合成開ロアレイフィルターを用いた X 線位相回復

中島伸治

X-Ray Phase Retrieval by Use of a Synthetic Aperture-Array Filter

Nobuharu NAKAJIMA

Coherent X-ray imaging has attracted considerable attention during the past decade. Unfortunately, X rays are very difficult to focus on a small spot, and so the resolution of imaging systems with X-ray lenses such as Fresnel zone plates is many times the wavelength of the X rays. Thus several methods for X-ray coherent diffractive imaging without lenses have been developed. In this article, recent developments of three types of imaging methods that have mainly been used in X-ray experiments (i.e., iterative methods, methods using the transport-of-intensity equation, and holographic methods) are briefly reviewed, and our recently proposed method using the filter of an aperture array is presented.

Key words: phase retrieval, image reconstruction, coherent diffractive imaging, X-ray microscopy, synchrotron radiation

X線は、可視光よりもはるかに短波長であり、かつ電 子線よりも物体に対して透過性がよいため、厚みのある物 体の高解像度な顕微鏡法を実現できる可能性がある.実際 に、光学顕微鏡のように X 線領域でもフレネルゾーンプ レートをレンズとして用いた結像システムは存在する が¹⁾,光学レンズ並みの結像特性を得ようとすると,ゾー ンプレートの形状精度として使用する X 線の波長程度が 要求されるため、その製作が非常に困難となる.近年、第 三世代放射光源から従来よりも高コヒーレンス・高強度の X線が得られるようになり、今まで光学の分野で発展し てきたホログラフィーに代表されるレンズを用いないコヒ ーレント回折イメージング法が X 線の分野で活発に利用 されるようになった。レンズを用いないコヒーレント回折 イメージング法では,X線で照明された物体からの回折 波の振幅と位相を求め,それらから得られる複素振幅関数 を離散フーリエ変換によって数値的に逆伝搬させて物体を 再生することになる.しかし,光と同様に X 線も直接観 測できるのは回折波の強度分布(振幅の2乗)のみであ り,位相は強度観測時に失われる。位相をいかにして回復 するかということがレンズを用いないコヒーレント回折イ メージング法の最も重要な問題となる.

古くからX線結晶解析のように、物体の周期性を利用 して回折強度分布の位相を求めることは行われてきたが, 多くの周期性をもたない物体には適用できない。光学の分 野では、非周期的物体の回折強度からの位相回復問題に対 して、今まで種々の方法が提案されている。おもなもの は、ホログラフィー法2,反復法3,4)、強度輸送方程式によ る方法5,6)などであるが、ホログラフィーは回折波と参照 波との干渉を利用しているので干渉型位相回復法, 一方, 反復法、強度輸送方程式による方法は参照波を用いないの で非干渉型位相回復法と分類することができる。干渉性の 高い放射光源からの X 線といえども空間コヒーレンスが 数十~数百 μm 程度であるため,参照波を用いる場合の 干渉条件が非常に厳しい。そこで、参照波を用いない非干 渉型位相回復法を利用した X線回折イメージングが最近 急速に発展している^{7,8)}.例えば、最近、ヒトの染色体に コヒーレント X 線をさまざまな角度から照射して観測し た複数の回折強度分布から、反復法によって三次元構造を

静岡大学工学部(〒432-8561 浜松市中区城北 3-5-1) E-mail: tsnnaka@ipc.shizuoka.ac.jp

再生した実験結果⁹⁾が報告され注目を集めている.これを さらに微小な物体再生へ進めて,究極的に分子ひとつの構 造再生を可能とする技術の確立が今後の大きなひとつの目 標となっている¹⁰⁾.

本稿では、特に X 線回折イメージングにおける位相回 復法に焦点を絞って、X 線の実験で利用されているおも な位相回復法(反復法、強度輸送方程式による方法、ホロ グラフィー法)の特徴および最近の進展について述べる. さらに、筆者が最近提案した開口アレイフィルターを用い た位相回復法^{11,12)}について紹介する.なお、本稿で述べる 位相回復法のほかにも、最近、種々の方法が提案されてい るが、誌面の関係で記述できないので文献で挙げた各論文 誌を検索して参照されたい.

