



ニアフィールド顕微鏡の光学

河 田 聡

大阪大学工学部応用物理学科 〒565 吹田市山田丘 2-1

(1992年9月4日受理)

Optics of Near-Field Optical Microscopy

Satoshi KAWATA

Department of Applied Physics, Osaka University,
2-1, Yamadaoka, Suita 565

1. はじめに一波長を超える顕微鏡

光学顕微鏡の第一義的な目的は微小・微細な試料の構造を観察することであり、その限界は回折理論により光の波長によって決まることはよく知られている。そして、長年の光学技術・設計者の努力のおかげで、現在の光学顕微鏡はほぼその限界に到達してしまった。ところが最近、この回折限界を超える顕微鏡として、ニアフィールド顕微鏡がクローズアップされるようになってきた。超解像という言葉の定義が、本来より広義に使われるようになってきている現在¹⁻³⁾、真に回折制限の限界を超え、波長を超える超解像を実現できるニアフィールド顕微鏡は、革命的なものであり、しかしその一方、技術的には多くの無理難題が残されている。期待できる工夫がいくつも提案されているものの本質的な問題点も多くあり、本当にニアフィールド顕微鏡が超解像顕微鏡として実用に供する時代が来るのか、不安でもある。

ナノメトリックな微細形状計測には、走査型電子顕微鏡 (SEM) をはじめ、非光学的なニアフィールド顕微鏡である走査トンネル顕微鏡 (STM: scanning tunneling microscopy) や原子間力顕微鏡 (AFM: atomic force microscopy) 等、競合する技術、原理は多い。STM や AFM は、すでに商品が発売されるまでに成功に至ったが、果たして光学的なニアフィールド顕微鏡は実用に供する時代が来るのだろうか？ 歴史だけは STM に勝る走査光学ニアフィールド顕微鏡の将来に本当に展望があるのか、マーケティングリサーチも含めてのこれからの研究の進展が期待されている。

本総合報告では、この革命的な光学顕微鏡の光学を、従来と違う新しい切り口で解説してみることを試みる。ニアフィールド顕微鏡のそれぞれの研究を中心にした解説はほかにも見られるので⁴⁻⁶⁾、それらも併せて参考にされたい。

2. ニアフィールドとエバネッセント波 一波長を超える波

光学顕微鏡の空間分解能を上げるためには、ひたすら波長 λ を短くするほかない。光の波長 λ は光の進む速度 v を光の振動数 ω で割ることによって決まるので、波長 λ を短くするには、振動数 ω を高めるか、光速 v を遅くするしかない。振動数 ω を高めることは、いわゆる短波長化の道であり、電子顕微鏡、X線顕微鏡、紫外線顕微鏡などがその答えである。これらの顕微鏡の欠点は、目視観察ができず、試料に対するダメージも大きいことである。

一方、振動数 ω は固定して、光速 v を遅くすることによって波長を短くするためには、液浸対物レンズを利用する。対物レンズと試料の間に屈折率の高い液体で満たすと、その間の光の進む速度 v は真空中の光速 c を液体の屈折率 n で割ったもので与えられ、屈折率 $n=1.5$ の油をこれに用いると、波長は 1.5 倍短くなり、空間分解は 1.5 倍向上する (図 1)。この方法は、紫外線や X線顕微鏡と違い、試料に優しい可視光で見るといって光学顕微鏡のメリットを生かしてはいるが、透明な液体の屈折率はたかだか 1.7 程度であり、分解能が飛躍的に向上するというわけではない。

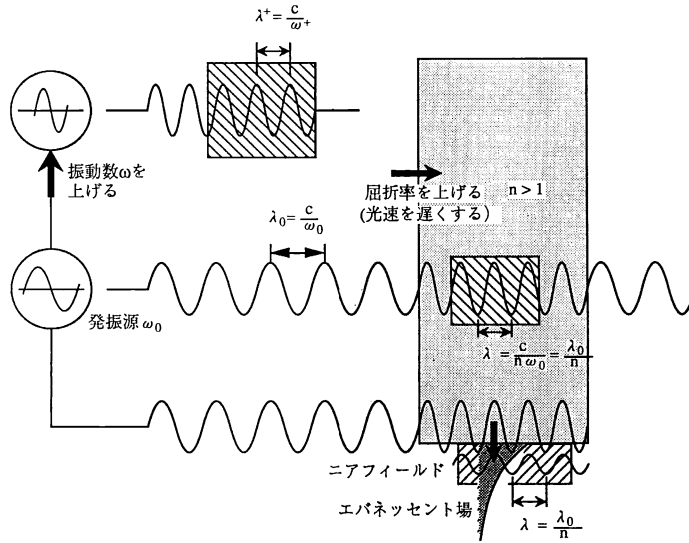


図 1 光の波長を短くする方法は3通り。振動を高くするか、媒質の屈折率を上げるか、エバネッセント場にするか。

では、振動数 ω を固定して屈折率も $n=1$ としておきながら、その波長 λ だけを短くする、あるいは光速 v を速くする方法はほかにはないだろうか？ Maxwell の電磁波方程式の解として、そのような波は存在する。ただし、その波は入射面で進行方向と垂直な方向には指数関数的に減衰する。この不均質な波はエバネッセント波と呼ばれ、境界面から波長より短い距離 (ニアフィールド) に強く存在する (図 1)。

この、ニアフィールドでのエバネッセント波の波長がその媒質中の波長より短いことを利用したのが、ニアフィールド顕微鏡である。波長を超えた波はエバネッセント波であるので、エバネッセント波 (場) 顕微鏡とか、エバネッセント場を介して次の境界面から再び伝播光を取り出すことはトンネリング効果の一種であるので、フォトントンネリング顕微鏡とか、呼ばれることもある。

3. 全反射によるエバネッセント波の発生

3.1 原理

エバネッセント波あるいは電場としてのエバネッセント場がよく知られているのは、高屈折率媒質 (例えばガラスプリズム) から低屈折率媒質 (例えば空気) に全反射条件で光を入射したときの低屈折率媒質 (空気) 側に漏れる場としてである。全反射条件では、低媒質側に光は透過せず、すべての入射パワーが入射側に戻る。すなわち全反射する。光線光学的には、全反射角で入射した光は一旦低屈折率媒質に滲み出して、Goos-Hänchen シ

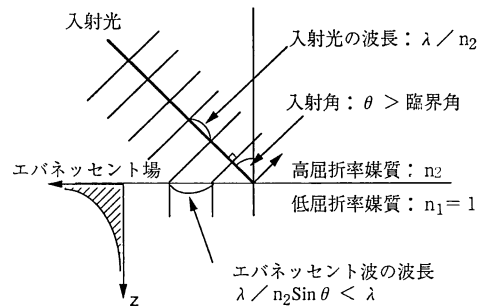


図 2 全反射によるエバネッセント波

フトの後、入射側に戻って行くと解釈される。

全反射条件におけるエバネッセント波の波長は、図 2 に示すように、高屈折率媒質側の波の境界面での波長 (すなわち境界面方向成分) と一致し、丁度、プリズムの裏側からプリズム裏面で揺れている波を見ているように理解することができる。したがって、その波長は、プリズム中の伝播光の波長で決まり、空気中での伝播光より短い波長となりうる。

電子論的に考えても、入射側の誘電体の表面の電気双極子が入射電場によってそれぞれ振動することによって、境界面の低屈折率側では入射側と同じピッチで振動電場分布が形成されることになる。ただし、その波長は入射側の誘電体中の波長で決まり、それは射出側の低屈折率媒質中での光の伝播の関係を満足しない。そこで、この振動電場は射出媒質側には伝播して放射することはできず、境界面から離れていくに従って減衰していく非

放射な波となる。

赤外および蛍光分光分析分野においては、エバネッセント波の、境界面から離れるにしたがって電場が減衰する性質を利用して、表面や薄膜の分光的分析や、深さ分析が行われている⁷⁻⁹⁾。

