

ナノフォトニクスのための近接場光学入門

大 津 元 一

Introduction to Near-Field Optics for Nano-Photonics

Motoichi OHTSU

Present and past of near field optics are reviewed. Electric dipole interaction model is presented to give a basic concept of optical near-field. For more general discussions, classical, semiclassical, and quantum theories are described.

Key words: optical near-field, dipole, probe, microscopy, nano-photonics

ナノテクノロジー (NT) の研究開発に象徴されるように、科学技術の重要な方向のひとつは材料を微小化して高度集積化デバイスを開発し、これによりシステムの大容量・高速化をめざすことである。ところで、光技術は以前より情報の通信、記録、表示などの情報技術 (IT) を担ってきたので、NT を光技術に利用すれば IT の性能が飛躍的に向上する可能性がある。この観点に立てば、光による NT、すなわち筆者が「ナノフォトニクス」^{1),*1} と命名した光科学技術は将来への必然的な方向である。

ところで、最近ではナノメートル寸法の材料を多数用いた量子ドットレーザー、微小共振器レーザー、フォトニック結晶などが研究されているが、これらはナノフォトニクスとは無縁である。なぜならば、これらは伝搬光を情報キャリアーとして使っているからである。伝搬光は波動の基本的な性質、すなわち回折のためにそのエネルギーは波長の寸法程度以下の領域に集中しない。

ナノフォトニクスの実現には、情報キャリアーとしての光のエネルギーが集中する領域の寸法がナノメートルでなければならない。さらに、そのような「微小な光」を発生し使用するためには、1 個～数個のナノメートル寸法材料で光デバイスを構成する必要がある。これらを実現するのが近接場光である。以上の状況を図 1 にまとめる。本稿では、ナノフォトニクスを支える基礎概念である近接場光について解説する。詳細は文献 2-5) を参照されたい。

さて、本論に入る前に、近接場光学、ナノフォトニクスの歴史と現状について簡単に触れておこう。近接場光を高分解能の光学顕微鏡として利用する提案は 1928 年にさかのぼるが⁶⁾、この段階では旧来の光学の計測への応用の話題にすぎず、したがってそれ以降長年顧みられることはなかった。しかし、近接場光の本質は微小物質と電磁場のナノメートル寸法領域での局所的な共鳴相互作用であるので、1980 年代以降はこの観点から理論的な枠組みを確立し、それを基礎として単なる計測技術ではなく情報通信、情報記録などを担うナノ光機能、デバイス、システムを実現し、ナノフォトニクスを構築する試みが始まった。そのためには、実験と理論の両面からの革新的なアプローチが不可欠であったが、そのひとつは近接場光を検出、発生させる基本的なナノ寸法デバイス、すなわちファイバースコープの製作である。これについては、わが国で 1980 年代初頭から開始され⁷⁾、その先端寸法が数ナノメートルに達する微小化、10% に達する高い発生検出効率、などが実現している³⁾。この結果、「ファイバースコープの効率が低い」という通説は遠い昔話となった感がある。このデバイス開発と歩をほぼ同じくし、欧米では 1980 年代に顕微鏡への応用が提案され⁸⁾、一方わが国では、ファイバースコープの基本技術を進展させてナノフォトニクスに至る研究開発が始まった。また、ナノフォトニクスよりもさらに微小寸法の極限的な科学技術としてのアトムフォトニクスを近接

東京工業大学大学院総合理工学研究科 (〒226-8502 横浜市緑区長津田町 4259) E-mail: ohtsu@ae.titech.ac.jp

*1 (財)光産業技術振興協会では筆者の提案により 1995 年に「ナノフォトニクス懇談会」が発足し、現在に至っている。

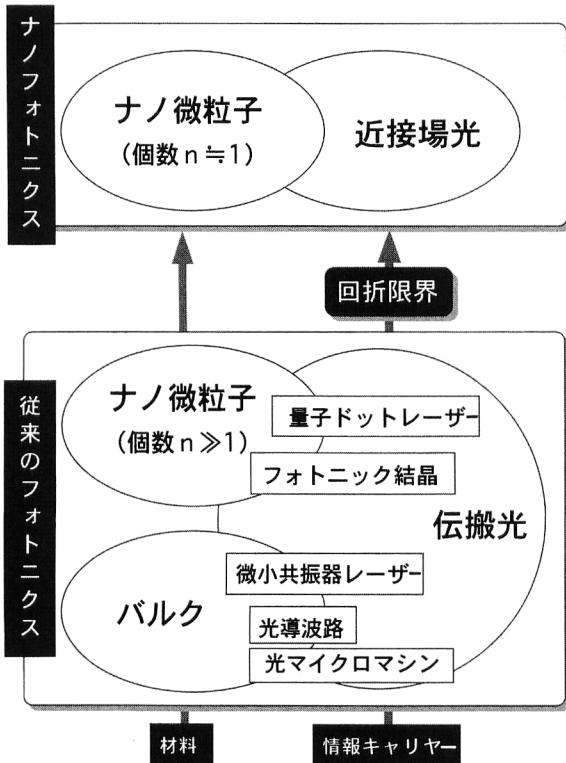


図1 従来のフォトニクスとナノフォトニクスとの違い。

場光で実現する研究も、わが国で1990年代初期に開始され現在に至っている³⁾。

1. 近接場光の考察の手がかり

近接場光とは、光を物質に照射したときに、物質表面から照射光の波長に比べ十分近い位置に発生する電磁力線によって表される電磁場である。ナノフォトニクスでは、特にこの物質の寸法が波長に比べはるかに小さい場合を扱う。ただし、この物質の寸法は、それを量子論で記述したときの状態関数の広がり程度の程度を表すドブロイ波長よりは大きいものとする。近接場光は次の2つの主な性質をもつ。(a) 非伝搬である。いいかえると物質表面に局在している。(b) エネルギーは物質表面から遠ざかるにつれ減少する。その減少の度合いを表す「しみ出しの厚み」は物質の寸法程度である。

