



干渉縞制限ホログラムの再生粒子像特性

石川 宗晴・村上 昭年

九州大学工学部応用理学教室 〒812 福岡市東区箱崎 6-10-1

(1983年7月1日受理)

Characteristics of the Real Image Reconstructed from a Fringe-limited In-line Hologram

Muneharu ISHIKAWA and Terutoshi MURAKAMI

Department of Applied Science, Faculty of Engineering, Kyushu University,
6-10-1, Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812

The reconstructed image associated with a fringe-limited in-line hologram of an opaque spherical particle is theoretically investigated, and the whole intensity distribution is numerically calculated, which consists of a particle image and the irradiance of a virtual image. The calculated intensity distributions are obtained for various values of three recording parameters, i. e., the photographic gamma of film, the far-field number, and the maximum diameter of interference fringes, and of one parameter, i. e., the distance from the image plane to the observation plane. These intensity distributions are assessed in terms of the sizing level for determining the particle diameter and of the index of relative edge smear as a measure of the obscured image.

1. ま え が き

インラインホログラフィによる微粒子群計測では、光学的に再生された粒子像の像質が直接、粒径の測定結果に影響する。このため、良好な再生像が得られるよう光源・光学系、感光材料等の特性評価がされ、ホログラム作成条件が検討されている¹⁻⁸⁾。しかし、コヒーレントな光源を使用し、ホログラム記録に高解像度フィルムを用いても、フィルムの分解能や粒状性により記録できる干渉縞の範囲には制限を生ずる⁹⁾。とくに実際の計測法としての応用では理想的な記録条件を十分満足できない場合もある。このような条件下では、得られたホログラムから再生される粒子像の特性を予測し、真粒径を求める方法を工夫することが重要となる。このような考えから、有限な領域にある干渉縞から再生される粒子像の特性を明らかにすることを試みた。

再生像に関していくつかの理論的研究がなされている。DeVelis ら¹⁰⁾は far-field hologram の式中、結像に関与するフレネルレンズ項と入射平面波の項のみを考慮し、これらの項による再生像が透過平面波、再生粒子

像およびその共役虚像から射出したと見なせる光との3成分から成っていることを示し、同時にホログラムを記録した写真フィルムのガンマ値により粒子像の光強度が変化することを示した。さらに far-field 領域で作られたホログラムからの再生光については、その中の虚像からの光が粒子像へ及ぼす影響が小さくなることを明らかにした。しかしこの議論では虚像からの回折光の大きさの見積りにとどまり再生光強度分布の全体像は明らかにしていない。

その後、Tyler ら¹¹⁾はガンマ値 -2 の状態で写真フィルムに記録した far-field hologram からの再生光を全体として取り扱い、再生光が、① 透過平面波、② 再生粒子像、③ ホログラムに対して粒子像と共役な位置にある虚像から伝播してきた回折光、および、④ 再生粒子像の近傍でゆるやかに変化する弱い干渉光、の四つの成分に分解できることを示した。すなわち再生面上には粒子像②、虚像からの回折光③と平面波①から形成される干渉光、弱い干渉光④、の三つが重畳した光強度分布が生ずる。

さらに Tyler らは写真フィルムの分解能によりホロ

グラム干渉縞が記録される範囲が制限される問題やホログラムの照明領域の制限される効果を取り扱うために、ホログラムの振幅透過率分布に作用する関数を導入した。この関数が緩やかに変化し、Fresnel 回折を無視できるくらいに十分大きな空間的広がりをもっている場合には前述の①③④項は本質的な変化をうけず、②の粒子像のみが影響をうけ、コヒーレント照明による再生では edge ringing が生ずることを述べている。しかし粒子ホログラム*1の干渉縞が制限されたときの再生実像の具体的な光強度分布については明らかにされていない。

干渉縞の制限効果による再生粒子像部分の光強度分布については Tyler 以前に Belzら¹²⁾により検討されている。彼らはホログラムの干渉縞中の粒子像再生項のみに着目し、この部分を限定照明して得られる再生粒子像の光強度分布を数値計算により求めている。彼らはこのホログラムを aperture-limited hologram と呼び、限定照明された領域の径を開口径として開口径の違いによる再生粒子像の強度分布の変化を示し、この再生粒子像の各強度レベルで求めた粒径を評価して、粒径測定に最適な光強度測定レベルを見いだしている。

しかし、これらの研究では(1)写真フィルムのガンマ値の影響、(2)再生粒子像に影響する虚像からの回折光の効果、(3)干渉縞の制限効果が個々に検討されているため、実験的に得られる再生像を評価する点で不十分であった。

われわれはこれまでインラインホログラフィにより噴霧粒子群の計測を行ってきた^{9,13-18)}。この過程で各粒子に対応したホログラムの干渉縞の記録が有限領域に限られていることを見だし、この原因についてホログラム記録フィルムの分解能よりはむしろ粒状性に着目して解析を行なった⁹⁾。

これらの研究によってホログラフィによる粒子計測では、干渉縞制限インラインホログラムから生ずる再生像について、インライン型に特有な虚像からの回折光も含めて、再生像の全強度分布を理論的に求め、その特性から実験的に真粒径が測定できるような測定法または測定基準を確立する必要があることがわかった。そのために、まずホログラムの有限領域が限定照明された場合の、再生像について検討を行なった¹⁹⁾が、本研究ではより実際的な場合すなわち干渉縞の記録が制限されたホログラムからの全再生像について詳細に検討し、再生粒子像からの粒径測定基準および粒子位置決定誤差について

