電子材料ナノメータ領域評価技術 光近接場の直観的描像

特集解説

キーワード

光近接場, 近接場光学顕微鏡, 回折限界, 時間遅れの効果,
Maxwell の境界条件, 双対な電磁ポテンシャル, 磁流

坂 野 齋
堀 裕 和
山梨大学工学部

1. はじめに

近接場光学顕微鏡 (Near-field Optical Microscopy, NOM) は, 走査型プローブ顕微鏡の一種である. NOM では, 光を入射場とし, 小さな試料の散乱場を近傍に近づけた尖鋭なファイバースコープの先端で拾い上げて信号を得る. 特に, プローブ先端の幅と試料とプローブ先端との距離がともに光の波長より十分小さいような場合, NOM は回折限界を越え, 光の波長以下の分解能をもつ. 通常の光学顕微鏡では回折限界により, 波長程度以下のスケールの構造を観測できないことと対照的である. 光の波長以下のスケールの物体を対象とできる NOM の技術の進展により, 光近接場の利用の範囲は, 高密度の記憶媒体の開発や微細加工まで広がりつつある. しかし, 光近接場の物理的描像や NOM の原理等の基本的事項についての腑に落ちる説明はないようである. この記事では, 近接場/遠隔場の明確な定義のもと, 光近接場の説明を直観的に行いたい. §1 では基本的事項について述べる. 簡単な例を使って, 回折限界, 時間遅れの効果を説明したのち, 近接場/遠隔場の定義, 理想的近接場を規定する近接場条件の定義を述べる. §2 で理想的近接場で成立する準静的描像を直観的に説明する. §3 では, 近接場と遠隔場を統一的に記述するため, 双対なベクトルポテンシャルを導入する. これをもとに双対な Ampere の法則を導き, 近接場から遠隔場へどのように物理が移行するかを直観的に説明をする. §4 でまとめと展望を述べる.

1.1 身近な例: 超回折限界の観測

まず, NOM が回折限界を越える観測ができることを身近な例で示そう. 小石を池に投げ入れると, その小石の形に拘らず円形の波紋を生ずる. よって, 波源から遠方での観測で小石の形を知ることはできない. これは, 小石の大きさが水面波の波長より小さいことが原因の”回折限界の存在”による. しかし, 事のはじめから小石の形の情報が失われていたわけではない. 観測点を小石の落下点に十分近づければ, この情報は拾えるはずである. この観測法は NOM のものである. 次の §1.2 では, これをもう少し正確に解析する.

1.2 近接場/遠隔場と時間遅れの効果, 近接場条件

ここでは, ”時間遅れの効果” が波動の遠隔場と近接場を

図 1 簡単な例

どのように特徴づけるかを概観し, 近接場/遠隔場の明確な定義をあたえる. 一般に, 波の散乱問題において入射場の波数を k , 散乱体試料の特徴的大きさを a , 散乱体試料から観測点までの距離を r として典型的な次の 3 つの場合の違いを考察しよう; (case1) $kr \gg ka \gg 1$, (case2) $kr \gg 1 \gg ka$, (case3) $ka < kr \ll 1$. これら 3 つの場合は, 時間遅れの効果の現れ方が異なる. まず, 時間遅れの効果と回折限界の関係を簡単なスカラー場の例で説明する.

図 1 のように, 3 次元空間で $\mathbf{r}' = -\mathbf{a}/2$ と $\mathbf{r}' = +\mathbf{a}/2$ に同位相, 同振幅, 同角周波数 ω の 2 つの点波源; $\delta^3(\mathbf{r}' \pm \mathbf{a}/2) \exp(i\omega t')$ がある. 今, $\mathbf{a}$ の方向ベクトル $\hat{\mathbf{a}}$ は既知であるが, $a = |\mathbf{a}|$ が未知であり, 我々は, この未知量; a を何点かの観測点; $\mathbf{r}$ での測定から知りたいとする. ω/k が位相速度なので, ある時刻に $\mathbf{r}' = \mp \mathbf{a}/2$ の波源を出発した波は (伝搬に要する) 時間遅れ; $\Delta t(\mp \mathbf{a}/2) = k|\mathbf{r} \pm \mathbf{a}/2|/\omega$ のち, 観測点; $\mathbf{r}$ に到着する. よって, 位置; $\mathbf{r}$, 時刻; t での観測に寄与する 2 つの波源からの各部分波の振幅は次となる.