このような近接場光の発生、検出の過程を直感的に把握するための最も単純なモデルは単一の電気双極子を用いる

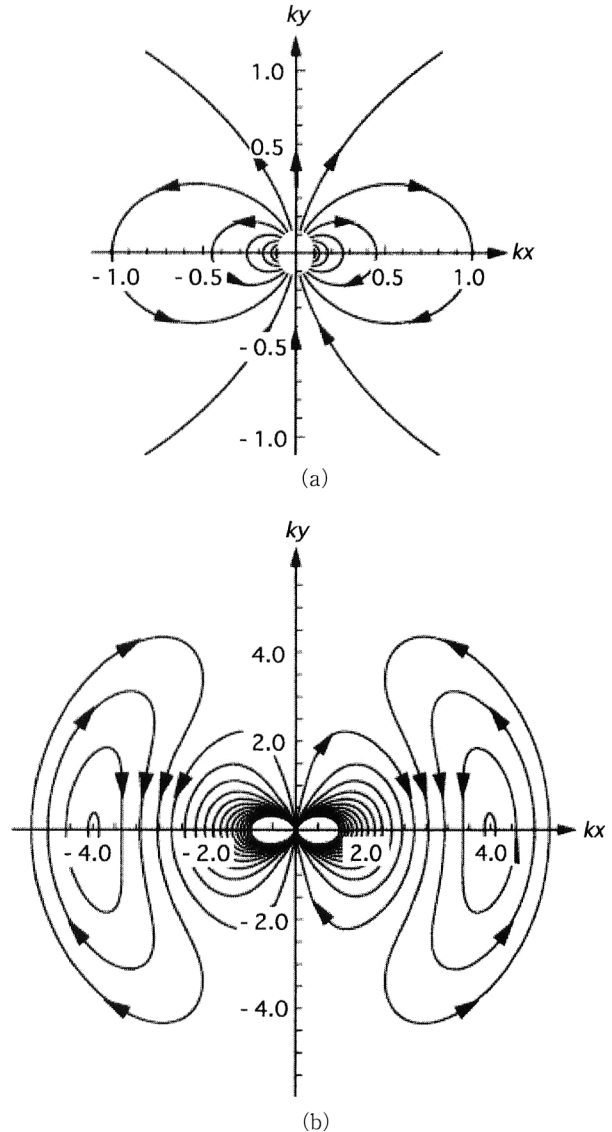


図2 電気双極子モーメント \mathbf{p} がその周囲の空間につくる全電場の電磁力線。横軸、縦軸はおのおの k_x , k_y で示している。 k は波数。(a) 中心部分、(b) 全体図。

ものである。真空中で時間的に振動する電気双極子モーメント \mathbf{p} から発生する電磁場の電磁力線は、図2(a), (b) のようになる。図2(a) は図2(b) の中心部分 (すなわち $|\mathbf{k}r| < 1$ の領域、 \mathbf{k} は波数ベクトル、 \mathbf{r} は \mathbf{p} を原点とする位置ベクトル) を拡大したもので、これが近接場光に対応する^{*3}。これは \mathbf{p} から発して \mathbf{p} に終端しているので非伝搬光であることを表しており、上記の性質 (a) に対応する。一

^{*2} これは近接場光学顕微鏡とよばれている。なお、その英文名としては、初期の研究を行った機関での特許権の主張などにも関連して SNOM, NSOM, PSTM などの頭文字で表されるさまざまな英語の呼称が与えられていた。これらは近接場光学顕微鏡が走査プローブ顕微鏡 (SPM) の一種であることを意識した呼称になっているが、学術的に確固たる根拠に基づいたものではないのでいまだに統一的な呼称とはなっておらず、正式な名前でもない。フルネーム near-field optical microscope を使うことが妥当であろう。近接場光学顕微鏡はナノフォトニクスのうちの計測分野における装置のひとつに過ぎないので、今後のナノフォトニクスの発展につれ上記の不統一な呼称は消滅するであろう。

^{*3} 光を発生する物質の寸法を a とすると、 $|\mathbf{k}|a < |\mathbf{k}r| \ll 1$ は近接場条件とよばれている。一方、 $1 \ll |\mathbf{k}r|$ は遠隔場条件、さらに両者の中間の $|\mathbf{k}|a \leq |\mathbf{k}r| \leq 1$ は準近接場条件とよばれている。また、これらの条件が成り立つ \mathbf{r} の範囲はおのおの、近接場領域、遠隔場領域、準近接場領域とよばれている。

