

技術報告

光リソグラフィ形状シミュレーション

小 松 雅 也

(株)ニコン光学本部第二光学部 〒140 東京都品川区西大井 1-6-3

(1992年6月1日受付, 1992年7月13日受理)

Photo-Lithography Resist Profile Simulation

Masaya KOMATSU

Industrial Optics Department, Nikon Corporation,
1-6-3, Nishi-Ohi, Shinagawa-ku, Tokyo 140

(Received June 1, 1992; Accepted July 13, 1992)

At first we analyze the calculation error from scalar model in photolithography resist profile simulation, and it has become unneigligible as numerical aperture (NA) of projection lens becomes as large as 0.5. Next we show the theory for the calculation by vector model. And we explain some demerits of using Fast Fourier Translation (FFT). Then we show some examples calculated by 3-dimensional resist profile simulator: VENUS, which we have developed on vector model without using FFT.

1. はじめに

VLSI 製造において、投影露光方式が、プロキシミティ露光方式にとってかわって久しいが、半導体素子の微細化はとどまるところを知らず、それに対応するためステッパ投影レンズの開口数 (NA) はますます増大し、64 MDRAM で要求される $0.35 \mu\text{m}$ サイズを 1 線で露光するためには NA が 0.55 以上のレンズが用いられると予想される。

しかしながら、近年 NA の増大による焦点深度の不足が深刻な問題になっており、NA の増大はほぼ限界に達したといえる。そこで、光リソグラフィの延命を図るため種々の新技術が提案されている。代表的なものとして位相シフト法^{1,2)}、輪帯照明法³⁾、分割照明法⁴⁾、瞳操作⁵⁾等の超解像技術、多焦点露光法 (FLEX⁶⁾)、種々のレジストプロセス等がある。しかも、いずれの技術も実験には多大なコストと時間を要する上再現性の問題もあり、最適なプロセスを見いだすのは容易ではない。そこで、実験項目を絞り込むためのシミュレーション技術は、きわめて重要なものとなっている。

投影レンズの焦点深度が十分大きく、レジストの厚みを無視できる場合には、定在波の影響等を問題にしない

限り空間像計算による評価のみで十分であったが、NA が 0.35 を越えるとレジストの厚みも考慮したシミュレーションが不可欠になってきた。さらにパターン寸法が露光波長と同程度になるにつれ、光の電磁波としての性質も無視できなくなっている。しかも上述の新技术を用いた場合、L/S (ライン & スペース) のような 1 次元的な繰り返しパターンと、コンタクトホールのような 2 次元的な孤立パターンとでは、効果に著しい差が現れることが多いため、1 次元的なパターンの評価だけではなくて、2 次元的なパターンの 3 次元レジスト形状シミュレーションが必要になってきた。

そこで、本報告では光をスカラー波として扱うことの問題点を明らかにし、電磁波として扱うベクトルモデルによる計算方法を示すとともに、われわれが開発した 3 次元レジスト形状シミュレーター⁷⁾ (VENUS: vectorized numerical simulator) による解析例について述べる。

2. 光学像分布の計算方法

ステッパ光学系は典型的な部分コヒーレント結像系である⁸⁾。部分コヒーレント光学系による像形成の計算手法はいくつか提案されているが、代表的なものとしては、

1) H. H. Hopkins の理論に基づく方法⁹⁾

物体スペクトルと TCC (transmission cross coefficient) から像スペクトルを計算し、これから光学像を求める方法。

2) M. Yeung の方法¹⁰⁾

有効光源を互いにインコヒーレントな微小光源の集合と考え、各微小光源を点光源と見なしてコヒーレント結像計算を行い、個々の微小光源による結果をインコヒーレントに積分して光学像を求める。
を挙げることができる。

1)のモデルにおいて用いられる数式は、複雑な式変形を経て導かれるフーリエ結像論の結果に基づいており、レンズ性能の精密な評価には有効であるが、物理的な見通しが悪く種々の新技術への拡張も容易ではない。一方、2)のモデルで使用される数式は直感的な物理イメージに直接対応しているため、開発が容易で拡張性にも富んでいる。さらにベクトルモデルへの拡張も2)の方が容易である。