3.2 Guerra のフォントンネリング顕微鏡

全反射法の原理を用いれば、簡単にニアフィールド顕微鏡を作ることができる^{10,11)}。図3に Guerra が試作したニアフィールド顕微鏡(彼はフォントンネリング顕微鏡: PTM と読んでいる)の光学系を示す。これは通常の油浸対物レンズを用いた反射顕微鏡とほとんど同じであるが、試料への入射角がカバーガラスの臨界角を超えている。その結果、光はカバーガラス裏面で全反射し、その下にエバネッセント場を形成し、光源と同じ側に設けられた撮像デバイスに戻る。観察試料が誘電体(透明)で、カバーガラスのニアフィールドに存在すれば、エバネッセント場は試料表面の電気双極子を励振し、その結果、光は試料から射出してしまう。反射光強度を測定すると、試料が近くに存在すれば出力は減衰し、離れていると全反射する。試料がニアフィールドにあるとき、光子は、カバーガラスから試料へトンネリングして抜け出した、と考えてもよい。

トンネリングの量はエバネッセント場の大きさに比例し、それは、カバーガラスから試料までの距離の指数に比例して減衰する。表面が平面でない試料(とは言っても波長以下の凹凸)をこの顕微鏡で観察し、各画素での反射光強度の対数をとれば、観察試料の高さの分布が求まる。

超解像性については、 0.29λ 程度の分解が得られている。これは結局、カバーガラスの屈折率と入射角で決まる。結像特性(OTF)の形状は、臨界角以上の角度から入射した光のみによる照明された像を観察するので、輪帯照明によるそれと同様になる。

3.3 走査型赤外エバネッセント場分光顕微鏡

上に述べた Guerra の顕微鏡の空間(横)分解能が画期的でないのは、カバーガラスの屈折率が1.5程度であるからである。可視域で透明な材料で、屈折率が2を超えるようなものはないが、赤外域においては、Ge、ZnSe 等が $n=2$ を超える。

著者らは、赤外顕微分光分析システムとして、図4のような赤外ニアフィールド顕微鏡を試作した^{12,13)}。マイケルソン干渉計から出力する赤外干渉光はカセグレン対物鏡によってゲルマニウムの半球プリズムの裏面に集光される。入射光は臨界角以上の角度成分のみになるよう

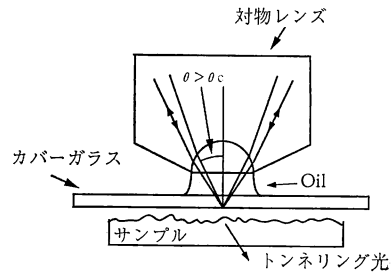


図3 Guerra のフォントンネリング顕微鏡¹¹⁾

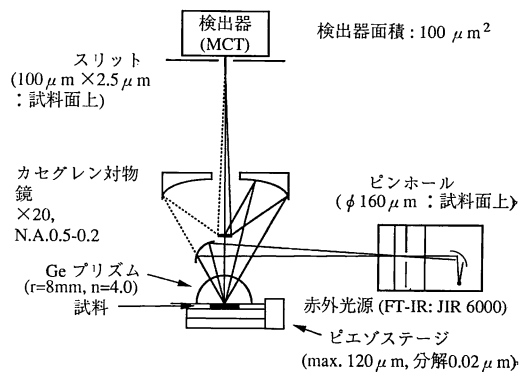


図4 走査型エバネッセント場顕微鏡による赤外顕微分光分析システム¹²⁾

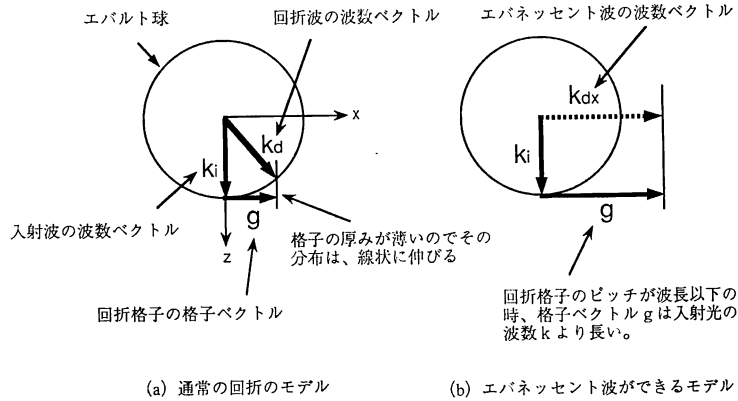
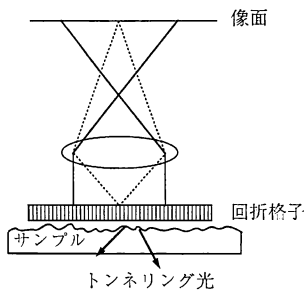
になっており、プリズム裏面にエバネッセント場を発生させる。ゲルマニウムの屈折率は、赤外域においては分散が少なく $n=4$ 程度であるので、4倍の超分解が実現できる。

赤外顕微分光で測定したいのは凹凸を持つ試料の表面形状ではなく、固体、有機材料、薄膜などの物質分布である。赤外分光器ではそれら物質の組成を赤外吸収スペクトルを測定することによって分析するが、赤外光という波長の長さゆえに局所的に高解像で計ることはこれまでできなかった。しかし、最近の材料開発の進歩は、ミクロン以下の解像度を要求しており、赤外エバネッセント顕微鏡がこの要求に答える唯一の方法であると思われる。図4の装置で観察するのはしたがって、形状分布ではなくて各波長ごとの吸収分布である。

4. 回折格子によるエバネッセント波の発生

4.1 原理

エバネッセント波は、誘電体や金属の回折格子を用いても発生させることができる。全反射ではプリズムからの透過光が Snell の関係式において屈折する角度を失ったとき、透過光がエバネッセント波化するが、回折格子の場合も全く同様に、回折光が回折する角度を失ったと

図5 エバネッセント波を用いた回折の表現¹⁵⁾図6 回折格子によるニアフィールド顕微鏡の原理¹⁵⁾

きエバネッセント波になる。

回折格子による回折角は、回折格子が薄いとすれば図5に示すようなエバネッセント波を使って現すことができる。回折格子のピッチが波長以下の時(図5(b)), 垂直入射光に対して回折光の方向は格子のある面と平行になり、その波数は伝播光の波長を超えてしまっており、回折波はエバネッセント波化する。角度をもって入射した光に対しては、波長以上の長さを持つピッチの回折格子によっても、+1または-1次の回折波がエバネッセント波になりうる。このとき、図5(b)に示すように、回折方向 x の波数 k_{dx} が伝播光の波数 $k=\omega/c$ (c は光速)より大きくなるので、

$$k^2 = k_{dx}^2 + k_{dz}^2 \quad (1)$$

より、 z 方向の波数成分 k_{dz} は虚数となり、結局、 z 方向には回折格子から離れるに従って減衰する波になる。これは、回折波を角度スペクトル(angular spectrum)展開¹⁴⁾して説明することと、結局同じ解釈である。

このような考え方を積極的に展開すると、図6に示すような回折格子を用いたニアフィールド顕微鏡が考えられる¹⁵⁾。これは図3の高屈折率プリズムを回折格子に置

き換えただけである。ただし、エバネッセント波の波長はプリズムの屈折率で制限されるのではなく、回折格子のピッチで決まるので、それを短くしていけばいくらかでも短い波長のエバネッセント波が作れる。波長を超えた顕微鏡が実現できることになる。

4.2 モアレ法とLukoszの超解像

回折格子による超解像法は、回折格子をローカルオシレーターと考え、それと高い空間周波数を持つ観察物体とのミキシングによる検波法²⁾、あるいはモアレ法と解釈することもできる。Lukoszらは、回折格子の像を試料面上にレンズを通して結像させ、それと物体構造との積により生ずる差周波成分(すなわちモアレ縞)を検出することによりレンズ帯域の2倍の分解能を得ることを提案し、検証している¹⁾。

