

# 電子線ホログラフィー

外 村 彰

ホログラフィーは、レーザー光を使った立体写真としてよく知られているが、何もレーザー光に限るわけではない。干渉作用を起こす波であれば何でもよい。事実、Gabor によって発明されたホログラフィー<sup>1)</sup>はもともと“波面再生法”と呼ばれ、電子顕微鏡の分解能の壁を破るための手段として考えだされたものであった。電子線ホログラフィーの原理を発明した直後、Gabor は AEI 社の研究チームと一緒にその可能性を追求しているが、何しろレーザー光が出現する以前のことであり、まして干渉性のよい電子線も存在しなかった当時としては、原理実験を行うのが精いっぱいであった<sup>2)</sup>。

1970 年代の後半、電界放出電子線と呼ばれる干渉性の高い電子線源が開発され<sup>3)</sup>、ホログラフィーは再びこの分野でも注目されるようになった。この方法では、電子線を使って物体のホログラムを作り、それをレーザー光や計算機を使って像再生を行う。

従来の電子顕微鏡では、電子線の強度だけを観察していたのに対して、この方法では、電子線の波面が光の波面として再現される。ところが電子レンズに収差があると、この波面が歪んでしまう。Gabor の狙いは、歪んだ波面をホログラフィーの再生段階で光学的に補正して無収差結像系を実現することにあった。

最近になって Gabor の予期しなかった新たな電子線ホログラフィーの応用分野も開かれた。位相（波面）を高い精度で検出し、その位相の等高線を干渉縞として表示する干渉顕微鏡法が開発され、ミクロな世界の磁力線の様子をまざまざと観察できるようになったのである<sup>4)</sup>。この技術は、高密度磁気記録の評価といった先端技術分野のみならず、量子力学の根幹にかかわるアハラノフ・ボーム効果の

検証実験<sup>5)</sup>にも大きな役割を果たすことになった。さらに最近になって、超伝導体中の個々の磁束量子が動的に観察できるまでになった<sup>6)</sup>。

## 1. 電子の波

光の波としての性質は、さまざまな観察や計測に利用されているが、電子の波も光と同じように考えてよいのだろうか？

光の実体は振動する電磁場なので、その物理的なイメージは捉えやすい。他方、電子の場合にも、何か振動しているに違いないが、その正体はよくわからない。というより、量子力学の解釈によれば、電子の波は波動関数で表されるが、その物理的な意味を云々してはならないことになっている。

このような波の実体の違いのほかにも、電子と光の波の性質にはちょっとした違いがあるので、ここで少し立ち入って考えておきたい。

光の場合、波の位相状態を変えるには、屈折率  $n$  の異なる物質中を通せばよい。たとえば屈折率  $n$  のガラスの中を通すと、光の位相速度は  $c$  から  $c/n$  になり、光の波長は  $c/v$  から  $c/(nv)$  になる。光の振動数  $\nu$  は物質中でも変化しない。

なぜ物質中で光の速度が変化するのだろうか？ 光は振動する電磁場だが、電場  $E$  や磁場  $H$  が物質に印加されると分極  $P$  や磁化  $M$  が誘起されるためである。この効果によって物質中での実効的な電場や磁場が  $\epsilon/\epsilon_0$ 、 $\mu/\mu_0$  倍だけ変化することになる。 $(\epsilon, \mu)$  および  $(\epsilon_0, \mu_0)$  は物質中および真空中での誘電率と透磁率を表す。 $\epsilon$  や  $\mu$  は通常はスカラー量で、光の振動数にだけ依存する量である。