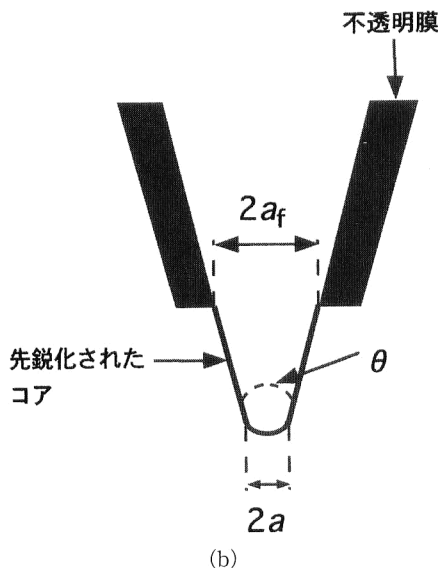
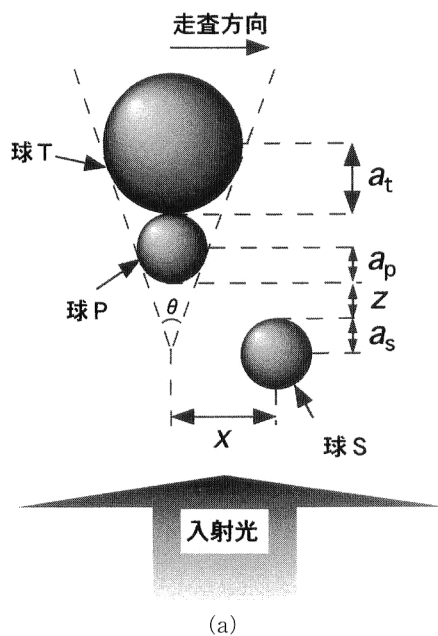


図3 近接場光の発生, 散乱, 検出の様子. (a) 球 S, P, T の配置と走査方向. a_s, a_p, a_t はこれらの球の半径. θ は円錐角. x, z は球 S, P 間の水平, 鉛直方向距離. (b) ファイバープローブの構造. a は先端曲率半径 (図(a)中の a_p に対応), a_f は開口部の根元半径. θ は円錐角.

方, 図 2(b) において, その外側にある閉曲線状の電気力線は遠隔場領域へと回折しながら伝搬する光を表している. 従来の光技術で使っているのはこの光である.

ここで, 近接場光学顕微鏡を例にとって考察しよう. この顕微鏡では, 図 3(a) に示すように, 試料となる微小な球 S に入射光 (その電場は E_0) を照射し, その表面に近接場光を発生させる. 非伝搬光である近接場光を検出するためにプローブとして使われる微小な球 P を近づけて, これ

により近接場光を散乱させ, その散乱光強度を遠方で測定する^{*4}.

ここでは球 S にプローブとなる微小な球 P が近接しているので, 球 P にも入射光が同時に照射される. この状況では, 入射光の電場 E_0 により 2 つの球には電気双極子モーメントが発生する. これらの電気双極子モーメントが新たな電場を発生し, その電場が相手の球に電気双極子モーメントを変化させる. このような電磁的相互作用は双極子間相互作用とよばれる. この結果発生した電気双極子モーメントのすべてが源となって発生する電磁場のうちの散乱光成分の強度を遠方で測定する.

実際には, 球 P の代わりにファイバープローブを使う. それは図 3(b) に示すように円錐形であるため, その先端部と試料との間の双極子間相互作用は円錐部と試料との間の双極子間相互作用に覆い隠される傾向をもつようになる. 簡単のために, ファイバープローブを, 図 3(a) に示すように半径 a_p の球 P に, それよりも大きな半径 a_t をもつ球 T が接続したものと近似する. ここで, a_t の値は円錐角 θ と半径 a_p によって決まる. このとき球 S-P 間の双極子間相互作用とともに球 S-T 間の双極子間相互作用も考えることにより, 近接場光の発生と検出に関する特性が明らかになっており, 次のように多様な実験結果と対応している: (1) 信号強度は a_p とともに増加する. (2) 分解能はほぼ a_p であり, 入射光の波長とは無関係である. (3) 試料のまわりの近接場光エネルギーの空間分布の厚みは試料の半径 a_s 程度である. (4) プローブと試料の鉛直方向距離 z が増加すると信号感度, 分解能は劣化する. (5) 背景光に対するコントラストは $a_p = a_s$ のときに最大となる (寸法依存の共鳴効果). (6) 集光モードの近接場光学顕微鏡において入射光が s 偏光の場合, 試料形状の凹凸に対して画像の明暗が反転し, さらに走査方向に依存する端部効果がある⁹⁾. p 偏光の場合, 画像の明暗は反転しないが, 偏光に依存する端部効果がある. (7) θ の値の増加とともに, 球 P による高い分解能での近接場光の散乱の効果が球 T による散乱の効果に隠される傾向をもつ. 両者の効果の大きさの比をファイバープローブの明瞭度 V と定義すると, V の値は θ の増加とともに減少する. また, 試料とプローブとの鉛直方向距離の増加によっても減少する⁹⁾. (8) ファイバープローブの根元の部分に不透明膜を塗布すれば, コントラストと明瞭度を増加させることができる. (9) 屈折率の大きな材料をプローブとして用いると信号強度が増加する. そのためには, たとえば (a) 図 4(a) に示すよう

*4 この測定法は集光モードとよばれている. これとは反対に, 球 P に入射光を照射し, 発生した近接場光で球 S を照明し, 球 S で散乱された光強度を測定する方法は照明モードとよばれている. 本稿での議論は両モードに対して成り立つ.

