特集 —— コヒーレント放射光を利用した新しい高圧研究へ向けて ——

コヒーレント X 線回折イメージング

Coherent X-Ray Diffractive Imaging

高橋 幸生

Yukio TAKAHASHI

Coherent X-ray diffractive imaging (CXDI) allows us to observe thick objects with a high spatial resolution, also providing us with unique structural information, *i.e.*, electron density distribution and/or strain distribution. We have developed high-resolution diffractive imaging apparatus using the high-intensity X-ray beam focused by total reflection mirrors at SPring-8 and have demonstrated high-resolution plane-wave CXDI and scanning CXDI (*i.e.* X-ray ptychography). In addition, we have demonstrated element-specific X-ray ptychography using anomalous scattering around a specific element. In the near future, CXDI will become a promising tool for structure investigation in various fields including high-pressure science.

[*Coherent X-ray diffractive imaging, Phase retrieval, Ptychography*]

1. はじめに

X 線イメージング技術は X 線が高い透過力を有することから、物体の内部構造を非破壊で観察する方法として広く用いられている。医療診断、空港の手荷物検査における X 線写真はその代表的な例である。高圧科学においても X 線イメージングの有用性は古くから認識されており、マルチアンビル高圧装置内におけるラジオグラフィ装置の開発やそれを用いたその場観察が報告されている[1]。X 線は高い透過力に加え、オングストローム程の波長をもった電磁波としての性質も有し、原理的に高い空間分解能を備えた顕微鏡を構築することが可能である。近年の放射光源技術ならびに X 線集光技術の発展により、X 線顕微鏡の性能は飛躍的に向上し、比較的容易に数 10 nm の空間分解能を達成できるようになってきた。ダイヤモンドアンビル装置中の試料の典型的な粒子サイズが 10–100 nm であることが知られており[2]、X 線顕微鏡の空間分解能はそれらの観察に耐えうる水準に達しつつあると言える。

顕微鏡を開発する研究者にとって、その空間分解能、視野、感度等の性能向上を追求する事は常であ

るが、現状の X 線顕微鏡の性能は、レンズや X 線光源の性能によって制限されている。空間分解能に関して言えば、一般に X 線顕微鏡にはフレネルゾーンプレートと呼ばれる光学素子を用いるが、10 nm より優れた分解能を有するフレネルゾーンプレートを製作することは技術的に難しいとされる。この問題を回避して、X 線イメージングで高い空間分解能を達成するのが本稿で述べるコヒーレント X 線回折イメージングである。

コヒーレント X 線回折イメージングは、試料にコヒーレントな X 線を照射し、遠方で観測される回折パターンに位相回復計算を実行することで、試料像を得る。すなわち、像を結像するためのレンズを必要せず、代わりに位相回復計算を必要とする。コヒーレント X 線回折イメージングは、1952 年に Sayre が位相問題を解決する一つの方法論としてオーバーサンプリング位相回復法の可能性を説いたことに始まる[3]。そして、1999 年に Miao らが軟 X 線を用いた実証実験に成功し[4]、これが契機となって多くの放射光施設で研究が行われるようになった。現在、その手法開発に関する基礎研究ならびに材料[5]・バイオイメージング[6]に関する応用研究

が展開されている。また、近年では、新たな X 線光源として X 線自由電子レーザーがアメリカの LCLS (Linac Coherent Light Source) および日本の SACLA (SPring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser) で利用可能となった。X 線自由電子レーザーは、空間的にはほぼ完全にコヒーレントな、大ピーク強度、超短パルス X 線であり、これを用いたコヒーレント X 線回折イメージングの研究も報告されている[7]。筆者らは、2005 年頃より第三世代放射光施設 SPring-8 の理化学研究所専用ビームラインにおいてコヒーレント X 線回折イメージングの研究を開始し、これまで高分解能化や広視野化などのコヒーレント X 線回折イメージングの高度化に関する基礎研究に加え、金属ナノ粒子のナノ組織観察にコヒーレント X 線回折イメージングを応用してきた。本稿では、コヒーレント X 線回折イメージングの原理について簡単に述べた後、コヒーレント X 線回折イメージングに関する最近の研究成果について紹介する。

