



Title	ホログラフィにおける空間的コヒーレンスの影響
Author(s)	藤原, 裕文; Fujiwara, Hirofumi
Citation	北海道大學工学部研究報告, 74, 65-72
Issue Date	1975-03-05
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41261
Type	departmental bulletin paper
File Information	74_65-72.pdf



ホログラフィにおける空間的コヒーレンスの影響

藤原 裕文*

(昭和49年7月25日受理)

Effects of Spatical Coherence on Holographies

Hirofumi FUJIWARA

(Received July 25, 1974)

Abstract

Coherence effects on holography are considered for faithful storages of an interference pattern produced by the superposition of the reference and object beam and for the reconstruction of a high quality image. In the analysis, the effects of partially coherent illumination on typical holographies (Fourier transform holography, in-line Fraunhofer holography, image holography and Fresnel holography) were systematically investigated by making a comparison between two cases of the stationarity and non-stationarity in space of the coherence function. It is understood that the reconstructed image is seriously degraded by the decrease of the spatial coherence and that a well-known uncertainty relation exists between the spread of the spatial coherence and that of the point image by assuming the spatial stationarity of the coherence function.

1. 緒 言

ホログラフィに使う光源は、光学系の配置や物体の種類などにより若干の相違はあるにせよ、一般的には次の2つの性質を持つことが要求される。

- (1) 光源のコヒーレンスが良いこと。
- (2) 高出力が得られること。

ホログラフィにおいては光波の干渉現象を利用して物体のもつ振幅と位相の情報を記録し再生するので照明光のコヒーレンスが良くなければならない。大きい物体や拡散物体のホログラムや、短時間露光ホログラム等の作製には高出力の光源が必要である。またホログラムの回折効率も低いため、明るい再生像を得るには高出力光源が必要となる。現在市販されているレーザーのうち、連続発振するNe-Heレーザーでは単一横モード(TEM₀₀)で出力が数10mW、コヒーレンス長数10cmであり、パルス発振するルビーレーザーでは単一モードで出力数10MW以上、コヒーレンス長は1mにも達する。10×10cm²程度の物体のホログラムの作製には上記レーザーで充分間にあるが、さらに大きい物体や奥行きのある物体の場合には必ずしも上記のレーザーのコヒーレンスや出力で充分であるとは言えない。

拡散物体のホログラフィにおいては、物体による拡散反射光はその振幅や位相が空間的にラ

* 応用物理学科

ンダムに変化するため再生像に光学的雑音とみなし得る斑点模様 (Speckle)^{1),2)} が現われ、ホログラフィの解像力は低下する。Speckle を除去する 1 つの方法としてコヒーレンスの低い光源を使用することが考えられる³⁾。この場合にはコヒーレンスが低いため同一点からの光波を 2 つに分割しホログラム面上で同一点で重なるように光学系を配置しなければならないし、物体光と参照光との光路差を等しくしなければならない等の厳しい制限が加わる。

超高圧水銀ランプなどの熱的光源に単色フィルターを併用すると準単色光⁴⁾ を放射する。光源の各点は独立に光放射を行なうのでインコヒーレント光源と考えられる。熱的光源からの準単色放射光の空間的コヒーレンスは空間的定常性 (空間の 2 点の距離に依存する) を満たすが⁴⁾、レーザー光のそれは空間的定常性を満たさない。

本報告では光源の空間的コヒーレンスがホログラフィ結像に如何なる影響を与えるかという問題について考察する。4 つの代表的ホログラフィ系を取り上げ、使用する照明光の空間的コヒーレンスが空間的定常性を満たす場合とそうでない場合とに力点を置きホログラフィ結像における照明光の空間的コヒーレンスの影響について検討する。

2. ホログラフィ結像の一般的取り扱い

2.1 コヒーレンス関係の伝播

時空間の 2 点 $P_1(\mathbf{r}_1, t)$, $P_2(\mathbf{r}_2, t+\tau)$ の電場をスカラー表示で $V(\mathbf{r}_1, t)$, $V(\mathbf{r}_2, t+\tau)$ で表わすと、コヒーレンス関係は次式