に、シリコンを材料としてつくられたプローブを用いること¹⁰⁾、(b) 図4(b) に示すように、先端部が金属で覆われたファイバークラウドプローブを金属のプラズマ振動数付近で使うこと^{11),*5}、が有効である。

2. 一般的な取り扱い

一般的には、試料やプローブの物質の形状、構造に起因して発生する多数の電気双極子の振る舞いを取り扱う必要がある。この場合に発生する近接場光もやはり1章冒頭に示した性質 (a), (b) をもつが、これらに起因した各種現象を記述するために下記のいくつかの方法がある。

2.1 古典論と半古典論

2.1.1 自己無撞着法による古典論

巨視的な電磁現象を記述するマクスウェル方程式に基づき、ナノ寸法の領域の現象を記述する伝統的な方法は古典論とよばれている。この場合、試料、プローブなどの物質系の振る舞いは巨視的な屈折率または誘電率で表して電磁場を決定し、近接場光の空間分布を得る。古典論のひとつに、旧来のグリーン関数(伝搬関数)による自己無撞着法を流用したものがある³⁾。この方法では、まず近接場条件下でマクスウェル方程式から位置 \mathbf{r} における光の電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ が満たす波動方程式を導く。この式中、波源として働く分極 $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ は光の電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ によって物質中に生じるので、電気感受率 $\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ と電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ により与えられる。この分極を与える式と波動方程式とを連立して解を求める。この方法の利点は次の3点である。(a) 3次元の任意形状のプローブと試料からなる系を扱うことができる。(b) 電場のベクトル的な性質、すなわち偏光の効果を取り入れることができる。(c) 電場とプローブ、試料、基板の近接場領域での相互作用とその伝搬成分を考えることにより、理論値と実験データとの比較ができる。

ただし、具体的な結果を得るには長時間にわたる数値計算を使う必要があるので、物理的な直感に訴えるものではなく、見通しはよくない。この方法によりさまざまな数値計算が行われており、たとえば前章の(6)の特性が説明されている³⁾。

2.1.2 表面電荷に基づく古典論

近接場光学の発展のためには、前項のような既存の方法を流用するのではなく、近接場光を含む系の特徴をうまく捉えて基礎となる方程式を見直して書き換え、物理的直感

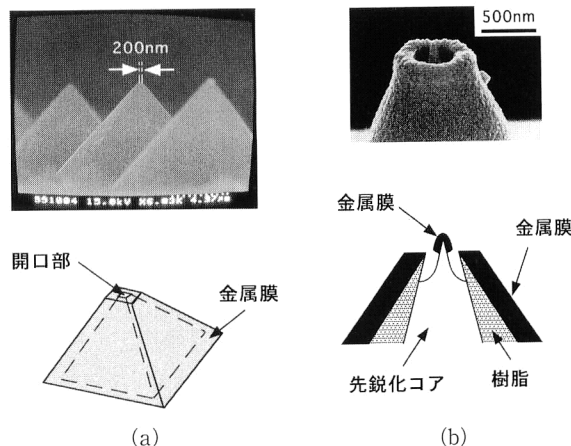


図4 高感度型のプローブの例。(a) シリコンを材料としたもの¹⁰⁾。(上) アレイ状に作製されたものの電子顕微鏡写真。(下) 構造説明図。(b) 先端が金属で覆われたファイバークラウドプローブ¹¹⁾。(上) 電子顕微鏡写真。(下) 構造説明図。

に訴えることができる見通しのよい理論モデルが必要である。本項では、このようなモデルのひとつについて概説する。このモデルの利点は、試料とプローブの寸法や試料・プローブ間距離が十分小さくて近接場条件が十分高精度に成り立つ場合、およびこれらの値が大きくなり準近接場条件を経て遠隔場条件に対応する場合の両方を統一的に扱えることである¹²⁾。

入射光の波長より十分小さい寸法の誘電体の周囲に発生した光の電場を近接場条件下で観測する場合は、時間遅れの効果が無視できるので、静電的問題に帰着する。特にここでは真電荷がない場合を扱うので、この静電的問題はガウスの法則を表す式 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ をもとに解くことができる。ここでは、ガウスの法則を誘電体中に拡張し、スカラーポテンシャル ϕ を用いると

$$-\Delta\phi(\mathbf{r}) \cong \left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\epsilon_0} \right) \mathbf{n}_s \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \int_s \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{s}) d^3\mathbf{s} \quad (1)$$

を得る。ただし、 ϵ_1 、 ϵ_0 はおのおの試料内外の誘電率、 \mathbf{n}_s は表面の外向き法線方向を表す単位ベクトル、 δ はデルタ関数、 \mathbf{s} は物質表面の位置ベクトルである。式(1)はポアソン方程式に他ならないので、これより誘起される表面電荷がつくる電気力線を求めればよい。その電気力線方向と本数が発生する電場ベクトル $\delta\mathbf{E}(\mathbf{r})$ の大きさと方向とに比例した量である。

ここで検出される光の強度を

$$I(\mathbf{r}) \equiv |\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \delta\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 - |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2 =$$

*5 図4(b)のファイバークラウドプローブは球Pに対応する先端部分が金属で覆われている。根元は、近接場光に起因する光以外が光検出器に入射することを防ぐために不透明な金属膜で覆われている。このようなファイバークラウドプローブを作製する技術がない場合、その代わりに走査トンネル顕微鏡用のプローブである金属針を流用することも考えられるが、金属針は近接場光と伝搬光との間のインターフェイス機能(すなわちプローブ外部の伝搬光と先端の近接場光のエネルギーの変換機能)、および近接場光以外に起因する光が光検出器に入射することを防ぐ機能の2機能を有しないことが致命的な欠点である。

