

極紫外用の高反射率多層膜

羽 多 野 忠

High Reflectance Multilayers for Use of Extreme Ultraviolet

Tadashi HATANO

Multilayer reflectors are backbone technology that enables us to handle extreme ultraviolet. The characteristics of multilayer reflection caused by its depth periodicity are partly identical with the diffraction by a grating of a lateral periodicity. This concept is useful for multilayer design and evaluation. From an optical viewpoint, two materials of a large difference in refractive indices and low absorption coefficients are suitable for a high reflectance multilayer. The numerical calculations of the multilayer reflectance that determine the optimum layer thickness can be achieved through recurrence formulas describing the l -layer as a single layer on the $(l-1)$ -layer including the multiple reflection within a layer. In the imaging optics, a lateral distribution of a layer thickness has to be well controlled to match the angle of incidence. The programmable shutter to compensate for the mismatch of the desired thickness and the deposition rate has been developed.

Key words: multilayer, reflectance, complex refractive index, layer thickness, programmable shutter

縮小投影露光の短波長化が進んで屈折光学系が使えなくなると、取差を十分に抑えた直入射の反射光学系が必要になる。鏡の枚数が4枚ともなると、反射率のわずかな差も露光効率を大きく左右する¹⁾。直入射光学系の反射性能を担うのが鏡面に反射材としてコーティングした多層膜である。本稿では、波長13 nm付近の極紫外リソグラフィー(EUVL)に使用する多層膜を想定して、多層膜の設計方針について解説する。2種類の物質を交互に周期的に積層した多層膜の構成を考えると、多層膜の設計とは、波長と入射角が与えられたときに反射率を最大にする2物質の膜厚を決めることに他ならない。周期数を限定した条件で最大反射率を示す多層膜の膜厚は非周期となる²⁾。しかし、最適な膜厚を選べば、等周期で十分な周期数を積層することによって高い反射率が得られる。

多層膜の作製方法としてはスパッタリング法が主流となっている。それに付随して、界面の相互拡散や粗さを抑制

して反射率を高める技術がある^{3,4)}。一方で、多層膜の反射波長をそろえるために複数の多層膜の間で、および1枚の多層膜の中で膜厚を一致させる成膜制御技術も必要である。第3章で、最近筆者らが開発した汎用性の高い膜厚分布制御法を紹介する⁵⁾。

1. 多層膜反射の概念

多層膜反射の数値計算を用いた精密な取り扱いとは次章に回し、この章では多層膜の概念的な理解を目的とし、多層膜を回折格子と比較して説明する。多層膜の設計の初期段階で定性的な理解が必要であることはもちろん、反射率の実測値から多層膜を評価するにも多層膜反射の特性を定性的に把握しておくことが不可欠である。

まず、回折格子は、図1(a)に示すように、溝が等間隔に刻まれた面内の周期構造で構成されている。刻線間隔を d とすると、入射角 α で波長 λ の光が入射したとき、1本1

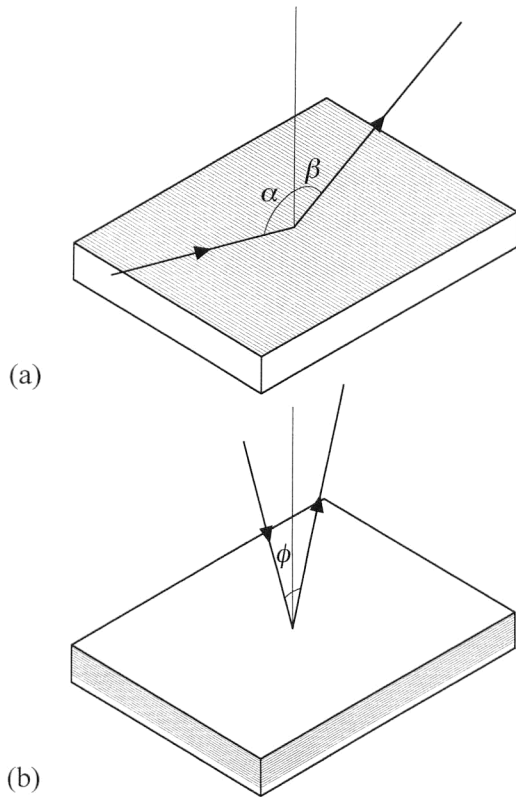


図1 回折格子による回折 (a) と多層膜による反射 (b).

