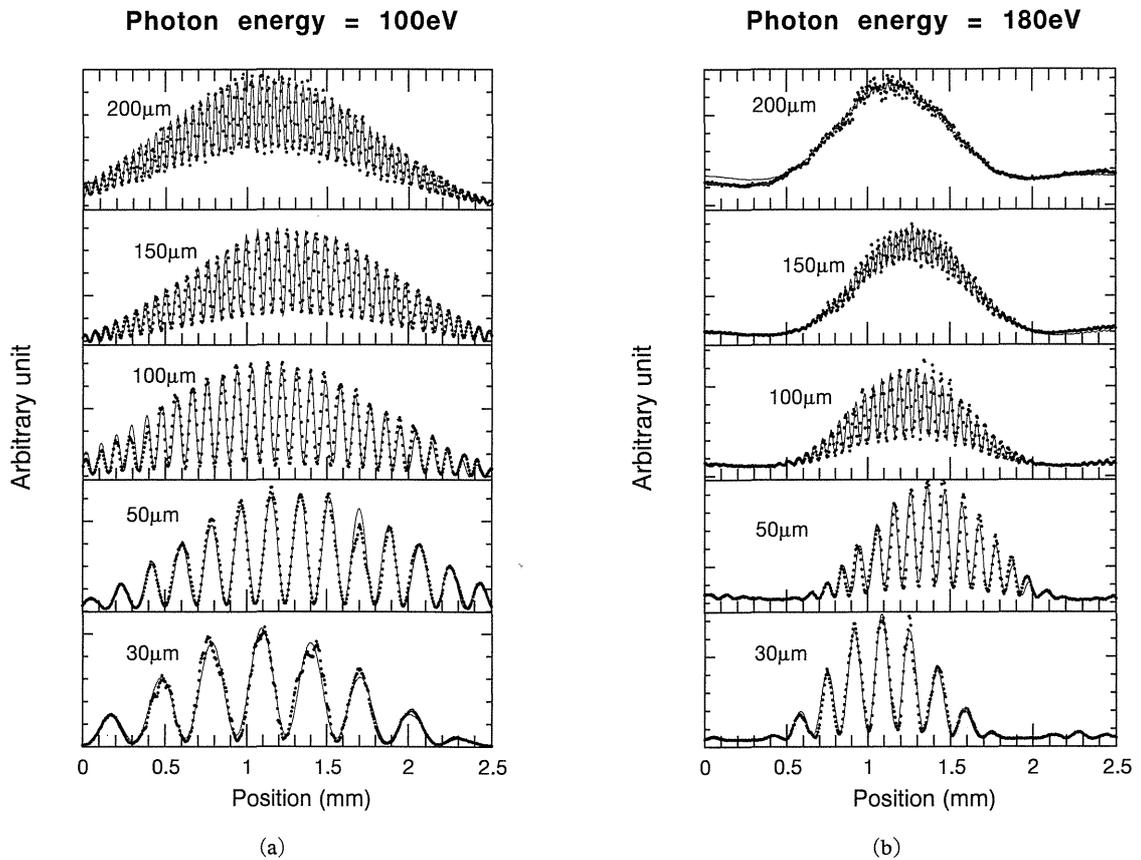


Figure 2. The Interference patterns for various spacings of the double slit. The contrast becomes less clear when the spacing increases. (a) and (b) are for the incident photon energies of 100 eV and 180 eV, respectively.

## 2. 2次コヒーレンス

### 2.1 2次コヒーレンスの量子光学的定義

2次コヒーレンスの量子光学的定義は、(1)式の電場の表示と密度行列を用いて次のようにかける。

$$C_2 = \frac{\text{Tr}(\rho E^{(-)}(\mathbf{r}_1, t_1) E^{(-)}(\mathbf{r}_2, t_2) E^{(+)}(\mathbf{r}_2, t_2) E^{(+)}(\mathbf{r}_1, t_1))}{\langle E^{(-)}(\mathbf{r}_1, t_1) E^{(+)}(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle \langle E^{(-)}(\mathbf{r}_2, t_2) E^{(+)}(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle} \quad (4)$$