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = \langle V(\mathbf{r}_1, t) V^*(\mathbf{r}_2, t+\tau) \rangle$$

で定義される。ただし、*印は複素共役を意味し、 $\langle \dots \rangle$ は時間平均を示す。点 \mathbf{r}_1 での光の強度は

$$I(\mathbf{r}_1) = \langle V(\mathbf{r}_1, t) V^*(\mathbf{r}_1, t) \rangle = \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1; 0)$$

である。光波のコヒーレンスが空間的定常性を持つならば、

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = \Gamma(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \tau)$$

となり、コヒーレンス関数は $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ の関数となる。

図 1(a) を参照して、 P 面から Q 面へのコヒーレンス関数の伝播を考える。以後表示の複雑さを避けるため、問題を 2 次元空間に限るが 3 次元空間への拡張は容易に行なえるので省略する。 P 面上の 2 点 (ξ_1, ξ_2) から r_1, r_2 離れた Q 面上の 2 点 (x_1, x_2) への空間的コヒーレンスの伝播式は、準単色光近似のもとでは、次式で与えられる。

$$\Gamma(x_1, x_2; 0) = \frac{1}{\lambda^2} \iint \Gamma(\xi_1, \xi_2; 0) \frac{\exp[ik(r_1 - r_2)]}{r_1 r_2} d\xi_1 d\xi_2 \quad (1)$$

ただし、 λ は光波の平均波長、 $k=2\pi/\lambda$ である。(1) 式の $\exp(ikr_i)/r_i$ は点 ξ_i に点光源がある時の自由空間での伝播関数であるが、図 1(b) のごとく P, Q 面の間に光学系等が存在すると、伝播関

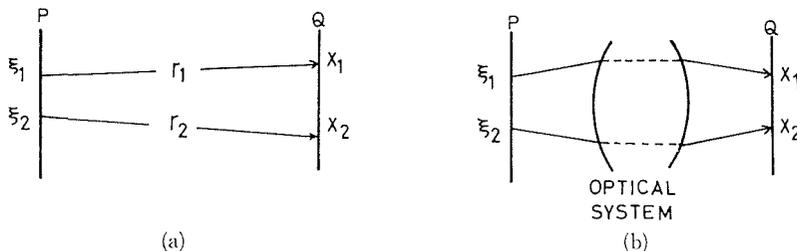


図 1 P 面から Q 面への空間的コヒーレンスの伝播

数を $K(\xi_i, x_i)$ で表わすことにする。また図1(b)に示しているような振幅透過率 $T(\xi)$ の物体が P 面にあると、(1)式は次式に書くことができる。

$$\Gamma(x_1, x_2; 0) = \frac{1}{\lambda^2} \iint \Gamma(\xi_1, \xi_2; 0) T(\xi_1) T^*(\xi_2) K(\xi_1, x_1) K^*(\xi_2, x_2) dx_1 dx_2 \quad (2)$$

2.2 ホログラフィ結像の取り扱い

図1(b)の P 面上に振幅分布 $D(\xi)$, $R(\xi)$ の物体、参照光をおくと、(2)式の $T(\xi)$ の代りに $T(\xi) = D(\xi) + R(\xi)$ とおくことができるので点 x での強度分布は

$$I(x) = \frac{1}{\lambda^2} \iint \Gamma_0(\xi_1, \xi_2) \left\{ \begin{array}{l} D(\xi_1) D^*(\xi_2) K_D(\xi_1, x) K_D^*(\xi_2, x) \\ + R(\xi_1) R^*(\xi_2) K_R(\xi_1, x) K_R^*(\xi_2, x) \\ + D(\xi_1) R^*(\xi_2) K_D(\xi_1, x) K_R^*(\xi_2, x) \\ + R(\xi_1) D^*(\xi_2) K_R(\xi_1, x) K_D^*(\xi_2, x) \end{array} \right\} d\xi_1 d\xi_2$$