本の刻線から回折されて広がる回折光が出射角 β の方向について

$$\Delta = \frac{2\pi d (\sin\alpha - \sin\beta)}{\lambda} \quad (1)$$

の位相差で干渉し、これが 2π の整数倍に等しいときに強め合って回折ピークをなす。コヒーレントに照射されている刻線本数を N とすると、回折光の振幅は

$$E = A \sum_{l=0}^{N-1} e^{-i l \Delta} \quad (2)$$

と表され、その強度は

$$I = |A|^2 \frac{\sin^2 \frac{N\Delta}{2}}{\sin^2 \frac{\Delta}{2}} \quad (3)$$

となる。 A は、 α 、 β 、 λ 、 d と表面の材料に依存する回折の効率を振幅で表したものである。式(3)からわかるように、波長あるいは入射角、出射角を変化させると、 $\Delta = 2m\pi$ (m は整数) を満たす主極大以外に

$$\Delta = 2m\pi + \frac{2m'+1}{N} \pi \quad (m'=1, 2, \dots, N-2) \quad (4)$$

を満たす $N-2$ 個の副極大が現れる。主極大の大きさは N^2 に比例する。

一方、多層膜は、図1(b)に示すように、奥行き方向の周期構造で構成されている。入射面を含む断面を図2に示す。基本単位をなす2つの膜の膜厚をそれぞれ d_1 、 d_2 とす

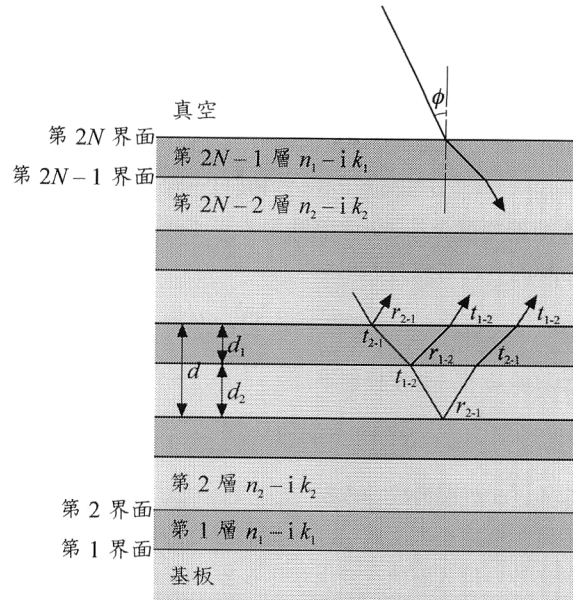


図2 多層膜の構造と反射、屈折する光線。

ると、周期長は $d = d_1 + d_2$ である。 $2d \cos\phi = \lambda$ を満たす入射角 ϕ で強い反射が起こることはよく知られているが、ここでそのしくみを簡単に考察する。

多層膜の層数を $2N-1$ とし、奇数番目の層をなす物質1の屈折率を比較的1から離れた複素数 $n_1 - ik_1$ 、偶数番目の層をなす物質2の屈折率を比較的1に近い複素数 $n_2 - ik_2$ とする。基板の屈折率も1に近いものとする。真空側の表面を含めて $2N$ 個の界面は周期数 N の周期的な配列で並ぶ。最初に、基板側から数えて偶数番目の界面での反射のみを考える。これらの界面ではすべて物質2から物質1へ光が入射するので振幅反射率は同じ値をとり、これを r_{2-1} とする。第 $2N$ 番目の界面、すなわち多層膜の表面での反射も近似的にこれに等しいとする。1つの界面で反射される成分と1周期分深い界面で反射される成分を比べると、後者のほうが界面を4回多く透過し、かつ1周期を1往復するだけの光路差がある。ここで、物質2から物質1への振幅透過率と振幅反射率を t_{2-1} 、 r_{2-1} 、物質1から物質2への振幅透過率と振幅反射率を t_{1-2} 、 r_{1-2} とする。一般的に逆行の原理により $r_{1-2} = -r_{2-1}$ および $t_{2-1}t_{1-2} = 1 - r_{2-1}^2$ が成り立つので、界面の透過による振幅の変化は $t_{2-1}^2 t_{1-2}^2 = (1 - r_{2-1}^2)^2$ である。光が物質1および物質2の層を通過する光路長に対応する位相の遅れは、それぞれ

$$\delta_1 = \frac{2\pi d_1}{\lambda} \sqrt{(n_1 - ik_1)^2 - \sin^2 \phi} \quad (5)$$

$$\delta_2 = \frac{2\pi d_2}{\lambda} \sqrt{(n_2 - ik_2)^2 - \sin^2 \phi} \quad (6)$$