この式は、一見、4つの電場の相関の形に見えるが、実際には2つの座標  $(\mathbf{r}_1, t_1)$ ,  $(\mathbf{r}_2, t_2)$  における強度の相関を表している。この2つの座標は2つの検出器がおかれている時空座標で一般に異なっている。一方前述の(2)式は一つの座標しか含んでいなかった。ここに、決定的な違いが生ずる。たとえば、ヤングの干渉実験で2つのスリットを図3のように進行方向にはなしておいたとしよう。一見すると、光の進行方向のコヒーレンス(時間コヒーレンス)が悪いと干渉縞が崩れてしまうように見えるが実はそうならない。(2)式はスクリーン上の検出器のある一つの座標しか含まないので、進行方向の座標(Z軸)の差と時間座標の差がキャンセルして、2つの場を離れたことにならない(光路差を変えたことにならない)ので干渉縞は変更を受けないのである。

これにたいし、2次コヒーレンスは通常2つの光子検出器においてその強度相関をとることで測定される。ここで重要なことは、低次のコヒーレンスは高次のコヒーレンスの必要条件になっているということである。たとえば、まったく1次コヒーレンスのない2つの光ビームに対して、2つの検出器において強度相関をとると、偶然のランダムな相関が観測されるだけである。これは、系統的な相関がないのと同じである。

### 2.2 いくつかの典型的光源の2次コヒーレンス

2つの検出器の時空座標を少しずつ離して変化させたとき、強度の相関がどのように変化するかを、いくつかの典型的な例について示したのが図4である。横軸は時空座標の任意の一つが2つの検出器によって離れている距離であり、縦軸は2つの検出器の強度の相関である。Aで示したのが熱的光源の場合で、時空座標が離れて1次コヒーレンスがない場合に比べて、時空座標が近くて1次コヒーレンスのある場合は2倍の強度相関がある。

このことは、定性的に以下のように説明できる。いま、それぞれ光子数  $n$  をもつ2つの古典的電磁波の波束の干渉を考える。この2つの波の位相関係を考えると、もしこの2つの波が異なるモードに属するならば(すなわち1次コヒーレンスがなければ)2つの波が干渉により強めあったり弱めあったりしない。しかし2つの波束が同じモードにあるならば強めあったときに光子数は  $4n$  になり弱めあったときに0になる。すなわちもとの合計強度  $2n$

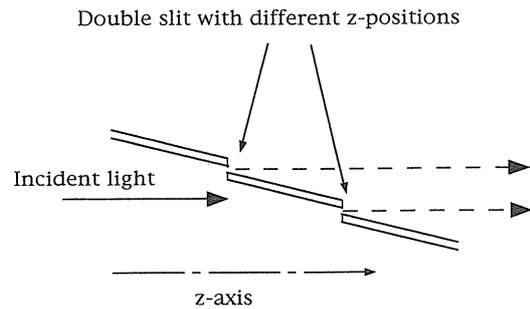


Figure 3. Double slit with different z-positions. The interference pattern is not changed even when the temporal coherent length is shorter than the spacing along the z axis, because the optical path difference is not changed.

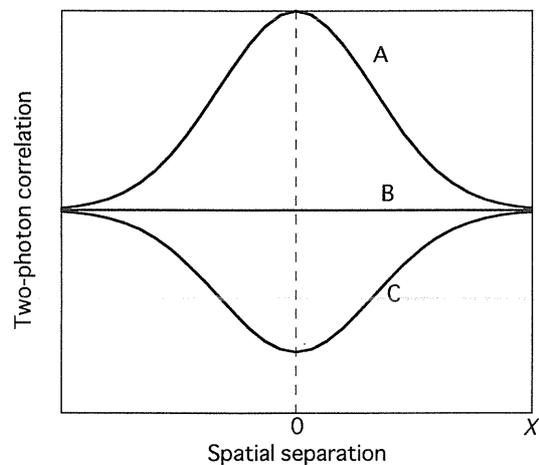


Figure 4. Three typical cases of two-photon correlation. A: thermal light, B: coherent light, C: squeezed light

個を基準にすると100%の揺らぎが生ずるのである。統計的に考えると、平均光子数が  $\langle n \rangle$  であるならば揺らぎも  $\langle n \rangle$  となっている。これを雑音とみなしたとき、しばしば「波動雑音」と呼ばれることがある。以上により、熱的光源の場合1次コヒーレンスのあるときはないときに比べて2倍の相関を示すことがわかった。

