第 12 章 WG14 (計測 & 故障解析 SWG)

◆計測

12-1 はじめに

2009年度の主な活動は、ITRS国際会議(サンフランシスコ、台湾、イタリア)の参加によるITRS Metrology Roadmapの改定および、計測に関する最新情報の情報交換と、国内活動においては、計測技術のヒアリングによる最新計測情報の収集である。また2010.3.5のSTRJ Workshopでその活動報告についての紹介を行い情報の共有化を図った。本章の構成としては以下の構成で計測ワーキンググループの活動報告を紹介する。

① ITRSのRoadmapのupdateの概要説明
② 国際会議におけるポイント
③ 計測技術の最新動向

12-2 ITRS 2007 Update 版の主な改訂ポイント(図表 12-1 参照)

2009 年度の Metrology の要求テーブルの主だったものを図表 12-1 に示しているが、改定内容としては、図中の要求値の改定と、技術的困難度に関する色分けの改定を行っている。図表 12-2 には、2009 年度における赤色(技術的な解が見えていない状況)の部分について状況をまとめて示した。

		2010	2012	2014	2016	2018
	Flash 1/2 pitch (nm)	32	25	20	16	13
	MPU Printed Gate Length (nm)	41	31	25	20	16
	MPU Physical Gate Lemgtn (nm)	27	22	18	15	13
	Wafer Overlay Control (nm) - 20% DRAM	9	7.1	5.7	4.5	3.6
	Wafer Overlay Control Double Patterning (nm)	6	5	4	3	3
	Lithography Metrology					
Gate	Physical CD Control (3σ, nm) Allowed Litho Variance = 3/4 Total Variance	2.8	2.3	1.9	1.6	1.3
Gate	Wafer CD metrology tool uncertainty (3σ, nm) at P/T = 0.2	0.55	0.46	0.38	0.32	0.27
Gate	Etched Gate Line Width Roughness (3σ, nm) < 8% of CD	2.12	1.77	1.47	1.23	1.02
Dense Lines	Printed CD Control (3σ, nm) Allowed Litho Variance = 3/4 Total Variance	3.3	2.6	2.3	1.9	1.5
Dense Lines	Wafer CD metrology tool uncertainty (3σ, nm) at P/T = 0.2	0.66	0.52	0.42	0.33	0.26
	Double Patterning Overlay Metrology					
	Double Exposure and Etch - Overlay Control (3σ, nm)	4.6	3.1	2.3	1.8	1.4
	Double Exposure and Etch - Uncertainty (3σ, nm)	0.91	0.62	0.45	0.35	0.27
	Spacer PEE process					
	First pass CD control (after etch) - Process	2.5	2.0	1.6	1.3	1.0
	First pass CD control (after etch) - Uncertainty (3σ, nm)	0.51	0.40	0.31	0.25	0.20
	Front End Processes Metrology					
	High Perfarmance Logic EOT equivalent oxide thickness (3σ, nm)	0.9	0.7	0.55	0.57	0.54
	Logic Dielectric EOT Uncertainty (3σ, nm)	0.0036	0.0028	0.0022	0.0023	0.0022
	Interconnect Metrology					
	Barrier layer thickness (3σ, nm)	3.3	2.6	2.1	1.7	1.3
	Void Size for 1% Voiding in Cu Lines	4.5	3.5	2.8	2.2	1.8
	Detection of Killer Pores at (nm) size	4.5	3.5	2.8	2.2	1.8

図表 12-1 ITRS 計測要求表の抜粋

Etched Gate Line Width Roughness	・ リソグラフィープロセスにおいて達成が困難 ・ (計測要求に関しては記載されていないが＊である)
Double Exposure and Etch - Overlay Control	・ リソグラフィープロセスにおいて達成が困難
Double Exposure and Etch－Uncertainty	・リソグラフィープロセス自体の要求精度が小さいために赤色状態
Barrier layer thickness	
Void Size for 1% Voiding in Cu lines	Cu 配線において 1%の Void が存在する条件下での最小検出 Void サイズであり、現状の計測技術ではローカルは微小 void の検出は困難
Detection of Killer pores	致命的欠陥の空孔の最小検出サイズであり、上記同様計測技術が存在しない

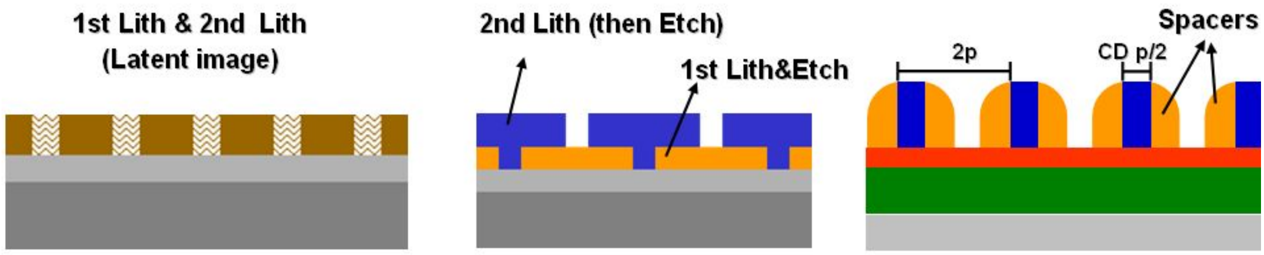
図表 12-2　2009 年度要求表の赤色項目の内容

図表 12-1 中の赤色の部分は、結局は、量産で技術的に用いられていないということであり、必要に応じては、設計基準の緩和された状態において使用されている可能性があると考えられる。 Etched Gate Line Width Roughness は従来から赤色が継続しており、リソグラフィープロセスにおける光学像のコントラストの低下に伴い論理的に困難であることが大きな問題であると思われる。一方、レジスト材料系においても、材料系の最適化には非常に多くの時間が掛かることや、技術的に大きなブレークスルーが期待できないことから、光学像のコントラスト低下と併せて要求値に達成することが出来ていないと思われる。本件に関しては、その技術的な困難さもあり、計測に対する要求が弱まってきており、要求項目からも削除された経緯がある。

Double Exposure and Etch – Overlay Control(図表 12-3(c))に関しては、Etched Gate Line Width Roughness 同様に、リソグラフィープロセスにおける技術課題が解決できていない状況である。本方式の2重露光におけるリソグラフィープロセスのパターニングでは、従来の Single 露光の際に決定されるべきパターン幅が、2 つのマスクの重ね合わせ精度に大きく依存しており、位置ズレに関して、従来以上に厳しい制御精度が求められるために赤色になっているわけである。重ね合わせ精度は、ウェーハ加工プロセスにおけるアライメントマークの構造や製造方法の最適化も精度因子の一つであるが、決定的な支配要因は、露光装置の基本性能であり、露光装置メーカーの技術革新に依存するところが大である。図表 12-3 に参考として典型的な 2 重露光に関する方式を示した。

この Double Exposure and Etch – Overlay Control の要求精度の 20 %(Precision to Tolerance)が計測(Double Exposure and Etch – Uncertainty)に対する要求精度であり、プロセスの要求値自体が小さいために計測についても赤色状態である。Overlay Control 自体が利用できない状況にあるため、対応する計測も不要という状況にある。この Double Exposure and Etch プロセスは、そもそも難しい技術であり、現実的には設計基準の緩和されたルールで用いられたり、SPACER PEE プロセス等で代替したりしていると考えられる。

Interconnect Metrology に関しては、従来から赤色状態が継続しており、Barrier Metal に関しては、ビアやトレンチにおける側壁、ボトムの膜厚分布、および膜質の計測要求であるために、困難さがきわだっている。



(a) Double Exposure　　(b) Double Patterning　　(c) Spacer Patterning

図表 12-3 各種 2 重露光プロセス

Void と Killer Pores に関してはローカルに存在するものを検知することが要求項目であり、現状そのような空間分解能を有する計測装置は存在しておらず、技術的には全くもって困難な課題である。Interconnect からの要求であるが、量産プロセスとして必要不可欠な課題かどうかについて今後議論が必要な要求項目である。

次に、2009 年度に 2010 年度の要求項目として新たに挙がったものを図表 12-4 に示した。本要求項目は、リソグラフィーにおける Overlay Target Size に関するものであり、Overlay の制御精度を挙げるための手法の一つとして、従来のウェーハプロセスにおけるチップ内格子、ウェーハ内チップ配列格子を線形近似から高次近似として扱いものであり、それに対応して、ウェーハ内およびチップ内(ショット内)に複数のアライメントマークおよび位置ズレ計測マークを配置する必要性が生じている。このため、必要な計測精度を維持しつつ位置ズレ計測マークに対するサイズの縮小ロードマップを規定したものである。また、多数の位置ズレ計測をすることによる計測時間の問題や、計測コストの問題を回避するために、併せて Move-Acquire-Measure time(MAM time)要求項目として記載されている。MAM time は、計測ポイントから計測ポイントまでの cycle time であり、位置ズレ計測の場合、計測終了-移動(移動時間中に計測演算)-計測用画像情報の取得(静止)-移動(移動時間中に計測演算)を繰り返すがこの 1 cycle が MAM time である。

New lines for 2009/2010 ITRS in table MET3, by Bunday, based on ISMI Member Company feedback

Year of Production	*2010*	*2012*	*2014*	*2016*	*2018*	*2020*	*2022*	*2024*
Flash ½ Pitch (nm) (un-contacted Poly)(f)	32	25	20	15.9	12.6	10.0	8.0	6.3
DRAM ½ Pitch (nm) (contacted)	45	36	28	22.5	17.9	14.2	11.3	8.9
Target Pad Size for OCD/scatterometry or Diffraction Overlay, or Target Size for Optical overlay (max size for either, square pad, size in microns)	**40**	**34**	**30**	**26**	**20**	**16**	**13**	**10**
In-die Micro-Targets for Overlay or OCD (target pad size in microns). Dimension includes all needed exclusion.	**10**	**10**	**5**	**2**	**2**	**2**	**2**	**2**
Move-Acquire-Measure Time for CD or Overlay (MAM time, seconds per measurement)	**1.0**	**1.0**	**0.9**	**0.7**	**0.7**	**0.5**	**0.5**	**0.5**

OCD: Optical Critical Dimension（光最小線幅計測）

図表 12-4　2009 年度リソグラフィーからの Overlay 計測ターゲットサイズに関する要求表の追加

12-3 国際会議におけるポイント

- 計測の話題が従来の in- line 計測から ERD/ERM に対する研究開発用の計測に比重が変わってきている。
- ERD/ERM は将来のデバイス、デバイス材料の域を出ておらず、ロードマップ上に具体的な要求項目を記述できる状況には至っていないが、話題の中心になってきている感がある。

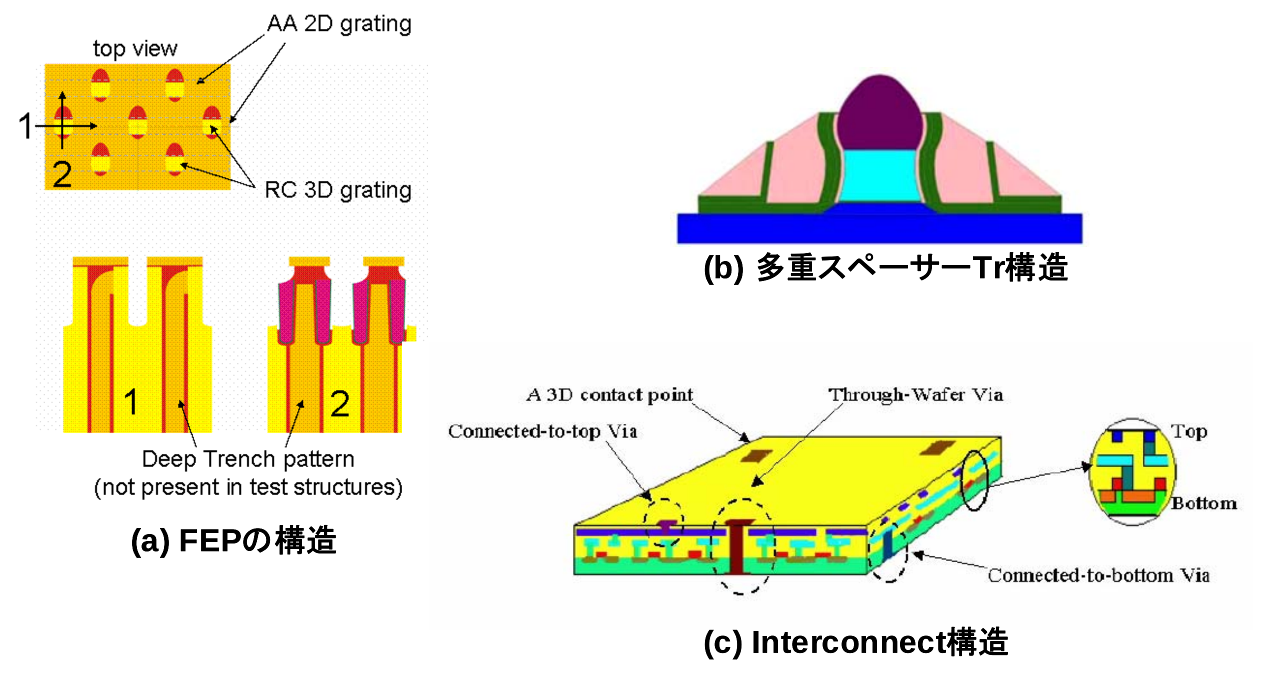
- 国際会議の計測メンバーの構成によって大きくその議論の志向が変わるが、2009 年度から ASML の Bart Rijpers, Quimonda の Thomas Hingist が抜けてから、国際会議のリーダーの Alain Diebold の志向が大きく作用しており、ERD/ERM、またそれに関連したシミュレーション予測技術に議論の比重が移っている。
- ERD の計測に関しては、SiGe/Ⅲ-V 系での計測技術が重要との認識となっている。STT(Spin-Torque Transfer)－RAM(Spin RAM)では、実験室的には CIPT(Current In-Plane probe Tester)法があるが、ウエーハベース(インライン)での計測技術は無いのが懸念されている。
- ERM については、Domain Wall の計測にあたり、空間的および時間的分解能の要求が挙がっている。メモリのスイッチング現象の解析には、リアルタイム性が必要であり、STT では、ピコ秒の時間分解能要求が出ている。現状はナノ秒であり、ギャップが大きい。
- ERD/ERM の従来からの計測に対する一般的な要求としては、以下に示した項目が挙げられている。

1．Standardization of Measurements
2．Properties of low Dimensional Materials
3．Microscopy and feature size/function
4．Time resolved magnetic measurements
5．Dimensional and Temporal Resolution of Local Structures and Dynamics
6．Ability to perform real time measurements, e.g. phase transitions, transport properties, memory switching times, domain dynamics

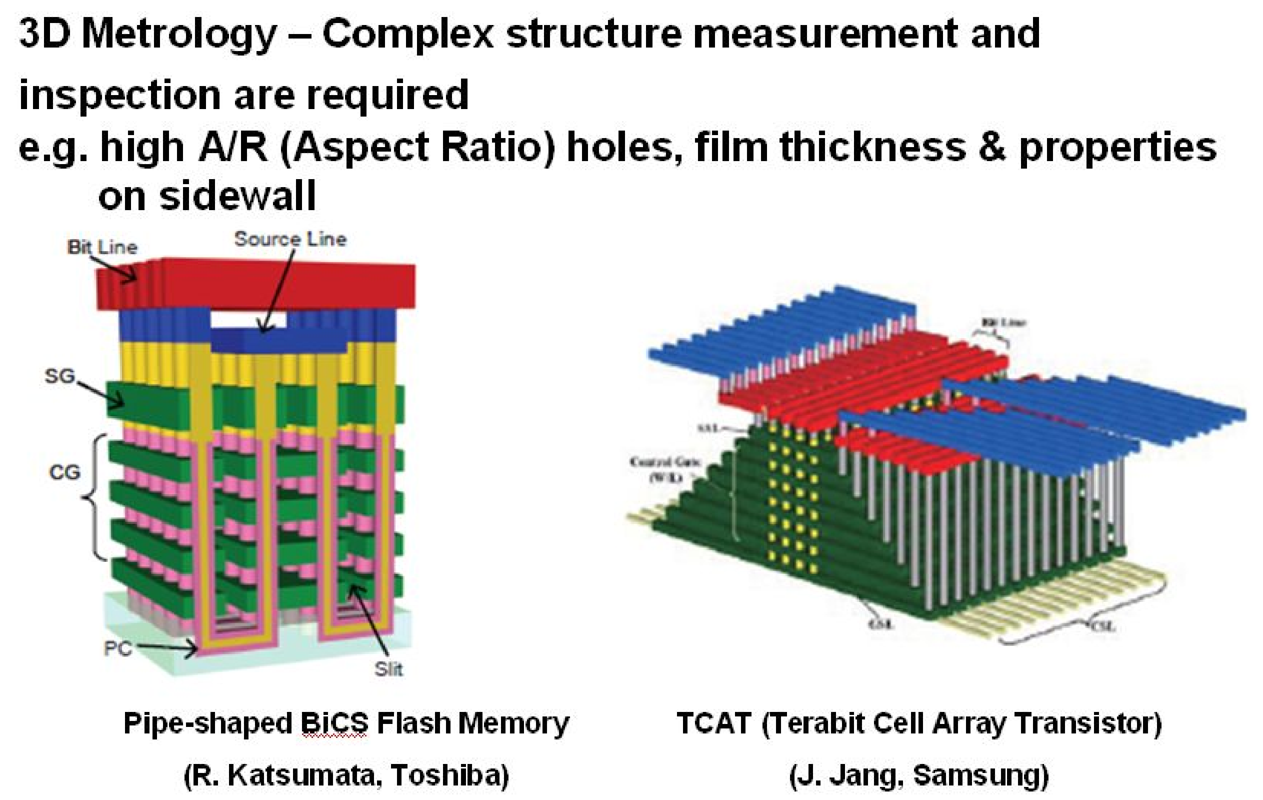
- なお、国際会議での ERD/ERM の議論に対応するために 2009 年度 ERM からの情報の収集を開始している。