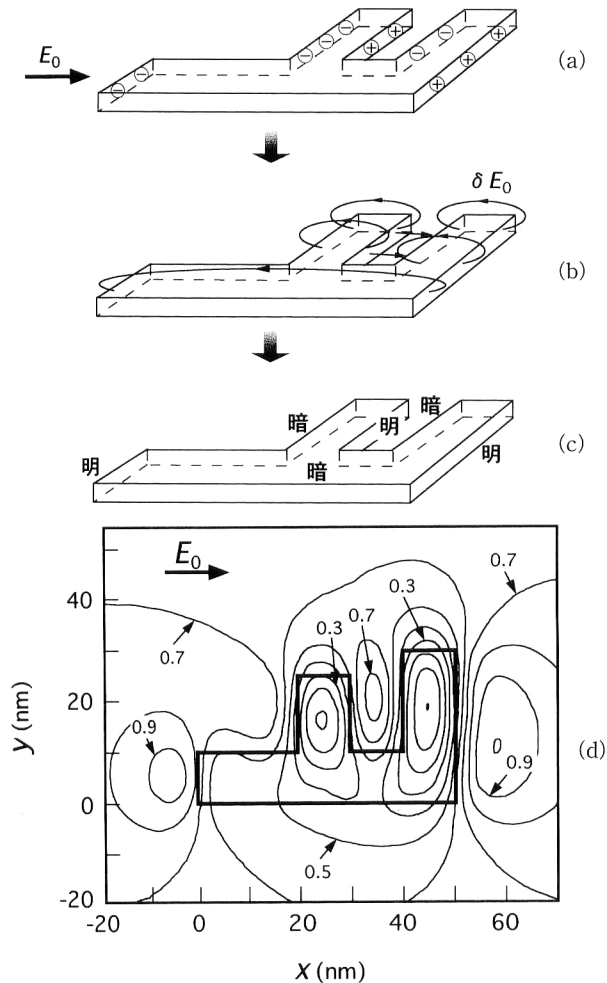


図5 アルファベットの大きな文字Fを裏返したような形の誘電体表面の光の強度 $I(\mathbf{r})$ の空間分布の図的な求め方。(a), (b), (c) はおのれの本文中の手順 (a), (b), (c) を表す。(d) 式(2)を用いた数値計算の結果¹³⁾。図中の等高線の高さを表す数値 η は文献14)の図1(a)の値と比較するために記した。式(2)の $I(\mathbf{r})$ はこの η と $I(\mathbf{r}) = 0.25\eta - 0.17$ の関係がある。

$$2\mathbf{E}_0(\mathbf{r})\delta\mathbf{E}(\mathbf{r}) + |\delta\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \quad (2)$$

と定義する。右辺第2行目の主要項は $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot \delta\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 、すなわち入射光と発生した光との干渉項である。電場 $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ 、 $\delta\mathbf{E}(\mathbf{r})$ が互いに逆向きであれば干渉項 $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot \delta\mathbf{E}(\mathbf{r})$ の値は負となり、強度が背景強度よりも小さくなる。

以上の考察の適用例として、アルファベットの大きな文字Fを裏返したような形の誘電体表面の光の強度 $I(\mathbf{r})$ の空間分布を求める手順を以下の (a)~(c)、および図5に示す。すなわち、(a) (図5(a)) 表面誘起電荷の面密度の空間分布を求める (式(1)の $\{(\epsilon_1 - \epsilon_0)/\epsilon_0\} \mathbf{n}_s \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ より)。(b) (図5(b)) 発生した光の電場 $\delta\mathbf{E}(\mathbf{r})$ の空間分布を求め

る。(c) (図5(c)) $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ と $\delta\mathbf{E}(\mathbf{r})$ の向きに注意して強度 $I(\mathbf{r})$ の空間分布を求め明るい箇所や暗い箇所を知る。

以上のようにして図的、直感的に求めることができるが、この光強度の空間分布を定量的に求めたいければ式(2)を用いて数値計算すればよい。その結果を図5(d)に示す¹³⁾。これは前項の自己無撞着法によっても求められているが¹⁴⁾、本方法の結果はこの方法による結果と一致しており、かつこの結果を得るための数値計算の時間は著しく短い*6。

以上の結果が集光モードの近接場光学顕微鏡の場合に適用され、1章の(6)をはじめとする種々の特性が説明されている。

以上の議論は、近接場条件から準近接場条件を経て遠隔場条件への移行の様子を記述する直感的描像も与えることができる。たとえば、準近接場条件下での近接場光学顕微鏡像において試料の前面が暗くなり、あたかも影ができたようになることが説明されている。この現象は、時間遅れの効果もたらした結果である。

2.1.3 半古典論

物質の寸法が光の波長に比べ小さい場合、エネルギーなどの内部状態が近接場光の測定結果に反映する。これらを記述するためには、電磁場はマクスウェル方程式に従う古典量として扱うが、物質系の応答はシュレーディンガー方程式に基づく量子論で決定する方法が用いられる。この方法は半古典論とよばれている。すなわち、線形応答理論に基づき、外場としての光の電場が電子多体系に照射される場合を考える。この系を表す量子力学的ハミルトニアンを書き下し、密度行列演算子のリュウヴィル方程式を解くことにより非局所的な電気感受率 $\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ を導出し、その場所での局所的な電磁場との積から物質系に誘起される分極を求める。この誘起分極が源となって、局所的な電磁場がマクスウェル方程式の解として求まる。誘起分極と巨視的な電磁場との間に互いに矛盾がないものが最終的な解となる。

