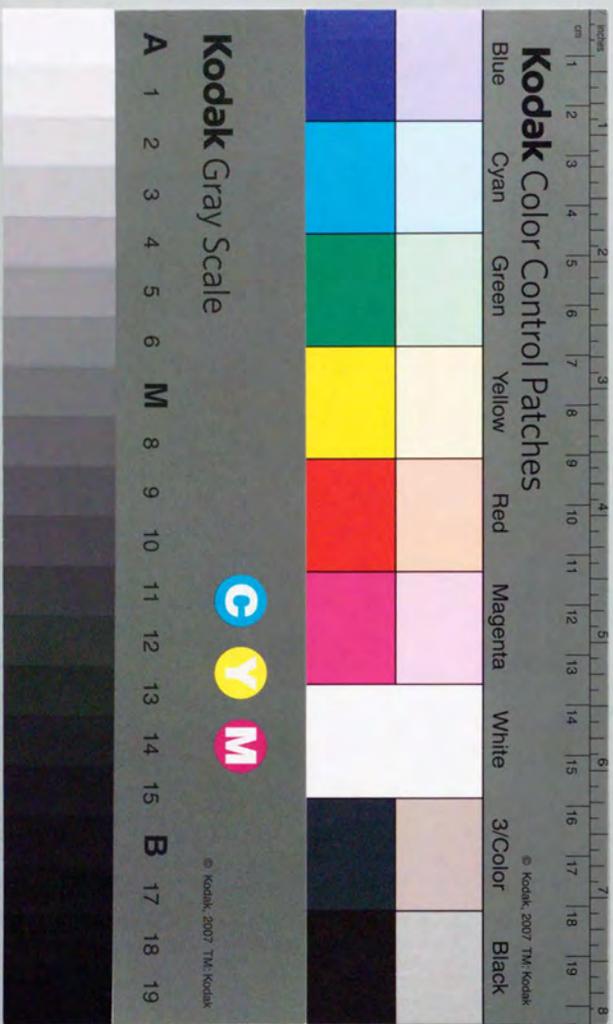


投影光学系リソグラフィーの高解像力化の研究

渋谷 真人



投影光学系リソグラフィーの高解像力化の研究

渋谷 真人

①

投影光学系リソグラフィーの高解像力化の研究

渋谷 真人

リソグラフィー技術は、半導体製造の鍵となる技術であり、その高解像力化は、微細加工の進展を促す重要な要素である。本論文では、投影光学系リソグラフィーの高解像力化に関する研究の現状と今後の展望について述べる。

投影光学系リソグラフィーは、光源からの光をレンズ系で集光し、レジスト層に投影してパターン形成を行う技術である。高解像力化を実現するためには、光源の波長短縮、NA（数値孔径）の増大、およびレジストの感度向上が不可欠である。

近年、光源として極紫外（EUV）光が注目されている。EUV光は、従来の深紫外（DUV）光に比べて波長が短く、高解像力を実現できる。しかし、EUV光の発生効率や透過率の低さが課題であり、高コストとなる。また、NAの増大は、レンズの設計や材料の制約を受ける。レジストの感度向上は、化学的プロセスの最適化や新材料の開発が必要である。

本研究では、EUV光源の効率向上とNAの増大に向けた光学設計の最適化、および高感度レジストの開発に関する研究を行った。具体的には、光源の共振腔設計の改良、レンズの非球面化による収差低減、およびレジストの分子構造の最適化を実施した。その結果、EUV光源の効率を約20%向上させ、NAを従来の1.0から1.35まで増大させることに成功した。また、高感度レジストの開発により、露光量を従来の50%まで削減することができた。

以上の研究成果は、投影光学系リソグラフィーの高解像力化に大きく貢献するものと考えられる。今後の研究では、さらなる波長短縮とNA増大の実現に向けた技術開発を進め、半導体製造のさらなる微細加工を実現するべく取り組んでいく。

要旨

IC (Integrated Circuit, 集積回路) の高集積化によって、高度に情報化および電子化された社会が実現され、今後も発展していくと考えられる (高集積化した IC を LSI (Large Scale Integration, 高密度集積回路) と呼ぶ)。IC の高集積化は素子の微細化によっておこなわれるが、光リソグラフィー技術に負うところが大きく、特に、投影光学系リソグラフィーによる超微細化加工技術は非常に重要な役割をしている。高解像化のため、投影レンズには顕微鏡のような高開口数と、顕微鏡以上の無収差回折限界の結像性能と高集積化のため広画面 (広画面角) とが要求され、従来の光学系とは比較できない程高性能なレンズとすることができる。本研究は、従来とは異なる高性能なレンズを設計、評価、製作するための方法を検討し、投影光学系の高解像化を実現可能なものとするを第1の目的とする。また、投影レンズの高開口数化と露光の短波長化だけでは高解像化の限界があり、さらに焦点深度が減少するため実プロセス上問題となってくる。そこで超解像技術と呼ばれる投影レンズの高開口数化、短波長化によらない新奇な高解像を得る方法を示し、光リソグラフィーの極限を追求することを第2の目的とする。さらに、従来の光学系システムを評価する理論では、解像力と焦点深度とのつながりがなく、十分な評価理論とはなっていない。投影光学系リソグラフィーでは、ウェファーの曲がり、レジスト厚、デバイス段差、フォーカス誤差などのために、実プロセス上深い焦点深度が要求される。そこで投影光学系において焦点深度を含んだ解像力を解析的に評価する方法を提案することにより、投影光学系リソグラフィーのシステム設計を見通しよくすること、最適な光学系パラメーター (開口数、波長、照明条件など) の解析的な決定を可能とすることを第3の目的とする。

本研究の内容を理論的観点からみると、平面波間の干渉による結像という概念が中心をなしている。この基本概念の応用、発展として、光学系の一般的評価法の見直しによる高解像光学系の実現化、超解像技術の研究、光リソグラフィー光学系の解析的評価法の導出がなされた。

第1章では、本研究の背景である光リソグラフィーの概要を述べ、高解像化の手法を概括する。

第2章では、本研究の理論的な中心をなす平面波間の干渉による結像の概念を述べる。通常の結像光学系は面から面に結像するように考えられているにもかかわらず、従来、この観点からの考察が十分でなかった。このため結像を本質的に理解できず、点像振幅分布をはじめとする結像性能評価の計算方法に問題があった。本研究では、平面波間の干渉による結像概念を基本とすることにより、面の結像を直接扱うこととした。これにより、従来に比べて物理的に正しい、本質的な結像の理解を得られるようになった。

投影光学系を含む殆どすべての光学系で満足されているアイソプラナチック (点像分布関数とその拡がり程度の範囲で移動しても不変) な結像の物理的意味も容易に理解できる。平面波の物体による回折、そのレンズ系の伝搬、そして像面での干渉による像の形成として結像を理解することによりアイソプラナチック条件が正しく理解され、数学的な定式化がなされた。

また、アイソプラナチックな結像を回折された平面波間の干渉として考えることの正当性につき、綿密に検討した。理論的および数値計算によって、平面波間の干渉による結像の理解の正当なことを確かめた。

第3章では、投影レンズの高開口数化、広画面角化に関する検討を行なう。従来技術の延長として、投影光学系の開口数を大きくすることが考えられるが、従来のレンズ評価法、レンズ設計法では無収差高開口数高画面角である光リソグラフィー光学系に十分適用できなかった。点像強度分布計算、OTF計算および球面収差のある場合の正弦条件に誤りがあり、少なくとも混乱していた。OTFにより光学系の結像性能を

簡便かつ確に評価できる。球面収差のある場合の正弦条件によって光軸近傍のアイソプラナチズム性が評価でき、自動設計(修正)プログラムの目標としても有効である。2章で述べた平面波間の干渉による結像の概念およびアイソプラナチック条件の定式化に基づき、結像理論を見直し、再構築した。この結果、OTF計算法、球面収差のある場合の正弦条件を正しいものとし、光リソグラフィー光学系の設計評価に適用できるものとした。さらに、数値計算によって、これらの計算法が正しいことを確認した。

光学系の設計では自動設計(修正)プログラムが用いられ、従来もっとも一般に用いられているのがDLS(Damped Least Square)法(減衰最小自乗法)であったが、無収差光学系の設計には適当でなかった。コンピューターにバッチジョブとして計算させていた従来の場合には、DLS法は多くの収差を万遍なく考慮してくれるため、収差が発散しないためにも有効であった。しかしながら、本来独立な収差はレンズの自由度(面、間隔、屈折率などのパラメーターの数)より少ない。コンピューターの性能が向上し、会話型の使用が可能になってきたため、DLS法の優位性はなくなり、むしろ自由度を無視しているための効率の悪さ、特に不適当な目標設定による非収束性などが顕在化した。また、カメラレンズなどでは収差バランスという考え方があり、その意味でもDLS法が有効であったが、投影レンズのような無収差光学系の設計では収差バランスという考え方は存在せず、DLS法は適当でなかった。そこで、無収差レンズの設計に有効で会話型に適した、新規なアルゴリズムの自動設計プログラムを製作し、投影光学系の設計に用いた。

さらに、レンズ製造において面精度は干渉計によって行なわれるが、従来の干渉計測ではデフォーカスによって発生する球面収差を開口数NAの自乗で近似していたため、計測時の被検物のデフォーカス調整誤差による測定ばらつきがあった。高次補正を行なうことにより、このばらつきを小さくし、より高精度な測定を実現した。

以上、OTF計算法の吟味、正しい球面収差のある場合の正弦条件の導出、自動設計プログラムの開発、高精度面測定法の開発を行うことにより、高NA、高画角、高精度な投影レンズの開発を可能とした。

第4章では短波長光源による光リソグラフィーの開発をのべる。

g線($\lambda=436\text{nm}$)の露光装置しかなかったが、高解像とするためにより波長の短い光を用いた投影レンズが要求されていた。第3章で述べた光学系評価法、設計プログラム、面精度測定法を用いることにより、i線($\lambda=365\text{nm}$)で開口数も0.35という高いものを設計し開発した(露光領域 10mm^2)。これにより、一般ユーザーレベルにおいても $0.8\mu\text{m}$ 線幅の解像力を得ることができるようになった。

さらなる解像力向上のため、より波長の短い光源を用いることが考えられる。短波長な照明光源としてはエキシマレーザーなどが考えられるが、時間的コヒーレンスとともに空間的コヒーレンスが高い。光リソグラフィーでは空間的にインコヒーレントな等価光源が要求されるが、それを発生するための光学系の開発が必要である。それを達成するための光学系として、走査光学系とフライアイレンズとを組み合わせた光学系、光源光の可干渉性を越える光路差を発生させる光学部材を用いた光学系を提案した。前者はエキシマステッパー照明光学系の基本構成として実用化されている。

第5章では超解像技術について検討する。露光波長を短くし、開口数を大きくするだけでは、理論上も設計製造上も解像力の向上に限界があり、また解像力は向上しても焦点深度の減少を引き起こすことになる。そこで高解像なパターンを形成するための、新しい手法を検討した。

従来の光学系の理論では、コヒーレント照明では遮断周波数が NA/λ であり、そこまでは伝達率1であるが、それ以上の周波数は光学系を透過しない。また、インコヒーレント照明では遮断周波数が $2\text{NA}/\lambda$ となるが、遮断周波数に近くなると十分なコントラストは得られないとされてきた。ここで、コヒーレントな場合には振幅で、インコヒーレントな場合には強度で考えている。しかしながら、従来の一般的な議論では、コヒーレントな場合の結論を強度の議論にまで拡大して考えられていた。そこで、光学系の結

像の議論を、平面波間の干渉による結像の概念に基づき見直したところ、最も細かいパターンは瞳の両端からの光による干渉で作られることがわかり、インコヒーレント光学系の解像限界 $2\text{NA}/\lambda$ の像においても高いコントラストを得ることができるようになる。このような回折波を生じさせるための具体的方法として、ラインアンドスペースパターンにおいて開口部の一つおきに位相を反転させ、(概略)コヒーレント照明する方法を考えた。この方法により、従来、光リソグラフィーで達成できであろうとされた解像をはるかにこえた微細なパターンが作られるようになった。この解像限界まで高コントラストを実現する超解像技術が現在位相シフト法と呼ばれるものである。このように平面波間の干渉による結像概念に基づいて議論したことにより、結像を本質的に理解できるだけでなく、ある意味では直観的に理解できることとなり、超解像技術を発明することができた。

平面波で考えることは、物体座標、像座標を実座標とすれば、フーリエ座標で考えていることになる。実座標で考えると以下のように説明される。従来の方法では、物体(レチクルまたはマスクと呼ばれる)上の2点間の干渉によってどうしても細かいパターンを高コントラストで結像することができなかったが、マスクの異なる開口部からの光の間に位相差を生じさせることにより、高解像とすることができる。また、この方法はパターン自身による超解像のため、照明法による超解像と異なり、サイズや形状の異なるパターンを同時に高解像で露光することができる。

光源の形状を工夫することによる超解像技術も検討した。等価光源の形状を輪帯状とした(輪帯照明法)。顕微鏡などと異なりリソグラフィーでは単に高分解能であるだけでなく高いコントラストも要求されるが、実際に検討したところ、細かいパターンでも高コントラストを得ることができた。

さらに将来の超解像技術として、露光強度にたいして作られる反応量が非線形な感度特性をもつレジストを用いて多重露光する方法を考案した。非線形な感度特性のレジストでは露光強度が強調されて反応するため、たとえば周期パターンを半周期だけずらして2回露光すると、2回露光後には1回の露光で作られるパターンの2倍細かいパターンが作られる。各露光において位相シフト法を用いれば、2回露光後のパターンは光学系の解像限界 $2\text{NA}/\lambda$ を越えて $4\text{NA}/\lambda$ までのパターンを形成することができる。この方法はレジスト、現像プロセスなどの開発が要求されるが、将来の超微細化の技術として有望と考える。

第6章においては、投影光学系リソグラフィーの性能評価の検討を行なう。光リソグラフィーにおいては、レジスト厚、ウエファーの反り、デバイスの段差、焦点合わせ精度により、深い焦点深度が要求される。従来の光学性能評価では、解像力の議論と、フォーカス特性の議論とが独立に行なわれていた。しかし、解像力と深度は互いに密接に関連しており、また、照明条件にも依存している。周期パターン(L/Sパターン)の現像プロセス後の解像特性は、空間像のコントラストで評価できることが実験的に得られている。そこで、解像力、深度、コントラスト、波長、コヒーレンスファクター(光源形状)の解析的な関係を求めた。微細な周期パターンでは0次光と±1次光だけを考えれば十分であり、2光干渉の干渉縞のコントラストを表わす公式を適用して、解析的な関係式を各種リソグラフィーの方式について導いた。この関係式によりリソグラフィーの手法の性能を容易に比較でき、投影光学系リソグラフィーのシステム設計が見通しよくおこなえるようになり、また最適な開口数や最適なコヒーレンスファクターを解析的に求めることも可能となった。

以上のように、従来技術の改良により、また新技術の開発により、光リソグラフィーの微細化を可能とし、またそれらの技術の性能を見通しよく評価できるようにした。特に位相シフト法はパターンの方向やサイズの異なるものを1回の露光で高解像に焼き付けることが出来、たいへん有効である。ArFエキシマレーザー(193nm)を用いれば、 $0.1\mu\text{m}$ 線幅も十分に解像できる。本研究は光リソグラフィーの高解像力化に大いに貢献してきたし、今後の発展にも寄与すると考える。

目次

1章 序	1
1.1 光リソグラフィーの概要	1
1.2 解像力向上の手法と本研究	4
1章参考文献	7
2章 光学系の結像の概念	8
2.1 平面波の干渉による結像概念	8
2.1.1 従来の結像概念の問題点	8
2.1.2 従来の瞳座標または参照球面上での振幅分布に注意した計算法	12
2.1.3 平面波間の干渉を基本とする結像概念	13
2.2 平面波による結像概念の正当性 (フレネルナンバーとアイソプラナチック条件)	17
2.2.1 コヒーレント結像のアイソプラナチック条件	17
2.2.2 インコヒーレント結像のアイソプラナチック条件	20
2.2.3 点像強度分布の数値計算	21
2.2.4 まとめ	23
2.3 2章まとめ	24
2章参考文献	24
3章 高NA光学系の開発	25
3.1 フーリエ結像論の見直しと軸外および高NAのOTF計算法	25
3.1.1 OTF計算の従来の問題点	25
3.1.2 部分的コヒーレント照明における結像の式	28
3.1.3 点像とインコヒーレントOTF	32
3.1.4 物体の輝度特性と点物体の定義	34
3.1.5 軸外物点のアイソプラナチック条件と回折計算	37
3.1.6 像と物体とを入れ換えたときのOTF	40
3.1.7 フーリエ結像論とOTF計算法のまとめ	40
3.2 球面収差のある場合の正弦条件	43
3.2.1 球面収差のある場合の正弦条件の意義	43
3.2.2 アッペの正弦条件	44
3.2.3 球面収差のある場合の正弦条件の導出	46
3.2.4 球面収差のある場合の正弦条件と波面収差の関係	48
3.2.5 球面収差のある場合の正弦条件とスキュー光線の横収差との関係	49
3.2.6 数値計算	51
3.2.7 球面収差のある場合の厳密な正弦条件	57
3.2.8 球面収差のある場合の正弦条件の歴史と瞳座標の認識	59
3.3 自動設計プログラムの改良	60
3.4 面精度測定法の改良	63
3.5 3章まとめ	66
3章参考文献	67

4章 短波長光学系の開発	68
4.1 i線レンズの設計製作	68
4.2 レーザ光源を用いた照明法	72
4.2.1 フライアイを用いた照明系	72
4.2.2 レーザ光源による部分的コヒーレント照明	74
Appendix 4-I 「短波長レンズと色収差」	76
4.3 4章まとめ	77
4章参考文献	77
5章 新画像技術	78
5.1 位相シフト法	78
5.1.1 従来の結像限界の考え方	78
5.1.2 平面波展開による結像の理解と高解像力化の発想	79
5.1.3 位相シフト法の現実解	81
5.2 輪帯照明による解像力向上	85
5.3 非線形レジスト多重露光による超解像 (NOLMEX法)	86
5.3.1 原理	86
5.3.2 点像走査露光との比較	88
5.3.3 反応速度の非線型との比較	90
5.4 5章まとめ	91
5章参考文献	91
6章 投影光学系リソグラフィ技術の評価	92
6.1 新評価法	92
6.1.1 従来の評価法の問題点	92
6.1.2 新評価法の基本的な考え方	94
6.1.3 従来照明法 (円形光源)	95
6.1.4 輪帯照明法	99
6.1.5 位相シフト法	101
6.1.6 変形 (SHRINC) 照明法	103
6.1.7 非線形レジスト多重露光法 (NOLMEX法)	108
6.1.8 TCCを用いた新評価法の導出	110
6.1.9 新評価法のまとめ	112
6.2 新パラメータによる投影光学系リソグラフィ技術の比較	113
6.2.1 近似精度の向上	113
6.2.2 新パラメータの導出	118
6.2.3 新パラメータによる各方式の比較	124
6.3 6章まとめ	125
6章参考文献	126
7章 まとめ	127
謝辞	129
発表論文等一覧表	130

1章 序

1.1 リソグラフィの概要

IC (Integrated Circuit, 集積回路) は図1.1-1に示すように、リソグラフィ技術によってレジストにパターン転写を行い作られる (高集積化したICをLSI (Large Scale Integration, 高密度集積回路) と呼ぶ)。リソグラフィには光、EB、X線の3種があるが、光リソグラフィが最も多く用いられており、リソグラフィ技術の中心となっている。光リソグラフィはさらに表1.1-1に示すように、投影露光法、密着露光法がある。投影露光法は縮小投影露光法と等倍投影露光法に分けられる。縮小投影露光法では、マスク (被投影原版、一般に等倍露光ではマスク、縮小投影露光ではレチクルと呼ばれる) の製作精度が緩くてよいこと、および設計上投影レンズの結像側NAが大きくなることにより高い解像力が得られる。また等倍投影露光では一回の露光領域が広い (長い) という利点があったが、高解像になってくるとかえってウエファー平坦度や熱膨張による歪曲エラーが問題となってきた。このため現在、縮小投影露光法が主流となっている。シリコンウエファーは8インチφの大きさがあり、この中に複数のチップ (1チップは約10~20mm²) を焼き付けている。縮小投影では一度に露光できる面積は小さいため、1~4チップを一度に露光し、ウエファーを移動して次の露光を行っていく。この方式をステップ&リピート方式と呼び、また露光装置をステッパーと呼ぶ。

縮小投影露光装置 (ステッパー) の基本的な構成を図1.1-2に示す。楕円鏡の焦点に置かれた高圧水銀ランプからの光はもう1つの焦点に結ばれる。コリメーターレンズで平行光とされ、干渉フィルターで所望の半値幅 (主に投影レンズの色収差から要求される) を持つ露光光となる。さらに照明ムラを低減するためのフライアイレンズに入り、各フライアイレンズ要素の出射端面に光源像が作られる。これらの光源像全体はインコヒーレントな面光源とみなされるように光学系のパラメータが設定されており、2次光源としてメインコンデンサーレンズを介してマスク (レチクル) を照明する。マスクの像が投影レンズによってウエファー上に作られる。フライアイレンズの各要素の入射端面はマスクと共役になっており、フライアイレンズ入射部全体で照明ムラとなっているが、図1.1-3に示すように、それらの重ね合わせとなるためマスク上では照明が一様となる。

DRAM (Dynamic Random Access Memory) の集積度とパターン最小線幅の変遷を図1.1-4に示す。最小線幅とはラインアンドスペース (L/S) パターンのライン (L) またはスペース (S) の幅である。ICの高集積化はこの図に示すようなパターンの微細化と1チップの面積の拡大によって達成されてきた。およそ3世代でパターン線幅が1/4倍に、面積が4倍となっている。図の下には、各時代の主力の露光装置を記してある。256Kビットまでは、等倍投影露光であるライナーと呼ばれる装置が主に使われていた。光学系としてオフナー型反射系が主に用いられ、光学系の露光領域は長細く、大きさの同じマスクとウエファーを同時に移動しながらウエファー全体を露光していた。光学系の構成は大変シンプルであり、解像力があまり高くない場合 (NAがあまり高くない場合) には最適な装置であった。しかしながら、高解像力が要求されてくると、すでに述べたようにステッパーがよりふさわしい装置となってきた。今後さらに高集積化がすすみ、必要な画面サイズが大きくなりまた露光波長が短くなってくると、画面サイズの十分とれる光学系の設計製造が難しくなってくる。このため画面の対角長を有効に利用することが考えられ、ステッパー画面相当内をマスクとウエファーとを光学系の倍率比だけ速度を変えてスキャンし、ウエファーを移動した後に次の画面内をスキャンする方法が主流となるかもしれない。このような方法をスキャン方式 (ステップ&スキャン方式) と呼び、装置をスキャニングステッパー (スキャナー) と呼ぶ。

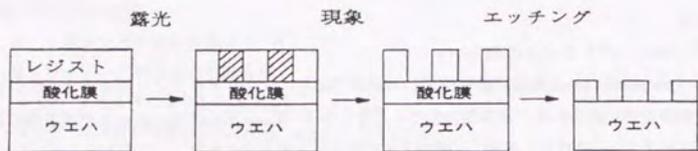


図1. 1-1 パターン転写の工程

表1. 1-1 露光方法の分類

投影露光	縮小投影露光 (ステッパー)
	等倍投影露光
密着近接露光	密着露光 (コンタクト)
	近接露光 (プロキシミティ)

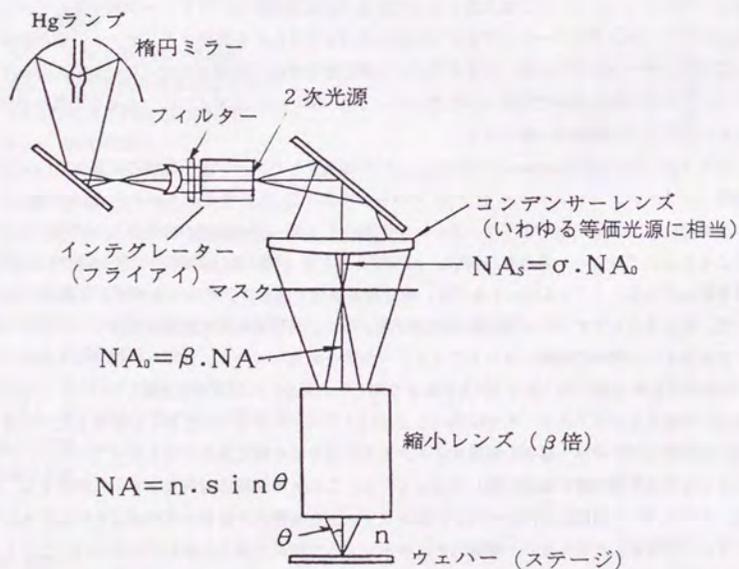


図1. 1-2 ステッパー投影光学系の概要

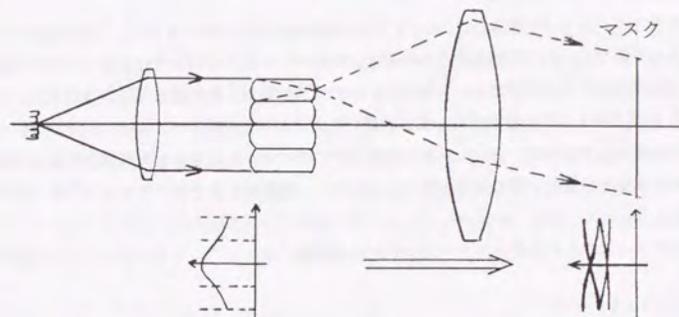


図1. 1-3 フライアイ照明光学系

『DRAM集積度の変遷』

集積度の向上=パターンの微細化 (~3世代で1/4)
+チップ面積の拡大 (~3世代で4倍)

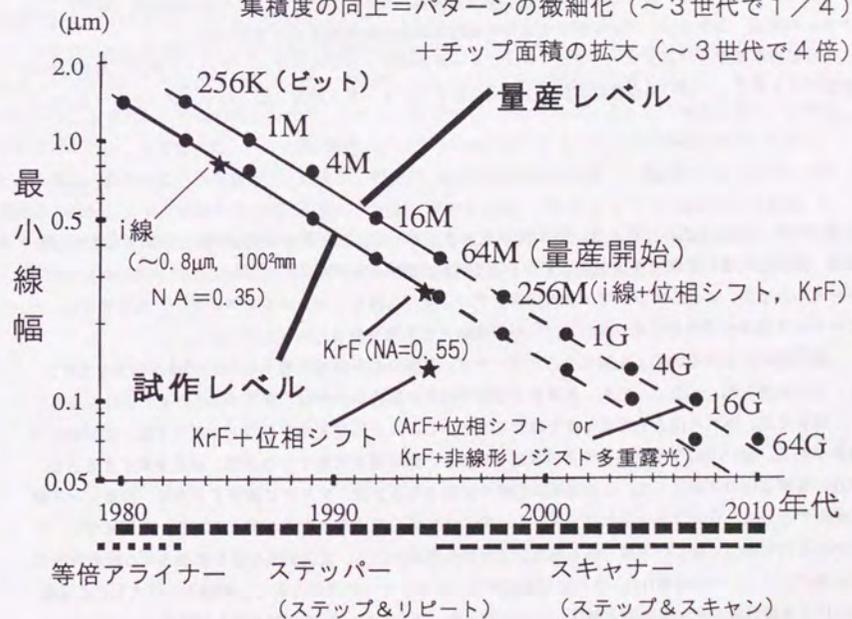


図1. 1-4 DRAM集積度, パターン線幅の推移と光リソグラフィ

1. 2 解像力向上の手法と本研究

このように、パターンの微細化によってLSIの高集積化が行われてきたが、これを達成するために、投影光学系の高解像力および超解像技術の研究が行われてきた。本研究では投影レンズの高解像化のために必要な光学系の評価法の見直し、自動設計プログラムの開発、高精度な面測定法の改良、短波長かつ高NAであるi線投影レンズの設計製作、短波長露光のためのコヒーレント光源照明法の開発、さらに超解像技術の開発をおこなった。また、投影光学系リソグラフィーでは大きな焦点深度が要求されており、焦点深度を考慮した解像力評価の理論を導くことにより、投影光学系リソグラフィーシステムの評価を行えるようにした。

ウエファー上に作られる最小パターンサイズR (線幅) は

$$R = k_1 \lambda / NA \quad (1.2-1)$$

と表される。ここで λ は露光波長、NAは投影レンズのウエファー側開口数、 k_1 はプロセスファクターと呼ばれる係数である。パターンサイズRはパターン周期の半分であり、いわゆる光学系の解像限界を考えると、 $k_1=0.25$ となる。この式から判るように、微細なパターンを作るためには、開口数を大きくするか、露光波長を短くすることが考えられる。開口数を大きくすることは設計上も製造上も難しくなる。従来の光学系評価法では高開口数高画角の場合に問題があった。本研究では、従来にない高性能レンズを設計するための光学性能評価方法の吟味をおこなった[1-8]。さらに設計ツールである自動設計(修正)プログラムの開発、高性能レンズを製造する上での面精度評価法の高精度化[9]を行った。

投影光学系リソグラフィーでは、ウエファーの曲がり、レジスト厚さ、デバイス段差、焦点合わせ誤差などを考えて、深い焦点深度が投影光学系に要求される。焦点深度dはプロセスファクター k_2 を用いて

$$d = k_2 \lambda / NA^2 \quad (1.2-2)$$

と表される。(1.2-1),(1.2-2)式より、開口数NAを大きくするよりも、露光波長 λ を短くするほうが実用解像度(深度を考慮した解像度)を良くすることになる。露光波長の短い光源としてはエキシマレーザーが考えられるが、エキシマレーザー光は通常のランプ光とは異なりコヒーレンスが高い。本研究では、コヒーレンス制御の照明光学系の検討を行い短波長露光を実現可能なものとした[10,11]。

開口数NAは原理的に1を超えることはできず、実際の設計製造を考えると0.7程度が限界と思われる。光の波長を短くするにしても、光源および光学材料の制約からやはり限界がある。また、(1.2-2)式より、短波長化、高NA化とも焦点深度を減少させる。このように投影光学系の向上だけでは、高解像化の限界がある。図1.1-2に示す投影光学系の構成をみると、開口数を大きくする方法、波長を短くする方法以外の高解像化の方法として、2次光源の形状を変化させる方法、マスクに操作する方法、投影レンズ瞳に操作する方法、ウエファーまたはマスクを移動させて多重露光する方法が考えられる。本研究では、マスクに工夫する全く新しい方法である位相シフト法の開発[12,13]、2次光源形状を変形させる輪帯照明系のリソグラフィーへの適用[14]、さらに将来の光リソグラフィーの方法として、非線形レジストと多重露光とによる超解像の手法の提案と解析[15-17]を行った。これらはいわゆる超解像と呼ばれる方法であり、位相シフト法は光学系の解像限界において従来困難とされてきた高コントラストの像を得ることができ、非線形レジスト多重露光法では光学系の解像限界を超えたパターンを有効なコントラストで結像すること

が可能となった。

図1.1-4には、本研究で開発したi線投影光学系搭載のステッパー、本研究で提案した照明光学系を用いた最新のKrFエキシマステッパー、そのKrFステッパーに位相シフト法を適用した場合の3つについて、★印で示してある。また、i線+位相シフト法で256MビットDRAMが、ArF+位相シフト法またはKrF+非線形レジスト多重露光法で16MビットDRAMが可能と考えられるので、図中にそれを記入してある。

結像光学系の解像力と深度は(1.2-1)、(1.2-2)式で一般に表されているが、2つの式は独立ではなく、焦点深度は形成するパターンサイズに密接に関係している。逆に解像力は必要な焦点深度に依存する。投影光学系リソグラフィーでは焦点深度がたいへん重要であるにもかかわらず、解像力と深度の関係についての理論的検討は不十分であった。(1.2-1),(1.2-2)式を形式的に解くと、

$$R = k_1 \cdot \sqrt{k_2} \cdot \sqrt{d} \cdot \lambda \quad (1.2-3)$$

となり、解像力は波長 λ と必要焦点深度dの平方根に比例することとなるが、この式は明確な物理的意味をもたない。本研究では、従来の評価法とは異なり、焦点深度と解像力とを共に考慮した評価方法を導き、従来法、輪帯照明法、変形照明法、位相シフト法に適用して、それらの特性を明らかにした[18-21]。また(1.2-3)式に相等する関係式を意味の明確なものとして導いた[21]。

図1.2-1に、投影光学系リソグラフィーシステムに要求される高解像力および大焦点深度化と、本研究でおこなった研究テーマとの関係を示す。

本研究における検討項目間の理論的な関係は図1.2-2のように示すことができる。本研究では、物体によって回折された平面波間の干渉によって像が作られるという基本概念がすべてにわたり重要な働きをしている。2章ではこの基本概念をのべ、またその有効性、正当性を吟味する。この概念に基づいて議論することにより、3章では正しい光学系評価法(スカラー回折理論であるフーリエ結像論の基本的見直し、OTF計算法、球面収差のある場合の正弦条件)の導出、面精度測定法の改良、4章ではコヒーレント光源照明法の開発、5章では超解像技術(位相シフト法、輪帯照明法、非線形レジスト多重露光)の開発、6章では焦点深度を考慮した解像力の解析的評価法の導出を行う。そのほかに、3章では自動設計プログラムの開発をおこない、また3章の成果をもとに4章ではi線投影光学系の設計製作を行う。

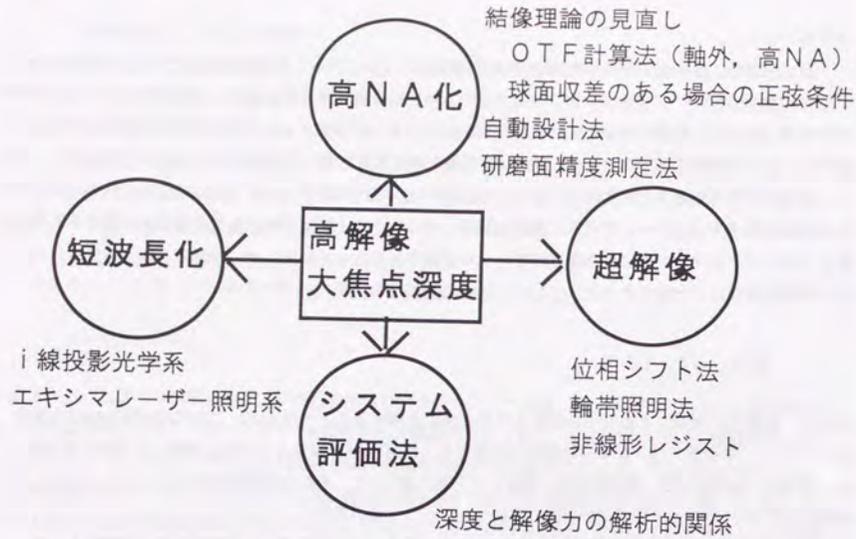


図1. 2-1 高解像力化の手法と本研究

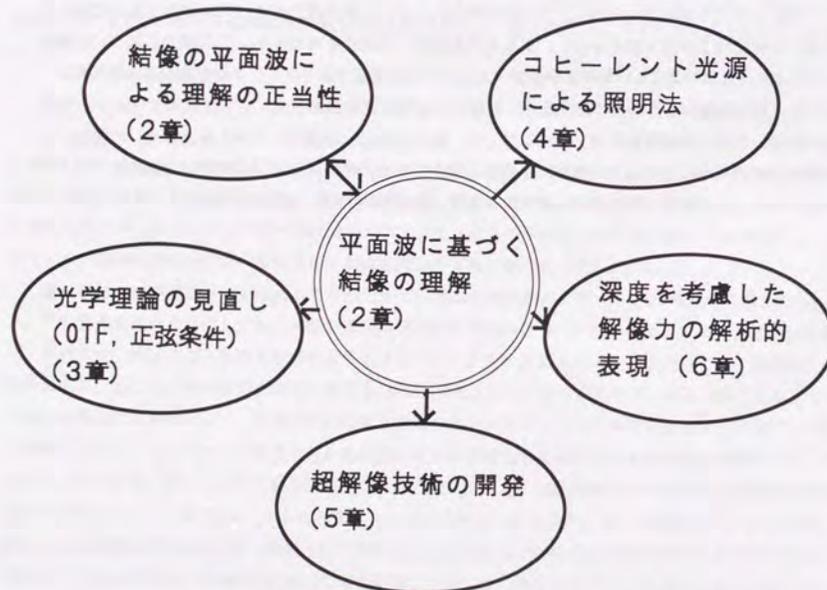


図1. 2-2 本研究内容の理論的な関係

1章 参考文献

- [1]渋谷真人; 「不遊条件とOTFの計算」光学 13 (1984)pp40-48.
- [2]渋谷真人, 真島清人, 浪川敏之; 「球面収差のある場合の正弦条件」光学 16 (1987)pp199-203.
- [3]渋谷真人, 真島清人, 浪川敏之; 「球面収差のある場合の正弦条件の3次収差論による検討」光学 16 (1987)pp450-453.
- [4]Masato Shibuya; "The sine condition in the presence of spherical aberration" OPTIK 76 (1987) pp161-163.
- [5]Masato Shibuya; "The derivation of the sine condition in the presence of spherical aberration" OPTIK 80 (1988) pp95-97.
- [6]Masato Shibuya; "The Relation between Offence against the Sine Condition in the Presence of Spherical Aberration and Lateral Aberration" Opt.Commu. 70 (1989)pp12-15.
- [7]Masato Shibuya; "The exact sine condition in the presence of spherical aberration" SPIE 1354 (1990) pp240-247.
- [8]Masato Shibuya; "Exact sine condition in the presence of spherical aberration" Appl. Opt. 31 (1992) pp2206-2210.
- [9]浅見武史, 渋谷真人; 「干渉装置」公開昭62-127601、公告平7-3323
- [10]渋谷真人; 「照明光学装置」公開昭59-226317、公告平5-52487、1913143
- [11]渋谷真人, 上原誠; 「照明光学装置」公開昭60-230629
- [12]渋谷真人; 「被投影原版」公開昭57-62052、公告昭62-50811、1441789
- [13]渋谷真人; 「位相シフト法」、半導体研究所報告、30 卷3号 (1995) pp9-16.
- [14]堀内敏行, 鈴木正則, 渋谷真人; 「投影露光装置」公開昭59-226317、公告平5-52487
- [15]渋谷真人, 大木裕史, 小松雅也, 小沢稔彦, 中村信一, 竹内裕一郎; 「超解像投影光学系リソグラフィ」第54回応用物理学学会学術講演会講演予稿集No. 2、(1993)550. 27a-SHF-17
- [16]Hiroshi Ooki, Masaya Komatsu and Masato Shibuya; "A Novel Super-Resolution Technique for Optical Lithography---Nonlinear Multiple Exposure Method" J.J.A.P. 33 (1994)pp.L177-L179.
- [17]Masato Shibuya, Toshihiko Ozawa, Masaya komatsu and Hiroshi Ooki; "Performance of Resolution Enhancement Technique Using Both Multiple Exposure and Nonlinear Resist" J.J.A.P. 33 (1994)pp6874-6877.
- [18]Masato Shibuya and Tadao Tsuruta; "Resolution vs depth of focus in the resolution-enhanced optical system for lithography" SPIE 1780 (1992)pp117-131.
- [19]渋谷真人, 鶴田匡夫; 「像強度の解析的公式と投影光学系リソグラフィの実用解像度」光学 21 (1992) pp688-697.
- [20]Masato Shibuya and Tadao Tsuruta; "The Analytical Evaluation of Projection Optical Lithography" Optical Review, 2 (1995) pp148-153.
- [21]渋谷真人; 「投影光学系リソグラフィの評価法」光学 23 (1994) pp29-37.