次の典型例はいわゆる「コヒーレント状態」といわれているもので、古典的にサイン関数的に変化する電磁場を表している。これは量子光学的には「グラウバー状態」ともいわれ、つぎのように異なる光子数状態の線形結合で表される<sup>2)</sup>。

$$|\alpha\rangle = \exp(-|\alpha|^2/2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (5)$$

ここで、 $\alpha$  は一般に複素数であり線形結合の位相を決めているが、消滅演算子を左から作用させると固有値が  $\alpha$  になることは容易に確かめられる。また、光子数状態  $|n\rangle$  は  $|0\rangle$  を基準にとると  $\exp(in\omega t)$  という(シュレーディ

ンガー方程式による) ドブroy振動をしていることに注意しよう。すなわち、不確定な位相はどこにもないので、コヒーレント状態は純粋状態の一種である。

さて、(1)を考慮して(5)の状態では電場の期待値  $\langle \alpha | E | \alpha \rangle$  をもとめると、光子数が1個だけ異なる状態の間でしか値がないので、振動数は結局  $n\omega$  のうち  $\omega$  だけが残ることになる。もちろん、光子数が1個だけ異なる場合と限定しただけでは、さらに付加的な位相を決めたことにならない。一般に光子数の異なる状態の任意の線形結合で表される状態における電場の期待値は、振動数  $\omega$  のみをもつことが容易にわかる。(5)式は、その付加的位相がそろっている特別の場合を表しているのである。

さらに、この状態は単一のモードしか含まないので、完全な1次コヒーレンスをもっていることは明らかである。したがって、2つの検出器の時空座標にかかわらず、一定の相関を示すであろう。この事情は、図4のBであらわされる。実は、この状態では、2つの検出器とも光子数の計数の統計はポアソン分布に従うことが(5)よりわかる。すなわち、検出器にはいる光子数の平均値が  $\langle n \rangle$  であれば揺らぎは  $(\langle n \rangle)^{1/2}$  の程度である。これによる雑音は「粒子雑音」と呼ばれることがある。熱的光源の揺らぎが  $\langle n \rangle$  の程度(100%)であることと対比すると、 $\langle n \rangle$  が大きくなれば  $\langle n \rangle$  との比がいくらかでも小さくなる、という点できわめて対照的である。ただし熱的光源でも2光子相関に寄与しない揺らぎ  $(\langle n \rangle)^{1/2}$  は常に存在する。

注意しなければならないのは「逆は必ずしも正しくない」ことである。まったく異なるモードにある光をそれぞれ別の検出器で計数したときの相関は、一見、座標によらないフラットな応答を示すことがありうる。したがって、相関がフラットだから光源がコヒーレント状態にあるとはいえない。

第3の典型例はいわゆる「スクィーズド」状態と呼ばれるものである。これは光子数の完全に確定した状態で純粋状態の一種であるが、不確定性関係により完全に位相が不確定の状態にある。この状態では光子はあたかもフェルミ粒子のようにたがいにさけあって時間的に等間隔でならんでいるので、一方の検出器で光子が検出されるともう一方の検出器で光子が検出される確率が小さくなるのである。この事情を図4のCで示した。

スクィーズド状態は共鳴蛍光などを利用してつくることができる。いま電子準位の2準位系を用意すると、光子を共鳴的に吸収した直後から蛍光を放出するまでの間はつぎの光子を吸収することができない。これは電子にパウリの排他原理がはたらくからである。したがって、共鳴蛍光を利用すると、光子数の大きな揺らぎを小さくすることができる。

以上のほかに、無数の混合状態、純粋状態をつくることができ、(4)式を用いて2次コヒーレンスを計算することができる。

3次以上のコヒーレンスも(4)式と同様に定義することができる。

### 2.3 フェルミ粒子系のコヒーレンス

フェルミ粒子の例として多電子系を考えよう。電子にはパウリの原理がはたらくので、2つの電子が厳密に同じ状態に入ることは決してない。この意味では2次コヒーレンスをあえて考えると(スピンをふくめて)同じ時空座標での相関は完全にゼロでスクィーズされた状態である。したがって、通常2次コヒーレンスを考えることは意味がなく、1次コヒーレンスのみが厳密な物理的意味を持つ。

ところが、超伝導のクーパーペアやヘリウムIVの超流動をみればわかるように、フェルミ粒子が複合して擬ボーズ粒子を作る場合がある。この場合、フェルミ粒子としての内部構造が表にでない限り、これらの複合粒子はボーズ粒子として扱える。

