

講義

フレッシュマンのための現代光学—IV

コヒーレンスと結像 (2)

渋谷 真人

(株)ニコン光学本部第2光学部第5光学課 〒140 東京都品川区西大井 1-6-3

(1992年7月30日受理)

Modern Optics for Freshmen—IV

Coherence and Image Formation (2)

Masato SHIBUYA

Optical Designing Department, Nikon Corporation,
1-6-3, Nishi-Ohi, Shinagawa-ku, Tokyo 140

5. 部分的コヒーレント照明下の結像

5.1 平面波展開による結像理論

図16に示すような、光源上の各点からの光が互いにインコヒーレントな、有限な大きさの光源で照明された物体の結像特性を考えてみる。光源の各点はいろいろな角度の平面波で物体を照明することになるので、物体上の任意の2点の光の位相差は一定(コヒーレント)でもなければ、また光源が無限に大きいわけではないので完全にランダム(インコヒーレント)でもなく、部分的コヒーレントな照明と呼ばれる。3.2節で説明した Van-Cittert-Zernike の定理を改めて図的に解釈してみる。

図17に示すように、光源上の1点からの照明による物体上の2点間の位相差を複素平面上の単位円上の1点Aに対応させることができる。ここで、角度 ϕ は

$$\phi = (2\pi/\lambda)\xi_s \cdot x$$

と表される。 ξ_s は光源の各点からの平面波の進行方向の x 方向余弦、 x は物体上の2点間の距離である。複素コヒーレンス度は、光源上すべての点からの照明による単位円上の点の平均と考えることができるので、複素コヒーレンス度の絶対値はゼロ(インコヒーレント)と1(コヒーレント)の間の値をとることになる。また、通常は光源として円形状のものを考えるので、ここでもそのような前提で議論する。

光源の各点からの光は互いにインコヒーレントであるから、3.1節で述べたように各点からの照明で作られた

強度分布を重ね合わせればよい。すなわち、コヒーレント照明について用いた平面波展開による結像の考え方を、部分的コヒーレント照明下の結像でも同様に用いることができ、光源に関する積分を付加すればよい。図16に示すように、進行方向の x 方向余弦が ξ_s である平面波によって物体が照明され、物体振幅透過率の空間周波数 $\nu = \xi/\lambda$ の周波数成分 $U(\xi/\lambda)$ によって $\xi - \xi_s$ の方向に回折される。さらに光学系を透過して、方向余弦 $\xi' = (\xi - \xi_s)/\beta$ の平面波として像面に入射する(β は結像倍率)。光源の各点からの照明にたいして強度分布 $I_s(x')$ を求め、光源について積分することにより、全体の強度分布 $I'(x')$ は以下のように求まる⁹⁾。

$$\begin{aligned} I'(x') &= \int ds I_s'(x') \\ &= \int ds |U_s(x')|^2 \\ &= \iiint d\xi_1 d\xi_2 S(\xi_s) \\ &\quad \cdot \exp[i2\pi \{(\xi_1 + \xi_s) - (\xi_2 + \xi_s)\} x'/\lambda\beta] \\ &\quad \cdot G(\xi_1 + \xi_s) G^*(\xi_2 + \xi_s) \\ &\quad \cdot U(\xi_1/\lambda) U^*(\xi_2/\lambda) \end{aligned}$$

ここで、 s は光源上の座標、 ξ_s は照明光の物体面での方向余弦を、 $S(\xi_s)$ は光源の強度分布を示し、他のパラメータはコヒーレントの場合((19),(22)式)と同じである。回折波(光線)の方向余弦の代わりに、対応する物体上の空間周波数 $((\nu_s, \nu_1, \nu_2) = (\xi_s/\lambda, \xi_1/\lambda, \xi_2/\lambda))$ を用

