

# 結像光学系におけるコヒーレンスの制御

渋谷 真人

結像光学系の代表である顕微鏡では、古くからコヒーレンスの制御が行われてきた。照明光源の大きさを変えて（物体面上の空間的コヒーレンスを制御し）結像特性を最適化したり、暗視野照明によって細かい欠陥を観察したり、あるいは位相差顕微鏡のように（物体の射出面上の相互強度のフーリエ変換が瞳面での相互強度であるから）結像レンズの瞳に位相板を設けて波面収差を操作して（コヒーレンスを制御し）位相物体を観察することができる。

近年、光リソグラフィーの分野では、光学系に工夫することによりコヒーレンスを制御し、微細パターンを作ることが盛んになっている。波長を短くすることが諸般の条件（光源、光学系材料、レジスト、空気の吸収など）から難しくなっており、最近研究熱が盛り返しているように思われる。コヒーレンスの制御としては、光源形状の最適化、被投影原版（通常縮小のときレチクル、等倍のときマスクと呼ぶ。以下はすべてマスクと呼ぶ）の位相物体化、投影レンズ瞳の透過率・位相制御などである。リソグラフィーにおいては、照明の均一性も非常に厳しく要求され、特に照度の均一性だけでなく、空間的コヒーレンスの均一性も同じように要求されている。また、レーザーを光源として用いる際には、いかにインコヒーレントな面光源を作るかということが課題である。これらに応える照明光学系の開発がなされている。

また、顕微鏡の分野でも、コンフォーカル走査型顕微鏡は古典的な光学系に対応させれば瞳操作と考えることができ、これもコヒーレンスの制御ということができる。

本記事では、このような空間的コヒーレンスを考慮した結像光学系について述べていくが、従来書物で説明されて

いる結像理論を吟味してみると、不十分な点がいくつかあったと思う。ひとつは、アプラナティックな結像が平面波展開できることと等価であることを明確にしてこなかった点であり、もうひとつは、パーシャリーコヒーレント結像理論においてコヒーレントな場合に振幅の議論だけで終わっていた点である。最初に、これらの点について述べていく。リソグラフィーにおける超解像技術は平面波展開で考えることでよく理解できるが、これによって、その理論的な妥当性が厳密に保証される。さらに、光リソグラフィーにおける超解像技術のひとつである位相シフト法が説明される。

## 1. 結像理論と位相シフト法

図1に示すような結像を考えてみる。軸上の物点Aが像点A'に、Aの近傍の点BがB'に幾何光学的に結像している。いまコヒーレント照明されているとする。いわゆるフーリエ結像論は、像がアイソプラナティックであること、すなわち近傍の物点の点像分布関数は同じ（不変）であることが前提として成立している。物体の振幅を  $U_0(x)$ 、像の振幅を  $U(x)$ 、点像振幅分布関数を  $u_0(x)$  とすると、 $u_0(x)$  が不変であることより、

$$U(x) = \int u_0(x-x') \cdot U_0(x') dx' \equiv u_0(x) \otimes U_0(x) \quad (1)$$

と表される。ここで  $\otimes$  はコンヴォリューションを示す。これをフーリエ変換すると、

$$\tilde{U}(v) = \tilde{u}_0(v) \cdot \tilde{U}_0(v) \quad (2)$$

を得る。ここで、 $\sim$  はフーリエ変換を示す。この式がフーリエ結像論の基本式である。

ここでは、コヒーレントな照明、わかりやすいように平行照明されたと考えているが、そうすると光路長の差  $\phi = \overline{AA'} - \overline{BB'} = \overline{FA'} - \overline{FB'}$  が式(1)では考慮されていないこ

(株)ニコン 半導体露光装置光学設計部 (〒140-8601 東京都品川区西大井1-6-3)  
E-mail: shibuya@nikongw.nikon.co.jp

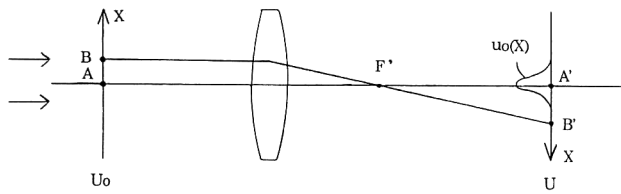


図1 アイソプラナティック結像.

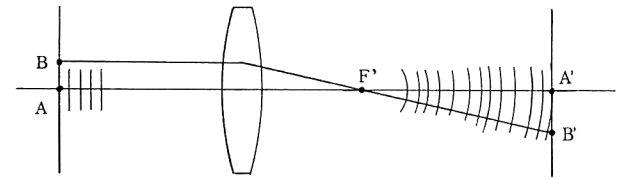


図2 アイソプラナティック条件導出のための説明図.