この方法はしかし、回折格子像をレンズを通して物体上に結像していたため、帯域は2倍までしか向上できなかった。もし図6のように直接物体上に格子を置くと、レンズの回折制限は受けない。ただし、物体は回折格子が作るエバネッセント波を再回折(すなわち、フォントネリング)するように、エバネッセント波が存在するニアフィールドに置かなければならない。

4.3 アキシコン回折格子走査顕微鏡

Lukoszのモアレ法は、格子と直交する方向に超解像性を示す。方向性なく超解像性を示すためには、同心円状の格子プローブを試料面上で走査する方法が考えられる^{2,16)}。このようなプローブはフレネルレンズの一形態と見ることができる。フレネルレンズにおいて、その焦点距離を短くしていくと、格子の間隔は段々短くなりかつ等間隔に近づいていくが、焦点距離が丁度ゼロになったとき、格子間隔は中心に向かって等間隔となり、それは波長に一致する。この格子間隔を波長以下にすると、

フォーカス・スポットは格子面上にあり、エバネッセント場化する。

このような回折格子プローブは、また、アキシコン(円錐プリズム)¹⁷⁾のフレネルレンズ版と見ることもできる。アキシコンは1枚で輪帯+フーリエ変換レンズと等価な光学系を構成するので、焦点深度が深くスポットの第1リング径がエアリーパターンのそれより小さい0次のベッセル関数スポット¹⁸⁾を簡単かつ効果的に作る方法として知られている¹⁹⁾。このプローブが作るエバネッセントスポットの形も、 ± 1 次の回折効率が同じでその他の次数の回折光がないとすると、0次のベッセル関数で与えられ、その拡がりは格子間隔に比例する。0次のベッセル関数はサイドローブが大きいことが問題だが、 $+1$ 次の回折光(プローブの中心方向にのみ回折する光)のみになるようにブレイズ角度を設定することにより、このエバネッセントスポットのサイドローブを十分抑圧することができる。そのとき、 $+1$ 次回折光は中心を過ぎると -1 次光となり、入射側へ戻っていく。

このような格子の提案と実験(マイクロ波)は、著者のグループによってなされている²⁰⁾。

5. 微小開口によるエバネッセント波の発生

5.1 微小開口のスカラ回折理論

フーリエ光学によれば、開口は格子定数の異なる振幅回折格子の重ね合せで表すことができる。図7に示すように、有限な拡がりをもつ開口は、有限関数のフーリエ変換の解析接続性より、必ず波長より長い格子定数の格子から、波長より十分短い格子定数の格子にまで展開さ

れる¹⁵⁾。このうち、波長より長い格子成分は、図5の回折条件を満足する方向に光を回折する。一方、波長より短い格子定数成分は、エバネッセント場を作る。

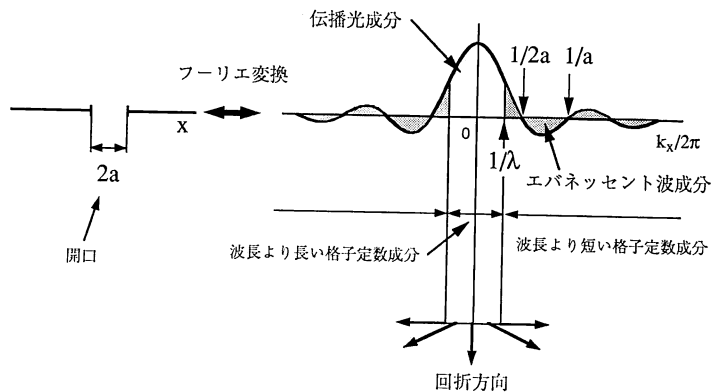
図7より、開口が小さくなるほど、エバネッセント波の占める割合が大きくなり、しかし一方いかに小さなピンホールでも、必ず伝播光成分を含むこともわかる。そして、エバネッセント波成分は波長を超える分解を与え、一方、伝播光成分は波長を超える分解を与えない。

このような微小開口に光を入射し、そのニアフィールドに試料を置くと、試料は開口によって回折されたエバネッセント波成分と伝播光成分によって照明される。物体の構造が波長より短い間隔を持つ格子の場合、エバネッセント波成分が物体構造と再結合して、伝播光に変換される(あるいは全反射の場合と同様に、フォトン・トンネリングされるといってもよい)。

5.2 微小開口走査によるニアフィールド顕微鏡

図7(b)の回折波の角度スペクトルを光軸方向に伝播させると、開口から離れるにしたがって電場分布がどのように変化していくかがわかる。図8に、波長の10分の1の径をもつ開口による回折波の強度(電場の2乗)分布および角度パワースペクトル分布と、開口からの距離との関係を示す¹⁵⁾(ただし、共に光軸(z)方向は対数スケール)。

図8(a)より、開口から開口半径程度の距離のニアフィールドまでは、開口と同程度のスポット径を保つことがわかり、図8(b)からは波長を超える波(すなわち波数 k_x が $1/\lambda$ より大きい成分)は、伝播できずに z が大きくなるにつれて減衰していくことがわかる。このこと



(a) 有限開口

(b) 有限開口の空間周波数成分
(これは、Kirchhoffの境界条件に従えば、開口直後の光の複素振幅分布の角度スペクトルに一致する。)

図7 微小開口による光の回折のスカラ理論による説明図¹⁵⁾

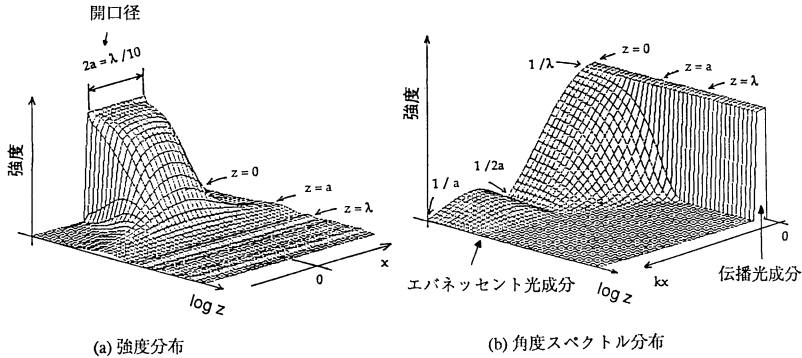


図 8 微小開口からの回折波の強度分布と角度パワースペクトル分布¹⁵⁾

からも、波長より小さな径の微小開口を、観察したい試料から開口径より近い距離（ニアフィールド）において x - y 走査すると、波長を超える分解（開口径程度）で画像が得られることがわかる。

ただし、ファーフィールドには、もともと伝播光成分が含まれており、それと低周波構造との結合による回折成分も到達するので、これらをエバネッセント波と微細構造との結合による伝播光と分離してやる必要がある。幸い、エバネッセント場は開口から離れるに従って振幅が減衰していくので、試料とピンホールの距離を時間的に変調させて、出力信号を変調に合わせてロックイン検出すると、エバネッセント場による回折成分のみを検出することが可能となる。

このような微小開口によるニアフィールド走査顕微鏡の原理は、1955年に O'Keefe が明確に提案している²¹⁾。ただし、その説明には少し不鮮明なところがあり、エバネッセント場と微細構造との結合成分を直接検出するのではなく、エバネッセント波が微細な吸収物体によって吸収されるのを、他の次数の回折波におけるエネルギーの再分配則^{22,23)}から、元々の伝播光成分強度の減衰として検出する、と考えたようである。

5.3 Bethe の微小開口による回折理論

先に述べたスカラー光学理論では、角度スペクトル（あるいはフーリエ光学）の考え方からエバネッセント波成分の存在を考慮に入れることによって、Kirchhoff の回折理論より、より厳密に回折場を取り扱うことができた。

Kirchhoff の回折理論よりも、より厳密な微小開口理論としては、このほかに、電磁気学的に微小開口からの電磁波の回折、放射を取り扱った Bethe の理論²⁴⁾がある。Bethe の理論では、Kirchhoff の回折理論の二つの近似による仮定、すなわち、1) 伝導スクリーン上では電