1. X線イメージングにおけるおもな位相回復法

1.1 反 復 法

X線回折イメージング実験でよく使用されるのが, Fienupの反復法とよばれるものである。この方法は、コ ヒーレント結像系の回折面と像面の振幅分布から位相分布 を反復的に求める方法 (Gerchberg-Saxton 法³⁾) を, Fienup が、回折面の振幅分布と物体の既知条件(広がり、非負性 など)のみで位相回復を行う方法4)に改良したものであ る. この方法では、ランダムな位相と観測した振幅分布か ら得られる回折面の複素振幅関数を初期値として、それを 逆フーリエ変換して求めた物体関数に広がりの範囲や非負 性などの既知条件を与えて整形し、その結果の物体関数を フーリエ変換して得られる複素振幅関数の位相はそのまま にして振幅のみ観測値に置き換え,その修正した複素振幅 関数を逆フーリエ変換して得られる物体をさらに既知条件 で整形するというサイクルを,物体面と回折面の条件を満 足するまで繰り返して計算を行うことになる. 二次元物体 再生の場合,観測に必要なデータは回折面の1枚の強度分 布のみでよいため、測定が容易であり、かつ、物体のX 線照射ダメージを低減できる. そのため,材料,生物試料 などの多くの物体再生実験に利用されている^{9,13)}.しかし, 反復法という計算機アルゴリズムのため、常に解の収束 性, 唯一性の問題がつきまとう. 特に, もともと, 天体な どの非負(位相が0である)物体を想定した方法であるた め、複素振幅物体の場合、収束性が悪い場合が多く14)、反 復アルゴリズムが解から外れた結果にとどまる停滞現象が 生じやすくなる。そのため、種々のアルゴリズムを組み合 わせることで位相をもつ物体を扱えるようにいろいろと改 良が試みられてきたが15)、複素振幅物体に適用できるアル ゴリズムとして一般的に認められたものはいまだ存在しな い.別のアプローチとしてX線タイコグラフィーという 方法が提案されている¹⁶⁾.これは、物体の広がりより狭い 絞った照明ビームを、照明領域に一部重なりをもたせなが ら縦と横に移動させ複数枚の回折強度分布を測定し、各照 明ビームが隣と重なった部分の物体情報を共有させながら 反復アルゴリズムを計算する方法である.照明ビームを物 体面上で移動させながら複数枚の回折強度の測定が必要と なるが、Fienupの反復法よりも安定した複素振幅物体の 再生が可能となることが実験において確認されている¹⁷⁾.

1.2 強度輸送方程式による方法

強度輸送方程式とは, 波動伝搬を表すヘルムホルツ方程 式を近軸近似し、波の伝搬に伴う強度と位相の変化の関係 を表した方程式である。この方程式の近似解による最初の 位相回復法は5,位相を計算する解に必要な境界条件が求 めている位相の値であったため、あまり実用性がなかっ た。その後、位相の直交関数展開を用いた周期的境界条件 による解が導かれ⁶,実際の実験に利用できるようになっ た。観測は、波の伝搬方向に対して垂直な面上の強度分布 を伝搬方向に沿って微小距離ずらして2枚または3枚測定 する. その強度分布の変化量を強度輸送方程式の解に代入 して位相を求めることができる.しかし,理論・応用の両 面で最近注目されている渦位相 (vortex phases)¹⁸⁾ 状態の 場合、その強度分布が渦の中心でゼロになるため原理的に 強度輸送方程式で位相を求めることができない19,一方, 反復法,ホログラフィー法,筆者の方法などは渦位相状態 も回復できる。そのため、この方法の応用面での大きな欠 点となっている.しかし、渦位相状態がない波面の場合 は、X線を用いた試料の再生実験などで有効性が示され ている20)