とがわかる。これを考慮すると、点像振幅分布関数はアイソプラナティックとはいえず、

$$U(x) = \int [u_0(x-x') \cdot \exp(i2\pi\phi(x')/\lambda)] \cdot U_0(x') dx' \quad (3)$$

となる。フーリエ結像論が成り立つためには、いわゆる点像の回折広がりの中で（それより大きな広がりにはほとんど光はいかない）、 $\phi$  が波長  $\lambda$  に比べて十分小さければよい。この条件は、図2からわかるように、光線 AA' にそった波面が平面波として考えられる条件であり、すなわち、アイソプラナティックである条件（＝フーリエ結像論が成立する条件）は平面波展開できる条件と等価であることがわかる。この事実は、デフォーカス像を計算するときにも重要であり、従来の結像論ではいわゆるフレネル回折として近似的な取り扱いをしているが、平面波展開ということで、フランフォーファー回折と一緒に厳密に扱ってよいことになる<sup>1)</sup>。

この条件を数式で表すと、

$$\sqrt{l^2 + (\lambda F)^2} - l \ll \lambda \Rightarrow \lambda F^2 / 2l \ll 1 \quad (4)$$

となる。ここで、 $l$  は像側焦点 F' から A' までの距離である。一般には  $l$  として射出瞳から像までの距離を考えればよく、射出瞳の（直）径を  $D$  としたとき、フレネルナンバー  $N$  を用いてこの関係を表すと、

$$N \equiv \frac{(D/2)^2}{\lambda \cdot l} \gg 1 \quad (5)$$

となる。実際に数値計算すると  $N > 100$  になれば全く影響ないことがわかる<sup>1)</sup>。なお、フレネルナンバーとは、焦点距離  $l$ 、口径  $D$  のフレネルレンズ（射出瞳がレンズに一致し、像点が焦点位置）の白と黒の両方の縞を合わせた数と定義される。

次にフーリエ結像論の基本式である式(2)をみると、点

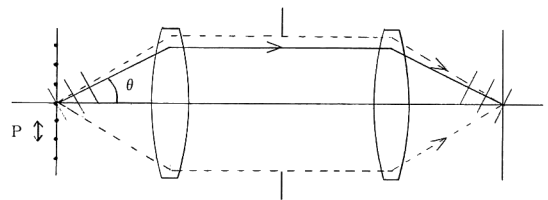


図3 結像の平面回折波の重ね合わせによる理解.

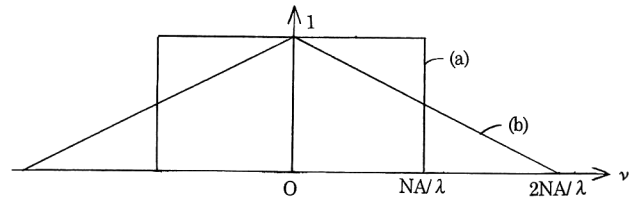


図4 光学系の伝達関数.

像振幅分布のフーリエ変換  $\tilde{u}_0(\nu)$  がいわゆる線型フィルターとして働いていることがわかる。この各フーリエ成分は図3に示すように、ある平面波に対応する。また、平面波の回折角  $\theta$  と物体の空間周波数  $\nu (=1/P, P$  は周期) との間には次の関係がある。

$$\sin \theta = \lambda / P = \lambda \cdot \nu \quad (6)$$

ということは、線型フィルターとしての特性が（瞳を1次元で考えたとき）図4(a)のようになり、遮断周波数（カットオフ周波数）が  $\nu_c = NA/\lambda$  であることがすぐにわかる。 $\nu = 0$  の値で規格化したものを ATF (amplitude transmittance function, 振幅伝達関数) と呼ぶ。

いままではコヒーレントな場合を考えてきたが、インコヒーレントな場合には強度で考えなくてはならず、次のような関係に表される。

$$I(x) = \int \tilde{i}_0(x-x') \cdot I_0(x') dx' \equiv \tilde{i}_0(x) \otimes I_0(x) \quad (6)$$

$$\tilde{I}(\nu) = \tilde{i}_0(\nu) \cdot \tilde{I}_0(\nu) \quad (7)$$

ここで、 $\tilde{i}_0(x)$  は点像強度分布、 $I_0(x)$  は物体の強度分布、 $I(x)$  は像の強度分布を示す。点像強度分布  $\tilde{i}_0(x)$  は点像振幅分布  $u_0(x)$  の自乗で与えられるので、これらのフーリエ成分には以下の関係がある。

$$\begin{aligned} \tilde{i}_0(x) &= |u_0(x)|^2 = u_0(x) \cdot u_0^*(x) \\ \Rightarrow \tilde{i}_0(\nu) &= \tilde{u}_0(\nu) \otimes \tilde{u}_0^*(\nu) \end{aligned} \quad (8)$$

(フーリエ変換)

