

Title	赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡に関する基礎的研 究
Author(s)	中野,隆志
Citation	大阪大学, 1993, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3065912
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

Osaka University

 \Diamond

赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡に関する基礎的研究 Near-field Scanning Optical Microscopy for Infrared Micro-Analysis

中野隆志 Takashi Nakano 1992年12月

Department of Applied Physics, Osaka University 赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡に関する基礎的研究

Near-field Scanning Optical Microscopy for Infrared Micro-Analysis

中野隆志 Takashi Nakano 目次

第1	章	序			1
]	. —	1	顕微鏡の分	解能の限界	1
]	. –	2	ニアフィー	ルド光学走査顕微鏡の歴史	2
1	. —	3	ニアフィー	ルド光学走査顕微鏡の原理と構成	3
1	_	4	赤外顕微分	光が持つ重要性とニアフィールド光学走査顕微鏡の応用	9
第2	章	べ	クトル理論	に基づく微小開口のニアフィールド回折場	10
2	; —	1	Betheの回折	理論	10
2	; —	2	微小円形開	口の回折場の計算	12
	2	-2	-1 開口	に対する入射角θの違いによる回折パターンの変化	12
	2	-2	-2 開口	/波長に対するポインティングベクトルの変化	21
	2	- 2	-3 開口:	からの距離によるポインティングベクトルの変化	24
	2	-2	-4 考察		24
2		3	溦小輪帯開	口の回折場の計算	29
	2	- 3	-1 輪帯	開口の回折モデルと計算方法	29
	2	- 3	-2 輪帯.	比率による回折場の変化と考察	32
	2	- 3	-3 開口:	からの距離による回折場の変化と考察	41
	2	- 3	-4 考察	(円形開口との比較)	41
2	_	4	製型スクリ	ーン上の微小開口の回折場の計算	44
	2	- 4	-1 スク	リーンと開口のモデル	44
	2	- 4	-2 回折	湯のポインティングベクトル分布	47
	2	- 4	-3 スク	リーンの傾きと屈折率による回折場の違い。	47
	2	- 4	-4 考察		53
第3	章	ス	カラー理論(こ基づく微小開口のニアフィールド回折場	54
3	—	1	Marchandの[回折理論	54
	3 ·	- 1	-1 微小	円形開口の回折場の計算	56
	3 ·	- 1	-2 開口;	からの距離による回折場の変化	56
	3 -	- 1	-3 各波	長での電場分布(開口径/波長に対する電場の変化)	58
	3 ·	- 1	-4 考察		58
	3 -	- 1	-5 Bethe	の回折理論による回折場との対応関係	60
3		2	Fourier Optic	sによる回折理論	60
	3 -	- 2	-1 微小>	スリットの回折場の計算	61
	3 -	- 2	-2 微小F	円形開口の回折場の計算	61
	3 -	- 2	-3 考察		63
	3 -	- 2	-4 March	nandの回折理論による回折場との対応関係	63

3-3 Fourier Optics とBetheの回折理論による回折場の対応関係	67	
3-3-1 Betheの回折理論によって求めた回折場とAngular Spectrum	67	
3-3-2 考察	72	
第4章 誘電体チップを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡	79	
4-1 原理	79	
4-2 チップの作製	81	
4-3 実験システムの試作	83	
4 – 4 光学系の調整	86	
4-5 実験結果	86	
4-5-1 光軸方向の分解能	86	
4-5-2 面内方向の分解能	92	
4-6 考察	92	
第5章 全反射を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡	96	
5-1 原理	96	
5-2 ビームスポットの計算と解析	100	
5-3 システムの試作	105	
5-3-1 顕微鏡の基本構成	105	
5 – 3 – 2 – 試作顕微FT-IRシステム	107	
5-4 スキャニング系の収差の検討	107	
5-5 実験結果	107	
5-6 考察	117	
総括	118	
謝辞	119	
Appendix		
参考文献	126	

第1章 序論

1-1 顕微鏡の分解能の限界

顕微鏡の分解能はレイリーの分解能の定義を用いると、2点として分離できる最小の 距離Δxで与えられる。このΔxは使っている光の波長λとレンズの開口数NAを用い て、

$$\Delta \mathbf{x} = 0.621 \lambda / \mathbf{NA} \tag{1-1}$$

で与えられる。つまり顕微鏡の分解能は、波長 λ と開口数NAで決まる。分解能を上げるには、波長 λ を小さくするか、開口数NAを大きくすることが必要になる。開口数NA は幾何光学的には0~1までの値しか持たないので、顕微鏡の理論上の最大の分解能は 0.621 λ になる。これは波長の約半分になる。これが回折限界による分解能の制限 である。レンズを使っている限り、この分解能の制限を外すことはできない。

可視光を用いた光学顕微鏡では、現在では対物レンズの開口数NAとして0.95が最高である。このときの分解能は0.653 λとほぼ回折限界に達している。また、可視の光学顕微鏡では、対物レンズと試料の間の空間に油を入れて屈折率を高くして用いる方法がある。これによって、対物レンズと試料の間の屈折率のマッチングがとれ、開口数NAを1以上にすることができる。現在では、開口数NAが1.4になる油浸対物レンズが最大の開口数を持つ。この場合の分解能は0.4357 λになる。乾燥系の対物レンズを用いる場合に比べて約1.5倍の分解になる。ここで、油浸対物を使って分解能を向上させる方法は、油の屈折率によって開口数が大きくなったと考える。また、光が通過している媒質の屈折率が高くなることで、光の振動数が変わらず、速度が1/nになることで、波長が短くなるからと考えることもできる。

赤外光を用いた光学顕微鏡の場合、対物レンズにカセグレン対物鏡を用いている場合 が多く、その開口数は、最高で0.5程度しかない。そのため、分解能は1.24 λにし かならず、回折限界の1/2程度の分解能しかない。この原因には、カセグレン対物鏡 が構造上、開口数を大きくすることが難しいことが上げられる。赤外でカセグレン対物 鏡を使わなければならないのは、可視で使っている対物レンズと同様のスペックを赤外 の光学材料を使って作成することが難しいためである。また現在のところ、赤外顕微鏡 では、可視光で使った油浸レンズに相当するものは存在しない。これは、赤外光が油浸 用の油で吸収されてしまうために利用できていない。

光学顕微鏡では、赤外は別にして、可視光では分解能が回折限界に達しているため、 これ以上分解能を上げることは難しい。そこで、より高い分解能で試料を観察するに は、光の振動数を高くして分解能を上げていく方法しかない。その1つに紫外線を用い た顕微鏡が開発された。現在では、波長330nmの光に対して、開口数0.85の対物 レンズがあり、分解能が0.72 λとなっている。この分解能は、波長が可視光に対し て約半分になっていることで分解は約2倍になる。さらに、波長を短くした x線顕微鏡 も開発が進められ、波長を2.4 nmにすることができる。これは、可視の波長の1/2 00以下になる。現在の分解能は、60 nmが限界になっている。これは可視光を用い た場合の分解能に対して約6倍になる。しかし、分解能は回折限界にまでは達していな

-1-

い。これは、紫外線で使えるレンズの開口数が十分高く作れていないことや、 x 線で使 えるレンズがないため、ゾーンプレートを用いているため、開口数が高くできないから である。

波長をもっと短くした顕微鏡に電子顕微鏡がある。電子顕微鏡は、走査型の電子顕微 鏡で面内分解が1nm、透過型の電子顕微鏡で0.1nm(1Å)の分解能があり、原子を 直接見ることができる。この時の電子銃の加速電圧は、100から200kV~3MVに なり、波長に換算すると0.01nmになる。これから考えると、分解能を回折限界にま で上げることができていない。これは、電子レンズに回折限界まで使えるものがないた めである。

波長を短くすることで、分解能が高くなっていることは明らかである。波長を短くす るに従って、装置的に回折限界を達成することは難しくなる。そのため波長を短くした 利点を十分に利用できていない。そこで、回折限界による制限を受けず、高い分解を得 ることができる顕微鏡が重要になる。

1-2 ニアフィールド光学走査顕微鏡の歴史

波長による制限を受けない顕微鏡として、ニアフィールド光学走査顕微鏡の開発が進 められている。この顕微鏡は、レンズを使わないため、原理的に回折限界による分解能 の制限を受けることがない。

この顕微鏡のアイデアは古く、1928年にアイルランドのSynge¹⁻³⁾が蛍光試料を波 長より小さな径の開口からの光で励起し、試料からの光を検出することでnmオーダー の分解能が得られると提案した。開口をリソグラフィーの技術で作り、試料をピエゾで 走査するといった、現在応用されているアイデアを示している。1956年にはアメリ カのO'Keefe⁴⁾が、波長より小さな径の開口のすぐ後ろの試料を開口からの光で観察する と、分解能が開口径で決まる、顕微鏡が実現できる提案した。しかし、この時代ではア イデアに対して、技術的な要求が追いつかず実現できなかった。

1972年にイギリスのAsh⁵⁾が波長3センチのマイクロ波と開口径1.5 mmの開口を 用いて、ニアフィールド顕微鏡を初めて試作した。彼らは回折格子等を観察して、 λ / 20の分解能があることを示した。1984年にはアメリカのIsaacsonらのグループ と、IBMのPohlらのグループが別々に、可視光と、開口径20 mmの開口を用いたニアフ ィールド顕微鏡を試作して、 λ /20の分解能があることを示した。彼らはその後も研 究を続けており、これまでにいくつかのタイプのニアフィールド光学走査顕微鏡を示し ている⁶⁻¹⁵⁾。これらは、波長より小さな開口を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡で ある。その他、岡崎¹⁶⁾やMassey^{17,18)}らも微小開口を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡

これとは、別に1989年にアメリカのReddick、フランスのCourjon、大津らが、 Photon STMと呼ぶタイプの顕微鏡を発表した¹⁹⁻²²⁾。Photon STMでは、試料の表面の凹凸 を、プリズムでの全反射によってできるエバネッセント場と微小開口を利用して測定し ている。Photon STMでは、試料の高さ方向に高い分解を持つ。これは、エバネッセント 場の強度が指数関数で減少していることを用いているからである。 ニアフィールド光学走査顕微鏡は現在でも研究段階であり、まだ実用化されていない。また、研究では可視光を用いて、試料の表面形状を高分解で観察することに主な目的がおかれている。

1-3 ニアフィールド光学走査顕微鏡の原理と構成

ニアフィールド光学走査顕微鏡の原理を微小開口を使って説明する。微小開口とは、 入射する光の波長より小さな径の開口を示している。微小開口に光が入射すると、開口 の後ろに局所的に存在する場ができる。ニアフィールド光学走査顕微鏡は、この局所場 を使って試料を観察する。この光の局所場が、レンズによって集光した場合のスポット より小さくできることで、レンズを用いた顕微鏡を超える分解能を得ることができる。 また、この局所場ができるところが、微小開口(局所場を作りだす部分)にほとんど密 着して波長以下の距離にあることで、ニアフィールド顕微鏡と呼ぶ。

図1-1に、この顕微鏡での試料の観察方法を示す。局所場の中に試料がない場合に は、局所場は変化を受けないため、入射光は全反射する。これに対して局所場の中に試 料が存在すると、局在していた場と試料の間の相互作用によって局所場が変化する。こ の相互作用は、試料のもつ屈折率分布や吸収分布等の面内構造や、試料表面の微細な構 造に対して起こる。局所場の変化によって、反射光や透過光、散乱光の強度が変化す る。その変化を測定することで、局所場の存在した部分の試料の情報を検出できる。試 料全体の情報を得るには、試料か局所場の位置を走査する。

ニアフィールド光学走査顕微鏡の原理を微小開口を使って説明したが、局所場を作る には、微小開口や微小金属球、微小誘電体等を使う方法がある。これらの方法を使った ニアフィールド光学走査顕微鏡はこれまでに研究されているものも含め、次の4種類に 分類することができる。

1. 透過型(Transmission mode)

2. 集光型 (Collection mode)

3. 透過·集光型(Transmission & Collection mode)

4. 反射型(Reflection mode)

図1-2に透過型の顕微鏡の構成を示した。このタイプのニアフィールド光学走査顕 微鏡では、微小開口や、微小球体で作った局所場にサンプルを近付け、サンプルによっ て局所的な場が変化することによる透過光の強度変化を測定する。試料が蛍光試料の場 合には、局所場によって励起された蛍光の強度を測定する。図1-3に集光型の顕微鏡 の構成を示した。このタイプでは、透過型と逆で、試料を一様照明した後、試料の構造 や、組成によって作られた分布を持った場を微小開口等によって検出する。これは、微 小開口によって局所場が形成できるのと逆の過程を微小開口が行なうことで実現でき る。図1-4に透過・集光型の構成を示した。この場合、微小開口による局所場が試料 によって変動を受け、その変動を受けた場を再び、微小開口を使って検出する。透過型 と、集光型の両方を組み合わせた構成になる。このタイプには、Photon STM として研 究されている構成が含まれる。図1-5に反射型の構成を示した。これは、透過・集光 型の2つの微小開口を1つの微小開口で実現した構成になる。





図 1-1 ニアフィールド光学走査顕微鏡の理論.



図 1-2 透過型ニアフィールド光学走査顕微鏡(Transmission mode).



図 1-3 集光型ニアフィールド光学走査顕微鏡(Collection mode).







- 8 -

1-4 赤外顕微分光が持つ重要性とニアフィールド光学走査顕微鏡の応用

赤外分光分析は、赤外光の振動数が分子振動のエネルギーに一致するため、例えば、 試料の赤外吸収スペクトルを測定することで、試料の持つ分子構造を求めることができ る。そのため有機化合物、高分子化合物の定性分析や未知試料の同定にに用いられてい る。また、吸収の大きさなどから定量分析を行なうこともできる。また、赤外光の持つ エネルギーは、半導体のキャリア濃度などによるバンドギャップのエネルギー準位にも 一致するため、半導体に含まれる不純物の検出にも用いられている。

この赤外分光分析を局所領域行なうのが赤外顕微分光分析である。赤外顕微分光分析 は、試料の局所的な解析が行なえるために、新材料の研究過程や日常の製造過程で、検 査装置として重要になっている。局所的な分析を行なうには顕微鏡を使って観察領域を 制限する。しかし、回折限界によって面内の分解能が制限を受けるため、赤外のように 波長の長い場合、分解能は回折限界に達しても、数10µmしかない。また、1-1節 で示したように、赤外顕微鏡の分解は実際、回折限界の半分程度しかない。この分解能 では、局所的分析を行なうこれからの要求に答えることができない。

赤外顕微分光分析の、より高い面内分解を必要とする要求に答えるために、赤外光を 使いながらも高い分解能を持つ顕微鏡が必要になる。ここに、赤外のニアフィールド光 学走査顕微鏡を研究し開発する意義がある。また、ニアフィールド光学走査顕微鏡を分 析用の顕微鏡として用いることは、光を使いながらも回折限界による制限を受けず、高 分解が得られる、この顕微鏡の特徴を活かした使い方になる。

本論文の構成

本論文は、ニアフィールド光学走査顕微鏡を赤外域の光に対して実現し、赤外顕微分 光に用いていくための基礎研究を行なった研究成果をまとめたものである。研究は、ニ アフィールド光学走査顕微鏡を理論的側面から考えるための微小開口の回折場の解析と 装置的な側面からの赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を試作の両面から行なった。第 2章では、ニアフィールド光学走査顕微鏡で用いる、微小開口での光の回折場につい て、ベクトル場を使った解析方法で計算を行なった結果を示した。第3章では、スカラ ー理論を用いて同じく、微小開口の回折場の計算を行なった。また、ベクトル場で計算 した厳密解との比較から、スカラー理論がどこまで、この微小開口の回折場について記 述できるか検討を行なった。第4章では、誘電体チップを用いた赤外ニアフィールド光 学走査顕微鏡のを試作し、分解能の測定を行なった結果について述べた。第5章では、 新しく考案した高屈折率プリズムを用いてニアフィールド光学走査顕微鏡を実現する方 法について述べた。また、高屈折率プリズムを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微

第2章 ベクトル理論に基づく微小開口のニアフィールド回折場

ニアフィールド光学走査顕微鏡は、波長より小さな径を持つ微小開口を使って、その すぐ後ろにある試料を観察する。しかし、微小開口での光の回折は、Kirchhoffの回折理 論では解析できない。これは、Kirchhoffの回折理論は波長より大きな径の開口に対して 適合する近似を用いているからである。この微小開口の回折場の解析では、1940年 代に理論的解析¹⁻³⁾が試みられた後、1980年代からは計算機を用いた数値的な解析⁴⁻⁸⁾ が進められている。しかし、未だ十分な解析結果が得られていない。第2章では、微小 開口による回折場をベクトル理論に基づいたBetheの回折理論を使って計算し、解析を 行なった。

2-1 Betheの回折理論

Js

H. Betheは1944年に、次のような発想を導入して微小開口の後方の電場と磁場を 導出した¹⁾。即ち、無限に薄い完全導体のスクリーン上に波長より十分小さい開口が存 在し、その開口に光が入射すると、開口部分に仮想的に磁流・磁荷が作られるとした。 スクリーンから離れた位置での電場・磁場の分布は、この磁流・磁荷からの放射場とし て与えられる⁹⁾。

図2-1に、この光学配置を示す。完全導体のスクリーンはx - y平面 (z = 0)上にあり、開口の半径がa、厚さ0とする。スクリーンの後ろr (x, y, z)における電場 E (r)および磁場H (r)は磁流K (r')、磁荷 η (r')を用いて、次式で与えられる。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_{S} \left[\mathbf{K}(\mathbf{r}') \times \nabla \boldsymbol{\varphi} \right] d\sigma \qquad (2-1)$$
$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int \left[j \mathbf{k} \mathbf{K}(\mathbf{r}') \cdot \eta \nabla \boldsymbol{\varphi} \right] d\sigma \qquad (2-2)$$

ただし \mathbf{r} '(\mathbf{x} 、 \mathbf{y} 、0)はスクリーン上の座標ベクトルを示し、d σ =d \mathbf{x} 'd \mathbf{y} 'である。 ϕ は、

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{e^{j\mathbf{k}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$
(2-3)

で与えられるグリーン関数である; $k = 2 \pi / \lambda$ である。開口が円形開口で開口半径 が、k a << 1の条件を満たすとき、磁流K(r')と磁荷 η (r')は、スクリーンに 開口が存在しないとしたときに入射光がz = -0の面に与える電場 Eoと磁場Hoを使っ て、

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}') = \frac{j\mathbf{k}}{\pi^2} (a^2 - \mathbf{r}'^2)^{\frac{1}{2}} \mathbf{H}_0 + \frac{1}{2\pi^2} (a^2 - \mathbf{r}'^2)^{\frac{-1}{2}} \mathbf{r}' \times \mathbf{E}_0$$
(2-4)

$$\eta(\mathbf{r}') = \frac{-1}{\pi^2} (a^2 - \mathbf{r}'^2)^{\frac{-1}{2}} \mathbf{H}_0 \mathbf{r}'$$
(2-5)

で与えられる。ただし、r'= | r' | であり、開口内での電場 Eo・磁場 Hoは一様であ



図 2-1 ニアフィールド回折場の光学配置.