1.3 ホログラフィー法

結晶に含まれる特定原子からの蛍光 X 線を光源として, その周辺の原子構造を再生する蛍光 X 線ホログラフィー 法²¹⁾が実用化されているが,ここでは結晶ではない非周 期的な物体構造の再生を目的としたホログラフィー法に限 定して述べる.コヒーレント X 線回折イメージングでは, インライン型,オフセット型の二通りの測定システムで実 験が行われている.インライン型は²²⁾,物体照明のバック グラウンド光を参照波として用いるガボール型のホログラ フィーである.位相回復のためには回折面上で参照波と物 体波の干渉縞を観測する必要があるが,放射光源による X 線といえども,現在のところ空間コヒーレンスはせい ぜい数十〜数百 µm 程度であるため,回折角の大きい空 間周波数成分は制限され,物体の高解像度再生が難しい. 一方,オフセット型では,X線を透過させない平板に物

38巻10号(2009)

体用穴と近くに参照波用の小さな穴を開けたものを用いた フーリエ変換ホログラフィー実験²³⁾が行われている.し かし,観測した干渉縞を数値的に逆フーリエ変換して得ら れる再生物体の解像度は、参照波用の穴の大きさによって 決定するため、X線の波長を短くしてさらに解像度を上 げようとしても穴(参照波源)の物理的サイズで制限され てしまう.インライン型においても、小さな穴からの回折 波を物体照明に用いた場合には同様な問題がある.

最近,オフセット型ホログラフィーの応用範囲を拡張す る方法として,穴の代わりに角(かど)をもつ広がった開 口からの回折波を参照波として用いる方法²⁴⁾が提案され た.この方法では,観測された回折強度分布に,線形振幅 フィルター(微分フィルター)をかけて逆フーリエ変換す ることで,広がった開口の微分関数と物体との相関関数が 得られる.すなわち,角がある開口の微分関数は角の部分 がデルタ関数のような細いパルス関数となるため,物体と の相関関数がそのまま解像度のよい再生物体となる.この 方法は,物体の解像度が参照波源の物理的サイズに制限さ れる問題を完全に解決しているわけではないが,オフセッ ト型 X 線ホログラフィーの参照波の選択を非常に融通性 のあるものに改善している.今後,ナノサイズ物体再生 に,カーボンナノチューブのような細長い物体を参照波源 として利用できる可能性がある.

2. 開口アレイフィルターを用いた位相回復法

前章で述べたように、Fienupの反復法は回折強度分布 測定が1回でよいため測定が容易であるが、反復アルゴリ ズムの収束性・唯一性の問題が常にあり、特に複素振幅物 体では1枚の回折強度分布から二次元物体を再生すること は困難な場合が多い。強度輸送方程式による方法は解析的 な式を用いて位相を求められるが、複数枚の回折強度分布 の測定が必要であり、かつ渦位相が扱えない。ホログラフ ィー法は、物体の解像度が X 線の波長ではなく参照波源 の物理的サイズで決定してしまう問題がある。そこで、筆 者は参照波を用いず1回の回折強度分布測定から解析的 (非反復的) に位相を求める位相回復法を提案した^{11,12}. 以下で、この方法について概説する。

2.1 開口アレイフィルターの効果

図1は物体からの回折強度を観測するシステムの概略図 である。ある有限の広がりをもった物体を、波長 λ のコ ヒーレントな単色平面波で照明する。物体直後の平面を物 体面とすると、その物体面上での波面の複素振幅関数を物 体関数f(u,v)とおいて、これを再生する。物体関数は、 物体からの散乱波および直接透過波の両方を含んでいる。



図1 開口アレイフィルターを用いた回折強度測定系.