である。 δ_1 、 δ_2 は複素数であり、それらの虚部は負である。

以上により、第 $2l$ 番目の界面で反射される成分と第 $2l-2$ 番目の界面で反射される成分の振幅の比が $1 : (1-r_{2,1}^2)^2 \exp\{-2i(\delta_1+\delta_2)\}$ と書けることがわかった。このことは、1 周期ずれた界面からの反射成分が互いに

$$\Delta = 2\delta_1 + 2\delta_2 + 2i \log(1-r_{2,1}^2) \quad (7)$$

の位相差で重なることを意味する。これらの N 個の界面から反射される成分の和を

$$r^{(\text{even})} = r_{2,1} \sum_{l=0}^{N-1} e^{-i l \Delta} \quad (8)$$

で計算すると、強度反射率は

$$R^{(\text{even})} = |r_{2,1}|^2 \frac{|1-e^{-i N \Delta}|^2}{|1-e^{-i \Delta}|^2} \quad (9)$$

となる。 Δ が複素数であることを除いて、式(9)は回折格子の回折強度を表す式(3)と同じ形である。したがって、波長あるいは入射角を変化させると、 $\text{Re}(\Delta) = 2m\pi$ (m は整数) を満たす主極大と

$$\text{Re}(\Delta) = 2m\pi + \frac{2m'+1}{N}\pi \quad (m'=1, 2, \dots, N-2) \quad (10)$$

を満たす $N-2$ 個の副極大が現れる。

次に、基板側から数えて奇数番目の界面での反射を考慮に入れる。これらの界面では、偶数番目の界面と比べて物質1と物質2が入れ替わるだけなので、振幅反射率は $r_{1,2} = -r_{2,1}$ である。1 周期ずれた界面からの反射成分の位相差は完全に式(7)に等しいから、奇数番目の界面のみを考えた強度反射率は式(9)と同じ形になる。奇数番目の界面の反射と偶数番目の界面の反射の位相差に注意して足し合わせると、すべての界面を考慮した反射率が得られる。第 $2l$ 番目の界面で反射される成分と第 $2l-1$ 番目の界面で反射される成分の振幅の比は $1 : -(1-r_{2,1}^2) \exp(-2i\delta_1)$ であり、これに対応する位相差は

$$\Delta_1 = 2\delta_1 + i \log(1-r_{2,1}^2) + \pi \quad (11)$$

であるから、強度反射率は

$$R^{(\text{even+odd})} = |r_{2,1}|^2 \frac{|1-e^{-i N \Delta}|^2}{|1-e^{-i \Delta}|^2} |1+e^{-i \Delta_1}|^2 \quad (12)$$

となる。偶数番目の界面からの反射と奇数番目の界面からの反射の干渉の強め合いを最大にするには、 $\text{Re}(\Delta_1)$ を 2π の整数倍にしなければならない。同様に、偶数番目の層1層分の位相差を

$$\Delta_2 = \delta_2 + i \log(1-r_{2,1}^2) + \pi \quad (13)$$

として、 $\text{Re}(\Delta_2)$ を 2π の整数倍にしなければならない。このとき、1 周期分の位相差について $\text{Re}(\Delta)$ が 2π の奇数倍になっており、偶数次の回折が消滅する。通常は回折次数を $m=1$ とし、 $\delta_1 = \delta_2 = \pi/2$ を満たす膜厚で多層膜を設計する。このとき物質の屈折率を1と近似すると、 $d_1 = d_2 =$