2章 光学系の結像の概念

従来の結像理論における点像分布計算法には誤りがあった。少なくとも混乱があり、結像の本質が捉えられていなかった。2.1.2節および3.1.1節で述べるように、計算精度向上の研究はあったが、それらにおいても必ずしも十分な理論的検討がなされたわけではなかった。一般の光学系では、平面物体を平面像にアイソプラナチック（ある点像の近傍での別の点像が同一の分布関数を持つこと）に結像する。従来の考えでは、この観点からの考察が十分でなかったために結像の本質が見失われ、結像性能評価の計算法（点像分布関数、OTF、球面収差のある場合の正弦条件）に、特にこれらの計算で重要な働きをなす瞳座標に問題があった。本研究では、点像を基本とするよりも（平）面の結像を直接扱った方がより本質的に結像を理解できると考え、平面波の干渉によって結像を考えることとした。この考え方にに基づき、点像分布計算において重要な働きをなす瞳座標の物理的意味を明確なものとし、結像性能評価法の正しい計算法を導き、また結像理論をより整合的なものとした。

この考え方が3章以降の本研究においても重要な働きをなし、面精度測定法の高精度化、超解像技術の開発、深度を考慮した解像力の解析的評価法の導出がなされた。

2.1節では従来の考え方の問題点と、面の結像を直接扱う方法の考え方を述べる。2.2節では、この考え方の正当性を議論する。アイソプラナチック条件（不遊条件）が満足されている通常の結像光学系では問題のないことが示される。

2.1 平面波間の干渉による結像概念

2.1.1 従来の結像概念の問題点

光学系の評価として一般に用いられているOTF（Optical Transfer Function）について考えて見る。OTFは点像がアイソプラナチックであることとフーリエ変換のコンボリューションの定理とによってその基礎が作られている。図2.1.1-1に示すように、物体の強度分布を $I_0(x)$ 、点像強度分布をPSF(x)、 x を物体または像の座標（物体から像への結像倍率を1と考えている、または適当に座標を規格化していると考えている）とする。点像がアイソプラナチック（ある点像の近傍での別の点像が同一の分布関数を持つ）なので、像の強度分布 $I(x)$ はコンボリューションによって次式で表わされる。

$$I(x) = \int \text{PSF}(x-x') \cdot I_0(x') dx' \quad (2.1.1-1)$$

この式をフーリエ変換すると、フーリエ変換のコンボリューションの定理により

$$\tilde{I}(v) = \widetilde{\text{PSF}}(v) \cdot \tilde{I}_0(v) \quad (2.1.1-2)$$

となる。 v は物体または像における空間周波数であり、 \sim はフーリエ変換を意味する。この $\widetilde{\text{PSF}}(v)$ を $\widetilde{\text{PSF}}(0)$ で規格化したものがOTFである。

コヒーレントな結像の場合には、点像振幅分布 $u(x)$ を考えるので(2.1.1-1)~(2.1.1-2)式は

$$U(x) = \int u(x-x') \cdot U_0(x') dx' \quad (2.1.1-4)$$

$$\tilde{U}(v) = \tilde{u}(v) \cdot \tilde{U}_0(v) \quad (2.1.1-5)$$

と表わすことができる。 $U_0(x)$ は物体の振幅透過率分布、 $U(x)$ は像の振幅分布である。点像強度分布PSF(x)は点像振幅分布 $u(x)$ の絶対値の自乗として得られる。ここで $u(x)$ は逆フーリエ変換によって

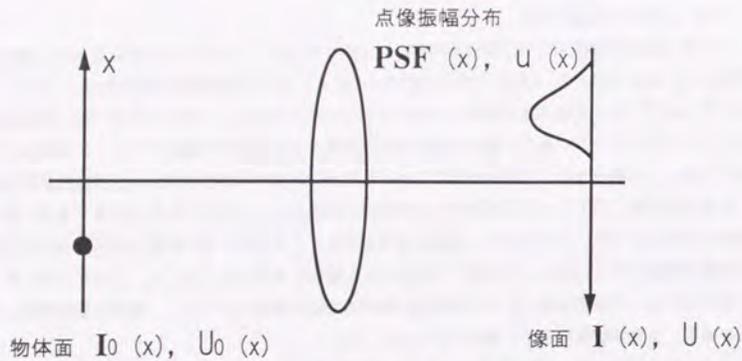


図 2. 1. 1-1 従来のフーリエ結像論の考え方

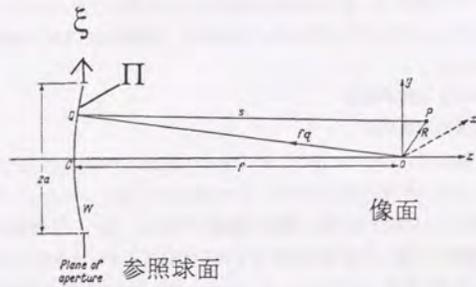


図 2. 1. 1-2 従来の点像振幅計算 (Debye積分)

([1]M. Born and E. Wolf; "Principles of Optics"(6th-edition, Pergamon Press, 1980) Chapt. 8. 8yoriより引用)

$$u(x) = \int dv \tilde{u}(v) \cdot \exp(i2\pi \cdot v \cdot x) \quad (2.1.1-6)$$

と表わされる。

一方、図2.1.1-2に示すように、従来の理論では点像振幅分布 $u(x)$ を、射出参照球面 Π から2次波の重ね合せとして、参照球面上の回折積分 (Debye積分) によって求めていた。そして (NAと x が小さい) 近似としてフーリエ変換による表現 (フランホーファー回折積分) を得ていた[1,2] (NAを小さいとした近似は波面上の振幅変化を考慮すれば正確なものにでき、 x が小さいとした近似はフレネルナンバーが大きいとすれば正しいものにできるが、そのような議論はされていない)。即ち、 $u(x)$ は

$$u(x) = \int_{\Pi} d\xi G(\xi) \cdot \exp\left(i2\pi \frac{\xi}{f} \cdot x\right) = \int_{\Pi} d\xi \exp\left(i2\pi \frac{\xi}{\lambda} W(\xi)\right) \exp\left(i2\pi \frac{\xi}{f} \cdot x\right) \quad (2.1.1-7)$$

と計算されていた。 f はレンズの焦点距離、 λ は光の波長、 ξ は射出瞳面の座標であり、 $G(\xi)$ は瞳関数とよばれ、波面収差 $W(\xi)$ による位相項を表わしている。(2.1.1-6)式と(2.1.1-7)式を比較すれば、空間周波数であるフーリエ座標 v と瞳座標 ξ とが対応することが明白であるが、(2.1.1-7)式に基づいて議論する際、従来は瞳座標 ξ の意味および定義にたいする十分な考慮がなされていなかった。実際の計算においては、入射側の接平面で等分割して(2.1.1-7)式を計算することが多くおこなわれていた。NAが大きな光学系の場合には、アッペの正弦条件から入射光線と射出光線の関係は図2.1.1-3 (a) のようになるが、接平面を等分割したならば (b) のようになり、物体と像とを入れ替えると異なる光線での波面収差が計算で考慮されることになる (最周辺的光線は一致するようにしている)。このため物体と像の入れ替えにたいして点像振幅分布およびOTFが異なってしまう (3.1節で詳しく議論する)、光学系の相反定理に矛盾することになる[3,4]。

従来は点像を基本として (点像のみに着目して) 結像を考えていたために、瞳座標の物理的意味、すなわち結像作用としてのフーリエ変換の意味が十分に理解されなかったと考えられる。光学系は、平面が平面に結像するように設計されるものであり、平面の結像を直接扱う方がより本質的に結像を理解できると考える。2.1.3節で示す平面回折波間の干渉による結像概念という本研究の方法によれば、フーリエ変換(2.1.1-7)式の瞳座標 ξ およびフーリエ変換の物理的意味を正しくとらえることができ、物像の入れ替えによる矛盾は生じない。

高開口数の場合だけでなく、軸外の場合には問題点がより顕著に現われている。従来の議論では、図2.1.1-4や図2.1.1-5に示すような主光線に対して垂直に物体面、像面および瞳面をとる局所座標を考え、点像分布やOTFが計算されていた[1,2,5,6] (注)。図2.1.1-5の例では、簡単のため結像倍率は等倍 ($\beta = -1$)、物像空間の屈折率を1、主光線の入射角と射出角が等しい ($\omega = \omega'$) としてある。光学系の設計は光軸に垂直な物面を光軸に垂直な像面に結像するように行われる。2.1.3節で述べるように、結像が2つの回折平面波の干渉で作られると考えるならば、光軸に垂直な物体面上の周期パターンと、図中の2つの光線にそった波面の干渉によって作られる光軸に垂直な像面上の干渉縞の周期とを考慮して (または後で示す不遊条件(2.1.3-4)式または(2.1.3-5)式より)

$$\sin(\omega + \alpha_1) - \sin \omega = -(\sin(\omega + \alpha_1') - \sin \omega) \quad (2.1.1-8)$$

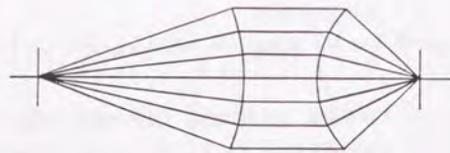
となる。この式より、 ω が0でないときには

$$\alpha_1 \neq -\alpha_1' \quad (2.1.1-9)$$

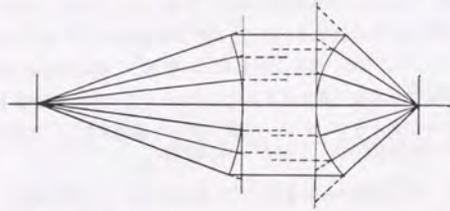
となるので、局所座標で用いられる主光線に垂直な面に作られる干渉縞の周期を考えると、結像倍率が等倍ではないことになる。すなわち局所座標による考え方は矛盾を生じる[3]。これも高NAの場合と同じく点像を基本として (点像のみに着目して) 結像を考えることに起因している。

高NAの場合も軸外の場合も、点像を基本として、面から面への結像という観点からの考察が欠如していたために、アインシュタイン条件を正しく考慮できず、これらの矛盾が引き起こされたと考えられる。

(注) ここでは従来例として引用してあるが、小瀬の文献2は結像理論を学ぶ上でたいへん参考になり、有益であった。



(a) アッペの正弦条件



(b) 接平面を等分割したとき

図 2. 1. 1-3 物空間と像空間の光線の対応

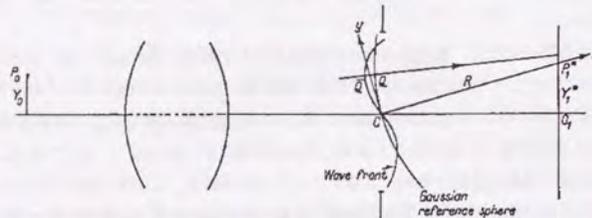


Fig. 9.1. Choice of the reference system and notation.

図 2. 1. 1-4 軸外物点
(Born and Wolf 9.1章より引用)

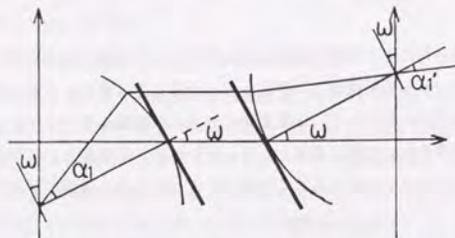


図 2. 1. 1-5 軸外物点

2. 1. 2 従来の瞳座標または参照球面上での振幅分布に注意した計算法

2.1.1節で従来の点像およびOTF計算法の問題点を示したが、いくつかの精度向上の検討がなされている。しかしながら、面から面への結像という観点からの考察が十分でなかったために、結像の本質を表現している理論とは言い難かった。それゆえ特殊な光学系などへの応用も容易ではなかった。

Hopkinsは「スカラー理論からは瞳座標の理論的に正しい表式は得られない。 $\sin\theta$ か $\tan\theta$ か θ かは何ら与えられない。」と当初考えていたが[7,8]、これはまさしく面から面への結像を考えるという意識が欠如していることを示している。その後、Canonical-Cordinatesと名付けた瞳座標を用いた計算法を示しているが(いわゆる正準方程式と形式的に一致した表現ができるのでCanonical-Cordinatesと名付けた)、点像中心の考え方からは脱却していなかったと思われる[9,10]。瞳座標として $\sin\theta$ に相当するものと考えており、その点では正しい方法といえるが、平面回折波による瞳座標および瞳関数の明確な物理的意味を説明していない。

また、参照球面上での振幅分布の考察(これは物体の輝度特性の考察につながる)や理論で想定している点物体とは何かの議論がされていない。特に、物体のフーリエ変換が入射参照球面上に作られるという誤った記述をしている[9](注1)。球面収差のある場合の正弦条件の議論において、我々は入射瞳面の湾曲を導入するが、あえて記述するならば、物体のフーリエ変換が入射瞳面につくられるのである。その場合でも面上の振幅が直接フーリエ変換になっているわけではなく、換算が必要である。その他、細かいことではあるが、物体側でテレセン光学系でないことを前提とした計算上の制限(仮定)がある(テレセン光学系とは、絞りの中心を通る主光線が物空間または像空間で光軸に平行な光学系)。

球面収差のある場合の正弦条件を導く際にも、面から面への結像という観点からの考察が十分でなかったために、誤った導出をしている[11]。誤りの直接の原因は、物体のフーリエ変換が入射参照球面上に作られるという誤った解釈に呼応しており、瞳座標を参照球面上の位置とし、これが物点移動にたいして不変であるという誤った条件を用いたためである(注2)。これにたいし、平面波の干渉による結像概念を用いて議論すれば3.2節に示すように正しい正弦条件を導びくことができる。

松居らは射出参照球面上の振幅分布の観点からOTF計算法を見直しているが、点像のみに着目し、面から面への結像という観点からの考察が十分でなく、フーリエ座標としての瞳座標の物理的意味に言及していない[12]。また実際に検討した光学系は、彼等の理論展開の仕方の制限から物点位置が無窮遠で歪曲収差のない場合に限っていた。結像の本質から見れば、瞳座標の物理的意味を正しく捉えることが第1義に重要なことであり、波面の振幅分布を考慮することは、第2義的なことである。

RichardsとWolfもベクトル回折理論による高NA結像における軸上物点の点像評価において、射出参照球面上での振幅分布を考慮している[13]。平面波の重ね合わせとして像空間の波動を表わすという考え方は用いているが、あくまで参照球面上の回折(Debye)積分を考えているだけで、フーリエ座標としての瞳座標の物理的意味を述べてはいない。また、平面波の考え方の正当性や軸外の議論はしていない。

草川も高NAおよび軸外の場合の問題を検討しているが、瞳座標の物理的意味を考えていないため、不要に複雑な議論となっており[6]、全体の整合性がとれた議論ではないと考える(注3)。

このように、いくつかの精度向上の試みはあるが、結像の本質に遡って光学系の結像を見直したわけではなかった。そのため、現在でも瞳座標の意味に対する誤解がある。たとえばYeung[14]は、物体のフーリエ変換像が入射参照球面上の振幅を与えるという誤った解釈と、入射参照球面から射出参照球面への変換による振幅分布の変化(これは正しい)とを同時に用いてリソグラフィ光学系の評価を行っている(ただし、物体側のNAが小さいので数値計算上は殆ど問題ない)。

(注1) Hopkinsは文献9のp.32にthe object produces its Fourier spectrum on the entrance pupil reference sphereと記述している。

(注2) Hopkinsは文献9においてもp.31に

$$W'_{coma} = H\left\{\frac{\sin \theta'}{u'} - \frac{\sin \theta}{u}\right\} = H\{y' - y\} \quad (2)$$

と表現している。この式の左側の等号は正しいが、右側の等号は成立しないものである。入射出瞳を正しく理解していないために誤っている。

(注3) 草川は文献6のp.15に

$$U(x, y) = C \iint H(\xi, \eta) \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda R}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta \quad (4-7)$$

と表記している。本研究の結論からかえりみれば、この式で正しく積分変数を $(1/\cos\theta)d\xi d\eta$ と表わし、輝度特性 $\cos\theta$ を考慮すれば、正しい定式化がなされるが、それをしていない。そして、p.73以降で、高NAおよび軸外の場合について異様に複雑な議論を展開している。

2. 1. 3 平面波間の干渉を基本とする結像概念

このように従来の結像理論には問題があった。投影光学系を含む殆どの光学系では、面から面へのアイソプラナチックな結像となっている。それゆえ最初から面の結像として光学系の結像を扱う方がより基本的な考え方であり、結像を本質的に理解することになる。本研究では、単に数学的に正しい瞳座標（フーリエ座標）を得るというだけでなく、平面波間の干渉による結像を考えることにより、より本質的に結像を理解することを試みた。入射平面波が物体によって回折され、それらが干渉して像が形成されると考えることにより、面の結像を直接扱えるだけでなく、以下に述べるように回折波の方向余弦に着目することにより、アイソプラナチック条件を考慮することができる[3]。その結果、従来の結像理論における高NAおよび軸外の場合の矛盾が解決され、点像分布、OTFの正しい計算法が導かれる。物体の輝度特性、点物体の定義についても十分な理解を得られる。さらに、球面収差のある場合の正弦条件の導出、面精度測定法の高精度化、超解像技術の開発、解析的な光学系結像性能評価法の導出を行うことができることとなった。

図2.1.3-1に示すように周期 d の周期的な物体を仮定する。物体を照明した平面波は物体により回折され平面波としてレンズ系に入る。レンズを透過したあとで、像面上で干渉して像が形成される。主光線に対応する0次回折光と1次回折光とによって作られる干渉縞のピッチ d' が像の基本ピッチとなる。このとき、0次回折光と高(N)次回折光による干渉縞のピッチ d'' が d' の丁度 $1/N$ 倍となっていれば、作られたパターンはアイソプラナチックといえる。なぜなら、もし $1/N$ 倍からずれていると、周期的物体の隣の開口部は干渉縞周期によって明るい位置がずれてくるためボケた像となり、アイソプラナチックでなくなるからである。これがアイソプラナチック条件の波動光学的意味または幾何学的意味であり、以下のように数式化できる。

0次光とN次光とによって作られる干渉縞のピッチを d'' 、0次回折光の物体空間での傾きを ω 、回折光の物体空間での傾きを θ 、像空間でのそれらの傾きを ω' 、 θ' 、物体空間の屈折率を n 、像空間の屈折率を n' とする。隣の開口部がボケないためには

$$d'' = d' / N \quad (2.1.3-1)$$

である。また、物体側および像側での回折波の傾きの間に

$$d(\sin \theta - \sin \omega) = N \frac{\lambda}{n} \quad (2.1.3-2)$$

$$d''(\sin \theta' - \sin \omega') = \frac{\lambda}{n'} \quad (2.1.3-3)$$

の関係がある。(2.1.3-1)~(2.1.3-3)式より、全ての回折波(全ての光線)について、

$$\frac{d'}{d} = \frac{N \cdot d''}{d} = \frac{n(\sin \theta - \sin \omega)}{n'(\sin \theta' - \sin \omega')} \quad (2.1.3-4)$$

が成立すれば、アイソプラナチックである[3]。左辺を主光線近傍の微小光束による結像倍率 β に置き換えれば

$$\beta = \frac{n(\sin \theta - \sin \omega)}{n'(\sin \theta' - \sin \omega')} \quad (2.1.3-5)$$

とアイソプラナチック条件を表わすことができる[3,15] (注)。これはAbbeの正弦条件を軸外にまで一般化したものといえる。

(2.1.1-6)式と(2.1.1-7)式の比較より、瞳座標が物体および像の空間周波数に対応することがわかる。一方、ここでの議論から、空間周波数が光線の方向余弦に対応する。よって瞳座標として光線の方向余弦を取ることが要請される。

一般の結像は次のように考えればよい。物体が照明されると、物体の振幅透過率のフーリエ成分に比例して回折波が生じ、それらが干渉して像が作られる。図2.1.3-2に示すように、物体の振幅透過率 $U(x)$ を与えたときの回折波 $\tilde{U}(v) = \tilde{U}(\xi/\lambda) = \tilde{U}(\sin \theta/\lambda)$ の大きさを計算すると、

$$\tilde{U}(v) = \tilde{U}(\sin \theta/\lambda) = \int U(x) \cdot \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta \cdot x) dx = \int U(x) \cdot \exp(-i \cdot 2\pi \cdot v \cdot x) dx \quad (2.1.3-6)$$

となる。このように回折波の大きさは物体振幅透過率のフーリエ変換で表わされ、そのフーリエ座標 v は光線の方向余弦 $\xi = \sin \theta$ に対応(比例)する。光学系を透過したあと、アイソプラナチック条件(2.1.3-5)式の関係により方向余弦

$$\xi' = (\xi - \xi_s) / \beta + \xi_s' \quad (2.1.3-7)$$

の平面波として像面に入射する。ここで、 ξ_s は照明光の方向余弦、 ξ_s' はその0次回折光の像面での方向余弦である。いろいろな方向からのインコヒーレントな照明は、各照明光による強度分布の和を考えればよい。このように従来とは異なる方法で、フーリエ座標としての瞳座標が明確に意識された部分的コヒーレント照明下の結像理論が導かれる(3.1節で導出を詳細に述べる)。

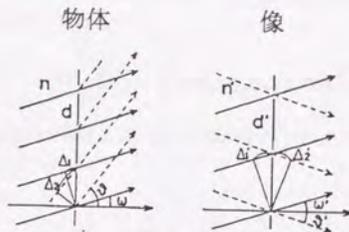


図2. 1. 3-1 アイソプラナチック条件

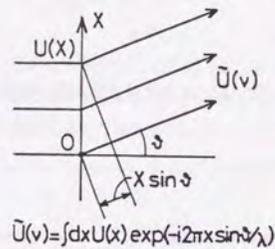


図2. 1. 3-2 平面物体による回折

(注) 図2.1.3-1に示す光路差 Δ_1 、 Δ_2 を考えても(2.1.3-5)式を導くことができる。

隣の開口部における、1次回折光の0次回折光にたいする位相差は

$$n \cdot (\Delta_2 - \Delta_1) = n \cdot d \cdot (\sin \theta - \sin \omega)$$

であり、同じく像側では

$$n' \cdot (\Delta'_2 - \Delta'_1) = n' \cdot d' \cdot (\sin \theta' - \sin \omega')$$

となる。隣の開口部でも位相差 (= 収差) がないためには、この2つが等しければよい。よって

$$n \cdot d \cdot (\sin \theta - \sin \omega) = n' \cdot d' \cdot (\sin \theta' - \sin \omega')$$

となり、

$$\beta = \frac{n(\sin \theta - \sin \omega)}{n'(\sin \theta' - \sin \omega')} \quad (2.1.3-5)$$

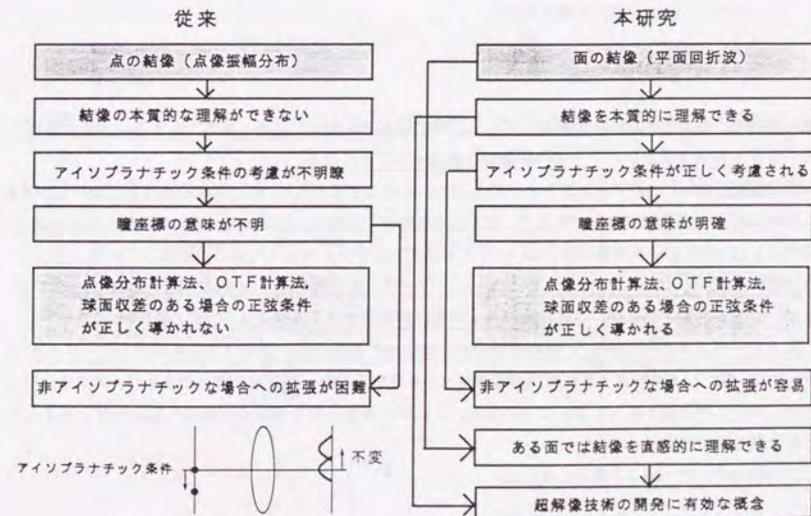
を得る。

瞳座標として光線の方向余弦を用いれば、物体または像の空間周波数と対応するのである。これは自明のことのように思われるかもしれないが、従来の点像のみに着目した回折理論では十分に理解も意識もされず、誤解がはびこっていたと考える。

表2.1.3-1に従来の考え方と、本研究の考え方を対比してある。平面回折波間の干渉として結像を考えることにより、結像を本質的に捕えることができる。アイソプラナチック条件は回折波の方向余弦の関係として考慮され、数式で表現することができる。それゆえ瞳座標としてのフーリエ座標の物理的意味も、定義も明確になり、従来の点像を基本としたやり方とは異なり、曖昧な点が排除される。3.1節で述べるように、OTF計算法が、高開口数、軸外の場合においても正しく導かれる。また3.2節で述べるように、球面収差のある場合の正弦条件も正しく導かれる[16]。この考え方は、ある面では点像を基本とする考え方よりも直観的に結像を理解でき、5章で議論する位相シフト法の発明にもつながってくる[17,18]。

この結像概念はAbbeの結像理論を軸外の場合に、部分的コヒーレント照明下の場合に、そして収差のある場合に拡張したものということもできるが、従来この考え方を中心に据えた結像光学系の議論はなかった。

さらに、このような回折波の干渉に依る結像概念を用いれば、フレネルナンバールは大きいアイソプラナチックでない光学系の議論も容易に展開できる。物体側と像側での光線の方向余弦の関係が(2.1.3-5)式で与えられないので、それぞれの入射光線の方向余弦 $\sin \theta$ にたいし出射光線の方向余弦 $\sin \theta'$ を光線追跡から求め、さらに物面から像面への光束の太さの変化の方向余弦 $\sin \theta$ にたいする依存性を考慮することにより扱うことができる[19]。これに対し、点像を基本とした(点像のみに着目した)考え方は非アイソプラナチック結像の議論は非常に複雑になると思われ、実際検討されていないと思われる。



2. 2 平面波による結像概念の正当性 (フレネルナンバーとアイソプラナチック条件)

本研究では、回折された平面波間の干渉によって像が形成されると考える。ここでは、この基本概念の正当性を議論する[20]。結論を述べれば、一般のほとんどの光学系では、幾何光学的に不遊条件を満足していれば、このような考え方でアイソプラナチック結像を扱ってまったく問題ないといえる。逆にこの結像概念で扱えない様な結像は幾何光学的にアイソプラナチックであっても波動光学的にはアイソプラナチック結像ではない。通常の光学系では殆どありえないが、フレネルナンバーが小さい場合にはこのようなことが起きる。

2. 2. 1 コヒーレント結像のアイソプラナチック条件

図2.2.1-1に示すように、物体と像の共役点間の光路差を光軸間の光路差を基準に $\phi(=AA'-OO')$ と置く。このとき、点像振幅分布 $u(x)$ がアイソプラナチックであるとともに、点像振幅分布の範囲内で光路差 ϕ の変化が波長 λ に比べて無視できるなら、像振幅分布 $U(x)$ は以下のようにコンボリューションの形に書くことができ、いわゆるフーリエ結像論が成立する。

$$U(x) = \int U_0(x') u(x-x') \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}\phi\right] dx' \approx \int U_0(x') u(x-x') dx' \quad (2.2.1-1)$$

$U_0(x)$ は物体の振幅透過率である。ここでは簡単のため、等倍結像を仮定している。

図2.2.1-2に示すように、ガウス像点Oと光軸に垂直にエアリーディスク半径 $1.22\lambda F$ 離れた点Aを考えたとき、像空間による光路差のみに着目すると、光路差 ϕ が波長 λ に比べ無視できるためには、

$$\lambda \gg \phi = |CA - CO| \approx (1.22\lambda F)^2 / 2f \quad (2.2.1-2)$$

が成立する必要がある。ここでFは光学系のFナンバー ($F=f/D$) である。fは射出瞳から像までの距離である。フレネルナンバーNを用いて書き直すと

$$N \equiv \frac{(D/2)^2}{\lambda f} \gg 1 \quad (2.2.1-3)$$

と表わされる。Dは光学系の射出瞳径である。即ち、このフレネルナンバーNが1より十分大きければ、コヒーレント照明下においてフーリエ結像論が成立することになる。

点像振幅分布 $u(x)$ のアイソプラナチズムについて考えて見る。 $u(x)$ の位相分布は射出瞳中心の点Cからの球面波でほぼ近似できるであろう。図2.2.1-2の場合には像点Aに対する $u(x)$ の位相分布と像点Oに対する $u(x)$ の位相分布が異なり、 $u(x)$ がアイソプラナチックでなくなることを示している。逆に、 $u(x)$ がアイソプラナチックであるためには、エアリーディスク内での $u(x)$ の位相変化が λ に比べて充分小さいことが必要となるが、これは光路差 ϕ の変化が無視できる条件(2.2.1-3)式に等しい。

エアリーディスク内での $u(x)$ の位相変化が λ に比べて充分小さい場合 (フレネルナンバーが大きい場合) には、図2.2.1-3に示すように射出参照球面上の各点からの像への寄与を考えたときに、エアリーディスク内において平面波と扱ってよいことになる。これは、点像分布を多数の平面波の重ね合せと考えられることを示している。

フレネルナンバーが1に近いときには

$$1 = \frac{(D/2)^2}{\lambda f} \approx \frac{D}{2 \cdot 1.22\lambda F} \quad (2.2.1-4)$$

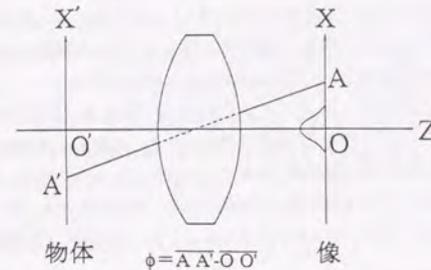


図 2. 2. 1-1 物点と像点間の光路長の差

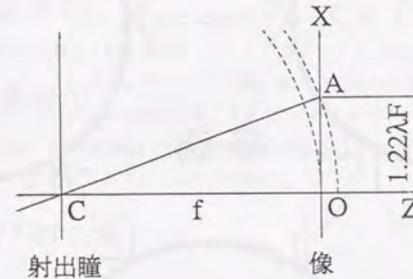


図 2. 2. 1-2 コヒーレント結像における点像振幅分布の位相変化

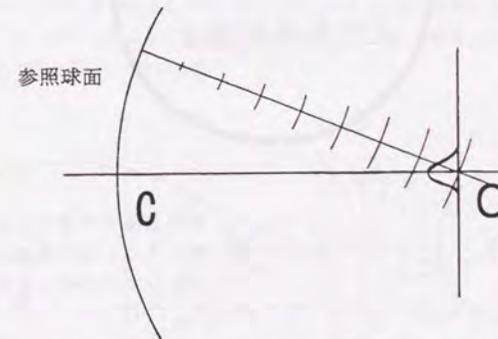


図 2. 2. 1-3 参照球面からの2次波面

となる。これは射出瞳径と像スポット径が同程度であることを示しており、この時には、射出参照球面の曲率と、射出瞳中心からの波面の像点での曲率とがほぼ等しいと考えられる。射出波面に集光能力があるとするなら、射出波面の周辺での変位（球面と平面の差）は少なくとも入程度はある。よって射出参照球面上からの2次波面は点像内で球面波として扱う必要があると説明できる。

以上をまとめると、幾何光学的に $u(x)$ がアイソプラナチックである（正弦条件を満足している）という前提条件のもとで、コヒーレント照明下の結像を考えたとき、光路差 ϵ が無視できること、フレネルナンバーが大きいこと、波動光学的な点像振幅分布がアイソプラナチックであること、点像の振幅分布を平面波の重ね合せと考えられることの4つは互いに同値である。図2.2.1-4には、特に重要と考えられる、フレネルナンバーが大きいこと、アイソプラナチックであること、平面波による結像の関係を示した。

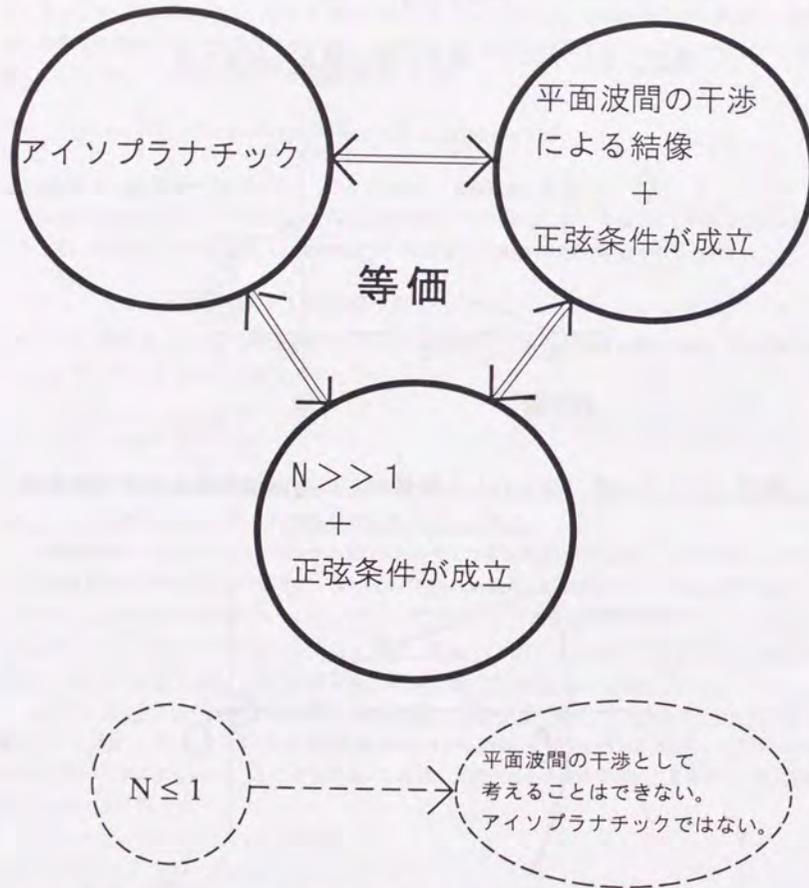


図2. 2. 1-4 平面波間の干渉による結像の理解の正当性

2. 2. 2 インコヒーレント結像のアイソプラナチック条件

インコヒーレントな物体（物体上の任意の2点からの光が干渉しない物体）を考える。物体上の異なる2点からの光は干渉しないので点像強度分布そのものが変化しない条件（アイソプラナチックな条件）をもとめる。図2.2.2-1に示すように軸外の点像Aを考えたとき、幾何学的中心より上方にエアリーディスク半径 $1.22\lambda F$ 離れた点Bと下方の点Oとの強度を考え、それぞれの点までの射出瞳中心Cからの光路長差が光路長より十分小さければ参照球面の各点からの球面波の減衰による点像強度分布の非対称は生ぜずアイソプラナチックになると考えられる。即ち、

$$\frac{1}{CB} \gg \frac{1}{CO} - \frac{1}{CB} \quad (2.2.2-1)$$

であればアイソプラナチックである。この式を変形すると、

$$f = \overline{CO} \gg \overline{CB} - \overline{CO} = \sqrt{\overline{CO}^2 + \overline{OB}^2} - \overline{CO} = \sqrt{f^2 + \{2 \cdot 1.22\lambda \cdot F\}^2} - f \cong 2f(\lambda F)^2 \quad (2.2.2-2)$$

となる。よって

$$D \gg \lambda \quad (2.2.2-3)$$

であれば、ガウス像面上光軸近傍で点像強度分布がアイソプラナチックになる。

次に、ガウス像面からデフォーカスしたところの結像、即ち3次元的な結像を考える。図2.2.2-1に示す様に、主光線に沿ってガウス像面から焦点深度 $2\lambda F^2$ だけデフォーカスした位置を考えたとき、その光軸に直交する方向のズレ ϵ が点像の広がりより十分小さければフォーカス方向を含めた3次元的な点像分布がアイソプラナチックになると考えることができる。

$$\epsilon = \frac{1.22\lambda F}{f} \cdot 2\lambda F^2 \ll 1.22\lambda F \quad (2.2.2-4)$$

$$N \gg 1 \quad (2.2.2-5)$$

となる。これがインコヒーレント結像における3次元的なアイソプラナチック条件であるが、(2.2.1-3)式で示したコヒーレント結像におけるアイソプラナチック条件と一致する。本研究の対象としている投影光学系では、部分的コヒーレント照明であるということだけでなく、焦点深度程度の変化にたして結像位置の変化が解像限界より1桁小さいことが要求されるということからも、実用上のアイソプラナチック条件は(2.2.1-3)式=(2.2.2-5)式を用いるべきである。

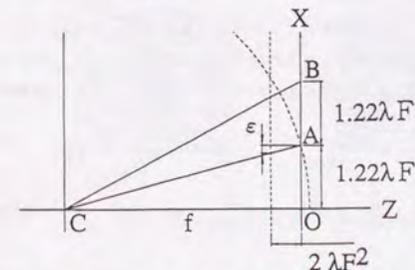


図2. 2. 2-1 インコヒーレント結像のアイソプラナチック条件

2. 2. 3 点像強度分布の数値計算

図2.2.3-1に、フレネルナンバー、口径を変えたときの、ガウス像面上での軸上と軸外での点像強度分布の回折積分による計算結果を示す。瞳座標は点像に集光する光線の方向余弦に対応させてあり、それを等分割して数値積分を行っている。また、参照球面の各点から強度を計算する点までの距離に反比例して振幅が減衰することを考慮している。参照球面でのインクリネーションファクターは考慮していない。波長は $0.633\mu\text{m}$ である。また、図2.2.3-2にメリジョナル面内の強度分布を示す。

(i) $N \gg 1$ 、 $D \gg \lambda$ の場合

軸上、軸外のガウス像面内における点像強度分布に差異は見られずアイソプラナチックであると言える。また、メリジョナル面内の分布をみても軸上と軸外とは同形と見なし得る。よって、この条件の元ではアイソプラナチズムが成り立っている。

(i i) $N \sim 1$ 、 $D \gg \lambda$ の場合

軸上、軸外のガウス像面内での点像強度分布には差異は見られず、インコヒーレント結像としてはアイソプラナチックである。図には示していないが、振幅分布の位相を考えれば差異があり、コヒーレント結像としてはアイソプラナチックではない。

メリジョナル面内の分布では強度最大の点が開口側（射出瞳側）にシフトしているのが確認され、軸外では主光線の傾きに応じた形状変化が見られる。インコヒーレント結像としても3次元的にはアイソプラナチズムが成立しないことを示している。ただし、全体に傾いていることを除けば、3次元的にも同じ分布となっていると考えることもできる。しかし、本研究の対象としている投影光学系では、焦点深度程度の変化にたして結像位置の変化が解像限界より1桁以上小さいことが要求されるので、実用上アイソプラナチックとはいえない。

(i i i) $N \sim 1$ 、 $D \sim \lambda$ の場合

軸上と軸外のガウス像面内での点像強度分布に明らかな違いが見られ、アイソプラナチックではなくなっている。

(i V) $N \gg 1$ 、 $D \sim \lambda$ の場合

この場合には、

$$NA = \frac{D/2}{f} \gg \frac{\lambda}{D/2} \approx 1$$

となる。正弦条件を満足するためには、NAは1より大きくなることは幾何光学的にできないので、このようなことはあり得ない。

以上の結果より、Dが λ より十分大きいことがガウス像面上でインコヒーレント結像としてアイソプラナチックであるための必要条件であることがわかる。3次元的なインコヒーレント結像としてアイソプラナチックになるためにはNが1より十分大きくかつDが λ より十分大きいことが必要条件となる。

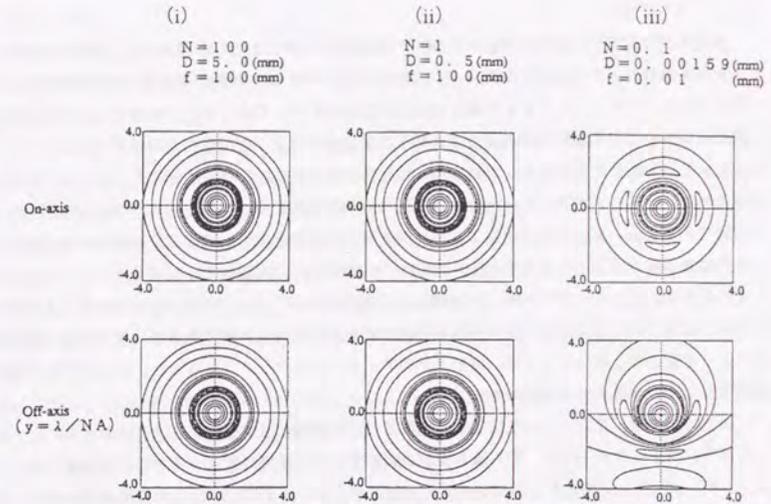


図2. 2. 3-1 ガウス像面上の点像強度分布

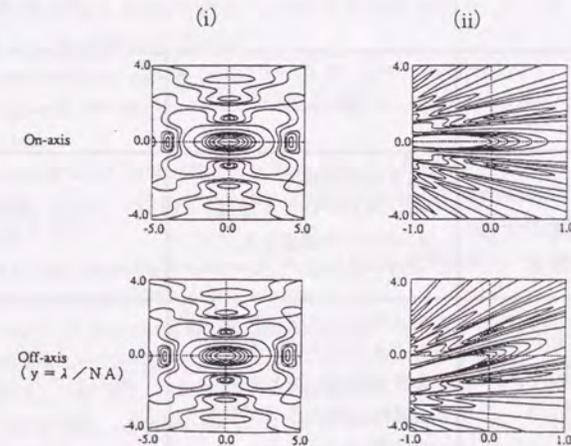


図2. 2. 3-2 メリジョナル面内強度分布

2. 2. 4 まとめ

幾何光学的なアイソプラナチック条件（不遊条件）が満たされているときに、波動光学的なアイソプラナチック条件がどうなるかを表2.2.4-1にまとめる。コヒーレント照明下の結像におけるアイソプラナチック条件は $N \gg 1$ であり、このとき結像は平面波の重ね合せとして考えることができる。部分的コヒーレント照明下においても同様に考えて良いであろう。インコヒーレント結像におけるアイソプラナチック条件は $D \gg \lambda$ とかくこともできるが、3次元的に考えたときを本来のアイソプラナチック条件とするならば、同様に $N \gg 1$ がアイソプラナチック条件である。本研究の対象とする投影光学系では、部分的コヒーレント照明であること、重ね合わせ精度より焦点深度程度の変化にたして結像位置の変化が解像限界より1桁小さいことが要求されることから、 $N \gg 1$ がアイソプラナチック条件である。

このように、アイソプラナチックな結像を平面波間の干渉で考えることが正当であることが示された。平面波の伝搬方向の方向余弦の間に幾何光学的アイソプラナチック条件が成り立ち、結像を平面波間の干渉によって起こると考えることは、波動光学的アイソプラナチックであること、およびフーリエ結像論が成立するための必要十分な条件である。

以上の結果は、見方によっては従来の光学系の回折理論と反する。従来はNAが小さいときの近似としてフランフォーファー回折、即ち瞳と像との間にフーリエ変換が成立するとしているが、我々はフレネルナンバーが大きいときに、これは定性的にはNAが大きいときに、フーリエ変換が成立することを証明した。この相違は、あらためて従来の結像理論が十分に吟味されていなかったことを示している。

表2. 2. 4-1 フレネルナンバー、口径とアイソプラナチック条件

	$D \gg \lambda$	$D \sim \lambda$
$N \gg 1$ 像は平面波間の干渉として作られる	<ul style="list-style-type: none"> 通常の光学系 インコヒーレント結像、コヒーレント結像ともアイソプラナチック 	ありえない
$N \sim 1$ 像は球面波間の干渉として作られる	<ul style="list-style-type: none"> インコヒーレント結像のみアイソプラナチック 3次元的インコヒーレント結像は、非アイソプラナチック 	非アイソプラナチック

2. 3 2章のまとめ

従来は点像を基本として結像を考えていたが、平面波間の干渉による像形成を基本とすることにより、より本質的に結像が理解でき、面結像光学系において重要な概念であるアイソプラナチック条件を容易に理解でき定式化できることを示した。

さらに、アイソプラナチックな結像を、この平面波間の干渉による結像概念で考えることに何ら問題のないことを示した。逆に、平面波間の干渉による結像概念によって議論できないような結像はアイソプラナチックでないことがわかった。実際の殆どの光学系はフレネルナンバーが大きく、アイソプラナチックであり、平面波間の干渉によって結像を議論できる。

この結像概念により本質的にまたある意味では直観的に光学系を理解できるようになった。本研究では、これに基づき、光学系の評価法の見直し、面精度測定法の高精度化、コヒーレント光源用照明光学系の開発、超解像技術の開発、焦点深度を考慮した解像力評価法の導出を行う。

2章 参考文献

- [1] M. Born and E. Wolf; "Principles of Optics" (6th edition, Pergamon Press, 1980) Chapt. 8.8, Chapt. 9.1
- [2] 小瀬輝次; 「フーリエ結像論」 (共立, 1979) 2.2章
- [3] 渋谷真人; 「不遊条件とOTFの計算」 光学 13 (1984) pp40-48.
- [4] 鶴田匡夫; 「光の鉛筆」 (1984, 新技術コミュニケーションズ) 10章 「光学における相反定理」
- [5] 丸山修治; 「Kirchhoffの積分」 応用物理, 31 巻(1962) pp94-105.
- [6] 草川徹; 「レンズ設計のための波面光学」 (東海大学出版会, 1976)
- [7] H.H. Hopkins; "THE AIRY DISC FORMULA FOR SYSTEMS OF HIGH RELATIVE APERTURE" Proc. Phys. Soc. 55 (1943) pp116-128
- [8] 鶴田匡夫; 「第3光の鉛筆」 (1984, 新技術コミュニケーションズ) 26章 「高開口数レンズによる点光源の無収差回折像」
- [9] H.H. Hopkins; "Aberration Theory and Lens Design" J.J.A.P. 45, Suppl. I (1965) pp31-35
- [10] H.H. Hopkins; "The use of diffraction-based criteria of image quality in automatic optical design" Optica Acta, 13 (1966) pp343-369.
- [11] H.H. Hopkins; "THE OPTICAL SINE-CONDITION" Proc. Phys. Soc. 58 (1946) pp92-99.
- [12] 松居吉哉、南節雄、山口伸、小川良太、中村泰三; 「波動光学的MTFの計算精度検討」、光学、4 (1975) pp124-139.
- [13] B. Richards and E. Wolf; "Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system" Proc. Roy. Soc. A253 (1959) pp358-379.
- [14] M.S. Yeung; "Modeling high numerical aperture optical lithography" SPIE-922 (1988) pp149-167.
- [15] 小穴純; 「軸外物点に対する不遊条件」、応用物理、39 (1969) pp850-860.
- [16] 渋谷真人、真島清人、浪川敏之; 「球面収差のある場合の正弦条件」 光学 16 (1987) pp199-203.
- [17] 渋谷真人; 「被投影原版」、公開昭57-62052、公告昭62-50811、1441789
- [18] 渋谷真人; 「位相シフト法」、半導体研究所報告、30 巻3号 (1995) pp9-16.
- [19] Masato Shibuya and Hiroshi Ooki; "The non-isoplanatic image equation and the effect of not satisfying the sine condition in the scanning microscope" J.M.O. 36 (1989) pp1353-1365.
- [20] Tosahiyuki Namikawa and Masato Shibuya; "Isoplanatic condition and the characteristic of defocus in an optical system of low Fresnel number" OPTIK, 96 (1994) pp93-99.