特に、クーパーペアは電荷を持っているので、直流的には超伝導を、交流的には、ジョセフソン効果を引き起こす。これらの効果は、擬ボーズ粒子が(光子というボーズ粒子による)古典的外場に応答した結果もたらされたもので、2次以上の高次のコヒーレンスが本質的な役割を果たしている。

これに対し、2つのジョセフソン結合の干渉効果<sup>3)</sup>(磁場変化によるフラウンホーファー回折)はあくまでも1次コヒーレンスの効果である。

### 2.4 Hanbury-Brown & Twiss による2光子相関実験

Hanbury-BrownとTwiss(以下HBTと略す)は2つの検出器で光電測光をおこなって、星の光や水銀灯について強度相関の実験を計測した<sup>4)</sup>。これは世界で初めての2光子相関の実験といえるもので、真空管を用いたエレクトロニクスであるにもかかわらず、実験技術的にも様々の巧妙な工夫がなされている。水銀灯を用いたときの実験の概念を図5に示す。

そもそも自然光のような光子占有数(ボーズ縮重度)の小さい光では2光子相関を検出すること自体が簡単ではない。たとえばいま、平均光子数を  $\langle n \rangle$  とし、分光器で決まる時間コヒーレンス長を  $\tau$  としよう。検出器の時間分解能による測定時間を  $T$  とすると、 $(\tau/T) \ll 1$  のときはみかけの相関が大きなバックグラウンドをつくるため、「真の相関」とバックグラウンドとの比が非常に小さくなることを示そう。

まず、観測時間が  $\tau$  だとすると、この時間内に光子が2個重なって検出される確率は  $\langle n \rangle^2$  に比例する。また明らかに、2つの光子が時間  $\tau$  以内に接近する事象(「真の相関」に対応する)の数は観測時間  $T$  に単に比例するだけであるから、この接近した状態の事象の数  $N_{12}$  は

$$N_{12} = (T/\tau) \langle n \rangle^2 \quad (6)$$

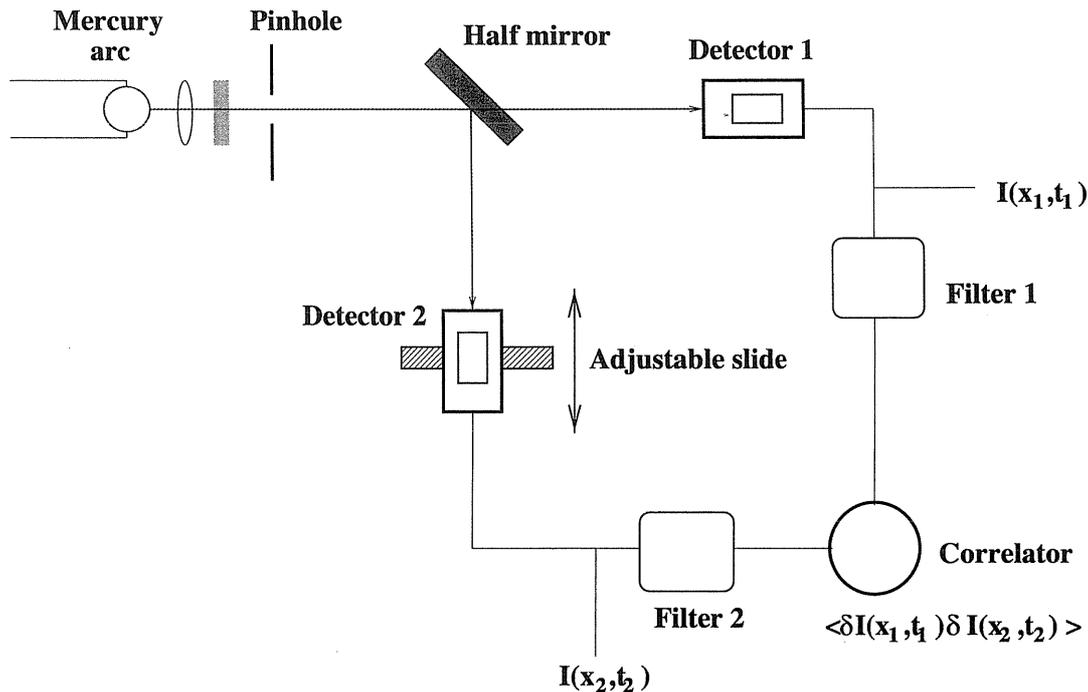


Figure 5. Schematic view of the intensity interferometer used by Hanbur-Brown and Twiss.

