

電子ビームを変調する光

表 鐘 石・水野 皓司

近接場光学^{1,2)}が注目を集めている。近接場は、空間を伝搬する光とは異なり、物体表面極近傍に局在し、表面形状および材質によりその振幅分布が決定される。この場合は、波長以下の微細な構造をも反映して現れるため、この性質を利用した走査型光近接場顕微鏡³⁾は、波長限界を超えた高い分解能での像観察を可能にする。近接場がもつ独特の性質を利用した応用は、高密度光記録等⁴⁾の多くの分野に広がっている。最近では、光領域にとどまらず、ミリ波等の電磁波領域でも、半導体キャリアの可視化⁵⁾等、領域を超えた広がりをみせている。

波長以下の領域に局在する光近接場は、空間を伝搬する光より大きな波数をもつエバネセント波成分を多く含んでいる。後で詳しく解説するとおり、このエバネセント波は、近接場中を通過する電子ビームと相互作用し、光の周波数による電子のエネルギー変調を可能にする。この解説は、現在筆者らが進めている微小金属スリットを用いた光近接場による電子エネルギー変調の研究を紹介し、光と電子との相互作用の基礎プロセス解明が、光領域で動作する小型ビームデバイス⁶⁾や電子ビームを用いた光近接場センシングといった将来の技術開発に必要であることを述べる。

1. 研究の興味

1.1 電子ビーム装置の動作周波数上限

電子ビームを用いたコヒーレントな電磁波の発生・増幅は、1940年代から研究され、クライストロンや進行波管といった数多くのデバイスが開発されている⁷⁾。その動作原理を、クライストロン⁸⁾を例にとり簡単に説明する。図1にクライストロンの回路構成を示す。数〜数十 keV の初

期エネルギーをもつ電子ビームが波長以下の幅をもつ金属間隙を通過するとき、入力信号の高周波電界により加速あるいは減速を受ける(速度変調)。その結果、電子ビームの密度が変化し(密度変調)、適当な位置に同様の金属間隙を置くことで、電子ビームがもつ大きな運動エネルギーを高周波へと変換し、信号を増幅する。

従来の電子ビームデバイスは、主にマイクロ波からミリ波帯の電磁波領域で動作している。この動作周波数を光の領域まで拡張しようとする、本質的な問題にぶつかる。それは量子効果の顕著化である。ビームデバイス中での密度変調は、電子エネルギーが入力信号の電界に比例して変化することにより起きるが、大きな光子エネルギー単位でのエネルギー授受はこれを妨げる。Senitzkyはこの量子雑音の効果を考慮した理論的な考察から、クライストロン型ビームデバイスの最大動作周波数はサブミリ波帯程度であろうと予想した⁹⁾。しかし、この理論的予想に反し、ドイツのSchwarzとHoraは、1969年に光の周波数での電子密度変調に成功したと報告した¹⁰⁾。

1.2 Schwarz-Hora 効果

図2にSchwarzとHoraが行ったレーザー光による電子エネルギー変調実験の概略を示す。彼らは、200 nm以下の厚さをもつSiO₂薄膜(もしくはAl₂O₃膜)に波長488 nm、出力10 Wのアルゴンレーザー光を直径10~100 μmに絞って照射し、50 keVの初期エネルギーをもつ電子ビームを通過させた。そして、その電子ビームを非蛍光スクリーンに衝突させたとき、レーザー光と同じ色の発光を観測したと報告した。彼らは、この現象が光で変調された電子波の干渉によるものと説明している。

Schwarzらの用いたレーザーの出力は小さく、薄膜中の高周波電界による電子のエネルギー変化は約1eV程度で、確かに波長488 nmに対応する光子エネルギー

東北大学電気通信研究所(〒980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1)
E-mail: bae@riec.tohoku.ac.jp

