

光のトンネリング

—— 多層膜系での共鳴トンネリング ——

林 真 至

1. 光のトンネリングとは

光のトンネリングという言葉を知ると読者は奇異な感じを受けられるかもしれない。電子と光を粒子とみなすと、それぞれかなり違ったものにみえる。しかし、波とみて媒質中の伝搬を問題にすると、両者は非常に類似したものにみえる。周期的に屈折率（誘電率）が変動するような媒質中での光の伝搬は、結晶の周期的ポテンシャルを感じて伝搬する電子波の伝搬と類似しており、光に対してもエネルギーバンドの概念が成り立つ。このような類似性から、周期的に屈折率（誘電率）が変動するような媒質はフォトニック結晶と呼ばれ、フォトニックバンドに関する研究が近年盛んに行われている¹⁻³⁾。一方、フォトニック結晶中の光波伝搬ほど注目を浴びてはいないが、電子のトンネリングに類似した現象が実は光についても存在する。その類似性は、フォトニック結晶、フォトニックバンドと同じ考え方、同じレベルで理解できるものなのである。本稿では、光のトンネリングの基礎的なことからについて解説するとともに、多層膜系での共鳴トンネリングについての最近の研究結果を紹介する。さらに、フォトニック結晶との関連性についても触れたい。

光のトンネリングに関する記述は、ニュートンの「光学」⁴⁾の中にみつかると、ニュートンは、図1に示したように、2個のプリズムを用意した。ニュートンが使ったプリズムの底面は少し湾曲していた。プリズムAに臨界角以上で光を入射すると全反射が起きる。プリズムBが十分離れているとそれ以上何も起こらない。しかし、プリズムBがプリズムAに接触すると、プリズムBに光が出てくる。このとき、ニュートンはプリズムの接触面積より広い

面積にわたって光が出てくることを発見した。つまり、プリズムAからプリズムBへ薄い空気ギャップを介して光が通り抜けてきた（トンネルした）ことになる。

このような光の透過の現象が、ポテンシャル障壁を通り抜ける電子のトンネル現象と等価であることが以下のような考察から示せる^{5,6)}。簡単のため、図2のような1次元のポテンシャル障壁を透過する電子波を考える。ポテンシャルを $V(z)$ とするとシュレーディンガー方程式は、

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \{E - V(z)\} \right] \psi(z) = 0 \quad (1)$$

と書ける。障壁層（領域II）でのポテンシャルを V_0 とし、 $E < V_0$ とすると、障壁層内での波動関数は指数関数的に減衰するエバネセント波となり、 $\kappa = \{2m(V_0 - E)/\hbar^2\}^{1/2}$ により $\psi(z) \propto \exp(-\kappa z)$ のようになる。障壁層が十分に薄いと、よく知られているように領域Iに入射した電子は $E < V_0$ でも領域IIIにトンネルできる。

ニュートンの実験を理想化すると、光に対する障壁構造としては図2(b)のようなものを考えればよい。つまり、屈折率 n_1 をもつ2つの媒質が屈折率 n_2 ($n_2 < n_1$) の薄いギャップ層を隔てて近接している系である。このような系を、角周波数 ω 、波動ベクトル $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z)$ で伝搬する光波は、マクスウェル方程式から導かれる波動方程式、

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + \left\{ \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(z) - k_x^2 \right\} \right] A(z) = 0 \quad (2)$$

を満たさねばならない。ここで、媒質Iでの入射角を θ とすると $k_x = (\omega/c) n_1 \sin \theta$ である。 $A(z)$ は光波に伴う電場または磁場の成分で、s-偏光に対しては電場の成分 E_y 、p-偏光に対しては磁場の成分 H_y を対応させればよい。式(1)と式(2)は、

$$\frac{2m}{\hbar^2} \{E - V(z)\} \Leftrightarrow \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(z) - k_x^2 \quad (3)$$

の対応をとると、一致することに注意されたい。つまり、

神戸大学工学部電気電子工学科 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)
E-mail: hayashi@eedept.kobe-u.ac.jp