ここでは、物質の電気感受率は非局所的であるので、ある場所での分極にはその場所以外での局所電磁場も影響してくる。物質系の電子相関距離と、微視的な電磁場を空間的に平均化して巨視的な電磁場を得る際の空間平均距離に関して、近接場光と物質とからなる系では特にこのような非局所性が重要になる場合がある^{15,16)}。

*6 図5(d)を文献14)の図1(a)と比較すれば、両者は互いに一致していることがわかる。ところで、図5(d)の等高線を求めるのに要した計算時間は学生用のパーソナルコンピュータを用いて1秒程度であった。これに対し、文献14)の図1(a)の等高線を求めるにはIBM RISC system/6000 model 970ワークステーションを用いて5分30秒かかっている。

2.2 量子論

原子, 分子, 量子ドットなどの物質とプローブとからなる系を考える場合, 光と物質励起を同時に考えることによって系の特徴を抽出できる場合がある. そのためには, 物質とともに電磁場も量子力学的に扱う. この方法は量子論とよばれている. 特に物質と近接場光からなるナノメートル寸法の系はその周囲の巨視的な系に囲まれているので, これら2つの系の結合系をうまく繰り込む必要がある.

近接場光学顕微鏡を例にとると, その2つの系はナノメートル寸法の物質系 (ファイバースプローブ先端, 近接場光を介して相互作用する試料) と巨視的な物質系 (光源, ファイバー, 基板, 光検出器など) である. 原子の多体系が相互作用しているので厳密解を得ることはできないが, 近接場光の理論を構築する目的はそのような多体系の厳密解を求めるのではなく, ファイバースプローブの先端と試料との相互作用, 相互作用の機構, 回折限界を超えた高分解能の原因などについて知ることである. さらに, 従来の光科学技術で研究されてきた伝搬光と物質との相互作用において暗黙のうちに仮定されている自由空間中の孤立系という枠を取り去ったとき, 従来の結果がどのように変更されるかということを知ることが重要である. このような要求に答えるために開発されている射影演算子と素励起モードの考え方をを用いた定式化について, 以下で説明する^{17,18)}.

上記のナノメートル寸法の系を副系 (n), これらを取り囲む上記の巨視的な系を副系 (M) とよぶ. 以後は副系 (n) のみを考え, 副系 (M) の影響は副系 (n) 中の試料とプローブとの電磁的相互作用の大きさを修正することにより取り込む. ここで副系 (n), (M) 中の各物質の状態を表す状態関数について考えよう. まず副系 (n) には試料, プローブがあるが, これらが単独に孤立して存在するときのエネルギー固有関数をおのおの $|s\rangle$, $|p\rangle$ と表す. さらに, これらの関数が基底状態か励起状態かを区別するときには添え字 g, e をつける. 一方, 副系 (M) は物質とその中の電磁場とからなる量子系である励起子-ポラリトンの状態関数 $|m_{(M)}\rangle$ により表す ($m_{(M)}$ は量子数).

さて, 興味の対象は副系 (n) なので, 2つの状態関数 $|\phi_1\rangle = |s_e\rangle |p_g\rangle |0_{(M)}\rangle$, $|\phi_2\rangle = |s_g\rangle |p_e\rangle |0_{(M)}\rangle$ を取り上げ, これらが張る空間 (P 空間とよぶ) を考える. 以後は, 考察の対象となる系の状態を表す状態関数 $|\psi\rangle$ をすべて P 空間の中で議論する. この方法は射影演算子法とよばれる. 試料, プローブの間での電磁的相互作用を量子力学的ハミルトニアン \hat{V} で表し, この中で入射光は副系 (M) を経て副系 (n) 中の試料, プローブを照射するので励起子-ポラリトンの消滅演算子, 生成演算子で置き換える. こう

して得られた \hat{V} に対し, 射影演算子の手法を用いて P 空間で有効な相互作用演算子 \hat{V}_{eff} を書き下す. P 空間において始状態関数が $|\phi_1\rangle$, 終状態関数が $|\phi_2\rangle$ であるとする, 相互作用の大きさは $V_{\text{eff}}(\text{ps}) = \langle \phi_2 | \hat{V}_{\text{eff}} | \phi_1 \rangle$ となる. ここで試料, プローブおのおののエネルギー固有値として, 寸法がおのおの a_s , a_p の無限に深いポテンシャル井戸中の電子のエネルギー固有値を採用する. さらに励起子-ポラリトンのエネルギーと運動量との間の関係を表す分散関係中の励起子-ポラリトンの有効質量 m_p を用いると, $V_{\text{eff}}(\text{ps})$ を書き下すことができる. 以上の議論と同様に今度は始状態関数が $|\phi_2\rangle$, 終状態関数が $|\phi_1\rangle$ であるとする, 相互作用の大きさ $V_{\text{eff}}(\text{sp})$ は添え字 p と s とを入れ替えたものとなる. そして, $V_{\text{eff}}(\text{ps}) + V_{\text{eff}}(\text{sp})$ が相互作用の大きさ V_{eff} となり, それは

$$V_{\text{eff}} \propto \frac{\exp\left(\frac{-\pi\mu_p r}{a_p}\right)}{r} + \frac{\exp\left(\frac{i\pi\mu_s r}{a_s}\right)}{r} + \frac{\exp\left(\frac{-\pi\mu_s r}{a_s}\right)}{r} + \frac{\exp\left(\frac{i\pi\mu_p r}{a_p}\right)}{r} \quad (3)$$