3章 高NA光学系の開発

LSIの高集積化を達成するためには、投影レンズの高NA化または露光の短波長化が要求される。従来には高性能なレンズを開発するためには、従来の光学系評価法、自動設計（修正）プログラム、および面精度測定法では不十分な点があった。本研究ではそれらを正しいものとし、また改良をおこない、高性能レンズの開発を可能とした。

光学系の基本的な評価方法としてOTFがあるが、2.1節ですでに述べたように従来の計算法では問題があった。また、評価として有効なだけでなく収差補正を行う際の指標としても有効な球面収差のある場合の正弦条件も、誤った条件式が使われていた。従来の結像理論では、面から面への結像という観点からの考察が十分でなかったために、結像の本質的な理解、アイソプラナチック条件の理解が十分になされていなかった。このため瞳座標の物理的意味および定義についての重要性が認識されず、点像分布計算そのものに問題があった。OTFは結像がアイソプラナチックなときに意味を持ち、正弦条件は結像がアイソプラナチックであるための条件である。アイソプラナチックな結像とは、面物体で回折された平面波間の干渉で像が作られ、それらの平面波の像面上での伝搬方向の間に決まった関係がある結像と理解できることを2.1節で示した。この結像概念に基づいて考察することにより、スカラー回折理論としてのフーリエ結像論の体系が明確になり、OTF計算法[1]、球面収差のある場合の正弦条件[2-8]を高性能なレンズに十分適用できる正しいものとした。

また、従来用いられていた自動設計プログラムは、回折限界光学系の設計および会話型システムでの使用には適していなかった。新しいアルゴリズムのプログラムにより、これらの問題点を改良し、投影光学系の設計を可能とした。さらに、従来のフィゾー型干渉計による測定では被検面のフォーカスずれにたいする補正に瞳座標にたいする高次誤差があるため、測定精度が悪かった。正しい補正式を導き、面精度測定の測定精度を向上させ[9]、高性能な投影光学系の製造を可能とした。

3.1 フーリエ結像論の見直しと軸外および高NAのOTF計算法

ここでは、平面回折波間の干渉として結像を扱うことにより、従来とは異なる方法で、部分的コヒーレント照明下の結像論（フーリエ結像論）を展開する。それから部分的コヒーレントの極限としてインコヒーレントな結像を考え、インコヒーレントOTFの計算法を導く。従来インコヒーレントOTFは点像強度分布からしか導かれていなかったが、このような取り扱いによって、インコヒーレントな場合においても瞳座標の物理的意味が理解される。さらに従来検討されていなかった、フーリエ結像論における物体輝度特性、フーリエ結像論における点物体の数学的定義、軸外物点のアイソプラナチック条件と軸外OTFの計算、軸外物点と軸上物点の同一性などを議論していく。これらは、フーリエ結像論の前提条件または成立条件と考えられるものであり、本来議論されていなければならないものである。投影光学系の設計では、OTFによる簡易評価と、実際のパターンを想定した結像シミュレーションとがおこなわれるが、ここでの議論により、投影光学系の評価に十分耐えうる部分的コヒーレント照明下の結像論と、OTF計算法とを得ることができた。

3.1.1 OTF計算の従来の問題点

2.1節で述べたように、従来のOTF計算法には問題があった。OTF計算法が問題というだけでなく、光学系における回折現象の基本的な取り扱いに問題があった。通常の結像光学系ではアイソプラナチック条件が成立しているが、従来の光学系における回折理論ではアイソプラナチック条件の考慮が十分ではなかった。OTFを点像分布（インコヒーレントの場合には点像強度分布、コヒーレントの場合には点像振幅分布）のフーリエ変換として考えているだけで、この点像分布を計算する上で重要な（空間周波数で

あるフーリエ座標としての) 瞳座標の物理的意味の考察が十分にはなされていなかったのである。

アイソプラナチック条件に十分考慮した計算法として、Hopkins[10,11]および松居ら[12]の研究があるが、それらの研究にも問題が残る。表3.1.1-1に問題点を整理した。

表3. 1. 1-1 従来のOTF計算法の問題点

	従来	Hopkins[10]	松居ら[11]	本研究
基本概念	点像	点像	点像	平面波の干渉 (面の結像)
瞳座標	× (全く注意されていない)	○ (ただし、物理的意味を明確にし ていない)	△ (無限円物点の みの議論であるた め結果的には正し い。物理的意味に 言及していない)	○
輝度特性 (参照球面上の振 幅分布)	△ (ふれているも のがあるが、精密 でない)	×	△ (物点位置につ いては無遠慮を仮 定して議論)	○
点物体の定義	× (ふれていない)	× (ふれていない)	× (ふれていない)	○
軸外	× (基本的な矛盾 を生じている)	△ (両側ともテレ センでないことを 前提とした議論)	△ (歪曲差のあ る場合を扱ってい ない)	○
軸外の議論と軸上 の議論との同一性	× (ふれていない)	△ (明白には指摘 していない。数式 の議論に終始して おり、物理的、幾 何学的説明がない)	× (ふれていない)	○
(フレネルナンバー が大きい) 非アイ ソプラナチック結 像理論の展開	× (ふれていない、 不可能)	△ (ふれていない、 容易でない)	× (ふれていない、 不可能)	○

Hopkinsは当初「瞳座標として何を用いるか、 $\sin\theta$ か $\tan\theta$ か θ かがスカラー理論からは決定できないと
考えていたが、その後瞳座標の重要性を指摘し $\sin\theta$ の正当性をのべている。しかしながら、あくまで点像
を基本として考えており、フーリエ座標としての瞳座標と物体空間周波数との対応の物理的意味、瞳座標
が回折波の進行方向の方向余弦に対応するという物理的意味に言及していない。また、物体輝度の方向特
性および入射波面から射出波面への振幅分布の変化に関する議論がなされていない点、点物体の定義を述
べていない点、主光線がテレセンでないことを前提に定式化されている点において問題があった。そのた
め、実際に用いる場合に不備であり、特殊な光学系や非アイソプラナチックな場合に理論を展開すること
は容易でなかった。軸外と軸上の議論の同一性に多少言及しているが、物理的なまた幾何学的な説明はし
ていない。さらに、輝度特性の議論と関連しているが、「物体のフーリエ変換像が入射参照球面上に作ら
れる」という誤った記述をしている[10]。Hopkinsが球面収差のある場合の正弦条件として誤った式を導い

たのも、あくまで点像を基本として、平面波の干渉による結像概念に完全に移行できなかったためである。

松居らの研究においては、小穴のアイソプラナチック条件を用い[13]、入射瞳から射出瞳の変換にお
ける波面の振幅分布の変化を考慮することが基本的な考えである。しかしながら、実際に検討した光学系
は入射瞳面での振幅分布(輝度特性)を考慮しないで済む無限遠物点光学系に限られており、有限物体に
ついての物体輝度特性の議論は避けている。これはまた点物体の定義を考察しないことでもある。さらに、
小穴のアイソプラナチック条件を基にしているため、歪曲収差がある場合には適用できない。またインコ
ヒーレント光学系に限った議論であり、かつフーリエ座標としての瞳座標の物理的意味を議論していない
ため、部分的コヒーレント光学系への拡張は容易でなく、非アイソプラナチック結像への理論展開は不可
能である。軸外の議論と軸上の議論とが本質的には同じ議論であることにふれていない。

本研究では、面物体で回折された平面波間の干渉で像が作られると理解し、部分的コヒーレント照明
下の結像理論およびOTF計算法を見直す。アイソプラナチック条件が自然に考慮され、フーリエ座標と
しての瞳座標の物理的意味、幾何学的意味が明白になる。さらに物体輝度特性、点物体の定義、軸外OT
F、軸外と軸上の同一性などを議論することにより、波動光学的な結像の理解が深まり、高精度、高NA、
広画角のリソグラフィ用投影光学系の評価に十分適応できる評価法、計算法を得ることができた。

厳密化を検討した従来の議論では物体の輝度特性に触れていないが、これは理論の成立のための前提
条件を示していなかったといえる。本研究では、フーリエ結像論の基本的な前提条件としての物体の輝度
特性を明確にした。結像のアイソプラナチズムは、あくまでフーリエ座標としての瞳座標を理解し、光線
の方向余弦に対応した瞳座標を用いることにより考慮される。参照球面上の振幅分布の考慮がアイソプラ
ナチズムを扱うための基本とみなす松居らの方法は本道ではなく、参照球面での振幅分布はあくまで物体
輝度特性に関係するものと考えらるべきである。輝度特性がランペルト則からずれたときには、アボダイゼ
ーションとして扱うことが可能である。

3. 1. 2 部分的コヒーレント照明における結像の式

図3.1.2-1に示す様な、光源上の各点からの光が互いにインコヒーレントな、有限な大きさの光源で照明された物体の結像特性を考えてみる。通常は光源として円形状のものを考えるので、ここでもそのような前提で議論する。

光源の各点からの光は互いにインコヒーレントであるから、各点からの照明で作られた強度分布を考え、光源に関する積分を最後に行えばよい。従来一般に、物体面および像面内のコヒーレンス関数を用いる方法で部分的コヒーレント結像が扱われていたし、また光源に関する積分をした場合でも物体から像への結像は点像を基本に考えていた[14]。本研究では、アイソプラナチック条件の考慮を正しく扱うために、物体から像への結像を回折平面波間の干渉によって考える。コヒーレント照明下の軸上物点の結像に関するAbbeの結像理論を部分的コヒーレント、軸外の場合に拡張したものということもできる。図3.1.2-1に示すように、進行方向のx方向余弦が $\xi_s (= \sin\theta_s)$ である平面波によって物体が照明され、物体振幅透過率の空間周波数 $\nu = \xi/\lambda$ の周波数成分 $\tilde{U}(\nu) = \tilde{U}(\xi/\lambda)$ によって $\xi + \xi_s$ の方向に回折される。

図3.1.2-2からもわかるように、物体の振幅透過率 $U(x)$ を与えたときの回折波 $\tilde{U}(\nu) = \tilde{U}(\xi/\lambda)$ の大きさは、フーリエ変換によって

$$\tilde{U}(\nu) = \tilde{U}(\sin\theta/\lambda) = \int U(x) \cdot \exp(-i \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \sin\theta \cdot x) dx = \int U(x) \cdot \exp(-i \cdot 2\pi \cdot \nu \cdot x) dx \quad (3.1.2-1)=(2.1.3-6)$$

と表わされる(なお、3.1.4節において、スカラー回折理論においてフーリエ変換で与えられる振幅につき詳しく議論する)。

この平面波は光学系を透過したあと、アイソプラナチック条件(2.1.3-5)式の関係により方向余弦

$$\xi' = (\xi + \xi_s) / \beta + \xi_s' \quad (3.1.2-2)=(2.1.3-7)$$

の平面波として像面に入射する。ここで、 ξ_s' は0次回折光の像面での方向余弦であり、 β は結像倍率である。 ξ_s' は ξ_s の関数であるので、不便である。そこで、次のように書き改める。

$$\xi' = (\xi + \xi_s - \xi_0) / \beta + \xi_0' \quad (3.1.2-3)$$

ξ_0 、 ξ_0' は主光線の物空間、像空間での方向余弦であり、軸上物点では $\xi_0 = \xi_0' = 0$ である。 ξ_0 から ξ_0' への変換が原点移動を意味する。光源の各点Sからの照明にたいして強度分布 $I_s'(x')$ を求め、光源について積分することにより、全体の強度分布 $I'(x')$ が以下のように求まる。

$$I'(x') = \int \int \int d\xi_s d\xi_1 d\xi_2 S(\xi_s) \cdot \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \left(\left(\frac{\xi_1 + \xi_s - \xi_0}{\beta} + \xi_0' \right) - \left(\frac{\xi_2 + \xi_s - \xi_0}{\beta} + \xi_0' \right) \right) \cdot x' \right] \cdot G(\xi_1 + \xi_s - \xi_0) \cdot G^*(\xi_2 + \xi_s - \xi_0) \cdot \tilde{U} \left(\frac{\xi_1}{\lambda} \right) \cdot \tilde{U}^* \left(\frac{\xi_2}{\lambda} \right) \quad (3.1.2-4)$$

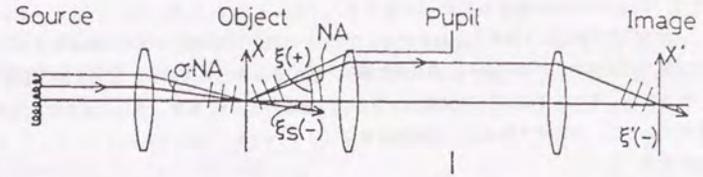


図3. 1. 2-1 部分的コヒーレント照明下の結像

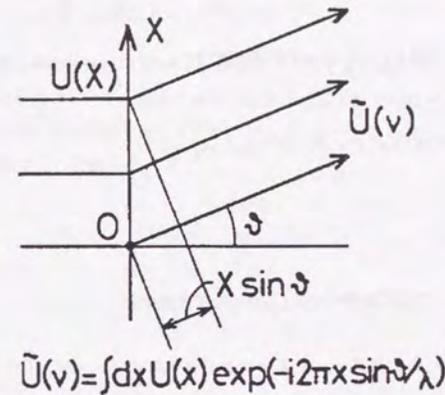


図3. 1. 2-2 平面物体による回折

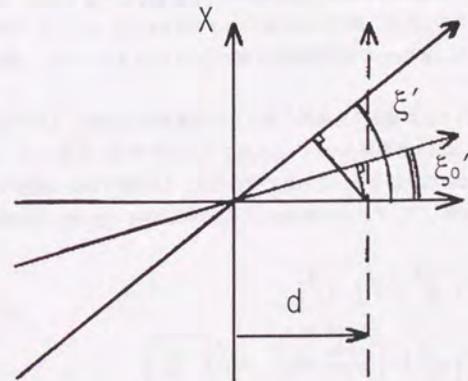


図3. 1. 2-3 デフォーカスの波面収差

ここで、 $S(\xi_s)$ は光源の強度分布を、 λ は波長を、 $(\xi_1 + \xi_s - \xi_0) / \beta + \xi_0'$ 、 $(\xi_2 + \xi_s - \xi_0) / \beta + \xi_0'$ は回折波が像面に入射する方向余弦を、 G はレンズ系の波面収差に関する瞳関数を表わす。 G の変数の座標原点は物体からの回折波の方向が主光線に一致するときとしてある。照明光源の座標原点も主光線に一致させるように、 ξ_s の原点を移動して $\xi_s - \xi_0$ を改めて ξ_s とおき、さらに回折波(光線)の方向余弦 ξ の代わりに、対応する物体上の空間周波数 ν ($(\nu_1, \nu_2) = (\xi_1/\lambda, \xi_2/\lambda)$)を用い、式の変形を行うと、

$$I'(x') = \iiint d\nu_1 d\nu_2 S(\nu_s) \exp[+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'/\beta] G(\nu_1 + \nu_s) G^*(\nu_2 + \nu_s) \tilde{U}(\nu_1) \tilde{U}^*(\nu_2) \quad (3.1.2-5)$$

となる。ここで、一般に定義されている相互透過係数(TCC, Transmission Cross Coefficient) $R(\nu_1, \nu_2)$ を導入する。

$$R(\nu_1, \nu_2) = \int d\nu_s S(\nu_s) G(\nu_1 + \nu_s) G^*(\nu_2 + \nu_s) \quad (3.1.2-6)$$

ここで、

$$R(\nu_1, \nu_2) = R^*(\nu_2, \nu_1) \quad (3.1.2-7)$$

であることは明かである。TCCを用いて(3.1.2-5)式を書き直すと

$$I'(x') = \iiint d\nu_1 d\nu_2 R(\nu_1, \nu_2) \exp[+i2\pi(\nu_1 - \nu_2)x'/\beta] \tilde{U}(\nu_1) \tilde{U}^*(\nu_2) \quad (3.1.2-8)$$

となる。この式は従来フーリエ結像論で得られているものである。 \exp の項は明らかに2つの平面波間の干渉を表わしており、物体の振幅透過率の空間周波数成分のペア(周波数 ν_1 と ν_2)の干渉によって、空間周波数 $\nu_1 - \nu_2$ の干渉縞が像面に作られ、その伝達の大きさがTCCで表されることを示している。この部分的コヒーレントの像強度の式は、従来導かれているものと一致するが、従来の計算法では瞳座標の意味が不明確なままであったが、図3.1.2-1や図3.1.2-2で示されるようにここでは瞳座標が方向余弦として明確に定義されている。また \exp の項が平面波を表わしていることについて、従来明白に言及したものはなかった。

また、従来のどのOTF計算法でも軸外と軸上とで計算方法を区別していたが、像強度分布を表わす(3.1.2-8)式の中には何ら区別する要素はない。これはアイソプラナチック条件(3.1.2-2)式がそもそも軸外と軸上とを区別していないことによる。この点については、3.1.6節で詳しく議論する。

なほ、図3.1.2-3を参照して、デフォーカス d による波面収差 $W_d(\xi)$ は、主光線を基準として

$$W_d(\xi) = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \left\{ \sqrt{1 - \xi^2} - \sqrt{1 - \xi_0'^2} \right\} = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \left\{ \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_1 + \xi_s}{\beta} + \xi_0' \right)^2} - \sqrt{1 - \xi_0'^2} \right\} \quad (3.1.2-9)$$

となるのがわかる。ここで、すでに述べたように、 ξ_s の原点を移動して $\xi_s - \xi_0$ を ξ_s とおいている。従来は、暗黙に像側テレセンを考慮して $\xi_0' = 0$ とき、さらにルートを展開して、次の式で考えていた。

$$W_d(\xi) = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \left\{ \sqrt{1 - \left(\frac{\xi_1 + \xi_s}{\beta} \right)^2} - 1 \right\} = -\frac{1}{2} \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \left(\frac{\xi_1 + \xi_s}{\beta} \right)^2 \quad (3.1.2-10)$$

このため、従来の計算では大きなNAのとき($\xi_1 + \xi_s$ が大きいとき)及び軸外のとき(ξ_0' が0と大きく異なるとき)に大きな誤差を生じていた。軸外や高NAにおける基本的な問題だけでなく、従来はこのようにデフォーカス収差の近似による問題も生じていた。NAが大きくなるときの現象が干渉計による面精度測定においても起こり、3.4節でこれを論じる。

3.1.3 点像とインコヒーレントOTF

点像分布を考えて見る。点物体の結像は照明のコヒーレンスに依らないことは明らかであるので、(3.1.2-5)式において、 $S(v_s) = \delta(v_s)$ とおき、物体の振幅透過率 $U(x)$ も δ 関数で置き換えると、 δ 関数のフーリエ変換は一樣となるので、

$$I'(x') = |U_s'(x')|^2 = \left| \int dv \exp[+i2\pi vx/\beta] G(v) \right|^2 \quad (3.1.3-1)$$

を得る。点像振幅分布の計算における瞳座標が光線(平面回折波)の方向余弦として自動的に与えられる。これにたいし従来の点像振幅分布(2.1.1-7)式では瞳座標の取り方が明確に示されない。(3.1.3-1)式により点像強度分布の計算方法が与えられるので、インコヒーレントOTFはこの式に基づいて計算できる。またコヒーレントOTFは点像振幅分布から計算すればよい。 \exp の項は明らかに平面波の像面上での振幅を表わしており、点像振幅分布は平面波の重ね合わせで、点像強度分布は平面波間の干渉縞の重ね合わせで計算される。ここで δ 関数は平面の微小極限であることを注意しておく。なお、任意の傾きの平面波によって照明されたとして、 $S(v_s) = \delta(v_s - v_0)$ とおいても(3.1.3-1)式が導かれる。

このように δ 関数を用いることにより、インコヒーレントな場合も平面波間の干渉による結像として理解できるが、干渉項の物理的なまたは直観的な意味があまり明白でない。そこで、以下のように部分的コヒーレント結像の極限としてインコヒーレント結像を考察し、さらにインコヒーレントOTFを求めてみる[1]。従来このような導出は具体的におこなわれていなかった。照明された物体は照明の開口数が有限であることより、波長程度の領域では必ず干渉性を持つ。しかしながら、照明の開口数を無限であると仮定することにより、インコヒーレントな状態を数学的に考えることができる。図3.1.3-1には、ある照明光にたいする2点間の位相差が単位円上の点Aによって示されている。開口数が無限に大きいと、点Aが無限回まわることになり、任意の2点間の干渉性は無いことと等価となり、インコヒーレントとなる。(3.1.2-6)式で v_s を $-\infty$ から $+\infty$ まで積分する。

$$R_i(v_1, v_2) = \int_{-\infty}^{\infty} dv_s G(v_1 + v_s) \cdot G^*(v_2 + v_s) \quad (3.1.3-2)$$

であり、 $v_2 + v_s = v$ と置き換えると

$$R_i(v_1, v_2) = \int_{-\infty}^{\infty} dv G(v_1 - v_2 + v) \cdot G^*(v) = R_i(v_1 - v_2, 0) \quad (3.1.3-3)$$

となる。ここで分かり易いように、インコヒーレントであることを明確にするため、下付きの添え字 i を付けた。これを用いると(3.1.2-8)式は

$$I'(x) = \int \int dv_1 dv_2 R_i(v_1 - v_2, 0) \exp[+i2\pi(v_1 - v_2)x/\beta] \tilde{U}(v_1) \cdot \tilde{U}^*(v_2) \quad (3.1.3-4)$$

となり、 $v_1 - v_2 = v$ と変数変換すると

$$I'(x) = \int \int dv_1 dv R_i(v, 0) \exp[+i2\pi vx/\beta] \cdot \tilde{U}(v_1) \cdot \tilde{U}^*(v_1 - v) \\ = \int dv R_i(v, 0) \exp[+i2\pi vx/\beta] \cdot \tilde{I}(v) \quad (3.1.3-5)$$

となる。ここで

$$\tilde{I}(v) = \int dv_1 \tilde{U}(v_1) \cdot \tilde{U}^*(v_1 - v) \quad (3.1.3-6)$$

を用いた。(3.1.3-5)式の逆フーリエ変換を考えれば、

$$\frac{\tilde{I}(v/\beta)}{\tilde{I}(0)} = \frac{R_i(v, 0)}{R_i(0, 0)} \frac{\tilde{I}(v)}{\tilde{I}(0)} = \text{OTF}(v) \cdot \frac{\tilde{I}(v)}{\tilde{I}(0)} \quad (3.1.3-7)$$

であり、インコヒーレント物体の結像が線形フィルターで表されることが示された。 $R_i(v, 0)$ を $R_i(0, 0)$ で規格化したものがOTF(Optical Transfer Function)、OTFの絶対値がMTF(Modulation Transfer Function)であり、あらためて書くと

$$\text{OTF}(v) = R_i(v, 0) / R_i(0, 0) \\ = \frac{\int dv_1 G(v + v_1) G^*(v_1)}{\int dv_1 G(v_1) G^*(v_1)} \quad (3.1.3-8)$$

$$\text{MTF}(v) = |\text{OTF}(v)| \quad (3.1.3-9)$$

となる。

このように部分的コヒーレントの結像の極限としてインコヒーレントOTFが定義された。従来部分的コヒーレント結像の極限としてインコヒーレントOTFを厳密に議論したものはなかった。点像強度分布に基づいて議論すると、Abbeの結像理論の考え方を直接には適用できず瞳座標の意味も明確にならない。しかしながら、このように部分的コヒーレントの極限として議論することにより、インコヒーレント結像も平面波間の干渉として理解でき、フーリエ座標としての瞳座標が明白に定義されることになる。

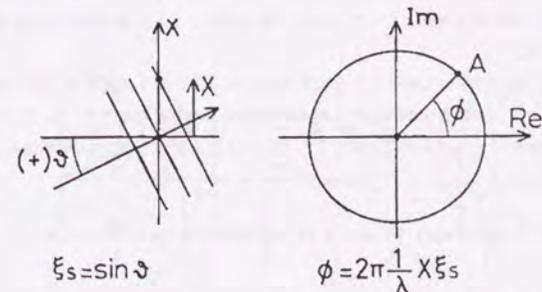


図3.1.3-1 照明光による2点間の位相差

3. 1. 4 物体の輝度特性と点物体の定義およびフーリエ結像論における回折波の振幅

従来のOTF計算法においては、物体の輝度特性の議論はされていなかった。Hopkinsは瞳座標の取り方については議論しているが、物体の輝度特性およびフーリエ変換面上での振幅分布についての考察はしていない。松居らは射出参照球面上での振幅分布の議論はしているが、物体の輝度の方向特性については考察していない（そのため、物体の輝度の方向特性を考えなくて済む無限遠物点についてのみ、実質的な議論をしている）。この議論は、フーリエ結像論の対象とする点物体の定義の問題でもある。ここでは、フーリエ結像論における物体輝度特性、またフーリエ結像論における点物体とは何かを議論する。物体輝度特性および点物体の定義の考察の欠如が、点像分布やOTFの議論を混乱させてきたおこしな原因と考える。

本研究の想定している点物体の特性を述べると以下の様になる。物体の振幅透過率 $U(x)$ を与えたときの回折波の大きさは(3.1.2-1)式より

$$\tilde{U}(v) = \tilde{U}(\sin\theta/\lambda) = \int U(x) \cdot \exp(-i \cdot 2\pi \cdot \sin\theta \cdot x) dx = \int U(x) \cdot \exp(-i \cdot 2\pi \cdot v \cdot x) dx \quad (3.1.4-1)$$

と表わされる。ここで、点物体として δ 関数を考えてみる。 δ 関数は面物体の微小極限として考えられるものであり、いわゆる点物体（点光源）とは異なる。(3.1.4-1)式に $U(x) = \delta(x)$ を代入すると

$$\tilde{U}(v) = \int \delta(x) \cdot \exp(-i \cdot 2\pi \cdot v \cdot x) dx = \text{const.} \quad (3.1.4-2)$$

となる。ここで変数 v の微分を考えると、図3.1.4-1からも分かるように、 $dv = d(\sin\theta) = \cos\theta d\theta$ となる。よって dv を一定として考えたとき、 θ が大きい程 $d\theta$ （立体角）が大きくなる。(3.1.4-2)式より単位 dv あたりの放射エネルギーは一定であるから、単位立体角あたりのエネルギーが $\cos\theta$ に比例することになる。即ちフーリエ結像論においては輝度特性として暗にランベルト面を考えていることになる[1]。従来このような指摘および議論は全くなされていなかった。ここでは物体と瞳を1次元として議論しているが、2次元的に考えても同様の結論を得ることができる。

フーリエ結像論で考えている点物体は面物体の極限としての δ 関数であって、いわゆる点物体（点光源）ではないことが明確に示された。点光源ならば、単位立体角あたりの放射エネルギーが一定となる。

ここでの結論は、次のように言うこともできる。「回折波の方向余弦としてのフーリエ座標を用いた光学系の回折理論」は、「物体輝度特性としてランベルト面を想定して入射参照球面上の振幅分布を考慮する回折理論」と一致する。

物体側で考えると図3.1.4-2を用いて次のような説明がなされる。フーリエ変換面上で一樣な振幅分布の波面による点像分布は、アッペの正弦条件より、射出参照球面上での振幅分布が $(\cos\theta)^2$ に比例し、像面を斜めに照らすのでさらに $(\cos\theta)^2$ に比例する。それゆえ射出参照球面上の回折(Debye)積分を行うと、

$$\begin{aligned} U(x) &= \int_n d\theta \sqrt{\cos\theta} \cdot \sqrt{\cos\theta} \cdot \exp(i \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sin\theta \cdot x) = \int d\sin\theta \cdot \exp(i \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sin\theta \cdot x) \\ &= \int dv \cdot \exp(i \cdot 2\pi v \cdot x) \end{aligned} \quad (3.1.4-3)$$

と表わされる。即ち、瞳座標として、光線の方向余弦を用いれば、瞳面での振幅が一樣な計算を行うこと

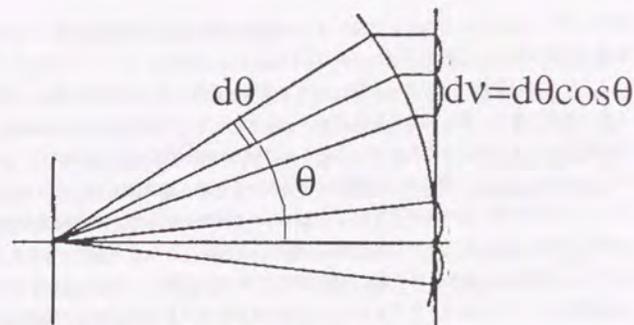


図3. 1. 4-1 輝度特性説明図

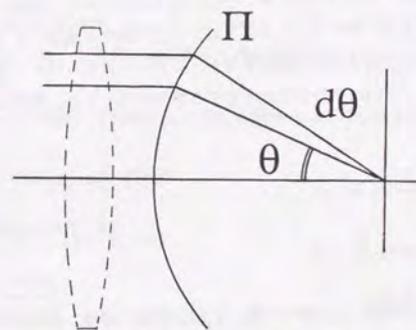


図3. 1. 4-2 参照球面上の振幅と回折計算

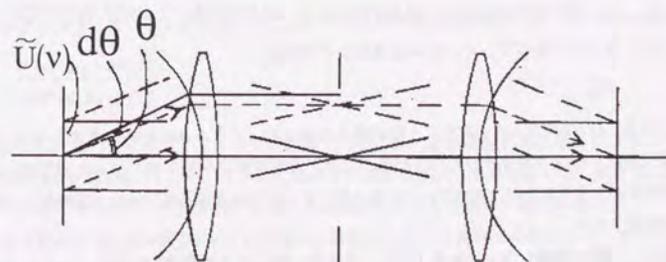


図3. 1. 4-3 回折波の伝搬

になっている。(3.1.4-3)式および図3.1.4-2の考え方はRichardsとWolfも行っているが、瞳座標とフーリエ座標との関係について特に示唆していない[15]。

フーリエ結像論(スカラー理論)の成立条件(意味)を、物体から像への回折波の伝搬を考え、以下の様に説明できる。図3.1.2-2または図3.1.4-3に示すように、物体からの回折波 $\tilde{U}(v)$ は物体面を出た直後の振幅のフーリエ成分を表わしている。これは θ の方向に回折される。傾いたことによりエネルギー密度が $1/\cos\theta$ 倍となるが、回折波の面積が $\cos\theta$ 倍となるため、総エネルギーはフーリエ成分に比例している。また、平面回折波の幅が有限とすれば、それによる回折がおきる。その拡がりが入射参照球面上で $1/\cos\theta$ に比例するが、それをフーリエ変換面に写影すると、 θ によらず一定であることがわかる(図3.1.4-1または図3.1.4-3参照)。像空間でも全く同様に説明できる。変数として $v=\cos\theta$ を用いることにより、物体振幅透過率のフーリエ成分として求まる平面回折波がその大きさに比例して像面上の振幅に寄与している。正弦条件が満足されないときは、物体面上と像面上とでの回折波の大きさの比が、 θ によって異なることを考慮すればよい[16]。

さらに、パターンが粗く回折波の回折角が小さい場合にはスカラー理論による物体での回折の大きさを、ベクトル理論とおおよそ一致することが以下のように大雑把に議論できる。

周期の粗いパターンによる平面波の回折を考え、パターンの開口部だけを考え、反射波は無視し透過波だけを考える。パターン方向に平行または直交する偏光を考えると、電場と磁場の接線成分のそれぞれの連続性より、

$$1 = \sum_{n=-N}^N \tilde{T}_n \exp(-i\beta_n x) \quad (0 < x < a) \quad (3.1.4-4)$$

$$1 = \sum_{n=-N}^N \gamma_n \tilde{T}_n \exp(-i\beta_n x) \quad (0 < x < a) \quad (3.1.4-5)$$

となる[17]。xはパターンの座標、aは開口の幅、 \tilde{T}_n は回折波の振幅、 $\sin\theta_n$ は回折波のパターン方向の方向余弦、 $\gamma_n = \cos\theta_n$ 、 $\beta_n = (2\pi/\lambda)\sin\theta_n$ である。(3.1.4-4)式からは、振幅 \tilde{T}_n が単純なフーリエ変換で求まることを示しており、(3.1.4-5)式からは γ_n 分だけフーリエ変換より大きくなることを示されている。そこで、単純にこれらの相乗平均を振幅とする。

$$\tilde{T}_n \sqrt{1/\gamma_n} \quad (3.1.4-6)$$

ここで、図3.1.4-3に示すように回折波の幅を考えると、 γ_n だけ小さくなっている。すなわちエネルギー量が γ_n だけ小さくなっているため、フーリエ変換面上の振幅は

$$\sqrt{\gamma_n} \quad (3.1.4-7)$$

だけ小さくなる。(3.1.4-6)式と(3.1.4-7)式とは相殺されるので、ベクトル回折的に考えてもフーリエ変換面での振幅は単にフーリエ成分そのものとなる。なほ、回折平面波の幅が狭くなった分だけ、入射参照球面上での拡がりが大きくなるが、スカラーのときと同じく入射参照球面からフーリエ変換面への変換によって、これは相殺される。

後述する3.1.6節の議論からもわかるように、スカラー理論は物体輝度特性としてランペルト則を前提とすることにより、整合性のとれた理論をなしている。実際の物体は必ずしもランペルト面ではないが、その場合でも瞳座標の意味は変わらず、輝度特性をアポダイゼーションとして取り込めばよい。

3.1.5 軸外物点のアイソプラナチック条件と回折計算

(2.1.3-5)式で表現されたアイソプラナチック条件で基本的には十分であるが、軸外物点については二次元的(メリジョナル方向とサジッタル方向)に考える必要がある。特に歪曲収差のある場合には瞳座標の設定、入射瞳から射出瞳への変換に注意が必要である。ここでは、歪曲収差がある場合にも適用可能な軸外物点におけるアイソプラナチック条件を導き、またその幾何学的意味を明確にする[1]。これは具体的な回折計算に重要なものである。(2.1.3-5)式は平面回折波の干渉という現象に着目した波動光学的な導出によるものであるが、ここでは幾何光学的にアイソプラナチック条件を考える。

図3.1.5-1に示す光学系を考える。点Bが点B'に無収差で結像しているとき、点Bの近傍の点Bも点B'に無収差に結像するためには、Bからでるすべての光線(スキュー光線を含む)に次の関係が成立しなければならない(必要十分条件)。

$$n' \cdot \mu_x' \cdot \delta X' - n \cdot \mu_x \cdot \delta X = \text{constant}. \quad (3.1.5-1)$$

ここで、 n 、 n' は物空間および像空間屈折率、 $\mu_x = \sin\theta$ 、 $\mu_x' = \sin\theta'$ は図3.1.5-2に示すように物空間及び像空間での光線のX方向余弦、 δX 、 $\delta X'$ は物点および像点の微小移動距離である。これはCosine-Lawとして知られている関係式である[18]。

今、メリジョナル面内の一つの光線を主光線とし、その入射角を ω 、射出角を ω' とすると、

$$n' (\mu_x' - \sin\omega') \cdot \delta X' = n (\mu_x - \sin\omega) \cdot \delta X \quad (3.1.5-2)$$

となる。主光線近傍のX方向倍率 β_m を用いると

$$\frac{n'}{n} \beta_m = \frac{\mu_x - \sin\omega}{\mu_x' - \sin\omega'} \quad (3.1.5-3)$$

を得る。これが軸外物点の不遊条件式である。幾何光学は波動光学において波長を無限小にしたときの極限と考えられるが、この式は波動光学的に考えた(2.1.3-5)式と同じ内容であることがわかる。この関係式は適当な半径の球面を考えることにより図3.1.5-2のように物体側光線と像側光線とが対応する(その球面との交点を結ぶと光軸と平行となる)ようにできる。図の球面は主表面と呼ばれ[13]、主表面の半径 ρ_M 、 ρ_M' は両側テレセン光学系を除けば一意に決まる。主表面半径を用いると、(3.1.5-3)式は

$$\frac{\rho_M'}{\rho_M} = \frac{\mu_x - \sin\omega}{\mu_x' - \sin\omega'} \quad (3.1.5-4)$$

となる。(3.1.5-3)式および(3.1.5-4)式はすでに小穴が議論しているが、歪曲収差のある場合には言及しておらず、 β_m として近軸倍率 β で代用している。しかし β_m は非点収差の公式により各像高にたいする主光線について計算することができるので、それを用いれば歪曲収差があっても問題なく適用できる[1]。

歪曲収差のある場合には、M方向とS方向とで倍率が異なることにも注意が必要である。サジッタル方向の像点の変位にたいしては光学系が回転対称であれば必ずアイソプラナチックであるが、点像分布やOTFを計算するためには、光線の方向余弦の関係を調べておく必要がある。S方向では、(3.1.5-3)式のかわりに

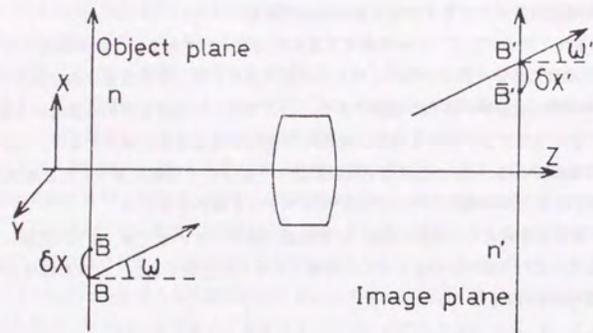


図 3. 1. 5-1 軸外物点の不遊条件説明図

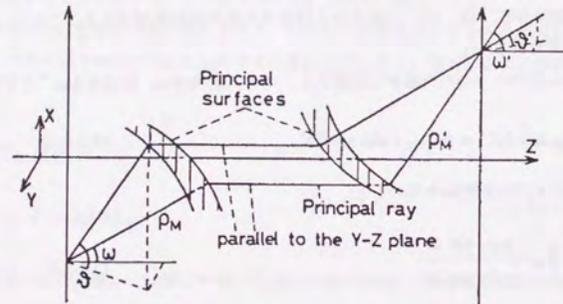


図 3. 1. 5-2 主曲面と光線の関係

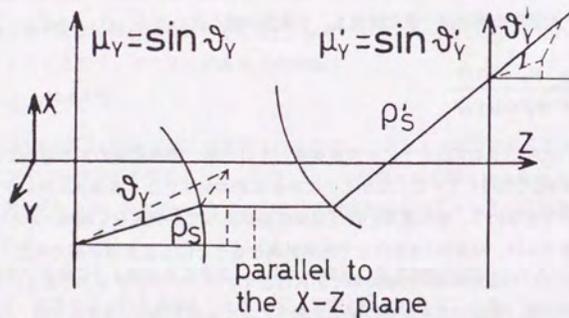


図 3. 1. 5-3 サジittal方向の不遊条件

$$\frac{n'}{n} \beta_s = \frac{\mu_Y}{\mu_Y'} \quad (3.1.5-5)$$

となる。ここで、 μ_Y 、 μ_Y' は物空間および像空間での光線のY方向余弦、 β_s はY方向倍率である。 β_s は物高と像高の比に一致することは明らかである。このときも主表面を考慮ことができ、図3.1.5-3に示すよう物体側光線と像側光線とが対応する（その球面との交点を結ぶと光軸と平行となる）ことを示すことができる。式で表わすと、

$$\frac{\rho'_s}{\rho_s} = \frac{\mu_Y}{\mu_Y'} \quad (3.1.5-6)$$

となる[1]。

主表面はメリジョナル方向とサジittal方向と各々について考えることになる。サジittalの主表面半径は一意に決まらないので、

$$\rho_s = \rho_M \quad (3.1.5-7)$$

とする。歪曲収差のないときには像側の主表面半径も一致する。

このように歪曲収差のある場合を含めて、軸外物点のアイソプラナチック条件を導いた。点像分布やMTF計算などの回折の計算に際して瞳座標を考えると、入射側と射出側の換算を(3.1.5-3)式～(3.1.5-6)式で行えばよい。この換算は物体上の空間周波数と像上の空間周波数との換算と対応している。

3. 1. 6 像と物体とを入れ換えたときのOTF

光学の相反定理によれば、物体と像とを入れ替えてもOTFは同じ値をとらなければならない[19]。ここでは、この観点からOTFの計算を検討する。

図3.1.6-1には、瞳分割を光線の方向余弦を等分割に行った場合、すなわち物体空間周波数を等分割におこなった場合を示している。上の図は光軸物点、中央の図は軸外物点の場合である。軸外物点は下の図に示すように軸上物点で瞳（絞り）が偏心（シフト）した場合に対応し、軸外物点の議論は軸上物点の場合と区別する必要のないことがわかる。このような分割ならば明らかに順方向と逆方向の光線が一致するので、実際に物体と像とを入れ替えてOTFを計算しても変わらないと予想される。図3.1.6-2にはこのように分割した場合の物体と像とを入れ替えて計算した軸外OTFが示してある。(a)と(b)とが互いに逆方向に光線追跡して計算したものである。物体と像をいれかえても、OTFの絶対値であるMTFは変わっていない[1]。PTFはその符号が反対となっているが大きさは変わっていない。即ち、相反定理に矛盾しない。

これに対し、従来の瞳座標に注意をはらわない計算方法として、図2.1.1-3 (b) に示すような入射接平面上を等分割する方法がある。この場合の物体と像とを入れ替えたときのOTFを図3.1.6-3に示す。メリジョナルMTFとサジタルMTFとの大小が、方向によって逆転している。

この結果から、瞳座標を光線の方向余弦として等分割する方法が妥当であることが数値的にも確認された。さらに、物体の輝度特性があれば、それをいわゆるアボダイゼーションとして考慮すれば、より一般の場合にも計算は可能である。輝度不変の法則から、この様な時にも順方向と逆方向のOTFが一致することは明らかである。