2. コヒーレント X 線回折イメージングの原理

コヒーレント X 線回折イメージングは、その測定系の観点からいくつか分類される。現在、主流となっているのは、Fig. 1 に示す平面波照明型コヒーレント X 線回折イメージング (Fig. 1a) と走査型コヒーレント X 線回折イメージング (Fig. 1b) (通称: X 線タイコグラフィ) である。両手法には、試料の小角散乱強度測定に基づく方法とブラッグ回折強度測定に基づく方法が存在する。小角散乱強度測定に基づく方法では、試料の電子密度コントラスト (位相コントラスト) が得られるのに対し、ブラッグ回折強度測定に基づく方法では、試料は良質な単結晶に限られるが、電子密度分布に加えて、歪分布が得られる[8]のが特徴である。ここでは、小角散乱強度測定に基づく平面波照明型コヒーレント X 線回折イメージングと X 線タイコグラフィの原理について簡単に説明する。

2.1 平面波照明型コヒーレント X 線回折イメージング

物体に単色平面波 X 線を照射する。この時、物体による X 線の吸収が無視できるほど小さく、1 回散乱近似を満足する場合、十分遠方で観測される回折強度は、物体の電子密度分布 $\rho(x, y, z)$ の

Fig. 1. Experimental configurations for coherent X-ray diffractive imaging (CXDI). (a) Plane-wave CXDI, in which a coherent planar beam of X-rays is incident on the sample. (b) Ptychographic CXDI, *i.e.* X-ray ptychography, in which a finite beam probe is scanned across the sample and the diffraction pattern observed at each beam position. The finite probe may be formed using a focusing optic such as a Kirkpatrick-Baez mirror.

Fourier 変換で記述される構造因子の二乗に比例する。コヒーレント X 線回折イメージングでは、CCD 等の二次元検出器によって回折パターンを取得するが、これは逆空間で、Ewald 球と交差する断面上の強度に対応している。位相問題として良く知られているように、回折強度パターンには構造因子の位相が欠如している。しかしながら、回折強度パターンを細かくサンプリングし、計算機上で位相回復計算を実行することで、試料電子密度分布を再構成できることが経験的に知られている。この手法は、オーバーサンプリング位相回復法として知られ、一般的に位相回復計算には、Fineup の考案した Hybrid-Input-Output (HIO) アルゴリズム[9]が用いられる。Fig. 2a に位相回復計算の概念図を示す。ランダムな電子密度分布から出発し、Fourier 変換と逆 Fourier 変換を繰り返す。そして、各反復において実空間および逆空間で既知の情報を補う。逆空

Fig. 2. Diagram of the phase-retrieval algorithm. (a) Plane-wave CXDI. The phase set is recovered by iteratively applying Fourier transform and inverse Fourier transform with constraints in both reciprocal and real space at each iteration. (b) X-ray ptychography. The outer circular arrows indicate the position stepping within one iteration. The arrows within indicate (inverse) Fourier transforms and the desired input-output information.

間では、X線回折強度の実験データを補う。実空間では、物体周辺では真空であるという事実に基づいて電子密度がゼロになることが拘束条件として課される。HIO アルゴリズムでは、局所解に陥るのを防ぐために、実空間拘束において電子密度にゼロを代入するのではなく、徐々にゼロに収束させる工夫が施されている。位相回復アルゴリズムからも分かるように、平面波照明型コヒーレント X線回折イメージングでは、試料は孤立物体に限定される。また、その最大サイズは X線の空間コヒーレンス長によって制限される。これに加えて、オーバーサンプリング条件[10]を満たすために、二次元検出器の空間分解能やカメラ長を最適化する必要がある、これも試料の最大サイズを制限する要因となっている。上記の理由により、X線領域における平面波照明型コヒーレント X線回折イメージング実験では、数 μm 以下の孤立試料を用いる場合が多い。また、試料や使用する X線エネルギーによっては、物体による X線吸収や多重散乱を無視できない。この場合、投影近似を適用し、試料像を複素透過関

