

Title	非接触原子間力顕微鏡を用いた近接場光の高分解能測定に関する研究
Author(s)	阿部, 真之
Citation	大阪大学, 1999, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3155407
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

甲6923

非接触原子間力顕微鏡を用いた
近接場光の高分解能測定に関する研究

1999年

阿部真之

非接触原子間力顕微鏡を用いた
近接場光の高分解能測定に関する研究

1999年

阿部真之

内容梗概

本論文は、筆者が大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻博士後期課程ならびに広島大学大学院理学研究科物理学専攻博士課程前期・後期在学中に行った、非接触原子間力顕微鏡 (AFM) を用いた近接場光の高分解能測定に関する研究をまとめたものであり、全体は7章から構成されている。以下、各章ごとの概略を述べる。

第1章 序論

本章では、まず、自由空間を伝搬する光を用いた場合、波長以下の領域における光と物質との相互作用を測定することは従来困難であったことを述べた。次に、物質表面に局在する近接場光を用い波長以下の光と物質との相互作用を測定することができる近接場光学顕微鏡 (SNOM) の特徴ならびに問題点を概観した。具体的には、近接場光を散乱光に変換して測定する光ファイバー探針と散乱型探針、および近接場光を力に変換して測定する半導体探針について述べた。

以上に示した背景から、SNOM の高分解能化を行うためには、迷光ノイズの影響が少ない近接場光を力として測定する方式が有効であると考えた。しかしながら、力による測定で得られた空間分解能は 170nm であり、散乱光を測定する方式の空間分解能 (数十 nm) に劣っていた。そこで、力として空間分解能を向上させるためには、①非常に高感度な力検出方式を用いて、真空中などの制御された環境で近接場光の測定を安定に行える AFM システムを開発する必要があることを指摘した。さらに、力による測定では光を静電気力に変換していることを考慮すると、②試料表面近傍では、近接場光によって働く力だけでなく、ファン・デル・ワールス力や静電気力も同時に探針に働いているため、これら2つの力の影響をなくし近接場光による力のみを抽出しなければならないこと、③接触電位差や静電容量など、試料の電気的特性の影響を少なくする測定方式が必要となることを指摘した。

そこで本研究では、近接場光を力として測定する高分解能な SNOM を実現することを目的とした。具体的には、①真空中で近接場光を力として測定できる AFM システムの開発を行い、②近接場光によって探針に働く力を、同時に働いているファン・デル・ワールス力や静電気力と分離して測定し、力の働く機構について明らかにし、③試料の電気的特性の影響を少なくして近接場光による力を測定できる測定方式を考案し、高分解能に近接場光を画像化することを述べた。

最後に、本論文の構成を示した。

第2章 近接場光と近接場光によって探針に働く力の理論的解釈

本章では、近接場光の理論的取り扱いと、近接場光によって探針に力が働く機構の基本的な内容について説明した。まず、電磁場の全反射によって生じた近接場光について説明した。その強度は表面から指数関数的に減衰し、減衰距離は入射光の波長に依存している。また、全反射面に垂直な方向の波数ベクトルが虚数であることが特徴である。次に、古典電磁気学における電気双極子放射の理論を用いて、波長より小さいサイズの物質の周りに生じる近接場光について説明した。この場合の近接場光の広がり、物質のサイズに依存することを示した。

最後に、半導体の理論を用い近接場光によって探針に働く力の機構について述べた。具体的には、探針を近接場光に挿入したとき、探針には電子-正孔対が生成され、その結果生じた表面ポテンシャルの変化によって探針に静電気力が働くことを示した。

第3章 非接触原子間力顕微鏡の測定原理と

近接場光を力として測定するための装置構成

本章では、非接触原子間力顕微鏡 (AFM) の測定原理と近接場光を力として測定するために本研究で開発した装置構成について説明した。

まず、近接場光によって探針に働く微弱な力を検出する FM 検出方式非接触原子間力顕微鏡について述べた。FM 検出方式はカンチレバーの高い Q 値を利用することで検出感度を向上させている。次に、近接場光を力としてとらえる半導体探針について述べた。電圧を印加できるように、導電性の半導体探針を採用した。さらに、本研究で新たに開発した近接場光測定用非接触 AFM について述べた。この装置は以下に示す特徴を持つ。第一に、超高真空排気系は観測室と試料作成室の2室構成となっている。また、長時間真空中で観察を行える。第二に、除振系は、真空装置を載せる除振テーブルに加え、2段バネ吊り除振機構ならびに渦電流型除振機構と O リングを用いた除振機構を組み込み、除振を万全にしている。第三に、AFM 本体を小さく作るために、カンチレバーの変位検出系に光干渉方式を採用し、試料のアプローチ機構として慣性駆動方式を採用している。最後に、近接場光を発生させるために以下に示すプリズムと光路系を採用した。①レーザー光の損失を最小限に抑えるため、入射面と射出面には反射防止膜をコートしているプリズムを用いた。②全反射面でレーザー光の焦点合わせを容易にするため、ビームエキスパンダーでビーム径を大きくし、レンズで集光している。

第4章 近接場光によって探針に働く力の機構

本章では、近接場光によって半導体探針に働く力の検出を行い、力の働く機構を調べるための実験結果について述べた。

まず、FM 検出方式非接触 AFM を用いて、近接場光を力として測定する周波数分割方式の装置構成ならびに測定方法について述べた。探針に働く他の力(ファン・デル・ワールス力ならびに静電気力)との分離は、入射光を強度変調し FM 復調器から出力される周波数シフトの変調成分を近接場光による力勾配として測定することによって行った。

異なる3つの光源を用いて、近接場光による周波数シフトの距離依存性をそれぞれ測定した。その結果、減衰距離の波長依存性は実験誤差の範囲で見られないことがわかった。また、ファン・デル・ワールス力に起因する周波数シフトの減衰距離との比較から、熱膨張の影響ではなく、近接場光をとらえていることを示した。

次に、探針に働く力の機構が表面起電力モデルで説明されることを検証するために、周波数シフトの電圧依存性と入射光の強度依存性を測定した。その結果、周波数シフトが電圧に比例して変化し、接触電位差が補償される電圧では周波数シフトがなかった。また、入射光の強度を上げると周波数シフトが飽和する傾向が見られた。いずれの結果も表面光起電力モデルから予想される結果とよく一致した。

入射光の偏光依存性を測定した結果、 p 偏光入射の方が s 偏光入射に比べて周波数シフトが大きいことがわかった。この結果は、古典電磁気学からもとめられる近接場光強度の偏光依存性の計算から予想される結果と逆になった。実験結果を解釈するために、光吸収の理論と探針を近接場光に挿入する効果を考慮したモデルを提案した。

第5章 力として近接場光を高分解能に画像化する方法

本章では、近接場光を力として画像化する際における問題点を取り上げ、その問題を解決するための時分割・周波数分割併用方式を考案し測定を行った。まず画像化を行う問題点として、探針には近接場光による力の他に、ファン・デル・ワールス力および静電気力が働くことから、近接場光を力として画像化し凹凸像との比較を行うためには、これらの力を分離する必要があることを指摘した。

次に、上記の問題点を解決し凹凸像と近接場光の像を同時に測定する、時分割・周波数分割併用方式について述べた。具体的には、フィードバック(距離制御)の run/hold、印加電圧の切り替え、入射光の on/off を効率的に行うことで、近接場光と凹凸像を測定できることを説明した。

時分割・周波数分割併用方式を用いて、ラテックス球の凹凸像と近接場光の像を同時測定した。その結果、分解能 50nm 以下($<\lambda/14$)で画像化することに成功した。また、

近接場光の像と凹凸像を比較するとコントラストが一致しない場所が見られた。入射光の偏光依存性を測定した結果、近接場光の像に定性的な違いは見られなかった。

第6章 近接場光測定の高感度・高分解能化

本章では、力として近接場光を高感度・高分解能に測定する方法について述べた。まず、力として近接場光を画像化するには、①探針に働く力を大きくし、②探針－試料間の接触電位差の空間変化を補償する必要があることを指摘した。

近接場光による相互作用を大きくするために、これまでプリズムの背面に設けていた電極をプリズム全反射面の極薄電極に変更した。その結果、周波数シフトの変化が1000倍大きくなった。プリズム背面に電極を設けた場合、近接場光によって探針に働く力が非常に小さいことを考慮すると、この結果は近接場光の像を高分解能に測定するために重要であると言える。

接触電位差の空間変化を補償しながら近接場光を測定する、接触電位差変化補償周波数分割方式を考案した。具体的にはケルビン零位法を応用し、探針－試料間の電位差の値を一定に保ちながら、近接場光を測定した。その結果、金スパッタ表面の凹凸像ならびに接触電位差像、近接場光像をほぼ完全に分離して測定することができた。分解能は15nm以下($\lambda/33$ 以下)を実現し、これまでの力による測定における最高分解能(170nm)を10倍以上改善させた。

第7章 結論

本章では、本研究で得られた成果の総括として、

1. 近接場光を力として測定できる装置の開発
2. 周波数分割方式を用いた近接場光の検出
3. 近接場光によって探針に働く力の向上
4. 時分割・周波数分割併用を用いた近接場光の画像化
5. 接触電位差変化補償周波数分割方式を用いた近接場光の画像化

について述べ、本研究の成果が、今後原子レベルでの光物性研究の発展に大いに影響を及ぼすと期待できることを指摘した。

最後に、以下に示す今後の課題を述べた。

1. プリズムの平坦化処理・試料作成と超高真空下における近接場光の測定
2. 力と散乱光の同時測定

3. 表面光起電力を大きくするための探針の制御
4. 変位検出回路の高分解能化
5. 時分割測定における近接場光の分離

目次

第1章 序論	1
1-1 研究背景.....	1
1-1-1 光と物質との相互作用を測定する場合における空間分解能の限界.....	1
1-1-2 走査型近接場光学顕微鏡の検出方式と特徴について.....	1
1-2 研究目的.....	4
1-3 本論文の構成.....	4
第1章参考文献.....	7
第2章 近接場光と近接場光によって探針に働く力の理論的解釈	9
2-1 緒言.....	9
2-2 近接場光の理論的取り扱い.....	9
2-2-1 光の全反射によって生じる近接場光の考え方.....	9
2-2-2 波長に比べて小さい散乱体に生じる近接場光の考え方.....	12
2-3 近接場光によって探針に働く力.....	16
2-4 まとめ.....	19
第2章参考文献.....	20
第3章 非接触原子間力顕微鏡の測定原理と	
近接場光を力として測定するための装置構成	21
3-1 緒言.....	21
3-2 周波数変調方式非接触原子間力顕微鏡の動作原理と測定回路.....	21
3-3 近接場光を力として検出するための半導体探針.....	24
3-4 近接場光測定用非接触原子間力顕微鏡の装置構成.....	25
3-4-1 真空排気系の構成.....	25
3-4-2 除振系の構成.....	27
3-4-3 原子間力顕微鏡本体の構成.....	27
3-5 近接場光を発生させるプリズムと光路系.....	31
3-5-1 プリズム.....	31
3-5-2 光路系.....	32

3-6 まとめ.....	32
第3章参考文献.....	33

第4章 近接場光によって探針に働く力の機構 35

4-1 緒言.....	35
4-2 周波数分割方式を用いた近接場光の測定方法.....	35
4-3 距離依存性測定による近接場光の検出の確認と 減衰距離に関する考察.....	37
4-4 半導体探針に働く力の機構に関する検討.....	39
4-4-1 電圧依存性測定.....	39
4-4-2 入射光の強度依存性測定.....	41
4-5 入射光の偏光依存性測定に関する検討.....	42
4-5-1 入射光の偏光依存性測定.....	42
4-5-2 偏光依存性の結果を説明するモデル.....	43
4-6 まとめ.....	45
第4章参考文献.....	46

第5章 力として近接場光を高分解能に画像化する方法 47

5-1 緒言.....	47
5-2 力として近接場光を画像化する際における問題点 (力の分離について).....	47
5-3 時分割・周波数分割併用方式を用いた近接場光の測定方法.....	49
5-4 時分割・周波数分割併用方式を用いた近接場光の検出.....	52
5-5 凹凸像と近接場光像の同時測定.....	53
5-6 まとめ.....	59
第5章参考文献.....	59

第6章 近接場光測定の高感度・高分解能化 60

6-1 緒言.....	60
6-2 力として近接場光を画像化する際における問題点 (検出感度の向上と接触電位差の補償について).....	60
6-3 力による近接場光測定の高感度化.....	62
6-3-1 電極位置と近接場光の感度に関する検討.....	62

6-3-2 電極位置の違いによる検出感度の実験的検討.	64
6-4 接触電位差の変化を補償し近接場光を高分解能に測定する方法.	65
6-4-1 非接触原子間力顕微鏡を用いたケルビン零位法測定.	65
6-4-2 接触電位差変化補償周波数分割方式を用いた 近接場光の測定方法.	67
6-4-3 金スパッタ表面での凹凸像ならびに接触電位差像、 近接場光像の同時測定.	69
6-5 まとめ.	74
第6章参考文献.	74
第7章 結論	76
謝辞	79
研究業績	80

第1章 序論

1-1 研究背景

1-1-1 光と物質との相互作用を測定する場合における空間分解能の限界

光と物質との相互作用を測定する場合、物質の微視的な構造と光の特性との間の強い相関に関しては、これまで考えられてこなかった。これは、通常の自由空間を伝搬する光が、物質の波長 λ 以下より小さい構造に関する情報ではなく、波長程度もしくはそれ以上の平均的な情報をもたらすためである。例えば図1-1に示すように、光学顕微鏡を用いて微小な物体を観察する場合を考える。この場合、レンズを用いて結像するため分解能は回折限界によって決まり、 $\lambda/2$ より小さい物質を観察できない¹⁾。このように、これまでの方式では、波長より小さい物質の微視的な光学特性の測定を行うことができなかった。言い換えれば、光と物質との相互作用を光の波長以下の分解能で観察することは、回折限界のため困難であった。

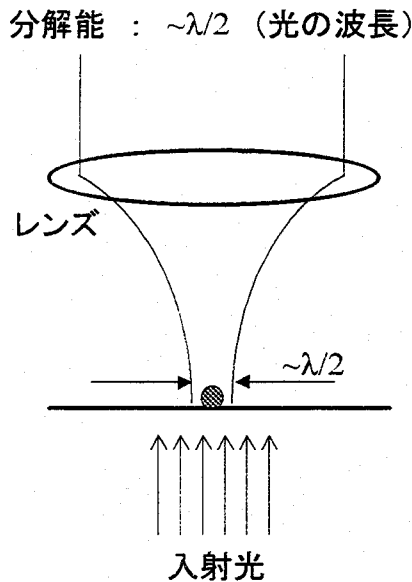


図1-1 レンズを用いて微小な物質を観察する場合のモデル。レンズを用いる場合は回折限界によって、分解能が $\lambda/2$ 程度に制限される。

1-1-2 走査型近接場光学顕微鏡の検出方式と特徴について

近年、走査型近接場光学顕微鏡 (Scanning Near-field Optical Microscopy; SNOM) が、波長以下の領域における光と物質との相互作用を測定できる方法の一つとして、非常に注目されている²⁾。近接場光は物質に光を照射したときに物質表面に発生する光(電磁場)であり、試料表面のみに局在し自由空間を伝搬することができない。また、波長 λ に比べて十分小さい構造の物質のまわりに発生した近接場光の広がり、その

物質の大きさに依存している^{3,4)}。したがって、このような微小領域に閉じこめられている光を検出することで回折限界を超える分解能を持つ光学顕微鏡が可能となる。

SNOM では、先鋭化処理した探針を近接場光の中に挿入することで測定を行う。探針の代表例としては、図1-2(a)に示すような光ファイバー探針^{5,6)}、もしくは図1-2(b)に示すような散乱型探針、が挙げられる。さらに近年、図1-2(c)に示すように、

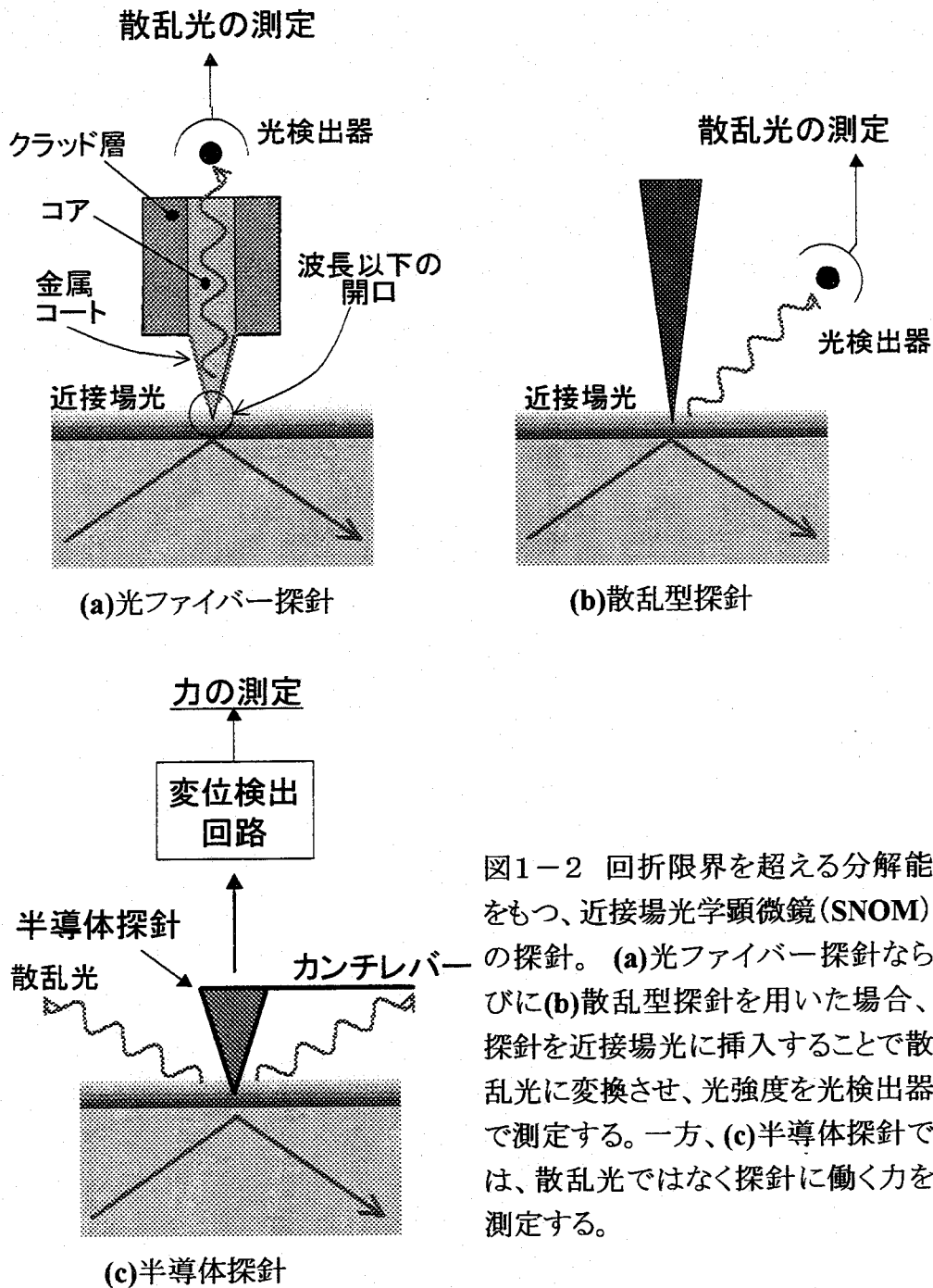


図1-2 回折限界を超える分解能をもつ、近接場光学顕微鏡(SNOM)の探針。(a)光ファイバー探針ならびに(b)散乱型探針を用いた場合、探針を近接場光に挿入することで散乱光に変換させ、光強度を光検出器で測定する。一方、(c)半導体探針では、散乱光ではなく探針に働く力を測定する。

半導体探針を用いる方式^{7,8)}が提案されている。

以下にそれぞれの探針を用いた方式の特徴を述べる。

光ファイバー探針(図1-2(a))

光ファイバーを先鋭化処理し先端以外を金属コート(多くはアルミニウム)することで、先端部分に波長以下の微小開口を実現している。探針を近接場光に挿入し、近接場光を散乱光に変換する。このうち、光ファイバーのコアを伝搬してきた光の強度を光検出器で測定する。光ファイバー探針の利点としては、選択化学エッチングを用い検出効率の高い探針を作成できる⁹⁾、微小開口の大きさを制御することで半径の値の空間局在寸法をもつ近接場光のみを選択的に散乱させる一種のバンドパスフィルタとしてはたらかせることができる⁹⁾、などが挙げられる。分解能は微小開口のサイズに依存しており、サイズを小さくすることで分解能を向上できる。一方、光ファイバー探針はその構成が導波管と同じであり、導波管の遮断周波数のため伝搬できる電磁場の波長に制限があるため、微小開口をあまり小さくできない。したがって、測定可能な微小開口の大きさは数十 nm が限界である。

散乱型探針(図1-2(b))

先鋭化処理した探針を近接場光に挿入し発生した散乱光を測定する。原理的にはどのような材質も用いることができるが、金属探針^{10,11)}が代表的である。その他にも、原子間力顕微鏡(AFM)の探針を用いる方法^{12,13)}も報告されている。散乱光を発生させるまでは光ファイバー探針を用いた場合と同じであるが、散乱型探針では自由空間を伝搬してきた散乱光の強度を測定する。このため、アパチャープローブのような遮断周波数の問題が無く、紫外光～可視光～赤外光にわたって用いることができる。さらに、金属探針を用いた場合、光ファイバー探針のような誘電体の探針に比べ1桁以上散乱光率が高いためSN比の向上が期待できる。分解能は探針の曲率半径程度であり、原理的には曲率半径を小さくすることで分解能が向上する。しかし、探針の上方や試料からの迷光を光検出器がとらえ迷光ノイズが大きくなりSN比が低下する。

半導体探針(図1-2(c))

上記のような散乱光を測定する SNOM とは異なり、近接場光によって探針に働く力を測定する。具体的には、近接場光に半導体探針を挿入し、探針内部に電荷を誘起させる。その結果、探針表面のポテンシャルが変化し、探針-試料間には静電的な力が生じる。この力を AFM で測定する。半導体探針を用いた力の測定における利点としては、近接場光を探針先端部で直接観察していることから伝搬等による光の損失が少ない、迷光によるノイズの影響が少ないことが挙げられる。したがって、近接場光を高分解能に測定することに関しては優れた方式であるといえる。しかし、探針に働く

力が pN オーダーと非常に小さいため、高い SN 比で測定をすることは現時点において困難である。このため、空間分解能が 170nm⁷⁾と光ファイバー探針や散乱型探針に比べ劣っている。

これらの探針を用いた SNOM 測定において、これまで回折格子⁸⁾をはじめ、半導体^{14,15)}、有機材料¹⁶⁾、生体材料^{6,17)}などの観察が回折限界を超える分解能で行われてきた。しかし、原子分解能で測定した報告が現時点ではされていない。これは、光ファイバー探針における遮断周波数や散乱型探針を用いた場合における迷光ノイズの影響のため、高い SN 比で測定をすることが困難であるためと考えられる。また、これまで多くの SNOM 測定が、試料もしくは探針の表面に付着している水の膜もしくは汚染物の影響を受けやすい空気中で行われてきた。これも空間分解能の向上を制限する理由の一つであると考えられる。

一方、先に述べた3つの探針のうち、半導体探針を用いた測定(図1-2(c))は、力を検出するため、探針の曲率半径を非常に小さくしても(例えば 10nm 以下)、光ファイバー探針を用いた場合における遮断周波数の問題がなく、散乱型探針を用いた場合の迷光ノイズによる SN 比の低下の影響が少ない。

したがって、力の探針に働く力を高感度に検出することができれば、SN 比よく近接場光測定を力としてとらえることができ、SNOM の高分解能測定を実現できる可能性がある。このためには、

- ①非常に高感度な力検出方式を用いて、真空中などの制御された環境で近接場光の測定を安定に行える AFM システムを開発する必要がある。

さらに、半導体探針を用い近接場光を力として測定する場合、光を静電気力に変換していることを考慮すると、

- ②試料表面近傍では、近接場光によって働く力だけでなく、ファン・デル・ワールス力や静電気力も同時に探針に働いている。このため、これら2つの力の影響をなくし近接場光による力のみを抽出しなければならない。
- ③探針-試料間の接触電位差や静電容量など、試料の電気的特性が空間変化するため、これらの影響を低減する測定方式も必要となる。

1-2 研究目的

以上をふまえて本研究では、力として近接場光を高分解能に画像化することを目的とする。具体的には、真空中で近接場光を力として測定できる AFM システムの開発を行う。次に、近接場光による力をファン・デル・ワールス力ならびに静電気力と分離して測定し、近接場光によってどのような機構で探針に力が働いているかを明らかにする。さらに、試料の電気的特性の影響を低減させ近接場光を力として測定できる方式を考案し、高分解能な近接場光学顕微鏡 (SNOM) を実現する。

1-3 本論文の構成

各章の概要を以下に述べる。

第2章 近接場光と近接場光によって探針に働く力の理論的解釈

本章では、近接場光の理論的取り扱いと、近接場光によって探針に力が働く機構について説明する。最初に近接場光の基本的な特徴について説明する。まず、光の波長より大きい物質のまわりに生じ、その存在する領域が波長や屈折率に依存するような近接場光について述べる。具体的には、平坦な表面における光の全反射について考える。次に、光の波長よりも小さい物質(微小球)のまわりに生じ、その存在する領域が物質の微視的な構造に依存する近接場光について述べる。最後に、近接場光によって半導体探針内部に電荷を誘起させ、静電気力として測定できることを、半導体の理論を用いて説明する。

第3章 非接触原子間力顕微鏡の測定原理と

近接場光を力として測定するための装置構成

本章では、非接触 AFM の測定原理と近接場光を力として測定するために本研究で開発した装置の構成について説明する。最初に探針に働く微弱な力を測定する周波数変調 (FM) 検出方式非接触 AFM の動作原理と測定回路について述べる。次に、近接場光を力として検出する半導体探針について述べる。また、本研究で新たに開発した近接場光測定用非接触原子間力顕微鏡 (AFM) の構成を述べる。具体的には、超高真空を長時間維持するために使用する真空排気系ならびに、実験装置外部からの機械的振動や音響振動を除去するための除振系、非接触 AFM 本体(変位検出ならびに試料アプローチ)について説明する。最後に、近接場光を発生させるためのプリズムと光路系について述べる。

第4章 近接場光によって探針に働く力の機構

本章では、近接場光によって半導体探針に働く力の検出を行い、力の働く機構について明らかにする。初めに、近接場光による力をファン・デル・ワールス力ならびに静電気力と分離して測定する周波数分割方式について述べる。次に、距離依存性測定の結果について述べ、熱膨張の影響ではなく近接場光をとらえていることを示す。さらに周波数シフトの減衰距離の波長依存性について明らかにする。さらに、近接場光によって半導体探針に働く力の機構として提案されている表面光起電力モデルを、印加電圧依存性測定と入射光の強度依存性測定の結果から検証する。最後に、入射光の偏光方向依存性測定の結果を明らかにし、結果を説明するモデルを提案する。

第5章 力による近接場光の画像化

本章では、探針に働くファン・デル・ワールス力や静電気力から近接場光による力を分離し、画像化を行った結果について述べる。はじめに、近接場光を力として画像化する際の問題点を、力の分離という観点から議論する。次に、ファン・デル・ワールス力ならびに静電気力、近接場光による力を分離して測定する、時分割・周波数分割併用方式の動作原理とその回路構成について述べる。最後に、ラテックス球の凹凸ならびに近接場光の同時測定を時分割・周波数分割併用方式を用いて行った結果について述べる。

第6章 近接場光測定の高感度・高分解能化

本章では、力として近接場光を画像化する際における、高感度・高分解能化の方法について述べる。最初に近接場光を画像化する際における問題点について議論する。具体的には、近接場光によって探針に働く力が非常に小さいこと、ならびに探針-試料間の接触電位差が空間変化することを取り上げる。次に、電極位置をこれまでのプリズム背面からプリズムの全反射面に変えることで、近接場光による周波数シフトの値を大きくできることを示す。さらに、探針-試料間の接触電位差を補償するケルビン零位法について述べる。この方式を応用し、探針-試料間の電位を一定に保ちながら近接場光を測定する接触電位差変化補償周波数分割方式について述べる。最後に、本方式を用いて近接場光を力として高分解能に画像化を行った結果について述べる。

第7章 結論

本研究で得られた結果を総括し、今後の課題を述べる。

第1章参考文献

- ¹ 大津元一 : “現代光科学 I” (朝倉書店, 1994) 第4章 p108-148.
- ² D. W. Pohl and D. Courjon (eds.) : “Near Field Optics” (Kluwer Academic Publishers, 1993) NATO ASI Series E Vol. **242**.
- ³ J. D. Jackson : “Classical Electrodynamics Second Edition” (Wiley & Sons Inc., 1975), Chap.9 p391-468.
- ⁴ K. Jang and W. Jhe : Opt. Lett. **21** (1996) 236.
- ⁵ R. C. Reddick, R. J. Warmack and T. L. Ferrell : Phys. Rev. **B39** (1989) 767.
- ⁶ M. Ohtsu : J. Lightwave Technol. **13** (1995) 1200.
- ⁷ J. Mertz, M. Hipp, J. Mlynek and O. Marti : Appl. Phys. Lett. **64** (1994) 2338.
- ⁸ M. Hipp, J. Mertz, J. Mlynek and O. Marti : “Photons & Local Probes” eds. O. Marti and R. Moller (Kluwer Academic Publishers) NATO ASI Series E Vol. **300** (1995) p109.
- ⁹ T. Saiki, S. Mononobe, M. Ohtsu, N. Saito and J. Kusano : Appl. Phys. Lett, 68 (2612).
- ¹⁰ Y. Inouye and S. Kawata : Opt. Lett. **19** (1994) 159.
- ¹¹ P. Gleyzes, A. C. Boccara and R. Bachelot : Ultramicroscopy **57** (1995) 318.
- ¹² F. Zenhausern, Y. Martin and H. K. Wickramasinghe : Science **269** (1995) 1083.
- ¹³ M. H. Moers, R. G. Tack, N. F. van Hulst and B. Bölger : J. Appl. Phys **75** (1994) 1254.
- ¹⁴ T. Saiki, N. Saito, J. Kusano and M. Ohtsu : Appl. Phys. Lett. **69** (1996) 644.
- ¹⁵ R. S. Decca, H. D. Drew and K. L. Empson : Appl. Phys. Lett **70** (1997) 1932.
- ¹⁶ R. C. Davis and C. C. Williams : Appl. Phys. Lett. **69** (1996) 1179.
- ¹⁷ H. Muramatsu, N. Chiba, K. Homma, K. Nakajima, S. Ohta, A. Kusumi and M.