さて、光学像は

$$I(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma(s, t) ds dt \left| \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(x, y) \cdot \exp\{-2\pi i(sx + ty)\} \hat{u}(x' - x, y' - y) dx dy \right|^2 \quad (1)$$

で計算することができる⁸⁾ (~は複素量を表す)。ここで $\tilde{A}(x, y)$ は物体の振幅透過率、 $\hat{u}(x', y')$ は点像振幅分布、 $\gamma(s, t)$ は有効光源の輝度分布である。(1)式を変形すると次式が得られる。

$$I(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma(s, t) ds dt \left| \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(f, g) \tilde{P}(f+s, g+t) \cdot \exp[2\pi i((f+s)x' + (g+t)y')] df dg \right|^2 \quad (2)$$

ここで $\tilde{a}(f, g)$ は $\tilde{A}(x, y)$ の回折像、すなわちフーリエスペクトルであり、 $\tilde{P}(f, g)$ は投影レンズの瞳関数である。

(2)式は次に述べるような明快な物理イメージに対応している。

絶対値記号内は微小光源 $\gamma(s, t) ds dt$ によるコヒーレント結像の振幅分布を表している。すなわち、有効光源上 (s, t) に位置する微小光源 $\gamma(s, t) ds dt$ が物体を $(\lambda s, \lambda t, \lambda\sqrt{1-s^2-t^2})$ から照明し、その結果 (f, g) で指定される物体の各フーリエ成分 $\tilde{a}(f, g)$ が投影光学系により変調を受け、振幅 $\tilde{a}(f, g) \tilde{P}(f+s, g+t)$ 、方向余弦 $(\lambda(f+s), \lambda(g+t), \lambda\sqrt{1-(f+s)^2-(g+t)^2})$ で像面に入射し干

渉することにより像を形成することを示している。振幅の絶対値の2乗を積分していることは、各微小光源を互いにインコヒーレントと見なしていることに対応している。

3. レジスト内の強度分布—スカラーモデル—

1975年の Dill のモデル¹¹⁾では、焦点深度に比べてレジスト膜厚は無視できるとして、光強度の水平方向の分布をレジスト表面の分布で代表させ、レジスト内部へは垂直方向に入射するものとして多重反射による定在波を扱っている。ところが焦点深度の減少とともにレジストの厚みが無視できなくなってきたため、1988年に Mack¹²⁾ はレジスト内部でのデフォーカスを考慮したモデルを提案した。すなわち、レジスト表面におけるデフォーカスを δf とすると、表面から z の位置では $\delta f - z/n$ (n はレジストの屈折率) のデフォーカス像が生じていると考えるのである。ただし、定在波については垂直入射光で代表させている。このモデルで、デフォーカスの符号によりレジストプロファイルが非対称な変化を示すことが定性的に説明できる。

4. スカラーモデルの問題

上記スカラーモデルにおいて考慮されていない物理現象に起因する誤差を解析した。NA=0.50、波長 $\lambda=0.365 \mu\text{m}$ のステッパーで生じる入射角 30° の光線について述べる。

4.1 反射光による結像

Fig. 1 b), c) に示すように、屈折光だけでなく反

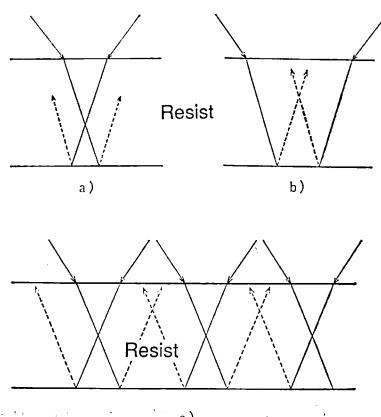


Fig. 1 Imaging by refracted and reflected waves in the resist. a) reflected lights (dotted line) deflect each other, b) reflected lights meet in the resist, c) reflected lights from neighbouring patterns meet in the resist.