$\epsilon$  と  $\mu$  で表される物質中での光の波の振舞いを知るには、マクスウェル方程式を解けばよい。結果は簡単であ

日立製作所基礎研究所 (〒350-0395 埼玉県比企郡鳩山町赤沼 2520)  
E-mail: tonomura@harl.hitachi.co.jp

る。真空中では光速  $c$  で進んでいた波の速度(位相速度)が  $c/n$  になる。ただし屈折率  $n$  は  $\sqrt{\epsilon\mu/\epsilon_0\mu_0}$  で与えられる。振動数  $\nu$  の光の波長は、真空中では  $c/\nu$  であったものが、物質中では  $c/(n\nu)$  になる。こうして光の波は物質中を通る際に位相が変化する。異方性のある物質中では、光の入射方向によって異なった効果を生じることがあるが、その場合には  $\epsilon$  や  $\mu$  はテンソルで表現される。

さて、電子の波の位相は何によって変化するのであろうか？ 電子の波の状態は電磁場によって決まる。ただし、電場  $\mathbf{E}$  や磁場  $\mathbf{H}$  そのものではなく、ポテンシャル  $\phi$ ,  $\mathbf{A}$  なのである。事実、シュレーディンガー方程式には  $\phi$ ,  $\mathbf{A}$  が含まれている。

考えてみれば当然である。そもそも電場や磁場は荷電粒子に働く力として定義された。しかし今、電子は波である。波に力が加わっても、波がどのような影響を受けるのかわからない。ポテンシャルであれば、電子の波の位相を変える量として定義できる。

ポテンシャル ( $\phi$ ,  $\mathbf{A}$ ) の中を通る電子の波が受ける位相変化  $S$  は、シュレーディンガーの方程式から次のように求められる。

$$S = \frac{2\pi}{h} \int (m\mathbf{v} - e\mathbf{A}) \cdot d\mathbf{s} \quad (1)$$

積分は電子軌道に沿って行う。

この式の中で、第1項は光路長をドブロイ波長  $\frac{h}{mv}$  で数えて求めた位相変化だが、電位  $\phi$  の影響は速度  $\mathbf{v}$  の中に含まれているため式の中に表れない。この位相変化は、電子が動く ( $v \neq 0$ ) という理由で生じる。ベクトル・ポテンシャルの影響は第2項で表される。この場合、電子が動いているように静止しているように、“電荷をもっている”というだけの理由で、電子に位相変化が生じる。そして全体の位相変化はその2つを加えた  $m\mathbf{v} - e\mathbf{A}$  によって生じることになる。

$-e\mathbf{A}$  は電子の運動量と同じ役割を果たしている。電子が運動しているわけではないのだが、電荷があるとその周りに電場が生じて、磁場と重なり合うことによって電磁場の運動量が生じるのである。ここで電位  $\phi$  もこれと似た状況にあることを思い出してほしい。 $-e$  の電荷が存在すると、 $-e\phi$  のポテンシャル・エネルギーが発生する。 $-e$  の電荷が存在することによって  $-e\mathbf{A}$  の運動量を生じるベクトル・ポテンシャルは“単位電荷に対するポテンシャル運動量”とでも考えればよい<sup>7)</sup>。事実、電子を磁場  $\mathbf{H}$  の中においたときに、電子から発生する電場  $\mathbf{E}$  と磁場  $\mathbf{H}$  によって電磁場の運動量  $\frac{1}{c^2}(\mathbf{E} \times \mathbf{H})$  が生じるが、これを全空間で積分してみると、実は電荷をおいた場所の  $-e\mathbf{A}$  の値に

等しくなるのである<sup>8)</sup>。ただし  $\mathbf{A}$  にはゲージ変換の自由度があるので、どのゲージを選んでもよいというわけにはいかず  $\text{div } \mathbf{A} = 0$  となるゲージを選ぶ必要がある。

位相変化  $S$  を、光の場合と同様に屈折率  $n$  を使って  $S = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int n ds$  とおくと、電子の波に対する屈折率を定義することができる<sup>9)</sup>。ここで  $\lambda_0$  は電子が  $\phi_0$  の電圧で加速されたときの波長である。

$$n(\mathbf{r}, t) = \sqrt{1 + \frac{\phi(\mathbf{r})}{\phi_0}} - \sqrt{\frac{e}{2m\phi_0}} \mathbf{t} \cdot \mathbf{A} \quad (2)$$