$$\frac{e^{-i\omega(t-\Delta t(\mp \mathbf{a}/2))}}{|\mathbf{r} \pm \mathbf{a}/2|} = \frac{e^{-i\omega t + i k|\mathbf{r} \pm \mathbf{a}/2|}}{|\mathbf{r} \pm \mathbf{a}/2|}.$$

3 次元空間では, 各波源からの部分波の”振幅の大きさ”は流束の保存により, 波源と観測点との距離に反比例し, ”位相”は時刻 $t' = t - \Delta t(\mp \mathbf{a}/2)$ における波源でのものに他ならないことに注意すれば理解できよう. これは Huygens の原理の表現であり, また, Helmholtz 型方程式の Green 関数になっている. Δt の表式より, 時間遅れの効果とは, 本質的に波数依存性 (ka , kr 依存性) であり, 以下ではこの意味で使う.

($\mathbf{r}, t$) での観測にかかる振幅 $A(\mathbf{r}, t)$ は, これらの部分波の重ね合わせである.

An Intuitive Picture for Optical Near-field.

By Itsuki Banno, Non-member and Hirokazu Hori, Non-member
(Faculty of Engineering, Yamanashi University).

$$A(\mathbf{r}, t) = \frac{e^{-i\omega t + ik|\mathbf{r} + \mathbf{a}/2|}}{|\mathbf{r} + \mathbf{a}/2|} + \frac{e^{-i\omega t + ik|\mathbf{r} - \mathbf{a}/2|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{a}/2|}. \quad (1)$$

(case1), (case2) では、 $r \gg a$ なので、簡単な計算ののち eq.(1) は次のように評価される。

$$A(\mathbf{r}, t) = \frac{e^{-i\omega t + ikr}}{r} (2 \cos(ka(\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{a}})) + \mathcal{O}(\frac{a}{r})). \quad (2)$$

時間遅れの効果の kr 依存性と ka 依存性が分離され、後者に我々のほしい情報が含まれる。cos の中身は2つの部分波の位相差であり、このような問題のときに我々が真っ先に計算する量であろう。今は、(case1),(case2),(case3) を同じ立脚点から調べたいので位相差ではなく振幅の表式そのものに注目している。

(case1) では、 a は例えば次のようにしてわかる。 $(\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{a}}) = 0$ なる方向の観測点 $\mathbf{r}_0$ では振幅の大きさが極大であるが、ここから $\mathbf{r}$ を $r = \text{一定}$ の球面上を連続的にずらし次に振幅の大きさが極大になる点を見つける。ここで、位相差の大きさが 2π なので、 $ka|\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{a}}| = 2\pi$ 、よって、 $a = 2\pi/k/|\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{a}}|$ となる。このような求め方ができるのは、 $ka \gg 1$ ゆえに2つの部分波の位相差の大きさが 2π (以上) になる観測点が必ず存在するからである。

(case2) では、 a を知ることをできないことを示そう。eq.(2) から a を知るためには2つの部分波の位相差の大きさが 2π 以上になる観測点が必要である； $ka|\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{a}}| \geq 2\pi$ 。ここで、 $|\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{a}}| \leq 1$ なので、 $ka \geq 2\pi$ が必要ということになる。これが回折限界である。(case2) では $ka \ll 1$ なので、この回折限界のせいで a を知り得ない。簡単にいえば、2つの波源が近すぎてあらゆる観測点； $\mathbf{r}$ で部分波が同位相になってしまうのである。

以上の考察から、"回折限界" は $kr \gg 1$ かつ $r \gg a$ の条件下の概念であることを認識してほしい。

(case3) を考えよう。 $ka < kr \ll 1$ で eq.(1) を評価すると次のようになる。

$$A(\mathbf{r}, t) = e^{-i\omega t} \left(\frac{1}{|\mathbf{r} + \mathbf{a}/2|} + \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{a}/2|} \right) + \mathcal{O}(ka, kr). \quad (3)$$

主要項に時間遅れの効果 (波数依存性) がないことは、系全体が $1/4$ 波長以内に十分収まり波長を感じることができないからである。また、回折限界にしばられずに a を知り得る。例えば、 $(\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{a}}) = 0$ なる方向の観測点 $\mathbf{r}_0$ で振幅の大きさが A_0 であるなら、 $a = 2\sqrt{4 - r_0^2 A_0^2}/A_0$ と求まる。