射光も像を形成する場合がある。特に高反射基板における計算をする場合や、レジストの吸収が小さい場合は影響が大きいと考えられる。

4.2 透過率の入射角、および偏光方向依存性

レジスト表面に入射した光は一部が表面で反射するため、レジスト内部で像形成に寄与するのは残りの部分である。反射、透過率は偏光方向および入射角に依存する。 p, s 偏光の振幅透過係数をそれぞれ t_p, t_s とすると、フレネルの公式により

$$t_p(\theta) = \frac{2 \sin \theta' \cos \theta}{\sin(\theta + \theta') \cos(\theta - \theta')}, \quad t_s(\theta) = \frac{2 \sin \theta' \cos \theta}{\sin(\theta + \theta')}$$
(3)

で与えられる¹³⁾。

現在使用されている i 線用レジストは屈折率が約 1.7 であり、この場合振幅透過係数の比は $t_p(30^\circ)/t_p(0^\circ) = 0.96$, $t_s(30^\circ)/t_s(0^\circ) = 0.94$ となり、無視し得ない効果であることがわかる。

4.3 ベクトル的な干渉

簡単のために、入射平面内で 3 光束が干渉する場合を考えると、Fig. 2 a) のように電場ベクトルの振動方向がそろっている場合にはスカラー的な干渉が生じるが、b) の場合には $\cos \theta'$ の因子がかかることがわかる。この因子は 30° で入射する光線については 0.95 となる。

4.4 定在波ピッチの入射角依存性

レジスト内で生じる定在波のピッチは $\lambda/2n \cos \theta'$ で与えられる。Fig. 3 に垂直に入射した場合と、 30° で入射した場合の定在波の分布を示す。ボトム付近では両者のピッチはほぼ揃っているが、表面付近では逆になっていることがわかる。このことから、レジスト像のボトム付近に比べて表面付近では定在波が目立たないことがわかる。

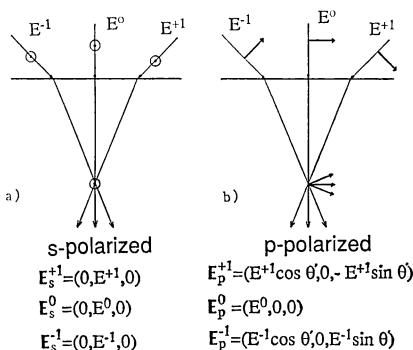


Fig. 2 Vector interference in the incident plane.

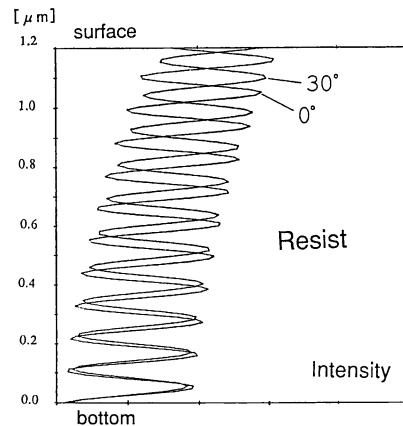


Fig. 3 Dependence on incident-angle of standing-wave pitch.

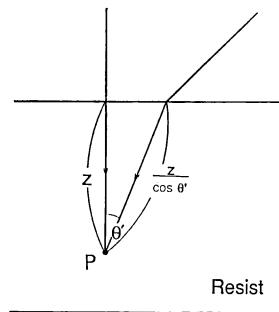


Fig. 4 Dependence on incident-angle of decay ratio.

4.5 吸収による減衰の入射角依存性

レジストは吸収をもつため、光がレジスト中を距離 l だけ進むと、

$$\left| \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda}\tilde{n}l\right) \right|^2 = \left| \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda}(n-ik)l\right) \right|^2 \\ = \exp\left(-\frac{4\pi k l}{\lambda}\right) \quad (4)$$

だけ強度が減衰する。ここで $\tilde{n}=n-ik$ はレジストの複素屈折率、 k は吸収係数である。光がレジスト表面から z の距離にある点 (Fig. 4) に達するまでに距離 $z/\cos \theta'$ だけ進まなければならぬので、 $\exp(-4\pi kz/\lambda \cos \theta')$ の減衰が起こる。

現在一般的に使われている i 線レジストでは $k \sim 0.02$ なので $z=1.2 \mu\text{m}$ の場合に垂直入射光と 30° 入射光の減衰率の比をとると 0.96 となる。