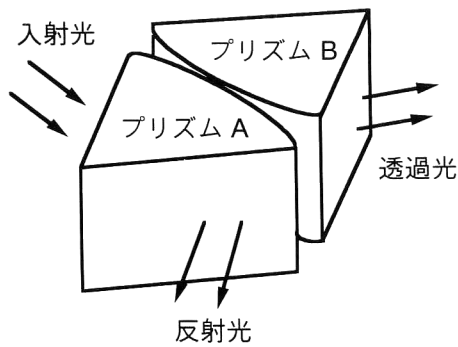


図1 ニュートンによる光トンネリングの観察.

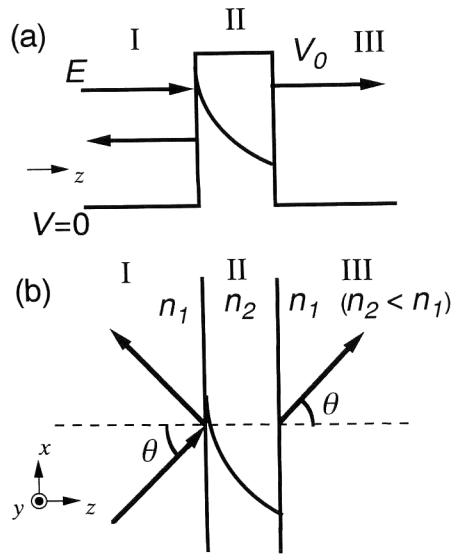


図2 (a) 1次元ポテンシャル障壁をトンネルする電子, (b) 光に対する障壁構造とトンネリング.

電子と光のトンネリングの問題は数式的にも同等に扱えるということである。ただし式(3)は多対多の対応関係であり、例えば、電子のエネルギーの変化は、光のエネルギー変化あるいは入射角の変化に対応することに注意する。媒質 I に入射した光波の媒質 III への透過率は、各境界面での境界条件を適用することにより求めることができる。 θ が全反射の臨界角以上のとき、媒質 II 内での光波の振幅は、 $\kappa' = (\omega/c)n_1\{\sin^2\theta - (n_2/n_1)^2\}^{1/2}$ により $A(z) \propto \exp(-\kappa'z)$ のように表され、電子の場合と同様エバネセント波になる。媒質 II が十分に薄い場合には、媒質 III への透過率は有限の値をもち、光のトンネリングが可能である。

ニュートンの実験のプリズム B(図1)、または図2(b)の媒質 III は、見方を変えると、エバネセント波を伝搬光に変換する素子と考えることができる。最近注目されている近接場顕微鏡でも、同様のプロセスで光の回折限界を超

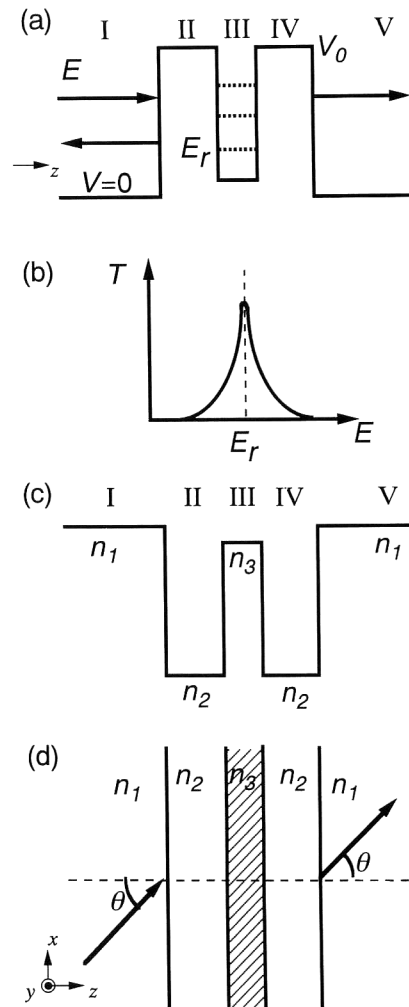


図3 (a) 二重障壁構造での電子の共鳴トンネリング, (b) 電子の透過率の入射エネルギー依存性, (c) 光に対する二重障壁構造の屈折率分布, (d) 光に対する二重障壁構造.