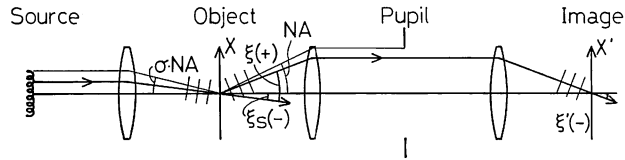


図16 平面波展開による部分的コヒーレント照明下の結像の説明

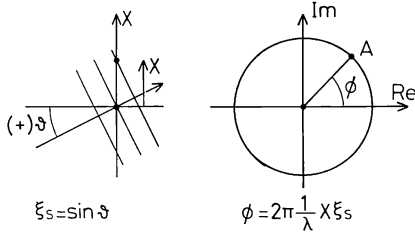


図17 照明された物体の複素コヒーレンス度の説明

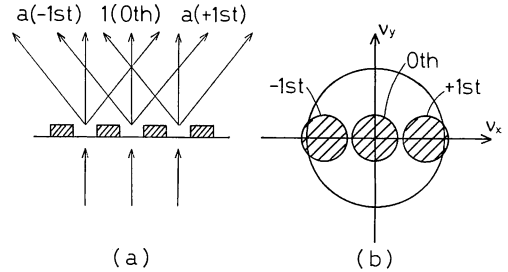


図18 開口部と遮光部とが等しい周期物体の回折光

い、さらに式の変形を行うと⁸⁾,

$$I'(x') = \iiint d\nu_s d\nu_1 d\nu_2 S(\nu_s) \cdot \exp[+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'/\beta] \cdot G(\nu_1 + \nu_s)G^*(\nu_2 + \nu_s)U(\nu_1)U^*(\nu_2) \quad (23)$$

となる。ここで、相互透過係数 (TCC, transmission cross coefficient) と呼ばれる量 $R(\nu_1, \nu_2)$ を次式で定義する。

$$R(\nu_1, \nu_2) = \int d\nu_s S(\nu_s)G(\nu_1 + \nu_s)G^*(\nu_2 + \nu_s) \quad (24)$$

ここで、

$$R(\nu_1, \nu_2) = R^*(\nu_2, \nu_1)$$

であることは明らかである。TCC を用いて(23)式を書き直すと

$$I'(x') = \iint d\nu_1 d\nu_2 R(\nu_1, \nu_2) \cdot \exp[+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'/\beta]U(\nu_1)U^*(\nu_2) \quad (25)$$

この式は、物体の振幅透過率の空間周波数成分のペア (周波数 ν_1 と ν_2) の干渉によって、空間周波数 $(\nu_1 - \nu_2)/\beta$ の干渉縞が像面に作られ、その伝達の大きさが TCC で表されることを示している。

結像の基本性能は、0次回折光と1次回折光による干渉縞のコントラストで十分評価できる。いま、図18(a)に示すような周期パターンを考えると、その0次光、±1次光は瞳上では図18(b)のような位置にくる。高次の回折光を無視すると、これらの相互の干渉によって像が作られる。各回折光がそれぞれ一様強度成分を作り、0次回折光と±1次回折光の干渉で基本周波数成分が、+1次回折光と-1次回折光により倍周波数成分が作ら

れる。0次回折光に対する±1次回折光の振幅の強さを a 、基本周波数を ν とすると、像強度は次のように表される。

$$I'(x') = R(0, 0) + R(\nu, \nu)a^2 + R(-\nu, -\nu)a^2 + R(0, \nu) \cdot a \cdot \exp[-i2\pi\nu x'/\beta] + R(\nu, 0) \cdot a \cdot \exp[+i2\pi\nu x'/\beta] + R(0, -\nu) \cdot a \cdot \exp[+i2\pi\nu x'/\beta] + R(-\nu, 0) \cdot a \cdot \exp[-i2\pi\nu x'/\beta] + R(\nu, -\nu) \cdot a^2 \cdot \exp[+i4\pi\nu x'/\beta] + R(-\nu, \nu) \cdot a^2 \cdot \exp[-i4\pi\nu x'/\beta]$$

さらに、 a が小さいとすると、

$$I'(x') = R(0, 0) + 2 \cdot a \cdot \text{Real} \{ R(\nu, 0) + R(0, -\nu) \} \cdot \exp \{ +i2\pi\nu x'/\beta \}$$

となり、0次光と1次光による干渉縞でおよその結像性能が評価できることがわかる^{6,9)}。すなわち、 $R(\nu, 0) + R(0, -\nu)$ を $2R(0, 0)$ で規格化した量を用いればよく、この量を部分的コヒーレント光学系の OTF と呼ぶこともある⁶⁾。

$$\text{OTF}_p(\nu) = \{ R(\nu, 0) + R(0, -\nu) \} / 2R(0, 0) \quad (26)$$

部分的コヒーレント (partially coherent) であることを明確にするため下付の添え字 p を付けた。さらに、無収差または収差が回転対称 (デフォーカスおよび球面収差) の場合には、 $R(0, -\nu) = R^*(\nu, 0)$ となるので、

$$I'(x') = R(0, 0) + 4 \cdot a \cdot \text{Real} \{ R(\nu, 0) \} \cdot \cos(2\pi\nu x'/\beta)$$

となる。すなわち、 $R(\nu, 0)$ を $R(0, 0)$ で規格化した量で評価することができる。この量を部分的コヒーレント光学系の OTF と呼ぶこともある⁴⁾。