5. ベクトル的な手法—M. Yeung のモデル—

以上のような考察から、われわれはベクトルモデルによる計算を行う必要があると考え、Yeung の手法¹⁰⁾を

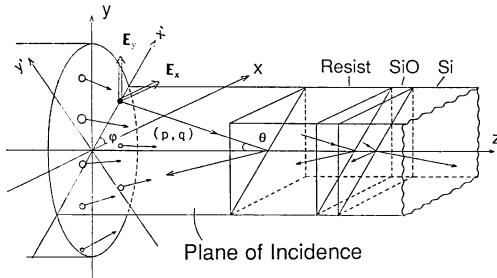


Fig. 5 Relations among the orders of spectrum, plane of incidence and incident angle.

採用することにした。1986年にYeungが提案した方法は、レンズの反射防止コート、あるいは狭帯域フィルターの設計等で用いられる多層膜理論¹⁴⁾の見事な応用例といえる（吸収を有する多層膜の扱いは文献15）に詳しい）。

5.1 偏光の扱い

簡単のために光軸近傍の物体を考える。すると物体を発し瞳座標 (p, q) を通過した光は、 x 軸と $\tan \phi = q/p$ の角度をなすメリジオナル面から外れることなく、光軸と $\sin \theta = \lambda \sqrt{p^2 + q^2}$ で与えられる入射角でレジストに入射し多重反射を起こす。この場合入射面（Fig. 5 の $x'z$ 平面）はメリジオナル面と一致する。したがって、偏光方向とメリジオナル面がなす角は終始一定に保たれる。一方、偏らない光は互いにインコヒーレントな直交する直線偏光に分解できるので¹⁶⁾すべての光線を瞳上で x, y 方向の直線偏光に分解して考える。さらにそれぞれの直線偏光は x', y' 成分（それぞれ p, s 偏光に対応）のベクトル和で表される。すなわち、瞳上における振幅を $\tilde{a}(p, q)$ とすると、Fig. 6 より

$$\begin{aligned} \tilde{X}_p &= \frac{\tilde{a}(p, q)}{\sqrt{2}} \cos \phi, \quad \tilde{X}_s = -\frac{\tilde{a}(p, q)}{\sqrt{2}} \sin \phi \\ \tilde{Y}_p &= \frac{\tilde{a}(p, q)}{\sqrt{2}} \sin \phi, \quad \tilde{Y}_s = \frac{\tilde{a}(p, q)}{\sqrt{2}} \cos \phi \end{aligned} \quad (5)$$

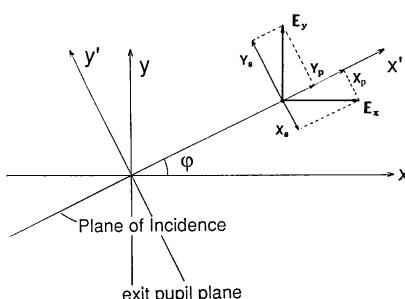


Fig. 6 x and y -polarized lights are decomposed into the vector sum of x', y' (p, s -polarization respectively) components.

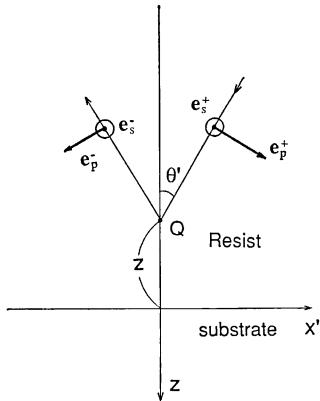


Fig. 7 Directions of E vector of p and s -polarized lights.