式(8)と図4(a)より、インコヒーレントな場合の伝達特性  $\tilde{i}_0(\nu)$  が図4(b)のように表されることがわかる。

一般には、図4の(a)と(b)との比較より、インコヒーレントな場合の解像力がコヒーレントな場合の2倍になっている。しかしながら、コヒーレントの場合には振幅で議論しているが、像形成に直接関係するのは強度である。

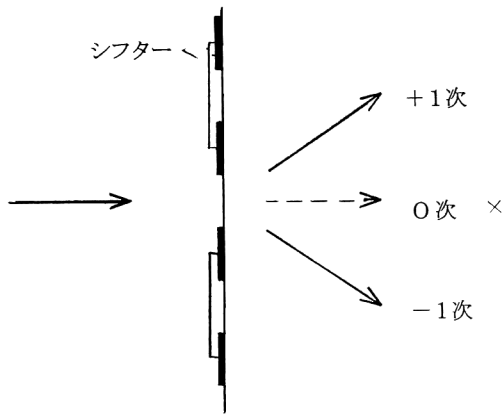


図5 位相シフトマスク。

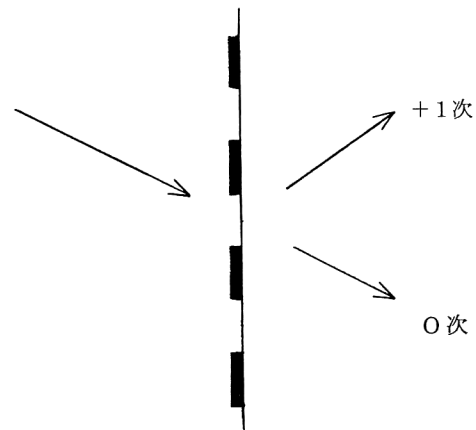


図6 斜め照明における回折光。

図3に点線で示した上下2つの平面波を考えると、それらの干渉によって、 $\nu=1/p=2NA/\lambda$ の周波数のパターンができることがわかる。これを実践したのが位相シフトマスクであり、図5にそれを示す。白黒の繰り返しパターンにおいて、白（光を通す部分）の部分に1つおきに位相シフターを配置し、隣り合う白からの光の位相が $180^\circ$ ずれるようにしたものである。平行光で照明すると、0次光は発生せず、+1次光が光学系の瞳を通ればそれらが干渉し、図3の点線で示すような最周辺の光線の場合、ピッチ $p=\lambda/2NA$ のパターンが再生される。単にインコヒーレントと同じ解像限界というだけでなく、2光束干渉ということからコントラストが1であり、光軸に対称に光が入るので焦点深度が深くなり、リソグラフィとして非常に有効である<sup>2-5)</sup>。

図5に示したような繰り返しパターンだけでなく、一般の白黒パターンについても隣り合う透過部の間に位相差をもたせれば有効であり、これをレベンソン型（または、渋谷-レベンソン型）と呼ぶ。この原理を改良した方式は数多く提案されており、たとえばハーフトーン型と呼ばれる、黒の部分の透過率を数%与え白と黒の間で位相差をつけた方式は、マスク製造上の課題も含めて有望と考えられている<sup>6,7)</sup>。ただし、0次光がなくなるわけではないのでピッチ $p=\lambda/2NA$ では高いコントラストは得られず、その意味では超解像にはならないが、次章で述べる斜め照明と組み合わせることが考えられる。

## 2. 照明による超解像

位相シフトマスクは、物体面上の空間コヒーレンスを直接的に制御したものであるが、光源形状を変えることで、物体面上の空間的コヒーレンスを変えることができ（光源形状 [コンデンサーレンズの射出瞳形状] のフーリエ変換が物体面上での空間コヒーレンス度を与えるというのが、