場とその法線方向への微係数がゼロであるとする、および、2) 開口内での光の振幅分布は、開口が存在しないときの入射波の分布と変わらないとすること、を排除することによって、波長より十分小さい開口による回折場を取り扱う。1)については、ベクトル光学的に考えると、回折によってスクリーンに垂直な電場成分が発生するとしたら、それはスクリーン上で電場がゼロという境界条件を満足しないので、成り立たないし、2)については、開口内にも回折成分は存在するはずである。

Bethe の理論では、開口内での電場・磁場は、開口がなかったときの場と回折場との和として表される。さらに開口が十分小さいと仮定することによって、開口内にはスクリーンに対して法線方向の電場とスクリーンに接する方向の磁場が存在する。そうすると、このような開口には仮想的に、入射した電場の法線方向成分によって励振された電気双極子と、入射してきた磁場の接線方向成分によって励振された磁気双極子が、存在しているものと考えられる。図 9 に、この様子を Collin が表した図を示す²⁵⁾。

垂直入射の場合は、電場も磁場も入射スクリーン面に平行であるので、磁気双極子のみが励起される。この磁気双極子によってスクリーンの後ろ側（射出側）に電場と磁場が発生する。その値は Stratton による式²⁶⁾を用いて厳密に求められる。そして、これらを使えば、開口の後ろにできる電磁場の強さと伝播方向が完全に求められる。図 10 に微小開口に存在する仮想磁気双極子によってつくられる電場の、開口からの距離（光軸上）に対する強度変化²⁷⁾を、図 11 に微小開口に電磁波が垂直に入射した場合と斜めに入射した場合の、ポインティングベクトルの大きさを示す²⁸⁾。

この微小開口理論は、マイクロ波導波管の結合器として応用されており、Bethe 孔の方向性結合器と呼ばれて

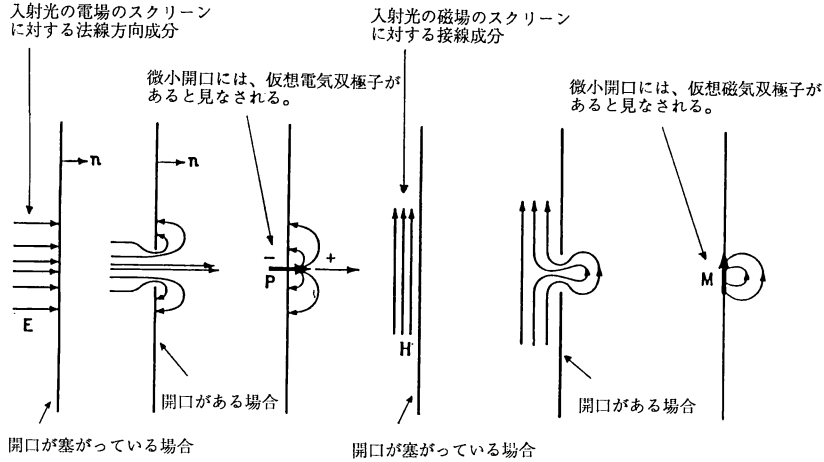
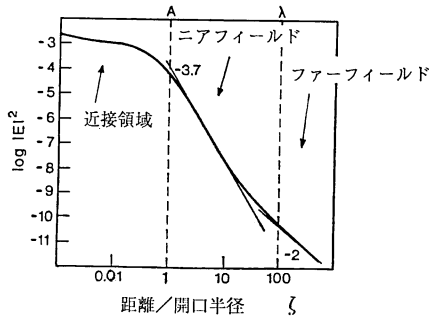


図9 開口による回折電場・磁場の説明図²⁵⁾



(開口半径Aは波長λの1/100)

図10 開口からの距離に対する回折光の光軸上の強度分布²⁷⁾

広く用いられている²⁵⁾。

Bouwkamp は, Bethe の微小開口の回折理論をその後より詳細に検討し, それを拡張している²⁹⁾。また, Marchand らは, Kirchhoff の理論を拡張することによって, 上の 2) の近似を取り除いたスカラー理論を示している^{30,31)}。この理論においては, 開口のエッジによる回折波が開口内で多重反射する成分をも考慮している。微小開口の回折の問題はその後, スリット³²⁾や矩形開口などに対する回折場³³⁻³⁶⁾, 厚いスクリーンに開けられた微小開口³⁷⁻³⁹⁾など, 研究が続けられている。しかし, ニアフィールド顕微鏡としての提案は, 1972年の Ash と Nicholls の実験報告⁴⁰⁾まで待たなければならない。

5.4 Ash and Nicholls のマイクロ波の実験と Massey の遠赤外の実験

微小開口を用いたニアフィールド走査顕微鏡を最初に試作したのは, Ash と Nicholls である。彼らは 1972年の Nature に, 図12に示すような 10GHz (3cm 波)

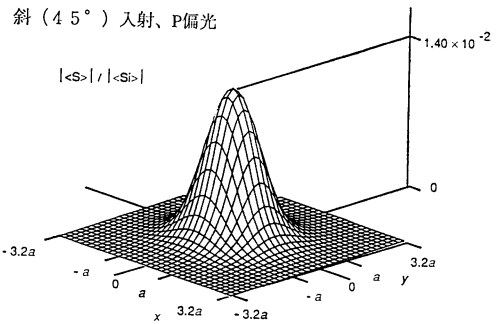
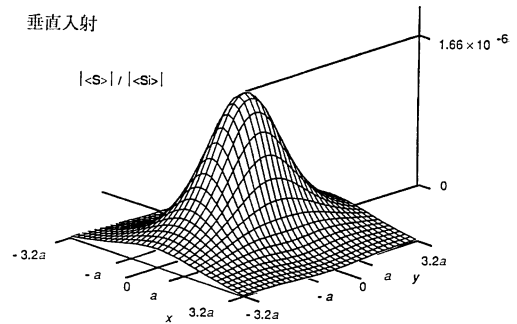


図11 微小開口からの回折波のポインティングベクトルの分布。開口径の距離だけ開口から離れた位置における分布の比較。垂直入射より斜入射の方が4桁大きいことに注意²⁸⁾。

のマイクロ波の共振器を作って, 波長の60分の1の分解で金属(アルミニウム)格子(幅0.5mm), 文字パターン, 誘電体の反射率分布などの測定を行った⁴⁰⁾。この実験結果は非常に見事であったが, この発表の後再び10年以上, ニアフィールド顕微鏡の研究は滞ること

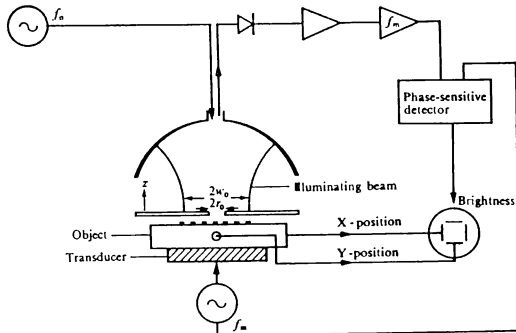


図 12 Ash と Nicholls のマイクロ波走査型ニアフィールド顕微鏡⁴⁰⁾

となる。

1984年, Massey はスカラー回折理論に基づいて, 微小開口が超解像を与えることを指摘し⁴¹⁾, 1985年に118.8 μm の CO_2 レーザーを用いて実験を行った⁴²⁾. これは, スカラー回折理論による微小開口走査ニアフィールド顕微鏡の, 最初の研究成果ではないかと思う。

6. 誘電体チップによるエバネッセント波発生

6.1 歴史—IBM チューリッヒと Cornell 大学

これまで述べた微小開口型のニアフィールド走査顕微鏡では, 導電性(金属)スクリーンに微小開口をあけ, それを試料表面上のニアフィールドで x - y 走査する. そのためには, スクリーンと試料はともに, 波長より高い面精度でもって鏡面である必要がある. しかし, 現実の顕微測定では試料は凹凸をもっていることが多く, これが, Ash と Nicholls の発表の後, ニアフィールド顕微鏡の研究が続かなかった理由かもしれない。