える像が得られている。つまり、物体表面にエバネセント波を発生させておき、それを金属の鋭いチップで散乱光に変換したり、鋭い先端をもつ光ファイバーで伝搬光に変換してファイバー内に光を導き、物体表面の像を得るというものである⁷⁾。これらも、広義の光トンネル現象を利用したものであるといえよう。

2. 光の共鳴トンネリング

電子が図3(a)のような二重障壁構造 (double barrier structure, DBS) を透過するとき、いわゆる共鳴トンネリングが生じる⁸⁾。図中の領域 III は、量子井戸となる。この領域には、波動関数が山をもつような量子準位ができる。領域 I に入射した電子のエネルギー E が量子準位のエネルギー E_r に一致するとき、電子が領域 V にトンネルする確率 T はピークを示す (図3(b))。これが、電子の共鳴トンネリングである。実際に、電子に対する DBS は

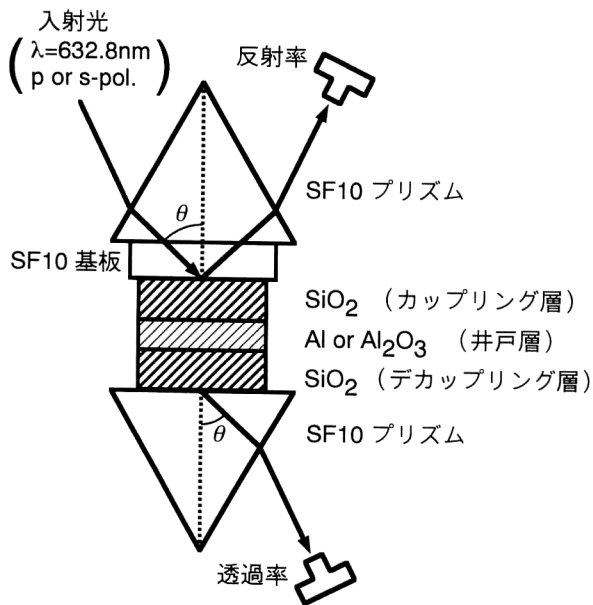


図4 光の共鳴トンネリングの実験配置。

GaAs 系半導体積層膜で実現され (共鳴トンネルダイオード), 高速デバイスに応用されている⁹⁾。

それでは, 光についても共鳴トンネルの現象が存在するのであろうか? そのような素朴な疑問に答えるために, 筆者らは多層膜系での共鳴フォトントンネリングの実験と理論的解釈を試みた¹⁰⁾。光に対する DBS (photonic double barrier structure, PDBS) とはどのようなものになるだろうか? 図2の延長線上で考えると, 図3(c) のような屈折率分布をもった図3(d) の五層系により PDBS を実現できることに気づく。筆者らは, 屈折率の高い SF10 プリズムを用いて図4のような系を実際に構築し, 反射率と透過率を入射角の関数として測定した。式(3)の対応関係によれば, 入射光の波長が一定のとき入射角を変化させることは, 電子のエネルギーを変化させることと同等である。井戸層には Al 薄膜または Al₂O₃ 膜を用い, カップリング層, デカップリング層としては SiO₂ 膜を用いた。なお, Al 薄膜は真空蒸着法で作製し, Al₂O₃ 膜と SiO₂ 膜は高周波スパッタリング法で作製した。入射光には, He-Ne レーザーの 632.8 nm 発振線を用いた。

図5に井戸層が Al 薄膜の場合の実験結果¹⁰⁾を示す。井戸層, カップリング層, デカップリング層それぞれの膜厚は, 約 19, 857, 687 nm であった。図5(a)は入射光を p-偏光, 図5(b)は s-偏光とした場合である。図5(a)からわかるように, 全反射の臨界角 ($\theta_c=58.4^\circ$) 以上の入射角で反射率に鋭い落ち込みがみられ, 全く同じ角度で透過率にピークがみられる。s-偏光入射の場合には, 反射率, 透過率ともに落ち込みやピークはみられなかった。図6に