ここで、 $e$ ,  $m$ ,  $\phi_0$  はそれぞれ電子の電荷、質量、加速電圧、 $\mathbf{t}$  は電子軌道の接線ベクトル ( $\mathbf{v}/v$ )、 $(\phi, \mathbf{A})$  は電位およびベクトル・ポテンシャルである。第1項は  $\phi_0$  まで加速されていた電子がさらに  $\phi$  だけ加速されたために生じる効果である。

この式を見ると、屈折率が光のときのように空間座標だけの関数ではなく電子の進行方向にも依存することがわかる。それだけならば、光にも対応するものがある。先に述べた異方性のある物質である。だが、さらに問題なのはポテンシャルのほうである。とくにベクトル・ポテンシャル  $\mathbf{A}$  は  $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$  で定義されるため、同じ磁場に対してもいくつもの任意性がある。ということは、屈折率がゲージの取り方によっていろいろな値を取りうることになる。

磁場は存在しなくてもベクトル・ポテンシャルが存在しさえすれば、位相変化が生じることを示す現象(アハラノフ・ボーム効果)も見いだされている<sup>10)</sup>。1980年代この効果の存在を否定する人々が現れて論争が戦わされていたが、電子線ホログラフィーを用いた実験によって、その存在は疑いのないものになった<sup>5)</sup>。ここで波面について少し触れておこう。式(1)を微分形にすると  $m\mathbf{v} - e\mathbf{A} = \frac{h}{2\pi} \text{grad } S$  となる。波面は、 $S = \text{一定}$  という条件を満たす面として定義される。波面は  $\mathbf{A}$  が存在するときには電子の進行方向  $\mathbf{v}$  に対してではなく、 $m\mathbf{v} - e\mathbf{A}$  に直交する面として決まることが結論できる。波面の間隔もドブロイ波長  $\frac{h}{mv}$  ではなく、 $\frac{h}{|m\mathbf{v} - e\mathbf{A}|}$  を使わなければならない。しかし、われわれが位相変化を観察しようと思ったら、2つの波を重ね合わせて干渉縞を作り常に2つの波の位相差の形で観測しなければならない。そうしたときには、ゲージ変換による自由度は消えてしまうので、ゲージ変換によって不思議な結果は生じない。

## 2. 電子の位相を見る干渉顕微鏡

電子線ホログラフィーでは、電子顕微鏡の中でホログラムが作られ、ついでレーザー光や計算機を用いて像が再生される。この再生像には、電子線の強度とともに位相も再

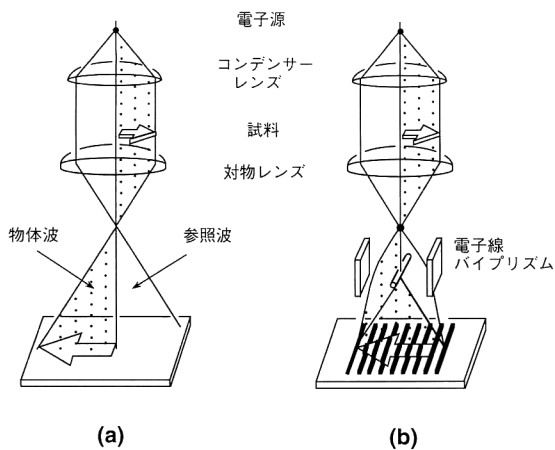


図1 ホログラムの作製法。(a)電子顕微鏡像,(b)ホログラム。

生されている。このため干渉計を組み合わせれば、干渉顕微鏡としてこの位相情報を読み出すことができる。

観察対象によっては、しばしば位相変化が小さすぎて詳細な位相分布が測定できないことがある。ホログラフィーならではの手法を用いると位相分布を増幅することもできる。以下に、電子線ホログラフィーの実験方法と、その観察例を紹介する。

