

二光子エンタングルメントによる結像

福 武 直 樹

Image Formation by Means of Two-Photon Entanglement

Naoki FUKUTAKE

Diffraction effect in optical systems, such as lithography, limits the optical resolution to the Rayleigh diffraction limit. However, it is possible to beat the classical diffraction limit using the two-photon entanglement. In this article, it is presented that the minimum feature size resolved by the optical lithography system can be twice narrower than the size of the corresponding classical diffraction pattern, with the entangled photon pairs generated by spontaneous parametric down-conversion.

Key words: two photon, entanglement, entangled photon pairs, image formation

量子もつれ（エンタングルメント）は、量子暗号や量子計算などの量子情報プロトコルを可能にする重要なリソースとして注目されている。この技術の中核となるエンタングルメントは、複数の粒子間の非局所的な量子相関を示す現象であり、アインシュタインらが量子力学に対する反証として提案した EPR パラドックス¹⁾として有名である。近年、非線形光学の発展に伴い、パラメトリック下方変換により良質なエンタングル状態（エンタングルド光子対）が比較的容易に生成できるようになってきた^{2,3)}。こうして生成された二光子のエンタングルメントは、量子情報処理に関連した研究分野の原理確認実験に広く応用されるようになってきている。

量子情報処理への応用研究が盛んに行われている一方、リソグラフィーやイメージング技術への応用も考えられている⁴⁻⁹⁾。エンタングルド光子対は古典的な波動光学では理解することができない特異な性質を示し、古典的回折限界を破る可能性を有している。そのため、これまでに超解像イメージング技術の実現に向けた理論検討や原理確認実験が行われてきた¹⁰⁻¹⁶⁾。本稿では、最初に量子相関をもつ光子対の回折・干渉特性を紹介し、次にこのような奇妙な性質をもつエンタングルド光子対を用いた結像光学系の

結像特性、特にリソグラフィーに応用したときの分解能について述べる。

1. エンタングルド光子対を用いた干渉計

1.1 二光子干渉

波長 λ の光子は運動量 $p = h/\lambda$ をもつ電磁波のエネルギー量子である。例えば、マッハ・ツェンダー型干渉計に一光子を次々に入射すると、最終的に得られる干渉縞は、波長と検出面入射角度に依存した従来のものとなる。これに対し、エンタングルド光子対を個々の光子に分けずに 2 個の光子群として干渉させると、1 個の光子とは異なる干渉特性を示すようになる。これまでに、エンタングルド光子対の干渉実験が行われ、あたかも波長 $\lambda/2$ の 1 個の光子がつくる干渉縞と同等の干渉縞が得られている。この性質を利用して、古典光学的回折限界を破る量子リソグラフィー等のアイデアが提案されている⁶⁾。

1.2 エンタングル状態

この節では、エンタングルメントの概念を干渉計の例をとり簡単に紹介する（図 1）。パラメトリック下方変換によって発生した二光子を別々の光路 A, B に導き、ビームスプリッター (BS) の 2 つの入射ポートへ同時に入射す

(株)ニコンコアテクノロジーセンター (〒360-8559 熊谷市御稜威ヶ原 201-9) E-mail: Fukutake.Naoki@nikon.co.jp

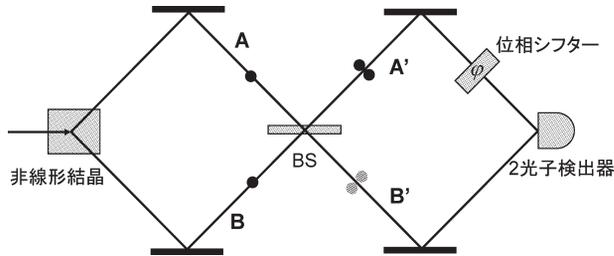


図1 二光子干渉実験の概念図。

る。2つの出力ポートから二光子は射出するが、このとき二光子はどちらか一方の出力ポートに存在し、2つのポートに分かれて存在することはない。すなわち、干渉計の2つのポートのうちポートA'に二光子が存在する可能性とポートB'に二光子が存在する可能性の重ね合わせの状態

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|2\rangle_{A'}|0\rangle_{B'} + |0\rangle_{A'}|2\rangle_{B'}) \quad (1)$$