と表される⁷⁾. ただし r はプローブと試料との間の距離 $|\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_s|$, m_{ep} , m_{es} はおのおのプローブ, 試料中の電子の有効質量, $\mu_p = \sqrt{3m_p/m_{ep}}$, $\mu_s = \sqrt{3m_p/m_{es}}$ である. 式(3)右辺の第1項は, プローブの大きさに応じた空間分布をもつ電磁場がプローブの近傍に存在することを意味する. これは湯川関数であり r の増加とともに急激に減少するので, 近接場光に対応している. また, この項は, 基底状態のプローブが励起子-ポラリトンのエネルギー量子を放出し, 励起状態の試料に吸収される非共鳴過程に対応する. 第2項は伝搬光を表し, 励起状態の試料が励起子-ポラリトンを放出し, 基底状態のプローブに吸収される共鳴過程に対応する. 第3項, 第4項はおのおの第1項, 第2項においてプローブと試料とを入れ替えたものである. 以上は, 微粒子に光を照射するとその周囲には伝搬光 (散乱光) とともに近接場光が発生することを意味している.

式(3)右辺の第1, 3項より, 一般に半径 a の球の中の各位置 \mathbf{r}' に湯川関数で表される相互作用の源があると考えることができる. したがって, この球全体で源の総和をとることにより, 球の外部の任意の位置 \mathbf{r} における電磁場を表すスカラーポテンシャル $\phi(\mathbf{r})$ は

$$\phi(r) = \left(\frac{2\pi}{\mu^3}\right) \left[(1+\mu a) \frac{\exp\{-\mu(r+a)\}}{r} - (1-\mu a) \frac{\exp\{-\mu(r-a)\}}{r} \right] \quad (r > a) \quad (4)$$

となり, やはり湯川関数で表されることがわかる. ここで,

$\mu = \sqrt{3\pi m_p} / m_{e(a)} / a$, $m_{e(a)}$ は球の中の電子の有効質量である。この式右辺の関数の中で、分子の指数関数の値が $r=0$ のときの e^{-1} になるときの r の値を近接場光のしみ出し厚みと定義すると、それは $1/\mu$, つまり球の大きさ程度であることがわかる。以上をまとめると、巨視的な副系 (M) の効果を繰り込んだとき、微小な副系 (n) において仮想励起子ポラリトン (質量をもった仮想光子) を交換して働く相互作用の主要部は湯川ポテンシャルである。

以上で得られた仮想光子モデルでは、有限の相互作用範囲すなわち有限の有効質量をもつ仮想光子の媒介によって試料とプローブとの間に近接場光相互作用が生じ、それが湯川ポテンシャルで表されることを意味している。これは時間とエネルギーとに関するハイゼンベルクの不確定性原理から、観測にかかる時間に比べて十分短い時間の間ではエネルギー保存則を満たさないような過程が生じることに対応する。仮想光子とはこのような過程で発生する量子で、いわば物質励起の衣を着た光子である。

以上の結果を利用し、1章の(1)~(9)の特性が説明されている¹⁷⁻¹⁹⁾。さらに重要なことは、次に示すようにナノフォトニクスへの発展としてのナノ光スイッチング、アトムフォトニクスへの発展としての原子の捕獲と偏向の装置の設計指針などが得られていることである。

- (1) ナノメートル寸法の光スイッチ：これは大きさの異なる複数個の半導体量子ドットがその寸法程度まで近接して置かれたとき、隣り合う量子ドット間で近接場光相互作用によるエネルギー移動を生じることを利用したナノメートル寸法の光スイッチ動作の可能性を示すものである。図6に示すように、スイッチング動作の時間的振る舞いなどが得られている²⁰⁾。

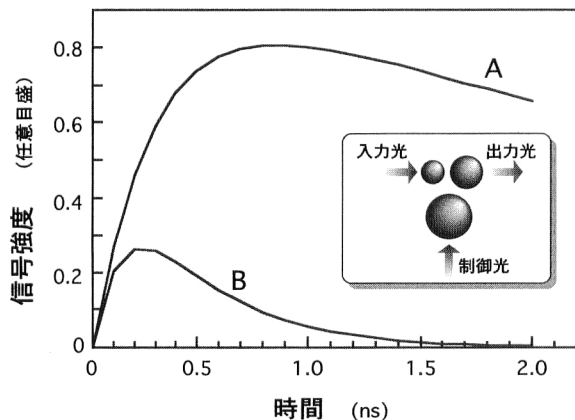


図6 ナノ光スイッチの出力信号強度の時間変化の計算結果。曲線 A, B はおのおのスイッチがオン, オフの状態に対応する²⁰⁾。内挿図は大きさの異なる3つの半導体量子ドットからなるナノ光スイッチの構造の概略。

- (2) 近接場光による原子の捕獲と偏向：ファイバースコープ先端に発生した近接場光と真空中を飛行する中性原子との相互作用を利用し、原子を近接場光中に捕獲したり、または原子の飛行方向を偏向する可能性について、そのための原子に対する捕獲ポテンシャル形状、偏向の散乱断面積などが求められている²¹⁾。

本節では微小な副系 (n) と巨視的な副系 (M) とが結合しているという描像を示したが、そのような系での共振器内量子電気力学的効果の出現が期待される。Casimir-Polder 効果²²⁾ は真空場のゆらぎと遅延に起因しているが、本節で展開した定式化では最初からこの2つを取り込んでいる。