ここでは、図1の距離 z が物体の広がりおよび観測範囲 に対して十分大きいと仮定して、物体からの回折波をフレ ネル回折式を用いて次のように表す。

$$F(x, y) = \iint_{\sigma} f(u, v) \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda z} \{(x-u)^2 + (y-v)^2\}\right] du dv$$
(1)

ここで、F(x, y)は図1のフィルター面直前の回折波の複 素振幅関数であり、 σ は物体関数の広がりを表す.なお、 位相回復に関係のない回折式の複素定数は省いてある.も し、複素振幅関数F(x, y)を直接観測できれば離散フーリ エ変換を用いた逆フレネル伝搬によって、物体関数f(u, v)を求めることができる。しかし、実際に直接観測できるの は強度から得られる振幅分布のみであり、位相分布は得る ことができない。本方法では、この位相分布を求めるた め、図1のように開口アレイフィルターを通してF(x, y)をさらに距離 l 伝搬させてから座標 (ξ , η) で表された観 測面で強度を測定する。このフィルターは、開口幅 w の 等間隔 d で並んだ $N \times M$ 個の正方開口を想定している。 開口の大きさに比べて距離 l が十分大きいとすると、再び フレネル回折式を用いて観測面上のある位置での複素振幅 関数 $K(\xi, \eta)$ を次式のように表すことができる。

$$K(\boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\eta}) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \iint_{-\infty}^{\infty} F(x, y) R(x - x_n, y - y_m) \\ \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda l} \{ (\boldsymbol{\xi} - x)^2 + (\boldsymbol{\eta} - y)^2 \} \right] dx dy$$
(2)

ここで, $R(x-x_n, y-y_m)$ は, 位置 $(x_n, y_m) = (nd, md)$ に ある1つの開口の透過関数を表し, R(x, y) = 1 (開口内) R(x, y) = 0 (開口外)の値をもつ。X線顕微鏡法への応用 を想定した場合,物体の範囲は開口アレイフィルターの大 きさに比べて十分小さいので,物体からの回折波の変化は 各開口内で緩やかとなり,各開口からの回折波の広がり は,ほぼ平面波による回折広がり程度とみなせる。そこ で,観測面上における各開口からの回折波の重なりを小さ くして独立した回折波として扱えるように,開口幅 w,



図2 物体,開ロアレイフィルター,および観測点の幾何学 的関係. x_n は開口中心の位置, $\xi_n = \alpha x_n \ge \xi_n + \tau = \alpha x_n + \tau$ は 強度観測点を表す.ここで, $\alpha = (1+l/z)$ である.観測点の 位置の違いにより,相対的な物体のずれ $z\tau/l$ が生じる.

間隔 *d*,距離 *l*を測定前に選ぶことができる. さらに,顕 微鏡システムの場合,微小物体からの回折波の広がりの影 響を考慮すると,図2の幾何学的関係に示すように,各開 口からの回折波の中心は観測面上で開口位置 (*x_n*, *y_m*)から ずれて,(ξ_n , η_m) = (αx_n , αy_m) (ここで, $\alpha = (1+l/z)$ で ある)の位置にくる。そこで,各開口からの回折波の重な りはないと近似したとき,離散点(αx_n , αy_m)で測定する 強度は,式(2)より

$$|K(\alpha x_n, \alpha y_m)|^2 \cong \left| \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{ -i\frac{\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right\} F(x, y) R'(x - x_n, y - y_m) dx dy \right|^2$$
(3)

と表される. ここで,

$$R'(x, y) = R(x, y) \exp\left\{i\frac{\pi\alpha}{\lambda l}(x^2 + y^2)\right\}$$
(4)

である.式(3)から,観測面上の複素振幅関数 $K(ax_n, ay_m)$ は、回折波による関数 $exp\{-i\pi(x^2+y^2)/\lambda z\} F(x, y)$ と 二次位相を含んだ開口関数 R'(x, y)の相関関数に対応し ていることがわかる.この相関関数 $K(ax_n, ay_m)$ を逆フ ーリエ変換すると、逆伝搬させることができて

$$\mathfrak{J}^{-1}\left\{K\left(\alpha x_{n}, \alpha y_{m}\right)\right\} = \exp\left\{i\frac{\pi}{\lambda z}\left(u^{2}+v^{2}\right)\right\}f\left(u, v\right)r'\left(u, v\right)$$
(5)