12-4　計測技術の最新動向

2009 年度の国内活動として、近年の ITRS 国際会議における 3D 形状計測の要求の高まりに鑑み、既存あるいは、研究開発中の形状計測技術の最新状況についてヒアリングおよび文献調査を行い、そのまとめを行った。図表 12-5, 図表 12-6 に ITRS の国際会議で挙がっている具体的な 3D 計測の対象事例を示した。



図表 12-5　従来の計測要求



図表 12-6 2009 年度の 3D 形状計測要求

図表 12-5、図表 12-6 に示された構造から判るように、非常に複雑な 3D 構造についての形状計測の要求があがっている。非破壊の 3D の形状計測としては 2005 年頃から実用的に導入された OCD(Optical Critical Dimension)、とりわけ OCD の範疇であって Scatterometry は、比較的簡単な繰り返しパターンの断面形状の計測技術として改善が進められてきた。Scatterometry による形状計測は、従来の CD-SEM(Critical Dimension Scanning Electron Microscope)や AFM(Atomic Force Microscope)といった計測技術とはまったく異なり、物理モデルを基本としたシミュレーションに基づいているという意味では画期的な手法である。しかしながら、計測技術としての歴史が浅いこともあり、ラインに導入されながらも、日進月歩の改良が行われてきた経緯がある。そして、現状の技術レベルでは図表 12-5, 図表 12-6 に示された構造の計測要求に対して信頼性の解を提供するまでには至っていない。

このような状況下において、如何に計測技術として答えられうるのか、現状の 3D 計測技術をサーベイを実施した。図表 12-7 に示したのは、図表 12-5, 図表 12-6 の要求に対しての解となり得る可能性を有した計測技術の候補である。

	測定形態	利点	欠点
Scatterometry	非破壊	・計測器シンプル ・計測時間短い ・プロセス広範囲に導入	・ライブラリー作成時間が長い ・繰り返しパターンのみ
GI-SAXS, 透過型SAXS	非破壊	・計測器シンプル ・計測時間短い	・ライブラリー不要？ ・ライブラリー作成時間短い ・繰り返しパターンのみ ・未商用
TEM－Tomography	破壊	・高空間分解能で3Dの可視化可能	・破壊、ライン導入困難 ・試料回転時のアライメントの影響大 ・高価

GI-SAXS: Glazing Incident-Small Angle X-ray Scattering
TEM: Transmission Electron Microscopy

図表 **12-7** 形状計測比較表

Scatterometry は前述したように適用範囲は限定されるが、製造ラインの実績を重ねながら改良が進めている状況であり、利点としては、Ellipsometry ベースの計測機であるため非常にシンプルであり、計測時間自体は非常に短いことが利点として挙げられる。一方欠点としては、物理モデルに基づくシミュレーションを行い事前にライブラリーを作成しておかなくてはならず、形状パラメータの増加と共に、計算時間が膨大化することが挙げられる。また計測対象は、原理的に 1 次元(X 方向)あるいは 2 次元(X-Y 方向)の繰り返しパターンに限定されることである。

GI-SAXS(Glazing Incidence- Small Angle X-ray Scattering)は、試料に対して非常に低角度で入射した X 線の回折パターンから、試料表面 100nm 程度深さまでの構造物の形状について計測する技術である。米国の NIST 等では、透過型の SAXS が研究されているが、基本原理は同じである。GI-SAXS は解析できる範囲が、原理的に試料表面からの深さが 100nm 程度に限定されるが、透過型の SAXS においては、Si 基板を通しての回折を観察するために、X 線の信号強度や、S/N が懸念されている。GI-SAXS, 透過型 SAXS 共にまだ研究開発の段階にあり、商用化が期待されている。

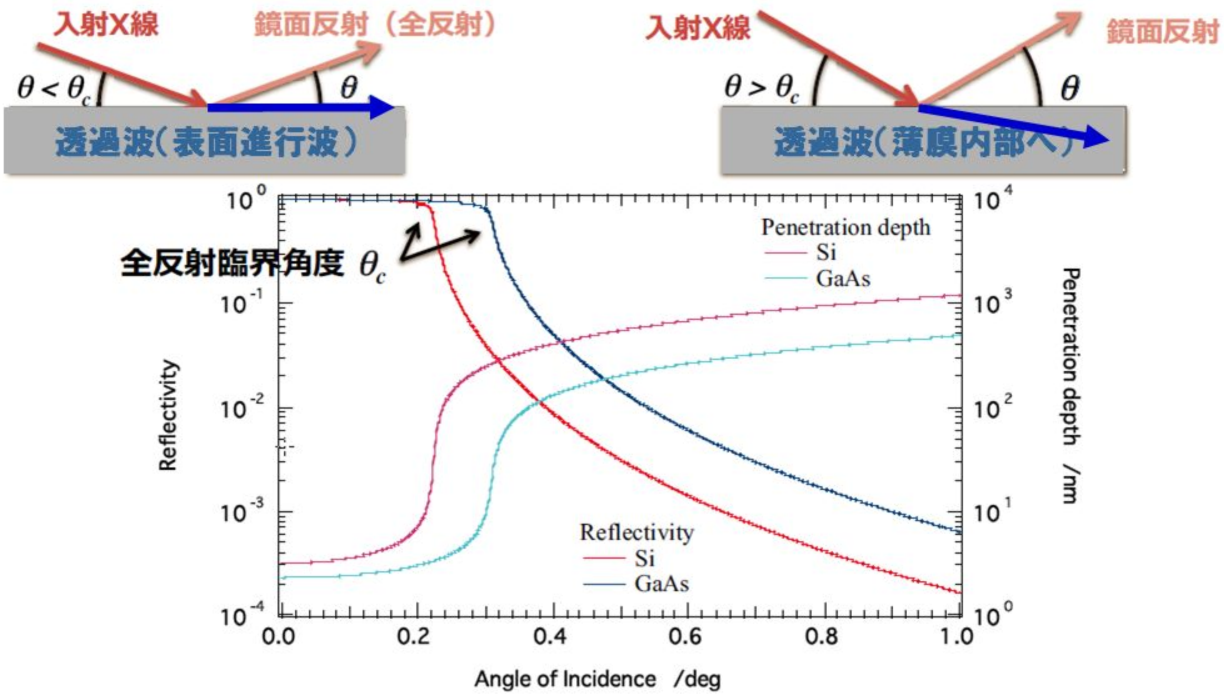
TEM(Transmission Electron Microscopy) + Tomography は基本的な計測技術は TEM そのものであるが、Tomography 技術により観察すべき試料断面を調整しなくともその断層画像によって計測が可能となる技術である。医療における X 線 CT(Computed Tomography)とまったく同じ原理で断層画像を再生する技術を用いている。最も空間分解能が高い TEM を用いた断層再生技術であるが、ウェーハ上から試料を FIB によって切り出す、といった破壊行為が伴うことや、試料の調整にも時間がかかることで従来は研究開発段階の物理解析に用いられるケースに適用範囲が限定されていた。しかしながら最も空間分解能が高い計測技術であるため、試料調整の短時間化が実現されれば最も確実な 3D 形状計測技術になりえる可能性を秘めている。

このようにそれぞれの形状計測技術は一長一短を有しており、個々の技術についてさらに技術的な調査を行ったので次項以降にその紹介を行う。

12-5 GI(Glazing Incidence)-SAXS(Small Angle X-ray Scattering)

12-5-1 GI-SAXSとは、その名の示すとおり、試料に対して掠める様な低角度で入射したX線の散乱を観測し、その情報を解析することで試料表面近傍(深さ方向にして100nm程度)の試料の内部の構造を解析するものである。

12-5-2 半導体基板に低角度でX線が入射した際の反射率と深さ方向の侵入深さについて図表12-8に示した。図表12-8のX軸は、X線の入射角であり、左軸はX線の反射率、右軸はX線の基板への進入深さを示している。これより、Si基板においては、X線の入射角度が、臨界角度0.2度から高くなるにしたがって、Si内分にX線が進入し(図中赤紫実線、右軸)、0.24度で100nm程度まで達する。これより入射角度を高くすると、進入深さは1000nm程度まで非常に緩慢に増加することがわかる。一方、X線の反射率を見ると、入射角が臨界角を越えると急激に落ち込んでいくことが分かる。つまり、入射角度が0.28度以上になると反射率は10%にまで落ち込んでしまい、情報の感度が著しく低下することが分かる。これらのことから、入射角度0.25度程度であれば深さ方向100nm程度の情報が入射X線強度の1/10の強度で観測できるということになる。



図表12-8 X線の反射率と入射深さの関係 出典：[1]

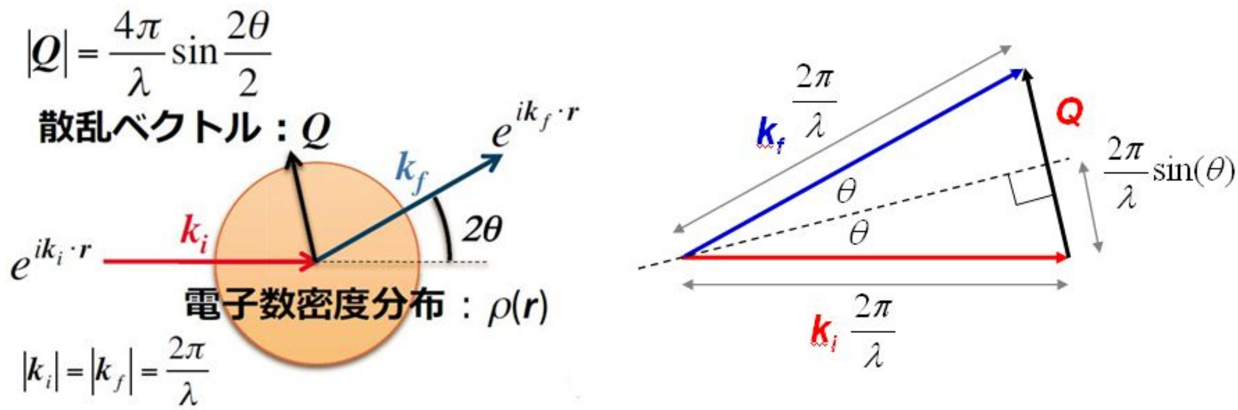
上記より決定した入射角でX線を入射させた場合、その反射波(回折波)からどのような情報が得られるか考えてみる。図表12-9に散乱体に入射したX線が散乱される様子を示している。X線の散乱は、散乱体の電子密度分布ρ(r)に依存して散乱され、k_i方向の入射波e^{-ik_i}に対する散乱体全体からのk_f方向の反射波$e^{+ik_{fi}}$は式(1)で表現される。k_f - k_iを散乱ベクトルQを定義すると、式(1)は散乱体の電子密度関数のQ空間に対するフーリエ変換であることが分かる。

$$< k_i \mid \rho(r) \mid k_f > = \int_{\text{scatter}} e^{-ik_f r} \rho(r) e^{+ik_i r} dr = \int_{\text{scatter}} e^{-i(k_f - k_i) r} \rho(r) dr$$
$$= \int_{\text{scatter}} e^{-iQr} \rho(r) dr \qquad Q = k_f - k_i\text{: 散乱ベクトル} \qquad \text{－ 式(1)}$$

ちなみに、散乱ベクトル Q は以下の式で求められる。

$$|Q|^2 = |k_f - k_i|^2 = |k_f|^2 - |k_i|^2 - 2|k_f| * |k_i| \cos(2\theta) = 2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - 2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cos(2\theta)$$
$$= 2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (1 - \cos(2\theta)) = 4\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \sin(\theta)^2 = \left(\frac{4\pi}{\lambda}\sin(\theta)\right)^2$$

あるいは、図表 12-9 右図より幾何学的に、$|Q| = 2 \times \frac{2\pi}{\lambda}\sin(\theta) = \frac{4\pi}{\lambda}\sin(\theta)$ と記述できる。



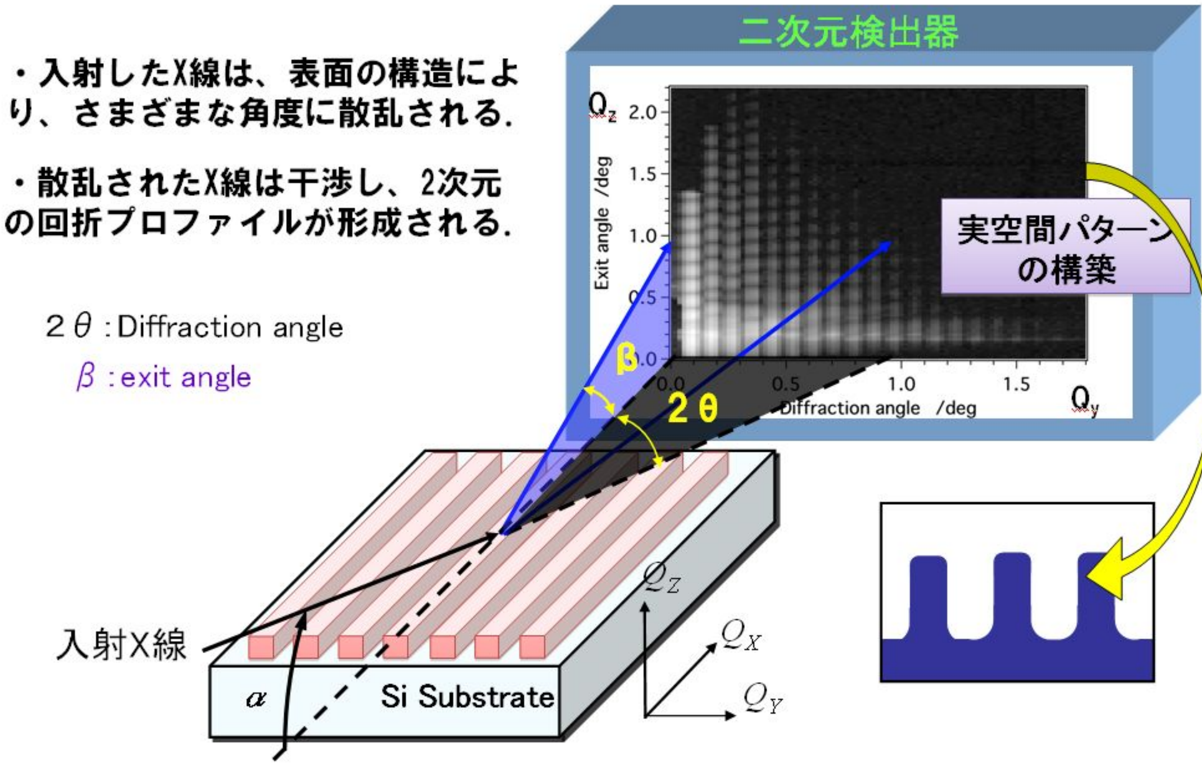
図表 12-9　散乱体による X 線の散乱

式(1)で示される散乱波k_fをセンサーで検出する場合、散乱波は光子エネルギーとして観測されるために、式(2)に示すように式(1)の散乱波を 4π で割った値(球の立体角 4π の内、dΩの領域を通過する波)を二乗した光子エネルギーとなることが分かる。センサーが図表 12-10 に示す 2 次元センサーであれば、2 次元的なk_f方向に対するエネルギー分布(回折光分布：パワー)が得られることになる。