$\lambda/(4 \cos \phi)$ である。

以上の比較により、周期構造を利用した分光素子であるという点で、多層膜は回折格子と似通った特性をもっていることがわかる。ただし、周期の方向が奥行きであることによって決定的な相違がある。1つには、奥深い界面からの反射成分ほど振幅が小さくなることによってピーク反射率の周期数 N に対する依存性が N^2 でなくなり、ある N 以上で飽和傾向を示す。さらに、これまでの議論で無視してきた、多層膜内での多重反射の効果がある。多層膜は基板側から表面の方向に進行する反射波に対しても反射する構造をとっているのだから、これを無視した式(12)の計算では反射率が1を超えるような不都合が生じる。多重反射の効果は光学薄膜の特性行列を用いた計算で調べることができ、主極大の幅は周期数を増加させても物質対の屈折率で決まるある幅以下には狭くならないことが知られている⁶⁾。完全結晶の動力学的回折理論で扱われるブラッグ反射の幅も同様の現象である⁷⁾。次章で多重反射を考慮した多層膜の計算例をいくつかあげるのだから、反射率が50%に満たないものについて、副極大の周期と主極大の半値幅が同程度であるというスペクトル形状にも着目していただきたい。

2. 多層膜の設計

波長と入射角が決まったとき、その条件で高反射率を得るための多層膜の設計方法について述べる。前章で述べた多層膜反射の特性を考慮して物質を選択した後、数値計算によって膜厚を最適化する。

多層膜の反射率を近似的に表した式(12)からわかるように、界面のフレネル係数 $r_{2,1}$ が大きいということがまず重要である。 $r_{2,1}$ を界面の両側の物質の複素屈折率で書いた表式は、複素数 N_j ($j=1, 2$) を s-偏光に対して

$$N_j = \sqrt{(n_j - ik_j)^2 - \sin^2 \phi}, \quad (14)$$

p-偏光に対して

$$N_j = \frac{\sqrt{(n_j - ik_j)^2 - \sin^2 \phi}}{(n_j - ik_j)^2} \quad (15)$$

と定義したとき

$$r_{2,1} = \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} \quad (16)$$

である。EUVL のように多層膜を直入射で用いる場合には、s-偏光と p-偏光の区別なく

$$|r_{2,1}| = \left| \frac{(n_2 - ik_2) - (n_1 - ik_1)}{2} \right| \quad (17)$$

で界面の振幅反射率が概算できる。s-偏光と p-偏光で符号が異なるのは、単に座標系の取り方に由来するものである。式(17)から、反射率を高くするためには、2つの物質

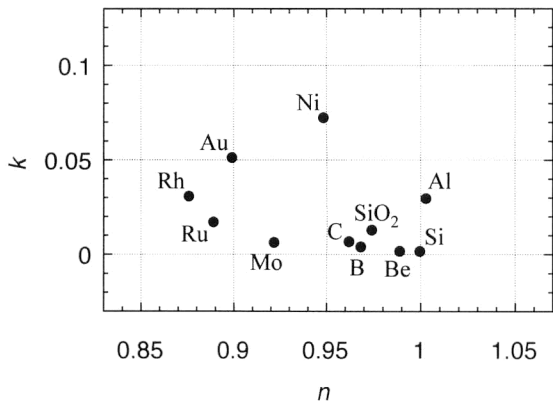


図3 主な物質の波長 13.5 nm における複素屈折率。

の複素屈折率が互いに離れていることが重要であることがわかる。複素屈折率が互いに離れた 2 物質を見つける手助けとして、原子番号の大きい物質と小さい物質の組み合わせで探す方法、金属と絶縁体の組み合わせで探す方法などがある。次に、式(12)の干渉項から、 Δ の虚部が 0 に近いほど周期数 N を増したときに反射率が增大しやすいということがわかる。すなわち、2 物質の k がともに小さいということが、奥深い界面からの反射成分の減衰を抑えて強め合いの干渉の効率を上げる。EUV 領域には元素の比較的浅い内殻準位が存在し、吸収端近傍で n と k がともに大きく変化する。EUVL のように多層膜を特定の波長でしか用いない場合には、この内殻吸収の異常分散を利用することが絶対的に有利である。すなわち、吸収の低エネルギー側で n が大きく k が小さいところを利用するという一方で一方の物質を先に確定し、後から n が小さく k が小さいという条件で対になる物質を探す。