数として扱う。ここで複素透過関数 $T(x, y)$ は次式で与えられる。

$$T(x, y) = \exp \left(\frac{2\pi i}{\lambda} \int \delta(r) + i\beta(r) dz \right) \quad (1)$$

ここで、 λ は X線波長、 δ および β は $1 - \alpha + i\beta$ で現される複素屈折率の実部および虚部である。物質が単一元素から構成される場合、 δ および β は次のように表せる。

$$\delta = \frac{N\lambda^2 r_e (Z + f')}{2\pi} \quad (2)$$

$$\beta = -\frac{N\lambda^2 r_e f''}{2\pi} \quad (3)$$

ここで、 N は単位体積中の電子数、 r_e は古典電子半径、 Z は原子番号、 f' および f'' は原子散乱因子の異常分散項の実部および虚部である。複素透過関数の大きさおよび位相は、それぞれ試料による X線の吸収および位相シフトに対応している。ここで位相シフト量は、電子密度分布の投影と比例関係にある。また、複素透過関数を用いて試料像を記述することは、試料内部での回折波の広がりを考慮しないことと等価であることに注意しなければならない。すなわち、空間分解能が X線波長に加えて試料厚さによっても制限されることを意味する。例えば、波長 0.1 nm の X線を用いる場合、空間分解能 10 nm を達成するためには、試料厚さの上限は $\sim 2 \mu\text{m}$ と見積もられる。

2.2 X線タイコグラフィー

平明波照明型コヒーレント X線回折イメージングでは、試料が孤立物体に限定されるため、観察対象に限られるという実用的な問題があった。X線タイコグラフィーはこの問題を解決するコヒーレント X線回折イメージングの一手法である。1969 年に Hoppe がタイコグラフィーの基礎となる方法論を提案し[11]、2007 年に Rodenburg らが X線タイコグラフィーの実証実験に初めて成功した[12]。タイコグラフィー (ptychography) のタイコ (ptycho) とはギリシャ語で重なり ($\pi\tau\nu\varsigma = \text{fold}$) を意味する。すなわち、X線タイコグラフィーでは、X線照射領域が重なりあうように試料をステップ走査し、走査各点でコヒーレント X線回折パターンを取得する。また、試料への平面波照明を仮定しないため、遠方で観測される回折波複素振幅は、入射 X線の

波面を表現した照射関数 $P(x, y)$ と複素透過関数 $T(x, y)$ との積で表される物体背面の波動場 $\Phi(x, y)$ の Fourier 変換として記述される。位相回復計算では、Fig. 2b に示すように、X 線照射の重なり領域を等しいとする実空間拘束、回折強度を逆空間拘束として Fourier 変換と逆 Fourier 変換の反復計算を行うことで試料像を再構成する。よって、試料像を導出するためには、予め照射関数を決定しておくか、あるいは位相回復計算の過程で試料像再構成と並行して照射関数を再構成する必要がある。この性質を逆に利用して、光学素子のキャラクターゼーション[13]やアライメント[14]に X 線タイコグラフィーを適用した報告もある。また、位相シフトが小さく、物体による X 線吸収が無視できるほど小さい場合には、複素透過関数は、近似的に次のように表すことができる。

$$T(x, y) \approx 1 + \frac{2\pi i}{\lambda} \int \delta(r) dz \quad (4)$$

この近似により、複素透過関数の虚部のみが未知数として扱われるため、位相回復計算の収束性は向上する。

Fig. 1a と Fig. 1b を比べると分かるように、平面波照明型コヒーレント X 線回折イメージングでは、検出器直前にビームストップを配置しているのに対し、X 線タイコグラフィーでは、ビームストップを配置していない。これは、それぞれの測定で必要とされるコヒーレント X 線回折パターンの空間周波数に関係している。コヒーレント X 線回折イメージングでは、試料像の再構成する際に、回折強度の低空間周波数成分が必要であることが知られている。これは、低空間周波数成分には、試料の外形に関する情報が多く含まれているからである。平面波照明型コヒーレント X 線回折イメージングでは、ビームサイズよりも試料サイズを十分小さくすることで、ビームストップにより透過 X 線を遮っても、像再生に必要な低空間周波数成分の回折強度パターンを取得できる。一方、X 線タイコグラフィーは、入射 X 線ビーム全てが試料に照射され、透過 X 線強度分布にも像再生に必要な回折強度の低空間周波数成分が含まれる。よって、一般にビームストップを配置せずに（あるいは検出器が飽和する場合は吸収体を入れて）、ダイレクトビームの強度を測定する必要がある。