で与えられる。ここで \tilde{X}_p は x 偏光の x' 成分、すなわち p 偏光成分であり、 \tilde{X}_s は x 偏光の y' 成分、すなわち s 偏光成分である。 \tilde{Y}_p, \tilde{Y}_s についても同様である。

5.2 多層膜理論の応用

入射面において s, p 偏光それぞれについて Maxwell 方程式の要請、すなわち「 \tilde{E}, \tilde{H} ベクトルの接線成分が境界において連続である」を満たす必要がある。このときの基板／レジスト界面における $\tilde{E}^\pm, \tilde{H}^\pm$ ベクトルは多層膜理論により容易に計算できる。ここで右上の符号は入射光と反射光を表す。基板から z だけ上の位置における振幅と位相の変化は $\exp(\pm i 2\pi n z \cos \theta'/\lambda)$ で与えられる。ここで θ' は複素屈折角で次式で与えられる。

$$\sin \theta = \bar{n} \sin \theta' \quad (6)$$

5.3 点 $(0, 0, z)$ における電場ベクトル

さて、単位振幅の p, s 偏光が入射した場合の、レジスト中の点 $Q(0, 0, z)$ における \tilde{E}^\pm ベクトルをそれぞれ $\tilde{e}_p^\pm, \tilde{e}_s^\pm$ とすると、Fig. 7 より x 偏光に対する電場ベクトルは

$$\tilde{E}_{x'} = \tilde{X}_p(\tilde{e}_p^+ + \tilde{e}_p^-) + \tilde{X}_s(\tilde{e}_s^+ + \tilde{e}_s^-) = \frac{\tilde{a}(p, q)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} (\tilde{e}_p^+ - \tilde{e}_p^-) \cos \theta' \cos \phi \\ -(\tilde{e}_s^+ + \tilde{e}_s^-) \sin \phi \\ (\tilde{e}_p^+ + \tilde{e}_p^-) \sin \theta' \cos \phi \end{pmatrix} \quad (7a)$$

で与えられ、 y 偏光に対する電場ベクトルは Fig. 7 より

$$\tilde{E}_{y'} = Y_p(\tilde{e}_p^+ + \tilde{e}_p^-) + Y_s(\tilde{e}_s^+ + \tilde{e}_s^-) = \frac{\tilde{a}(p, q)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} (\tilde{e}_p^+ - \tilde{e}_p^-) \cos \theta' \sin \phi \\ (\tilde{e}_s^+ + \tilde{e}_s^-) \cos \phi \\ (\tilde{e}_p^+ + \tilde{e}_p^-) \sin \theta' \sin \phi \end{pmatrix} \quad (7b)$$

で与えられる。

5.4 xyz 座標系への変換

5.3において求めた \tilde{E}' は $x'y'z$ 座標系におけるベク

トル量であるから、次の回転行列により xyz 座標系におけるベクトル量に変換できる。

$$\begin{pmatrix} \cos\phi & -\sin\phi & 0 \\ \sin\phi & \cos\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (8)$$

計算を実行すると、 x 偏光に対して

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_{xz} \\ \tilde{E}_{xy} \\ \tilde{E}_{zz} \end{pmatrix} = \frac{\tilde{a}(p, q)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} (\tilde{e}_p^+ - \tilde{e}_p^-) \cos \tilde{\theta}' \cos^2 \phi + (\tilde{e}_s^+ + \tilde{e}_s^-) \sin^2 \phi \\ (\tilde{e}_p^+ - \tilde{e}_p^-) \cos \tilde{\theta}' \sin \phi \cos \phi \\ -(\tilde{e}_s^+ + \tilde{e}_s^-) \sin \phi \cos \phi \\ (\tilde{e}_p^+ + \tilde{e}_p^-) \sin \tilde{\theta}' \cos \phi \end{pmatrix} \quad (9a)$$

y 偏光に対して

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_{yz} \\ \tilde{E}_{yy} \\ \tilde{E}_{yz} \end{pmatrix} = \frac{\tilde{a}(p, q)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} (\tilde{e}_p^+ - \tilde{e}_p^-) \cos \tilde{\theta}' \sin \phi \cos \phi \\ -(\tilde{e}_s^+ + \tilde{e}_s^-) \sin \phi \cos \phi \\ (\tilde{e}_p^+ - \tilde{e}_p^-) \cos \tilde{\theta}' \sin^2 \phi + (\tilde{e}_s^+ + \tilde{e}_s^-) \cos^2 \phi \\ (\tilde{e}_p^+ + \tilde{e}_p^-) \sin \tilde{\theta}' \sin \phi \end{pmatrix} \quad (9b)$$