ると見なす。ここで、開口径が波長より小さいという仮定とスクリーンが完全導体であ るという仮定の下での境界条件により、電場 Eoはスクリーンに垂直な成分のみ、磁場 Hoは水平な成分しか、開口内の磁流・磁荷の形成に寄与しない。

回折場の計算では、入射波に複数の条件を与え、それに対して回折場の、電場 E (r)、磁場H (r)のベクトルの3振動方向成分の空間分布を $(2-1) \sim (2-5)$ 式を用いコンピュータで数値的に計算した。回折場の各位置におけるエネルギー流密度 の大きさと方向である、時間平均のポインティングベクトル<S (x, y, z) >の分布も 求めた。

2-2 微小円形開口の回折場の計算

本節では、Betheの回折理論を用いて、開口半径が波長より小さな円形開口のニアフィ ールドの時間平均ポインティングベクトルの3次元分布を示す¹⁰。計算結果は、ニアフ ィールド回折場の特性が開口に入射する光の角度に依存することを示した。特に、垂直 入射の場合のニアフィールド回折場は、斜入射の場合と全く異なった特性を持つことが 明らかになった。また、時間平均ポインティングベクトル分布の拡がりと波長に対する 開口の大きさの比や開口からの距離との関係について述べる。

2-2-1 開口に対する入射角の違いによる回折パターンの変化

図2-2に示すように、yz面を入射面とするp偏光の平面波が入射角 θ でスクリーンに入射する場合を考える。入射波の磁場ベクトルの向きは、入射面に垂直でx方向成分のみである。電場ベクトルは、入射面に平行で、y、z方向成分に入射角 θ で分けることができる。このとき(2-4)、(2-5)式で用いるEo、Hoは、入射角 θ と入射光の電磁場のベクトルEi、Hiを用いて、

$$H_0 = 2 H_i$$
 (2-6)

 $Eo = 2 Eisin \theta$

(2-7)

で与えられる。(2-6)、(2-7)式では、スクリーンでの入射波の反射を考慮し て左辺に2がついている。垂直入射の場合は、 $\theta = 0$ よりEo = 0となり回折場の状態 を決定するのは、入射光の磁場成分のみであることが推測できる。これに対して斜入射 では、入射光の電場・磁場の両方が影響することがわかる。つまり、入射角の変化によ って、回折に寄与する電場の状態が変化するため、この変化による回折場の変化を解析 する。

実際の計算として、入射光の状態を垂直入射 $\theta = 0$ °と $\theta = 45$ °の2つの場合について、z > 0での回折場をポインティングベクトル<S>のパターンによって解析した。垂直入射の場合は、Ho=2Hi、Eo=0。 $\theta = 45$ °の斜入射では、Ho=2Hi、Eo= $\sqrt{2}$ Eiで与えた。

図2-3に入射光に、yz平面を入射面としたp偏光の平面波を考え、その光が開口 半径 $a = \lambda / 100$ の開口に垂直入射した場合の開口から開口半径と同じだけ離れた平 面z = a内でのポインティングベクトルの大きさの空間分布を示す。表示範囲は、6. $4a \times 6.4a$ のxy平面内であり、グラフの縦軸が、各点でのポインティングベクト



図 2-2 計算の中で使う座標系とパラメータ.



図 2-3 垂直入射の場合の x y 面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布 (開口半径: a =λ /100, 開口からの距離: z =a).

ルの絶対値の大きさを入射光のポインティングベクトル

 $\langle S_i \rangle = R e a 1 [E_i \times H_i^*]$

$$(2-8)$$

で規格化した値 | < S > | / | < Si> | を示している。

ポインティングベクトルの大きさ |<S>|/|<Si>|の分布パターンは、そのピーク値が1.66×10⁻⁶でかなり小さな強度しかない。ピーク値に対する広がりは、 y方向に比べて、x方向に大きくなっている。これは、H0に水平な方向である。

図2-3の回折場の計算結果では、ポインティングベクトルの方向性、つまりエネル ギーの流れを無視していた。そこで、ポインティングベクトル<S>ex、y、z方向 成分Sx、Sy、Szに分けた場合の各分布パターンを考える。図2-4は、図2-3の 計算結果と同じ条件で計算したポインティングベクトルをx、y、z方向成分に分けて 表示したもので、(a)、(b)、(c)の順に、x、y、z方向成分のポインティン グベクトルのパターンを示している。表示の範囲は、図2-3と同じくz=aのxy平 面の6.4 a×6.4 aの領域になっている。縦軸は、

<S>/|<Si>|= Sx x + Sy y + Sz z (2-9) に従って、各成分のポインティングベクトルの大きさを、入射光のポインティングベク トルで規格化した、Sx、Sy、Szを示している。値の正負は、ベクトルの持つ方向を 示している。各成分の縦軸のスケールは、同じにとってある。

垂直入射の場合、x、y方向成分のポインティングベクトルSx、Syは、それぞれy 軸x軸に対して対称の分布を持ち、z方向成分Szは、中心対称の分布を持っている。 また、それぞれのピーク値は、x、y成分に対してz成分が1桁大きな計算値が得られ た。この垂直入射の場合のポインテングベクトルをx、y平面へ射影したx、y平面内 のベクトル方向を図2-5に示す。図2-5より垂直入射では、ベクトルのx、y方向 成分は、中心(x、y)=(0、0)からの放射の形を持っていることがわかる。その ためz方向成分を考えると3次元的には原点からの放射の形態をとっていると推測でき る。また、図2-5の上部と右側に示した、x=0のライン上でのベクトルをyz面へ 射影した結果とy=0のライン状でのベクトルをxz面へ射影した結果からもポインテ ィングベクトルは、原点からの放射場の形を持っていることが確認できた。z方向への 進行の方がx、y面内への広がりに比べて幾らか大きくなっていることも確認できた。

図2-6に図2-3と同じ条件で、入射角だけ45°にして計算した場合のポインティングベクトルの分布を示す。ポインティングベクトル分布のピーク大きさは、10⁻² 程度で垂直入射の場合に比べてそれほど減衰しておらず、計算値で4桁大きい。分布の 拡がりは、半値半幅で垂直入射の場合に比べて2/3になっている。

また、図2-7に斜入射の場合のポインティングベクトルの分布をx、y、zの3成 分に分けた結果を示す。斜入射の場合には、x方向成分は、x、y軸に対称でy方向成 分は原点中心の分布を持ち、z方向成分は、x軸に対して対称な形を持つ。また、この 時のピーク値の計算値は、x、z方向成分に比べて、y方向成分が1桁大きくなった。

この斜入射の状態について垂直入射のときと同ようにベクトルのxy面内への射影を 行なった結果を示したのが、図2-8である。ポインティングベクトルは、x、y面内 で、-y方向へ、流れるようなパターンを持ち、中心部(開口部分)では、yが負かつ



図 2-4 垂直入射の場合の x y 面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布 の 3 直交成分 (a =λ /100, z =a). (a) Sx/l<Si>l. (b) Sy/l<Si>l. (c) Sz/l<Si>l.



図 2-5 垂直入射の場合の x y 面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布 の 投影図 (a = λ /100, z = a).



図 2-6 斜入射の場合の x y 面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布 (入射角: θ = 45°,開口半径: a = λ / 100,開口からの距離: z = a).



Sy / |**<S**i>|



(b)

(a)



図 2-7 斜入射の場合の x y 面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布 の 3 直交成分(θ=45°, a=λ/100, z=a). (a) Sx/i<Si>i. (b) Sy/i<Si>i. (c) Sz/i<Si>i.



図 2-8 斜直入射の場合の x y 面内での時間平均ポインティングベクトルの強度分布 の 投影図 (θ =45°, a = λ /100, z = a).

x正でx方向へ、x座標が負で-x方向へ、わずかに広がり、yが負になると反対に収 束してくるパターンを持っていることがわかる。さらに、x=0のライン上のyz面内 への射影を表わした結果より、y座標が正で+z方向へ、y座標が負で-z方向へ進行 するベクトルを持っていることが示される。また、ベクトルの大きさは、y方向成分が 一番大きいため、全体として面内に広がる傾向を持っている。

このように、回折場は、垂直入射と斜入射で、ポインティングベクトルの絶対値の分 布を見るとほぼ同じパターンを持つが、その内部、x、y、z方向成分つまりベクトル の向きは、全く異なっていることが明らかになった。また、開口のニアフィールドで は、どちらの入射を考えた場合でも、スクリーンに平行な面内の方向成分を持つポイン ティングベクトルが存在することが明らかになった。

また、ここでは、斜入射として、 $\theta = 45^{\circ}$ の場合のみを示したが、 $\theta = 0$ 以外で は、どの角度でも同じパターンを持つことも確認した。この時、ベクトルの大きさは、 入射角度が大きくなるほど大きくなっていた。これより、開口内の磁流・磁荷が、入射 光の磁場だけで励起されているか、磁場と電場で励起されているかによって、微小開口 の回折場のエネルギーの流れが、異なることが明らかとなった。。

2-2-2 波長に対する開口径の違いによるポインティングベクトルの変化

次に、開口の大きさを変化させて同様の計算を行なった結果を図2-9、10に示 す。図2-9は垂直入射の場合であり、図2-10は、 θ =45°の斜入射の場合であ る。開口に対する入射の条件は、2-2-1の場合と同じで、開口半径aを波長 λ の1 /200、1/500、1/1000と変えたたときのz=aの距離におけるxy平面 内のポインティングベクトルのz方向進行成分Szのパターンを示したものである。表 示の範囲は、x、y座標をそれぞれ開口半径で規格化た、3.2×3.2の領域で表示 し、高さは、各点のポインティングベクトルの大きさを入射光のポインティングベクト ルで規格化した値を示している。各グラフで縦軸のスケールは異なっている。

図2-9、10に示されるように、回折場のポインティングベクトルのz成分Szの 分布パターンは、垂直入射の場合も斜入射の場合もそれぞれでほとんど変化していな い。つまり、回折場のパターンは、開口からの距離とx、y面内の座標が開口径で規格 化されて、相対的に同じ位置関係にあれば、開口径によって変化をうけないことが示さ れる。しかし、それぞれのパターンで計算したピークの値を考えると、斜入射の場合に はそのピーク値の変動が2%前後なのに対して、垂直入射の場合、開口径が小さくなる にしたがって1桁以上ピーク値が減少していく。もともと垂直入射と斜入射では、その ピーク値が4桁以上ことなることと、垂直入射では、磁場による励起のみが関係し、斜 入射では、磁場と電場の両者による励起が関係していることを合わせて考えると、開口 径によって影響をうける回折場の成分は、磁場によって励起されるもので、電場による ものは、あまり影響をうけないことに

なる。そのため垂直入射では、開口径の変化によってピーク値の変化が強く現われ、 斜入射では、変化が現われないといえる。







図 2-9 異なった径の開口に垂直入射した場合の二アフィールド回折場の時間平均ポインティ ングベクトルの z 方向成分(z=a). (a) λ=100a. (b) λ=500a. (c) λ=1000a.

(a)

(b)

(c)











(c)

図 2-10 異なった径の開口に斜入射(θ =45°)した場合の二アフィールド回折場の時間平均ポインティングベクトルの z 方向成分 (z = a). (a) λ =100a. (b) λ =500a. (c) λ =1000a.

2-2-3 開口からの距離によるポインティングベクトルの変化

次に開口からの距離によって回折場のポインティングベクトルの大きさの分布がどの ように変化するかについて計算した結果を示す。

図2-11は、垂直入射の場合に、開口半径 $a = \lambda / 100$ としたときの、z = 0.1a、0.5a、1.0a、5.0a、10.0aの場合の各xy面内のポインティングベク トルの分布を示している。xy面の表示範囲は、6.4a×6.4aで、縦軸は、ポイン ティングベクトルの大きさを示している。開口からの距離が開口半径程度までは、ポイ ンティングベクトルの分布がほぼ開口径の大きさを保っていることがわかる。それ以上 離れると、分布が急激に拡がっている。

図2-12に図2-11に示した各距離でのx = 0のライン上の各点のポインティン グベクトル大きさと、yz面内でのポインティングベクトルの向きの変化を示す。これ は、x = 0では、x方向成分のポインティングベクトルベクトルがほぼ0と見なせるた め、このベクトルの向きが、回折場でのエネルギーの流れを特長づけているからであ る。図2-12によっても、垂直入射のときの回折場は、開口からの放射発散場として 示されていることがわかる。そのため、ニアフィールドに試料を置き、その試料を光が 透過する場合、試料に厚みがある分だけ回折光が開口の大きさから広がってしまい、分 解能は開口径そのものとはならないことがわかる。

図2-13に入射角を θ =45°とした斜入射の場合の開口からの距離によるポイン ティングベクトルの変化を図2-11と同じ条件で示す。斜入射でも、z=0.1 aか ら1.0 aの間で、ポインティングベクトルの分布が開口径の大きさを保っていること がわかる。斜入射の場合ニアフィールドでのピーク値は、垂直入射に比べて4桁以上大 きなエネルギーを持っているがz=10 aまで開口から離れると垂直入射と斜入射のピ ーク値の差が小さくなることから、斜入射の場合の回折場のエネルギーは、z方向へ進 むよりもx、y面内に広がって行く成分が多く存在していることがわかり、z方向へ進 行するエネルギーは、最終的に垂直入射と同じで、磁場によって励起された成分のみで あると考えられる。

図2-14に図2-13に示した各距離でのx = 0のライン上の各点のポインティン グベクトル大きさと、yz面内の向きの変化を示す。図2-14により、斜入射のとき の回折場は、開口から出て開口に戻ってくるエネルギーの流れを持っていると推測でき る。

2-2-4 考察

微小開口による回折場をH. Betheの考え方に基づいて、コンピュータで計算し結果を 解析した。その結果として、開口に対する入射光の偏光成分によって、その回折場のパ ターンが異なっていることがわかった。

平面波が垂直入射する場合には、ポインティングベクトルは、開口からの放射場の形 式となり、開口からの距離が開口半径程度までは、その開口径の大きさを保ったエネル ギーの分布を持っている。ゆえに、ニアフィールド光学走査顕微鏡として用いる場合、 その開口径を保つ領域に試料がおくことができれば、そこでの相互作用を透過光また







図 2-11 垂直入射した場合の時間平均ポインティングベクトルの開口からの距離による変化 (a=λ/100). (a) z=0.1 a. (b) z=0.5 a. (c) z=1.0 a. (d) z=5.0 a. (e) z=10.0 a.



図 2-12 垂直入射した場合の x 軸上の時間平均ポインティングベクトルの方向 (a = 1/100).



図 2-13 斜入射 (θ=45°) 入射した場合の時間平均ポインティングベクトルの開口からの距離による変化(a=λ/100). (a) z=0.1 a. (b) z=0.5 a. (c) z=1.0 a. (d) z=5.0 a. (e) z=10.0 a.

а

y

- a

- 3.2a

3.2*a*

- a 0 a

(c)

x



図 2-14 斜入射 (θ=45°)入射した場合の x 軸上の時間平均ポインティングベクトルの方向 (a=λ/100).

は、反射光をとらえることで、試料のその微小な部分の情報を得ることができる。その ため理論的には高分解能が期待できる。しかし、そこに集まるパワーは、入射するパワ ーに比べて極めて弱く、微弱なパワーを有効に検出する工夫が必要となる。

これに対して、平面波が斜入射して、スクリーンに垂直な電場成分が存在する場合に は、回折場でのポインティングベクトルの向きは、垂直入射の場合に比べて複雑なもの になることがわかった。しかし、ある面内でのポインティングベクトルの大きさのみを 考えた場合、その存在領域は、z=1.0 a程度まで開口径と同等の領域を示している ことがわかり、そのピーク強度は、垂直入射に比べて十分に強いことが示された。

また、開口から離れるにしたがって、そのポインティングベクトルのパターン、強度 ともに垂直入射の場合に近づくため、斜入射の場合のエネルギーは、そのほとんどが面 内方向の流れとなり、縦方向への流れは少ないということがわかった。この状態をニア フィールド光学走査顕微鏡に応用しようとした場合、その相互作用する部分における強 度は強く、強度分布は開口径の大きさを持っているので、透過、反射、散乱光を検出す ることで、垂直入射の場合に比べて有利に、試料の情報を検出することができる。これ によって、開口径で決まる高分解能な顕微鏡を実現できると期待できる。

2-3 微小輪帯開口の回折場の計算

本節では、ニアフィールド光学走査顕微鏡の分解能の向上と焦点深度の拡大を期待して、微小な輪帯開口のニアフィールドの回折場の解析を行なった。また、その結果と円 形開口のニアフィールドの回折場の比較を行なった。

2-3-1 輪帯開口の回折モデルと計算方法

回折場を計算する輪帯開口として、図2-15に示すモデルを考える。輪帯開口は、 外半径 a、内半径 b の輪帯で、厚さ0の完全導体のスクリーンに空けられているものと し、そのスクリーンは、x y 面 (z=0)内にあるものとする。光は z<0からz>0に向かって進むものとする。実際の回折場はそのスクリーンからある距離 zだけ離れた x、y 面内の点について計算する。入射光として y z 面 (x=0)を入射面とする p 偏 光の平面波を考え、図2-16に示すように、そのスクリーンに入射角 θ で入射する場 合を考える。

微小輪帯開口モデルの回折場での電磁場の分布を、微小円形開口の電磁場を求める (2-1)から(2-5)式を用いて同様に計算する。ただし、(2-4)、(2-5)式で磁流K、磁荷ηは、円形開口の場合と異なり、輪帯の部分のみに存在すると仮 定する。そのため、円形開口の場合の磁流K、磁荷ηの式に対して、スクリーン面内の 位置ベクトルr'について、b<|r'|<aの場合にのみEo、Hoが値を持ち、そのほ かのところでは0であるとして計算を行なった。ここで、円形開口の式で輪帯開口の解 析を行なうために、回折場の計算において仮定する磁流K・磁荷ηの輪帯部分での分布 の特性が、円形開口における磁流K・磁荷ηの分布の状態から、その一部が遮断されて いるのと同じと仮定した。また、その遮断された部分、つまり輪帯部分の内側でも、E o、Ho=0という仮定が成立するものとする。



図 2-15 輪帯開口のモデルと座標系.



図 2-16 輪帯開口へ入射する平面波のモデル.
ただし、厳密に輪帯開口の回折場を解くには、輪帯部分に仮定する磁流 \mathbf{K} ・磁荷 η の 分布を計算し直さなくてはならない。また、この輪帯開口の回折場を、単純に2つの円 形開口の回折場の差として求めることはできない。これは、回折場をスカラー場の強度 だけで考えているのではなく、ベクトル場で解くため(2-1)、(2-2)式の積分 の計算を行なうときの、ベクトルの向きが重要な要素となるからである。

また、計算に用いる Eo、Hoは、入射光の電磁場の大きさ Ei、Hiと入射角 θ を用いて (2-6)、 (2-7)式で与えられるとする。

回折場の解析は、求まった回折場での任意のxy面内の各点の電場磁場E(x、y、z)、H(x、y、z)を用いて、任意の位置における時間平均のポインティングベクトル<S(x、y、z)>を(2-8)式で計算することで行なった。

また、輪帯開口の状態を示す目安として、ここでは、図2-15や図2-16に示す ような、外半径a、内半径bの輪帯について、輪帯率(a-b)/aを定義する。

2-3-2 輪帯比率による回折場の変化と考察

輪帯を用いる場合のニアフィールド回折の状態として、輪帯部分の比率の変化によっ て回折場が変化するかどうか、また、変化するとしたらどれくらい輪帯の状態にするこ とによって円形開口の場合とその回折場に違いが現われるかについて計算を行なった。

最初に、直線偏光の光が垂直入射した場合の変化について計算を行なった。計算する 輪帯開口として、輪帯の外半径aと内半径bとして、輪帯率(a-b)/aが1/2と 1/10の場合について回折場の計算を行ない、円形開口の場合の回折場と比較する。

輪帯率(a-b)/aが1/2の場合の結果を図2-17に示す。ここでは、z = aの 位置のx y面内のポインティングベクトルを、x、y、z成分に分割して表示する。表 示の範囲は、x、y面内で6.4 $a \times 6.4$ aの領域である。ここで、各グラフの縦軸の スケールは同じにとっている。また図2-4の円形開口場合と比較するため、輪帯開口 の外半径aは円形開口の開口半径aと同じとし、波長 λ も同じにとった。

輪帯率(a-b)/aが1/2の場合には、x、y、z成分とも円形開口の場合とほとんど同じ、ポインティングベクトルの分布パターンを持っていることがわかる。しかし、その強度、ポインティングベクトルの大きさは、円形開口の場合に比べて、各成分とも格段に小さくなり、そのうちz成分がその減少の傾向が1番強かった。

次に、輪帯率(a-b)/aが、1/10となった場合の結果を図2-18に示す。ここでも、z = aの位置のx y 面内のポインティングベクトルを、x、y、z成分に分割して表示し、その範囲は、x、y 面内で6.4 $a \times 6.4$ aの領域である。輪帯率(a-b)/aが、1/10の場合の回折場のポインティングベクトルの分布パターンは、円形開口の場合と比べると、x軸方向成分については変動がないが、y、z方向成分には違いが現われる。このとき、z軸方向成分は、円形開口で1ピークの中心対称形であったパターンが、x軸上に3ピークを持った非対称形になることがわかった。このときもピーク強度は減少する。円形開口では、z方向成分が一番強かったものが、最終的にx方向成分が一番強くなっている。このときのポインティングベクトルのx y 平面への投影を示したのが図2-19である。これにより、輪帯率が1/10の場合、X軸上に計



図 2-17 輪帯開口へ光が垂直入射した場合のポインティングベクトルの分布((a-b)/a=1/2). (a) Sx. (b) Sy. (c) Sz.