となる。これを写真乾板に記録したものがホログラムである。 Γ_0 はホログラム作製時の照明光の空間的コヒーレンスで、 $\tau=0$ は省略してある。伝播関数 K の添字 D, R はそれぞれ物体光、参照光の意味である。被積分項中、第3, 4項は物体と同じ像および共役像を再生する項であるので以後第3項のみ考察する。写真乾板の露光量対振幅透過率特性は線形であるとし、その比例定数を1とする(このようにしても最終結果に重要な影響を与えない)。すなわちホログラムの振幅透過率を

$$H(x) = \frac{1}{\lambda^2} \iint \Gamma_0(\xi_1, \xi_2) D(\xi_1) R^*(\xi_2) K_D(\xi_1, x) K_R^*(\xi_2, x) d\xi_1 d\xi_2 \quad (3)$$

とする。(3)式は物体上の各点と参照光の対応する点の間の空間的コヒーレンさえ良いような照明方法を用いれば良質のホログラムを得ることができることを示している。むしろ物体面上の各点からの光波はお互いにインコヒーレントであるほうが、スペクル除去のためにも望ましいことである。この点に着目したホログラフィではレーザー以外の熱的光源を用いることができるので、インコヒーレントホログラフィ⁵⁾と呼ばれている。ただし、熱的光源のコヒーレンス長は短かいので、物体光と参照光の光路差を十分に小さく取る必要がある。

像再生時の照明光の空間的コヒーレンスを Γ_H とすると、再生像面上の点 p での強度は

$$I(p) = \frac{1}{\lambda^2} \iint \Gamma_H(x_1, x_2) H(x_1) H^*(x_2) K_H(x_1, p) K_H^*(x_2, p) dx_1 dx_2 \quad (4)$$

である。ただし K_H は像再生時の伝播関数である。以後の議論において結果に影響しない定数は全て1とおく。

3. 代表的ホログラフィ結像

3.1 Fourier 変換ホログラフィ

この型のホログラフィ光学系の1例を図2に示す。Fourier変換レンズ L (焦点距離を f とする) の左側焦点面に物体、それから d 離れて参照点光像をおく。すなわち $T(\xi) = D_0(\xi) + \delta(\xi - d)$ である。 L の右側焦点面上(座標を x とする)でホログラムを作る。伝播関数は K_D, K_R 共に $\exp(-ik\xi x/f)$ で与えられるので、ホログラムの振幅透過率は

$$H(x) = \int \Gamma_0(\xi_1, d) D_0(\xi_1) \exp\left[-\frac{ik}{f}(\xi_1 - d)x\right] d\xi_1 \quad (5)$$

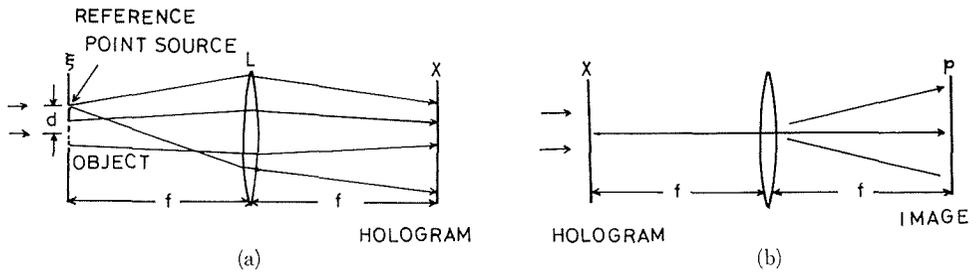


図2 Fourier変換ホログラフィの光学系

となる。像再生過程(図2(b)参照)においては、伝播関数 K_H は K_D , K_R と同じ型であるので再生像強度は次式で与えられる。

$$I(p) = \iint \Gamma_H(x_1, x_2) H(x_1) H^*(x_2) \exp\left[-\frac{ik}{f}(x_1 - x_2)p\right] dx_1 dx_2 \quad (6)$$