明らかにする。

2. 干渉縞制限ホログラムからの再生像

2.1 ホログラムの干渉縞を表わす式

不透明球形粒子のインラインホログラムをつくる干渉縞の強度分布は粒子半径を a 、粒子とホログラム面(フィルム面)との距離を Z 、入射光の波長を λ とすると、

$$I(r)/I_0 = 1 + \left\{ \frac{a}{r} J_1 \left(\frac{2\pi ar}{Z\lambda} \right) \right\}^2 - 2 \frac{a}{r} J_1 \left(\frac{2\pi ar}{Z\lambda} \right) \sin \frac{\pi r^2}{Z\lambda} \quad (1)$$

と表わされる²⁰⁾。ここで I_0 は入射光強度、 r は Fig. 1 (a) のホログラム面上の動径座標、 J_1 は第1種1次のベッセル関数である。(1)式は粒子からの回折光が Fraunhofer 回折となる far-field 領域において成立するもので、 $Z \gg (2a)^2/\lambda$ の条件が課せられている。この条件を表わす無次元量として far-field 数 N が $Z\lambda/(2a)^2$ で定義され、用いられている^{12,21)}。

実際の計測では干渉縞の記録状態をよくするために、干渉縞の Visibility⁹⁾ が高くなりフィルムの粒状性の影響が相対的に弱くなる条件⁹⁾ すなわち N の値が小さい領域でホログラム記録するのが有利である。したがって N の値が小さい領域におけるホログラムに関して検討を加えるためには(1)式における近似精度をあげ、 $N \sim 1$ の領域においてもより正確な強度分布を与える式が必要とされる。

フィルム面が粒子の near-field にあるときのホログラムは in-line Fresnel hologram とよばれ、ホログラム

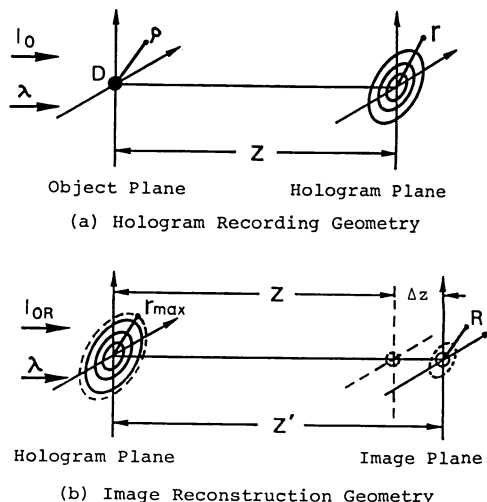


Fig. 1 Plane wave recording and reconstruction geometry for an in-line hologram.

*1 不透明球形粒子のつくるホログラムを意味する。

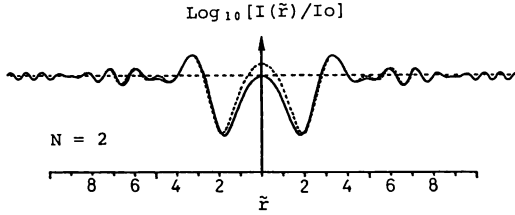


Fig. 2 Intensity distribution of an interference pattern in the far-field for Eq. (1) (---) and Eq. (4) (—).

面上の干渉縞の強度分布は $\exp(i\pi\rho^2/\lambda Z)$ の項を残した形で、

$$I(r) = I_0 \left| 1 + \frac{i}{\lambda Z} \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda Z} r^2\right) \times \int_0^a 2\pi\rho J_0\left(\frac{2\pi r}{\lambda Z} \rho\right) \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda Z} \rho^2\right) d\rho \right|^2 \quad (2)$$

と表わされる²²⁾。ここで i は虚数単位である。 r, ρ を a で無次元化し、far-field 数 N を用いて表わすと、

$$I(\tilde{r}) = I_0 \left| 1 + i \exp\left(\frac{i\pi}{4N} \tilde{r}^2\right) \times \int_0^1 \frac{\pi}{2N} \tilde{\rho} J_0\left(\frac{\pi\tilde{r}}{2N} \tilde{\rho}\right) \exp\left(\frac{i\pi}{4N} \tilde{\rho}^2\right) d\tilde{\rho} \right|^2 \quad (3)$$

となり、唯一のパラメータ N で干渉縞の強度分布が決まることがわかる。ここで $\tilde{r} = r/a$ 、 $\tilde{\rho} = \rho/a$ 、 J_0 は 0 次のベッセル関数である。(3)式を部分積分すると、

$$I(\tilde{r}) = I_0 \left| 1 + i \exp\left(\frac{i\pi}{4N} (1 + \tilde{r}^2)\right) \times \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \left\{ J_{2m-1}\left(\frac{\pi\tilde{r}}{2N}\right) / \tilde{r}^{2m-1} - i J_{2m}\left(\frac{\pi\tilde{r}}{2N}\right) / \tilde{r}^{2m} \right\} \right|^2 \quad (4)$$

