

回折限界を超える

近接場光リソグラフィに関する研究

田中 寛 著

学位論文

回折限界を超える
近接場光リソグラフィに関する研究

p. 1-231 完

平成 10 年 12 月 18 日 提出

田中秀治

目次

1 序論	5
1.1 研究の背景	5
1.1.1 高解像度のフォトリソグラフィの重要性	5
1.1.2 光の回折限界と投影露光方式のフォトリソグラフィの解像度との関係	7
1.1.2.1 本節の概要	7
1.1.2.2 フォトリソグラフィの露光方式	7
1.1.2.3 従来のフォトリソグラフィにおける光の回折限界	8
1.1.2.4 回折限界の定義のまとめ	17
1.1.2.5 フォトリソグラフィの解像度の定義	19
1.1.2.6 回折限界と従来のフォトリソグラフィの解像度との関係	21
1.1.3 短波長化の問題点	25
1.2 研究の目的	27
1.3 研究の基礎になる物理と技術の概要	28
1.3.1 本節の概要	28
1.3.2 エバネッセント光の発生方法と性質	29
1.3.2.1 内部全反射を用いる方法	29
1.3.2.2 回折格子を用いる方法	32
1.3.2.3 微小開口・微小散乱体を用いる方法	38
1.3.3 エバネッセント光を利用する既存技術の概要	41
1.4 論文の内容と構成	44

2	近接場光リソグラフィの提案	49
2.1	近接場露光の原理	49
2.2	近接場光リソグラフィの工程	56
2.3	近接場光リソグラフィの特徴	59
3	近接場露光の理論検討	63
3.1	古典光学に基づく理論計算	63
3.1.1	計算目的	63
3.1.2	理論計算のためのモデル化	64
3.1.3	計算方法	66
3.1.4	計算結果とその検討	69
3.2	差分時間領域法による数値解析	78
3.2.1	解析目的	78
3.2.2	差分時間領域法の概要	80
3.2.3	解析方法と数値解析のためのモデル化	86
3.2.4	解析結果とその検討	89
4	近接場光リソグラフィの試行	102
4.1	本章の概要	102
4.2	マスタモールド製作実験	103
4.2.1	マスタモールド製作に関する一般的検討	103
4.2.2	実験方法	105
4.2.3	実験結果とその検討	116
4.3	レプリカモールド製作実験	116
4.3.1	レプリカモールドの機能とその展開	116
4.3.2	実験方法	121
4.3.3	実験結果とその検討	121
4.4	近接場露光実験	129
4.4.1	実験目的	129
4.4.2	近接場露光装置の構造	129
4.4.3	実験方法	133
4.4.4	実験結果とその検討	134

5 実験結果の検証と評価	157
5.1 理論検討結果と実験結果との比較検証	157
5.1.1 古典光学に基づく理論計算結果と実験結果との比較検証	157
5.1.2 差分時間領域法による数値解析結果と実験結果との比較検証	163
5.2 近接場光リソグラフィの評価	173
5.2.1 解像度に関する評価	173
5.2.2 解像度以外に関する評価と総合評価	180
6 考察	188
6.1 高解像度化と高コントラスト化に関する考察	188
6.1.1 本節の概要	188
6.1.2 モールドに関する考察	189
6.1.3 フォトレジストに関する考察	192
6.1.4 表面イメージングに関する考察	196
6.2 将来の応用に関する考察	204
7 結論	210
謝辞	218
参考文献	219
A 発表論文等の一覧	227
A.1 発表論文の一覧	227
A.2 講演会発表の一覧	227
A.3 著書の一覧	230
B 型 - 試料密着装置の設計図	231

第 1 章

序論

1.1 研究の背景

1.1.1 高解像度のフォトリソグラフィの重要性

素子自体やその内部構造の大きさが小さいことは、情報を取り扱う素子では、単に小形化や軽量化や省資源化のためだけではなく、機能を実現するための本質である。言い換えれば、それらの大きさが小さくなければ、機能を実現することができない。

プロセッサ・メモリなどの半導体集積回路では、単位時間・単位体積当たりの情報処理量を増大させるために、配線・電極の微細化・高密度化が必要である。実際に、メモリでは配線のデザインルールが $0.5\mu\text{m}$ から $0.25\mu\text{m}$ へと微細化するのに従って、記憶密度が約 $1 \times 10^5 \text{ bits/mm}^2$ から $7 \times 10^5 \text{ bits/mm}^2$ 以上へと高密度化している。1998 年現在、半導体集積回路（メモリ）の最小配線幅は $0.2\mu\text{m}$ 程度である。

回折格子・ホログラム素子・フォトニックバンド結晶などの光学素子では、光波を制御するために、光の波長からその数分の 1 程度の大きさの周期構造が必要である。たとえば、鏡や反射防止膜に用いられる誘電体多層膜では、隔層で反射した光が同位相または逆位相になるように、4 分の 1 波長の厚さを有する屈折率の異なる 2 種類の誘電体膜が交互に積層されている。光の真空中の波長を λ_0 、誘電体の屈折率を n とすると、誘電体膜の厚さは $\lambda_0/4n$ になる。これに、情報を取り扱う光学素子で特に重要な光の波長 $\lambda_0 = 0.5\text{--}1.5\mu\text{m}$ と素子材料の屈折率 $n = 1.5\text{--}4$ 程度とを代入するとわかるが、このような光学素子に必要とされる構造の大きさは数百ナノメー

タ以下であることが多い。

各種微小センサ・磁気ディスクヘッド・能動カテーテル (catheter)[1] などのマイクロマシン (micro-machine)[2] では、たとえば、加速度センサや原子間力顕微鏡 (atomic force microscope: AFM) 用探針カンチレバーや磁気ディスクヘッドなどの共振周波数を高めて、高剛性・高感度・高速駆動を実現するために、あるいは、生体組織などの狭い場所に能動カテーテルや各種微小センサを入れるために、小さい構造が必要である。磁気ディスクヘッドの大きさは $2\text{mm} \times 1\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ 程度、AFM の探針カンチレバーの長さは $0.1\text{--}0.3\text{mm}$ 程度であるように、マイクロマシンの大きさは一般的に $10\text{ }\mu\text{m}\text{--}1\text{mm}$ 程度であるが、AFM 探針の先端半径は 10nm 程度、磁気ディスクヘッドの磁気ギャップ長は $0.2\text{ }\mu\text{m}$ 程度であるように、内部構造の大きさは数百ナノメートル以下であることが多い。

量子井戸レーザ・量子細線トランジスタ・量子箱メモリなどの量子効果素子では、電子波を制御するために、電子波の波長程度の大きさの構造が必要である [3]。たとえば、量子井戸レーザとして用いられる量子井戸は、電子波を膜厚方向に定在化させて電子を膜厚方向に閉じ込める。量子井戸内で電子波が膜厚方向に定在化するためには、量子井戸の膜厚は電子波の半波長の整数倍でなくてはならない。特に、量子井戸の膜厚が電子波の半波長と等しい場合、電子の膜厚方向の運動エネルギーは完全に量子化される。量子細線は電子を2次元的に、量子箱は電子を3次元的にそれぞれ閉じ込めるが、その原理は量子井戸のそれと同様である。電子波の波長は室温の半導体内で 10nm 程度であることが多いので、このような量子構造の大きさも 10nm 程度であることが多い。

このような微小素子の製作には、形状を作り出す加工技術としてリソグラフィが重要である。微小素子を製作するためには、ウェットエッチング (wet-etching) ・ドライエッチング (dry-etching) などの除去加工、蒸着・スパッタリング (sputtering) ・めっき・分子線エピタキシ (molecular beam epitaxy: MBE) ・化学的気相堆積 (chemical vapor deposition: CVD) などの付加加工、あるいは、イオン注入・酸化・窒化などの改質加工が必要であるが、これらの加工はリソグラフィと組み合わせて用いられる。たとえば、フォトリソグラフィで基板上にレジストマスクを作成して、反応性イオンエッチング (reactive ion etching: RIE) でレジストマスクに覆われていない部分の基板を掘り下げる加工が、半導体集積回路やマイクロマシンの製作では頻繁に行われる [2]。微小素子の構造の大きさが数百ナノメートル以下であると

とに着目すると、これらの微小素子を製作するためには、少なくとも数百ナノメートル以下の解像度を有するリソグラフィが必要であることがわかる。10 nm オーダの高解像度を実現できるリソグラフィとしては、電子線リソグラフィや走査型トンネル顕微鏡 (scanning tunneling microscope: STM) を応用した STM リソグラフィがある [4]。しかし、電子線リソグラフィでは電子線で、STM リソグラフィでは探針でそれぞれ基本的に逐次描画するために、これらのリソグラフィはスループット (throughput, 単位時間当たりの加工数量) に致命的な欠点がある。一方、フォトリソグラフィは光で一括形状転写することで、大きなスループットを実現できるので、特に工業的には最も重要なリソグラフィである。したがって、これらの微小素子の実用化には、フォトリソグラフィの高解像度化が不可欠である。

1.1.2 光の回折限界と投影露光方式のフォトリソグラフィの解像度との関係

1.1.2.1 本節の概要

まず、フォトリソグラフィの露光方式を、露光に用いる光学系によって、密着・近接露光方式と投影露光方式とに分類する。それらの露光方式のうち、現在、最も多く用いられている投影露光方式のフォトリソグラフィにおける光の回折限界を、Kirchhoff の回折理論に基づいて定義する。本論文では、光の回折限界をフォトリソグラフィの解像度の評価基準として用いる。次に、フォトレジスト上に加工されたパターンが解像されているかどうかを判定するための客観的な基準を定めて、フォトリソグラフィの解像度を定義する。最後に、光の回折限界とフォトリソグラフィの解像度との関係について議論する。

1.1.2.2 フォトリソグラフィの露光方式

フォトリソグラフィは、密着露光方式、近接露光方式、等倍投影露光方式、縮小投影露光方式と歴史的に変遷してきたが、ここでは、フォトリソグラフィを露光に用いる光学系によって2種類の方式に分類する。すなわち、密着・近接露光方式のフォトリソグラフィと投影露光方式のそれとである。密着露光方式または近接露光方式のフォトリソグラフィでは、マスクとフォトレジストとをそれぞれ密着または近接させて、マスクのパターンをフォトレジストに焼き付ける。一方、投影露光方式のフォトリソグラフィでは、マスクとフォトレジストとが離れており、マスクのパ

ターンをレンズでフォトレジストに結像させて焼き付ける。このとき、マスクのパターンを5分の1程度に縮小してフォトレジストに結像させることが多く、このような縮小投影露光用のマスクはレチクル (reticle) と呼ばれて、等倍露光用のマスクと区別されることが多い。

現在、半導体集積回路の製作をはじめに、工業的には縮小投影露光方式のフォトリソグラフィが主に用いられている。これは、縮小投影露光方式のフォトリソグラフィでは、レチクルとフォトレジストとの接触によってレチクルが汚損することがないこと、レチクルのパターンがフォトレジストに焼き付けられるパターンより大きいので、容易に作成できること、および、レチクルのパターンの縮小率を光学系で微調整して、フォトレジストに投影できることが主な理由である。しかし、投影露光方式のフォトリソグラフィの解像度は、次節で述べる光の回折限界に制約される。以後、単に「従来のフォトリソグラフィ」と言えば、投影露光方式のフォトリソグラフィを指す。

1.1.2.3 従来のフォトリソグラフィにおける光の回折限界

望遠鏡や光学顕微鏡では、どんなに高性能なレンズを用いても光が回折するので、光源の微細な形状を像平面に完全には結像させられない。これは、望遠鏡や光学顕微鏡と基本的に同様な光学系を用いる投影露光方式のフォトリソグラフィでも同様である。すなわち、どんなに高性能なレンズを用いても光が回折するので、フォトレジストに結像できるパターンの大きさには限界がある。光の回折が原因で生じる結像光学系の解像度の限界を、一般的に光の回折限界、あるいは、単に回折限界と呼ぶ。

しかし、本論文では「回折限界」という用語を別個に定義する。まず、回折限界を定義する前に、望遠鏡や光学顕微鏡や投影露光方式のフォトリソグラフィで用いられる光学系における回折について考える。このような光学系では、円形のレンズが回折の原因になる開口として働く。そこで、まず、スクリーン上の円形開口 A による点光源 P_0 の回折像を、Kirchhoff の回折理論に基づいて求める。図 1.1 において、O を円形開口 A の中心、 P_0 を波長 λ の単色スカラー波を発する点光源、 P'_0 を回折像の中心、P を観測点とする。なお、円形開口の半径 a は光の波長 λ より十分に大きく、 P_0 と P とはスクリーンから十分に離れており ($OP_0 \gg a$, $OP \gg a$), OP_0 と OP とがスクリーンの垂線とそれぞれ成す角度が小さいと仮定する。 ω を

OP と OP₀' とが成す角度とすると、観測点 P で観察される回折光の振幅 $U(P)$ は、Fraunhofer 回折の基礎積分（文献 [5] などを参照）から次のように求められる。

$$U(P) = \frac{\sqrt{ED}}{\lambda} \left\{ \frac{2J_1(ka\omega)}{ka\omega} \right\}. \quad (1.1)$$

ただし、 E は点光源 P_0 から円形開口 A に入射する全エネルギー、 D は円形開口 A の面積 πa^2 を、 k は光の波数 $2\pi/\lambda$ を、 J_1 は 1 次の第 1 種 Bessel 関数をそれぞれ表す。(1.1) 式を用いると、観測点 P で観察される回折光の強度 $I(P)$ は次のように表される。

$$I(P) = |U(P)|^2 = \frac{ED}{\lambda^2} \left\{ \frac{2J_1(ka\omega)}{ka\omega} \right\}^2. \quad (1.2)$$

(1.2) 式で表される回折像は、図 1.2 に示すように、回折像の中心 P'_0 を光強度の主極大とする明るい円盤とそれを取り巻く同心円状の明暗の円環とになる。

ここで、図 1.1 に示した光学系と縮小投影露光方式のフォトリソグラフィの光学系とを対応付ける。図 1.3 に示すように、点光源 P_0 はレチクル上の 1 点に、観測点 P はフォトレジスト上の 1 点に、開口 A はレンズにそれぞれ対応する。このとき、レチクル上の点光源 P_0 の回折像は像面、すなわち、フォトレジスト上の P にできるが、この回折像は、レンズ A の後側焦平面上の集束波が、後側焦平面上の瞳径 a' を半径とする仮想的な開口 A' （図 1.3 に 2 点鎖線で示す）で回折されてできたものであると考えられる。したがって、レチクル上の点光源 P_0 の半径 a のレンズによるフォトレジスト上の回折像は、(1.2) 式の a を a' に交換した式で表される。ただし、 ω は、図 1.3 に示すように、後側焦平面上の仮想的な開口 A' の中心を O' として、 $O'P'_0$ と $O'P$ とが成す角度である。

ここで、本論文では回折限界を、2 つの点光源の回折像がある点を中心とする 2 つの回折像に分解できるとき、像平面における回折像の中心間距離に特定の下限があること、あるいは、その下限そのものと定義する。この定義に従って、縮小投影露光方式のフォトリソグラフィの回折限界を定量的に決定する。図 1.3 に示すように、レチクル上に 2 つの点光源 P_0 と Q_0 とがあり、それらが半径 a のレンズ A を通してフォトレジスト上に結像される光学系を考える。また、点光源 P_0 の回折像の中心を P'_0 、点光源 Q_0 の回折像の中心を Q'_0 とそれぞれ定義する。すなわち、 P'_0 または Q'_0 はそれぞれ直線 OP_0 または OQ_0 とフォトレジストとの交点である。ここでは回折限界について議論しているので、点光源 P_0 と Q_0 との距離 Δ は小さく、 $O'Q'_0$ と $O'P'_0$ とが成す角度 δ が小さいと仮定しても差し支えない。

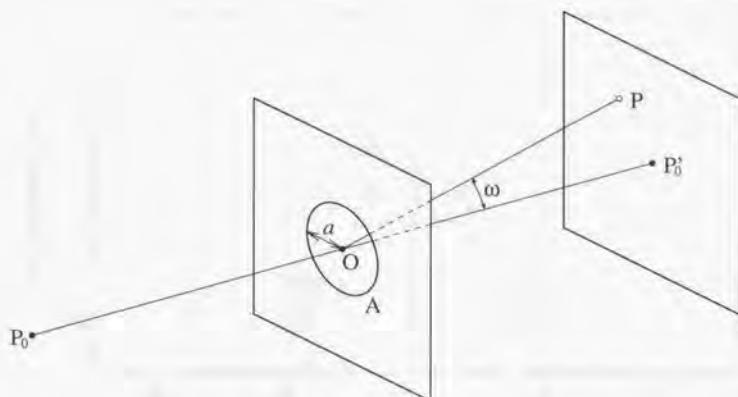


図 1.1: 円形開口による点光源の回折像を計算するための図

図 1.3 における 2 つの点光源 P_0 と Q_0 のフォトレジスト上の回折像は、図 1.1 における点光源 P_0 の回折像と P_0 を Q_0 に移した同様な回折像とを足し合わせたもので与えられる。ただし、レチクル上の 2 つの点光源 P_0 と Q_0 とが incoherent である場合、足し合わせるものは (1.2) 式で与えられる光の強度 $I(P)$ であり、それらが coherent である場合、足し合わせるものは (1.1) 式で与えられる光の振幅 $U(P)$ である。

2 つの点光源が incoherent である場合 2 つの点光源 P_0 と Q_0 とが incoherent である場合、点光源 P_0 は P'_0 を中心に、点光源 Q_0 は Q'_0 を中心に、それぞれ図 1.2 に示した回折像を作る。したがって、点光源 P_0 と Q_0 とが一定距離以下に近付くと、それぞれ P'_0 と Q'_0 とを中心とする 2 つの回折像が重なり合い、フォトレジスト上に作られる回折像が 2 つの回折像に分解できなくなる。2 つの回折像がどの程度まで近付いたときに、それらが分解できると認められるかは、実際はフォトレジストの感度や観察装置の性能で決まるが、実験によって確かめられるべきである。しかし、ここでは 2 つの回折像の分解について客観的な判定基準 (criterion) を採用して、縮小投影露光方式のフォトリソグラフィの回折限界を定量的に定義する。2 つ

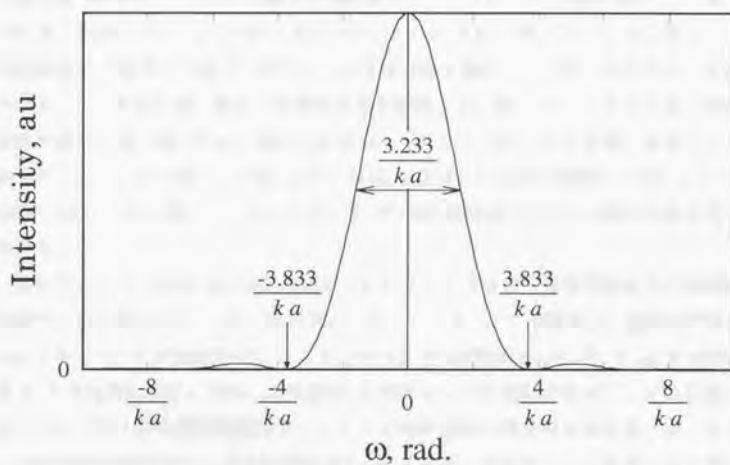


図 1.2: 円形開口による点光源の回折像

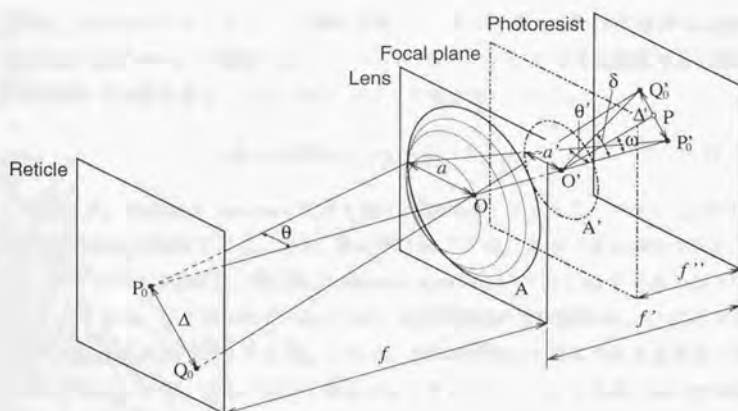


図 1.3: 従来のフォトリソグラフィの回折限界を計算するための図

の回折像の分解についての客観的な判定基準の1つとして、一般的に用いられるものが Rayleigh criterion である。Rayleigh criterion では、図 1.4 に示すように、1つの回折像の光強度の主極大ともう1つのその第1極小とが一致したときに、それらが2つの回折像に過不足なく分解されたと定義する。図 1.2 に示したように、回折像の光強度の第1極小は回折像の中心から $\omega = 3.833/ka$ rad. の位置にある。したがって、2つの点光源 P_0 と Q_0 とが、 $O'Q'_0$ と $O'P'_0$ とが成す角度 δ で表して $\delta = 3.833/ka'$ rad. だけ離れているときに、2つの回折像は過不足なく分解されたと見なされる。

ここで、 $\delta = 3.833/ka'$ rad. をフォトレジスト上での2つの回折像の中心間距離で表す。図 1.3 に示すように、レンズとフォトレジストとの距離を f' 、後側焦平面とフォトレジストとの距離を f'' 、フォトレジスト上の回折像の中心 P'_0 と Q'_0 との距離を Δ' とそれぞれ表す。また、点光源 P_0 を出たレンズの周縁光線がレンズの光軸とフォトレジスト側で成す角度を θ' 、レチクル側の空間の屈折率に対するフォトレジスト側の相対屈折率を n とそれぞれ表す。ここでは、 δ が小さいと仮定しているのので、 $\Delta' \simeq \delta f'' = 3.833 f''/ka'$ が成り立つ。したがって、

$$\Delta' = \frac{3.833 f''}{ka'} = \frac{3.833 f'}{ka} = 0.610 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.610 \frac{\lambda F}{n}, \quad (1.3)$$

ただし、 $k = 2\pi/\lambda$ 、 $a = f' \tan \theta$ の関係を用いた。また、 $F = 1/\tan \theta'$ は F-number (nominal focal ratio) と呼ばれる。ところで、 $NA' = n \tan \theta'$ なる物理量 (修正開口数と呼ぶ) を定義すると、(1.3) 式は次のように書き換えられる。

$$\Delta' = 0.610 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.610 \frac{\lambda}{NA'}. \quad (1.4)$$

したがって、Rayleigh criterion による縮小露光方式のフォトリソグラフィの回折限界は (1.4) 式で定義される。なお、修正開口数 NA' は、 θ' が小さい場合 (たとえば、 $\sin \theta' < 0.4$ の場合)、開口数 (numerical aperture) $NA = n \sin \theta'$ とほとんど等しい。ところで、よく知られているように、光学顕微鏡の回折限界は (1.4) 式の NA' を NA に交換した式で表される [5]。これは、光学顕微鏡の光学系が拡大光学系であるからである。一方、ここで考えているフォトリソグラフィの光学系は縮小光学系なので、回折限界は (1.4) 式で表される。

ところで、(1.4) 式で与えられる距離だけ離れた2つの回折像において、2つの回折像の中心での光強度とその中央の鞍部での光強度との比 (回折像中心-鞍部光強

度比と呼ぶ)は0.735である(計算は省略する)。仮に高感度のフォトレジストを用いれば、2つの回折像が(1.4)式で与えられる距離以下に近付いても分解できる可能性がある。そこで、2つの回折像がどの程度まで近付いたときに2つの回折像が分解されるかを判定する基準として、次のような Rayleigh criterion よりも厳しい判定基準(my criterion と呼ぶ)を考える。My criterion では、図1.5に示すように、2つの回折像の中心同士が光強度の主極大の半値幅だけ離れているときに、それらの2つの回折像が過不足なく分解されたと定義する。図1.2に示したように、回折像の光強度の主極大の半値幅は $3.233/ka'$ rad. である(計算は省略する)。したがって、my criterion によると2つの点光源 P_0 と Q_0 とが、 $O'Q'_0$ と $O'P'_0$ とが成す角度 δ で表して $\delta = 3.233/ka'$ rad. だけ離れているときに、2つの回折像は過不足なく分解されたと見なされる。Rayleigh criterion の場合と同様に、 $\delta = 3.233/ka'$ rad. をフォトレジスト上での2つの回折像の中心間距離 Δ' で表すと、

$$\Delta' = 0.514 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.514 \frac{\lambda}{NA'} \quad (1.5)$$

したがって、my criterion による縮小露光方式のフォトリソグラフィの回折限界は(1.5)式で定義される。なお、(1.5)式で与えられる距離だけ離れた2つの回折像において、回折像中心-鞍部光強度比は0.977である(計算は省略する)。これからもわかるように、my criterion による回折限界付近では、2つの点光源の回折像はほとんど一体である。

2つの点光源が coherent かつ同位相である場合 図1.3において、2つの点光源 P_0 と Q_0 とが coherent かつ同位相であると仮定する。2つの点光源 P_0 と Q_0 とが coherent である場合、これらの点光源から出た光はレンズで回折するだけではなく、お互いに干渉してフォトレジストに達する。このとき、フォトレジスト上に作られる回折像は、2つの点光源からフォトレジストに達した光の振幅を足し合わせて求められる。観測点 P での光の振幅 $I(P)$ は、2つの点光源 P_0 または Q_0 から観測点 P に達した同位相の光の振幅の足し合わせなので、(1.1)式から次のように表される。

$$\begin{aligned} I(P) &= \frac{\sqrt{ED}}{\lambda} \left\{ \frac{2J_1(ka'\omega)}{ka'\omega} \right\} + \frac{\sqrt{ED}}{\lambda} \left\{ \frac{2J_1[ka'(\delta - \omega)]}{ka'(\delta - \omega)} \right\} \\ &= \frac{\sqrt{ED}}{\lambda} \left\{ \frac{2J_1(ka'\omega)}{ka'\omega} + \frac{2J_1[ka'(\delta - \omega)]}{ka'(\delta - \omega)} \right\}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

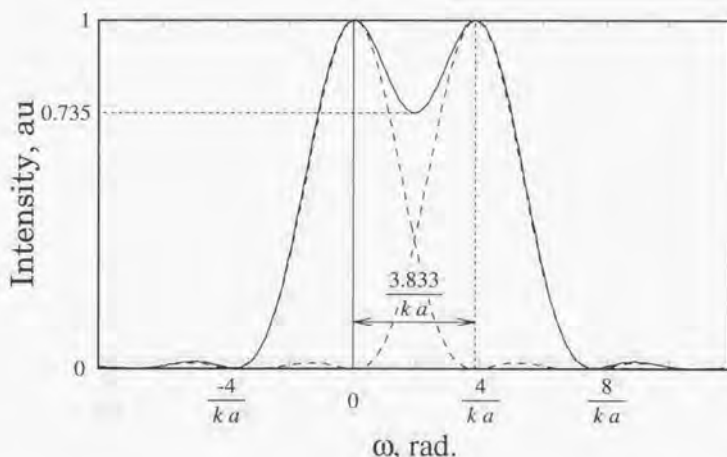


図 1.4: 2つの点光源が incoherent である場合の Rayleigh criterion による回折限界の説明図

したがって、観察点 P で観察される回折光の強度 $I(P)$ は次のように表される。

$$I(P) = |U(P)|^2 = \frac{ED}{\lambda^2} \left\{ \frac{2J_1(ka'\omega)}{ka'\omega} + \frac{2J_1[ka'(\delta - \omega)]}{ka'(\delta - \omega)} \right\}^2. \quad (1.7)$$

ところで、2つの点光源 P_0 と Q_0 とが incoherent である場合、Rayleigh criterion では、1つの回折像の光強度の主極大ともう1つのその第1極小とが一致したときに、それらが2つの回折像に過不足なく分解されると定義した。このとき、(1.4)式で与えられる距離だけ離れた2つの回折像において、回折像中心-鞍部光強度比は0.735であった。したがって、Rayleigh criterion 相当の判定基準として、回折像中心-鞍部光強度比が0.735になることによって、2つの点光源 P_0 と Q_0 とが coherent である場合の回折限界を決める。

$$\frac{I(\omega = \delta/2)}{I(\omega = 0)} = 0.735. \quad (1.8)$$

(1.8)式を満たす δ を求めると、 $\delta = 5.145/ka'$ rad. になる (計算は省略する)。2つの点光源 P_0 と Q_0 とが incoherent である場合と同様に、 $\delta = 5.145/ka'$ rad. を

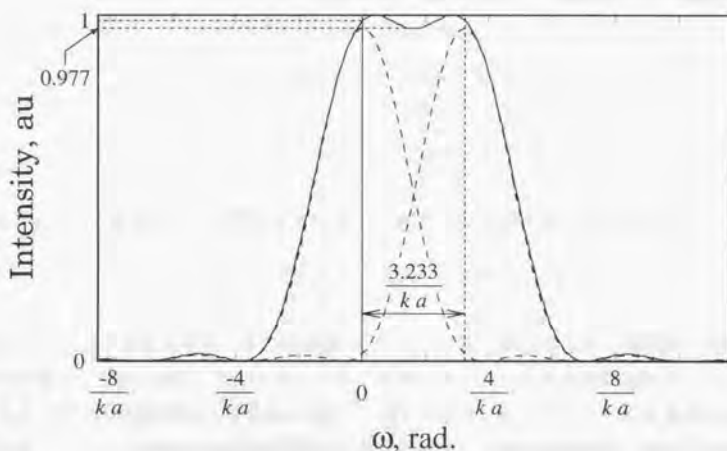


図 1.5: 2つの点光源が incoherent である場合の my criterion による回折限界の説明図

フォトレジスト上での2つの回折像の中心間距離 Δ' で表すと、

$$\Delta' = 0.819 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.819 \frac{\lambda}{NA'} \quad (1.9)$$

これと同様に、my criterion 相当の判定基準として回折像中心-鞍部光強度比が 0.977 になることによって回折限界を決めると（計算は省略する）、

$$\Delta' = 0.765 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.765 \frac{\lambda}{NA'} \quad (1.10)$$

したがって、Rayleigh criterion 相当による縮小露光方式のフォトリソグラフィの回折限界は(1.9)式で、my criterion 相当によるそれは(1.10)式でそれぞれ定義される。

2つの点光源が coherent かつ逆位相である場合 図 1.3において、2つの点光源 P_0 と Q_0 とが coherent かつ逆位相であると仮定する。観測点 P での光の振幅 $U(P)$

は、2つの点光源 P_0 または Q_0 から観測点 P に達したお互いに逆位相の光の振幅の足し合わせなので、(1.1) 式から次のように表される。

$$U(P) = \frac{\sqrt{ED}}{\lambda} \left\{ \frac{2J_1(ka'\omega)}{ka'\omega} \right\} - \frac{\sqrt{ED}}{\lambda} \left\{ \frac{2J_1[ka'(\delta - \omega)]}{ka'(\delta - \omega)} \right\} \\ = \frac{\sqrt{ED}}{\lambda} \left\{ \frac{2J_1(ka'\omega)}{ka'\omega} - \frac{2J_1[ka'(\delta - \omega)]}{ka'(\delta - \omega)} \right\}. \quad (1.11)$$

したがって、観測点 P で観察される回折光の強度 $I(P)$ は次のように表される。

$$I(P) = |U(P)|^2 = \frac{ED}{\lambda^2} \left\{ \frac{2J_1(ka'\omega)}{ka'\omega} - \frac{2J_1[ka'(\delta - \omega)]}{ka'(\delta - \omega)} \right\}^2. \quad (1.12)$$

図 1.6 に、 δ を変化させたときの回折像 ($\omega, I(\omega + \delta/2)$) の様子を示す。回折像の光強度が最大になる2点は、 δ が大きいとき、すなわち、2つの点光源が離れているときは、元の回折像の中心 P'_0 または Q'_0 と一致している。しかし、2つの点光源を近づけていくと、回折像の光強度が最大になる2点は、2つの点光源間の距離に比例して近づいていかなくなり、元の回折像の中心 P'_0 または Q'_0 と一致しなくなる。回折像の光強度が最大になる2点を $\omega_1(\delta), \omega_2(\delta)$ ($\omega_1 > \omega_2$) とすると (次の式の計算は省略する) 、

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} (\omega_1(\delta) - \omega_2(\delta)) = \frac{4.60}{ka'} [\text{rad.}]. \quad (1.13)$$

すなわち、回折像の光強度が最大になる2点は、2つの点光源をいかに近づけても (1.13) 式で表される一定角度以下には近付かない。これまでの計算と同様に、 $\delta = 4.60/ka'$ rad. をフォトレジスト上での2点間距離 Δ' で表すと、

$$\Delta' = 0.732 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.732 \frac{\lambda}{NA'}. \quad (1.14)$$

これが2つの点光源が coherent かつ逆位相である場合の回折限界である。なお、この場合の回折像中心 - 鞍部光強度比は常に0である。

最後に、図 1.7 に示すように、無限個の点光源 P_m ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) が等角度 δ で1列に並んでおり、それらの点光源が coherent かつ隣接するもの同士で逆位相の場合を考える。ただし、光源以外の条件は図 1.3 の条件と同様である。これまでと同様に、観測点 P での光の振幅 $U(P)$ は次のように表される。

$$U(P) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\sqrt{ED}}{\lambda} \left\{ \frac{2J_1[ka'(n\delta - \omega)]}{ka'(n\delta - \omega)} \right\}. \quad (1.15)$$

また、観察点 P で観察される回折光の強度 $I(P)$ は次のように表される。

$$I(P) = |U(P)|^2 = \frac{ED}{\lambda^2} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left\{ \frac{2J_1[ka'(n\delta - \omega)]}{ka'(n\delta - \omega)} \right\} \right\}^2. \quad (1.16)$$

計算は省略するが、 δ が π/ka' よりも十分に大きいときは、回折像 ($\omega, I(\omega)$) は点光源 P_m の配置を反映した回折縞になる。しかし、 δ が π/ka' に近付くと回折縞の光強度が小さくなっていき、 $\delta \rightarrow \pi/ka'$ で回折縞が消える。すなわち、 $\delta = \pi/ka'$ より小さな距離にお互いの点光源が近付くと、その回折像はそれぞれの点光源に対応する回折像に分解できない。 $\delta = \pi/ka'$ を、これまでの計算と同様に、フォトレジスト上での隣接する回折像の中心間距離 Δ' で表すと、

$$\Delta' = 0.500 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = \frac{\lambda}{2NA'}. \quad (1.17)$$

これが無限個の点光源が等間隔で 1 列に並んでおり、それらの点光源が coherent かつ隣接するもの同士で逆位相の場合の回折限界に相当する。なお、この場合の回折像中心-鞍部光強度比は常に 0 である。

1.1.2.4 回折限界の定義のまとめ

回折限界を、2つの点光源の回折像がある点を中心とする2つの回折像に分解できるとき、像平面における回折像の中心間距離に特定の下限があること、あるいは、その下限そのものと定義した。縮小投影露光方式のフォトリソグラフィにおいて、レチクル上の2つの点光源が incoherent である場合、すなわち、レチクルが incoherent 照明されている場合、Rayleigh criterion による回折限界 Δ_1 は、

$$\Delta_1 = 0.610 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.610 \frac{\lambda}{NA'}. \quad (1.18)$$

My criterion による回折限界 Δ_2 は、

$$\Delta_2 = 0.514 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.514 \frac{\lambda}{NA'}. \quad (1.19)$$

レチクル上の2つの点光源が coherent かつ同位相である場合、すなわち、通常のレチクルが coherent 照明されている場合、Rayleigh criterion 相当による回折限界 Δ_3 は、

$$\Delta_3 = 0.819 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.819 \frac{\lambda}{NA'}. \quad (1.20)$$

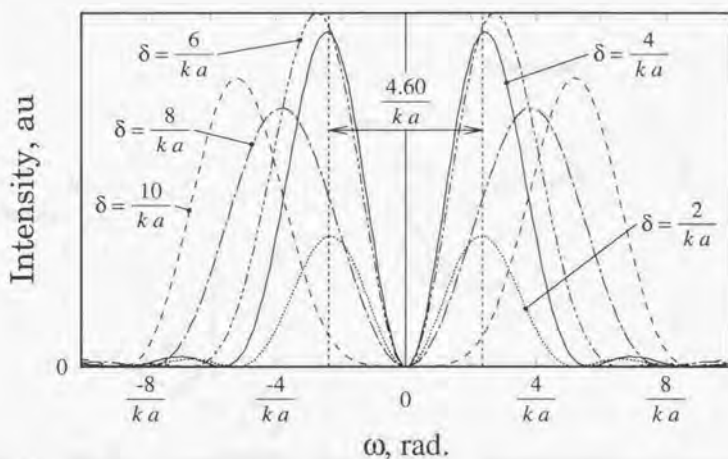


図 1.6: 2つの点光源が coherent かつ逆位相である場合の回折限界の説明図

My criterion 相当による回折限界 Δ_4 は、

$$\Delta_4 = 0.765 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.765 \frac{\lambda}{NA'} \quad (1.21)$$

なお、Rayleigh criterion (相当) による回折限界だけ離れた2つの回折像での回折像中心-鞍部光強度比は0.735, my criterion (相当) によるそれは0.977である。

また、レチクル上の2つの点光源が coherent かつ逆位相である場合の回折限界 Δ_5 は、

$$\Delta_5 = 0.732 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = 0.732 \frac{\lambda}{NA'} \quad (1.22)$$

回折限界の定義から厳密には外れるが、2点ではなく無限個の点光源が等間隔で1列に並んでおり、それらの点光源が coherent かつ隣接するもの同士で逆位相である場合の回折限界 Δ_6 は、

$$\Delta_6 = 0.500 \frac{\lambda}{n \tan \theta'} = \frac{\lambda}{2NA'} \quad (1.23)$$

なお、隣接する点光源が coherent かつ逆位相の場合、回折像中心-鞍部光強度比は

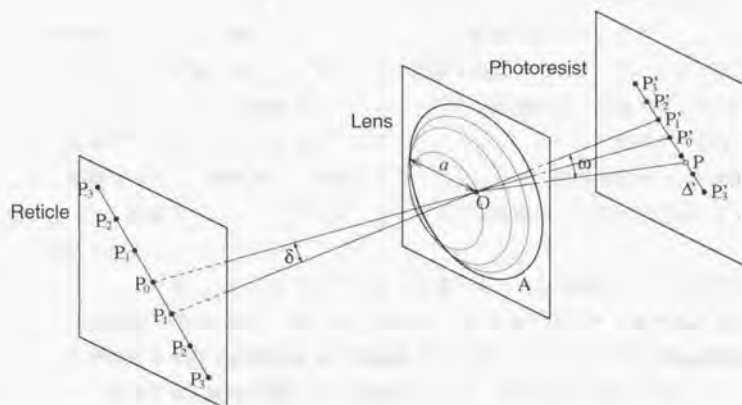


図 1.7: 無限個の点光源が等間隔で 1 列に並んでおり、それらの点光源が coherent かつ隣接するもの同士で逆位相の場合の回折限界を計算するための図

常に 0 である。また、修正開口数 $NA' = n \tan \theta'$ は、 θ が小さい場合（たとえば、 $\sin \theta' < 0.4$ の場合）、開口数 $NA = n \sin \theta'$ とほとんど等しい。

1.1.2.5 フォトリソグラフィの解像度の定義

本節では、本論文で用いるフォトリソグラフィの解像度を定義する。1.1.1 節で述べたように、フォトリソグラフィはウェットエッチング・ドライエッチングなどの除去加工、蒸着・スパッタリング・めっき・分子線エビタキシ (MBE)・化学的気相堆積 (CVD) などの付加工、あるいは、イオン注入・酸化・窒化などの改質加工と組み合わせて用いられる。たとえば、エッチングをフォトリソグラフィと組み合わせて用いる場合、フォトリソグラフィで作成されたレジストマスクで覆われていない基板部分を、エッチングで掘り下げる。また、蒸着をフォトリソグラフィと組み合わせて用いるリフトオフ (lift-off) の場合、レジストマスクで覆われていない基板部分に蒸着膜を付ける。これらの場合、基板上に作成されたレジストマスクは、フォトリソグラフィに覆われるべき基板部分には存在するが、そうでない基板部分では

基板まで貫通してはいなくてはならない。したがって、フォトリソグラフィにおいて2点が解像されている状態は、フォトレジストに基板まで貫通する小さい2つの穴が作成されている状態であると定義するのが実用上は適当である。この定義に従えば、フォトリソグラフィの解像度は、フォトレジストに基板まで貫通する小さいパターンを隣接して2つ作成するとき、それらのパターンがお互いに重なり合わないために必要な両者の間隔であると定義できる（したがって、高解像度は小さい解像度のことと、解像度を上げるまたは向上することは解像度を小さくすることとそれぞれ同義である）。

しかし、ここでも、1.1.2.3節で回折限界を定義したときと同様に、2つのパターンがどの程度まで近付いたときにそれらがお互いに重なり合ったと認められるかどうかを判定する基準が必要である。実際には、上述したように、その判定基準はフォトリソグラフィに続く工程によって決められるべきである。たとえば、フォトリソグラフィに続いて比較的浅いエッチングを行う場合は、図1.8(b)に示すように、隣接する2つの穴状または溝状のパターンの上部が重なり合っている問題にならないことが多い。一方、フォトレジスト上に比較的厚い金属膜を蒸着して、リフトオフによって2つの穴状のパターン部分に電極を作成する場合は、隣接した2つの穴状のパターンは2つの電極が短絡するのを防ぐために、図1.8(a)に示すように、上部まで完全に分離してはいなくてはならない。まず、後者の場合を想定して、図1.8(a)に示すように、基板まで貫通する2つの穴状または溝状のパターンが上部まで完全に分離するために必要な両者の間隔を、完全解像度と定義する。なお、フォトリソグラフィの完全解像度はフォトレジストの膜厚に大きく依存する。

ところで、図1.8(b)と(d)にそれぞれ示される状態は2つのパターンが上部まで完全に分離していないので、また、図1.8(c)に示される状態はパターンが基板まで貫通していないので、完全解像度を定める条件を満たしていない。しかし、このような状態でも多くの場合、フォトレジストに2つの穴状または溝状のパターンがあると一般的に認められる。したがって、これらの状態を記述・評価する物理量の1つとして、完全解像度とは別の解像度を定義すると便利である。フォトレジスト上に加工されたパターンが穴または溝と認められるかどうかは、その穴または溝の幅 w に対する深さ d の比 d/w (aspect ratio と呼び、 AR で表す) によって判定するのが適当である。図1.8に示すように、穴または溝の幅（深さの半値幅）を w 、深さを d とそれぞれ決めることで、2つの穴状または溝状のパターンが隣接している場合

も、aspect ratio という判定基準によって、それらのパターンが2つの穴または溝と認められるかどうかを判定できる。

たとえば、図1.8(b)において $w = 100 \text{ nm}$, $d = 70 \text{ nm}$ であると仮定する。このとき、 $AR = d/w = 1$ をフォトレジスト上に加工されたパターンが穴または溝と認められるかどうかの判定基準とすると、図1.8(b)に示したパターンは2つの穴状または溝状のパターンと認められない。一方、 $AR = 0.5$ をその判定基準とすると、図1.8(b)に示したパターンは2つの穴状または溝状のパターンと認められる。2つの穴状または溝状のパターンが解像できているかどうかの判定基準に aspect ratio を援用すれば、フォトリソグラフィの解像度は、フォトレジストに2つの小さな穴状または溝状のパターンを隣接して作成するとき、それらのパターンが aspect ratio という判定基準によって、2つの穴または溝だと認められるために必要な両者の間隔であると定義できる。この定義による解像度を完全解像度と区別して、 $AR = \text{const.}$ (という判定基準) による解像度と呼ぶ。

ここで定義した完全解像度と $AR = \text{const.}$ による解像度とは別に、フォトレジストに作成された孤立または連続パターンの最小幅でフォトリソグラフィの解像度を定義することもある。一般的には、フォトレジストに基板まで貫通する line & space パターン (格子状パターン) を、line 幅と space 幅とが等しくなるように作成して、完全解像度を定義したときと同様の基準で隣接した溝が完全に分離するために必要なそれらの幅を、解像度と定義することが多い。この定義では、line & space パターンのピッチ (pitch), すなわち、隣接した溝の距離ではなく、溝の幅を解像度としている。しかし、解像度本来の意味は「同種の像がお互いに接近して存在しているとき、それらが別のものと認識されるために最低限必要なお互いの距離」であるので、この定義は不適当である。したがって、本論文ではこの定義を用いない。

1.1.2.6 回折限界と従来のフォトリソグラフィの解像度との関係

表1.1に、従来のフォトリソグラフィの回折限界と完全解像度とを示す。ただし、 Δ_1 は2つの点光源が incoherent である場合の、 Δ_3 は coherent かつ同位相である場合の Rayleigh criterion (相当) による回折限界である。また、完全解像度は line 幅と space 幅とが等しい line & space パターンから決めた値である。回折限界の小さい光学系は、回折限界の大きい光学系と比較して、より近い2点を光学的に分解できるので、従来のフォトリソグラフィで高解像度を得るためには、回折限界の小

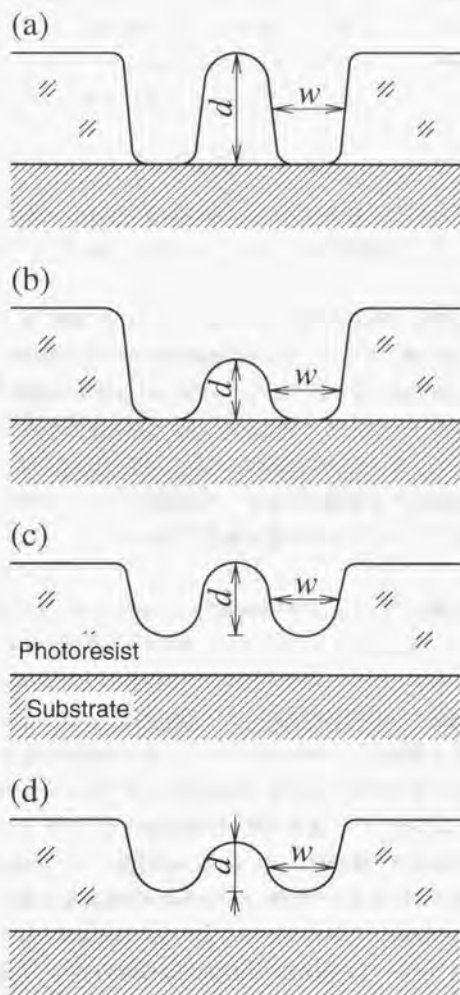


図 1.8: フォトリソグラフィの解像度の説明図

さい光学系を用いる必要がある。実際に表 1.1 に示した例でも、回折限界の小さい光学系を用いた場合に、高い解像度（小さい解像度）が得られている。

1.1.2.4 節でまとめたように、従来のフォトリソグラフィの回折限界 Δ_m ($m = 1, 2, \dots, 6$) は次のように表される。

$$\Delta_m = \frac{k_m \lambda}{n \tan \theta'} = \frac{k_m \lambda}{NA'} \quad (1.24)$$

したがって、回折限界を小さくするためには、光の波長 λ を小さくするか、修正開口数 NA' 、すなわち、開口数 NA を大きくするか、比例定数 k_m を小さくするかのだれが必要である。

レンズの性能を表す開口数は $NA = n \sin \theta'$ と表されるが、従来のフォトリソグラフィでは、空気中で露光するので相対屈折率 n は 1 であり、開口数は表 1.1 に示したように、0.3–0.6 程度であることが多い。これは、開口数の大きなレンズでは、収差の補正が困難になるからである。また、焦点深度は $DOF = k\lambda/NA^2$ ($k = \text{const.}$) と表されるので、回折限界を小さくするために開口数を大きくすれば、焦点深度は開口数の自乗に反比例して、光の波長を小さくした場合より急激に小さくなる。焦点深度が小さくなると、完全に平面とは限らないフォトレジスト表面に焦点を合わせることが困難になる。

比例定数 k_m を小さくする技術は超解像技術と呼ばれるが、位相シフトマスク法・変形照明法・瞳フィルタ法などが開発されている [6][7][8]。位相シフトマスク法は、開口部に透過光の位相を π だけ変化させる位相シフタを取り付けたレチクル（マスク）を、coherence の高い光源で照明して、隣接する開口部の透過光が互いに逆位相になるようにする方法である。この方法を用いれば、隣接する開口部を透過した光の回折像がフォトレジスト上で打ち消し合うので、回折限界が小さくなるだけでなく、フォトレジスト上の回折像の明部と暗部との光強度比が大きくなる。位相シフトマスク法は、1.1.2.3 節で述べたように、無限個の点光源が等間隔で 1 列に並んでおり、それらの点光源が coherent かつ隣接するもの同士で逆位相である場合の回折限界 Δ_6 の比例定数が、0.5 と最も小さくなることを利用する方法である。したがって、位相シフトマスク法は周期性のある連続パターンの場合に有効であるが、孤立パターンの場合には coherence の高い照明のために解像度が悪化する（これは、1.1.2.4 節で示した Δ_3 、 Δ_5 の比例定数が、 Δ_1 の比例定数より大きいことからわかる）。詳しい説明は省略するが、変形照明法も瞳フィルタ法も原理的には位相マ

スタ法と同様に、② 光束干渉で結像させる方法である [7]。超解像技術は周期性のある連続パターンで構成される半導体集積回路の製作では有効な技術であるが、その他の素子の製作では必ずしも有効であるとは限らない。また、超解像技術を用いても、回折限界の比例定数は回折限界 Δ_0 の比例定数 0.5 未満にはならない。

したがって、光の波長 λ を小さくすることが、回折限界を小さくするための根本的な対処法である。すなわち、従来のフォトリソグラフィの解像度を高くするためには、短波長の光源を用いれば良い。

ところで、表 1.1 では、完全解像度が Rayleigh criterion (相当) による回折限界 Δ_1 , Δ_3 と比べて 1.3-2 倍程度大きい。このように解像度と回折限界とを比較して議論をする場合、1.1.2.4 節で示した回折限界のうち、どの回折限界を用いるのが物理的に適当かが問題になる。

フォトリソグラフィでは、一般的にマスク (レチクル) を 1 つの高圧水銀ランプやレーザで照明するので、マスク (レチクル) 上のお互いに近い 2 点から出る光は、完全に incoherent でも完全に coherent でもなく、partially coherent (部分的可干渉) である。相対的には、高圧水銀ランプによる照明は incoherent 照明に近く、レーザによる照明は coherent 照明に近いが、実際にマスク (レチクル) 上のお互いに近い 2 点から出た光が、どの程度 coherent または incoherent であるかは、実測によって決められるべきである。また、マスク (レチクル) 上のお互いに十分に近い 2 点から出た partially coherent 光の位相は、位相シフトマスク法などの超解像技術を用いない場合は、同位相であると考えて差し支えない。したがって、表 1.1 では、2 つの点光源が incoherent である場合の回折限界と coherent かつ同位相である場合の回折限界との適当な中間値を、partially coherent かつ同位相である場合の回折限界として用いるべきである。表 1.1 からは、Rayleigh criterion (相当) による回折限界として、 $\Delta_1 = 0.610\lambda/NA'$ または $\Delta_3 = 0.819\lambda/NA'$ のどちらを用いても、従来のフォトリソグラフィの完全解像度は回折限界より大きいことがわかる。Rayleigh criterion (相当) による回折限界だけ離れた 2 つの回折像において、回折像中心-鞍部光強度比は 0.735 であるが、2 つの溝を上部まで完全に分離するためには、0.735 未満のより小さい回折像中心-鞍部光強度比が必要であることがわかる。

表 1.1: 従来のフォトリソグラフィの回折限界と完全解像度

λ	NA	Δ_1	Δ_3	完全解像度	フォトレジスト、膜厚
436 nm	0.35	710 nm	960 nm	1.6 μm	TSMR-8700, 1.35 μm
436 nm	0.54	410 nm	560 nm	840 nm	TSMR-V90, 1.02 μm
365 nm	0.50	390 nm	520 nm	700 nm	THMR-iP1800, 1.16 μm
365 nm	0.57	320 nm	430 nm	560 nm	THMR-iP3300, 1.05 μm

(東京応化工業、フォトレジストカタログから抜粋)

1.1.3 短波長化の問題点

前節で述べた議論から、従来のフォトリソグラフィの解像度を上げるためには、短波長の光を露光に用いればよいことがわかった。半導体集積回路の加工では、デザインルール (design rule, 最小配線幅) が小さくなるのに従って、露光に用いる光は高圧水銀ランプから発生する g 線 ($\lambda = 436 \text{ nm}$)、同 i 線 ($\lambda = 365 \text{ nm}$)、KrF エキシマレーザ光 ($\lambda = 248 \text{ nm}$)、ArF エキシマレーザ光 ($\lambda = 193 \text{ nm}$) と短波長化している。1998 年現在、KrF エキシマレーザ光を用いるフォトリソグラフィが 10 年以上の研究開発期間を経て実用化されて、0.25 μm のデザインルールで半導体集積回路が大量生産されている。しかし、ArF エキシマレーザ光の波長以下の短波長光による露光は、以下に述べるような技術的問題・経済的問題のために実用化されていない。

露光に用いる光の波長を小さくすると、さまざまな技術的問題が発生する。1 つ目の技術的問題は、レンズや鏡に用いる硝材の問題である。一般的に光の波長が可視光の波長より短くなると、ガラスの光透過率が急激に低下する。光学ガラスとして広く用いられているボロンシリケートクラウンガラスの BK7 (Schott Glaswerke) の場合、400 nm 以下の波長域で光透過率が急激に低下し、290 nm 以下の波長の光はほとんど透過しない。紫外光の透過率が最も高い硝材である合成石英ガラスの場合でも、230 nm 以下の波長域で光透過率が急激に低下し、170 nm 以下の波長の光はほとんど透過しない。ガラスの光透過率が低下すると、光を効率的に利用できないだけでなく、ガラスに吸収された光が熱に変換されて、光学部品が熱変形したり、ガラスの屈折率が変化したりするが、その結果、収差が発生したり、焦点位置

が変化したりする。また、紫外光の照射でガラスが損傷を受けて、光学部品の寿命が短くなる [6][8]。さらに、光の波長が可視光の波長より短くなると、合成石英ガラスの分散（光の波長の変化に対する屈折率の変化率）が大きくなるので、色収差が大きくなる。これらの硝材の問題は、ArF エキシマレーザ光による露光では大きな問題になっており、解決は困難である [6][8]。

2つ目の技術的問題はフォトレジストの問題である。従来のフォトレジストに用いられている樹脂は、光透過率が紫外域で低下するために、ArF エキシマレーザ光による露光には適さない。これは、フォトレジストの光透過率が低いと、フォトレジストの表面近傍しか露光されないからである。現在、種々の ArF エキシマレーザ光用のフォトレジストが研究されているが、実用化のためにはフォトレジスト樹脂の光透過率向上や安定性向上などの技術課題が残されている [8]。

3つ目の技術的問題は光源の問題である。高い歩留まりが求められるフォトリソグラフィ用の光源には、出力・発振波長の安定性や長寿命が求められる。現在、フォトリソグラフィ用の光源のうち最も波長が短いものは ArF エキシマレーザである。このレーザでは、短波長の紫外光が往復する共振器内の鏡が損傷するが、これを防止して長寿命を実現することが技術課題の1つになっている [8]。また、上述したように、紫外域では合成石英ガラスの分散が大きくなる。したがって、色収差を抑えるために、紫外光源には発振波長の安定性と狭帯域化とが可視光源以上に求められるが、ArF エキシマレーザでは、これらも十分に実現されていない [8]。さらに、ArF エキシマレーザ光の波長より短い波長で発振するレーザは数種類あるが [9]、フォトリソグラフィ用の光源としての可能性が確定しているものではなく、それ以上の短波長化は、シンクロトロン放射光を用いる x 線リソグラフィを除いて、極めて困難である。

さらに、光源の短波長化によって焦点深度 $DOF = k\lambda/NA^2$ ($k = \text{const.}$) が減少して、焦点合わせが困難になること、および、焦点深度の減少によって平坦度の高い基板が必要になる結果、従来の基板平坦化技術では対応できなくなることも問題になる。

仮に、これらの技術的問題が解決されて、フォトリソグラフィの短波長化が実現できても、フォトリソグラフィ技術が高価になるという経済的問題が発生する。実際に、1000 億円以上の半導体集積回路工場全体の設備投資額に占めるリソグラフィ関係の設備投資額の割合は、加工の微細化とそれにともなう露光の短波長化とが

進むにつれて大きくなっており、1996年で4分の1を越えている[10]。このようにフォトリソグラフィ技術が高価になった理由の1つは、露光の短波長化を進めてきた従来のフォトリソグラフィ技術が、大量生産・大量販売によって投資を回収できる半導体集積回路の加工を想定して、巨額の投資で研究・開発されてきたことである。したがって、大量生産・大量販売を見込めない微小素子の加工では、仮に、上述の技術的問題が解決されても、ArFエキシマレーザ光などの短波長光を用いるフォトリソグラフィを経済的に導入できないことが多いと考える。

1.2 研究の目的

フォトリソグラフィの解像度を上げるための根本的な対処法は、露光に用いる光の波長を小さくすることである。しかし、露光に用いる光を短波長化すると前節で述べた諸問題が発生して、それらの問題の解決は技術的にも経済的にも容易ではない。短波長の光源を用いる縮小投影露光方式のフォトリソグラフィは、従来のフォトリソグラフィの延長上にある技術である。半導体集積回路の加工技術は、多くの微細加工・精密加工技術が複雑に組合わさった総合技術であるが、それらの微細加工・精密加工技術は、それぞれの制約条件を相互に満たすように研究・開発されてきた。これはフォトリソグラフィの開発も例外ではない。半導体集積回路の加工に用いるフォトリソグラフィは、解像度やスループットだけでなく、寸法精度・焦点深度・パターンの重ね合わせ精度・レジストマスクのエッチング耐性などに対しても、前後の工程で決まる厳しい制約条件を満たすように開発目標が設定された。すなわち、従来のフォトリソグラフィは半導体集積回路の加工を想定して、これらの制約条件を満たすように研究・開発されてきた。したがって、光源の短波長化には多くの問題があるが、少なくとも半導体集積回路の加工に用いるフォトリソグラフィに限って考えれば、光源の短波長化によって従来のフォトリソグラフィの解像度を上げていくことが、当面の開発方向としては最も有効である。しかし、半導体集積回路以外の微小素子の加工に用いるフォトリソグラフィでは、光源の短波長化が解像度向上の最善または最短の方法であるとは限らず、別の多様な方法が用意されるべきである。

そこで、本研究ではフォトリソグラフィの解像度を上げるために、光源の短波長化によって光の回折限界を小さくするのではなく、光の回折限界を超える露光方法

を開発する。1.1.2節で議論したように、投影露光方式のフォトリソグラフィに用いる結像光学系は、1.1.2.4節で示した回折限界の制約を必ず受ける。しかし、この回折限界の制約を受けない光が存在する。その光はエバネッセント光 (evanescent light) と呼ばれるが、プリズムなどの全反射面や光の波長より小さい構造を有する回折格子・開口・散乱体などの近傍に発生する (詳しいことは次節で述べる)。このエバネッセント光を用いて光の回折限界を超える新しいフォトリソグラフィを提案して、露光原理の理論検討と基礎実験とによって、その有効性を示すことを本研究の目的とする。

1.3 研究の基礎になる物理と技術の概要

1.3.1 本節の概要

本論文で取り扱うフォトリソグラフィに用いるエバネッセント光は、プリズムなどの全反射面や光の波長より小さい構造を有する回折格子・開口・散乱体などの近傍に発生する。このエバネッセント光は発生源から離れるに従って急激に減衰するので、発生源から光の波長程度以上に離れた遠視野 (far-field) には伝搬しない。すなわち、エバネッセント光は発生源からの距離が光の波長程度以下の微小領域に局在する。この領域を近接場 (near-field) と呼び、近接場における光の振舞いを取り扱う物理学が、近接場光学 (near-field optics) である。

本節では、まず、エバネッセント光の3つの代表的な発生方法、すなわち、(1) 内部全反射を用いる方法、(2) 回折格子を用いる方法、(3) 微小開口・微小散乱体を用いる方法について述べて、エバネッセント光の性質を明らかにする。本節で述べるエバネッセント光の重要な性質は、(1) エバネッセント光は近接場に局在して遠視野に伝搬しないこと、(2) エバネッセント光は伝搬光に変換して取り出せること、(3) エバネッセント光は、光の回折限界を超える発生源の詳細な構造情報を含んでいることである。これらの性質を利用して、回折限界を超える高分解能を有する光学顕微鏡や高密度の光記録が実現されているが、続いて、これらの技術を概観する。

1.3.2 エバネッセント光の発生方法と性質

1.3.2.1 内部全反射を用いる方法

屈折率の異なる媒質の境界面に、高屈折率媒質側から臨界角以上の入射角で光が入射すると、光はその境界面で内部全反射する。このとき、光は低屈折率媒質側には伝搬しないが、境界面の低屈折率媒質側の近接場にはエバネッセント光が発生する。たとえば、空气中に置かれた 45° 直角プリズムに内部全反射条件で光が入射すると、プリズムの斜面の外側にエバネッセント光が発生する。この現象は次のように説明できる。プリズムの斜面にプリズム側から電磁波が入射すると、プリズムの斜面に分極が生じる結果、その周囲に分極に伴う電磁波が発生する。電磁波が臨界角未満の角度でプリズムの斜面に入射した場合は、プリズムの斜面に発生した電磁波はプリズムの内側と外側とに伝搬して、それぞれ反射光と屈折光（透過光）となる。一方、電磁波が臨界角以上の角度でプリズムの斜面に入射した場合は、プリズムの斜面に発生した電磁波は、プリズムの内側には伝搬するが、プリズムの外側では、干渉によってプリズム表面から離れると急激に減衰する。このように内部全反射面から低媒質側に離れると急激に減衰する電磁波が、エバネッセント光である。

内部全反射で発生するエバネッセント光の性質を明らかにするために、図 1.9 に示す光学系を考える。真空中の波長 λ の単色光が、屈折率 n_1 の媒質 1 と屈折率 n_2 の媒質 2 との境界面に、媒質 1 側から入射角 θ_1 で入射する。ただし、 $n_1 > n_2$ 、 $n \equiv n_1/n_2$ とする。光が境界面に内部全反射条件 $\theta_1 > \arcsin(1/n)$ で入射する場合、Snell の法則 $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ を満たす屈折角 θ_2 は実数の範囲には存在しない。したがって、この場合、光は境界面で全反射して媒質 2 側には伝搬しない。しかし、複素数の屈折角 θ_2 の存在を許せば、Snell の法則から入射角 θ_1 と屈折角 θ_2 との間に次に示す関係が成り立つ。

$$\sin \theta_2 = n \sin \theta_1, \quad (1.25)$$

$$\cos \theta_2 = \pm i \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1}. \quad (1.26)$$

ところで、媒質 2 での光の電界ベクトル U_2 は次のように表される。

$$U_2 = A_2 \exp[i\omega t - ik_2(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)]. \quad (1.27)$$

ただし、 A_2 は電界ベクトルの振幅（一般的には複素ベクトル）を、 $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$ は媒質 2 での光の波数を、 ω は光の振動数を、 t は時間をそれぞれ表す。(1.25) 式と (1.26) 式とを (1.27) 式に代入すると、

$$\begin{aligned} U_2 &= A_2 \exp \left[i\omega t - ik_2 \left(xn \sin \theta_1 \pm iz \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1} \right) \right] \\ &= A_2 \exp \left[\pm iz k_2 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1} \right] \cdot \exp [i\omega t - ix k_2 n \sin \theta_1]. \end{aligned} \quad (1.28)$$

ここで、複号の正号は $z \rightarrow \infty$ で $|U_2| \rightarrow \infty$ となるので不適である。すなわち、(1.26) 式と (1.28) 式の複号は負号の方が適する。(1.28) 式を複号のうち負号だけを残して再度書き直すと、

$$U_2 = A_2 \exp \left[\underbrace{-iz k_2 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}_a \right] \cdot \exp \left[\underbrace{i\omega t - ix k_2 n \sin \theta_1}_b \right]. \quad (1.29)$$

(1.29) 式の a 部は z の増加に従って減衰係数 $\sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1}$ で減衰する振幅を、b 部は波数 $\kappa_{2x} = k_2 n \sin \theta_1$ で x 方向に進行する波の振動をそれぞれ表す。すなわち、(1.29) 式は媒質 1 と媒質 2 の境界面に沿って進行するエバネッセント光を表している。

このとき、エバネッセント光の波長 λ_{ex} は次に示す式で表される。

$$\lambda_{ex} = \frac{2\pi}{\kappa_{2x}} = \frac{\lambda}{n_1 \sin \theta_1}. \quad (1.30)$$

すなわち、エバネッセント光の波長は媒質 1 の屈折率と入射角とで決まり、媒質 2 の屈折率によらない。また、内部全反射条件 $\theta_1 > \arcsin(1/n)$ から、 $\sin \theta_1 > 1/n = n_2/n_1$ 、すなわち、 $n_1 \sin \theta_1 > n_2$ が成り立つので、(1.30) 式で表されるエバネッセント光の波長は媒質 2 での伝搬光の波長 λ/n_2 より短い ($\lambda_{ex} < \lambda/n_2$)。