の程度である。一方、強度相関をとるときは電氣的に2つの検出器からの出力をかけ算する。この出力  $N_1 N_2$  は両方の平均強度を等しくなるように調整してあれば

$$N_1 N_2 = ((T/\tau) \langle n \rangle)^2 \quad (7)$$

に比例する。共通の電子回路を用いるのであるから、この比例定数は当然(6)を検出する比例定数と同じである。しかし、(7)式のなかに(6)が埋もれているので(7)は大きなバックグラウンドをつくり、「真の相関」とバックグラウンドとの比  $R$  は

$$R = \tau/T \quad (8)$$

で与えられるのである。

ここで、 $R$  の大きさを見積もってみよう。まず、分光器の分解能  $r = (E/\Delta E)$  が1000から10000程度とすると、 $\tau$  は  $\lambda r/c$  の程度であり、可視光では1-10 psec、軟エックス線では10-100 fsecのオーダーである。また、 $T$  はHBTの時代は真空管を使っていたため20 nsec(周波数限界50 MHz)であり、現在でも通常の光電子増倍素子もちいると1 nsecの程度である。よって、 $R$  は  $10^{-3}$ - $10^{-4}$  という小さな値になるのである。さらに難しいことには、 $\langle n \rangle$  が小さいと(6)の絶対的な値が小さく、電子回路で発生する熱雑音よりはるかに小さくなりうるのである。またそれぞれの検出器にはいる粒子雑音  $\langle n \rangle^{1/2}$  も取り除く必要がある。

HBTは微弱な星の可視光 ( $\langle n \rangle = 10^{-5}$  程度) にたいして2光子相関の測定に成功したが、これによる量子光学的なインパクトが非常に大きかったのみならず、測定エレクトロニクスとしても特筆すべきものであった。ポイントは、「回路の雑音や粒子雑音は真の相関をもたず長時間平均すればゼロになる」という事実に着目したことであった。

## 2.5 時間構造をもつ光源による新たな困難

波長が短くなるほど強度相関の実験が難しくなることは上の考察で明らかであるが、放射光を対象とした場合さらに重大な困難が生ずる。それは、放射光がバンチという時間構造をもっているからである。HTBの場合は定常的光源を対象としていたのにたいして、放射光の場合は非定常的光源を対象としなくてはならない。具体的な例を考えてみよう。

放射光の平均電流が100 mAであってもバンチ構造のためピーク電流は1 Aにも達することがある。すなわち10倍も大きい。このとき、このバンチから放出される光を2つの検出器で観測すると、次のようなことが起きる。検出器1にバンチ構造に対応して光信号の増大があると、検出器2にも同様な増大が観測される。しかし、これは光子の波束が接近したことによる「真の2光子相関」を必ずしも意味しない。すなわち、検出器が1次コヒーレンスを満足しないように配置されても生ずる、いわば「偽の相関」なのである。2.1で述べたように、本来、低次の相関は高次の相関の必要条件になっているのであるから、

このような相関は(7)式のような単に無意味なバックグラウンドを作っているのである。

都合の悪いことに、ピーク電流が平均電流の10倍だとすると2つの検出器の出力の積を考えた場合、バックグラウンドを100倍にもしてしまうのである。もう少し定量的に考えてみると、以下のようなになる。

まず、2つの検出器で観測されるバンチによる時間構造のうち交流部分を $f_1(t), f_2(t)$ で表そう。ただし、直流部分を1に規格化する。したがって、2つの検出器の信号は、時間 $t$ を省略して

$$\begin{aligned} S_1 &= (1+f_1)N_1 \text{ ただし } \langle f_1 \rangle = 0 \\ S_2 &= (1+f_2)N_2 \text{ ただし } \langle f_2 \rangle = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