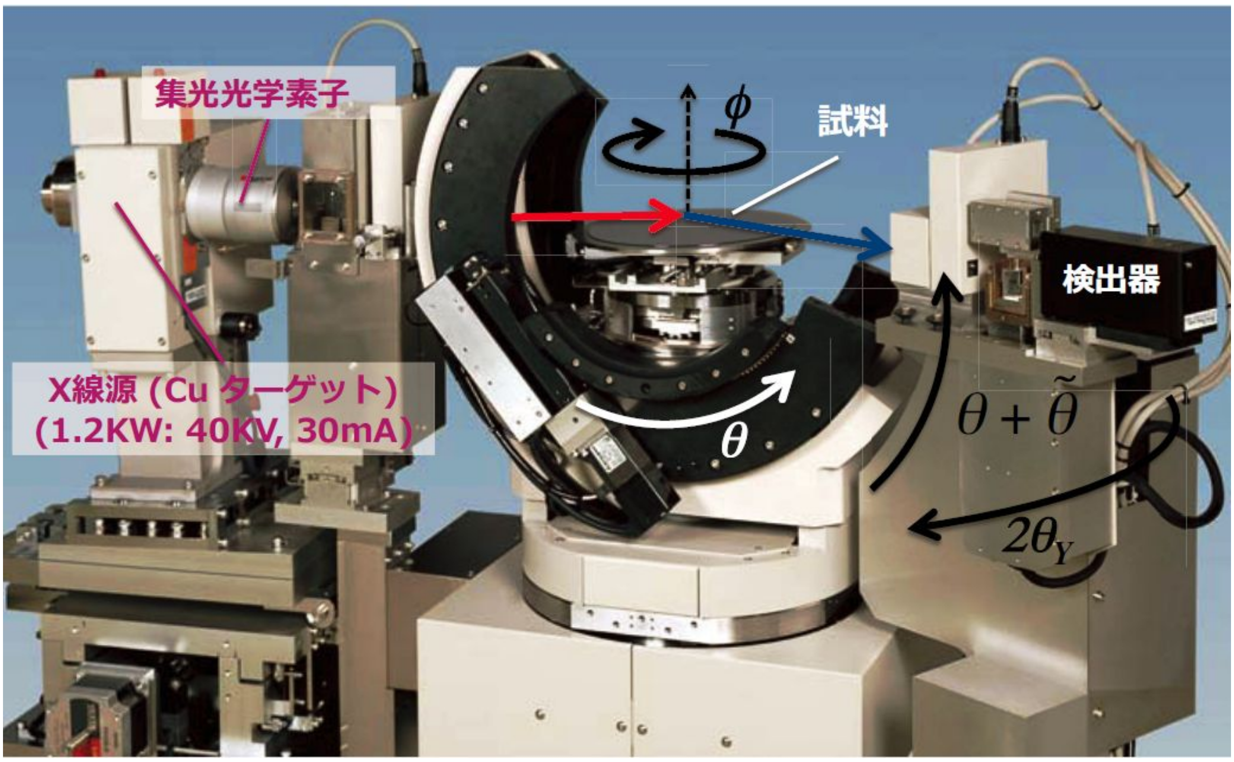
$$\frac{d\sigma(Q)}{d\Omega} = \left| \frac{1}{4\pi} \int_{\text{scatter}} e^{-iQr} \rho(r) dr \right|^2 \qquad \Omega\text{: 立体角 (方位角)} \qquad \text{- 式(2)}$$

ここで問題なのは、式(2)の左辺のセンサーで検出した光子エネルギーから右辺の散乱体の電子密度関数を求められないということである。つまり、センサーで観測されるエネルギー情報は散乱体からの散乱波の有している位相情報が欠落しているからである。そこで、予め、想定される散乱体の構造を定義し、その構造体について形状パラメータを定義し、続いてその形状パラメータを floating させた際の散乱光分布(回折光分布)をシミュレーションによりライブラリー化しておく。そして、実際に得られた回折光分布より、合致するライブラリーに対応する形状パラメータの組み合わせでもって散乱体の構造を決定する手法が採られている。

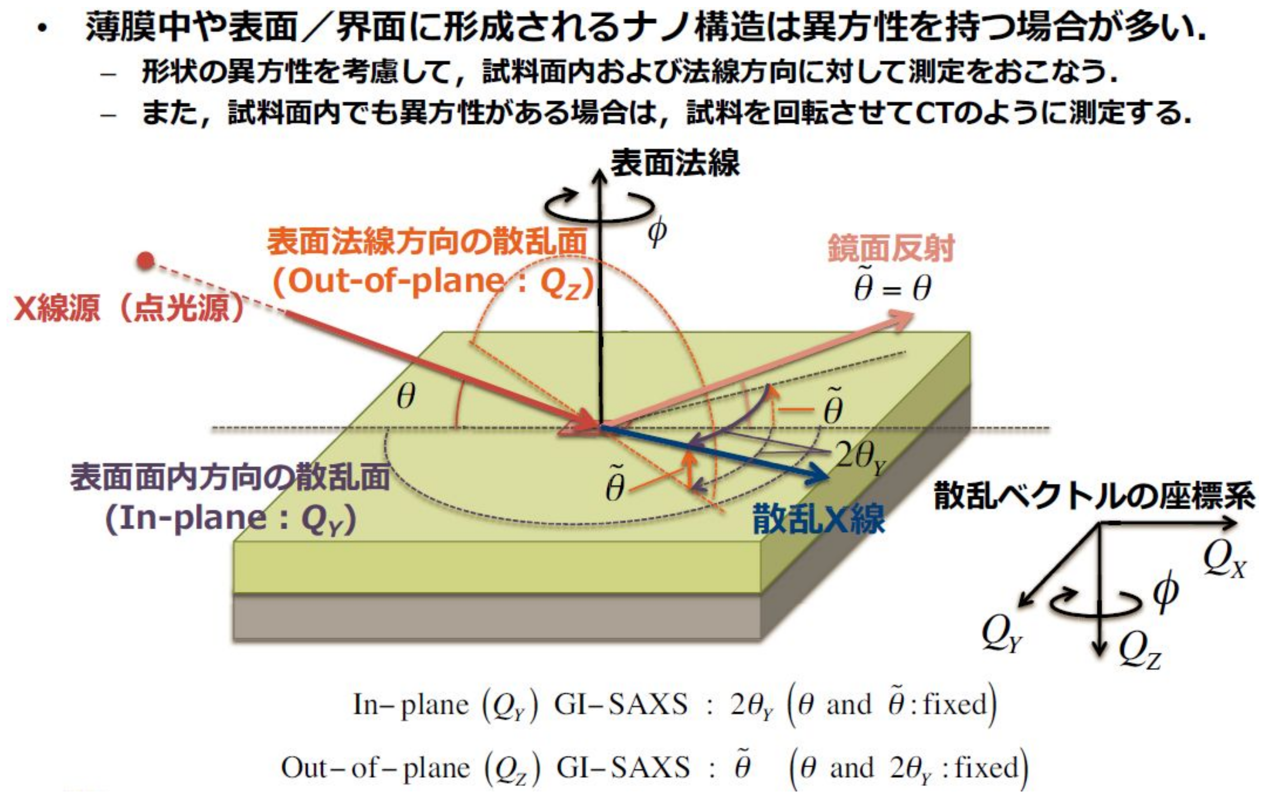
参考のため GI-SAXS の実験装置。実験方法について、それぞれ図表 12-11、図表 12-12 に示した。



図表 **12-10** 構造体による **X** 線散乱の回折光パターン　出典：[2]

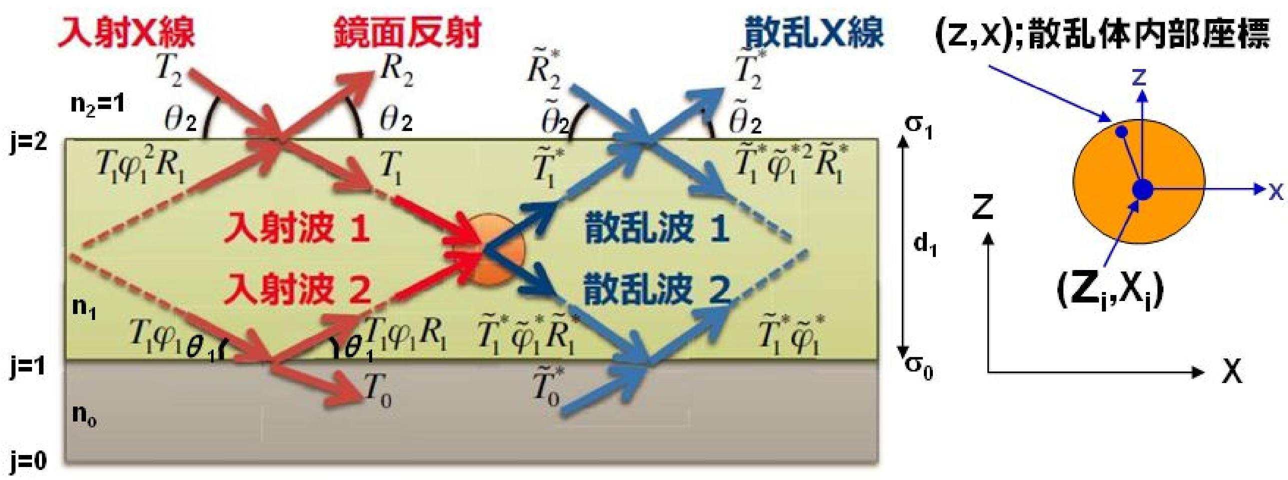


図表 **12-11 GI-SAXS** の計測装　出典：[3]



図表 12-12　GI-SAXS の実験方法　　出典： [1]

12-5-3 ここで、多層膜中の散乱体に対する入射波、散乱波について検討をしてみる。図表 12-13 に示すように、今基板に積層された膜中の構造体によるX線の散乱を考えてみる。入射したX線は、最上層の界面で反射される反射波R_2と、屈折し透過する透過波T_1で表現される。図中T_1が膜中の丸い構造体に入射する際の波は、$T_1 e^{ik_0\alpha_1 Z} * e^{ik_0 X}$ (入射波１)であり、T_1が基板との界面で反射されて丸い構造体に入射する波は、$T_1 e^{ik_0\alpha_1 d_1} R_1 e^{ik_0\alpha_1 (d-Z)} * e^{ik_0 X} = T_1 \left(e^{ik_0\alpha_1 d_1}\right)^2 R_1 e^{-ik_0\alpha_1 Z} * e^{ik_0 X}$ (入射波2)で表される。ここで示したR, Tは、2 層系の界面におけるフレネルの反射係数ではなく、3 層系以上の多層構造における多重干渉の結果生じた反射率、透過率であることに留意されたい。



図表 12-13　多層膜中の構造体による X 線の散乱(空気／膜／基板の 3 層系)　　出典： [1]

次に、多層膜中における多重反射を考慮した際の、散乱の解析に必要なパラメータに関する式を以下の図表12-14に示す。図表12-14中に示されているパラメータの出所は、フレネルの公式、屈折に関わるSnellの公式および、多重反射を考慮した反射率からの導出が挙げられる。本導出に関しては、Appendix1 に Fresnel の公式、Snell の公式および、その小角近似を、Appendix 2 に、多重反射の導出について詳しく説明してあるので参照されたい。表面粗さによる反射項の導出については、“Ref. S. K. Sinha, et al. “X-ray and neutron scattering from rough surfaces” Physical Review B Volume 38, Number 4”を参照されたい。

・$\theta_j = \sqrt{n_j^2 - \cos\theta_2^2}$ ：Snell の式(小角近似、Appendix 1 参照)、θ_j は j 層の屈折角度、n_j は、j 層の屈折率。

・$\varphi_j = e^{ik_o\theta_j d_j}$ ：膜中での位相変化、振幅の減衰項、$k_o = 2\pi/\lambda_o$ (波数)、λ_o は空気中の X 線の波長、d_j は、j 層の膜厚。

・$R_j = \dfrac{R_{j-1}\varphi_{j-1}^2 + \gamma_j}{R_{j-1}\varphi_{j-1}^2\gamma_j + 1}$ ：多重反射の際の界面 j における振幅反射率(Appendix 2 参照)

・$\gamma_j = \dfrac{\theta_j - \theta_{j-1}}{\theta_j + \theta_{j-1}} e^{-2k_o^2\sigma_{j-1}^2\theta_j\theta_{j-1}}$ ：Fresnel の反射係数(小角近似)＋表面 roughness による散乱項(小角近似、Appendix 1 参照)

・$\tau_j = \dfrac{2\theta_{j-1}}{\theta_j + \theta_{j-1}}$ ：Fresnel の透過係数(小角近似、Appendix 1 参照)

$t_j = \dfrac{1 - \gamma_j R_j}{\tau_j}$ ：界面 j におけるエネルギー保存則

$T_j = \prod_{l=j+1}^{2} t_l\varphi_l$ ：多重反射の際の透過率

図表 12-14 散乱の解析に必要な関係式の一覧

図表 12-14 中のパラメータの求め方の手順については、(σ_jは除く)

① n_jを計測すると、θ_jが求まり、γ_j,τ_jが求まる。ただし、$\theta_{j=max}$(最上層のX線の入射角) は既知で、本ケースではmax=2 である。n_jは、X線反射率測定で求まる。

② d_jを求めると、ψ_jが求まる。d_jは、①同様に、X線反射率測定で求まる。

② ①、②よりAppendix2 に示された手法を用い、多層膜の基板の最下層からR_jを順次求める。同時にt_jが求まる。

④ ①～③によりT_jを求めることが出来る。

＊X-線の反射率測定では、X 線の入射角度を変化させて反射率を計測するものであり、基本的には Appendix-2 に示した多層膜における多重干渉を考慮した反射率測定を行うものであり、積層膜の膜順が判っていれば、各席層膜の膜厚および屈折率が求められる。

このように、事前の X 線反射率測定において、多層膜における必要な情報がすべて得られたことになる。これで、GI-SAXS による回折現象を計算できる準備が出来たわけである。次に j 層における多重反射を考慮した入射波は、12-5-3 項冒頭で述べたように、以下の式(3)ように表せる。[4-10]
＊**X**(太字)はベクトルで X-Y 平面を代表させて表記しているので留意されたい。

$$\psi_j(\theta, X, Z_j) = T_j\ \left(e^{+ik_0\alpha_j Z_j} + R_j\,\varphi_j^2\, e^{-ik_0\alpha_j Z_j}\right)e^{i\boldsymbol{k_0 X}} \quad \Rightarrow \quad \text{始状態} \qquad \text{－ 式(3)}$$

一方、j 層における波動方程式を考えると、始状態に対応する複素共役もまたその解であることから、以下の式(4)が終状態であることが理解される。

$$\widetilde{\psi}_j(\widetilde{\theta}, X, Z_j) = \widetilde{T}_j^*\left(e^{-ik_0\widetilde{\alpha}_j^* Z_j} + \widetilde{R}_j^*\widetilde{\varphi}_j^{*2} e^{+ik_0\widetilde{\alpha}_j^* Z_j}\right)e^{i\boldsymbol{\widetilde{k}_0 X}} \quad \Rightarrow \quad \text{終状態} \qquad \text{－ 式(4)}$$

したがって、この入射波と散乱波を用いて、式(1)を実行すればよいことになる。式(3), (4)を式(1)に代入すると(参照：微小角入射(GI) SAXS によるナノ表面構造の解析)、散乱波は式(5)で示される。

$$< \widetilde{\Psi}(\widetilde{\theta}, X, Z) \,|\, \rho(r) \,|\, \Psi(\theta, X, Z) >= \int_{Scatter} \rho(r)\widetilde{\Psi}^*\Psi dr$$

$$= \int_{Scatter} \rho(r)\widetilde{T}_1\left(e^{ik_o\widetilde{\alpha}_1 Z} + \widetilde{R}_1\widetilde{\varphi}_1^2 e^{-ik_o\widetilde{\alpha}_1 Z}\right)e^{-i\boldsymbol{\widetilde{k}_o X}} * T_1\left(e^{ik_o\alpha_1 Z} + R_1\varphi_1^2 e^{-ik_o\alpha_1 Z}\right)e^{i\boldsymbol{k_o X}} dr$$

