HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	Fraunhofer回折による超精密加工表面テクスチャの測定評価法に関する研究
Author(s)	高谷, 裕浩
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第3040号
Issue Date	1992-03-25
DOI	https://doi.org/10.11501/3060644
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/52241
Type	doctoral thesis
File Information	000000249590.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

Fraunhofer 回折による超精密加工表面テクスチャの測定評価法に関する研究

高谷裕浩

博士論文

Fraunhofer 回折による超精密加工表面テクスチャの測定評価法に関する研究

北海道大学大学院　工学研究科　博士後期課程　精密工学専攻

高谷裕浩

平成３年１２月

Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折による超精密加工表面テクスチャの測定評価法に関する研究

目　次

第１章　緒　論 …… 1

1.1節　本研究の背景 …… 1

1.2節　超精密加工表面テクスチャの測定評価における問題点 …… 4

1.3節　本研究の目的と概要 …… 13

謝　辞 …… 17

本論文中で使用する主な記号 …… 18

第２章　超精密加工技術の現状と本研究に関連する測定法の問題点 …… 21

2.1節　超精密技術の研究開発課題と本研究の位置づけ …… 22

2.2節　超精密加工技術の現状 …… 26

2.2.1　超精密切削加工の現状 …… 27

2.2.2　超精密鏡面研磨加工の現状 …… 41

2.2.3　クリーンルーム技術の現状 …… 45

2.2.4　表面微細溝形状加工の現状 …… 49

2.3節　超精密加工表面の表面粗さ測定における問題点 …… 54

2.3.1　接触式測定法の現状と問題点 …… 57

2.3.2　非接触式測定法の現状と問題点 …… 63

2.4節　超精密加工表面の微細欠陥、付着異物測定における問題点 …… 81

2.5節　表面微細溝形状測定における問題点 …… 88

2.6節　光学的フーリエ変換による表面テクスチャの特徴抽出原理 …… 92

2.7節　結　論 …… 96

第３章　光学的フーリエ変換の原理 …… 99

3.1節　Kirchhoffの回折理論と回折波の伝播 …… 101

3.1.1　Helmholtz-Kirchhoffの積分定理 …… 101

3.1.2 Fresnel-Kirchhoffの回折積分 …… 103
3.1.3 回折の伝播距離による分類 …… 105
3.2節 Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折像 …… 113
3.2.1 レンズの位相変換作用 …… 113
3.2.2 Fraunhofer回折像の特性 …… 115
3.3節 表面テクスチャとＦｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折光強度の関係 …… 122
3.4節 結 論 …… 127

第４章 Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折による周期的表面粗さの測定評価法 …… 128
4.1節 周期的表面粗さの測定原理 …… 130
4.1.1 周期的表面粗さモデルによるFraunhofer回折光強度分布の理論解析 …… 130
4.1.2 Fraunhofer回折光強度による周期的表面粗さの測定原理 …… 136
4.1.3 数値計算による測定範囲の解析 …… 143
4.2節 計算機シミュレーション …… 146
4.2.1 計算機シミュレーションの方法 …… 146
4.2.2 ツールマークの影響と測定精度の検討 …… 147
4.3節 超精密ダイヤモンド切削表面粗さの測定実験 …… 157
4.3.1 実験装置の構成 …… 157
4.3.2 回折光強度と周期的表面粗さ …… 159
4.3.3 磁気ディスクの表面粗さ測定 …… 167
4.4節 磁気ディスクのオンマシン計測 …… 171
4.4.1 インプロセス測定における問題点の分析 …… 171
4.4.2 インプロセス測定センサとシステム構成 …… 174
4.4.3 磁気ディスク表面粗さの粗さマップによる評価 …… 175
4.4.4 オンマシン計測実験システムの構成 …… 187
4.4.5 静的計測と動的計測の測定結果の比較と考察 …… 188
4.5節 切削加工プロセスの推定 …… 202
4.5.1 切削加工プロセス解析システムの構成 …… 202
4.5.2 Fraunhofer回折光強度による分析 …… 206
4.5.3 粗さのパワースペクトル解析による分析 …… 207

4.6節　結　論 …… 216

第５章　Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折によるランダム表面粗さの測定評価法 …… 219
5.1節　ランダム表面粗さの測定原理 …… 221
5.1.1　ランダム表面粗さの統計モデルと評価パラメータ …… 221
5.1.2　ランダム表面粗さモデルによるFraunhofer回折光強度分布の理論解析 …… 227
5.1.3　Fraunhofer回折光強度によるランダム表面粗さの測定原理 … 232
5.1.4　数値計算による測定原理の検討 …… 238
5.2節　計算機シミュレーション …… 242
5.2.1　ランダム表面粗さモデルの生成方法 …… 242
5.2.2　測定範囲の検討 …… 245
5.3節　超精密鏡面研磨加工されたシリコンウェハによる検証実験 …… 251
5.3.1　実験装置の構成 …… 251
5.3.2　鏡像法による参照光強度の測定方法とデータ処理の手法 … 252
5.3.3　繰り返し測定精度の検討 …… 260
5.3.4　ＳＴＭによるシリコンウェハの測定 …… 271
5.4節　加工工程のモニタリング …… 277
5.4.1　Firstポリシングシリコンウェハと Finalポリシングシリコンウェハの比較測定 …… 277
5.4.2　粗さマップによるランダム表面粗さ評価 …… 278
5.5節　結　論 …… 282

第６章　超精密加工表面における表面欠陥、付着異物の検出と測定評価法 …… 284
6.1節　三角形微細傷による回折光強度分布の解析 …… 286
6.1.1　三角形微細傷によるFraunhofer回折光強度の理論解析 …… 286
6.1.2　数値計算による回折光強度分布の解析 …… 291
6.2節　三角形微細傷による回折光強度測定実験 …… 294
6.2.1　実験装置の構成 …… 294
6.2.2　三角形微細傷による回折光強度分布の測定 …… 296
6.2.3　シリコンウェハ表面の微細傷の検出 …… 299

6.2.4　スポット径と微細傷による回折光強度との関係 …… 300
6.3節　集光ビームモデルによる微細傷の散乱特性解析 …… 312
6.3.1　集光ビーム散乱系のモデル化 …… 312
6.3.2　境界要素法による散乱解析シミュレータの開発 …… 314
6.3.3　境界要素法による散乱解析シミュレーションの結果 …… 330
6.4節　付着異物による回折パターンの解析 …… 336
6.4.1　集光ビーム照射された円形開口による回折光強度の理論解析 …… 336
6.4.2　球形粒子粒径の測定原理 …… 343
6.5節　偏光・回折光学系による付着異物検出の基礎実験 …… 351
6.5.1　偏光・回折光学系の構成 …… 351
6.5.2　標準粒子による回折パターンの測定と粒径の評価 …… 354
6.6節　偏光度測定によるピンホールの検出 …… 361
6.6.1　標準粒子およびピンホールの偏光度測定の原理 …… 361
6.6.2　付着異物とピンホールの分離と評価方法 …… 363
6.7節　結　論 …… 370

第７章　表面微細溝形状の測定評価法 …… 372
7.1節　矩形溝形状パラメータの測定原理 …… 374
7.1.1　矩形溝モデルによるFraunhofer回折光強度の理論解析 …… 374
7.1.2　Fraunhofer回折光強度による矩形溝形状パラメータの測定原理 …… 382
7.1.3　数値計算による誤差特性の解析 …… 390
7.2節　計算機シミュレーション …… 396
7.2.1　計算機シミュレーションの方法 …… 396
7.2.2　表面粗さの影響と台形溝への適応性の検討 …… 398
7.3節　矩形溝形状パラメータの測定評価実験 …… 407
7.3.1　実験装置の構成 …… 407
7.3.2　標準格子板の測定結果と考察 …… 411
7.3.3　光ディスクスタンパ案内溝の測定結果と考察 …… 413
7.4節　逆散乱位相法による微細溝形状測定理論 …… 427

7.4.1　逆散乱位相法の微細溝形状測定への適用 …… 428
7.4.2　微細溝形状復元シミュレーション …… 436
7.5節　結　論 …… 441

第8章　結　論 …… 443

参考文献 …… 448

第1章　緒　論

本章では、本研究の背景と問題点および本研究の目的、概要について述べる。

1.1節 本研究の背景

高度情報化社会の発展において、大規模集積回路を生み出す半導体製造技術や光情報通信、光コンピュータの要となる光技術は欠かせないものとなってきており、それらの先端技術を支える基盤技術として超精密加工技術が重要な役割を担い始めている。また、応用分野も極めて多岐にわたっており、その発展は単なる既存製品の機能向上をもたらすのみでなく新たな製品を生み出していく原動力となっている。例えば、現在超精密加工による鏡面仕上加工や微細溝形状加工の要求が進んでいる応用分野を機械部品、電子部品、光学部品の３つの分野に分類して挙げるとすれば、まず機械部品では、超精密基準面、超精密ガイドや光ディスク用超精密圧印および射出金型（スタンパ）[1, 2]などがあり、電子部品ではＬＳＩ（Large Scale Integration 大規模集積回路）、超ＬＳＩ製造におけるウェハ加工 [3] や計算機メモリ用の磁気ディスク基板、光学部品ではレーザ・プリンタなどに用いられているポリゴンミラー [4]、レーザ加工用ミラー、非球面プラスチックレンズ用金型、ｘ線光学素子や光回折格子 [5] などが挙げられる。

超精密加工を、各時代において到達し得た最高の加工精度をもつ加工法と定義すれば、現在の超精密加工の領域はおよそ５０ｎｍから５ｎｍの幅の加工精度といわれている。（図１－１－１を参照）また、超精密加工は加工精度が１ｎｍ＝０．００１μｍ程度の製品を作り出す総合生産技術であるナノテクノロジ（Nano-technology）を現実化するための基礎技術であるといえる。[6, 7] そのような高精度な加工は、機械、工具、材料といった基本的な加工要素の高精度、高機能化にとどまらず、加工技術、計測技術、加工環境管理技術、固有技術、技能など加工に関する周辺技術の全てが極めて高度に整備され、それらが適切に監視、制御されて初めて達成される。従って、安定した高精度加工の実現に加えさらに精度の向上をはかるためには、個々の要素技術の高精度化とともに加工プロセス全体を考慮した加工工程管理や製品管理のシステムを整えていく必要がある。そのためには製品を加工中あるいは加工直後に定量的に評価できる計測評価システムの開発が不可欠な要素となってきている。つまり、工程管理および製品管理のためのインプロセス計測は、[8] 温度、湿度、クリーン度などの環境条件に極限の状態が求められ要求精度に対して加工能力ぎりぎりで行われる超精密加工にとって非常に重要な技術であると言える。また、そ

ういったインプロセス計測技術の開発は、生産の自動化、省力化、無人化をめざすＦＡ（Factory Automation）の実現をも直接的に支援するものとなる。現在、鏡面加工として用いられている超精密加工法には超精密ダイヤモンド切削加工、超精密研磨加工、超精密研削加工、さらに表面微細形状の製造においてはリソグラフィーなどが代表的なものとして挙げられる。これらの加工において、工程管理や製品管理を行うためにはおもにナノメータオーダの表面粗さや極微細表面欠陥、表面付着異物、極微細形状寸法精度などの検査や測定評価をインプロセスで行う必要がある。そのためには、新しい表面計測技術の開発への要求が強まってきており、その測定技術の備えるべき条件としては測定精度の向上とともにインプロセス計測に結びつけられる可能性を持っていなければならない。従来、表面計測において最も信頼性が高いとされてきた触針式粗さ計には克服するべき問題が多数残されており、また高精度化を目指して開発が行われている新しい測定原理に関してもインプロセス計測への応用を考えた場合まだいくつかの困難な問題を抱えているものがほとんどであるのが現状である。さらに、これまでの表面テクスチャの評価方法をそのままインプロセス計測に用いようとすることによって生ずるいくつかの問題点についての根本的な議論も課題として残されている。

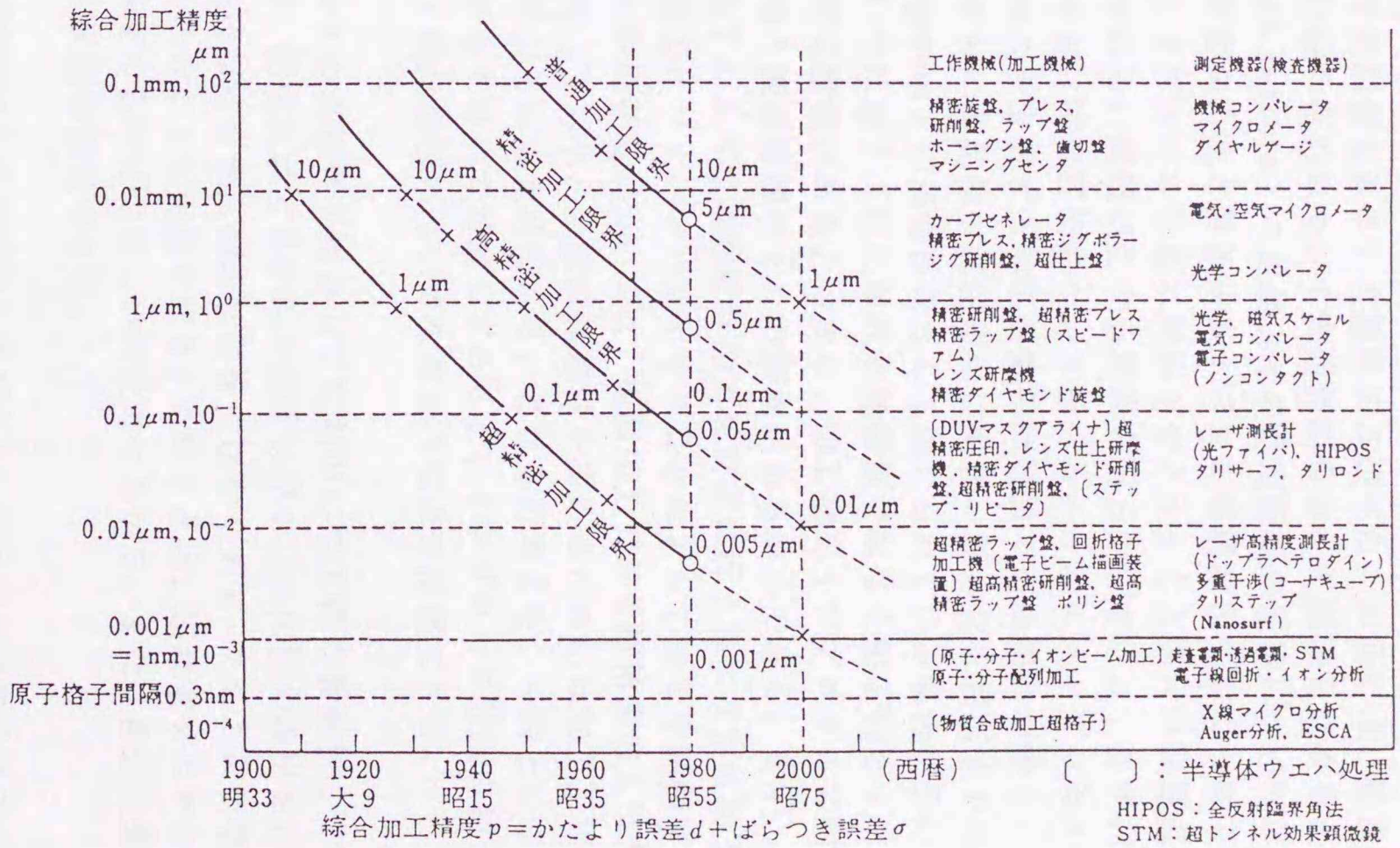


図 1-1-1 到達加工精度限界と年代

1.2節 従来の表面テクスチャ測定評価における問題点

前節において、超精密加工表面がナノメータオーダの領域に達してきている現状を踏まえ、表面計測をインプロセスで行うことの重要性を指摘し、超精密加工面の測定評価に存在する問題点について概略的に述べた。本節では、超精密加工におけるインプロセス計測の目的について表面計測を中心に議論を進めるとともに表面テクスチャ（Surface Texture）の定義とその測定評価の意義について言及する。さらに、従来の表面計測の手法と評価法をそのまま高精度化することによって超精密加工表面におけるインプロセス計測に対応させようとする場合の問題点について更に詳細に分析し、それらの問題が生ずる原因を明らかにする。　まず、超精密加工におけるインプロセス計測の目的について述べる。一般にインプロセス計測は、計測対象が加工プロセスを支配する加工要素の制御量である場合が多く、生産の自動化を目指すＦＡやさらに多品種少量生産の自動化、無人化を目指すＦＭＳ（Flexible Manufacturing System）の基礎技術として論じられている場合が多い。[9] しかし、超精密加工においては加工工程における制御量ではなく加工物をインプロセスで測定することに重要な意義がある。つまり、加工物をインプロセスで測定することの目的には工程管理と製品管理の２つの側面があるからである。まず、工程管理については、超精密加工のような高精度な加工を安定に行う為には常に加工状態をチェックしその情報を加工にフィードバックすることによって加工を制御する必要があるためであり、また製品管理については、極限加工である超精密加工は常に’不良品’をだす可能性を持っており、生産の信頼性を高めるためには加工工程中に製品の全数検査が必要不可欠となるためである。これらの考えを、一例として超精密ダイヤモンド切削加工にあてはめて考察してみると、インプロセス計測の利点として（１）工程管理と（２）製品管理について次のような点が指摘できる。

1. インプロセスの高速性を生かして切削中に加工物の表面粗さや欠陥を測定評価できれば、間接的に工具摩耗の進行状況や工具欠損の検出を行えることはもとより、切込み精度や工具送り量をすばやくチェックし工具制御系へフィードバックをかけることも可能になる。このことは、超精密ダイヤモンド切削の高精度化と精度の安定化の著しい向上につながる。また、自励振動などの発生を検出し異常状態を監視できる。

2. 超精密切削技術はまだ未成熟な面があり、製品が完成するまでの途中の工程に適宜検査工程を組み込むことによって製品が不合格になったときの損失を少なくするのに役立つ。また、加工表面の一部ではなく全面の連続的で高速な検査が実現し、超精密ダイヤモンド切削加工の最大のニーズの一つである大型反射鏡などの欠陥をすばやく検出することが可能になる。

そこで、超精密加工の最大の特徴である表面加工について、表面計測を工程管理と製品管理の面からさらに検討してみる。加工工程の管理を加工物（製品）を計測す

る事によって行おうとする場合、次のような条件が必要である。まず、加工状態を決定する諸要因およびその制御量と加工物に対して行われる測定量の間に存在する因果関係が明らかになっていることである。例えば、先に挙げた超精密ダイヤモンド切削加工の場合、表面粗さと切込み量、工具摩耗量の関係や微細な傷（欠陥）とチッピングなどの因果関係がある程度予測されることがあげられる。また、測定は要求精度よりも高い測定精度で行われなければならない。このことは加工精度の安定化の為の最低条件といえる。さらに、表面加工において、表面性状は製品の品質を決定する最大の要因であり、表面性状検査の高能率化は製品管理においても重要な課題といえる。以上のことから、超精密加工による表面加工においては、工程管理と品質管理の２つの目的から製品の表面性状のインプロセス計測の実現が重要な課題となってきており、加工と表面性状の因果関係や表面の品質を決定する要因が何であるかを考察する場合、表面性状の評価に対する問題点を明らかにする必要があることがわかる。よって、まず加工表面の持つ工学的属性について概略的に述べ、次に本研究に関連する表面テクスチャ（ Surface Texture ）の定義について述べていく。

表面の構造は、工学的には製品の表面の機能および効果の面から、図１－２－１のように分類される。また、表面計測で問題とされている項目を、製品の機能および加工精度との関連でまとめたものが図１－２－２である。[10] まず、表面層構造は大まかに表面テクスチャ（ Surface Texture ）とインテグリティー（ Surface Integrity ）とに分類される。一般的に、Syrface Texture が加工工程における外部的な効果（ exterior effects ）により生ずる表面の性状とすれば、Surface Integrity は内部的な効果（ Interior effects ）に起因する特性であると考えることができる。しかし、Surface Integrity は単に特定の物理的な表面の性質を表しているのではなく、加工によって現われる表面の性質が及ぼす工学的な影響も含めた極めて一般的な用語であり、Surface Texture に起因する内部における効果も包含した性質と見ることができる。Surface Integrity は、”製造中に加工の表面層に生成される、あらゆる可能性のある出来事の記述と制御に関するもので、それは製品としての動作中の材料の性質や表面性能に及ぼす影響を包含する。” [11] と定義されている。更に、” Surface Integrity は、部品の意味のある工学的性質に及ぼす製造過程の影響の評価に関連し、その過程の選択と制御によって目的が達成される。”とされており、表面の品質管理における Surface Integrity の重要性が注目され始めている。その内容は図１－２－１に示されているように、加工中に生成される表面酸化物、異物埋め込み、き裂、残留ひずみ、応力、組織変化、合金生成などを意味しており、さらに cracks（ macro or micro ）, craters , inclusions , intergranular attack , laps , folds or seams , pits 、... など Surface Texture に関連するものも含まれている。Surface Texture は”表面の幾何学的微細形状”と定義でき、その具体的内容は表面粗さ（ roughness ）を初めとして、うねり（ waviness ）、Tool Mark 、すじ目、きず、... などが含まれる。[12]

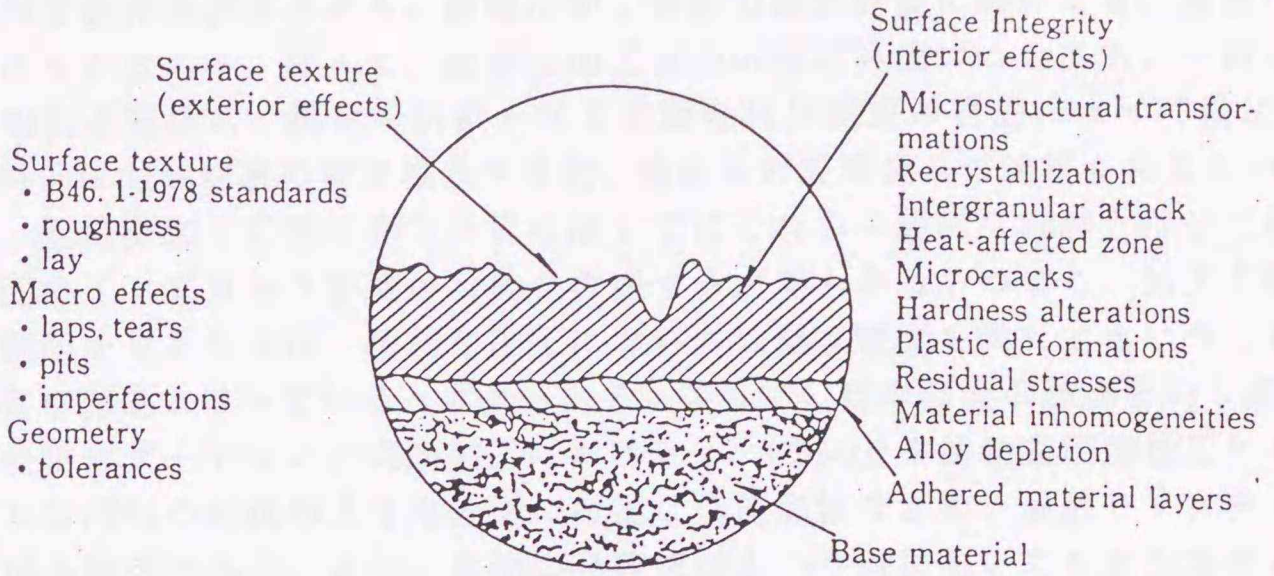


図 1-2-1 加工面の表面層構造（ Machining Data Handbook ）

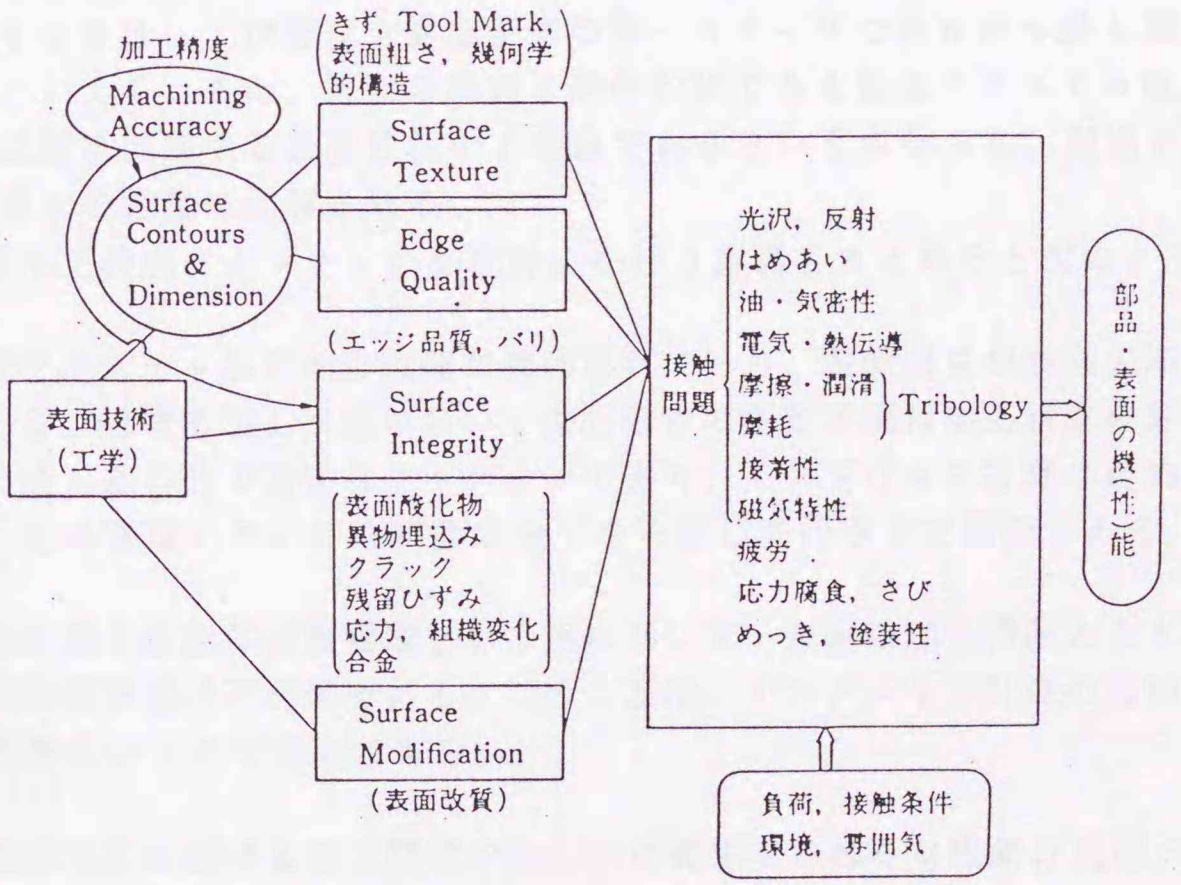


図 1-2-2 Surface Technology と部品性能の関係

理想的には、工学表面の性状評価は部品の使用目的と要求機能および性能、寿命を十分考慮し、表面のどのような特性に注目して行うかを決定するべきである。Surface Integrity は表面の要求性能とそれに影響を及ぼす加工工程をも考慮した場合の表面性状評価項目であり、超精密加工表面の測定評価においても、重要な評価項目であると言える。従って、超精密加工表面の測定評価についても、一般の精密加工の場合と同様に、測定の対象となる表面性状は測定の目的によって決定され、測定の目的は測定対象の要求機能や性能、寿命などを考慮して決定されるといえる。しかし、超精密加工表面の測定評価に関してはこれら一般的な議論と併せて超精密加工表面のインプロセス計測の目的を考慮する必要もある。つまり、加工工程管理という側面を見るならば、超精密加工においては要求精度を満たすということが非常に重要な課題となっていると考えられる。よって、要求精度の評価という点では、例えば超精密ダイヤモンド切削加工における Tool Mark や超精密研磨加工におけるランダムな凹凸の性状のような表面の微細な幾何形状などの、表面テクスチャの測定評価が不可欠である。また、表面の品質管理という点においても表面精度に加え Surface Integrity にも包含されている表面の性質として、超精密加工表面の場合にはいわゆる表面欠陥とみなされるような表面幾何形状が問題となってくる。言い替えれば、超精密加工においては”表面の幾何学的微細形状の完全性”こそが重要な課題となってくる。従って以上の議論から、超精密加工表面において表面テクスチャを測定評価する事は、工程管理や製品管理の第一ステップでありかつ最も基本的な課題であるといえる。また、表面の微細な幾何形状である表面テクスチャは加工精度や表面の品質を反映する表面性状の 1 要素であるという点からも、表面テクスチャを測定評価する意義は理解される。

超精密加工表面テクスチャの測定評価を行う意義をまとめると次のようになる。

1. 表面テクスチャは表面の微細な幾何形状であり、表面粗さや表面欠陥などが含まれる。超精密加工表面において表面粗さの測定評価は加工精度の評価を行う上で最も基本的で重要なファクターであり、インプロセス計測の目的である加工工程の管理において高精度な加工を安定して行う上で重要である。

2. 超精密加工表面の品質管理という点において、表面の加工精度とともに表面欠陥の測定評価は不可欠である。このことは、インプロセス計測の目的である製品管理という点で重要である。

3. 超精密加工における加工精度や加工中に発生する様々な現象は表面テクスチャに最も良く現われる。従って、加工現象と表面テクスチャの測定量の間に存在する因果関係が推定し易い。つまり、表面テクスチャは加工制御のための加工へのフィードバックを行う上で適切な測定量であるといえる。一例として、表面粗さに関しては、加工工程に起因する４つの幾何学的不規則性のオーダがあることがわかっており、英国規格（ＢＳ　１１３４－１９７２）に次のように定義されている。[13]

- 第１オーダ　：　機械工具の精度の悪さ、切削力による工作物の変形あるいは材料そのものの重さに起因するもの。
- 第２オーダ　：　機械あるいは工作物の振動に起因するもの。（例えば、びびりマーク）
- 第３オーダ　：　加工そのもの及び加工工程の特性に起因するもの。
- 第４オーダ　：　チップ除去の際の材料の破壊に起因するもの。

実際には、第１と第２のオーダはうねりを生成し、第３と第４のオーダが表面粗さを生成すると考えられる。

4. 表面テクスチャは Surface Integrity に包含される性質を部分的に持っており、表面の要求機能をより高いレベルで満足するための Surface Integrity の測定評価を支える基礎的な測定要素である。従って、表面テクスチャの測定評価は表面測定評価技術の将来的な発展の基礎となり得る。

従来から、表面計測は触針式測定装置を用いて行われてきた。現在、日本の工業界で使用されている表面粗さ測定機は約９５％が触針式粗さ測定機であるといわれており、[14] その理由としては、触針式測定機の取扱いが比較的簡単で、表面粗さの各パラメータの直示と微細な凹凸の拡大記録図形を容易に得ることができる利点があるためである。従って、表面テクスチャの測定評価においては、凹凸上を触針がたどるときに得られる、いわゆる断面曲線（ Profile ）や断面曲線に含まれる直流、低周波成分を除去して得られる粗さ曲線（ Modified profile ）などを測定し、さらにキャラクタリゼーション（特徴抽出）を行うという方法が基本となる。一般にキャラクタリゼーションは表面の複雑な幾何学的形状の性質や特徴を数値化する目的で行われる。表面テクスチャのひとつである表面粗さのキャラクタリゼーションは、垂直方向の変動と横方向の変動を表すパラメータを算出することによって行われている。そして、それらは粗さ規格として規格化されている。１９８２年に制定されたＩＳＯ　４６８　Surface Roughness - Parameters, their values and general rules for specifying requirements では、ＩＳＯ　Ｒ４６８－１９６６に規定されていた断面曲線の高さ方向の性質である中心線平均粗さ R_a、十点平均粗さ R_z、最大高さ R_y（従来の R_{max}）に加えて、横方向の性質である局部的山頂の平均間隔 S、凹凸の平均間隔 S_m、凹凸の形状を示す性質ともいえる相対負荷長さ t_pの６種類である。[15] それらの定義を図１－２－３にまとめてある。また、各国の表面粗さ規格は、ＩＳＯに採用されているパラメータの中から採用されており、表１－２－１のようになっている。また、傷などの表面欠陥については、断面曲線のなかからその特徴を抽出しキャラクタリゼーションを行うのが難しく、規格化が遅れており現在標準的なものは存在しない。このように、表面テクスチャの評価は断面曲線あるいは粗さ曲線の数値的評価が一般的となっており、表面の幾何学的形状の細部を問題とする必要性はあまりないといえる。超精密加工表面の表面テクスチャの測定評価に、これらの方式を踏襲しようとすれば、まずナノメータオーダの分解能を持つ高倍率の測定

機によって断面曲線（粗さ曲線）を測定し、次に製品の機能や加工工程の特性などの考慮を行った上で適切な評価パラメータを選択し、それを算出する、という手順を踏むことになる。しかし、超精密加工表面テクスチャの評価においては、この方法自身にいくつかの問題点が存在し、さらにこの方法をインプロセス計測に結びつけようとした場合の問題点も生じてくる。それらをまとめると以下のようになる。

1. 表面テクスチャは加工工程における様々な加工現象の影響を受けて複雑な周期構造や振幅変化から構成される。加工工程と表面テクスチャとの因果関係を分析するためには、表面の複雑な幾何学的構造を個々の特徴的な要素に分解し、複数の加工現象の中のどの加工現象に起因しているのかを推定しなければならない。また、表面欠陥の存在については、表面の幾何学的構造からさらに加工に起因するそれらの成分をすべて取り除いて残る要素として抽出される。このプロセスを測定された断面曲線あるいは粗さ曲線をもとに行うためにはきわめて複雑な波形解析の手法を用いることになる。また、キャラクタリゼーションは定性的に行われることもあり、断面曲線の波形処理という方法では定性的な処理が難しい。例えば、傷などは定量化が難しく定性的にキャラクタリゼーションを行わざるをえない場合が多く、さらに二次元的な特徴も重要な要素になってくるため、断面曲線から傷を波形処理的な方法で判断することは非常に不確実な手法といえる。

2. さらに、（1）で述べたキャラクタリゼーションのアルゴリズムがすべて解明されたとしても、断面曲線あるいは粗さ曲線による表面テクスチャの測定評価法をインプロセス計測に応用しようとする場合、一度の測定評価に要する計算コストが大きすぎて高速化に対応できない。

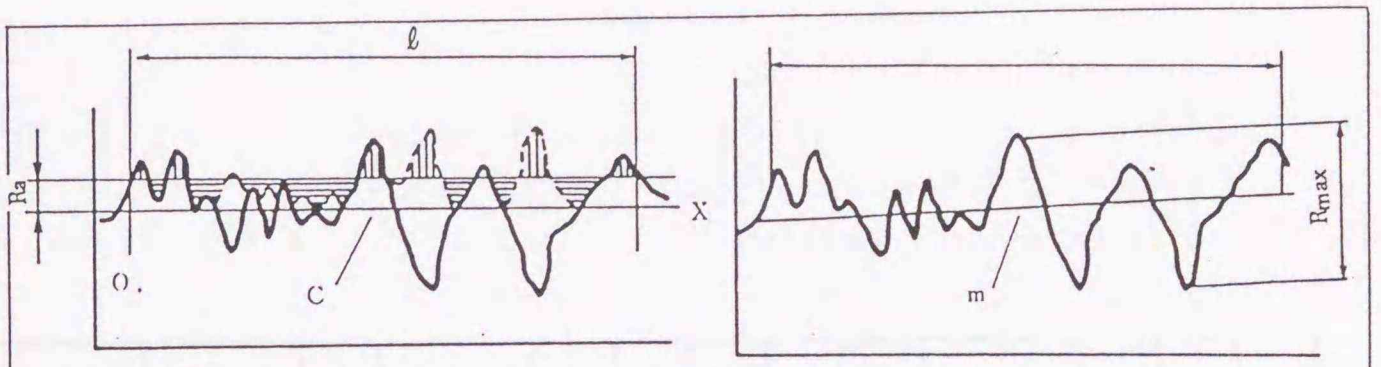
3. 超精密加工表面はナノメータオーダの非常に微細な凹凸であるため、それを高い分解能で追従するための長い時間を要する。このため、測定の高速化をはかる必要があり、インプロセス計測への対応は困難であるという問題がある。

4. インプロセス計測を行うためには、加工物が動いている状態での計測が可能とならなければならない。例えば、超精密ダイヤモンド切削加工においてはワークを切削中に表面テクスチャの測定評価を行うことが最終的な目標とされている。断面曲線をこのように動的に測定することは、原理的に不可能である。

5. 断面曲線の計測は振動や測定試料の傾きの影響を受けやすく、測定環境に対する制約が厳しい。そのため、加工環境中での測定に対応させる場合の問題点が多い。

これらの問題点が生じた主な原因として、まず表面計測の従来の方法である断面曲線に基づく評価を対応させようとしたこと、次にインプロセス計測を行う場合において測定環境や測定条件がこれまでと大きく変化したことなどがあげられる。

よって、インプロセス計測に対応できる超精密加工表面テクスチャの測定評価法の開発を行うためには、以上で述べたような問題点を克服する必要がある。また、これらの問題点を解決する有効な測定手法を提案することが本研究の目的である。



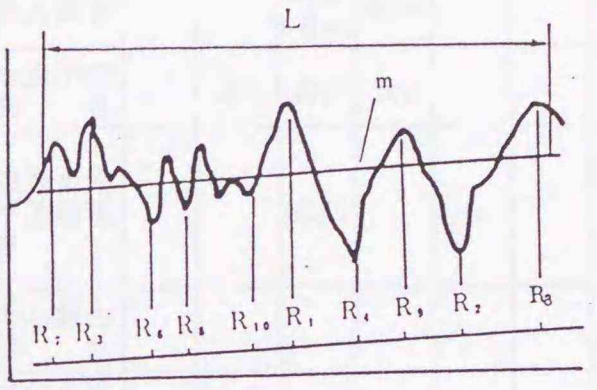
$R_a=\frac{1}{\ell}\int_0^{\ell}|f(x)|dx$

R_a：中心線平均粗さ、ℓ：測定長さ、
C：中心線

$R_{rms}=\sqrt{\frac{1}{\ell}\int_0^{\ell}f(x)^2\,dx}$

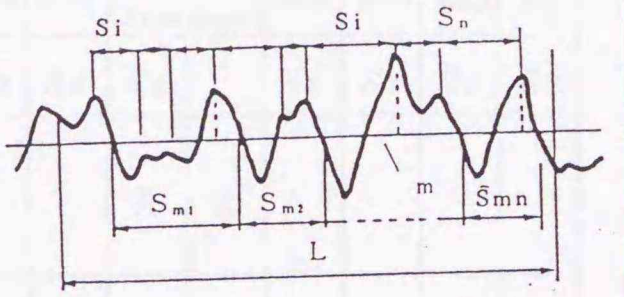
R_{rms}：自乗平均平方根粗さ

R_{max}：最大高さ
m：平均線
L：基準長さ



$R_z=\frac{(R_1+R_3+R_5+R_7+R_9)-(R_2+R_4+R_6+R_8+R_{10})}{5}$

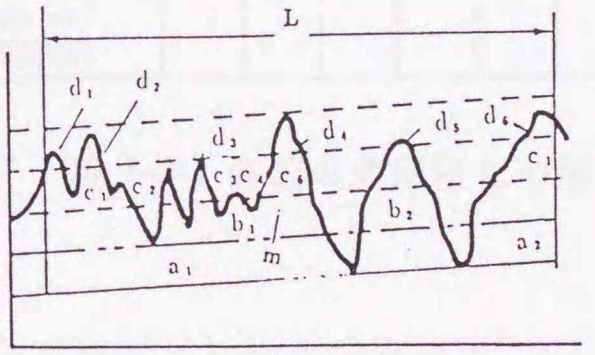
R_z：十点平均粗さ、m：平均線、
L：基準長さ
JIS B0601-1970の$R_z=R_3-R_4$



L：基準長さ、m：平均線

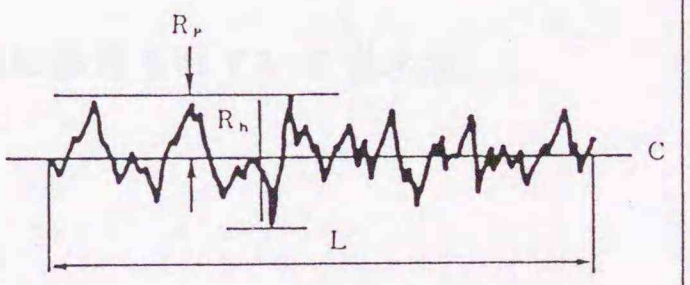
局部的山頂の平均間隔$S=\frac{\sum_{i=1}^{n}Si}{n}$

凹凸の平均間隔$S_m=\frac{\sum_{i=1}^{n}Smi}{n}$



L：基準長さ、m：平均線
di：dレベルにおけるi番目の線分の長さ
dレベルで切断した場合の相対負荷長さtp

$tp=\frac{\sum_{i=1}^{n}di}{L}$



R_p：中心線の深さ
L：基準長さ
C：中心線

図5　表面粗さの諸表示法

図 1-2-3 表面粗さの諸表示法

表示＼国名	アメリカ	イギリス	イタリア	インド	オーストラリア	オランダ	カナダ	スウェーデン	ソ連	ドイツ	フランス	フィンランド	ポーランド	日本	ISO
1.中心線平均粗さ	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra	Ra
2.最大高さ			$R\max$ (Rm)	$R\max$				$R\max$	$R\max$	Rt ($R\max$)	Rt ($\max$)	$R\max$	$R\max$	$R\max$	Ry
3.十点平均粗さ		Rz	Rz	Rz				Rz	Rz	Rz		Rz	Rz	Rz	Rz
4.自乗平均平方根粗さ			RMS		R_σ					R	R				
5.中心線の深さ										Rp	Rp				
6.相対負荷長さ			t					tp	tp	tp	$(T)RC$		N_L		tp
7.局部的山頂の平均間隔			Sm					(S)	S	Ar	AR				S
8.凸凹の平均間隔									Sm						Sm

表 1-2-1 各国の表面粗さの規格に採用されている表示法

1.3 節 本研究の目的と概要

前節において、従来の断面曲線あるいは粗さ曲線を計測して特徴量を抽出しそれらを数値的に評価する方法を超精密加工表面テクスチャの測定評価に対応させようとすることが原因で生ずる問題点やインプロセス計測における問題点をいくつか指摘した。そこで、これらの問題点を解決するための方針として、超精密加工表面テクスチャのインプロセス計測に対応できる測定評価法および測定装置の備えるべき条件について検討を加える。はじめに超精密加工表面に対応できるための条件と表面テクスチャの評価方法をまとめると次のようになる。

1. 超精密加工表面の要求精度はナノメータオーダとなっているため、測定精度にもナノメータオーダの分解能が要求される。

2. 超精密加工表面においては表面欠陥についても非常に微細なものが問題となるため、測定による表面への影響を少なくするために非接触で行なうことができる。

3. 評価方法としては、加工精度や加工状態と対応する表面テクスチャの特徴量をパラメータで定量化して評価する方法が適切であると考えられる。従って、測定原理に特徴量を定性的、定量的に分離できる機能を有し、分離された特徴量を数値化したパラメータを直接測定できるほうが望ましい。

4. 次に、インプロセス計測に対応できるための条件としては、表面テクスチャを加工中に測定評価するためにはワークの動的な測定が可能でなければならない。また、この条件を満足するために、測定の高速性が要求される。

5. インプロセス計測では、工具やワークと測定センサの干渉を防止するため、測定センサとワークの距離（ワーク・ディスタンス）が大きく取れることが望ましい。

6. ワークの傾きや振動の影響を受けにくいほうが望ましい。

これらの条件を満足する超精密加工表面テクスチャの測定方法を提案し、その有効性を示すことが本論文の目的である。

上述した目的に対し本論文ではインプロセス計測への対応を考慮した超精密加工表面テクスチャの測定評価法として、Fraunhofer 回折に基づく測定評価法を提案し、表面テクスチャに含まれる粗さや傷などの表面欠陥と微細形状の定量的な評価方法の解析を行なう。また、提案した測定原理に基づいて、光学式非接触センサの試作および計算機による測定データ処理システムの開発を行なう。そしてさらに、その測定評価システムを用いた超精密加工表面テクスチャの測定評価実験を行い、提案した測定法の有効性を検証する。これらの過程で得られた本測定法の特徴をまとめると以下のようになる。

- ナノメータオーダの超精密加工表面の測定に対応させるために、光の回折現象を利用することによって高精度化をはかり、それと同時に非接触測定を実現することで、測定によって加工表面に与える損傷やその他の影響をなくする。

- 断面曲線や粗さ曲線を計測しそのキャラクタリゼーションに基づいて評価を行うという、従来の表面計測の手法を超精密加工表面テクスチャの測定評価にそのまま拡張しようすることに起因する問題を解決するための有効な方法として、光学的フーリエ変換の原理に基づく測定原理の提案を行なう。光学的フーリエ変換は表面テクスチャに共存しているさまざまな周波数成分や振幅変化の特徴を光強度分布に変換するという特性を持っているため、断面曲線や粗さ曲線を計測することなく超精密加工表面テクスチャの特徴量の抽出を行うことができる。

- 超精密加工表面テクスチャのある特定の特徴量と光強度分布との関係を、Fraunhofer 回折理論に基づいて解析することにより、その特徴量の定量的な評価を行なうことも可能である。

- Fraunhofer 回折強度の平均的な処理を行うことにより、動いている表面の平均化された粗さに対する測定評価も可能であり、さらにデータ処理の高速化の技術が発展すれば平均化の処理を行なうことなく測定評価できる可能性を持つ。

- 超精密加工表面の粗さ測定に関しては、回折強度のパターンは測定センサとワークとの距離には依存せず、またワークの傾き、振動などによっても変化を受けないため、これらの測定精度に対する影響は原理的にないと言ってよい。

本論文は、これらの特徴を有する Fraunhofer 回折に基づく超精密加工表面テクスチャの測定評価法について提案しその有効性について論ずるものであり、第2章以下の構成は次のようである。

第2章では、本論文で対象となっている超精密なナノメータオーダの加工表面が現在どのような技術によって作られているかについて、超精密加工技術の現状をまとめる。超精密加工法にはさまざまなものがあるが、ここでは代表的なものとして超精密ダイヤモンド切削加工技術、超精密研磨加工技術そしてリソグラフィー技術について取りあげる。また、特にリソグラフィー技術では重要な課題となっているクリーンルームの現状についても述べる。これは、加工環境の変化の中から測定技術への新しい要求が生まれている顕著な例であり、本論文においても表面欠陥の測定評価において考慮される。そしてさらにこれまでに開発されているナノメータオーダの精度をもつ表面測定技術とそれらに残されている問題点について述べる。それらは表面テクスチャを構成する表面粗さ、表面微細欠陥そして表面微細形状に分け、各々に対して具体的な測定法や評価法について検討を加える。また、本論文で提案している測定原理について述べ、その位置づけを行なう。

第3章では、本測定法の基本原理である Fraunhofer 回折理論と光学的フーリエ変換の原理について述べる。基本的な回折理論と Fraunhofer 領域での近似的な解析

方法の数学的な展開と、レンズの位相変換作用を用いた場合の光学系の構成方法についてまとめ、開口関数の変化とFraunhofer回折光強度分布の特性について述べる。また、表面の幾何学的凹凸とFraunhofer回折光強度の間の数学的関係を導入し、Fraunhofer回折光強度による表面テクスチャの評価方法について論ずる。

さらに、以下の章では表面粗さを対象とした測定評価方法の開発、表面微細欠陥を対象とした測定評価方法の開発、表面微細溝形状を対象とした測定評価方法の開発について順に述べていく。はじめに超精密加工表面の表面粗さの測定評価法について論ずる。一般に加工表面は加工法によってその性状が異なる。表面粗さに関しては、切削加工された表面はいわゆるツールマークの転写が行なわれ表面の凹凸は周期的な構造を持っており、また研磨加工された表面においては砥粒軌跡によるランダムな凹凸の構造を持っている。

第4章では、周期的表面粗さを対象とし、その測定評価法について述べる。まず、切削加工表面の幾何学的形状のモデルとFraunhofer回折光強度との関係を理論的に解析し、表面粗さの定量的な評価方法を提案する。次に計算機シミュレーションを取り入れた解析を進め、実験装置を構築して提案した測定評価法の有効性について検討を加える。さらに、インプロセス測定センサの開発を行い、ナノメータオーダの粗さを持つ超精密ダイヤモンド切削面の回転中の測定を試み、インプロセス測定についての検討を行なう。これらの成果をもとに、切削加工中の工具摩耗や工具送り量などのモニタリングの基礎的な解析方法として、Fraunhofer回折による表面粗さのパワースペクトル推定法についての解析を行なう。

第5章では、ランダム表面粗さを対象とし、その測定評価法について述べる。まず、ランダムな表面粗さを統計モデルで表わし、統計モデルとFraunhofer回折光強度との関係を理論的に解析する。その結果を用いてランダム表面粗さの統計値を測定評価する方法を提案する。さらにランダム表面モデルによる計算機シミュレーションによって測定限界などについて検討する。また、基本的には周期的表面粗さのオンマシン測定実験で用いた測定センサと同じ構成の実験装置によって鏡面研磨されたシリコンウェハ表面の粗さの測定を行ない、提案した測定評価法の検証を行なう。

第6章では、ナノメータオーダの超精密な表面上に発生したサブミクロンオーダの微細な傷やピンホールなどの表面欠陥や、クリーンルーム内での加工において問題となる微小粒子などの表面付着異物の検出とそれらの定量的評価方法について述べる。この章の前半ではFraunhofer回折理論に基づく微細傷散乱の解析を行い、レーザビームを対物レンズで絞って照射した場合の回折光強度分布についての実験的検討を行なう。そしてさらに収束ビームの物理的な特性を考慮した厳密な解析によって回折パターンの挙動を調べるために、境界要素法（ＢＥＭ）の手法を用いた電磁波散乱解析シミュレータを開発し、微細傷の大きさと回折光強度の関係を明らかにする。また、超精密切削加工における高精度な切込みを応用して作製した微細傷の試料による測定評価実験を行なう。この章の後半では表面上の微小粒子、ピンホールの検出と定量的評価法の検討について述べる。まず、回折パターンから付着粒子のサイズやピンホールのサイズを定量的に評価する方法について論ずる。さら

に、ピンホールと付着粒子は同様の回折パターンによって検出されるため、両者の定性的識別方法として偏光特性を利用した方法を提案する。回折光学系に偏光光学系を組み込んだ測定装置を構成し、識別方法の実験的検証を行なう。

第7章では、サブミクロンオーダの幅や深さをもつ微細な溝を対象とし、その測定評価法について述べる。まず、矩形溝形状モデルとFraunhofer回折光強度の関係の理論的な解析を行ない、溝のピッチ、幅、深さなどのパラメータを定量的に評価する方法を提案する。次に計算機シミュレーションによって台形形状など他の溝形状に対する本手法の適応性などを検討する。さらにピッチの小さい溝特有の回折パターンに対応する実験装置を構成し、標準格子板の溝パラメータの測定実験による検証を行なう。しかし、ここで提案されている溝パラメータの測定評価法は溝の任意形状に対応できないため、回折パターンから溝形状を復元できる新しい理論である逆散乱位相法を提案し、溝形状復元の計算機シミュレーションによってその有効性について検証する。

第8章は、本論文の結論であり、本研究で提案した回折光による超精密加工表面テクスチャの測定評価法の有効性とインプロセス計測への応用の可能性について論じ、超精密加工表面テクスチャを構成する、表面粗さ、表面欠陥、付着異物そして表面微細溝形状の各々に対して開発された測定評価法について、得られた知見をまとめる。

謝　辞

本論文をまとめるにあたり、終始貴重な御助言と多大なる御指導を賜りました北海道大学工学部教授斎藤勝政博士に謹んで御礼申し上げます。又、平成３年９月に本学より転出された現大阪大学工学部教授三好隆志博士には、本研究を進めるにあたり有益な御指導並びに御鞭撻を賜り、一貫して本研究に対し深い御理解を頂き心から感謝致します。

本論文に対し詳細な御検討を賜り、多くの有益な御教示と御助言を承りました北海道大学工学部教授池田正幸博士並びに岸浪建史博士に厚く御礼申し上げます。又、本研究におけるSTMによる計測に際し多大なる御協力を賜りました北海道大学工学部教授武笠幸一博士に心から御礼申し上げます。

本研究は、1989年から1991年まで北海道大学工学部精密工学科において、大学院博士後期課程の研究として行なわれたものである。この間、本研究に対し異なった専門分野の立場からの有益な御意見と御協力を頂きました当講座の楢原弘之助手に厚く御礼申しあげます。さらに、実験装置の作製に対し終始暖かい御支援と御協力を頂いた金子一郎技官、計算機の取り扱いに関して貴重な御教示を頂いた近藤司技官には心より深く感謝します。又、本研究の協同研究者であり本論文における写真現像等に御協力頂いた大学院生の外山潔君に心より感謝するとともに、本論文を纏めるにあたり御協力を頂いた大日本印刷株式会社の清水義幸君に深く御礼申し上げます。さらに、本研究を進めるにあたり御協力を頂いた大学院生の岡田信一郎君はじめ精密加工学第一講座の学生の方々、および卒業生の皆様に心より感謝致します。

最後に、本研究を進めるにあたり終始暖かい目で私を見守り、生活の基盤を与えてくださった父と母に心より深く感謝します。

本論文中で使用する主要記号

f ： フーリエ変換レンズの焦点距離

λ ： 光波の波長

$h(x,y)$ ： 表面微細形状関数

$g(x,y)$ ： 表面反射光の複素振幅分布

$u(\xi,\eta)$ ： Fraunhofer 領域の複素振幅分布

N_x ： 空間周波数（ x 方向）

N_y ： 空間周波数（ y 方向）

$\mathrm{sinc}(x)$ ： シンク関数（ $\sin(x)/x$ ）

$\langle u \rangle$ ： 複素振幅 u のアンサンブル平均

$\chi(v)$ ： 特性関数

$\chi_2(v,-v)$ ： 2 次元確率過程における特性関数

$w(z)$ ： ランダム表面粗さにおける高さ zの確率密度関数

$w(z_1,z_2)$ ： 2 次元ガウス分布の確率密度関数

σ ： 分散

$C(\tau/T)$ ： ランダム表面粗さにおける自己相関長さ Tの自己相関関数

$D\{u\}$ ： ランダム表面粗さによる回折光の複素振幅 u の分散

$I_{D(SPOT)}$ ： ランダム表面粗さによるスポット光量

$I_{D(ALL)}$ ： ランダム表面粗さによる全光量

$I_{R(SPOT)}$ ： 参照光のスポット光量

$I_{R(ALL)}$ ： 参照光の全光量

h ： 三角波周期関数モデルの高さ、三角形微細傷の深さ

T ： 三角波周期関数モデルの周期、ランダム粗さの自己相関長

L ： レーザスポット径

α ： 三角径微細傷の傾斜角（左）

β ： 三角形微細傷の傾斜角（右）

u_x^{in} ： 微細傷による電磁波散乱モデルの入射波

u_x^{sc} ： 微細傷による電磁波散乱モデルの散乱波

w_0 ： 入射波のビームウェスト半径

$w(z')$ ： ビーム座標系 z'でのビームウェスト半径

$\Psi(z')$ ： ビーム座標系 z'での位相シフト

u ： 一般的な電磁波閉領域の電磁場

$\overline{u}$ ： uの指定値

q ： uの法線方向微分値

$\overline{q}$ ： qの指定値

u^* ： グリーン関数

q^* ： u^*の法線方向微分値

ε_0 ： 自由空間の誘電率

μ_0 ： 自由空間の誘磁率

k ： 波数

Ω ： 境界要素モデルの領域

Γ ： 境界要素モデルの境界

$H_0^{(2)}$ ： 0次の第2種ハンケル関数

$H_1^{(2)}$ ： 1次の第2種ハンケル関数

r ： 位置ベクトル

n ： 法線ベクトル

$P\int$ ： コーシーの主値積分

Γ_j ： j番目の境界線形要素

ϕ_1 ： 境界線形要素の補間関数

phi_2 ： 境界線形要素の補間関数

l_j ： j 番目の境界線形要素の長さ

M_j ： j 番目の接点

$\mathrm{circ}\left(\frac{r}{b_r}\right)$ ： 半径 b_r の円形開口関数

f_0 ： 対物レンズの焦点距離

Δd ： 対物レンズのデフォーカス量

$J_0(x)$ ： 第 1 種 0 次ベッセル関数

$J_1(x)$ ： 第 1 種 1 次ベッセル関数

$j_{1,k}$ ： 第 1 種 1 次ベッセル関数における k 番目の 0 点

$U_n(u,v), V_n(u,v)$ ： Lommel 関数

I_s ： 反射光強度の s 偏光成分

I_p ： 反射光強度の p 偏光成分

D ： 矩形微細溝の溝深さ

W ： 矩形微細溝の溝幅

P ： 矩形微細溝のピッチ

$r_{w/p}$ ： デューティ比（溝幅とピッチの比）

$\phi_H(x)$ ： ヒルベルト位相

$F_H(x)$ ： ヒルベルト関数

y_c ： 指数関数型振幅フィルタの指数係数

第２章 超精密加工技術の現状と本研究に関連する測定法の問題点

前章において、超精密加工技術は今日さまざまな工業分野においてその重要性を増してきていること、そして現在ナノメータオーダの高精度に加工された表面の測定評価法の開発が必要になってきていることを述べた。そしてさらに、超精密加工のもつ特殊性に起因する、表面測定評価の問題点について分析し、超精密加工表面の測定評価技術に対して要求される諸要因をまとめた。

本章では、まず、２．１節において超精密技術をとりまく環境やその果たすべき役割について述べ、超精密技術に関連する技術の研究開発課題と本研究の位置づけについて述べる。

２．２節においては、本論文において議論される表面測定評価法の測定対象となっている超精密加工表面の精度や特性を知る上で重要であると思われる、超精密加工技術の概要についてまとめる。ナノメータオーダの加工精度を実現するために、現在どの様な加工法や加工技術が開発されまたなにが問題点になっているかについてさらに具体的な議論を行なう。

２．３節以降は、表面テクスチャの主要な要素である、表面粗さや表面欠陥そして表面微細形状のおのおのの測定評価に関して、これまでに開発されている測定評価法を調査し、さらにそれらの問題点について分析する。なお本論文においても、第４章以降において、上に挙げた表面テクスチャの要素の各々に対する測定評価法について論じている。最後の節では、本論文で提案する測定評価法において、表面テクスチャの特徴量抽出とその評価法がどのような原理に基づいているかと、その意義について具体的に論ずる。

2.1 節 超精密技術の研究開発課題と本研究の位置づけ

はじめに、これから述べる超精密加工技術の現状とそれに基づく超精密加工表面テクスチャの測定評価法についての議論の背景となっている超精密技術全般について、概略的に述べる。超精密加工技術をナノメータオーダの加工技術 [16] と言う側面からみた場合、その開発研究の背景として、量子力学を基礎として発展してきたエレクトロニクスの基幹産業やレーザ技術の発展があげられる。これらの技術の発展は各個別産業の融合化を促し、新たな産業技術を生みだしてきた。しかし、おのおのの先端技術の完全なる統合化を図るためには、それらの共通基盤としての超精密加工技術の発達が非常に重要な課題になってきている。[17] 図２－１－１はその具体的な一例として、超精密加工技術が各先端技術の統合化を図る基盤技術としていかに重要な役割を果たすかを、各産業分野との関連で示してある。[18] これによると、各々の先端技術は基礎技術や基礎科学の発展を契機に、より高精度なツールの開発を要求するようになり、さらに超精密技術にたいしてそれを実現して行くための高精度加工を要求するようになってくる。そして部品の高精度化は再び基礎科学の発展を促し、新しい要求を生み出していく。従って、このようなサイクリックな発展過程において、超精密加工技術は次のサイクルを生じさせるボトルネックとなっていると言える。

さらに、各先端技術の基盤技術としての超精密技術は、図２－１－２に示すように、機械、材料、工具などの各要素技術に加え周辺技術が最高に整備されてはじめてナノメータオーダの加工精度を達成できる総合技術であるといえる。従って、超精密技術の精度向上、安定化を図るための、個々の要素技術、周辺技術に対して要求される技術課題も非常に多岐にわたっている。しかも、それぞれの技術の高精度化という独自の課題を持ちながらも、他の技術との関連や各周辺技術を統合化するための条件を満たして行かなければならない。超精密技術に関連する研究開発課題の主なものをシステムという観点から分類すると、図２－１－３に示すように、超精密測定システム、超精密制御システム、超精密加工システム、超精密用材料システム、高精度環境システム、超精密性能評価システムなどに大きく分けられる。これらの中で、本論文の目的である、超精密加工表面テクスチャの測定評価は直接的には超精密測定システムにおける部品測定技術に位置づけられるが、さらに製品管理、工程管理としての計測のインプロセス化を考慮すると、関連するシステムは、超精密制御システム、超精密加工システムさらに高精度環境システムに及ぶ。従って、超精密加工表面テクスチャの測定評価について論ずる場合、加工表面の性状を考慮するためにも、その生成過程についての十分な検討が必要になってくる。また、超精密加工の現状から、表面計測に対する要求をみいだすことができる。

本章において、超精密加工と加工環境の現状についての包括的な議論と測定技術の開発の現状を考慮し、超精密加工表面テクスチャの測定評価に対する問題点について検討を行なった上で、第４章以降において、超精密加工表面テクスチャの測定評価方法の提案を行なっていく。

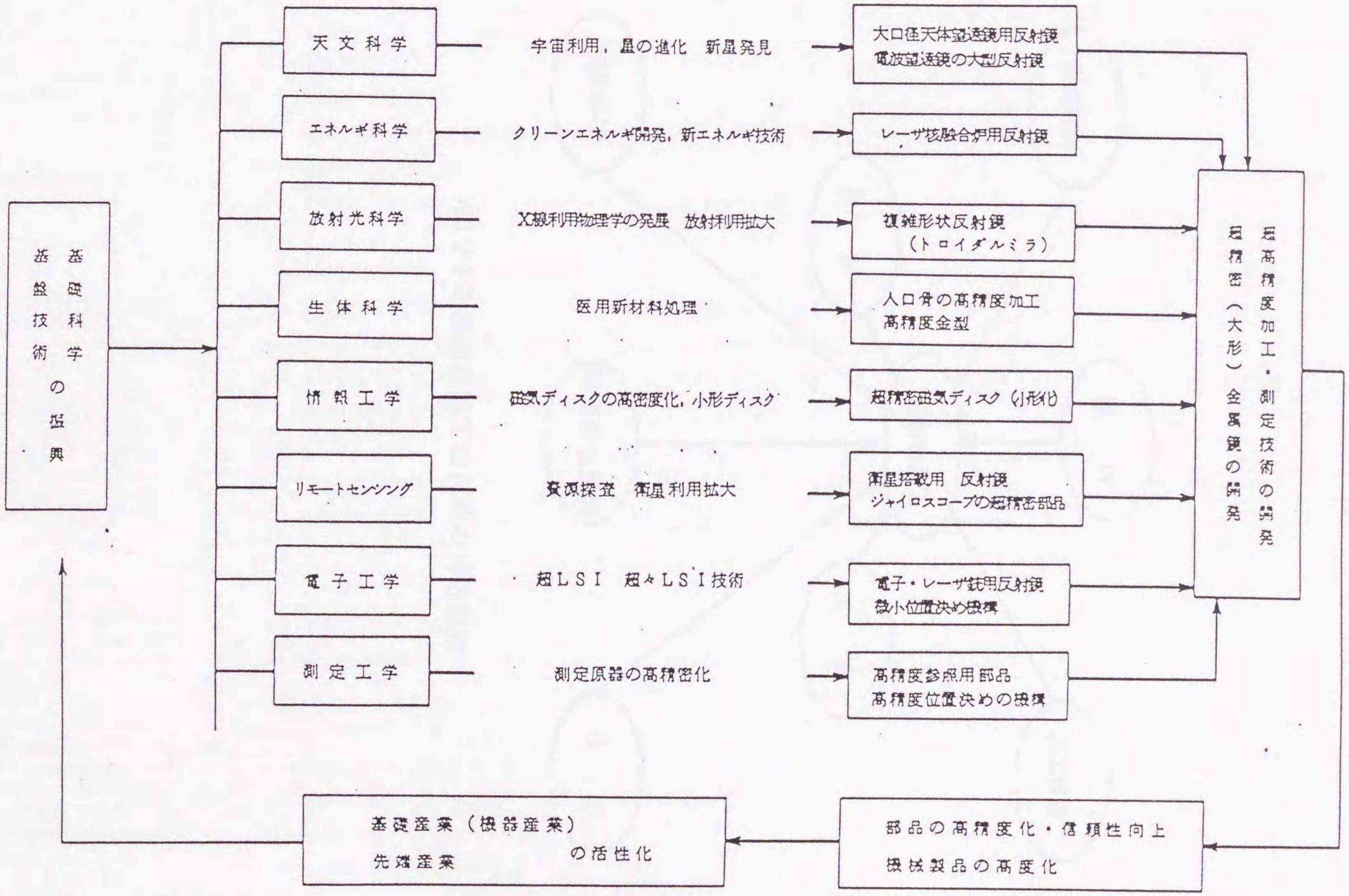


図 2-1-1 超精密技術システムの関連図

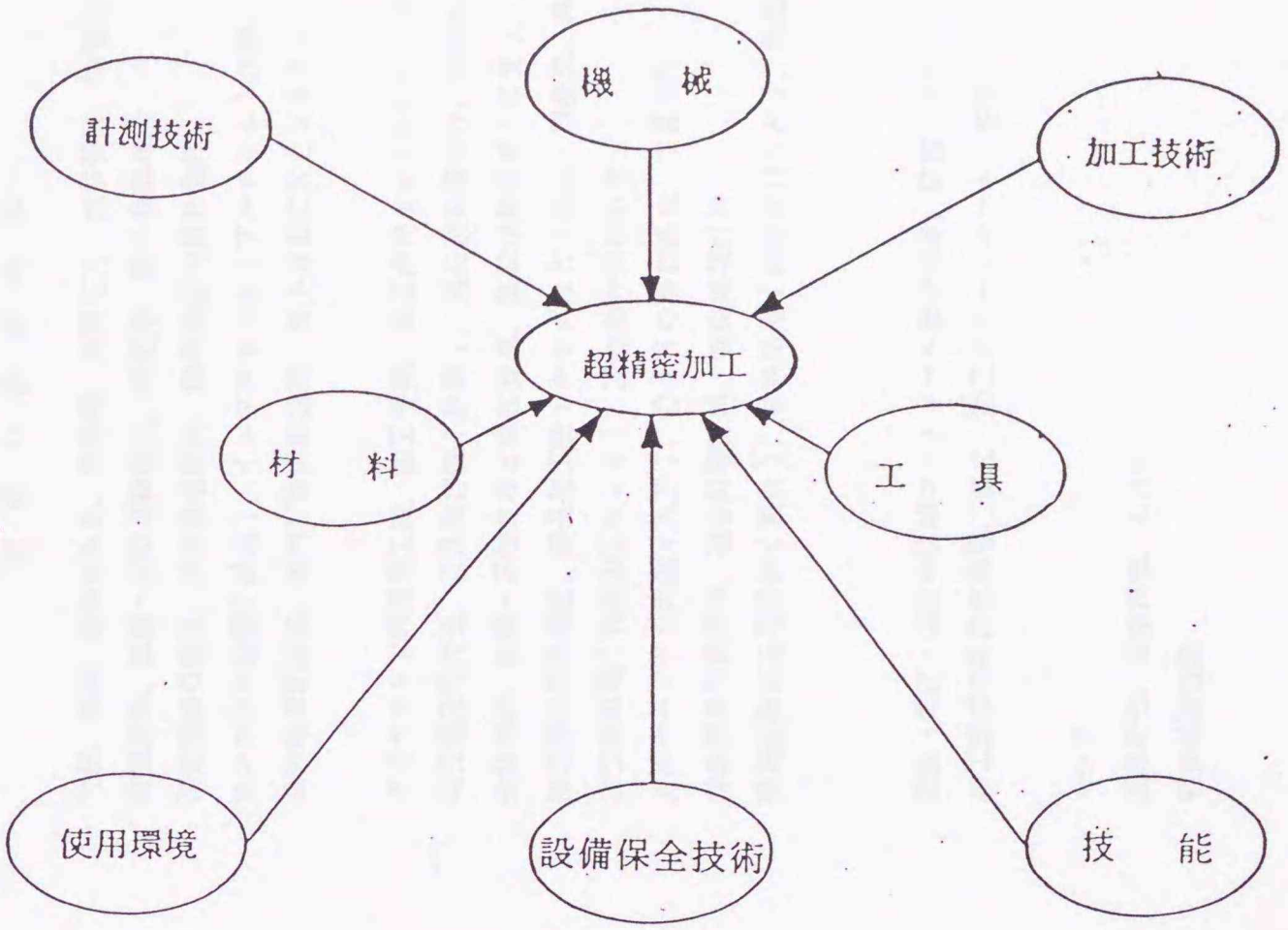


図 2-1-2 超精密加工のための周辺技術

項目	対応・技術	技術の詳細内容
超高精密技術開発		
超精密測定システム	部品測定技術	寸法，形状，表面あらさ，表面層，内部応力，光学特性，物理化学特性
	運動精度測定技術	位置決め，直線・回転運動精度，熱変形，微小移動精度
	超精密測定装置設計製造技術	測定機器の設計，本体構成材料，標準機器の設計製作
超精密制御システム	高精度計測制御技術	オンマシン計測（部品），インプロセス（リアルタイム）計測，デュアルフィードバック制御
	高精度ＣＮＣ制御技術	複雑曲面創成法，軸外し曲面創成法，微小移動ＣＮＣシステム
超精密加工システム	超精密加工技術	ダイヤモンド最適加工法，加工手順，加工条件（ダイヤモンド，ＣＢＮ）工具寿命（工具設計）
	超精密加工周辺技術	無歪部品取付法，工具取付法（計測），部品前処理条件，切削油剤，切屑処理
	超精密加工機械設計技術	全体構成，主軸・刃物台など構成要素，微細運動要素（装置），ＮＣ数付具
	超精密加工機械製造技術	加工機械部品精度，部品加工法（キサゲなど）組立・調整法，構成要素材料設計
	超精密特殊加工技術	加工前処理（特殊加工による），工作物の快削処理
超精密用材料システム	新工具材料技術	ダイヤモンド（天然・人工），ＣＢＮの単結晶化，工具設計
	新構造材料技術	構成要素用新材料，複合処理材料，特殊処理材料
	超精密部品用材料技術	微細組織部品用材料（設計），材料処理（経年変化など），熱処理
高精度環境システム	超精密環境保守技術	温度・湿度・気圧の微細コントロール及び測定，防振システム
	加工環境保全技術	加工領域の雰囲気処理，組立・加工クリーンルーム，基礎
超精密性能評価システム	超精密加工・測定評価技術	センサ
	部品性能評価システム	直接評価，間接評価，センサ
その他の重要システム	超精密コーティング技術	特殊処理技術
	超精密表面処理技術（特殊加工技術を含む）	

図 2-1-3 超精密技術に関連する研究開発課題

2.2 節 超精密加工技術の現状

本節では、超精密加工の現状について、本論文に関連する加工技術と周辺技術について論ずる。その目的は、現在到達している超精密加工の加工精度および加工原理やその加工法に存在する問題点などを整理し指摘することにより、超精密加工表面テクスチャの測定評価における要求精度や課題などを明らかにすることにある。

一般に、表面テクスチャの構造は、加工法によってその性質が異なっている。そのため、表面テクスチャのどの様な構造について着目するかによって、表面テクスチャの測定評価方法も異なってくる。本節では、超精密加工法の代表的なものとして、超精密切削加工技術、超精密鏡面研磨加工技術そして表面微細溝形状加工技術に分けて述べており、それらの加工法によって創成された表面テクスチャの測定評価法についての本論文における議論はそれぞれ第4章、第5章そして第7章に対応している。

また、超精密加工表面の管理という点で重要視されてきている周辺技術として、クリーンルーム技術がある。クリーンルームはＬＳＩ製造においてはキーテクノロジと言われており、ナノメータオーダの超精密加工表面の品質管理という点においても重要性を増してきている。その理由として、例えばレーザミラーなどのナノメータオーダの鏡面に数μmの塵埃などの異物が堆積すれば、品質検査における表面の測定評価の際に影響を与えるのみならず、明らかに表面の品質をも劣化させる。従って、あらかじめ表面への付着異物を防止する加工環境が必要になってくるとともに、それらを評価する技術も要求されるようになってきている。クリーンルーム技術に関する項は、本論文においては、第6章での議論に対応している。

2.2.1 超精密切削加工の現状

超精密切削加工の幕開けは、まず、アメリカの Union Carbide 社が超精密ダイヤモンド切削技術の開発を目的として、１９６２年に Microinch Machining と名付けられた研究計画を発表し、さらに、１９６６年に du Pont 社との共同開発で半球体（ϕ100mm）を０．６μmの精度で切削できる高精度機械を開発し、M.T.D.R で発表した。これが超精密ダイヤモンド切削加工機械および加工技術に関する最初のものである。また、ヨーロッパでもオランダの Philips 社中央研究所が高精度油静圧軸受を用いた超精密ダイヤモンド旋盤の開発を１９５６年頃にスタートさせ、最初の報告を１９６９年に発表している。中国では１９７８年、油静圧軸受を用いた磁気ディスク加工用超精密ダイヤモンド旋盤の開発が最初であるといわれており、一方日本は、豊田工機がハイブリッド静圧軸受を用いたドラム加工用超精密ダイヤモンド旋盤を１９７２年に商品化したのが最初である。

このように、超精密ダイヤモンド切削加工機械の開発においては、アメリカに先駆的な研究開発がみられ、その後の発展としては、米国の超精密加工の研究における有数の機関である Lawrence Livermore 研究所（ＬＬＮＬ）から、１９７２年にオイルシャワー方式の超精密切削加工装置が発表されている。オイルシャワー方式は、温度制御した油を機械全体に流し、各部の温度状態を一定に保つことによって、熱変位による加工誤差の発生を防ぐものである。これは、レーザ核融合の研究開発に関連し、軟質金属の高精度非球面反射鏡の需要によるものである。これらの加工のために、高精度で高剛性の工作機械を試作・開発して、その運動精度を、鋭い刃先でしかも構成刃先を生じない単結晶ダイヤモンドを工具として、加工物に転写しようと試みている。[19] なお、ＬＬＮＬにおけるｘ線反射鏡などの超精密光学反射鏡の製造を目的とした超精密ダイヤモンド切削加工機械についての報告は文献 [20] に詳しい。また、民間においても、Moore Special Tool 社や Pneumo Precision 社などの超精密機械の専用メーカが平面・球面および非球面創成超精密ダイヤモンド切削加工機械の製造を行なっており、特に Moore Special Tool 社はルーリング・エンジンにおいても早くから独自の技術を開発している。[21]

さて、超精密切削技術は以上のような背景を持って発展し、現在では超精密切削に関する研究開発も、オングストロームオーダにせまる高精度化と新しい適用範囲の拡大を目指しながら、多様化してきていると言える。その理由としては、超精密切削加工は開発当初、欧米において、軍事開発や宇宙開発などの限られた分野で必要とされ、発達してきたという背景もあって、”限られた分野の特殊技術”的な要素が強かった。しかし、現在では事務機器、コンピュータ周辺機器、音響映像製品などの民需品の超精密光学部品を中心にその用途が拡大してきていることがあげられる。その具体的なものには、乾式複写機の感光ドラム、コンピュータの磁気ディスク基板、レーザプリンタの多面鏡、コンパクトディスク装置やビデオディスク装置のピックアップレンズ用金型、CO_2レーザ加工機のベンドミラーおよび集光レンズ、ビデオテープレコーダのシリンダなどがある。しかもこれらのほとんどは多量生産の対象となっており、安定した超精密切削加工が必要とされてきている。また、加工精度

は磁気ディスク基板やレーザミラーなどに用いられるアルミニウム合金や無酸素銅などの軟質材料の切削加工において、表面粗さ０．０１$\mu m R_{max}$、形状精度で０．１μmオーダが得られている。[22] これらの他に、これから需要が拡大すると予想されるものにｘ線光学素子ある。半導体の集積度を向上させるためのｘ線リソグラフィに使用される集光ミラーや天体観測用のｘ線望遠鏡に用いられる大口径ミラーなどは、表面粗さR_aで０．１ｎｍ、形状精度で０．１μm以下の加工精度が要求されるている。また、コンピュータ用光メモリディスクの記憶容量を向上させるための高密度化を目的として、超精密ダイヤモンド切削の微細溝加工への応用も図られようとしている。[23] これは、これまであげてきた鏡面以外の加工に超精密切削加工が適用されている例である。さらに、これから超精密加工を必要とする光学素子を使用波長とともにまとめると、図２－２－１ [24] のようなものがある。以上のような、超精密切削加工の高精度化や適用範囲の拡大の要求に対して、これまでの切削理論そのものを見直し、超微細切削時の切削現象を理論的に解明しようという研究や [25, 26, 27]、摩耗バイトによる切削現象の解明などの研究 [28]、さらにこれまでの軟質金属の加工から鋼、硬ぜい材料などの多種の材質の加工に関する研究 [29, 30, 31, 32, 33, 34]、微細溝の超精密切削加工に関する研究 [35, 2, 1, 36, 37, 38, 39, 40, 41] などが数多く行なわれている。

以上、超精密切削加工全般に関しての歴史的な経緯と現在の研究開発状況について概略的に述べたので、次に実際の超精密ダイヤモンド切削加工機によるいくつかの加工例をあげ、加工機の基本的な構成について論じ、表面粗さに関連した超精密ダイヤモンド切削の問題点と課題について検討する。

超精密切削加工の基本原理は、極めて精度の高い工作機械の運動を、極めて切れ味の良い工具を用いて、極めて被削性のよい工作物上に転写することである。そこで、運動精度が高く、剛性にすぐれた工作機械に、鋭利な刃先を持つ単結晶ダイヤモンド工具を取り付け、アルミニウム合金や無酸素銅などの軟質金属を鏡面に仕上げることを可能にしたのが超精密ダイヤモンド切削加工機である。超精密ダイヤモンド切削の特徴及び利点として次のようなものをあげることができる。まず、第一に、切削加工は表面粗さと形状精度の両方を同時に高精度に加工できるという特徴を持っている。そのため、図２－２－２に示すような平面、円筒、球面といった形状の超精密部品をはじめ放物面や非球面形状のミラーなどの加工の量産化をめざす加工機械の開発が行なわれてきた。[42] これらの部品の加工方式は、ロールやドラムは円筒旋削、磁気ディスク基板は正面旋削、多面鏡や球面鏡はフライカット方式が採用されており、非球面や放物面は、ＣＮＣ超精密旋盤の開発によって加工が可能になっている。第２に、特に加工表面の形状精度、うねり、表面粗さ等によって性能が決まる光学部品の加工は、従来より技能への依存度が高かった。超精密ダイヤモンド切削は、これらの部品における技能依存度を著しく低減し、加工品の精度の向上はもとより、生産効率を大幅に向上させ、その結果として生産コストの低下を実現できる。

そこで、超精密ダイヤモンド切削による加工実例として、磁気ディスク加工、多

光学素子適用分野	光の波長							材料
	遠赤外	赤外	可視	紫外	遠紫外	軟X線	硬X線	
レーザ装置関連 （光通信，データ処理加工・処理，分析・評価等）	アレキサンドライトレーザ 色素レーザ ガラスレーザ，ルビーレーザ，He-Cdレーザ YAGレーザ，Arレーザ 半導体レーザ，CO_2レーザ，He-Neレーザ，エキシマレーザ，（X線レーザ） レーザロッド，キャビティ構成素子，集光系，偏向系，偏光素子，波長板など							各種レーザロッド材料 各種ガラス，水晶，$CaCO_3$，GaAs，Ge，ZnSe Cu，Mo，Al
X線関連 （宇宙，X線リソグラフィ，材料合成，分析・評価）	各種平面，球面，非球面反射鏡（集光系）					X線望遠鏡，顕微鏡 シンクトロン放射光 プラズマ放射光		各種ガラス SiCなどセラミックス 金型材料（超硬など）
エネルギー関連	レーザ核融合システム ウラン濃縮 レーザロッド，波長板，偏光系，波長変換素子，集光系など，							レーザロット用ガラス 石英ガラス，光学ガラス KDP
電子部品関連	○半導体デバイス……各種半導体ウエハ，マスク基板 ○誘電体デバイス……圧電フィルタ基板 ○磁性体デバイス……磁気ヘッド，光・磁気ディスク							Si，GaAs，InPなど 水晶，$LiTaO_3$，$LiNbO_3$ フェライト単結晶，ガラス

表2　日本でつくられている超精密ダイヤモンド切削加工機械（1986）

	キヤノン	不二越	日立精工	日本光学	昌運工作	西部電機	東芝機械	豊田工機	理研製鋼
感光ドラム					○			○	
磁気ディスク		○	○			○	○	○	
多面体鏡	○	○					○	○	
平面・球面				○			○		
非球面								○	○

図 2-2-1 超精密技術を必要とする光学素子

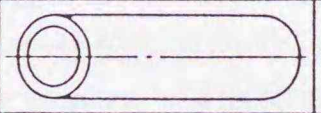
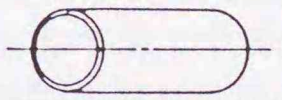
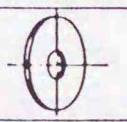
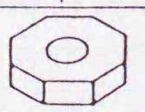
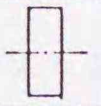
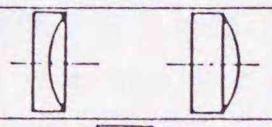
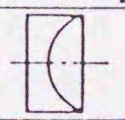
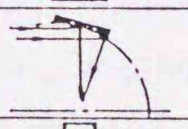
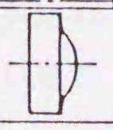
部品名	部品形状	加工機械
グラビヤ印刷ロール		超精密（円筒）旋盤
感光ドラム		超精密（円筒）旋盤
磁気ディスク		超精密正面旋盤
多面鏡		超精密正面旋盤
平面鏡		超精密正面旋盤
球面鏡・レンズ		球面加工機 CNC超精密旋盤
放物面鏡・レンズ		CNC超精密旋盤
軸はずし放物面鏡		CNC超精密旋盤
非球面鏡・レンズ		CNC超精密旋盤

図 2-2-2 超精密切削部品と加工機械

面鏡加工および球面鏡加工、非球面プラスチックレンズ金型加工について、加工条件、加工精度、加工方法などをあげながら超精密ダイヤモンド切削加工の利点について具体的に示す。[43, 44, 45]

1. 磁気ディスク基板の超精密ダイヤモンド切削加工
   コンピュータの記憶媒体として用いられる磁気ディスク基板は、従来平面精度と表面粗さを高精度に加工するために、ラッピングとポリシングを組み合わせて加工されていたが、現在では超精密ダイヤモンド切削加工によって高能率に加工されている。磁気ディスク基板に使用されている素材は、Fe、Siなどの不純物を極力規制した高純度アルミニウム地金の$Al-Mg$系合金で、基板中の非金属介在物や粗大金属間化合物を除去するための工夫が施され、一般的な金属間化合物についてもできるだけ固溶させたり、微細分散させる工程がとられている。また、磁気ディスクに要求される精度および特性を図２－２－３に示す。記録密度を高めるために磁気ディスクと磁気ヘッドのギャップが縮小化し、磁気特性を高めるために磁気ディスク基板状態での加工面性状が重要な評価項目となってきたため、磁気ディスク基板に要求される精度や品質は厳しくなってきている。特に、表面粗さや真直度などの機械精度が直接影響するほか、円周方向での微小うねりが問題とされている。これは、磁気ディスクが３０００ rpm 以上の高速で使用され、かつ磁気ヘッドとのすきまが約０．３μmと微小なため、磁気ディスク面のうねりの急激な変化があると磁気ヘッドが磁気ディスクと接触し、磁気ディスクに破損を生じてしまうからである。

   従って、磁気ディスクの超精密ダイヤモンド切削加工においても、表面粗さや表面うねりなどの表面性状が十分配慮されなければならない。磁気ディスクは最終加工厚さが約１．９ mm であり、薄肉円盤のため主軸に真空チャックを取り付け、ディスクを真空吸着にして加工する。真空チャックは真空の回路となる数本の同心の溝を持ち、工作物の取り付け面はセルフターニングされるのが一般的である。また、とくに磁気ディスク素材をチャック面に取り付けるときに微細な介在物が入らないよう、清浄空間で作業するとともに、切り屑を完全に処理している。また、磁気ディスクの取り付けごとに吸着面を洗浄し、かつ吸着力の調整を行なっている。

   一例として、１４インチ磁気ディスク基板加工データを図２－２－４にしめす。加工条件としては、切削速度７９２～１６７６ m/min の高速切削を行なっており、切込みも３０μmとミクロンオーダの切削を行なっていることがわかる。また、仕上げ面の表面粗さは０．００４$\mu m R_a$と、超精密ダイヤモンド切削だけで、要求精度を出すことができる。

2. 多面鏡・球面鏡の超精密ダイヤモンド切削加工
   レーザ高速プリンタや光学機器に使われる多面鏡は、従来図２－２－５に示すような加工工程によって製作されていた。まず、旋削とフライス切削によりブ

ランクが作られ、メッキ、熱処理された後に、研削・ラッピングにより、検査工程を繰り返しながら、角度精度や面精度が出される。そして最終工程で蒸着により反射率が向上させられる。現在では、超精密ダイヤモンド切削加工の導入によって、このような多数の工程を切削加工のみで行なうことに成功している。その加工方法は、図２－２－６に示すように、超精密旋盤の主軸にダイヤモンドバイトを取り付けて回転工具とし、フライカッティングが行えるようにし、スライドテーブル上に割出盤を固定し、それにアルミニウム合金素材を取り付け、テーブルを送り反射面を切削する。１面を切削する毎に、面数に応じた角度だけ割出し切削を繰り返し多面鏡が加工できる。このように、超精密ダイヤモンド切削は加工能率の大幅な向上をもたらすことができる。

一例として、ポリゴンミラーの加工データを図２－２－７に示す。切り込みは５μmが達成されており、これによって表面粗さは０．０１６$\mu m R_{max}$が得られている。また、形状精度では平面度で$\lambda/8$と光学ミラーとして十分な精度が出ている。

次に、レーザミラーとして用いられる球面ミラーの加工に、超精密ダイヤモンド切削を適用した例を示す。切削方法は図２－２－８に示すように球面創成原理により、数値制御などによるバイトの位置制御を行なうことなく球面の加工が可能である。この加工法は、高速回転する工具軸と低速回転する工作物主軸を、任意の角度で対向する位置に設置することにより球面に加工される。加工精度は、曲率半径６０ｍの無酸素銅を加工し、表面粗さ０．０３$\mu m R_{max}$を達成している。

3. 非球面プラスチックレンズ金型の超精密ダイヤモンド切削加工

ビデオプロジェクタ投影レンズや、コンパクトディスク用ピックアップレンズなどに需要のある非球面プラスチックレンズは、機器の軽量化、低価格化を図ることが可能なため、近年その重要性を増してきている。これらは、非球面金型による射出成形によって製作される。非球面金型に要求される精度は、例えば直径１２０ mm 程度のビデオプロジェクタ投写レンズの場合は１μm以下、直径７ mm 程度のコンパクトディスク用レンズの場合では０．１μm以下の形状精度が必要とされており、また表面粗さは散乱の影響を最小限に抑えるため、いづれも０．０１$\mu m R_{max}$以下が要求されている。[46] また、非球面加工は、球面加工のように創成原理が無いため、数値制御によらなければならない。

従来の非球面金型の加工工程は図２－２－９に示すように仕上げ加工においてラッピングやポリシングといった手作業があり、高度な技能を必要としてきた。それに対し、超精密ダイヤモンド切削を使用した場合、図２－２－１０のような工程となる。この工程において、無電解ニッケルのめっき層にたいして超精密ＣＮＣ旋盤を用いて単結晶ダイヤモンドバイトによる超精密切削加工を行なうことによって、きわめて高精度な非球面形状を得ることができる。ま

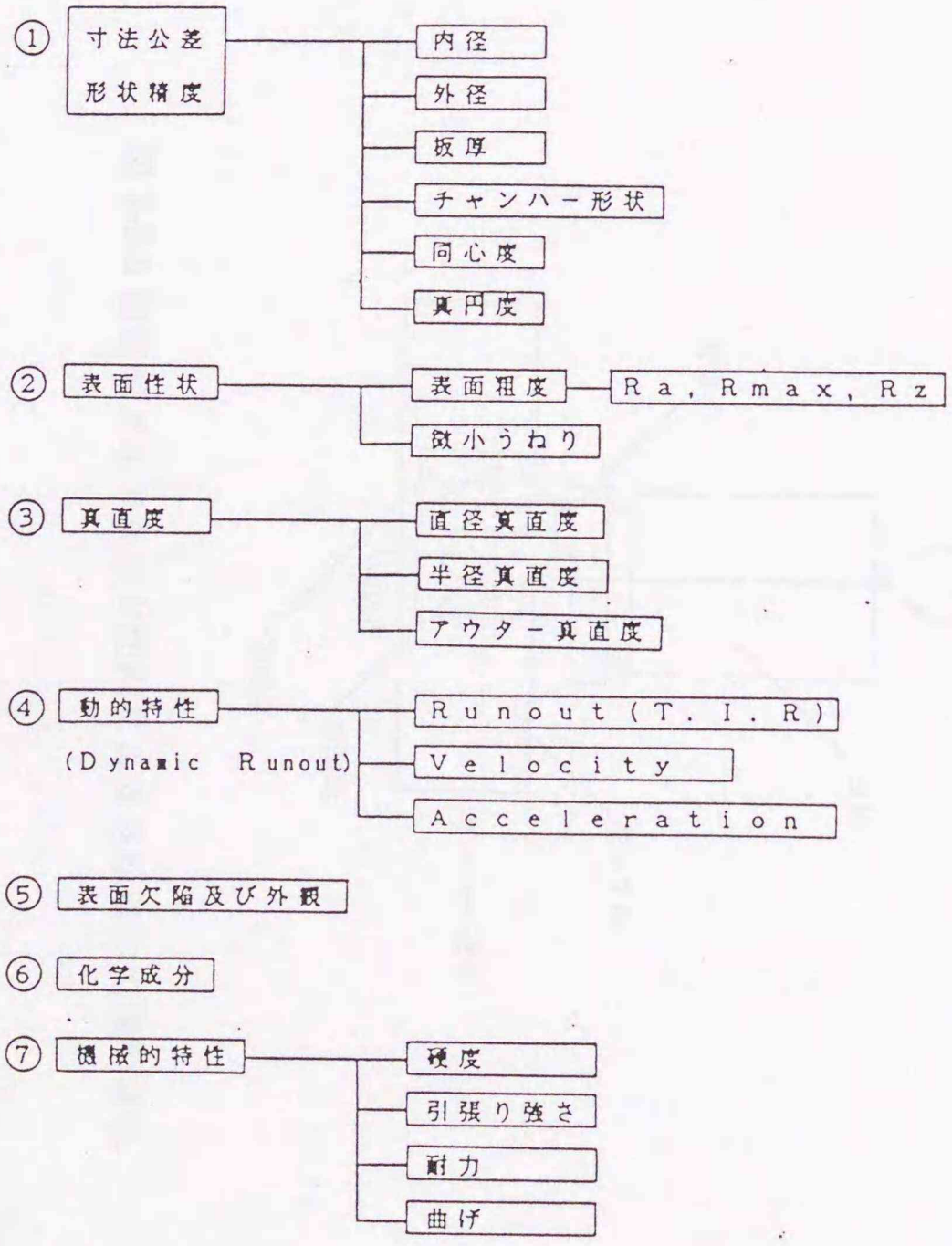
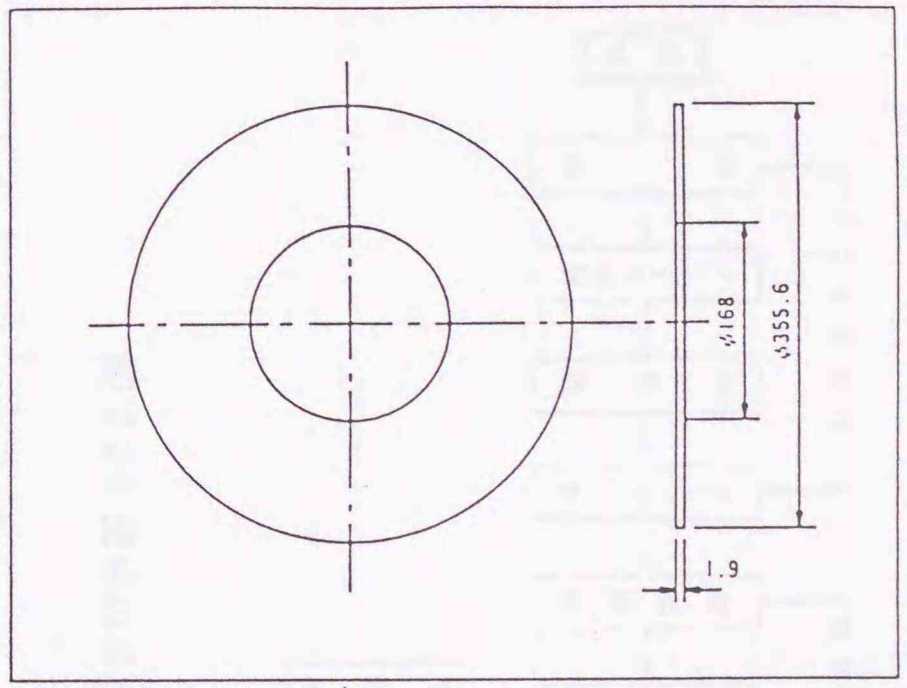


図 2-2-3 磁気ディスク基板の要求特性



工作物材質	アルミニウム合金
送　り	0.067 mm/rev(100 mm/min)
切削速度	792～1,676 m/min
切込み	0.03 mm
表面あらさ	0.004μmRa
加速度	25 m/sec²

図 2-2-4 １４インチ磁気ディスク基板の加工データの一例

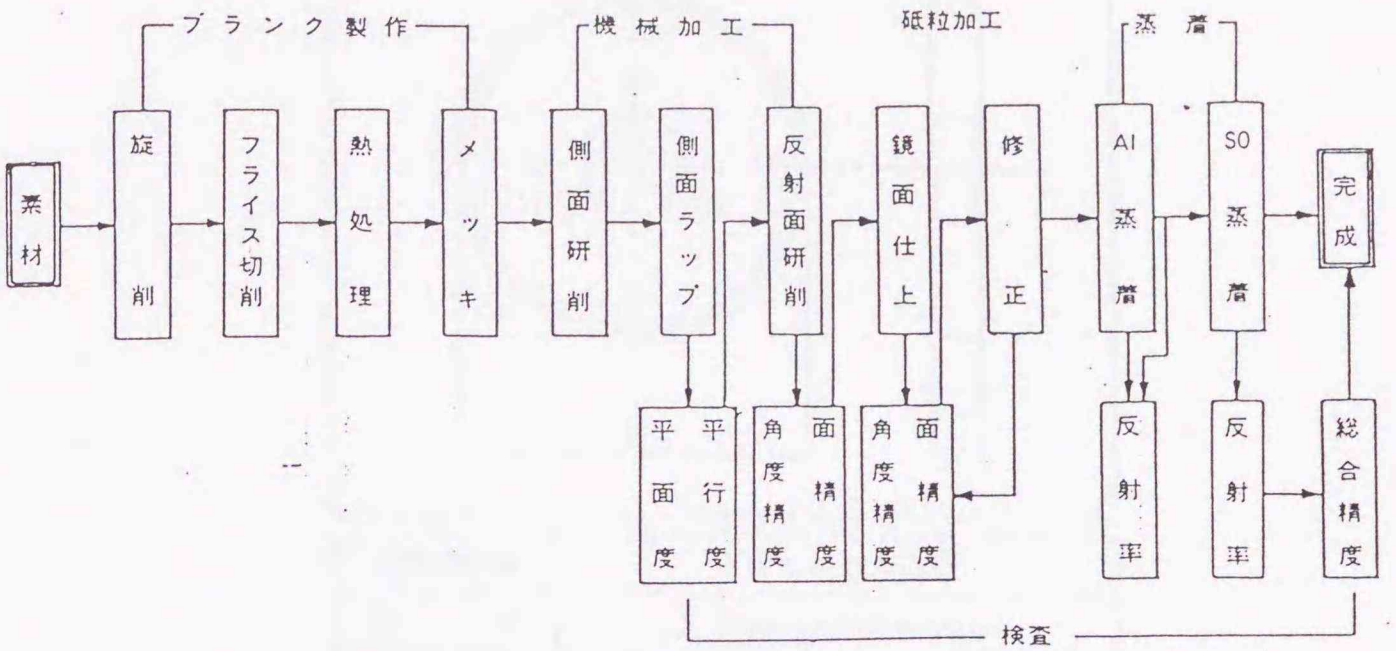


図 2-2-5 従来の多面鏡の製作工程

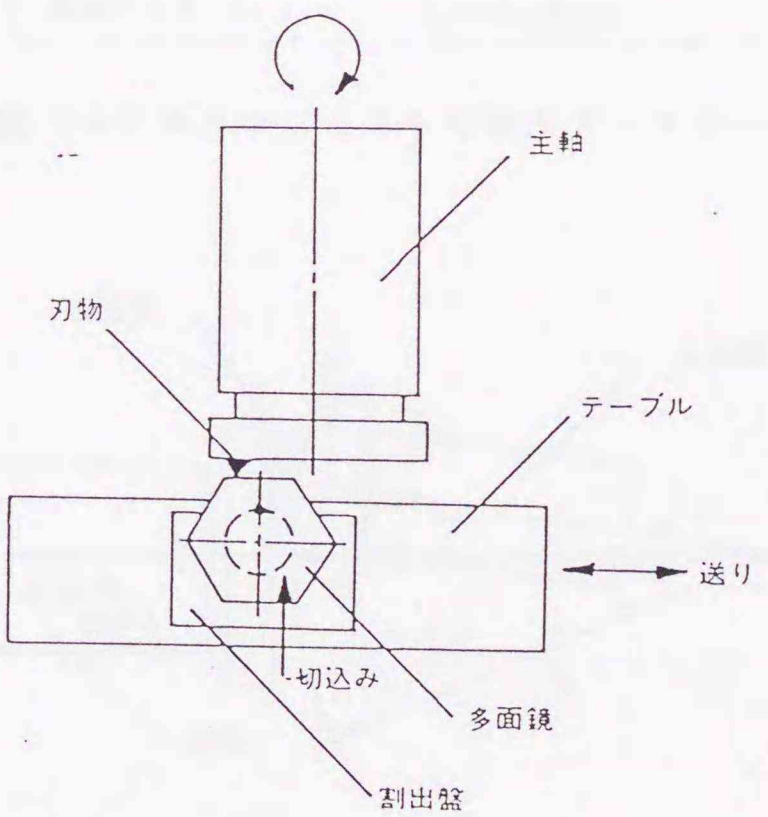
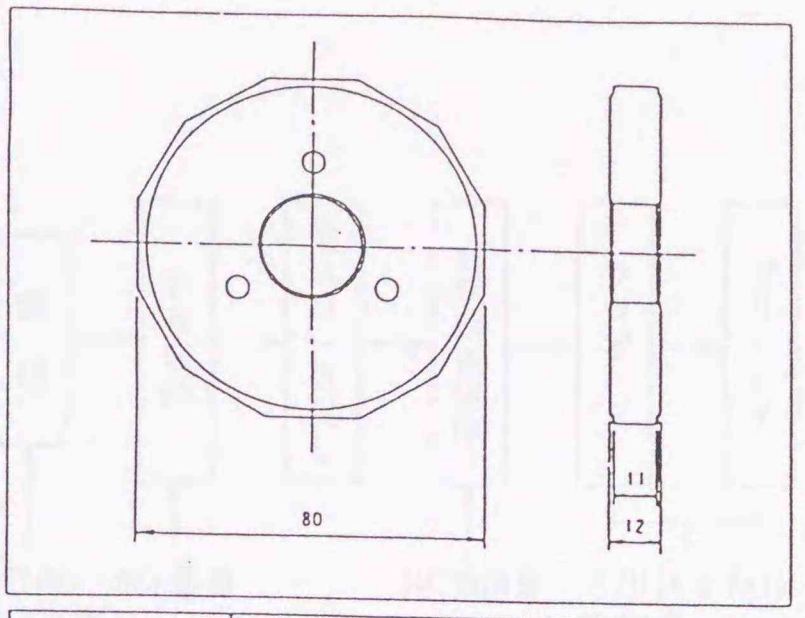
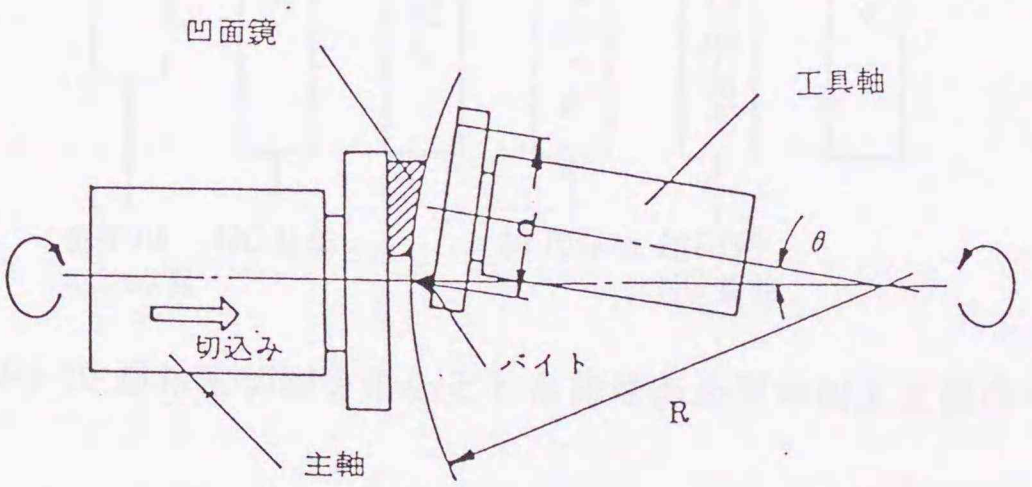


図 2-2-6 超精密ダイヤモンド切削による多面鏡加工機の構成



工作物材質	アルミニウム合金
送　　り	0.05 mm/rev(40 mm/min)
切削速度	300 m/min
切　込　み	0.005 mm
面分割精度	7.5arcsec
面倒れ精度	3.6arcsec
平　面　度	λ/8(λ=0.6328μm)
表面あらさ	0.016μmRmax

図 2-2-7 ポリゴンミラーの加工データの一例



$$R = \frac{d}{2\sin\theta}$$

図 2-2-8 球面創生原理

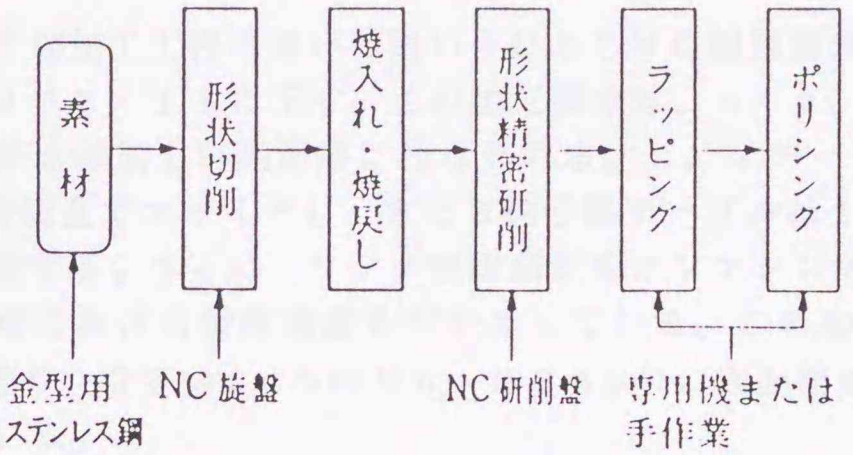


図 2-2-9 従来の非球面金型の加工工程の一例

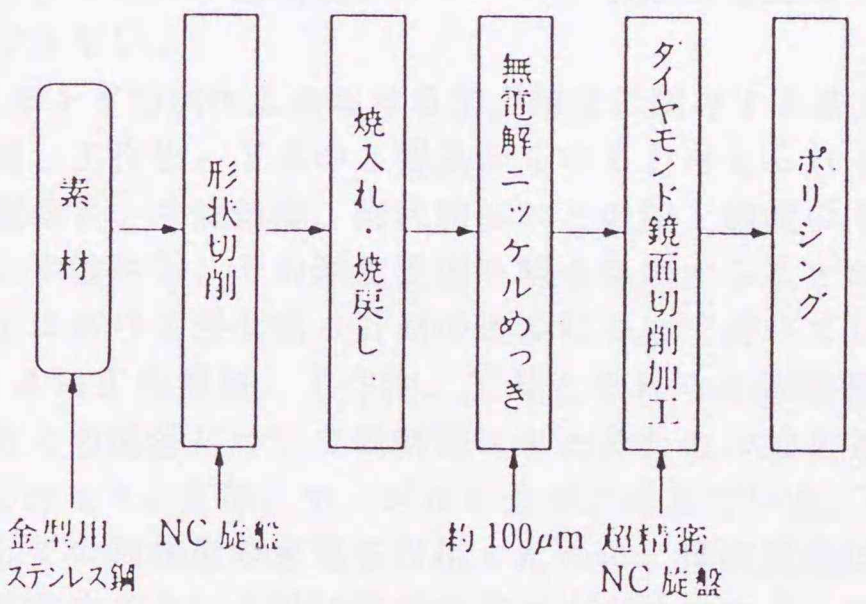


図 2-2-10 超精密切削を中心とした非球面金型の加工工程の一例

た、この段階で表面粗さ０．０２～０．０３$\mu m R_{max}$の鏡面が得られる。さらに、極微小量の切削条痕がポリシングで除去され０．０１$\mu m R_{max}$ 以下の完全な鏡面となる。

上述したような加工工程において用いられるＣＮＣ超精密非球面加工機の構成の一例を図２－２－１１に示す。この加工機では、ｘ，ｚ，Ｂ軸同時３軸制御によって、非球面加工が高能率に行なわれる。ｘ，ｚテーブルは１パルス０．０１μmの高精度でスライドし、またＢ軸回転テーブルは１パルス１．３秒の高精度で駆動する。さらに、ワーク形状測定をオンマシンで行なうことによって、加工工程における精度補償を可能にしている。この加工機での加工精度は、形状誤差０．０６μm、うねり０．０３５μm、表面粗さ０．０２５μmが達成されている。

これらの加工実例にも見られるように、超精密ダイヤモンド切削加工においては、形状精度のみならず表面粗さが非常に重視されている。つまり、超精密ダイヤモンド切削はほとんど仕上げ加工として導入することによって、生産効率の大幅な向上と精度の向上という利点を生んでいる。また、たとえ最終仕上げにポリシングなどの仕上げ工程がある場合であっても製品の面精度は下地となる面の精度の影響を大きく受けてしまうため、超精密ダイヤモンド切削加工工程での表面粗さの精度の重要性は無視できない。

超精密ダイヤモンド切削加工における加工精度に関与する基本的な要因は、大きくわけて工作機械、工作物、工具の３要素からなると考えられる。そこで次に、これらの要素が表面粗さ、寸法精度、形状精度などの加工精度のうち特に表面粗さに及ぼす影響について検討し、その誤差要因を明らかにすることによって超精密ダイヤモンド切削加工における表面粗さ計測の役割について述べていく。

図２－２－１２は工作機械、工作物、工具とそれらの誤差源、誤差発生プロセスおよび加工誤差との関係について概略的にまとめたものである。工作機械は主要な構成要素としてベット、主軸、テーブルに分けて考えている。その理由としては、工作機械全体としての高精度の実現を目指すために、構成要素はできる限り単純化し、その精度を追求するという設計思想に基づくためである。まず、誤差源にはおもに幾何学的誤差、切削条件、駆動、環境などがあげられ、そのうち幾何学的誤差はおもに工作機械に発生原因が有ると考えられる。また、それぞれの加工要素における誤差の発生プロセスはおもに変形、運動精度、振動などの動的運動、そして工具摩耗に分類される。そして、それぞれ表面粗さ寸法精度、形状精度に影響を及ぼす。これらのうち特に、表面粗さに関連するものは、主軸の回転精度、テーブルの動的運動そして工具摩耗が主なものとしてあげられる。表面粗さは、これらが相互に影響して、生成されると考えられるが、いま議論を簡単にするために、主軸やテーブルによる影響を無視して、工作物とバイトの関係についてのみ考慮し、理想的な仕上げ面粗さの生成について考えてみる。

超精密ダイヤモンド切削においては、刃具材料として天然ダイヤモンドが使用さ

れる。これは、天然ダイヤモンドが硬度が最も硬い結晶であり、非常に鋭利な切刃稜がラップ仕上げで得られることによる。しかし、ダイヤモンドの強い脆性のために全く任意の刃先形状が選べるわけではなく、切削能力や耐摩耗性と結晶の被研磨性を考慮して形状を決定している。このダイヤモンドバイトで無酸素銅などの軟質金属を切削すれば、工作機械の母性原理に従って、バイト刃先形状が工作物に転写される。このとき、工作物表面に転写される理想的粗さについて一般に鏡面のような非常に高い表面粗さの加工に用いられているフラットバイトの場合について検討してみる。図２－２－１３において、いまｆを送り量、βを横切れ刃角、γを前切れ刃角とすると、表面粗さ $R_{max}(= H_{max})$ は、

$$H_{max} = \frac{f \tan\beta \cdot \tan\gamma}{\tan\beta + \tan\gamma} \tag{2.1}$$

で表わされる。例えば送り量０．０５ mm/rev 、前切れ刃角４５度とすると表面粗さは０．０１μm（１０ nm）となる。[47] このように理想的な仕上げ粗さにおいて、工具切れ刃の転写性、つまり加工精度は規則的に生成された切削条痕の高さ H_{max} によって評価することができる。いま、誤差が無いとした場合において、理想的な表面粗さの創成についての議論を行なってきたが、実際には加工中において、表面粗さはさまざまな要因によって影響を受けて創成される。それらの要因のうち工具と工作物の関係によって生ずる主なものとしては、

1. 工具のセッティングに起因するもの。
2. 工具性能に起因するもの。
3. マイクロマシナビリティに起因するもの。[48]

に大きく分けられる。まず、工具のセッティングは、微小な前切れ刃角の調整ができなくてはならない。つまり、刃物台の微小角旋回精度と、微細切込み精度が表面粗さに影響を与える要因の一つである。次に、工具性能に関するものでは、工具材料としてのダイヤモンドの性質がある。これは、結晶の選択、結晶方位の選定、刃先の研磨状態によって切削性が左右される。刃先の研磨状態には切れ刃稜の鋭利さや切れ刃稜粗さなどの要因が考えられる。マイクロマシナビリティは、仕上げ面や工具切れ刃の微視的な損耗に直接影響を与える被削材の特性をいい、その主な要因には変形挙動の一様性、工具との親和性、工具に対する熱化学的特性、微細欠陥などがあげられる。特に、ダイヤモンドバイトの損耗は各種の被削材と高温、高圧、高速下での摩擦によって生じる。バイトの損耗にはすりへり摩耗と欠けの損耗形態があり、表面粗さに与える影響としては欠けのほうが問題となっている。[49] しかし、これら表面粗さに影響する要因と表面粗さとの関係はまだ明らかにされていないことが多く存在しており、これらの物理現象の解明は加工精度の向上を図るための課題といえる。また、最近ではダイヤモンドバイトの性能のばらつきが問題となってきており、性能の向上とともにこれらの問題の解決が重要な課題である。

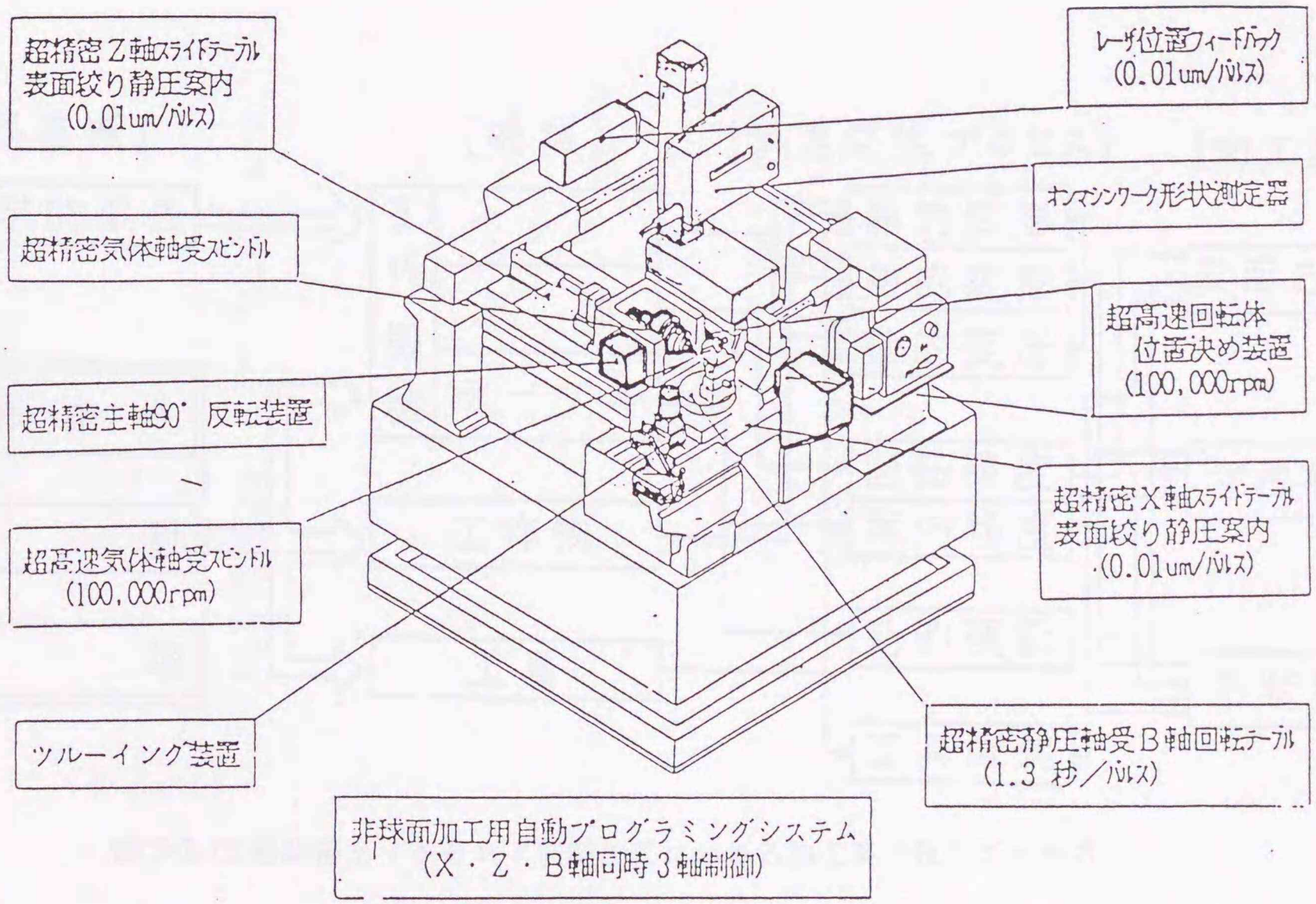


図 2-2-11 ＣＮＣ超精密非球面加工機の構成

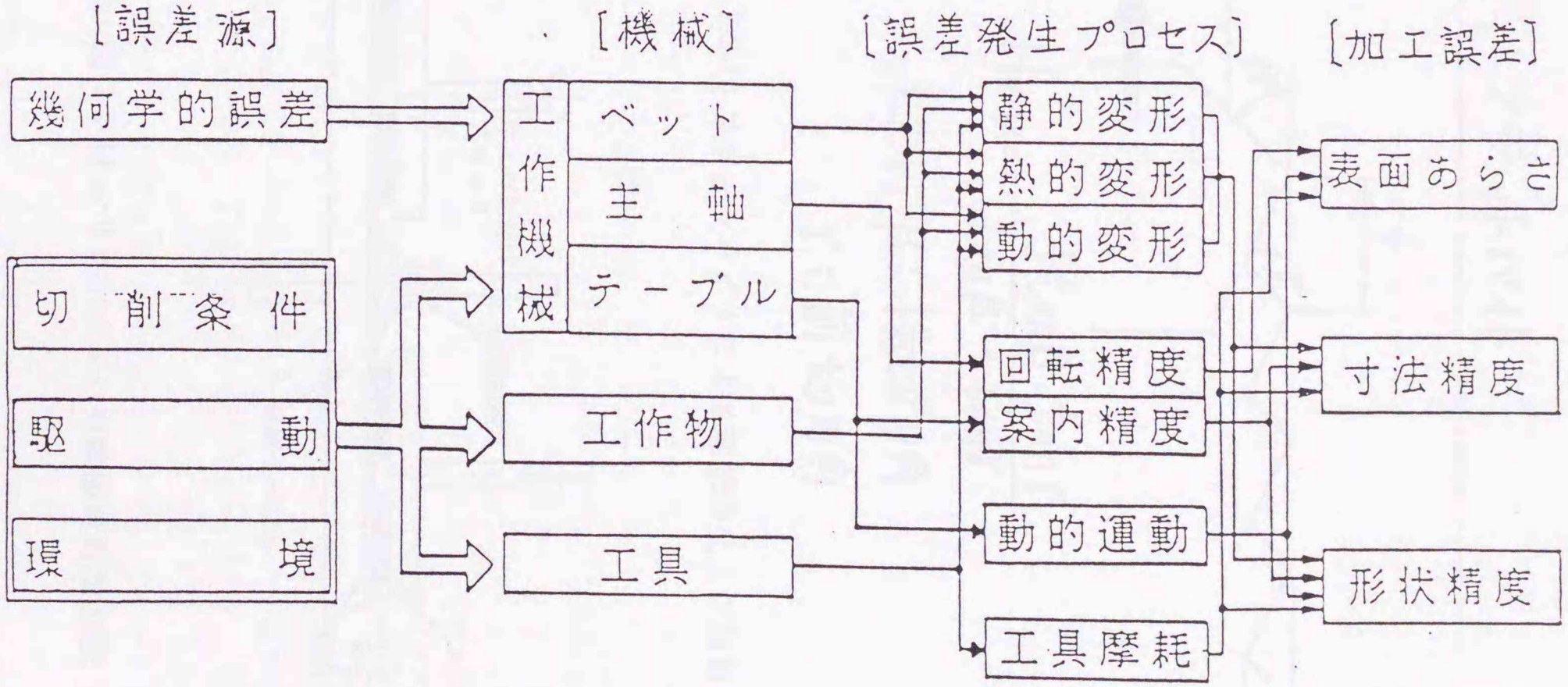
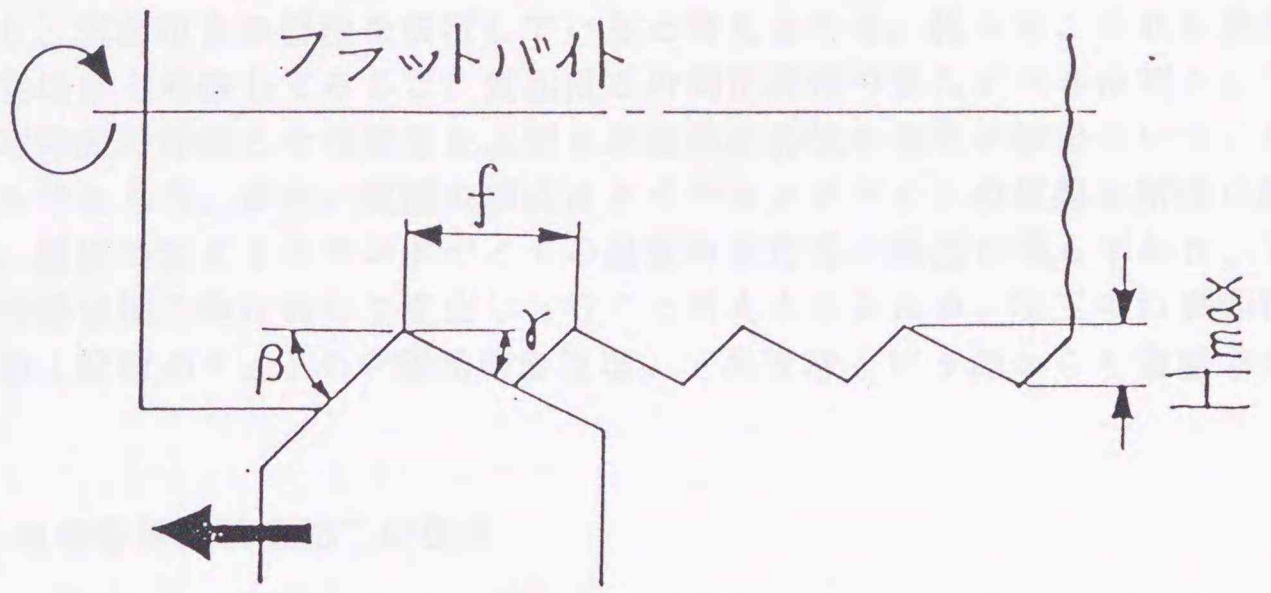


図 2-2-12 超精密ダイヤモンド切削加工における加工誤差発生プロセス



$$H_{max} = \frac{f \tan\beta \cdot \tan\gamma}{\tan\beta + \tan\gamma}$$

ただし，β；横切刃角

γ；前切刃角

図 2-2-13 フラットバイトによる理想的仕上げ面粗さ

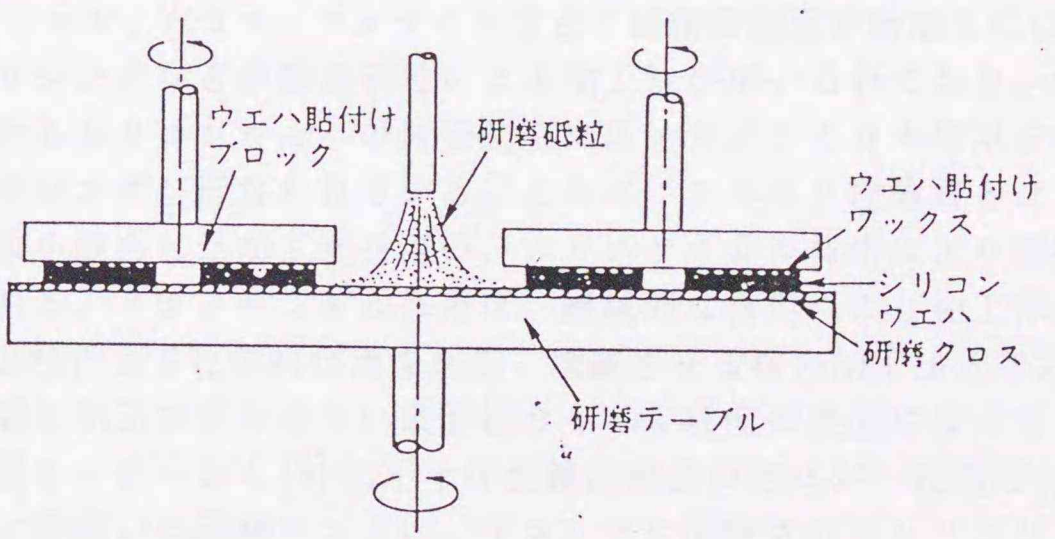


図 2-2-14 シリコンウェハの鏡面研磨加工法

以上の議論から、超精密ダイヤモンド切削においては表面粗さは基本的に工具刃先の転写によって生成され、それに工具の状態や切削現象に関連する様々な要因が加わり、表面粗さの特性を決定していると考えられる。従って、これを表面粗さ計測の立場から考察してみると、表面粗さの測定評価の果たすべき役割として、工具の転写精度の評価とその精度を上回る表面幾何形状の発生の検出ということが考えられるであろう。また、表面の創成はダイヤモンドバイトの状態と密接に関係しており、現状ではダイヤモンドバイトの品質の安定性に問題が残っており、しかも刃先の状態は加工中において変化して行くと考えられるため、加工中の表面粗さの評価は加工状態のチェックや製品精度管理、工具管理という面からも重要であると言える。