Fujihira : Appl. Phys. Lett. **66** (1995) 3245.

第2章 近接場光と近接場光によって

探針に働く力の理論的解釈

2-1 緒言

本章では、近接場光の理論的取り扱いと、近接場光によって探針に力が働く機構について説明する。第2節では、近接場光の基本的な特徴について説明する。まず、光の波長より大きい物質のまわりに生じ、その存在する領域が波長や屈折率に依存するような近接場光について述べる。具体的には、平坦な表面における光の全反射について考える。次に、光の波長よりも小さい物質(微小球)のまわりに生じ、その存在する領域が物質の微視的な構造に依存する近接場光について述べる。第3節では、近接場光によって半導体探針内部に電荷を誘起させ、静電気力として測定できることを、半導体の理論を用いて説明する。

2-2 近接場光の理論的取り扱い

2-2-1 光の全反射によって生じる近接場光の考え方

平坦なプリズム表面での電磁場の全反射を考える¹⁻³⁾。図2-1に電磁場(波長 λ)が媒質1(屈折率 n_1 , 誘電率 ϵ_1)と媒質2(屈折率 n_2 , 誘電率 ϵ_2)との境界面で全反射している様子を表している。ここで座標軸を、境界面に垂直な方向に z 軸、境界面と紙面に平行な方向に x 軸、境界面に平行で紙面に垂直な方向に y 軸と設定する。入射角を θ_1 とし、境界面は完全な平面とする。なお、それぞれの媒質は等方的(誘電率がスカラー)で、伝導率が0(電場を加えても電流が生じない)の誘電体とする。このとき、媒質2には自由空間を伝搬する光は存在しないが、Maxwell 方程式から導かれる境界条件から、媒質2の表面近傍には電磁場が存在しなければならない。この境界条件と無限遠方では電磁場が存在しないという条件から、Maxwell 方程式を解くと、媒質2には以下のように表される電磁場が存在する。

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_2 \exp(-az) \exp[i(\omega t - bx)] \quad (2-1)$$

$$\mathbf{B}_2 = \mathbf{B}_2 \exp(-az) \exp[i(\omega t - bx)] \quad (2-2)$$

これを近接場光という。光学や古典電磁気学ではエバネッセント光と言われている。こ

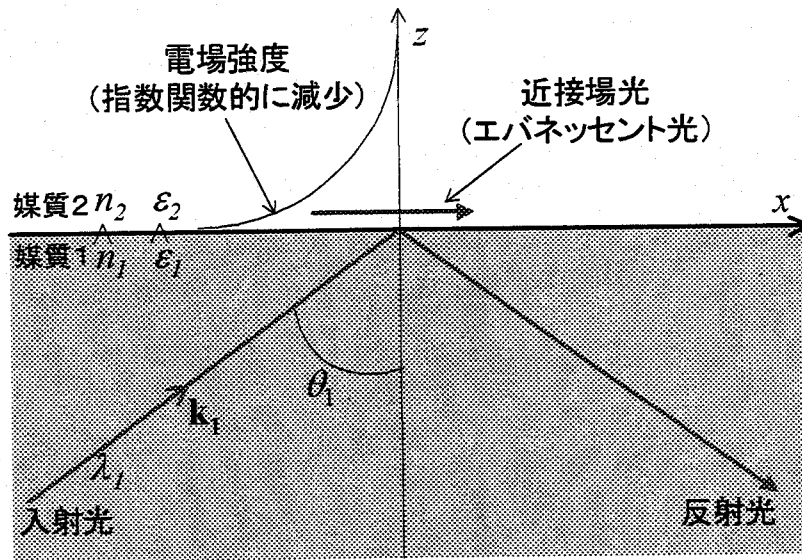


図2-1 媒質1(屈折率 n_1 , 誘電率 ϵ_1)から入射した電磁場(波長 λ)が媒質2(屈折率 n_2 , 誘電率 ϵ_2)との境界面で全反射している様子。媒質2には近接場光(エバネッセント光)が発生し、その電場強度は z 方向に指数関数的に減少する。

ここで、 \mathbf{E} ならびに \mathbf{B} は電場ならびに磁束密度を表し、添え字 2 は媒質2における電磁場であることを示す。定数 a ならびに b は境界条件から導いた連立方程式を解いて以下のように表される⁴⁾。

$$a = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2} \quad (2-3)$$

$$b = n_1 \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_1 \quad (2-4)$$

このように、近接場光は z 方向に指数関数的に電場もしくは磁場が減衰していくことが特徴である。減衰距離 α は a の逆数 ($=1/a$) で表される。したがって(2-3)式より、近接場光の存在する領域は、物質表面から光の波長のオーダーであり、入射光の波長に依存している。

その他の特徴として、近接場光の波数 \mathbf{k}_2 は、

$$\mathbf{k}_2(k_{2x}, k_{2y}, k_{2z}) = (b, 0, -ia) \quad (2-5)$$

となり、波数ベクトルの z 成分が虚数であることがあげられる。また、近接場光は媒質2における分散関係

$$k_{2x}^2 + k_{2y}^2 + k_{2z}^2 = b^2 - a^2 = \left(n_2 \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \quad (2-6)$$

を満たしている。表面に平行な近接場光の波数ベクトル ($k_{2x} = n_1 2\pi/\lambda \sin\theta_1$) は、媒質2を伝搬する電磁場の波数ベクトル ($k_2 = n_2 2\pi/\lambda$) よりも大きい。

次に、媒質2での近接場光のポインティングベクトルの時間平均を計算すると以下のように表される。

$$\begin{aligned} \langle S_x \rangle &= \langle E_y H_z - E_z H_y \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_0}} \cdot (E_1)^2 (|t_s|^2 + |t_p|^2) \neq 0 \\ \langle S_y \rangle &= \langle E_z H_x - E_x H_z \rangle = 0 \\ \langle S_z \rangle &= \langle E_x H_y - E_y H_x \rangle = 0 \end{aligned} \quad (2-7)$$

ここで、 t_s および t_p はそれぞれ s 偏光および p 偏光における振幅透過係数である。(2-7)式より、ポインティングベクトルの z 成分が 0 なので、エネルギーの z 方向の流れがない、つまり近接場光が自由空間に伝搬しないことがわかる。

固体中の光の伝搬をミクロ的に考えると、エバネッセント場の発生は次のように直感的に理解できる⁵⁾。図2-2に示すように、物質に光を照射することによりその物質を構成している原子には分極が誘起される。その分極が近傍の原子と相互作用し、さらに分極を誘起することにより、光が伝搬していく。このとき、伝搬する光とは別に、誘起された分極同士の相互作用による電場が生じている。全反射条件では、屈折光は存在しないが分極場の浸みだしは存在している。これが近接場光であると理解できる。

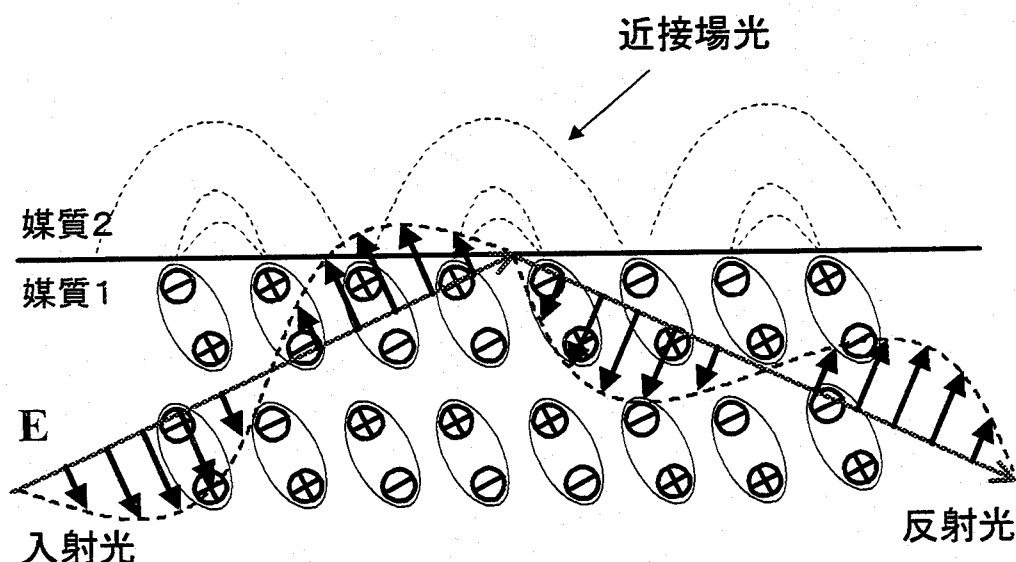


図2-2 近接場光を原子レベルで説明するモデル。全反射では、分極同士が相互作用している場の浸みだしが近接場光であると理解できる。

2-2-2 波長に比べて小さい散乱体に生じる近接場光の考え方

光の全反射では、入射光によって誘起された個々の分極の効果は平均化され、近接場光の存在する領域は入射光の波長 λ や屈折率 n によって決まる。しかし、実際の物質表面は図2-3に示すように、完全に平坦ではなく光の波長より小さいサイズで表面形状が大小に変化した構造となっている。そのため、このような構造の周りに生じる近接場光は、平均効果の寄与が少なくなり、散乱体のサイズに依存すると考えられる。そこで、図2-4に示すような、散乱体を半径 R ($\ll \lambda$)の球として、その周りに発生する近接場光を考える^{6,7)}。また、球は非極性とし、屈折率を n とする。

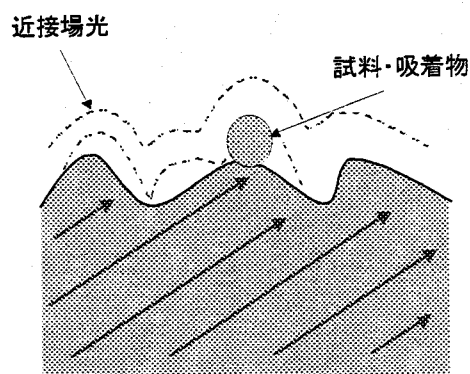


図2-3 現実的な表面において電磁場が全反射しているモデル。

散乱体に光が入射すると、内部に電気双極子モーメント \mathbf{p} が誘起される。一般に電場 \mathbf{E}_0 によって誘起される電気双極子モーメントは次式で表される。

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}_0 \quad (2-8)$$

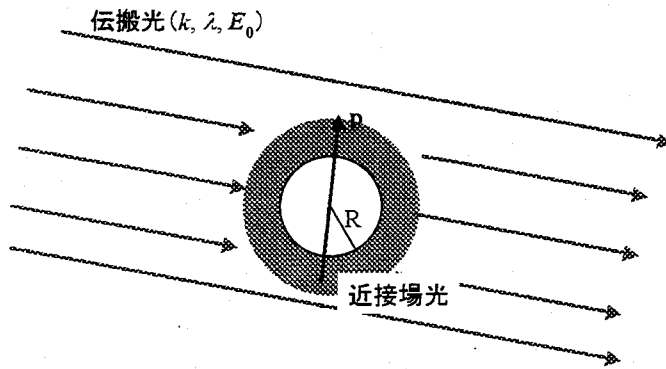


図2-4 半径 R の球の周りに生じる近接場光のモデル。

ここで α は分極率であり、Lorentz-Lorenz の公式より、

$$\alpha = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} R^3 \quad (2-9)$$

と表され、光によって励起される電気双極子モーメントが物体のサイズに依存していることがわかる。

次に、図2-5に示すような電気双極子モーメント \mathbf{p} から放射される電磁場について考える。 $\mathbf{r}(x, y, z)$ は観測点であり、 \mathbf{n} を \mathbf{r} 方向の単位ベクトルとする。電気双極子に電磁場 (波数 k , 波長 λ) が入射し、電気双極子の電荷密度が $\rho(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$ で振動している ($\omega = 2\pi c/\lambda$)。誘起される電気双極子モーメント \mathbf{p} は電荷密度 $\rho(\mathbf{r}, t)$ を用いて次式で定義されている。

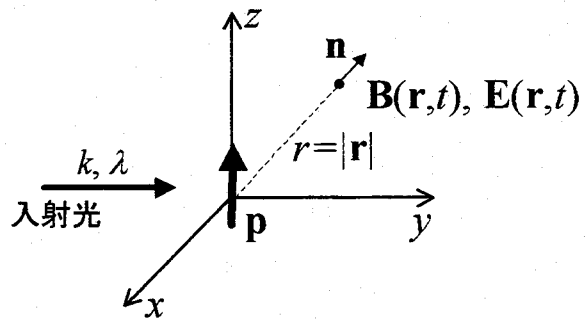


図2-5 電気双極子放射のモデル。

$$\mathbf{p} = \int \mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' \quad (2-10)$$

また、ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ は、

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = -ik\mathbf{p} \frac{\exp(ikr)}{r} \quad (2-11)$$

と表される。Maxwell 方程式 $\mathbf{B}=\nabla\times\mathbf{A}$ と $\mathbf{E}=(i/k)\nabla\times\mathbf{B}$ より、電気双極子モーメント \mathbf{p} のまわりの磁束密度 \mathbf{B} と電場 \mathbf{E} は、

$$\mathbf{B} = k^2(\mathbf{n}\times\mathbf{p})\frac{\exp(ikr)}{r}\left(1-\frac{1}{ikr}\right) \quad (2-12)$$

$$\mathbf{E} = k^2(\mathbf{n}\times\mathbf{p})\times\mathbf{n}\frac{\exp(ikr)}{r} + [3\mathbf{n}(\mathbf{n}\cdot\mathbf{p})-\mathbf{p}]\left(\frac{1}{r^3}-\frac{ik}{r^2}\right)\exp(ikr) \quad (2-13)$$

となる。磁束密度 \mathbf{B} には r^1 と r^2 に比例する項、電場 \mathbf{E} には r^1 と r^2 、 r^3 に比例する項が含まれ、距離 r によって、支配的な依存性が異なる。

電気双極子から十分遠い距離、つまり $r\gg\lambda$ では r^1 の項が支配的となり、 \mathbf{B} ならびに \mathbf{E} はそれぞれ、

$$\mathbf{B} = k^2(\mathbf{n}\times\mathbf{p})\frac{\exp(ikr)}{r} \quad (2-14)$$

$$\mathbf{E} = k^2(\mathbf{n}\times\mathbf{p})\times\mathbf{n}\frac{\exp(ikr)}{r} \quad (2-15)$$

と表される。ポインティングベクトル \mathbf{S} は

$$|\mathbf{S}| = \frac{c}{8\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{k^4 p^2}{r^2} \quad (2-16)$$

となる。 $r\gg\lambda$ におけるエネルギーの流れを調べるため、距離 r の場所において積分を
すると

$$|\mathbf{S}|\cdot 4\pi r^2 = \frac{c}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}k^4 p^2 \neq 0 \quad (2-17)$$

となり、無限遠方でもエネルギーが有限である。これは自由空間を伝搬することを意味し、通常のエレクトロマグネティック場に対応する。

一方、電気双極子に近い距離(近接場)、つまり $r\ll\lambda$ では、 r^2 もしくは r^3 の項が支配的となり、 \mathbf{B} ならびに \mathbf{E} はそれぞれ、

$$\mathbf{B} = ik(\mathbf{n} \times \mathbf{p}) \frac{1}{r^2} \quad (2-18)$$

$$\mathbf{E} = [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) \exp(ikr) \quad (2-19)$$

となる。この領域では $kr \ll 1$ なので、 \mathbf{B} と \mathbf{E} の r^2 の項は無視できる。したがって、電場の r^{-3} の項を含む電場 \mathbf{E} の効果のみが支配的となる。先ほどと同様に $r \gg \lambda$ におけるエネルギーの流れは、

$$|\mathbf{S}| \cdot 4\pi r^2 = 0 \quad (2-20)$$

となる。したがって、このような電磁場は自由空間に伝搬することができず、電気双極子モーメントの周りに局在している。これが近接場光である。(2-19)より、電場には \mathbf{n} 方向に水平な成分があることから、近接場光の波数ベクトルは \mathbf{n} 方向に対して垂直であり、電気双極子モーメントの周りを回っていることがわかる。

したがって、半径 R の周りの球に生じる近接場光の電場の大きさは、

$$E \propto \frac{R^3}{r^3} \quad (2-21)$$

となる。べき関数であるため、厳密な減衰距離を求めることはできないが、近接場光が存在する領域は R 程度となる。したがって、波長 λ より小さい物質のまわりに生じる近接場光の広がりには物質のサイズに依存することがわかった。

波長より微小な散乱体のまわりに生じている近接場光をマイクロに考えてみると(図2-6)、物質に光を照射することにより、散乱体を構成している原子には分極が誘起される。散乱体に生じた誘起分極によって、散乱光(伝搬光)が生じているが、散乱体近傍では誘起された分極同士の相互作用による電場が生じている。これが近接場光であり、散乱体のサイズ程度の領域に存在している。

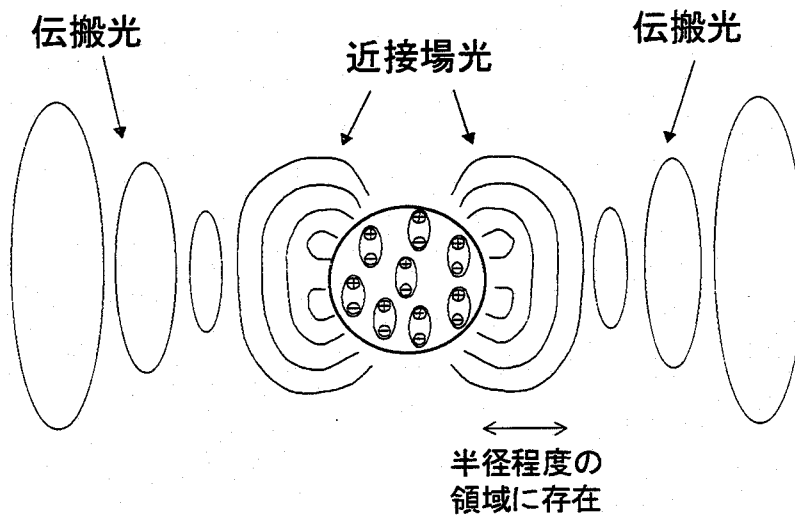


図2-6 微小な散乱体に生じた近接場をマイクロレベルで説明するモデル。散乱体に生じた分極によって、散乱光(伝搬光)の他に、散乱体近傍に分極同士の相互作用によって近接場光が浸みだしている。なお、入射光は描いていない。

2-3 近接場光によって探針に働く力

近接場光が発生していない表面での探針-試料間に働く力について述べ、近接場光に探針を挿入した場合どのような機構で力が働くのかを説明する。

図2-7は光を入射せず半導体探針をプリズムに近づけたときの様子を示している。探針-試料間の距離を z としている。プリズムの背面に電極を設けて電圧 V を印加できるようにしてある。このとき探針には、力 F_{total} が働き、以下のように表される。

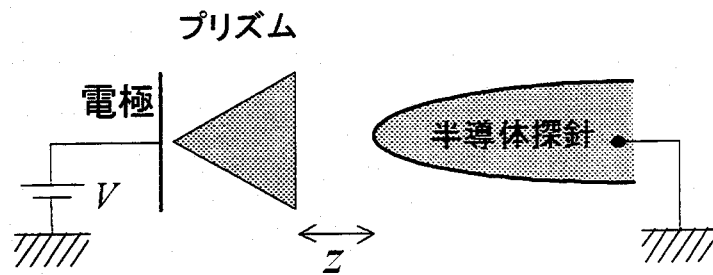


図2-7 光を入射せず半導体探針をプリズムに近づけたときの様子。このとき探針には、ファン・デル・ワールス力と静電気力が働く。

$$F_{total} = F_{vdW} - \frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} (V - \phi)^2 \quad (2-22)$$

ここで右辺第1項並びに第2項は、それぞれファン・デル・ワールス力 (F_{vdw}) ならびに探針-試料間の仕事関数の差や静電容量によって生じる静電気力である。 C ならびに ϕ はそれぞれ探針-電極間の静電容量ならびに印加電圧である。

次に近接場光の中に探針を挿入した場合を考える。図2-8(a)は光を入射して半導体探針をプリズム表面に近づけたときの様子を示したものである。入射光の全反射によってプリズム表面には近接場光が発生している。図2-8(b)は図2-8(a)の状態をエネルギーバンド図で表したものである。半導体結晶の内部原子は三次元的な配列

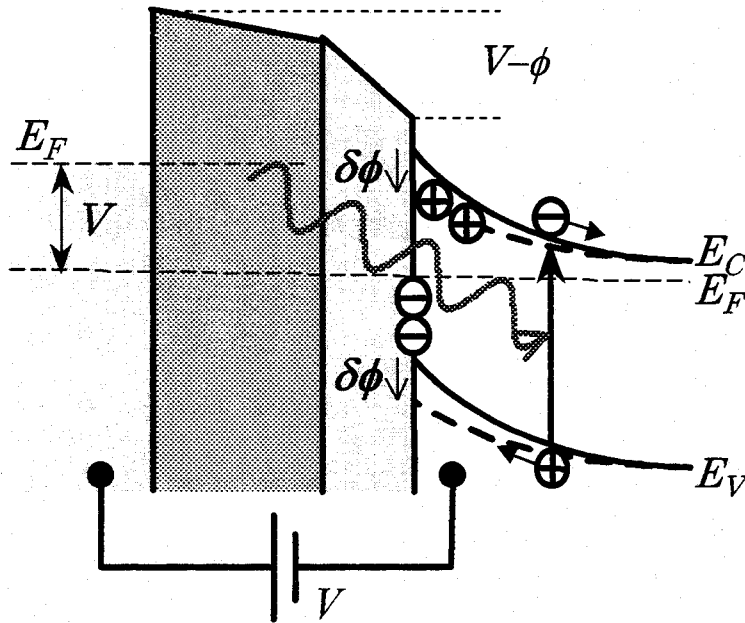
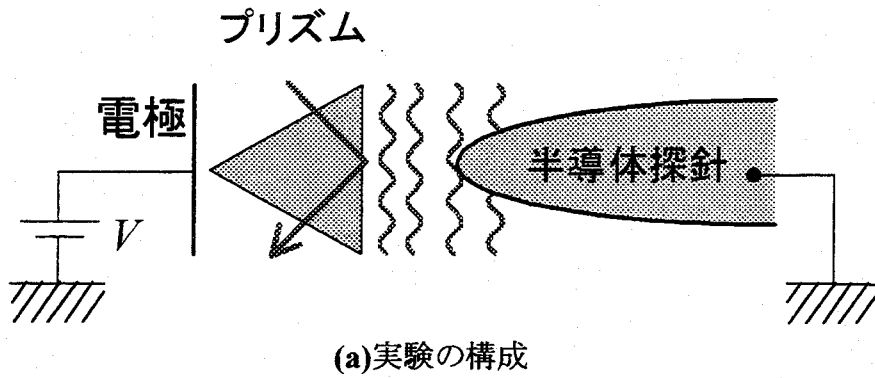


図2-8 (a)半導体探針を用いて近接場光を力として測定する場合における実験構成。プリズムの背面に電極を取り付け、探針-試料間に電圧を印加する。(b) 実験の構成をエネルギーバンド図で示したものの。

をしているが、表面原子は結合手が切断されているので、表面で三次元的な構造が消失し、二次元的な配列に変わっている。したがって、表面結合手は電子を受け入れる余裕がある。このように、半導体表面には電子が占めることのできる固有のエネルギー準位(表面準位)がある。n型半導体を例にとりて考えると、伝導帯にある表面近傍の電子は表面準位に落ち込み、空乏層領域が形成され、エネルギーバンドは表面に向かって上へ曲がる。このとき、表面近傍では自由電子が減少したためにドナーの正イオンが相対的に優越する。

このようなエネルギーバンド構造を持つ半導体探針を近接場光(強度 I)の中に挿入すると、近接場光によって探針内部に電子-正孔対が生成される。ここで、電子-正孔対の単位時間、単位体積あたりに生成される個数を $G \text{ m}^3\text{sec}^{-1}$ とする。空乏層内部に存在する電子と正孔は、それぞれ探針内部と表面に向かって移動する。定常状態における連続の方程式は、

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_h} + G = 0 \quad (2-23)$$

となる。ここで、左辺第1項は少数キャリア(ここでは正孔)の単位時間、単位体積あたりにおける再結合の割合を示し、 p_n および p_{n0} 、 τ_h は正孔の密度および熱平衡状態の正孔密度、正孔の寿命時間を表す。ここで光の吸収係数 κ を考慮すると、 p_n および p_{n0} は以下のように表される。

$$\begin{aligned} p_n &= p_0 \{ \exp(e\delta\phi/kT) - 1 \} \exp\{-\kappa(z-z')\} \\ p_{n0} &= p_0 \exp\{-\kappa(z-z')\} \end{aligned} \quad (2-24)$$

ここで、 e および $\delta\phi$ 、 k_B 、 T はそれぞれ素電荷、近接場光によって生じた電位(表面光起電力)、ボルツマン定数、温度を表す。(2-23)および(2-24)式から探針の単位表面積あたりに生じる電荷 dQ は以下のように求められる。

$$\begin{aligned} dQ &= \int_z^\infty G \tau_h dz' \\ &= \int_z^\infty p_0 \{ \exp(e\delta\phi/kT) - 1 \} \exp\{-\kappa(z-z')\} dz' \\ &= -\frac{p_0}{\kappa} \{ \exp(e\delta\phi/kT) - 1 \} \end{aligned} \quad (2-25)$$

(2-25)式より、表面光起電力 $\delta\phi$ が次式のように求まる。

$$\delta\phi = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{dQ\kappa}{p_0} + 1\right) \quad (2-26)$$

探針内部に生じる電荷 dQ は近接光強度 I に比例するので、以下のように書き換えることができる。

$$|\delta\phi| = A \ln\left(\frac{I}{B} + 1\right) \quad (2-27)$$

ここで、 A は定数 ($=kT/e$) で、 B はフィッティングパラメータである。

近接場光によって探針-試料間の電位が $\delta\phi$ だけ変化した結果、探針表面の接触電位差が $\phi \rightarrow \phi + \delta\phi$ と変化する。したがって、(2-22)ならびに(2-27)式より F_{total} は、

$$\begin{aligned} F_{total} &= F_{vdW} - \frac{1}{2}(V - \phi - \delta\phi)^2 \frac{\partial C}{\partial z} \\ &\cong F_{vdW} - \frac{1}{2}(V - \phi)^2 \frac{\partial C}{\partial z} + (V - \phi) \frac{\partial C}{\partial z} \delta\phi \end{aligned} \quad (2-28)$$

となる。ここで、 $V - \phi \gg \delta\phi$ の近似を用いた。右辺第3項が近接場光によって探針に働く力である。このように、近接場光によって探針に働く力は、ポテンシャルの変化によって生じる静電氣的な力であることがわかる⁸⁾。

2-4 まとめ

本章では、近接場光の理論的取り扱いと、近接場光によって探針に力が働く機構を基本的な内容について説明した。まず、電磁場の全反射によって生じた近接場光について説明した。その強度は表面から指数関数的に減衰し、減衰距離は入射光の波長に依存している。また、全反射面に垂直な方向の波数ベクトルが虚数であることが特徴である。さらに、古典電磁気学における電気双極子放射の理論を用いて、波長より小さいサイズの物質の周りに生じる近接場光について説明した。近接場光の広がりは物質のサイズに依存することを示した。最後に、半導体の理論を用い近接場光によって探針に働く力の機構について述べた。探針を近接場光に挿入したとき、探針には電子-正孔対が生成され、その結果生じた表面ポテンシャルの変化によって探針に静電氣力が働くことを示した。

参考文献

- ¹ 鶴田匡夫：“応用光学 I”（培風館, 1990），第1章 p.1-42.
- ² 大津元一：“現代光科学 I”（朝倉書店, 1994），第2章 p39-59.
- ³ 辻内順平：“光学概論 I”（朝倉書店, 1979），第1章 p.33-38.
- ⁴ 菅野卓雄、御子柴宣夫、平木昭夫：“表面電子工学”（コロナ社, 1979），第5章 p328-336.
- ⁵ 大津元一：“現代光科学 II”（朝倉書店, 1994），第11章 p346-351.
- ⁶ J. D. Jackson：“Classical Electrodynamics Second Edition”（Wiley & Sons Inc., 1975），Chap.9 p391-468.
- ⁷ K. Jang and W. Jhe：Opt. Lett. **21** (1996) 236.
- ⁸ J. Mertz, M. Hipp, J. Mlynek and O. Marti：Appl. Phys. Lett. **64** (1994) 2338.