1982年に走査トンネル顕微鏡 (STM) が発表されると, 微小開口の代わりに先端径が波長より小さい誘電体のチップを使ったニアフィールド顕微鏡が, 独立して二つのグループから発表され始めた. IBM チューリッヒの Pohl, Denk, Dürig, Fischer らのグループ^{27, 43-48)} と, Cornell 大学の Betzig, Lewis, Isaacson, Harootunian らのグループ⁴⁹⁻⁵⁵⁾ である. このようなチップを用いると, 形状を持つ試料に対しても表面上を微小開口がニアフィールドで走査することができる。

Pohl らは, 石英柱を異方性エッチングによって尖らせ, クロム極薄膜を塗布した上に, 不透明伝導性スクリーンとして 500~1000 nm のアルミ(または銀)薄膜を, そしてその上に腐食防止用に金薄膜とコートした, 光プローブチップを作成した⁴³⁾. 図 13 にこの写真⁴³⁾とイラ

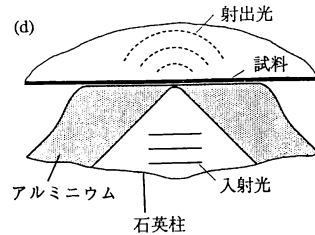
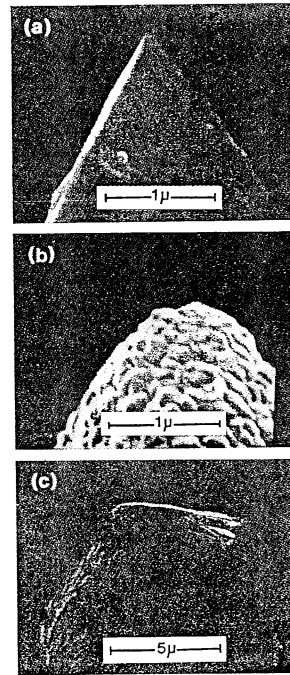


図 13 (a) 異方性エッチングにより尖らせた石英柱⁴³⁾, (b) (a)に金属コートした結果⁴³⁾, (c) (b)をガラスに押し当て, 微小開口を設けた結果⁴³⁾, (d) チップ先端の模式図²⁷⁾

スト²⁷⁾を示す. 微小開口は, プローブの先端をスライドガラスにぶつけることによって, 金属箔を押しずらせて設けた. Pohl らは, 聴診器が心拍 (30~100 Hz, すなわち 100 m の波長の音波) を 10 cm の空間分解で聴き分けられることから, この顕微鏡を optical stethoscopy (聴診器) と名付けた⁴³⁾. 光学系は誘電体チップの裏面から光を入射し, 開口からのエバネッセント波で物体を照明する方法 (透過型 NSOM) をとった。

一方, Cornell のグループは最初は半導体のエッチング技術によって開口を持つチップの作成を試みたが⁴⁹⁾, その後先端の内径 10~500 nm のガラスのピペットを引張り法によって作り, やはりその外を金属コートすることによって微小開口チップを作り上げた⁵²⁾. 図 14 にそ

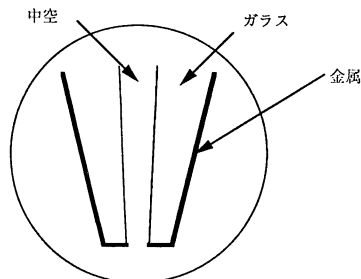
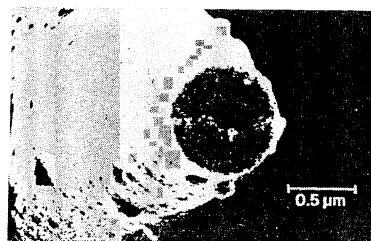


図 14 ガラスピペットを引っ張って作った内部が中空の微小開口チップ⁵³⁾

の写真とイラストを示す⁵³⁾。

このようにチップ内径を中空にする方法は IBM の方法と比べ製作技術が困難で、また中空の空気の屈折率が石英の場合より小さいため、エバネッセント波のカップリングが悪いような気がするのだが、得られている像は、より信頼性が高いような気がする。これは、1)チップからエバネッセント波を放射するのではなく、試料からのエバネッセント波をチップへ取り込む(集光法)方法であることと、2)装置に STM を組み込むことにより、チップの周囲の金属とサンプルとの間をトンネル電流でフィードバックをかけ、試料チップ間の距離を固定して走査していることが、主な理由であろうと思われる。このトンネル電流制御法は、途中から IBM グループも採用している⁴⁶⁾。

IBM のグループと Leitz の Fischer は、反射型の NSOM として、図 15 のような系も提案している⁵⁶⁻⁵⁸⁾。これは Ash や Massey と同じく、平面金属スクリーン上に設けた微小開口を走査する方法でありチップ形状をとっていないので、観察試料はやはり鏡面か凸面の試料に限られる。ただし、平面金属は誘電体にコーティングされており、かつ開口への入射光は誘電体から外側への全反射角で入射される。図 11 の説明でも述べたように、p 偏光の斜入射は、スクリーンの法線方向の電場成分を持っているので、開口内の仮想電気双極子が入射電場によって直接励起される。そこでこの系では、開口直後には強いエバネッセント場が形成される。出力は、このエバネッセントスポットが試料によって回折、散乱さ

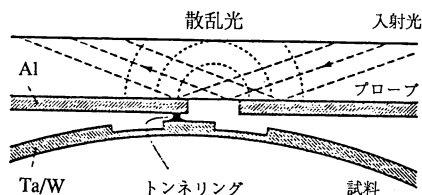


図 15 全反射型微小開口走査顕微鏡⁵⁸⁾

れるのを入射側で検出することによって得る。この場合も、金属スクリーンと試料間のトンネル電流量でフィードバックシステムを構成することによって、良好な結果を得ている⁵⁸⁾。

6.2 蛍光観察顕微鏡

光学顕微鏡において、透過顕微鏡、反射顕微鏡と共に代表的な光学系は、蛍光顕微鏡である。とくに生物試料の観察には、蛍光色素標識により特定物質のコントラストが増倍されることを利用した蛍光顕微鏡の役割は重要である。Cornell のグループは、生物試料観察用の蛍光顕微鏡応用に NSOM を用いることを検討し⁵²⁾、また蛍光色素で作った格子の分布を測定している⁵⁰⁾。日本では、先駆的に京大の岡崎らが STM 装置を改造することによって蛍光 NSOM を試作した^{4,59)}。蛍光観察の場合、励起光と蛍光を分光分離してやることによって、試料とチップ先端との伝播光成分の干渉などの雑音に悩まされずに済み、また絶対強度測定であるので、原理的には SN 比が高い。しかし、現実には蛍光色素の量子効率がよくないので、極めて微弱な光の検出を行わなければならない。

6.3 全反射と誘電体チップの組合せ一走査トンネリング顕微鏡

1989 年頃になって、フランスの Courjon のグループ^{60,61)}、アメリカの Reddick のグループ⁶²⁻⁶⁴⁾、東工大の大津らのグループ^{5,65)} がそれぞれ独立に、走査トンネリング光学顕微鏡あるいはフォトン STM と名付けて、同じ形態の NSOM を提案した。

この方法は、透明な誘電体試料の形状測定することを目的としており、Pohl らの光学的トンネリング顕微鏡⁴⁶⁾と同じ目的をもっている。しかし、3グループの方法は、3節で述べた全反射によるフォトントンネリング顕微鏡の原理と、誘電体チップ先端の微小開口によるニアフィールド顕微鏡の原理をうまく組み合わせた点が新しい。