以上の考察は、点波源が2つというもっとも簡単な場合であるが、波源が連続的に分布している場合も、 a を散乱体試料の代表的スケールとすれば本質的な物理は同じである。

NOM のプローブ先端を観測点と考えれば、光で (case3) に対応する観測が NOM によるものである。NOM では波数に依存しない信号強度がえられ、また、回折限界にしばられないのは当然のことに思えてくる。ちなみに、回折限界にしばられる通常の光学顕微鏡は (case1) に対応する。(case2) の光学的な例としては、Rayleigh 散乱があり、遠方の観測

表 1 近接場と遠隔場の定義

定義	回折限界	例
遠隔場 $kr \gg 1, r \gg a$	あり	$ka \gg 1$ (case1) 通常の光学顕微鏡 $ka \ll 1$ (case2) Rayleigh 散乱
近接場 $1 \gg kr > ka$	なし	(case3) 近接場光学顕微鏡

では、波長以下の領域に波源がいくつあるかを振幅の大きさから知り得るのみで、波源の分布の詳細は知り得ない。
我々は、回折限界にしばられる、(case1), (case2) のような観測でえられる場を遠隔場、(case3) の観測でえられる場を近接場と定義する。また、(case3) の条件を近接場条件ということにする。以上をまとめると、表1のようになる。

2. 理想的光近接場の記述

ここでは最も簡単と思われる近接場条件下での光近接場の記述法とそれから得られる電場と電場強度の直観的描像をしめす。ただし、ここで議論する電場強度そのものが NOM の信号強度にはなっていない。電場と NOM の信号強度の関係については、ref. (1)(2) を参照してほしい。

2.1 準静的描像に基づく電場

光の入射場の波長より十分小さい誘電体による散乱電場を十分近くで観測する場合を考える。誘電体は、次のように線形で局所的な分極をすると仮定する。

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \dots\dots\dots (4)$$
$$\epsilon(\mathbf{r}) = \begin{cases} \epsilon_1 & \mathbf{r} \in \text{試料内}, \\ \epsilon_0 & \mathbf{r} \in \text{試料外}. \end{cases}$$

近接場条件下では、注目している系全体が入射場の $1/4$ 波長より十分小さいので系全体は、空間的に一様な電場が時間の経過とともにその強さを変化させていると感ずる。よって、近接場条件下の電磁波の散乱問題は、各時刻で、平板コンデンサー中にある誘電体の近傍の電場を求めるという問題と同等である。この問題は、Coulomb の法則 $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ を用いて解けるはずである。即ち、Maxwell 方程式で時間微分の項 (時間遅れの効果) を無視して電場部分のみを扱えばよいことを意味する。(複素) 入射場に角振動数 ω の単色光を用いるとすると、線形の問題では、すべての場の時間依存性に共通因子； $e^{-i\omega t}$ が現れるのでこれを省略して議論する (時刻 $t = 0$ での (複素) 場を求めると考えてもよい)。このようにして求めた電場強度は、実際の強度の長時間平均したものに相当する (3)。

まとめると、近接場条件下の電磁波の散乱問題は、時間遅れの効果が無視でき、準静電的問題に帰着する。

準静電的問題 (各時刻で静電的問題) の場合、電磁場の最小自由度はスカラーポテンシャルである。これにかいた、Coulomb の法則 (Poisson 方程式) が次である。

$$-\Delta\phi(\mathbf{r}) = \frac{-1}{\epsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) \dots\dots\dots (5)$$
$$= \nabla \cdot \left(\frac{\epsilon(\mathbf{r}) - \epsilon_0}{\epsilon_0} \right) \nabla\phi(\mathbf{r})$$

図2 表面誘導電荷と散乱電束密度場: グラフは試料上空の走査線上の電場強度

eq.(5) の第4辺第2項を第1辺に移行したのち、適当な因子で割ると eq.(6) を得る. eq.(6) の右辺は、(誘導電荷密度)/ ϵ_0 であるが、これは、試料表面でのみ0でない量; $\nabla \epsilon(\mathbf{r})$ を含むことから、表面で特異性をもつ. 表面の源泉は波動のトビ即ち、Maxwell の境界条件をもたらす.