次に、境界面から媒質 2 側にどの程度離れるとエバネッセント光が十分に減衰するかを調べる。エバネッセント光が境界面から媒質 2 に「染み出している」距離をエバネッセント光の染み出し長 d_p として、それをエバネッセント光の振幅が $1/e^2 = 0.135$ 倍に減衰する距離で定義すると、(1.29) 式の a 部の指数が $-d_p k_2 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1} = -2$ となることから、

$$d_p = \frac{2}{k_2 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1}} = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}. \quad (1.31)$$

ここで、一般的な条件の1つとして、 $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1$, $\theta_1 = \pi/4$ を(1.31)式に代入すると、 $d_p = 0.94\lambda_{ex} \sim \lambda_{ex}$ となることから、エバネッセント光の染み出し長が波長程度であることがわかる。また、 $z = d_p \sim \lambda_{ex}$ では、エバネッセント光の振幅は $1/e^2 = 13.5\%$ に、強度は $1/e^4 = 1.8\%$ に減衰していることから、エバネッセント光が境界面からの距離が波長程度以下の領域に確かに局在することがわかる。

境界面からの距離が波長程度以下の領域に局在しているエバネッセント光は、境界面から十分に離れた遠視野には伝搬しないので、レンズを用いる通常の光学系では観察できない。内部全反射で発生するエバネッセント光を観察する一般的な方法の1つは、図1.10に示すように、光が全反射しているプリズム1の斜面に、別のプリズム2の斜面を近接させる方法である。2つのプリズムの隙間をエバネッセント光の染み出し長以下にすると、プリズム2に光が一部透過する。これは、プリズム1の斜面に発生するエバネッセント光が、プリズム2によって伝搬光に変換されるからである。また、プリズム2に透過する光の強度は2つのプリズムの隙間によって決まる。このような現象をfrustrated total reflectionと呼ぶ。

2つのプリズム(誘電体)の隙間とプリズム1からプリズム2への光の透過率との関係を求めるために、図1.11に示す光学系を考える。屈折率が共に n_1 の誘電体1と誘電体2とが、屈折率 n_2 、厚さ d の隙間を挟んで近接しているとする。ただし、 $n_1 > n_2$, $n \equiv n_1/n_2$ とする。また、真空中の波長 λ の単色光が誘電体1の表面に入射するときの入射角を θ_1 、隙間での光の進行方向が z 軸と成す角度を θ_2 とそれぞれ表す(θ_2 は複素数である)。光が誘電体1の表面に全反射条件 $\theta_1 > \arcsin(1/n)$ で入射する場合、Snellの法則から入射角 θ_1 と屈折角 θ_2 との間に、(1.25)式の関係と(1.26)式の関係とが成り立つ。このとき、誘電体1から誘電体2への振幅透過率 T_{12} は、Airyの式(文献[5]などを参照)から次のように表される[11]。

$$T_{12} = \frac{r(1 - e^{-i\psi})}{1 - r^2 e^{-i\psi}}. \quad (1.32)$$

ここで、

$$\psi = \frac{4\pi n_2 d}{\lambda} \cos \theta_2 = \frac{4\pi i d \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{\lambda}. \quad (1.33)$$

また、 r は、誘電体2が無い場合、すなわち、 $d \rightarrow \infty$ の場合の誘電体1表面での振幅反射率であるが、Fresnelの公式(文献[5]などを参照)と(1.25)式と(1.26)式とから、

$$r = e^{i\phi}. \quad (1.34)$$

ただし、

$$\phi = \begin{cases} -2i \arctan \left(n \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1} / \cos \theta_1 \right), & \text{for p-polarized light} \\ -2i \arctan \left(\sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1} / (n \cos \theta_1) \right), & \text{for s-polarized light} \end{cases} \quad (1.35)$$

最終的に、(1.33) 式と (1.34) 式とを (1.32) 式に代入して振幅透過率 T_{12} を計算すると、

$$T_{12} = X \sqrt{1 + X^2} \exp[i(\Phi + \pi/2)]. \quad (1.36)$$

ただし、

$$X = \frac{\sin \phi}{\sinh(i\psi/2)}, \quad (1.37)$$

$$\Phi = -\arctan \left(\frac{\tan \phi}{\tanh(i\psi/2)} \right). \quad (1.38)$$

図 1.12 に、 $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1$, $\theta_1 = \pi/4$ の場合の隙間 d と強度透過率 $|T_{12}|^2$ との関係を示す。誘電体の隙間 d を小さくしていくと、誘電体 1 から誘電体 2 へ透過する光が連続的に増えることがわかる。この現象は、電子のトンネル現象と同様に、光子 (photon) が誘電体 1 から誘電体 2 へ隙間をトンネルする現象 (photon tunneling) であるとも説明できる [12][13]。

1.3.2.2 回折格子を用いる方法

図 1.9 に示した光学系では、光の入射角 θ_1 が臨界角 $\arcsin(n_2/n_1)$ を超えると、実数の屈折角 θ_2 を失った透過光がエバネッセント光になった。これと同様に、回折格子では実数の回折角を失った回折光がエバネッセント光になる。図 1.13 に示すピッチ d の回折格子に、入射角 θ_1 で波長 λ の単色光が入射するときの回折角を θ_2 とする。光束 1 と光束 2 との光路差 $d \sin \theta_2 - d \sin \theta_1$ が光の波長の整数倍になる方向で、それぞれの開口を出た光が強め合い回折光の光強度が極大になるので、回折光の光強度が極大になる回折角 θ_2 は次に示す関係を満たす。

$$d \sin \theta_2 - d \sin \theta_1 = m\lambda. \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1.39)$$

したがって、回折光の光強度が極大になる回折角 θ_2 は、

$$\theta_2 = \arcsin \left(\frac{m\lambda}{d} + \sin \theta_1 \right). \quad (1.40)$$

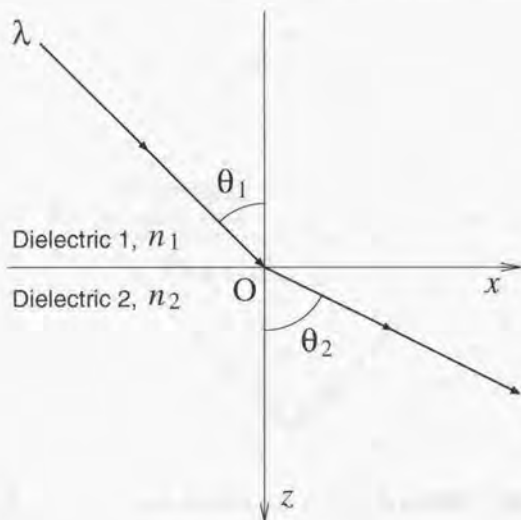


図 1.9: 内部全反射で発生するエバネッセント光を計算するための図

これから、 $|m|$ が大きい高次の回折光は、回折格子のピッチ d が小さくなると実数の回折角 θ_2 を失うことがわかる。このとき、実数の回折角を失った回折光は完全に消えるのではなく、回折格子の表面に局在するエバネッセント光になるが、これを Kirchhoff の回折理論を援用して以下に示す。

図 1.13 に示したように、幅 s の開口がピッチ d で N 個並んでいる 1 次元の回折格子で発生する回折光の強度を、Fraunhofer 回折の基礎積分から求める。 $p \equiv \sin \theta_2 - \sin \theta_1$ と定義すると、回折光の振幅 $U(p)$ は N 個の開口で回折した光の振幅を足し合わせたものなので、

$$\begin{aligned}
 U(p) &= \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{s}} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{-\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}} e^{-ik(x+nd)p} dx \\
 &= \frac{\sqrt{Es}}{\lambda} \left(\frac{1 - e^{-iNkp}}{1 - e^{-ikp}} \right) \left\{ \frac{\sin(ksp/2)}{(ksp/2)} \right\}. \quad (1.41)
 \end{aligned}$$

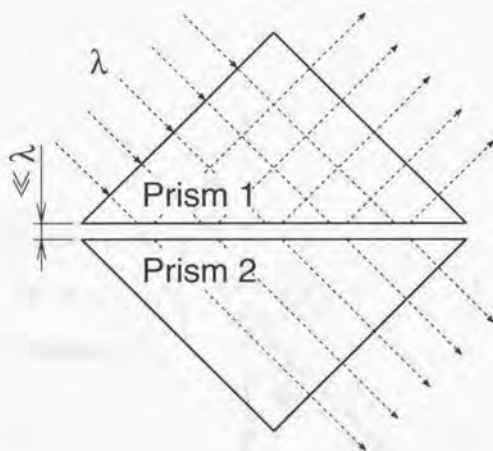


図 1.10: プリズムを用いてエバネッセント光を観察する方法

ただし、 E はそれぞれの開口に入射する光の全エネルギー、 k は光の波数である。したがって、回折光の強度 $I(p)$ は次のように表される。

$$\begin{aligned}
 I(p) = |U(p)|^2 &= \frac{Es}{\lambda^2} \left(\frac{1 - e^{-iNkdp}}{1 - e^{-ikdp}} \right) \left(\frac{1 - e^{iNkdp}}{1 - e^{ikdp}} \right) \left\{ \frac{\sin(ksp/2)}{(ks p/2)} \right\}^2 \\
 &= \frac{Es}{\lambda^2} \left\{ \frac{\sin(Nkdp/2)}{\sin(kdp/2)} \right\}^2 \left\{ \frac{\sin(ksp/2)}{(ks p/2)} \right\}^2. \quad (1.42)
 \end{aligned}$$

図 1.14 に回折光の強度分布 ($p, I(p)$) を示す。これから、回折光の強度は (1.39) 式の関係を満たす $p = m\lambda/d$ で極大になること、および、その極大値は $|p|$ が大きい高次の回折光では相対的に小さいことがそれぞれわかる。ところで、 $\sin \theta_2 = p + \sin \theta_1$ であるが、 $|p + \sin \theta_1| > 1$ 、すなわち、次に示す範囲には、実数の回折角 θ_2 は存在しない。

$$p > 1 - \sin \theta_1, \quad p < -1 - \sin \theta_1. \quad (1.43)$$

しかし、図 1.14 からわかるように、(1.43) 式の範囲にも回折光が存在する。(1.43) 式の範囲では θ_2 は複素数であるので、入射角 θ_1 と回折角 θ_2 との間に次に示す関係

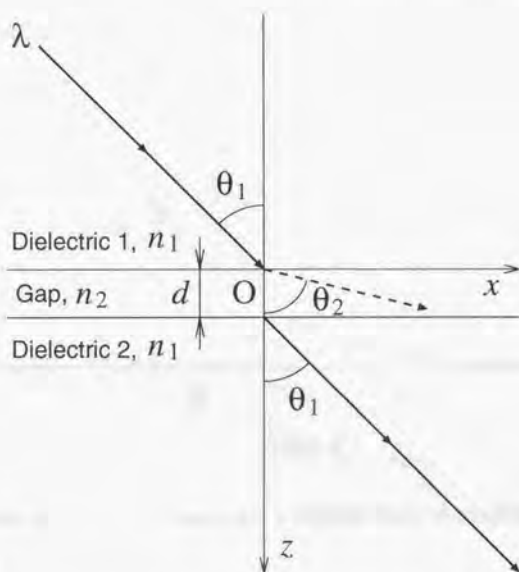


図 1.11: Frustrated total reflection における光の透過率を計算するための図

が成り立つ。

$$\sin \theta_2 = p + \sin \theta_1, \quad (1.44)$$

$$\cos \theta_2 = \pm i \sqrt{(p + \sin \theta_1)^2 - 1}. \quad (1.45)$$

また、回折光の電界ベクトルは、図 1.9 に示した光学系の場合と同様に、(1.27) 式で表される。(1.27) 式に (1.44) 式と (1.45) 式とを代入して、(1.43) 式の範囲の回折光の電界ベクトル U_2 を求めると、

$$\begin{aligned} U_2 &= A_2 \exp \left[i\omega t - ik_2 \left(x(p + \sin \theta_1) \pm iz \sqrt{(p + \sin \theta_1)^2 - 1} \right) \right] \\ &= A_2 \exp \left[\pm zk \sqrt{(p + \sin \theta_1)^2 - 1} \right] \cdot \exp[i\omega t - ixk(p + \sin \theta_1)]. \end{aligned} \quad (1.46)$$

ここで、複号の正号は $z \rightarrow \infty$ で $|U_2| \rightarrow \infty$ となるので不適である。すなわち、(1.45) 式と (1.46) 式の複号は負号の方が適する。(1.46) 式を複号のうち負号だけを

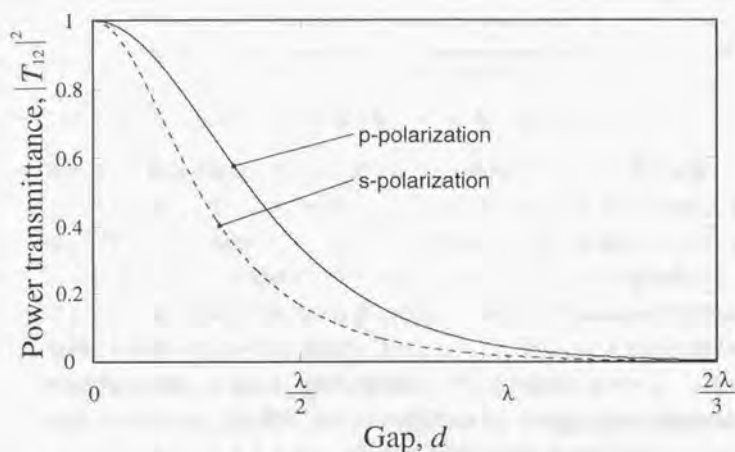


図 1.12: Frustrated total reflection における誘電体の隙間と光の強度透過率との関係

残して再度書き直すと、

$$U_2 = \underbrace{A_2 \exp \left[-z k \sqrt{(p + \sin \theta_1)^2 - 1} \right]}_a \cdot \underbrace{\exp[i\omega t - i x k(p + \sin \theta_1)]}_b. \quad (1.47)$$

(1.47) 式の a 部は z の増加に従って減衰係数 $\sqrt{(p + \sin \theta_1)^2 - 1}$ で減衰する振幅を、b 部は波数 $\kappa_{2x} = k(p + \sin \theta_1)$ で x 方向に進行する波の振動をそれぞれ表すので、(1.47) 式は回折格子に沿って進行するエバネッセント光を表す。すなわち、図 1.14 に示すように、回折光のうち (1.43) 式の範囲に存在する成分はエバネッセント光であり、一方、それ以外の成分は伝搬光である。内部全反射で発生するエバネッセント光の場合と同様に、エバネッセント光の波長 λ_{ex} は、

$$\lambda_{ex} = \frac{2\pi}{\kappa_{2x}} = \frac{\lambda}{p + \sin \theta_1}. \quad (1.48)$$

架み出し長 d_p は、

$$d_p = \frac{2}{k\sqrt{(p + \sin \theta_1)^2 - 1}} = \frac{\lambda}{\pi\sqrt{(p + \sin \theta_1)^2 - 1}}. \quad (1.49)$$

ここまで述べたことから、以下に述べる3つの結論が導かれる。

1. 回折格子の構造が微細になると、すなわち、回折格子のピッチ（格子定数） d が小さくなると、図 1.14 において、 $m\lambda/d$ が大きくなることからわかるように、回折光は広い範囲の p に分布する。したがって、格子定数が小さくなると、 $|p + \sin \theta_1| > 1$ の範囲の回折光、すなわち、エバネッセント光が増える。ところで、格子定数が入射光の波長より小さい場合は、Fraunhofer 回折の基礎積分から導いた (1.47) 式は成立しない。しかし、図 1.14 に示される回折光の定性的な性質、すなわち、回折光強度が (1.39) 式の関係を満たす $p = m\lambda/d$ で極大になること、および、図 1.14 の破線で表される回折光強度の包絡線が $p = m\lambda/s$ で極小になることは、回折格子の格子定数が入射光の波長より小さい場合も正しいと考える。そこで、図 1.14 を回折格子の格子定数が入射光の波長より小さい場合の議論にも援用すると、格子定数が入射光の波長より小さい回折格子で発生する回折光は、0 次回折光を除いて、ほとんどエバネッセント光であることがわかる。また、回折格子の格子定数を光の波長より十分に小さくしても、回折光には必ず伝搬光成分（0 次回折光）が僅かに含まれることもわかる。伝搬光とエバネッセント光とを合わせた近接場に存在する光を、近接場光 (near-field light) と呼ぶ。近接場光とエバネッセント光とを同義で用いることも少なくないが、本論文では両者を区別する。
2. Fourier 光学によれば、回折格子による単色光の Fraunhofer 級回折像 $I(p)$ は、回折格子の光透過率曲線 $T(x)$ の Fourier 変換 ($I(p) = \mathcal{F}\{T(x)\}$)、すなわち、回折格子の空間周波数スペクトルを表している。言い換えれば、図 1.14 の p は回折格子の空間周波数に対応する。したがって、回折格子の概略の（空間周波数の低い）構造情報は $|p|$ の小さい回折光に、回折格子の詳細な（空間周波数の高い）構造情報は $|p|$ の大きい回折光にそれぞれ含まれる。1 で述べたように、格子定数が入射光の波長より小さい回折格子の場合、0 次回折光を除くほとんど全ての回折光がエバネッセント光であるので、回折格子のほとんど全ての構造情報がエバネッセント光に含まれる。一方、遠視野で観察できる伝搬光

成分には、回折格子の構造情報はほとんど含まれていないので、仮に、全ての伝搬光成分を光学系で結像しても、格子定数が入射光の波長より小さい回折格子の構造は再現できない。さらに詳しく言えば、開口数 NA のレンズで集光できる回折光は、 $|p + \sin \theta_1| < NA$ の範囲の回折光である。また、回折格子がピッチ d の周期構造を有していることを知るためには、少なくとも 0 次回折光と 1 次回折光とを観察しなくてはならない。したがって、0 次回折光と 1 次回折光とが $|p + \sin \theta_1| < NA$ の範囲に過不足なく収まるときの回折格子のピッチ d が、光の回折限界である。以上に述べたことから、高次の回折光を含むエバネッセント光を何らかの方法で取り出せれば、光の回折限界が原因で通常の光学系では観察できない回折格子の詳細な構造情報を、観察できることがわかる。

3. (1.48) 式からわかるように、回折格子で発生するエバネッセント光は様々な波長の成分を含むが、エバネッセント光の波長 λ_{ex} は $|p|$ が大きいほど小さい。また、2 で述べたように、 p は回折格子の空間周波数に対応しているので、波長 λ_{ex} の小さいエバネッセント光は、空間周波数の高い、すなわち、格子定数の小さい構成成分によって変調（回折）された光である。実は、波長 λ_{ex} のエバネッセント光は、格子定数 λ_{ex} ($\lambda_{ex} < \lambda$) の構成成分によって変調（回折）された光である [14][15]。また、(1.49) 式からわかるように、エバネッセント光の染み出し長 d_p は $|p|$ が大きいほど小さい。したがって、波長の短いエバネッセント光ほど回折格子の表面近傍により強く局在する。

1.3.2.3 微小開口・微小散乱体を用いる方法

任意の開口は、Fourier 分解によって格子定数の異なる回折格子の重ね合わせで表現できる。したがって、任意の開口で発生する回折光は、格子定数の異なる回折格子で発生する回折角の異なる回折光、すなわち、方位角の異なる平面波の重ね合わせで表現できる。これと同様に、任意の散乱光（それを一般化した散乱場）はアンギュラ・スペクトル分解 (analyticity of angular spectrum amplitude) によって、方位角の異なる平面波の重ね合わせで表現できる [16]。ただし、平面波の方位角は実数のみではなく複素数にもなる。これまでの議論と同様に、実数の方位角を有する平面波は伝搬波であり、一方、複素数の方位角を有する平面波はエバネッセント波で

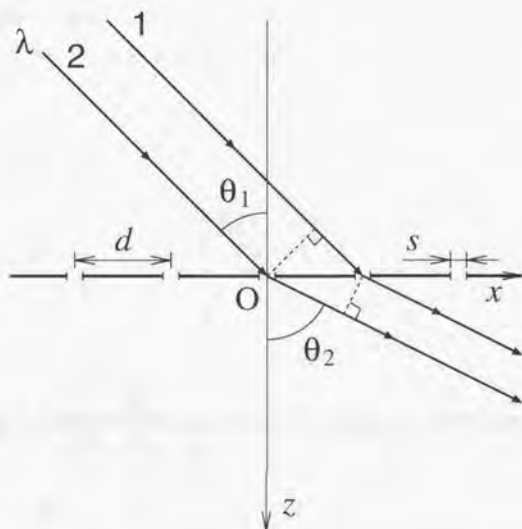


図 1.13: 回折格子で発生する回折光を計算するための図

ある。

図 1.15 に示すように、平面波の方位角を θ_2 とすると、平面波は (1.27) 式で表される。(1.27) 式を x, z 方向の波数 $\kappa_x \equiv k_2 \sin \theta_2 = (2\pi/\lambda) \sin \theta_2$, $\kappa_z \equiv k_2 \cos \theta_2 = (2\pi/\lambda) \cos \theta_2$ を用いて書き直すと、

$$U_2 = A_2 \exp[i(\omega t - \kappa_x x - \kappa_z z)]. \quad (1.50)$$

また、 κ_x, κ_z は次の分散関係を満たす。

$$\kappa_x^2 + \kappa_z^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2. \quad (1.51)$$

θ_2 が複素数、すなわち、 $\kappa_x > 2\pi/\lambda$, $\kappa_x < -2\pi/\lambda$ の場合、(1.51) 式の分散関係から $\kappa_z = -i\sqrt{\kappa_x^2 - (2\pi/\lambda)^2}$ であるので、(1.50) 式は次のように表せる。

$$U_2 = A_2 \exp \left[-z \sqrt{\kappa_x^2 - (\lambda/2\pi)^2} \right] \cdot \exp[i(\omega t - \kappa_x x)]. \quad (1.52)$$

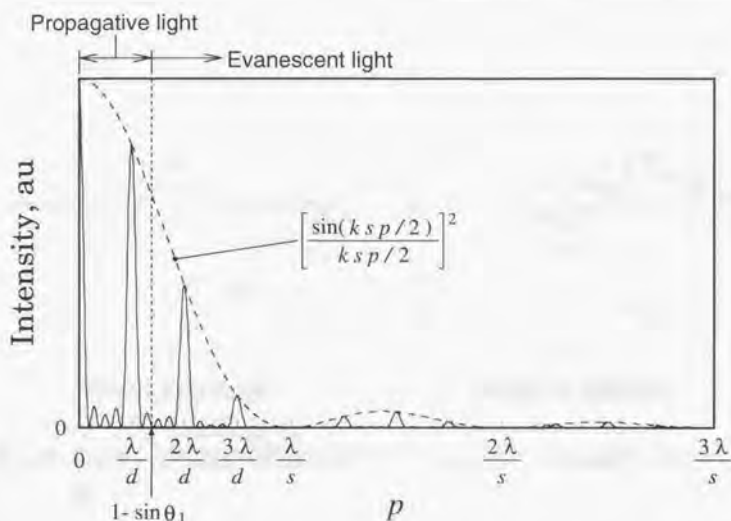


図 1.14: 回折格子で発生するエバネッセント光を含む回折光の強度分布

(1.52)式で表される平面波は、 z の増加に従って減衰し、 x 方向に進行する波長 $\lambda_{ex} = 2\pi/\kappa_x$ のエバネッセント波である。回折格子で発生する回折光の場合と同様に、 κ_x は開口または散乱体の空間周波数に対応するので、回折光または散乱光は、開口または散乱体の空間周波数スペクトルにそれぞれ対応する周波数スペクトルを有する。図 1.16に、光の波長 λ より小さい大きさ a ($a < \lambda$) の開口または散乱体によって発生する回折光または散乱光の波数スペクトルを示す。図 1.16に示すように、 $\kappa_x > 2\pi/\lambda$, $\kappa_x < -2\pi/\lambda$ の範囲に存在する成分がエバネッセント光であり、一方、それ以外の成分が伝搬光である。これから、開口または散乱体の大きさ a が小さくなると、エバネッセント光成分が増えることがわかる。

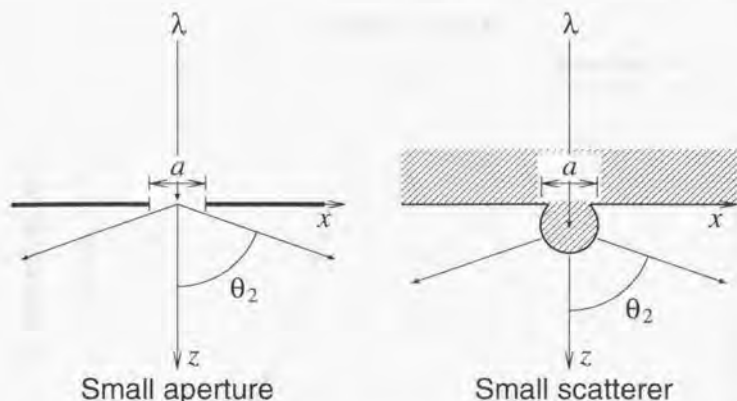


図 1.15: 微小開口または微小散乱体で発生するエバネッセント光を説明するための図

1.3.3 エバネッセント光を利用する既存技術の概要

エバネッセント光を利用する既存技術として、近接場光学顕微鏡と近接場光記録とが代表的である [14][17]。

近接場光学顕微鏡には様々な方式がある。Guerra が発表した内部全反射を用いる非走査形の近接場光学顕微鏡 (photon tunneling microscope: PTM) は、図 1.17 に示すように、ガラス基板に内部全反射条件で光を入射して、ガラス基板裏面に発生するエバネッセント光で、透明な誘電体試料を観察するものである [18]。誘電体試料をガラス基板裏面に近接させると、ガラス基板裏面のエバネッセント光が、1.3.2.1 節で述べた frustrated total reflection の原理で伝搬光に変換されて、試料に透過する。このときに透過する光の強度は、試料表面とガラス基板表面との距離、すなわち、試料表面の高さで決まるので、frustrated total reflection によって弱められた反射光の強度分布を測定すれば、試料表面の 3 次元形状を得られる。PTM の面内方向の解像度は、(1.30) 式で与えられるエバネッセント光の波長で決まるので、画期的に小さくはならない。Guerra の報告では、 0.3λ の面内方向の解像度が得られている。

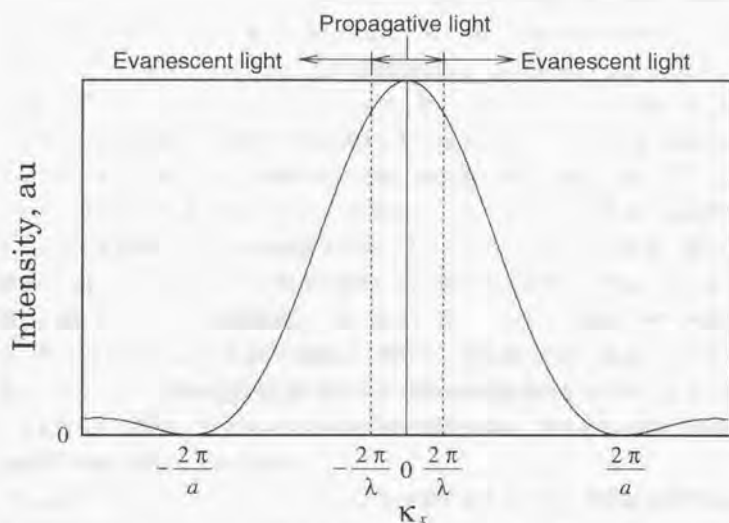


図 1.16: 微小散乱体で発生するエバネッセント光を含む散乱光の波数スペクトル

Pohl らが最初に発表した微小開口を用いる走査形近接場光学顕微鏡 (scanning near-field optical microscope: SNOM) は、図 1.18 に示すように、先端に微小開口を有する探針で透明な誘電体試料の表面近傍を走査して、探針先端の微小開口に発生する近接場光で試料を観察するものである [19][20][21]。探針から試料への透過光の強度が一定になるように探針の試料表面からの高さを制御して、その制御信号を測定することで、あるいは、探針と試料表面との距離が一定になるように探針を制御して、探針から試料への透過光の強度を測定することで、試料表面の 3 次元形状を得る。微小開口近傍の光の広がりには開口径程度であるので、SNOM の面内方向の解像度は微小開口の開口径によって決まる。微小開口近傍の光の広がりには開口径程度である理由は、前節で述べたように、微小開口近傍のエバネッセント光が、波長より小さい微小開口の構造情報を含んでいることである。Pohl らの報告では、 $\lambda/20$ の面内方向の解像度が得られている。

Pohlらが発表したSNOMでは、微小開口に発生する近接場光を試料に照射したが、誘電体試料の表面に発生する近接場光を微小開口で検出するSNOMもある[12][22][23][24]。フォトン走査形トンネル顕微鏡(photon scanning tunneling microscope: PSTM)とも呼ばれるこのSNOMは、図1.19に示すように、先端に微小開口を有する探針で透明な誘電体試料の表面近傍を走査することで、内部全反射照明された試料表面に発生する近接場光を、探針先端の微小開口を通して検出するものである。微小開口を通して検出される光の強度が一定になるように探針の試料表面からの高さを制御して、その制御信号を測定することで、あるいは、探針と試料表面との距離が一定になるように探針を制御して、微小開口を通して検出される光の強度を測定することで、試料表面の3次元形状を得る。PSTMの面内方向の解像度も、Pohlらの発表したSNOMの解像度と同様に、微小開口の開口径によって決まる。これは、試料表面の近接場光は試料表面の詳細な構造情報をエバネッセント光として含んでいるが、PSTMはその近接場光の強度分布を、微小開口の開口径程度の空間分解能で測定するからである。

以上に述べた方式以外にも、たとえば、図1.20に示すように、内部全反射照明された試料表面の近接場光を金属探針によって散乱して、その散乱光を対物レンズで集光して検出する方式がある[25][17]。試料の局所的な光学特性を光の回折限界を超える分解能で測定できることが、他の顕微鏡にはない近接場光学顕微鏡の利点である。

近接場光記録にはSNOMを応用するものが多い[26][27]。すなわち、探針先端の微小開口に発生する近接場光で感光材料にデータを書き込み、SNOM観察と同様の方法でデータを読み出すものである。データの書き込みと読み出しとの区別は、光の強度や波長を変えて行う。記録媒体に用いる感光材料としては、光磁気材料やフォトリソミック有機材料や相変化材料が試用されているが、100 Gbit/inch²を超える記録密度を実現できる可能性が示されている[15]。しかし、ほとんどのSNOMを応用する近接場光記録は研究の初期段階にあり、実用化のためには、書き込み・読み出し速度の向上やSN比の改善などの多くの問題を解決しなくてはならない。

SNOMを応用する近接場光記録以外には、固浸レンズ(solid immersion lens: SIL)を用いる近接場光記録がある。Kinoらが発表した方式は、図1.21に示すように、半球のSILの下面に信号光の焦点を合わせ、SILの下面に近接させた記録媒体に光を照射して、データの書き込みと読み出しとを行うものである[28][15]。屈折率 n

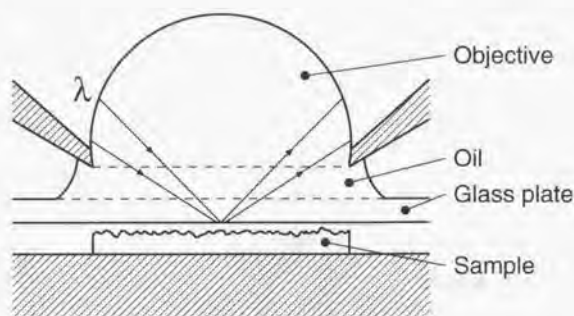


図 1.17: Guerra の photon tunneling microscope の概念図 [18]

の SIL の下面に形成される光径は、空気中のそれと比べて $1/n$ と小さくなり、さらに、SIL の下面に近接させた記録媒体にはその小さい光径で光が透過するので、通常の光記録と比較して、 n^2 倍程度の高い記録密度を実現できる。SIL を用いた方式は SNOM を応用した方式のように、画期的に高い記録密度は実現できないが、実用化は比較的容易である。

エバネッセント光を利用するその他の既存技術には、近接場光加工がある。SNOM を用いる近接場光加工は、SNOM を応用する近接場光記録のデータ書き込みと同様の方法で、フォトレジストを露光・加工するものである。光岡らは、波長 442 nm の光を用いて、幅約 100 nm、深さ数 nm の溝を g 線用ポジフォトレジストに描画している [29][30]。また、SIL を用いる近接場光加工は、SIL を用いる近接場光記録のデータ書き込みと同様の方法で、フォトレジストを露光・加工するものである。Ghislain らは、波長 442 nm の光と開口数 2.2 の高屈折率 SIL とを用いて、幅約 200 nm、深さ約 50 nm の溝をフォトレジストに描画している [31]。

1.4 論文の内容と構成

本論文は 7 章で構成される。第 1 章では、研究の背景・研究の目的・研究の基礎になる物理と技術の概要についてそれぞれ述べた。1.1 節の研究の背景では、高解像

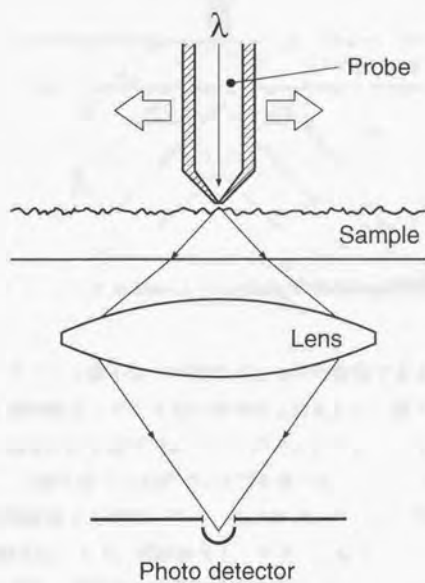


図 1.18: 透過形 scanning near-field optical microscope の概念図

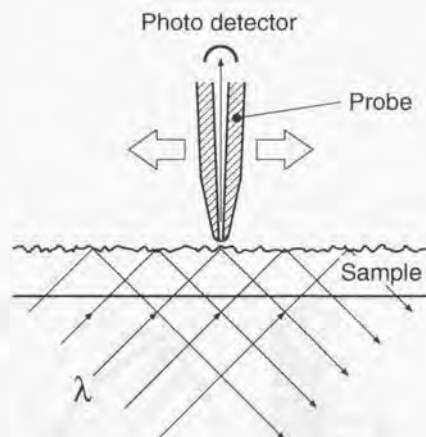


図 1.19: Photon scanning tunneling microscope の概念図

度のフォトリソグラフィが微小素子を製作するために重要であること、従来のフォトリソグラフィを高解像度化するための根本的な対処法は、露光に用いる光の短波長化であること、および、従来のフォトリソグラフィにおける光の短波長化の問題点を順に述べて、1.2節で述べた本研究の目的を導いた。また、光の回折限界とフォトリソグラフィの解像度とを定義して、フォトリソグラフィの解像度の評価基準を明確にした。1.3節では、まず、近接場光リソグラフィに用いるエバネッセント光について説明した。次に、近接場光学顕微鏡を中心に、エバネッセント光を用いる既存技術を概観した。

第2章では、近接場光リソグラフィを提案する。まず、2.1節で近接場光リソグラフィの露光方法を、次に、2.2節で同工程をそれぞれ提案する。ここで提案する近接場光リソグラフィは、全く新しい微細転写加工技術である。この新しい微細転写加工技術を理論的かつ実験的に実証して、微細加工と微小素子の可能性を広げることが、本研究の工学的意義である。2.3節では、近接場光リソグラフィの特徴について議論する。

第3章では、近接場露光の理論検討を行う。3.1節では、モード表面とフォトレ

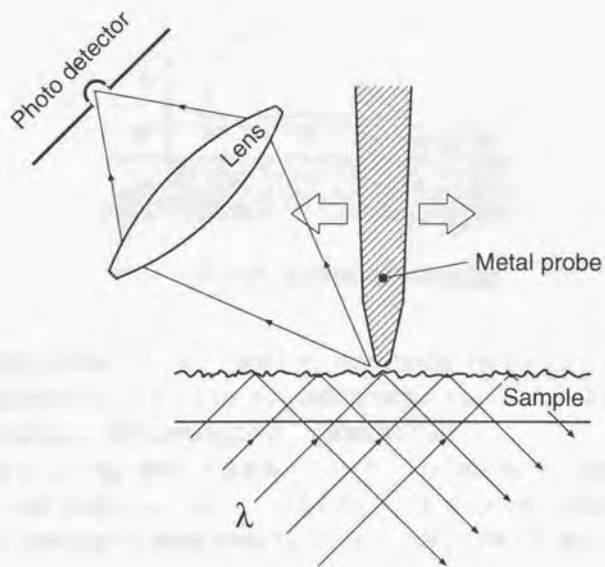


図 1.20: 金属探針を用いる scanning near-field optical microscope の概念図

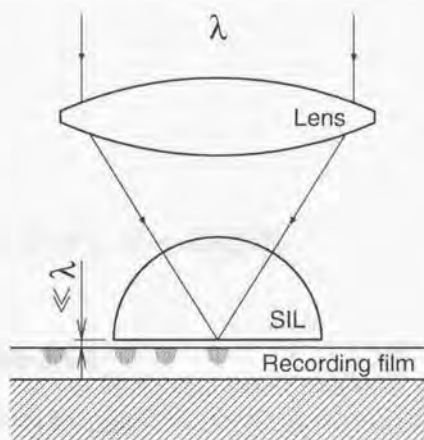


図 1.21: SIL を用いる近接場光記録の概念図

ジスト表面とが無限平面であると仮定して、古典光学に基づいてフォトレジストの露光強度を計算する。また、3.2節では、微細凹凸模様とフォトレジストとの間に生じる近接電磁場を、差分時間領域法によって数値解析する。

第4章では、2.2節で提案する近接場光リソグラフィの工程の順に、近接場光リソグラフィの試行実験について述べる。すなわち、マスタモールド製作実験とレプリカモールド製作実験と近接場露光実験とについて、4.2節と4.3節と4.4節とでそれぞれ述べる。

第5章では、まず、第3章で述べる理論検討結果と4.4節で述べる近接場露光実験の結果とを比較検証する。次に、第4章で述べる実験結果に基づいて、近接場光リソグラフィを評価する。特に、解像度に関する評価では、近接場露光実験で得られた解像度を、1.1.2.3節で定義した回折限界と比較して評価する。

第6章では、近接場光リソグラフィの高解像度化・高コントラスト化と将来の応用とに関してそれぞれ考察する。その結果、近接場光リソグラフィの課題の解決法と将来の応用例とを具体的に示す。

第7章では、本論文全体の結論を述べる。

第2章

近接場光リソグラフィの提案

2.1 近接場露光の原理

加工は一般的に工具形状の被加工物への転写であるので、工具形状より微細な形状は加工できない。たとえば、切削加工ではどんなに工具を精密に送っても、工具の先端径以下の形状を加工できない。これはフォトリソグラフィでも同様に成立する。従来のフォトリソグラフィでは、マスクまたはレチクルによる回折光の伝搬光成分が工具に相当する。1.3.2.2節で述べたように、マスクまたはレチクルで発生する回折光のうち、伝搬光成分はマスクまたはレチクルの低い空間周波数成分によって変調された回折光である。言い換えれば、マスクまたはレチクルの構造情報のうち、光の回折限界より大きい構造情報のみが伝搬光に含まれ、一方、光の回折限界より小さい構造情報はエバネッセント光に含まれる。したがって、伝搬光を「工具」とする従来のフォトリソグラフィでは、光の回折限界より小さい解像度を実現できない。

フォトリソグラフィで光の回折限界より小さい解像度を実現するためには、伝搬光からエバネッセント光を含む近接場光に「工具」を交換すればよい。たとえば、図1.13に示した回折格子の形状を、光によってフォトレジストに転写することを考える。回折格子の格子定数が光の波長より十分に小さい場合、回折格子で発生する回折光の伝搬光成分のみをフォトレジストに結像させても、回折格子の形状をフォトレジストに転写できない。これは、1.3.2.2節で述べたように、回折格子の周期構造を再現するためには、回折光のうち少なくとも0次回折光と1次回折光とを結像させる必要があるが、格子定数が光の波長より十分に小さい回折格子で発生する回

折光の伝搬光成分には、0次回折光のみが含まれるからである。1次以上の高次の回折光はエバネッセント光成分に含まれるので、格子定数が光の波長より十分に小さい回折格子の形状を、フォトレジストに転写するためには、フォトレジストを回折格子の近傍に近づけて、回折格子の表面に存在する近接場光でフォトレジストを露光すればよい。このようにマスクをフォトレジストに近接または密着させる露光方式は、それぞれ近接露光または密着露光と呼ばれ、歴史的に古いフォトリソグラフィ技術である。しかし、マスクのパターン寸法を光の波長より十分に小さくすると、露光原理を理解するために、従来は考慮されていなかったエバネッセント光の存在を考慮しなくてはならないことが学問的に新しい。従来の近接露光または密着露光で、マスクのパターン寸法を光の波長より十分に小さくすると、光の回折限界を超えるフォトリソグラフィを実現できるが、これは、1.3.3節で述べたSNOMを応用する近接場光記録や近接場光加工と同様に、微小開口によって発生するエバネッセント光を利用するからである。

ところで、1.3.2.3節で述べたように、微小散乱体でも微小開口と同様にエバネッセント光が発生する。図2.1(a)または(b)にそれぞれに示すように、光の波長より十分に小さい微小開口または微小散乱体に光を入射させると、それぞれ回折光または散乱光が発生するが、それらの0次光を除くほとんどの成分はエバネッセント光である。ただし、遮光が完全な微小開口では回折光のみが発生するのに対して、微小散乱体では散乱光と透過光とが同時に発生する。散乱光は散乱体によって変調された散乱体の構造情報を含む光であるのに対して、透過光は散乱体の存在とは関係ない背景光である。しかし、図2.1(c)に示すように、微小散乱体に内部全反射条件で光を入射させると、微小散乱体はエバネッセント光によって照明されるので、散乱光は発生するが、透過光は発生しない。したがって、図2.1(c)に示す光学系を用いれば、微小散乱体で発生する散乱光を、微小散乱体の存在とは関係ない透過光と分離して利用することができる。1.3.3節で述べたPSTMや従来の暗視野顕微鏡は、上述の内部全反射照明の性質を用いているので、観察対象である微小散乱体の構造を高いSN比で観察できる。

本論文で提案する近接場光リソグラフィも内部全反射照明を用いる。図2.2に本論文で提案する近接場光リソグラフィの露光方法(近接場露光と呼ぶ)を示す。従来のフォトリソグラフィ用マスクに相当する加工形状の原版として、微細凹凸模様が付いた透明基板を用意する。これをモールド(mold)と呼ぶ。モールドを45°直角

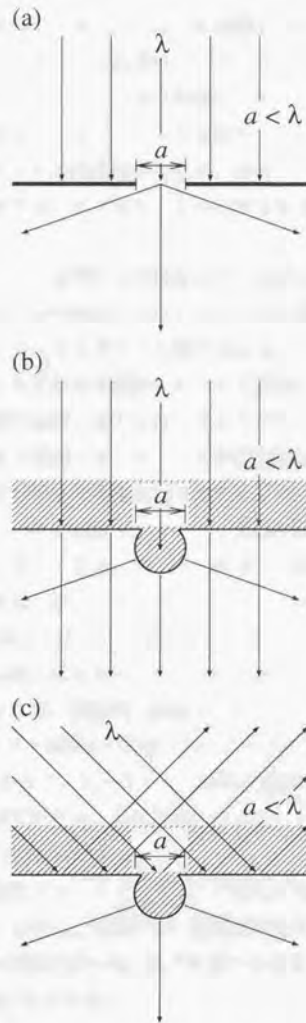


図 2.1: エバネッセント光の発生方法

プリズム（以後、単にプリズムと言え、 45° 直角プリズムを意味する）に、モールドとプリズムとが光学的に一体化するように密着させる。プリズムに内部全反射条件で光を入射させると、モールド表面にエバネッセント光が発生して、モールド表面の微細凹凸模様がエバネッセント光で照明される。その結果、1.3.2.3節で述べたように、微細凹凸模様がエバネッセント光を散乱して、モールド表面には微細凹凸模様によって変調された近接電磁場ができる。微細凹凸模様が光の波長より十分に小さい場合、1.3.2.3節で述べたように、この近接電磁場のほとんどの成分はエバネッセント光である。

フォトレジストをモールド表面からの距離が光の波長より十分に小さい領域に置くと、1.3.2.1節で述べた frustrated total reflection の原理でモールドからフォトレジストに光が透過して、フォトレジストが露光される。このとき、フォトレジストの露光状態は、主にモールドからの距離とモールド表面の近接電磁場の状態とで決まる。これを簡単に説明すれば、以下に述べるようになる。モールド表面からの距離が波長より十分に小さい領域では、モールド表面の近接電磁場は、基本的にモールド表面の微細凹凸模様に沿った等強度面を有する。モールド表面の微細凹凸模様の大きさが光の波長より小さい場合も、モールド表面の近傍にはエバネッセント光が存在するので、同様である。また、モールド表面の近接電磁場の強度は、モールドから離れると指数関数的に減少する。したがって、フォトレジストをモールド表面からの距離が光の波長より十分に小さい領域に置くと、微細凹凸模様の凸部に面したフォトレジストは強く露光され、一方、同凹部に面したフォトレジストは弱く露光される。言い換えれば、微細凹凸模様の凸部とフォトレジスト表面との距離は、同凹部とフォトレジスト表面との距離と比べて小さいので、frustrated total reflection によるモールドからフォトレジストへの光の透過率は、微細凹凸模様の凸部で大きく、一方、同凹部で小さい。その結果、フォトレジストは基本的に微細凹凸模様の凸部形状に応じて露光される。

本節で提案する近接場光フォトリソグラフィの露光原理は、簡単に説明すれば以上に述べた通りである。しかし、実際には、近接場露光原理を提案するために、以下に述べるさらに詳しい議論を行った。以下に述べる議論は、1.3.2節で述べたエバネッセント光の性質に基づいている。

1. 上述の露光原理の説明では、内部全反射照明によってモールド表面に発生する近接電磁場の強度は、モールド表面から離れると指数関数的に減少すると仮定

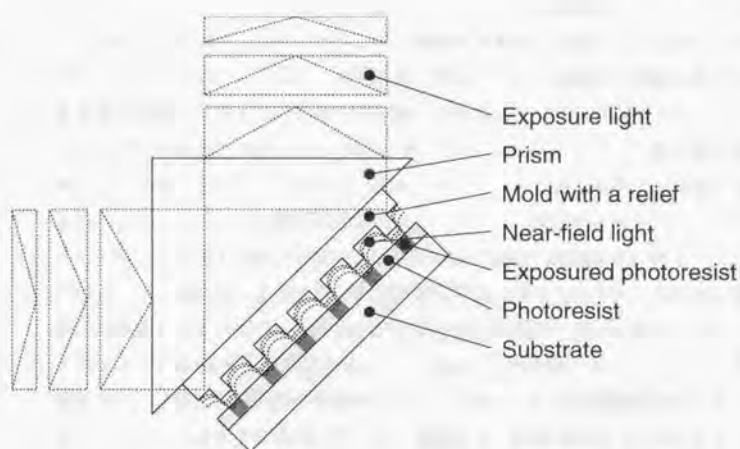


図 2.2: 近接場光リソグラフィの露光方法

した。言い換えれば、frustrated total reflection によるモールドからフォトレジストへの光の透過率は、モールド表面とフォトレジスト表面との距離が大きくなるのに従って、指数関数的に減少すると仮定した。1.3.2.1節で述べた frustrated total reflection では、内部全反射照明されるプリズムの斜面が完全に平面であるので、照明光が単色光の場合、プリズムの斜面に発生するエバネッセント光は、(1.30) 式で与えられる単一の波長を有する。この場合、エバネッセント光はプリズムの斜面から離れると (1.29) 式に従って指数関数的に減衰するので、上述の仮定は正しい。しかし、実際には、プリズムの斜面に微細凹凸模様を有するモールドが存在するので、モールド表面のエバネッセント光は、微細凹凸模様によって散乱される結果、様々な波長の成分を含む。この場合、エバネッセント光の各成分は、波長程度の異なる染み出し長をそれぞれ有する。すなわち、エバネッセント光はモールド表面から離れると、波長の短い成分から順に指数関数的に減衰する。したがって、上述の仮定は、エバネッセント光を波長の異なる各成分にスペクトル分解したそれぞれの成分について正しい。

2. 本項では、モールド表面の微細凹凸模様の段差について議論する。モールド表面の微細凹凸模様は、次に述べる2つの機能を有する。すなわち、内部全反射照明で発生するエバネッセント光を散乱（変調）して、微細凹凸模様の構造情報を含む散乱光を発生させる第1の機能、および、モールド表面とフォトレジスト表面との距離を場所によって変化させて、フォトレジストの露光量を場所によって変化させる、すなわち、露光のコントラストを生む第2の機能を有する（フォトレジストの露光量の場所による違いを、露光のコントラストと呼ぶ）。第2の機能を実現するためには、微細凹凸模様の段差はエバネッセント光の染み出し長程度、すなわち、光の波長程度に大きい方がよい。これは、微細凹凸模様の高さがエバネッセント光の染み出し長程度に大きい場合、モールド表面からの距離が光の波長に比べて十分に小さい領域にフォトレジストが存在すれば、微細凹凸模様の凸部からフォトレジストに光が透過するが、同凹部からフォトレジストには光がほとんど透過しないからである（これについて3.1節で理論計算する）。

しかし、微細凹凸模様の段差が照明光の波長 λ 程度に大きいと、内部全反射照明で発生するエバネッセント光が微細凹凸模様によって散乱される結果、多くの伝搬光が発生する。これは、図1.16において、微小散乱体の大きさ a が照明光の波長 λ と同程度に大きくなると、散乱光のほとんどが伝搬光になることからわかる。伝搬光はモールド表面から離れても急激に減衰しないので、モールド表面とフォトレジスト表面との距離の変化による露光のコントラストを生まない。したがって、微細凹凸模様の段差には、照明光の波長以下の最適値が存在すると考える。

3. 上述の露光原理の説明では、モールド表面とフォトレジスト表面との距離を、光の波長より十分に小さくしなくてはならないことを述べたが、本項では、同距離についてさらに詳しく議論する。モールドからフォトレジストに光が透過するためには、言い換えれば、フォトレジストがモールド表面のエバネッセント光で露光されるためには、モールド表面とフォトレジスト表面との距離が、エバネッセント光の染み出し長より小さくなくてはならない。ただし、1で述べたように、微細凹凸模様で発生するエバネッセント光は様々な波長の成分を含み、それらの各成分が波長程度の異なる染み出し長をそれぞれ有する。した

が、モールド表面とフォトレジスト表面との距離を d とすると、 d 以下の波長を有する、すなわち、 d 以下の染み出し長を有するエバネッセント光は、モールドからフォトレジストにほとんど透過しない。言い換えれば、モールド表面とフォトレジスト表面との距離は、モールドからフォトレジストへの光透過率だけでなく、モールドからフォトレジストに透過するエバネッセント光の波長の下限、すなわち、周波数の上限を決める。モールドからフォトレジストに透過するエバネッセント光の周波数の上限は、微細凹凸模様からフォトレジストに伝わる微細凹凸模様の構造情報の空間周波数の上限である。

図 1.16 に示したように、大きさ a の微小散乱体で発生する散乱光の波数帯域は、 $-2\pi/a < \kappa_z < 2\pi/a$ 程度である。言い換えれば、大きさ a の微小散乱体から発生する散乱光は、主に、波長 a 以上のエバネッセント光成分を含む。したがって、大きさ a の微小散乱体の形状をフォトレジストに転写するためには、波長 a 程度のエバネッセント光がフォトレジストに十分に透過するように、モールド表面とフォトレジスト表面との距離を、微小散乱体の大きさ a より十分に小さくしなくてはならない。

4. 上述の露光原理の説明では、内部全反射照明によってモールド表面に発生するエバネッセント光が、モールド表面の微細凹凸模様によって散乱されることを述べた。これと同様に、フォトレジスト表面に微細凹凸（表面粗さ）が存在すると、フォトレジスト表面とモールド表面とを近接させたとき、モールド表面のエバネッセント光がフォトレジスト表面の微細凹凸によっても散乱される。フォトレジスト樹脂の高分子の大きさは数ナノメートルから 10 nm 程度であるので [32]、フォトレジスト表面には高分子の大きさ程度の微細凹凸が存在する可能性がある。モールド表面の微細凹凸模様の大きさが 10 nm オーダの場合、フォトレジスト表面の 10 nm 程度の微細凹凸によるエバネッセント光の散乱効果は、モールド表面の微細凹凸模様による同効果と比較して、無視できない大きさであると考えられる。したがって、フォトレジスト表面は出来るだけ平坦でなくてはならない。
5. 本項では、モールドからフォトレジスト表面にエバネッセント光が伝わった後、フォトレジスト内でエバネッセント光がどのように振る舞うかについて議論する。まず、媒質が空気からフォトレジストに変化した場合、エバネッセン

ト光の性質がどのように変化するかを考える。図 1.13 に示した回折格子がフォトレジスト内に存在すると仮定する。フォトレジストの屈折率を n ($n > 1$) とすると、フォトレジスト内の光の波長は空気中の光の波長と比較して、 $1/n$ と小さくなる。したがって、フォトレジスト内の回折格子で発生する回折光の強度分布は、図 1.14 の λ を λ/n で置き換えたもの、すなわち、図 1.14 を p 方向に $1/n$ に縮小したもので表される。これから、空気中で $|1 - \sin \theta_1| < p < n|1 - \sin \theta_1|$ に存在するエバネッセント光は、フォトレジスト内では $|1 - \sin \theta_1|/n < p < |1 - \sin \theta_1|$ に存在するので、伝播光になることがわかる。また、フォトレジスト内のエバネッセント光の波長と染み出し長とは、(1.49) 式の λ と p とをそれぞれ λ/n と p/n とに置き換えたもので与えられるが、空気中の各値と同程度である。

以上に述べた議論からわかるように、モールドからフォトレジストに伝わったエバネッセント光は、伝搬光に変換される一部の成分を除いて、モールド表面から離れると空気中と同様に急激に減衰する（実際には、フォトレジストの光吸収による減衰も同時に起こる）。したがって、3 で述べたことからわかるように、微細凹凸模様で発生するほとんどのエバネッセント光が減衰せずに伝わるフォトレジストの深さは、モールド表面からの距離が微細凹凸模様を構成する微小散乱体の大きさより十分に小さい深さである。一方、モールド表面からの距離が光の波長より大きい深さのフォトレジストには、伝搬光のみが伝わるので、そのような深いフォトレジストの露光には、光の回折が影響する。ただし、(1.24) 式からわかるように、屈折率が n ($n > 1$) のフォトレジスト内では、光の回折の影響が空気中と比較して $1/n$ と小さくなる。これは、上述したように、空気中のエバネッセント光の一部が、フォトレジスト内では伝搬光に変化するからである。

2.2 近接場光リソグラフィの工程

エバネッセント光を用いて光の回折限界を超えるフォトリソグラフィを実現するためには、微小開口または微小散乱体にフォトレジストを近接させなくてはならない。微小開口または微小散乱体の大きさが光の波長より小さい場合は、前節の 3 で議論したように、微小開口または微小散乱体とフォトレジスト表面との距離を、

それぞれ微小開口または微小散乱体の大きさより十分に小さくしなくてはならない。たとえば、幅 50 nm の溝をフォトレジストに加工するためには、直径 50 nm 以下の微小開口または微小散乱体をフォトレジスト表面の近傍で平行移動させるか、あるいは、幅 50 nm 以下の線状の微小開口または微小散乱体をフォトレジスト表面に近接させるかして、フォトレジストを露光する。このとき、微小開口または微小散乱体とフォトレジスト表面との距離は 50 nm より十分に小さく、たとえば、10 nm 以下にしない。1.3.3 節で述べた SNOM を応用する近接場光加工では、AFM または STM の探針走査技術を援用して、先端の開口径が 50 nm 以下の SNOM の探針とフォトレジスト表面との距離を、10 nm 以下で一定制御することができる。しかし、前節で提案した近接場露光または従来の近接露光では、モールドまたはマスク表面とフォトレジスト表面との距離を、10 nm 以下で一定制御することが難しい。

これは、まず、モールドまたはマスク表面とフォトレジスト表面とを、十分に平面にすることが困難であるからである。仮に、モールドまたはマスクとフォトレジストとの接触部分が直径 10 mm 程度であると仮定する。この接触部分内で、モールドまたはマスク表面とフォトレジスト表面との距離を 10 nm 以下にするためには、それらの平面度は 5 nm 以下でなくてはならない。しかし、モールドまたはマスクとフォトレジストを塗布する基板とを、直径 10 mm 内で 5 nm 以下の平面度に研削または研磨加工することは難しい。また、仮にそれらを十分に平面加工できたとしても、フォトレジストの膜厚のばらつきを、直径 10 mm 内で 10 nm 以下に収めることは難しい。

さらに、仮に、モールドまたはマスク表面とフォトレジスト表面とが十分に平面であるとしても、2つの平面同士の相対位置をナノメートルオーダの精度で測定することが容易ではないので、両者の距離を 10 nm 以下で一定制御することは容易ではない。2つの平面同士の相対位置を測定するためには、静電容量形や光干渉形の距離センサをモールドまたはマスクの3点に取り付けて、それぞれのセンサで平面間距離を測定すればよいが、センサの小形化や分解能向上が難題である。

そこで、モールドまたはマスクとフォトレジストとを密着させることを考える。しかし、モールドまたはマスクとフォトレジストとを密着させると、モールドまたはマスクがフォトレジストとの接触によって汚損する可能性がある。モールドまたはマスクが一度汚損すると、それ以後に行う全ての露光で加工不良が発生する。

したがって、モールドまたはマスクとフォトレジストとを接触させずに、前節の3で議論した距離以下に出来るだけ近接させて露光することが、最善の露光方法であり、一方、モールドまたはマスクとフォトレジストとを密着させて露光することが、次善ではあるが当面は現実的な露光方法である。

モールドまたはマスクとフォトレジストとを密着させる次善の露光方法を実用化するためには、少なくとも、モールドまたはマスクとフォトレジストとの密着方法、および、マスクまたはモールドの汚損対策を検討する必要がある。まず、モールドまたはマスクとフォトレジストとの密着方法を検討する。上述したように、モールドまたはマスク表面とフォトレジスト表面とは完全に平面ではないので、両者を密着させるためには、両者の少なくとも一方を他方に沿って弾性変形させなくてはならない。従来の密着露光では、石英ガラス基板にクロムの遮光膜を付けた硬いマスクを用いるので、シリコンなどの硬い基板上に塗布したフォトレジストにマスクを密着させることが難しい。このように、硬い面同士は容易には密着しないが、仮に、容易に弾性変形する軟らかいモールドまたはマスクがあれば、それをフォトレジストに密着させることは容易である。

次に、マスクまたはモールドの汚損対策を検討する。マスクまたはモールドとフォトレジストとが接触する限り、接触によるマスクまたはモールドの汚損を完全に防ぐことはできない。また、汚損したマスクまたはモールドは交換しなくてはならないが、汚損状態によっては汚損の検出が難しい。したがって、最も実用的なモールドまたはマスクの汚損対策は、それらの汚損確率を調べて、モールドまたはマスクを定期的に交換することである。仮に、モールドまたはマスクを使い捨てできれば、簡単に定期交換できる。以上に述べたことをまとめると、モールドとフォトレジストとを密着させるためには、軟らかく使い捨てできるモールドの使用が有効である。

そこで、本論文で提案する近接場光リソグラフィでは、上述した柔らかく使い捨てできるモールドとして、樹脂製のレプリカモールド (replica mold) を用いる。レプリカモールドは1つのマスタモールド (master mold) と呼ばれる原版から複製されるモールドである。本論文で提案する近接場光リソグラフィの工程を図2.3に示す。第1工程はマスタモールドの製作である。第1工程では、近接場露光に供するモールドに必要な微細凹凸模様と雌雄が反対の微細凹凸模様を、硬い基板上に彫刻する。近接場光リソグラフィでは、光の波長より小さい形状、たとえば、50-

100nm程度の形状を加工するので、マスタモールド表面に微細凹凸模様を電子線リソグラフィとドライエッチングとで作成する。第2工程はレプリカモールドの製作である。第2工程では、マスタモールドを原版にして、軟らかい透明樹脂製のレプリカモールドを複製する。マスタモールドを鋳型にして、溶かした樹脂をマスタモールドに充填すること、あるいは、マスタモールドを刻印にして、軟化させた樹脂をマスタモールドに押し付けることで、マスタモールド表面の微細凹凸模様と雌雄が反対の微細凹凸模様を、レプリカモールド表面に成形する。レプリカモールドを安価に製作して、使い捨てで用いるためには、第2工程は簡単でかつ時間のかからない工程でなくてはならない。第3工程は近接場露光である。レプリカモールドを用いて前節で説明した露光原理でフォトレジストを露光した後、現像する。露光する際、レプリカモールドとフォトレジストとを密着させるが、柔らかい樹脂製のレプリカモールドはフォトレジスト表面に沿って容易に弾性変形するので、フォトレジスト表面に容易に密着する。

なお、樹脂製のレプリカモールドを用いる近接場光リソグラフィの工程は、微細凹凸模様を有するモールドではなく、金属膜で遮光された微小開口を有するマスクを用いる従来の密着露光には応用できない。

2.3 近接場光リソグラフィの特徴

本節では、本章で提案した近接場光リソグラフィの露光原理と工程とから導き出される同リソグラフィの長短所について議論して、同リソグラフィの特徴を明らかにする。まず、近接場光リソグラフィの長所について議論する。

第1の長所は、モールド表面とフォトレジストとの距離が、光の波長または微細凹凸模様の最小寸法より十分に小さい場合、近接場光リソグラフィが光の回折限界の制約を受けないことである。近接場光リソグラフィでは、フォトレジストがモールド表面から光の波長または微細凹凸模様の最小寸法より十分に小さい距離であれば、微細凹凸模様の形状に応じて、光の回折限界より小さい空間分解能で露光される。仮に、フォトレジストが露光結果を十分に高い空間分解能で現像結果に反映できれば、すなわち、フォトレジストが十分な解像力を有していれば、近接場光リソグラフィは光の回折限界より小さい解像度を実現できる。これに対して、従来のフォトリソグラフィは光の回折限界の制約を必ず受けるので、光の回折限界より小

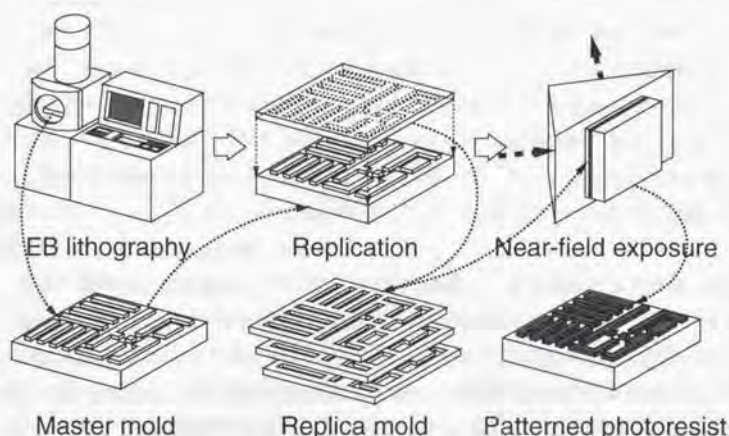


図 2.3: 近接場光リソグラフィの工程

さい解像度を実現することが物理的にできない。

第2の長所は、近接場光リソグラフィでは、軟らかい樹脂製のレプリカモールドを用いるので、モールドとフォトレジストとの密着が容易であることである。これに対して従来の密着露光では、石英ガラス基板に金属の遮光膜を付けた硬いマスクを用いるので、マスクとフォトレジストとの密着が困難である。その結果、従来の密着露光ではサブミクロン以下の解像度の実現が難しい。また、軟らかい樹脂製のレプリカモールドは、ある程度の曲率を有する曲面にも密着させることができる。たとえば、Rogersらはシリコンゴム的一种である polydimethylsiloxane (PDMS) 製の弾性位相シフトマスク (elastomeric phase mask) を、曲率半径 15 cm の円筒レンズに塗付したポジフォトレジストに密着させて、密着露光によって円筒レンズ表面に、幅約 100 nm のフォトレジストの畝を加工している [33]。これに対して従来のフォトリソグラフィでは、焦点深度以上の高低差があるフォトレジストには焦点が合わないので、曲面への加工が難しい。