になっている。これは、ホン・オウ・マンデルの干渉¹⁷⁾として知られ、2つの光子がボース粒子として干渉した結果である。二光子は、ポートA'の通過時には位相シフターにより位相が変化するが、ポートB'を通過する場合は位相は変化しない。その後、ポートA'を通過する可能性とポートB'を通過する可能性は干渉し、二光子が同時に観測されたときにだけカウントする「二光子検出器」で観測される。

このときの二光子同時検出確率 $P^{(2)}$ は

$$P^{(2)} = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\varphi) \quad (2)$$

となる。ここで φ は位相シフターにより加えられた位相シフト量である。同様の実験を同じ波長の単光子で行った場合（単光子状態 = $(|1\rangle_{A'}|0\rangle_{B'} + |0\rangle_{A'}|1\rangle_{B'})/\sqrt{2}$ ）の単光子検出確率 $P^{(1)}$ が

$$P^{(1)} = \frac{1}{2}(1 - \cos \varphi) \quad (3)$$

となることからわかるとおり、二光子同時検出確率はあたかも半分の波長の単光子のような周期性を示している。これは、二光子がひとかたまりとなって干渉した結果である。検出器の位置に、二光子吸収により感光し、単光子では感光しないレジストを塗布した基盤を配置しておく、古典的干渉で得られる干渉縞より2倍細かい干渉縞が得られる。このことは、古典的回折限界を超えた分解能が得られる可能性を示唆している。

2. 結像光学系への応用

上述したエンタングルメントは、二光子が同じポートを

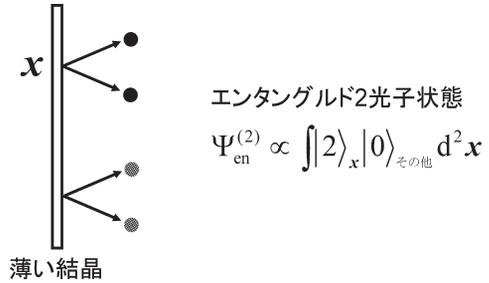


図2 位置エンタングルメントの概念図。

通るようにしたもので、一光子を観測するともう一光子も同じモードに必ず存在するという意味で、運動量のエンタングルメントと違ってよい。それに対し、位置のエンタングルメントを考えることもできる^{7-9,13)}。以下では、位置エンタングルメントを結像光学系に適用したときの分解能について議論する。ここでは、いかに古典的解像限界の2倍の解像限界が実現されるかをみていく。リソグラフィーの話に限定するため、二光子検出器の代わりに二光子吸収物質を用いるが、分解能の議論に何ら影響するものではない。

2.1 位置エンタングルメント

光軸方向に十分薄い非線形光学結晶にポンプ光を入射し、パラメトリック下方変換により光子対を発生させると、その二光子は必ず同じ場所からほぼ同時に発生する。同一場所から二光子が発生することを位置エンタングルメントとよび、結晶直後のエンタングルド二光子状態 $\Psi^{(2)}$ は図2に示すように、位置 \mathbf{x} から二光子とも発生しその他の場所からは発生しない状態を \mathbf{x} について積分したものとなる。このとき、各光子はスペクトル幅をもつが、二光子の周波数 ω_s および ω_l を加算したものはポンプ光の周波数 ω_p に一致する ($\omega_p = \omega_s + \omega_l$)。また、二光子の位相 θ_s および θ_l はともにランダムであるが、2つを加算したものはポンプ光の位相 θ_p に一致する ($\theta_p = \theta_s + \theta_l$)。すなわち、エンタングルド光子対が二光子として干渉する場合、位相情報は保存される。これらの性質を用いて、古典的解像限界（結晶直後の状態が、単光子状態 $\Psi^{(1)} \propto \int |1\rangle_{\mathbf{x}} |0\rangle_{\text{その他}} d^2 \mathbf{x}$ 、あるいは相関のない二光子状態 $\Psi_{\text{cl}}^{(2)} \propto \int |1\rangle_{\mathbf{x}} |1\rangle_{\mathbf{x}'} d^2 \mathbf{x} d^2 \mathbf{x}'$ のときの解像限界)を破ることはできないだろうか。