3. 1. 7 フーリエ結像論とOTF計算法のまとめ

本節 (3.1節) での平面波の干渉による結像概念に基づく一連の議論から、スカラー回折理論としてのフーリエ結像論の成立の前提条件が明確となり、この理論が一つの整合性のとれた理論体系をなすことがわかった。そして、OTFの正しい計算法を導くことができ、光リソグラフィー用の高性能投影光学系に十分耐える評価が可能となった。

従来の議論では明確でなかったが、本研究によりフーリエ結像論の基本的成立条件としての

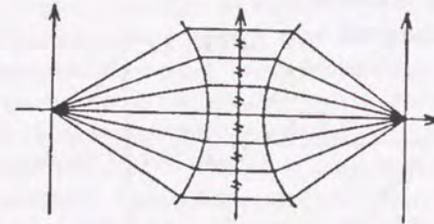
- (1) 瞳座標の意味、定義
- (2) 点物体の定義（面物体の微小な極限であり、 δ 関数で表わされる。いわゆる点光源とは異なる）
- (3) 輝度特性（基本的にはランベルト面）

が明確になった。そして

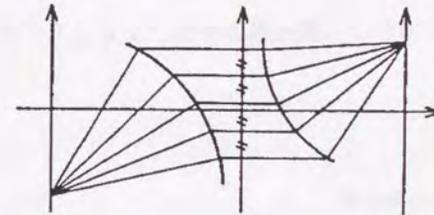
- (4) 高NA および軸外の計算法の矛盾の解決、軸上と軸外の同一性の理解
- (5) 歪曲収差のある場合への適用
- (6) フレネルナンバーが大きいアイソプラナチックでない場合への応用

がなされた。

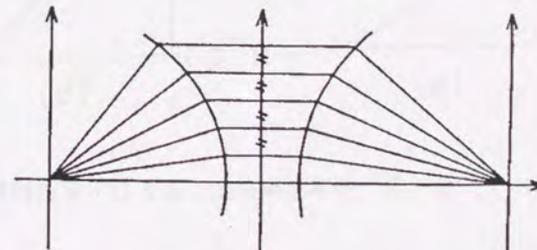
従来の結像論でも厳密化、精度向上の検討はあったが、面から面への結像という観点からの考察が十分になされなかったため、瞳座標の物理的意味が明確でなく、その重要性が認識されていなかった。瞳座標を正しく取り扱うことが、矛盾のない結像理論を構築するために最も重要な点である。



軸上



軸外



軸上（偏心）

図 3. 1. 6-1 瞳分割の様子

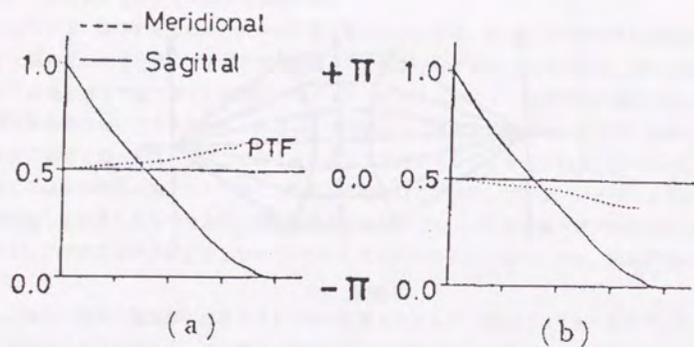


図3. 1. 6-2 瞳座標等分割によるOTFの計算

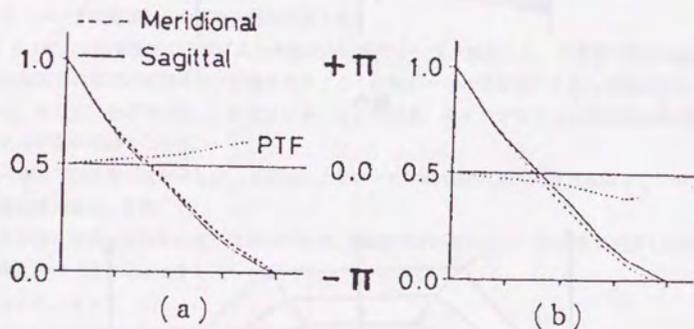


図3. 1. 6-3 接平面等分割によるOTFの計算

3. 2 球面収差のある場合の正弦条件

3. 2. 1 球面収差のある場合の正弦条件の意義

光学系の結像がアイソプラナチックであることを保証するのが正弦条件である。この条件は光学結像性能評価において有効なだけでなく、3.3節で後述する自動設計プログラムの目標収差としても重要な働きをする。ステッパーの収差はほとんど無収差であるので、球面収差の無い場合のみに適用できるアッペの正弦条件による性能評価で最終的には十分である。しかしながら、設計の途中段階、特に自動設計の最中には大きな球面収差が発生している場合がある。このようなときには、アッペの正弦条件は適当な指標とはなりえない。球面収差のある場合の正弦条件を用いる必要がある。

従来提案されている球面収差のある場合の正弦条件として、Staeble-Lihotzky[20,21] (Conradyも同一の条件を用いている[22]) の正弦条件と、Hopkinsの正弦条件[23]がある。しかし、実際にこれらの条件を用いて光学設計計算してみると、コマ収差フリーと必ずしも良い対応をしていないことがわかる(コマ収差の存在しない状態と正弦条件が満足された状態とが対応しない)。2.1節において結像の波動光学的意味を十分に考慮することにより、アイソプラナチック条件を正しく定式化したのが、本節ではこの考え方を採用して球面収差のある場合の正弦条件を導く[2-8]。さらに数値計算により、導いた条件が正しいことを確認した。

3. 2. 2 アッペの正弦条件

アッペの正弦条件は(2.1.3-5)式および図2.1.3-1において、0次回折光を光軸とするものである ($\omega = \omega' = 0$ とするものである)。図3.2.2-1にその関係を示す。物体としてピッチ d の格子を考える。平行光束で垂直に照明すると、0次回折光は光軸にそってレンズを透過し像面に到達する。球面収差が無いので、高 (N) 次回折光は光軸上像点で0次回折光と同相で重なる。0次光と N 次光とによって作られる干渉縞のピッチを d' 、近軸倍率を β 、回折光の物体空間での傾きを u 、像空間での傾きを u' 、物体空間の屈折率を n 、像空間の屈折率を n' とする。このとき次式がどの回折次数 N についても成立していれば、光軸の隣の開口部もシャープに (コマ収差がなく) 結像することになる。

$$N \cdot d' n' = \beta \cdot d \quad (3.2.2-1)$$

ここで

$$d' n' \sin u' = \lambda / n' \quad (3.2.2-2)$$

$$d \cdot \sin u = N \cdot \lambda / n \quad (3.2.2-3)$$

である。(3.2.2-1)~(3.2.2-3)式より

$$\beta = \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} \quad (3.2.2-4)$$

となる。これがアッペの正弦条件であり、(2.1.3-5)式で $\omega = \omega' = 0$ としたものに一致する。光軸物点からのすべての光線 (RND光線) について成立すれば、球面収差のないときに光軸近傍の点がシャープに結像することになる。

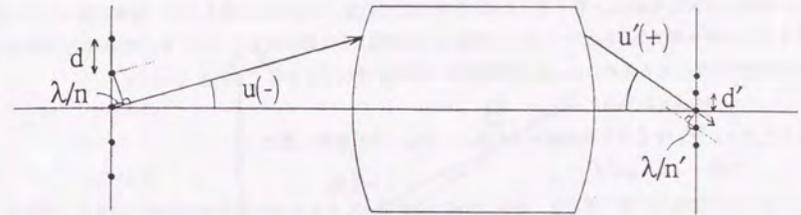
アッペの正弦条件が満たされていないときに横収差がどうなるかは、従来議論されていなかった。3.2.7節では、球面収差のある場合の正弦条件につき同様の議論を行うので、ここであらかじめ、アッペの正弦条件と横収差の関係を議論しておく。球面収差は無いが、アッペの正弦条件 (3.2.2-4)式を満足しなかった場合、Helmholtz-Lagrangeの不变式を図3.2.2-2の周辺の小光束に適用して

$$y \cdot n \cdot \cos u \cdot du = y' \cdot n' \cdot \cos u' \cdot du' \quad (3.2.2-5)$$

となる。ここで d 、 d' は無限に小さいと考えている。よって横収差 $d y$ は

$$d y = y \left[\frac{n \cdot \cos u \cdot d u}{n' \cdot \cos u' \cdot d u'} - \beta \right] \quad (3.2.2-6)$$

と表わされる。 y は物体の高さである。この第1項は、考えているRND光線近傍の光束のもつ (メリジョナル方向) 倍率である。



$$\beta = \frac{d'}{d} = \frac{\lambda/n' \cdot \sin(u')}{\lambda/n \cdot \sin(u)} = \frac{n \cdot \sin(u)}{n' \cdot \sin(u')}$$

図 3. 2. 2 - 1 Abbeの正弦条件

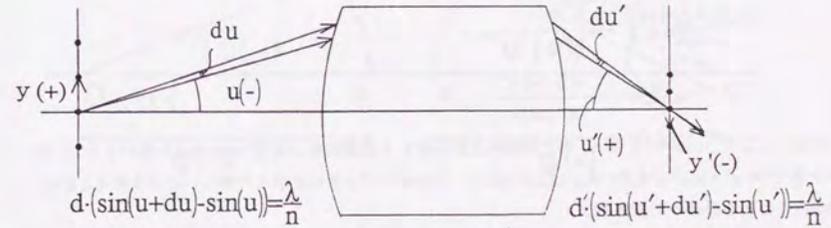


図 3. 2. 2 - 2 Abbeの正弦条件
(Marginal光線の結像倍率)

3. 2. 3 球面収差のある場合の正弦条件の導出

軸上物点Oと光軸近傍の軸外物点Qを考える。Oからの2つの光線として光軸にそった光線OAと周辺に向かうRND光線OBを考える。Aは入射瞳位置である。Qからの光線として、結像に際して同じ意味を持つ光線を考えなければならない。光線OAと光線QAを0次回折光としたとき、光線OBと光線QBがN次回折光と見なせるためには、次の関係が満足されなければならない(注1、2)。

$$\sin \theta' - \sin \Delta = \sin \theta \quad (3.2.3-1)$$

このときθにたいする点Bの軌跡を考えると、OQ→0の極限に於て

$$OB = -g \cdot \cos^2 \theta \quad (3.2.3-2)$$

となるのが簡単な計算で導ける(点Bの軌跡は回折格子による非点収差追跡の公式の結果と一致する)[2]。図3.2.3-1の例ではgは負となっている。点Bの軌跡は入射瞳のメリジヨナル湾曲と考えることができる。無収差のときには射出側でも成立する(注3)。

球面収差のあるときの射出側の様子を図3.2.3-2に示す。理想的な軌跡を点B'で表わし、実際の2光線の交点をB''で表わす。球面縦収差をΔS、RND光線の光軸となす角をu'、点B''と近軸像点O'を結ぶ直線(点線)のなす角をξ'、これら2つの直線のなす角をδとする。像は2光束の干渉で作られると考えられるが、この場合には、点Aに照明光源がありそれに向かう0次光は射出側では点A'からの発散球面波となる。一方物体で回折された回折光は点Bに向い、射出側では点B''からの発散球面波となると考えられる(正しくは、回折波は非点収差をもつが、ここではメリジヨナル面内のみを考えているので、問題はない)。像面上での点A'と点B''からの発散球面波の干渉によって作られる干渉縞の点O''でのピッチと物体のピッチとの比が近軸倍率βに一致すれば、コマ収差がない条件と考えることができる。

そこでまずsin ξ'を求めると

$$\begin{aligned} \sin \xi' &= \sin(u' + \delta) = \sin u' + \delta \cdot \cos u' \\ &= \sin u' + \frac{\Delta S \cdot \sin u'}{B''O'} \cos u' \\ &= \sin u' + \frac{\Delta S \cdot \sin u'}{g' \cdot \cos u'} \end{aligned} \quad (3.2.3-3)$$

となる。ここで、cos δ ≈ 1を用い、また理想的な射出瞳B'と実際の射出瞳B''との差は小さいと考え、B''O' = B'O' = g' · cos² u'を用いた。(3.2.3-3)式と、干渉縞のピッチの比がβに等しいという考えとから、球面収差のある場合の正弦条件は

$$\beta = \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin \xi'} = \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} \cdot \frac{g' \cdot \cos u'}{g' \cdot \cos u' + \Delta S} \quad (3.2.3-4)$$

と求まる[2,4,5]。

(注1) 平面波間の干渉によって像が作られるという物理的イメージに完全に移行していないために、Hopkinsは(3.2.3-1)式および(3.2.3-2)式の関係がわかっていなかった。十分な吟味をしないままHopkinsは球面収差を考えるときの参照球面(点Oを中心とし半径OAの球面)上に点Bがあると正弦条件を導いている。

(注2) 正弦条件は幾何光学の定理である。幾何光学は波長無限小の極限を表わすので、点Qは点Oの回折像からは十分離れた状況と考えることができ、OQ全体が平面波で照明されたと考えることはできない。または、単純に点Qは点Oの回折像から十分離れていると考えてもよいであろう。

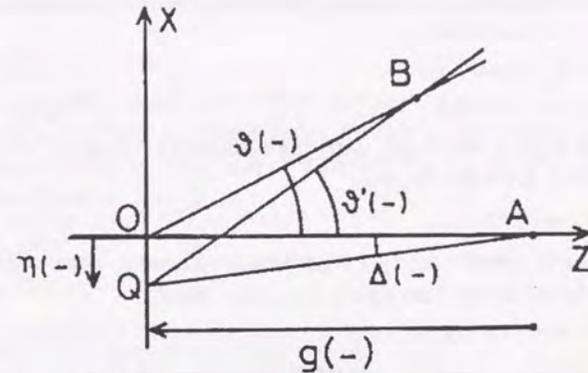


図 3. 2. 3-1 入射瞳の(メリジヨナル)湾曲

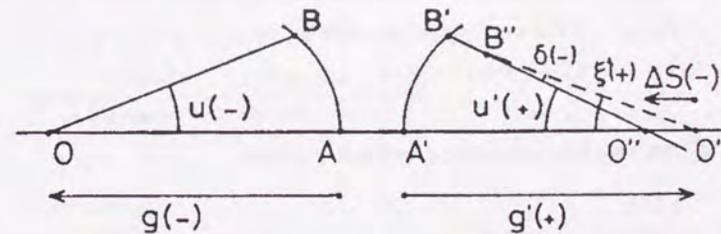


図 3. 2. 3-2 入射瞳の湾曲と球面収差のあるRND光線

(注3) 点Bの軌跡上(入射瞳湾曲面)に物体のフーリエ変換に対応するパターンが作られると、あえて表現することができるが、湾曲面上の振幅とフーリエ変換の値と一致するわけではない。Hopkinsは入射参照球面上にフーリエ変換像が作られるという誤った記述をしている[10]。Yeungはさらに、入射球面上の振幅とフーリエ変換振幅とが一致しているという誤りをしている。

3. 2. 4 球面収差のある場合の正弦条件と波面収差の関係

球面収差のある場合の正弦条件(3.2.3-4)式が成立していると、波面収差が物点移動にたいして不変であることが証明できる。図3.2.4-1には点Oまたは点O'を中心とする参照波面を実線で、点Qまたは点Q'を中心とする参照波面を点線で示す。点Q'は点Qの理想像点である。軸上物点の波面収差W₀と軸外物点の波面収差W_Qは次のように表わされる。

$$W_0 = [BB'']_{OB} - [C_0C_0']_{OA} \quad (3.2.4-1)$$

$$W_Q = [BB'']_{QB} - [C_QC_Q']_{QA} \quad (3.2.4-2)$$

ここで [] は光路長を示す。添え字のOB、OAなどはどの光線を考えているかを示している。BとB''は2つの近接光線OB、QBの交点であるから、

$$[BB'']_{OB} = [BB'']_{QB} \quad (3.2.4-3)$$

を満足する (Hopkinsは、入射参照球面上の点と射出参照球面上の点との間に、共役でないにもかかわらず、このような関係が成り立つという誤りをおかしている[23])。同様に

$$[AA']_{OA} = [AA']_{QA} \quad (3.2.4-4)$$

となる。これらの式と図3.2.4-1を参照して、波面収差W₀とW_Qとの差を計算すると、

$$\begin{aligned} W_Q - W_0 &= -[C_QC_Q']_{QA} + [C_0C_0']_{OA} \\ &= -\{ [C_QA]_{QA} + [A'C_Q']_{QA} \} + \{ [C_0A]_{OA} + [A'C_0']_{OA} \} \\ &= [C_0A]_{OA} - [C_QA]_{QA} + [A'C_0']_{OA} - [A'C_Q']_{QA} \\ &= [QC_Q]_{QA} - [OC_0]_{OA} + [C_Q'Q']_{QA} - [C_0'O']_{OA} \\ &= [QB] - [OB] + [B''Q'] - [B''O'] \\ &= n \cdot \eta \cdot \sin u - n' \cdot \eta' \cdot \sin \xi' \quad (3.2.4-5) \end{aligned}$$

を得る。もし球面収差のある場合の正弦条件(3.2.3-4)式が成立していれば、

$$\begin{aligned} W_Q - W_0 &= n \cdot \eta \cdot \sin u - n' \cdot \eta' \cdot \sin u / \beta \\ &= n \cdot \eta \cdot \sin u - n' \cdot \eta \cdot \sin u = 0 \quad (3.2.4-6) \end{aligned}$$

となり、波面収差が不変ことがわかる[2]。これは各NAにつき独立に言える結論である。

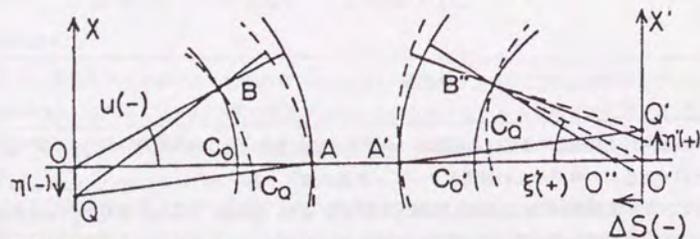


図 3. 2. 4-1 入射出瞳のメリジヨナル湾曲と波面収差

3. 2. 5 球面収差のある場合の正弦条件とスキュー光線の横収差との関係

球面収差のある場合の正弦条件(3.2.3-4)式が成立していると、スキュー光線の像高方向の横収差が発生しないことが以下のように示される。図3.2.5-1に示すように、ZY平面内のRND光線OB_sと同様の意味を持つQからの光線を考えると、2つの光線は点B_sで交わることが証明でき[2]、ここで

$$OB_s = -g \quad (3.2.5-1)$$

が成立している。B_sの軌跡は入射瞳のサジツタル湾曲と呼ぶことができる。

次に図3.2.5-2に示すように、互いに光軸周りに微小角 ε 回転したRND光線OB_sとOC_sとを考える。物体OQは、OB_sとOC_sとにそって伝搬する平面波間の干渉によってO'Q'として結像される。このときの倍率β_sは、図3.2.5-2より、

$$\begin{aligned} \beta_s &= \frac{O''Q''}{OQ} = \frac{n \cdot \sin \epsilon}{n' \cdot \sin \epsilon'} \\ &= \frac{n \cdot (\sin \epsilon \cdot B_s O \sin u)}{n' \cdot (\sin \epsilon \cdot B_s'' O'' \sin u')} / B_s O \\ &= \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} \quad (3.2.5-2) \end{aligned}$$

となる。図3.2.5-1の光線B_sQ'がガウス像面上で交わる点でのX座標を考えると、(3.2.5-2)式より、

$$\begin{aligned} O'Q''' &= O''Q'' \cdot (O''B_s'' \cdot \cos u') / (O''B_s'' \cdot \cos u' + \Delta S) \\ &= OQ \cdot \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} \cdot \frac{O''B_s'' \cdot \cos u'}{O''B_s'' \cdot \cos u' + \Delta S} \quad (3.2.5-3) \end{aligned}$$

となる。ここで、

$$O''B_s'' = g' \quad (3.2.5-4)$$

がほぼ成立していると考えられるので、

$$O'Q''' = OQ \cdot \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} \cdot \frac{g' \cdot \cos u'}{g' \cdot \cos u' + \Delta S} \quad (3.2.5-5)$$

となる。即ち球面収差のある場合の正弦条件(3.2.3-4)式が成立していると、

$$O'Q''' = \beta \cdot OQ \quad (3.2.5-6)$$

となり、スキュー光線のX方向横収差ΔXが発生しないことになる[2.6]。

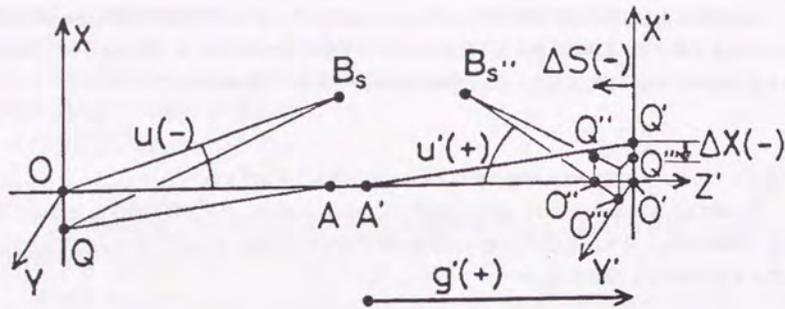


図 3.2.5-1 スキュー光線と入射瞳のサジittal湾曲 (その1)

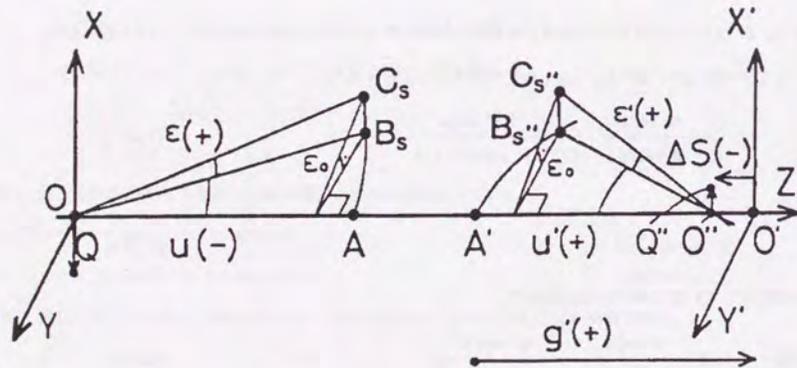


図 3.2.5-2 スキュー光線と入射瞳のサジittal湾曲 (その2)

3.2.6 数値計算

以上の様に球面収差のある場合の正弦条件を求めたが、従来提案されていた正弦条件との比較を光線追跡によって行なう。球面収差のある場合の正弦条件を球面収差 $\Delta S =$ の形に書き換える。新正弦条件を ΔS_1 、Staeble-Lihotzkyの正弦条件[20,21]を ΔS_2 、Hopkinsの正弦条件[23]を ΔS_3 で表わすと(注1)、

$$\Delta S_1 = g' \cdot \cos u' \cdot \left(\frac{1}{\beta} \cdot \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} - 1 \right) \quad (3.2.6-1)$$

$$\Delta S_2 = g' \cdot \left(\frac{1}{\beta} \cdot \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} - 1 \right) \quad (3.2.6-2)$$

$$\Delta S_3 = \frac{g'}{\cos u'} \cdot \left(\frac{1}{\beta} \cdot \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} - 1 \right) \quad (3.2.6-3)$$

となる。

Staeble-Lihotzkyの条件、Hopkinsの条件で考えている瞳面、物体面および像面は図3.2.6-1(b),(c)に示される[3]。Staeble-Lihotzkyの条件の場合には、瞳のメリジョナル湾曲、物面および像面は物点または像点と瞳中心とを結ぶ線分を直径とする円となり、瞳のサジittal湾曲は平面となる[2,3]。Hopkinsの場合にはメリジョナル、サジittalとも瞳の湾曲をいわゆる参照球面に一致していると仮定し、物面、像面は平面と考えている[3]。瞳のメリジョナル湾曲からわかるように、(3.2.3-2)式の代わりに、Staeble-Lihotzkyの条件では

$$OB = -g \cdot \cos \theta \quad (3.2.6-4)$$

を用い、Hopkinsの条件では

$$OB = -g \quad (3.2.6-5)$$

を用いて、3.2.3節の議論をおこなえば(3.2.6-2)式および(3.2.6-3)式が得られる。

新正弦条件およびStaeble-Lihotzkyの正弦条件における像面の湾曲と瞳面の湾曲は、3次収差論と矛盾しないが、Hopkinsの条件で考えている像面の湾曲と瞳面の湾曲は3次収差論と矛盾する[3]。

図3.2.6-2に示すように入射側テレセントリック(主光線が光軸に平行)な光学系を考え、コマ収差を補正した(上下2つのメリディオナル光線の横収差の大きさが等しく、符号が反対となるようにした)。このときの実際の球面収差 ΔS 、正弦条件 ΔS_1 、 ΔS_2 および ΔS_3 を図3.2.6-3に示す。この図から、新正弦条件 ΔS_1 が最も適切な条件式であることがわかる。

正弦条件が特定のNAでのみ成立している場合、(3.2.5-6)式よりそのNAでのスキュー光線のX方向横収差はなくなるが、その他のNAのスキュー光線の横収差はなくなる。その横収差は(3.2.5-5)式より

$$\Delta X_1 = O'Q''' - O'Q' = OQ \left\{ \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} \cdot \frac{g' \cdot \cos u'}{g' \cdot \cos u' + \Delta S} - \beta \right\} \quad (3.2.6-6)$$

となる。この式の右辺の{ }の中の最初の項は、(3.2.6-1)式を β について解いたものとなっている。同様にStaeble-Lihotzkyの条件およびHopkinsの条件についても(3.2.6-2)式と(3.2.6-3)式を β について解き(3.2.6-6)

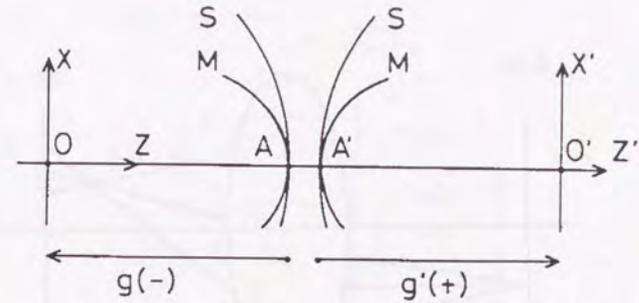
式と同形の式を導き ΔX_2 および ΔX_3 を求めることができる。図3.2.6-4には新正弦条件が特定のNAでのみ成立しているように設計をした光学系について、球面収差、正弦条件をプロットした。さらにこの光学系について図3.2.6-5に示すように近軸軸外物点からのスキュー光線の横収差 ΔX と、正弦条件から計算した横収差 ΔX を図3.2.6-6に示す。新正弦条件から計算された横収差と実際の横収差がよく一致することがわかる。球面収差 ΔS と新正弦条件とが一致したNAでは、X方向横収差が零になっている。

すでに述べたように、Staeble-Lihotzkyの条件では像面湾曲、瞳面湾曲に矛盾はない。図3.2.6-1(b)に示すように像面が射出瞳中心を中心とする球面であるとし、コマ収差がこの球面の接平面にたいして補正されるような光学系を考える。このときの球面収差と正弦条件とをプロットしたのが図3.2.6-7である。Staeble-Lihotzkyの正弦条件[20,21]が、このような設計にたいして有効なことがわかる。具体例としては、像面湾曲補正レンズ（エレクティングレンズ）を用いない単純なシュミット光学系がそれである。

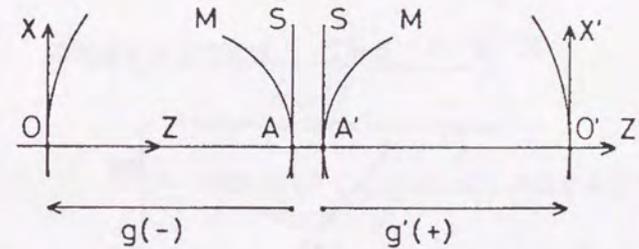
このように、球面収差のある場合の正弦条件は、適用条件に注意する必要があるが、ステッパー投影光学系を含む通常の光学系では平面から平面への結像であり、ここで導いた正弦条件が適用できる。この条件を用いることにより、高性能な投影レンズの設計が効率的に行え、またより性能の優れた設計結果を得られるようになった。実際に4.1節で示すi線レンズの設計に用いた。

(注1) 2.1.2節で述べたように、誤りの直接の原因は、物体のフーリエ変換が入射参照球面上に作られるという誤った解釈をしたことによる。瞳座標を参照球面上の位置とし、これが物点移動にたいして不変であるという誤った条件を用いたためである。

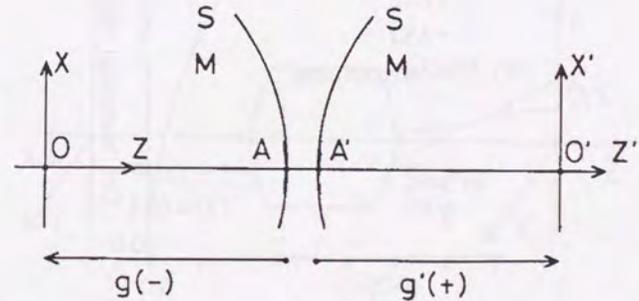
(注2) 3.2.5節の議論と図3.2.6-1(b)の瞳のサジittal湾曲とを考え、Staeble-Lihotzkyの条件の場合の(3.2.6-6)式に相当する式を導いても、ここでの導出と同じ結果を得る。一方、Hopkinsの条件の場合にそのように導くと、図3.2.6-1(a),(c)からわかるように、瞳のサジittal湾曲が新正弦条件の場合と同じであるため、(3.2.6-6)式と全く同じものが導かれる。しかしながら、すでに述べたように、Hopkinsの場合には瞳、像の湾曲が3次収差論に矛盾している。



(a) 新正弦条件が適用できる光学系の射出瞳と像面の湾曲



(b) Staeble-Lihotzkyの正弦条件が適用できる光学系の射出瞳と像面の湾曲



(c) Hopkinsが想定している光学系の射出瞳と像面の湾曲

図 3.2.6-1 光学系の射出瞳と像面の湾曲

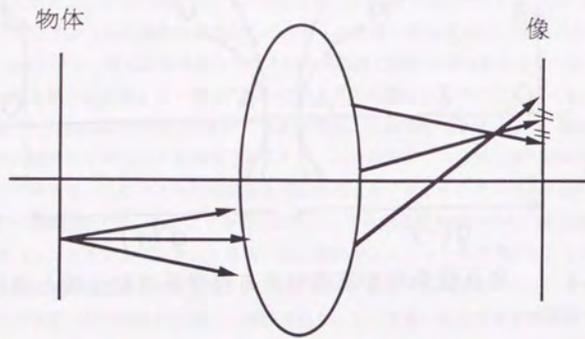


図 3. 2. 6-2 入射側テレセン光学系

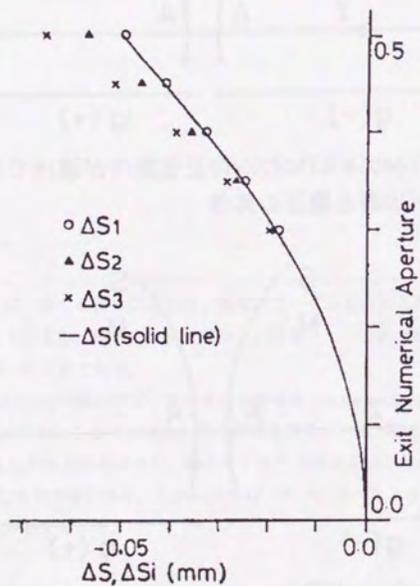


図 3. 2. 6-3 コマ収差のない光学系における正弦条件 (ΔS_i) と球面収差 (ΔS)

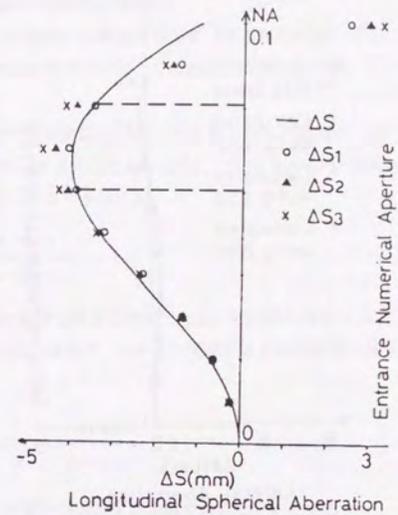


図 3. 2. 6-4 特定のNAでのみ $\Delta S_1 = \Delta S$ を満足する光学系における ΔS_i と ΔS

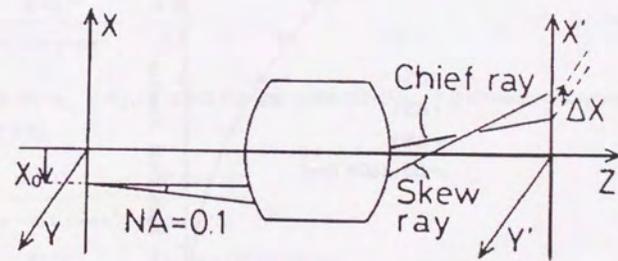


図 3. 2. 6-5 入射側テレセン光学系とスキュー光線の横収差 ΔX

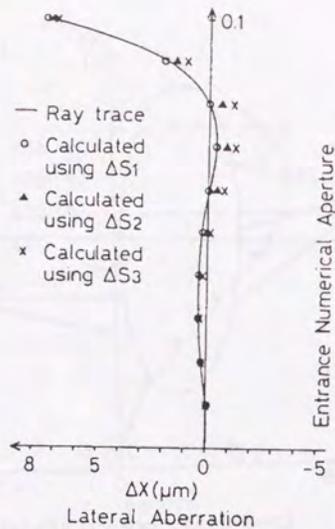


図 3. 2. 6-6 特定のNAでのみ $\Delta S_1 = \Delta S$ を満足する光学系における横収差 ΔX と理論予想値 ΔX_i

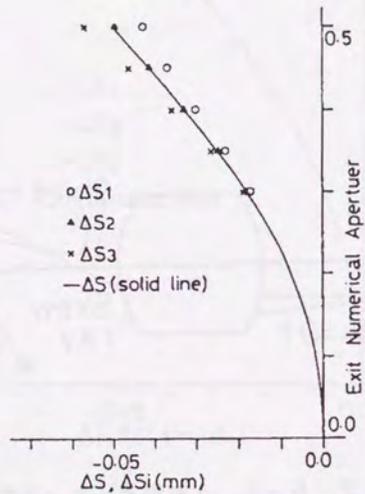


図 3. 2. 6-7 Staebler-Lihotzkyの正弦条件が適用できる光学系での正弦条件(ΔS_i)と球面収差(ΔS)

3. 2. 7 球面収差のある場合の厳密な正弦条件

以上の議論においては、射出瞳形状が理想の場合(球面収差のない場合)から、ほとんどずれないという仮定が使われている。実際の光学系では、この仮定に問題はないが、この仮定がずれの場合を考えて見る。

図3.2.3-2に示すメリジオナル射出瞳上の点A'と点B'とからの波面の干渉でつくられる縞の結像倍率を考えて導いた正弦条件(3.2.3-4)式または(3.2.6-1)式は、B''O'をB'O'で近似せずにそのまま用いることにより、次のように書き表わすことができる[7,8]。

$$\Delta S_1' = B''O' \cdot \left(\frac{1}{\beta} \cdot \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} - 1 \right) \quad (3.2.7-1)$$

ここで点B''の位置は非点収差の追跡で知ることができる。3.2.4節で説明したように、この式は波面収差が不変であることを意味している。同様に、スキュー光線のX方向横収差に関する条件(3.2.5-3)式は

$$\Delta S_1'' = B_s''O''' \cdot \cos u' \cdot \left(\frac{1}{\beta} \cdot \frac{n \cdot \sin u}{n' \cdot \sin u'} - 1 \right) \quad (3.2.7-2)$$

と表せる[7,8]。同じく点B_s''の位置は非点収差の追跡で知ることができる。

球面収差のないときにメリジオナル光線の横倍率を考えて横収差を求めた(3.2.2-6)式と同じことを、球面収差のある場合について考えてみる。図3.2.7-1に示すように3つの光線を考える。RND光線にそった結像倍率 $\beta m'$ はOQとO''Q'''の比と考えられ、つぎのように導くことができる。

$$\begin{aligned} \beta m' &= \frac{\eta'}{\eta} = \frac{B''O''' \cdot d \theta' / \cos u'}{-OB \cdot d \theta / \cos u} \\ &= \frac{B''O'''}{g \cdot \cos u \cdot \cos u'} \cdot \frac{d \theta'}{d \theta} \end{aligned} \quad (3.2.7-3)$$

ここで(3.2.3-2)式を用いた。dθ'/dθはやはり非点収差追跡でわかる。さらにHelmholtz-Lagrangeの不変式を用いて変形すると、

$$\begin{aligned} \beta m' &= \frac{B''O'''}{g \cdot \cos u \cdot \cos u'} \cdot \frac{-n \cdot \cos u \cdot dy}{n' \cdot \cos u' \cdot dy'} \\ &= \frac{B''O'''}{g \cdot \cos u \cdot \cos u'} \cdot \frac{-n \cdot \cos u \cdot OB \cdot du / \cos u}{n' \cdot \cos u' \cdot B''E \cdot du' / \cos u'} \\ &= \frac{n \cdot \cos u \cdot d u \cdot B''O'''}{n' \cdot \cos u' \cdot d u' \cdot B''E} \end{aligned} \quad (3.2.7-4)$$

と書くことができる[7,8]。この式はあえて球面収差 ΔS を用いて書くと

$$\beta_m' = \frac{n \cdot d(\sin u)}{n' \cdot d(\sin u')} \cdot \frac{B''O''}{B''O'' + \Delta S / \cos u' + [d(\Delta S) / d u'] \cdot \sin u'} \quad (3.2.7-5)$$

と表わされる。

これらの、波面収差が不変である条件 (3.2.7-1) 式、スキュー光線の横収差が発生しない条件 (3.2.7-2) 式およびRND光線にそったメリジョナル方向の結像倍率 β_m' (3.2.7-3)式) について、射出瞳形状を意図的に変形させたレンズデータを用いて数値計算したところ、これらの式が正しいことが確認された[7,8]。このことから、正弦条件が正しいだけでなく、その基となっている平面波の干渉による結像概念の正しさも確認されたといえる。

実際の光学系では、球面収差が大きいことはあっても、射出瞳が理想的な場合から大きくはずれることはないと思われる。よって、新正弦条件 ΔS_1 (3.2.6-1) 式によって十分に評価できると考えられる。

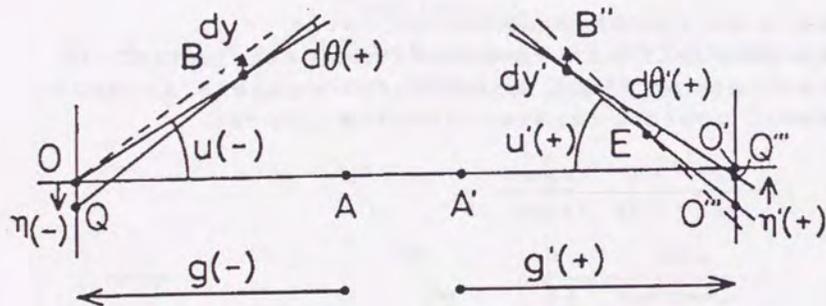


図 3. 2. 7-1 メリジョナル光線 (微小光束) の結像

3. 2. 8 球面収差のある場合の正弦条件の歴史と瞳座標の認識

我々は、球面収差のある場合の正弦条件を検討し、従来一般に用いられているものとは異なる条件を得、設計に応用できるようにした。我々の条件はMarxの導いた条件と同じであることがWelfordに指摘された。Welfordの正弦条件に関するReview paper[24]によると、MarxはSchwartzschildの収差論(1905)に基づいて球面収差のある場合の正弦条件を導いたが[25]、Fockeによって否定され[26]、以後この条件は否定されたままであった。Schwartzschildの収差論で用いられていた瞳座標は物体の回折光の方向余弦に対応しているのに対し、Fockeの議論で用いられた瞳座標は瞳(接平)面での高さに対応している。瞳座標の物理的意味から判断して、当然Marxの結論が正しいのであるが、当時の議論では瞳座標の物理的意味の理解が欠如していたためにこのようなことになったと考えられる。本研究では結像の波動光学的意味を直接考えて正弦条件を導いたので、Schwartzschildの収差論による結果と一致するのは自然なことである。

瞳座標の物理的意味の重要性はSchwartzschildの頃は共通に認識されていたと思うが、その後混乱が生じたようで、Hertsberger(1939)は、Schwartzschildの瞳座標の取り方を誤りであるかのように述べている[27]。その後Hopkins(1964)によってCanonical-Cordinateという名称で光線の方向余弦に対応する瞳座標が復活され、その重要性が指摘されたが、2.1節、3.1節で述べたようにHopkinsの解釈でも、回折光による直視的物理的な説明はない[10,11]。物理的イメージが十分でないため、HopkinsはCanonical-Cordinateを用いて球面収差のある場合の正弦条件を導いた際に、物点の微小移動に対する瞳座標の変化にたいする考慮が欠如していた。そのために、間違った条件を導いてしまった。本研究では物理的イメージを十分に尊重し、その結果瞳の湾曲を考えることとなり、それが瞳座標の微小変化を考慮していることになっている。

本研究では、直視的物理的に明快な平面波間の干渉による結像概念を用いて理論的検討を行った上に、具体的なレンズ系を用いて数値シミュレーションを行い、求めた正弦条件の正しいことを確認した。これにより、球面収差のある場合の正弦条件の議論に決着を見たと思える。また、瞳座標の意味を深く理解できるようになった。

3.3 自動設計プログラムの改良

高性能なレンズは、基本的なレンズ構成を与えておおまかな収差補正、自動修正プログラムによるフインコレクションという手順によって行われる。従来の自動修正プログラムはDLS(Damped Least Square)法と呼ばれる手法が主に使われていた。DLS法はLS(Least Square、最小自乗)法を改良したものである。LS法を概念を図3.3-1に示す。各座標が収差に対応する収差空間を考え、その中に各パラメーター(レンズ面の曲率、間隔、屈折率など)の変化に対応した変化ベクトルを考える。収差空間の次元を n 、パラメーターの数を m とする。一般に直したい収差の方が、パラメーターの数に比べて多く($n > m$)になっている。図では $n=3$ 、 $m=2$ とし、原点 O が現在位置、点 F が目標位置、2つの変化ベクトルからなる平面を Π とすると、LS法の解は点 F から平面 Π におろした垂線の足 F' である。 $|OF|$ が現在の残差、 $|FF'|$ が修正後の残差である。より一般には、目標収差間にウエイト付を行う。点 F を中心とした楕円体を考え、ウエイトの大きい収差軸方向の楕円体の軸の長さが短く(ウエイトの小さい収差軸方向の楕円体の軸が長く)なるようにし、楕円体を相似的に大きくして行き、平面 Π と接したときの接点を解 F' とする。例えば、収差 f_3 はほとんど重要でなければ、図3.3-2に示すように f_3 のウエイトを無限小として、点 F を通り f_3 軸に平行な直線と平面 Π との交点が解となる。