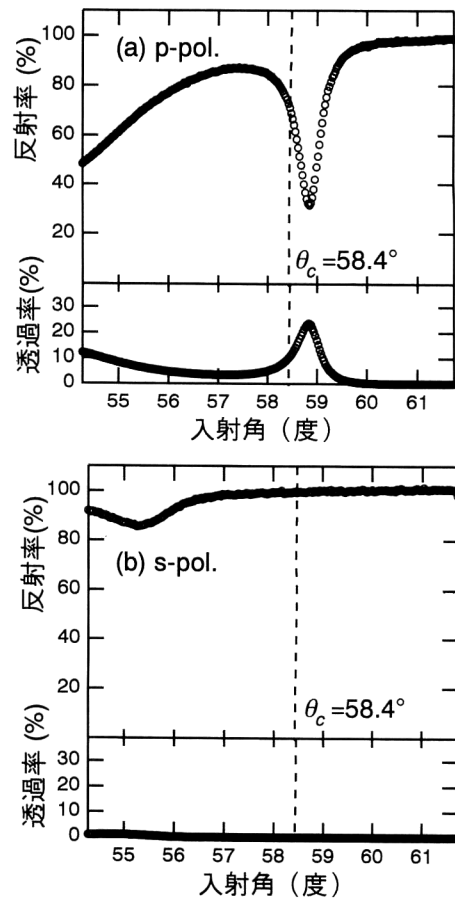


図5 井戸層が Al 薄膜の場合の実験結果。(a) p-偏光入射, (b) s-偏光入射。

Al₂O₃ を井戸層にして同様の実験を行った結果を示す。井戸層, カップリング層, デカップリング層それぞれの膜厚は, 約 36, 784 nm, 1.04 μm であった。図からわかるように, Al₂O₃ 井戸層の場合には p-, s-偏光両方について, やはり全反射の臨界角以上で反射率の鋭い落ち込みと透過率のピークが観測された。これらの実験結果は, 電子の場合と同様に PDBS が実現され, 共鳴フォトントンネリングが起きることを物語っている。図5, 6には, 全反射角以下で反射率と透過率に構造がみられるが, これは後述のように通常の多重反射干渉の結果でありトンネル現象ではない。

光の場合には, どのようなメカニズムで共鳴トンネリングが起こるのだろうか? また, 光はどのような共鳴単位を介してトンネルするのだろうか? このような疑問に答えるためには, 図7に示したような三層系での電磁氣的固有モードについて考察する必要がある。複素誘電率 $\epsilon(\omega)$ をもつ井戸層が誘電率 ϵ_m の媒質に挟まれているとする。Yang ら¹¹⁾の詳しい解析によると, このような三層系には表面モードが存在することがわかっている。表面モードと