となる. ここで、 \Im^{-1} {…} は逆フーリエ変換を表し、 r'(u, v)= \Im^{-1} {R'(x, y)} を表す. 物体f(u, v)の広がり σ は測定条件からr'(u, v)の広がりよりも小さいので、式 (5)右辺の関数の広がりは物体の広がりで決まる. した がって、サンプリング定理より、開口間隔 d が $d \leq \lambda z/2\sigma$ の条件を満たせば,式(3)右辺の相関関数の強度分布を 開口の数(N×M 個)による離散強度データを用いて表す ことができる。物体の広がりは解像度の低い別の測定によ り大体の範囲がわかるので,この条件を満たし,かつ各開 口からの回折波の観測面での重なりを小さくするように, 事前に測定システムのパラメーターを決定することがで きる。

次に,その離散強度データから式(3)の相関関数の位 相分布を求める式を導くため、複素振幅関数 $K(\alpha x_n, \alpha y_m)$ を振幅 $M(x_n, y_m)$ と位相 $\phi(x_n, y_m)$ を用いて次式のように 表す.

$$K(\alpha x_n, \alpha y_m) = M(x_n, y_m) \exp\{i\phi(x_n, y_m)\} \quad (6)$$

ここで, $M(x_n, y_m) = |K(\alpha x_n, \alpha y_m)|$ である.図2に示すよ うに,観測面上の離散点 (ξ_n, η_m)から少しずらした離散 点列 ($\xi_n + \tau, \eta_m$) (ここで, τ は既知の定数である)におけ る強度は物体を相対的に $z\tau/l$ ずらして観測したデータと みなすことができる.実際,複素振幅関数 $K(\alpha x_n + \tau, \alpha y_m)$ に対して,逆フーリエ変換を行うと

$$\Im^{-1}\{K(\alpha x_n + \tau, \alpha y_m)\} = \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda z}\{(u - z\tau/l)^2 + v^2\}\right]$$
$$f(u - z\tau/l, v) r'(u, v)$$
(7)

を得る. すなわち,式(5),(7)から,観測面上の強度 分布において ξ 軸方向に τ ずらした離散データ列には, $z\tau/l$ ずらした物体関数を開口アレイフィルターを通して 観測した場合の情報が含まれていることがわかる. 同様 に,離散点列($\xi_n - \tau$, η_m)での強度データには物体関数 を $-z\tau/l$ ずらした場合の情報が含まれている. このずれ による観測強度分布の違いから式(3)の相関関数すなわち 式(6)の x 軸方向の位相分布を回復することができる.

2.2 解析的位相計算式

式(5),(7)において,式(4)の二次位相に関するフ レネル数 $N_{\rm F} = (w/2)^2 \alpha / \lambda l$ が1より小さいとき,式(4) の開口関数の逆フーリエ変換 r'(u, v)を数値的に求める と,中心部分が二次位相をもつガウス関数で近似できるこ とがわかる²⁵⁾.そこで,物体関数の広がりが r'(u, v)の ガウス近似の範囲内に入るように z, l, w, τ を選ぶと き,複素関数の解析的性質を基礎にした位相回復法^{26,27)}が 適用できて,式(6)の x 軸方向の位相は次式のように表 される¹²⁾.

$$\phi(x_n, y_m) = \Im^{-1} \left\{ \frac{\Gamma(q_X, y_m)}{2i \sinh(2\pi c q_X)} \right\} + \frac{\Gamma(0, y_m)}{2c} x_n$$
(8)





(b)

(a)



(c)

図3 もとの物体関数.(a)振幅の絶対値,(b)位相,(c)観 測面上の振幅の絶対値.(a)で、円形(半径0.320 µm)の破 線は照明 X 線最大強度の 1/e の値を表し、白線は X 線の空 間コヒーレンス長0.848 µm を表す.