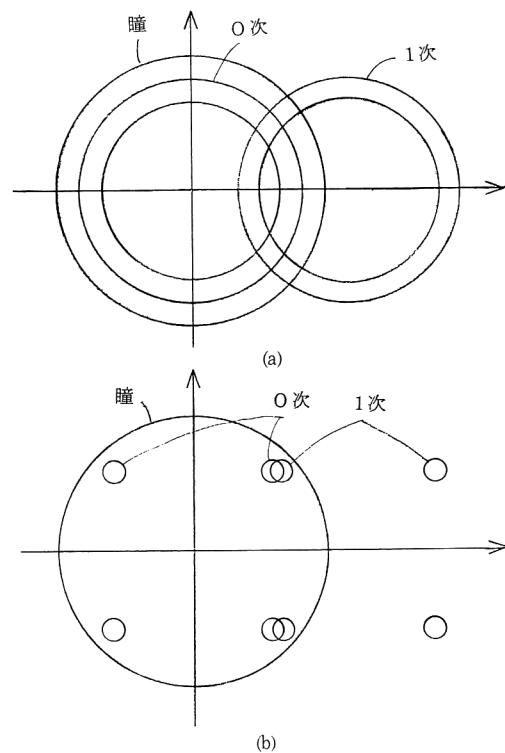


図7 輪帯照明と4つ目照明の回折光。

Van-Cittert Zernikeの定理)、それによって高解像を得ることが行われている。

繰り返しパターンにおける位相シフト法は、図5からわかるように2光束干渉でパターンを再生している。これと同様のことが、図6に示すように通常の白黒物体を斜め照明することによっても可能である。結像性能の方向性がないことが望ましいので、照明は回転対称になり、これを輪帯照明法と呼ぶ<sup>8,9)</sup>。

ここで、実際のパターンが縦横の2方向に主に配列されていることに着目して（特にメモリーICではこの条件が満足される）、輪帯照明を見直してみる。図7(a)には輪帯

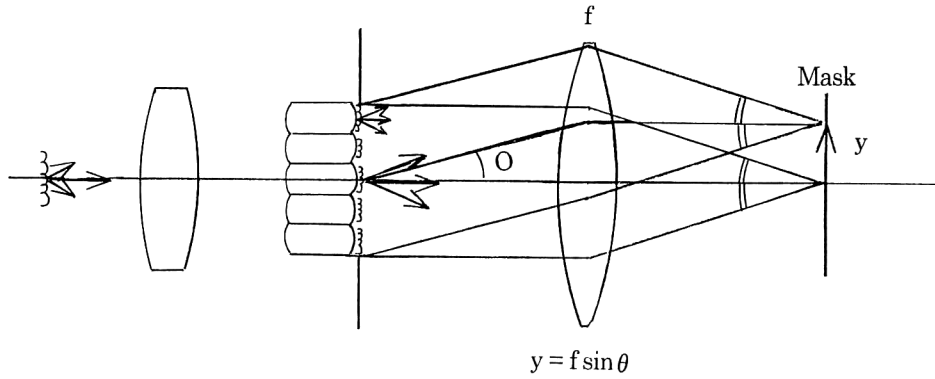


図8 フライアイ照明系.

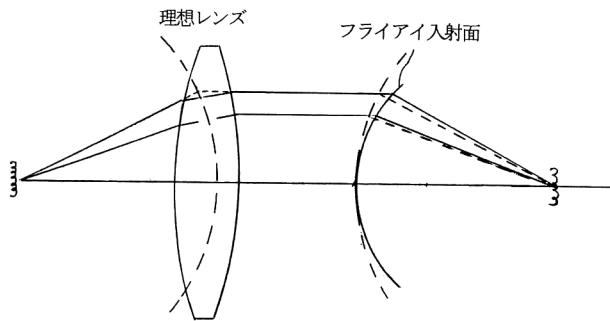


図9 フライアイにおける正弦条件不満足の説明.

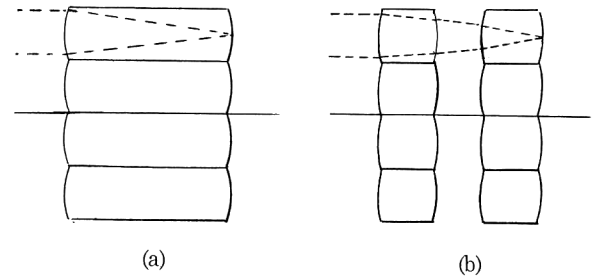


図10 (a) 通常のフライアイ, (b) 分割フライアイ.

照明の0次光と1次光が示されているが、1次光の瞳の外の光は投影光学系を透過しないため、DC成分となりコントラストを低下させる。これを縦横の両方向で考え、有効でない照明部分を消去して、最適化してみると、図7(b)のような4つ目照明が有効なことがわかる<sup>10,11)</sup>。

### 3. 照度一様性とコヒーレンス一様性

光リソグラフィーでは、照度と空間コヒーレンスの双方について像面内での一様性（均一性）が要求される。この2つが一様でなくなると、像面内での解像特性がばらつき、実際的な高解像が得られないからである。

顕微鏡の照明では光源の場所むら（フィラメント形状）が物体面上で生じないように、ケーラー照明される（光源がコンデンサーレンズの前側焦点に、物体が後ろ側焦点に置かれる。実際には多少異なる場合もある）。たしかに光源の場所むらの影響は排除できるが、光源輝度の方向特性によって照明むらが発生してしまい、光リソグラフィーの照明で要求される1~3%以下の照度均一性は達成できない。そこで、図8に示すようにフライアイインテグレーターが用いられている。光源の像が各フライアイの射出端に作られ、図から容易にわかるように輝度の方向むらが2次光源（フライアイ射出面）での場所むらに変換される。この2次