2.2.2 超精密鏡面研磨加工の現状

前項で述べた超精密ダイヤモンド切削加工は、ナノメータオーダの表面粗さに仕上げることが可能であるが、アルミ、銅、プラスチックなどの非鉄金属または非金属においては高精度な加工が実現されているが、鉄やニッケルまたはそれらの合金、ガラス、シリコンなどの材料に対しては適用が困難である。また、現在の加工精度は、バイト刃先の精度や機械振動などの関係により、表面粗さで０．０１$\mu m R_{max}$が限界であるとされている。このようなことから、ガラス、フェライトなどの超精密加工では、ラッピング、ポリシングなどの微細遊離砥粒による加工法が用いられており、加工対象によって様々な工夫が施され、応用例によって特徴を持った加工が行なわれているのが現状である。そこで、ここではナノメータオーダの加工精度をもつ超精密研磨加工について、具体的な応用例を中心に各々の加工方法における精度や表面状態に対する要求を満たすための特徴について述べていく。

まず、シリコン、ガラス、フェライトなどの超精密鏡面研磨加工には、一般にラッピングやポリシングなどの微細砥粒による加工法が用いられており、特に半導体製造に用いられるシリコンウェハの鏡面加工にはメカノケミカル作用を用いたメカノケミカルポリシングが行なわれている。これは、アルカリ性溶液とコロイダルシリカ等の微粉末を混合した加工液を用い、メカノケミカル作用により無擾乱加工面を得る方法である。メカノケミカル作用は、機械的な作用により加工界面における加工液または砥粒による化学的作用を誘起、増進させる複合加工法と考えられている。加工された面は加工ひずみのない表面粗さ1 nm 程度の表面になっている。鏡面加工の方式は図２－２－１４ [3] に示す片面鏡面研磨の方式が一般的である。これは、発砲ウレタンを用いた研磨クロスに、ブロックに固定されたシリコンウェハを押し付け、クロスとウェハの間に砥液を流入させながら回転させることにより、メカノケミカル加工するものである。この加工法によって、表面粗さ数 nm rms が得られている。

次に、VTR やコンピュータの磁気ヘッドに使用されているフェライトやオプティカルフラット等に用いられる光学ガラスあるはレーザ反射鏡などの光学部品には、寸法、形状精度、表面粗さなどの加工要求事項だけではなく、加工変質層の品質を

問題にする部品が増えている。そのような部品の鏡面加工はフロートポリシング加工法 [50] を用いた超精密平面ポリシングマシンで行なわれている。従来のラップ加工は、ラップ定盤上の遊離砥粒に工作物を押し当てて行なわれるため、加工変質層の発生が避けられない。これに対して、フロートポリシングはポリシングプレートと工作物が非接触の状態で加工が行なわれるため、加工変質層の無い表面を得ることができる。加工原理は図２－２－１５に示すように、蒸留水に数 nm の微細粉末粒子を懸濁させた加工液を使用し、その加工液中で一定距離偏心させたポリシングプレートと工作物を同時回転させる。このとき工作物を、フローティングが自由で回転トルクだけが伝達されるようにしておくと、動圧効果により工作物がわずかに浮き上がる。この浮き上がりによる隙間を通過する微細粉末粒子の加工面への衝突により、原子分子単位の微小破壊を繰り返しながら加工が進行する。

原子分子単位の材料除去機構は次のようなものである。図２－２－１６に示すように実際の結晶においては、表面付近に多くの格子欠陥が存在し、表面原子を母材より取り去るに要するエネルギーは母材の原子の結合を破るに要するエネルギーより小さい。この極表面の性質を利用し、軟質粒子によって、硬質の材料の最表面の原子のみを確率的に除去することが可能になる。従って、加工単位は極表面もしくは最表面の原子のみを対象とするため原子オーダとなる。また、工作物最表面原子が研磨剤粒子に拡散する加工機構や研磨剤粒子の最表面原子が工作物表面に拡散し、工作物最表面原子の結合エネルギーを低下させ、次の粒子の衝突によりその部分を取り去るという機構も同時に生じていると考えられる。この加工法によって、光学ガラス（材質 BK7 ）の加工において、表面粗さ０．００３$\mu m R_{max}$、平面度 $\lambda/20(\lambda = 0.6328\mu m)$ が得られている。[51] また、フロートポリシングはおもに平面の研磨に用いられ、非常に高い表面精度と平面度を得ることができるが、曲面の研磨には対応していない。そこで、曲面ミラーの研磨加工法には NC EEM（ NC Elastic Emission Machining ）の適用が検討されている。[52]

これまで、上記で述べたような超精密研磨の前加工はラッピングが主流であったが、生産性の向上のためにこれを超精密な研削加工で行なおうという動きもでている。研削に関しては、従来ポリシングなどに比べ表面精度が悪かったが、最近超精密平面研削によって、今までのラッピングによる加工を省略し、一気に仕上げ加工を行なおうという動きがある。この超精密平面研削盤には零熱膨張係数ガラスセラミック製の高精度主軸 [53] を用いるなど、精度向上を図るためのさまざまな工夫が施されており、高精度研削を実現している。この超精密平面研削盤による加工例として、VTR 用磁気ヘッド材料である $Mn-Zn$ フェライト単結晶（１１１）面を＃３０００のレジンボンドダイヤモンド砥石を用いて研削加工した結果では、０．０８μm の平面度と０．０１５$\mu m R_{max}$ の表面粗さが得られている。

次に超精密鏡面研磨加工によって創成される加工表面について、表面計測の立場から考察してみる。超精密鏡面研磨加工においては原子単位の加工によって数 nm の表面粗さを実現できるが、加工取り代が非常に微小であるがゆえに前加工面の表面粗さが最終仕上げ面に大きな影響を及ぼす。例えばフロートポリシングにおいて

は、前工程として一般に粒径3μmのダイヤモンドを水溶性ペーストと混合し、錫もしくは銅ラップ上でのダイヤモンド・ラッピングが採用されており、工作物の前加工面の粗さは0．035$\mu m R_{max}$程度に仕上げる必要があるとされている。従って、表面粗さ測定評価においては、超精密鏡面研磨加工による仕上げの前加工面における評価が重要な課題であるといえる。しかも、一般には前加工と仕上げ加工は一連の加工工程のなかでなされるものであるため、表面粗さの測定評価も加工工程中において随時行なわれなければならないと考えられる。さらに、超精密鏡面研磨加工後の最終仕上げ面における重要品質項目としては、加工ひずみ、清浄度および表面テクスチャの要素としては表面粗さに加え、サブミクロンオーダのスクラッチ、ヘイズ等の微細な表面欠陥があげられる。従って、全加工工程終了後におけるこれらの測定評価も重要な課題といえる。

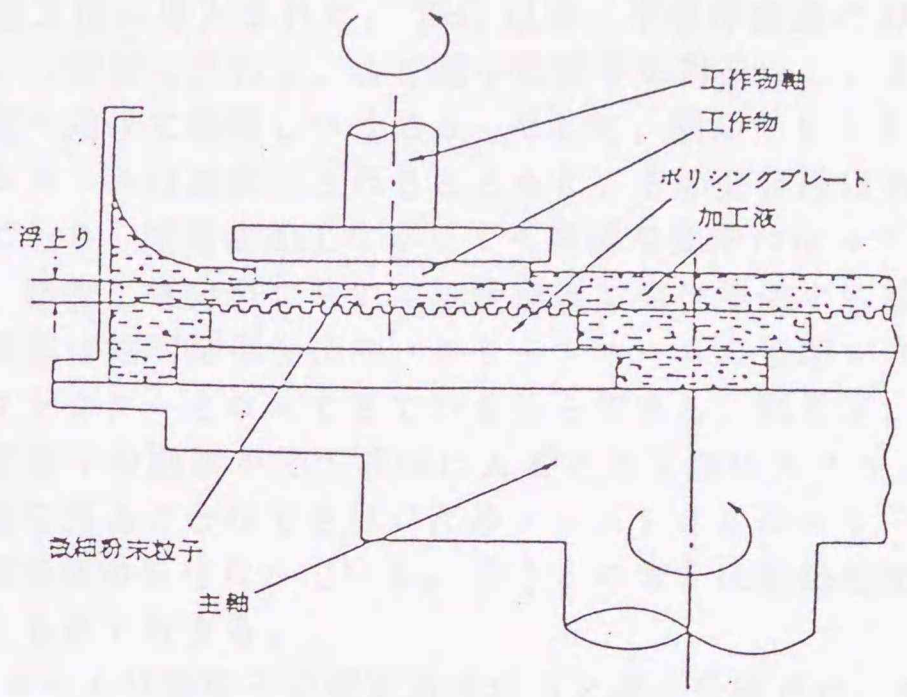


図 2-2-15 フロートポリシングの加工原理

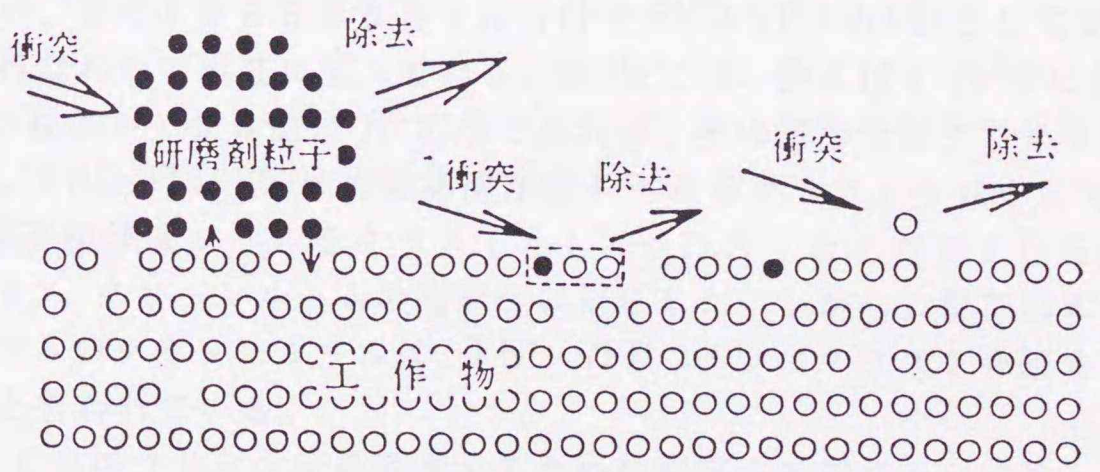


図 2-2-16 フロートポリシングにおける材料除去機構

2.2.3 クリーンルーム技術の現状

クリーンルーム技術は、製品の信頼性を確保する有効な手段として１９６５年、半導体素子製造工程に導入された。[54] 以来、半導体産業における超微細加工の信頼性向上という需要に合わせ、より微小な粒子を対象とし、より低濃度にコントロールする技術へ向けて進展しつつある。そして、図２－２－１７ [55] に示すように近年クリーンルームは高度化されるとともに、その必要性はあらゆる分野の産業へ広がってきており、超精密加工においても重要な要素になってきている。[56] その理由として、精密工業分野において生産環境で発生浮遊する粉塵の大きさ並びに量と製品の不良率は相関関係を持ち、クリーンルームの管理レベルは信頼性保証の上での重要なファクターとなってきているからである。例えば、超精密ポリシングにおいては、空気中の塵埃が加工液中に入ると加工面にスクラッチ等を発生させ、超精密な加工面を得ることができないためクラス１００のクリーンユニットを装備し、加工室の環境清浄を行なっている。[51] この考えは超精密加工が行なわれる部屋全体に対してもあてはまる。

クリーンルームは微粒子の規定方法から２種に分類され、微細な砂塵、金属、オイルミスト、繊維、エアロゾルといった粉塵類と花粉、カビ、バクテリア、ウィルスなどの微生物類を規定したものをバイオクリーンルーム（ＢＣＲ）、それらから生物微粒子についての対象を除いたものを、工業用クリーンルーム（ＩＣＲ）と呼んでいる。クリーンルーム技術の開発は第二次世界大戦中より開始され、宇宙開発技術とともに米国で研究開発され確立された。従って、クリーンルーム規格も図２－２－１８に示す米国連邦規格２０９ｂ（FED-STD-109B １９７３年４月２４日制定）が基礎になっている。その後、１９８７年１０月２７日付でFED-STD-209Cとして改訂され、更に１９８８年６月１５日付でFED-STD-209Dとして209Cの一部追加修正が行なわれて現在に至っている。209Bでは、例えば1 ft^3中に含まれる０．５μm以上の粒子が１００個／ft^3以内であれば、その清浄度はクラス１００と規定されている。FED-STD-209Bで最高清浄度レベルをクラス１００としていたのを、209Dでは最高清浄度レベルをクラス１とし、クラス１とクラス１０を追加し（図２－２－１９）、クリーンルームの高度化に対応した。しかし、現在日本で稼働している最高レベルのクリーンルームは、FED-STD-209Dのクラス１を越えているのが現状であると言われている。

また、ＩＣＲのクリーン度を管理するための測定法の規格としては、空気中の浮遊粒子の測定機器として光散乱式自動粒子計数器や、[57] ウェハ表面の付着粒子の測定機器、[58] そしてウェハ洗浄に用いられている超純水中の微粒子測定法 [59] について日本工業規格JISに規定されている。しかし、これらも定量評価という点では確立された方法とはいいがたい。

現在、最もクリーン度の高いＩＣＲを要求されている産業は半導体産業である。従って、半導体産業が現在抱えている問題点について論じておくことは、超精密加工におけるＩＣＲの問題にも通じてくることであると考えられる。以下において、半導体産業におけるＩＣＲにおける現状とウェハ表面の管理および測定技術の問題

点について述べていく。半導体プロセス技術の進歩により、集積回路デバイスのパターンは高密度化の一途を歩んでいる。半導体製造工程で歩留まりに影響を与えるパーティクルザイズは、パターン寸法の1/5～1/10と言われており、ＩＣＲにおいて除去対象となる塵埃の粒径もナノメータオーダへと移行しつつある。例えば、１６ＭＤＲＡＭにおける最小パターン寸法は０．５μmであり、従って１６ＭＤＲＡＭの生産段階で除去対象となる塵埃の粒径は０．０５～０．０８μmとなる。しかし現在クリーンルーム内で０．１μm以下の微小粒子を測定する測定器が無く、微粒子の挙動を評価する測定技術の開発が急務であるといわれている。

一方、ＩＣＲにおける清浄度の管理という観点から表面測定評価技術について考えてみると、現在ＩＣＲ内の清浄度は前述したように浮遊粒子の数で規格化されているが、実際の製品ウェハ上に付着する異物数との間には必ずしも明白な相関はない。すなわち、製品ウェーハは常に室内に放置されているのではなく、多くの製造プロセス工程を経たものである。表２－２－１ [60] はウェハ上の汚染がそのプロセス工程のどこを発塵源としたものかについて測定した結果である。発塵源としては、プロセス装置内部、作業者、洗浄水、薬液などの影響が大きいことが分かる。これらについて個々にまとめると以下のようになる。

1. 酸化炉、ドライエチャなどのプロセス装置内部に存在する粒子は、プロセス過程で発生する反応副生成物が管壁に付着した後、治具とすれたりあるいは自然にはく離してできたものである。装置内にウェハが装てんされているときには、これらの粒子がウェハに近接して存在しているので、ウェハに接触、付着する確率は非常に高い。

2. 作業者からの発塵は予め着衣に付着していたものの他に皮膚、毛髪、分泌物、繊維など多岐にわたっている。作業者自身やハンドリングなどで発生した粒子を、ウェハ表面に直接付着させないための室内の気流設計が必要となる。また、将来的には完全無人運転を実現させねばならない。

3. 洗浄水や薬液などからの異物の付着では、微粒子ともに微生物による汚染の影響が大きい。オンライン測定が困難なために、現在対策が遅れている。

従って、ＩＣＲにおいては、空気の清浄化、プロセス材料の清浄化、製造装置および搬送装置を含めた総合的な汚染管理・制御技術、つまりトータルコンタミネーションコントロールの確立が重要である。

以上のことから、ＩＣＲにおける清浄度の管理およびウェハ表面の管理においては、トータルコンタミネーションコントロールという観点から、ウェハの表面汚染度によって環境の清浄度を管理するのが合理的であり、ウェハ上のパーティクルをインライン計測できる表面計測方法の確立が望まれる。さらに、ＩＣＲ内においてどのプロセス加工でどこが発塵源であるかについての情報をウェハ表面のパーティクルから推測するためには粒子の物性を検出できる表面計測法も必要になってくると考えられる。

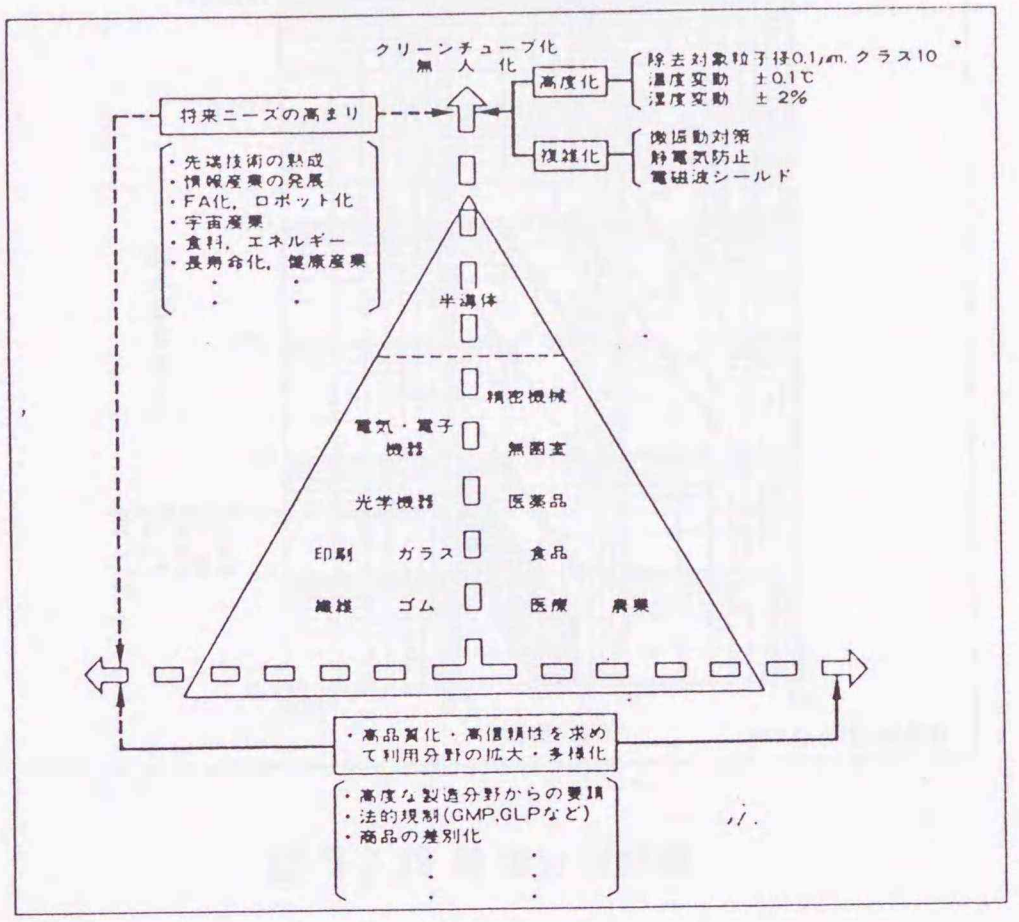


図 2-2-17 クリーンルームの分野の広がりと高度化

クリーンルームクラス	粒子		圧力	温度			湿度			気流	照度
	粒径 μm	累積粒子数 個/ft³	mmAq	範囲 ℃	推奨値 ℃	誤差 ℃	最高 %	最低 %	誤差 %	換気回数	lx
クラス 100	≧0.5	≦ 100	1.25 以上	19.4 ～ 25	22.2	± 2.8	45	30	±10	層流方式 0.45m/S ±0.1m/S	1,080 ～ 1,620
クラス 10.000	≧0.5 ≧5.0	≦ 10,000 ≦ 65				特別には ±0.28			特別には ± 5	30～50 回/h	
クラス 100.000	≧0.5 ≧5.0	≦100,000 ≦ 700								20≦ 回/h	

図 2-2-18 米国連邦規格２０９ｂの要旨

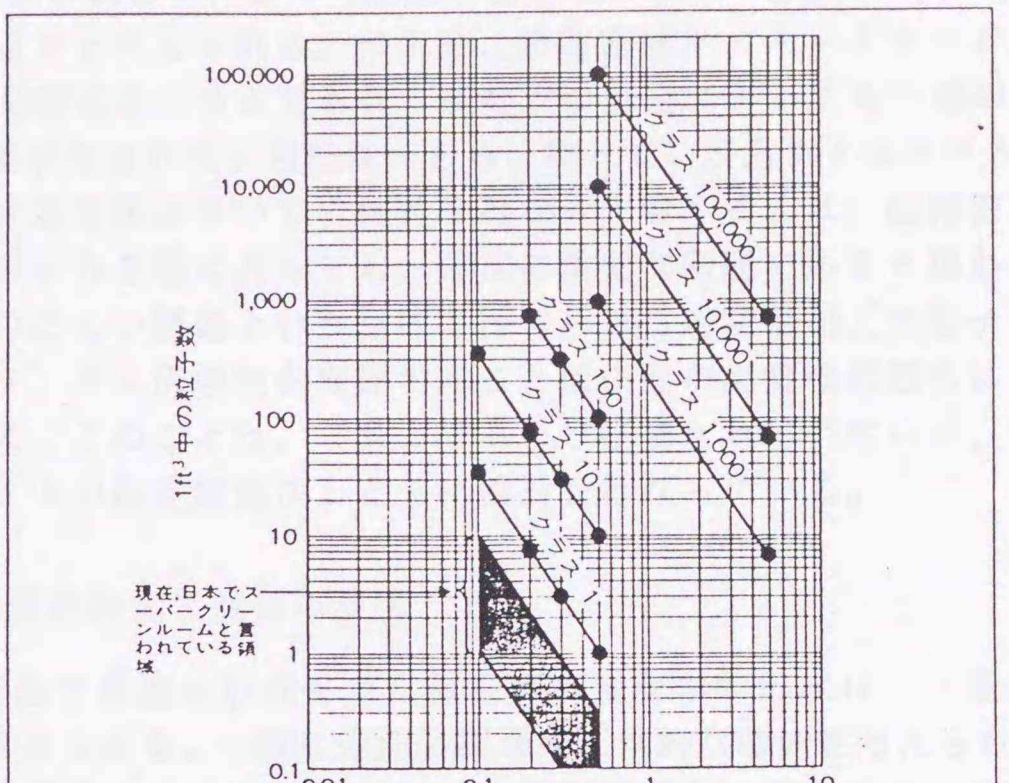


図 2-2-19 粒径分布曲線

発塵源	発生粒子数(0.5μm以上)
HEPAフィルタ直下	1～10個/ft^3
作業者	10^3～10^6
プロセス装置内部	10～10^6
プロセスハンドリング	10～10^3
洗浄水	10^5～10^6
薬液	10^5～10^8
高純度ガス	1～10^5

表 2-2-1 クリーンルーム内における発塵源と発塵量

また、超精密な表面に付着した異物は表面粗さなどの表面計測とその評価に対しても影響を及ぼすと考えられる。つまり、超精密なナノメータオーダの表面に付着した異物は、光学式はいうまでもなく接触式の測定においても一種のノイズとなって、正しい評価がなされない可能性がある。従って、表面テクスチャと付着異物の”存在”を識別する方法についての検討を行なっておくことは、超精密加工表面テクスチャの評価という立場にとっても、非常に重要な問題であると思われる。なぜなら、加工精度の正しい評価という目的で行なわれる超精密加工表面テクスチャの測定評価に対して、その信頼性を確保することは表面の品質の信頼性にもつながってくるからである。このことは、これまであまり指摘されていないが、本論文においてはパーティクルの測定評価法とともに検討を行なっている。

2.2.4 表面微細溝形状加工技術の現状

ある加工方法で表面に形成された微細溝の幾何学的形状は、一種の表面テクスチャであると考えられる。一般に表面微細溝は工学的な機能を与えられており、その機能の信頼性を得るためには微細溝形状の測定評価が必要である。近年の表面微細溝形状加工技術の発展により幅の狭い溝の測定評価法が問題となってきており、本論文では、提案した超精密加工表面テクスチャの測定評価法が、適用範囲の拡張として表面微細溝形状の測定評価に用いることができることを示している。そこで本項では表面微細溝形状加工技術を取りあげ、加工法の特徴と問題点について述べる。

表面微細溝の加工は回折格子やグレーティングレンズなどの光学部品の作製のために行なわれてきた。その加工法の一例として、ルーリングエンジンによる回折格子の加工がある。この加工法は、船底型に研磨されたダイヤモンド工具でバニシングで微細溝を形成するものである。浅くて狭い溝の加工に適しているが、比較的深く、広い溝の加工には適していない。また、２．２．１において述べたように超精密ダイヤモンド切削によるＶ溝や台形形状の微細溝加工も試みられている。

一方、近年コンピュータの記憶媒体として高密度、大容量の光メモリディスクが開発されている。[61] 光メモリディスクには連続溝トラッキングサーボ方式が採用されており、トラッキング誤差信号をこの溝から得ている。そのため、表面にサブミクロンオーダの溝加工が施されており、溝の底部に形成されたピットの情報の読みだし、書き込みを行なっている。この微細溝の加工方法には、リソグラフィーの原理を中心とした加工工程が採られており、現在微細溝の加工法として最も多く用いられている。そこで、ここでは光メモリディスクのトラッキングサーボ用の溝（プリグルーブ）の加工工程 [62] を中心に述べて行くことにする。

プリグルーブが表面に形成されている光ディスクは、サブミクロンオーダの精度を持つ原盤金型によって作られるレプリカである。その加工工程は、図２－２－２０に示すように、まずおおまかに二つに分けられる。すなわち、原盤工程（マスタリングプロセス）とディスク化工程（レプリケーションプロセス）である。原盤工程では樹脂基板上に転写させるため、表面に微細なプリグルーブが加工され、ディスク化工程ではインジェクションによってプリグルーブが転写され、さらにその上

に反射膜が蒸着され、必要なディスクの形態に加工される。従って、製品の性能を決定するのはすべて原盤工程におけるプリグルーブの加工工程であるといえる。原盤金型（スタンパ）の表面にプリグルーブを作って行く工程は図２－２－２１のように行なわれる。この工程は一般的にレーザカッティング方式と呼ばれており、現在ほとんどの原盤工程において採用されている。次に、図２－２－２１に従ってプリグルーブを作製して行く原盤工程を順を追って述べる。

1. ガラス原板の加工
   マスタリングプロセスは原板の加工から始まる。原板材料としては比較的簡単に高い表面精度で加工できる利点を持ち、安定な材料であるガラスが採用されている。ガラスの材質としてはコストの点からソーダライムが一般的に使われている。まず、安定なガラス表面を作るため、酸化セリウム（CeO_2）を研磨剤としたガラス原板の表面研磨を行なう。これによって、次の工程であるフォトレジスト膜の接着性の劣化を防ぐことができる。

2. レジスト原板
   次に表面研磨されたガラス原板はきわめて清浄な環境で超音波洗浄、有機溶剤による洗浄が行なわれ、フレオン蒸気によって乾燥され、記録材であるフォトレジストがコーティングされる。一般にガラスとフォトレジストとの接着性は良くないため、あらかじめガラス板上にクロム等の金属薄膜を蒸着したり、有機系のプライマ材を塗布している。また、フォトレジストのコーティング法としてはガラス板上に滴下したレジストを回転による遠心力によって飛散させ、ガラス表面に成膜するスピニング法が用いられる。フォトレジストの膜厚は完成したプリグルーブの溝深さに直接関係する重要なファクターであり、厳しい膜厚制御が必要である。塗布後、フォトレジストを塗布した原板（レジスト原板）は、熱処理によって膜の安定化が図られる。

3. カッティング（記録）
   レジスト原板はエリプソメータ [63] などによる膜厚測定を行い規格内であればカッティングが実行される。この工程ではレジスト原板は情報信号に対応して変調を受けたレーザ光によって露光される。カッティングプロセスでの重要な課題の一つとして、露光量の制御がある。この制御を適正に行なわなければ溝のプロフィル（特に溝幅）の不均一を生ずることになる。カッティング工程で用いられるレーザカッティング装置の基本構成は、(1) 光源であるレーザ装置、(2) このレーザ光をあらかじめ決められた形式によって処理された信号で変調する光変調器、(3) この変調されたレーザ光を、ターンテーブルに載置され回転する記録原板上に導く光学系（集光レンズやフォーカスサーボ系）、(4) 原板を回転させるための精密メカニズム、(5) 信号処理などのエレクトロニクスなどから成っている。（図２－２－２２）

4. 現像

記録工程で信号に従って露光された記録原板は、現像プロセスでエッチングされ凹凸パターンとしてその潜像を顕在化する。一般にフォトレジストの感度は、レジストの製造ロットや塗布、乾燥の条件、温湿度、現像液等多くの因子によって大幅に影響を受け、これがプリグルーブの形状に影響を与える。これらの諸因子をいつも同じ条件におくことは実用上きわめて困難であるから、現像の進行をモニタしその終端条件をコントロールする必要がある。

5. 金属原盤（スタンパ）の製作

現像が行なわれたレジスト原板は、次にディスクの複製工程で必要となるスタンパ工程が実行される。スタンパ工程では、まずレジスト原板の表面は不導体であるため、電鋳を行なうために表面を導体化する。その方法としてはニッケルによる無電解めっき法や蒸着、スパッタリングなどがある。次に、導体化された表面を陰極としニッケルを陽極側に配して、スルファミン酸ニッケル浴中で通電させてガラス原板上にニッケルを析出させる。約0．3 mm程度の厚さになるまで電鋳を継続し、ガラス板から剥離し洗浄すると、金属マスターが完成する。そして最後に マスター、マザー、スタンパーと転写加工を行なう。このとき剥離処理すなわちニッケルのパッシベーションが重要になるが、多くは重クロム酸カリの薄い溶液中に漬けることによって行なわれる。

以上のような工程で、サブミクロンオーダの表面微細溝形状が創成される。この加工工程における問題は、溝深さの精度はフォトレジストのコーティング工程によって決まり、また溝幅の精度はカッティング工程、溝の形状そのものは現像工程によって決定されており、それぞれ加工精度の制御が難しい工程から構成されていると言う点である。従って、原盤工程において、マスターのプリグルーブの溝形状測定評価を行なうことができれば、精度不良がどの工程において生じているかをある程度推定することができる。ところが、現在、プリグルーブの形状評価を原盤作製段階で評価できる測定評価法が確立されていないため、プリグルーブの特性評価はレプリケーション工程を経た製品ディスクによる電気信号の評価によって行なわれている。製品の特性評価は製品管理の点で不可欠であるが、生産効率や歩留まりの向上のためには、微細溝形状測定評価技術の確立は重要な課題であるといえる。

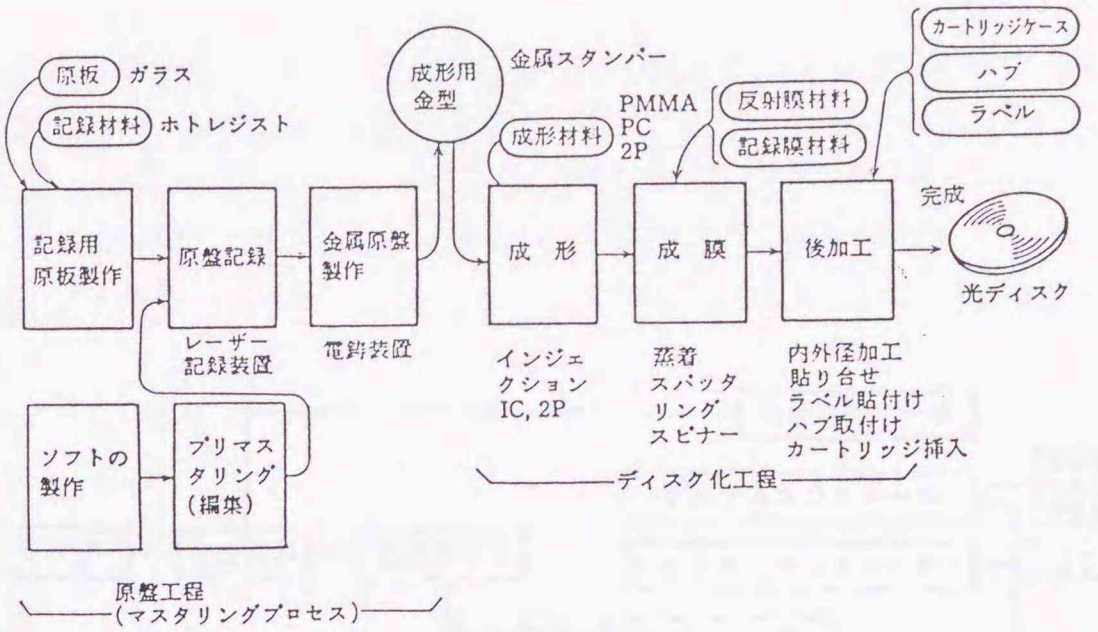


図 2-2-20 光ディスクの製作工程

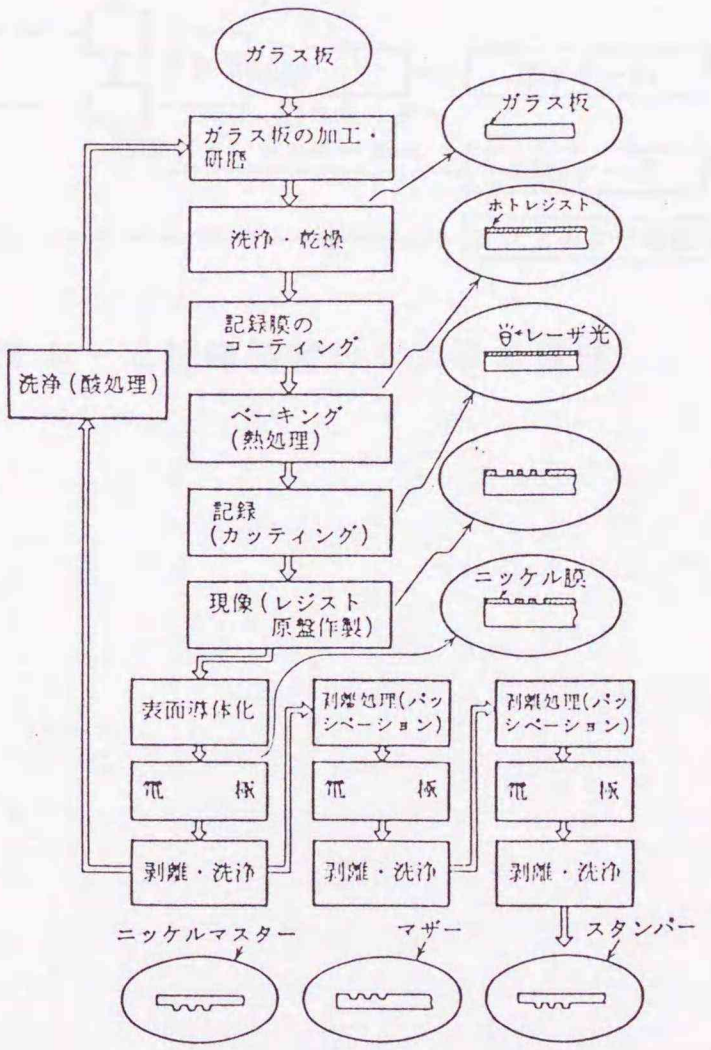


図 2-2-21 光ディスク原盤製作工程

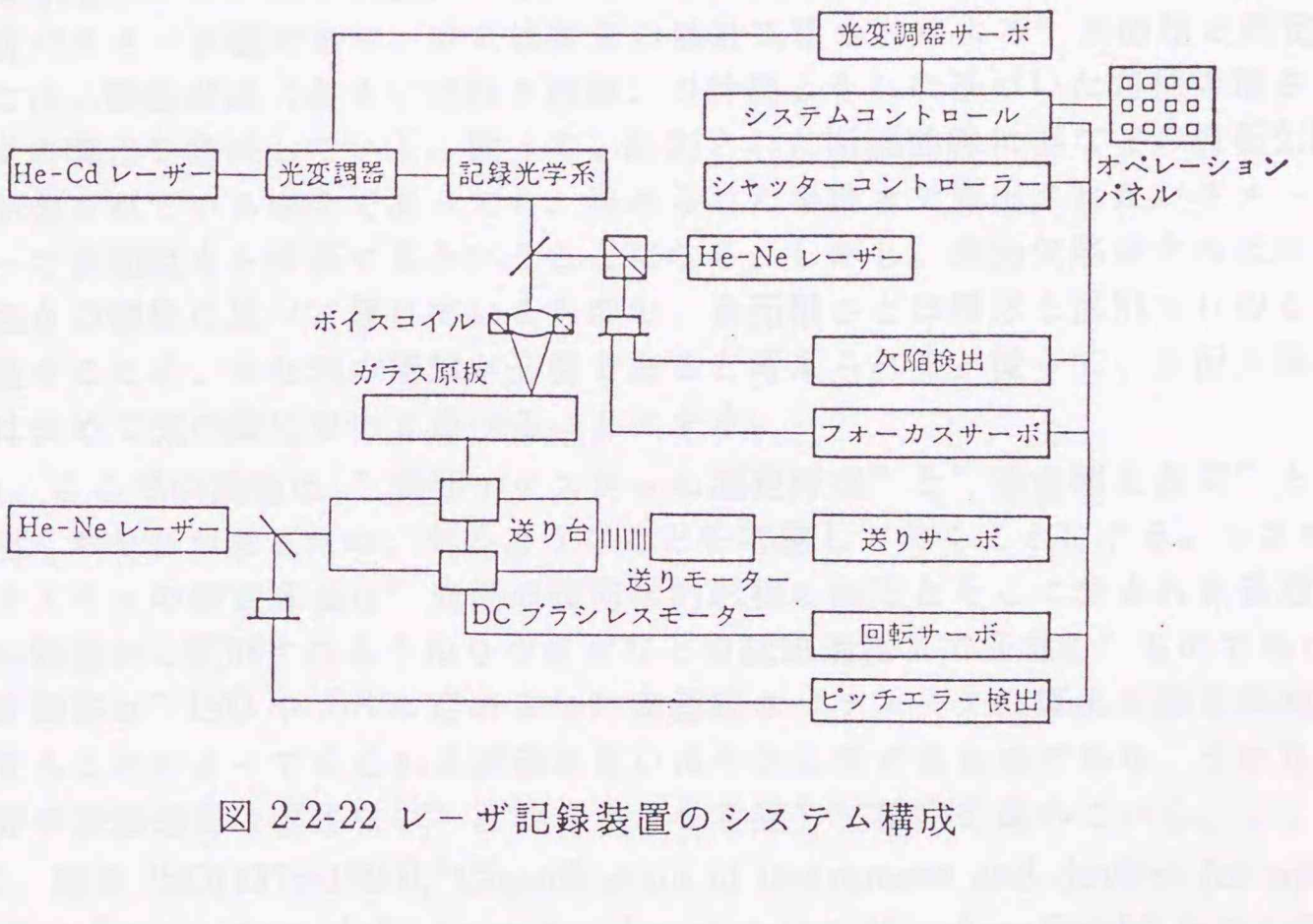


図 2-2-22 レーザ記録装置のシステム構成

2.3 節 超精密加工表面の表面粗さ測定における問題点

本節では、本論文に関連する、超精密加工表面に対する表面粗さの測定評価を目的として研究開発された表面粗さ測定法についてまとめ、第1章において指摘した超精密加工表面テクスチャのインプロセス計測に対応できる測定評価法の条件を満たしているかどうかという観点から、各々の測定法における問題点について論ずる。

この節において用いている”表面粗さ”は、表面の幾何学的な微細形状の測定に基づいて算出される、R_a、R_{max}、R_z、S_m、t_pなどのISOやJISによって規定されている各パラメータ値であり、例えば従来の触針式粗さ計による”表面粗さ測定”においては、断面曲線（あるいは粗さ曲線）の計測とそれに基づいた各種の粗さパラメータの算出を意味している。従って、計測された断面曲線に傷などの表面欠陥の情報が含まれている場合であっても、決められた手続きで算出されたパラメータ値によって表面粗さを評価するということになる。しかし、表面欠陥はその規格化が表面粗さの規格に比べて遅れているものの、表面粗さとは厳然と区別され得るものも存在するため、また別の議論が必要であると考えられる。従って、表面欠陥に関しては改めて次の節において述べることにする。

なお、ここでの議論は、”表面テクスチャの測定評価”と”表面粗さ測定”との混乱を招くおそれがあるため、次のようなことを考慮しておくことにする。つまり、表面テクスチャの測定評価は”表面の幾何学的形状の測定とそこに含まれる表面の機能的な側面から区別されるうねりやきずなどの認識過程までを含む”ものであり、表面粗さ測定は”ISOやJISに定められた表面粗さパラメータの算出手順を機械的に実行することによってえられる評価あるいはそれに準ずるものであり、うねりおよび傷等の認識過程は含まない”ということを考慮して議論を進めていく。

さて、現在ISO(1878-1983),”Classification of instrument and devices for measurement and evaluation of the geometrical parameters of surface finish”において、加工表面の表面粗さ、表面うねり、幾何学的公差などの幾何学的パラメータの測定評価に利用されている機器の分類が示されている。図2－3－1 [64]は、その中の表面粗さを測定する機器の分類表であり、この図には現在使用されているものと原理的に開発可能な機器も含まれている。分類表を見ると、測定機器の特性はまず大まかに粗さの評価方法の違いによって分けられている。ひとつは面積的なパラメータ方式による評価方法で、もうひとつは断面曲線によりパラメータを抽出して評価するものである。そしてさらに、断面曲線を得る測定機では接触式測定機と非接触式測定機に分類されており、本節における議論もこれを基に接触式と非接触式に分けて行なうこととする。また、非接触式においては近年その進展が著しい光学式の測定機器を中心に述べることとし、その中に面積的に表面粗さを評価する測定機器も含めることにする。

なお、現在使用されている主な表面粗さ測定器の縦（高さ）方向と、横方向の空間分解能の概略をまとめると図2－3－2のようになる。この図から、接触式、非接触式を問わず、縦方向に分解能の高い測定手法は多いが、横方向に分解能の高い

ものは電子顕微鏡（SEM,TEM）を除いて他にない、と言うことができる。表面粗さ測定における測定精度は、まず縦方向の分解能が要求されることが多いため、本節における測定分解能に関する議論もおもに縦方向分解能に関して行なわれる。ただし、微細溝形状などの測定においては縦方向の分解能に加え、高い横分解能も必要とされるため、表面粗さ測定器をそのまま適用できない場合が多い。そのため、微細溝の測定に関する議論は節を分けて行なうことにした。

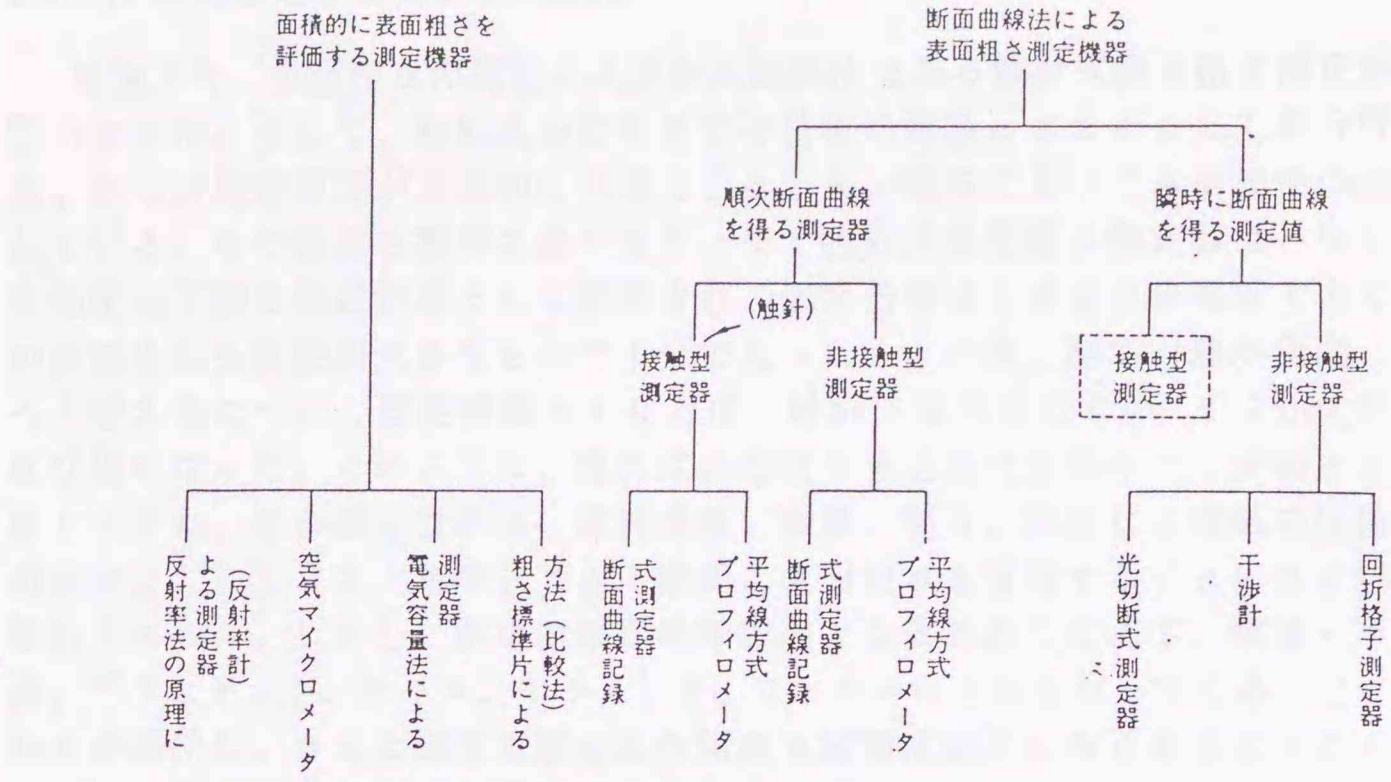


図 2-3-1 表面粗さ測定機の分類（ISO 1878）

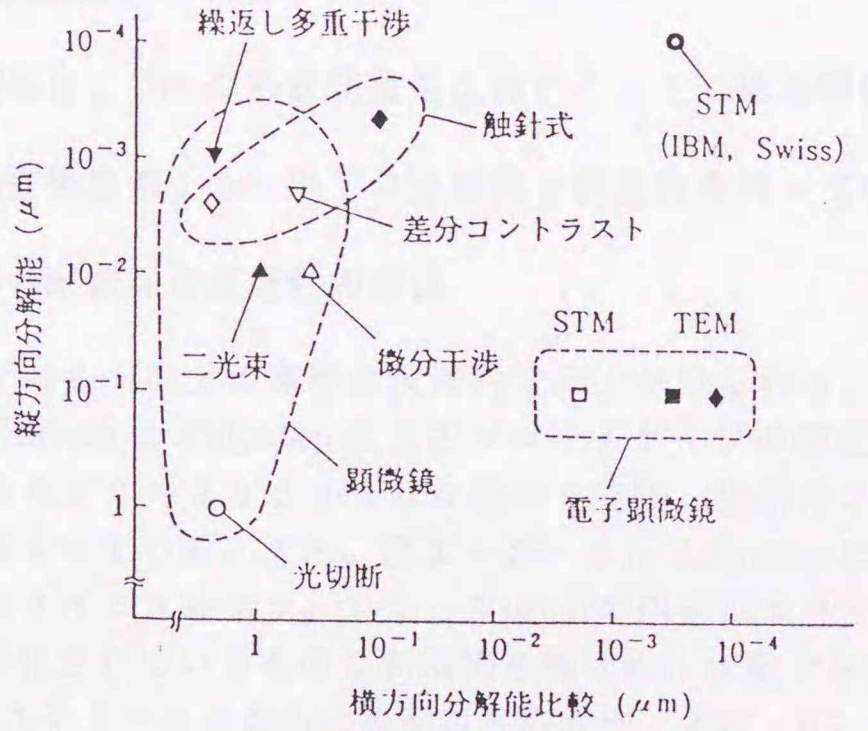


図 2-3-2 主な表面粗さ測定器の分解能の比較

2.3.1 接触式測定法の現状と問題点

従来より、表面粗さの測定には接触式測定法である触針式表面粗さ測定器が用いられてきた。そして、触針式のこれまでの技術的蓄積とさまざまな工業分野への普及、さらに測定原理が理論的に明確なことから、現在においても信頼性の点ですぐれている。その経緯を簡単に述べると、まず触針式表面粗さ測定器は、はじめ金属の切削加工面を測定対象として開発され、測定倍率は１０００倍程度であり、触針の先端半径も比較的大きなもので十分であった。その後、測定対象が研削、ラップへと増えるにつれ、測定倍率も１０万倍、触針先端半径は5 μm や2 μm が標準的な仕様になった。このように、触針式表面粗さ測定器は金属の加工技術とともに発展してきた。その測定目的は、機械精度、振動、騒音、摩耗など機械の仕様面からの要求と、加工コストが両立できる範囲に表面粗さを管理することにある場合が大部分であった。しかし、測定対象が機械部品、金属表面に加えて、電気・半導体関係、プラスチック、ガラス、セラミック、フィルムなどに広がってくる一方、測定目的も多様化し、さらに測定対象の表面精度も超精密加工にみられるようにナノメータオーダの高精度な測定が要求されるように成ってきている。

基本的な測定原理がすでに確立している触針式表面粗さ測定器は、超精密加工表面への対応が、その高分解能化によって行なわれている。現在、超精密加工表面の表面粗さ測定に用いられている、高精度な触針式表面粗さ測定器には、縦方向の分解能が０．５ nm、横方向分解能が０．１ μm 程度まで確立されているものもある。これらの測定器は従来にものに比べ、

- 触針保持機構は1 nm の形状変位を正確にとらえる応答特性を持っている。
- 変位－電気変換器が1 nm 以下の分解能と安定性を持っている。
- 移動基準部の耐振性と直進性の保証

などの点で、いずれも一桁上の高度な技術的な向上が見られる。図２－３－３は英国 Rank Taylor Hobson の Talystep によるブロックゲージの測定例 [64] である。この装置は縦倍率５０００～２０００００００倍の９段階、横倍率５０、２００、２０００倍の分解能をもっている。また、図２－３－４に Talystep に使用されているダイヤモンド製のスタイラスを示す。１２．５μmRの円錐形スタイラスは段差、膜厚測定用として標準化されているもので先端開き角は約６０度である。２．５μm × ２．５μm 角錐形スタイラスはおもに表面粗さ測定用、また、０．１μm × ２．５μm 角錐形スタイラスは微細パターンおよび超精密仕上げ面の表面粗さの測定に使用されており、先端開き角は約９０度になっている。さらに、０．２μm × ０．２ μm 角錐形スタイラスは小さな溝の測定用として用いられている。このように Talystep は測定対象表面の特性によりスタイラスを使い分けることで対応している。また、図２－３－５は同じく Rank Taylor Hobson のフォームタリサーフのトラバースユニットの構造を示したものである。フォームタリサーフの縦分解能は０．０１μm で、図

2－3－5から分かるように従来の測定器よりも大幅に縦方向測定範囲を大きくするために、変換器としてレーザ干渉式変換器が用いられている。これによって、平面だけでなく凹面および凸面の曲面の表面粗さ測定にも対応できるようになっている。[65] その動作原理は次のようなものである。まず、駆動ユニット上部に設置されたHe-Neレーザ発振器より発振されたレーザ光は固定ハーフミラーにより2方向に分岐される。それぞれ分かれたレーザ光は再び2方向に分けられ、一方は固定ミラーへ、他方は可動ミラーに向かう。それぞれのレーザ光はその光路差により位相差を生じ、この位相差を2つのレーザ干渉計により電気信号に変換することにより、二次元的な位置情報がえられる。

以上述べたように、触針式表面粗さ測定器は高分解能化の達成によって、超精密加工表面の測定にも対応が可能には成っているが、一方接触式という測定原理に起因する問題点や、生産現場での適用を試みる場合の問題点などがいくつか指摘されている。

それらの主なものとして次のようなものが指摘されている。[66]

1. 接触式測定法における最大の問題は、触針荷重（測定力）による被測定面の変形（傷）である。特に被測定物が軟質金属のような柔らかい材質の場合、試料表面に傷をつけるおそれがある。また、超精密加工表面においては、触針法の限界条件に近い1 mgf（0．01 mN）といった小さな測定針圧（測定力）によるわずかな傷も問題となる。宮本 [67] は、触針荷重および触針先端曲率半径と被測定面の変形について次のように論じている。

   測定力をF、触針を含む運動系の等価質量をm、触針に加える加速度をα、追随周波数をfとすると、次の関係がある。

$$F = m\alpha \tag{2.2}$$

$$f \leq \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\alpha}{a}} \tag{2.3}$$

   ただし、aは振幅である。この2つの式から明らかなように、変形量を小さくするためにはFを小さくすれば良いが、mは触針の”横方向への逃げ”を制限したり、堅牢性を確保する上からある程度の剛性が必要となり、小さくすることに限界があるためαを小さくすることになる。αを小さくすれば、fが低くなり、測定能率が低下する。従って、現行JIS(B0651)では実用上の見地から、触針先端曲率半径と測定力の関係を表2－3－1のように定めている。

さて、次に表2－3－1に示されている関係について、被測定面への最大圧力の点から検討してみる。触針先端の各曲率半径（2，5，10μm）と被測定面への接触円中心に生ずる最大圧力P_0の関係を調べるために、Hertzの公式

$$P_0 = \left\{ \frac{6}{\pi^3} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^{-2} \cdot \frac{F}{R^2} \right\}^{1/3} \tag{2.4}$$

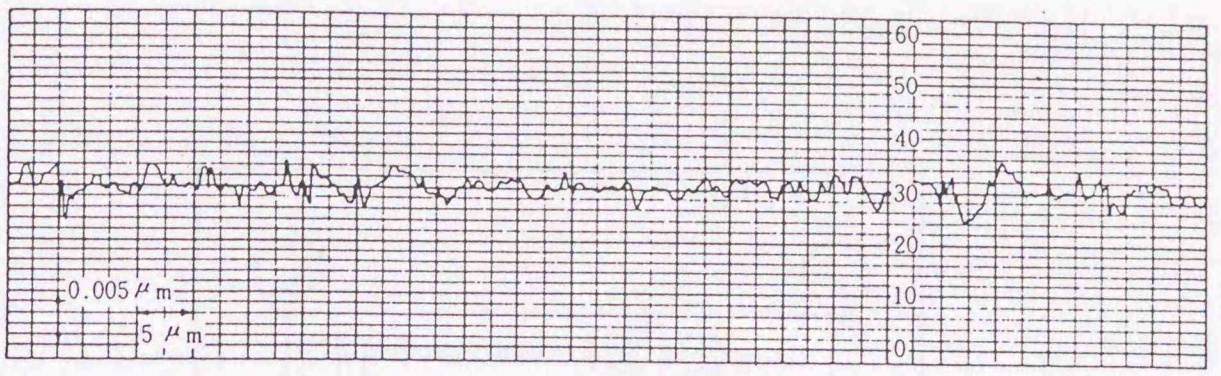
を用いた。但し、R：触針先端曲率半径、F：荷重（測定力）、E_1,E_2: ヤング率、ν_1,ν_2: ポアソン比である。式 (2.4) において、触針をダイヤモンドの球とし、被測定平面をアルミニウム（厳密にはアルミニウム材の生成素性によりEおよびνは異なる）とした場合で計算した結果を図２－３－６に示す。参考にR０．５μmの場合も記入したが、これから分かるとおり、表２－３－１の３種類すなわちR２μm（０．７ mN），R５μm（４ mN），R１０μm（１６ mN）による接触円の最大圧力P_0はほぼ同じ値である。ANSI(B46.1) が規定している$MaximumForce(mM) = 0.15 \times \{TipRadius(\mu m)\}^2$の関係を図中の破線で示したが、これは$P_0$が一定の値をもつFとRの関係を示すもので、JIS規格以外のRをもつ触針を使用する場合の測定力Fを決める上でのひとつの目安になる。

次に、被測定面の弾性変形について検討してみる。P_0を求めたときと同様に、次の Hertz の公式を考える。

$$\Delta = \left\{ \frac{9}{16} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^2 \cdot \frac{F^2}{R} \right\}^{1/3} \tag{2.5}$$

式 (2.5) を用い、アルミニウムを弾性体と仮定して各条件下での弾性変形深さΔをもとめると図２－３－７に示すようになる。この結果からは、表２－３－１の３種類の中ではP_0は同じであっても弾性変形深さはR２μm（０．７ mN）の条件の時が最も小さいことが分かる。

以上のことを考慮して、実際の被測定面に於ける塑性変形（傷）について検討してみる。実際の被測定面に残る変形量は弾性変形から塑性変形の領域に移るのでかなり様子が異なっているはずである。また、図２－３－６、図２－３－７に結果は静的に扱って計算したものであるが、実際には動的測定力F_Dは触針が正しく追随しているとの条件下で$F_D \leq 2 \cdot F$であること、変形部に加工硬化が起こるであろうこと、などを考慮した解析を必要とする。参考にアルミニウム蒸着面をトレースして付けた塑性変形（傷）をR０．５μm、測定力Fが０．１ mNのダイヤモンド触針でその変形深さを実測した結果を図２－３－７に破線で併記した。また、図２－３－８は図２－３－６および図２－３－７の結果からF，R，P_0，Δの関係を模型的に示したものである。これらにより、JIS規格の３種類の触針のうちR２μm、０．７ mNの場合が最も変形深さが小さく、変形の幅も狭いことが明らかとなる。アルミニウムの弾性限界Yは９９ N/mm^2、弾性流動の限界は平均圧力$P_m > 3Y$であることから、多くの引っかき痕の凹溝の両側に”盛り上がり”が形成されることも明白となる。図２－３－９はR２μm、測定力０．７ mNの条件でトレースした時のアルミニウム磁気ディスク基板上の傷をR０．５μmの触針を用い、測定力０．０５ mNで測定した時の結果である。傷の形状は両側に盛り上がりのある一種の”変形”のように成っていることがわかる。また、いちばん小さいといってもこれだけのトレース痕を超精密加工表面に残すことは大きな問題であるといえる。



(0.1×2.5 μm スタイラス　0.33Hz フィルタ 3 mgf　V_V=200万倍　V_H=2000倍)

図 2-3-3 タリステップによるブロックゲージの測定例

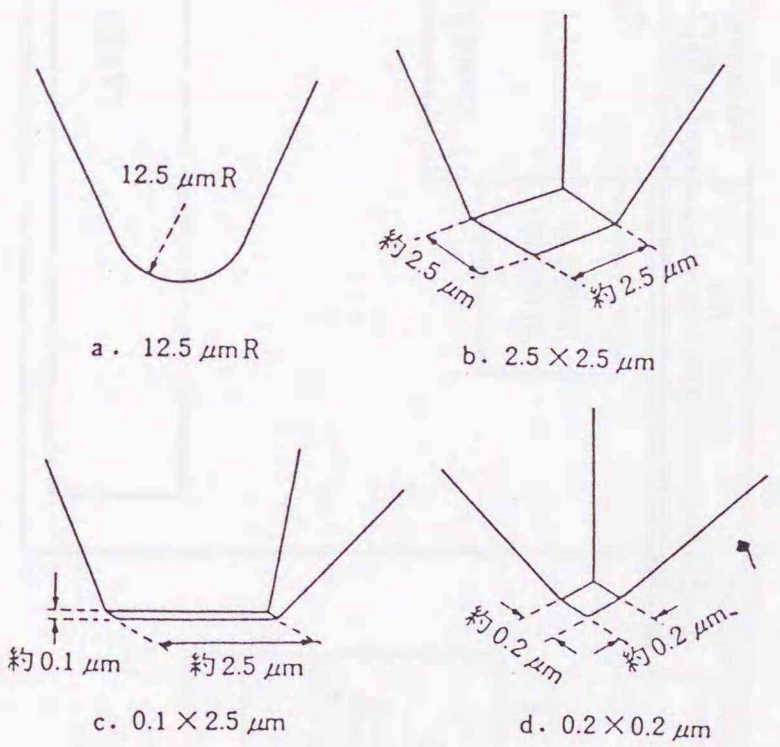


図 2-3-4 タリステップ用スタイラス形状

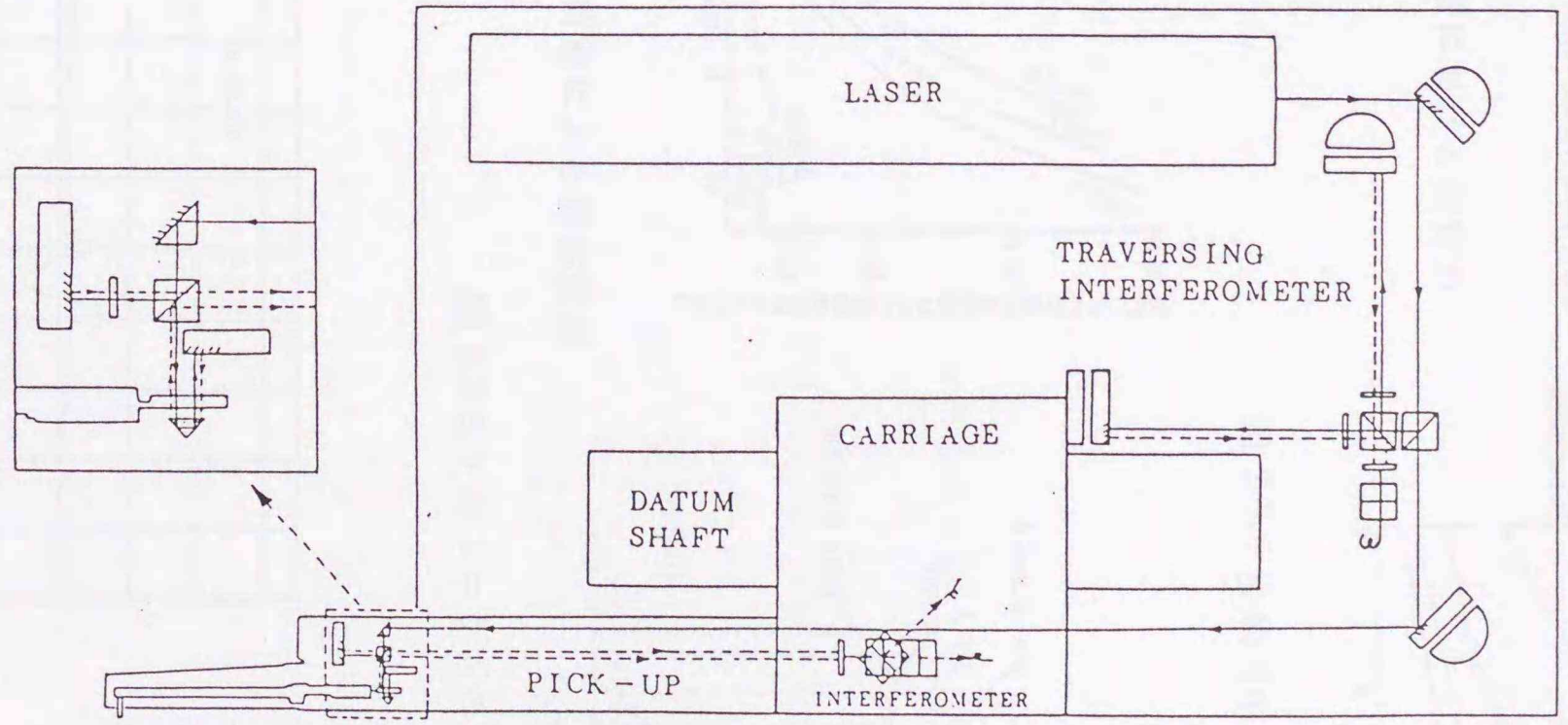


図 2-3-5 フォームタリサーフのトラバースユニット構造図

触針の先端曲率半径の呼び値 (μm)	触針の平均位置における測定力 (gf) {mN}	測定力の変化の割合 (gf/μm) {N/mm}
2	0.07 { 0.7}	0.003 5 {0.034}
5	0.4 { 4.0}	0.02 {0.20 }
10	1.6 {16.0}	0.08 {0.78 }

注　触針の平均位置とは，使用する拡大倍率における触針の最大上下運動の中央をいう

表 2-3-1 触針の平均位置における測定力

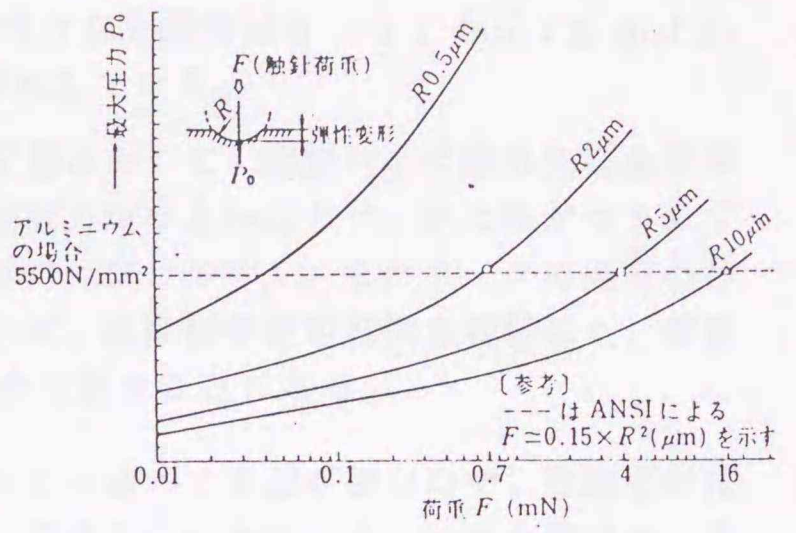


図 2-3-6 接触円中心に生ずる最大圧力

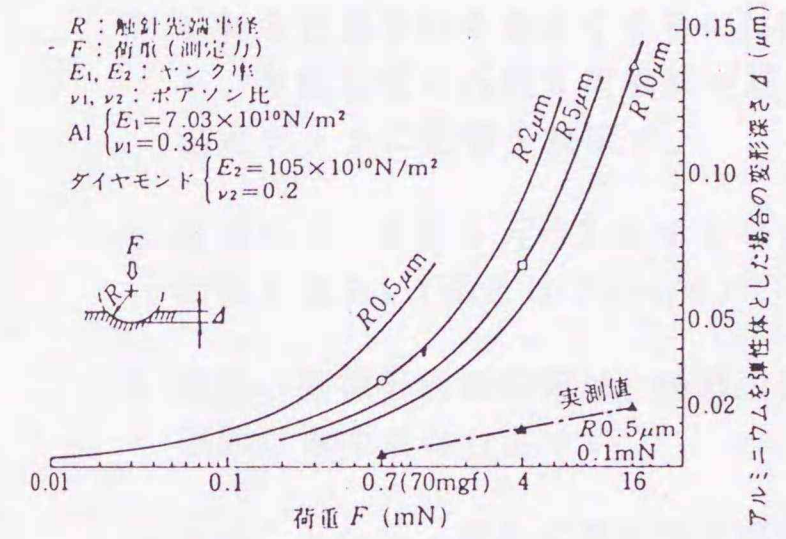


図 2-3-7 触針先端半径と荷重による弾性変形

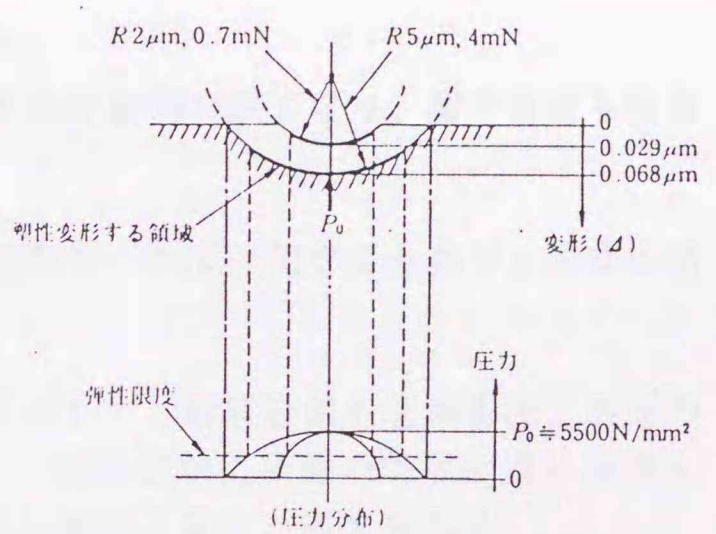


図 2-3-8 アルミニウムの場合の圧力と変形の関係

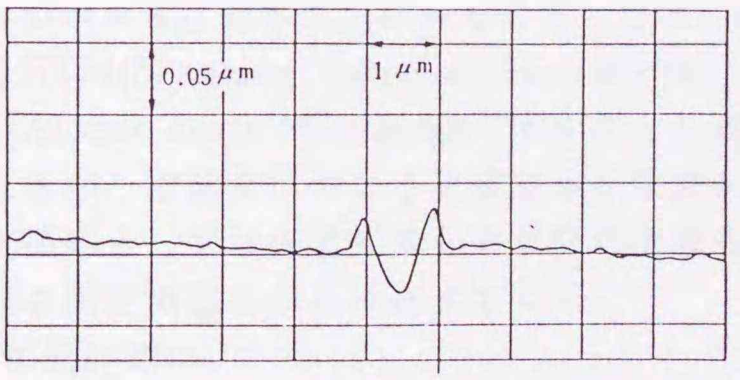


図 2-3-9 アルミニウム磁気ディスク基板における触針トレース跡

また、ちなみにアルミニウムに傷を付けない限界は０．０１ mN（１ mgf）、R１００μmであることを式 (2.4) が示している。

以上のことから、触針式表面粗さ測定器において、理想的には触針先端曲率半径が小さいほど測定誤差が少なく、測定力が小さいほどワークに傷がつきにくい。しかし、現実には極端に尖った触針は欠けやすく、またワークに傷をつけやすい。さらに、測定力を小さくすれば、追従性や測定範囲を犠牲にし、振動の影響を受けやすくなるという問題点を残すことになる。

2. 半導体製品の場合、シリコンウェハなどは極めて表面が硬いので、塑性変形による傷はつかないが、内部に物性上不都合な応力が加わる、触針を媒体として異物が付着するなどのおそれがある。

3. 触針の先端半径を小さくするには限界（現在最も小さいものでR0.1μm）があり、微細形状の谷底まで触針が届かないことがある。さらに、触針の摩耗は、測定データに影響を及ぼす。

4. 高倍率（～２００万倍）にするにつれて測定範囲が狭くなり、測定速度も非常に低くなる。（例えば2 $\mu m/s$）

5. 表面の微細形状の情報は、触針の移動方向の一断面に関するもので、非常に局部的なものになりやすい。

以上のことから、触針式表面粗さ測定器を用いて、軟質金属や超精密加工表面の測定評価を行なう場合や、生産ラインにおいて超精密加工表面の効率の良い検査を行なう場合は、１．と３．に対する解決が特に重要になると考えられる。

2.3.2 非接触測定法の現状と問題点

表面微細形状の非接触測定法には、大きく分けて光学式によるものとそれ以外の原理に基づくものがある。光学式以外のものとしては、例えばSEM [68]、トンネル効果を利用するSTM(Scanning Tunneling Microscope) [69, 70, 71, 72]、原子間力を利用するAFM(Atomic Force Microscope) [69] などが表面粗さ測定に応用されている例があげられるが、本論文における測定法が光学式によるものであり、また、現在表面粗さ測定機器としては光学式のものがその主流を占めているため、本項では光学式の表面粗さ測定機器を中心に述べていく。

まず、一般に光計測は、

- 非接触であり測定対象を乱さない。
- 外乱の影響を比較的受けにくい、
- 波長が短く高精度である。

- ２次元および３次元測定や偏光の利用など情報量が多い。
- 眼に見えるため人間とのコミュニケーションが良い。

などの特徴を有し、近年のレーザの普及やCCDデバイスの開発などにより、安定した光源と高感度の光センサが容易に入手できるようになったことと、計算機技術の発展によりデータ処理技術が進歩したこと、などの背景もあって、現在、さまざまな光学方式の表面粗さ測定器が開発されている。

特に、超精密加工表面の微細形状を、光を用いて非接触で測定・評価する方法には、測定手法の観点から大別して二つのタイプが考えられる。すなわち、ひとつは表面の断面曲線（輪郭）を忠実に拡大・記録する直接的な方法（profile technique）であり、他方は測定表面のある領域において表面凹凸の幾何学的統計量を表示する方法（parametric technique）である。

前者には光線を細く絞って表面に照射し、そのスポット位置を高い座標分解能で読みとるものや、光の干渉縞によって表面の凹凸を等高線図で表わすものなど、光触針法、光点変位法および干渉法などと呼ばれているものが含まれる。これらは、直接的測定法と呼ばれている。

これに対して、後者の測定表面の適当な領域を同時に照射する表面粗さ直示方式には、反射、回折、散乱、反射角による測定に代表されるように、測定対象に光を照射し、その表面からの光の特性を測定して間接的に表面の状態を調べようとするものであり、反射光量法、スペックル法などと呼ばれているものが含まれる。これらは、間接的測定法と呼ばれている。

（A）光学方式による直接測定法

光学方式による表面粗さの直接測定法は、表面粗さの微細な形状を直接的に高分解能で測定できるという特徴を持っており、現在開発されているものをそれらの測定原理の観点から分類すると、（１）光の干渉を利用した測定法である干渉法、（２）被測定面上に照射される光の焦点位置を検出しながら微細形状を測定する方法である焦点検出法、の二つに大別される。ここでは、特に超精密加工表面の測定に適用されている高分解能なものを具体例としてあげながら述べていく。

1. 干渉法

   干渉法による微細形状の測定法は、きわめて多様であり、２光束干渉、繰り返し多重干渉、ヘテロダイン干渉、ホログラフィなど、様々な形態の干渉法が用いられている。

   一般に、干渉測定による基準は光波長（λとする）またはその半分であるため、代表的には０．６ないし０．３μmが単位となる。これは通常の機械工業では細かくて不便なことが多く、赤外線の利用や２波長の光源を使うなどの工夫がなされている。一方、精度の高い方に対しては、１０年程前までは多重干渉などの特殊なものを別にすれば、$\lambda/20$（≈０．０３μm）の分解能までのものは

ほとんど見られなかったが、ここ数年、$\lambda/100$ オーダの干渉が広く使われるようになり、特に粗さの測定に関しては、さらに1桁高いオングストロームオーダで測定を行なう方法が報告されるようになってきた。

現在、超精密加工表面の表面粗さ測定を対象として開発されている高精度な測定装置の代表的なものとしては、（a）繰り返し多重反射の原理を利用した等色次数干渉法（FECO スキャニング干渉法）[73]、（b）干渉する2ビームの光が、わずかに違った周波数を持つ場合の干渉を利用したヘテロダイン干渉法 [74]、（d）シャーリング干渉顕微鏡を利用したシャーリング干渉法 [75, 76]、（c）リニーク型干渉顕微鏡を基本とした光スキッド法 [77, 78, 79] などをあげることができる。

(a) 等色次数干渉縞、FECO(Fringes of Equal Chromatic Order) の微細形状測定干渉法は、多重干渉と分光計との組み合せを原理としており、縦方向分解能は0．3 nmである。繰り返し反射干渉系において、単色光源の代わりに白色光源を用いると像面は一様に白く見える。しかし、これは正確な白色ではない。いま、ある場所のギャップ間隔をtとすると、干渉条件 $2t = m\lambda$ においてmが整数になる波長の光は像面の明るさに大きく寄与するが、mが半整数になる波長の光の寄与はない。したがって、干渉系の像面にズリットを置き、分光計に入れるとその像面にはスリットに平行な明暗の帯（溝状スペクトル）が観察される。このような干渉縞は等色次数干渉縞（FECO）と呼ばれ、表面の微細な凹凸を知ることのできる有力な手段である。図2－3－10はFECOスキャニング干渉計の概略図である。キセノン光源Aによる白色光は、被測定面と銀メッキ参照面を1～2 μm の間隔で密着させて構成した干渉計I内において繰り返し反射した後、スリットSを通ってプリズム分光器Pに入る。溝状スペクトルは、TVカメラ（イメージディセクタ管）によって帯に垂直な方向に走査される。帯の間隔は分光学的波数 $1/\lambda$ に対して等間隔であり、tが場所によって変化するとスペクトルの位置は $1/\lambda$ の値を一定に保ちながらシフトする。図2－3－10の右の干渉縞が、表面の凹凸によるスペクトル線である。また、ビームスプリッタBの左方にスペクトル校正用の水銀燈が置かれており、微小形状に相当した干渉縞のずれは、水銀のスペクトルを基準として観測される。なお、左右のスペクトル線の間隔は33 nmである。

(b) ヘテロダイン干渉法の原理は、図2－3－11に示すようなトワイマン・グリーン干渉計において、参照面を光軸にそって一定速度vで動かすと反射光の周波数はドップラー効果により $4\pi v/\lambda$ を周期として変動する。観測面上の2点の光強度を光電検出すると、得られるAC信号の位相差は干渉縞上の2点の光学的位相差に対応する。一方の検出器を観測面内の1点に固定して置き、他方を動かして固定点に対する位相差を逐一測定して行けば、走査線に添う面の凹凸が符号を含めて決定される。干渉縞の読み取り精度は1／10縞、つまり干渉縞の10分の1が限度であるが、電気信号の位相では $2\pi/100 \sim 2\pi/1000$

といった高精度な測定が可能になる。なお、周波数のわずかに異なる二つの光源を得るためには、Braggセルや2周波レーザなどが一般に用いられている。この原理を用いて、図2－3－12に示すような高精度な表面粗さ測定器が開発されており、RMS値で0．01nmの繰り返し精度を持っている。また、装置の構成は図2－3－13 [80]のようになっている。被測定面を空気軸受を組み込んだ回転テーブル上におき、下方から二つの周波数のHe-Neレーザを照射する。ここで、二つの光は250 kHzの周波数差をもち、互いに直交する偏光と成っている。偏光成分ごとに異なる角度に分割する機能をもつウォーラストン・プリズムに、レーザ光を入射すると、測定表面に二つのビームスポットとなって一方は被検円盤の回転中心に、もう一方は一定半径の点に結像する。2点で反射した光波は、再び重ね合わせられて光電検出される。この2つのビームの位相差が測定表面の2点間の高さを示す。エンコーダによって回転テーブルの回転角を検出しながら、一周のデータを測定する。このとき、テーブルが回転しても、参照光は一点を照射しつづけるため、独立した参照面が必要ないということになる。測定例を示したものが図2－3－14である。

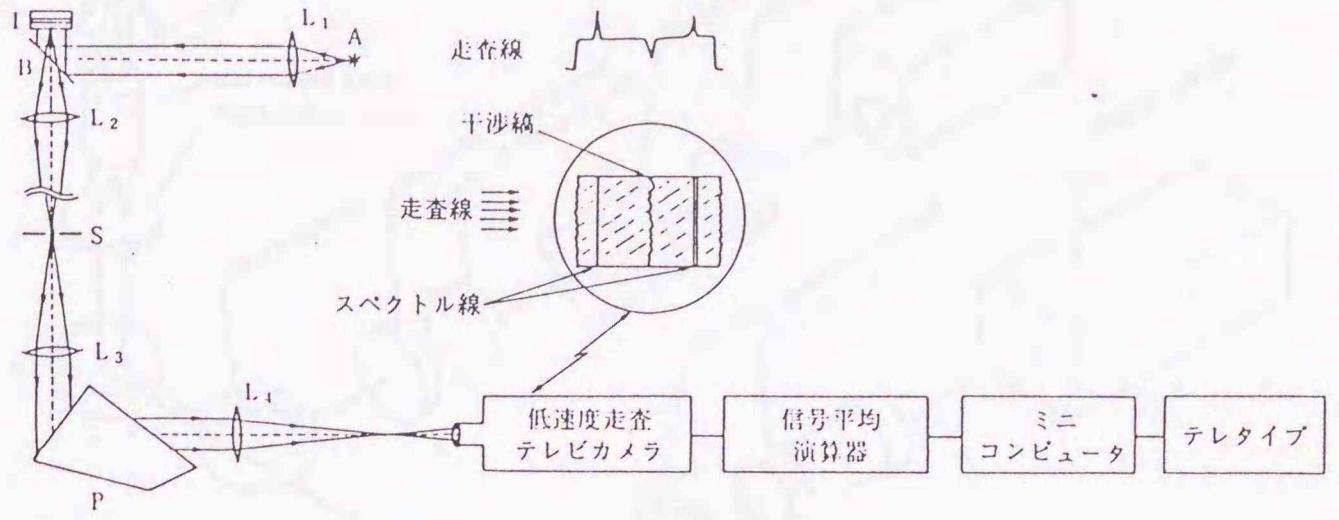
(c) シャーリング干渉法は、2～10 nmRMS前後で、10/mm以上の高い空間周波数成分をもつ表面粗さに対して、RMS粗さと自己相関関数の測定が迅速に行え、干渉法を用いているにも関わらず測定対象物の振動の影響をほとんど受けない手法である。測定原理は、シャーリング干渉顕微鏡においてシャーリング長を測定面の自己相関長と比べて十分大きくすることにより、粗さと密接な関係をもつシャーリング干渉画像が得られることに基づいている。シャーリング干渉顕微鏡は微小凹凸の可視化手法として用いられてきた。その方法は、ひとつの観察面からつくられる二つの波面を互いに横方向に少しずらし、それらを干渉させることにより、観測面の凹凸を光強度として観察し得ることを利用している。表面粗さ測定器に用いられているシャーリング干渉顕微鏡の干渉光学系には図2－3－15に示すようなマッハ・ツェンダー型が使用されている。1が照明用ハロゲンランプ、2が574 nmの干渉フィルタ、3が照明用グレーティング、そして4が25倍の対物レンズ、5が測定面である。照明用グレーティングは照明光量およびコントラストをあげるための格子状の絞りである。また、6と11がシャーリング干渉計を構成し、7がシャーリング長のコントロールを、8が2光路の平均光路差のコントロールを、9と10は8と連動して二つの光軸の方向差のコントロールを行なう素子と成っている。12はシャーリング画像を観察するためのカメラである。対物レンズのNA=0.5であり、分解能は0．6μm、シャーリング長は約50μmである。このシャーリング干渉顕微鏡はひとつの観察面に関し二つの拡大像を作る。いま、この二つの画像を測定表面の自己相関長に比べ十分大きくずらし、平均光路間隔を光の波長の1／8倍程度に干渉計を調整すると、被測定面の高さの変動が干渉画像の光強度の変動値から高感度に求められる。

(d) 光スキッド法は、表面の凹凸量を試料面上の一点の高さと周辺部の高さとの差として測定する方法で、分解能が０．１nmで、P-V値の再現性が０．５nmで表面粗さを測定できる。測定原理は図２－３－１６に示すようなリニーク型の干渉顕微鏡に基づいている。この光学系において、参照光路に１／４波長板を挿入し、互いにπだけ位相のずれた二つの参照波面を得ることによって、旋削加工表面など比較的傾斜の大きい測定面や、鋭いエッジを持つ段差部分の測定をする場合、光軸の振れや回折による測定時の誤差を打ち消している。測定原理は、物体および参照光を偏光ビームスプリッタを用いて二つの偏光成分に分け、πだけ位相の異なる干渉縞を結像させる。各々の結像面には3個のフォトダイオードとピンホールおよび光電子増倍管からなるセンサを配置する。フォトダイオードは直径約１０mmの同心円状に配置し、周辺部の高さを測定する。一方、直径２５μmのピンホールを通過した光は測定面の微小領域の高さを測定する。それぞれの光の干渉光強度は試料の高さ変化により$\lambda/2$周期で正弦波状に変化し、高さの変化に対して強度が最も変化するのは、干渉縞が明から暗に変わるときである。そこで、参照面と測定面の高さおよび傾きを圧電素子を用いて、常にこの状態になるように制御する。すると、周辺部と中心部の光強度の差から位相差、つまり高さを測定できる。図３－１－１７はオプチカルフラットおよびシリコンウェハの測定例である。

2. 焦点検出法

焦点検出法は、表面粗さ測定のための高感度な装置が開発される以前に光ディスクの光学ヘッドを常にディスク面に焦点合わせしておくためのフォーカスエラー検出として発展した。一般に、レンズなどの結像系には焦点が存在し、理想的には一点に集光する。この点はレンズから一定の距離にあり、試料面との相対的な距離が分かれば、試料またはレンズを横方向に走査して面の凹凸を測定することができる。

現在、焦点検出法に用いられている代表的な方法としては、（ａ）C.Briocotらによりビデオディスクの光学読み取りの検出器として考案された非点収差法（図２－３－１８）[81]、（ｂ）武者らによって光ディスク用光学ヘッドとして発表された臨界角法（図２－３－２０）[82]、（ｃ）測定面からの反射光束の一部をナイフエッジを用いて物理的に遮り、焦点ずれが生ずると像の形状が非対象になることを利用したナイフエッジ法（図２－３－２２）、（ｄ）ナイフエッジ方の変形で、光学的ナイフエッジ効果をもつ分割プリズムを用いて被測定面からの反射光束を２光束に分割し、対物レンズと被測定面との距離が変化すると反射光束の広がり角が変化することを利用したフーコー法（図２－３－２３）、の４つの原理がある。これらのなかで特に非点収差法と臨界角法は、検出感度を高める工夫が施され、超精密加工表面の表面粗さ測定に適用できる測定装置が開発されている。



I：干渉計，A：キセノンランプ，B：ビームスプリッタ，
L_1，L_2，L_3，L_4：レンズ，S：スリット，P：プリズム

図 2-3-10 FECO スキャニング干渉計

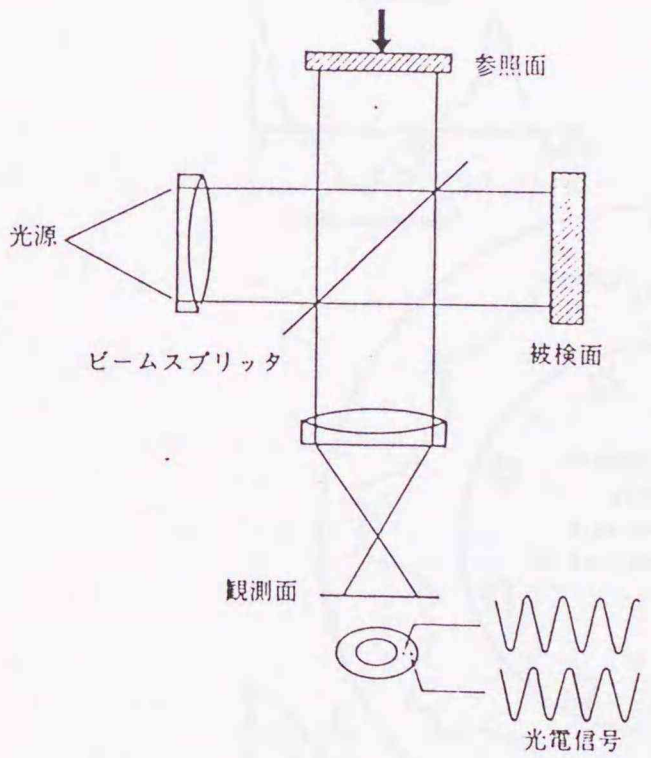


図 2-3-11 ヘテロダイン干渉法の原理

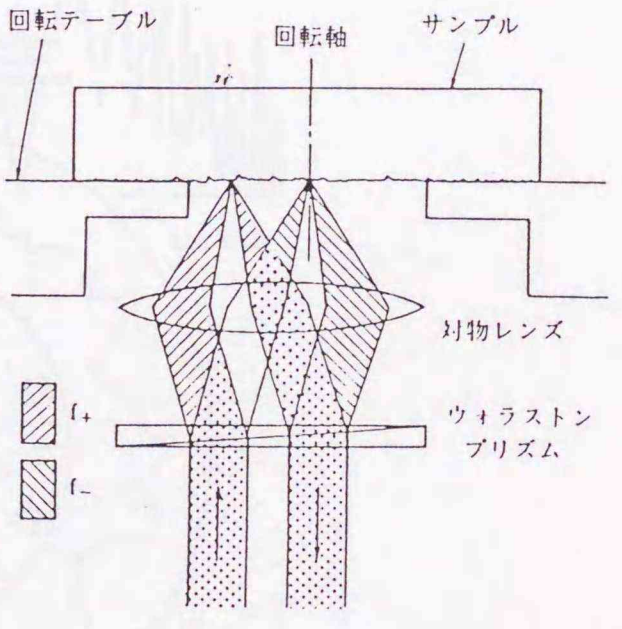


図 2-3-12 表面粗さ測定用ヘテロダイン干渉計

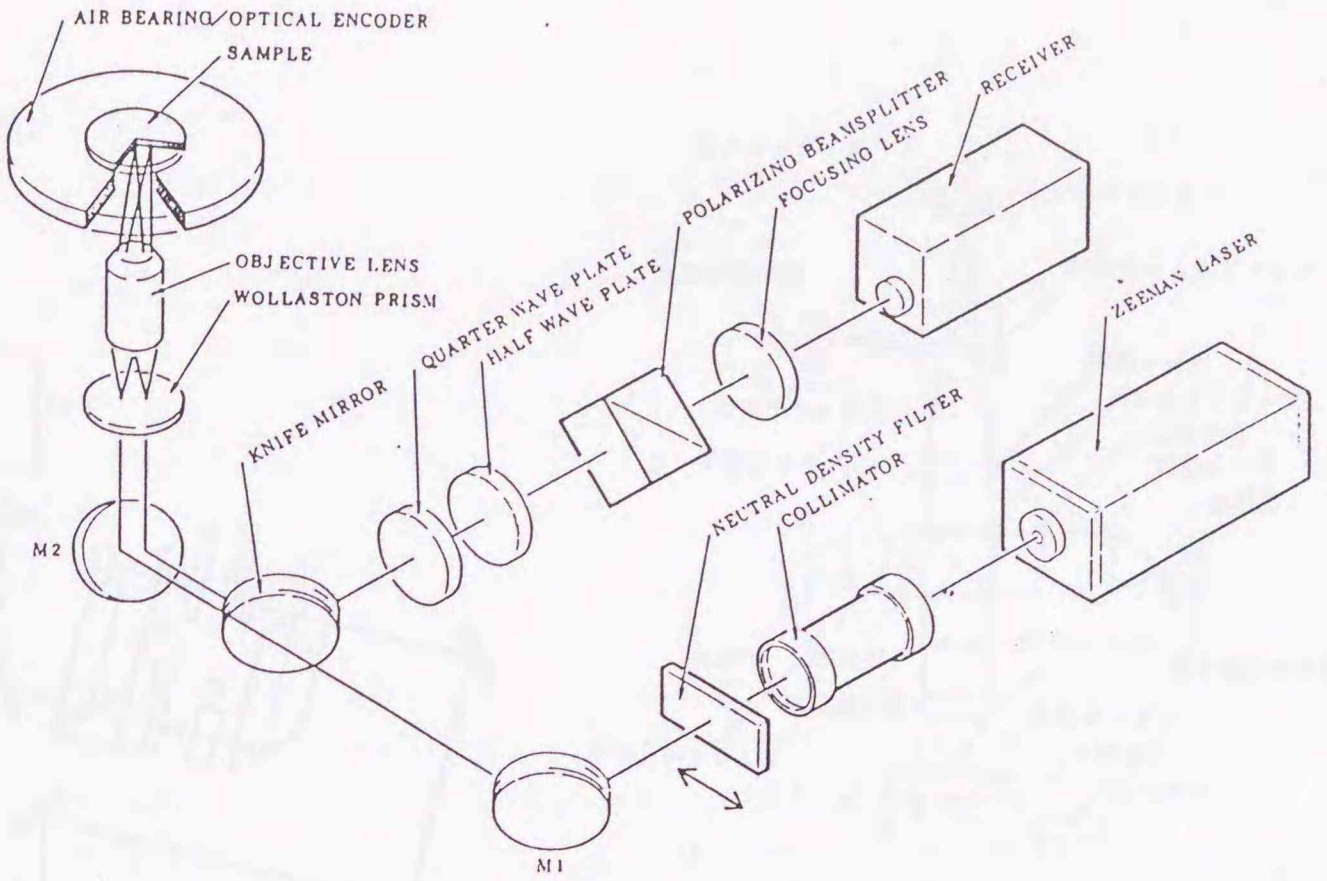


図 2-3-13 表面粗さ測定用ヘテロダイン干渉計の光学系（ zygo 5500 ）

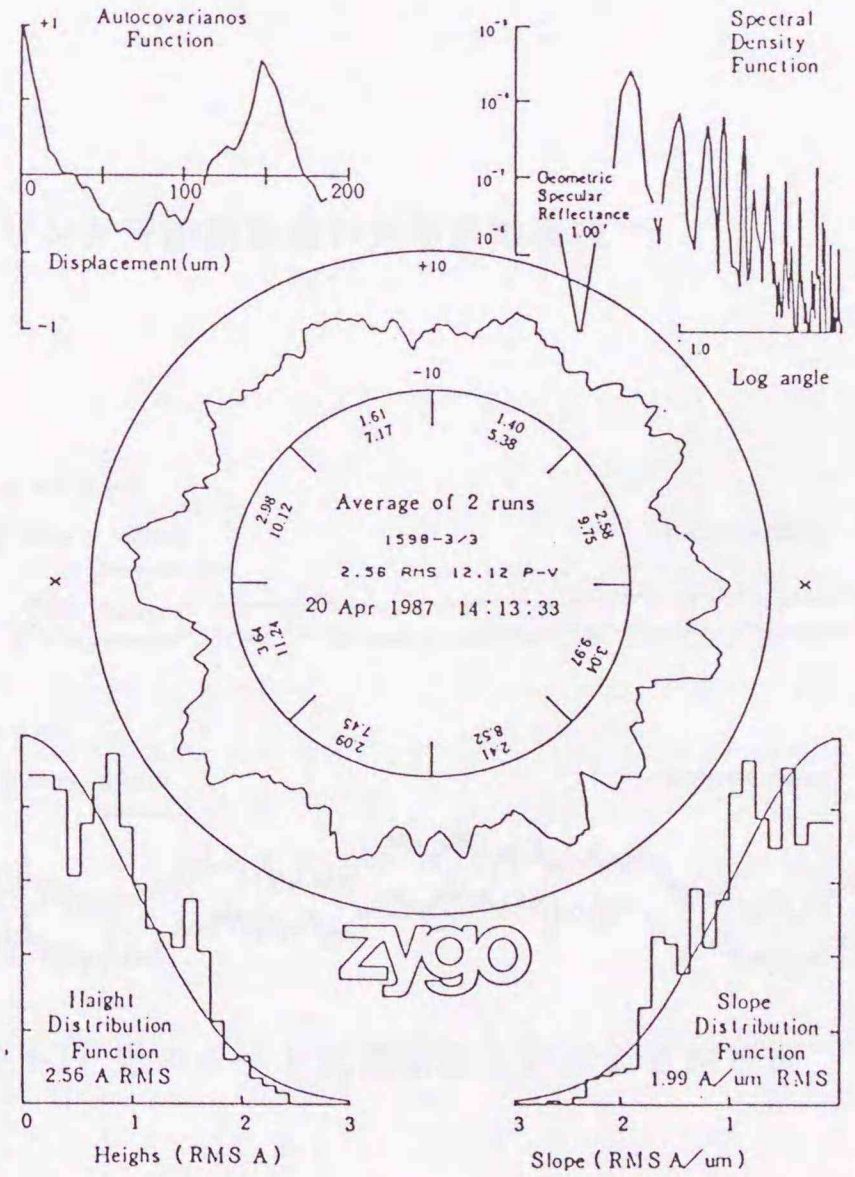


図 2-3-14 表面粗さ測定用ヘテロダイン干渉計による測定例

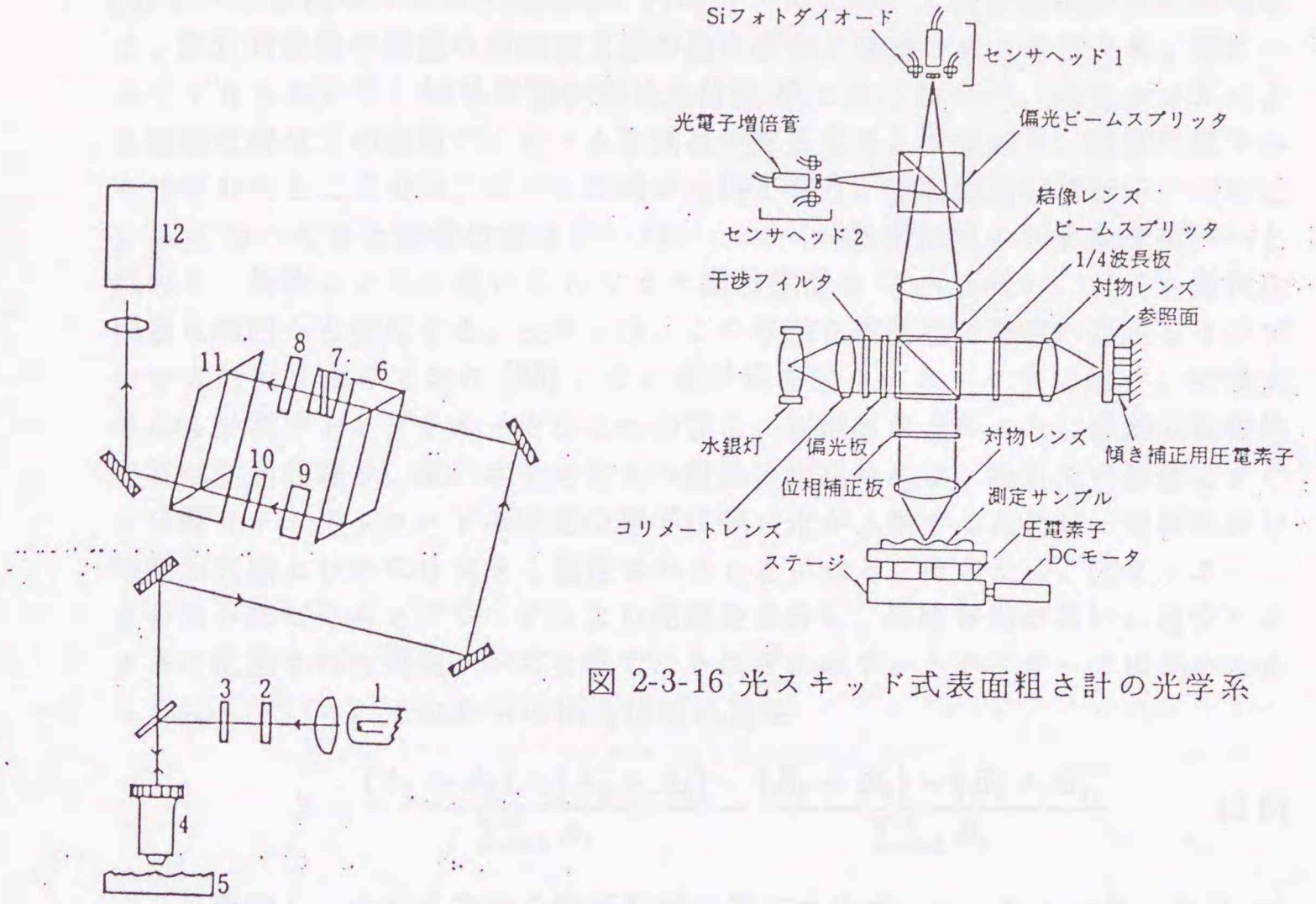


図 2-3-15 シャーリング干渉顕微鏡の光学系の構成

図 2-3-16 光スキッド式表面粗さ計の光学系

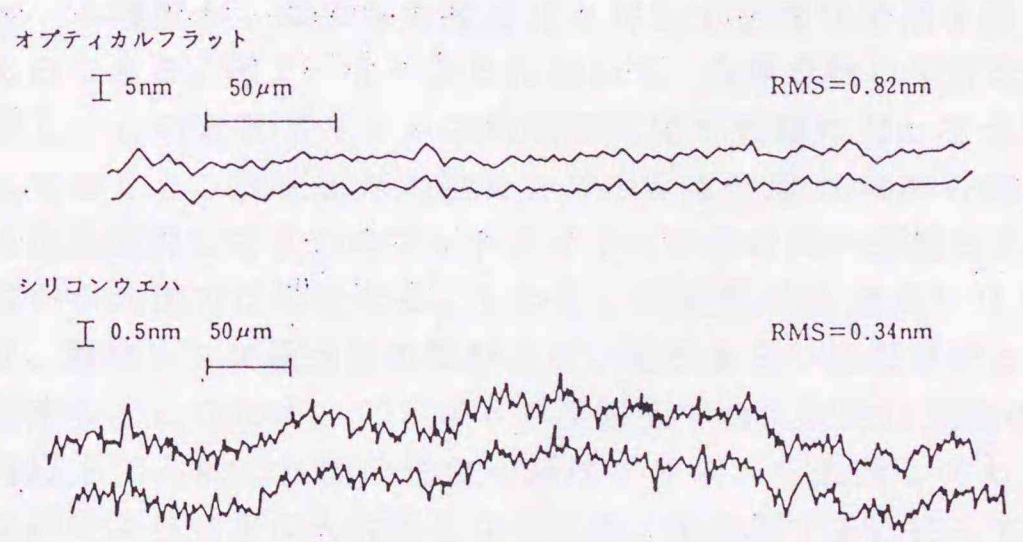


図 2-3-17 光スキッド式表面粗さ計による測定例

(a) 非点収差法の焦点検出原理は、円筒レンズを用いて検出像に非点収差を与え、測定対象物の位置の移動変位量を像の変形に変換するものである。図２－３－１８において、物体表面が合焦点位置Ｂにあるならば、円柱レンズによる結像位置はＳの位置で、ビーム形状は円形となる。すなわち、結像位置Ｓからはずれたところでは、ビーム形状が楕円となり、被測定面が対物レンズに近いＡの方へくると結像位置はＰへ向い、ビーム形状は円より縦長な楕円へと代わり、対物レンズに遠いＣにくると結像位置はＱへと向い、ビーム形状は横長な楕円へと変化する。三井らは、この原理を表面粗さ測定へ応用しインプロセス計測を試みており [83]、その光学系を図２－３－１９に示す。受光素子が４分割フォトダイオードひとつの場合、旋削面などのように傾斜の比較的大きな断面曲線や、鋭いエッジをもつ段差の測定時には、回折光の影響により４分割フォトダイオードの特定の素子に強い光が入射するために、断面曲線の振幅が実際よりかなり大きく測定されることになる。そのため、図２－３－１９のようにビームスプリッタにより光路を２分し、母線方向が互いに直交するように配置された円筒レンズを経て、それぞれのフォトダイオードに光が入るようにしている。それからの出力信号の差を

$$S = \frac{(A_1 + A_3) - (A_2 + A_4)}{\sum_{i=1}^{4} A_i} - \frac{(B_1 + B_3) - (B_2 + B_4)}{\sum_{i=1}^{4} B_i} \tag{2.6}$$

により演算し、それを表面の断面形状に対応させて、０．０１～０．０２μmの精度で表面粗さを測定することが可能である。なお、レーザ光の出力、表面の反射率が変化しても、全光量で割り算する上式の演算操作により、Ｓは一定値に保たれることになる。

(b) 臨界角法の焦点検出原理は、プリズムの有する固有の臨界角近傍に入射する光ビーム強度が、微少な角度変化に対して急激な変化を呈する性質を利用したものである。図２－３－２０において、合焦点時に平行光が入射するように調整し、このときプリズムの斜面の角度を光軸に対して全反射の臨界角に設定しておくと、測定面が対物レンズの焦点位置Ｂにある場合には入射した平行光は全反射して２つのフォトダイオードには同一光量の光が到達し、作動増幅器からの出力は零となる。しかし、測定面がＡあるいはＣに位置する場合には、対物レンズ通過後の反射光は、発散あるいは収束光となってプリズムに入射する。このため、プリズムの反射面での入射角は光軸の両端で異なり、臨界角以下で入射した側の光の一部はプリズムを透過してしまうが、他方の側は臨界角より大きな入射角となるため、全反射する。従って、２つのフォトダイオードには異なった光量の光が到達するため、差動増幅器の出力信号は正あるいは負となり、この極性と出力電圧の大きさから焦点ずれの方向と大きさを表わす信号が得られる。この原理に基づき、河野らは臨界角プリズムでの反射回数を増やすことによって高精度化し、感度２ nm の表面粗さ測定器、HIPOSS(High Precision Optical Surface Sensor) を開発した。[84, 85] 図２－

3－21にHIPOSSの光学系を示す。レーザダイオードからの波長780 nmのレーザ光は、測定面付近に1．6μm（エアリディスクの直径）のスポットを結ぶ。レーザダイオードへの戻り光は、発光状態を乱してノイズの原因となるため、偏光ビームスプリッタと1／4波長板による光アイソレータが設けられ、測定光は光源には戻らないようになっている。測定面の傾きが測定結果に影響するのを防ぐため、光路はハーフミラーによって2分され、出力信号を、

$$S = \frac{(A-B)+(C-D)}{A+B+C+D} \tag{2.7}$$

のように演算することによって、縦方向の変位のみを検出する。また、それぞれの臨界角プリズム内で2回反射することにより、検出感度を2倍にしている。なお、測定範囲は、縦2μm、横3 mmとなっている。

以上、光学式直接測定法の代表的なものについて述べてきたが、分解能としてはナノメータオーダの超精密加工表面に十分適応できるものが開発されてきている。しかし、生産現場におけるインプロセスあるいはオンマシン計測に対応させるためには、まだ問題を残しているものが多い。これらの測定法全体に共通の問題点としては、

- 測定速度に限界がある。
- 縦方向分解能に比べて横方向分解能が著しく低い。
- 振動などの外乱に非常に弱く、生産現場での使用が困難である。
- 干渉法は概して実験室的で、調整や使用が難しく、現場近くで気軽に使用するにはさらに開発努力が必要である。

などをあげることができる。

干渉法に関して、具体的には、FECOは被測定面に高反射率の金属膜をコーティングしたり、超精密な参照面を必要とし、ヘテロダイン法は被測定面を高精度に移動する必要がある。また、干渉法（位相差法）は干渉縞の明暗が$\lambda/2$ごとに発生するため、一つの画素間に$\lambda/4$（$\lambda = 600nm$の場合$150nm$）以上のステップ段差があると、その段差を測定できない。などの問題点が指摘されている。これまで、干渉法においては、如何に精度を向上させるかという方向の研究が多かったが、FECOやヘテロダイン法に見られるようにある程度高精度化の目的が達成され、近年は上で述べたこれらの問題点にたいして、高精度な測定法をいかに環境による外乱などの影響を受けることなく行なうかという方向に移っているようである。例えば、従来干渉法は振動に弱いとされてきたが、光スキッド法などはそれをほぼ克服しつつある。また、光ファイバーを用いた干渉計 [86] による安定性の向上を図る試みも行なわれている。しかし、操作性の点でインプロセス計測への適用は難しいと考えら

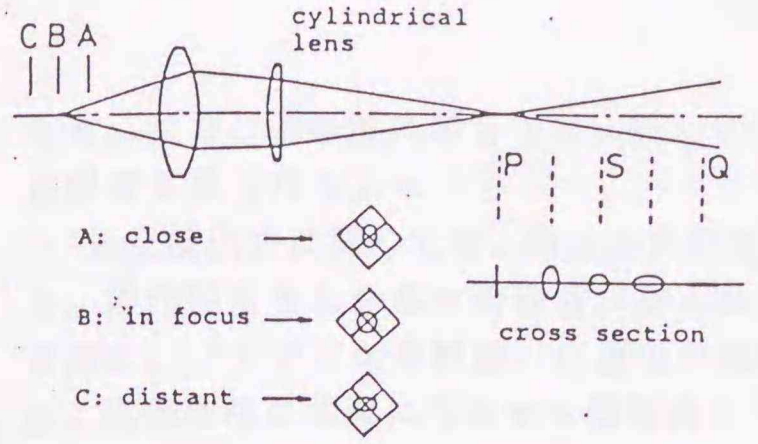


図 2-3-18 非点収差法による焦点検出の原理

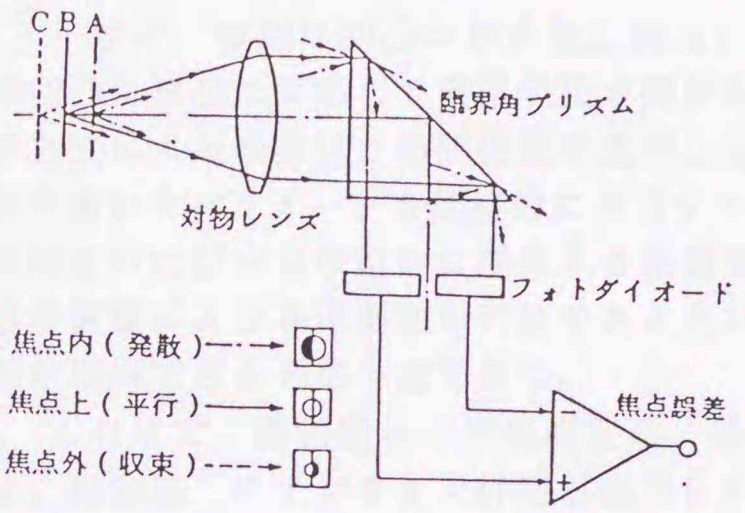


図 2-3-20 臨界角法による焦点検出の原理

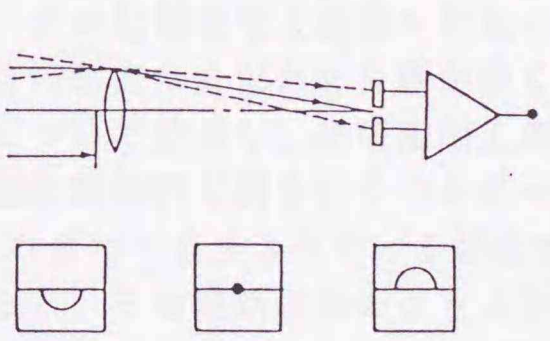


図 2-3-22 ナイフエッジ法による焦点検出の原理

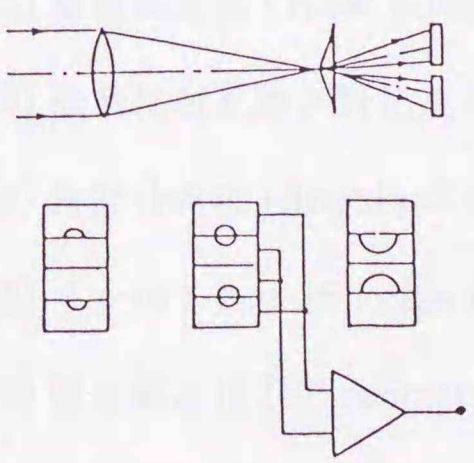


図 2-3-23 フーコー法による焦点検出の原理

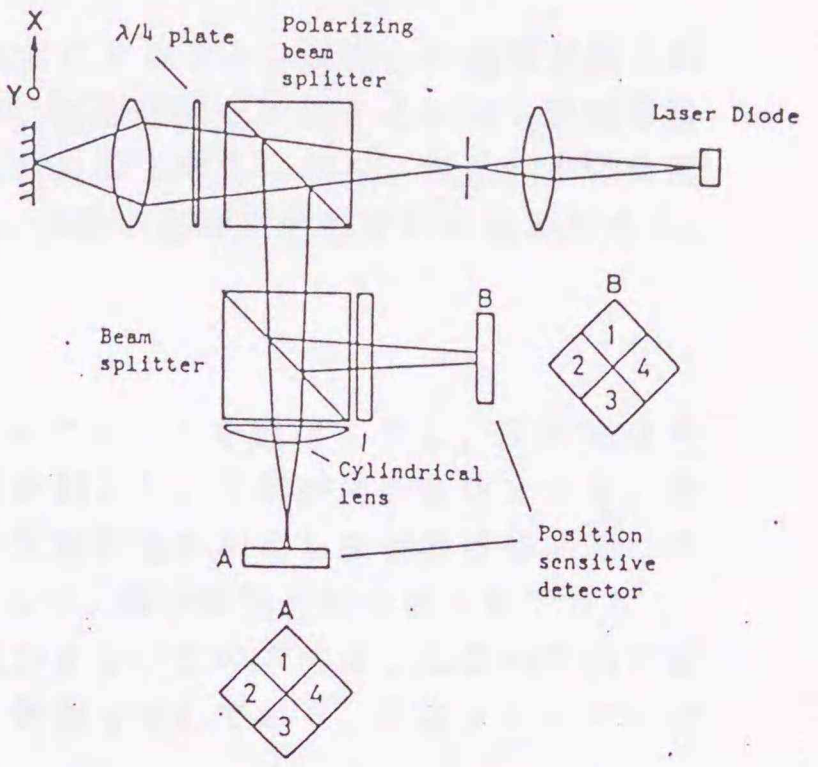


図 2-3-19 非点収差法による表面粗さ測定器

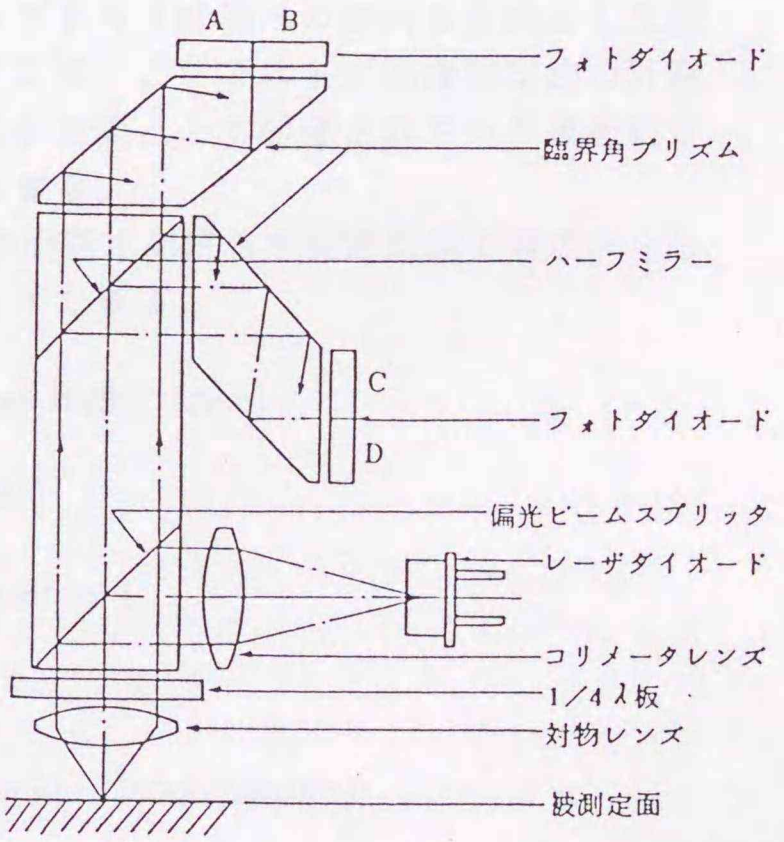


図 2-3-21 HIPOSS の光学系の構成

れる。なお、干渉法に関しては、新しい応用として3次元測定 [87] への拡張を試みる研究も見られる。

焦点検出法に関しては、特に非点収差法などにオンマシン計測への適用が見られる。操作性などにかなりの改善が見られるが、断面曲線を計測するという計測手法自体に、インプロセス計測への適用が困難性があると考えられる。また、非点収差法、臨界角法に共通に存在する問題点として、振動の影響が考慮される必要がある。

光散乱による間接測定法

一般に、微細な凹凸がある加工表面にレーザビームを照射すると、反射光はその凹凸に敏感に反応して散乱現象や回折現象を起こし、反射特性を変化させる。光学方式による表面粗さの間接測定法は、光の反射特性を利用し表面粗さの凹凸の特性を表わすパラメータを間接的に測定するもので、微小断面形状を得るのではなく、照明された面全体の粗さに関係する係数を出力する。この方法は、比較的安価で簡単な装置により高速測定が可能であるという特徴を有しており、生産ラインでの利用が期待できる測定手法である。

これまで、表面粗さの間接測定法、特に反射光強度を利用した表面粗さの評価は、研削加工にオンライン計測が適用しやすいという理由もあって、研削加工面などの比較的粗い粗面におけるオンライン計測の手法 [88, 89] として研究開発されてきた経緯があり、その手法もさまざまなものが提案されている。しかし、ナノメータオーダの超精密加工表面を対象とし、インプロセス計測への適用を目的とした測定方法の研究はまだあまり例が多くない。そこで、ここではまず間接測定法の計測手法について分類し、超精密加工表面の測定を対象として開発されている表面粗さ測定器の具体的な例をいくつか述べることにする。

これまでに公表されている間接法による表面粗さ測定法を測定原理の観点から分類すると、その概略は次のように表わすことができる。

- (1) 正反射光法、鏡面反射率法 (Specular Reflectance)
- (2) 総散乱光法 (Total Integrated Scatter)
- (3) 拡散反射光法、対比光沢度法 (Diffuseness)
- (4) 角度分布法 (Angular Distribution)
- (5) スッペクル法 (Speckle Contrast,Speckle Decorrelation)
- (6) 偏光解析法 (Ellipsometry)
- (7) 複合化された方法およびその他

以下、表面粗さの間接測定法の基本となっている（1）～（5）について述べる。

（1）正反射光法は、歴史も古く、粗さ測定の最も簡単な手法で、正反射方向の光ビームの強度から表面粗さの高さに関する統計量を推定するものである。この手法は、正反射光強度と表面粗さが逆比例の関係にあることを利用している。すなわち R_{rms}（自乗平均平方根粗さ）が光の波長λよりも十分に小さく、また表面凹凸の高さの確率密度関数がガウス分布に従うとすれば、正反射光 I_s は以下の式で表わされる。[90]

$$I_s = I_0 \exp\{-4\pi R_{rms} \cos(\theta_1/\lambda)^2\} \tag{2.8}$$

ここで、θ_1は入射角、I_0は全反射光（正反射光＋拡散反射光）を示し、粗面での光吸収作用が無視できる場合、その物質の完全になめらかな平面での正反射光強度である。一般に $R_{rms} \gg \lambda/10$ 程度の粗い表面では、正反射光成分の実体が認識できなくなり、実質的に消失した散乱光分布を示す。従って、本測定法はその基礎条件として $R_{rms} \ll \lambda$の表面粗さが対象となる。この手法の長所はその計測処理スピードが高速な点にある。もし、測定システムが適切に較正されていれば、測定系を運動させることなく一回の段取りで R_{rms} の値を直示することができる。従って、正反射光法は同種材料のしかも類似の表面粗さの試料に対して、信頼性の高い粗さの比較測定が可能である。また、表面凹凸の高さ方向の情報のみに関係していることから、粗さが等方性であっても、方向性を持っていても原理的には差し支えなく、その分解能の限度はnmオーダとされている。以上をまとめると、正反射光法は光学的に粗さが小さい場合に適する簡便な方法であり、高速オンライン測定、特に同種表面の比較測定には最適である。しかし、受光器のアパーチャが小さいために光軸などの調整を厳密に行なう必要があり、それだけに振動にも敏感となってしまう。また、原理的に表面微細形状の振幅情報のみを間接測定するものであり、表面うねりや周期成分の評価に適用するのは無理がある。

（2）総散乱光法（TIS）は正反射光法の補足的な方法であるといえる。これは、正反射方向の鏡面反射光成分と拡散反射光成分を測定し、拡散反射光の全散乱光に対する比をパラメータとして R_{rms}を間接測定するものである。TISは式 (2.8) を正規化し整理すると、

$$TIS = 1 - I_s/I_0 \approx (4\pi R_{rms} \cos\theta_1/\lambda)^2 \tag{2.9}$$

となる。図2－3－24はTISの基本光学系を示しており全拡散反射光を集光するコブレンツミラーにその特徴がある。TISには正反射光法と同様の特質が多く含まれるが、I_0にそれほど敏感ではなく、また、R_{rms}に直接関係づけられている点でより有利であると考えられる。しかし、この手法は入射光の開口部の大きさによる表面凹凸の周波数帯域幅の問題も避けられず、表面凹凸の周期成分の影響が現われてしまうという点に問題点がある。

（3）拡散反射光法は、照射面の表面粗さが相対的に大きくなると散乱光の分布形態がより広がるという経験的な現象を利用したもので、（1）、（2）の方法と比較すると、実用性を重視した測定法である。この部類に属する測定法の大半は、多くの実験データから有意性のある実験式を導出した後に表面粗さを推定しようとするも

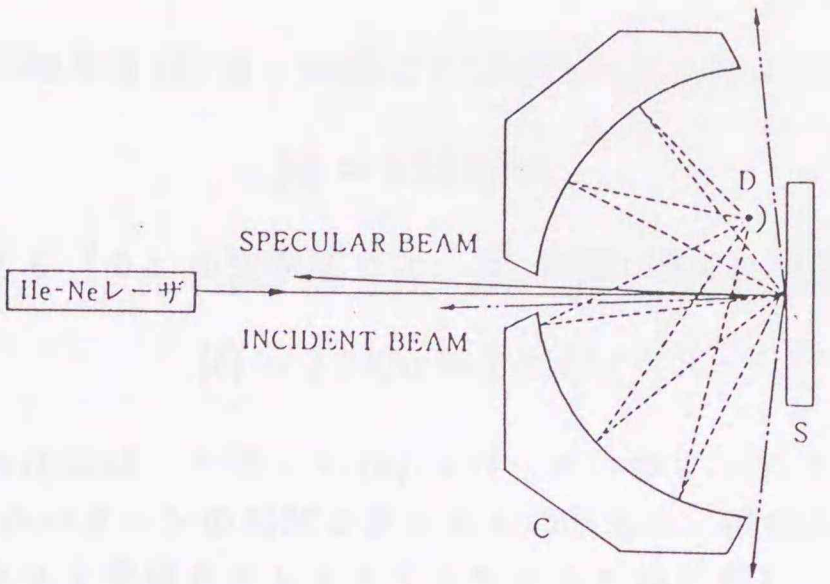
ので、対象物の材質や加工法ごとの較正曲線を数多く必要とする。またこの方法は、基本的に反射光強度分布をマクロ的に測定することを前提としているため、反射光の微妙な挙動がとらえられず、測定精度と分解能の点に問題が残る。しかし、他方では表面粗さの測定範囲に関する制限がゆるく、比較的粗い加工面に対しても適用できる利点もある。拡散反射光を光沢度（Gloss）で評価する方法は図２－３－２５に示すように６種類に分類され、光沢度測定に関連する実用的な粗さ測定システムはこれらのうちのいづれかに属するものと考えられる。拡散反射光を利用した表面粗さ測定装置は、高速のオンライン計測システムに組み込まれることが多く、対象とする被測定面は、なめらかな光学ミラーというよりは比較的粗い機械加工面が適していると言われている。

（４）角度分布法は、散乱光の全角度分布から照射面の形状パラメータを評価する手法である。この手法は原理的に表面微細形状に関するいろいろな情報（例えば、傾斜や周期成分）を含んでいる。角度分布法で測定されたデータの分析は、表面凹凸の大きさと使用する光の波長によってその取扱が異なってくる。すなわち、$R_{rms} \gg \lambda$と表面凹凸の空間波長Λが$\Lambda \gg \lambda$である比較的粗い表面の場合には、散乱光は一連の面素からの単なる幾何光学的な反射干渉として記述され、その角度分布の広がり幅は表面の傾斜成分と強く関係してくる。R_{rms}とΛが減少すると、散乱光分布は次第に表面凹凸の高さ情報とも複雑に関連し、解析が難しい領域となる。一方、$R_{rms} \ll \lambda$の領域では散乱光の角度分布は、表面微細形状のパワースペクトル密度Ｇと直接対応するようになり、理論解析がある程度可能な領域となる。例えば、入射光が垂直（$\theta_1 = 0$）の場合、散乱角θ_Aは表面凹凸の空間周波数ｆと$\sin\theta_A = (\lambda/2\pi)|f|$と関係づけられ、散乱光強度の角度分布$I(\theta_A)$はＧを用いて次のように表わすことができる。

$$I(\theta_A) = F(\theta_A)G/\lambda^4 \tag{2.10}$$

ここで、$F(\theta_A)$は散乱角のみに依存する光学係数である。式(2.10)は、$I(\theta_A)$が表面凹凸のパワースペクトル密度と直接比例することを意味している。なお、Ｇは表面の２次元的な情報を含んでおり、等方性の面にも方向性を持つ面にも適応する。また、表面微細形状のパワースペクトル密度をある波長帯域幅で積分したものは、その帯域幅におけるR_{rms}を与えることになる。同様に、角度分布曲線の角度積分はTISと対応すると考えられるので、測定限界角と最小角によって決まる周波数帯域幅でのR_{rms}を光学的に推定することが可能である。以上のことから、角度分布法は原理的に表面微細形状の縦、横両方向の形状パラメータを間接測定できる手法であるといえる。