ここで、改めて(Z, X) ⇒ (Z + z, X + x)(右辺の(Z, X)は散乱体の中心座標、(z, x)は散乱体の基準点からの散乱体内部座標)と置くと(図表 12-13 参照、(Z, X) ⇒ (Z_i + z, X_i + x))、

$$= \widetilde{T}_1 T_1 \Bigg[e^{-ik_o(-\widetilde{\alpha}_1-\alpha_1)Z} \int_{Scatter} \rho(r) e^{-i(\widetilde{k}_o-k_o)x} e^{-ik_o(-\widetilde{\alpha}_1-\alpha_1)z} dr \qquad \text{入射波 1} \ \Rightarrow \ \text{散乱波 1}$$

$$+ R_1\varphi_1^2 e^{-ik_o(-\widetilde{\alpha}_1+\alpha_1)Z} \int_{Scatter} \rho(r) e^{-i(\widetilde{k}_o-k_o)x} e^{-ik_o(-\widetilde{\alpha}_1+\alpha_1)z} dr \qquad \text{入射波 2} \ \Rightarrow \ \text{散乱波 1}$$

$$+ \widetilde{R}_1\widetilde{\varphi}_1^2 e^{-ik_o(\widetilde{\alpha}_1-\alpha_1)Z} \int_{Scatter} \rho(r) e^{-i(\widetilde{k}_o-k_o)x} e^{-ik_o(\widetilde{\alpha}_1-\alpha_1)z} dr \qquad \text{入射波 1} \ \Rightarrow \ \text{散乱波 2}$$

$$+ R_1\varphi_1^2\widetilde{R}_1\widetilde{\varphi}_1^2 e^{-ik_o(\widetilde{\alpha}_1+\alpha_1)Z} \int_{Scatter} \rho(r) e^{-i(\widetilde{k}_o-k_o)x} e^{-ik_o(\widetilde{\alpha}_1+\alpha_1)z} dr \Bigg] e^{-i(\boldsymbol{\widetilde{k}_o-k_o})\boldsymbol{X}} \qquad \text{入射波 2} \ \Rightarrow \ \text{散乱波 2}$$

$$= \widetilde{T}_1 T_1 \left[F(Q_1)e^{-iQ_{1,Z}Z} + R_1\varphi_1^2 F(Q_2)e^{-iQ_{2,Z}Z} + \widetilde{R}_1\widetilde{\varphi}_1^2 F(Q_3)e^{-iQ_{3,Z}Z} + R_1\varphi_1^2 F(Q_4)\widetilde{R}_1\widetilde{\varphi}_1^2 e^{-iQ_{4,Z}Z} \right] \quad e^{-i(\boldsymbol{\widetilde{k}_o-k_o})\boldsymbol{X}}$$

－ 式(5)

ただし、

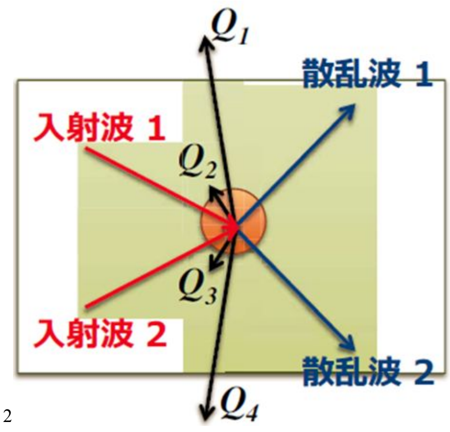
$$\boldsymbol{Q_X} = \boldsymbol{\widetilde{k}_o} - \boldsymbol{k_o}$$

$$F(Q_1) = \int_{Scatter} \rho(r) e^{-i(\widetilde{k}_o-k_o)x} e^{-ik_o(-\widetilde{\alpha}_1-\alpha_1)z} dr, \quad Q_{1,Z} = k_o(-\widetilde{\alpha}_1-\alpha_1)$$

$$F(Q_2) = \int_{Scatter} \rho(r) e^{-i(\widetilde{k}_o-k_o)x} e^{-ik_o(-\widetilde{\alpha}_1+\alpha_1)z} dr, \quad Q_{2,Z} = k_o(-\widetilde{\alpha}_1+\alpha_1)$$

$$F(Q_3) = \int_{Scatter} \rho(r) e^{-i(\widetilde{k}_o-k_o)x} e^{-ik_o(+\widetilde{\alpha}_1-\alpha_1)z} dr, \quad Q_{3,Z} = k_o(+\widetilde{\alpha}_1-\alpha_1) = -Q_2$$

$$F(Q_4) = \int_{Scatter} \rho(r) e^{-i(\widetilde{k}_o-k_o)x} e^{-ik_o(+\widetilde{\alpha}_1+\alpha_1)z} dr, \quad Q_{4,Z} = k_o(+\widetilde{\alpha}_1+\alpha_1) = -Q_{1,Z}$$



図表 **12-15** **4** モードの散乱

である。

ここで表現されている散乱は、ρ(r)という構造体についての散乱であり、X, Z はその散乱体の例えば、中心座標(基準座標)であり、r はその中心座標からの散乱体の内部座標を意味する。この散乱体 ρ(r)が膜中に複数存在する場合の散乱波は、式(5)より以下のように記述される。個々の散乱体は添え字(i)で示している。

$$\frac{1}{4\pi} < \tilde{\Psi}(\tilde{\theta}, X, Z) \,|\, \rho(r) \,|\, \Psi(\theta, X, Z) >$$
$$= \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^{N} \tilde{T}_1 T_1 \left[F(Q_{i,1}) e^{-iQ_{1,Z} Z_i} + R_1 \varphi_1^2 F(Q_{i,2}) e^{-iQ_{2,Z} Z_i} + \tilde{R}_1 \tilde{\varphi}_1^2 F(Q_{i,3}) e^{-iQ_{3,Z} Z_i} + R_1 \varphi_1^2 F(Q_{i,4}) \tilde{R}_1 \tilde{\varphi}_1^2 e^{-iQ_{4,Z} Z_i} \right] e^{-i\boldsymbol{Q_x X_i}}$$

＊N は計測対象中に含まれる散乱体の個数

－ 式(6)

したがって、散乱光として観測される散乱エネルギーは、式(2)より式(6)の絶対値の二乗となる。今簡単のために、式(6)中の[ ]内の 4 つの項を $F(Q_{i,1}) e^{-iQ_{1,Z} Z_i}$ で代表させてみる。すると、

$$\frac{d\sigma(Q)}{d\Omega} = (1/4\pi)^2 \left| < \tilde{\Psi}(\tilde{\theta}, X, Z) \,|\, \rho(r) \,|\, \Psi(\theta, X, Z) > \right|^2$$
$$= (1/4\pi)^2 \left| \sum_{i=1}^{N} \tilde{T}_1 T_1 \left[F(Q_{i,1}) e^{-iQ_{1,Z} Z_i} \right] e^{-i\boldsymbol{Q_x X_i}} \right|^2$$
$$= (1/4\pi)^2 \left| \tilde{T}_1 T_1 \right|^2 \left| \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \left(F(Q_{i,1}) e^{-iQ_{1,Z} Z_i} \right) \left(F(Q_{j,1}) e^{+iQ_{1,Z} Z_j} \right) \left(e^{-i\boldsymbol{Q_x X_i}} \right) \left(e^{+i\boldsymbol{Q_x X_j}} \right) \right|$$
$$= (1/4\pi)^2 \left| \tilde{T}_1 T_1 \right|^2 \left| \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} F(Q_{i,1}) F(Q_{j,1}) \left(e^{-iQ_{1,Z}(Z_i - Z_j)} \right) \left(e^{-i\boldsymbol{Q_x (X_i - X_j)}} \right) \right|$$

の様になる。今、散乱体の大きさや形状、配向は同じと仮定すれば、$F(Q_{i,1})$=constantとなる。
したがって、

$$= (1/4\pi)^2 \left| \tilde{T}_1 T_1 \right|^2 \left| F(Q_{i,1}) \right|^2 \left| \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \left(e^{-i(Q_{1,Z}(Z_i - Z_j) + \boldsymbol{Q_X (X_i - X_j)})} \right) \right| \quad \text{if} \quad F(Q_{i,1}) = constant$$
$$= (1/4\pi)^2 \left| \tilde{T}_1 T_1 \right|^2 \left| F(Q_{i,1}) \right|^2$$
$$\times \left| \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \left(\cos(Q_{1,Z}(Z_i - Z_j) + \boldsymbol{Q_X (X_i - X_j)}) - i \sin(Q_{1,Z}(Z_i - Z_j) + \boldsymbol{Q_X (X_i - X_j)}) \right) \right|$$

いま、個々の散乱体の膜中における所在がX方向およびZ方向においてランダムであると仮定できれば、すなわち、Z_i, Z_j, X_i, X_jに対して、乱数を与えた場合(あるいは、なんらかの分布を仮定してもよい)、cos項は遇関数なので定数(A)になる。定数(A)は、測定対象たる試料中に存在する散乱体の密度(ε)と膜厚Tに比例した定数(A)であることも、上式が散乱体の個数分の和を取っていることからも容易に理解される。また、sin項は奇関数なので≈0 になることが分かる(Z_i, Z_j, X_i, X_jがどのような分布であっても、Z_i - Z_j , X_i - X_jは対称性を持つ分布になるため)。これにより、

$$= (1/4\pi)^2 \left|\tilde{T}_1 T_1\right|^2 \left|F(Q_{i,1})\right|^2 \left|\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}\left(\cos(Q_{1,Z}(Z_i - Z_j) + \boldsymbol{Q_X}(\boldsymbol{X_i} - \boldsymbol{X_j}))\right)\right|$$

$$= (1/4\pi)^2 \left|\tilde{T}_1 T_1\right|^2 \left|F(Q_{i,1})\right|^2 A, \qquad \because A = \left|\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}\left(\cos(Q_{1,Z}(Z_i - Z_j) + \boldsymbol{Q_X}(\boldsymbol{X_i} - \boldsymbol{X_j}))\right)\right| \qquad \text{－ 式(7)}$$

$$\propto \varepsilon T (1/4\pi)^2 \left|\tilde{T}_1 T_1\right|^2 \left|F(Q_{i,1})\right|^2$$

一方、F($Q_{i,1}$)がそのサイズ(大きさ)において何らかの分布、例えば、ガンマ分布(分布が 0～∞なので本ケースに適用しやすい)を有するとした場合、その確率分布関数を $P(r, \bar{r}, \Delta r)$ とすれば、(r は散乱体の大きさ、$\bar{r}$ は散乱体の平均サイズ、Δr は散乱体の分布)、式(7)は以下のように表現される。

$$\frac{d\sigma(\Omega)}{d\Omega} \propto \int_0^{\infty} P(r, \bar{r}, \Delta r)\left(\varepsilon T (1/4\pi)^2 \left|\tilde{T}_1 T_1\right|^2 \left|F(Q_{i,1})\right|^2\right) dr \qquad \text{－ 式(8)}$$

散乱体の大きさや配向において分布を仮定した場合においても、多数の散乱体からの効果は個々に独立との仮定を用いれば、上式同様の結果が得られると考えられる。ここで、[ ]内の項をすべて元に戻すと、散乱体のサイズ分布が無い場合は式(7)より、

$$\frac{d\sigma(Q)}{d\Omega} = (1/4\pi)^2 \left| < \tilde{\Psi}(\tilde{\theta}, X, Z) \mid \rho(r) \mid \Psi(\theta, X, Z) > \right|^2$$

$$\propto \varepsilon T (1/4\pi)^2 \left|\tilde{T}_1 T_1\right|^2 \left(\left|F(Q_{i,1})\right|^2 + \left|R_1 \varphi_1^2\right|^2 \left|F(Q_{i,2})\right|^2 + \left|\tilde{R}_1 \tilde{\varphi}_1^2\right|^2 \left|F(Q_{i,3})\right|^2 + \left|R_1 \varphi_1^2 \tilde{R}_1 \tilde{\varphi}_1^2\right|^2 \left|F(Q_{i,4})\right|^2\right) \qquad \text{－ 式(9)}$$

となることが分かる。

12-5-4 F(Q)の具体的な計算事例として、Si 基板上に堆積したポーラス Low-k 膜を取り上げてみる。Si 基板上の単層膜であるので3層系となる。この場合の入射波、反射波は、以下のように示される。膜中の空孔(ポーラス)を楕円体とし、X, Y, Z 方向の径をそれぞれ R, aR, bR とする。"a, b"は X の径に対する比率の係数である(X, Y 平面上で径が異なる理由はないので a=1)。この楕円体による反射波は、式(3)の j=1 として、

$$\psi_1(\theta, X, Z_1) = T_1 \ (e^{+ik_0\alpha_1 Z_1} + R_1 \varphi_1^2 \ e^{-ik_0\alpha_1 Z_1})e^{i\boldsymbol{k_0 X}} \quad \Rightarrow \quad \text{始状態}$$

$$\tilde{\psi}_1(\tilde{\theta}, X, Z_1) = \tilde{T}_1^* (e^{-ik_0\tilde{\alpha}_1^* Z_1} + \tilde{R}_1^* \tilde{\varphi}_1^{*2} e^{+ik_0\tilde{\alpha}_1^* Z_1})e^{i\boldsymbol{\tilde{k}_0 X}} \quad \Rightarrow \quad \text{終状態}$$

である。ポーラス Low-k 膜は多数のポーラスを含んでいるため、その散乱波は、式(9)を用いて表現される。式(9)のうち $\tilde{T}_1$, T_1, $\tilde{R}_1$, R_1, φ_1, $\tilde{\varphi}_1$ は、X 線反射率測定および、計算で求めることができる。F(Q)については、電子密度分布関数 **ρ**(r)(= const = V @ 楕円体内)を定義することで計算上求めることができる。楕円体の F(Q)は、図表 12-16 のように X, Y, Z 方向の径を R, aR, bR とした場合

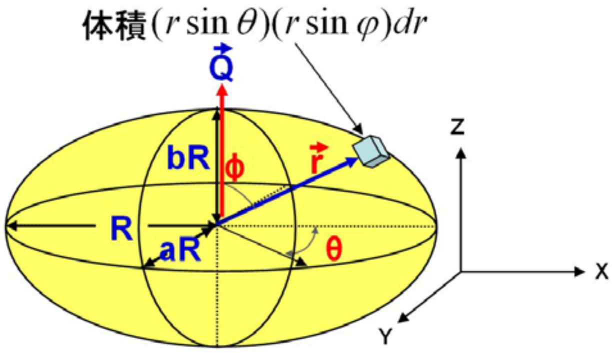
$$F(Q)=\int_{Scatter}\rho(r)e^{-i\mathbf{Qr}}dr$$

$$=ab\int_{\varphi=0}^{\pi}\int_{\theta=0}^{2\pi}\int_{r=0}^{R}\rho(r)e^{-i\mathbf{Qr}}r^2\sin\varphi drd\theta d\varphi$$

$$\because \mathbf{Qr}=|\mathbf{Q}||\mathbf{r}|\cos\varphi=Qr\cos\varphi$$

$$\because x=R\sin\varphi\cos\theta,\ y=aR\sin\varphi\sin\theta,\ z=bR\cos\varphi$$

$$\because Q=\sqrt{Q_X^2+a^2Q_Y^2+b^2Q_Z^2}$$



図表 12-16 楕円体の散乱体

$$=Vab\int_{\varphi=0}^{\pi}\int_{\theta=0}^{2\pi}\int_{r=0}^{R}e^{-iQr\cos\varphi}r^2\sin\varphi drd\theta d\varphi$$

$$=2\pi Vab\int_{\varphi=0}^{\pi}\int_{r=0}^{R}e^{-iQr\cos\varphi}r^2\sin\varphi drd\varphi,\quad t=\cos\varphi, dt=\sin\varphi d\varphi$$

$$=2\pi Vab\int_{\varphi=0}^{\pi}\int_{r=0}^{R}(\cos(Qrt)+i\sin(Qrt))r^2drdt$$

$$=2\pi Vab\int_{r=0}^{R}\frac{1}{Qr}\left[(-\sin(Qrt)+i\cos(Qrt)\right]_{t=1}^{t=-1}r^2drdt$$

$$=2\pi Vab\int_{r=0}^{R}\frac{2\sin(Qr)}{Qr}r^2dr=4\pi Va/Q\int_{r=0}^{D}\sin(Qr)rdr$$

