波面制御と原子波ホログラフィー

藤田 淳一

筑波大学 物理工学系 (〒305-8573 茨城県つくば市天王台1-1-1)

Wave Front Control and Atomic Wave Holography

Jun-ichi FUJITA

Institute of Applied Physics, University of Tsukuba, 1-1-1, Tennodai, Tsukuba, Ibaraki 305-8573

(Received December 24, 2003)

We describe various techniques to manipulate laser-cooled Ne atoms interferometrically by using a silicon nitride film with holes and electrode deposition. Laser-cooled Ne atoms pass through a computer-generated through-hole binary hologram and generate an atomic image on a substrate. The hologram can be designed to provide a spherical phase correction, and the reconstructed pattern is focused on the substrate at a finite distance from the hologram. Such holographic manipulation can be extended to gray-scaled reconstruction that is used to deposit relief-like 3D atomic patterns on surfaces. In addition, an atom interacts with electric, magnetic, and optical fields. This provides the holographic atomic-wave manipulation to perform functions that are difficult for a light wave. The Stark shift induced by an external electric field is used to switch and to modify atomic patterns in real time. We also introduce an reflecting type atom holography by using quantum reflection.

Key Words: Laser cooling, de Broglie wave, Hologram, Quantum reflection

1. はじめに

室温における原子のド・ブロイ波長は10ピコメートル程度と極めて短い。また中性原子と外場(電場、磁場)との相互作用は極めて弱いために、外場を用いて中性原子を操作する事は容易ではない。しかしながら、1980年代以降のレーザー冷却技術の発達^{1,2)}により、この状況は一変しつつある。原子をレーザー冷却し、ミリケルビンの領域に達すると物質が本来持っている波(ド・ブロイ波)としての性質が顕著に現れる。この原子の波動性を利用し、光学干渉と同様に原子波干渉を用いて原子波操作が可能となった。これまでに、スリットを通過するNa原子の干渉³⁾や、レーザー定在波による原子操作⁴⁾が報告されている。本稿では、原子波光学応用の観点から、ホログラムを用いた原子波操作、電界による原子波位相制御、また近年の量子反射ホログラフィーに至る原子波ホログラフィー技術について紹介する。

2. 原子波ホログラフィーの原理

ホログラフィーとは一定の波面をホログラムと呼ばれる乾板を透過、または反射させることにより任意の波面に再構成する手法である。ホログラムの合成方法として、例えば物体からの光に参照光を照射し、位相情報を

振幅情報に変換して写真乾板に記録する昔ながらの方法と、計算によって透過率を求め、それを適当なフィルム上に実現する計算機ホログラムの合成方法がある。原子波ホログラフィーの場合は、光のように半透膜を透過させる事ができないので、透過(1)か不透過(0)の2値で表現する計算機ホログラムを用い、原子波を透過・干渉させる事で原子像の再生を行う。ホログラムによって作り出される振幅透過率には多少の制約がつくものの、ホログラムは任意の波面を作り出せるという意味で波面光学素子として極めて汎用性が高い。また、ホログラム中に記録された情報は分散化されノイズに強い。すなわち、ホログラム上に傷、欠損があっても再生できる事で大きな特徴である。

原子波ホログラフィーの原理は極めて単純である(しかし、実験に用いるレーザー冷却技術と超微細加工技術は過去の膨大な研究蓄積の上に成り立つものであり別途参照していただきたい)。原子の速度がゼロに近い点原子源の鉛直下方にホログラムを置き、自由落下してくる原子(波)を干渉させ、さらにその下に置かれたスクリーン上で再生原子像を観測する、という構成である。以下、我々がたどってきた時間軸に沿って、原子波ホログラフィーの技術的發展を紹介したい。