光源によるケーラー照明なので、基本的に照明の均一性が得られる。

ここで、2次光源面がランベルト面ならば、2次光源からレチクルまでのコンデンサーレンズが $f \sin \theta$ レンズであればよい。その場合には、レチクルから見た等価光源サイズが中心と周辺とで同じなので、空間のコヒーレンスもレチクル上で一様となる（図8）。しかしながら、通常のフライアイは球面単レンズであるために以下に述べるようにランベルト面にはなっていない。原理的な部分だけを抜き出したものが図9である。光源、コリメーターレンズ、フライアイ入射面が書かれてあり、フライアイ入射面後はガラス（ $n=1.5$ ）としてある。1章で述べたように（周期物体を考えてみるとわかりやすいが）、基本的に2光束干渉で像は作られる。その結像倍率は2つの光束の方向余弦の差で決まることも容易に理解できる。すべての2光束干渉の倍率が同じであることが、像の収差（厳密にはコマ収差）がないための条件である。しかし、図9からわかるように単レンズの場合にはレンズの周辺を通る光線はこの条件を満足せず、点線で示す理想の光線の開き角よりも、実線で示される実際の光線の開き角のほうが大きく、近軸倍率よりも縮小されることになる。ということは、フライアイで作られる2次光源は周辺へ（角度のある）光を放出する面積が小さいことになる。ここで、光源輝度の方向特性はあつ

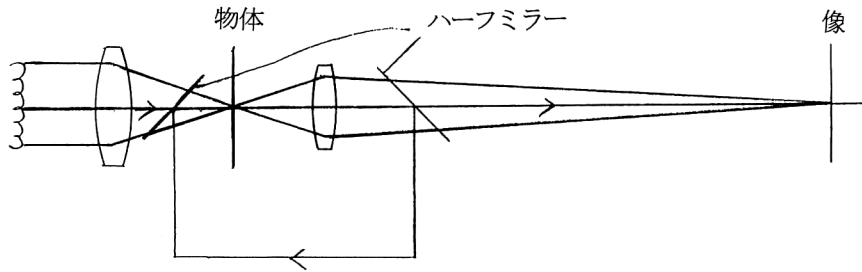


図11 自己重畳結像.

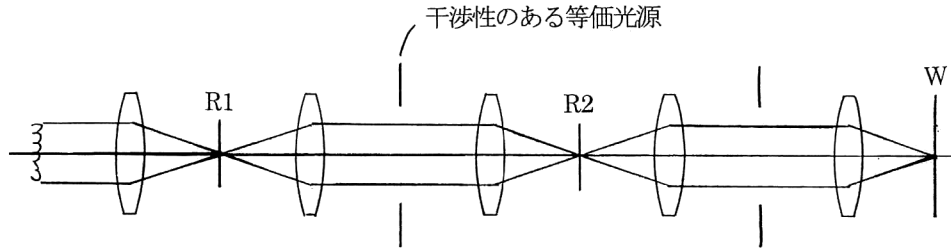


図12 2回結像光学系.