3. 高分解能コヒーレント X 線回折イメージング

コヒーレント X 線回折イメージングは、原理的に X 線波長や試料厚さによって空間分解能が制限される。また、実験的に高分解能を達成することは容易でない。コヒーレント X 線回折イメージングで高分解能化を達成するには、高 Q 領域まで回折強度データを取得することが不可欠である。小角散乱プロファイルの一般的な特徴として、散乱強度は波数のベキ乗に比例して減衰することが知られている。よって、高い信号対雑音 (S/N 比) で高 Q 回折強度を測定するためには、高強度なコヒーレント X 線が不可欠である。

3.1 全反射集光鏡を用いた高分解能コヒーレント X 線回折イメージング

2007 年頃から著者らは、X 線全反射集光光学系を用いた高分解能コヒーレント X 線回折イメージングの研究を開始した。まず、波動光学計算により実現可能性を検討した結果、高精度楕円面鏡を駆使することで、SPRING-8 のコヒーレント X 線のフラックス密度を 100 倍以上上昇可能であることを明らかにした[15]。この計算結果に基づき、X 線集光鏡を設計・製作し、高分解能コヒーレント X 線回折イメージング装置を SPRING-8 の BL29XUL に構築した[16]。Fig. 3 に装置の外観写真を示す。Kirkpatrick-Baez 配置された二枚の楕円面鏡によって ~ 10 keV の X 線が半値幅 $\sim 1 \mu\text{m}$ に集光される。こ

Fig. 3. Experimental setup for high-resolution coherent X-ray diffractive imaging with KB mirrors at BL29XUL in SPRING-8.

の時、フラックスは $\sim 1 \times 10^{10}$ photons/sであり、集光点におけるフラックス密度は、楕円面鏡の上流約 48 m の位置の仮想光源でのフラックス密度と比べて 100 倍程度大きい。このことは、集光径より十分小さい ~ 200 nm 以下のサイズの孤立物体であれば、平面波照明を満足しつつ、従来よりも 100 倍程度明るい X 線を試料に照射できることを意味する[17]。

3.2 形状制御金属ナノ粒子の電子密度マッピング

全反射集光鏡を搭載した高分解能コヒーレント X 線回折イメージングの実証実験を行った。試料には、ポリオール還元法によって合成された銀ナノキューブ粒子を用いた。この銀ナノ粒子は一辺 ~ 100 nm の立方体形状の単結晶ナノ粒子であり、粒子表面は(100)面のファセットを形成している。

Fig. 4. (a) Coherent diffraction pattern of a silver nanocube. (b) Projection image of the silver nanocube reconstructed from the diffraction pattern and cross-sectional plot through line P.

Fig. 4a に得られた銀ナノキューブからの回折パターンを示す。矩形開口のフラウンホーファー回折図形に類似したパターンが形成されているのが分かる。この回折パターンに HIO アルゴリズムを計算機上で実行すると、Fig. 4b に示す再構成像が得られた。この再構成像は、銀ナノキューブ粒子の電子密度分布の投影に相当する。再構成像の断面プロファイルから、銀ナノキューブの端が 2 nm で分解できており、本顕微法が極めて高い空間分解能を有していることが分かる[18]。

次に、高分解能コヒーレント X 線回折イメージングによる三次元電子密度マッピングについて紹介する。試料には、銀ナノキューブ粒子を出発物質として塩化金酸溶液中でガルバニ置換反応によって形成された金/銀ナノボックス粒子を使用した。コヒーレント X 線回折イメージングで三次元像を取得するためには、粒子を支持した窒化ケイ素膜を回転させ、様々な入射 X 線角度から回折データを取得し、位相回復計算を実行した。ここで、入射 X 線角度の異なる 60 枚の回折データに HIO アルゴリズムを適用して、金/銀ナノボックス粒子の三次元電子密度分布像を再構成した。Fig. 5a に等電子密度によってレンダリングした金/銀ナノボックス粒子の表面像を示す。表面の小さな窪みが鮮明に可視

Fig. 5. (a) Isosurface rendering of a reconstructed 3D Au/Ag nanobox obtained high-resolution plane-wave CXDI. (b) Cross-sectional images of the 3D reconstruction of the Au/Ag nanobox.