## 2.1 実験方法

電子線ホログラムは、電界放出型電子銃を備えた電子顕微鏡の中で作製する(図1)。平行な電子線を試料にあて、対物レンズによって観察面に拡大像を結ぶ(図1(a))。試料面の半分は参照波が素通りできるように残してあり、電子線は試料に乱されることなく、そのまま観察面に達する。

パイプリズムを動作させると、物体波と参照波が両側から寄ってきて重なり合い、干渉縞を作る(図1(b))。これをフィルムに記録したものがホログラムである。

ホログラム・フィルムに平行光をあてると、回折光が生じ、その中に電子線の波面がそっくり光に変換されて再現する。加速電圧100 kVの電子線の波長は0.034 Å、He-Neレーザー光の波長は6328 Åと、電子線と光の波長は20万倍もの違いがあるが、そんなことにはおかないに像が再生される。もちろん、像の倍率、像の結ばれる位置などは波長の比に関わってくる。

光の波面は、光の干渉計を使うことによって干渉顕微鏡像として観察できる。干渉顕微鏡用の再生光学系の一例を図2に示す。He-Neレーザーからの光をマッハ・ツェンダーク干渉計に導き、わずかに方向の異なる2本の可干渉な光AとBに分けて、ホログラムにあてる。ホログラムを透過した光は、それぞれ±1次の回折波を生じる。それらの回折光の中に計4つの像が再生されることになるが、2本の光の方向をうまく調整することによって、入射光Aの透

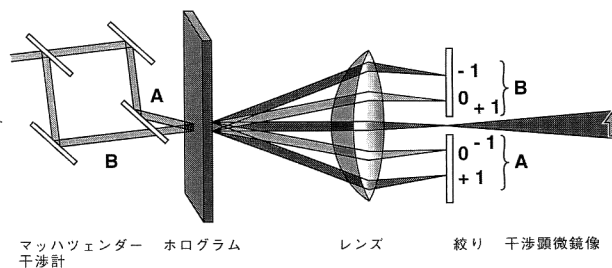


図2 干渉顕微鏡用の再生光学系。

過波と入射光Bの再生像を重ねることができる。こうして干渉顕微鏡像が得られることになる。

位相分布を増幅したいときには、次の手法を用いる。電子の波面とまったく同じ波面が1次回折光の中に再生されるが、同時に-1次の回折光の中に複素共役な振幅をもつ共役な波面が生じる。位相差増幅を行うには、A、B、2本のビームの入射角を調整して、一方のビームの再生像と他方のビームの共役像が観察面で重なり合うようにする。

通常の干渉顕微鏡像は再生像に平面波を重ねて、波面の差を等高線として表示する。平面波の代わりに共役像を重ねると、2つの像の位相の符号が正負逆転しているため、あたかも2倍位相差増幅したかのような像が得られる。さらに高倍率の位相差増幅が必要な場合には、このプロセスを何度も繰り返せばよい。実際には、高次の回折光をも併用して高い位相差増幅が行われている。

以上の方法では、1枚の電子線ホログラムからスタートして高倍率の位相差増幅を得る。このため、もともとのホログラムが、わずかな位相変化をももらさず記録していることが肝心である。これに対して、電子線の参照波の位相を少しずつずらして作った多数のホログラムから位相分布を高精度で測定する縞走査法も開発され、1/200波長の精度で位相が検出できる<sup>11)</sup>。

## 2.2 干渉顕微鏡への応用例

電子線の干渉顕微鏡では、均一な物質からなる試料の厚さ分布を測定することができる。厚さ分布は、電子顕微鏡写真の上に等高線の形で観察される。

実例を図3に示す。試料は酸化マグネシウムの微粒子である。電子顕微鏡像(a)は、試料を透過した電子線の強度分布なので、粒子の輪郭ははっきりとわかるが、立体形状までは決められない。電子線ホログラフィー手法を用いて得た干渉顕微鏡像を(b)に示す。電子顕微鏡像の上に、400 Å単位の厚さの等高線が重なるので立体的に見えてくる。2倍の位相差増幅を行うと、さらに詳細な厚さの分布(c)が観察できる。