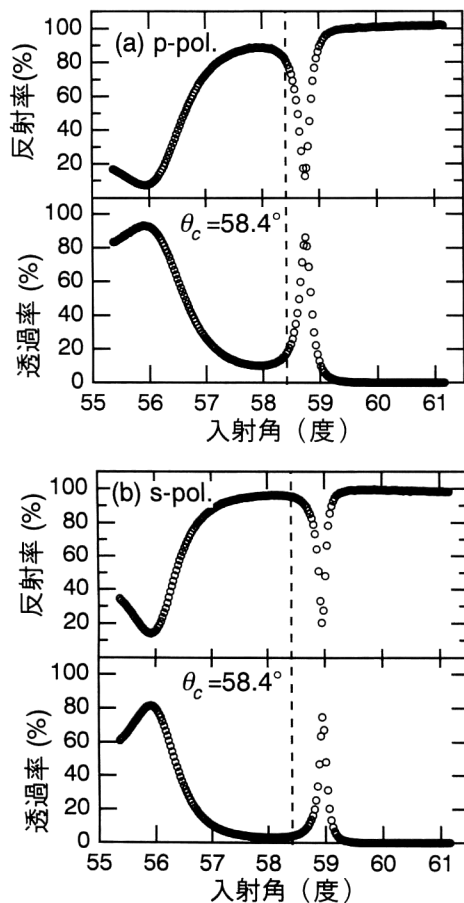


図6 井戸層が Al_2O_3 薄膜の場合の実験結果。(a) p-偏光入射, (b) s-偏光入射。

は、井戸層に沿って伝搬し、井戸層の外側では界面から遠ざかるに従って指数関数的に減衰するようなエバネセント波のことである。図7(b)に示したように、 $\epsilon(\omega)$ の実部を横軸に虚部を縦軸にとった複素平面上で、中心が実軸上の $\epsilon_m/2$ にあり半径を $\epsilon_m/2$ とする半円の外側に $\epsilon(\omega)$ が位置するとき、表面モードが存在することがわかっている¹¹⁾。光のトンネリングでは、このような表面モードが共鳴の中間状態となり得る。

井戸層が金属の場合、 $\epsilon(\omega)$ の実部は負の値をとり、虚部は比較的小さい値をとる。このときには、いわゆる表面プラズモンポラリトン (surface plasmon polariton, SPP) が表面モードとして存在する。これは、自由電子のプラズマ振動と電磁波が結合したポラリトンモードである。特に金属膜が薄いときには、2つの表面上でのSPPが結合し長距離伝搬モード (long-range surface plasmon polariton, LRSPP) が生じる¹¹⁾。このようなLRSPPは、プリズムを用いた全反射減衰法で励起できるが、もともとSPPはTM波であることからp-偏光入射に対してのみ励起される。図5(a)に示した実験結果は、Al薄膜に沿っ

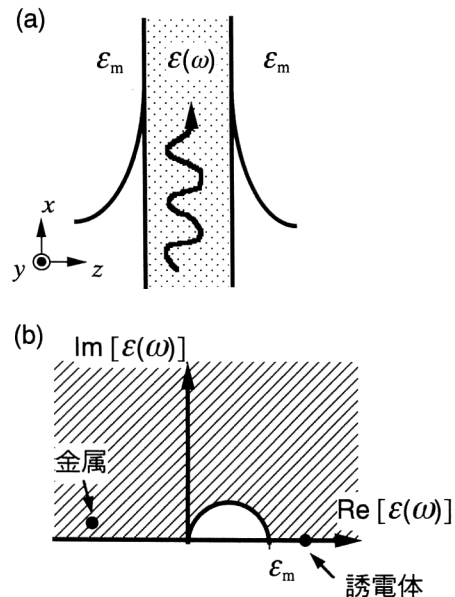


図7 (a) 三層系の表面モードの概念図, (b) 表面モードの存在条件。

て伝搬するLRSPPを共鳴準位とした共鳴トンネリングであると解釈できる。つまり、全反射の臨界角以上でp-偏光を入射すると、カップリング層内にエバネセント波が誘起される。入射角を変化させると、このエバネセント波の位相速度が変化し、ある入射角でLRSPPの位相速度と一致するので、LRSPPが励起される。LRSPPが励起されると膜の反対側であるデカップリング層内にもエバネセント波が誘起される。ここにプリズムを近づけると、エバネセント波が伝搬光に変換され透過光として取り出される。このようなプロセス全体をみると、LRSPPを介した共鳴トンネリングが生じたといえる。s-偏光入射の場合には、LRSPPは励起されないのでトンネリングは生じない。

井戸層が Al_2O_3 のような誘電体の場合は、 $\epsilon(\omega)$ の実部が正の値をとり、虚部は非常に小さい。このときには、三層系の表面モードはいわゆる TM_n , TE_n 導波モードとなる^{11,12)}。 Al_2O_3 膜を用いた実験では、p-, s-両方の偏光でトンネリングが観測された。詳しい解析によれば、それらは、 TM_0 , TE_0 モードを中間状態とした共鳴トンネリングであることが結論される。図5および図6の実験結果は、電磁気学に基づいた透過率、反射率の理論計算でうまく再現されることを付記しておく¹⁰⁾。