まずホログラム作製時の照明光がコヒーレントである場合を調べる。 $I_0 = \text{一定}$ (1とする)であるので(5)式を(6)式に代入し整理すると、

$$I_{cp}(p) = \iint \tilde{\Gamma}_H(\xi_1 - d + p, \xi_2 - d + p) D_0(\xi_1) D_0^*(\xi_2) d\xi_1 d\xi_2 \quad (7)$$

を得る。ここで $\tilde{\Gamma}_H$ とは Γ_H の Fourier 変換:

$$\tilde{\Gamma}_H(\alpha, \beta) = \iint \Gamma_H(x, y) \exp\left[-\frac{ik}{f}(\alpha x - \beta y)\right] dx dy \quad (8)$$

である。(7)式より再生像は物体面上の全ての2点の干渉結果として与えられることがわかる。

さらに照明光のコヒーレンスが空間的定常性を満たす時には再生像は

$$I_{cp}(p) = \int \tilde{\Gamma}_H(\xi_1 - d + p) |D_0(\xi_1)|^2 d\xi_1 \quad (9)$$

となり、 $\tilde{\Gamma}_H$ は Γ_H の1次元 Fourier 変換:

$$\tilde{\Gamma}_H(\alpha) = \int \Gamma_H(x) \exp\left[-\frac{ik}{f}\alpha x\right] dx \quad (10)$$

である。(9)式はインコヒーレント結像系に等価であり、ホログラフィ系の点像分布関数は $\tilde{\Gamma}_H$ である。点像分布関数の拡がり $\Delta\tilde{\Gamma}_H$ 、照明光のコヒーレンスの拡がり $\Delta\Gamma_H$ とすると、

$$\Delta\tilde{\Gamma}_H \cdot \Delta\Gamma_H \geq \lambda f / 4\pi \quad (11)$$

ただし

$$\Delta\tilde{\Gamma}_H = \left[\int p^2 \tilde{\Gamma}_H(p) dp / \int \tilde{\Gamma}_H(p) dp \right]^{1/2} \quad (12)$$

$$\Delta\Gamma_H = \left[\int x^2 \Gamma_H(x) dx / \int \Gamma_H(x) dx \right]^{1/2} \quad (13)$$

である⁶⁾。(11)式は像再生時の照明光の空間的コヒーレンスが低下すると点像分布は拡がるので解像力も低下することを示している。

次に像再生時の照明光がコヒーレントである場合を調べる。 $\Gamma_H = 1$ とおけるので再生像強度は(7)式の誘導と同じようにして次式:

$$I_{pc}(p) = |I_0(d-p, p) D_0(d-p)|^2 \quad (14)$$

となる。再生像の強度分布は I_0 の2乗に比例するので、 I_{pc} の測定から照明光の空間的コヒーレ

ンスを求めることができる。

(14) 式の導出において Γ_0 の空間的定常性の制限はないので、レーザー光の空間的コヒーレンス測定には、この方法は適している⁷⁾。

3.2 In-line Fraunhofer ホログラフィ

In-line ホログラフィとは物体による回折波と物体により回折されないで素通りする背景波の干渉縞を記録し、それから像を再生する方式である。物体光と参照光（背景光）は同一方向に進むため、1 対の再生像が同一直線上に存在するので in-line という言葉が附加されている。1 対の再生像が 1 直線上に並ぶため一方の像が他方の像に重なるので、良質の再生像を得るには小さい物体のホログラフィに限られる。このホログラフィを in-line Fraunhofer ホログラフィと言う⁸⁾。