第3章 非接触原子間力顕微鏡の測定原理と

近接場光を力として測定するための装置構成

3-1 緒言

本章では、非接触原子間力顕微鏡 (AFM) の測定原理と近接場光を力として測定するために本研究で開発した装置の構成について説明する。第2節では、探針に働く微弱な力を測定する周波数変調 (FM) 検出方式非接触 AFM の動作原理と測定回路について述べる。第3節では、近接場光を力として検出する半導体探針について述べる。第4節では、本研究で新たに開発した近接場光測定用非接触原子間力顕微鏡 (AFM) の構成を述べる。具体的には、超高真空を長時間維持するために使用する真空排気系ならびに、実験装置外部からの機械的振動や音響振動を除去するための除振系、非接触 AFM 本体 (変位検出ならびに試料アプローチ) について説明する。第5節では、近接場光を発生させるためのプリズムと光路系について述べる。

3-2 周波数変調方式非接触原子間力顕微鏡の動作原理と測定回路

近接場光によって探針に働く力を測定する場合、曲率半径が 10nm 程度の探針における相互作用は非常に小さいと考えられる。したがって、非常に高感度な力検出方式が必要となる。そこで本研究では、非常に高感度に力を測定できる周波数変調 (FM) 検出方式¹⁾を採用した。FM 検出方式ではカンチレバーの高い Q 値を利用して、探針-試料間の力学的相互作用を高感度に測定する。実験的には、ピコニュートンオーダーもしくはそれ以下の力 (換算値) の検出が可能であることが報告されている²⁾。超高真空下において、Si(111)7×7 表面^{3,5)}や InP(110)表面^{6,7)}における原子や原子欠陥の観察が報告されている。さらに、静電気力測定において表面構造だけでなく GaAs(110)表面における帯電電荷の観察^{8,9)}や Au/Si(111)7×7 表面における接触電位差の測定¹⁰⁾で静電気的特性も高分解能で画像化されている。

FM 検出方式非接触 AFM の動作原理について簡単に説明する。カンチレバーの機械的共振周波数 ν_0 で一定の振幅 A_0 を保ちながら振動させる (図3-1)。このとき ν_0 は以下のように表される。

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m_{eff}}} \quad (3-1)$$

ここで、 m_{eff} は探針の有効質量である。探針に力学的相互作用が働くとバネ定数の実効値が変化し、カンチレバーの共振周波数が以下のように変化する。

$$\nu'_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k - \frac{\partial F}{\partial z}}{m_{eff}}}$$

(3-2)

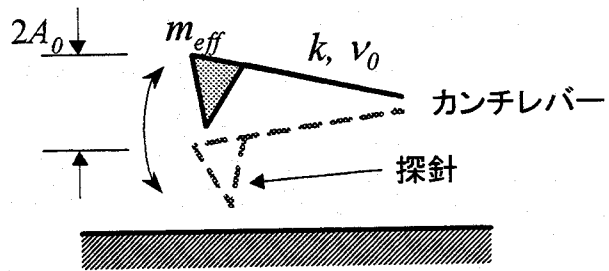
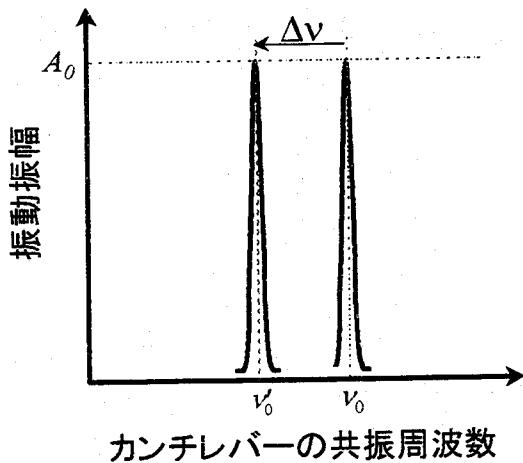


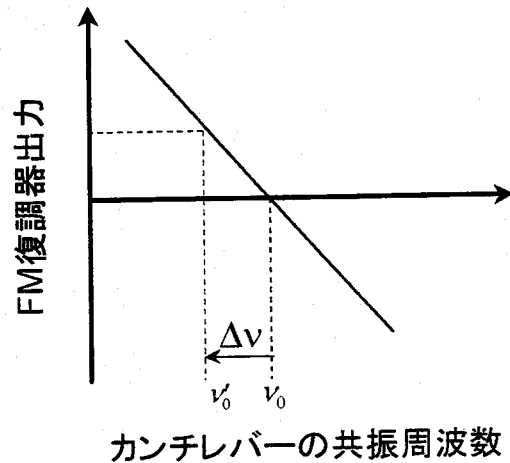
図3-1 FM 検出方式非接触 AFM。カンチレバーの機械的共振周波数 ν_0 で一定の振幅 A_0 を保ちながら振動させる

ここで F は探針に働く力である。FM 検出方式では、図3-2(a)に示す共振周波数の変化(周波数シフト; $\Delta\nu = \nu_0 - \nu'_0$)を、図3-2(b)に示すように FM 復調器を用い電気的な信号に変化させて測定する。(3-1)および(3-2)式より、周波数シフト $\Delta\nu$ から探針に働く力勾配を見積もることができる。

$$F' = \frac{\partial F}{\partial z} \cong 2k \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \quad (3-3)$$



(a) 共振周波数のスペクトラム



(b) 周波数の変化と FM 復調器出力との関係

図3-2 FM 検出方式における、カンチレバーの共振周波数変化の測定方法。(a)探針に相互作用が働くと、共振周波数に変化する。(b)周波数の変化を FM 復調器で電気信号に変換する。

なお、カンチレバーの熱振動による周波数シフトの検出限界(熱ノイズ)は以下の式で表される。

$$\Delta\nu_{\min} = \sqrt{\frac{2\pi\nu_0 k_B T B}{kQA_0^2}} \quad (3-4)$$

ここで、 k_B ならびに T, B, Q はそれぞれ、ボルツマン定数($=1.4 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$)ならびに温度、帯域、カンチレバーの Q 値である。

図3-3にFM検出方式非接触AFMの基本的な回路構成を示す。カンチレバーの発振は正帰還発振系を用いて行う。具体的には、Automatic Gain Control (AGC)回路によってカンチレバーの振動振幅を一定に保つ。位相器を用いてカンチレバーの振動振幅が最大になるように調節する。位相器の出力電圧はカンチレバーを取り付けてあるチューブスキャナに印加し、カンチレバーを振動させる。カンチレバーの機械的共振周波数はFM復調器を用いて検出される。周波数シフト $\Delta\nu$ からフィードバック回路を用いて探針-試料間距離を制御し、試料の表面形状(凹凸像)を測定する。なお、カンチレバーの発振モードには、振動振幅一定モード^{1,12)}と加振振幅一定モード¹³⁾があり、それぞれのモードにおける特徴が研究されている¹⁴⁾。本研究では、探針先端と試料表面の接触によっておこる破壊を防ぐため、加振振幅一定モードで実験を行った。

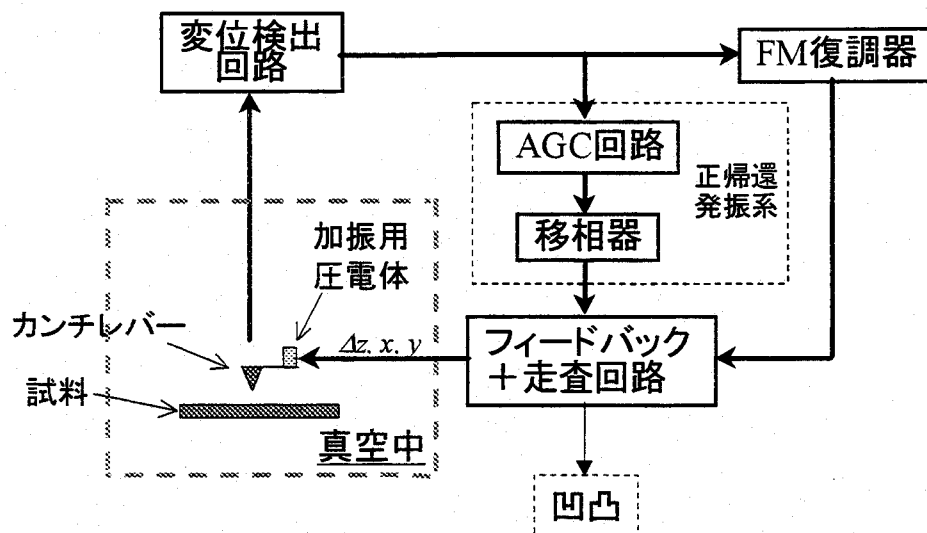
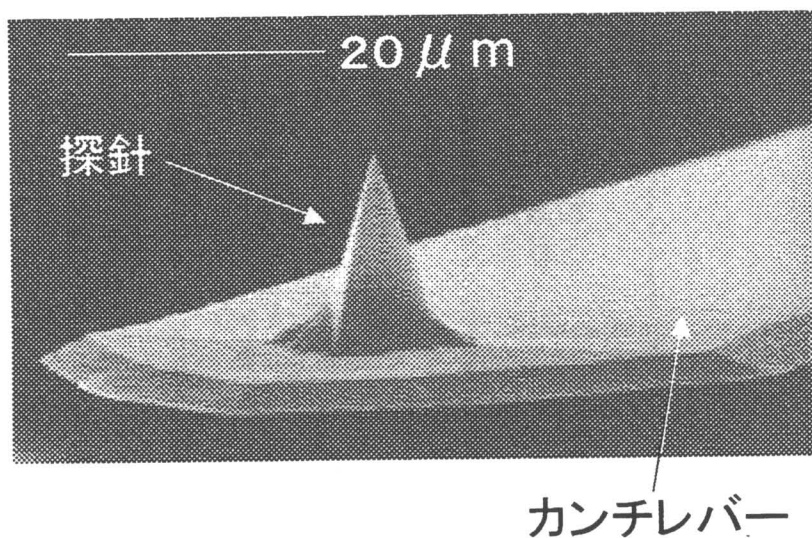
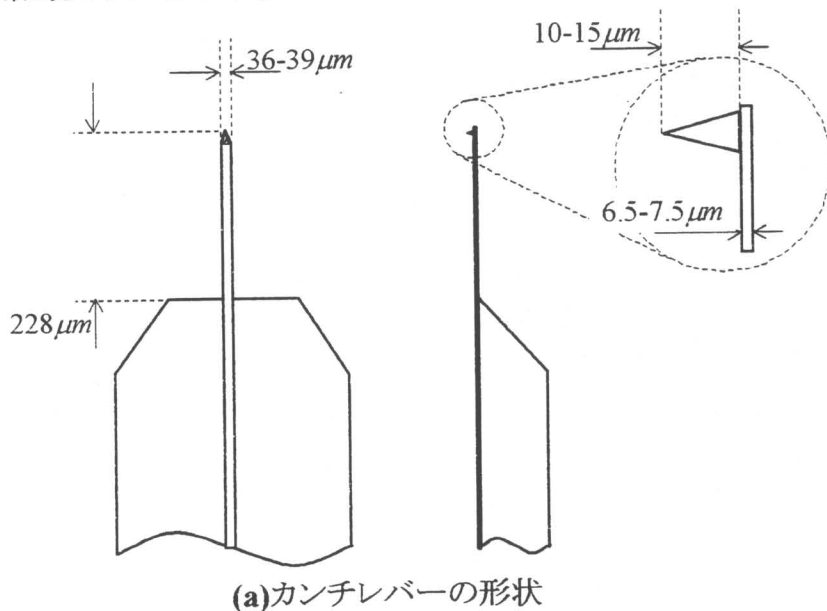


図3-3 FM検出方式非接触AFMの基本構成

3-3 近接場光を力として検出するための半導体探針

第2章2-3で述べたとおり、近接場光を力として検出するためには半導体の探針を用いる必要がある。また探針-試料間に電圧を印加するために、導電性の探針を用いなければならない。本研究では NANOSENSORS 社の導電性シリコンカンチレバーを採用した。図3-4(a)ならびに(b)にそれぞれカンチレバーの形状ならびに探針部分の電子顕微鏡写真¹⁵⁾を示す。カンチレバーの先端に三角のピラミッド形状をした探針



(b)探針部分の電子顕微鏡写真

図3-4 本研究で使用した半導体探針

針がついている。探針先端の曲率半径は 10nm 以下と非常に小さく、高分解能測定を期待できる。このカンチレバーはアンチモン(Sb)をドープした n 型シリコンから作成されている。抵抗率ならびにドープ量はそれぞれ 0.01~0.02 Ω cm ならびに 1.5×10^{18} ~ 5.0×10^{18} /cm³ であり、高い導電性を有している。カンチレバー背面にアルミニウム(Al)がコートされているため、変位検出用に使用する光を効率よく反射させることができ、変位検出用レーザー光によって探針内部に電子-正孔対が生じることがない。なおこのカンチレバーは、異方性エッチングを利用した微細加工技術によってシリコンウェハーから作成されている。このため、機械的強度があり Q 値が高いのが特徴である。カンチレバーの機械的共振周波数は $\nu_0 = 150 \sim 194$ kHz で、バネ定数は $k = 35 \sim 57$ N/m である。探針の高さならびに頂角は、それぞれ 10~15 μ m、40°~50° である。カンチレバーは大気中に保管しているので、探針先端には数 Å の自然酸化膜が形成されている。

3-4 近接場光測定用非接触原子間力顕微鏡の装置構成

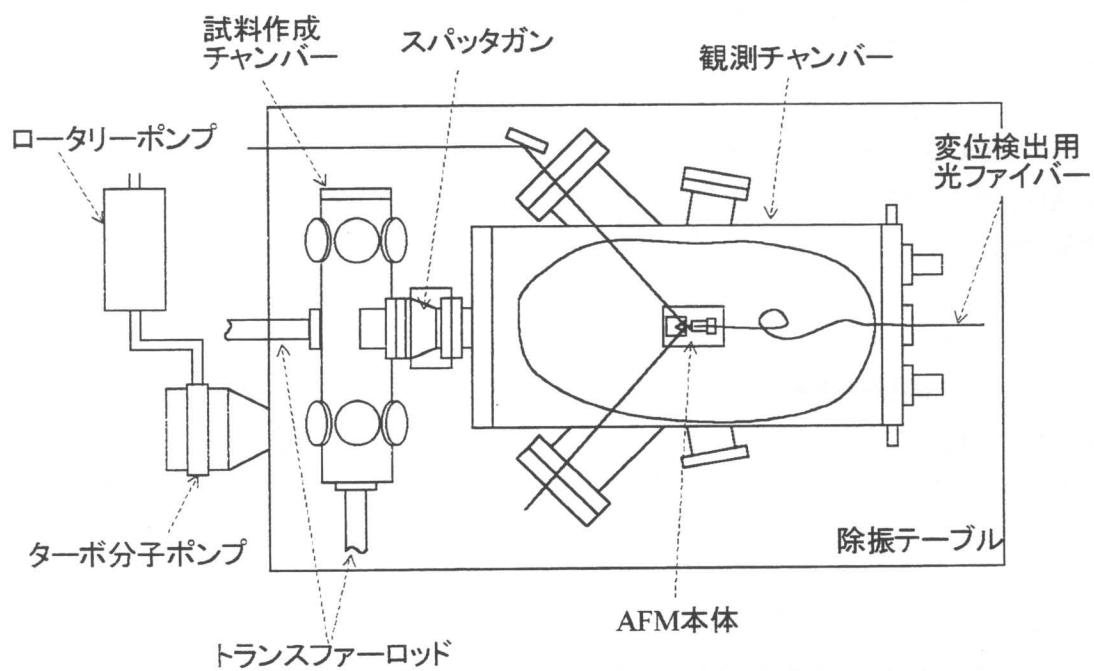
3-4-1 真空排気系の構成

図3-5(a)ならびに(b)にそれぞれ近接場光測定用非接触 AFM の装置構成ならびに装置の写真を示す。真空チャンバーは観測室と試料作成室の2室構成であり、除振テーブルの上に取り付けている。AFM 本体は観測室の内部にあり、観測室の真空度を劣化させることなくカンチレバーや試料の交換が可能な構成となっている。観測室と試料作成室はゲートバルブによって隔てられ、カンチレバーや試料の搬送・交換はトランスファーロードを用いて行う。観測室は、光を入射しやすいようにビューポートを斜め向きに取り付けてある。

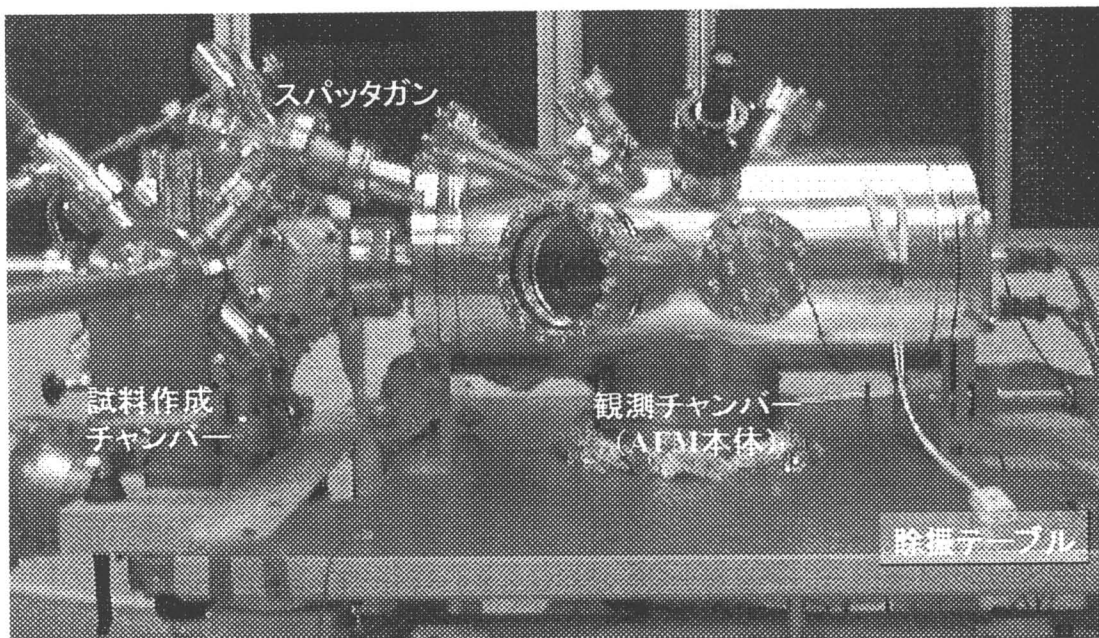
観測室にはスパッタガンを取り付けており、加速されたアルゴン(Ar)イオンによって探針をスパッタリングすることで、探針の清浄化と自然酸化膜の除去を行う。

真空排気を行うために、試料作成室にはロータリーポンプ(排気速度:142 l/min)とターボ分子ポンプ(排気速度:250 l/sec)を取り付け、それぞれの真空チャンバーにスパッタイオンポンプとチタンサブリメーションポンプを組み合わせたコンビネーションポンプ(排気速度: 観測室 1600 l/sec, 試料作成室 400 l/sec)を取り付けている。

真空排気の手順について簡単に述べる。ロータリーポンプとターボ分子ポンプを用いて排気を行うことで、 10^{-7} Torr の真空度を達成する。さらに、これらのポンプを用いて排気を行いつつ約 120°C で真空チャンバーを1日ベーキングすることで 1×10^{-10} Torr 以下の真空度を達成することができる。



(a)装置構成



(b)装置の写真

図3-5 近接場光測定用非接触原子間力顕微鏡

3-4-2 除振系の構成

探針-試料間距離をオンゲストロームオーダーで制御する必要がある AFM にとって、外乱の影響を避ける除振技術は最も重要な要素技術の1つである。外乱の要因としては、各種実験装置や話し声などによる音響的振動と床からの機械的振動が挙げられる。これらの外乱の影響を低減させるために真空チャンバーを除振テーブルの上に載せていることはすでに述べた。しかし、除振テーブルを用いるだけでは真空ポンプの電源線や AFM 本体の信号線から伝搬する振動を抑えることができない。そこで図3-6に示すように、AFM 本体を2段バネ吊り除振機構¹⁶⁻¹⁸⁾に組み込み、その除振機構に渦電流型除振機構とOリングを用いた除振機構を組み込むことで、万全な除振を行った。

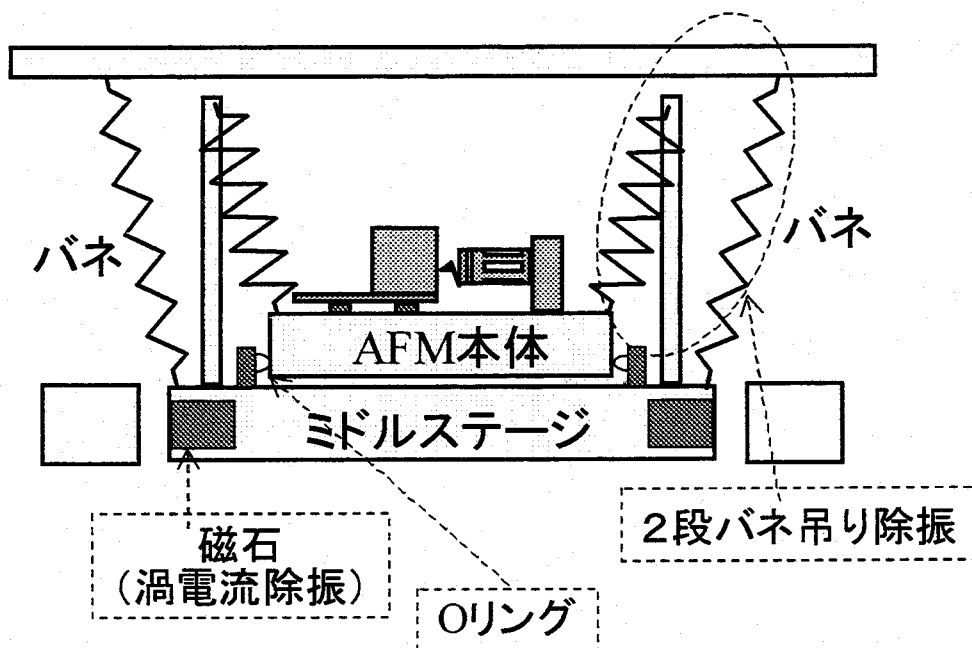


図3-6 AFM 本体の除振系の構成。2段バネ吊り除振機構ならびに渦電流型除振機構とOリングを用いた除振機構を組み込んでいる。

3-4-3 原子間力顕微鏡本体の構成

AFM 本体の構成を図3-7に示す。機械的振動を抑えるためには、装置全体を設置する除振台の共振周波数を低くするとともに、AFM 本体の機械的共振周波数を高くすることが必要である。したがって、AFM 本体を堅く、軽く、小さく作成する必要がある¹⁶⁾。本研究では、カンチレバーの変位検出系として光干渉方式¹⁹⁾を採用し、試料の移動(粗動)機構として慣性駆動アプローチ機構²⁰⁾を採用することにより、軽量化を行っている。AFM 本体の質量は約 700g である。

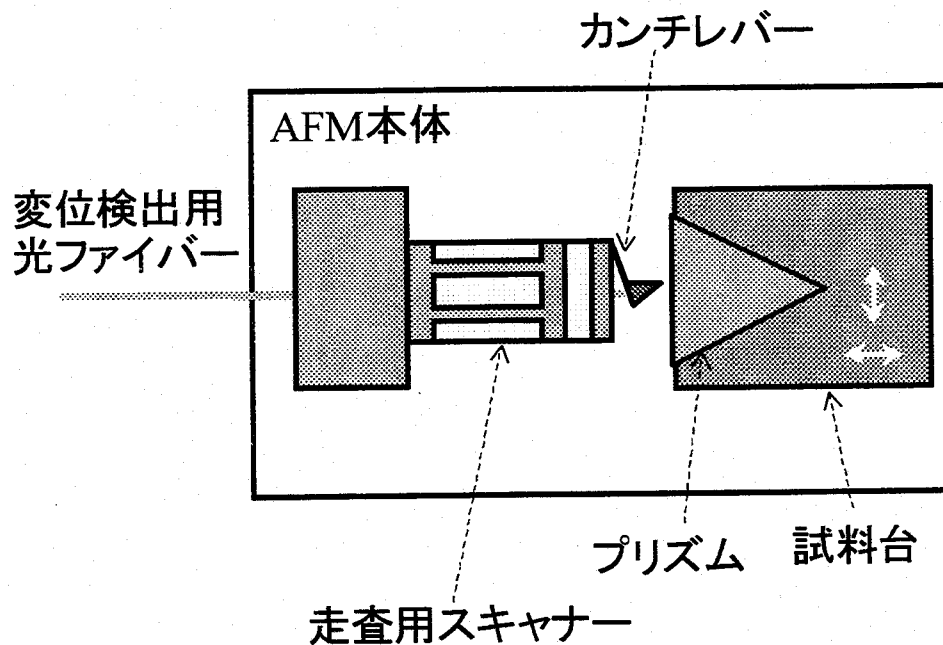


図3-7 AFM 本体の構成。AFM を小さく作るために、カンチレバーの変位検出系には光干渉方式を、試料アプローチ機構には慣性駆動方式を採用している。

光干渉方式を採用したもう一つの理由は、カンチレバーの変位検出器に真空チャンバー内に生じている不要散乱光を混入させないためである。本研究では、近接場光を発生させるために試料表面に光を照射するので、反射光がチャンバー内部の不要散乱光となる。したがって、カンチレバーの変位をカンチレバー背面の反射光の変化としてフォトダイオードで検出する光干渉方式²¹⁾では、真空チャンバー内の不要散乱光がノイズとなり、近接場光を測定することが困難になる。そのため、変位検出系として光ファイバーをカンチレバー背面近傍まで近づけて不要散乱光の影響を防ぐことが可能な光干渉方式を用いることが本研究では必要である。

本研究で開発した AFM では、チューブスキャナーと呼ばれる圧電体で作られた3次元の微動機構に変位検出用光ファイバーとカンチレバーを組み込み、カンチレバーを走査できるようにしている。図3-8に変位検出用光ファイバーを組み込んだチューブスキャナーの構成図を示す。カンチレバーの x , y , z 方向への走査は、いちばん外側にあるチューブスキャナー(走査用チューブスキャナー)で行う。光干渉方式ではカンチレバーと変位検出用光ファイバーの相対位置を $\lambda/8$, $3\lambda/8$, $5\lambda/8$, $7\lambda/8$, \dots (λ は光源の波長)となるように調整する必要がある。この調整を行うため、走査用チューブスキャナーの内部に組み込んだ光ファイバー調整用チューブスキャナーに変位検出用光ファイバーを固定している。

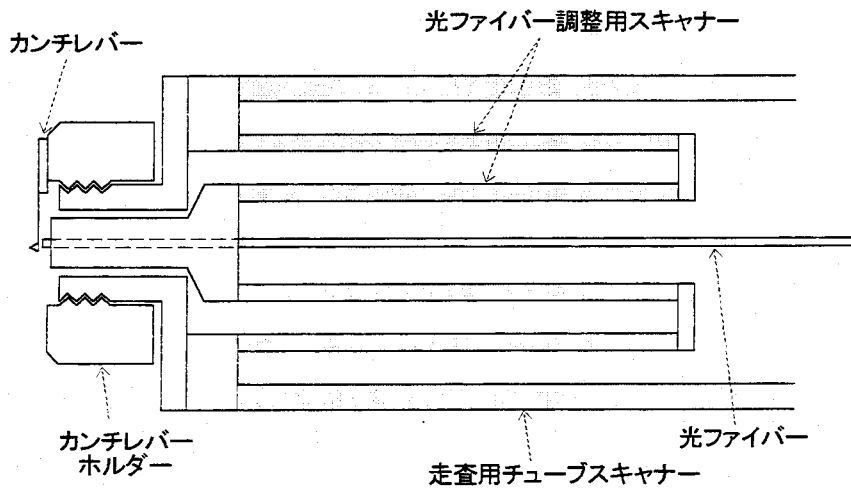


図3-8 変位検出用光ファイバーを組み込んだチューブスキャナの構成図

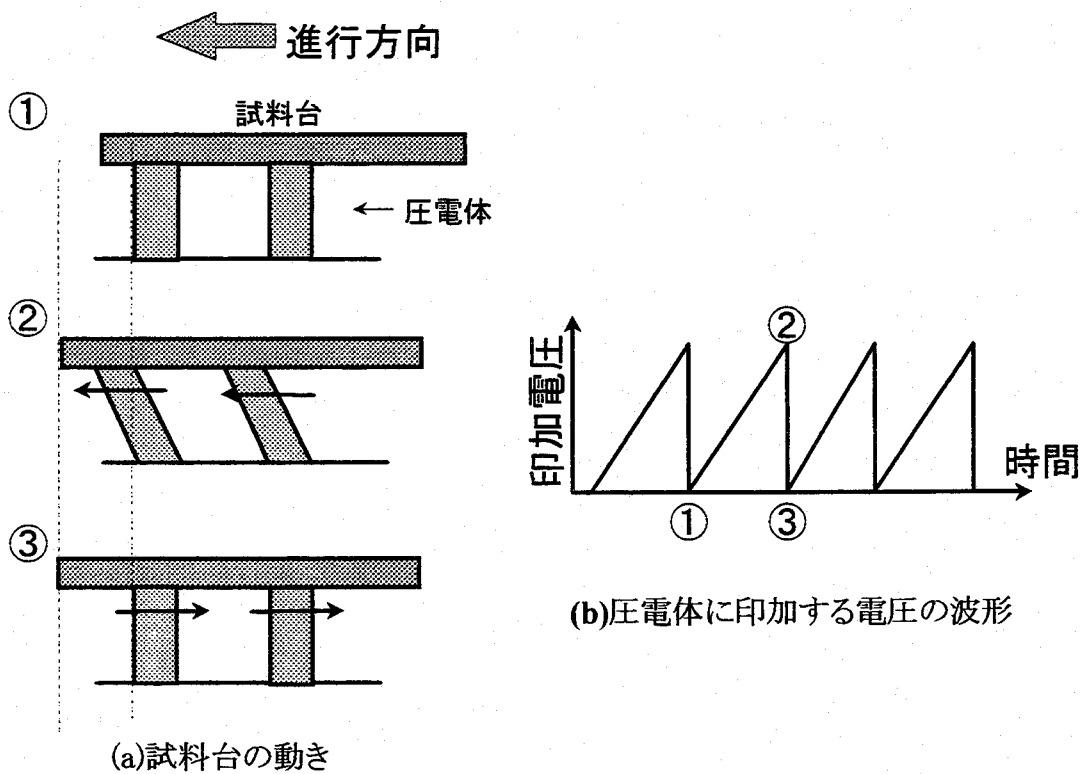


図3-9 慣性駆動方式を用いた試料移動機構の動作原理。

図3-9に慣性駆動方式を用いた試料移動機構の動作原理を示す。圧電体の上に試料ステージを載せておく(図3-9(a))。この状態で圧電体に三角波状の電圧を印加する(図3-9(b))。印加電圧がゆっくりと上昇する①から②の領域では、試料ステージは静止摩擦力によって滑ることなく圧電体と同じだけ変位する。一方、印加電圧が急激に下がる②から③の領域では、圧電体の急激な変化によって

おこる慣性力圧電体と試料ステージとの間の静止摩擦力を上回る。その結果、試料ステージの位置は②の状態のまま、圧電体のみ①の状態に戻る。この動作を繰り返すことにより、試料ステージは圧電体の上を滑りながら移動する。この方式では電氣的に試料を移動させることができるため、真空チャンバー外部からの機械的な導入機構が不要となる。したがって、AFM 本体の構成が簡単になり、AFM 本体の小型・軽量化を実現できる。

図3-10(a)ならびに(b)に、それぞれ AFM 本体に組み込んでいる慣性駆動方式を用いた試料移動機構の側面図ならびに鳥瞰図を示す。この機構を2段重ねにすることで試料を2軸に移動させることが可能となり、試料表面の測定位置を広範囲に選択することができる。なお、試料ステージを単に圧電体の上に載せただけでは外部振動によって滑ることがあり、装置全体の剛性を低下させることになる。そこで、ステージを磁性体で作成し、磁石の引力で試料ステージを固定している。