多層膜系の通常の多重反射干渉でも、反射率や透過率に落ち込みやピークがみられるが、上述のトンネリングがそれらと根本的に異なる点は、エバネセント波が本質的な役割を果たしている点である。通常の多重反射干渉では、伝搬光だけが関与しておりエバネセント波はなんら関与していない。ここでは詳しく述べる余裕がないが、 2×2 trans-

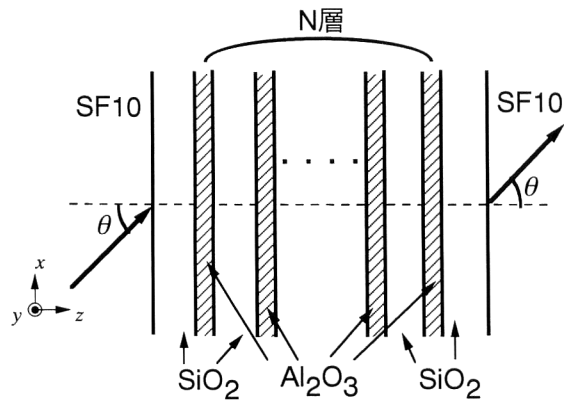


図8 井戸層を N 個積層したトンネル構造.

fer matrix 法を使った理論解析によると、電子と光の共鳴トンネルは全く同じ形式で取り扱え、共鳴条件も全く同じ式で書けることがわかっている¹⁰⁾.

3. フォトニック原子から分子、結晶へ

電子系の場合、原子を複数個集めると分子、さらに周期的に配列すると結晶ができる。このとき、電子状態は原子を N 個集めると N 個に分裂し、周期的に配列するといわゆるエネルギーバンドが形成される。光についても同じことが成立し、現在いろいろな系についてフォトニックバンドが盛んに研究されている。本稿で扱っている多層膜系でもそのようなことが可能である。

図7に示した光子の井戸構造(三層系)には表面モードが存在する。この表面モードを原子に局在した電子の波動関数に対応させると、三層構造はフォトニック原子とみなせるであろう。それでは、三層系を N 個積層したときの共鳴トンネリングはどのようになるのであろうか? 筆者らは、図8に示した Al_2O_3 井戸層(膜厚 60 nm, 屈折率 1.79)と SiO_2 障壁層(膜厚 800 nm, 屈折率 1.47)を交互に N 層積層し、さらにカップリング、デカップリング層を介して2つの SF 10 プリズムで挟んだ系の He-Ne レーザー光(632.8 nm)に対する透過率を計算してみた。図9に $N=1, 2, 10, 100$ について s-偏光入射の場合の計算結果を示す。 $N=1$ の場合は前述の PDBS と全く同様で、全反射領域に TE_0 導波モードを介した共鳴トンネリングのピークが1つみられる。 $N=2$ の場合には、フォトニックアトム間の結合が生じ、ピークが2つに分裂し、 $N=10$ では、10本に分裂する。 N が大きくなるに従ってさらに分裂が進み($N=100$)、最終的にはバンドを形成することがみてとれる。p-偏光入射の場合にも類似の結果が得られている。筆者らは、上述の計算結果を実験的に確かめ、フォトニック原子から分子、結晶への移り変わ