図 3 に示すごとく、物体の幅を B 、物体からホログラムまでの距離を z とすると、Fraunhofer 回折の条件は $z \gg B^2/\lambda$ である (Far field の条件とも言う)。物体面上の振幅透過率分布は $T(\xi) = 1 - D_0(\xi)$ とし、 $|\xi| \leq B/2$ の範囲では $D_0 = 1$ 、その他の領域では $D_0 = 0$ とする。Far field の条件から伝播関数 K_D, K_R 共 $\exp [ik(x^2/2z - \xi x/z)]$ である。照明光は物体の幅 B 程度の拡がりではコヒーレントとみなせる。物体を照明する光の強度は一律で 1 とし、さらに物体に比べて背景波の拡がりには充分大きいとすると、背景波に関する積分には定常位相法 (Method of stationary phase) を適用することができる。こうして得たホログラム面上の強度分布は

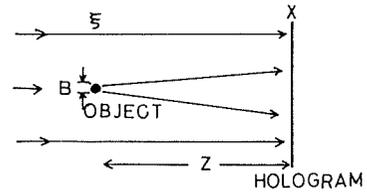


図 3 in-line Fraunhofer ホログラムの記録

$$I(x) = 1 + \frac{|\tilde{D}_0(x)|^2}{\lambda z} - \frac{2|\Gamma_0(0, x)|}{\sqrt{\lambda z}} \tilde{D}_0(x) \sin \left[\frac{kx^2}{2z} + \frac{\pi}{4} \right] \quad (15)$$

である⁹⁾。ただし \tilde{D}_0 は D_0 の Fourier 変換:

$$\tilde{D}_0(x) = B \operatorname{sinc} [kBx/2z] \quad (16)$$

である。(15) 式の第 3 項の $\sin [kx^2/2z]$ は Fresnel 輪帯板と同じく結像作用を持つ。したがってホログラム作製時の照明光のコヒーレンス関数はホログラム作製時の空間周波数特性を与える。

像再生過程の照明光を Γ_H とする。再生像はホログラムから $\pm z$ の位置に生ずるが、ここでは $-z$ の位置に生ずる像の強度を求める ($+z$ の位置の再生像も以下の議論と同じようにして計算できるので省略する)。像再生時の伝播関数は $\exp [-ik(x-p)^2/2z]$ で与えられる。

$\Gamma_0 = 1$ の場合の再生強度は (7) 式と同じく

$$I_{ep}(p) = \iint \tilde{\Gamma}_H(\xi_1 - p, \xi_2 - p) D_0^*(\xi_1) D_0(\xi_2) d\xi_1 d\xi_2 \quad (17)$$

で、 $\tilde{\Gamma}_H$ は Γ_H の Fourier 変換であり既に (8) 式で与えられている。 Γ_H が空間的定常性をもつ時には (9) 式と同じく再生像強度は

$$I_{ep}(p) = \int \tilde{\Gamma}_H(\xi_1 - p) |D_0(\xi_1)|^2 d\xi_1 \quad (18)$$

となり、ホログラフィ系の点像分布関数は $\tilde{\Gamma}_H$ であるので、その拡がりを $\Delta \tilde{\Gamma}_H$ とすると (11) 式と同じ関係式が成立する。

$$\Delta \tilde{\Gamma}_H \cdot \Delta \Gamma_H \geq \lambda z / 4\pi \quad (19)$$

像再生の照明光のコヒーレンスが低下すると $\Delta \Gamma_H$ は小さくなるので、 $\Delta \tilde{\Gamma}_H$ は大きくなりホログラフィ系の解像力は低下する。

$\Gamma_H=1$ の場合には、 Γ_0 の Fourier 変換を (10) 式と同じく $\tilde{\Gamma}_0$ で定義すると、再生像強度分布は

$$I_{p'}(p) = \left| \int \tilde{\Gamma}_0(0, \xi_1 - p) D_0(\xi_1) d\xi_1 \right|^2 \quad (20)$$