となる。

5.5 干渉一像形成—

以上から光軸上の点 $(0, 0, z)$ における電場ベクトル、 $(\tilde{E}_{xz}, \tilde{E}_{xy}, \tilde{E}_{zz})$ 、 $(\tilde{E}_{yz}, \tilde{E}_{yy}, \tilde{E}_{yz})$ が得られた。次にレジスト内部における電場ベクトルの xy 平面内での振幅の変化を求める必要がある。空気中を進行する方向余弦 (p, q, r) の光がレジスト表面で屈折して $(\tilde{p}', \tilde{q}', \tilde{r}')$ に変化したとすると、ベクトル形式のスネルの法則により、

$$(p, q, r) \times (0, 0, 1) = (\tilde{p}', \tilde{q}', \tilde{r}') \times (0, 0, \tilde{n}) \quad (10)$$

が成り立つ。これから $p = \tilde{n} \tilde{p}'$ 、 $q = \tilde{n} \tilde{q}'$ が得られる。

したがって、レジスト内部における xy 平面内での振幅の変化は、

$$\exp \{i2\pi \tilde{n}(\tilde{p}'x + \tilde{q}'y)/\lambda\} = \exp \{i2\pi(p'x + q'y)/\lambda\} \quad (11)$$

となり、空気中の場合と同じであることがわかる。

以上より、レジスト中の点 (x, y, z) における電場エネルギーは

$$I(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma(s, t) ds dt \cdot \sum_{\alpha, \beta} n \left| \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{\alpha\beta}(p, q) \right. \\ \left. \cdot \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} (px + qy) \right\} dp dq \right|^2, \quad \begin{cases} \alpha = x, y \\ \beta = x, y, z \end{cases} \quad (12)$$

により求めることができる。磁場はレジストと相互作用をしないので、磁場エネルギーを求める必要はない。

6. M. Yeung のモデルの問題点

6.1 FFT による高速化

5 節の説明から明らかのように、ベクトルモデルでは六つのベクトル成分についてフーリエ変換を行う必要があるため、スカラーモデルに比べると単純に比較しても 6 倍の計算時間がかかることになる。そこで Yeung は FFT により高速化することを提案している。FFT のメリットはもちろんその高速性にあるが、一方次のような欠点を有する。

- a) 像空間における xy 方向のメッシュが 2^n しかとることができない。
- b) 物体の周期全体に対してメッシュが切られてしまふ。

コンタクトホールや L/S パターンの先端形状、L 字パターンのエッジ部といった孤立部分を計算する場合は、物体サイズに対して周期を大きく設定する必要がある。したがって a), b) の制約があると有効なメッシュが少くなり精度が低下する場合がある。

そこでわれわれはベクトルプロセッサの演算効率を上げるためにプログラムを工夫し（チューニングという）FFT によらずに実用的な計算速度を達成した。その結果 a), b) の制約がなくなり種々のパターンを柔軟に精度良く計算できるようになった。

6.2 ブリーチングの無視

多層膜理論は、各膜が均一という前提に基づいている。しかしながら、レジストは露光により透明度が向上する性質（ブリーチング効果）があるため露光とともに

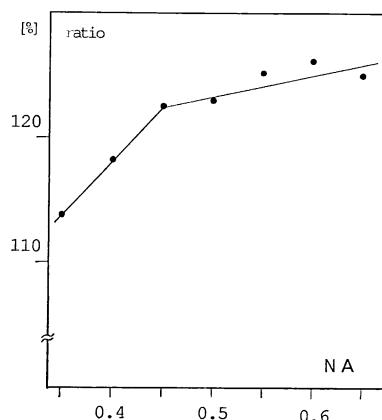


Fig. 8 Ratio of doses to get designed bottom size for $0.5 \mu\text{m}^2$ contact hole. This plot shows “(dose calculated by Mack's scalar model)/(dose calculated by vector model) $\times 100$.”