図 2-18 輪帯開口へ光が垂直入射した場合のポインティングベクトルの分布((a-b)/a=1/10). (a) Sx. (b) Sy. (c) Sz.



図 2-19 図 2-18のポインティングベクトルの分布の x y 面内への投影図((a-b)/a=1/10).

3つの収束、発散中心があることがわかる。また、y = 0でのx、z面内のベクトル方向と、x = 0でのy、z面内のベクトル方向を図2 - 19の上部と右側に示す。これに よって、回折場のポインティングベクトルは、(x、y) = (0、0)の中心では、z>0方向に発散する状態にあり、それ以外では、z < 0方向へ発散する成分を持つこと がわかる。

次に、直線偏光の光が、 $\theta = 45^{\circ}$ で、斜入射した場合について、輪帯開口でその回 折場がどのようになるかを考える。このときも、入射の条件は円形開口の場合と同じと し、z = a、のx、y平面で、そのパターンについて計算した。このとき輪帯率(a-b)/aは、垂直入射の場合に円形開口と違いが現われた1/10とする。その結果を 示しているのが、図2-20である。ここでも、ポインティングベクトルをx、y、z方向成分に分けて表示している。

結果を円形開口の場合の図2-7と比較すると、斜入射の場合、そのポインティング ベクトルの分布のパターンは、ほとんど変化せず、各点のポインティングベクトルの大 きさが減少している。

輪帯開口に、光が垂直入射した場合と、斜入斜の場合の回折場の変化のしかたの違い と、垂直入射と、斜入斜の場合における、磁流・磁荷を形成する成分の違いを考える と、輪帯開口にすることによって回折場の形成に影響を受けるのは入射光の磁場による 励起される磁流・磁荷による成分のみである。磁場による励起の成分は、円形開口の場 合に示したように電場による成分に比べてると小さいために、電場による成分が強い斜 入射においては、輪帯にすることの影響がほとんどでないのだと考える。

次に、円偏光の光について考えてみる。円偏光の光とは、直線偏光の光の電磁場のベ クトル方向が、光の周波数のスピードで回転していることであり、その時間平均的な状 態は、図2-21に示すように直線偏光の場合の重なり合わせとして考えられる。

ここで円偏光を考えるのは、図2-18に示すように、輪帯開口にした場合、そのポ インティングベクトルz成分のパターンに、中心対称でないパターンが現われるため、 ここで解析を行なっている目的であるNSOMの開発には、できるだけ、ピークが1つ で、その半値幅の狭いものが望まれるため、輪帯開口に対して、円偏光を用いること で、ポインティングベクトルのz成分の非対称成分を除去できるのではないかと考える ためである。

実際に図2-18に示した輪帯開口の回折場のポインティングベクトルを用いて重ね 合わせを行ない、円偏光の状態の計算を行なった。その結果を図2-22に示す。図2 -22(a)は、z成分に対しての計算結果であり、図2-18(c)に現われた非対 称性が消えて、中心対称のきれいな形だけが残り、中心ピークの幅も狭いものになっ た。また、そのときのxy面内へのポインティングベクトルの投影を図2-22(b) に示す。これによって、図2-19に比べて、中心からの発散波の形を持つことがわか る。

これまで、輪帯開口の開口径も、円形開口の場合と同じく、外半径 a が、 λ / 1 0 0 程度の大きさを考えていた。しかし、微小開口の回折理論の仮定、開口径が波長に比べ て十分小さい、を考えると、輪帯の部分の幅が λ / 1 0 0 程度の大きさであれば十分そ







図 2-20 輪帯開口へ光が斜入射した場合のポインティングベクトルの分布((a-b)/a=1/10). (a) Sx. (b) Sy. (c) Sz.



図 2-21 直線偏光の重ね合わせによる円偏光の記述.



図 2-22(a) 円偏光が垂直入射した場合の z 方向成分のポインティングベクトル分布.



図 2-22(b) 円偏光が垂直入射した場合のポインティングベクトル分布のxy面内への投影図.

の仮定が成立すると考えられる。そのため、波長と、輪帯率(a-b)/aが同じで、 a、bの値を全体的に大きくした場合の回折場について考える。

図2-23は、 $a = \lambda / 10$ 、 (a-b) / $a = \lambda / 100$ としたときの、z = aの位 置のxy平面における、ポインティングベクトルを計算したものである。表示している 範囲は、 x v 平面で6.4×6.4の部分を示している。これを図2-18と比べたと き、そのパターンは変化せず大きさのみが異なっていることがわかる。このときのピー ク値の変化と、開口半径の関係を表2-1に示す。結果として、開口径を大きくしても (a-b)/aが同じであれば、同じ回折場のパターンが得られることがわかる。各点の ポインティングベクトルの値は、輪帯部分の面積の2乗に比例して増大する。最終的に エネルギー的にあまり損をせず、幅の狭いピークが得られる。

表2-1 大きさの異なる輪帯開口(輪帯率は同じ)の回折場のポインティングベク

トルのピーク値	直の比と面積比の関係	
	⊠ 2 − 1 8	図 2 - 2 3
外半径 a	λ / 1 0 0	$\lambda / 10$
(開口面積比) ²	1.0	1 0 4
max. Peak (x)	1.49×10^{-8}	1.49×10^{-4}

 6.57×10^{-9}

6.57 × 10⁻⁹

1.0

1.0

1.0

(a-b) / a = 0.1

 1.0^{4}

 1.0^{4}

 $1 0^{4}$

6.57 \times 10⁻⁵

6.57 × 10⁻⁵

2-3-3 開口からの距離による回折場の変化と考察

円偏光が、輪帯開口に垂直入射した場合の、回折場のポインティングベクトルのパタ ーンを開口からの距離を関数として計算した。図2-24は、波長λに対して、外半径 $a = \lambda / 100$ 、輪帯率(a-b)/aの輪帯開口を仮定したときの、 z = 0.1 a、0. 2 a、0.5 aの各距離にある、x y 平面における分布パターンを計算した結果であ る。x v 平面の表示している範囲は、6.4 a×6.4 aの範囲。このパターンは、中心 より輪帯の円周付近が大きな強度をもつ形を持っていて、開口からの距離が離れるにし たがって拡がっていく。中心の部分の方がポインティングベクトルの値が小さいこと x、y方向成分が強いことを示している。

2-3-4 考察(円形開口との比較)

Peak比

Peak比

Peak比

max. Peak (y)

max. Peak (z)

計算結果より、微小輪帯開口の回折場は、微小円形開口の場合の回折場と異なった状 態を示すことがわかった。この回折場の変化は、垂直入射の場合に起こり、射入斜の時 には起こらない。そのため、開口部分に仮定する磁流・磁荷の内、入射光の磁場によっ



図 2-23 輪帯開口へ光が垂直入射した場合のポインティングベクトルの分布((a-b)/a=1/10). (a) Sx. (b) Sy. (c) Sz.







図 2-24 輪帯開口へ 円偏光が垂直入射した場合の開口からの距離によるポインティングベクトル分布の変化. (a) z=0.1a. (b) z=0.2a. (c) z=0.5a.

て励起される成分が、開口面積の減少の影響を受けるための変化と考える。射入斜の場 合、入射光の電場による回折場の成分が、磁場によるものに比べて大きいために、回折 場の変動が少なかったものと思われる。これは、(2-4)、(2-5)式の磁流・磁 荷の式で、電場 Eoと磁場 Hoと、開口部分の積分に関するr'の関わりを見てもわか る。つまり、磁流・磁荷が、Eo、Hoと | r' | の積であるか、1/ | r' | の積である かによって、輪帯にした場合の効果が異なっている。また、輪帯の幅によって、その寄 与の割合が変わるために、円形開口との違いがその輪帯の割合によって決まることにな る。

また、円偏光の光を用いることによって、輪帯開口の時に現われる、非中心対称な成 分は、除去でき、中心対称な状態をもたらすことができ、状態的には、円形開口の場合 に似たパターンが得られることがわかった。しかも、z方向へ、進む成分の中心ピーク の半値幅は、円形開口の場合に比べて1/2の幅で得られることが示された。しかも、 その狭い範囲で存在する開口からの距離は、円形開口の場合に比べて約2倍となること がわかった。

また、エネルギー的には、円形開口と同じ開口半径 a を考えた場合には損をするが、 輪帯の場合、輪帯部分の幅が十分小さければ、微小円形開口の回折で用いる仮定が成立 する。そのため、開口半径 a を大きくしても計算できるので、開口径を少し大きくし て、エネルギーを稼ぎながら、円形開口と同じ程度の大きさの光のスポットを得ること ができると考える。しかも、そのスポット状態が続く距離が長く、その位置は、輪帯の 外半径を大きくした分だけ、開口から離れることができる。

2-4 楔型スクリーン上の微小開口の回折場の計算

これまで、平面のスクリーンに微小開口がある場合についてBetheの理論を用いて回折 場を計算した。しかし、微小開口を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡では、微小開 ロがファイバー等を尖らせた先端である場合が多い。ここでは、微小開口がv字型に折 れ曲がったスクリーンに開いている場合について回折場を計算する。また、開口の両側 で屈折率が異なる場合についても考察する。

2-4-1 スクリーンと開口のモデル

微小開口が平面スクリーンではなく、図2-25に示すように、平面スクリーンに開 口がある状態から、開口の中心を原点にして x 軸で降り曲げた、 V 字型のスクリーンの 稜線部分に存在する場合を考える。スクリーンの折れ角をαとする。

この開口に、直線偏光の平面波が、電場の振動方向を y 軸、磁場の振動方向を x 軸方 向にして入射する場合について、回折場をBetheの回折理論から計算する。この時、開 口は、図2-26に示すように、光軸に対して α だけ傾いてる平面スクリーンに半円状 の開口が存在している状態の足し合わせとして考える。回折場の計算は、(2-1)式 から(2-5)式に従うものとする。磁流、磁荷の式は平面スクリーンの場合と同じと し、(2-1)式、(2-2)式の積分領域が半円になっているとする。

また、このスクリーンの両側で屈折率が異なっている場合の回折場は、光が入射する



図 2-25 楔型のスクリーンにある開口のモデル.



図 2-26 回折場を計算するための開口の分割方法.

側の屈折率をn、その反対側の屈折率を1としとて、スクリーンの両側での電場磁場の 境界条件から求めることができる。結果として、これまでの計算式と異なってくるの は、(2-4)式の磁流を計算する式で、(2-10)式で与えられる式になる。

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}') = \frac{jk}{\pi^2} (a^2 - r'^2)^{\frac{1}{2}} \mathbf{H}_0 + \frac{n_1^2}{2\pi^2} (a^2 - r'^2)^{\frac{-1}{2}} \mathbf{r}' \times \mathbf{E}_0$$
 (2 - 1 0)

(2-10)式より、入射側の屈折率が影響するのは、開口に対して垂直な電場成分に よって励起される回折場の成分だけと考えられる。

2-4-2 回折場のポインティングベクトル分布

スクリーンの傾きが30°、入射側の媒質の屈折率が2.4の条件で、開口に直線偏光 の光が垂直入射した場合の回折場を計算する。回折場は、半円状の開口を持つスクリー ンに30°の角度で直線偏光の光が入射した場合の回折場の足し合わせになる。

図2-27に開口半径 $a = \lambda/100$ 、z = aでの回折場の計算結果をxy面へのポインティングベクトルの投影図、x軸上、y軸上へのポインティングベクトルの投影図として示す。また、図2-28に開口からの距離によるポインティングベクトルの変化をxz平面で切ったものを示す。図2-29には同じくyz平面で切ったものを示す。この3つの結果より。V字型に折れ曲がったスクリーンからの回折場が、平面スクリーンの開口に垂直入射した場合と同様に、開口からの放射場の形状を示しているのがわかる。ポインティングベクトルの分布がスクリーンが折れ曲がっている方向に延びているのがわかる。スクリーンに光が斜入射していることになるが、スクリーンがV字型に折れ曲がっているために、向き合った2つの方向から光が斜入射するのと同じ条件になるため、平面スクリーンに斜入射したときの様に回折場でポインティングベクトルがループを描かず、垂直入射の時のように、開口からの放射場になることを示している。

2-4-3 スクリーンの傾きと媒質の屈折率による回折場の違い。

スクリーンの角度や、入射側媒質の屈折率によって、回折場がどのように異なってく るかを計算から求めた。

図2-30に回折場のピーク強度の開口からの距離による変化を、スクリーンの角 度、入射側媒質の屈折率を変えて計算した結果を示す。入射光の条件、開口の大きさ は、2-4-2と同じ条件にした。スクリーンの角度は、0°、15°、30°を計算 し、屈折率は1と2.4を考えた。計算結果より、回折場のピーク強度の開口からの距 離による変化の傾向は変化しないことがわかる。ただし、絶対的なピーク強度の値は、 スクリーンの角度が0°より15°、15°より30°の方が大きくなることがわか る。スクリーンの角度が0°の場合に対して、30°の場合でピーク強度は4桁上昇す る。この上昇は、平面スクリーンに斜入射した場合のピーク強度の上昇に一致すること がわかる。また、同じ角度でも、入射側の媒質の屈折率が高い方が強度が高くなる。た だし、(2-10)式から明らかなように、スクリーンの角度が0°の場合は、入射側 媒質の屈折率によるピーク強度の増加は現われない。



図 2-27 回折場のポインティングベクトルの x y 面内への投影図.



図 2-28 回折場のポインティングベクトルの向き(y=0, x z 平面).



図 2-29 回折場のポインティングベクトルの向き(x=0, y z 平面).







図 2-31 回折場の強度分布の半値半幅の開口からの距離によ る変化に対するスクリーンの角度、屈折率の寄与.

図2-31に、回折場でのポインティングベクトルの強度分布の半値半幅の開口から の距離による変化を図2-30と同じ条件で計算した結果を示す。半値幅の場合、スク リーンの角度や、入射側媒質の屈折率による変化はピーク強度の場合ほど現われなかっ た。

2-4-4 考察

開口のあるスクリーンをV字型に折れ曲げることによって、開口に対して入射する光 が斜入射の状態になるが、スクリーンが折れ曲がっていることから、同時に2方向から 光が入射している条件になるため、回折場では、その2つの方向成分が互いに打ち消し あい、回折場のポインティングベクトルは、平面スクリーンに垂直入射した場合の様に 中心対称の放射場になる。しかも、絶対的な回折場のポインティングベクトルの強度 は、斜入射の時と同じ強度を持ち、かなり大きくできる。これは、すべて開口面に対し て垂直な成分の電場の振動が入射することによる。また、この条件では、入射側の屈折 率を高くすることで、回折場の強度が高くなることがわかる。回折場での強度分布の拡 がり、開口からの距離による拡がりは、平面スクリーンに入射する場合とほとんど変わ らない。

微小開口を用いて微小スポットを作る場合、平面スクリーンでなく、V字型や先の尖 った形状にすること、また、入射側の屈折率を高くすることが回折場を強くすることに 役立つことがわかった。

第3章 スカラー理論に基づく微小開口のニアフィールド回折場

波長より小さな径の開口による光の回折では、開口部分で入射光の振幅分布が乱され るため、キルヒホッフ・ホイゲンスの回折理論を用いて回折場を求めることができな い。そこで、第2章ではベクトル理論であるBetheの微小開口の回折理論を用いて、こ の微小開口での光の回折場の解析を行なった。Betheの理論では、開口に入射する光で 開口内に磁流・磁荷が励起され、その放射場として回折場を考えていることで、微小開 口の回折場を求めることができた。

これに対して、キルヒホッフと同じスカラー理論を使っても、Mrachand^{1,2)}やLin³⁾の様 に、開口周縁部での光の2次回折光を考慮することで、キルヒホッフ・ホイゲンスより も厳密に回折場を取り扱おうとした研究が行なわれている。また、微小開口の回折場を Fourier Optics⁴⁾を使って計算する方法も示されている^{5,6)}。Fourier Opticsでは回折場にエバ ネッセント場を認めることで、微小開口の大きさの振幅分布が開口内に存在すること可 能にし、場の擾乱の影響を逃れていると考えられる。微小開口の回折場にFourier Optics を用いることが可能であれば、微小開口の回折場も波長より大きな開口での光の回折場 と全く同等に扱うことができる。

第3章では、微小開口の回折場をMarchandの回折理論とFourier Opticsを用いて計算した。また、その結果をBetheの回折理論で得られた回折場の計算結果との比較を初めて行なった。

3-1 Marchandの回折理論

で与えられ、

Marchandらは、キルヒホッフの回折理論を基にして、より厳密な解を示している^{1,2)}。 この理論では、回折場が開口からの透過波と開口の縁からの境界波の和で表されるとし ている。Marchandの回折理論では、境界波の中に開口端で一度回折した光が開口内を進 み、再び開口端で回折する波も含めることができるため、キルヒホッフより厳密な取り 扱いができると考えられる。また、この開口内での回折波を考えられることから、開口 径が波長より小さな開口での回折に対しても適用できると考え、この理論を用いて微小 開口の回折場の計算を行なった。

図3-1にMarchandの示した回折理論の原理図を示す。p点の回折場は、透過光と、 開口端で一度回折してからp点に届く光と、開口端で一度回折した後、再び開口内を伝 播し、開口端でもう一度回折した後、p点に届く光の和で与えられる。p点での透過光 の振幅を、

$$\mathbf{u}^{(i)}(\mathbf{p}) = \exp(\mathbf{j}\mathbf{k}\mathbf{p}\mathbf{P}) \tag{3-1}$$

で表した時、開口端で1度だけ回折した光がp点にもたらす振幅は、

$$u_{1}^{(s)}(\mathbf{P}) = \frac{1}{4\pi} \int \exp(j\mathbf{k}\mathbf{pr'}) \frac{\exp(j\mathbf{k}\mathbf{S}_{1p})}{\mathbf{S}_{1p}} \left[\frac{(\mathbf{P} \times \mathbf{S}_{1p}) \, d\mathbf{l}_{1}}{\mathbf{S}_{1p2} \cdot \mathbf{P}\mathbf{S}_{1p}} \right]$$
(3-2)
2度開口端で回折した光がp点にもたらすの振幅は、





$$u_{2}^{(s)}(\mathbf{P}) = \frac{1}{(4\pi)^{2}} \iint \exp(jk\mathbf{pr'}) \frac{\exp(jk\mathbf{S}_{12})}{\mathbf{S}_{12}} \frac{\exp(jk\mathbf{S}_{2p})}{\mathbf{S}_{2p}}$$
$$\cdot \left[\frac{(\mathbf{P} \times \mathbf{S}_{12}) \, d\mathbf{l}_{1}}{\mathbf{S}_{12} \cdot \mathbf{PS}_{12}} \right] \left[\frac{(\mathbf{S}_{12} \times \mathbf{S}_{2p}) \, d\mathbf{l}_{2}}{\mathbf{S}_{12} \mathbf{S}_{2p} \cdot \mathbf{S}_{12} \mathbf{S}_{2p}} \right]$$
(3-3)

で与えられる。ここで、 P は p 点の位置ベクトル、 p は入射光が持つ波数ベクトル、 k は光の波数を示している。また、 Q₁、 Q₂を開口周上の任意の点として、 S₁₂はQ₁点 から Q₂点への方向ベクトル、 S_{1p}、 S_{2p}は Q₁、 Q₂から p 点への方向ベクトルを示している。積分では Q₁、 Q₂は開口端を一周する。

また、(3-1)式、(3-2)式だけで回折場を表した場合、その回折場は、キル ヒホッフの回折場と同一となる。

3-1-1 微小円形開口の回折場の計算

円形開口に平面波が垂直入射した場合について回折場の計算を行なった。この時、 (3-1,2,3)式は、平面波が垂直入射する条件と、円柱座標系を用いて、

$$\mathbf{u}^{(i)}(\mathbf{P}) = \exp[\mathbf{jkz}] \tag{3-4}$$

$$u_{1}^{(s)}(\mathbf{P}) = \frac{1}{4\pi} \int_{0}^{1} \frac{r^{2} + z^{2} - a^{2} - s_{1p}^{2}}{2s_{1p}(s_{1p} - z)} \exp[jks_{1p}]d\theta_{1} \qquad (3 - 5)$$

$$s_{1p} = \left[a^{2} + r^{2} + z^{2} - 2ar \cos(\theta_{1} - \phi)\right]^{1/2} \qquad (3 - 6)$$

$$u_{2}^{(s)}(\mathbf{P}) = \frac{z}{8\pi^{2}} \iint_{0} \frac{s_{12} \exp[jk(s_{12}+s_{2p})]}{s_{2p} \left[s_{2p} + \frac{s_{12}}{2} \pm rsin(\frac{\theta_{1}+\theta_{2}}{2}-\phi)\right]} d\theta_{1} d\theta_{2} \qquad (3-7)$$

$$s_{12} = 2a \sin\left|\frac{\theta_{2}-\theta_{1}}{2}\right| \qquad (3-8)$$

$$s_{2p} = \left[a^2 + r^2 + z^2 - 2ar\cos(\theta_2 - \phi)\right]^{1/2}$$
 (3-9)

の様に変形できた。ここでz軸は開口に垂直で、p点の座標は円柱座標系で(r、 ϕ 、 z)で与えられる。また、開口半径をaとしてQ₁点は(a、 θ_1 、0)、Q2点は (a、 θ_2 、0)で与えられる。また、(3-7)式の中にzが積の形で入いっている ため、開口面上では開口端で二度回折する光による振幅は互いに打ち消し合って存在し ないことになる。これは、残りの2つの式を足したものがキルヒホッフの式になること を考えると、平面波の垂直入射の場合、開口面内では、Marchandの式も、キルヒホッフ の式も同じになることを示している。

3-1-2 開口からの距離による回折場の変化

円形開口に平面波が垂直入射した時の、回折場の強度の開口からの距離による変化を 計算した。図3-2(a)は開口径a=0.4λの開口の場合の回折場の強度の変化を示して







Log z

図 3-2 開口からの距離による強度分布の変化. (a) a=0.4 λ. (b) a=0.2 λ.