このようにして候補となる物質をいくつか選び出すと、 $n-ik$ は互いに離れているが一方の k が大きい組み合わせや、逆に k はともに小さいが $n-ik$ が互いに近い組み合わせがあり、どれが最適な物質対であるかは多層膜の反射率を計算してみないと決定できない場合がある。ここでは、有限な周期数の多層膜の反射率を、多重反射の効果も含めて計算する方法を簡潔に述べる。多層膜の周期数を N 、層数を $2N-1$ とし、振幅反射率を $r^{(2N-1)}$ とする。この多層膜を、 $2N-2$ 層の多層膜の上に物質 1 の薄膜が 1 層付着したものと考える。薄膜表面のフレネル係数は $r_{v-1} = (\cos \phi - N_1) / (\cos \phi + N_1)$ である。ひとまとまりの基板とみなした $2N-2$ 層の多層膜の振幅反射率を $r^{(2N-2)}$ と書くと、薄膜内の多重反射を加算した振幅反射率は

$$r^{(2N-1)} = r_{v-1} + t_{v-1} r^{(2N-2)} t_{v-1} e^{-2i\delta_1} + t_{v-1} r^{(2N-2)} r_{v-1} r^{(2N-2)} t_{v-1} e^{-4i\delta_1} + \dots$$

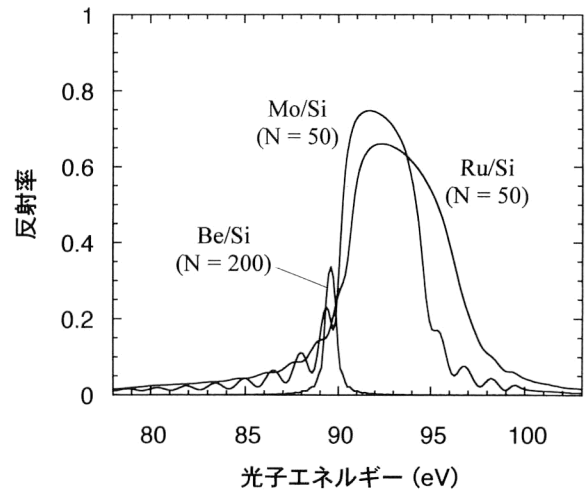


図4 Ru/Si, Mo/Si, Be/Si 多層膜の反射率。

$$= r_{v-1} + \frac{t_{v-1} t_{v-1} r^{(2N-2)} e^{-2i\delta_1}}{1 - r_{v-1} r^{(2N-2)} e^{-2i\delta_1}} = \frac{r_{v-1} + r^{(2N-2)} e^{-2i\delta_1}}{1 + r_{v-1} r^{(2N-2)} e^{-2i\delta_1}} \quad (18)$$

と書ける。 $2N-2$ 層の多層膜を、振幅反射率が $r^{(2N-3)}$ で表される $2N-3$ 層の多層膜を基板として物質 2 の薄膜が 1 層付着したものとみなすと、 $r^{(2N-2)}$ は

$$r^{(2N-2)} = \frac{r_{1-2} + r^{(2N-3)} e^{-2i\delta_2}}{1 + r_{1-2} r^{(2N-3)} e^{-2i\delta_2}} \quad (19)$$

と書ける。このようにして、 l 層の多層膜の振幅反射率を $l-1$ 層の多層膜の振幅反射率で表す漸化式ができる。 $l=0$ の基板までさかのぼると、基板面での振幅反射率は物質 1 と基板の界面のフレネル係数のものであるから、 $r^{(0)} = (N_1 - N_s) / (N_1 + N_s)$ で与えられる。 N_s は、式(14)または式(15)の $n_j - ik_j$ に基板の複素屈折率を代入したものである。基板側から順次振幅反射率 $r^{(l)}$ を計算していった、多層膜の振幅反射率 $r^{(2N-1)}$ を求めることができる。

多層膜の設計の例として、波長 13.5 nm、入射角 5° の場合を考える。代表的な物質の波長 13.5 nm における複素屈折率を図 3 に示す。ここでは、ローレンスバークレー国立研究所の X 線光学センターがウェブサイト (http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/) 上に公開している光学定数の値を使用している。13.5 nm という波長は Si の $L_{2,3}$ 吸収端の低エネルギー側を利用するという設定された。実際に Si の複素屈折率 $n-ik$ は、図 3 の中でも n が大きく k が小さいほうに抜き出ている。Si と対をなす物質については、距離の遠い Rh や k の小さい Be、およびそれらの中間に位置する Ru, Mo, B などが候補になる。Ru/Si, Mo/Si, Be/Si の 3 種類の組み合わせについて、すべての膜厚を 3.5 nm として多層膜の s-反射率を計算し、反射スペクトルの形で図 4 に示す。Ru/Si と Mo/Si につ