（５）スペックル法は、散乱光のスペックルを利用して表面粗さを推定する方法で、スペックルには一般に図２－３－２６に示すような、フレネル領域で観察するものと、フラウンホーファシステムで観測するものがある。図２－３－２６（ａ）において、直径Ｄの円形面に波長λのコヒーレント光が照射されると、距離Ｌの観測面



S：sample, C：coblenty sphere

D：detector for diffuse reflectance

$$TIS = \frac{\text{diffusa reflectance}}{\text{specular} + \text{diffuse reflectance}}$$

図 2-3-24 総散乱光法（TIS）の基本原理

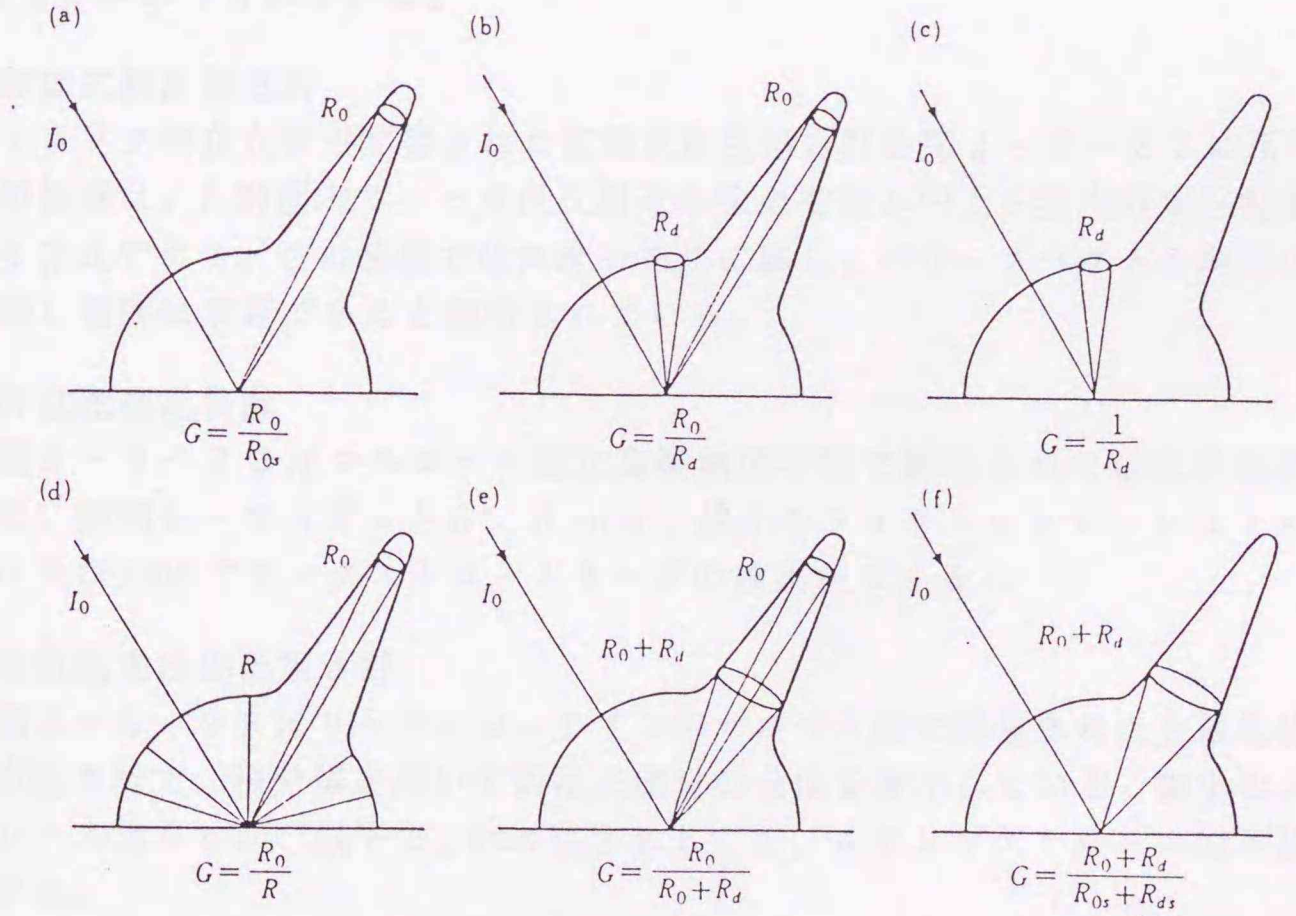


図 2-3-25 光沢度測定法の分類

でのスペックルの平均半径 $\langle\delta\rangle$ は、近似としての次の式で与えられる。

$$\langle\delta\rangle = 1.2\lambda L/D \tag{2.11}$$

また、図２－３－２６（ｂ）の光学系では、$\langle\delta\rangle$ は開口角αに依存し、

$$\langle\delta\rangle = 1.2\lambda/\alpha = 1.2\lambda l/d \tag{2.12}$$

となる。スペックル法には、大別して (a) スペックルのコントラストを測定するものと、(b) スペックルパターンの相関を求めるものがある。前者には、レーザスペックルの平均コントラストや最大コントラストをとるものがあり、後者には２色レーザ光のスペックルパターンの相関値を利用するものや、角度の異なる入射光による二重露光記録から rms 粗さを評価するものなどがある。以上、スペックル法には高い分解能と移動物体の測定が可能という利点があり、インプロセス測定法としても有望な手法である。なお、スペックルと表面微細形状との理論的な解説は文献 [91] などに詳しい。

現在、表面粗さの間接測定法は以上のような測定原理を基本とするものが多数提案されているが、特に、超精密加工表面のようなナノメータオーダの表面を対象として開発された高精度な測定法の代表的なものについては、文献 [92] において次のようなものがあげられている。

1. 差動式散乱粗さ計
   ミネソタ州立大学で開発された差動式散乱粗さ計を図２－３－２７に示す。この装置は、入射面内でレーザ正反射光が焦点を結ぶ円上を検出器が回転走査する方式である。この装置では角度分布法に属し、パワースペクトル測定の繰り返し精度は良好であると報告されている。

2. 散乱光測定装置
   図２－３－２８はマルセイユ国立高等物理学院で開発された散乱光測定装置で、照明レーザスポット０．３ mm、検出のダイナミックレンジは 1×10^{-6} に及び rms でオングストロームオーダの検出ができる。

3. 全散乱光検出形粗さ計
   図２－３－２９はリヒテンシュタインのバルツァ社で開発された全散乱光検出型粗さ計で、積分球を用いて散乱光成分の全体を検出している。検出のノイズレベルは 6×10^{-6} 以下で、rms 粗さにして１．４オングストローム以下に相当する。

このように、間接測定法にも高精度なものが開発されているが、これらは、装置がおおがかりで、インプロセス計測への適用は難しいといえる。この他、反射光強度分布によって表面粗さ０．０１～０．３５μm のラップ面の解析を行なったものや、[93] レーザ散乱計によって超精密ダイヤモンド切削面の散乱特性の解析を試みたも

の、[94, 95] さらに3次元のレーザ散乱計の開発を行なって超精密ダイヤモンド切削面粗さを解析したもの [96] などにおいて、間接測定法を超精密加工表面の粗さ測定へ適用した例がみられる。しかし、これらはいずれもインプロセス測定への適用が可能で定量的な評価方法の開発には至っていない。また、さらにインプロセス測定を実用化するための課題として、微小突起の先端形状、傾斜、面の肌の状態（異方性）などの分析手法の開発および面の汚れや異物の影響の分離法の開発が必要であることが指摘されている。[97]

以上のことから、間接測定法は、高精度化とともにインプロセス計測への適用を比較的行いやすい手法であるにもかかわらず、これまで有効な方法が開発されていないのが現状であるといえる。その主な理由として、反射光分布に対する理論的な面での強化と測定の一般化が遅れていることをあげることができる。本論文ではこれに対して、超精密加工表面における回折現象や散乱特性の理論解析を行い、さらに計算機シミュレーションの手法を取り入れることによって、表面粗さの定量的な評価を行なうことができる有効な方法を提案している。

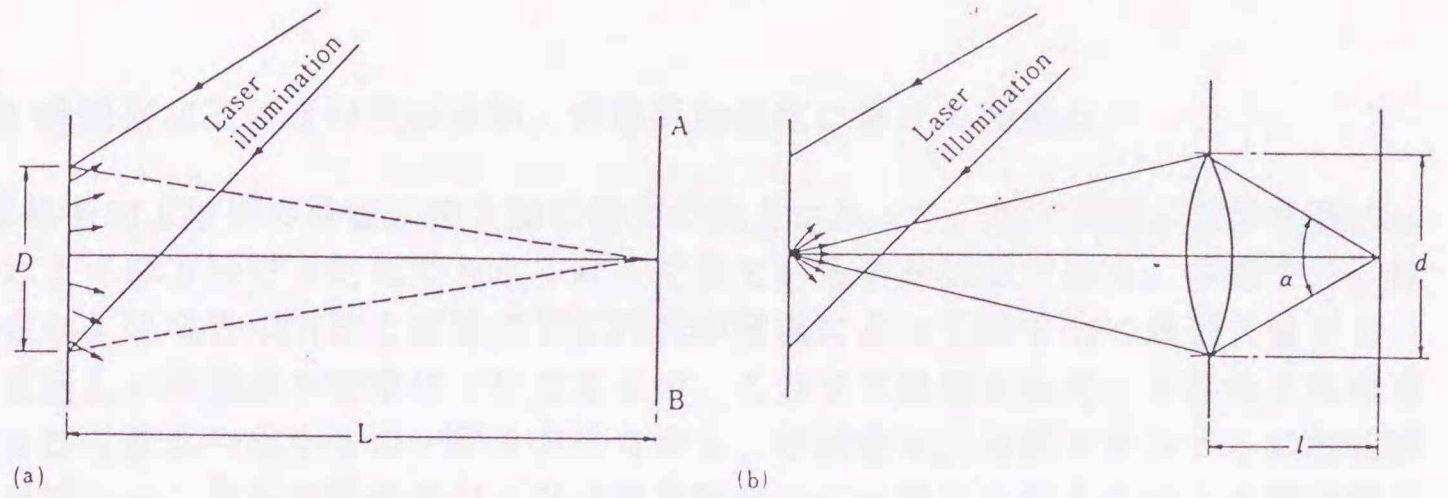


図 2-3-26 コヒーレント光の粗面への照射とスペックルの観察

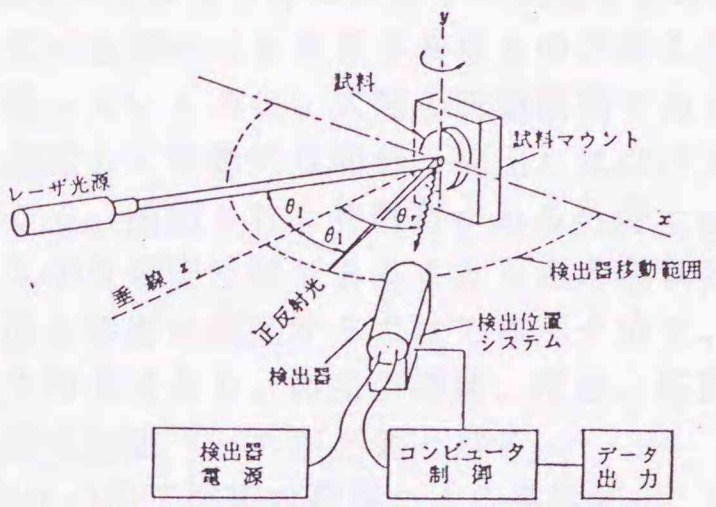


図 2-3-27 差動形散乱粗さ計（ミネソタ州立大）

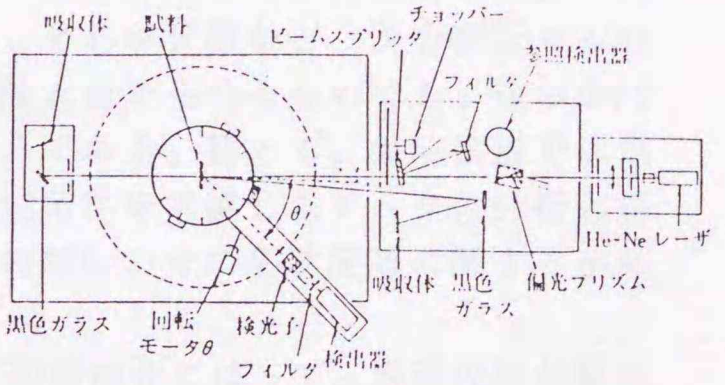


図 2-3-28 散乱光測定装置
（マルセイユ国立高等物理学院）

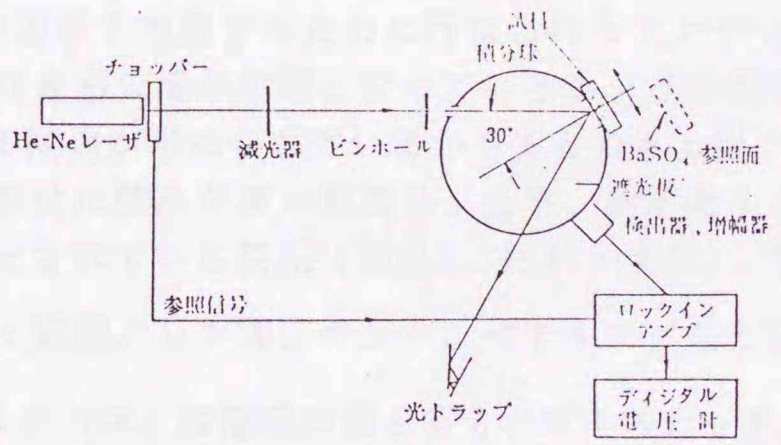


図 2-3-29 全散乱光検出形粗さ計（バルツァ社）

2.4節 超精密加工表面の微細欠陥，付着異物測定における問題点

超精密加工技術の発展に伴う加工精度の向上によって、加工表面の欠陥検査法にもこれまでの方法では対処できなくなってきているのが現状である。本節では、従来の表面欠陥検査の方法と超精密加工技術の発展によって発生した表面欠陥検査に対する新しい問題点や要求についてまとめ、これまで提案されている表面欠陥検査法および付着異物検出法の一例をあげながら、超精密加工表面テクスチャの測定評価の立場から、表面欠陥検査および付着異物検出に必要な条件とそれらの重要性について論ずる。

本論文では、表面の微細欠陥や付着異物の検出とそれらの測定評価を、超精密加工表面テクスチャの測定評価における問題点としてとらえているが、それらの議論を行なう前に、まず表面欠陥検査の一般的な現状についてまとめておく。

表面欠陥検査は非常に多くの問題を含み複雑である。また、表面欠陥検査を複雑にしている理由にもさまざまなものが考えられるが、それらのなかで最も大きな問題と成っているのは、欠陥の認識問題であるといえる。つまり、一般に、表面の性状を測定して特徴的な部分を抽出しただけでは、それが欠陥かどうかを判断するのは難しく、抽出された特徴量がある分野では欠陥と認められるものでも、他の部門では大切な表面性状であることも考えられるからである。従って、欠陥検査では単に表面を精密に測定するだけでは不十分で、測定条件を考慮したデータの分析と解釈が不可欠であり、製品の機能、用途、特徴点の部位、その影響度等に関するかなり高度な知識ベースが必要となる。

近年の加工技術の発展による高精度化、加工の微細化に伴って、表面欠陥が製品の機能・性能、そして寿命などに関係するようになってきたこと、また、大量生産方式や加工精度が向上したこと、半導体産業が発展したことなどによって、その要求される検査精度や信頼性は急激に厳しくなってきている。それにもかかわらず、欠陥検査の自動化を考えた場合、上述したような困難な課題が多数存在するため、現状での検査の自動化は大幅に遅れていると言われている。

表面欠陥検査の現状を把握するために行なわれたアンケート調査 [98] に基づいて、現在どのような表面欠陥が問題となっているか、どの様な観点からの検査基準の作成、検査方法の開発が求められているかをまとめると以下のようになる。まず、表面欠陥検査の自動化に関心が深い業種は、光学、測定機などの精密機械メーカーが最も多く、問題とされている製品（部品）、材料（素材）、加工法については、

- 製品（部品）：鏡面、レンズ、ウェハ、ベアリングなど。
- 材料（素材）：ガラス、鉄鋼系が最も多く、プラスチック、アルミニウム系、銅系材、半導体などがそれに続く。
- 加工法：研磨加工、研削加工が多い。

などとなっており、表面欠陥が高精度加工の領域で問題となっていることが分かる。また、面の形状では、平面が最も多く、円筒面、球面がこれに続き、非球面もかな

り多い。さらに、面の代表サイズは円形では直径２０～１００mmが最も多いのにたいして、方形では１０mm角～数mm角以上まで、広く分布している。

表面欠陥の名称は、多岐にわたっているが、”傷”が最も多く、”割れ”がこれに続く。また、発生原因では、前加工、研磨、材料自体、作業上の取り扱い、各種処理工程中が多いことが分かった。欠陥による障害では、超音波の送受信不良、性能劣化、機能低下、記憶エラー、精度低下、母材金属の表面への析出、製品に傷ができる、反射率や表面粗さが悪くなる、接合不良、腐食、寿命、パターン形成不良等が指摘されており、単に、外観だけの問題にとどまらず、生産加工の根本に関わる重要な問題を含んでいることが分かる。さらに、検査場所については、加工後に測定室で行なわれるほか、現場で検査されることもかなり多い。さらに、加工中におけるインプロセス、オン・マシン状態での測定も、開発中の装置を含めて、かなり重要視されている。

一方、欠陥検査は、外観上の商品価値を保つためだけでなく、機能維持のためにも当然行なわれており、欠陥検査のための研究開発も盛んに試みられているが、現状の測定手法は、肉眼によるものと、ルーペ、顕微鏡を用いるものがほとんどであり、半自動化及び自動測定装置を使用する例をはるかにしのいでいる。それに対して、研究開発中の検査法では、逆に、自動測定法が大半で、今後の方向として、信頼性の高い自動測定法の導入が強く指向されているものと考えられる。また、それらの測定原理は光学的なものが圧倒的に多く、これは、光学方式の非接触性、高速性の特徴が注目されているものと考えられる。

検査精度に関しては、現状では定性的な測定が中心であるのに対して、開発中の装置では、定量的な評価を可能とするものが増えてきている。その分解能もサブミクロンを越えるものが大半である。

以上のことからも、現状では、大半の検査が”目視”によるものであるといえる。目視検査の特徴としては以下のようなものを挙げることができる。

- 微小な欠陥や微妙な色調の変化などを敏感に識別することができる。
- ノイズがあっても判別できる。
- 経験などを加味した高度な判断が可能である。
- 傷の種類、大きさ、分布等から総合的に、欠陥の有害性を判断できる。

一方、目視検査の欠点としては、

- 非常に微細な傷は検出できない。
- 精神的な緊張を強いる作業である。
- 労働衛生上好ましくない。
- 検査速度が制約される。

- 検査員の個人差や体調の影響を受ける。
- 客観的、定量的評価が難しい。
- 眼の疲労が激しい。

などがあげられる。従って、人間の眼は分解能、検査速度、安定性などの点で限界がある反面、総合的には優れた欠陥検査機能を持っているといえ、自動検査装置を構成する上でのひとつのモデルと成るであろう。自動化の最も望まれる検査の一例として、顕微鏡を使用する微小欠陥検査作業がある。眼の疲労が激しいことの他に、ディスク面のように、広い面積の中の微小欠陥検査は実質的に不可能であり、このような検査対象を中心に自動欠陥検査法が導入されている。表２－４－１に自動欠陥検査法のいくつかの例を、検査の対象となる製品、欠陥の種類、検査手法を中心にまとめる。次に、これらのうち超精密加工表面における微細欠陥および付着異物の検出法として提案されているものの内、具体的な例として、(1) 磁気ディスクサブストレートの表面欠陥検査装置 [99] と (2) シリコンウェハ上のナノメータオーダの極微小付着粒子の測定法に関する研究 [100, 101] について述べる。

1. 磁気ディスクサブストレートの表面欠陥検査装置
   超精密ダイヤモンド切削仕上げされた磁気ディスク用アルミサブストレートは、従来、出荷時に全数が目視検査されていた。しかし、目視検査は検査員や時間によって検査レベルが変動し、また、取扱時に傷をつけてしまうなどの問題があった。また、メディアの高密度化にともない、検出すべき欠陥の大きさも目視限界近くになってきた。これらの問題を解決するために、この磁気ディスクサブストレート表面欠陥検査装置が開発された。表面欠陥検査装置の光学系を図２－４－１に示す。この装置は、回折パターン解析、ビーム偏向検出、正反射率検出などのマルチセンシング手法をとることによって、
   - 点状きず、線状きず、周期きずなどの急峻な形状変化をともなう急勾配欠陥
   - 切削時の振動による局所きずや全面きずなどのゆるやかな形状変化を伴う緩勾配欠陥
   - 汚れや腐食などの付着物欠陥

   の３種類の欠陥の検出と識別を行なうことができる。また、回折パターン解析には図２－４－２に示すような WRD(Wedge-Ring Detector) を用いることによって、回折パターンの径方向と周方向の光強度分布を検出し、傷の種類を判別できるとしている。しかし、欠陥の定量化についてはまだ問題を残している。
2. シリコンウェハ上の極微小付着粒子検出
   半導体パターンの欠陥のほとんどが、シリコンウェハに付着した異物により

生じる。LSIの高集積化にともなうパターン寸法のサブミクロン化に対応するために、ナノメータオーダの微粒子を検出する手法を提案している。まず、直径1～20 nmまでの球形粒子に対する散乱光の強度分布を、ミー理論とレーリー理論を用いて解析し、極微弱散乱光を効率よく集光して光電子増倍管（PMT）で検出する装置を開発している。（図2－4－3参照）この装置によって、シリコンウェハ上にある10 nm以下の超微粒子の直径を非破壊的に検出することが可能であるとしている。

これらは、超精密加工表面を対象とした微細欠陥や付着異物の検出、評価方法としては非常に優れた性能をもっているが、まだ、基礎的な段階であると言える。以上のように、超精密加工表面を対象とした欠陥検査の研究はまだ始まったばかりであり、従来の欠陥検査あるいはそれらの定量的測定評価の方法に対する考え方がどこまで適用できるか、これから多くの議論を必要とするであろうと考えられる。なお、この他に、表面欠陥の測定装置に関する総論 [102] では、表面欠陥検査の一般的な性能についての考察が述べられており、また、各産業分野における各論的なものとしては、エレクトロニクス産業に関連する欠陥検査について [103] や金属素材の表面欠陥検査について [104]、光学系における欠陥検査について [105]、転がり軸受の表面欠陥検査について [106]、各々の文献に詳しく述べられている。さらに、計算機技術と表面欠陥検査との融合の方法としては、表面欠陥検査とパターン認識技術について [107] の議論がなされている。さらに、表面欠陥の規格化に関するISOの動向については、文献 [108] に詳しい解説が述べられている。

これまで、微細傷や付着異物を表面欠陥検査の立場からその現状を述べてきたが、本論文においては、欠陥検査とともに超精密加工表面テクスチャの測定評価という観点から、微細傷や付着異物の測定評価に関する手法を提案している。以下において、その意義についての考察を述べる。

超精密加工された表面における微細な傷や付着異物の存在が表面テクスチャの測定評価にどう影響するのであろうか。加工精度の評価としての表面テクスチャ測定評価の観点からは、加工現象によって創成された表面幾何形状の特徴であるのかそれ以外のなんらかの原因によるものなのかの認識が必要であると考えられ、それらは表面の幾何形状の特徴によって決定できる。しかし、それを一次元の断面曲線の中から抽出するのは困難であり、2次元的な検出、評価方法が必要であると思われる。このことを、まず、光学式の直接測定法の観点から考えてみると、断面曲線から傷を抽出するには、表面の機能などが考慮された欠陥の識別のプロセスに基づいた傷や異物などの幾何学的特徴抽出アルゴリズムを規定しておかなければならない。このことは、表面粗さ評価を複雑化する要因となる。さらに表面付着異物の存在は測定精度の信頼性そのものを低下させるおおきな要因となってくる。このことは、干渉法や焦点検出法による断面形状の測定を考えた場合、表面粗さの上に存在する付着物による光の散乱を考えるとわかる。これらの測定装置はこのことを考慮して作られてはいない。しかし、実際の生産現場での使用を考えると、測定環境を考慮するというのは重要なことである。

次に、光学式の間接測定法の観点から考えてみると、測定精度が高感度になるほど、表面に存在する極微細な傷や表面付着異物の存在によって、表面粗さの評価パラメータの著しい変動をもたらし、やはり測定精度あるいは評価の信頼性を低下させる大きな要因となる。従って、超精密加工表面テクスチャの測定評価における信頼性を向上させるためには、表面粗さ評価においてはノイズともみなせるこれらの微細傷や付着物だけを加工表面粗さから抽出し評価する方法が必要であるといえる。

分　野	検査対象	欠陥検査項目	検査方法の概要
エレクトロニクス	磁気ディスク面	表面の突起	ヘッドとディスクの衝突によるアコースティックエミッションを利用する.
	フォトマスク	パターンの欠陥	①隣接パターン同士を比較，隣接したパターン同士同じ欠陥を持つ可能性少ない. ②パターンの特異画像部を検出，欠陥の多くが不規則な形状をなすことを利用.
	レチクル	パターンの欠陥	ディジタル処理されたパターンの画像を直接CADデータと比較.
	ウエハ面	ウエハに付着した異物の検出	レーザ光で走査し散乱光を測定．検出感度 0.3 μm 程度．光の短波長化で高分解能化に対応．ウエハ面にパターンがある場合にはS偏光レーザ光を使用.
	空気中に浮遊する異物粒子の検出		①散乱光により測定．②0.01 μm 以下の微粒子では，1 μm 以上の粒子に成長させてから光学的に検出.
	プリント基板	銅箔パターンの欠陥検査	He-Cd レーザを照射，基板の有機物から発する蛍光を検出.
	VHD ディスク	ディスク面の膨れ，へこみ，異物の付着，傷，しみ	光触針式の検出器で検査する．ピット列から回折光が生じるので，レーザ光のスキャニングによる散乱光を検出する方法は利用できない. 検出感度：膨れ，へこみ φ 10 μm，傷 φ 1 μm，異物，しみ φ 5 μm 検査時間：15 min/1 面（φ 260 mm）
	光ディスク	プラスチック原板の欠陥	VHD ディスク検査装置と原理は同じだが，検出ヘッドを複数化し検査速度を高めている．検査時間：5 s/1 枚（φ 130 mm），検出感度：50 μm.
		反射膜の欠陥	50 μm に絞ったレーザ光で走査し，反射光量を検出. 検査時間：24 s，検出感度：50 μm
	コンピュータ用ハードディスク	表面欠陥	ポリゴン鏡によりレーザ光を走査し，散乱光を光電子増倍管で検出. 検査時間：5 インチディスクで 15 s，検出感度：1 μm
光　学	フォトマスクブランク	表面の付着物，ピンホール	①直線偏光型レーザで検査面を走査する．表面欠陥があると散乱が起こり，偏光状態が変わるのを利用する．検出能力：異物 φ 2 μm，ピンホール φ 1 μm である. ②ポリゴン鏡と f-θ レンズを介してレーザ光を走査し，散乱光と透過光を光電子増倍管で検出する．検出感度：異物で φ 0.3 μm，ピンホールで φ 1 μm.
鉄　鋼	冷延鋼板	点状欠陥(ロールマーク) 線状欠陥(ヘゲ，スリバー，かき傷) 面積状欠陥(さび，汚れ)	ポリゴン鏡でレーザ光を走査するフライングスポット方式で検出. ポリゴン鏡：12 面，24 000 rpm（空気軸受），光スポットの大きさは 1 mm×3.5 mm である．小さい表面傷を検出するために，検査スポットを小さくする場合は，ポリゴン鏡回転数，受光素子の周波数特性などが問題となる.
	角鋼片（棒鋼や線材の半成品）	表面傷	欠陥部分に蛍光磁粉を付着させて紫外光を照射し，磁粉模様をITVで撮像する.
	熱間直送圧延	分塊圧延直後のスラブの欠陥検査(スケール，ヘゲ，根つきヘゲ，割れ)	赤熱状態のスラブの画像をCCDカメラを用いた画像処理装置により検査，判定する.
精密加工	超精密切削面	点状欠陥（押込み） 線状欠陥(筋，スクラッチ) 周期性欠陥(送りマーク)	レーザ光を照射したときの回折パターンをくさび状アレイとリング状アレイを組み合わせたセンサを用いて検査する．欠陥の種類により各アレイに入射する光量の分布が異なることを利用.
	研削面	研削しま目模様	電気マイクロメータと検査面移動装置を組み合わせ，表面の凹凸をサブミクロンの精度で3次元的に測定する.

表 2-4-1 表面欠陥検査法の例

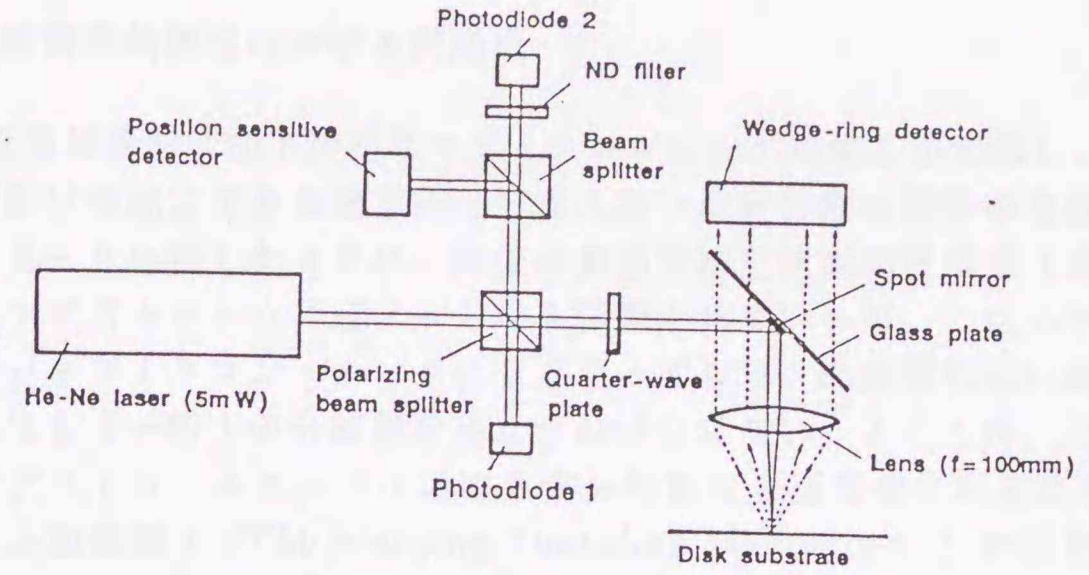


図 2-4-1 磁気ディスクサブストレート欠陥検査装置の光学系

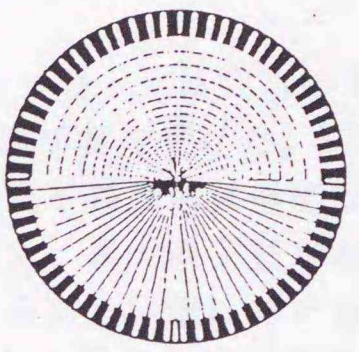


図 2-4-2 Wedge-Ring Detector

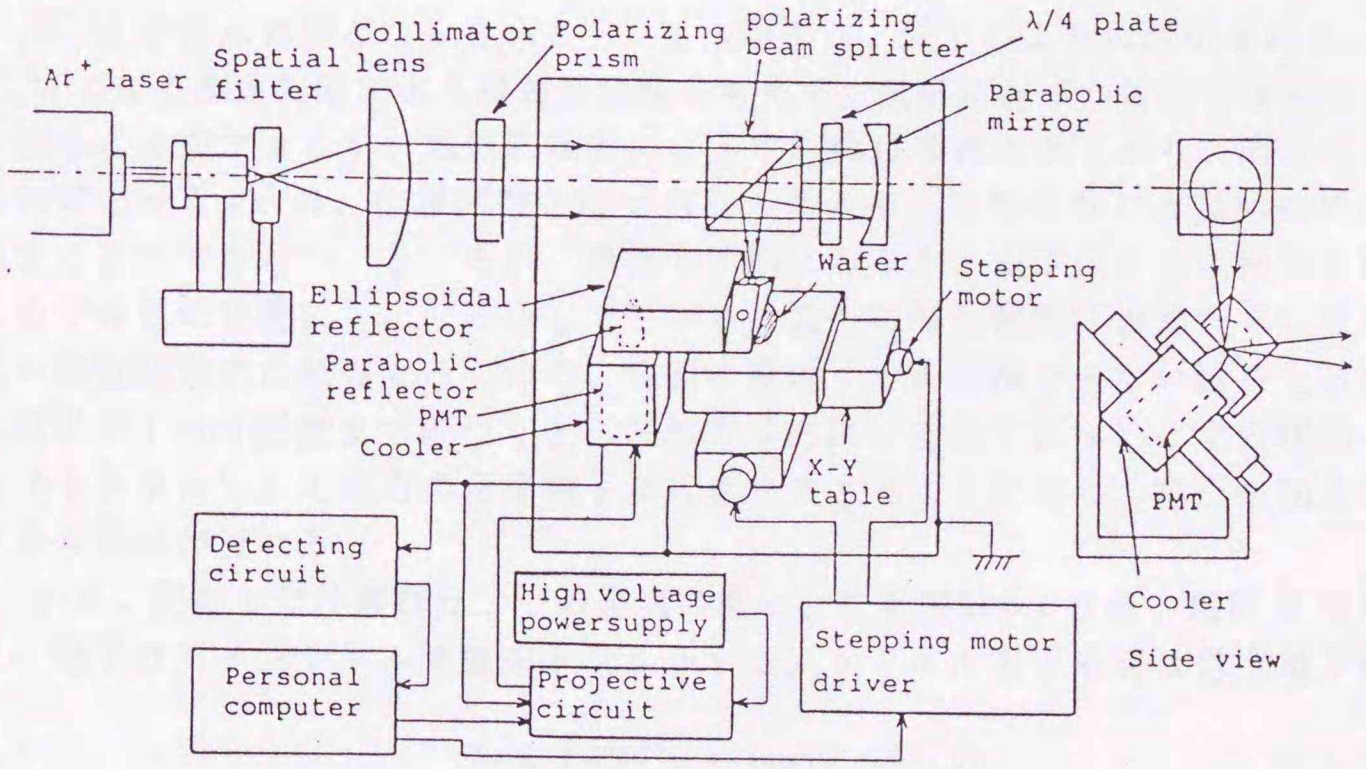


図 2-4-3 極微小付着微粒子の測定装置の構成

2.5節 表面微細溝形状測定における問題点

現在の表面微細溝形状加工技術はサブミクロンオーダの加工を実現し、そのような幅の狭い溝形状を測定できる横方向分解能の高い測定技術の開発が急務となっている。図２－３－２に示したように、従来の表面微細形状測定器は縦（高さ）方向の分解能はオングストロームに達するものも開発されているが、これらの横方向分解能はせいぜいサブミクロンーオーダにとどまっており、微細溝形状の測定を可能とするためにはもう一桁上の分解能を持たせねばならない。ところが、近年横方向分解能がオングストロームオーダに達する高分解能な表面微細形状測定器として、走査型トンネル顕微鏡（ STM(Scanning Tunneling Microscope) ）が開発され、微細溝形状の測定法への適用が試みられている。

STM は、本論文においてもシリコンウェハの表面粗さ測定実験（第５章参照）において、参照データとしてSTM による測定結果を用いており、従って本節ではSTM の原理について概略的に述べ、微細溝測定法としてのSTM の有効性についての議論を行なう。

STM は１９８２年IBM チューリッヒ研究所の Binnig と Rohrer らによって発明され、１９８６年のノーベル物理学賞を受けた。STM の動作原理は、トンネル電流を利用して探針先端で試料表面電子の局所状態密度の濃淡をなぞり、探針の動きから表面の微細な形状を探るもので、表面原子層が観測の主対象となる。ここで、電子の局所状態密度とは、表面からある距離における、あるエネルギー状態の電子の波動関数の絶対値の２乗、すなわち電子の存在確率（濃度）を意味する。STM の分解能は探針先端部の大きさで決まり表面方向で約１００ pm 、縦方向で1 pm といわれている。[109]

STM の基本原理となっているトンネル現象は、以下のように説明される。まず、STM による測定対象である導電性物質を考える。伝導にあづかる電子は固体中を動き回ることができるが、電気的な力によって固体に束縛されており、例えば金属であれば１～５ eV の、仕事関数と呼ばれるエネルギーを与えないと試料の外に取り出すことはできない。ところが、量子力学的にみると、電子は表面に極めて近いところでは外の空間に”にじみ出して”いる。電子の存在確率は表面からはなれるに従い指数関数的に減衰するものの、表面の極近くでは無視できない値をとる。探針と試料が 1 nm 程度まで近づくと、古典力学的には通過できないはずの間隔を素通り（トンネル）して両方の伝導電子が行き来できるようになり、電圧を加えるとトンネル電流が流れる。

いま、距離 z だけ離れた二つの金属の間に、仕事関数ϕより低い電圧 V を加えると、電子はポテンシャル障壁をトンネルする。トンネル電子密度は自由電子近似で

$$J_T = (\beta V/2\pi\lambda z)\exp(-2z/\lambda) \tag{2.13}$$

と書ける。ここで$\lambda = h/2\pi\sqrt{2m\phi}$は波動関数の金属の外の真空中または大気中での減衰距離、h はプランク定数、m は電子質量、ϕは仕事関数、$\beta = e^2/h$（ e は電子電

荷）は金属の種類によらないコンダクタンス定数（量子ホール定数の逆数）である。例えば、通常の金属の清浄表面では、ϕ は１～５ eV であるからλは０．１～０．２ nm である。つまり金属の場合、試料表面と探針との間隔が０．１ nm 増大すると、トンネル電流はおよそ１０倍になる。以上のようにトンネル電流は探針と試料間の原子スケールの距離変化に非常に敏感であることがわかる。

図２－５－１は STM の基本構成を、また、図２－５－２（ａ）は STM ユニットの構造を示したもので、先端の細い金属プローブと圧電体の微動素子を用いて、トンネル電流が一定となるように試料面に垂直なｚ方向のピエゾ素子を駆動すれば、探針と試料との間隔を一定に保つことができる。この状態で、ｘ、ｙ２方向のピエゾ素子によって探針を走査すれば、針の先端は試料表面の原子に付随した電子の局所状態密度の濃淡をなぞって動くことになる。PZT 、つまりチタン酸ジルコン酸鉛系のセラミックスの素材では、約１ mm 角で長さ１０ mm 程度の角柱の場合、平行な２側面につけた電極間に１ Ｖ印加すると約１ nm 伸縮する。従って、圧電微動素子に加えた電圧変化を取り出して画像化すれば、物質の表面構造や形状を求めることができる。図２－５－２（ｂ）は測定例で、１２００本／ mm グレーティングのＳＴＭ像を示している。このような動作は定電流モードと呼ばれている。

さて、以上のような原理で作動する STM は、原子レベルの測定分解能を有しており、特にその横分解能の高さから、１２００本／ mm のグレーティングおよび CD スタンパの測定や [110] 、さらに深さ０．０８μm 、幅０．５μm の光ディスク案内溝 [111] の測定が試みられ、STM がそのような幅の狭い溝に対しても有効であることが示されている。しかし、一方で比較的深い溝や段差の急峻な溝などでは、探針の先鋭度が大きく影響することも指摘されており、 [110] さらに表面が導電性物質でない場合や長時間経過した Ni 表面のように吸着物質によってトンネル電流が安定しなくなる場合などは Pt 等による金属蒸着が必要であるため、製品の検査などには用いることは困難であると考えられる。従って、STM はあくまで表面解析用の実験室的な技術であるといえる。

そのほか、微細溝形状測定法に適用できる測定方法としては、従来の触針式測定法を改良した超軽荷重触針式表面形状測定器がある。触針式表面形状測定器の面分解能は触針の先端半径で決まるとされており、超軽荷重触針式表面形状測定器 [112] は、触針の先端半径を極限に小さくし、さらに測定表面に影響を与えない程度の軽荷重を実現することによって、面分解能を向上させている。例えば、ダイヤモンド触針は０．１μm 程度に先端を鋭くすることが可能であり、この場合、測定物が弾性変形内にとどまる荷重限界を触針の先端半径を０．１μm としてヘルツの式から推定すると、金属で１００ nN 、柔らかいプラスチックで１０ nN のオーダとなる。このような軽荷重で測定できる、ピエソ素子で構成される機構を開発して、触針による傷の問題を克服し、開発された測定器で光ディスクのプリグルーブの測定を試みている。またさらに、STM の電気伝導性のある物質にしか適用できないという特性を克服できる高精度な表面微細形状測定技術として注目されている、原子間力顕微鏡（ AFM(Atomic Force Microscope) ）が現在研究開発中で、光てこ式の AFM

を開発し、それによって矩形状回折格子の測定を行なった研究 [113] などが報告されている。

これまで述べたこれらの手法は、直接微細形状を測定するもので、生産現場で利用できる間接法的な測定法の開発もこれらの測定法と併せて開発されていく必要があるものと考えられる。

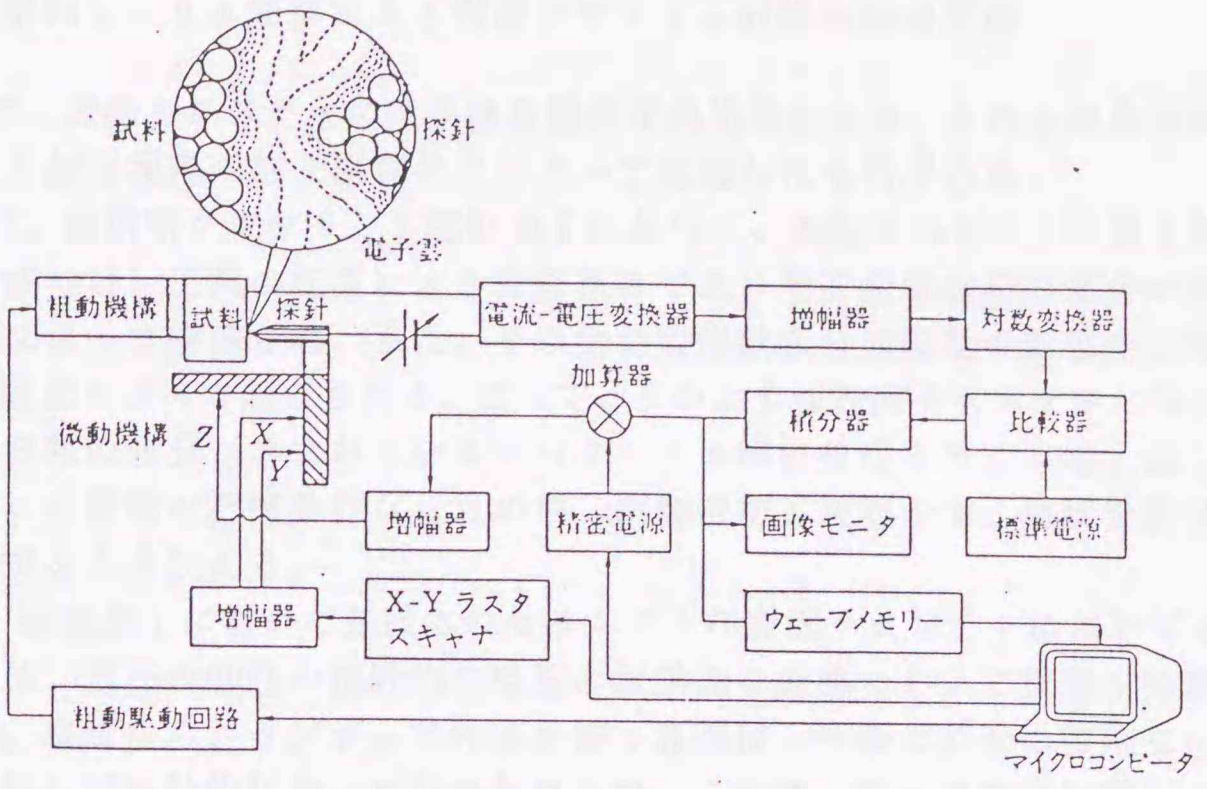


図 2-5-1 ＳＴＭの基本構成

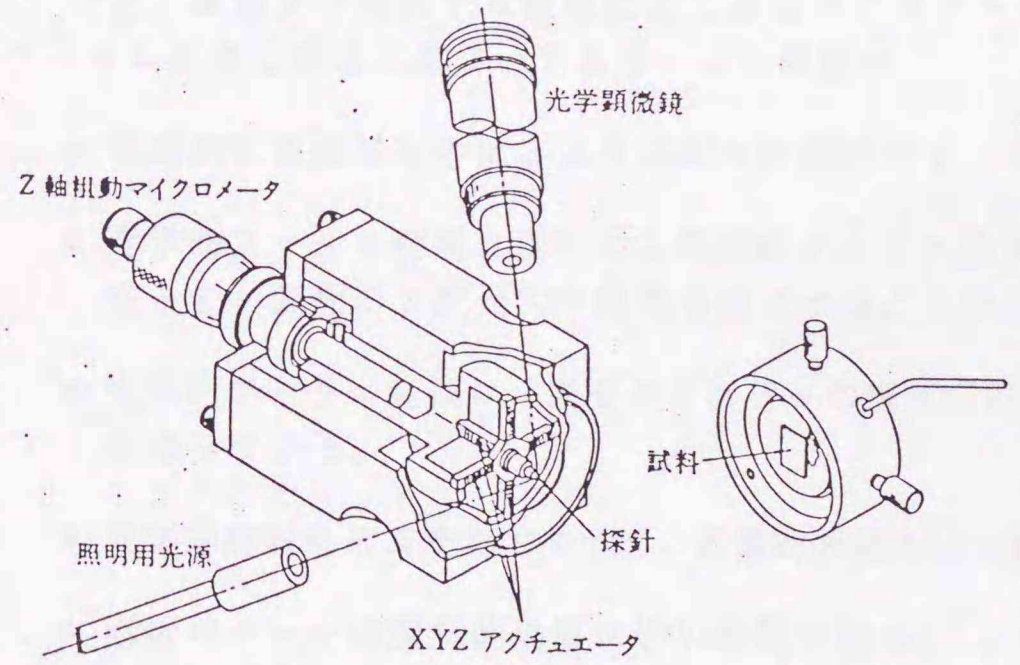


図 2-5-2 (a) ＳＴＭユニットの構造

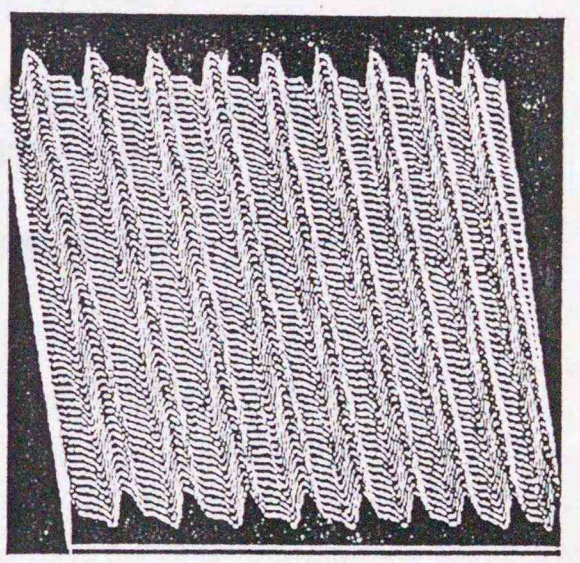


図 2-5-2 (b)1200 本/mm
グレーティングのＳＴＭ像

2.6節 光学的フーリエ変換による表面テクスチャの特徴抽出原理

一般に、表面テクスチャには多様な幾何学的特徴を含み、それらは表面の加工工程における加工現象や加工誤差などによって生成したものである。

例えば、超精密ダイヤモンド切削加工において、表面テクスチャの最も基本となる周波数成分は、工具の転写による表面粗さであり加工精度はその成分の振幅や周期の乱れによって評価され、また、その他の周波数成分は振動の影響や工具不良などの加工誤差によって形成される。従って、そのような表面テクスチャにおいて、どの様な周波数の成分が含まれているかのフーリエ解析を行なうことは、加工工程で起こっている現象の把握を行なうためや、超精密加工表面の加工精度を評価するために重要であるといえる。

また、研磨加工において創成されるランダムな表面テクスチャにおいても、フーリエ解析は、表面の凹凸の統計的な性質の数学的な議論において重要な役割を果たしている。なぜなら、ランダムな性状を持つ表面は、一般に表面の微細な凹凸の高さ変動に対して統計的な扱いが行なわれるが、この時、その確率密度関数と特性関数はフーリエ変換の関係で結ばれており、確率密度関数を見いだす場合、まず特性関数を計算し、それから確率密度関数を見いだすほうが容易だからである。確率密度関数はランダムな凹凸の統計的な特徴を表わしており、さらに高さ分布の標準偏差などの情報を含んでいるため、表面テクスチャにおけるランダムな性質の特徴をよく反映する。

一方、本論文で提案する超精密加工表面テクスチャの測定評価方法は、光学的フーリエ変換の原理に基づいており、この原理は

- 空間的に微細なものほどより広がった回折パターンを発生する。
- 光学的フーリエ変換は表面の2次元のフーリエ変換を観察することができる。従って、表面の2次元的な特徴を抽出することが可能である。
- 光学的フーリエ変換は、表面テクスチャの幾何学的特徴を敏感に抽出する特性を持っている。
- 数学的解析モデルをたてやすく、定量的評価方法の解析を行なうことができる。
- 回折パターンは視覚的効果に近い性質を持つ。

という特徴を有している。

つまり、光学的フーリエ変換は、ナノメータオーダの超精密加工表面における微細な凹凸の高さ方向の定量的な特徴や空間的な変動の特徴を回折光の強度分布とその2次元的なパターンに変換するという特性を持っている。

本論文ではこのような特性を持つ光学的フーリエ変換の特徴抽出の原理の適用によって、これまで述べてきた超精密加工表面における表面粗さ、微細欠陥や付着異物、表面微細溝形状のインプロセスあるいはオンマシン測定評価における問題点

の解決を図っている。すなわち、これまでに取りあげてきた超精密加工表面において、超精密ダイヤモンド切削加工における工具転写による周期的な表面粗さの特徴量、超精密研磨加工における表面微細凹凸の統計的特徴量、表面微細欠陥の２次元的特徴や付着異物の特徴量、表面微細溝形状の溝深さ、溝幅、周期性などの特徴量などの各加工法における加工精度や表面精度に関連する表面テクスチャの特徴量を、光学的フーリエ変換によって抽出することによりその評価を容易にし、これにより超精密加工表面テクスチャのインプロセスあるいはオンマシン計測への適用を可能にしている。

さて、ここで光学的フーリエ変換による超精密加工表面テクスチャの特徴抽出原理を用いた場合の評価方法の特徴と利点を示すために、従来の表面テクスチャの評価方法と、本論文で提案する表面テクスチャの測定評価方法の比較を行なった。（図２－６－１参照）

まず、従来の断面曲線による評価では以下のような手順によって表面テクスチャの測定評価が行なわれている。

1. まず高倍率の干渉法や焦点検出法などによって表面の微細形状を測定する。この過程で、すでに計測環境の影響を受けることになる。例えば、超精密な加工表面に付着した異物やなんらかの原因で発生した微細な傷は、断面形状と分離されないまま、つまり認識されないまま表面の微細形状の測定を終えてしまう。

2. 次に、測定された断面曲線の解析プロセスにはいり、注目すべき幾何学的特徴の抽出を行なう。このとき問題となるのは、断面曲線の解析においては一般に微細な傷や付着異物などが表面に存在した場合、それらが原因による特定の周波数成分ではない変動を表面粗さ（R_{max},R_a,R_zなど）の算出時に含んでしまい、なんらかの原因で（例えば、超精密ダイヤモンド切削加工であれば工具の摩耗などが考えられる）加工精度が低下しているのか、切り子などによる傷が生じたのか、あるいは異物の付着によるものなのかの判断ができない。もし、表面の１次元的な情報である断面曲線から傷や付着異物による変動成分を抽出するアルゴリズムを作ったとしても、それは非常に複雑なものになるであろうし、また確実性のあまり高いものは望めないであろう。

3. 測定された断面曲線からの幾何学的特徴の抽出が終わると、それぞれの評価を行なうことになる。このときもし傷あるいは付着異物の評価が行なわれるとすれば、その過程の一部をすでに前のステップにおいて行なっていることになる。つまり、表面粗さなどの他の要素とは異なり、独立した評価ができないということになる。従って、傷などがあるないに関わらずこの処理は測定のたびに行なわれることになる。（図２－６－１は断面曲線による傷などの評価は考慮していない）

上記の加工表面テクスチャの測定評価法の特徴は、測定から評価までをシーケ

ンシャルに行なわなければならないという点であり、インプロセス計測への適用を考えた場合、まず、（１）断面曲線の測定の高速化と（２）測定後の処理の高速化の２点を解決しなければならないであろう。断面曲線測定の高速化に加え、シーケンシャルな処理の高速化に難点がある。

さて、次に本論文で提案する光学的フーリエ変換の特徴抽出原理による表面テクスチャの測定評価の手順について考えてみる。本方法は、断面曲線の測定というプロセスはないため、以下のような手順になる。

1. まず、光学的フーリエ変換を用いた測定法においては、表面の微細な凹凸の変動が回折現象を起こし、周期的変動やランダムな変動や、さらに傷、付着異物などのデルタ関数的変動が光学的フーリエ変換によって特徴的な光の強度パターンに変換される。この変換過程においてすでに表面テクスチャの幾何学的特徴抽出が行なわれている。つまり、断面曲線による測定評価法における、測定と測定された断面曲線の数値的解析という２段階のプロセスは、光学的フーリエ変換によって一度に行なわれることになる。この時、もし光の照射されたところに傷や付着異物があった場合、そこは表面粗さではなく傷あるいは付着異物の存在する表面として独立に次の評価過程に進むことになる。

2. 次に、抽出された表面テクスチャの幾何学的特性ごとに、並列に評価が実行される。

このように、本測定評価手法は、計測と評価要素の分離のプロセスが統合化された原理に基づいており、断面曲線による測定評価方法に比較して、よりインプロセスあるいはオンマシン計測に適用できる可能性が高いものと考えられる。

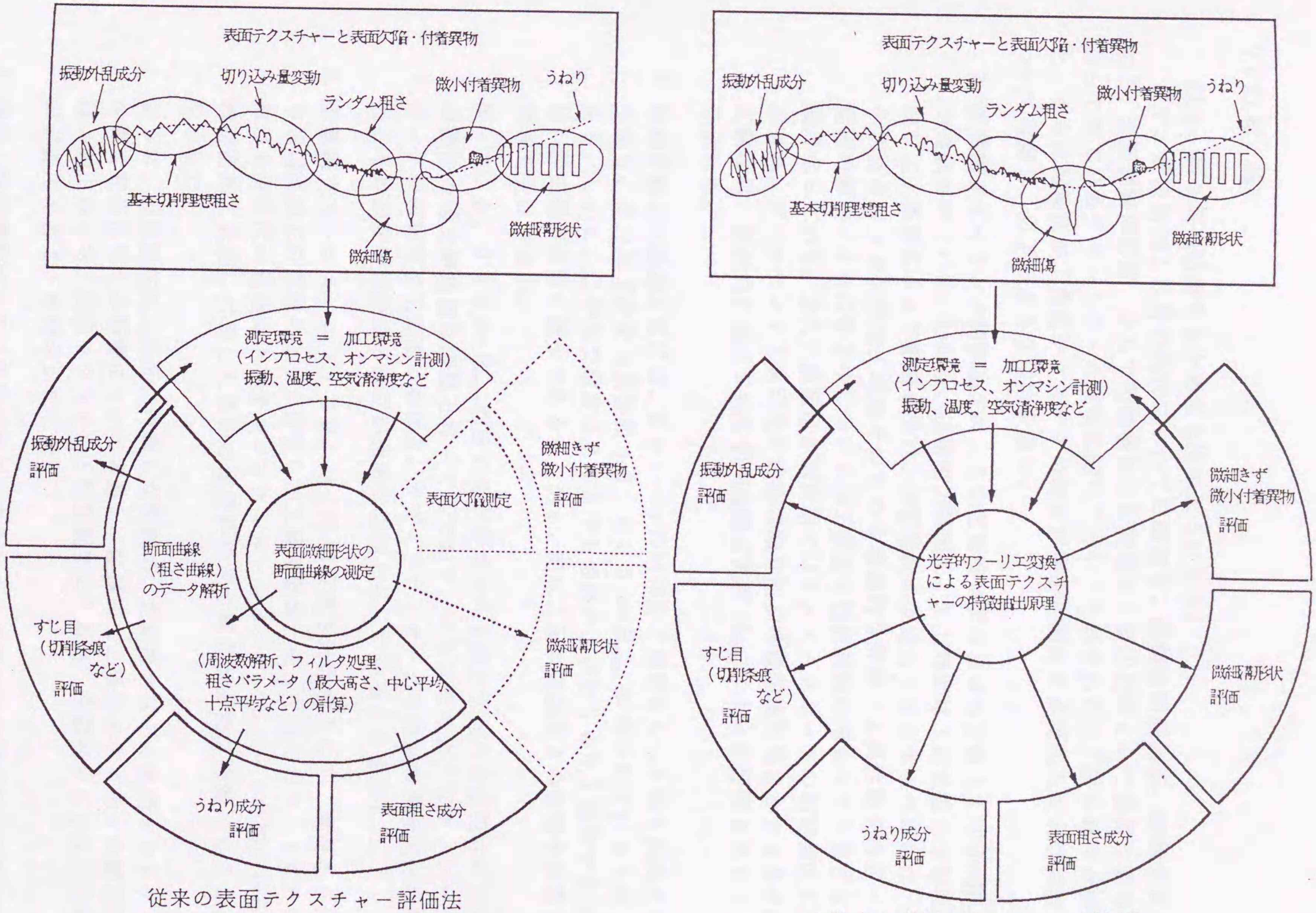


図 2-6-1 超精密加工表面テクスチャ測定評価モデルの比較

2.7節 結　論

以上、第２章の結論をまとめると次のようになる。

まず、超精密加工技術の現状についての調査を、超精密切削加工、超精密研磨加工、表面微細溝形状、そして超精密加工に関連する周辺技術として重要な要素となってきているクリーンルーム技術に関して行い、それぞれの加工法における課題と、さらに超精密加工表面テクスチャの測定評価法に関連する問題点および課題について考察し、以下のような結論を得た。

1. 超精密ダイヤモンド切削加工による加工精度は現在ほぼ表面粗さ１０ nmR_{max}が達成されている。しかし、超精密切削加工の加工精度は工具状態をはじめ多様な加工条件によって影響を受け、加工精度の安定性を確立するためには、微小切込みによる切削加工現象そのものの理論的な解明や工具性能を決定する要因の解明、さらに加工中における加工表面の性状評価の確立などが重要な課題となっている。また、表面粗さ測定器にはナノメータオーダの測定精度が要求され、ダイヤモンド工具刃先の精密な転写加工を理想表面粗さとするその加工精度は、規則的に生成された切削条痕の高さ R_{max}によって評価されることを示した。

2. 超精密鏡面研磨加工法には、原子レベルの材料除去機構をもつものも開発されており、その加工精度は表面粗さ０．００３μmR_{max} が得られているものもある。しかし、この加工精度はあくまでも最終仕上げ加工の加工精度であり、材料除去量が非常に微小であることから、前加工面の表面粗さの影響を非常に大きく受けやすい。

   従って、０．０３５μmR_{max}程度の面が要求される前加工面の表面粗さの測定評価法の確立が重要な課題となってきており、さらにそのようなナノメータオーダの超精密加工表面における、サブミクロンオーダの微細な表面欠陥の検出とその測定評価技術の確立が重要な課題となっていることを示した。

3. 工業用クリーンルーム（ＩＣＲ）はLSI製造業を最先端として、現在あらゆる超精密加工の業種にとって重要な加工環境要素と成ってきており、ＩＣＲにおける清浄度の管理はトータルコンタミネーションコントロールの観点から、超精密加工表面に付着した異物の測定評価法の確立が重要な課題であることを示した。

   さらに、超精密な加工表面に付着した異物の、表面粗さなどの表面テクスチャの測定評価に与える影響について考察し、超精密加工表面テクスチャの測定評価の観点からも、表面テクスチャと付着異物の”存在”を識別する方法の検討が必要であることを明らかにした。

4. 現在、微細溝形状加工は溝幅がサブミクロンオーダのものの加工が行なわれており、長距離のそのような微細な溝を安定に加工する方法としては、リソグラ

フィ技術を応用した加工が行なわれている。しかし、その加工工程は制御の困難なプロセスを多数含んでおり、精度の信頼性を確立するためには、溝形状の測定評価技術の確立が重要な課題となってきていることを示した。

また、将来微細溝加工が、超精密切削加工によって行なわれるようになると、溝の長距離にわたる切削加工による工具摩耗が問題となり、加工精度を加工中に測定評価できる方法が重要な課題となってくることを指摘した。

次に、超精密加工表面テクスチャの測定評価法に関する現状について調査を行い、超精密加工表面の特徴を表面粗さ、微細欠陥および付着異物、表面微細溝形状に分けて、各々に対する測定評価法に存在する問題点を、超精密加工表面テクスチャのインプロセス測定評価の観点から明らかにし、以下のような結論を得た。

1. まず、超精密加工表面の表面粗さ測定評価法を、接触式と非接触式の二つに分類し、それぞれの問題点についてまとめた。

   接触式測定法として、従来の触針式粗さ計は、現在縦方向の分解能が０．５nmの高分解能のものが開発され、分解能の点では十分に超精密加工表面の測定評価に利用できることを述べた。しかし、触針式表面粗さ測定器の一番大きい問題点は、触針による傷であり、特に軟質材の加工が多い超精密切削加工表面において重要な問題であることを示した。また、インプロセス計測への適用を考えた場合、測定時間がかかる、振動の影響を受けやすいなどの困難な課題が多いことを指摘した。

   非接触測定法に関しては、直接測定法と間接測定法の二つに分けて議論した。直接測定法の場合、縦方向分解能はRMS値で０．０１nmの繰り返し分解能をもつ計測法も開発されており、超精密加工表面の表面粗さを高精度で測定可能である。しかし、振動に非常に敏感な測定法であったり、長い測定時間を要する、取り扱いが複雑であるなどの点で、インプロセス計測への適用はまだ困難なのが現状であることが分かった。

   一方、間接的測定法の場合、測定器のセッティングに精密な光軸あわせが必要なものなどもあるが、比較的操作が容易でしかも振動の影響を受けにくく、さらに測定分解能も１．４オングストローム以下の高分解能なものも開発されている。しかし、装置が大がかりなものが多く、また長い測定時間を要するものもあり、インプロセス測定へ適用できる測定法としては最も有望であるがさらにいくつかの解決しなければならない問題点があることを指摘した。

   また、超精密加工表面テクスチャの測定評価という観点から、特にこれらの光学式の測定法においては、高分解能になるほど評価したい測定量である表面の微細な幾何学的形状に関する情報と、それ以外の、例えば微小な付着異物などの情報を分離できる方法も考慮しなければ、信頼性のある高分解能な表面テクスチャの測定評価が確立できないことを指摘した。

2. これまで提案されている超精密加工表面上における欠陥、微小付着異物の検査・測定評価法には、欠陥検査では微細欠陥の種類を識別できるものや付着異物の検査ではナノメータオーダの非常に微細なパーティクルを検出できるものなどがいくつか提案されている。しかし、一般に欠陥検査の自動化は極めて重要な課題と成ってきているにもかかわらず、超精密加工表面の欠陥検査の測定評価法に関する研究はまだあまりなされていないのが現状であることが分かった。

   さらに、定量的な方法に関してはまだ初期的な段階であり、欠陥、付着異物の認識方法の研究とあわせて、それらの有効な手法の開発は、超精密加工表面テクスチャの測定評価を生産現場で行なうために考慮されなければならない重要な課題であることを指摘した。

3. 表面微細溝形状の測定評価には横分解能にナノメータオーダの高分解能を必要とするため、これまで開発された方法として現在ＳＴＭが有効なものであることを述べた。また、ＳＴＭは伝導性物質にしか用いることができないため、近年では原子間力を利用するＡＦＭなどの開発も行なわれていることをあげた。しかし、これらは微細溝の断面曲線を得る直接測定法であり、まだ実験室的な測定法の域を出ておらず、これら微細溝形状の測定評価を生産現場で行える間接測定法的な簡便な方法の開発も必要になってきていることを指摘した。

さらに、本論文で提案している光学的フーリエ変換は

- 空間的に微細なものほどより広がった回折パターンを発生する。
- 光学的フーリエ変換は表面の２次元のフーリエ変換を観察することができる。従って、表面の２次元的な特徴を抽出することが可能である。
- 光学的フーリエ変換は、表面テクスチャの幾何学的特徴を敏感に抽出する特性を持っている。
- 数学的解析モデルをたてやすく、定量的評価方法の解析を行なうことができる。
- 回折パターンは視覚的効果に近い性質を持つ。

などの点で、表面テクスチャの特徴抽出と定量的評価に適用できる有効な原理であり、これを超精密加工表面テクスチャの測定評価法の原理として用いることを提案した。また、さらに従来の断面曲線による測定評価法と比較を行い、光学的フーリエ変換に基づく超精密加工表面の測定評価法はよりインプロセス計測に応用できる可能性が高いことを示した。

第３章 光学的フーリエ変換の原理

本論文では、超精密加工表面の微細な凹凸による光の散乱、回折現象を利用した表面テクスチャの測定評価法を提案している。

回折現象とは、光の進行が反射、屈折の法則によっては説明できず、たとえば光が物体のかげになるべき部分へ回り込む現象などをいう。回折現象を最初に述べたのは、Leonardo da Vinci（１４５２－１５１９）であるが、しかし、現象を正確に記述したのは Grimaldi であり、彼の死の２年後、１６６５年に出版された本の中で述べられている。[114] 回折現象は光の波動理論によって理論的に記述されるが、Grimaldi の時代は光の粒子説が光の伝播を正確に記述できると広く信じられており、この説では回折を説明することはできなかった。

光の波動説は Huygens（１６２９－１６９５）によって提唱された。彼は、”波面上の各点は微小球面波としての２次波を発生する中心で、それ以後、任意時刻の波面は、これら微小波面の包絡面である。”と提唱した。さらに、Fresnel（１７８８－１８２７）はこの Huygens の波面形成法に、２次波が相互に干渉するという仮定を追加することによって回折現象を説明し、数式化に成功した。この Huygens の波面形成法と干渉の原理を組み合わせたものを、Huygens － Fresnel の原理（ Huygens － Fresnel Principle ）と呼んでいる。その後 Fresnel の解析は、Kirchhoff（１８２４－１８８７）によって明快な数学的基礎が与えられた。彼は、Kirchhoff の境界条件（ Kirchhoff's boundary condition ）を導入し、近似的な回折理論を展開した。

一方、Maxwell（１８３１－１８７９）によって電磁場の理論が構築され、光の電磁波説が唱えられ、それが Hertz の実験によって確認されると、光学の問題に対しても Maxwell の波動方程式をもとにした数学的な解析が行なわれるようになった。回折の現象を厳密に解くには、マクスウェルの方程式を使って境界条件の下に解を求めれば良い。厳密な解の最初のものは、１８９６年 Sommerfelt によって与えられている。彼が取り扱ったのは、無限に薄い完全導体でできた半平面に平面波が入射するという２次元問題であった。しかし、厳密解を解く方法は境界の電磁的性質にも依存し、きわめて複雑な計算を必要とするため、実用上興味ある問題では、近似的方法を用いざるを得ない。従って、Kirchhoff の回折理論は現在光学機器などにおける回折現象の解析などに対して広く用いられている。

本論文における測定原理は光学的フーリエ変換の原理に基づいており、光学的フーリエ変換の原理は Kirchhoff の回折理論より導出される。また、回折物体と回折光との光学的フーリエ変換の関係は Fraunhofer 回折理論によって数学的に解析す

ることができる。そこで、本章では、まず、Kirchhoffの回折理論の数学的な展開について詳しく論ずるとともに、Fraunhofer領域での回折現象における数学的な記述について述べる。さらに、レンズの位相変換作用とそれを用いたFraunhofer回折像の結像方法について述べ、フーリエ変換光学系の構成と表面の微細な凹凸によるFraunhofer回折像の観測方法とその理論的な解析を行なうための数学的基礎について解析する。

3.1 節 Kirchhoff の回折理論と回折波の伝播

まず始めに、本節では Kirchhoff の回折理論の数学的な展開について述べるとともに、Fraunhofer 回折領域における回折現象の理論的な取扱を行ない、回折波の Fourier スペクトルの伝播 [115] について論ずる。

Kirchhoff は光波の空間依存部に関する波動方程式である Helmholtz の方程式と Green の定理から Helmholtz- Kirchhoff の積分定理を導いた。そしてさらに、Kirchhoff の境界条件を導入して、Fresnel-Kirchhoff の回折積分公式を導出した。また、回折波の分布は、開口からの伝播距離によって変化し、その距離によって Fresnel 回折と Fraunhofer 回折に分類されることが、Fresnel-Kirchhoff の回折積分公式に基づいた展開によって示される。

3.1.1 Helmholtz-Kirchhoff の積分定理

電磁波の一種である光波は、一般にはベクトル量で表わされるが、直線偏光の場合などはその一成分だけを問題にして、光波をスカラー波として取り扱う場合が多い。また、光波の伝播速度は非常に速く、その時間的変動を検出することは困難であり、現実的には光の空間的な分布が問題となる。そのため、以下の議論は光波の空間依存部分の複素振幅分布 $u(x,y,z)$ について行なう。

まず、Huygens-Fresnel 理論の基本的な考え方は、P 点における光の振幅が、光源とこの点との間の曲面上から発生する 2 次波の重ね合わせによって与えられるとするものである。Kirchhoff は、Huygens- Fresnel の原理が任意の点 P における斉次波動方程式の解を P を取り囲む任意の閉曲面上の波動とその一次微係数によって表わす積分定理を近似したものであることを示した。まず、$u(x,y,z)$ は次の Helmholtz の方程式

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0 \tag{3.1}$$

を満足する。ここで、∇^2はラプラシアン作用素で、次のように与えられる。

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tag{3.2}$$

次に、図 3 − 1 − 1 において、観測点 P における光波の複素振幅を求めるために、Green の定理を用いる。閉曲面 S によって囲まれた領域を V とし、その内部の任意の点を P とする。そこで、u および vはこの曲面上およびその内部で、連続な 1 次および 2 次の偏微係数を持つとすると、Green の定理より、

$$\iiint_V (v\nabla^2 u - u\nabla^2 v)dV = \iint_S \left(v\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial v}{\partial n}\right) dS \tag{3.3}$$

が成立する。ここで、$\partial/\partial n$ は、閉曲面上の点において外向法線に沿った微分である。特に、vも光波を表わすとすれば Helmholtz の方程式

$$\nabla^2 v + k^2 v = 0 \tag{3.4}$$

を満足するので、(3.1) と (3.4) より、(3.3) の左辺は、体積Vの全ての点で0となり、

$$\iint_S \left(v\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial v}{\partial n} \right) dS = 0 \tag{3.5}$$

が得られる。いま、光波 vを観測点Pから広がって行く単位振幅の球面波と考えると、Pからrの距離にある体積内の任意の点Qにおいては、

$$v(Q) = \frac{\exp(-ikr)}{r} \tag{3.6}$$

と書ける。この関数は、P点（$r = 0$）において特異点を持ち、Green の定理を満足しなくなるため、P点を囲む微小半径ϵの球を考えその表面をS_ϵとすれば、SとS_ϵとの間にある体積については式 (3.5) が成立するので、

$$\iint_S \left(v\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial v}{\partial n} \right) dS + \iint_{S_\epsilon} \left(v\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial v}{\partial n} \right) dS_\epsilon = 0 \tag{3.7}$$

を得る。上式の第2項は小球の表面S_ϵについての積分で、この表面上の点Qについては外向きの法線はすべてP点に向かっているから、

$$v(Q) = \frac{e^{-ik\epsilon}}{\epsilon} \tag{3.8}$$

$$\frac{\partial v}{\partial n} = \left(ik + \frac{1}{\epsilon} \right) \frac{e^{-ik\epsilon}}{\epsilon} \tag{3.9}$$

$$\frac{\partial u}{\partial n} = -\frac{\partial u}{\partial \epsilon} \tag{3.10}$$

となり、したがって、(3.7) のS_ϵに関する積分は、

$$\begin{aligned} \iint_{S_\epsilon} \left(v\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial v}{\partial n} \right) dS_\epsilon &= \iint_{S_\epsilon} \frac{e^{-ik\epsilon}}{\epsilon} \cdot \left(-\frac{\partial u}{\partial \epsilon} \right) dS_\epsilon \\ &- \iint_{S_\epsilon} ik\frac{e^{-ik\epsilon}}{\epsilon} \cdot u dS_\epsilon - \iint_{S_\epsilon} \frac{e^{-ik\epsilon}}{\epsilon^2} \cdot u dS_\epsilon \end{aligned} \tag{3.11}$$

となる。ここで小球上の微小面積dS_ϵが点Pに対して張る立体角を$d\Omega$とすると$dS_\epsilon = \epsilon^2 d\Omega$の関係があり、したがって (3.10) は小球の半径ϵを0に近づけた極限においてはuは$u(P)$に等しくなると考えて、

$$\begin{aligned} \lim_{\epsilon\to 0} \iint_{S_\epsilon} \left(v\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial v}{\partial n} \right) dS_\epsilon &= \lim_{\epsilon\to 0} \iint_{S_\epsilon} \epsilon^2 \left\{ -\frac{\partial u}{\partial \epsilon} \cdot \frac{e^{-ik\epsilon}}{\epsilon} - \frac{ike^{-ik\epsilon}}{\epsilon} \cdot u - \frac{e^{-ik\epsilon}}{\epsilon^2} \cdot u \right\} d\Omega \\ &= -u(P) \iint_{S_\epsilon} d\Omega = -4\pi u(P) \end{aligned} \tag{3.12}$$

となり、これを式 (3.6) に代入して、

$$u(P) = \frac{1}{4\pi}\iint_S \left\{ v\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial v}{\partial n} \right\} dS$$

$$= \frac{1}{4\pi}\iint_S \left\{ \frac{e^{-ikr}}{r}\cdot\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right) \right\} dS \qquad (3.13)$$

が得られる。この式を Helmholtz-Kirchhoff の積分定理という。この定理は観測点 P における光波 $u(P)$ は、それを囲む任意の閉曲面 S 上のその光波の分布 u とその閉曲面の外向きの法線方向の微分値$\partial u/\partial n$ とがわかっていれば、求めることができることを意味している。P を囲む閉曲面 S は、光源を含んではならないので、その閉曲面上の光波 u は、その外側にある光源から伝播してきたものと考えればよい。

3.1.2 Fresnel-Kirchhoff の回折積分

式 (3.13) で表わされる Helmholtz-Kirchhoff の積分定理は、任意の閉曲面上の光波から、その中にある観測点における光波を求めることを示しているが、Fresnel が考えたものよりも複雑な形をしている。そこで、Kirchhoff は実際の回折問題を想定して、いくつかの仮定を導入しこの定理を単純化することを試みた。

いま、図３－１－２のように、無限に広がった不透明なスクリーンΣの一部分に開口 S_1があるとする。点光源 P_0を出た単色光がスクリーン上の開口に向かって伝播していき、右側の P 点で観測することを考える。また、開口の大きさとして次のような条件を考える。

1. 開口の大きさは、波長に比べて十分大きい。

2. 開口は、スクリーンから P_0および Pまでの距離と比較すれば十分小さい。

この条件のもとで、観測点 P における複素振幅分布 $U(P)$ を Helmholtz -Kirchhoff の積分定理を用いて求める。観測点 P を囲む閉曲面 Sを考え、これを開口直後の S_1、スクリーン直後の S_2および P 点を中心とした非常に大きな半径の球面 S_3とに分ける。この閉曲面から P 点までの距離を r とし、$v = \exp(-ikr)/r$とおくと式 (3.13) は

$$u(P) = \frac{1}{4\pi}\iint_{S_1+S_2+S_3} \left\{ \frac{e^{-ikr}}{r}\cdot\frac{\partial u}{\partial n} - u\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right) \right\} dS \qquad (3.14)$$

書ける。ここで、S_1、S_2および S_3での積分について考える。これらの積分を行なう場合、式 (3.13) に代入するべき S_1、S_2および S_3上の u と$\partial u/\partial n$ の値を正確に知ることができないという問題が生ずる。そこで、Kirchhoff は以下のような仮定をもうけた。

S_1上では、開口の縁の極く近傍を除いて、Uと$\partial u/\partial n$ の値はスクリーンが存在しない時の値とほとんど変わらず、S_2上でのこれらの値はほとんど 0 であると考えられる。以上より、

1. S_1上において、$u = u^{(in)} = \frac{ae^{-ikr_0}}{r_0}$, $\frac{\partial u}{\partial n} = \frac{\partial u^{(in)}}{\partial n}$

   但し、r_0は光源P_0とスクリーン上の点の距離を表わす。

2. S_2上において、$u = 0, \frac{\partial u}{\partial n} = 0$

この2つの仮定を*Kirchhoff*の境界条件（*Kirchhoff's boundary condition*）という。

次に、球の一部S_3からの寄与を考える。半径rを十分に大きくとることにより、S_3上のuと$\partial u/\partial n$の値はいくらでも小さくなることは明かなため、S_3上からの寄与が無視できると思われる。しかし、rを無限に大きくすれば、S_3の面積もまた無限に大きくなるため、$r \to \infty$の時、$u \to 0$と$\partial u/\partial n \to 0$の条件だけでは、積分が0となるためには不十分である。そこで、ここでは以下のような仮定をすれば十分である。すなわち、光波は、全ての時刻に存在するのではなく、特定の時刻$t = t_0$で光源から放射されるとする。この仮定より、$t > t_0$なる任意の時刻に光波は空間内に広がるが、それはP_0から$c(t - t_0)$より遠くには存在しない。ただし、cは光速である。ゆえに、rを十分大きくとり、観測する時刻において、この境界上に光波が存在しないようにすれば、S_3からPへの寄与はなく、S_3上の積分は0となる。これを、*Sommerfeld*の放射条件という。　これらの仮定から式(3.14)は

$$u(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} \left\{ \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-ikr}}{r} \right) \right\} dS \tag{3.15}$$

と書くことができる。（実際は、スクリーンのかげS_2においても、スクリーンから吸う波長の距離以内では、微弱な表面波が存在すると考えられ、また開口S_1面内の光もその開口の端ではスクリーンによって乱されることも明らかであるが、開口の大きさが、（1）の条件を満たしている場合にはこれらの影響を無視しても差し支えなく、上式は実験結果とよい一致を示す。）

次に、図3－1－3のごとくスクリーンの左側にある点光源P_0から開口面S_1上の点Qに達した光波を$u(Q)$とし、スクリーンの右側の点Pにおいて観測される光波$u(P)$を式(3.15)により求める。S_1面上の$u(Q)$は$P_0Q = r_0$とすると、

$$u(Q) = a \frac{\exp(-ikr_0)}{r_0} \tag{3.16}$$

で与えられる。r_0が波長λより非常に大きい場合、P_0Qと法線nの成す角をθ_0とすると、

$$\frac{\partial u}{\partial n} = a \cos\theta_0 \left(ik + \frac{1}{r_0} \right) \frac{\exp(-ikr_0)}{r_0} \approx ika \cos\theta_0 \exp(-ikr_0)/r_0 \tag{3.17}$$

となり、同様にrが波長λより非常に大きいとして、QPと法線の成す角をθとすれば、

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-ikr}}{r} \right) = \cos\theta \left(ik + \frac{1}{r} \right) \frac{\exp(-ikr)}{r} \approx ik \cos\theta \exp(-ikr)/r \tag{3.18}$$

となる。したがって、式 (3.15) は、

$$u(P) = \frac{1}{4\pi}\iint_{S_1}\left\{\frac{e^{-ikr}}{r}\cdot ika\cos\theta_0\cdot\frac{e^{-ikr_0}}{r_0} - \frac{ae^{-ikr_0}}{r_0}\cdot ik\cos\theta\cdot\frac{e^{-ikr}}{r}\right\}dS$$

$$= \frac{ia}{\lambda}\iint_{S_1}\frac{e^{-ik(r_0+r)}}{r_0 r}\frac{\cos\theta_0-\cos\theta}{2}dS \tag{3.19}$$

と書ける。上式を、Fresnel-Kirchhoff の回折積分公式という。

Fresnel-Kirchhoff の回折積分において、開口面から光源 P_0 および観測点 P までの距離が、開口 S_1の広がりに比べ、非常に大きいとする。また、図３－１－４のごとく PP_0と開口面との交点を Oとし、P_0Oと法線 n の成す角をδとすると、Q は O の近くにあると考えてよいから、近似的に $\cos\theta_0 \approx -\cos\theta \approx \cos\delta$とおけるので式 (3.19) は、

$$u(P) = \frac{ia\cos\delta}{\lambda}\iint_{S_1}\frac{e^{-ik(r_0+r)}}{r_0 r}dS \tag{3.20}$$

さらに、光源 P_0および観測点 P が開口面から遠くはなれており、また開口面の中心を通り開口面に垂直な軸からの距離が大きくないときは、$\cos\theta \approx -\cos\theta \approx 1$と近似され式 (3.19) は、

$$u(P) = \frac{ia}{\lambda}\iint_{S_1}\frac{e^{-ik(r_0+r)}}{r_0 r}dS \tag{3.21}$$

とすることができる。

3.1.3 回折の伝播距離による分類

３．１．２では、ある開口面 S によって回折した光波の、ある観測点 $P(x,y,z)$における複素振幅分布 $u(x,y,z)$ は、Fresnel- Kirchhoff の回折積分によって与えられることを示した。開口面 S から、z の距離にあって、これと平行な x y 面を観測面とすると、回折光 u は開口から観測面までの距離 z の増大とともに、その観測面上における複素振幅分布を変えてゆくと考えてよい。

したがって、回折光は開口面から観測面までその空間的な分布を変えながら伝播してゆくものである。このことは回折の理論が、Helmholtz の方程式を出発点とし、回折波が同方程式を満足していることから当然である。

さて、いま図３－１－５に示すような開口面と回折波の伝播を考える。開口面に x，y 軸を、これから z の距離にある観測面にξ、η軸をとるものとする。波長λの点光源は、開口面の左側遠方にあるとする。また、開口の広がりも、光源及び観測点の z 軸からの距離も、観測距離 z に比べて十分に小さいとすると、回折積分は式 (3.21) を書き改めて、

$$u(\xi,\eta;z) = \frac{ia}{\lambda}\iint_{S}\frac{e^{-ik(r_0+r)}}{r_0 r}dxdy \tag{3.22}$$

となる。点光源がｚ軸上の無限遠にあり振幅ａの平面波が開口面に垂直に入射する時、回折積分は、

$$u(\xi,\eta;z)=\frac{ia}{\lambda}\iint_S\frac{e^{-ikr}}{r}dxdy \tag{3.23}$$

と簡単に表わされる。さらに、開口Ｓに関して、いままで扱ってきたようなバイナリーのものに限定せず、入射光の振幅や位相を変化させる一般的な形状をもったものと考え、その一般的な透過率を表わす関数を $g(x,y)$ として一般化すると、

$$\begin{aligned} g(x,y) &= |g(x,y)|\exp\{i\phi_g(x,y)\} \quad \text{（開口内）} \\ &= 0 \quad \text{（開口外）} \end{aligned} \tag{3.24}$$

と表わすことができる。ただし、この開口の振幅透過率を $|g(x,y)|$ 、位相透過率を $\phi_g(x,y)$ とした。この透過率関数を用い、回折積分の積分領域を拡張すると、式 (3.22)、式 (3.23) は、

$$u(\xi,\eta;z)=\frac{ia}{\lambda}\iint_{-\infty}^{\infty}g(x,y)\frac{e^{-ik(r_0+r)}}{r_0r}dxdy \tag{3.25}$$

$$u(\xi,\eta;z)=\frac{ia}{\lambda}\iint_{-\infty}^{\infty}g(x,y)\frac{e^{-ikr}}{r}dxdy \tag{3.26}$$

となる。ここで、開口を透過直後の光の複素振幅分布を開口関数と定義して、$u_0(x,y)$ とすると、球面波および平面波の入射に関して、

$$u_0(x,y)=\frac{ag(x,y)e^{-ikr_0}}{r_0} \tag{3.27}$$

$$u_0(x,y)=ag(x,y) \tag{3.28}$$

と表わされる。上式において、球面波入射の時の開口関数は、平面波入射の時の開口関数に比べ e^{-ikr_0}/r_0 がかかっているだけである。したがって、球面波入射のときは、開口透過率関数を $g(x,y)e^{-ikr_0}/r_0$ と置き換えて、これに振幅ａの平面波が入射したと考えるとよい。よって、任意の開口透過率関数に平面波が入射する場合、その開口関数 $u_0(x,y)$ とこれがｚの距離伝播した時の回折光 $u(\xi,\eta)$ との関係は、次のように表わされる。

$$u(\xi,\eta)=\frac{i}{\lambda}\iint_{-\infty}^{\infty}u_0(x,y)\frac{e^{-ikr}}{r}dxdy \tag{3.29}$$

式 (3.29) の中のｒは、開口内の回折点 $Q(x,y,0)$ と回折光の観測点 $P(\xi,\eta,z)$ の距離を表わしており、回折波の分布は開口からの伝播距離によって変化することがわかる。したがって、回折現象はその伝播距離によって分類され、比較的近い場合をFresnel 回折、非常に遠方の場合をFraunhofer 回折と呼んでいる。そこで、式 (3.29) の中のｒは、

$$r=\sqrt{z^2+(\xi-x)^2+(\eta-y)^2}=z\left\{1+\left(\frac{\xi-x}{z}\right)^2+\left(\frac{\eta-y}{z}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{3.30}$$

となり、zは$(\xi - x)$や$(\eta - y)$に比べ大きいので、式(3.30)を展開すると、

$$r = z + \frac{1}{2z}\{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2\} - \frac{1}{8z^3}\{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2\}^2 + \ldots \qquad (3.31)$$

となる。

1. *Fresnel*回折

   式(3.31)の第3項以降が十分小さく無視できるとき、第2項までを式(3.29)に代入し、また$1/r \approx 1/z$として、

$$u(\xi, \eta) = \frac{ie^{-ikz}}{\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} u_0(x, y) \exp\left[-\frac{ik}{2z}\{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2\}\right] dxdy \qquad (3.32)$$

   をえる。このように、rが式(3.31)の第2項までで近似できるzの領域をFresnel領域、またこの領域で観測され、式(3.32)で与えられる回折をFresnel回折とよんでいる。Fresnel領域は式(3.31)から、

$$z^3 \gg \frac{1}{8\lambda}\{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2\}^2_{max} \qquad (3.33)$$

   の条件により決まる。式(3.32)の積分の外の定数を除くと、Fresnel回折波は、次のように開口関数と$\exp\{-ik(x^2+y^2)/2z\}$とのconvolutionで与えられることを示している。

$$u(\xi, \eta) = u_0(x, y) * exp\left\{-\frac{ik}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right\} \qquad (3.34)$$

   ここで*はconvolutionを表わしている。

2. *Fraunhofer*回折

   次に、伝播距離zが、さらに大きな場合を考えよう。Fresnel回折波の式(3.32)を変形して積分に関係のない項を外にだすと、

$$\begin{aligned} u(\xi, \eta) \;=\; & \frac{i\exp(-ikz)\exp\left\{-\frac{ik}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right\}}{\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} u_0(x, y) \\ & \times \exp\left\{-\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right\} \exp\left\{\frac{ik}{z}(x\xi + y\eta)\right\} dxdy \end{aligned} \qquad (3.35)$$

   と書ける。そこで、もし開口面の広がりに対して、伝播距離zが非常に大きく、

$$\frac{k(x^2 + y^2)_{max}}{2z} \ll 2\pi \qquad (3.36)$$

   のときは、式(3.35)の積分の中の最初の指数項を1と近似できるので、

$$\begin{aligned} u(\xi, \eta) \;=\; & \frac{i\exp(-ikz)\exp\left\{-\frac{ik}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right\}}{\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} u_0(x, y) \\ & \times \exp\left\{\frac{ik}{z}(x\xi + y\eta)\right\} dxdy \end{aligned} \qquad (3.37)$$

となる。式 (3.36) の条件を満足する伝播距離 z は、

$$z \gg \frac{(x^2+y^2)_{max}}{2\lambda} \tag{3.38}$$

を満たさねばならない。この条件を満足する領域を Fraunhofer 回折とよんでいる。この式の積分項は、

$$N_x = \frac{\xi}{\lambda z}, N_y = \frac{\eta}{\lambda z} \tag{3.39}$$

を空間周波数と考えると、開口関数 $u_0(x,y)$ の Fourier 変換 U_0 となっている。つまり、

$$U_0\left(\frac{\xi}{\lambda z}, \frac{\eta}{\lambda z}\right) = \iint_{-\infty}^{\infty} u_0(x,y) \exp\left\{2\pi i\left(\frac{\xi}{\lambda z}x + \frac{\eta}{\lambda z}y\right)\right\} dx\,dy \tag{3.40}$$

したがって、式 (3.37) は、

$$u(\xi,\eta) = \frac{i\exp(-ikz)\exp\left\{-\frac{ik}{2z}(\xi^2+\eta^2)\right\}}{\lambda z} \cdot U_0\left(\frac{\xi}{\lambda z}, \frac{\eta}{\lambda z}\right) \tag{3.41}$$

と書ける。上式において、$\exp\{-ik(\xi^2+\eta^2)/2z\}$ は観測点の座標ξ、ηの 2 乗和に比例する位相項である。なお、回折光の強度分布を観測する場合は、積分外の位相項は消えて、

$$I(\xi,\eta) = |u(\xi,\eta)|^2 = \left(\frac{1}{\lambda z}\right)^2 \left|U_0\left(\frac{\xi}{\lambda z}, \frac{\eta}{\lambda z}\right)\right|^2 \tag{3.42}$$

となるので、$|U_0|^2$に比例することになる。

これまで、開口面（$z=0$）における光の空間分布、すなわち開口関数 $u_0(x,y)$ が、回折により観測面（$z=z$）へ伝播して回折光の空間分布、すなわち回折像 $u(\xi,\eta)$ になるとして議論してきた。さて、いま開口関数 $u_0(x,y)$ および回折像 $u(\xi,\eta)$ の Fourier 変換をそれぞれ大文字であらわすと、ξおよびη方向の空間周波数を N_x、N_y として、

$$U_0(N_x,N_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} u_0(x,y) \exp 2\pi i(N_x x + N_y y)\,dx\,dy \tag{3.43}$$

$$U_0(N_x,N_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} u(\xi,\eta) \exp 2\pi i(N_x \xi + N_y \eta)\,d\xi\,d\eta \tag{3.44}$$

と書ける。これらは、開口面および回折像面における光波の空間分布 u_0, u をそれぞれ空間周波数成分（Fourier 成分）の分布 U_0, U に Fourier 分解する式である。また、u_0, u はそれぞれ U_0, U の逆フーリエ変換であるので、

$$u_0(x,y) = \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(N_x,N_y) \exp -2\pi i(N_x x + N_y y)\,dN_x\,dN_y \tag{3.45}$$

$$u(\xi,\eta)=\iint_{-\infty}^{\infty}U(N_x,N_y)\exp -2\pi i(N_x\xi+N_y\eta)dN_xdN_y \tag{3.46}$$

と表わされる。これらは、開口面および回折像面における光波の空間周波数成分 U_0, U から、それぞれの空間分布 u_0, u を Fourier 合成する式である。

次に、開口面から回折像面への光波の伝播の模様をそれらの空間周波数成分で表わしてみる。まず、式 (3.46) を Helmholtz の方程式（式 (3.1)）に代入し、両辺を Fourier 変換すると、

$$\frac{d^2}{dz^2}U(N_x,N_u;z)+k^2\{1-(\lambda N_x)^2-(\lambda N_y)^2\}U(N_x,N_y;z)=0 \tag{3.47}$$

の微分方程式を得る。$U(N_x,N_y;0)=U_0(N_x,N_y)$ であることからこの方程式の解は、

$$U(N_x,N_y;z)=U_0(N_x,N_y)\exp\{ik\sqrt{1-(\lambda N_x)^2-(\lambda N_y)^2}z\} \tag{3.48}$$

となる。上式が、開口関数の Fourier 成分 $U_0(N_x,N_y)$ から回折像の Fourier 成分 $U(N_x,N_y,z)$ への伝播を与える式である。

一般に回折光は、開口面から離れた位置で問題にするから、式 (3.48) は、

$$U(N_x,N_y;z)=\begin{cases}U_0(N_x,N_y)\exp\{ik\sqrt{1-(\lambda N_x)^2-(\lambda N_y)^2}z\}\\ \text{for } (N_x^2+N_y^2<1/\lambda^2)\\ 0,\quad \text{for } (N_x^2+N_y^2\geq 1/\lambda^2)\end{cases} \tag{3.49}$$

と書ける。さらに、実際に取り扱う回折光においては、Fourier 成分の空間周波数があまり大きくなく、したがって $N_x^2+N_y^2$ は $1/\lambda^2$ に比べて十分小さいと考えられるので、式 (3.49) の指数部平方根を展開して第 2 項までで近似し、

$$U(N_x,N_y;z)=U_0(N_x,N_y)\exp(ikz)\exp\{-ikz\lambda^2(N_x^2+N_y^2)/2\} \tag{3.50}$$

とすることができる。よって、上式が開口面から回折像面までの Fourier 成分の伝播を与える式となる。

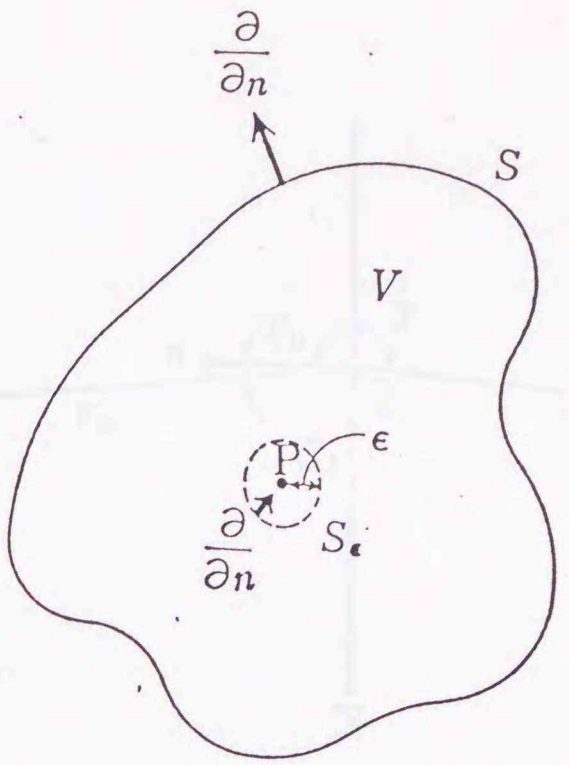


図 3-1-1 Helmholtz-Kirchhoff 回折積分の導出

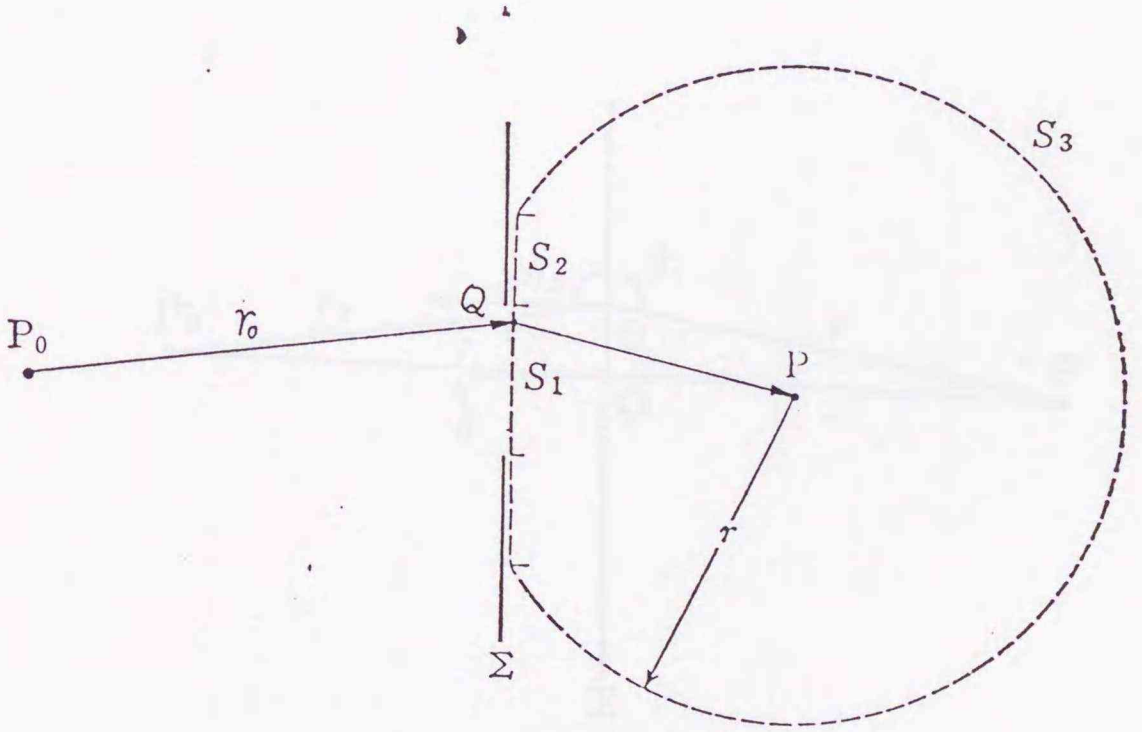


図 3-1-2 Fresnel-Kirchhoff 回折積分の導出

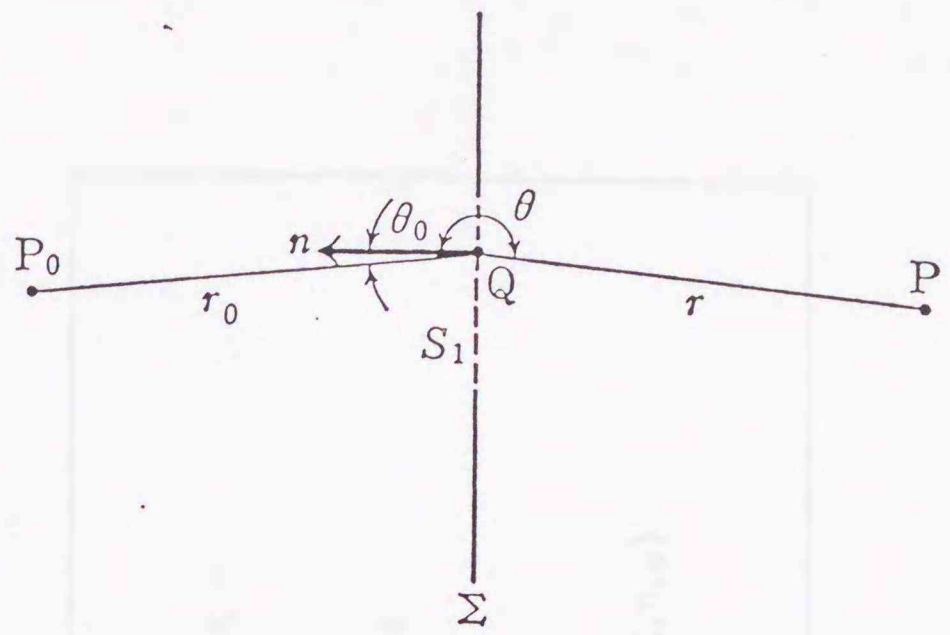


図 3-1-3 r_0, rが波長に比べて十分大きい場合

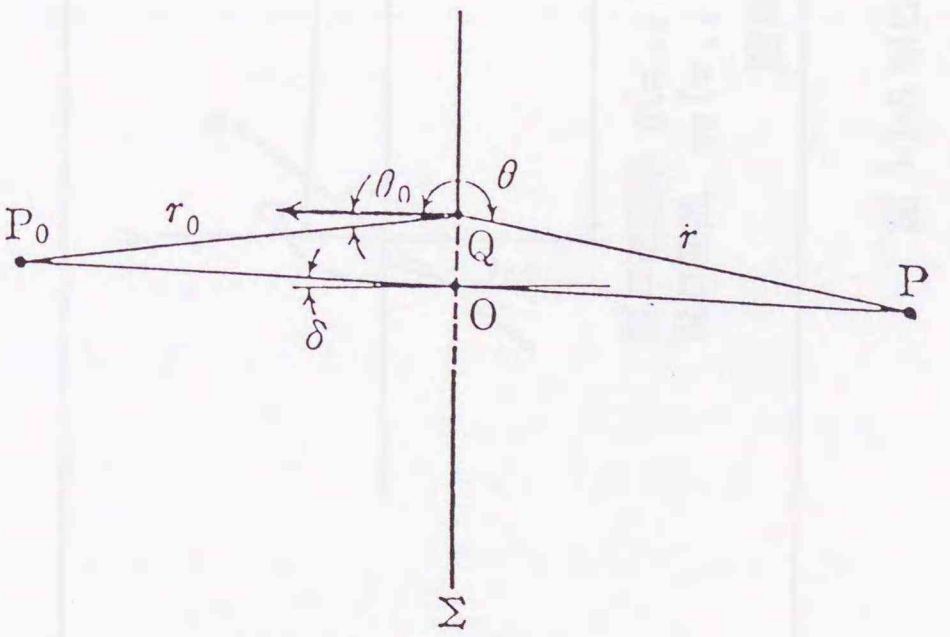


図 3-1-4 r_0, rが開口に比べて十分大きい場合

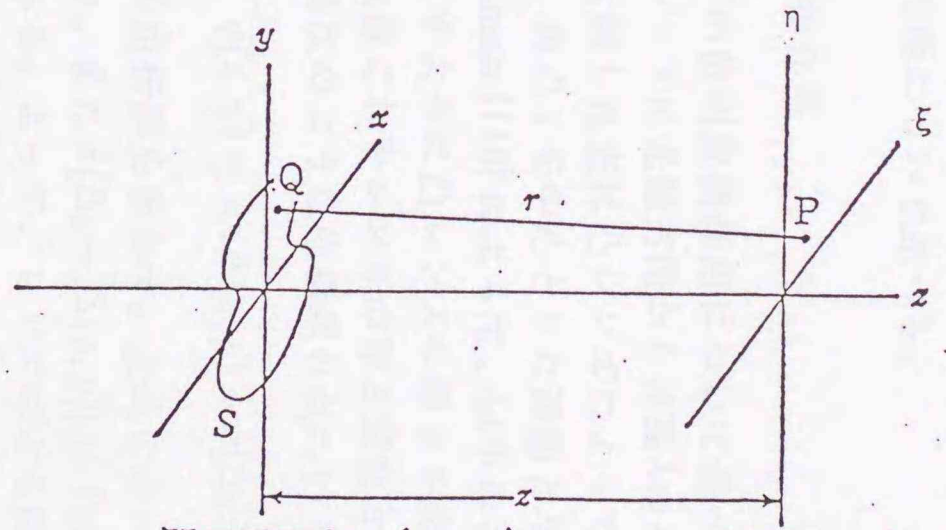


図 3-1-5 開口面と観測面の座標系

3.2 節 Fraunhofer 回折像

前節において、回折現象が回折波の伝播距離によってFresnel回折とFraunhofer回折に分類されることを述べた。Fraunhofer回折像を観測できる領域は、式 (3.38) に示したように開口の広がりに対して非常に大きい範囲に限られる。そのため、実際にFraunhofer回折像を観察しようとすれば、非常に長い観察距離を必要とし、観測が困難となる。また、Fraunhofer回折像は、遠くで観測するほど、開口関数の近似度の高いFourier変換を与える。そこで、レンズの無限遠に向かう光をその焦点面に結像させる性質を利用すれば、開口による回折波をレンズに入射させることによりその焦点面にFraunhofer回折像を結像させることができる。

そこで本節では、レンズによるFraunhofer回折像の観測方法についての数学的記述を行なうために、まずレンズの位相変換作用について述べ、開口とレンズによって結像されたFraunhofer回折像との数学的な関係を導出する。さらに、そのFraunhofer回折像のさまざまな特性について述べる。

3.2.1 レンズの位相変換作用

ここでは、レンズの位相変換作用について述べる。いま、図３－２－１のように、焦点距離ｆの凸レンズに光軸方向から波長λの平面波が入射したとする。このとき、Σ面に同位相で入射した光は凸レンズによって位相変換を受け、出射光のΣ′面における等位相面は、焦点ｆを中心とした球面となる。この凸レンズによる位相変換作用は、J.W.Goodman [116] によって、以下のように詳しく論じられている。

図３－２－２に示すように凸レンズの厚さを座標系（ｘ，ｙ）に対して、関数$\Delta(x,y)$で表わす。（以後これをレンズの厚さ関数とよぶことにする。）このとき、レンズを通過した光波は次のような位相遅れ$\phi(x,y)$を生ずる。

$$\phi(x,y) = kn\Delta(x,y) + k[\Delta_0 - \Delta(x,y)] \tag{3.51}$$

ここで、ｎはレンズの屈折率を表わす。上式において$kn\Delta(x,y)$はレンズによって生じた位相遅れであり、また$k[\Delta_0 - \Delta(x,y)]$は$U_l$面と$U_l'$面の間の自由空間によって生じた位相遅れである。よって、レンズによる位相変換は、

$$t_l(x,y) = \exp[-ik\Delta_0]\exp[-ik(n-1)\Delta(x,y)] \tag{3.52}$$

と表わされる。よって、レンズを射出した複素振幅分布$U_l'(x,y)$は、入射波$U_l(x,y)$が位相変換作用$t_l(x,y)$を受けて、

$$U_l'(x,y) = t_l(x,y)U_l(x,y) \tag{3.53}$$

のようになる。

式 (3.52) におけるレンズの位相変換作用を表わす式には、レンズの形状によって決まる厚さ関数$\Delta(x,y)$が含まれている。これに一般性をもたせ、凸レンズや凹レンズへも対応できる式に記述し直すため、レンズの厚さ関数についての考察を進める。

まず、レンズの曲面と厚さ関数を議論するための準備として、座標系と符号の定義を行なう。符号はレンズの曲率半径の符号を正または負とすることによって、凸の曲面か凹の曲面かの識別を行なうために定義される。つまり、光線が左側から右側へ進んでいく場合、凸レンズの場合は光線は最初に正の曲率半径を持った曲面に入射し、凹レンズの場合は負の曲率半径を持った曲面に入射するということにする。例えば、図３－２－２の凸レンズにおいては、左側のレンズ曲面の曲率半径は正の値 R_1 で表わされ、それに対して右側のレンズ曲面の曲率半径は負の値 R_2 となる。

さて、レンズ厚さ関数 $\Delta(x,y)$ を記述するために、レンズを図３－２－３に示すように左側と右側の二つの部分に分けて考える。このとき、左側の部分の厚さ関数を $\Delta_1(x,y)$ とし、右側の厚さ関数を $\Delta_2(x,y)$ とすると、レンズのトータルの厚さ関数は、

$$\Delta(x,y) = \Delta_1(x,y) + \Delta_2(x,y) \tag{3.54}$$

となる。また、図３－２－３より $\Delta_1(x,y)$ は、

$$\begin{aligned}\Delta_1(x,y) &= \Delta_{01} - (R_1 - \sqrt{R_1^2 - x^2 - y^2}) \\ &= \Delta_{01} - R_1\left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2+y^2}{R_1^2}}\right)\end{aligned} \tag{3.55}$$

のようになり、$\Delta_2(x,y)$ も同様に、

$$\begin{aligned}\Delta_2(x,y) &= \Delta_{02} - (\quad - R_2 - \sqrt{R_2^2 - x^2 - y^2}) \\ &= \Delta_{02} + R_2\left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2+y^2}{R_2^2}}\right)\end{aligned} \tag{3.56}$$

のように書くことができる。よって、式 (3.54)、式 (3.55) および式 (3.56) より、トータルのレンズ厚さ関数は次のようになる。

$$\begin{aligned}\Delta(x,y) &= \Delta_0 - R_1\left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2+y^2}{R_1^2}}\right) + R_2\left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2+y^2}{R_2^2}}\right) \\ &\text{where } \Delta_0 = \Delta_{01} + \Delta_{02}\end{aligned} \tag{3.57}$$

以上より、レンズの厚さ関数 $\Delta(x,y)$ は、レンズの光軸部分の厚さ Δ_0 と左側の曲面の曲率半径 R_1 および右側の曲面の曲率半径 R_2 によって表わされる。

次に、近軸近似を用いることによりレンズの厚さ関数を表わす式 (3.57) を簡単な式に書き換えることができる。つまり、レンズの光軸付近を通る光線（近軸光線）についてのみ考えるとすると、レンズ座標系における x および y はレンズの曲率半径に比べて十分小さいと考えられるため、次のような近似がよい精度で成り立つ。

$$\sqrt{1 - \frac{x^2+y^2}{R_1^2}} \cong 1 - \frac{x^2+y^2}{2R_1^2} \tag{3.58}$$

$$\sqrt{1-\frac{x^2+y^2}{R_2^2}} \cong 1-\frac{x^2+y^2}{2R_2^2} \tag{3.59}$$

この近似によって、導出されるであろう位相変換の表現式もレンズ上の限られた領域でしか高精度に表現されない。しかし、この制限は通常の幾何光学における近軸近似と同程度の緩やかなものである。ここで、式 (3.58) および式 (3.59) はレンズの球面を二次曲面によって近似している形になっている。これらの近似を用いて、式 (3.57) よりレンズの厚さ関数は、

$$\Delta(x,y) = \Delta_0 - \frac{x^2+y^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right) \tag{3.60}$$

となる。よって、上式を式 (3.52) に代入すると、近軸近似におけるレンズの位相変換の式が得られる。

$$t_l(x,y) = \exp[-ikn\Delta_0]\exp\left[ik(n-1)\frac{x^2+y^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)\right] \tag{3.61}$$

ここで、レンズの焦点距離 f は、レンズ材質の屈折率 n や曲率半径 R_1 や R_2 などの物理的特性によって次のように定義される。

$$\frac{1}{f} \triangleq (n-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right) \tag{3.62}$$

従って、上式を用いると、さらにレンズの位相変換を表わす式は、

$$t_l(x,y) = \exp[-ikn\Delta_0]\exp\left[i\frac{k}{2f}(x^2+y^2)\right] \tag{3.63}$$

と書き表すことができる。上の式において、第 1 項はレンズの屈折率 n と光軸部分の厚さΔ_0だけで決まるレンズ上の場所に依らない一定位相遅れを表わしており、第 2 項は球面波の二次の近似と解釈できる。従って、レンズの位相変換は第 1 項の定数項を省略して次のように表わすことができる。

$$t_l(x,y) = \exp\left[i\frac{k}{2f}(x^2+y^2)\right] \tag{3.64}$$

3.2.2 Fraunhofer 回折像の特性

Fraunhofer 回折像をレンズの焦点面に結像させる場合の、開口と Fraunhofer 回折像の間の数学的な関係は、Kirchhoff の回折理論にレンズの位相変換作用を適用することによって、導出することができる。

いま、図３－４－２に示すように、開口透過率分布が $g_0(x,y)$ で表わされる開口面に、波長λで振幅 1 の平面波を垂直に入射させたときの回折波を、開口面の直後においた焦点距離 f のレンズに透過させてその焦点面上で観察する場合を考える。こ

のとき、まず開口面による開口関数は (3.28) より、$a=1$ として、開口透過率関数 $g_0(x,y)$ に等しくなる。そしてさらに開口を通った光がレンズを透過するとき (3.64) の位相変換作用を受ける。従って、開口とレンズを一体とした回折物体と考えると、開口関数 $u_0(x,y)$ は、

$$u_0(x,y) = g_0(x,y)\exp\left\{\frac{ik(x^2+y^2)}{2f}\right\} \tag{3.65}$$

と書ける。この光波が、レンズからFの距離にある焦点面まで伝播するのは、Fresnel 回折であるから焦点面での回折波は、式 (3.35) において $z=f$ とすると積分の最初の指数項がレンズの位相変換作用と打ち消しあうので、

$$\begin{aligned} u(\xi,\eta) &= \frac{i\exp(-ikf)\exp\left\{-\frac{ik}{2f}(\xi^2+\eta^2)\right\}}{\lambda f}\iint_{-\infty}^{\infty} g_0(x,y) \\ &\times \exp\left\{\frac{2\pi i}{\lambda f}(x\xi+y\eta)\right\}dxdy \end{aligned} \tag{3.66}$$

となる。この式はレンズを用いないで、非常に大きな距離 z の位置で観測される Fraunhofer 回折像の分布 (3.37) に $z=f$ を代入したものと等価になっており、レンズを用いるときの Fraunhofer 回折に関する諸式も、単に z を f と置き換えればよいことが分かる。したがって、式 (3.66) の積分項も空間周波数を

$$N_x = \frac{\xi}{\lambda f}, N_y = \frac{\eta}{\lambda f} \tag{3.67}$$

とすれば、開口 $g_0(x,y)$ の Fourier 変換になっていることがわかる。g_0 の Fourier 変換を G_0 であらわすと式 (3.66) は、

$$u(\xi,\eta) = \frac{i\exp(-ikf)\exp\left\{-\frac{ik}{2f}(\xi^2+\eta^2)\right\}}{\lambda f}G_0(N_x,N_y) \tag{3.68}$$

と書ける。しかし、$\exp\{-ik(\xi^2+\eta^2)/2f\}$ の位相項は ξ と η の関数であるから、$u(\xi,\eta)$ は $G_0(N_x,N_y)$ に比例せず、従って $g_0(x,y)$ の Fourier 変換にはなっていない。ただし、Fraunhofer 回折像の強度 $I(\xi,\eta)=|u(\xi,\eta)|^2$ は $|G_0|^2$ に比例したものが観測される。　次に、図３－２－５のように開口面から距離 d_0 離れたところに凸レンズをセットし、その焦点面で回折像を観測する場合を考える。このときは、開口 $g_0(x,y)$ で回折した光がレンズまで伝播するので、これを開口からレンズまでへの回折波の Fourier スペクトルの伝播と考えると、式 (3.50) を用いて、レンズへの入射面における Fourier スペクトル $\overline{G_0}$ は、

$$\overline{G_0}(N_x,N_y) = G_0(N_x,N_y)\exp\{-ikd_0\}\exp\{ikd_0\lambda^2(N_x^2+N_y^2)/2\} \tag{3.69}$$

で与えられる。上式の$\overline{G_0}$が式 (3.68) の G_0に相当するので、これに代入すると、レンズの焦点面での回折像は、

$$u(\xi,\eta) = \frac{i\exp\{-ik(d_0+f\}\exp\left\{-\frac{ik}{2f}(1-\frac{d_0}{f})(\xi^2+\eta^2)\right\}}{\lambda f} G_0(N_x,N_y) \qquad (3.70)$$

となる。このとき、回折像 u は、開口 g_0の Fourier スペクトル G_0 に比例せず、ξおよびηの関数である指数項をもっている。しかし、もし開口面が、凸レンズの前側焦点面にある場合 $d_0 = f$となり、u は G_0に比例することが分かる。すなわち、このときは凸レンズの後側焦点面に現われる回折光の複素振幅分布 G_0は比例定数を除けば開口 g_0の正確な Fourier 変換になり、

$$\begin{aligned} u(\xi,\eta) &= \frac{1}{\lambda f}\iint_{-\infty}^{\infty} g_0(x,y)\exp\left\{\frac{2\pi i}{\lambda f}(x\xi+y\eta)\right\}dxdy \\ &= \frac{1}{\lambda f}G_0\left(\frac{\xi}{\lambda f},\frac{\eta}{\lambda f}\right) \end{aligned} \qquad (3.71)$$

と表わされる。以上の議論から、Fraunhofer 回折像は、レンズによる位相変換作用を利用してその焦点面に結像することができ、それは開口関数の Fourier 変換であることが明らかになった。従って、Fraunhofer 回折像は Fourier 変換の持っているさまざまな特性を継承している。

そこで、次にレンズによって結像された Fraunhofer 回折像の特性についてまとめてみる。ここでは、簡単のために図 3 − 2 − 5 において $d_0 = f$ とした場合に対し、式 (3.71) で表わされる Fraunhofer 回折像の特性についてまとめてみる。

1. 開口の伸縮
   開口関数 $g_0(x,y)$ が、x_0方向に m 倍、y_0方向に n 倍拡大（縮小）された場合、Fraunhofer 回折像は x 方向に $1/m$ 倍、y 方向に $1/n$ 倍に縮小（拡大）されたものとなる。特に、$m = n$ のときは相似形となる。

2. 開口の平行移動
   開口関数 $g_0(x,y)$ が、x，y 方向に x_1、y_1だけ平行移動したとすれば、Fraunhofer 回折像の形 G_0は変わらないが、平行移動量 x_1、y_1に比例する位相項 $\exp\{2\pi i(x_1\xi + y_1\eta)/\lambda f\}$ が加わる。ただし、強度を観察する場合は、その分布に影響しない。

3. 開口関数に対する入射角度の変化
   開口面に垂直な平面波で照明せずに、開口面に対し小さな角度θ_x、θ_yだけ傾いた平面波で照射したとする。このとき、Fraunhofer 回折像は$\xi = f\sin\theta_x$、$\eta = f\sin\theta_y$を中心とするような平行移動を行なうが、回折パターンそのものは変わらない。

4. 複素共役な開口関数 $g_0^*(x,y)$

$g_0(x,y)$ の複素共役を $g_0^*(x,y)$ とすると、その開口による Fraunhofer 回折像は、$g_0(x,y)$ の回折像に対して、絶対値は原点に対して対称の関係、その位相は原点に対して対称でかつ符号が反転している。もし、開口関数が実関数のときは $g_0(x,y) = g_0^*(x,y)$ となり、回折像の強度分布は原点に対して点対称の偶関数となる。