第3の長所は、近接場光リソグラフィでは、1つのマスタモールドからレプリカモールドを簡単に複製できることである。本論文が対象にしているサブミクロン以

下の高解像度を有するフォトリソグラフィでは、モールドまたはマスクにサブミクロンオーダーの大きさの微小汚損が存在しても、それが原因で加工不良が発生する。したがって、加工不良の発生を防止するためには、フォトレジストとの密着によって確率的に汚損するモールドまたはマスクを定期交換しなくてはならないが、レプリカモールドを使い捨てで用いれば、簡単にモールドを定期交換できる。これに対して従来の密着露光では、石英ガラス基板に金属の遮光膜を付けたマスクを、電子線リソグラフィを用いて1つ1つ製作しなくてはならないので、マスクを頻繁に定期交換することが経済的に難しい。

第4の長所は、近接場光リソグラフィの露光装置が安価であることである。従来のフォトリソグラフィで用いる縮小投影露光装置の価格は、レンズなどの光学ガラス部品の価格でほとんど決まるが、レンズをほとんど用いない近接場光リソグラフィの露光装置は、縮小投影露光装置と比較して安価に製作できると考える。また、光の回折限界の制約を受けない近接場光リソグラフィでは、解像度と露光装置の構造とが基本的には関係ないので、高解像度化に応じて露光装置が高価にならない。これに対して、従来のフォトリソグラフィでは、高解像度化のために光源を短波長化すると、1.1.3節で述べたように、硝材の光透過率の低下や分散の増大などの技術的問題が発生するが、仮にそれらの問題が解決されても、光学ガラス部品が高価になるので、露光装置が高価になる。

次に、近接場光リソグラフィの短所について議論する。

第1の短所は、近接場光リソグラフィは、モールド表面の微細凹凸模様をの形状を1:1の大ききでフォトレジストに転写する等倍転写技術なので、形状転写倍率（モールドやマスクなどの原版のパターン寸法とフォトレジストなどの転写先のパターン寸法との比）の微調整が難しいことである。これに対して、従来のフォトリソグラフィでは、露光光学系の投影倍率を変化させれば、形状転写倍率を変化させられる。たとえば、半導体集積回路の加工では、形状転写倍率を微調整しながら、既に加工された回路の上に別の回路パターンを重ね合わせ露光しなくてはならないが、このような重ね合わせ露光は近接場光リソグラフィでは難しい。

第2の短所は、近接場光リソグラフィでは、表面に凹凸が存在するフォトレジストの露光が難しいことである。近接場露光では、モールド表面とフォトレジストとの距離を、光の波長または微細凹凸模様の最小寸法より十分に小さくしなくてはならないが、フォトレジスト表面に光の波長または微細凹凸模様の最小寸法に対して

無視できない大きさの凹凸が存在すると、モールド表面とフォトレジストとを十分に近接させることが難しい。また、2.1節の4で議論したように、モールド表面に微細凹凸が存在すると、モールド表面のエバネッセント光がフォトレジスト表面の微細凹凸によって散乱される結果、所望の加工ができない可能性がある。たとえば、半導体集積回路の加工では、既に回路が加工された面にフォトレジストを塗付して、別の回路パターンを重ね合わせ露光しなくてはならないが、このような場合、加工面を十分に平坦化处理しないと近接場露光を行うことが難しい。これに対して、従来のフォトリソグラフィでは、フォトレジスト表面に凹凸が存在しても、その段差が焦点深度より小さければ、露光できる。

なお、縮小投影露光方式のフォトリソグラフィでは、たとえば、加工寸法に対して5倍尺のレチクルパターンを用意すればよいのに対して、等倍転写技術である近接場光リソグラフィでは、加工寸法と等倍のモールドパターン（微細凹凸模様）を用意しなくてはならない。しかし、4.2節で後述するように、電子線リソグラフィとドライエッチングとを用いれば、10 nm オーダの分解能と精度とで微細凹凸模様を加工できる。したがって、加工寸法と等倍のモールドパターンを用意しなくてはならないことは、近接場光リソグラフィの短所と考えない。

以上に述べた近接場光リソグラフィの長短所を考慮すると、近接場光リソグラフィは、100 nm 程度の大きさの重ね合わせ露光を必要としない2次元形状の加工に最も有効であると言える。

第3章

近接場露光の理論検討

3.1 古典光学に基づく理論計算

3.1.1 計算目的

2.1節の2で述べたように、モールド表面の微細凹凸模様は、次に述べる2つの機能を有する。第1の機能は、内部全反射照明で発生するエバネッセント光を散乱して、微細凹凸模様の構造情報を含む散乱光を発生させる機能であり、第2の機能は、モールド表面とフォトレジスト表面との距離を場所によって変化させて、フォトレジストの露光強度を場所によって変化させる機能である。第1の機能には主に微細凹凸模様の面内方向の形状が、第2の機能には主に微細凹凸模様の段差がそれぞれ関係するが、本節の理論計算では、微細凹凸模様の面内方向の形状を無視して、第2の機能の妥当性を確認する。具体的に言えば、モールド表面とフォトレジスト表面との距離に応じて、フォトレジストの露光強度がどのように変化するかを古典光学に基づいて計算して、微細凹凸模様の凸部に面したフォトレジストは強く露光され、一方、同凹部に面したフォトレジストは弱く露光されること、すなわち、近接場露光のコントラスト発生原理を確認する。

本節の理論計算では、微細凹凸模様の面内方向の形状を無視するので、モールド表面に段差を付けることで、モールド表面とフォトレジスト表面との距離を場所によって変化させる代わりに、無限平面であるモールド表面とフォトレジスト表面との距離を計算ごとに変化させて、フォトレジストの露光強度を計算する。言い換えれば、内部全反射照明されているモールド表面にフォトレジスト表面を近接させると、frustrated total reflectionによってフォトレジストが露光されるが、このときの

フォトレジストの露光強度を、モールド表面とフォトレジスト表面との距離を変数にして計算する。1.3.2.1節では、内部全反射照明されているプリズム1の斜面上に別のプリズム2の斜面を近接させると、frustrated total reflectionによってプリズム1からプリズム2へ光が透過することを述べて、そのときの光透過率を計算した。この計算では、プリズム1に近接させるプリズム2の大きさを無限大と仮定したが、本節の理論計算では、モールドに近接させるフォトレジストの膜厚を、実際に用いて有限だと仮定しなくてはならない。これは、フォトレジストの膜厚は一般的に光の波長と比べて十分に大きくはなく、フォトレジストの膜厚を変化させると、フォトレジスト表面での光の反射率と透過率（後述する R_{24} と T_{24} ）とが変化して、フォトレジストの露光強度が変化するためである。

これまで述べてきたことをまとめると、本節の理論計算の目的は、モールド表面とフォトレジスト表面とが無限平面であると仮定した上で、モールド表面とフォトレジスト表面との距離、および、フォトレジストの膜厚を変数にして、フォトレジストの露光強度を計算すること、および、その計算によって近接場露光のコントラスト発生原理を確認することである。

3.1.2 理論計算のためのモデル化

図2.2に示した近接場露光の光学系を、モールド表面とフォトレジスト表面とを無限平面であると仮定して、理論計算のためにモデル化したものを図3.1に示す。図3.1に示したモデルは、 x 軸方向に無限大に広がるモールド、空気、フォトレジスト、基板の各層が、 z 方向に順に積み重ねられた多層膜構造に、モールド側から光が内部全反射条件で入射する光学系である。ここでは、露光に用いる光の波長を λ 、モールド、空気、フォトレジスト、基板の各層の厚さをそれぞれ d_1, d_2, d_3, d_4 、モールド、空気、フォトレジスト、基板の屈折率をそれぞれ n_1, n_2, n_3, n_4 、各層での光の進行方向が z 軸と成す角（方位角と呼び、一般的には複素数になる）をそれぞれ $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ と表すが、これらの値を以下に述べるように決める。

光の波長 露光に用いる空気中の光の波長 λ は、後述する実験に用いる He-Cd レーザ光の波長 442 nm であると仮定する。また、p 偏光 (TM 波) と s 偏光 (TE 波) の電界ベクトルの方向を図3.1に示すように定義する。

各層の厚さ 一般的に、モールドの厚さと基板の厚さは光の波長より十分に大きいので、無限大($d_1 = \infty, d_4 = \infty$)であると仮定して差し支えない。また、前節で述べたように、モールド表面とフォトレジスト表面との距離である空気層の厚さ d_2 、および、フォトレジストの膜厚 d_3 は変数であるが、それぞれ $d_3 = 0\text{--}200\text{ nm}$, $d_4 = 50\text{--}300\text{ nm}$ 程度の範囲で変化させる。

屈折率 モールドの屈折率は、ガラスなどの一般的な透明材料の屈折率を想定して、 $n_1 = 1.5$ であると仮定する。空気屈折率は $n_2 = 1$ である。フォトレジストの屈折率は、厳密には実測で決められるべきであるが、実際にはフォトレジストの屈折率を適当な推測値で代用しても、前節で述べた計算目的は達せられると考える。ここでは、実験に用いるフォトレジストの屈折率を、3.1節の最後に述べる方法で推測した結果、 $n_3 = 1.7 - 0.008i$ であると仮定する。基板の屈折率は、波長 442 nm の光に対する単結晶シリコンの屈折率を想定して、 $n_4 = 4.7 - 0.2i$ であると仮定する[34]。なお、フォトレジストと基板の屈折率が複素数であることは、フォトレジストと基板とが光を吸収することを意味する。

光の方位角 光はモールド側から内部全反射条件($\phi_1 > \arcsin(n_2/n_1) = 41.8^\circ$)でモールドと空気層との界面に入射する。実際は、光は 45° -直角プリズムを介してモールドに入射するので、 $\phi_1 = 45^\circ$ である。後述するように、 ϕ_2, ϕ_3, ϕ_4 はそれぞれ Snell の法則から順に求められるが、モールドと空気との界面に全反射条件で光が入射するので、まず、 ϕ_2 が複素数になる。これは、1.3.2.1節で述べたように、空気層でエバネッセント光が発生することを意味する。さらに、フォトレジストと基板とが複素屈折率を有するので、 ϕ_3 と ϕ_4 とがそれぞれ複素数になるが、これは、光がフォトレジストまたは基板に吸収されて、減衰することを意味する。したがって、 ϕ_3 と ϕ_4 とは光の進行方向が z 軸と実際に成す角ではない。

モールド側からモールドと空気層との界面に入射した光(入射光と呼ぶ)は、その一部が frustrated total reflection によって空気層を介してフォトレジストに透過して、残りはモールドと空気層との界面で反射する。フォトレジストに透過した光は、その一部がフォトレジストに吸収されて、残りは基板に透過するか、あるいは、フォトレジストと基板との界面で反射して、空気層を介してモールドに戻る。したがって、図 3.1 に示した光学系全体の光のエネルギー保存を考えると、最終的に、

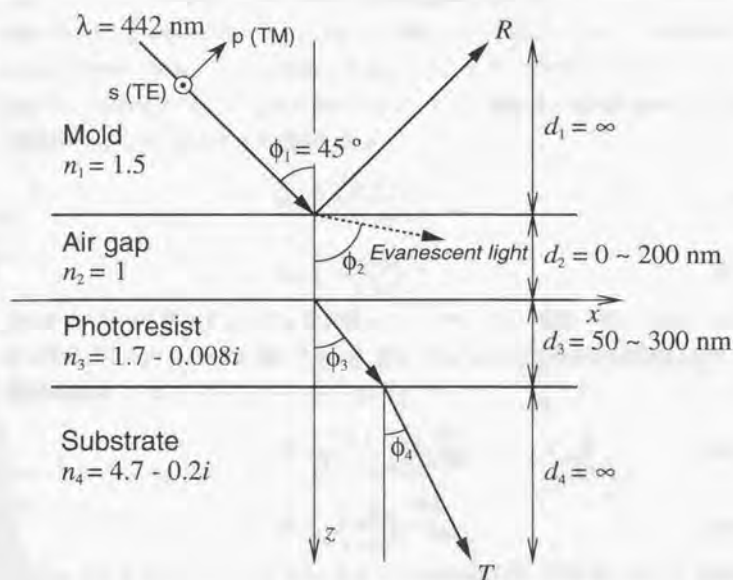


図 3.1: 近接場露光の理論計算に用いるモデル

入射光はモールドへの反射光または基板への透過光またはフォトレジストに吸収される光になる。次節で述べる計算では、入射光の強度からモールドへの反射光の強度と基板への透過光の強度とを差し引くことで、フォトレジストで吸収される光の強度、すなわち、フォトレジストの露光強度を求める。

3.1.3 計算方法

始めに、各層での光の方位角 ϕ_m ($m = 1, 2, 3, 4$) を求める。 ϕ_1 が与えられたとき、 ϕ_2, ϕ_3, ϕ_4 は Snell の法則から順に求められる。すなわち、

$$\phi_{m+1} = \arcsin \left(\frac{n_m}{n_{m+1}} \sin \phi_m \right). \quad (3.1)$$

次に、図 3.1 に示した光学系全体の振幅反射率と振幅透過率とを求める。図 3.1 に

示したような多層膜構造の振幅反射率と振幅透過率とを計算するためには、光の入射側から最も遠い層から順に Airy の公式を適用していけばよい [35]。この計算法を Fresnel 係数法と呼ぶ。Fresnel 係数法に基づいて、まず、“空気-フォトレジスト-基板”の3層構造に Airy の公式を適用すると、この3層構造の振幅反射率 R_{24} と振幅透過率 T_{24} とが、次のように求められる。

$$R_{24} = \frac{r_{23} + r_{34}e^{-i\psi_3}}{1 + r_{23}r_{34}e^{-i\psi_3}}, \quad (3.2)$$

$$T_{24} = \frac{t_{23}t_{34}e^{-\frac{1}{2}i\psi_3}}{1 + r_{23}r_{34}e^{-i\psi_3}}. \quad (3.3)$$

さらに、上式で求めた R_{24} と T_{24} とを用いて、“モールド-空気-フォトレジスト”の3層構造に Airy の公式を適用すると、図 3.1 に示した光学系全体の振幅反射率 R と振幅透過率 T とが、次のように求められる。

$$R = \frac{r_{12} + R_{24}e^{-i\psi_2}}{1 + r_{12}R_{24}e^{-i\psi_2}}, \quad (3.4)$$

$$T = \frac{t_{12}T_{24}e^{-\frac{1}{2}i\psi_2}}{1 + r_{12}R_{24}e^{-i\psi_2}}. \quad (3.5)$$

ただし、 r_{lm} と t_{lm} ($l, m = 1, 2, 3, 4$) とは、それぞれ第 l 層と第 m 層（モールド側から順に第1層…第4層とする）の厚さが無限大 ($d_l \rightarrow \infty, d_m \rightarrow \infty$) であると仮定したときのそれらの界面の振幅反射率と振幅透過率とであり、p 偏光と s 偏光のそれぞれの場合について、Fresnel の公式から次のように表される。

$$r_{lm} = \begin{cases} \frac{\tan(\phi_l - \phi_m)}{\tan(\phi_l + \phi_m)}, & \text{for p-polarized light} \\ \frac{-\sin(\phi_l - \phi_m)}{\sin(\phi_l + \phi_m)}, & \text{for s-polarized light} \end{cases} \quad (3.6)$$

$$t_{lm} = \begin{cases} \frac{2 \cos \phi_l \sin \phi_m}{\sin(\phi_l + \phi_m) \cos(\phi_l - \phi_m)}, & \text{for p-polarized light} \\ \frac{2 \cos \phi_l \sin \phi_m}{\sin(\phi_l + \phi_m)}, & \text{for s-polarized light} \end{cases} \quad (3.7)$$

また、 ψ_m ($m=2,3$) は第 m 層の 1 往復に相当する光の位相変化であり、図 3.2 から次のように求められる。

$$\psi_m = 2\pi \left[\frac{(2d_m \cos \phi_m) n_m}{\lambda} \right] = \frac{4\pi n_m d_m}{\lambda} \cos \phi_m. \quad (3.8)$$

続いて、入射光の強度からモールドへの反射光の強度と基板への透過光の強度とを差し引くことで、フォトレジストで吸収される光の強度を求める。ところで、屈折率 n の媒質内を方位角 ϕ で進行する光の電界振幅を E として (n と ϕ とは実数であると仮定する)、その光強度 I を z 軸と垂直の面で測定すると、

$$I = \frac{n|E|^2}{2\sqrt{\mu_0}} \cos \phi. \quad (3.9)$$

ただし、 μ_0 は真空の透磁率である。ここでは、全ての媒質の透磁率が真空の透磁率 μ_0 と等しいと仮定する。したがって、入射光の電界振幅を E_1 とすると、フォトレジストで吸収される光の強度 I_a は次のように求められる。

$$\begin{aligned} I_a &= \underbrace{\frac{n_1|E_1|^2}{2\sqrt{\mu_0}} \cos \phi_1}_a - \underbrace{\frac{n_1|RE_1|^2}{2\sqrt{\mu_0}} \cos \phi_1}_b - \underbrace{\frac{R(n_4)|TE_1|^2}{2\sqrt{\mu_0}} \cos \phi'_4}_c \\ &= \frac{n_1 \cos \phi_1 - n_1|R|^2 \cos \phi_1 - R(n_4)|T|^2 \cos \phi'_4}{2\sqrt{\mu_0}} |E_1|^2. \end{aligned} \quad (3.10)$$

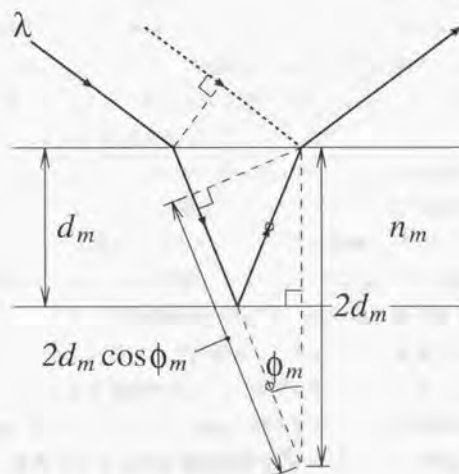
(3.10) 式の a 部は入射光の強度 I_1 を、 b 部はモールドへの反射光の強度を、 c 部は基板への透過光の強度をそれぞれ表す。ただし、 $R(n_4)$ は n_4 の実部である。また、 ϕ'_4 は基板内の光の進行方向が z 軸と実際に成す角、すなわち、基板内の光の等位相面の法線が z 軸と成す角であるが (実際は、 $\phi'_4 \simeq R(\phi_4)$ である)、基板内の光の電界 U_4 を表す次に示す式を満たす。

$$\begin{aligned} U_4 &= TE_1 \exp \left[i\omega t - i \frac{2\pi n_4}{\lambda} (x \sin \phi_4 + z \cos \phi_4) \right] \\ &= TE_1 q(x, z) \exp [i\omega t - ik(x \sin \phi'_4 + z \cos \phi'_4)]. \end{aligned} \quad (3.11)$$

ただし、 ω は光の振動数を、 t は時間をそれぞれ表す。また、 $q(x, z)$ は実数値を取る関数、 k は実数の定数である。

最終的に、(3.10) 式をフォトレジストの光吸収率 A を表す式に書き直すと、

$$A \equiv \frac{I_a}{I_1} = 1 - \frac{n_1|R|^2 \cos \phi_1 + R(n_4)|T|^2 \cos \phi'_4}{n_1 \cos \phi_1}. \quad (3.12)$$

図 3.2: ψ_m を求めるための参照図

実際に、前節で述べた具体的な数値を各式に代入して、フォトレジストの光吸収率 A を計算するときは、複素数計算ができる数学ソフトウェアを用いると便利である。本節の理論計算には、The Math Works Inc. 製の MATLAB という数学ソフトウェアを用いた。

3.1.4 計算結果とその検討

波長 $\lambda = 442 \text{ nm}$ の光を $\phi_1 = 45^\circ$ の方位角でモールド ($n_1 = 1.5$) に入射させて、単結晶シリコン基板 ($n_4 = 4.7 - 0.2i$) に塗付したフォトレジスト ($n_3 = 1.7 - 0.008i$) を露光した場合のフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率 A/d_3 を、図 3.3 と図 3.4 とに示す。図 3.3 では、横軸はモールド表面とフォトレジスト表面との距離 d_2 を、縦軸はフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率 A/d_3 をそれぞれ表し、フォトレジストの膜厚 d_3 を 50–300 nm の範囲で 50 nm おきに变化させた場合の各曲線が、p 偏光と s 偏光についてそれぞれ上段と下段とに分けて示さ

れている。また、図3.4では、横軸はフォトレジストの膜厚 d_3 を、縦軸はフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率 A/d_3 をそれぞれ表し、モールド表面とフォトレジスト表面との距離 d_2 を 0-200 nm の範囲で 50 nm おきに变化させた場合の各曲線が、p 偏光と s 偏光とについてそれぞれ上段と下段とに分けて示されている。

まず、図3.3に示した計算結果から、モールド表面とフォトレジスト表面との距離が大きくなると、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が基本的に小さくなるのがわかる。しかし、p 偏光ではフォトレジストの膜厚が 50 nm または 200 nm の場合、また、s 偏光ではフォトレジストの膜厚が 100 nm または 150 nm または 300 nm の場合は、モールド表面とフォトレジスト表面との距離が 100 nm 以下の範囲で、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が極大値を有することもわかる。既に述べたように、モールド表面とフォトレジスト表面との距離が大きくなると、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が小さくなるのが、微細凹凸模様の凸部に面したフォトレジストは強く露光され、一方、同凹部に面したフォトレジストは弱く露光されるという近接場露光のコントラスト発生原理の前提である。したがって、近接場露光のコントラスト発生原理は基本的には正しいが、フォトレジストの膜厚によっては必ずしも正しくない。

次に、フォトレジストの膜厚の変化に対して、フォトレジストによる光の吸収の様子がどのように変化するかを調べる。図3.4に示した計算結果から、近接場露光のコントラスト発生原理が正しくないのは、p 偏光ではフォトレジストの膜厚が 50 nm 前後または 200 nm 前後の場合、および、s 偏光ではフォトレジストの膜厚が 110 nm 前後または 270 nm 前後の場合であることがわかる。逆に、膜厚が 120、280 nm 程度のフォトレジストを p 偏光の光で露光した場合、または、膜厚が 180 nm 程度のフォトレジストを s 偏光の光で露光した場合は、モールド表面とフォトレジストとの距離の違いによるフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率の違いが大きくなるので、大きな露光のコントラストが得られると予想できる。ただし、入射光の方位角 ϕ_1 または波長 λ を変えれば、大きな露光のコントラストが期待されるフォトレジストの膜厚も変わる。

たとえば、入射光の方位角を $\phi_1 = 60^\circ$ にすると、図3.5に示す計算結果からわかるように、膜厚が 160 nm 程度のフォトレジストを p 偏光の光で露光した場合、あるいは、膜厚が 250 nm 程度のフォトレジストを s 偏光の光で露光した場合に、大きな露光のコントラストが得られると予想できる。また、入射光の波長を高圧水銀ラン

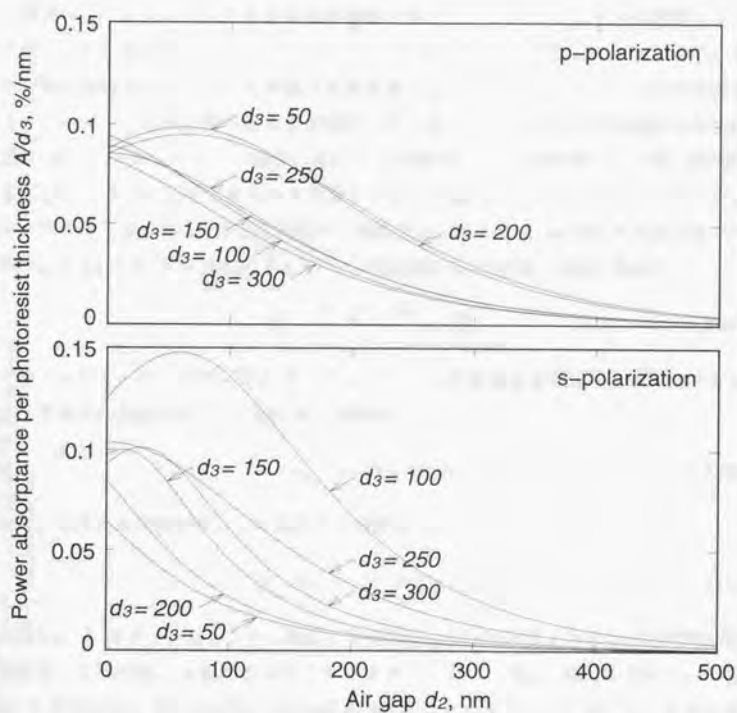


図 3.3: モールドとフォトレジストとの距離とフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率との関係

光の波長である $\lambda = 365 \text{ nm}$ ($n_3 = 1.7 - 0.023i$, $n_4 = 6.7 - 3.1i$) にすると、図 3.6 に示す計算結果からわかるように、膜厚が 90, 230 nm 程度のフォトレジストを p 偏光の光で露光した場合、あるいは、膜厚が 150, 290 nm 程度のフォトレジストを s 偏光の光で露光した場合に、大きな露光のコントラストが得られると予想できる。

最後に、フォトレジストによる光の吸収の様子が、フォトレジストの膜厚によって変化する原因を考える。フォトレジストに入射した光は、図 3.7 に示すように、その一部が基板または空気との界面で反射を繰り返して、フォトレジスト内を往復する。このとき、往復回数が異なる光線同士が干渉するが、それらの光線同士の位相差が $2\pi m$ ($m = 1, 2, \dots$) の場合、それらの光線はお互いに強め合い、一方、同位相差が $(2m - 1)\pi$ の場合、それらの光線はお互いに弱め合う。ところで、フォトレジスト内の 1 往復に対応する光の実際の位相変化 ψ'_3 は、 n_3 と ϕ_3 の代わりにそれぞれ $\mathcal{R}(n_3)$ と ϕ'_3 とを (3.8) 式に代入して (ϕ'_3 の定義は ϕ'_4 の定義と同様である)、

$$\psi'_3 = \frac{4\pi \mathcal{R}(n_3) d_3}{\lambda} \cos \phi'_3. \quad (3.13)$$

フォトレジスト内の往復回数が N ($N = 1, 2, \dots$) だけ異なる光線同士が干渉するとき、それらの光線がお互いに強め合う条件は、

$$(\psi'_3 + \psi_r)N = 2\pi m. \quad (3.14)$$

一方、それらの光線がお互いに弱め合う条件は、

$$(\psi'_3 + \psi_r)N = (2m - 1)\pi. \quad (3.15)$$

ただし、 ψ_r はフォトレジストと基板との界面で光が反射するとき生じる位相変化であり、ここでは、p 偏光の光については $\psi_r = \pi$ 、一方、s 偏光の光については $\psi_r = 0$ である。(3.13) 式を (3.14) 式と (3.15) 式とにそれぞれ代入して、それらをフォトレジストの膜厚 d_3 について解くと、フォトレジスト内の往復回数が N だけ異なる光線同士が強め合う条件は、

$$d_3 = \begin{cases} \left(\frac{\lambda}{2\mathcal{R}(n_3) \cos \phi'_3} \right) \left(\frac{m}{N} - \frac{1}{2} \right), & \text{for p-polarized light} \\ \left(\frac{\lambda}{2\mathcal{R}(n_3) \cos \phi'_3} \right) \left(\frac{m}{N} \right), & \text{for s-polarized light} \end{cases} \quad (3.16)$$

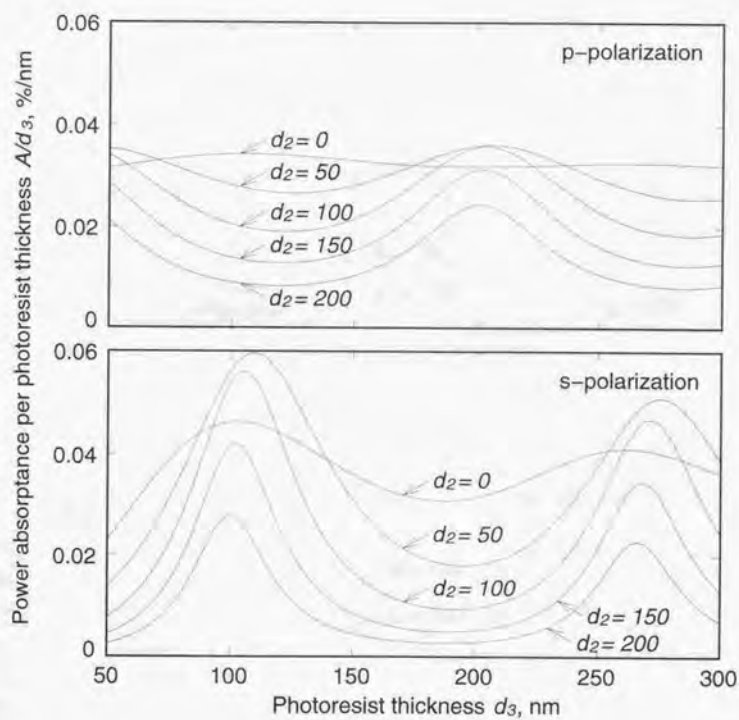


図 3.4: フォトレジストの膜厚とフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率との関係 ($\lambda = 442 \text{ nm}$, $\phi_1 = 45^\circ$)

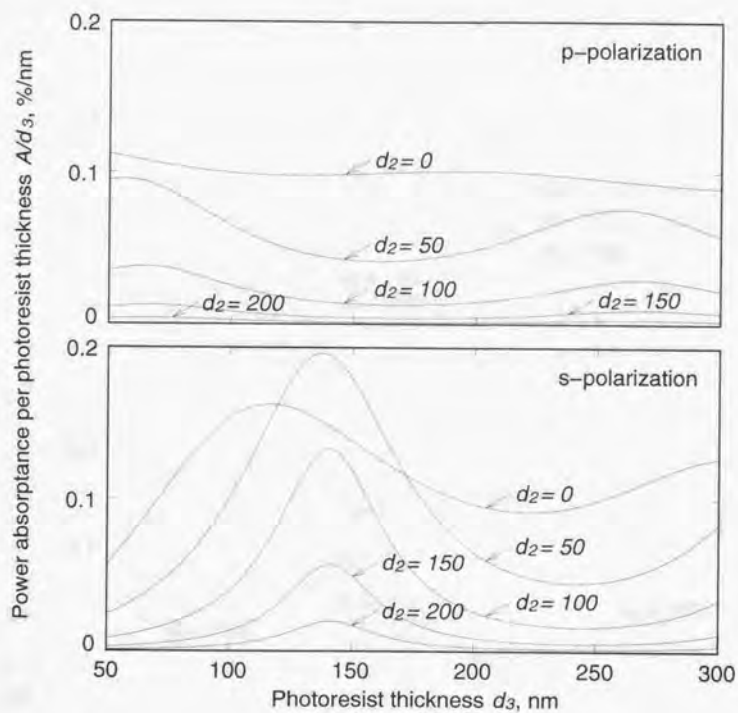


図 3.5: フォトレジストの膜厚とフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率との関係 ($\lambda = 442$ nm, $\phi_1 = 60^\circ$)

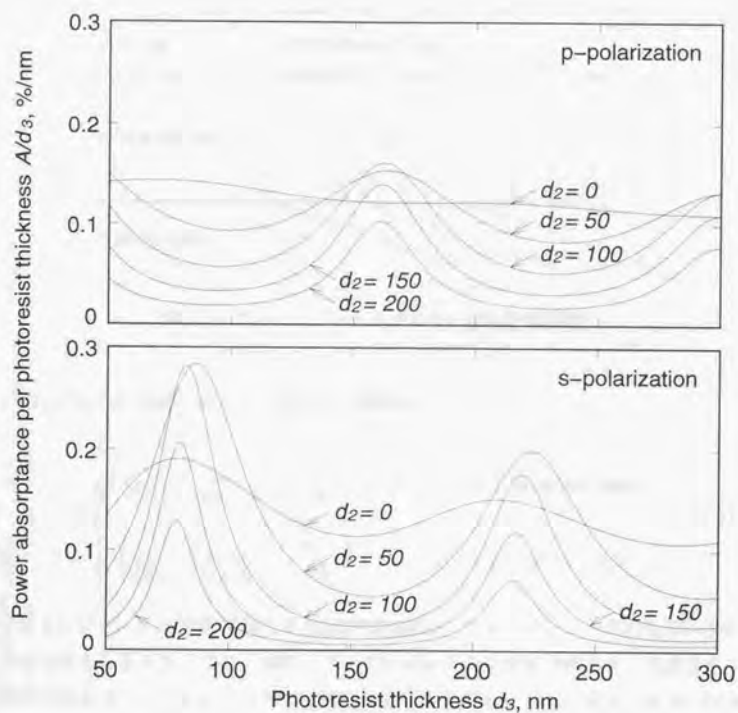


図 3.6: フォトレジストの膜厚とフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率との関係 ($\lambda = 365$ nm, $\phi_1 = 45^\circ$)

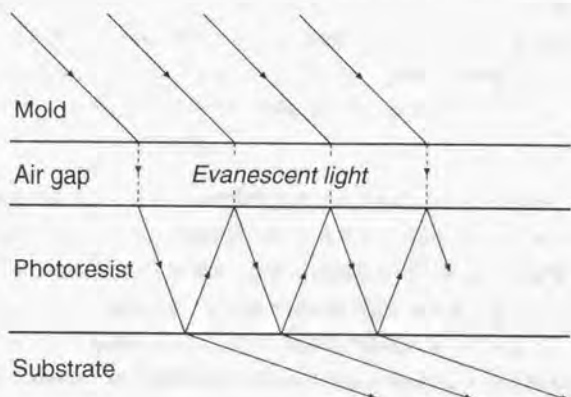


図 3.7: フォトレジスト内での光の反射の説明図

一方、それらの光線がお互いに弱め合う条件は、

$$d_3 = \begin{cases} \left(\frac{\lambda}{2\mathcal{R}(n_3) \cos \phi_3'} \right) \left(\frac{2m-1}{2N} - \frac{1}{2} \right), & \text{for p-polarized light} \\ \left(\frac{\lambda}{2\mathcal{R}(n_3) \cos \phi_3'} \right) \left(\frac{2m-1}{2N} \right), & \text{for s-polarized light} \end{cases} \quad (3.17)$$

フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収強度は、フォトレジスト内の光が干渉によって強まると大きくなり、逆に、フォトレジスト内の光が干渉によって弱まると小さくなるので、フォトレジストの膜厚を変化させると、(3.16) 式および (3.17) 式の右辺の第 1 項で決まる $d_3 = 166 \text{ nm}$ 周期で振動する。図 3.4 から、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が、確かに約 $d_3 = 166 \text{ nm}$ 周期で振動していることがわかる。

以上に述べた解析結果とその検討とから、次に述べる結論が導かれる。

1. モールド表面とフォトレジスト表面との距離が大きくなると、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が基本的に小さくなる。したがって、近接場露光のコントラスト発生原理は基本的に正しい。

2. フォトレジストの膜厚が 120, 280 nm 程度のフォトレジストを p 偏光の光で露光した場合、または、膜厚が 180 nm 程度のフォトレジストを s 偏光の光で露光した場合は、モールド表面とフォトレジスト表面との距離の違いによるフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率の違いが大きくなるので、大きな露光のコントラストが得られる。
3. p 偏光ではフォトレジストの膜厚が 50 nm または 200 nm の場合、また、s 偏光ではフォトレジストの膜厚が 100 nm または 150 nm または 300 nm の場合、モールド表面とフォトレジスト表面との距離が 100 nm 以下の範囲で、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が極大値を有する。さらに、これらの場合、モールド表面とフォトレジスト表面との距離の違いによるフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率の違いが小さくなるので、十分な露光のコントラストが得られない。したがって、これらの露光条件は近接場露光に適さない。
4. 波長 442 nm、入射角 45° の光で露光する場合、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が、フォトレジストの膜厚 d_3 を変化させると、約 $d_3 = 166$ nm 周期で振動する。

フォトレジストの屈折率の計算

本節で用いたフォトレジストの屈折率 $n_3 = 1.7 - 0.008i$ の導出法を述べる。フォトレジストの屈折率の実部は、フォトレジスト製造元が用いている計算値 1.7 とした。一方、同虚部は、フォトレジスト製造元によって測定されたフォトレジスト膜の強度透過率から、以下に述べるように計算した。

図 3.8 に示すように、膜厚 d のフォトレジストが塗布された石英ガラス基板に、波長 λ の単色光が垂直に入射する光学系を考えて、フォトレジストが塗布された石英ガラス基板の強度透過率を求める。光が透過する各媒質を、光の入射側から空気、フォトレジスト、石英ガラス、空気の順に第 1, 2, 3, 4 媒質と定義して、各媒質の屈折率を $n_1 = 1$, $n_2 = 1.7 - ki$, n_3 , $n_4 = 1$ とする (図 3.1 と図 3.8 とでは、 n_m ($m = 1, 2, 3, 4$) の定義が異なる)。ただし、 k はフォトレジストの屈折率の虚部である。また、石英ガラス基板の厚さは光の波長より十分に大きいので無限大であり、石英ガラス基板は完全に透明であると仮定する。

第1媒質(空気)から第3媒質(石英ガラス)への振幅透過率、すなわち、フォトレジスト膜の振幅透過率 T_{13} は、Airyの公式から次のように求められる。

$$T_{13} = \frac{t_{12}t_{23}e^{-\frac{1}{2}i\psi}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-i\psi}}. \quad (3.18)$$

さらに、上式で求めた T_{13} を用いると、第1媒質(空気)から第4媒質(空気)への振幅透過率、すなわち、フォトレジストが塗布された石英ガラス基板の振幅透過率 T_{14} は、

$$T_{14} = T_{13}t_{34} = \frac{t_{12}t_{23}t_{34}e^{-\frac{1}{2}i\psi}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-i\psi}}. \quad (3.19)$$

ただし、 t_{lm} と r_{lm} ($l, m = 1, 2, 3, 4$)と ψ とは、3.1.3節で定義した t_{lm} と t_{lm} と ψ_m とそれぞれ同様の定義である。すなわち、 r_{lm} と t_{lm} とは、それぞれ第 l 媒質と第 m 媒質の厚さが無限大であると仮定したときのそれらの界面の振幅反射率と振幅透過率とであり、Fresnelの公式から次のように表される。

$$t_{lm} = \frac{2n_l}{n_l + n_m}, \quad (3.20)$$

$$r_{lm} = \frac{n_l - n_m}{n_l + n_m}. \quad (3.21)$$

また、 ψ はフォトレジスト膜の1往復に相当する光の位相変化であり、次のように表される。

$$\psi = \frac{4\pi n_2 d}{\lambda}. \quad (3.22)$$

フォトレジスト製造元によって測定された膜厚 $1.5\mu\text{m}$ のフォトレジスト膜の強度透過率は、波長 442nm の光に対して62%である。また、波長 442nm の光に対する石英ガラスの屈折率は 1.526 である。 $d = 1.5\mu\text{m}$, $\lambda = 442\text{nm}$, $|T_{14}|^2 = 0.62$, $n_3 = 1.526$ を以上に示した各式に代入すると、 $k = 0.008$ が求められる。以上に述べた方法で、フォトレジストの屈折率 $1.7 - 0.008i$ を決定した。

3.2 差分時間領域法による数値解析

3.2.1 解析目的

前節で述べた古典光学に基づく理論計算では、モールド表面とフォトレジスト表面とが無限平面であると仮定した上で、モールド表面とフォトレジスト表面との距

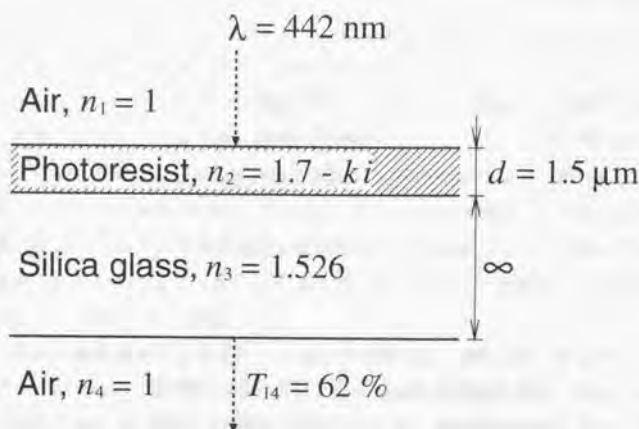


図 3.8: フォトレジストの屈折率を求めるための参照図

離、および、フォトレジストの膜厚を変数にして、フォトレジストの露光強度を求めた。その結果、微細凹凸模様の凸部に面したフォトレジストは強く露光され、一方、同凹部に面したフォトレジストは弱く露光されること、すなわち、近接場露光のコントラスト発生原理を確認した。しかし、前節で述べた計算結果は、モールド表面とフォトレジスト表面とが無限平面であると仮定して得たものなので、微細凹凸模様の面内方向の大きさが、光の波長より十分に大きい場合は近似的に正しいが、そうでない場合は正しくない。したがって、この計算結果からは、光の波長より十分には大きくない微細凹凸模様の形状転写、あるいは、近接場光リソグラフィの解像度に関することはわからない。

また、2.1節で述べた近接場露光の原理の説明では、次に述べるような暗黙の仮定がされていた。それは、フォトレジストが存在しないときに、内部全反射照明されたモールド表面の微細凹凸模様で発生するエバネッセント光が、フォトレジストを微細凹凸模様に近接させたときにも同様に発生して、フォトレジストを露光するという仮定である。しかし、実際には、微細凹凸模様にフォトレジストが近接すると、エバネッセント光はフォトレジストの影響を受けるので、フォトレジストが存

在するときのエバネッセント光は、そうでないときのエバネッセント光と異なるはずである。微細凹凸模様とフォトレジストとが近接しているときは、まず、モールドの照明光が微細凹凸模様によって散乱され、次に、そのエバネッセント光を含む散乱光がフォトレジストによって散乱され、さらに、その散乱光が微細凹凸模様によって散乱されるというように、微細凹凸模様とフォトレジストとの間で光の多重散乱が起こる。言い換えれば、微細凹凸模様とフォトレジストとの間に生じる近接電磁場は、モールド表面の分極とフォトレジスト表面の分極との相互作用を介する電磁場である。このような多重散乱または相互作用の結果として、どのような近接電磁場が生じるかを、あるいは、どのようにフォトレジストが露光されるかを、従来の知見から予想することは難しい。

ところで、近接場光リソグラフィの第1の長所は、2.3節で述べたように、フォトレジストがモールド表面から光の波長または微細凹凸模様の最小寸法より十分に小さい距離にあれば、微細凹凸模様の形状に応じて、光の回折限界より小さい空間分解能で露光されることである。この第1の長所は、上述のような暗黙の仮定の上で、2.1節で述べた近接場露光の原理から導き出されたものなので、本節では、これを実験前に数値解析によって確認する。したがって、本節の数値解析の目的を、微細凹凸模様とフォトレジストとの間に生じる近接電磁場を、後述する差分時間領域法 (finite-difference time-domain method: FDTD method) によって数値解析して、この第1の長所と近接場露光の原理とを確認することとする。

3.2.2 差分時間領域法の概要

ここでは、本節の数値解析に必要な事項に限ってFDTD法の概要を説明する。FDTD法の詳細は文献[36]、[37]、[38]、[39]などで説明されている。FDTD法は、Maxwellの方程式を差分 (finite-difference) 化して、周波数領域 (frequency-domain) ではなく時間領域 (time-domain) で数値的に解く方法である。FDTD法は、1966年にYeeによって初めて電磁界解析に応用されたが[40]、最近ではSNOMにおける近接電磁場の解析にも用いられている[41][42]。

電磁波の振舞いを記述する微分形式のMaxwellの方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{E} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H}, \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}. \quad (3.24)$$

ここで、 $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ は電界を、 $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ は磁界を、 t は時間をそれぞれ表す。また、 σ, ε, μ はそれぞれ導電率、誘電率、透磁率を表し、場所の関数である。FDTD 法では、(3.23) 式と (3.24) 式とを時間領域と空間領域とでそれぞれ離散化して逐次的に解く。そのときの空間 (x, y, z) の格子長 (cell size) を $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 、時間きざみ (time step) を Δt とそれぞれ表すと、電界または磁界 $\mathbf{F}(x, y, z, t)$ は $\mathbf{F}(x, y, z, t) = \mathbf{F}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, m\Delta t) \equiv \mathbf{F}^m(i, j, k)$ とそれぞれ表される。ただし、 i, j, k, m は整数であり、 (i, j, k) は格子点 (標本点) の位置を表す。

電界または磁界 $\mathbf{F}^m(i, j, k)$ の時間微分または空間微分は、1 次の中心差分で近似によって、それぞれ次のように表される (空間微分については、 x 方向に関する微分のみを示す)。

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} \simeq \frac{\mathbf{F}^{m+\frac{1}{2}}(i, j, k) - \mathbf{F}^{m-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t}, \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} \simeq \frac{\mathbf{F}^m(i + \frac{1}{2}, j, k) - \mathbf{F}^m(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x}. \quad (3.26)$$

まず、(3.25) 式を (3.24) 式に適用すると、

$$\frac{\mathbf{H}^{m+\frac{1}{2}} - \mathbf{H}^{m-\frac{1}{2}}}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}^m. \quad (3.27)$$

これから、電界と磁界とは時間的に交互に配置されることがわかる。すなわち、図 3.9 に示すように、電界は $t = \dots, (m-1)\Delta t, m\Delta t, (m+1)\Delta t, \dots$ の整数次の時間に、磁界は $t = \dots, (m-\frac{1}{2})\Delta t, (m+\frac{1}{2})\Delta t, \dots$ の半整数次の時間にそれぞれ配置される。したがって、(3.25) 式を (3.23) 式に適用すると、

$$\frac{\mathbf{E}^m - \mathbf{E}^{m-1}}{\Delta t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{E}^{m-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H}^{m-\frac{1}{2}}. \quad (3.28)$$

この式の右辺には $\mathbf{E}^{m-\frac{1}{2}}$ が含まれているが、電界 \mathbf{E} は、上述したように $t = \dots, (m-1)\Delta t, m\Delta t, (m+1)\Delta t, \dots$ の整数次の時間に配置されているので、このままでは計算できない。そこで、 $\mathbf{E}^{m-\frac{1}{2}}$ の近似として $(\mathbf{E}^{m-1} + \mathbf{E}^m)/2$ を用いると、(3.28) 式は次のように表される。

$$\frac{\mathbf{E}^m - \mathbf{E}^{m-1}}{\Delta t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{\mathbf{E}^{m-1} + \mathbf{E}^m}{2} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H}^{m-\frac{1}{2}}. \quad (3.29)$$

(3.27) 式と (3.29) 式とを、それぞれ \mathbf{E}^m と $\mathbf{H}^{m+\frac{1}{2}}$ について解くと、

$$\mathbf{E}^m = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \mathbf{E}^{m-1} + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \nabla \times \mathbf{H}^{m-\frac{1}{2}}, \quad (3.30)$$

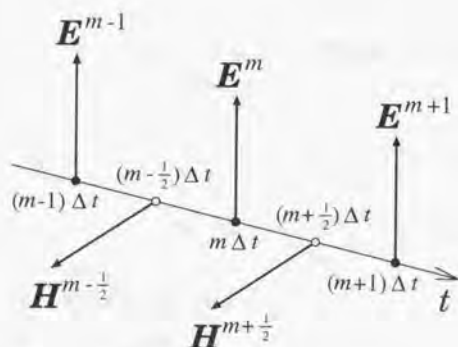


図 3.9: 電界と磁界の時間配置 [36][38]

$$\mathbf{H}^{m+\frac{1}{2}} = \mathbf{H}^{m-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}^m, \quad (3.31)$$

したがって、 \mathbf{E}^{m-1} と $\mathbf{H}^{m-\frac{1}{2}}$ とから \mathbf{E}^m が、 $\mathbf{H}^{m-\frac{1}{2}}$ と \mathbf{E}^m とから $\mathbf{H}^{m+\frac{1}{2}}$ がそれぞれ順次計算される。

次に、(3.26) 式のように表される空間微分の中心差分近似を、(3.30) 式と (3.31) 式とにそれぞれ適用する。ところで、本節の数値解析の目的は、2次元の解析で十分に達せられると考える。そこで、本節では2次元のFDTD法に限って説明する。 x - y 平面内の電磁場解析では、 E_z , H_x , H_y 成分のみを有し、 $H_z = 0$ のTE波 (transverse electric wave) と H_z , E_x , E_y 成分のみを有し、 $E_z = 0$ のTM波 (transverse magnetic wave) とに分けて考える必要がある (FDTD法に関するほとんどの文献では、TE波とTM波の定義が本定義とは逆になっているが、本論文では電磁気学で一般的定義を用いる)。まず、TE波に関して空間微分の中心差分近似を行う。TE波を考える場合、(3.30) 式は次のように表される。

$$E_z^m = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^{m-1} + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \left(\frac{\partial H_y^{m-\frac{1}{2}}}{\partial x} - \frac{\partial H_x^{m-\frac{1}{2}}}{\partial y} \right). \quad (3.32)$$

また、(3.31) 式は次のように表される。

$$H_x^{m+\frac{1}{2}} = H_x^{m-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \frac{\partial E_z^m}{\partial y}, \quad (3.33)$$

$$H_y^{m+\frac{1}{2}} = H_y^{m-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \frac{\partial E_z^m}{\partial x}. \quad (3.34)$$

まず、(3.32) 式に、(3.26) 式のように表される空間微分の中心差分近似を適用する。すなわち、次の式を (3.32) 式に代入する。

$$\left. \frac{\partial H_y^{m-\frac{1}{2}}}{\partial x} \right|_{(x,y)=(i\Delta x, j\Delta y)} = \frac{H_y^{m-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) - H_y^{m-\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j)}{\Delta x}, \quad (3.35)$$

$$\left. \frac{\partial H_x^{m-\frac{1}{2}}}{\partial y} \right|_{(x,y)=(i\Delta x, j\Delta y)} = \frac{H_x^{m-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) - H_x^{m-\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2})}{\Delta y}. \quad (3.36)$$

これらの式を (3.32) 式に代入してまとめると、

$$\begin{aligned} E_z^m(i, j) &= \frac{2\varepsilon(i, j) - \sigma(i, j)\Delta t}{2\varepsilon(i, j) + \sigma(i, j)\Delta t} E_z^{m-1}(i, j) \\ &+ \frac{2\Delta t}{2\varepsilon(i, j) + \sigma(i, j)\Delta t} \left[\frac{H_y^{m-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) - H_y^{m-\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j)}{\Delta x} \right] \\ &- \frac{2\Delta t}{2\varepsilon(i, j) + \sigma(i, j)\Delta t} \left[\frac{H_x^{m-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) - H_x^{m-\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2})}{\Delta y} \right]. \end{aligned} \quad (3.37)$$

これから、電界と磁界とは空間的にも交互に配置されることがわかる。すなわち、図 3.10 に示すように、電界 E_z は各格子点に、磁界 H_x, H_y は各格子点の中間にそれぞれ配置される。これは、電界の回転 ($\nabla \times$) が磁界を、磁界の回転が電界を表すという Maxwell の方程式を満たす配置である。したがって、(3.33) 式と (3.34) 式と、(3.26) 式のように表される空間微分の中心差分近似を適用すると、

$$H_x^{m+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) = H_x^{m-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{\mu(i, j+\frac{1}{2})} \left[\frac{E_z^m(i, j+1) - E_z^m(i, j)}{\Delta y} \right], \quad (3.38)$$

$$H_y^{m+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) = H_y^{m-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) - \frac{\Delta t}{\mu(i+\frac{1}{2}, j)} \left[\frac{E_z^m(i+1, j) - E_z^m(i, j)}{\Delta x} \right]. \quad (3.39)$$

次に、TM 波に関して空間微分の中心差分近似を行う。TM 波を考える場合、(3.30) 式は次のように表される。

$$E_x^m = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_x^{m-1} + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \frac{\partial H_z^{m-\frac{1}{2}}}{\partial y}, \quad (3.40)$$

$$E_y^m = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_y^{m-1} + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \frac{\partial H_z^{m-\frac{1}{2}}}{\partial x}. \quad (3.41)$$

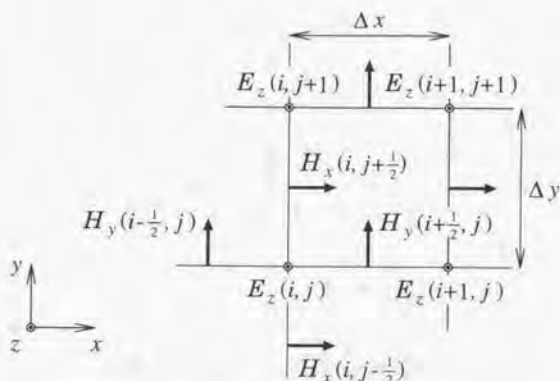


図 3.10: TE 波の場合の電界と磁界の空間配置 [36]

また、(3.31) 式は次のように表される。

$$H_z^{m+\frac{1}{2}} = H_z^{m-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{\partial E_y^m}{\partial x} - \frac{\partial E_x^m}{\partial y} \right). \quad (3.42)$$

TE 波を考えたときと同様に、(3.40) 式と (3.41) 式と (3.42) 式とに、(3.26) 式のように表される空間微分の中心差分近似を適用する。ただし、図 3.11 に示すように、電界 E_x , E_y は各格子の辺上に、磁界 H_z は各格子の中心にそれぞれ交互に配置される（このように電界と磁界とが配置される理由は、3 次元の格子を考えればわかるが、その説明は省略する）。各式の差分化の結果のみを示すと、

$$\begin{aligned} E_x^m &= \frac{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j) - \sigma(i+\frac{1}{2}, j)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j) + \sigma(i+\frac{1}{2}, j)\Delta t} E_x^{m-1} \\ &\quad + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j) + \sigma(i+\frac{1}{2}, j)\Delta t} \cdot \frac{1}{\Delta y} \left[H_z^{m-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) \right. \\ &\quad \left. - H_z^{m-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}) \right], \\ E_y^m &= \frac{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}) - \sigma(i, j+\frac{1}{2})\Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}) + \sigma(i, j+\frac{1}{2})\Delta t} E_y^{m-1} \end{aligned} \quad (3.43)$$

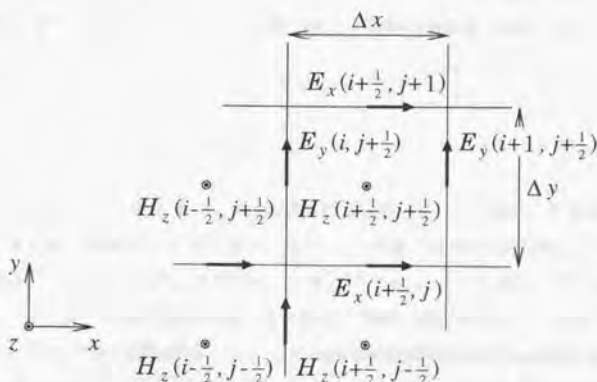


図 3.11: TM 波の場合の電界と磁界の空間配置 [36]

$$+ \frac{2\Delta t}{2\varepsilon(i, j + \frac{1}{2}) + \sigma(i, j + \frac{1}{2})\Delta t} \cdot \frac{1}{\Delta x} \left[H_z^{m-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_z^{m-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \right], \quad (3.44)$$

$$H_z^{m+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) = H_z^{m-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{\mu(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})} \left[\frac{E_y^m(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - E_y^m(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta x} + \frac{\Delta t}{\mu(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})} \left[\frac{E_x^m(i + \frac{1}{2}, j + 1) - E_x^m(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta y} \right] \right]. \quad (3.45)$$

以上で導いた各式では、光源の存在を考慮していない。単色かつ連続の平面波を発する光源は、ある直線上に並ぶ格子点の電場を正弦状に強制振動させることで与えられる。TE 波を考える場合、 y 軸に対して角度 ϕ で伝搬する単色かつ連続の平面波は、直線 $j = j_s$ 上に並ぶ格子点の電場を次に示すように正弦状に強制振動させることで発生する。

$$E_z^{m+1}(i, j_s) = E_{z,0}^{m+1}(i, j_s) + E_z \sin \left\{ \frac{2\pi c}{\lambda} \left[m\Delta t - \frac{n(i, j_s)}{c} (i-1)\Delta x \sin \phi \right] \right\}, \quad (3.46)$$

また、TM 波を考える場合、直線 $j = j_s + \frac{1}{2}$ 上に並ぶ格子点の磁場を次に示すように正弦波に強制振動させることで、上述の場合と同様の平面波が発生する。

$$H_z^{m+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j_s+\frac{1}{2}) = H_{z,0}^{m+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j_s+\frac{1}{2}) + H_z \sin \left\{ \frac{2\pi c}{\lambda} \left[(m-\frac{1}{2})\Delta t - \frac{n(i+\frac{1}{2}, j_s+\frac{1}{2})}{c} (i-\frac{1}{2})\Delta x \sin \phi \right] \right\} \sqrt{\frac{\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j_s+\frac{1}{2})}{\mu_0}} \quad (3.47)$$

ここで、 c は真空中の光速を、 μ_0 は真空中の透磁率を、 n は媒質の屈折率を、 E_z と H_z とは光源の振幅をそれぞれ表す。ただし、光源が存在する媒質において $\mu = \mu_0$ だと仮定している。また、 $E_{z,0}^{m+\frac{1}{2}}(i, j_s)$ 、 $H_{z,0}^{m-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j_s+\frac{1}{2})$ は、それぞれ (3.37) 式、(3.45) 式で表される光源が存在しない場合の電界、磁界である。これらの光源からは、 $j > j_s$ の方向に進行波が、 $j < j_s$ の方向に後退波がそれぞれ伝搬する。

FDTD 法では、TE 波の解析を行う場合、(3.37) 式・(3.38) 式・(3.39) 式を、TM 波の解析を行う場合、(3.43) 式・(3.44) 式・(3.45) 式を、解析領域内の電磁場が安定するまでそれぞれ順次計算する。

3.2.3 解析方法と数値解析のためのモデル化

本節では、2 次元の数値解析を行う。モールド表面の微細凹凸模様として line & space パターンを想定すると、2 次元の数値解析では、照明光が line に対して垂直に入射する場合のみを解析できる。3 次元の数値解析を行えば、照明光が line に対して平行に入射する場合も解析できるが、3 次元の数値解析では、解析モデルの設定や計算プログラムが複雑になる結果、多くの計算機資源と長い計算時間とが必要になるので、2 次元の数値解析に限る。

図 2.2 に示した近接場露光の光学系を、2 次元の FDTD 法による数値解析のためにモデル化したものを図 3.12 に示す。FDTD 法では、有限の大きさの解析空間を設定しなくてはならないが、本解析では、幅 $1.69 \mu\text{m}$ 、高さ $2.94 \mu\text{m}$ の解析空間を設定して、その解析空間内にモールド、空気層、フォトレジスト、基板、光源をそれぞれ図 3.12 に示すように配置する。各媒質の屈折率と光の波長とは、3.1 節で行った理論計算での値と同様である。すなわち、モールド、空気、フォトレジスト、基板の屈折率は、それぞれ $n_1 = 1.5$ 、 $n_2 = 1$ 、 $n_3 = 1.7 - 0.008i$ 、 $n_4 = 4.7 - 0.2i$ 、真空中の光の波長は $\lambda = 442 \text{ nm}$ である。モールドの表面には、line & space パターンを想定して、幅 50 nm 、ピッチ 130 nm 、高さ $h = 50, 100 \text{ nm}$ の凸部を付ける。5.2.1 節で詳しく述べ

るが、波長 442 nm の光を用いる場合、従来の結像光学系では、口径が無限大の仮想的な油浸レンズまたは固浸レンズを用いても、お互いに 147 nm 以下しか離れていない光学像を分解できない。したがって、モールドの表面にピッチ 130 nm の凸部を付けて、その凸部の形状に応じてフォトレジストが露光されるかどうかを調べれば、本解析の目的を達することができる。また、フォトレジストの膜厚を 180 nm、モールドとフォトレジストとの間の隙間 g を 0–50 nm とそれぞれ仮定する。

ところで、解析空間の端に境界条件が設定されていない場合、解析空間の端で光が反射する。しかし、これは FDTD 法のために有限の解析空間を設定したからであり、実際の光学系では起こらない。したがって、解析空間の端に周期境界条件または吸収境界条件を設定して、解析空間の端で光が反射しないようにしなくてはならない。周期境界条件は解析空間の左右または上下が繋がっていると仮定する条件である。また、吸収境界条件は解析空間の端で光が吸収されると仮定する条件であり、Mur の吸収境界条件や Berenger の perfectly matched layer (PML) 吸収境界条件などが提案されている [36][38][39]。本解析では、解析空間の左右に周期境界条件を設定するが、これは、無限に広いモールド表面を設定したことに相当する。また、解析空間の上下には境界条件を設定しないが、光源を出てモールド表面で反射した光が、解析空間の上端に達した時点で解析を終了するので問題ない。

次に、光源について説明する。FDTD 法では、解析空間内に光源を設定しなくてはならない。本解析では、図 3.12 に示したように、モールド内の $z = 1.45\text{--}1.89\text{ }\mu\text{m}$ の部分に、(3.46) 式または (3.47) 式で表される光源を帯状に設定する。光源を帯状に設定するのは、光源とその周囲との間の光強度の差を減らして、光源で発生する雑音を小さくするためである。さらに、光源で発生する雑音の影響がモールドの表面に出来るだけ及ばないように、光源をモールドの表面から約 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ と十分に離している。なお、光源の幅 $0.44\text{ }\mu\text{m}$ は予備実験によって決めた最適値である。また、本解析では解析空間の左右に周期境界条件を設定しているので、光源の左右で電場または磁場の位相が一致してはいなくてはならない。具体的には、照明光の方位角 ϕ は次の条件を満たさなくてはならない。

$$\phi = \arcsin \left(\frac{m\lambda}{n\Lambda_x} \right). \quad (3.48)$$

ここで、 Λ_x は解析空間の x 軸方向の幅を、 n は光源が存在する媒質の屈折率を、 m は任意の自然数をそれぞれ表す。本解析では、内部全反射条件 ($\phi > \arcsin(n_2/n_1) =$

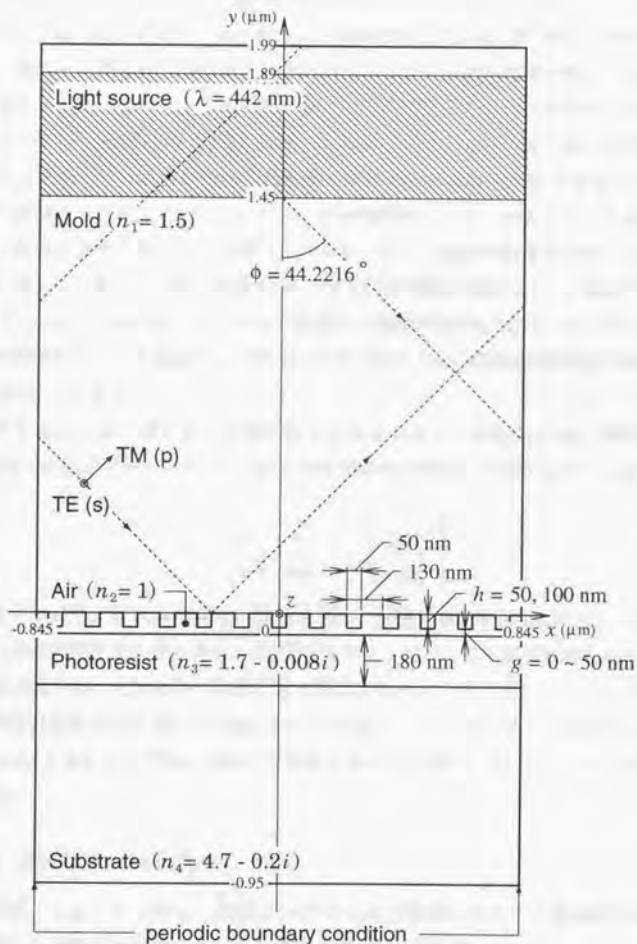


図 3.12: 近接場露光の数値解析に用いるモデル

41.8°)を満たす45°に最も近い入射角として、(3.48)式に $\Lambda_x = 1.69 \mu\text{m}$, $n = 1.5$, $\lambda = 442 \text{ nm}$, $m = 4$ を代入した場合に得られる $\phi = 44.2216^\circ$ を用いる。

最後に、格子長と時間きざみとについて説明する。FDTD法に限らず差分計算では、一般的に、格子長と時間きざみとが小さいほど高い計算精度が得られる。しかし、それらを不必要に小さくしても、多くの計算機資源と長い計算時間とが必要になるだけで、一定以上の計算精度は得られない。本解析では、特に高い計算精度が要求されるモールド表面の微細凹凸模様の近傍で、 y 軸方向の格子長を2nmと微細凹凸模様とモールドとフォトレジストとの隙間に比べて十分に小さくする。さらに、光強度が大きく変化すると考えられるモールド・基板の表面付近やフォトレジスト内部で、 y 軸方向の格子長を5nmとする。その他の部分では、 y 軸方向の格子長を20nmとする。また、モールドの表面には全面に幅50nm、ピッチ130nmの微細凹凸模様が付いているので、 x 軸方向の格子長を5nmと微細凹凸模様の幅に比べて十分に小さくする。