いる。 z 軸が開口からの距離で、 z = 0 から Δ z = 0.02 λ でLogスケールで刻まれて いる。 y 軸は z 軸に垂直な面内での z 軸からの距離を示している。 y は y = 0 から Δ y = 0.05 λ で刻まれている。回折場の回折場の強度分布は開口に近いほど開口径の大 きさ、 y = aの部分で強度分布が立ち上がっている。また、開口からの距離が離れるに したがって、強度分布が拡がりピーク強度が減少している。ここでは、回折場の計算が 円柱座標系を用いているため、一つの半径上の強度分布を示すことで回折場全体を表示 できた。また、図3-2(b)に図3-2(a)と同じ条件で、開口径だけ0.2 λ にした場合 の開口からの距離による強度の変化を示す。回折場での強度分布の拡がりは、開口径が 0.4 λ の場合と変化がなく、ニアフィールドでは開口径の大きさで強度分布が立ち上 がっている。しかし、開口からの距離による回折場のピーク強度の減少の割合は開口径 が0.4 λ の場合に比べて急激になっている。

3-1-3 各波長での電場分布(開口径/波長の変化による電場の変化)

図3-3に一つの円形開口に異なった波長の光が入射したときの、回折場の強度分布 をxy面内で計算した結果を示す。開口は $\phi 1 \mu m$ で、計算する距離は開口から開口半 径だけ離れた位置(z=0.5 μ m)とした。図3-3で横軸は開口中心からの距離、縦軸 は強度を示す。入射する波長は、2、6、10 μ mとして計算した。計算結果より強度 分布を半値幅の大きさで比較すると、各波長による半値幅の差がないことがわかった。 っまり、波長より小さな径の開口に光が入射した時、回折場の強度分布は、波長によら ず一定になることがわかった。ただし、強度分布の持つピーク強度は波長が大きくなる に従って急激に減衰し、波長2 μ mと10 μ mでは2桁強度が異なっている。

3-1-4 考察

Marhandの示した回折理論を用いて、微小開口(開口径が波長の1/10程度)の回 折場を計算した。計算結果より、開口径が小さいほうが、開口から離れことによる回折 場のピーク強度の減衰の割合が高いことがわかった。これは、回折場全体に対して、開 口端で一度回折した光が開口内を進んで再び開口端で回折した光による振幅分布が寄与 する割合が、開口径が小さい方が大きくなるためだと考える。なぜなら、開口端で一度 回折した光と透過光だけによる回折場がキルヒホッフの回折場に一致してくるため、開 口からの距離による回折場の強度ピークの急激な減少を表すことができないためであ る。また開口端で2度回折した光は、散乱光成分としてスクリーンに平行な面内に拡が っていく成分を多く含むために、回折場のピーク強度の減少が生じると考える。

また、開口径が波長の1/10程度の大きさの微小開口でも、回折場の強度分布は、 ニアフィールドで波長に寄らず、ほぼ開口径で決まっていることがわかった。これよ り、微小開口を使ったニアフィールド光学走査顕微鏡を使って顕微分光を行なう場合、 一つの大きさの開口を使って、多波長で同じ面内分解の像を得られることが示された。 しかし、波長によって回折場の強度が異なってくるため、得られた信号の強度の規格化 が必要になる。



図 3-3 異なった波長が入射した時の面内の強度分布 (z=0.5 μ m、 ϕ =1 μ m). (a) $\lambda = 2 \mu$ m、(b) $\lambda = 6 \mu$ m、(c) $\lambda = 1 0 \mu$ m

3-1-5 Betheの回折理論による回折場との対応関係

Marchandの回折理論はキルヒホッフの回折理論の拡張として考えられる。そのため、 元々開口径が波長に比べて大きいところで使えるうえ、開口径が波長に比べて等しいあ たりから、小さいところまで使うことができる。これは、Betheの回折理論では開口径 が波長に比べて1/100以下の部分でしか使用できないのに対して有利な点になる。 実際開口径が波長程度から1/10程度の大きさの場合には、Marchandの回折理論を使 うことになると考える。

Marchandの回折理論とBetheの回折理論によるニアフィールドでの強度を比較すると、 開口径/波長の比に対する回折場の強度の変化のしかたが異なった。Marchandの理論で も、Betheの理論でも開口径が小さくなると回折場の強度が減少していくが、Betheの回 折理論による回折場の方が変化が大きくなった。Marchandの理論を用いた回折場の強度 が開口が大きいところではKirchhoffの回折理論を用いた場合と同じで、そこから開口径 を小さくしていってλ/100程度にすると、Betheの回折理論で計算した強度よりも 4桁以上大きな値を示した。また、この時のニアフィールドでの強度分布の拡がりを比 較するとMarchandの回折理論による計算結果は、Betheの理論による計算結果に比べて大 きくなり、ニアフィールドで開口の大きさの強度分布を示さなかった。これから、微小 開口が波長より十分小さくなってくるとMarchandの回折理論は使えなくなると考える。

逆にBetheの理論で試しに大きな開口について回折場を計算すると、回折場の強度が、 かなり大きくなった。そこで、Betheの理論はやはり開口が大きくなると使えなくなる。

3-2 Fourier Opticsによる回折理論

微小開口の回折場をFourier Optics⁴⁾を用いて計算した。まず、開口部分にのみ入射光 による振幅分布が存在すると仮定して、開口面でのAngular Spectrumを考える。この時、 開口によって入射波の振幅分布は乱されないものとする。開口から任意の距離の回折場 は、この開口面でのAngular Spectrumの伝播を考えることで求められる。

開口内の電場分布を u(x,y) で表したとき、開口面でのAngular Spectrumは、

$$A(v,\xi) = \iint u(x,y) \exp(-j 2\pi (xv + y\xi) dxdy$$
 (3-10)

で与えられる。

このAngular Spectrumのz方向、開口に垂直な方向への伝搬は、

A'(v,\xi;z) = A(v,\xi) exp(j 2
$$\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - f_v^2 - f_\xi^2})$$
 (3-11)

で与えられる。ここで、 $f_{\mu} = \nu \lambda$ 、 $f_{\mu} = \zeta \lambda$ である。開口から距離 z だけ離れた位置の x y 面内の振幅分布は、フーリエ逆変換を用いて、

$$u'(x,y;z) = \iint A'(v,\xi;z) \exp(j 2 \pi (xv + y\xi) dvd\xi)$$
(3-12)

で与えられる。(3-11)、(3-12)式では、指数関数の中が虚数でなくなり、 減衰項になった場合も含めて考える。 3-2-1 微小スリットの回折場の計算

 $u(x)=\Pi (x \swarrow 2 a)$

スリットに平面波が垂直入射する場合を考える。スリットによって入射場が擾乱を受けることなく、スリット内に一様に電場が分布するとして、回折場の強度分布とAngular Spectrum を求める。

入射電場によるスリット内の振幅分布はスリット幅を2 a として、

(3-13)

の1次元の変数で表される。ここで、xはスリットに垂直な方向の座標を示している。 (3-13)式を用いると、(3-10)~(3-12)式は、

A
$$(\nu) = a \operatorname{sinc} (a \nu)$$
 (3-14)

A'(v;z) = A(v) exp(j 2
$$\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - f_v^2}$$
) (3-15)

$$u'(x;z) = \int A'(v;z) \exp(j 2 \pi (xv)) dv \qquad (3-16)$$

のように書きなおすことができる。

図 3 – 4 に、この計算式に基づいて、スリット幅 a = 0.19 λ の場合の回折場の強度 分布とAngular Spectrum の計算結果を示す。 z $/\lambda$ は、Exp(0.575 i - 4.6)で与えた。また z 軸はLogスケールで表示した。回折場の振幅分布は $\Delta x = 0.04 \lambda$ で x 座標を示した。 Angular Spectrum は $\Delta f = 1/10 \lambda$ で f w標を示した。

回折場の強度分布を見ると、開口のニアフィールドで、開口の大きさの分布を持つが、 開口から離れるにしたがって、分布が拡がり強度が急激に減衰しているのがわかる。ま た、ファーフィールドでは、振幅分布がz方向に周期性を持つことがわかる。これに対 して、回折場のAngular Spectrum を見ると、開口からの距離が波長程度までは、広い空 間周波数帯域を持っているが、それ以上開口から離れると低い空間周波数成分しか持っ ていないことがわかる。この境目の空間周波数が、1/Aに対応していることがわかっ た。空間周波数で1/Aまでは、伝搬光であるが、1/A以上は、Angular Spectrum の 伝搬成分が虚数になり、エバネッセント場と呼ばれる成分になる。また、スリット部分 が小さいほど、このエバネッセント場になる空間周波数帯域は広くなる。これより、開 口のニアフィールドで強度分布が開口の大きさを持ち、開口から離れるにしたがって急 激に強度が減衰するのが、このエバネッセント成分に寄るためと考えることができる。

3-2-2 微小円形開口の回折場の計算

次に、円形開口の場合の回折場の強度分布とAngular Septrum を求めた。開口の半径 が a の円形開口内の電場分布: u(x,y)は円柱座標系を用いて、

u(x,y)=u(r)=Π(r /2a)、r = sqrt(x^2+y^2) (3-17) で与えられる。(3-17)式を用いると、(3-10)~(3-12)式は、

$$A(f) = 2 \pi \int_{0}^{\infty} u'(r) J_{0}(2 \pi f r) r dr \qquad (3-18)$$





Log z



Angular Spectrum

図 3-4 微小スリットの回折場の強度分布とAngular Spectrum.

A'(f;z) = A(f) exp(j 2
$$\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1-f^2}$$
) (3-19)

$$u'(r;z) = 2 \pi \int_{0}^{\infty} A'(f;z) J_{0}(2 \pi f r) f df \qquad (3-20)$$

で与えられる。

この式に基づいて、円形開口の開口径が 0.1λ の場合の回折場の強度分布とAngular Spectrumを計算した。図3-5は、回折場の強度分布を示している。 $\Delta r = 0.01\lambda$ 、 $z/\lambda = \exp((0.3 j) - 6.9)$ でz軸はLogスケールになっている。強度分布は、開口に近づく ほど大きくなる。この時の、 $z = 0.001\lambda$ でのy軸上の強度分布を図3-5 (b) に 示す。開口部分に一様な強度分布が存在する。また、中心強度の変化を図3-5 (c) に示す。開口から離れると強度が振動している。しかし、これは縦軸もLogスケールで あるため、振動の振幅は小さいものでしかない。

図3-6に図3-5に示した振幅分布に対するAngular Spectrumを示す。その内、 $z = 0.001\lambda, 0.12\lambda, 14.8\lambda$ の時の断面を図3-6(b,c,d)に示す。円形開口の回 折場が空間周波数でエバネッセント場の成分を持っていることがわかる。また、開口から離れるにしたがって、エバネッセント場成分が減少し、伝搬光成分だけになることが わかる。ニアフィールドで伝搬光成分よりエバネッセント場の成分が強いことがわかる。

3-2-3 考察

開口による光の回折をFourier Optics で考えた場合、回折場のAngular Spectrumにエバネ ッセント場の成分が含まれる。この成分は、開口が小さくなるほど、回折場全体に占め る割合が増えてくる。エバネッセント場の成分が増えることは、回折場の強度分布にお いて、開口からの距離による、強度分布の拡がり、ピーク強度の減少が大きくなること を示している。

また、Fourier Optics では、開口部分にエバネッセント場の存在を認めることで、微小 開口の回折で、開口のニアフィールドには、開口の大きさのスポットがあることを示す ことができる。

3-2-4 Marchand の理論による回折場との対応関係

微小開口のニアフィールド回折場をAngular spectrumを用いて解析し、回折場に含まれる空間周波数を考えた。この空間周波数が空間分解を決めている。図3-3に示したMarchandの理論で計算した強度分布の複素振幅分布をフーリエ変換して空間周波数の分布を求めた。図3-7に $z = 0.5 \mu$ mで計算した結果を示す。図3-7で、横軸に空間周波数、縦軸にその大きさを示す。2、6、10 μ mの各波長で空間周波数は1/ λ を越え1/a(a:開口径)までの空間周波数を含んでいる。この領域はエバネッセント波の領域であり、Marchandの理論で計算した回折場の場合でも、エバネッセント場の成分が含まれることがわかった。



z=14.88λ

Log z



図 3-5

円形開口による回折場の振幅強度分布(垂直入射:開口半径a:λ/20、 Δy = λ / 1 2 8 、 z = Exp[(j-1)*0.3-6.9]).

- (a) y z 面での振幅強度分布の変化.
- (b) $z = 0.001 \lambda$ での y 軸上の振幅強度分布.
- (c) x = 0 点の開口からの距離による振幅強度分布の変化.



図 3-6 円形開口による回折場のAngular Spectrum (垂直入射、開口半径a: $\lambda / 20$ 、 $\Delta f = 1 / 2\lambda$ 、z = Exp[(j-1)*0.3-6.9]).

- (a) y z 面での振幅分布のAngular Spectrumの変化.
- (b) $z = 0.001\lambda$ での y 軸上のAngular Spectrum.
- (c) $z = 0.1225 \lambda$ での y 軸上のAngular Spectrum
- (d) $z = 14.88 \lambda$ での y 軸上のAngular Spectrum.



図 3-7 Marchandの理論で計算した振幅分布のAngular Spectrum.

3-3 Fourier Optics とBetheの回折理論による回折場の対応関係

波長より小さな径を持つ開口での光の回折場を、Fourier Opticsと、微小開口での回折 を示したBetheの回折理論を用いて別々に計算し、それぞれの理論から求められる回折 場の比較を行なった。回折場の計算は、円形開口に直線偏光の平面波が、垂直入射する 場合を想定して行なった。Betheの理論を用いた計算結果は、回折場の電場・磁場がベ クトル場で求まるために、そのベクトルの大きさだけを用いてFourier Opticsで計算され る振幅分布と比較した。また、Angular Spectrumは、Betheの理論で計算した振幅分布か らフーリエ変換によって求め比較した。その結果、Fourier Optics によって計算された回 折場の振幅強度分布が、Betheの理論で求められる回折場の磁場の振幅強度分布とほぼ 一致することがわかった。また、Angular Spectrumを計算した結果、Betheの回折理論に よる回折場の計算結果にも、エバネッセント場の成分が含まれていることがわかった。

3-3-1 Betheの回折理論によって求めた回折場とAngular Spectrum

図3-8に開口半径a: $\lambda/100$ 、z = aの位置の回折場の電場分布をBetheの理論を 用いて計算した結果を示した。入射光は直線偏光とし、偏光方向がy方向とした。また、 光は開口に垂直入射するとした。回折場では、x方向成分の振動成分は存在せず、y方 向とz方向の振動成分が存在する。y方向振動成分の強度分布は、x = y = 0を中心に した分布で、x方向への分布の傾きの方がy方向に比べて急になっている。z方向成分 の振動成分の分布は、x軸上に強度0の分布があり、x軸から離れて開口の半径にほぼ 一致するところでピークを持つ。強度分布は、y方向振動成分の方がz方向振動成分に 対してピーク値で1桁大きい。回折場の振幅の分布は、y方向の振動成分が支配的にな ることがわかった。これは、入射光の偏光方向に一致している。

図3-9にy軸上の強度分布が開口からの距離によって変化する様子を示す。z軸は、 対数表示になっている。この時の、 $z = 0.001\lambda$ でのy軸上の強度分布を図3-9

(b) に示す。これより、強度分布は中心よりも開口の円周上に最大値があることがわ かった。また、中心強度の変化を図3-9 (c) に示す。 $z = 0.05 \lambda - \lambda$ の間が、直線 状になることから、強度分布が指数関数的に減少していることがわかる。また、開口に 近づくほど強度が減少するため、ニアフィールドで強度が一定になっていない。

図3-10に図3-9の強度分布を持つ複素振幅分布を各zでフーリエ変換して Angular Spectrum を求めた結果を示す。その内、 $z=0.001\lambda, 0.12\lambda, 14.8\lambda$ の時の断面を図3-10(b,c,d)に示す。この計算結果より空間周波数でエバネッセント場の成分を持っていることがわかる。また、開口から離れるにしたがって、伝搬光成分だけになることがわかる。ニアフィールドで伝搬光成分よりエバネッセント場の成分が強いことがわかる。電場分布の計算結果と合わせて考えると、z方向に振動している成分がすべてエバネッセント場の成分を持っていると考えられる。

図 3-11に開口半径a: $\lambda / 100$ 、z = aの位置の回折場の磁場分布を計算した結果を示す。入射光は直線偏光とし、偏光方向がy方向とした。また、光は開口に垂直入射するとした。回折場の磁場分布は電場分布と異なり、すべての振動方向成分が存在する。x 、 y < z方向成分とも特異な分布形状を示す。x < z z方向成分は、x軸つまり、


図 3-8 Betheの理論で計算した円形開口による回折場の電場振幅分布(垂直入射、 開口半径a: $\lambda / 100$ 、 Δx 、 $\Delta y = \lambda / 2000$ 、z = a). (a) x方向振動成分, (b) y方向振動成分, (c) z方向振動成分, (d) 振幅分布.



z=14.88λ





図 3-9

Betheの理論で計算した円形開口による回折場の電場振幅強度分布(垂直入射、 開口半径a: $\lambda / 100$ 、 $\Delta y = \lambda / 2000$ 、z = Exp[(j-1)*0.3-6.9]). (a) y z 面での電場振幅強度分布の変化.

- (b) z = 0.001λでのy軸上の電場振幅強度分布.
- (c) x、y=0点の開口からの距離による電場振幅強度分布の変化.





図 3-10 Betheの理論で計算した円形開口による回折場の電場のAngular Spectrum (垂 直入射、

開口半径a: $\lambda / 100$ 、 $\Delta f = 125 / 16\lambda$ 、z = Exp[(j-1)*0.3-6.9]). (a) yz面での振幅分布のAngular Spectrumの変化.

- (b) $z = 0.001\lambda$ での y 軸上のAngular Spectrum.
- (c) $z = 0.1225 \lambda$ での y 軸上のAngular Spectrum.
- (d) $z = 14.88 \lambda$ での y 軸上のAngular Spectrum.



図 3-11 Betheの理論で計算した円形開口による回折場の磁場振幅分布(垂直入射、開口半径a: λ/100、Δx、Δy=λ/2000、z=a).
(a) x方向振動成分, (b) y方向振動成分, (c) z方向振動成分, (d) 振幅分布.