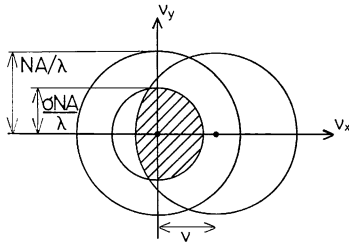


図 19 TCC の積分範囲

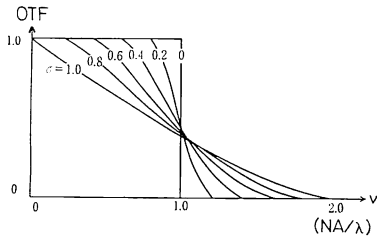


図 20 無収差における TCC の周波数特性

$$OTF_p(\nu) = R(\nu, 0) / R(0, 0) \quad (27)$$

(24)式は空間座標を1次元で考えているが、実際には光学系の瞳および光源は2次元であり、図19に示す斜線の部分について2次元のTCC, $R(\nu_x, \nu_y, 0, 0)$ を積分することになる。ここで、光源の大きさは、結像光学系の物体側開口数に対して σ 倍の大きさを持つとしてある。この σ のことを通常コヒーレンスファクターと呼び、 $\sigma=0$ がコヒーレント照明に、後で述べるように $\sigma=\infty$ がインコヒーレント照明になる。無収差の場合には、上で定義した二つの部分的コヒーレントOTF_p(26), (27)式は一致し、図19の斜線部の面積がTCCであり、OTF_pは図20のように表される⁴⁻⁶⁾。

なお、0次光、±1次回折光による微細パターン像のコントラストを求める解析的な考察がなされており¹⁰⁾、投影光学系リソグラフィの評価に有効である。

5.2 コヒーレンス関数からの結像理論

部分的コヒーレント光学系の結像を、相互強度によって考えることもできる。物体面上の相互強度はVan-Cittert-Zernikeの定理により与えられる。それに物体の振幅透過率を乗じたものが結像光学系にたいする物体の相互強度である。すなわち、図21の物体の相互強度 $J(x_1, x_2)$ は

$$J(x_1, x_2) = \langle V(x_1) \cdot V^*(x_2) \rangle \\ = \int d\xi_s S(\xi_s) \exp \{ +i(2\pi/\lambda)(x_1 - x_2)\xi_s \} \\ \cdot U(x_1) \cdot U^*(x_2) \quad (28)$$

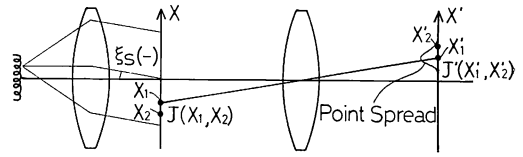


図 21 相互強度を用いた部分的コヒーレント照明下の結像の説明

となる。ここで $V(x)$ は照明された物体の物体透過光の振幅、 $U(x)$ は物体の振幅透過率である。アイソプラナチックな点像強度分布 $u(x)$ および $V(x)$ を用い、相互強度の定義に戻って考えると、像面上の相互強度は次のように与えられる。

$$J'(x'_1, x'_2) = \langle U'(x'_1) U'^*(x'_2) \rangle \\ = \left\langle \iint dx_1 dx_2 u(x_1 - x_1) \cdot u^*(x_2' - x_2) \right. \\ \left. \cdot V(x_1) V^*(x_2) \right\rangle \\ = \iint dx_1 dx_2 u(x_1' - x_1) \cdot u^*(x_2' - x_2) \\ \cdot J(x_1, x_2) \quad (29)$$

ただし、簡単のため結像倍率を等倍 ($\beta=1$) としている。(29)式をフーリエ変換すると

$$\tilde{J}'(\nu_1, \nu_2) = \tilde{u}(\nu_1) \cdot \tilde{u}^*(\nu_2) \cdot \tilde{J}(\nu_1, \nu_2) \\ = G(\nu_1) \cdot G^*(\nu_2) \cdot \tilde{J}(\nu_1, \nu_2) \quad (30)$$

となる。これは、相互強度のフーリエ成分 \tilde{J} が、瞳関数を線形フィルタとして伝わることを示している³⁾。相互強度のフーリエ成分は、

$$\tilde{J}(\nu_1, \nu_2) = \langle \tilde{U}(\nu_1) \cdot \tilde{U}^*(\nu_2) \rangle \\ \tilde{J}'(\nu_1, \nu_2) = \langle \tilde{U}'(\nu_1) \cdot \tilde{U}'^*(\nu_2) \rangle$$

と表され、すなわち、物体からの回折平面波または像面へ入射する平面波について、傾きの異なる平面波間の相関を示す。平面波 $\tilde{U}(\nu)$ が瞳関数を乗じられて伝達することは明らかであり、図22より、相互強度のフーリエ成分 $\tilde{J}(\nu_1, \nu_2)$ が瞳関数を線形フィルタとして伝わることは、容易に理解できる。