ここで、近接場条件下では時間遅れの効果は小さくなるが、Maxwell の境界条件の効果は生き残ることに注意すべきである. これが光近接場に主要な寄与をし波数 (波長) 非依存の準静的描像をもたらす. この理由を明らかにするには、時間遅れの効果を見捨けない段階 (後にでてくる eq.(12)) で、境界条件の効果と時間遅れの効果の大きさを比較するとよい. 前者は、表面積に比例した量で $(ka)^2$ の因子を含む. 一方、後者は体積に比例した量で $(ka)^3$ の因子を含む. これにより、近接場条件下では境界の効果が主要になる.

eq.(6) に基づき、近接場条件下での誘電体近傍の電場の直観的描像を明らかにしよう. eq.(6) の右辺に含まれる電場を次のように近似 (第1 Born 近似) する. $-\nabla \phi = \mathbf{E} = \mathbf{E}^0$ これにより (表面誘導電荷密度 (面密度))/ ϵ_0 は $\simeq (\epsilon_1 - \epsilon_0)/\epsilon_0 \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}^0$ とあたえられる ($\mathbf{n}$ は表面の外向き単位法線ベクトル). あとは、Coulomb の法則でこの源泉が作り出す散乱場 $\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) - \mathbf{E}^0$ を想像すればよい. 簡単な方法は表面誘導電荷密度のつくる電束を想像することである. 電束の方向と本数が $\Delta \mathbf{E}$ の方向と振幅に比例した量である. 図2は直方体のある面に垂直な入射偏光ベクトルの場合のポンチ絵である. 電場強度の想像も容易である. 無次元相対電場強度は次であり、正 (負) であれば背景より明るい (暗い) ことを表す

$$\Delta I(\mathbf{r}) = \frac{|\mathbf{E}^0(\mathbf{r}) + \Delta \mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 - |\mathbf{E}^0(\mathbf{r})|^2}{|\mathbf{E}^0(\mathbf{r})|^2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$= \frac{2\mathbf{E}^0(\mathbf{r}) \cdot \Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}) + |\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{|\mathbf{E}^0(\mathbf{r})|^2}.$$

図3 (a) 複雑な形状の試料 ($\epsilon_1/\epsilon_0 = 2.25$) と入射電場 (b) 最低次の近似による試料上空 5nm の走査面上の電場強度

eq.(7) 第3辺で $|\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r})| \ll |\mathbf{E}^0|$ とすれば、第3辺第1項の入射場と散乱場の干渉項が強度の強弱の原因である. ここで、eq.(7) は、遠隔場の観測での散乱強度の表式 $\Delta I(\mathbf{r}) = |\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$ と異なることに注意しよう. 遠隔場の観測点は、入射場の可干渉な領域にないためである. 近接場では入射場と散乱場は干渉する. 詳しくは ref. (1) (2).

近接場特有の干渉項を考えよう. 例えば、図2のような微小な直方体の誘電体試料に光が当たった場合を考える. 観測点 $\mathbf{r}$ が試料直上であれば、入射場と散乱場が反平行であり、相対強度は背景強度0より小さくなる (暗くなる).

試料の形状が複雑であっても同様である. 試しに、図3(a)のような試料に偏光ベクトルが試料長手方向で、十分大きな波長の光を当てた場合を考えよう. 表面誘導電荷密度を第1 Born 近似で見積もり、試料の 5nm 上空での面上での電場強度の計算結果が図3(b) である. これを直観的に理解するには図3(a) の点線にそって試料を3つの直方体に分け、それぞれの散乱電場を図2の要領で想像する. このとき、 $\mathbf{E}^0$ の方向に長い直方体から出る電束は遠方をまわること注意到. そして、3つの散乱電場を重ね合わせて $\Delta \mathbf{E}$ とし、最後に $\mathbf{E}^0$ との干渉を考えればよい. $\mathbf{r}$ により、入射場 $\mathbf{E}^0$ と散乱場 $\Delta \mathbf{E}$ の内積の符号が変わり、背景強度より明るいか暗いかきまる.

実は、図3(a) の試料に関しては O.J.Martin らにより、入射場の波長を 633nm として、時間遅れの効果までフルに考慮した計算がなされている (4). 3次元の源泉と、界面での誘電率の急峻かつ連続的変化を用いていて、基本的には伝統的な計算方法といえる.