入射光の磁場の方向と開口の円周との交点で強度にピーク値を持つ。強度分布は、x、 y、zともそのピーク強度はほぼ等しくなった。ただし、分布の平均としては、x方向 成分が開口内の領域に大きな強度分布を持つことがわかる。

図3-12にy軸上の強度分布が開口からの距離によって変化する様子を示す。z軸 は、対数表示になっている。分布の強度は、開口に近づくほど大きくなる。この時の、 $z=0.001\lambda$ でのy軸上の強度分布を図3-12(b)に示す。開口部分に一様な強 度分布が存在する。また、中心強度の変化を図3-12(c)に示す。 $z=0.05\lambda-\lambda$ の間が、直線状になることから、強度分布が指数関数的に減少していることがわかる。 また、ニアフィールドで強度は一定になる。

図3-13に図3-12の強度分布を持つ複素振幅分布を各zでフーリエ変換して Angular Spectrumを求めた結果を示す。その内、 $z = 0.001\lambda, 0.12\lambda, 14.8\lambda$ の時の断面を図3-13(b)に示す。空間周波数でエバネッセント場の成分を持っていることがわかる。また、開口から離れるにしたがって、伝搬光成分だけになることがわかる。ニアフィールドで伝搬光成分よりエバネッセント場の成分が強いことがわかる。 磁場分布と合わせると、その分布形状から、y方向に振動している成分は、すべてエバネッセント場の成分を持っていることがわかる。

3-3-2 考察

図3-14,15,16に同じ大きさの開口について、Fourier Optics とBetheの回折理論 を用いて計算した振幅分布とAngular Spectrumを示す。図3-16のFourier Optics による 場の振幅強度は、Betheの回折理論による計算結果のうち、図3-15に示した、直線 偏光が垂直入射した場合の磁場による励起場にほぼ一致する。開口からの距離による中 心振幅の減衰がBetheの計算結果の方がより遠くで始まる。振幅が減衰したところでの 中心部以外の部分の振幅強度がBetheの計算結果の方が低い。つまり、Betheの計算結果 の場合、振幅が存在しているのが開口の下方部のみになっている。ファーフィールドで の場の振動がBetheの回折理論の計算結果では、大きく現われなかった。また、図3 -14に示した電場の振幅強度分布は、Fourier Opticsの分布とは異なってくる。異なっ ているのは、開口に近づくほど振幅分布強度が減少していくところである。同じことが、 Angular Spectrumからもわかる。また、Angular Spectrumから、各振動成分ともに空間周 波数でエバネッセント場の成分を持つことが明らかになった。特に電場のz方向成分と、 磁場のy方向成分は、すべてエバネッセント場となると考える。これは、この二方向に 振動する光を考えたとき、光がx方向に伝搬することからも推測できる。

Betheの回折場とFourier Opticsによる回折場は、完全には一致しない。ただし、Betheの 回折理論で磁場の分布を考えたときに、強度分布がFourier Optics の場合とほぼ一致する。 これより、Fourier Opticsではエバネッセント場を考えることで、微小開口のニアフィー ルド場を考えられるとしたが、より厳密な解とするには、エバネッセント場で与えられ る以上の入射光の擾乱を考慮する必要があると考える。





図 3-12 Betheの理論で計算した円形開口による回折場の磁場振幅強度分布(垂直入射、 開口半径a: $\lambda / 100$ 、 $\Delta y = \lambda / 2000$ 、z = Exp[(j-1)*0.3-6.9]).

- (a) y z 面での振幅強度分布の変化.
- (b) z = 0.001λでの y 軸上の磁場振幅強度分布.
- (c) x、y=0点の開口からの距離による磁場振幅強度分布の変化.



図 3-13 Betheの理論で計算した円形開口による回折場の磁場のAngular Spectrum (垂 直入射、

開口半径a: $\lambda / 100$ 、 $\Delta f = 125 / 16\lambda$ 、z = Exp[(j-1)*0.3-6.9]). (a) y z 面での振幅分布のAngular Spectrumの変化.

- (b) $z = 0.001\lambda$ での y 軸上のAngular Spectrum.
- (c) $z = 0.1225 \lambda$ での y 軸上のAngular Spectrum.
- (d) $z = 14.88 \lambda$ での y 軸上のAngular Spectrum.



図 3-14 Betheの理論で計算した円形開口による回折場(電場分布)(垂直入射、 開口半径a: $\lambda / 100$ 、 $\Delta y = 1 / 128\lambda$ 、 $\Delta f = 1 / 2\lambda$ 、 z = Exp[(j-1)*0.3-6.9]).

(a) y z 面の電場振幅強度分布, (b) y z 面での振幅分布のAngular Spectrum.

Log z



図 3-15 Bethe の理論で計算した円形開口による回折場(磁場分布)(垂直入射、 開口半径a: $\lambda / 100$ 、 $\Delta y = 1 / 128\lambda$ 、 $\Delta f = 1 / 2\lambda$ 、 z = Exp[(j-1)*0.3-6.9]).

(a) y z 面の磁場振幅強度分布, (b) y z 面での振幅分布のAngular Spectrum.



 図 3-16 Fourier Opticsで計算した円形開口による回折場(垂直入射、開口半径a: λ / 1 0 0、 Δ y = 1 / 1 2 8 λ、Δ f = 1 / 2 λ、 z = Exp[(j-1)*0.3-6.9]).
(a) y z 面の振幅強度分布, (b) y z 面での振幅分布のAngular Spectrum. 回折場とエバネッセント場の関係。

回折理論の比較より、回折場では、エバネッセント場がニアフィールドにあることが 明白となった。特に、微小開口のニアフィールドを考えると、その回折場を作っている 成分のほとんどがエバネッセント場になっている。逆に、エバネッセント場であるため に、微小開口の大きさの強度スポットがニアフィールドにだけ存在していることがわか る。しかし、微小開口の回折場が単純にFourier Optics で与えられる解だけで存在せず、 それにさらに、付加的な要素が存在していることがわかる。回折場がエバネッセント場 で生成している場合に利点について次に示す。

スポットが小さくなることによる分解能の向上

レイリーの分解能の定義を考えたとき、その分解能は、試料を観察する光プローブの スポットの幅に依存する。エバネッセント波が高い空間周波数を持つことができること から、その高い色々な周期の空間周波数を重ね合わせることで、エバネッセント波のス ポットは、伝搬光が作る通常の集光スポットより小さなスポットになる。これは、エバ ネッセント場の持つ見かけ上の波長が小さくなることからも言うことができる。

これによって、試料が吸収分布や蛍光物質の分布があるときに、その一部分だけの情報を取り出すことができる。

エバネッセント波の持つ波数による分解能の向上

顕微鏡の分解能をAbbeの原理で考えると、試料によって回折された光をいかに高い空間周波数まで、取り込むことができるかによって決まる。そのため、通常の顕微鏡では、まず、レンズの径が有限であることによって高い空間周波数の光を検出器まで導くことができない。また、もし、NAが1となるようなレンズを使っていても、結局 $1/\lambda$ (λ :波長)までの空間周波数しか伝播光として存在できないため、測定できる空間周波数は限界がある。そのために、分解能が制限を受ける。

これに対して、試料からの回折光に含まれるエバネッセント波の持つ空間周波数は1 / λを超えるため、より微細な情報を含んでいる。このエバネッセント波は非伝播光で あるため、通常の顕微鏡では検出できない。しかし、試料からのこのエバネッセント場 を検出できれば分解能は高くなる。

逆に試料にエバネッセント場をだすほどの周期の格子が存在しているとした場合、その試料にエバネッセント場で照明すると、条件に一致したエバネッセント場が伝播光として検出することができる。これによっても高分解能の像を得ることができる。

これによって、試料が屈折率分布などをもっている場合、その分布や様々な周期の格 子の重ね合わせで表すことができるため、その分布を測定することができる。

この時、エバネッセント場の照明光源になったり、逆にエバネッセント場を伝搬光に 変換する働きをするのが微小開口における光の回折現象といえる。

第4章 誘電体チップを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡

厚さのない平面スクリーンにある微小開口を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡を 考えてきた。しかし、平面スクリーンの微小開口を用いた場合、微小開口や試料を走査 していくときに、試料の表面に少しでも凹凸があるとその凹凸に追従できないため、高 い分解を得ることができない。これは、顕微鏡の分解能が開口の大きさで決まり、試料 を高い分解で試料を観察するには、試料を開口径の距離まで近付けなければならないた めである。そのため、ニアフィールド光学走査顕微鏡を実現するには、平面スクリーン の上の微小開口に代わるものが必要になる。

第4章では、先端径を波長以下の大きさに加工した誘電体チップを平面スクリーン上の微小開口の代わりに用いて、ニアフィールド光学走査顕微鏡が実現できることを示した。また、誘電体チップを用いて試作した、赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡¹⁾について示した。試作した装置は、誘電体チップにZnSeを四角錐状に加工したものを用いた。光源にはハイパワーのCO2レーザ(波長:10.6µm)を用いた。また、赤外検出器には高感度の量子型検出器であるMCT (Mercury Cadmium Telluride)検出器を用いた。本装置の試作においては、信号光の検出方法、誘電体チップの形状、赤外で用いるための誘電体の材質等についても検討した。また、試作した装置がニアフィールド光学走査顕微鏡として動作することを確認するための検証実験を行なった。ZnSeチップの先端に生成したエバネッセント場が、チップ先端のニアフィールドに置いた試料側にCouple Out することによって、反射光強度が減少することを確認した。また、回折限界を超えた高い面内分解で試料を観察できた。

4-1 原理

先端を波長以下の径に尖らせた誘電体チップ²⁾を微小開口の代わりに使って、ニアフ ィールド光学走査顕微鏡が実現できることを図4-1を使って説明する。図4-1(a)に示すような微小開口に光が入射したときに、微小開口のニアフィールドに開口の 大きさの強度分布を持つ局所場が生成する。第2章で示した様に、この局所場は、波長 より小さな径の開口部分に、入射光によって磁流・磁荷が形成され、この磁流・磁荷が 作る双極子が振動することによってできると考えた。そこで、微小開口の代わりに、波 長以下の大きさの所で双極子の振動を作るものとして、図4-1(b)に示すような波 長より小さな径の誘電体を考えた。この微小誘電体に光が入射すると、誘電体に双極子 が形成され、誘電体のニアフィールドに誘電体の大きさの局所場が形成できると考え た。これは、微小開口の場合に開口内に双極子が局在したのと反対に、微小誘電体の部 分に双極子が局在できるからである。しかし、波長より小さな微小誘電体を単独で保持 することは難しいため、図4-1 (c) に示すような、誘電体のチップを使うことを考 えた。ここで誘電体はチップ先端の部分が波長以下の径になるように加工する。これに よって、誘電体チップ先端が図4-1(b)の微小誘電体の役割を持つことができる。 また、誘電体チップの先端部分以外のところは、入射光が漏れないように、チップの先 端の角度を入射光が全反射する角度にする。



図 4-1 誘電体チップを使ったニアフィールド光学走査顕微鏡の原理. (a) 微小開口、(b) 微小誘電体、(c) 誘電体チップ(先端径が波長以下). この誘電体チップを使えば、チップ先端の大きさで決まる分解能をえることができ る。また、試料表面に凹凸があっても、凹凸追従して誘電体チップや試料を走査してい くことができる。

4-2 チップの作製

赤外で使うチップを作成するため、各種の材料に対して、潮解性、加工性、可視光の 透過性について調べた。潮解性は、赤外の光学材料によく見られるが、空気中の水分で 解けていくためにチップの材料には適さない。また、チップの先端を波長以下にまで加 工しなければならないため、加工できる硬さであることが必要になる。また、赤外光 は、肉眼で観察することができないため、システムを構成していくときに、可視光を使 って光学系の調整ができれば有利になる。表4-1に赤外でよく使用される光学材料、 ZnSe、Ge、KBrに対して、上記3つの観点について調べた結果を示した。

表4-1

	潮解性	加工性	可視光の透過
ZnSe	なし		0
Ge	なし	0	×
KBr	あり	×	0

調査の結果、ZnSe(屈折率:n=2.4@10.6 μ m)が、潮解性がないうえ、632.8nmの He-Neレーザを透過できるため、チップとして使うには、最適であると考えた。しか し、現在のところ、ZnSeは、単結晶が製造できず多結晶になるために脆さがあり、加工 には注意を有した。また、ZnSeは紛塵に有毒性があるため、加工時の取り扱いに注意を 有した。

ZnSeを四角錐状に削りチップを作成した。ZnSeは多結晶のため機械研削や化学エッチ ングによる加工ができない。そこで、粗さ1 μ mの酸化アルミ粒子を使ったラッピン グ・フィルムを用いて、ゆっくりと研磨してチップを自作した。チップの先端は、ちょ っとした衝撃で潰れていくため、加工には注意を有した。チップの研磨は、実体顕微鏡 (×400)を用いてチップ先端の状態を確認しながら行なった。最終的な形状、チップ 先端の大きさは反射型の顕微鏡(×800)を用いて確認した。図4-2に加工したチッ プの全体像とチップ先端の模式図を示す。チップは全長16mm、四角錐の底面部分が 6mm×6mmで、先端部分は30°の傾きがある。また、顕微鏡で拡大して観察した結 果、チップの先端径は約3 μ mであった。チップは四角錐状になっているが、先端部分 は稜線部分を削り、できるだけ円錐形に近付けた。また、ZnSeの屈折率が2.4である ため、ZnSeと空気の境界面での臨界角は24.6°になる。そのため、チップ先端の角 度が30°の場合、開口数:NA=0.5~0.25(実際にこのチップを使用する光学系 の開口数)でチップに入射した光は、先端径が波長より大きい部分では全反射する。こ のチップは、実験中に先端が接触して潰れた場合には、再び研磨して使用した。



図 4-2 自作したチップの外観と先端の模式図.

4-3 実験システム

図4-3にZnSeチップを使って試作した赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の構成を示す。誘電体のチップを使う場合でも、試料の情報を取り出すために使う誘電体のすぐ後ろにできる局所場の強度は、入射光の強度に比べてかなり小さい。また、一般の赤外光源は空間的な拡がりを持つため、チップ先端に光を集めることが難しく、そのパワーも弱い。そこで赤外光源には最大出力12WのCO₂レーザ(SYNRAD inc. 48-1-115、波長10.6 μ m)を用いた。レーザからの光は、チョッパーで強度変調した後、カセグレン対物鏡(NA: 0.5-0.2)を用いてチップの先端に集光される。チップ先端からの反射光は再びカセグレン対物によって集光され検出器で強度検出される。信号光が弱いため、検出器には量子効率の高い、量子型検出器のMercury Cadmium Telluride(MCT)検出器(New England Research Center, inc. MPC 12-1-B3: D*=2.5×10¹⁰、素子サイズ=1 mm×1 mm)を用いた。検出器からの信号は、信号のSN比を向上させるために、入射光のチョッピング周波数でロックイン検出し、ロックインアンプ(エヌエフ回路設計ブロック:5600A)からの出力をコンピュータに取り込んで処理をした。

試料はピエゾ素子で駆動する3軸ステージ(Photon Control inc. : μ -FLEX50XYZP) にのせ、チップの先端に近付けた。ピエゾのドライバ回路は自作した。このピエゾステ ージは、コンピュータコントロールを用いて25nmのピッチで走査できる。チップ先 端と試料の間隔は、チップと試料の側面から直接、長作動距離(15mm)の対物レン ズ(×40)を付けたCCDカメラで観察した。観察装置の倍率はモニターも含めて10 00倍であり、チップと試料の間の距離を1 μ mまで確認できる。

図4-4に本システムの測定ヘッドの部分を示す。チップ、カセグレン対物鏡は、微 調ができるように5軸ステージで保持した。カセグレン対物鏡は、市販の5軸ステージ で保持できたが、チップのホルダーは、xy2軸にステージ、z軸に直進ポスト、2軸 のあおりのついたホルダーを使って自作した。チップとカセグレン対物鏡の距離が決ま っているため、市販のステージ同志では、光学系を組み上げることができなかった。

このシステムでの試料の測定方法を示す。チップにCO2レーザ光が入射すると、チ ップ先端にエバネッセント場を含んだ局所場ができる。チップ先端のニアフィールドに 試料が存在しない場合、チップ先端にできたエバネッセント場は、試料側にエネルギー を伝搬できない。そのため、チップ先端の局所場は変化を受けないため、チップからの 反射光の強度は変化しない。これに対して、チップ先端のニアフィールドに試料がある 場合を考える。試料がCO2レーザの波長10.6 µmに対して、高い屈折率を持ってい いる場合、チップ先端にあるエバネッセント場が試料側にカップルアウトできるため、 局所場が変化する。そのためチップからの反射光強度が減少する。また、試料が細かな 構造を持っている場合もエバネッセント場が試料側できるため、チップからの反射光強 度が減少する。試料が波長10.6 µmに吸収をもっている場合、入射光のエネルギーの 一部が試料に吸収されるため、反射光の強度が減衰する。これにより、局所場がある一 点での試料の情報を反射光強度の変化として検出できる。試料全体の情報を得るには、 試料をピエゾステージで2次元走査しながら反射光強度を測定して強度分布を測定す る。これによって、試料の高分解の像を得ることができる。また、エバネッセント場の



図 4-3 誘電体チップを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の試作光学系.

Piezo Stage

Cassegrain Objective mirror ×36 N.A. 0.5



Sample

ZnSe Tip

図 4-4 装置の測定ヘッド(誘電体チップ、サンプル等)部分.

強度は、距離に対して指数関数的に急激に減少するため、試料全体の情報を得るには、 試料とチップ先端の距離を一定に保って走査することが必要になる。

4-4 光学系の調整

装置を組み上げて実験を行なうには、光学系の調整が必要になるる。しかし、赤外光 は、肉眼で観察できないため、実験では、図4-3に示したシステムにさらにHe-Ne レ ーザ(632.8nm)と近赤の半導体レーザ(1.3μm)を光軸がCO2レーザと同じになるよ う組み込んで、光学系の調整に使用した。

He-Neレーザは、ビームスピリッタやカセグレン対物の調整に使用した。しかし、 ZnSe結晶が多結晶体のため、チップ内部でHe-Neレーザが散乱してしまい、チップ先端 の位置の調整にHe-Neレーザを使用するのは難しかった。そのため、ZnSe チップの位置 の調整には半導体レーザを用いた。半導体レーザからの光をZnSeチップに導き、チップ 先端の方からから、赤外の撮像管であるビジコンに対物レンズを付けた観察装置を用い てチップ先端の様子を観察し、チップ先端部分で輝点が見える様にZnSeチップの位置の 調整を行なった。これは、自作したZnSeチップの先端径に比べて、半導体レーザ光の波 長1.3 μmが小さいため、伝搬光成分があるためにファーフィルドでもチップ先端から の光を検出できるからである。また、CO2レーザと半導体レーザの波長でZnSeの屈折 率の違いはほとんどなかった。図4-5に光学系の調整が終わった後で、チップ先端に 入射した半導体レーザ光が作るスポットを観察した様子を示す。直径約3μm径の輝点 が観察できた。ZnSeチップの稜線部分には、チップ内部での散乱光成分が多少残ってい た。また、チップの表面に付着物があると、その部分で散乱光が観察された。このチッ プの先端位置の調整には熟練を要した。

MCT検出器の位置は、ZnSeチップにCO2レーザ光を導入し、チップ先端のニアフィールドに試料がない状態で反射光の強度を測定し、その強度が最大になるように調整した。

4-5 実験結果

試作した装置がニアフィールド光学走査顕微鏡として動作することを確認するための 検証実験を行なった。実験では、チップ先端にエバネッセント場が生成することを確認 し、回折限界を超える分解を得られることを確認した。

4-5-1 光軸方向への移動

チップ先端にエバネッセント場ができていることを確認するための実験を行なった。 図4-6(a)に波長10.6 μ mで屈折率4をもつゲルマニウム(Ge) 平板を試料にし て、試料を光軸方向に動かしていったときの反射光の強度変化を測定した結果を示す。 この試料の表面に凹凸はない。試料をチップに近付けていくと、チップ先端と試料の間 の距離が2.5 μ m以下のニアフィールドで、反射光強度が指数関数的に急激に減少して いる。また、ファーフィルドには、フリンジ間隔が約5 μ mの干渉縞が現われている。

図4-6(b)はアルミニウム(Al)のミラーを試料にして反射光の強度を測定した結果



図 4-5 チップに半導体光レーザを入射させた時のチップ先端の観察像.