図 16 に光学系の例⁶¹⁾を示す。これは、誘電体試料に全反射角で入射した光が試料表面上にエバネッセント場を作り、それを微小開口を持つ誘電体チップが読み込む

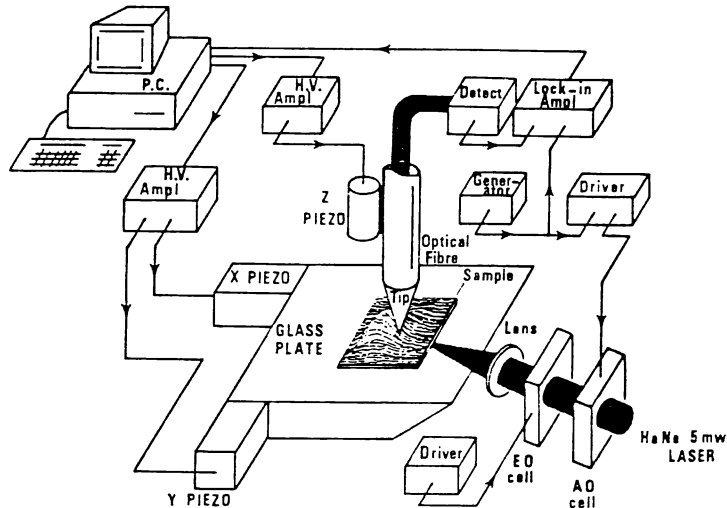


図 16 走査フォトントンネリング顕微鏡の構成図⁶¹⁾

形態となっている。したがって、Guerra のトンネリング顕微鏡と同様、エバネッセント場を介してトンネリングした光子の数を強度測定する方式である。図 16 に示したように、透過光強度が一定になるように x 軸方向をサーボ駆動させ、そのピエゾ電圧を読むことによって、高さ分布が得られる。

x 方向の分解能については、入射光のエバネッセント場が試料表面から離れるにしたがってエクスポネンシャルな減衰をすること、微小開口の見る場がエクスポネンシャルに減衰することの積で、奥行き深度が決まる。全反射角を大きくすれば、Guerra の顕微鏡と同様にサブナノメートルオーダーまで測れる。

面内方向の分解能は、微小開口だけで決まるとするならば、これまでの理論が成立するが、入射光が元々単一の波数ベクトル（入射角と入射方向で決まる）を持つエバネッセント波であり、それと試料表面の構造との相互作用によって回折散乱場を作るので、少し複雑になる。たとえば、適当な格子定数を持つ微細構造に対しては、エバネッセント場はむしろ伝播光成分に変換してしまうことがあり、これは微小開口では高分解検出できない。これは、このほかのニアフィールド顕微鏡と異なり、入射光がもともとエバネッセント場であり、波長を超えているために生じる。また、試料は透明であり、全反射光を観測面以外から入射できる必要がある。一方、入射光がエバネッセント場であることにより、伝播光によるバックグラウンド光の影響が少なく、画質の高い画像が得られる。この方法については、大津のグループが精力的に研究を進められ、成果を収められているので、詳しい

内容はそちらの文献を参考にされたい^{5,65)}。

7. 表面プラズモンによるエバネッセント波の発生

7.1 表面プラズモン顕微鏡

金属の電子密度波（プラズマ波）が金属表面を走るとき、金属表面の電子の振動により電磁波が発生する。その表面方向の伝播速度は金属の外側の媒質の光速より遅いので、発生する電磁波の波数は振動数で決まる波数より大きく、結局、発生する電場は金属表面から指数関数的に減衰する非放射な場、すなわちエバネッセント場となる^{66,67)}。

このような表面プラズマ波（あるいは量子論的に表面プラズモン）は、金属回折格子に適当な入射角で光が入射したときの、特定の次数のエバネッセント波化した回折波、あるいは、高屈折率プリズム裏面で光を全反射させたときにできるエバネッセント波と結合することができる。

この表面プラズマ波が作るエバネッセント波も、ニアフィールド顕微鏡に利用することができる。最初に表面プラズモン顕微鏡を試作したのは、Yeatman と Ash である⁶⁸⁾。彼らは、プラズモンの共鳴角を測定することによって誘電体 (WO_3) 膜の厚さを単原子層精度で分解したが、面内の分解は主張していない。国内でも岡本らが屈折率分布測定を行っている⁶⁹⁾。

Rothenhäusler と Knoll は、Yeatman らと独立に、同じタイトルの論文を 1988 年に発表している⁷⁰⁾。彼らは、特定の試料に対してのみプラズモン共鳴を励起する

ような角度で平行光を入射することによって、非走査で画像を得ている。入射角度を変えると見える試料が変わり、明暗が反転する。

このような表面プラズモン顕微鏡は、位相差顕微鏡の感度増感法として理解されている⁷⁰⁾。ニアフィールド顕微鏡としては、奥行き高分解能機能は有するものの、面内分解能は全反射ニアフィールド顕微鏡より低い。これは金属表面のプラズモンの伝播長が Goos-Hänchen シフトよりはるかに長いためである。

伝播長が長いことを逆に利用すると、高感度な表面顕微鏡が実現できる。全反射や回折格子によるエバネッセント波が表面プラズモンを励振すると、それがエバネッセント電場を発生する。その伝播長は長い(すなわち寿命が長い)ので、入力したエバネッセント場よりはるかに強い電場を形成することができる。この原理は表面電場増強法として多光子吸収や高調波発生⁷¹⁾などの非線形光学、太陽電池⁷²⁾や表面増強ラマン分光⁷³⁾、表面増強蛍光分光⁷⁴⁾、赤外吸収分光⁷⁵⁾や可視吸収増感センサー⁷⁶⁾など、工学応用や分光分析応用としても広く知られている。

7.2 ローカルモードの表面プラズモン

表面プラズモンによる表面場増強法は、ニアフィールド顕微鏡の最大の弱点である感度の弱さ、SN 比の低さを克服してくれる一方、上に述べたように空間分解能を失ってしまうという致命的欠点があった。

1985年に Wessel は、波長より小さい金属粒子をプローブとして、その球表面に立つローカルモードの表面プラズモンが発生するエバネッセント場によって表面増強したラマン分光や2次高調波のスペクトルを計測する顕微鏡を提案し、surface-enhanced microscopy と名付け、さらに光学的超解像イメージングの可能性を示唆した⁷⁷⁾。

1988年 Fischer と Pohl は、実際に 90 nm のポリスチレン球に 20 nm の金をコートしたプローブ・チップを用いたニアフィールド顕微鏡を試作し、実験にも成功したことを報告した⁷⁸⁾。図 17 にその光学系とプラズモンの分散関係を示す。この実験では、入射光は金粒子の球表面にローカライズされた表面プラズモンのエネルギー (2.2 eV) より低いエネルギーの光 (1.96 eV: He-Ne レーザー) が使われたので、角度をうまく選んでプローブ以外の金属表面上に通常モードの表面プラズモンを励起することができても、プローブのローカルプラズモンモードは励振されない。しかし試料がプローブに近づくと、金属表面のニアフィールドにおける実効的な

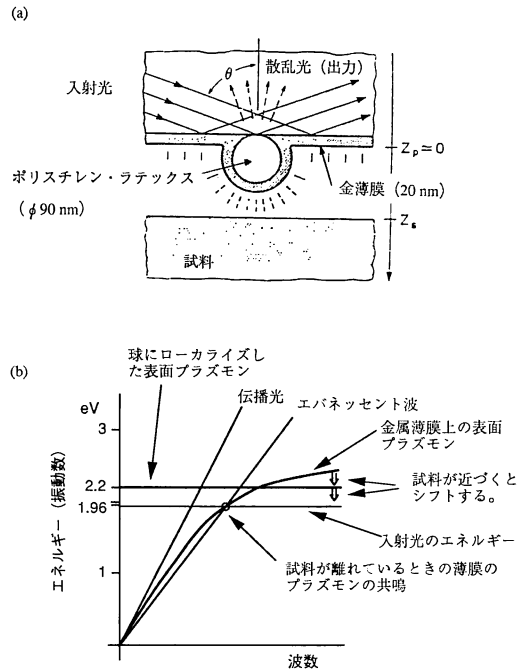


図 17 ローカルプラズモンを利用したプローブ走査顕微鏡⁷⁸⁾と分散関係

誘電率は増加するので、図 17(b) のプラズモンの分散曲線は全体に下方へずれて、その結果、ローカルプラズモンが励起されると考えられる。プローブの粒径は波長より十分小さい(レーリー散乱領域)のでローカルプラズモンの波数の選択性はなく、散乱放射波も発生する。この散乱光を検出することによって、試料の形状(あるいは誘電率分布)が高分解で顕微計測される。