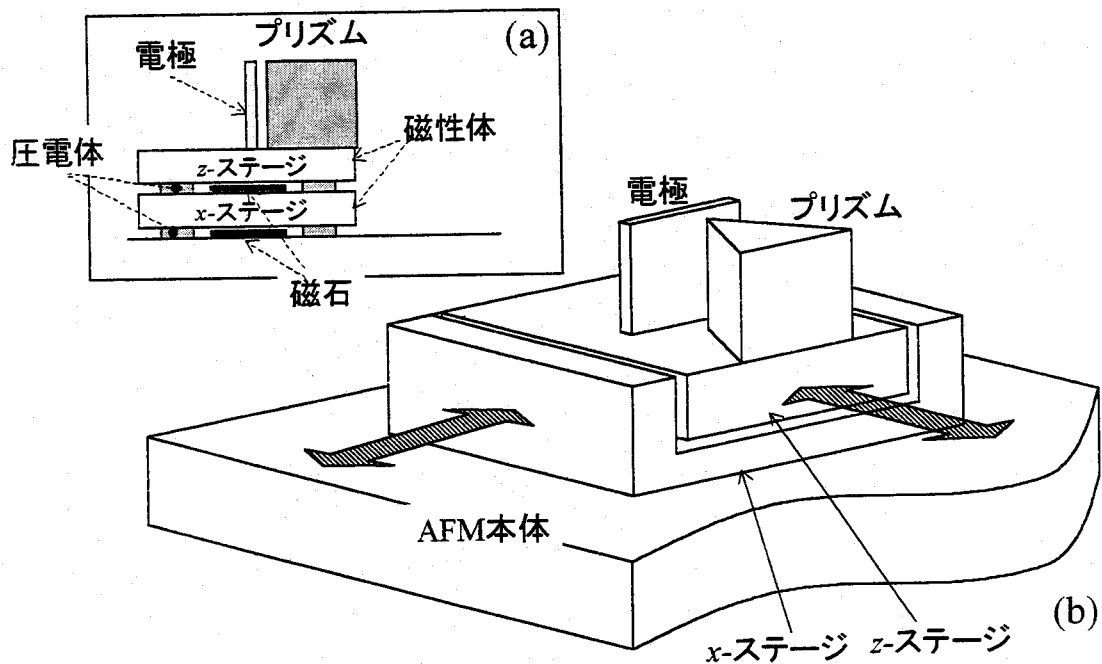


図3-10 AFM 本体に組み込んでいる慣性駆動方式を用いた試料移動機構の(a)側面図ならびに(b)鳥瞰図。この機構を2段重ねにすることで試料を2軸に移動させる。

3-5 近接場光を発生させるプリズムと光路系

3-5-1 プリズム

本研究において、近接場光の発生はレーザー光のプリズム端面で全反射させることを行っている。図3-11は使用した正三角形柱のプリズムの構成(一辺:10mm、高さ10mm)を示している。光の入射面と射出面には反射防止膜をコートしており、レーザー光の損失を最小限に抑えている。プリズムの材質はBK7(組成 SiO_2 :70%, B_2O_3 :10%,

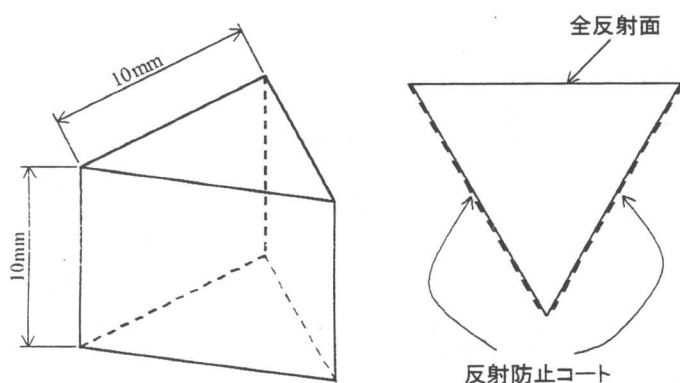


図3-11 本研究で使用したプリズム。入射面と射出面に反射防止膜をコートしている。

CaO:8%, Na_2O :8%)である。

図3-12にプリズム表面の表面形状(非接触 AFM 像)を示す。幅数百 nm、高さ数 nm~30nm の凹凸が見られ、研磨の痕であると思われる。また、有機物と思われる汚染部も観察できる。このようにプリズム表面は完全に平坦ではない。

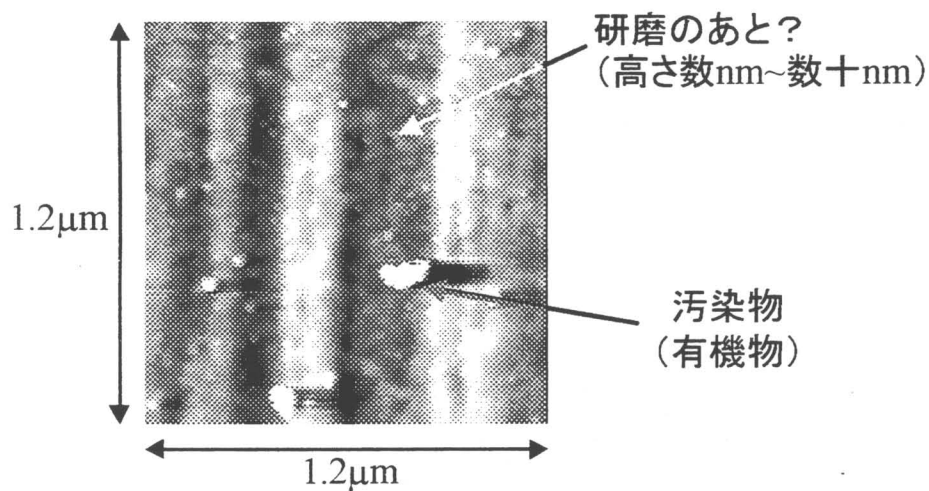


図3-12 プリズム表面の表面形状(非接触 AFM 像)

3-5-2 近接場光を発生させるための光路系

図3-13に近接場光を発生させるために本研究で用いた光路系を示す。プリズムの全反射面でレーザー光の焦点合わせを容易にするため、レーザー光をビームエキスパンダーでビーム径を大きくし、レンズで集光している。レーザー光の入射は観測チャンバーのビューポートから行う。レーザー光を変調するためにチョッパーを用いている。なお、レーザー光源は、アルゴン(Ar)レーザー($\lambda=488\text{nm}$)ならびにヘリウム-ネオン(He-Ne)レーザー($\lambda=633\text{nm}$)、半導体レーザー($\lambda=685\text{nm}$)を使用した。

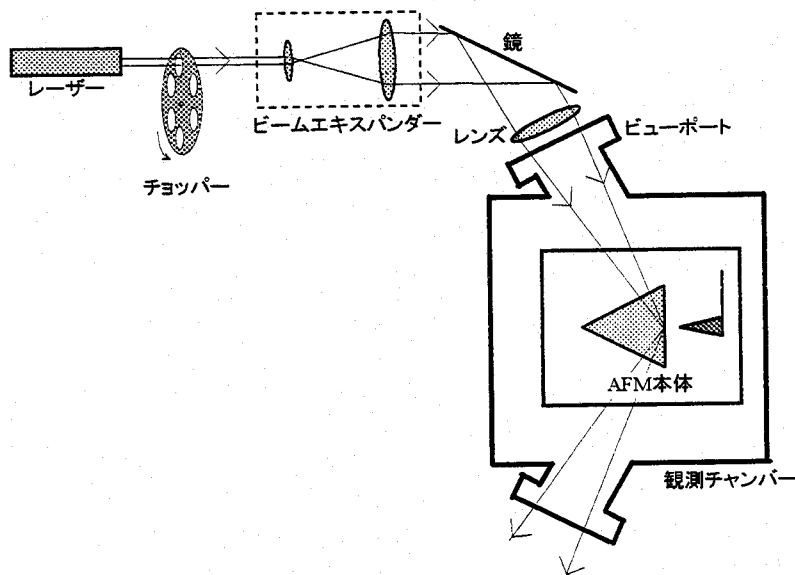


図3-13 近接場光を発生させるために本研究で用いた光路系。

3-6 まとめ

本章では、非接触原子間力顕微鏡(AFM)の測定原理と近接場光を力として測定するために本研究で開発した装置構成について説明した。

まず、近接場光によって探針に働く微弱な力を検出する FM 検出方式非接触原子間力顕微鏡について述べた。FM 検出方式はカンチレバーの高い Q 値を利用することで検出感度を向上させている。次に、近接場光を力としてとらえる半導体探針について述べた。電圧を印加できるように、導電性の半導体探針を採用した。さらに、本研究で新たに開発した近接場光測定用非接触 AFM について述べた。この装置は以下に示す特徴を持つ。第一に、超高真空排気系は観測室と試料作成室の2室構成としている。また、長時間真空中で観察を行えるようにしている。第二に、除振系は、真空装置を載せる除振テーブルに加え、2段バネ吊り除振機構ならびに渦電流型除振機構とOリングを用いた除振機構を組み込み、除振を万全にしている。第三に、AFM 本体を小さく作るために、カンチレバーの変位検出系に光干渉方式を採用し、試料のアプローチ機構として慣性駆動方式を採用している。最後に、近接場光を発生させるた

めに以下に示すプリズムと光路系を採用した。①レーザー光の損失を最小限に抑えるため、入射面と射出面には反射防止膜をコートしているプリズムを用いた。②全反射面でレーザー光の焦点合わせを容易にするため、ビームエキスパンダーでビーム径を大きくし、レンズで集光している。

参考文献

- ¹ T. R. Albrecht, P. Grütter, D. Horne and D. Rugar : J. Appl. Phys. **69** (1991) 668.
- ² 内橋貴之 : “非接触原子間力顕微鏡の画像化機構と静電気力測定の超高分解能化への応用に関する研究” 大阪大学大学院工学研究科博士論文 (1998).
- ³ F. J. Gissibl : Science **267** (1995) 68.
- ⁴ S. Kitamura and M. Iwatsuki : Jpn. J. Appl. Phys **34** (1995) L145.
- ⁵ T. Uchihashi, Y. Sugawara, T. Tsukamoto, M. Ohta, S. Morita, and M. Suzuki : Phys. Rev. B **56** (1997) 9834.
- ⁶ H. Ueyama, M. Ohta, Y. Sugawara and S. Morita : Jpn. J. Appl. Phys **34** (1995) L145.
- ⁷ Y. Sugawara, M. Ohta, H. Ueyama and S. Morita : Science **270** (1995) 1646.
- ⁸ Y. Sugawara, T. Uchihashi, M. Abe, and S. Morita : Appl. Sur. Sci. in press.
- ⁹ S. Morita, Y. Sugawara, T. Uchihashi, H. Ueyama, M. Abe, and M. Suzuki: Proceedings of Interanational Symposium on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '97 (1997) 193.
- ¹⁰ S. Kitamura and M. Iwatsuki : Appl. Phys. Lett. **72** (1998) 3154.
- ¹¹ F. J. Giessible : Science **267** (1995) 1451.
- ¹² Y. Sugawara, M. Ohta, H. Ueyama and S. Morita : Science **270** (1995) 1646.
- ¹³ S. Kitamura and M. Iwatsuki : Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) L145.
- ¹⁴ H. Ueyama, Y. Sugawara and S. Morita : Appl. Phys. **A66** (1997) S295.
- ¹⁵ NANOSENSORS 社ホームページ

(<http://ourworld.compuserve.com/homepages/nanosensors/>)より.

¹⁶ M. Okano, K. Kajimura, S. Wakiyama, W. Mizutani and M. Okano : J. Vac. Sci. Technol. **A5** (1987) 3313.

¹⁷ Sang-il Park and C. F. Quate : Rev. Sci. Instrum. **58** (1987) 2010.

¹⁸ Y. Kuk and P. J. Silverman : Rev. Sci. Instrum. **60** (1989) 165.

¹⁹ D. Rugar, H. J. Mamin and P. Guethner : Appl. Phys. Lett. **55** (1989) 2588.

²⁰ D. W. Pohl : Rev. Sci. Instrum. **58** (1987) 54.

²¹ 森田清三 : “原子間力顕微鏡のすべて” 工業調査会 (1995) 第1章 p9-34.

第4章 近接場光によって探針に働く力の機構

4-1 緒言

本章では、近接場によって半導体探針に働く力の検出を行い、力の働く機構について明らかにする。まず第2節では、非接触原子間力顕微鏡(AFM)を用い、近接場光を力として検出する周波数分割方式について述べる。第3節では、距離依存性測定の結果について述べ、熱膨張の影響ではなく近接場光をとらえていることを示す。さらに減衰距離の波長依存性について検討する。第4節では、印加電圧依存性測定と入射光強度依存性測定の結果から、近接場光によって半導体探針に働く力の機構として提案されている表面光起電力モデルを検証する。第5節では入射光の偏光方向依存性の測定結果を明らかにし、結果を説明するモデルを提案する。

4-2 周波数分割方式を用いた近接場光の測定方法

図4-1に近接場光を力として測定する周波数分割方式の装置構成を示す。近接場光の発生はレーザー光を全反射させることで行った。探針に働く力の検出は周波数変調(FM)検出方式(第3章3-1)を用いた。近接場光によって探針に働く力をフー

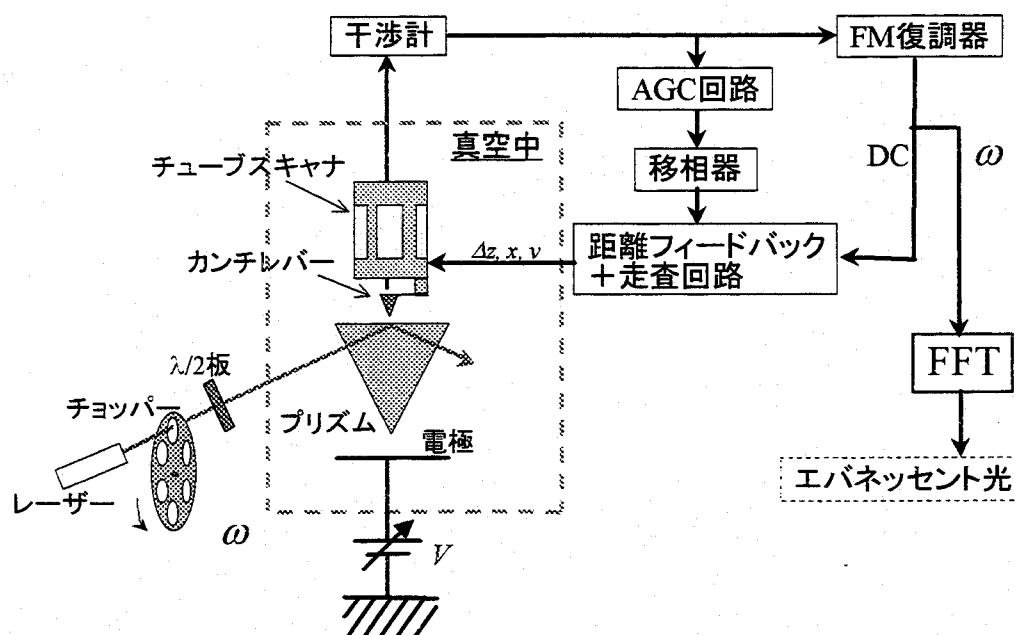


図4-1 周波数分割方式の装置構成

ン・デル・ワールス力および静電気力と分離するために、チョッパーを用いて入射光を周波数 ω で強度変調し、FM 復調器から出力される周波数シフトの ω 成分を測定した。FM 復調器の ω 成分の測定は、FFT アナライザーを用いて行った。プリズムの背面には電圧を印加できるように電極を設けてある。 $\lambda/2$ 板を用いて入射光の偏光を調節している。実験は 10^{-6} ~ 10^{-7} Torr の高真空中で行った。なお、図4-1において電極はプリズム背面電極としているが、プリズムを変更することでプリズム表面電極に変更できる。

図4-2は半導体探針をプリズム表面に近づけたときに測定した FM 復調器の周波数スペクトラムを示す。電極はプリズム背面に配置している。レーザー光を入射させている場合、つまり近接場光がプリズム表面に生じている場合は、図4-2(a)に示すように光の変調周波数(ここでは、 $\omega/2\pi = 300$ Hzとしている)にピークが見られる。一方図4-2(b)に示すように、レーザー光を入射させていないときはピークが観測されなかった。さらに、変調をせずレーザー光を入射させる場合、もしくは入射光路をずらし探針が近接場光中になくとも同様にピークが観測されなかった。したがって、周波数

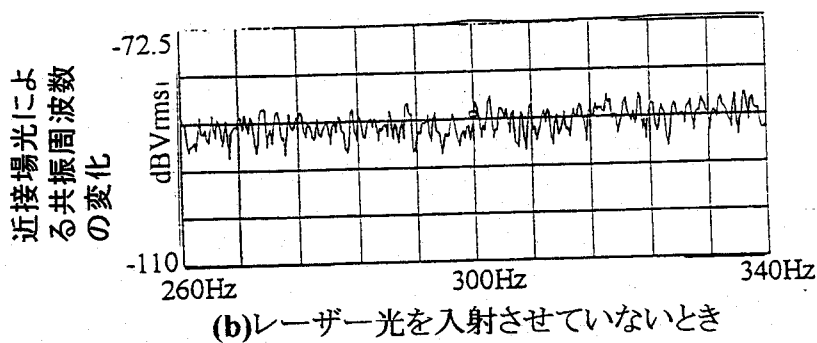
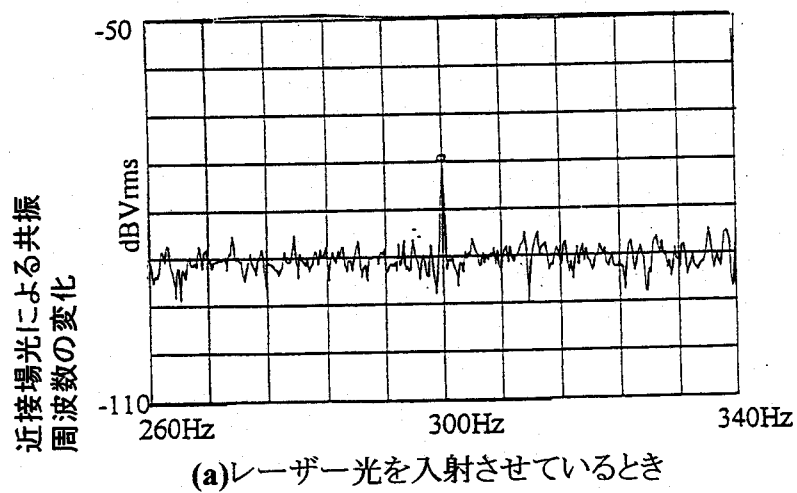


図4-2 半導体探針をプリズム表面に近づけたときに測定した FM 復調器の周波数スペクトラム

分割方式を用いて、光を入射したことによって探針に生じた力学的相互作用をとらえていることが確認できた。

4-3 距離依存性測定による近接場光の検出の確認と減衰距離に関する考察

4-2に示したとおり、光を入射したことによって、探針に力が働くことを確認できた。しかし、その力がレーザー光の熱によるものであることも考えられる。つまり、レーザーの変調周波数に同期してプリズムもしくは探針が熱膨張を起こし、その結果ファン・デル・ワールス力の変調成分が探針に働く可能性が考えられる。そこで、探針に働いている力が近接場光によるものか熱の効果によるものかを確認するために、光を入射した場合における周波数シフトの距離依存性の測定から減衰距離を求め、ファン・デル・ワールス力の減衰距離と比較する。

図4-3に周波数シフトの距離依存性を示す。横軸は探針-試料間距離を表し、縦軸は周波数シフトを対数表示している。電極はプリズム背面電極を用いた。●ならび

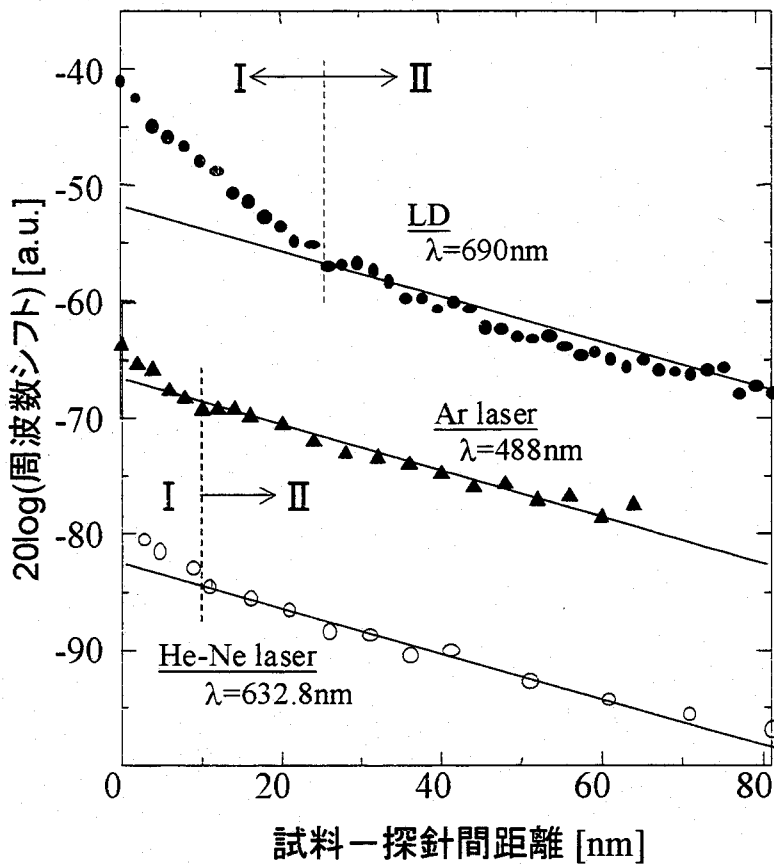


図4-3 周波数シフトの距離依存性。縦軸は周波数シフトを対数表示している。●ならびに▲、○は、それぞれ半導体レーザーならびにアルゴン(Ar)レーザー・ヘリウムネオン(He-Ne)レーザーを用いた場合の実験結果である。

に▲、○は、それぞれ半導体レーザーならびにアルゴン(Ar)レーザー、ヘリウム-ネオン(He-Ne)レーザーを用いた場合の実験結果である。これらの実験結果より、周波数シフトの距離依存性が試料表面近傍で距離依存性が変化していることがわかる。距離依存性が変化する位置を境界として、試料に近い領域を領域Ⅰ、試料から遠い領域を領域Ⅱとする。半導体レーザーを用いた場合、距離依存性が変化する距離は $z \cong 25\text{nm}$ であり、距離依存性の関数型を指数関数と見なして減衰距離 α を求めると領域Ⅰで $\alpha_{LD,I} = 15(\pm 1)\text{nm}$ 、領域Ⅱで $\alpha_{LD,II} = 47(\pm 8)\text{nm}$ であった。Arレーザーを用いた場合、 $z \cong 10\text{nm}$ で距離依存性が変化する、領域Ⅱにおいて $\alpha_{Ar,II} = 40(\pm 3)\text{nm}$ であった。He-Neレーザーを用いた場合、 $z \cong 10\text{nm}$ で距離依存性が変化する、領域Ⅱで $\alpha_{He-Ne,II} = 43(\pm 3)\text{nm}$ であった。ArおよびHe-Neレーザーの領域Ⅰにおける測定点の数が少ないため、減衰距離を計算していない。なお、距離依存性が変化する位置は、使用する探針によって異なり、入射光の波長に依存していない。

測定から求めた減衰距離を実際の近接場光強度の減衰距離と比較する。実際に実験で使用したパラメータ($\lambda=488, 633, 690\text{nm}$, $\theta=60^\circ$, $n_1=1.5$, $n_2=1.0$)を(2-3)式に代入して計算した近接場光強度の減衰距離と実験から得られた減衰距離を表4-1に示す。

表4-1 計算および実験から求めた減衰距離の波長の違いによる比較

レーザー	波長 [nm]	減衰距離 (計算) [nm]	減衰距離(実験)[nm]	
			領域Ⅰ	領域Ⅱ
半導体	690	66	15(±1)	47(±8)
Ar	488	46		40(±3)
He-Ne	633	60		43(±3)

(2-3)式より計算した結果では、近接場光強度の減衰距離は入射光の波長に依存する。つまり、入射光の波長が短くなるにしたがって、減衰距離が短くなる。一方実験では、領域Ⅱにおいて実験誤差の範囲内で減衰距離の波長依存性が見られなかった。また、計算と実験で減衰距離の値が一致しなかった。

以上の結果から、熱の影響について検討する。FM 検出方式で半導体 AFM 探針を用いてファン・デル・ワールス力を測定した場合、その減衰距離は試料近傍で 1.5nm であると報告されている¹⁾。したがって、減衰距離の比較から、光を入射したことによる熱膨張の効果を測定しているのではなく、近接場光を測定していることを確認できた。

距離依存性が変化する理由は、第一に理論計算の結果²⁾が示すように、領域Ⅰにおいては第2章2-2-2で述べたような物質の大きさ(つまり探針先端の曲率半径)で決まるような近接場光の効果が支配的で、領域Ⅱにおいては、探針のバックグラウンド部

分の曲率半径で決まる近接場光、もしくは第2章2-2-1で述べたような波長 λ や屈折率 n によって特徴づけられる近接場光の効果が支配的になるためと考えられる。第二に、働く力が第2章2-3で示した表面光起電力による力(4-4で検証する)であるとしたとき、近接場光による力((2-28)式右辺第3項)の係数に相当する静電容量成分 $\partial C/\partial z$ や接触電位差 ϕ の値が試料表面近傍で変化し、その結果距離依存性が変化したと考えられる。

領域IIにおいて、減衰距離の波長依存性が見られず計算と実験で減衰距離の値が一致しない理由は、第一に、探針の周りに生じている近接場光の減衰距離が探針のサイズに依存していることが挙げられる(第2章2-2-2参照)。第二に、探針に働いている力は表面光起電力(4-4で検証する)によるとしたとき、静電気力が近接場光に比べて距離依存性が大きいいため、入射光の波長に関係なく減衰距離が一定となることが考えられる。

最後に、実験から得られた周波数シフトと減衰距離から探針に働く力の大きさを見積もる。周波数シフトが近似的に力勾配に対応していること³⁾を仮定し、周波数シフトが距離とともに指数関数的に減少していることを考慮すると、探針に働く力勾配 F' は以下のように表される。

$$F' = F'_0 \exp\left(-\frac{z}{\alpha}\right) \quad (4-1)$$

ここで、 z は探針試料間距離、 F'_0 は $z=0$ のときの力勾配である。したがって、力 F は以下のように表される。

$$F = -\alpha F' \quad (4-2)$$

ノイズレベルと測定から求めた減衰距離より、力の最小検出量は0.1pNとなり、近接場光によって探針に働く非常に小さい力を検出していることがわかった。

4-4 半導体探針に働く力の機構に関する検討

ここでは、周波数シフトの電圧依存性、ならびに入射光の強度依存性の測定結果から、表面光起電力によって探針に力が働いていることを示す。

4-4-1 電圧依存性測定

表面光起電力モデルより、近接場光によって探針に働く力勾配 F' は(2-28)式より

以下のように求められる。

$$F' = (V - \phi) \left\{ \frac{\partial C}{\partial z} \cdot \delta\phi \right\}' \quad (4-3)$$

(4-3)より、探針-試料間距離 z ならびに近接場光強度 I を一定とした条件では、印加電圧 V に比例して力勾配が変化し、接触電位差が補償される電圧つまり $V - \phi = 0$ となる電圧 V では力勾配が働かないことがわかる。したがって、近接場光によって探針に働く力が表面光起電力によるものならば、周波数シフトの電圧依存性も同様の傾向が見られると予想できる。

図4-4に周波数シフトの印加電圧依存性の測定結果(▲)を示す。横軸は試料側の印加電圧 V を表し、縦軸は周波数シフトの絶対値を表している。光源は半導体レーザー($\lambda=690\text{nm}$, p 偏光)を用いた。探針-試料間距離は $z=5\text{nm}$ とした。電極はプリズム背面電極を用いた。実験結果より、周波数シフトが印加電圧に比例して変化していることがわかる。さらに、接触電位差が補償される印加電圧($V = -2\text{V}$) のときに周波数シフトがほぼ 0 となった。これは、探針に近接場光による力勾配が働かなかったことにはかならない。この結果は表面光起電力のモデルから予想される結果によく一致している。

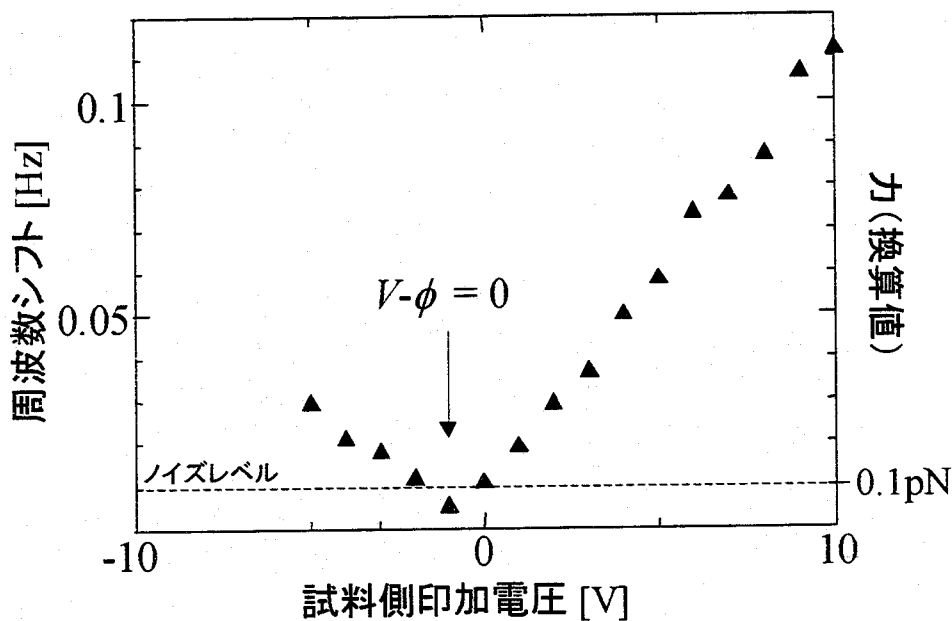


図4-4 周波数シフトの印加電圧依存性(▲)。半導体レーザー($\lambda=690\text{nm}$, p 偏光)を用いた。探針-試料間距離は $z=5\text{nm}$ とした。