を示している。試料がAl 鏡面の時は、試料-チップ間の距離が小さくなっても、反射光 強度の急激な減少はない。また、Alミラーを試料にした場合には、図4-6(a)で見られ たのと同じ、フリンジ間隔5μmの縞が全体で見られる。

この実験結果の解釈を図4-7を使って説明する。図4-6(a)のGeを試料にした測定 データは、チップ先端にできた微小スポットを作っているエバネッセント場と試料の相 互作用による反射光強度の変化の項と、チップ全体からの散乱光と試料の相互作用によ る反射光強度の変化の項の和になっていると考える。チップ先端のエバネッセント場を 含んだ成分の場合、図4-7(a)に図示するように、ニアフィールドでは、エバネッセン ト場が高屈折率の試料側にトンネリングしてエネルギーを伝搬するために、反射光強度 の減衰がおきる。エバネッセント場は、チップに近いほど強いため、試料がチップに近 いほど反射光強度が減衰する。これが、チップと試料の距離に対して指数関数的減少を 作る。チップと試料の距離が離れてしまうと、エバネッセント波は、Geに届かないため 反射光は減少しない。また、図4-7(b)に図示するように、チップ全体からの散乱光 は、試料で反射して、チップに戻ってくるため、チップ内からの反射光と干渉するた め、間隔5µmのフリンジを作ると考える。また、チップが試料から離れていくと、そ の戻って来る散乱光成分が減少するため反射光の強度自身が減少していく。

これに対して、図4-6(b)の試料がアルミのミラーの場合は、ニアフィールドでもエ バネッセント場のトンネリングが起きないために、測定データには図4-7(a)の減衰項 が存在しない。また、ゲルマニウムと、アルミでは、反射のときの位相が異なるため に、干渉縞の節のでき方が異なっている。

この解釈が正しいことを確認できれば、誘電体チップの先端にエバネッセント場がで きていることをしめすことができる。また、誘電体チップを使って高分解を持つニアフ ィールド光学走査顕微鏡を作れることを示すことができる。そこで、ZnSeで作成したチ ップの変わりにピンホールを用いて、ピンホールを光軸方向に走査して反射光強度の変 化を測定する実験を行なった。実験では、ピンホールに厚さ12µmのステンレス基盤 に直径5µmの穴が開いているものを使った。

図4-8に反射光強度を測定した実験結果を示す。図4-8(a)は試料に高屈折率媒質 のゲルマニウムを用いた場合を示している。開口と試料の距離が近づいていき、その距 離が5µmを切る当たりから、反射光強度が急激に減衰している。これは、ピンホール のニアフィールドにできていたエバネッセント場が試料側にカップリング・アウトする ためと考えられる。これに対して、ファーフィールドでは、反射光強度の変化は緩やか なカーブを描くだけで干渉縞は観察できなかった。図4-8(b)は、試料にアルミニウム を用いた場合の結果を示している。この場合には、反射光強度に急激な変化は現われて いない。また、干渉縞も観察できなかった。

ピンホールを用いた場合の実験結果と、ZnSeのチップを用いた場合の結果において、 試料に高屈折率媒質のゲルマニウムを用いた時に、両者ともにニアフィールドで反射光 強度の減衰が観察できた。また、その反射光強度が変化し始める距離は、ほぼ開口径に 等しくなった。これより、チップ先端にできたエバネッセント場が試料側にトンネリン グしていく現象が存在することは明らかである。これより、誘電体のチップを使って



図 4-7 図 4-6に示した実験結果を解釈するためのモデル.
(a) チップ先端のエバネッセント場による反射光強度の変化.
(b) チップ先端の径が波長以下の部分からの散乱光による反射光強度の変化.
(c) (a)、(b)の2つの成分で構成される反射光強度の変化.





(a)



図 4-8 ピンホール (φ=5μm)を用いた場合の実験結果.
(a) Ge sampleの場合.
(b) Al sampleの場合.

- 91 -

も、試料とチップ先端の距離をチップの先端径以下に近付け、エバネッセント場による 信号だけを検出することで、ニアフィールド光学走査顕微鏡を実現できることが確認で きた。

4-5-2 面内方向への移動

本試作システムで空間分解も測定した。試料には、ポリスチレン球(直径 6.8μ m;屈 折率1.5)をスライドガラスの上に付けたものを使った。この試料を、チップの先端と スライドガラスとの距離が一定になるようにx - y走査して、反射光強度を測定した。 チップの先端と試料の間隔をCCDカメラで観察した写真を図4 - 9に示す。写真右側に 見えるのがチップの先端で、左側にライン状に見えるのがスライドガラスの表面、その 上に見える球体がポリスチレン粒子である。図4 - 9に示したチップ先端とポリスチレ ン粒子の間の距離は 20μ mである。

チップ先端とポリスチレン粒子の距離を2 μ mにして、図4-9において、上から下 の一方向に試料を走査していった時の反射光の強度変化を測定した結果を図4-10に 示す。図4-10では横軸がチップ先端の位置、縦軸が強度を示している。測定結果 は、試料が存在するところで反射光強度が減衰し、幅6 μ mで減衰カーブを示してい る。これは、ポリスチレンが波長10.6 μ mで吸収があるために、チップ先端からのエ バネッセント場が試料に吸収されて反射光強度が減衰していると考える。また試料の屈 折率も高いので散乱も含まれていると考えられる。反射光強度の減衰カーブの肩の部分 の強度が異なるのは、試料を走査するステージがチップに対して、わずかに傾いていた ためと考えている。

(1-1)式から本試作システムに使った対物鏡では、12µmの分解能しかないため、本システムが高い分解を持たなければ、反射光強度の減衰カーブはもっと緩やかになる。それに対して、実験結果が6µm幅の減衰カーブを持つことから、本システムを用いてチップ先端に生じるエバネッセント場を使って、波長以下の分解能で試料を観察できたと考える。

4-6 考察

ZnSeの誘電体チップと光源にCO2レーザを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の検証実験を行なった。試作した装置を用いて、誘電体試料を光軸方向(z方向)に動かし、試料とチップの距離が波長以下で反射光強度が指数関数的に減衰するのを観察した。これより、金属コートの無い誘電体チップを使っても、チップ先端の形状を波長以下にすることによる、チップ先端に局所場としてエバネッセント場が形成されていることが明らかになった。また、実際にポリスチレンラッテクスの球を観察し、10.6 μ mの光で直径6 μ mの構造を観察できた。実験に用いたカセグレン対物鏡の開口数NA=0.5と波長10.6 μ mから求めた回折限界が12 μ mであるので、この実験結果は、回折限界を超えた像になっている。

本実験では、CO2レーザの不安定性に悩まされた。今回の装置では、チップを2次 元走査して、直径6µmの粒子を1µmピッチで測定して、36画素程度の像を作るに



Sample



図 4-9 チップ先端と試料の間の距離の観察.



図 4-10 試料を面内方向に動かした時の反射光強度の変化.

も数分必要なため、不安定な光源の元では画像としてデータを取り込むことが難しかった。今後は、安定な光源を使うことと、チップやビームスピリッタからのレーザへの戻り光のアイソレーションを完全に行なうことが必要であると考える。

また、今回の実験では、チップに入射した光は球面収差を持ってしまう。この球面収 差は、入射光のかなりの部分をチップ先端以外に集光させてしまう。そこで、チップ底 面は球面にして入射光が垂直にチップに入射するようにすることが必要であると考えて いる。

赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡では、チップ先端を試料から1~2μmの距離に 近付けなければ、試料とエバネッセント場との相互作用を検出できない。また、エバネ ッセント場の減衰は、チップ先端からの距離に対して指数関数減衰なので、顕微鏡の分 解能を一定に保つには、チップ先端と試料の距離の制御に精度が必要になる。今回の実 験では、チップ先端と試料の距離を対物レンズを使って拡大したモニタ画像から実測し ていたが、今後は、この距離の制御を自動で行なったり、より高精度に行なえる方法を 開発することが必要と考えている。

また、今回の装置では、エバネッセント場の変化による信号にチップからの散乱光の 反射が足し合わされたものを強度検出していたが、これではSN比が悪くなってしま う。つまり、本来得たい信号はエバネッセント場の変化によるものだけである。また、 エバネッセント場の強度が距離によって指数関数で急激に変化するのに対して、散乱光 の干渉縞による強度変化が緩やかである。そのため、試料をチップのニアフィールド内 で微小振動させて、その振動周波数でロックイン検出することで、必要なエバネッセン ト場の変化だけを検出できる装置を実現できると考えている。

また、チップ先端を金属の蒸着膜で被い、チップ先端にAr⁺レーザ光を集光して蒸着膜 を再び蒸発させて開口を作ったチップを用いても実験を行なった。しかし、現在の光学 系では、レーザの戻り項の影響が、先端の蒸着膜のために増大されて、データを取るこ とはできなかった。また、蒸着膜の厚さや、レーザを使って開口を作るときの、露光量 やスポットサイズなど、検討するところがある。

第5章 全反射を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡

全反射を用いたニアフィールド光学走査顕微鏡を考案した^{1,2}。考案した顕微鏡は、微 小開口を用いたニアフィールド走査光学顕微鏡と、その光学系は異なるものの、深い関 係にある。ニアフィールド光学走査顕微鏡は、光ファイバーの先端を尖らせたり、微小 開口をプローブとして使うが、その時高分解能に寄与する光の成分は、エバネッセント 場であり、高屈折率プリズム裏面に形成する場と同じである。これまでに、ZnSeのチッ プを使って赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を試作したが、次のような問題点を経験 した。まず、1)チップと試料間の距離を開口半径(チップ先端の径)程度に一定に保 たなければならず、しかも両者が接触することによってチップ先端が破壊しないようし なければならず、結局、装置の駆動精度に非常に高いものが要求された。また、2)波 長以下の径のチップ先端に届く光の量はわずかで、そのチップ先端に光が届く前にチッ プ内部で散乱が起きるため、像のSN比が著しく悪く、測定が極めて困難であった。

今回考案・試作した光学顕微鏡は、分解能は微小開口を用いたニアフィールド走査光 学顕微鏡程高くないものの、エネルギー効率が高い等、上記問題点が解決されており、 将来の実用化に大きな期待を持つことができる。

5-1 原理

微小な集光スポットを作る方法に、光を高屈折率媒質(屈折率:n)の中に入れて、 光の振動数を変えずに、光の速度を変えることで波長を短くする方法がある。この方法 を用いると図5-1に示すように、集光スポットの大きさを空気中のスポットの1/n にすることができる。この集光スポットを試料の観察に使うことができれば、レイリー の分解能の定義より、より細かい情報を検出できる。しかし、光が高屈折率媒質から出 てしまうと、集光スポットの大きさは元に戻る。そのため、観察しようとする試料を、 その高屈折率媒質中に埋め込む必要があり実用的でない。

これに対して、高屈折率媒質(屈折率:n)と低屈折率媒質(屈折率:1)の界面 で、高屈折率媒質側からの入射光が臨界角を越えて入射すると、光は全反射し低屈折率 媒質側にエバネッセント場が形成される。この時、高屈折率媒質側の集光スポットは、 前記の条件より図5-2に示すように、空気中の1/nのスポットになっている。ま た、境界面での電場の連続条件より、境界面でエバネッセント場が持つ電場分布は、高 屈折率側の電場分布と同じになる。

また、この時作られるエバネッセント場の波長 λ evは、図5-3に示すようにプリズムの屈折率 n と入射角 θ で決まり、

 $\lambda \, \mathrm{ev} = \lambda \, / \, (n \, \sin \, \theta)$

(5-1)

で与えられる。 $n \sin \theta \acute{m} 1$ より大きくなるため、 $\lambda ev t \lambda$ より短くなる。これより、 このエバネッセント場のスポットは、高屈折率媒質の外側にありながら、空気中でのス ポットサイズより小さくなることが予想される。

ただし、波長が光速と振動数で決まる分散関係を満足しないため、この電磁場は伝播 していくことはできず、非放射な減衰電磁場として、プリズム裏面からニアフィールド



図 5-1 高屈折率媒質中に集光ビームが作るスポットと空気中でのスポット.



図 5-2 全反射条件が満たされた時にできるスポット.



図 5-3 プリズムに入射した光とエバネッセント場の関係.

(波長程度以下)にのみ存在する。その浸み出し深さは、入射角と屈折率で決まり、 z 方向への電場分布は、

 $E(z) = \exp(-jz \operatorname{sqrt}(1-k_x^2-k_y^2))$ (5-2) で与えられる。z軸は、プリズムから離れる方向に正をとる。 k_x 、 k_y は空気中の波数 kのx方向成分とy方向成分である。

5-2 ビームスポットの計算と解析

高屈折率媒質と、低屈折率媒質の境界に高屈折率媒質側から、円形開口からの光が収 束する場合の境界面上での強度分布を計算する。この時、界面上にできる強度スポット は、フランホーファ回折パターンとなり、レンズの開口数をNA₁、媒質の屈折率をnと して、

$$I(r) = \left(\frac{J_1(2\pi n NA_1 r)}{2\pi n NA_1 r}\right)^2$$
(5-3)

で与えられる。ただしrは中心(光軸)からの距離を真空中(n=1)の波長で規格化したもので、 J_1 は1次のベッセル関数を表している。このスポットサイズは、周りの屈折率が高いため、屈折率の分だけ空気中のスポットサイズより小さくなる。

次に、この強度分布が境界面より下の部分でどんな分布を持つかを示す。入射光の NAが全反射条件を満たしていない場合、入射光はすべて透過する。この透過光の強度 分布は、開口数がnNA1のレンズで光を集光した場合のスポットの拡がりに一致する。 これに対して、入射光の一部が全反射条件を満たすと、その光による透過波がエバネッ セント場になるため、境界面の低屈折率媒質中のスポットは、透過波のみの場合と異な った傾向を示す。この強度分布は、境界面上のAngular Spetrumからその伝搬を考えるこ とで計算できる³⁾。いま境界面でのAngular Spectrumは、空間周波数が-n NA₁~n NA₁ま での範囲で一定の分布を持つため、強度分布は、

$$I(r) = \left[\int_0^{n \text{ NA}_1} \exp(j \, 2\pi \, z \, \sqrt{1 - (f)^2}) \, J_0(2\pi f \, r \,) \cdot f \, df \right]^2 \quad (5 - 4)$$

で与えられる。

図5-4に屈折率nが4、開口数NA₁が0.5の場合の強度分布を(5-4)式を使っ て計算した結果を示す。プリズム裏面から0.0 λ、0.0 1 λ、0.1 λ、 λだけ離れた 距離について計算した。計算結果より、境界のニアフィールドでは、強度分布でスポッ トの直径が0.6 λになることがわかる。境界からの距離が0.1 λまでは、そのスポッ トサイズをほぼ保っているが、距離がλまで離れてしまうと、強度分布はそれまでと異 なり拡がっている。これは、この距離まで来るとエバネッセント場の成分が減衰してし まい、低空間周波数の伝搬光(透過光)だけで強度分布を作るために起こる。

円形開口からの集光ビームを用いた場合、伝搬光成分が含まれるため、最終的に強度 分布が拡がり、微小なスポットを形成できない。

伝搬光部分をなくすために、小さい入射角の部分をなくして、臨界角を超える光だけ を入射させる。この系は、輪帯瞳からの収束光を使って実現できる。輪帯からの収束光



図 5-4

開口数0.5のレンズで作った集光ビームのスポットサイズの計算. (a) 屈折率: n = 4 のプリズムの裏面でのスポットサイズ.

(b) 屈折率: n = 4のプリズムからz =0.01 λ 離れた位置でのスポットサイズ.

(c) 屈折率: n = 4のプリズムからz =0.1 λ 離れた位置でのスポットサイズ.

(d) 屈折率: n = 4のプリズムからz=1.0 λ 離れた位置でのスポットサイズ.

は、大きさの異なる2つの円形瞳からの収束光がつくる振幅分布の差で表現できる。そ のため、境界面にできるスポット表す式は(5-3)式に対して、

$$I(r) = \left(1 - \left(\frac{NA_2}{NA_1}\right)^2\right)^{-2} \left(\frac{J_1(2\pi n NA_1 r)}{2\pi n NA_1 r} - \left(\frac{NA_2}{NA_1}\right)^2 \frac{J_1(2\pi n NA_2 r)}{2\pi n NA_2 r}\right)^2 (5-5)$$

になる。ただしrは中心(光軸)からの距離を真空中(n=1)の波長で規格化したもので、 J_1 は1次のベッセル関数を表し、強度は中心強度(r=0)で規格化している。

次に、この強度分布が境界面より下の部分でどんな分布を持つかを計算する。この強度分布も、円形開口の場合と同様に、境界面上のAngular Spetrumからその伝搬を考えることで計算できる。但し、境界面でのAngular Spectrum は、空間周波数が $-n NA_1 \sim -n NA_2 \geq n NA_2 \sim n NA_1$ までの範囲で一定の分布を持つことになり、強度分布は、

$$I(r) = \left[\int_{NA_1}^{NA_2} J_0(2\pi \ n \ f \ r \) \cdot n \ f \cdot \exp(j \ 2\pi \ z \ \sqrt{1 - (n \ f \)^2}) df \right]^2$$
(5-6)

で与えられる。

図5-5に、(5-6)を使ってスポットの強度分布を計算した結果を示す。ただ し、対物鏡のNAは外側をNA₁=0.5、内側をNA₂=0.25とした。また、プリズムに はGeを用いたとして、n=4とした。プリズム裏面から0.0 λ 、0.01 λ 、0.1 λ 、 λ だけ離れた距離について計算した。計算結果より、強度分布のスポットサイズは、境 界からの距離によらずほぼ0.5 λ の直径を持っていることがわかる。しかし、その強 度は、開口から離れるにしたがって、指数関数的に減衰する。

これまでの計算は、光が全反射する時に起こる位相飛び(グース・ヘンシェンシフ ト)を無視して行なった。次に、この位相の飛びによってスポットサイズに変化がある か考察した結果を示す。図5-6(a)は全反射の時の位相の飛びを組み込んで計算したス ポットサイズで、z=0面での強度分布を示している。この結果を図5-6(b)の位相飛 びを含まずに計算した場合の結果と比較する。この2つの計算結果は、スポットサイズ において違いを示さなかった。中心から3つめのサブピークの強度がわずかに異なり、 グース・ヘンシェンシフトを考慮した方がサブピークが大きくなっている。この計算結 果より、全反射の場合の位相の飛びは、スポットサイズにほとんど影響を与えないこと がわかった。

以上の計算結果より、高屈折率プリズムでの全反射とエバネッセント場を用いること で、光を微小なスポットに絞り込むことができる。そのスポットサイズは、高屈折率プ リズムがない場合に対して1/n(nは高屈折率プリズムの屈折率)になる。収束光に 円形開口からの光を用いる場合、透過光が含まれるため、最終的に強度分布が拡がるた め、微小なスポットとして用いることができない。これに対して、収束光に輪帯瞳から の光を用いると、境界への入射光のすべてを全反射させることができるため、スポット は、すべてエバネッセント場で形成される。そのため、スポットサイズは拡がらず、微 小なスポットを実現できる。しかし、強度が境界からの距離によって指数関数的に減衰 するため、顕微鏡に使うには、試料を境界面のニアーフィルドに持ち込む必要がある。



図 5-5 開口数 0.5 - 0.25のカセグレン対物鏡で作った集光ビームのスポットサイズの計算. (a) 屈折率: n = 4のプリズムの裏面でのスポットサイズ.

- (b) 屈折率: n = 4 のプリズムからz =0.01 離れた位置でのスポットサイズ.
- (c) 屈折率: n = 4のプリズムからz =0.1 λ 離れた位置でのスポットサイズ.
- (d) 屈折率: n = 4のプリズムからz =1.0λ離れた位置でのスポットサイズ.


図 5-6 グースヘンシェンシフトの強度分布への寄与に関する考察. (a) グースヘンシェンシフトを含んだ強度分布の計算結果. (b) グースヘンシェンシフトを含まない強度分布の計算結果.