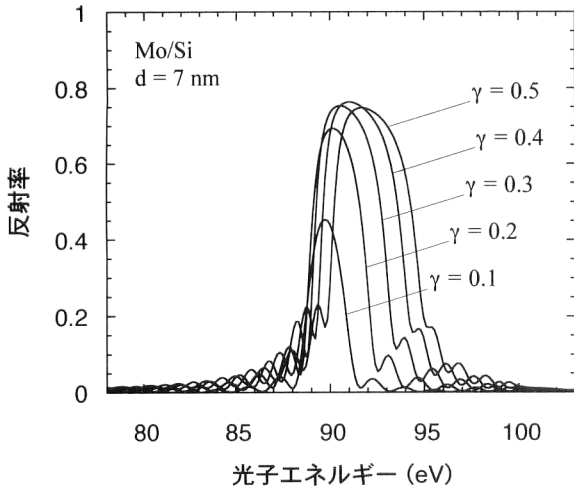


図5 膜厚比0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0.1のMo/Si多層膜の反射率.

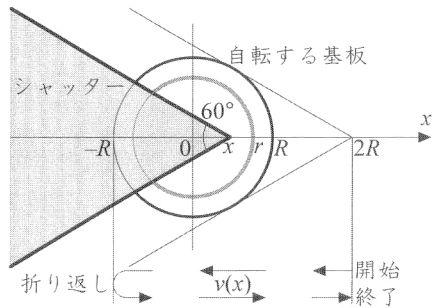


図6 膜厚分布制御のための速度可変シャッター.

いては周期数 $N=50$ で十分反射率が飽和している。ピーク高を比べると、Mo/Siのほうが高い反射率が得られることがわかる。 k が小さい組み合わせのBe/Siについては周期数 $N=50$ では反射率が飽和に達しておらず、 $N=200$ の計算結果を示した。しかし、そのピーク反射率は $N=50$ のMo/Siに及ばなかった。なお、3つのグラフのピーク位置の相違はRuとMoとBeの屈折率の差によるものである。

前章でみたように、 $d_1=d_2=\lambda/4 \cos \phi$ の付近で膜厚を設計すると各界面からの反射成分の位相がそろいが、吸収が強いほうの物質を薄くすると減衰項が抑えられ、より反射率を高めることができる。ただし、物質1から物質2に入射する界面と物質2から物質1に入射する界面で振幅反射率の位相が π ずれているので、一方の膜厚を薄くしすぎると弱め合いの干渉が起こって反射率が落ちる。周期数 $N=50$ 、周期長 $d=7 \text{ nm}$ のMo/Si多層膜において、 $\gamma = d_{\text{Mo}} / (d_{\text{Mo}} + d_{\text{Si}})$ で定義した膜厚比の値が $\gamma=0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0.1$ の場合について計算したs-偏光に対する反射スペクトルを図5に示す。相対的に k の大きいMoをわずかに薄くした $\gamma=0.4$ の条件で最大反射率が得られるこ

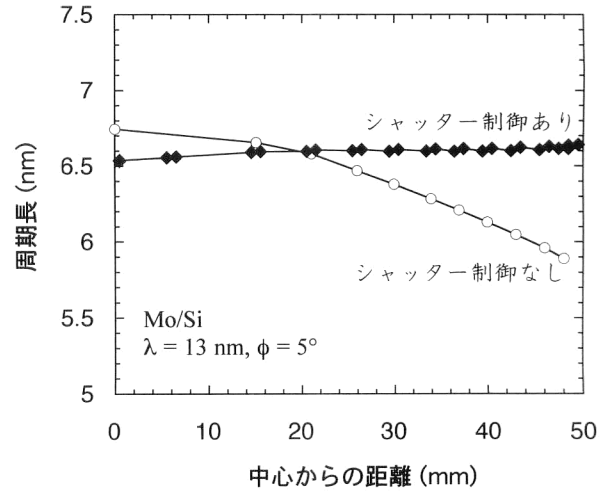


図7 曲率半径300mmの凹面基板に作製したMo/Si多層膜の周期長分布.