このように目標値の数が多くても適当に収束してくれるのがLS法(DLS法もおなじ)であるが、万能ではない。目標値を間違えたり、不要な収差を目標に追加したために収束が極端に悪くなることもある。図3.3-3に示すように OF が平面 Π に垂直になると、 F' は O から殆ど動けないことになり、収束が悪くなる。このようにLS法(DLS法も同じ)ではウエイトによって調整することは可能であるが、ちょっとした目標値、ウエイトの誤りがあると、収束が非常に悪くなることもある。このことは従来全く指摘されておらず、プログラムユーザーであるレンズ設計者もこの原理的な問題に気付いていなかった(そもそも図3.3-1に示される最小自乗法の概念図がレンズ自動設計の分野で用いられてこなかった)。最小自乗の意味を理解しないまま、言葉の雰囲気から何となく適当な目標値でも収束が行われるという考えを抱いていたように思われる。

収束が悪くなるもう1つの原因に、パラメーターの変化に対する収差の変化の非線形性がある。これを解決するために、パラメーター自身を収差軸に加え、その目標位置(目標値)を現在値とするものである。これによってパラメーターの動きが制限され非線形になることを防ぐ。これがDLS法と呼ばれるものである。しかしながら、収束をより早くするためには、パラメーター収差軸にたいするウエイト付を最適化する必要があるが、この最適化は容易ではない。

このような欠点がDLS法にあるため、実際に収束が悪い場合に、光学系の能力として限界なのか、それとも目標収差の設定やウエイト付が悪いのが原因か、非線形性によるものなのか不明であった。また、カメラレンズの様な収差バランスそのものが重要な場合には、収差のウエイト付に積極的な意味をもたせることも可能であるが、ステッパーのように無収差が要求されている場合にはウエイト付に積極的な意味はない。さらに、従来はコンピューターに大きな計算をさせる場合、いわゆるバッチ処理と呼ばれる方法で、ある時間ずっとコンピューターまかせで計算させることが殆どであったが、このプログラム開発をした1970年代終わりでは会話型の使用法が多く用いられるようになった。DLS法は多くの収差を扱えるので解の予期せぬ発散はあまり起こらず、その意味でバッチ処理には適していたが、会話型が主流になると解の発散があってもすぐにレンズ設計者が修正できるため、その意味ではDLS法の利点は減っていた。

以上のように考えて来ると、目標収差の数はパラメーターの数よりも小さくとり、各パラメーターの変化を制限することで、独立性(もちろん用いる収差の独立性にはレンズ設計者の注意が必要である)、

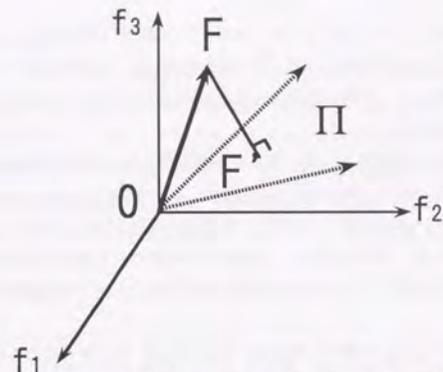


図3.3-1 LS法における解空間 (F =目標値、 F' =解)

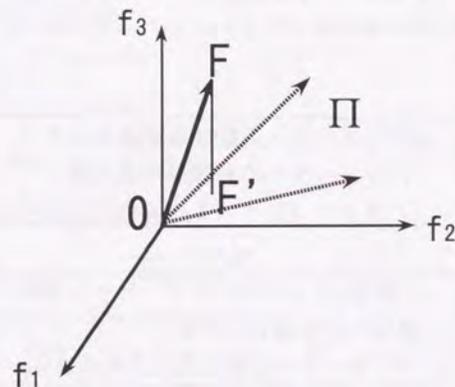


図3.3-2 LS法における解空間 (f_3 のウエイトを無限小)

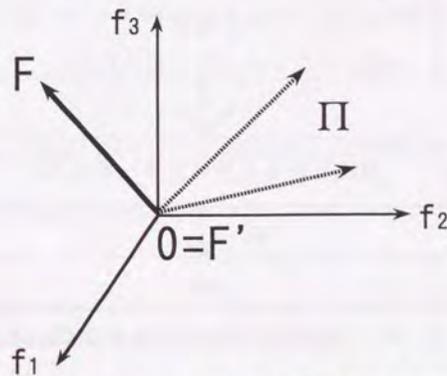


図3.3-3 LS法における解空間 (目標が不適切)

線形性とも満足できるのではないかと考えられる。私は、この考えに基づき図3.3-4に示すフローチャートのプログラムを開発し、会話型計算機によるレンズ設計に用いた。4.1節で後述するi線用投影レンズはこのプログラムによって設計した。実際に運用しながら、使い方のノウハウ、プログラムの細かな改良を行った結果、予想以上に効果があった。

目標とする収差の数に制限があるため、どの収差を目標に選ぶかは非常に重要となる。レンズ系の性能を良く反映し、また互いに(線型)独立な収差が望まれ、設計者の能力がある程度要求される。設計者が適当な目標を与えれば、早い収束が期待できる。より適当な目標の一つとして、3.2節で導いた球面収差のある場合の正弦条件がある。実際の設計は、自動設計で収束できる最良の収差を見つけ、それが不十分であるならば、ガラス材料の変更、レンズ枚数の追加などを行い、再び自動設計を行うという繰り返しとなる。

この方法で、各ステップごとに目標値と現在値との差(残差)を計算して行くと、途中で大きくなった後で再び良くなっていき、最後に収束する場合もあり、ある意味で線形領域を越えて働いているように見えた。なお、図3.3-4に示すフローチャートによる方法ではパラメーターと目標収差を選ぶ順序によって解が異なってくる。先頭に重要な収差をもってくるのがたいへん有効であった。

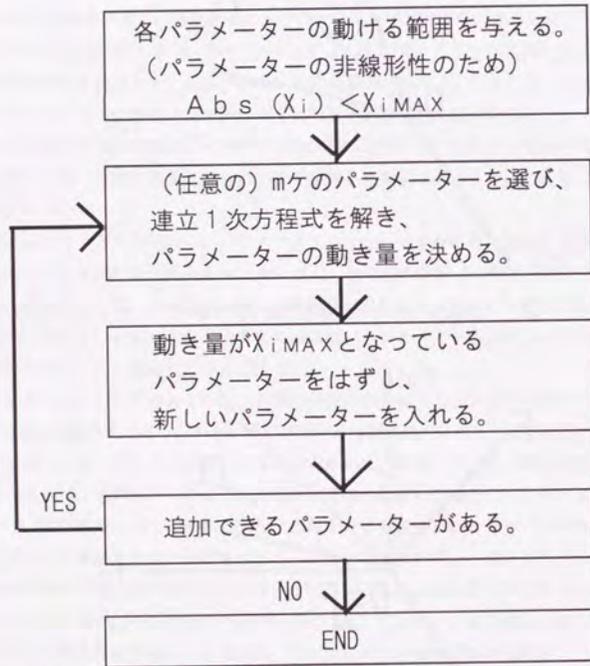


図3. 3-4 自動修正プログラムのフローチャート

3. 4 面精度測定法の改良

リソグラフィに用いられる光学系は無収差であり、そのためにはレンズ面の測定精度も十分良くななくてはならない。レンズ面精度の検査はフィゾー型干渉計で測定されるが、被検面の設定位置(フォーカス位置)に依って測定値が変わるという欠点があった。フォーカス補正方法を従来のものから修正することにより、この測定値の変動を小さく抑え、リソグラフィ光学系の製造に十分耐えるものとした[9]。

フィゾー型干渉計の基本構成を図3.4-1に示す。干渉縞観察面での高さ h 、被検面への入射角 θ 、観察面からフィゾーレンズまでのレンズの合成焦点距離を f とする。いま正弦条件が成り立っていると

$$h = f \cdot \sin \theta \quad (3.4-1)$$

となる。即ち観察面の座標は $\sin \theta$ に比例することになる。

被検面中心とフィゾーレンズからの収束光の焦点とが光軸方向に δ ずれたときの関係を図3.4-2に示す。このずれによって発生する波面収差を求める。面の曲率半径を R とすると、被検面の方程式、波面の方程式、光線の方程式は次のようになる。

$$\text{被検面の方程式} \quad (x - \delta)^2 + y^2 = R^2 \quad (3.4-2)$$

$$\text{波面の方程式} \quad x^2 + y^2 = (R + \delta)^2 \quad (3.4-3)$$

$$\text{光線の方程式} \quad y = \tan \theta \cdot x \quad (3.4-4)$$

(3.4-2)~(3.4-4)式より発生する波面収差 W_δ が

$$W_\delta = \delta \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \theta} - R - \delta + R \cdot \sqrt{1 - (\delta \cdot \sin \theta / R)^2} \quad (3.4-5)$$

と求まる。ここで、 R が δ に比べて十分に大きいとすると、

$$W_\delta = \delta \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \theta} - \delta \quad (3.4-6a)$$

$$= -\frac{1}{2} \delta \cdot \sin^2 \theta - \frac{1}{8} \delta \cdot \sin^4 \theta \quad (3.4-6b)$$

を得る。これがフォーカスずれによる波面収差である。実際の測定では測定波面 W_0 を次式を用いて補正し、波面収差 W のRMS (Root Mean Square) が最小になったときを、正しい波面収差 W とする。

$$W = W_0 + W_\delta \quad (3.4-7)$$

$$WRMS \rightarrow \text{minimum}$$

なお、これらの波面収差を $\sin \theta$ の関数と考えているが、正弦条件(3.4-1)式が満足されないときには、変数を変換する必要がある。

従来の補正は、(3.4-6b)式の最低次の項だけを考え

$$W_\delta = -\frac{1}{2} \delta \cdot \sin^2 \theta \quad (3.4-8)$$

で行っていたため、補正値の誤差が生じていた。特に、デフォーカス δ または開口数 NA が大きいときに誤差が大きく発生していた。(3.4-6b)式、(3.4-8)式より誤差量 ΔW_i はおよそ

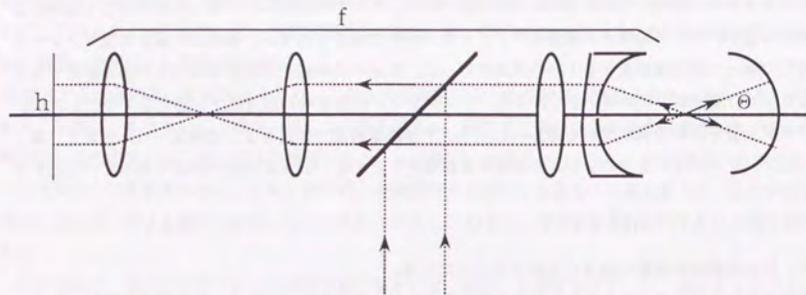


図 3. 4-1 フィゾー型干渉計の基本構成

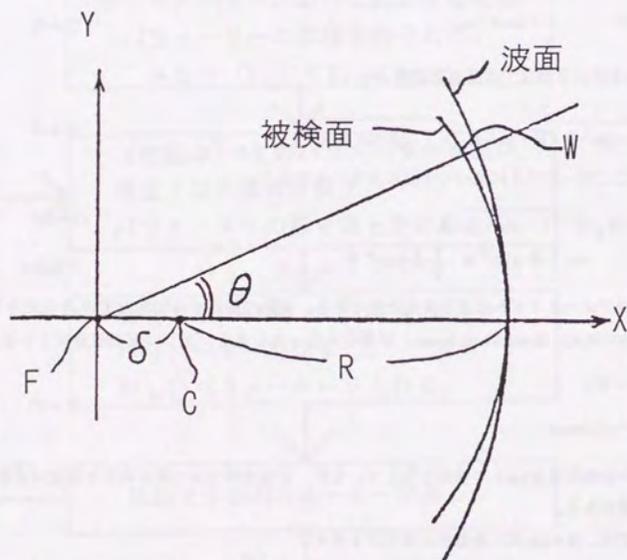


図 3. 4-2 フォーカス誤差による波面収差の発生

$$\Delta W = -1/8 \cdot \delta \cdot \sin^4 \theta \quad (3.4-9)$$

となる。

被検面が理想な場合のRMS誤差を計算してみる。(3.4-6b)式で表わされる面を(3.4-8)式で近似したときの残差を考えればよい。本来のフォーカスずれを δ 、(3.4-8)式で近似したときのフォーカスずれを δ' とすると、波面の残差は

$$W = -\frac{1}{2}(\delta - \delta') \sin^2 \theta - \frac{1}{8} \delta \cdot \sin^4 \theta + a \quad (3.4-10)$$

となる。(3.4-8)式に定数項 a を加えて考えることにするが、この a は(3.4-12)式で示すように結局は消えてしまう。円形の瞳を考えて、波面の残差 W の平均値 $\langle W \rangle$ を求めると、 $\xi = \sin \theta$ において

$$\begin{aligned} \langle W \rangle &= \frac{1}{\pi \cdot NA^2} \int_0^{NA} W \cdot 2\pi \xi \cdot d\xi \\ &= \frac{1}{\pi \cdot NA^2} \int_0^{NA} \left\{ -\frac{1}{2}(\delta - \delta') \cdot \xi^2 - \frac{1}{8} \delta \cdot \xi^4 + a \right\} \cdot 2\pi \xi \cdot d\xi \\ &= -\frac{1}{4}(\delta - \delta') \cdot NA^2 - \frac{1}{24} \delta \cdot NA^4 + a \end{aligned} \quad (3.4-11)$$

となる。自乗偏差をもとめると

$$\begin{aligned} \langle (W - \langle W \rangle)^2 \rangle &= \frac{1}{\pi \cdot NA^2} \int_0^{NA} \left\{ \frac{(\delta - \delta')}{2} \left(\xi^2 - \frac{NA^2}{2} \right) - \frac{\delta}{8} \left(\xi^4 - \frac{NA^4}{3} \right) \right\}^2 \cdot 2\pi \xi \cdot d\xi \\ &= \frac{\delta^2 \cdot NA^8}{11520} \end{aligned} \quad (3.4-12)$$

となる。定数項 a は消えてしまい、波面の残差のRMS (Root mean square) は

$$W_{RMS} = \frac{\delta \cdot NA^4}{48\sqrt{5}} \quad (3.4-13)$$

となる。誤差 W_{RMS} はデフォーカス δ および開口数 NA に依存する。いま、周辺で縞1本が観測される程度にデフォーカス δ を調整するならば、おおよそ

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{1}{2} \cdot \delta \cdot NA^2 \quad (3.4-14)$$

となる。(3.4-13)式、(3.4-14)式より、

$$W_{RMS} = \frac{\lambda \cdot NA^2}{48\sqrt{5}} \quad (3.4-15)$$

となる。ここで例えば $NA = 0.5$ を代入すると、

$$WRMS=0.0023\lambda \quad (3.4-16)$$

となる。

ここで、各面に要求される面精度を考えて見る。全系の許容される波面収差をいわゆるマーシャルの基準の

$$WRMS(全系) = \lambda/14 \quad (3.4-17)$$

とする。屈折面数を30とし、屈折率を $n=1.5$ とする。このとき各面に要求される面精度は

$$WRMS = \frac{\lambda}{14} \cdot \frac{1}{\sqrt{30}} (n-1) = 0.0065\lambda \quad (3.4-18)$$

となる。

(3.4-16)式と(3.4-18)式の値は、同程度であり、すなわち、従来の補正式(3.4-8)は問題であった。本研究は(3.4-6a)式または(3.4-6b)式によって補正することにより、この問題を解決した。測定データにたいして、従来の補正式ではなく提案した補正式で補正すると、再現性がよくなることが確かめられた。従来の補正式を用いる場合には、フォーカス合わせを十分良くおこない、ほとんどone-color(縞のない状態)としなければならないが、新しい補正式では、合わせ精度がゆるくてよい。

なお、いわゆるデフォーカスの波面収差も正しくは(3.4-6a,b)式で表されなければならないが、数学的な便利さのために従来の文献では(3.4-8)式で表している。Zernikeの多項式も数学的な意味は明快であるが、物理的現象としてのデフォーカス収差を完全に表わしてはならない。

3.5 3章まとめ

2章で述べた平面波の干渉による結像概念を基本として考えることにより、光学系の評価方法を見直した。OTF計算法、球面収差のある場合の正弦条件について従来の点像を基本とする考え方では、誤りや混乱があったが、それらを明快な論理で展開することができた。数値シミュレーションによる比較でも、見直したOTF計算法、球面収差のある場合の正弦条件が正しいことが確認された。これにより高精度、高NA、高画角である投影光学系リソグラフィ用投影レンズの設計・評価が問題なく行えるようになった。

さらに、投影レンズの性能向上を図るため、設計製造上の問題点を改良した。新たなアルゴリズムの自動設計プログラムを開発し、無収差光学系の設計にまた会話型コンピューターに適したものとし、投影レンズの設計に役立てた。投影レンズ研磨面精度の測定精度を向上させるための干渉計測補正式の改良をおこない、設計性能が実際の光学系で十分に達成できるようにした。

3章 参考文献

- [1] 渋谷真人：「不遊条件とOTFの計算」光学13(1984)pp40-48.
- [2] 渋谷真人、真島清人、浪川敏之：「球面収差のある場合の正弦条件」光学16(1987)pp199-203.
- [3] 渋谷真人、真島清人、浪川敏之：「球面収差のある場合の正弦条件の3次収差論による検討」光学16(1987)pp450-453.
- [4] Masato Shibuya: "The sine condition in the presence of spherical aberration" OPTIK 76(1987)pp161-163.
- [5] Masato Shibuya: "The derivation of the sine condition in the presence of spherical aberration" OPTIK 80(1988)pp95-97.
- [6] Masato Shibuya: "The Relation between Offence against the Sine Condition in the Presence of Spherical Aberration and Lateral Aberration" Opt.Commu. 70(1989)pp12-15.
- [7] Masato Shibuya: "The exact sine condition in the presence of spherical aberration" SPIE 1354(1990)pp240-247.
- [8] Masato Shibuya: "Exact sine condition in the presence of spherical aberration" Appl. Opt. 31(1992)pp2206-2210.
- [9] 浅見武史、渋谷真人：「干渉装置」公開昭62-127601、公告平7-3323(日本特許審査中)
- [10] H.H.Hopkins; "Aberration Theory and Lens Design" J.J.A.P. 4, Suppl.I(1965)pp31-35.
- [11] H.H.Hopkins; "The use of diffraction-based criteria of image quality in automatic optical design" Optica Acta, 13(1966)pp343-369.
- [12] 松居吉哉、南節雄、山口伸、小川良太、中村泰三：「波動光学的MTFの計算精度検討」、光学、4(1975)pp124-139.
- [13] 小穴純：「軸外物点に対する不遊条件」、応用物理、39(1969)pp850-860.
- [14] 鶴田匡夫：「応用光学I」(1990,培風館)3.9節
- [15] B.Richards and E. Wolf; "Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system" Proc. Roy. Soc. A253(1959)pp358-379
- [16] Masato Shibuya and Hiroshi Ooki; "The non-isoplanatic image equation and the effect of not satisfying the sine condition in the scanning microscope" J.M.O. 36(1989)pp1353-1365.
- [17] 大木裕史：「プロキシミティ像の計算」光学16(1987)p.62
- [18] Max Hertzberger; "Modern Geometrical Optics" (Interscience Publishers, Inc., New York, 1958)Chapt.15.
- [19] 鶴田匡夫：「光の鉛筆」(1984,新技術コミュニケーションズ)10章「光学における相反定理」
- [20] F.Staebler; "Isoplanatische Korrektur und Proportionalitäts-Bedingung", Munchner Sitz.-Ber.(1919)pp163-196.
- [21] Erwin Lihotzky; "Verallgemeinerung der abbe'schen sinusbedingung(als Bedingung für das Verschwinden der Koma in der Unmittelbaren Nachbarschaft der Achse) für System mit nicht gehobener Langenaberration" Wiener Sitz.-Ber. 128(1919)85.
- [22] A.E.Conrady; "Applied Optics and optical Design Part.I" (1929, Oxford Univ. Press, London)395.
- [23] H.H.Hopkins; "THE OPTICAL SINE-CONDITION" Proc. Phys. Soc. 58(1946)pp92-99.
- [24] W.T.Welford; "APLANATISM AND ISOPLANATISM" (Progress in Optics XIII, edited by E.Wolf,1976, North-Holland)pp267-292.
- [25] H.Marx; "Das von Schwarzschild eingeführte Seidel'sche Eikonale und Die Staebler-Lihotzky'sche Isoplanasie-Bedingung" Optik 16(1959)pp610-616.
- [26] J.Focke; "Komafreiheit und Isoplanasiebedingung" Optik 17(1960)pp518-521.
- [27] M. Hertzberger; "Theory of image errors of the Fifth order in Rotationally Symmetrical Systems. I" J.O.S.A. 29(1939)pp395-406.

4章 短波長光学系の開発

投影光学系リソグラフィの高解像力化をおこなう方法として、高NA化、短波長化がある。本研究では、高NA、短波長化の光学系として、i線(波長 $\lambda=365\text{nm}$)、 $\text{NA}=0.35$ 、画面サイズ $10\text{mm}\square$ の光学系を開発した。また、さらなる短波長化のためにエキシマレーザーなどのコヒーレント光源を用いた場合の問題点を予測し、それを解決するための照明光学系の理論的検討をおこない、現在のエキシマステッパーで用いられている照明光学系の基本構成を示した。

4.1 i線レンズの設計製作

これまではg線(波長 $\lambda=436\text{nm}$)光学系が使われていたが、i線光学系を用いることにより、高解像力が得られる。いわゆる焦点深度は

$$d = k_2 \cdot \lambda / \text{NA}^2 \quad (4.1-1)$$

と表われ、 λ が小さくなると深度が減少すると一般にはいわれるが、同じ線幅(同じ解像力)のパターン形成を考えた場合には必ずしも深度は浅くはならない。より厳密な議論は6章で行うが、点像中心強度を用いて簡単な議論ができる。図4.1-1にはレンズ透過の全エネルギーにたいする点像中心強度のフォーカス変化を示してある。i線($\text{NA}=0.35$)のガウス像面での値が1となるように規格化してある。中心強度がガウス像面の8割となるデフォーカス量を通常焦点深度とよび、 $k_2=0.5$ として計算される。g線($\text{NA}=0.35$)の場合 $1.78\mu\text{m}$ 、i線では $1.49\mu\text{m}$ となる。しかし、 $1.78\mu\text{m}$ のデフォーカスにおいても、まだi線の方が中心強度が高い。図4.1-2には理想レンズ($\text{NA}=0.35$, $\sigma=0.5$)の線幅 $1\mu\text{m}$ のL/Sパターンの像強度分布がガウス像面およびデフォーカス $1.78\mu\text{m}$ において計算してある。点像中心強度だけでなく、L/Sパターンのコントラストにおいてもi線の方が優れていることがわかる。

このように短波長化は必ずしも焦点深度を減少させると言い切れるものではなく、短波長化が大変有効なことがわかる。3.3節で述べた新奇なアルゴリズムを持つ光学設計自動修正プログラムを用い、3.2節で述べた球面収差のある場合の正弦条件を自動修正の目標値として、i線ステッパー投影光学系を設計した[1]。設計の途中段階のMTF評価は3.1節で述べた方法により行った。またレンズ製作において、フィゾー型干渉計によるレンズ面の面精度評価のフォーカス補正量として3.4節のべた補正式を用いた。

実際に設計製作したレンズの評価をおこなった。図4.1-3および図4.1-4に示すレジスト断面をみると、i線 $\text{NA}=0.35$ で $0.6\sim 0.8\mu\text{m}$ L/Sパターンが形成できていることがわかる。さらに図4.1-5から深度も $\pm 1\mu\text{m}$ が得られており、このレンズが大変有効なことがわかる。同じNAでは、g線では $1.0\mu\text{m}$ 線幅までしか必要な深度で形成できなかった。

本光学系を搭載したステッパーは $0.8\mu\text{m}$ L/S ($10\text{mm}\square$)を一般ユーザーレベルで保証し、1984年10月に世に送り出された。

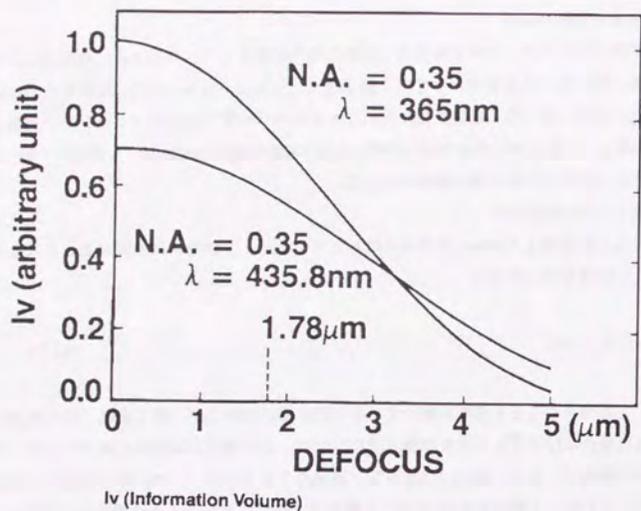


図 4. 1-1 規格化した中心強度のデフォーカス特性

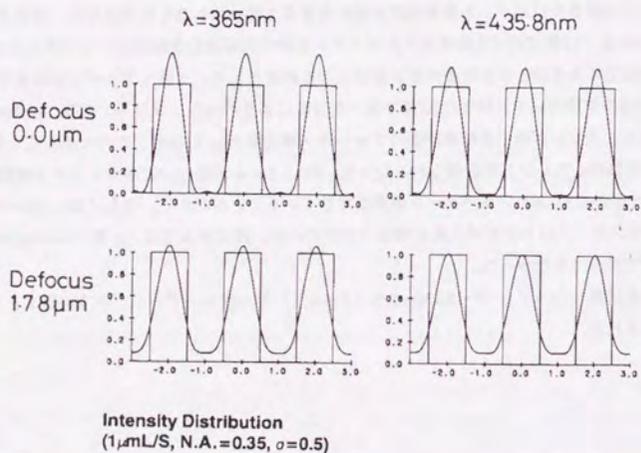
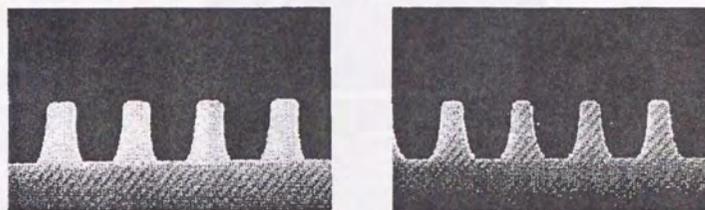


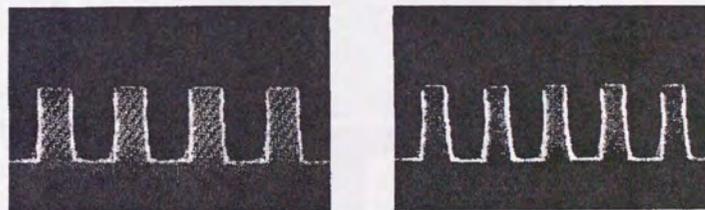
図 4. 1-2 規格化した中心強度のデフォーカス特性



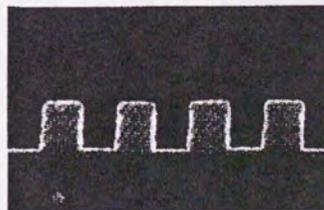
(a) $0.8\mu\text{m}$ L/S (b) $0.7\mu\text{m}$ L/S
 $1.2\mu\text{m}$ thickness
 Resist Type C

Cross-section of Developed Photoresist C

図 4. 1-3 i線、NA=0.35ののレンズで形成されたレジスト像 (その1)



(a) (c)



(b)

Cross-section of Developed Photoresist D

(a) $0.8\mu\text{mL/S}$ $T = 1.7\mu\text{m}$
 (b) $0.8\mu\text{mL/S}$ $T = 1.0\mu\text{m}$
 (c) $0.6\mu\text{mL/S}$ $T = 1.7\mu\text{m}$
 $T = \text{thickness}$

図 4. 1-4 i線、NA=0.35ののレンズで形成されたレジスト像 (その2)

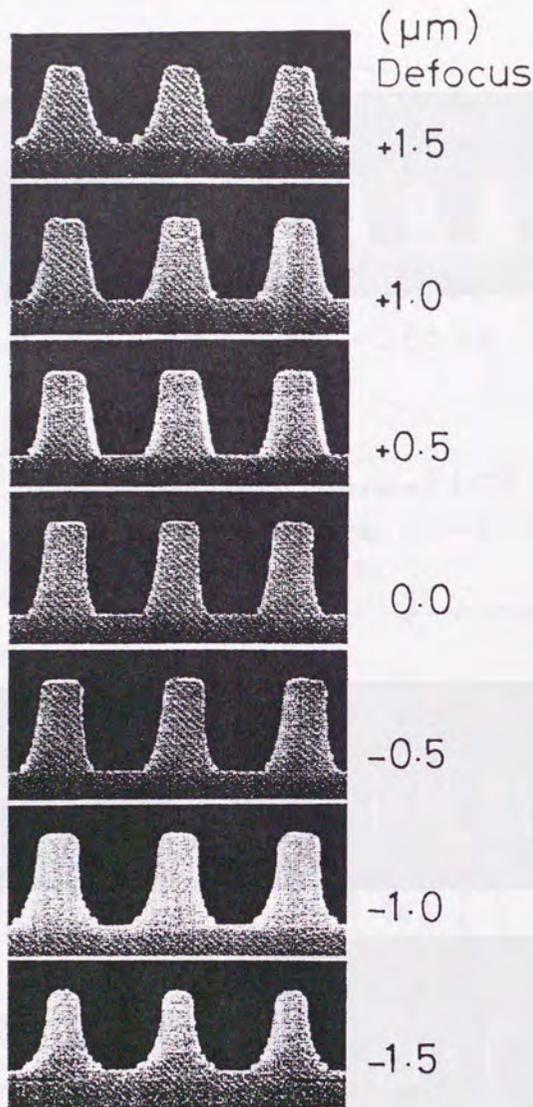


Figure 9 Defocus Data
(0.8μmL/S, 1.2μm thickness, Type C)

図 4. 1 - 5 i線、NA=0.35ののレンズで形成されたレジスト像
(デフォーカス特性)

4. 2 レーザー光源を用いた照明法

短波長の光源としてはエキシマレーザーが考えられる。ステッパーの照明は部分的コヒーレント照明であり、インコヒーレントな面光源が必要であるので、概略点光源と考えられるようなレーザー光源を用いる場合には照明系に工夫が必要となる。ここでは、レーザー光源を照明系とする場合の照明光学系の検討を述べる[2]。

4. 2. 1 フライアイを用いた照明系

レーザー光源の照明系について論じる前に、ステッパーに用いられているフライアイを用いた照明系の基本的性質を検討する。

(1) ステッパーの照明系などに、照明の一様性を得るためにフライアイレンズが用いられる。図 4.2.1-1に照明系の基本構成を示す。一般に、光源の場所ムラの影響は、ケーラー照明によって小さくすることができるが、光源の輝度の方向ムラがあれば、これを補正することはできず、物体は様な照度で照明されない。これをフライアイレンズによって補正することができる。フライアイレンズの入射面 (B面) が光源 (フィラメント) でケーラー照明されている。フライアイレンズの各エレメントは焦点距離 f_2 のレンズが光軸方向に距離 f_1 離れて置かれていると考えればよく、その射出側レンズ (射出面曲率によるレンズ) とコンデンサーレンズ f_3 とによって、フライアイ入射側の各面 (B面) が物体 (B'面) と共役になっている。それゆえ、光源輝度の方向ムラのためにB面上で照度ムラがあっても、それらを多数に分割して重ね合わせるので、物体面上では照度ムラが補正される。

ところで、各フライアイの入射面は同じ光源により照明されているので、それらの入射面の間に干渉性があるはずである。この干渉性が大きいと、フライアイ入射面と共役な物体面上で干渉が生じ、物体の照明ムラとなる。結像を平面波で扱ったように、光源上の各点からの互いにインコヒーレントな照明は、図4.2.1-1の下図に示すように平面波としてフライアイ入射面を照明すると考えることができる。光源の大きさ ρ 、サブコンデンサーレンズ (フライアイと光源の間の光学系) の焦点距離 f_1 、波長 λ 、フライアイレンズのエレメントの大きさを d とする。隣り合うフライアイ入射面上の2点P、Qを考える。照明する平面波の傾きを θ とすると、P、Qの位相差 ϕ は

$$\phi = d \cdot \theta \quad (4.2.1-1)$$

となる。光源の各点からの照明によって ϕ が λ よりも十分に大きく変化すれば、PとQとは互いに干渉性がないとみなせる。 $|\theta|$ の最大値は $(\rho/2)/f_1$ なので、

$$d \cdot (\rho/2)/f_1 = d \cdot \rho/(2f_1) \gg \lambda \quad (4.2.1-2)$$

であれば、隣合うフライアイ入射面間で干渉性がないことになり、干渉性による照明ムラを生じないことになる。実際の光学系では、通常この条件を満足している。

なお、 $\overline{PP'}$ と $\overline{QQ'}$ との光路長が異なり、位相差 ϕ が生じるが、(準)単色光であるならば、光源の各点によるP、Qの照明における位相差 ϕ に一様に ϕ が付加されるだけなので、上記議論で十分である。実際には必ずしも準単色光ではなく波長分布があり、各波長による干渉条件が打ち消しあうので、さらに干渉性は低減されている。

(4.2.1-1)式の関係はいわゆるvan-Cittert Zernikeの定理から直接導くことができるが、上記のように平面照明光に立ち戻って考えると容易に導くことができる。本来van-Cittert Zernikeの定理の物理的意味が、

このような平面波照明による干渉性を意味しているが、従来の書物ではこの明かな解釈に言及されていなかった。照明の場合にも結像と同じくアイソプラナチック照明条件を考えれば、平面波による考え方が正当なことが理解できる。

(2) この関係は、以下の様に説明することもできる。光源の像が f_1 と f_2 とによって各フライアイ射出端にできている。それらの像は2次光源として物体をケーラー照明するが、各フライアイ上の像は同じ光源の像であるから干渉性を持ち、物体上には干渉による照明ムラが生じる可能性がある。しかしながら、光源の各点に対応した干渉縞が、互いに打ち消し合うように働けば、照明ムラは生じない。光源の中心は各フライアイの中心に像をつくり、それらの位相差はないので、同位相である。それらがさらに物体を照明するが、例えば物体中心Oでは同位相で強め合うことになる。一方、光源の周辺は各フライアイの周辺に像を作るが（フライアイ射出端での光源の大きさは $\rho \cdot f_2 / f_1$ ）、それらは同位相ではない。光源の周辺からの光はサブコンデンサーを通ったあと、傾き $\rho / (2 f_1)$ の平行光束となるので、隣合うフライアイ射出端像でも、光路差 $d \cdot \rho / (2 f_1)$ を持つことになる（これは、フライアイの偏芯による収差と考えることもできる）。これらの光も点Oを照明するが、この光路差が波長に比べて十分に大きければ、光源の中心からの光による干渉縞とは全く異なる位相差の干渉縞を作る。光源上の全ての点からの照明を考えると、それらの隣合うフライアイ射出端での位相差は激しく変化することとなり、これら全ての点からの照明による干渉縞が互いに打ち消し合うことになる。即ちあらためて

$$d \cdot \rho / (2 f_1) \gg \lambda \quad (4.2.1-2)$$

が干渉性を無視できる条件であることが示される。

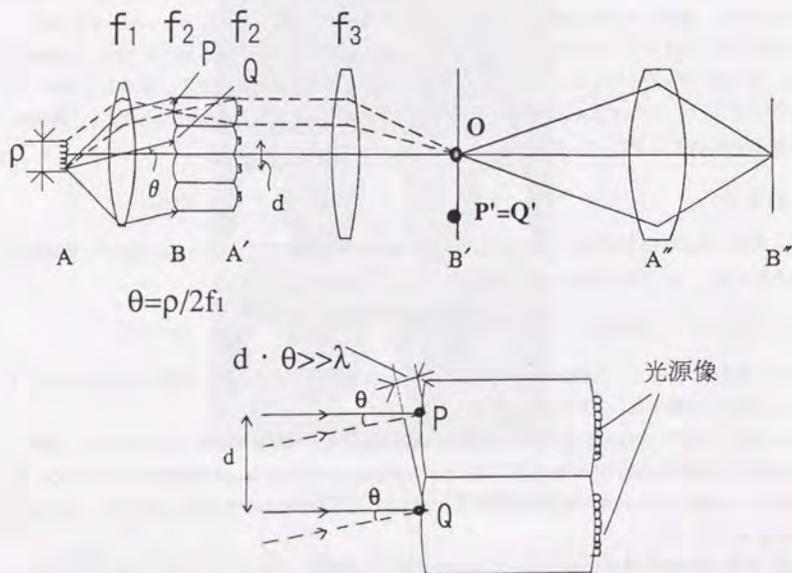


図4. 2. 1-1 フライアイ照明系の基本構成

4. 2. 2 レーザ光源による部分的コヒーレント照明

波長を短くする事は、焦点深度をあまり浅くせず解像力を高めることになる。このため、光源として超高圧水銀ランプのg-line (436nm) から、i-line (365nm) に移ってきた。さらに、短波長光源としてKrFエキシマレーザー (248nm)、ArFエキシマレーザー (193nm) が用いられるようになってきた。その他にYAGレーザー (4倍高調波266nm、5倍高調波213nm) なども検討されている。

エキシマレーザーは多モード発振であり波長幅も広いが、投影レンズの硝材の制限から色収差が発生してしまうため (Appendix 4-1 参照)、波長幅の狭帯域化がなされており、干渉性がよくなっている。ステッパーでは、部分的コヒーレントな照明が要求されるので、点光源に近い波長幅の狭い光源を用いて部分的コヒーレント照明する方法を考えなくてはならない。図4.2.1-1の光源の位置にレーザー光を集光させ、その位置をスキャンすれば部分的コヒーレントな照明を得ることができる。投影レンズによる1ショットの露光時間内にスキャンが終了すれば、空間的にインコヒーレントな面光源からの照明と実質的に同じとなる。フライアイを用いることは、このスキャン範囲が小さくて済むと同時に照明ムラを補正することとなる。現在のエキシマステッパーには基本的にこの方法が用いられており、より実質的な構成を図4.2.2-1に示す[3,4]。(4.2.1-2)式を満足するにはスキャン範囲が広くて実用的ではない。これを回避するため、図4.2.1-1におけるP、Q間の最大の位相差が次式に示すように $\lambda/2$ の整数倍 (N倍) となるように最適化している。

$$d \cdot \theta = \pm N \cdot (\lambda/2) \quad (4.2.2-1)$$

ここで、Nが小さいと、最大位相差の誤差によってインコヒーレント化が達成できなくなる。

エキシマレーザーはパルス発振であるため、隣り合うフライアイ入斜面間で位相差を細かく分割して照明しても、離れたフライアイ間では必ずしも十分に細かく分割されない。これも細かく分割するためには、相当多くのパルスで照明する必要がある。しかしながら、エキシマレーザーの場合には、射出波面内でも離れた点の間では空間的コヒーレンスが悪い[4,5]。そのため、近くのフライアイ間の干渉性のみを考慮すればよい。

図4.2.2-2には提案した別の方法を示す[6]。平行なレーザー光束は、長さの異なる柱状のガラス部材に入り、その射出面が球面となっているため、射出面近くに集光し点光源列を作る。これらの集光点が2次光源となって、コンデンサーレンズを通して物体を照明する。これらの2次光源は同一の(点)光源からの光であり干渉性があるが、各柱状部材の光路差を光源からの光の可干渉距離よりも長くすれば、点Oに到達したこれらの光は干渉しなくなる。即ち、柱状部材の段差を L_0 、屈折率を n 、可干渉距離を L_c としたとき

$$L_0 (n - 1) \gg L_c \quad (4.2.2-2)$$

を満たすようにすればよい。実際には、物体の大きさ等も考慮して光路差を設定する必要がある。また、数密に言えば屈折率の分散も考慮しなければならず、上式の n は群屈折率を用いなければならない[7]。

色収差補正を考えると可干渉距離 L_c は、KrFの場合でも

$$L_c = \lambda^2 / \Delta\lambda \approx 80\text{mm} \quad (4.2.2-3)$$

となる (Appendix 4-1)。このため図4.2.2-2の方法では、柱状のガラス部材が大きくなる。現在実用化されているのは、図4.2.2-1の方法である。

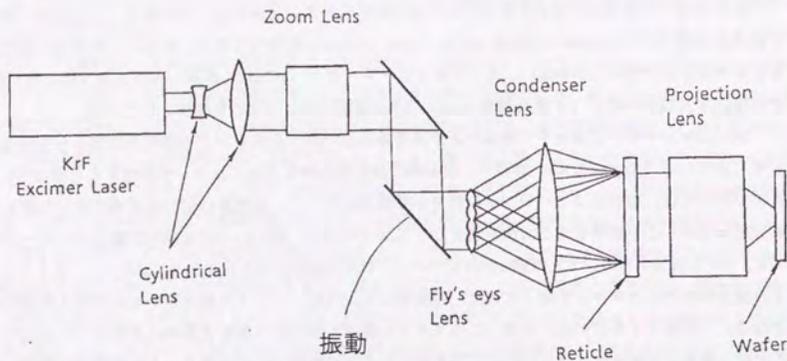


図4. 2. 2-1 レーザ光源照明用照明光学系
(その1)
(文献[4]より引用)

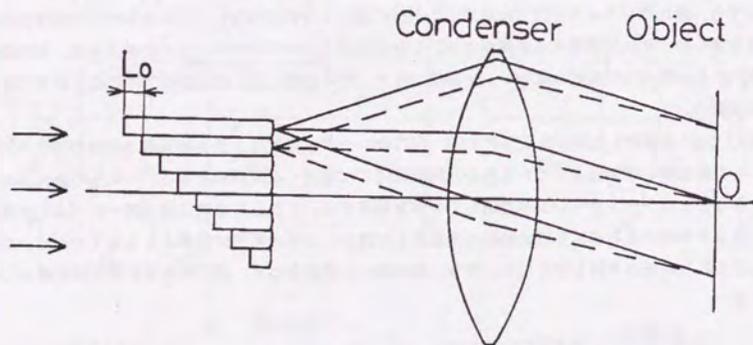


図4. 2. 2-2 レーザ光源照明用照明光学系
(その2)

Appendix 4-I 「短波長レンズと色収差」

短波長化において、光源の他に投影レンズに用いられる硝材の制約が問題となる。反射系で投影レンズができればよいが、高NAで画面を広くすることは、困難であり、屈折系の方が実用化しやすいと考えられる。エキシマレーザー（KrF波長248nm、ArF波長193nm）では、合成石英（SiO₂）と蛍石（CaF₂）が候補となるが、蛍石は大きな硝材は得られないので、大画角、大口径が要求されるステッパーでは使用できないと考えた方がよい。光学レンズでは一般に色収差が補正されていることが要求されるが、そのためには分散（波長による屈折率の変化）が異なる2種類以上の硝材が必要となる。合成石英だけでレンズを構成した場合には、必ず色収差が発生する。投影レンズを図I-1に示すようにモデル化して、色収差量（像面位置の波長によるズレ） ΔZ を計算してみる。Lを全長、 $\beta (<1)$ を倍率、 $f_i (i=1,2)$ を前後群の焦点距離、 ν を合成石英のアッペ数（ $\nu=(n-1)/\Delta n$ ）とすると、

$$f_2 / f_1 = \beta \tag{I-1}$$

$$\Delta f_i = f_i / \nu \tag{I-2}$$

$$\Delta Z = \Delta f_2 + \beta^2 \cdot \Delta f_1 \tag{I-3}$$

$$f_1 + f_2 = L \tag{I-4}$$

が成り立つ。 Δf_i は分散 Δn による各群の焦点距離の変化を示す。これらの式に、概略の値として、 $L=1000\text{mm}$ 、 $\beta=1/5$ 、および248nmでの分散 $\nu=850(\text{nm})$ を代入すると

$$\begin{aligned} \Delta Z &= (\beta + \beta^2) f_1 / \nu = \beta \cdot L / (2\nu) \\ &= 0.1 \cdot 1000(\text{mm}) / 850(\text{nm}) = 0.12 (\text{mm}/\text{nm}) \end{aligned} \tag{I-5}$$

となる（波長変化1nmにたいして、フォーカスが0.12mm移動する）。色収差による像点のずれを $0.1\mu\text{m}$ 以下にするためには、KrFを用いた場合 $\Delta\lambda=0.8\text{pm}$ が必要となる。可干渉距離は $\lambda^2/\Delta\lambda=77\text{mm}$ となる。同様に、ArFの場合には $\nu=300(\text{nm})$ を代入して

$$\Delta Z = 0.1 \cdot 1000(\text{mm}) / 300(\text{nm}) = 0.33 (\text{mm}/\text{nm}) \tag{I-6}$$

となり、像点のずれを $0.1\mu\text{m}$ 以下にするためには、 $\Delta\lambda=0.3\text{pm}$ が要求される。可干渉距離は124mmとなる。

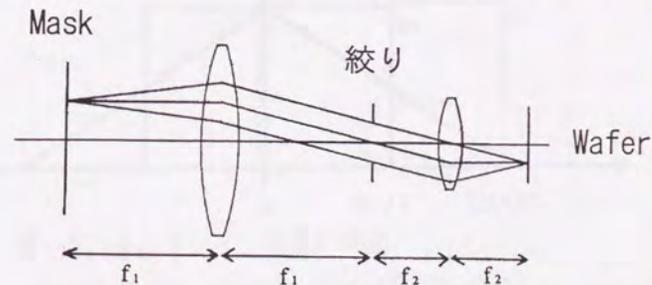


図 I-1 短波長化と投影レンズの色収差

4. 3 4章まとめ

露光波長の短波長化による高解像力化の検討を行った。従来のg線ではなくi線 ($\lambda=365\text{nm}$) を用いた投影光学系の設計製作を行い、一般ユーザーレベルで $0.8\mu\text{m}$ の微細パターンが形成できるようになった。この光学系は開口数も0.35と大きく、画面サイズは 10mm □である。設計には3節で検討したMTF計算法、球面収差のある場合の正弦条件、自動設計プログラムを用い、レンズ面の測定には正確なデフォーカス補正式を用いた。

さらに短波長とする場合に今後有望とみられるエキシマレーザーがある。これから広がったインコヒーレント光源を形成し、投影光学系リソグラフィに最適な照明を得る照明光学系を開発した。現在のエキシマステッパーには基本的にこの構成が用いられている。

4章 参考文献

- [1] Masato Shibuya and Masaomi Kameyama; "Optical Performance of a 10:1 reduction i-Line Lens for use with a Step-and-Repeat System" Proceedings of Kodak Microelectronics Seminar '84(SanDiego, 1984) pp52-57.
- [2] 渋谷真人; 「コヒーレンスと結像(2)」光学, 21 (1992) pp891-898.
- [3] 渋谷真人; 「照明光学装置」公開昭59-226317、公告平5-52487、1913143
- [4] 市原裕、河田真太郎; 「エキシマレーザーの空間的コヒーレンス」光学19 (1990) pp155-156.
- [5] S.Kawata, I.Hikima, Y.Ichihara and S.Watanabe; "Spatial coherence of KrF excimer lasers", Appl. Opt. 31 (1992) pp387-396.
- [6] 渋谷真人、上原誠; 「照明光学装置」公開昭60-230629
- [7] Tadao Tsuruta and Yutaka Ichihara; "Accurate measurement of lens thickness by using white-light fringes", Proc. ICO, J.J.A.P. 14 (1975) pp369-372.