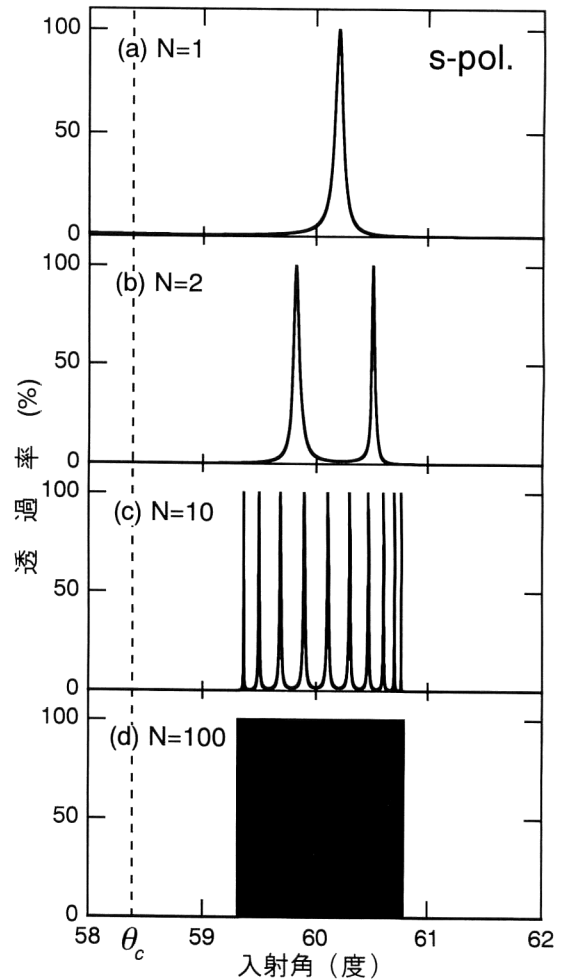


図9 光の透過率の層数依存性.

りをみようとしているところである。

現時点ではあまり注目されていないようであるが、光にも電子と同様のトンネル現象が存在する。光がトンネルする際に、光速を超えてトンネルするという理論^{6,13)}、実験¹⁴⁾の報告も存在する。これは非常に興味をそそる基礎的な問題である。応用面からは、古くから高性能の光学フィルターを作製するという目的で、トンネル現象が使われてきたようである。しかし、トンネリングのメカニズムなど物理的な解析は十分に行われてこなかった。トンネル現象は本質的にエバネセント波の問題であり、近接場光学の発展とともに今後新しい応用の道が開けてくるものと予想される。

文 献

- 1) 藤村 徹, 伊藤 正: “フォトニック結晶と近接場分光”, 光学, 28 (1999) 491-495.
- 2) E. Yablonovitch: “Photonic band-gap structures,” J. Opt.

- Soc. Am., **10** (1993) 283-295.
- 3) C. M. Spikoulis ed.: "Photonic Band Gap Materials," *Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Photonic Band Gap Materials* (Greece, 1995). (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996).
 - 4) Sir I. Newton: *Opticks or A Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of Light* (Dover Publications, New York, 1952) pp. 193-194, pp. 205-206.
 - 5) R. Y. Chiao, P. G. Kwiat and A. M. Steinberg: "Analogies between electron and photon tunneling," *Physica B*, **175** (1991) 257-262.
 - 6) B. Lee and W. Lee: "TM-polarized photon tunneling phase time in a frustrated-total-internal-reflection structure," *J. Opt. Soc. Am. B*, **14** (1997) 777-781.
 - 7) 堀 裕和: "フォトン走査トンネル顕微鏡とその理論的解釈", *応用物理*, **61** (1992) 612-616.
 - 8) E. L. Wolf: *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (Oxford University Press, New York, 1989) pp. 68-72.
 - 9) H. Mizuta and T. Tanoue: *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995) pp. 133-177.
 - 10) S. Hayashi, H. Kurokawa and H. Oga: "Observation of resonant photon tunneling in photonic double barrier structures," *Opt. Rev.*, **6** (1999) 204-210.
 - 11) F. Yang, J. R. Sambles and G. W. Bradberry: "Long-range surface modes supported by thin films," *Phys. Rev. B*, **44** (1991) 5855-5872.
 - 12) A. Yariv and P. Yeh: *Optical Waves in Crystals* (John Wiley & Sons, New York, 1984) pp. 405-424.
 - 13) A. M. Steinberg and R. Y. Chiao: "Tunneling delay times in one and two dimensions," *Phys. Rev. A*, **49** (1994) 3283-3295.
 - 14) A. M. Steinberg and R. Y. Chiao: "Subfemtosecond determination of transmission delay times for a dielectric mirror (photonic band gap) as a function of the angle of incidence," *Phys. Rev. A*, **51** (1995) 3525-3528.

(1999年5月10日受理)