となり、(18) 式はコヒーレント結像系に等価である。点像分布関数 $\tilde{\Gamma}_0$ の拡がりを $\Delta\tilde{\Gamma}_0$ ((12) 式参照)、ホログラム作製時の照明光のコヒーレンスの拡がりを $\Delta\Gamma_0$ ((13) 式参照) とすると、次の関係式が成立する。

$$\Delta\tilde{\Gamma}_0 \cdot \Delta\Gamma_0 \geq \lambda z / 4\pi \quad (21)$$

(19) 式と同じく、照明光のコヒーレンスの低下により、ホログラフィ系の解像力が低くなることを示している。

3.3 イメージホログラフィ

ホログラム作製の 1 例を図 4 に示す。物体面とホログラム面は結像関係にあるのでイメージホログラフィと呼ばれている。簡単のため倍率 1 の結像系とする。物体光の伝播関数を $K_D(\xi, x)$ とし、参照光は光軸に対して θ だけ傾いた平面波とする。(3) 式からホログラムの振幅透過率は

$$H(x) = \int \Gamma_0(\xi_1, x-d) D_0(\xi_1) K_D(\xi_1, x) \exp[-ik \sin \theta x] d\xi_1 \quad (22)$$

で与えられる。ホログラム面上の点 x に共役な物体面上、参照光の点をそれぞれ ξ_1 , $\xi_1 - d$ とした。物体上の点 ξ_1 と参照光上の点 $\xi_1 - d$ の間で照明光がコヒーレントでありさえすれば、照明光のコヒーレンスの拡がり $\Delta\Gamma_0$ が光学系の伝播関数の拡がり ΔK_D 程度で充分コントラストの高いホログラムを得ることがわかる。通常の光学系では $\Delta K_D \approx 0.01 \text{ mm}$ であるので、物体光と参照光の光路差さえコヒーレンス長より短かくすれば準単色光のインコヒーレント光源を用いて良質のホログラムを作製することができる。

次に像の再生過程を考える。ホログラム作製時と同じ光学系を用い、参照光と同じく光軸に対し θ だけ傾いた平面波でホログラムを照明する。瞳の充分大きい理想的光学結像系の場合には伝播関数 K_D は近似的に δ -関数とみなすことができるので、再生像強度は

$$I(p) = |\Gamma_0(p, p-d)|^2 |D_0(p)|^2 \quad (23)$$

となる。結像系の瞳の大きさが有限の場合でも、 Γ_H の拡がり $\Delta\tilde{\Gamma}_H$ が $\Delta\Gamma_H \geq 2\Delta K_D$ であれば (23) 式が成り立つ

3.4 Fresnel 変換ホログラフィ⁶⁾

2 光束 Fresnel 変換ホログラフィの原理図を図 5 に示す。ホログラム面の垂直方向に対し θ だけ傾いた平面波を参照光とする。物体光は ξ 面から x 面へ Fresnel 回折により伝播するので $K_D = \exp[ik(\xi-x)^2/2z]$ で表わされる。ホログラム面上の 1 点 x に対応する物体および参照光上の点をそれぞれ ξ , $\xi+d$ とすると、ホログラムの振幅透過率は (3) 式を用いて次の関係式で与えられる。

$$H(x) = \int \Gamma_0(\xi_1, x+d) D_0(\xi_1) \exp \left[-ik \left\{ \sin \theta x - \frac{(x-\xi_1)^2}{2z} \right\} \right] d\xi_1 \quad (24)$$