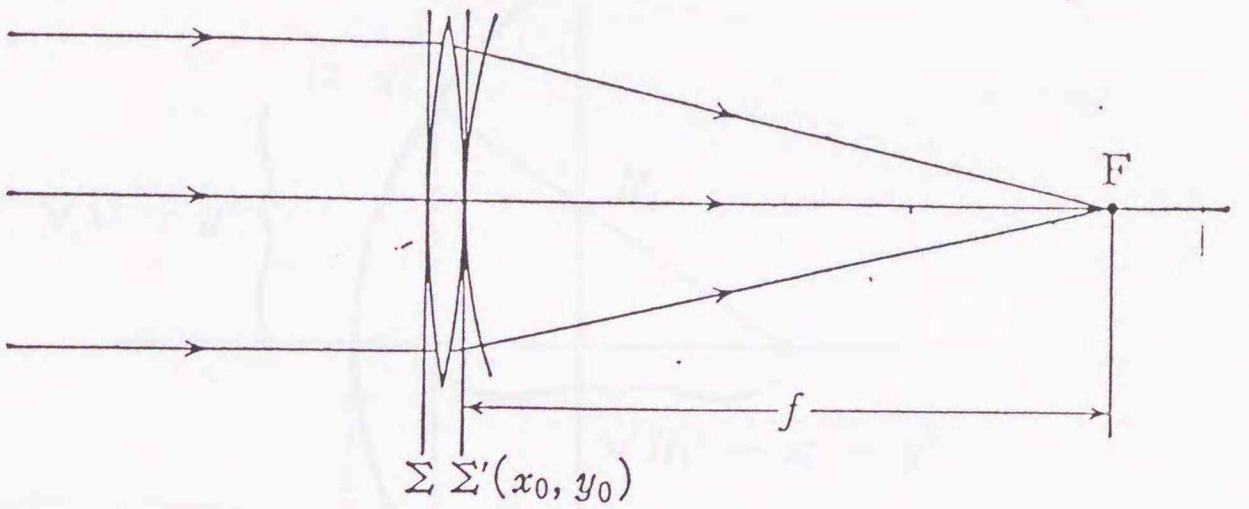


図 3-2-1 レンズの位相変換作用

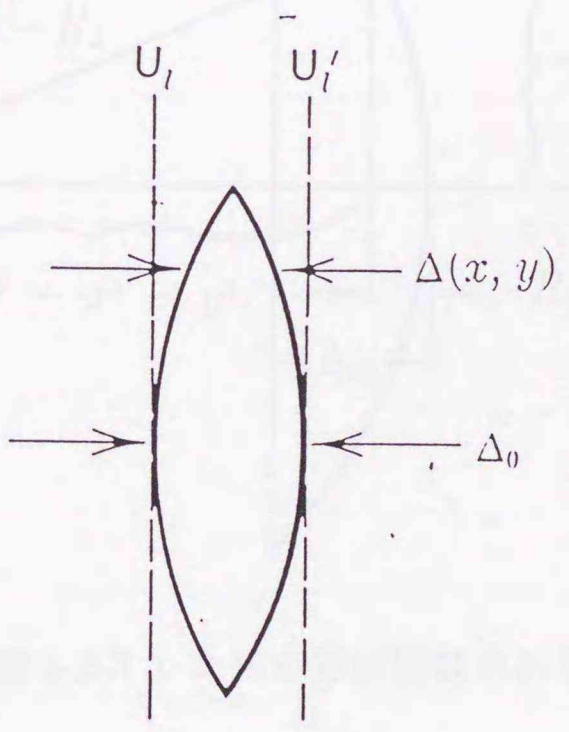


図 3-2-2 レンズの形状関数

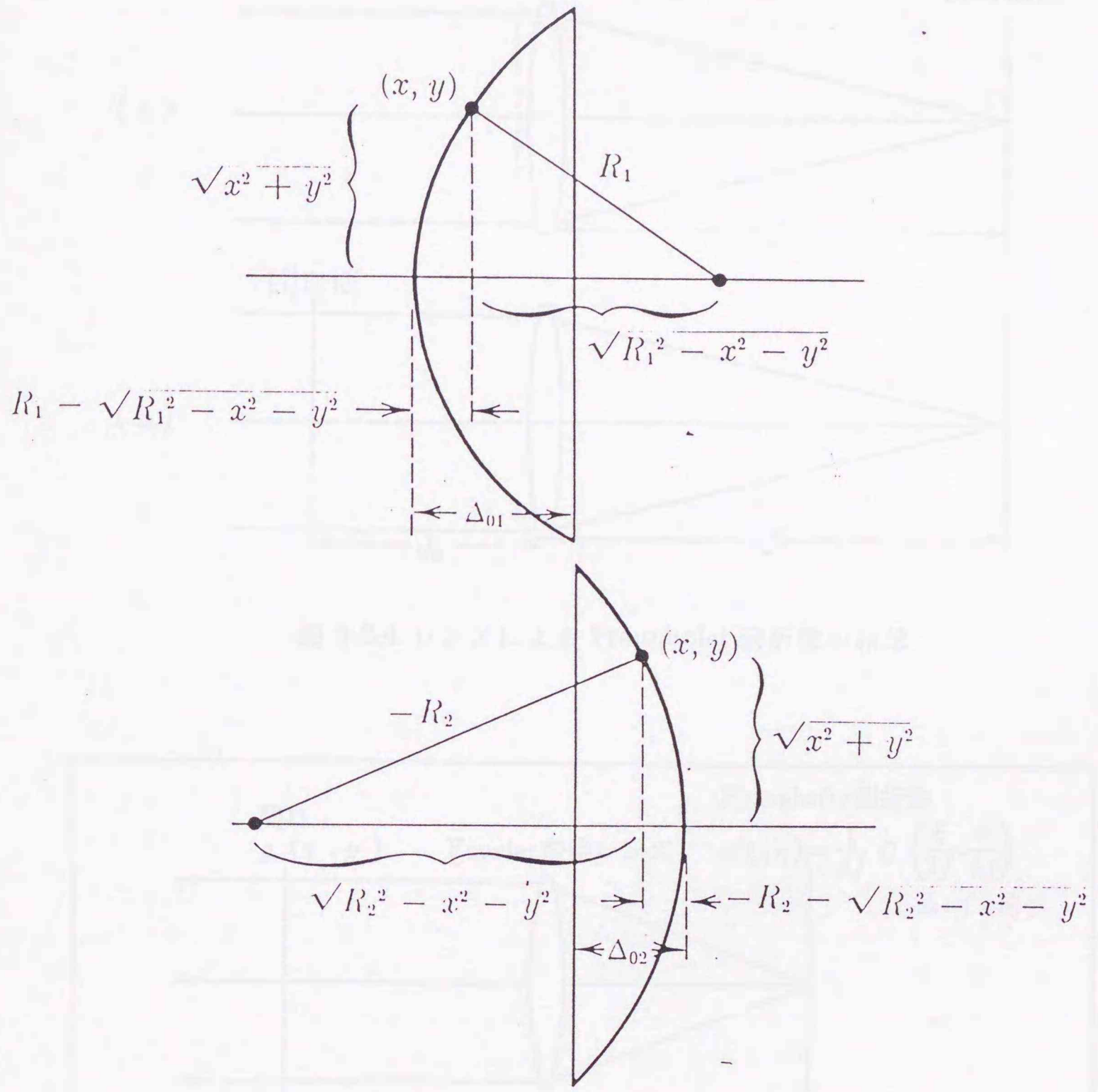


図 3-2-3 レンズの形状関数の計算

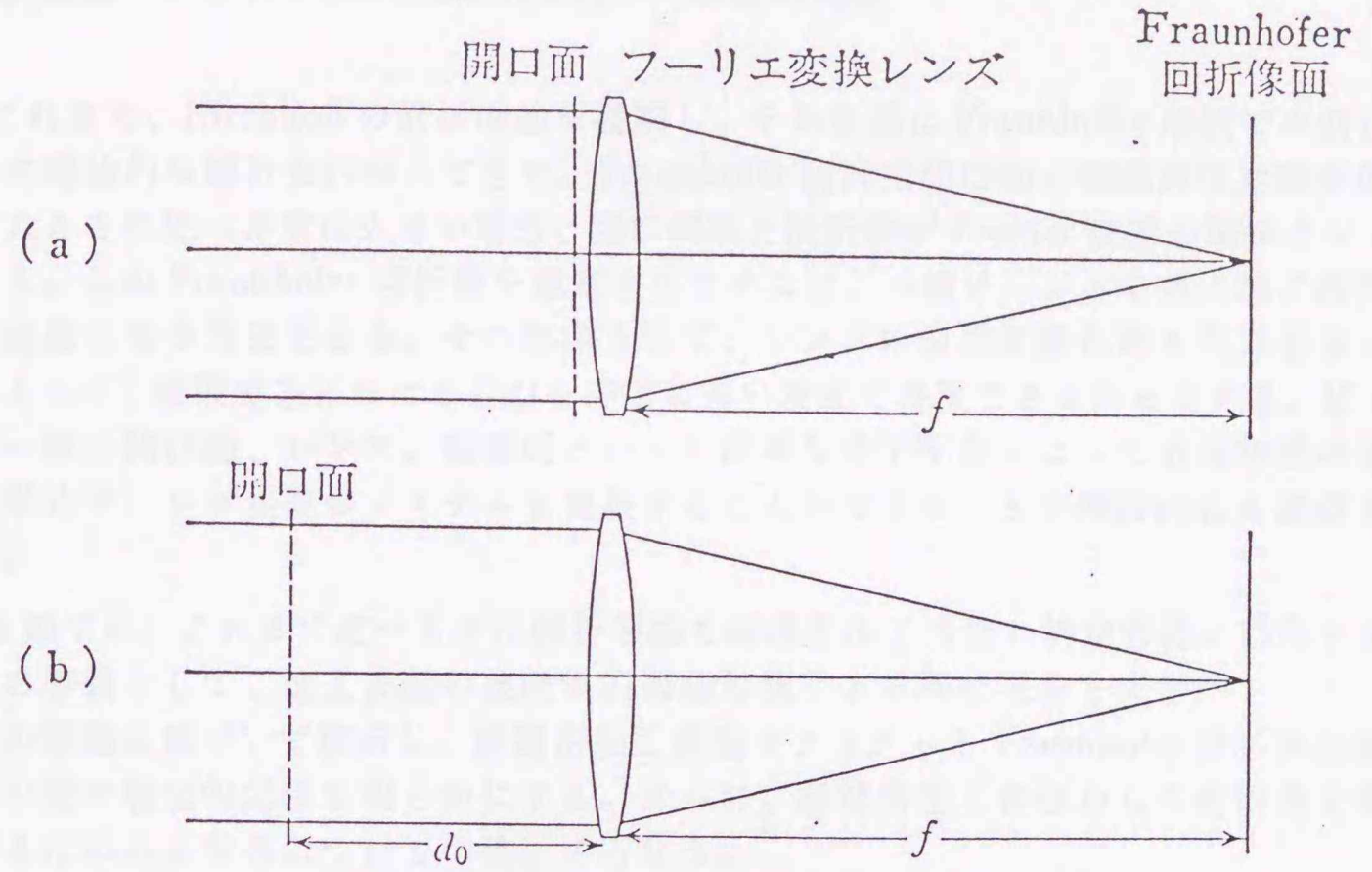


図 3-2-4 レンズによる Fraunhofer 回折像の結像

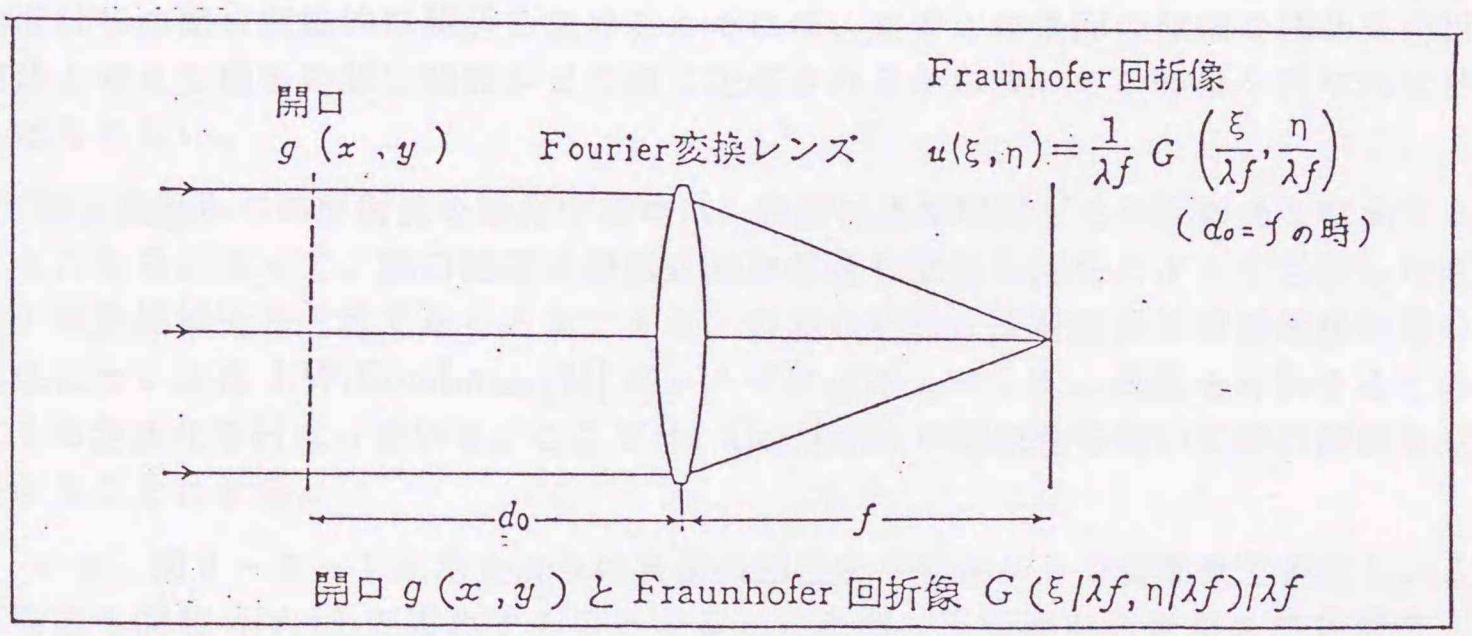


図 3-2-5 開口と Fraunhofer 回折像

3.3節 表面テクスチャとFraunhofer回折光強度の関係

これまで、Kirchhoffの回折理論を展開し、それを基にFraunhofer領域での回折現象の理論的な解釈を行なってきた。Fraunhofer回折は開口面と観測点の距離が開口の大きさに比べ非常に大きい場合、開口関数と回折像がFourier変換の関係となっている。このFraunhofer回折像を観察するためには、一般にレンズの焦点面に回折像を結像させる方法をとる。その理由として、レンズの位相変換作用を利用することによって、無限遠方における近似を非常に高い精度で実現できるからである。従って、一般に開口面、レンズ、観測面といった簡単な光学配置によって近似精度の高い光学的フーリエ変換のシステムを構築することができることが理論的にも証明される。

本節では、これまで述べてきた回折理論を超精密加工表面の測定評価に応用するための準備として、加工表面の幾何学的微細形状による回折現象を光学的フーリエ変換の理論に基づいて解析し、超精密加工表面テクスチャとFraunhofer回折光強度分布の間の理論的関係を明らかにする。さらに、超精密加工表面からの回折像を測定するための光学系についての検討を行なう。

一般に回折物体の開口関数とFraunhofer回折像の関係は、式(3.71)で示されるように、Fourier変換の関係になっている。開口関数$g_0(x,y)$は、回折物体を透過した直後の複素振幅分布として定義されており、回折物体の振幅透過率や位相透過率を含んでいる関数である。超精密加工表面における微細な凹凸とFraunhofer回折光強度分布の間の理論的な関係を求めるためには、まずこの表面の微細な凹凸を回折物体と考えた場合の開口関数がどの様に記述されるかについての議論を行なわなければならない。

加工表面からの反射光を観測するには、表面に光を照射しその反射光を観測することになる。従って、開口関数は表面に光が到達し微細な凹凸によって回折した直後の複素振幅分布と考えることができる。表面の凹凸と反射直後の複素振幅分布の関係についてはJ.W.Goodman [91]がレーザによるスペックル現象を解析するためにその定式化を行なっている。ここでは、Goodmanの定式化を用いて開口関数を定義することにする。

いま、図3－3－1に示すように表面の凹凸を平均線からの変動量で表現し、これを高さ関数$h(x,y)$で表わすものとする。この面に平面波が入射角βの角度で入射した場合における、表面近傍の座標系x，yでの反射直後の複素振幅分布について考える。一般に、表面の高さ関数$h(x,y)$と複素振幅分布の関係は非常に複雑であり、厳密にいえば、斜面におけるFresnelの反射係数や反射点からx－y平面への光波の伝播、多重反射やシャドウイングといった複雑な要因を考慮しなければならない。しかし、ここでは問題を単純化して議論を進めて行くことにする。その条件として、もし表面の微細な凹凸の傾斜が小さければ、位相変化のみを考慮した単純化された定式化で十分である。このとき、表面の平均的な反射係数をr、入射光の複

素振幅分布を $P(x,y)$ とすれば、反射直後の複素振幅分布 $g_0(x,y)$ は、

$$g_0(x,y) = r(x,y)P(x,y)\exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}(1+\cos\beta)h(x,y)\right] \tag{3.72}$$

と書ける。つまり、反射直後の複素振幅分布は表面の凹凸を表わす高さ関数 $h(x,y)$ によって、$\theta(x,y) = 2\pi(1+\cos\beta)h(x,y)/\lambda$の位相変化を受けると考えればよい。上式は反射面における開口関数と考えられ、式 (3.71) おける $g_0(x,y)$ とみなすことによって、表面の高さ関数 $h(x,y)$ と Fraunhofer 回折光強度分布の関係を理論的に解析することができる。

次に、これまでの理論的な議論に基づいて、超精密加工表面テクスチャにおける Fraunhofer 回折像の測定光学系についての検討を行なう。表面の微細な凹凸による回折光を測定するためには、表面に光を入射させ、反射光をフーリエ変換レンズに入射させる。そして、その焦点面において結像した Fraunhofer 回折像を観測することになる。そのための基本的な光学系として、図３－３－２のような構成を提案する。光源としては等位相の平面波を入射させるためレーザ光源を利用し、ハーフミラーによって加工表面に入射させる。表面からの反射光は再びハーフミラーを透過し、さらにフーリエ変換レンズに入射する。そして、観測面はレンズの焦点距離に位置させ、Fraunhofer 回折像を結像させる。このとき、フーリエ変換レンズと加工表面の距離がレンズの焦点距離であれば、式 (3.71) が成立し、観測面における複素振幅分布は表面で反射した直後の複素振幅分布 $g_0(x,y)$ の正確なフーリエ変換となるが、本測定法においては、強度分布を測定するため実際的には加工表面とフーリエ変換レンズの距離は任意の距離でもよい。また、理論解析においても、その距離が任意であっても積分項の前の位相項は強度算出の際に消えてしまうために、位相項を無視して解析してもよいことが分かる。

従って、図３－３－２の光学系において、超精密加工表面テクスチャを表わす表面凹凸の高さ関数 $h(x,y)$ と Fraunhofer 回折光強度分布の関係を、式 (3.71) と式 (3.72) を用いることによって、以下のように解析することができる。まず、入射光は振幅が１の平面波であるとし、またレーザの照射領域において表面の反射率は場所により変わらないとすると、式 (3.72) における $P(x,y) = 1$、また平均反射率 r は定数となり無視できる。さらに、レーザ光は加工表面に対して垂直に入射されるとすると、入射角は$\beta = 0$ とおけるので、複素振幅分布 $g_0(x,y)$ は、

$$g_0(x,y) = \exp\left[i\frac{4\pi}{\lambda}h(x,y)\right] \tag{3.73}$$

と簡単に表現することができる。上式を式 (3.71) に代入すると、

$$u(\xi,\eta) = \frac{1}{\lambda f}\iint_{-\infty}^{\infty}\exp\left[i\frac{4\pi}{\lambda}h(x,y)\right]\exp\left\{\frac{2\pi i}{\lambda f}(x\xi+y\eta)\right\}dxdy \tag{3.74}$$

が得られる。上式は２次元のフーリエ変換を表わす式となっており、理論的な解析に用いるためには複雑すぎるため、さらに簡単化のために１次元にして、

$$u(N_x) = \int_{-\infty}^{\infty}\exp\left[i\frac{4\pi}{\lambda}h(x)\right]\exp[i2\pi N_x x]dx \tag{3.75}$$

のように書き換えておく。上式は表面の微細形状の断面曲線 $h(x)$ を含む項 $\exp\left[i\frac{4\pi}{\lambda}h(x)\right]$ のフーリエ変換を表わしており、この式を用いることによって、回折光の複素振幅分布を求めることができる。また、回折像の強度分布 $I(N_x)$ は、

$$I(N_x) = |u(N_x)|^2 \tag{3.76}$$

によって求められる。

以後、本論文では、これらの関係式は超精密加工表面の回折光強度分布を解析するための基礎的な式として用いられる。

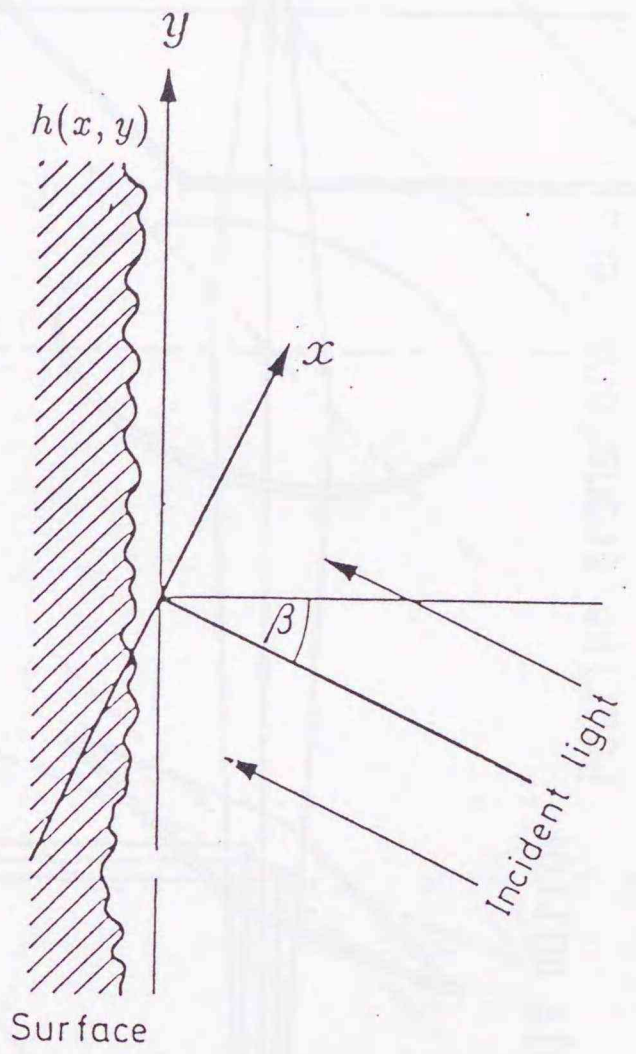


図 3-3-1 表面の凹凸関数（高さ関数）と複素振幅分布

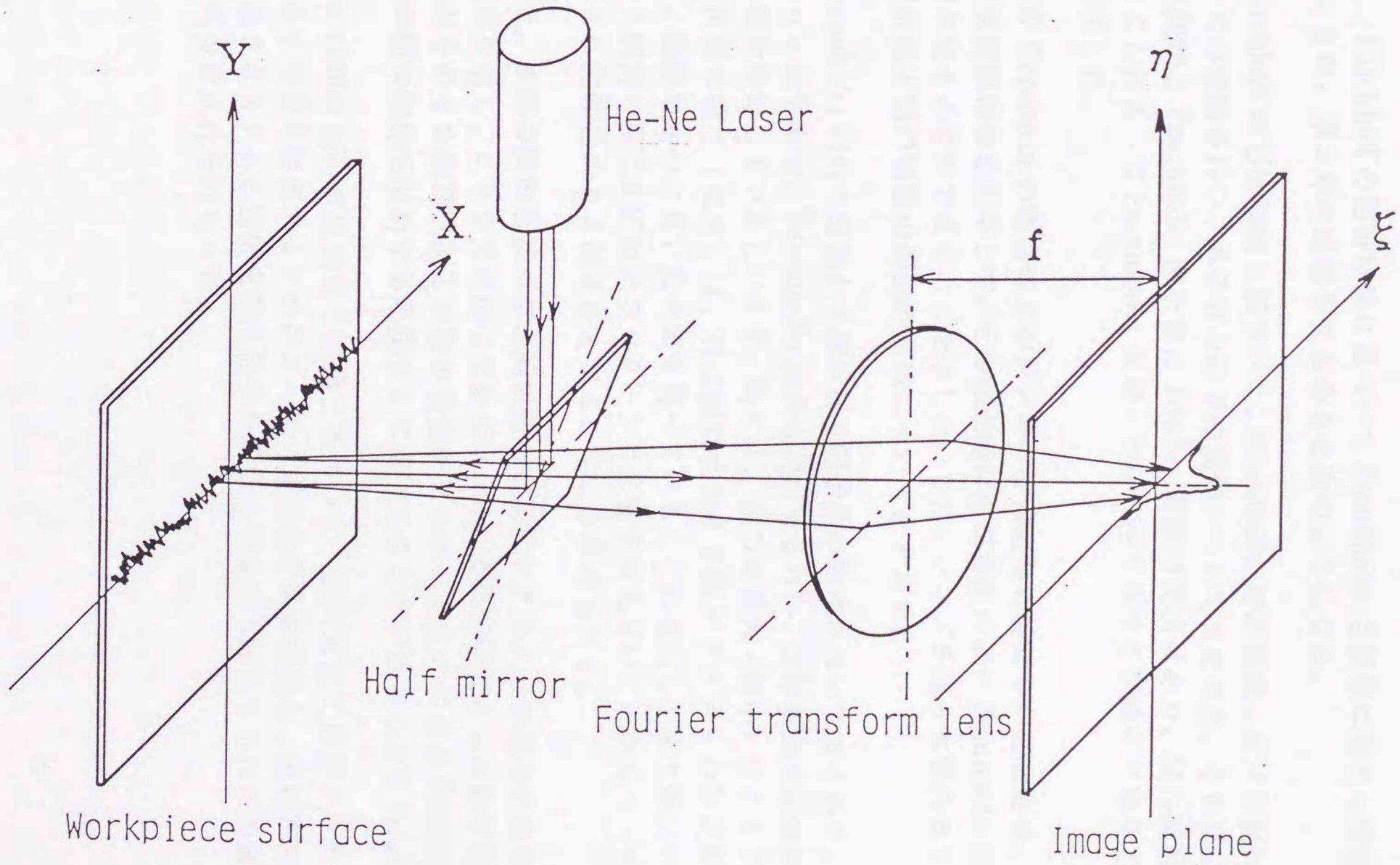


図 3-3-2 フーリエ変換光学系

3.4節 結　論

以上、Kirchhoffの回折理論に基づいてFraunhofer回折像に関する理論的な議論を進めてきた。第3章の結論をまとめると次のようになる。

1. Kirchhoffの回折理論に基づいて、Fraunhofer回折領域における回折理論についての展開を行い、本研究の数学的基礎についてまとめた。それによると、開口関数とFraunhofer回折像はFourier変換の関係にあり、開口関数を定義することによってFraunhofer領域における回折現象を理論的に解析できることを示した。

2. J.W.Goodmanの理論によるレンズの位相変換特性についてまとめ、レンズの位相変換特性を利用して、その焦点面に近似精度のよいFraunhofer回折像を結像させることができることを示した。また、レンズを使った場合のFraunhofer回折像と開口関数の理論的関係についてまとめた。

3. Fraunhofer回折の理論から導かれる回折像の特性についてまとめた。本論文における測定原理はFraunhofer回折を利用するため、本測定法も必然的にそれらの特性を有しているといえる。例えば、開口の拡大（縮小）によるFraunhofer回折像の縮小（拡大）は、特に超精密加工表面テクスチャの計測原理において、微細なものに高い拡大率を持っていることに相当し、また開口の平行移動や入射角の変化が回折光のパターンに影響を与えないことからワークディスタンスに柔軟性のある測定法となる、などが挙げられる。

4. また、表面の反射直後の複素振幅分布と表面テクスチャを表わす高さ関数との関係を示し、これまでに論じてきたFourier変換を基礎とした数学的な解析方法がそのまま超精密加工表面の表面テクスチャとそれによるFraunhofer回折像の間の関係を解析する手法として用いることができることを示した。

5. Fraunhofer回折の理論的な議論に基づいて、超精密加工表面テクスチャにおける回折像を計測するためのフーリエ変換光学系を提案し、超精密加工表面の表面テクスチャと回折光強度分布の関係を理論的に解析するための基礎的な関係式の定式化を行なった。

第4章 Fraunhofer 回折による周期的表面粗さの測定評価法

超精密ダイヤモンド切削加工に代表される超精密切削加工によって得られる表面は、理想的には工具刃先の正確な転写によって創成され、その表面テクスチャの幾何学的特徴は工具送り量できまる周期的な切削条痕である。このような表面微細形状の幾何学的な特徴から、本論文ではおもに切削条痕からなるナノメータオーダの周期的な凹凸を周期的表面粗さと呼ぶことにする。

本章の目的は、Fraunhofer 回折を利用したナノメータオーダの周期的表面粗さの測定評価法についてその有効な方法を示すことにある。

まず、4．1節では第3章で述べた Kirchhoff の回折理論から導出された光学的フーリエ変換の理論に基づいて、周期的表面粗さをモデル化した表面の微細な凹凸の高さ方向のパラメータと Fraunhofer 回折光強度分布との関係の理論的な解析を行なう。そしてさらに、この解析をもとに Fraunhofer 回折光強度の測定によって周期的表面粗さを定量的に評価することのできる理論式の導出を行なう。この理論式は周期的表面粗さの測定原理となる。また理論式の数値解析によりこの測定原理の適用範囲を示すことができる。

さらに、4．2節では本論文のその他の章においても用いられている有効な方法である計算機シミュレーションの開発について述べる。計算機シミュレーションは、表面微細形状のモデル化と高速フーリエ変換（Fast Fourier Transform;(FFT)）によって超精密加工表面の表面微細形状による回折光強度分布を求めることができる。この計算機シミュレーションによって、定式化の困難な表面微細形状モデルに対する Fraunhofer 回折光強度分布を求めることが可能となり、この利点を利用してさまざまな切削条痕による Fraunhofer 回折光強度を求め、表面微細形状の幾何学的な特徴に対する本測定原理の適用範囲を検討することができる。

4．3節では本章で提案する測定原理を実験的に検証する。２００ｎｍ R_{max} 以下の超精密切削加工面試料を用いて、それぞれの試料に対する Fraunhofer 回折光強度を測定し、本方法による周期的表面粗さの測定評価の結果と断面曲線から得られる表面粗さとの比較を行なう。さらに、超精密ダイヤモンド切削加工された磁気ディスク基板の計測実験を行ない、本測定評価法の有効性を示す。

4．4節では本方法のインプロセス計測への適用性について議論する。ここではまず、本方法をインプロセス計測に用いる場合において生じてくる問題点を明かにし、その議論に基づいてインプロセス測定センサの開発を行う。さらに、この測定センサを用いて、磁気ディスク基板の測定評価を行い粗さマップによる評価法を提

案する。また、磁気ディスク基板を回転中に測定することを試みるためのオンマシン計測実験システムを構成し、超精密加工表面粗さの動的な計測について検討を行なう。

切削加工において、工具転写による周期的な表面微細形状の凹凸は工具の切込み量および工具送り量とその他の加工誤差要因などの影響によって形成され、そのため一般に加工工程における精度管理を行なうための表面粗さの測定評価には、4．4節以前で述べてきたような凹凸の高さ方向の変動の測定評価とともに横方向の変動に対する測定評価も必要と成ってくる。4．5節では、切削加工表面におけるFraunhofer回折光強度分布をさらに詳細に解析するため、タリステップと本測定センサとからなる切削加工プロセス解析システムを構成し、表面粗さの横方向の測定評価として、Fraunhofer回折による周期的表面粗さのパワースペクトル推定法の検討を行なう。

4.1 節 周期的表面粗さの測定原理

これまで、表面の幾何学的微細形状と散乱、回折光の理論的な研究は、Beckmann らによる電磁波散乱理論を用いた解析やスペックル現象の解析などを挙げることができる。これらの研究はおもに表面のランダムな性質を用いて解析されたものが多いが、Beckmann はサイン波状、のこぎり波状、矩形状の凹凸に対する解析も行なっている。[117] しかし、切削加工表面の微細形状と回折光の関係を、工学的な測定評価を目的として理論的に解析した研究はまだほとんどみあたらない。しかもナノメータオーダの超精密加工表面を対象としたものは、実験的なアプローチ [95, 96] 以外はまだみられない。本節では、超精密切削加工表面の周期的表面粗さモデルとして三角波周期関数表面粗さモデル [118, 119, 120] を導入し、Fraunhofer 回折光強度の各次回折光と周期的表面粗さモデルの関係を理論的に解析し、Fraunhofer 回折光強度から最大高さ R_{max} に相当する表面粗さ評価パラメータを推定する方法を理論的に明らかにする。

4.1.1 周期的表面粗さモデルによる Fraunhofer 回折光強度分布の理論解析

3．3 節で論じた表面テクスチャと Fraunhofer 回折光強度の関係において、図 3 − 3 − 2 は Fraunhofer 回折像を求めるための光学的フーリエ変換測定系を表わしており、表面の凹凸を表わす関数 $h(x)$ と Fourier 変換レンズの焦点面における複素振幅分布 $u(N_x)$ は、x 方向のみを考慮した場合式 (3.75) のような関係で表わされる。また、Fraunhofer 回折光強度分布は式 (3.76) のようになる。

さて、フラットバイトなどによるダイヤモンド旋削面は図 4 − 1 − 1 に示すような、高さ h 、周期 T の三角波周期関数表面粗さとして表わすことができるものと考えられ、照射レーザ光のスポット内に N 周期の三角波が含まれるとすると、ダイヤモンド切削面の三角波周期関数表面粗さモデルの凹凸関数 $f(x)$ は、n 周期目において、

$$f(x) = \begin{cases} \frac{2h}{T}(x - nT) + h, & (-\frac{T}{2} + nT < x \leq nT) \\ -\frac{2h}{T}(x - nT) + h, & (nT < x < \frac{T}{2} + nT) \end{cases} \tag{4.1}$$

と表わされる。これを、式 (3.75) の $h(x)$ に代入すると、ダイヤモンド旋削面粗さに対する Fraunhofer 回折領域での複素振幅分布 $u(N_x)$ は、N 周期分の三角波周期関数表面粗さを考慮して、

$$\begin{aligned} u(N_x) &= \sum_{n=0}^{N-1} \left[\int_{-\frac{T}{2}+nT}^{nT} \exp\left\{ i\frac{4\pi}{\lambda} h \left(\frac{2}{T}x - 2n + 1 \right) \right\} \exp(-i2\pi N_x x) dx \right. \\ &\quad \left. + \int_{nT}^{\frac{T}{2}+nT} \exp\left\{ i\frac{4\pi}{\lambda} h \left(-\frac{2}{T}x + 2n + 1 \right) \right\} \exp(-i2\pi N_x x) dx \right] \end{aligned} \tag{4.2}$$

のようになりこれを整理すると、

$$u(N_x) = \sum_{n=0}^{N-1} \left[\exp\left\{ -i\frac{4\pi}{\lambda}(2n-1)h \right\} \int_{-\frac{T}{2}+nT}^{nT} \exp\left(i\frac{8\pi h}{\lambda T}x \right) \exp\left(-i2\pi N_x x\right) dx \right.$$

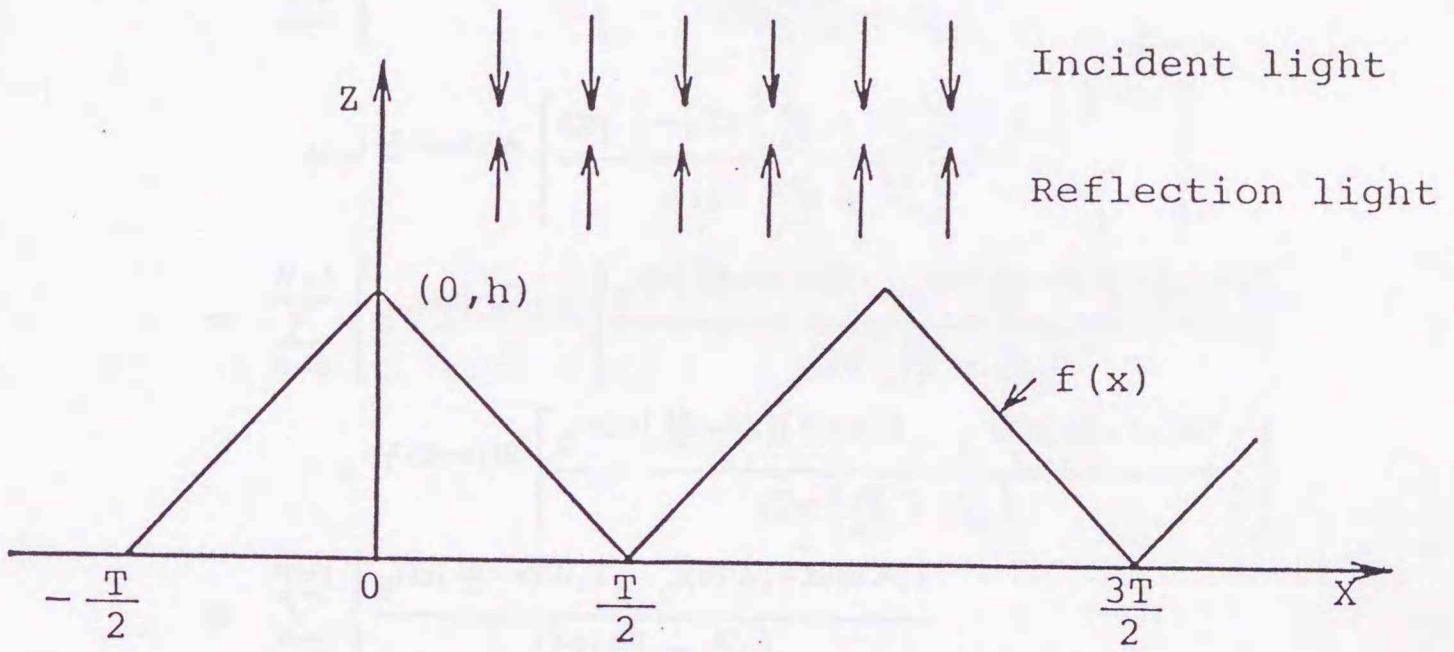


図 4-1-1 超精密切削加工面の三角波周期関数表面粗さモデル

$$+\exp\left\{i\frac{4\pi}{\lambda}(2n+1)h\right\}\int_{nT}^{\frac{T}{2}+nT}\exp\left(-i\frac{8\pi h}{\lambda T}x\right)\exp\left(-i2\pi N_x x\right)dx\Bigg]$$

$$= \sum_{n=0}^{N-1}\Bigg[\exp\left\{-i\frac{4\pi}{\lambda}(2n-1)h\right\}\int_{-\frac{T}{2}+nT}^{nT}\exp\left\{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)x\right\}dx$$

$$+\exp\left\{i\frac{4\pi}{\lambda}(2n+1)h\right\}\int_{nT}^{\frac{T}{2}+nT}\exp\left\{-i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)x\right\}dx\Bigg] \quad (4.3)$$

となる。次に上式に含まれている積分を実行し整理すると、

$$u(N_x) = \sum_{n=0}^{N-1}\Bigg\{e^{-i\frac{4\pi}{\lambda}(2n-1)h}\left[\frac{\exp\left\{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)x\right\}dx}{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)}\right]_{-\frac{T}{2}+nT}^{nT}$$

$$+ e^{i\frac{4\pi}{\lambda}(2n+1)h}\left[\frac{\exp\left\{-i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)x\right\}dx}{-i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)}\right]_{nT}^{\frac{T}{2}+nT}\Bigg\}$$

$$= \sum_{n=0}^{N-1}\Bigg\{e^{-i\frac{4\pi}{\lambda}(2n-1)h}\left[\frac{e^{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)nT} - e^{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)\left(-\frac{T}{2}+nT\right)}}{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)}\right]$$

$$- e^{i\frac{4\pi}{\lambda}(2n+1)h}\left[\frac{e^{-i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)\left(\frac{T}{2}+nT\right)} - e^{-i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)nT}}{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)}\right]\Bigg\}$$

$$= \sum_{n=0}^{N-1}\Bigg\{\frac{e^{i2\pi\left(\frac{2h}{\lambda}-nTN_x\right)} - e^{i(\pi TN_x-2n\pi TN_x)}}{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)}$$

$$- \frac{e^{-i(\pi TN_x+2n\pi TN_x)} - e^{i2\pi\left(\frac{2h}{\lambda}-nTN_x\right)}}{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)}\Bigg\}$$

$$= \sum_{n=0}^{N-1}\left[e^{i2\pi\left(\frac{2h}{\lambda}-nTN_x\right)}\left\{\frac{1-e^{-i\pi T\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)}}{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)} - \frac{e^{-i\pi T\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)}-1}{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)}\right\}\right] \quad (4.4)$$

となり、nと関係のない項をくくりだすと、

$$u(N_x) = e^{i\frac{4\pi h}{\lambda}}\left\{\frac{1-e^{-i\pi T\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)}}{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}-N_x\right)} - \frac{e^{-i\pi T\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)}-1}{i2\pi\left(\frac{4h}{\lambda T}+N_x\right)}\right\}\sum_{n=0}^{N-1}e^{-i2\pi nTN_x} \quad (4.5)$$

となる。さらに、式 (4.5) の級数和$\sum_{n=0}^{N-1}e^{-i2\pi nTN_x}$を求める。この級数和は、初項1、公比$e^{-i2\pi Tu}$の等比数列の第N項までの和であるとみなされるので、

$$\sum_{n=0}^{N-1}e^{-i2\pi nTN_x} = 1\cdot\frac{\left(e^{-i2\pi TN_x}\right)^N-1}{e^{-i2\pi TN_x}}$$

$$= \frac{e^{-i2\pi NTN_x}-1}{e^{-i2\pi TN_x}-1} \quad (4.6)$$

となり、またこれを変形すると、

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{-i2\pi nTN_x} = \frac{e^{-i2\pi NTN_x}}{e^{-i2\pi TN_x}} \cdot \frac{1-e^{i2\pi NTN_x}}{1-e^{i2\pi TN_x}}$$
$$= e^{-i2\pi(N-1)TN_x} \cdot \frac{1-e^{i2\pi NTN_x}}{1-e^{i2\pi TN_x}} \tag{4.7}$$

あるいは、

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{-i2\pi nTN_x} = \frac{e^{-i\pi NTN_x}}{e^{-i\pi TN_x}} \cdot \frac{e^{-i\pi NTN_x} - e^{i\pi NTN_x}}{e^{-i\pi TN_x} - e^{i\pi TN_x}}$$
$$= e^{-i\pi(N-1)TN_x} \cdot \frac{\frac{e^{i\pi NTN_x} - e^{-i\pi NTN_x}}{2i}}{\frac{e^{i\pi TN_x} - e^{-i\pi TN_x}}{2i}}$$
$$= e^{-i\pi(N-1)TN_x} \cdot \frac{\sin(\pi NTN_x)}{\sin(\pi TN_x)} \tag{4.8}$$

と書くことができる。以上により、式 (4.8) を式 (4.5) に代入すると、三角波周期関数表面粗さモデルで表わされる超精密ダイヤモンド切削加工表面粗さによる Fraunhofer 回折領域における複素振幅分布 $u(N_x)$ は、

$$u(N_x) = e^{i\frac{4\pi h}{\lambda}} \left\{ \frac{1-e^{-i\pi T(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)}}{i2\pi(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)} - \frac{e^{-i\pi T(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)}-1}{i2\pi(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)} \right\}$$
$$\times e^{-i\pi(N-1)TN_x} \frac{\sin(\pi NTN_x)}{\sin(\pi TN_x)} \tag{4.9}$$

のように表わされる。そこで、この式を用いて Fraunhofer 回折光強度分布を求めるために上式において、位相項 $e^{i\frac{4\pi h}{\lambda}}$ を省略して改めて書き直すと、

$$u(N_x) = \left\{ \frac{1-e^{-i\pi T(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)}}{i2\pi(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)} - \frac{e^{-i\pi T(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)}-1}{i2\pi(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)} \right\} \frac{\sin(\pi NTN_x)}{\sin(\pi TN_x)} \tag{4.10}$$

よって、式 (4.10) と式 (3.76) から Fraunhofer 回折光強度分布 $I(N_x)$ は、

$$I(N_x) = |u(N_x)|^2 = \left| \frac{1-e^{-i\pi T(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)}}{i2\pi(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)} - \frac{e^{-i\pi T(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)}-1}{i2\pi(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)} \right|^2 \cdot \left| \frac{\sin(\pi NTN_x)}{\sin(\pi TN_x)} \right|^2 \tag{4.11}$$

となる。ここで、第 1 項を $I'(N_x)$ として、

$$\theta_1 = \frac{4h}{\lambda T} - N_x, \theta_2 = \frac{4h}{\lambda T} + N_x, \theta_1 - \theta_2 = -2N_x, \tag{4.12}$$

とおくと、$I'(N_x)$ は、

$$I_1' = \left(\frac{1-e^{-i\pi T\theta_1}}{i2\pi\theta_1} - \frac{e^{-i\pi T\theta_2}-1}{i2\pi\theta_2} \right) \left(-\frac{1-e^{i\pi T\theta_1}}{i2\pi\theta_1} + \frac{e^{i\pi T\theta_2}-1}{i2\pi\theta_2} \right)$$

$$= \frac{(1-e^{i\pi T\theta_1})(1-e^{-i\pi T\theta_1})}{4\pi^2\theta_1^2} - \frac{(1-e^{-i\pi T\theta_1})(e^{i\pi T\theta_2}-1)}{4\pi^2\theta_1\theta_2}$$
$$- \frac{(e^{-i\pi T\theta_2}-1)(1-e^{i\pi T\theta_1})}{4\pi^2\theta_1\theta_2} + \frac{(e^{-i\pi T\theta_2}-1)(e^{i\pi T\theta_2}-1)}{4\pi^2\theta_2^2} \qquad (4.13)$$

と整理することができ、式 (4.13) のθ_1、θ_2をオイラーの公式

$$e^{\pm i\theta} = \cos\theta \pm i\sin\theta \qquad (4.14)$$

を用いてまとめると、

$$I_1' = \frac{1-\cos(\pi T\theta_1)}{2\pi^2\theta_1^2} + \frac{1-\cos(\pi T\theta_2)}{2\pi^2\theta_2^2}$$
$$- \frac{2[\cos(\pi T\theta_1)+\cos(\pi T\theta_2)-\cos 2\pi T(\theta_1-\theta_2)-1]}{4\pi^2\theta_1\theta_2}$$
$$= \frac{\sin^2(\pi T\theta_1/2)}{\pi^2\theta_1^2} + \frac{\sin^2(\pi T\theta_2/2)}{\pi^2\theta_2^2}$$
$$- \frac{\cos(\pi T\theta_1)+\cos(\pi T\theta_2)-\cos 2\pi T(\theta_1-\theta_2)-1}{2\pi^2\theta_1\theta_2} \qquad (4.15)$$

のように変形できる。ここで、再びθ_1およびθ_2を消去すると、

$$I_1' = \frac{\sin^2\frac{\pi T}{2}(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)}{\pi^2(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)^2} + \frac{\sin^2\frac{\pi T}{2}(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)}{\pi^2(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)^2}$$
$$- \frac{\cos\pi T(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)+\cos\pi T(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)-\cos(2\pi TN_x)-1}{2\pi^2(\frac{4h}{\lambda T}-N_x)(\frac{4h}{\lambda T}+N_x)}$$
$$= \left(\frac{T}{\pi}\right)^2\left[\frac{\sin^2\left\{\frac{\pi}{2}(\frac{4h}{\lambda}-TN_x)\right\}}{\left(\frac{4h}{\lambda}-TN_x\right)^2} + \frac{\sin^2\left\{\frac{\pi}{2}(\frac{4h}{\lambda}+TN_x)\right\}}{\left(\frac{4h}{\lambda}+TN_x\right)^2}\right.$$
$$\left. - \frac{\cos\frac{4\pi h}{\lambda}\cos TN_x-\cos^2\pi TN_x}{\left(\frac{4h}{\lambda}-TN_x\right)\left(\frac{4h}{\lambda}+TN_x\right)}\right] \qquad (4.16)$$

従って、式 (4.11) と式 (4.16) より強度分布 $I_(N_x)$ は、

$$I(N_x) = \left\{\frac{\sin(\pi NTN_x)}{\sin(\pi TN_x)}\right\}^2\left(\frac{T}{\pi}\right)^2$$
$$\times\left[\frac{\sin^2\left\{\frac{\pi}{2}(\frac{4h}{\lambda}-TN_x)\right\}}{\left(\frac{4h}{\lambda}-TN_x\right)^2} + \frac{\sin^2\left\{\frac{\pi}{2}(\frac{4h}{\lambda}+TN_x)\right\}}{\left(\frac{4h}{\lambda}+TN_x\right)^2}\right.$$
$$\left. - \frac{\cos\frac{4\pi h}{\lambda}\cos TN_x-\cos^2\pi TN_x}{\left(\frac{4h}{\lambda}-TN_x\right)\left(\frac{4h}{\lambda}+TN_x\right)}\right] \qquad (4.17)$$

ここで、式 (4.17) において第 1 項$\left\{\frac{\sin(\pi NTN_x)}{\sin(\pi TN_x)}\right\}^2\left(\frac{T}{\pi}\right)^2$ は$\pi TN_x = \pi m$ において極大値をとり、それらの極大においてFraunhofer 回折光強度分布の各次回折光を表わしている。また、入射光の波長λと三角波周期関数モデルの高さ h の比を s とし、

$$\begin{aligned} S &= \tfrac{\lambda}{h}, \\ N_x &= \tfrac{m}{T}, \qquad (\mathrm{m}=1,2,3,....) \end{aligned} \tag{4.18}$$

とおくと、式 (4.17) は、

$$\begin{aligned} I(\frac{m}{T}) \;=\; & \left\{\frac{\sin(m\pi N)}{\sin(m\pi)}\right\}^2\left(\frac{T}{\pi}\right)^2\left[\frac{\sin^2\left\{\frac{\pi}{2}(\frac{4}{S}-m)\right\}}{\left(\frac{4}{S}-m\right)^2}+\frac{\sin^2\left\{\frac{\pi}{2}(\frac{4}{S}+m)\right\}}{\left(\frac{4}{S}+m\right)^2}\right. \\ & \left.-\frac{\cos(\pi\frac{4}{S})\cos(\pi m)-\cos^2(\pi m)}{\left(\frac{4}{S}-m\right)\left(\frac{4}{S}+m\right)}\right] \end{aligned} \tag{4.19}$$

となる。ここで、第 1 項は、

$$\frac{\sin(m\pi N)}{\sin(m\pi)} = \lim_{x\to m\pi}\frac{\sin Nx}{\sin x} = \lim_{x\to m\pi}\frac{N\cos Nx}{\cos x} = N \tag{4.20}$$

より、

$$\left\{\frac{\sin(m\pi N)}{\sin(m\pi)}\right\}^2 = N^2 \tag{4.21}$$

となるので、式 (4.19) は、

$$\begin{aligned} I(\frac{m}{T}) \;=\; & \left(\frac{NT}{\pi}\right)^2\left[\frac{\sin^2\left\{\frac{\pi}{2}(\frac{4}{S}-m)\right\}}{\left(\frac{4}{S}-m\right)^2}+\frac{\sin^2\left\{\frac{\pi}{2}(\frac{4}{S}+m)\right\}}{\left(\frac{4}{S}+m\right)^2}\right. \\ & \left.-\frac{\cos(\pi\frac{4}{S})\cos(\pi m)-\cos^2(\pi m)}{\left(\frac{4}{S}-m\right)\left(\frac{4}{S}+m\right)}\right] \end{aligned} \tag{4.22}$$

と書き表される。ここで、上式をmに関係のない項をくくりだして整理すると、

$$I(\frac{m}{T}) = \left(\frac{NT}{\pi}\right)^2\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \times I_m \tag{4.23}$$

但し、

$$\begin{aligned} I_m \;=\; & \left[\frac{\sin^2\left(\frac{2}{S}\pi-\frac{m}{2}\pi\right)}{\left(\frac{2}{S}\pi-\frac{m}{2}\pi\right)^2}+\frac{\sin^2\left(\frac{2}{S}+\frac{m}{2}\pi\right)}{\left(\frac{2}{S}\pi+\frac{m}{2}\pi\right)^2}\right. \\ & \left.-4\frac{\cos(\frac{4}{S}\pi)\cos(m\pi)-\cos^2(m\pi)}{\left(\frac{4}{S}\pi-m\pi\right)\left(\frac{4}{S}\pi+m\pi\right)}\right] \end{aligned} \tag{4.24}$$

となり、式 (4.24) における I_m は $m = 0, 1, 2, \cdots$ において、0 次回折光、1 次回折光、2 次回折光、... を表わしている。

以上のことから、三角波周期関数表面粗さモデルで表わされる超精密旋削面粗さに対する Fraunhofer 回折光強度は、式 (4.24) によって与えられ、この式から、各次回折光は三角波周期関数表面粗さの周期 T で決まる位置に現れ、さらにその強度は三角波周期関数表面粗さの高さ h の影響を受けて決まることがわかる。

4.1.2 Fraunhofer 回折光強度による周期的表面粗さの測定原理

前項において、周期 T、高さ h の三角波周期関数表面粗さモデルで表わされる旋削面粗さに対する Fraunhofer 回折光強度 I_m は定数項を省略して、

$$I_m = \left[\frac{\sin^2\left(\frac{2}{S}\pi - \frac{m}{2}\pi\right)}{\left(\frac{2}{S}\pi - \frac{m}{2}\pi\right)^2} + \frac{\sin^2\left(\frac{2}{S}\pi + \frac{m}{2}\pi\right)}{\left(\frac{2}{S}\pi + \frac{m}{2}\pi\right)^2} - 4\frac{\cos\left(\frac{4}{S}\pi\right)\cos(m\pi) - \cos^2(m\pi)}{\left(\frac{4}{S}\pi - m\pi\right)\left(\frac{4}{S}\pi + m\pi\right)} \right] \tag{4.25}$$

と表わされることを示した。そこで次に、式 (4.25) に基づいて、Fraunhofer 回折光の各次回折光強度の測定によって三角波周期関数表面粗さの高さ h を評価できる理論式の導出を行なう。

まず、式 (4.25) において、

$$\alpha = \frac{2}{S} = \frac{2h}{\lambda}$$
$$\mathrm{sinc}(\omega) = \frac{\sin(\omega\pi)}{\omega\pi} \tag{4.26}$$

のようにおくと、

$$I_m = \mathrm{sinc}^2\left(\alpha\pi - \frac{m}{2}\pi\right) + \mathrm{sinc}^2\left(\alpha\pi + \frac{m}{2}\pi\right) + 4\frac{1 - \cos(2\alpha\pi)\cos m\pi}{(2\alpha\pi - m\pi)(2\alpha\pi + m\pi)} \tag{4.27}$$

となる。ただし、sinc はシンク関数を表わす。次に、式 (4.27) の第 1 項、第 2 項、第 3 項をそれぞれ $I_m^{(1)}$、$I_m^{(2)}$、$I_m^{(3)}$ とおくと、

$$I_m = I_m^{(1)} + I_m^{(2)} + 4I_m^{(3)} \tag{4.28}$$

のようになり、改めて $I_m^{(1)}$、$I_m^{(2)}$、$I_m^{(3)}$ を書くと、

$$I_m^{(1)} = \mathrm{sinc}^2\left(\alpha - \frac{m}{2}\right)\pi \tag{4.29}$$

$$I_m^{(2)} = \mathrm{sinc}^2\left(\alpha + \frac{m}{2}\right)\pi \tag{4.30}$$

$$I_m^{(3)} = 4\frac{1 - \cos(2\alpha\pi)\cos m\pi}{4\alpha^2\pi^2 - m^2\pi^2} \tag{4.31}$$

ここで、第2章の光学式直接測定法のところで述べたように、反射光による表面粗さの測定評価法としてよく用いられている方法である正反射光法やTISに見られるように、全反射光や散乱光と正反射光との比と表面粗さのある評価パラメータとの関連を利用して表面粗さを評価する場合が多く、Fraunhofer回折光強度による表面粗さ評価の場合も、これらの原理を適用できるものと考えられる。従って、式(4.27)で表わされる回折光強度における全回折光強度の和や0次光あるいは1次回折光以降の高次回折光の和などの比を取ることによって、三角波周期関数表面粗さの高さhの評価を行えるものと推定できる。

そこでまず、式(4.27)における全回折光強度の和を求めることを試みる。はじめに、第1項と第2項の和を求めるために、

$$
\begin{aligned}
\sum_{m=0}^{\infty}(I_m^{(1)}+I_m^{(2)}) &= \sum_{n=0}^{\infty}\{(I_{2n}^{(1)}+I_{2n}^{(2)})+(I_{2n+1}^{(1)}+I_{2n+1}^{(2)})\} \\
&= \sum_{n=0}^{\infty}\left[\left\{\frac{\sin^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-n\pi)^2}+\frac{\sin^2(\alpha\pi+n\pi)}{(\alpha\pi+n\pi)^2}\right\}\right. \\
&\quad \left.+\left\{\frac{\cos^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-(n+\frac{1}{2})\pi)^2}+\frac{\cos^2(\alpha\pi+n\pi)}{(\alpha\pi+(n+\frac{1}{2})\pi)^2}\right\}\right] \\
&= \sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{\sin^2(\alpha\pi+n\pi)}{(\alpha\pi+n\pi)^2}+\frac{\cos^2(\alpha\pi+n\pi)}{(\alpha\pi+(n+\frac{1}{2})\pi)^2}\right] \\
&\quad +\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{\sin^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-n\pi)^2}+\frac{\cos^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-(n+\frac{1}{2})\pi)^2}\right] \\
&= \sum_{n=0}^{-\infty}\left[\frac{\sin^2(\alpha\pi+(-n)\pi)}{(\alpha\pi+(-n)\pi)^2}+\frac{\cos^2(\alpha\pi+(-n)\pi)}{(\alpha\pi+((-n)-\frac{1}{2})\pi)^2}\right] \\
&\quad +\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{\sin^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-n\pi)^2}+\frac{\cos^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-(n+\frac{1}{2})\pi)^2}\right] \\
&= \frac{\sin^2(\alpha\pi)}{(\alpha\pi)^2}+\sum_{n=-1}^{-\infty}\left[\frac{\sin^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-n\pi)^2}+\frac{\cos^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-(n+\frac{1}{2})\pi)^2}\right] \\
&\quad +\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{\sin^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-n\pi)^2}+\frac{\cos^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-(n+\frac{1}{2})\pi)^2}\right] \\
&= \mathrm{sinc}^2\alpha+\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left[\frac{\sin^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-n\pi)^2}+\frac{\cos^2(\alpha\pi-n\pi)}{(\alpha\pi-(n+\frac{1}{2})\pi)^2}\right] \qquad (4.32)
\end{aligned}
$$

と変形する。そして次に、上式における第2項の無限級数和を求めるために、次の標本化定理[121]

$$
f(z)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left[f(z_n)+(z-z_n)\left\{f'(z_n)-\frac{1}{3}f(z_n)\frac{g_n^{(3)}}{g_n^{(2)}}\right\}\right]\times\frac{2!g(z)}{(z-z_n)^2g_n^{(2)}} \qquad (4.33)
$$

を適用し、式(4.32)の［　］内の第1項と第2項にわけて、無限級数和を計算する。

まず、第1項において、式 (4.33) の関数 $g(z)$ の k 階微分とその $z = z_n$ における値を、

$$g_n^{(k)} = \left[\frac{d^k}{dz^k} g(z)\right]_{z=z_n} \tag{4.34}$$

とし、式 (4.32) において、

$$g(z) = \sin^2 x, f(z) = 1, f(z_n) = 1, z_n = n\pi, g_n = g(z_n) \tag{4.35}$$

のようにおくと、g の 1 階微分、2 階微分、3 階微分は、

$$g^{(1)} = 2\sin x \cos x = \sin 2x \tag{4.36}$$

$$g^{(2)} = 2\cos 2x \tag{4.37}$$

$$g^{(3)} = -4\sin 2x \tag{4.38}$$

となり、$x = n\pi$ における値は、

$$g_n^{(1)}(n\pi) = 0, g_n^{(2)}(n\pi) = 2, g_n^{(3)}(n\pi) = 0 \tag{4.39}$$

となる。従って、式 (4.33) は、

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[1 + (x - n\pi)0 - \frac{1}{3} \cdot 1 \cdot \frac{0}{2}\right] \frac{2\sin^2 x}{2(x - n\pi)^2} \tag{4.40}$$

となり、ここで $\sin^2 x = \sin^2(x - n\pi)$ であるから、

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(x - n\pi)}{(x - n\pi)^2} \tag{4.41}$$

よって、いま $f(x) = 1$ であり、また $x = \alpha\pi$ とおくと、

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(\alpha\pi - n\pi)}{(\alpha\pi - n\pi)^2} = 1 \tag{4.42}$$

となる。次に、式 (4.32) の［　］内の第 2 項においても同様に、

$$g(z) = \cos^2 x, f(z) = 1, f(z_n) = 1, z_n = (n + \frac{1}{2})\pi, g_n = g(z_n) \tag{4.43}$$

とおいて、g の 1 階微分、2 階微分、3 階微分を求めると、

$$g^{(1)} = -2\sin x \cos x = -\sin 2x \tag{4.44}$$

$$g^{(2)} = -2\cos 2x \tag{4.45}$$

$$g^{(3)} = 4\sin 2x \tag{4.46}$$

のようになり、$x = n + \frac{1}{2}$におけるそれぞれの値は、

$$g_n^{(1)}(n+\frac{1}{2})\pi = 0, g_n^{(2)}(n+\frac{1}{2})\pi = 2, g_n^{(3)}(n+\frac{1}{2})\pi = 0 \tag{4.47}$$

となるから、式 (4.33) は、

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[1 + (x - (n+\frac{1}{2})\pi)0 - \frac{1}{3}\cdot 1 \cdot \frac{0}{2}\right] \frac{2\cos^2 x}{2(x-(n+\frac{1}{2})\pi)^2} \tag{4.48}$$

となり、$\cos^2 = \cos^2(x - n\pi)$ より、

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos^2(x-n\pi)}{(x-(n+\frac{1}{2})\pi)^2} \tag{4.49}$$

を得る。従って、いま $f(x) = 1$ であり、また $x = \alpha\pi$ とおくと、

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos^2(\alpha\pi - n\pi)}{(\alpha\pi-(n+\frac{1}{2})\pi)^2} = 1 \tag{4.50}$$

となる。以上より、式 (4.42) および式 (4.50) より、回折光強度の第 1 項と第 2 項の和は、式 (4.32) から、

$$\begin{aligned}\sum_{m=0}^{\infty}(I_m^{(1)} + I_m^{(2)}) &= \mathrm{sinc}^2\alpha + \sum_{n=-\infty}^{\infty}\left[\frac{\sin^2(\alpha\pi - n\pi)}{(\alpha\pi - n\pi)^2} + \frac{\cos^2(\alpha\pi - n\pi)}{(\alpha\pi-(n+\frac{1}{2})\pi)^2}\right] \\ &= \mathrm{sinc}^2\alpha + 2 \end{aligned} \tag{4.51}$$

となる。

次に、式 (4.31) における $I_m^{(3)}$ の和を求める。いま、$I_m^{(3)}$ の和は、

$$\sum_{m=0}^{\infty} I_m^{(3)} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{4\alpha^2\pi^2 - m^2\pi^2} - \cos 2\alpha\pi \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos m\pi}{4\alpha^2\pi^2 - m^2\pi^2} \tag{4.52}$$

のように書ける。この無限級数和を求めるために、次のような公式を用いる。

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2 + a^2} = -\frac{1}{2a^2} + \frac{\pi}{2a}\frac{\cosh a\pi}{\sinh a\pi} \tag{4.53}$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{n^2 + a^2} = \frac{1}{2a^2} - \frac{\pi}{2a}\frac{1}{\sinh a\pi} \tag{4.54}$$

$$\cosh iz = \cos z \tag{4.55}$$

$$\sinh iz = i\sin z \tag{4.56}$$

式 (4.52) において、第 1 項と第 2 項それぞれについて和を求める。まず、第 1 項について無限級数和を求めると、

$$\begin{aligned}
\sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{4\alpha^2\pi^2 - m^2\pi^2} &= \frac{1}{4\alpha^2\pi^2} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2\pi^2 - 4\alpha^2\pi^2} \\
&= \frac{1}{4\alpha^2\pi^2} - \frac{1}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2 + (2i\alpha)^2} \\
&= \frac{1}{4\alpha^2\pi^2} - \frac{1}{\pi^2} \left\{ \frac{1}{8\alpha^2} + \frac{\pi}{4i\alpha} \coth(2i\alpha\pi) \right\} \\
&= \frac{1}{4\alpha^2\pi^2} - \frac{1 - 2\alpha\pi\cot(2\alpha\pi)}{8\alpha^2\pi^2} \\
&= \frac{2\alpha\pi\cot(2\alpha\pi) + 1}{8\alpha^2\pi^2}
\end{aligned} \tag{4.57}$$

のようになり、次に第 2 項の無限級数和は、

$$\begin{aligned}
\sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos m\pi}{4\alpha^2\pi^2 - m^2\pi^2} &= \frac{1}{4\alpha^2\pi^2} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m^2\pi^2 - 4\alpha^2\pi^2} \\
&= \frac{1}{4\alpha^2\pi^2} + \frac{1}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1}}{m^2 + (2i\alpha)^2} \\
&= \frac{1}{4\alpha^2\pi^2} + \frac{1}{\pi^2} \left\{ -\frac{1}{8\alpha^2} - \frac{\pi}{4i\alpha} \frac{1}{\sinh(2i\alpha\pi)} \right\} \\
&= \frac{1}{4\alpha^2\pi^2} - \frac{1}{8\alpha^2\pi^2} \left\{ 1 - 2i\alpha\pi \frac{1}{i\sinh(2\alpha\pi)} \right\} \\
&= \frac{1}{4\alpha^2\pi^2} - \frac{1 - 2\alpha\pi\,\mathrm{cosec}(2\alpha\pi)}{8\alpha^2\pi^2} \\
&= \frac{2\alpha\pi\,\mathrm{cosec}(2\alpha\pi) + 1}{8\alpha^2\pi^2}
\end{aligned} \tag{4.58}$$

となる。よって、式 (4.57)、式 (4.58) および式 (4.52) より、

$$\begin{aligned}
\sum_{m=0}^{\infty} I_m^{(3)} &= \frac{2\alpha\pi\cot(2\alpha\pi) + 1}{8\alpha^2\pi^2} - \cos(2\alpha\pi) \frac{2\alpha\pi\,\mathrm{cosec}(2\alpha\pi) + 1}{8\alpha^2\pi^2} \\
&= \frac{2\alpha\pi\cot(2\alpha\pi) + 1}{8\alpha^2\pi^2} - \frac{2\alpha\pi\cot(2\alpha\pi) + \cos(2\alpha\pi)}{8\alpha^2\pi^2} \\
&= \frac{1 - \cos(2\alpha\pi)}{8\alpha^2\pi^2} \\
&= \frac{\sin^2(\alpha\pi)}{4\alpha^2\pi^2} \\
&= \frac{1}{4}\,\mathrm{sinc}^2\alpha
\end{aligned} \tag{4.59}$$

となる。

以上で得られた結果をもとに、回折光の全強度および0次光以外の回折光の強度和を求める。まず、0次光は式 (4.28) において、$m = 0$ とおくことによって、式 (4.29)、式 (4.30) および式 (4.31) を用いて、

$$\begin{aligned} I_0 = I^{(1)}_{m=0} + I^{(2)}_{m=0} + I^{(3)}_{m=0} &= 2\,\mathrm{sinc}^2\alpha + 4\frac{1-\cos(2\alpha\pi)}{4\alpha^2\pi^2} \\ &= 2\,\mathrm{sinc}^2\alpha + \frac{2\sin^2(\alpha\pi)}{\alpha^2\pi^2} \\ &= 4\,\mathrm{sinc}^2\alpha \end{aligned} \tag{4.60}$$

のようになり、いま全回折光強度の和をA、0次光以外の回折光強度の和をBとすると、まずAは、式 (4.51) と式 (4.59) を用いて、

$$\begin{aligned} A = \sum_{m=0}^{\infty} I_m &= \mathrm{sinc}^2\alpha + 2 + 4\cdot\frac{1}{4}\mathrm{sinc}^2\alpha \\ &= 2(1+\mathrm{sinc}^2\alpha) \end{aligned} \tag{4.61}$$

のようになり、またBは、式 (4.60) と式 (4.61) から、

$$\begin{aligned} B = \sum_{m=1}^{\infty} I_m = A - I_0 &= 2(1+\mathrm{sinc}^2\alpha) - 4\,\mathrm{sinc}^2\alpha \\ &= 2(1-\mathrm{sinc}^2\alpha) \end{aligned} \tag{4.62}$$

と求められる。

ここで、Aに対するBの比をγとすると、

$$\gamma = \frac{B}{A} = \frac{1-\mathrm{sinc}^2\alpha}{1+\mathrm{sinc}^2\alpha} \tag{4.63}$$

となる。ここで、αは三角波周期関数表面粗さモデルにおける高さhを含んでおり、式 (4.63) は全回折光強度に対する0次光を除く回折光強度の和の比とhとの関係を表わす式となっていることが分かる。そこで、式 (4.63) に対して、適当な数式処理を施せば、Fraunhofer 回折光強度から三角波周期関数表面粗さモデルの高さhを求めることができる理論式を導出することができる。従って、まずαがsinc関数の中にあるため、$\mathrm{sinc}\alpha$の級数展開を考える。いま、

$$\mathrm{sinc}^2\alpha = \frac{\sin(\alpha\pi)}{\alpha\pi} \tag{4.64}$$

および、

$$\sin(\alpha\pi) = \alpha\pi - \frac{\alpha^3\pi^3}{3!} + \frac{\alpha^5\pi^5}{5!} - \frac{\alpha^7\pi^7}{7!} + \frac{\alpha^9\pi^9}{9!} - \frac{\alpha^{11}\pi^{11}}{11!} + \cdots \tag{4.65}$$

より、式 (4.63) におけるsinc関数の級数展開は、

$$\mathrm{sinc}\alpha = 1 - \frac{\alpha^2\pi^2}{6} + \frac{\alpha^4\pi^4}{120} - \frac{\alpha^6\pi^6}{5040} + \frac{\alpha^8\pi^8}{362880} - \cdots \tag{4.66}$$

のようになり、これを用いて、

$$\begin{aligned}\mathrm{sinc}^2\alpha &= 1-\frac{\alpha^2\pi^2}{3}+\left(\frac{1}{36}+\frac{1}{60}\right)\alpha^4\pi^4-\left(\frac{1}{360}+\frac{1}{2520}\right)\alpha^6\pi^6 \\ &\quad+\left(\frac{1}{15120}+\frac{1}{7200}+\frac{1}{181440}\right)\alpha^8\pi^8+\cdots \qquad (4.67)\end{aligned}$$

が得られる。よって、

$$1-\mathrm{sinc}^2\alpha=\frac{\alpha^2\pi^2}{3}\left\{1-\frac{2}{15}\alpha^2\pi^2+\frac{1}{105}\alpha^4\pi^4+\cdots\right\} \qquad (4.68)$$

$$1+\mathrm{sinc}^2\alpha=2\left\{1-\frac{1}{6}\alpha^2\pi^2+\frac{1}{45}\alpha^4\pi^4-\frac{1}{630}\alpha^6\pi^6+\cdots\right\} \qquad (4.69)$$

となり、回折強度比γは、

$$\begin{aligned}\gamma=\frac{1-\mathrm{sinc}^2\alpha}{1+\mathrm{sinc}^2\alpha} &= \frac{1}{6}\alpha^2\pi^2+\frac{1}{180}\alpha^4\pi^4-\frac{1}{840}\alpha^6\pi^6+\cdots \\ &= \frac{\alpha^2\pi^2}{6}\left(1+\frac{1}{30}\alpha^2\pi^2-\frac{1}{140}\alpha^4\pi^4+\cdots\right) \qquad (4.70)\end{aligned}$$

となる。いま、上式において、三角波周期モデルで表わされる表面粗さhが超精密切削加工表面の場合を考慮して、光の波長λに比べてかなり小さいとした場合、$\alpha=2h/\lambda<1$とみなすことができるため、上式において第1項のみを考慮すればよく、

$$\gamma\approx\frac{\alpha^2\pi^2}{6} \qquad (4.71)$$

と近似できる。従って、

$$\alpha=\sqrt{\frac{6\cdot\gamma}{\pi^2}} \qquad (4.72)$$

より、

$$h=\frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{3}{2}\cdot\gamma} \qquad (4.73)$$

が得られる。

よって、この式を用いることによって、Fraunhofer回折光強度から得られる全回折光強度の和に対する0次光以外の回折光強度の和の比γと光の波長λから、三角波周期関数表面粗さモデルで表わされる超精密切削加工表面粗さhを求めることができる。この測定原理は、同じ物性を持つ表面によって回折される光強度の比を用いているため、測定表面の反射率補正を必要としないという利点を有している。また、以上の理論解析によって得られたFraunhofer回折光強度の各次回折光強度より求められる三角波周期関数表面粗さモデルの高さhは周期的表面粗さにおける最大高さ粗さR_{max}に相当するものと考えられる。

4.1.3 数値計算による測定範囲の解析

次に、前項の理論解析によって得られた理論式の特性を調べる。ここでは、Fraunhofer 回折光強度から求められる超精密切削加工表面粗さ R_{max} の測定範囲および測定精度などについて検討を行なうため、これまでに導出された理論式を用いた数値解析を行なう。

まずはじめに、式 (4.63) を用いて三角波周期関数表面粗さモデルにおける高さ h に対して h = 0 nm～1000 nm を与え、$x = 2\pi h/\lambda = \pi\alpha$ として Fraunhofer 回折光強度比 γ を計算した結果を示したのが図 4 − 1 − 2 である。但し、これらの計算において、光波長は He-Ne レーザ光の波長 $\lambda = 0.6328\mu m$ を用いている。図 4 − 1 − 2 の傾向から、Fraunhofer 回折光強度比 γ は h が $\lambda/2$ まで単調に増加し、その後 $\lambda/2$ ごとに振動を繰り返して 1．0 に収束していくのが分かる。従って、式 (4.73) による超精密切削加工表面の周期的表面粗さ R_{max} の測定範囲は 0 ～$\lambda/2$ までであることがわかる。また、図の破線は式 (4.71) の近似式である 2 次曲線を示しているが、h = 200 nm 程度までは式 (4.63) から得られる曲線とよく一致しており、このことから Fraunhofer 回折光強度の測定によって、式 (4.73) から 200 nm 以下の超精密切削加工面粗さ R_{max} を測定できることがわかる。

次に、表 4 − 1 − 1 に三角波周期関数表面粗さモデルの高さ h と各次回折光強度 I_m およびその回折光強度比 γ から得られた Fraunhofer 回折粗さ R（R_{max}）を示す。この表において、各次回折光強度 I_m は三角波周期関数表面粗さモデルの高さ h を与えることにより、式 (4.27) を用いて求めることができ、また、Fraunhofer 回折粗さ R は設定した粗さ h に対して求めた 0 ～3 次の回折光強度を算出し、式 (4.73) と等価な、

$$R_{max} = \frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{3}{2}\cdot\frac{I_1 + I_2 + I_3}{I_0 + I_1 + I_2 + I_3}} \tag{4.74}$$

を用いることによって求められる。

表 4 − 1 − 1 より、0 次回折光強度すなわち正反射光強度は三角波周期関数表面粗さモデルの高さ h が大きくなるにしたがって減少するのが分かる。しかし、1 次回折光強度は逆に増加しており、h = 200 nm では 0 次回折光強度と 1 次回折光強度の関係は完全に逆転していることが分かる。また、$h < 25nm$ の非常に小さな粗さの場合（超精密切削加工表面の表面粗さは 10 nm 以下の粗さである）は、2 次以上の回折光強度はほとんど 0 となっており、表面粗さの計算において 2 次以降の回折光強度は無視できることが分かる。一般に、2 次回折光強度、3 次回折光強度は 1 次に比べるとかなり小さく、さらに高次の回折光強度はほとんど 0 とみなしてよいが、三角波周期関数表面粗さモデルの高さ h が大きくなるにしたがって増加の傾向を示している。以上のように、Fraunhofer 回折光強度分布は三角波周期関数表面粗さの高さ h、つまり表面粗さ R_{max} によって変化することがわかる。

次に、各次回折光強度を算出するときに与えた三角波周期関数表面粗さの高さ h と式 (4.74) によって求められた、Fraunhofer 回折粗さ R を比較すると、25 nm 以下の微小な表面粗さにおいてはオングストロームオーダまでよく一致しており、

最も大きな誤差でｈ＝１５０ｎｍの２０オングストロームであるから、高々１．３％の誤差を含んでいるにすぎないといえる。

従って、以上のことからFraunhofer回折光強度における０～３次までの回折光強度を測定することにより、２００ｎｍ以下の超精密切削加工された周期的表面粗さを高精度に求めることができ、また２５ｎｍ以下の微小な粗さに対しては、０次回折光強度と１次回折光強度のみを考慮すれば十分であることがわかる。

なお、式(4.73)について考察してみると、式(4.73)は入射光の波長λを含んでいることから、入射光の波長を変えることで、表面粗さの測定範囲を変えることができると考えられる。例えば、ヨウ素を使ったレーザ光（CH_3I, CF_3I, C_3F_7Iなど）は波長が１．３１５μmであり、これを用いれば表面粗さでおよそ０．４２μmまで測定できることになる。さらに、波長２２０．３μmのH_2O放電励起遠赤外線レーザを使用した場合は、およそ７０μmまでの表面粗さも測定可能になる。また逆に、波長が０．３５１１μmのAr^+希ガスイオンレーザを用いた場合には、およそ０．１１μmまでの測定範囲となるが測定分解能は向上することになる。

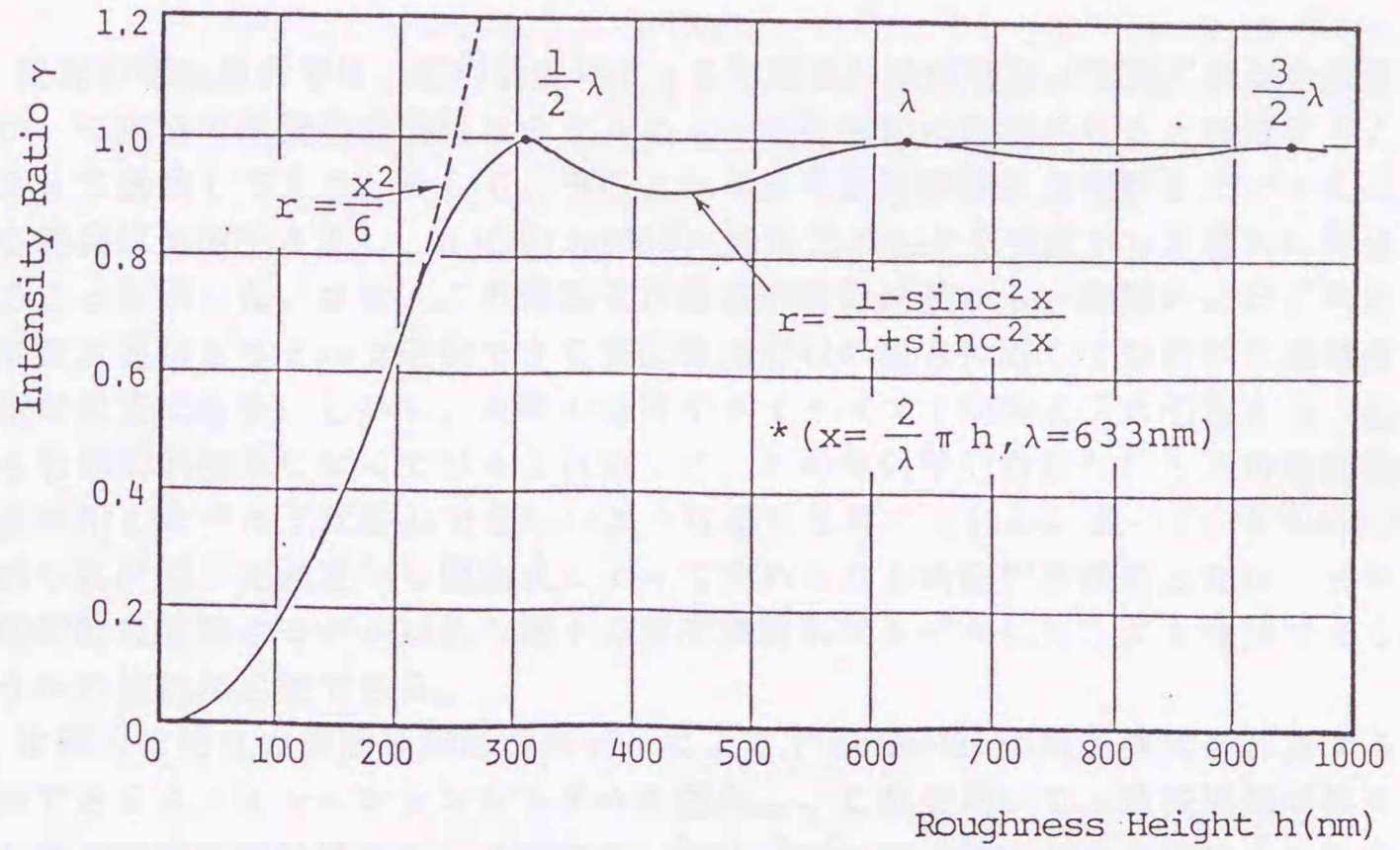


図 4-1-2 理論式の数値解析結果

h (nm)	I_0	I_1	I_2	I_3	ratio	R(nm)
0	4.000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0
5	3.997	0.0016	0.0000	0.0000	0.0004	5.0
10	3.987	0.0065	0.0000	0.0000	0.0016	10.0
25	3.919	0.0401	0.0000	0.0004	0.0102	25.0
50	3.682	0.1544	0.0024	0.0016	0.0412	50.1
100	2.847	0.5358	0.0349	0.0024	0.0016	101.0
150	1.793	0.9451	0.1504	0.0000	0.3793	152.0
200	0.850	1.1769	0.3757	0.0077	0.6473	198.5

表 4-1-1 各次光強度と Fraunhofer 回折粗さの計算

4.2 節 計算機シミュレーション

前節の理論解析では、切削条痕によって形成される超精密切削加工表面の表面粗さが、三角波周期関数表面粗さモデルによって近似的に表現されると仮定することによって議論してきた。そして、そのような三角波周期関数表面粗さモデルの高さ h を理論的切削粗さとし、h は Fraunhofer 回折光の各次光強度から定量的に評価できることを示した。また、この理論式は数値解析の結果から、理論的には三角波周期関数表面粗さモデルで近似できる表面微細形状の粗さに対しては非常に高精度な測定が可能である。しかし、実際の超精密ダイヤモンド切削加工表面粗さは、必ずしも理想切削粗さになっているとは限らず、その幾何学的微細形状も三角波周期関数表面粗さモデルでは近似できないような場合も考えられる。従って、Fraunhofer 回折の各次回折光強度から理論式によって求められる周期的表面粗さ R が、三角波周期関数表面粗さモデル以外の種々の表面微細形状モデルに対しても有効であるかどうかの検討が必要である。

本節では種々の表面微細形状モデルによる Fraunhofer 回折光強度を計算することができるシミュレーションシステムを開発し、これを用いて三角波周期関数モデル以外の表面微細形状モデルに対する、Fraunhofer 回折粗さ R の有効性を検証するシミュレーション実験を行なっている。そこでます、光学的フーリエ変換の理論に基づく計算機シミュレーションシステムの開発について述べ、次にシュミレーションの結果について述べていく。

4.2.1 計算機シミュレーションの方法

種々の表面微細形状に対する Fraunhofer 回折光強度のシミュレーションのアルゴリズムは、第 3 章で展開した表面テクスチャと Fraunhofer 回折光強度分布の数学的記述に基づいている。表面テクスチャの凹凸を表わす関数を $h(x)$ とした場合、Fraunhofer 回折領域における光波の複素振幅分布 $u(N_x)$ は、一次元の表現において、

$$u(N_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[i\frac{4\pi}{\lambda}h(x)\right] \exp[i2\pi N_x x]dx$$

で与えられる。この式は、表面テクスチャの凹凸を表わす関数 $h(x)$ によって決まる反射光の複素振幅分布、

$$g_0(x,y) = \exp\left[i\frac{4\pi}{\lambda}h(x,y)\right]$$

のフーリエ変換で表わされていることがわかる。Fraunhofer 回折強度の計算機シミュレーションは、このフーリエ変換に基づいて行なわれる。よって、図４－２－１に示すように、シミュレーションシステムのデータの処理過程は次のような手順になる。

1. シミュレーション環境パラメータの設定を行なう。シミュレーション環境とは、入射光条件（波長、スポットサイズ、入射角）、フーリエ変換レンズの焦点距離、サンプリング数などの変数である。

2. 表面微細形状の離散化モデルを生成する。これは、種々の波形で表わされる一次元表面微細形状モデルを等間隔でサンプリングし、サンプリング数Nのデータに変換するものである。この時、サンプリング間隔はナイキスト間隔 [122] を考慮して選ばれ、それによってサンプリング数Nが選ばれる。このとき、図4－2－1に示すように表面微細形状モデルの形状をグラフによって表示する。

3. 離散化された表面微細形状による反射光の複素振幅分布の離散データを式 (3.73) から求める。

4. 表面微細形状による反射光の複素振幅分布の離散データを高速フーリエ変換（ＦＦＴ）を用いてフーリエ変換し、Fraunhofer 回折領域における複素振幅分布を求める。

5. 前ステップで計算した複素振幅分布より、式 (3.76) を用いて Fraunhofer 回折光強度を求める。このとき、図4－2－1に示すように Fraunhofer 回折光強度分布をグラフによって表示し、各次回折光強度やその位置を計算する。

6. 離散化された種々の微細表面形状モデルから求められた Fraunhofer 回折光強度を用いて、三角波周期関数表面粗さモデルによる理論解析によって得られた理論式から Fraunhofer 回折粗さを算出し、形状モデルの高さ h との比較を行なう。

上述した計算機シミュレーションの手順において、高速離散フーリエ変換（ＦＦＴ）を用いているが、この計算は式 (3.75) を離散化した式を利用しなければならない。いま、サンプリング数N、サンプリング間隔ΔTとすると、式 (3.75) は、

$$u\left(\frac{n}{N\Delta}\right) = \sum_{k=0}^{N-1}\left[\exp\{i\frac{4\pi}{\lambda}h(k\Delta)\}\exp(-i2\pi n\frac{k}{N})\right] \tag{4.75}$$

のようになる。この式に基づき、高速離散フーリエ変換のアルゴリズム [123] を用いて、Fraunhofer 回折の複素振幅分布を求めている。

これまで述べたように、この計算機シミュレーションの方法は光学的フーリエ変換の理論を計算機用に離散化したプロセスであり、その正当性は実験的にも検証されている手法である。[124] また、本論文で用いられている計算機シミュレーションはC言語を用いて記述されており、パーソナルコンピュータ上で開発されている。

以上のような方法で種々の形状モデルによる Fraunhofer 回折光強度についてのシミュレーションを行ない、理論式の検討を行なう。

4.2.2 ツールマークの影響と測定精度の検討

ここでは、光学的フーリエ変換理論に基づく計算機シミュレーションシステムを用いて、三角波周期関数表面粗さモデルによる理論式の検討を行い、次に超精密

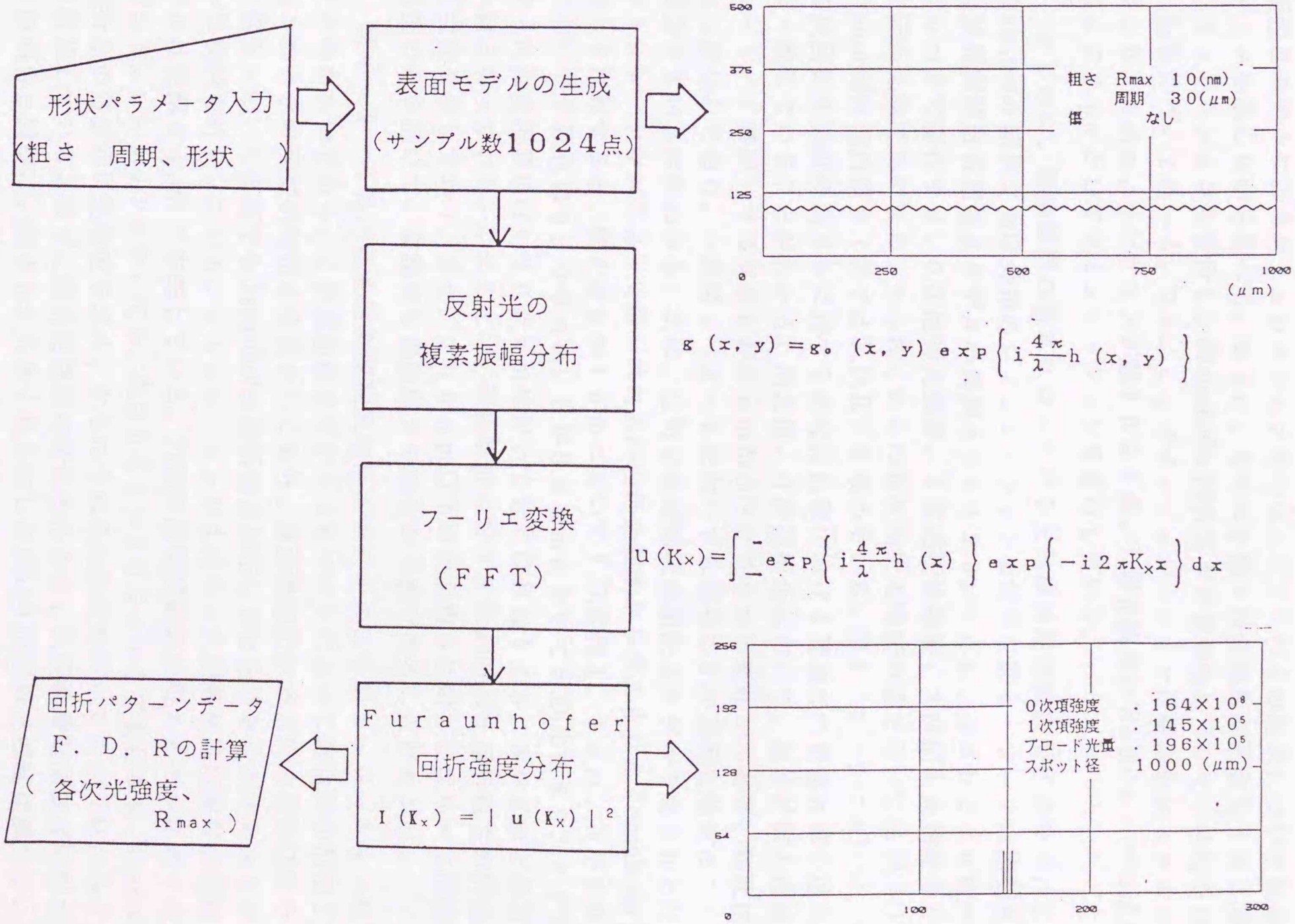


図 4-2-1 Fraunhofer 回折シミュレーションシステムのデータフロー

ダイヤモンド切削加工におけるRバイトを用いた加工を想定した円弧波周期関数表面粗さモデルによるシミュレーションを行なって、それらの結果について具体的なデータを示しながら述べる。さらに、そのほか種々の表面微細形状モデルに対するシミュレーションも実行し、Fraunhofer 回折粗さの有効性についての検討を行なった結果について述べる。なお、ここでのシミュレーションは微細形状モデルの全長を１０２４ｍｍ、サンプリング数１０２４点、入射光波長は He-Ne レーザの波長０．６３２８μm としてシミュレーションを実行している。

はじめに、理論解析の基本になっている三角波周期関数表面粗さモデルによる Fraunhofer 回折光強度分布のシミュレーションの結果を図４－２－２に示した。三角波周期関数表面粗さモデルの周期はＴ＝１２８μm とし、高さｈを１ｎｍ～２００ｎｍまで変化させ、０次回折光強度、１次回折光強度、２次回折光強度そして３次回折光強度まで求め、さらにこれらの各次回折光強度の値を用いて式 (4.74) から Fraunhofer 回折粗さ（図では F.D.R）を求めている。図４－２－２において、まず、各次回折光強度の高さｈに対する変化は前節における理論式の数値計算の結果とほぼ一致していることがわかる。例えば、０次回折光において、数値計算の結果（表４－１－１参照）では高さｈが５ｎｍから１００ｎｍに変化したとき、強度は７１％に減少しており、一方図４－２－２においても同様に０次回折光強度は７１％に減少しているのがわかる。次に、三角波周期関数表面粗さモデルの高さｈと計算機シミュレーションによって得られた各次回折光強度から求められた Fraunhofer 回折粗さを比較すると、例えばｈが１ｎｍにおいて F.D.R は１．０ｎｍ、ｈが１０ｎｍにおいて F.D.R は９．９９ｎｍ、ｈが５０ｎｍにおいて F.D.R は５０．１２ｎｍ、さらに測定限界に近い２００ｎｍにおいても F.D.R は１９８．５０ｎｍと非常に近い値となっている。このことは、理論解析における Fraunhofer 回折粗さの評価式の正当性を示しており、また、２００ｎｍ以下の表面粗さに対しては０～３次回折光強度のみを用いて、高精度な表面粗さの測定が可能であることがわかる。

図４－２－３は円弧波周期関数表面粗さモデルによるシミュレーション結果をまとめたものである。この表面粗さモデルはＲバイトによって超精密切削加工を行なったときの理想切削粗さを表わしており、表面微細形状が三角波周期関数モデルと異なっている場合でも Fraunhofer 回折粗さが正しい表面粗さを測定できるかどうかの検討を行なっている。シミュレーションを行なった円弧波周期関数表面粗さモデルは周期６４μm で生成している。円弧波周期関数表面粗さモデルに対する計算機シミュレーションにおいても、高さｈを１～２００ｎｍまで変化させ、Fraunhofer 回折光の各次回折光強度を求め、さらにそれらの強度を用いて式 (4.74) から F.D.R を計算している。まず、回折光強度の変化をみると、三角波周期関数表面粗さモデルの場合と同様に、高さｈが大きくなるにしたがい０次回折光強度は減少し、それとは逆に１次回折光強度以上の高次回折光は増大する傾向を示している。例えば、０次回折光は高さｈが１ｎｍのとき１０４８５３９と非常に大きい値を示すのに対し、ｈ＝２００ｎｍになると２３０７２１とたいへん小さくなっている。また、１次回折光は１７から２８６８８６と非常に増大している。また、円弧波周期関数表

面粗さの高さhが１ｎｍから１５０ｎｍまでは、０次回折光強度がいちばん大きくなっているのに対して、ｈ＝２００ｎｍにおいてこれが逆転し、１次回折光強度が最も大きくなっていることがわかる。さらに、円弧波周期関数表面粗さモデルの高さｈと各次回折光強度より計算したFraunhofer回折粗さは、非常によい一致を示している。図４－２－３において、ｈが１ｎｍの場合、F.D.Rは１．０３ｎｍとなっており、１０ｎｍ以下の非常に微小な表面粗さに対してはオングストローム－オーダの誤差しか生じていないことがわかる。また、理論解析によって得られた測定限界に近いｈ＝２００ｎｍの場合でも、F.D.Rは１９６．４３ｎｍが得られており、これらのことからFraunhofer回折粗さは円弧波周期関数表面粗さに対しても有効な評価ができることを示すものであるといえる。

さらに、図４－２－４はこれまで述べた三角波周期関数表面粗さモデル（形状１）と円弧波周期関数モデル（形状２）を含め、それら以外の超精密切削加工の様々な加工状況を想定して生成した表面微細形状モデルの形状を示したものである。まず、三角波に平坦部を持つ表面粗さモデル（形状３）は切削工具の先端が摩耗した場合を仮定しており、大小交互の三角波をもつ表面粗さモデル（形状４）は切削工具の送り量が一定でない場合を仮定している。さらに三角波に微小な波（外乱成分）が乗った表面粗さモデル（形状５）は切削工程における微小振動外乱や切削工具表面の微小粗さために理想切削粗さに他の周期成分が混在している場合を仮定している。これらの表面微細形状モデルに対してシミュレーションを行なうことによって、より実際に近い超精密切削加工表面における周期的表面粗さの測定評価にたいするFraunhofer回折粗さの有効性を検証することができるものと考えられる。なお、それぞれの表面粗さモデルの周期は、形状３は周期１２８μmで平坦部の長さは８μmに設定してあり、形状４は周期１２８μmで微小三角波表面粗さ成分と理想三角波表面粗さ成分の高さの比は０．４にとってあり、形状５は周期１２８μmで外乱成分と理想三角波表面粗さ成分の高さの比は０．２に設定してある。

図４－２－４に示した（形状１）～（形状５）の全ての表面粗さモデルに対するシミュレーション結果を比較したものを図４－２－５に示す。これらのシミュレーション結果は次のようにして得られたものである。

1. まず、図４－２－４に示した各種の形状に対して、Fraunhofer回折光強度を求める。

2. 求められた１～３次回折光強度までを用いて式(4.74)からFraunhofer回折粗さを計算する。

3. 得られたFraunhofer回折粗さＲと各種表面粗さ形状モデルの高さｈとを比較し、両者の誤差百分率を

$$Error = \left[\frac{h - R}{h}\right] \times 100 \tag{4.76}$$

によって求める。

4. 各々の表面粗さ形状モデルに対して高さｈを１ｎｍから２００ｎｍに設定して上記のプロセスを繰り返す。

さて、図４－２－５のシミュレーション結果をみると、まず全体的な傾向としてどの表面粗さ形状モデルに対してもFraunhofer回折粗さは高さｈが２００ｎｍに近づくにしたがって小さくなっていると言うことができる。これは三角波周期関数表面粗さモデルに対するシミュレーションにおいても同様な傾向がみられるため、理論解析によって明らかにされた測定範囲に近づくにしたがって、Fraunhofer回折粗さの理論式に内包している特性が現われてくるものと思われる。次に、それぞれの表面粗さ形状モデルに対するシミュレーションの結果について考察を加える。まず理論式の導出の出発点となった三角波周期関数表面形状モデルにおけるFraunhofer回折粗さの誤差を基準に各々の表面粗さ形状に対する誤差を比較していくと、三角波周期関数と誤差が最も変わらずに変化している表面粗さ形状は形状５の外乱成分がのっている場合であり、Fraunhofer回折粗さは外乱成分の影響をほとんど受けていないことがわかる。また、誤差の符号別にみると円弧波周期関数表面粗さモデル（形状２）と平坦部をもつ三角波モデル（形状３）は両者とも正の誤差となっていることが分かる。このことはFraunhofer回折粗さが表面粗さ形状モデルの高さｈよりも小さく求められていることを示しており、三角波周期関数表面粗さモデルに対して平坦部が多い形状であるためにFraunhofer回折光強度は０次回折光強度が大きくなり、そのためにFraunhofer回折粗さも三角波周期関数表面モデルから得られる値に対して小さい値となっていると考えられる。実際平均的な表面粗さ評価を行なった場合、形状２および形状３は形状１よりも小さい評価が得られると考えられる。これらの形状に対して、大小交互の三角波をもつ表面粗さモデル（形状４）に対するFraunhofer回折粗さの誤差は負になっており、このことはFraunhofer回折粗さが表面粗さ形状モデルの高さｈよりも大きく求められていることを示している。これは、理想切削粗さである三角波周期成分による回折に加え、これ以外の成分である小さな三角波成分によっても回折が生じ、Fraunhofer回折光の０次回折光は減少し、それ以外の回折光強度が大きくなり、そのため結果的にFraunhofer回折粗さが理想切削粗さである三角波周期関数表面粗さモデルの高さｈよりも大きくなってしまうものと考えることができる。しかし、これらの形状２～形状５に対するFraunhofer回折粗さの誤差はすべて１０％以内に納まっており、これらの形状に対する理論式による超精密切削加工表面におけるR_{max}の評価法としての有効性が示されている。

以上シミュレーション結果をまとめると、表面粗さの形状によって誤差の程度は異なるが、三角波周期関数モデルに外乱波形がのってもその影響はほとんど無視することができ、また円弧波で表わされる表面粗さを創成するＲバイトによる超精密ダイヤンモンド切削加工に対しても４％以内の誤差であることがわかる。さらに、表面粗さ形状モデル１から５のうち最も大きな誤差を有する形状は平坦部をもつ三角波周期関数表面形状モデルであるが、高々９％であることから、Fraunhofer回折粗さは切削表面粗さの基本形状である三角波周期関数表面粗さに混在する他の表面微細形状成分にほとんど影響されることなく、最大高さ２００ｎｍ以下の微小な超

精密ダイヤモンド切削加工表面の表面粗さR_{max}を測定評価することが可能であるといえる。

なお、これらの微細表面形状モデル以外にも、ランダムに変動する三角波に対するシミュレーション[125]によってもFraunhofer回折粗さの有効性が示されており、さらにこのシミュレーションシステムを用いて超精密切削加工面の微細傷の存在によるFraunhofer回折強度のシミュレーションを行い、Fraunhofer回折像による超精密加工表面の微細傷の存在を検出するアルゴリズムも得られている。[126]

さてここで、これらのシミュレーション結果についての考察をもう一歩進めてみる。これまでの考察を整理すると、まず超精密切削加工表面の表面微細形状モデルとして三角波周期関数表面粗さモデルを仮定しその高さhを表面粗さ評価パラメータR_{max}とみなすとして議論し、hとFraunhofr回折光強度の間の関係を理論的に解析し、Fraunhofer回折光強度の各次光強度からFraunhofer回折粗さを求めることによって超精密切削加工表面粗さR_{max}を評価できることを示した。そして計算機シミュレーションによる結果では、三角波周期関数表面粗さモデルに対するシミュレーションにおいて、導出された理論式によってほとんど誤差のない高精度な測定が可能であることが示され、三角波周期関数表面粗さモデル以外のその他の形状では表面形状モデルの高さhすなわち表面粗さR_{max}による評価では多少の誤差を含みながらも１０％以内の精度でraunhofer回折光強度からR_{max}を測定できるとした。これらの議論は表面粗さをR_{max}で評価しようとした場合の測定誤差論の立場からの議論である。つまり表面テクスチャに含まれる種々の幾何学的形状の特徴を個々の要因に分けて考えた場合のひとつの要因からみた考察であるといえる。それぞれの形状を基本三角波周期関数の最大高さhだけで特徴化した場合、それらはすべて同じ粗さであるという評価がなされるであろう。これは粗さ評価をR_{max}で行なおうとすれば正しい議論であるといえる。従って、表面粗さR_{max}による各々の表面形状の評価を行なう場合、シミュレーションで得られたFraunhofer回折粗さの値と三角波周期関数モデル以外のの微細形状の最大高さhとの比較によって得られた偏差は、Fraunhofer回折粗さの誤差であるとみなされることになる。以上のようにR_{max}の測定によって超精密切削加工表面の粗さを評価する目的は、切削加工によって創成される表面の高さ方向の加工精度を評価することであり、基本的には理想切削粗さの加工精度の測定評価に対して有効な測定評価方法であるといえる。

一方、表面粗さ測定評価の目的を、表面テクスチャに含まれる幾何学的特徴を区別し、理想切削表面粗さに混在する加工誤差要因を推定するものであるとした場合、これまで表面粗さR_{max}の評価における誤差であるとみなされてきた各々の表面粗さ形状の高さhとFraunhofer回折粗さの値との違いは、別の意味をもってくることが分かる。すなわち、種々の表面粗さ形状モデルに対するシミュレーションによって得られたFraunhofer回折粗さの値を誤差として考えるのではなく、表面微細形状の凹凸の特徴を反映しているものであると考えることによって、Fraunhofer回折による超精密切削加工表面の測定評価に対してより一般的な意味付けを行なうことができる。Fraunhofer回折粗さは理想切削粗さを表わす三角波周期関数表面粗さ形状モデ

ルの高さｈに対し、その測定範囲内においてほぼ誤差０の高精度な計測を行なうことができるが、表面微細形状の幾何学的特徴が異なるとそれぞれの形状モデルの基本形状である三角波周期関数の高さｈとは正確に一致しなくなる。このことは、高さｈの評価パラメータは理想切削粗さを表わす三角波周期関数表面モデルの幾何学的な特徴を表わす量としてFraunhofer回折粗さによく対応するが、他の表面粗さモデルでは高さｈ以外の別の幾何学的特徴もFraunhofer回折粗さの評価値に含まれてしまっていることが考えられる。しかし、逆にいえばFraunhofer回折粗さと種々の表面粗さ形状モデルにおける高さｈとの差は、理想切削表面粗さとの表面微細形状の幾何学的特徴の違いを表わしているともいえる。これをシミュレーションを行なった表面粗さ形状モデルについて考えてみる。理想切削粗さの表面粗さ形状モデルである形状１になんらかの別の幾何学的特徴を加えたものとして、形状３と形状４についてみてみると、平坦部を持つ表面粗さ形状モデル（形状３）ではFraunhofer回折粗さは小さく求められており、微小な三角波の混在する表面粗さ形状モデル（形状４）ではFraunhofer回折粗さが大きく求められている。一方、それぞれの微細形状の幾何学的特徴としては形状３は平坦部の存在が、形状４は理想切削粗さと異なる周期の凹凸変動が見られる。従って、Fraunhofer回折粗さは理想切削粗さからの幾何学的特徴の偏差として平坦な成分の混在に対して小さい粗さ評価を、また振動周期の存在に対しては大きい粗さ評価を与えることになると考えられる。

以上の考察から、Fraunhofer回折粗さは、理想切削粗さに対する幾何学的特徴の偏差をある程度包含して表面微細形状の評価を行なうことのできる評価方法であると考えられる。しかし、Fraunhofer回折粗さによる表面粗さR_{max}の評価だけでは、超精密切削加工表面テクスチャに現われる工具摩耗や工具送り量の変動や振動外乱といった加工誤差要因によって生ずる表面微細形状の幾何学的特徴までも区別して提示する事は困難であり、このような目的のための測定評価法としては、表面粗さ形状モデルの高さｈとFraunhofer回折光強度を対応付けるこれまで述べてきたような解析とともに、Fraunhofer回折光にあらわれる他の特徴をもあわせて解析する必要性があるといえる。つまり、これらの議論から、Fraunhofer回折による表面粗さR_{max}の評価に加え、表面微細形状の横方向の変動の評価についても検討する必要が有ることが明らかになった。これらの詳細な議論は４．５節において行なわれる。

形状　1　　サンプリング数　１０２４　（１．０２４mm）

高さ　nm	０次項強度	１次項強度	２次項強度	３次項強度	F.D.R. nm
1	1048541.6	17.0	0.0	0.2	1.00
5	1047714.9	424.2	0.1	5.2	4.99
8	1046372.8	1085.2	0.4	13.4	7.99
10	1045135.0	1694.4	1.0	20.8	9.99
50	965221.9	40498.7	633.3	415.6	50.12
100	746273.2	140500.2	9192.8	687.5	101.03
150	469669.9	247755.3	39475.1	39.0	151.98
200	222785.1	308445.0	98607.8	2014.1	198.50

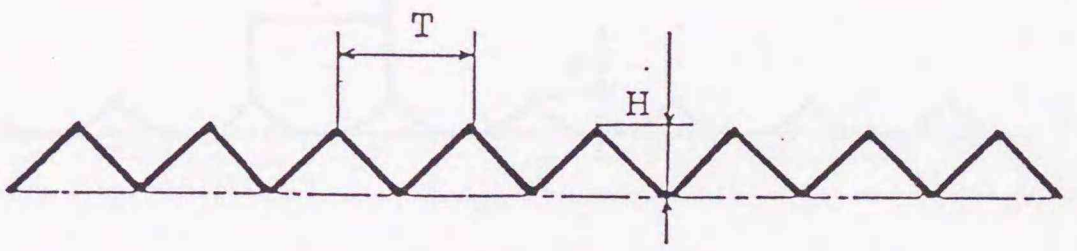


図 4-2-2 三角波周期表面粗さの Fraunhofer 回折シミュレーション

形状　2　　サンプリング数　1024　（1．024mm）

高さ　nm	0次項強度	1次項強度	2次項強度	3次項強度	F.D.R. nm
1	1048539.2	17.0	1.1	0.2	1.03
5	1047655.8	424.7	26.7	5.3	5.15
8	1046221.6	1086.4	68.6	13.6	8.24
10	1044899.3	1696.2	107.4	21.3	10.30
50	959922.8	40362.6	3042.3	573.8	51.63
100	731701.0	138106.5	15939.8	2849.1	103.66
150	456206.2	237946.0	45430.6	8681.4	154.12
200	230721.9	286886.4	91631.6	21113.6	196.43

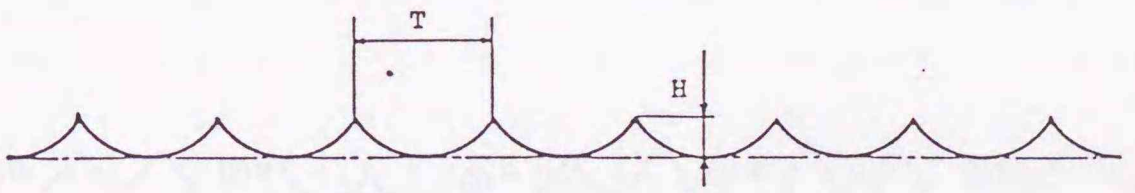
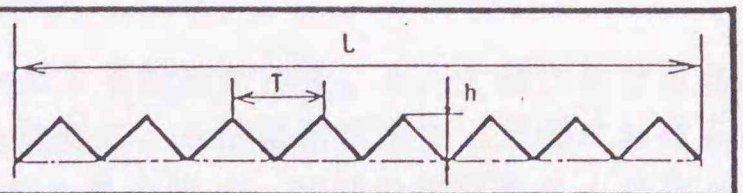
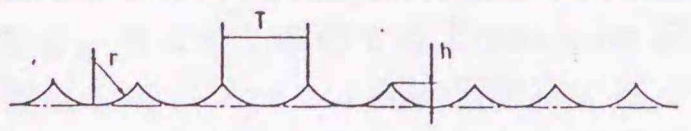
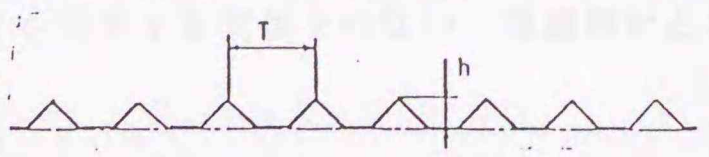
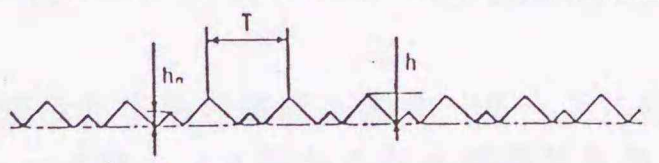
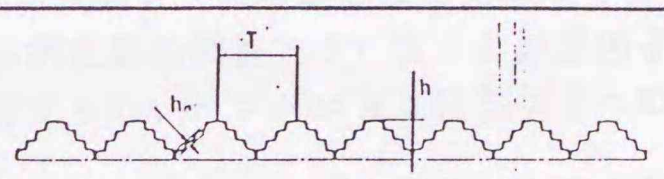


図 4-2-3 円弧波周期表面粗さの Fraunhofer 回折シミュレーション

1	period T=128 variable;h	
2	period T=64 variable;h,r	
3	period T=128 flat length=8 number of flat=11 variable;h	
4	period T=128 h_n /h=0.4 variable;h,h_n	
5	period T=128 h_n /h=0.2 number of h_n per T =8 variable;h,h_n	

(Total length L=1024)

図 4-2-4 Fraunhofer 回折シミュレーションを行なった表面粗さモデル

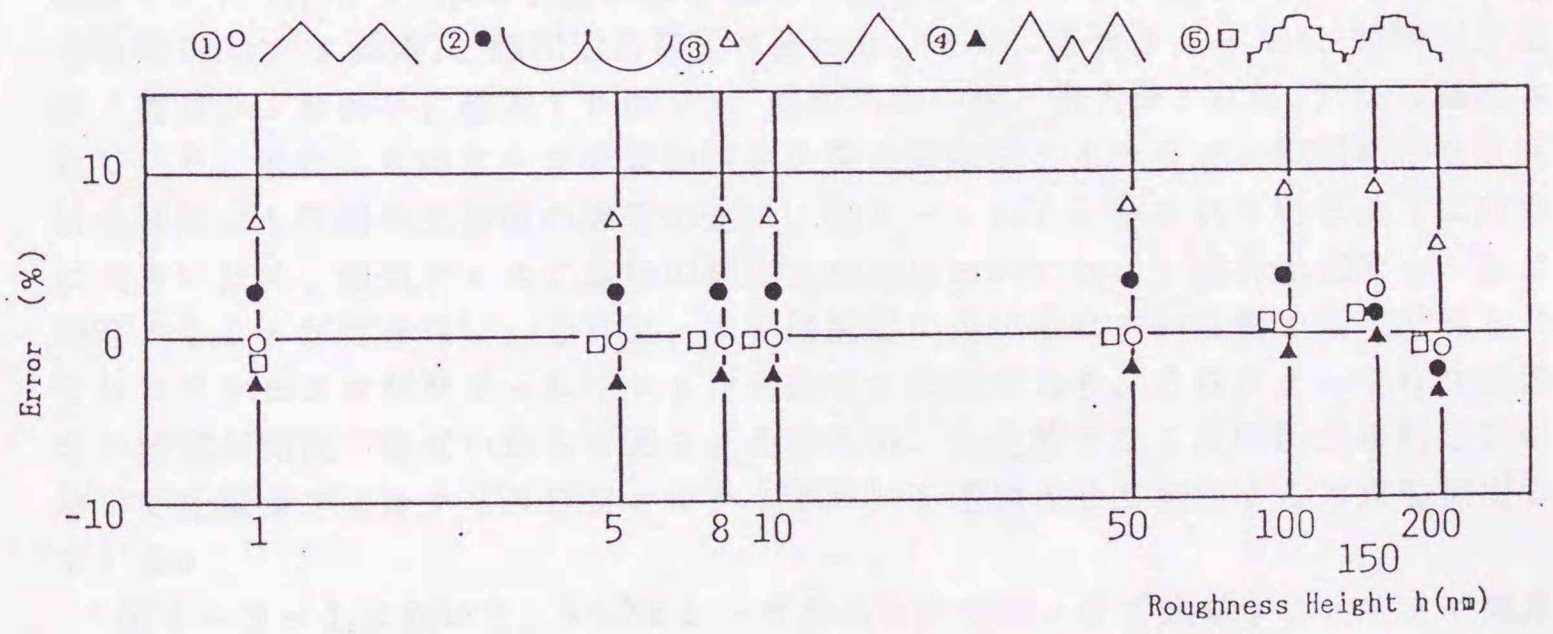


図 4-2-5 表面粗さ形状と Fraunhofer 回折粗さの誤差

4.3 節 超精密ダイヤモンド切削表面粗さの測定実験

前節での計算機シミュレーションによる検証に加え、４．１節における理論解析によって導出したFruanhofer回折光強度による超精密切削加工表面における周期的表面粗さの測定評価法の有効性を検証するために、実際の超精密ダイヤモンド切削加工表面の測定実験を行なう必要がある。そこで、本節ではFraunhofer回折像の強度分布を測定するための基礎実験装置として、フーリエ変換光学系に基づく光学系を構成し、粗さの異なる超精密ダイヤモンド切削加工面の試料および磁気ディスク基板を用いて、Fraunhofer回折粗さを測定する実験を行ない、理論解析との比較について述べる。

4.3.1 実験装置の構成

第３章において、光学的フーリエ変換光学系の構成を図３－３－２に示した。この光学系はレーザなどの光源とフーリエ変換レンズ等からなる簡単なものであるが、光学素子などの部品数が少ないために測定器の調整エラーなどの誤差因子を極力少なくすることができるものであると考えられ、インプロセス計測などへの適応性の観点からは有利な点であると言える。

さて、本節における基礎実験に用いた実験装置は、[127] 基本的に図３－３－２の光学系を用いており、それにFraunhofer回折光強度のデータ処理系を加えた構成と成っている。図４－３－１は実験装置の構成を示したものである。この実験装置の基本光学系は、光源としてHe-Neレーザ（１mW、ϕ１ｍｍ）、フーリエ変換レンズ（焦点距離２００ｍｍ）、受光素子としてＣＣＤラインセンサ（画素数２５９２、画素サイズ$11\mu m \times 11\mu m$、読みだし速度（最大２０ＭＨｚ、標準０．５ＭＨｚ、露光時間２μs／１画素）、飽和出力電圧（最小０．８Ｖ，最大１．０Ｖ）、暗時出力電圧（標準１．８ｍＶ、最大１０ｍＶ）、感度不均一性（最大±１０％））から構成されている。また、ｎｍオーダの表面粗さを持つ超精密ダイヤモンド旋削面の０次回折光強度と１次回折光強度の強度の差は、表４－１－１に示されているように非常に大きいため、磁気ディスク基板の測定実験等においては、全回折光強度を一度に測定することができない。これは、本実験装置に用いられている受光素子であるＣＣＤラインセンサがサチュレーションを起こすためであり、これによって０次回折光の強度が測定できないからである。そのため、本実験では０次回折光の測定時において光減少フィルタ（ＮＤフィルタ 1/800）を通過させて測定する方法を採用している。

図４－３－１において、Ne-Neレーザから出た光は、まず光減少フィルタで減光される。この光減少フィルタは取り外しが可能になっており、これによって０次回折光強度および１～３次回折光強度の測定が交互に繰り返される。次にハーフミラーを通過し、超精密加工表面の試料面に照射される。その反射光はハーフミラーで直角に曲げられ、フーリエ変換レンズによりその焦点面上に設置したＣＣＤラインセンサにFraunhofer回折像を結像する。次に、ＣＣＤラインセンサの出力信号は一度

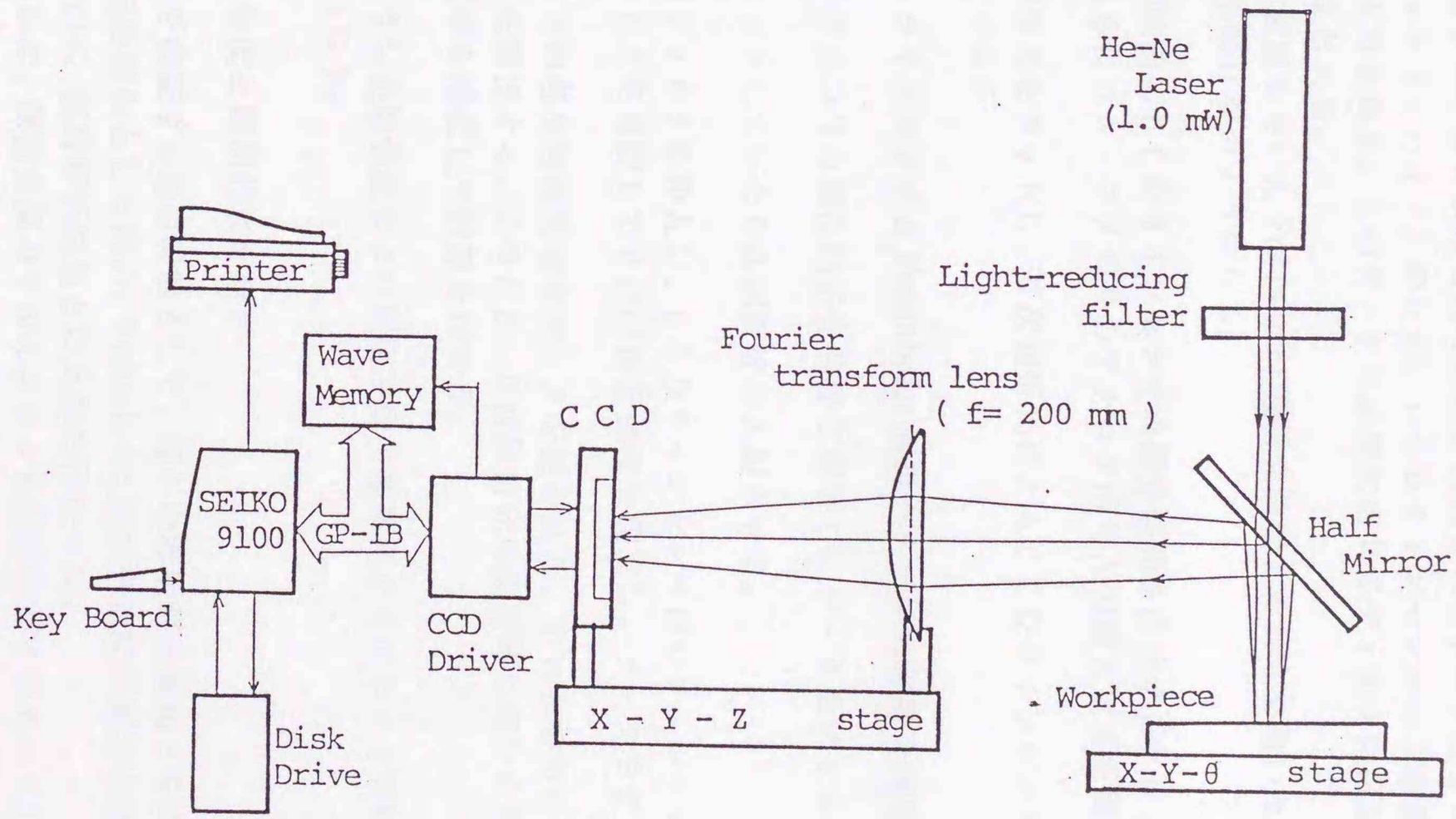


図 4-3-1 Fraunhofer 回折粗さ測定の基礎実験装置

ウエーブメモリに蓄えられてからパーソナルコンピュータ SEIKO 9100 に伝送される。ウエーブメモリではＣＣＤラインセンサの出力信号を８ビット（２５６階調）にＡ／Ｄ変換されてから格納される。ウエーブメモリからパーソナルコンピュータへの伝送はＧＰ－ＩＢによって行なわれ、入力されるデータはウエーブメモリの分解能が８ビット（１バイト）のため、ＣＣＤラインセンサの１画素につき１バイトのデータが入力される。このデータは必要に応じてディスクに保存され、また計算機処理が行なわれる。

この実験装置を用いた Fraunhofer 回折光強度とそれらを用いた Fraunhofer 回折粗さの測定手順は次のようになる。

1. 測定開始前にＣＣＤラインセンサの露光時間を決定するクロック周波数を調整し、さらにウエーブメモリのアナログ信号入力最大電圧を調整する。
2. ０次回折光をカットし、０次回折光によるＣＣＤラインセンサのブルーミングを防止する。
3. ＣＣＤラインセンサと Fraunhofer 回折パターンの位置を調整する。
4. ０次回折光以外の高次回折光強度を測定し、データをディスクにおとす。
5. 次にカットしていた０次回折光を入射させる。
6. 光減少フィルタを挿入し、ＣＣＤラインセンサがサチュレーションを起こしていないことを確認して０次回折光強度を測定し、データをディスクにおとす。
7. ディスクの各次回折光強度データを読み込み、それらを用いて Fraunhofer 回折粗さを算出する。このとき、０次回折光の測定時に用いたＮＤフィルタによる減光率を補正して計算を行なう。

以上のような実験装置および測定手順で超精密ダイヤモンド切削加工表面粗さの測定実験を行なう。

4.3.2 回折光強度と周期的表面粗さ

理論解析を検証する基礎実験として、種々の周期的表面粗さを持つ超精密ダイヤモンド切削面を試料として用い、Fraunhofer 回折光強度の測定と表面粗さの測定評価実験を行ない、理論解析結果との比較を行なった。

測定試料には、軟質金属のアルミニウムを超精密ダイヤモンド工具を用いて切削加工した試料を用いて実験を行なっている。アルミニウム試料は直径２５ｍｍほどの円形で、表面粗さ５０ｎｍ R_{max}、１００ｎｍ R_{max}、１５０ R_{max} ｎｍ、２００ｎｍ R_{max} の４種類を用いている。

これら４種類の試料について、触針式表面粗さ測定器で測定した断面形状および本実験装置を用いて測定した Fraunhofer 回折像およびその強度分布を、表面粗さ

５０ｎｍ R_{max}の試料については図４－３－２、表面粗さ１００ｎｍ R_{max}の試料については図４－３－３、表面粗さ１５０ｎｍ R_{max}の試料については図４－３－４、そして表面粗さ２００ｎｍ R_{max}の試料については図４－３－５にそれぞれ示す。なお、これらの試料の断面曲線は触針式表面粗さ測定器 SURFCOM 900A（東京精密）を用いて測定されたものである。測定条件は、いづれも１０Ｈｚの High Cut フィルタを用いて測定している。次に、５０ R_{max}ｎｍ～２００ R_{max}ｎｍの超精密ダイヤモンド切削試料に対する測定結果について、以下個々に述べて行くことにする。

1. 表面粗さ５０ｎｍ R_{max} の試料について

試料の断面曲線をみると、一部傷のような部分が見られるが、その部分を除外すれば、表面粗さはほぼ４５～５０ｎｍ R_{max}に加工された表面であることが確認できる。また、切削条痕に乱れはあるもののツールマークの周期を見るとおよそ７５μmと成っていることがわかる。さらに、回折パターンは０次回折光を中心にスパイク状の各次回折光が観測され、１次回折光から３次回折光までそれぞれ対象の位置に現われておりさらに微小ではあるが４次回折光も観測されている。また回折光の強度分布は０次回折光強度が非常に大きく、１次回折光強度は０次回折光強度の３％程度と低い値になっている。他の高次回折光も非常に微弱なため強度分布にはあまり現われていない。

2. 表面粗さ１００ｎｍ R_{max}の試料について

試料の断面曲線は、切削条痕が明瞭に確認でき、ダイヤモンドバイトの形状がよく転写されていることが確認できる。また、表面微細形状はやや三角波形の間に平坦部をもつ周期波形となっていることがわかる。この断面曲線から表面粗さを求めるとおよそ９０～１００ｎｍ R_{max}である。さらに、この断面曲線の周期を計るとおよそ１０２μmとなっており、５０ｎｍ R_{max}の試料より大きい工具送り量で切削加工されたことがわかる。次に、回折パターンを見ると、４次回折光まで明瞭に確認でき、回折光の強度分布も５０ｎｍ R_{max}の試料による回折光強度分布に比べると、０次回折光以外の高次回折光も大きくなっていることがわかる。

3. 表面粗さ１５０ｎｍ R_{max}の試料について

試料の断面曲線にはかなり明瞭な切削条痕が確認でき、１００ｎｍ R_{max}の試料に比べ非常に規則正しい周期的表面粗さに成っていることがわかる。しかしやはり三角波形の間に５０μm程度の平坦形状部が存在している。また、この断面曲線から得られる表面粗さはおよそ１４０～１５０ｎｍ R_{max}であるといえ、ツールマークの周期はほぼ１１０μmとなっていることが確認できる。さらに、回折パターンをみると５次回折光まで現われている。また、それらの強度分布も０次回折光強度はかなり減少し、１次および２次回折光強度が増大していることが分かる。

4. 表面粗さ２００ｎｍ R_{max}の試料について

試料の断面曲線から、１００ｎｍ R_{max}や１５０ｎｍ R_{max} の試料と同様に明瞭なツールマークがみられ、比較的平坦部の少ない三角周期波形の表面微細形状となっている。表面粗さはほぼ２００ｎｍ R_{max}になっていることが確認でき、三角周期波形の周期はおよそ１２３μmになっていることがわかる。さらに、回折パターンは写真からでは０次回折光の位置が確認できないほど高次回折光の強度が強く成っている。強度分布をみると、０次回折光強度と１次回折光強度が逆転し、１次回折光強度の方が大きく成っていることがわかる。この現象は理論解析や計算機シミュレーションの結果と一致する。

さて、以上各々の試料に対するFraunhofer回折光強度の測定結果について述べてきたが、５０ｎｍ R_{max}～２００ｎｍ R_{max}を相互に比較してみると、表面粗さ R_{max}が大きくなると０次回折光強度はしだいに減少し、一方１次回折光強度以上の各次回折光が増大するという回折光強度の傾向は理論解析や計算機シミュレーションの結果と非常によく一致する。