2.2 量子リソグラフィー（コヒーレント照明）

この節では、位置エンタングルメントを結像光学系（コヒーレント照明）に応用したときの光学分解能を議論する。図3のような結像光学系を考える。簡単のため、結像倍率1倍のアイソプラナティックな理想光学系とする。物体面直前に十分に薄い非線形光学結晶を配置し、パラメ

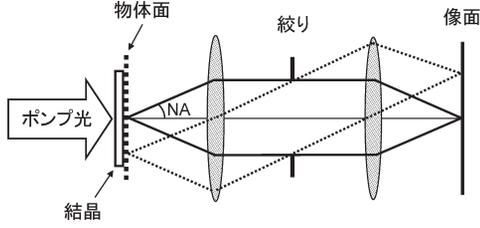


図3 量子リソグラフィ（コヒーレント照明）の概念図。

リック下方変換により発生した光子対のみを透過させ、ポンプ光はフィルターでカットする。二光子感光レジストを塗布した基盤が像面に配置されており、レジストは二光子が同時に到達したとき二光子吸収により感光し、一光子では感光しないものとする。また、光子対の発生効率は低く、異なる光子対の片割れ同士が像面上の同一場所に同時に到達し、二光子吸収が起こる確率は低いとして無視する。

エンタングルド光子対のおおのこの光子に対する物体の振幅透過率を等しく $g(\mathbf{x})$ とすると、物体透過直後の二光子状態 $|\Psi\rangle$ は

$$|\Psi\rangle = \int \{g(\mathbf{x})\}^2 \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} |0\rangle \quad (4)$$

と書ける。ここで、 $\hat{a}^\dagger(\mathbf{x})$ は物体面透過直後の位置 $\mathbf{x} = (x, y)$ における光子の生成演算子、 $|0\rangle$ は真空状態を意味する。また、発生する二光子の中心波長は等しく λ とし、スペクトル幅は広くないと近似した。今後のために、波数 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ の光子の生成演算子を $\hat{b}^\dagger(\mathbf{k})$ 、消滅演算子を $\hat{b}(\mathbf{k})$ と定義しておく。位置 \mathbf{x} における光子の消滅演算子 $\hat{a}(\mathbf{x})$ は、 $\hat{b}(\mathbf{k})$ の二次元フーリエ変換として、

$$\hat{a}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{b}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) d^2\mathbf{k} \quad (5)$$

で与えられる。上式は、エバネセント波成分も含んでいる。同様に、像面上での二光子状態 $|\Psi'\rangle$ は

$$|\Psi'\rangle = \int \{g(\mathbf{x})\}^2 \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} |0\rangle \quad (6)$$

と書くことができる。ここで、

$$\hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \int_{NA} \hat{b}^\dagger(\mathbf{k}) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) d^2\mathbf{k} \quad (7)$$

である。積分記号 \int_{NA} は、結像光学系の開口数 NA で制限された波数領域での積分を意味する。すなわち、 $\hat{a}^\dagger(\mathbf{x})$ は像面上の位置 $\mathbf{x} = (x, y)$ を中心とする、ぼやけた領域（後述の点像振幅分布）に存在確率をもつ光子の生成演算子である。

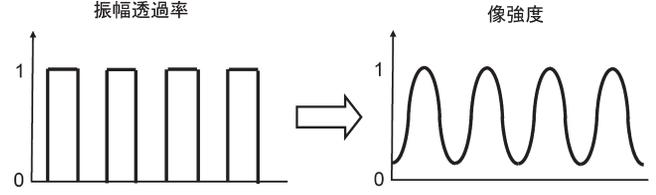


図4 ライン・アンド・スペースの振幅透過率と像強度。

二光子が像面上の同じ位置 $\mathbf{x}' = (x', y')$ で同時検出される確率 $P^{(2)}(\mathbf{x}')$ は、像面上 \mathbf{x}' における光子の生成・消滅演算子 $\hat{a}^\dagger(\mathbf{x}')$ および $\hat{a}(\mathbf{x}')$ を用いて、

$$\begin{aligned} P^{(2)}(\mathbf{x}') &= \langle \Psi' | \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}') \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}') \hat{a}(\mathbf{x}') \hat{a}(\mathbf{x}') | \Psi' \rangle \\ &= |\langle 0 | \hat{a}(\mathbf{x}') \hat{a}(\mathbf{x}') | \Psi' \rangle|^2 \\ &= |A(\mathbf{x}')|^2 \end{aligned} \quad (8)$$