5-3 システムの試作

全反射を用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を赤外の波長に対して、屈折率4 の高い値を持つゲルマニウムの半球プリズムを用いて試作し、赤外顕微分光を行なっ た。顕微分光の検証実験では、プリズムなしで測定する場合の約4倍の面内分解を得る ことができた。

5-3-1 顕微鏡の基本構成

図5-7に考案した全反射を用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の原理を示 す。顕微鏡は、赤外光源、カセグレン対物鏡、高屈折率の半球プリズム、半透鏡、2つ のピンホール、および赤外検出器によって構成される。光源からの赤外光は、ピンホー ルを通してカセグレン対物鏡によって試料上に集光する。半球プリズムは、集光スポッ トがプリズムの底面の中心に一致するように配置する。観測する試料は、プリズムの底 面に接触した状態か、あるいは底面から波長以下の距離に配置する。ピンホールは、試 料観察面と共役な位置にあり、その径は、試料上の集光スポットを対物鏡の倍率によっ て拡大した大きさである。半球プリズムは、入射光がプリズム球面に対して垂直方向に 入射し、プリズムの存在の有無によって集光スポットの位置は変わらない。

プリズム底面への入射角の拡がり $\theta_1 \sim \theta_2$ は、カセグレン対物鏡に開口数の高いもの を選んで、臨界角 θ c以上になるようにする。従って、プリズム底面からの透過光はな く、入射光は全反射する。全反射光は、カセグレン対物鏡によって再び集光され、視野 絞り(ピンホール)を通して、検出器に届く。プリズム下面には、エバネッセント場の スポットが形成される。入射側、射出側のピンホールは、スポットを1点に絞り、余分 な散乱光成分をカットするために用いている。

この光学系は以下のような原理から、波長を超える分解能を与える。第1にスポット を形成するプリズムは、屈折率が高く(例えばゲルマニウムは赤外域において $n \ge 4$) 開口数が屈折率倍され、分解は屈折率に比例して向上する。第2には、カセグレン対物 鏡の瞳は輪帯であり、小さい角度の入射光は存在していないため、高域強調の空間周波 数特性を持つ。

試料として、屈折率分布や微細な面内構造のあるものを考える。このエバネッセント 場のスポットに試料がない場合、形成されているエバネッセント場が試料による場の変 動を受けないために、入射光は全反射し、反射光強度は変化しない。これに対して、試 料がプリズムが作ったエバネッセント場の中に存在した場合には、エバネッセント場が 変化を受けるため、入射光は全反射できず、反射光強度に変化が現われる。また、試料 に吸収がある場合もエバネッセント場のスポットが、試料の中で吸収のある部分になけ れば反射光強度は減衰せず、吸収のある部分では、エネルギーが試料側に抜けるため、 反射光強度が減衰する。これによって、プリズムによって作られた微小なエバネッセン ト場のスポットのある1点の試料の情報が反射光強度の変化として得られる。試料全体 を観察するには、この試料をxy走査し、反射光を測定する。これによって超解像の画 像を得ることができる。



図 5-7 プリズムでの全反射を用いた赤外ニアフールド光学走査顕微鏡.

5-3-2 試作顕微FT-IRシステム

上に述べた原理で実際に全反射を用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を試作 し、赤外FT-IRと組み合わせて実験を行なった。使用したFT-IRは日本電子製JIR-6000 で、標準の顕微分光システムユニットIR-MAU124を改造し、顕微鏡部分に半径8mmで 屈折率4のGeの半球プリズムを取付けた。用いた半球プリズムは、その球面側に無反射 コートを行なっている。また、光源側のピンホールには、¢1mm(試料面上に投影し たときに¢160µm)を用い、これは、JIR-6000の試料室内に設けた。検出器側の視野絞 り(スリットの拡がり)は、試料面上に投影したときに2.5µmである。図5-8にシ ステムの構成図を示す。本装置は、光源にFT-IR分光器を用いて、干渉光をプリズムに 入射させることで、試料の赤外吸収スペクトルを測定することができる。図5-7の原 理図との違いは、照明光がカセグレン対物鏡の上側の半透鏡からではなく、カセグレン 対物鏡(×20、N.A.0.5-0.25)の下部にある補助放物面鏡から入射されている 点である。また、試料は半球プリズムに密着させ、試料を半球プリズムごと移動させ た。これによって、装置が簡単になり、実験も容易になった。

5-4 スキャニング系の収差の検討

半球プリズムを試料と一緒に光軸に垂直な x - y面内で走査すると、図5 - 9(a)に示 すように試料と半球プリズムの中心位置がカセグレン対物の焦点位置からずれるので、 プリズムの底面に形成されるスポットは、プリズムの移動と共に移動し、走査方向に拡 がる。図5 - 9(b)に半径8 mm、屈折率4のプリズムの場合にプリズムの移動距離 yに 対してスポットの中心が移動した距離 y'を計算した結果を示す。横軸が y、縦軸が y' を示している。光の集光スポットの中心位置は、プリズムの移動の3/4の移動距離で 進むことがわかる。図5 - 9(c)に同じプリズムの場合に、プリズムの移動によって生じ る、スポットの広がりΔyを計算した結果を示す。スポットの広がりは、移動距離が大 きくなると急激に増大する。しかし、100 μ mプリズムを動かしてもスポットの広が りは、0.25 μ m程度である。高屈折率プリズムの底面に形成されるスポットの大きさ は、波長10 μ mの時に ϕ 5 μ mなので、0.25 μ mのスポットの拡がりは、ほとんど 分解能に影響を与えない。また、プリズムを1000 μ m動かしたときの入射光のプリズ ム底面への入射角の変化量は、0.01°程度であり、無視できる。したがって、試料 のみを走査する必要はなく、プリズムも一緒に走査して良いと結論できる。

また、この実験系では、光は、プリズムに片側からのみ入射しているので、集光面に できるスポットは、 x - y 面内で等方的にならず、方向性を持つ。つまり、図中 y 方向 にのみ微小なスポットになり、 x 方向に拡がる。従って y 方向にのみプリズム及び試料 を走査して、試料の y 方向の構造を観察した。

5-5 実験結果

本システムの分解能をエッジ状の試料を観察することにより求めた。Geプリズムの底 面の中心に試料のエッジがくるように張り付け、各点の反射スペクトルを測定し、各点 の反射スペクトルに含まれる試料の吸収ピークから、試料のエッジ検出の実験を行なっ



図 5-8 試作した赤外顕微分光装置.



図 5-9 収差の計算結果. (a) 軸外収束によるスポットの変位と収差. (b) プリズムの移動距離 y に対する集光スポット位置 Δ y'の計算結果. (c) プリズムの移動距離 y に対する集光スポットの拡がり Δ y の計算結果.

た。試料には、シリコーンゴムやパラフィン等のフィルムを用いた。

試料に膜厚0.5 mmのシリコーンゴムのフィルムを用いた時の実験結果を示す。図5 -10はシリコーンゴムの赤外透過率スペクトルで、試料に特有の特徴的な吸収が12 50 cm⁻¹と1000 cm⁻¹~1100 cm⁻¹の間に見られる。実験では、試料を走査して行っ てスペクトルを測定し、これらの特徴吸収が確認できるか試みた。図5-11は、試料 を一方向に走査していったときの、 $y = 0 \mu m$ 、 $5 \mu m$ 、 $15 \mu m$ 、 $25 \mu m$ の位置での スペクトルを示している。y = 0 0方が試料のあるほうで、試料のあるところと、ない ところで、試料の吸収がある部分のスペクトルが変化しているのがわかる。試料の吸収 が存在している側には、図5-10に示したのと同じシリコーンゴムの吸収ピークが観 察できる。図5-12は、図5-11に示したスペクトルを $y = 25 \mu m$ のスペクトル で規格化したグラフで、試料のエッジの検出結果である。シリコーンゴムを試料にした 場合、15 μ m幅でエッジの確認ができ、実験結果は良くなかった。これは、試料が厚 いため、吸収が大きく散乱光成分も吸収されるために、エッジ部分を離れていっても吸 収が残っているためと考える。これは、入射側のピンホールを十分に絞ることができな いことにも関連している。次に、試料を薄くして、吸収を小さくして行なった実験結果 を示す。

試料に、膜厚40 μ mのパラフィンのフィルムを用いた場合の結果を示す。通常の FT-IRでパラフィンのフィルムのスペクトルを測定したところ、図5-13に示すよう に、波数1230.38cm⁻¹(8.12 μ m)、948cm⁻¹(10.54 μ m)に吸収ピーク が見られたので、この2つの吸収ピークを用いてエッジの検出を行なった。

図5-14(a)に、波長8.12 μ m、図5-14(b)に波長10.54 μ mの光の反射率 を試料とプリズムの走査量に対して測定した結果を示す。図5-14の反射率は、パラ フィンフィルムの吸収ピークが無い4.54 μ m(2200cm⁻¹)の反射率で規格化して いる。波長8.12 μ mの光の反射率は、5 μ mの幅で0.9から0.6に変化している。 っまり、波長8.12 μ mの光では、5 μ mの分解能で試料のエッジを検出している。カ セグレン対物鏡のNAから計算すると、高屈折率プリズムを用いずにエッジを見たとき の分解能は、波長8.12 μ mで20 μ mであるため、高屈折率プリズムを用いることに よって、分解は回折限界の約4倍になっている。また、波長10.54 μ mの光の場合も 同様に、反射率は7.5 μ mの幅で0.8から0.6に変化している。波長10.54 μ mの 光では、7.5 μ mの分解能でエッジを検出している。回折限界の計算値は、波長10. 54 μ mで50 μ mとなるため、分解は回折限界の約4倍になっている。

実験データにおいてエッジ部分の前後に現われているリプル(反射光強度の膨らみ)は、エバネッセント場のスポットが持つサブピークが吸収されることで現われている。

比較のために、Geの半球プリズムを取り除いた赤外顕微分光装置を用いて、同一の試料に対して、エッジ部分の検出実験を行なった。実験は、透過型で測定した。試料を走査していって透過光スペクトルの変化を測定した。測定した時のスリット幅は、10×10µmを用いている。測定スペクトルの内、パラフィンフィルムの吸収ピークである、8µmと10µmでの透過率の変化を試料の走査距離に対してプロットした結果を図5-15に示した。図5-15 では、横軸がエッジ部分の位置、縦軸が透過率を示



図 5-10 シリコーン・ゴムの透過率スペクトル(ダイヤモンド・セルで加圧).



図 5-11 サンプルを走査しながら測定した、透過率スペクトルの例. (a) y=0μm、(b) y=5μm、(c) y=15μm、(d) y=25μm.



図 5-12 エッジ検出の実験結果の例. (a) y=0 µ m、(b) y=5 µ m、(c) y=15 µ m.



図 5-13 パラフィンフィルムの透過率スペクトル.



(a)

(b)



図 5-14 パラフィンフィルムをサンプルにしたエッジ検出の実験結果の例. (a) 波長 λ = 8.12 μ mでの透過率の変化. (b) 波長 λ =10.54 μ mでの透過率の変化.





図 5-15 プリズムなしで行なったエッジ検出の実験結果の例.
 (a) 波長 λ = 8.12 μ mでの透過率の変化.
 (b) 波長 λ =10.54 μ mでの透過率の変化.

(b)

(a)

している。測定した結果、透過率の変化から、試料のエッジ部分は、約20µmの分解 で検出される。測定結果は、ノイズが大きい。スリットを狭くしているため光量が少な いこと、透過型になり、試料の厚さ40µmを透過した光を測定するため、測定感度が 限界に来ているためと考えている。この結果より、今回提案した手法により、4倍の分 解能が得られている。

5-6 考察

全反射を用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡実際に試作し、赤外分光器に組込 み、波長以下の分解能で赤外顕微分光が実現できることを示した。また、試料の走査範 囲が狭ければ、試料をプリズムに密着させたままで走査できることを示した。

高屈折率プリズムを用いたエバネッセント場走査方法の顕微鏡の場合、分解能は用い るプリズムの屈折率によって決まる。赤外域を透過する光学材料の屈折率は、高々4程 度であるので、本手法ではサブミクロンまで分解を上げることは難しい。しかし、従来 の赤外顕微鏡に若干の改良を加えるだけで、回折限界を超えた分解を得ることができ、 走査プローブを使ったニアフィールド光学走査顕微鏡と比べて、装置的にも極めて簡単 でかつ操作が容易であるので、実用的にも有用な方法に成り得るものと考えている。

実験では、ゲルマニウムで作ったプリズムの底面の中心をカセグレン対物鏡の集光点 に一致させることが難しかった。これは、ゲルマニウムが可視光を透過しないために、 肉眼で観察しながらプリズムの位置を合わせることができなかったことによる。今回の 実験では、プリズムの半球側の頂点に付けたマーカーを使って、プリズムの中心位置を 合わせた後、あらかじめ測定していた、プリズム底面の高さまでステージを下げていっ て、位置合わせを行なった。今後は、ゲルマニウムを透過する赤外光での撮像素子を使 い、肉眼で観察しながらプリズムの位置を合わせられる様にするか、プリズムの底面側 つまり試料側から、肉眼で観察できる装置を組み込むことが必要になると考えている。 また、試料をプリズム底面に密着させて測定する場合には、試料の測定したい部分を簡 単にプリズムの中心に配置できる装置が必要になってくる。

また、実験では散乱光を減らすために光源側、検出器側のピンホールをもっと絞りた かったが、赤外光源の強度が弱いため検出できる強度の限界に来てしまった。今後は、 より明るい赤外光源と、感度の高い量子型検出器の開発が必要になる。また、赤外の高 感度検出器は点検出器でしか実現されていないが、赤外で高感度な面検出器が開発され れば、可視光で研究されているような、非走査型のニアフィールド光学走査顕微鏡^{4,5)}を 作ることもできる。 総括

ニアフィールド光学走査顕微鏡を赤外顕微分光分析に応用するための基礎研究として、 原理の考案と考察を行ない、装置を設計、試作、そして検証実験を試みた。本章では、 本研究の成果を各章毎にまとめ、今後の研究課題について言及する。

第1章では、ニアフィールド光学走査顕微鏡の意義と、その歴史について述べた。また、赤外顕微分光の重要性と欠点を示し、ニアフィールド光学走査顕微鏡を応用することの意義を述べた。

第2章では、開口径が波長より小さな微小開口における光の回折場をBetheの回折理論 を用いて計算した結果を示した。回折場の強度分布は、開口から開口半径の距離までは、 開口の大きさで強度スポットが保たれ、p偏光の光が斜入射する場合の回折場が垂直入 射と比べ、強度で4桁高いことがわかった。また、ポインティングベクトルは、垂直入 射では開口からの放射場が支配的であるのに対して、斜入射では、開口から出て開口に 戻るループを描くことがわかった。

第3章では、Marchandの回折理論に基づいて、Kirchhoffの回折理論に、開口端からの 開口面内への回折成分を加えて、微小開口の回折場を計算した。さらに、Fourier Optics を用いて微小開口での光の回折場を計算し、各理論による計算結果を比較した。

第4章では、誘電体チップを用いた赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の試作につい て述べた。誘電体チップには、ZnSe 結晶の先端を波長以下の大きさに加工したものを 用いた。光源にはCO2レーザ(10.6 μ m)を用いた。チップ先端からの反射光は MCT検出器で強度測定し、試料は、ピエゾ素子で駆動した。実験では、試料をチップ先 端から離して行くにしたがって、反射光強度がニアフィールドで指数関数的に減衰する ことにより、入射光によって、チップ先端にエバネッセント場が生成されていることを 確認した。また、直径6 μ mのラテックス球の空間分布を試作した顕微鏡で測定し、回 折限界で得られる分解能のほぼ2倍を得ることができた。

第5章では、チップ先端の尖らない、高屈折率プリズムによるニアフィールド光学走 査顕微鏡の原理を提案し、輪帯開口からの収束光を用いて、エネルギー効率の良い微小 なスポットを実現できることを理論と計算から示した。

さらに、実際に高屈折率プリズムを用いて、赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を試 作し、赤外顕微分光に応用した。顕微鏡は、試料の上部に屈折率4のゲルマニウムの半 球プリズムを設置し、試料面上に光が収束するようにした。この試作した赤外ニアフィ ールド光学走査顕微鏡で実際に、赤外顕微分光の実験を行ない、回折限界で計算した値 の2倍の分解能が得られた。

本研究によって、赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡の可能性が確認できた。理論で 決まった分解能を持つ赤外ニアフィールド光学走査顕微鏡を実用に供する装置として行 くには、開口の加工精度や、プリズムの加工精度を上げることが必要であり、ステージ を走査する精度、制御機構の開発、S/Nが悪い信号から、目的の情報を取り出す方法の 開発が必要と考えている。 本研究は大阪大学工学部応用物理学教室において行なったものである。終わりに望み、 懇切なるご指導を賜りました志水隆一教授に心から感謝の意を表します。

また現在、大阪大学名誉教授の南茂夫先生(現大阪電気通信大学教授)には、終始、 有益な御助言を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

本学工学部、興地斐男教授、増原宏教授には、論文作成にあたりご検討頂き、貴重な御指示、御教授を頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

本研究のすべてにわたり、丁寧なご指導、ご討論を頂きました本学工学部助教授河田 聡博士に厚く御礼申し上げます。

研究において有益な御討論、御助言を頂きました、株式会社ニコン、埜田友也博士に 感謝いたします。

日頃御指導いただいた本学工学部助手南慶一郎氏、川田善正博士に深く感謝します。 摂南大学工学部内田照雄教授には大阪大学在籍中に数々の有益な御助言を頂きました。 ここに深く感謝の意を表します。

日本電子株式会社には、実験に当たり多大なご配慮を頂きました。ここに御礼申し上げます。

本研究を遂行するに当たり、様々な形で御協力、御援助頂きました大阪大学大学院博士後期課程B. Dingel氏、杉浦忠男氏ならびに、研究室の皆様に感謝いたします。

Appendix

1. H. Betheの微小開口の回折理論の導出過程

Maxwellの電磁方程式から任意の境界面の電場 E (r') と磁場 H (r') の分布を用いて、任意の点の電場 E (r) を求めることができる。Strattonの示したベクトルの解を使うと、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{S} \left[j \mathbf{k} \mathbf{n} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}') \boldsymbol{\varphi} \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')) \times \nabla \boldsymbol{\varphi} \cdot (\mathbf{n} \mathbf{E}(\mathbf{r}')) \nabla \boldsymbol{\varphi} \right] d\sigma$$
(A-1)

で与えられる。nは、境界面に垂直な単位ベクトルを表している。またφは、Green関数であり、境界面のある点の座標r'と測定する位置の座標rを用いて、

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{e^{j\mathbf{k}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \tag{A-2}$$

で与えられる。ここで、 $k = 2\pi / \lambda$ であり、 λ は波長を示す。この電場と同様に、任意の位置の磁場H(r)は、

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{-1}{4\pi} \int_{S} \left[j \mathbf{k} \mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}') \boldsymbol{\varphi} \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}')) \times \nabla \boldsymbol{\varphi} \cdot (\mathbf{n} \mathbf{H}(\mathbf{r}')) \nabla \boldsymbol{\varphi} \right] d\sigma$$
(A-3)

で表せる。これより、任意の境界面での電場分布、磁場分布がわかれば、任意の点の電 磁場を求めることができる。

ここで、Betheは、このベクトル式を用いて、微小開口の回折場を次の境界条件の元で 示した。波長より小さな径の開口が、完全導体で、厚さ0のスクリーンにある場合を考 える。スクリーンはz=0にあり、光の入射側を座標の上で負にとる。

まず、開口が無いスクリーンを考える。境界面での電場 Eo、磁場 Hoに対して境界条件から、境界に平行な振動成分の電場 Eo_{tan}、境界の法線方向の振動成分の磁場 Ho_nは、

$$E o_{tan} = 0$$
(A-4)
$$H o_n = 0$$
(A-5)

で与えらる。これに対して、 Eo_n 、 Ho_{tan} は規定できない。また、この条件は開口が存在 しているときも、z = +0の近傍では、開口の部分を除いて成立しているものと仮定す る。

次に開口がスクリーンに存在している場合について考える。光が入射する z < 0 の部 分には、開口が無いときの Eo、Hoに加えて、開口があることによって E1、H1が加わ り、z > 0 では、E2、H2が存在すると仮定する。スクリーンの入射側をz = -0、射 出側をz = +0で表すと、それぞれの電場 E・磁場Hは、

$H = H_0 + H_1$	z = -0	(A-	6)
		,	、

 $\mathbf{E} = \mathbf{E} \mathbf{0} + \mathbf{E} \mathbf{1}, \quad \mathbf{z} = -\mathbf{0} \tag{A-7}$

$$H = H_2, \quad z = +0 \tag{A-8}$$

$$\mathsf{E} = \mathsf{E}_2, \quad \mathsf{z} = + 0 \tag{A-9}$$

で表される。境界面での境界条件は、

$$E_{tan} = E_{2tan}$$
 : in the hole (A-10)

$E_{1_{tan}} = E_{2_{tan}} = 0$: out side the hole	(A-11)
$H_{2_{tan}} - H_{1_{tan}} = H_{0_{tan}}$: in the hole	(A-12)
$H_{1_n} = H_{2_n}$: in the hole	(A-13)
$H_{1_n} = H_{2_n} = 0$: out side the hole	(A-14)

$$E_{2_n} - E_{1_n} = E_{0_n}$$
 : in the hole (A-15)