3. Ne原子を用いた原子波ホログラフィー再生系

原子波をホログラム再生用光源として用いるためには、波長の揃った点光源の原子波を得る必要がある。このためには、少なくとも数十マイクロケルビン程度の極低温に3次元冷却された原子波が必要となる。このような極低温に原子を冷却する方法として、レーザートラップによる冷却方法が用いられる^{1,2)}。Fig. 1にNeのレーザー冷却装置の概要を示す。装置は大まかに、グロー放電により励起状態のNe原子を生成する放電部分、原子ソースの輝度を上げ、かつ、基底状態原子を除去するための偏向器(Deflector)、第一段の冷却領域(Zeeman Slower)、第二段の冷却領域(Magneto-Optic Trap)と実験領域に分かれる。Ne原子のレーザートラップでは、 $1s_5(J=2)$ と $2p_9(J=3)$ の間の遷移(640.2 nm)を利用する。この最低励起状態は寿命が長い準安定状態である。レーザー冷却系最終段の磁気光学トラップで、Ne原子は約50 μ K程度に冷却され、直径約0.3 mm程度のNe原子クラウドが形成される。このNeクラウドに対して598 nmのレーザを照射し、最終的に $1s_3(J=0)$ の準安定状態に遷移した原子がトラップから開放され、自由落下の途中でホログラムを通過し干渉する。

実際の実験では、例えばFig. 1に示す様に原子のトラップ位置から約40 cm程度原子を自由落下させ、この位置にSiNメンブレン上に形成されたホログラム(Fig. 2)を置く。このホログラム位置で原子は280 cm/secの速度を持ち、Ne原子のド・ブロイ波長($\lambda = h/mv$)は7.1 nmである。原子波の速度分散は 3×10^{-3} 程度で、原子波としては非常に良好である。原子再生像の検出はホログラムからさらに下方に設置されたMCP(マイクロ・チャンネル・プレート)で検出する。

4. 様々な原子波ホログラムの再生

4.1 Fraunhofer型のホログラム再生

まず再生したい像 $G(X, Y)$ を用意する。用意した像は英文字"F"であり、光学系ではその非対称性が好都合なために良く用いられるが、同時に筆者らのイニシャルでもある。ホログラムの振幅透過関数 $T(x, y)$ はスクリーン上に再生される像 $G(X, Y)$ のフーリエ変換である。従って T

Fig. 1 Optics for atom holography.

Fig. 2 Hologram pattern fabricated on SiN membrane.

(x, y) は $G(X, Y)$ を逆フーリエ変換することによって計算され、これは一般に複素数値をとる。回折の計算は最も簡単に原子源(点原子源)とホログラム、ホログラムとスクリーンとの間の距離が十分大きいとしたFraunhofer回折近似を用いる。ホログラムは薄膜に穴を開けただけのものなので透過率は0または1の実数値しかとれない。さらにホログラムに開ける穴の形・大きさは固定されており、穴を開ける位置も等間隔に離散化されている、いわゆるLohmann型ホログラム⁵⁾である。この設計手法では、開口または閉口一つ一つをサブセルと呼び、 4×4 のサブセルを便宜上ひとまとめでセルと呼ぶ。このセル単位で対応する位置の透過関数 $T(x, y)$ を表現する。ホログラムの縦横方向に x - y 軸をとり、例えば x 方向で位相を表現する。 x 方向では1つのセルごとに位相 2π を表現する事になるから、1つサブセルを進むごとに位相が $\pi/4$ 進む様に定義する事ができる。すると y 軸方向に並べて開けるサブセルの数で透過する原子波の振幅を、 x 軸方向に穴を開ける位置をずらすことによって位相を調整出来るので、セル単位で $T(x, y)$ を表現することができる。