で与えられる。像面上の位置 \mathbf{x}' で二光子が同時検出される確率振幅 $A(\mathbf{x}')$ は、式(5)~(8)より

$$A(\mathbf{x}') = \int \{g(\mathbf{x})\}^2 \{u(\mathbf{x}' - \mathbf{x})\}^2 d^2\mathbf{x} \quad (9)$$

となる。ここで、 $u(\mathbf{x}) = 1/(2\pi)^2 \int_{NA} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) d^2\mathbf{k}$ は点像振幅分布（物体上の1点から射出した光が像面上で形成する光振幅分布）である。

二光子干渉の際、二光子の位相の和がポンプ光の位相に一致するため、光子対は物体面のどこから発生しようが、像面上で自分自身（光子対自身）と干渉する。ここからは、物体としてライン・アンド・スペースを選び、分解できる最も高い空間周波数（ライン・アンド・スペースの周期の逆数）を解像限界（遮断周波数）とする。光子対の双方の一次回折光が結像光学系の瞳を通過し、ゼロ次光と干渉することで濃淡のストライプが形成される。この状態を「解像した」と定義する（図4参照）。つまり、一次回折光が瞳を通過できる最も細かいライン・アンド・スペースの空間周波数が遮断周波数である。

これまでの議論は像面上での二光子同時検出確率に関するものであったが、解像限界を知るうえで必要なのは、瞳面上の二光子同時検出確率だけである。つまり、物体の空間周波数成分と光子対の瞳内通過位置の関係を瞳空間で議論するのが、解像限界を理解するうえで便利である。エンタングルド光子対が瞳面上の $\mathbf{k}_s = (k_{sx}, k_{sy})$ および $\mathbf{k}_i = (k_{ix}, k_{iy})$ の2点を通過する確率振幅 $B(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)$ は

$$\begin{aligned} B(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) &= \langle 0 | \hat{b}(\mathbf{k}_s) \hat{b}(\mathbf{k}_i) | \Psi \rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \{g(\mathbf{x})\}^2 \exp\{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{x}\} d^2\mathbf{x} \end{aligned} \quad (10)$$