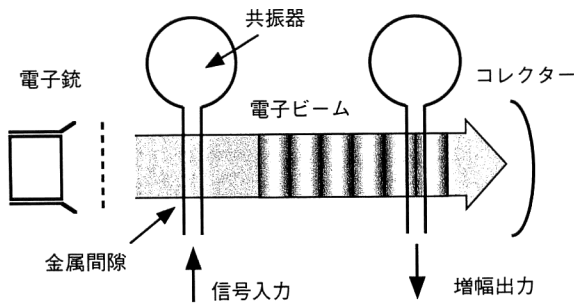


図1 クライストロンの概略図。

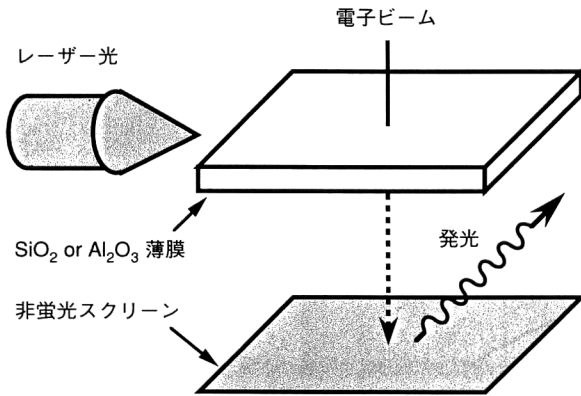


図2 Schwarz-Hora 効果。

$(\hbar\omega)$ である 2.54 eV に満たない。そこで彼らは、電子が光照射により初期エネルギー W_0 から $W_0 \pm \hbar\omega$ の状態に遷移し、その電子波の干渉により密度変調が生じたため、非蛍光スクリーンからの発光が観測されたと解釈した¹¹⁾。

筆者らは、Schwarz らの実験で本当に観測にかかるほどの信号電子数が得られるかを、理論的に試算してみた。まず、誘電体薄膜中の電子1個が、単位時間当たり1個の光子を吸収（もしくは放出）する遷移確率を、Marcuse の量子論的な解析手法¹²⁾ に従い計算した¹³⁾。その計算結果を図3に示す。この結果より、相互作用が最大となる SiO₂ 膜厚が存在し、その値が 170 nm であることがわかる。これは Schwarz らが実験で用いた膜厚とほぼ一致している。また、そのときの最大遷移確率が 1.9×10^{-3} /秒であり、彼らが用いた電子電流密度 (~ 30 A/cm²) を考慮すると、レーザー光とエネルギー授受を行った電子数は単位時間当たり約 1000 個と見積られる。先に述べた電子電流密度は、時間的にみると非蛍光板にほぼ孤立した電子がポツリポツリと入射する程度のものである。そのような低密度な電子ビーム中の変調信号を非蛍光板を用いて観測可能な光に復調できるかということに関しては、いまだ議論が残されている。

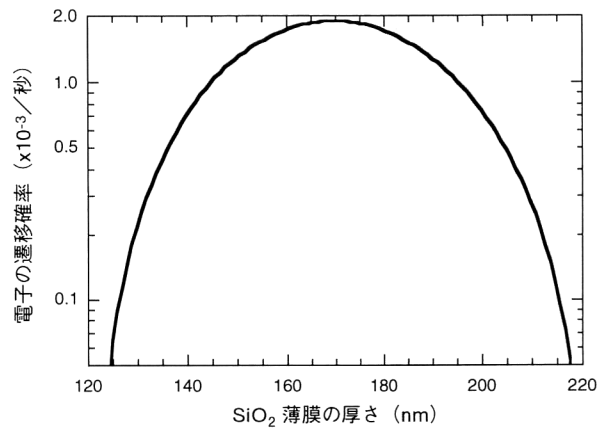


図3 波長 488 nm のアルゴンレーザー照射時の SiO₂ 薄膜回路での電子遷移確率。レーザーパワー密度 10^7 W/cm²、電流密度 30 A/cm² として計算した。