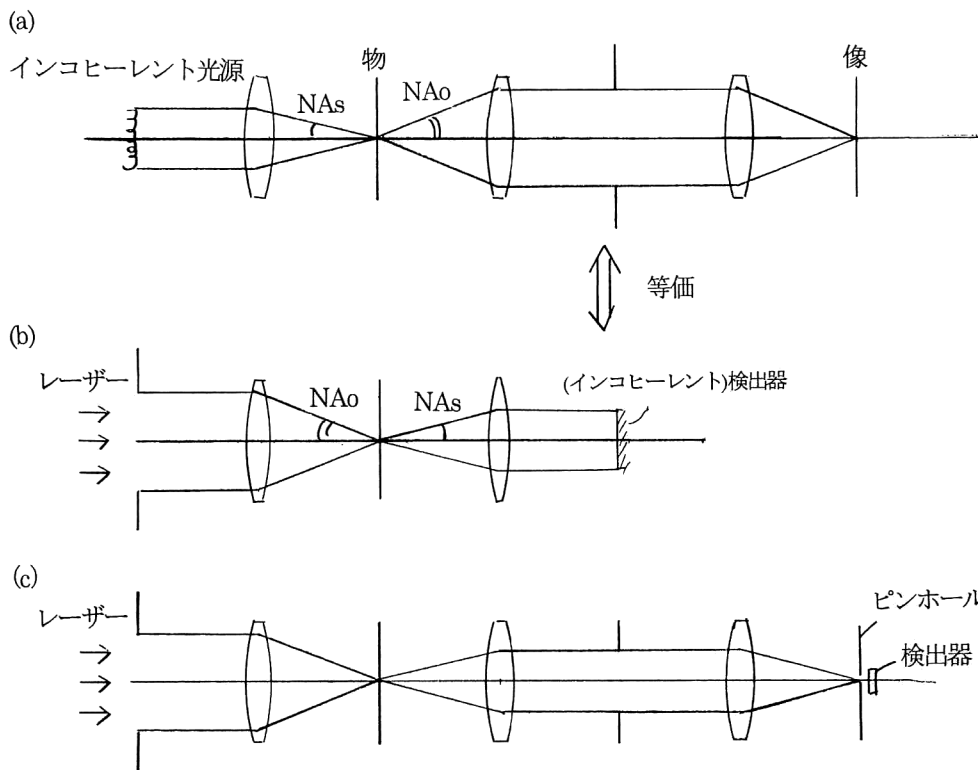


図13 (a) 通常の結像光学系, (b) 走査型顕微鏡, (c) コンフォーカル走査型顕微鏡.

でも各フライアイエレメント内では小さいので、各フライアイ射出面の輝度は（輝度不変の法則より）一様である。よって、2次光源として周辺に放出される光量はランペルト面よりも小さいことになる。これを補って照明むらをな

くすためには、コンデンサーレンズに  $f \sin \theta$  レンズよりも負の歪曲をもたせなくてはならない。こうすると、光源サイズが周辺で大きくなり、空間的コヒーレンスの一様性が満足されない。照度とコヒーレンスの両方の均一性を満

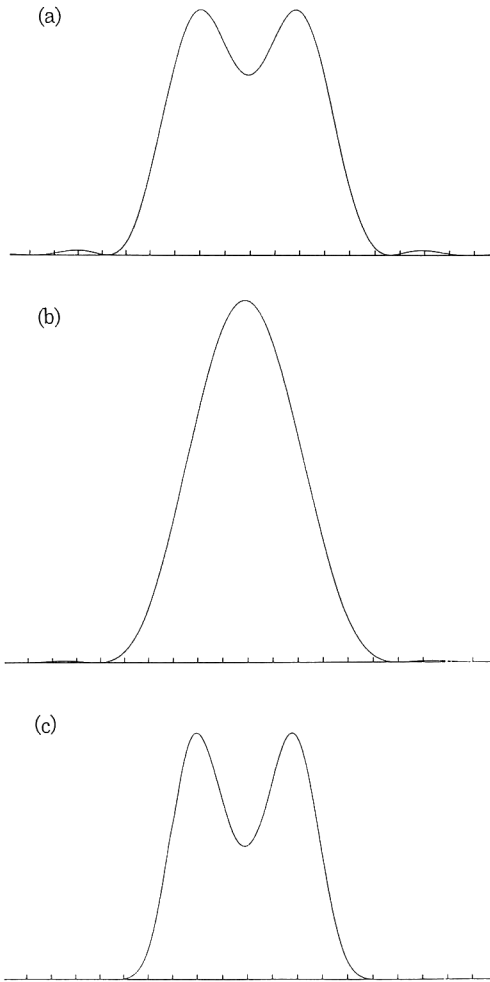


図14 2点分解。(a) 通常のインコヒーレント結像, (b) 通常のコヒーレント結像, (c) コンフォーカル走査型顕微鏡。

足させるためには、正弦条件を満足するフライアイを用いる必要があり、図10(b)のような分割フライアイ、あるいは非球面を用いたフライアイが考えられる。

なお、照度とコヒーレンスの両立の説明は、すでに多くの解説があり、それらはフライアイ入射面とレチクルの間の歪曲収差ということで説明されている<sup>12-14)</sup>。おそらく、そちらのほうが理解しやすいかと思われるが、ここでは別の説明を試みた。

#### 4. 瞳 操 作

瞳に操作する方法は従来から多く行われているが、ここでは従来とは異なる発想のものを簡単に紹介する。

光源の各点からの光はインコヒーレントであるが、一方基本的に光源と共役関係にある投影光学系の瞳内では、物体の1点から広がった光はコヒーレントである（異なる点からの光も部分的干渉性をもつ）。ここで、意図的に瞳内をインコヒーレント化するというアイデアがある。輪帯状に瞳を切り、各輪帯間で照明光の可干渉距離以上の光路差を

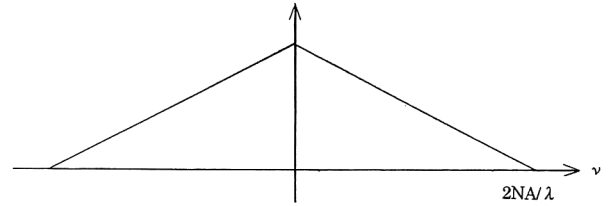


図15 コンフォーカル走査型顕微鏡の振幅伝達特性。

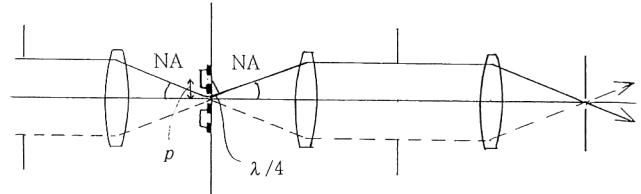


図16 コンフォーカル顕微鏡による位相シフトマスクの観察。

つけたり、偏光板で偏光状態を変えて（直交させて）、インコヒーレント化するというものである。このようにすると、デフォーカスによる波面収差は各輪帯内でだけ考えればよいので、収差発生量が通常の光学系よりも小さい。よって焦点深度が深くなるという効果がある<sup>15)</sup>。