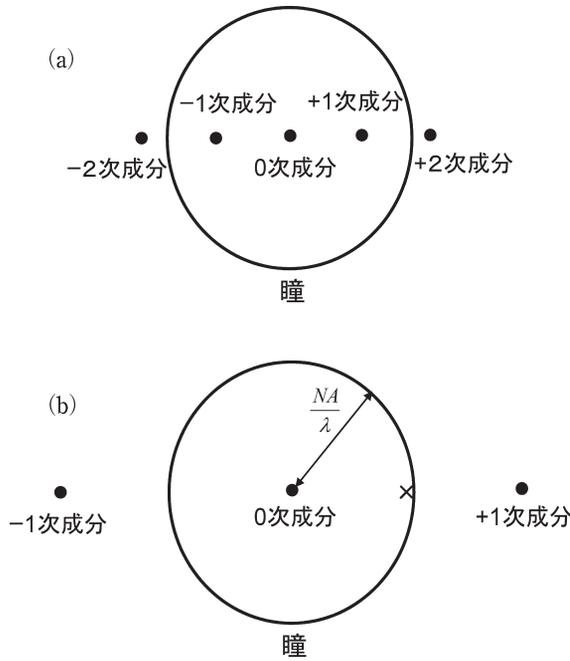


図5 瞳と物体空間周波数成分の関係。(a) 一般の場合、(b) 解像限界の場合。

で与えられる。これは、物体振幅透過率の2乗 $\{g(\mathbf{x})\}^2$ のフーリエ変換の形をしており、 $\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$ の関数である。物体がライン・アンド・スペースの場合、 $\{g(\mathbf{x})\}^2$ のフーリエ変換 (空間周波数成分) は図5 (a) のようにデルタ関数が一列に等間隔で並んだような関数となり、中央にゼロ次成分、その両隣に±一次成分、さらにその外側に±二次成分が現れ、高次成分ほど振幅が小さくなる。また、 $B(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)$ は $\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$ の関数であるため、光子対の波数の和 $\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$ が物体のフーリエ成分 (各空間周波数成分：図5 (a) 内の黒丸) の位置に対応し、光子対のうち両方とも瞳を通過した光子対だけが像面で二光子吸収される。つまり、光子対の波数の和が物体のある空間周波数成分に対応し、かつ光子対の双方とも瞳を通過すれば ($|\mathbf{k}_s|/2\pi, |\mathbf{k}_i|/2\pi \leq NA/\lambda$)、その成分は像形成に寄与する。このとき、物体の空間周波数成分のうち、一次成分さえ像形成に寄与すれば、濃淡のストライプが形成されるため、解像したと行ってよい。面白いことに、一次空間周波数成分が瞳の外に出ていても、光子対の一次回折光は瞳内を通過することができるため解像しうる。すなわち、古典的解像限界を破る。ライン・アンド・スペースが解像できる限界の空間周波数をもつとき、像形成に寄与する光子対の一次回折成分は、両方とも瞳の端の同じ点 (図5 (b) 中の×の位置) を通過する。これに対し、光子対のゼロ次回折成分は瞳中央の黒丸を中心に対称的な位置に存在し、組み合わせは無数にある。このときの遮断周波数は、古典的遮断周波数の2

倍となる。光子対は瞳面上に相関をもちながら広がり、必ずしも同じ場所を通過するわけではないが、像面の同一場所で同時検出すると、あたかも $\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$ の波数をもった1光子と同様の性質を示す。光子対のゼロ次回折成分と一次回折成分の干渉により、二光子吸収後像面上に干渉縞が形成される。このときの遮断周波数は NA/λ_p ($\lambda_p = \lambda/2$ はポンプ光の波長) となり、これは、非線形光学結晶を用いず、直接ポンプ光を物体面に照射し、像面に線形吸収により感光する従来のレジストを塗布した基盤を配置した場合と同等の遮断周波数である。

比較のために、非線形光学結晶を用いない、空間的相関のない古典的な場合の遮断周波数を考える。用いるレーザー光の波長は前述のポンプ光ではなく、光子対のおおの光子と同じ波長 λ とする。そのレーザー光を物体面に一様にコヒーレントに照射する。物体透過直後の二光子状態 $|\Psi\rangle_{cl}$ は

$$|\Psi\rangle_{cl} = \left\{ \int g(\mathbf{x}) \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} \right\}^2 |0\rangle \quad (11)$$

となる。像面には同様に、二光子吸収物質を塗布した基盤が置かれている。この場合、二光子が瞳面上の2点 $\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i$ を通過する確率振幅 $B_{cl}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)$ は

$$B_{cl}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int g(\mathbf{x}) \exp\{-i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{x}\} d^2\mathbf{x} \int g(\mathbf{x}) \exp\{-i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{x}\} d^2\mathbf{x} \quad (12)$$

となり、二光子は相関をもたず独立に回折される。像面上の位置 \mathbf{x}' で二光子が同時検出される確率振幅 $A_{cl}(\mathbf{x}')$ は、

$$A_{cl}(\mathbf{x}') = \left\{ \int g(\mathbf{x}) u(\mathbf{x}' - \mathbf{x}) d^2\mathbf{x} \right\}^2 \quad (13)$$

となり、一光子の確率振幅の2乗になる。式(9)と(13)を比較すると、物体がライン・アンド・スペースの場合、 $\{g(\mathbf{x})\}^2$ と $g(\mathbf{x})$ は等しく、実効的な点像振幅分布 ($\{u(\mathbf{x}' - \mathbf{x})\}^2$ および $u(\mathbf{x}' - \mathbf{x})$) だけが異なる。式(13)は積分全体を2乗しているが、このことは遮断周波数には効いてこない。 $\{u(\mathbf{x}' - \mathbf{x})\}^2$ は $u(\mathbf{x}' - \mathbf{x})$ に比べ先鋭な形状 (帯域は2倍広い) をしており、これらと物体とのコンボリューションをとって得られる像振幅の遮断周波数は、前者のほうが大きくなる。細かな計算は省略するが、結局一光子の一次回折光が瞳を通過できなければ、ライン・アンド・スペースを解像できないため、この場合の遮断周波数は一光子 (線形) リソグラフィーの遮断周波数の NA/λ に一致する。すなわち、エンタングルド光子対を用いた場合に比べ、遮断周波数は半分になる。