7.3 偏光面、深さ分解の比較

入射光の振動面について整理すると、表面プラズモンを利用する方法は、p 偏光の光に限られる。一方、誘電体の全反射を利用する方法では s 偏光の方が強いエバネッセント場を作る。また微小開口では、できるだけ開口に対して角度をもって p 偏光成分を入射させるのがよい。

エバネッセント場のしみ出る深さ(ニアフィールド)に関しては、全反射を用いる方法では入射角によって深度を変えることができるが、表面プラズモンを用いると共鳴角によって入射角が固定されるため、深度は可変とならない。そして、それは全反射で実現できる深さの範囲内である。微小開口の場合の深度は、開口径で決まる。

8. チップの検討: 励起子の利用, レーザーチップ, フォトディテクターチップなど

ニアフィールド顕微鏡は, その感度の低さ, SN 比の悪さが最大の問題点だと思う. スクリーンに設けられた波長より小さい開口に, 光を効率よく集光することは非常に難しい. ここに再び光の回折限界の問題がよみがえる. 開口が非常に小さくなると, 金属スクリーンに入射した光のほとんどはエバネッセント場を作るのに寄与せず, 金属反射をするだけとなる. 開口からエバネッセント場を読む場合も同じ効率であり, 極めて微弱な信号しか得られない.

これは先端を尖らせたファイバーや誘電体チップを作っても同じことである. ファイバーの先端がだんだん細くなり, その径が波長 λ/n (n はファイバーの屈折率) 以下になると, 光はそれより先へは伝播できなくなり, もっとも減衰のない TE₁₁ モードでさえ急速に減衰し, あるいは横側の金属膜を透過し, また吸収され減衰する. まさに波長の限界である.

これらを解決するには, 伝播光以外の方法でチップ先端まで光を届けなければならない. 現在までのおそらく唯一の試みは励起子の利用である. これは Cornell 大学から離れた Lewis のグループの Lieberman らによって 1990 年に提案された⁷⁹⁾. Cornell 大学ではガラスピペットを微小開口としてこれまで用いてきたが, Lieberman らはこの中にアントラセン分子を結晶成長させた. アントラセンは近紫外光励起に対して, 量子効率がほぼ 1 の強い青色蛍光を発する. そこでアルゴンレーザー 363.8 nm をアントラセン結晶の中に含むマイクロピペットに照射すると, 波長より十分小さい径の先端から蛍光する.

さらに, このような結晶を試料表面にナノメートルオーダーで近付けたとき, 試料が光によって励起され, 光を吸収するのではなく, 励起子が直接, 試料表面の特定の分子に伝達されることを検討し, そのような顕微鏡を MEM (molecular exciton microscopy) と名付けている⁸⁰⁾.

ニアフィールド顕微鏡の SN 比が非常に良くないもう一つの理由は, 入射光と試料がつくるエバネッセント場中に, プロブ・チップが挿入されることにより, その場が著しく乱されることにある. プロブは, 決して透明な存在ではなく, 反射, 散乱をもたらすハイ・インピーダンスな物体である. これは, プロブ側からエバネッセント場を発生させた場合も試料がハイ・インピー

ダンスな物質構造であれば起きる問題である. このことが, STM や AFM より, 観察画像の信頼性を損なう原因となっていると思われる. 上記のような励起子のトンネリングは, この問題に対する解法のひとつかも知れない.

さて, ここからはアイデアだけの世界だが, 光を導波路 (あるいはファイバー) で先端まで持っていき, あるいは先端から取り出すのが難しいのなら, 発光素子や受光素子をプローブの先端に直接付けてしまえばどうだろうか? たとえばチップの先端に波長より小さい発光素子を付けて直接光らせる, あるいは, 先端に蛍光ビーズを付けて別の波長の光で光らせる. 微小開口か微小突起部を持つ半導体レーザーなんていうのも作れるかもしれない. Ash の最初のニアフィールド顕微鏡は共振器の一方に平面鏡に微小開口を設け, Q 値の変化をモニターしていた⁴⁰⁾. 検出器側で工夫をするなら, 波長より小さい面積からなる微小光検出器が作れないだろうか? 全体の形状をも含めたフォトディテクターのマイクロ・アプリケーションの検討が必要かも知れない.

9. おわりに

エバネッセント場の波動光学的概念を中心に, ニアフィールド顕微鏡を解説した. そして, エバネッセント場を発生する方法として, 全反射, 回折格子, 微小開口, および表面プラズモンを紹介し, それぞれを利用した例をレビューした. 紙面の制限で, 最初にした原稿を大幅に圧縮せざるを得ず, 残念ながらそれぞれの方法の比較や問題点, 可能性までは詳しく触れることはできなかった. また, 別の解釈との対応関係や, データの比較も示すことができなかった. 別の機会に譲りたい.

気がつけば, 世の中からレコード針がなくなってしまい, いつの間にか光ディスクの時代が変わってしまった. 光学顕微鏡においてもレーザー走査顕微鏡が実用化されてきている. ところが, ここで紹介したニアフィールド顕微鏡では, 対物レンズの代りに再びレコード針のような光プローブが用いられる. 文字どおり, “歴史は繰り返す” である. この原稿を書いている途中に, Cornell から Bell 研に移った Betzig らが, 光磁気ディスクの記録・再生ヘッドとしてニアフィールド顕微鏡を応用した論文を発表した^{80,81)}. 光学顕微鏡は, 顕微観察のみならず, 光メモリやリソグラフィ等, 応用範囲が広い. ニアフィールド顕微鏡も, さらなる研究が待望されている.