文字"F"を再生するように設計されたホログラムは、サブセルの形が300 nm角の正方形、サブセル間隔も300 nmで、 128×128 のセル(512×512 のサブセル)から構成されている。このようなホログラムを用いて、10時間積算した結果をFig. 3に示す。原子線のビーム径はホログラム直下に設置された0.2 mmのアーチャーで絞られている。再生像の分解能はアーチャーをMCPスクリーンに投影した大きさ0.3 mm程度となる。MCP(マイクロ・チャンネル・プレート)に到達したNe原子は63237個である。明確な"F"パターンとその共役像、及びそれらの高次再生像が見える⁶⁾。再生された"F"パターンの周期は2.18 mmである。

4.2 球面波補正ホログラフィー

Fraunhofer型ホログラムではビームアーチャーがその分解能を決定してしまうことになる。これを改善するには、原子経路に依存した位相 ϕ を考慮したFresnel回折を計算すればよい。点光源からの原子波がホログラムで回折し、スクリーン面に到達したときの強度分布 $G(X, Y)$ はホログラム面での透過関数を $T(x, y)$ とし、古典的な原子の

Fig. 3 Reconstruction of "F" pattern.

軌跡に沿った位相を

$$\phi(X, Y, x, y) = \int_{\text{path}} \frac{P}{h} dl \quad (1)$$

として、

$$G(X, Y) = \int T(x, y) \exp(-i\phi) dx dy \quad (2)$$

で表される。φはX, Y, x, yの関数で、光源とホログラム間の距離および、ホログラムとスクリーン間距離がホログラムサイズに比べて十分に大きい場合には2次の関数として扱うことができる。この場合、T(x, y)はG(X, Y)のフーリエ変換に球面波位相を乗じた形で解析的に取り扱うことが可能である。以下のホログラムでは、フーリエ変換によって得られた複素透過振幅をあるしきい値以上の正実数部分を透過(開口セル)としてホログラムを形成している。φの展開としてX, Y, x, yの2次までの線形結合を取ると(2)式は解析的に解く事ができて、FFTアルゴリズムを活かしたまま、球面波位相項を処理する事で数値的に透過関数を求める事ができる⁷⁾。これはホログラムの前後にコリメータと集束レンズを置くことと等価である。

Fresnel回折ホログラム⁷⁾として"atom Ne Ψ"パターンを用いた結果をFig. 4に示す。"atom Ne Ψ"のホログラムではホログラムを構成する単位セルサイズを180 nmで形成している。再生像は上下に点対称でパターンが形成されているが、上のパターンは明瞭で下のパターンはデフォーカスとなっている。これは、レンズ効果が正常に機能していることを示している。すなわち、レンズ効果が機能すると、その共役像のフォーカス位置がずれるためにデフォーカスとなる。このパターンサイズはatomの左端からΨの右端までが15.5 mmである。解像度=(像の大きさ/

Fig. 4 Reconstruction with spherical wave correction.

分解能)として150が得られている。

4.3 グレー階調ホログラフィー

これまで紹介した原子波ホログラフィーでは、再生される像は白黒の2値パターンであったが、再生像に対して輝度変調のかかったグレーレベル像の再生、いわゆる写真画像の再生が可能である。すなわち、画像輝度の明暗に対応して、原子堆積量が変化するわけであり、原子波ソースに金属等の原子を用いれば基板表面に3次元構造を堆積できることになる。グレー階調再生に必要とされるホログラムは、従来の白黒再生ホログラムと原理的には何ら変わったものではなく、単純にホログラムの元絵を白黒2値パターンからグレー階調の絵に変更するだけでよい。ただし、当然ながらホログラムの情報量が増えるわけで、これに対応した大容量のホログラムと、増えた情報を再生するために、さらに強力な原子波源が必要となる。グレー階調ホログラフィーでは再生効率を上げ大量の原子を透過・回折させるためにマルチホログラムを利用している。単純に同じホログラムを並べただけでは、並べた枚数分の再生像が重なって出てきてしまうが、並べる位置に応じた位相を付加することで、すべての再生像が同じ位置に重なるように調整する。