で表される。ここで、 $N_1, N_2$ は定常的光源と見なしたときの出力である。このとき、HTBの測定に従うと相関出力 $N_{12}$ は以下のように計算される。

$$\begin{aligned} N_{12} &= \langle S_1 S_2 \rangle = \langle ((1+f_1)N_1 - \langle N_1 \rangle) ((1+f_2)N_2 - \langle N_2 \rangle) \rangle \\ &= \langle (N_1 N_2 - \langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle) (1+f_1+f_2+f_1 f_2) \rangle \\ &\quad + \langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle f_1 f_2 \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、バンチによる系統的な時間変化を考慮して $f_1, f_2$ のフーリエ成分を考えると、 $f_1 f_2$ という形の積の項は非常に大きな直流成分を与えることがわかる。

定常的な光源の場合は、仮にエレクトロニクスの雑音として $f_1, f_2$ のようなものがあったとしてもこれらは互いに独立なので、この積の長時間平均はゼロとなるのである。これが、HTBが指摘した重要なポイントであった。したがって、定常的光源では(10)式の第2項はゼロとなり、第1項の「真の相関」が計測できたのである。

一方、放射光のような非定常的光源では(10)式の第2項が圧倒的に大きな直流成分を与えるので何とかしてこれを取り除かないと、真の2光子相関は計れないのである。

## 2.6 困難の解決法

前節で述べた困難のため、APSにおけるGluskinらの実験は、きわめて高価で高性能の電子回路を使用しているにも関わらず基本的には失敗している。われわれは、この困難を解決するいくつかの回路を考えだし製作しつつあるので、紹介する。

第一のアイデアはフィルターをもちいて擬似的に定常光源にしてしまうものである。まず、PFの場合、バンチの繰り返し周波数である500 MHzとその高調波は落とす必要がある。また、蓄積リング内のバンチは部分蓄積になっているからさらに回転周波数とその高調波も落とす必要がある。直流はもちろん落とす必要がある。実際には、回路技術上の制約があり、このような作用をもつノッチフィルターのうち5 MHzを高域遮断周波数とするものを製作し

た。

もちろん厳密に言えば、蓄積ビームには種々の不安定性による集団的な振動モードがある。しかし、それらは低周波でバンド幅も狭く全体に対する寄与は小さいことが示される。

第二のアイデアは、1次コヒーレンスが真の2光子相関の必要条件になっていること、およびこの相関が(6)式で表されることに着目し、1次コヒーレンスまたは $\tau$ (すなわち分光器の分解能)を変調し出力の変化を観測することである。この変調周波数を $f$ としよう。そうすると2つの検出器からの信号がそれぞれ $f$ で変調されさらに真の相関も $f$ で変調されるから、結果として2つの信号をかけ算した結果は $3f$ で変調されるのである。もちろんこのとき、500 MHz およびこの高調波は落とすものとする。

以上のアイデアに基づいた実験を近く実行する予定である。

## 3. 高次コヒーレンスの利用

### 3.1 2次コヒーレンスの評価の意義

放射光の利用を冷静にみると、一部の研究例をのぞいて、1次コヒーレンスさえも十分に利用しているとは言い難い。なぜ今、2次コヒーレンスを考慮しなければならないのだろうか。

まず第一に、放射光を高輝度にしていったとき光子統計がどのように振る舞うか明らかではない。2.2で述べたように、ポーズ縮重度が大きくなって、様々な統計的振る舞いがありうるのである。最大の実用上の問題はノイズ特性がどうなるかであろう。

現在、世界の各地で軟エックス線領域での自由電子レーザー(FEL)の開発の試みが進行中である。この光子エネルギー領域では光を閉じこめる共振器をつくるのが難しく、当面はSASE(Self-amplified spontaneous emission)や、光学的クライストロンなど、共振器をもたずに一回のビームの通過で光を増幅する手段が採用されようである。このような光源は部分的にコヒーレント、すなわち、コヒーレント状態と熱的混合状態の重ね合わせになっていると想像される。

ここで、コヒーレント部分および熱的部分の平均光子数(ポーズ縮重度)をそれぞれ $N_C$ および $N_T$ としよう。そうすると雑音(揺らぎ) $\Delta N$ は

$$\Delta N = (N_C + N_T^2)^{1/2} \quad (11)$$

の程度となる。通常の放射光の場合のように光子数が1に比べてはるかに小さい熱的光源とみなせるときは、(11)式の第一項は $N_T$ に等しく第二項より大きい。ところが、光源が高輝度になって光子数が1をこえるようになると、第二項の寄与も大きくなり始める。そこでレーザー作用を加えて波動雑音(第二項)を粒子雑音(第一項)に