また、瞳函数を変えて露光を重ねて行うという提案もなされている。光源はインコヒーレントなので、異なる光源形状で露光して重ね合わせるということは意味がなく、最初から重ね合わせた光源形状で照明すればよい。しかし、投影光学系の瞳面内の各点の波面は干渉性をもつので、異なる瞳函数で作られた像の（インコヒーレントな）重ね合わせと、投影光学系の瞳（函数）を重ねて露光することとは異なる。レチクルの各パターンに対して最適な瞳函数を求め、それらの瞳函数で露光すれば、平均的に良好な像が得られることが期待できるというものである<sup>16)</sup>。

#### 5. 自己重畳結像とコンフォーカル顕微鏡（等価光源内の干渉性）

図11に示すように、像のコントラストを上げるために、自分の像で自分自身をクリティカル照明することが考えられる。この方式は図12に示されるように、同じレチクルR1, R2を2つ用いて、リソグラフィーでも提案されている<sup>15)</sup>。通常の光学系では等価光源の面内の各点は互いにインコヒーレントであると考えているのに対し、この場合には等価光源内に干渉性をもたせることを意味している。

いわゆる走査型顕微鏡は図13(a), (b)に示されるように、通常の光学系と全く等価である。通常光学系におけるインコヒーレント等価光源、結像レンズ瞳が、走査型顕微鏡のインコヒーレント検出器（検出器面に入る全光量を検

出するだけであり、検出器面の各点の間はインコヒーレントとなっている、集光レンズ瞳にそれぞれ対応する（もちろん一括で画像が取得できる、走査しないと取得できないという違いはある）。ここで、等価光源に干渉性を導入したのが自己重畳結像であり、同様のことを走査型顕微鏡で行ったのが図 13(c) に示されるコンフォーカル顕微鏡で、再結像によって (b) の検出器面内に干渉性を導入したことに相当する（大抵の場合、実際のコンフォーカルでは受光部分が大きく、干渉性を取り入れているという効果はほとんどなく、フレア光除去による画質向上、3次元分解能取得の効果にしかかかっていない）。点像振幅分布を  $u_0(x)$  とすると、点像強度分布は  $|u_0(x)|^2$ 、コンフォーカル顕微鏡では再結像により振幅分布が  $u_0^2(x)$  となり、測定される強度分布は  $|u_0(x)|^4$  と表せる（以後、簡単のため照明と受光の両方の NA を同じとしている）。2 点のレーリー分解能は点像強度分布の第 1 のゼロ点に他の像が作られるときに定義されるが、そのときのインコヒーレント結像、コヒーレント結像、コンフォーカル顕微鏡像の強度分布は第 1 ゼロ点までの距離を  $x_0$  とし、 $|u_0(x)|^2 + |u_0(x+x_0)|^2$ 、 $|u_0(x) + u_0(x+x_0)|^2$ 、 $|u_0^2(x) + u_0^2(x+x_0)|^2$  と各々表され、図 14 に断面図を示す。コンフォーカル顕微鏡がすぐれていることがわかる。

ここで物体周波数の伝達特性を考えてみる。図 13(c) において、さまざまな角度で照明する光とその回折光が検出器に到達するかを考えてみれば（または振幅分布が  $u_0$  なので式 (8) と同じようにフーリエ変換してみれば）、振幅伝達特性が図 15 のようになることがわかる。実際には振幅ではなく、ピンホールで受光された強度を観察しており、その特性がどうなるかを考えてみる。わかりやすく白黒パターンを考えてみると、やはりその 1 次回折光が通らなくては強度変調はおきないので、その意味から解像限界は  $2NA/\lambda$  となり、これは通常の顕微鏡の解像力を超えていない。ではどのようなとき優位になるかということ、位相物体をみるときである。繰り返しパターンの位相シフトマスクをみることを考えてみよう。透過部分と隣のシフト部分との間隔を  $p$  とする図 16 には大きく回折される 2 つの 1 次回折光のみが示されている。これが干渉パターンをピンホール上につくり、その変調（位相ずれ）は 2 つの回折波の双方に起きるので、強度変化として

$$|\exp(i\pi \cdot x/p) + \exp(-i\pi \cdot x/p)|^2 = 2 + 2 \cos(2\pi \cdot x/p) \quad (9)$$