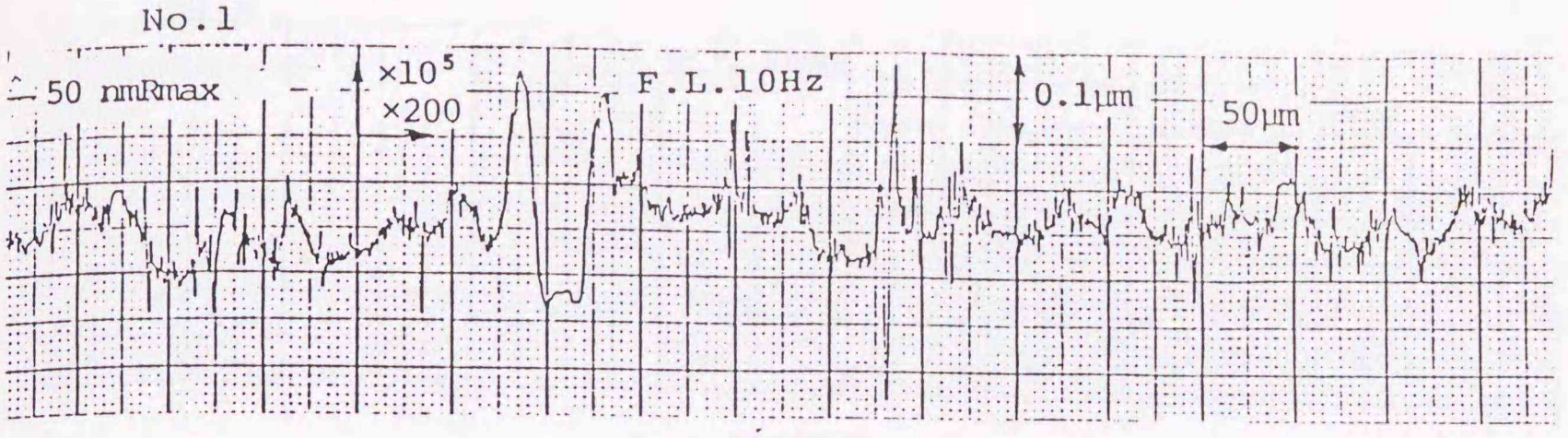
そこで次に各試料に対するFraunhofer回折像の各次回折光強度の測定結果とそれらを用いて式(4.74)から求めたFraunhofer回折粗さをまとめたものを表４－３－１に示す。なお、回折パターンからも観測されるように、回折光強度分布は０次回折光を中心として左右対象の位置に現われることから、１次回折光以上の各次回折光強度は左右の回折光強度の平均値を代表値としてFraunhofer回折粗さの計算を行なった。

測定結果をみると、表面粗さの断面形状から確認されたように、平坦部のある１００ｎｍ R_{max}と１５０ｎｍ R_{max}の試料に対して、Fraunhofer回折粗さは小さく測定されており、この実験結果は計算機シミュレーションの結果と一致することがわかる。また特に、１５０ｎｍ R_{max} の試料は平坦部が多いため、Fraunhofer回折粗さも最も小さく測定されている。一方、２００ｎｍ R_{max}における測定誤差はほぼ数値解析における測定誤差の範囲内となっていることが分かる。

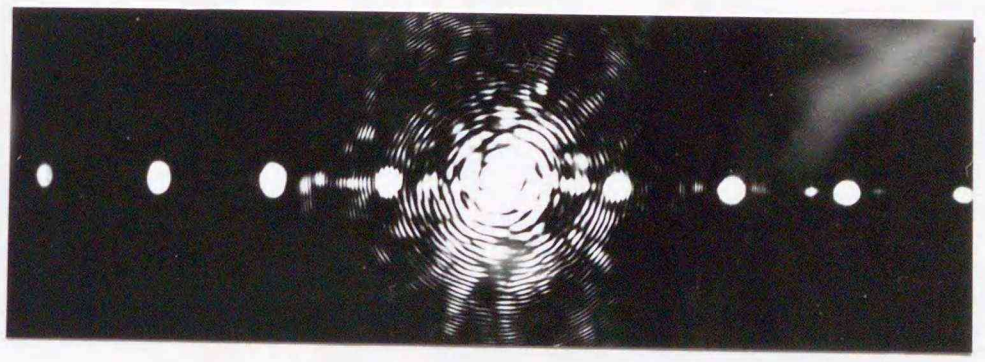
さらに、理論解析による式(4.18)からわかるように各次回折光の現われる位置は、周期的表面粗さにおける周期Ｔと密接な関係にあることを利用して、回折光強度のピーク位置から超精密ダイヤモンド切削の工具送り量に相当する表面粗さの周期も求めることができる。いま、式(4.18)において１次回折光（$m=1$）の位置をξ_1とすると、空間周波数 $N_x=\xi/\lambda f$を考慮して、

$$T=\frac{\lambda f}{\xi_1} \tag{4.77}$$

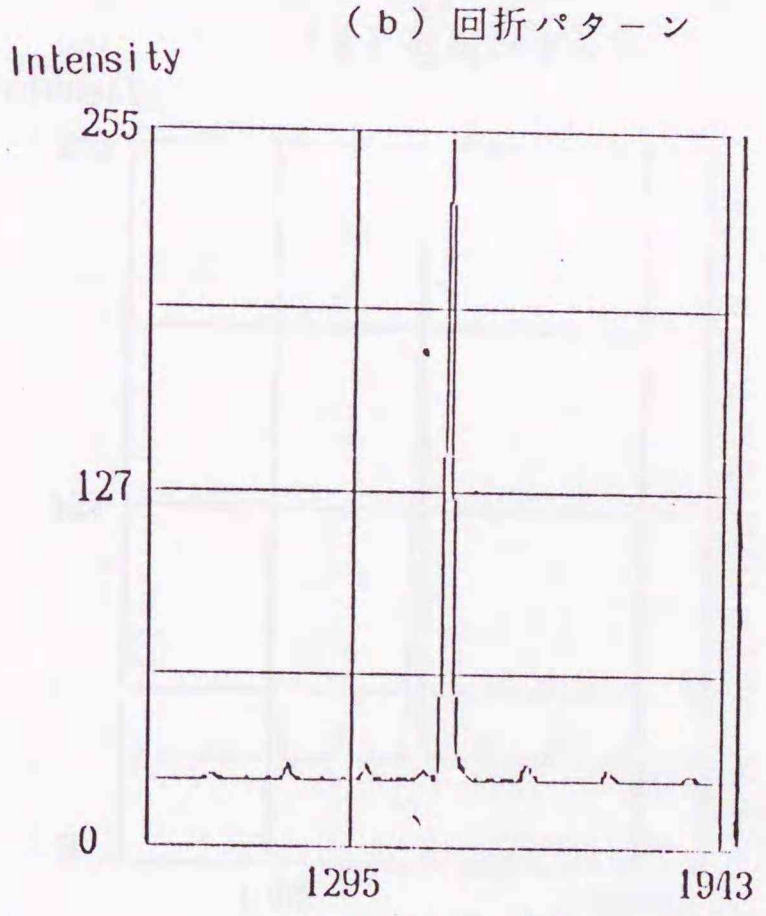
の関係式が得られる。ここで、Ｔは三角波周期関数表面粗さモデルの周期であった。また、ｆはフーリエ変換レンズの焦点距離である。この式から、０次回折光のピーク位置と１次回折光のピーク位置の間隔ξ_1を測定することによって表面粗さの周期Ｔを求めることができる。そこで、５０ｎｍ R_{max}の試料における回折光に対して０次回折光のピーク位置と１次回折光のピーク位置の間隔を測定し、式(4.77)から周



（a）断面曲線

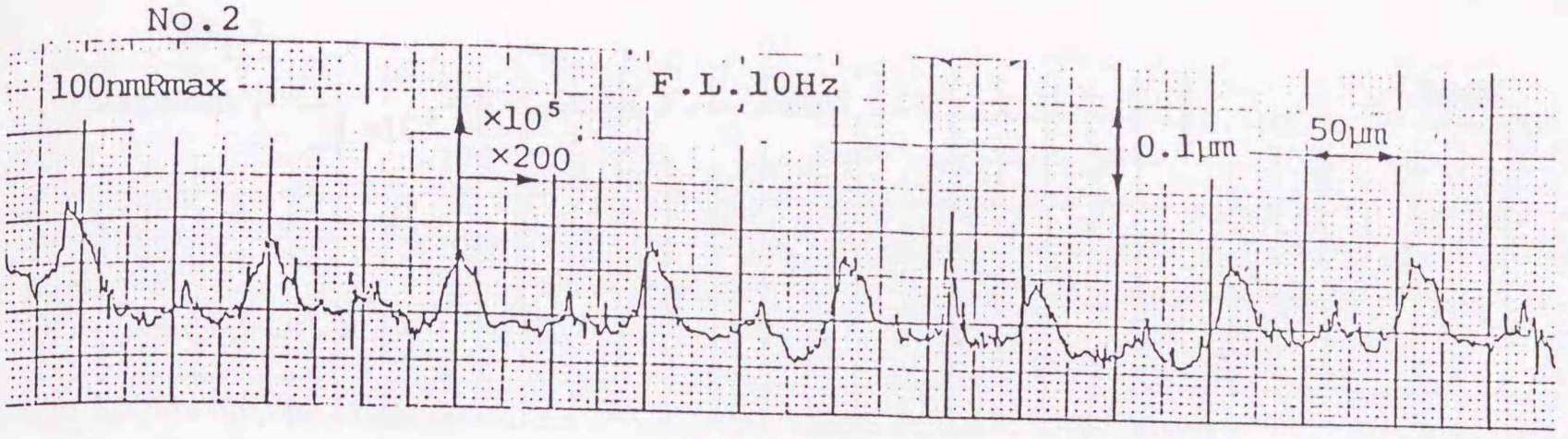


（b）回折パターン



（c）Fraunhofer 回折光強度分布

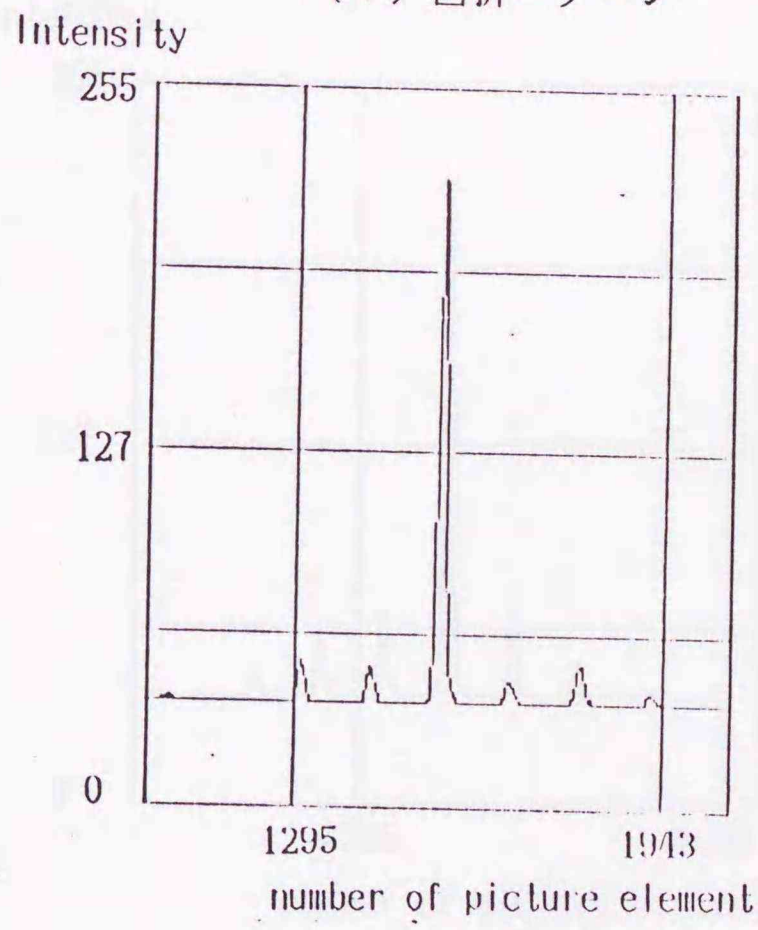
図 4-3-2 表面粗さ５０ｎｍ R_{max} 試料のデータ



（a）断面曲線

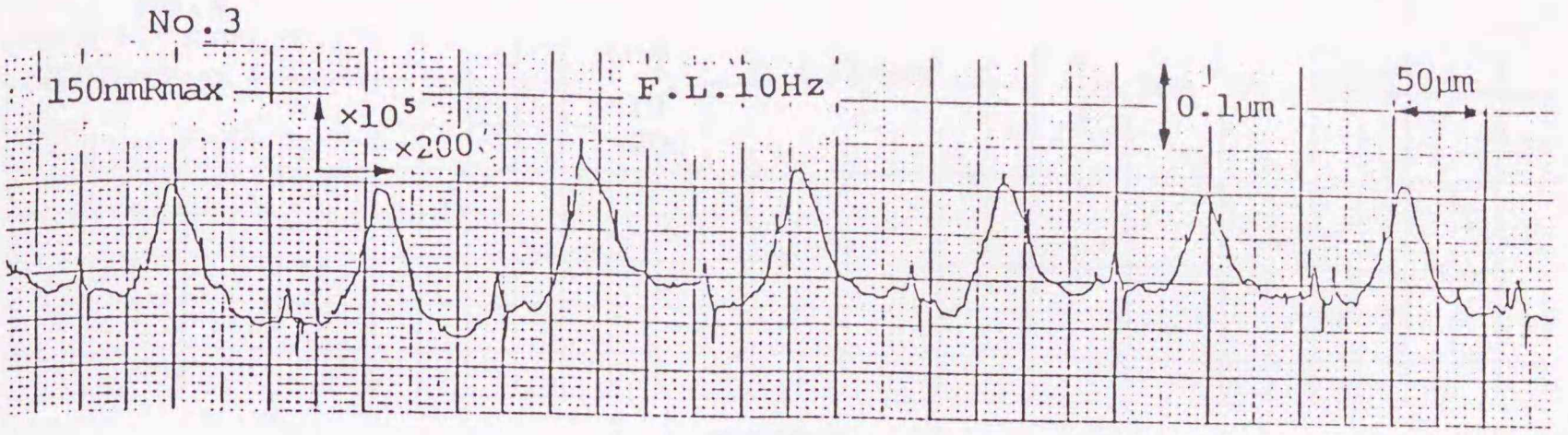


（b）回折パターン

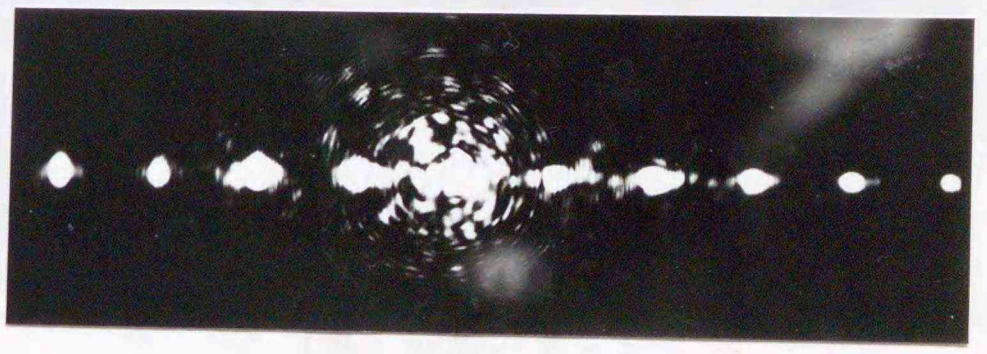


（c）Fraunhofer 回折光強度分布

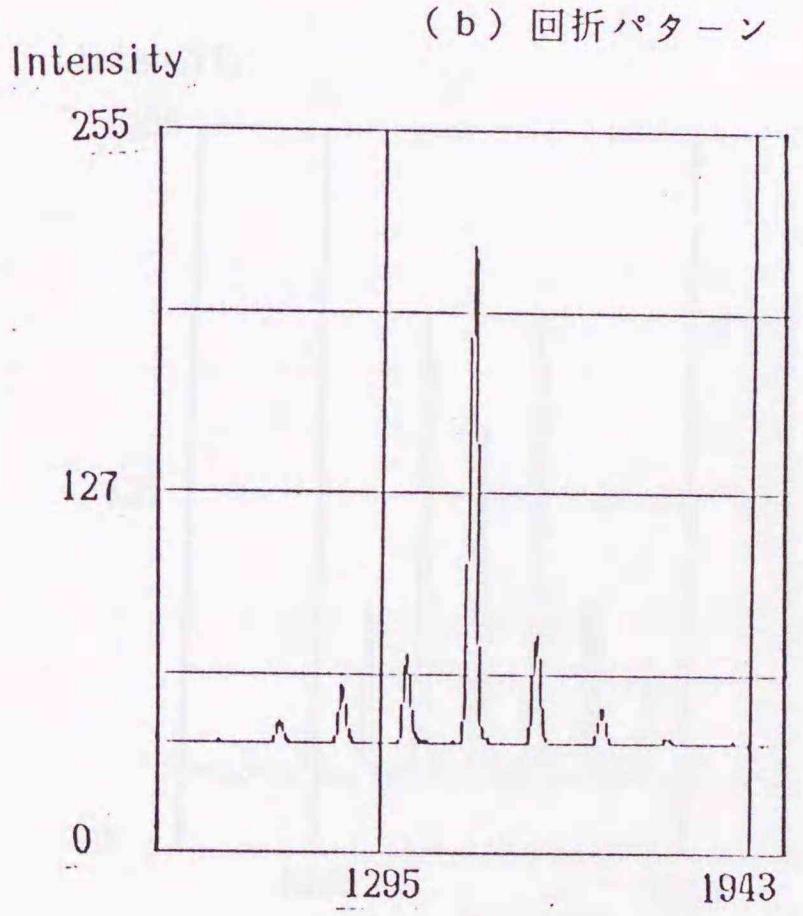
図 4-3-3 表面粗さ１００ｎｍ R_{max} 試料のデータ



（a）断面曲線

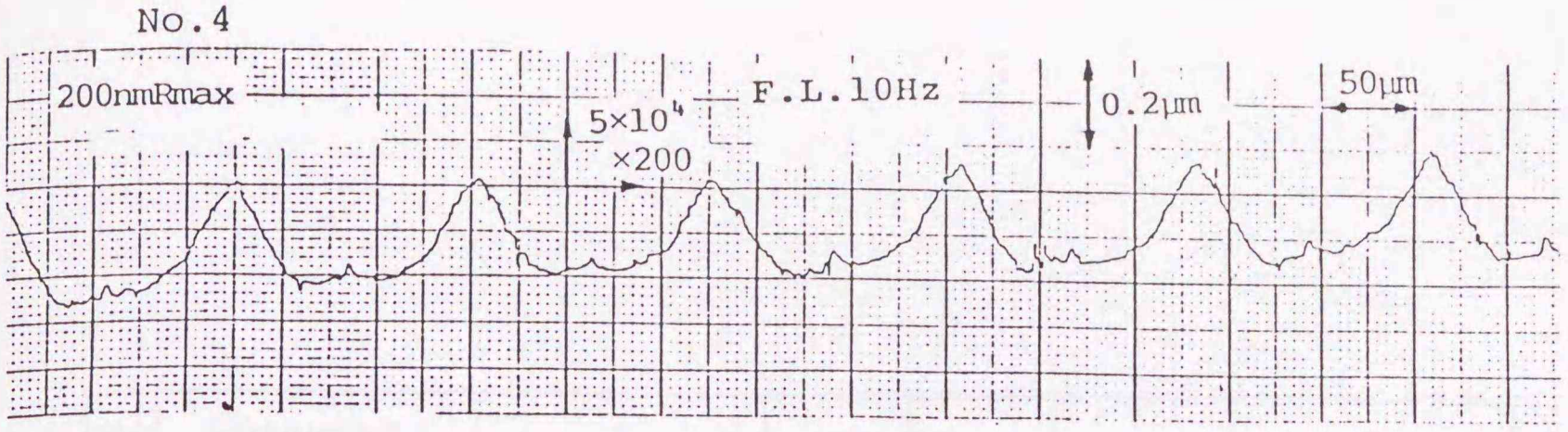


（b）回折パターン

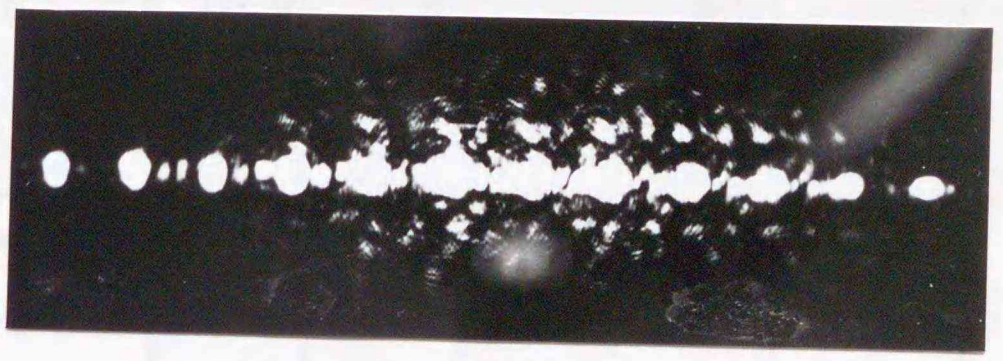


（c）Fraunhofer 回折光強度分布

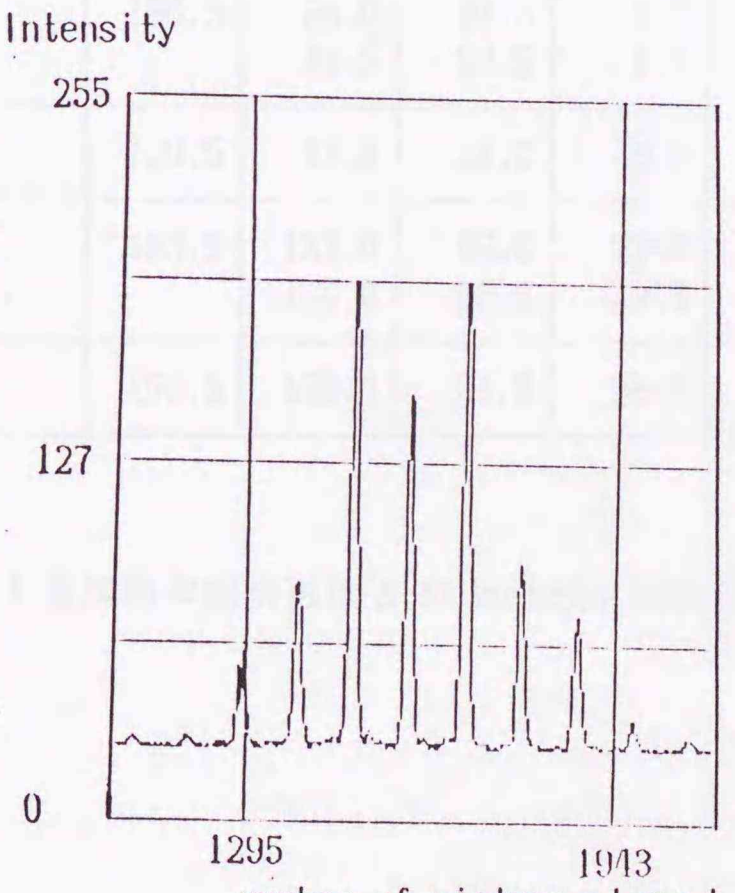
図 4-3-4 表面粗さ１５０ｎｍ R_{max} 試料のデータ



（a）断面曲線



（b）回折パターン



（c）Fraunhofer 回折光強度分布

図 4-3-5 表面粗さ２００ｎｍ R_{max} 試料のデータ

No	Workpiece Roughness(Rmax)	I_0	I_1	I_2	I_3	ratio(r)	F.D.Roughness
1	50 (nm)	213.5	6.0 5.5	3.5 2.0	0.0 0.0		
	Mean	213.5	5.8	2.7	0.0	0.0383	48 (nm)
2	100 (nm)	194.0	11.5 12.0	17.5 13.0	2.0 3.0		
	Mean	194.0	11.8	15.3	2.5	0.1324	90 (nm)
3	150 (nm)	180.5	38.0 48.5	21.5 20.5	7.5 4.5		
	Mean	180.5	43.3	21.0	6.0	0.2803	131 (nm)
4	200 (nm)	153.5	182.0 190.0	46.0 56.5	22.5 29.5		
	Mean	153.5	186.0	51.3	26.0	0.6317	196 (nm)

表 4-3-1 各試料の回折強度と Fraunhofer 回折粗さ（ F.D.R ）

期的表面粗さの周期を求めると、T＝８２μmが得られた。これは、断面曲線から求めた７５μmとよく一致している。さらに１００ｎｍR_{max}、１５０ｎｍR_{max}、２００ｎｍR_{max}の試料ではFraunhofer回折強度からそれぞれ９４μm、１０２μm、１１７μmという値が測定され、断面曲線から得られた１０２μm、１１０μm、１２３μmと非常によく一致していることが明らかになった。

以上のことから各試料におけるFraunhofer回折粗さ（F.D.Roughness）は、触針式表面粗さ測定器によって得られた最大高さ粗さR_{max}とほぼ誤差１０％以内の精度でよく一致しており、理論解析や計算機シミュレーションによって得られた結果と同様に２００ｎｍR_{max}以下の微少な周期的表面粗さを定量的に測定できることを確認し理論式の有効性が示された。また、0次回折光のピーク位置と1次回折光のピーク位置の間隔を測定することによって、超精密ダイヤモンド切削加工面における周期的表面粗さの周期T、すなわち1回転あたりの工具送り量を計測できることがわかった。

4.3.3 磁気ディスクの表面粗さ測定

前項の基礎実験によって回折光強度からFraunhofer回折粗さを求める理論式の有効性が検証されたので、次に本測定法を用いて、超精密ダイヤモンド切削加工面の代表例として、実際に磁気ディスク用に製作されたアルミニウム製の磁気ディスク基板（外径１３０ｍｍ、内径４０ｍｍ）の表面粗さ測定を試みた。この実験は、これまでの基礎実験では超精密ダイヤモンド切削加工面としては比較的粗さの大きい試料を用いてきたが、実際の超精密加工部品として作製されている磁気ディスク基板のような表面の計測にも本測定法が適用できるかどうかを検証するためのものである。

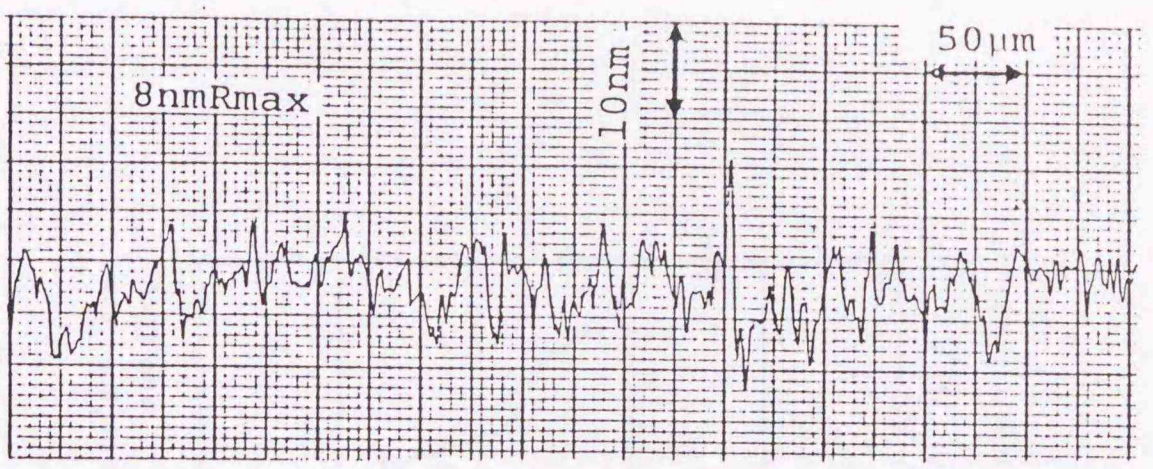
図４－３－６は試料として用いた磁気ディスクの断面曲線と回折パターンおよび回折強度分布を示したものである。断面曲線は触針式表面粗さ測定器SURFCOM 900A（東京精密）を用いて測定されたもので、測定条件として、３Ｈｚ のHigh Cutフィルタを用い、針圧は６ｍｇに設定し、触針の触針半径Ｒは1μmのものを用いている。まず、図４－３－６の断面曲線をみると、表面粗さの凹凸の変動に周期的な特徴はあまり明瞭に確認できない。これは理論切削粗さが非常に微小なために加工誤差要因の影響が強く現われ、本来の工具転写としての表面粗さの周期的な特徴がさらにそれより短い周期の変動のために乱されていることが考えられる。また、この断面曲線からこの磁気ディスクの表面粗さを求めると、最大高さ粗さ８～１０ｎｍR_{max}が得られる。この測定結果は磁気ディスクの公称値８ｎｍR_{max}とよく一致している。

次に、回折パターンをみると、断面曲線にあまり周期的な特徴がみられなかったにも関わらず0次回折光と極微弱な1次回折光が観測される。このように、１０ｎｍR_{max}以下の微少な粗さの表面の場合、基礎実験で用いたような５０ｎｍR_{max}以上の試料に対する回折光強度分布とは異なり、0次と1次の回折光しか観測されず、強度分布のグラフからその間隔も広がっていることが分かる。なお、図４－３－６

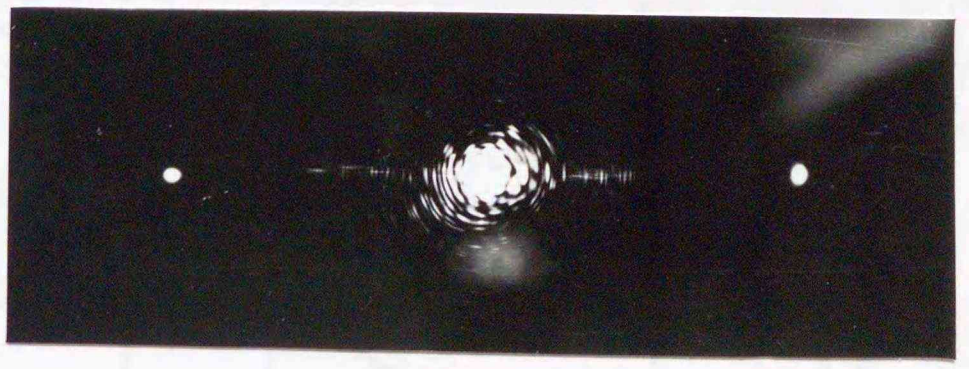
に示した強度分布のグラフは0次回折光に1／800の光減少フィルタを通過させて測定したものであり、フィルタの減少率を補正した実際の強度は0次回折光強度で118916、1次回折光強度で127と0次回折光強度は1次回折光強度に比べて非常に大きい値となる。また、0次回折光のピーク位置と1次回折光のピーク位置の間隔から式(4.77)によって得られた磁気ディスクの旋削面粗さの周期は30 μm となっており、断面曲線からは確認できないが、この周期の周期的凹凸変動がこの磁気ディスクの表面粗さの最大振幅成分となっていると考えられる。

さらに、磁気ディスクの表面を外周側から内側へ照射レーザスポットサイズと同じ1mm間隔で送られ、42点測定された結果を図4－3－7に示す。図4－3－7は横軸に走査距離、縦軸にFraunhofer回折粗さRを取ったものである。この測定結果から、磁気ディスクの外周側と内周側ではFraunhofer回折粗さの値はあまり大きく異なっていないが、外周側の方が粗さの変化が大きく内側になるにしたがって小さくなる傾向を示している。また、測定値全体で粗さの最大値は8．5nm R_{max}、最小値は6．2nm R_{max}となっており、全測定の平均値は7．3nm R_{max}と磁気ディスクの公称値8nm R_{max}と非常によく一致している。さらに、標準偏差も0．5nmと小さな値を示しており、磁気ディスク全体での粗さのばらつきはそれほど大きくないことが分かる。

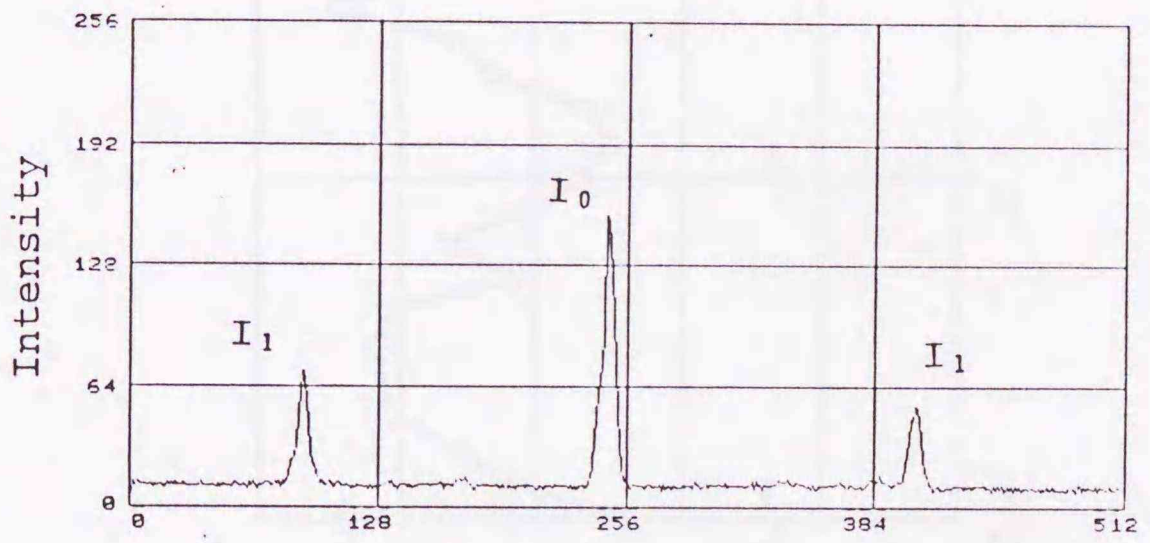
以上のことから、公称値8nm R_{max}の磁気ディスク基板の測定実験において、本測定法の有効性が確認され、nmオーダの超精密ダイヤモンド旋削面の仕上げ程度を比較的容易に測定評価できることが示されている。



（a）断面曲線



（b）回折パターン



（c）Fraunhofer 回折光強度分布

図 4-3-6 磁気ディスクの断面曲線、回折パターンおよび強度分布

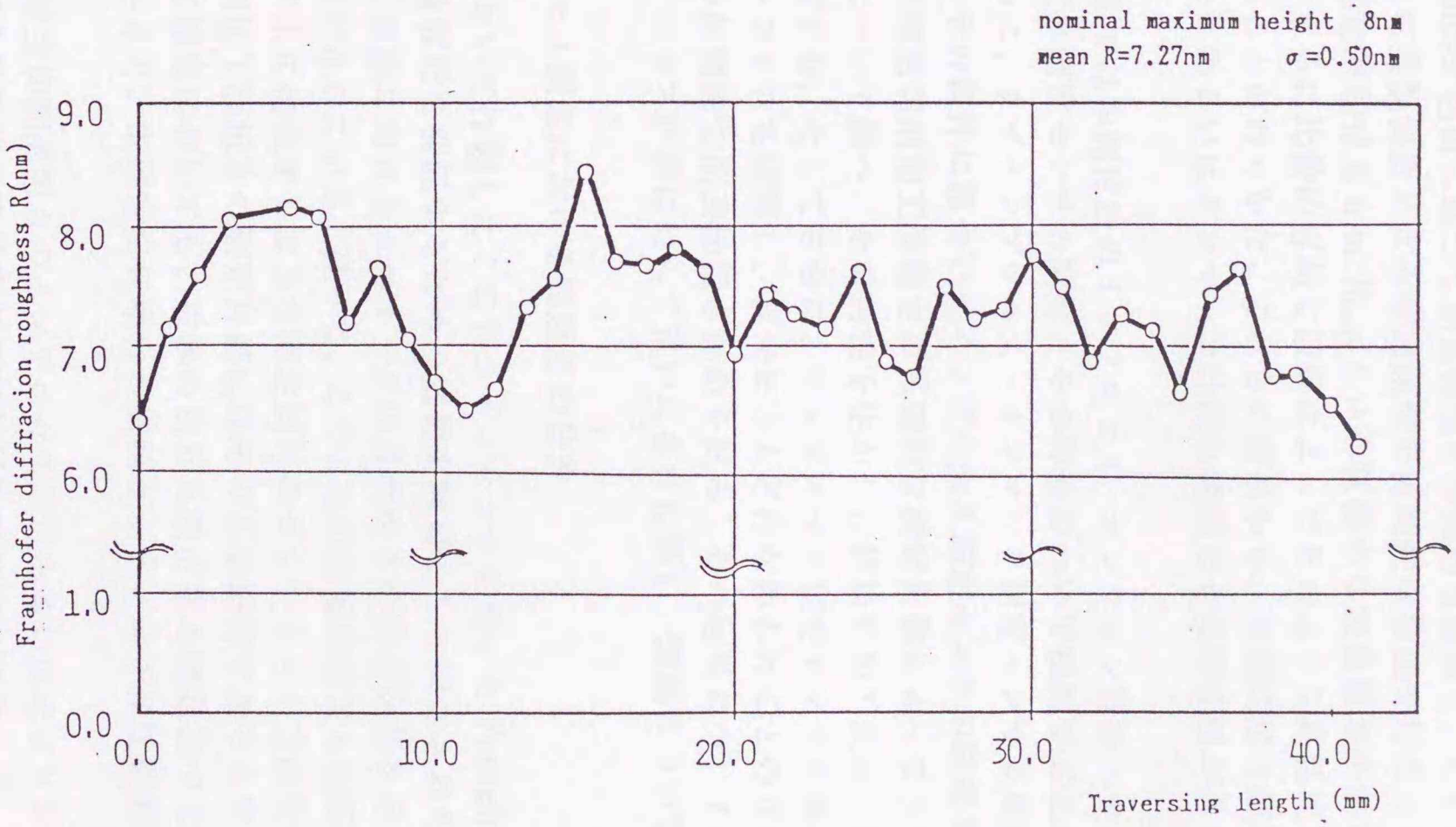


図 4-3-7 磁気ディスクの Fraunhofer 回折粗さ測定結果

4.4節 磁気ディスクのオンマシン計測

これまで、超精密ダイヤモンド切削加工によって得られるｎｍオーダの周期的表面粗さのFraunhofer回折に基づく測定原理の理論的な解析と、ＣＣＤラインセンサを用いた基礎的な実験装置による測定原理の実験的な検証を行なってきた。その結果、提案した測定原理は８ｎｍ R_{max} という極微小な表面粗さを測定できる分解能を持っており、さらに比較的容易な取扱によってそのような高精度な表面粗さの測定評価を行えることがわっかた。これらの結果から、本測定法は超精密切削加工表面のインプロセスあるいはオンマシン計測に適用できる可能性があるものと推測される。

そこで、本節では本測定法のインプロセス・オンマシン計測への対応を考慮した超精密加工面粗さ測定センサの開発とその特性について検討することを目的としている。そのために、まずインプロセス・オンマシン測定センサの具備すべき条件について検討し、その条件に基づいたインプロセス測定センサの開発を行なう。また、それを用いた超精密切削加工面粗さの基礎的な測定実験によってインプロセス測定センサの特性について調べ、その特性を生かした超精密加工表面の新しい表面粗さ評価方法を提案する。そしてさらに、インプロセス測定センサを組み込んだオンマシン計測実験システムを構築し、従来ほとんど行なわれたことのなかったワークの動的な状態での超精密切削表面粗さ計測を試み、その結果について考察し超精密切削加工のインプロセス計測に対して見いだされた新しい課題について議論を行なう。

4.4.1 インプロセス測定における問題点の分析

４．３節において作製したＣＣＤラインセンサを用いたFraunhofer回折粗さ測定装置は、理論解析を検証するための基礎実験用として開発されたものであるが、超精密切削加工表面におけるｎｍオーダの表面粗さの測定評価を行なうための測定精度は十分に満たされている。従って、このままの装置構成でも回折パターンがＣＣＤラインセンサ上に結像するような測定試料のセッティング方法を考慮すれば、一般の超精密切削加工面粗さの測定評価にはそのまま適用できると考えられる。しかも、そのような測定においても、従来の触針式表面粗さ測定器や光学式のプロフィロメータに比べると、本測定法の場合の試料セッティングは比較的容易であると思われる。

しかし、超精密切削面粗さのインプロセス測定あるいはオンマシン測定を行なうためには、ほぼ全自動的に高精度な測定が可能でなければならず、また実験室的な従来の表面測定とは全く異なった測定環境や外乱をも考慮しなければならない。さらに、測定の高速性も要求されるであろう。従って、Fraunhofer回折粗さのインプロセス測定センサについても上述したようなことを考慮した上で、その構成について検討しなければならない。そこで、ここでは本測定法をインプロセスあるいはオンマシン計測へ適用するための問題点とその解決方法について述べる。

本測定法によるインプロセスあるいはオンマシン計測における最も本質的な問題

は、測定試料表面による回折パターンの測定方法に集約される。まず、回折パターンの測定方法については、次のように定義される回折パターンの挙動に対処できる方法でなければならないと考えられる。

- （1）回折パターンの変動：回折パターンの形自体は変わらず、回折パターン全体が回転運動や並進運動を起こす場合。

- （2）回折パターンの形態変化：回折パターンの2次元的広がりや形自体が変化する場合。

- （3）回折パターンの強度変化：回折パターンの強度分布が局所的に非常に大きくなったりまたその逆に極微弱になったりあるいは部分的に大きい強度と小さい強度が混在したりする場合。

次に、これらの回折パターンの挙動をひき起こす主な要因とインプロセス計測に要求される条件としては、

- 測定試料の表面粗さの状態（おもに粗さの方向性など）による回折パターンの変動が起きても回折光強度の測定が可能であること。

- 測定試料の表面粗さの状態（おもに粗さの大きさなど）による回折パターンの強度変化が起きても回折光強度の測定が可能な広いダイナミックレンジを有すること。

- 測定試料の表面粗さや欠陥などによる回折パターンの形態変化が起きても回折光強度の測定が可能であること。

- 測定試料のセッティング状態（傾きや振動）による回折パターンの変動が生じても回折光強度の測定が安定に行えること。

- 環境光によって回折パターンの強度変化が生じないこと。または、環境光から回折パターンを分離できること。

- 外乱光によって回折パターンの形態変化が生じないこと。または、外乱光と回折パターンの分離ができること。

- さらに総合的には、測定試料の表面状態の変化によって生ずる回折パターンの変動、形態変化、強度変化に追従できる高速な強度データ処理が行えること。あるいは、その処理アルゴリズムがなるべく少ないステップで処理し終えること。

などが考えられる。これらの条件を満たすためには様々な方法が考えられる。しかし、インプロセス測定センサの構成要素のなかで回折パターンの測定に最も直接的

に関わっているのは、回折パターンを結像する受光素子であるということを考慮すると、まず、受光素子についての検討が重要であるということがわかる。

現在受光素子にも検出原理や感度などの受光特性によって、外部光電効果形の光電管や光電子増倍管（ＰＭＴやＳＩＴ）、内部光電効果形のフォトダイオード（ＣＣＤ）やフォトトランジスタ（ＰＳＤ）などさまざまなものがあるがそのなかでもＣＣＤ（Charge Coupled Device）は最も一般的で取扱も容易であると考えられる。そこで、基礎実験に用いた１次元センサ（ＣＣＤラインセンサ）を受光素子としたインプロセス測定センサと２次元センサ（ＣＣＤエリアセンサ）を受光素子としたインプロセス測定センサの利点と欠点を比較しながら、インプロセス計測への適用について検討してみる。

まず、従来の１次元ＣＣＤラインセンサを用いた測定の利点と欠点を挙げる。

利点

1. １次元で受光するためハーフミラの裏面反射による外乱光を除去できる。
2. 画素数２５９２点で１画素あたりの読みだし時間が２μsec でおよそ５ $msec$ で読みだしが終わるため、高速測定が可能である。
3. １次元データであるため処理が簡単である。
4. メモリ容量が小さいため低コストである。

欠点

1. 測定試料の振動による回折パターンの変動に対処できない。
2. 測定試料の表面粗さの方向性による回折パターンの変動に対処できない。
3. 回折パターンの各次回折光が一直線にならんでいなければ計測できないため、測定試料の表面粗さや傷などによる回折パターンの形態変化に対処できない。
4. 受光開口を回折パターンに合わせるための位置あわせが困難である。

次に、２次元ＣＣＤエリアセンサを用いた測定の利点と欠点を挙げる。

利点

1. 回折パターンが２次元で受光できるので、測定試料の振動などによる回折パターンの変動が起きても測定できる。
2. 上記と同様に測定試料の表面粗さの方向性による回折パターンの変動に対処できる。

3. 測定試料の表面粗さや傷などによる回折パターンの形態変化が起きても回折強度の測定が可能である。

4. 回折パターンの変動や形態変化が起きても強度の測定が可能なため位置合わせの必要がない。

欠点

1. 試料からの回折パターンとは異なった場所に発生する外乱光のパターン（例えば、ハーフミラーの裏面反射による回折パターンなど）も検出してしまう可能性がある。

2. 読みだし画素数が多い（$512 \times 480 \times 80 \times 10^{-6} = 17msec$）ため、回折強度の処理時間はラインセンサに劣る。

3. フレームメモリなどの大容量のメモリが必要である。

4. 受光開口が２次元のため外乱光を検出しやすく、回折パターンとの分離を行なわなければならないなど、データ処理のアルゴリズムが複雑になる。

以上のことから、本測定法をインプロセスあるいはオンマシン測定に適用するためのセンサには、データ処理の方法に問題点はあるものの、回折パターンの挙動に対して回折強度の測定を安定して行なうことができる２次元エリアセンサを用いた方が有利であると考えられる。

4.4.2 インプロセス測定センサとシステム構成

前項での考察に基づいて、ＣＣＤエリアセンサを用いたインプロセス測定センサの試作を行なった。[128] 図４－４－１は試作した測定センサの組立概略図を示したものである。光学系の構成は基本的には４．３節において基礎実験で用いた実験装置と同じ構成になっている。このインプロセス測定センサは、光源としてHe-Neレーザ（出力０．８ｍＷ、スポット径ϕ４８０μm）を用い、入射光量調節用のＮＤフィルタ、ハーフミラー、フーリエ変換レンズ（焦点距離１００ｍｍあるいは７０ｍｍも装着可能）、He-Neレーザ光波長選択フィルタであるバンドパスフィルター（Ｗ３０ϕ、λ_{max}＝６３２ｎｍ、T_{max}＝４２．５％、$\Delta\lambda 1/2$＝１３．５ｎｍ）そしてＣＣＤエリアセンサ（画素数$510(H) \times 492(V)$、画素サイズ$17\mu m \times 13\mu m$、走査面積$6.6mm(V) \times 8.8mm(H)$、解像度３８０本（Ｈ）以上、３５０本（Ｖ）以上、最低照度$5lux$、水平走査周波数１５．７３４ＫＨｚ）から構成されている。センサのサイズは水平１８１ｍｍ、垂直３０８ｍｍと小型化されており、工作機械などへの取り付けも容易になっている。なお、このセンサの外観を図４－４－２に示しておく。さらに、ｎｍオーダの表面粗さの場合、４．３．３の磁気ディスクの測定実験で示したように、０次回折光強度が非常に大きいのに対して、１次回折光強度

が微弱なため、すべての回折光強度を一度に測定することができず、0次回折光強度と1次回折光強度をＮＤフィルタによって光量を調節しながら2度に分けて測定しなければならなかった。そのため、インプロセス測定センサにおいては、図４－４－１に示すような0次回折光のみを減光し他の回折光は減光せずに透過する特殊フィルターを用いて、これをフーリエ変換レンズの後方に装着し、回折光強度を一度に測定できる方法を用いている。

次に、図４－４－３に試作したインプロセス測定センサを用いた測定システムの構成を示す。この測定システムはインプロセス測定センサと回折光強度データの処理系から構成されている。データ処理系では回折パターンをフレームメモリで記憶し、デジタル画像データをパーソナルコンピュータで処理している。また、破線はインプロセス計測センサの光学系を示している。まず、He-Ne レーザからでたレーザ光はＮＤフィルタを通り光量調整を行い、ミラーとハーフミラーで直角に曲げられ、試料表面に照射される。試料表面の微細形状によって回折された光は、ハーフミラーを透過し、さらにフーリエ変換レンズによってその焦点面上に設置されたＣＣＤエリアセンサに Fraunhofer 回折像を結像する。ＣＣＤエリアセンサは電源ユニットから同期信号を受け取り、走査が行なわれ、出力信号を電源ユニットに送る。このアナログ出力信号つまり画像データはフレームメモリに内蔵されたＡ／Ｄコンバータによって８ビット（２５６階調）のデジタル信号にＡ／Ｄ変換され、デジタル画像情報としてフレームメモリに記憶される。このデジタル画像情報はインターフェースを介してパーソナルコンピュータに送られ、処理される。

4.4.3 磁気ディスク表面粗さの粗さマップによる評価

試作したインプロセス測定センサの特性を調べるために、基礎実験で用いた公称値８ｎｍ R_{max}の磁気ディスク基板表面に対する Fraunnofer 回折粗さを測定する実験を行なった。そしてこの実験において、インプロセス測定センサによる Fraunhofer 回折粗さの測定手順および問題点とその対策について検討した。

まず、このセンサを用いた測定手順を検討するために、ｎｍオーダの表面粗さをもつ磁気ディスク基板に対して Fraunhofer 回折像の測定を行い、その問題点を明らかにした。試料表面にレーザ光を照射して回折像をＣＣＤエリアセンサ上に結像し、その回折像をモニタなどで観察しながら回折強度の測定方法の検討を行なった結果から、インプロセス測定センサの持つ特性に起因する問題点として、次のようなものがあることが分かった。

1. センサに用いているハーフミラー（図４－４－１参照）の裏面反射によって、試料による回折パターンとともに2つ以上の回折パターンを検出してしまう。そのため、回折強度のデータ処理において真の回折パターンを探索する必要がある。

2. 磁気ディスクのような８ｎｍ R_{max}程度の超精密な表面粗さにおいては、1次回折光が微弱なため、センサを構成している光学部品表面に付着したほこりや

構成部品表面の傷などによって生ずる強い外乱光を含んだ回折パターンから1次回折光の位置を見つけだし、その強度を測定する必要がある。

3. 0次回折光が非常に大きく、それに対して高次回折光が微弱な場合、試料表面における一点の測定を行なうごとに、NDフィルタによる光量の調節を行いながら、0次回折光強度と1次回折光強度を別々に測定するために回折パターンを2度測定する必要がある。この手順よってもFraunhofer回折粗さの測定は可能であるが、しかしこの方法は2回の測定の間に測定点がずれたりあるいはインプロセス、オンマシン計測においては振動の影響を受けやすい方法であるといえる。従って、一度の回折パターンの測定で全回折光強度を測定できるような対策が必要である。

4. 回折パターンが2次元の画像情報として与えられるため、大量のデータを処理しなければならず、高速データ処理アルゴリズムの開発が必要である。

そこで、これらの問題点に対する解決法としてつぎのような対策を検討した。

1. ハーフミラーの裏面反射によるノイズは、一般に真の回折パターンよりも各次回折光強度の大きさが小さい場合が多い。それに対して、真の回折パターンの0次回折光強度は非常に大きい。従って、真のパターンの認識を行なう方法として、まずCCDエリアセンサ上の光強度分布における最大強度を探索する。いま、その最大強度の位置を0次回折光とすると、その位置を中心として対象の位置に大きな強度値が存在すれば、それは真の回折パターンにおける1次あるいは2次の回折光と考えられる。従って、図4－4－4に示すように、黒い点を真の回折パターンとし、白い点を裏面反射によるパターンとすると、まず最大強度の探索によって0次回折光の位置を決める。(中央の大きい点) そして次に一次回折光の探索を行なうがこの時、裏面反射によるパターンは図4－4－4に示すように0次回折光を中心として対象の位置にないので、これによって裏面反射のパターンは区別することができる。なお、回折パターンの対象性を利用した1次回折光の検出については、次の外乱光からの1次回折光の検出において詳細に述べることにする。

2. 外乱を含んだ回折パターンから一次回折光の位置を見つけだす方法には、おもに、二つの方法が考えられる。

   まずひとつは超精密ダイヤモンド切削加工の加工条件があらかじめ分かっている場合で、この場合工具刃先転写形状による理想切削粗さの周期つまり工具送り量をTとすると、一次回折光の位置 x_1は0次回折光の位置に対して、式 (4.77) の関係を用いて、

$$x_1 = \frac{\lambda f}{T} \tag{4.78}$$

   から求めることができる。従って、最大値探索によって得られた0次回折光の位置からx_1の近傍にある強度を1次回折光とみなすことができる。この方法

は、切削加工時に用いる場合は、理想切削粗さの測定評価には非常に有効な方法であると考えられ、また、次に述べる回折パターンの対象性を用いる方法よりはかなりの高速測定を行なうことができる。

次は、回折パターンの対象性を用いるもので、これは裏面反射のパターンを区別したときと同じ原理によって1次回折光が検出される。その過程をさらに詳細に示すと、図4－4－5に示すように、ＣＣＤエリアセンサ上の光強度の極大値に大きいほうから順に番号付けを行なう。（図4－4－5においては0番～6番まで）この番号付けは、ｎｍオーダの超精密加工表面粗さにおいて現われる回折パターンは多くても3次回折光までであるので、それほど多くは必要としない。0番は0次回折光であるので1番から順に対象の位置に番号付けされた極大が存在するかどうかを調べる。対象の位置に存在すればそれらの対は回折光であると判定できる。（例えば図4－4－5では1番と3番が1次回折光、4番と5番が2次回折光となる）

3. 0次回折光と1次回折光の強度差が大きい場合に、ＮＤフィルタの交換を行いながら回折パターンの2回の測定で各次回折強度を求めるのを1度で行なう方法として、図4－4－1に示した特殊フィルタを用いる方法を検討した。このフィルタはミニコピーフィルムを用いて作製され、フィルタ中心を透過する強度（0次回折光）のみを1／350に減光するものである。これによって、1次回折光が消滅してしまわない強い入射光で得られた回折パターンを0次回折光強度だけを減光してＣＣＤエリアセンサのサチュレーションを起こさない強度に変換するため、一度に全回折光強度の測定を行なうことができる。

4. 処理データは実質的にはＣＣＤエリアセンサの受光面における画素数（$512(H)\times 492(V)$）すべてと言うことになるが、実際に回折パターンが結像する領域だけを処理対象領域とすれば、アルゴリズムの高速化とともに、かなりの処理時間の短縮を行なうことができる。実験的な結果によれば、ｎｍオーダの超精密切削加工表面による回折パターンはＣＣＤエリアセンサ上の画素で$510(H)\times 60(V)PIXEL$（1 PIXEL size:$17\mu m\times 13\mu m$）の領域に納まることを確認した。

以上のような方法を用いて、インプロセス測定センサによって超精密切削加工表面の測定が可能になる。従って、このセンサを用いた測定手順は図4－4－6に示すようなものになる。測定手順は測定とデータ処理の2段階に分けることができ、データ処理ルーチンでは上述した回折パターン測定アルゴリズムを用いている。なお、図4－4－6において、0次回折光と高次回折光を2回に分けて測定する方法を示してあるが、これはセンサの設定時に行なう手順を示したものであり、特殊フィルタを用いた測定ではこの測定ルーチンを一回で行なうことになる。

インプロセス測定センサを用いることによって、基礎実験における測定装置に比べ、測定試料のセッティングが容易になり、さらに測定時間も短時間で1点の測定を終えることができるようになった。そこでこの特性を利用して、表面粗さの公称

値８ｎｍ R_{max}の磁気ディスク基板における表面粗さを、全面にわたって連続的に測定する実験を試みた。この実験において、磁気ディスク表面の外周側から内周側へ向かって半径方向にレーザスポットを走査させながらFraunhofer回折粗さを測定し、内径終端に達すると磁気ディスクを１５度回転させて同様な測定を繰り返すという手順を取ることによって全面の表面粗さ測定を行なった。このとき、測定点数は半径方向に５ｍｍ間隔で８点の測定を行なっており、従って全面で１９２点の測定を行なっている。なお、この全面測定は磁気ディスクの両面（以下Ａ面、Ｂ面とする）に対して行なった。

表４－４－１にＡ面の測定結果を、また表４－４－２にＢ面の測定結果を示す。これらの表は、磁気ディスクの半径方向に外周側から内周側にかけて行なったFraunhofer回折粗さの測定結果を測定番号１～測定番号８で表わし、さらに表の縦方向に磁気ディスクを１５度ずつ回転させた各々の半径方向の測定結果を示してある。また、平均値は半径方向８点の測定値の平均と、円周方向の測定値の平均値を示し、さらに表面全体の粗さの平均値を算出している。まず、Ａ面の測定結果をみると、表面全体のFraunhofer回折粗さの平均値は８．４４５ｎｍ R_{max}となっており、磁気ディスクの公称粗さとほぼ一致している。さらに円周方向の平均値をみると外周側よりも内周側のほうが粗さが悪くなっている傾向が見いだせる。次に、Ｂ面の測定結果をみると、表面全体のFraunhofer回折粗さの平均値は７．３９０ｎｍ R_{max}となっており、磁気ディスクの公称粗さ８ｎｍ R_{max}よりも多少小さい結果が得られた。このことからＢ面の仕上げ状態のほうがよいということがいえる。また、円周方向の平均値から、Ｂ面においてもＡ面と同様に外周側よりも内周側のほうが粗さが悪くなっている傾向を見いだすことができる。

さらに、これらの結果を粗さマップによって示したのが、図４－４－７である。これは、磁気ディスク表面のFraunhofer回折粗さを、６．５ｎｍ～９．５ｎｍまでの間を０．５ｎｍごとに８段階に分けて表わしたものである。これらの図から、Ａ面とＢ面における仕上げ程度の違いが直感的に判断でき、また、表面全体の切削加工工程における加工精度の違いも明瞭に判断することができる。さらに、Fraunhofer回折粗さの測定だけでは確定できないが、周りが良好な仕上げ面が得られているにも関わらず一部分だけ表面粗さが悪くなっている部分は表面になんらかの欠陥が存在しているか、ほこりなどの付着異物が存在しているものと推定できる。なお、欠陥および付着異物の検出と測定評価についての議論は第６章において行なっている。

このような表面全体にわたる粗さマップによる評価法は、従来の触針式表面粗さ測定機においては非常に困難なことであった。それは、測定に要する時間が長かったというのが最も大きな理由であるがそのほかにも測定器の取り扱いの煩雑さによる障害も大きいといえる。しかし、本測定法では、試作したインプロセス測定センサを用いることによって、図４－４－７のようなｎｍオーダの超精密ダイヤモンド切削面における表面全体の粗さマップによる評価を容易に行なうことができる。そして、このような表面粗さの評価方法の確立は製品の全数検査を可能にし、超精密切削加工における加工精度の信頼性を向上させるものであるといえる。

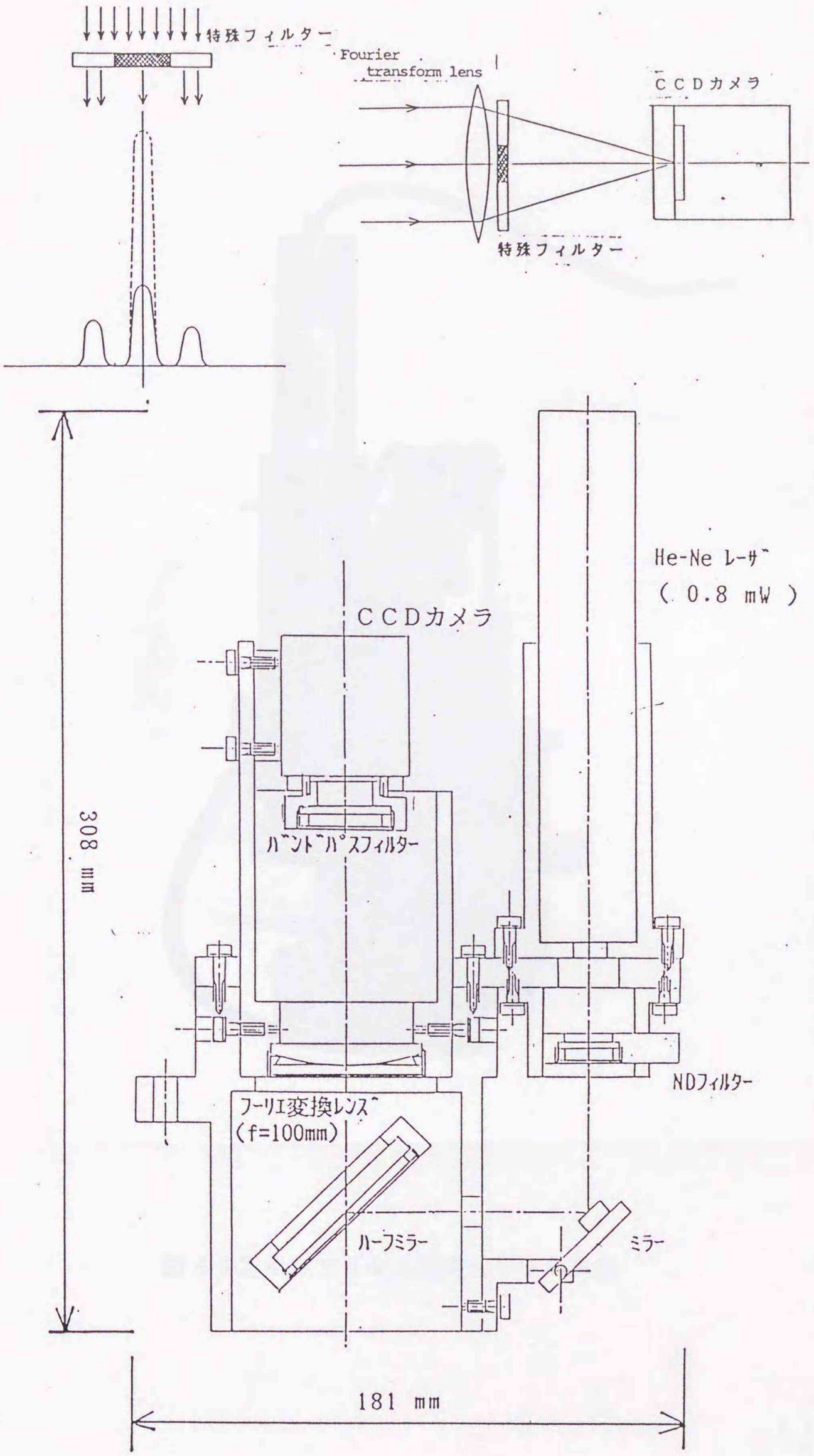


図 4-4-1 インプロセス測定センサの構造と特殊フィルタ

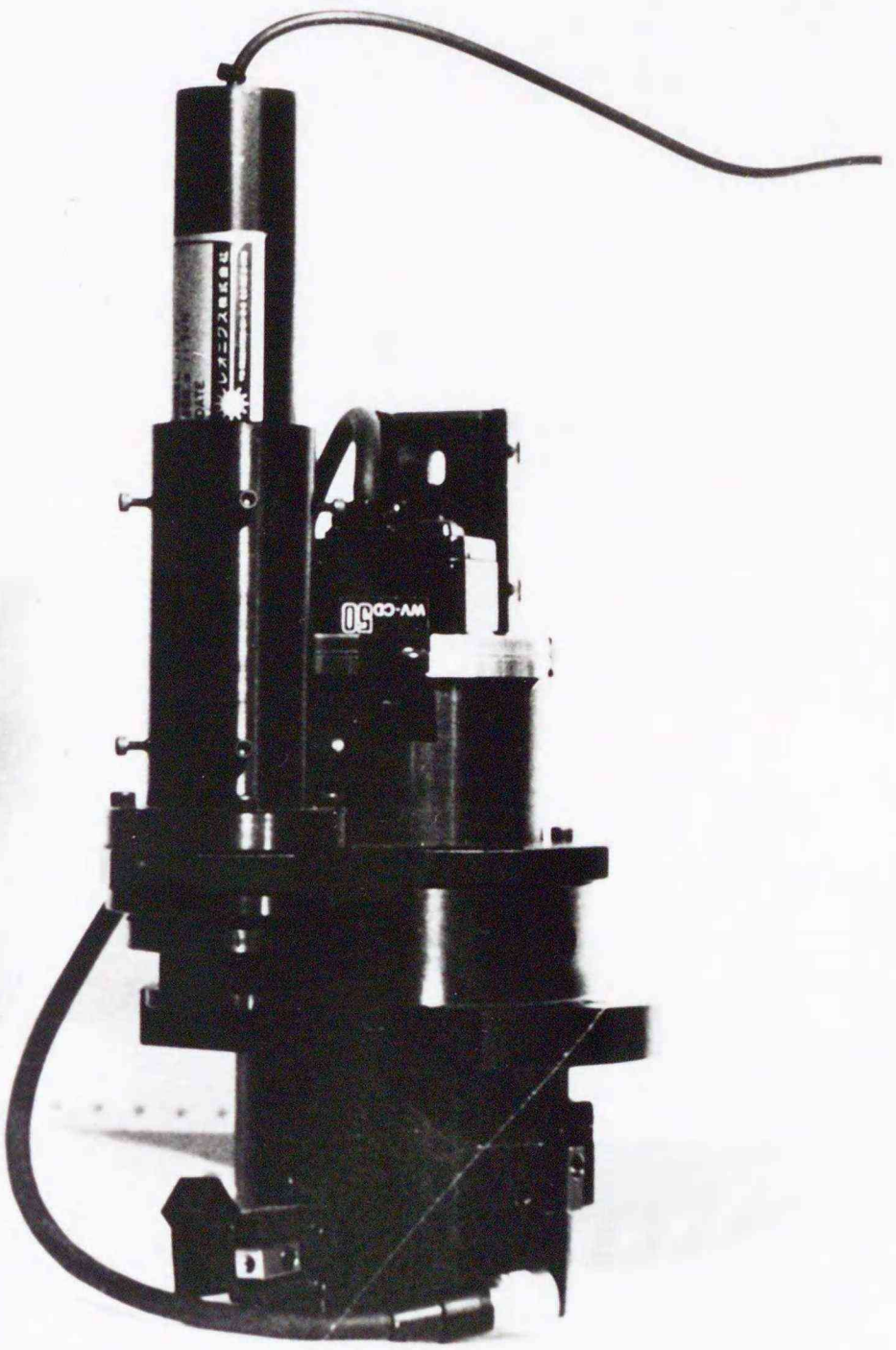


図 4-4-2 インプロセス測定センサの外観

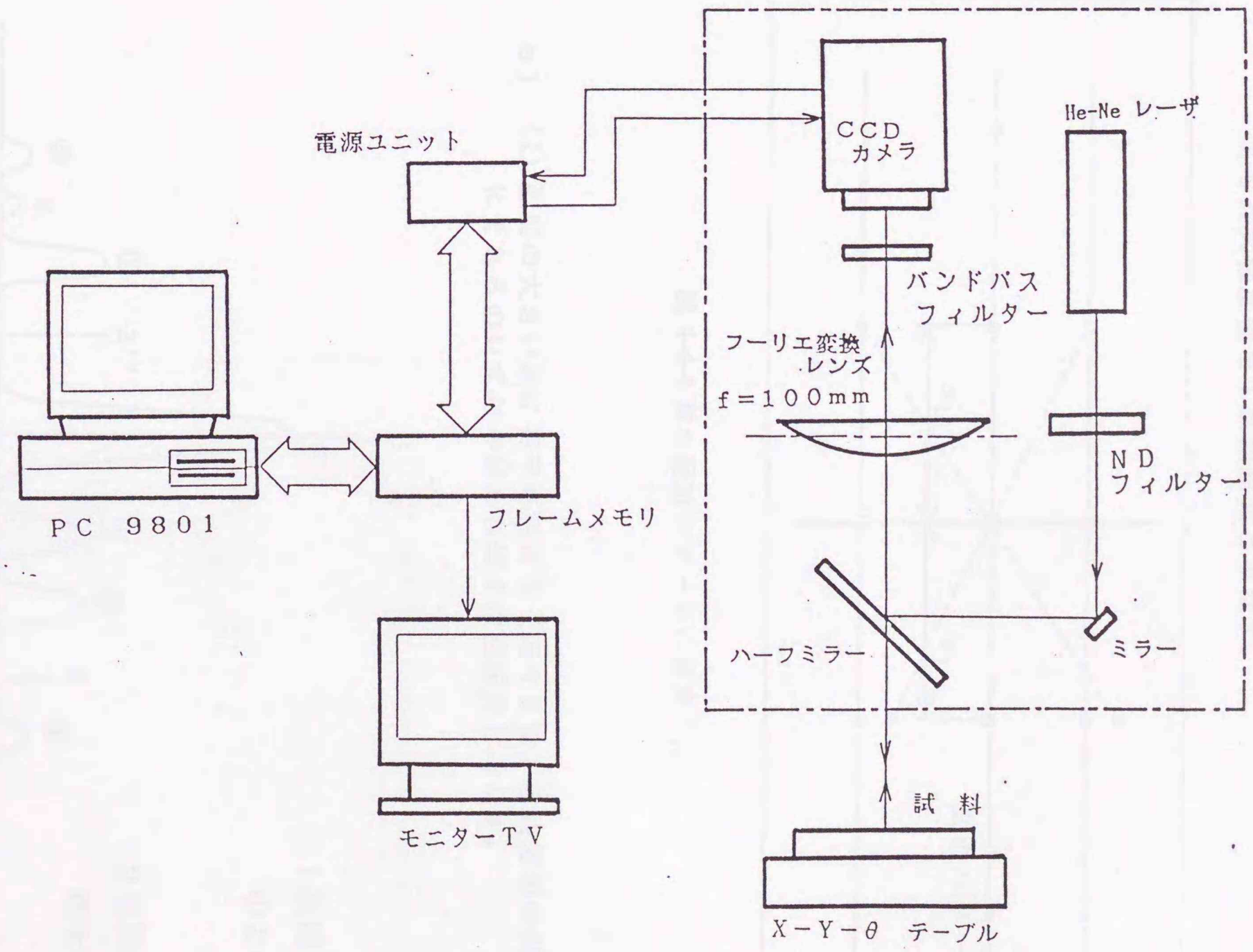


図 4-4-3 測定システムの構成

a）最大強度値（0次回折光）を検出して、その位置を中心として対称位置に大きな強度値があれば、それは真のパターンである。

b）（1）1次回折項の位置はあらかじめ計算できるので、その位置近傍にある最大強度値を1次回折光とみなす。

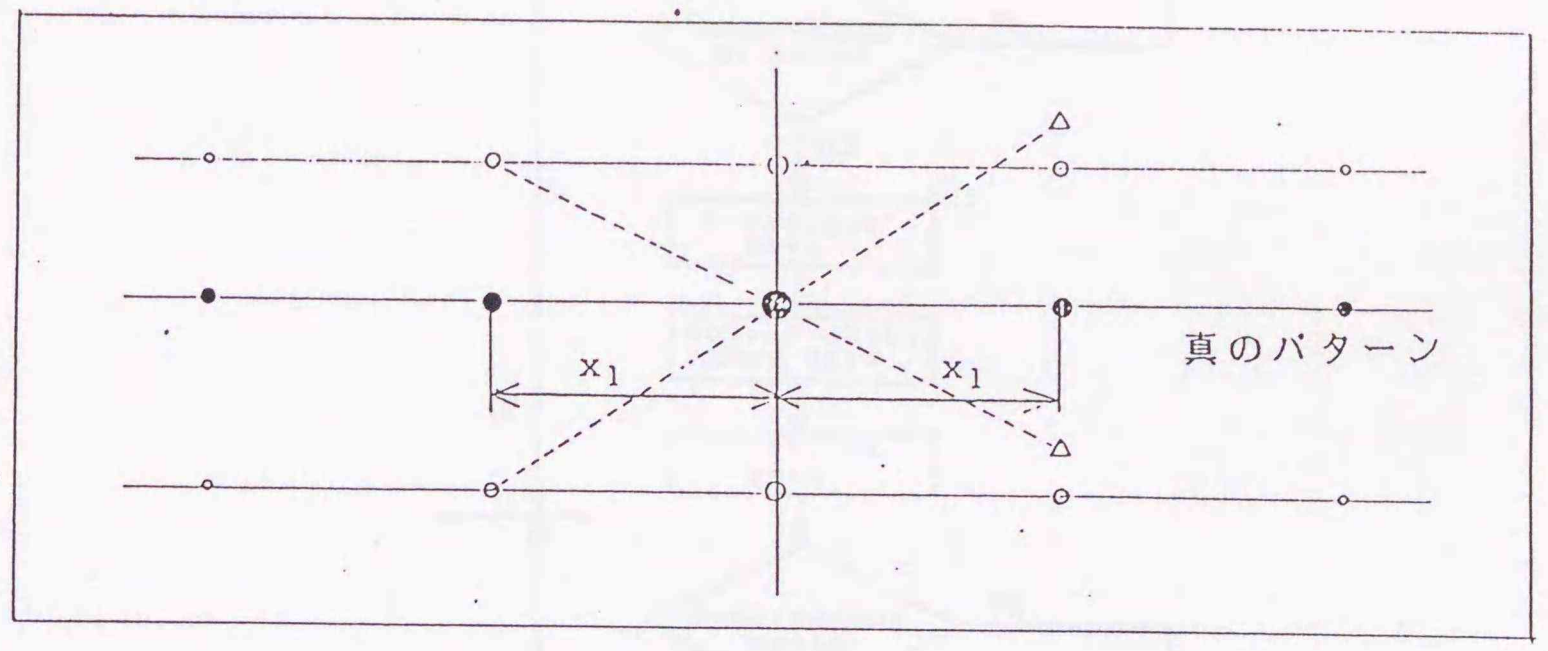


図 4-4-4 真の回折パターンの探索方法

b）（2）強度の大きい順に番号を付けて（高々5番）各強度値の対称位置にそれらのいずれかがあれば1次回折光とみなす。

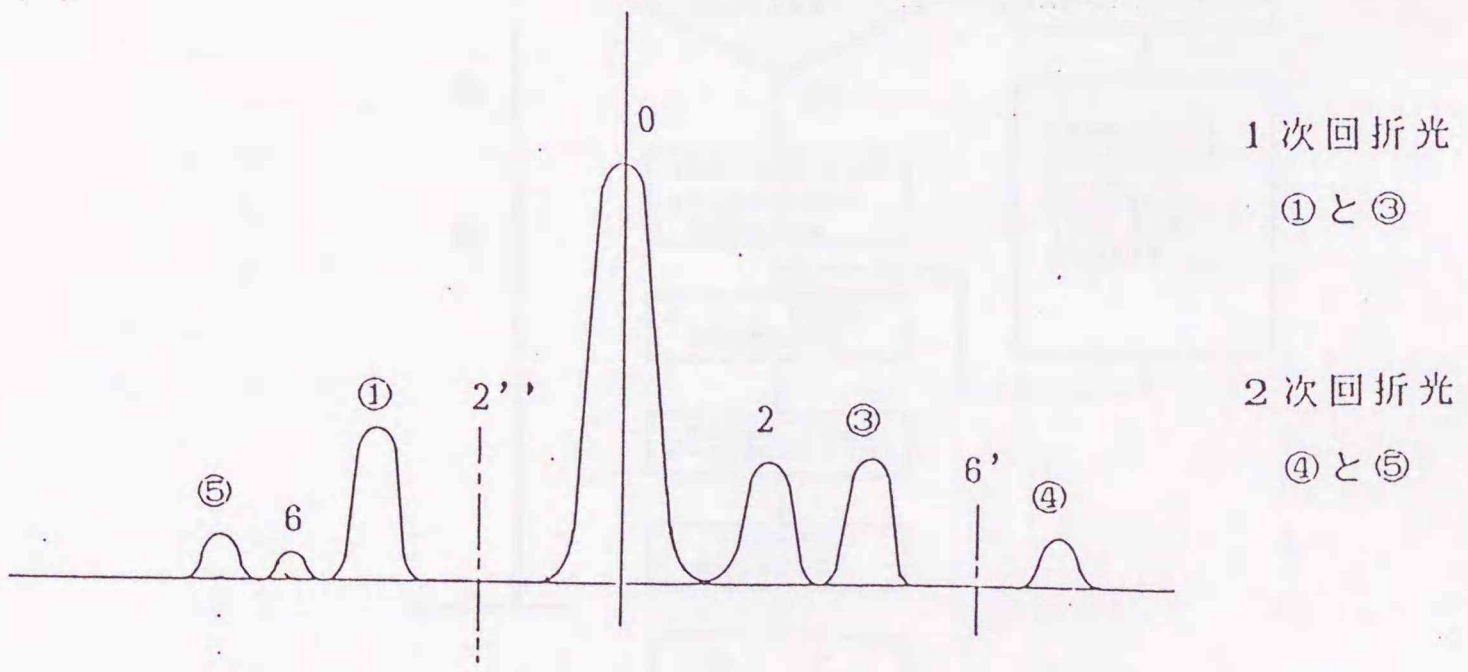


図 4-4-5 回折パターンの対象性を利用した各次回折光の探索方法

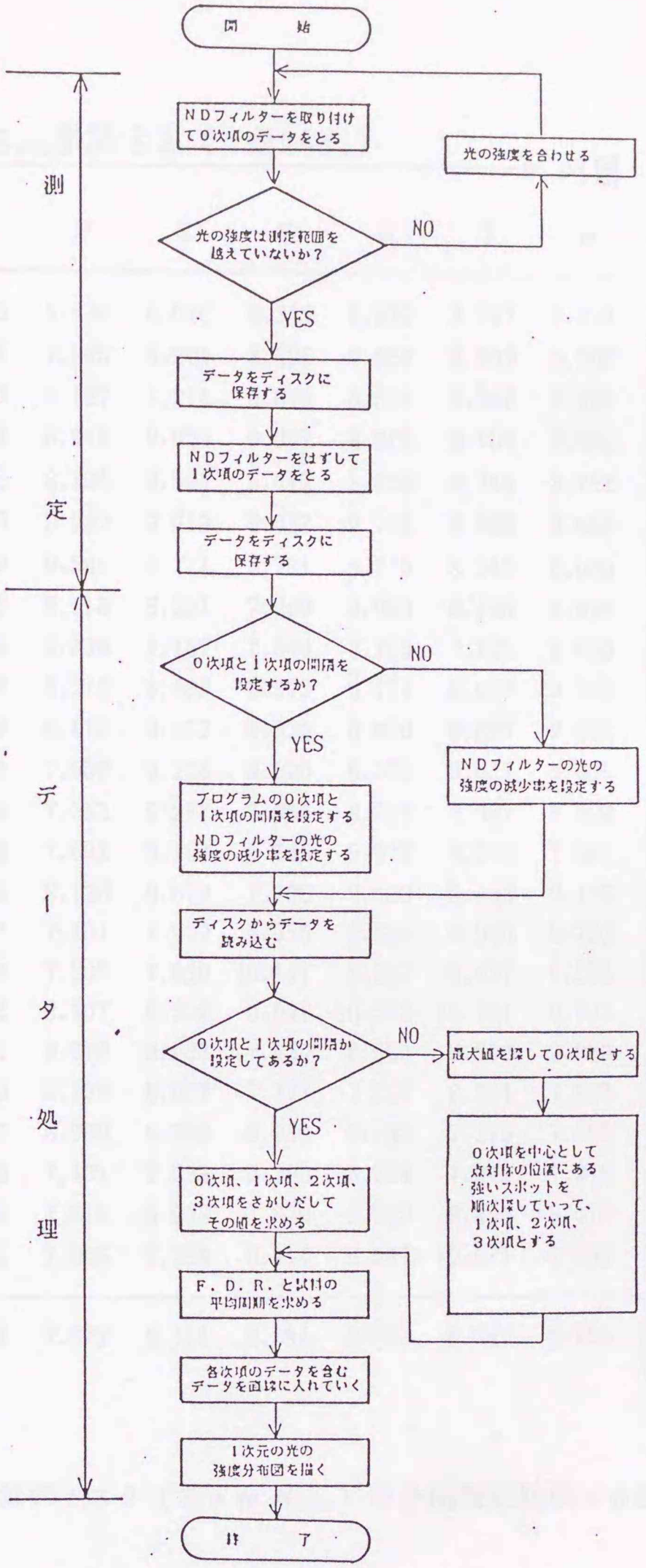


図 4-4-6 測定手順のフローチャート

外周 ← 5mm間隔 8点（1周24点） → 内周

1	2	3	4	5	6	7	8	平均
7.602	6.805	5.739	6.649	6.343	6.939	7.727	7.333	6.892
7.467	7.527	7.205	8.201	8.695	9.954	9.602	9.568	8.527
7.962	7.707	8.167	7.314	8.546	8.521	8.367	8.289	8.109
8.303	8.008	8.448	9.000	9.007	8.865	8.704	8.483	8.602
9.107	9.228	8.794	9.504	9.412	8.768	8.745	8.714	9.034
9.914	9.385	9.932	9.918	9.057	9.113	8.783	8.655	9.345
8.625	8.399	9.584	8.771	8.761	9.545	8.545	9.009	8.905
8.084	7.615	8.118	8.267	7.969	9.068	8.196	8.830	8.268
6.734	7.546	6.338	7.147	7.544	8.735	7.725	8.430	7.525
9.279	7.277	8.573	8.409	8.313	9.171	8.985	9.768	8.722
8.269	9.058	8.112	9.632	8.920	8.960	9.683	9.883	9.065
9.159	8.463	7.956	9.298	8.920	8.372	8.027	9.095	8.661
9.789	8.247	7.352	8.217	7.854	8.932	7.997	8.626	8.377
9.119	7.342	7.892	9.187	8.545	9.573	8.363	7.391	8.426
9.039	8.219	8.126	8.672	7.726	9.440	8.463	9.110	8.599
9.064	8.577	7.151	7.542	8.555	8.639	8.560	9.753	8.480
8.676	8.858	7.265	7.856	10.441	8.338	9.427	9.532	8.799
9.740	9.291	8.407	8.504	9.822	10.533	10.221	9.221	9.467
9.140	8.971	9.918	9.038	7.454	8.589	9.500	9.380	8.999
8.095	9.530	8.239	6.907	7.777	7.527	8.211	7.887	8.022
8.228	7.459	6.999	6.288	6.932	6.733	7.215	7.506	7.170
8.286	8.339	7.431	7.029	8.296	8.304	7.843	7.919	7.931
8.192	8.155	7.614	6.968	7.379	8.592	8.455	8.078	7.929
8.535	8.421	7.965	7.294	9.114	9.547	10.077	9.662	8.827
平均 8.600	8.268	7.972	8.151	8.391	8.782	8.643	8.755	8.445

表 4-4-1 磁気ディスク（8 n m R_{max}）の全面測定結果（A面）

外周 ← 5 mm間隔 8点、（1周24点） → 内周

1	2	3	4	5	6	7	8	平均
6.829	6.170	5.917	6.079	6.251	7.256	7.131	7.944	6.697
7.571	7.161	6.677	7.564	8.403	8.018	7.628	8.156	7.647
7.304	6.962	6.386	6.779	7.986	8.079	8.420	8.692	7.576
7.197	6.892	5.719	6.710	6.965	8.420	6.942	7.828	7.084
7.157	6.872	6.820	6.328	7.526	7.324	7.185	7.720	7.117
8.160	7.840	6.558	6.965	8.257	8.144	7.217	8.658	7.725
8.348	7.742	6.630	8.248	8.062	7.663	7.713	8.592	7.875
6.944	6.775	6.655	7.078	7.401	7.895	6.833	7.003	7.073
8.398	7.394	6.135	7.011	7.170	7.195	6.755	7.604	7.208
7.648	7.536	6.341	6.325	6.736	6.497	6.595	6.921	6.825
9.076	7.786	7.454	6.211	6.762	7.385	7.229	8.091	7.499
8.058	7.064	5.788	7.200	7.205	7.219	6.972	8.626	7.267
7.983	7.090	5.580	6.711	7.162	7.288	8.074	7.484	7.172
7.812	6.403	5.960	8.114	8.122	8.295	8.868	10.545	8.015
9.667	7.976	6.194	8.910	8.537	8.514	9.512	9.317	8.578
8.293	7.921	6.396	7.414	7.400	7.804	7.966	7.930	7.641
7.452	7.214	5.926	6.570	6.762	7.065	6.886	7.154	6.879
8.503	7.430	5.577	6.355	6.557	6.614	6.726	6.960	6.840
7.102	7.136	4.904	7.207	6.779	7.677	6.614	7.738	6.895
8.129	7.984	6.972	7.627	7.757	7.875	7.735	7.942	7.753
8.585	8.030	6.689	7.340	7.451	8.065	8.004	8.160	7.791
8.926	8.833	7.211	7.071	8.380	8.284	8.701	8.817	8.278
7.541	7.111	6.570	7.697	7.587	6.976	7.924	7.637	7.380
6.634	6.346	5.417	7.172	6.227	6.503	7.216	6.915	6.554
平均 7.888	7.319	6.270	7.112	7.394	7.586	7.535	8.018	7.390

表 4-4-2 磁気ディスク（8 n m R_{max}）の全面測定結果（B面）

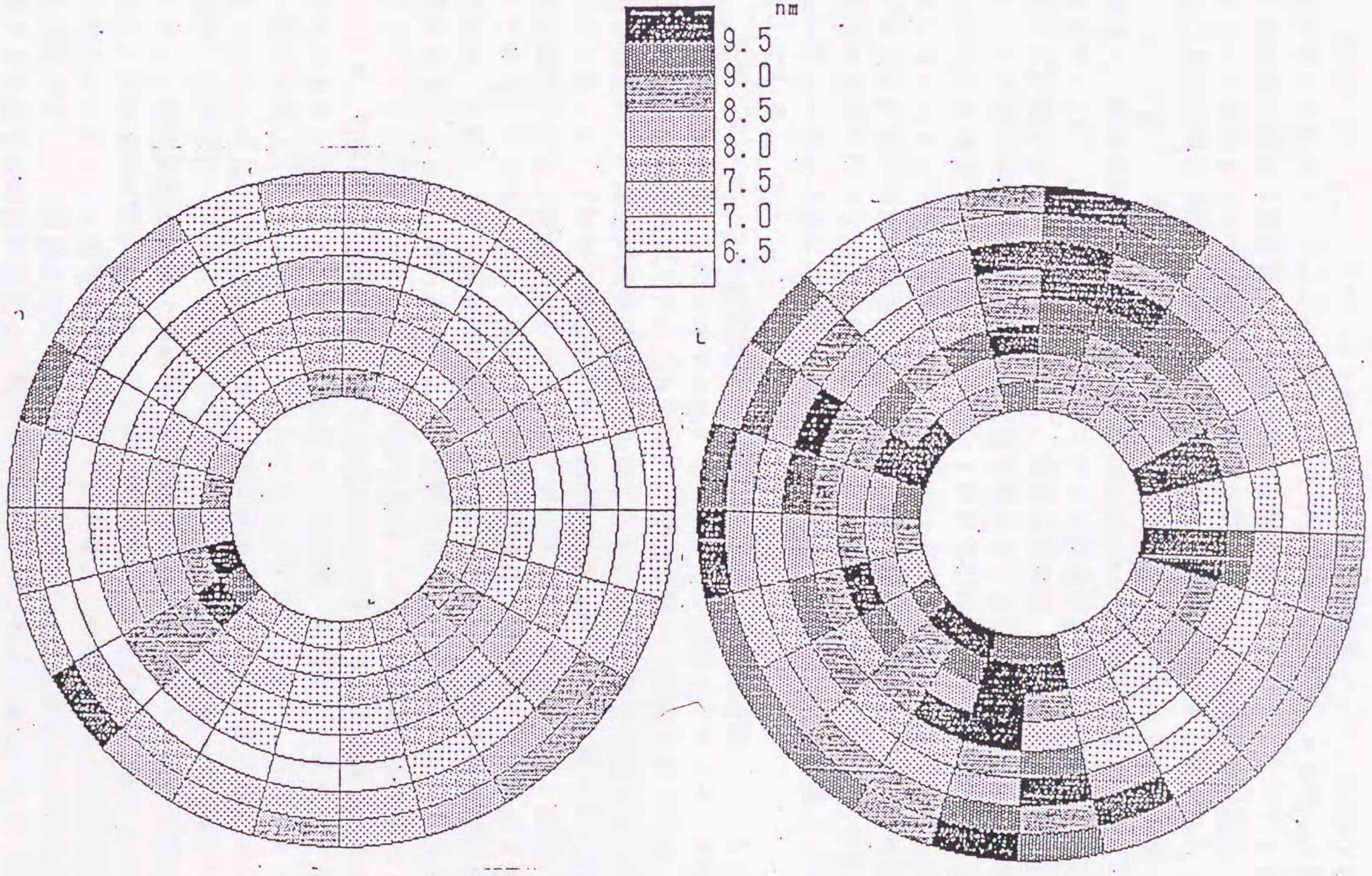


図 4-4-7 磁気ディスク表面粗さの粗さマップによる評価

4.4.4 オンマシン計測実験システムの構成

前項において、インプロセス測定センサによる磁気ディスク全面の Fraunhofer 回折粗さを粗さマップによって評価し、インプロセス測定センサを用いた計測によって超精密切削加工表面粗さの測定評価が比較的容易に行なうことができることを示した。この粗さセンサは測定に長い時間を要さず、しかも非接触で測定が可能なため、測定試料の動的かつ連続的な測定に対しても適用できると考えられる。

そこで次に、本インプロセス測定センサを用いたオンマシン計測実験システムを構成し、超精密切削加工表面における Fraunhofer 回折粗さのオンマシン計測実験を試みた。[129, 130, 131] ここでのオンマシン計測は、単にセンサを工作機械上に登載して計測するというものではなく、実際の超精密ダイヤモンド切削加工時を想定し、工作物の回転運動時における計測を試みることを目的としている。従って、工作物の回転速度も実際に行なわれている超精密切削の回転速度に近い設定が行えるようなシステムを構成しており、これによってほぼ切削工程時に計測を行なうインプロセス計測の状態を実現できる。但し、真の意味でのインプロセス計測は加工物表面の切削を伴いながら行なわれるものであり、ここではまず基礎的な実験として、被測定物の運動状態における Fraunhofer 回折粗さ測定の適応性に関する検証を目的としている。

まず、オンマシン計測実験に用いた、オンマシン計測実験システムの構成を図４－４－８に示す。このシステムは、インプロセス測定センサとデータ処理系、および平面研削盤（岡本ＰＳＧ－５ＥＶ）と制御装置から構成されている。平面研削盤は測定試料の高速回転状態と実際の加工状態に近い状態を模擬するために用いられている。インプロセス測定センサは平面研削盤のベッドに治具によって固定され、測定試料は平面研削盤の砥石装着部にアダプタを介して装着され、高速に回転するようになっている。図４－４－８の破線で囲まれた部分がインプロセス測定センサであり、回転している測定試料表面に対して垂直にレーザ光を照射できるように設置される。そして、試料表面によって反射されたレーザ光はセンサにもどり、ＣＣＤエリアセンサ上に Fraunhofer 回折像を結像し、粗さ測定が行なわれる。

また、制御回路は回転中の試料と測定系の同期タイミングを取るために作製したものである。まず、インプロセス測定センサに用いられているＣＣＤエリアセンサの露光時間は１／３０ sec という仕様になっている。つまり、回折パターンを１回取り込むために１／３０ sec を要し、試料表面上の１点を計測するためには、その間同一点の回折パターンをＣＣＤエリアセンサ上に結像し続けなければならない。しかし、測定試料が高速で運動している場合、ＣＣＤエリアセンサの露光時間である１／３０ sec の間にレーザスポットは試料表面上を走査することになる。この時、ＣＣＤエリアセンサが受光する回折パターンは、この走査された試料表面上における回折パターンの累積されたものとなり、これによって測定される Fraunhofer 回折粗さも走査された試料表面上の粗さの平均化されたものとなる。いま、測定試料が回転している場合、測定試料の回転数が１８００ｒｐｍになった時において、試料がちょうど１回転する間にＣＣＤエリアセンサの露光が完了することになる。従っ

てこの時、試料表面の１回転における１周上の平均的なFraunhofer回折粗さが測定できる。一方、測定試料の回転数が１８００ｒｐｍ未満の場合、１回転をいくつかに分割した表面粗さ計測が可能となり、この場合、現在試料表面上のどの位置を計測しているのかを知る必要が出てくる。そこで、計測位置を検出、制御するために、図４－４－８に示すように主軸にロータリーエンコーダ（ＩＨＩＲＩ－５１２）を取り付けることによって主軸の回転数をカウントする。制御回路はこのカウントをもとに測定システムを制御する目的で用いられる。

図４－４－９に制御系の信号処理過程を示す。制御回路はインターフェースを介してパーソナルコンピュータと接続されており、またロータリエンコーダから主軸１回転あたり５１２パルスのＡ信号と原点信号を入力する。制御回路はプリセットカウンタを内蔵しており、パーソナルコンピュータからカウント数をプリセットすることができ、カウントし終えると終了パルスをパーソナルコンピュータに出力する。例えば、回転数が９００ｒｐｍの場合、測定試料は１／１５ secで１回転するので、ＣＣＤエリアセンサの露光時間である１／３０ secの間に主軸は１／２回転する。従って、測定試料表面１周上を２分割して測定することができる。このとき、パーソナルコンピュータからインターフェイスを介して、制御回路に内蔵されたカウンタに２５６パルスをプリセットしておくと、制御回路はロータリエンコーダの原点信号が入力されると同時にＡ信号をカウントし始め、２５６パルスをカウントし終えると、カウント終了信号をパーソナルコンピュータに出力する。この信号を受け取ったパーソナルコンピュータは測定開始信号をＣＣＤエリアセンサの画像取り込みを制御しているフレームメモリ（イメージＰＣ）に出力し、測定を開始する。

さらに、パーソナルコンピュータにおける回折光強度データ処理においても、ＣＣＤエリアセンサ上の回折強度探索エリアの設定を行えるようにし、強度の検出およびFraunhofer回折粗さの算出までの処理プログラムをすべてマシン語で開発することによって、高速化を図っている。なお、図４－４－１０にオンマシン計測実験システムの全体風景を示してある。実験時には、試料表面に付着するほこりを避けるために、装置全体を透明なカバーで覆っているが、外乱光などのその他の条件は、できるだけ実際の加工条件の環境に近づけてある。

以上により、この計測システムを用いて、回転中の測定試料の測定開始と終了を制御しながら超精密切削加工表面のオンマシン計測実験を行なうことが可能である。

4.4.5 静的計測と動的計測の測定結果の比較と考察

これまで、表面粗さのオンマシン計測や運動状態での計測は三井ら [132, 133] が試みており、その有用性について報告されているが、対象とされている表面粗さは比較的粗いものである。また、光学式測定法を用いたインプロセス計測に関する総合的な報告は、三井 [134] や白石 [135] らによってまとめられているが、超精密切削加工表面のインプロセス計測法に関しては、まだ有効な方法が提案されていないのが現状である。そこでここでは、新たに切削条件などの分かっている、超精密ダイヤモンド切削加工された磁気ディスク基板を試料として用い、試料を静止させた状

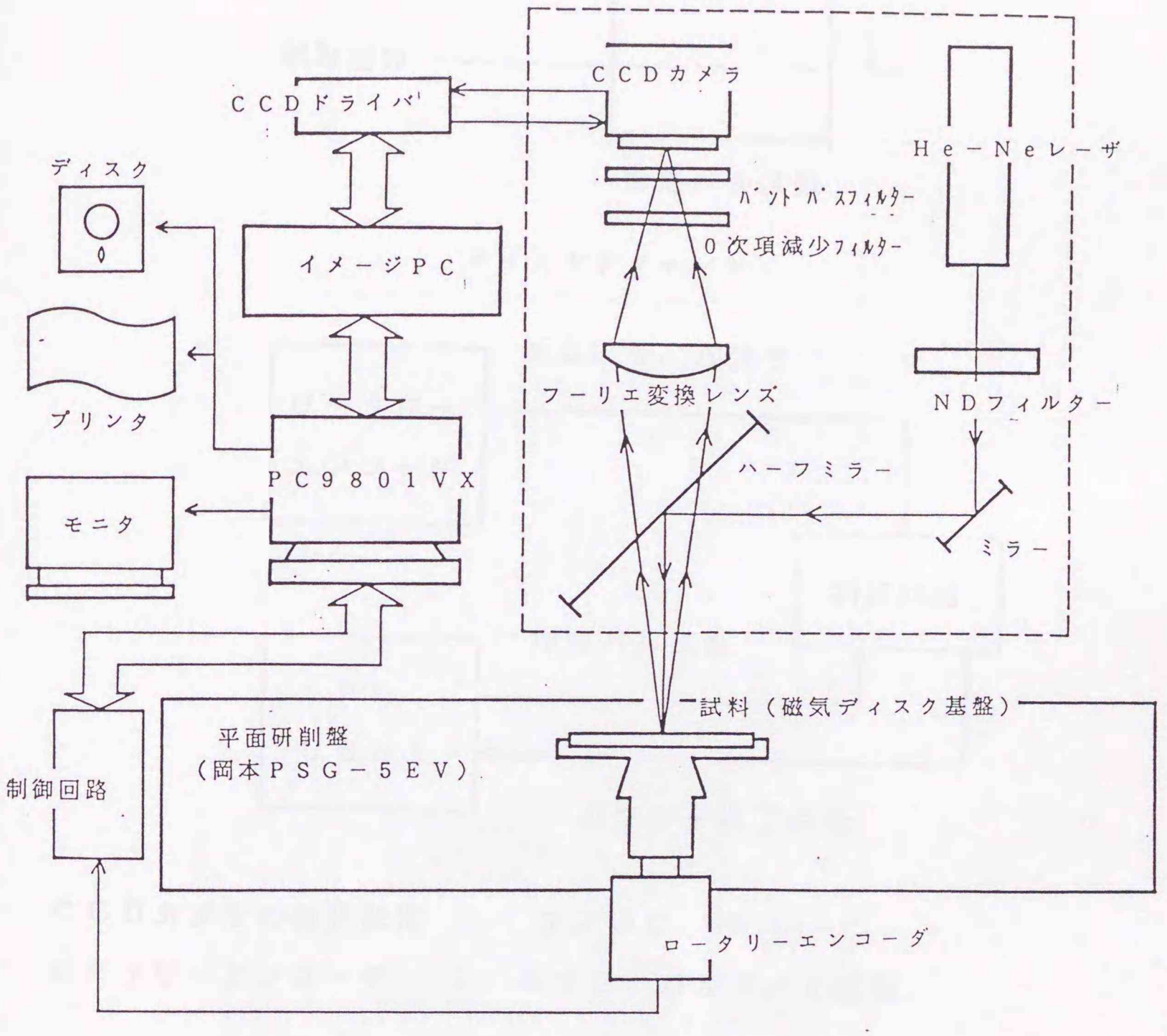
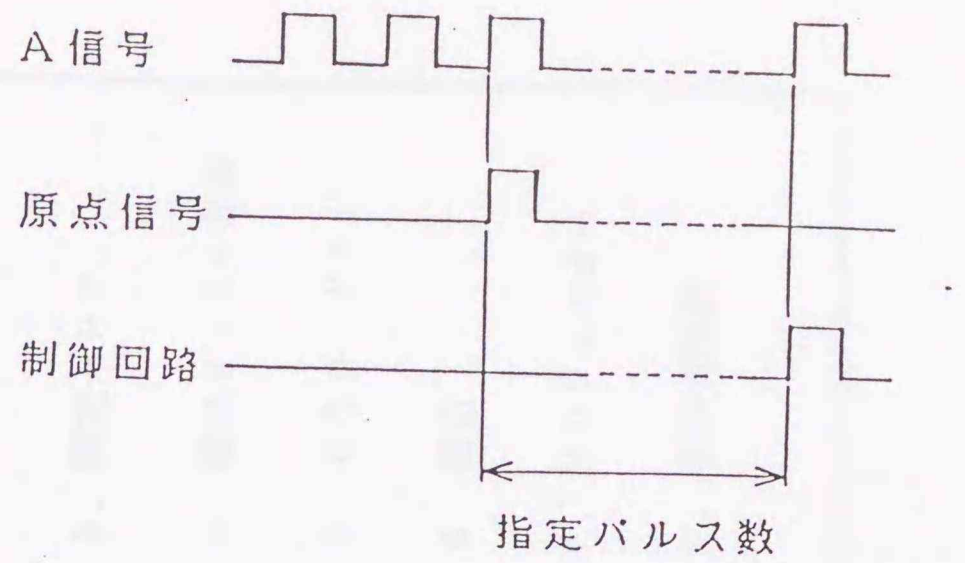
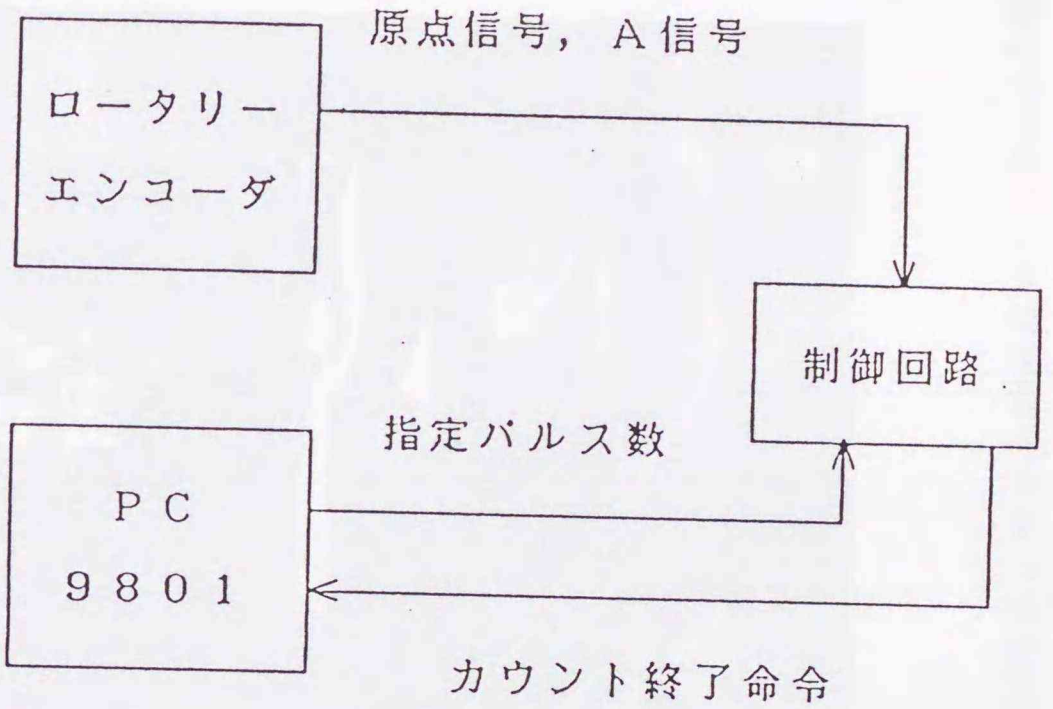


図 4-4-8 オンマシン計測実験システムの構成



タイミングチャート



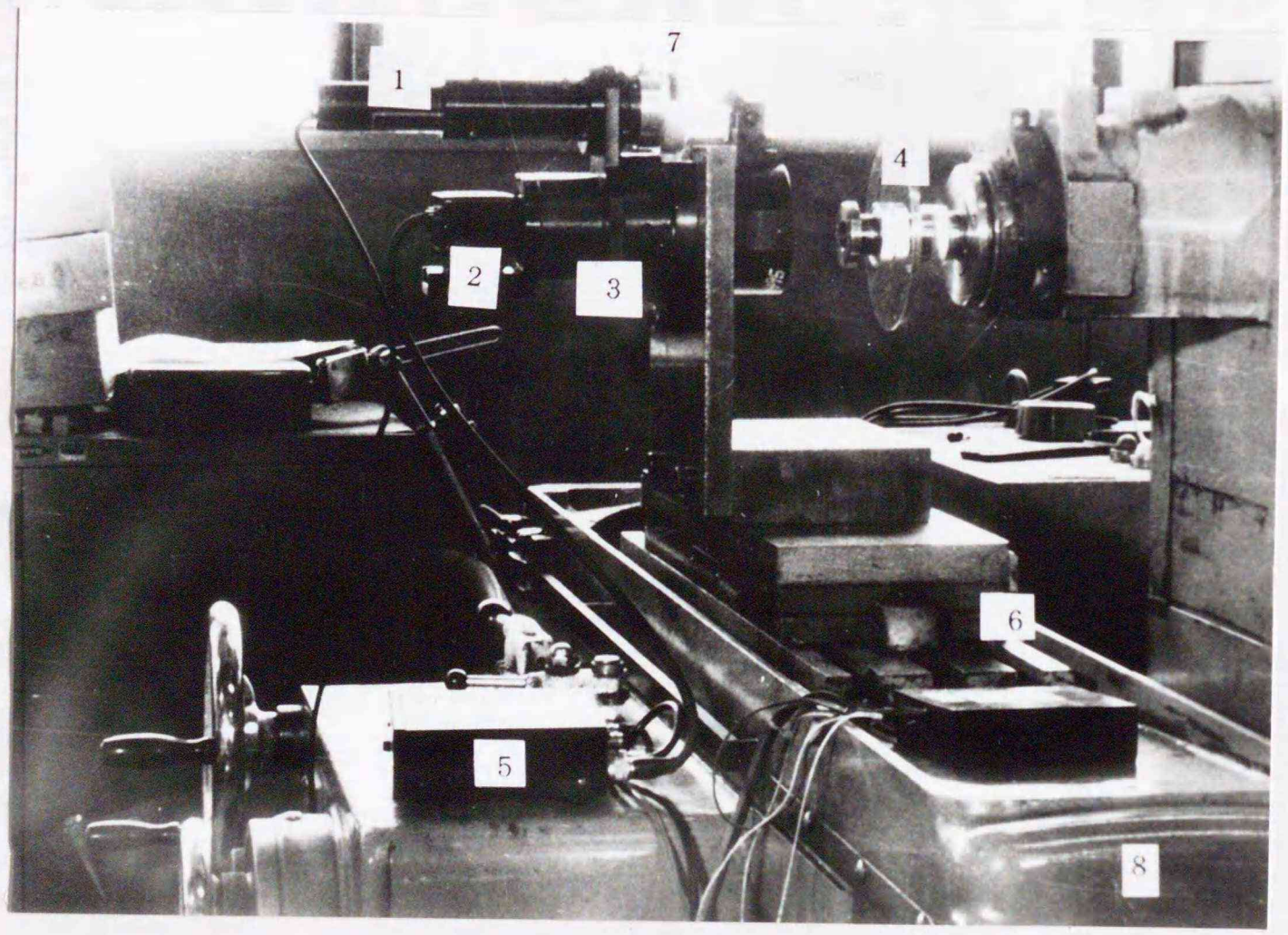
ＣＣＤカメラの露光時間　：　１／３０　秒

ロータリーエンコーダ　：　５１２　パルス／１回転

９００ｒｐｍの場合

１／１５秒で１回転するので、１／３０秒では１／２回転し、２５６パルスに相当する。よって、指定パルス数を２５６パルスにし、１周を２分割して計測する。

図 4-4-9 制御系による信号処理過程



1．He－Ne　レーザ

2．ＣＣＤカメラ

3．測定センサ

4．磁気ディスク基板

5．ＣＣＤ　ドライバ

6．磁石

7．ＮＤフィルター

8．平面研削盤

図 4-4-10 オンマシン計測実験システムの外観

態での計測と回転させた状態での動的な計測を行い、４．４．３と同様の表面粗さマップによって評価を行なった。

まず、オンマシン計測実験に用いられた磁気ディスク基板の外観を図４－４－１１に示す。この磁気ディスクは、外径１３０ｍｍ、内径４０ｍｍの大きさで、材質はアルミニウム合金（Ｓ３Ｍ、日本軽金属製）である。さらに、この磁気ディスクの断面曲線および表面の顕微鏡写真と加工に用いられたダイヤモンドバイトの刃先形状および加工条件を図４－４－１２に示す。この磁気ディスク表面はフラットバイトを用いて超精密ダイヤモンド切削加工されたもので、主軸回転速度１２００ｒｐｍ、工具送り速度３０ｍｍ／ｍｉｎ、切込み量０．０１ｍｍの加工条件で加工が行なわれている。また、加工の際に切削油としてケロシン（白灯油）が使用されている。

この加工条件から工具送り量は２５μmと計算され、顕微鏡写真の切削条痕を観察すると、およそ２５μmの切削条痕が規則的に現われているのが確認できる。さらに、磁気ディスク表面の断面曲線から、ほぼ三角波周期関数状の表面微細形状が見られ、その周期もおよそ２５μmになっており、表面粗さR_{max}は約２０ｎｍであることがわかる。

以下、この磁気ディスクを試料としたFraunhofer回折粗さのオンマシン計測実験の結果を、磁気ディスクを回転させずに行なった（１）静的測定実験の結果と磁気ディスクを高速回転させて行なった（２）動的測定実験の結果に分けて述べる。

（１）静的測定結果

図４－４－１３はこの表面粗さ２０ｎｍR_{max}の磁気ディスクを測定試料に用いて、静止時におけるFraunhofer回折光強度分布を示したものである。この測定において０次回折光強度のみを減光させる特殊フィルタを使用しているが、ここで用いられた特殊フィルタの０次回折光強度の減光率は１／９００である。図４－４－１３の回折光強度分布は減光された０次回折光と１．７７ｍｍの間隔で１次回折光が見られる。この１次回折光ピークの位置は、試料の切削条件である工具送り量２５μm、フーリエ変換レンズの焦点距離$f = 70mm$、He-Neレーザの波長$\lambda = 0.6328\mu m$から式(4.78)を用いて計算される１次回折光の位置に一致している。なお、この実験に用いた磁気ディスクの切削粗さの周期が比較的小さく、そのため１次回折光の位置がこれまで用いていた試料による回折パターンよりも大きく広がるため、ＣＣＤエリアセンサの受光領域に回折パターンを納めるために、フーリエ変換レンズに焦点距離７０ｍｍのものを用いている。

次に、この試料の表面粗さを全面にわたって測定する実験を試みた。この実験において、磁気ディスク表面の外周側から内周側へ向かってレーザスポットを半径方向に走査させながら２ｍｍ間隔で１４点測定する。そしてそれを終えると磁気ディスクを１２度回転させて同様な測定を繰り返すという手順を取ることによって全面４２０点のFraunhofer回折粗さの測定を行なった。表４－４－３に測定結果を示す。この表から磁気ディスク全面の表面粗さは２０．０ｎｍR_{max}という結果が得られており、断面曲線における測定結果とほぼ一致している。さらに、同一円周上の測定

結果に着目してみると、どの円周上においても標準偏差は小さくなっており、表面粗さのばらつきはそれほど大きくないことが分かる。このことから、一般的に超精密ダイヤモンド切削加工面では同一円周上の粗さはどの部分においても表面粗さは変わらない場合が多いといえる。従って、円周方向における表面粗さの分布の評価よりも、半径方向における表面粗さの分布がより重要であると考えられるので、高速回転する磁気ディスクにおける１周の平均値的な表面粗さ評価方法はインプロセスあるいはオンマシン計測において有効な評価方法であると考えられる。なお、表４－４－３の測定結果を表面粗さマップで表わしたものを図４－４－１５に示してあるが、これについては動的測定の結果と比較しながら述べることにする。

（２）動的実験結果

まず、磁気ディスクを回転しながら測定した場合のFraunhofer回折像の変化について考察してみる。超精密ダイヤモンド切削加工された表面においては、同一円周上での切削方向が同じため、周期的表面粗さの方向性は同じであると考えられる。従って、そのような表面における回折パターンも同じ方向性を持つ。以上のことから、動的計測では、ＣＣＤエリアセンサの露光中における試料表面の移動にともなう回折光強度の和として測定される。そして、結果的にはFraunhofer回折粗さも試料表面上におけるレーザスポット距離での平均的な値を取ることになる。

本実験においては、実際の切削速度における測定を想定した表面粗さの計測を目標にし、さらに１周あたりの平均値による評価を行なうため、試料の回転速度を１８００ｒｐｍ～４０００ｒｐｍまでの５段階の回転速度に対して実験を試みている。

はじめに、測定試料回転中のFraunhofer回折光強度の挙動を調べ、Fraunhofer回折粗さの測定が動的な測定によってどの様な影響を受けるかについて検討した。図４－４－１４は磁気ディスクの回転数にたいする０次回折光強度、１次回折光強度およびFraunhofer回折粗さの測定結果をまとめたものである。なお、０次回折光および１次回折光の強度は対比強度、つまり磁気ディスクの回転数が０のときにおける回折光強度を１としたときの回折光強度比を表わしたものである。

まず、０次回折光強度および１次回折光強度に共通してみられる傾向として、試料の回転数が増加するとともに対比強度は減少していき、２５００ｒｐｍ以上において平衡状態となる傾向が見られる。また、対比強度の減少率は０次回折光で２５％、１次回折光で３０％程度となっている。動的測定においてこれらの回折光強度が減少する主な原因は測定試料の装着状態に有ると推察される。つまり、測定試料の回転中心が回転軸の中心と完全に一致しておらず、さらに試料面が回転軸に対してわずかな傾きを持っているためであると考えられる。このようなセッティング状態では、回転中のわずかな表面の上下運動や偏心運動を起こすため、回折パターンがずれた状態で重なってしまう。（図４－４－１５参照）そのため、ＣＣＤエリアセンサ上で露光時間１／３０ sec の間に各次回折光強度のピークがずれた状態で露光されてしまい、それがピークの低下を招く原因となる。

超精密切削加工では加工物のセッティングは非常に高精度に行なわれるため実際の超精密切削加工におけるインプロセス計測ではこのような現象は起きないと考

えられる。しかし、逆にいえば回折光強度の試料回転数に対する変化が試料のセッティング不良に敏感なことを利用して、超精密切削加工状態の不良をも検出できるという可能性を持っていることになる。

次に、図４－４－１４における試料の回転数とFraunhofer回折粗さの測定値の関係をみると、両者に相関がみられない。つまり、試料が回転している場合の測定値は静止時に比べ、ほとんど１ｎｍ程度の変化しかなく、試料の回転数が上がってもFraunhofer回折粗さの測定値には影響を及ぼしていないことがわかる。これは、各次回折光が同じ割合で変化するためであると考えられる。また、一例として、回転数３０００ｒｐｍのときのFraunhofer回折粗さの粗さマップを、静止時の表４－４－３の測定結果の粗さマップとともに図４－４－１６に示す。この粗さマップは１９．０ｎｍ～２１．０ｎｍまでを０．５ｎｍおきに５段階に色分けして表示したものである。３０００ｒｐｍにおける測定結果の粗さマップは、１周ごとの分布で表示してあり、静止時における粗さマップとの比較を行なうと、例えば4周目と5周目における粗さが比較的悪くなっている状態がよく一致しており、本インプロセス測定センサの動的測定に対する有効性が示されている。

以上のオンマシン測定実験についてつけ加えれば、本来は試料の動的な測定においても、静止時の測定と同様に円周方向も多分割した測定を行なうことができるのが望ましいことであると考えられる。現在の本インプロセス測定センサの試料表面上１点の測定に要する時間は、回折光強度データの処理速度の限界を達成するプログラミングを行なったとしても、約２秒程度を要し、これをさらに短縮させるためにはＣＣＤエリアセンサの露光時間の短縮化などのハード的改善を必要とする。しかし、このような高速化は本論文での本質的な問題とはいいがたい。なぜなら、これは測定原理自体の欠陥に起因する問題点ではないからである。

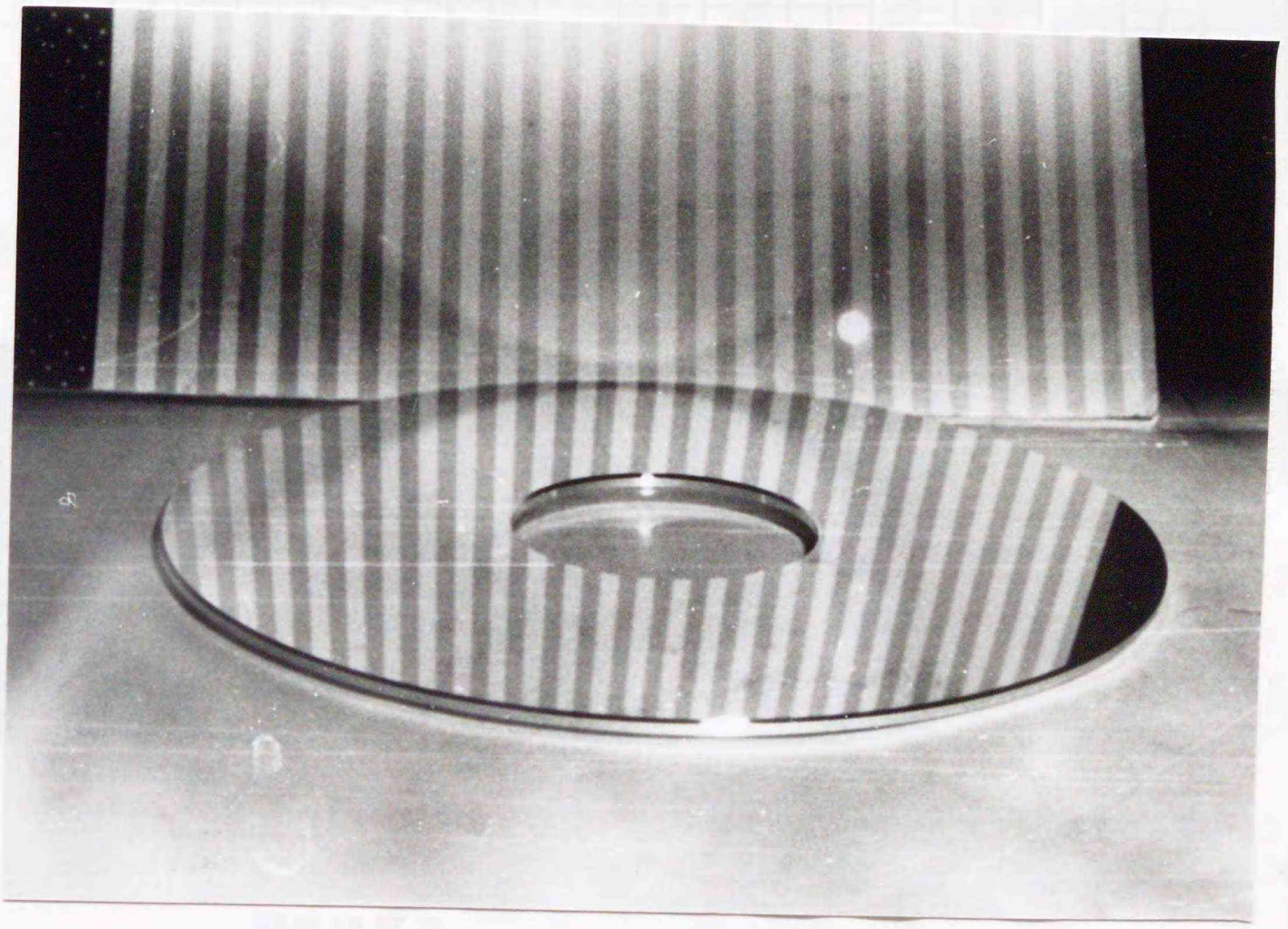
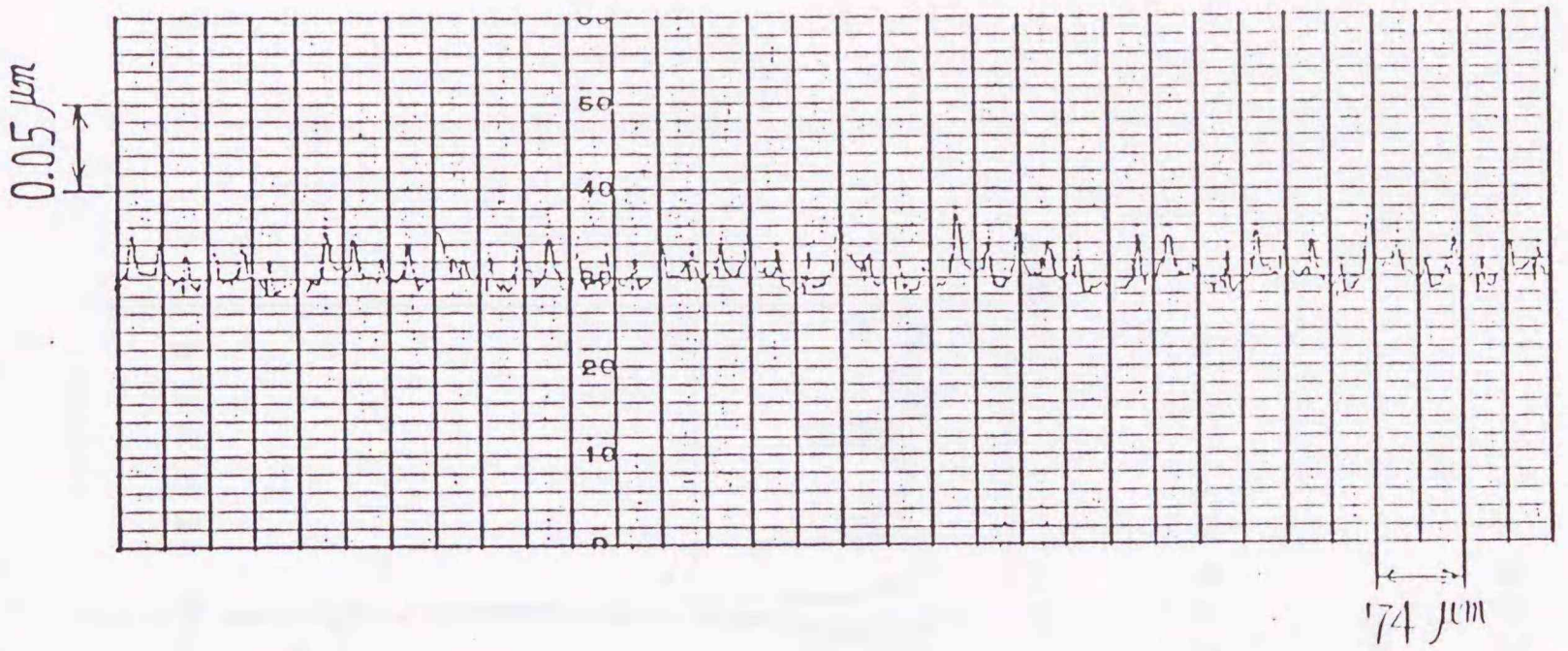
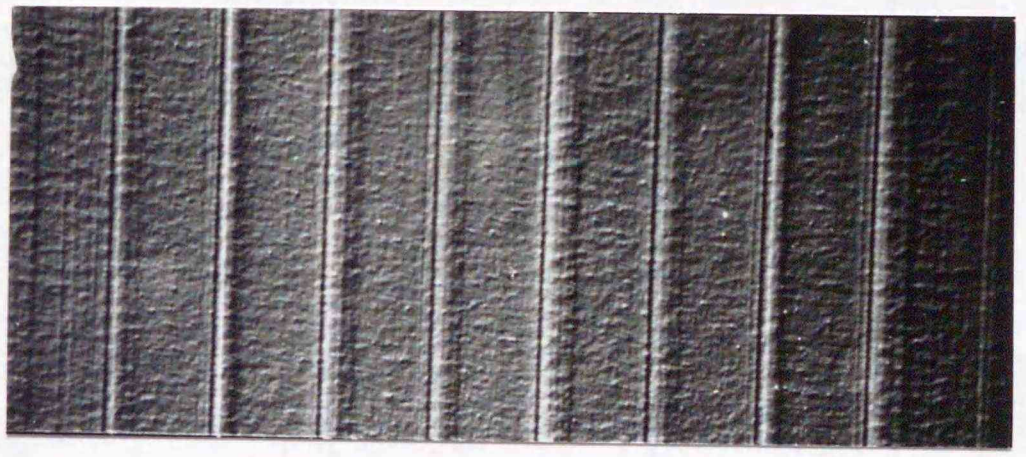