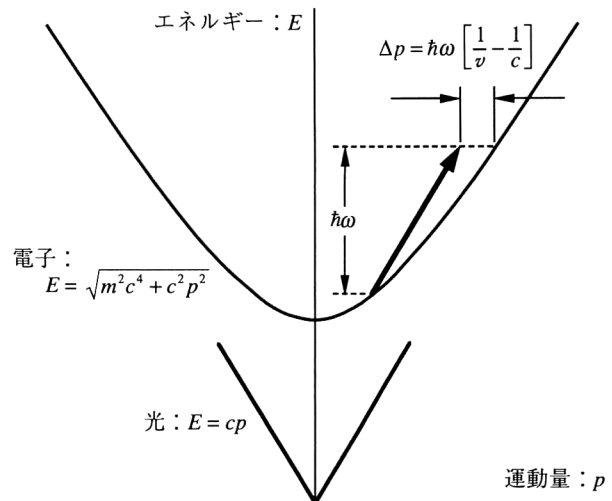


図4 電子が光子1個を吸収したときの分散関係。

Schwarz-Hora 効果は、いまだ誰も追実験に成功していない。また、先に述べた量子雑音による電子ビームデバイスの最大動作周波数上限も、実験的に検証されていない。したがって、光領域で動作する将来の量子効果を用いた電子ビームデバイス実現のためには、電子と光との相互作用における物理的な基礎プロセスの実験的な解明が必要不可欠である。

2. 近接場による電子エネルギー変調

2.1 金属スリット相互作用回路

電子ビームと自由空間を伝搬する光とは、原理的に相互作用しない。それは、光-電子相互作用において、エネルギーと運動量の保存則が同時に満足されないためである。図4に電子および光の運動量とエネルギーの分散関係を示す。図よりわかるとおり、速度 v の電子が光子1個のエ

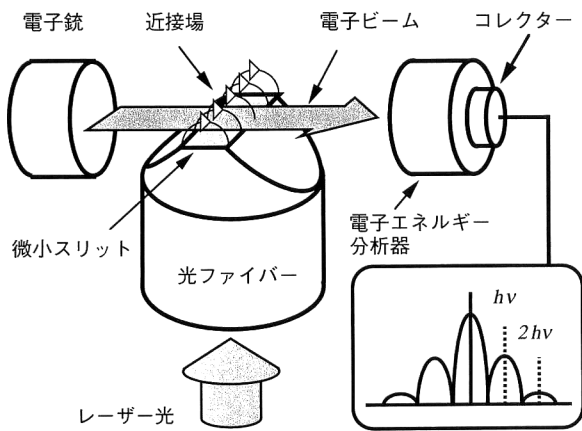


図5 金属スリット回路を用いた近接場による電子エネルギー変調の実験システム概念図。

エネルギー $\hbar\omega$ を吸収したときの運動量変化 $\hbar\omega/v$ は、光子が失う運動量 $\hbar\omega/c$ (c : 光速) より常に大きい。したがって、光と電子とのエネルギー授受を実現するためには、何らかの形で電子の運動量不足分 Δp を補うことが必要となる。先に述べた Schwarz-Hora 効果では、動作波長に比べ薄い誘電体薄膜を用い、不確定性原理に基づく光の運動量の広がりを利用してこの不足分を補っている。

波長以下の微小な空間に発生する光近接場は、フーリエ光学の考えから、自由空間を伝搬する光に比べ大きな波数(運動量)成分をもつエバネセント波を含んでいる。したがって、この波を用いるならば、相互作用における運動量不足を補い、電子と光との相互作用が可能となる。また、電子は物体表面上近接場中を通過するため、電子散乱等の問題は起きない。これらの点に着目し新たな相互作用回路として提案したのが微小金属スリットである¹³⁾。原理的には、この金属スリット回路も誘電体薄膜と同様、局在した光による不確定性原理に基づく運動量の広がりを利用したものである。

筆者らが計画しているスリット回路を用いた電子エネルギー変調実験の概略を図5に示す¹⁴⁾。レーザー光照射により微小金属スリット上に誘起された近接場がそこを通過する電子と相互作用する。この実験システムの特徴は、1) 光との相互作用によってのみ変化した電子のエネルギーを測定できる(電子散乱等がない)、2) 低エネルギーの電子(<100 keV)を用いて実験が可能のため、そのエネルギー変化を精密に分析できる、3) 光の波長およびパワーを容易に変更できる、等にある。これらの特徴は、古典論から量子論へ移る過渡的な実験条件を容易に実現でき、光-電子相互作用の基礎過程の研究に適している。