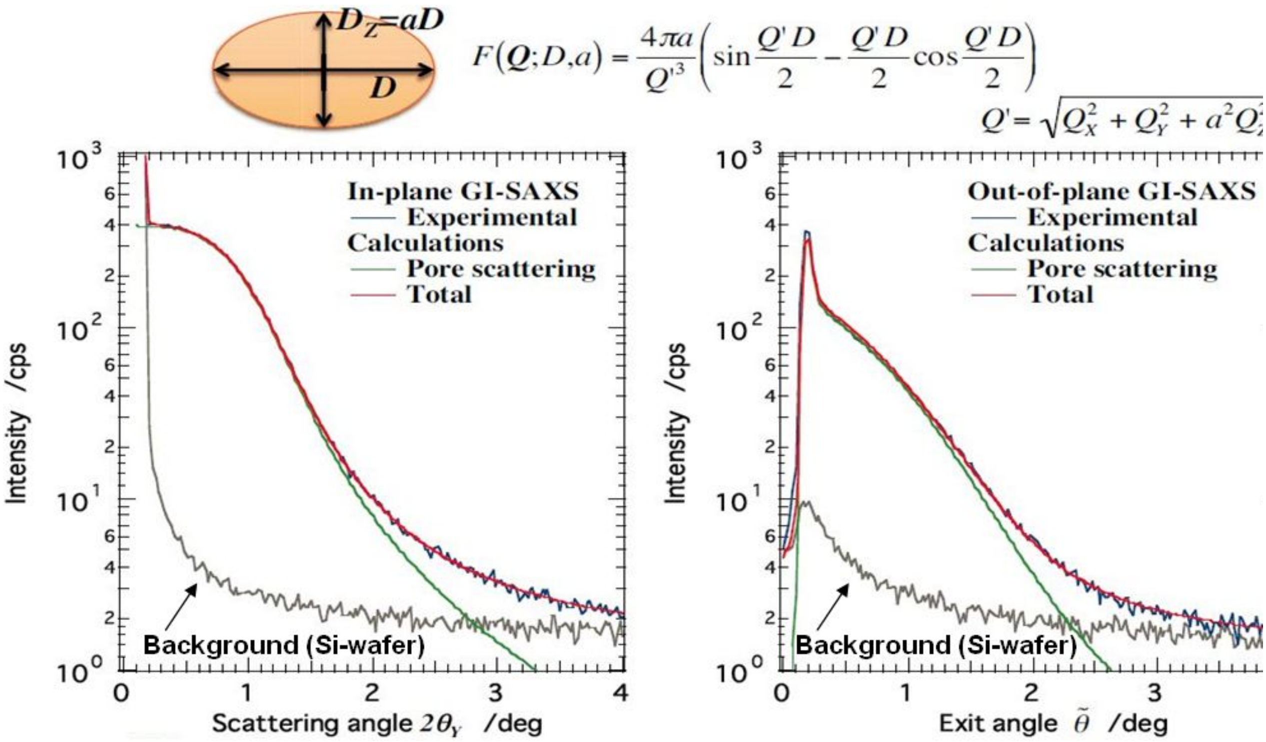
$$=4\pi Vab/Q\int_{r=0}^{R}\left(\frac{d}{dr}\left(\frac{-\cos Qr}{Q}\right)\right)rdr=4\pi Vab/Q\left(\left[\left(\frac{-\cos Qr}{Q}\right)r\right]_0^R-\int_{r=0}^{R}\left(\frac{-\cos Qr}{Q}\right)dr\right)$$

$$=4\pi Vab/Q\left(\sin QR/Q^2-\frac{\cos QR}{Q}\right)=4\pi Vab/Q^3\left(\sin QR-Q\cos QR\right)\qquad -\ 式(10)$$

となる。以上により式(9)の個々のパラメータに関する導出がすべて完了したことになる。具体的には、式(9)を用い(あるいは式(8))、Q_Z, Q_YのスペクトルをD, a, b, σD(例えばガンマ分布仮定)をfloatingさせてライブラリー化しておき、実際のスペクトルとの照合を行い、D, a, b, σDを特定(推定)する。

12-5-5 事例紹介 1(ポーラス Low-k 膜のポア形状およびサイズ分布の計測)

Si上に堆積したポーラスlow-k膜をGI-SAXSで計測し、ポア形状およびサイズ分布を求める場合、前述したように、式(9)用いて事前に、予想される回折像をデータベース化しておく。具体的には、R, a, ガンマ分布関数のσをfloatingして、回折像をデータベース化しておく。回折像は 2 次元パターンであるが、形状が単純な散乱体については、in plane(Q_y)とout of plane(Q_z)の回折波形についてデータベース化をしておく。次に実際に測定したGI-SAXSの波形を取得し、先にデータベース化した回折像と照合し、もっとも合致した際のfloatingパラメータが求めるポーラスの形状および分布となる。図表 12-17 に示したのは、ポーラスをX、Y方向の直径をDとし、Z方向の径をaDとした際に、実際に得られた回折スペクトル(図中青色実線、シミュレーションの赤字と重なっている)と、シミュレーションによりライブラリー化したスペクトルの内で最も合致するパラメータセットのスペクトル(図中赤色実線)である。本ケースでは、楕円体を仮定し、かつそのサイズの分布をガンマ分布と仮定することによって、a, D, σ_{DX}(=σ_{DY}), σ_{DZ}をfloatingさせて、Q_Y, Q_Zに対するスペクトルをライブラリーすることによって、in plane(図表 12-17-a)とout of plane(図表 12-17-b)ともに、ほぼ完全に一致する楕円対形状およびそのサイズ分布を決定できたというものである。



(a) in plane のスペクトル (b) out of plane のスペクトル

図表 12-17 実際のスペクトルと合致するライブラリーの抽出 出典: [3]

12-5-6 事例紹介 2(エッチングパターンの断面形状)

次に、GI-SAXS の具体的な測定事例として、半導体プロセスにおけるエッチングパターンの断面形状の計測について検討をしてみる。この場合は、前述図表 12-13 に示したように試料に対して X 線を入射することになる。断面構造は Y 方向に周期的に配置しているために、対応した ρ(r)を定義する。

$$\rho(r)=\rho(X,Y,Z)=\rho(Y,Z)=\begin{cases}=V & @Y,Z\text{がレジスト内の場合}\\ =0 & @Y,Z\text{がレジスト外の場合}\end{cases}$$

これを基に式(9)を計算しライブラリー化して事例 1 同様に実験結果と最も合致する flaoting パラメータ(形状パラメータ)を抽出する。

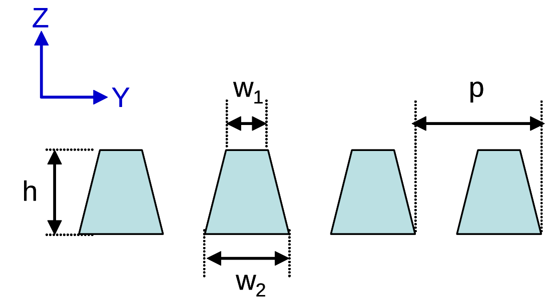


図 12-18 レジスト断面(Z-Y 平面)の ρ (y, z)

$$F(Q)=\int_{Scatter}\rho(r)e^{-i\mathbf{Qr}}dr$$

$$=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\int_{z=-\infty}^{+\infty}\int_{y=-\infty}^{+\infty}\int_{x=-\infty}^{+\infty}\rho(x,y,z)e^{-i(Q_x x+Q_y(y+pn)+Q_z z)}dxdydz$$

$$=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}e^{-iQ_y pn}\int_{z=0}^{h}\int_{y=0}^{p}\int_{x=-\infty}^{+\infty}\rho(y,z)e^{-i(Q_x x+Q_y y+Q_z z)}dxdydz$$

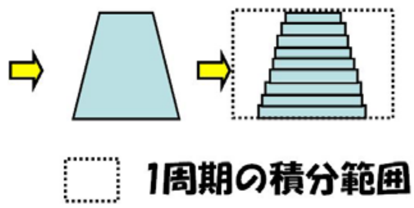
$$=\left(\int_{x=-\infty}^{+\infty}e^{-iQ_x x}dx\right)\left(\sum_{n=-\infty}^{+\infty}e^{-iQ_y pn}\right)\left(\int_{z=0}^{h}\int_{y=0}^{p}\rho(y,z)e^{-i(Q_y y+Q_z z)}dydz\right) \qquad \text{-式(11)}$$

断面形状が台形で、その台形を複数の長方形パターンで l 分割した場合は、

$$=\delta(Q_x)\left(\sum_{m=0}^{l-1}\left(\frac{\sin(Q_y(w_2-m\Delta w)/2)}{Q_y(w_2-m\Delta w)/2}\right)\left(\frac{\sin(Q_z\Delta h/2)}{Q_z\Delta h/2}e^{-iQ_z m\Delta h}\right)\right)\left(\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\left(e^{-iQ_y pn}\right)\right)$$

$$=\delta(Q_x)\left(\sum_{m=0}^{l-1}\left(\frac{\sin(Q_y(w_2-m\Delta w)/2)}{Q_y(w_2-m\Delta w)/2}\right)\left(\frac{\sin(Q_z\Delta h/2)}{Q_z\Delta h/2}e^{-iQ_z m\Delta h}\right)\right)$$

$$\times\lim_{N\to\infty}\left(1+e^{-iQ_y p}\frac{1-e^{-iQ_y p(N-1)}}{1-e^{-iQ_y p}}+e^{iQ_y p}\frac{1-e^{iQ_y p(N-1)}}{1-e^{iQ_y p}}\right)$$

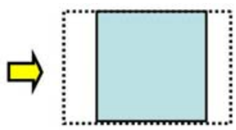


$$=\left(\sum_{m=0}^{l-1}\left(\frac{\sin(Q_y(w_2-m\Delta w)/2)}{Q_y(w_2-m\Delta w)/2}\right)\left(\frac{\sin(Q_z\Delta h/2)}{Q_z\Delta h/2}e^{-iQ_z m\Delta h}\right)\right)\lim_{N\to\infty}\left(\frac{1-\cos(Q_y pN)}{1-\cos(Q_y p)}\right) \qquad \text{-式(12)}$$

$$\because\ w_2-l\Delta w=w_1,\quad \Delta h=\frac{h}{w2-wl}\Delta w,\quad Q_x=0$$

となる。$w_1=w_2$ の場合は、

$$=\left(\frac{\sin(Q_y w/2)}{Q_y w/2}\right)\left(\frac{\sin(Q_z h/2)}{Q_z h/2}\right)\lim_{N\to\infty}\left(\frac{1-\cos(Q_y pN)}{1-\cos(Q_y p)}\right)$$

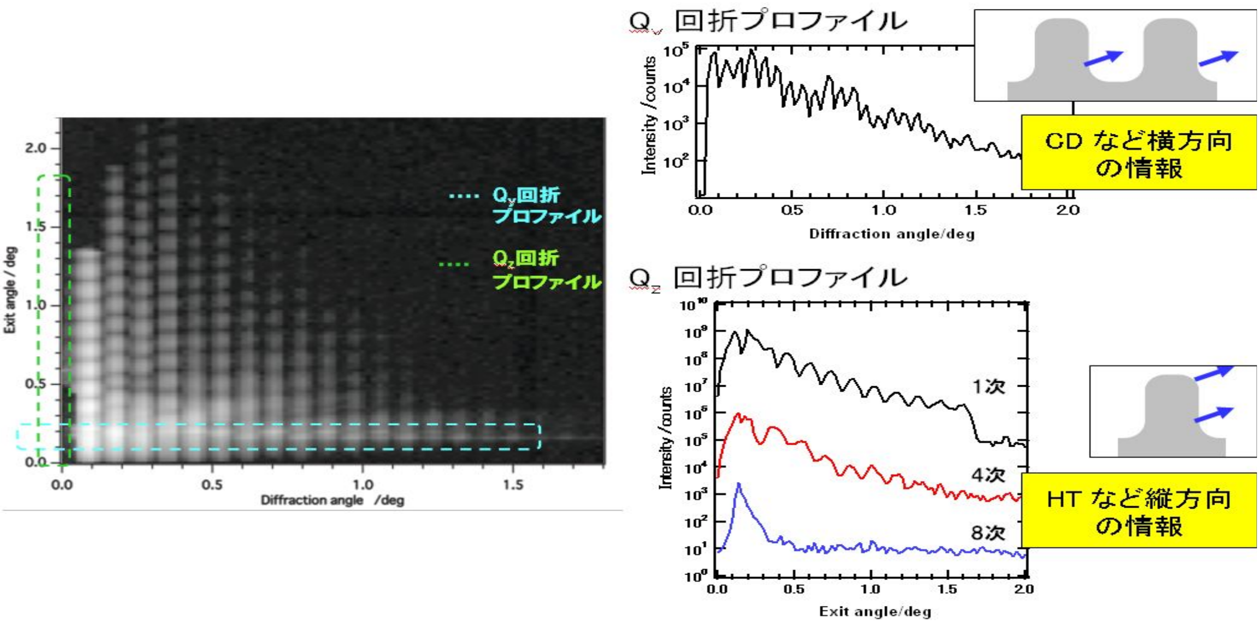


である。また、y 方向に繰り返しのパターンの場合、式(11)をフーリエ変換の離散化より簡便に求めることが出来る。また、矩形パターンの場合、Discreet な分割の誤差を防ぐために補間を行うと良い。

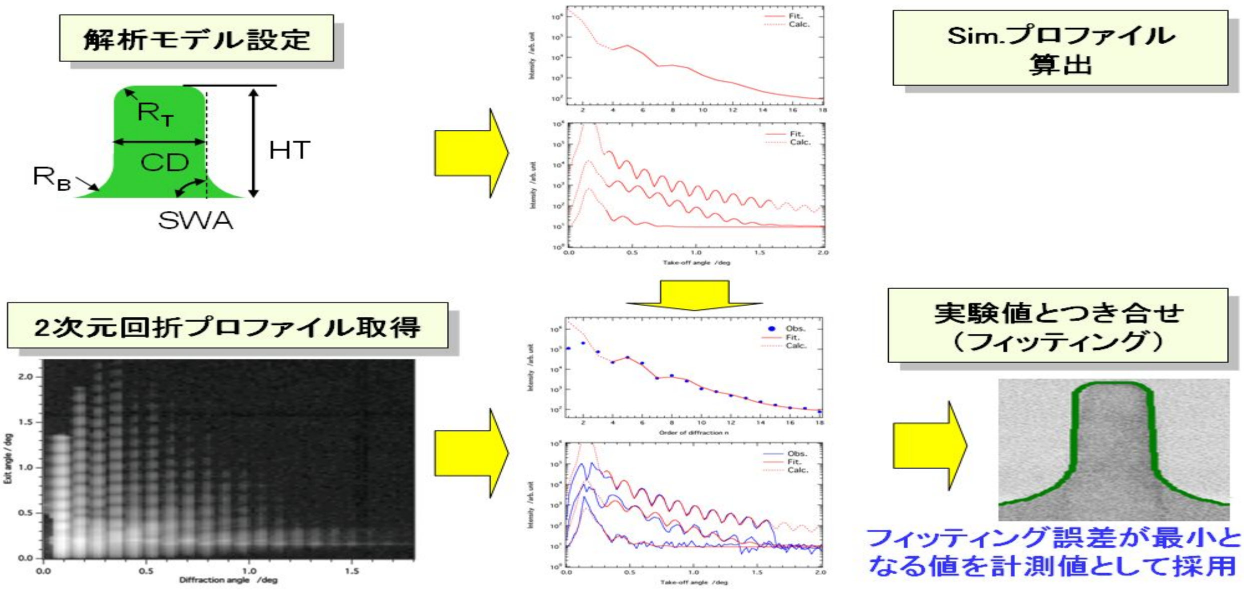
形状パラメータについては適当に定義すればよく、断面形状を、後述の OCD の説明の際の図表 12-21 に示すように、複数の台形で定義してもよい。解析的に解けない形状であれば、通常に discreet な数値積分で実行すればよい。留意すべきことは形状パラメータが多いとライブラリーの作成時間が長くなるということと、場合に

よっては解が収束しないケースもあり得ると言うことである。

図表 12-19、12-20 に示したのは、実際に断面形状を求める際の回折像の様子である。図表 12-19 では、in plane に現れる回折像が Y 方向のパターン(パターンの縦辺)の回折(干渉)によって生じることを、out of plane に現れる回折像が Z 方向のパターン(底辺と、Top 辺)の回折(干渉)によって生じることを示している。9においては、当初の作成したライブラリー内から、in plane, out of plane について実験結果ともっともマッチする形状パラメータを抽出し、それと実際の断面形状とを重ねたところよく一致していたというものである。本ケースで用いた形状パラメータには曲率半径があるが、実際の断面形状に合わせてもっとも形状パラメータ数が小さいものを選べば良い。GI-SAXS の形状を特定する手法は、後述の Scatterometry と同様であるが、ある意味で物理モデルを用いた画期的な手法であり、大いに期待されるところである。