ここで、cはずらし量 τ に比例する定数 $c = \pi w^2 \tau / (6\lambda l)$, qx は変数 xn に対するフーリエ変換の空間周波数,右辺第 2項は物体の位置情報をもつ線形位相成分を表し,

$$\Gamma(q_X, y_m) = \Im \left[\ln \left\{ \frac{|K(\alpha x_n + \tau, \alpha y_m)|}{|K(\alpha x_n - \tau, \alpha y_m)|} \right\} \right] \quad (9)$$

である.ここで, 3[…] はフーリエ変換を表し, $|K(\alpha x_n \pm \tau, \alpha y_m)|$ は観測面上の $\xi = \alpha x_n$ から $\pm \tau$ ずらした 場所での強度から得られる振幅値である。式(9)の右辺 は、簡略化のため、式(4)の二次位相の影響を無視でき る場合について表した。二次位相の影響を考慮した式につ いては文献12)を参照されたい。一方、y軸方向の位相分 布は、同様に、観測面上の離散点列($\xi_n, \eta_m \pm \tau$)の振幅値 $|K(\alpha x_n, \alpha y_m \pm \tau)|$ から計算することができて, x, y 両方向 の位相を合成することで相関関数の二次元位相 $\phi(x_n, y_m)$ を得ることができる.しかし,実際には τのひとつの値 からの位相計算では,隣の開口からの回折波の影響が幾分 残ることや、また雑音の影響を受けやすいこともあり十分 な再生が得られない. そこで, 観測面上の強度分布から τ の値を変えた複数のデータ列を抽出し、それらを重ねた振 幅分布を用いることで精度のよい位相計算を行うことがで







(b)







(d)

図4 再生物体関数. 雑音がない場合の再生物体の(a) 振幅 の絶対値,(b)位相。雑音がある場合(S/N比64)の再生物 体の(c)振幅の絶対値,(d)位相.

きる12). 測定振幅と再生位相から式(6)の複素振幅関数を 再生できるので、これを逆フーリエ変換すると式(5)の右 辺が得られ,既知の関数 r'(u, v) と二次位相 $\exp\{i\pi(u^2+$ v^2)/ λz } で割り算すれば物体関数 f(u, v) が得られる.

ずらし量 τ に比例するパラメーターcは,r'(u, v)の ガウス近似条件があるため,あまり大きくすることはでき ない. そこで, c が比較的小さい値であると仮定すると, 式(8)の右辺第1項の分母が2isinh($2\pi cq_X$) \cong $4\pi cq_X$ iと 近似できて、式(8)の位相計算式はフーリエ変換を用い た積分演算に相当することがわかる。すなわち,式(9)は 位相の微分情報を含んでおり、それを式(8)で積分する ことで位相を求めていると考えることができる。したがっ て、本方法の開口アレイフィルターを通した観測は、回折 波の位相微分を求める操作であるといえる.

2.3 計算機シミュレーション例

図3と図4が、本位相回復法による再生28)の一例であ る. 図3(a)と(b)は、もとの物体関数のそれぞれ振幅の 絶対値と位相であり、64×64 サンプル点で表示した。物体 の広がりは1.73×1.73 µm であり、位相分布は-3.03~ 3.18 rad 間の値をもっている。物体照明は、ガウス型の 強度分布をもつ波長1nmの部分的コヒーレントX線を想 定した。図3(a)において、照明X線強度の最大値の1/e の値を破線の円形(半径 0.320 µm)で示し,X線の空間 コヒーレンス長 0.848 µm を白線で示した。物体から開口

520 (26)

アレイフィルターまでの距離は z=80.0 mm, フィルター から観測面までの距離を l=300 mm とした。開口アレイ フィルターは、各開口が幅 $w = 10.0 \mu m$ の正方形で、等 間隔 d=40.0 µm で分布した 64×64 開口とした. 図3 (c) が観測面上の強度分布から求めた振幅分布である。図 4(a)と(b)は、雑音がない場合の図3(c)のデータから、 コヒーレンス関数の影響を補正して再生した物体関数の振 幅と位相である。図4(c)と(d)は、図3(c)のデータに ランダム雑音を加えた場合の再生結果であり, 観測面上の S/N比(信号強度の和と雑音強度の和の比)が64の場合 である。図4は、部分的コヒーレントな場合でも、照明 X線強度の最大値の1/eの範囲が空間コヒーレンス長よ りも狭く設定できれば、その範囲の部分が再生できること を示している。したがって、この照明X線ビームを物体 面上で走査させて観測することで物体全体を再生すること が可能である.