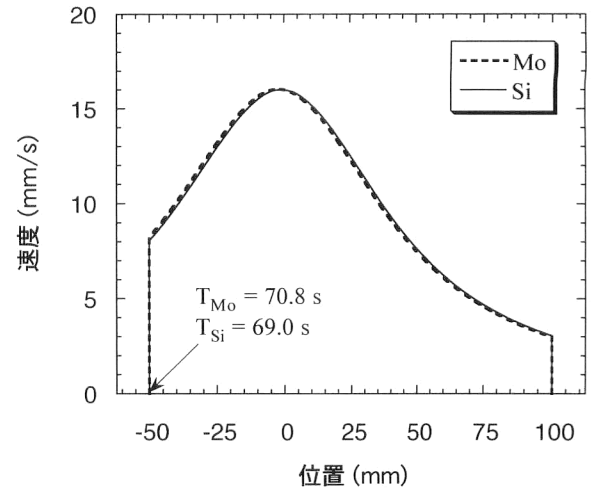


図8 膜厚分布制御に用いたシャッター速度関数.

とがわかる。ピーク位置のずれは、MoとSiの屈折率の差によるものである。

3. 膜厚分布制御

結像光学系では、その宿命として、必然的に光の入射角が1つの鏡面内で一定ではない。波長とのマッチングをとるために1つの多層膜内で周期長に変化をつける必要があり、典型的な場合で鏡の中心部に対して外周部で数パーセント程度周期長を大きくしななければならない⁸⁾。ところが、成膜速度は通常基板の中心部で最大となり、中心から離れるほど遅くなる。膜厚は成膜速度と成膜時間の積であると考え、必要な膜厚分布 $d(x, y)$ と成膜速度の分布 $S(x, y)$ の違いを補正するために成膜時間にも $T(x, y) = d(x, y) / S(x, y)$ のような分布をつける必要がある。従来はマスクを用いた方法でこれを実現していたが⁸⁾、この方法で

は膜厚分布の実測とマスク形状の修正という作業を繰り返す必要があり、しかも2物質で成膜速度の分布が相似形でない場合に対応できない。一方、球面基板に膜厚分布制御した単層膜を成膜して高精度の非球面基板を作製する方法がニコンの押野らにより提案された⁹⁾。この膜厚分布制御法は、基板を自転させ、シャッターを開く速度をコンピューター制御するという高い汎用性を秘めたものであった。筆者らは、このアイデアを多層膜の作製に適用し、速度可変シャッター機構を組み込んだイオンビームスパッタリング成膜装置を開発した⁵⁾。以下に、シャッターによる膜厚制御の原理と具体例を紹介する。

必要な膜厚分布が回転対称性をもっているものとする。膜厚分布関数は動径座標のみの関数として $d(r)$ と書ける。基板を自転させることによって成膜速度の分布関数も実効的に $S(r)$ とできる。筆者らが考案したシャッター形状は、効率よく外周部の露出時間を延ばすために先端の角度が 60° の尖った形をしている。図6に、基板を正面から見た、シャッターの開閉途中の様子を示す。自転する基板の中心を原点とし、シャッターの動く方向に x 軸をとる。基板の半径を R とすると、先端の座標が $x=2R$ のときにちょうど基板全体がシャッターに隠れる。ここを成膜の開始点とし、シャッターを速度関数 $v(x)$ に従って開いていく。 $x=-R$ で全開となり、この位置である一定時間 T 静止させる。続いて閉じる方向に同じ速度関数 $v(x)$ で動き、 $x=2R$ の全閉位置に戻る。ここでターゲットを交換してもう一方の層を成膜する。物質ごとに、速度関数 $v(x)$ と全開位置での静止時間 T は異なる。

開閉と全開位置の静止を含めた一連のシャッターの動作によってできる成膜時間の分布は

$$T(r) = 2 \int_{-R}^{2R} \frac{\Theta(x, r)}{2\pi} \frac{dx}{v(x)} + T \quad (20)$$