文 献

- 1) W. Lukosz and M. Marchand: *Opt. Acta*, **10** (1963) 241.
- 2) 河田 聡: *O plus E*, No. 154 (1992) 73.
- 3) 小瀬輝次: *O plus E*, No. 154 (1992) 66.
- 4) 岡崎 敏: *O plus E*, No. 118 (1989) 110-116.
- 5) 蔣 曙東, 富田直行, 大津元一: *光学*, **20** (1991) 134-141.
- 6) A. Lewis and K. Lieberman: *Anal. Chem.*, **63** (1991) 625-638.
- 7) N. J. Harrick: *Internal Reflection Spectroscopy* (Harrick Scientific Corp., Ossinnyng, New York, 1979) pp. 1-65.
- 8) C. K. Carniglia, L. Mandel and K. H. Drexhage: *J. Opt. Soc. Am.*, **62** (1972) 479-486.
- 9) T. Hirschfeld: *Appl. Spectrosc.*, **31** (1977) 289-292.
- 10) J. M. Guerra and W. T. Plummer: United States Patent 4681451 (1987).
- 11) J. M. Guerra: *Appl. Opt.*, **29** (1990) 3741-3752.
- 12) 中野隆志, 河田 聡: “エバネッセント場顕微鏡による超解像赤外顕微分光”, *分光研究*, **41** (1992) 印刷中.
- 13) T. Nakano and S. Kawata: “Infrared evanescent-field microscope using CO₂ laser for reflectance measurement,” *Optik* (submitted).
- 14) J. W. Goodman: *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York, 1988) pp. 48-54.
- 15) 河田 聡: 第7回レーザ顕微鏡研究会論文集 (1991) pp. 33-40.
- 16) S. Kawata: OITDA 2nd Forum Optical Scanning Microscopy (Okinawa, 1992) pp. 73-77.
- 17) J. H. McLeod: *J. Opt. Soc. Am.*, **44** (1954) 592-597.
- 18) J. Durnin: *J. Opt. Soc. Am. A*, **4** (1987) 651-654.
- 19) R. Arimoto, C. Saloma, T. Tanaka and S. Kawata: “Imaging properties of axicon in a scanning optical system,” *Appl. Opt.* (in press).
- 20) 居相直彦, 河田 聡: 第53回応用物理学会講演会講演予稿集 (1992) p. 775.
- 21) J. A. O’Keefe: *J. Opt. Soc. Am.*, **46** (1956) 359.
- 22) Lord Rayleigh: *Philos. Mag.*, **14** (1907) 60.
- 23) U. Fano: *J. Opt. Soc. Am.*, **31** (1941) 213.
- 24) H. A. Bethe: *Phys. Rev.*, **66** (1944) 163-182.
- 25) R. E. Collin: *Foundations for Microwave Engineering* (McGraw Hill, London, 1966) pp. 190-197.
- 26) J. A. Stratton and L. J. Chu: *Phys. Rev.*, **56** (1939) 99-107.
- 27) U. Dürig, D. W. Pohl and F. Rohner: *J. Appl. Phys.*, **59** (1986) 3318-3327.
- 28) T. Nakano and S. Kawata: *J. Mod. Opt.*, **39** (1992) 645-661.
- 29) C. J. Bouwkamp: *Philips Res. Rep.*, **5** (1950) 401-422.
- 30) E. Marchand and E. Wolf: *J. Opt. Soc. Am.*, **56** (1966) 1712-1721.
- 31) E. Marchand and E. Wolf: *J. Opt. Soc. Am.*, **59** (1969) 79-90.
- 32) B. J. Lin: *J. Opt. Soc. Am.*, **62** (1972) 976-981.
- 33) C. Butler, Y. Rahmat-Samii and R. Mittra: *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-26** (1978) 82-93.
- 34) Y. Leviatan and R. F. Harrington: *Arch. Elektr. Ubertr.*, **38** (1984) 231-238.
- 35) Y. Leviatan: *J. Appl. Phys.*, **60** (1986) 1577-1583.
- 36) R. English, Jr. and N. George: *J. Opt. Soc. Am. A*, **5** (1988) 192-199.
- 37) F. L. Neerhoff and G. Mur: *Appl. Sci. Res.*, **28** (1973) 73-88.
- 38) A. Roberts: *J. Opt. Soc. Am. A*, **4** (1987) 1970-1983.
- 39) A. Roberts: *J. Appl. Phys.*, **65** (1989) 2896-2899.
- 40) E. A. Ash and G. Nicholls: *Nature*, **237** (1972) 510-512.
- 41) G. A. Massey: *Appl. Opt.*, **23** (1984) 658-660.
- 42) G. A. Massey, J. A. Davis, S. M. Katnik and E. Omon: *Appl. Opt.*, **24** (1985) 1498-1501.
- 43) D. W. Pohl, W. Denk and M. Lanz: *Appl. Phys. Lett.*, **44** (1984) 651-653.
- 44) D. W. Pohl: United States Patent 4604520 (1986).
- 45) U. Dürig, D. Pohl and F. Rohner: *IBM J. Res. Dev.*, **30** (1986) 478-483.
- 46) D. W. Pohl, U. Ch. Fischer and U. T. Dürig: *Proc. SPIE*, **897** (1988) 84-90.
- 47) D. W. Pohl, U. Ch. Fischer and U. T. Dürig: *J. Microsc.*, **152** (1988) 853-861.
- 48) W. Denk and D. W. Pohl: *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9** (1991) 510-513.
- 49) A. Lewis, M. Isaacson, A. Harootunian and A. Muray: *Ultramicroscopy*, **13** (1984) 227-232.
- 50) A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson and A. Lewis: *Appl. Phys. Lett.*, **49** (1986) 674-676.
- 51) E. Betzig, A. Harootunian, A. Lewis and M. Isaacson: *Appl. Opt.*, **25** (1986) 1890-1900.
- 52) E. Betzig, A. Lewis, A. Harootunian, M. Isaacson and E. Kratschmer: *Biophys. J.*, **49** (1986) 269-279.
- 53) E. Betzig, M. Isaacson and A. Lewis: *Appl. Phys. Lett.*, **51** (1987) 2088-2090.
- 54) E. Betzig, M. Isaacson, H. Barshatzky, A. Lewis and K. Lin: *Proc. SPIE*, **897** (1988) 91-99.
- 55) E. Betzig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner and R. L. Kostelak: *Science*, **251** (1991) 1468-1470.
- 56) U. Ch. Fischer: *J. Vac. Sci. Technol. B*, **3** (1985) 386-390.
- 57) U. Ch. Fischer: *J. Opt. Soc. Am. B*, **3** (1986) 1239-1244.
- 58) U. Ch. Fischer, U. T. Dürig and D. W. Pohl: *Appl. Phys. Lett.*, **52** (1988) 249-251.
- 59) S. Okazaki, H. Sasatani, H. Hatano, T. Hayashi and T. Nagamura: *Mikrochim. Acta [Wien]*, **III** (1988) 87-95.
- 60) D. Courjon, K. Sarayeddine and M. Spajer: *Opt. Commun.*, **71** (1989) 23-28.
- 61) D. Courjon, J. Vigoureux, M. Spajer, K. Sarayeddine and S. Leblanc: *Appl. Opt.*, **29** (1990) 3734-3740.
- 62) R. C. Reddick, R. J. Warmack and T. L. Ferrell: *Phys. Rev. B*, **39** (1989) 767-770.
- 63) P. J. Moyer, C. L. Jahncke, M. A. Paesler, R. C. Reddick and R. J. Warmack: *Phys. Lett. A*, **145** (1990) 343-347.
- 64) M. A. Paesler, P. J. Moyer, C. J. Jahncke, C. E. Johnson, R. C. Reddick, R. J. Warmack and T. L. Ferrell: *Phys. Rev. B*, **42** (1990) 6750-6753.
- 65) 蔣 曙東, 富田直行, 中川賢一, 大津元一: 電気学会研究会資料, **IM-89-45** (1989) 1-9.
- 66) H. Reather: “Surface plasma oscillations and their applications,” *9, Physics of Thin Films* (Academic, 1977) p. 145.

- 67) 河田 聡: *O plus E*, **112** (1989) 133-139.
- 68) E. M. Yeatman and E. A. Ash: *Proc. SPIE*, **897**(1988) 100-107.
- 69) 岡本隆之, 山口一郎: *光学*, **19** (1990) 682-686.
- 70) B. Rothenhäusler and W. Knoll: *Nature*, **332**(1988) 615-617.
- 71) H. J. Simon, D. E. Mitchell and J. G. Watson: *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974) 1531.
- 72) S. Hayashi, K. Kozaru and K. Yamamoto: *Solid State Commun.*, **79** (1991) 763-767.
- 73) C. Y. Chen, I. Davoli, G. Ritchie and E. Burstein: *Surf. Sci.*, **101** (1980) 363-366.
- 74) R. E. Benner, R. Dornhaus and R. K. Chang: *Opt. Commun.*, **30** (1979) 145-149.
- 75) A. Hartstein, J. R. Kirtley and J. C. Tsang: *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1980) 201-204.
- 76) 加野 裕, 河田 聡: “吸光感度増感型表面プラズモンセンサ”, *光学連合シンポジウム '92 講演論文集 Ap07* (1992).
- 77) J. Wessel: *J. Opt. Soc. Am. B*, **2** (1985) 1538-1540.
- 78) U. Ch. Fischer and D. W. Pohl: *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 458-461.
- 79) K. Lieberman, S. Harush, A. Lewis and R. Kopelman: *Science*, **247** (1990) 59-61.
- 80) E. Betzig, J. K. Trautman, J. S. Weiner, T. D. Harris and R. Wolfe: *Appl. Opt.*, **31** (1992) 4563-4568.
- 81) E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy and P. L. Finn: *Appl. Phys. Lett.*, **61** (1992) 142-144.