となる。 J_k は k 次のベッセル関数である。この級数の和は $N \geq 1$ の範囲では収束が速く、数値的に求めることができる。

(1) および (4) 式の計算例を、縦軸を $\log_{10} [I(\tilde{r})/I_0]$ として Fig. 2 に示している。このときのパラメータ N は 2 であるが、 $\tilde{r} < 2$ の範囲で (1)、(4) 式の差が顕著に見られる。ちなみに $\tilde{r} = 0$ における (1) 式の値は $I(0) = I_0 [1 + (\pi/4N)^2]$ と N の値に依存しているのに対して、Fresnel 近似を用いた (4) 式では (3) 式から直接計算して $I(0) = I_0$ と一定値となる。

2.2 干渉縞制限ホログラム

(4) 式で表わされる干渉縞を写真フィルムに記録してホログラムが得られるが、干渉縞がどこまで濃度分布と

してフィルムに記録されるかはフィルムの特性や粒子群の場合には干渉縞の相互の重なり等により左右される。簡単のために単独の球形粒子の場合について考える。写真フィルム上の干渉縞の空間周波数は中心からの距離に比例して増加し、縞のコントラストは中心から離れるにつれて変動しながら低下していく。この低コントラストで空間周波数の高い部分の記録はフィルムの低コントラストでの解像力や粒状性により制限される。この制限は、干渉縞の記録という点では、フィルムの MTF が中心から離れるにつれ、ゆるやかに低下するのと等価になる。しかし、ここでは数学的表現を簡単にするためにフィルムの MTF が中心からある距離で不連続的にゼロになると考え、以下のように表現した。

干渉縞の記録範囲を $r \leq r_{max}$ とし、 r_{max} で区切られた領域の内側では (4) 式の干渉縞がそのまま濃度変化として記録され、その外側では干渉縞はまったく記録されないものとする。いま、用いたフィルムの適正露光域でホログラムがつけられたとする。その振幅透過率分布を $t_a(\tilde{r})$ と表わすと、(4)式を用いて

$$t_a(\tilde{r}) = \begin{cases} \kappa \{I(\tilde{r})\}^{-\gamma/2} & (r \leq r_{max} \text{ のとき}) \\ \kappa \{I_0\}^{-\gamma/2} & (r > r_{max} \text{ のとき}) \end{cases} \quad (5)$$

とおける。ここで κ は実定数、 γ は得られたホログラムの階調度である。

2.3 再生像の全強度分布

Fig. 1 (b) の像面に形成される再生像の全強度分布は (5) 式の振幅透過率をもつホログラムに入射した強度 I_{0R} 、波長 λ のコヒーレント光の回折により生ずる。(2) 式と同様な導き方で、距離 Z' における回折強度分布を求め、無次元変数 $\tilde{R} = R/a$ を用いて整理すると、

$$I_R(\tilde{R}) = I_{0R} \left| 2C \int_0^{\infty} t_a(\tilde{r}) \tilde{r} J_0(2C\tilde{R}\tilde{r}) \times \exp\{iC(\tilde{r}^2 + \tilde{R}^2)\} d\tilde{r} \right|^2$$

となる。上式の $t_a(\tilde{r})$ に (5) 式を代入して積分すると、

$$\frac{I_R(\tilde{R})}{I_{0R} \kappa^2 I_0^{-\gamma}} = \left| i + 2C \int_0^{\tilde{r}_{max}} \{ [I(\tilde{r})/I_0]^{-\gamma/2} - 1 \} \tilde{r} J_0(2C\tilde{R}\tilde{r}) \times \exp\{iC(\tilde{r}^2 + \tilde{R}^2)\} d\tilde{r} \right|^2 \quad (6)$$

と計算できる。ここに $C = \pi/4N Z'$ である。(6)式右辺の第1項は Fig. 1 (b) の全ホログラム面を回折されずに通過した光、第2項は粒子のホログラムとして記録されている干渉縞からの回折光を表わしている。(6)式を数値積分することにより強度分布の値を求めた。

Fig. 3 は (6) 式の干渉縞制限ホログラムからの結像

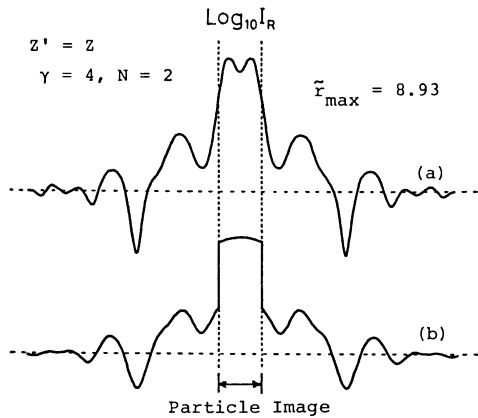


Fig. 3 Intensity distribution of the in-focus image reconstructed from an in-line hologram. (a) is for a fringe-limited hologram with Eq. (4), and (b) is for an infinite hologram with Eq. (1)¹¹⁾.