が検出される。 $p \cdot NA = \lambda/4$  であり、ピッチ  $p = \lambda/4NA$  の白黒パターンとして観測される。あくまで物体の正しい基本周期は  $2p = \lambda/2NA$  であり、これを真に解像したといえ

るか微妙であるが、通常の顕微鏡では 0 次光が通らないので像面には全く干渉パターンがつくられないのに対して、この場合にはパターンが観測される。通常の顕微鏡では、物体が位相シフトマスクであっても  $p = \lambda/2NA$  までしか解像しない。

## 6. ま と め

光リソグラフィを中心として、コヒーレンスの制御ということについてどのようなことが行われているかを述べてきた。同じようなことは多くの解説がなされており、この分野の方には、またかと思われる節もあったと思われるが、多少は説明に工夫をしたつもりであり、また他分野の方には参考にはなったかと思う。1 章では、フーリエ結像論、その前提であるアイソプラナティック、平面波展開の考え方、フレネルナンバーの大きな結像を取り上げ、これらの密接な関係について述べた。この事実は光学系を扱う上で非常に重要であるが、ほとんどの教科書でこの辺りの議論が十分になされていないと思う。

先人（たしか高橋秀俊）の言葉として「物事は 2 通りの説明ができて、本当にわかったと安心できる」とあるが、光学系では、点像を基本として理解することと、（物体または像平面上での）平面波を基本として理解することの 2 通りでみることは、非常に有効である。これらは互いにフーリエ変換の関係であり、物体の結像を基本にする見方と瞳の結像を基本にする見方と分けることもできる。1 章の結像論の基本的議論や 2 章での従来とは異なる説明、さらに 5 章での議論などは、ここに関係していると思う。

レーザー照明用光学系にはいろいろなアイデアが提案されているが、紙面の制約もあり説明を割愛した。なお、コヒーレンスの議論と直接の関連はないが、光リソグラフィでは作られる像が重要であって、物体であるマスクとの相似性は全く要求されない。この点は顕微鏡などとは異なる状況である。

## 文 献

- 1) T. Namikawa and M. Shibuya: "Isoplanatic condition and the characteristic of defocus in an optical system of low Fresnel number," *Optik*, **96**, No. 2 (1994) 93-99.
- 2) 渋谷真人: "被投影原版", 公開昭 57-62052, 公告昭 62-50811, 1441789.
- 3) M. D. Levenson, N. S. Viswanathan and R. A. Simpson: "Improving resolution in optical lithography with a phase-shifting mask," *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-29** (1982) 1828.
- 4) 渋谷真人: "位相シフト法", 半導体研究所報告, **30**, 3号 (1995) 9.
- 5) M. Shibuya: "Resolution enhancement techniques for opti-

- cal lithography and optical imaging theory," *Opt. Rev.*, **4** (1997) 151.
- 6) 岡崎信次：“位相シフト技術”，*光学*, **20** (1991) 488.
  - 7) T. Terasawa, N. Hasegawa, H. Fukuda and S. Katagiri: “Imaging characteristics of multi-phase-shifting and half-tone phase-shifting mask,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30** (1991) 2991.
  - 8) 堀内敏行, 鈴木雅則：“輪帯光源絞りをを用いた光露光解像限界の追求”，春季第32回応物講演予稿集, 29a-H-4 (1985) pp. 294.
  - 9) 堀内敏行, 鈴木雅則, 渋谷真人：“投影露光装置”，公開昭59-211269, 公告平6-82958.
  - 10) N. Shiraishi, S. Hirukawa, Y. Takeuchi and N. Magome: “New imaging technique for 64 M-Dram,” *Proc. SPIE*, **1674** (1992) 741.
  - 11) K. Kamon, T. Miyamoto, Y. Myoi, H. Nagata, M. Tanaka and K. Horie: “Photo lithography system using annular illumination,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30** (1991) 3021.
  - 12) 森 孝司：“ステッパーの照明光学系” *光アイアンス*, **5**, 3号 (1994) 32.
  - 13) 鶴田匡夫：第4・光の鉛筆（新技術コミュニケーションズ, 1997) 33-34章, pp. 440-462.
  - 14) 菊池哲男：“フライアイレンズ”，*O plus E*, **20** (1998) 300.
  - 15) K. Matsumoto, N. Shiraishi, Y. Takeuchi and S. Hirukawa: “Innovative image formation: Coherency controlled imaging,” *Proc. SPIE*, **2197** (1994) 844.
  - 16) R. M. von Bunau, H. Fukuda and T. Terasawa: “Effects of radially non-symmetric pupil filters and multiple-pupil exposure,” *Proc. SPIE*, **2726** (1996) 375.

(1998年4月28日受理)