このようなグレー階調ホログラフィー⁸⁾の例としてFig. 4にJuliano像のシミュレーションと再生像を示す。元絵はJuliano de Medici像であり、8階調のグレーレベルで構成されている。基本ホログラムは1024×1024ピクセルで構成され、これが縦横に4枚ずつ、計16枚のマルチホログラムとなっている。この場合再生像の分解能は1024×1024の基本ホログラムの大きさで決まり、約12μm程度の分解能が期待される。ホログラムの開口率は25%とし、短時間の装置運転で最大限の再生像の輝度が得られる設計である。(その代わり局所ストレスの問題でSiNメンブレンの加工は予想以上に困難を極めた)。Juliano像のホログラムでは、ホログラムのピッチが200 nm、ホログラムの総サイズが4096×4096ピクセル、穴の総個数412万個となっている。像の再生には2時間を要し、計数した原子の総数は64万7873個、実像と虚像との距離は約5 mmである。良好なグレー階調が再現されている事がわかる。

4.4 電界変調ホログラフィー

従来の原子波ホログラムでは、一番最初の"F"パターン

Fig. 5 Simulation and reconstruction of gray image "Juliano".

を除き(これは振幅・位相ホログラムである), すべてが振幅ホログラムであった。つまり, ホログラム面に記録されているのは原子波の透過振幅情報である。ホログラムの情報は本来複素数であるから, 位相と振幅で表されるが, 振幅ホログラムでは位相角が $\pi/2$ から $3\pi/2$ 間の負の振幅を与える情報を無視して2値化してきた。このために, ゼロ次光が出現し, 共役像が出現した。しかし, 電場による原子波の位相制御機能をホログラムに付加し, π 位相の透過振幅を表現する事で, ゼロ次光の消去, パターンの消去, パターンの入れ替えが可能となる⁹⁾。

原子波の位相制御には2次のStark効果を利用する。原子(波)が電場中を通過するとStark効果による内部エネルギーレベルがシフトし, 原子波の位相変化を引き起こす。原子が電場 E に対して感じるStarkポテンシャル U は原子の分極率を α とすれば

$$U = -\alpha E^2 / 2 \quad (3)$$

と書ける。この原子が速度 v で通過するときの位相シフトは,

$$\phi = \frac{1}{\hbar} \int U dt \approx -\frac{\alpha}{2v\hbar} \int E^2 dz \quad (4)$$

となる。事前の実験で, 2.6 m/sの速度を持つ原子に対して 10^4 V/cmの電場を与えると位相シフト π が得られる事が分かっている。

ここでは, 電界変調によるパターンの入れ替えを紹介する。用いる電極構造はFig. 6に示すようなA, Bの電位端子に接続された2組の櫛形電極を組み合わせたものであり, 2つの電極にはさまれた空間でゼロ位相と π 位相を表現する。つまり同電位に挟まれた空間はゼロ位相であ

Fig. 6 Structure of electric field modulated hologram.

り, A-Bの電位差が生じる空間で π 位相を表現する。電界変調ホログラフィーでは, ホログラム上に0と π のランダムな配列が表現されるような電極配列が用いられている。再生像" ϕ "と" π "はそれぞれ別々にホログラムを計算し, " ϕ "の画像はホログラム透過関数の正值のみから合成し, " π "の画像は正值と負値, 両方の透過関数値から構成される。これらの2つのホログラムの透過関数の論理和をとってランダム位相配列ホログラムを構成した。Fig. 7に電界印加による再生像の入れ替えを示す。電位がかかっていない状態では, " ϕ "は正常な像として再生されるが, " π "は像は再生されない。なぜなら" π "は負の振幅が誘起されたときのみ, スクリーン上での実確率が得られるが, 負の振幅として通過すべき穴から正の振幅で通過した波は再生像を消去してしまう。一方で, 電界を与え, 位相

Fig. 7 Pattern changing by electric field.