時間きざみは格子長に応じて決めなくてはならない。具体的には、時間きざみ Δt は全ての格子で次の条件(Courantの安定条件と呼ぶ)を満足しなくてはならない。

$$\Delta t \leq \left[\frac{c}{n} \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x} \right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y} \right)^2} \right]^{-1} \quad (3.49)$$

ここで、 Δx , Δy は x , y 軸方向の格子長を、 c は真空中の光速($2.997 \times 10^8 \text{ m/sec}$)を、 n は屈折率をそれぞれ表す。FDTD法では、(3.49)式が厳密に満足されないと計算が発散する。上述のように格子長を設定すると、モールドとフォトレジストとの間の空気層において $\Delta x = 5 \text{ nm}$, $\Delta z = 2 \text{ nm}$, $n = 1$ の格子ができるので、(3.49)式から $\Delta t \leq 6.2 \times 10^{-18} \text{ sec}$ でなくてはならない。本解析では、 $\Delta t = 6 \times 10^{-18} \text{ sec}$ とする。

3.2.4 解析結果とその検討

始めに、フォトレジストと基板とが存在しない場合に発生する電磁場を解析した。図3.13と図3.14とに、モールド表面の凸部の高さ h がそれぞれ50nmと100nmの場合の解析結果を示す。各図の(a)と(b)とは、照明光がそれぞれTE波とTM波の場合の解析結果である(TE波とTM波の電界ベクトルの方向を図3.12に示す)。電磁場強度(電場の振幅の自乗 E^2)は黄色部分で相対的に大きく、一方、赤

色部分で相対的に小さい。各図の下部に示す電磁場強度は、光源の電磁場強度 1.0×10^3 に対する相対値である。また、青色の曲線は等電場強度線を、灰色の直交する直線は格子をそれぞれ表す（これ以降に示す解析結果でも同様である）。

図 3.13 と図 3.14 とから次のことがわかる。(1) モールド表面に発生する電磁場は、モールド表面から離れると急激に減衰する。これは、モールド表面に発生する電磁場のほとんどの成分がエバネッセント光であるからである。(2) 照明光が TE 波の場合 (TE 波照明) と TM 波の場合 (TM 波照明) とで、モールド表面に発生する近接電磁場が大きく異なる。具体的には、TE 波照明ではモールド表面の凸部内に強い電磁場 ($h = 50, 100 \text{ nm}$ の場合、光源の電磁場強度のそれぞれ約 5, 6 倍の強度) が発生するが、TM 波照明では同凸部先端に強い電磁場 (同約 11 倍の強度) が発生する。また、モールド表面の近接電磁場の強度は、TE 波照明では場所によって連続的に変化するが、TM 波照明では不連続である。これらの TE 波照明と TM 波照明とによる違いは、電界ベクトルの方向がモールド表面の line & space パターンの line に対して、TE 波照明では平行、TM 波照明では垂直と異なることが原因である。(3) モールド表面の凸部の内部または先端に強い電磁場が発生する結果、モールド表面の近接電磁場は、モールド表面の微細凹凸模様になめやかに沿った等強度面を有する。(4) $h = 50 \text{ nm}$ の場合と $h = 100 \text{ nm}$ の場合とで、ほとんど同様の電磁場が発生する。これは、エバネッセント光の染み出し長や強度分布が、モールド表面の凸部の高さより幅に依存するからであると考えられる。なお、(1) と (3) とは、2.1 節で述べた近接場露光原理の説明と一致している。

次に、フォトレジスト表面とモールド表面とを密着または近接させた場合に発生する電磁場を解析した。図 3.15 と図 3.16 とに、 $h = 50 \text{ nm}$ の凸部が存在するモールド表面を、フォトレジスト表面に $g = 10 \text{ nm}$ で近接させた場合の解析結果を示す。図 3.15 と図 3.16 とでは、各図の下部に示すように、電磁場強度と色との対応が異なる。図 3.15 では、主にモールド表面近傍の電磁場の強度分布が、図 3.16 では、主にフォトレジスト内部の電磁場の強度分布が強調されている。まず、図 3.15 (a) と図 3.16 (b) とにそれぞれ示した解析結果から、TM 波照明で発生する電磁場に関して次のことがわかる。フォトレジストと基板とが存在しない場合は、図 3.13 (b) に示したように、モールド表面の凸部先端に電磁場の強い局在が認められたが、フォトレジストをモールド表面に近接させた場合も、図 3.16 (b) に示すように、それが同様に認められる。その結果、図 3.16 (b) に示した解析結果からわかるように、深さ約

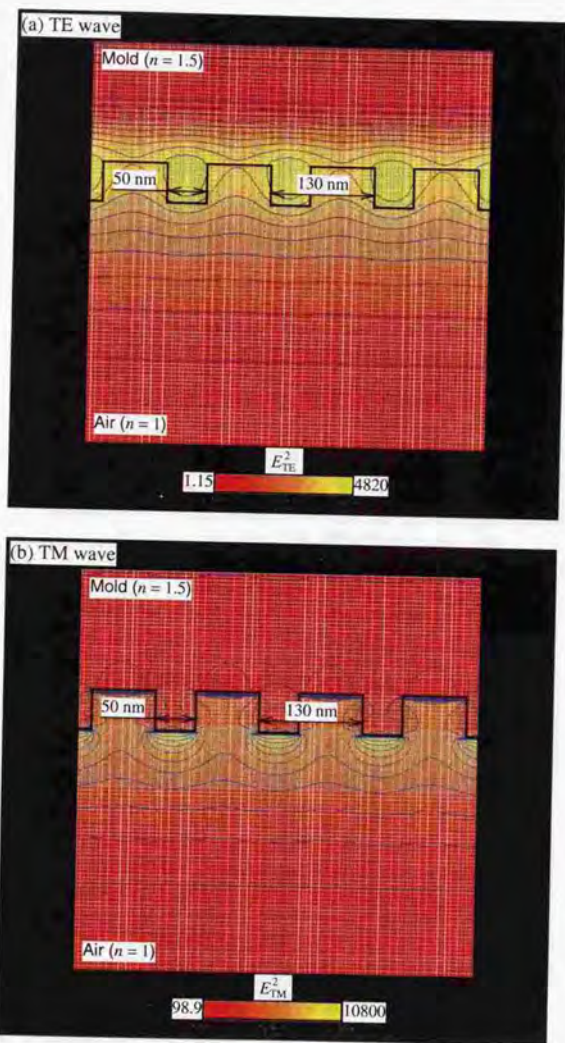


図 3.13: FDTD法による解析結果 ($h = 50$ nm, $g = \infty$)

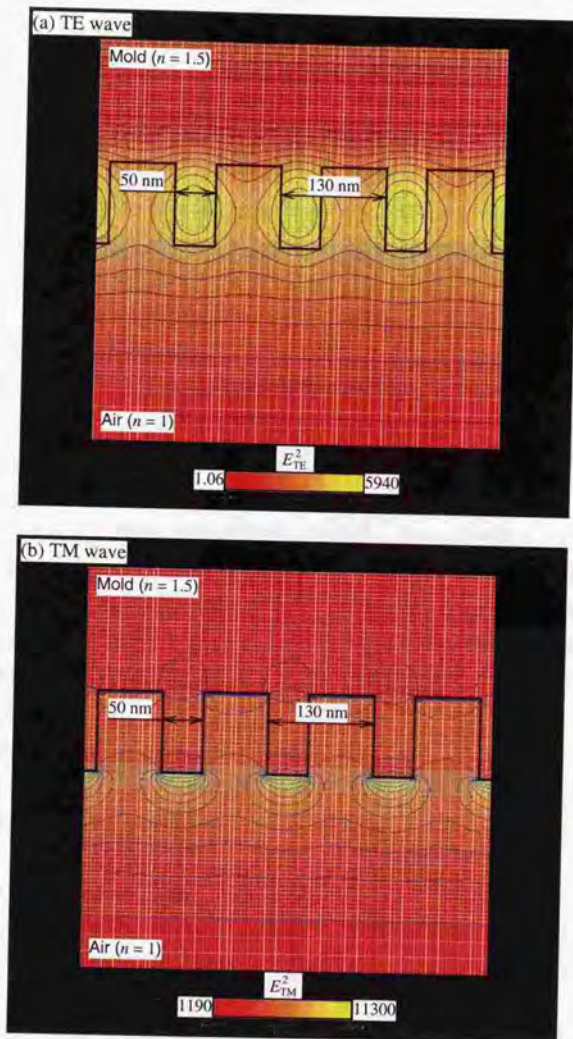


図 3.14: FDTD法による解析結果 ($h = 100$ nm, $g = \infty$)

50 nm 以下のフォトレジスト内部に、微細凹凸模様の形状に応じた電磁場の強度分布ができる。このとき得られる露光のコントラストは、1.1.2.3節で定義した回折像中心-鞍部光強度比にして約0.5である。しかし、深さ約50 nm以上のフォトレジスト内部では、露光のコントラストが得られない。これは、エバネッセント光がモールド表面から離れると急激に減衰するからであると考えられる。

一方、図3.15(a)と図3.16(a)に示した解析結果から、TE波照明で発生する電磁場に関して次のことがわかる。フォトレジストと基板とが存在しない場合には、図3.13(a)に示したように、モールド表面の凸部内に電磁場の局在が生じるが、フォトレジストをモールド表面に近接させた場合は、図3.15(a)に示すように、それがほとんど生じない。その結果、図3.16(a)に示した解析結果からわかるように、微細凹凸模様の形状に応じた露光のコントラストがほとんど得られない。もともと、TE波照明の場合、図3.13(a)に示した電磁場の局在が、仮に、フォトレジスト表面とモールド表面とを近接させた場合にも同様に生じるとしても、モールド表面の凸部先端に電磁場の局在が生じるTM波照明の場合と比較して、高い露光のコントラストを期待できない。

さらに、モールド表面の凸部の高さ h 、および、モールド表面とフォトレジスト表面との距離 g を変化させた場合の解析結果を示す。図3.17と図3.18に、 $h = 50$ nm, $g = 0, 50$ nm の場合の解析結果を、図3.19と図3.20に $h = 100$ nm, $g = 0, 50$ nm の場合の解析結果をそれぞれ示す。なお、これらの図では、フォトレジスト内部の電磁場の強度分布が強調されるように、図3.16と同様に電磁場強度と色とを対応させている。これらの解析結果から、モールド表面とフォトレジスト表面との距離 g が大きくなると、TM波照明の場合に得られる露光のコントラストが小さくなることからわかる。 $g = 0$ nm の場合は、回折像中心-鞍部光強度比にして0.4-0.5程度の露光のコントラストが得られるが、 $g = 50$ nm の場合は、同0.8-0.9程度の露光のコントラストしか得られない。したがって、2.1節で述べたように、高い露光のコントラストを得るためには、モールド表面とフォトレジスト表面とを、微細凹凸模様の大きさ（本解析では、モールド表面の凸部の幅50 nm）以下の距離まで十分に近接させなくてはならないことがわかる。また、 $h = 50$ nm の場合と $h = 100$ nm の場合とでは、電磁場の強度分布に大きな違いがないこともわかる。

ところで、3.1節で述べた理論計算では、膜厚が180 nmのフォトレジストをs偏光(TE波)の光で露光した場合、モールド表面とフォトレジストとの距離の違い

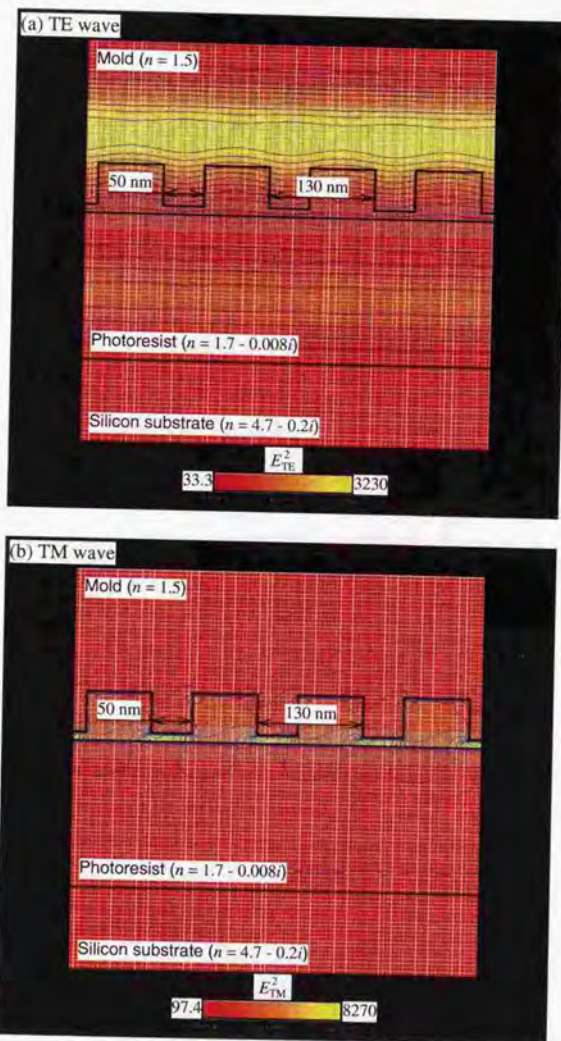


図 3.15: FDTD法による解析結果 ($h = 50$ nm, $g = 10$ nm)

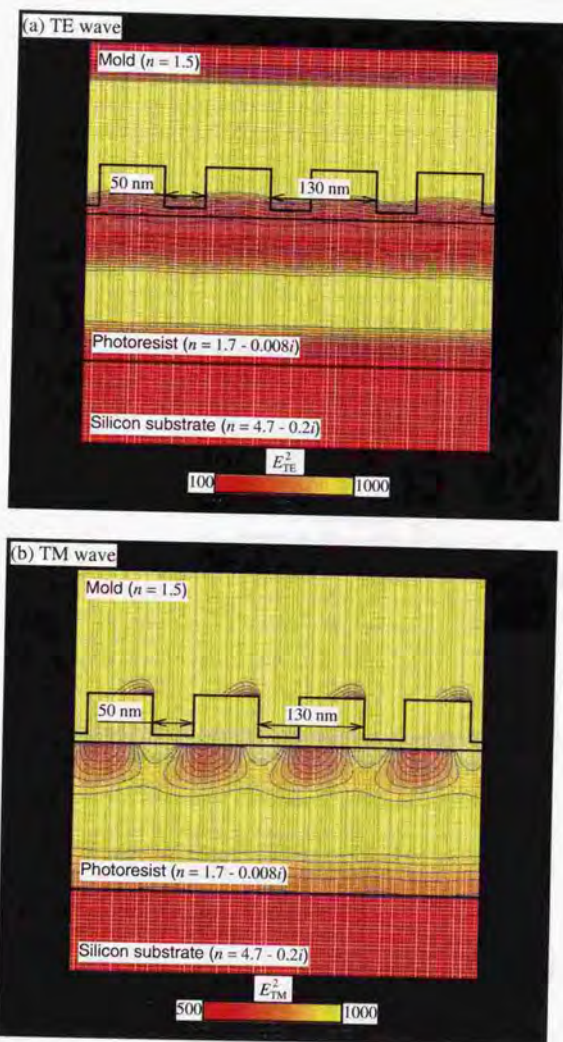


図 3.16: FDTD法による解析結果 ($h = 50$ nm, $g = 10$ nm)

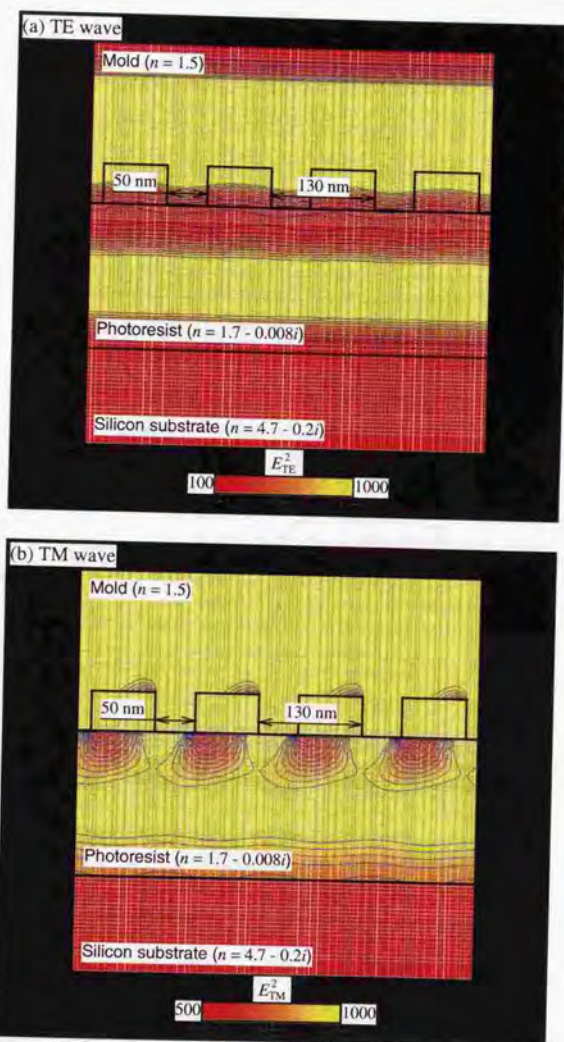


図 3.17: FDTD法による解析結果 ($h = 50$ nm, $g = 0$ nm)

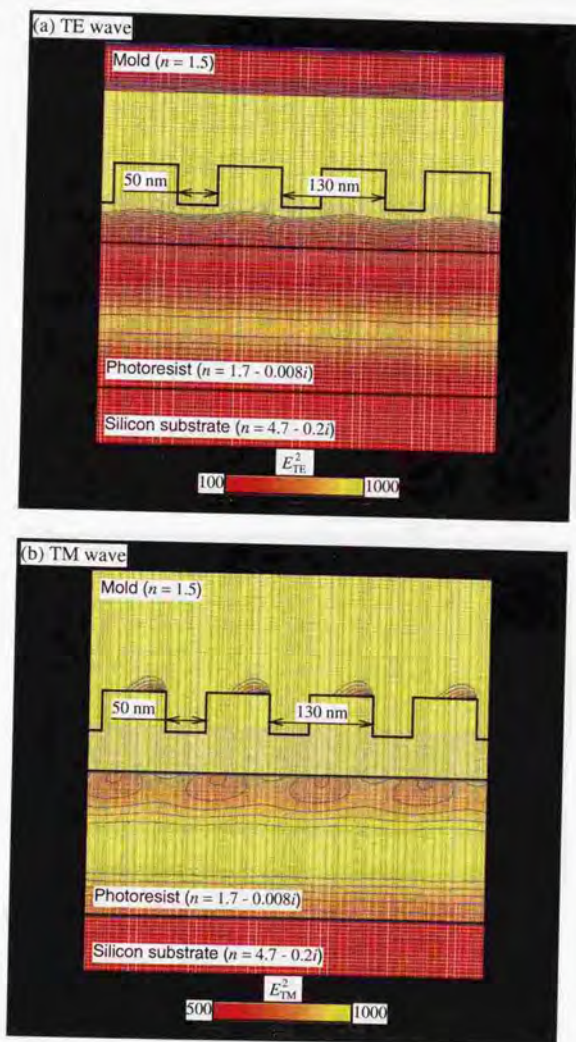


図 3.18: FDTD法による解析結果 ($h = 50$ nm, $g = 50$ nm)

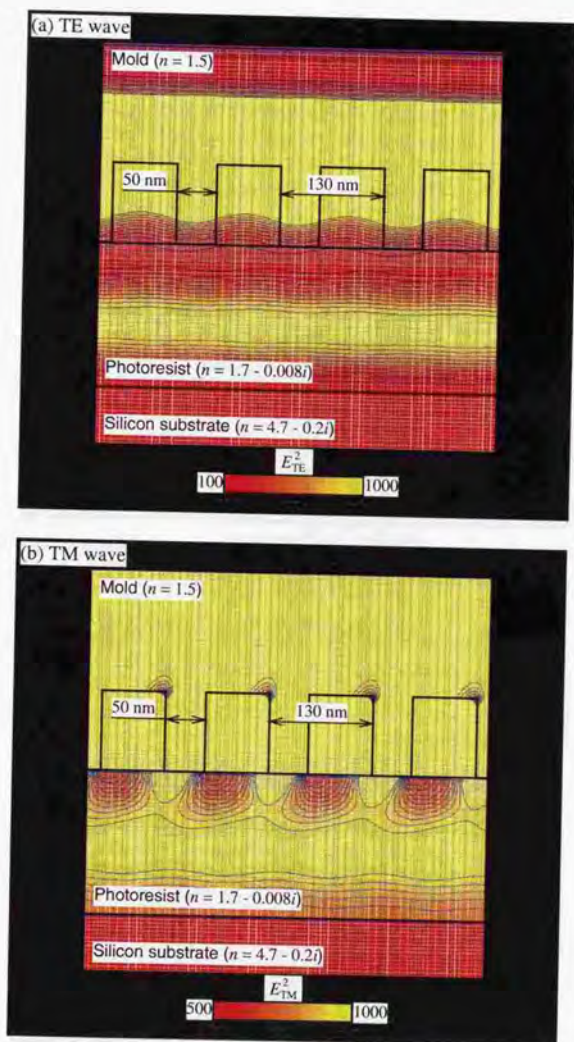


図 3.19: FDTD法による解析結果 ($h = 100$ nm, $g = 0$ nm)

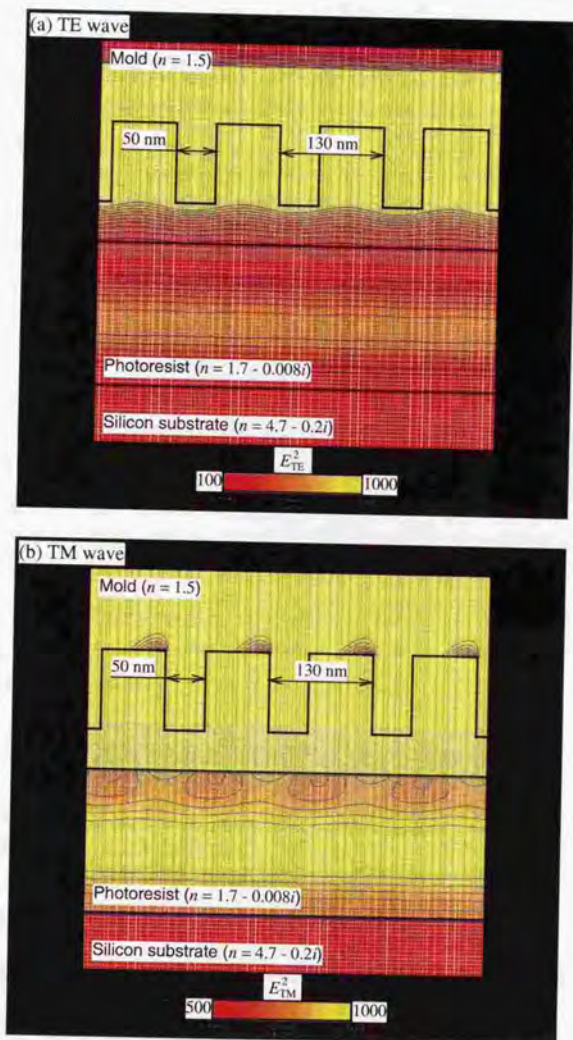


図 3.20: FDTD法による解析結果 ($h = 100$ nm, $g = 50$ nm)

によるフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率の違いが大きくなり、高い露光のコントラストが得られるという結果が得られた。一方、本解析では、上述したように、TM 波 (p 偏光) 照明の場合、高い露光のコントラストが得られるという結果が得られた。これらの結果では、照明光の偏光と露光のコントラストの高低との関係がお互いに反対である。しかし、3.1節で述べた理論計算では、モールド表面とフォトレジスト表面とが無限平面だと仮定しているので、その計算結果は、面内方向の大きさが照明光の波長より十分に大きい微細凹凸模様の上に近似的に適用できる。一方、本解析結果は光の回折限界より小さいピッチの line & space パターンを仮定して得られたものである。このように、上述の2つの結果はお互いに異なる仮定に基づいて得られたものなので、必ずしも矛盾しない。

また、フォトレジストの膜厚が 180 nm の場合、照明光の波長より十分に大きいパターンと回折限界より小さいピッチの line & space パターンの両方で、高い露光のコントラストを得るためには、line & space パターンを、照明光の入射方向に対して line が平行になるようにモールド表面に取り付けて、s 偏光 (TE 波) の光で照明すればよいと予想する。これは、照明光の波長より十分に大きいパターンで高い露光のコントラストを得るためには、s 偏光 (TE 波) の照明光が必要であり、一方、回折限界より小さいピッチの line & space パターンで高い露光のコントラストを得るためには、電界ベクトルが line & space パターンに対して垂直であることが必要であると考えからである。しかし、照明光が line & space パターンの line に対して平行に入射する場合を解析するためには、3 次元の FDTD 法を用いなくてはならない。

以上に述べた解析結果とその検討とから、次に述べる結論が導かれる。

1. フォトレジストと基板とが存在しない場合、モールド表面の凸部に強い電磁場が発生する。TE 波照明の場合、電磁場はモールド表面の凸部内に局在し、一方、TM 波照明の場合、電磁場は同先端に局在する。このとき、TM 波照明で発生する電磁場の方が強度が大きく、強く局在する。
2. TM 波照明の場合、フォトレジストと基板とが存在しない場合に発生する電磁場の局在が、フォトレジスト表面とモールド表面とが、10 nm 以下の距離に近接している場合にも同様に発生する。その結果、フォトレジストはモールド表面の微細凹凸模様の形状に応じて露光される。ただし、深さ約 50 nm 以上の

フォトレジスト内部では、露光のコントラストが得られない。また、TE波照明の場合、フォトレジストと基板とが存在しない場合に発生する電磁場の局在が、フォトレジスト表面とモールド表面とが、10 nm 以下に近接している場合にはほとんど生じない。その結果、微細凹凸模様の形状に応じた露光のコントラストがほとんど得られない。したがって、本解析結果では、2.1節で述べた近接場露光の原理はTM波照明の場合に正しい。この場合、フォトレジストが微細凹凸模様の形状に応じて、光の回折限界より小さい空間分解能で露光される。

3. 高い露光のコントラストを得るためには、モールド表面とフォトレジスト表面とを、微細凹凸模様の大きさより十分に近接させなくてはならない。モールド表面とフォトレジスト表面とが密着している場合、最も高い露光のコントラストが得られる。
4. モールドの段差が50 nmの場合と100 nmの場合とでは、モールド表面の近傍にほとんど同様の電磁場が発生する。したがって、近接場露光はモールドの段差の誤差に影響され難いと考ええる。

第4章

近接場光リソグラフィの試行

4.1 本章の概要

本章では、2.2節で提案した近接場光リソグラフィの工程の順に、近接場光リソグラフィの試行実験について述べる。

4.2節では、マスタモールド製作実験について述べる。まず、従来のマイクロ転写加工技術を概観しながら、マスタモールドの材料や製作法に関する一般的検討を行う。マスタモールド製作実験では、電子線リソグラフィとドライエッチングとを用いて、85, 125, 165, 200 nm と段差が異なる4種類の石英ガラス製のマスタモールドを製作したが、次に、マスタモールドの設計と製作法と製作結果とについてそれぞれ順に述べる。

4.3節では、レプリカモールド製作実験について述べる。まず、レプリカモールドの機能について述べた後、その機能を実現するために、レプリカモールドとレプリカモールドに用いる樹脂とにそれぞれ求められる性能を明らかにする。レプリカモールド製作実験では、マスタモールド製作実験で製作した段差が異なる4種類のマスタモールドから、それぞれアセチルセルロース製のレプリカモールドを製作したが、次に、レプリカモールドの製作方法と製作結果とについてそれぞれ順に述べる。続いて、レプリカモールドに用いる樹脂に求められる性能に関して、アセチルセルロースを評価する。

4.4節では、近接場露光実験について述べる。近接場露光実験の目的と近接場露光装置の構造と実験方法とについてそれぞれ順に述べた後、露光結果について述べる。近接場露光実験では、レプリカモールド製作実験で製作した段差の異なる4種

類のレプリカモールドのうち、主に段差 165 nm のレプリカモールドを露光に用いたが、まず、フォトレジストの膜厚 (250, 180, 120, 80 nm) や光の偏光方向 (s 偏光, p 偏光) などの露光条件を変化させた場合の露光結果を示して、近接場光リソグラフィの基本的な形状転写特性を明らかにする。次に、最適露光条件の場合、すなわち、膜厚 180 nm のフォトレジストを s 偏光の光で露光した場合の露光結果を示して、近接場光リソグラフィの解像度を決める。最後に、段差が 165 nm 以外の 3 種類のレプリカモールド、および、石英ガラス製のモールドを露光に用いた場合の露光結果を示して、段差 165 nm のレプリカモールドを用いた場合の露光結果と比較する。

4.2 マスタモールド製作実験

4.2.1 マスタモールド製作に関する一般的検討

マスタモールドは、樹脂製のレプリカモールドを複製するための原版であるが、その表面には、近接場露光に供するモールドに必要な微細凹凸模様と雌雄が反対の微細凹凸模様が彫刻される。マスタモールドの機能は、その表面の微細凹凸模様をレプリカモールドの表面に転写することである。このようなマイクロ転写加工として、図 4.1 に示すような鍛造や鋳造や射出成形などのマクロ転写加工の縮小形が考えられる。

図 4.1 (a) は、マスタモールドを可塑性化した樹脂に押し付けて、微細凹凸模様を塑性成形加工する方法を示す。この加工では、マスタモールドは鍛造における金型に相当する。この加工の代表的な応用例は、コンパクトディスク (compact disk: CD) やデジタルビデオディスク (digital video disk: DVD) のスタンピング (stamping) 加工であるが、DVD では、幅約 $0.3\ \mu\text{m}$ 、深さ約 $0.1\ \mu\text{m}$ の長円形のビット (pit) と呼ばれる穴がディスク表面に加工される。著者らは単結晶ダイヤモンドで切削加工された金型を、10–50 MPa 程度の圧力でレジスト膜に押し付けて、ピッチ約 $1.5\ \mu\text{m}$ の三角溝を有する回折格子の加工を試みている [43]。また、Chou らは SiO_2 製のモールドを、熱可塑性したポリメタクリル酸メチル (polymethylmethacrylate: PMMA) に約 13 MPa の圧力で押し付けて、幅約 60 nm の溝や直径約 25 nm の島状構造を PMMA 膜上に imprint 加工している [44][45]。

図 4.1 (b) は、マスタモールドに液状の樹脂を流し込んで固めて、微細凹凸模様

を注入成形加工する方法である。この加工では、マスタモールドは鋳造や射出成形における金型に相当する。この加工の代表的な応用例は、回折形レンズ (grating lens) などの光学部品の加工であるが、たとえば、数ミクロン間隔の格子がレンズ表面に射出成形される [46]。また、Rogers らはシリコンゴムの一種である polydimethylsiloxane (PDMS) の液体を、フォトリソのモールドに流し込んで固めて、幅数ミクロンの畝や溝を有する弾性位相シフトマスク (elastomeric phase mask) などを加工している [33][47]。

このようなマイクロ転写加工では、離型不良によるモールドへの被加工材の付着を防止することが重要な課題である。マイクロ転写加工では、加工寸法がマイクロメートルオーダー以下と小さく、マクロ加工では問題にならない微量の被加工材が、離型不良によってモールドに付着しても、致命的な加工不良が発生する。さらに、モールドへ被加工材が一度付着すると、それ以後に行う全ての転写加工において、加工不良が発生する可能性が高い。たとえば、上述した三角溝を有する回折格子の転写加工では、金型にレジストが付着して完全に離型せず、その結果、加工不良が生じることが問題になっている。近接場光リソグラフィでは、マイクロ転写加工によってマスタモールドからレプリカモールドを複製するときに、マスタモールドが被加工材で汚損しないことが、2.3節で述べた第3の長所、すなわち、1つのマスタモールドからレプリカモールドが簡単に複製できることの前提である。この離型不良には、抜き勾配や表面粗さなどのモールド単体の特性だけではなく、モールド材料と被加工材との組合せや温度・押し付け圧などの転写加工条件や離型剤の使用法が関係すると予想できる。

また、成形時に発生する圧力または熱に対するモールドの耐性の確保は、マクロ転写加工だけではなくマイクロ転写加工でも重要な課題である。特に、図 4.1 (a) に示したマイクロ塑性成形加工では、モールドに大きな押し付け力が加わると、モールド表面の微細凹凸模様が損傷する可能性が高い。たとえば、上述した三角溝を有する回折格子の転写加工では、10-50 MPa 程度の金型押し付け圧によって、Ni-P めっきされたジュラルミン製の金型の表面に、幅数マイクロメートルの亀裂が発生した。また、Chou らの imprint 加工では、モールド押し付け圧を約 13 MPa 以上にする、SiO₂ 製のモールドが損傷した。このモールド損傷には、モールド材料や温度・押し付け圧などの転写加工条件が関係すると予想できる。したがって、マスタモールドを製作するときは、以上に述べた離型不良とモールド損傷とに関係する諸

条件を総合的に検討して、材料や微細加工法を選択しなくてはならない。

ところで、近接場光リソグラフィは等倍転写技術であるので、最終的に必要になる加工形状を、原寸でマスタモールド表面に作成しなくてはならない。近接場光リソグラフィでは、光の回折限界を超える解像度で形状加工することを目指している。レーザービーム描画のような光を用いた加工法は、マスタモールドのパターン作成には適さない。レーザービーム描画よりも高解像度でパターン作成ができる加工法には、電子線や集束イオンビーム (focused ion beam: FIB) や走査型プローブ顕微鏡 (scanning probe microscope: SPM) を用いた描画がある [4][29][30]。これらのうち、電子線描画は 10 nm 程度の分解能でレジストパターンを作成することが比較的簡単にできるので、最も広く用いられている。本研究では、マスタモールドのパターン作成に電子線描画を用いる。

電子線描画を用いてモールド表面にレジストパターンを作成した後、エッチングによってレジストパターンをマスタモールド表面に彫刻して、微細凹凸模様を作成するが、サブミクロン以下の大きさのパターン彫刻には、反応性イオンエッチングなどのドライエッチングが広く用いられている。実際には、上述したような諸条件を総合的に検討して決定されるマスタモールドの材料・要求表面粗さなどに応じて、適切なドライエッチング法を選択しなくてはならない。

4.2.2 実験方法

本節では、本研究で実際に行ったマスタモールド製作実験について、(1) マスタモールド設計、(2) 電子線描画によるレジストパターン作成、(3) ドライエッチングによる微細凹凸模様作成の順に述べる。

マスタモールド設計 マスタモールドの設計では、主に、マスタモールドの材質と微細凹凸模様の形状・段差とを決める。まず、マスタモールドの材質を決める。前節で述べたように、マスタモールドの材質は、レプリカモールドをマスタモールドから複製するとき、離型不良やマスタモールド損傷が起きないものでなくてはならない。後で詳しく述べるが、本研究では、レプリカモールドの材料にアセチルセルロース (acetylcellulose, 酢酸繊維素) を用いる。マスタモールドからレプリカモールドを複製するときは、溶剤で表面が溶けたアセチルセルロース膜をマスタモールド表面に貼り付けて、液状のアセチルセルロースをマスタモールドの微細凹

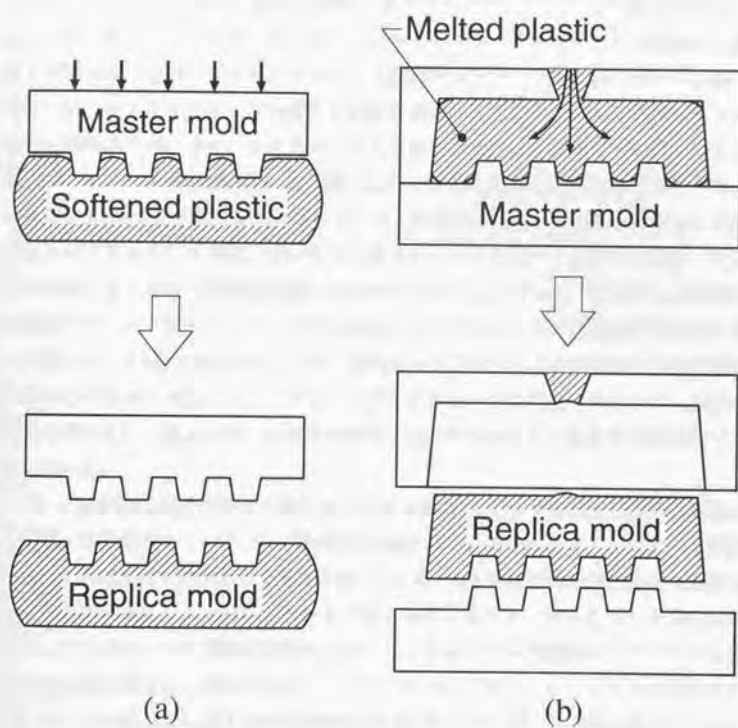


図 4.1: マイクロ転写加工の基本形

凸模様には充填して硬化させる。

アセチルセルロースの離型特性を予備的に検討するために、溶剤で表面が溶けたアセチルセルロース膜を、単結晶シリコン基板・合成石英ガラス基板・各種金属板にそれぞれ張り付けて硬化させた後、それらからアセチルセルロース膜を剥離させたところ、それらの表面に離型不良によるアセチルセルロースの付着は認められなかった。また、溶剤に溶けたアセチルセルロースをマスタモールドの微細凹凸模様には充填するときは、アセチルセルロース膜をマスタモールドに押し付ける必要、あるいは、マスタモールドを加熱する必要は基本的にないので、マスタモールド損傷の心配は少ない。また、マスタモールドそのものを近接場露光に供せられるように、マスタモールドの材質として、露光に用いる光に対して透明な材質を用いる。これは、2.3節で述べた近接場光リソグラフィの第2の特徴、すなわち、軟らかい樹脂製のレプリカモールドは、硬いガラス製のモールドと比べてフォトレジストに容易に密着できるという特徴を確認するためである。したがって、後述する近接場露光実験では、レプリカモールドだけではなくマスタモールドも近接場露光に供する（実際には、4.4節で後述するように、普通のマスタモールドと微細凹凸模様の雌雄が反対の石英ガラス製のモールドを、レプリカモールドの比較対象として、近接場露光に用いた）。以上に述べた検討の結果、マスタモールドの材質を合成石英ガラスに決めた。

次に、微細凹凸模様の形状を設計する。図4.2に、設計した微細凹凸模様の形状例を示す。近接場光リソグラフィの解像度を調べられるように、マスタモールド表面には、2本組の溝を溝幅とピッチとを表4.1に示すように段階的に変化させて配置する。レプリカモールドをマスタモールドから複製するとき、マスタモールド表面の溝はレプリカモールド表面に畝を作るが、レプリカモールド表面にサブミクロン以下の幅の畝が孤立して存在すると、レプリカモールドをフォトレジストに密着させたとき、その畝が押し潰される可能性がある。そこで、図4.2の斜線部に示すように、マスタモールド表面の溝群の周囲を80 μm 四方の凹部で囲った。その結果、レプリカモールド表面では、畝の周囲に80 μm 四方の比較的大きな凸部が形成され、その凸部は、細い畝が押し潰されることを防止する。

最後に、微細凹凸模様の段差を決める。2.1節の2で定性的に議論したように、微細凹凸模様の段差には光の波長以下の最適値が存在する。図3.3から判断すると、膜厚200 nmのフォトレジストを波長442 nm、s偏光の光で露光すれば、微細凹凸模様

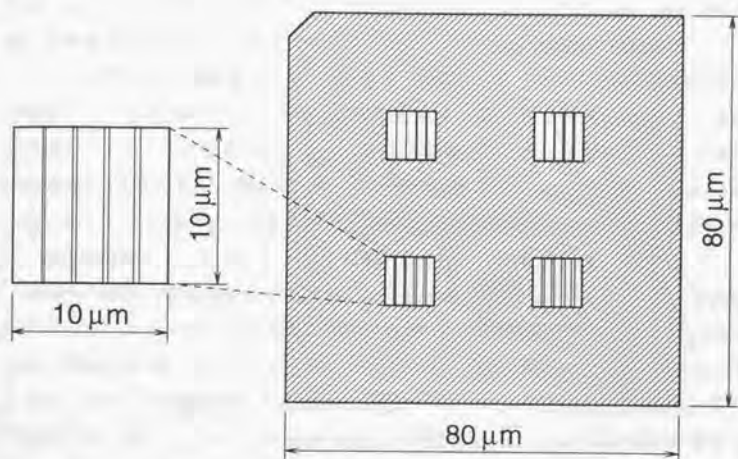


図 4.2: 微細凹凸模様形状例

表 4.1: 溝幅とピッチ

溝幅, nm	ピッチ, nm (20 nm ごとに変化)			
50	100, 120, 140, 160	180, ..., 240	260, ..., 320	340, ..., 400
70	120, 140, 160, 180	200, ..., 260	280, ..., 340	260, ..., 420
90	140, 160, 180, 200	220, ..., 280	300, ..., 360	380, ..., 440
110	160, 180, 200, 220	240, ..., 300	320, ..., 380	400, ..., 460

の凸部に密着したフォトレジストと同凹部に密着したフォトレジストとの露光強度比は、たとえば、微細凹凸模様の段差 d_2 が 200 nm の場合は約 0.1、同段差が 80 nm の場合は約 0.4 であると予想できる。ところで、ポジフォトレジストは、露光された部分が現像液に溶けやすくなるフォトレジストであるが、現像後に基板に残るフォトレジストの割合（残膜率と呼ぶ）が、たとえば図 4.3 に示すように、露光量によって変化する。図 4.3 において、残膜率が約 0% になる露光時間が 200 msec. のときの露光量を 1 とすると、露光量が 0.1 のときの残膜率は約 95%、露光量が 0.4 のときの残膜率は約 65% である。図 4.3 のデータを近接場露光にそのまま適用できるとは限らないが、1つの参考データとすると、微細凹凸模様の段差が 80-200 nm 程度あれば、近接場露光によってフォトレジストを加工できると予想できる。

微細凹凸模様の段差を決めるときは、上述の露光強度比とフォトレジストの残膜率の検討以外に、マイクロ転写加工を適用できる微細凹凸模様の最大 aspect ratio (AR) の検討が必要である。Chou らの imprint 加工では、幅 70 nm、高さ 200 nm、すなわち、 $AR \approx 3$ の溝が加工されている [45]。マスタモールドからレプリカモールドを複製するとき、Chou らの imprint 加工と同様に、 $AR < 3$ の畝が加工できると仮定すると、最小設計幅 50 nm の溝を含む微細凹凸模様の段差を、150 nm 以下に設計する必要がある。以上の検討の結果、微細凹凸模様の段差を 200, 160, 120, 80 nm の 4 通りに試験的に決めた。

電子線描画によるレジストパターン作成 電子線描画によるレジストパターンの作成は、一般的な電子線リソグラフィの工程に従って行った。以下に、電子線描画によるレジストパターンの作成法を具体的に示す。電子線描画装置の試料台に収まる 10 mm 四方、厚さ 0.5-1 mm の合成石英ガラス基板を用意して、ポジ電子線レジスト（日本ゼオン、ZEP-520 22 cP）と専用薄め液とを 1:1 の体積比で混合したものを、スピンコータ (spin-coater) で回転塗布する。回転塗布の方法は、300 r.p.m. \times 3 sec. + 6000 r.p.m. \times 30 sec. の 2 段階塗りである。電子線レジストを回転塗布した後、基板を 170°C のホットプレート上に直置きして、120 秒間のプリベーク (pre-baking) を行う。これによって、基板上に膜厚約 100 nm の電子線レジスト膜が形成される。次に、電子線レジスト膜の上にチャージアップ防止剤（昭和電工、エスベイサー 100）を回転塗布する。これは、石英ガラスが誘電体であるために、電子線描画時に電子線レジストと基板とがチャージアップする結果、パターン作成不良が

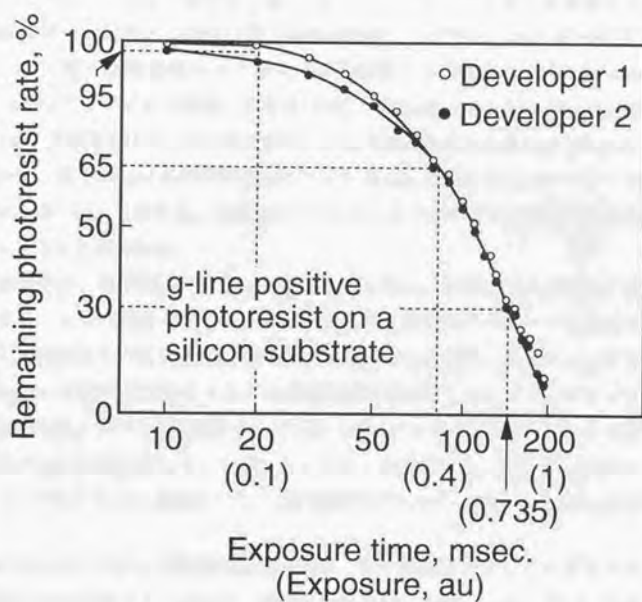


図 4.3: 露光時間と残膜率との関係

(東京応化工業, フォトレジストカタログから転載)

発生することを防止するためである。回転塗布の方法は、300 r.p.m. \times 3 sec. + 1500 r.p.m. \times 90 sec. の2段階塗りである。チャージアップ防止剤を回転塗布した後、基板を80°Cのホットプレート上に直置きして、120秒間のブリベークを行う。これによって、電子線レジスト膜の上に膜厚約5 nmの導電性の高分子膜が形成される。

以上の方法で用意した試料に、図4.2に示したパターンを電子線描画する。電子線描画に用いた装置は、市販の電子線描画装置（日本電子、JBX-6000FS）に低収差レンズと電子線堆積用のガス導入・排気装置とを組み込んだ“nanobeam process system”と呼ばれる装置である[48][49]。Nanobeam process systemの諸元を表4.2に、外観を図4.4にそれぞれ示す。Hiroshimaらはnanobeam process systemを用いて、厚さ30 nmのPMMA膜にピッチ40 nmのline & spaceパターンを加工しているが[49]、これから、本装置がマスタモールドのパターン作成に十分な性能を有していることがわかる。

本実験では、電子線ドーズ(dose)を73-97 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ の範囲で3 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ ごとに変化させて、1つの試料に電子線ドーズが異なる9個の同一パターンを描画する。なお、1試料当たりの電子線描画時間は約30分である。次に、スピニングコートを用いて3000 r.p.m.で試料を回転させながら純水を試料に滴下して、チャージアップ防止剤を除去した後、20°Cの現像液とリンス液（イソプロピルアルコール）とに試料を順にそれぞれ1分間浸漬して、レジストパターンを現像する。最後に、試料を110°Cのホットプレート上に直置きして、120秒間のポストベーク(post-baking)を行う。

ドライエッチングによる微細凹凸模様作成 電子線描画によってレジストパターンが作成された石英ガラス基板を、高速原子線(fast atom beam: FAB)でエッチング加工する。高速原子線は、プラズマ内のイオンを電界で加速させた後、電気的に中性化させた高速の原子流であるが、ガラスなどの誘電体をエッチングして、aspect ratioが7程度と大きい微細構造を加工できる[50]。上述したように、石英ガラス製のマスタモールドの表面に最小幅50 nm、最大深さ200 nmの溝を彫刻するためには、石英ガラス材料にaspect ratioが4程度の微細構造を加工できるエッチング技術が必要であるが、高速原子線エッチングはそのうちの1つである。

図4.5に高速原子線源の構造を、図4.6に高速原子線エッチング装置の外観をそれぞれ示す。また、高速原子線の発生原理を以下に述べる。ガス流入口から高速原子

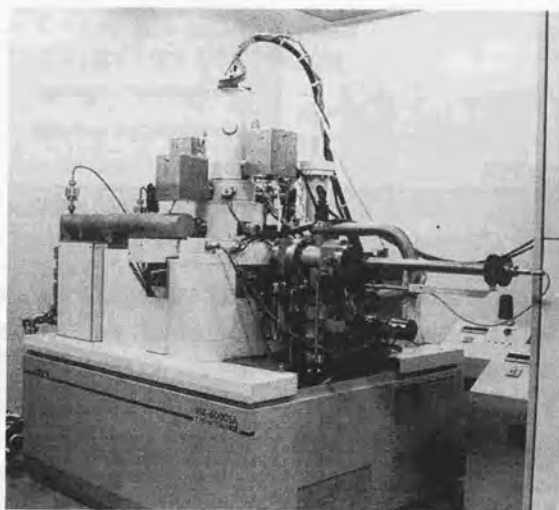


図 4.4: Nanobeam process system の外観

(文献 [48] から転載)

表 4.2: Nanobeam process system の諸元

電子線加速電圧	50 kV
陰極	ZrO/W TFE
電子線径, 電子線電流	3 nm, 100 pA
最小描画分解能	2.5 nm
最高電子線走査周波数	6 MHz
電子線走査範囲	80 μ m \times 80 μ m
試料位置決め用レーザー干渉計分解能	5 nm
描画範囲つなぎ精度	20 nm (σ)
重ね合わせ描画精度	20 nm (σ)
試料室真空度	$< 3.4 \times 10^{-7}$ Pa

(文献 [49] から転載)

線源内に入ったガスは、高速原子線源の両端に位置する陰極 (cathode) と中央に位置する陽極 (anode) との間に印加された 1-5 kV 程度の直流電圧によって電離する。ガスの電離によって発生した電子は陽極に引き付けられるが、陽極には直径数ミリメートル程度の多数の貫通穴が存在するので、一部の電子は陽極に衝突せずに貫通穴を通過する。陽極の貫通穴を通過した電子は再び陽極に引き付けられるので、結局、電子は陽極を中心に2つの陰極の間を往復する。そして、これらの往復する電子が高速原子線内のガス粒子に衝突して、プラズマが発生する。プラズマ内の陽イオンは陰極に向かって加速するが、一部の陽イオンは陰極に存在する直径 1-2 mm 程度の貫通穴を通過する。このとき、陽イオンが陰極から電子を受け取って電氣的に中性化されて、最終的に高速原子線が発生する。なお、高速原子線源を取り囲むソレノイド (solenoid) によって高速原子線源内に磁界を発生させると、高速原子線源内の電子が Lorentz 力によって螺旋運動しながら高速原子線内を往復するので、直線的に往復する場合と比較して、より多くのガス粒子に衝突する。その結果、ソレノイドを用いない場合と比較して、より高密度のプラズマが発生するので、より高密度の高速原子線が発生する。

実際に石英ガラス製のマスタモールドを加工するときは、 CHF_3 ガスを流量 5 SCCM

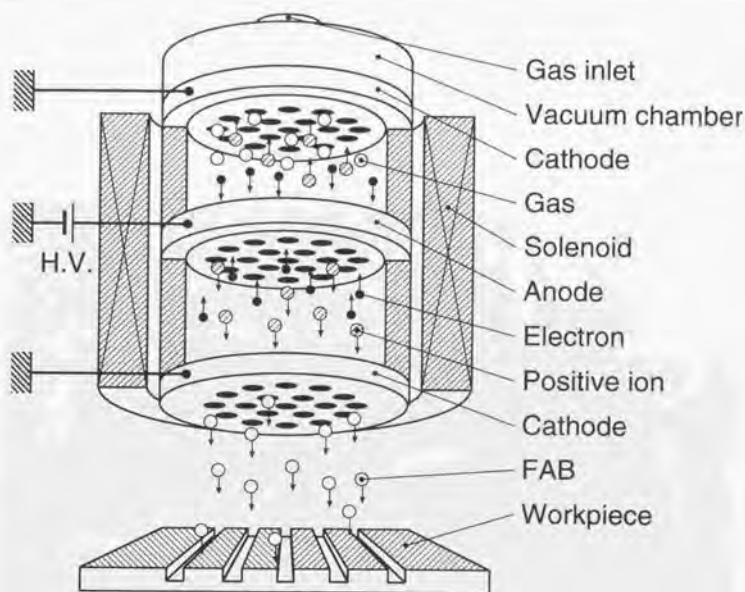


図 4.5: 高速原子線源の構造

で高速原子線源に供給して、2.5 kV の直流電圧を陽極と陰極との間に印加した。このとき、ソレノイドに 4-5 V、1 A 程度の電力を供給すると、約 150 mA の放電電流が得られるが、この条件で合成石英ガラスをエッチングすると、約 28 nm/min. の加工速度が得られることが、予備実験で確認されている。また、合成石英ガラスと電子線レジストとのエッチング選択比が、7 以上と高いことも同時に確認されている。したがって、上述したように、段差 200, 160, 120, 80 nm の微細凹凸模様を彫刻するためには、それぞれ 430, 340, 260, 170 sec. のエッチング加工を行えばよい。最後に、10 分間の酸素アッシング (ashing, 灰化処理) によって、合成石英ガラス基板表面の残留電子線レジストを除去する。

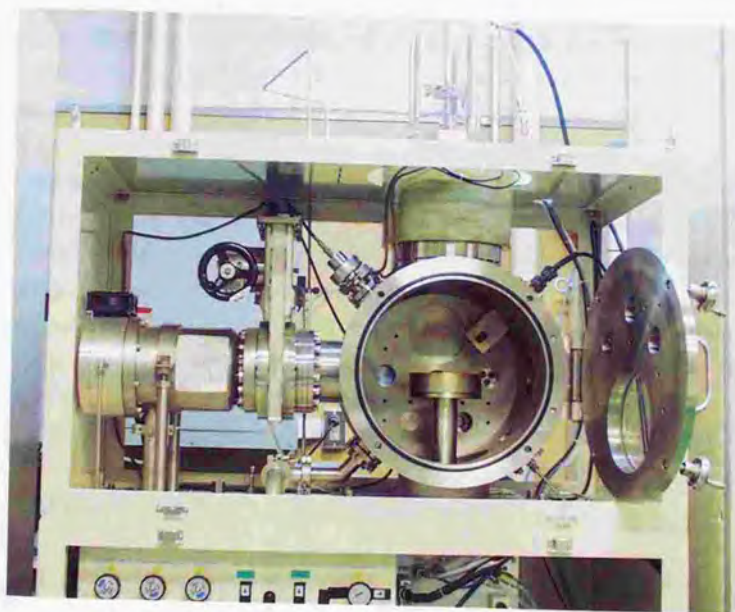


図 4.6: 高速原子線エッチング装置の外観

4.2.3 実験結果とその検討

図 4.7 と図 4.8 とに、上述の方法で加工したマスタモールドの SEM 像を示す。高速原子線エッチングでは、420, 340, 260, 180 sec. の加工時間に対して、それぞれ 200, 165, 125, 85 nm の加工深さが得られた。なお、これらの加工深さの測定には、ダイヤモンド探針を有する触針式の表面形状測定装置 (Sloan, Dektak³) を用いた。図 4.7 に示した 2 本組の溝の幅は 50 nm, 同ピッチは左側からそれぞれ (100), (120), 140, 160 nm (括弧付きのピッチは実際には分解できなかった設計ピッチである)、深さは 165 nm である (各溝の隣にピッチを示す)。また、図 4.8 に示した 2 本組の溝の幅は 70 nm, 同ピッチは左側からそれぞれ 200, 220, 240, 260 nm, 深さは 165 nm である。

設計幅 50 nm, 設計ピッチ 100 nm の 2 本組の溝は加工できていないが、これは、レジストパターンを電子線描画したときに、2 本の溝が解像されなかったこと、あるいは、現像液を乾燥させたときに、2 本の溝の間の畝状レジストパターンが現像液の表面張力によって倒壊したことが原因だと考える。しかし、前節で述べたように、nanobeam process system を用いて厚さ 30 nm の PMMA 膜にピッチ 40 nm の line & space パターンが加工されていることから判断すると、描画・現像条件を最適化すれば、幅 50 nm, ピッチ 100 nm の溝の加工は十分に可能であると考ええる。

本実験によって、電子線リソグラフィと高速原子線エッチングとを用いれば、サブミクロン以下の大きさの微細凹凸模様を有するマスタモールドを、10 nm オーダの分解能と精度とで製作できることを確認した。

4.3 レプリカモールド製作実験

4.3.1 レプリカモールドの機能とその展開

レプリカモールドは、近接場露光に供される樹脂製のモールドであるが、4.2.1 節で述べたようなマイクロ転写加工によって、マスタモールドから複製される。したがって、レプリカモールドの機能は、複製 (replication) に関する機能 (1) と近接場露光に関する機能 (2) とに大別される。複製に関する機能 (1) は、透明な樹脂がマスタモールド表面の微細凹凸模様を写し取る機能である。また、近接場露光に関する機能 (2) は、透明な樹脂に転写された微細凹凸模様と樹脂自体とがそれぞれ実現す

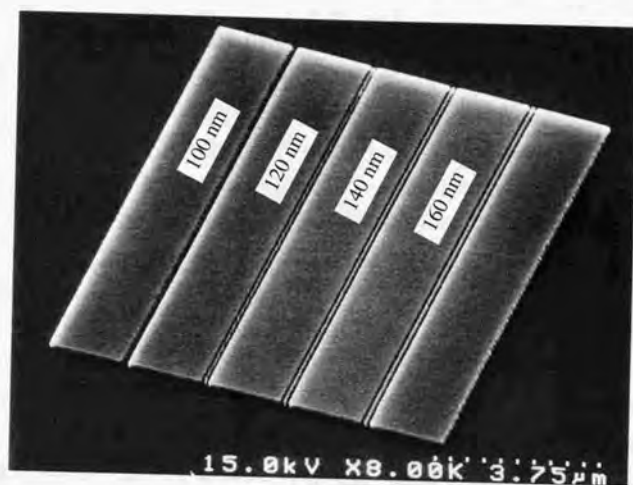


図 4.7: マスタモールドのSEM像 (溝幅: 50 nm)

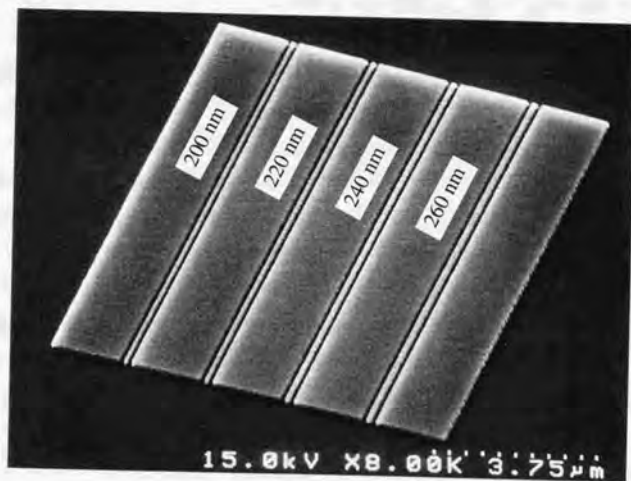


図 4.8: マスタモールドのSEM像 (溝幅: 70 nm)

る次に述べる4つの機能である。近接場露光に関するレプリカモールドの機能(2)のうち、微細凹凸模様が実現する機能(2-1)は、2.1節の2で述べたように、2つの機能に分けられる。第1の機能は、内部全反射照明で発生するエバネッセント光を散乱して、微細凹凸模様の構造情報を含む散乱光を発生させる機能(2-1-1)であり、第2の機能は、モールド表面とフォトレジスト表面との距離を場所によって変化させて、フォトレジストの露光強度を場所によって変化させる機能(2-1-2)である。また、近接場露光に関するレプリカモールドの機能(2)のうち、樹脂自体が実現する機能(2-2)は、2.2節で述べたように、モールドとフォトレジストとの密着を容易にする機能(2-2-1)とモールドの使い捨てを可能にする機能(2-2-2)とである。

レプリカモールドは、以上に述べた機能を実現するために、いくつかの性能を備えていなくてはならない。たとえば、レプリカモールドは、モールドとフォトレジストとの密着を容易にする機能(2-2-1)を実現するために、柔軟でなくてはならない。このように、装置または部品の機能から、それ自体またはその構成要素に求められる性能や製作方法や使用方法を明らかにすることを、「機能を展開する」と呼ぶことにする。以下では、上述のレプリカモールドの機能を展開する。

まず、複製に関するレプリカモールドの機能(1)を展開する。マスタモールドの微細凹凸模様がレプリカモールドに転写される現象は、次の3つの過程で構成される。すなわち、レプリカモールドに用いる樹脂が型である微細凹凸模様に充填される過程(I)、型に充填された樹脂が硬化する過程(II)、および、硬化した樹脂が離型する過程(III)である。樹脂が型に充填される過程(I)では、熱や溶剤で可塑化(流動化)した樹脂の粘度と型に対する濡れ性との重要な物性である。可塑化した樹脂の粘度が高いと、樹脂が型の細部に充填されるのに要する時間(これは、型に沿って変形させられた樹脂に発生する応力が緩和する時間に相当するので、緩和時間と呼ぶ[51])が長くなる。特にレプリカモールドの複製では、表4.1からわかるように、幅100nm以下の溝に樹脂が充填されなくてはならないので、同条件のマクロ転写加工の場合と比較して、緩和時間が長くなると予想できる。樹脂が型に充填され始めてから硬化するまでの時間より緩和時間が長いと、樹脂が型に完全には充填されず、転写不良が発生する。また、可塑化した樹脂の型に対する濡れ性が悪いと、可塑化した樹脂が表面張力のために型の細部に密着できない。したがって、レプリカモールド用の樹脂は、可塑化したとき、低い粘度と型に対する良好な濡れ性とを有していなくてはならない。レプリカモールドの製作工程では、樹脂が型に完

全に充填されてから、樹脂の硬化が始まるように工程を設計しなくてはならない。
また、型内の脱気も重要である。

型に充填された樹脂が硬化する過程(II)では、可塑性した樹脂が硬化するときの収縮率と硬化した樹脂の弾性回復力とが重要な物性である。樹脂の収縮率が高いと、硬化した樹脂が型よりも小さくなる転写不良(引け)、あるいは、硬化速度が場所によって異なる樹脂に残留応力が発生して、樹脂が変形する転写不良(反り)が発生する。また、硬化した樹脂の弾性回復力が大きいと、樹脂の表面積が小さくなる働きのために、硬化した樹脂が型の微細形状を正確に反映したものにならない[51]。したがって、レプリカモールド用の樹脂は、低い収縮率と小さい弾性回復力とを有していなくてはならない。レプリカモールドの製作工程では、引けや反りが最小になるように、樹脂の収縮分を予め型に過充填する保圧が有効である[51]。また、熱可塑性の樹脂では樹脂やマスタモールドの冷却速度を、溶剤で可塑性する樹脂では溶剤の揮発速度を制御して、場所による硬化速度の違いに起因する残留応力の発生を最小にすることも、反りの防止に有効であると考ええる。

硬化した樹脂が離型する過程(III)では、硬化した樹脂の型に対する接着力が重要な物性である。硬化した樹脂の型に対する接着力が強いと、離型できなかつたり、離型できても樹脂の一部が型に残ったりする。4.2.1節で述べたように、離型不良はレプリカモールドだけではなく、マスタモールドにも致命的な損傷を与える可能性が高いので、レプリカモールドの複製では、良好な離型性の実現が不可欠である。したがって、レプリカモールド用の樹脂は、硬化したときに、型に対して弱い接着力を有していなくてはならない。

次に、近接場露光に関するレプリカモールドの機能(2)を展開する。近接場露光に関するレプリカモールドの機能(2)のうち、微細凹凸模様が実現する2つの機能(2-1)、すなわち、内部全反射照明で発生するエバネッセント光を散乱して、微細凹凸模様の構造情報を含む散乱光を発生させる機能(2-1-1)、および、モールド表面とフォトレジスト表面との距離を場所によって変化させて、フォトレジストの露光強度を場所によって変化させる機能(2-1-2)には、主にレプリカモールドの光学特性が関係する。その中でも、特にレプリカモールドの透明性が重要である。レプリカモールドの透明性には、レプリカモールド内部での光の吸収と散乱とが関係する。まず、レプリカモールド用の樹脂には、露光に用いる光の波長領域で大きな吸収が無いことが求められる。レプリカモールド用の樹脂が、露光に用いる光の波長領域で大き

な吸収を有すると、レプリカモールド内部で吸収された光が熱に変換されて、その結果、レプリカモールドが熱変形したり、損傷したりする。次に、レプリカモールド内部での光の散乱が少ないことが必要である。近接場露光では、微細凹凸模様によって発生する散乱光以外の散乱光は、露光に不要な雑音 (noise) になる。レプリカモールド内部での光の散乱が微細凹凸模様による散乱に対して無視できない程に多いと、レプリカモールドは上述の2つの機能 (2-1-1), (2-1-2) を十分に実現できない。レプリカモールド内部での光の散乱の主な原因は、樹脂の球晶や残留応力であるが [51]、これらの発生が最小になるように、レプリカモールド用の樹脂と製作工程とを最適化しなくてはならない。

近接場露光に関するレプリカモールドの機能 (2) のうち、モールドとフォトレジストとの密着を容易にする機能 (2-2-1) を実現するためには、レプリカモールド用の樹脂が十分な柔軟性を有していなくてはならない。また、モールドの使い捨てを可能にする機能 (2-2-2) を実現するためには、レプリカモールドの製作工程が短くなくてはならない。したがって、レプリカモールド用の樹脂の緩和時間と硬化時間とが短くなくてはならない。