強度は相互強度の特殊な場合であり ($x_1=x_2$)、(30)式

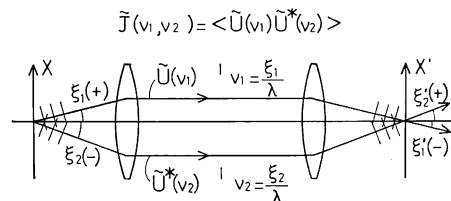


図 22 相互強度の空間周波数成分の伝搬の説明

をフーリエ変換し、さらに(28)式のフーリエ変換を代入することにより

$$\begin{aligned}
 I'(x') &= J(x', x') \\
 &= \iint d\nu_1 d\nu_2 \exp\{+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'\} \cdot \tilde{J}'(\nu_1, \nu_2) \\
 &= \iint d\nu_1 d\nu_2 \exp\{+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'\} \\
 &\quad \cdot G(\nu_1) \cdot G^*(\nu_2) \cdot \tilde{J}(\nu_1, \nu_2) \\
 &= \iint d\nu_1 d\nu_2 \exp\{+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'\} \\
 &\quad \cdot G(\nu_1) \cdot G^*(\nu_2) \\
 &\quad \cdot \int d\nu_s S(\nu_s) \exp\{+i2\pi(x_1 - x_2)\nu_s\} \\
 &\quad \cdot dx_1 dx_2 U(x_1) \cdot U^*(x_2) \\
 &\quad \cdot \exp\{-i2\pi(\nu_1 x_1 - \nu_2 x_2)\} \\
 &= \iiint d\nu_s d\nu_1 d\nu_2 S(\nu_s) \exp[+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'] \\
 &\quad \cdot G(\nu_1) G^*(\nu_2) \tilde{U}(\nu_1 - \nu_s) \tilde{U}^*(\nu_2 - \nu_s) \\
 &= \iiint d\nu_s d\nu_1 d\nu_2 S(\nu_s) \exp[+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'] \\
 &\quad \cdot G(\nu_1 + \nu_s) G^*(\nu_2 + \nu_s) \tilde{U}(\nu_1) \tilde{U}^*(\nu_2)
 \end{aligned}$$

となり、(23)式で $\beta=1$ とした場合に一致する。 $\beta \neq 1$ の場合に拡張することは容易であり、すなわち、相互強度をもちいて議論することにより、平面波展開と同様の結果を得ることができる。

6. インコヒーレントな結像

6.1 部分的コヒーレント照明の極限としてのインコヒーレント

物体の各点からの光が互いにインコヒーレントである場合を考える。前にも述べたように、照明された物体は照明の開口数が有限であることより、波長程度の領域では必ず干渉性を持つ。それ故、インコヒーレントと考えられるのは、自家発光物体または結像光学系の物体側開口数が小さく物体の分解能が波長に比べて大きい場合(例えばカメラレンズ)である。

実際には照明の開口数は有限であるが、これを無限であると仮定することにより、インコヒーレントな状態を数学的に考えることができる。開口数が無限に大きくと、図17の単位円上の点Aが無限回まわることになり、任意の2点間の複素コヒーレンス度はゼロになり、インコヒーレントとなる。(24)式で ν_s を $-\infty$ から $+\infty$ まで積分する。

$$R_i(\nu_1, \nu_2) = \int d\nu_s G(\nu_1 + \nu_s) G^*(\nu_2 + \nu_s)$$

であり、 $\nu_2 + \nu_s = \nu$ と置き換えると

$$\begin{aligned}
 R_i(\nu_1, \nu_2) &= \int d\nu G(\nu_1 - \nu_2 + \nu) G^*(\nu) \\
 &= R_i(\nu_1 - \nu_2, 0)
 \end{aligned}$$

となる。ここでわかりやすいように、インコヒーレントであることを明確にするため、下付きの添え字 i を付けた。これを用いると(25)式は

$$I'(x') = \iint d\nu_1 d\nu_2 R_i(\nu_1 - \nu_2, 0) \cdot \exp[+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'/\beta] U(\nu_1) U^*(\nu_2)$$

となり、 $\nu_1 - \nu_2 = \nu$ と変数変換すると

$$\begin{aligned}
 I'(x') &= \iint d\nu d\nu' R_i(\nu, 0) \\
 &\quad \cdot \exp[+i2\pi\nu x'/\beta] \cdot \tilde{U}(\nu_1) \tilde{U}^*(\nu_1 - \nu) \\
 &= \int d\nu R_i(\nu, 0) \exp[+i2\pi\nu x'/\beta] \cdot \tilde{I}(\nu) \quad (31)
 \end{aligned}$$