2.3 量子リソグラフィー (ケーラー照明)

ここまではコヒーレント照明を考えてきたが、遮断周波

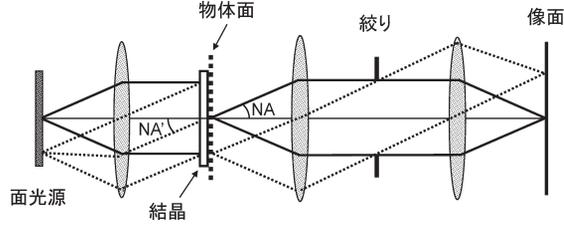


図6 量子リソグラフィ（ケーラー照明）の概念図。

数をさらに上げるために、非線形光学結晶の照射方法を変えてみる。図6に示すように、高輝度のインコヒーレント面光源を用意し、結晶をケーラー照明する。エンタングルド光子対はポンプ光強度に比例して発生するため、ポンプ光にパルスレーザーを用いる必要はない。面光源のある一点から発したポンプ光（結晶に入射する際の光軸に垂直な方向の波数 \mathbf{K} ）により生成された光子対が物体を透過した直後の状態 $|\Psi\rangle_{\mathbf{K}}$ は

$$|\Psi\rangle_{\mathbf{K}} = \int \{g(\mathbf{x})\}^2 \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{x}) \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} |0\rangle \quad (14)$$

と書ける。同様に、像面上での二光子状態 $|\Psi'\rangle_{\mathbf{K}}$ は

$$|\Psi'\rangle_{\mathbf{K}} = \int \{g(\mathbf{x})\}^2 \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{x}) \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) \hat{a}^\dagger(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} |0\rangle \quad (15)$$

と書くことができる。二光子が像面上の同じ位置 $\mathbf{x}' = (x', y')$ で同時検出される確率 $P_{pc}^{(2)}(\mathbf{x}')$ は、

$$\begin{aligned} P_{pc}^{(2)}(\mathbf{x}') &= \int_{NA'} |\langle 0 | \hat{a}(\mathbf{x}') \hat{a}(\mathbf{x}') | \Psi'\rangle_{\mathbf{K}}|^2 d^2\mathbf{K} \\ &= \iint \gamma(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) \{g(\mathbf{x}_1)\}^2 \{g^*(\mathbf{x}_2)\}^2 \\ &\quad \{u(\mathbf{x}' - \mathbf{x}_1)\}^2 \{u^*(\mathbf{x}' - \mathbf{x}_2)\}^2 d^2\mathbf{x}_1 d^2\mathbf{x}_2 \end{aligned} \quad (16)$$

となる。ただし、

$$\gamma(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) = \int_{NA'} \exp(i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)) d^2\mathbf{K} \quad (17)$$

である。ここで、積分記号 $\int_{NA'}$ は、照明光学系の開口数 NA' で制限された波数領域での積分を意味する。前節のコヒーレント照明の場合は、 $NA' = 0$ すなわち $\gamma(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) = 1$ に対応している。この場合も、光子対の発生効率率は低く、異なる光子対の片割れ同士が像面上の同一場所に同時に到達し、二光子吸収が起こる確率は低いとし無視する。波数 \mathbf{K} のポンプ光により生成された光子対が瞳面上の $\mathbf{k}_s = (k_{sx}, k_{sy})$ および $\mathbf{k}_i = (k_{ix}, k_{iy})$ の2点を通過する確率振幅 $B_{\mathbf{K}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)$ は