このホログラムを図 5(b) の x 面におき、空間的コヒーレンス Γ_H の光で照明すると、 $-z$ の位

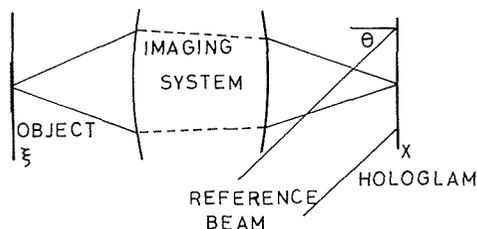


図 4 image ホログラムの記録

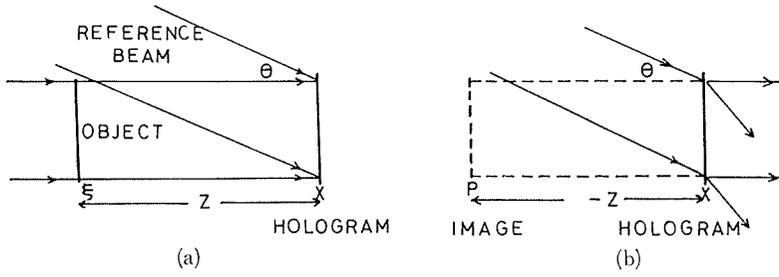


図5 Fresnel 変換ホログラフイの光学系

置に再生像を生じる。したがって像再生時の伝播関数は K_D の z の代りに $-z$ とすれば良いので $K_H(x, p) = \exp[-ik(x-p)^2/2z]$ となる。再生像強度は

$$I(p) = \iiint \Gamma_H(x_1, x_2) \Gamma_0(\xi_1, x_1+d) \Gamma_0^*(\xi_2, x_2+d) D_0(\xi_1) D_0^*(\xi_2) \\ \times \exp\left[\frac{ik(\xi_1^2 - \xi_2^2)}{2z}\right] \exp\left[-\frac{ik}{z}\left\{(\xi_1-p)x_1 - (\xi_2-p)x_2\right\}\right] \\ \times d\xi_1 d\xi_2 dx_1 dx_2 \quad (25)$$

となる。

ホログラム作製時の照明光がコヒーレント ($\Gamma_0=1$) の場合には, (24) 式より再生像強度は

$$I_{cp}(p) = \iint \tilde{\Gamma}_H(\xi_1-p, \xi_2-p) D(\xi_1) D^*(\xi_2) d\xi_1 d\xi_2 \quad (26)$$

となる。ただし $\tilde{\Gamma}_H$ は Γ_H の Fourier 変換で (8) 式に等しく, $D(\xi) = D_0(\xi) \exp(ik\xi^2/2z)$ とおいた。 Γ_H が空間的定常性を満たす場合には (25) 式において $x_1 - x_2 = X$, $x_1 + x_2 = Y$ として変数変換を行ない Y , ξ_2 について積分すると,

$$I_{cp}(p) = \iint \Gamma_H(X) |D_0(\xi_1)|^2 \exp\left[-\frac{ik}{z}(\xi_1-p)X\right] dXd\xi_1$$

となるので, (10) 式を用いて書き変えると,

$$I_{cp}(p) = \int \tilde{\Gamma}_H(\xi_1-p) |D_0(\xi_1)|^2 d\xi_1 \quad (27)$$

を得る。(27) 式は既に述べたごとくインコヒーレント結像系に等価であるので (11), (19) 式と同じ関係が成立する。すなわち⁶⁾

$$\Delta \tilde{\Gamma}_H \cdot \Delta \Gamma_H \geq \lambda z / 4\pi \quad (28)$$

像再生時の照明光コヒーレントである場合 ($\Gamma_H=1$) には, (25) 式で $x+d=X$ とおき積分を実行すると再生像強度は

$$I_{pc}(p) = \left| \int \tilde{\Gamma}_0(\xi_1, \xi_1-p) D_0(\xi_1) \exp\left[\frac{ik}{2z}(\xi_1-d)^2\right] d\xi_1 \right|^2 \quad (29)$$

となる。ただし $\tilde{\Gamma}_0$ と Γ_0 の関係は次式:

$$\tilde{\Gamma}_0(\xi, \alpha) = \int \Gamma_0(\xi, X) \exp(-ik\alpha X/z) dX$$

で与えられる。(26) 式の導出と同じく位相項 $\exp[ik(\xi_1-d)^2/2z]$ を物体の振幅透過率に含めそれを $D(\xi_1)$ とおくと, 再生像強度は

$$I_{pc}(p) = \left| \int \tilde{\Gamma}_0(\xi_1, \xi_1-p) D(\xi_1) d\xi_1 \right|^2 \quad (30)$$