となる。ここで、フーリエ変換のコンボリューションの定理より導かれる下記の関係を用いた。

$$\begin{aligned}
 \tilde{U}(\nu) \otimes \tilde{U}^*(\nu) &= \tilde{I}(\nu) \\
 \downarrow (\text{フーリエ変換}) \uparrow \\
 U(x) \cdot U^*(x) &= I(x)
 \end{aligned}$$

\otimes はコンボリューションを意味する。(31)式より、

$$\tilde{I}'(\nu/\beta) = R_i(\nu, 0) \tilde{I}(\nu) \quad (32)$$

となり、インコヒーレント物体の結像が線形フィルターで表されることが示された。 $R_i(\nu, 0)$ を $R_i(0, 0)$ で規格化したものを OTF (optical transfer function), OTFの絶対値を MTF (modulation transfer function) と呼ぶ。

$$\text{OTF}(\nu) = R_i(\nu, 0) / R_i(0, 0)$$

$$= \frac{\int d\nu_1 G(\nu + \nu_1) G^*(\nu_1)}{\int d\nu_1 G(\nu_1) G^*(\nu_1)} \quad (33)$$

$$\text{MTF}(\nu) = |\text{OTF}(\nu)|$$

(32), (33)式より

$$\tilde{I}'(\nu/\beta) / \tilde{I}'(0) = \text{OTF}(\nu) \cdot \tilde{I}(\nu) / \tilde{I}(0) \quad (34)$$

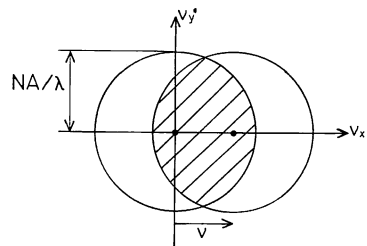


図23 インコヒーレント物体の結像における OTF の積分範囲

であり、規格化された物体強度のフーリエ成分に、OTF を乗じたものが、規格化された像強度のフーリエ成分となる。実際の光学系の瞳は2次元であり、図23の斜線部について積分を行うことになる。無収差では斜線の面積がOTFであり、インコヒーレントのOTFは図20に示した部分的コヒーレントOTF_pのσ=1の場合に一致する。これは、σが1よりも大きいと、照明による干渉性のある領域が結像光学系の分解能よりも小さくなるので、近似的にインコヒーレントな物体と考えることができることに対応している。

6.2 点像強度分布のフーリエ変換としてのインコヒーレント伝達関数

インコヒーレントの場合には、物体上の異なる2点からの光は干渉性がないから、当然それらの点像分布の間にも干渉性はない。像強度分布は物体各点の点像強度分布の重ね合わせと考えられるので、点像強度分布から出発して結像を議論してみる。簡単のため等倍結像(β=1)とし、アイソプラナチックな点像強度分布*i(x)*を考える。図24に示すように、物体の強度分布を*I(x)*とすると、像強度分布*I'(x')*は

$$I'(x') = \int dx i(x'-x)I(x) \tag{35}$$

と表すことができる。これをフーリエ変換すると、フーリエ変換のコンボリューションの定理より、

$$\tilde{I}'(\nu) = \tilde{i}(\nu) \cdot \tilde{I}(\nu) \tag{36}$$

となり、点像強度分布のフーリエ成分を線形フィルターとして、強度分布が伝達されることがわかる。空間周波数ν=0を基準として*ĩ(ν)*を規格化したものがOTFとなる。

$$\text{OTF}(\nu) = \tilde{i}(\nu)/\tilde{i}(0) \tag{37}$$

ところで、

$$i(x) = u(x) \cdot u^*(x)$$

であり、これをフーリエ変換すると、

$$\begin{aligned} \tilde{i}(\nu) &= \int d\nu_1 \tilde{u}(\nu_1) \cdot \tilde{u}^*(\nu_1 - \nu) \\ &= \int d\nu_1 \tilde{u}(\nu + \nu_1) \cdot \tilde{u}^*(\nu_1) \end{aligned}$$

となる。4.1節で述べたように $\tilde{u}(\nu) = G(\nu)$ であるので、

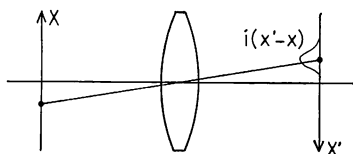


図24 点像強度分布によるインコヒーレント物体の結像の説明

$$\text{OTF}(\nu) = \frac{\int d\nu_1 G(\nu + \nu_1) G^*(\nu_1)}{\int d\nu_1 G(\nu_1) G^*(\nu_1)}$$