4-4-2 入射光の強度依存性測定

(2-27)ならびに(2-28)より、力勾配 F' の近接場光強度依存性は以下の式で表される。

$$F' \cong A(V - \phi) \frac{\partial C}{\partial z} \ln \left(\frac{I}{B} + 1 \right) \quad (4-4)$$

(4-4)式より、近接場光の強度が大きくなるにつれて力勾配が飽和する傾向を示す。近接場光の強度は入射光強度に比例しているため、入射光の強度が大きくなるにつれて力勾配が大きくなる。したがって、近接場光によって探針に働く力が表面光起電力によるものならば、周波数シフトの入射光強度依存性も同様の傾向が見られると予想できる。

図4-5に周波数シフトの入射光強度依存性の測定結果(●)を示す。横軸は入射光の強度を表し、縦軸は周波数シフトを表す。なお、ここでの入射光強度は曲率半径10nmの探針に照射された量ではなく、レーザー光の全強度を意味している。光源はArレーザー($\lambda=488\text{nm}$, s偏光)を用いた。探針-試料間距離は $z=5\text{nm}$ とした。電極はプリズム背面電極を用いた。レーザーを入射していないとき($I=0\text{mW}$)の周波数シフト

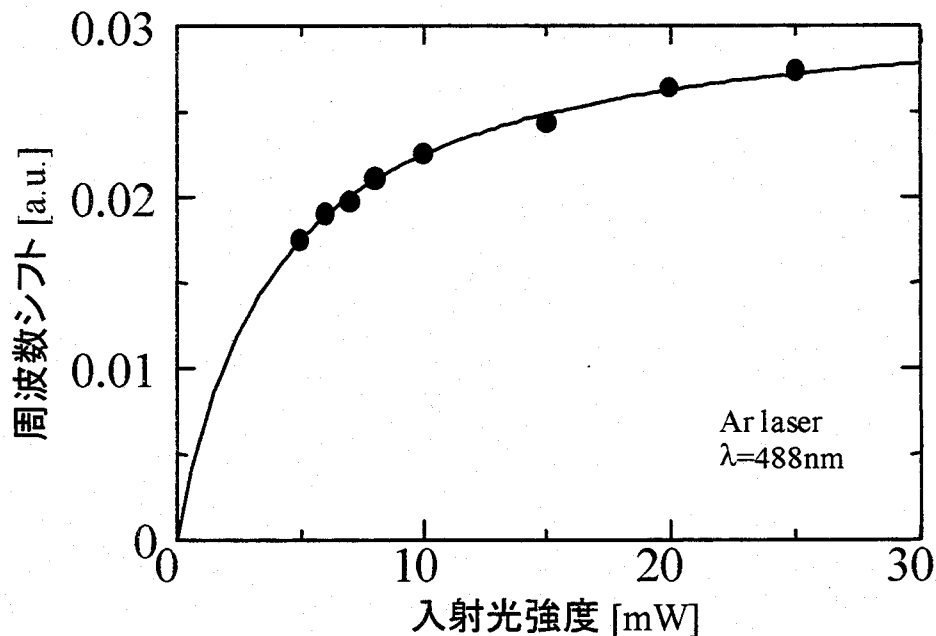


図4-5 周波数シフトの入射光強度依存性(●)。Arレーザー($\lambda=488\text{nm}$, s偏光)を用いた。探針-試料間距離は $z=5\text{nm}$ とした。

が 0 であることを考慮すると、実線で示すような関数型と見なすことができる。したがって、入射光強度が大きくなるに従って、周波数シフトが飽和する傾向がある結果が得られた。このように入射光の強度依存性の測定結果も表面光起電力モデルから予想される結果によく一致した。

以上に示した電圧依存性、入射光強度依存性の測定結果より、半導体探針を近接場光に挿入したときに働く力の機構は、表面起電力モデルによって説明される静電気力であることを確認した。

4-5 入射光の偏光依存性測定に関する検討

4-5-1 入射光の偏光依存性測定

図4-6に周波数シフトの入射光の偏光依存性測定を行った結果(▲)を示す。横軸は入射光の偏光角を表し、*p* ならびに *s* 偏光入射をそれぞれ 0°ならびに 90°に対応さ

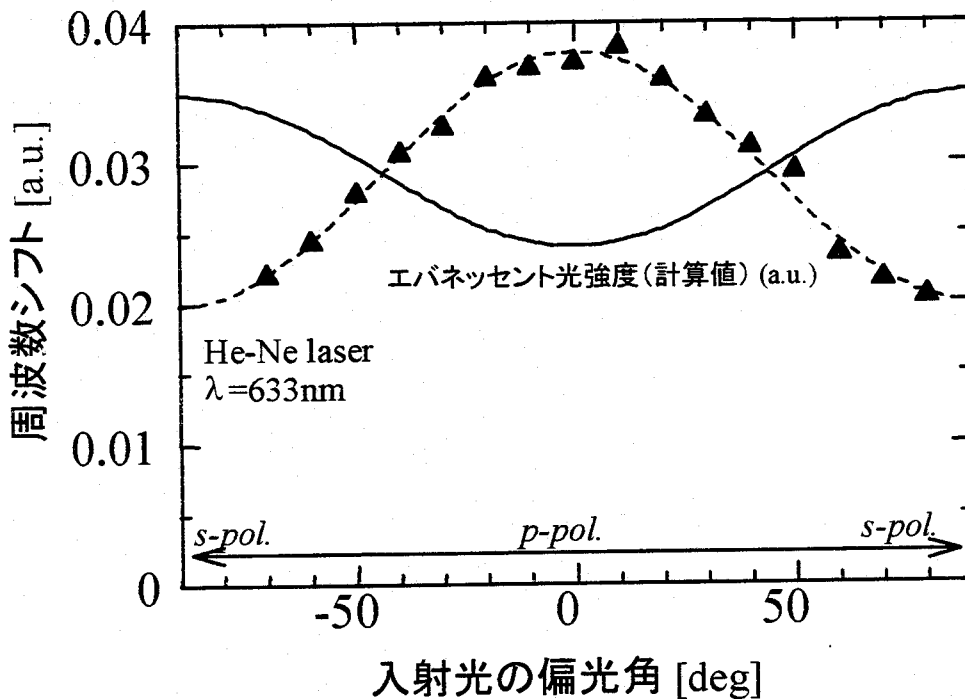


図4-6 周波数シフトの入射光の偏光依存性測定(▲)。横軸は入射光の偏光角を表し、*p* ならびに *s* 偏光入射をそれぞれ 0°ならびに 90°に対応させている。光源は He-Ne レーザー ($\lambda=633\text{nm}$) を用いた。探針-試料間距離は $z=5\text{nm}$ とした。

せている。光源は He-Ne レーザー ($\lambda=633\text{nm}$) を用いた。探針-試料間距離は $z=5\text{nm}$ とした。電極はプリズム背面電極を用いた。 p 偏光入射における周波数シフトが、 s 偏光入射に比べて大きいことがわかった。また、周波数シフトの偏光依存性が “ $a\sin^2\theta+b$ ” の関数(破線)で表せた。ここで、 a と b はフィッティングパラメーターである。この関数型は、古典電磁気学の計算から求めた近接場光強度の偏光角依存性の関数型と一致する。しかしながら、一致したのは関数型だけで、実際の依存性は実線で示すように実験結果とは逆になった。近接場光強度に応じて探針に働く相互作用が強くなることを考えると、実験結果は計算から予想される結果と異なった。

4-5-2 偏光依存性の結果を説明するモデル

偏光依存性の測定結果と古典電磁気学の計算結果の違いを説明するために、近接場光の中に探針を挿入していること、および働く力は表面光起電力が支配的であることを用いて、偏光依存性の実験結果について考察する。4-4で示したように近接場光によって半導体探針に働く力は表面起電力のモデルで説明されることから、半導体探針に対する光の吸収の強さによって生成される電子-正孔対の数が決まり、力(勾配)の大きさが決まる。このことより、 p 偏光と s 偏光では探針の吸収の強さが異なると考えられる。

一般的な光吸収の理論によれば、光吸収の強さ S は、以下のように遷移確率を用いて以下の式で表されることが知られている⁴⁾。

$$S = A I \langle c | \mathbf{P}_{total} | \nu \rangle^2 \quad (4-5)$$

ここで、 $\langle c | \mathbf{P}_{total} | \nu \rangle^2$ は価電子帯から伝導帯への遷移確率、 \mathbf{P}_{total} は相互作用している領域内での分極ベクトルの総和、 c ならびに ν は伝導帯ならびに価電子帯における電子の状態である。 A は光の強度に依存しないパラメーターである。いま、近接場光強度の関係は計算結果に従って $I_s > I_p$ となっているとする。このため実験結果に一致する、つまり $F_s < F_p$ となるためには、遷移確率の関係が (s 偏光での遷移確率) \ll (p 偏光での遷移確率) となる必要がある。

そこで、遷移確率に含まれる \mathbf{P}_{total} がそれぞれの偏光でどのように表されるかを図4-7を用いて考える。図4-7(a)ならびに(b)において、 $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1)$ は入射光によってプリズム表面近傍に誘起された分極であり、 $\mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2)$ は探針内部に誘起される $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1)$ の鏡映分極である。 p 偏光入射(図4-7(a))の場合は、プリズム表面に対して垂直方向と水平方向に分極が誘起される。一方、 s 偏光入射(図4-7(b))の場合は、プリズム表面に平行方向のみに分極が誘起される。ここで、 \mathbf{P}_{total} は探針内部の分極 $\mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2)$ だけでなく、プリズム内の分極 $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1)$ との和、 $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1) + \mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2)$ で表されると仮定すれば、それぞれの偏光方向において、 \mathbf{P}_{total} が異なる。 $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1)$ および $\mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2)$ の垂直成分と水平成分をそれぞれ

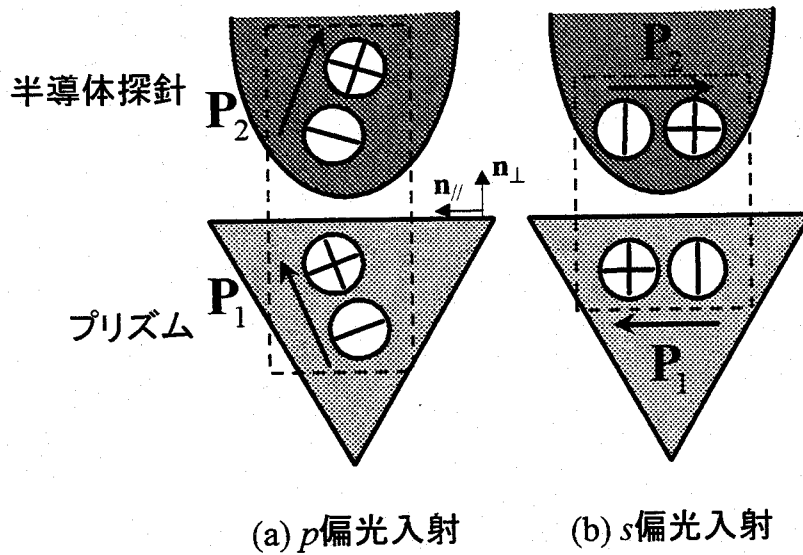


図4-7 偏光依存性の結果を説明するモデル。

$\mathbf{P}_{1\perp}(\mathbf{r}_1)$, $\mathbf{P}_{1\parallel}(\mathbf{r}_1)$, $\mathbf{P}_{2\perp}(\mathbf{r}_2)$, $\mathbf{P}_{2\parallel}(\mathbf{r}_2)$ とし、プリズム表面に垂直方向と水平方向の単位ベクトルを \mathbf{n}_\perp , \mathbf{n}_\parallel とすると、 p 偏光入射の場合、 $\mathbf{P}_{1\perp}(\mathbf{r}_1)$ と $\mathbf{P}_{2\perp}(\mathbf{r}_2)$ の向きが一致し $\mathbf{P}_{1\parallel}(\mathbf{r}_1)$ と $\mathbf{P}_{2\parallel}(\mathbf{r}_2)$ の向きが逆になっていることから、

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{total} &= \mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1) + \mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2) \cong \{|\mathbf{P}_{1\perp}(\mathbf{r}_1)| + |\mathbf{P}_{2\perp}(\mathbf{r}_2)|\} \cdot \mathbf{n}_\perp \\ &\cong 2|\mathbf{P}_{1\perp}(\mathbf{r}_1)| \cdot \mathbf{n}_\perp \end{aligned} \quad (4-6)$$

と与えられる。一方 s 偏光入射の場合、 $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1)$ と $\mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2)$ の向きが完全に逆になっていることから、

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{total} &= \mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1) + \mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2) = \{|\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1)| - |\mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2)|\} \cdot \mathbf{n}_\parallel \\ &\cong 0 \end{aligned} \quad (4-7)$$

と与えられる。したがって、 p 偏光入射における遷移確率が s 偏光入射に比べて十分大きくなる。

しかし、(4-7)式より、 s 偏光入射の場合は力が生じないことになり、実際に力が検出されていることと矛盾する。これは、探針と試料の誘電率の違いもしくは形状によって分極の誘起される位置にずれが生じ、力が働いていると考えられる。例えば、 $\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1)$ と $\mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2)$ の重心を \mathbf{r}_0 , $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_0 + \delta \mathbf{r}_1$, $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_0 + \delta \mathbf{r}_2$, $|\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1)| = |\mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2)|$ としてずれの効果を検討

した s 偏光入射の場合における \mathbf{P}_{total} を計算すると、

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_1(\mathbf{r}_1) + \mathbf{P}_2(\mathbf{r}_2) &= \left[\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_0) + \frac{d\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_0)}{d\mathbf{r}_0} \cdot \delta\mathbf{r}_1 + \dots \right] + \left[\mathbf{P}_2(\mathbf{r}_0) + \frac{d\mathbf{P}_2(\mathbf{r}_0)}{d\mathbf{r}_0} \cdot \delta\mathbf{r}_2 + \dots \right] \\ &\cong \frac{d\mathbf{P}_1(\mathbf{r}_0)}{d\mathbf{r}_0} [\delta\mathbf{r}_1 - \delta\mathbf{r}_2] \end{aligned} \quad (4-8)$$

となり、このずれによる力が検出されていると思われる。

以上に示したモデルで、光吸収の強度は p 偏光入射の方が s 偏光入射に比べて大きくなり、その結果力(周波数シフト)が大きくなったと理解される。

4-6 まとめ

本章では、近接場光によって半導体探針に働く力の検出を行い、力の働く機構を調べるための実験結果について述べた。

FM 検出方式非接触 AFM を用いて、近接場光を力として測定する周波数分割方式の装置構成ならびに測定方法について述べた。探針に働く他の力(ファン・デル・ワールス力ならびに静電気力)との分離は、入射光を強度変調し FM 復調器から出力される周波数シフトの変調成分を近接場光による力勾配として測定した。

異なる3つの光源を用いて近接場光による周波数シフトの距離依存性をそれぞれ測定した結果、減衰距離の波長依存性は実験誤差の範囲で見られないことがわかった。また、ファン・デル・ワールス力に起因する周波数シフトの減衰距離との比較から、熱膨張の影響ではなく、近接場光をとらえていることを示した。さらに、探針に働く力の機構が表面起電力モデルで説明されることを検証するために、周波数シフトの電圧依存性と入射光の強度依存性を測定した。その結果、周波数シフトが電圧に比例して変化し、接触電位差が補償される電圧では周波数シフトがなかった。また、入射光の強度を上げると周波数シフトが飽和する傾向が見られた。いずれの結果も表面光起電力モデルから予想される結果とよく一致した。最後に、入射光の偏光依存性を測定した結果、 p 偏光入射の方が s 偏光入射に比べて周波数シフトが大きいことがわかった。この結果は、古典電磁気学からもとめられる近接場光強度の偏光依存性の計算から予想される結果と逆になった。実験結果を解釈するために、光吸収の理論と探針を近接場光に挿入する効果を考慮したモデルを提案した。

第4章参考文献

¹ Y. Sugawara, H. Ueyama, T. Uchihashi, M. Ohta, S. Morita, M. Suzuki and S.

Mishima : Appl. Sur. Sci. **113/114** (1997) 364.

² B. Labani, C. Girard, D. Courjon and D. Van Labeke : J. Opt. Sco. Am. **B7** (1990) 936.

³ T. R. Albrecht, P. Grütter, D. Horne and D. Rugar : J. Appl. Phsy **69** (1991) 668.

⁴ 例えば、神戸謙次郎：“光と分子 I”（共立出版, 1967), 第1章 p24-29.

第5章 力として近接場光を画像化する方法

5-1 緒言

本章では、探針に働くファン・デル・ワールス力や静電気力から近接場光による力を分離し、画像化を行った結果について述べる。第2節では、近接場光を力として画像化する際の問題点を力の分離という観点から議論する。第3節では、ファン・デル・ワールス力ならびに静電気力、近接場光による力を分離して測定する、時分割・周波数分割併用方式の動作原理とその回路構成について述べる。第4節では、時分割・周波数分割方式を用いて近接場光を検出できることを示す。第5節では、ラテックス球の凹凸ならびに近接場光の同時測定を時分割・周波数分割併用方式を用いて行った結果について述べる。

5-2 力として近接場光を画像化する際における問題点

(力の分離について)

探針を近接場光の生じている表面に挿入した場合、探針に働く力勾配 F'_{total} は(2-28)式より以下の式で表される。

$$F'_{total} = F'_{vdW} - \frac{1}{2}(V - \phi)^2 \frac{\partial^2 C}{\partial^2 z} + (V - \phi) \left\{ \frac{\partial C}{\partial z} \delta\phi \right\}' \quad (5-1)$$

ここで、右辺第1項はファン・デル・ワールス力勾配、第2項は静電気力勾配、第3項は近接場光による力勾配である。 V は探針-試料間の印加電圧、 ϕ は探針-電極間の接触電位差、 $\delta\phi$ は近接場光によって半導体探針に生じた表面光起電力を示す。(5-1)式より、近接場光を検出するためには、接触電位差を補償しない電圧、つまり $V - \phi \neq 0$ となるような電圧を印加する必要がある。さらに、近接場光による力勾配を大きくするためには $V - \phi$ の値を大きくしなければならない。

試料の表面形状(凹凸像)と近接場光による力勾配像(以下、近接場光の像)を同時に測定するためには、(5-1)式の3つの力勾配を分離して抽出する必要がある。通常、周波数変調(FM)検出方式非接触原子間力顕微鏡(NC-AFM)では、探針-試

料間のファン・デル・ワールス力に起因する周波数シフト(力勾配)が一定になるように探針-試料間の相対位置を制御し、その制御信号から凹凸像を測定する。このとき、他の力(例えば静電気力)が探針に働けば、距離制御が困難になり、凹凸像を正確に測定することができない。したがって(5-1)より、 $V-\phi \neq 0$ となる印加電圧で画像化を行う場合、近接場光の像に凹凸や静電気力の影響(クロストーク)が含まれてしまう。

一方、 $V-\phi = 0$ となるような電圧を印加した場合、(5-1)式は、

$$F'_{total} = F'_{vdW} \quad (5-2)$$

となり、探針に働く力勾配はファン・デル・ワールス力勾配のみとなり、凹凸像を測定することができる。一方、近接場光を測定することができない。したがって、凹凸像と近接場光の像を同時に測定することが困難となる。

表5-1は、印加電圧の違いによる探針に働く力((5-1)および(5-2)式)と、凹凸と近接場光の測定が可能かどうかについてまとめたものである。なお近接場光測定は、周波数分割方式(第4章参照)のように、入射光を変調しその変調成分を測定することを考えている。

表5-1 印加電圧の違いによる周波数シフトと凹凸ならびに近接場光測定の可能性

印加電圧	周波数シフト	距離制御 (凹凸測定)	近接場光測定
$V-\phi \neq 0$	ファン・デル・ワールス力 静電気力 近接場光	×	○
$V-\phi = 0$	ファン・デル・ワールス力	○	×

○:測定可能

×:測定不可能

表5-1より、○の部分を経時的に交互に切り替えることで、凹凸像と近接場光の像を測定できることがわかる。つまり、 $V-\phi \neq 0$ と $V-\phi = 0$ の状態を切り替え、 $V-\phi = 0$ の状態でファン・デル・ワールス力勾配による周波数シフトを測定し、 $V-\phi \neq 0$ の状態で近接場光による周波数シフトを測定すれば、凹凸像と近接場光の像を同時に測定できる。

5-3 時分割・周波数分割併用方式を用いた近接場光の測定方法

ここでは、印加電圧を切り替えながら凹凸ならびに近接場光による静電気力を同時測定できる時分割・周波数分割併用方式について説明する。図5-1は時分割・周波数分割併用方式の動作原理を示したものである。横軸は時間を表している。この方式では、距離制御を行うフィードバックの run(フィードバック制御を行う)と hold(フィードバックの制御信号を一定に保つ)、印加電圧の値($V-\phi \neq 0$ と $V-\phi = 0$)、レーザー光の onと off を時間的に切り替えながら測定を行う^{1,2)}。この方式では、4種類の探針-試料間に働く力の状態(①~④)が存在する。図5-2中の①~④は図5-1の①~④における探針-試料間の状態を図示したものである。

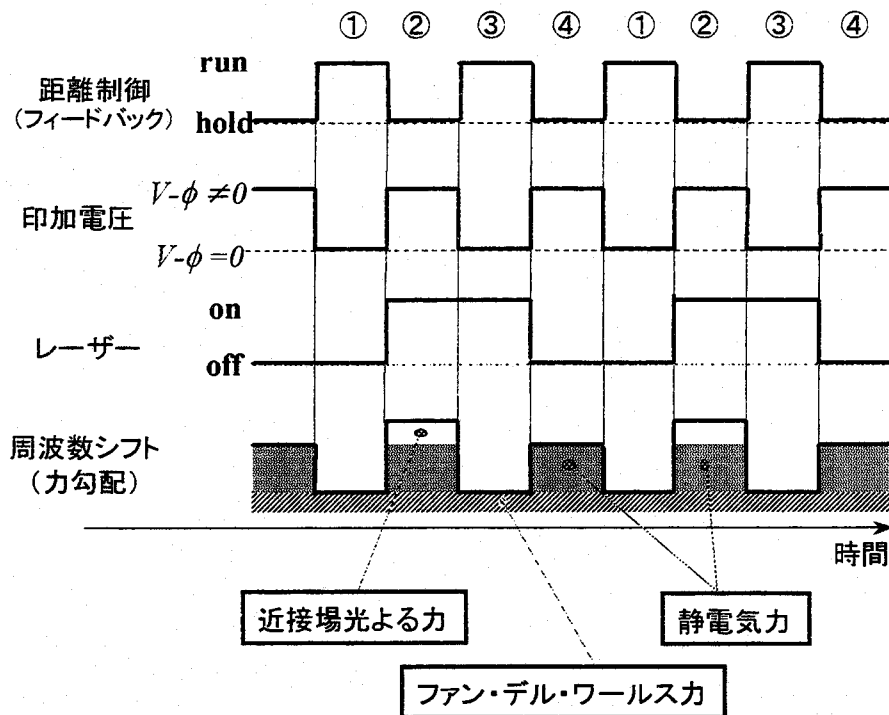


図5-1 時分割・周波数分割併用方式の動作原理。この方式では、距離制御を行うフィードバックの run(フィードバック制御を行う)と hold(フィードバックの制御信号を一定に保つ)、印加電圧の値($V-\phi \neq 0$ と $V-\phi = 0$)の切り替え、レーザー光の onと off を時間的に切り替えながら測定を行う

フィードバックが run のとき(状態①および③)に、 $V-\phi = 0$ となるように印加電圧を設定する。(5-2)式より、周波数シフトは、ファン・デル・ワールス力勾配に起因するもののみとなり、距離制御を行いながら凹凸像を測定する。一方、フィードバックが hold のとき(状態②および④)に、 $V-\phi \neq 0$ となるように印加電圧を設定する。状態②ならびに④のときに、静電気力によって周波数シフトがおこる。この状態で、レーザー光を状態②ならびに③で光 on、状態①ならびに④で光 off となるように入射する(印加電圧の半分の

周期で変調する)。状態②では印加電圧が $V-\phi \neq 0$ なので、探針には近接場光による周波数シフトがおこるが、状態③では、 $V-\phi=0$ のため周波数シフトはない。レーザー光の変調周波数を $\omega/2\pi$ 、印加電圧の変調周波数を $\omega_p/2\pi (=2 \times \omega/2\pi)$ とすると、近接場光は探針に働く力勾配の ω 成分として、静電気力は 2ω 成分として検出することができる³⁾。

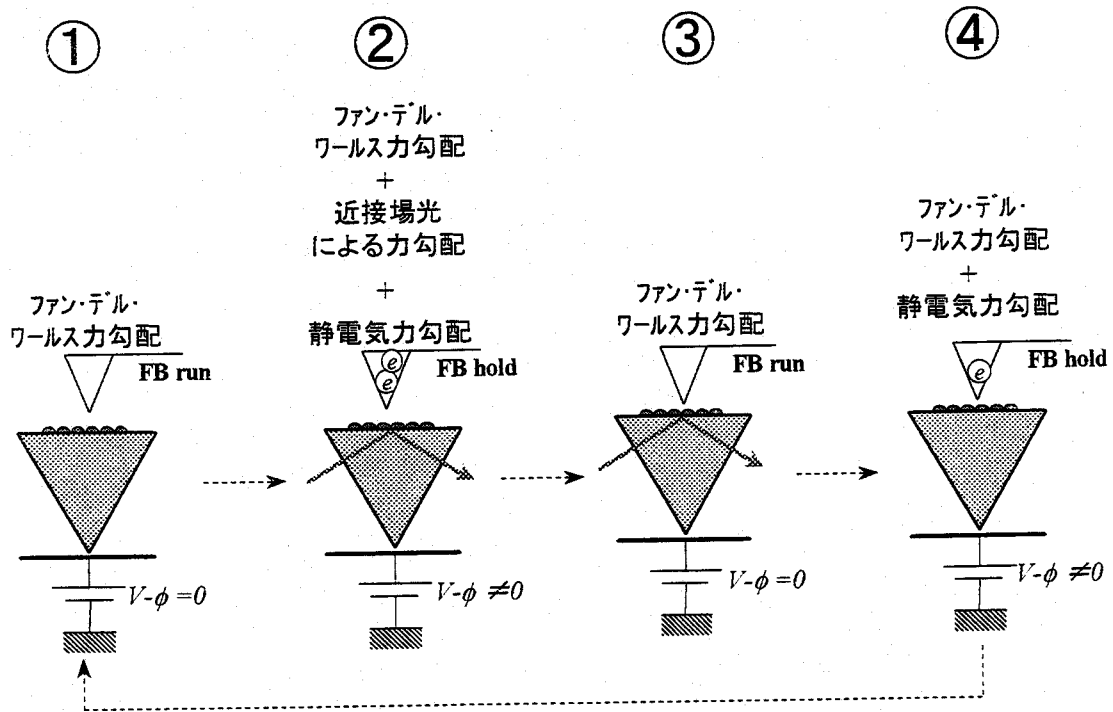


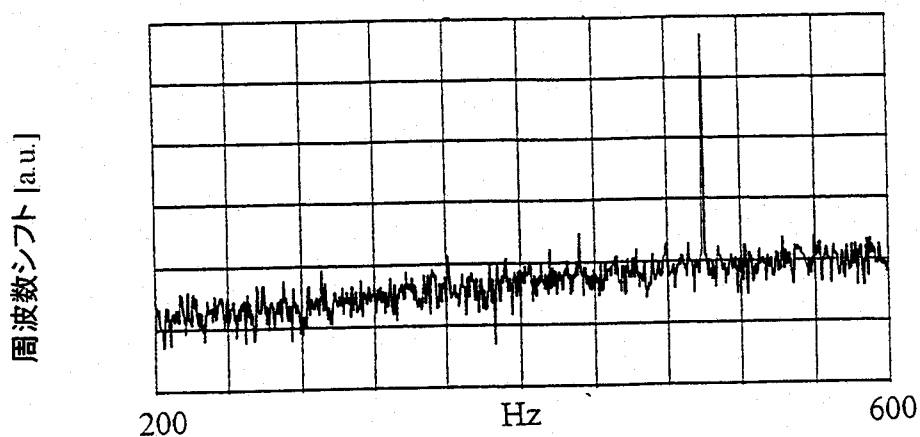
図5-2 図5-1①~④における探針-試料間の状態。

図5-3に時分割・周波数分割併用方式の回路構成を示す。基本的な回路構成は周波数分割方式(図4-1)と同じである。タイミング調整回路は、基準となる ω 信号からフェーズ・ロック・ループ(PLL)回路⁴⁾を用い 2ω 信号に倍し、距離フィードバックならびに印加電圧・レーザーを制御する信号を作成する。図5-4に示すように、フィードバック+走査回路の内部には、サンプル/ホールド回路を組み込みフィードバックの run/hold を電氣的に切り替えるようにしている。電圧の切り替えはアナログスイッチを用いて行った。 $V-\phi \neq 0$ となる印加電圧は、FM 復調器の出力が最小になるように、 $V-\phi=0$ となる印加電圧は、近接場光を感度よく測定できるように手動で設定した。ただし、この場合手動で行うため正しく接触電位差を補償する電圧を印加できないことと、接触電位差 ϕ の空間変化が大きい試料では、近接場光に静電気力の効果が含まれてしまう可能性がある。周波数シフトの AC 成分の測定は同期検波回路を用いて行った。

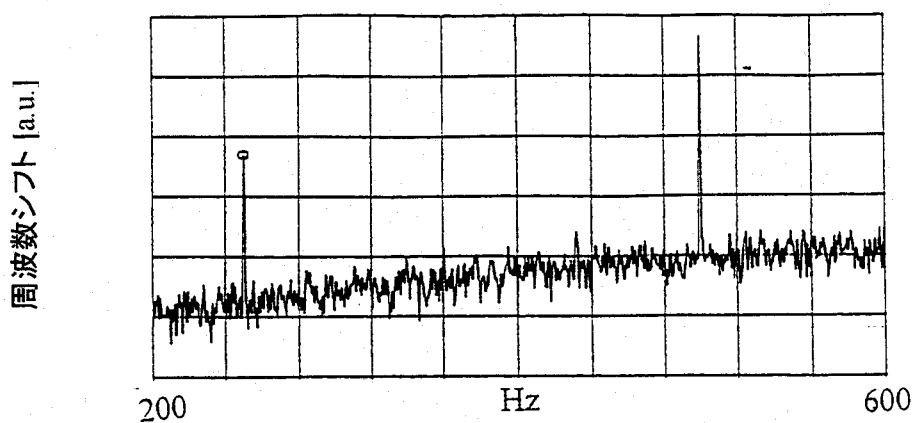
5-4 時分割・周波数分割併用方式を用いた近接場光の検出

図5-5に時分割・周波数分割併用方式を用いて、距離制御を行いながら近接場光の測定と静電気力測定を行った際におけるFM復調器の出力(周波数シフト)のスペクトラムを示す。使用したカンチレバーの機械的共振周波数は $\nu_0=166\text{kHz}$ 、バネ定数は $k=35\text{N/m}$ であった。カンチレバーの振動振幅は $A=34\text{nm}$ とした。印加電圧を切り替える周波数は、 $\omega/2\pi=500\text{Hz}$ としている。レーザーは半導体レーザー($\lambda=685\text{nm}$, p 偏光入射)を用いた。光の変調周波数は、 $\omega/2\pi=250\text{Hz}$ としている。図5-5(a)は、光を入射せず電圧を印加した場合で、500Hzに静電気力のピークが見られる。図5-5(b)は、(a)の状態でも光を入射した場合で、250Hzのピークが近接場光によるものである。このように、距離制御を行いながら、近接場光と静電気力を測定できることが確認できた。