明暗ムラが生じ一種の回折格子と見なせる状態になり、しかも明暗の分布は時々刻々と変化していく。このような状態にあるレジスト内部のエネルギー分布を計算する手法としては、厚みを有する回折格子の回折効率を計算する方法¹⁷⁾があり、Yeung自身1988年に1次元物体に適用している¹⁸⁾。われわれも同様な理論に基づき、ブリーチングを考慮した1次元パターン用レジストシミュレーションプログラムを開発したが¹⁹⁾、計算コストが大きいため通常は省略して計算を行っている。ただし、CEL

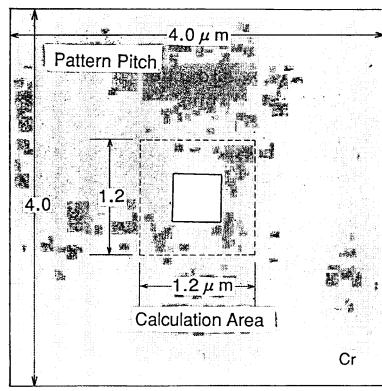
プロセス²⁰⁾のような極端にブリーチングが大きい場合を除いてはほぼ同一の結果を与えることを確認している。

7. 計 算 例

Fig. 8 は、NA=0.35~0.65の条件で $0.5\text{ }\mu\text{m}^2$ コンタクトホールのボトム径が設計値になるための露光量をMackのスカラーモデルとベクトルモデルで計算したものである。ベクトルモデルの結果を100としたときのスカラーモデルの結果をプロットしてある。NAが大きくなるほど誤差が増大することがわかる。

Fig. 9, Fig. 10 にコンタクトホールとL/Sパターンの計算例を示す。これらは実験において現れる次のような特徴を再現している。

- 1) コンタクトホールの露光でステージを上げていくと(光学符号でマイナス方向にデフォーカスしていくと),あるところで突然穴があかなくなる。
- 2) L/Sパターンの先端形状は、ステージを上げていくと丸くなり、下げていくと反り返った形状になる。
- 3) L/Sパターンの断面形状は、ステージを上げていくとDome形状になり、下げていくとBell形状になる。



a)

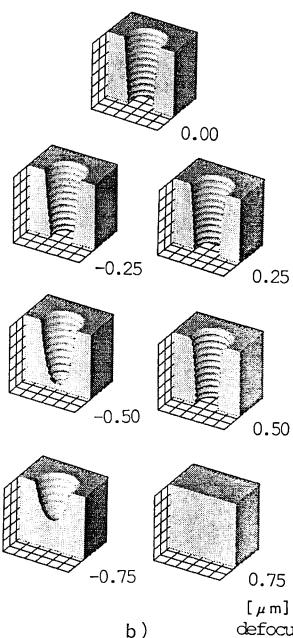
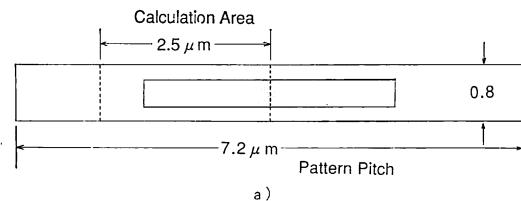


Fig. 9 a) $0.5\text{ }\mu\text{m}^2$ contact hole pattern. NA = 0.5, $\sigma = 0.6$, $\lambda = 0.365\text{ }\mu\text{m}$, resist = $1.20\text{ }\mu\text{m}$, mesh = $100 \times 100 \times 100$, focus pitch = $0.25\text{ }\mu\text{m}$. b) bird's eye views of calculated resist profiles for various defocus.



a)

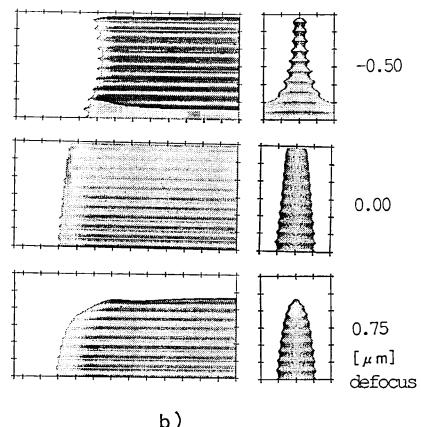


Fig. 10 a) $0.4 \times 3.6\text{ }\mu\text{m}$ line and space pattern. NA = 0.55, $\sigma = 0.6$, $\lambda = 0.365\text{ }\mu\text{m}$, resist = $1.20\text{ }\mu\text{m}$, mesh = $100 \times 100 \times 100$. b) side and front views of calculated resist profiles for various defocus.