図5で示した実験システムを用いて、実際の実験で電子のエネルギー変化が観測可能かを理論的に検討した¹⁵⁾。ま

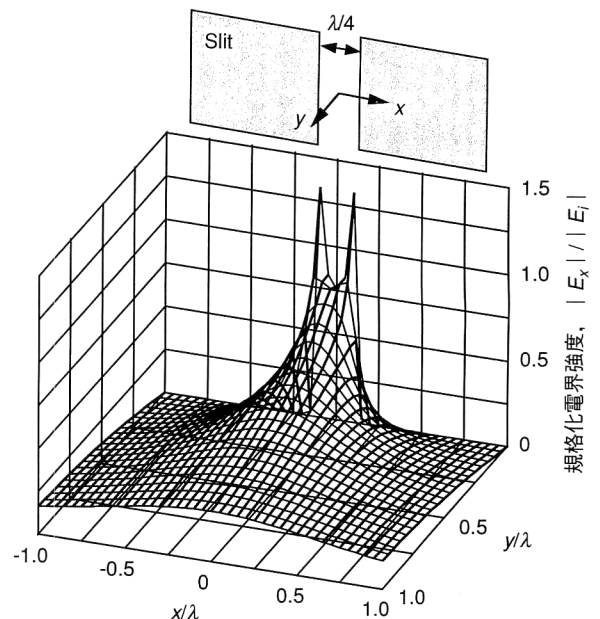


図6 幅 $\lambda/4$ の金属スリット表面上の電界強度分布の計算結果。電界振幅および座標系は、入射電界強度 $|E_0|$ および波長 λ でそれぞれ規格化されている。

た、その解析結果に基づき電子に最大のエネルギー変化を与える最適な金属スリットの構造を決定した。次にその結果を紹介する。

2.2 最適スリット幅

まず、金属スリット上の近接場分布を理論的に求めた。計算は、Chou らのモーメント法を用いた解析方法¹⁶⁾を用い、波長 λ でスリットと直交した方向に偏光した平面波が、厚さのない完全導体で形成された無限長金属スリットに垂直に入射すると仮定し行った。図6に、幅 $\lambda/4$ の金属スリットにおける x 方向(電子の進行方向)の電界強度分布の計算結果を示す。図の電界強度は、入射電界強度で規格化してある。この結果から、近接場がスリット近傍に局在して存在することがわかる。種々のスリット幅に対する同様の計算結果より、有効な近接場の張り出しは、スリット表面からその幅程度の領域に制限されることがわかった。この結果の正当性は、マイクロ波を用いたモデル実験で確認済みである¹⁵⁾。

次に、求めた金属スリット上の近接場電磁界分布を用いて、スリット上を通過する電子のエネルギー変化を計算機シミュレーションにより求めた。計算では、近接場のすべての場の成分を位相も含めて考慮した。

図7は、電子の初期速度 v_0 をパラメーターに電子のエネルギー変化をスリット幅の関数として求めた結果である。電子は、スリット表面から $y_0=0.01\lambda$ の位置を通過するとした。この結果から、各 v_0 に対し、最適なスリット幅 d_m が存在し、 v_0 が増加すると d_m も増加すること

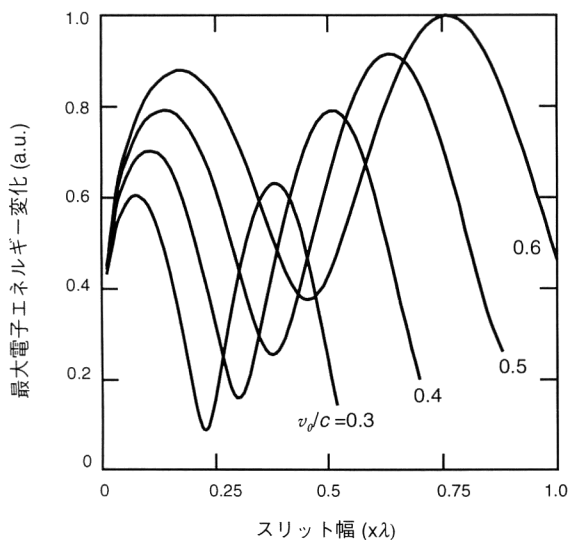


図7 金属スリットの幅を変化させたときの電子エネルギー変化の計算結果. レーザ光の位相は, 電子エネルギー変化が最大となる値を用いた. v_0 は電子の初期速度, c は光速である.

がわかる. v_0 に対する d_m の変化を調べた結果, $d_m \sim \beta\lambda (m+1/4)$ の関係があることが明らかとなった. ここで, $\beta = v_0/c$, m は整数である.