図 4-4-11 磁気ディスク基板の外観

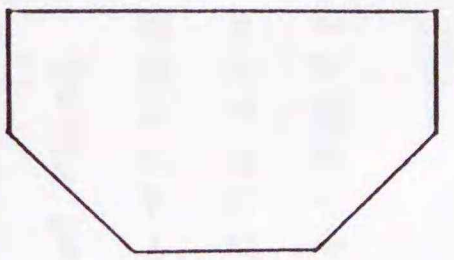


表面粗さ曲線



0．05mm

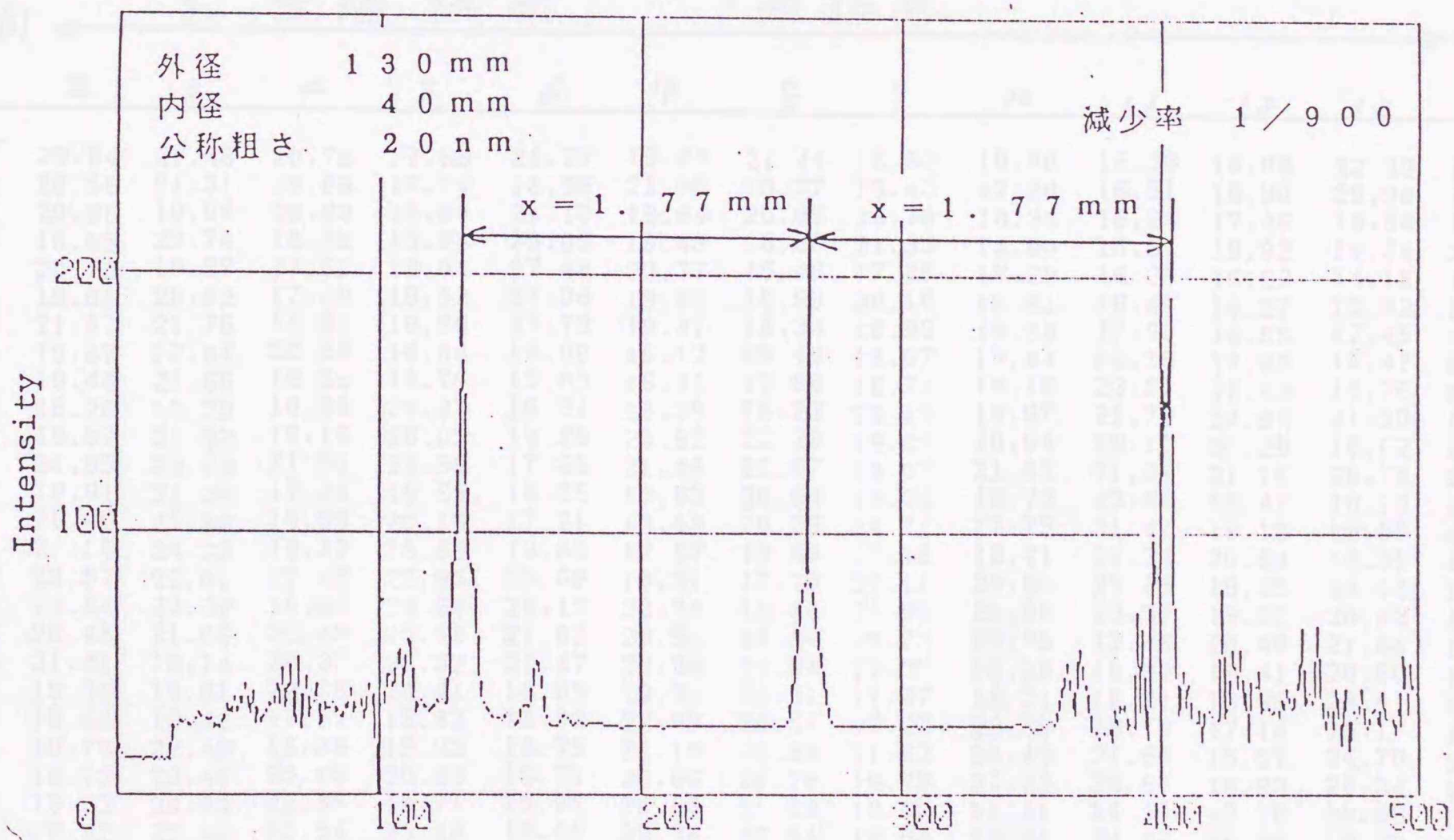
顕微鏡写真



刃先形状

項　　目	単　位	条　　件
主軸回転速度	rpm	１２００
送り速度	mm/min	３０
切込み量	mm	０．０１
使用工具	——	ダイヤモンドバイト（フラットバイト）
切削油	——	ケロシン（白灯油）

図 4-4-12 磁気ディスクの加工条件と表面粗さデータ



$$x = \frac{\lambda f}{T}$$

＝１．７７ｍｍ

λ：レーザ光の波長（λ＝６３３ｎｍ）

ｆ：焦点距離（ｆ＝７０ｍｍ）

Ｔ：粗さの周期（Ｔ＝２５μｍ）

図 4-4-13 磁気ディスク（２０ｎｍ R_{max}）の回折光強度分布

外周 ← 2mm間隔 14周　　1周30点 →内周

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
20.47	20.84	21.48	20.70	17.68	21.77	19.23	21.44	18.96	16.80	19.36	18.08	22.39	18.38
18.79	20.58	21.31	18.69	17.74	18.56	21.00	15.77	15.43	17.80	16.51	16.90	25.98	17.85
20.74	20.08	19.04	20.63	18.84	21.10	19.64	20.09	19.78	18.33	16.96	17.85	18.84	19.86
23.93	18.85	20.74	18.20	19.98	20.09	19.43	18.38	21.33	14.90	16.57	19.92	16.34	20.24
21.74	20.72	19.57	17.52	19.04	17.48	20.77	16.48	17.85	17.22	16.30	15.53	14.15	17.30
21.59	19.68	20.02	17.39	19.52	21.08	18.96	16.99	20.16	15.61	16.41	16.27	15.92	16.97
17.56	21.87	21.75	18.81	16.56	17.73	19.87	18.33	18.96	15.98	17.90	18.55	17.45	14.11
21.38	19.87	17.84	20.88	18.84	18.69	19.12	20.46	18.07	17.84	18.16	17.63	19.41	17.45
20.41	19.48	21.56	19.86	18.79	19.05	16.82	16.66	18.71	18.16	23.01	18.43	18.76	17.46
23.24	16.28	19.23	18.88	20.37	16.51	18.30	16.23	23.13	18.97	21.79	20.92	21.50	19.11
19.62	19.97	21.52	19.15	20.02	19.26	20.92	22.26	19.01	20.94	19.10	21.29	18.62	19.04
18.90	21.55	23.83	21.50	21.56	17.62	21.49	22.67	18.67	21.02	21.01	21.11	20.74	24.59
19.97	19.91	21.24	17.24	19.86	18.55	15.63	20.64	19.26	18.73	23.60	18.47	16.23	16.55
19.66	21.66	23.96	18.59	20.13	17.21	13.49	20.26	24.71	17.75	21.47	19.15	19.08	20.30
20.87	21.05	24.36	19.42	18.68	19.89	17.27	19.64	25.15	18.41	21.33	20.84	18.55	15.89
20.75	22.57	22.01	17.42	25.95	19.69	19.31	17.70	22.11	20.51	23.13	19.35	24.08	16.32
18.39	19.64	23.32	19.44	24.60	25.15	20.33	19.80	21.95	21.95	23.57	19.81	20.93	17.47
20.56	20.45	21.06	23.43	25.91	21.82	20.51	21.84	19.73	23.75	17.46	20.46	21.96	19.03
20.56	21.81	19.14	20.37	26.32	21.47	20.39	24.94	21.03	18.58	19.92	19.41	20.60	18.48
19.27	19.39	18.61	22.36	24.41	18.65	19.31	22.51	17.47	18.21	18.28	15.39	24.41	19.38
21.18	19.68	19.42	17.92	18.82	18.92	22.03	20.07	17.22	22.69	16.73	17.14	19.17	18.36
21.64	19.73	22.43	18.36	15.92	18.75	22.10	16.88	21.62	20.43	21.66	15.57	24.75	17.40
20.47	18.73	22.48	25.05	20.03	15.71	20.96	20.76	19.79	21.22	24.66	16.98	28.34	17.27
19.13	19.02	24.64	22.45	18.71	15.05	20.86	21.89	18.00	21.31	24.30	17.78	20.66	17.47
19.91	18.22	22.43	21.54	23.28	19.00	22.38	20.64	18.68	19.31	24.69	16.90	19.30	17.66
22.19	19.38	21.01	22.58	26.35	19.71	21.46	24.28	18.60	18.71	24.05	16.83	27.66	18.23
22.86	18.85	22.31	20.68	20.75	18.06	20.46	18.04	17.51	16.86	23.11	16.41	26.24	20.20
23.70	18.90	22.04	20.86	21.36	18.28	21.66	18.61	17.43	20.60	20.63	16.99	25.68	18.67
22.53	19.62	18.98	17.61	17.51	16.57	20.28	19.37	20.07	21.57	19.99	17.07	22.40	21.24
22.43	19.19	17.73	16.94	19.23	19.00	20.56	20.78	22.54	16.38	19.66	15.90	17.66	17.40
AVE. 19.92	20.81	21.17	19.82	20.56	19.01	19.82	19.81	19.76	19.02	20.38	18.10	20.93	18.32	20.0
STD. 1.250	1.553	1.860	2.019	2.907	2.008	1.925	2.331	2.222	2.161	2.762	1.750	3.594	1.865	2.21

表 4-4-3 磁気ディスク（２０ｎｍ R_{max}）の全面測定結果

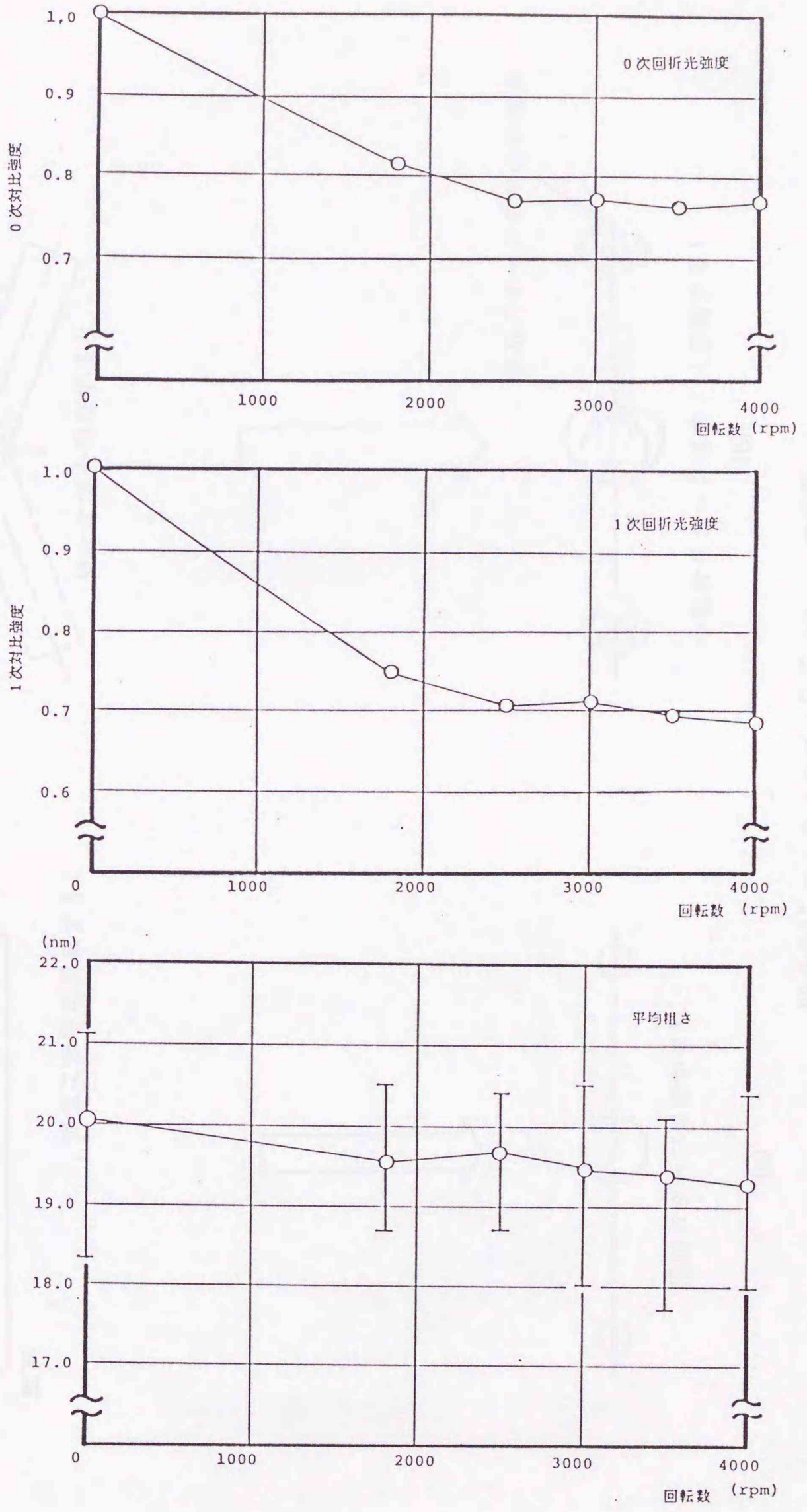
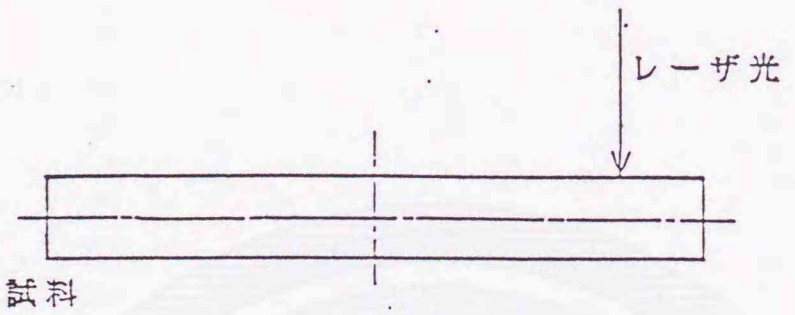
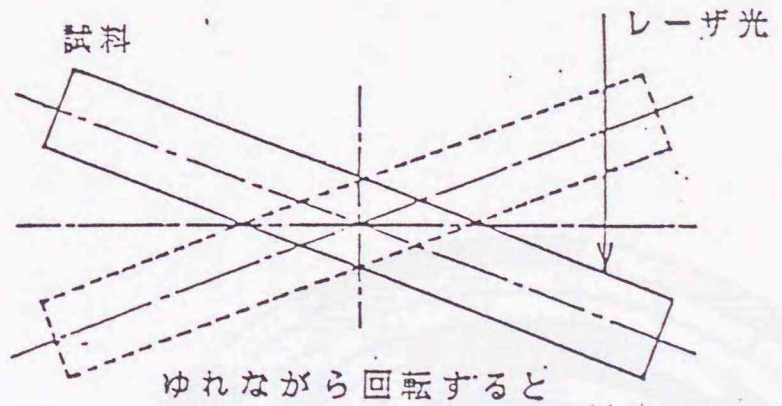


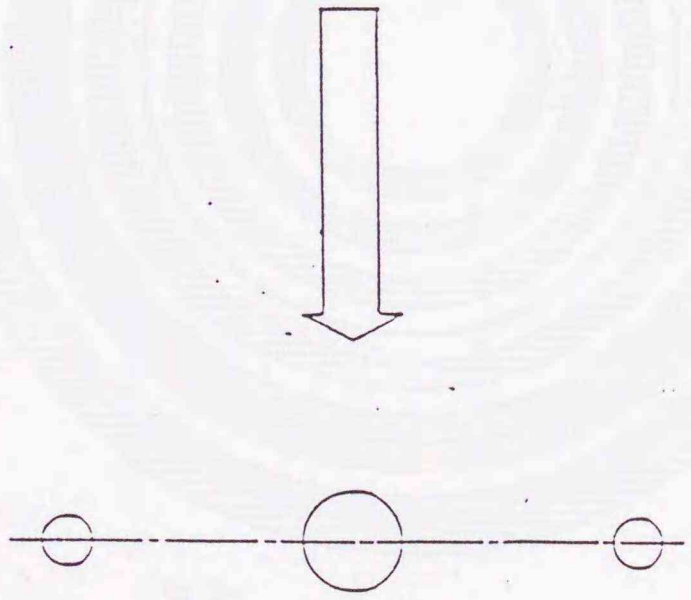
図 4-4-14 回転数と回折強度および F.D.R の関係



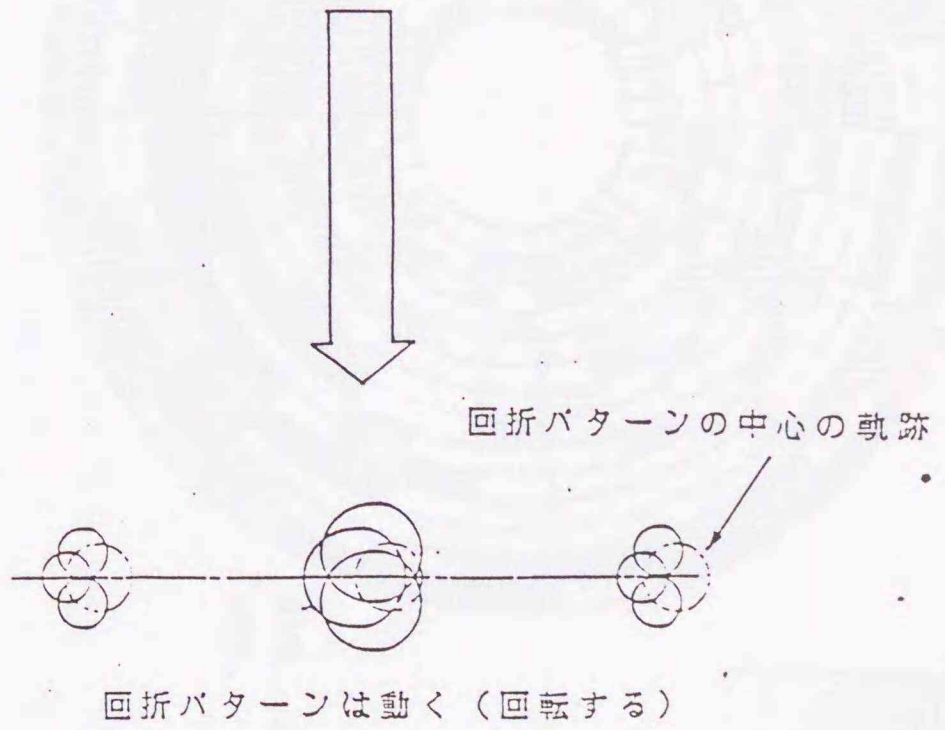
完全に水平に回転すると



ゆれながら回転すると



(a)



(b)

図 4-4-15 セッティングと回折パターンの変動

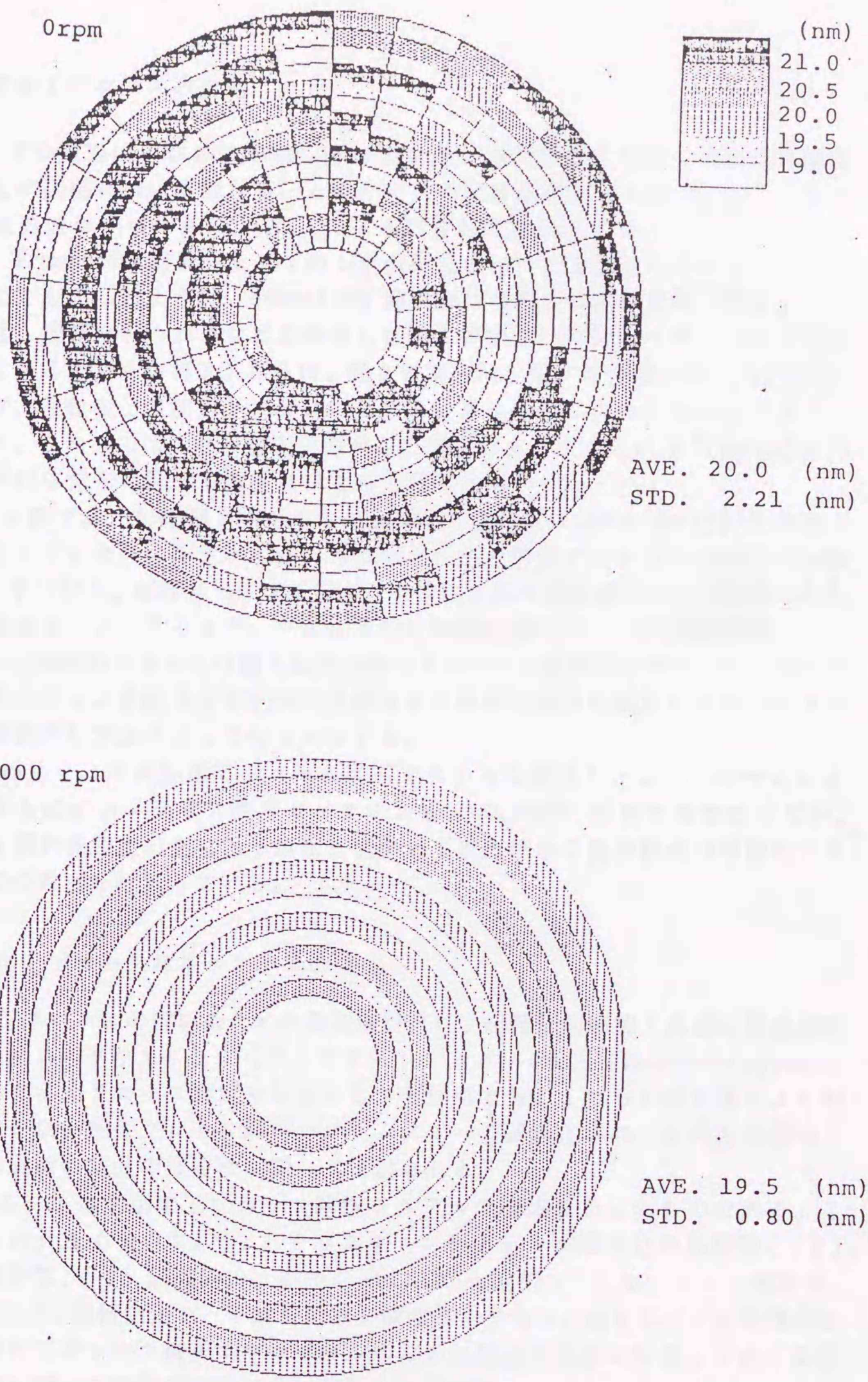


図 4-4-16 静的測定と動的測定結果の粗さマップによる比較

4.5 節 切削加工プロセスの推定

これまでの議論は、おもにFraunhofer回折像の各次回折光強度と周期的表面粗さの高さとの関係について着目し、ｎｍオーダの超精密切削加工表面における高さ方向の性状を表わすパラメータ R_{max} による定量的な評価法について行なわれてきた。一方、Fraunhofer回折パターンの1次回折光のピーク位置から工具送り量を推定できることを示したように、Fraunhofer回折像には粗さの高さ方向の情報とともに、方向性、周期性、うねりなどに関係した粗さの横方向に関する多くの光学情報も含まれていると考えられる。さらに、粗さの横方向に関する情報には、工具摩耗、チッピング、振動などの加工プロセスにおける重要な情報が含まれていると考えられる。また、これまではこれら横方向の情報と関係があると思われるFraunhofer回折像の空間的な分布に関する解析はほとんど行なっていなかった。

そこで本節では、超精密ダイヤモンド切削加工表面のFraunhofer回折光強度分布から、加工プロセスの推定が可能であるかどうかを検討するために基礎的な実験を試みる。すなわち、超精密切削加工によって作製された実験試料から直接得られた回折光強度分布およびタリステップによる粗さ断面曲線に基づく計算機実験から得られた回折光強度分布さらには粗さ断面曲線のスペクトル解析などから、Fraunhofer回折光強度分布による超精密切削加工表面粗さの周波数成分の推定が可能であるかどうかを実験的な方法によって明らかにする。

そのために、まず切削加工プロセス解析システムを構成し、このシステムによる解析とともにインプロセス測定センサによるFraunhofer回折の実験を行ない、Fraunhofer回折光強度分布による超精密切削加工表面粗さの周波数成分の推定の手法についての考察を行なっている。[136]

4.5.1 切削加工プロセス解析システムの構成

切削加工プロセスの解析のための測定装置には、超精密切削加工表面の断面曲線を測定するためのタリステップ（ランクテーラーホブソン）とFraunhofer回折粗さ測定に用いたインプロセス測定センサの二つを併用する。これらの測定機による測定データは、切削加工プロセス解析システムによって統合化され、超精密切削加工表面粗さの周波数成分の推定法に関して検討される。

図４－５－１は切削加工プロセス解析システムの構成を示したものである。このシステムは大きく分けて、（１）タリステップ測定データ取り込み処理部、（２）断面曲線解析部、（３）断面曲線に基づくFraunhofer回折シミュレーション解析部、（４）Fraunhofer回折測定データ解析部から構成されており、各々のデータ処理がひとつの切削加工プロセス解析用プログラムのなかに統合化されている。これらの各部分の役割とデータ処理の方法について以下に述べる。

- (1) タリステップによる超精密切削加工面の断面曲線データをパーソナルコンピュータに取り込むためのハードウェアシステムである。まず、タリステップ

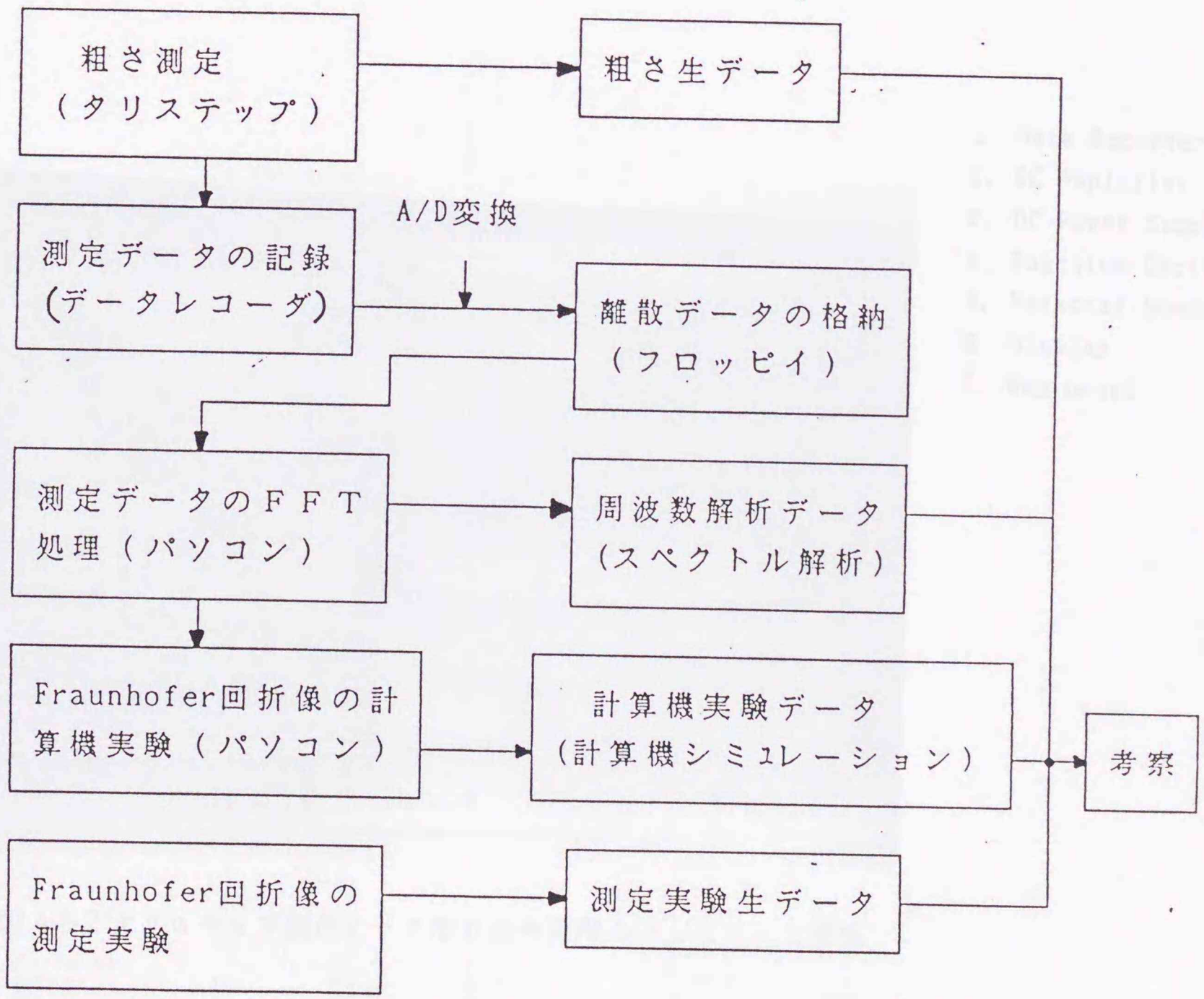
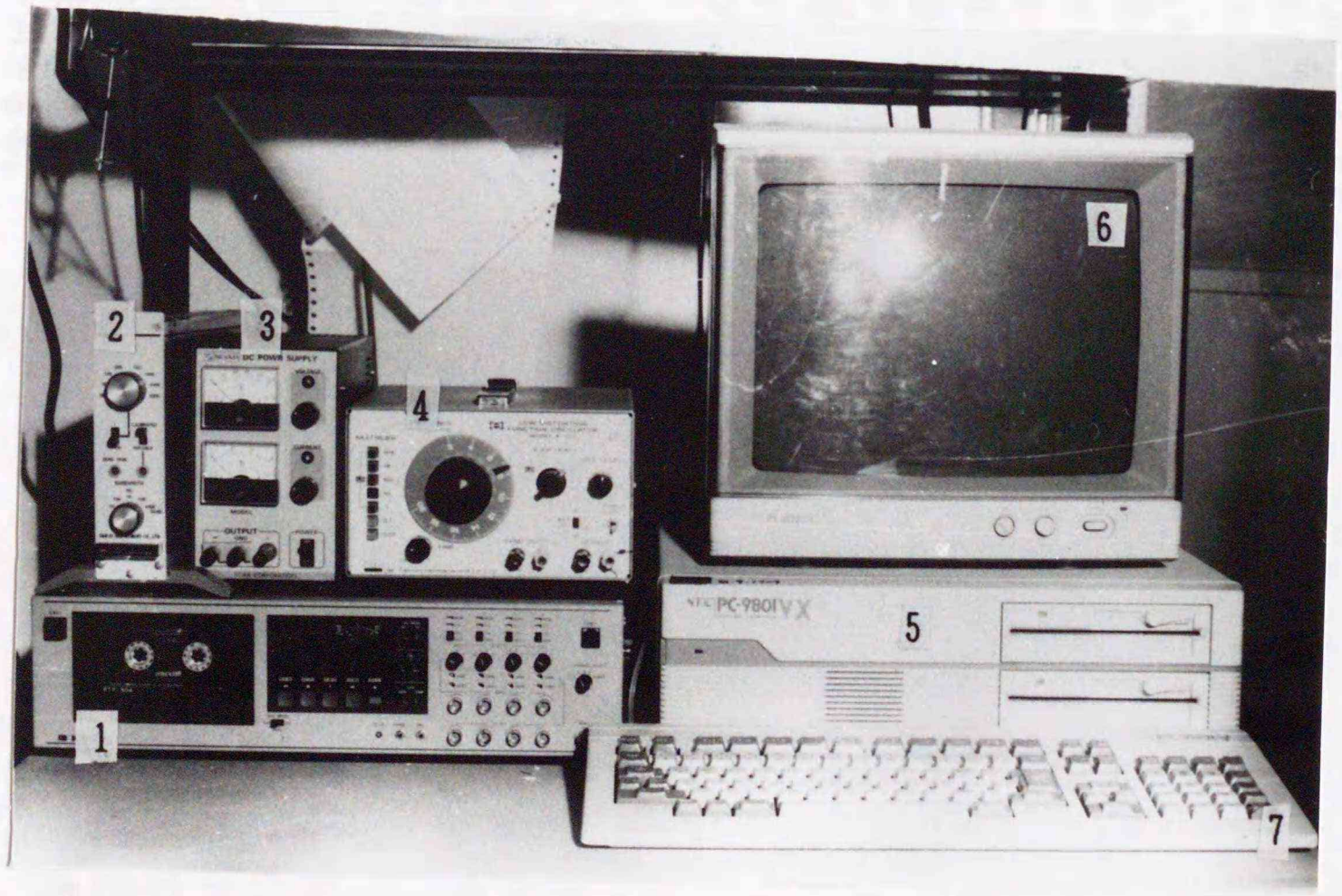


図 4-5-1 切削加工プロセス解析システムの構成



1. Data Recorder
2. DC Amplifier
3. DC Power Supply
4. Function Oscillator
5. Personal Computer
6. Display
7. Key board

図 4-5-2 タリステップ測定データ取り込み処理のハードウェア構成

のエレクトロニックユニット [137] から出力される±1(V) のアナログ出力信号をデータレコーダに記録する。このアナログ出力波形が断面曲線を表わしている。次にこのアナログ信号をA／D変換し、パーソナルコンピュータに取り込む。そのハードウェアシステム構成を図４－５－２に示す。このシステムは、DATA recoder（データレコーダ）、DC Amplifier（アンプ）、DC Power Supply（パワーサプライ）、Function Oscillator（オシレータ）、A/D Convertor Board（A／Dコンバータ（１２ Bit A/D 変換ボード PCN-2098、ネオグローブ電子））、Personal Computer（コンピュータ）から構成されている。データレコーダに納められたタリステップによる±1(V) のアナログ信号はアンプで±5(V) に増幅され、さらにパワーサプライによってA／D変換のフルスケール電圧 0－10(V) にバイアスされ、A／Dコンバータに入力される。このとき同時に、オシレータからA／D変換のサンプリング周波数２１４Hzが入力される。このサンプリング周波数は、タリステップによる断面曲線の測定において横倍率×200 のとき、スタイラススピードが２５$\mu m/sec$ であるので、測定長さ４８０μm（インプロセス測定センサの照射レーザスポット径に相当する）を４０９６点でサンプリングする場合、4096/480(μm) × 25($\mu m/sec$) から決定される。このシステムによって、タリステップによる測定長さ４８０μm の断面曲線データが４０９６でサンプリングされ、高さ変動が１２ Bit のデジタルデータに変換されて、コンピュータに取り込まれる。なお、測定長の設定は、Fraunhofer 回折粗さの測定センサにおけるレーザスポット径が４８０μm であり、回折はこの長さの表面微細形状によって起こるため、表面測定データを合わせるために４８０μm としてある。

- (2) タリステップによる断面曲線データを解析するソフトウェアで構成されている。（１）で離散化データとしてコンピュータに取り込まれた超精密切削加工表面の断面曲線に対する周波数解析（スペクトル解析）を行なうことができる。ここでは、そのほかに表面粗さや自己相関関数の計算や確率密度分布などの統計的な処理も行なうことができる。

- (3) タリステップによる断面曲線データをもとに、Fraunhofer 回折像の計算機シミュレーションを行なうソフトウェアで構成されている。（１）で離散化データとしてコンピュータに取り込まれた超精密切削加工表面の断面曲線に対して、反射光の複素振幅分布を計算し、さらにＦＦＴを用いて Fraunhofer 回折領域の複素振幅と強度を求める。これによって、実際の断面形状に対する（２）の周波数解析と Fraunhofer 回折光強度分布との対比を理論的な手続きで行なうことかできる。

- (4) インプロセス測定センサとこれによって測定された Fraunhofer 回折光強度の空間分布に関する解析を行なうソフトウェアによって構成されている。各次回折光やそれらの間に存在する強度と超精密加工表面の周波数成分との関係

を解析する。

この切削加工プロセス解析システムによって、実際の超精密切削加工表面の断面曲線から得られる表面テクスチャの特徴とFraunhofer回折光強度との関係について解析し、本測定法による超精密切削加工表面テクスチャの特徴抽出の有効性について検討していく。

4.5.2 Fraunhofer回折光強度による分析

ここでは、まず実験試料について述べ、つぎにその試料に対するFraunhofer回折光の測定と、Fraunhofer回折測定データ解析部による試料表面の表面粗さの周波数成分に対する分析を行なう。

切削加工プロセス解析実験には、実験試料として、超精密ダイヤモンド切削加工によって仕上げられた5インチアルミニウム磁気ディスク基板を用いた。この試料表面はRバイト（R10mm）を用い、主軸回転数n＝1000rpm、送り速度f＝20mm／min、切込み量10μmの加工条件で加工されたもので、切削油にケロシン（白灯油）が使用されている。（図4－5－3参照）

まず、この試料表面をタリステップによって測定した結果を図4－5－4に示す。測定条件は、Filter cut off 0．33Hzの粗さ測定モードで行なった。断面曲線をみると、送り量（周期変動）の乱れやうねりが観測され、表面粗さも約20nm R_{max}となっている。一方、Rバイトによる超精密切削加工において、理想的に工具刃先が加工表面に転写された場合の理想切削粗さH_{max}は図4－5－5に示すように、加工条件から工具送り量f＝20$\mu m/rev$とバイト半径Rを用いて、

$$H_{max} = \frac{f^2}{8R} \tag{4.79}$$

によって計算され、H_{max}＝5nm R_{max}になる。よって、実際の加工表面の粗さは理想切削粗さよりもかなり大きくなっていることや断面曲線にかなりの周期変動がみられることから、この試料の加工工程において工具刃先の形状や加工プロセスになんらかの問題があったものと考えられる。

次にこの試料を用いて、インプロセス測定センサによるFraunhofer回折像の測定実験を行なった。測定条件として、フーリエ変換レンズは焦点距離100mmのものを用い、0次回折光減少フィルタは減少率1／250を用いている。図4－5－6にFraunhofer回折光強度分布の測定例を示す。この図において、縦軸は強度を取っているが、横軸は新たな方法として表面周期波長をとって示してある。この表面周期波長は、m次回折光の位置ξ_mを、

$$T_m = \frac{\lambda f}{\xi_m} \tag{4.80}$$

によって、表面テクスチャを構成する周期成分の波長T_mに変換したものである。従って、図の横軸において中心軸は0次回折光のバイアス成分であるため表面周期波長

は∞である。また、表面周期波長が６８．６μmに相当する位置まで０次回折光減少フィルタが入っているのでそれ以下の波長について検討を行なっている。

まず、送り量２０μmに相当する波長１９．８μmに比較的鋭く大きないわゆる１次回折光がみられる。もし、理想的な周期粗さであれば１９．８μmより大きな波長の回折光は観測されないはずであるが、０次回折光と１次回折光の間にいくつかのピークがみられる。このことから、送り量に乱れがあることが推定される。特に送り量のほぼ２倍である４５μmの位置に大きなピークがあることから、送り量の約２倍の周期で加工されているところがあると予想される。また、図４－５－４の断面曲線からもそのような傾向はうかがうことができるが、断面曲線解析部を用いた詳細な分析は４．５．３で述べられる。さらに、０次回折光強度と１次回折光強度から求めたFraunhofer回折粗さは１９ｎｍR_{max}となっており、断面曲線から得られた値（２０ｎｍR_{max}）とほぼ一致する結果が得られた。さらに、試料表面上の２４点に対してFraunhofer回折像を測定し、その測定から得られた回折光のピーク位置を示す表面波長の頻度とその強度について調べた。表４－５－１は測定結果として、表面波長Ｔ（μm）、出現回数Ｎ、回折強度Ｉ、そしてＮの最大値を１として正規化した比率（頻度）ratioをまとめたものである。また、図４－５－７はこの表をもとに、表面波長Ｔに対する頻度ratioをヒストグラムで示したもので、波長２０μm近傍に必ずピークが存在していることが分かる。また、４４μm前後にも必ずピークが存在し、２２～３０μmの間には５０％以上の頻度で数多くのピークが存在している。図４－５－８はこれらの波長のピークの強度について、代表的な３つの例を示したもので、約２０μm、３５μm、４５μmの波長における回折光強度が大きいことが分かる。以上のことから、回折光強度のピーク波長の頻度およびその大きさの解析によって、送り量２０μmに相当する周期を基本波長にしながらも、約２倍の４５μmの周期構造が加工表面に強い影響を与えていることがわかる。これによって、本測定法により、ほぼ切削工程における加工誤差発生要因の推定を行なうための表面粗さ評価が可能であると考えられる。

4.5.3 粗さのパワースペクトル解析による分析

前項における、Fraunhofer回折像による表面粗さの周期構造の測定評価の妥当性を検証するために、切削加工プロセス解析システムによる（１）タリステップ測定データ取り込み処理部、（２）断面曲線解析部、および（３）断面曲線に基づくFraunhofer回折シミュレーション解析部によって、Fraunhofer回折による解析に用いた試料表面粗さの周波数特性の解析（粗さのスペクトル解析）とFraunhofer回折計算機シミュレーションを行なった。

解析手順は、以下のようになる。まず、試料の断面曲線をタリステップによって測定し、（１）によって離散化されたデータとして計算機に取り込む。次に、（２）によってＦＦＴを用いたフーリエ変換により周波数解析を行い、断面曲線の周波数にたいする分布を調べる。そしてさらに、（３）のシステムを用いて、断面曲線の離散データからFraunhofer回折光強度分布を求め、前項における実験結果と比較を行

なう。

まず、断面曲線を計算機に取り込み、表示したものを図４－５－９に示す。この断面曲線は測定長４８０μmをサンプリングして表示したもので、最大高さ粗さR_{max}や表面微細形状の特徴が図４－５－４の測定結果とほぼ似ていることから、このシステムによってタリステップによる断面形状が忠実に計算機に取り込まれていることがわかる。さらに、図４－５－１０にこの断面曲線に対して周波数解析を行なった結果を示す。この図から、７０μm以上の長周期成分を除くと４０μm、３４μm、１９μm近傍に特徴的なピークがみられる。この周期波長はFraunhofer回折光強度分布における回折光ピーク位置の解析から得られた４０μm、３５μm、２０μmに現われる特徴とほぼ一致している。従って、Fraunhofer回折像の各次回折光のピーク位置によって超精密切削加工表面テクスチャの周波数構造を解析し、工具送り量の変動などの加工プロセスの推定を行なうことができると考えられる。さらに、回折光強度分布の一例を４－５－１１に、タリステップで測定した断面形状から計算したFraunhofer回折光強度分布を図４－５－１２に示す。両者を比べると、どちらにおいても波長２０μmと４０μmの位置に特徴的なピークが現われている。このことは、Fraunhofer回折光強度分布における各次回折光ピークが、超精密加工表面の周期的特徴を抽出し、回折光の空間分布の特徴に変換していることを示すものである。さらに、周期的表面粗さの高さR_{max}を求める理論式を用いれば、各波長成分の振幅も推定できると考えられる。これらを用いて、Fraunhofer回折光強度によって表面粗さのパワースペクトル解析を行なうことができる。

以上のことから、Fraunhofer回折の光情報には、超精密切削加工表面の表面テクスチャの高さ方向と横方向の両方の特徴を含んでいると考えられ、この性質を用いることによって加工表面の状態から加工プロセスの推定を行なうことができるものと思われる。さらには、回折光強度分布から表面の幾何学的な形状そのものを復元できる可能性もあると考えられ、このことについての議論は第７章で行なうことにする。

主軸回転速度	rpm	１０００
送り速度	mm／min	２０
切込み量	μm	１０
使用工具	――	ダイヤモンドバイト（Ｒ１０バイト）
切削油	――	ケロシン（白灯油）

図 4-5-3 磁気ディスク（Ｒバイト）の加工条件

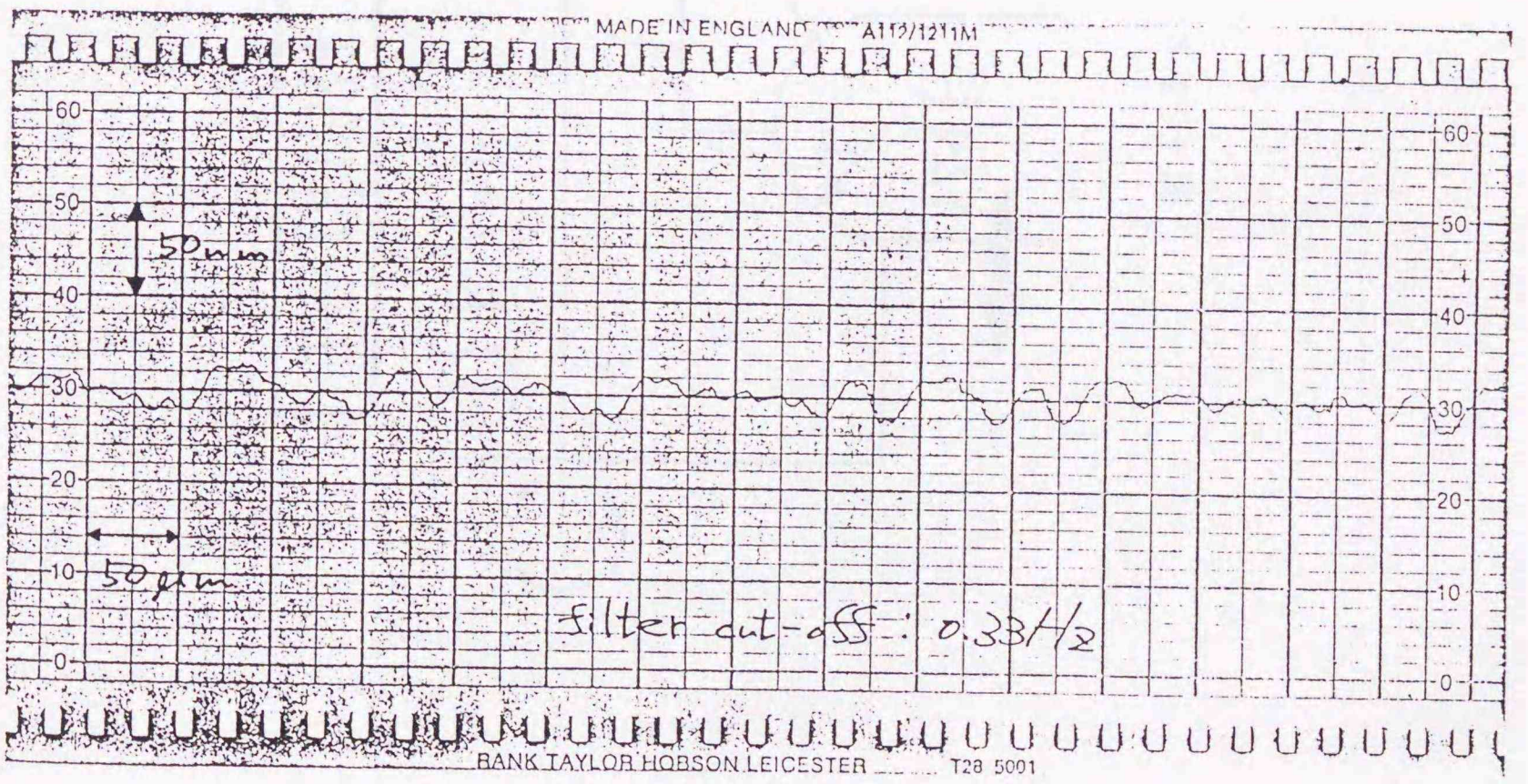


図 4-5-4 磁気ディスク（Ｒバイト）の断面曲線

理想的仕上面あらさ

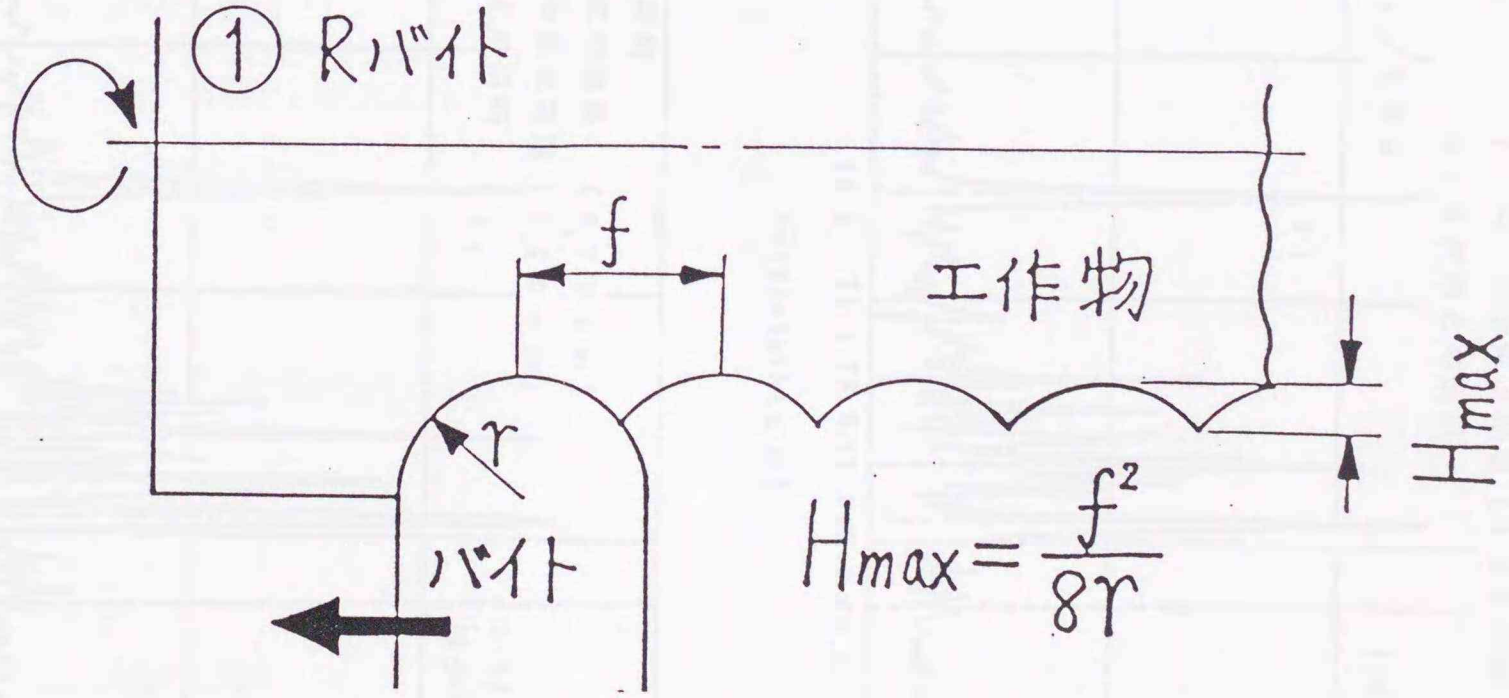


図 4-5-5 Rバイトによる理想切削粗さ

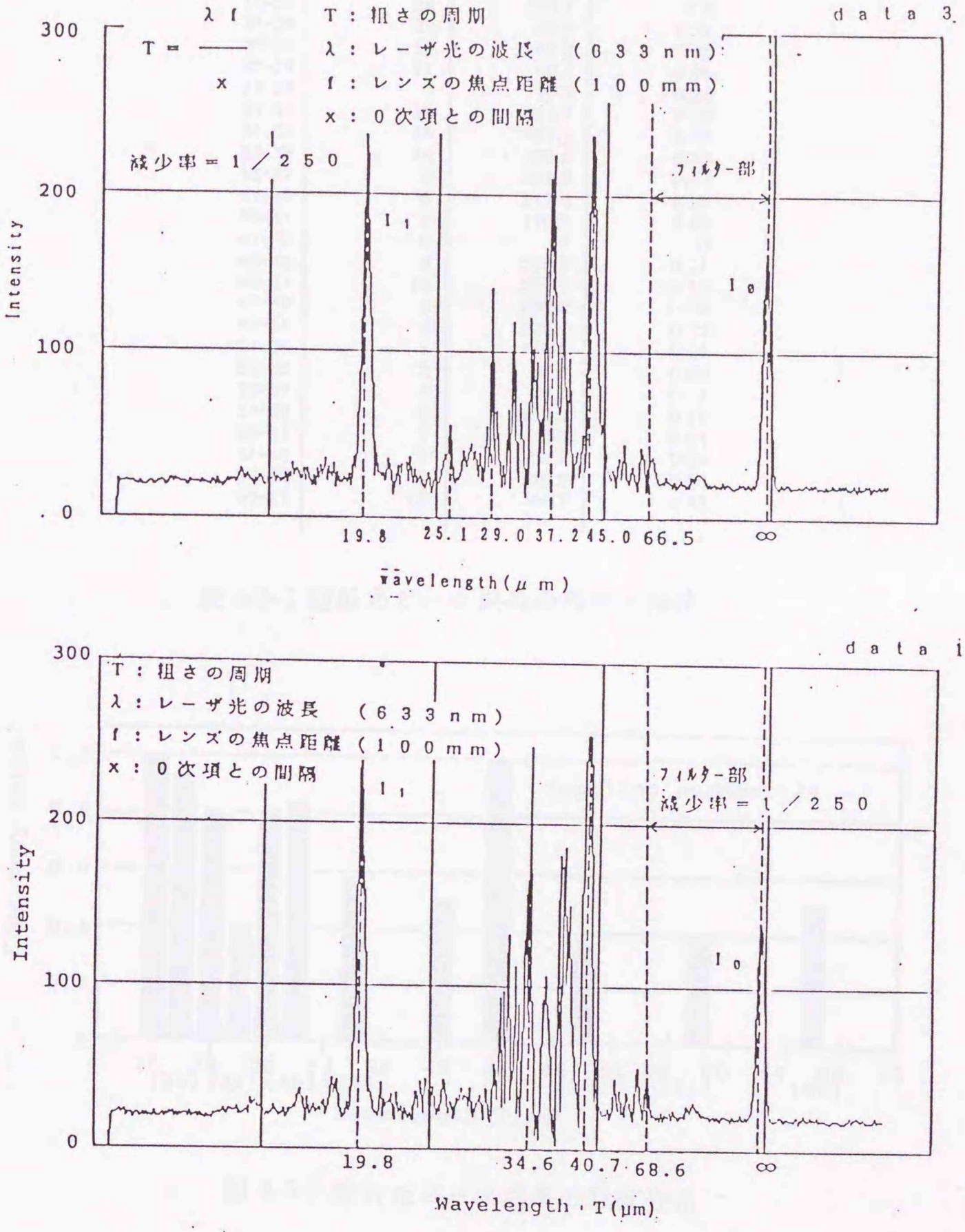


図 4-5-6 磁気ディスクの Fraunhofer 回折光強度分布の一例

T	N	I	ratio
∞	24	145.0	1.0
19-21	24	230.1	1.0
21-23	22	44.3	0.92
23-25	18	49.7	0.75
25-27	11	68.1	0.46
27-29	9	79.7	0.38
29-31	18	135.7	0.75
31-33	18	137.7	0.75
33-35	14	208.5	0.58
35-37	4	241.3	0.17
37-39	6	217.8	0.25
39-41	8	170.1	0.33
41-43	0	/	0
43-45	5	250.0	0.21
45-47	16	244.7	0.67
47-49	2	255.0	0.08
49-51	6	120.7	0.25
51-53	1	140.6	0.04
53-55	2	57.9	0.08
55-57	3	75.5	0.13
57-59	8	169.2	0.33
59-61	1	255	0.04
61-63	1	53.1	0.04
63-65	2	46.9	0.08
65-67	10	46.7	0.42

表 4-5-1 回折光ピーク波長の頻度と強度

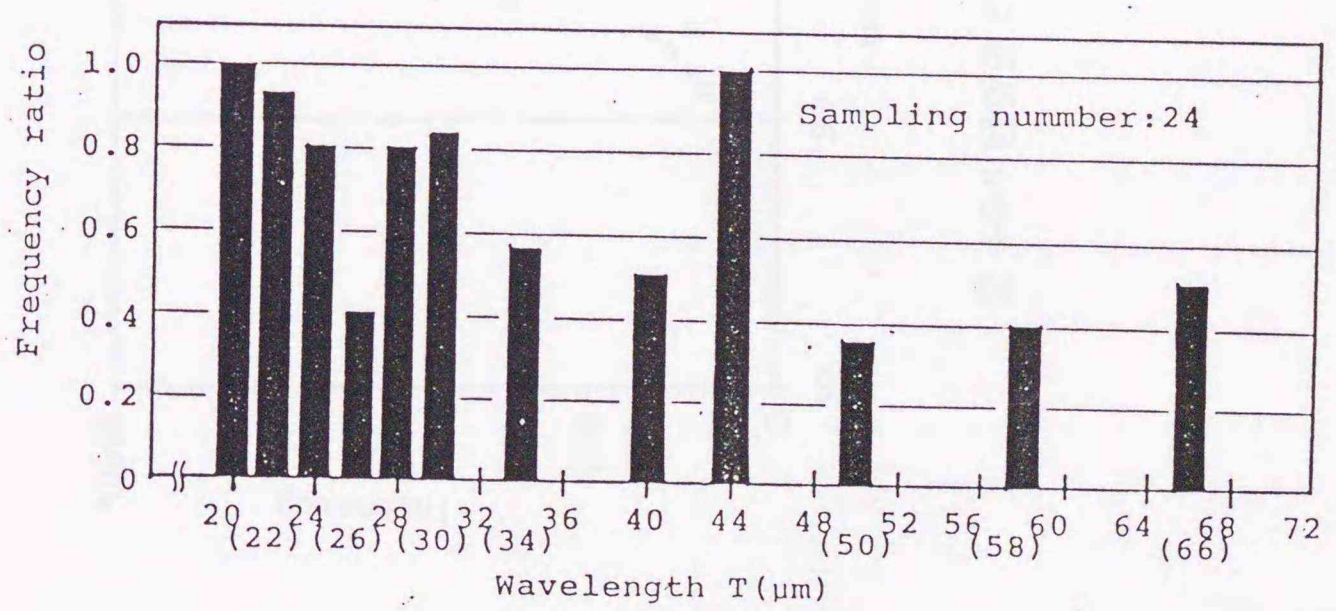


図 4-5-7 回折光ピーク波長の頻度分布

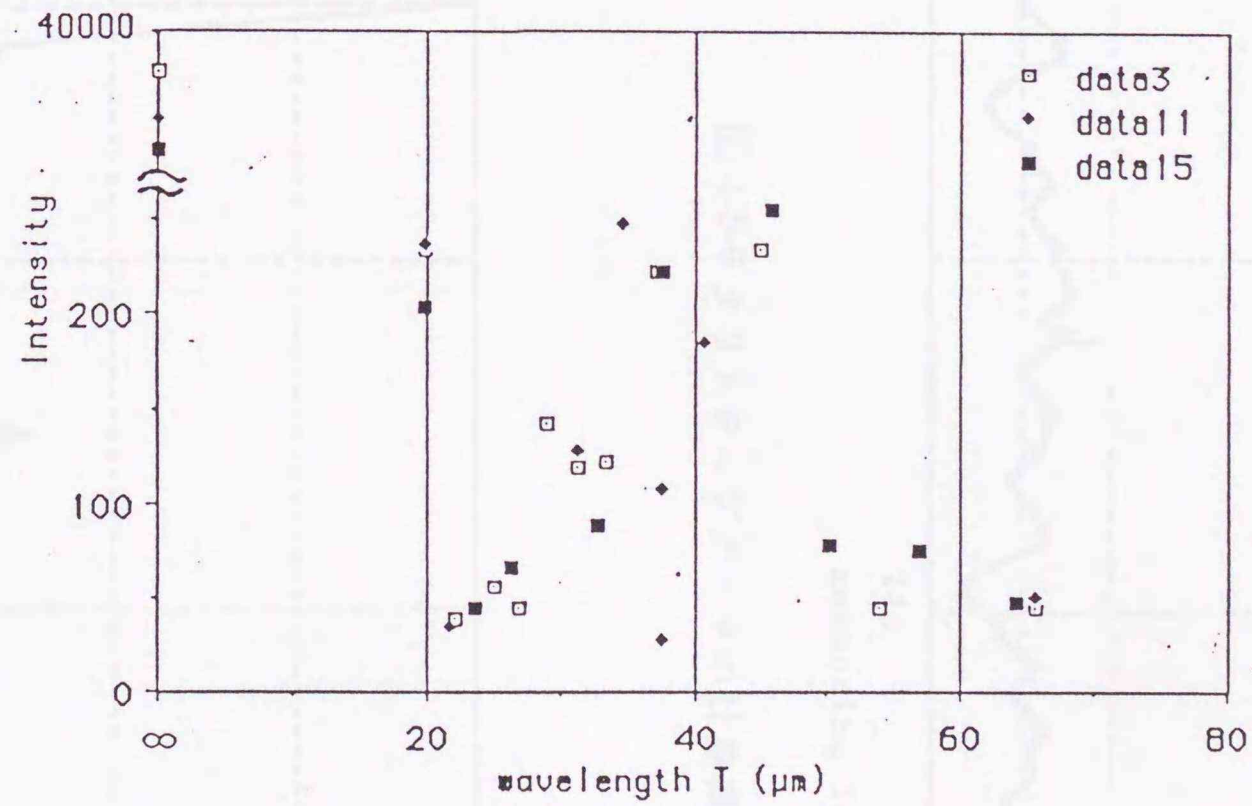


図 4-5-8 回折光ピーク波長と回折光強度

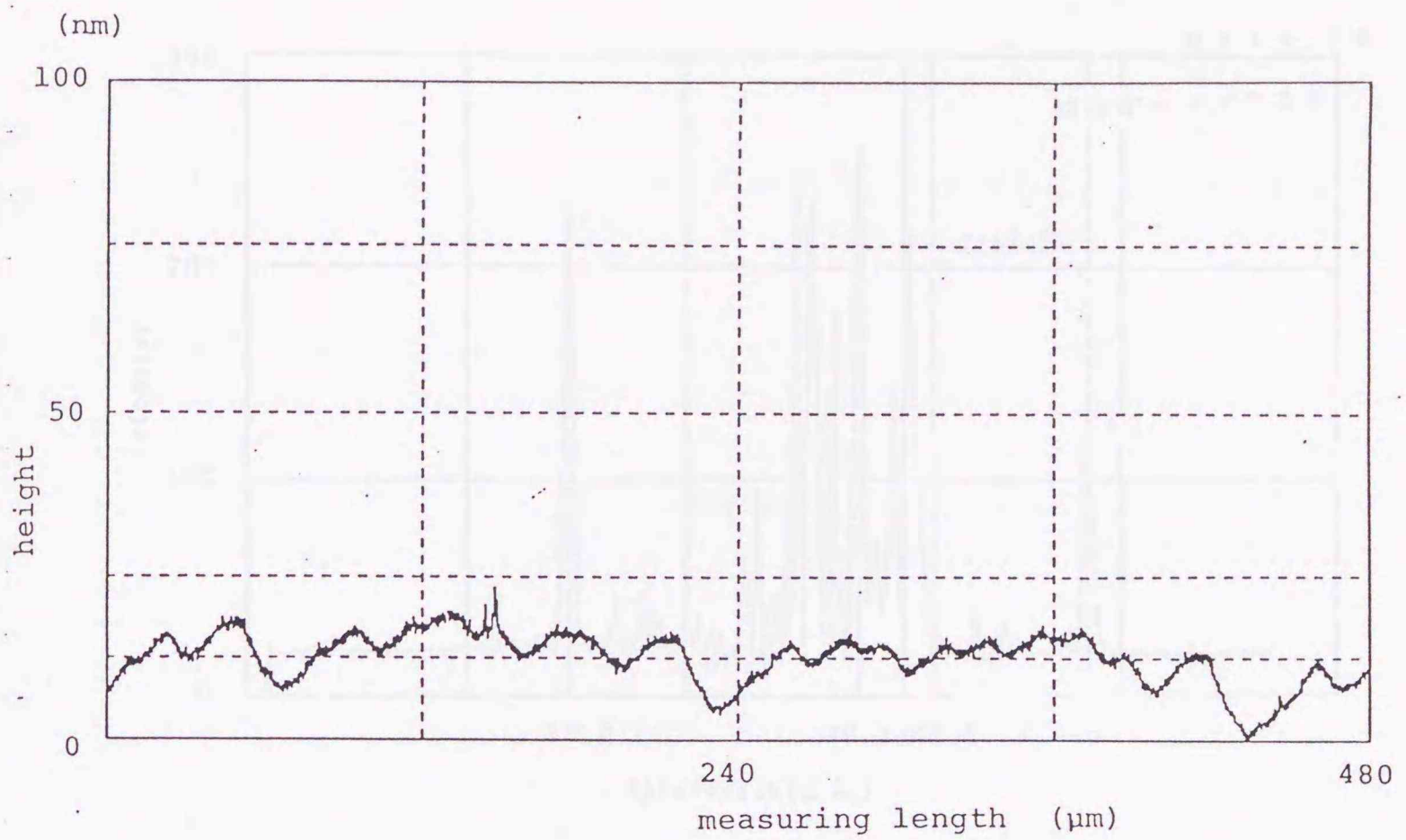


図 4-5-9 タリステップデータの計算機入力結果

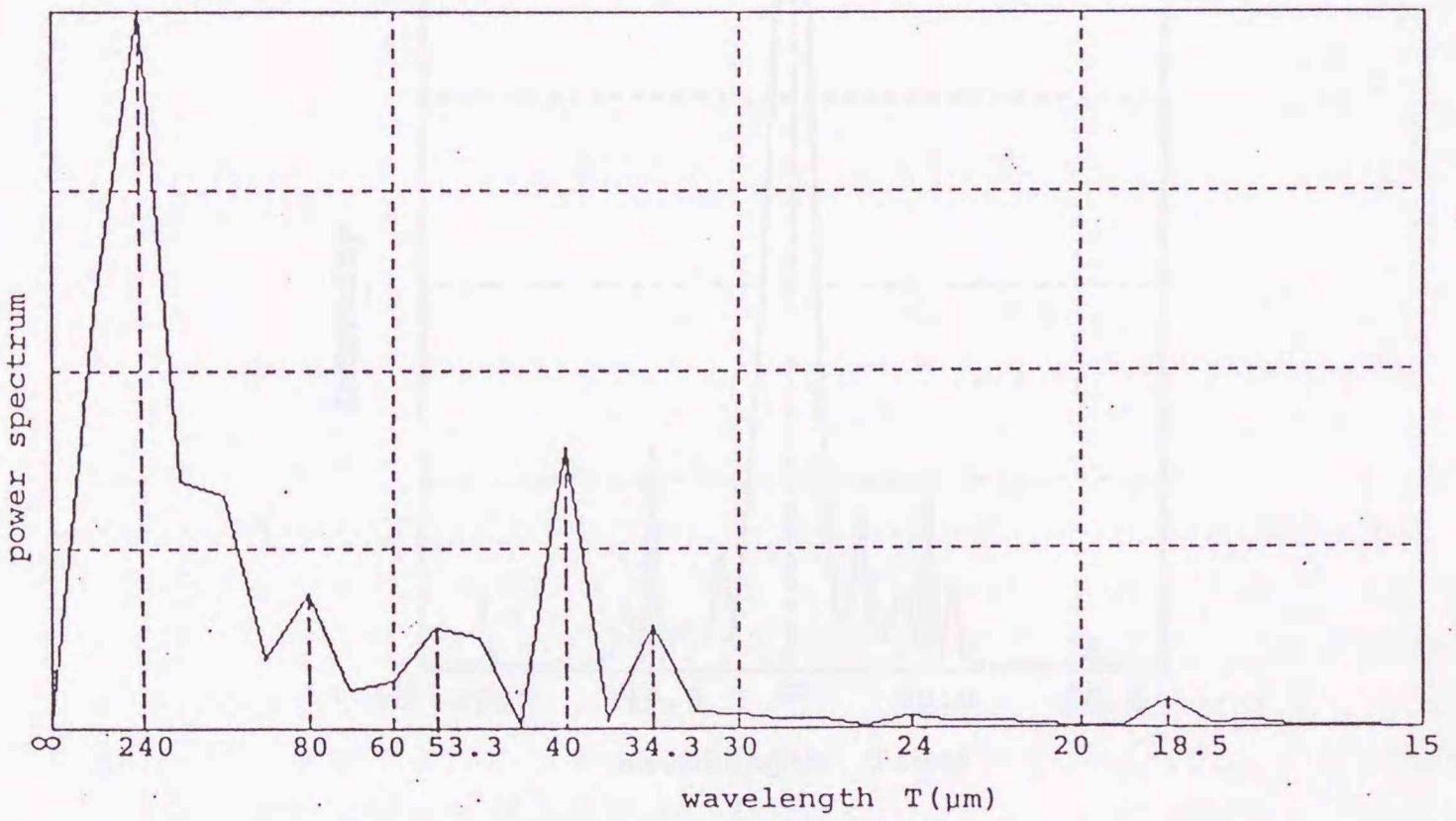


図 4-5-10 断面曲線の周波数解析結果

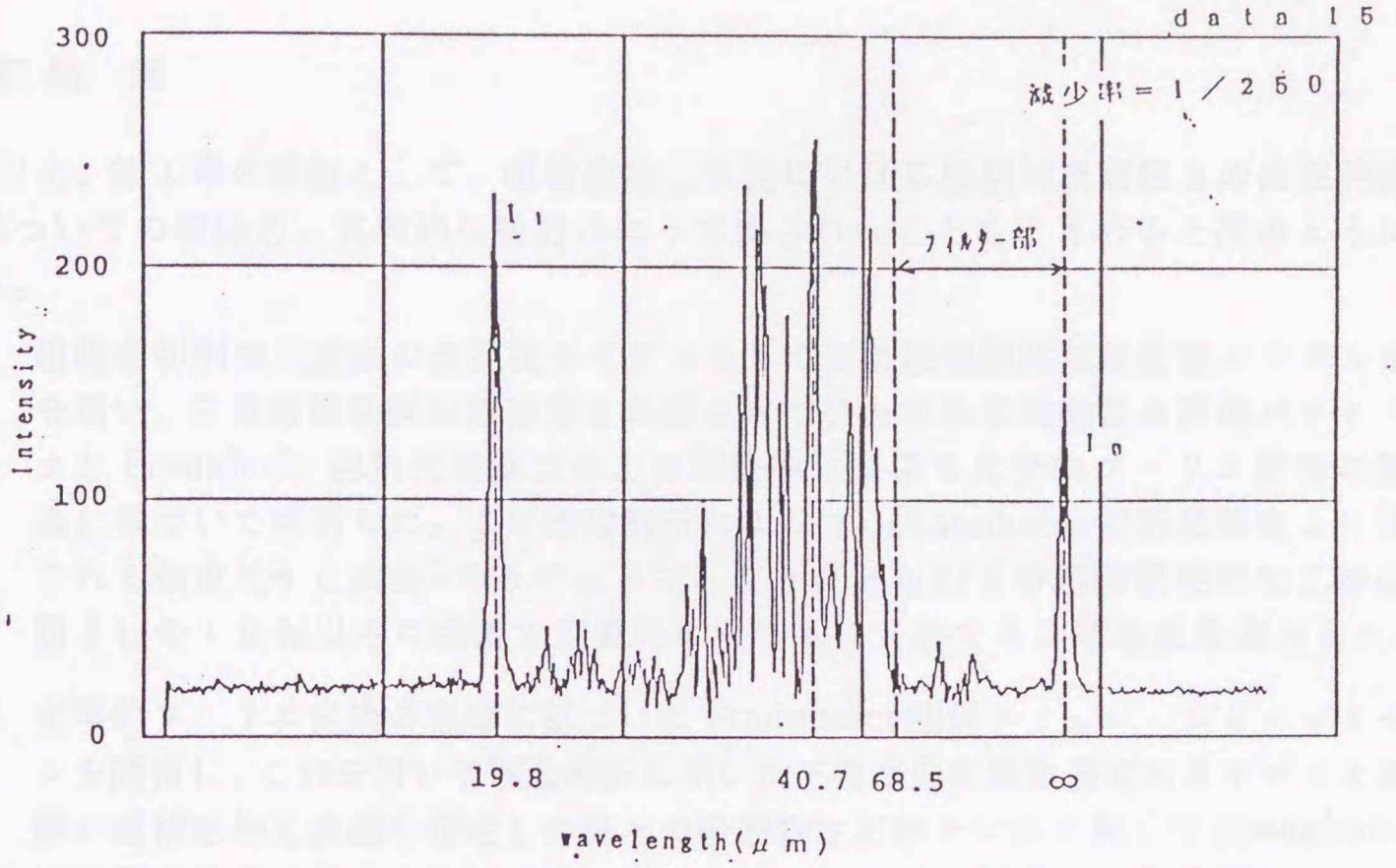


図 4-5-11 磁気ディスクの Fraunhofer 回折光強度分布の一例

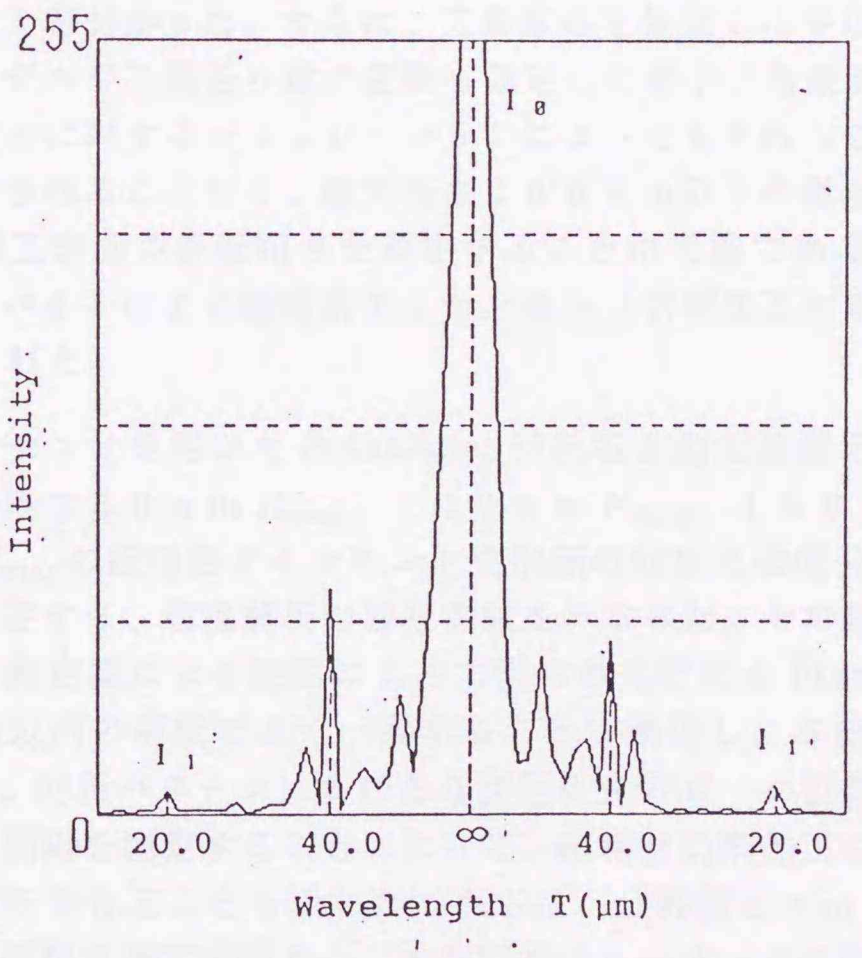


図 4-5-12 タリステップデータの Fraunhofer 回折シミュレーション結果

4.6節 結　論

以上、第4章の結論として、超精密加工表面における周期的表面粗さの測定評価法についての理論的、実験的な検討によって得られたことをまとめると次のようになる。

1. 超精密切削加工表面の表面粗さモデルとして三角波周期関数表面粗さモデルをを用い、三角波周期関数表面粗さの高さhで表わされる表面粗さ評価パラメータとFraunhofer回折光強度分布との理論的な関係を光学的フーリエ変換の理論に基づいて解析した。この理論解析によって、Fraunhofer回折光強度より得られる強度比γと波長λのみによって、２００ｎｍ以下の超精密切削加工表面粗さｈを１０％以内の誤差で定量的に求めることができる理論式を導出した。

2. 光学的フーリエ変換の理論に基づいたFraunhofer回折シミュレーションシステムを開発し、これを用いて理論解析に用いた三角波周期関数表面粗さモデルと実際の超精密加工表面を想定した種々の表面粗さ形状モデルに対してFraunhofer回折粗さを求めるシミュレーションを行なった。その結果、切削工程において外乱波形がのってもそれが理想切削粗さを大きく乱さない程度の微少なものであれば、その影響はほとんど無視することができ、従って切削工具表面の微小粗さなどの表面テクスチャにほとんど寄与しない程度の粗さの評価が混在することはないことが分かった。さらに、工具摩耗を仮定した平坦部が存在する表面粗さ形状モデルや工具送り量の変動を仮定した微小三角波がのっている表面粗さ形状モデルに対するシミュレーションによってもそれらの微細形状成分にほとんど影響されることなく、最大高さ２００ｎｍ以下の微小な超精密ダイヤモンド切削加工表面の表面粗さを測定することが可能であることを明らかにした。またRバイトによる超精密ダイヤンモンド切削加工に対しても理論式の有効性が示された。

3. ＣＣＤラインセンサを用いたFraunhofer回折粗さ測定装置を作製し、これを用いて、表面粗さ５０ｎｍR_{max}、１００ｎｍR_{max}、１５０ｎｍR_{max}および２００ｎｍR_{max}の超精密ダイヤモンド切削面の回折光強度分布とFraunhofer回折粗さを測定する、理論解析の検証実験を行なった。その結果、各試料の触針式表面粗さ測定器による測定によって得られた結果とFraunhofer回折粗さは誤差１０％以内の精度でよく一致することを確認し、本測定法の有効性を示した。また、回折パターンにおける0次回折光のピーク位置と1次回折光のピーク位置の間隔を測定することによって、超精密切削加工における工具送り量の精度を解析できることを示した。さらに、公称値８ｎｍR_{max}の磁気ディスク基板の表面粗さ測定実験から、本測定法はｎｍオーダの超精密ダイヤモンド旋削面の測定評価を高精度に行なうことができることがわかった。

4. 本論文で提案するFraunhofer回折による超精密切削加工表面のインプロセス計測への適用性について検討した。まず、インプロセス計測への適用を妨げる

回折パターンの挙動について、

- （1）回折パターンの変動
- （2）回折パターンの形態変化
- （3）回折パターンの強度変化

のような問題点を指摘し、そして次に、これらの解決策を示し、ＣＣＤエリアセンサを用いたインプロセス測定センサを試作した。

5. 試作したインプロセス測定センサについてその特性を調べ、

(a) センサに用いているハーフミラーの裏面反射によって、試料による回折パターンとともに２つ以上の回折パターンを検出してしまうため、回折強度のデータ処理において真の回折パターンを探索する必要がある。

(b) １次回折光が微弱なため、センサを構成している光学部品表面に付着したほこりや構成部品表面の傷などによって生ずる強い外乱光を含んだ回折パターンから１次回折光の位置を見つけだし、その強度を測定する必要がある。

(c) 一度の回折パターンの測定で全回折光強度を測定できるような対策が必要である。

(d) 回折パターンが２次元の画像情報として与えられるため、大量のデータを処理しなければならず、高速データ処理アルゴリズムの開発が必要である。

などの問題点に対して対策を検討し、有効な解決策を示すことができた。

6. 試作したインプロセス測定センサを用いて、公称値８ｎｍ R_{max} の磁気ディスクのようなｎｍオーダの超精密ダイヤモンド切削面における表面全体の粗さマップによる評価を容易に行なうことができることを示し、全表面の粗さ計測による表面粗さの新しい評価法を提案した。

7. インプロセス測定センサを用いた、オンマシン計測実験システムを構成し、実際のインプロセス計測を想定し、表面粗さ２０ｎｍ R_{max} の磁気ディスク表面が１８００ｒｐｍ～４０００ｒｐｍの高速回転中である場合の Fraunhofer 粗さ測定を試みた。その結果、本センサは試料が高速で回転している動的な計測においても、静止時とほぼ同じ測定結果を得ることができた。従って、本測定法はｎｍオーダの超精密切削加工表面のインプロセス計測への適用が可能であることを確認することができた。

8. 高倍率の触針式表面粗さ測定機タリステップと Fraunhofer 回折粗さ測定用のインプロセス測定センサの測定データの統合化を図る表面粗さ切削加工プロ

セス解析システムを構築し、これを用いて、超精密ダイヤモンド切削面粗さの高さ方向の情報のみならず、横方向に関する波長特性の情報を測定するための解析を試みた。その結果、Fraunhofer 回折光強度の各次回折光ピークの位置から、超精密切削加工表面テクスチャの波長特性を抽出することができることを明かにし、工具刃先転写形状以外の波長成分を検出することによって、工具摩耗や工具送り量の変動などの切削加工プロセスの推定が可能であることが分かった。

また、以上のことを総括する結論として、Fraunhofer 回折像の各次光強度およびその空間分布によって、超精密切削加工表面テクスチャの高さ方向および横方向の特徴抽出を行ない、その特徴量に対して定量的な評価を行なうことができることを明らかにした。

第5章 Fraunhofer 回折によるランダム表面粗さの測定評価法

前章においては、超精密ダイヤモンド切削に代表される超精密切削加工によって得られる周期的表面粗さの測定評価方法について論じ、Fraunhofer 回折像の各次回折光強度から最大高さ粗さ R_{max} の定量的な評価を行なうことができることを明らかにした。しかし、前章で行なった解析は、周期性のみられる加工表面を対象としてその表面粗さの評価を行なうことを目的としていたため、Fraunhofer 回折粗さの適用範囲もある程度周期性をもつ表面粗さに限定されていた。このことは、超精密加工表面テクスチャの特徴抽出と言う観点からみると、表面粗さのひとつの側面に限定された方法であり、一般的な表面テクスチャの測定評価に関する方法としてはまだ議論の余地が残っている。

そこで本章では、新たに周期性を全く持たないような表面粗さに対する Fraunhofer 回折による測定評価法の適応性について議論する。フロートポリシングやメカノケミカルポリシングなどの超精密鏡面研磨加工によって得られる表面は砥粒によるランダムな加工原理によって創成される表面であり、その表面テクスチャの幾何学的特徴は周期性の全くない不規則な凹凸であるといえる。このような表面微細形状の幾何学的特徴から、本論文ではおもに砥粒加工などの加工原理によるナノメータオーダの不規則な凹凸をランダム表面粗さと呼ぶことにする。

本章の目的は、Fraunhofer 回折による表面粗さ測定評価法のランダム表面粗さへの適応性について検討し、その有効な方法を提案することにある。

そのために、まず5．1節では表面粗さモデルとして新たにランダム表面粗さの統計モデルを用い、そのようなモデルによって表わされる表面の微細な凹凸の高さ方向のパラメータと Fraunhofer 回折光強度との関係を理論的に解析する。そしてさらに、この理論解析に基づき、Fraunhofer 回折光強度の測定を行なうことによってランダム表面粗さを定量的に評価することのできる理論式の導出を行なう。この理論式はランダム表面粗さの測定原理となる。また、この測定原理に対して、数値解析を行なうことによって提案する測定法の特性を議論する。

さらに、5．2節ではランダム表面粗さモデルに基づいた計算機シミュレーションによって、測定範囲の検討などを行なう。[138, 139]

5．3節では、ランダム表面粗さの測定原理に対して、実験的な検証を行なう。また、この実験においては同時に理論解析に基づいた測定手法の検討も行なう。測定試料としては、超精密鏡面研磨加工によって仕上げられたシリコンウェハを用い、そのランダム表面粗さの測定評価実験を行なっている。このとき、本章で提案する

測定法による結果とＳＴＭによる測定結果との比較を行い、本測定法の有効性について検証している。[140]

さらに５．４節では、研磨加工の途中段階にある試料と最終段階まで加工した試料のランダム表面粗さの測定評価実験を行なうことによって、本章で提案する、Fraunhofer 回折光強度による測定評価法の加工工程評価への応用について検討している。また、磁気ディスクに対する表面粗さの測定評価法と同様な粗さマップによるシリコンウェハ全面の評価も試みている。[141]

5.1 節 ランダム表面粗さの測定原理

表面の幾何学的微細形状による光波、あるいはより一般的には光波を包含する電磁波の散乱、回折現象に関する理論的な研究は、４．１節冒頭で述べたように、一般にランダムな凹凸に対して行なわれており、表面粗さの理論によく引用されている Beckmann の理論解析 [117] 以外にも多くの研究がなされている。[142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150] しかし、これらの理論を実際の超精密加工表面の表面粗さ測定に用いる場合、解析理論が複雑すぎて実際の測定理論に応用できない、かなり限定した条件を設定し、近似的な方法を用いなければならない、などの問題がある。また、これらの研究は理論的なモデルの解析を示すだけのものが多く、具体的な測定原理や測定方法、測定装置などを示したものは少ない。さらに、ランダム表面粗さの工学的な評価に適した理論モデルを用いる必要があるため、本節では、超精密鏡面研磨加工表面のランダム表面粗さモデルとして、ガウス性不規則過程に基づいた統計モデルを導入し、Fraunhofer 回折光強度から自乗平均平方根粗さ R_{rms} によって表面粗さを評価する方法を、新たな理論解析によって明らかにする。（なお、自乗平均平方根粗さ表示を採用しているイタリアなどでは、一般に表記法としてＲＭＳを用いているが本論文では周期的表面粗さに用いた R_{max} に対比させて R_{rms} を用いることとする。）

5.1.1 ランダム表面粗さの統計モデルと評価パラメータ

まず、ランダム表面粗さによる Fraunhofer 回折の理論解析を行なう準備として、ここではランダム表面粗さの統計モデルの基本的な性質の仮定と、規定された統計モデルにおける表面粗さの評価方法について議論する。

ランダム表面の統計的な性質とそのモデル化に関する理論的解析には、詳細な研究が報告されているが、[151] その数学的な厳密性のためにモデルの統計的な性質を決定するパラメータが多く、そのようなモデルに対して工学的な評価方法を与えることはモデルの厳密性を損なう恐れがあり、また各パラメータに対して工学的な意味付けがなされなければならない。本論文においては、ランダム表面粗さの理論的なモデルの構築やそのモデルに対する工学的意味付けを目的とするものではない。従って、ここでは表面の統計モデルとして、これまでの研磨加工表面などの表面粗さに対する解析によって明らかになり、単純で最も一般的なモデルとされている、ガウス性ランダム過程モデルを採用することにする。なお、このモデルの超精密鏡面研磨加工表面の表面粗さモデルとしての妥当性については後述する。

さて、超精密研磨加工表面の不規則な凹凸を、ランダム過程としてモデル化を行なう場合、統計的な性質についてのいくつかの仮定が必要になってくる。これらの仮定は、ある程度一般性を損なうものでないことが要求されるべきである。そして、ランダム表面粗さを定量的に評価しようとする場合、統計理論を用いた、表面テクスチャのキャラクタリゼーション（定量的な特徴化）が必要である。一方、定義された評価パラメータは、粗面モデルの統計的性質における仮定の範囲を越えるもの

であってはならず、また本研究のように工学的な評価が必要な場合、工学的な妥当性も必要な条件となってくる。本項ではこれらのことを考慮した上で、理論解析のためのランダム表面粗さの統計モデルを定義する。

まずはじめに、ランダム表面粗さの統計モデルに対する統計的性質に関する仮定を設ける。ランダム表面粗さを統計モデルとしてモデル化する場合、統計理論上の仮定はそのままランダム表面粗さの統計的性質の仮定ともなっており、ランダム表面粗さの評価方法と測定対象に基づいて設けられる。ここではランダム表面粗さの統計モデルに関する仮定として、以下の３つが設けられる。なお、以後ランダム表面粗さの統計モデルをランダム過程モデルと呼ぶことにする。

- 仮定１：ランダム過程モデルに”定常エルゴード過程”を仮定する。
- 仮定２：ランダム過程モデルにおける表面幾何形状の高さ変動に対して、”ガウス性不規則過程”を仮定する。
- 仮定３：ランダム過程モデルの自己相関関数に指数関数型を仮定する。

以下において、上記３つの仮定について順に述べる。

（１）仮定１について

従来、表面粗さを評価する手法として、触針式表面粗さ測定器によって断面曲線を測定し、得られた断面曲線から粗さの評価パラメータを抽出する方法が取られている。この時、１つの断面曲線はランダム過程モデルからの１サンプルであるので、統計理論における標本関数（Sample Function）のひとつとみなすことができる。そのような標本関数の集合をアンサンブル（Ensemble）と呼ぶが、これは表面粗さ測定という点で以下のような意味を持っている。

触針式表面粗さ測定器においては、断面曲線という１次元的な情報から、粗さ評価パラメータを抽出し評価を行なうという手順を取っている。これに対し、本論文で提案するFraunhofer回折による測定評価法は、レーザスポットを測定試料表面に照射し、スポット領域内の表面粗さを測定評価するものである。そこで、ある領域内の粗さを触針式表面粗さ測定器で測定評価する場合を考えると、統計的な評価を行なうとすれば、その領域内における平均的な評価パラメータを求めることになり、次のようなプロセスをとることになると考えられる。

まず、領域内において、断面曲線を触針の先端半径のサイクルで領域内全てを平行に走査することによって測定し、次に、各々の断面曲線の表面粗さ評価パラメータを抽出し、それらの平均値を求める。この時、各々の断面曲線から抽出される統計値が全く異なっていると、領域内での表面粗さ評価という点から考えると、信頼性の低いものになってしまうであろう。従って、各標本関数の統計的パラメータ（平均値や分散など）が異なるようなランダム過程モデルでは、図５－１－１に示すようなレーザスポット内の領域における表面粗さの評価を行なうという特性を持つ本測定法においては、不適切なモデルであると考えられる。

このような理由から、ランダム過程モデルに”定常エルゴード過程”の統計的性質を持つモデルが妥当であり、しかもスポット領域内の表面粗さ評価パラメータとして1つの標本関数における統計的パラメータを代表させることができ、理論的な解析が容易になる。また、レーザスポットの領域は非常に微小な領域である。(例えば、インプロセス測定センサに用いられているHe-Neレーザのスポットサイズは$\phi 480\mu m$である。)従って、そのような微小領域においては、統計的性質も均一であるとみなして差し支えないと考えられる。

次に、定常エルゴード過程について、以下に述べる。ランダム過程モデル$\{h(x)\}$(但し、{ }はアンサンブル(標本関数の集合)を表わしている。)に対し、ある点x_1における平均値を$\mu_h(x_1)$とし、2つの異なった点に置ける標本関数の値の相関(自己相関関数)を$R_h(x_1, x_1+\tau)$とすると、平均値$\mu_h(x_1)$および自己相関関数$R_h(x_1, x_1+\tau)$は次の式で与えられる。

$$\mu_h(x_1) = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} h_k(x_1) \tag{5.1}$$

$$R_h(x_1, x_i+\tau) = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} h_k(x_1) h_k(x_1+\tau) \tag{5.2}$$

ただし、$\{h(x)\}$はN個とする。上式で定義される$\mu_h(x_1)$と$R_h(x_1, x_1+\tau)$が位置x_1が変わっても一定であるとき、不規則過程$\{h(x)\}$は、定常過程であると言う。このとき自己相関関数は、ただ位置間隔τのみに依存する。すなわち、

$$\mu_h(x) = \mu_h, R_h(x_1, x_1+\tau) = R_h(\tau) \tag{5.3}$$

である。

さらに、図5－1－2に示されているランダム過程のi番目の標本関数を考える。i番目の標本関数の平均値$\mu_h(i)$と自己相関関数$R_h(\tau, i)$は、次のように与えられる。

$$\mu_h(i) = \lim_{L\to\infty} \frac{1}{L} \int_0^1 h_i(x)dx \tag{5.4}$$

$$R_h(\tau, i) = \lim_{L\to\infty} \frac{1}{L} \int_0^1 h_i(x) h_i(x+\tau)dx \tag{5.5}$$

この式で定義される$\mu_h(i)$と$R_h(\tau, i)$が異なった標本関数において変わらないとき、不規則過程$\{h(x)\}$はエルゴード的であるという。エルゴード的な不規則過程に対しては、高さ平均および自己相関関数はそれぞれ対応する集合平均的な値に等しい。すなわち、

$$\mu_h(i) = \mu_h, R_h(\tau, i) = R_h(\tau) \tag{5.6}$$

である。

(2)仮定2について

表面の微細幾何形状の高さ分布をランダム変数と考えるとき(つまり、表面の微細

幾何形状を表わす関数を $h(x)$ とすると $z = h(x)$ とし、zをランダム変数とする)、確率密度関数 $p(z)$ によるその統計的表示は、高さ分布として知られている。その分布は、高さの関数として二つの特定の高さの間にある表面高さの数、あるいは比率を描くことで得られる。図5－1－3に示すように z と $z+\Delta z$ の間の確率 $p(z)$ の値は、この範囲にある表面高さの一部分を示し、$p(z)$ の全面積は1である。このように $p(z)\Delta z$ は表面高さが z より大きく、$z+\Delta z$ より小さい確率となる。また、確率密度関数 $p(z)$ と累積密度関数（Abbott の負荷曲線）$q(z)$ の関係は、

$$q(z) = \frac{dp(z)}{dz} \tag{5.7}$$

となっている。本章における測定対象である超精密研磨加工表面は、各々の砥粒による多くの独立的加工効果によって創成され、それぞれの独立的加工効果を支配する分布に関係なく、全ての結果は中心極限定理に関係し、それゆえガウス分布の形に支配される累積的効果を生ずる。例えば、図5－1－4に示すように、ホーン加工されたベアリング軌道輪における表面粗さの高さ分布などがガウス分布であることが報告されている。[13] このとき、ガウス分布の確率密度関数 $p(z)$ は、

$$p(z) = \frac{1}{\sigma_h\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(z-\mu_h)^2}{2\sigma_h^2}\right] \tag{5.8}$$

で表わされ、σ_h は標準偏差、μ_h は平均を表わす。そして、σ_h、μ_h は次のように定義される。

$$\mu_h = \int_{-\infty}^{\infty} zp(z)dz \tag{5.9}$$

$$\sigma_h^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (z-\mu_h)p(z)dz \tag{5.10}$$

一方、標準偏差 σ_h は、自乗平均平方根粗さ R_{rms} に相当しており、ランダム表面粗さの評価パラメータを R_{rms} にとると、ランダム過程モデルによる統計的アプローチとして統計理論を用いることができるという利点がある。ここで、自乗平均平方根粗さ R_{rms} は、

$$R_{rms} = \left\{\frac{1}{L}\int_0^L z^2 dx\right\}^{1/2} \tag{5.11}$$

で定義される。但し、Lはサンプル長さを表わす。ここで、R_{rms} は高さの自乗の重みがかかっているので、平均線より大きい偏差に対し、R_a（中心平均粗さ）よりも敏感になるという長所がある。但し、多くの場合 R_a と R_{rms} の変換は可能で、$R_{rms} \approx 1.25R_a$ となっている。　以上より、ランダム表面粗さにおける評価パラメータとして、自乗平均平方根粗さを用いることとする。

（3）仮定3について

一般に、機械加工された表面の微細幾何形状の高さ変動は、ある程度の相関性を持っている。この時、表面粗さの高さ分布が統計的にガウス分布に従うものであれば、

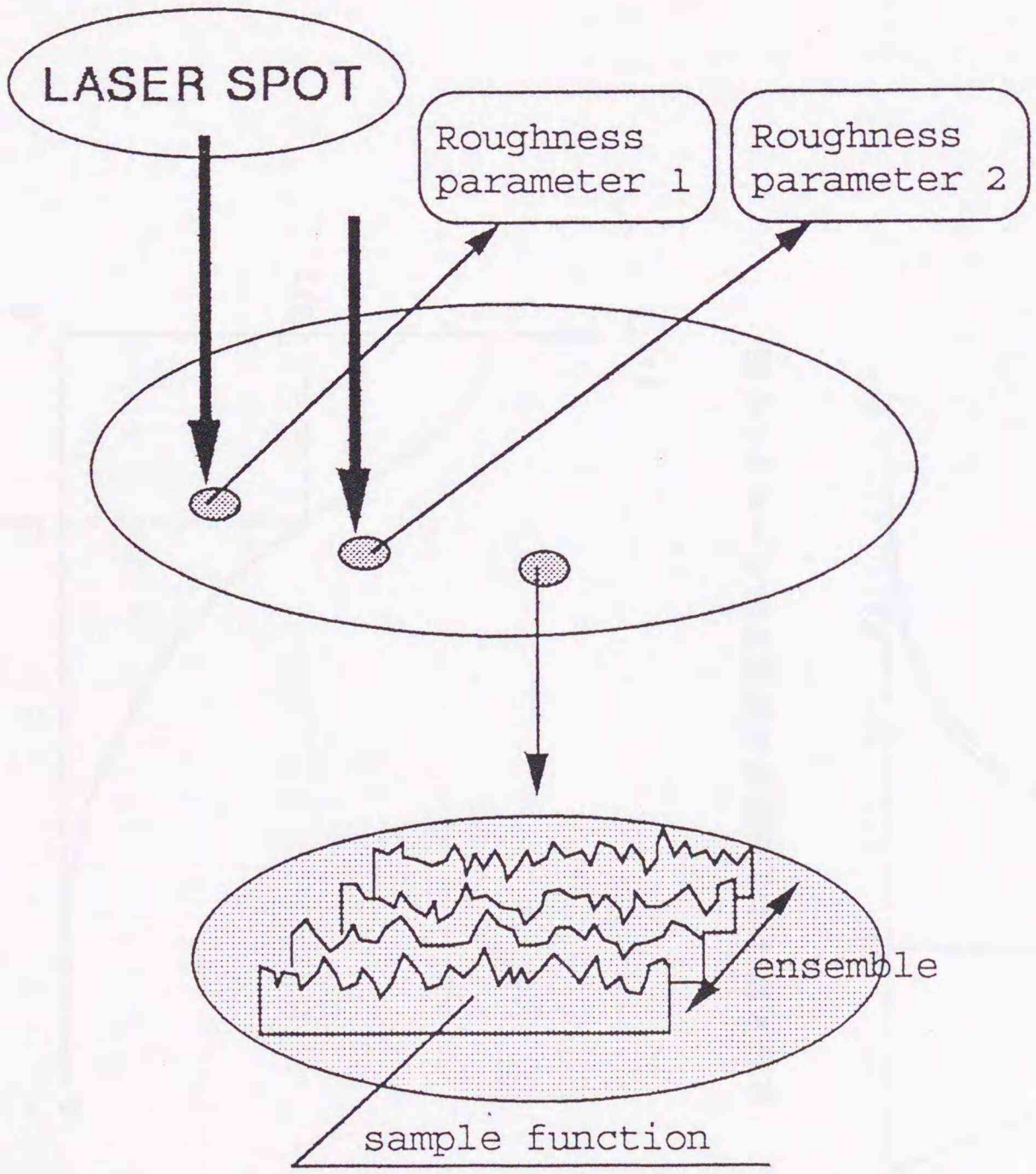


図 5-1-1 レーザスポット領域によるランダム粗さ測定評価の概念

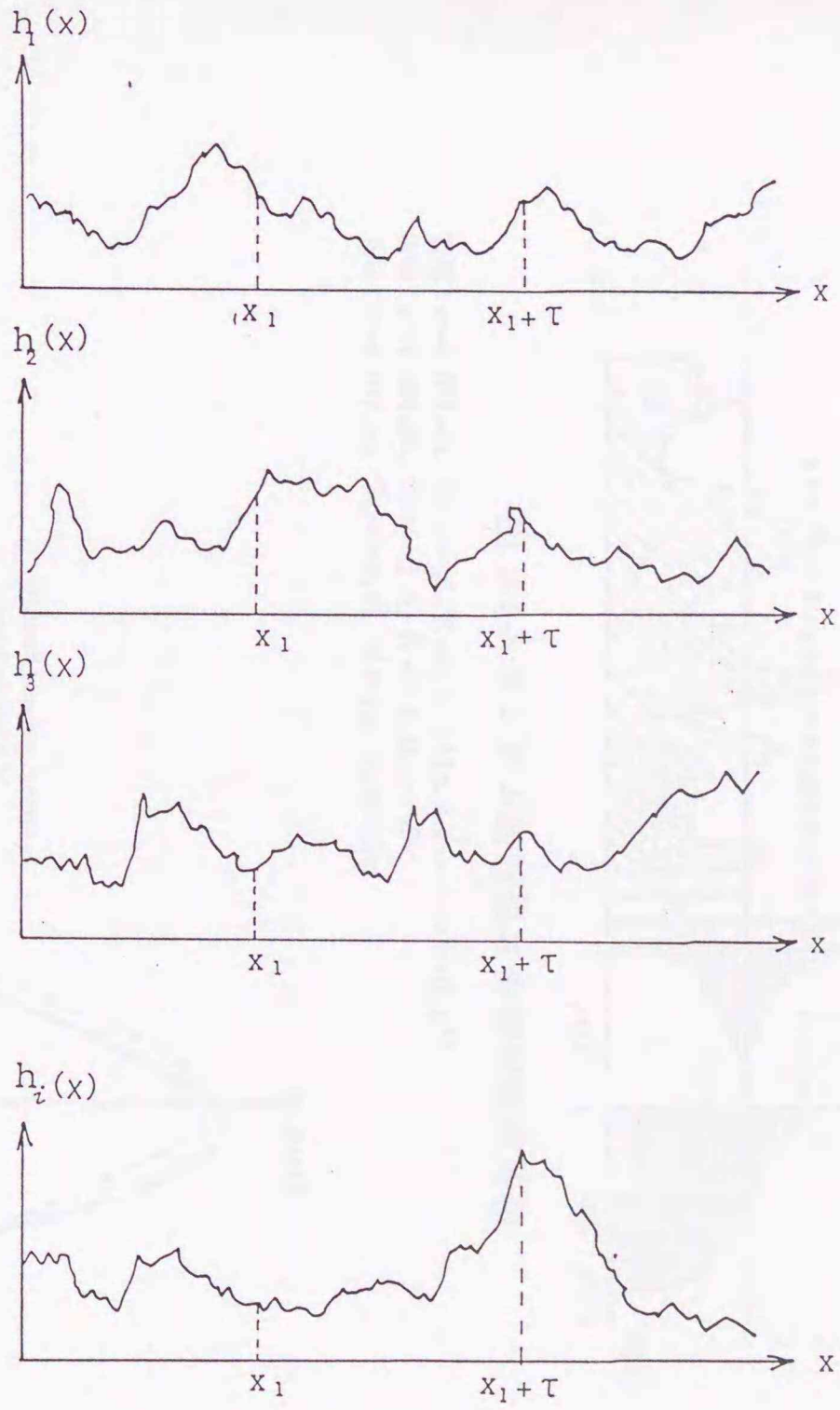


図 5-1-2 ランダム過程における標本関数

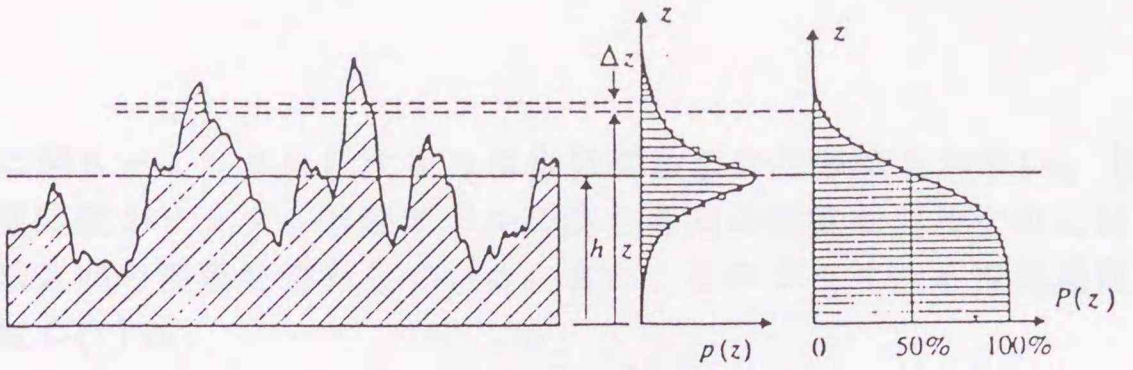


図 5-1-3 ランダム表面粗さの確率密度関数

実線：σ=0.053μm, Sk＝−15, K＝8.6 1Mエメリーペーパー仕上げ
破線：σ=0.030μm, Sk＝−1.0, K＝7.5. 18μmのSic
点線：σ=0.037μm, Sk＝−0.81, K＝4.8 35μmのSic

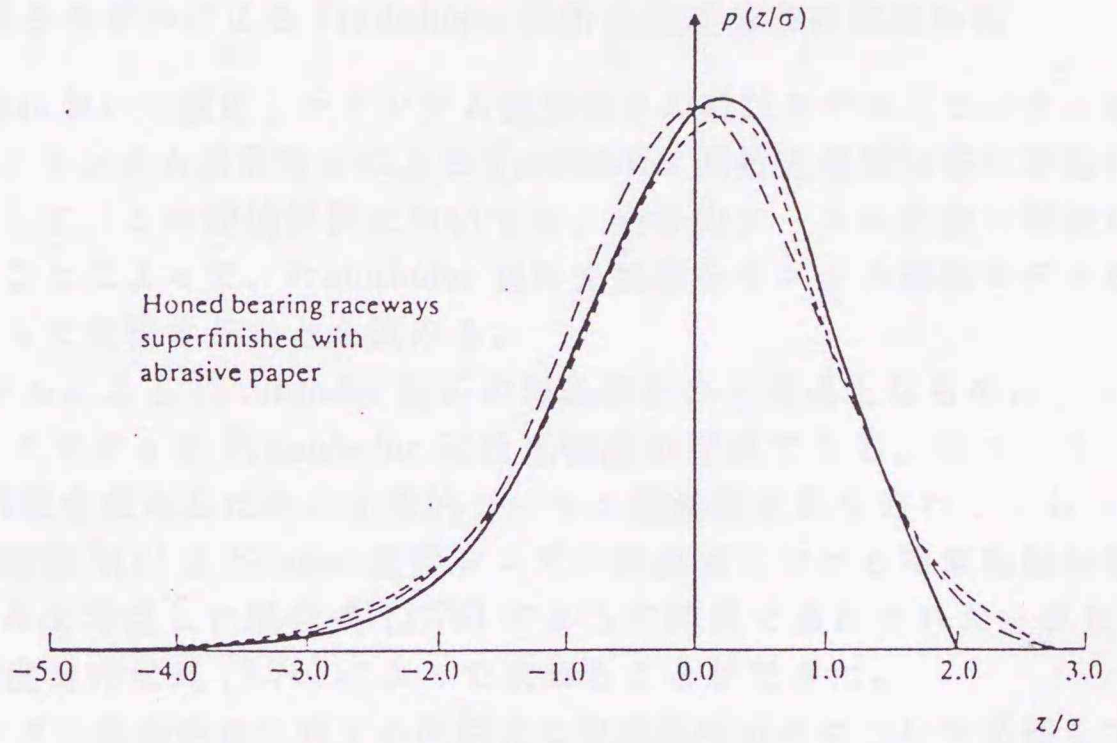


図 5-1-4 ホーン加工表面の正規化された高さ分布

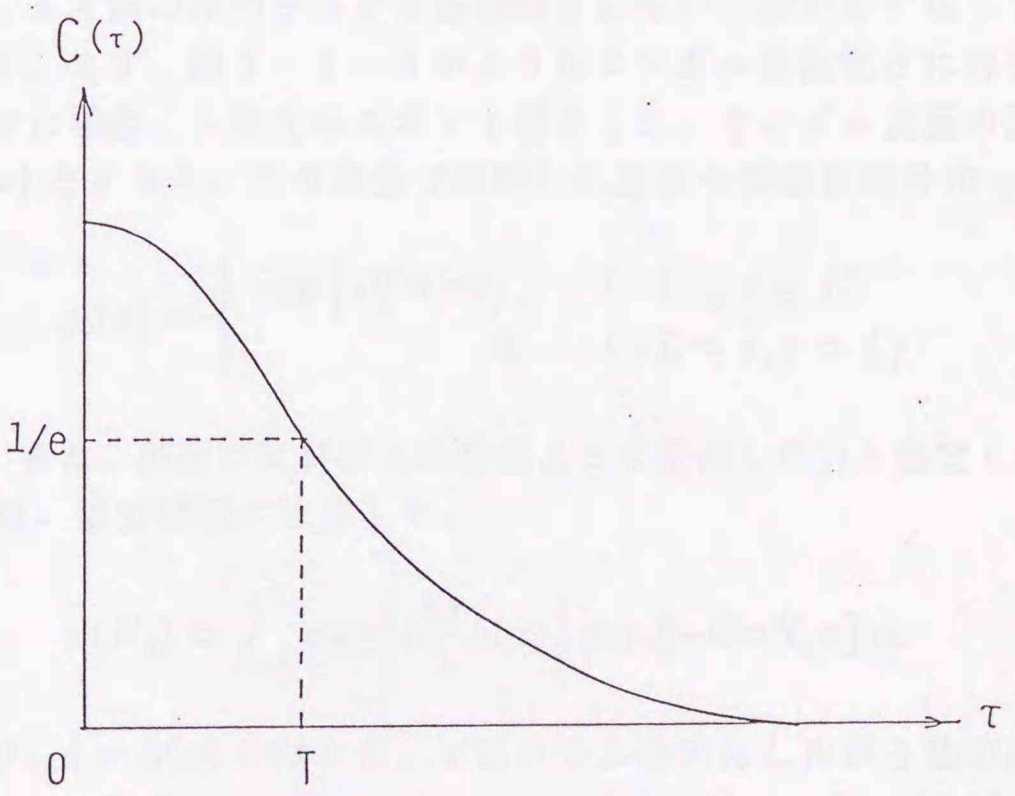


図 5-1-5 指数関数型自己相関関数

自己相関関数は図５－１－５に示すような指数関数型になる場合が多い。[152] そして、確率密度関数がランダム過程モデルの高さ方向の性質を表わすのに対し、自己相関関数は横方向の性質を表わしている。また、このガウス性不規則過程における自己相関関数 $C(\tau)$ は、

$$C(\tau) = \exp\left[-\frac{\tau^2}{T}\right] \tag{5.12}$$

によって表わされる。

5.1.2 ランダム表面粗さモデルによる Fraunhofer 回折光強度分布の理論解析

ここでは、前項において規定したランダム表面粗さの統計モデル（ランダム過程モデル）に基づき、ランダム表面粗さによる Fraunhofer 回折光強度分布の理論的な解析を行なう。そして、この理論解析においては、光学的フーリエ変換の理論に統計理論を適用することによって、Fraunhofer 回折光強度をランダム過程モデルの統計パラメータによって表現することを試みる。

ランダム過程モデルによる Fraunhofer 回折の理論解析の出発点となるのは、３．３節で論じた表面テクスチャと Fraunhofer 回折光強度の関係である。図３－３－２は Fraunhofer 回折像を求めるための光学的フーリエ変換測定系を表わしており、表面の凹凸を表わす関数 $h(x)$ と Fourier 変換レンズの焦点面における複素振幅分布 $u(N_x)$ は、ｘ方向のみを考慮した場合式 (3.75) のような関係で表わされた。また、Fraunhofer 回折光強度分布は式 (3.76) によって求めることができた。

そこでまず、ランダム表面粗さに対する反射光の複素振幅分布について考察してみる。さて、いまランダム過程モデルにおける統計的性質の仮定１から、ランダム過程モデルは定常エルゴード過程である。従って、解析はひとつの標本関数で代表させればよく、ｘ方向のみのランダム表面粗さについて解析を行なっていくのは妥当なことである。まず、図５－１－６のようなランダム表面粗さに対して平面波を垂直に入射させた場合、入射光のスポット径を２Ｌ、ランダム表面の凹凸を表わす高さ関数を $h(x)$ とすると、この表面で反射した直後の複素振幅分布 $g_0(x)$ は、

$$g_0(x) = \begin{cases} \exp\left\{i\frac{4\pi}{\lambda}h(x)\right\}, & (-L \leq x \leq L) \\ 0, & (-L > x, x > L) \end{cases} \tag{5.13}$$

と表わされる。また、表面の反射率は場所によって変化しないと仮定している。従って、式 (3.75) は、積分領域に注意して、

$$u(N_x) = \int_{-L}^{L} \exp\left\{i\frac{4\pi}{\lambda}h(x)\right\} \exp\{-i2\pi N_x x\}\, dx \tag{5.14}$$

となる。ここで、$z = h(x)$ とおくと、ｚはガウス分布にしたがう確率変数と見なせる。従って、＜＞の記号はアンサンブル平均を表わすとし、Fraunhofer 回折領域に

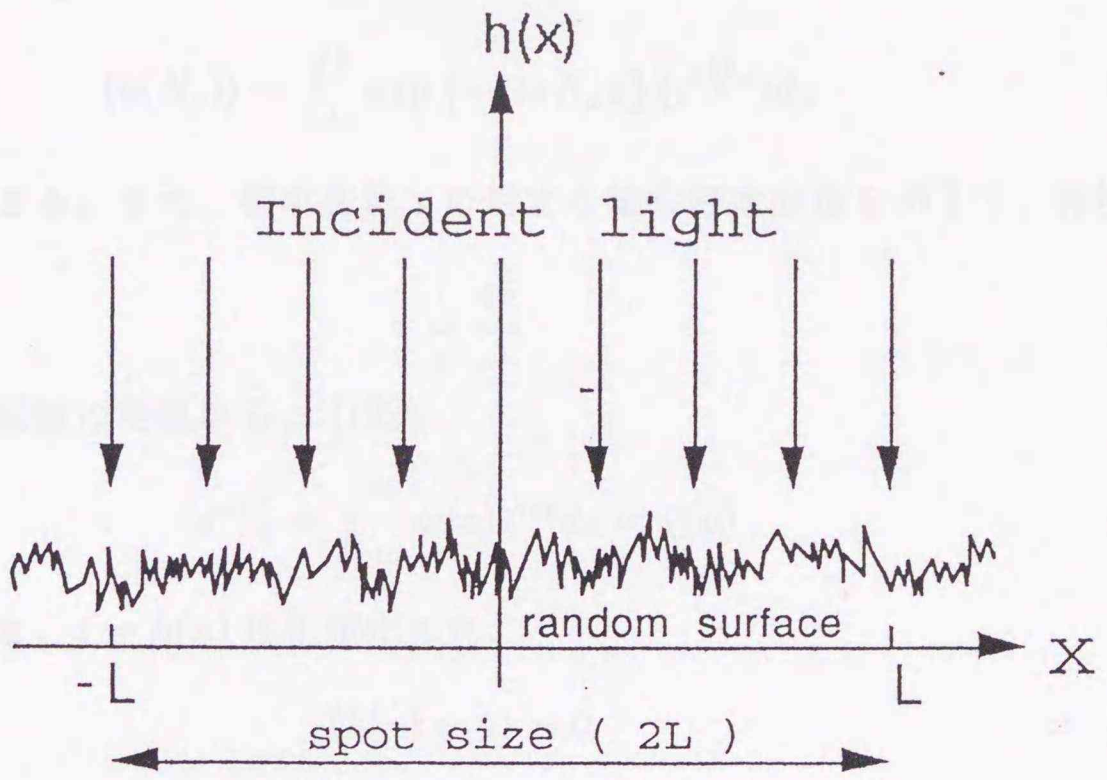


図 5-1-6 ランダム表面粗さモデルの座標設定

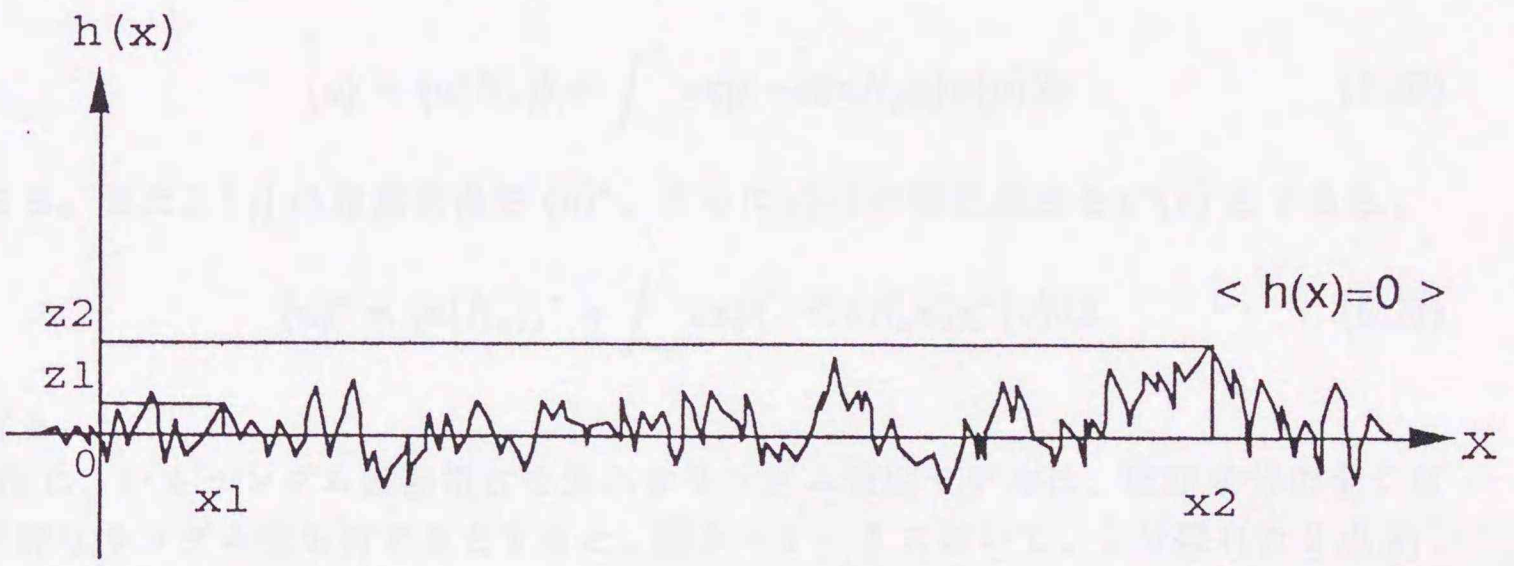


図 5-1-7 ランダム表面粗さにおける独立事象の仮定

おける複素振幅分布 $u(N_x)$ のアンサンブル平均を $\langle u(N_x)\rangle$ とすると、複素振幅分布のアンサンブル平均は、

$$\langle u(N_x)\rangle = \int_{-L}^{L} \exp\{-i2\pi N_x x\}\langle e^{i\frac{4\pi}{\lambda}z}\rangle dx \tag{5.15}$$

とかくことができる。また、確率変数 z に対する確率密度分布を $W(z)$ 、特性関数を $\chi(v)$ とし、

$$v = \frac{4\pi}{\lambda} \tag{5.16}$$

とおくと、特性関数の定義から、[122]

$$\langle e^{ivz}\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} w(z)e^{ivz}dz = \chi(v) \tag{5.17}$$

が得られる。いま、$z = h(x)$ は正規化され、

$$\langle h(x) = z\rangle = 0 \tag{5.18}$$

であるとし、σを高さ分布 z の分散とする。この時、z の確率密度分布は、ランダム過程モデルに対する仮定 2 より、ガウス分布となり $w(z)$ は、

$$w(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-z^2/2\sigma^2} \tag{5.19}$$

で表わされる。よって、式 (5.15) と式 (5.17) より、

$$\langle u\rangle = \langle u(N_x)\rangle = \int_{-L}^{L} \exp(-i2\pi N_x x)\chi(v)dx \tag{5.20}$$

となる。また、$\langle u\rangle$ の複素共役を $\langle u\rangle^*$、さらに $\chi(v)$ の複素共役を $\chi^*(v)$ とすると、

$$\langle u\rangle^* = \langle u(N_x)\rangle^* = \int_{-L}^{L} \exp(-i2\pi N_x x)\chi^*(v)dx \tag{5.21}$$

となる。

次に、いまランダム表面粗さを表わすランダム過程モデルは、周期成分の全くない純粋なランダム性を有するとすると、図5－1－7において、十分離れた2点 x_1、x_2における表面の微細な凹凸における高さ $z_1 = h(x_1)$ および $z_2 = h(x_2)$ は独立事象とみなすことができる。よって、各々の確率変数 z_1 と z_2 の確率密度分布を $w_1(z_1)$ 、$w_2(z_2)$ とすると、$w_1(z_1)$ および $w_2(z_2)$ は互いに独立であるとみなすことができる。このとき、z_1、z_2に対する二次元ガウス分布の確率密度関数 $w(z_1, z_2)$ は、ランダム仮定モデルの統計的性質における仮定3に基づき、自己相関関数 $C(\tau)(\tau = x_1 - x_2)$ を用いて、

$$w(z_1, z_2) = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-C^2}} \exp\left[-\frac{z_1^2 - 2Cz_1z_2 + z_2^2}{2\sigma^2(1-C^2)}\right] \tag{5.22}$$

と表わされ、自己相関関数 $C(\tau)$ は、自己相関長をTとすると、

$$C(\tau) = e^{-\tau^2/T^2} \tag{5.23}$$

と仮定できる。

以上のことから、uu^*のアンサンブル平均 $\langle uu^* \rangle$ は、

$$\langle uu^* \rangle = \langle e^{i\frac{4\pi}{\lambda}(z_1 - z_2)} \rangle \iint_{-L}^{L} \exp\{-i2\pi k_X(x_1 - x_2)\} dx_1 dx_2 \tag{5.24}$$

となる。また、二次元における特性関数を$\chi_2(v, -v)$ とすると、特性関数の定義から、

$$\langle e^{ivz_1 + i(-v)z_2} \rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} w(z_1, z_2) e^{iv(z_1 - z_2)} dz_1 dz_2 = \chi_2(v, -v) \tag{5.25}$$

を得ることができる。従って、これを用いて式 (5.24) は、

$$\langle uu^* \rangle = \iint_{-L}^{L} e^{-2\pi N_x(x_1 - x_2)} \chi_2(v, -v) dx_1 dx_2 \tag{5.26}$$

となる。また、式 (5.20) および式 (5.21) より、

$$\langle u \rangle \langle u \rangle^* = \iint_{-L}^{L} e^{-2\pi N_x(x_1 - x_2)} \chi(v) \chi^*(v) dx_1 dx_2 \tag{5.27}$$

よって今、複素振幅 u の分散 $D\{u\}$ は、

$$D\{u\} = \langle uu^* \rangle - \langle u \rangle \langle u \rangle^* \tag{5.28}$$

の関係があるので、式 (5.26) 、式 (5.27) および式 (5.28) より、$\tau = x_1 - x_2$とおき、$d\tau = dx_2, -L - x_2 \leq \tau \leq L - x_2$を用いて、

$$\begin{aligned} D\{u\} &= \iint_{-L}^{L} \exp\{-i2\pi k_x(x_1 - x_2)\} [\chi_2(v, -v) - \chi(v)\chi^*(v)] dx_1 dx_2 \\ &= \int_{-L}^{L} \left[\int_{-L-x_2}^{L-x_2} e^{-2\pi N_x \tau} \{\chi_2(v, -v) - \chi(v)\chi^*(v)\} d\tau \right] dx_2 \end{aligned} \tag{5.29}$$

が得られる。

ここで、z_1および z_2が独立であるとき、$\chi_2(v, -v) = \chi(v)\chi^*(v)$ が成立し、τが十分大きい時、$\chi_2(v, -v) - \chi(v)\chi^*(v) = 0$ となる。よって、$T \ll 2L$ のときは$-L - x_2 \sim L - x_2$の積分領域を $L \sim -L$ としても積分値には影響しない。従って、式 (5.29) の積分は、

$$\begin{aligned} D\{u\} &= \int_{-L}^{L} \left[\int_{-L}^{L} e^{-2\pi N_x \tau} \{\chi_2(v, -v) - \chi(v)\chi^*(v)\} d\tau \right] dx_2 \\ &= \int_{-L}^{L} dx_2 \cdot \int_{-L}^{L} e^{-2\pi N_x \tau} \{\chi_2(v, -v) - \chi(v)\chi^*(v)\} d\tau \\ &= 2L \int_{-L}^{L} e^{-2\pi N_x \tau} \{\chi_2(v, -v) - \chi(v)\chi^*(v)\} d\tau \end{aligned} \tag{5.30}$$

と変形できる。一方、式 (5.22)、式 (5.23) および式 (5.25) より、

$$g = (4\pi\sigma/\lambda)^2 \tag{5.31}$$

とおくと、

$$\begin{aligned} \chi_2(v,-v) &= \exp\left[-\left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2(1-C)\right] \\ &= \exp[-g(1-C)] \end{aligned} \tag{5.32}$$