と(33)式が導かれ、6.1節と同じ結果を得る。

6.3 インコヒーレント結像とアイソプラナチック条件

コヒーレント光学系におけるアイソプラナチック条件は4.1節で十分に吟味したが、部分的コヒーレント光学系の場合にはコヒーレント光学系の重ね合わせであるので同様に考えることができる。インコヒーレントの場合にはどうなるであろうか。図10および図11による説明では、点像振幅分布の位相項の変化より、アイソプラナチックであるためにはフレネルナンバーが大きいことが必要であることを導いた。インコヒーレントの場合には、異なる2点からの光は干渉しないので、この説明では不十分である。実際、ガウス像面上の点像強度分布は、フレネルナンバーが小さくても像高に対してあまり変わらないことが、数値計算で示すことができる¹¹⁾。インコヒーレントの場合に点像強度分布が像高に対して一様でない(アイソプラナチックでない)条件を考える。

図25に示す光学系で点像Aを考え、幾何光学的中心より波動光学的点像の大きさ $1.22 \lambda F$ 離れた点A'と点Oとの強度を考えたときに、

$$|CA' - CO| \ll CO \tag{38}$$

であれば、球面波による振幅の減少の効果による点像強度分布の非対称性はほとんど生じないが、これが満たされないときには、非対称が生じ、すなわちアイソプラナチックでなくなると考えられる。

$$\begin{aligned} CA' &= \sqrt{CO^2 + OA'^2} \\ &= \sqrt{f^2 + (2 \cdot 1.22 \lambda F)^2} \\ &\approx f + (2.44 \lambda F)^2 / (2f) \\ CO &= f \end{aligned}$$

より、(38)式は

$$D \gg \lambda \tag{39}$$

となる。これが、インコヒーレント結像でガウス像面上でアイソプラナチックになるための条件である(ただ

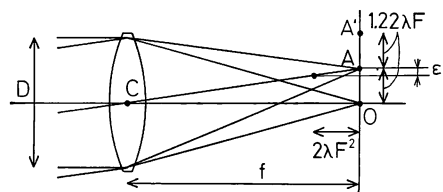


図25 アイソプラナチック条件の説明

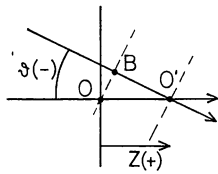


図 26 デフォーカス波面収差の説明

し、軸外物点については多少異なる)。実際数値計算によって、口径が波長程度になると点像強度分布がアイソプラナチックでなくなることが確かめられる¹¹⁾。なお、Li と Wolf の論文では¹²⁾、 $D \gg \lambda$ としているので、点像強度分布がフレネルナンバーのみで決まってしまう。

ところで、一般に考えられているフーリエ結像論では、フレネルナンバーが大きいことを前提としており、例えばデフォーカスの点像強度分布は+と-のデフォーカスで同じである。フーリエ結像論で一般に用いられるデフォーカス収差 $W(\xi)$ は、図 26 に示すように平面波を考えて

$$\begin{aligned} W(\xi) &= O'O'' - BO' \\ &= (1 - \cos \theta) \cdot Z \\ &= (1 - \sqrt{1 - \xi^2}) \cdot Z \\ &\approx \xi^2 \cdot Z / 2 \end{aligned}$$

と表され、これはデフォーカスに対して対称である。しかしながら、フレネルナンバーが小さいと射出瞳からの 2 次波を球面波として扱わなければならない、デフォーカス収差は対称ではなくなる。この効果は $D \sim \lambda$ になると大きく、球面波のフォーカス方向への減衰の効果¹²⁻¹⁴⁾とともに、点像強度分布の非対称性に影響する。

フレネルナンバーが大きいことは、以下に示すように 3 次元的なアイソプラナチック条件と考えることもできる。図 25 に示すように、主光線に沿って焦点深度 $2\lambda F^2$ ずれた位置を考えたときに、その光軸に直交する方向へのずれ ϵ が、点像のひろがり比べて小さいことを、3 次元的アイソプラナチック条件と考えるならば、

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{2\lambda F^2}{f} (1.22\lambda F) \ll 1.22\lambda F \\ \therefore N &= \frac{(D/2)^2}{\lambda f} \gg 1 \end{aligned}$$

が得られる。これは、コヒーレント結像のアイソプラナチック条件と同じである^{*12)}。

*12) ただし、フレネルナンバーは小さいが、 $D \gg \lambda$ のときには、同じデフォーカス面内の点像強度分布は、軸上と軸外とでほとんど同じである¹¹⁾。その意味では、フレネルナンバーが小さくても 3 次元的アイソプラナチックと考えることができる。