5章 新高解像技術

投影光学系リソグラフィによる高解像力化をはかるため、4章ではレンズの高NA化、露光波長の短波長化をおこなった。しかしながら、高NA化では $NA < 1$ という原理的限界があり、収差設計および製造上の限界としても $NA < 0.7$ が考えられる。露光波長の短波長化にしても光源の問題、大気による露光光の吸収、レジストの開発、レンズ屈折材料の制限など多くの問題点がある。本章では、高NA化、短波長化以外の高解像力化の手法である、いわゆる超解像技術を検討する。

5. 1 位相シフト法

顕微鏡などの高解像技術は、より微細な物体を観察するためのものであり、光源形状を変えたり、光学系の瞳の形状や位相を変える方法であった。位相差顕微鏡では、光学系の瞳のフィルタリング(位相差を発生)とそれに合わせた光源形状の変形とを用いて、位相差のある物体の観察を可能とした。観察が目的であったため、物体そのものに工夫を加えることは考えなかった(ただし、ピンホールやプリズムプローブ走査によるニアフィールド顕微鏡は、物体そのものを加工したものと考えられるかもしれない)が、リソグラフィにおいては物体の観察が目的ではなく、所望のパターンをレジスト上に作れば良い。パターンに操作することにより高解像を得る方法が位相シフト法である。

5. 1. 1 従来の結像限界の考え方

一般のOTFの議論では、図5.1.1-1に示すようなOTF特性が示されている。これから一般にインコヒーレント照明下でのカットオフ周波数は $2NA/\lambda$ 、コヒーレント照明下でのカットオフ周波数は NA/λ とされる。また、斜め照明では0次回折光が瞳(レンズ開口)の周辺を通過するため図5.1.1-1(c)に示すような特性となる。しかしながら、インコヒーレントな結像(および部分的コヒーレントな結像)では像面上での強度を表現するような定式化がなされるのに対し、コヒーレントな場合には像面での振幅でしか議論していない。像面で観察されるのは強度であるから、コヒーレントな場合にも強度で評価しなければならない。従来のコヒーレント、インコヒーレントによるカットオフ、コントラストの相違の議論は見直す必要がある。この点の議論はほとんどなされていなかった。コヒーレントの場合には振幅分布のフーリエ成分のカットオフ周波数が NA/λ であるのなら、強度はその自乗であるから、 $2NA/\lambda$ の周波数のパターンが作られるのではないかと予想される。

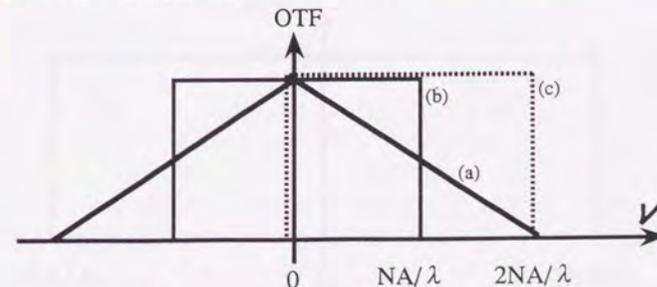


図 5. 1. 1-1 OTF特性

- (a) インコヒーレント
- (b) コヒーレント
- (c) コヒーレント(斜め照明)

5. 1. 2 平面波展開による結像の理解と高解像力化の発想

第2章で述べたように、結像は平面波間の干渉として考えることができる。この考えに基づき像側から結像状況を考えてみると、照明条件によらず $2NA/\lambda$ の周波数の像が作られることが容易にわかる。図5.1.2-1に示すように瞳の両端からの光の干渉によってつくられるパターンが丁度 $2NA/\lambda$ の周波数をもつのである。これが位相シフト法着想の原点である。このような特性を持つものはないかと考えてみると、図5.1.2-2に示すような振幅透過率をもつ位相物体を考えれば、2つの対称な周波数成分をもつことがわかる。これをコヒーレント照明すれば2つの平面波の干渉によってパターン（像）が形成されることがわかる。位相物体の周期を適当な値とすれば、 $2NA/\lambda$ の周波数のパターンが作られる。

この場合物体振幅透過率の位相分布 $U(x)$ は周期 v_0 として次のようになる。

$$U(x) = \cos(2\pi v_0 x)$$

$$= 1/2 \{ \exp[i2\pi v_0 x] + \exp[-i2\pi v_0 x] \} \quad (5.1.2-1)$$

このexpの各項は1次回折光と-1次回折光を示す。この物体をコヒーレント照明（平行光で垂直に照明）したときに、この2つの回折光がレンズを透過すれば、像の強度分布 $I(x)$ は

$$I(x) = \cos^2(2\pi v_0 x)$$

$$= 1/2 \{ 1 + \cos[4\pi v_0 x] \} \quad (5.1.2-2)$$

となる。回折光が通過する条件は $v_0 \leq \lambda/NA$ であり、コントラストは像のピッチ $\lambda/2NA$ まで1となる。図5.1.2-3に示すようなコントラストの伝達特性を得るのである。

この基本的アイデアを投影光学系リソグラフィに應用すれば高解像力化が図られる。

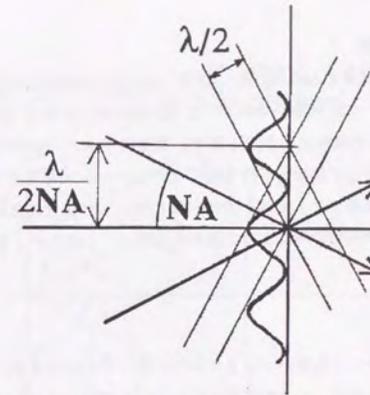


図 5. 1. 2-1 開口の両端からの平面波による干渉縞の形成

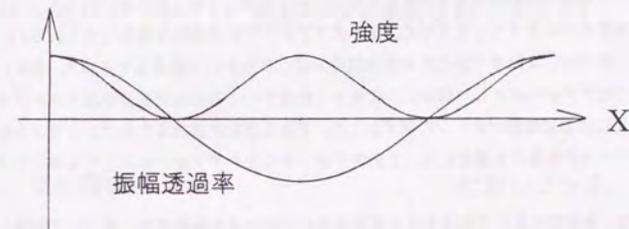


図 5. 1. 2-2 最小パターンを作るためのマスクの透過率

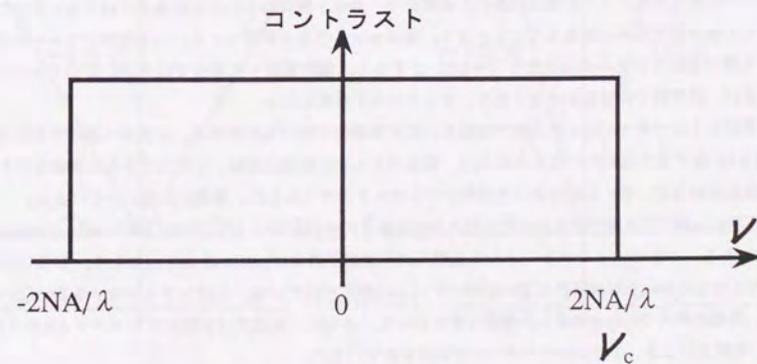


図 5. 1. 2-3 位相格子でパターンを作るときのコントラスト特性

5. 1. 3 位相シフト法の現実解

この原理をリソグラフィに適用するには、図5.1.2-2に示すような分布というのは実際的ではない。実際のパターンとしては白黒パターンが現実的である。さらに実際的な位相板（位相シフター）を考慮したものを図5.1.3-1に示す[1,2,3]。この図により説明し直す。従来のマスク（位相シフターがない）では平面波で照明すると、0次回折光、±1次回折光が作られ、これらがレンズを通過した後ウエファー上で干渉してパターンが形成されるが、位相シフトマスクでは、開口部に1つ置きに位相シフターを設けているため、0次光がなくなり、±1次回折光のみによって像が作られる。このため、像の基本ピッチは

$$P = \lambda / 2 NA \quad (5.1.3-1)$$

となり、かつこのような微細パターンでも高いコントラストを得ることができる。従来マスクをコヒーレント照明（平面波で照明）した場合には、±1次回折光がレンズを通過しないものが、位相シフターを設けることにより、線幅Rの4倍の長周期パターンが作られ、±1次回折光が通過すると解釈することもできる。即ち、従来のコヒーレント照明の2倍の解像限界周波数となる。一方、図5.1.1-1に示したように、インコヒーレント照明では解像限界周波数はコヒーレント照明の2倍となるが、OTF（コントラストに対応）は解像限界で0になってしまうため、リソグラフィでの実用的な解像は得られない。

位相シフト法では、2光束干渉のため焦点深度が深くなるという利点もある[4,5]。図5.1.3-2に示すように、従来法ではデフォーカスした場合に0次光と1次光でつくられた正弦波強度パターンの横ずれと、0次光と-1次光による正弦波パターンの横ずれとの、ずれる方向が異なるためコントラストが低下する。一方位相シフトマスクを用いた場合には、2光束干渉であるためデフォーカスしてもコントラストに変化がない。

これまで、本研究において基本をなす平面波間の干渉による結像概念に基づいて議論してきた。平面波で考えることはフーリエ座標で考えることになる。実座標である物体面および像面で議論するならば、位相シフト法は、次のように説明することができる。図5.1.3-3に示すように、従来のマスクを用いた場合、ウエハーに作られたマスクの像は回折のため拡がり、隣合う開口部からの回折像が干渉する。そのため、それらの境界部でも高い強度もつこととなり、像のコントラストが低下する。一方位相シフトマスクでは隣合う開口部からの光の位相差を π ($=\lambda/2$) とすると、像の重なった部分では干渉によって互いに打ち消し合い、境界部での強度が小さくなり、コントラストが高くなる。

実際のICパターンは1次元的ではなく、また周期的でないものがある。2次元へ適用するために、図5.1.3-4に示すようなものが考えられる[1]。孤立パターンに有効な方法、2次元のさらに複雑なパターンに有効な方法など、多くの変形された位相シフトマスクが考え出され、実用化に役だっている[6]。

実際に位相シフト法で焼き付けたレジストの現像パターンを図5.1.3-5に示す。i線($\lambda=365\text{nm}$)、 $NA=0.5$ 、 $\sigma=0.3$ である。いわゆるインコヒーレント光学系の解像限界線幅は $\lambda/4NA=0.183\mu\text{m}$ である。位相シフト法により $0.225\mu\text{m}$ という解像限界に近い微細パターンが形成されている。位相シフトマスクを用いない場合には、同様の条件で $0.4\mu\text{m}$ 程度しか形成できなかった。さらに、最近では位相シフトマスクとKrF ($\lambda=248\text{nm}$) の露光により、 $0.13\mu\text{m}$ のパターンが形成されている[7]。

このように、位相シフト法により投影光学リソグラフィの解像力が向上し、4GビットDRAMも光リソグラフィで可能な状況となってきた。位相シフト法の解像特性は6.1.5節、6.2節で詳しく議論する。

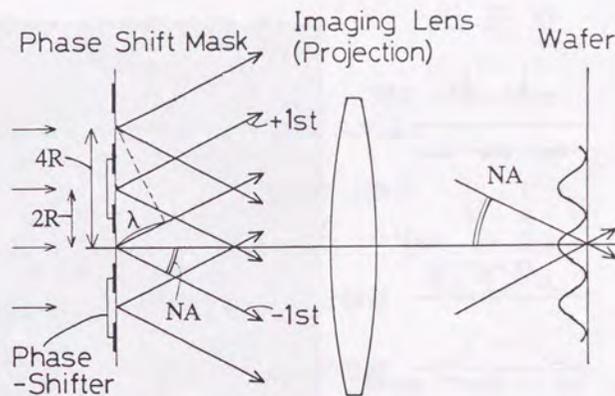


図5. 1. 3-1 位相シフト法の原理（その1）

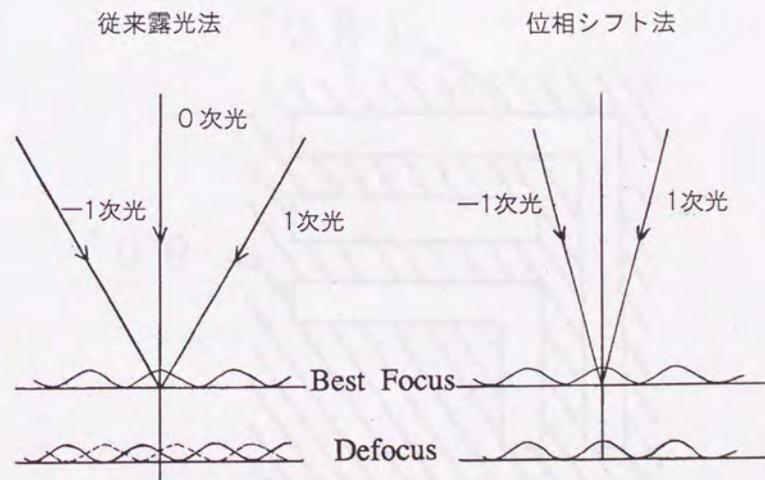


図5. 1. 3-2 従来露光法と位相シフト法のデフォーカス特性

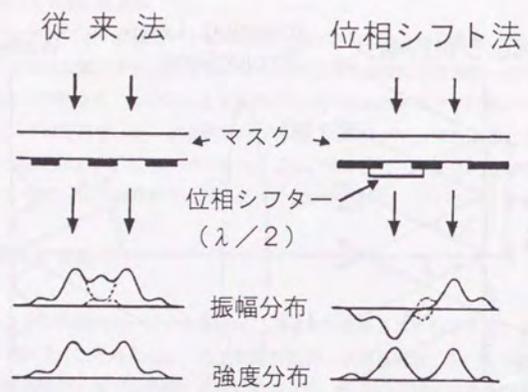


図5. 1. 3-3 位相シフト法の原理 (その2)

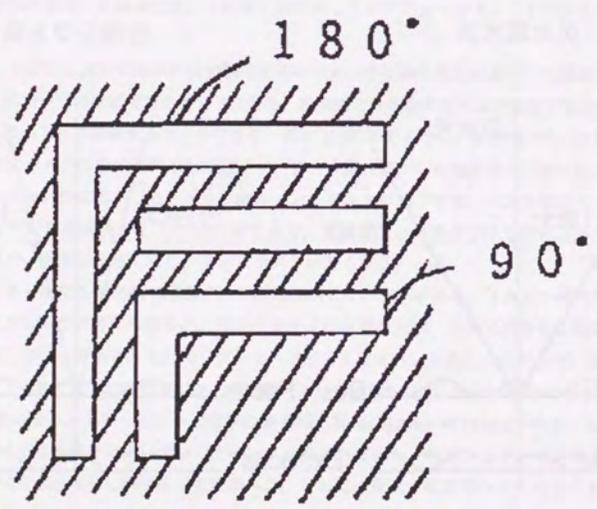
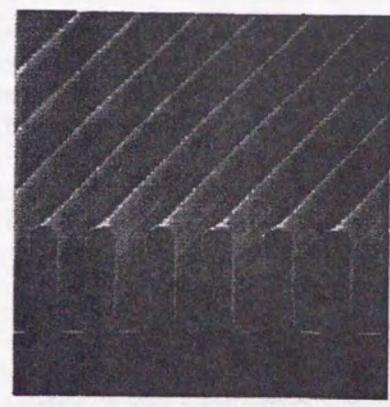


図5. 1. 3-4 2次元の位相シフター配置



10X i-line Lens

NA = 0.5
σ = 0.3

Resist : THMR-iN100 1.0μmt

0.225μm L/S

図5. 1. 3-5 位相シフト法によるレジスト像

5. 2 輪帯照明による解像力向上

通常のマスクにおける結像を考えて見る。平面波間の干渉によって結像されるが、通常マスクの場合、基本的に0次光と1次光の干渉による。それ故、微細なパターンを得るためには0次光を瞳の周辺を通すことが考えられる。また、従来の部分的コヒーレント照明では、図5.2-1に示すように、パターンが微細になると瞳中央部からの照明の±1次回折光はレンズを通らなくなる。このとき中央部からの照明の0次光はパターンは作らず、像強度のDC成分となり像コントラストを低下させることになる。これらのことから、リソグラフィで要求される高コントラストを得るためには、瞳中央部からの照明をなくすことが有効と予想される。実際に照明を輪帯状にすることにより、微細パターンに対して高コントラストを得ることができた[8]。この方法による有効性については、6.1.4節、6.2節で議論する。

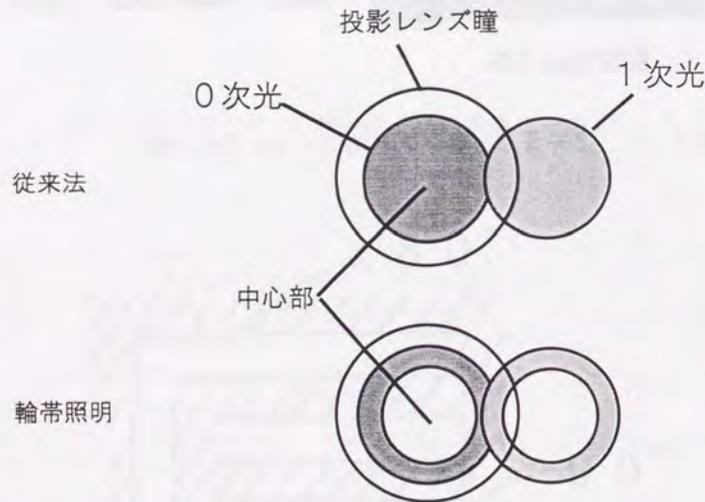


図 5. 2-1 従来法と輪帯照明における回折光

5. 3 非線形レジスト多重露光による超解像 (NOLMEX法)

5. 3. 1 原理

5.1.2節で説明したように光学系において作られる最小パターンは、瞳の両端からの干渉によるものである。光学系によって一括露光する限り、位相シフト法を用いても、カットオフ周波数 $\nu_c = 2NA/\lambda$ より高解像なパターンは形成されない。

この限界を越える新たな方法として、NOLMEX法 (Non-Linear Multiple Exposure 法) を考えた[9-14]。本方法によれば光学系のカットオフ周波数 $\nu_c = 2NA/\lambda$ の2倍細かいパターンを作ることができる。本方法の基本的な要件は

- (1) 感度特性の非線形 (露光の各瞬間における反応量が露光強度に比例しない。現像において反応速度が露光強度 I の n 乗($n \neq 1$)の関数である。) なレジストを用いる。
- (2) 現像前に多重一括露光すること。

の2つである。さらに

- (3) 一回の露光において位相シフト法などの従来の超解像技術を用いて一括露光すること。

が効果的である。ここで非線形なレジストとして例えば2光子吸収レジストが考えられる[15]。

図5.3.1-1にNOLMEX法の原理を示す。一回の露光においても高解像を得るために、位相シフト法を用いるとする。一回の露光でピッチ $P = \lambda/2NA$ の正弦波状の像強度分布 $I(x)$ が作られる。

$$I(x) = 1 + \cos(2\pi x/P) \quad (5.3.1-1)$$

2光子吸収レジストの反応は像強度の2乗に比例するため、次式で表される有効強度 $I_{\text{eff}}(x)$ を考えることにする。

$$I_{\text{eff}}(x) = I^2(x) = 3/2 + 2\cos(2\pi x/P) + 1/2\cos(4\pi x/P) \quad (5.3.1-2)$$

レジスト反応量である潜像濃度は有効強度に対応 (有効強度の関数) して形成されるので、像強度が強調された物となる。しかしながら、この段階では、潜像のピッチはあくまで像強度のピッチ $\lambda/2NA$ と同じであり、光学系の解像限界は越えていない。ここで、マスクをずらして作られる像強度の位置がピッチの半分だけずれるようにし、2回目の露光をおこなうことを考える。2回露光による有効強度は2回の各々の露光で作られる有効強度の和であり、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} I_{\text{eff}}(x) &= 3/2 + 2\cos(2\pi x/P) + 1/2\cos(4\pi x/P) + 3/2 + 2\cos(2\pi (x+P/2)/P) + 1/2\cos(4\pi (x+P/2)/P) \\ &= 3 + \cos(4\pi x/P) = 3 + \cos(2\pi x/P') \end{aligned} \quad (5.3.1-3)$$

この有効強度の周期は $P' = P/2 = \lambda/4NA$ であり、光学系の解像限界の2倍細かいパターンが作られることになる。コントラストは1/3である。潜像濃度分布もこの有効強度分布に対応して光学系の解像限界の2倍細かいものとなる。

従来のレジスト (感度が線型) を用いて2回露光しても、有効強度は180度位相のずれた正弦波の和であり、これは一様な値をもつこととなりパターンは形成されない。

位相シフトマスク

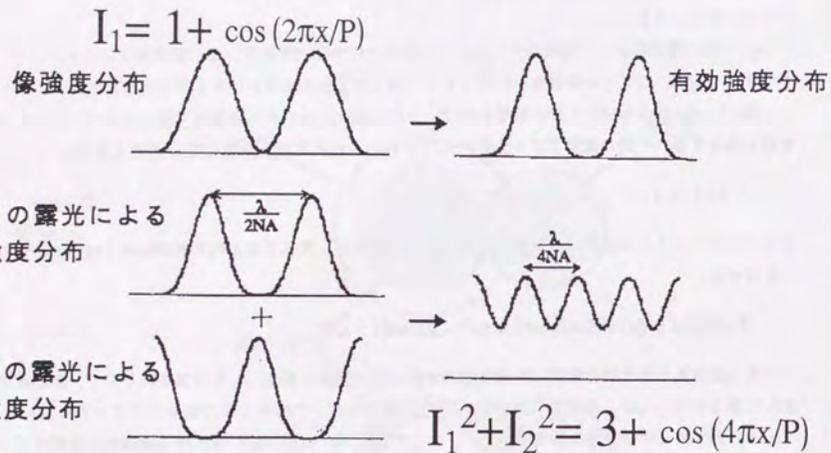
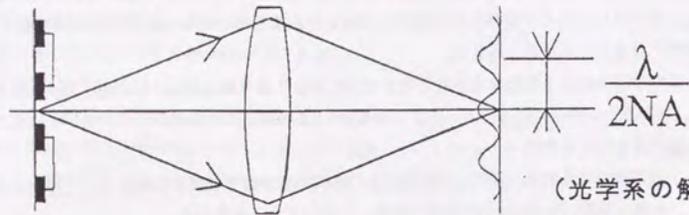


図 5.3.1-1 NOLMEX法の原理

5.3.2 点像走査露光との比較

多重露光のやり方として、EB露光装置のような点像走査露光も考えられる。通常のレジストを用いた場合には、インコヒーレント一括露光と同じ特性であり、光学系の点像強度分布を $F(x)$ 、物体の強度分布を $I_0(x)$ 、像強度分布を $I(x)$ 、それらのフーリエ変換を $\tilde{F}(v)$ 、 $\tilde{I}_0(v)$ 、 $\tilde{I}(v)$ とすると、

$$I(x) = I_0(x) \otimes F(x) \quad (5.3.2-1)$$

$$\tilde{I}(v) = \tilde{I}_0(v) \cdot \tilde{F}(v) \quad (5.3.2-2)$$

となる。ここで \otimes はコンボリューションを意味する。この $\tilde{F}(v)$ を $\tilde{F}(0)$ で規格化したものが、光学系の OTF である。2光子吸収レジストを用いると、有効強度分布は点像強度分布 $F(x)$ の2乗となるので、

$$I_{\text{eff}}(x) = I_0(x) \otimes F(x)^2 \quad (5.3.2-3)$$

$$\tilde{I}_{\text{eff}}(v) = \tilde{I}_0(v) \cdot (\tilde{F}(v) \otimes \tilde{F}(v)) \quad (5.3.2-4)$$

となり、伝達関数が $\tilde{F}(v) \otimes \tilde{F}(v)$ となる。よって図5.3.2-1(b)に示すように伝達関数のカットオフ周波数が通常のインコヒーレントOTF (図(a)) の2倍となる。しかしながら、この場合に得られるコントラストはほとんど0である。これに対して位相シフト法を用いた一括多重露光では図5.3.2-1(d)の様なコントラストであり、カットオフが2倍になるだけでなく、そこでのコントラストも1/3を得ることができる。なお、曲線(c)は位相シフト法の場合である。

2光子吸収レジストの特性を適当に仮定して、現像後の形状をシミュレーションしたのが図5.3.2-2に示してある[10]。NA=0.35, $\sigma=0.25$, $\lambda=0.365\mu\text{m}$ の投影レンズで、 $0.4\mu\text{mL/S}$ パターン位相シフトマスクを露光したと想定している。 $0.2\mu\text{mL/S}$ パターンが形成されている。ここで用いたレジストパラメーターは恣意的に透過率を高くし、良い断面形状を得るようにしたものであるが、将来技術としてのNOLMEX法の可能性が示されていると考える。

ラインアンドスペースパターンの場合について説明したが、複数マスクの利用により、非周期的な場合や2次元パターンに適用することも可能である。図5.3.2-3にはその場合の例を示す。

もし3光子吸収レジストを用いることができればさらに高解像なパターンを得ることができるし、 $4NA/\lambda$ の周期パターンならばコントラスト3/5を得ることができる。

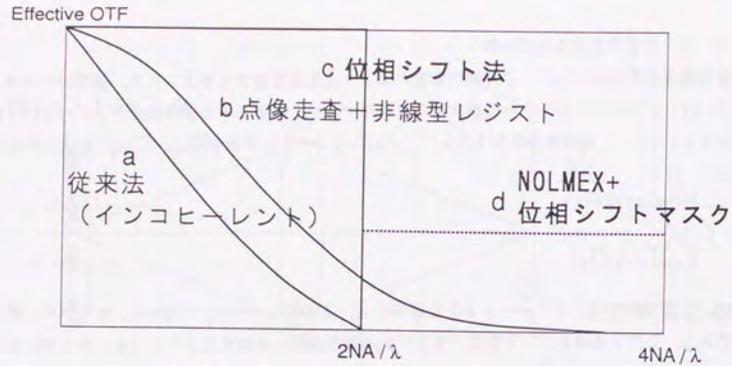


図 5.3.2-1 OTFによる比較

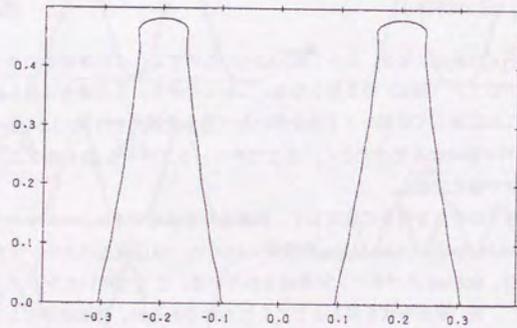


図 5.3.2-2 現像後シミュレーション

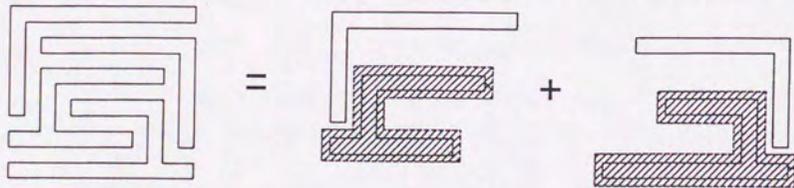


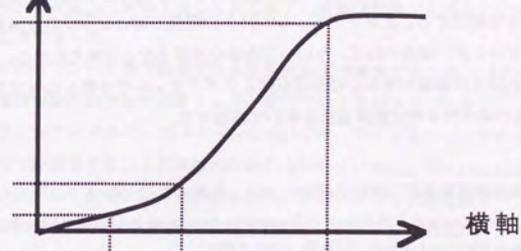
図 5.3.2-3 2次元パターンへの適用

5.3.3 反応速度の非線形形との比較

NOLMEXにおいて考えられている非線形性は現像における露光量と反応速度の非線形性では代用できない。図5.3.3-1に反応速度曲線を示す。いま、正弦波強度分布を半周期ずらして2回露光してみる。一般に用いられている反応速度曲線の横軸はDOSE量、即ち強度 I と露光時間 t の積である。通常の線形な感度特性をもつレジスト ($m=1$) で正弦波強度パターンを2重露光した場合を考えると、ピークとボトムが重なったところで照射される強度は $2I_0+0=2I_0$ 、中間位置では $I_0+I_0=2I_0$ となり、結局パターンの形成は起らない。このように反応速度の非線形性ではNOLMEX法を達成することはできない。

これに対し、非線形レジストの場合には横軸が $I^m \cdot t^m$ ($m \neq 1$) となる。2光子吸収レジストでは $I^2 \cdot t$ となる。2回ずらし露光すると、ピークとボトムが重なったところで照射される強度は $(2I_0)^2+0=4(I_0)^2$ 、中間位置では $(I_0)^2+(I_0)^2=2(I_0)^2$ となり、パターンが作られることになる。

反応速度 (ネガ型レジストの場合)



$m=1$	I_0	$I_0+I_0=2I_0$	$I \cdot t (=Dose)$
$m=2$	I_0^2	$I_0^2+I_0^2=(2I_0)^2$	$I^2 \cdot t$

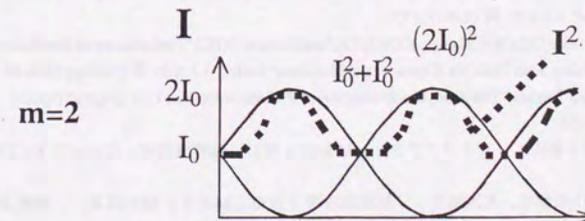
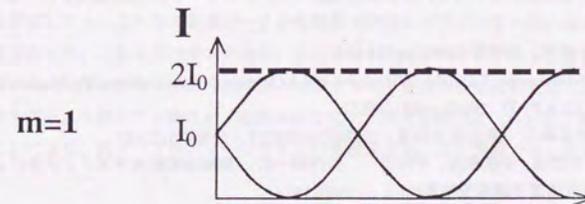


図 5.3.3-1 反応速度と非線形性

5. 4 5章のまとめ

投影光学系の高NA化、短波長化による高解像力化には原理的および技術的に限界がある。これらの手法以外のいわゆる超解像技術とよばれる手法を検討した。

平面波間の干渉によって像が形成されるという結像概念に基づいて、光学系の特性、とくに解像限界を見直すことにより、位相シフト法という超解像技術に到達した。位相シフト法はマスク上の隣り合う開口部に位相差を設けるものであり、従来の光学理論では十分なコントラストが得られないとされてきた光学系のカットオフ周波数 $2NA/\lambda$ まで、十分なコントラストを得ることができるようになった。この発明により、短波長露光(KrF, 248nm~ArF, 193nm)を行えば、投影光学系リソグラフィーによって $0.13\mu\text{m}\sim 0.1\mu\text{m}$ (4~16GビットDRAM)までの微細パターン形成も現実のものとなってきた。

小さな改良のわりに比較的効果のある方法として、輪帯照明法を検討した。

将来技術として、さらに高解像力をえる方法としてNOLMEX法を提案し理論的検討をおこなった。非線形な感度特性をもつレジストと一括多重露光を行うことにより、光学系の解像限界の2倍細かいパターンを有限なコントラストで形成することができる。レジストの開発、低コントラスト現象プロセスの開発などが課題として残っているが、実現すれば、たいへん有効な技術となると考えられる。 $0.1\mu\text{m}$ (16GビットDRAM)あるいはそれ以上の微細パターンの形成が光リソグラフィーで可能となってきた。

なお、これらの技術の特性は6章で新評価法を用いて議論する。

5章参考文献

- 1) 渋谷真人:「透過照明用被投影原版」特許公開57-62052、特許公告62-50811
- 2) M.D.Levenson, N.S.Viswanathan and R.A.Simpson: "Improving resolution in photolithography with a phase-shifting mask" IEEE Trans. Electron Devices, ED-29 (1982)1828.
- 3) 渋谷真人:「位相シフト法」、半導体研究所報告、30巻3号(1995)pp9-16.
- 4) Masato Shibuya and Tadao Tsuruta: "Resolution vs depth of focus in the resolution-enhanced optical system for lithography" SPIE 1780 (1992)pp117-131.
- 5) 渋谷真人、鶴田匡夫:「像強度の解析的公式と投影光学系リソグラフィーの実用解像度」光学21 (1992) pp688-697.
- 6) 岡崎信次:「位相シフト技術」光学20 (1991) pp488-493.
- 7) A.Imai, N.Asai, T.Ueno, N.Hasegawa, T.Tanaka, T.Terasawa and S.Okazaki: "0.13 μm pattern Delineation Using KrF Excimer Laser Light" J.J.A.P. 33 (1994) pp6816-6822.
- 8) 堀内敏行、鈴木正則、渋谷真人:「投影露光装置」公開昭59-226317、公告平5-52487
- 9) 渋谷真人、大木裕史、小松雅也、小沢稔彦、中村信一、竹内裕一郎:「超解像投影光学系リソグラフィー」第54回応用物理学会学術講演会講演予稿集No.2、(1993)550.
- 10) H.Ooki, M.Komatsu and M.Shibuya: "A Novel Super-Resolution Technique for Optical Lithography-Nonlinear Multiple Exposure Method" J.J.A.P. 33 (1994)L177.
- 11) Masato SHIBUYA, Toshihiko OZAWA, Masaya KOMATSU and Hiroshi OOKI: "Performance of Resolution Enhancement Technique Using Both Multiple Exposure and Nonlinear Resist" J.J.A.P. 33 (1994)pp6874-6877.
- 12) Masato Shibuya and Tadao Tsuruta: "The Analytical Evaluation of Projection Optical Lithography" Optical Review, 2 (1995) pp148-153.
- 13) 渋谷真人、小松雅也、大木裕史:「光リソグラフィーにおける新しい超解像技術」OpluE, No.174 (1994)pp67-69.
- 14) 渋谷真人、小沢稔彦、小松雅也、大木裕史:「超解像技術「NOLMEX」法の開発」、発明,91 (1994) pp92-95.
- 15) E.S.Wu, J.H.Stricker, W.R.Harrell and W.W.Webb: Proc. SPIE-1674 (1992)776

6章 投影光学系リソグラフィー技術の評価

6.1 新評価法

6.1.1 従来の評価法の問題点

投影光学系リソグラフィーでは、一般に、解像線幅(R)、焦点深度(d)を次式を用いて評価している。

$$R = k_1 \cdot \lambda / NA \quad (6.1.1-1)$$

$$d = k_2 \cdot \lambda / NA^2 \quad (6.1.1-2)$$

ここで、 λ は露光波長、NAは投影光学系のウエファー(像)側開口数、 k_1 、 k_2 はプロセスファクターと呼ばれ経験的に決まる定数である(通常 $k_1 \approx 0.8$ 、 $k_2 \approx 1.0$ 程度の値が用いられ、また古典的な結像理論では $k_1 = 1/4$ 、 $k_2 = 1/2$ となる)。これらの式は簡便にリソグラフィーの評価ができるという利点はある。しかし、実際には焦点深度はパターン寸法の関数であるし、逆に解像線幅は必要な焦点深度の関数である。また、 k_1 、 k_2 は照明条件やレジストプロセスに依存する。それゆえ、この2つの式によって実用的な解像力、焦点深度を正しく評価することはできず、厳密な結像シミュレーションおよびレジストシミュレーションが必要であった。

投影光学系リソグラフィーの実用解像度は必要焦点深度で解像できる最小パターン寸法で定義することができる。この実用解像度は光学的パラメーターだけでなくレジストプロセスにも依るが、最も一般に評価に用いられるラインアンドスペースパターンについては、ラインとスペースのそれぞれの中点の強度によるコントラストで評価できることが実験的に確かめられている[1]。図6.1.1-1には、横軸に適当に規格化した線幅、縦軸に規格化したデフォーカス量を取り、計算によって求めた等コントラスト曲線が実線で示されている。各レジストプロセスにおいて、ある線幅のレジスト像の寸法精度が $\pm 10\%$ で作られるデフォーカス許容量が点直線で示されている($\lambda = 365\text{nm}$, $NA = 0.42$, $\sigma = 0.5$ の実験条件)。この図から、各レジストプロセスに対して、光学像のコントラスト計算によって、実用解像度を十分議論でき、投影光学系リソグラフィーシステムの評価ができることがわかる。

しかしながら、部分的コヒーレント照明下の回折積分による厳密な像コントラスト計算によって実用解像度を評価しても、これらの計算データから投影光学系のパラメーター間の基本的な関係を読み取ることは困難であった。これを解決するために、拡がりのあるインコヒーレント光源による2光束干渉縞コントラストの公式[2]を拡張して、結像光学系のコントラストを求める解析的な式を導いた[3,4]。この式を従来型結像光学系、位相シフト法[5,6]、輪帯照明方式[7]、照明制御方式(SHRINC照明法)[8]などに適用することにより、光リソグラフィーシステムの性能が見通しよく議論でき、将来の開発方針を明確にできる。

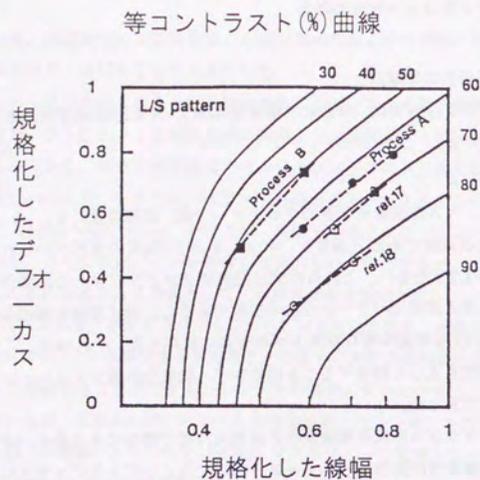


図6. 1. 1-1 規格化したR(線幅)-d(デフォーカス)平面内における、L/Sパターン空間像等コントラスト曲線(実線)と実プロセス解像限界(点線)
 ([1]H. Fukuda, A. Imai, T. Terasawa and S. Okazaki;
 IEEE Trans. Elect. Devices, Vol. 38(1991) 67-75.
 より引用)