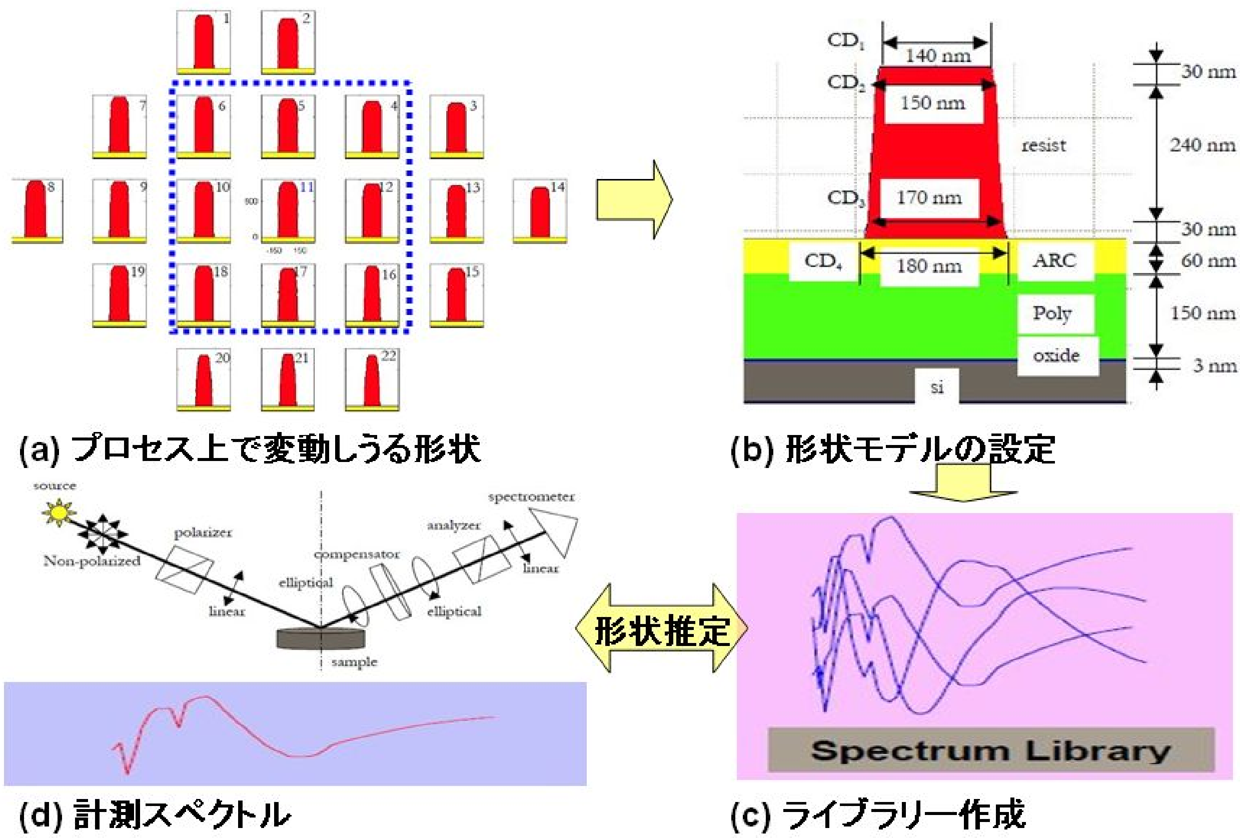
図表 **12-19**　エッチングパターンの **GI-SAXS** による回折像　　出典：[2]



図表 **12-20**　実験信号プロファイルとライブラリー照合による形状推定の手順　　出典: **[2]**

12-6 OCD(Optical critical dimension; Scatterometry)

Scatterometry は近年 CD-SEM に代わる、あるいは補完する線幅計測技術として市民権を得るに至っている。また、3次元の形状計測技術としても、研究や実用化が進展している状況である。しかしながら、scatterometry の計測は、物理モデルをベースとした数値解析による推定であり、しかも、形状パラメータの自由度に制限があることや(特に、計算スピードの関係上、各材質の複素屈折率は固定にせざるを得ない状況である)、そのパラメータの定義もユーザーに委ねられているといった問題がある。このため、ユーザーのスキルにその精度が依存するとすることもあり得る。したがって現時点では、通常のインライン計測機とは一線を引く必要があるのではないかと考えられる。現在の一般的な scatterometry による線幅計測、あるいは形状計測は、図表 12-21 に示したような手順で行われている。例えば、レジストの線幅、あるいは形状を計測したい場合、通常のプロセス上で変動しうるレジスト形状の範囲を理解したうえで(a)、形状モデルを作成する(b)。(b)では、レジスト形状として3つの台形による構成になっている。また、基盤材料とレジストの膜厚、複素屈折率は事前に定義する必要がある。この形状モデルにおいて、形状パラメータとして、レジストの top の台形形状(top 台形の top 線幅、bottom 線幅、高さ)、middle の台形形状(middle 台形の top 線幅= top 台形の bottom 線幅、bottom 線幅、高さ)、bottom の台形形状(bottom 台形の top 線幅= middle 台形の bottom 線幅、高さ)が変化した際の、scatterometry によるスペクトルを計算によって求めデータベース(ライブラリー化)しておく。次に scatterometry による実際の計測機を用いた試料からのスペクトルに対して、最も近いライブラリーデータを検索し、基となる形状データを引き当てるものである。



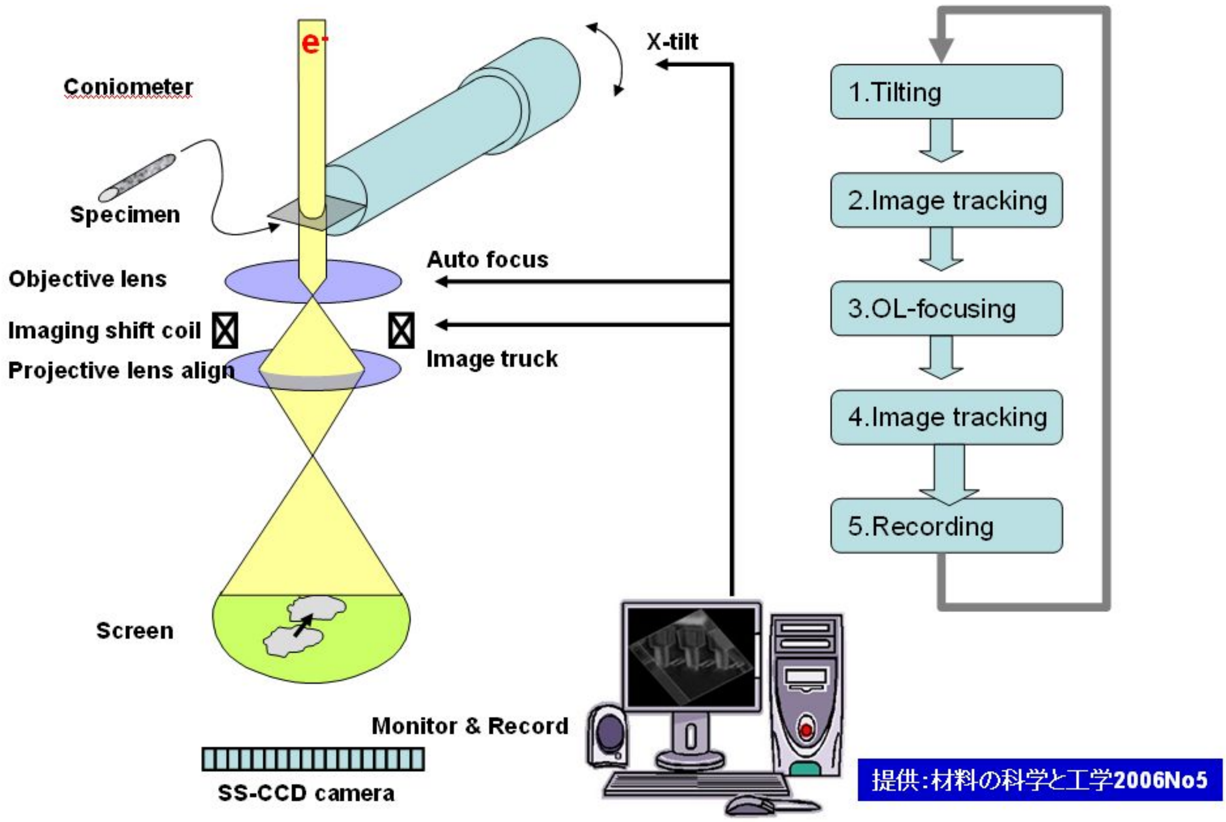
図表 12-21 OCD(Scatterometry)による形状推定方法

前述したような形状パラメータの制約や、複素屈折率の制約、およびユーザーに最終的な形状モデルの定義が委ねられている事もあり、まだまだ開発要素が多いと予測される。しかしながら、Scatterometry は非破壊で簡便な計測技術がゆえに 3 次元計測としての期待は高く、モデルの高精度化、自動化への要求は強いものがある。今後も注視すべき重要な技術であることには間違いない。

12-7 TEM + Tomography

TEM, STEM は前述の収差補正器の導入によってここ 2〜3 年で空間分解能の飛躍的な向上を実現できた良い成功事例である。この TEM に Tomography の技術を応用し、3次元で形状計測する開発が進められ 2007 年度にようやくその完成に至った。従来 TEM は FIB で試料を切り出し、薄片に加工し、高加速電子(200〜300KeV)の透過像を観察するものであるが、1 断面しか観察できない欠点があった。また興味の対象となる面を正確に切り出す操作も容易ではなかった。ところがトモグラフィー技術を応用することで観察すべき断面を直接切り出して薄片加工する事無く、棒状に切り出された試料内部の構造が3次元で観察することが可能となった。

Tomography の原理について説明をすると、TEM としての電子顕微鏡としては、図表 12-22、12-23 に示した様に高加速(200〜300KeV)で均一な電子を、コリメータレンズ系を通して試料に照射し、対物レンズ、投影レンズを経て画像センサー上に拡大投影する構造になっている。画像センサーはラインセンサーなため、imaging coil によって透過像をセンサー上で走査して試料全体の透過像を得るものである。

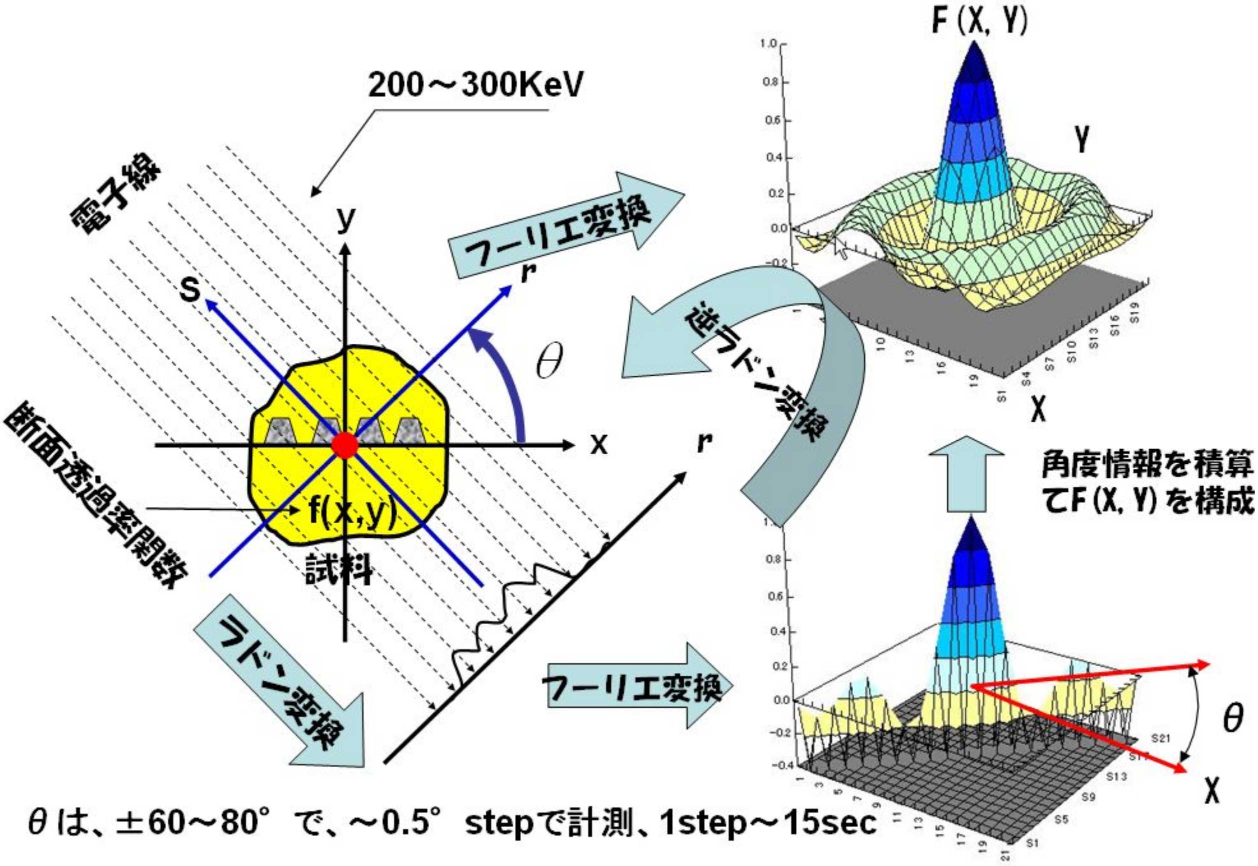


図表 12-22 TEM + Tomography の実験方法 出典:[11]

図表 12-22 には、図表 12-23 の棒状の試料の断面の絵が描かれている。今断面を透過した直線状の電子の透過像を考える。あらかじめ試料に対しては x-y 直交軸を定義しておく。試料を例えば 0.5 度単位で回転させながら、透過像 $P(r,\theta)$ を取得する。図表 12-24〜12-26 中には、試料を角度 θ 回転させた状態($r-s$ 直交軸)を示している。実際には、試料を回転させているわけであるが、図中の表記では便宜的に電子の入射する方向が θ 回転しているように示されている。

Tomography で重要なことは、r 軸と平行な軸における試料を横断した透過像 $P(r,\theta)$ の r 軸方向の 1 次元のフーリエ変換は、2 次元の横断面の $f(x,y)$ ($f(x,y)$ は $x-y$ 平面における単位長あたりの電子の透過率を表す関数)をフーリエ変換した 2 次元の周波数空間におけるスペクトル分布 F(X,Y)の角度 θ 方向の 1 次元の周波数スペクトルに対応しているということである。したがって、角度を変えながら $P(r,\theta)$ のフーリエ変換を行うこ

とで、推定すべき断面の 2 次元の周波数情報(F(X、Y))がすべて求まることになる。(ただし、情報はF(R,θ)なので(R,θ)⇒(X、Y)の軸変換と補完処理が必要である) 求まった F(X,Y)のフーリエ逆変換を行えば、もとの断面像 $f(x, y)$ が再現されることになるわけである。 この操作を $f(x, y)$ の奥行き方向で行えば、3 次元の透過像としての 3 次元形状が再現できることになる。(補足参照)



図表 12-23 **TEM + Tomography** による **3D** 形状再現の原理

［補足］ Tomographyにおける画像再現の変換式は以下を参照されたい。

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r \\ s \end{pmatrix} \Rightarrow x = r\cos\theta - s\sin\theta,\ \ y = r\sin\theta + s\cos\theta$$

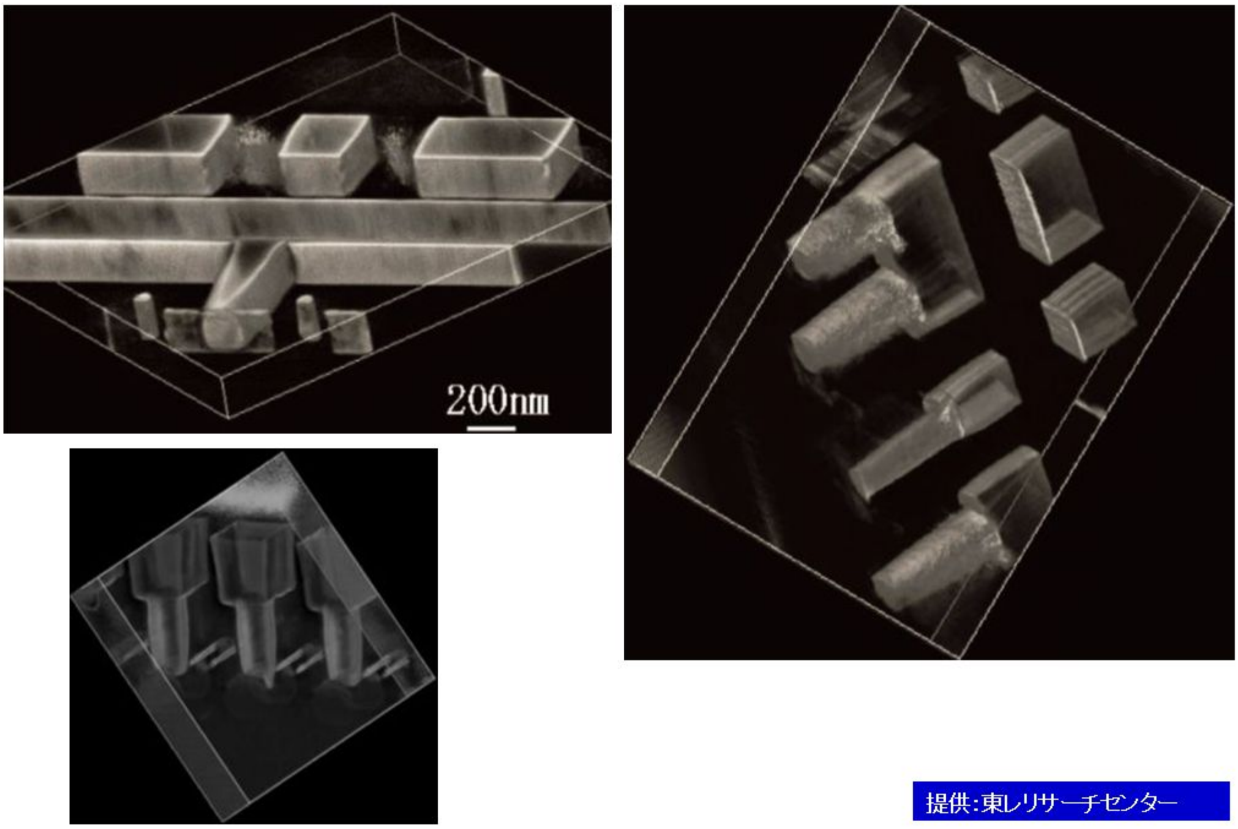
$$P(r,\theta) = \int f(x,y)ds = \int f(r\cos\theta - s\sin\theta, r\sin\theta + s\cos\theta)ds \qquad \text{(ラドン変換)}$$

$$F(X,Y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)e^{-i2\pi(xX+yY)}dxdy \qquad \text{(f(x,y)のフーリエ変換)}$$