ここまでに述べたことをまとめると、レプリカモールド用の樹脂には以下の性能が求められる。

- 可塑化時の低粘度 (短い緩和時間)
- 可塑化時の型に対する良好な濡れ性
- 硬化時の低収縮率
- 硬化時の小さい弾性回復力
- 良好な離型性 (硬化時の型に対する弱い接着力)
- 高い透明性 (弱い光吸収、少ない光散乱)
- 高い柔軟性
- 短い硬化時間

4.3.2 実験方法

レプリカモールド用の樹脂として、SEM 観察用レプリカ試料の製作に用いられるレプリカフィルム (replica film) (応研商事, Bioden R.F.A.) を用いる。このレプリカフィルムは、主剤のアセチルセルロースと低融点パラフィン (paraffin) とが組み合わされたものであり、外観は厚さ 0.034 mm、大きさ 10 cm × 12 cm のほとんど無色透明な膜である。レプリカフィルムの標準的な使用方法には、レプリカフィルムを溶剤の酢酸メチル (methyl acetate) に浸漬した後、試料表面に貼付して乾燥させる方法、および、レプリカフィルム上に酢酸メチルを散布した後、レプリカフィルムを試料表面に貼付して乾燥させる方法がある。ここでは、前者の使用法に従って、以下に述べるようにレプリカモールド製作実験を行った。

2-3 cm 四方に裁断したレプリカフィルムを、酢酸メチルに 1-2 秒間程度浸漬した後、1 cm 四方のマスタモールド表面に、空気泡を入れないように素早く貼付する。これによって、酢酸メチルで溶かされたレプリカフィルム表面のアセチルセルロースが、マスタモールド表面の微細凹凸模様に充填される。そのまま、1 分間程度試料を静置すると、レプリカフィルムから酢酸メチルが揮発して、アセチルセルロースが硬化する。アセチルセルロースが硬化した時点で、レプリカフィルムがマスタモールドから自然に剝離することが多いが、そうならない場合でも、レプリカフィルムをマスタモールドから剝離させるのは容易である。なお、以上の作業は室温で行う。この方法で製作されたレプリカモールドには反りが発生することが多いので、必要に応じて、2 枚の平面基板で挟んだレプリカモールドを、70 °C に加熱された恒温槽内に 30 分間程度入れて、反りを除去する (実際は、レプリカモールドが数ミリメートル四方と小さいので、反りは問題にならないことが多い)。

4.3.3 実験結果とその検討

図 4.9 と図 4.10 とに、図 4.7 と図 4.8 とに示した段差 165 nm のマスタモールドから複製したレプリカモールドの SEM 像をそれぞれ示す。図 4.9 に示したレプリカモールドは、図 4.7 に示したマスタモールドから複製されたものである。このレプリカモールドでは、マスタモールド上の幅 50 nm、ピッチ 140、160 nm の 2 本組の溝にそれぞれ対応して、溝と同じ幅とピッチの 2 本組の畝が加工されている (各畝の隣にピッチを示す)。ただし、幅 50 nm、ピッチ 120 nm の 2 本組の溝に対応する 2 本

の畝は分解されなかった。また、図 4.10 に示したレプリカモールドは、図 4.8 に示したマスタモールドから複製されたものである。このレプリカモールドでは、マスタモールド上の幅 70 nm, ピッチ 200, 220, 240, 260 nm の 2 本組の溝に対応して、それぞれ 2 本組の畝が加工されている。しかし、これらのレプリカモールドの畝の高さは、マスタモールドの溝の深さ 165 nm と比べて数十ナノメートル程度小さい。

さらに、図 4.11 と図 4.12 とに、段差 200 nm のマスタモールドから複製したレプリカモールドの SEM 像を、図 4.13 と図 4.14 とに、段差 125 nm のマスタモールドから複製したレプリカモールドの SEM 像を、図 4.15 と図 4.16 とに、段差 85 nm のマスタモールドから複製したレプリカモールドの SEM 像をそれぞれ示す。これらに示した 2 本組の畝の幅とピッチとは、上述の段差 165 nm のマスタモールドから複製したレプリカモールドの場合と同様である。すなわち、図 4.11 と図 4.13 と図 4.15 とに示した 2 本組の畝の幅は 50 nm, 同ピッチは左側からそれぞれ 160, 140, 120, 100 nm であり、図 4.12 と図 4.14 と図 4.16 とに示した 2 本組の畝の幅は 70 nm, 同ピッチは左側からそれぞれ 260, 240, 220, 200 nm である。ただし、図 4.13 に示した段差 125 nm のマスタモールドから複製したレプリカモールドのみで、幅 50 nm, ピッチ 120 nm の 2 本組の畝が分解された。

アセチルセルロース製のレプリカフィルムを、レプリカモールド用の樹脂として評価する。上述の結果から、レプリカフィルムは、畝の高さが型である溝の深さより小さくなることを除いて、良好な転写性能を有していると言える。畝の高さが型である溝の深さより小さくなる原因としては、アセチルセルロースが硬化時に収縮したことが支配的であると考えられる。その理由は次に述べる通りである。幅が同じで深さが異なる溝から複製された図 4.9, 図 4.11, 図 4.13, 図 4.15 の 4 つの図にそれぞれ示された畝、または、図 4.10, 図 4.12, 図 4.14, 図 4.16 の 4 つの図にそれぞれ示された畝を比較すると、深い溝から複製された畝ほど高いことがわかる。これは、アセチルセルロースが溝に完全に充填されているとは必ずしも限らないが、少なくとも、溝の深さに応じた量のアセチルセルロースが、溝に充填されていることを示唆している。畝の高さが型である溝の深さより小さくなる原因として、アセチルセルロースの充填不良が支配的であると仮定すると、アセチルセルロースの溝への充填量は、ほとんど溝の深さによらないはずなので、溝の深さの違いによる畝の高さの違いは、上述の実験結果のように顕著にならないはずである。また、レプリカフィルムは硬化すると反るが、これは、前節で述べたように、アセチルセルロースが硬

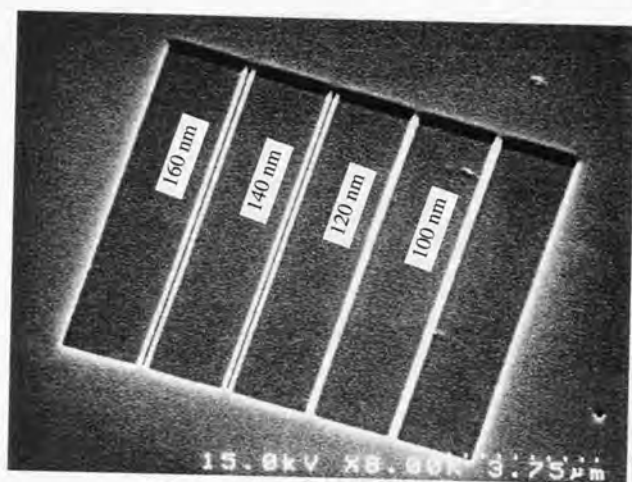


図 4.9: レプリカモールドのSEM像 (段差: 165 nm)

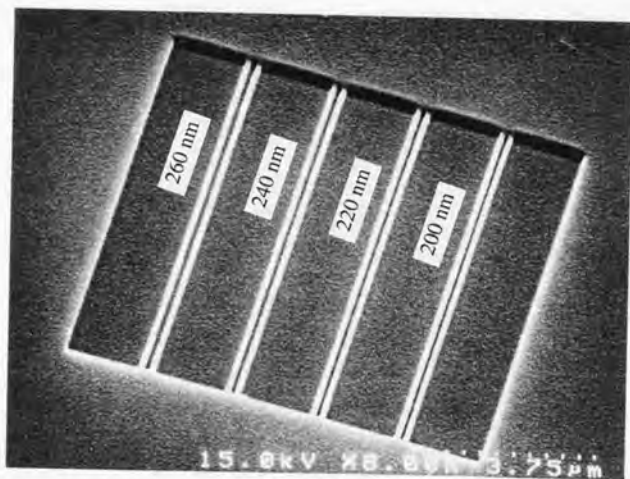


図 4.10: レプリカモールドのSEM像 (段差: 165 nm)

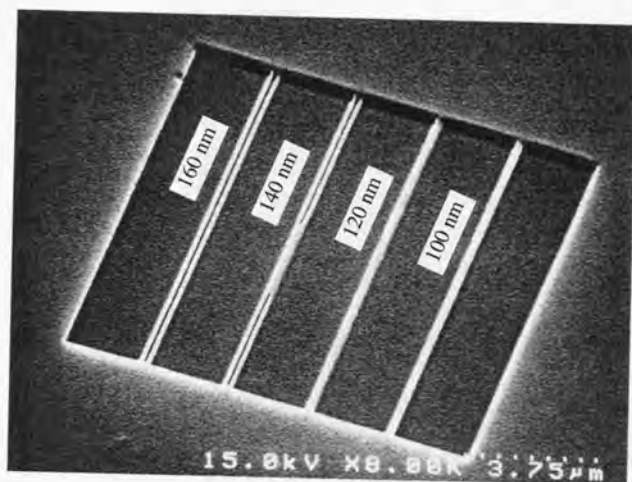


図 4.11: レプリカモールドのSEM像 (段差: 200 nm)

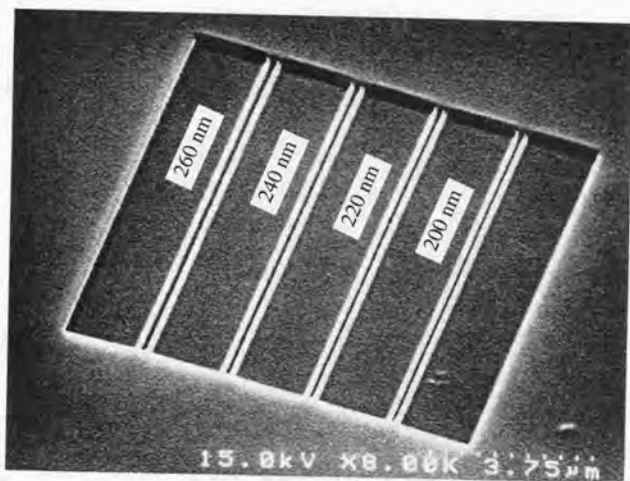


図 4.12: レプリカモールドのSEM像 (段差: 200 nm)

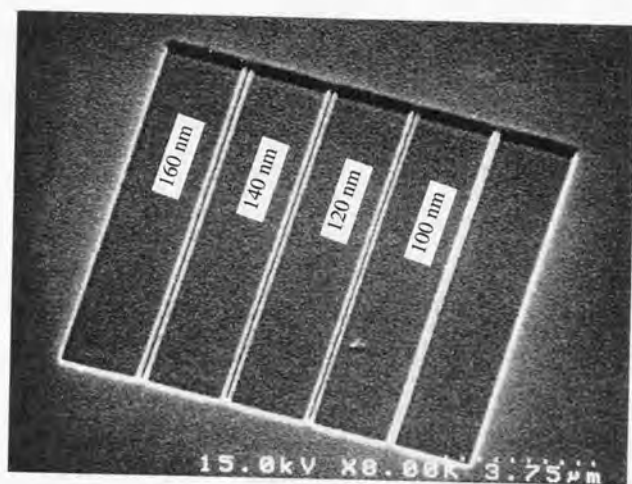


図 4.13: レプリカモールドのSEM像 (段差: 125 nm)

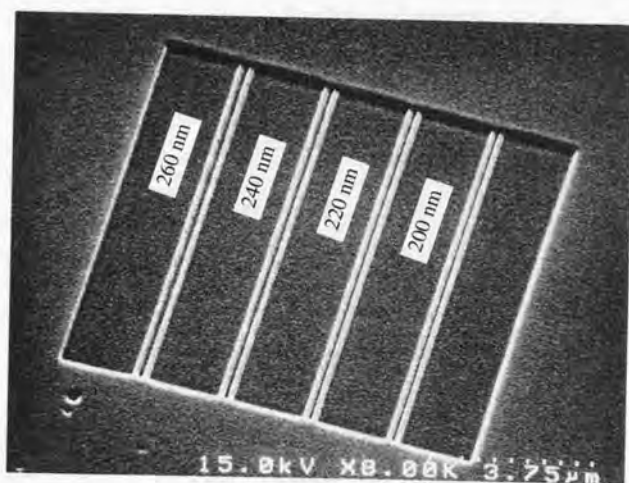


図 4.14: レプリカモールドのSEM像 (段差: 125 nm)

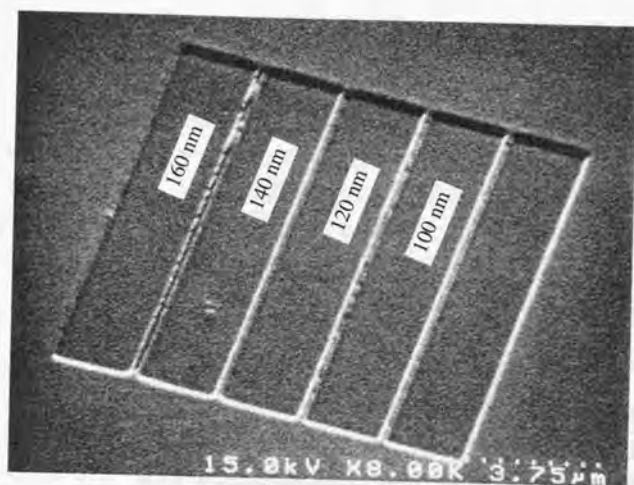


図 4.15: レプリカモールドのSEM像 (段差: 85 nm)

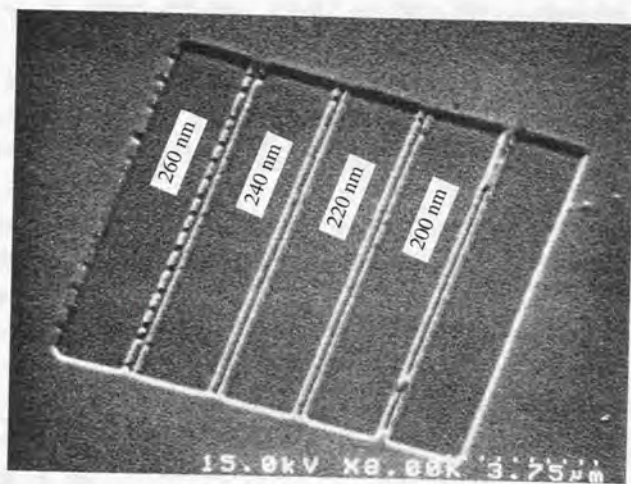


図 4.16: レプリカモールドのSEM像 (段差: 85 nm)

化するとき大きく収縮することを示唆している。したがって、4.3.1節の最後にまとめたレプリカモールド用の樹脂に求められる性能のうち、硬化時の低収縮率はアセチルセルロースでは実現されていない。

しかし、上述の実験結果から、レプリカモールド用の樹脂に求められる性能のうち、樹脂の転写性能に関係する硬化時の低収縮率以外の性能、すなわち、可塑化時の低粘度・可塑化時の型に対する良好な濡れ性・硬化時の小さい弾性回復力・良好な離型性は、アセチルセルロースで実現されていると考える。特に、アセチルセルロースの離型性能は良好であり、マスタモールドの微細凹凸模様に樹脂の付着は認められなかった。また、アセチルセルロースの硬化時間が1分程度と短く、その結果、レプリカモールドの製作時間が1-2分程度と短いことは、レプリカモールドを使い捨てで用いるために好都合である。

レプリカモールド用の樹脂に求められる性能のうち、近接場露光に直接影響する性能は高い透明性と高い柔軟性である。まず、レプリカモールドの透明性を評価する。レプリカフィルムはほとんど無色透明なので、可視光領域で大きな吸収はない。しかし、レプリカモールドを光学顕微鏡で観察すると、図4.17に示すように、レプリカモールド内部に存在する大きさ数マイクロメートルから数十マイクロメートル程度の不均一構造が、光を散乱していることがわかる（図4.17に示した光学顕微鏡像は、同不均一構造が出来るだけ明瞭に認められるように、光学顕微鏡の絞りと焦点とを調整して得たものである）。微細凹凸模様以外によって発生する散乱光は、4.3.1節で述べたように、近接場露光では不要な雑音になる。この不均一構造は、使用前のレプリカフィルムには存在しないので、レプリカモールドの製作工程で発生したものである。

次に、レプリカモールドの柔軟性を評価する。アセチルセルロースの材料としての柔軟性は、たとえば、シリコンゴムの一種であるPDMS (polydimethylsiloxane)と比較して高くない。しかし、レプリカフィルムは厚さ0.034 mmと薄いので、無色透明な弾性ゴムを介してレプリカモールドをフォトレジストに押し付ければ、レプリカモールドとフォトレジストとを密着できると考える。また、2枚の平面基板で挟んだレプリカモールドを、70°Cに加熱された恒温槽内に30分間程度入れて、反りを除去できることは、レプリカモールドの柔軟性が温度を上げると高くなることを示唆している。

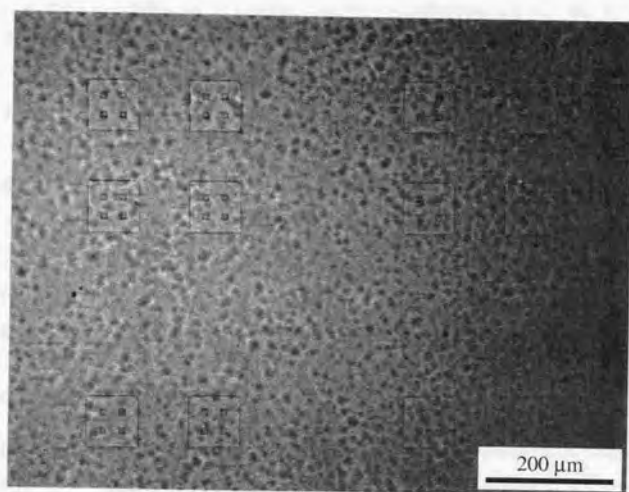


図 4.17: レプリカモールド内部の光学顕微鏡像

4.4 近接場露光実験

4.4.1 実験目的

2.1節で提案した近接場露光の原理は、次に述べる2つの要点にまとめられる。すなわち、モールド表面に近いフォトレジストほど強く露光される結果、微細凹凸模様の凸部に面したフォトレジストは強く露光され、一方、同凹部に面したフォトレジストは弱く露光されること、および、フォトレジストがモールド表面から光の波長または微細凹凸模様の最小寸法より十分に小さい距離にあれば、微細凹凸模様で発生するエバネッセント光によって、光の回折限界より小さい空間分解能で露光されることである。本節で述べる近接場露光実験の目的は、上述の近接場露光の原理を確認するための基礎データを得ることである。

具体的には、レプリカモールド製作実験で製作したレプリカモールドを用いて近接場露光を行い、その結果、レプリカモールドの2本組の畝がポジフォトレジストに溝として転写されることを、SEMまたはAFMを用いて確認する。そして、ポジフォトレジストに転写される2本組の溝のピッチ、すなわち、近接場光リソグラフィの解像度を調べる。また、フォトレジストの膜厚や光の偏光方向などの露光条件を変化させて、近接場光リソグラフィの基本的な形状転写特性を調べる。

4.4.2 近接場露光装置の構造

近接場露光実験のために設計・製作した近接場露光装置の構成と外観とを、図4.18と図4.19とにそれぞれ示す。露光装置の基本構成は以下に述べる通りである。露光用光源には、波長442nm、定格出力10mW、TEM₀₀、直線偏光のHe-Cdレーザ（ウシオ電機、PCLN-B10PSX2）を、観察用光源には、波長633nm、定格出力10mW、TEM₀₀、直線偏光のHe-Neレーザ（NEC、GLG5360）をそれぞれ用いる。He-CdレーザまたはHe-Neレーザから射出した光径約1mmのレーザ光は、ビームエキスパンダ（beam expander）によって光径約20mmに拡大され、2分の1水晶波長板で偏光方向を回転され、虹彩絞りを通って、モールドが取り付けられた45°直角プリズム（BK7製、20mm×20mm）に内部全反射条件（ $\phi_1 = 45^\circ$ ）で入射する。プリズムで反射したレーザ光は、対物レンズ（ミットヨ、M Plan Apo SL 20×、NA = 0.28、作動距離 = 30.5mm）によって集光され、光量調整用NDフィルタ（neutral density filter）（透過率 = 10% × 50% = 5%）と凸レンズとを通過して

CCD カメラ (ミットヨ, VHU-1H) に入射する。この CCD カメラは、モールド表面の微細凹凸模様の位置やモールドとフォトレジストとの接触状況の観察に用いる (図 5.10 を参照)。モールドとフォトレジストとを密着させるためには、後述する型-試料密着装置を用いる。なお、これらの光学機器は、1200 mm × 900 mm の光学実験台に着磁式の台座を用いて固定される。

次に、本露光装置の露光用光源に、波長 442 nm の He-Cd レーザを用いる理由を述べる。上述したように、近接場露光実験の目的の 1 つは、フォトレジストが微細凹凸模様で発生するエバネッセント光によって、光の回折限界より小さい空間分解能で露光されることを確認するための基礎データを得ることである。光の回折限界より小さい空間分解能で、フォトレジストが露光されることを確認するためには、微細凹凸模様の最小ピッチが光の回折限界より小さいモールドを用いて、近接場露光実験を行えばよい。1.1.2.3 節で述べたように、光の回折限界は光の波長に比例するので、実験に用いる光の波長を短くすると、微細凹凸模様の最小ピッチを小さくしなくてはならない。したがって、モールドの製作を容易にするためには、出来るだけ長い波長の光を実験に用いる方が有利である。一般的に、最も長い波長の光に対応する市販フォトレジストは、波長 436 nm の光に対応する g 線用フォトレジストなので、波長 436 nm 前後の光を実験に用いる。また、上述の基礎データとしては、一定偏光の単色光を用いて得られる露光結果が最適である。

以上に述べた検討から、波長 436 nm 前後の単色光源として、波長 442 nm の He-Cd レーザを選択した。なお、波長 442 nm の光の回折限界 Δ_2 を (1.19) 式を用いて計算すると、 $\lambda = 442 \text{ nm}$, $NA' = 1.125$ を (1.19) 式に代入して (5.2.1 節で詳しく述べるが、 $NA' = 1.125$ は屈折率 1.5 の油浸レンズまたは固浸レンズの実用上最大の修正開口数である)、 $\Delta_2 = 202 \text{ nm}$ となる。したがって、波長 442 nm の光を近接場露光実験に用いる場合は、ピッチ 200 nm 以下の微細凹凸模様が必要である。レプリカモールド製作実験で製作したレプリカモールドは、ピッチ 200, 180, 160, 140 nm の 2 本組の畝を有するので、波長 442 nm の He-Cd レーザ光を用いる近接場露光実験に使用可能である。

最後に、モールドとフォトレジストとを密着させるための型-試料密着装置について述べる (型-試料密着装置の設計図を付録 B に収める)。図 4.20 に型-試料密着装置の構造を示す。試料 (フォトレジストが塗布された基板) は、ジンバル (gimbal) 機構を有する厚さ 0.2 mm の薄板に取り付けられ、ねじ送り機構によってプリズムに

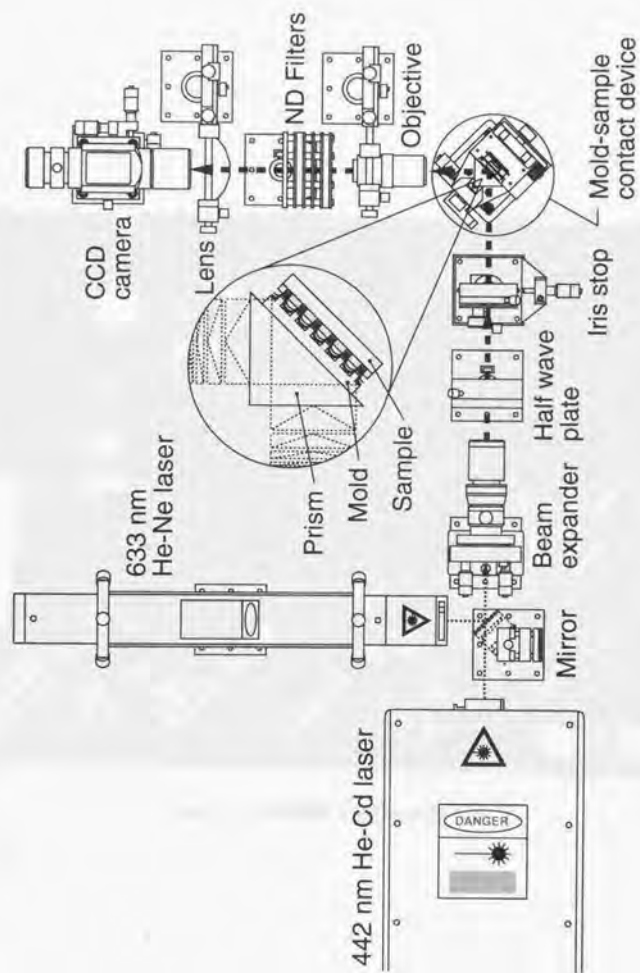


図 4.18: 近接場露光装置の構成

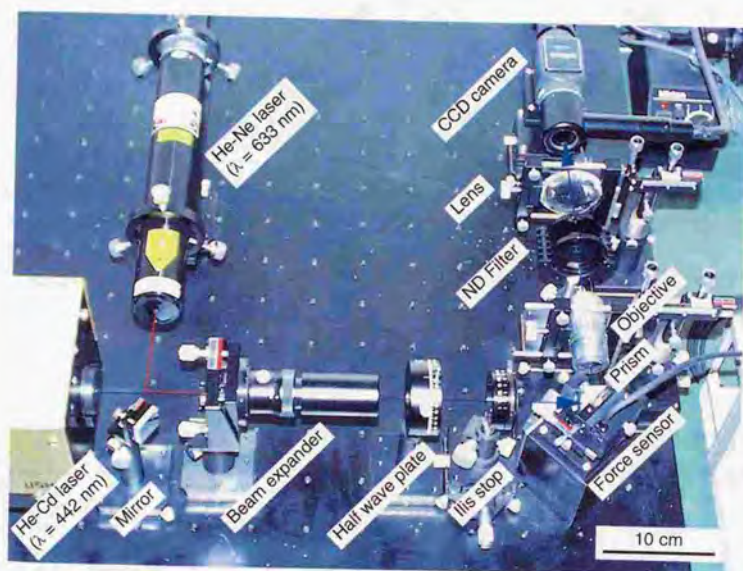


図 4.19: 近接場露光装置の外観

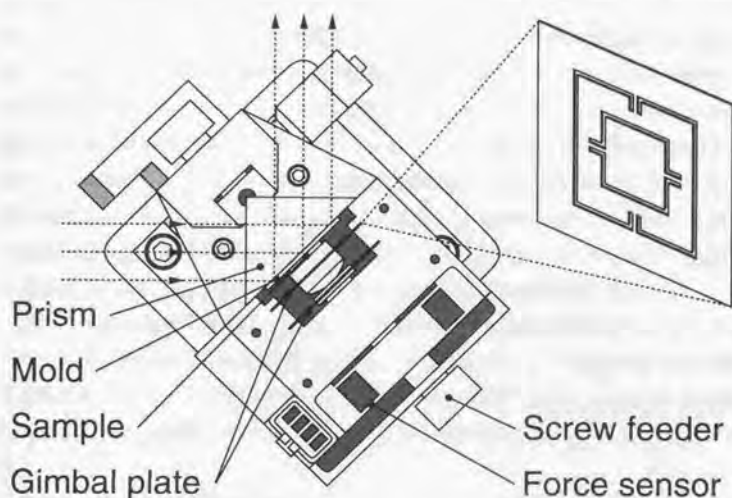


図 4.20: 型 - 試料密着装置の構造

取り付けられたモールドに密着させられる。また、モールドに対する試料の押し付け力は、平行平板形の力センサによって測定される。この力センサの定格荷重は約 50 N である。

4.4.3 実験方法

まず、フォトレジストを基板に塗布して、試料を作成する。基板には約 5 mm 四方の単結晶シリコン基板を、フォトレジストには市販の g 線用ポジフォトレジスト（東京応化工業、TSMR-V90 LB 19 cP）をそれぞれ用いる。フォトレジストと基板との密着性を向上させるために、HMDS (hexamethyldisilazane) 処理された基板に、フォトレジストと専用薄め液とを混合したものをスピニングで回転塗布する。フォトレジストと専用薄め液との混合比または回転塗布の条件を変化させれば、フォトレジストの膜厚を変化させられる。図 4.21 に、フォトレジストの体積混合割合がそれぞれ 20, 30, 40, 50 % である場合について、スピニングの回転数

とフォトレジストの膜厚との関係を示す。ただし、回転塗布の方法は2段階であり、フォトレジストが適下された試料を、300 r.p.m. で3秒間予備回転させた後、図4.21の横軸に示した回転数で30秒間回転させた。また、フォトレジストが塗布された基板を90°Cのホットプレートに直置きして、90秒間のプリベークを行った。図4.21に示した結果に基づいて、フォトレジストの膜厚がそれぞれ異なる試料を作成する。具体的には、フォトレジストの体積混合割合がそれぞれ20, 30, 40, 50%である希釈フォトレジストを、300 r.p.m. \times 3 sec. + 6000 r.p.m. \times 30 sec. の条件で基板に回転塗布した後、上述の条件でプリベークを行う。これによって、基板上に膜厚約80, 120, 180, 250 nmのフォトレジスト膜がそれぞれ形成された。

次に、上述の方法で作成した試料とレプリカモールド製作実験で製作したレプリカモールドとを用いて、近接場露光を行う。レプリカモールドを厚さ約2 mmの無色透明なシリコンゴム(PDMS)を介してプリズムに貼付した後、上述の型-試料密着装置を用いて、試料とレプリカモールドとを1 MPa程度の押し付け圧で密着させる。

最後に、露光された試料を90°Cのホットプレートに直置きして、90秒間のpost exposure bake (PEB)を行った後、現像液とリンス液(純水)とに試料をそれぞれ1分間浸漬して、レジストパターンを現像する。レジストパターンの観察には、SEMまたはAFMを用いる。

4.4.4 実験結果とその検討

図4.9, 図4.11, 図4.13, 図4.15にそれぞれ示したレプリカモールドを比較すると、図4.15に示した段差85 nmのレプリカモールドでは、幅50 nmの2本組の畝が明瞭に成形されていない。したがって、段差85 nmのレプリカモールドを除いた3種類のレプリカモールドのうち、最初に、中間の段差、すなわち、段差165 nmのレプリカモールドを用いて実験を行い、その後、その他の段差のレプリカモールドを用いて比較実験を行うことにした。以下では、まず、段差165 nmのレプリカモールドを用いた実験の結果を示す。なお、表4.3に、以下に述べる実験で用いる露光条件の一覧を示す。

始めに、フォトレジストの膜厚と偏光方向とレプリカモールドの向き(光の入射方向)とをそれぞれ変化させた場合の実験結果を示す。図4.22, 図4.23, 図4.24, 図4.25は、それぞれフォトレジストの膜厚が250, 180, 120, 80 nmの場合の露光結果

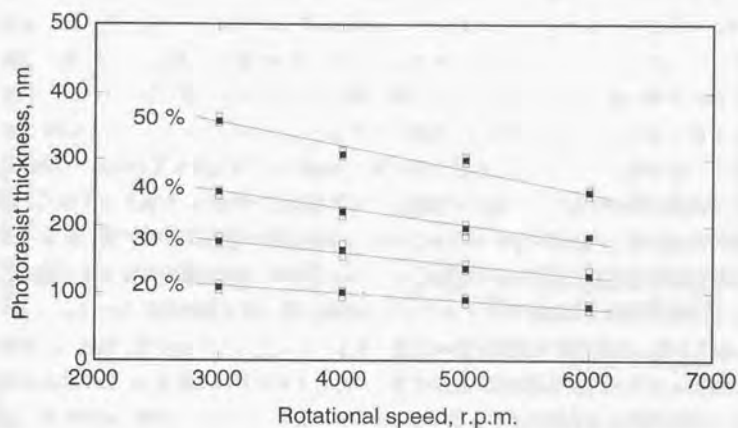


図 4.21: スピンコータの回転数とフォトレジストの膜厚との関係

表 4.3: 露光条件の一覧

フォトレジストの膜厚	250, 180, 120, 80 nm
偏光方向	s 偏光, p 偏光*
光の入射方向	レプリカモールド表面の敵に対して平行, 垂直
露光時間	最適露光時間**
レプリカモールドの段差	200, 165, 125, 85 nm
モールドの材質	アセチルセルロース, 石英ガラス

* 図 3.1を参照

** 出来るだけ小さい解像度を得られる露光時間

であるが、これらのレジストパターンは図4.2に示した微細凹凸模様全体像に対応する。各図の(a), (b)は、それぞれs偏光、p偏光の光で露光した結果である。また、図4.26, 図4.27, 図4.28, 図4.29も、それぞれフォトレジストの膜厚が250, 180, 120, 80 nmの場合の露光結果であるが、これらのレジストパターンは、レプリカモールド上では、幅90 nm, ピッチ380, 400, 420, 440 nmの2本組の畝に対応する。各図の(a), (b), (c), (d)は、それぞれs偏光の光を畝に対して平行に入射させた場合、s偏光の光を畝に対して垂直に入射させた場合、p偏光の光を畝に対して平行に入射させた場合、p偏光の光を畝に対して垂直に入射させた場合の露光結果である。なお、露光時間を各図の右上部に、光の入射方向(太い矢線)と偏光方向(細い矢線)とを各図の左上部にそれぞれ示す(これ以降に示す露光結果でも同様である)。これらの実験結果から、露光結果はフォトレジストの膜厚と偏光とに大きく依存し、膜厚180 nmのフォトレジストをs偏光の光で露光する場合に、図4.23(a)または図4.27(a)に露光結果を示すように、最も明瞭に形状転写を行えることがわかる。以下では、膜厚180 nmのフォトレジストをs偏光の光で露光した結果を詳しく示す。

膜厚180 nmのフォトレジストをs偏光の光で露光した場合 図4.30と4.31とにそれぞれ示す4組の溝状のレジストパターンは、レプリカモールド上では、図4.10に示した幅70 nm, ピッチ200, 220, 240, 260 nmの畝に対応する。ただし、各図の左上部に示すように、図4.30と図4.31とに示した露光結果では、光の入射方向と偏光方向とが溝に対して90°異なる(すなわち、レプリカモールドの取り付け方向が90°異なる)。また、図4.32と図4.33とにそれぞれ示す4組の溝状のレジストパターンは、レプリカモールド上では、幅50 nm, ピッチ180, 200, 220, 240 nmの2本組の畝に対応する。ただし、各図の左上部に示すように、図4.32と図4.33とでは、光の入射方向と偏光方向とが溝に対して90°異なる。なお、溝の設計幅(マスタモールド上の溝の幅)を各図の右上部に、2本組の溝の設計ピッチ(マスタモールド上の溝のピッチ)を各図の隣にそれぞれ示す(これ以降に示す露光結果でも同様である)。

図4.30と図4.32とにそれぞれ示したレジストパターンは、溝に対して平行に入射した光、すなわち、溝に対して垂直に偏光した光で露光されたものである。これらのレジストパターンでは、各2本組の溝が全て分解されている。一方、図4.31と図

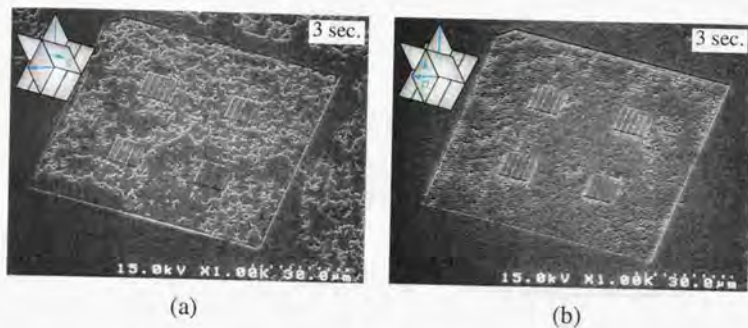


図 4.22: レジストパターンのSEM像 (膜厚: 250 nm)

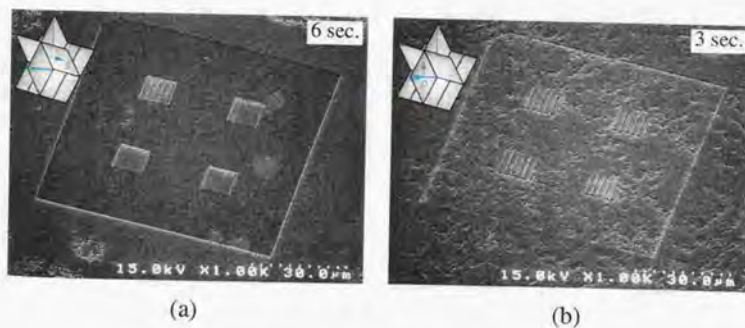


図 4.23: レジストパターンのSEM像 (膜厚: 180 nm)

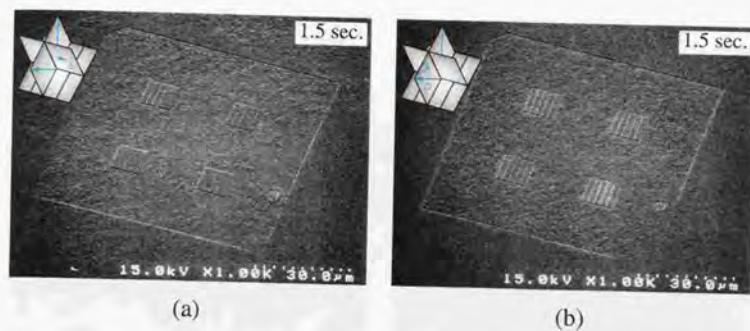


図 4.24: レジストパターンのSEM像 (膜厚: 120 nm)

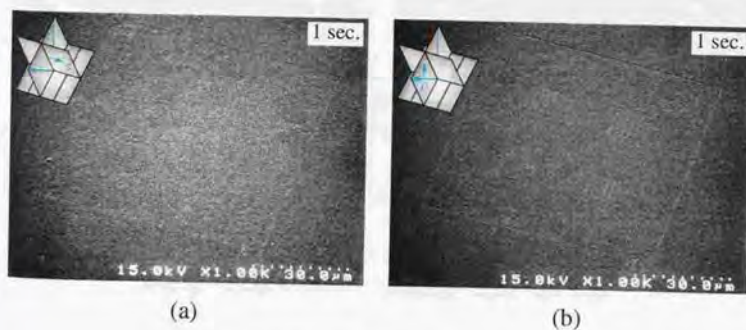


図 4.25: レジストパターンのSEM像 (膜厚: 80 nm)

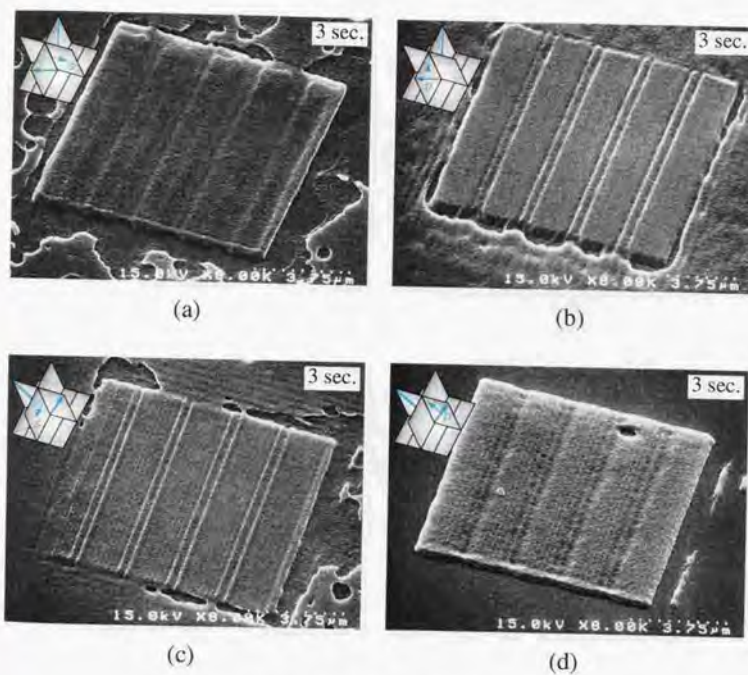


図 4.26: レジストパターンのSEM像 (膜厚: 250 nm)

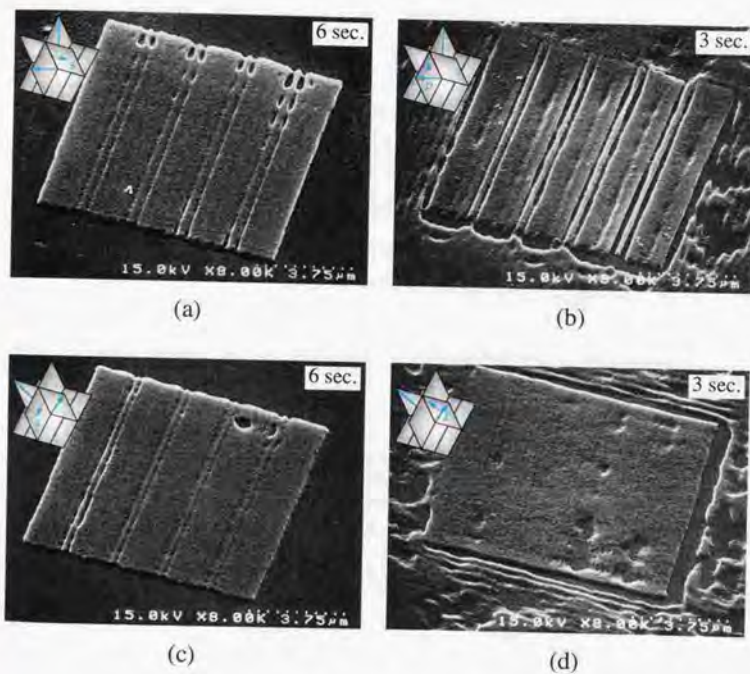


図 4.27: レジストパターンのSEM像 (膜厚: 180 nm)

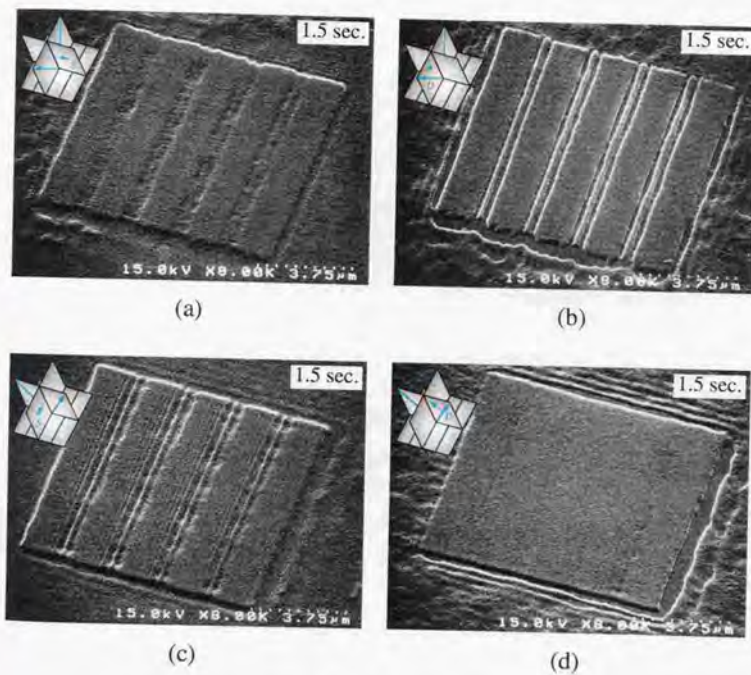


図 4.28: レジストパターンのSEM像 (膜厚: 120 nm)

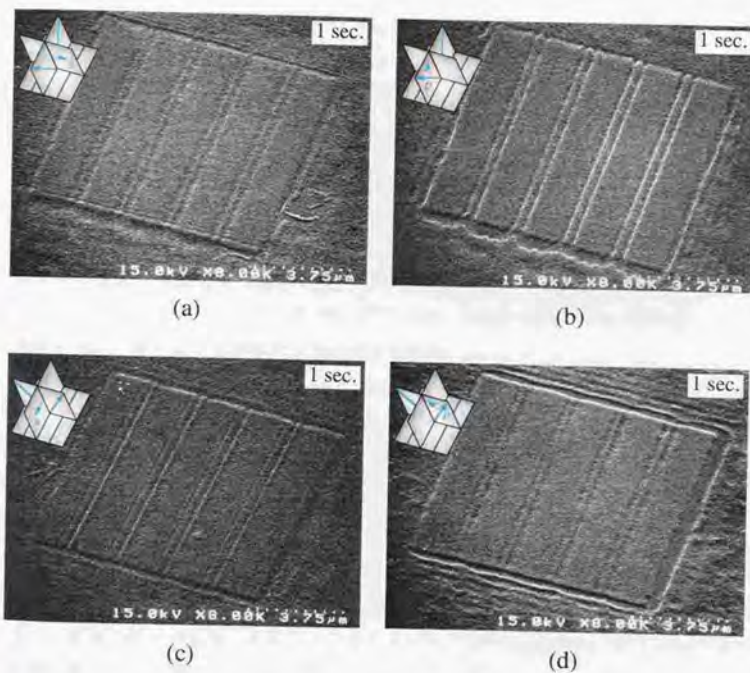


図 4.29: レジストパターンのSEM像 (膜厚: 80 nm)

4.33とにそれぞれ示したレジストパターンは、溝に対して垂直に入射した光、すなわち、溝に対して平行に偏光した光で露光されたものである。これらのレジストパターンでは、レプリカモールドのそれぞれの畝で発生した散乱光が互いに干渉した結果、隣合う2本の溝の幅が等しくなく、それぞれの2本組の溝の間に干渉縞が発生したと考えられる。また、図4.31に示したレジストパターンでは、幅70 nm、ピッチ200 nmの溝が、図4.33に示したレジストパターンでは、幅50 nm、ピッチ180 nmの溝が、それぞれ分解されていない。したがって、膜厚180 nmのフォトレジストをs偏光の光で露光する場合、高い形状転写精度と小さい解像度とを得るためには、光をレプリカモールドの畝に対して平行に入射させればよい。

図4.34に示す4組の溝状のレジストパターンは、レプリカモールド上では、図4.9に示した幅50 nm、ピッチ(100)、(120)、140、160 nmの畝に対応する。このレジストパターンは、溝に対して平行に入射した光、すなわち、溝に対して垂直に偏光した光で露光されたものである。図4.35は図4.34の枠部の拡大図であるが、レプリカモールド上の幅50 nm、ピッチ140、160 nmの2本組の畝にそれぞれ対応して、2本組の線状の露光痕が不明瞭であるが認められる。

図4.36は図4.32に示したSEM像に対応するAFM像である。また、図4.37は図4.33に示したSEM像に対応するAFM像である。各溝の隣に2本組の溝の設計ピッチを示す。まず、図4.36に示したAFM像から、図4.32に示したSEM像では明らかに分解されている幅50 nm、ピッチ180、200、220、240 nmの2本組の溝が、表面形状としてはほとんど分解できていないことがわかる。また、このAFM像からわかる各2本組の溝のピッチは、設計ピッチまたは図4.33に示したSEM像から判断できるピッチ（これは設計ピッチとほとんど等しい）と一致しない。このようにSEM像とAFM像とが一致しない理由の1つとして、この試料表面には、SEM観察のために膜厚約20 nmの金スパッタ膜が付いていたことが考えられる。したがって、AFM像は厳密には金スパッタ膜の表面形状であり、レジストパターンの表面形状またはSEM像と完全には一致しない。もっとも、このAFM像からわかる2本の溝間の畝の高さは1 nm程度と低いので、フォトレジストの高分子の大きさが一般的に数ナノメートルから10 nm程度であることを考慮すると、AFMによるこれらの測定値の有意性または信頼性は疑わしい。

次に、図4.37に示したAFM像から、図4.32に示した幅50 nm、ピッチ200、220、240 nmの2本組の溝は、隣合う2本の溝の深さが異なるが、10-20 nm程度の深さ

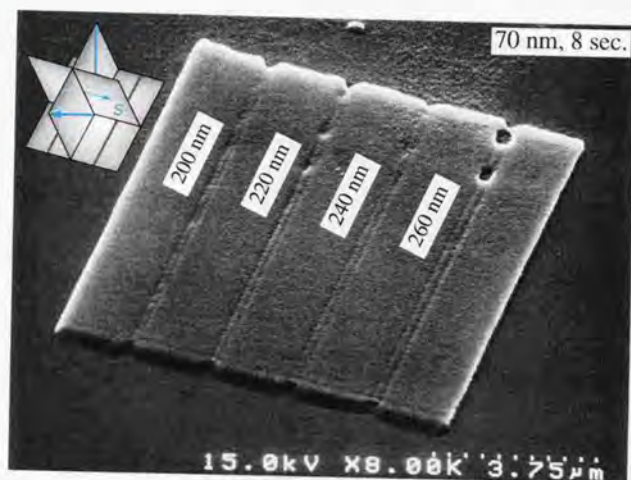


図 4.30: レジストパターンのSEM像

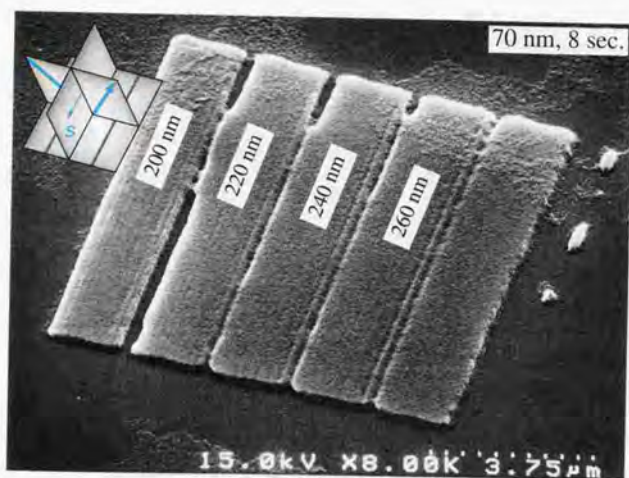


図 4.31: レジストパターンのSEM像

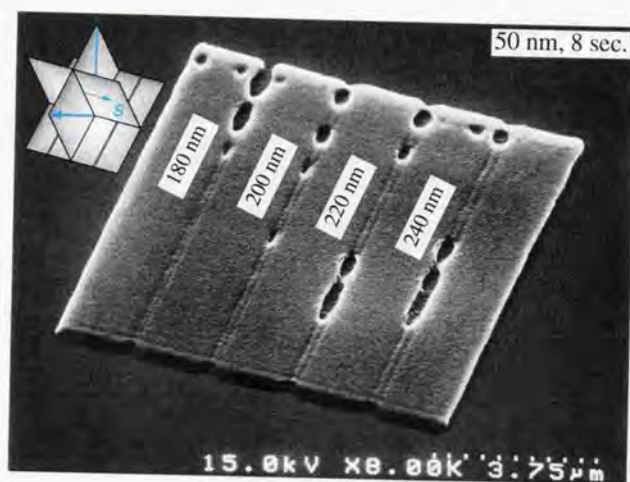


図 4.32: レジストパターンのSEM像

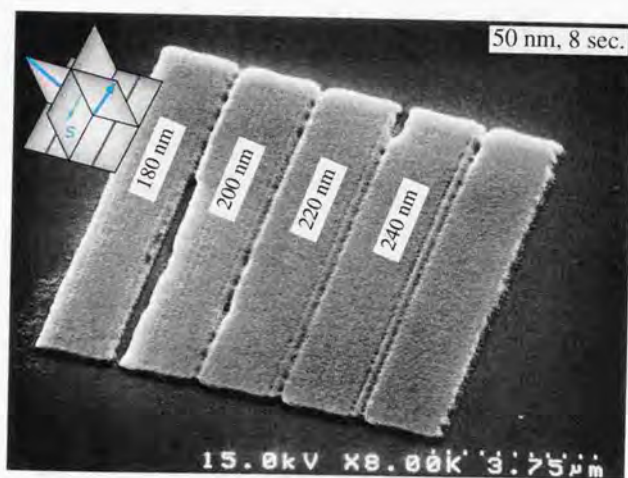


図 4.33: レジストパターンのSEM像

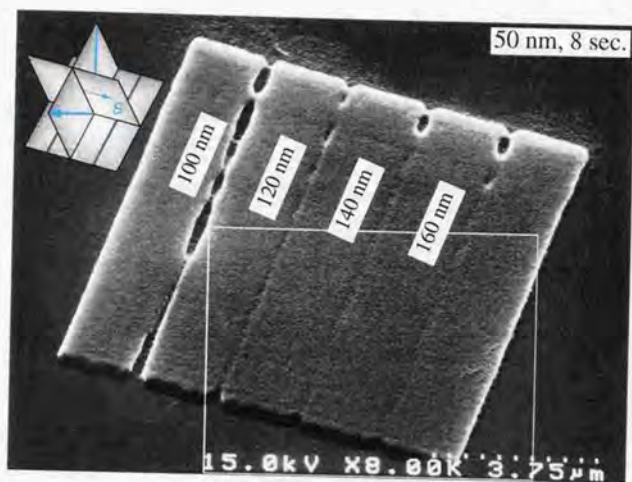


図 4.34: レジストパターンのSEM像

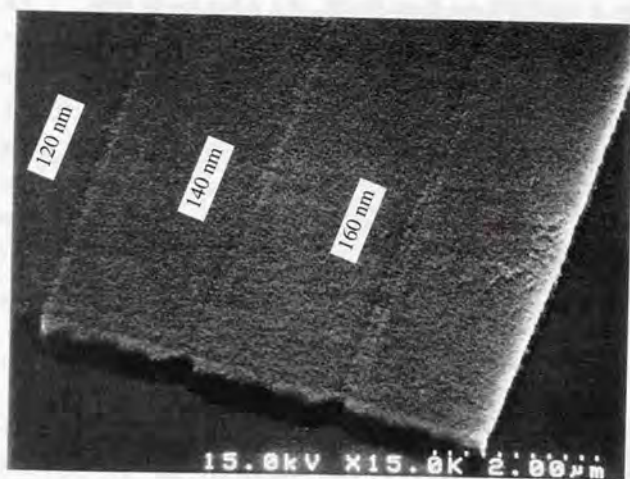


図 4.35: レジストパターンのSEM像 (図 4.34の拡大図)

を有していることがわかる。これらのうち、ピッチ 240 nm の 2 本組の溝は比較的正確に加工されている。この 2 本組の溝から決まる 1.1.2.5 節で定義した解像度は、 $AR = 21 \text{ [nm]} / 65 \text{ [nm]} = 0.32$ による 240 nm の解像度である。

上述したように、図 4.33 に示した SEM 像では、幅約 50 nm、ピッチ 180、200、220、240 nm の 2 本組の溝が、図 4.35 に示した SEM 像では、幅約 50 nm、ピッチ 140、160 nm の 2 本組の線状の露光痕がそれぞれ認められる。これは、レプリカモールド表面に存在する幅 50 nm、ピッチ 140–240 nm の 2 本組の畝で発生した散乱光が、フォトリソ表面では 2 本の畝の光学像として解像されていることを示している。そこで、これらの 2 本組の溝または 2 本の線状の露光痕に対しても解像度を決めたい。しかし、図 4.36 に示した AFM 像からわかるように、これらは表面形状としてはほとんど分解されていないので、1.1.2.5 節で述べた解像度の定義では $AR \sim 0$ となる。本論文では、これらの 2 本組の溝または 2 本の線状の露光痕に対する解像度を、光学解像度と呼ぶことにする。最小の光学解像度は、図 4.35 から決まる 140 nm である。

ここまで示したレジストパターンでは、溝が基板まで貫通していないので、1.1.2.5 節で定義した完全解像度を決めることができない。本実験では、2 本組の溝が出来るだけ明瞭に認められるように、言い換えれば、出来るだけ小さい解像度が得られるように、最適露光時間を試行錯誤によって決めた。したがって、単純に露光時間を長くしても、これらの溝をそのまま基板まで貫通させることはできない。たとえば、図 4.38 (a)、(b) にそれぞれ示す露光時間が 6、8 sec. のレジストパターンを比較すると、図 4.38 (b) に示した露光時間が長いレジストパターンの溝は、基板まで貫通しているが幅広である。なお、これらのレジストパターンは、幅 90 nm、ピッチ 380、400、420、440 nm の 2 本組の畝を有する同じレプリカモールドを用いて露光されたものである。図 4.39 に、基板まで貫通する別のレジストパターンの SEM 像を示す。このレジストパターンの溝 (line & space) の幅は下側から 250、300、400 nm、同ピッチは下側から 500、600、800 nm である。図 4.38 (b) と図 4.39 に示した露光結果から決まる完全解像度は 400–500 nm と光の波長程度である。

段差 85、125、200 nm のレプリカモールドを用いた場合 以上に示した露光結果は、本節の最初に述べたように、段差 165 nm のレプリカモールドを用いた露光実験の結果である。以下では、段差 200、125、85 nm のレプリカモールドを用いた比較実

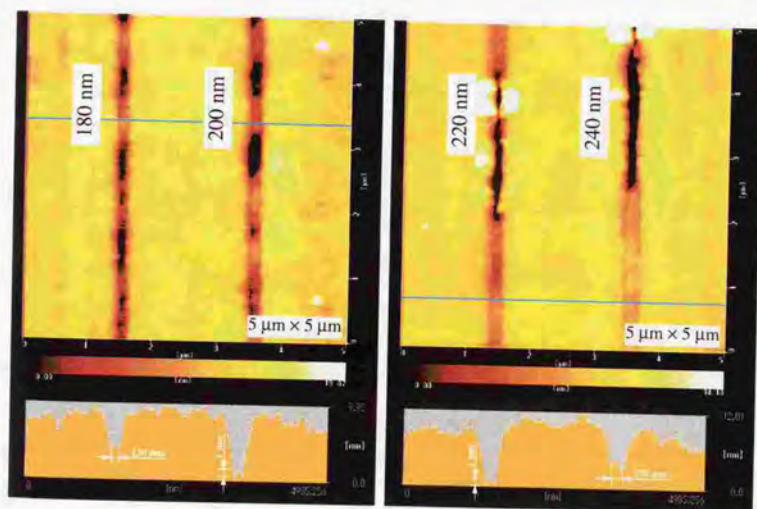


図 4.36: レジストパターンのAFM像

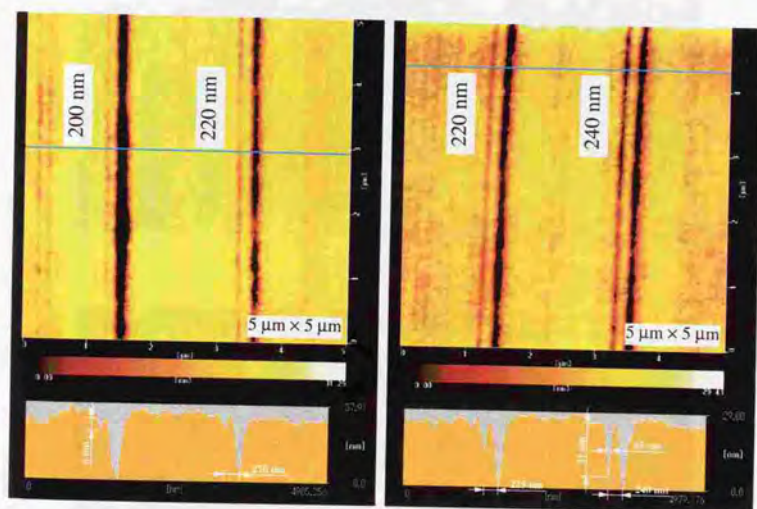
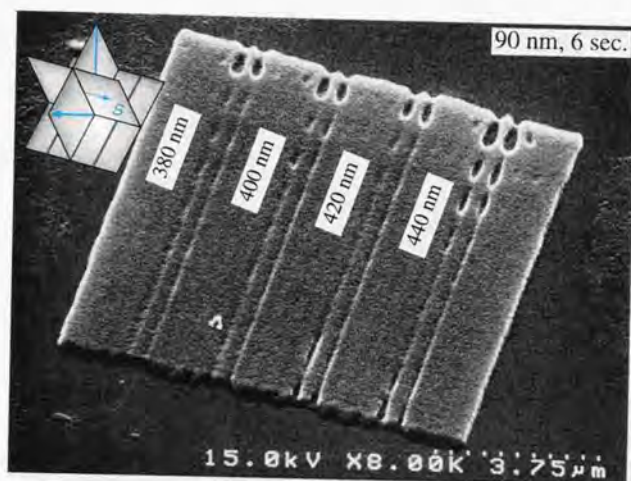
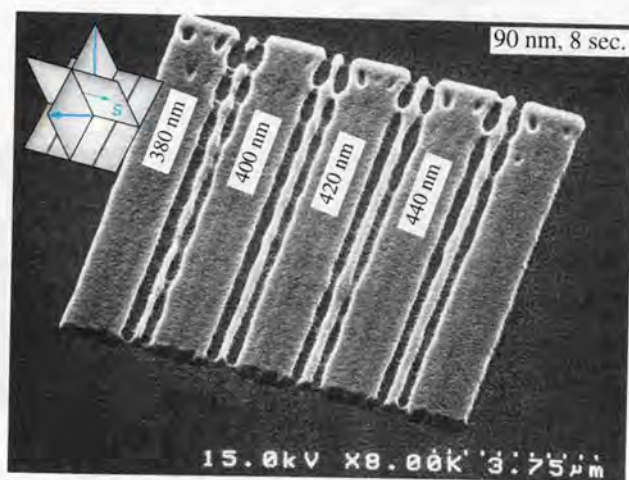


図 4.37: レジストパターンのAFM像



(a)



(b)

図 4.38: レジストパターンのSEM像

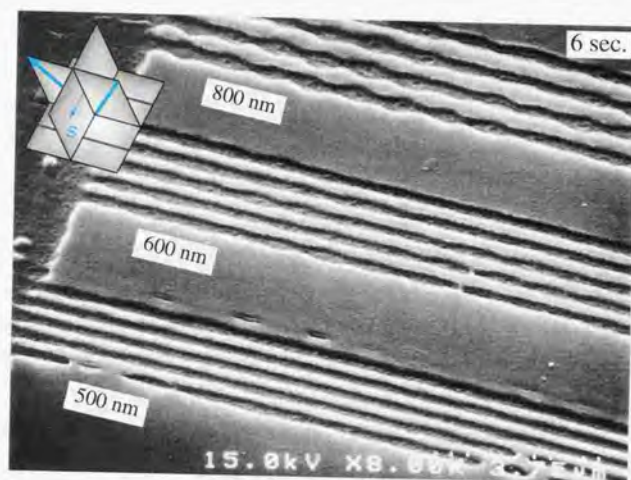
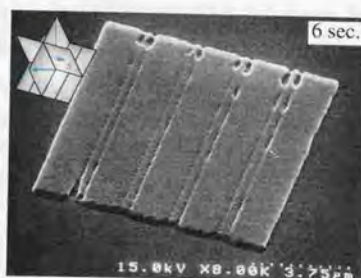


図 4.39: レジストパターンのSEM像



(a)



(b)

図 4.40: レジストパターンのSEM像 (モールドの段差: 200 nm)

験の結果を示す。

図 4.40, 図 4.41, 図 4.42 は、それぞれ段差 200, 125, 85 nm のレプリカモールドを用いた場合の露光結果である。ここでは、s 偏光の光を敵に対して平行に入射させて、膜厚 180 nm のフォトレジストを 6 秒間露光している。各図の (a) に示すレジストパターンは図 4.2 に示した微細凹凸模様の全体像に、(b) に示すレジストパターンは幅 90 nm, ピッチ 380, 400, 420, 440 nm の 2 本組の敵にそれぞれ対応する。各図の (b) と図 4.27 (a) とから、段差 85 nm のレプリカモールドを用いた場合は、段差 125 nm 以上のレプリカモールドを用いた場合と比較して、現像後に残留すべき $10\ \mu\text{m}$ 四方の正方形のフォトレジストの残膜率が小さいことがわかる。これは、段差 85 nm のレプリカモールドでは、遮光されるべき凹部からもフォトレジストに光が透過する結果、十分な露光のコントラストが得られないことが原因であると考ええる。また、段差 125 nm または 200 nm のレプリカモールドを用いた場合は、段差 165 nm のレプリカモールドを用いた場合とほとんど同様の露光結果が得られた。したがって、レプリカモールドの段差には数十ナノメートル程度の許容範囲があると考ええる。

ガラスモールドを用いた場合 最後に、マスタモールドと微細凹凸模様の雌雄が反対の石英ガラス製のモールド（マスタモールドと区別するために、ガラスモールドと呼ぶ）を用いた露光実験について述べる。本実験は、レプリカモールドとガラスモールドとを比較するために行った。図 4.43 に本実験で用いたガラスモールドの SEM 像を示す。ただし、図 4.43 (b) は同図 (a) の枠部の拡大図である。このガラスモールドは、4.2 節で述べたマスタモールドと同様の方法で製作した。ガラスモールド表面には、幅 50 nm, 高さ 190 nm, ピッチ 100–1000 nm の 2 本組の敵が加工されている。このガラスモールドを膜厚 180 nm のフォトレジストに接触させて、敵に対して垂直に入射させた s 偏光の光で 8 秒間露光した。