が得られる。また、式 (5.17) と式 (5.19) から、

$$\chi(v) = e^{-g/2}, \chi(v)\chi^*(v) = e^{-g} \tag{5.33}$$

得られる。よって、式 (5.30) は、

$$D\{u\} = 2Le^{-g}\int_{-L}^{L}(e^{cg}-1)e^{-2\pi N_x\tau}d\tau \tag{5.34}$$

となる。

さらに、e^{cg}を級数展開すると、

$$\begin{aligned} e^{cg}-1 &= \sum_{m=0}^{\infty}\left[\frac{g^m}{m!}e^{-m\tau^2/T^2}\right]-1 \\ &= \sum_{m=1}^{\infty}\left[\frac{g^m}{m!}e^{-m\tau^2/T^2}\right] \end{aligned} \tag{5.35}$$

となることから、これを用いて式 (5.34) は、

$$\begin{aligned} D\{u\} &= 2Le^{-g}\int_{-L}^{L}\sum_{m=1}^{\infty}\left[\frac{g^m}{m!}e^{-m\tau^2/T^2}\right]\cdot e^{-2\pi N_x\tau}d\tau \\ &= 2Le^{-g}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g^m}{m!}\int_{-L}^{L}e^{-m\tau^2/T^2}e^{-2\pi N_x\tau}d\tau \end{aligned} \tag{5.36}$$

となる。従って、$T \ll 2L$ より、τがじゅぶんに大きい時の積分値は 0 とみなすことができ、

$$\int_{-L}^{L}e^{-m^2/T^2}\cdot e^{-2\pi N_x\tau}d\tau \approx \int_{-\infty}^{\infty}e^{-m^2/T^2}\cdot e^{-2\pi N_x\tau}d\tau \tag{5.37}$$

が成立し、積分公式

$$\int_{-\infty}^{\infty}e^{-at^2}\cos(bt)dt = \sqrt{\frac{\pi}{a}}e^{-b^2/4a} \tag{5.38}$$

を用いることによって、

$$\int_{-\infty}^{\infty}e^{-m^2/T^2}\cdot e^{-2\pi N_x\tau}d\tau = \frac{T\sqrt{\pi}}{\sqrt{m}}e^{-(\pi N_x T)^2/m} \tag{5.39}$$

以上より、

$$D\{u\} = 2LT\sqrt{\pi}e^{-g}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g^m}{m!\sqrt{m}}e^{-(\pi N_x T)^2/m} \tag{5.40}$$

が得られる。一方、式 (5.15) と式 (5.17) より、

$$\begin{aligned}\langle u\rangle &= e^{-g/2}\int_{-L}^{L}e^{-i2\pi N_x x}dx \\ &= e^{-g/2}\cdot 2L\,\mathrm{sinc}(2\pi N_x L)\end{aligned} \tag{5.41}$$

よって、式 (5.28) から、ランダム過程モデルにおける Fraunhofer 回折光強度 $\langle I(N_x)\rangle = \langle uu^*\rangle$ は、

$$\begin{aligned}\langle I(N_x)\rangle &= \langle uu^*\rangle \\ &= D\{u\} + \langle u\rangle\langle u\rangle^* \\ &= 4L^2e^{-g}\left[\frac{T\sqrt{\pi}}{2L}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g^m}{m!\sqrt{m}}e^{-(\pi N_x T)^2/m} + \mathrm{sinc}^2(2\pi N_x L)\right]\end{aligned} \tag{5.42}$$

となる。但し、$g = \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2$ である。

以上の理論解析から、ランダム表面粗さの統計モデルである標準偏差σのランダム過程モデルによる Fraunhofer 回折光強度は、式 (5.42) で表わされることを導出した。

5.1.3 Fraunhofer 回折光強度によるランダム表面粗さの測定原理

前項において、ランダム表面粗さによる Fraunhofer 回折光強度分布が、

$$\langle I(N_x)\rangle = 4L^2e^{-g}\left[\frac{T\sqrt{\pi}}{2L}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g^m}{m!\sqrt{m}}e^{-(\pi N_x T)^2/m} + \mathrm{sinc}^2(2\pi N_x L)\right]$$

で表わされることを導いた。

また、5．1．1において、ランダム表面粗さの高さ変動の評価パラメータとして、自乗平均平方根粗さ R_{rms}、すなわち式 (5.42) におけるランダム過程モデルの標準偏差σを用いることを述べた。従って、本項では Fraunhofer 回折強度 $\langle I(N_x)\rangle$ から標準偏差σ（自乗平均粗さ R_{rms}）を定量的に求めることができる測定原理を導出する。

さて、第4章における周期的表面粗さの測定原理の導出で、全回折光強度の和と0次回折光強度を除く全回折光強度の和の比をとることによって表面粗さの評価パラメータと関係づけるという方法を用いた。この方法は、同じ物性を持つ表面によって回折される光強度を用いているため、測定表面の反射率補正を必要としないという利点を有していた。しかし、ランダム表面粗さの場合は、式 (5.42) からわかるように、各次回折光がピークを取るような形では現われない。そのため、ランダ

ム表面粗さの測定原理においては、理論的な手段として表面粗さが0である、すなわち$\sigma=0$であるような表面を”完全鏡面”と定義し、このような表面における回折光との比を取ることによって理論式を導出している。この方法は、原理的に反射率の補正を必要とし、反射率補正のためのなんらかの方法を測定原理に加えなければならない。その具体的な方法は、5．3節の測定手法において詳しく述べるが、その理論的な根拠についてはここで議論しておくことにする。

まず、反射率補正を行なうための理論的な補助関係式を導出しておく。この式の導出のために、周期的表面粗さの測定原理で用いた全回折光強度に相当する全反射光強度（以後、全光量と呼ぶ）という概念を用いる。全光量とは、4．1節において全回折光強度を回折光強度分布の積分から求めたのと同様に、ランダム表面における回折光強度分布の積分から求められる量である。反射率補正に用いる原理は、この全光量について、”全光量は完全鏡面とｎｍオーダの微小な粗さをもつランダム表面において等価である”というものである。これを”全光量等価の原則”と呼ぶことにする。従って、この全光量等価の原則が正しいかどうかの理論的な検証をここで行なっておく。

（1）全光量等価の原則についての検証

いま、標準偏差σ、自己相関長さTのランダム表面粗さを有する表面を考える。この場合、Fraunhofer 回折光強度のアンサンブル平均$\langle I(N_x)\rangle$は式 (5.42) つまり、

$$\langle I(N_x)\rangle = 4L^2e^{-g}\left[\frac{T\sqrt{\pi}}{2L}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g^m}{m!\sqrt{m}}e^{-(\pi N_xT)^2/m}+\mathrm{sinc}^2(2\pi N_xL)\right]$$

で表わされ、この式における$g=(4\pi\sigma/\lambda)^2$がランダム表面粗さにおける高さ方向の変動をあらわす標準偏差σを含んでいた。従って、完全鏡面における Fraunhofer 回折光強度をI_Mとすれば、I_Mは上式において$\sigma=0$とおくことによって、

$$I_M = 4L^2\,\mathrm{sinc}^2(2\pi N_xL) \tag{5.43}$$

が得られる。

ここでまず、式 (5.42) で表わされるランダム表面粗さによる Fraunhofer 回折光強度$\langle I(N_x)\rangle$の全光量を求める。いま、

$$\mu = 2\pi N_xL \tag{5.44}$$

とおき、これを積分すると、

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty}\langle I(\mu)\rangle d\mu \;=\; & 4L^2e^{-g}\left[\frac{T\sqrt{\pi}}{2L}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g^m}{m!\sqrt{m}}\int_{-\infty}^{\infty}e^{-\left(\frac{\mu T}{2L}\right)^2/m}d\mu\right.\\ & \left.+\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{sinc}^2\mu d\mu\right]\end{aligned} \tag{5.45}$$

となる。ここで、積分公式

$$\int_0^{\infty}e^{-a^2\mu^2}d\mu=\frac{\sqrt{\pi}}{2a} \tag{5.46}$$

を用いて、

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\mu T}{2L}\right)^2/m} d\mu = \frac{2L\sqrt{m}\sqrt{\pi}}{T} \tag{5.47}$$

が得られる。従って、式 (5.45) の［　］内の第 1 項は、

$$\frac{T\sqrt{\pi}}{2L} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m!\sqrt{m}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\mu T}{2L}\right)^2/m} d\mu = \pi \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m!} \tag{5.48}$$

となり、また、

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m!} = e^g - 1 \tag{5.49}$$

より、

$$\frac{T\sqrt{\pi}}{2L} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m!\sqrt{m}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\mu T}{2L}\right)^2/m} d\mu = \pi(e^g - 1) \tag{5.50}$$

となる。

さらに、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{sinc}^2 \mu d\mu = \pi \tag{5.51}$$

より、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \langle I(\mu) \rangle d\mu = 4L^2 e^{-g}[\pi(e^g - 1) + \pi] = 4L^2\pi \tag{5.52}$$

が得られる。

一方、完全鏡面における全光量は、式 (5.43) を積分することによって、

$$\int_{-\infty}^{\infty} I_M d\mu = 4L^2 \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{sinc}^2 \mu = 4L^2\pi \tag{5.53}$$

となる。

以上より、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \langle I(\mu) \rangle d\mu = \int_{-\infty}^{\infty} I_M d\mu \tag{5.54}$$

が成立し、全光量等価の原則が証明された。

次に、ランダム表面粗さにおける自乗平均平方根粗さ R_{rms} の測定原理について検討して行くことにする。

（2）ランダム表面の自乗平均平方根粗さ R_{rms} の測定原理

まずはじめに、精密に測定された自乗平均平方根粗さ R_{rms} の分かっているランダム表面粗さをもつ表面を参照面として用いることによって、試料表面の R_{rms} を測定することを仮定する。このような参照面を用いる方法は、参照面が測定試料と同じ材質でできている場合か、あるいは材質が異なっているとしても反射率の補正法としてなんらかの方法を付加することによって、かなり現実的な手法となり得る。

いま、測定する試料表面粗さの自己相関長さTと標準偏差σ（自乗平均平方根粗さ R_{rms} と等価）を、それぞれ（T_1, σ_1）とし、また、参照面のランダム表面粗さの自己相関長さTと標準偏差σをそれぞれ（T_2, σ_2）とする。また、各々に対して、

$$g_1 = \left[\frac{4\pi\sigma_1}{\lambda}\right]^2, g_2 = \left[\frac{4\pi\sigma_2}{\lambda}\right]^2 \tag{5.55}$$

とおく。このとき、測定試料表面および参照面のランダム表面粗さに対するFraunhofer回折光強度を I_1^{dif}、I_2^{dif} とすると、式(5.42)から、

$$I_1^{dif} = 4L^2 e^{-g_1}\left[\frac{T_1\sqrt{\pi}}{2L}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g_1^m}{m!\sqrt{m}}e^{-(\pi N_x T_1)^2/m} + \mathrm{sinc}^2(2\pi N_x L)\right] \tag{5.56}$$

$$I_2^{dif} = 4L^2 e^{-g_2}\left[\frac{T_2\sqrt{\pi}}{2L}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g_2^m}{m!\sqrt{m}}e^{-(\pi N_x T_2)^2/m} + \mathrm{sinc}^2(2\pi N_x L)\right] \tag{5.57}$$

とすることができる。いま、$\mu = 2\pi N_x L$ とおくと、$\mathrm{sinc}^2\mu$の関数は$\mu = \pm\pi$で0となることから、$\lambda f/L$ を”回折スポット径”と定義する。ここで、回折スポット径は入射光の波長λ、光学的フーリエ変換光学系におけるフーリエ変換レンズの焦点距離f、入射光スポット径2Lによって決定される量である。

よって、回折スポット径で規定される領域の内部に含まれる光強度の比をγとおくと、

$$\gamma = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} I_1^{dif} d\mu}{\int_{-\pi}^{\pi} I_2^{dif} d\mu} \tag{5.58}$$

となる。さらに、式(5.56)、式(5.57)における［　］内の項を次のようにおく。

$$C_1(\mu) = \frac{T_1\sqrt{\pi}}{2L}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g_1^m}{m!\sqrt{m}}e^{-\left(\frac{T_1\mu}{2L}\right)^2/m} \tag{5.59}$$

$$C_2(\mu) = \frac{T_2\sqrt{\pi}}{2L}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{g_2^m}{m!\sqrt{m}}e^{-\left(\frac{T_2\mu}{2L}\right)^2/m} \tag{5.60}$$

すると、γは次のようになる。

$$\begin{aligned}\gamma &= \frac{e^{-g_1}\int_{-\pi}^{\pi}(C_1(\mu) + \mathrm{sinc}^2\mu)d\mu}{e^{-g_2}\int_{-\pi}^{\pi}(C_2(\mu) + \mathrm{sinc}^2\mu)d\mu} \\ &= \frac{e^{-g_1}\left[\frac{\int_{-\pi}^{\pi} C_1(\mu)d\mu}{\int_{-\pi}^{\pi}\mathrm{sinc}^2\mu d\mu} + 1\right]}{e^{-g_2}\left[\frac{\int_{-\pi}^{\pi} C_2(\mu)d\mu}{\int_{-\pi}^{\pi}\mathrm{sinc}^2\mu d\mu} + 1\right]}\end{aligned} \tag{5.61}$$

ここで、［　］内の第1項をそれぞれ A_1、A_2 として、

$$A_1 = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} C_1(\mu)d\mu}{\int_{-\pi}^{\pi}\mathrm{sinc}^2\mu d\mu} \tag{5.62}$$

$$A_2 = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} C_2(\mu)d\mu}{\int_{-\pi}^{\pi} \mathrm{sinc}^2\mu d\mu} \tag{5.63}$$

とおくと、γは次のようになる。

$$\gamma = \frac{e^{-g_1}(A_1+1)}{e^{-g_2}(A_2+1)} \tag{5.64}$$

A_1とA_2は、σ(標準偏差)とT(自己相関長さ)によって決まる値である。そこで、σが1～80nm、Tが1～3μmの時、$A = A_1 = A_2$を求めたものを図5－1－8に示す。ここで、σを1～80nm、Tを1～2μmとしたのは、測定対象がnmオーダの超精密鏡面研磨面であり、表面粗さや自己相関関数にこの程度の大きさを仮定すれば十分だからである。この数値計算によって、超精密鏡面研磨加工によって創成されたnmオーダの微小なランダム表面粗さの場合、A_1、A_2は1に比べて非常に小さいことがわかる。従って、

$$\frac{A_1+1}{A_2+1} \approx 1 \tag{5.65}$$

とすることができる。このとき、γは、

$$\gamma = e^{(g_2-g_1)} \tag{5.66}$$

となり、従って、自乗平均平方根粗さσ_2、自己相関長さT_2のランダム表面粗さをもつ面を参照面としたとき、測定試料表面の自乗平均平方根粗さσ_1は、

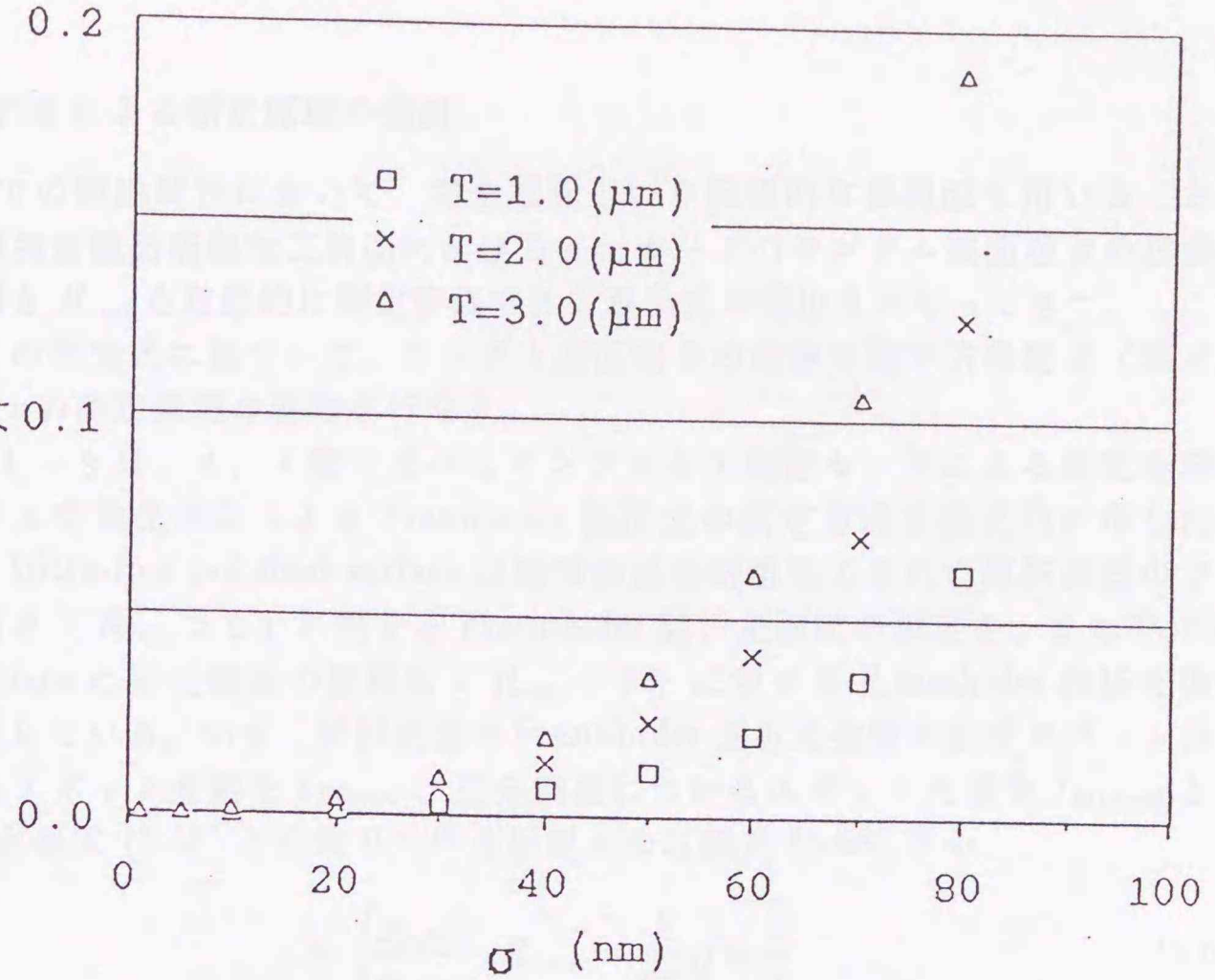
$$\sigma_1 = \frac{\lambda}{4\pi}\sqrt{\ln\frac{1}{\gamma} + \left(\frac{4\pi\sigma_2}{\lambda}\right)^2} \tag{5.67}$$

から求めることができる。以上において、表面粗さσ_2の参照面を用いた場合の、測定原理の導出を行なった。

この測定原理において、自乗平均平方根粗さが0である完全鏡面を参照面とした場合、$\sigma_2 = 0$とおくことによって、

$$\sigma = \frac{\lambda}{4\pi}\sqrt{\ln\frac{1}{\gamma}} \tag{5.68}$$

が得られる。これは、参照面という考え方は非常に現実的な測定方法と考えられるが、しかし一方では反射率の補正という困難な問題を含んでいるため、これを解決するために完全鏡面という仮想的な参照面を導入しているもので、実際の測定上この考え方が反射率の補正についての問題を解決している。よって、以後この理論式に基づいてランダム表面粗さにおけるR_{rms}の測定評価法について議論して行くことになる。



	sigma (nm)	T=1.0(μm)	T=2.0(μm)	T=3.0(μm)
1	1.0	0.000003	0.000006	0.000010
2	5.0	0.00008	0.00016	0.00024
3	10.0	0.00033	0.00065	0.00097
4	20.0	0.00135	0.00217	0.00406
5	30.0	0.00328	0.00656	0.00984
6	40.0	0.00649	0.01297	0.01946
7	50.0	0.01173	0.02345	0.03518
8	60.0	0.02044	0.04087	0.06130
9	70.0	0.03549	0.07098	0.10647
10	80.0	0.06295	0.12590	0.18885

図 5-1-8 近似計算のための数値解析

5.1.4 数値計算による測定原理の検討

これまでの理論解析において、完全鏡面という仮想的な参照面を用いることによって、超精密鏡面研磨加工表面におけるｎｍオーダのランダム表面粗さの自乗平均平方根粗さ R_{rms}を定量的に測定評価できる理論式の導出を行なってきた。ここではまず、この理論式に基づいて、ランダム表面粗さの自乗平均平方根粗さ（粗さの標準偏差）σの測定原理の整理を行なう。

図５－１－９は、４．４節で述べたインプロセス測定センサによる測定を考慮し、フーリエ変換光学系による Fraunhofer 回折光の測定方法を模式的に示したものである。Ultra-fine polished surface は超精密鏡面研磨加工された試料表面のランダム表面粗さ（ $R_{rms}>0$ ）に対する Fraunhofer 回折光強度の測定を、また Perfect smooth surface は完全鏡面の参照面（ $R_{rms}=0$ ）に対する Fraunhofer 回折光強度の測定を示している。いま、試料表面の Fraunhofer 回折光強度の回折スポット径内に含まれるスポット光量を $I_{D(spot)}$、完全鏡面におけるスポット光量を $I_{M(spot)}$とすると、γの定義式 (5.58) と自乗平均平方根粗さの理論式 (5.68) から、

$$\gamma=\frac{I_{D(spot)}}{I_{M(spot)}},\ R_{rms}=\frac{\lambda}{4\pi}\sqrt{\ln\frac{1}{\gamma}} \tag{5.69}$$

より、ランダム表面の自乗平均平方根粗さ R_{rms}を測定評価することができる。

次に、上式による R_{rms}の測定評価がどの様な特性を持っているかについて、数値解析を行なう。数値解析の方法は、実際に測定装置を構成している He-Ne レーザ光のパラメータである、波長$\lambda=0.6328\mu m$、スポット径２Ｌ＝４８０μm、そして光学系に用いているフーリエ変換レンズの焦点距離ｆ＝１００ｍｍを用いて行なっている。従って、これらの条件のもとで Fraunhofer 回折像のスポット光量の範囲を理論式より求めると、$\lambda f/L=262\quad \mu m$ となる。

まず、自己相関長さＴを１～３μm、自乗平均平方根粗さ R_{rms}を１～１００ｎｍとして表面粗さの違いによって Fraunhofer 回折光強度分布がどう変化するかについて検討を行なった。図５－１－１０ (a) に数値解析の結果を示す。この図は、式 (5.42) に基づいて、自己相関長さを一定にし、自乗平均平方根粗さを０からしだいに大きくさせていったときの Fraunhofer 回折光強度を示したものである。なお、ここでは強度分布の右半分だけを示しているが、これは理論式より強度分布が左右対象になっているためである。いま、完全鏡面（ $R_{rms}=0$ ）における最大強度を１としたとき、R_{rms}を大きくしていくと最大強度は１以下になって減少していることが分かる。その値は、R_{rms}＝１０ｎｍで０．９６、R_{rms}＝２０ｎｍで０．８５、R_{rms}＝５０ｎｍで０．３７であり、自乗平均平方根粗さ R_{rms}が５０ｎｍを越えると、最大強度およびスポット光量（図５－１－１０（ａ）において１３１μmまでに含まれる光量）が急激に減少することがわかる。それに対して、１３１μm～２６２μm の領域に含まれる散乱光の光量は増大している。このことから、ランダム表面粗さが増大するにしたがいスポット光量は減少し、周囲に散乱されることが分かる。また、自己相関長さＴを１～３μm に変化させても、スポット光量の減少の

しかたは、ほとんど変化しないことも確認している。従って、ｎｍオーダのランダム表面粗さによるFraunhofer回折光は自己相関長さの違いによってほとんど影響を受けないということがわかる。

次に、図５－１－１０(b)はランダム表面粗さσを１～１００ｎｍまで変化させ、さらに自己相関長さＴも１～３μmと変化させて式(5.42)によってFraunhofer回折強度を求め、スポット光量$I_{D(spot)}$を算出して、完全鏡面におけるスポット光量$I_{M(spot)}$との比をとり、式(5.69)からR_{rms}を求めて、最初に与えたσと比較したものである。図では、縦軸にFraunhofer回折光強度から求められたR_{rms}を、また横軸にはFraunhofer回折光強度を計算するときに与えたランダム表面粗さのσをとって示してある。この図から、Fraunhofer回折光強度から求めた自乗平均平方根粗さR_{rms}は、ランダム表面粗さの標準偏差σがほぼ１００ｎｍまではよく一致していることが分かる。また、自己相関長さＴが１～３μmのときの違いをみると、ランダム表面粗さのσが８０ｎｍを越えてくると、しだいに自己相関長さの影響が出始め、自己相関長さが大きいほど誤差も大きくなっていることがわかる。しかし、その誤差もほとんど数ｎｍ程度であり、本測定法は自己相関長さにほとんど影響を受けることなく、ランダム表面粗さのR_{rms}を定量的に評価できることがわかる。

以上のことから、理論解析の結果得られた測定原理は、理論的に１ｎｍ～１００ｎｍ程度までのランダム表面粗さのR_{rms}をほとんど誤差なく定量的に評価できることを明らかにした。なお、これらは仮想的な完全鏡面を参照面とした場合の議論であるが、これと等価な測定方法を用いることによって、同様の精度で測定評価が可能になると思われる。

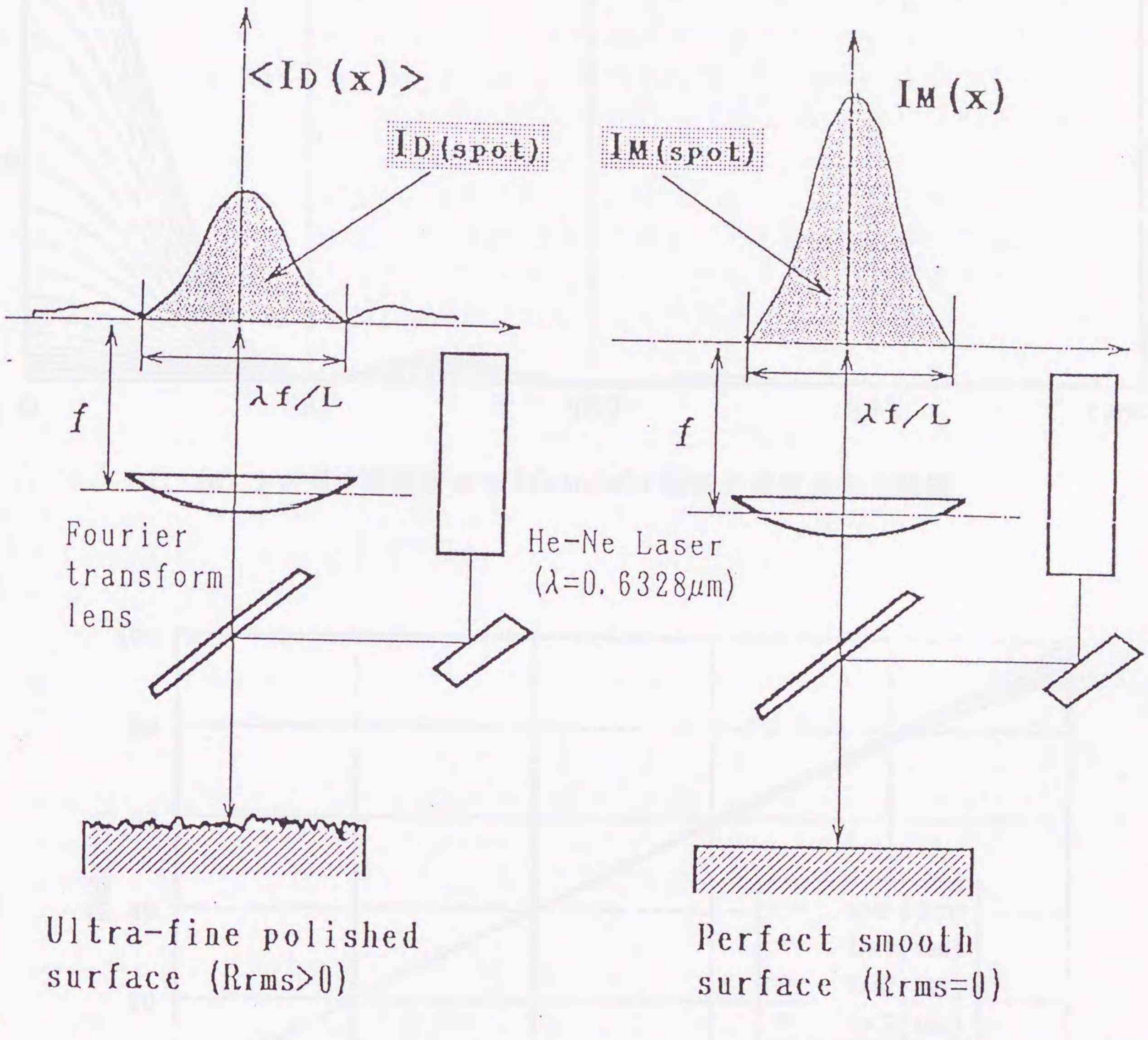
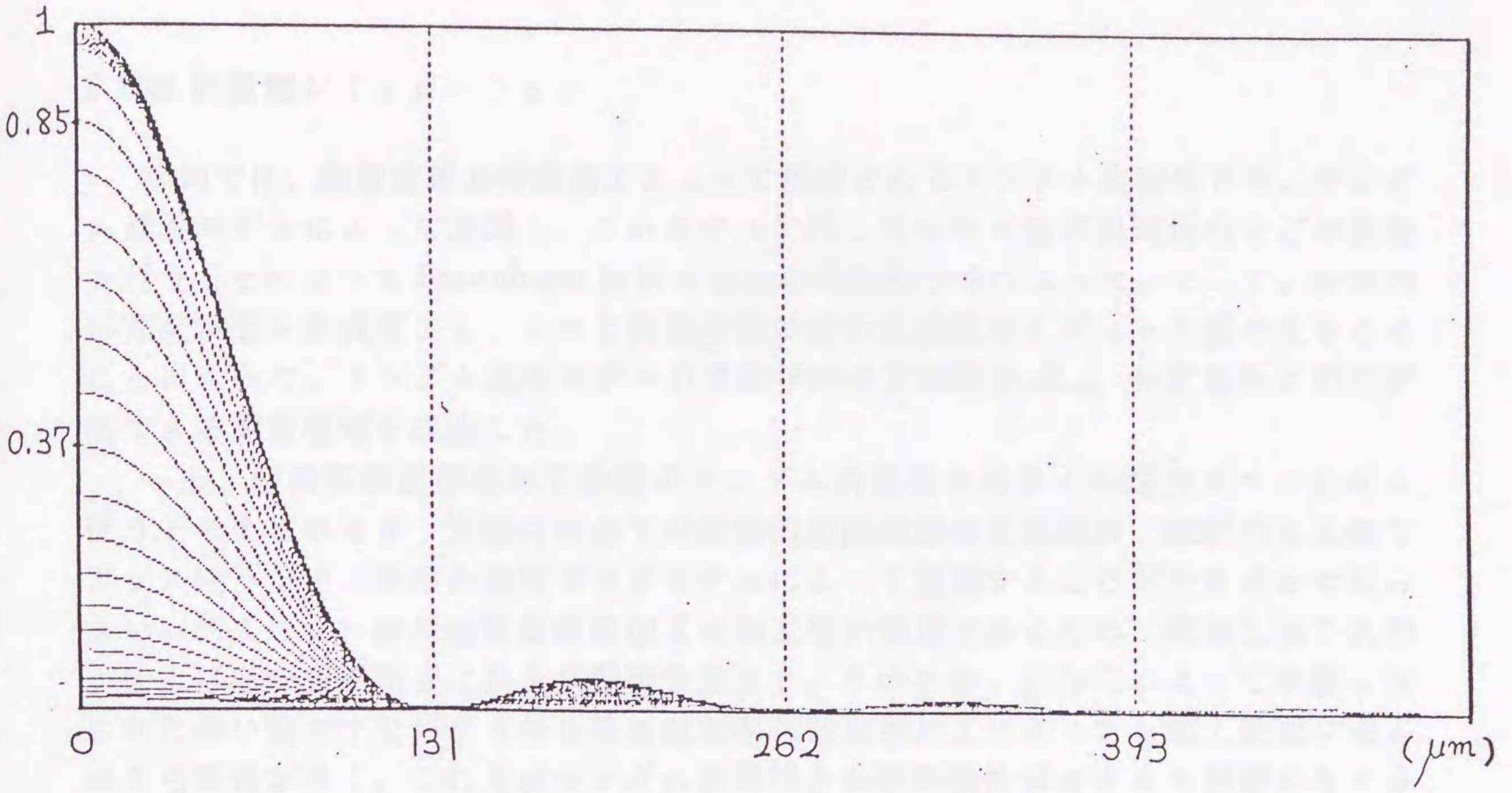
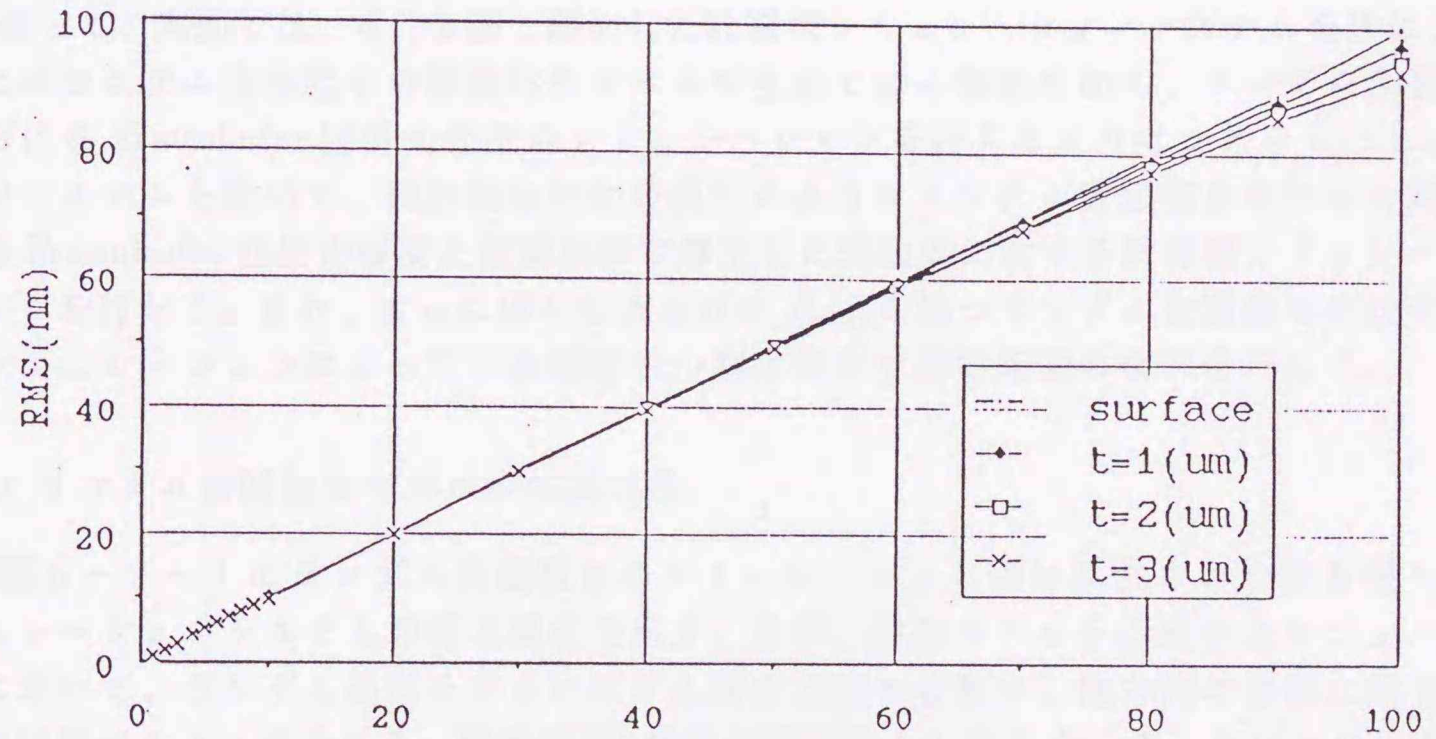


図 5-1-9 完全鏡面を仮定した R_{rms} の測定原理



(a) ランダム表面粗さと Fraunhofer 回折光強度分布の関係



(b) 理論式と自己相関長さの関係

図 5-1-10 理論式に対する数値解析の結果

5.2節 計算機シミュレーション

前節では、超精密鏡面研磨加工によって創成されるランダム表面粗さを、ランダム過程モデルによって表現し、このモデルに対してガウス性不規則過程などの仮定を行うことによってFraunhofer回折光強度の理論解析を行なった。そして、仮想的な完全鏡面を参照面とし、これと測定表面の回折光強度のスポット光量の比をとることによって、ランダム過程モデルの自乗平均平方根粗さ R_{rms} を定量的に測定評価できる測定原理を提案した。

一方、超精密鏡面研磨加工表面のランダム表面粗さは多くの場合ガウス分布に従うと考えられるが、実際には全ての超精密鏡面研磨加工表面が、統計的に正確なガウス性ランダム過程が適用できるモデルによって表現することができるとは限らない。例えば、一般に超精密研磨加工は加工量が微量であるため、前加工面の状態が仕上げ面の表面粗さに大きな影響を及ぼす。そのため、前加工によって表面に残された深い傷やすじ目やうねり等は超精密鏡面研磨加工によっても加工表面に残される可能性が多く、これらはランダム表面粗さの統計的性質に大きな影響を与えると考えられる。しかも、測定する表面の統計的な性質があらかじめ分かっているわけではないので、ガウス性不規則過程に対して行なわれた理論解析によって求められた測定原理がどの程度他の表面粗さに対しても適用できるかについての検討も行なっておく必要がある。

従って、本節では、4．2節で開発した計算機シミュレーションシステムを基に、新たにランダム表面粗さの断面形状モデルが生成できる機能を加え、ランダム表面におけるFraunhofer回折光強度のシミュレーションを行えるようなシステムにし、このシステムを用いて、統計的な特性の異なるようなランダム表面粗さモデルに対するFraunhofer回折光強度と理論解析で導出した理論式に対する計算機シミュレーションを行なう。また、さらに様々な大きさの R_{rms} を持つランダム表面粗さに対するシミュレーションによって、本測定法の測定誤差や測定範囲の検討を行なう。

5.2.1 ランダム表面粗さモデルの生成方法

図5－2－1にランダム表面粗さのシミュレーション用に拡張された計算機シミュレーションシステムの基本構成を示す。まず、表面モデルを生成するモジュールにおいて、ランダム過程モデルにおける高さ方向の変動や、横方向の変動に関する統計的パラメータである、標準偏差σや自己相関長さTを入力することにより、任意の表面粗さを持ったランダム表面粗さモデルが得られる。次に、ランダム表面粗さによる反射光の複素振幅分布が求められ、これをＦＦＴによってフーリエ変換することによりFraunhofer領域における複素振幅分布が求められる。そしてさらに、これから回折光強度が計算される。このようにして求められたランダム表面粗さによるFraunhofer回折光強度から、理論式を用いた R_{rms} の計算が行なわれ、はじめに生成されたランダム表面粗さモデルにおける標準偏差σとの比較が行なわれる。

この計算機シミュレーションシステムにおける、表面モデル生成モジュールでは、

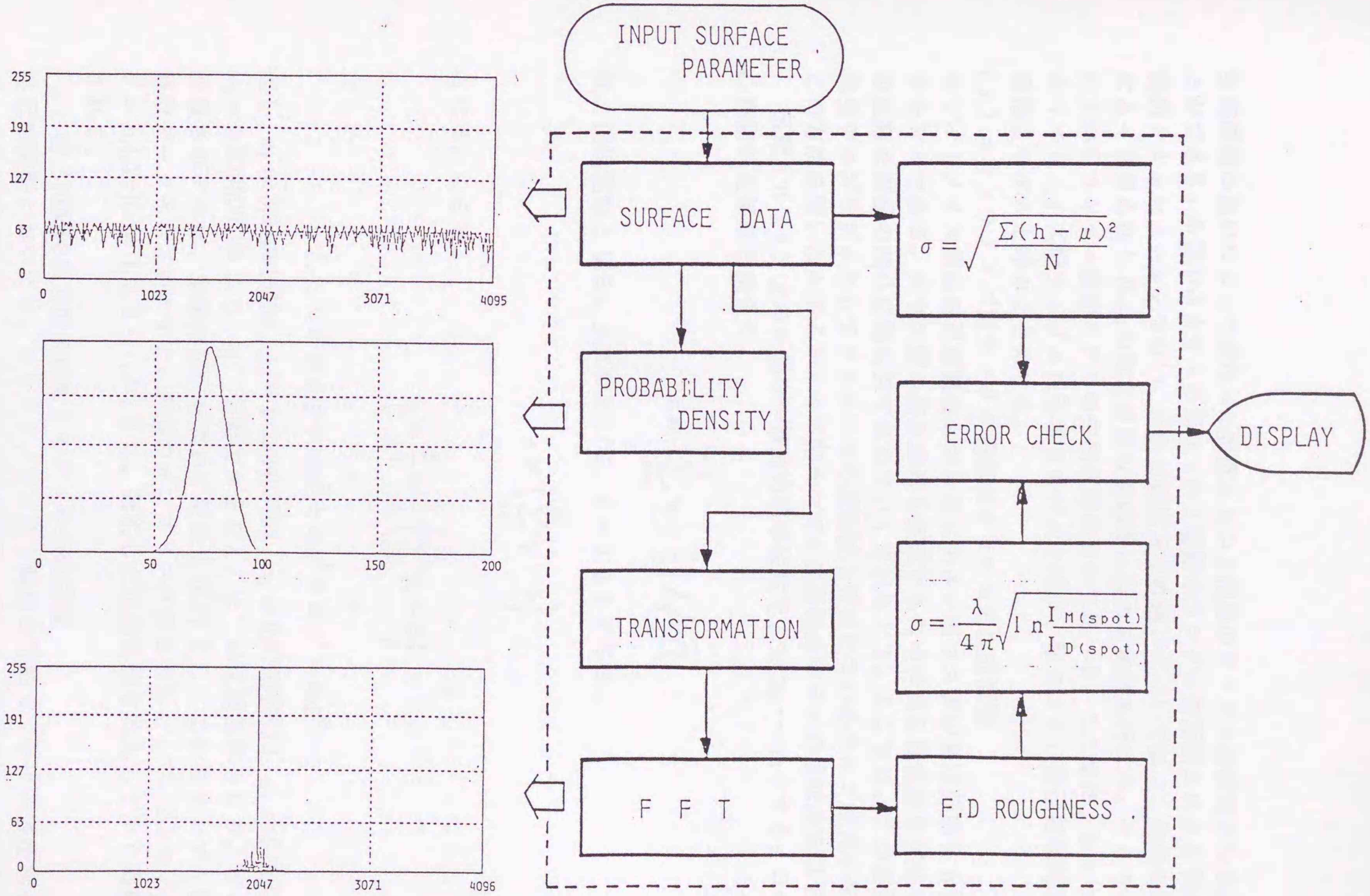


図 5-2-1 ランダム表面粗さ用シミュレーションシステム

生成原理の違いによって異なった特徴をもつ2種類のランダム表面粗さを生成することができる。本節ではまずこの異なった2種類のランダム表面粗さによるFraunhofer回折シミュレーションを行い、回折光強度分布の違いについて論じ、前節の理論解析によって得られたR_{rms}の測定原理の適応性に対する検討を行なう。そこでまず、この2つのランダム表面モデルの生成原理について述べる。ここでは、ひとつを（1）ホワイトノイズ型ランダム表面粗さモデルと呼び、他を（2）自己相関時系列型表面粗さモデルと呼ぶことにする。

（1）ホワイトノイズ型ランダム表面粗さモデルの生成原理

ホワイトノイズ型は自己相関長さが非常に小さいガウス型の高さ分布をもつ表面粗さモデルである。ガウス型の高さ分布を生成するためには正規乱数を発生させ、この乱数を表面の凹凸変動に当てはめていく方法をとる。ここでは、この正規乱数の発生アルゴリズムとしてタイヒロウの近似法と呼ばれているアルゴリズムを用いる。この方法を用いたホワイトノイズ型ランダム表面粗さモデルの生成法を以下に示す。

区間（0，1）上のk個の一様分布確率変数を、$\gamma_1, \gamma_2, \cdots \gamma_k$とする。この時、中心極限的近接の方法より、

$$z = \left(\sum_{i=1}^{k} \gamma_i - \frac{k}{2} \right) / \sqrt{k/2} \tag{5.70}$$

は、正規乱数となる。上式において、k＝12とすると、

$$z = \left(\sum_{i=1}^{12} \gamma_i - 6 \right) \tag{5.71}$$

となる。ここで、

$$y = \frac{z}{4} = \frac{1}{4} \left(\sum_{i=1}^{12} \gamma_i - 6 \right) \tag{5.72}$$

とし、

$$z' = a_1 y + a_3 y^3 + a_5 y^5 + a_7 y^7 + a_9 y^9 \tag{5.73}$$

但し、$a_1 = 3.949846138$、$a_3 = 0.252408784$、$a_5 = 0.076542912$、$a_7 = 0.008355968$、$a_9 = 0.029899776$ より、z’を発生させると、z’は正規乱数となる。ランダム表面粗さモデルは、表面の凹凸を表わす関数を$h(x)$とし、これをサンプル数N個の離散データとして表わすと、表面のサンプリング長さをLとして、$\Delta x = L/N$より、$z' = h_i(\Delta x)(i = 1, 2, 3, \cdots, N)$とし、発生した正規乱数を代入していく過程で生成される。

（2）自己相関時系列型表面粗さモデルの生成原理

自己相関型においては、ホワイトノイズ型と同様な方法でランダム表面粗さの離散データを生成するが、z’の発生方法が異なっている。はじめに、指数型自己相関関数の自己相関変量x_tの発生方法について述べていく。遅れkの相関関数$\rho(k)$を、

$$\rho(k) = \lambda^k, (0 < \lambda < 1) \tag{5.74}$$

とすると、このとき、自己相関関数は、

$$x_0 = (1-\lambda)\gamma_0, x_t = \lambda x_{t-1} + (1-\lambda)\gamma_t \tag{5.75}$$

に従う指数平滑化によって得られる時系列の場合に存在する。ここでγ_tは区間（-1/2,1/2）に変換された一様乱数が一般的に用いられる。

さて、次に相関関数ρが、

$$\rho(\tau) = e^{-\tau/T} = (e^{-1/T})^{\tau} \tag{5.76}$$

とすると、

$$\lambda = e^{-1/T} \tag{5.77}$$

とおき、初期値Tを入力すれば、自己相関時系列x_tが得られる。自己相関時系列型モデルでは、このx_tをz'として、ランダム表面粗さモデルを生成する。

ランダム表面モデルは以上のような原理で生成されるが、ホワイトノイズ型は純粋なランダム表面粗さであるのに対して、自己相関時系列型はホワイトノイズ型に比べるとランダムな成分にいくらかの周期成分が混在しているようなタイプの表面粗さを生成する。

5.2.2 測定範囲の検討

ここでは、前項で述べたような生成原理によって生成された、ランダム表面粗さモデルに対するFraunhofer回折シミュレーションの結果について述べる。

まず、ホワイトノイズ型のランダム表面に対するシミュレーションと、自己相関時系列型のランダム表面に対するシミュレーションの結果について比較してみる。

図５－２－２にホワイトノイズ型表面粗さモデルの微細形状のグラフ（上図）とそのFraunhofer回折光強度分布（下図）およびシミュレーションデータを示す。シミュレーションデータはランダム表面粗さに関するデータ（Surface Profile）とFraunhofer回折光強度分布に関するデータ（Diffraction Data）が示されている。ランダム表面粗さのデータは、高さ変動の平均値（Average）、自乗平均平方根粗さ（R_{rms}）、最大高さ（Maximum）、最小高さ（Minimum）そしてPeak to Peak（P-P）を示している。また、Fraunhofer回折光強度のデータは、理論式によるR_{rms}値（F.D Roughness）、完全鏡面におけるスポット光量（Mirror-Max-Intensity）そしてランダム表面におけるFraunhofer回折光強度のスポット光量（Diffraction-Max-Intensity）を示している。図５－２－２のホワイトノイズ型ランダム表面粗さは、自乗平均平方根粗さR_{rms}＝５ｎｍのガウス分布をしめす断面形状となっており、ラップ面などによく見られるような表面幾何形状の特徴を示している。この粗さに対するFraunhofer回折光強度分布をみると、正反射方向に強いピークがあるが、周期的表面粗さにおいてみられた高次回折光のピークは見られない。そのかわり、正反射光の周囲に一様に散乱光が分布している。このことから、同じｎｍオーダの表面粗さでもFraunhofer回折光強度は全く異なった分布を示し、従って表面粗さの定

性的な分類が可能であることを示している。さらに、シミュレーションデータを見ると、正反射光の強度は、$R_{rms}=0$の完全鏡面のときと比べ、減少していることが分かる。これは、理論解析で示したように、ランダム表面粗さの大きさが増すとともにスポット光量が減少する傾向と一致している。さらに、この正反射光をスポット光量とみなし、理論式からもとめたR_{rms}は４．９９ｎｍとなっており、ランダム表面粗さモデルの表面粗さ５．０ｎｍと良く一致している。このことから、本測定法はホワイトノイズ型のようなｎｍオーダのランダム表面粗さの測定評価に有効であることがわかる。

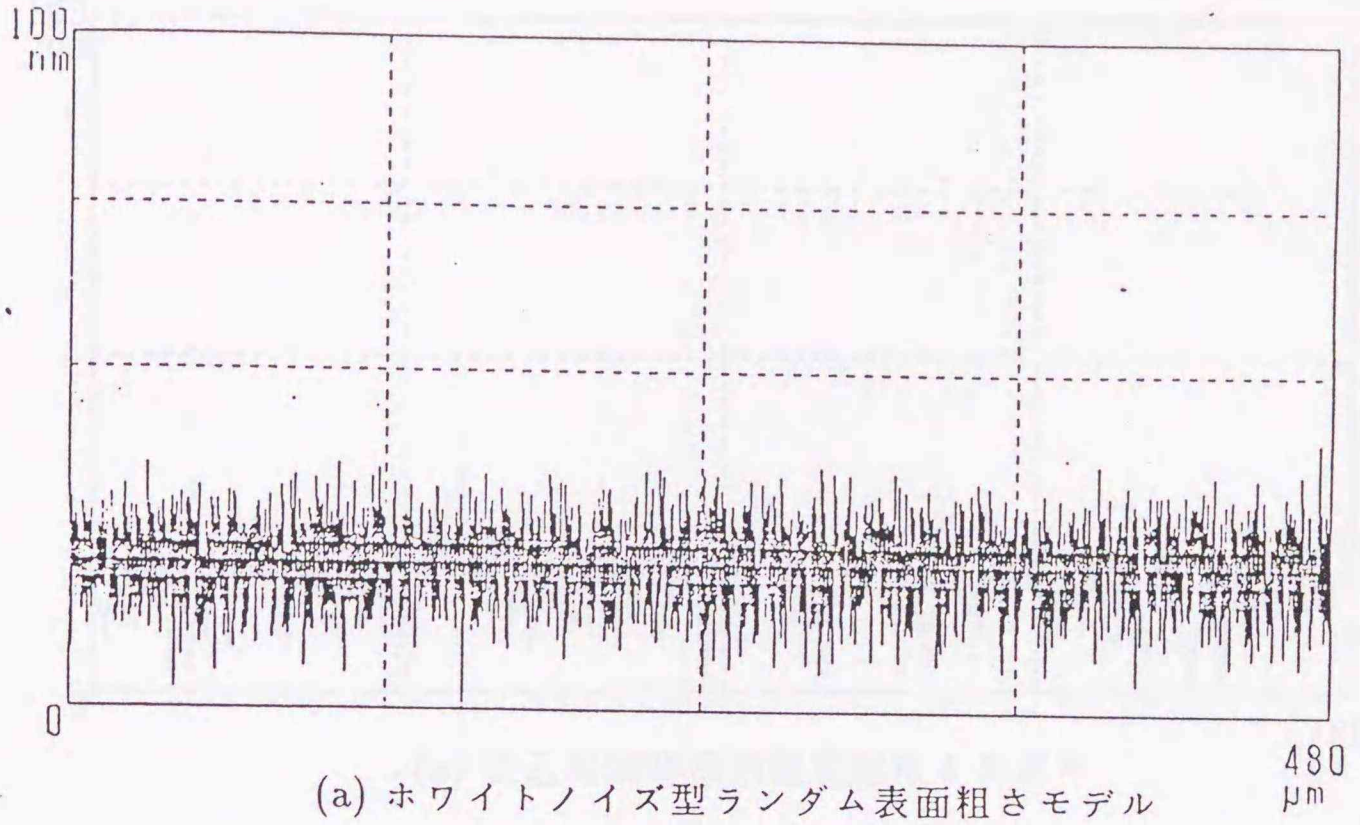
図５－２－３は自己相関時系列型表面粗さモデルの微細形状のグラフ（上図）とその Fraunhofer 回折光強度分布（下図）およびシミュレーションデータを示したものである。この図に示してあるランダム表面粗さのR_{rms}は図５－２－２に示したホワイトノイズ型と同じ５ｎｍとなっているが、その表面幾何形状の特徴はホワイトノイズ型と明らかに異なっており、高さ方向の分布はガウス分布を示しているが横方向の変動が異なっていると考えられる。また、自己相関長さはホワイトノイズ型に比べ長くなっている。次に、この粗さに対する Fraunhofer 回折光強度分布をみると、正反射方向に強いピークが見られるが、ホワイトノイズ型のようにその周囲に一様に分布する散乱光は見られない。そのかわり、回折光は正反射光の近傍にブロードのように分布し、さらに周期的表面粗さにおいてみられたような小さな回折光ピークが左右に出ていることが確認できる。このことから、自己相関時系列型のランダム表面粗さには周期構造が混在していると推察できる。このように、同じ自乗平均平方根粗さR_{rms}をもち、かつ高さ方向の変動が同じランダムな性状の表面粗さでも、横方向の違いによって Fraunhofer 回折光強度分布も形態が全く異なることが明らかになった。このことからも、Fraunhofer 回折光による表面テクスチャの特徴抽出の有効性が示されているといえる。さらに、シミュレーションデータをみると、正反射光の強度はホワイトノイズ型と同様に減少しており、しかもその減少率はほとんど同じである。このことは、正反射光はランダム表面粗さにおいて統計的に高さ方向がおなじ変動になっている場合、横方向の変動が異なり回折光強度の空間的な分布が異なっても、同じ減少率となることを示している。さらに、正反射光強度を用いて理論式から求めたR_{rms}は４．９９となっており、ランダム表面粗さモデルの表面粗さ５．０ｎｍと非常に良く一致していることがわかる。さらに、ホワイトノイズ型と自己相関時系列型との比較により、横方向の変動の違いは自己相関長さに関係していることから、本測定法は自己相関長さが異なってもR_{rms}を測定評価できることを示している。このことは、５．１．４で得られた結果と一致している。

従って以上のことから、ランダム表面粗さに対して、Fraunhofer 回折光強度から自乗平均平方根粗さR_{rms}を定量的に求めることができ、さらにその空間的な分布からは横方向の変動の特徴を定性的に区別することができることが分かる。なお、このことは、表面粗さのランダム性についての検証に用いることができると考えられる。

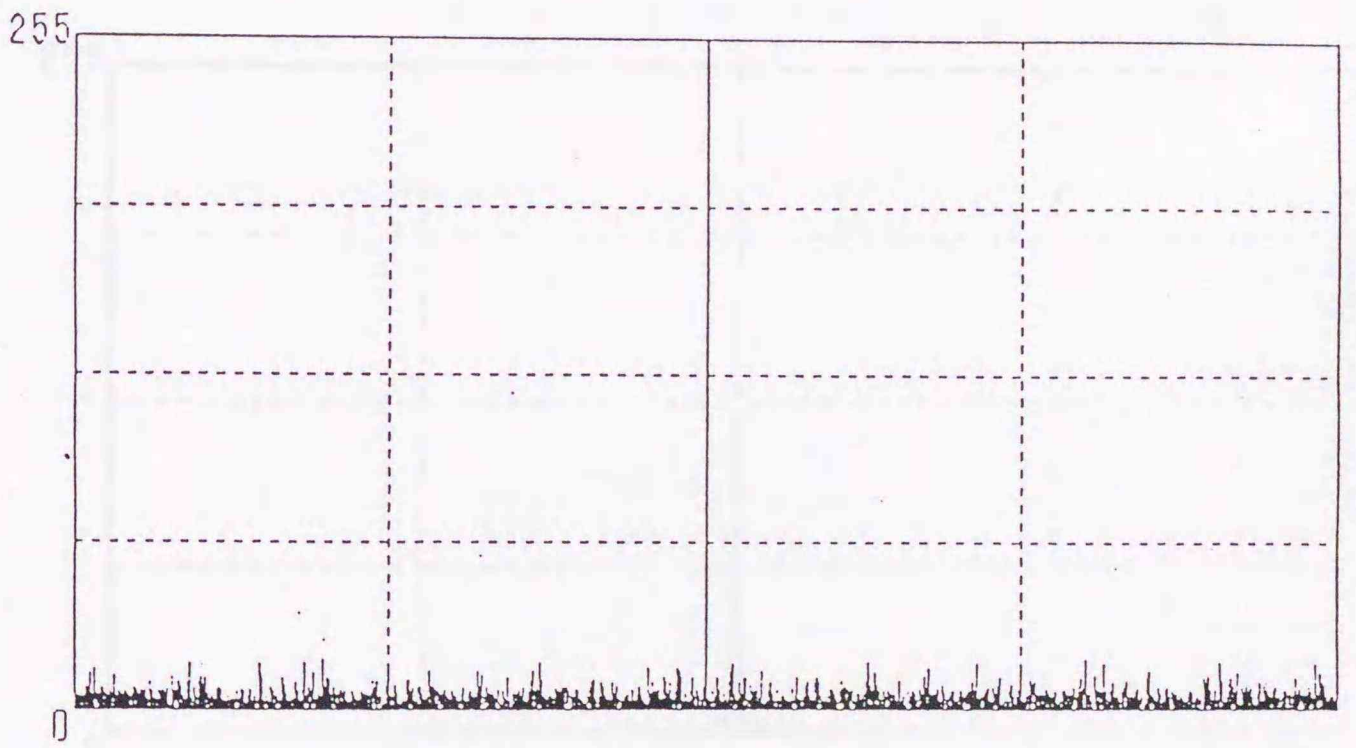
次に、周期性を全く含まない、純粋なランダム表面粗さ（ホワイトノイズ型）に

対して、ランダム表面モデルのR_{rms}とそのFraunhofer回折光強度から求めたR_{rms}を比較することによって、５．１節で提案した測定原理の適用範囲について検討した。ここでは、ランダム表面モデルの自乗平均平方根粗さを１～２００ｎｍまで変化させて生成し、各々のFraunhofer回折光強度を求め、さらにその強度分布と完全鏡面を参照光としてR_{rms}を算出した。そしてランダム表面モデルのR_{rms}との誤差を求めた。図５－２－４（ａ）は、ランダム表面粗さモデルのR_{rms}(破線で示してある）とFraunhofer回折光強度から求めたR_{rms}をグラフにしたものである。また、図５－２－４（ｂ）は、それらの誤差曲線を示したグラフである。

まず、図５－２－４（ａ）から、Fraunhofer回折光強度から求めたR_{rms}が１２０ｎｍを越えると急激にランダム表面モデルの粗さからはずれてくることがわかる。さらに、図５－２－４（ｂ）の誤差曲線をみると、Fraunhofer回折光強度から理論式によって求めたR_{rms}の誤差は、ランダム表面モデルの粗さが１２０ｎｍ以下の場合、１０％以内に納まっている。従って、このシミュレーションの結果として、ランダム表面粗さによるFraunhofer回折光強度からR_{rms}を求める理論式の適用範囲は１２０ｎｍ以下であり、それ以下のランダム表面においては１０％以下の誤差でR_{rms}を測定評価することができることを明らかにした。この結果は、５．１．４で得られた数値計算による結果とほぼ一致している。



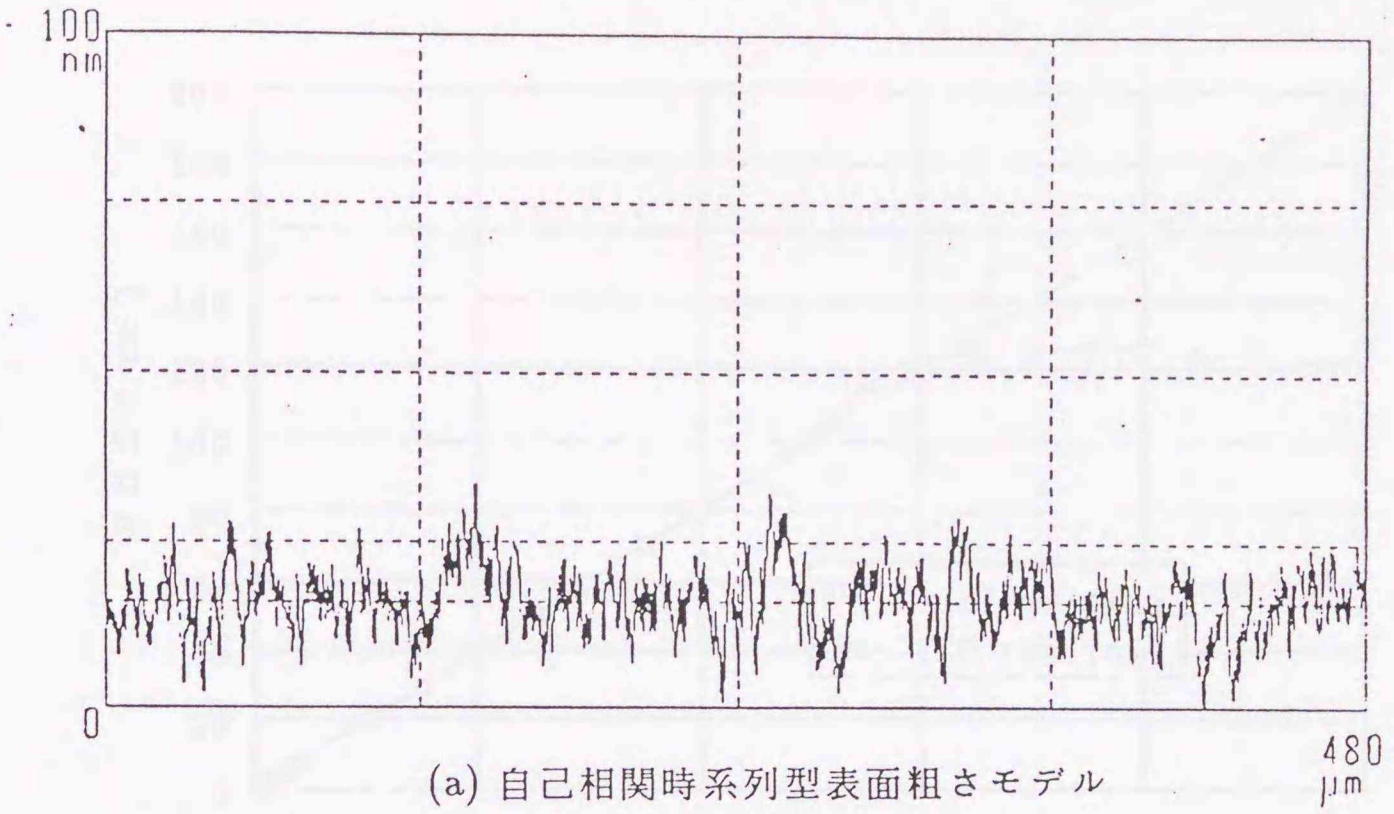
(a) ホワイトノイズ型ランダム表面粗さモデル



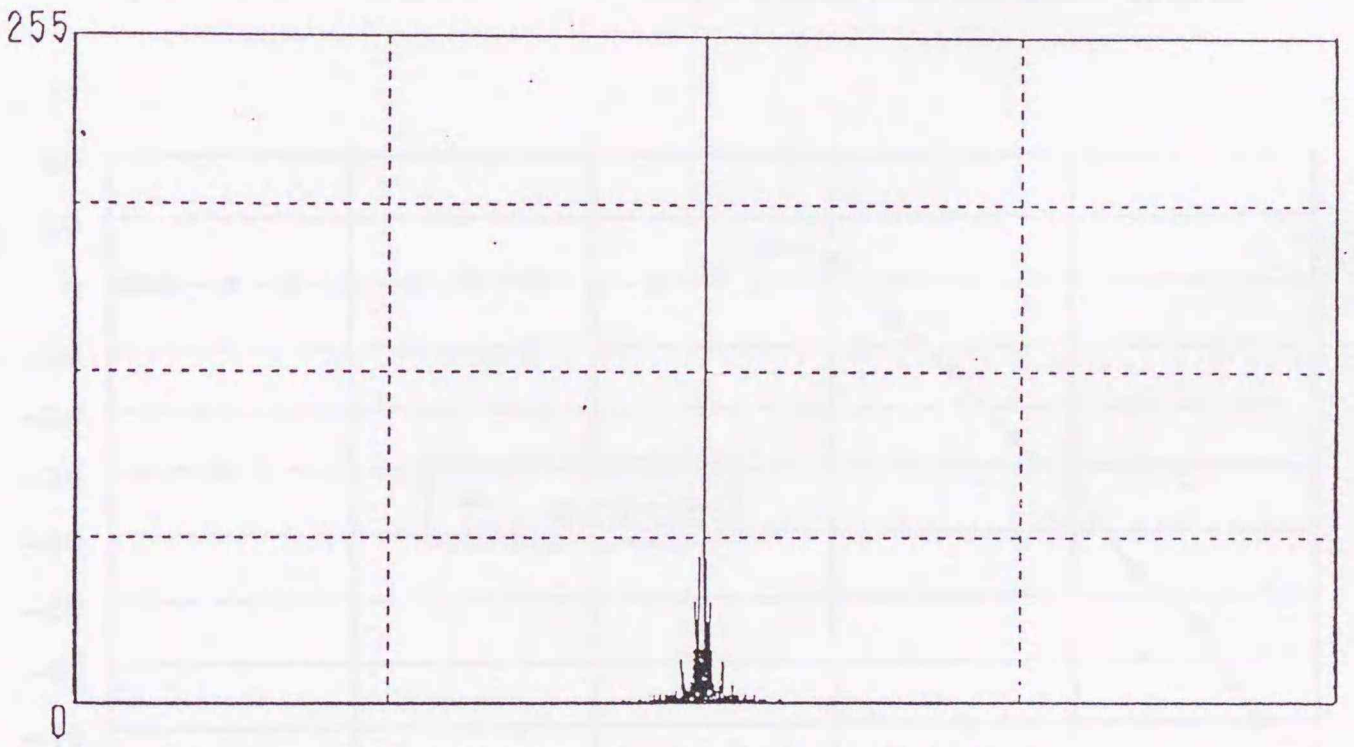
(b) Fraunhofer 回折光強度分布

```
******** SURFACE PROFILE ********
average      = 0.000000
Rrms    (nm) = 5.000000
maximum (nm) = 18.458759
minimum (nm) = -21.279471
p_p     (nm) = 39.738229
******** DIFFRACTION DATA ********
F.D_Roughness (nm)          = 4.999781
Mirror_max_intensity        = 16777216.000000
Diffraction_max_intensity = 16612742.255754
```

図 5-2-2 ホワイトノイズ型表面粗さのシミュレーション結果



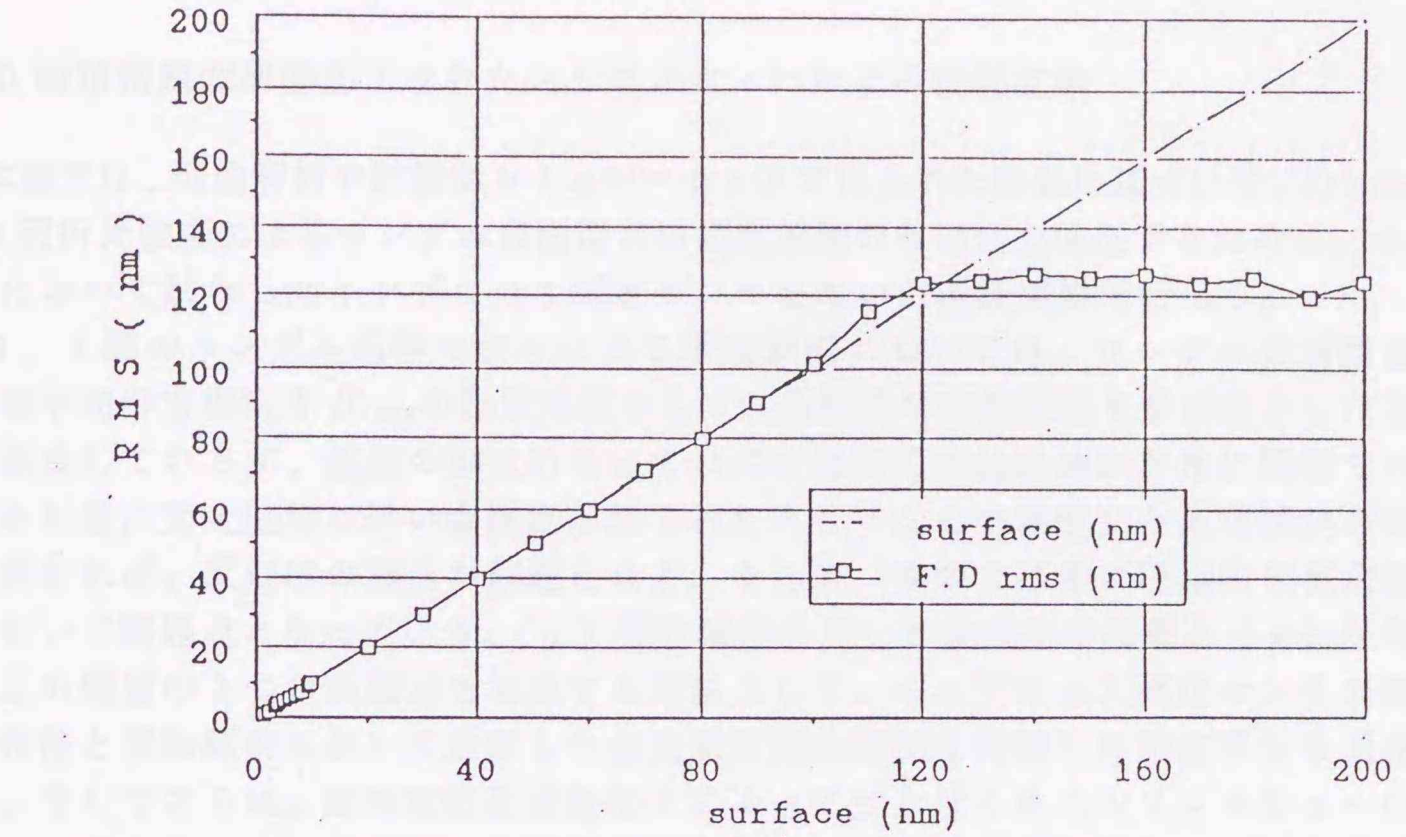
(a) 自己相関時系列型表面粗さモデル



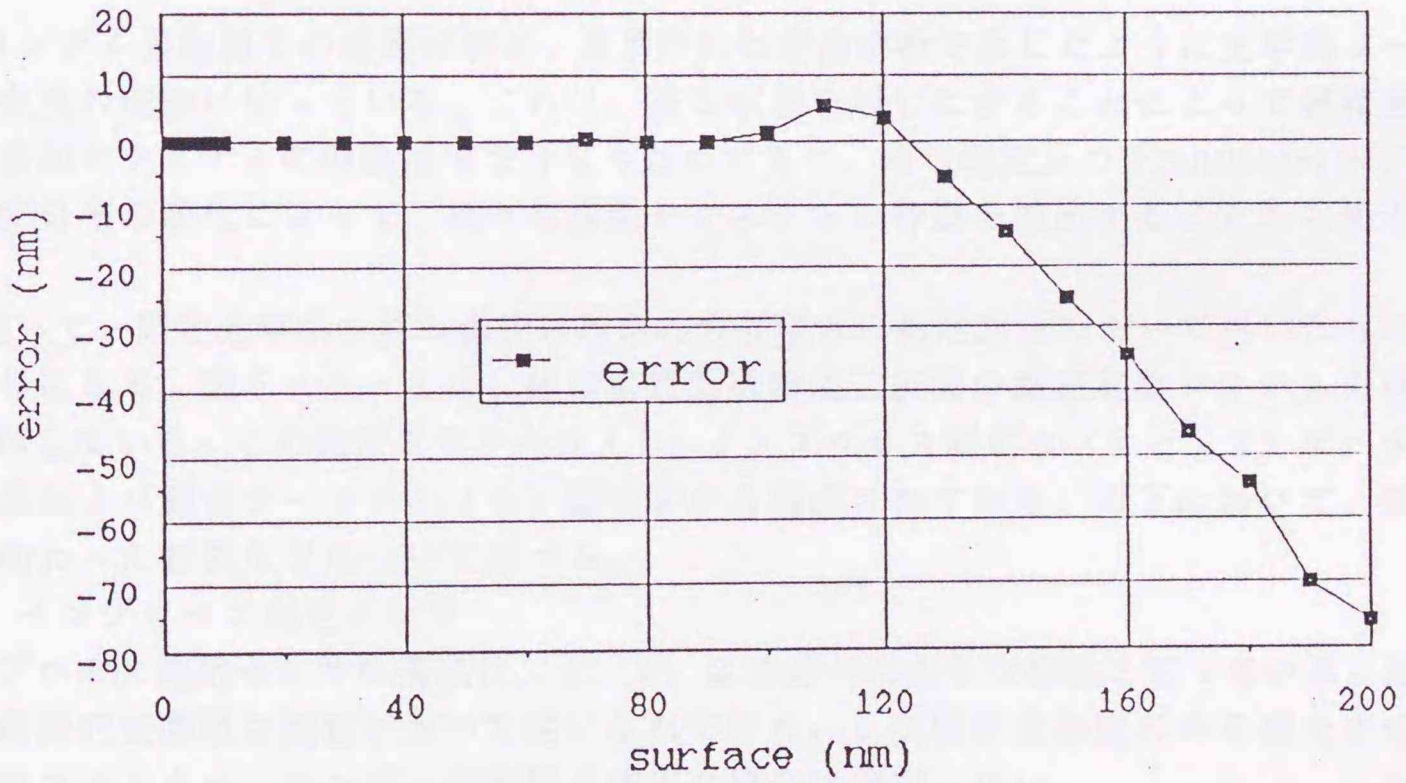
(b) Fraunhofer 回折光強度分布

```
******** SURFACE PROFILE ********
average       = -0.000000
Rrms     (nm) = 5.000000
maximum  (nm) = 17.358716
minimum  (nm) = -15.709568
p_p      (nm) = 33.068284
******** DIFFRACTION DATA ********
F.D_Roughness (nm)          = 4.999601
Mirror_max_intensity        = 16777216.000000
Diffraction_max_intensity = 16612754.022581
```

図 5-2-3 自己相関時系列型表面粗さのシミュレーション結果



(a) ランダム表面粗さと Fraunhofer 回折による R_{rms} の評価値



(b) 誤差曲線

図 5-2-4 測定限界のシミュレーション

5.3節 超精密鏡面研磨加工されたシリコンウェハによる検証実験

本節では、理論解析や計算機シミュレーションで得られた結果に基づいて、Fraunhofer回折光強度によるランダム表面粗さの測定原理の有効性を検証するために、4．4節において試作したインプロセス測定センサを用いた検証実験を行なう。

5．1節のランダム過程モデルによる理論解析においては、ランダム表面粗さの自乗平均平方根粗さR_{rms}の測定原理として、仮想的な完全鏡面を参照面とした方法を提案しているが、実際の測定においては完全鏡面の作製自体が非常に困難であり、また仮に完全鏡面に近い参照面が得られたとしてもその参照面と測定試料の材質が異なれば、反射率の補正が問題となる。そこで、本節ではまず理論的な測定原理において問題点となっている、（1）完全鏡面を用いた参照面の問題と（2）反射率補正の問題の2つの問題点を解決する方法として、インプロセス測定センサの構造の特性と理論解析において検証した全光量等価の原則を利用した測定手法を提案する。そしてさらに、超精密鏡面研磨加工によって仕上げられたシリコンウェハのｎｍオーダのランダム表面粗さの測定評価を行い、本測定法の有効性について検証する。

5.3.1 実験装置の構成

ランダム表面粗さの測定原理は、基本的には理論解析で示したように光学的フーリエ変換の理論に依っている。これは、基本原理を同じにすることによって超精密加工表面テクスチャの特徴抽出を行なうためであり、同じ測定系のFraunhofer回折光強度分布の変化によって、様々な表面テクスチャの特徴を抽出することが可能となる。

従って、測定光学系の基本構成は周期的表面粗さの測定評価において用いたものと同じになる。図５－３－１は、超精密鏡面研磨加工表面の測定実験システムの構成を示している。この測定システムは（1）インプロセス測定センサと（2）データ処理系および測定テーブルの（3）駆動系から構成されており、以下において、新しく加わった要素などについて述べる。

（1）インプロセス測定センサ

インプロセス測定センサの構成は、4．2．2で述べたような構成と成っている。但し、周期的表面粗さ測定において用いられていた、0次回折光強度のみを減光させる特殊フィルタは、ランダム表面粗さ測定の場合は使用しない。

光源はHe-Neレーザ光が用いられているが、このレーザの最大出力変動（8時間）は±2.5％となっており、ランダム表面粗さの測定時に用いられるスポット光量の領域を求めるために設定されるレーザのスポットサイズはビーム径（$1/e^2$）で480μmである。さらに、フーリエ変換レンズは焦点距離１００ｍｍのものを用いる。また、ＣＣＤエリアセンサ上のデータ処理領域はＯＢ部分を除外した460×460の画素領域を使用している。

（2）データ処理系

このデータ処理系ではFraunhofer回折光強度のデータ処理を行なうが、ランダム表面粗さの測定手法では、回折光強度データの処理方法が周期的表面粗さの場合とは大きく異なっているため、新たにマクロアセンブラ言語とC言語による測定データ処理プログラムを開発し、処理の高速化を図っている。この処理ソフトウェアの構築には、計算機とフレームメモリのインターフェースに関する仕様を必要とする。従って、データ処理系については4．2．2ではあまり詳しく述べなかったため、ここでは、データ処理系におけるハードウェアの詳細について述べる。

フレームメモリ（Image PC RD-1182）は$512\times512\times8bit$（２５６Ｋバイト）のメモリ容量をもち、ＣＣＤエリアセンサからの画像データを高速Ａ／Ｄ変換し、33 msecでメモリに取り込む。画像表示ドット数は$512(H)\times480(V)$で、画像表示輝度レベルは２５６階調（８ビット）と成っている。また、パーソナルコンピュータとフレームメモリはインターフェース・モジュール（ED-1181-15）で接続され、メモリウィンドウを$60000h\sim7FFFFh$と$80000h\sim9FFFFh$と１２８ｋバイト単位で2空間を利用している。アクセス方式は１ワード（１６ビット）アクセス方式をとっている。また、フレームメモリの状態のコントロールは1組のリード・オンリ・レジスタとライト・オンリ・レジスタによって行なわれる。なお、コマンドレジスタのポートアドレスは$00D0h$にセットしてある。これらのメモリアドレスによって、アセンブラによる画像メモリの直接アクセスをおこない、さらにコマンドレジスタによって画像取り込み指令などのプログラム処理を行なうことが可能になる。

（３）駆動系

駆動系は後述するシリコンウェハの全面測定実験に用いられる、回転テーブルの制御系である。ここでは、回転テーブルの位置制御にステッピングモータが用いられている。これは5相モータで、１０００パルスで1回転する。このステッピングモータを制御するために、ステッピングモータ制御用Ｉ／Ｏボードを自作し、パーソナルコンピュータからの制御を可能にしている。これによって計測と試料の測定位置制御をすべて自動的に行なうことが可能となる。

5.3.2 鏡像法による参照光強度の測定方法とデータ処理の手法

５．１節の理論解析で示された測定原理を要約すれば、仮想的な完全鏡面を参照面とし、この参照面におけるスポット光量を$I_{M(spot)}$、ランダム表面粗さによるスポット光量を$I_{D(spot)}$とすれば、

$$\gamma=\frac{I_{D(spot)}}{I_{M(spot)}},\ R_{rms}=\frac{\lambda}{4\pi}\sqrt{\ln\frac{1}{\gamma}}$$

を用いて、自乗平均平方根粗さR_{rms}を測定することができる。つまり、この測定原理では、$I_{M(spot)}$と$I_{D(spot)}$をFraunhofer回折光強度における直接的な測定量となっている。従って、この節の冒頭でも述べたように、理論的に導出された測定原理を実際の測定に適用するためには次の2つの問題点を解決しなければならない。

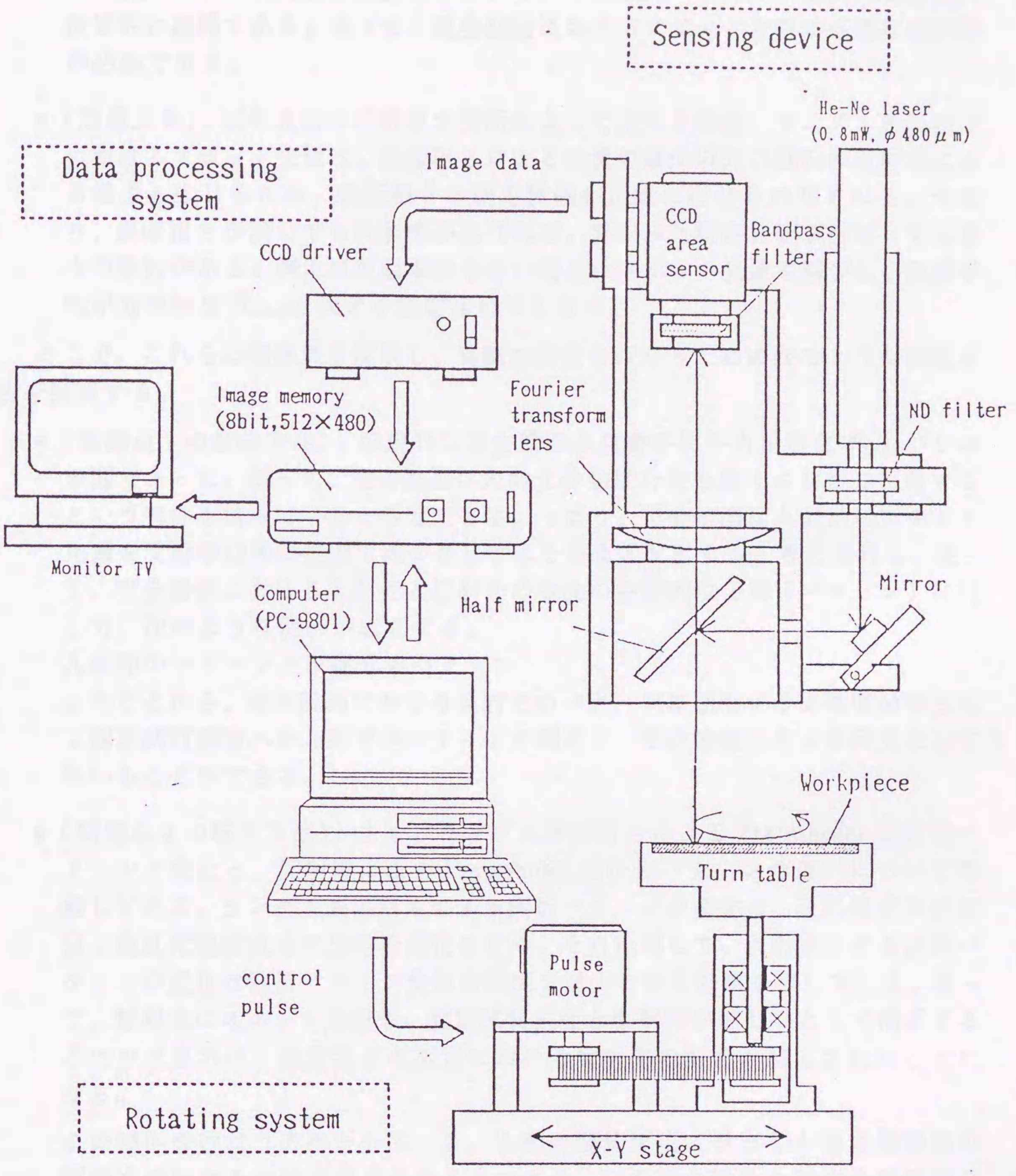


図 5-3-1 測定システムの構成

- （問題点１）：完全鏡面は表面粗さが０という仮想的なもので、現実的な作成は技術的に困難である。従って、完全鏡面におけるスポット光量に等価な参照光が必要である。

- （問題点２）：試料表面の反射率が場所によって異なる場合、ランダム表面粗さにおけるスポット光量は、表面粗さによる光量の減少以外に試料の反射率による減少も生じるため、表面粗さの測定評価が正確に行なわれなくなる。つまり、表面粗さが同じでも反射率が異なれば、異なった粗さ評価を行なってしまう可能性がある。例えば反射率が小さい場合はスポット光量も減少し、自乗平均平方根粗さ R_{rms} は大きく測定されてしまう。

そこで、これらの問題点を解決し、実際の測定を行なうために次のような測定手法を提案する。

- （問題点１の解決方法）：仮想的な完全鏡面は自乗平均平方根粗さ R_{rms} が０の表面であった。従って、完全鏡面は入射光の強度分布を変化させずに反射するという特性を持っていると仮定できる。つまり、完全鏡面は入射光のスポット光量を反射率以外の要因で減少させずにそのまま反射すると考えられる。従って、完全鏡面における入射光と反射光の強度の空間的な分布（パターン）に対して、次のような関係が成立する。
  入射光のパターン＝反射光のパターン
  このことから、完全鏡面における反射光のパターンに相当する光強度分布として測定試料表面への入射光のパターンを測定し、その強度分布を参照光として用いることができる。

- （問題点２の解決方法）：まず、ランダム表面粗さによる Fraunhofer 回折光パターンの変化と、反射率による Fraunhofer 回折光パターンの違いについて考察してみる。ランダム表面粗さによる回折パターンの変化は、正反射光強度成分と散乱光強度成分の比率を変化させる。それに対して、反射率による回折パターンの変化は回折パターン全体の強度を減少させる効果を有している。従って、参照光のスポット光量を、測定試料表面と反射率が等しいとして補正することができれば、表面粗さの測定における反射率の影響が補正されたことになる。

この補正を行なう方法として、５．１節の理論解析で導出した全光量等価の原則を適用する方法が考えられる。つまり、いま完全鏡面に対する反射光の Fraunhofer 回折領域での全光量と測定試料表面に対する Fraunhofer 回折光の全光量の間には、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \langle I(\mu) \rangle d\mu = \int_{-\infty}^{\infty} I_M d\mu$$

の関係があるので、試料表面の回折光強度の全光量を測定し、上式の関係から、（問題点１の解決方法）として提案した参照光の補正を行なえば良いことがわかる。

以上の考察をもとに、インプロセス測定センサの光学系に基づいた具体的な測定方法について検討する。まず、参照光の具体的な測定方法について考える。参照光は、(問題点１の解決方法) で示したように、測定試料表面への入射光を完全鏡面による反射光のパターンとして用いることができる。そこでいま、”鏡像法の原理”を適用することによって、参照光の測定方法を検討する。図５－３－２は参照光の考え方を鏡像法によって示したものである。

まず、試料表面への入射光を測定する方法として、測定光学系におけるハーフミラーを９０度回転させ、レーザ光を直接フーリエ変換レンズに入射させ、ＣＣＤエリアセンサ上に結像させる方法がある。図５－３－２において [Referense Light] の図は、その場合の測定光学系の状態を示している。この方法によって、試料表面への入射光パターン、すなわち完全鏡面における反射光のパターンが測定される。なお、以後この光学系によって測定される光強度分布を”直接入射光”と呼ぶことにする。ところがこの方法だけでは、反射率の問題を解決することはできない。

そこでいま、鏡像法を用いて入射光パターンの強度補正の方法について考察してみる。まず、図５－３－２ [Referense Light] の図における直接入射光の測定時の光学系について、レーザ光の光路を考えてみる。この測定において、レーザ光はレーザ光源Ａ点を出て、Ｂ点でミラーに反射され、さらにＣ点でハーフミラーに反射されてＤ点に達する。その後フーリエ変換レンズに入射し、これによってＣＣＤエリアセンサに到達する。

次に、仮想的な完全鏡面の反射光を測定する場合、図５－３－２における [Image method] の図のように、完全鏡面を用意してそれにセンサからのレーザ光を入射し、反射してくる光を測定する。この測定における光路を鏡像法によって示したのが、完全鏡面の下部に破線で示した光路である。この鏡像法によって、完全鏡面を用いる場合の参照光と直接入射光を用いる場合との光強度を比較し、補正の方法について検討する。鏡像法における光路は、まずレーザ光はレーザ光源Ａ点を出てから、Ｂ点においてミラーに反射され、次にＣ点でハーフミラーによって反射されてＤ点に達する。この時、Ｄ点は完全鏡面での反射を表わし、この反射によって完全鏡面の反射率による影響を受け、光強度は減少する。さらにレーザ光はＥ点のハーフミラーまで進行するが、レーザ光はＥ点においてハーフミラーを通過するとき光強度は透過率の影響を受けてさらに減少する。そしてさらにフーリエ変換レンズを通過し、最後にＦ点においてＣＣＤエリアセンサに結像する。

さて、両者の光路を比較してみると、完全鏡面を参照面とした参照光はＡ、Ｂ、Ｃ、Ｄの光路において直接入射光と一致している。ところが、Ｄ点からＣＣＤエリアセンサまでの光路に相違が見られる。つまり、完全鏡面を用いた場合は直接入射光に比べ、Ｄ点とＥ点の２ヶ所で光強度の減衰を受けている。この光強度の変化を示したのが図５－３－２の右下の図である。この図によると、完全鏡面による反射光のＣＣＤエリアセンサ上の強度 I_M は、直接入射光のＣＣＤエリアセンサ上での強度を I_R とすると、完全鏡面の反射率による減衰をＤ点で、ハーフミラーの透過率に

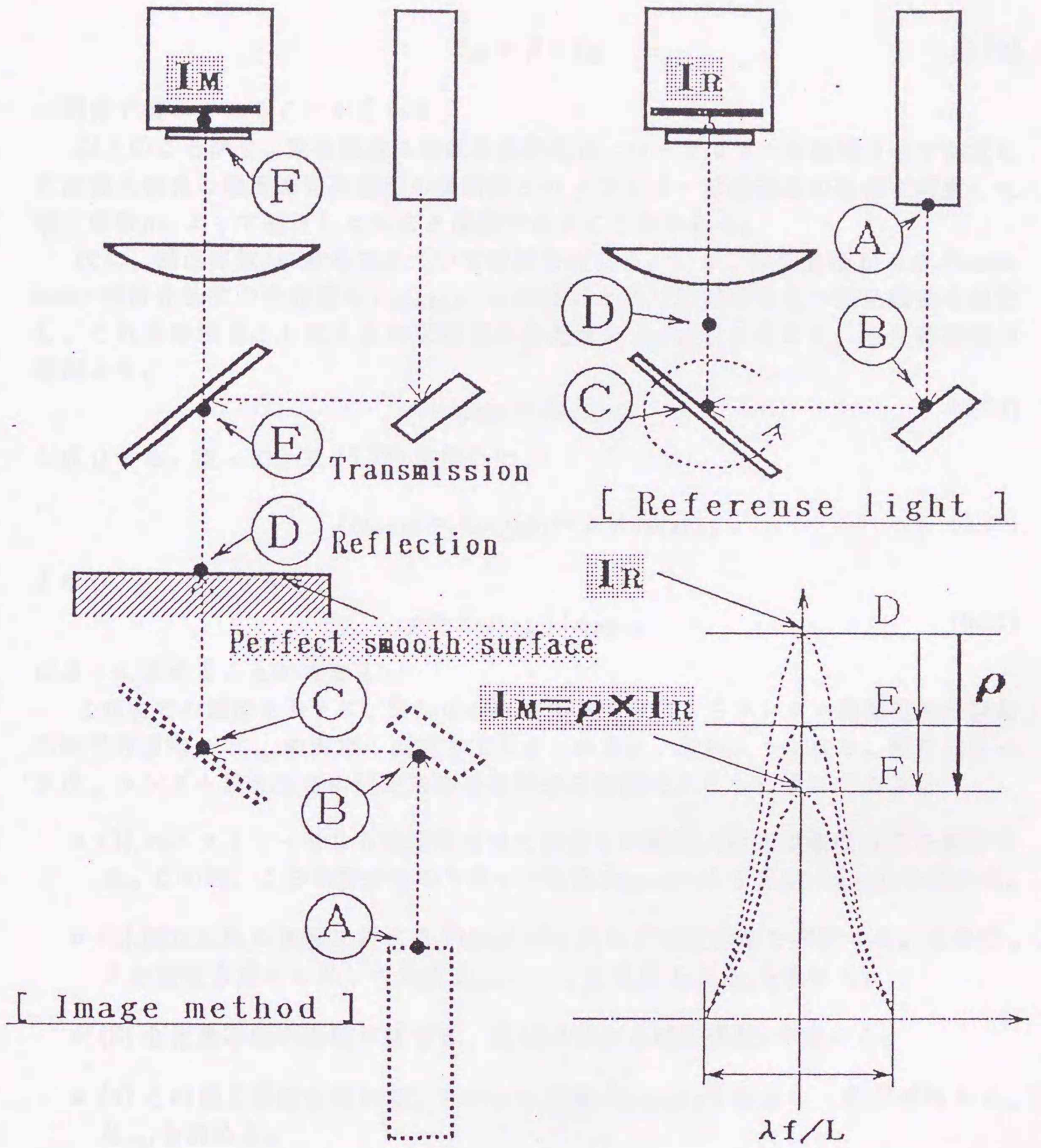


図 5-3-2 鏡像法による参照光の強度補正の概念

よる減衰をE点で受け、補正係数ρを介して、

$$I_M = \rho \times I_R \tag{5.78}$$

の関係で表わされることが分かる。

以上のことから、完全鏡面における参照光は、ハーフミラーを回転させて測定した直接入射光の強度を完全鏡面の反射率とハーフミラーの透過率の影響を考慮した補正係数ρによって補正したものと等価であることがわかる。

次に、補正係数ρの求め方について検討を行なう。いま、試料表面からのFraunhofer回折光強度の全光量を$I_{D(ALL)}$、この試料と同じ反射率をもつ完全鏡面を仮定し、これを参照面としたときの反射光の全光量を$I_{M(ALL)}$とすると、全光量等価の原則より、

$$I_{D(ALL)} = I_{M(ALL)} \tag{5.79}$$

が成立する。従って、式(5.78)を用いて、

$$I_{D(ALL)} = I_{M(ALL)} = \rho \times I_{R(ALL)} \tag{5.80}$$

となり、ρはこの式から、

$$\rho = I_{D(ALL)}/I_{R(ALL)} \tag{5.81}$$

によって求めることができる。

これまでの議論をもとに、Fraunhofer回折光強度によるランダム表面粗さの自乗平均平方根粗さR_{rms}の実際の測定方法をまとめると、次のようになる。図5－3－3は、ランダム表面粗さの測定方法を参照光の測定法とともに示してある。

- (1) ハーフミラーを90度回転させて測定した直接入射光の強度分布を測定する。この時、この強度分布のスポット光量$I_{R(SPOT)}$と全光量$I_{R(ALL)}$を求める。
- (2) 測定試料の表面に対するFraunhofer回折光強度分布を測定する。この時、この強度分布のスポット光量$I_{D(SPOT)}$と全光量$I_{D(ALL)}$を求める。
- (3) 全光量等価の原則に基づき、式(5.81)から補正係数ρを求める。
- (4) この補正係数を用いて、スポット光量$I_{R(SPOT)}$を補正し、式(5.69)から、R_{rms}を求める。

この測定方法によって、理論解析で導出した測定原理を実際の測定に適応することができる。

さらに、ＣＣＤエリアセンサに結像したFraunhofer回折光強度のスポット光量や全光量のデータ処理の手法について検討する。そこでまず、参照光として用いる直接入射光と超精密鏡面研磨加工された表面からのFraunhofer回折光強度分布について検討する。図5－3－4は直接入射光の光強度分布を示したものである。なお、インプロセス測定センサは、図5－3－1に示したように、レーザ光源の次に

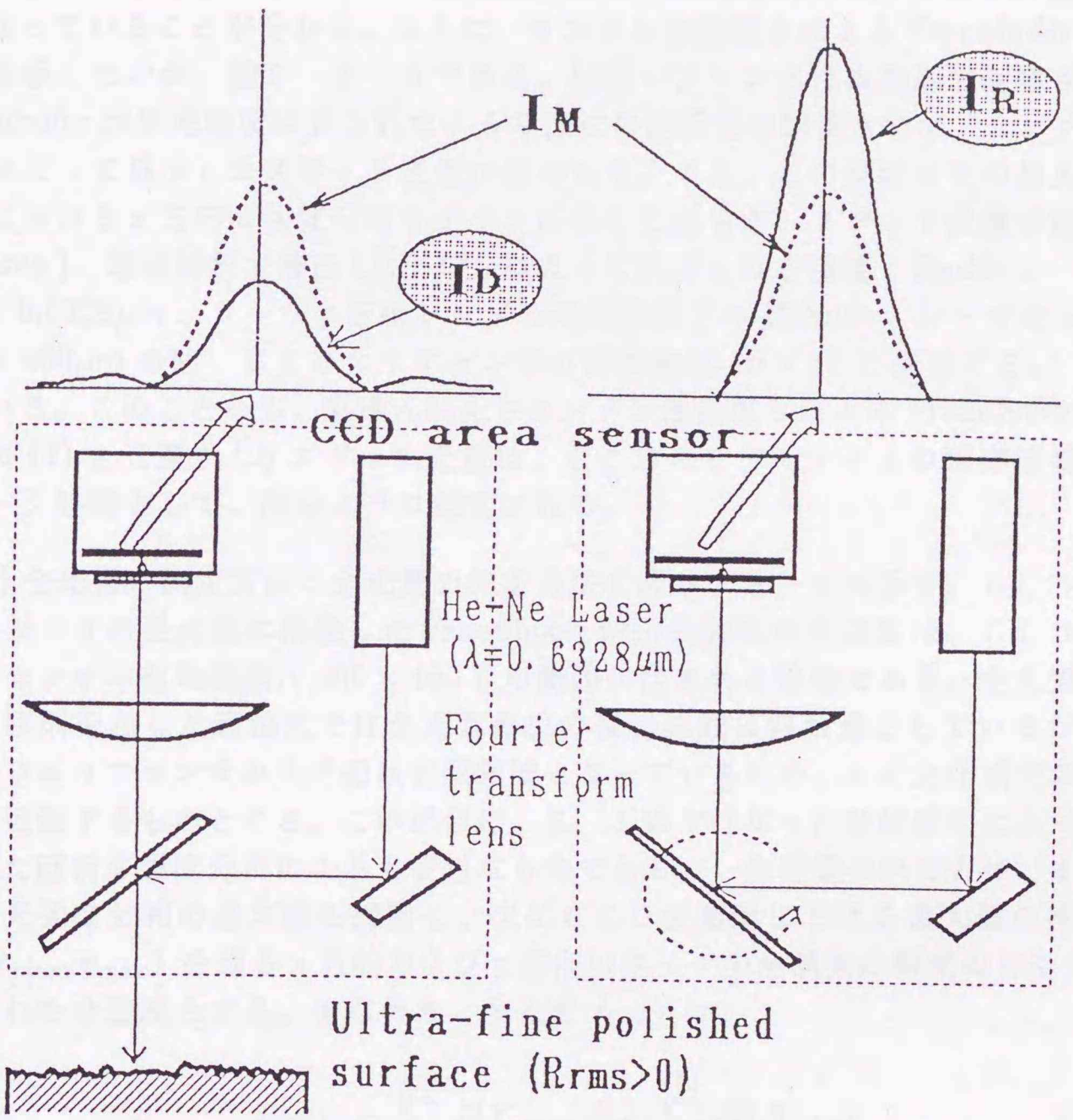


図 5-3-3 Fraunhofer 回折光によるランダム表面粗さの測定法

ＮＤフィルターを装着できるようになっているが、直接入射光の測定では、レーザ光を直接ＣＣＤエリアセンサに入射させるため、減光率の大きいＮＤフィルターで減光され、測定される。図５－３－４の強度分布から、直接入射光はフーリエ変換レンズによってＣＣＤエリアセンサ上に結像されて、理論解析で示したsinc関数の分布になっていることが分かる。さらに、ランダム表面粗さによるFraunhofer回折光強度を示したのが、図５－３－５である。回折パターンには周期的表面粗さによるFraunhofer回折光強度に見られたような高次の回折光は観測されず、ランダム表面粗さによって減少したスポット光量が見られる。また、この強度分布の最大強度の座標におけるｘ方向の強度分布をグラフに示してあるが、スポット光量の領域が（spot area）、理論解析で導出した$\lambda f/L$によって求められる領域（He-Neレーザの波長$\lambda = 0.6328\mu m$、フーリエ変換レンズの焦点距離$f = 100mm$、レーザのスポット径$\phi = 480\mu m$の時、ＣＣＤエリアセンサの画素領域16×16に相当する。）に一致している。このことから、直接入射光やランダム表面粗さによるFraunhofer回折光強度の(1)全光量や(2)スポット光量は、ＣＣＤエリアセンサ上の画素領域におけるデータ処理として、次のように測定される。

- (1)全光量の測定方法：全光量の測定方法を図５－３－６に示す。ＣＣＤエリアセンサの受光面に結像したFraunhofer回折光強度の全強度は、ＣＣＤエリアセンサの有効画素（460×460）の範囲に含まれる強度である。全光量等価の原則を示した理論式では全光量算出の積分範囲は無限遠としているが、ＣＣＤエリアセンサの受光面は有限領域となっているため、この全領域での光量で近似するものとする。この近似は、５．１節で行なった数値解析によって示した回折光強度分布によると妥当なものである。　全光量の求め方は、まず回折光強度分布の最大値を探索し、次にＣＣＤ画素面における最大値の座標値（x_{max}, y_{max}）を通るｘ方向およびｙ方向のラインの全画素の輝度の和を求め、それを全強度とする。すなわち、全光量$I_{(ALL)}$は、

$$I_{(ALL)} = \sum_{j=11}^{470} I(X_{max}, j) + \sum_{i=11}^{470} I(i, Y_{max}) \tag{5.82}$$

によって求められる。

なお、全光量は全画素領域で算出されるのが妥当であるといえるが、積分する画素数が多いほど、ＣＣＤエリアセンサの暗電流や外乱光などのノイズも累積するため、測定誤差が大きくなる。従って、実際の測定では任意の２ライン上の全光量でＣＣＤエリアセンサの全受光領域から求められる全光量の値を代表させている。その理由は、一般にランダム表面粗さが等方性の場合、回折光も等方性をもつため、ｘおよびｙ方向のみを考慮すれば十分であると考えられるためである。また、ｘおよびｙ方向を取っているのは、ＣＣＤエリアセンサ上においてこの方向のみが直線的な回折光強度の断面を正確に測定できるからである。ＣＣＤエリアセンサの受光面の画素は一般にｘ方向とｙ方向に格子

状に配置されているが、この格子を斜めに測定することは隣接する断面との干渉を引き起こすことになり、全光量の算出に誤差を生ずることになる。なお、R_{rms}の測定誤差はおもにこの全光量の測定誤差の影響を大きく受けることは、後に実験的に示される。

- (2) スポット光量の測定方法：スポット光量の測定方法を図５－３－７に示す。ＣＣＤエリアセンサの受光面に結像したFraunhofer回折光強度のスポット光量は、５．１節で定義された回折スポット径から$\lambda f/L \times \lambda f/L$の領域に含まれる光量の和で定義される。スポット光量はランダム表面粗さの微妙な変化によって影響を受けるため、実際の測定においてはＣＣＤエリアセンサ上の２次元の領域における強度の測定を行なう。実際の測定では、ＣＣＤエリアセンサの１画素のサイズは$17\mu m \times 13\mu m$であるため、$\lambda = 0.6328\mu m$、$f = 100mm$、$2L = 480\mu m$より$\lambda f/L = 264\mu m$となり、これを画素数に換算すると16×16の領域となる。

  スポット光量の求め方は、まず回折光強度分布の最大値を探索し、次にＣＣＤ画素面における最大値の座標値（x_{max}, y_{max}）を求める。そして、その座標値をもとに、$x_s = (x_{max} - 16/2)$、$x_e = (x_{max} + 16/2)$、$y_s = (y_{max} - 16/2)$、$y_e = (y_{max} + 16/2)$の４つの座標で囲まれる領域の内部に入っている画素の輝度の総和を求め、それをスポット光量とする。すなわち、スポット光量$I_{(SPOT)}$は、

$$I_{(SPOT)} = \sum_{j=y_s}^{y_e} \sum_{i=x_s}^{x_e} I(i,j) \tag{5.83}$$

  によって求められる。

以上をまとめると、ＣＣＤエリアセンサ上に結像したFraunhofer回折光強度からランダム表面粗さの自乗平均平方根粗さR_{rms}を測定する具体的な測定手順は、図５－３－８のようなフローチャートで表わされる。この図において、直接入射光は測定試料による回折光強度の全光量によって測定毎に補正係数ρが算出され、これによってスポット光量が補正されるので、直接入射光の測定は測定開始の前に一度だけ測定しておけばよい。ただし、レーザ光源の強度変動が問題となる場合は、表面粗さの測定毎に直接入射光も測定する必要があり、このときは測定光学系に迅速に直接入射光を測定できる他の構造を取り入れる必要がある。

5.3.3 繰り返し測定精度の検討

半導体デバイスの製造に用いられているシリコンウェハはメカノケミカルポリシングによる鏡面仕上げが行なわれている。従って、その表面はｎｍオーダのランダム表面粗さになっていると考えられる。

そこで本項では、シリコンウェハ表面の、Fraunhofer回折光強度による自乗平均平方根粗さR_{rms}の測定評価を行い、これまで提案してきた測定法に対する実験的検

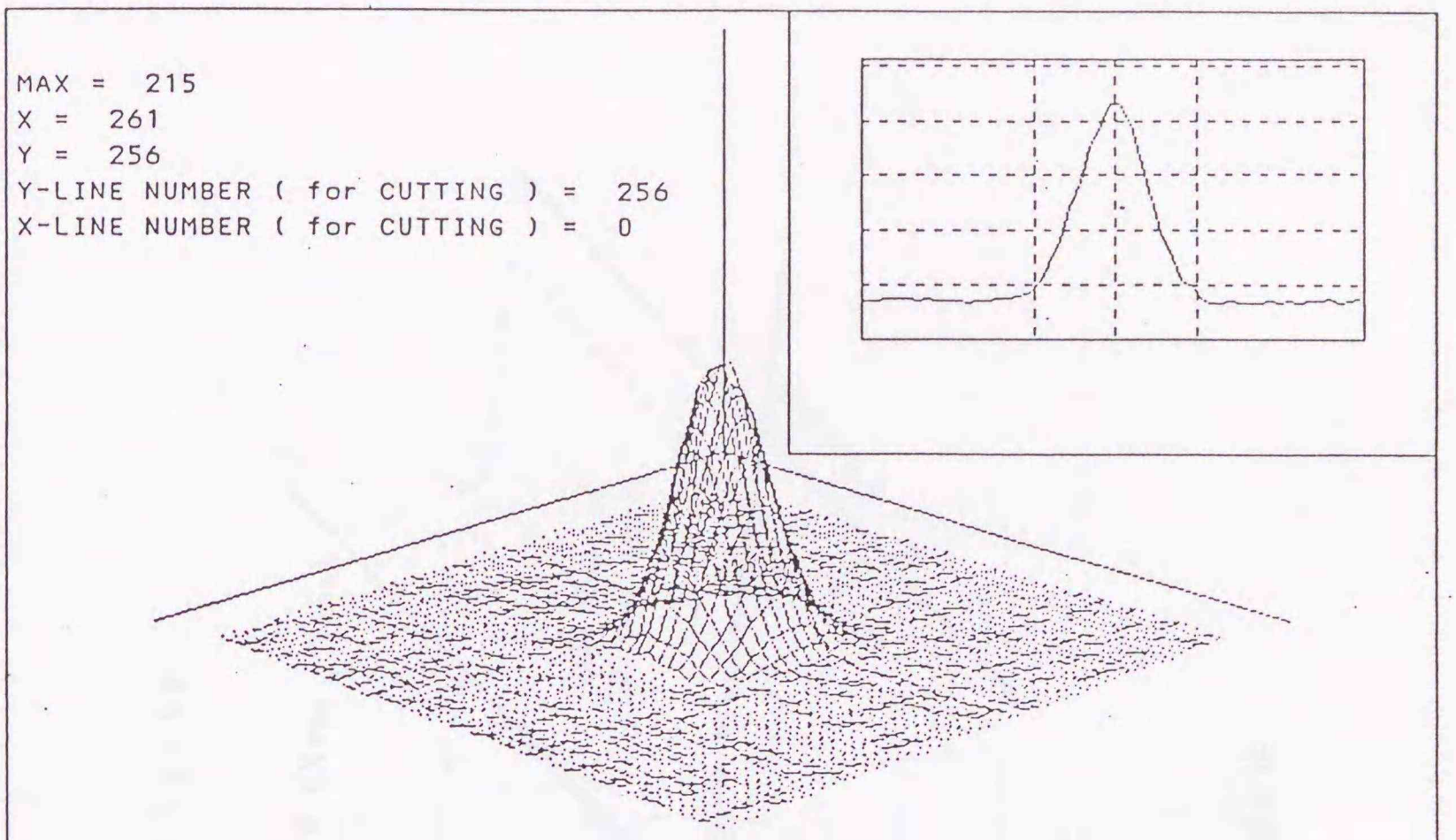


図 5-3-4 直接入射光の光強度分布

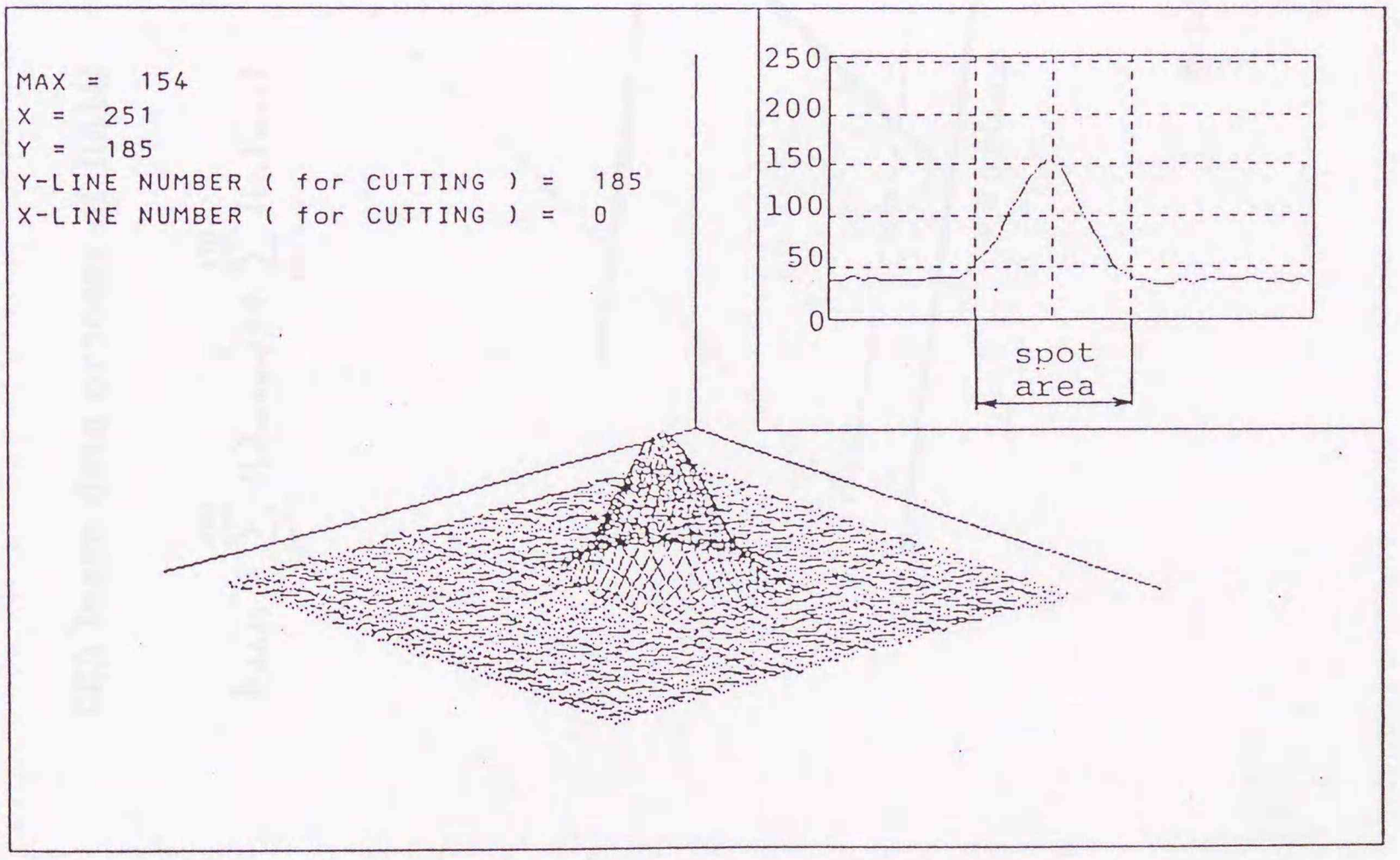


図 5-3-5 ランダム表面粗さによる Fraunhofer 回折光強度分布

CCD Image data process of I(All)

$$I_{(ALL)} = \sum_{j=11}^{470} I(X_{max}, j) + \sum_{i=11}^{470} I(i, Y_{max})$$

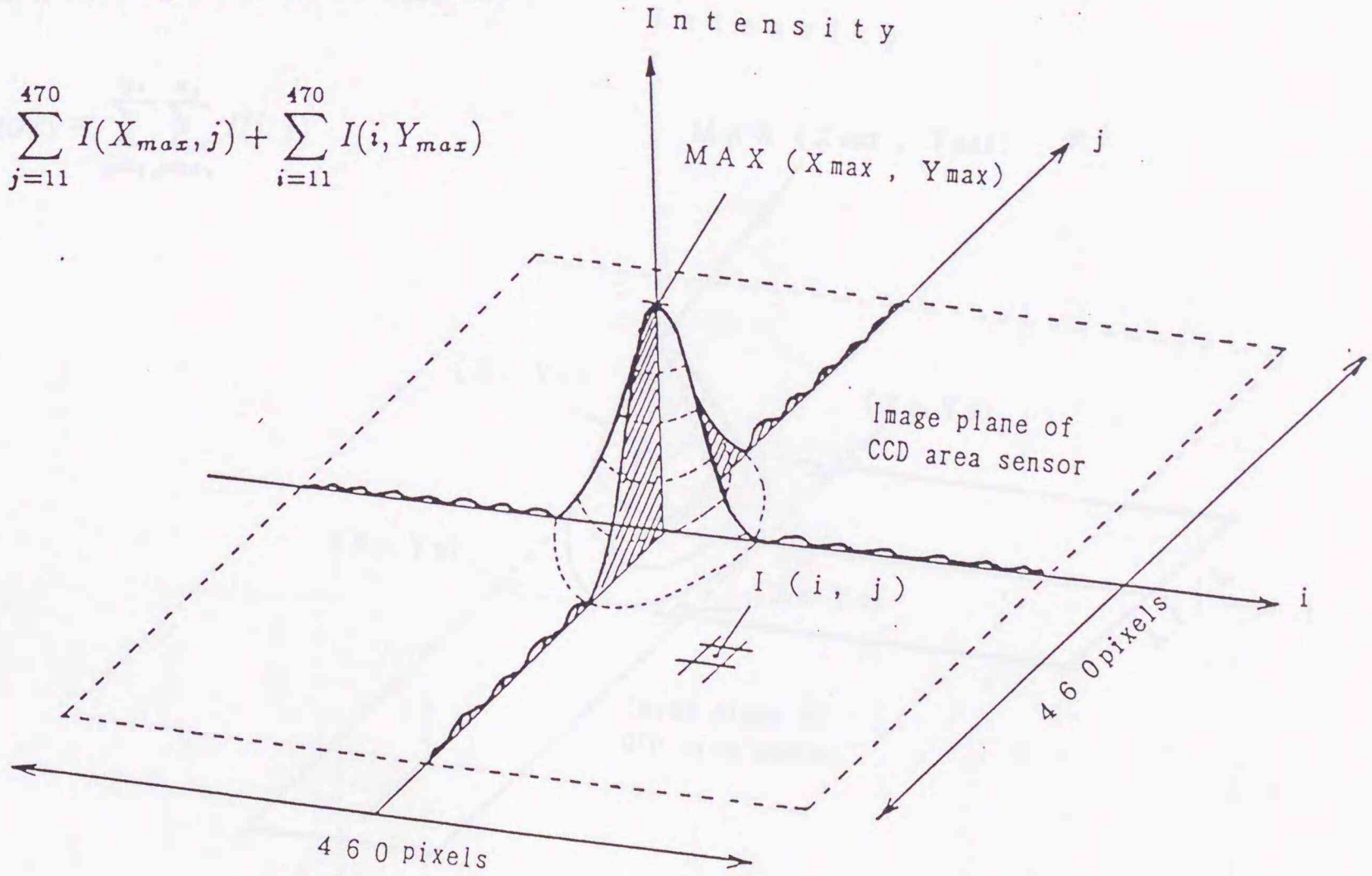


図 5-3-6 全光量の測定法

CCD Image data process of I(spot)

$$I_{(SPOT)} = \sum_{j=y_s}^{y_e} \sum_{i=x_s}^{x_e} I(i,j)$$

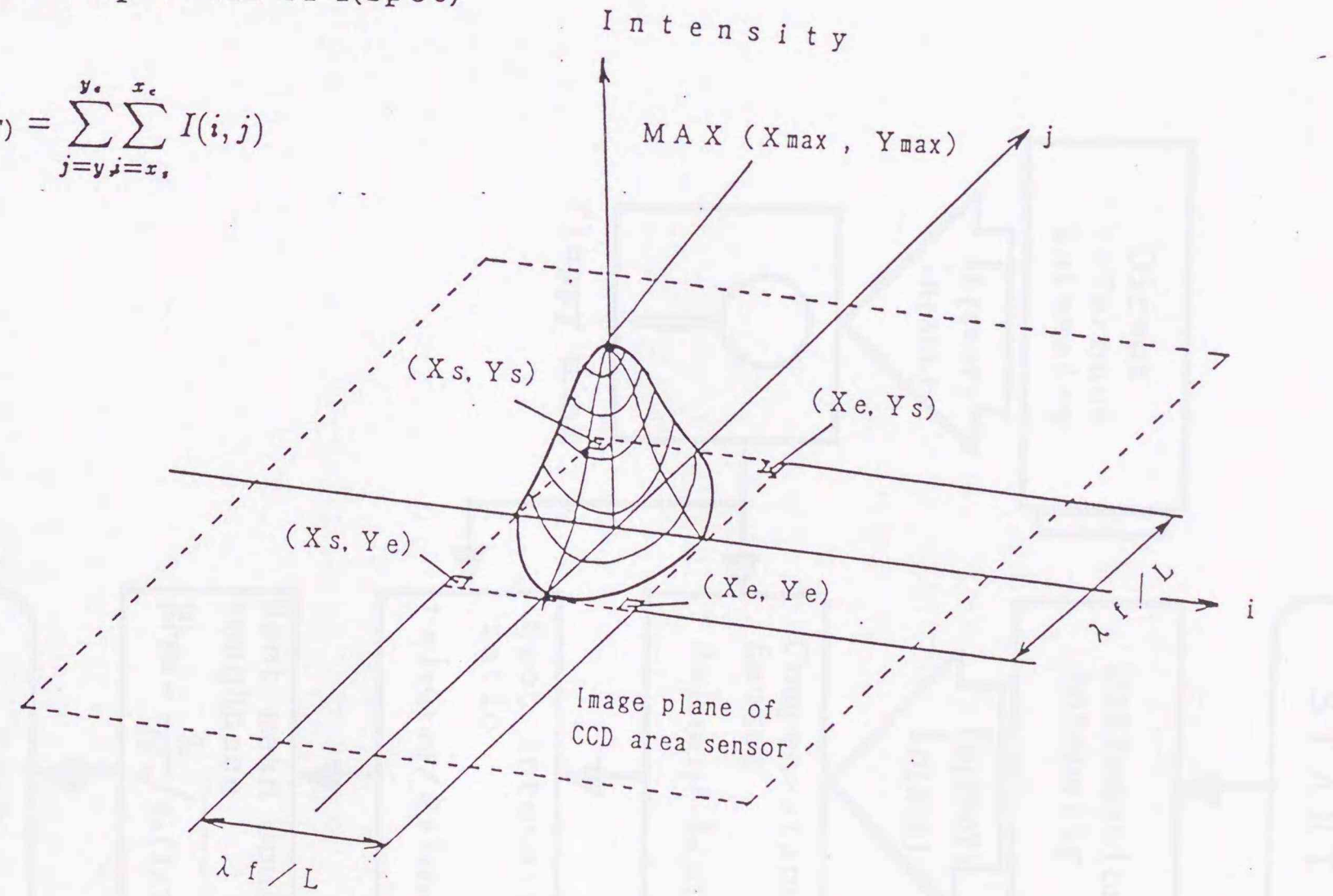


図 5-3-7 スポット光量の測定法

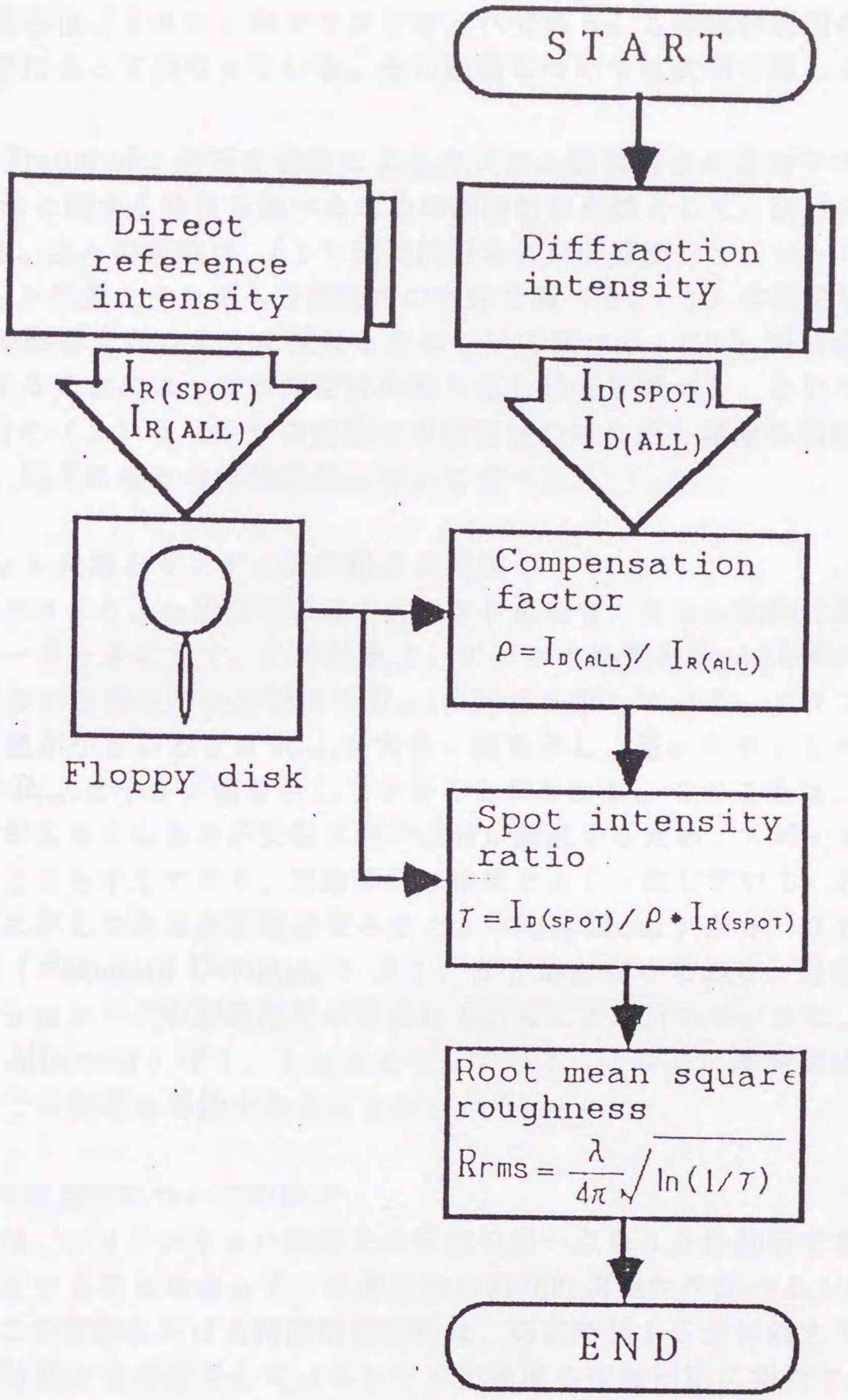


図 5-3-8 測定手順のフローチャート

証を行なう。この実験において用いた試料は、直径４インチ、厚さ５２５μm、タイプはＮ型、結晶方位（１００）のシリコンウェハである。この試料表面の粗さはＳＴＭによる測定によって行なっている。その結果については次項で詳しく述べることにする。