彼らの計算条件では、近接場条件が十分満たされているので、我々の準静的描像に基づく結果と比較できる. 実際、図3(b) は、学生の演習問題程度のごく簡単なプログラムで計算したものだが、彼らの対応する結果と非常に一致をしている. また、彼らの論文の fig.1(c), (d) は入射場の波

数ベクトルの方向は異なるものの偏光ベクトルは共通である場合だが、これらがほとんど同じ強度分布を与えている。彼らは議論していないが、このことは波数非依存の準静的描像がこの系で成立していることの証拠である。

eq.(6) は、低次の近似により直観的理解を得るだけでなく高次の近似により精密な数値計算をするためにも有用である。この式により厄介ものの **Maxwell** の境界条件を表面の特異的源泉に肩代りさせ摂動論的に扱える。また、源泉が2次元的であり体積中の誘導電荷密度がないことは、計算の量とコーディングの手間を著しく減らしてくれる。我々の方法⁽⁶⁾では、正の大きな誘電率の試料から、金属のような負の大きな誘電率の試料まで計算可能であった。また、物体の形状が複雑であっても、**Maxwell** の境界条件を正確に合わせることは容易であった。

§2をまとめる。近接場条件下では、時間遅れの効果は小さくなるが、**Maxwell** の境界条件の効果は生き残る。後者は波数に依存せず(準静的であり)回折限界とは無関係である。また、近接場条件下の直観的描像を明らかにした。

3. 近接場と遠隔場の統一的記述

いままで、時間遅れの効果を見捨てる近接場条件下; $ka < kr \ll 1$ での光近接場を扱ってきた。ここでは、まず、誘電体と光の系を記述するのに都合のよい”双対な電磁ポテンシャル”を導入し、これを用いて準近接場条件下(sub-wavelength region) $ka < kr \leq 1$ での、近接場から遠隔場へどのように移行するか直観的描像を示す。

準近接場条件(sub-wavelength region) $ka < kr \leq 1 (< 0.5\pi)$ では試料と観測点を含む系は $1/4$ 波長以内におさまる、小さな時間遅れの効果が存在する。

3.1 双対なベクトルポテンシャル

我々の扱う系では、外電荷密度、外電流密度はなく、誘導電荷密度、誘導電流密度があるだけである。この場合の **Maxwell** 方程式は次である。

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0, \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \partial_t \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}, \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 0, \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \partial_t \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}.$$

また、物質の方程式は次である。

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{M}(\mathbf{r}, t), \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t).$$

ここで、eqs.(8)-(9)に、双対対称性があることに注意する。即ち、次のような、電気的量和磁氣的量の入れ換えに対して方程式系全体は不変である。

電気的 D	磁氣的 -H	$\Rightarrow$	磁氣的 B	電気的 E
E	B	$\Rightarrow$	-H	D
P	M	$\Rightarrow$	M	P
$-\epsilon_0$	$-\mu_0$	$\Rightarrow$	μ_0	ϵ_0

さて、**Maxwell** 方程式系のもうひとつの特徴は電磁場の最

小自由度は **E** や **B** ではなく、 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{A} - \nabla \phi$ で定義される電磁ポテンシャル **A**, ϕ であることである。この通常の電磁ポテンシャル **A**, ϕ は、磁氣的応答があつて $\mathbf{M} \neq \mathbf{0}$, 電気的応答がない $\mathbf{P} = \mathbf{0}$ とき、特に便利である(超伝導体を除いてこのような物質はないようだが)。この場合、**Maxwell** 方程式 eqs.(8) から放射ゲージの電磁ポテンシャルの波動方程式が導かれる。界面領域を含む、空間全域で放射ゲージが有効であることに注意。

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \epsilon_0 \mu_0 \partial_t^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$= \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}, t),$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0,$$

$$\phi(\mathbf{r}, t) = 0.$$

今の場合、電磁場の源泉は(磁化電流) $\times \mu_0 = \nabla \times \mathbf{M}$ という横ベクトル場なので、電磁場の最小自由度として横ベクトル場 **A** のみであること(放射ゲージがとれること)は自然である。