位置での再生像 [(a)] と(1)式をもとに再生像の特性を解析的に明らかにした Tyler ら¹¹⁾の方法に γ の影響を加味して求めた無限ホログラムからの再生像 [(b)] とを比較したもので、計算条件は $\gamma=4, N=2, Z'=Z, \tilde{r}_{\max}=8.93$ である。二つの場合の差は再生粒子像にとくに顕著に現われている。すなわち (a) では粒子像の境界が不鮮明になっている。この結果は Belz ら¹²⁾の結果と定性的に同じであるが、定量的には彼らの場合、入射光および虚像からの回折光の影響が考慮されていないために一致しない。

再生粒子像の鮮明さは制限された干渉縞の大きさ \tilde{r}_{\max} の値に関係するが、より直接的には(4)式中のベッセル関数の変数によって決まる。Belz らはこの変数を再生粒子像の特徴を表わす特性量として用い、これを $\Omega \equiv \pi \tilde{r}_{\max} / 2N$ と定義している¹²⁾。ここではこの特性量を換算縞径と呼ぶことにする。Fig. 3 の例では $\Omega=7.01559$ で1次のベッセル関数の第2零点 ($\Omega=0$ を除いて2番目の零点) の値をとっている。

以下で例示する γ, Ω, N の値は実際の粒径計測条件を考え、次のように設定した。用いた高解像度フィルムは 10 E 75 (Agfa-Gevaert 社), SO-253 (Eastman Kodak 社) でその γ 値がそれぞれ公称値で 4, 7 となっている。また得られたホログラムの干渉縞をさらにネガフィルムに拡大記録して再生する場合もあり、このときの例として $\gamma=-2, -4, -7$ を選んだ。 $\gamma=-2$ の場合はホログラムの光振幅透過率が記録した干渉縞の光強度に比例する特別な場合でもある。上記のフィルムで 100 μm 以下の粒子からなる噴霧(ディーゼル噴射弁からの

噴霧¹⁷⁾など) のホログラムを記録してその干渉縞を観察すると、干渉縞の換算縞径は1次のベッセル関数の第3零点までの径をもつものがよく見られ、第4零点を越えるものはとくによい条件のホログラムでしか見られなかった。このためここでは第3零点までの値を選んだ。この噴霧に対する far-field 数は 1~10 であるので、 $N=2, 4, 8$ に設定した。

3. 結像位置における再生像の特徴

(6)式から得られる再生像はおもに二つの成分から成っている。Fig. 4 の模式図で考える。ホログラム形成過程では不透明球形粒子 (a) からの回折光により Z の位置で $N=2$ のホログラム (b) が、 $2Z$ の位置で $N=$

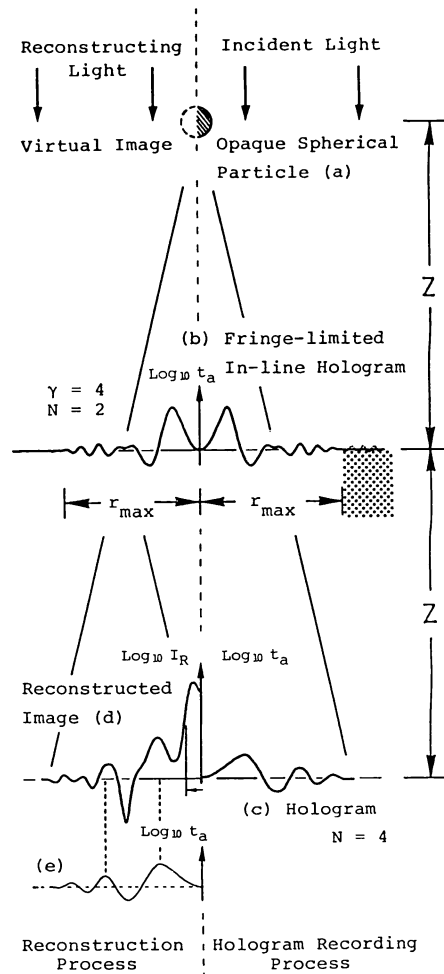


Fig. 4 Conceptual illustration of the relationship between the interference pattern (e) of a hologram (c) and the reconstructed pattern (d) from a hologram (b).

4 のホログラム (c) ができる. 次に r_{\max} で限られた干渉縞制限ホログラム (b) の再生過程を考えると, (b) より Z の距離に再生像 (d) が形成される. ここで透過率分布の図 (e) はホログラム (c) の分布と同じ分布を再生像 (d) と同じ側に並記したもので, 再生像 (d) の強度分布とホログラム (c) の透過率分布との関数の性質を比較するためのものである. 再生像 (d) の中心部分を除いた外側の強度分布の変化の様子は破線に対応させた (e) の透過率分布の変化とよく対応しており, 再生像 (d) の周辺部分の変化を表す関数形はホログラム (c) のものと同様なものであると考えられる. つまり再生像 (d) の周辺部分の強度分布は主に虚像から回折してきた光と透過平面波とが干渉した光のつくる分布であると考えられる. これを虚像光と呼ぶことにする. これに対して再生像 (d) の中心部分の強度分布が再生により得られた粒子像となる. この結果は DeVelis ら¹⁰⁾, Tyler ら¹¹⁾ が述べていることと一致する. 以下, これら再生粒子像と虚像光に影響を与える三つのパラメータ, 階調度 γ , far-field 数 N , 換算縞径 Ω の効果について述べる.