図7において, 電子のエネルギー変化は, スリット幅が広いほうが常に大きい点に注目していただきたい. これは, スリット幅を広げることで, 実効的な光と電子との相互作用距離が増加し, より大きなエネルギーを近接場より電子に与えることができるためである.

2.3 エバネセント波との相互作用

先に述べたとおり, 近接場は異なった波数成分をもつ伝搬波を含む多くの波の合成とみなすことができる. その波の中で, 速度 v で走行する電子は, 保存則の関係から電子の運動量変化 $\Delta p = \hbar\omega/v$ と等しい運動量をもつ成分とのみ相互作用すると予想される. この波の成分は, 伝搬波より大きな波数をもつためエバネセント波となる. フーリエ光学の理論より, 波数 $k_{ev} (= \Delta p/\hbar) = \omega/v$ をもつエバネセント波は, スリットからの距離 y に対し, その振幅が $\exp(-\alpha y)$ に比例して減少する. ここで, α は減衰定数で $(k_{ev}^2 - k_0^2)^{1/2}$ で与えられる. $k_0 (= \omega/c)$ は真空中の光の波数である. この特性を計算機シミュレーションを通して検証した. 次にその結果について述べる.

図8は, 初期速度 v_0 が異なる電子に対し, y に対する電子のエネルギー変化を計算した結果である. 金属スリットは, 各 v_0 に対し2.2節で述べた最適幅をもつとした. 入射波としては, 波長 $10.6 \mu\text{m}$, パワー密度 10^8 W/cm^2 の CO_2 レーザーを仮定した. このパワー密度は, 約 10 kW のレーザー出力を直径 $100 \mu\text{m}$ に絞ったとき得られる

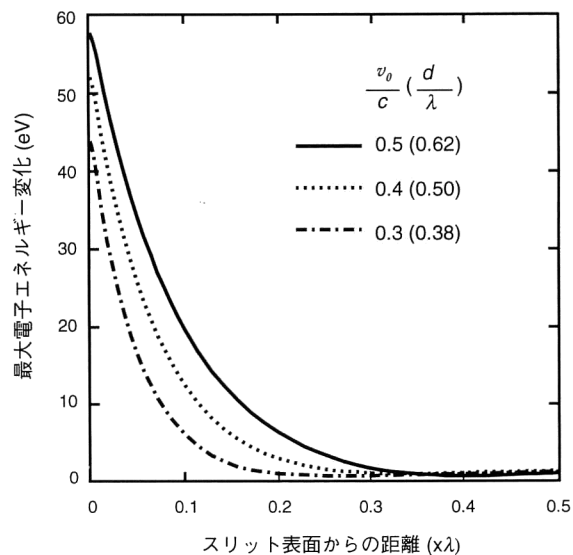


図8 スリット表面上の電子の通過位置を変化させたときの電子エネルギー変化の計算結果. d/λ は波長で規格化したスリット幅である.

値で, 現実的なものである.

図8において, 電子のエネルギー変化量は, y の増加に対し, ほぼ指数関数的に減少している. その減衰定数を得られたカーブより見積ると, $v_0/c = (0.3, 0.4, 0.5)$ に対し, それぞれ $\alpha/k_0 = (3.2, 2.3, 1.7)$ となり, 先に示したエバネセント波の減衰定数の式から計算されるものと一致する. 電子のエネルギー変化は, スリット上の電界強度に比例する. このことから, 図8に示したエネルギー変化のカーブは, スリット表面上の電子と相互作用するエバネセント波の電界分布を表しているとみなすことができる. したがって, 図8の計算結果は, 「速度 v の電子は波数 ω/v をもつエバネセント波とのみ相互作用する」という保存則からの考察が正しいことを示している. この結論は, サブミリ波帯で金属回折格子を相互作用回路として用いた実験においても, 正しいことが検証されている¹⁷⁾.

上で述べた光-電子相互作用における特徴は, 物質表面上の微小領域における近接場の波数分布を電子ビームを用いて直接検出・決定できることを示している. これは, 近接場プローブのひとつとして電子ビームを用い得る可能性を示しており, この意味からも光-電子相互作用の研究が重要と考えられる.