周波数空間における R 軸上では、$X = R\cos\theta, Y = R\sin\theta$， $r = x\cos\theta + y\sin\theta$ であるので、式(10)に代入して、

$$\begin{aligned} F(R,\theta) &= F(R\cos\theta, R\sin\theta) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(r\cos\theta - s\sin\theta, r\sin\theta + s\cos\theta)e^{-i2\pi((r\cos\theta - s\sin\theta)R\cos\theta + (r\sin\theta - s\cos\theta)R\sin\theta)}dsdr \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(r\cos\theta - s\sin\theta, r\sin\theta + s\cos\theta)e^{-i2\pi(xR(\cos^2\theta + \sin^2\theta))}dsdr \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty}\{\int_{-\infty}^{+\infty} f(r\cos\theta - s\sin\theta, r\sin\theta + s\cos\theta)ds\}e^{-i2\pi xR}dr \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} P(r,\theta)e^{-i2\pi xR}dr \qquad * F(R,\theta)\text{が}P(r,\theta)\text{から求められる} \end{aligned}$$

図表 12-24 には最近の TEM の 3 次元 Tomography 像を示した、試料は、BEP(back End process)の Cu 配線の一部である。配線の構造が非常に明瞭な画像として再現されていることが分かる。



図表 12-24 TEM + Tomography による Cu 配線の 3D 画像再生 出典: **[12]**

ここで TEM の Tomography の技術的な課題を述べると、試料の回転に伴い、nm オーダーで中心軸が変化することに対応して、絶えず軸中心を探索しながら補正してゆく必要があることである。現在では、軸中心を探

索して補正するアルゴリズムが開発されたため比較的短時間で分解能の高い計測を実現するに至っている。しかしながら、回転軸の加工精度の向上は、画像再生の分解能を向上させる可能性があるのではないかと考えられる。

TEM の Tomography は破壊検査ではあるが、3 次元のプロセス形状診断を行う上で非常に有効な計測手段として今後普及が進むものと思われる。その際には、試料作成時間の短縮が望まれるところである。

12-8 まとめ

2009年度の活動報告を以下の項目について行った。

① 2009年度のITRSのRoadmapのupdateの概要説明

② 国際会議におけるポイント

③ 計測技術の最新動向

①については、EUV 技術が量産移行されるまで必要とされる 2 重露光技術の汎用性、あるいは自由度を高めるためには、重ね合わせ技術の向上が必要不可避との判断から overlay target に関する新たな要求テーブルが 2010 年度から加わることになった。これに伴い従来関心の低かった overlay 計測技術について、調査をする必要性を強く認識している。

②に関しては、従来の in line 計測技術を基本にロードマップの update を継続的に行ってゆくことが肝要であると確信しているが、ERD/ERM に対応した将来必要とされ得る計測技術についても study しながら、計測機器メーカーに対する必要な情報の提供に努めてゆきたいと考えている。

③は、最近の 3D 計測技術の要求の高まりを受けて、既存技術、あるいは将来技術の中から 3 つの候補を取り上げ、技術調査を実施した。この技術調査を通して感じることは、必要とされる計測技術であっても、計測機器メーカーがビジネスとしての見通しが立たない以上、その技術の進歩が ITRS のロードマップにミートしないということである。以前、"計測はプロセスの進歩に先立ってあるべき"との議論もあったが、現在は、半導体メーカーの思いだけでは半導体関連産業を牽引してゆけない状況が露呈している。計測機器メーカーのモチベーションを上げるべく、ITRS のロードマップの信憑性がより求められる状況になっていると感じている。

以上

Appendix 1(Snell の公式の小角近似)

＊. 多層膜(j)中の入射波、反射の表現

多層膜中の入射波に関しては、Fresnel の式と Snell の式を用いて解くことができる。2 層膜の界面における Fresnel の式では、媒質1から媒質2への入射角度をθとして(図 1)、S 波、P 波は以下の式で表される。[13]

$$\text{S 波：} r_{s,1-2} = \frac{n_1\cos(\theta_1) - n_2\cos(\theta_2)}{n_1\cos(\theta_1) + n_2\cos(\theta_2)}, \quad t_{s,1-2} = \frac{2n_1\cos(\theta_1)}{n_1\cos(\theta_1) + n_2\cos(\theta_2)}$$

$$\text{P 波：} r_{m,1-2} = \frac{n_2\cos(\theta_1) - n_1\cos(\theta_2)}{n_2\cos(\theta_1) + n_1\cos(\theta_2)}, \quad t_{m,1-2} = \frac{2n_2\cos(\theta_2)}{n_2\cos(\theta_1) + n_1\cos(\theta_2)} \qquad \text{－ 式(1)}$$

＊添え字 1-2 とは媒質 1 から 2 へ進む波の界面における状態を示している。

通常X線の屈折率は 1 に極めて近いため、式(1)の媒質の屈折率n_1/n_2を近似的に 1 と置くと、
反射率であれば、

$$R_2=(\cos\theta_2-\cos\theta_1)/(\cos\theta_2+\cos\theta_1)$$

透過率であれば、

$$T_1 = 2\cos\theta_1/(\cos\theta_2+\cos\theta_1)$$

のように表現される。ただしこれは多重反射非考慮の場合である。一方、 Snell の公式としては、

$$n_0\sin\theta_0=n_j\sin\theta_j=n_2\sin\theta_2=\sin\theta_2 \text{(最上層、通常airで}n_2=1\text{)}$$

のように表現される。この表現を試料面に対する入射角度として定義すれば(図 2)、

$$R_2=(\sin\theta_2 - \sin\theta_1)/(\sin\theta_2 + \sin\theta_1)=(\theta_2 - \theta_1)/(\theta_2 + \theta_1) \qquad @\theta\sim 0^\circ$$

$$T_1 = 2\theta_1/(\theta_2+\theta_1)$$

$$n_0\cos\theta_0 = n_j\cos\theta_j = n_2\cos\theta_2 \Rightarrow n_j^2(\cos\theta_j)^2 = n_2^2(\cos\theta_2)^2 = (\cos\theta_2)^2 \because n_2 = 1$$

$$\Rightarrow n_j^2(1-(\sin\theta_j)^2) = (\cos\theta_2)^2 \Rightarrow n_j^2(\sin\theta_j)^2 = n_j^2 - (\cos\theta_2)^2$$

$$\Rightarrow \theta_j^2 \sim (n_j^2 - (\cos\theta_2)^2)/n_j^2 \Rightarrow \theta_j \sim \sqrt{n_j^2-(\cos\theta_2)^2}\,/\,n_j$$

$$\Rightarrow \theta_j \sim \sqrt{n_j^2-(\cos\theta_2)^2} \qquad \because n_j^2 \cong 1$$

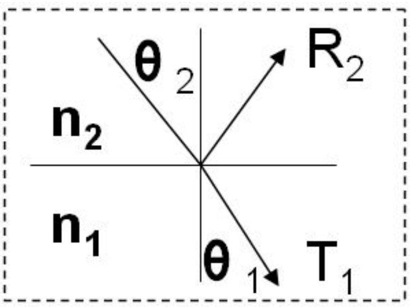


図 1

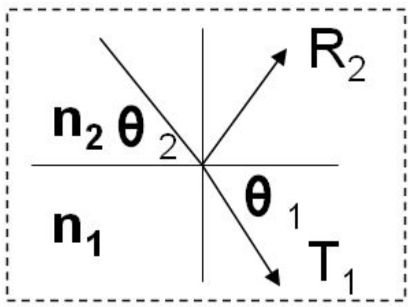


図 2

以上

Appendix 2 多層膜中の多重反射による反射率の導出

多重反射の影響を考慮した反射率、透過率の導出方法

まず、3 層構造において多重反射を考える。この際の最下層は下地で十分厚く、透過波は上層に戻って来ないことを想定している。E_{11}はE_{10}の反射光であるため、入射光と同じ角度で反射される。E_{10}の屈折波E_{20}は第2媒質と第3媒質の界面で同様の反射と屈折が行われる。E_{20}が界面S2-3 で反射した光E21 は、同様にS1-2 界面で反射と屈折を起こし、屈折波は、E_{12}として媒質1に戻り、反射波は、E_{22}として、E_{20}同様に媒質2中で反射と屈折を繰り返し減衰してゆく。このようにして、E_{10}に対して、媒質2中での多重反射によって発生したE_{11}, E_{12}, E_{13}, ---, E_{1i}, ---の波が、界面S1-2 における反射波として形成される。[14], [15]

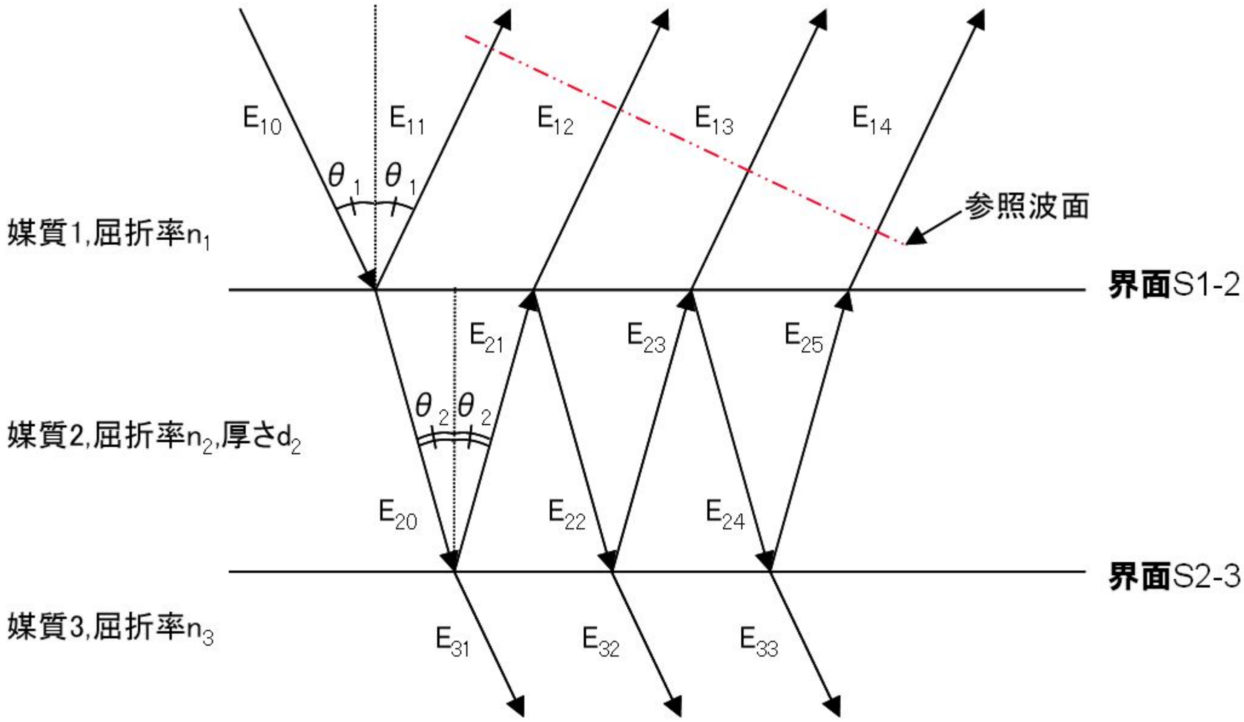


図1 多層膜中の透過、反射の様子

具体的に、図１媒質２中での多重干渉によるS1−2 界面からの反射波E_1, E_2, E_3, ―, E_i, ―は、Fresnel、Snellの式から以下の式で表されることが分かる。

$$E_{11} = E_{10} r_{1,2}$$

$$E_{12} = E_{10} t_{1,2} \{ r_{2,3} t_{2,1} e^{-i(4\pi n_2 d_2 \cos(\theta_2)/\lambda)} \} \qquad \text{－ 式(1)}$$

$$E_{13} = E_{10} t_{1,2} \{ r_{2,3} r_{2,1} r_{2,3} t_{2,1} e^{-i(4\pi n_2 d_2 \cos(\theta_2)/\lambda)*2} \} = E_{12} \{ r_{2,1} r_{2,3} e^{-i(4\pi n_2 d_2 \cos(\theta_2)/\lambda)} \}$$

$$E_{1k} = E_{12} \{ r_{2,1} r_{2,3} e^{-i(4\pi n_2 d_2 \cos(\theta_2)/\lambda)} \}^{(k-2)}$$

これから多重反射による反射波は、E_1, E_2, −−の総和(等比級数)を取って以下のように表せる。

$$E_{total} = \sum_{k=1}^{\infty} E_{1k} = E_{11} + \sum_{k=2}^{\infty} E_{12}\{r_{2,1}r_{2,3}e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}\}^{(k-2)} = E_{11} + E_{12}\frac{1}{1-r_{2,1}r_{2,3}e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}}$$

$$= E_{10}r_{1,2} + E_{10}t_{1,2}\{r_{2,3}t_{2,1}e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}\}\frac{1}{1-r_{2,1}r_{2,3}e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}}$$

$$= E_{10}\{r_{1,2} + r_{2,3}(t_{1,2}t_{2,1} - r_{1,2}r_{2,1})e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}\}\frac{1}{1-r_{2,1}r_{2,3}e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}}$$

$$= E_{10}\{r_{1,2} + r_{2,3}(t_{1,2}t_{2,1} + {r_{1,2}}^2)e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}\}\frac{1}{1-r_{2,1}r_{2,3}e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}}$$

$$= E_{10}\{r_{1,2} + r_{2,3}e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}\}\frac{1}{1-r_{2,1}r_{2,3}e^{-i(4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda)}}$$

$\because \quad r_{1,2} = -r_{2,1}, \qquad t_{1,2}t_{2,1} + {r_{1,2}}^2 = 1 \quad$ (*Fresnel* の公式より明らか)

$$= E_{10}\{\frac{r_{1,2} + r_{2,3}e^{-i\phi_2}}{1 + r_{1,2}r_{2,3}e^{-i\phi_2}}\} = \tilde{r}_{1,2}E_{10}$$

－ 式(2)

$\because$ 位相差 $= 2\pi$ * 光路長差 $/\lambda = 4\pi n_2 d\cos(\theta_2)/\lambda = \phi_2$

これより、$\tilde{r}_{1,2}$ が、多重反射による反射率である。ちなみに、位相差について補足をすると、式中の $4\pi n_2 d_2\cos(\theta_2)/\lambda$の項は、$E_{11}$と$E_{12}$の、あるいは、$E_{1i}$と$E_{1i+1}$(i=1, 2, 3, ---)の位相差項であり、これは図1の一部を拡大した図 2 から導かれる。つまり参照波面を考えた際のE_{11}とE_{12}の位相差は、以下の式から、2 つの光の進路の光学長(屈折率×長さ)の差×2π／λである。

$$\text{光路長差} = E_{12}\text{の光路長} - E_{11}\text{の光路長} = \overline{P_3}\overline{P_2} + \overline{P_2}\overline{P_1} - \overline{P_4}\overline{P_1}$$

$$= n_2(d\cos(\theta_2) + \overline{P_5}\overline{P_1}\sin(\theta_2)) + n_2(d\cos(\theta_2) + \overline{P_5}\overline{P_3}\sin(\theta_2)) - n_1(\overline{P_5}\overline{P_3} + \overline{P_5}\overline{P_1})\sin(\theta_1)$$

$$= 2n_2 d\cos(\theta_2) + (\overline{P_5}\overline{P_1} + \overline{P_5}\overline{P_3})(n_2\sin(\theta_2) - n_1\sin(\theta_1)) = 2n_2 d\cos(\theta_2)$$

－ 式(3)

$$\text{位相差} = 2\pi * \text{光路長差}/\lambda = 4\pi n_2 d\cos(\theta_2)/\lambda = \phi_2$$

－ 式(4)