3.1 ホログラムの階調度の影響

換算縞径が $\Omega = 7.0156 (= \Omega_2)$ で, 階調度の異なるホログラムからの再生像を考える. Fig. 5 に $\gamma < 0$ の場合, Fig. 6, $\Omega = \Omega_2$ に $\gamma = 4$ の場合の再生像の全強度分布を示している.

$\gamma < 0$ の場合は γ, N の値により粒子像の強度分布の

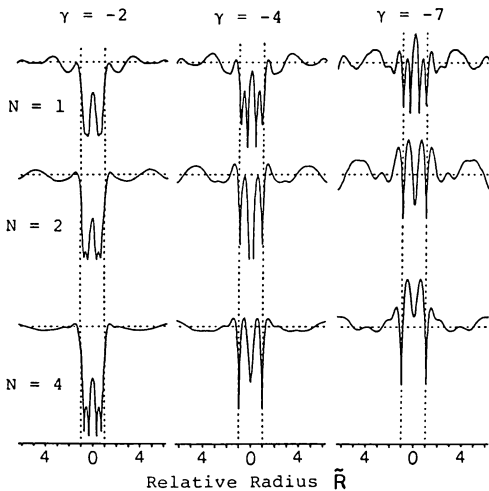


Fig. 5 Variation of intensity distribution in the in-focus image reconstructed from a fringe-limited hologram for various values of negative γ and N . The reduced radius of the maximum recorded interference fringe $\Omega = 7.01559$.

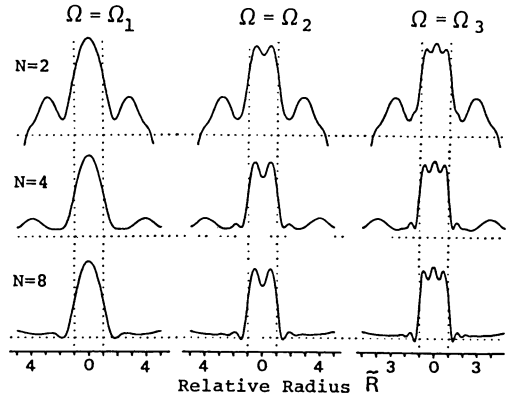


Fig. 6 Variation of intensity distribution in the in-focus image for various values of Ω and N , where $\gamma = 4$ and Ω_j is the j th zero of J_1 .

変化だけでなく, バックグラウンド光に対する粒子像の反転が起こる. $\gamma = -7, N = 4$ の場合が像反転の例である. また $\tilde{R} = 1$ 付近に極小値が存在するのも $\gamma < 0$ の場合の特徴である. とくに $\gamma = -4, -7$ の場合にはこの極小値の座標で粒径を決めることができる.

一方, $\gamma > 0$ の場合には $\gamma = 4$ のほかに $\gamma = 7$ の場合を計算したが, $\gamma < 0$ の例にみられるような γ に対する強度分布の大きな変化はなく, $\gamma = 7$ の像のコントラストが高くなっていた.

3.2 ホログラム記録時の far-field 数の影響

Fig. 6 を例にとると, $N = 2$ では再生粒子像に隣接して虚像光の影響が強く見られるが, N の増加とともにその大きさは小さくなり, 粒子像からも離れていく. これは Fig. 4 で説明したように再生像の形成過程から理解できる. この結果は DeVelis ら¹⁰⁾ の結果と一致する.

3.3 ホログラムの換算縞径の影響

細かな強度分布の変化については 4.1 項で述べるが, Fig. 6 に見られるように換算縞径 Ω が同じ場合には再生粒子像の形は far-field 数 N によらずほぼ一定となる. 逆に虚像光では Ω の値に対する変化は目立たず, N に依存した変化が見られる.

これは再生粒子像の形や像境界の鮮鋭度等の特徴を表す特性量として換算縞径が重要であることを示している. また Fig. 6 では換算縞径が Ω_j のときに再生粒子像のピーク部分の山の数が j 個となっている. この結果は Belz らにより報告されている¹²⁾. 彼らと同様な数値計算により $\Omega < 40$ までの 33 個の任意の換算縞径をもつ場合の粒子像を求め解析した結果, 換算縞径が 0 次の

ベッセル関数の第 k 零点の値を越えるごとに粒子像部分の山の数は k 個になり、数の増加にともなって像のピークは平坦になっていくことがわかった。

4. 真粒径と粒子位置の決定法

換算縞径により種々その形が変化する再生粒子像を計測して粒径を求める場合には、粒子像のどの光強度レベルの粒径がもとの粒子の真の粒径に相当するか、または粒子像の形の変化があっても同一の測定基準が使えるかどうか、という点が問題となる。

ここでは粒子像の形の変化に対して大きく依存しない測定基準が見いだせること、測定レベルを一定にしたときの粒径測定誤差、および粒子位置の決定精度について述べる。

4.1 真粒径を与える指標

(6)式から得られる再生粒子像の光強度分布は Fig. 7 に示すパラメータ I_{max} , I_d , I_{min} , W で特徴づけられる。ここに I_{max} , I_{min} は粒子像の境界端近傍における光強度の極大、極小値、 I_d は真粒径を与える強度値である。 W は光強度分布の、 $\log_{10} I_d$ 点における接線が $\log_{10} I_{max}$, $\log_{10} I_{min}$ の強度レベルと交わる2点の R 座標値の差で定義する。すなわち、

$$\hat{W} = W/a = (\log_{10} I_{max} - \log_{10} I_{min}) / \beta a \quad (7)$$

である。ここで β は光強度分布の $\log_{10} I_d$ 点における接線の傾きである。(7)式で定義した無次元量 \hat{W} は粒子像のぼけを表わす量となっており、これをぼけ度 (relative edge smear²³⁾) と呼ぶことにする。