6. 1. 2 新評価法の基本的な考え方

広がったインコヒーレント光源からの2光束干渉の概念を図6.1.2-1に示す。点Bの近傍に干渉縞ができ、強度は比例定数を除き次式で表される。

$$I(B) = 1 + \text{Real}[\mu(B_1, B_2)] \frac{2 a_1 a_2}{a_1^2 + a_2^2} \quad (6.1.2-1)$$

$$\mu(B_1, B_2) = \frac{\int l(S) \exp\{-i2\pi/\lambda \cdot (AB_1B - AB_2B)\} dS}{\int l(S) dS} \quad (6.1.2-2)$$

ここで、 $I(B)$ は点Bにおける干渉縞の強度、 a_1 、 a_2 は2つの光束の振幅の大きさ、 λ は波長、 $l(s)$ は光源の広がりを示す。 $|\mu(B_1, B_2)|$ が干渉縞のコントラストを表す。

この式を投影光学系によるラインアンドスペース像のデフォーカスにおけるコントラストの計算に適用してみる。光源の広がりが、照明光源の大きさに対応し、図6.1.2-1における異なる光路が、物体(レチクル)による異なる回折光に対応する。

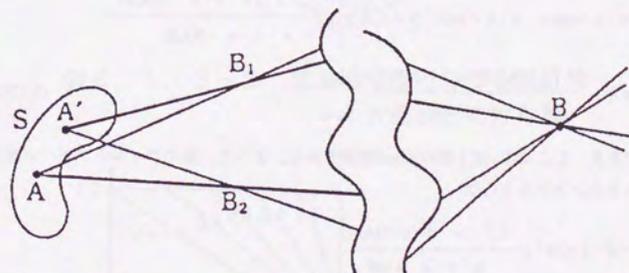


図6. 1. 2-1 2光束干渉の模式図

6. 1. 3 従来照明法 (円形光源)

6. 1. 3. 1 理論

ラインアンドスペースパターンの線幅が狭くなると、0次回折光と±1次回折光だけで像が作られるようになる。図6.1.3-1に示すように射出瞳上にそれらの回折光が作られ、それらによる干渉縞が像面 (wafer上) にできる。光源の各点sからの0次回折光、±1次回折光の像空間での波数ベクトルを k_0 、 k_1 、 k_{-1} 、各回折光の振幅を a_0 、 a_1 、 a_{-1} とすると、デフォーカスdの像面上の点B(x,0,d)における干渉縞強度は、3つの回折光間の干渉を考えることにより以下のように表される。

$$\begin{aligned}
 I(x) &= a_0^2 + a_1^2 + a_{-1}^2 \\
 &+ 2 \cdot a_0 \cdot a_1 \cdot \text{REAL} \left\{ \frac{\int ds l(s) \exp[-i(k_1 - k_0)r]}{\int ds l(s)} \right\} \\
 &+ 2 \cdot a_0 \cdot a_{-1} \cdot \text{REAL} \left\{ \frac{\int ds l(s) \exp[-i(k_{-1} - k_0)r]}{\int ds l(s)} \right\} \\
 &+ 2 \cdot a_1 \cdot a_{-1} \cdot \text{REAL} \left\{ \frac{\int ds l(s) \exp[-i(k_{-1} - k_1)r]}{\int ds l(s)} \right\} \quad (6.1.3-1)
 \end{aligned}$$

ここでrは点Bのガウス像面中心Oからの位置ベクトルである。一般には円形光源が用いられており、光源の大きさを $\sigma \cdot NA$ とする。また、回折光の大きさを規格化し、 $a_0=1$ 、 $a_1=a_{-1}=a$ と置き換える。等線幅パターン (ライン幅とスペース幅が等しい) では、 $a_0=1$ 、 $a_1=a_{-1}=2/\pi$ となる。よって(6.1.3-1)式は、 $2R$ をパターンピッチとおいて、

$$\begin{aligned}
 I(x) &= 1 + 2a^2 + 4a \cdot \cos(\pi \cdot d \cdot \lambda / (4R^2)) \cdot \cos(\pi x/R) \frac{2 \cdot J_1(\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \\
 &+ 2 \cdot a^2 \cdot \cos(2\pi x/R) \frac{2 \cdot J_1(2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \quad (6.1.3-2)
 \end{aligned}$$

と表わすことができる。ここで J_1 は1次のBessel関数である。よって、像のラインとスペースのそれぞれの中点の強度によるコントラストCは

$$C = \frac{4a \cdot \cos(\pi \cdot d \cdot \lambda / (4R^2)) \frac{2J_1(\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R}}{1 + 2a^2 + 2a^2 \cdot \frac{2 \cdot J_1(2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R}} \quad (6.1.3-3)$$

となる。この式は、コントラストC、デフォーカスd、パターン線幅R、開口数NA、コヒーレンスファクター σ および露光波長 λ の間の解析的な関係を示している。ただし、この式では瞳によって回折光がけられないことが仮定されている。

パターンサイズが微小となると1次回折光が光学系を透過しなくなり、ガウス像面 (ベストフォーカス) においても、コントラストが低下してくる。1次回折光が瞳内に入る境界付近での、ガウス像面上コントラストを導く。図6.1.3-2に示すように、±1次回折光が瞳の境界に作られる。このとき瞳外の回折光

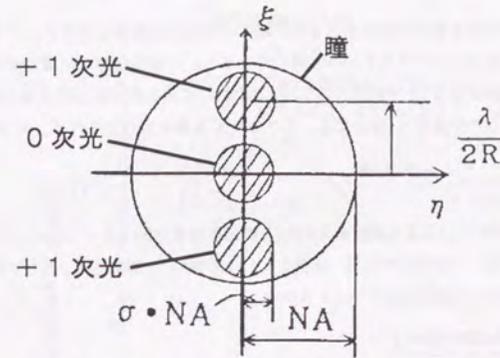


図6. 1. 3-1 従来照明法における回折光

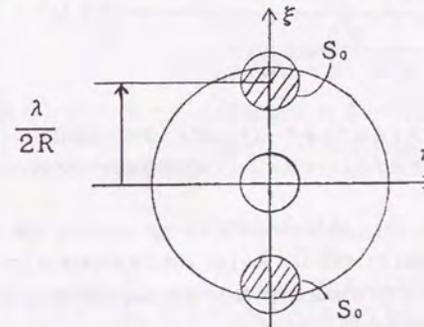


図6. 1. 3-2 従来照明法における回折光 (+1次回折光のけられ)

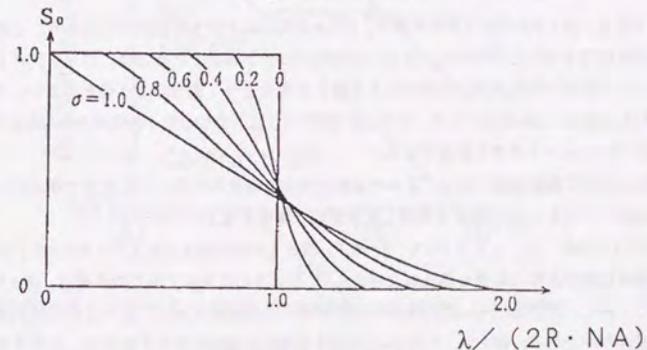


図6. 1. 3-3 +1次回折光のけられ量 S_0

が少ないときは、±1次回折光間の干渉が生じるが、瞳外の回折光が大きくなると、±1次回折光間の干渉は起きない。実際に必要なコントラストから計算してみると、干渉が起きない場合を考えれば十分である。回折光の内、瞳内の割合を S_0 とすれば、(6.1.3-2)式において±1次回折光による定数項は S_0 倍、0次光と±1次回折光による干渉項も S_0 倍となる。デフォーカス量 $d=0$ とすれば、コントラストは、

$$C = \frac{4 a \cdot S_0}{1 + 2 a^2 \cdot S_0} \quad (6.1.3-4)$$

となる。ここで、 S_0 とパターンによる回折角 $\lambda/(2R)$ との関係は部分的コヒーレントOTFと空間周波数との関係と完全に一致することは明かである。横軸を $\lambda/(2R \cdot NA)$ 、縦軸を S_0 として図6.1.3-3のようになる。このグラフの傾斜部分を直線近似すると、おおよそ

$$S_0 - 0.45 = - \frac{\lambda/(2R \cdot NA) - 1}{1.5 \sigma} \quad (6.1.3-5)$$

となる。(6.1.3-4)式、(6.1.3-5)式より

$$\lambda/(2R) = [1 - 1.5 \cdot \sigma \left(\frac{C}{4 a - 2 a^2 \cdot C} - 0.45 \right)] \cdot NA \quad (6.1.3-6)$$

となる。

デフォーカスによるコントラストの低下を表す(6.1.3-3)式と、ガウス像面において瞳による回折光のけられによるコントラストの低下を表す(6.1.3-6)式によって実用解像範囲が解析的に求まることになる。

6. 1. 3. 2 計算結果

図6.1.3-4にはデフォーカス $d=0.75 \mu\text{m}$ 、コヒーレンスファクター $\sigma=0.2$ 、波長 $\lambda=0.4358 \mu\text{m}$ の場合にコントラストが0.7となる等線幅 L/S パターン ($a=2/\pi$) の開口数依存性を示してある。厳密な回折計算結果を黒丸で示してある。(6.1.3-3)式のBessel関数の部分の変化は \cos の項の変化に比べて小さいので、これを1とおき、さらに $a=2/\pi$ を代入して、

$$C = \frac{8/\pi \cdot \cos(\pi \cdot d \cdot \lambda / 4R^2)}{1 + 8/\pi^2 + 8/\pi^2} \quad (6.1.3-7)$$

と近似できる。(6.1.3-7)式は水平な実線で、(6.1.3-6)式は右下がりの直線で示される。これらの近似理論直線で十分評価できることがわかる。(6.1.3-7)式が(6.1.3-7)と近似できるのは、コントラスト低下の主因が、デフォーカスによって0次光と1次光による像と0次光と-1次光による像とが互いにずれることによるからである。なほ、これにたいして、6.1.5.2節で示すように、位相シフト法では光源の拡がりによりデフォーカス像がずれてコントラストが低下する。

図6.1.3-4より最適な開口数は、2つの直線の交点と考えられる。この交点で与えられる開口数より大きな開口数としても、焦点深度を考慮した実質的な解像力はよくならない。

図6.1.3-5には、コントラスト0.7、 $\sigma=0.5$ 、波長 $\lambda=0.4358 \mu\text{m}$ および $\lambda=0.193 \mu\text{m}$ の場合を示してある。厳密な回折計算の結果を黒丸および白丸で、(6.1.3-6)式を右下がりの直線で、(6.1.3-7)式を水平な直線で示してある。ただし、 $\sigma=0.5$ では1次回折光がすべて瞳内にあり、かつ3次回折光が瞳外にあるのは特定のNAのみである。即ち(6.1.3-3)式および(6.1.3-7)式が正しく成立するのは1点だけであり、その点を▲及び△で示した。しかしながら、2つの直線でおおよその特性を理解することができ、また最適な開口数はおおよそ2つの直線の交点であることがわかる。

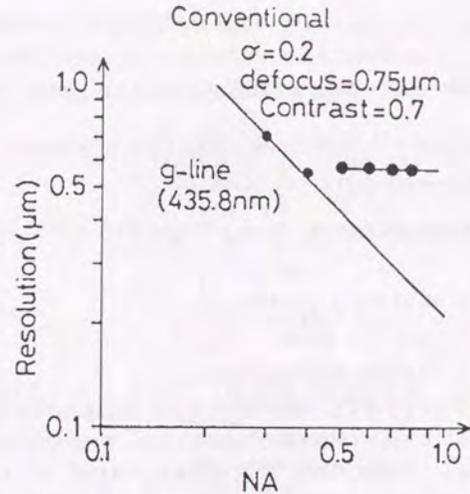


図6. 1. 3-4 従来法のNA-R特性 (その1)
(等コントラスト線)

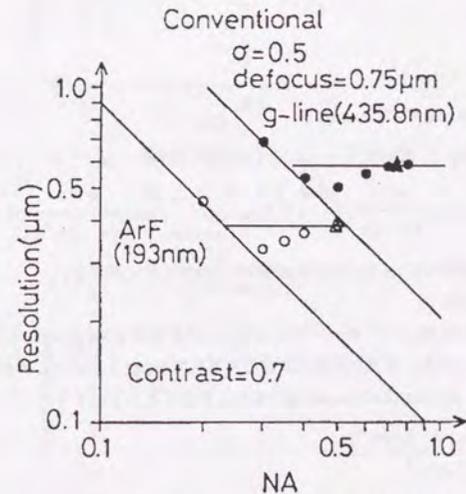


図6. 1. 3-5 従来法のNA-R特性 (その2)
(等コントラスト線)

6. 1. 4 輪帯照明法

6. 1. 4. 1 理論

輪帯光源の輪帯幅が細いとして、従来光源と同様に回折光のけられを無視して計算すると、

$$I(x) = 1 + 2a^2 + 4a \cdot \cos(\pi \cdot d \cdot \lambda / (4R^2)) \cdot \cos(\pi x/R) \cdot J_0(\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R) + 2a^2 \cdot \cos(2\pi x/R) \cdot J_0(2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R) \quad (6.1.4-1)$$

となる。ここで J_0 は 0 次の Bessel 関数である。この式より、像のラインとスペースの中点の強度によるコントラスト C は

$$C = \frac{4a \cdot \cos(\pi \cdot d \cdot \lambda / (4R^2)) J_0(\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{1 + 2a^2 + 2a^2 \cdot J_0(2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)} \quad (6.1.4-2)$$

となり、 C 、 d 、 NA 、 σ 、 R の関係が解析的に表わされる。

ガウス像面でのコントラストを考える。線幅が微小になると、回折光がけられてコントラストが低下する。瞳外の回折光が少ないときは ± 1 回折光間の干渉が生じるが、従来照明法と同様、実際には干渉が起きない場合を考えればよく、1 次回折光の内、瞳内の割合を S_0 とすれば、コントラストは

$$C = \frac{4a \cdot S_0}{1 + 2a^2 \cdot S_0} \quad (6.1.4-3)$$

で与えられる。ここで、回折光の回折角 $\lambda/(2R)$ と S_0 とは、図 6.1.4-1 に示されるパラメータによって以下の式で結ばれる。

$$\theta = \pi \cdot S_0$$

$$\sigma \cdot NA \cdot \sin(\theta) = NA \cdot \sin(\phi) \quad (6.1.4-4)$$

$$\lambda/(2R) = \xi_0 = \sigma \cdot NA \cos(\theta) + NA \cos(\phi)$$

(6.1.4-3) 式と (6.1.4-4) 式より、

$$\frac{\lambda}{2R} = \sigma \cdot NA \cdot \cos\left(\frac{\pi C}{4a - 2a^2 C}\right) + NA \cos\left[\sin^{-1}\left\{\sigma \sin\left(\frac{\pi C}{4a - 2a^2 C}\right)\right\}\right] \quad (6.1.4-5)$$

が得られる。実用解像範囲は (6.1.4-2) 式と (6.1.4-5) 式により解析的に求まる。

6. 1. 4. 2 数値計算

輪帯照明における等線幅 L/S パターン ($a=2\pi$) の計算結果を図 6.1.4-2 に示す。 $C=0.7$ 、 $d=0.75 \mu\text{m}$ 、 $\sigma=0.2$ 、 $\lambda=0.4358 \mu\text{m}$ である。厳密な回折計算結果を黒丸で、(6.1.4-5) 式を右下がりの直線で示す。従来照明法の場合と同じく、(6.1.4-2) 式の Bessel 関数の変化を無視することにより、

$$C = \frac{8/\pi \cdot \cos(\pi \cdot d \cdot \lambda / (4R^2))}{1 + 8/\pi^2 + 8/\pi^2} \quad (6.1.4-6)$$

と近似でき、これを水平な直線で示す。回折計算結果と解析的な近似計算とが良く一致することがわかる。

図 6.1.4-3 には $\sigma=0.5$ の場合を示す。 $C=0.7$ 、 $d=0.75 \mu\text{m}$ 、 $\lambda=0.4358 \mu\text{m}$ である。(6.1.4-2) 式が正しく成立するのは、1 次回折光がけられずかつ 3 次回折光が通過するときであるが、それは特定の NA だけであり、その点を \blacktriangle で示してある。(6.1.4-1) 式を水平な直線で、(6.1.4-5) 式を右下がりの直線で示してある。

この場合には回折計算結果と解析的な近似計算とがあまりよく一致しない。これは、 $\sigma=0.5$ の輪帯照明では開き角の大きい光線が支配的なので、近似からずれてくるためである。6.2.1.2 節でより近似の高い方法を述べる。

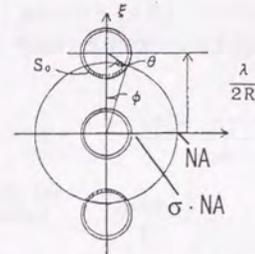


図 6. 1. 4-1 輪帯照明の回折光

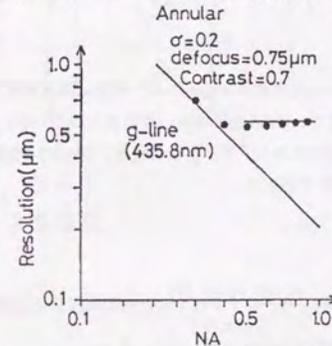


図 6. 1. 4-2 輪帯照明の NA-R 特性 (その 1)
(等コントラスト線)

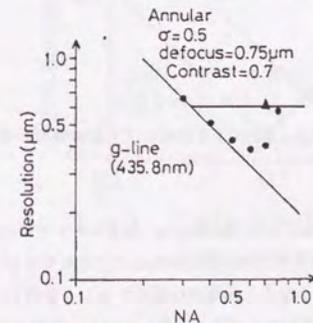


図 6. 1. 4-3 輪帯照明の NA-R 特性 (その 2)
(等コントラスト線)

6. 1. 5 位相シフト法

6. 1. 5. 1 理論

位相シフト法では、±1次回折光だけを考えればよいことになり、解析も容易である。図6.1.5-1に示すように、線幅Rのラインアンドスペースパターンを考え、その開口部（ライン部）一つ置きに位相シフターを設ける。パターン周期が4Rとなるため、1次回折光の回折角（方向余弦）がλ/4Rであることに注意して計算すると、像強度分布は

$$I(x) = 1 + \cos(\pi \cdot x/R) \frac{2 \cdot J_1(\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \quad (6.1.5-1)$$

$$C = \frac{2 \cdot J_1(\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \quad (6.1.5-2)$$

となる。この式は

$$\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R = \sqrt{8(1-C)} \quad (6.1.5-3)$$

と近似できる。このように、関係式がたいへん簡明に表わされる。実際に数値計算してみるとわかるが、(6.1.5-2)式と(6.1.5-3)式の差はたいへん小さく、(6.1.5-3)式は良い近似となっている。

線幅が微小となったときのガウス像面でのコントラストを考える。図6.1.5-2を参照して、±1次回折光の内、瞳内の割合をS₀とすれば、コントラストは、

$$C = \frac{2S_0 - 1}{S_0} \quad (6.1.5-4)$$

となる。S₀と回折角λ/(4R)の関係が部分的コヒーレントOTFと空間周波数との関係に一致するので、

$$S_0 - 0.45 = - \frac{(\lambda/(2R)) \cdot NA - 1}{1.5 \sigma} \quad (6.1.5-5)$$

(6.1.5-4),(6.1.5-5)式より

$$\lambda/(4R) = [1 - 1.5 \left(\frac{1}{2-C} - 0.45 \right) \cdot \sigma] \cdot NA \quad (6.1.5-6)$$

となる。(6.1.5-2)式（または(6.1.5-3)式）と(6.1.5-6)式より位相シフト法の特徴が解析的に見通しよく評価できる。

6. 1. 5. 2 数値計算

図6.1.5-3には波長λ=0.4358μm (g-line) および0.193μm (ArFエキシマレーザー)、デフォーカスd=0.75μm、C=0.7としたときの、厳密な回折計算結果を黒丸および白丸で示してある。(6.1.5-2)式は右上がりの直線であり、光学系のNAが小さくなると解像力が低化することを示している。(6.1.5-6)式は右下がりの直線で示されている。厳密計算と近似法とはよく一致している。位相シフト法はそもそもσが小さいときに有効なこともあり、ここで導いた解析的手法で十分に投影光学系の評価ができることがわかる。この計算ではσを一定としているため、NAを大きくすると照明光源サイズ(=σ・NA)が大きくなり、

デフォーカスしたときに、光源の各点からの照明光による像が互いにずれてくる。このためNAが大きくなると、(6.1.5-2)式で示されるように解像力が低化してくる。2つの直線の交点よりNAが大きくなった場合には照明光源サイズを固定すれば、図の水平な点線のように特性を考えることができる。

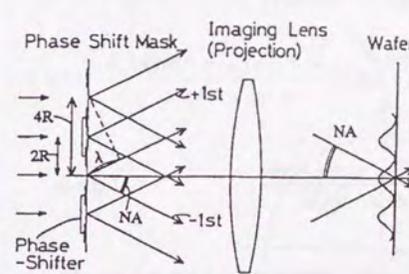


図 6. 1. 5-1
位相シフト法原理図

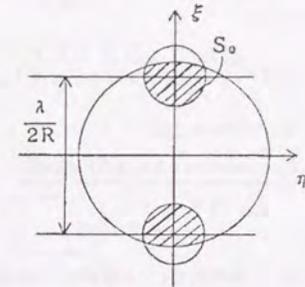


図 6. 1. 5-2
位相シフト法での回折光のけられ

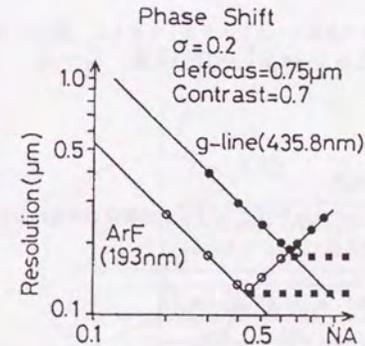


図 6. 1. 5-3 位相シフト法でのNA-R特性
(等コントラスト線)

6. 1. 6 変形 (SHRINC) 照明法

6. 1. 6. 1 理論 (その1)

変形 (SHRINC) 照明法は、輪帯照明法を改良した物といえる。輪帯照明の照明光のうち図6.1.6-1のaの部分には回折光がレンズ開口を通らないので、像のコントラストを低下させる。図bの部分はこの方向のパターンでは±1次のどちらかが透過するので有効であるが、これと直交するパターンの場合には有効ではない。パターンを2方向に対応できるように、aとbの両方の部分の照明光を除いたものがSHRINC照明法である[8]。図6.1.6-2に投影光学系の瞳に対する光源形状を示す。円形小光源が4つ対称に配置されている。小光源の半径をσ・NA、小光源の中心位置の座標軸からの距離をσ₀・NAとし、強度分布を計算すると、

$$I(x) = 1 + a^2 + 2a \cdot \cos[\pi(4\sigma_0 \cdot NA - \lambda/R) \cdot d/(4R)] \cdot \cos[\pi x/R] \cdot \frac{2 \cdot J_1[\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R]}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \quad (6.1.6-1)$$

となる。コントラストCは

$$C = \frac{2a \cdot \cos[\pi(4\sigma_0 \cdot NA - \lambda/R) \cdot d/(4R)]}{1 + a^2} \cdot \frac{2 \cdot J_1[\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R]}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \quad (6.1.6-2)$$

となる。

ここで、1次回折光と0次回折光とが座標軸にたいして互いに対称に像面に入射するときのパターン線幅をR₀とすれば

$$\lambda/(2R_0) = 2\sigma_0 \cdot NA \quad (6.1.6-3)$$

の関係がある。

線幅が微小となったときのガウス像面でのコントラストを考える。図6.1.6-3を参照して、±1次回折光の内、瞳内の割合をS₀とすれば、コントラストは、

$$C = \frac{2a \cdot S_0}{1 + a^2 \cdot S_0} \quad (6.1.6-4)$$

となる。

図6.1.6-3よりS₀と $\sqrt{(\lambda/(2R) - \sigma_0 \cdot NA)^2 + (\sigma_0 \cdot NA)^2}$ との関係が部分的コヒーレントOTFと空間周波数との関係と一致することは明らかである。すなわち

$$S_0 - 0.45 = \frac{\sqrt{(\lambda/(2R) - \sigma_0 \cdot NA)^2 + (\sigma_0 \cdot NA)^2} - 1}{1.5\sigma} \quad (6.1.6-5)$$

となる。(6.1.6-4)式、(6.1.6-5)式より

$$\sqrt{(\lambda/(2R) - \sigma_0 \cdot NA)^2 + (\sigma_0 \cdot NA)^2} = \left\{ 1 - 1.5\sigma \left(\frac{C}{2a - a^2 \cdot C} - 0.45 \right) \right\} \cdot NA \quad (6.1.6-6)$$

となる。この式は

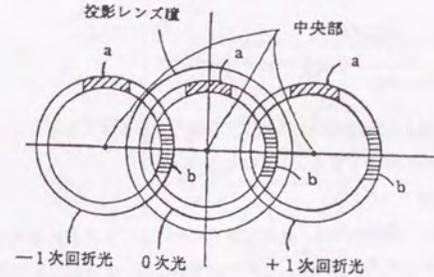


図 6. 1. 6-1 変形照明 (SHRINC) の原理

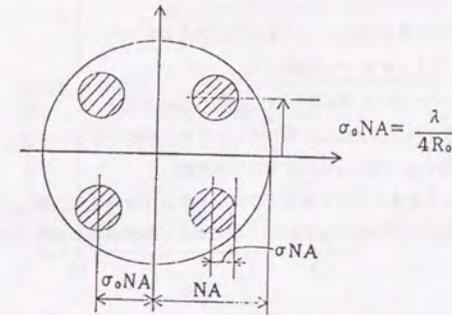


図 6. 1. 6-2 変形照明 (SHRINC) の光源形状

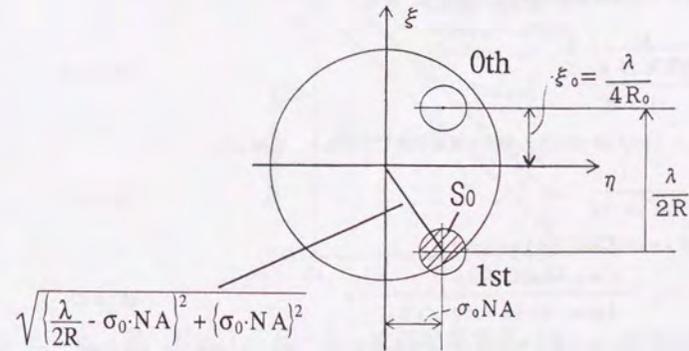


図 6. 1. 6-3 変形照明 (SHRINC) での1次回折光のけられ

$$R = \frac{\lambda/2NA}{\sqrt{\left|1 - 1.5\sigma\left(\frac{C}{2a - a^2C} - 0.45\right)\right|^2 - \sigma_0^2 + \sigma_0}} \quad (6.1.6-7)$$

と書くことができる。(6.1.6-2)式、(6.1.6-7)式より必要なコントラストを与える条件がわかり、SHRINC照明法の特性を解析的に評価できることになる。

6.1.6.2 理論 (その2)

変形 (SHRINC) 照明法では、0次回折光にたいして1次回折光が対称でない場合にはデフォーカスに対して不利であると考えられるが、パターン寸法に対して常に0次回折光と1次回折光とが対称の位置にくるように、小光源位置を最適化した場合について議論する (図6.1.6-4)。即ち(6.1.6-3)式のR₀をRとしたときに、それが常に成立していると考える。このように理想化することにより、かえってSHRINC照明の基本的な特性が明白になると考える。

(6.1.6-3)式でR₀をRで置き換えて、(6.1.6-2)式に代入すると、

$$C = \frac{2a}{1+a^2} \cdot \frac{2 \cdot J_1[\pi d \cdot \sigma \cdot NA/R]}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \quad (6.1.6-8)$$

となる。位相シフト法の(6.1.5-2)式に比べてコントラストが低下しているが、これは0次光と1次光の強さが異なることに起因する (図6.1.6-6の右下がりの直線)。

線幅が微小となったときのガウス像面でのコントラストを考える。図6.1.6-4において、0次光、および1次回折光の内、瞳内の割合がS₀であり、0次光と1次光が共に瞳内となる割合がS₁である。よってコントラストは、

$$C = \frac{2a \cdot S_1}{(1+a^2) \cdot S_0} \quad (6.1.6-9)$$

となる。ここで、λ/(2√2R)が小光源中心の瞳中心からの距離であり、S₀とλ/(2√2R·NA)との関係が部分的コヒーレントOTFと空間周波数の関係に一致する。即ち、

$$S_0 - 0.45 = \frac{\frac{\lambda}{2\sqrt{2} \cdot R \cdot NA} - 1}{1.5 \cdot \sigma} \quad (6.1.6-10)$$

と書ける。また、S₁とλ/(2√2R·NA)との関係を数値計算してみると、おおよそ

$$S_1 = 0.18 - \frac{0.82}{\sigma} \left(\frac{\lambda}{2\sqrt{2} \cdot R \cdot NA} - 1 \right) \quad (6.1.6-11)$$

となる。(6.1.6-9)式、(6.1.6-10)式および(6.1.6-11)式より、

$$\frac{\lambda}{2\sqrt{2} \cdot R \cdot NA} = 1 + \frac{0.36a - 0.45C(1+a^2)}{1.64a - C(1+a^2)/1.5} \cdot \sigma \quad (6.1.6-12)$$

となる。位相シフト法の(6.1.5-6)式に比べてコントラストが低下する (図6.1.6-6の右上がりの直線)。これは0次光と1次光の強さが異なることおよびNAが十分に使われないことによる。(6.1.6-8)式と(6.1.6-2)式により、小光源位置を最適化した場合のSHRINC照明法の評価が可能となる。

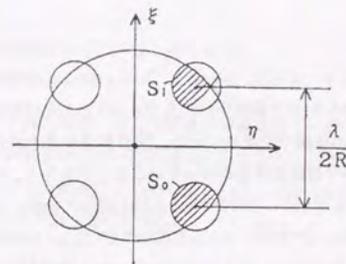


図 6.1.6-4 パターン線幅に合わせた光源配置

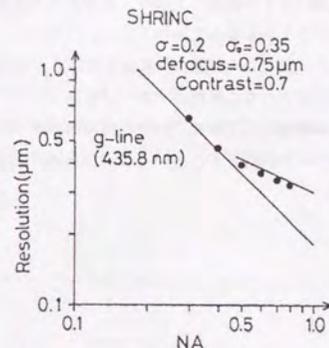


図 6.1.6-5 変形照明法のNA-R特性 (等コントラスト線)

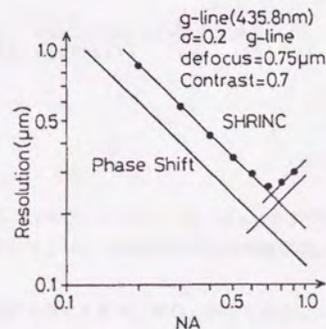


図 6.1.6-6 光源配置を各パターン線幅に合わせて計算した変形照明法のNA-R特性 (等コントラスト線)

6. 1. 6. 3 数値計算

図6.1.6-5には $C=0.7$ 、 $d=0.75\mu\text{m}$ 、 $\sigma=0.2$ 、 $\sigma_0=0.3$ 、 $\lambda=0.4358\mu\text{m}$ の等線幅 L/S パターン ($a=2/\pi$)の計算結果が示されている。厳密な回折計算結果が黒丸で、(6.1.6-2)式は傾きの緩い右下がりの直線に近い実線で、(6.1.6-7)式は右下がりの直線で示されている。回折計算結果と解析的な近似計算とが良く一致することがわかる。従来法に比べて解像度が良くなっていることがわかる。

0次光と1次光とが対称となるようにした場合が図6.1.6-6に示してある。コントラスト $C=0.7$ 、デフォーカス $d=0.75\mu\text{m}$ 、 $\sigma=0.2$ 、 $\lambda=0.4358\mu\text{m}$ である。(6.1.6-8)式および(6.1.6-12)式が2つの直線で、厳密な回折計算結果が黒丸で示してある。比較のため、同条件での位相シフトの解析的結果と一緒に示してある。変形(SHRINC)照明は、位相シフト法に比べて若干解像力が劣ることがわかる。すでに述べたように、右上がりの直線のずれは1次回折光が弱いことに起因しており、右下がりの直線のずれは1次回折光が弱いこと他に、主にNAを十分使わないことが起因している。

変形(SHRINC)照明は位相シフト法に比べ解像力が劣るとはいえ、従来法よりは格段によい解像力が得られる。ただし、位相シフト法ではすべての周期のパターンを高コントラストにできるが、実際の変形(SHRINC)照明では光源位置 σ_0 は固定されており、特定の周期のパターンは高コントラストにできるが、周期によってはかえってコントラストが低下するという欠点がある。この点については6.2.2.2節で議論する。

6. 1. 7 非線形レジスト多重露光法(NOLMEX法)

6. 1. 7. 1 理論

NOLMEX法の場合、一回の露光に於て光学系の解像限界近い微細パターンができないと、あまり意味がない。位相シフトやSHRINCで一回の露光を行なうと、正弦波強度分布が作られる。有効強度分布 $I_{\text{eff}}(x)$ は、2回の横ずれ露光による分布 $I_1(x)$ 、 $I_2(x)$ を2乗して加えればよい。1回の露光における線幅を R 、コントラストを C とすると

$$\begin{aligned} I_{\text{eff}}(x) &= I_1(x)^2 + I_2(x)^2 \\ &= \{1 + C \cdot \cos(\pi x/R)\}^2 + \{1 - C \cdot \cos(\pi x/R)\}^2 \\ &= (2 + C^2) \{1 + C^2 / (2 + C^2) \cdot \cos(2\pi x/R)\} \\ &= (2 + C^2) \{1 + C' \cdot \cos(\pi x/R')\} \end{aligned} \quad (6.1.7-1)$$

となる。即ち、NOLMEX法で得られるコントラスト C' 、線幅 R' は各露光で得られるコントラスト C 、線幅 R と以下の関係で結ばれる。

$$C' = C^2 / (2 + C^2) \quad (6.1.7-2)$$

$$R' = R / 2 \quad (6.1.7-3)$$

各露光に位相シフト法を用いると、(6.1.5-3)、(6.1.5-6)、(6.1.7-2)、(6.1.7-3)式より

$$\frac{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot \text{NA}}{2R'} = \sqrt{8 \left(1 - \sqrt{\frac{2C'}{1-C'}} \right)} \quad (6.1.7-4)$$

$$\frac{\lambda}{8R'} = \left\{ 1 - 1.5 \cdot \sigma \left(\frac{1}{2 - \sqrt{2C'(1-C')}} - 0.45 \right) \right\} \cdot \text{NA} \quad (6.1.7-5)$$

を得る[9,10]。

6. 1. 7. 2 数値計算

図6.1.7-1には $C=0.3$ 、 $d=0.75\mu\text{m}$ 、 $\sigma=0.1$ 、 $\lambda=0.248\mu\text{m}$ および $0.193\mu\text{m}$ として、位相シフト法の場合と、位相シフト法を用いたNOLMEX法の場合の近似理論直線(6.1.5-3)、(6.1.5-6)、(6.1.7-4)、(6.1.7-5)式を示す。

実プロセスで要求される深度を考えた場合、NOLMEX法は位相シフト法に比べて、低NAで高解像が得られることを示している。 $0.1\mu\text{m}$ 以下の超微細パターンを形成するには、投影光学系のNAの限界から、位相シフト法でも十分対応できなくなり、NOLMEX法が有効となるであろう。もちろん、非線形レジストの開発と低コントラスト空間像にたいする現像処理が可能となることが前提条件である。

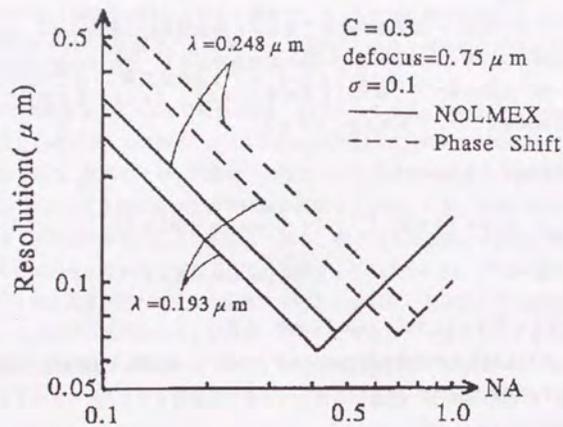


図 6. 1. 7-1 NOLMEX法におけるNA-R特性 (等コントラスト線)

6. 1. 8 TCCを用いた新評価法の導出

焦点深度を考慮した解像力評価の解析的関係が、結像を単純化したイメージでとらえ、2光束干渉の干渉縞の公式を直接光学系の結像に適用することにより発見的に得られた。しかしながら、当然の結果ともいえるが、このたいへん有効な結論はフーリエ結像論のTCCを用いても導くことができるので、ここではそのように導出してみる[11]。

通常の部分的コヒーレント照明を考える。微細なライン&スペースパターンの場合、0次回折光と±1次回折光だけを考えればよい。特にラインとスペースの線幅が等しくRである場合を考えることにするので、2次回折光は存在しない。(3.1.2-8)式よりTCC (Rを線幅とTCCとの両方に用いているが混乱は生じないと思う)を用いて像強度分布を表すと

$$I(x) = R(0,0) + a^2 \cdot R(+v,+v) + a^2 \cdot R(-v,-v) \\ + a \cdot R(0,+v) \exp[i2\pi v x] + a \cdot R(+v,0) \exp[-i2\pi v x] \\ + a \cdot R(0,-v) \exp[-i2\pi v x] + a \cdot R(-v,0) \exp[+i2\pi v x] \\ + a^2 \cdot R(+v,-v) \exp[-i4\pi v x] + a^2 \cdot R(-v,+v) \exp[+i4\pi v x] \quad (6.1.8-1)$$

となる。ここで、 v は空間周波数であり、 $v=1/(2R)$ となっている。また、像面の座標を x で表している。 a は1次回折光と0次回折光の振幅の大きさの比であり、今の場合ラインとスペースが等しい幅なので $a=2/\pi$ である。(3.1.2-7)式の関係 ($R(v_1, v_2) = R^*(v_2, v_1)$)を用いると、

$$I(x) = R(0,0) + a^2 \cdot R(+v,+v) + a^2 \cdot R(-v,-v) \\ + 2a \cdot \text{Real}\{[R(0,+v) + R(-v,0)] \cdot \exp[i2\pi v x]\} \\ + a^2 \cdot R(+v,-v) \exp[-i4\pi v x] + a^2 \cdot R(-v,+v) \exp[+i4\pi v x] \quad (6.1.8-2)$$

となる。

瞳を2次元とし、デフォーカス d による波面収差を

$$(d/2) \cdot (\xi^2 + \eta^2) \quad (6.1.8-3)$$

と近似する。ここで ξ 、 η は光線が像面へ入射するときの方向余弦である。デフォーカス収差の瞳面内での対称性から、次の関係が成立する。

$$R(v_1, v_2) = R(-v_1, -v_2) \quad (6.1.8-4)$$

さらに、(3.1.2-7)式、(6.1.8-4)式より次の関係が得られる。

$$R(-v, 0) = R^*(0, v) \quad (6.1.8-5)$$

$$R(v, -v) = R(-v, v) = R^*(v, -v)$$

よって強度分布(6.1.8-2)式は

$$I(x) = R(0,0) + 2a^2 \cdot R(+v,+v) \\ + 4a \cdot \text{Real}\{R(0,+v)\} \cos(2\pi v x) + 2a^2 \cdot R(+v,-v) \cos(4\pi v x) \quad (6.1.8-6)$$

となる。回折光が瞳でけられることがないとすれば、(3.1.2-6)式より

$$R(0, +v) = \int_{\xi^2 + \eta^2 \leq \sigma^2 \cdot NA^2} \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{2} \cdot \left[\left(\xi - \frac{\lambda}{2R}\right)^2 + \eta^2 - \xi^2 - \eta^2\right]\right] d\xi d\eta$$

$$= \frac{2J_1(\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \exp[i\pi \cdot \lambda \cdot d/4R^2]$$

(6.1.8-7)

$$R(+v, -v) = \int_{\xi^2 + \eta^2 \leq \sigma^2 \cdot NA^2} \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{2} \cdot \left[\left(\xi - \frac{\lambda}{2R}\right)^2 + \eta^2 - \left(\xi + \frac{\lambda}{2R}\right)^2 - \eta^2\right]\right] d\xi d\eta$$

$$= \frac{2J_1(2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R}$$

(6.1.8-8)

$$R(0,0) = R(+v, +v) = R(-v, -v) = \pi \cdot \sigma^2 \cdot NA^2$$

(6.1.8-9)

となる。ここで、 J_1 は1次のBessel関数である。(6.1.8-6)~(6.1.8-9)式より、コントラストCは

$$C = \frac{I(0) - I(R)}{I(0) + I(R)} = \frac{4a \cdot \cos(\pi \cdot d \cdot \lambda / 4/R^2) \cdot \frac{2J_1(\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R}}{1 + 2a^2 + 2a^2 \cdot \frac{2J_1(2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R)}{2\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R}}$$

(6.1.8-9)
=(6.1.3-3)

$$\doteq \frac{4a \cdot \cos(\pi \cdot d \cdot \lambda / 4/R^2)}{1 + 2a^2 + 2a^2}$$

(6.1.8-10)
=(6.1.3-7)

となる。このように、コントラストC、デフォーカスd、パターン線幅R、開口数NA、コヒーレンスファクター σ および露光波長 λ の間の関係(6.1.3-3)式があらためて求まる。

パターンサイズが微小となると1次回折光が光学系を透過しなくなり、ガウス像面(ベストフォーカス)においても、コントラストが低下して来る。 $R(0, v)$ は、いわゆる部分的コヒーレント光学系のOTFであり、この大きさを S_0 とおく。投影光学リソグラフィでは $\sigma < 1$ であるので、 $R(+v, +v)$ 、 $R(-v, -v)$ も同様に S_0 となる。また、実際に必要なコントラストから計算してみると、 ± 1 次光間の干渉項 $R(v, -v)$ が値をもたない場合を考えればよい。よって、(6.1.8-6)式の $R(+v, -v)$ の項を無視して、コントラ

ストは、

$$C = \frac{4a \cdot S_0}{1 + 2a^2 \cdot S_0}$$

(6.1.8-11)