7. コヒーレンスの制御

7.1 フライアイを用いた照明系

ステッパーの照明系などに、照明の一様性を得るためにフライアイレンズが用いられる⁷⁾。図 27 に基本構成を示す。一般に、光源の場所ムラの影響は、ケーラー照明によって小さくすることができるが、光源の輝度の方向ムラがあれば、これを補正することはできず、物体は一樣な照度で照明されない。これをフライアイレンズによって補正することができる。図 27 のフライアイレンズの入射面 (A 面) が光源でケーラー照明されている。フライアイレンズの各エレメントは焦点距離 f_2 のレンズが光軸方向に距離 f_2 離れて置かれていると考えればよく、その射出側レンズとコンデンサーレンズ f_c によって、フライアイ入射側の各面が物体と共役になっている。それゆえ、A 面上で照度ムラがあっても、それらを多数に分割して重ね合わせるので、物体上では照度ムラが補正される。

ところで、各フライアイの入射面は同じ光源により照明されているので、それらの入射面の間に干渉性があるはずである。この干渉性が大きいと、フライアイ入射面と共役な物体面上で干渉が生じ、物体の照明ムラとなる。この干渉性は Van-Cittert-Zernike の定理により ((8)式参照)、光源の大きさ ρ 、サブコンデンサーレンズ (フライアイと光源の間の光学系) の焦点距離 f_1 、波長 λ とすると、おおよそ $\lambda \cdot f_1 / \rho$ の範囲で表れる。よって、フライアイレンズのエレメントの大きさを d とすると

$$\lambda \cdot f_1 / \rho \ll d \tag{40}$$

であれば、隣り合うフライアイ入射面間で干渉性がないことになり、干渉性による照明ムラが生じないことになる。実際の光学系では、通常この条件を満足している。ここでは、光源が A 面をケーラー照明するとしたが、クリティカル照明した場合にも、全く同様の議論ができる。ここでの議論は (準) 単色光源での議論であり、実際

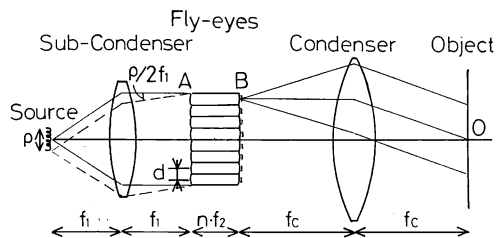


図 27 フライアイを用いた照明光学系

には波長分布があるので、さらに干渉性は低減されている。

(40)式の関係は、以下のように説明することもできる。光源の像が f_1 と f_2 とによって各フライアイ射出端にできている。それらの像は2次光源として物体をケーラー照明するが、各フライアイ上の像は同じ光源の像であるから干渉性を持ち、物体上には干渉による照明ムラが生じる可能性がある。しかしながら、光源の各点に対応した干渉縞が、互いに打ち消し合うように働けば、照明ムラは生じない。

光源の中心は各フライアイの中心に像をつくり、それらの位相差はないので、同位相である。それらがさらに物体を照明するが、例えば物体中心Oでは同位相で強め合うことになる。一方、光源の周辺は各フライアイの周辺に像を作るが（フライアイ射出端での光源の大きさは $\rho \cdot f_2/f_1$ ）、それらは同位相ではない。光源の周辺からの光はサブコンデンサーを通ったあと、傾き $\rho/(2f_1)$ の平行光束となるので、隣り合うフライアイ射出端像でも、光路差 $d \cdot \rho/(2f_1)$ を持つことになる（これは、フライアイの偏芯による収差と考えることもできる）。これらの光も点Oを照明するが、この光路差が波長に比べて十分に大きければ、光源の中心からの光による干渉縞とは全く異なる位相差の干渉縞を作る。光源上のすべての点からの照明を考えると、それらの隣り合うフライアイ射出端での位相差は図17の単位円上を何回もまわることとなり、これらすべての点からの照明による干渉縞が互いに打ち消し合うことになる。すなわち

$$d \cdot \rho/(2f_1) \gg \lambda$$

であることが、干渉性を無視できる条件であり、(40)式と同じ結果が得られる。

7.2 レーザー光源による部分的コヒーレント照明

ステッパーでは、波長の短波長化にともないエキシマレーザーを光源に用いるようになってきた。エキシマレーザーは多モード発振であり波長幅も広いが、投影レンズの硝材の制限から色収差が発生してしまうため、波長幅の狭帯域化がなされており、干渉性がよくなっている。