2.4 相互作用空間

回路内で均一な電界分布をもつクライストロン型金属間隙や誘電体薄膜回路とは異なり, 金属スリット回路では, 図8からもわかるとおり, スリット上の相互作用空間が大きく制限される. スリット表面からの有効な距離 y_e は, エバネセント波の振幅が e^{-1} となる距離, つまり $1/\alpha$ 程

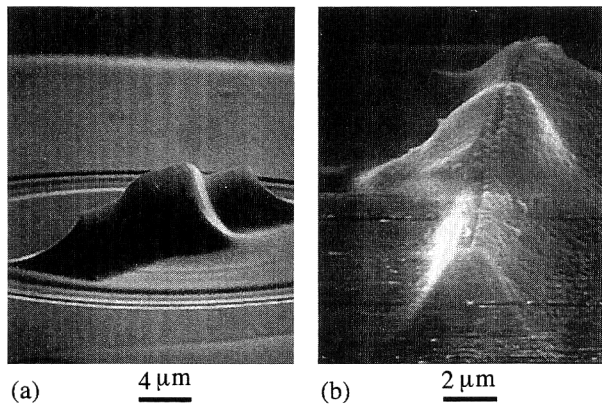


図9 単一モード光ファイバー端面に製作した、(a) 尾根構造、および (b) 金属スリット回路 (幅 ~270 nm)。

度である。先に示した減衰定数の式は $y_i = \beta\lambda / [2\pi(1 - \beta^2)^{1/2}]$ と書き直すことができるから、 $\beta (=v/c) = 0.5$ の場合、有効な相互作用距離は約 0.09λ となる。このことから、実際の実験では波長が長いほど観測が容易となる。実在するエネルギー分析装置の分解能が 1 eV 程度であることを考慮すると¹⁸⁾、図8に示した波長 $10.6\ \mu\text{m}$ の CO_2 レーザーに対する計算結果では、スリット表面上 0.3λ ($\sim 3\ \mu\text{m}$) 以内を通過する電子が観測可能な信号となる。

いままで、主に古典論的な方法で金属スリット回路を解析してきた。この結果と、以前に行った金属間隙回路に関する量子論的な解析結果¹³⁾とを用いることにより、金属スリット回路で得られる信号電子数(相互作用した電子の数)を近似的ではあるが見積ることができる。この際、金属間隙の電磁界分布と金属スリット表面での場の分布が大きくは変わらないことを考慮し、スリット回路表面位置での相互作用の確率が間隙でのそれと同じであると仮定する。

いま、入射光として波長 $488\ \text{nm}$ 、出力 $30\ \text{mW}$ のアルゴンレーザー出力を単一モード光ファイバーへ通し、ビーム直径を $6\ \mu\text{m}$ としてスリット回路に導いたとする。また、初期エネルギー $80\ \text{keV}$ ($\beta \sim 0.5$)、電流密度 $1\ \text{mA}/\text{cm}^2$ の電子ビームを用いたとする。この場合、2.2節および2.4節で述べた式を用いると、最適なスリット幅は $303\ \text{nm}$ 、相互作用距離は $45\ \text{nm}$ となる。したがって、スリット上の相互作用空間 $45\ \text{nm} \times 6\ \mu\text{m}$ を単位時間当たり通過する電子数は約 1.6×10^7 個/秒となる。レーザー光のパワー密度 $10^5\ \text{W}/\text{cm}^2$ に対するスリット表面での電子の遷移確率は、文献13)の式(1)より計算され $1.7 \times 10^{-4}/\text{秒}$ となる。これより、最終的に得られる信号電子数は約 2700 個/秒となる。この値は、1.2節の Schwarz らの実験で得られたと予想される信号量より大きく、観測可能な値で

ある。

2.5 スリット回路の試作

実際に光-電子相互作用の実験を行うためには、サブミクロンの幅をもつ金属スリットが要求される。そこで、筆者らは光近接場顕微鏡に用いられる微小開口プローブの製作技術を用いて、微小金属スリットを単一モードの光ファイバー上に試作した¹⁹⁾。図9は、ファイバー端面上に化学エッチングで形成した(a)尾根構造と、その上にアルミを蒸着することで製作した(b)金属スリットの電子顕微鏡写真である。この写真から、製作したスリットの幅が約 $270\ \text{nm}$ であることがわかる。この結果は、化学エッチング法を用いてサブミクロンサイズの金属スリットが製作可能であることを示している。