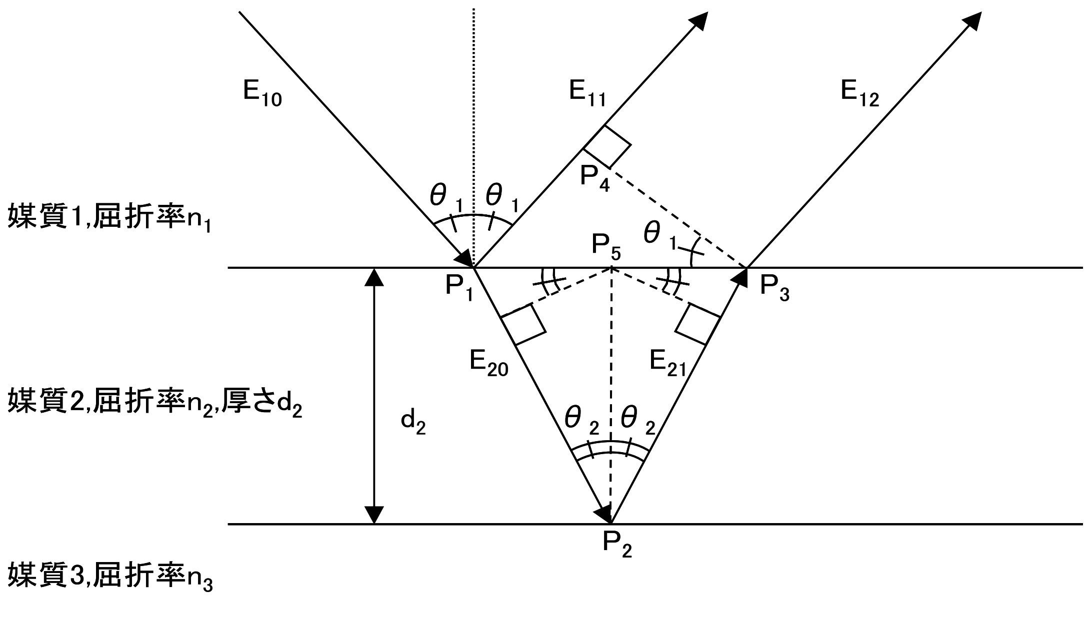


図 2 多重干渉による各反射波の位相差の説明図

式 2 の意味するところは、3 層媒質 1, 2, 3 の媒質1からの入射光の下地層の多重反射による反射光の反射率($\tilde{r}_{1,2}$)は、媒質 1 と 2 の界面$S_{1\text{-}2}$と媒質 2 と 3 の界面$S_{2\text{-}3}$の振幅反射率と位相差で表現できるということである。

上記 3 層構造において多重反射による反射率を定義できたわけであるが、図 3 に示す 3 層以上の多層膜については、以下の示す手法を適用して求めることができる。

まず、最下層の 3 層構造(m-1, m, m+1)においては、先の 3 層構造の結果をそのまま適用し、m-1 と m の界面での多重反射による反射率は、以下の通りとなる。

$$\tilde{r}_{m-1,m} = \frac{r_{m-1,m} + r_{m,m+1}e^{-i\phi_m}}{1 + r_{m-1,m}r_{m,m+1}e^{-i\phi_m}} \qquad \text{－ 式(5)}$$

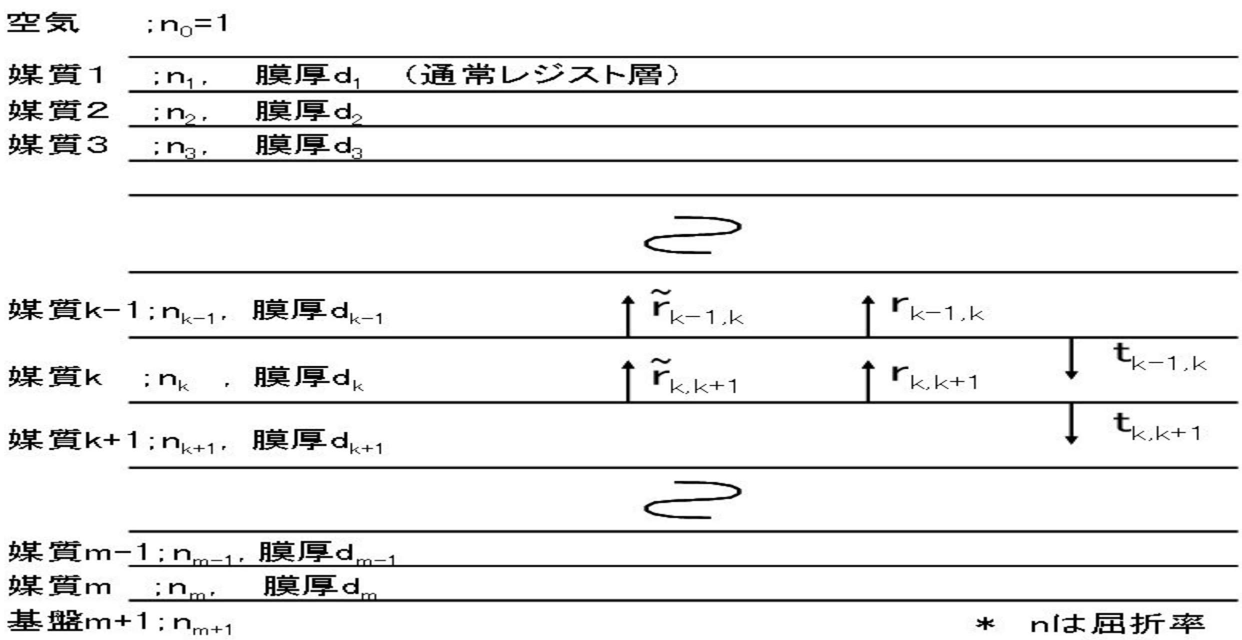
次に対象とする 3 層構造を上に一つずらしてゆくことで対象とする 3 層構造は、m-2, m-1, m となる。この場合の m-2, m-1 界面での多重反射による反射率は、以下の様に示されることが分かる。m-2 と m-1 の界面での多重反射の式では、m-1 と m の界面におけるフレネルの反射係数ではなく、以下の多重反射率で置き換えられていることが分かる。

$$\tilde{r}_{m-2,m-1} = \frac{r_{m-2,m-1} + \tilde{r}_{m-1,m}e^{-i\phi_{m-1}}}{1 + r_{m-2,m-1}\tilde{r}_{m-1,m}e^{-i\phi_{m-1}}} \qquad \text{- 式(6)}$$

このような操作を繰り返すことで最上層における反射率を決定することができる。光の場合は、このようにして多層膜の情報(構造情報)が多重反射によって最上層まで伝播されるのである。

また、同様に透過率について定義をすることができる。今媒質kとk+1 の界面を考えた場合、多重反射における媒質kから媒質k+1 に透過する波の振幅透過率$t_{k,k+1}$、反対に媒質k+1 から媒質kに透過する波の振幅透過率$t_{k+1,k}$と、上記多重反射における媒質kと媒質k+1 の界面から反射される波の振幅反射率Rを用いると、透過率と反射率は1であるため以下の式(7)が成り立つ。これは式(2)の導出の際に用いたFresnelの公式から導き出される関係式 $t_{1,2}t_{2,1} + r_{1,2}{}^2 = 1$ と同様である。

$$t_{k,k+1} \times t_{k+1,k} + R_{k+1}^2 = 1 \qquad \text{－ 式(7)}$$



以上

WG14(計測ワーキンググループ)メンバー紹介

役職	氏名	会社名
リーダー、国際	河村　栄一	富士通マイクロエレクトロニクス(株)
サブリーダー、特別委員、国際	池野　昌彦	(株)日立ハイテクノロジーズ
国際	山崎　裕一郎	東芝セミコンダクター
委員	上澤　史且	ソニー(株)
委員	清水　澄人	パナソニック(株)
委員	横田　和樹	NEC エレクトロニクス(株)
特別委員	水野　文夫	明星大学
特別委員	小島　勇夫	産業総合研究所
特別委員	西萩　一夫	(株)堀場製作所
特別委員	市川　昌和	東京大学

参考文献

[1] 株式会社リガク ご提供資料

[2] 石橋康彦、小池徹、山崎裕一郎、伊藤義泰、岡崎祐子、表和彦 X線小角散乱を用いた断面形状計測 第 29 回 LSI テスティングシンポジウム会議録, 19 (2009)

[3] 表和彦、 伊藤義泰、 X 線散乱法による CD 計測、 第28回 LSI テスティングシンポジウム会議録, 29 (2008)

[4] Y. Ito, K. Inaba, K. Omote, Y. Wada, and S Ikeda, Characterization of Submicron-scale Periodic Grooves by Grazing Incidence Ultra-small-angle X-ray Scattering, Jpn. J. of Appl. Phys. 46, L773 (2007)

[5] Kazuhiko Omote, Yoshiyasu Ito, Yuko Okazaki, A new x-ray metrology for profiling structure of semiconductor device patterns, Proc. of SPIE, submitted.

[6] Y. Ishibashi, T. Koike, Y. Yamazaki, Y. Ito, Y. Okazaki, K. Omote, Characterization of cross sectional profile of nanostructure line grating using small angle x-ray scattering, Proc. of SPIE, submitted

[7] http://support.spring8.or.jp/Doc_workshop/PDF_090123/ITO.pdf

[8] S. K. Sinha, et al. : Phys. Rev. B,38(1988), 2297-2311

[9] A.Guinier and G. Fournet, “Small-Angle Scattering of X-rays” John Wiley & Sons, New York (1955).

[10] Small Angle X-ray Scattering “eds. O. Glatter and . Kratky Academic Press, London (1982)

[11] 材料の化学と工学 2006N05

[12] 東レリサーチセンター ご提供資料

[13] 光学技術ハンドブック(朝倉書店)

[14] 光学の原理、Max Born (著), Emil Wolf (著), 草川 徹 (翻訳)

[15] F. H. Dill, etc ; Characterization of Positive Photo-resist, IEEE Trans. Electron Device,
Vol. ED-22 No.7, July 1975

◆故障解析 SWG

12-9 はじめに

昨年度まで故障解析 TF(タスクフォース)として活動していたが、今年度からは WG14 の SWG(サブワーキンググループ)として活動している。故障解析 SWG の活動は他の WG と異なり、ITRS との連携は無い。その理由は、ITRS 内に故障解析のグループが無いためである。

故障解析 SWG の活動目的は TF の時とかわらず、委員間で最新の故障解析関連の情報の共有を計り、日本の故障解析技術力の向上の一助とすることである。本年度もそのような目的に沿い、最新の話題について最適な講師をお招きし、講演と討議を行った。

12-10 メンバー

メンバーは図表 12-2-1 に示すように、半導体メーカーから 7 名、故障解析関連会社から 7 名、コンソーシアムから 1 名、大学から 5 名(内 4 名は半導体メーカー出身)の計 20 名である。

リーダー	二川 清	大阪大学
サブリーダー	益子 洋治	大分大学
委員	長谷川 芳樹	富士通マイクロエレクトロニクス(株)
〃	朝山 匡一郎	(株)ルネサステクノロジ
〃	小守 純子	(株)ルネサステクノロジ
〃	渡辺 雄一	三洋半導体(株)
〃	池田 洋直	セイコーエプソン(株)
〃	則松 研二	(株)東芝 セミコンダクター社
〃	平賀 則秋	ローム(株)
コンソーシアム	小川 真一	Selete
特別委員(大学)	中前 幸治	大阪大学
〃	真田 克	高知工科大学
〃	上野 和良	芝浦工業大学
特別委員	中島 蕃	デバイス・アナリシス(株)
〃	藤井 利昭	ｴｽｱｲｱｲ･ﾅﾉﾃｸﾉﾛｼﾞｰ(株)
〃	三井 泰裕	(株)日立ハイテクノロジーズ
〃	柿林博司	(株)日立ハイテクノロジーズ
〃	寺田 浩敏	浜松ホトニクス(株)
〃	須賀 三雄	日本電子(株)
〃	橋本 秀樹	(株)東レリサーチセンター

図表 12-25 メンバーと所属一覧

12-11 講演／討議内容

講演はその時々の討議により委員の希望の話題を取り上げている。また、できるだけ近い話題を「特集」としてとりあげるようにしている。本年度は図表 12-26 に示すように 5 回の会合を持ち、特集として、「ドーパントキャリア分析」、「3 次元解析」、「パワーデバイス」、「アナログでバイス」を取り上げた。それ以外に、セキュリティ、微小静電界検出プローブ、故障解析標準フォーマット、を取り上げた。

次節ではこの中から、トピックスとして、微小静電界検出プローブを取り上げて紹介する。

第35回:特集1:ドーパント/キャリア分析(その2) 2009年4月17日(金) 13:30~18:00	
1: 朝山匡一郎 (ルネサステクノロジ)	「収差補正透過電子顕微鏡法(STEM)」
2: 国宗依信(NECエレクトロニクス)	「電子線ホログラフィー」
3: 大久保忠勝(物質・材料研究機構)	「3次元アトムプローブ(3D-AP)」
4: 福留秀暢(富士通研究所)	「走査型トンネル顕微鏡法(STM)」
5: 張 利 (東芝)	「走査型拡がり抵抗顕微鏡法(SSRM)」
6: 本田 耕一郎 (富士通研究所)	「走査型非線形誘電率顕微鏡法(SNDM):要約」
第36回:特集:3次元解析の現状と課題 2009年6月19日(金) 13:30~17:00	
1: 内田 博 (東芝ナノアナリシス)	「市販型3次元レーザアトムプローブと原子レベル解析の紹介」
2: 井上耕治 (京都大学)	「3次元アトムプローブによるMOSFET中のドーパント分布解析」
3: 工藤 修一 (ルネサステクノロジ)	「電子線トモグラフィーを用いた半導体デバイスの故障解析技術」
第37回:特集:3次元解析の現状と課題(その2) 2009年8月28日(金) 13:30~17:00	
1: 渡辺 雄一 (三洋半導体)	「三洋半導体における3次元解析の現状と課題(仮題)」
2: 藤井 利昭 (エスアイアイ・ナノテクノロジー)	「FIB/SEM複合機を用いた連続断面観察による3次元像構築の現状と仮題(仮題)」
3: 柿林 博司 (日立ハイテクノロジーズ)	「レプリカ法を用いた3次元電顕観察によるゲートエッジラフネスの3次元測長」
第38回:特集:パワーデバイスとセキュリティ 2009年10月16日(金) 13:30~17:00	
1: 大井 明彦 (富士電機デバイステクノロジー)	「パワーデバイスの故障解析技術(仮題)」
2: 池田 洋直 (セイコーエプソン)	「高耐圧デバイスでの微少リーク不良解析事例
3: 中島 蕃 (デバイス・アナリシス(株))	「セキュリティ評価技術と故障解析技術との関係」
第39回:2010年1月29日(金) 13:30~17:00(会議)	
1: 田中 弘治 (アストロン)	「故障解析標準フォーマットの仕様について(仮題)」
2: 桑島 敦 (富士通マイクロエレクトロニクス)	「微小静電界検出プローブによる故障解析手法」
特集:アナログデバイスの故障解析	
3: 渡辺 雄一 (三洋半導体)	「弊社における、アナログ製品の不良解析事例」
4: 久慈 憲夫 (八戸工業高等専門学校)	「アナログ関係の故障診断」

図表 12-26 本年度の会合日時と講演・討議題目

12-12 トピックス:非接触・無バイアス・非破壊解析法

今年度新たな技術として紹介された「微小静電界検出プローブ(NEPS, Nano Electrostatic-field Probe Sensor)」について紹介する。この手法は、いわゆる、非接触・無バイアス・非破壊解析法に属するものである。従来から提案されてきたこの種の手法と比較して図表 12-27 に示す。この種の手法として従来提案されてきたものには、走査レーザ SQUID 顕微鏡(L-SQUID, Laser Superconducting Quantum Interference Device)、レーザテラヘルツ放射顕微鏡(LTEM, Laser Terahertz Emission Microscope)、光散乱・フォトルミネッセンス法、がある。前2者は大掛かりなシステムが必要、後1者は配線の欠陥検出が困難という問題点があった。NEPS は、これらの手法の欠点を克服するものとして提案された。従来から広く使われている IR-OBIRCH(Infrared Optical Beam Induced Resistance Change)装置に取り付けられ、大掛かりな追加システムが不要であるという特長があり、配線系の欠陥の検出も可能と考えられている。まだ提案されたばかりで未知数も多いが、今後が期待される。

従来の提案	技術的特徴	長所	短所
走査レーザSQUID顕微鏡 L-SQUID（NECEL）	レーザ励起磁場を SQUID磁束計で検出	配線系に適用可能 断線個所の検出可能	閉回路にのみ適用可能
レーザテラヘルツ放射顕微鏡 LTEM（阪大・理研・NECEL）	フェムト秒レーザ励起 THz電磁波を 専用アンテナで検出	配線系に適用可能 非閉回路でも適用可能	配線の断線個所の検出困難
光散乱法/フォトルミネッセンス法 （富士通）	レーザ照射による 散乱光や フォトルミネッセンス光を 検出	配線工程前でも適用可能	配線の欠陥検出困難
今回の提案			
微小静電界（近接場）検出法 NEPS（富士通）	レーザ励起静電界を 専用検出器で検出	配線工程前でも適用可能 配線系にも適用可能	不明

図表 **12-27**　非接触・無バイアス・非破壊解析法の比較

12-13 まとめと今後の課題

本年度討議した内容の概要とトピックスを紹介した。

来年度も同様な活動を継続する予定である。