ところで、上述の実験では、試料とレプリカモールドとを密着させるとき、押し付け圧が 1 MPa 程度になるように力センサで押し付け力を測定しながら、試料をレプリカモールドに押し付けた。この方法で、ほとんど毎回、フォトレジスト表面とレプリカモールド表面とが密着した。しかし、これと同様の方法で試料とガラスモールドとを密着させようとすると、ほとんど毎回、フォトレジスト表面とガラスモールド表面とが片当たりした。そこで、CCD カメラ像（図 5.10 を参照）を見なが

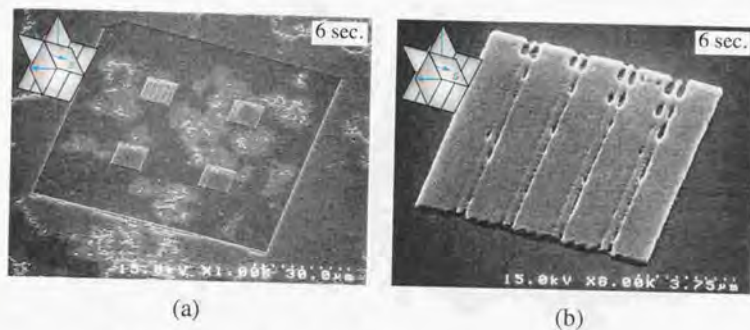


図 4.41: レジストパターンのSEM像 (モールドの段差: 125 nm)

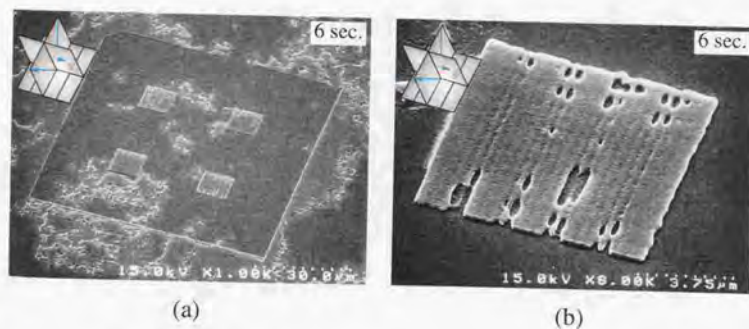
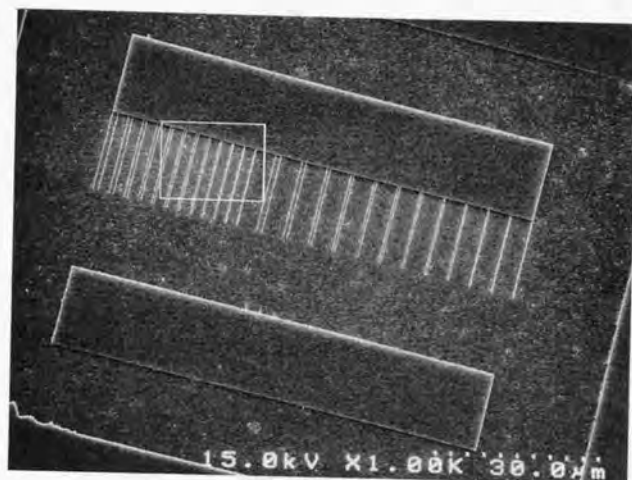


図 4.42: レジストパターンのSEM像 (モールドの段差: 85 nm)

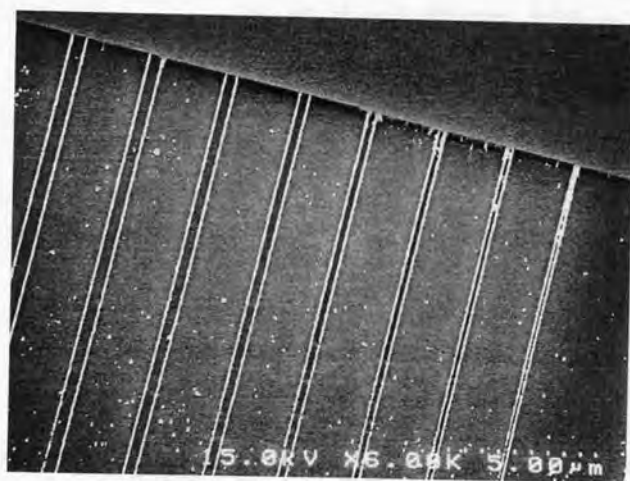
ら、ガラスモールド表面のうち微細凹凸模様が存在する部分とフォトレジスト表面とが出来るだけ密着するように、試料とガラスモールドとの間の押し付け力を調整した。しかし、両者が必ずしも密着するとは限らなかった。

図 4.44 に、CCD カメラ像から判断して、試料とガラスモールドとが比較的良好に密着した場合の露光結果を示す。ただし、図 4.44 (b) は同図 (a) の枠部の拡大図である。この露光結果では、レプリカモールドを用いた場合と比較して、明瞭に溝を加工できていない。これは、フォトレジスト表面とガラスモールド表面との密着が不十分だったことが原因であると考ええる。



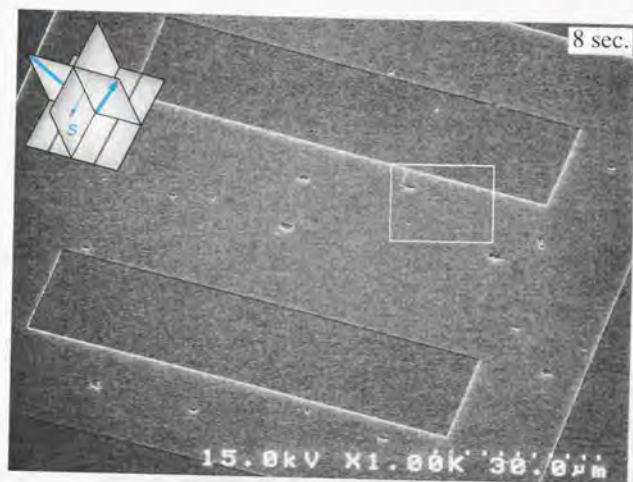


(a)

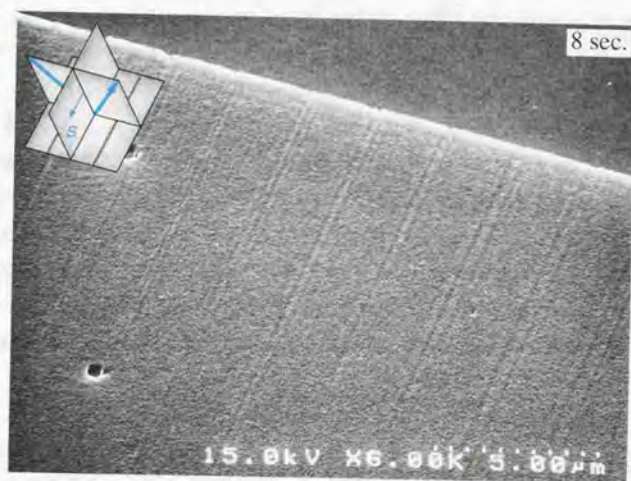


(b)

図 4.43: ガラスモールドのSEM像



(a)



(b)

図 4.44: レジストパターンのSEM像 (ガラスモールドを用いた場合)

第 5 章

実験結果の検証と評価

5.1 理論検討結果と実験結果との比較検証

5.1.1 古典光学に基づく理論計算結果と実験結果との比較検証

本節では、3.1節で述べた古典光学に基づく理論計算の結果と4.4節で述べた近接場露光実験の結果とを比較検証する。3.1節で示した計算結果は、モールド表面とフォトレジスト表面とが無限平面であると仮定して得られたものなので、微細凹凸模様の面内方向の大きさが、光の波長より十分に大きい場合には近似的に適用できるが、そうでない場合には適用できない。したがって、面内方向の大きさが光の波長より十分に大きいレジストパターンとして、主に、図4.2に示した微細凹凸模様の斜線部に対応するレジストパターンを、計算結果との比較対象とする。

図5.1に示した計算結果は、図3.4に示した計算結果と同じものである。図5.1では、横軸はフォトレジストの膜厚 d_3 を、縦軸はフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率 A/d_3 をそれぞれ表し、モールド表面とフォトレジスト表面との距離 d_2 を0-200 nmの範囲で変化させた場合の各曲線が、p偏光とs偏光とについてそれぞれ上段と下段とに分けて示されている。ただし、同図の斜線部は露光実験で用いたフォトレジストの膜厚(約250, 180, 120, 80 nm)を示す。また、主に段差165 nmのレプリカモールドを露光実験に用いたので、 $d_2 = 0, 165$ nmのときの各曲線を太線で示した。モールド表面とフォトレジスト表面とが密着している場合、 $d_2 = 165$ nmの曲線と $d_2 = 0$ nmの曲線とは、段差165 nmのモールドの凹部と凸部とにそれぞれ面したフォトレジストの A/d_3 を表す。

図4.22, 図4.23, 図4.24, 図4.25に示した一連の露光結果から、露光結果はフォト

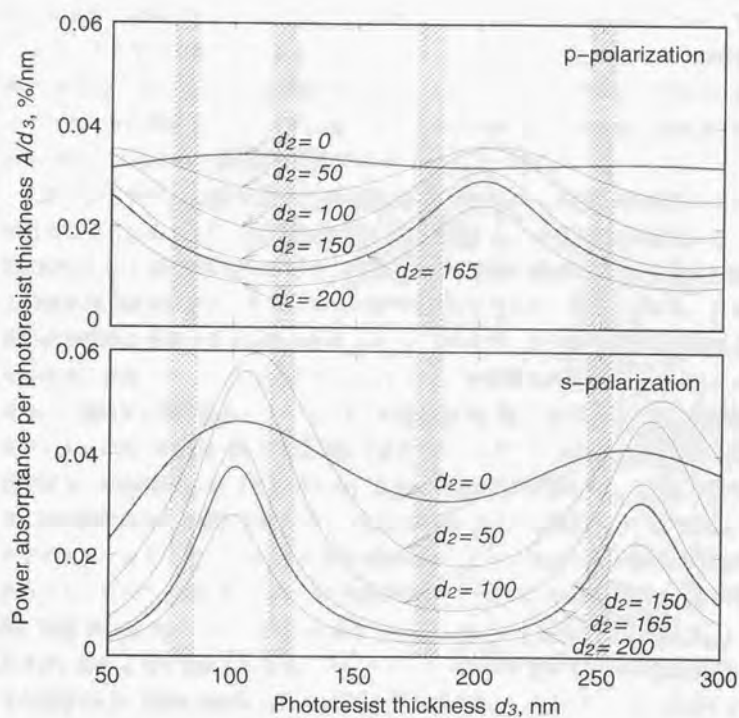


図 5.1: フォトレジストの膜厚とフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率との関係

レジストの膜厚と偏光とに依存することがわかる。また、4.1節で述べた露光実験では、基本的に2本組の溝が出来るだけ明瞭に認められるように、最適露光時間を試行錯誤によって決めた。その結果、フォトレジストの膜厚または偏光が異なれば、最適露光時間も異なった（各図の右上に露光時間を示した）。このように、露光結果と最適露光時間とがフォトレジストの膜厚と偏光とに依存する原因の1つは、図5.1に示した計算結果からわかるように、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率 A/d_3 が、フォトレジストの膜厚 d_3 と偏光とに依存することであると考え。このように考える根拠として、まず、図5.1に示した計算結果が、図4.22、図4.23、図4.24、図4.25に示した一連の露光結果に矛盾しないことを示す。

上述したように、4.4節で述べた露光実験では、基本的に2本組の溝が出来るだけ明瞭に認められるように、最適露光時間を試行錯誤によって決めた。具体的には、露光時間を約1秒間隔で変化させて、観察対象の2本組の溝が分解できる最長の露光時間を最適露光時間とした（ただし、露光時間をどのように変化させても、2本組の溝が明瞭に分解できない場合もあった）。ところで、2本組の溝が分解されるためには、少なくとも2本の溝間のフォトレジストが現像後に残留しなくてはならない。一般的に、現像後のフォトレジストの残膜量は、図5.2に示すように、露光前のフォトレジストの膜厚(a)と単位膜厚当たりのフォトレジストの露光強度(b)と露光時間(c)と現像条件(d)とに依存する。また、2本組の溝近傍では、フォトレジストの単位膜厚当たりの露光強度(b)は、次の2種類の光強度の和である。すなわち、レプリカモールドの10 μm 四方の凹部に敵が存在しないと仮定した場合に、同凹部からフォトレジストに吸収される光の単位膜厚当たりの強度(b-1)（背景光強度と呼び、段差165 nmのモールドを用いる場合、 $d_2 = 165 \text{ nm}$ のときの A/d_3 である）、および、敵によって散乱された後、フォトレジストに吸収される光の単位膜厚当たりの強度(b-2)（散乱光強度と呼び、簡単に言えば、敵からフォトレジストに伝わる光の単位膜厚当たりの強度である）である。これらのうち、散乱光強度(b-2)は主に照明光の偏光・入射方向(e)に依存し、一方、背景光強度(b-1)は図5.1に従うと考える。

近接場光リソグラフィでは、微細凹凸模様の凸部からフォトレジストに透過する光と微細凹凸模様で発生する散乱光とが、信号(signal)に相当する像形成に必要な光である。一方、微細凹凸模様の凹部からフォトレジストに透過する背景光は、雑音(noise)に相当する不要な光である。ただし、光の波長より十分に大きい微細凹凸模

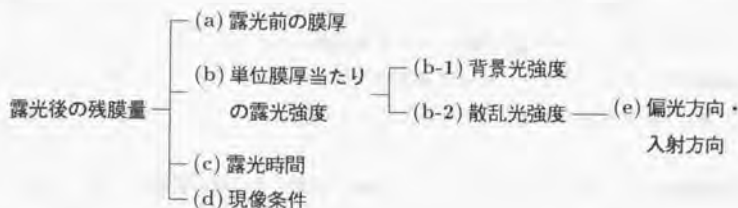


図 5.2: 現像後のフォトレジストの残膜量を決定する各変数の依存関係

様では、微細凹凸模様の凸部からフォトレジストに透過する光が、一方、光の波長より小さい微細凹凸模様では、微細凹凸模様で発生する散乱光が、それぞれ主に露光に寄与する。したがって、光の波長より小さい幅とピッチとを有する 2 本組の溝近傍では、上述したように、フォトレジストの単位膜厚当たりの露光強度 (b) は、信号強度に相当する散乱光強度 (b-2) と雑音強度の相当する背景光強度 (b-1) との和であると考えられる。

以上に述べたことからわかるように、2 本組の溝が分解されるかどうかは、問題を単純化して言い換えれば、2 本の溝間のフォトレジストが現像後に残留するかどうかは、上述の様々な条件に依存する。しかし、現像条件 (d) と照明光の偏光・入射方向 (e) とが一定の場合、2 本組の溝が分解されるかどうかは、主にフォトレジストの膜厚 (a) と背景光強度 (b-1) と露光時間 (c) とに依存する。

現像条件 (d) と照明光の偏光・入射方向 (e) とが一定の場合の露光結果として、図 4.22 (a) と図 4.23 (a) とにそれぞれ示した露光結果を比較する。図 4.22 (a) と図 4.23 (a) とは、溝に対して平行に入射した s 偏光の光で、それぞれ膜厚 250、180 nm のフォトレジストを露光した結果である。図 4.22 (a) に示した露光結果では、図 4.23 (a) に示した露光結果と比較して、フォトレジストが厚い (250 nm > 180 nm) にもかかわらず、最適露光時間が短い (3 sec. < 6 sec.)。上述したように、最適露光時間は観察対象の 2 本組の溝が分解できる最長の露光時間であるので、それ以上長い時間露光すると、2 本の溝間のフォトレジストが現像後に完全に除去される。また、現像条件 (d) (現像時間と現像液の種類・温度) が一定の場合、フォトレジストの単位膜厚当たりの露光量、すなわち、露光強度 (b) と露光時間 (c) との積 (b)・(c) が等しければ、フォトレジストの現像液への溶解量はほとんど一定である。言い換

えれば、現像条件(d)が一定の場合、より厚いフォトレジストを現像後に完全に除去するためには、フォトレジストの単位膜厚当たりの露光量(b)・(c)をより大きくしなくてはならない。したがって、最適露光時間露光されたフォトレジストの単位膜厚当たりの露光量(b)・(c)は、フォトレジストの膜厚(a)に応じて大きくなるはずである。

以上に述べた議論から、より厚い(250 nm > 180 nm)フォトレジストの最適露光時間がより短い(3 sec < 6 sec.)のは、そのフォトレジストの単位膜厚当たりの露光強度(b)が大きいからであると言える。ところで、上述したように、2本組の溝近傍では、フォトレジストの単位膜厚当たりの露光強度(b)は、背景光強度(b-1)と散乱光強度(b-2)との和である。また、散乱光強度(b-2)は主に照明光の偏光方向・入射方向(e)に依存する。したがって、照明光の偏光方向・入射方向(e)が一定の場合、フォトレジストの単位膜厚当たりの露光強度(b)は、主に背景光強度(b-1)に依存する。結局、より厚いフォトレジストの最適露光時間がより短いのは、そのときの背景光強度(b-1)が大きいからであると結論できる。確かに、s偏光の光を露光に用いる場合、図5.1下段に示した計算結果からわかるように、フォトレジストの膜厚が250 nmのときの背景光強度(b-1) ($d_2 = 165$ nmのときの A/d_3) は、フォトレジストの膜厚が180 nmのときの背景光強度(b-1)より4倍程度大きい。

さて、上述の議論が成り立つ場合、仮に、背景光強度(b-1)が等しければ、最適露光時間はフォトレジストの膜厚に応じて長くなるはずである。これは、現像条件(d)が一定の場合、より厚いフォトレジストを現像によって除去するためには、フォトレジストの単位膜厚当たりの露光量、すなわち、露光強度と露光時間との積(b)・(c)を、より大きくしなくてはならないが、照明光の偏光方向・入射方向(e)が一定の場合、散乱光強度(b-2)はほとんど一定であるからである。s偏光の光を露光に用いる場合、図5.1下段に示した計算結果からわかるように、 $d_3 = 80, 120, 250$ nmのときの背景光強度(b-1) ($d_2 = 165$ nmのときの A/d_3) は同程度である。したがって、 $d_3 = 80, 120, 250$ nmのとき最適露光時間は、フォトレジストの膜厚 d_3 に応じて長くなるはずである。実際に、図4.25、図4.24、図4.22に示した露光結果から、フォトレジストの膜厚が80, 120, 250 nmのときの最適露光時間は、それぞれ1, 1.5, 3 sec.であり、フォトレジストの膜厚に応じて長くなっていることがわかる。

上述したように、近接場光リソグラフィでは、微細凹凸模様の凸部からフォトレジストに透過する光と微細凹凸模様によって散乱される光とは、信号(signal)に相当

する像形成に必要な光であるが、背景光は雑音 (noise) に相当する不要な光である。また、光の波長より十分に大きい微細凹凸模様では、微細凹凸模様の凸部からフォトレジストに透過する光が、一方、光の波長より小さい微細凹凸模様では、微細凹凸模様で発生する散乱光が、それぞれ主に露光に寄与する。したがって、光の波長より十分に大きい微細凹凸模様では、微細凹凸模様の凸部からフォトレジストに透過する光の強度と背景光強度との比が SN 比であり、一方、光の波長より小さい微細凹凸模様では、散乱光強度と背景光強度の比が SN 比である。

以上に述べた議論から、段差 165 nm のモールドを用いる場合、 $d_2 = 0$ nm のときの A/d_3 (微細凹凸模様の凸部からフォトレジストに透過する光の強度) と $d_2 = 165$ nm のときの A/d_3 (背景光強度) との差が大きい条件で、光の波長より十分に大きいレジストパターンを明瞭に加工できることが予想される。また、 $d_2 = 165$ nm のときの A/d_3 が小さい条件で、光の波長より小さいレジストパターンを明瞭に加工することも予想される。たとえば、これらの予想を 4.4 節で述べた露光実験に当てはめると、以下に述べるようになる。s 偏光の光で膜厚 180 nm のフォトレジストを露光した場合、 $d_2 = 0$ nm のときの A/d_3 と $d_2 = 165$ nm のときの A/d_3 との差が最大に、かつ、 $d_2 = 165$ nm のときの A/d_3 が最小になるので、最も明瞭なレジストパターンが得られる。一方、p 偏光の光で膜厚 180 nm のフォトレジストを露光した場合、 $d_2 = 0$ nm のときの A/d_3 と $d_2 = 165$ nm のときの A/d_3 との差が最小に、かつ、 $d_2 = 165$ nm のときの A/d_3 が最大になるので、最も不明瞭なレジストパターンが得られる。

上述の予想の正否を確かめるために、図 4.26、図 4.27、図 4.28、図 4.29 に示した一連の露光結果のうち、照明光の偏光と入射方向とが等しい露光結果同士 (各図の (a) ならば (a) 同士) を比較する。各図の (a) に示した s 偏光の場合の露光結果同士を比較すると、上述の予想通り、フォトレジストの膜厚が 180 nm の場合に、最も明瞭なレジストパターンが得られていることがわかる。また、各図の (b) に示した p 偏光の場合の露光結果同士を比較すると、フォトレジストの膜厚が 180 nm の場合に、 $10 \mu\text{m}$ 四方の正方形部分の残膜率が最低であることがわかる。これは、上述の予想通り、フォトレジストの膜厚が 180 nm の場合に、背景光強度が最大になることを例証している。

本節で述べた議論から、3.1 節で述べた理論計算の結果は、4.4 節で述べた露光実験の結果と矛盾しないと結論できる。また、3.1 節で述べた理論計算は、フォトレジ

ストの膜厚や照明光の最適条件を見積るために有効であると言える。

5.1.2 差分時間領域法による数値解析結果と実験結果との比較検証

本節では、3.2節で述べたFDTD法による数値解析の結果と4.4節で述べた近接場露光実験の結果とを比較検証する。3.2節では、2次元のFDTD法によって、光がline & space パターンのlineに対して垂直に入射する場合のみを解析した。したがって、4.4節で示した露光結果のうち、主に、光がモールドの畝に対して垂直に入射した場合の露光結果を、解析結果との比較対象とする。

図3.16、図3.17、図3.18、図3.19、図3.20に示した一連の解析結果からわかるように、TE波(s偏光)照明の場合とTM波(p偏光)照明の場合とで、フォトレジスト内部の電磁場の強度分布が大きく異なる。具体的には、TM波照明の場合、フォトレジストの表層にline & spaceパターンに応じた電磁場の強度分布が生じるが、TE波照明の場合、それが生じない。したがって、照明光をモールド表面の畝に対して垂直に入射させる場合、電界ベクトルがモールド表面の畝と直交するTM波(p偏光)の光による露光で、モールド表面の畝に対応するレジストパターンが得られると予想できる。一方、電界ベクトルがモールド表面の畝と平行であるTE波(s偏光)の光による露光では、モールド表面の畝に対応するレジストパターンは得られないと予想できる。

3.2節では、フォトレジストの膜厚を180 nmに設定して、数値解析を行った。図4.26、図4.27、図4.28、図4.29に示した一連の露光結果のうち、図4.27(b), (d)に示した露光結果が、光の入射方向がモールドの畝に対して垂直、かつ、フォトレジストの膜厚が180 nmである場合に対応するので、解析結果との比較対象として最適である。図4.27(b)に示したs偏光(TE波)照明の場合の露光結果では、モールド表面の畝に対応する2本組の溝が認められるが、同図(d)に示したp偏光(TM波)照明の場合の露光結果では、それがほとんど認められない。したがって、光をモールド表面の畝に対して垂直に入射させる場合、上述の解析結果に反して、TE波(s偏光)の光による露光で、モールドの畝に対応するレジストパターンが得られることがわかる。

以上で述べたことからわかるように、解析結果と露光結果とでは、光の偏光とレジストパターンの良否との関係がお互いに反対である。多くの場合、解析結果と実験結果とが一致しない原因は、解析モデルが実験に即して設定されていないことで

ある。図3.12に示した解析モデルでは、モールド表面の微細凹凸模様の設定が必ずしも露光実験に即していない。すなわち、解析モデルでは、微細凹凸模様として無限に広がる line & space パターンを設定したが、露光実験では、図4.2に示した微細凹凸模様を用いた。そこで、解析モデルが露光実験により即すように微細凹凸模様の設定を修正して、FDTD 法による数値解析を再度行う。露光実験に用いたレブリカモールドは、図4.10などに示したように、 $10\mu\text{m}$ 四方の正方形の凹部内に、約 $2\mu\text{m}$ 間隔で並んだ4個の2本組の畝を有する。したがって、これらの2本組の畝をモデル化して、幅 100nm 、高さ 100nm 、ピッチ 200nm の隣合う2つの凸部を解析モデルのモールド表面に設定する。その他の設定は、図3.12に示した解析モデルと同様である。なお、3.2.3節で述べたように、幅 $1.69\mu\text{m}$ の解析空間の左右には周期境界条件を設定するので、上述の微細凹凸模様の設定は、ピッチ 200nm の2本組の畝を $1.69\mu\text{m}$ 間隔で無限個並べたことに相当する。

始めに、フォトレジストと基板とが存在しない場合の解析結果を図5.3に示す。解析結果の表示形式は3.2.4節で述べた通りであるが、各図の下部に示す電磁場強度は、光源の電磁場強度 1.4×10^2 に対する相対値である（これ以降に示す解析結果でも同様である）。同図から、TE 波照明ではモールド表面の凸部の内部に、TM 波照明では同凸部の先端に、それぞれ強い電磁場が発生することがわかる。ただし、2つの隣合う各凸部には、お互いに異なる電磁場が発生する。また、TE 波照明の場合も TM 波照明の場合も、モールド表面の凸部から光の入射側（左側）に強い電磁場が周期的に発生することもわかる。このように、図5.3に示した解析結果は、図3.13または図3.14に示した解析結果と定性的に大きく異なる。したがって、一方の解析結果から他方の解析結果を推測することは難しい。

次に、フォトレジスト表面とモールド表面とを密着させた場合の解析結果を図5.4に示す。図5.4(a)から、TE 波照明の場合、表面から深さ数十ナノメートルまでのフォトレジストの表層では、モールド表面の凸部に面した部分に周囲より2-3倍程度強い電磁場が発生することがわかる。ただし、2つの隣合う凸部に面した各部分には、お互いに異なる電磁場が発生する。具体的には、光の反射側（右側）の凸部に面した部分により強い電磁場が発生する。また、フォトレジストの内部では、モールド表面の凸部の直下だけでなく、その他の部分にも電磁場が強く局在することがわかる。一方、図5.4(b)から、TM 波照明の場合、フォトレジスト内の電磁場強度が複雑に変化することがわかる。具体的には、表面から深さ数十ナノメータ

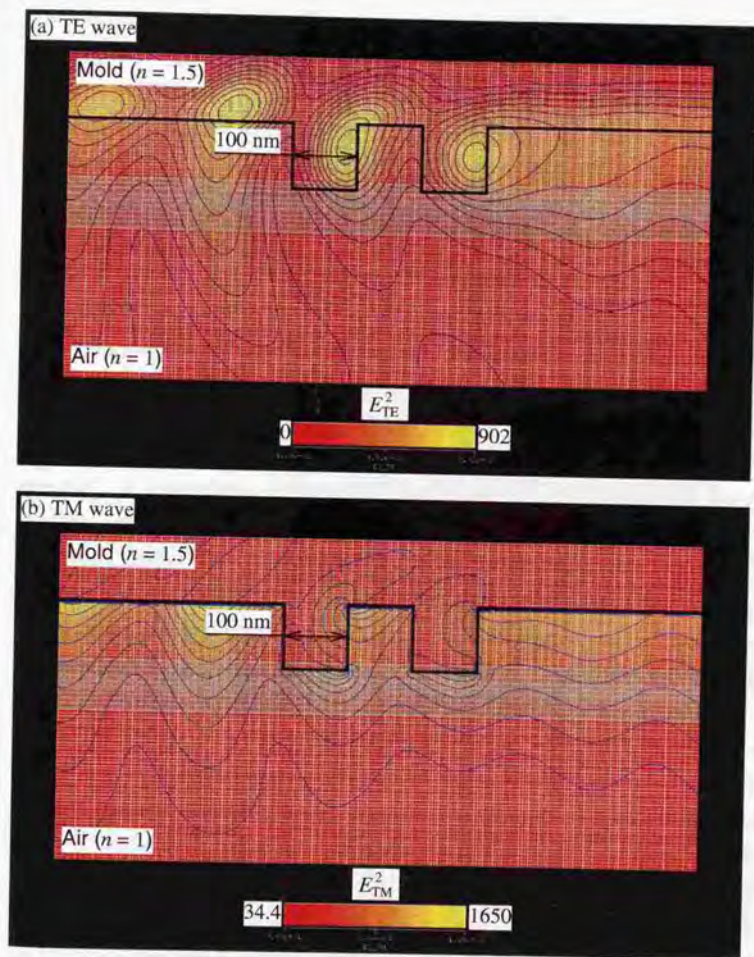


図 5.3: FDTD法による解析結果 ($h = 100 \text{ nm}$, $g = \infty$)

までのフォトレジストの表層では、モールド表面の凸部に面した部分に最も強い電磁場が発生する。また、モールド表面の凸部から光の入射側（左側）では、モールド内の電磁場の周期的変化に応じて、フォトレジスト表面の電磁場強度が周期的に変化する。したがって、仮に、TE波の光で露光したフォトレジストの表層だけを適当に現像すると、幅と深さが異なる2本の隣合う溝を得るはずである。一方、TM波の光で露光したフォトレジストの表層だけを適当に現像すると、モールドの凸部に対応する2本組の溝、および、2本組の溝から光の入射側にできる縞模様を得るはずである。

最後に、フォトレジスト表面とモールド表面との距離を50 nmにした場合の解析結果を図5.5に示す。図5.4(a)と図5.5(a)との比較から、TE波照明の場合、フォトレジスト表面とモールド表面とを密着させたときとお互いに50 nm離れたときとで、ほとんど同様の電磁場が発生することがわかる。一方、図5.4(b)と図5.5(b)との比較から、TM波照明の場合、フォトレジスト表面とモールド表面とを密着させるかお互いに50 nm離すかで、モールド表面の凸部に面したフォトレジストの電磁場強度が大きく変化することがわかる。具体的には、フォトレジスト表面とモールド表面との距離を50 nmにすると、モールド表面の凸部に面したフォトレジストに強い電磁場が発生しない。したがって、仮に、TE波の光で露光したフォトレジストの表層のみを適当に現像すると、上述の場合と同様に、幅と深さが異なる2本の隣合う溝を得るはずである。一方、TM波の光で露光したフォトレジストの表層のみを適当に現像すると、縞模様を得るが、モールド表面の凸部に対応する2本組の溝は得られないはずである。

以上に述べた解析結果と露光結果とを比較検討すると、少なくとも光の偏光とレジストパターンの良否との関係について、フォトレジスト表面とモールド表面との距離を50 nmにした場合の解析結果が、図4.27(c)、(d)に示した露光結果と一致することがわかる。さらに、これらの解析結果と露光結果とを詳しく比較する。まず、TE波(s偏光)照明の場合の解析結果と露光結果、すなわち、図5.5(a)に示した解析結果と図4.27(c)に示した露光結果とを比較する。解析結果から予想すると、モールド表面の畝に対応する2本組の溝がフォトレジストに加工されるが、それらの溝は同一形状ではなく、光の反射側(右側)の溝の幅と深さが大きいはずである。これに対して、露光結果では、モールド表面の畝に対応する2本組の溝がフォトレジストに加工されているが、光の入射側(左側)の溝の幅と深さが大き

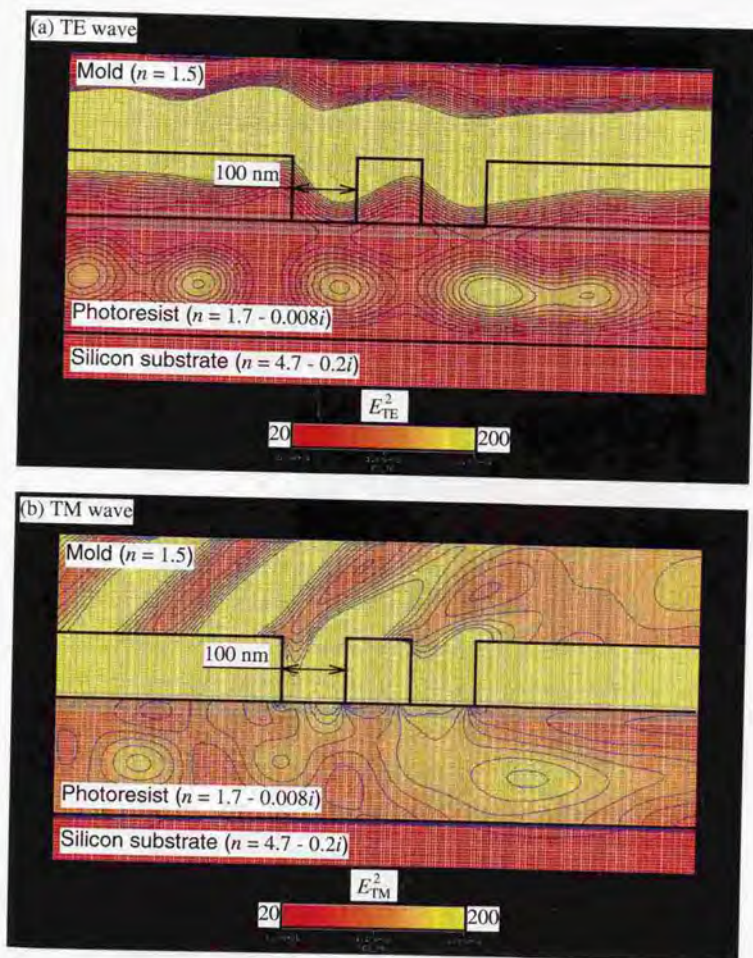


図 5.4: FDTD法による解析結果 ($h = 100$ nm, $g = 0$ nm)

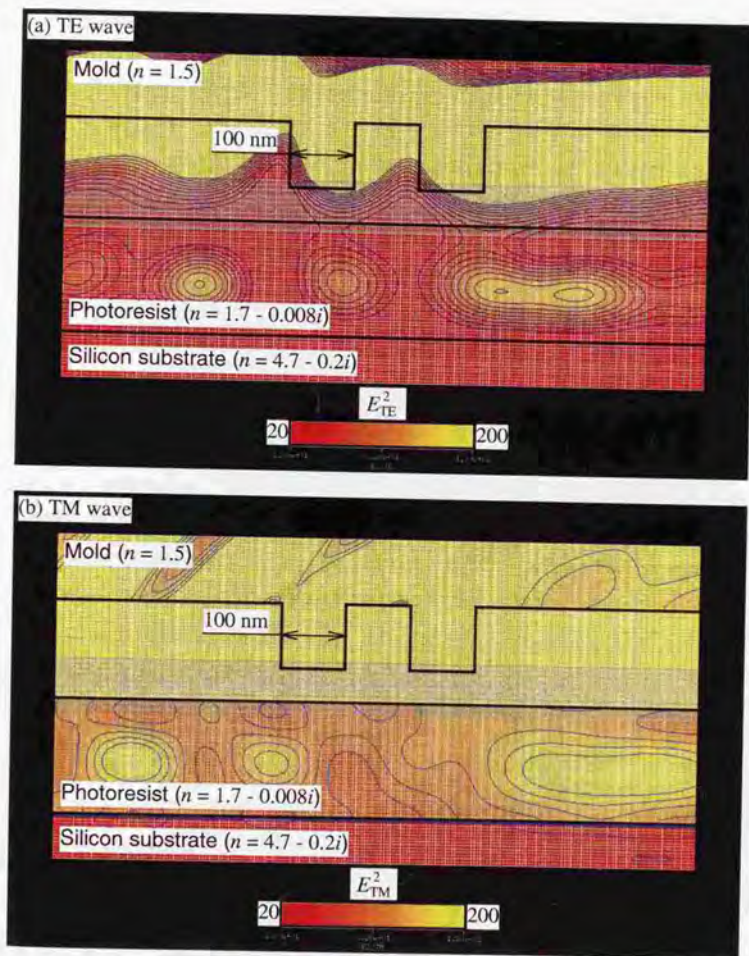


図 5.5: FDTD法による解析結果 ($h = 100$ nm, $g = 50$ nm)

いことが解析結果と異なる。ただし、図4.31または図4.33または図4.37に示した露光結果では、光の反射側（右側）の溝の幅と深さが大きいので、それらの露光結果は図5.5(a)に示した解析結果と定性的に良く一致する。

次に、TM波（p偏光）照明の場合の解析結果と露光結果、すなわち、図5.5(c)に示した解析結果と図4.27(d)に示した露光結果とを比較する。解析結果から予想すると、モールド表面の畝に対応する2本組の溝はフォトレジストにほとんど加工されないが、2本組の溝が加工されるべき位置から光の入射側に、縞模様が現れるはずである。これに対して、解析結果から予想される通りの露光結果が得られている。

以上に述べた議論から、図5.5(a), (b)に示した解析結果は、それぞれ図4.27(c), (d)に示した露光結果と定性的におおよそ一致すると言える。したがって、少なくとも図4.27(d)に示した露光結果は、フォトレジスト表面とレプリカモールド表面の畝とが密着していない場合に得られたと考えるのが妥当である。フォトレジスト表面とモールド表面の畝とが密着しなかった原因は、4.3.3節で述べたように、レプリカモールド表面の畝が、それらの周囲の比較的大きな凸部と比べて、数十ナノメートル程度低いためであると考え（図6.1(b)を参照）。言い換えれば、仮に、レプリカモールド表面の畝の高さが、それらの周囲の比較的大きな凸部の高さ、すなわち、マスタモールドの深さと等しければ、フォトレジスト表面とモールド表面の畝とが密着して、p偏光の光で露光した場合にも、モールド表面の畝に対応する2本組の溝がフォトレジストに加工できたはずである。したがって、出来るだけ所望の形状転写を行うためには、レプリカモールド表面の畝の高さは、それらの周囲の比較的大きな凸部の高さと等しい方がよいと考える。これについては、6.1.2節で考察する。

ところで、3.2節で用いた解析モデルと本節で用いた解析モデルとは、モールド表面の微細凹凸模様について複数の解析条件が異なる。すなわち、連続する凸部が無数個であるか2個であるか（基本形状がline & spaceパターンであるか2本組の畝であるか）、連続する凸部のピッチが130 nmであるか200 nmであるか、および、凸部の大きさが50 nm × 50 nmであるか100 nm × 100 nmであるかがそれぞれ異なる。そこで、これらの解析条件を1つずつ変化させて解析することで、これらの解析条件の違いがどのように解析結果に影響するかを簡単に調べる。ここでは、図3.12に示した解析モデルにおいて、line & spaceパターンのピッチを130 nmから

169 nm に変化させた場合、および、連続する凸部を無限個から2個に変化させた場合をそれぞれ解析して、それらの解析結果を図3.17に示した解析結果と比較する。

図5.6に、line & space パターンのピッチが169 nm の場合の解析結果を、図5.7に、連続する凸部が2個（ピッチ130 nm）の場合の解析結果をそれぞれ示す。Line & space パターンのピッチまたは連続する凸部の数以外の解析条件は、図3.17に示した解析結果のものと同一である。図3.17と図5.6とにそれぞれ示した解析結果の比較から、TM 波照明の場合は、連続する凸部のピッチにかかわらず、フォトレジストの表層にモールドの凸部に応じた電磁場が同様に発生するが、TE 波照明の場合は、連続する凸部のピッチを130 nm と小さくすると、それが発生しないことがわかる。また、図3.17と図5.7とにそれぞれ示した解析結果の比較から、連続する凸部を2個にすると、モールド表面の凸部から光の入射側（左側）に強い電磁場が周期的に発生することがわかる。

本節で述べた議論をまとめると、以下に述べる結論を得る。

1. FDTD 法による解析結果と露光結果とは定性的におおよそ一致する。したがって、FDTD 法による数値解析は、近接場光リソグラフィの露光結果を予想するために有効である。
2. 微細凹凸模様が line & space パターンである場合と2本組の畝である場合とは、モールド表面に発生する電磁場が定性的に大きく異なる。具体的には、微細凹凸模様が line & space パターンである場合は、モールド表面の凸部近傍のみに強い電磁場が発生するが、微細凹凸模様が2本組の畝である場合は、モールド表面の凸部近傍と同凸部から光の入射側とに強い電磁場が発生する。したがって、たとえば、微細凹凸模様が line & space パターンである場合の解析結果から、line & space パターン以外の微細凹凸模様によって発生する電磁場を予想することは、一般的に困難であり、誤った結果を導きやすい。
3. 出来るだけ所望の形状転写を行うためには、フォトレジスト表面とレプリカモールド表面の畝とが密着している方がよい。また、4.4節で述べた露光実験では、フォトレジスト表面とレプリカモールド表面の畝とが密着していなかった可能性が高い。

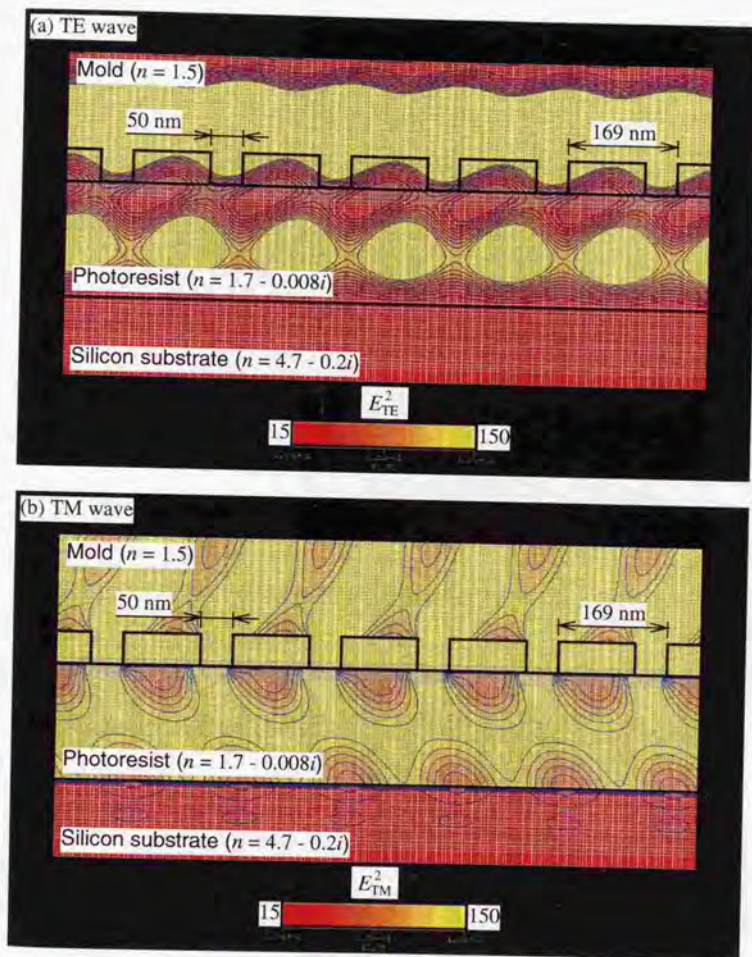


図 5.6: FDTD法による解析結果 ($h = 50$ nm, $g = 0$ nm)

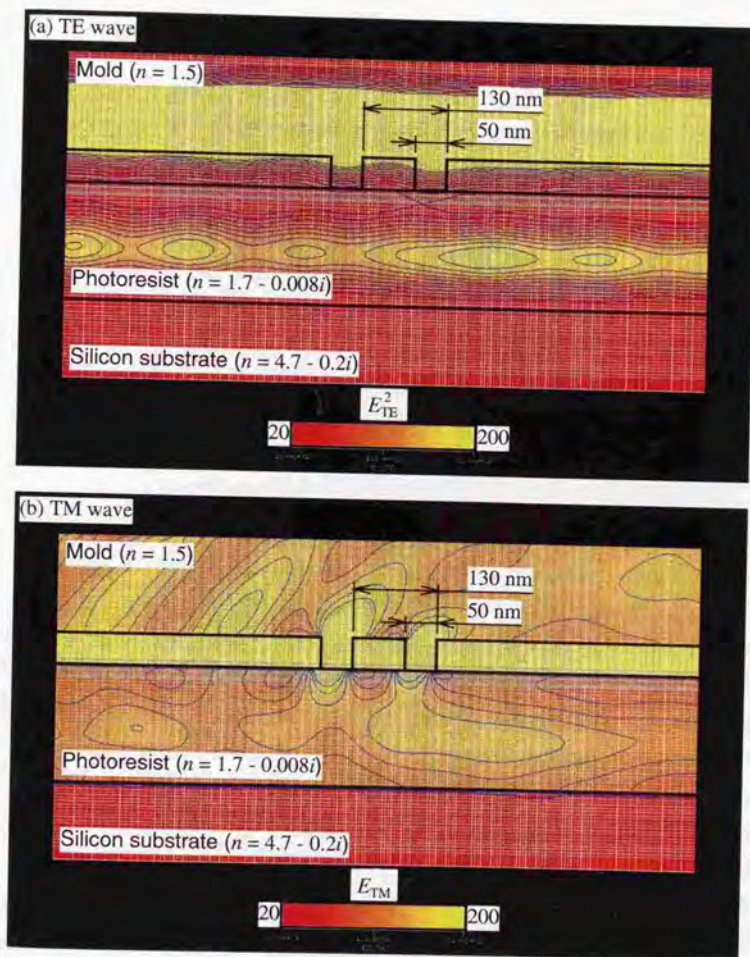


図 5.7: FDTD法による解析結果 ($h = 50$ nm, $g = 0$ nm)

5.2 近接場光リソグラフィの評価

5.2.1 解像度に関する評価

既に述べたように、近接場光リソグラフィでは、フォトレジストがモールド表面から光の波長または微細凹凸模様の最小寸法より十分に小さい距離にあれば、微細凹凸模様に応じて光の回折限界より小さい空間分解能で露光される。したがって、仮に、フォトレジストが十分な解像力を有していれば、近接場光リソグラフィは光の回折限界より小さい解像度を実現できる。このように、近接場光リソグラフィの最大の長所は、従来のフォトリソグラフィと比べて小さい解像度を実現できることである。そこで、本節では、近接場光リソグラフィの解像度を光の回折限界と比較して評価する。

近接場光リソグラフィの解像度を評価する前に、その評価基準である光の回折限界を確認する。1.1.2.4節でまとめたように、光の回折限界 Δ_m ($m = 1, 2, \dots, 6$) は次のように表される。

$$\Delta_m = \frac{k_m \lambda}{n \tan \theta'} = \frac{k_m \lambda}{NA'} \quad (5.1)$$

ただし、 k_m は定数を、 λ は真空中の光の波長を、 n はレンズとフォトレジストとの間に存在する媒質の屈折率を、 θ' はレンズの周縁光線がレンズの光軸とフォトレジスト側で成す角度を、 $NA' = n \tan \theta'$ は1.1.2.3節で定義した修正開口数をそれぞれ表す。また、(5.1) 式は、 $m = 1, 2$ の場合、2つの点光源が incoherent である場合の Rayleigh criterion, my criterion による回折限界を、 $m = 3, 4$ の場合、2つの点光源が coherent かつ同位相である場合の Rayleigh criterion 相当, my criterion 相当による回折限界を、 $m = 5$ の場合、2つの点光源が coherent かつ逆位相である場合の回折限界を、 $m = 6$ の場合、無限個の点光源が等間隔で1列に並んでおり、それらの点光源が coherent かつ隣接するもの同士で逆位相のときの回折限界をそれぞれ表す。以下では、光の波長 λ を近接場露光実験に用いた He-Cd レーザ光の波長 442nm とする。

まず、近接場光リソグラフィの解像度を、図 5.8(a) に示すような光学系を有する従来のフォトリソグラフィにおける回折限界と比較する。従来のフォトリソグラフィでは、1.1.2.6節で述べたように、レンズの開口数 NA が 0.6 を超えることは少ない。これは、開口数の大きなレンズの収差の補正が困難であるからである。 $NA = 0.6$ を修正開口数 NA' に変換すると、 $NA' = 0.75$ になる。したがって、従来の

フォトリソグラフィにおける $m = 1, 2, \dots, 6$ の場合の回折限界は、(5.1) 式に $\lambda = 442 \text{ nm}$, $NA' = 0.75$ を代入して、それぞれ $\Delta_1 = 359 \text{ nm}$, $\Delta_2 = 303 \text{ nm}$, $\Delta_3 = 483 \text{ nm}$, $\Delta_4 = 451 \text{ nm}$, $\Delta_5 = 431 \text{ nm}$, $\Delta_6 = 295 \text{ nm}$ になる。

ところで、1.1.2.4節で述べたように、Rayleigh criterion (相当) または my criterion (相当) による回折限界だけ離れた2つの回折像の回折像中心-鞍部光強度比は、それぞれ 0.735 または 0.977 である。従来のフォトリソグラフィにおいて、露光のコントラストが回折像中心-鞍部光強度比にして 0.735 または 0.977 である場合に、レジストパターンが解像されるかどうかを、図 4.3 から推測する。図 4.3 は露光時間とフォトレジストの残膜率との関係を示しているが、露光時間が 200 msec. のときの露光量を 1 とすると、露光量が 0.735 のときの残膜率は 30% である。したがって、Rayleigh criterion (相当) による回折限界だけ離れた2つの回折像は、図 5.9(a) に示すようなレジストパターンを形成すると推測する。このレジストパターンでは、2つの穴または溝が解像されていると認められる。一方、上述の場合と同様に考えると、露光量が 0.977 のときの残膜率はほとんど 0% なので、my criterion (相当) による回折限界だけ離れた2つの回折像は、図 5.9(b) に示すようなレジストパターンを形成すると推測する。このレジストパターンでは、2つの穴または溝が解像されているとは認められない。

以上に述べた議論から、従来のフォトリソグラフィでは、マスク (レチクル) 上の2点から出る光が完全に incoherent であると仮定しても、Rayleigh criterion による回折限界 $\Delta_1 = 359 \text{ nm}$ だけ離れた2点のレジストパターンは解像できるが、my criterion による回折限界 $\Delta_2 = 303 \text{ nm}$ しか離れていない2点のレジストパターンは解像できないことがわかる。すなわち、上述の仮定をしても、従来のフォトリソグラフィの解像度は 300-360 nm 程度が限界である。実際には、マスク (レチクル) 上の2点から出る光は partially coherent なので、従来のフォトリソグラフィの解像度は、 $\Delta_3 > \Delta_1$, $\Delta_4 > \Delta_2$ からわかるように、300-360 nm 以上であると考えられる。また、無限個の開口が等間隔で1列に並んでおり、それらの開口から出る光が coherent かつ隣接するもの同士で逆位相である理想的な位相シフトマスクを用いても、 $\Delta_6 = 295 \text{ nm}$ 以下の解像度は実現できない。一方、近接場光リソグラフィでは、図 4.37 に示したように、 $AR = 0.32$ による 240 nm の解像度が実現されているが、この解像度は従来のフォトリソグラフィにおける回折限界を超えている。

次に、近接場光リソグラフィの解像度を、図 5.8(b) または (c) に示すような光学

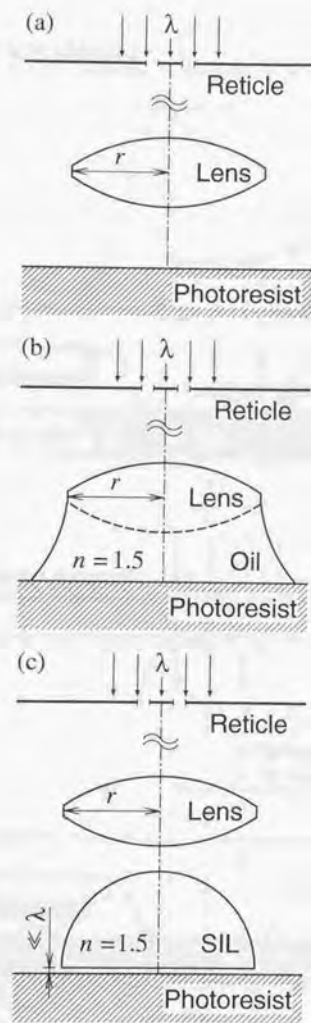
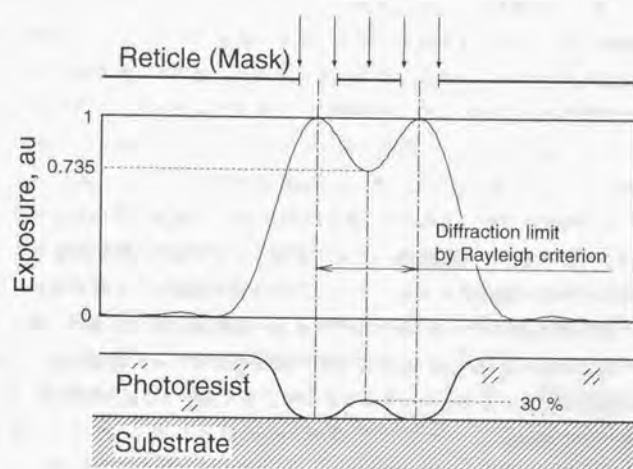
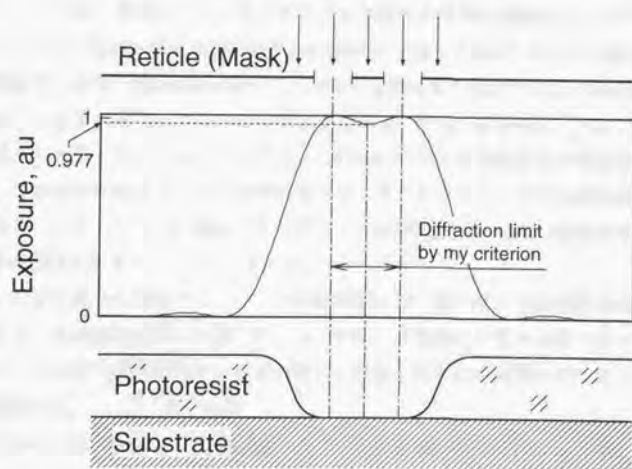


図 5.8: フォトリソグラフィの露光方式



(a)



(b)

図 5.9: 露光量とレジストパターンとの関係

系を有する仮想的なフォトリソグラフィにおける回折限界と比較する。図 5.8(b) に示す光学系は、油浸レンズ（液浸レンズ）を用いる光学系であり、特に高解像度を要する一部の顕微鏡などに用いられている。また、図 5.8(c) に示す光学系は、固浸レンズ（SIL）を用いる光学系であり、1.3.3 節で述べたように、高密度光記録装置などの光学系として期待されている。レンズ材と油浸レンズ用屈折液（イマージョンオイル（immersion oil））の屈折率を共に 1.5 と仮定すると、図 5.8(b), (c) にそれぞれ示した光学系を用いる場合、(5.1) 式の n は 1.5 である。ガラスや樹脂などのほとんどの無色透明材料の屈折率は 1.5 程度であり、近接場露光実験に用いたレプリカモールドの屈折率も 1.5 程度であるので、 $n = 1.5$ とする仮定は妥当である。したがって、図 5.8(b), (c) にそれぞれ示した光学系では、レンズの修正開口数 NA' の最大値は、上述の乾燥系レンズの修正開口数 0.75 の $n = 1.5$ 倍、すなわち、 $0.75 \times 1.5 = 1.125$ 程度であると仮定するのが妥当である。このとき、この仮想的なフォトリソグラフィにおける $m = 1, 2, \dots, 6$ の場合の回折限界は、(5.1) 式に $\lambda = 442 \text{ nm}$ 、 $NA' = 1.125$ を代入して、それぞれ $\Delta_1 = 240 \text{ nm}$ 、 $\Delta_2 = 202 \text{ nm}$ 、 $\Delta_3 = 322 \text{ nm}$ 、 $\Delta_4 = 301 \text{ nm}$ 、 $\Delta_5 = 288 \text{ nm}$ 、 $\Delta_6 = 196 \text{ nm}$ になる。この仮想的なフォトリソグラフィでは、従来のフォトリソグラフィの場合と同様の議論から、マスク（レチクル）上の 2 点から出る光が完全に incoherent であると仮定すると、200–240 nm の解像度が、また、理想的な位相シフトマスクを用いると仮定すると、196 nm の解像度が、それぞれ実現できる最小の解像度である。一方、近接場光リソグラフィでは、図 4.32 と図 4.35 に示したように、180 nm 以下の光学解像度が実現されているが、この光学解像度は上述の仮想的なフォトリソグラフィにおける回折限界を超えている。このことは、近接場光リソグラフィの解像度が、従来の結像光学系の回折限界に制約されないことを示している。

ここまで述べた議論では、レンズの修正開口数（開口数）を実用的な最大値に設定して、光の回折限界を計算した。以下では、仮想的に口径が無限大のレンズを考えて、そのような仮想的なレンズを用いた場合、光の回折限界がどのようになるかを議論する。

レンズの口径が有限であれば、レンズは回折の原因になる開口として働く。しかし、仮にレンズの口径が無限大であれば、そのような仮想的なレンズは、光を屈折させるが回折させない。したがって、口径が無限大の仮想的なレンズを用いれば、レンズに起因する光の回折限界はなくなる。実際に、レンズの口径を無限大と仮定

すると、 $\theta' \rightarrow 90^\circ$ 、すなわち、 $NA' \rightarrow \infty$ から、(5.1) 式で表される回折限界は 0 になる ($\Delta_m \rightarrow 0$)。ところで、光の回折限界の本質は、レンズが有限の口径を有しているために、光源で発生した全ての光が像面に伝搬しないことである。言い換えれば、光源で発生したエバネッセント光も含めた全ての光を像面に集光できれば、光の回折限界はなくなる。実際には、フォトリソグラフィの解像のために、レチクルで発生する全ての光を像面に集光する必要は無く、1.3.2.1 節の 2 で述べたように、少なくとも 0 次回折光と 1 次回折光とを像面に集光すればよい。レチクルの開口の大きさが光の波長より十分に大きい場合、1 次回折光は伝搬光になるので、0 次回折光と 1 次回折光とを口径が無限大の仮想的なレンズで集光して、十分な縮小率でフォトレジスト上に結像させれば、無限に近づいた 2 点を分解できるように思われる。しかし、実際には、口径が無限大の仮想的なレンズを用いても、次に述べるように、分解できる 2 点間の距離には下限が存在する。

従来の結像光学系では、レンズの光軸上の光源だけではなく、レチクル上で光軸に近い光源も明瞭に結像させなくてはならないので、次のような正弦条件が成立しなくてはならない [52]。

$$\Delta \sin \theta = n \Delta' \sin \theta'. \quad (5.2)$$

ここで、 Δ はレチクル上の 2 つの光源 (開口) 間の距離を、 Δ' はそれらの光源 (開口) に対応するフォトレジスト上の 2 つの像間の距離を、 θ はレンズの周縁光線がレンズの光軸とレチクル側で成す角度をそれぞれ表す (図 1.3 を参照)。(5.2) 式を θ について解くと、

$$\theta = \arcsin \left(n \frac{\Delta'}{\Delta} \sin \theta' \right). \quad (5.3)$$

したがって、光学系の縮小率 Δ'/Δ を小さくすると、 θ が小さくなる。たとえば、5 : 1 の縮小投影 ($\Delta'/\Delta = 1/5$) の場合は、フォトレジスト側から見て口径が無限大のレンズ ($\theta' \rightarrow 90^\circ$) を用いても、 $\theta \rightarrow \arcsin(n/5)$ 、すなわち、レチクル側から見たレンズの口径は有限なので、レンズは発散角が $\theta = \arcsin(n/5)$ を超える光を集光できない。その結果、レンズによって光が回折する。しかし、光学系の縮小率が $\Delta'/\Delta = 1/n$ の場合は、フォトレジスト側から見て口径が無限大のレンズ ($\theta' \rightarrow 90^\circ$) を用いれば、レチクル側から見たレンズの口径も無限大 ($\theta \rightarrow 90^\circ$) になるので、レンズによる光の回折は発生しない。口径が無限大のレンズを有する縮小率が $1/n$ の縮小投影光学系を用いて、ピッチ Δ' のパターンをフォトレジストに投

影するためには、ピッチ $n\Delta'$ のパターンをレチクル上に用意しなくてはならない。さらに、ピッチ Δ' のパターンがフォトリソグロフィー上で光学的に分解されるためには、レチクル上のピッチ $n\Delta'$ パターンで発生する 1 次回折光が伝搬光でなくてはならない (1 次回折光が伝搬光であれば、口径が無限大のレンズで集光できる)。

レチクル上のピッチ $n\Delta'$ のパターンで発生する 1 次回折光が伝搬光になる条件は、図 1.14 において、 $d = n\Delta'$ としたときの $p = \lambda/(n\Delta')$ (1 次回折光の位置) が $p < 1 - \sin \theta$ の範囲 (伝搬光の範囲) に収まることである。したがって、 Δ' の存在範囲は、

$$\Delta' > \frac{\lambda}{n(1 - \sin \theta)}. \quad (5.4)$$

レチクルへの光の入射角度を $\theta \rightarrow -90^\circ$ とすると (これは、理想的な変形照明または位相シフトマスクに相当する)、 $\Delta' > \lambda/2n$ になるので、仮に口径が無限大の仮想的なレンズを用いても、お互いに $\lambda/2n$ 以下しか離れていない 2 点は光学的に分解できない (これを光の波長限界と呼ぶ)。

従来のフォトリソグラフィでは $n = 1$ なので、波長 442 nm の光を用いる場合、仮に口径が無限大の仮想的なレンズを用いても、お互いに 221 nm 未満しか離れていない 2 点は光学的に分解できない。一方、近接場光リソグラフィでは、図 4.32 と図 4.30 と図 4.35 とに示したように、200 nm 以下の光学解像度が実現されている。また、上述の仮想的なフォトリソグラフィでは $n = 1.5$ なので、波長 442 nm の光を用いる場合、仮に口径が無限大の仮想的なレンズを用いても、お互いに 147 nm 未満しか離れていない 2 点は光学的に分解できない。一方、近接場光リソグラフィでは、図 4.35 に示したように、140 nm の光学解像度が実現されている。光の波長限界 $\lambda/2n$ は、口径が無限大の仮想的なレンズによって、全ての伝搬光成分を集光したときに得られる光学像の最小分解能である。したがって、近接場光リソグラフィが光の波長限界 $\lambda/2n$ を超える光学解像度を実現していることは、近接場光リソグラフィがエバネッセント光を露光に利用していることを結果的に証明している。

以上に述べた議論から、近接場光リソグラフィの解像度が、従来の結像光学系を用いるフォトリソグラフィが実現できない解像度であることが明らかになった。しかし、それらの解像度は AR が小さい解像度または光学解像度なので、実用的な解像度であるとは言えない。1.1.2.5 節で述べたように、一般的に、フォトリソグラフィはエッチング・蒸着・酸化などの後工程と組み合わせて用いられるので、基板上に作成されたレジストマスクは、フォトリソグロフィーに覆われるべき基板部分のみに存在

し、一方、そうでない基板部分では基板まで貫通してはならない。4.4.4節で述べたように、近接場光リソグラフィの完全解像度は400-500 nmと光の波長程度に大きいので、さらに小さい完全解像度を実現すること、言い換えれば、さらに深いレジストパターンを加工することが今後の課題である。この課題の解決法については、6.1節で詳しく考察する。

5.2.2 解像度以外に関する評価と総合評価

前節では、近接場光リソグラフィの解像度に関する評価を行った。その結果、2.3節で述べた近接場光リソグラフィの第1の長所、すなわち、解像度が光の回折限界の制約を受けないことを証明した。本節では、まず、近接場光リソグラフィのその他の長所に関する評価を行う。

近接場光リソグラフィの第2の長所は、軟らかい樹脂製のレプリカモールドを用いるので、モールドとフォトレジストとの密着が容易であることである。4.4節で述べた近接場露光実験では、アセチルセルロース製のレプリカモールドとの比較対象として、石英ガラス製のモールドを用いた。その結果、CCDカメラ像を見ながら、ガラスモールドとフォトレジストとを出来るだけ密着させようとしても、ほとんど毎回、両者が片当たりすることがわかった。図5.10に、ガラスモールドとフォトレジストとが片当たりしている部分のCCDカメラ像を示す。1.3節で述べたように、モールド表面とフォトレジスト表面とが光の波長以下に近接すると、frustrated total reflectionによってモールドからフォトレジストに光が透過する結果、CCDカメラに入射する光量が減少する。このために、CCDカメラ像では、ガラスモールド表面とフォトレジスト表面とが接触または近接している部分が暗く見える。図5.10に示したCCDカメラ像では、左上部にガラスモールド表面とフォトレジスト表面とが接触してしない明るい部分が認められる。一方、レプリカモールドを用いた場合は、レプリカモールドとフォトレジストとを一定力で押し付けただけだが、CCDカメラ像で両者が片当たりしている部分がほとんど認められなかった。また、図4.44に露光結果を示したように、ガラスモールドを用いて露光すると、レプリカモールドを用いて露光した場合と比較して、明瞭に溝を加工できなかった。これは、フォトレジスト表面とガラスモールド表面との密着が不十分だったことが原因であると考えられる。