ここで、我々の扱いたい系の物質(誘電体)は、上の物質と双対な物質で、電気的応答があつて $\mathbf{P} \neq \mathbf{0}$, 磁氣的応答がない $\mathbf{M} = \mathbf{0}$ とみなせるものである。**Maxwell** 方程式と物質の方程式 eqs.(8)-(9)の双対対称性に注目すると、誘電体と光の系には次で定義される双対な電磁ポテンシャルを導入するのが自然である⁽⁶⁾; $\mathbf{D} = \nabla \times \mathbf{C}$, $\mathbf{H} = \partial_t \mathbf{C} + \nabla \chi$ 。

eq.(10)を双対変換; $(\mathbf{A}, \phi, \mathbf{M}) \Rightarrow (\mathbf{C}, \chi, \mathbf{P})$ すれば、双対な電磁ポテンシャル **C** の従う波動方程式が得られる。

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{C}(\mathbf{r}, t) + \epsilon_0 \mu_0 \partial_t^2 \mathbf{C}(\mathbf{r}, t) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$= \nabla \times \mathbf{P}(\mathbf{r}, t),$$

$$\nabla \cdot \mathbf{C}(\mathbf{r}, t) = 0,$$

$$\chi(\mathbf{r}, t) = 0.$$

誘電体と光の系の電磁場の最小自由度は、放射ゲージの双対な電磁ポテンシャルであり、その源泉は(分極磁流) $\times (-\epsilon_0) = \nabla \times \mathbf{P}$ である。これは(磁化電流) $\times \mu_0 = \nabla \times \mathbf{M}$ の双対な量である。

P を eq.(4) で定義される誘電関数で与え、波数 $k = \omega/c = \omega(\epsilon_0 \mu_0)^{1/2}$ の単色光を入射場として、§2と同様の考え方で時刻 $t = 0$ の場の量を考えると、eq.(11)は、次のようになる。

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{C}(\mathbf{r}) - k^2 \mathbf{C}(\mathbf{r}) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$= -\hat{V}_s[\mathbf{C}](\mathbf{r}) - \hat{V}_v[\mathbf{C}](\mathbf{r}),$$

$$\hat{V}_s[\mathbf{C}](\mathbf{r}) = -\frac{\nabla \epsilon(\mathbf{r})}{\epsilon(\mathbf{r})} \times \nabla \times \mathbf{C}(\mathbf{r}),$$

$$\hat{V}_v[\mathbf{C}](\mathbf{r}) = -\left(\frac{\epsilon(\mathbf{r})}{\epsilon_0} - 1\right) k^2 \mathbf{C}(\mathbf{r}).$$

源泉は、**Maxwell** の境界条件を担う(表面磁流) $\times (-\epsilon_0) = -\hat{V}_s$ と時間遅れの効果を担う(体積磁流) $\times (-\epsilon_0) = -\hat{V}_v$ に分けられる。後者が時間遅れの効果であることは $\hat{V}_v$ が波数 k に依存していることからわかる。また、時間遅れの効

図4 微小な立方体による光の散乱: 試料上空 $0.5a$ の走査面上での電場強度

果は eq.(12) の左辺第 2 項にもある。eqs.(11)-(12) は、近接場から遠隔場まで有効で、誘電体と光の系で一般的に用いることができる汎用性を持つ。特に、以下で示すように、近接場から遠隔場へ描像がどのように推移するかを考察するために役立つ。

一般に物理では最小自由度で記述することによって、数値計算の利便性や、直観的理解が得やすくなる。§2 の場合もそうであった。しかしながら、一般的な教科書では、真空中の電磁場の記述には、最小自由度として電磁ポテンシャルを導入するが、反射、屈折のような、物質と光の系での現象ではこれを用いない。この理由は、物質界面での波動のトビ、即ち、Maxwell の境界条件のせいである。実は、eq.(6) や eq.(11) の右辺の源泉には、Maxwell の境界条件の代償として、超関数の積を含み、数学的困難が生ずるのである。

我々の方法では、これを飼い慣らし、摂動的に Maxwell の境界条件が考慮できるのであるが、ここでは詳細は省略し、直観的理解に的をしぼることにする。

3.2 双対な Ampere の法則

準近接場条件下での一辺 a の立方体試料の近接場の強度を様々な ka に対して eq.(12) をもとに高次の Born 近似で数値計算した予備的な結果が図 4 である。入射場 (の偏光ベクトル) はマップの横軸に平行、波数ベクトルは縦軸上方に向いている。観測点は立方体の上空 $0.5a$ の平面上にある。等高線の数値は eq.(7) で定義される無次元相対強度であり、正 (負) であれば背景より明るい (暗い) ことを表す。