本節で触れたように、微小な副系 (n) の構成要素間で交換される仮想光子の自由度に着目した P 空間を考え、それに射影を行うと物質励起の衣を着た光子という描像の定式化が可能となる。その取り扱いを発展させると伝搬する実光子との違い、仮想光子の位相、個数、相関といった問題、ひいては観測の問題と絡んで新しい知見が得られる可能性を含んでいる。

近接場光と相互作用する対象は原子、分子、さらにはナノメートル寸法の量子ドットのような低次元系である。このような系では、複数の熱浴との結合による競合が本質的となる。近接場光を光子と物質励起の混在するモードと捉えたとき、系のコヒーレンスを支配する基礎方程式、励起エネルギー移動の機構など、基本的な問題が未開拓のままである。このような基本的な問題を解明することにより、これまで回折限界によって制限されていた光科学技術に新しい展開が広がる。2章2節末尾の(1)で示したような新しい動作原理に基づくナノメートル寸法の光デバイスはその応用のひとつであり、これがナノフォトニクスを支援、発展させる。ただしその際、近接場光によってナノメートル寸法の物質、デバイスをつくるという「ナノの匠」の技術を極めることが不可欠である。

理論関係で議論いただいた科学技術振興事業団創造科学技術推進事業大津局在フォトンプロジェクトの小林潔博士、三宮俊博士に感謝します。

文 献

- 1) 大津元一：ナノ・フォトニクス (米田出版, 1999).
- 2) 大津元一：近接場光の基礎 (裳華房, 2002).
- 3) M. Ohtsu: *Near-Field Nano/Atom Optics and Technology* (Springer-Verlag, Tokyo/Berlin, 1998).
- 4) M. Ohtsu and H. Hori: *Near-Field Nano-Optics* (Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York, 1999).

- 5) 大津元一：光の小さな粒（裳華房，2001）。
- 6) E. A. Syngé: "A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region," *Phil. Mag.*, **6** (1928) 356-362.
- 7) M. Ohtsu: "Overview," *Near-Field Optics: Principles and Applications*, eds. X. Zhu and M. Ohtsu (World Scientific, Singapore, 2000) pp. 1-8.
- 8) A. V. Zvyagin, J. D. White and M. Ohtsu: "Near-field optical microscope image formation: A theoretical and experimental study," *Opt. Lett.*, **22** (1997) 955-957.
- 9) M. Naya, S. Mononobe, R. Uma Maheswari, T. Saiki and M. Ohtsu: "Imaging of biological samples by collection-mode photon scanning tunneling microscope with an apertured probe," *Opt. Commun.*, **124** (1996) 9-15.
- 10) T. Yatsui, M. Kourogi, K. Tsutsui, J. Takahashi and M. Ohtsu: "High density-speed optical near field recording-reading with a pyramidal silicon probe on a contact slider," *Opt. Lett.*, **25** (2000) 1279-1281.
- 11) T. Matsumoto, T. Ichimura, T. Yatsui, M. Kourogi, T. Saiki and M. Ohtsu: "Fabrication of a near-field optical fiber probe with a nanometric metallized protrusion," *Opt. Rev.*, **5** (1998) 369-373.
- 12) 坂野 齋, 堀 裕和: "光近接場の直感的描像", *電気学会論文誌 C*, **119-C** (1999) 1094-1099.
- 13) 荻原 篤: "微小誘電体試料における光の散乱", 山梨大学工学部電子情報工学科卒業論文, 1997年3月.
- 14) O. J. F. Martin, C. Girard and A. Dereux: "Generalized field propagator for electromagnetic scattering and light confinement," *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 526-529.
- 15) H. Ishihara and K. Cho: "Nonlocal theory of the third-order nonlinear optical response of confined excitons," *Phys. Rev.*, **B 48** (1993) 7960-7974.
- 16) Y. Ohfuti and K. Cho: "Nonlocal optical response of assemblies of semiconductor spheres," *Phys. Rev.*, **B 51** (1995) 14379-14394.
- 17) K. Kobayashi and M. Ohtsu: "Quantum theoretical approach to near-field optical system," *J. Microsc.*, **194** (1999) 249-254.
- 18) K. Kobayashi, S. Sangu, H. Ito and M. Ohtsu: "Near-field optical potential for a neutral atom," *Phys. Rev. A*, **63** (2001) 013806-1-9.
- 19) S. Sangu, K. Kobayashi and M. Ohtsu: "Optical near fields as photon-matter interacting systems," *J. Microsc.*, **202** (2001) 279-285.
- 20) K. Kobayashi, T. Kawazoe, S. Sangu, J. Lim and M. Ohtsu: "Theoretical and experimental study on a near-field optical nano-switch," *Technical Digest of Photonics Switching, OSA/IEEE LEOS Meeting* (Opt. Soc. Am., Washington, D. C., 2001) pp. 27-29.
- 21) K. Kobayashi, S. Sangu, H. Ito and M. Ohtsu: "Effective probe-sample interaction: Toward atom deflection and manipulation," *Near-Field Optics: Principles and Applications*, eds. X. Zhu and M. Ohtsu (World Scientific, Singapore, 2000) pp. 82-88.
- 22) E. A. Hinds: "Perturbative cavity quantum electrodynamics," *Cavity Quantum Electrodynamics*, ed. P. R. Berman (Academic Press, Boston, 1994) pp. 1-56.