化されている。また、Fig. 5b に三次元電子密度分布の断面を示す。中空構造が可視化されており、ナノボックス粒子の壁の最小幅は ~ 10 nm であった[19]。このように、全反射集光鏡によって形成される高密度コヒーレント X 線を駆使した高分解能コヒーレント X 線回折イメージングの実証に成功し、二次元分解能 ~ 2 nm、三次元分解能 ~ 10 nm という世界最高水準の空間分解能が達成された。

4. 高分解能・高感度 X 線タイコグラフィー

前節で述べた高密度 X 線プローブは X 線タイコグラフィーの高分解能化にも活用することができる。X 線タイコグラフィーで高分解能化を達成するには、平面波照明型と同様に高 Q 領域の回折強度を高い信号対雑音比で測定することが要求される。これに加えて、X 線照射の位置の精度によっても空間分解能が制限されるため、試料上の正確な位置に X 線を照射することが要求される。我々は、X 線照射位置エラーの原因となる装置系の熱膨張・収縮を抑えるために、恒温化システムを開発し、光学系の温度変化 $\sim 0.01^\circ\text{C}/\text{日}$ まで抑えることに成功した[20]。また、暗視野ナイフエッジ走査法を応用した X 線照射位置修正法を開発し、ナノメートルオーダーの位置精度での X 線照射を実現した。この装

置を用いて、200 nm 厚さのタンタル製のテストチャートを入射 X 線エネルギー 11.8 keV で測定したところ、Fig. 6 に示す再構成像が得られ、 $5\ \mu\text{m}$ 以上の視野を 10 nm より優れた空間分解能で観察することに成功した[21]。

X 線タイコグラフィーは、平面波照明型のコヒーレント X 線回折イメージングと比較して、弱い散乱体の観察が難しいことが知られている。これは、照明光学系に由来する散乱 X 線がバックグラウンドとなり、試料からの散乱 X 線強度の S/N 比を低下させるからである。我々は、矩形型スリットで構成される空間フィルターと X 線集光鏡を組み合わせた照明光学系を開発し、X 線集光鏡に由来する散乱 X 線の一部をカットし、試料からの散乱 X 線強度を高い S/N 比で取得することを可能にした。これにより、 $\sim \lambda/320$ の微弱な位相変化を観測することが可能となり、高分解能かつ高感度な X 線位相コントラストイメージング法として X 線タイコグラフィーを確立した[22]。

5. 元素識別 X 線タイコグラフィー

入射 X 線のエネルギーを元素の吸収端近傍に合わせて X 線タイコグラフィーの測定を行うと、吸収端に選択した元素コントラストを取得可能である[23]。これは、物質の δ が異常分散項の実部である f' の関数であることから容易に理解できる。元素の吸収端近傍において、異常分散項は急峻に変化する。すなわち、元素の吸収端近傍で f' の値の大きく異なる二つのエネルギーで測定を行い、導出される再構成像の差分を計算することで、吸収端に選択した元素のコントラストを得ることができる。また、吸収端下のエネルギーを用いることで、薄い試料であれば、(4)式の形で再構成像を記述でき、位相回復計算が容易になる。我々は、金/銀ナノボックス粒子を試料とし、入射 X 線エネルギーを Au の L_3 吸収端 (11.920 keV) 下の 11.700 keV および 11.910 keV に合わせて測定を行った。Fig. 7a に 11.700 keV で測定された回折パターンから再構成された金/銀ナノボックス粒子の再構成像、Fig. 7b に同じ観察領域の FE-SEM 像を示す。 $5 \times 5\ \mu\text{m}^2$ の観察領域に、 ~ 450 個の粒子が再構成されている。SEM 像では確認できない個々の粒子の中空構造の位相コントラストが X 線タイコグラフィーでは鮮明に再構成されている。Fig. 7c に Fig. 7a の四角で

Fig. 6. Phase map of the test object obtained by high-resolution X-ray ptychography.