これらの図の特徴を 2 つあげる。

- $ka = 0.01$ と $ka = 0.10$ の 2 つの図の試料近傍では等高線の形だけでなく数値まで一致している (有効数字; 小数点以下第 2 位まで一致している)。
- $ka = 1.00$ の図で試料の入射方向後方の強度が小さくなる (暗くなる)。

図5 双対な Ampere の法則 (a) ループ磁流が生む電束密度場 (b) 直線磁流が生む電束密度場

これらの準近接場条件下での特徴を直観的に理解するために、eq.(12) の右辺と左辺第 2 項を第 1 Born 近似で評価する;

$$\nabla \times \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \dots \dots \dots (13) \\ -\hat{V}_s[\mathbf{C}^0](\mathbf{r}) - \hat{V}_v[\mathbf{C}^0](\mathbf{r}) + k^2 \mathbf{C}^0(\mathbf{r}).$$

ここで、 $\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \mathbf{D}^0(\mathbf{r}) + \Delta \mathbf{D}(\mathbf{r})$ とし、 $\nabla \times \mathbf{D}^0(\mathbf{r}) = k^2 \mathbf{C}^0(\mathbf{r})$ を eq.(13) から差し引くと次式を得る。

$$\nabla \times \Delta \mathbf{D}(\mathbf{r}) = -\hat{V}_s[\mathbf{C}^0](\mathbf{r}) - \hat{V}_v[\mathbf{C}^0](\mathbf{r}). \dots (14)$$

この式は 右辺の $-\epsilon_0$ (磁流密度) が電束密度場をつくるという双対な Ampere の法則を表している。定常電流を源泉とした Ampere の法則は $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0$ (電流密度) であり、高校では右手を用いて流れと場の関係を想像するよう教えられる。双対な法則では右辺にマイナス符号があるので流れと場の大雑把な関係を想像するのには左手が役立つ。図 5 に双対な Ampere の法則の左手をたよりにした運用の仕方を 2 種説明してあるので確認してほしい。

まず、準近接場条件下; $ka < kr \leq 1$ で ϵ_0 (表面磁流密度 (面密度)) はおよそ $(\epsilon_1/\epsilon_0 - 1)\mathbf{n}_s \times \mathbf{D}^0$, ϵ_0 (体積磁流密度) はおよそ $-(\epsilon_1/\epsilon_0 - 1)k^2 \mathbf{C}^0$ と見積もられる。これらを (時刻 $t = 0$ で) 図示すると図 6 のようになる。 $\mathbf{D}^0(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{C}(\mathbf{r}) = i\mathbf{k} \times \mathbf{C}^0(\mathbf{r})$ に注意。また、準近接場条件下では、時間遅れの効果が少しあり、立方体の入射面前面の $\mathbf{D}^0(\mathbf{r})$ と後面の $\mathbf{D}^0(\mathbf{r})$ では、後者の方が少し振幅が小さい。よって、前面で上方に向かう表面磁流密度が後面で下方に向かうものより大きい。体積磁流はこれを補償するように上方から下方に流れる。これにより磁流密度場全体は横ベクトル場となり、非物理的な磁荷の出現を免れている。次に上の 2 種の磁流のつくる散乱場を考え、特徴 (1), (2) を説明する。

特徴 (1) の条件、 $ka = 0.01, 0.10$ では、体積磁流の担う時間遅れの効果は小さく、表面のループ磁流の担う境界の効果为主要である。図 5(a) の双対な Ampere の法則によ

図6 (a) 表面誘導磁流と散乱電束密度場, (b) 体積誘導磁流と散乱電束密度場

り, 電束のできかたがわかる。ところで, このループ磁流が電気双極子と等価 (ループ電流が磁気双極子と等価であることの双対) なので, この電束の様子は, 図2 そのものである。すなわち, §2の近接場条件下; $ka < kr \ll 1$ での波数非依存または準静的描像のために ka が異なっても同じ電場強度のマップが現れるのである。

特徴(2)の説明のために観測面上での準近接場条件下での磁流がつくる場を大雑把に考えてみよう。図5(a)の双対な Ampere の法則によれば, 表面磁流密度は観測面上に図6(a)のような散乱場 $\Delta \mathbf{E}_s(\mathbf{r})$ をつくる。一方, 図5(b)の双対な Ampere の法則によれば, 体積磁流密度は観測面上に図6(b)のような散乱場 $\Delta \mathbf{E}_v(\mathbf{r})$ をつくる。散乱場はこれら2項の和 $\Delta \mathbf{E}_s(\mathbf{r}) + \Delta \mathbf{E}_v(\mathbf{r})$ であるが, 入射の前面では2項は弱め合い, 後面では2項が確実に強めあう。