シフト π が誘起されると事態は逆転し，“ π ”像が正しく再生される．正確に記述すると，それぞれ，電位なしの時は，“ π ”画像は x 方向(電極の配列方向)に広がった背景ノイズになり，電界が与えられ π 位相が誘起されたときには，“ ϕ ”画像がノイズとなっている．また，電極配列によって1次元(x)方向にのみランダムな位相シフトが誘起されることから，正しくゼロと π 位相とが誘起されたときには，ゼロ次光は x 方向に拡散されたノイズとなる．またこのとき，再生像は正しい位相を持った原子波により，正しい場所に形成される．

4.5 冷却Ne原子の巨大量子反射と量子反射ホログラフィー

冷却原子の波動性を利用して原子波ホログラフィーが実現した．透過型原子波ホログラフィーでは原子は薄いメンブレンホログラムを透過し，干渉して原子再生像がつくられた．波であるから干渉性を保ったまま反射が起きても良いはずである(つまり散乱ではない)．波の反射はポテンシャルの段差で起こる．光であれば屈折率の段差のある界面，電気信号であればインピーダンスミスマッチのある箇所，原子波ではポテンシャルの段差が相当する．この段差を形成するポテンシャルは引力であっても斥力であっても良い．表面のvan der Waals ポテンシャルは，冷却原子の速度に対して十分に急峻である．真空中において，平面(反射面)と進入する原子との間のvan der Waals ポテンシャルは， $U = -C_3/r^3$ の形になり，比較的近距离で働くポテンシャルである．

このような反射表面からのポテンシャルに原子が低速で入射すると原子の量子反射が起こる．この反射位置と反射率を見積もるために，つぎのような簡単なモデルで量子反射を考えてみる．まず，入射原子を平面波と考え，無限遠での原子の波数ベクトルの大きさを k_0 とすると，ポテンシャル原点から r だけ離れたところでの原子の波数 k は $k = \sqrt{k_0^2 - 2mU/\hbar^2}$ となる．一般に波は，波長程度進む間の波数の変化量(これはポテンシャルの変化量に対応)が元々の波数を越えるようなところで強く反射される．すなわち， $\frac{1}{k} \frac{dk}{dr} > k$ がみたされるようなところで強く反射される．今ここで， $\phi = \frac{1}{k^2} \left(\frac{dk}{dr} \right)$ を定義し，これをポテンシャルの急峻さを表す指標とする．ポテンシャルを $U(r) = -C_n/r^n$ の形であるとして ϕ を計算すると(C_n は係数)， $n > 2$ の時に反射面からの距離

$$z_{\max} = \left\{ \frac{(n-2) m C_n}{(n+1) \hbar^2 k_0^2} \right\}^{1/n} \quad (5)$$

で ϕ は最大値をとる．

$$\phi_{\max} = \frac{1}{z_{\max} k_0} \frac{n(n+1)(n-2)^{1/2}}{(3n)^{3/2}} \quad (6)$$

つまり反射面から有限の距離 $z_{\max}$ で ϕ は極大値をとる．ここで k_0 がゼロに近づくとき，すなわち原子の入射速度 $v = \hbar k_0 / m$ がゼロに近づくとき，波数ベクトルの変化率 ϕ が

∞ になり反射率は1に近づく．つまり入射速度が遅くなると反射率が高くなる．ここでポテンシャルの定数 C_n は固体表面の原子密度に比例した係数であるから，表面原子密度を下げると反射率が增大すると期待される．原子波が反射を起こすのは波数ベクトルの変化率 ϕ が最大になるところであり，その距離 $z_{\max}$ はポテンシャル係数 C_n が小さいほど近くなる．つまり表面原子密度が小さいほど原子は表面近傍まで来て反射する．このときポテンシャルは距離が近いほど急激に変化するから ϕ の最大値も大きくなり反射率も大きくなる．