比べて無視できるためには

$$N_C > N_T^2 \quad (12)$$

でなければならない。レーザーの利得を  $g$  とすると通常  $N_C = gN_T$  なので、結局

$$g > N_T \quad (13)$$

という条件が必要になる。すなわち、雑音という観点からみたとき、(13)式より小さい利得をもつ不完全な FEL では、熱雑音が大きくて、コヒーレント光特有の「静けさ」がえられないのである。

### 3.2 高次コヒーレントな放射光と物質との相互作用

将来、軟エックス線または硬エックス線領域で平均光子数（ポーズ縮重度）が1よりもはるかに大きな放射光源ができたなら、どのような利用が期待されるであろうか。おそらく実際の利用は現在のわれわれの想像をはるかに越えると思われるが、あえて思いをめぐらすと、少なくとも次のようなことは期待できそうである。

まず、ポーズ縮重度の大きいコヒーレント光を小さいスポットに収束すると非常に大きな電場勾配を物質内に誘起する。このとき、これに対応して巨大な双極子モーメント（すなわち基底状態と高密度励起状態の重ね合わせ）を物質内に誘起するであろう。ここで、強い光もさらに2つのカテゴリーにわけられる。励起が適当に強い（レベル1とする）とき、励起状態と基底状態を往復する周波数は入射光の周波数よりはるかに小さい（2準位系の場合ラビ周波数という）。しかし、光がもっと強くなると（レベル2とする）、この周波数自身が入射光の周波数と同程度になり、電磁場と物質系をわけた議論はできなくなる。

一方、物質内の電子系はもともとフェルミ統計に従っており、室温程度では金属、絶縁体、半導体などの性質は比較的明瞭に区別される。ここに、レベル1程度の巨大な双極子モーメントが誘起されると、

- ① フェルミ縮退が意味をなさないほど多数の励起がおきる。

ことが予想される。たとえば、絶縁体であっても各原子で内殻電子が伝導帯に励起されればそれは「金属」となる。しかしこれはフェルミ面のはっきりした通常の金属ではない。巨大双極子は、ラビ振動によって準周期的に基底状態を含むので、各準位の占有確率は時間に依存して1に比べてかなり小さくなっており、ただ多数の伝導電子によって「導体」になるのである。金属と絶縁体の間を時間的に振動しているといってもよいが、この振動数が格子振動などのほかの自由度の振動数と比べて大きい小さいかによって、「伝導」の状態が大きく変わるであろう。

逆に金属を対象とすると、各原子の内殻からの励起によ

って、ある伝導帯が充満されることがありうるので、一見「絶縁体」になる。しかし、価電子帯の電子も励起されるので、本当に占有確率1の充満帯により絶縁体になるかどうかは、内殻励起の強さとの競合過程によっており、複雑な様相を呈するであろう。

以上は、一電子近似に基づいた予想であるが、対象が「強相関電子系」の場合、内殻からの高密度励起は価電子帯の物性を根底から変えてしまうであろう。簡単にいえば、各原子サイトの価電子数を1個のオーダーで増やすことができる。価電子数が変化すれば、内殻正孔による引力を考慮しても、電気的磁氣的性質が大きく変わることは容易に想像できる。

たとえば、円偏光が入射して、各原子サイトに内殻励起により軌道角運動量の偏極が生ずれば、系は全体として「強磁性」的な状態になるが、通常の強磁性とは似ても似つかぬものとなるであろう。

以上、要するに、対象は通常のフェルミ流体とは似ても似つかないものになりそうである。

もちろん、実験的には固体を対象とした実験はパルスのモードで行わなくてはならない。1秒間に積分して1  $\mu\text{sec}$  程度であれば、ポーズ縮重度が $10^4$ 程度あっても試料が融けるようなことはまずないであろう。

次に、入射光の強度がレベル2程度まで強くなるときに予想される重要な効果は

#### ② 「交流シュタルク効果」

と呼ばれるものである。この効果は、時間的に変化する非常に強い電場によって対象物質のエネルギー準位そのものが変化するような効果である。たとえば、孤立原子の電子状態の空間部分は球対称であるが、双極子場が非常に強いともはや球対称としては扱えず双極子場の方向にそった歪んだ電子状態が生ずる。もちろん、エネルギー準位も変化する。このとき、電子系の状態は電磁場によって「衣を着た (dressed)」状態になったという。電磁場が強いのでこの変化は電磁場と物質系を分離しては扱えないようになる。電磁場の振動子系と電子の運動が混然一体となった、新しい運動モードが生じた状態といえるであろう。