で与えられる。

また、 z > 0 の各点において、対称性から光軸に垂直方向成分に関して、

 $E_{1_{tan}}(x, y, -z) = E_{2_{tan}}(x, y, z)$ (A-16)

$$H_{1_{tan}}(x, y, -z) = -H_{2_{tan}}(x, y, z)$$
 (A-17)

$$H_{1_n}(x, y, -z) = H_{2_n}(x, y, z)$$
 (A-18)

$$E_{1_n}(x, y, -z) = -E_{2_n}(x, y, z)$$
 (A-19)

の関係が求められる。(A-16)式から(A-19)式の関係と、z = 0での境界条件から最 終的に、 z = + 0 面の境界での電磁場と、開口が存在しないとしたときの z = - 0 の境界 面における電磁場との間に、

$$H_{2_{tan}} = 1/2 H_{0_{tan}}$$
(A-20)

$$E 2_n = 1/2 E 0_n$$

(A-21)

の関係があることがわかる。また、開口が十分小さいという仮定を考えると、開口部分 でHo_{tan}、Eonが定数であると仮定できるので、H2_{tan}、E2nも定数となる。しかし、回折 場を解くために必要な、境界面上での電磁場の分布として、まだ E2manとH2nが求まって いないために、この条件からだけでは解けない。

次に、開口以外の部分での(A-1)式を(A-4)式の境界条件で考える。スクリーンは、 完全導体であるため、z = +0面でも $Eo_{tan} = 0$ が成立する。(A-1)式において、rが スクリーン上にあると考えると、 $E_{tan}(r)$ は、0でなければならない。このとき、n× E、n×H、grad ϕ は、スクリーンに平行なベクトル成分をもつため、(A-1)式の 積分項の内、第1項と第3項は、打ち消し合わなければならない。最終的に関係してく る項は、第2項のみである。つまり、電場を求めるには、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{-1}{4\pi} \int_{\mathbf{S}} \left[(\mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')) \times \nabla \varphi \right] d\sigma$$
 (A-22)

を考えればよいことになる。また、磁場に関しても同じことが言える。

次に、(A-22)式を考える。この式のうち、E(r')が既知であれば、この式は解け るが、E_m(r')のみしか求まっていないため、解くことができない。そこで、(A-22) 式においてn×Eの意味を考える。n×Eは、磁流と考えることができるので、z= +0の平面内に磁流が存在しているとして(A-22)式を解くことを考える。磁流をKで 表すとKは、z=+0面内成分のみを持つベクトルであり、K (r')で与えられる。 この磁流に対して、磁荷 η (\mathbf{r})の存在も仮定できて、

divK=jk
$$\eta$$
 (A-23)
これる。この磁流・磁荷を用いると、(A-22)式は最終的に

で与えられる。この磁流

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_{S} \left[\mathbf{K}(\mathbf{r}') \times \nabla \boldsymbol{\varphi} \right] d\sigma \tag{A-24}$$

で表すことができ、E (r')の変わりに、K (r')を求めればE (r)が求まる。同 様にして、磁場は、

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int_{\mathbf{S}} \left[j \mathbf{k} \mathbf{K}(\mathbf{r}') \cdot \eta \nabla \varphi \right] d\sigma$$
 (A-25)

で与えられ、K(r')、 $\eta(r')$ を求めればH(r)が求められる。

次に (A-24) 、 (A-25) 式を用いて電場 E (r) 、磁場 H (r) を求めるために、K (r') 、 η (r') を、円形開口について考える。ここで、開口の半径 a は、k a << 1 (k = 2 π / λ) の条件を満たすとする。

磁場H(r)をスカラーポテンシャルΨを用いて表すと、

$$H(r) = -\operatorname{grad} \Psi(r)$$
(A-26)

になる。また、スカラーポテンシャルΨは、磁荷を用いて

$$\psi(\mathbf{r}) = \int \eta(\mathbf{r}') \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$
(A-27)

で与えられる。Ho_{tan}が開口部分で一様であることから(A-26)式は

$$\Psi(\mathbf{r}) = -1/2 \operatorname{Ho} \cdot \mathbf{r} \tag{A-28}$$

になる。今、開口部分に、同一方向を向いた双極子が一様に分布していることで、1/2 Hoの定常場ができると考える。開口部分での双極子の光軸方向への拡がりが十分小 さいとすると、双極子のスクリーン表面での密度分布μが、

$$\mu = (a^2 - r'^2)^{1/2}$$
 (A-29)

に比例するものとする。この双極子の表面分布密度ががポテンシャルに対応するものに なる。故に(A-26)は、(A-28)、(A-29)式と合わせて、

Ho・grad
$$\mu = -(Ho \cdot r') / (a^2 - r'^2)^{1/4}$$
 (A-30)
によって満たされる。この(A-30)と(A-27)式より磁荷 η (r)は、

$$\eta$$
 (r') = -C (Ho・r') / (a² - r'²)^{1/4} (A-31)
になる。定数項Cは円形開口では、1/ π^2 になる。これより、磁荷 η (r) は、

$$\eta(\mathbf{r}') = \frac{-1}{\pi^2} (a^2 - r'^2)^{\frac{-1}{2}} \mathbf{H}_0 \mathbf{r}'$$
(A-32)

と求めることができた。また、磁荷 η (r)が求まったので(A-13)式から磁流K (r) を求めると、

$$\mathbf{K}_{\mathbf{H}}(\mathbf{r}') = \frac{jk}{\pi^2} (a^2 - r'^2)^{\frac{1}{2}} \mathbf{H}_0$$
(A-33)

になる。

次に電場の境界条件を使って、Kを求める。磁荷の場合のアナロジーとして考えることができる。ベクトルポテンシャルを用いると電場は、

$$\mathsf{E} = \mathsf{curl} \; \mathsf{F} \tag{A-34}$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \int \mathbf{K}(\mathbf{r}') \, \frac{\mathbf{d}\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \tag{A-35}$$

$$\mathbf{F} = 1/4 \,\mathbf{E} \,\mathbf{o} \times \,\mathbf{r} \tag{A-36}$$

$$\int K_{x} \frac{dx' dy'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|_{1}} = -F_{x} = \frac{1}{4} E_{0,z} y$$
(A-37)

$$K_{x} = \frac{1}{2\pi^{2}(a^{2}-r'^{2})} E_{0,z} y$$
(A-38)

$$K_{\rm E} = \frac{1}{2\pi^2 (a^2 - r'^2)} r' \times E_0 \tag{A-39}$$

最終的に磁流は、二つの成分の足し合わせとして、

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}') = \frac{\mathbf{jk}}{\pi^2} (\mathbf{a}^2 - \mathbf{r}'^2)^{1/2} \mathbf{H}_0 + \frac{1}{2\pi^2} (\mathbf{a}^2 - \mathbf{r}'^2)^{-1/2} \mathbf{r}' \times \mathbf{E}_0$$
(A-40)

で与えられ、境界面上でのEo、Hoを用いて表すことが出来る。またK (r')、 η (r')は、境界面上にのみに存在することを仮定しているため、ベクトルの性質により、Eo、Hoのうち、K (r')、 η (r')の計算に関係するのは、Eo_n、Ho_{tan}の方向成分のみとなる。

2. 数值計算方法

回折場に関係する電磁場 Eo、Hoとして、z、x方向のベクトルを考え、z軸方向の 単位ベクトルzとx軸方向の単位ベクトルx、さらに任意の定数 α 、 β を用いて、

$$E o = \alpha \cdot z$$
 (A-41)

$$H o = \beta \cdot x$$
 (A-42)

で表わし、開口半径 a に対して、 r'< a とする。また、電磁場を求める位置を、 r=|r|= $(x^2+y^2+z^2)^{1/2}$ (A-44)

とする。

$$\mathbf{r}' \times \mathbf{H} \mathbf{0} = \alpha \quad (\mathbf{y}' \mathbf{x} - \mathbf{x}' \mathbf{y}) \tag{A-46}$$

が成立し、 (A-32、A-40) 式は、

$$\mathbf{K}(\mathbf{r}') = \frac{1}{\pi^2} \left\{ \left[jk\beta(a^2 - \mathbf{r}'^2)^{1/2} + \frac{\alpha y'}{2}(a^2 - \mathbf{r}'^2)^{-1/2} \right] \mathbf{x} - \frac{\alpha \mathbf{x}'}{2}(a^2 - \mathbf{r}'^2)^{-1/2} \mathbf{y} \right\}$$
(A-47)

$$\eta(\mathbf{x}',\mathbf{y}',\mathbf{z}') = -\frac{1}{\pi^2} \beta \mathbf{x}' (a^2 - \mathbf{x}'^2 - \mathbf{y}'^2 - \mathbf{z}'^2)^{-1/2}$$
(A-48)

で考えることができる。また、(A-2)式のGradととして、

$$grad\phi = \frac{\partial \exp(jk(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|))}{\partial(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}$$
$$= (\frac{jk}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|})\exp(jk(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$
(A-49)

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 (\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{r} - \mathbf{r}' = (\mathbf{x} - \mathbf{x}') \mathbf{x} + (\mathbf{y} - \mathbf{y}') \mathbf{y} + \mathbf{z} \mathbf{z}$$
(A-50)

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = [(\mathbf{x} - \mathbf{x}')^{2} + (\mathbf{y} - \mathbf{y}')^{2} + \mathbf{z}^{2}]^{1/2}$$
 (A-51)

を用いる。

.

$$\mathbf{x}' = \mathbf{r}' \mathbf{c} \circ \mathbf{s} \ \theta \tag{A-52}$$

$$\mathbf{y}' = \mathbf{r}' \mathbf{s} \quad \mathbf{i} \quad \mathbf{n} \quad \theta \tag{A-53}$$

で表わし、 (A-47から51) 式をx、y、z方向成分に分けて考えると、
K (x'、y') = f1 (r'、
$$\theta$$
) x-f2 (r'、 θ) y (A-54)

$$f1(\mathbf{r}',\theta) = \frac{1}{\pi^2} \left[jk\beta(a^2 - {\mathbf{r}'}^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{\alpha \mathbf{r}'\sin\theta}{2} (a^2 - {\mathbf{r}'}^2)^{\frac{-1}{2}} \right]$$
(A-55)

$$f2(r',\theta) = \frac{1}{\pi^2} \frac{\alpha r' \cos \theta}{2} (a^2 - r'^2)^{\frac{-1}{2}}$$
(A-56)

$$\eta (\mathbf{x}', \mathbf{y}') = -\mathbf{g} (\mathbf{r}', \theta)$$
(A-57)

$$g(\mathbf{r}',\theta) = -\frac{1}{\pi^2} \beta \mathbf{r}' \cos \theta \ (a^2 - {\mathbf{r}'}^2)^{\frac{-1}{2}}$$
(A-58)

$$grad \phi = p (x, y, z, r', \theta) \cdot [(x - r' c \circ s \theta) x + (y - r' s i n \theta) y + z z]$$
(A-59)

$$p(\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z},\mathbf{r}',\boldsymbol{\theta}) = \left(\frac{\mathbf{j}\mathbf{k}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}\right) \exp(\mathbf{j}\mathbf{k}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$$

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = \left[\mathbf{x}^2 + \mathbf{y}^2 + \mathbf{z}^2 + \mathbf{r}'^2\right]$$
(A-60)

$$-2 r' (x c \circ s \theta + y s i n \theta)]^{1/2}$$
(A-61)

で表わすことができる。

「衣わりここかでこ~。 回折場の電磁場は、これらの式を用い、各ベクトル方向成分に分解して、 F(x, y, z) = Fxx + Fyy + F

$$E (x, y, z) = E x x + E y y + E z z$$
(A-62)

$$Ex=-z \iint pf2r'dr'd\theta \tag{A-63}$$

$$Ey=-z \iint pf1r'dr'd\theta$$
 (A-64)

$$Ez=y \iint pf1r'dr'd\theta + x \iint pf2r'dr'd\theta$$

$$-\iint pf1r'^{2}\sin\theta dr'd\theta - \iint pf2r'^{2}\cos\theta dr'd\theta \qquad (A-65)$$

$$H(x, y, z) = Hx x + Hy y + Hz z$$
 (A-66)

$$Hx = x \iint gpr'dr'd\theta - jk \iint f1\varphi r'dr'd\theta - \iint gpr'^2 \cos\theta dr'd\theta \qquad (A-67)$$

$$Hy=y \iint gpr'dr'd\theta - jk \iint f2\varphi r'dr'd\theta - \iint gpr'^{2}sin \theta dr'd\theta \qquad (A-68)$$

$$Hz=z g pr' dr' d\theta$$
 (A-69)

で表わすことができる。これらの式において、その積分範囲は、 $0 \leq r' < a$ 、 $0 \leq \theta < 2\pi$ 、とした。

参考文献

<u> 第1章</u>

- 1) E. H. Synge, "A Suggested Method for extending Microscopic Resolution into the Ultra-Microscopic Region," Phil. Mag. S. 7. 6, 356-362(1928).
- 2) E. H. Synge, "A microscopic Method," Phil. Mag. S. 7. 11, 65-80(1931).
- 3) E. H. Synge, "An Application of Piezo-electricity to Microscopy," Phil. Mag. S.
 7. 13, 297-300(1932).
- 4) J. A. O'Keefe, "Resolving Power of Visible Light," J. Opt. Soc. Am. 46, 359(1956).
- 5) E. A. Ash, G. Nicholls, "Super-resolution Aperture Scanning Microscope," Nature **237**, 510-512 (1972).
- A. Lewis, M. Isaacson, A. Harootunian, and A. Muray, "Development of a 500 Å Spatial Resolution Light Microscope 1. Light is efficiently transmitted through λ/16 diameter apertures," Ultramicroscopy 13, 227-232 (1984).
- 7) E. Betzig, A. Harootunian, A. Lewis, and M. Isaacson, "Near-field diffraction by a slit: implications for superresolution microscopy," Appl. Opt. 25, 1890-1900 (1986).
- A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson, A. Lewis, "Super-resolution fluoresence near-field scanning optical microscopy," Appl. Phys. Lett. 49, 674-676 (1986).
- 9) E. Betzig, M. Isaacson, A. Lewis, "Collection mode near-field scanning optical microscopy," Appl. Phys. Lett. **51**, 2088-2090 (1987).
- 10) E. Betzig, M. Isaacson, H. Barshatzky, A. Lewis, and K. Lin, "Near-field scanning optical microscopy (NSOM)," SPIE **897**, 91-99 (1988).
- 11) D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz, "Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$," Appl. Phys. Lett. **44**, 651-653 (1984).
- 12) U. Dürig, D. W. Pohl, and F. Rohner, "Near-field optical-scanning microscopy, " J. Appl. Phys. **59**, 3318-3327 (1986).
- 13) U. Ch. Fischer, U. T. Durig and D. W. Pohl, "Near-field optical scanning microscopy in reflection," Appl. Phys. Lett. **52**, 249-251 (1988).
- D. W. Pohl, U. Ch. Fischer, and U. T. Dürig, "Scanning near-field optical microscopy (SNOM): basic principles and some recent developments," SPIE 897, 84-90 (1988).
- 15) D. W. Pohl, U. Ch. Fischer, and U. T. Dürig, "Scanning near-field optical microscopy (SNOM)," Journal. of Microscopy **152**, 853-861 (1988).
- 16) S. Okazaki, H. Sasatani, H. Hatano, T. Hayashi, and T. Nagamura, "D evelopment of High-Resolution Optical Scanning Fluorescence Microscopy,"

Mikrochimica Acta 3, 87-95 (1988).

- 17) G. A. Massey: "Microscoy and pattern generation with scanned evanescent waves," Appl. Opt. 23 658-660 (1984).
- 18) G. A. Massey, J. A. Davis, S. M. Katnik, and E. Omon: "Subwavelength resolution far-infrared microscopy," Appl. Opt. **24** 1498-1501 (1985).
- R. C. Rdddick, R. J. Warmack, and T. L. Ferrell, "New form of scanning optical microscopy," Physical review B 39, 767-770 (1989).
- 20) D. Courjon, K. Sarayeddine, and M. Spajer, "Scanning Tunneling Optical Microscopy," Opt. Commun. **71**, 23-28 (1989).
- D. Courjon, J. M. Vigoureux, M. Spajer, K. Sarayeddine, and S. Leblanc, " External and internal reflection near field microscopy:experiments and results," Appl. Opt. 29, 3734-3740 (1990).
- 22) S. Jiang, N. Tomita, and M. Ohtsu, "Photon Scanning Tunneling Microscope," Kogaku **20**, 134-141 (1991).

<u> 第2章</u>

- H. A. Bethe, "Theory of diffraction by small holes," Phys. Rev. 66, 163-182 (1944).
- J. A. Stratton and L. J. Chu: "Diffraction Theory of Electromagnetic Waves," Phys. Rev. 56, 99-107 (1939).
- C. J. Bouwkamp, "On Bethe's Theory of Diffraction by Small Holes," Philips Res. Rep. 5, 321-332 (1950) and "On the Diffraction of Electromagnetic Waves by Small Circular Disk and Holes," Philips Res. Rep. 5, 401-422 (1950).
- C. Butler, Y. Rahmat-Samii, and R. Mittra, "Electromagnetic Penetration Through Apertures in Conducting Surfaces," IEEE Trans. Antennas Propagat. AP-26, 82-93 (1978).
- 5) Y. Leviatan and R. F. Harrington, "A low frequency moment solution for electromagnetic cuouling through an aperture of arbitrary shape," Arch. Elektr. Ubertr. **38**, 231-238 (1984).
- 6) Y. Leviatan, "Study of near-zone fields of a small aperture," J. Appl. Phys. 60, 1577-1583 (1986).
- 7) E. Betzig, A. Harootunian, A. Lewis, and M. Isaacson, "Near-field diffraction by a slit: implications for superresolution microscopy," Appl. Opt. 25, 1890-1900 (1986).
- 8) R. E. English, and N. George, "Diffraction from a small square aperture: approximate aperture fields," J. Opt. Soc. Am. A 5, 192-199 (1988).
- 9) R.E. Collin: Foundations for microwave engineering, (McGraw Hill, London, 1966) 190-197.

10) T. Nakano and S. Kawata, "Numerical analysis of the near-field diffraction pattern of a small aperture," J. Modern Optics **39**, 645-661 (1992).

<u> 第3章</u>

- 1) E. Marchand and E. Wolf, "Consistent formulation of Kirchhoff's Diffraction Theory," J. Opt. Soc. Am. **56**, 1712-1721 (1966).
- E. Marchand and E. Wolf, "Diffraction at small apertures in black screens," J. Opt. Soc. Am. 59, 79-90 (1969).
- B. J. Lin, "Electromagnetic Near-Field Diffraction of a Medium Slit," J. Opt. Soc. Am. 62, 976-981 (1972).
- 4) J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, (McGRAW-HILL, New York, 1988) 48-54.
- 5) G. A. Massey, "Microscoy and pattern generation with scanned evanescent waves," Appl. Opt. 23, 658-660 (1984).
- D. Courjon, J. Vigoureux, M. Spajer, K. Sarayeddine, and S. Leblanc, "External and internal reflection near field microscopy: experiments and results," Appl. Opt. 29, 3734-3740 (1990).

<u> 第4章</u>

- T. Nakano and S. Kawata, "Infrared Evanescent-field Microscope using CO₂ Laser for Reflectance Measurement," Optik (submitted).
- D. Courjon, J. M. Vigoureux, M. Spajer, K. Sarayeddine, and S. Leblanc, "External and internal reflection near field microscopy:experiments and results," Appl. Opt. 29, 3734-3740 (1990).

第5章

- 1) 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, 377-384 (1992).
- 2) 中野隆志,河田 聡,"赤外エバネッセント場走査顕微鏡,"1992年分析機器と 解析システムに関する東京討論会要旨集 51-52 (1992).
- 3) M. Born and E. Wolf, *Principles of optics* (Pergamon, New York, 1987) p. 416.
- 4) J. M. Guerra and W. T. Plummer: "Optical proximity imaging method and apparatus," United States Patent 4681451 (1987).
- 5) J. M. Guerra: "Photon tunneling microscopy," Appl. Opt. 29 3741-3752 (1990).

発表論文リスト

<u> 第2章</u>

1. T. Nakano and S. Kawata, "Numerical analysis of the near-field diffraction pattern of a small aperture," J. Modern Optics **39**, 645-661(1992).

<u> 第4章</u>

2. T. Nakano and S. Kawata, "Infrared Evanescent-field Microscope using CO₂ Laser for Reflectance Measurement," Optik (submitted).

第5章

- 3. 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**, 377-384 (1992).
- 4. 中野隆志,河田 聡,"赤外エバネッセント場走査顕微鏡,"1992年分析機器と 解析システムに関する東京討論会要旨集 51-52 (1992).