縞走査法を用いてカーボン・ナノチューブの小さな位相

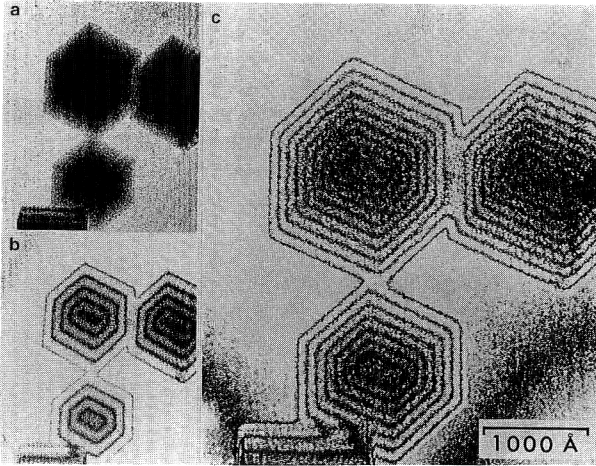


図3 酸化マグネシウムの煙の微粒子。(a)電子顕微鏡像、(b)干渉顕微鏡像、(c)干渉顕微鏡像(2倍位相差増幅)。

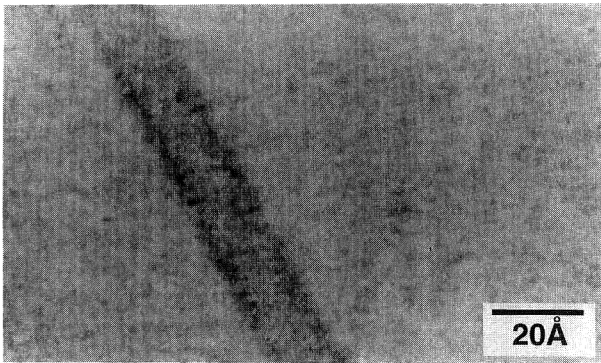


図4 カーボン・ナノチューブの位相像。

変化を捉えた位相像を図4に示す<sup>11)</sup>。初期位相をずらして得た100枚の電子線ホログラムから計算機で再生したものである。カーボン1層による位相変化は1/200波長なので、およそ1/200波長の精度で位相が検出されている。

物体が磁場の場合、非常に直感的で定量的な解釈ができる。得られた等高干渉縞は磁力線そのものを示し、しかも隣り合う干渉縞の間には一定の微小磁束  $h/e$  が流れているのである<sup>12)</sup>。

実例を見ればわかりやすい。図5は磁気テープの磁力線の観察結果である。写真は薄膜を上から見たものであるが、膜は途中で切れており上半分だけである。記録された磁化の方向は矢印で示してある。磁化された領域では磁力線は矢印の向きに沿って走っているが、境界領域でも磁力線の様子が詳しく観察できる。そこには、ちょうど正面衝突する水の流れのように、磁力線の渦巻く領域ができてい。膜の端近くでは、磁力線が蛇行しながら膜の外に流れ出す様子が観察できる。