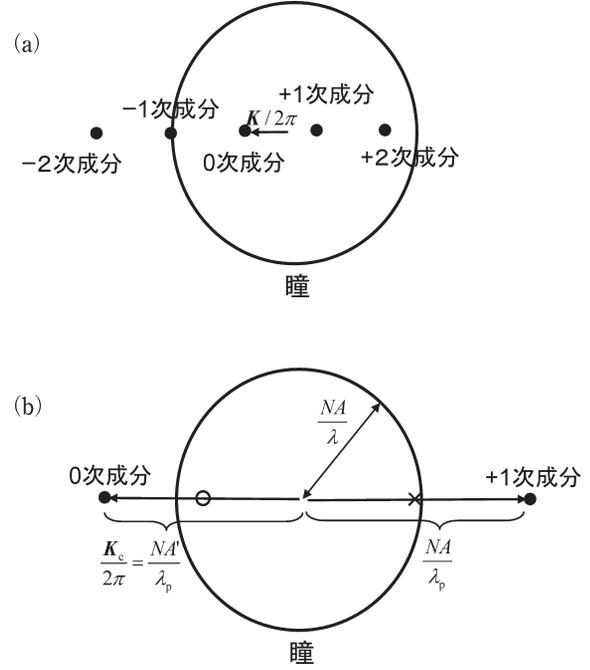


図7 ケーラー照明時の瞳と物体空間周波数成分の関係。(a) 一般の場合、(b) 解像限界の場合。

$$\begin{aligned} B_{\mathbf{K}}(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) &= \langle 0 | \hat{b}(\mathbf{k}_s) \hat{b}(\mathbf{k}_i) | \Psi\rangle_{\mathbf{K}} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \{g(\mathbf{x})\}^2 \exp\{-i(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{K}) \cdot \mathbf{x}\} d^2\mathbf{x} \end{aligned} \quad (18)$$

で与えられる。図7(a)に示すように瞳を基準にすると、物体の空間周波数成分がコヒーレント照明の場合と比べ、 $\mathbf{K}/2\pi$ だけシフトすることになる。ポンプ光は、互いにインコヒーレントな $|\mathbf{K}| \leq 2\pi NA'/\lambda_p$ の波数をもつ平面波のすべてを混ぜ合わせたものであり、ある波数の平面波により生成された光子対のゼロ次回折成分と一次回折成分の両方が瞳を通過すれば、ライン・アンド・スペースは解像され、像面上で二光子吸収により濃淡のストライプ（コントラストがよいとは限らない）が形成される。

したがって、遮断周波数を与えるライン・アンド・スペースを物体とした場合、図7(b)のように、瞳の外に $|\mathbf{K}_c|/2\pi = NA'/\lambda_p$ ($NA' \leq NA$) を満たす物体のゼロ次空間周波数成分と、それとは反対側の瞳の外に大きさ NA'/λ_p の一次空間周波数成分が現れるような励起平面波がポンプ光の中に存在する。その場合のゼロ次回折成分に関しては図7(b)の白丸を中心とした対称的な位置を光子対は通過し、像形成に寄与する一次回折成分に関しては瞳端の同一点（図7(b)中の×の位置）を光子対は通過する。このとき、二光子吸収後に像面上で観測される濃淡ストライプの空間周波数は、ゼロ次空間周波数成分と一次空間周波数成分の

差で与えられるため、遮断周波数は $C = NA'/\lambda_p + NA/\lambda_p$ となる。ただし、 $NA' \leq NA$ である。非線形光学結晶を用いず、ポンプ光と同一波長のインコヒーレント光源で直接物体面をケーラー照明した線形リソグラフィと同じ遮断周波数を与える。光子対のおおの光子の波長は $\lambda = 2\lambda_p$ であり、この波長の光を用いた空間的相関のない古典的結像光学系（ケーラー照明時）の遮断周波数は $C/2$ となる。この場合は、仮に像面で二光子吸収を起こさせたとしても、ライン・アンド・スペースを解像できる遮断周波数は $C/2$ のままで、空間相関があるときの半分である。

細かな計算を避けてできるだけ定性的に、いかにエンタングルド光子対が、二光子間に存在する量子相関によって、結像光学系の分解能向上等の興味深い干渉現象を引き起こすか述べてきた。このような量子相関をもつ光子対は、今のところパラメトリック下方変換を用いて生成する方法が最も簡単である。しかし、変換効率は高くなく、量子リソグラフィの一番のネックはスループットになると考えられる。また、高感度二光子吸収レジストも、今のところまだ開発されていない。