図5-6は、時分割・周波数分割併用方式で測定した近接場光による周波数シフトの



(a) 光を入射せず、500Hz で電圧を印加したとき。



(b) 250Hz で変調した光を入射して、500Hz で電圧を印加したとき。

図5-5 時分割・周波数分割併用方式を用いて、距離制御を行いながら近接場光の測定と静電気力測定を行った際におけるFM復調器の周波数スペクトラム。

電圧依存性の結果である。(●)ならびに(△)、(×)は、探針-試料間距離をそれぞれ2nm, 5nm, 10nmと設定した場合の結果である。 $V \sim -2V$ 付近は接触電位差が補償される電圧である。いずれの探針-試料間距離においても、 $V \sim -2V$ では周波数シフトは検出されず、それ以外の電圧では周波数シフトが比例して変化していることがわかる。この結果より、時分割・周波数分割併用方式で近接場光をとらえることが確認できた。

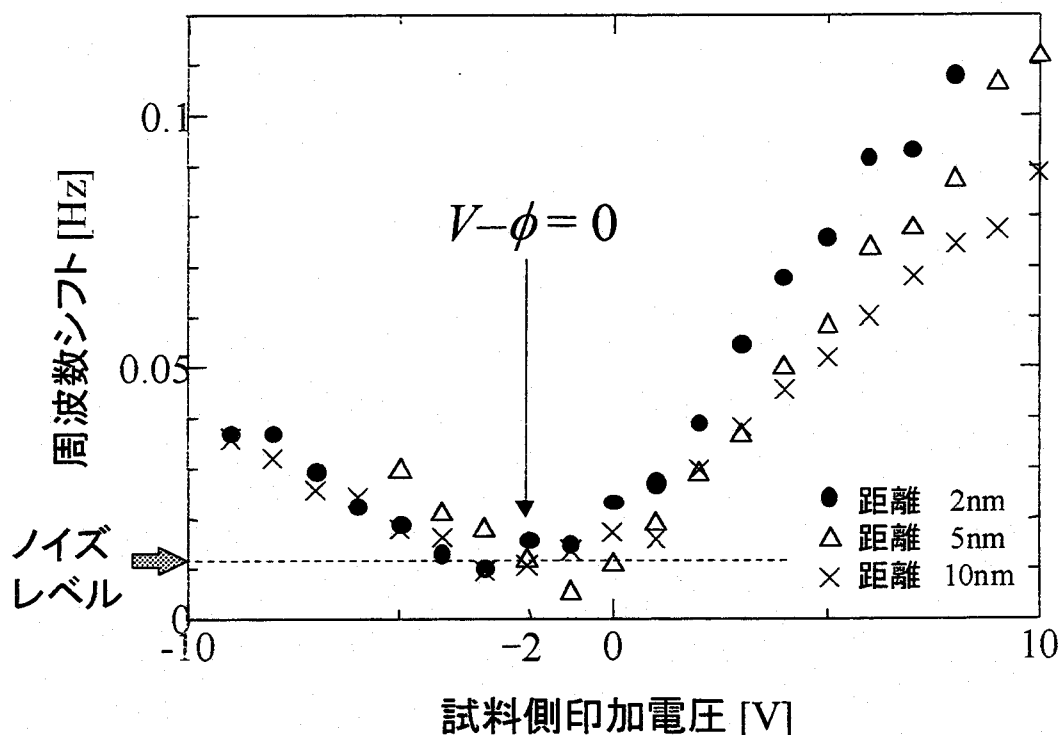


図5-6 時分割・周波数分割併用方式で測定した周波数シフトの電圧依存性の結果である。(●)ならびに(△)、(×)は、探針-試料間距離をそれぞれ2nm, 5nm, 10nmと設定した場合の結果である。 $V \sim -2V$ 付近は接触電位差が補償される電圧である。

5-5 凹凸像と近接場光像の同時測定

5-5-1 ラテックス球試料について

時分割・周波数分割併用方式を用いて凹凸と近接場光を画像化するための試料として、ポリスチレン製ラテックス球(直径 100nm)を用いた。図5-7はラテックス球の電子顕微鏡写真である。ラテックス球は電子顕微鏡の標準試料として広く使用され、近

接場光学顕微鏡 (SNOM) の試料としても使用されている。また、近接場光を発生させる光源 (可視光) の波長に対して、直径が数～十分の一サイズであるものを入手することができる。以上のような理由により、時分割・周波数分割併用方式を用いた近接場光測定のパフォーマンスを確認するためには、ラテックス球は適切な試料であると判断した。試料の作成方法は、超音波清浄を行ったプリズムの全反射面にラテックス球のコロイド溶液を垂らし、自然乾燥させることを行った。

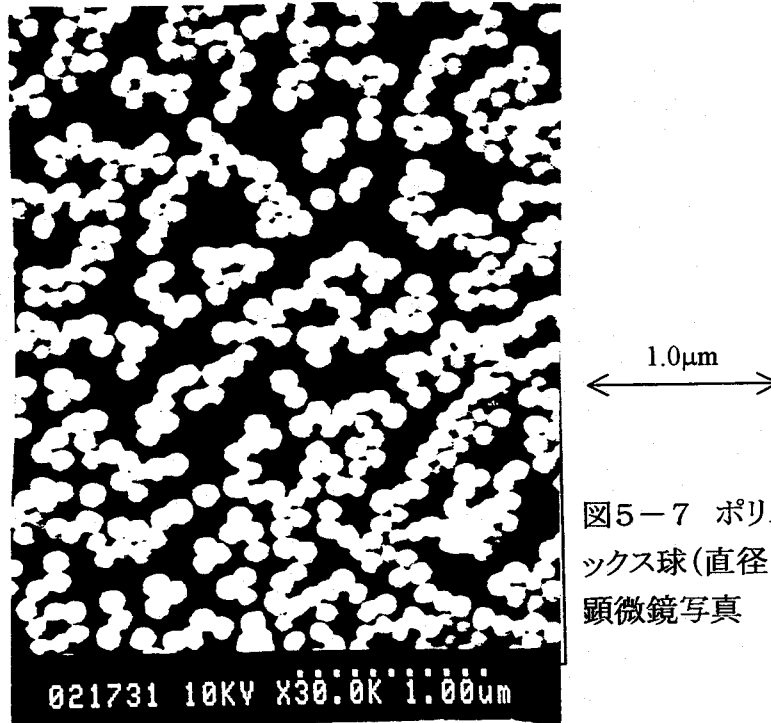
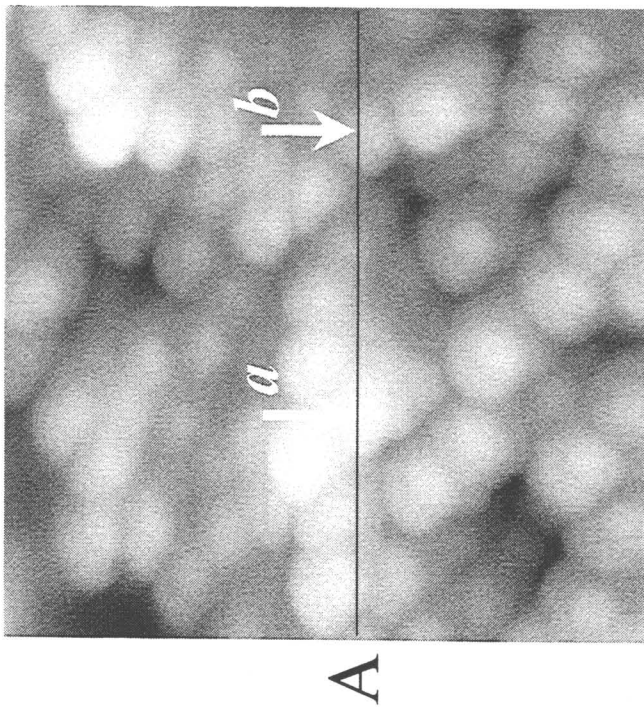


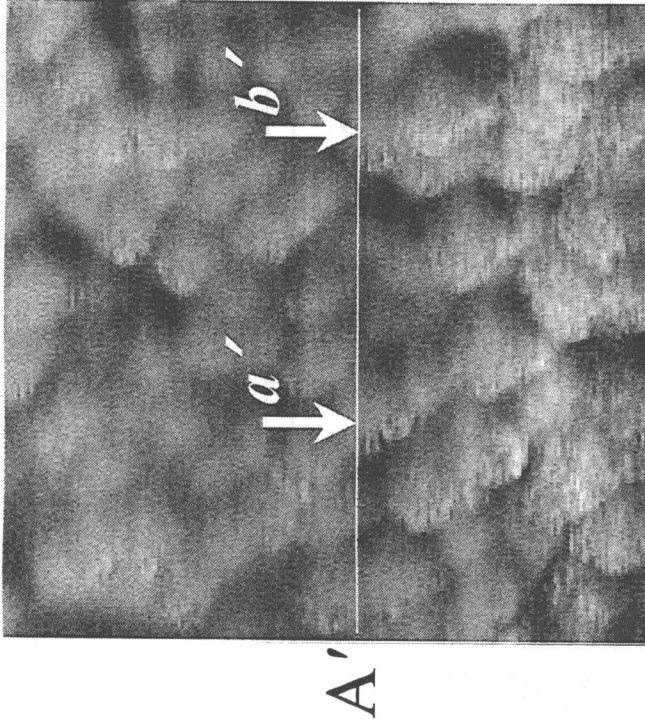
図5-7 ポリスチレン製ラテックス球 (直径 100nm) の電子顕微鏡写真

5-5-2 ラテックス球における近接場光測定

図5-8に時分割・周波数分割併用方式を用いて測定したラテックス球の凹凸像ならびに近接場光像を示す。走査範囲は $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ である。使用したカンチレバーの機械的共振周波数は $\nu_0 = 166\text{kHz}$ 、バネ定数は $k = 35\text{N/m}$ であった。カンチレバーの振動振幅は $A = 34\text{nm}$ であった。印加電圧を切り替える周波数は、 $\omega_p / 2\pi = 500\text{Hz}$ としている。レーザーは半導体レーザー ($\lambda = 685\text{nm}$, 偏光入射) を用いた。光の変調周波数は、 $\omega / 2\pi = 250\text{Hz}$ としている。図5-8(a)は凹凸像で、ファン・デル・ワールス力に起因する周波数シフトが $\Delta\nu = 1.7\text{Hz}$ となるようにフィードバック制御しながら測定した。ラテックス球が不規則に並んでいることが確認できる。図5-8(b)は同時に測定した近接場光の像である。印加電圧は 1.7V ($V - \phi = 0$) ならびに -5.8V ($V - \phi \neq 0$) とした。凹凸像とよく似たコントラストが見られることから、ラテックス球の周りに生じた近接場光が画像化されていることが確認できる。個々のラテックス球が分解できていることから、分解能は 50nm 以下 ($< \lambda / 14$) であることが確認できた。また、ノイズレベルから、周波数シフトの最小検出



(a)凹凸像



(b)近接場光の像

図5-8 時分割・周波数分割併用方式を用いて測定したラテックス球の(a)凹凸像ならびに(b)近接場光の像。走査範囲は $1\mu\text{m}\times 1\mu\text{m}$ 。

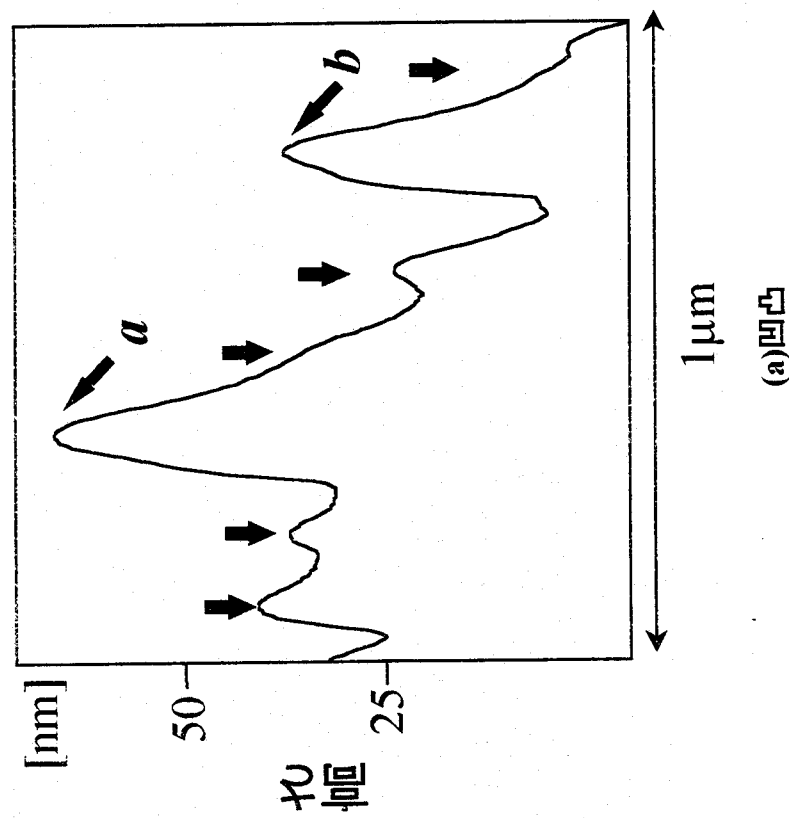
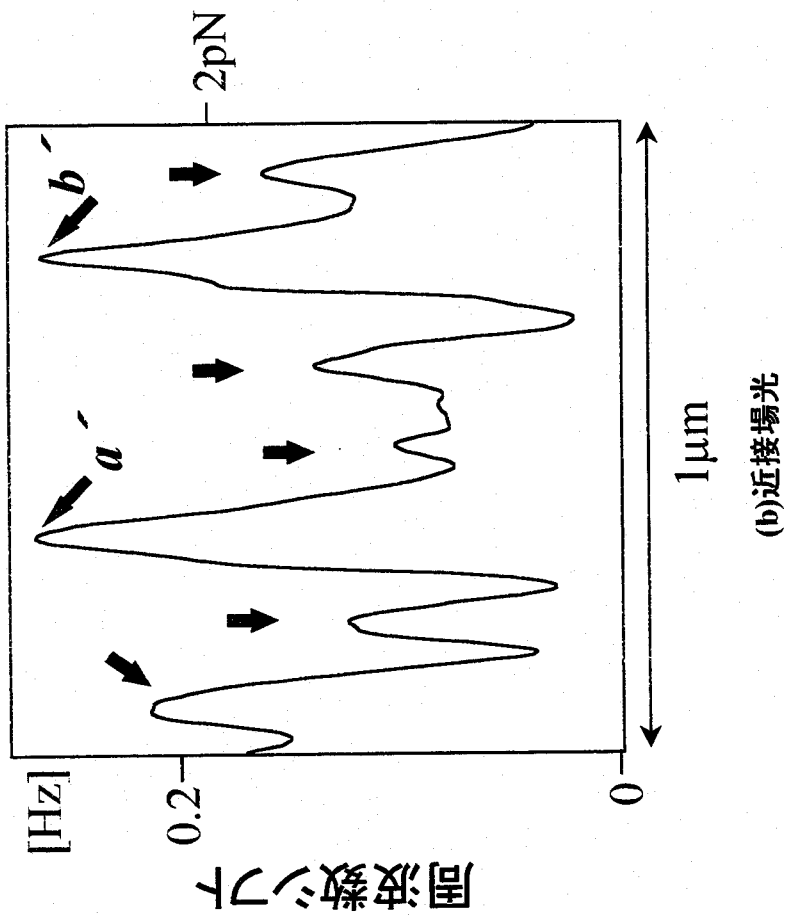


図5-9 図5-8における(a)Aおよび(b)A'のラインプロファイル。矢印はグレーティング球が存在する位置を示している。

感度は $\Delta\nu_{\min}=31\text{mHz}_{\text{rms}}$ であった。(3-3)式および(4-2)式より、力勾配ならびに力に換算すると、それぞれ $F'=3.8\times 10^{-5}\text{N/m}$ および $F=0.66\text{pN}$ であった。

凹凸像と近接場光像の比較より、必ずしもコントラストが一致していないことがわかる。図5-9に、図5-8におけるAおよびA'のラインプロファイルを示す。図5-9において、矢印は、ラテックス球が存在する位置を示している。図5-9(a)において、矢印aの位置は矢印bの位置よりも高い。一方、図5-9(b)において同じ場所aならびにb'を比較すると相互作用の強さは同じである。これは、試料-探針間距離を一定にしながら探針を走査し、ラテックス球からの近接場光の浸みだしをとらえているためであると考えられる。また、他のラテックス球のある位置を比較すると、凹凸と近接場光のコントラストが異なっていることがわかる。

図5-10に、入射光の偏光方向が異なる場合における像の比較を示す。図5-10(a)(b)はp偏光入射のときに測定した凹凸像と近接場光像、図5-10(c)(d)はs偏光入射のときに測定した凹凸像と近接場光像を示す。凹凸像(図5-10(a)と(c))の比較から、ほぼ同じ領域を測定していることが確認できる。近接場光の像(図5-10(b)と(d))の比較から、通常の走査型近接場光学顕微鏡(SNOM)における実験⁵⁾や理論計算^{6,9)}から得られている定性的な差は見られなかった。定量的には、p偏光入射の場合が若干周波数シフトが高い傾向が見られた。現時点において、この理由としては、散乱光と力の測定では異なる現象をとらえていることに起因しているためと考えられる。つまり、これまでの実験や理論の研究が探針からの「光の散乱」を考えているのに対して、力の測定では「光の吸収」による電気的な特性をとらえているため、これまでの研究結果と異なったと思われる。

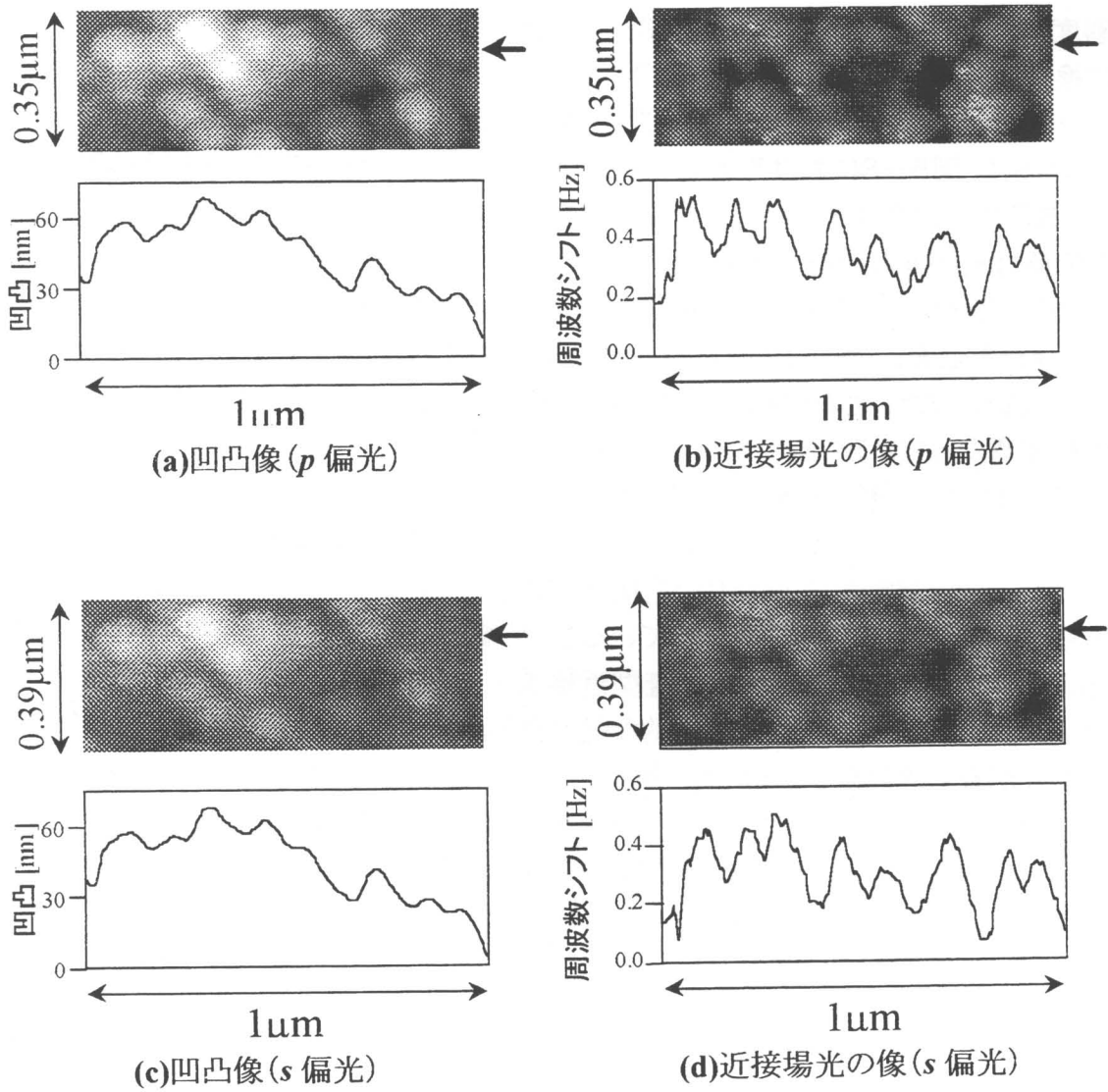


図5-10 入射光の偏光方向が異なる場合における像の比較。2
 (a)ならびに(b)はそれぞれ p 偏光入射のときに測定した凹凸像と近接場光像。(c)ならびに(d)はそれぞれ s 偏光入射のときに測定した凹凸像と近接場光像。

5-6 まとめ

本章では、近接場光を力として画像化する際における問題点を取り上げ、その問題を解決するための時分割・周波数分割併用方式を考案し測定を行った。

探針には、近接場光による力の他に、ファン・デル・ワールス力および静電気力が働くことを述べ、近接場光を画像化し凹凸像との比較を行うためには、探針に働くこれらの力を分離する必要があることを指摘した。

上記の問題点を解決する、時分割・周波数分割併用方式について述べた。具体的には、フィードバック(距離制御)の run/hold、印加電圧の切り替え、入射光の on/off を効率的に行うことで、近接場光と凹凸像を測定する方法について述べた。

時分割・周波数分割併用方式を用いて、ラテックス球の凹凸像と近接場光の像を同時測定した。その結果、分解能 50nm 以下($<\lambda/14$)で画像化することに成功した。また、近接場光の像と凹凸像を比較するとコントラストが一致しない場所が見られた。入射光の偏光依存性を測定した結果、近接場光の像に定性的な違いが見られなかった。

参考文献

- ¹ J. R. Kirtley, S. Washburn and M. J. Brady : Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1546.
- ² J. P. Pelz and R. H. Koch : Rev. Sci. Instrum. **60** (1989) 301.
- ³ M. Abe, Y. Sugawara, Y. Hara, K. Sawada and S. Morita : Jpn. J. Appl Phys. **37** (1998) L167.
- ⁴ 稲葉 保 : “定本 発振回路の設計と応用” (CQ 出版社, 1993) 第9章 p271-294.
- ⁵ M. Ohtsu : J. Lightwave Technol. **13** (1995) 1.
- ⁶ B. Labani, C. Girard, D. Courjon and D. Van Labeke : J. Opt. Soc. Am. **B7** (1990) 936.
- ⁷ D. W. Pohl and L. Novotny : J. Vac. Sci. Technol. **B12** (1994) 1441.
- ⁸ C. Girard, A. Dereux, O. J. F. Martin and M. Devel : Phys. Rev. **B50** (1994) 14467.
- ⁹ C. Girard and X. Bouju : J. Opt. Soc. Am. **B9** (1992) 298.

第6章 近接場光測定の高感度・高分解能化

6-1 緒言

本章では、近接場光を力として高感度・高分解能化に測定する方法について述べる。第2節では、第5章で行った近接場光の画像化における問題点について議論する。第3節では、電極位置をこれまでのプリズム背面からプリズムの全反射面に変えることで、近接場光による周波数シフトの値を大きくできることを示す。第4節では、探針-試料間の接触電位差を補償するケルビン零位法について述べる。さらに、この方式を応用し、探針-試料間の電位を一定に保ちながら近接場光を測定する、接触電位差変化補償周波数分割方式について述べる。最後に、本方式を用いて近接場光を力として高分解能に画像化を行った結果について述べる。

6-2 力として近接場光を画像化する際における問題点

(検出感度の向上と接触電位差の補償について)

図6-1は近接場光を力として高分解能に検出するときにおける課題を図示したものである。これらの課題を順番に述べる。

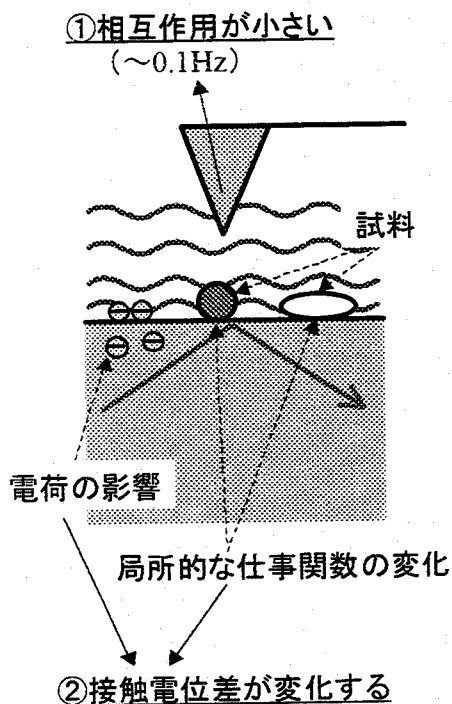


図6-1 近接場光を力として高分解能に検出する際における課題を示したモデル。具体的には、①相互作用が小さいこと、②接触電位差の変化、が挙げられる。

①相互作用が小さい

これまでの測定(第4・5章)より、近接場光によって探針に働く力学的相互作用は非常に小さいことがわかっている。周波数変調(FM)検出方式におけるノイズが約1Hzであるのに対して、近接場光による周波数シフトは0.1Hz オーダーである¹⁾。探針を走査しない測定では、同期検波器の時定数を大きくすることでノイズの影響を低減させることができる。しかしながら探針を走査して画像を得るには、画像を構成する多くの点で測定を行う必要がある。この場合、時定数を大きくする測定では、測定時間が非常に長くなる。その結果、熱ドリフトによって探針-試料間の相対位置が移動し高分解能測定が不可能となる例えば、時定数30msecで256×256点で測定し画像化すると測定時間は約200minとなる。

そこで、画像化を行うためにはSN比を向上させることが必要不可欠である。カンチレバーの振動振幅を大きくすることで、カンチレバーの熱振動に起因するノイズを低減することができる^{2,3)}が、同時に相互作用による周波数シフトの値も小さくなり、結果としてSN比が下がる⁴⁾。一方、振動振幅を小さくするとカンチレバーの変位検出系^{2,5)}のノイズが支配的になり、SN比が向上しない。したがって、ノイズを低減することは困難である。したがって、周波数シフト(相互作用)そのものを大きくする必要がある。

②局所的な仕事関数の変化

プリズムには探針が接触した場合に生じる表面の帯電電荷や内部に存在する残留電荷(おそらくアルカリ金属イオンと思われる)が存在する。また、プリズム表面の試料を測定する場合、表面の仕事関数が局所的に変化している、つまり空間的に分布している。接触電位差 ϕ は試料の電荷や仕事関数によって決まるため^{6,7)}、探針-試料間の

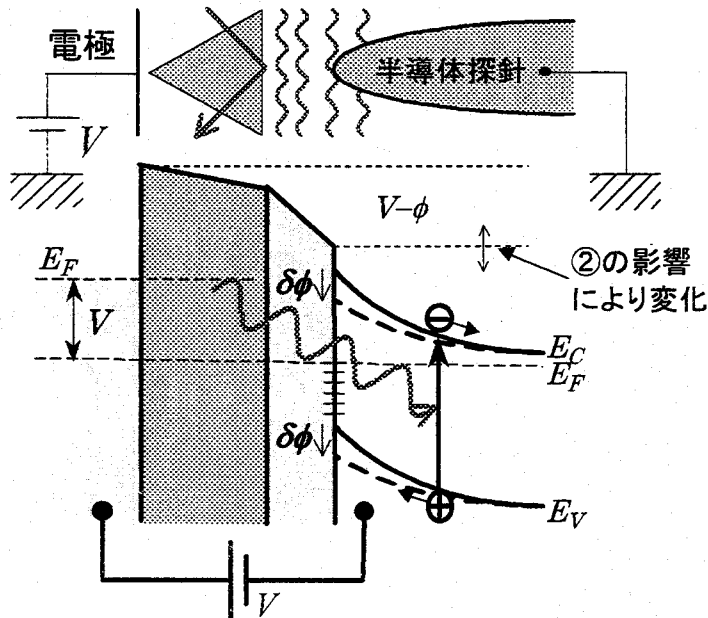


図6-2 力として近接場光を画像化する際における問題点。場所によって接触電位差が変化するため、近接場光の画像に影響をおよぼしてしまう。

接触電位差 ϕ は空間的に変化する。したがって、これまでのように一定の電圧 V を印加した場合、図6-2に示すように、近接場光による表面起電力 $\delta\phi$ だけでなく探針-試料間の電位 $V-\phi$ の値も空間変化する。この状態で画像化を行うと、近接場光像の中に静電的な情報が含まれてしまう。そこで力として近接場光を画像化するためには、接触電位差の空間変化を補償する、つまり $V-\phi$ の値を一定に保ちながら、 $\delta\phi$ の変化だけを測定する必要がある。