本稿では、レンズを用いないコヒーレント X線回折イ メージングに利用されているおもな位相回復法の特徴と最 近の進展について概説し、さらに、筆者が最近提案した開 ロアレイフィルターによる位相回復法について紹介した. 現在,放射光源からのX線による実験では,特にFienup の反復法が用いられることが多い. その理由は, この方法 が参照波を用いないため測定が簡便であり,かつ,二次元 再生が1回の測定でよいため物体のX線照射ダメージを 軽減できるからである。今後も, 究極の目標である単一分 子イメージングに向けた研究に Fienup の反復法が利用さ れていくと思われる。特に、X線を散乱させる原子の電 荷密度が正であり負にならないので,非負性という反復法 にとって強力な拘束条件を利用できるという有利な点があ る.しかし, Fienupの反復法による1回の回折強度測定 からの再生は、 複素振幅物体の場合、 収束性が悪いという 問題は依然として残っている。一方,分子よりは大きい が、位相分布をもつナノサイズの複素振幅物体のX線イ メージング実験には、複数枚のデータを用いる X 線タイ コグラフィーや,角をもつ参照波源を用いたオフセット型 ホログラフィーが、今後利用されていくと思われる. これ らの方法に対して、筆者の方法は、開口アレイフィルター を必要とするが、複素振幅物体の場合でも参照波を用いず 1回の強度分布測定から解析的な式によって位相回復可能 であるという特徴があるので, 複素振幅物体イメージング において優位な点をもつと考えている。その他の位相回復 法もそれぞれ一長一短があるので, それぞれの特徴を生か して,単一分子から生物試料に至る幅広いスケールの物体 観察に種々の位相回復法が利用され,さらに改良されてい くことで,レンズを用いないX線顕微鏡法の研究が大き く進展することを期待したい.