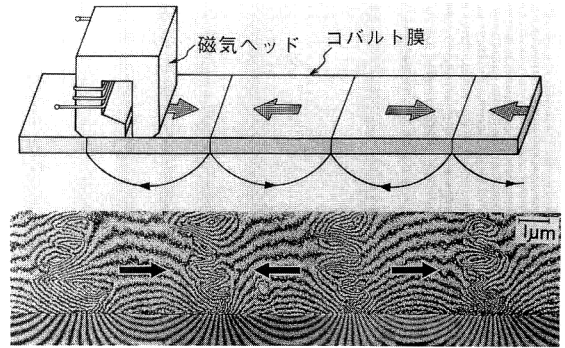


図5 磁気テープの干渉顕微鏡像。

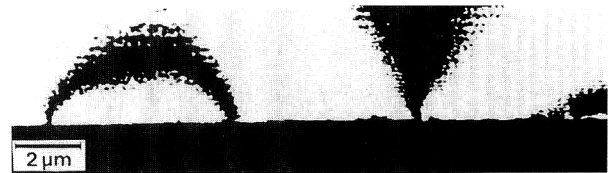


図6 磁束量子の干渉顕微鏡像(2倍位相差増幅)。

超伝導体中の磁束量子も観察可能になった。超伝導体に磁場を印加すると、磁場は細い糸の形で超伝導体を突き抜ける。この磁束量子は、超伝導のメカニズムや基本特性に深く関わっているにもかかわらず、サイズ(太さ $\sim 0.1 \mu\text{m}$ )、磁束量( $h/2e$ )ともに、あまりにも小さいために、直接観察することはできなかった。

この鉛の中の磁束量子から発生した磁力線に直角に電子線をあてて干渉顕微鏡像として観察した結果が図6である<sup>13)</sup>。2倍の位相差増幅をしているので、干渉縞1本がちょうど磁束量子に対応している。孤立した磁束量子の他に、逆向きの磁束量子の対も見いだされた。

この方法では超伝導体表面から外部に漏れ出した磁場を定量的に観察することはできるが、磁束量子の2次元分布や欠陥との関係を観察できない。これを可能にするには超伝導薄膜に電子線を透過させて観察しなければならない。

図7はその一例である<sup>6)</sup>。これは干渉顕微鏡像ではなくローレンツ顕微鏡像で、磁束量子はピントをはずすことによってスポットの形で観察できる。白い小さなスポットがたくさん観察できるが、これが磁束量子である。黒い縞は等傾干渉縞だが、縞に沿って膜が反り返っていることを示しており磁束量子とは関係ない。磁束量子は磁場や温度を変化させると、ただちに動きはじめ、欠陥などの近辺で面白い振舞いをする。その様子が実時間で観察できるようになった。

磁束量子と欠陥との相互作用の観察例<sup>14)</sup>を図8に示す。磁束量子は互いに反発するため、磁場で押し込められる

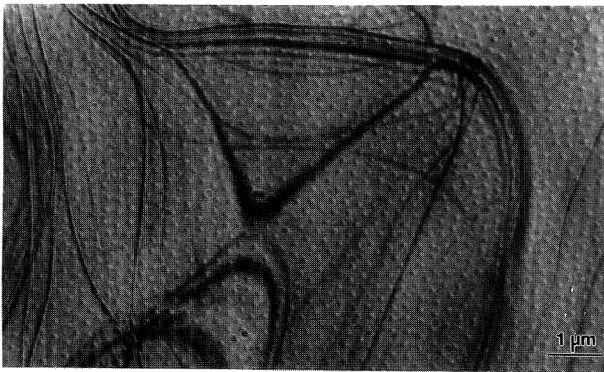


図7 ニオブ薄膜の磁束量子のローレンツ顕微鏡像 (4.5 K).

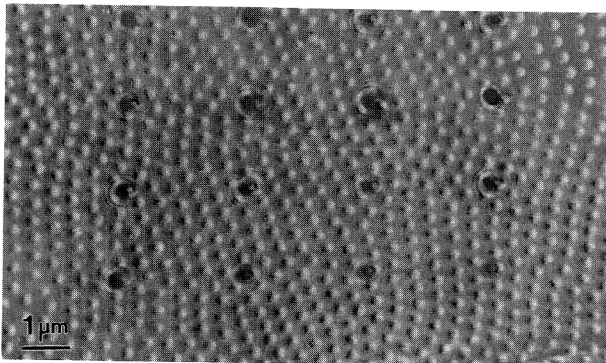


図8 イオン照射によって作られた欠陥中での磁束量子の分布。黒いスポットが欠陥で白いスポットが磁束量子。

と、きれいな三角格子を組みたがる。ところが、磁束量子は欠陥に強くピン止めされるため、格子を組むことができずにグレイン・バウンダリーが生じてしまう。問題は、この磁束量子に力が加わったときに、磁束量子はどのようにして流れ始めるかである。