また、粒径閾値 (sizing level) なる量 $\hat{\alpha}$ を次式、

$$\hat{\alpha} = \frac{\log_{10} I_d - \log_{10} I_{min}}{\log_{10} I_{max} - \log_{10} I_{min}} \quad (8)$$

で定義する。

(6)式の計算結果から、無次元量 $\hat{\alpha}$, \hat{W} の、far-field 数 N や換算縞径 Ω に対する変化を求めると Fig. 8, Fig. 9 となる。

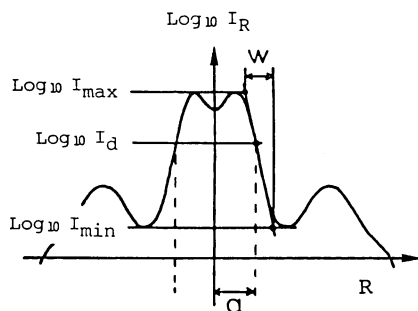


Fig. 7 Definition of configuration parameters.

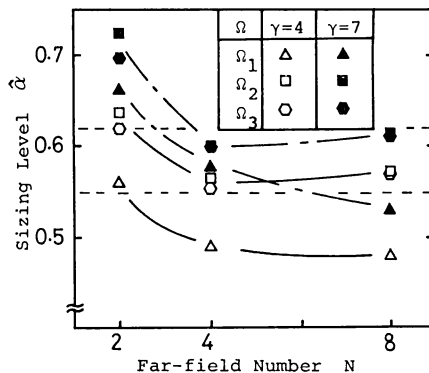


Fig. 8 Variation of sizing level for various values of N , Ω , and γ , where Ω_j is the j th zero of J_1 .

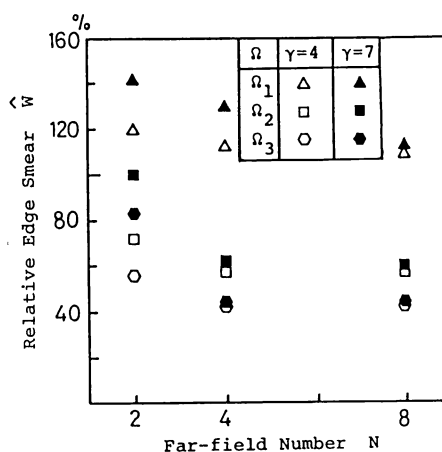


Fig. 9 Variation of relative edge smear of the reconstructed particle image for various values of Ω , γ and N .

Fig. 8 はホログラムの階調度 $\gamma=4, 7$, 換算縞径 $\Omega = \Omega_j$ (J_1 の第 j 零点, $j=1, 2, 3$) の条件での粒径閾値 $\hat{\alpha}$ と far-field 数 N との関係を示している。換算縞径 Ω が一定の場合は $N=2$ のとき粒径閾値がとくに大きくなる。また $\Omega = \Omega_1$ の場合は Ω_2, Ω_3 の場合と比べ、どの N に対しても小さな粒径閾値を示す。このように真粒径を与える粒径閾値はホログラムのもつ換算縞径や far-field 数の値により異なるが、各条件での粒径閾値は $\gamma=4$ の場合 $\hat{\alpha} = 0.55 \pm 0.1$, $\gamma=7$ の場合 $\hat{\alpha} = 0.62 \pm 0.1$ の範囲に入っている。

4.2 同一測定レベルでの粒径測定

換算縞径や far-field 数が異なったホログラムから得られる再生粒子像を同一測定基準で計測する場合を考える。(8)式の I_d を測定強度レベル I で置きかえて、測定閾値を定義し $\hat{\alpha}_m$ と表わす。Fig. 8 の各 Ω, N の値

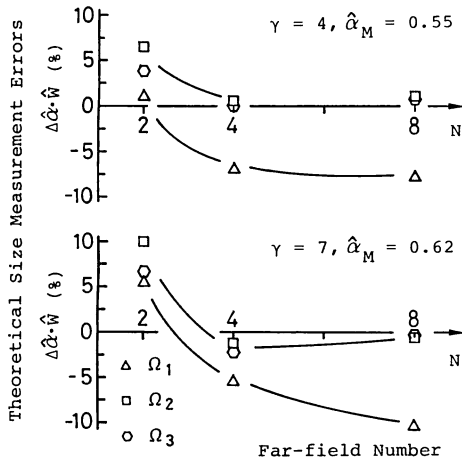


Fig. 10 Errors for the theoretical size measurements at a fixed level: $\hat{\alpha}_M=0.55$ for $\gamma=4$, $\hat{\alpha}_M=0.62$ for $\gamma=7$.