以上に述べた議論から、アセチルセルロース製のレプリカモールドを用いると、



図 5.10: ガラスモールドとフォトレジストとが片当たりしている部分の CCD カメラ像 (約 $800\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$)

ガラスモールドを用いる場合と比較して、モールドとフォトレジストとの密着が容易になると言える。出来るだけ広い試料に、出来るだけ欠陥の少ないレジストパターンを加工するためには、モールドとフォトレジストの密着を容易にする軟らかい樹脂製のレプリカモールドが不可欠であると考ええる。

しかし、4.3節と4.4節とで述べた一連の実験結果から、アセチルセルロース製のレプリカモールドの問題も明らかになった。問題の1つは、4.3.3節で述べたように、レプリカモールド表面の幅 $100\ \text{nm}$ 以下の畝が、それらの周囲の比較的大きな凸部と比較して数十ナノメートル程度低いことである。もう1つの問題は、図 4.17 に示したように、レプリカモールドの内部に存在する不均一構造が、光を散乱することである。これらの問題の解決法に関して、6.1.2節で考察する。

近接場光リソグラフィの第3の長所は、1つのマスタモールドからレプリカモールドを簡単に複製できることである。近接場光リソグラフィに限らず密着露光方式のフォトリソグラフィでは、フォトレジストとの密着によって確率的に汚損するマスクまたはモールドを定期交換しなくてはならない。仮に、簡単に複製できるレプリカモールドを用いれば、モールドの定期交換が容易である。ところで、レプリ

カモールドの製作が実際に簡単であるかどうかの議論は、本来、近接場光リソグラフィが実用化された後、加工単価や歩留まりについての議論と同時に進むべきではない。しかし、本論文では、近接場光リソグラフィの実用化には至らなかったもので、第4章で述べた実験結果から、近接場光リソグラフィの第3の長所の実現可能性を評価する。

ここでは、石英ガラス製のマスタモールドとアセチルセルロース製のレプリカモールドとを比較して、レプリカモールドを簡単に複製できる可能性を示す。石英ガラス製のマスタモールドの1枚当たりの製作時間は、各準備工程に要する時間を除いても1時間程度である。4.2.2節で述べたように、電子線レジストの塗布に約5分を、電子線描画に約30分を、高速原子線エッチングに約10分を、酸素アッシングによる電子線レジストの除去に約10分をそれぞれ要する。一方、4.3.2節で述べたように、アセチルセルロース製のレプリカモールドの1枚当たりの製作時間は1-2分程度と短い。また、本研究のために購入した大きさ10cm × 12cmのレプリカフィルム1枚当たりの小売価格は、1998年現在で約80円である。レプリカモールドの製作には、レプリカフィルム・酢酸メチル以外の原材料と特別な装置とを必要としない。さらに、4.3.3節で述べたように、アセチルセルロースの離型性能は良好なので、マスタモールドの微細凹凸模様は樹脂が付着して、マスタモールドが使用不能になることはない。したがって、レプリカモールドの価格はレプリカフィルムの価格と同程度であり、実験に用いた2-3cm四方のレプリカモールドの1枚当たりの価格は、数円程度であると考えられる。以上に述べた議論から、レプリカモールドは時間的にも経済的にも簡単に製作できる可能性が高いと言える。

近接場光リソグラフィの第4の長所は、露光装置が安価であることである。露光装置が安価であるかどうかの議論も、レプリカモールドの製作が実際に簡単であるかどうかの議論と同様に、本来、近接場光リソグラフィが実用化された後、加工単価や歩留まりについての議論と同時に進むべきではない。しかし、本論文では、近接場光リソグラフィの実用化には至らなかったもので、近接場光リソグラフィの第4の長所の実現可能性を評価する。2.3節で述べたように、従来のフォトリソグラフィで用いる縮小投影露光装置の価格は、レンズなどの光学ガラス部品の価格でほとんど決まるが、レンズをほとんど用いない近接場光リソグラフィの露光装置は、縮小投影露光装置と比較して安価に製作できる可能性が高い。実際に、図4.18に示したように、実験用の近接場露光装置に用いた光学ガラス部品は、ビームエ

表 5.1: 近接場露光装置の部品価格

部品名	価格, 約円
He-Cd レーザ	1,500,000
光学部品一式 (He-Ne レーザを含む)	600,000
光学実験台	200,000
型・試料密着装置 (主に部品加工費)	200,000
光学顕微鏡一式 (CCD カメラを含む)	300,000
合計	2,800,000

キスバンダ・2分の1水晶波長板・プリズム・対物レンズ・凸レンズのみである。実用的な近接場露光装置の光学ガラス部品の構成も、実験用の近接場露光装置の同構成とほとんど同様であると考ええる。また、参考までに、表 5.1 に実験用の近接場露光装置の部品価格を示すが、部品価格の合計は約 280 万円と露光装置としては安価であった。以上に述べた議論から、第 4 の長所の実現可能性は高いと言える。

次に、近接場露光の理論検討と近接場露光実験を行った結果、初めて明らかになった近接場光リソグラフィの問題について述べる。最大の問題は、既に述べたように、基板まで貫通する aspect ratio の大きいレジストパターンを得られなかったことである。1.1.2.5 節で述べたように、一般的にレジストパターンは基板まで貫通していないと実用にならない。したがって、近接場光リソグラフィを実用化するためには、上述の問題を解決することが不可欠である。上述の問題の解決法には、レプリカモールド・フォトレジストの改良や後述する表面イメージングの適用がある。これらの解決法の具体的な内容については、6.1 節で後述する。

その他の問題は、露光結果がフォトレジストの膜厚と光の偏光・入射方向とに依存することである。近接場光リソグラフィを実用する場合、フォトレジストの膜厚と微細凹凸模様に対する光の偏光方向・入射方向とは、基本的に製品の設計仕様から決まる。すなわち、製品の設計仕様から加工形状や加工方法が決まり、主に近接場光リソグラフィの後工程の制約条件から、フォトレジストの膜厚が、また、主にレジストマスクの設計形状から、微細凹凸模様に対する光の偏光方向・入射方向がそれぞれ決まる。たとえば、近接場光リソグラフィで加工したレジストマスクを用

いてエッチング加工を行う場合、レジストマスクのエッチング耐性からフォトレジストの最小膜厚が決まる。このように、フォトレジストの膜厚、および、微細凹凸模様に対する光の偏光方向・入射方向は、近接場光リソグラフィの制約条件のみから自由に決められないので、露光結果がこれらに依存することは、実用上大きな問題である。仮に、この問題を解決できなければ、露光結果が光の偏光・入射方向とフォトレジストの膜厚とに依存するという制約条件によって、近接場光リソグラフィの応用範囲が制約される。

5.1.1節で述べたように、レジストパターンの面内方向の大きさが光の波長より十分に大きい場合、露光結果は図3.4に示した計算結果と一致する。図3.4に示した計算結果において、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率がフォトレジストの膜厚によって変化する原因は、3.1.4節で述べた。すなわち、フォトレジスト内では、光が基板または空気との界面で反射して往復するが、その1往復分の位相変化量がフォトレジストの膜厚によって変化する結果、フォトレジスト内の光の干渉状態が変化することである。同様の原因で露光量がフォトレジストの膜厚によって周期的に変化することは、従来のフォトリソグラフィでも知られており、定在波効果と呼ばれる[6]。定在波効果は、従来のフォトリソグラフィを短波長化するとき、次に述べるように問題になる。光の波長を短くすると、基板表面での光の反射率が大きくなる。また、1.1.3節で述べたように、光源の短波長化と狭帯域化とは、収差を抑制するために同時に行わなくてはならないが、光源を狭帯域化すると光の coherence が高くなる。それらの結果、光の波長を短くすると、フォトレジストの膜厚変化による露光量の周期的変化の振幅と周期とが大きくなり、露光斑が発生しやすくなる。

定在波効果を低減するためには、フォトレジストの光吸収率を高くするか、フォトレジスト表面または基板表面の光の反射率を低くすればよい[6]。フォトレジストの光吸収率を十分に高くすれば、基板表面にほとんど光が到達しなくなるので、定在波効果はほとんど発生しない。しかし、基板表面に光がほとんど到達しない場合、従来の現象方法では基板まで貫通するレジストパターンを加工できないので、表面のみが露光されたフォトレジストから、基板まで貫通するレジストパターンを得る方法が新たに必要になる。この方法の1つが、6.1.4節で後述する表面イメージングである。また、フォトレジスト表面または基板表面の光の反射率を低くするためには、フォトレジスト表面または基板表面に反射防止膜を付けることが有効であ

る。これらの定在波効果対策は、従来のフォトリソグラフィにだけでなく、近接場光リソグラフィにもほとんど同様に適用できる。

仮に、上述の定在波効果対策によって、露光結果がフォトリソグラムの膜厚に依存するという問題が解決しても、露光結果が微細凹凸模様に対する光の偏光方向と入射方向とに依存するというもう1つの問題が残る。3.2節で示したFDTD法による解析結果が、TE波照明の場合とTM波照明の場合とで異なる原因は、電界ベクトルの方向がモールド表面のline & spaceパターンのlineに対して、TE波照明では平行、TM波照明では垂直と異なることである。したがって、露光結果が微細凹凸模様に対する光の偏光方向に依存するという問題を、根本的に解決するためには、微細凹凸模様の各部分に適当な偏光の光を入射させなくてはならない。Onoらは、従来の密着露光において、マスクのパターン寸法を光の波長より小さくしたときに、露光結果がマスクパターンに対する光の偏光方向に依存することを示し、その解決方法を提案している[53][54]。具体的には、図5.11に示すように、マスクと微小偏光フィルタとを積層して、マスクの各部分に適当な偏光の光を入射させる方法である。この方法は、近接場光リソグラフィにも適用できると考えるが、微小偏光フィルタの製作が容易ではない。

したがって、近接場光リソグラフィを実用する場合、露光結果が微細凹凸模様に対する光の偏光方向と入射方向とに依存するという問題から生じる制約条件を満足するように、レジストパターンを設計する必要がある。具体的には、上述の制約条件、たとえば、一定ピッチ以下のline & spaceパターンは一方にしか配置できないという制約条件を満足するように、微小素子の機能を実現するために必要なレジストパターンの基本形状を最適設計した後、所望のレジストパターンを得るのに必要な微細凹凸模様を、FDTD法による数値解析を用いて最適設計する。その上で、所望のレジストパターンを与える微細凹凸模様の解が存在しない場合は、上述の微小偏光フィルタを用いること、あるいは、可能ならば露光部分を分割することを考える。以上に述べたように、露光結果が光の偏光と入射方向とに依存するという問題は、レジストパターンの設計を制約する可能性が高いので、近接場光リソグラフィの欠点である。

最後に、以上に述べた議論をまとめて、近接場光リソグラフィの総合評価とする。

1. 近接場光リソグラフィの解像度は光の回折限界の制約を受けない。したがっ

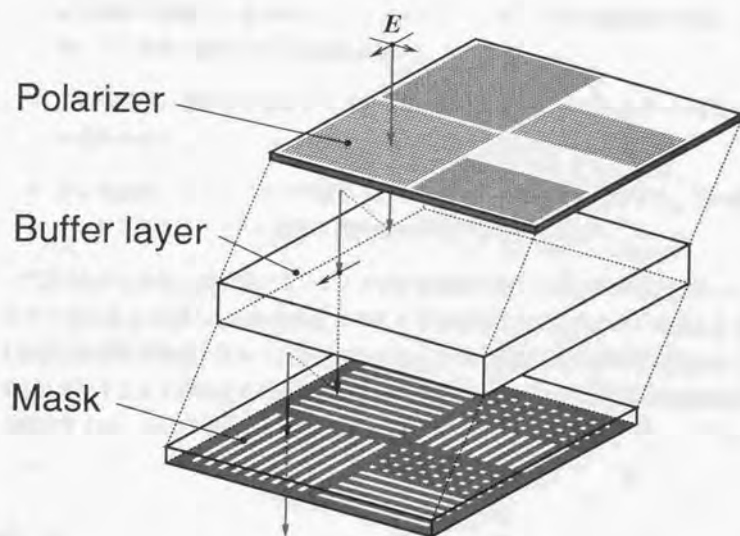


図 5.11: 偏光フィルタ付きマスクの概念図

(文献 [53] を参考)

て、近接場光リソグラフィは、従来のフォトリソグラフィが実現できない解像度を実現する可能性を有する。

2. レプリカモールドを用いれば、ガラス製のモールドを用いた場合と比較して、モールドとフォトレジストとの密着が容易になる。
3. レプリカモールドは時間的にも経済的にも簡単に製作できる可能性が高い。
4. 近接場露光装置は、従来のフォトリソグラフィで用いる縮小投影露光装置と比較して、安価に製作できる可能性が高い。
5. 本研究では、基板まで貫通する aspect ratio の大きいレジストパターンを得られなかった。
6. 露光結果がフォトレジストの膜厚と光の偏光・入射方向とに依存する。その結果、レジストパターンの設計に制約条件が生じる可能性が高い。

1で述べたことから、近接場光リソグラフィは解像度に関して高い潜在能力を有していると言える。ただし、近接場光リソグラフィを実用化するためには、少なくとも5で述べた問題を解決することが不可欠である。この問題を解決できれば、主に1と4とで述べたことを特長とする近接場光リソグラフィは、光の回折限界以下の解像度を実現する新しい転写加工法として有効である。

第 6 章

考察

6.1 高解像度化と高コントラスト化とに関する考察

6.1.1 本節の概要

4.4節で述べた近接場露光実験では、 $AR = 0.32$ による 240 nm の解像度と 140 nm の光学解像度とが得られた。しかし、ほとんどの溝状のレジストパターンは非常に浅く、基板まで貫通していない。図 4.39 に示した溝状のレジストパターンは基板まで貫通しているが、その溝幅は 250 nm 以上と大きく、これから決まる完全解像度は 500 nm と大きい。1.1.2.5 節で述べたように、一般的に、フォトリソグラフィはエッチング・蒸着・酸化などの後工程と組み合わせて用いられるので、実用上重要な解像度は完全解像度である。したがって、近接場光リソグラフィの最大の課題は、小さい（高い）完全解像度を得ること、言い換えれば、たとえば、図 4.33 や図 4.32 に示した幅 50 nm の溝状のレジストパターンを、基板まで貫通させることである。

波長 193 nm の ArF エキシマレーザ光を用いるフォトリソグラフィでは、位相シフトマスク法などの超解像技術と後述する silylation process とを用いて、幅 100 nm 、深さ $0.7\text{ }\mu\text{m}$ の基板まで貫通する line & space レジストパターン（ 200 nm の完全解像度に相当）が加工できている [55]。ArF エキシマレーザ光を用いるフォトリソグラフィは、大量生産・大量販売によって投資を回収できる半導体集積回路の加工を想定して、巨額の投資で研究・開発されているので、1.2 節で述べたように、それとは研究・開発目的が異なる現状の近接場光リソグラフィと、解像度に関して単純には比較できない。しかし、従来のフォトリソグラフィに対する近接場光リソグラフィの優位性を、実用的な解像度に関して主張するためには、上述の課題の解

決が不可欠である。本節では、上述の課題の実現方法を、モールドとフォトレジストと表面イメージングとに関してそれぞれ考察する。

6.1.2 モールドに関する考察

小さい完全解像度を得るためには、フォトレジストが露光されるべき部分では出来るだけ強く露光され、一方、そうでない部分では出来るだけ弱く露光されなくてはならない。露光されるべき部分とそうでない部分とでのフォトレジストの露光量の比を露光のコントラストと呼ぶが、小さい完全解像度を得るためには、高い露光のコントラストを与えるモールドが必要である。本節では、アセチルセルロース製のレプリカモールドの問題を明らかにして、それぞれの問題の解決法を考察する。

アセチルセルロース製のレプリカモールドの問題の1つは、4.3.3節で述べたように、レプリカモールド表面の幅 100 nm 以下の畝が、それらの周囲の比較的大きな凸部と比べて数十ナノメートル程度低いことである。その結果、レプリカモールドとフォトレジストとを密着させたときに、レプリカモールド表面の畝とフォトレジストとの間に隙間ができて、露光のコントラストが低下すると推測できる。5.1.2節で述べたように、FDTD 法による解析の結果と露光結果との比較検討からも、フォトレジスト表面とレプリカモールド表面の畝とが密着していないことが推測できる。既に述べたように、モールドとフォトレジストとの距離が大きくなると、一般的にフォトレジストの露光量が減少する。したがって、露光のコントラストを高くするためには、レプリカモールド表面の畝を出来るだけ高くして、フォトレジストに近付けなくてはならない。

ここで、レプリカモールド表面の畝が、それらの周囲の比較的大きな凸部と比べて低いことが原因で、露光のコントラストがどの程度低下するかを、3.2節で述べた FDTD 法による解析結果から見積もる。具体的には、図 6.1 に示すように、段差 100 nm のマスターモールドから複製された完全なレプリカモールド (a) と畝の高さが 50 nm と低い不完全なレプリカモールド (b) とを、フォトレジストにそれぞれ密着させた場合に得られる露光のコントラストを比較する。ただし、3.2.3節で述べたように、解析対象の畝の幅は 50 nm、同ピッチは 130 nm である。図 3.18 に示した解析結果は、高さ 50 nm の畝とフォトレジスト表面との距離が 50 nm である場合のものであり、不完全なレプリカモールド (b) を用いた場合の露光状態に相当する。この場合、回折像中心・鞍部光強度比にして 0.8-0.9 程度の露光のコントラストが、フォ

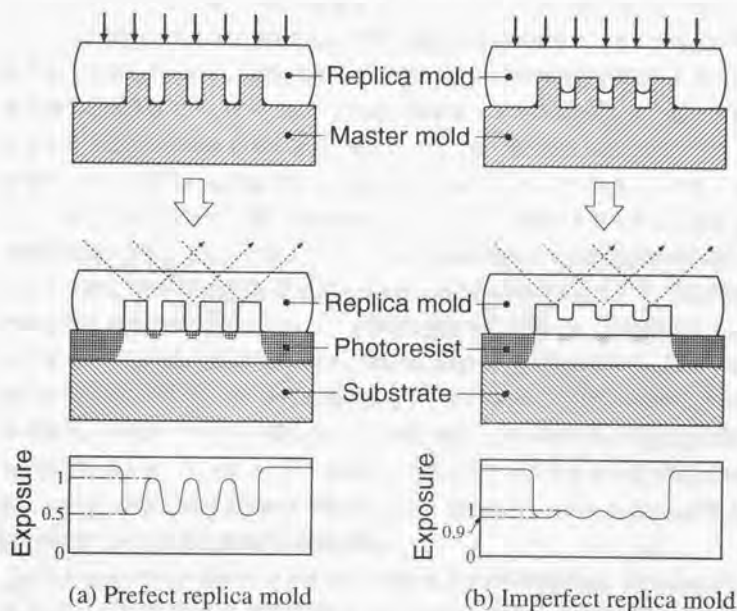


図 6.1: 完全なレプリカモールドと不完全なレプリカモールドとの比較

トレジストの表層で得られる。また、図 3.19 に示した解析結果は、高さ 100 nm の畝とフォトレジスト表面とが接触している場合のものであり、完全なレプリカモールド (a) を用いた場合の露光状態に相当する。この場合、回折像中心・鞍部光強度比にして 0.4-0.5 程度の露光のコントラストが、フォトレジストの表層で得られる。したがって、レプリカモールド表面の畝が、それらの周囲の比較的大きな凸部と比べて低いと、露光のコントラストが大きく低下することがわかる。

レプリカモールド表面の畝が、それらの周囲の比較的大きな凸部と比べて低い主原因は、4.3.3 節で述べたように、アセチルセルロースがマスターモールドの溝内で硬化するときに、大きく収縮することであると考えられる。したがって、出来るだけ高い畝を作成するためには、次のような対策が有効であると考えられる。1 つ目の対策は、

レプリカモールド用の樹脂材料の変更または改良である。本研究で用いたアセチルセルロース製のレプリカフィルムは、溶剤の添加または揮発によって、それぞれ可塑化または硬化するので、硬化するときに揮発した溶剤分の収縮を避けられない。硬化時の収縮が小さいレプリカ材としては、温度変化または化学変化によって可塑化または硬化する樹脂が有望であると考えられる。2つ目の対策は、レプリカモールドの製作工程の改善または変更である。たとえば、硬化中のレプリカモールドをマスタモールドに押し付けて、溝内のアセチルセルロースの収縮分を補うための保圧が有望な対策である。また、アセチルセルロースは射出成形などの加熱成形用の材料としても適しているので[56]、アセチルセルロースを加熱成形することで、硬化時の収縮を小さくできる可能性がある。3つ目の対策はマスタモールドの改良である。マスタモールド表面の微細凹凸模様を、細い溝または狭い凹部では深く、大きい凹部では浅くすることで、それから複製されるレプリカモールド表面の微細凹凸模様の高さを、同程度にできると考える。この対策では、マスタモールドの設計と製作とが複雑になるが、マスタモールドは各レジストパターンごとに1つずつ用意すればよいので、必ずしも非現実的な対策ではない。実際には、これらの3つの対策を組み合わせていることが最も効果的な対策である。

アセチルセルロース製のレプリカモールドのもう1つの問題点は、図4.17に示したように、レプリカモールドの内部に存在する不均一構造が、光を散乱することである。この不均一構造によって散乱された光は、近接場露光では不要な雑音(noise)となるので、露光のコントラストを低下させる。この不均一構造は、使用前のレプリカフィルムには認められないので、レプリカモールドの製作工程で発生したものである。その発生原因の1つとして、レプリカフィルムの硬化が場所によって一様に進まないために、硬化後の樹脂の密度や屈折率が場所によって一様にならないことがあげられる。これに対しては、レプリカフィルムの硬化が場所によって一様に進むように、たとえば、レプリカフィルムを硬化させる温度や雰囲気を制御することが有望な対策であると考えられる。また、別の発生原因としては、本研究で用いたレプリカフィルムは、主剤のアセチルセルロースと低融点パラフィンとを組み合わせた混合物なので、硬化後のレプリカフィルムで、これらの分布が一様にならないことがあげられる。これに対しては、レプリカモールド用の樹脂材料の改良または変更が有望な対策であると考えられる。

ここまで述べた議論では、図4.1に示したように、レプリカモールドを塑性成形

加工または注入成形加工で製作することを想定していた。これらの方法以外に、気相から樹脂を金属表面やガラス表面に析出させて、樹脂を成形する方法がある。たとえば、ジ-*p*-キシリレン (di-*p*-xylylene) を 600 °C, 1 Torr 未満の条件で気化させると、熱分解によってモノマ (monomer) が生じるが、モノマを常温の金属表面やガラス表面に析出させると、モノマが重合してポリ-*p*-キシリレン (poly-*p*-xylylene) という透明樹脂が析出する [57]。この方法をレプリカモールドの製作に用いれば、塑性成形加工または注入成形加工で問題になる樹脂の収縮や充填不良を回避できる可能性がある。ただし、ポリ-*p*-キシリレンをレプリカモールドの樹脂として用いるためには、4.2.1節で述べたように、離型性や透明性や柔軟性や析出時間を検討する必要がある。

6.1.3 フォトレジストに関する考察

2.1節の3と5とで述べたように、モールド表面の大きさが a の微小散乱体から発生する散乱光には、波長が a 程度のエバネッセント光が含まれる。そのエバネッセント光がほとんど減衰せずに伝わるフォトレジストの深さは、モールド表面からの距離にして a より十分に小さい。したがって、モールド表面からの距離が a より十分に小さい浅いフォトレジストでは、モールド表面の微小散乱体 (凸部) の大きさ程度の領域が露光されるが、それより深いフォトレジストでは、エバネッセント光成分が減衰して光が回折する結果、露光領域が広がる。たとえば、図 3.17 に示した解析結果からも、幅 50 nm、ピッチ 130 nm のモールドの凸部に応じて露光されるフォトレジストの深さは、モールドの凸部の幅 50 nm と同程度以下であり、それより深いフォトレジストは、回折光 (伝搬光) によって一様に露光されることがわかる。以上に述べたことが、近接場光リソグラフィによって深いレジストパターンを加工できない最大の理由である。したがって、近接場光リソグラフィによって小さい完全解像度を実現するためには、フォトレジストの薄膜化と後述する表面イメージングとが有効である。

フォトレジストの薄膜化は、レジストパターンの最小寸法程度に薄いフォトレジストを用いることである。たとえば、幅 50 nm の溝状のレジストパターンを加工する場合は、フォトレジストの膜厚を 50 nm 以下にすればよいと考える。図 6.2 に、フォトレジストの膜厚 h をモールドの凸部の幅である 50 nm に設定した場合の FDTD 法による解析結果を示す。ただし、フォトレジストの膜厚以外の解析条件は、図

3.17に示した解析結果の場合と同様に設定した。この解析結果から、フォトレジストの膜厚を50 nmにすれば、幅50–80 nm程度の基板まで貫通する溝をフォトレジストに加工できると推測できる。しかし、フォトレジストを十ナノメートルオーダー以下の厚さに薄膜化すると、フォトレジスト膜がエッチングなどに十分に耐えられないこと、および、特に基板が完全に平坦ではない場合、厚さ十ナノメートルオーダー以下の均一なフォトレジスト膜の形成が難しいことが問題になる。したがって、フォトレジストを十ナノメートルオーダー以下の厚さに薄膜化するためには、フォトレジスト材料やフォトリソグラフィ工程の改良を同時に行わなくてはならない。また、後述する多層レジスト法は、これらの問題を解決する最も有効な方法の一つである。

次に、フォトレジストの屈折率について考察する。図3.15(b)に示した解析結果から、モールド表面の凸部先端には強い電磁場が発生するが、その直下のフォトレジストにはその強い電磁場がほとんど侵入しないことがわかる。露光のコントラストを上げるためには、モールド表面の凸部先端に発生する強い電磁場が、フォトレジストに侵入しやすい方が有利である。一般的に、屈折率の小さい媒質には光が侵入しやすい。したがって、フォトレジストの屈折率を下げると、モールド表面の凸部先端に発生する強い電磁場が、フォトレジストに侵入しやすくなると予想できる。図6.3に、フォトレジストの屈折率を実際の値 $n_3 = 1.7 - 0.008i$ より小さい $n_3 = 1.5 - 0.008i$ に設定した場合の解析結果を示す。ただし、フォトレジストの屈折率以外の解析条件は、図3.17に示した解析結果の場合と同様に設定した。図6.3と図3.17とにそれぞれ示した解析結果を比較すると、屈折率の小さいフォトレジストにより多くの光が透過することがわかる（光強度と解析結果の色との対応を各図の下部に示した）。また、フォトレジストの屈折率が小さい場合に、より高い露光のコントラストが得られることもわかる。

最後に、フォトレジスト樹脂の高分子の大きさに関して考察する。図4.37に示した露光結果では、フォトレジスト表面に10 nm程度の大きさの微小表面凹凸が認められる。一般的に、レジストの主成分である樹脂の高分子の大きさは、その分子量によって異なるが、3–10 nm程度の大きさである[32]。したがって、図4.37に認められる微小表面凹凸は、フォトレジストを構成する高分子の大きさと同程度であり、フォトレジストの高分子による凹凸であると推測できる。十ナノメートルオーダーの寸法のレジストパターンを高精度に作成するためには、フォトレジストを構成する高分子の平均分子量と分子量の分散とを小さくして、微小表面凹凸の発生を抑制

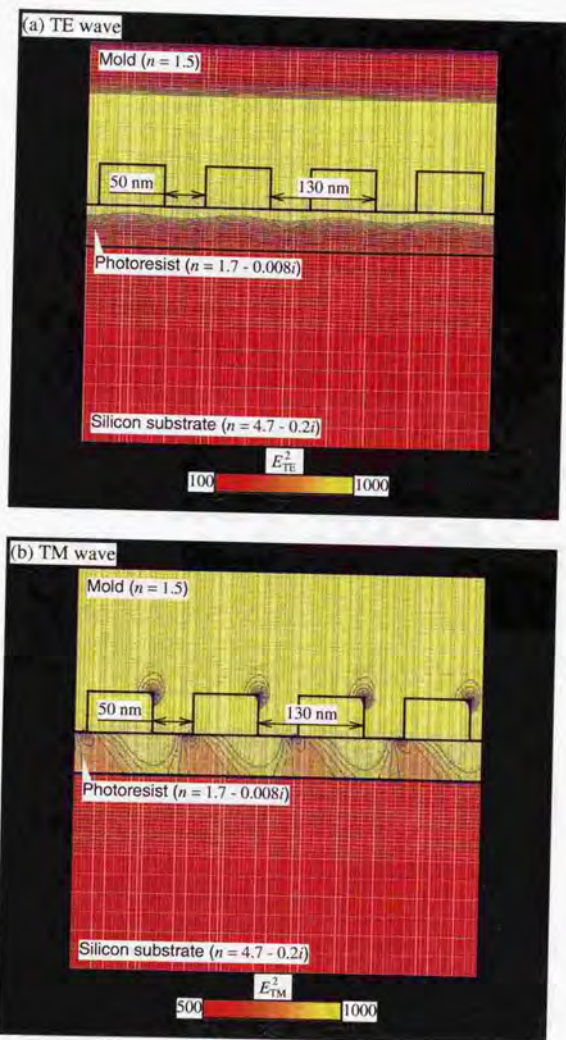


図 6.2: FDTD法による解析結果 ($t = 50$ nm, $h = 50$ nm, $g = 0$ nm)

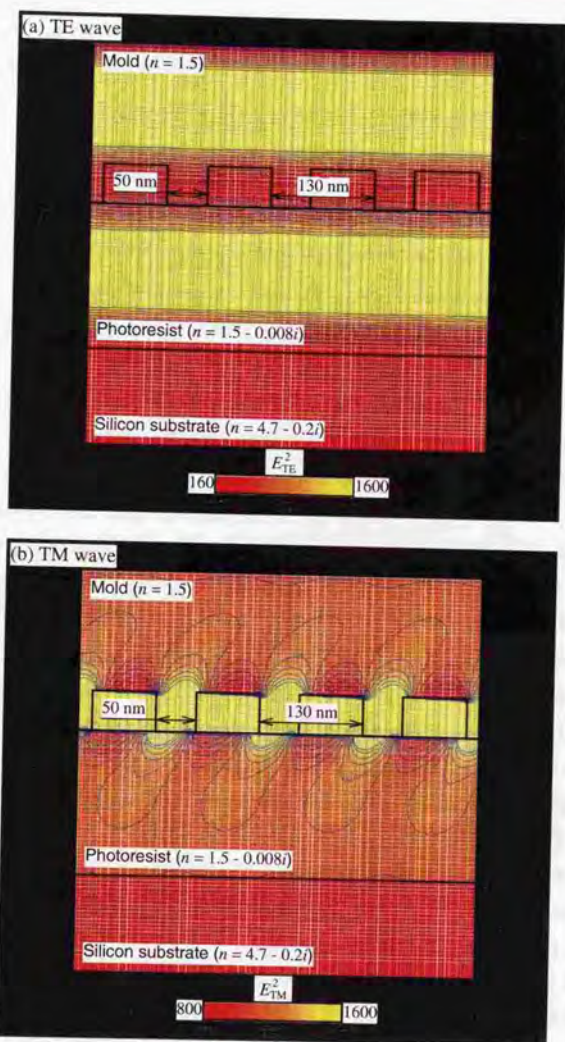


図 6.3: FDTD法による解析結果 ($n_3 = 1.5 - 0.008i$, $h = 50$ nm, $g = 0$ nm)

することが必要である [32]。

6.1.4 表面イメージングに関する考察

表面イメージング (surface imaging) は表層のみが露光されたフォトレジストから、基板まで貫通するレジストパターンを得るためのフォトレジスト技術または現像技術である。従来のフォトリソグラフィを短波長化すると、フォトレジストの表層しか露光できないという問題が発生する。その主原因は、短波長の光を露光に用いると、フォトレジストの光透過率が低下すること、および、焦点深度 ($DOF = \lambda / NA^2$) が小さくなることである。波長 193 nm の ArF エキシマレーザ光を用いる次世代半導体集積回路加工用のフォトリソグラフィでは、上述の問題が深刻である。また、5.2.2 節で述べたように、定在波効果を低減するためにフォトレジストの光吸収率を上げて、レジストの表層しか露光できなくなる。表面イメージングは主にこれらの問題を解決するために、研究・開発されている技術である。表面イメージングのうち最も有望なもの 1 つが、フォトレジストのシリル化処理 (silylation process) である [55][58][59][60][61]。

図 6.4 に silylation process の方法を示し、以下に簡単に説明する。193 nm 光用化学増幅形ネガフォトレジストを露光すると、上述したように、フォトレジストの表層しか露光されない (1)。このフォトレジストを、80–140 °C、10–50 Torr 程度の dimethylsilyldimethylamine (DMSDMA) または trimethylsilyldimethylamine (TMSDMA) の気相中に 1 分間程度静置すると、フォトレジストの表層がシリル化される。ただし、露光された部分はシリル化されないので、フォトレジストの表層には露光量に応じた厚さのシリル化層ができる (2)。次に、シリル化されたフォトレジストをドライ現像 (dry-development) する (フォトレジストを現像液に浸漬する通常の現像をウェット現像 (wet-development) と呼び、現像液を使用しない現像をドライ現像と呼ぶ)。ドライ現像は、break-through step, pre-dry-development bake step, main etch step の 3 段階で構成される (3), (4), (5)。Break-through step では、 C_2F_6 プラズマによってシリル化層をエッチングして、強く露光された部分、すなわち、レチクルの開口部に対応する部分にも僅かにできるシリル化層を除去する (3)。この工程によって、図 6.4 (3) に示すように、レチクルの開口形状に対応してシリル化層が二値化する (シリル化層の存在する部分とそうでない部分とができる)。Pre-dry-development bake step では、フォトレジストをシリル化された樹脂

のガラス遷移温度以上に加熱して、シリル化層の断面を丸める(4)。この工程によって、レジストパターン側面の表面粗さが減少する[59]。Main etch stepでは、 O_2 - SO_2 プラズマによってフォトレジストをエッチングする。このとき、シリル化層はほとんどエッチングされないで、シリル化層の存在しない部分のフォトレジストだけがエッチングされて、基板まで貫通する(5)。

Silylation processの第1の利点は、フォトレジストの表層のみを露光すれば、フォトレジストを貫通する aspect ratio の大きいレジストパターンを加工できることである。また、第2の利点は、露光のコントラストが小さいフォトレジストを現像できることである。シリル化層は、 O_2 - SO_2 プラズマによるエッチングに対して十分な耐性を有しているので、僅かの厚さ(たとえば、10 nm)でもシリル化層が存在する部分のフォトレジストは、ほとんどエッチングされない。したがって、図 6.4 (2) に示したシリル化の工程で、シリル化層の厚さに僅かな差を与える露光のコントラストが得られれば、break-through step でシリル化層を二値化できるので、最終的にドライ現像できる。たとえば、厚さ $0.7 \mu m$ のフォトレジストを基板まで貫通するレジストパターンを得るために、通常のエッチングでは、露光のコントラストが回折像中心-鞍部光強度比にして 0.3 程度以下と高くなくてはならない。これに対して、silylation process によるドライ現像では、露光のコントラストが同 0.5-0.7 程度と低くても現像できる[58]。したがって、通常のエッチングと比較して、silylation process は小さい完全解像度を実現することができる。

図 3.17 (b) に示した解析結果から、前節で述べたモールドに関する諸対策を施して、レプリカモールドとフォトレジストとを密着させれば、フォトレジスト表層で、回折像中心-鞍部光強度比にして 0.4-0.5 程度の露光のコントラストが得られると推測できる。したがって、silylation process を近接場光リソグラフィに適用できれば、フォトレジストを貫通するレジストパターンを加工できる。ただし、silylation process を近接場光リソグラフィに適用するためには、露光によって架橋反応を起こすフォトレジストを用いなくてはならない。これは、露光によって架橋されたフォトレジスト樹脂がシリル化剤(DMSDMA, TMSDMA)の拡散を妨げる結果、フォトレジストの非露光部が選択的にシリル化されるからである[61]。

ところで、silylation process を近接場光リソグラフィに適用する場合、フォトレジストの光透過率がある程度低い方がよいと考える。フォトレジストの光透過率が高いと、モールドからフォトレジストに透過した光の多くが回折または基板表面

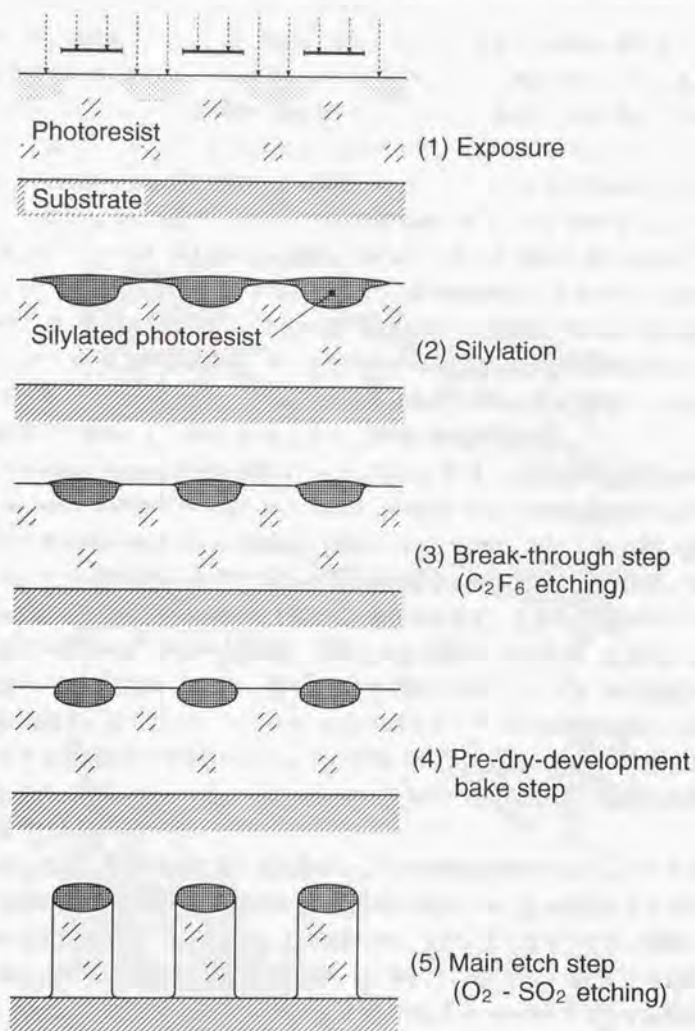


図 6.4: Silylation process の方法 [59]

で反射する結果、露光のコントラストが低下する。一方、フォトレジストの光透過率がある程度低いと、モールドからフォトレジストに透過した光は、回折または基板表面で反射する前に、フォトレジストの表層にほとんど吸収される。その結果、silylation process による解像に関係するフォトレジスト表層のみが、高いコントラストで露光される。図 6.5 と図 6.6 とにそれぞれ示した解析結果では、フォトレジストの光透過率を 3.2.3 節で設定した光透過率に対して、それぞれ 10 分の 1 と 100 分の 1 とに設定している（フォトレジストの複素屈折率を、それぞれ $n_3 = 1.7 - 0.0624i$ と $n_3 = 1.7 - 0.1165i$ とに設定している）。図 3.17、図 6.5、図 6.6 の順にフォトレジストの光透過率が低下するのに従って、露光部分がフォトレジストの表層に局在していくことがわかる。これらの解析結果から、silylation process を近接場光リソグラフィに適用する場合、フォトレジストの光透過率がある程度低い方がよいと言える。なお、silylation process とは直接は関係ないが、フォトレジストの光透過率を下げると、5.2.2 節で述べたように、定在波効果が低減する。

Silylation process 以外の表面イメージングとしては、2 層レジスト法 (double-layer resist method) や 3 層レジスト法 (triple-layer resist method) などの多層レジスト法 (multi-layer resist method) がある。図 6.7 に多層レジスト法の基本工程を示す。まず、図 6.7 (a) に示す 2 層レジスト法の基本工程を説明する。最初に、膜厚 $1\mu\text{m}$ 以上の厚いレジスト膜を第 1 層として基板に付ける。さらに、膜厚サブミクロン以下の薄いフォトレジスト膜を第 1 層の上に第 2 層として付ける (1)。次に、この 2 層レジストを露光した後 (2)、第 2 層のみを現像してレジストパターンを作成する (3)。最後に、第 2 層のレジストパターンをマスクにして、第 1 層を異方性エッチングによって基板まで貫通させる (4)。このとき、第 2 層は高いエッチング耐性を有していなくてはならない (言い換えれば、第 1 層と第 2 層のエッチング選択比が高くなくてはならない)。

たとえば、Kunz らは、第 1 層に膜厚 $1\text{--}1.5\mu\text{m}$ 程度の市販のフォトレジストを、第 2 層に膜厚 $100\text{--}200\text{nm}$ 程度のシリコン樹脂 (polysilane, polysilyne) をそれぞれ用いる方法を提案している [62]。この方法では、まず、第 2 層のシリコン樹脂を波長 193nm の光で露光して、臭素系 ($\text{HBr} + \text{Br}_2 + \text{H}_2$) プラズマでドライ現像する。露光された部分のシリコン樹脂は、光酸化 (photooxidation) によって臭素系プラズマに対するエッチング耐性を得るので、ドライ現像後にレジストパターンとして残る。また、第 1 層のフォトレジストは臭素系プラズマによってエッチングされ

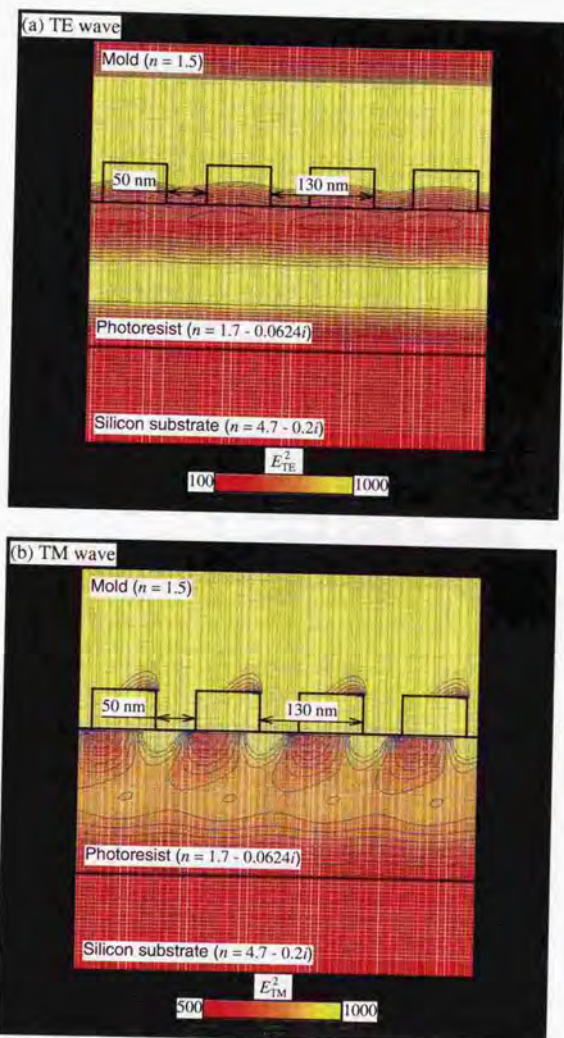


図 6.5: FDTD法による解析結果 ($n_3 = 1.7 - 0.0624i$, $h = 50$ nm, $g = 0$ nm)

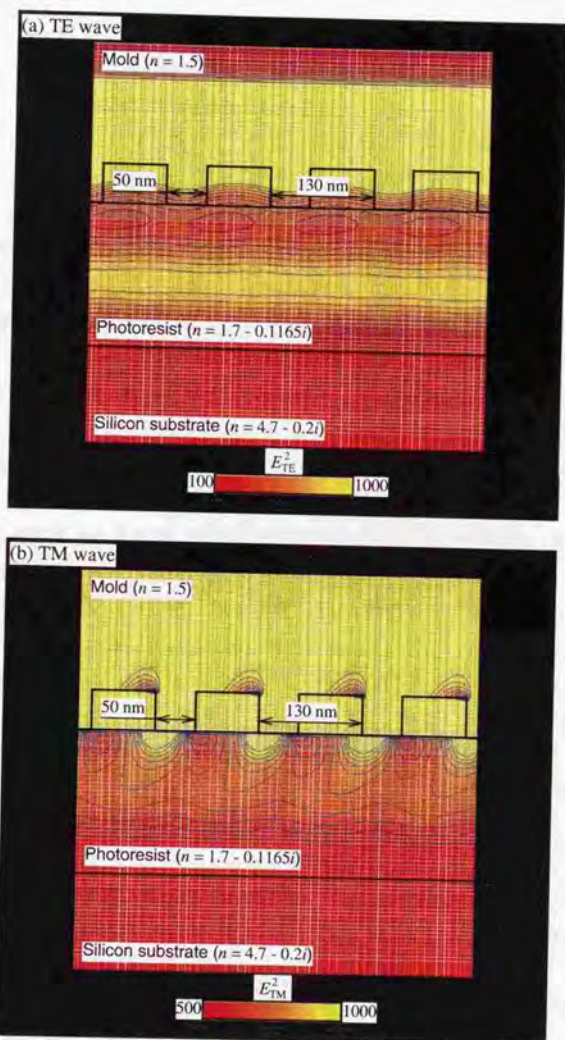


図 6.6: FDTD法による解析結果 ($n_3 = 1.7 - 0.1165i$, $h = 50$ nm, $g = 0$ nm)

ない。次に、第2層のレジストパターンをマスクにして、第1層のフォトレジストを O_2 プラズマによってエッチングする。このとき、第1層のフォトレジストと第2層のシリコン樹脂のエッチング選択比は30:1から90:1程度と高いので、第1層のフォトレジストを基板まで貫通させられる。

次に、図6.7(b)に示す3層レジスト法(triple-layer resist method)の基本工程を説明する。最初に、膜厚 $1\mu m$ 以上の厚いレジスト膜、膜厚サブミクロン以下の薄いレジスト膜、膜厚サブミクロン以下の薄いフォトレジスト膜を、それぞれ第1層、第2層、第3層として基板に積層する(1)。次に、この3層レジストを露光した後(2)、第3層のみを現像してレジストパターンを作成する(3)。続いて、第3層のレジストパターンをマスクにして、第2層のレジストをエッチングする(4)。これによって、第3層のレジストパターンが第2層に転写される。最後に、第2層のレジストパターンをマスクにして、第1層を異方性エッチングによって基板まで貫通させる(5)。このとき、第2層は高いエッチング耐性を有していなくてはならない(言い換えれば、第1層と第2層のエッチング選択比が高くなくてはならない)。3層レジスト法では、感光・像形成機能とエッチングに対するマスク機能とが、それぞれ第3層と第2層とに分離されているので、各層の材料選択と工程設計の自由度が、2層レジスト法と比較して高い。

たとえば、Moranらは、第1層に膜厚 $2\sim 3\mu m$ の市販のフォトレジストを、第2層に膜厚 100 nm の SiO_2 を、第3層に厚さ $0.45\mu m$ のx線レジストをそれぞれ用いる方法を提案している[63]。この方法では、まず、第3層のx線レジストを露光・現像してレジストパターンを作成する。上述のように、3層レジスト法では各層の材料選択の自由度が高いので、第3層はフォトレジストや電子線レジストでもよい。次に、第3層のレジストパターンをマスクにして、第2層の SiO_2 を CHF_3 プラズマによってエッチングする。これによって、 SiO_2 膜にレジストパターンが転写される。最後に、 SiO_2 膜をマスクにして、第1層のフォトレジストを O_2 プラズマによってエッチングする。このとき、第1層のフォトレジストと第2層の SiO_2 とのエッチング選択比は100:1以上と高いので、第1層のフォトレジストを基板まで貫通させられる。

多層レジスト法では、感光・像形成機能を有する最上層のフォトレジストをサブミクロン以下と薄くできる。したがって、多層レジスト法を近接場光リソグラフィに適用すれば、基板まで貫通するレジストパターンを加工できると考える。

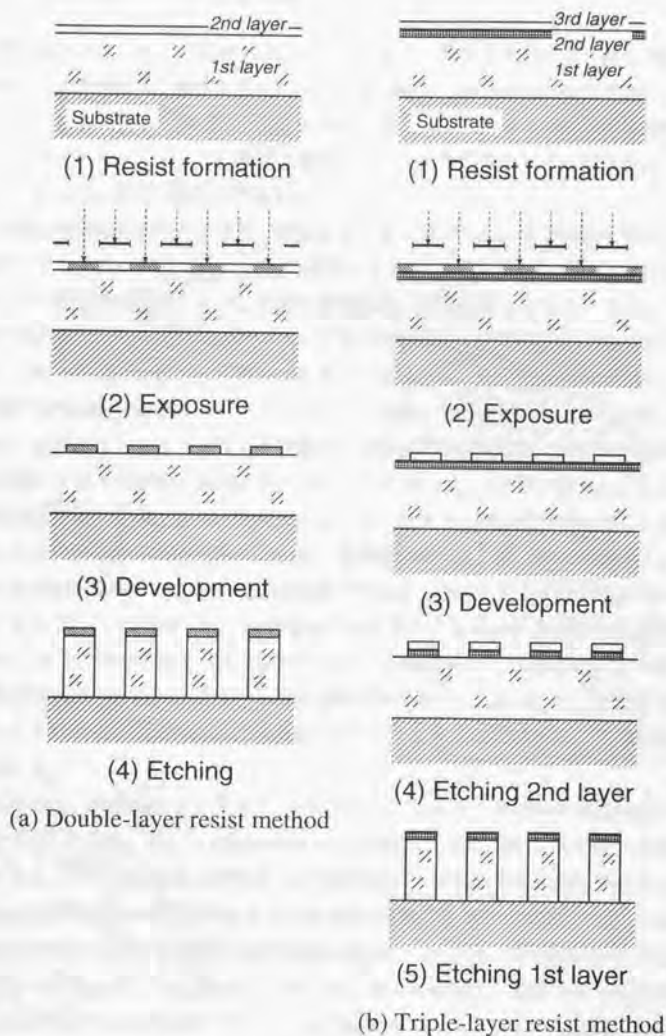


図 6.7: 多層レジスト法の基本工程

6.2 将来の応用に関する考察

既に述べたように、近接場光リソグラフィを実用化するためには、光の回折限界を超える完全解像度を実現すること、言い換えれば、100 nm 以下の大きさのレジストパターンを基板まで貫通させることが不可避の課題である。本節では、前節で提示した解決法によって、この課題を解決できることを前提にして、近接場光リソグラフィの将来の応用に関して考察する。

本論文の最初に述べたように、情報を取り扱う素子では、素子自体やその内部構造の大きさが小さいことが、機能を実現するための本質である。1.1.1節では、そのような素子の代表例として、半導体集積回路・光学素子・マイクロマシン・量子効果素子を示して、サブミクロンオーダー以下の解像度を有するフォトリソグラフィが、それらの素子の量産に不可欠であることを述べた。それらの素子のうち、特に半導体集積回路は従来のフォトリソグラフィ技術と一体で進歩してきた。言い換えれば、従来のフォトリソグラフィ技術は、半導体集積回路製作上の多数の制約条件を満足するように研究・開発されてきた。したがって、1.2節で述べたように、半導体集積回路の微細化には、従来のフォトリソグラフィの短波長化によって対応することが当面は最も有効である。また、量子効果素子は、電子波を制御するために電子波の波長程度の大きさの構造を必要とするが、その大きさは室温では10 nm程度である[3]。これに対して、近接場光リソグラフィが目指す当面の完全解像度は100 nm程度、同最小加工寸法は数十ナノメートル程度なので、近接場光リソグラフィを量子効果素子製作に応用できる可能性は未知である。したがって、光学素子またはマイクロマシンの製作が、近接場光リソグラフィの当面の応用として有望であると考えられる。

本節では、近接場光リソグラフィの応用の1つとして、光学素子の微細化について述べる。これは、詳しくは具体例を示して後述するが、主に、次に述べる理由からである。第1の理由は、光学素子の内部構造の大きさを光の波長以下にすれば、任意の屈折率分布や光学異方性などの新機能を実現できることである[64]。これらの新機能を用いた微小光学素子[65][66][67][68][69][70][71]は、光通信技術や光情報処理技術の発展に伴って重要になると考える。第2の理由は、情報を取り扱う光学素子で特に重要な光の波長は、0.5–1.5 μm 程度なので（たとえば、光通信、CD、DVDに用いる光の波長は、それぞれ1.55 μm 、780 nm、650 nmである）、上述の新機能

を実現するために必要な微細構造の大きさが、100 nm から数百ナノメートル程度であることである。100 nm から数百ナノメートル程度の微細構造を従来のフォトリソグラフィで製作するためには、短波長化が必要であるが、短波長化には1.1.3節で述べた技術的・経済的問題が伴う。第3の理由は、多くの場合、上述の新機能を実現するために必要な微細構造は、その製作に高精度の重ね合わせ露光を必要としないことである。2.3節で述べたように、近接場光リソグラフィの第1の短所は、形状転写倍率の微調整が難しいために、高精度の重ね合わせ露光が難しいことである。以下では、光の波長以下の大きさの微細構造を有する微小光学素子の具体例を示して、近接場光リソグラフィの応用に関して考察する。

光の波長の半分以下のピッチを有する回折格子は(±1次以上の高次の)回折光を発生しないが(光の波長の半分以下のピッチ $\Delta' = \lambda/2n$ は、(5.4)式を満たさない)、複屈折(birefringence)特性を示すことが知られている。図6.8に示す回折格子のピッチが光の波長より十分に小さい場合、回折格子に対して垂直に入射し、電界ベクトルが回折格子に対してそれぞれ平行、垂直である光(TE波、TM波と定義する)に対する回折格子の有効屈折率 $n_{||}$, n_{\perp} は、effective medium theory から次のように近似的に表される[72]。

$$n_{||} = \sqrt{n_1^2 t + n_2^2 (1-t)}, \quad (6.1)$$

$$n_{\perp} = \left(\frac{t}{n_1^2} + \frac{1-t}{n_2^2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (6.2)$$

ここで、 n_1 と n_2 とは回折格子を構成する2つの媒質の屈折率を、 t は屈折率 n_1 の媒質の幅 a と回折格子のピッチ p との比 a/p (duty cycle と呼ぶ) をそれぞれ表す。(6.1)式と(6.2)式とから、duty cycle t を変化させることで、回折格子の屈折率 $n_{||}$, n_{\perp} を n_1 から n_2 の範囲で変化させられること、および、回折格子が複屈折特性($n_{||} \geq n_{\perp}$)を示すことがわかる。このように、構造の方向性によって発現する複屈折を構造複屈折(form-birefringence)と呼ぶ。

Flanders らは、x線リソグラフィを用いてピッチ240 nm のPMMA製と窒化シリコン(SiN_x)製の回折格子をそれぞれ試作して、それらが波長633 nmのHe-Neレーザ光に対して複屈折特性を示すことを確認した[66]。このような回折格子は各種の波長板に応用できる。図6.8に示した回折格子を通過するTE波とTM波の位相差 ψ は、

$$\psi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_{||} - n_{\perp}). \quad (6.3)$$

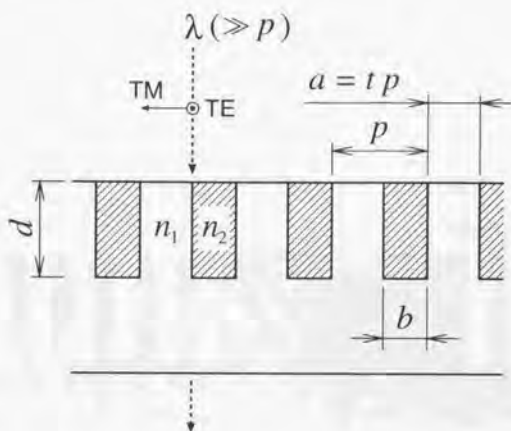


図 6.8: 光の波長より小さいピッチの回折格子の説明図

ただし、 d は回折格子の深さ（厚さ）を、 λ は真空中の光の波長をそれぞれ表す。 $\psi = \pi$, すなわち、 $d = \lambda/[2(n_{\parallel} - n_{\perp})]$ になるように回折格子を設計すれば、2分の1波長板を、 $\psi = \pi/2$, すなわち、 $d = \lambda/[4(n_{\parallel} - n_{\perp})]$ になるように回折格子を設計すれば、4分の1波長板をそれぞれ実現できる。さらに、光の波長より大きいピッチを有する回折形光学素子（フレネルレンズ (Fresnel lens) などの回折形レンズが代表的）と光の波長より十分に小さいピッチを有する回折格子とを組み合わせ、高機能の光学素子を実現できる。

たとえば、Xu らは、図 6.9 に示すように、光の波長より大きいピッチ ($P > \lambda$) の回折格子と光の波長より十分に小さいピッチ ($p \ll \lambda$) の回折格子とを組み合わせる偏光ビームスプリッタ (polarizing beam splitter) を提案した [67]。光の波長より十分に小さいピッチの回折格子が存在しない部分と存在する部分とを、それぞれ回折格子に対して垂直に透過する光線 1 と光線 2 の位相差は、入射光が TE 波の場合、

$$\phi_{\text{TE}} = \frac{2\pi}{\lambda}(n - n_{\parallel})d, \quad (6.4)$$

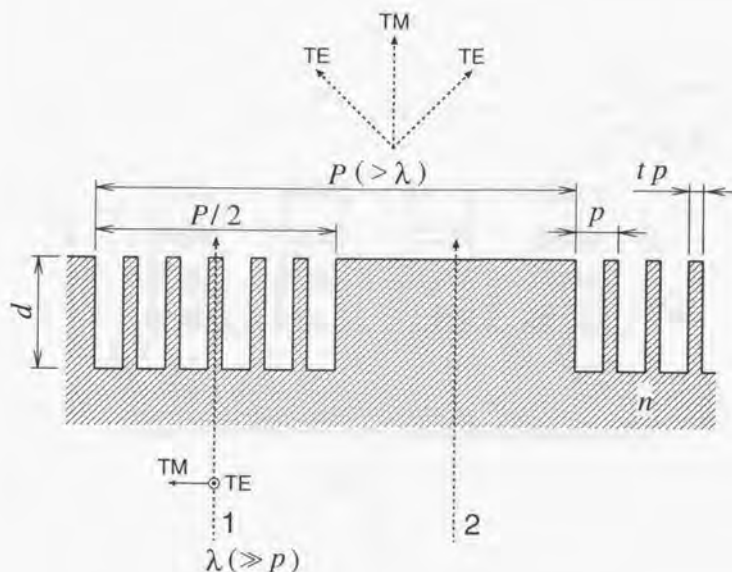


図 6.9: Xu らのビームスプリッタの概念図 [67]

入射光が TM 波の場合、

$$\phi_{\text{TM}} = \frac{2\pi}{\lambda}(n - n_{\perp})d. \quad (6.5)$$

ただし、 n は回折格子の材料の屈折率を、 d は回折格子の深さをそれぞれ表す。 $\phi_{\text{TE}} = \pi$ かつ $\phi_{\text{TM}} = 2\pi$ になるように回折格子を設計すると、TE 波の入射光はピッチ P の回折格子によって回折されて、 ± 1 次以上の高次の回折光になるが、TM 波の入射光は同回折格子を真直に透過する（0 次の回折光になる）。これによって、任意の偏光の入射光を TE 波と TM 波とに分離できる。Xu らは、 $p = 0.3 \mu\text{m}$ 、 $P = 10 \mu\text{m}$ 、 $t = 0.35$ 、 $d = 0.75 \mu\text{m}$ の砒化ガリウム (GaAs) 製の偏光ビームスプリッタを、電子線リソグラフィを用いて試作して、波長 $1.52 \mu\text{m}$ の He-Ne レーザ光に対してその動作を確認した。

また、Tyan らは、Si と SiO_2 とを積層した多層反射膜と光の波長 ($1.52 \mu\text{m}$) より

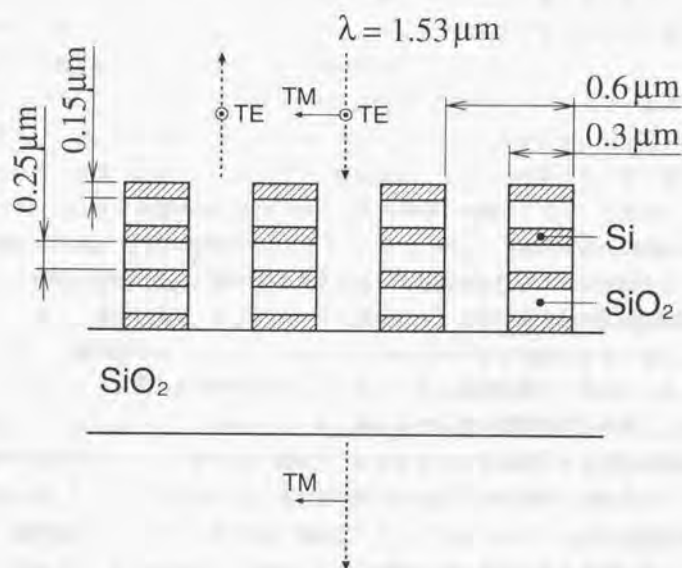


図 6.10: Tyan らのビームスプリッタの概念図 [68]

小さいピッチ ($0.6 \mu\text{m}$) を有する回折格子とを組み合わせ、図 6.10 に示す偏光ビームスプリッタを電子線リソグラフィを用いて試作した [68]。この偏光ビームスプリッタは、TE 波の入射光をほとんど完全に反射するが、TM 波の入射光はほとんど完全に透過させる。さらに、Tyan らは、数値解析によって、この偏光ビームスプリッタが加工誤差の影響を受け難いことを示している。たとえば、duty cycle が $0.3\text{--}0.55$ の範囲であれば、この偏光ビームスプリッタはほとんど一定の特性を示す。

上述の微小光学素子は、 x 線リソグラフィまたは電子線リソグラフィを用いて試作されたが、近接場光リソグラフィを用いれば、より安価に大量生産できると考える。このように考える第 1 の理由は、微小光学素子の具体例を示す前に述べたように、上述の微小光学素子に用いられるピッチ $0.2\text{--}0.6 \mu\text{m}$ 、最小格子幅 $0.1\text{--}0.3 \mu\text{m}$ の回折格子を、近接場光リソグラフィによって十分に解像できることである。第 2 の

理由は、上述の微小光学素子の製作には、高精度の重ね合わせ露光が必要ないことである。第3の理由は、以下に述べるように、上述の微細光学素子に必要な加工精度を、近接場光リソグラフィによって実現できることである。

(6.1) 式と (6.2) 式とからわかるように、構造複屈折特性は duty cycle t によって決まる。一方、回折格子のピッチは光の波長より十分に小さければ、構造複屈折特性に大きく影響しない。したがって、上述の微小光学素子の製作では、格子幅 a とピッチ p との相対寸法である duty cycle t を高精度に実現すること、すなわち、高い相対加工精度（1回の露光で加工されるレジストパターン各部同士の寸法割合の精度）の実現が重要である。既に述べたように、等倍転写技術である近接場光リソグラフィでは、従来のフォトリソグラフィと比較して、形状転写倍率の微調整が難しい。また、樹脂製のレプリカモールドとフォトレジストとを密着させるときに、レプリカモールドが僅かに弾性変形する。したがって、近接場光リソグラフィは、従来のフォトリソグラフィと比較して、高い絶対加工精度の実現が難しいが、上述の微細光学素子のように、絶対加工精度より相対加工精度を必要とする素子の製作には適する。さらに、5.2.2節では、露光結果が光の偏光と入射方向とに依存することが、近接場光リソグラフィの実用上問題になることを述べたが、上述の微細光学素子の製作では、光の波長より十分に小さい一方向の回折格子が最も良好に加工されるように、光の偏光と入射方向とを選択すれば問題ない。

以上に述べた議論から、近接場光リソグラフィは、2.3節で述べた短所と5.2.2節で述べた問題とを有しているが、光の回折限界を超える高い解像度を簡単に実現できるフォトリソグラフィとして、工学または産業に貢献できると考える。

第7章

結論

1. 近接場光リソグラフィの提案 半導体集積回路・微小光学素子・マイクロマシン・量子効果素子などの微小素子を実用化するためには、数百ナノメートル以下の解像度を有するフォトリソグラフィが必要である。フォトリソグラフィの解像度を上げるための根本的な対処法には、露光に用いる光の波長を小さくする方法とエバネッセント光を用いる方法とがある。本論文では後者の方法に注目して、次に述べる近接場光リソグラフィを提案した。