筆者らはSi基板表面を加工し，基板表面での見かけ上の表面原子密度を変化させた時に反射率がどう変わるかを実験的に調べた．Ne原子を用いた反射率測定の実験系をFig. 8に示す．用いたNe原子波源は従来の透過型ホログラフィー用レーザー冷却装置と同様である．原子トラップから解放され自由落下した原子はビーム絞りを通ってSi基板に当たる．Si基板の大きさは幅20 mmで長さ約100 mmである．この基板は1~40 mRadの範囲で任意の傾斜角度を持つように調整可能である．この極端に浅い傾斜角度は水平方向から入射するHe-Neレーザーで検出する．基板面で反射した原子は自由落下原子とは離れた位置で反射スポットとして観測され，この反射位置と強度を測定して反射率特性が得られる．

原子波の反射率測定に用いたSi基板の断面図をFig. 9に示す．この回折格子状構造はSi基板の異方性エッチングを用いて形成したものであり，頂上の反射面は極めて平坦である．原子の入射角度が非常に浅いので，格子の基本間隔と各格子頂上に形成された反射面の幅を変えることで入射原子の感じる表面原子密度を変えることができ

Fig. 8 Optics for measuring quantum reflection of atom.

Fig. 9 Cross-sectional SEM image of blazed grating with top narrow ridge.

る。(5)式の実効的な値はせいぜい $0.1 \mu\text{m}$ 程度であるから、この深さ範囲にあるSi基板の構造が入射する原子の感じる表面原子密度に寄与する。また、頂上の反射面の平坦性が量子反射にとって重要である。頂上部に凹凸があると量子反射は起きない。

Fig. 10に反射率測定の結果に示す。実線は平坦なSi基板表面での原子の量子反射の特性を示したものである。これに対して、頂上に平坦かつ非常に幅の狭い反射面を形成した格子では反射率が向上する。格子のピッチが $100 \mu\text{m}$ で幅 $11 \mu\text{m}$ の反射面の場合(■)平坦なSi基板に対して3倍程度に反射率が增大し、さらに反射面幅を $1 \mu\text{m}$ にすると(□)さらに約3倍増える。格子のピッチが $30 \mu\text{m}$ で $0.1 \mu\text{m}$ 幅の反射面(●)ではさらに増大し、平坦なSi基板表面の反射率に対して約50倍以上の反射率が得られていることがわかる¹⁰⁾。

この原子の巨大量子反射を利用して反射ホログラフを行う事が可能である¹¹⁾。反射型のホログラフでは原子軌跡(光路)に対してホログラム面がほぼ並行であるからホログラム計算にフーリエ変換は利用できない。ここでは、波源から射出された原子が重力加速のもとホログラム面に到達するまでの古典的軌跡に沿った位相の進み ϕ_1 ,

$$\phi_1 = \frac{m}{\hbar} \int_{\text{source}}^{\text{Hologram}} v^2 dt \quad (7)$$

とホログラム面で反射し、スクリーンに到達するまでの軌跡に沿った位相の進み ϕ_2 ,

$$\phi_2 = \frac{m}{\hbar} \int_{\text{hologram}}^{\text{MCP}} v^2 dt \quad (8)$$

Fig. 10 Reflectivity of Ne atom on flat Si and blazed gratings.

を計算し、ホログラム面のピクセル構成を計算している。決定されたホログラムは、先に紹介した量子反射を最大限に利用する。すなわち反射ピクセルを回折格子状構造で構成し、実効的な反射強度を稼いでいる。Fig. 11に実際に試作した反射ホログラム一部の写真を示す。1つのピクセルの幅が $25 \mu\text{m}$ 、長さが $100 \mu\text{m}$ であり、これを10本の格子で表現している。このホログラムの実際の寸法は長さ 10 cm 、幅 5 mm 程度である。また、波源とホログラムの距離が 44 cm 、ホログラムからMCPまでが 68 cm である。ここに入射角にして 2.5 mRad 程度の角度で原子を反射させMCPスクリーン上に再生像を結像させた結果がFig. 12である。シミュレーションでの像と良く対応して明瞭な再生像が得られている。この再生像は約4時間の間に7万個の原子を積算する事で構成されている。文字"SURFACE"の直下に現れているゼロ次反射光を含めた原子総数が約150万個であるから、4%の反射原子効率で再生像が構成されている。

5. むすび

透過型と反射型の原子波ホログラフが実際に動いたことで、原子波工学の必須部品である光学素子ができた事になる。ホログラフでは、ホログラムを構成す

Fig. 11 SEM surface image of reflecting hologram.