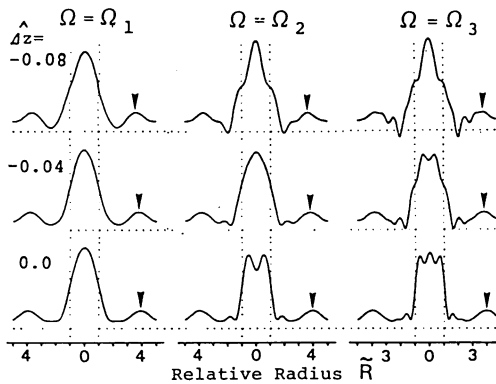


Fig. 11 Intensity variations in the neighborhood of the in-focus image for three values of Ω , where Ω_j is the j th zero of J_1 , $\hat{\Delta z}=(Z'-Z)/Z$, $\gamma=4$ and $N=4$.

に対して、 $\Delta\hat{\alpha}=\hat{\alpha}-\hat{\alpha}_M$ を求め、これに対応した Fig. 9 のばけ度 \hat{W} の値から粒径の測定誤差 $\Delta\hat{\alpha}\cdot\hat{W}\%$ を計算すると Fig. 10 のようになる。ここで、測定閾値は $\gamma=4$ のとき $\hat{\alpha}_M=0.55$ 、 $\gamma=7$ のとき $\hat{\alpha}_M=0.62$ である。

したがって粒径の測定基準を一定の測定閾値 ($\gamma=4$ のとき $\hat{\alpha}_M=0.55$ 、 $\gamma=7$ のとき $\hat{\alpha}_M=0.62$) に設定すれば、 $N=2, 4, 8$; $\Omega=\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$ の各像に対して $\pm 10\%$ の誤差範囲内で真粒径を求めることができる。

4.3 粒子位置の決定

実際に得られる粒子位置は結像位置とみなしうる観測位置であるので、結像位置の確定しやすさが粒子位置の決定精度に影響する。

Fig. 11 は粒子像が再現される結像位置 $Z'=Z$ の近

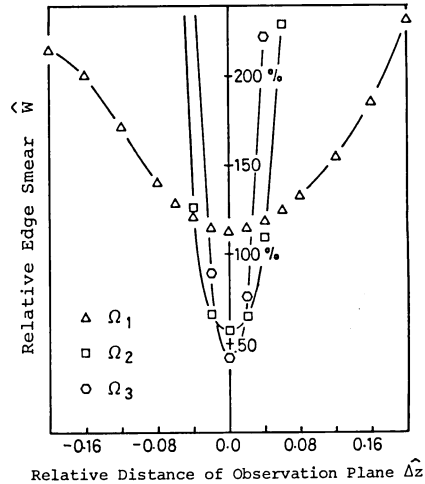


Fig. 12 Variation of relative edge smear in the neighborhood of the in-focus position, where $\gamma=4$ and $N=4$.

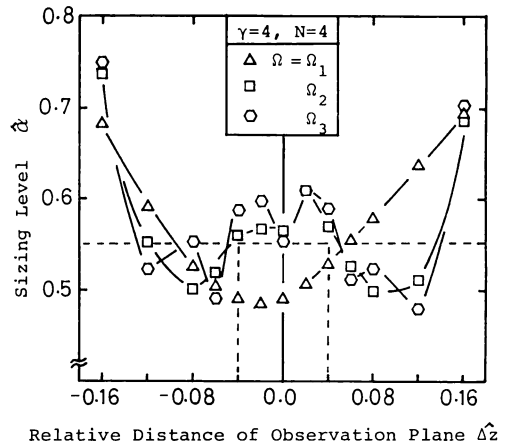


Fig. 13 Variation of sizing level in the neighborhood of the in-focus position, where $\gamma=4$ and $N=4$.

傍で、観測位置を変えて得られる再生像の光強度分布を示したものである。計算条件は $\gamma=4$ 、 $N=4$ で、結像位置からの相対距離 $\hat{\Delta z}=(Z'-Z)/Z$ が $-0.04, -0.08$ の観測位置における再生像の全強度分布である。

$\Omega=\Omega_1$ では観測位置の変化に対する影響は目立たないが、 $\Omega=\Omega_2, \Omega_3$ の場合には再生粒子像の変化から結像位置からのずれを知ることができる。このとき粒子像まわりの虚像光の部分 (矢印で示す) には目立った変化は見られない。

この状況を定量的に把握するために観測位置の変化に対するばけ度 \hat{W} の変化を見たものが Fig. 12 である。

換算縞径 $\Omega = \Omega_1$ の条件では $\hat{\Delta z}$ の値に応じて緩やかな変化しかみられず結像位置の確定はむずかしくなるが、 $\Omega = \Omega_2, \Omega_3$ の例ではぼけ度の変化が急激で、再生粒子像の輪郭のぼけ具合の識別が容易で結像位置を確定しやすことがわかる。いまぼけ度が $W > 100\%$ で像のぼけが認識できるとすると、 $\Omega = \Omega_2$ の条件では粒子位置の決定誤差 $|\hat{\Delta z}|$ は 0.04 以下、 $\Omega = \Omega_3$ では $|\hat{\Delta z}| < 0.02$ となる。 $\Omega = \Omega_1$ の場合は決定誤差が大きいのでここでは議論しない。