文 献

- G. Schmahl, D. Rudolph, P. Guttmann, G. Schneider, J. Thieme and B. Niemann: "Phase contrast studies of biological specimens with the x-ray microscope at BESSY," Rev. Sci. Instrum., 66 (1995) 1282–1286.
- D. Gabor: "A new microscope principle," Nature, 161 (1948) 777-778.
- R. W. Gerchberg and W. O. Saxton: "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures," Optik, 35 (1972) 237-246.
- J. R. Fienup: "Phase retrieval algorithms: A comparison," Appl. Opt., 21 (1982) 2758–2769.
- 5) M. R. Teague: "Deterministic phase retrieval: A Green's function solution," J. Opt. Soc. Am., **73** (1983) 1434-1441.
- 6) T. E. Gureyev and K. A. Nugent: "Phase retrieval with the transport-of-intensity equation. II. Orthogonal series solution for nonuniform illumination," J. Opt. Soc. Am. A, 13 (1996) 1670–1682.
- 7) K. A. Nugent, D. Paganin and T. E. Gureyev: "A phase odyssey," Phys. Today, 54 (2001) 27-32.
- 6)石川哲也: "コヒーレント X 線を利用したイメージング-X 線自由電子レーザー利用に向けて-",応用物理,77 (2008) 1449-1453.
- 9) Y. Nishino, Y. Takahashi, N. Imamoto, T. Ishikawa and K. Maeshima: "Three-dimensional visualization of a human chromosome using coherent x-ray diffraction," Phys. Rev. Lett., **102** (2009) 018101.
- 10) R. Neutze, R. Wouts, D. van der Spoel, E. Wechert and J. Hajdu: "Potential for biomolecular imaging with femtosecond x-ray pulses," Nature, 406 (2000) 752-757.
- N. Nakajima: "Noniterative phase retrieval from a single diffraction intensity pattern by use of an aperture array," Phys. Rev. Lett., 98 (2007) 223901.
- 12) N. Nakajima: "Lensless coherent imaging by a deterministic phase retrieval method with an aperture-array filter," J. Opt. Soc. Am. A, 25 (2008) 742–750.
- 13) J. Miao, C.-C. Chen, C. Song, Y. Nishino, Y. Kohmura, T. Ishikawa, D. Ramunno-Johnson, T.-K. Lee and S. H. Risbud: "Three-dimensional GaN-Ga₂O₃ core shell structure revealed by x-ray diffraction microscopy," Phys. Rev. Lett., **97** (2006) 215503.
- 14) J. R. Fienup: "Reconstruction of a complex-valued object from the modulus of its Fourier transform using a support constraint," J. Opt. Soc. Am. A, 4 (1987) 118-123.
- 15) J. S. Wu and J. C. H. Spence: "Reconstruction of complex single-particle images using charge-flipping algorithm," Acta Cryst. A, 61 (2005) 194-200.
- 16) H. M. L. Faulkner and J. M. Rodenburg: "Movable aperture lensless transmission microscopy: A novel phase retrieval algorithm," Phys. Rev. Lett., 93 (2004) 023903.
- 17) J. M. Rodenburg, A. C. Hurst, A. G. Cullis, B. R. Dobson, F. Pfeiffer, O. Bunk, C. David, K. Jefimovs and I. Johnson: "Hard x-ray lensless imaging of extended objects," Phys. Rev. Lett., 98 (2007) 034801.
- 18) J. F. Nye and M. V. Berry: "Dislocation in wave trains," Proc. R. Soc. Lond. A, 336 (1974) 165–190.
- 19) L. J. Allen and M. P. Oxley: "Phase retrieval from series of

images obtained by defocus variation," Opt. Commun., **199** (2001) 65-75.

- 20) B. E. Allman, P. J. McMahon, J. B. Tiller, K. A. Nugent, D. Paganin, I. McNulty, S. P. Frigo, Y. Wang and C. C. Retsch: "Noninterferometric quantitative phase imaging with soft x rays," J. Opt. Soc. Am. A, **17** (2000) 1732–1743.
- 21) 林 好一,高橋幸生,松原栄一郎:"蛍光 X 線ホログラフィ ー",応用物理,865 (2003) 865-871.
- 22) A. Rosenhahn, R. Barth, F. Staier, T. Simpson, S. Mittler, S. Eisebitt and M. Grunze: "Digital in-line soft x-ray holography with element contrast," J. Opt. Soc. Am. A, 25 (2008) 416-422.
- 23) S. Eisebitt, J. Lüning, W. F. Schlotter, M. Lörgen, O. Hellwig, W. Eberhardt and J. Stöhr: "Lensless imaging of magnetic nanostructures by X-ray spectro-holography," Nature, 432 (2004) 885-888.
- 24) S. G. Podorov, K. M. Pavlov and D. M. Paganin: "A non-

iterative reconstruction method for direct and unambiguous coherent diffractive imaging," Opt. Express, **15** (2007) 9954-9962.

- 25) N. Nakajima: "Improvement of resolution for phase retrieval by use of a scanning slit," Appl. Opt., 45 (2006) 5976–5983.
- 26) N. Nakajima: "Phase retrieval using the properties of entire functions," Advances in Imaging and Electron Physics, Vol. 93, ed. P. W. Hawkes (Academic Press, New York, 1995) pp. 109–171.
- N. Nakajima: "Phase-retrieval system using a shifted Gaussian filter," J. Opt. Soc. Am. A, 15 (1998) 402–406.
- N. Nakajima: "Phase retrieval using an aperture-array filter under partially coherent illumination," Opt. Commun., 282 (2009) 2128–2135.

(2009年5月11日受理)