と表現できる。 $\Theta(x, r)$ は、シャッターの位置が x のとき、基板上の注目する場所 r が1周の自転の間にシャッターから露出している角度を表す。 $\Theta(x, r)$ の関数形は、シャッターの位置により、 $2r < x < 2R$ で $\Theta(x, r) = 0$ 、 $r < x < 2r$ で $\Theta(x, r) = 4 \arccos(x/2r)$ 、 $0 < x < r$ で $\Theta(x, r) = 2\pi/3 + 2 \arccos(x/2r)$ 、 $-r < x < 0$ で $\Theta(x, r) = 8\pi/3 - 2 \arccos(-x/2r)$ 、 $-R < x < -r$ で $\Theta(x, r) = 1$ である。膜厚分布制御における問題は必要な成膜時間分布を得るためにどのように速度関数を決めればよいかということであるから、式(20)で $T(r)$ を与えて $v(x)$ を求めるという計算が必要になる。 $1/v(x)$ が x^n の形するとき式(20)の定積分が r^{n+1} の形になることを利用し、 $1/v(x)$ を級数展開して

$T(r)$ を級数の形で求めておく。 $1/v(x) = ax^2 + bx + c$ 、 $T(r) = Ar^3 + Br^2 + Cr + D$ とおくと、係数どうしの間に $A = (4\sqrt{3}/\pi)a$ 、 $B = 2b$ 、 $C = (4\sqrt{3}/\pi)c$ 、 $D = (2/3)aR^3 - bR^2 + 2cR + T$ という単純な関係が成り立つ。目標の $T(r)$ を3次の級数で近似すると、 $v(x)$ は一意的に決まる。

筆者らは、EUV干渉計の参照鏡を作製する目的で、直径100 mm、曲率半径300 mmの凹面基板上に波長13 nm、入射角 5° の一様膜厚のMo/Si多層膜の作製を試みた。あらかじめシャッターを動作させずに凹面基板に多層膜を作製し、放射光施設でEUVの直入射反射スペクトルを測定して周期長の分布を求めた。凹面基板では、幾何学的な条件により、小角X線回折を利用することができないからである。結果を図7に○で示す。周期長の解析には主極大だけでなく、周期的に並ぶ副極大の構造が非常に役に立った。次に、図8に示すシャッター速度関数で膜厚分布を制御して成膜を行った。シャッター全開位置での待ち時間はMoの場合に70.8秒、Siの場合に69.0秒であった。作製した多層膜を再び放射光を利用して評価し、得られた周期長分布を図7に◆で示す。一様性の精度を $P-V$ 値で1.6%以内に制御できたことがわかった。速度関数を $x=0$ で切り替えることにより誤差を1%以内に抑えることもできる。

文 献

- 1) 木下博雄：“X線縮小リソグラフィ”，*光学*, **23** (1994) 303-308.
- 2) M. Yamamoto and T. Namioka: “Layer-by-layer design method for soft-x-ray multilayers,” *Appl. Opt.*, **31** (1992) 1622-1630.
- 3) H. Takenaka and T. Kawamura: “Thermal stability of Mo/C/Si/C multilayer soft X-ray mirrors,” *J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom.*, **80** (1996) 381-384.
- 4) E. Spiller: “Enhancement of the reflectivity of multilayer x-ray mirrors by ion polishing,” *Opt. Eng.*, **29** (1990) 609-613.
- 5) T. Hatano, H. Umetsu and M. Yamamoto: “Deposition shutter control for figured multilayer fabrication,” *Precision Science and Technology for Perfect Surfaces, JSPE Publication Series No. 3* (JSPE, Tokyo, 1999) pp. 292-297.
- 6) 久保田広：波動光学，第3刷（岩波書店，東京，1974）pp. 207-236.
- 7) 菊田惺志：X線回折・散乱技術（上）（東京大学出版会，東京，1992）pp. 125-138.
- 8) J. B. Kortright, E. M. Gullikson and P. E. Denham: “Masked deposition techniques for achieving multilayer period variations required for short-wavelength (68-Å) soft-x-ray imaging optics,” *Appl. Opt.*, **32** (1993) 6961-6968.
- 9) T. Oshino, N. Katakura and K. Murakami: “Asphere fabrication method using deposition figuring for EUVL,” *JSPE Proc. 2nd U.S.-Japan Workshop on Soft X-Ray Optics: Technical Challenges* (JSPE, Tokyo, 1997) pp. 528-540.

(2002年4月10日受理)