Fig. 7. (a) Phase map of the Au/Ag nanoparticles reconstructed from the ptychographic diffraction patterns at 11.700 keV. (b) FE-SEM image of the same area as the image of (a). (c) Color image at area indicated by the square shown in (a). (d) Difference image of the phase maps at 11.700 and 11.910 keV.

示した箇所の拡大像，Fig. 7d に 11.700 keV と 11.910 keV の差分像を示す。差分像では，金元素の強調された像となっており，各粒子の表面付近に金元素が局在していることが分かる。このことから，銀ナノキューブを出発物質としたガルバニ置換反応に伴う金ナノキューブ粒子形成の初期過程では，粒子の表面が金元素で覆われることが明らかとなった。

6. おわりに

本稿では，コヒーレント X 線回折イメージングの原理および高分解能コヒーレント X 線回折イメージングに関する我々の最近の成果について紹介した。今後，高分解能コヒーレント X 線回折イメージングによる物質・生命科学分野への応用研究が更に進展すると期待される。今のところ，コヒーレント X 線回折イメージングが高圧科学に応用されたという報告はない。高圧科学では，ダイヤモンド

ドアンビルセルを用いた高圧下での試料のその場コヒーレント X 線回折イメージング実験が応用の一つとして提案されている。この場合，窓となるダイヤモンドアンビルからの寄生散乱 X 線がバックグラウンドとなり，試料からの回折強度の S/N 比の低下が危惧される。まずは，ダイヤモンドアンビルがコヒーレント X 線回折イメージングに耐えるものであるか調査する必要があるだろう。また，コヒーレント X 線回折イメージングでは，装置系の高い安定性が要求され，その背景には測定時間の長さが挙げられる。現状では，高分解能 X 線タイコグラフィーで $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ 視野，10 nm 分解能を得るのに，10 時間以上の測定時間を要する。現在，議論されている SPring-8 II や ERL のような次世代のリング型光源では，現状の SPring-8 の放射光よりコヒーレントフラックスが 1,000 倍程度増加することが見込まれ，測定時間が大幅な短縮が期待される。当然のことながら，測定時間の短縮は，装置系の安定性に対する要求を緩和するだけでなく，時間分解測定への展開の可能性も広がる。近い将来，コヒーレント X 線回折イメージングが高圧科学の発展に貢献できることを心より願っている。

謝 辞

本稿で述べたコヒーレント X 線回折イメージングの研究は，理化学研究所播磨研究所放射光科学総合研究センターの石川哲也センター長，香村芳樹ユニットリーダー，高輝度光科学研究センターの大橋治彦副主席研究員，仙波泰徳研究員，北海道大学の西野吉則教授，京都大学の松原英一郎教授，名古屋大学の是津信行准教授，大阪大学の山内和人教授のグループとの共同研究によるものである。放射光利用実験は，SPring-8 の理化学研究所専用ビームライン BL29XUL を利用して行われた。大阪大学大学院生の鈴木明大君，古宅伸君には放射光実験をサポートして頂いた。心から感謝を申し上げる。

参考文献

- [1] Y. Wang, T. Uchida, F. Westferro, M.L. Rivers, N. Nishiyama, J. Gebhardt, C.E. Leshner, S.R. Sutton: *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 073709 (2005).
- [2] 船守展正: *KEK Proceedings* **2011-1**, 65 (2011).
- [3] D. Sayre: *Acta Crystallogr.*, **5**, 843 (1952).