光による電子ビームの変調に関する研究は、実験が困難なわりにはその結果に対する応用が見いだせないことから、今までほとんどなされてこなかった。しかし、電子波干渉の効果を含む光と電子の相互作用は、最も基本的な物理現象のひとつであり、その基本的なプロセスを古典論から量子論へと移り変わる全域で調べ、その境界を明らかにすることは、電子ビーム応用の分野において重要な課題である。さらに、本文で述べたとおり近接場計測に用い得る可能性をも有している。この解説をご覧いただき、真空中を走行する電子は意外と面白い性質をもっていると少しでも思っただけであれば幸いである。

文 献

- 1) 河田 聡：“歴史・原理”，近接場ナノフォトニクスハンドブック，大津元一，河田聡編（オプトロニクス社，1997）pp. 3-14.
- 2) E. Betzig and J. K. Trautman: “Near-field optics: Microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit,” *Science*, **257** (1992) 189-195.
- 3) 大津元一：“フォトン走査トンネル顕微鏡技術”，*応用物理*，**65** (1996) 2-12.
- 4) E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy and P. L. Finn: “Near-field magneto-optics and high density data storage,” *Appl. Phys. Lett.*, **61** (1992) 142-144.
- 5) 荻戸立夫，裴 鐘石，水野皓司：“ミリ波帯近接場顕微鏡”，*レーザー研究*，**26** (1998) 546-550.
- 6) K. Mizuno and S. Ono: “Optical klystron,” *IEEE Proc.*, **63** (1975) 1075.
- 7) R. G. E. Hutter: *Beam and Wave Electronics in Microwave Tubes*, ed. H. J. Reich (D. Van Nostrand Co., Toronto, 1960).
- 8) 牧本利夫，松尾幸人：マイクロ波工学の基礎（廣川書店，1977）pp. 237-262.
- 9) I. R. Senitzky: “Quantum effects in the interaction between electrons and high-frequency fields. I,” *Phys. Rev.*, **95**, (1954) 904-911.

- 10) H. Schwarz and H. Hora: "Modulation of an electron wave by a light wave," *Appl. Phys. Lett.*, **15** (1969) 349-351.
- 11) H. Hora and P. H. Handel: "New experiments and theoretical development of the quantum modulation of electrons (Schwarz-Hora effect)," *Advances in Electronics and Electron Physics*, ed. P. W. Hawkes (Academic Press, New York, 1987) pp. 55-113.
- 12) D. Marcuse: *Engineering Quantum Electrodynamics*, ed. G. Wade (Academic Press, New York, 1970) pp. 127-142.
- 13) J. Bae, S. Okuyama, T. Akizuki and K. Mizuno: "Electron energy modulation with laser light using a small gap circuit: A theoretical consideration," *Nucl. Instrum. & Methods in Phys. Res. A*, **331** (1993) 509-512.
- 14) 斐 鐘石, 水野皓司: "電子ビーム工学への応用", 近接場ナノフォトニクスハンドブック, 大津元一, 河田聡編(オプトロニクス社, 1997) pp. 190-194.
- 15) R. Ishikawa, J. Bae and K. Mizuno: "Electron energy modulation with near-fields," *Tech. Digest of 5th Int. Conf. on Near Field Opt. and Related Technol.*, Shirahama, Japan (1998) pp. 173-174.
- 16) T. Y. Chou and A. T. Adams: "The coupling of electromagnetic waves through long slots," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **EMC-19** (1977) 65-73.
- 17) J. Bae, H. Shirai, T. Nishida, T. Nozokido, K. Furuya and K. Mizuno: "Experimental verification of the theory on the inverse Smith-Purcell effect at a submillimeter wavelength," *Appl. Phys. Lett.*, **61** (1992) 870-872.
- 18) J. Bae, T. Nishida, H. Shirai, T. Nozokido, K. Furuya and K. Mizuno: "Measurements of the inverse Smith-Purcell effect at submillimeter wavelengths," *Technical Digest of International Electron Devices meeting*, San Francisco (1990) pp. 723-726.
- 19) J. Bae, T. Nozokido, T. Okamoto, T. Fujii and K. Mizuno: "Experimental demonstration for scanning near-field optical microscopy using a metal micro-slit probe at millimeter wavelengths," *Appl. Phys. Lett.*, **71** (1997) 3581-3583.

(1999年4月28日受理)