ここで紹介したエンタングルド光子対による結像では、ポンプ光子を直接用いた場合に分解能の点で勝ることはない（遮断周波数は同じ）。しかしながら、短波長の光に対する透過率が低い光学部材を用いることも多く、その場合、二光子に変換し長波長化することに意味がでてくる。本当の意味で古典的回折限界を破るためには、光子対の周波数の和がポンプ光の一光子分の周波数を超えればよいが、それを可能にする方法のひとつにハイパーパラメトリック散乱過程^{18,19)}が知られている。ハイパーパラメトリック散乱過程は三次の非線形過程であり、2つのポンプ光子から光子対が生成される。この光子対を用いれば、ポンプ光の古典的回折限界を破り超解像が実現できる可能性がある。

文 献

- 1) A. Einstein, B. Podolski and N. Rosen: "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?" *Phys. Rev.*, **47** (1935) 777-780.
- 2) P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko and Y. Shih: "New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs," *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 4337-4341.
- 3) T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov and A. V. Sergienko: "Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement," *Phys. Rev. A*, **52** (1995) R3429-3432.
- 4) P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum and P. H. Eberhard: "Ultrabright source of polarization-entangled photons," *Phys. Rev. A*, **60** (1999) R773-776.
- 5) D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko and Y. H. Shih: "Observation of two-photon "ghost" interference and diffraction," *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 3600-3603.
- 6) A. N. Boto, P. Kok, D. S. Abrams, S. L. Braunstein, C. P. Williams and J. P. Dowling: "Quantum interferometric optical lithography: Exploiting entanglement to beat the diffraction limit," *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000) 2733-2736.
- 7) N. Fukutake: "Quantum image-forming theory beyond diffraction limit," *Proc. SPIE*, **5754** (2005) 1800-1804.
- 8) N. Fukutake: "Projection lithography by means of parametric photon pairs," *J. Mod. Opt.*, **53** (2006) 719-728.
- 9) 福武直樹, 大木裕史: "量子イメージングと量子リソグラフィ", *O plus E*, **27** (2005) 629-633.
- 10) M. D'Angelo, M. V. Chekhova and Y. H. Shih: "Two-photon diffraction and quantum lithography," *Phys. Rev. Lett.*, **87** (2001) 013602.
- 11) R. Shimizu, K. Edamatsu and T. Itoh: "Quantum diffraction and interference of spatially correlated photon pairs generated by spontaneous parametric down-conversion," *Phys. Rev. A*, **67** (2003) R041805.
- 12) K. Edamatsu, R. Shimizu and T. Itoh: "Measurement of the photonic de Broglie wavelength of entangled photon pairs generated by spontaneous parametric down-conversion," *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 213601.
- 13) M. Bache, E. Brambilla, A. Gatti and L. A. Lugiato: "Ghost imaging schemes: Fast and broadband," *Opt. Express*, **12** (2004) 6068-6082. (<http://www.opticsexpress.org>)
- 14) B. E. A. Saleh, A. F. Abouraddy, A. V. Sergienko and M. C. Teich: "Duality between partial coherence and partial entanglement," *Phys. Rev. A*, **62** (2000) 043816.
- 15) A. F. Abouraddy, N. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko and M. C. Teich: "Demonstration of the complementarity of one- and two-photon interference," *Phys. Rev. A*, **63** (2001) 063803.
- 16) N. B. Nasr, A. F. Abouraddy, M. C. Booth, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko and M. C. Teich: "Biphoton focusing for two-photon excitation," *Phys. Rev. A*, **65** (2002) 023816.
- 17) C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel: "Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference," *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 2044-2046.
- 18) D. V. Strekalov and J. P. Dowling: "Two-photon interferometry for high-resolution imaging," *J. Mod. Opt.*, **49** (2002) 519-527.
- 19) K. Edamatsu, G. Oohata, R. Shimizu and T. Itoh: "Generation of ultraviolet entangled photons from a semiconductor," *Nature*, **431** (2004) 667-670.

(2009年2月12日受理)