- [4] J. Miao, P. Charalambous, J. Kirz, D. Sayre: Nature (London), **400**, 342 (1999).
 - [5] Y. Takahashi, Y. Nishino, T. Ishikawa, E. Matsubara: Appl. Phys. Lett., **90**, 184105 (2007).
 - [6] Y. Nishino, Y. Takahashi, N. Imamoto, T. Ishikawa, K. Maeshima: Phys. Rev. Lett., **102**, 018101 (2009).
 - [7] 中迫雅由, 高山裕貴, 荳口友隆, 白濱圭也, 関口優希, 山本雅貴, 米倉功治, 引間孝明, 眞木さおり, 高橋幸生, 鈴木明大, 松永幸大, 加藤翔一, 星貴彦: レーザー研究, **40**, 680 (2012).
 - [8] M.A. Pfeifer, G.J. Williams, I.A. Vartanyants, R. Harder, I.K. Robinson: Nature (London), **442**, 63 (2006).
 - [9] J.R. Fienup: Appl. Opt., **21**, 2758 (1982).
 - [10] J. Miao, T. Ishikawa, E.H. Anderson, K.O. Hodgson: Phys. Rev. B, **67**, 174104 (2003).
 - [11] W. Hoppe: Acta Crystallogr., Sect. A, **25**, 508 (1969).
 - [12] J.M. Rodenburg, A.C. Hurst, A.G. Cullis, B.R. Dobson, F. Pfeiffer, O. Bunk, C. David, K. Jefimovs, I. Johnson: Phys. Rev. Lett., **98**, 034801 (2007).
 - [13] A. Schropp, P. Boye, J.M. Feldkamp, R. Hoppe, J. Patommel, D. Samberg, S. Stephan, K. Giewekemeyer, R.N. Wilke, T. Salditt, J. Gulden, A.P. Mancuso, I.A. Vartanyants, E. Weckert, S. Schöder, M. Burghammer, C.G. Schroer: Appl. Phys. Lett., **96**, 091102 (2010).
 - [14] C.M. Kewish, M. Guizar-Sicairos, C. Liu, J. Qian, B. Shi, C. Benson, A.M. Khounsary, J. Vila-Comamala, O. Bunk, J.R. Fienup, A.T. Macrander, L. Assoufid: Opt. Express, **18**, 23420 (2010).
 - [15] Y. Takahashi, Y. Nishino, H. Mimura, R. Tsutsumi, H. Kubo, T. Ishikawa, K. Yamauchi: J. Appl. Phys., **105**, 083106 (2009).
 - [16] Y. Takahashi, R. Tsutsumi, Y. Nishino, H. Mimura, S. Matsuyama, T. Ishikawa, K. Yamauchi: AIP Conf. Proc., **1365**, 231 (2011).
 - [17] Y. Takahashi, Y. Nishino, R. Tsutsumi, H. Kubo, H. Furukawa, H. Mimura, S. Matsuyama, N. Zettsu, E. Matsubara, T. Ishikawa, K. Yamauchi: Phys. Rev. B, **80**, 054103 (2009).
 - [18] Y. Takahashi, Y. Nishino, R. Tsutsumi, N. Zettsu, E. Matsubara, K. Yamauchi, T. Ishikawa: Phys. Rev. B, **82**, 214102 (2010).
 - [19] Y. Takahashi, N. Zettsu, Y. Nishino, R. Tsutsumi, E. Matsubara, T. Ishikawa, K. Yamauchi: Nano Lett., **10**, 1922 (2010).
 - [20] A. Suzuki, Y. Senba, H. Ohashi, Y. Kohmura, K. Yamauchi, T. Ishikawa, Y. Takahashi: J. Phys. Conf. Ser., (in press).
 - [21] Y. Takahashi, A. Suzuki, N. Zettsu, Y. Kohmura, Y. Senba, H. Ohashi, K. Yamauchi, T. Ishikawa: Phys. Rev. B, **83**, 214109 (2011).
 - [22] Y. Takahashi, A. Suzuki, S. Furutaku, K. Yamauchi, Y. Kohmura, T. Ishikawa: Appl. Phys. Lett., **102**, 094102 (2013).
 - [23] Y. Takahashi, A. Suzuki, N. Zettsu, Y. Kohmura, K. Yamauchi, T. Ishikawa: Appl. Phys. Lett., **99**, 131905 (2011).
- [2013 年 3 月 29 日受付, 2013 年 7 月 11 日受理]
© 2013 日本高圧力学会