となる。(30)式はコヒーレント結像系に等価であるので、ホログラフィ結像系の点像分布の拡がり $\Delta\tilde{T}_0$ とホログラム作製時の照明光の空間的コヒーレンスの拡がり $\Delta\Gamma_0$ の間には (21) 式と同じ関係:

$$\Delta\tilde{T}_0 \cdot \Delta\Gamma_0 \geq \lambda z / 4\pi \quad (31)$$

が成立つ。

4. 結 語

以上4種の代表的ホログラフィ (Fourier 変換ホログラフィ, in-line Fraunhofer ホログラフィ, イメージホログラフィ, Fresnel 変換ホログラフィ) において照明光の空間的コヒーレンスが再生像に如何なる影響を与えるかについて調べ, 特に空間的コヒーレンスが空間的定常性を満たす場合 (a) とそうでない場合 (b) についてのホログラフィ結像を比較検討した。熱的光源やレーザー光源を用いたホログラフィ結像はそれぞれ (a) や (b) の場合に相当する。ホログラフィ光源として熱的光源よりもレーザー光源の使用が圧倒的に多いにもかかわらず, (a) に関する研究は理論的取り扱いの簡単さのため多く行なわれていて, (b) については著者等の研究⁷⁾ 以外には見当たらないように思われるので (b) の場合の重要な結果を表1に示しておく。

この研究を行なうにあたり有益な御助言をいただいた村田和美教授に謝意を表する。

表1 照明光の空間的コヒーレンスが空間的定常性を持たない場合のホログラフィの結像式

	$I_{cp} (\Gamma_0=1)$	$I_{pc} (\Gamma_H=1)$
Fourier 変換ホログラフィ	$\iint \tilde{T}_H(\xi_1-d+\rho, \xi_2-d+\rho) D_0(\xi_1) D_0^*(\xi_2) d\xi_1 d\xi_2$	$ \Gamma_0(d-\rho, d) D_0(d-\rho) ^2$
In-line Fraunhofer ホログラフィ	$\iint \tilde{T}_H(\xi_1-\rho, \xi_2-\rho) D_0(\xi_1) D_0^*(\xi_2) d\xi_1 d\xi_2$	$\left \int \tilde{T}_0(0, \xi_1-\rho) D_0(\xi_1) d\xi_1 \right ^2$
Image ホログラフィ	$ D_0(\rho) ^2$	$ \Gamma_0(\rho, \rho-d) D_0(\rho) ^2$
Fresnel 変換ホログラフィ	$\iint \tilde{T}_H(\xi_1-\rho, \xi_2-\rho) D(\xi_1) D^*(\xi_2) d\xi_1 d\xi_2$	$\left \int \tilde{T}_0(\xi_1, \xi_1-\rho) D(\xi_1) d\xi_1 \right ^2$

参 考 文 献

- 1) Rigden, J. D. and Gordon, E. I.: Proc. IRE, **50** (1962), 11, p. 2367.
- 2) Goldfischer, L. I.: J. Opt. Soc. Amer., **55** (1965), 3, p. 247.
- 3) Tsuruta, T.: J. Opt. Soc. Amer., **60** (1970), 1, p. 44.
- 4) Born, M. and Wolf, E.: Principles of Optics, 2nd ed., (1964), chap. 10, Pergamon Press.
- 5) 例えば, 村田和美: 応用物理, **38** (昭44), 3, p. 269.
- 6) Fujiwara, H., Asakura, T. and Murata, K.: Opt. Acta, **17** (1970), 11, p. 823.
- 7) 藤原裕文, 村田和美: 応用物理, **37** (昭43), p. 834.
- 8) Develis, J. B., Parrent, G. B. and Thompson, B. J.: J. Opt. Soc. Amer., **56** (1966), 4, p. 423.
- 9) Fujiwara, H. and Murata, K.: Opt. Acta, **20** (1972), 2, p. 85.