次に, 場の強度 eq.(7) を考える。場の強度を決めるのは入射場と散乱場の干渉項であることに注意しよう。前面での散乱場の方向は微妙だが, 後面に関しては, 確実に入射場に反平行となる。よって, 後面近傍の場の強度は負となる(背景より暗くなる)。これが特徴(2)の説明である。

一般に時間遅れの効果による体積磁流は後方の散乱場を入射場を打ち消すようにつくり, 場の強度を弱めることができる。これは本質的に「影」であり特徴(2)は試料の後方に影ができればじめたことを意味する。

以上が, 近接場から遠隔場への過渡的状況の直観的理解である。NOM の信号にどのように時間遅れの効果が現れるかは, まだ実験的にチェックされていないようである。§3では, 近接場と遠隔場を統一的に扱える理論的枠組を提案し, 近接場から遠隔場への物理的描像の移行を直観的に説明した。

4. まとめと展望

この記事では, 古典電磁気学の枠組のなかで時間遅れの効果と Maxwell の境界条件の効果を軸に光近接場を論じ, 以下のことを示した。

- 近接場条件下では, 時間遅れの効果は消え, Maxwell の境界条件の効果のみ生き残る。この境界の効果は波数に依存せず, 準静的描像をもたらす。NOM が回折限界にしばられないのはこのためである。
- 光と誘電体の系を扱うには, 通常電磁ポテンシャルよ

り双対な電磁ポテンシャルがよい。後者では放射ゲージが採用でき最小自由度で電磁場の散乱を記述できる。

- 準近接場条件下において見積もられた磁流から, 双対な Ampere の法則により電束密度場および電場強度を想像できる。近接場から遠隔場への過渡的状況として, 時間遅れの効果のため影ができればじめる様子を確認した。時間遅れの効果が小さいゆえに電束という概念が有効になり, 直観的理解が容易になる。

展望としては, 次を挙げる。

- 磁気光学効果や非線形光学効果等が光近接場でどうなるのか
- 光近接場特有の量子効果はあるのか

この記事の内容に関する研究をするにあたり, 東工大 大津 元一博士, 京大 北野 正雄博士, 国際基督教大学 北原 和夫博士, ソウル大学 W.Jhe 博士, また, 遠藤 英裕博士と議論し, 助言, 提案を賜りました。お礼申し上げます。また, 図の製作では, 坂野 佳野氏が協力してくれました。

(平成11年8月10日受付)

文 献

- (1) I. Banno, H. Hori, and T. Inoue, *Optical Review* **3**, 454 (1996).
- (2) 坂野 齋, 堀 裕和 双対的 Ampere の法則と NOM 像 (大津 元一, 河田 聡 編, 近接場ナノフォトニクスハンドブック pp240, オプトロニクス社 1996).
- (3) この記事で議論する類の長時間平均された強度は, NOM の系に適用可能である(ただし, 強度の表式の変更⁽¹⁾⁽²⁾が必要)。NOM のプローブの走査の特徴的速さは光の周期にくらべ十分遅いからである。
- (4) J. F. Martin, C. Girard, and A. Dereux, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 526 (1995).
- (5) I. Banno, H. Hori, M. Kitano and K. Kitahara 投稿予定
- (6) M. Ohtsu and H. Hori, "Near-Field Nano-Optics", Plenum Publ. Corp., New York, 1999.

坂野 齋 (非会員) 山梨大学工学部電気電子システム工学科助手, 理学修士。1987年東京大学大学院理学系研究科(化学専攻)修士課程終了, 1991年大阪大学大学院基礎工学研究科(物性物理工学専攻)退学, 分子科学研究所技官。1993年より現職。専門は電磁気学, 物性物理学。

堀 裕和 (非会員) 山梨大学工学部電気電子システム工学科助教授, 工学博士。1983年京都大学大学院工学研究科(電子工学)を終えて山梨大学工学部講師, 1986年より現職。1988-89年ワシントン大学客員准教授(物理学) 専門は量子エレクトロニクス, 近接場光学など。