8. ま と め

リソグラフィー形状シミュレーションにおいてベクトルモデルが必要であることを示し、ベクトルモデルによる計算方法、および計算例を紹介した。これには従来のスカラーモデルで無視されていた多くの電磁気学的効果が考慮されており大幅に信頼性が向上したと考えられる。ただし、ここで紹介したモデルはプリーティング効果を無視するなど万能とはい難く、過度な信頼は避けるべきである。しかしながらこういった限界を良く踏まえた上でうまく使っていけばきわめて強力な武器になり得ることは明らかである。本来シミュレーションとはそういうものであろう。

本プログラムの開発において、計算結果の可視化については全面的に研究所ソフトセンターの飯塚健二氏にお世話になった。また有益な討論および助言をしていただいた精機事業部の松本宏一氏に感謝いたします。

文 献

- 1) 渋谷真人：“透過照明用被露光原版”，特公昭 57-62052.
- 2) M.D. Levenson, N.S. Viswanthan and R.A. Simpson: “Improving resolution in photolithography with a phase-shifting mask,” IEEE Trans. Electron Devices, **ED-29** (1982) 1828-1836.
- 3) 田辺容由：“ステッパ光学系における超解像技術の比較”，光学, **21** (1992) 415-423.
- 4) N. Siraishi, S. Hirukawa, Y. Takeuchi and N. Magome: “New imaging technique for 64M-DRAM,” Optical/Laser Microlithography, Proc. SPIE, **1674** (1992) 741-752.
- 5) 福田 宏, 寺澤恒男：“光学的フィルタリングによる焦点深度と解像度の改善 (I), (II)”, 第38回応用物理学関係連合講演会予稿集 (1991) p. 534.
- 6) H. Fukuda, N. Hasegawa, T. Tanaka and T. Hayashida: “A new method for enhancing focus latitude in optical lithography : FLEX,” IEEE Electron Device Lett., **EDL-8** (1987) 179-180.
- 7) 小松雅也, 飯塚健二：“ベクトルモデルによる3D レジストシミュレーション”, 第39回応用物理学関係連合講演会予稿集 (1992) p. 667.
- 8) 鶴田匡夫：応用光学 I (培風館, 1990) pp. 279-292.
- 9) K. Matsumoto, K. Konno and K. Ushida: “Development and application of photolithography simulation program for step-and-repeat projection system,” Proc. Kodak Microelectronics Seminar INTERFACE '83 (1984) p. 74.
- 10) M. Yeung: “Modeling aerial images in two and three dimensions,” Proc. Kodak Microelectronics Seminar INTERFACE '85 (1986) p. 115.
- 11) F. Dill, A.R. Neureuther, J.A. Tuttle and E.J. Walker: “Modeling projection printing of positive photoresists,” IEEE Trans. Electron Devices, **ED-22** (1975) 456.
- 12) C.A. Mack: “Understanding focus effects in sub-micrometer optical lithography,” Opt. Eng., **27** (1988) 1093.
- 13) 鶴田匡夫：応用光学 I (培風館, 1990) pp. 42-45.
- 14) 鶴田匡夫：応用光学 II (培風館, 1990) pp. 119-123.
- 15) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon Press, New York, 1980) pp. 627-633.
- 16) M. Born and E. Wolf: *ibid.* pp. 544-550.
- 17) R. Petit, ed.: *Electromagnetic Theory of Gratings* (Springer-Verlag, New York, 1980).
- 18) M. Yeung: “Modeling high numerical aperture optical lithography,” Optical/Laser Microlithography, Proc. SPIE, **922** (1988) 149-167.
- 19) K. Matsumoto, K. Ushida, H. Kawai, M. Nei, S. Murakami, S. Nakamura and M. Kameyama: “New-generation optical stepper with high N.A. g-line lens,” Optical/Laser Microlithography, Proc. SPIE, **1088** (1989) 170-177.
- 20) B.F. Griffing and P.R. West: “Contrast enhanced photolithography,” IEEE Electron Device Lett., **EDL-4** (1983) 14.