「この配置のまま流れ始めるのか、あるいは欠陥に捉まった磁束量子を迂回しながら流れるのか？」一面白い結果が得られた。ドメイン・バウンダリーに沿って川ができて、そこを流れる。ただし川といっても、しばらく流れると静止し、別のドメイン構造をとり、再び耐え切れなくなると新しい川ができて流れることがわかった。

干渉性のよい電子線の開発によって電子線ホログラフィーが実用レベルに達し、電子線の位相が1/100波長の精度で測定可能になった。こうして、極微の磁力線が電子線干渉顕微鏡像の等高干渉縞として直接定量的に観察できるようになり、強磁性薄膜の磁区構造や超伝導体中の磁束量子の観察に威力を発揮することになった。

電子線ホログラフィーは、磁力線観察に止まることなく

さまざまな応用が期待できる。均一な材料からなるサンプルの原子的尺度での厚さ分布、極微の電位分布といった極限計測のみならず、電子の波動関数の位相が観察できるため量子力学の基礎実験なども可能になる。今後、さらに干渉性のよい電子線の開発によって広範な応用分野が開けてくるものと思われる。

## 文 献

- 1) D. Gabor: "A new microscopic principle," *Nature*, **161** (1948) 777-778.
- 2) M. E. Haine and T. Mulvey: "The formation of the diffraction image with electron in the Gabor diffraction microscope," *J. Opt. Soc. Am.*, **42** (1952) 763-773.
- 3) A. Tonomura, T. Matsuda, J. Endo, H. Todokoro and T. Komoda: "Development of a field emission electron microscope," *J. Electron Microsc.*, **28**, No. 1 (1979) 1-11.
- 4) A. Tonomura: *Electron Holography*, Springer Series in Optical Sciences Vol. 70 (Springer-Verlag, Heidelberg, 1993).
- 5) M. Peshkin and A. Tonomura: *The Aharonov-Bohm Effect*, Lecture Notes in Physics, Vol. 340 (Springer-Verlag, Heidelberg, 1989).
- 6) K. Harada, T. Matsuda, J. Bonevich, M. Igarashi, S. Kondo, G. Pozzi, U. Kawabe and A. Tonomura: "Real-time observation of vortex lattices in a superconductor by electron microscopy," *Nature*, **360** (1992) 51-53.
- 7) Y. Gingras: "Comment on "What the electromagnetic vector potential describes"," *Am. J. Phys.*, **62** (1980) 84.
- 8) E. J. Konopinsky: "What the electromagnetic vector potential describes," *Am. J. Phys.*, **46** (1978) 499-502.
- 9) W. Ehrenberg and R. E. Siday: "The refractive index in electron optics and the principles of dynamics," *Proc. Phys. Soc. London, Sect. B*, **62** (1949) 8-21.
- 10) Y. Aharonov and D. Bohm: "Significance of electromagnetic potentials in quantum theory," *Phys. Rev.*, **115** (1959) 485-491.
- 11) Q. Ru, G. Lai, K. Aoyama, J. Endo and A. Tonomura: "Principle and application of phase-shifting electron holography," *Ultramicroscopy*, **55** (1994) 209-220.
- 12) A. Tonomura, T. Matsuda, J. Endo, T. Arie and K. Mihama: "Direct observation of fine structure of magnetic domain walls by electron holography," *Phys. Rev. Lett.*, **44** (1980) 1430-1433.
- 13) T. Matsuda, S. Hasegawa, M. Igarashi, T. Kobayashi, M. Naito, H. Kajiyama, J. Endo, N. Osakabe, A. Tonomura and R. Aoki: "Magnetic field observation of a single flux quantum by electron-holographic interferometry," *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 2519-2522.
- 14) T. Matsuda, K. Harada, H. Kasai, O. Kamimura and A. Tonomura: "Observation of dynamic interaction of vortices with pinning centers by Lorentz microscopy," *Science*, **271** (1996) 1393-1395.

(1997年11月19日受理)