ステッパーでは、部分的コヒーレントな照明が要求されるので、点光源に近い波長幅の狭い光源を用いた部分的コヒーレント照明の方法が多く提案されている。一つの方法として、図27の光源の位置にレーザー光を集光させ、その位置をスキャンすることが考えられる^{7,15)}。投影レンズによる露光時間に比べて十分早くスキャンすれば、インコヒーレントな光源からの照明と実質的に同

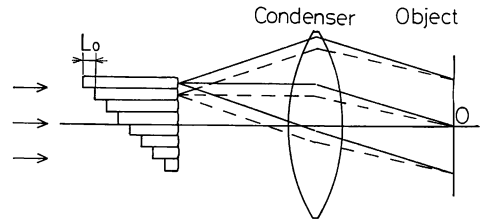


図28 光源のコヒーレンスを制御した照明光学系

じとなる。フライアイを用いることは、このスキャン範囲が小さくて済むと同時に照明ムラを補正することとなる。

図28には別の方法が示されている¹⁶⁾。平行なレーザー光束は、長さの異なる柱状のガラス部材に入り、その射出面が球面となっているため、射出面近くに集光し点光源列を作る。これらの集光点が2次光源となつて、コンデンサーレンズを通して物体を照明する。これらの2次光源は同一の(点)光源からの光であり干渉性があるが、各柱状部材の光路差を光源からの光の可干渉距離よりも長くすれば、点Oに到達したこれらの光は干渉しなくなる。すなわち、柱状部材の段差を L_0 、屈折率を n 、可干渉距離を L_c としたとき

$$L_0(n-1) \gg L_c$$

を満たすようにすればよい。実際には、物体の大きさ等も考慮して光路差を設定する必要がある。なお、厳密に言えば屈折率の分散も考慮しなければならない^{17,18)}。

8. ま と め

光のコヒーレンスおよび照明された物体の結像理論について、その理解を助けまた深めるために、多少なりとも斬新な見方を心がけた。また従来あまり議論されていないアイソプラナチック条件を詳しく吟味した。本講義の主旨に則り、できる限り具体的に、図を多くして説明するようところがけたが、筆者の力不足のため、どうしても数式が多くなってしまった。これから光学系の結像理論を学ぶ人たちに少しでも役に立つことを願うものである。なお、筆者の浅学のため誤りがあるかもしれないが、ご指摘いただければ幸いである。

文 献

- 1) 黒田和男：“光のコヒーレンス 1, 2”, 光学, 14 (1985) 393-399, 485-491.
- 2) 山本公明：“光のコヒーレンス 3, 4”, 光学, 15 (1986) 64-71, 150-158.
- 3) M. Born and E. Wolf: 光学の原理 (草川, 横田訳, 東海大学出版会, 1975) 9, 10 章.

- 4) 小瀬輝次：フーリエ結像論(光立, 1979).
- 5) 早水良定：光機器の光学II(日本オプトメカトロニクス協会, 1989).
- 6) 鶴田匡夫：応用光学I(培風館, 1990).
- 7) 伊藤徳久：“ステッパーの光学”, 光技術コンタクト, **12** (1989) 762-771; **13** (1990) 59-67, 108-119, 165-175.
- 8) 渋谷真人：“軸外物点の不遊条件とOTFの計算”, 光学, **13** (1984) 40-48.
- 9) 山本公明, 一岡芳樹, 鈴木達朗：“部分的コヒーレント照明下におけるDefocus光学系の結像特性”, 応用物理, **44** (1975) 1266-1277.
- 10) 渋谷真人, 鶴田匡夫：“像強度の解析的公式と投影光学系リソグラフィーの実用解像度”, 光学, **21** (1992) 688-697.
- 11) 浪川敏之, 渋谷真人：投稿予定.
- 12) Y. Li and E. Wolf：“Three-dimensional intensity distribution near the focus in systems of different Fresnel numbers,” J. Opt. Soc. Am., **A-1** (1984) 801-808.
- 13) 大木裕史：“焦点近傍の光学(1)”, 光学, **21** (1992) 489-497.
- 14) 鶴田匡夫：第3光の鉛筆「ガウスビームの伝搬」, O plus E, 4月号(1991) pp. 116-126.
- 15) 渋谷真人：“照明装置”, 特許出願公開昭 59-226317.
- 16) 渋谷真人, 上原 誠：“照明光学装置”, 特許出願公開昭 60-230629.
- 17) 鶴田匡夫：続光の鉛筆「群速度と無色縞」(新技術コミュニケーションズ, 1988) pp. 1-14.
- 18) T. Tsuruta and Y. Ichihara：“Accurate measurement of lens thickness by using white-light fringes,” Proc. ICO, Jpn. J. Appl. Phys., **14**, Suppl. (1975) pp. 369-372.