近接場露光の原理 従来のフォトリソグラフィ用マスクに相当する加工形状の原版として、表面に微細凹凸模様が彫刻された透明なモールドを用意する。このモールド表面とフォトレジスト表面とを、光の波長より十分に小さい距離に近接させて、微細凹凸模様をプリズムを介して内部全反射照明する。その結果、モールド表面の近接場に微細凹凸模様によって変調されたエバネッセント光が発生して、フォトレジストが露光される。エバネッセント光の第1の特徴は、モールド表面から離れると指数関数的に減衰することである。したがって、微細凹凸模様の凸部に面したフォトレジストは強く露光され、一方、同凹部に面したフォトレジストは弱く露光される。これが、近接場露光のコントラスト発生原理である。また、エバネッセント光の第2の特徴は、その発生源である微細凹凸模様の構造情報のうち、光の回折限界より小さい格子定数成分を含んでいることである。したがって、フォトレジストは微細凹凸模様の形状に応じて、光の回折限界より小さい空間分解能で露光される。

近接場光リソグラフィの工程 実際の近接場露光では、モールドとフォトレジストとを密着させる。そのために、モールドはフォトレジスト表面に沿って柔軟に弾性変形しなくてはならない。また、フォトレジストとの接触によって汚損したモールドは、新しいモールドに交換されなくてはならない。したがって、1つのマスタモールドから簡単に複製できる軟らかい透明樹脂製のレプリカモールドを、近接場露光に供する。すなわち、近接場光リソグラフィは次に述べる3工程で構成される。第1工程では、電子線リソグラフィとドライエッチングとによって、微細凹凸模様を有する硬いマスタモールドを作製する。第2工程では、マスタモールドを原版にして、軟らかい透明樹脂製のレプリカモールドを複製する。第3工程では、レプリカモールドを用いて近接場露光を行う。

2. 近接場露光の理論検討 実験の前に、近接場露光の理論検討を行った。まず、モールド表面とフォトレジスト表面とが無限平面であると仮定して、モールド表面とフォトレジスト表面との距離、および、フォトレジストの膜厚の変化に対するフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率の変化を、古典光学に基づいて計算した。ただし、光の波長を442 nmに、光の入射角を45°にそれぞれ設定した。その結果、次に述べるものがわかった。

1. モールド表面とフォトレジスト表面との距離が大きくなると、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が基本的に小さくなる。したがって、近接場露光のコントラスト発生原理は基本的に正しい。
2. フォトレジストの膜厚が120、280 nm程度のフォトレジストをp偏光の光で露光した場合、または、膜厚が180 nm程度のフォトレジストをs偏光の光で露光した場合は、モールド表面とフォトレジスト表面との距離の違いによるフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率の違いが大きくなるので、大きな露光のコントラストが得られる。
3. p偏光ではフォトレジストの膜厚が50 nmまたは200 nmの場合、また、s偏光ではフォトレジストの膜厚が100 nmまたは150 nmまたは300 nmの場合、モールド表面とフォトレジスト表面との距離が100 nm以下の範囲で、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が極大値を有する。さらに、これらの場合、モールド表面とフォトレジスト表面との距離の違いによるフォトレジスト

の単位膜厚当たりの光吸収率の違いが小さくなるので、十分な露光のコントラストが得られない。したがって、これらの露光条件は近接場露光に適さない。

4. 波長 442 nm, 入射角 45° の光で露光する場合、フォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率が、フォトレジストの膜厚 d_3 を変化させると、約 $d_3 = 166$ nm 周期で振動する。

次に、モールド表面の微細凹凸模様の近傍に生じる近接電磁場を、2次元の差分時間領域法 (finite-difference time-domain method: FDTD method) によって数値解析した。解析モデルでは、光の波長を 442 nm に、光の入射角を 44.2216° に、モールド表面の微細凹凸模様を line & space パターンにそれぞれ設定した。ただし、line & space パターンの幅は 50 nm, 同ピッチは 130 nm, 同段差は 50, 100 nm である。この解析モデルを用いて、TE 波 (transverse electric wave) 照明の場合と TM 波 (transverse magnetic wave) 照明の場合の電磁場強度分布をそれぞれ求めた。その結果、以下に述べることがわかった。

1. フォトレジストと基板とが存在しない場合、モールド表面の凸部に強い電磁場が発生する。TE 波照明の場合、電磁場はモールド表面の凸部内に局在し、一方、TM 波照明の場合、電磁場は同先端に局在する。このとき、TM 波照明によって発生する電磁場の方が強度が大きく、強く局在する。
2. TM 波照明の場合、フォトレジスト表面とモールド表面とを 10 nm 以下の距離に近接させると、フォトレジストはモールド表面の微細凹凸模様の形状に応じて、光の回折限界より小さい空間分解能で露光される。ただし、深さ約 50 nm 以上のフォトレジスト内部では、露光のコントラストが得られない。一方、TE 波照明の場合は、微細凹凸模様の形状に応じた露光のコントラストがほとんど得られない。
3. 高い露光のコントラストを得るためには、モールド表面とフォトレジスト表面とを、微細凹凸模様の大きさより十分に近接させなくてはならない。モールド表面とフォトレジスト表面とが密着している場合、最も高い露光のコントラストが得られる。
4. モールドの段差が 50 nm の場合と 100 nm の場合とでは、モールド表面の近傍にはほとんど同様の電磁場が発生する。したがって、近接場露光はモールドの段

差の誤差に影響され難い。

3. 近接場光リソグラフィの試行 近接場光リソグラフィの基本性質を調べて、その有効性を実証するために、マスタモールド製作実験とレプリカモールド製作実験と近接場露光実験とをそれぞれ行った。マスタモールド製作実験とレプリカモールド製作実験とから、主に以下に述べる事が明らかになった。

1. 電子線リソグラフィと高速原子線エッチングとによって、最小幅 50 nm, 最小ピッチ 120 nm, 深さ 200 nm 以上の 2 本組の溝を有する合成石英ガラス製のマスタモールドを加工できる。
2. アセチルセルロース製のレプリカフィルムを用いて、上述のマスタモールドからレプリカモールドを 1-2 分程度で簡単に複製できる。レプリカフィルムは、最小幅 50 nm, 最小ピッチ 120-140 nm の 2 本組の畝を分解できる。
3. レプリカモールドに転写された畝の高さは、型であるマスタモールドの溝の深さより数十ナノメートル程度小さい。また、レプリカモールド内部に存在する大きき数マイクロメートルから数十マイクロメートル程度の不均一構造が、光を散乱する。これらは、アセチルセルロース製のレプリカモールドの欠点である。

また、以下に述べるように、近接場露光実験を行った結果、近接場露光に関する基礎データと知見とを得た。

1. 露光結果はフォトレジストの膜厚と光の偏光・入射方向とに大きく依存する。フォトレジストの膜厚を 250, 180, 120, 80 nm と、レーザー光の偏光を s 偏光, p 偏光とそれぞれ変化させた露光結果から、膜厚 180 nm のフォトレジストを s 偏光の光で露光する場合に、最も明瞭に形状転写を行えることがわかった。
2. 畝に対して光が垂直に入射するように、段差 165 nm のレプリカモールドをブリズムに取り付けて、膜厚 180 nm のフォトレジストを s 偏光の光で露光した結果、フォトレジストに加工された隣合う 2 本の溝の幅が等しくなく、それぞれの 2 本組の溝の間に干渉縞が発生することがわかった。また、レジストパターン上の AFM 観察によって、aspect ratio $AR = 0.32$ による 240 nm の解像度を確認した。

3. 敵に対して光が垂直に入射するように、段差 165 nm のレプリカモールドをプリズムに取り付けて、膜厚 180 nm のフォトレジストを s 偏光の光で露光した結果、フォトレジスト上にピッチ 140 nm 以上の 2 本組の溝状の露光痕が SEM 観察で認められた。しかし、レジストパターンの AFM 観察によって、それらの 2 本組の溝状の露光痕が、表面形状としてはほとんど分解できていないことがわかった（表面形状としてはほとんど分解されていないピッチ 140 nm の 2 本組の溝状の露光痕に対応する解像度を、140 nm の光学解像度と呼ぶ）。
 4. 溝状のレジストパターンを基板まで貫通させると、溝が設計幅より広がることがわかった。本実験で得られた完全解像度は 400-500 nm と光の波長程度であった。
 5. レプリカモールドの段差を変化させて露光実験を行った結果、段差 125、165、200 nm のレプリカモールドをそれぞれ用いた場合、ほとんど同様の露光結果が得られること、すなわち、レプリカモールドの段差には数十ナノメートル程度の許容範囲があることがわかった。
 6. 石英ガラス製のモールドを露光に用いた場合、レプリカモールドを用いた場合と比較して、フォトレジスト表面とモールド表面との密着が困難であった。
4. 理論検討と実験結果との比較検証 近接場露光の理論検討と近接場露光実験結果とを比較検証した。まず、古典光学に基づく理論計算と近接場露光実験結果とを比較検証した結果、以下に述べるように結論付けた。
1. 古典光学に基づく理論計算から予想できる最適露光時間や露光のコントラストの傾向を、近接場露光実験の結果と比較して検証した結果、計算結果と実験結果とが矛盾しなかった。
 2. 古典光学に基づく理論計算は、フォトレジストの膜厚や照明光の最適条件を見積るために有効である。具体的には、段差 165 nm のモールドを用いる場合、 $d_2 = 0$ nm のときの A/d_3 と $d_2 = 165$ nm のときの A/d_3 の差が大きく、 $d_2 = 165$ nm のときの A/d_3 が小さい条件で、良好な形状転写が期待できる。ただし、 d_2 はモールド表面とフォトレジスト表面との距離を、 A/d_3 はフォトレジストの単位膜厚当たりの光吸収率をそれぞれ表す。

また、FDTD 法による近接場露光の解析結果と近接場露光実験結果とを比較した結果、以下に述べることがわかった。

1. FDTD 法による解析結果と露光結果とは定性的に一致する。したがって、FDTD 法による数値解析は、近接場光リソグラフィの露光結果を予想するために有効である。
2. 微細凹凸模様が line & space パターンである場合と 2 本組の畝である場合とでは、モールド表面に発生する電磁場が定性的に大きく異なる。具体的には、微細凹凸模様が line & space パターンである場合は、モールド表面の凸部近傍のみに強い電磁場が発生するが、微細凹凸模様が 2 本組の畝である場合は、モールド表面の凸部近傍と同凸部から光の入射側とに強い電磁場が発生する。したがって、たとえば、微細凹凸模様が line & space パターンである場合の解析結果から、line & space パターン以外の微細凹凸模様によって発生する電磁場を予想することは、一般的に困難であり、誤った結果を導きやすい。
3. 出来るだけ所望の形状転写を行うためには、フォトリジスト表面とレプリカモールドの畝とが密着している方がよい。また、近接場露光実験では、フォトリジスト表面とレプリカモールドの畝とが密着していなかった可能性が高い。

5. 近接場光リソグラフィの評価 実験結果に基づいて、近接場光リソグラフィを評価した結果、以下に述べる結論を得た。

1. 光の波長限界 $\lambda/2n = 147 \text{ nm}$ (ただし、光の波長を $\lambda = 442 \text{ nm}$, 屈折率を $n = 1.5$ とする) を超える 140 nm の光学解像度を得たことからわかるように、近接場光リソグラフィの解像度は光の回折限界の制約を受けない。したがって、近接場光リソグラフィは、従来のフォトリソグラフィが実現できない解像度を実現する可能性を有する。
2. アセチルセルロース製のレプリカモールドを用いれば、ガラス製のモールドを用いた場合と比較して、モールドとフォトリジストとの密着が容易になる。
3. レプリカモールドは時間的にも経済的にも簡単に製作できる可能性が高い。参考までに、実験に用いたアセチルセルロース製のレプリカモールド (2-3 cm 四方) の 1 枚当たりの製作時間は 1-2 分程度、同価格は数円程度であった。

4. 近接場露光装置は、従来のフォトリソグラフィで用いる縮小投影露光装置と比較して、光学ガラス部品数が少ないので、安価に製作できる可能性が高い。参考までに、実験用の近接場露光装置に用いた光学ガラス部品は、ビームエキスパンダ・2分の1水晶波長板・プリズム・対物レンズ・凸レンズのみであり、同近接場露光装置の製作費は約280万円であった。
 5. 本研究では、基板まで貫通する100 nm以下の大きさのレジストパターンを得られなかった。
 6. 露光結果がフォトレジストの膜厚と光の偏光・入射方向とに依存する。その結果、レジストパターンの設計に制約条件が生じる可能性が高い。
 7. 1で述べたことから、近接場光リソグラフィは解像度に関して高い潜在能力を有していると言える。ただし、近接場光リソグラフィを実用化するためには、少なくとも5で述べた問題を解決することが不可欠である。この問題を解決できれば、主に1と4とで述べたことを特長とする近接場光リソグラフィは、光の回折限界以下の解像度を実現する新しい転写加工法として有効である。
6. 高解像度化・高コントラスト化と将来の応用とに関する考察 FDTD法による近接場露光の数値解析と近接場露光実験とによって、近接場光リソグラフィでは、光の回折限界より小さい解像度を実現できることが明らかになった。しかし、比較的高い露光のコントラストで露光されるのは、フォトレジストの表層のみであり、基板まで貫通する深いレジストパターンの加工が難しいことも明らかになった。近接場光リソグラフィの最大の課題は、基板まで貫通する深いレジストパターンを加工することである。この課題を解決する方法を考察した結果、以下に述べる結論を得た。
1. 表層のみが露光されたフォトレジストから、基板まで貫通するレジストパターンを得る方法として、silylation processや多層レジスト法などの表面イメージングがある。表面イメージングを近接場リソグラフィに適用すれば、上述の課題を解決できる。
 2. 上述の課題の解決には、フォトレジストの屈折率・光透過率・分子量などの最適化が有効である。たとえば、表面イメージングを近接場リソグラフィに適用

する場合、フォトリソグラフィの光透過率は市販品の100分の1程度と低い方がよい。

3. レプリカモールド表面の幅100 nm以下の畝は、それらの周囲の比較的大きな凸部と比べて数十ナノメートル程度低い。これが原因で、レプリカモールドとフォトレジストとを密着させたときに、レプリカモールド表面の畝とフォトレジストとの間に隙間ができて、露光のコントラストが大きく低下する。したがって、レプリカモールドの材料や製作工程を改良して、レプリカモールド表面の畝を出来るだけ高くすることが、上述の課題の解決に有効である。

また、近接場光リソグラフィによる製作に適する微小素子の例として、光の波長より十分に小さいピッチの回折格子を用いる微小光学素子を具体的に提示した。

最終的に、次に述べる本論文全体の結論を得る。

近接場光リソグラフィによって光の回折限界より小さい解像度を実現できることを、FDTD法による近接場露光の数値解析と実験とによって実証した。さらに、基板まで貫通する深いレジストパターンの加工法と将来の応用例を具体的に提示して、近接場光リソグラフィの有効性を示した。

謝辞

本論文をまとめるに当たって、東京大学大学院工学系研究科産業機械工学専攻の畑村洋太郎教授、東京大学大学院工学系研究科精密機械工学専攻の板生清教授、東北大学未来科学技術共同研究センターの江刺正喜教授、通商産業省工業技術院電子技術総合研究所の古室昌徳博士、および、東京大学大学院工学系研究科産業機械工学専攻の中尾政之助教授に御指導を戴いた。また、これらの5人の先生方に本論文の審査をお願いした。まず、これらの5人の先生方に、深く感謝の意を表したい。

本研究は、東京大学大学院工学系研究科産業機械工学専攻畑村・中尾研究室で行ったものである。本研究を進めるに当たって、畑村洋太郎教授と中尾政之助教授とに御指導を戴いた。また、東京大学先端科学技術研究センターの宮崎英樹助手に、特に研究の初期段階で有益な御助言を戴いた。4.2節で述べたマスタモールド製作実験では、電子線リソグラフィに関して、通商産業省工業技術院電子技術総合研究所の古室昌徳博士と廣嶋洋氏とに、また、高速原子線エッチングに関して、株式会社荏原総合研究所の畠山雅規博士と一木克則氏とに、それぞれ御協力を戴いた。電子線リソグラフィは、電子技術総合研究所内の電子線描画装置を用いて、また、高速原子線エッチングは、主に荏原総合研究所内のエッチング装置を用いてそれぞれ行った。3.2節で述べた差分時間領域法による理論解析では、株式会社日立製作所中央研究所の伊藤顕知氏をはじめに、同社の研究員諸氏に御協力を戴いた。差分時間領域法による理論解析は、同社との共同研究として、同社中央研究所内の計算機を用いて行った。日常の研究生活では、竹内孝次助手、松本潔助手、および、畑村・中尾研究室の学生諸氏に大変お世話になった。以上に述べた方々に、深く感謝の意を表したい。

また、著者は、財団法人日本学術振興会の特別研究員として、同会から3年間、研究奨励金と科学研究費補助金とを受けて本研究を行った。ここに併せて感謝の意を表したい。

参考文献

- [1] Y. Haga, Y. Tanahashi and M. Esashi. Small diameter active catheter using shape memory alloy. In *Proceedings of IEEE 11th Annual International Workshop on MEMS*, pp. 419-428, 1998.
- [2] 江刺正喜, 藤田博之, 五十嵐伊勢美, 杉山進. マイクロマシーニングとマイクロメカトロニクス. 培風館, 1992. マイクロマシン技術の全体像と詳細とを理解できる本, 図とデータとが豊富.
- [3] 畑村洋太郎, 中尾政之 (編). 実際の情報機器技術 情報機器の原理・設計・生産・将来, 第18章, pp. 313-333. 日刊工業新聞社, 1998. "第18章 量子効果の発現する微細構造"を著者が執筆, 同章を読めば, 量子効果についての基礎知識がなくても, 量子効果素子の概要を把握できる.
- [4] 小野崇人, 江刺正喜. ナノメートル加工の応用 (2) ナノメカニクスへの応用. 応用物理, Vol. 67, No. 12, pp. 1395-1399, 1998.
- [5] Max Born and Emil Wolf. 光学の原理 II. 東海大学出版社, 1975.
- [6] 牛田一雄. エキシマレーザーステッパ. 光学, Vol. 23, No. 10, pp. 602-608, 1994.
- [7] 渋谷真人. 結像光学系におけるコヒーレンスの制御. 光学, Vol. 27, No. 9, pp. 505-512, 1998.
- [8] 松井安次, 若宮互. 21世紀のULSI製造技術の展望. 応用物理, Vol. 66, No. 11, pp. 1170-1175, 1997.
- [9] 小原寛. 極紫外レーザー. 光学, Vol. 23, No. 10, pp. 626-627, 1994.

- [10] 出水清史. 1 Gb 時代のプロセス技術の展望. 精密工学会超精密加工専門委員会第 30 回研究会資料, pp. 1-4, 1996.
- [11] Apoorva G. Wagh and Veer Chand Rakhecha. A novel beamsplitter for optical polarization state. *Journal of Modern Optics*, Vol. 40, No. 9, pp. 1795-1799, 1993.
- [12] 大津元一. 現代光科学 I 光の物理的基礎. 朝倉書店, 1994.
- [13] 大津元一. 現代光科学 II 光と量子. 朝倉書店, 1994.
- [14] 河田聡. ニアフィールド顕微鏡の光学. 光学, Vol. 21, No. 11, pp. 766-779, 1992. 近接場光学顕微鏡の全体像を把握できる解説文.
- [15] 大津元一, 河田聡 (編). 近接場ナノフォトニクスハンドブック. オプトロニクス社, 1997. 近接場光学関連の技術を網羅した本だが、読みものとしてはまともでない.
- [16] Emil Wolf and Manuel Nieto-Vesperinas. Analyticity of the angular spectrum amplitude of scattered field and some of its consequences. *Journal of Optical Society of America*, Vol. 2, No. 6, pp. 886-890, 1985.
- [17] 河田聡. ニアフィールド光学顕微鏡の歴史と将来. 光学, Vol. 26, No. 10, pp. 516-524, 1997.
- [18] John M. Guerra. Photon tunneling microscopy. *Applied Optics*, Vol. 29, No. 26, pp. 3741-3752, 1990.
- [19] D. W. Pohl, W. Denk and M. Lanz. Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$. *Applied Physics Letter*, Vol. 44, No. 7, pp. 651-653, 1984.
- [20] U. Dürig, D. W. Pohl and F. Rohner. Near-field optical-scanning microscopy. *Journal of Applied Physics*, Vol. 59, No. 10, pp. 3318-3327, 1986.

- [21] Winfried Denk and Dieter W. Pohl. Near-field optics: Microscopy with nanometer-size fields. *Journal of Vacuum Science Technology B*, Vol. 9, No. 2, pp. 510-513, 1990.
- [22] 大津元一. フォトン走査トンネル顕微鏡. 光学, Vol. 23, No. 12, pp. 733-739, 1994.
- [23] 大津元一, 堀裕和. フォトンSTMの実験と理論. 光学, Vol. 21, No. 11, pp. 780-788, 1992.
- [24] 堀裕和. フォトン走査トンネル顕微鏡とその理論的解釈. 応用物理, Vol. 61, No. 6, pp. 612-616, 1992.
- [25] Yasushi Inouye and Satoshi Kawata. Reflection-mode near-field optical microscope with a metallic probe tip for observing fine structures in semiconductor materials. *Optics Communications*, Vol. 134, pp. 31-35, 1997.
- [26] Sumio Hosaka, Toshimichi Shintani, Mitsuhide Miyamoto, Atsushi Kikukawa, Akemi Hirotsune, Motoyasu Terao, Masaru Yoshida, Kouichi Fujita and Stefan Kämmer. Phase change recording using a scanning near-field optical microscope. *Journal of Applied Physics*, Vol. 79, No. 10, pp. 8082-8086, 1996.
- [27] 大津元一. 近接場光学による超高密度光メモリ. 電子情報通信学会誌, Vol. 79, No. 11, pp. 1160-1164, 1996.
- [28] B. D. Terris, H. J. Mamin, D. Rugar, W. R. Studenmund and G. S. Kino. Near-field optical data storage using a solid immersion lens. *Applied Physics Letter*, Vol. 65, No. 4, pp. 388-390, 1994.
- [29] 光岡靖幸, 中島邦雄, 千葉徳男, 村松宏, 安宅龍明. SNOAMの光加工への応用 (III). 第58回応用物理学会学術講演会講演予稿集, 3, p. 990, 1997.
- [30] 光岡靖幸, 中島邦雄, 千葉徳男, 村松宏, 安宅龍明. AFM制御型SNOMによる光加工. 近接場光学研究グループ第5回研究討論会予稿集, pp. 71-75, 1996.

- [31] L. P. Ghislain, V. B. Elings, K. B. Crozier, S. R. Manalis, S. C. Minne, K. Wilder, G. S. Kino and C. F. Quate. Near-field photolithography with a solid immersion lens. *Applied Physics Letter*, Vol. 74, No. 4, pp. 501-503, 1999.
- [32] 吉村俊之, E. W. Scheckler, 小川太郎, 宿利章二, 白石洋. ナノメーターリソグラフィにおけるレジスト高分子のサイズ効果. *応用物理*, Vol. 63, No. 11, pp. 1131-1134, 1994.
- [33] John A. Rogers, Kateri E. Paul, Rebecca J. Jackman and George M. Whitesides. Using an elastomeric phase mask for sub-100 nm photolithography in the optical near field. *Applied Physics Letter*, Vol. 70, No. 20, pp. 2658-2660, 1997.
- [34] 応用物理学会 (編). 応用物理データブック, p. 327. 丸善株式会社, 1994.
- [35] 金原榮. 薄膜 その機能と応用, pp. 149-160. 日本規格協会, 1991.
- [36] 宇野亨. FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析. コロナ社, 1998. FDTD 法の基礎から応用までを学べる本, 第 1 章を読めば, FDTD 法の基礎と概要とを把握できる.
- [37] 吉田則信. 電磁界解析の基礎とアンテナ工学への応用 (II) 時間領域における電磁界解析法入門. *電子情報通信学会誌*, Vol. 80, No. 1, pp. 75-82, 1997.
- [38] 宇野亨. 電磁界解析の基礎とアンテナ工学への応用 (III・完) FDTD 法のアンテナ解析への応用. *電子情報通信学会誌*, Vol. 80, No. 2, pp. 184-191, 1997. FDTD 法の概要を短時間で把握できる解説文.
- [39] 市川裕之. 時間領域差分法 光学分野への応用を期待して. *光学*, Vol. 27, No. 11, pp. 647-654, 1998.
- [40] Kane S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. AP-14, No. 3, pp. 302-307, 1966.

- [41] Douglas A. Christensen. Analysis of near field tip patterns including object interaction using finite-difference time-domain calculations. *Ultramicroscopy*, Vol. 57, pp. 189-195, 1995.
- [42] Hiromitsu Furukawa and Satoshi Kawata. Analysis of image formation in a near-field scanning optical microscope: effects of multiple scattering. *Optics Communications*, Vol. 132, pp. 170-178, 1996.
- [43] Masayuki Nakao, Shuji Tanaka, Kazuhisa Ishii and Yotaro Hatamura. Hologram diffraction grating of glass with triangular grooves fabricated by sacrificial mask FAB etching. In *Proceedings of ASPE (American Society for Precision Engineering) 13th Annual Meeting*, pp. 338-341, 1998.
- [44] Stephen Y. Chou, Peter R. Krauss and Preston J. Renstrom. Imprint of sub-25 nm vias and trenches in polymer. *Applied Physics Letter*, Vol. 67, No. 21, pp. 3114-3116, 1995. 最も成功しているマイクロ転写加工に関する研究の1つ.
- [45] Stephen Y. Chou, Peter R. Krauss and Preston J. Renstrom. Imprint lithography with 25-nanometer resolution. *SCIENCE*, Vol. 272, pp. 85-87, 1996.
- [46] 後藤顕也. 光学系デザイナーのための小型光学エレメント, 第6章, pp. 85-109. オプトロニクス社, 1991.
- [47] Rebecca J. Jackman, James L. Wilbur and George M. Whitesides. Fabrication of submicrometer features on curved substrates by microcontact printing. *SCIENCE*, Vol. 269, No. 4, pp. 664-666, August 1995.
- [48] H. Hiroshima, S. Okayama, M. Ogura, M. Komuro, H. Nakazawa, Y. Nakagawa, K. Ohi and K. Tanaka. Electron beam writing and direct processing system for nanolithography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 363, pp. 73-78, 1995.
- [49] H. Hiroshima, S. Okayama, M. Ogura, M. Komuro, H. Nakazawa, Y. Nakagawa, K. Ohi and K. Tanaka. Nanobeam process system: An ultrahigh vacuum electron beam lithography system with 3 nm probe size. *Journal of Vacuum Science Technology B*, Vol. 13, No. 6, pp. 2514-2517, 1995.

- [50] Yasushi Tohma, Masahiro Hatakeyama, Katsunori Ichiki, Hailing Huang, Kazuo Yamauchi, Kenji Watanabe and Takao Kato. Fast atom beam etching of glass materials with contact and non-contact masks. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 36, No. 12B, pp. 7655-7659, 1997.
- [51] 小山清人, 佐藤勲, 横井秀俊. プラスチック成形加工学 I 流す・形にする・固める. シグマ出版, 1996.
- [52] Max Born and Emil Wolf. 光学の原理 I. 東海大学出版社, 1974. 光学の基礎から高度な内容までを学べる名著, 3 巻で構成.
- [53] Ono Takahito, Ohtomo Mika and Masayoshi Esashi. Sub-wavelength pattern transfer by near field photo-lithography. In *Digest of Papers Microprocesses and Nanotechnology '98*, pp. 338-341, 1998.
- [54] Takehito Ono and Masayoshi Esashi. Subwavelength pattern transfer by near-field photolithography. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 37, No. 12B, pp. 6745-6749, 1998.
- [55] Shigeyasu Mori, Koichi Kuhara, Takeshi Ohfuji and Masaru Sasago. High-sensitivity silylation process for 193 nm lithography. In *Proceedings of SPIE*, Vol. 3049, pp. 146-153, 1997.
- [56] 大阪市立工業研究所プラスチック読本編集委員会, プラスチック技術協会 (編). プラスチック読本, pp. 194-196. シグマ出版, 1996.
- [57] 三枝武夫 (編). 講座 重合反応論 12 新しい重合反応, 第 2 章, pp. 7-29. 化学同人, 1971.
- [58] Shigeyasu Mori, Koichi Kuhara, Taku Morisawa, Nobuyuki Matsuzawa, Yuko Kaimoto, Masayuki Endo, Takahiro Matsuo and Masaru Sasago. Sub-0.1- μm -pattern fabrication using a 193-nm top surface imaging (TSI) process. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 37, No. 12B, pp. 6734-6738, 1998.
- [59] Shigeyasu Mori, Taku Morisawa, Nobuyuki Matsuzawa, Yuko Kaimoto, Masayuki Endo, Takahiro Matsuo, Koichi Kuhara and Masaru Sasago. Re-

- duction of line edge roughness in the TSI process. *Journal of Vacuum Science Technology B*, 1998. to be published.
- [60] Ki-Ho Baik, L. Van den hove and B. Roland. Comparative study between gas- and liquid-phase silylation for the diffusion-enhanced silylated resist process. *Journal of Vacuum Science Technology B*, Vol. 9, No. 6, pp. 3399-3405, 1991.
- [61] Donald W. Johnson and Mark A. Hartney. Surface imaging resists for 193 nm lithography. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 31, No. 12B, pp. 4321-4326, 1992.
- [62] Roderick R. Kunz, Mark W. Horn, Greg M. Wallraff, Patricia A. Bianconi, Robert D. Miller, Russell W. Goodman, David A. Smith, Jon R. Eshelman and Eric J. Ginsberg. Surface-imaged silicon polymers for 193-nm excimer laser lithography. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 31, No. 12B, pp. 4327-4331, 1992.
- [63] J. M. Moran and D. Maydan. High resolution, steep profile resist patterns. *Journal of Vacuum Science Technology*, Vol. 16, No. 6, pp. 1620-1624, 1979.
- [64] 菊田久雄, 岩田耕一. 波長より細かな格子構造による光制御. 光学, Vol. 27, No. 1, pp. 12-17, 1998. 波長より細かい格子構造を用いる光学素子の全体像を把握できる解説文.
- [65] 青山茂, 山下牧. 超微細回折格子を用いた複屈折素子とその応用. 光学, Vol. 21, No. 5, pp. 269-274, 1992.
- [66] Dale C. Flanders. Submicrometer periodicity gratings as artificial anisotropic dielectrics. *Applied Physics Letter*, Vol. 42, No. 6, pp. 492-494, 1983.
- [67] Fang Xu, Rong-Chung Tyan, Pang-Chen Sun, Yeshayahu Fainman, Chuan-Cheng Cheng and Axel Scherer. Form-birefringent computer-generated holograms. *Optics Letters*, Vol. 21, No. 18, pp. 1513-1515, 1996.
- [68] Rong-Chung Tyan, Atul A. Salvekar, Hou-Pu Chou, Chuan-Cheng Cheng, Axel Scherer, Fang Xu Pang-Chen Sun and Yeshayahu Fainman. Design,

- fabrication, and characterization of form-birefringent multilayer polarizing beam splitter. *Journal of Optical Society of America*, Vol. 14, No. 7, pp. 1627-1636, 1997.
- [69] F. T. Chen and H. G. Craighead. Diffractive phase elements based on two-dimensional artificial dielectrics. *Optics Letters*, Vol. 20, No. 2, pp. 121-123, 1995.
- [70] S. Tibuleac and R. Magnusson. Reflection and transmission guided-mode resonance filters. *Journal of Optical Society of America*, Vol. 14, No. 7, pp. 1617-1626, 1997.
- [71] M. E. Warren, R. E. Smith, G. A. Vawter and J. R. Wendt. High-efficiency subwavelength diffractive optical element in GaAs for 975 nm. *Optics Letters*, Vol. 20, No. 12, pp. 1441-1443, 1995.
- [72] Max Born and Emil Wolf. 光学の原理 III. 東海大学出版社, 1975.

付録 A

発表論文等の一覧

A.1 発表論文の一覧

1. 中尾政之, 田中秀治, 畑村洋太郎: 送り偏差に関する知識を用いた高精度位置決め装置の試み, 日本機械学会論文集 **62**, 594, C (1996) pp. 363-370
2. Katsunori Ichiki, Masahiro Hatakeyama, Shuji Tanaka, Masayuki Nakao and Yotaro Hatamura: New fast atom beam processing with separated masks for fabricating multiple microstructures, Thin Solid Films **281-282** (1996) pp. 630-633
3. Masahiro Hatakeyama, Shuji Tanaka, Katsunori Ichiki, Yasushi Tohma, Masayuki Nakao and Yotaro Hatakeyama: Novel fast atom beam (FAB) processes for fabricating functional nanostructures on three-dimensional microstructures, Microsystem Technologies **3** (1997) pp. 112-116
4. Shuji Tanaka, Masayuki Nakao, Yotaro Hatamura, Masanori Komuro, Hiroshi Hiroshima and Masahiro Hatakeyama: Printing Sub-100 Nanometer Features Near-field Photolithography, Japanese Journal of Applied Physics **37**, 12B (1998) pp. 6739-6744

A.2 講演会発表の一覧

1. 畑村洋太郎, 中尾政之, 田中秀治, 渡辺宗徳, 金子和史: 力と変位の内部モニタ方

- 式による大ストローク・高分解能送り装置の研究, 日本機械学会第 71 期通常総会講演会論文集 IV (1994) pp. 491-493 (1994 年 3 月, 東京)
2. Masayuki Nakao, Shuji Tanaka, Munemori Watanabe and Kazushi Kaneko: An Intelligent Positioner Realizing Precise Positioning and a Wide Working Range through an Internal Monitoring System, Proceedings of ASPE (American Society for Precision Engineering) 9th Annual Meeting (1994) pp. 254-257 (1994 年 10 月, Cincinnati, Ohio, USA)
 3. Masayuki Nakao, Shuji Tanaka, Masahiro Hatakeyama and Katsunori Ichiki: Experiment of Slope Etching by a Multi-face FAB, 日本機械学会第 72 期通常総会講演会論文集 IV (1995) pp. 265-268 (1995 年 3 月, 東京)
 4. 畠山雅規, 一木克則, 小畑忠輔, 田中秀治, 中尾政之, 畑村洋太郎, マスクを用いた高速原子線密度の制御と加工応用: 第 42 回応用物理学関連連合講演会講演予稿集 2 (1995) pp. 625 (1995 年 3 月, 平塚, 神奈川)
 5. 田中秀治, 中尾政之, 吉田昌弘, 畑村洋太郎: 変位拡大機構・平行平板支持機構を有するビエゾアクチュエータの試作, 日本機械学会ロボティクス・メカトロニクス '95 講演会講演論文集 B (1995) pp. 776-779 (1995 年 6 月, 川崎)
 6. Masayuki Nakao, Shuji Tanaka, Yotaro Hatamura, Masahiro Hatakeyama and Katsunori Ichiki: Breakthrough in 3-D Ultra-fine Shape Fabrication by Dynamic FAB Etching, Proceedings of ASPE (American Society for Precision Engineering) 10th Annual Meeting (1995) pp. 376-379 (1995 年 10 月, Austin, Texas, USA)
 7. Shuji Tanaka, Yotaro Hatamura, Masayuki Nakao, Masahiro Hatakeyama and Katsunori Ichiki: Necessity of Straight Beam and Non-contact Mask for Fabrication Process of Micro 3-D Structures, International Symposium on Microsystems, Intelligent Materials and Robotics (1995) pp. 59-62 (1995 年 9 月, 仙台)
 8. 田中秀治, 中尾政之, 畑村洋太郎, 清水康弘: 高速原子線加工中の熱変形補正に関する研究, 日本機械学会ロボティクス・メカトロニクス '96 講演会講演論文

- 集 B (1996) pp. 1487-1490 (1996 年 6 月, 宇部, 山口)
9. 田中秀治, 中尾政之, 畑村洋太郎, 畠山雅規, 一木克則, 當間康: 超微細構造を実現するためのレジストレス高速原子線エッチングの試み, 日本機械学会第 73 期通常総会講演会論文集 IV (1996) pp. 474-475 (1996 年 4 月, 習志野, 埼玉)
 10. 畠山雅規, 一木克則, 當間康, 高東知佳子, 田中秀治, 中尾政之, 畑村洋太郎: 新 FAB 加工方法による 3 次元マイクロ・ナノ構造の実現, 日本機械学会第 73 期通常総会講演会論文集 IV (1996) pp. 478-479 (1996 年 4 月, 習志野, 埼玉)
 11. 田中秀治, 中尾政之, 畑村洋太郎: エバネッセント光リソグラフィーによる一括パターンニングの試行, 日本機械学会第 74 期通常総会講演会論文集 IV (1997) pp. 322-323 (1997 年 3 月, 東京)
 12. 田中秀治, 中尾政之, 畑村洋太郎, 畠山雅規, 當間康: 近接場光を利用するスタンプフォトリソグラフィー, 近接場工学研究グループ第 6 回研究討論会予稿集 (1997) pp. 84-87 (1997 年 7 月, 大阪)
 13. 田中秀治, 中尾政之, 畑村洋太郎, 畠山雅規, 當間康: 近接場光を利用するスタンプフォトリソグラフィー, 第 58 回応用物理学関連連合講演会講演予稿集 3 (1997) pp. 973 (1997 年 10 月, 秋田)
 14. Shuji Tanaka, Masayuki Nakao and Yotaro Hatamura: Near-field Photolithography to Realize High Resolution Smaller Than Light Wavelength, Proceedings of ASPE (American Society for Precision Engineering) 12th Annual Meeting (1997) pp. 521-524 (1997 年 10 月, Norfolk, Virginia, USA)
 15. 田中秀治, 中尾政之, 畑村洋太郎, 畠山雅規: 回折限界以上の高解像度を実現するスタンプフォトリソグラフィーに関する研究, 日本機械学会第 75 期通常総会講演会論文集 IV (1998) pp. 11-12 (1998 年 3 月, 東京)
 16. Shuji Tanaka, Masayuki Nakao and Yotaro Hatamura, Masanori Komuro, Hiroshi Hiroshima, Masahiro Hatakeyama: PRINTING SUB-100 NANOMETER FEATURES NEAR-FIELD PHOTOLITHOGRAPHY, Digest of Papers Microprocesses and Nanotechnology '98 (1998) pp. 100-101 (1998 年 7 月, 慶州, 韓国)

17. Masayuki Nakao, Shuji Tanaka, Kazuhisa Ishii and Yotaro Hatamura: Hologram Diffraction Grating of Glass with Triangular Grooves Fabricated by Sacrificial Mask FAB Etching, Proceedings of ASPE (American Society for Precision Engineering) 13th Annual Meeting (1998) pp. 338-341 (1998年10月, St. Louis, Missouri, USA)

A.3 著書の一覧

1. 畑村洋太郎 (編)、実際の設計研究会 (著) : 続々・実際の設計 — 失敗に学ぶ、日刊工業新聞社 (1996) pp. 111-112, pp. 223-225
2. 畑村洋太郎, 中尾政之 (編) : 実際の情報機器技術 情報機器の原理・設計・生産・将来, 日刊工業新聞社 (1998) 第18章 量子効果の発現する微細構造, pp. 313-333

付録 B

型 - 試料密着装置の設計図



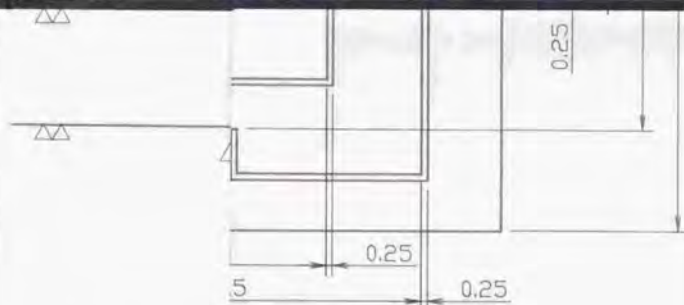
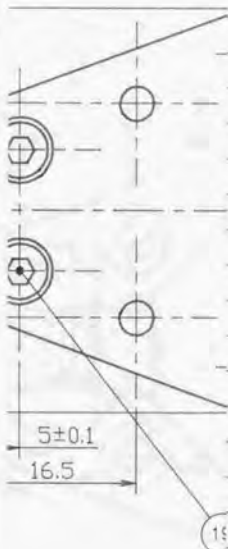


図 (5:1)

Rザグリ深サ3.3 4-3.

ノトスル 指示ナキ隅ハR0.4以下トスル



2	M2×0.4L10
4	M2×0.4L4
6	M3×0.5L12
2	M6×1L15
1	(株)トーキン製NLA-2×3×9
4	(株)共和電業製KFG-1-120-C1-23
1	
1	シグマ光機(株)製RPB1-20-550
2	フォトリソグラフィー, エッチング
1	ブラックアルマイト
1	ブラックアルマイト
1	ブラックアルマイト
1	
2	
2	
1	
1	
1	ブラックアルマイト
1	ブラックアルマイト
1	ブラックアルマイト
1	ワイヤカット, ブラックアルマイト
数量	備考

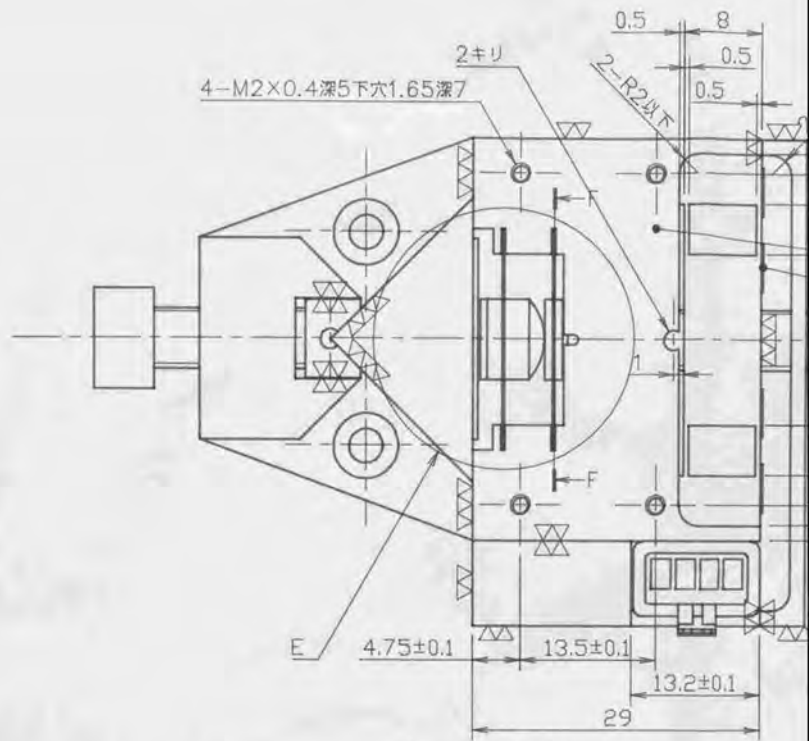
近接場光一括露光装置

品名

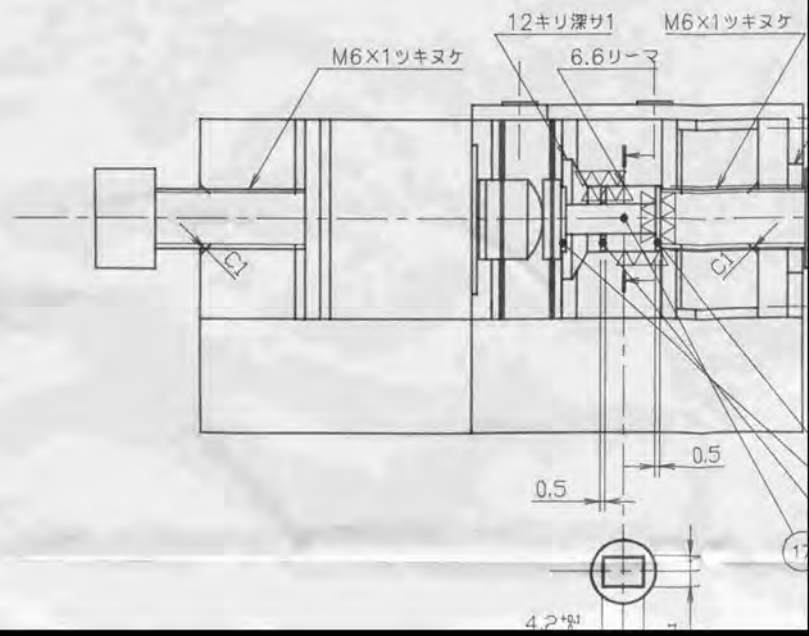
型一試料密着装置

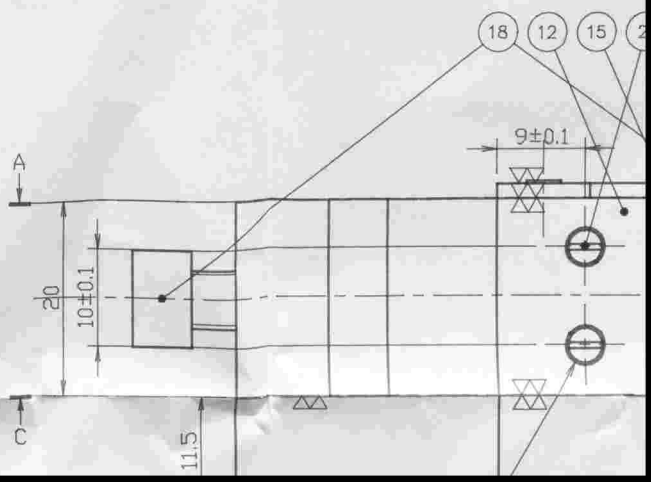
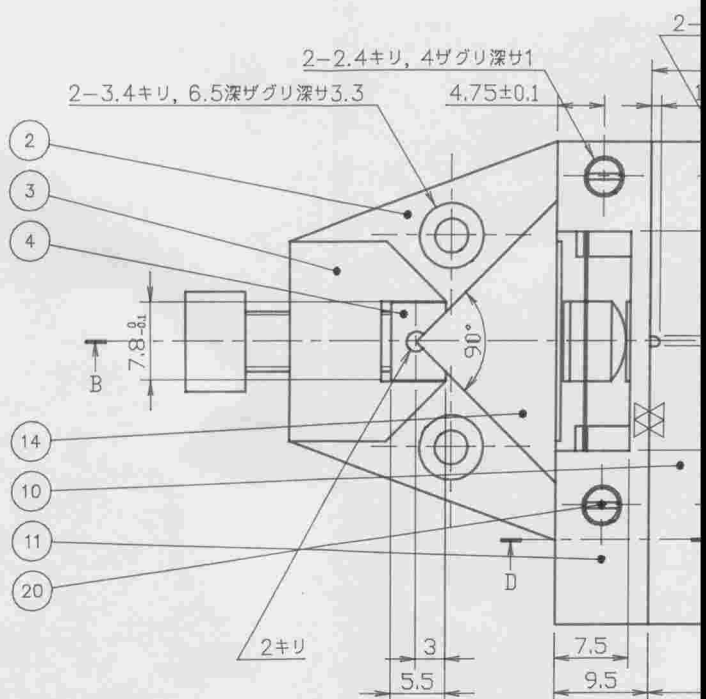
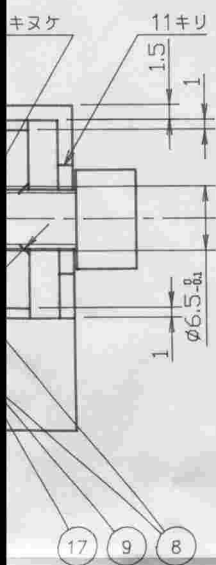
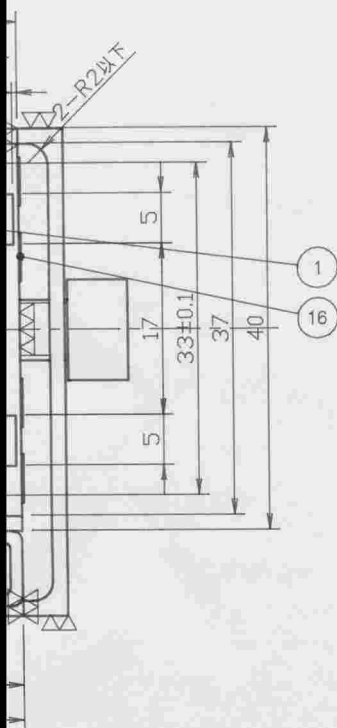
図番 TK9703001

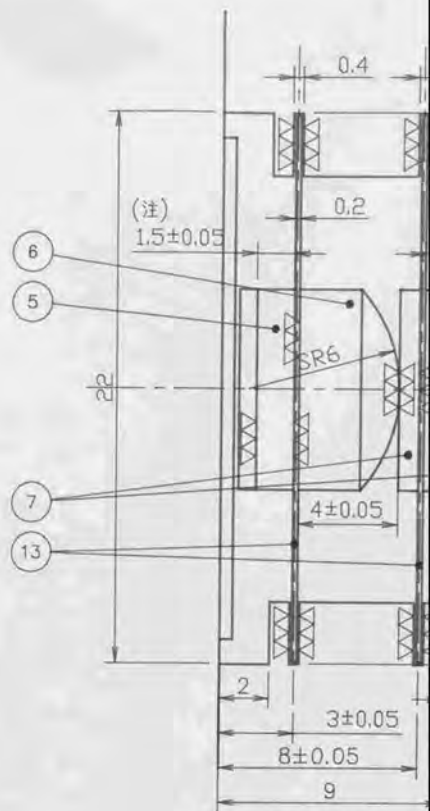
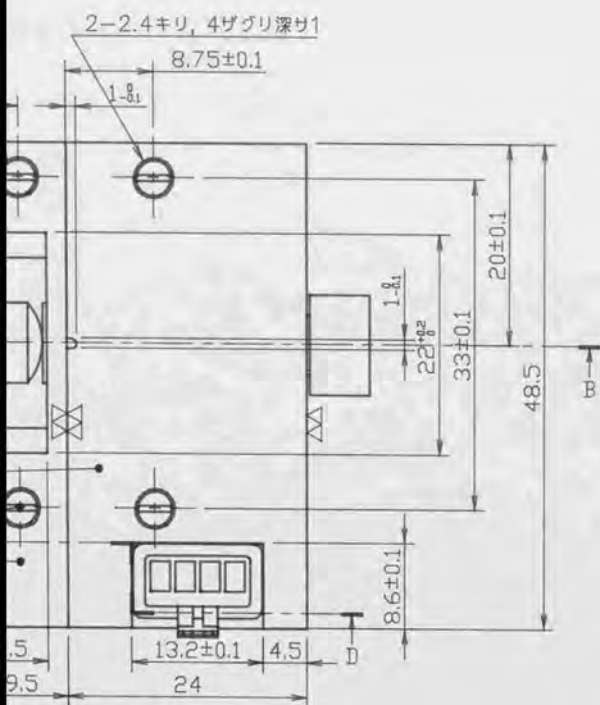
品番



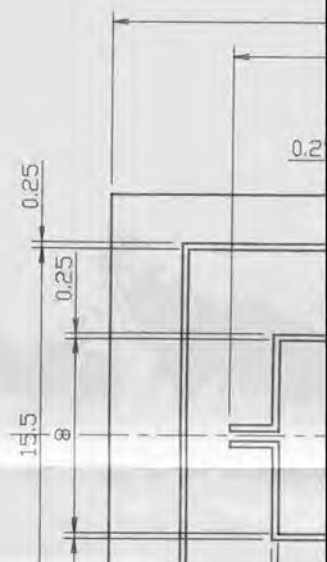
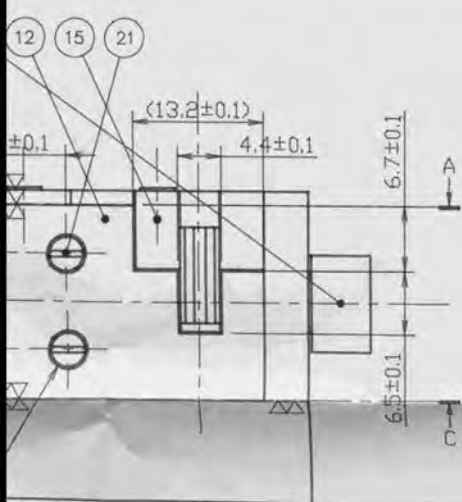
A-A断面図

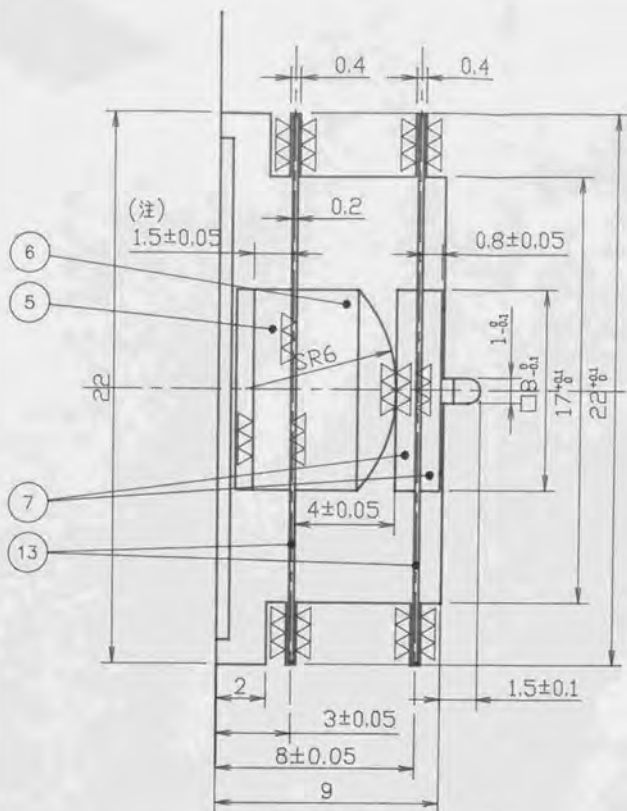




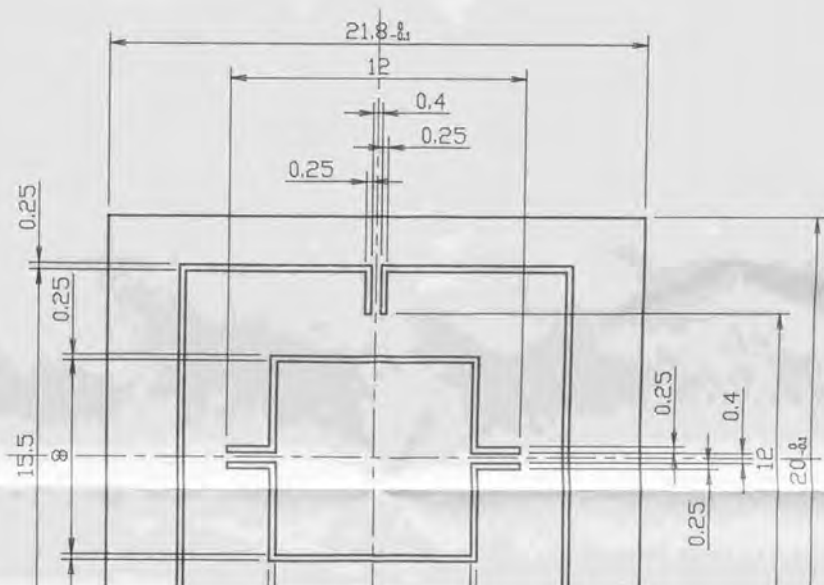


E部詳細図



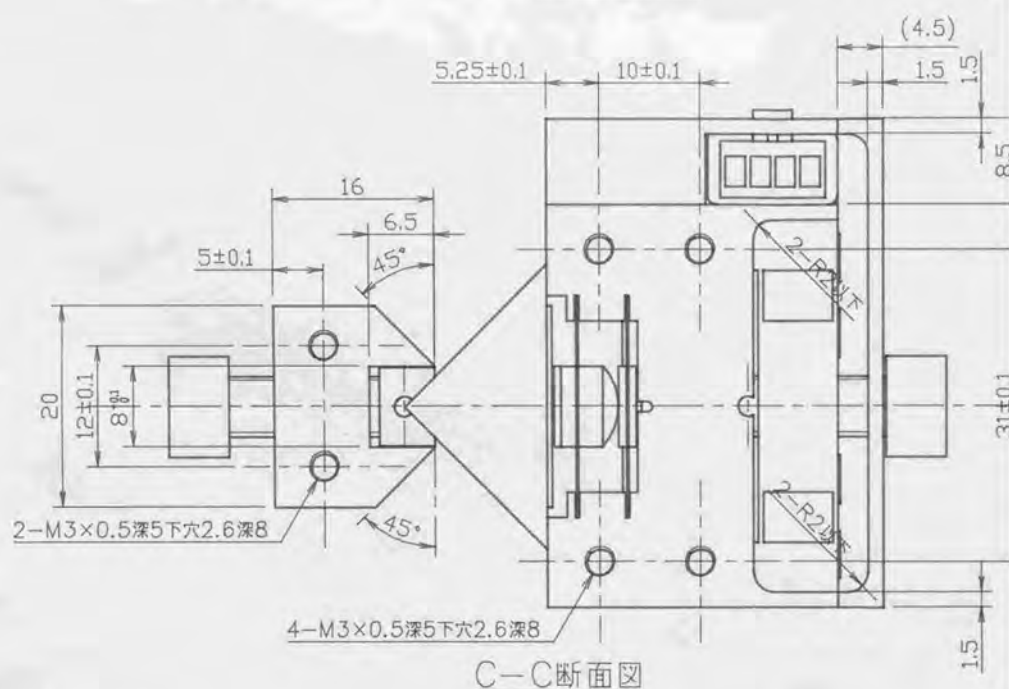


E部詳細図 (5:1)

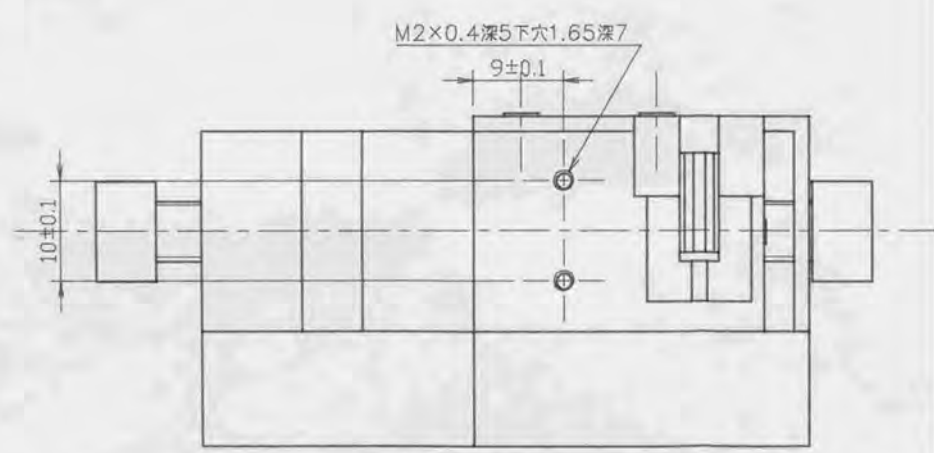




B-B断面图



C-C断面图



D-D断面图

17 9 8

C

11.5

2-2.4キリ

(4.5)

1.5

1.5

8.5

31 \pm 0.1

1.5

2-3.4キリ, 6.5深ザグリ深サ3.3

4-3.4キリ, 6.5深

60.6 \pm 0.2

40

21.2 \pm 0.1

20

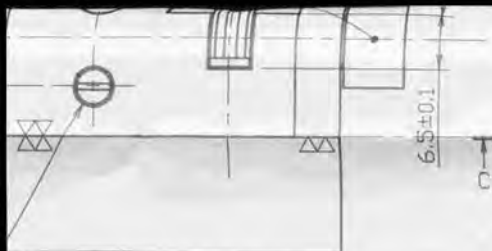
12 \pm 0.1

5 \pm 0.1

16.5

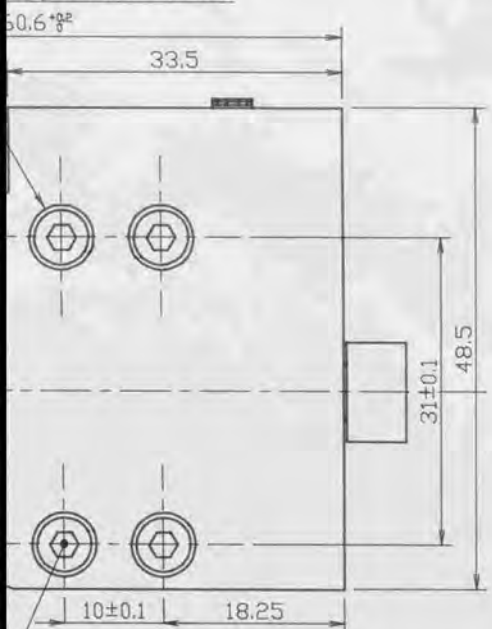
10

19



2-2.4キリ, 4深ザグリ深サ1.5

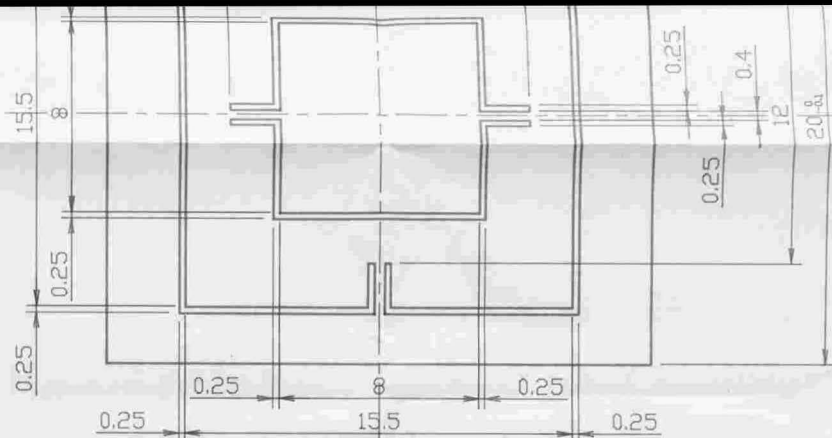
キリ, 6.5深ザグリ深サ3.3



(注)厚さ1.2, 1.5, 1.7, 2ノ4種
▽ (▽, ▽, ▽) 指示ナキ角

21	平小ねじ
20	平小ねじ
19	六角穴付ボルト
18	六角穴付ボルト
17	ピエゾエレメント
16	ストレインゲージ
15	コネクタ
14	ブリズム
13	ジンバル
12	サイドカバー
11	フロントカバー
10	リアカバー
9	ピエゾフランジ
8	ピエゾパッド
7	ジンバルパッド
6	ジンバルボールパッド
5	サンプルステージ
4	ブリズムストップパッド
3	ブリズムストップ
2	ベース
1	メインブロック

削り加工普通寸法差				番号	部 品 名	
呼び寸法	精級 (±)	中級 (±)	粗級 (±)	日付	1997-3-21	設計
1-4	0.05	0.1	0.3	尺度	2:1 (5:1)	製図
4-16	0.07	0.2	0.5	第三角法		
16-63	0.1	0.3	0.7	東京大学工学部産業機械工学科 TEL: 03(3812)2111 内線 6 FAX: 03(5800)6993		
63-250	0.2	0.5	1.2			
250-1000	0.3	0.8	2.0			



F-F断面図 (5:1)

(注)厚さ1.2, 1.5, 1.7, 2ノ4種類ヲ製作スル

▽ (▽▽, ▽▽▽) 指示ナキ角ハバリナキモノトスル 指示ナキ隅ハR0.4以下トスル

21	平小ねじ	SUS304	2	M2×0.4L10
20	平小ねじ	SUS304	4	M2×0.4L4
19	六角穴付ボルト	SUS304	6	M3×0.5L12
18	六角穴付ボルト	SUS304	2	M6×1L15
17	ピエゾエレメント		1	(株)トーキン製NLA-2×3×9
16	ストレインゲージ		4	(株)共和電業製KFG-1-120-C1-23
15	コネクタ		1	
14	プリズム	BK7	1	シグマ光機(株)製RPB1-20-550
13	ジンバル	C5210	2	フォトリソグラフィィー, エッチング
12	サイドカバー	A2017	1	ブラックアルマイト
11	フロントカバー	A2017	1	ブラックアルマイト
10	リアカバー	A2017	1	ブラックアルマイト
9	ピエゾフランジ	SUS304	1	
8	ピエゾパッド	SUS304	2	
7	ジンバルパッド	SUS304	2	
6	ジンバルボールパッド	SUS304	1	
5	サンプルステージ	SUS304	1	
4	プリズムストップパッド	A2017	1	ブラックアルマイト
3	プリズムストップ	A2017	1	ブラックアルマイト
2	ベース	A2017	1	ブラックアルマイト
1	メインブロック	A2017	1	ワイヤカット, ブラックアルマイト

寸法差		番 号		部 品 名		材 質		数 量		備 考	
中級 (±)	粗級 (±)	日付 1997-3-21		設計 田中秀治		近接場光一括露光装置					
0.1	0.3	尺度 2:1 (5:1)		製図 田中秀治		品名					
0.2	0.5	第三角法		型一試料密着装置							
0.3	0.7										
0.5	1.2										
0.8	2.0										
		東京大学工学部産業機械工学科畑村研究室 TEL: 03(3812)2111 内線 6363 FAX: 03(5800)6993				図番 TK9703001			品番		