6-3 力による近接場光測定の高感度化

6-3-1 電極位置と近接場光の感度に関する検討

(2-28)式より、近接場光によって探針に働く力を大きくするには、(1)探針表面に生じる表面光起電力 $\delta\phi$ の値を大きくする、もしくは(2) $V-\phi$ の値を大きくする、つまり印加電圧 V の値を大きくする、(3) α/α_0 の値を大きくする、ことによって可能となる。以下で、(1)~(3)によって力を大きくすることが可能であるかを検討する。

(1) 表面光起電力 $\delta\phi$ の値を大きくする

$\delta\phi$ の値は非常に小さく、現時点のSN比では画像測定が困難である。これまでの研究でSi表面に生じる表面光起電力は、半導体の結晶方位ならびに表面を終端する物質によって異なることが報告されている⁸⁾。具体的には、Si(111)7×7表面では表面光起電力が最大0.8Vになるのに対して、Si(111)7×7に水素を終端した表面の場合はほとんど0Vである。探針の状態(形状や付着している汚染物)が不明であることを考慮すると、探針を制御して $\delta\phi$ の値を大きくすることは現時点では困難であると考えられる。一方、第4章の結果より、入射光強度を大きくすることで $\delta\phi$ の値を大きくすることが可能となる。しかし、周波数シフトの入射光強度依存性は、強度が大きくなるにつれて対数的に周波数シフトの変化量が小さくなる傾向があり、 $\delta\phi$ の変化量が期待できるほど向上しないと考えられる。さらに、強い入射光強度ではプリズムならびに試料・探針に熱が生じ、測定系に影響を及ぼしてしまう。

(2) $V-\phi$ の値を大きくする

第4章の結果より、 V の値を大きくすることで、周波数シフトを大きくすることができる。しかし、電圧を大きくすることによって、探針-試料間に働く静電気力も大きくなる。その結果、近接場光の像や凹凸像に静電気力の影響が含まれてしまい、測定が困難となる。したがって、探針-試料間には高電圧を印加することができない。

(3) $\partial C/\partial z$ の値を大きくする

$\partial C/\partial z$ の値を半定量的に検討するために、探針－電極間の容量 C を平行平板コンデンサーと仮定して議論する。これまでのプリズムと電極位置の関係を図6-3(a)に示す。探針－試料間の距離を z 、試料－電極間の距離を d としたとき、 $d \gg z$ の条件で $\partial C/\partial z$ を求めると、

$$\frac{\partial C}{\partial z} \cong -C \frac{1}{d} \quad (6-1)$$

となる。(6-1)式より、探針－試料間距離 d を小さくすることで $\partial C/\partial z$ が大きくなり、探針に働く力も大きくなると予想できる。(実際は探針－試料間の容量を平行平板コンデンサーとして取り扱えないが、定性的には同じ傾向があると考えられる)。そこで、図6-3(b)に示すようにプリズム表面に光学的に透明な極薄電極を用いれば、 $d \approx 0$ となり、力が大きくなることが予想できる。

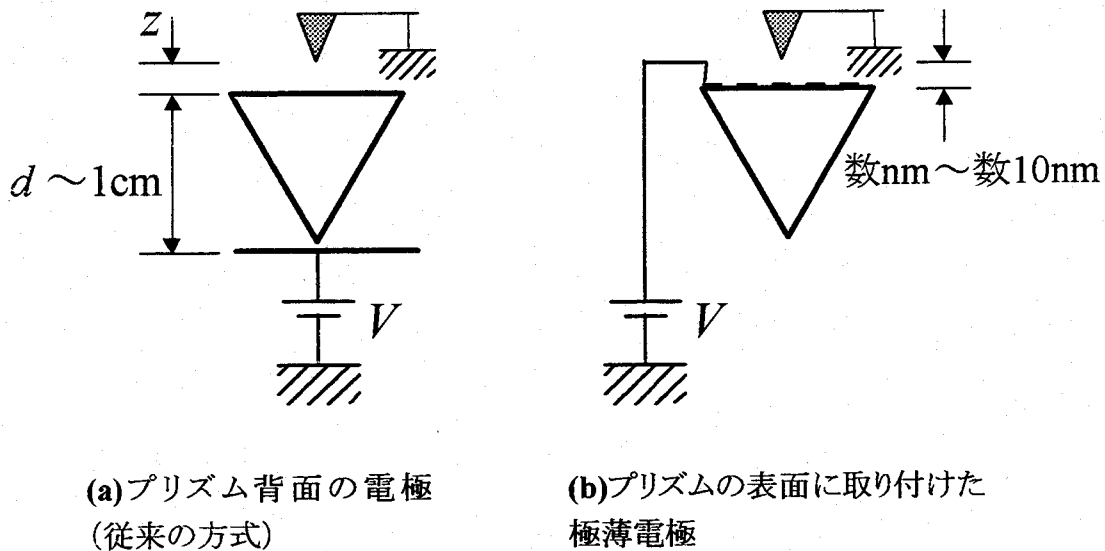


図6-3 プリズムと電極の位置関係。

なお、プリズム表面に電極を設けることで、プリズム表面の帯電電荷を拡散させることができ、プリズム内部に存在する残留電荷の影響を遮蔽することができる。したがって、②の問題の一部を解決することができる。

6-3-2 電極位置の違いによる検出感度の実験的検討

図6-4に、プリズム表面に電極を取り付けた場合における、周波数シフトの電圧依存性の測定結果を示す。電極の作成はプリズムの全反射表面に金(Au)をスパッタリングすることで行った。金を選定した理由は、化学的に安定であることと、別の研究グループによって走査型近接場光学顕微鏡(SNOM)の研究で使用可能であることが確認されているからである^{9,10)}。物性図表¹¹⁾より $\lambda=488\text{nm}$ における金の侵入深さは約 20nm となることから、近接場光の減衰が測定に影響しにくく、かつ導電性のある電極を実現するため、膜厚を約 15nm とした。なお、第3章で述べた装置ではスパッタリングすることができないため、Au膜の作成は専用の装置を用いて行った。そのため、試料作成中ならびに試料を観測チャンバーに入れ替えるときにスパッタ表面には汚染物が付着していると考えられる。横軸ならびに縦軸は、それぞれ試料側印加電圧ならびに周波数シフトの絶対値を表す。(●)ならびに(○)、(+), (◆)はそれぞれ、 $z=7\text{nm}$ ならびに 23nm , 43nm , 65nm における結果である。いずれの距離における結果も、第4章の結果と同じように、電圧に比例して周波数シフトが変化し、接触電位差が補償される電圧($V-\phi=0$ となる電圧)では周波数シフトがほぼ0となった。このことから、金をスパッ

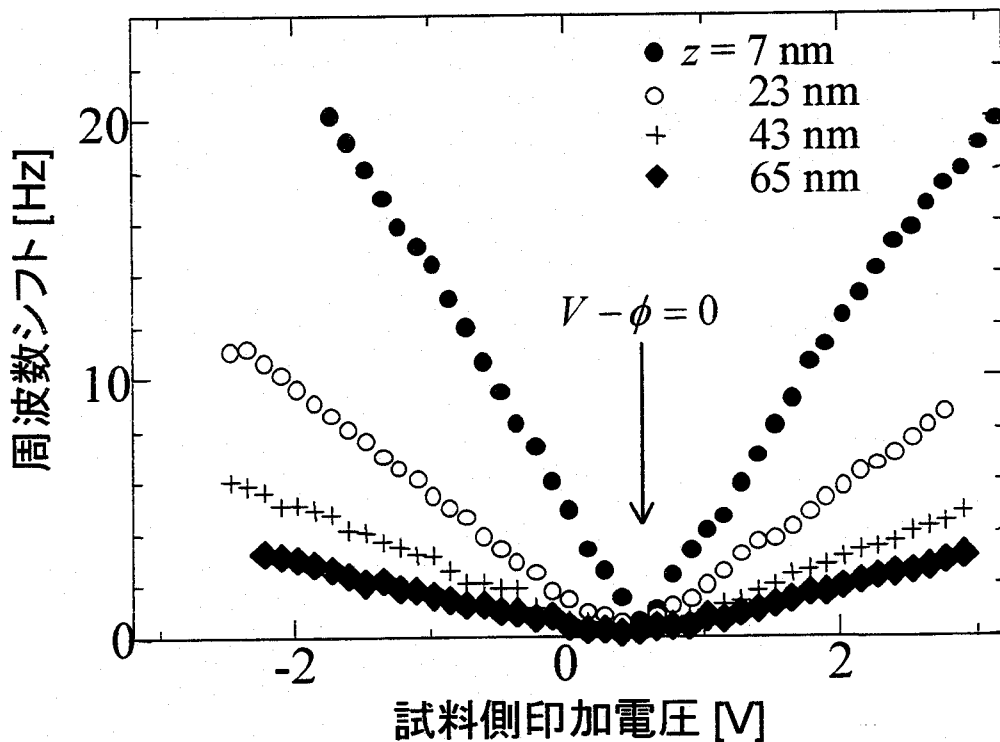


図6-4 金スパッタを行ったプリズムを用いた場合における、周波数シフトの電圧依存性。横軸ならびに縦軸は、それぞれ試料側印加電圧ならびに周波数シフトの絶対値を表す。(●)ならびに(○)、(+), (◆)はそれぞれ、 $z=7\text{nm}$ ならびに 23 , 43 , 65nm における結果である。

タしたプリズム表面においても近接場光を力としてとらえていることが確認できた。第4章(図4-4)の結果と比べると、周波数シフトの値が増大していることが確認できる。図4-4ならびに図6-4における $z=7\text{nm}$ の結果から傾きを求めてみると、それぞれ $8.2(\pm 0.8)\times 10^3\text{Hz/V}$ ならびに $8.3\pm 0.9\text{Hz/V}$ であった。このように傾きが約 1000 倍大きくなっていることから、プリズム表面に電極をおいた場合が、プリズム背面に電極おいた場合に比べて周波数シフト、つまり相互作用が約 1000 倍大きくなることが確認できた。プリズム背面に電極を設けた場合、近接場光によって探針に働く力が非常に小さいことを考慮すると、今後近接場光の像を高分解能に測定するために重要な結果が得られたと言える。なお、金コートを行った表面における周波数シフトの減衰距離(Ar レーザー使用)は、 $\alpha_{\text{AR}}=43(\pm 3)\text{nm}$ であり、背面に電極を取り付けたときの結果(第4章図4-3)の減衰距離とくらべて、実験誤差の範囲内で違いは見られなかった。

6-4 接触電位差の変化を補償し近接場光を高分解能に測定する方法

$V-\phi$ の値を一定にするために、本研究ではケルビン零位法を応用した。ここでは、非接触 AFM を用いたケルビン零位法について述べ、ケルビン法を応用した近接場光の測定原理と装置構成について述べる。最後に、結果と考察について述べる。

6-4-1 非接触原子間力顕微鏡を用いたケルビン零位法測定

AFM を用いたケルビン零位法は、探針-試料間の静電氣的相互作用を測定する方法の一つとして位置付けられている。これまで、空気中の測定において探針-試料間の接触電位差の測定^{12,13)}や半導体の評価^{14,15)}に用いられてきた。また近年、超高真空中においても非接触 AFM を用い、Si(111)表面で高分解能に接触電位差の測定を行った報告がされている¹⁶⁾。

非接触 AFM を用いたケルビン零位法測定について説明する。議論を複雑にしないために、測定量として力勾配を仮定し、光を入射しない場合(近接場光による力がない場合)について考える。図6-5に非接触 AFM を用いたケルビン零位法の回路構成を示す。基本的な構成は図3-3と同じであるが、静電氣力を測定するための同期検波器と探針-試料間の接触電位差を補償する電位フィードバック回路を設けてあり、試料に AC 電圧と DC 電圧を加算した電圧 ($V=V_{\text{DC}}+V_{\text{AC}}\sin\omega_p t$) を印加できるようにしてある。

探針を試料表面に近づけたときに働く力勾配 F'_{total} は以下のように表される。

$$F'_{\text{total}} = F'_{\text{vdW}} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} (V - \phi)^2 \quad (6-2)$$

ここで、探針－試料間に DC 電圧と AC 電圧を加えた電圧 $V=V_{DC}+V_{AC}\sin\omega_V t$ を印加する。その結果次式で表されるように、DC 成分ならびに ω_V 成分・ $2\omega_V$ 成分からなる3つの力勾配が探針に働く。

$$\begin{aligned}
 F'_{total} = & F'_{vdW} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \left\{ (V_{DC} - \phi)^2 + \frac{1}{2} V_{AC}^2 \right\} \quad (\text{DC 成分}) \\
 & - \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} (V_{DC} - \phi) V_{AC} \sin \omega_V t \quad (\omega_V \text{ 成分}) \quad (6-3) \\
 & + \frac{1}{4} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} V_{AC}^2 \cos 2\omega_V t \quad (2\omega_V \text{ 成分})
 \end{aligned}$$

ここで、力勾配の ω_V 成分が 0 となるように V_{DC} の値を制御する、つまり $V_{DC} - \phi = 0$ となるように制御する。このとき、 $V_{DC} = \phi$ であるから、接触電位差 ϕ を測定することができる。

なお、非接触 AFM を用いたケルビン法において、熱雑音により制限される接触電位

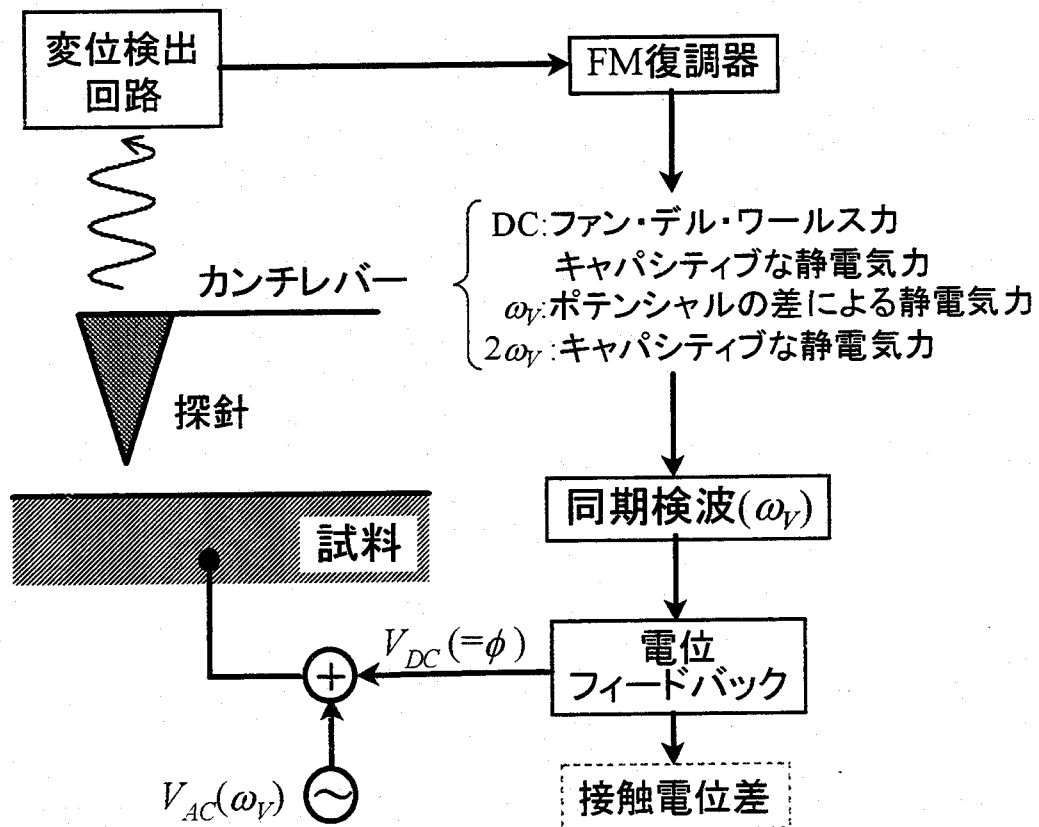


図6-5 非接触 AFM を用いたケルビン零位法の回路構成。

差の最小検出感度 ϕ_{\min} (ノイズレベル)は、(3-4)式より以下のように表される。

$$\phi_{\min} \cong \frac{1}{\partial^2 C} \frac{1}{V_{AC}} \sqrt{\frac{8\pi k k_B T B}{\nu_0 Q A^2}} \quad (6-4)$$

ここで、 k および ν_0 、 Q 、 A はそれぞれカンチレバーのバネ定数および機械的共振周波数、 Q 値、振動振幅を表し、 k_B ならびに T は、それぞれボルツマン定数 ($=1.4 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$) ならびに温度を表す。ここで、 $C=2\pi\epsilon_0 R^2/z$ (R は探針の曲率半径)とし²⁾、 $R=10\text{nm}$ 、 $z=5\text{nm}$ 、 $V_{AC}=0.5\text{V}$ 、 $k=38\text{N/m}$ 、 $T=300\text{K}$ 、 $B=20\text{Hz}$ 、 $\nu_0=168\text{kHz}$ 、 $Q=10000$ 、 $A=5\text{nm}$ とした場合、ノイズレベルは、 0.99mV となる。

6-4-2 接触電位差変化補償周波数分割方式を用いた近接場光の測定方法

図6-6は探針-試料間の接触電位差の空間変化を補償しながら近接場光を測定する、接触電位差変化補償周波数分割方式の測定原理を示したものである。ここで電極の位置はプリズムの全反射表面に設けているとする。探針-試料間には電位フィー

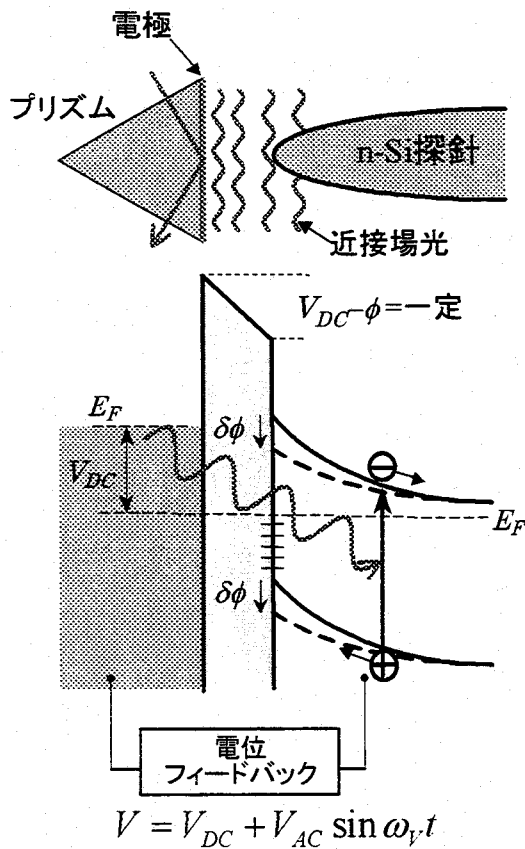


図6-6 探針-試料間の接触電位差の空間変化を補償しながら近接場光を測定する、接触電位差変化補償周波数分割方式の測定原理。ケルビン零位法を応用し、接触電位差の空間変化を補償している。探針-試料間には電位フィードバック回路を設ける。この図において、位置はプリズムの全反射表面に設けているとした。

ードバック回路ならびに AC 電圧を印加するための回路、電圧の変調成分を検出するための同期検波器、 $V_{DC}-\phi$ の値を設定するためのオフセット回路を設けている。凹凸像ならびに接触電位差像、近接場光の像は、それぞれ距離フィードバック+走査回路の出力ならびに電位フィードバック出力、FM 復調器出力の ω 成分から測定する。

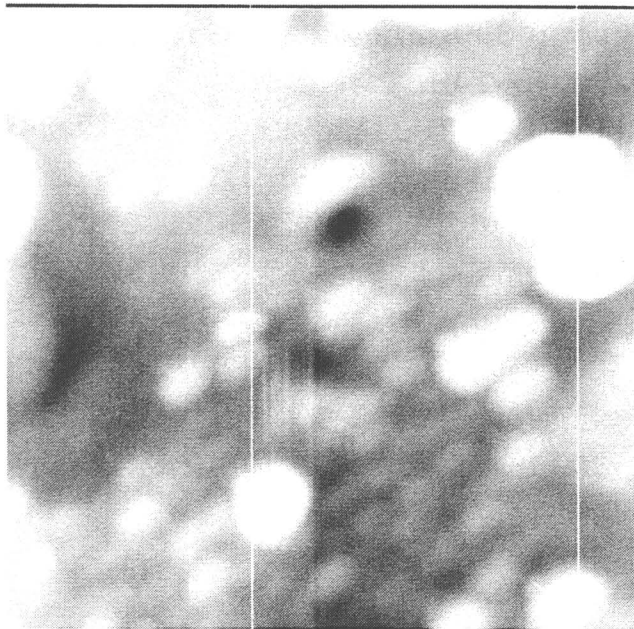
6-4-3 金スパッタ表面での凹凸像ならびに接触電位差像、近接場光像の同時測定

図6-8に接触電位差変化補償周波数分割方式を用いて同時に測定した金スパッタ表面(膜厚 15nm)の、(a)凹凸像ならびに(b)接触電位差像、(c)近接場光の像を示す。走査範囲は800nm×800nmである。近接場光の発生は、アルゴン(Ar)レーザー($I=15\text{mW}$, $\lambda=488\text{nm}$)をs偏光で入射することでおこなった。レーザーの変調周波数は $\omega/2\pi=400\text{Hz}$ とした。変調電圧の振幅ならびに周波数はそれぞれ、 $V_{AC}=0.55\text{V}$ ならびに $\omega/2\pi=800\text{Hz}$ と設定した。凹凸の測定は周波数シフトが一定($\Delta\nu=4.6\text{Hz}$)となるように測定した。探針-試料間の電位は、周波数シフトの ω_p 成分が $V_{DC}-\phi=1\text{V}$ となるように設定した。カンチレバーの共振周波数ならびにバネ定数は、それぞれ $\nu_0=168\text{kHz}$ ならびに $k=38\text{N/m}$ であった。

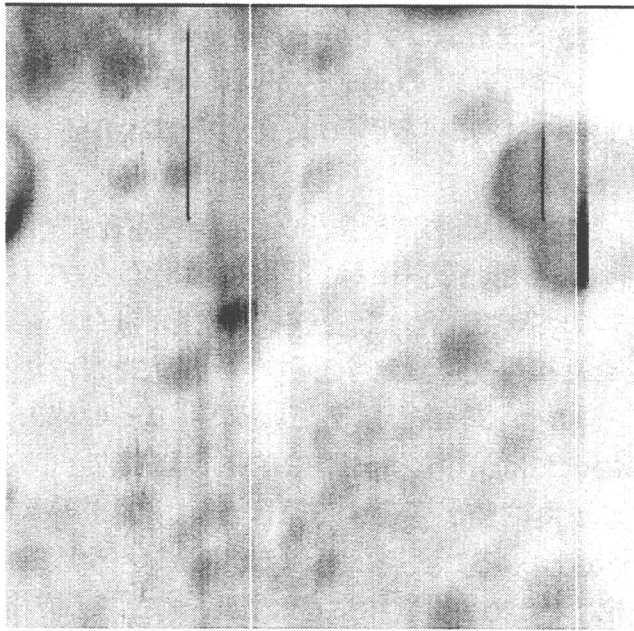
図6-8(a)より、試料表面のAuグレインの凹凸構造を見ることができる。その直径は40nm~200nmで、高さは3nm~30nmであった。図6-8(b)より、接触電位差も空間変化していることがわかり、その値は0.5V~1.5Vで変化した。接触電位差が変化していることから、 $V_{DC}-\phi$ を一定に保持しながら近接場光を測定する必要があることがわかる。なお、本方式の接触電位差のノイズレベルは 30mV_{pp} 以下であった。(6-4)式より求めたノイズレベルより大きくなった理由としては、変位検出器やFM復調器などの電子回路のノイズの影響が挙げられる。接触電位差が変化する原因としては、グレイン構造(金の結晶方位もしくは幾何学的構造)によることも考えられるが、金スパッタ表面を別の簡易型スパッタ作成装置で作成したため、作成中に金に混じってしまう有機物(具体的には真空ポンプの油)もしくは、観測チャンバーに試料をとりつけるときに付着した空気中の有機物によると考えられる。図6-8(c)より、近接場光像も空間的に分布していることがわかり、その変化量は0.3Hz~2.4Hzであった。

接触電位差像(図6-8(b))を凹凸像(図6-8(a))と比較すると、コントラストが反転していることが確認できる。一方、近接場光の像(図6-8(c))を凹凸像(図6-8(a))と比較すると凹凸像や接触電位差像に対応していない場所が確認できた。

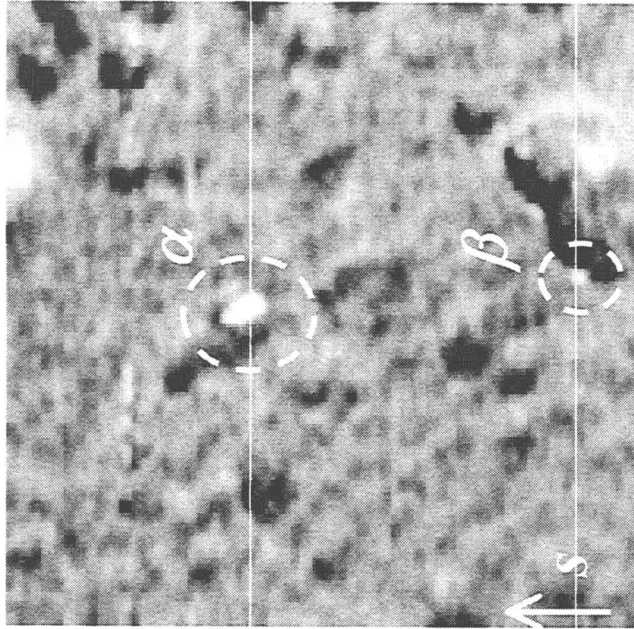
第一に、図6-8(c)において図中 α や β の領域のようにコントラストの明るい場所が見られた。図6-9(a)ならびに(b)に、それぞれ α ならびに β の領域(図6-8白線)におけるラインプロファイルを示す。図6-9の凹凸ならびに接触電位差のラインプロファイルにおいて、点線の矢印が指す位置は近接場光のラインプロファイルにおける α ならびに β のピークの位置に対応する。近接場光のプロファイルにおいて、 α ならびに β の



(a) 凹凸像

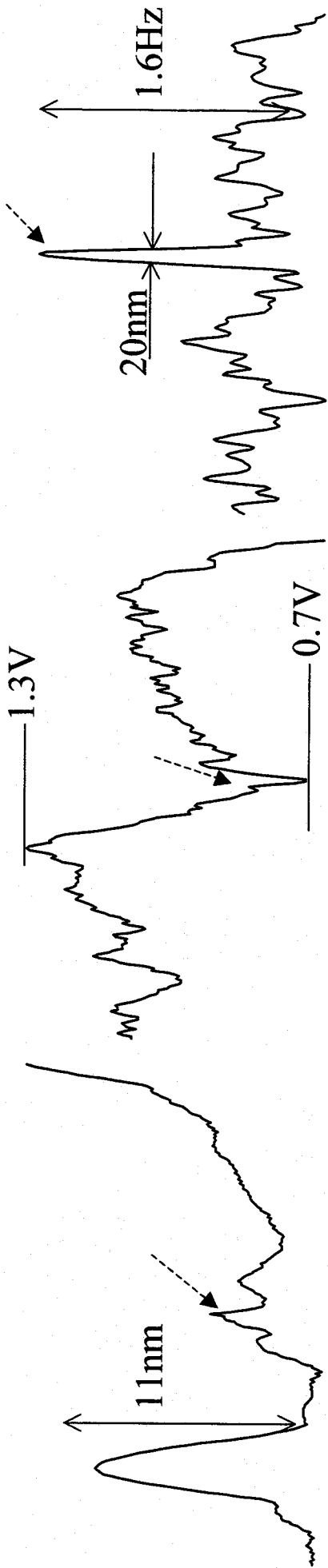


(b) 接触電位差像



(c) 近接場光の像

図6-8 接触電位差変化補償周波数分割方式を用いて同時に測定した金スパッタ表面(膜厚15nm)の(a)凹凸像ならびに(b)接触電位差像、(c)近接場光の像。走査範囲は $800\text{nm} \times 800\text{nm}$ である。Arレーザー($I=15\text{mW}$, $\lambda=488\text{nm}$)をs偏光で入射した。レーザーの変調周波数は $\omega/2\pi=400\text{Hz}$ とした。変調電圧の振幅ならびに周波数はそれぞれ、 $V_{AC}=0.55\text{V}$ ならびに $\omega_p/2\pi=800\text{Hz}$ と設定した。凹凸の測定は周波数シフトが一定($\Delta\nu=4.6\text{Hz}$)となるように測定した。探針-試料間の電位は、周波数シフトの ω_p 成分が $V_{DC}-\phi=-1\text{V}$ となるように設定した。カンチレバーの共振周波数ならびにバネ定数は、それぞれ $\nu_0=168\text{kHz}$ ならびに $k=38\text{N/m}$ であった。