Fig. 12 Simulation and reconstruction of reflecting atom holography.

るセルの大きさが分解能の限界であり、この点で電子線リソグラフィの加工限界値約10 nmが原子波ホログラフィーの分解能限界となる。しかし、静電レンズ¹²⁾などの実レンズとの組み合わせで縮小原子光学系を構成すれば、原理的にはド・ブロイ波長程度のパターン形成も可能である。また原子の巨大量子反射¹⁰⁾が見いだされ、反射型ホログラムによる再生¹¹⁾も実現している。これらの原子波操作技術は微細パターンの直接形成など、次世代

の新しいリソグラフィ技術であるとともに、超高精度干渉実験など物理的にも大変興味深く応用範囲も広い。純粋物理のレーザー冷却に端を発し、原子波ホログラフィーによって実用技術となりつつある原子波光学技術が、今後より大きく発展していくことを期待したい。

謝 辞

本解説で紹介した原子波ホログラフィー技術は電気通信大学・レーザー新技術研究センターの清水 富士夫先生、森永 実先生、岸本 哲夫博士らとの共同研究による成果であり、関連各位に厚く感謝いたします。また、本研究はCREST-JSTの助成を受けて実施されたものです。

参考文献

- 1) 清水 富士夫：応用物理学会誌 **60** (1991) 864.
- 2) Appl. Phys. B, "Special Issue for Optics and Interferometry with atoms" **B54** (1992) 319.
- 3) P. L. Gould, G. A. Ruff, and D. E. Pritchard: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 827.
- 4) K. S. Johnson, J. H. Thywissen, N. H. Dekker, K. K. Berggren, A. P. Chu, R. Younkin, and M. Prentiss: Science **280** (1998) 1583.
- 5) A. W. Lohmann and D. P. Paris: Appl. Opt. **5** (1967) 1739.
- 6) J. Fujita, M. Morinaga, T. Kishimoto, M. Yasuda, S. Matsui, and F. Shimizu: Nature **380** (1996) 691.
- 7) M. Morinaga, M. Yasuda, T. Kishimoto, F. Shimizu, J. Fujita, and S. Matsui: Phys. Rev. Lett. **777** (1996) 802.
- 8) T. Kishimoto, J. Fujita, S. Mitake, and F. Shimizu: Jpn. J. Appl. Phys. Lett. **38** (1999) L683.
- 9) J. Fujita, S. Mitake, and F. Shimizu: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4027.
- 10) F. Shimizu and J. Fujita: J. Phys. Soc. Jpn. **71** (2002) 5.
- 11) F. Shimizu and J. Fujita: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 123201.
- 12) H. R. Noh, K. Shimizu, and F. Shimizu: Phys. Rev. A. **61** (2000) 041601.

レーザーワード

原子波ホログラフィー (atomic wave holography)

原子のド・ブロイ波を用いたホログラフィー。物質は本来粒子の性質と波の性質とを合わせもっているが、ド・ブロイ波は室温ではピコメートル程度と極めて短い。しかし、レーザー冷却法を用いることで、波長が数ミクロンメートルにも達するド・ブロイ波を比較的容易

に得られ、光と同様の干渉による波面操作が可能である。原子を通す開口穴と、遮断する閉口穴の2値で構成されたバイナリーホログラムを用い、通過する原子波面を制御し、ホログラムに記録された情報を再生することができる。(藤田 淳一)