この効果をみるには、離散的準位をもつ原子や分子が適している。すなわち、固体のように試料が融ける心配はしなくてよい。しかしいまのところ可視光領域では、強力なレーザーをもってしても、この効果は10 meV 程度のものしか観測されていない。ところが、この効果をみるには内殻励起が適しており、 $10^4$ 程度のポーズ縮重度があれば1  $\mu\text{m}$  程度のスポットに光を収束できれば100 eV を越える効果が期待できる。内殻電子は強い電場勾配によりポテンシャル・バリアを越えてトンネルにより束縛を離れることがおこりうるからである。この事情を図6に示す。作図の都合で電場の勾配を大きく描けていないが、実際には1000 V/Å 以上の電場勾配が生ずる。

この効果の観測は、宇宙の生成の初期のシュミレーショ

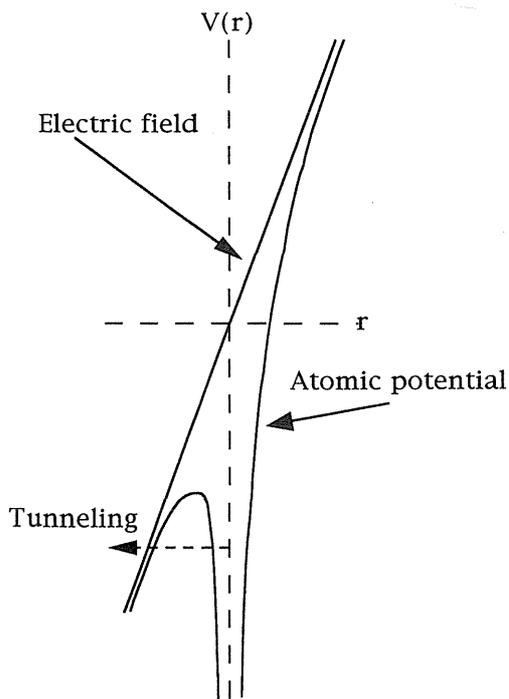


Figure 6. Strong AC Stark effect on an atomic state caused by very intense field oscillating with the frequency of incident light.

ンになっている可能性がある。宇宙論によれば、きわめて初期にはハドロンは存在せず、非常に高密度の光子（ガンマ線）があったとされる。温度が冷えてハドロンが生成されても、ハドロンのエネルギー準位を全く変えてしまうほど、まだ光子の密度は十分に高いのである。すなわち、ハドロンの光子に対するエネルギー準位は、地上の加速器実

験で得られるものとははるかに違っている可能性があるのである。

つぎに、光子がボーズ粒子であることを考慮すると、

③ 物質系の中に大量の擬ボーズ粒子をつくる

という効果が、目立って起きるであろう。これは、物質中の電子と原子核の集合体のなかに、新しい集団運動がおきることと同等であり、実は①、②の効果もこのことと無関係ではない。しかし、ここではこの集団運動がわれわれの予想をこえたエキゾチックなものになりうることを指摘するにとどめておく。

#### 4. 謝辞

ヤングの干渉実験の過程で、総合研究大学院大学博士課程の高山泰弘君および邨仁忠君、東北大学科学計測研究所の羽多野忠氏、高エネルギー加速器研究機構の岡本渉氏、姫路工業大学の籠島靖氏の協力を得たので感謝する。また、2次コヒーレンスについては高山、邨、両君のほか高エネルギー加速器研究機構の安藤正海、山本樹、杉山弘、浦河順治、早野仁司の各氏との議論にも負うところが大きいので感謝する次第である。2光子相関実験については、平成9年度に同機構の共同開発研究として財政的支援をいただいている。

#### 参考文献

- 1) Y. Takayama et al.: to be published in J. Synchr. Rad. "Proceedings of the the 5-th international conference on synchrotron radiation instrumentation".
- 2) R. J. Glauber: Phys. Rev. **130**, 2529 (1963).
- 3) J. M. Rowell et al.: Phys. Rev. Lett. **11**, 200 (1963).
- 4) R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss: *Nature* **177**, 27 (1957).