このとき粒子位置の決定誤差にともなう粒径閾値の変化は、Fig. 13 に見られるように、 $\gamma = 4, N = 4, |\hat{\Delta z}| \leq 0.04$ の条件では、 Ω_2, Ω_3 に対して $\hat{a}_M = 0.55$ からのずれは $\Delta \hat{a} < 0.07$ に納まっている。したがって粒径の測定誤差は $\Omega = \Omega_2, \Omega_3$ の像に対して +7% 以内となる。

5. ま と め

干渉縞制限ホログラムからの再生像について理論的に解析を行ない、虚像光の影響を含めた再生像の全強度分布を数値的に求めた。この再生像に寄与するパラメータとしてはホログラムとなる写真フィルムの階調度、ホログラム記録時の far-field 数、ホログラムの制限された干渉縞の径、観測位置の結像位置からのずれの四つを考慮した。これらのパラメータの種々の値によって変化する再生粒子像の特徴を定量化するために二つのパラメータを定義した。一つは粒径閾値 (sizing level) で、再生粒子像径の測定基準レベルを与える。もう一つはぼけ度 (relative edge smear) で、再生粒子像の境界 (輪郭) のぼけを表わす。

このパラメータを用いて再生粒子像の特性を検討し、 $\gamma = 4, 7$ のネガティブホログラムに対し次の結論を得た。

1) 粒径閾値はホログラムの干渉縞径や far-field 数に対して 0.6 付近で変化するが、 $\Omega = \Omega_1, \Omega_2, \Omega_3; N = 2, 4, 8$ の条件下では粒径測定基準レベルとして $\gamma = 4$ のとき α 値で 0.55、 $\gamma = 7$ のとき 0.62 をとれば、 $\pm 10\%$ の誤差範囲で粒径を求めることができる。

2) 再生時に再生粒子像のぼけがぼけ度の値で 100% 以上となるとときに識別できるとすると、 $\gamma = 4, \Omega = \Omega_2, \Omega_3$ の像に対して粒子位置は 2~4% の精度で確定できる。またこのときの粒径測定誤差は測定基準レベル 0.55 に対し 7% 以内となる。

したがって、 $\pm 10\%$ の誤差を許す粒径測定であれば、換算縞径は Ω_1 以上であればよく、ホログラムの記録条

件に対する制限は緩やかになるが、さらに精度を上げた粒径測定では換算縞径を Ω_2 以上、far-field 数を 4 以上としたホログラムの記録が必要で、再生時には精度の高い粒径測定レベルの設定や結像位置の決定が必要となる。

本研究で理論的に明らかにされた再生像の特性は、平均粒径 $30 \mu\text{m}$ のポリスチレン微小球を用いたネガティブホログラムの再生実験により確認できた。細かな定量的な比較は今後の課題である。

文 献

- G. O. Reynolds and J. B. DeVelis: IEEE Trans. Antennas Propag., AP-15 (1967) 41.
- B. J. Thompson, J. H. Ward and W. R. Zinky: Appl. Opt., 6 (1967) 519.
- W. K. Witherow: Opt. Eng., 18 (1979) 249.
- R. A. Belz and R. W. Menzel: Opt. Eng., 18 (1979) 256.
- S. L. Cartwright, P. Dunn and B. J. Thompson: Opt. Eng., 19 (1980) 727.
- P. Dunn and B. J. Thompson: Opt. Eng., 21 (1982) 327.
- M. J. Landry and G. S. Phipps: Appl. Opt., 14 (1975) 2260.
- P. Dunn and J. M. Walls: Appl. Opt., 18 (1979) 2171.
- 石川宗晴, 村上昭年: 日本航空宇宙学会誌, 30 (1982) 389.
- J. B. DeVelis, G. B. Parrent, Jr. and B. J. Thompson: J. Opt. Soc. Am., 56 (1966) 423.
- G. A. Tyler and B. J. Thompson: Opt. Acta, 23 (1976) 685.
- R. A. Belz and F. M. Shofner: Appl. Opt., 11 (1972) 2215.
- 村上昭年, 石川宗晴, 白水正男, 白銀辰雄: 材料, 27 (1978) 681.
- T. Murakami and M. Ishikawa: Proc. of the 13th Int. Cong. on High Speed Photography and Photonics, Tokyo, 1978 (The Japan Society of Precision Engineering, Tokyo, 1979) p. 326.
- T. Murakami and M. Ishikawa: Proc. of the 1st Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems, Tokyo, 1978 (The Organizing Committee, Tokyo, 1979) p. 317.
- S. Ogata, M. Ishikawa and T. Murakami: J. Electrostatics, 9 (1981) 223.
- M. Ishikawa and T. Murakami: Proc. of the 2nd Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems, Madison, Wisconsin, USA, 1982 (The Conference Committee, Madison, 1982) p. 75.
- 石川宗晴, 西村克彦, 村上昭年: 九州大学工学集報, 56 (1983) 391.
- 石川宗晴, 村上昭年: 第 30 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 (1983) p. 53.
- G. B. Parrent, Jr. and B. J. Thompson: Opt. Acta, 11 (1964) 183.
- J. D. Trolinger: Opt. Eng., 14 (1975) 383.
- B. J. Thompson: Rep. Prog. Phys., 41 (1978) 633.
- D. M. Robinson: Appl. Opt., 9 (1970) 496.