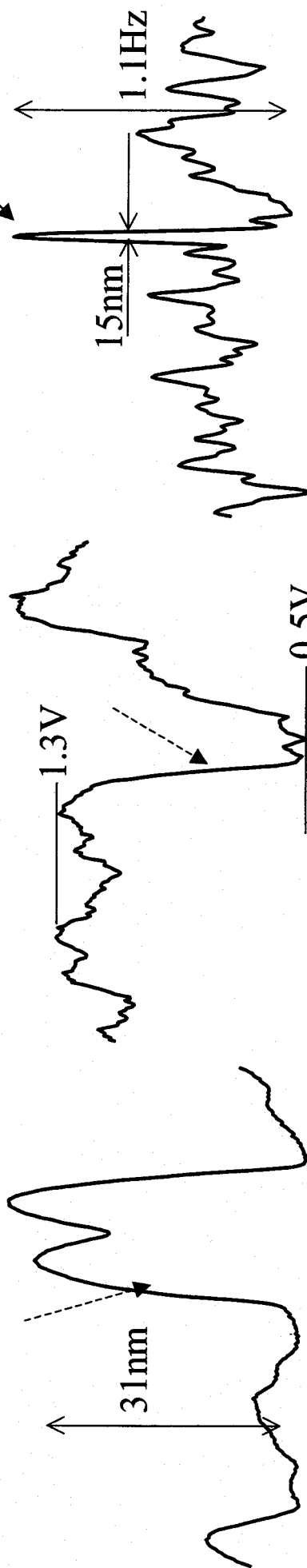


凹凸

接触電位差

近接場光

(a) α の場所におけるラインプロファイル



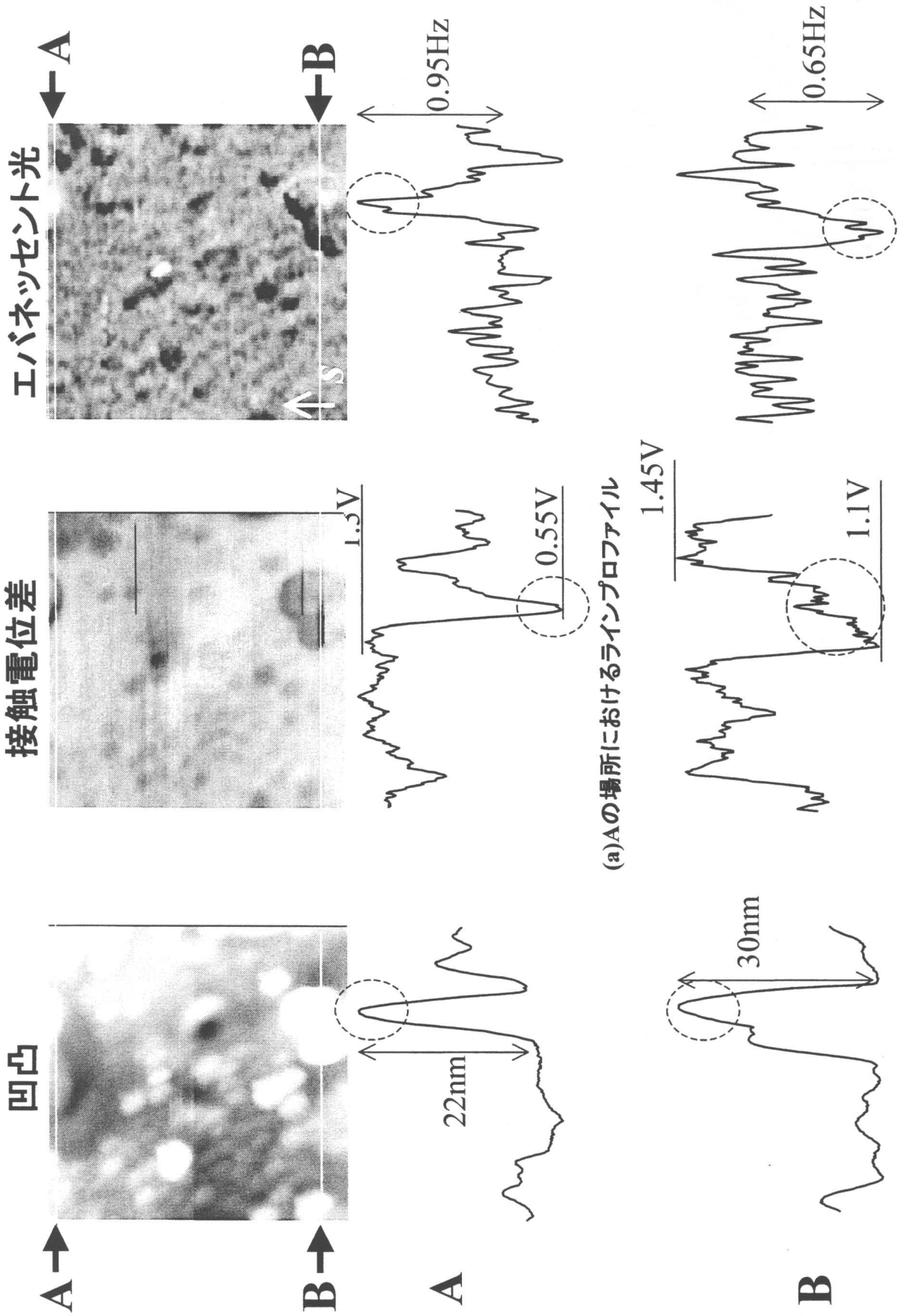
凹凸

接触電位差

近接場光

(b) β の場所におけるラインプロファイル

図6-9 (a) α の領域(図6-8白線)におけるラインプロファイルならびに(b) β の領域におけるラインプロファイル。点線の矢印が指す位置は近接場光のラインプロファイルにおける α ならびに β のピークの位置に対応する。



(a) Aの場所におけるラインプロファイル

(b) Bの場所におけるラインプロファイル

図6-10 接触電位差変化補償周波数分割方式を用いて同時に測定した金スパッタ表面(膜厚15nm)の像ならびにラインプロファイル。走査範囲は800nm×800nm。

位置における周波数シフトの変化は、周辺の数と比べてそれぞれ1.6Hz ならびに1.1Hz 大きく変化している。凹凸ならびに接触電位差のラインプロファイルと比較すると、近接場光のコントラストの変化が著しいことがわかる。第二に、図6-10(画像は図6-8と同じ)において、ラインプロファイル **A** と **B** を比較すると、凹凸で明るいコントラストの部分は、接触電位差では暗いコントラストに対応している。しかしながら、近接場光の像では **A** が明るいコントラストになっているのに対して **B** はコントラストが暗くなっている。

以上の結果から示されるように、近接場光の像では凹凸や接触電位差とコントラストが必ずしも一致しない。したがって、本方式では、近接場光によって探針に生じた表面光起電力 $\delta\phi$ の変化をファン・デル・ワールスカ(凹凸)や接触電位差とほぼ完全に分離して測定しているといえる。

分解能を見積もるために、図6-8において α ならびに β の位置におけるピーク値の半値幅を求めると、それぞれ 20nm ならびに 15nm であった。したがって、本方式における近接場光測定の空間分解能は 15nm 以下、波長に換算すると $\lambda/33$ 以下であった。これは、これまでの力で近接場光を画像化する方式の最高分解能である 170nm¹⁷⁾を10倍以上改善させたことになる。

図6-11 (a)ならびに(b)はそれぞれ、*s*ならびに*p* 偏光入射の場合における近接場光の像である。*p* 偏光入射の場合(図6-11 (b))においても α ならびに β の領域で明るいコントラストが見られた。2つの入射光の結果を比較すると、第5章における周波数

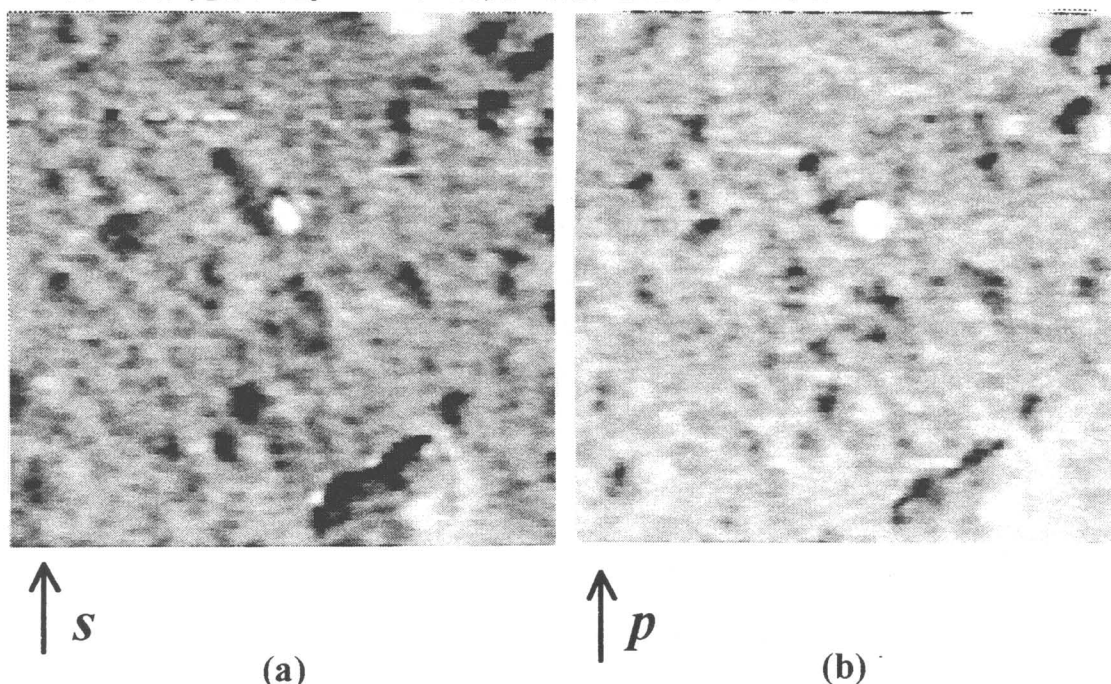


図6-11 (a)*s* 偏光ならびに(b)*p* 偏光入射の場合における近接場光の像。走査範囲は 800nm×800nm。

分割・時分割併用方式によるラテックス球の測定と同様、偏光による像の違いが見られなかった。

α ならびに β の領域に示されるような明るいコントラストの原因は、局所的なプラズモンや局所的な仕事関数の影響があると考えられるが、現時点でははっきりしていない。今後コントラストのメカニズムを解明するためには、表面を清浄化処理したプリズムを用い、超高真空中で試料を作成できるように装置を改良する必要があると考えられる。

最後に、プリズム表面における数～数十 nm の凹凸のため、数 nm の試料を測定することは不可能であった。今後プリズム表面の平坦化処理と清浄化を行うことができれば、数 nm の分解能で近接場光を力として測定できると考えられる。

6-5 まとめ

本章では、力として近接場光を高感度・高分解能に測定する方法について述べた。まず、力として近接場光を画像化する際において、①探針に働く力を大きくし、②探針-試料間の接触電位差の空間変化を補償する必要があることを指摘した。

近接場光による相互作用を大きくするために、これまでプリズムの背面に設けていた電極をプリズム全反射面の極薄電極に変更した。その結果、周波数シフトの値が1000倍大きくなった。プリズム背面に電極を設けた場合、近接場光によって探針に働く力が非常に小さいことを考慮すると、この結果は、近接場光の像を高分解能に測定するために重要である。

接触電位差の空間変化を補償しながら近接場光を測定する、接触電位差変化補償周波数分割方式を考案した。具体的にはケルビン零位法を応用し、探針-試料間の電位差の値を一定に保ちながら、近接場光を測定した。その結果、金スパッタ表面の凹凸ならびに接触電位差・近接場光をほぼ完全に分離して測定することができた。力によるこれまでの測定の最高であった 170nm の分解能を10倍以上向上させた 15nm 以下($\lambda/33$ 以下)の分解能を実現した。

第6章参考文献

¹ M. Abe, Y. Sugawara, Y. Hara, K. Sawada and S. Morita : Jpn. J. Appl. Phys. 37

(1998) L167.

² D. Sarid : "Scanning Force Microscopy with Applications to Electric, Magnetic, and

Atomic Forces”, Oxford University Press, (1991) chap2-3 p19-53.

³ T. R. Albrecht, P. Grütter, D. Horne and D. Rugar : J. Appl. Physy **69** (1991) 668.

⁴ 内橋貴之 : “非接触原子間力顕微鏡の画像化機構と静電気力測定の超高分解能化への応用に関する研究” 大阪大学大学院工学研究科博士論文 (1998).

⁵ 遠坂 俊昭 : “計測のためのアナログ回路設計” (CQ 出版社, 1997) 第1章 p11-27.

⁶ S. M. Sze : “Semiconductor Devices: Physics and Technology”, (Bell Telephone Laboratories, 1985), 南日康夫他訳 : “半導体デバイス - 基礎理論とプロセス技術-” (産業図書株式会社, 1987) 第5章 p162-232.

⁷ 塚田 捷 : “仕事関数” (共立出版, 1983) 第8章 p119-136.

⁸ M. McEllistrem, G. Haase, D. Chen and R. J. Hamers : Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2471.

⁹ Y. Inouye and S. Kawata : Opt. Commun. **134** (1997) 31.

¹⁰ H. Hatano, Y. Inouye and S. Kawata : Opt. Lett. **22** (1997) 1532.

¹¹ E. D. Palik (eds.) : “Handbook of Optical Constants of Solids”, Academic Press, (1985) p286-295.

¹² M. Nonnenmacher, M. P. O’Boyle and H. K. Wickramasinghe : Appl. Physy. Lett. **58** (1991) 1358.

¹³ J. M. R. Weaver and D. W. Abraham : J. Vac. Sci. Technol. **B9** (1991) 1559.

¹⁴ A. Kikukawa, S. Hosaka and R. Imura : Appl. Phys. Lett. **66** (1995) 3510.

¹⁵ M. Tanimoto and O. Vatel : J. Vac. Sci. Technol **B14** (1996) 1547.

¹⁶ S. Kitamura and M. Iwatsuki : Appl. Phys. Lett. **72** (1998) 3154.

¹⁷ J. Mertz, M. Hipp, J. Mlynek and O. Marti : Appl. Phys. Lett. **64** (1994) 2338.

第7章 結論

試料表面に局在する近接場光を高分解能に測定することができれば、光の波長以下の領域における電磁相互作用を解明できる。そこで本研究は、探針に働く力として近接場光を測定する高分解能な走査型近接場光学顕微鏡(SNOM)を実現することを目的とし、まず制御された環境、つまり真空中において近接場光の測定を安定に行える原子間力顕微鏡(AFM)システムを開発した。次に、近接場光によって探針に働く力をファン・デル・ワールス力や静電気力と分離して測定を行い、近接場光によって探針に働く力の機構について明らかにした。さらに、接触電位差や静電容量などの電気的特性の影響を受けにくい測定方式を考案し、15nm 以下($\lambda/33$ 以下)の分解能で、近接場光を力として画像化することに成功した。これは、従来の力による測定と比べて10倍以上の分解能を得たことになる。

以下に本研究の結果を要約し、今後の課題について述べる。

結果の要約

1. 近接場光を力として測定できる装置の開発について

- (1) 超高真空排気系は観測室と試料作成室の2室構成とし、長時間真空中で観察を行えるようにした。
- (2) 除振系は真空装置を除振テーブルに載せることに加え、2段バネ吊り除振機構ならびに渦電流型除振機構、Oリングを用いた除振機構を組み込み、万全な除振を行った。
- (3) AFM 本体を小さく作るために、カンチレバーの変位検出系に光干渉方式を採用し、試料のアプローチ機構として慣性駆動方式を採用した。

2. 近接場光によって探針に働く力の機構について

- (1) 近接場光によるカンチレバーの共振周波数の変化(周波数シフト)の距離依存性を、異なる3つの光源を用いてそれぞれ測定した。その結果、減衰距離の波長依存性は実験誤差の範囲で見られなかった。
- (2) 探針に働く力の機構が表面起電力モデルで説明されることを検証するために、周波数シフトの電圧依存性と入射光強度依存性を測定した。その結果、周波数シフトが電圧に比例して変化し、接触電位差が補償される電圧では周波数シフトがなかった。また入射光強度を上げると、周波数シフトが飽和する傾向が見

られた。

- (3) 近接場光による力勾配の入射光の偏光依存性を測定した結果、 p 偏光入射による力勾配の方が、 s 偏光入射による力勾配に比べて大きいことがわかった。さらに、この実験結果を理論的に解釈するためのモデルを提案した。

3. 近接場光の画像化について

- (1) 探針に働くファン・デル・ワールス力および近接場光による力、静電気力を分離する時分割・周波数分割方式を考案し、実験を行った。具体的にはフィードバック(距離制御)の run/hold、印加電圧の切り替え、入射光の on/off を効率的に行うことで、凹凸像と近接場光像を効率よく測定した。
- (2) 時分割・周波数分割併用方式を用いて、ラテックス球の凹凸像と近接場光の像を同時測定した。その結果、分解能 50nm 以下($\lambda/14$)で画像化することに成功した。
- (3) 近接場光の像と凹凸像を比較するとコントラストが一致しない場所が見られた。
- (4) 入射光の偏光依存性を測定した結果、近接場光の像に定性的な変化が見られなかった。

4. 近接場光によって探針に働く力の向上について

- (1) 近接場光による相互作用を大きくするために、これまでプリズムの背面に設けていた電極をプリズム全反射面の極薄電極に変更した。その結果、周波数シフトの値が1000倍大きくなった。

5. 力による近接場光の画像測定における高分解能化について

- (1) 接触電位差の空間変化を補償しながら近接場光を測定する、接触電位差変化補償周波数分割方式を考案し、実験を行った。具体的にはケルビン零位法を応用し、探針-試料間の電位差の値を一定に保ちながら、近接場光を測定した。
- (2) 金スパッタ表面の凹凸像ならびに接触電位差像、近接場光像をほぼ完全に分離して測定することができた。
- (3) 分解能は 15nm 以下($\lambda/33$ 以下)であり、これまでの力での測定での最高であった 170nm を10倍以上改善した。

以上本研究では、近接場光を力として高分解能に測定できることを明らかにした。この結果は今後、微小空間での電磁相互作用の研究における手がかりとなり、本研究で開発した実験装置・測定方式は近接場光を高分解能に測定するための有用な手段になると考えられる。さらに、本研究が原子レベルでの光物性研究の発展に大いに影

響を及ぼすと期待できる。

今後の課題

1. プリズムの平坦化処理・試料作成と超高真空下における近接場光の測定

数 nm もしくはそれ以下の分解能で近接場光を測定するためには、平坦化処理されたプリズムを用いる必要がある。また、プリズム表面に付着している汚染物の影響をなくすために、超高真空下において、プリズム表面の清浄化処理と試料作成(プリズム表面への電極の作成を含む)を行う必要がある。

2. 力と散乱光の同時測定

力の測定は近接場光の吸収をとらえているのに対して、通常の SNOM における散乱光の測定は光の散乱をとらえている。エネルギー保存の観点から考えると、力と散乱光には何らかの相関があると考えられる。したがって、力と散乱光を同時に測定することは、近接場光と探針の相互作用の素過程を調べる上で非常に重要である。

3. 表面光起電力を大きくするための探針の制御

近接場光によって生じる表面光起電力は非常に微弱であり、測定することは現時点で不可能である。表面光起電力を大きくできれば定量的な議論(電流、拡散係数、力、電荷の数など)を行うことができるようになるため、物理的な観点からも興味深い。また、SNOM の高分解能化につながる。したがって、探針の清浄化や制御を行い、表面光起電力を大きくする必要がある。

4. 変位検出回路の高分解能化

非接触 AFM を用いた力の測定のノイズは、主にカンチレバーの熱ノイズや変位検出系の回路ノイズの影響による。特に、カンチレバーの振動振幅が小さい場合には回路ノイズの影響が大きい。したがって、変位検出系の感度を向上させ、ノイズレベルをカンチレバーの熱ノイズレベル以下にすることで、これまで以上に近接場光を高感度に測定することが期待できる。

5. 時分割測定における近接場光の分離

より厳密に近接場光の情報を力として抽出するためには、ファン・デル・ワールス力と静電気力(接触電位差)、近接場光を同時に測定するのではなく時分割に、つまりそれぞれの測定を時間的に分離して順番に測定していくような方法が望ましい。

謝辞

本研究は大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻ならびに広島大学大学院理学研究科物理学専攻において行いました。本研究を行うに際し、終始懇切な御指導と御鞭撻を賜り、また公私にわたり励ましのお言葉を賜りました大阪大学大学院工学研究科 森田清三教授ならびに菅原康弘助教授に心より感謝の意とお礼の言葉を申し上げます。

本論文に関して懇切な御指導と御高配を賜りました大阪大学大学院工学研究科 福西宏有教授に深く感謝の意を表します。

さらに、筆者が御指導を賜りました大阪大学大学院工学研究科 西原浩教授、吉野勝美教授、浜口智尋教授、尾浦憲治郎教授に深く感謝の意を表します。

本論文を作成するにあたり、適切な御助言を頂きました大阪大学大学院工学研究科 西竜治助手に深く感謝の意を表します。

諸事にわたって温かく励まして下さった吉川裕子秘書に深く感謝の意を表します。

本研究の実験を遂行するにあたり、様々な御指導と御助言を頂きました島津製作所株式会社 太田昌弘博士、アトムテクノロジー研究体 内橋貴之博士に深く感謝いたします。

本研究に関する実験を共に行い、惜しみない御協力と激励を頂きました大阪大学大学院工学研究科 原康之氏(現松下電器産業)、澤田和良氏、安藤嘉健氏に心から感謝いたします。

本研究を行う際に、多大な御協力を頂きました、横山康祐氏、末平信人氏、荒俣智英氏、杉山憲志氏、中尾良純氏、簗部哲也氏、犬飼善裕氏、越智健敏氏、折坂茂樹氏、方田勲氏、ならびに大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻量子マイクロ工学領域の諸兄に重ねて感謝の辞を述べさせていただきます。

最後に、研究生生活を支えてくれた家族に感謝します。

1998年11月

吹田にて

研究業績

(I) 受賞

1. 平成9年度日本光学会研究奨励賞 受賞論文： M. Abe *et. al.* : “Measurement of the Evanescent Field Using Noncontact Mode Atomic Force Microscope”, *Optical Review* Vol.4, No.1B (1997) 232. 日本光学会.
2. 平成10年度近接場光学賞 受賞題目：“超高真空中での近接場光の力による高感度測定法”，近接場光学研究グループ第7回研究討論会, (1998/7) 名古屋大学. 日本光学会近接場光学研究グループ.

(II) 学会誌発表論文

1. M. Abe, T. Uchihashi, M. Ohta, H. Ueyama, Y. Sugawara, and S. Morita : “Measurement of the evanescent field using noncontact mode atomic force microscope”, *Opt. Rev.* **4** (1997) 232.
2. M. Abe, T. Uchihashi, M. Ohta, H. Ueyama, Y. Sugawara, and S. Morita : “Detection mechanism of optical evanescent field by using noncontact mode atomic force microscope with frequency modulation detection method”, *J. Vac. Sci & Technol. B* **15** (1997) 1512.
3. M. Abe, Y. Sugawara, Y. Hara, K. Sawada, and S. Morita: “Force imaging of optical near-field using noncontact mode atomic force microscopy”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) L167.
4. S. Morita, Y. Sugawara, T. Uchihashi, H. Ueyama, M. Abe, and M. Suzuki: “Atomically-Resolved Imaging of n+-GaAs(110) Cleaved Surface with Noncontact Atomic Force/Electrostatic Force Microscope”, *Proceedings of Interanational Symposium on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '97*

(1997) 193.

5. M. Abe, Y. Sugawara, K. Sawada, Y. Andoh, and S. Morita: "Optical near-field imaging using Kelvin probe technique", Jpn. J. App. Phys. **37** (1998) L1074.
6. M. Abe, Y. Sugawara, K. Sawada, Y. Andoh, and S. Morita: "Near-field optical imaging using force detection with new tip-electrode geometry", Appl. Sur. Sci. in press.
7. Y. Sugawara, T. Uchihashi, M. Abe, and S. Morita: "True atomic resolution imaging of surface structure and surface charge on the GaAs(110)", Appl. Sur. Sci. in press.

(III) 紀要論文

1. 菅原康弘、阿部真之、森田清三: "原子間力顕微鏡によるエバネセント波の検出", 光学 26 (1997) 537.

(IV) 国際会議発表

1. M. Abe, Y. Sugawara, and S. Morita : "Detection of evanescent field by using noncontact mode atomic force microscope", The 4th International Colloquium on Scanning Tunneling Microscopy, December 12-14 (1996), Kanazawa Institute of Technology, Kanazawa, Japan (Invited talk).
2. M. Abe, M. Ohta, T. Uchihashi, Y. Sugawara, and S. Morita : "Photon AFM with FM detection", The 3rd International Colloquium on Scanning Tunneling Microscopy, December 7-9 (1995), Kanazawa Institute of Technology, Kanazawa, Japan.
3. M. Abe, M. Ohta, T. Uchihashi, H. Ueyama, Y. Sugawara, and S. Morita : "Force

- interaction between evanescent field and AFM probing tip detected by frequency modulation method”, The First Asia-Pacific Workshop on Near-Field Optics, August 17-18 (1996), Seoul Education and Culture Center, Seoul, Korea.
4. M. Abe, T. Uchihashi, M. Ohta, H. Ueyama, Y. Sugawara, and S. Morita : “Force interaction between evanescent field and AFM probing tip”, Forth International Conference on Nanometer-scale Science & Technology, September 8-12 (1996), Beijing International Convention Center, Beijing, P. R. China.
 5. M. Abe, Y. Sugawara, Y. Hara, K. Sawada, and S. Morita : “Measurement of force gradient induced by evanescent field using noncontact mode AFM”, 9th International Conference Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy, July 20-25 (1997), Congress Centrum Hamburg, Hamburg, Germany.
 6. Y. Sugawara, T. Uchihashi, H. Ueyama, M. Abe, Y. Nakao, and S. Morita : “Atomic resolution imaging of electrostatic force on the GaAs(110) surface”, 9th International Conference Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy, July 20-25 (1997), Congress Centrum Hamburg, Hamburg, Germany.
 7. S. Morita, Y. Sugawara, T. Uchihashi, H. Ueyama, and M. Abe, and M. Suzuki : “Atomically-Resolved Imaging of Semiconductor Surface with Noncontact UHV-AFM”, International Symposium on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '97, November 23-28 (1997), Hawaii, USA.
 8. M. Abe, Y. Sugawara, Y. Hara, K. Sawada, and S. Morita : “Force imaging of optical near-field using noncontact mode AFM”, The 5th International Colloquium on Scanning Tunneling Microscopy, December 11-13 (1997), Kanazawa Institute of Technology, Kanazawa, Japan.
 9. Y. Sugawara, T. Uchihashi, H. Ueyama, M. Abe, and S. Morita : “Atomic Resolution Imaging of Electrostatic Force on the GaAs(110) Surface”, The 5th

International Colloquium on Scanning Tunneling Microscopy, December 11-13 (1997), Kanazawa Institute of Technology, Kanazawa, Japan.

10. M. Abe, Y. Sugawara, K. Sawada, D. Arimatsu, and S. Morita : “Measurement of optical evanescent field using NC-AFM”, 1st International Workshop on Noncontact Atomic Force Microscopy, July 21-23 (1998), Osaka University, Osaka, Japan.
11. Y. Sugawara, T. Uchihashi, M. Abe and S. Morita : “Atomic resolution imaging of electrostatic force on the GaAs(110) surface”, 1st International Workshop on Noncontact Atomic Force Microscopy, July 21-23 (1998), Osaka University, Osaka, Japan.
12. M. Abe, Y. Sugawara, K. Sawada, Y. Andoh, and S. Morita : “ Optical near-field imaging using noncontact atomic force microscopy”, 14th International Vacuum Congress, August 31- September 4 (1998), International Convention Centre, Birmingham, UK.
13. Y. Sugawara, T. Uchihashi, M. Abe, and S. Morita : “Atomic resolution imaging of electrostatic force on the GaAs(110) surface”, 14th International Vacuum Congress, August 31- September 4 (1998), International Convention Centre, Birmingham, UK.

(V) 国内学会発表

1. 阿部真之、内橋貴之、大田昌弘、上山仁司、菅原康弘、森田清三 : “FM 検出方式 AFM によるエバネッセント場の検出” , 平成 8 年度春季応物講演会, (1996/3) 東洋大学
2. 菅原康弘、阿部真之、内橋貴之、大田昌弘、上山仁司、森田清三 : “非接触モード原子間力顕微鏡によるエバネッセント場の検出” , 平成 8 年度春季応物講演会, (1996/3) 東洋大学

3. 菅原康弘、阿部真之、内橋貴之、大田昌弘、上山仁司、森田清三：“原子間力顕微鏡によるエバネッセント場の検出”，平成8年度春季物理講演会，(1996/4) 金沢大学
4. 阿部真之、内橋貴之、大田昌弘、上山仁司、菅原康弘、森田清三：“エバネッセント光と半導体 AFM 探針との力学的相互作用”，平成8年度秋季応物講演会，(1996/9) 九州産業大学
5. 阿部真之、澤田和良、内橋貴之、大田昌弘、上山仁司、菅原康弘、森田清三：“半導体探針を用いたエバネッセント光による力の検出”，平成9年度春季応物講演会，(1996/3) 日本大学
6. 菅原康弘、阿部真之、原康之、澤田和良、森田清三：“力によるエバネッセント場の検出”，近接場光学研究グループ第6回研究討論会，(1997/7) 大阪大学
7. 阿部真之：“超高真空下における近接場光学顕微鏡”，近接場光学研究グループ第6回研究討論会，(1997/7) 大阪大学
8. 阿部真之：“非接触モード原子間力顕微鏡を用いたエバネッセント光の検出”（平成9年度日本光学会奨励賞記念講演），Optics Japan '97，(1997/10) 東北工業大学
9. 菅原康弘、阿部真之、原康之、澤田和良、森田清三：“半導体 AFM 探針を用いたエバネッセント光の画像化”，平成9年度秋季応物講演会，(1997/10) 秋田大学

10. 菅原康弘、内橋貴之、上山仁司、阿部真之、中尾良純、森田清三：“静電気力顕微鏡による GaAs(110)表面の原子分解能観察”，平成9年度秋季応物講演会, (1997/10) 秋田大学
11. 阿部真之、菅原康弘、原康之、澤田和良、森田清三：“非接触 AFM を用いた力によるエバネッセント光の画像化”，平成9年度秋季物理学会講演会, (1997/10) 神戸大学
12. 阿部真之、菅原康弘、原康之、澤田和良、有松大毅、森田清三：“非接触モード AFM による近接場光測定法”，平成10年度春期応物講演会, (1998/3) 東京工科大学
13. 内橋貴之、阿部真之、塚本貴広、簗部哲也、折坂茂樹、菅原康弘、森田清三：“静電気力顕微鏡による局所的仕事関数の高分解能観察”，平成10年度春期応物講演会, (1998/3) 東京工科大学
14. 阿部真之、中尾良純、犬飼善裕、菅原康弘、森田清三：“ダイナミックモード AFM による原子スケールのエネルギー散逸の測定”，平成10年度春期応物講演会, (1998/3) 東京工科大学
15. 阿部真之、菅原康弘、澤田和良、安藤嘉健、森田清三：“超高真空中での近接場光の力による高感度測定法”，近接場光学研究グループ第7回研究討論会, (1998/7) 名古屋大学
16. 阿部真之、菅原康弘、澤田和良、安藤嘉健、森田清三：“ケルビン法を用いた力による近接場光の測定”，平成10年度秋期応物講演会, (1998/9) 広島大学

17. 澤田和良、菅原康弘、阿部真之、安藤嘉健、森田清三：“ケルビン法を用いた力による近接場光の画像化”,平成10年度秋期応物講演会,(1998/9) 広島大学