となる。 S_0 と周波数 $v = \lambda/2R$ との関係は部分的コヒーレントOTFそのものであるが、これの傾斜部分を直線近似すると、おおよそ

$$S_0 \cdot 0.45 = - \frac{v \lambda / NA - 1}{1.5 \sigma}$$

(6.1.8-12)=(6.1.3-5)

となる。(6.1.8-11)、(6.1.8-12)式より、

$$\lambda/(2R) = [1 - 1.5 \cdot \sigma \left(\frac{C}{4a - 2a^2 C} - 0.45 \right)] \cdot NA$$

(6.1.8-13)=(6.1.3-6)

となる。このように、6.1.3.1節で導いた解析的關係(6.1.3-3)式と(6.1.3-6)式が、TCCによってコントラストを表わすことにより求まった。

6.1.9 新評価法のまとめ

従来の結像特性評価は、厳密な回折積分を行ってしらみつぶしに丹念に計算していくか、または(6.1.1-1)、(6.1.1-2)式による解像力と深度の関係を無視したものであった。本研究では、平面波の干渉に基づく結像概念の延長として、2光束干渉縞コントラストの式を応用することにより、投影光学系リソグラフィの評価をするための解析的な関係を導いた。深度と解像力の両方を含んだ関係であり、投影光学系のシステム評価を見通しよくおこなうために大変有効と考えられる。

6. 2 新パラメーターによる投影光学系リソグラフィー技術の比較

6.1節では投影光学系リソグラフィーの評価として一般に用いられるラインアンドスペースパターンの実用解像度を、解析的に求めることができた。ここでは、これらの関係から、最適開口数、最適開口数での解像線幅を、波長、焦点深度、コヒーレンスファクターの関数として求める。特に新しく提案するパラメーター k_3 を用いて議論することにより、各方式の性能比較が明瞭に行なわれることを示す[12]。6.2.1節では近似精度の向上を検討し、6.2.2節で最適開口数、最適開口数での解像線幅および新パラメーター k_3 の議論を行う。

6. 2. 1 近似精度の向上

6. 1節で求めた解析法はNA-R特性図上の2つの直線で投影光学系リソグラフィーの評価が可能であり、簡便にシステム性能が把握できた。しかしながら従来法と輪帯照明法においては近似精度があまり良くなかった。特に、 σ の大きいときには問題となっていた。デフォーカス状態の評価の際に回折光のけられを無視することが、 σ が大きいときには大きな誤差となるからである。そこで、多少簡便さを犠牲にはするが、このけられを考慮して近似精度の向上を図る[12]。

6. 2. 1. 1 従来法

デフォーカス状態でも回折光のけられは、ガウス像面と同様に生じる。即ち、 ± 1 次回折光のうち瞳を通過する割合 S_0 は(6.1.3-5)式によって与えられる。よってデフォーカス状態でけられを考慮する為には、この S_0 に比例して、(6.1.3-2)式の第2項、第3項が低下すると考えれば良い。

また、0次光と ± 1 次回折光の干渉を表す(6.1.3-2)式の第3項のベッセル関数の部分は、光源の拡がりに直接起因している(光源の各点からの照明によるデフォーカス像の位置が互いにずれることによりコントラストの低下が生じる)。図6.2.1-1に示すように、この拡がりを瞳内の回折光分布に内接する円形光源で近似して積分することにする(回折光の大きさによる影響は、瞳を通過する面積 S_0 で考える)。内接円の半径は

$$\{NA - (\lambda/2R - \sigma \cdot NA)\} / 2 \quad (6.2.1-1)$$

この内接円の中心座標は

$$\{NA + (\lambda/2R - \sigma \cdot NA)\} / 2 \quad (6.2.1-2)$$

である。この円形近似した1次回折光に対応する0次光を考えると、その中心座標は

$$\lambda/2R - \{NA + (\lambda/2R - \sigma \cdot NA)\} / 2 \quad (6.2.1-3)$$

となる。

(6.1.3-2)式の第4項(最終項)は ± 1 次光間の干渉を表しているが、 ± 1 次光間の干渉を起こす回折光の割合 S_1 は

$$S_1 = 2S_0 - 1 \quad (6.2.1-4)$$

となる。第4項は S_1 に比例することになる。但し、 $S_0 < 0.5$ ($S_1 < 0$)のときは、 $S_1 = 0$ である。また、図6.2.1-2よりこの拡がりに内接する円の中心座標は

$$\lambda/2R \quad (6.2.1-5)$$

であり、内接円の半径は

$$NA - \lambda/2R \quad (6.2.1-6)$$

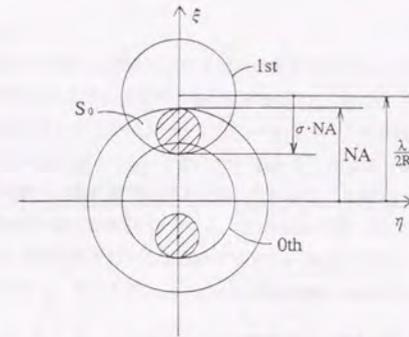


図6. 2. 1-1 0次光と1次光の互いに干渉する部分

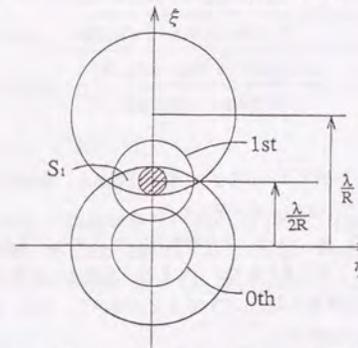


図6. 2. 1-2 1次光のうちと-1次光と干渉する部分

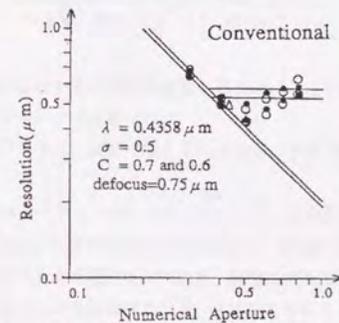


図6. 2. 1-3 従来法のNA-R特性(等コントラスト線)

実線; 第1次近似

○; 高精度近似

●; 厳密な回折

となる。

以上の関係を用いると

$$I(x) = 1 + 2 \cdot S_0 \cdot a^2 + 4 \cdot S_0 \cdot a \cdot \cos(\pi x/R) \cdot \cos\left\{\pi \cdot d \cdot (1-\sigma) \cdot NA/2R\right\} \cdot \frac{2 \cdot J_1\left[\pi \cdot d \cdot \{(1+\sigma) \cdot NA - \lambda/2R\}/2R\right]}{\pi \cdot d \cdot \{(1+\sigma) \cdot NA - \lambda/2R\}/2R} + 2 \cdot S_1 \cdot a^2 \cdot \cos(2\pi x/R) \cdot \frac{2 \cdot J_1\{2\pi \cdot d \cdot (NA - \lambda/2R)/R\}}{2\pi \cdot d \cdot (NA - \lambda/2R)/R} \quad (6.2.1-7)$$

となる。ラインとスペースの各々の中点での強度を用いて定義したコントラストを計算すると、

$$C = \frac{4 \cdot a \cdot S_0 \cdot \cos(\pi d(1-\sigma)NA/2R) \cdot \frac{2J_1[\pi d \{(1+\sigma)NA - \lambda/2R\}/2R]}{\pi d \{(1+\sigma)NA - \lambda/2R\}/2R}}{1 + 2 \cdot a^2 \cdot S_0 + 2 \cdot a^2 \cdot S_1 \cdot \frac{2 \cdot J_1\{2\pi \cdot d \cdot (NA - \lambda/2R)/R\}}{2\pi \cdot d \cdot (NA - \lambda/2R)/R}} \quad (6.2.1-8)$$

となる。

当然のことであるが、デフォーカス $d=0$ を(6.2.1-8)式に代入し、実際には ± 1 次光間の干渉は考えなくてよいので、 $S_1=0$ とおくと、(6.1.3-4)式が得られる。

図6.2.1-3に(6.2.1-8)、(6.1.3-5)、(6.2.1-4)式により等線幅 L/S パターン ($a=2\pi$) について計算した結果を○で、また厳密な回折積分による結果を●で示してある。直線は6.1.3節での近似式(6.1.3-6)式および(6.1.3-7)式によるものである。近似精度が向上していることがわかる。なお、図中の△は最も解像力のよいところを示しており、6.2.2.3節で説明する。

6. 2. 1. 3 輪帯光源

輪帯光源の場合にも従来提案した方法では ± 1 次回折光が瞳でけられないとして計算しているため、 σ が大きくなると近似精度が悪くなる。そこで、輪帯照明を図6.2.1-5に示すような8つ目の光源と見なし、各光源の回折光が瞳を通過するかどうかによって場合わけすると、この乖離を小さくできる。さらに、解像力の最も得られるのはおおよそ $NA = \lambda/(2R)$ の付近であり、8つ目の照明光源のうち図中(a)で示してある光源からの ± 1 次回折光が瞳の縁で分断される。それゆえ、この(a)の部分の直線状の光源として近似し、この直線部分のうち瞳を通る割合を S_2 とする。この直線光源の拡がりによるコントラストの低下は無視するが、瞳を通る光量変化は考慮することとする。 S_2 が0.5より大きいときには、 ± 1 次回折光間での干渉を考慮することとする。たとえば S_2 が0~1の範囲では、像強度分布は次のように表される。

$$I(x) = 8 + 6 \cdot a^2 + 4 \cdot a^2 \cdot S_2 + 4 \cdot a \cdot \cos(\pi x/R) \cdot \cos\left\{\pi d(\sigma NA - \lambda/4R)/R\right\} + 8 \cdot a \cdot \cos(\pi x/R) \cdot \cos\left\{\pi d(\sigma NA/\sqrt{2} - \lambda/4R)/R\right\} + 8 \cdot a \cdot S_2 \cdot \cos(\pi x/R) \cdot \cos(\pi d \lambda/4R^2) + 8 \cdot a^2 \cdot (S_2 - 0.5) \cdot \cos(2\pi x/R) \quad (6.2.1-9)$$

また、 S_2 はおおよそ次式で表せる[12]。

$$S_2 = 0.5 + \frac{4\left(\sqrt{1-\sigma^2} \cdot NA - \lambda/2R\right)}{\pi \cdot \sigma \cdot NA} \quad (6.2.1-10)$$

(6.2.1-9)式で、第4項は8つ目の一番端の光源(c)からの0次光と1次光の干渉項、第5項はその隣の光源(b)からの同様の干渉項、第6項は光源(a)からの同様の干渉項である。最後の項(第7項)は光源(a)からの ± 1 次回折光間の干渉項であり、 S_2 が0.5より小さいときはなくなる(0とする)。コントラストは、

$$C = \frac{4 \cdot a \cdot \cos\left\{\pi d(\sigma NA - \lambda/4R)/R\right\} + 8 \cdot a \cdot \cos\left\{\pi d(\sigma NA/\sqrt{2} - \lambda/4R)/R\right\} + 8 \cdot a \cdot S_2 \cdot \cos(\pi d \lambda/4R^2)}{8 + 6 \cdot a^2 + 4 \cdot a^2 \cdot S_2 + 8 \cdot a^2 \cdot (S_2 - 0.5) \cdot a^2} \quad (6.2.1-11)$$

と表される。他の場合(どの光源からの回折光が瞳を通るかによって場合わけする)においても同様に強度分布およびコントラストを表わす式が導ける。

ガウス像面でのコントラストは、実際には ± 1 次回折光間の干渉が起きない場合を考えればよく、(6.1.4-5)式で十分に近似できる。

等線幅 L/S パターンのコントラストについて、図6.2.1-6には厳密な回折積分の結果を●で、(6.2.1-11)式を含む場合わけによって求めた計算結果を○で示してある。直線は(6.1.4-5)式および(6.1.4-6)式によるものである。場合わけによって十分良く近似されており、解像力の最もよい付近は(6.2.1-11)式でよく近似されることになる。また、図中の△は最も解像力のよいところを示しており、6.2.2.4節で説明する。

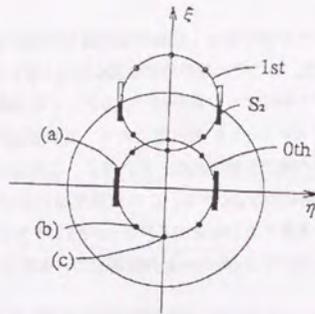


図 6. 2. 1-5 近似精度向上のための輪帯照明光源の分割

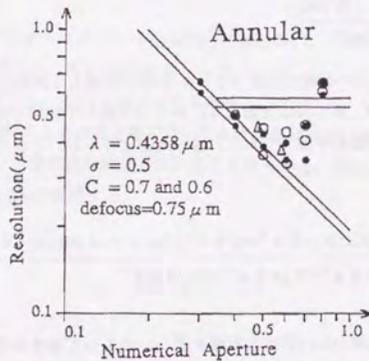


図 6. 2. 1-6 輪帯照明法の NA-R 特性 (等コントラスト線)
 実線 ; 第 1 次近似
 ○ ; 高精度近似
 ● ; 厳密な回折

6. 2. 2 新パラメーターの導出

従来法と輪帯照明法について、近似の良い実用解像度を表す公式が導びかれた。位相シフト法および変形照明法 (SHRINC) については、すでに近似のよい公式が導かれており、これらを用いて各リングライナーの手法を比較してみる。

一般に解像力 (解像線幅) R 及び焦点深度 d は、波長 λ 、開口数 NA 、プロセスファクター k_1, k_2 を用いて、

$$R = k_1 \lambda / NA \quad (6.2.2-1)$$

$$d = k_2 \lambda / NA^2 \quad (6.2.2-2)$$

と表わされる。この 2 つの式より NA を消去すると

$$R = (k_1 / \sqrt{k_2}) \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} = k_3 \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} \quad (6.2.2-3)$$

という関係式が形式的に求まる。必要な焦点深度 d と露光波長 λ が与えられると、パラメーター k_3 によって解像線幅が与えられるというものであるが、あくまで形式的な意味しかない。本節では、各露光方式 (従来法、輪帯照明法、位相シフト法、変形照明法) において、波長 λ 、デフォーカス d が与えられたときに、最も解像力が良くなるように開口数を最適化したときの解像線幅が同様の式で与えられることを導く。 k_3 は、光源サイズ (コヒーレンスファクター) とコントラスト C の関数となる。

6. 2. 2. 1 位相シフト

コントラスト C は (6.1.5-3) 式および (6.1.5-6) 式で与えられる。

$$\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA / R = \sqrt{8(1-C)} \quad (6.1.5-3)$$

$$\lambda / (4R) = [1 - 1.5 \left(\frac{1}{2-C} - 0.45 \right) \cdot \sigma] \cdot NA \quad (6.1.5-6)$$

図 6.2.2-1 に示すように、この 2 式の交点 Δ が最適な開口数を与える。このときの解像線幅は必要なコントラスト C 、必要な深度 (+ d)、コヒーレンスファクター σ が与えられたときに得られる最小線幅である。それを求めると

$$R = \frac{\sqrt{\pi \cdot \sigma}}{2\sqrt{1 - 1.5\sigma\{1/(2-C) - 0.45\}} \cdot \{8(1-C)\}^{1/4}} \sqrt{d \cdot \lambda} = k_3 \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} \quad (6.2.2-4)$$

となる。形式的に導いた (6.2.2-3) 式と同様の関係式が意味の確かなものとして導かれた。最適化した場合の解像限界 R は、比例係数を k_3 として、 $\sqrt{d \cdot \lambda}$ に比例することになり、 k_3 は C と σ の関数であらわされることになる。最適な NA (図中 Δ の点) は、

$$NA = \frac{(1-C)^{1/4}}{2^{1/4} \sqrt{\pi \cdot \sigma}} \frac{1}{\sqrt{1 - 1.5\sigma\{1/(2-C) - 0.45\}}} \sqrt{\frac{\lambda}{d}} \quad (6.2.2-5)$$

で与えられる。 k_3 から最適な σ は無限小となるが、光源が決まれば輝度は光学系で上げることは原理的 (輝度不変の法則) にできないので、必要照度から $NA \cdot \sigma$ が決まり、(6.2.2-5) 式と連立させて σ 、 NA が決定される。

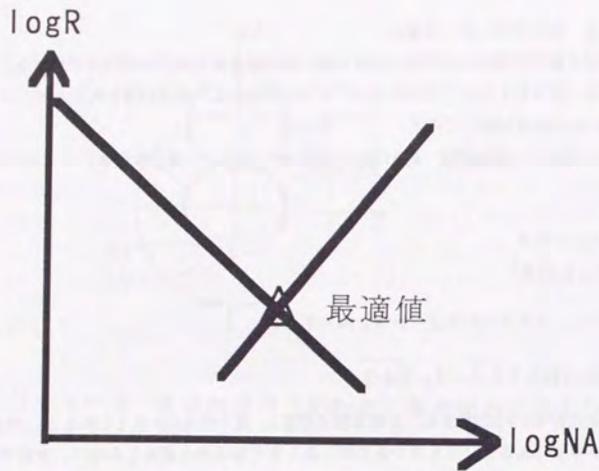


図6.2.2-1 位相シフト法のNA-R特性 (等コントラスト)

6.2.2.2 SHRINC照明法

SHRINC照明法[8]では、コントラストが(6.1.6-2)式で与えられる。

$$C = \frac{2a \cdot \cos[\pi(4\sigma_0 \cdot NA - \lambda/R) \cdot d/4R]}{1+a^2} \cdot \frac{2 \cdot J_1[\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R]}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \quad (6.1.6-2)$$

この式のcosおよびBessel関数を展開して近似すると、

$$C = \frac{2a}{1+a^2} \cdot \left[1 - \frac{\pi^2 d^2}{32R^2} \{ (16\sigma_0^2 + 4\sigma^2) NA^2 - \frac{8\sigma_0 \lambda}{R} NA + \frac{\lambda^2}{R^2} \} \right] \quad (6.2.2-6)$$

となる。

線幅が微小となったときのガウス像面でのコントラストは、(6.1.6-7)式で与えられる。

$$R = \frac{\lambda(2NA)}{\sqrt{\left\{ 1 - 1.5\sigma \left(\frac{C}{2a - a^2 C} - 0.45 \right) \right\}^2 - \sigma_0^2 + \sigma_0}} \quad (6.1.6-7)$$

図6.2.2-2には、(6.2.2-6)、(6.1.6-7)式の結果を実線で、厳密な回折積分の結果を●で示しており、十分よく近似できることが分かる。デフォーカス時において、パターン寸法が粗くなると、かえってコントラストが低下する傾向がある。これは、対になっている小光源によって作られる像の位置が、デフォーカスによって互いにずれる量が大きくなるためである。これも(6.2.2-6)式の解として与えられるものであり、それを図には点線で示してある。この点線はほぼ垂直になっているので、SHRINCにおける最適な開口数を、実線と点線の交点と考えてもよいであろう。この点を△で示してある。この点での解像力Rは、(6.2.2-6)式をNAについて解いたときの重根条件より、

$$R = \frac{\sqrt{\pi \cdot \sigma}}{2(2)^{1/4} \cdot (4\sigma_0^2 + \sigma^2)^{1/4} \cdot \{1 - C \cdot (1+a^2)/2a\}^{1/4}} \sqrt{d \cdot \lambda} = k_3 \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} \quad (6.2.2-7)$$

と求まる。ここでのNA (最適な開口数) は、

$$NA = \frac{2(2)^{1/4} \cdot \sigma_0}{\sqrt{\pi \cdot \sigma \cdot (4\sigma_0^2 + \sigma^2)^{3/4}}} \left\{ 1 - \frac{(1+a^2)}{2a} C \right\}^{1/4} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{d}} \quad (6.2.2-8)$$

となる。

パターン寸法に対して常に0次回折光と1次回折光とが対称の位置にくるように、小光源位置を最適化した場合には、デフォーカス状態でのコントラストが(6.1.6-8)式で与えられる。

$$C = \frac{2a}{1+a^2} \cdot \frac{2 \cdot J_1[\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R]}{\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R} \quad (6.1.6-8)$$

となる。Bessel関数を展開して近似すると、

$$\pi \cdot d \cdot \sigma \cdot NA/R = \sqrt{8 \{ 1 - C(1+a^2)/2a \}} \quad (6.2.2-9)$$

となる。また、線幅が微小となって、小光源が瞳でけられるようになったときの、ガウス像面でのコントラストは、(6.1.6-12)式で与えられる。

$$\frac{\lambda}{2\sqrt{2R} \cdot NA} = 1 + \frac{0.36a - 0.45C(1+a^2)}{1.64a - C(1+a^2) / 1.5} \cdot \sigma \quad (6.1.6-12)$$

(6.2.2-9)式、(6.1.6-12)式より、最適開口数とそのときの解像線幅が

$$R = \frac{\sqrt{\pi} \cdot \sigma}{2\sqrt{2} \cdot \sqrt{1 + \sigma \left(\frac{0.36a - 0.45C(1+a^2)}{1.64 - 0.67C(1+a^2)} \right) \cdot \left(1 - C \cdot (1+a^2)/2a \right)^{1/4}}} \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} = k_3 \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} \quad (6.2.2-10)$$

$$NA = \frac{\left\{ 1 - \frac{(1+a^2)}{2a} C \right\}^{1/4}}{\sqrt{\pi} \cdot \sigma \cdot \sqrt{1 + \sigma \left(\frac{0.36a - 0.45C(1+a^2)}{1.64 - 0.67C(1+a^2)} \right)}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{d}} \quad (6.2.2-11)$$

と求まる。

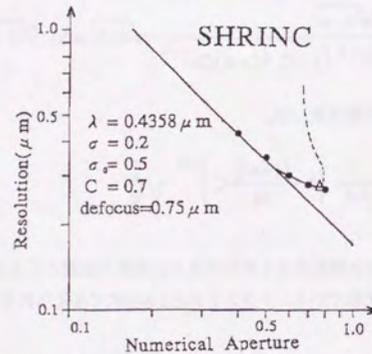


図 6. 2. 2-2 変形照明法の NA-R 特性 (等コントラスト線)

6. 2. 2. 3 従来法

従来法の最適な開口数を求めてみる。数値計算結果をみると、ほぼ直線 $\lambda/2R = NA$ 上に最適値がある。そこで、(6.2.1-8)式の \cos およびベッセル関数 J_1 を展開して近似すると、

$$C = \frac{4S_0 a \left[1 - \pi d(1-\sigma)NA/2R \right]^2 / 2 - \left[\pi d((1+\sigma)NA - \lambda/2R)/2R \right]^2 / 8}{1 + 2a^2 S_0 + 2a^2 S_1 \left[1 - \left[2\pi d(NA - \lambda/2R)/R \right]^2 / 8 \right]} \quad (6.2.2-12)$$

を得るので、この式と

$$\lambda/2R = NA \quad (6.2.2-13)$$

との交点を求める。(6.2.2-13)、(6.1.3-5)、(6.2.1-4)式より $S_0=0.45$ 、 $S_1=0$ となるので

$$R = \frac{\sqrt{\pi} \cdot \left\{ (1-\sigma)^2 + \sigma^2/4 \right\}^{1/4}}{2(2)^{1/4} \cdot \left\{ 1 - C \cdot (1+0.9 \cdot a^2)/1.8a \right\}^{1/4}} \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} = k_3 \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} \quad (6.2.2-14)$$

となる。また、交点の NA は

$$NA = \frac{(2)^{1/4} \cdot \left\{ 1 - C \cdot (1+0.9 \cdot a^2)/1.8a \right\}^{1/4}}{\sqrt{\pi} \cdot \left\{ (1-\sigma)^2 + \sigma^2/4 \right\}^{1/4}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{d}} \quad (6.2.2-15)$$

となる。図6.2.1-3には、 $a=2/\pi$ とし、これらの式で求めた最適値を Δ で示してある。

(6.2.2-14)式より、 k_3 は $\sigma=0.8$ のときに最小値 (=最適値) となることが導ける。このようにコヒーレンスファクター σ の最適化が解析的に行える。これはL/Sパターンでの最適値であり、孤立パターンなども考えて、実際には $\sigma=0.5 \sim 0.7$ が用いられている。

6. 2. 2. 4 輪帯照明法

従来法と同じように(6.2.2-13)式の上にはほぼ最適値があるので、(6.2.1-11)式と(6.2.2-13)式との交点を求めることにより、最適化されたNAが得られる。(6.2.1-11)式を展開すると、

$$C = \frac{4a}{8 + 6a^2 + 4 \cdot a^2 \cdot S_2 + 8 \cdot a^2 \cdot (S_2 - 0.5)} \cdot [3 + 2 \cdot S_2 - \{\pi d(\sigma NA - \lambda/4R)/R\}^2/2 - \{\pi d(\sigma NA/\sqrt{2} - \lambda/4R)/R\}^2 - S_2\{\pi d\lambda/4R^2\}^2] \quad (6.2.2-16)$$

となる。(6.2.2-13)式が成立する条件下では $S_2 < 0.5$ となり±1次光間の干渉が生じないことに注意し、(6.2.2-13)、(6.2.2-16)式よりNAを消去すると、最適NAでの解像線幅が

$$R = \frac{\sqrt{\pi} \cdot \{(2\sigma - 1)^2 + (2\sigma - \sqrt{2})^2 + 2S_2\}^{1/4}}{2(2)^{1/4} \cdot \{3 + 2S_2 - C \cdot (4 + 3 \cdot a^2 + 2S_2 \cdot a^2)/2a\}^{1/4}} \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} = k_3 \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} \quad (6.2.2-17)$$

ここで

$$S_2 = 0.5 + \frac{4 \cdot \{\sqrt{1 - \sigma^2} - 1\}}{\pi \cdot \sigma} \quad (6.2.2-18)$$

と求まる。また、交点のNAは

$$R = \frac{(2)^{1/4} \cdot \{3 + 2S_2 - C \cdot (4 + 3 \cdot a^2 + 2S_2 \cdot a^2)/2a\}^{1/4}}{\sqrt{\pi} \cdot \{(2\sigma - 1)^2 + (2\sigma - \sqrt{2})^2 + 2S_2\}^{1/4}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{d}} \quad (6.2.2-19)$$

となる。 $a = 2/\pi$ としてこれらの式より求めた最適値を図6.2.1-6に△で示してある。

6. 2. 3 新パラメーターによる各方式の比較

通常の現像プロセスでは、空間像コントラストとして0.7~0.6が要求される(開発レベルでは0.5~0.4でも可能)。C=0.7,0.6としたときの各方式の k_3 を、表. 1にまとめた。 k_3 によって、各リソグラフィ方式の比較検討が容易におこなえる。

他の方式に比べて、輪帯照明では、必要なコントラストが0.7から0.6へ小さくなったときの k_3 の減少が著しく、高解像または高深度が得られることがわかる。

位相シフト法が他の方式に比べて、高解像、高深度を得ることが明瞭である。SHRINCでは、照明法を工夫しただけにもかかわらず、従来法、輪帯照明法にくらべ格段に優れており、位相シフト法におけるマスク製造の困難さの問題などもなく実用的である。

表. 6.2-1の範囲では、どの方法も σ が大きいほうが高解像(高深度)となる。すでに述べたように従来法では、(6.2.2-14)式より $\sigma = 0.8$ が最適であることが解析的に導かれる。

このようにコントラスト、コヒーレンスファクターの関数である k_3 の大小によって、各リソグラフィ方式の性能比較を、明瞭に示すことができるようになった。

表6. 2-1 k_3 の比較

	σ	σ_0	k_3 (C=0.7)	k_3 (C=0.6)
従来照明法	0.5	—	0.873	0.762
	0.65	—	0.806	0.705
輪帯照明法	0.5	—	0.794	0.659
	0.65	—	0.728	0.540
位相シフト法	0.2	—	0.335	0.309
変形照明法 (σ_0 ;固定)	0.2	0.35	0.566	0.512
	0.2	0.5	0.478	0.433
変形照明法 (σ_0 ;線幅に最適化)	0.2	最適化	0.430	0.380

6. 3 6章まとめ

従来の光学系の解像力Rと焦点深度dの評価は以下の式によって行われていた。

$$R = k_1 \lambda / NA$$
$$d = k_2 \lambda / NA^2$$

実際には解像力は必要な焦点深度の関数であり、逆に焦点深度は必要な解像力の関数である。さらに、光学系の照明方法や、超解像手法によって異なってくる。特に投影光学系リソグラフィーでは、レジスト厚、ウエファアの反り、デバイスの段差、焦点合わせ精度により、深い焦点深度が要求される。

本研究では、2光束干渉による結像概念に基づき、像強度分布を、波長、デフォーカス、NA、光源形状の関数として、各リソグラフィー方式について求めた。これに基づき、解像力と焦点深度の解析的な関係式を求め、投影光学系リソグラフィーシステムの特性評価を見通しよく行えるようになった。

さらに、新しいパラメーター k_3 を導入することにより、各種リソグラフィー方式において、最適開口数における解像力を波長および必要深度の平方根に比例することを示した。

$$R = k_3 \cdot \sqrt{d \cdot \lambda} \quad (6.4-1)$$

このパラメーターにより、各種リソグラフィー方式の能力が端的に理解できるようになった。また、NA、 σ などの最適値の決定がシステムチェックにおこなえるようになった。

実際にこれらの解析的評価法が、リソグラフィーシステムの評価に用いられている[13,14]。

6章参考文献

- [1]H.Fukuda,A.Imai,T.Terasawa and S.Okazaki;"New Approach to Resolution Limit and Advanced Image Formation Techniques in Optical Lithography",IEEE Trans. Elect. Devices, Vol. 38 (1991) 67-75.
- [2]鶴田匡夫；「応用光学。」(培風館、1990) pp.279-292.
- [3]Masato SHIBUYA and Tadao TSURUTA;"Resolution vs depth of focus in the resolution-enhanced optical system for lithography" SPIE 1780 (1992)pp.117-1780
- [4]渋谷真人、鶴田匡夫；「像強度の解析的公式と投影光学系リソグラフィーの実用解像度」光学 21 (1992) pp688-697.
- [5]M.D.Lenvenson, N.S.Viswanathan and R.A.Simpson;"Improving resolution in Photolithography with a Phase-Shifting Mask", IEEE Trans.Elect. Devices,ED-29 (1982) 1828-1836.
- [6]渋谷真人；「透過照明用被投影原版」特許出願公開 昭57-62052、特許出願公告 昭62-50811、1441789
- [7]堀内敏行、鈴木正則、渋谷真人；「投影露光装置」公開昭59-226317、公告平5-52487
- [8]N.Shiraishi,S.Hirukawa,Y.Takeuchi and N.Magome;"New Imaging Technique for 64M-DRAM" SPIE 1674 (1992)741-752.
- [9]Masato Shibuya, Toshihiko Ozawa, Masaya Komatsu and Hiroshi Ooki ;"Performance of Resolution Enhancement Technique Using Both Multiple Exposure and Nonlinear Resist "J.J.A.P. 33(1994)pp6874-6877.
- [10]Masato Shibuya and Tadao Tsuruta;"The Analytical Evaluation of Projection Optical Lithography" Optical Review, 2 (1995) pp148-153.
- [11]渋谷真人；「ステッパーにおける超解像」超解像セミナー講演集(1995年1月、三田ホール) pp157-175.
- [12]渋谷真人；「投影光学系リソグラフィーの評価法」光学 23 (1994) pp29-37.
- [13]H.Watanabe;"Analytical Description of Partially Cpheren Optical Systems for Optimization of Numerical Aperture and Degree of Coherence", J.J.A.P. 33(1994)pp.6549-6556
- [14]H.Sunagawa, M.Takeda, M.Oka, N.Ozaki, M.Haga and S.Kubota; "Deep UV lithography using continuous-wave 266 nm radiation from all solid-state frequency quadrupled Nd:YAG laser", SPIE Microlithography '95 (to be published)

第7章 まとめ

ICの高集積化(=素子の微細化)を達成するための、光リソグラフィー技術の研究、開発をおこなった。

(1) まず光学系の結像の旧来の概念を見直すことから始めた。本来光学系の結像は面から面への結像であるが、従来の結像理論ではこの観点からの考察が十分でなかった。このため結像を本質的に理解できず、点像振幅分布をはじめとする結像性能評価の計算方法に問題があった。フーリエ結像論という考え方があってもかかわらず、フーリエ座標をより本質的な見方とするまでには至っていなかったと考える。本研究では面から面への結像を直接考えるために、平面波間の干渉による結像という概念を基本的なものと位置づけた。この考え方により、結像の物理的に正しい、本質的な理解を得られ、アイソプラナチック条件の数学的定式化も容易に行えることになった。また、従来はスカラー回折理論としてのフーリエ結像論の前提条件にたいする吟味も十分でなかったが、本研究によりフーリエ結像論の体系が明確になった。

この基本的な考え方により、光学系の一般的評価法(OTF計算法、球面収差のある場合の正弦条件)の見直し、短波長光学系およびコヒーレント光源照明光学系の開発、新奇な超解像手法の開発、光リソグラフィー光学系の実用的評価法の導出がなされた。

(2) 光学結像性能を評価するものとしてOTFが一般に用いられている。また、光学性能評価だけでなく、自動設計プログラムの目標値としても重要な働きをする球面収差のある場合の正弦条件がある。しかしながら、従来のOTF計算法、球面収差のある場合の正弦条件の議論は混乱し、誤っていた。本研究では、平面波間の干渉を基本とする結像理論に基づき、OTF計算法、球面収差のある場合の正弦条件を正しいものとし、高精度高NA高画角である投影光学系の設計評価に十分適用できるものとした。

さらに新奇な自動設計(修正)プログラム開発、光学研磨面精度測定法の改良を行い、投影レンズの設計製造が十分に達成できるようにした。

(3) 解像力向上の手法として露光波長の短波長化がある。ここで見直したOTF計算法、球面収差のある場合の正弦条件、新奇な自動設計プログラム、高精度面測定法を用いて、従来のg線($\lambda=438.5\text{nm}$)ではなく、i線($\lambda=365\text{nm}$)でかつ高NA($=0.35$)である投影レンズを設計製作した(画面サイズ10mm \square)。一般ユーザーレベルにおいて0.8 μm 線幅の解像力が得られ、4MビットDRAMの開発を可能とした。

さらに短波長の光源としてエキシマレーザーが考えられるが、時間的にも空間的にもコヒーレンスがよく、投影光学系の照明光源として必要な空間的にインコヒーレントに拡がった光源ではない。エキシマレーザーレーザー光源から空間的にインコヒーレントな等価光源を達成するためのエキシマステッパー照明光学系の基本構成を開発した。

(4) 露光波長を短くし、開口数を大きくするだけでは、解像力の向上に限界がある。高解像なパターンを形成するための、いわゆる超解像技術を検討した。

結像を平面波間の干渉として考えると、最も細かいパターンは瞳の両端からの光による干渉で作られることがわかり、光学系の解像限界である空間周波数 $2\text{NA}/\lambda$ の像においても高いコントラストを得ることができることになる。このような考えに基づき解像限界まで高コントラストを実現する位相シフト法を開発した。この方法は光リソグラフィーによる微細化技術としてたいへん有望であり、開発レベルでは盛んに用いられている。KrFエキシマステッパーと併用すれば、4GビットDRAM(0.13 $\mu\text{mL/S}$ 相当)の製造が可能となってきた。

等価光源の形状を輪帯状とした輪帯照明法を用い、細かいパターンでも高コントラストを得ることがで

きた。

将来の超解像技術として、露光強度にたいする反応量が非線形な感度特性をもつレジストを用いて多重露光する方法を開発した(非線形レジスト多重露光、NOLMEX法)。位相シフト法との組み合わせにより、空間周波数 $4NA/\lambda$ までのパターンを有限なコントラストで形成することができる。この技術が開発され、ArFエキシマステッパーと位相シフト法とを併用すれば、64GビットDRAM製造も可能となるであろう。

(5) 光リソグラフィーにおいては、レジスト厚、ウエファーの反り、デバイス段差、焦点合わせ精度により、深い焦点深度が要求される。従来の光学性能評価では、解像力の議論と、フォーカス特性の議論とが独立に行なわれていたが、解像力、深度、コントラスト、波長、コヒーレンスファクターの解析的な関係を求めることにより、投影光学系リソグラフィーにおける各手法の特性を容易に把握でき、また比較できるようになった。最適な開口数や最適なコヒーレンスファクターを解析的に求めることも可能となった。今後の露光装置のシステム開発にたいへん有効な手法を得ることができた。

以上のように、従来理論の見直し、従来技術の改良、また新技術の開発により、光リソグラフィーの高解像力化、微細化を可能とし、またそれらの技術の性能を見通しよく評価できるようになった。特に位相シフト法はパターンの方向やサイズの異なるものを1回の露光で高解像に焼き付けることが出来、たいへん有効である。短波長光源(KF,248nm)により、4GビットDRAM(0.13 μ m線幅)が光リソグラフィーの射程圏内に入ってきた。さらに ArFエキシマレーザー(193nm)を用いれば、16Gビット(0.1 μ m線幅)も十分に解像できる。本研究は光リソグラフィーの高解像力化に大いに貢献してきたし、今後の発展にも寄与すると考える。

謝辞

本論文をまとめるにあたり、東京大学生産技術研究所・黒田和男教授に心より感謝いたします。先生の確かなご指導、ご助言がなければ、本研究をこのようにまとめることはできなかったと思います。そして、数多くの有益な議論、ご助言を頂いた東京大学生産技術研究所・志村努助教授をはじめ、黒田・志村研究室の皆様、応用光学研究委員会、情報光学研究委員会の皆様にも深く感謝いたします。

また、審査を通じて貴重なご意見を頂いた東京大学工学部物理工学科・伊藤良一教授、同三尾典克助教授、東京大学物性研究所・渡部俊太郎教授にもここにあらためて感謝の意をのべて頂きたいと思います。

論文をまとめるにあたっては、株ニコンの多くの方々にお世話になりました。鶴田匡夫常務取締役には、研究内容への有益な示唆、ご助言を頂いただけでなく多くの面でお世話になり、感謝の念にたえません。また、金谷富士夫光学本部長をはじめ光学本部の方々には、すくなくともご協力を頂き、感謝いたします。

発表論文等一覧表

(1) 光学系の基本的な評価に関する発表論文

- [1] 渋谷真人; 「不遊条件とOTFの計算」 光学 13 (1984)pp40-48.
- [2] 渋谷真人、真島清人、浪川敏之; 「球面収差のある場合の正弦条件」 光学 16 (1987)pp199-203.
- [3] 渋谷真人、真島清人、浪川敏之; 「球面収差のある場合の正弦条件の3次収差論による検討」 光学 16 (1987)pp450-453.
- [4] Masato SHIBUYA; "The sine condition in the presence of spherical aberration" OPTIK 76 (1987) pp161-163.
- [5] Masato SHIBUYA; "The derivation of the sine condition in the presence of spherical aberration" OPTIK 80 (1988) pp95-97.
- [6] Masato SHIBUYA; "The Relation between Offence against the Sine Condition in the Presence of Spherical Aberration and Lateral Aberration" Opt. Commu. 70 (1989)pp12-15.
- [7] Masato SHIBUYA and Hiroshi OOKI; "The non-isoplanatic image equation and the effect of not satisfying the sine condition in the scanning microscope" J.M.O. 36 (1989) pp1353-1365.
- [8] Hiroshi OOKI and Masato SHIBUYA; "Dynamic apodization effect on laser scanning microscope" OPTIK 81 (1989) pp181-184.
- [9] Masato SHIBUYA; "The exact sine condition in the presence of spherical aberration" SPIE 1354 (1990) pp240-247.
- [10] Masato SHIBUYA; "Exact sine condition in the presence of spherical aberration" Appl. Opt. 31 (1992) pp2206-2210.
- [11] 渋谷真人; 「光通信アンテナの波面収差と中心近傍での強度分布」 光学 21 (1992)pp.50-54
- [12] Toshiyuki Namikawa and Masato Shibuya; "Isoplanatic condition and the characteristic of defocus in an optical system of low Fresnel number", OPTIK 96 (1994) pp93-99.

(2) リソグラフィに関する発表論文

- [1] Masato SHIBUYA and Masaomi KAMEYAMA; "Optical Performance of a 10:1 Reduction i-Line Lens for use with a Step-and-Repeat System" Kodac Microelectronics Seminar'84 (1984)pp52-57
- [2] Masato SHIBUYA and Tadao TSURUTA; "Resolution vs depth of focus in the resolution-enhanced optical system for lithography" SPIE 1780 (1992) pp.117-131
- [3] 渋谷真人、鶴田匡夫; 「像強度の解析的公式と投影光学系リソグラフィの実用解像度」 光学 21 (1992) pp688-697.
- [4] 渋谷真人; 「投影光学系リソグラフィの評価法」 光学 23 (1994) pp29-37.
- [5] Hiroshi OOKI, Masaya KOMATSU and Masato SHIBUYA; "A Novel Super-Resolution Technique for Optical Lithography—Nonlinear Multiple Exposure Method" J.J.A.P. 33 (1994)pp.L177-L179.
- [6] Masato SHIBUYA, Toshihiko OZAWA, Masaya KOMATSU and Hiroshi OOKI; "Performance of Resolution Enhancement Technique Using Both Multiple Exposure and Nonlinear Resist" J.J.A.P. 33 (1994)pp6874-6877.
- [7] Masato Shibuya and Tadao Tsuruta; "The Analytical Evaluation of Projection Optical Lithography" Optical Review, 2 (1995) pp148-153.

(3) その他の発表論文

- [1] Ichiro HATTA and Masato SHIBUYA; "Experimental Study on the Critical Dynamics of the Order-Disorder Transition in Binary Alloys" J.Phys. Soc.Japan 46 (1978)pp487-494.

(4) 解説、講演など

- [1] 渋谷真人; 「コヒーレンスと結像」 光学 21 (1992)pp822-830、pp891-898.
- [2] 渋谷真人; 「光リソグラフィにおける解像限界克服技術」 平成4年度日本分光学会顕微分光部会セミナー 超解像 (1993)pp53-68.

[3]渋谷真人,小松雅也、大木裕史：「光リソグラフィーにおける新しい超解像技術」OplusE, No.174 (1994)pp67-69.

[4]渋谷真人、小沢稔彦、小松雅也、大木裕史：「超解像技術「NOLMEX」法の開発」、発明, 91 (1994) pp92-95.

[5]渋谷真人：「ステッパーにおける超解像」平成6年度日本分光学会顕微分光部会セミナー”超解像セミナー”講演要旨集 (1995)pp157-175.

[6]渋谷真人：「位相シフト法」、半導体研究所報告、30 巻3号 (1995) pp9-16.

(5) 関連特許

[1]渋谷真人：「被投影原版」公開昭57-62052、公告昭62-50811、1441789

[2]渋谷真人：「照明光学装置」公開昭59-226317、公告平5-52487、1913143

[3]渋谷真人、上原誠：「照明光学装置」公開昭60-230629

[4]堀内敏行、鈴木正則、渋谷真人：「投影露光装置」公開昭61-91662、公告平6-82598

[5]浅見武史、渋谷真人：「干渉装置」公開昭62-127601、公告平7-3323