ここでは、Fraunhofer 回折光強度によるランダム表面粗さの自乗平均平方根粗さR_{rms}の測定法に関する特性を調べるための基礎的な実験として、次の３つの実験を行なっている。各々の実験は、（１）理論解析および計算機シミュレーションで述べてきたスポット光量とランダム表面粗さの特性を調べる、（２）本測定法がレーザ光強度の変動の影響をどのように受けるかについて調べる、（３）試料表面の同一点を往復測定することによって本測定法の繰り返し精度を調べる、という目的で行なっており、特に（２）と（３）の実験は本測定法の繰り返し精度を検証する目的も持っている。以下に各々の実験結果について述べる。

- (1) スポット光量とランダム表面粗さの関係

  まず、シリコンウェハ表面のほぼ中央の５０点を０．５ｍｍ間隔で測定した結果を図５－３－９に示す。この結果は、スポット光量と Fraunhofer 回折光強度より求めた自乗平均平方根粗さR_{rms}の関係を示している。グラフより、スポット光量が小さいときはR_{rms}が大きい値を示し、逆にスポット光量が大きいときはR_{rms}は小さい値を示していることがわかる。このことは、ランダム表面粗さが大きくなると正反射方向の成分が散乱するため、スポット光量が小さくなることを示しており、理論解析の結果とよく一致している。さらに、グラフの下に示してある測定結果をみると、平均（Mean）が６．８ｎｍR_{rms}、標準偏差（Standard Deviation）が２．５ｎｍとなっており、自乗平均平方根粗さでｎｍオーダの測定結果が得られていることが分かる。また、測定値の最小値（Minimun）は１．１ｎｍとなっていることから、本測定法によって１ｎｍまでの測定も可能であることがわかる。

- (2) 時間的再現性についての検討

  この実験は、シリコンウェハ表面上の任意の同一点を３０秒間隔で３０回繰り返して測定することによって、本測定法の時間的再現性を調べるものである。従って、この実験における時間的再現性は、測定時間１５分に対する評価である。この時間はほぼ使用しているレーザ光強度の変動周期に相当する。

本測定法で時間的再現性に影響を与える要因としては、入射光（He-Ne レーザ）の時間的な強度変動が考えられる。この測定原理は理論的には参照光と試料表面からの Fraunhofer 回折光強度の測定におけるレーザ強度の変動が無ければ誤差はほとんど生じないが、実際の測定においては、図５－３－８に示したように参照光と回折光強度は別々に測定されるためにレーザ光強度の変動が影響するものと考えられる。従って、全光量やスポット光量の測定において強度の積分を行なう場合、スポット光量よりも全光量の測定においてＣＣＤエリ

アセンサの多数の画素の輝度値を積分するため、全光量にその影響が累積されやすいと考えられる。

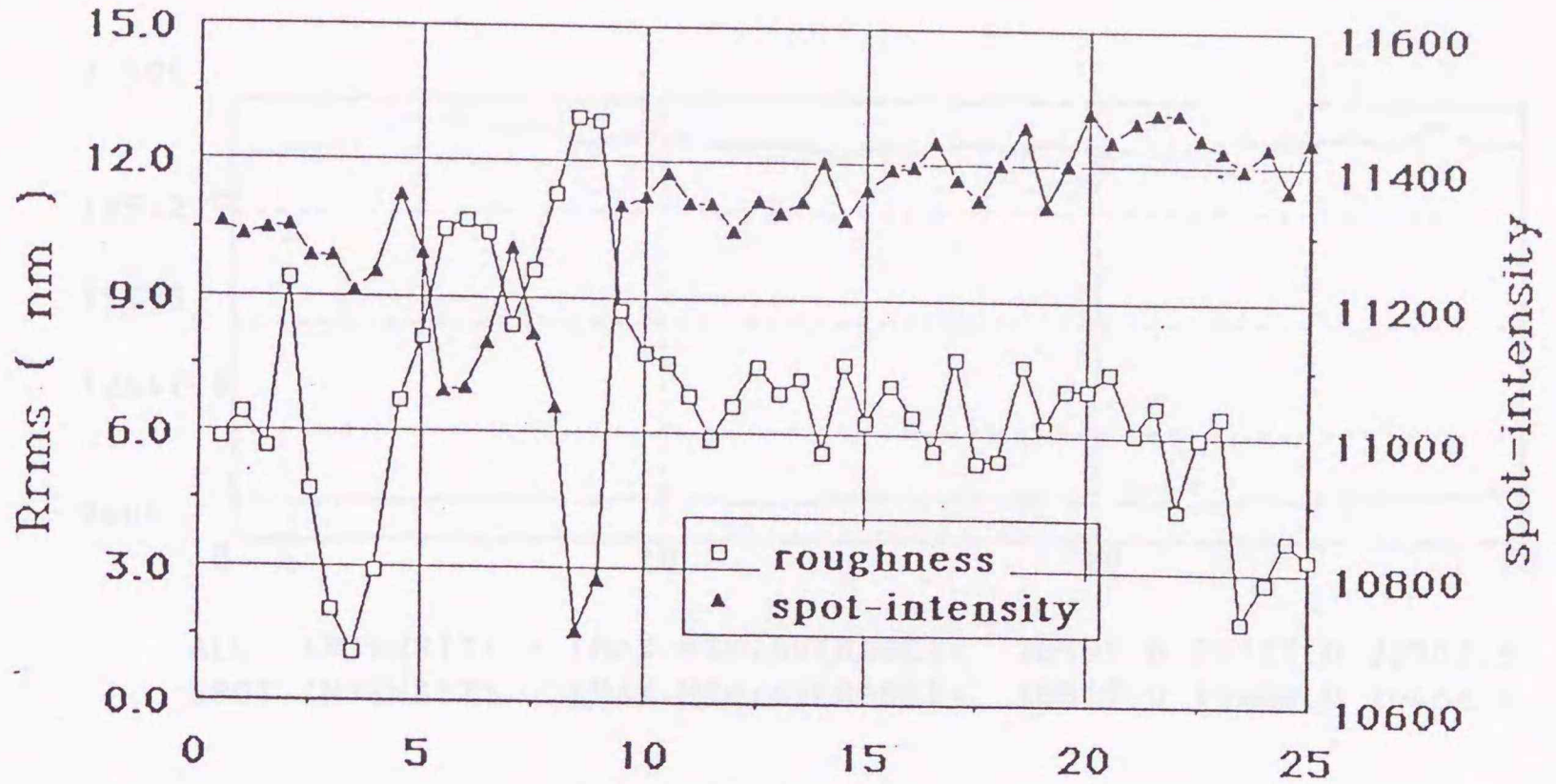
さて、実験結果を図５－３－１０および図５－３－１１に示す。図５－３－１０は、全光量（ALL INTENSITY）とスポット光量（SPOT INTENSITY）の変化について、横軸に測定回数、縦軸に光強度としてＣＣＤエリアセンサの輝度値をとって表わしたものである。また、図５－３－１１には上記の全光量とスポット光量を用いて求めた自乗平均平方根粗さR_{rms}について、横軸に測定回数、縦軸にR_{rms}をとって表わしてある。まず、全光量とスポット光量の時間的な変化をみると、スポット光量の測定値は比較的安定しているが、全光量の測定値は前半と後半においてやや大きい変動が見られる。さらに、図５－３－１１のR_{rms}の測定結果をみると、全光量の測定値と同様な変動が見られることがわかる。このことから、全光量の測定値の変動がランダム表面粗さのR_{rms}の測定値に大きな影響を与えていることがわかる。しかし、この測定は、レーザのウオームアップなどを十分に行なった上で行なっており、R_{rms}の測定値の時間的変化も平均からのずれで高々±3nmであり、ほぼ１０％以内の誤差に納まっている。なお、光源のさらなる安定化を図ることによってさらに十分な時間的再現性が得られるものと思われる。

- (3) 往復測定による繰り返し精度の検討

本測定法の繰り返し精度についての検討は、シリコンウェハ表面上の任意の場所をライン状にスキャンさせながら測定を繰り返すという手順で行なった。この測定では、０．５ｍｍ間隔で５０点ずつの測定をスキャン方向を変えて往復測定している。図５－３－１２および図５－３－１３に各々異なる場所で往復測定を行なった結果を示す。これらは、横軸に測定距離、縦軸にR_{rms}をとってある。また、それぞれグラフの下に測定データを示した。

まず、図５－３－１２の測定結果をみると、グラフにおける前半では行きの測定と帰りの測定で平均３～４ｎｍ程度の測定値の不一致がみられるが、後半ではほとんど誤差なく一致している。この結果における前半の不一致は、実験(1)で述べた時間的再現性が原因と考えられる。すなわち、最初の測定と最後の測定では時間経過が大きく、それだけ時間再現性の影響を大きく受けているものと考えられる。そのため、時間経過の少ない後半では行きの測定後すぐに帰りの測定を行なっているため、測定値は非常によく一致している。さらに、行きと帰りでの測定値のばらつきの違いは、位置決め精度の影響もでているものと思われる。また、測定結果の値をみると、行きの測定では平均８．４７ｎｍR_{rms}、標準偏差３．０ｎｍで帰りの測定では平均１１．１ｎｍR_{rms}、標準偏差１．０ｎｍとなっており、平均で約２．５ｎｍの違いしかなく時間再現性の誤差の範囲であり、比較的近い値を得ているといえる。また、帰りの測定では標準偏差が小さく、安定した測定が行なわれていることがわかる。

次に、図５－３－１３の場所を変えて同様な往復測定を行なった結果では、図



F.D-roughness-spot intensity

Data File: int-rug-dat
Variable: roughness Observations: 50

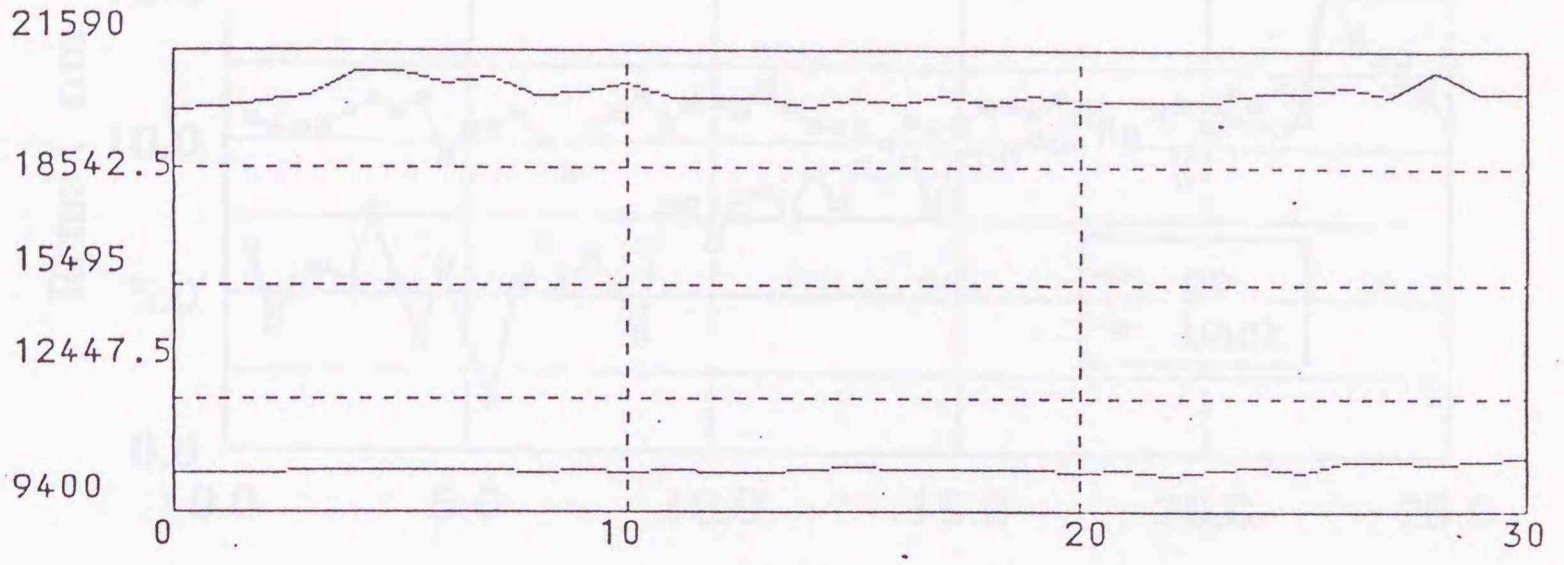
Minimum:	1.1000000000	Maximum:	13.0000000000
Range:	11.9000000000	Median:	6.7000000000

Mean: 6.7720000000 Standard Error: 0.3609628846

Variance:	6.5147102041
Standard Deviation:	2.5523930348
Coefficient of Variation:	37.6903874010

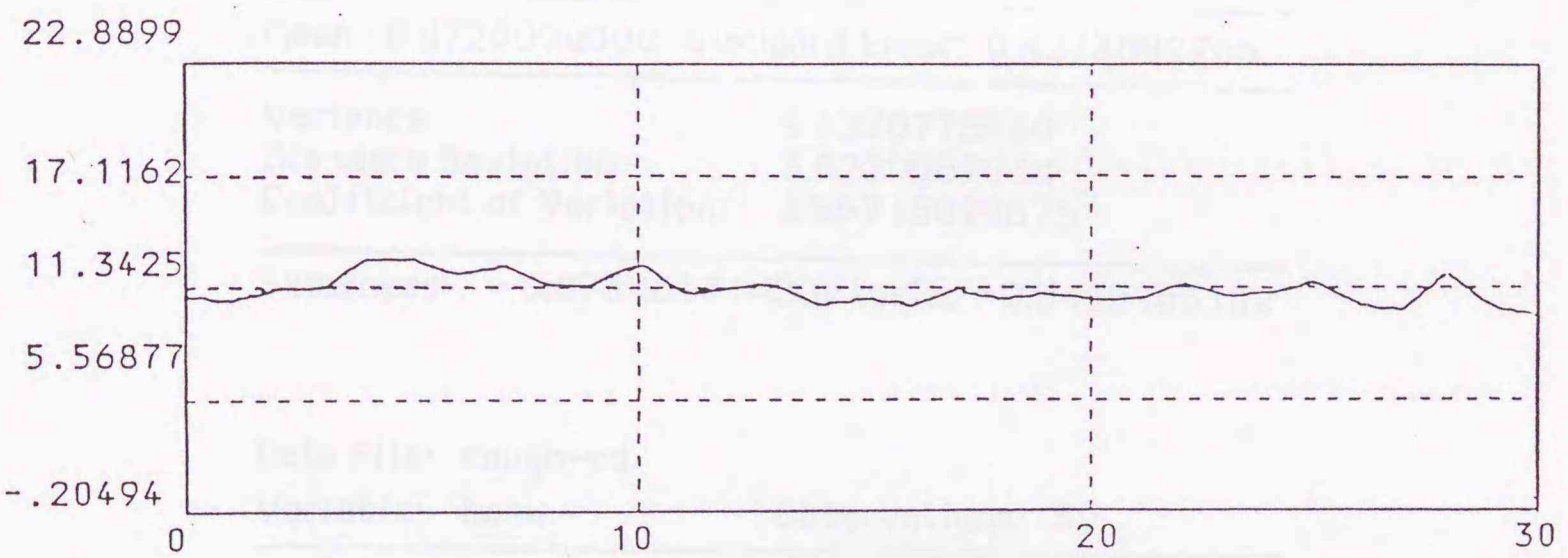
Skewness: 0.1826253584 Kurtosis: 0.2829337847

図 5-3-9 スポット光量と R_{rms} の関係



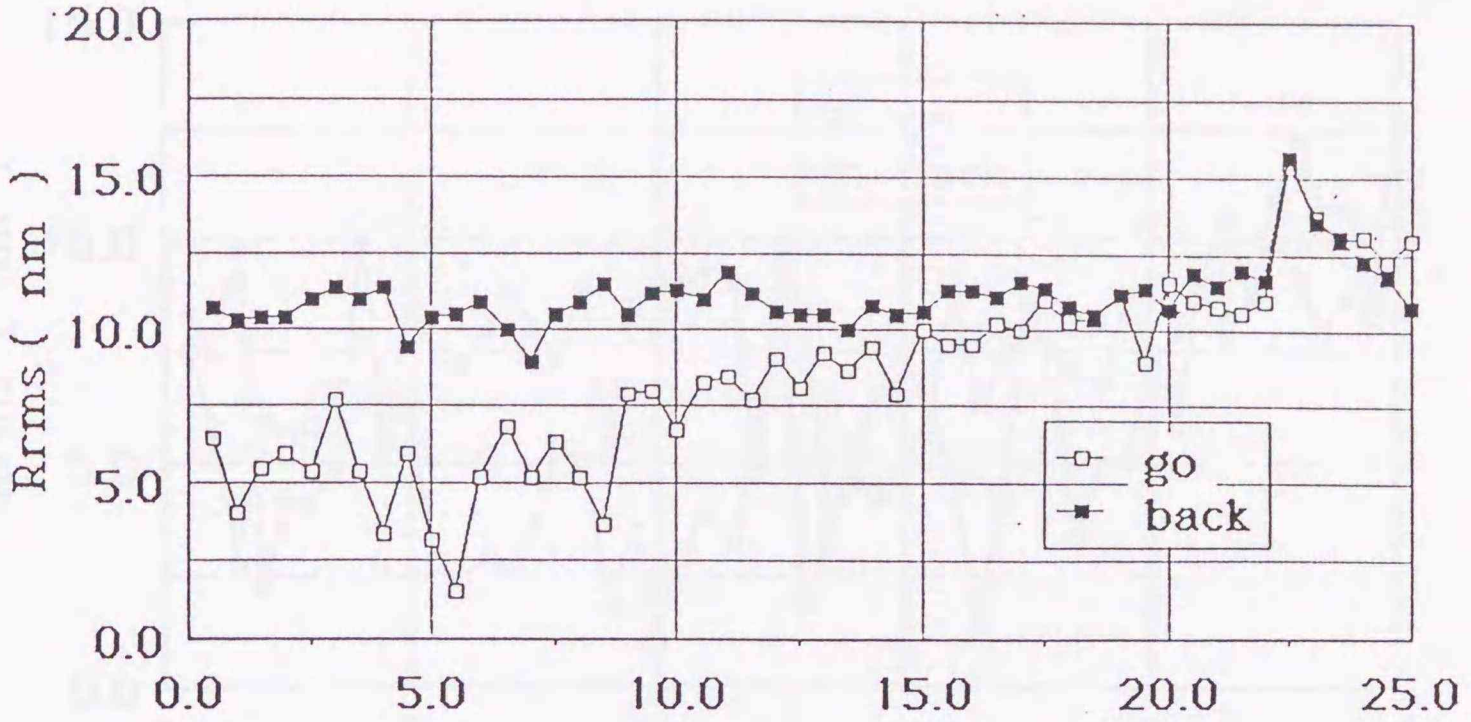
ALL INTENSITY : (MAX,MIN,AVERAGE)= 20590.0 20121.0 20303.8
SPOT INTENSITY : (MAX,MIN,AVERAGE)= 10619.0 10400.0 10466.4

図 5-3-10 全光量およびスポット光量の時間的再現性の結果



F.D-ROUGHNESS : (MAX,MIN,AVERAGE)= 12.9 9.8 11.3

図 5-3-11 R_{rms}の時間的再現性の結果



F.D-roughness of silicon (go and back)

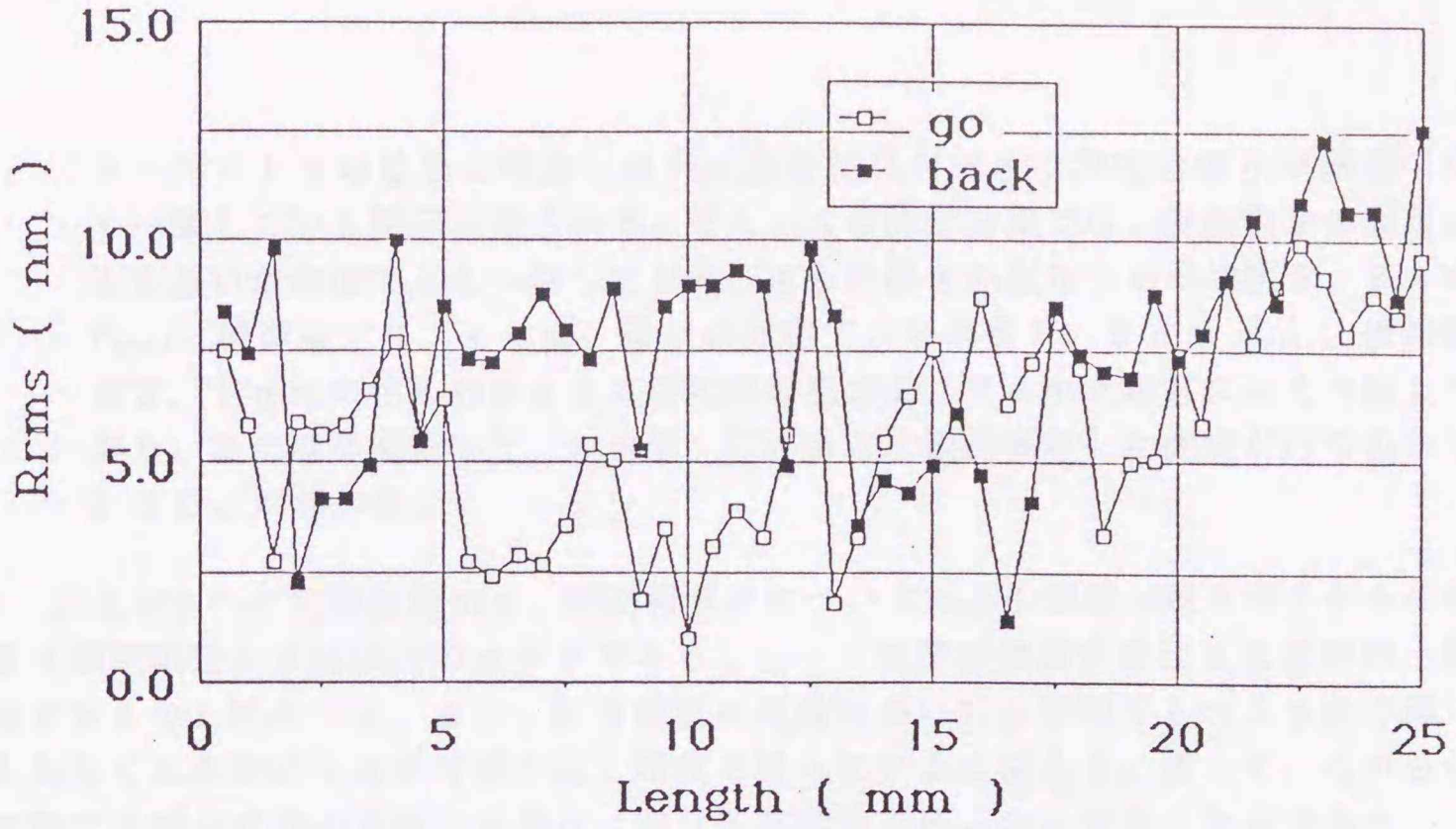
Data File: rough-cd
Variable: go Observations: 50

Minimum:	1.5000000000	Maximum:	15.4000000000
Range:	13.9000000000	Median:	8.6000000000
Mean:	8.4720000000	Standard Error:	0.4273892266
Variance:			9.1330775510
Standard Deviation:			3.0220982034
Coefficient of Variation:			35.6716029675
Skewness:	-0.075461714	Kurtosis:	-0.5465963162

Data File: rough-cd
Variable: back Observations: 50

Minimum:	9.0000000000	Maximum:	15.7000000000
Range:	6.7000000000	Median:	11.0000000000
Mean:	11.1180000000	Standard Error:	0.1445525115
Variance:			1.0447714286
Standard Deviation:			1.0221406110
Coefficient of Variation:			9.1935654880
Skewness:	1.8753054253	Kurtosis:	6.5623347581

図 5-3-12 R_{rms}の繰り返し測定精度（1）



F.D-roughness of silicon surface (go and back)

Data File: rough-go-back
Variable: go Observations: 50

Minimum:	1.0000000000	Maximum:	9.9000000000
Range:	8.9000000000	Median:	5.8000000000
Mean:	5.8160000000	Standard Error:	0.3369897958
Variance:			5.6781061224
Standard Deviation:			2.3828776978
Coefficient of Variation:			40.9710745831
Skewness:	-0.1033465030	Kurtosis:	-1.0662032033

Data File: rough-go-back
Variable: back Observations: 50

Minimum:	1.4000000000	Maximum:	12.6000000000
Range:	11.2000000000	Median:	7.9500000000
Mean:	7.5060000000	Standard Error:	0.3520715373
Variance:			6.1977183673
Standard Deviation:			2.4895217146
Coefficient of Variation:			33.1670891897
Skewness:	-0.3206736861	Kurtosis:	-0.4395067183

図 5-3-13 R_{rms}の繰り返し測定精度（２）

5－3－12の結果と同様に後半の測定結果が行きの測定と帰りの測定でよく一致している傾向が見られる。また、この測定結果では、表面粗さの場所による違いが往復でよく一致しており、さらに行きの測定での平均値5．8ｎｍ R_{rms}、標準偏差2．4ｎｍ、帰りの測定での平均値7．5ｎｍ R_{rms}、標準偏差2．5ｎｍに示されるように平均値の差が1．7ｎｍと非常によく一致しており、また標準偏差も2．4～2．5ｎｍと比較的安定した測定が行なわれていることがわかる。

以上の3つの実験結果から、時間再現性については多少問題が残されるがその影響は測定誤差10％以内のオーダであり、レーザ光源の強度安定化さえ図れば、解決するものと思われる。また、往復測定の実験においても平均で1～2ｎｍの違いしかなく本測定法は良好な繰り返し精度を持っていると言える。従って、これらの実験で本測定原理の実際的な測定における有効性を明らかにすることができた。

5.3.4 ＳＴＭによるシリコンウェハの測定

ここでは、本測定法によって得られた粗さの妥当性を検証するために、前項における基礎的な検証実験に用いたシリコンウェハ表面の表面微細形状をオングストロームオーダの分解能を持つＳＴＭによって測定し、本測定法による結果との比較を行なった。ＳＴＭの詳細については2．5節で述べているが、ＳＴＭ（Scanning Tunneling Microscope）は、縦方向1 pm、横方向100 pmの分解能をもち、原子像の観測手段としても用いられている表面微細形状測定器で、トンネル現象を基本原理としている。

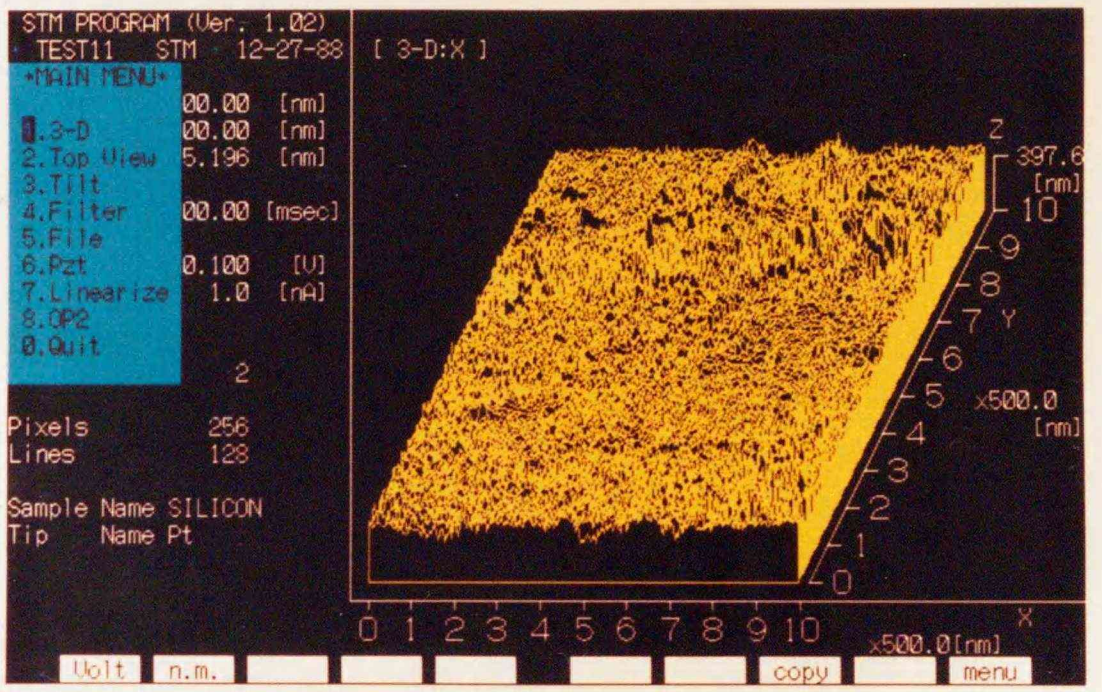
本項におけるシリコンウェハ表面の測定に用いたＳＴＭ装置は、セイコー電子のＳＡＭ3000である。ＳＡＭ3000のＳＴＭユニットの構造は、2．1節の図2－5－2（ａ）に示したものとほぼ同様である。ただし、ＳＡＭ3000ではＺ軸粗動マイクロメータの部分は、パーソナルコンピュータによるパルスモータの制御によって粗動調整が行なわれるようになっている。測定試料は、金属蓋の基体にはめあわせ、ネジ止めするようになっており、約10ｍｍ角の大きさの試料までセッティングできるようになっている。従って、直径4インチのシリコンウェハを測定する際には、ダイヤモンドカッターによってその一部をおよそ10ｍｍ角に切断しなければならない。また、この装置を用いた測定における測定条件は、次のようになっている。まず、ＳＴＭはトンネル電流を利用する測定法であるため、測定試料が絶縁体の場合は測定できない。測定に用いたシリコンウェハは、規格によると比抵抗 $2.375\Omega m \sim 3.325\Omega m$ であるが、ＳＴＭによる測定の前に、抵抗の測定を行なったところそれよりも大きい抵抗値であったため、ＳＴＭの探針のチップ・バイアスを高く設定して測定した。なお、抵抗値が規格よりも大きくなっている原因としては酸化膜の形成などが考えられる。また、測定時のパラメータの設定は次のように設定して測定を行なった。まず、測定モードはワイドレンジを使い、走査範囲は $5\mu m \times 5\mu m$（限界値）で測定を行なった。そして、チップ・バイアスは0．1

v、トンネル電流１．０ｎＡを用いている。また、このＳＴＮによる測定時間は約１０分を要し、測定結果はパーソナルコンピュータで画像処理が行なわれる。さらに、表面粗さデータは粗さ測定ソフトウェアによってＳＴＭによる画像データから抽出される。

ＳＴＭによるシリコンウェハ表面の測定結果を図５－３－１４～図５－３－１９に示す。まず、表面の微細形状を３次元の画像で示したのが図５－３－１４である。この図からシリコンウェハ表面上の $5\mu m \times 5\mu m$ の範囲におけるランダムな表面粗さの状態がよく観察できる。ところどころ大きな凹凸が見られるが、これは表面の付着物か酸化膜層の影響と思われる。

次に、シリコンウェハ表面上における測定箇所を変えて測定した結果が図５－３－１５～図５－３－１９である。これらの図には表面の凹凸の状態を平面で示した画像と、任意の場所における断面曲線および表面粗さ評価パラメータが示されている。表面粗さの測定は、まず３次元表示されたシリコンウェハの表面の凹凸の画像データから、任意の場所の測定長さをサンプリングし、次にそのラインによって切断される表面の凹凸のデータから断面曲線を求め、この断面曲線を基に中心平均粗さ、最大高さ粗さ、十点平均粗さなどの粗さパラメータを算出する。なお、一般に表面粗さ評価パラメータとして、自乗平均平方根粗さ R_{rms} に近い値を示すものは中心平均粗さ R_a である（ $R_{rms} = 1.25R_a$ ）。従って、本測定法による測定結果との比較を R_a によって行なうことにする。図５－３－１５～図５－３－１９における測定結果をみると、サンプル長さ $5\mu m$ で、それぞれ R_a が５．４ｎｍ、２１．１ｎｍ、６．１ｎｍ、１４．４ｎｍ、９．８ｎｍとなっており、場所によって粗さがかなりばらついているのがわかる。また、これらの測定結果から R_{rms} で６．８ｎｍ～２６．４ｎｍ R_{rms} の粗さになっているといえる。

以上をまとめると、本測定法によって得られた同じシリコンウェハのランダム表面粗さの測定結果は、前項での基礎実験において６ｎｍ～１３ｎｍ R_{rms} となっていたことから、ＳＴＭによる測定結果６．８ｎｍ～２６．４ｎｍとよく一致している。また、本測定法による測定結果では、測定値にかなりのばらつきがみられた（標準偏差で２．０ｎｍ程度）のは、ＳＴＭによる測定結果もかなりのばらつきを示していたことから、シリコンウェハ表面の表面粗さに属するばらつきであると考えられる。



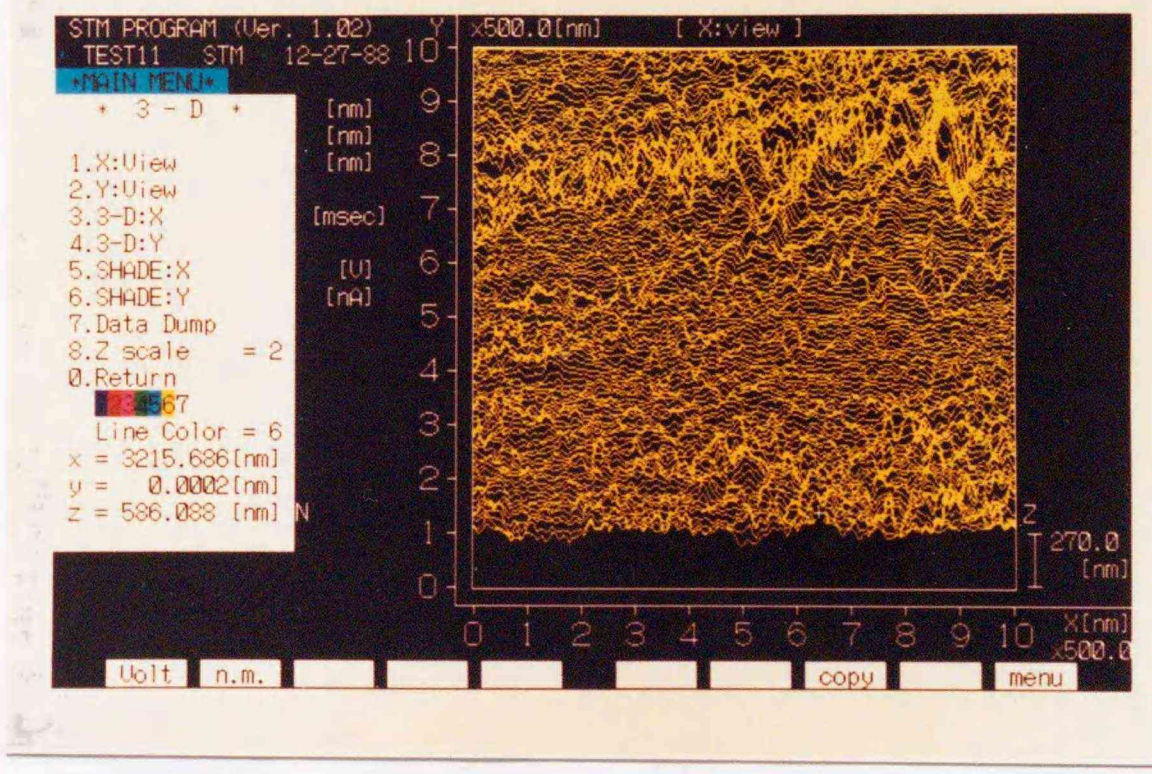


図 5-3-14 ＳＴＭによる３次元表面粗さ表示の一例

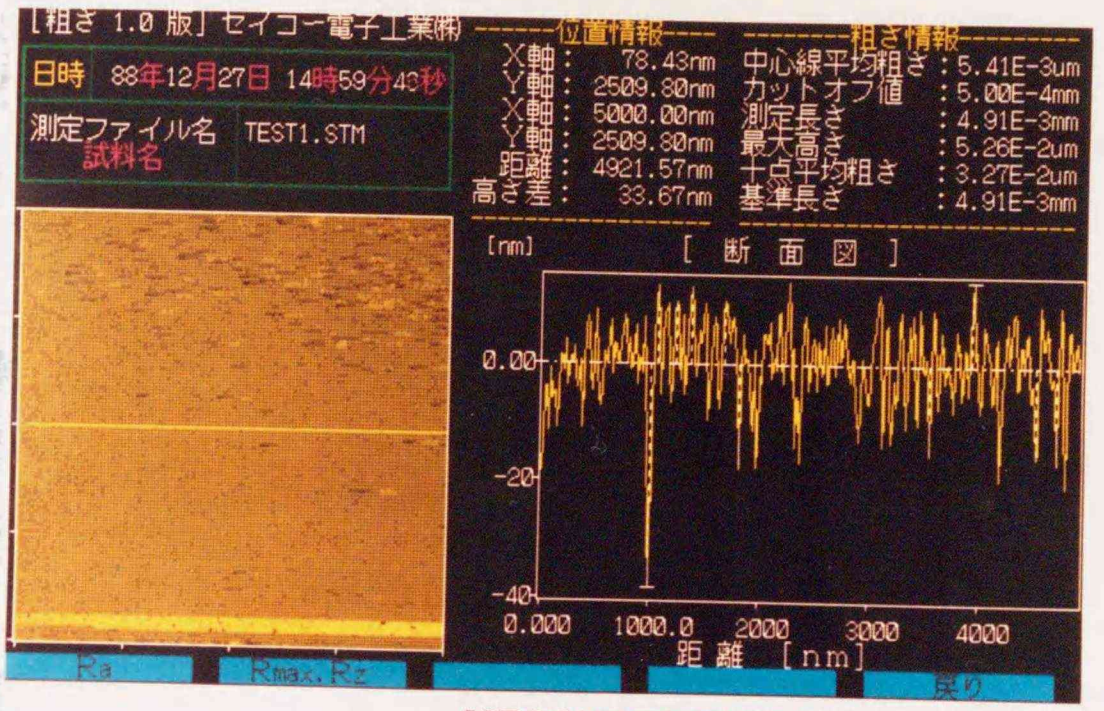


図 5-3-15 ＳＴＭによるランダム表面粗さの測定結果（１）

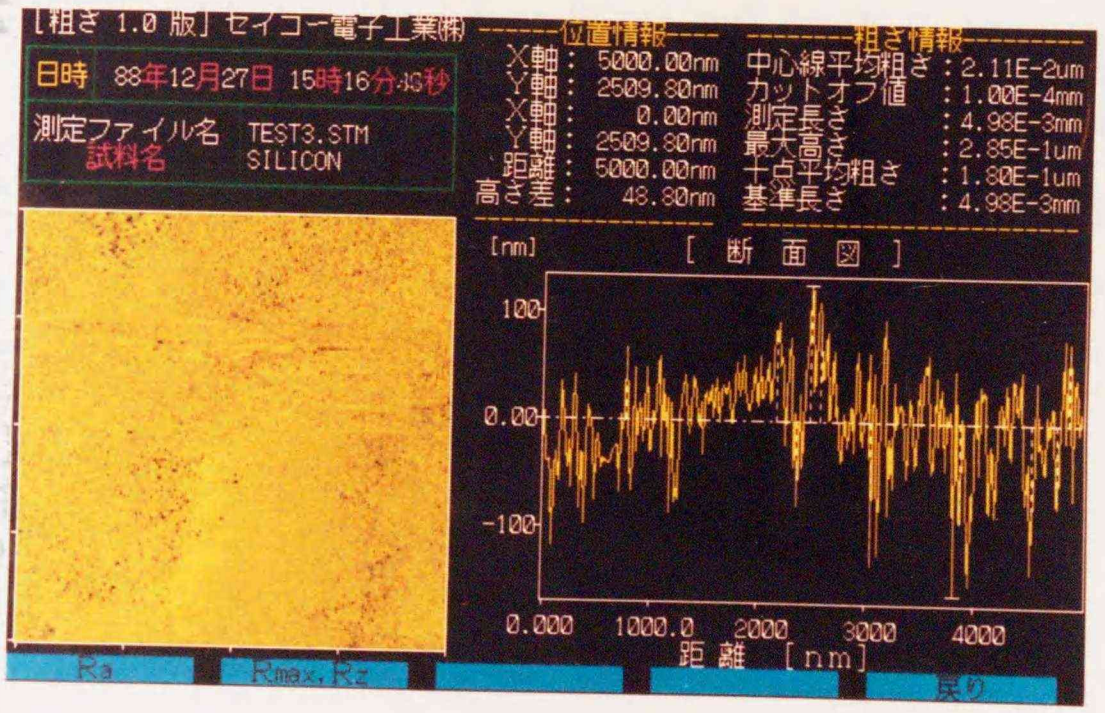


図 5-3-16 ＳＴＭによるランダム表面粗さの測定結果（２）

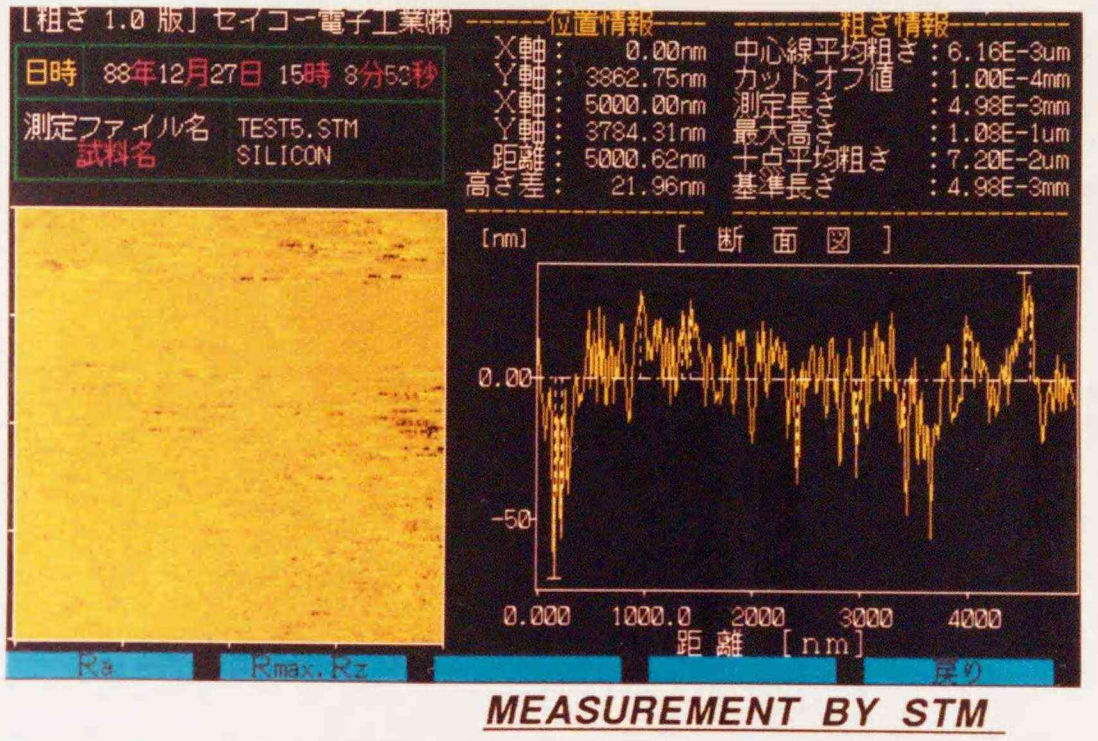


図 5-3-17 ＳＴＭによるランダム表面粗さの測定結果（３）

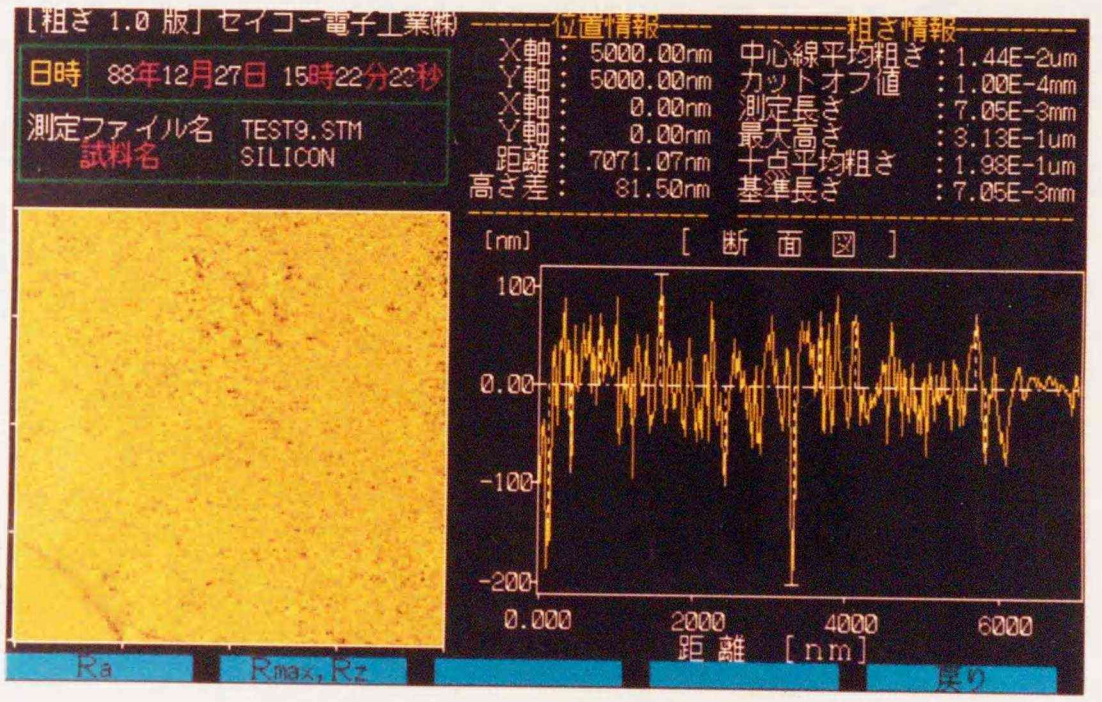


図 5-3-18 ＳＴＭによるランダム表面粗さの測定結果（４）

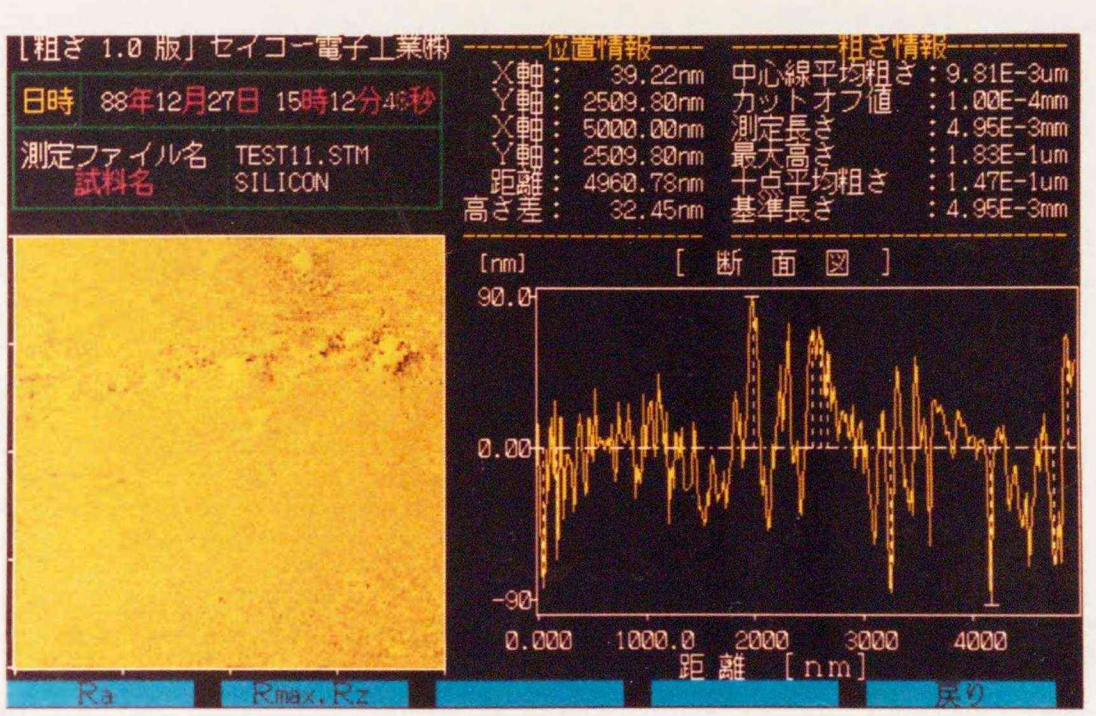


図 5-3-19 ＳＴＭによるランダム表面粗さの測定結果（５）

5.4節 加工工程のモニタリング

これまでにおいて、基礎実験によってFraunhofer回折光強度からｎｍオーダのランダム表面粗さにおける自乗平均平方根粗さR_{rms}を求める測定原理の有効性が検証されたので、次に本測定法を用いた応用実験を行なった。この実験は、加工工程におけるシリコンウェハのランダム表面粗さを測定評価する場合を想定した実験である。実際のラッピングやメカノケミカルポリシングなどの超精密鏡面研磨加工工程においては、加工方法の特性上加工しながらの測定は非常に困難であるが、加工段階においてオンマシン計測によって加工状況を評価することは可能である。従って、ここでは加工途中のシリコンウェハを用意し、仕上げ加工表面の測定結果との比較を行なう。さらに、表面全体の評価方法として粗さマップによる評価を試みる。

5.4.1 FirstポリシングシリコンウェハとFinalポリシングシリコンウェハの比較測定

シリコンウェハの表面は最終的に超精密鏡面研磨加工によってｎｍオーダの超微細な表面粗さに仕上げられるが、仕上げ加工の加工量は極微量であるため、仕上げ加工が行なわれる前になん段階かの研磨加工工程を経ることによって前仕上げ面が作られる。このとき、前仕上げ面の表面粗さは最終仕上げに大きく影響するため、各加工段階での表面粗さの測定評価は非常に重要であると考えられる。また、表面粗さの評価を加工精度の評価という目的で行なう場合の本測定法の信頼性を示すためにも、異なった粗さを持つ表面を区別できることが必要であると考えられる。

そこで、ここでは本論文で提案するFraunhofer回折光強度による自乗平均平方根粗さR_{rms}の測定評価法によって、ｎｍオーダの超精密鏡面研磨加工表面の加工工程における表面加工状態のモニタリングの可能性について議論する。そのために、試料としてFirstポリシング工程で加工を中断したシリコンウェハとFinalポリシング工程まで加工が行なわれたシリコンウェハの、表面粗さの異なる2枚の試料を用意して、本測定法による測定実験を試みた。なお、これらのシリコンウェハのサイズはどちらも4インチである。また測定は、Firstポリシングシリコンウェハおよびポリシングシリコンウェハ表面の任意の位置を、両者ともセンサのレーザスポット径程度ずつ移動させながら、０．５ｍｍ間隔で５０点の測定を行ない、それらを比較している。

図５－４－１はFirstポリシングシリコンウェハとFinalポリシングシリコンウェハの測定結果を比較したグラフで、横軸にレーザ走査距離、縦軸に本測定法によって測定されたR_{rms}の値をとっている。また、各々の測定データをグラフの下に示してある。まず、グラフをみると、Firstポリシングシリコンウェハ表面（1st polishing）のR_{rms}とFinalポリシングシリコンウェハ表面（final polishing）のR_{rms}は全測定箇所において異なっていることが明瞭に確認できる。また、Finalポリシングシリコンウェハの表面粗さのほうが多少ばらつきが大きいことがわかる。さらにそれぞれの測定値をみると、Firstポリシングシリコンウェハ表面のR_{rms}の平均値は１３．７ｎｍR_{rms}、標準偏差０．９３ｎｍ、またFinalポリシングシリコンウェハ表面の

R_{rms}の平均値は４．３ｎｍ R_{rms}、標準偏差１．４ｎｍとなっている。この測定結果から、Finalポリシングシリコンウェハの表面粗さはFirstポリシングシリコンウェハに比べ１０ｎｍ程度微小な粗さに改善されており、両者の加工工程によるランダム表面粗さの違いを明確に知ることができるといえる。また、表面粗さの測定結果のばらつきも比較的小さく、どちらも安定した加工が行なわれていることを示している。

以上のことから、本測定法は加工プロセスにおけるランダム表面粗さの測定評価に利用できることがわかる。

5.4.2 粗さマップによるランダム表面粗さの評価

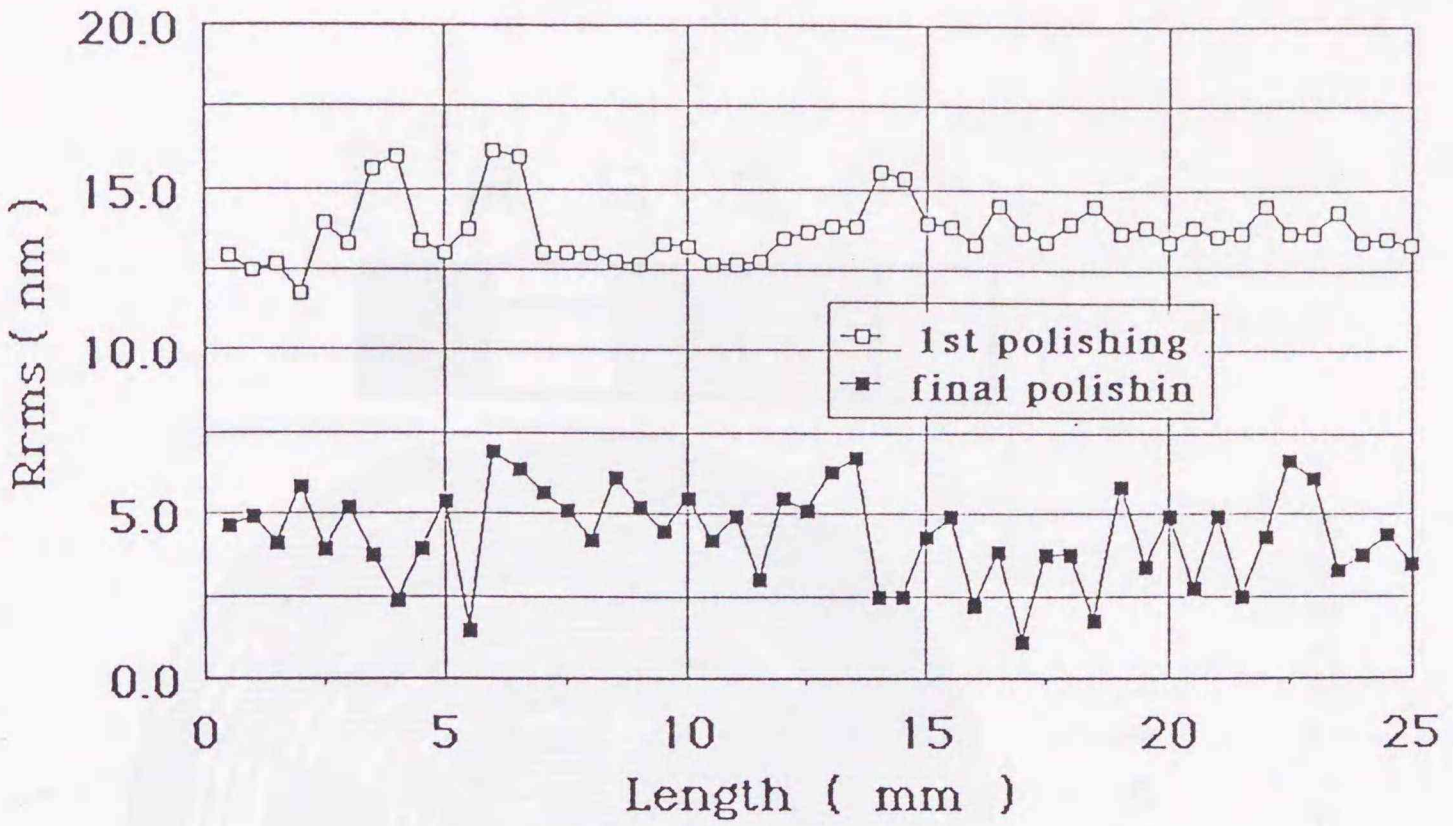
本章で提案している超精密鏡面研磨加工表面におけるランダム表面粗さの測定センサは、基本的に第４章の周期的表面粗さの測定評価に用いたのと同じ原理のものを用いている。従って、シリコンウェハ表面におけるランダム表面粗さの測定評価においても、測定試料のセッティングが容易であることや、測定に要する時間が短いなどの特性を活かして、全表面の測定に適用できる可能性を持っている。また、加工工程における製品検査の観点からも表面の部分的な評価よりも、全表面の表面粗さを定量的に評価できるほうが望ましいことであると考えられる。

ここでは、図５－３－１に示した回転位置制御によって測定の制御を行なうことのできる測定システムを用いた４インチシリコンウェハ表面の全面測定実験を試みている。また、さらに超精密鏡面研磨加工されたシリコンウェハ表面全面のR_{rms}粗さを粗さマップによって評価する。全面計測の方法は、まずパーソナルコンピュータで回転ステージの回転速度、回転パルス数を与えることにより、ステッピングモータの駆動条件をセットする。次に、回転ステージにシリコンウェハをのせ、１周の測定点数を入力すれば、自動的に測定位置を移動させながら１周の測定を行なう。また、半径方向への送りは、ｘステージのマイクロメータで行う。また、半径方向の送りは、最初は測定位置を外周側から内周側へ向かって移動させ、全面の測定を終えると次に内周側から外周側へ向かって移動させていく方法で往復させた。このようにして、４インチシリコンウェハ表面上の、１周を２０分割、半径方向を２０分割し、合計４００点の表面粗さR_{rms}の測定を行なった。なお、測定に要した時間は１周２０点の測定の３０秒で、表面全体では手動による半径方向への移動も含め、およそ１５分程度である。

図５－４－２は、シリコンウェハ表面上を半径方向に往復測定した結果を、粗さマップで表わしたものである。表面粗さの評価は５ｎｍ以下から３０ｎｍ以上までを５段階に分割し、タイルパターンによる粗さ分布マップによって示してある。往復の測定で得られた２つの粗さ分布マップのパターンは非常によく似ており、繰り返し精度よく測定されていることが分かる。また、この粗さ分布マップからシリコンウェハ表面の約７５％は１０ｎｍ R_{rms} 以下の良好な表面粗さに仕上げられていることがわかる。なお、一部中央付近で３０ｎｍ R_{rms}以上の大きな粗さがみられるが、往復測定でシリコンウェハ表面上の比較的近い位置に見られることから、これ

は異物の付着あるいはなんらかの欠陥が存在していることが予想される。

以上のことから、本測定法は比較的大きなシリコンウェハの全面におけるｎｍオーダのランダム表面粗さを高い精度を持って自動測定し、その仕上がり程度を評価することができるものと考えられる。



Data File: ROUGHNESS-pq
Variable: 1st polishing Observations: 50

Minimum:	11.8000000000	Maximum:	16.2000000000
Range:	4.4000000000	Median:	13.6500000000
Mean:	13.7320000000	Standard Error:	0.1323088533
Variance:		0.8752816327	
Standard Deviation:		0.9355648736	
Coefficient of Variation:		6.8130270432	
Skewness:	0.9462413710	Kurtosis:	0.7242080699

Data File: ROUGHNESS-pq
Variable: final polishin Observations: 50

Minimum:	1.1000000000	Maximum:	6.9000000000
Range:	5.8000000000	Median:	4.3500000000
Mean:	4.3500000000	Standard Error:	0.2023787115
Variance:		2.0478571429	
Standard Deviation:		1.4310335925	
Coefficient of Variation:		32.8973239655	
Skewness:	-0.2509083301	Kurtosis:	-0.6597562840

図 5-4-1 First および Final ポリシングシリコンウェハの比較測定

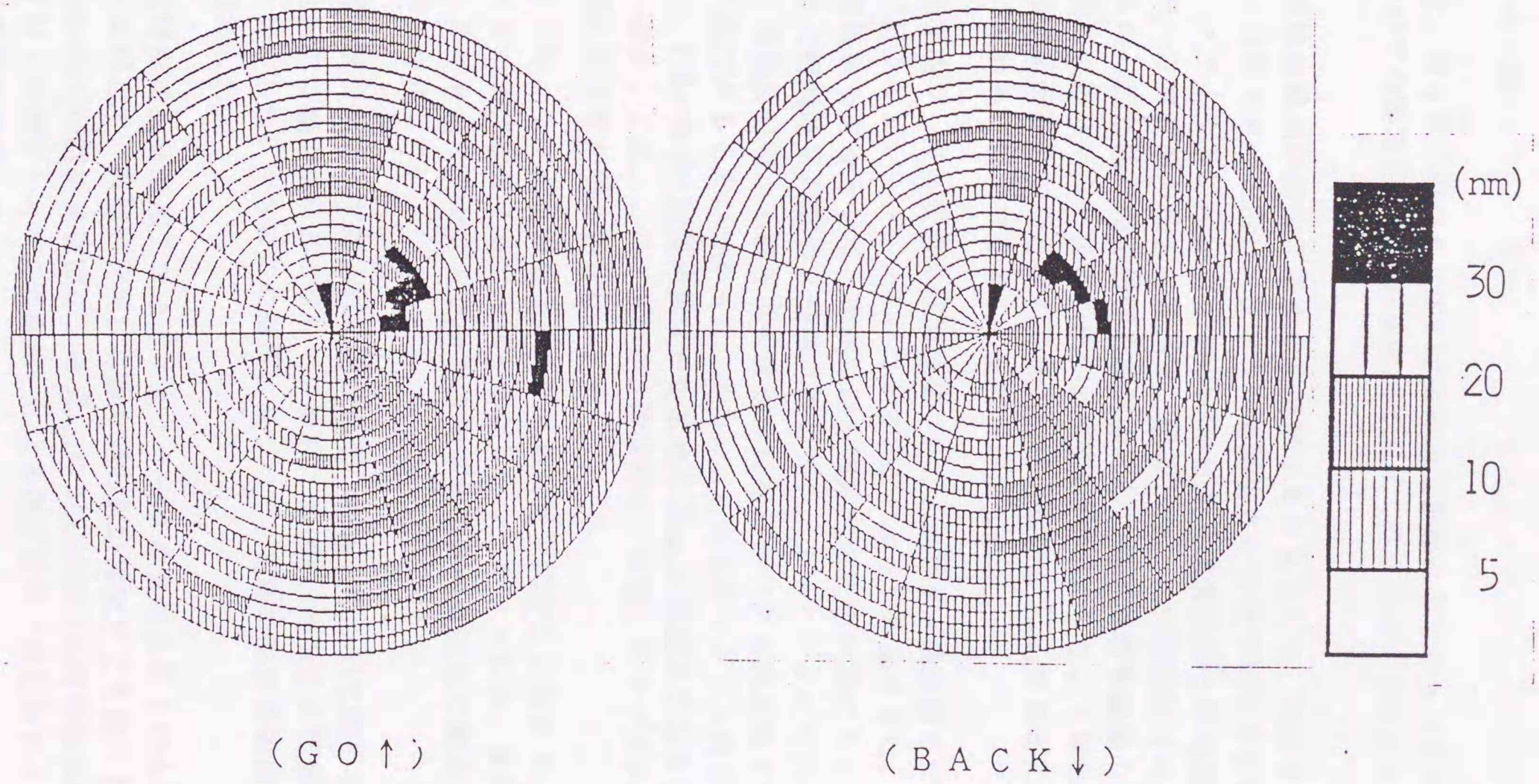


図 5-4-2 4インチシリコンウェハ表面粗さの粗さマップによる表示

5.5節 結　論

以上、第5章の結論として、超精密加工表面におけるランダム表面粗さの測定評価についての理論的、実験的な検討によって得られたことをまとめると次のようになる。

1. 超精密鏡面研磨加工表面の表面粗さモデルとして、統計モデルであるランダム過程モデルを用い、ランダム表面粗さの自乗平均平方根粗さ R_{rms} を評価パラメータとし、R_{rms} とFraunhofer回折光強度分布との理論的な関係を光学的フーリエ変換の理論に基づき、解析した。この理論解析によって、R_{rms} が0ｎｍの仮想的な完全鏡面を参照面とした測定原理を提案し、Fraunhofer回折光強度のスポット光量の比γと波長λのみによって、１００ｎｍ程度までの超精密鏡面研磨加工表面の自乗平均平方根粗さ R_{rms} をほとんど誤差なく定量的に求めることができることを明らかにした。

2. 光学的フーリエ変換の理論に基づいた、ランダム表面粗さにおけるFraunhofer回折シミュレーションを行なって、次のような結論を得た。まず、ランダム表面粗さモデルとして、生成原理と横方向の変動の異なるホワイトノイズ型と自己相関時系列型の2種類に対してシミュレーションを行い、Fraunhofer回折光強度分布から横方向の変動の異なるランダム表面粗さの定性的な識別が可能であることが分かった。さらに、これらのランダム表面粗さモデルに対して、Fraunhofer回折光強度から求めた R_{rms} と生成されたモデルの R_{rms} は良い一致を示した。このことから、理論解析で提案したランダム表面粗さの測定原理の有効性が示された。

   さらに、ランダム表面粗さモデルの自乗平均平方根粗さ R_{rms} を１ｎｍ～２００ｎｍまで変化させて行なったシミュレーションから、本測定法は R_{rms} 1～１２０ｎｍのランダム表面粗さを１０％以内の誤差で測定可能であることを明らかにした。

3. 理論解析によって得られた測定原理の問題点について解析し、参照光の測定、反射率の補正法などについての検討によって、それらの問題点を解決できることを示した。さらにこの解析に基づいて、実際の測定に適用できる測定方法を提案した。

4. 超精密鏡面研磨加工によってｎｍオーダの表面に仕上げられたシリコンウェハに対して、時間的再現性、繰り返し測定精度などを調べる測定実験を行い、Fraunhofer回折光強度による R_{rms} の測定評価法の有効性を検証し、さらにＳＴＭ（走査型トンネル顕微鏡）による測定結果との比較によって、本測定法の妥当性を確認した。

5. 本測定法によるFirstポリシングシリコンウェハとFinalポリシングシリコンウェハの測定実験から、１３．７ｎｍ R_{rms} と４．３ｎｍ R_{rms} のランダム表

面粗さの大きさを識別し、加工工程における加工状態の評価を定量的に行なうことができることを示した。

6. ４インチシリコウェハ表面の全面４００点の測定実験から、本測定法は試料の傾きや振動などの影響を受けることなく迅速容易に１ｎｍ～１０数ｎｍ R_{rms} の微小なランダム表面粗さを粗さ分布マップによって測定評価できることを示した。

以上のことを総括する結論として、Fraunhofer 回折による測定評価法は周期性を全く持たないようなランダム表面粗さに対しても適応できることを示した。超精密鏡面研磨加工表面テクスチャの高さ方向および横方向の特徴抽出を行い、特に高さ方向の統計的特徴量 R_{rms} に対して定量的な評価を行なうことができることを明らかにした。

第６章 超精密加工表面における表面欠陥、付着異物の検出と測定評価法

第４章および第５章では、超精密加工によって得られるｎｍオーダの表面粗さを対象とし、その測定評価法について検討を行なった。そのようなｎｍオーダの粗さを持つ表面においては、これまで問題とされていなかったような微細な傷や微少な付着異物が表面の工学的機能および微細加工に対して大きな影響を持つようになってきている。また、付着異物の存在は表面テクスチャの評価そのものにも影響を与え、定性的にもその存在の認識と表面テクスチャとの識別を行なうことが重要である。すなわち、ｎｍオーダの表面テクスチャの評価を行なう場合には、サブミクロンあるいはミクロンオーダの表面付着異物の存在が評価結果に大きな影響を及ぼす。

そこで本章の目的は、超精密加工表面テクスチャの特徴量のひとつである微細な傷の検出方法および付着異物の識別方法についての検討を行なうことにある。

まず６．１節では、傷の断面形状として三角形形状を仮定し、三角形微細傷に対するFraunhofer回折光強度の理論的な解析を行い、さらに数値解析によって三角形微細傷の大きさによる回折光強度の変化を調べる。

６．２節では、三角形微細傷による回折パターンの測定実験を行い、微細傷の大きさと回折光強度分布との間の定性的な関係を議論する。そのために、表面粗さに対する感度を低くし、微細傷および付着異物を回折パターンによって検出することのできる、対物レンズを用いた実験装置を構成し、それを用いて超精密切削加工の微少な切込みを利用して作成した三角形微細傷の回折光強度を測定する。さらに、検査員による目視検査によって検出されたシリコンウェハ表面上の微細傷による回折光強度を測定し、三角形微細傷による回折光強度との比較を行う。また、対物レンズのデフォーカスによってレーザ光の照射領域を変化させ、回折パターンの変化を議論する。[153]

６．３節では、Fraunhofer回折理論による解析が困難な微細な傷を対象とし、境界要素法を用いた電磁波散乱シミュレータによる厳密な解析を行い、集光ビームによる散乱現象について調べる。[154]

６．４節以降では、サブミクロンオーダの付着異物を対象とした解析を行なう。まず、６．４節では付着異物として球形粒子を仮定し、Fraunhofer回折近似の適用が可能な大きさの球形粒子について、回折パターンの理論的な解析を行なう。そしてさらに、回折パターンによる球形粒子粒径の測定原理を提案する。

６．５節では、粒径１．０μmおよび０．６μmポリスチレン・ラテックス標準粒子を超精密加工によって仕上げられたシリコンウェハ表面に散布し、これを付着

異物として回折パターンの測定と粒径の定量的評価を行なう。このとき用いる実験装置の光学系として、付着異物の回折パターンに対する反射背景光の影響を考慮し、6．2節で微細傷の検出に用いた回折光学系に偏光光学系を取り入れた新たな偏光・回折光学系を提案する。[155]

さらに6．6節では、表面付着異物と表面欠陥とみなされるピンホールの偏光特性の違いを利用することによって、両者の識別が可能であるかどうかを、偏光光学系を用いた偏光度測定によって検討する。

6.1 節 三角形微細傷による回折光強度分布の解析

傷の断面形状やその２次元的な広がりは一般的に不定形であるため、普遍的な幾何学的形状モデルで定義し、さらに傷の大きさを絶対的な量で定量化することは困難である。このことは、傷の評価方法に対する規格化を遅らせている原因のひとつでもある。

しかし、ｎｍオーダの超精密加工表面の場合、正常な超精密加工が行なわれた表面および正常な加工が行なわれてから外力が加わっていない表面に対して、物理的性質が異なる特徴を有するものが欠陥である、と考えることができる。このことは、傷を傷の存在する表面における正常な部分に対する相対的な変化ととらえることと等価である。従って、傷の定義を表面の微細な幾何学的形状の特徴によって行ない、その定義に基づいて識別するよりも、加工表面粗さと傷に対してそれぞれ異なった特徴を示す物理現象によって識別を行なう方が、複雑な定義を行なう必要がなくかつ明瞭であると考えられる。

本論文ではｎｍオーダの超精密加工表面における微細な傷の存在を次のように定義する。すなわち、傷の無い正常な加工表面の回折パターンに対して相対的な変化があった場合、そこには回折パターンの変化を引き起こす要因としてのなんらかの表面欠陥が存在すると定義し、回折パターンの特徴によって欠陥の特徴を区別する。従って、本節では傷の検出に対する基礎的な解析を行なうものとし、まず傷の断面形状として簡単な幾何学的特徴をモデル化し、回折パターンの変化による傷の検出方法の有効性について検証を行なう。よって本節では、まず限定された断面形状の傷として三角形微細傷モデルに対する回折パターンの理論的な解析を行ない、得られた理論式に対して数値解析を行なうことにより、傷の大きさと回折パターンの関係を調べる。

6.1.1 三角形微細傷による Fraunhofer 回折光強度の理論解析

ここでは、まず線状傷の場合における簡単な微細傷モデルとして三角形微細傷を仮定し、回折光強度と微細傷形状の関係を理論的に調べる。三角形微細傷モデルを仮定した理由は、線状傷の最も一般的な発生プロセスが次に述べるようなものであると考えられるためである。すなわち、線状傷の偶発的発生は、一般に加工表面より硬い材質でできた鋭利なものが表面に接触し、これに物理的な力が加わって表面が削り取られた結果生じる。従って線状傷は切削加工と同じ状態て発生しその形状も切削条痕と同様になると考えられる。

いま、図６－１－１に示すような傷幅Ｗ、傷深さｈ、両斜辺の傾斜角がα とβであるような三角形微細傷に対して、スポット径Ｌの領域にレーザ光が照射されている場合を考え、３．３節で論じた表面の凹凸と Fourier 変換レンズの焦点面における複素振幅分布の関係を表わす式 (3.75) に基づいて、回折光強度の解析を行なう。なお、このモデルにおいて傾斜角を定義したのは非対象な三角形形状も表現できるようにするためである。また、傷の大きさを議論する場合は傷幅や傷深さのみに関

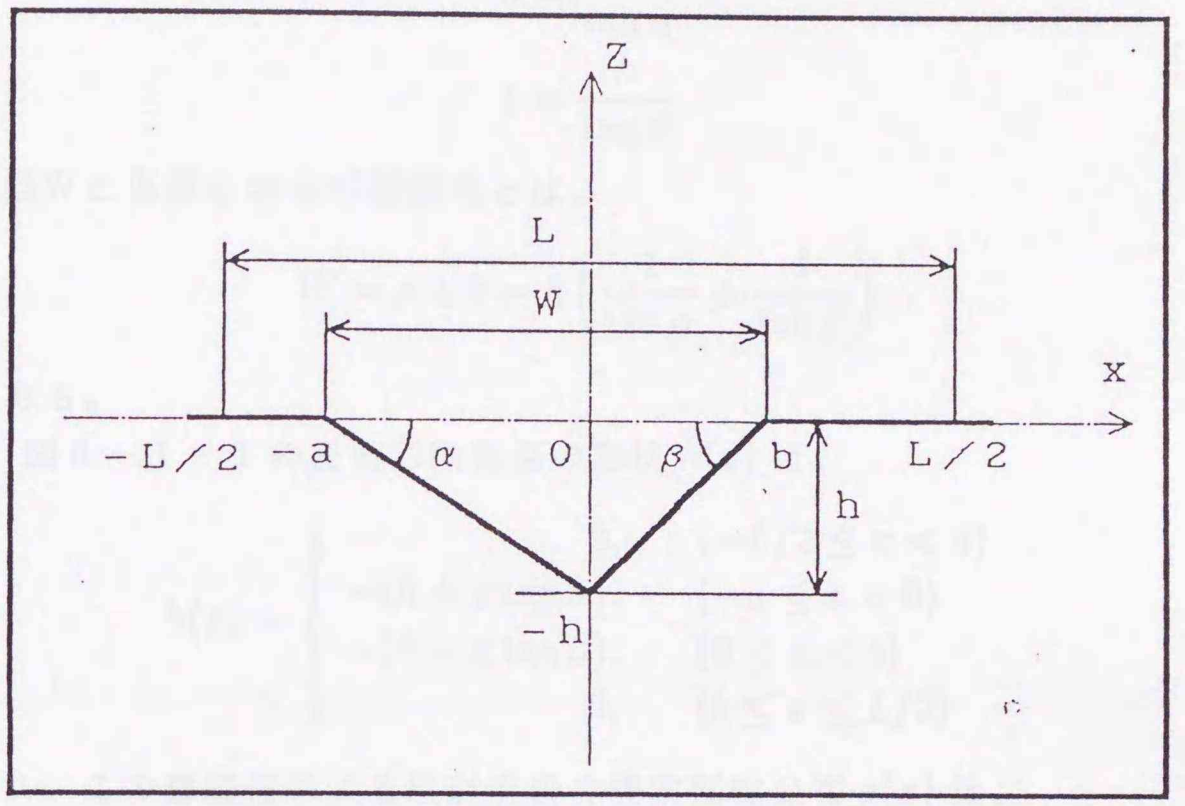


図 6-1-1 三角形微細傷モデルと形状パラメータ

する定量化を行なえば良いが、ここでは回折光強度の定性的な変化を調べることを目的としているため、傾斜角による表現を用いている。

この三角形傷の形状を表現する各々のパラメータは相互に次のような関係がある。まず、傷深さhと傾斜角は、

$$h = a\tan\alpha = b\tan\beta \tag{6.1}$$

で表わされ、また、

$$a = \frac{h}{\tan\alpha} \tag{6.2}$$

$$b = \frac{h}{\tan\beta} \tag{6.3}$$

より、傷幅Wと傷深さおよび傾斜角とは、

$$W = a + b = h\left(\frac{1}{\tan\alpha} + \frac{1}{\tan\beta}\right) \tag{6.4}$$

の関係がある。

さて、図6－1－1の三角形微細傷の形状 $h(x)$ は、

$$h(x) = \begin{cases} 0, & (-L/2 \le x < a) \\ -(h + x\tan\alpha), & (-a \le x < 0) \\ -(h - x\tan\beta), & (0 \le x < b) \\ 0, & (b \le x \le L/2) \end{cases} \tag{6.5}$$

で表わされ、この微細傷による反射直後の複素振幅分布 $g(x)$ は、

$$g(x) = \begin{cases} g_1(x) = \exp\{i\frac{4\pi}{\lambda}\cdot 0\} = 1, & (-L/2 \le x < a) \\ g_2(x) = \exp\{i\frac{4\pi}{\lambda}(-(h + x\tan\alpha))\}, & (-a \le x < 0) \\ g_3(x) = \exp\{i\frac{4\pi}{\lambda}(-(h - x\tan\beta))\}, & (0 \le x < b) \\ g_4(x) = \exp\{i\frac{4\pi}{\lambda}\cdot 0\} = 1, & (b \le x \le L/2) \end{cases} \tag{6.6}$$

のようになる。よって、Fraunhofer 回折領域における複素振幅分布 $u(N_x)$ は、

$$u(N_x) = \int_{-L/2}^{L/2} g(x)\exp\{-i2\pi N_x x\}dx \tag{6.7}$$

より、

$$\begin{aligned} u(N_x) = & \int_{-L/2}^{-a} g_1(x)\exp\{-i2\pi N_x x\}dx \\ & + \int_{-a}^{0} g_2(x)\exp\{-i2\pi N_x x\}dx \\ & + \int_{0}^{b} g_3(x)\exp\{-i2\pi N_x x\}dx \\ & + \int_{b}^{L/2} g_4(x)\exp\{-i2\pi N_x x\}dx \end{aligned} \tag{6.8}$$

が得られる。上式における積分を実行すると、

$$
\begin{aligned}
u(N_x) \;=\; & \frac{i}{2\pi N_x}\left[e^{-i(2\pi N_x)x}\right]_{-L/2}^{-a} \\
& + \frac{i}{2\pi\left(N_x + \frac{2\tan\alpha}{\lambda}\right)} \exp\left(-1\frac{4\pi}{\lambda}h\right)\left[\exp\left\{-i2\pi\left(N_x + \frac{2\tan\alpha}{\lambda}\right)x\right\}\right]_{-a}^{0} \\
& + \frac{i}{2\pi\left(N_x - \frac{2\tan\beta}{\lambda}\right)} \exp\left(-1\frac{4\pi}{\lambda}h\right)\left[\exp\left\{-i2\pi\left(N_x - \frac{2\tan\beta}{\lambda}\right)x\right\}\right]_{0}^{b} \\
& + \frac{i}{2\pi N_x}\left[e^{-i(2\pi N_x)x}\right]_{b}^{L/2} \qquad (6.9)
\end{aligned}
$$

となり、ここでα、β、γを、

$$\alpha = N_x + \frac{2\tan\alpha}{\lambda} \qquad (6.10)$$

$$\beta = N_x - \frac{2\tan\beta}{\lambda} \qquad (6.11)$$

$$\gamma = \frac{4\pi}{\lambda}h \qquad (6.12)$$

とおくと、式 (6.9) は次のようになる。

$$
\begin{aligned}
u(N_x) \;=\; & \frac{i}{2\pi N_x}\left\{e^{-i\pi N_x L} - e^{i\pi N_x L} + e^{i(2\pi N_x)a} - e^{-i(2\pi N_x)b}\right\} \\
& + \frac{i}{2\pi\alpha}e^{-i\gamma}(1 - e^{i2\pi\alpha a}) \\
& + \frac{i}{2\pi\beta}e^{-i\gamma}(e^{-i2\pi\beta b} - 1) \qquad (6.13)
\end{aligned}
$$

従って、これを整理すると、

$$
\begin{aligned}
u(N_x) \;=\; & \frac{i}{2\pi N_x}\left\{e^{-i\pi N_x L} - e^{i\pi N_x L} + e^{i(2\pi N_x)a} - e^{-i(2\pi N_x)b}\right\} \\
& + \frac{i}{2\pi\alpha}\left\{e^{-i\gamma} - e^{i(2\pi\alpha a - \gamma)}\right\} \\
& + \frac{i}{2\pi\beta}\left\{e^{-i(2\pi\beta b + \gamma)} - e^{-i\gamma}\right) \qquad (6.14)
\end{aligned}
$$

となる。次に、上式の各項に対してオイラーの式を用いて虚部と実部をまとめる。まず、第 1 項は、

$$\frac{i}{2\pi N_x}\left\{e^{-i\pi N_x L} - e^{i\pi N_x L} + e^{i(2\pi N_x)a} - e^{-i(2\pi N_x)b}\right\} \qquad (6.15)$$

$$
\begin{aligned}
& = [(\sin\pi N_x L - \sin\pi N_x(a+b)\cos\pi N_x(a-b))/\pi N_x] \\
& + i\,[(-\sin\pi N_x(a+b)\sin\pi N_x(a-b))/\pi N_x] \qquad (6.16)
\end{aligned}
$$

となり、第2項は、

$$\frac{i}{2\pi\alpha}\{e^{-i\gamma} - e^{i(2\pi\alpha a-\gamma)}\} \tag{6.17}$$

$$= \sin\pi\alpha a\cos(\pi\alpha a-\gamma)/\pi\alpha + i\sin\pi\alpha a\sin(\pi\alpha a-\gamma)/\pi\alpha \tag{6.18}$$

さらに、第3項は、

$$\frac{i}{2\pi\beta}\{e^{-i(2\pi\beta b+\gamma)} - e^{-i\gamma}) \tag{6.19}$$

$$= \cos(\pi b\beta+\gamma)\sin\pi b\beta/\pi\beta + i(-\sin(\pi b\beta)\sin\pi b\beta/\pi\beta) \tag{6.20}$$

と求められる。よって、これら第1項～第3項をまとめると、まず複素振幅の実数部の自乗は、

$$\begin{aligned}(\Re[u(N_x)])^2 \;=\; & [L\,\mathrm{sinc}\pi LN_x - (a+b)\cos(\pi(a-b)N_x)\,\mathrm{sinc}(\pi(a+b)N_x) \\ & + a\cos(\pi a\alpha-\gamma)\,\mathrm{sinc}\pi a\alpha + b\cos(\pi b\beta+\gamma)\,\mathrm{sinc}\pi b\beta]^2\end{aligned} \tag{6.21}$$

となり、また虚数部の自乗は、

$$\begin{aligned}(\Im[u(N_x)])^2 \;=\; & [(a+b)\sin(\pi(a-b)N_x)\,\mathrm{sinc}(\pi(a+b)N_x) \\ & - a\sin(\pi a\alpha-\gamma)\,\mathrm{sinc}\pi a\alpha \\ & + b\sin(\pi b\beta+\gamma)\,\mathrm{sinc}\pi b\beta]^2\end{aligned} \tag{6.22}$$

となる。以上より、係数A，B，C，Dを次のようにおき、

$$A = h\left(\frac{1}{\tan\alpha} + \frac{1}{\tan\beta}\right) \tag{6.23}$$

$$B = h\left(\frac{1}{\tan\alpha} - \frac{1}{\tan\beta}\right) \tag{6.24}$$

$$C = \frac{h}{\tan\alpha} \tag{6.25}$$

$$D = \frac{h}{\tan\beta} \tag{6.26}$$

これらを用いて、三角形微細傷によるFraunhofer回折強度を求めると、

$$\begin{aligned}I(N_x) \;=\; & \Bigg[L\,\mathrm{sinc}(\pi LN_x) - A\cos(\pi BN_x)\,\mathrm{sinc}(\pi AN_x) \\ & + C\cos\left(\pi CN_x - \frac{2\pi h}{\lambda}\right)\mathrm{sinc}\left(\pi CN_x + \frac{2\pi h}{\lambda}\right) \\ & + D\cos\left(\pi DN_x + \frac{2\pi h}{\lambda}\right)\mathrm{sinc}\left(\pi DN_x - \frac{2\pi h}{\lambda}\right)\Bigg]^2\end{aligned}$$

$$+\left[A\sin(\pi BN_x)\,\mathrm{sinc}(\pi AN_x)\right.$$
$$-C\sin\left(\pi CN_x-\frac{2\pi h}{\lambda}\right)\mathrm{sinc}\left(\pi CN_x+\frac{2\pi h}{\lambda}\right)$$
$$\left.+D\sin\left(\pi DN_x+\frac{2\pi h}{\lambda}\right)\mathrm{sinc}\left(\pi DN_x-\frac{2\pi h}{\lambda}\right)\right]^2 \qquad (6.27)$$

が得られる。この式から、三角形微細傷による Fraunhofer 回折光強度は傾斜角αおよびβと傷深さ h によって変化を受け、さらにスポット径 L によっても変化することがわかる。

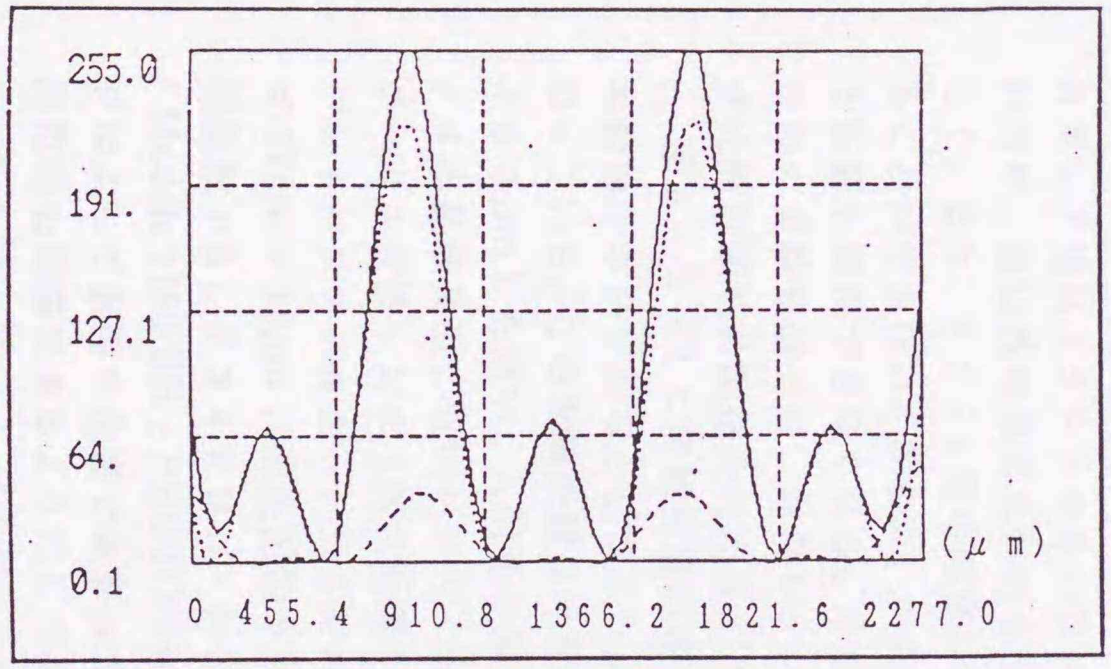
6.1.2 数値計算による回折光強度分布の解析

次に、前項で導出した三角形微細傷に対する Fraunhofer 回折光強度の理論式に基づき、傾斜角や傷深さの大きさによる回折光強度分布の変化とスポット径 L の変化による回折光強度の変化について、数値解析によって調べた。

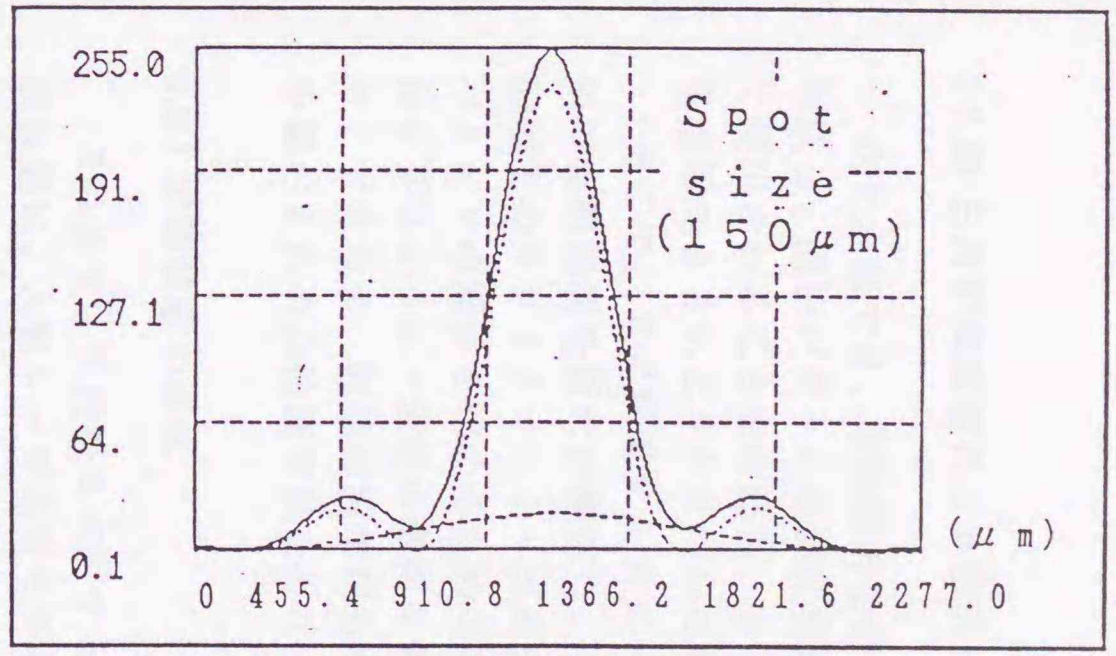
まず、大きさの異なる２つの微細傷（$\alpha=\beta$の場合）について回折光強度分布がどの様に変化するかについて調べた。なお、この数値解析では、レーザ光の照射条件として波長を He-Ne レーザの波長$\lambda=0.6328\mu m$、スポット径 L を１００μmとし、またフーリエ変換レンズの焦点距離 f を５０ｍｍに設定した。図６－１－２（ａ）および（ｂ）はそれぞれ傷深さｈ＝１．０μm、傾斜角α＝１°（傷幅１１４．６μm）の大きな傷と傷深さｈ＝０．０５μm、傾斜角α＝１°（傷幅５．７μm）の微細な傷に対する Fraunhofer 回折光強度を示したものである。グラフの横軸は回折パターンの大きさを示すためにμmで表示し、また縦軸は光の強度を最大強度２５６階調の輝度階調で表わしてある。この図から照射スポット径程度の傷幅の場合（図（ａ））は、回折光強度の最大ピークが二つ現れ、さらにいくつかの小さいピークが見られることがわかる。このことから、２次元的な回折パターンはいくつかの縦縞からなる広がりをもったパターンとなり、そのうち特に大きな強度の縞が２本現われることが分かる。次に、照射レーザ径に比べ傷幅の狭い傷の場合（図（ｂ））は、大きなピークがひとつ現れそれよりもかなり小さいピークが対称に現われる傾向を持っている。このことから、２次元的な回折パターンは大きい傷ほど明瞭な縞構造とはならないことがわかる。しかし、コントラストは低いと考えられるが微細傷による縦縞状の回折パターンは現われると考えられる。これらのことから、傷の大きさにより回折パターンはその特徴を変化させることから、傷の大きさおよび特徴を回折パターンの特徴によって分類することができるものと考えられる。

次に、傷の大きさは一定にしておき、照射レーザ光のスポット径を変化させた場合の回折光強度を調べた。傷の大きさは傷深さｈ＝０．０５μm、傾斜角α＝０．１°（傷幅５７μm）とし、スポット径を１５０μmおよび２５０μmとして Fraunhofer 回折光強度分布の数値解析を行なった結果を図６－１－１（ｃ）と（ｄ）に示す。これらから、同じ大きさの傷であってもスポット径の大きさによって回折パターンが

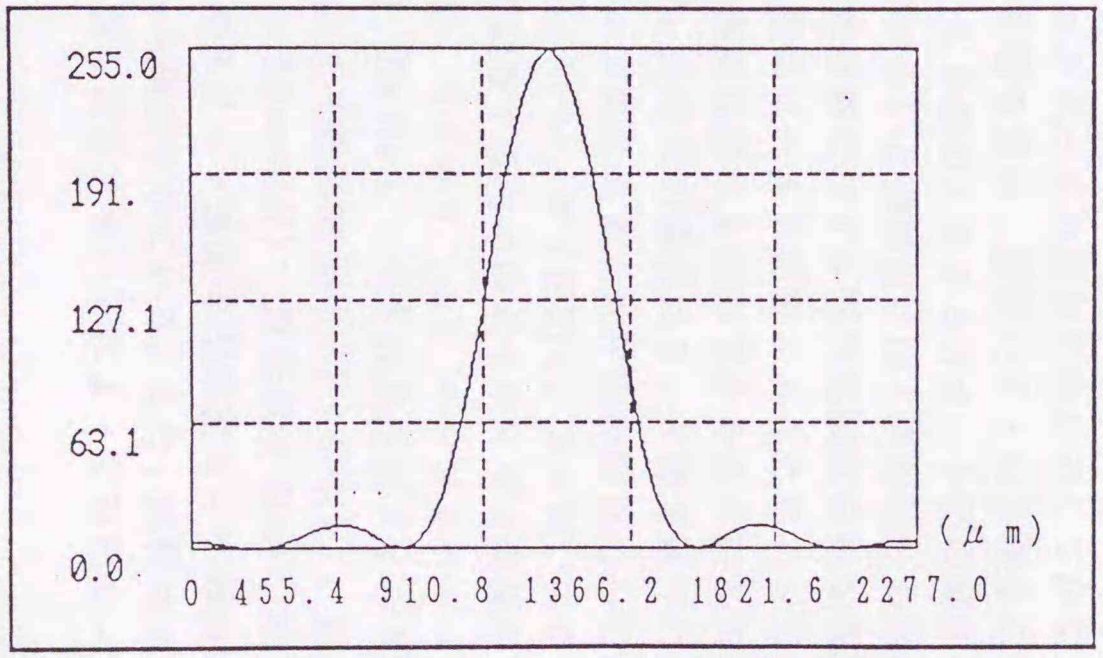
変化することがわかる。図（ｃ）および（ｄ）では、スポット径に対する傷の大きさが小さいほど回折パターンが広がるという傾向が現われており、回折パターンによって傷を検出する場合に、検出するべき傷の大きさを考慮したスポット径の選定を行なう必要があることを示している。



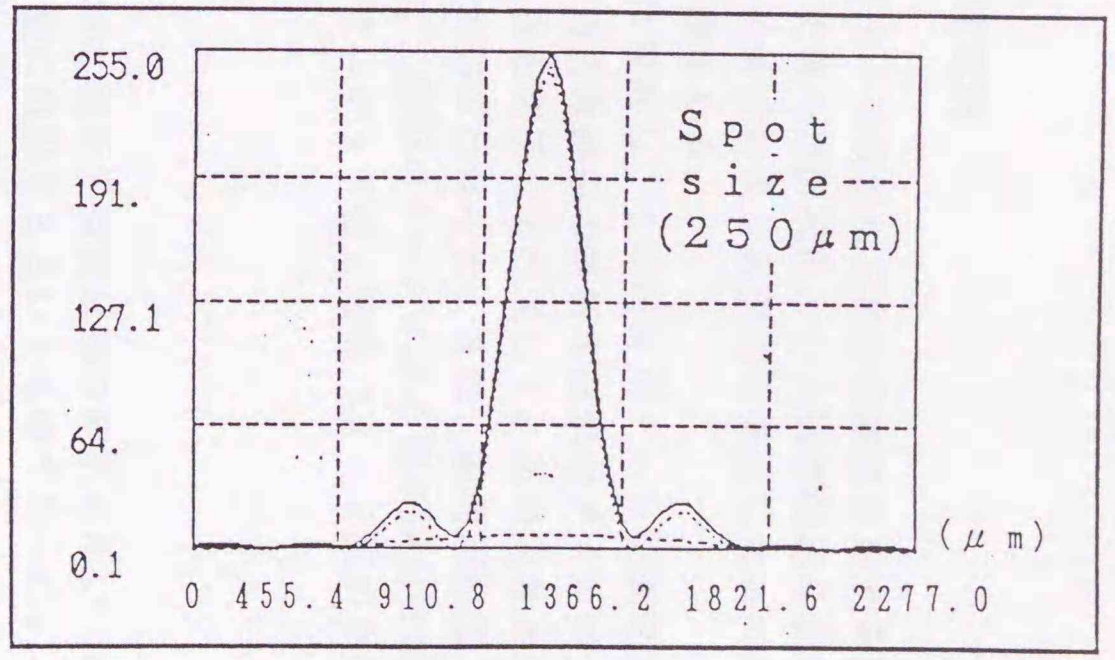
(c) スポット径 150μm 、深さ 0.05μm 、傾斜角 0.1 °(幅 57μm)



(a) スポット径 100μm 、深さ 1.0μm 、傾斜角 1 °(幅 114μm)



(b) スポット径 100μm 、深さ 0.05μm 、傾斜角 1 °(幅 5.7μm)



(d) スポット径 250μm 、深さ 0.05μm 、傾斜角 0.1 °(幅 57μm)

図 6-1-2 三角形微細傷による回折光強度の数値解析

6.2 節 三角形微細傷による回折光強度測定実験

次に本節では、理論解析を行なったモデルと同様な三角形微細傷を有する試料を作成し、回折パターンの測定実験によって傷が回折現象という物理現象の変化として検出されることを検証し、さらに、この解析結果が偶発的に発生した傷に対しても適用できるかどうかについて実験的に確かめる。

そこで、まず収束レーザビームを傷に照射し、その回折パターンを測定するための実験装置を新たに構築し、さらに三角形微細傷の試料を超精密ダイヤモンド切削加工のサブミクロンオーダの微小切込みを利用して作成して、傷の大きさと回折パターンの関係を求めるための基礎的な実験を行なった。また、鏡面研磨加工されたシリコンウェハ表面の微細な傷に対して、回折パターンによる傷の検出を試みた。そしてさらに、数値解析で明らかになったスポット径と回折パターン広がりの関係を調べるための検証実験を行なった。

6.2.1 実験装置の構成

これまで、表面粗さに対する Fraunhofer 回折光強度分布の測定に用いていた実験装置は、入射レーザ光をそのまま試料面に照射するというものであった。このとき、スポット径４８０μmの大きさで試料表面を照射することになる。この大きさのスポット径はミクロンあるいはサブミクロンオーダの微細な傷に対してかなり大きいため、傷以外の場所における反射光の影響を受け、回折パターンを得ることが難しく、また、スポット径の調整ができないため傷の大きさとスポット径の関係を調べることができない。さらに、スポット径が大きいと微細傷に加え表面粗さの凹凸による影響も無視できなくなる。そのため、微細傷に対する回折光強度分布を測定するための実験装置では、対物レンズによる収束ビームを利用することによって、レーザ光照射領域の調整を行えるようにし、微細な傷にも対応できるようにしている。

図６－２－１に実験装置の構成を示す。光学系の構成は３．３節で述べたフーリエ変換光学系を基本としてこれに対物レンズによる集光光学系を組み込んだ構成となっている。この実験装置は光源として He-Ne レーザ（出力０．８ｍW、スポット径４８０μm）を用い、入射光の偏光状態を調整するためのポラライザ（偏光子）と１／４水晶波長板、対物レンズ（倍率２０倍、ＮＡ＝０．４）、ハーフミラー（ϕ10）、フーリエ変換レンズ（焦点距離５０ｍｍ）、He-Ne レーザ光波長選択フィルタであるバンドパスフィルター、ＣＣＤエリアセンサ（画素数 $510(H) \times 492(V)$、画素サイズ $17\mu m \times 13\mu m$、走査面積 $6.6mm(V) \times 8.8mm(H)$、最低照度 $5lux$、水平走査周波数１５．７３４ＫＨｚ）およびレーザスポット強度分布測定センサ Beam Scan（Models 1180-HR、PHOTON.inc 製）から構成されている。また、試料はｘステージによって表面を走査できるようにし、さらにｚステージによって対物レンズの焦点位置を調整できるようにしてある。

まず、He-Ne レーザ光源から射出されたレーザ光はポラライザによって光量の調節を行うと同時に直線偏光成分のみを通過させ、さらに１／４水晶波長板の光学軸

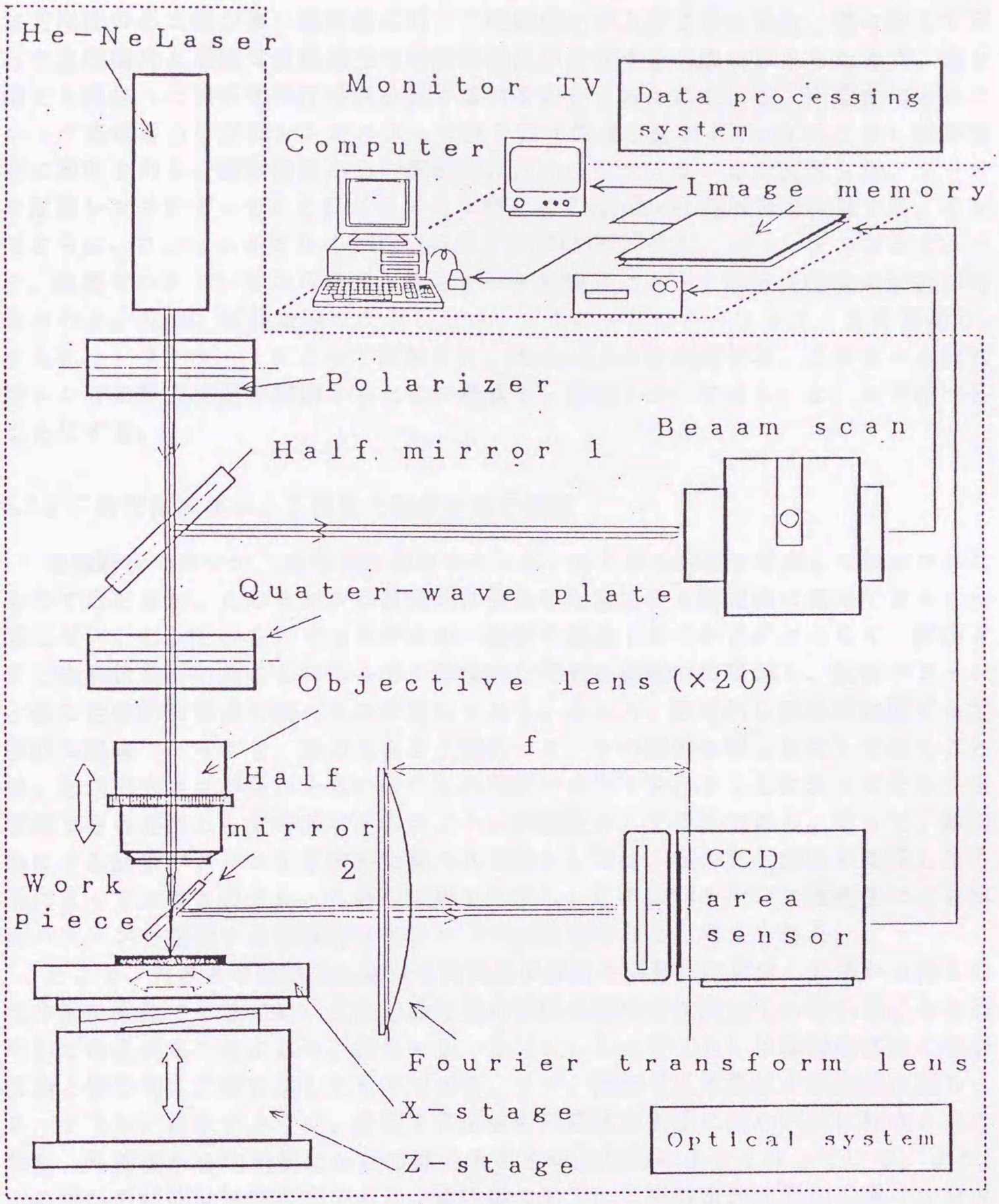


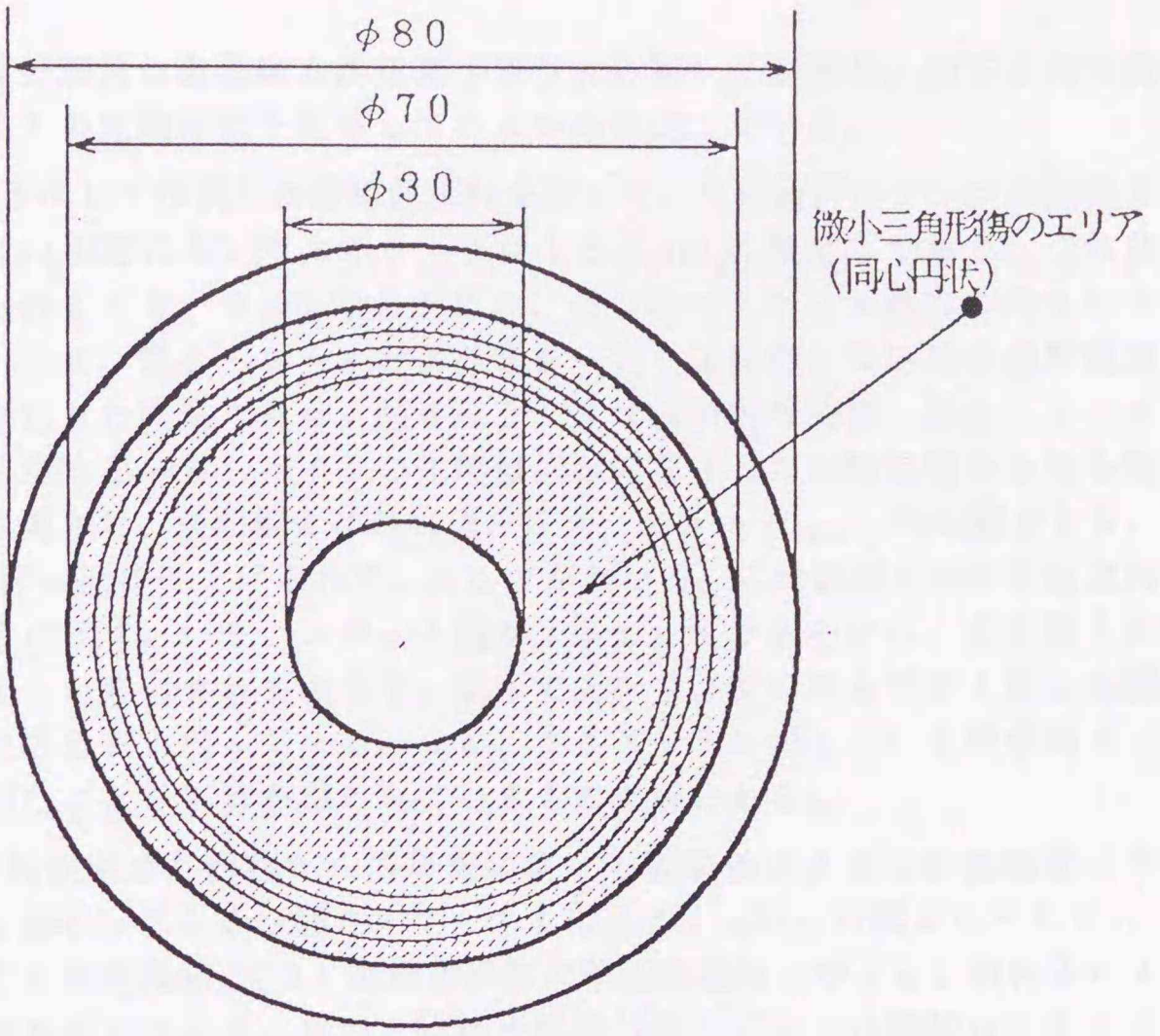
図 6-2-1 微細傷測定実験装置の構成

に対して４５°の方位で入射させることによって円偏光に偏光状態を変える。これは方向性のある幅の狭い線状傷に対して直線偏光で入射させた場合、傷に対して平行な直線偏光と垂直な直線偏光では回折特性が変化する可能性があるためで、同じ傷でも異なった回折光強度分布を呈するのを防止するためである。円偏光にされたレーザ光はさらに対物レンズによって絞られ（焦点位置で１７μmになる）試料表面に照射される。試料表面からの回折光は微小ハーフミラー２で反射され、フーリエ変換レンズによってＣＣＤエリアセンサ２にFraunhofer回折像を結像する。そしてさらに、フレームメモリ（FRM1-512（PHOTORON））、パーソナルコンピュータ、画像モニタテレビから構成されるデータ処理系によって回折光強度の解析が行なわれる。なお、試料表面で反射したレーザ光の一部はハーフミラー２を透過し、さらにハーフミラー１によって反射され、Beam Scanに到達する。このビームは対物レンズの焦点位置を調節するための機構で、詳細については６．２．４で述べることにする。

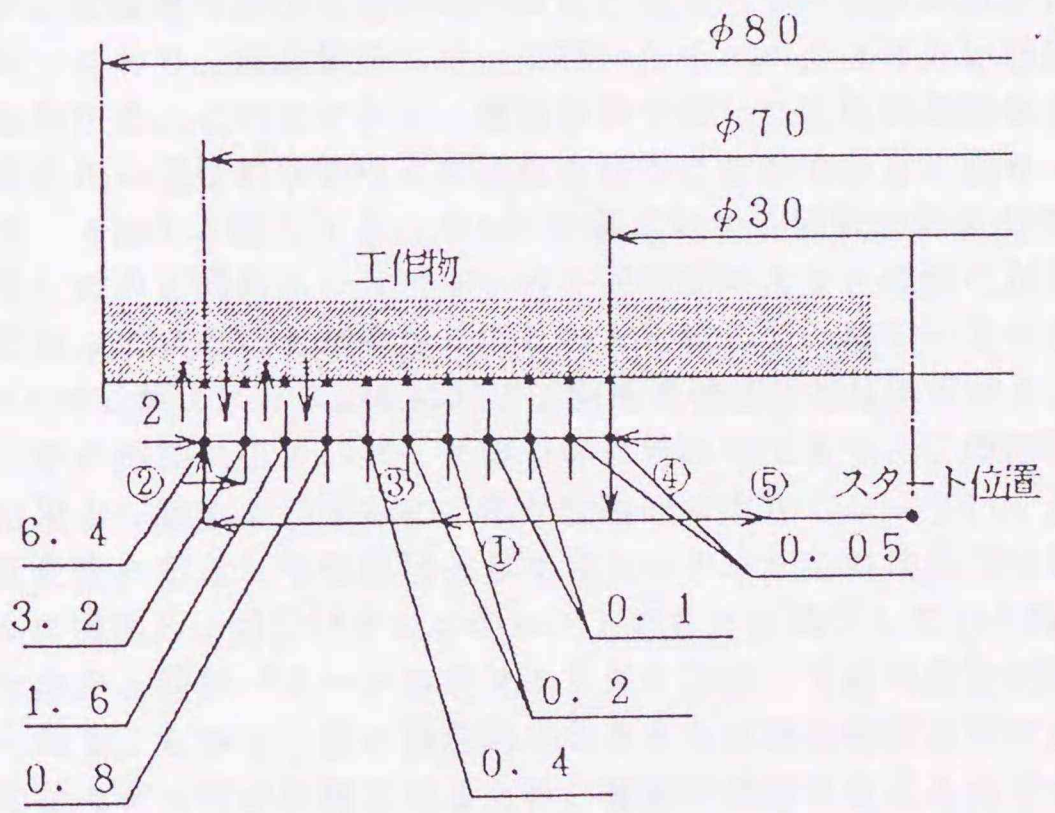
6.2.2 三角形微細傷による回折光強度分布の測定

理論解析で用いた三角形微細傷のモデルは、傷の発生過程を考慮して設定されたものではあるが、このモデルが偶発的に発生したあらゆる微細傷に適用できるとは限らない。しかし、ここではモデルの一般性を議論するのが目的ではなく、限定された傷形状を用いることによって、理論的な予測を実験的に確認し、回折パターンと傷の定性的な関係を調べるのが目的である。さらに、限定的な傷形状に関する定性的な議論であっても、傷の大きさと回折パターンの関係を明らかにしておくことは、形状や大きさの分からない傷からの回折パターンをみることによってそれらを推定できる方法として有効であるかどうかの検証として重要である。従って、微細傷による回折パターンを系統的に調べる手段としては、傷の発生課程を模擬した方法によって大きさの分かった傷の試料を作成し、この試料を用いて微細傷による回折パターンを測定する実験的なアプローチが有効であると考えられる。

そこで、大きさが段階的に異なる微細傷の試料を偶発的に発生した傷から得るのは非常に困難であるため、三角形微細傷の試料を超精密切削加工の微小切込みを利用して作成することにした。図６－２－２（ａ）および（ｂ）は微細傷試料の表面状態と傷の加工工程を示したものである。まず、微細な三角形状の切削傷は図６－２－２（ａ）に示すように、直径７０ｍｍの円筒状の表面に同心円状に作成されており、外周側から内周側にかけて傷の大きさが段階的に小さくなっている。また、この試料の材質は無酸素銅であり、微細傷の加工には超精密非球面加工機（ＡＨＮ１０、豊田工機製）を用い、先端刃先角約１７０°の多角Ｒバイトによって加工されている。微細傷の加工の手順は、まず試料表面を３０ｎｍR_{max}程度の鏡面に加工し、図６－２－２（ｂ）に示すように、外周側から内周側にかけて切込みが６．４μm、３．２μm、１．６μm、０．８μm、０．４μm、０．２μm２本、０．１μm２本、０．０５μm２本の計１１本の傷を２ｍｍ間隔で加工している。このように、切込みを段階的に変えて大きさの異なる傷を作成した。また、加工後の微細な傷の



(a) 微細傷試料の外形寸法と微細傷の配置



(b) 微細傷の加工工程と切込み深さ

図 6-2-2 超精密ダイヤモンド切削による微細傷試料の作製

断面曲線を高分解能の表面粗さ測定器（ＷＹＫＯ製）で測定し、加工された微細傷が正確にバイトの先端形状を転写しているかを確認している。

以上のようにして作成した微細傷試料を用いて、次に回折パターンの測定実験を行なった。この測定においてスポット径は１５０μmに設定しており、これは最も大きい傷の幅が１４５．９μmであるため、この傷がスポット径内に含まれるように考慮した。まず、図６－２－３および図６－２－４は傷のない場所の試料表面の表面粗さを測定した結果である。図６－２－３は試料の外周側、図６－２－４は内周側の測定結果でどちらもバイトの先端形状が転写された切削条痕からなる周期的表面粗さが観測され、表面粗さは外周側で３３．２ｎｍR_{max}、内周側で２５．３ｎｍR_{max}と良好な面に仕上げられていることがわかる。この表面の回折光強度分布を図６－２－５に示す。いま、スポット径が１５０μmであるため、表面粗さの凹凸は１周期程度しか照射されておらず、従って回折光強度分布もほぼ入射した強度分布であるガウス分布と成っている。なお、ガウス分布にのっている微小なピークは表面粗さの凹凸による影響が現われているものと思われる。

次に、試料表面の外周側から内周側にかけて微細傷による回折光強度分布を測定した結果を図６－２－６～図６－２－１１に示す。これらの図にはそれぞれ（ａ）微細傷形状の３次元表示、（ｂ）微細傷形状の断面曲線および（ｃ）微細傷による回折光強度分布を示してある。なお、回折光強度分布のグラフは横軸に回折パターンの広がりを実際の距離で表わし、縦軸には回折光の強度を２５６階調で表わしてある。まず、微細傷の形状を全体的にみるとほぼバイト形状が忠実に転写された三角形状になっており、理論解析において用いたモデルにほぼ近い形状が実現されていることが分かる。このことから、理論解析で用いた三角形微細傷モデルにおける回折光強度分布の定性的な特性との比較を行うことができる。図６－２－６（ｃ）の傷深さ６．４μm、幅１４５．９μmの傷に対する回折光強度分布をみると、理論解析で示したのと同様に、スポット径と同程度の大きさの傷に対して明瞭な二つのピークを持っていることがわかる。これと比較して、図６－２－１１（ｃ）の傷深さ０．２μm、幅４．５６μmに対する回折光強度分布は回折パターンの中心強度をピークにその両側に小さいピークが対称に現われており、この結果は定性的に理論解析の結果と一致する。さらに、傷が段階的に大きくなっていくときの回折光強度分布の変化をみると、その傾向として図６－２－６における二つのピークの間の光量が徐々に増加し、回折パターンのコントラストが低下していく様子が確認できる。このことから、回折パターンのコントラストによって傷の定性的評価が行えるものと考えられる。しかし、傷の物理的な大きさと回折光強度分布の定量的な関係は傷の一般的なモデル化が困難であるため、容易には求めることはできない。その理由として、回折パターンによる傷の大きさの定量的な評価を行なうためには、傷の絶対的な物理量としての大きさの定義が必要であり、この一般的なモデルの存在しない傷の定量化も大きな課題であると考えられるからである。従って、ここで述べている回折パターンのコントラストによる傷の大きさの定性的な評価とは、表面欠陥検査において欠陥とみなされる傷による回折パターンとの相対的な関係によって行

なう場合に有効な方法であり、傷の大きさの絶対的な物理量を求めるものではない。

6.2.3 シリコンウェハ表面の微細傷の検出

前項までにおいて、恣意的に作成された三角形状微細傷に対する理論的、実験的な解析を行なってきた。この解析によって、大きさの異なる傷に対する回折パターンの定性的な変化を明らかにした。三角形状微細傷モデルの一般的な傷に対する適用性を検証するためには、考えられるあらゆる形状の傷に対して実験的な検証を行なっていかなければならない。しかし、ここでは一例として鏡面研磨されたシリコンウェハ表面上に偶発的に発生した微細傷に対する回折パターンを測定し、これまでの解析結果との比較を行なうこととする。

まず、試料に用いたシリコンウェハは欠陥検査員によって目視検査されたもので、その表面に偶発的な微細傷が検出されている。微細傷は熟練した検査員によって確認されたもので、非熟練者には目視によって欠陥の場所を確認することは容易ではなかった。従って、欠陥の場所をスケッチしてもらい、それに基づいて欠陥が存在すると思われる近傍をスポット径１５０μmのビームで走査し、回折光強度の変化を調べた。その結果、検査員のスケッチとほぼ同じ場所において回折パターンが現れたため、この回折パターンに対する解析を行なった。さらに、回折パターンの測定実験を終えた後、シリコンウェハ表面において回折パターンが現われた場所を含む一部分を切除しＳＥＭによって観察した。その結果、図６－２－１２に示すような微細傷を確認することができた。このＳＥＭ像では傷幅１０μm以下の非常に微細なものが観察されたが、ＳＥＭ像観察において金スパッタ処理を施しているため、正確な大きさは確認できなかった。そのため、切除したシリコンウェハの金スパッタ処理を施していない他の部分に対し、傷の位置を顕微鏡で確認しながらタリステップによる断面曲線の測定を行なった。この断面曲線の測定結果と回折パターンの測定結果を３次元表示したものを図６－２－１３（ａ）に示す。図６－５－１３（ａ）に示したタリステップによるシリコンウェハ表面の微細傷の測定結果によると、傷幅が１０μm程度、傷深さが０．０５μm程度の大きさであることが確認できる。

さて、次に偶発的な微細傷の存在するシリコンウェハ表面に、前項と同様な方法でバイト先端角１７７°のダイヤモンドバイトを用いて微細な傷を作成し、図６－２－１３（ｂ）に示すような傷幅５μm、傷深さ０．０５μmの断面形状をもつ微細傷を基準試料として、偶発的な微細傷との比較を行なった。この基準試料を欠陥と認められる傷の大きさとし、回折パターンによって偶発的な傷を欠陥として検出するための方法について検討した。まず、図６－２－１３（ｂ）の回折パターンの３次元表示をみると、両者は中心強度にピークを持つ同様な回折パターンとなっていることが確認できる。さらに、図６－２－１４の強度分布によるピークの値から、基準試料の方が回折光強度分布の中心部に高い強度を有していることがわかる。これは、三角形微細傷による実験的な解析によって明らかにされたように、小さい傷ほど中心ピーク付近の強度が高くなっていたことと一致しており、従って偶発的な

傷は基準試料より大きい傷であると定性的に判定される。

ところで、超精密切削試料による三角形微細傷の実験的な解析では、傷の大きさは切込み量の変化として設定されていたが、シリコンウェハ表面の傷の実験で示したように傷の深さが同じであっても傷の幅が異なれば、回折パターンの変化が同様な傾向を示していることがわかる。これらの考察から、一般的な傷の大きさの物理量を除去体積によって定義することができると考えられる。しかし、回折光強度分布から任意の形状の傷に対する除去体積を絶対量として計測する方法は将来的な課題であり、本論文では考察にとどめておくことにする。

6.2.4 スポット径と微細傷による回折光強度との関係

これまでの実験は試料表面への照射ビーム径を１５０μmに設定して行なっているがこの設定方法についてはふれていなかった。そこで、本項ではビーム径の設定方法について述べ、さらにビーム径と回折パターンとの関係について解析し、理論解析の結果と比較する。

まず、照射ビーム径の設定方法は以下の１．および２．の手順で行なう。

1. 図６－２－１に示した光学系における対物レンズの位置を焦点位置に設定する。この設定は次のような方法で行なった。

   図６－２－１において、He-Ne レーザ光源を射出したレーザビームは対物レンズによって集光され試料表面に照射される。このとき試料表面からの反射光の一部はハーフミラー２を透過し、再び対物レンズに入る。そして、対物レンズを通過した光の一部はハーフミラー１で反射され、光路が直角に曲げられて Beam Scan に入射する。Bean Scan はレーザビームの強度分布を測定するセンサで、ビームの最大強度の$1/e^2$＝１３．５％におけるビーム径を測定できる。さて、いま対物レンズが試料表面に対して焦点距離の位置にある場合、レーザ光源から射出した平行光線は対物レンズによって収束光線と成るが、試料表面からハーフミラー２を透過し、再び対物レンズを通過すれば光源からの射出ビームと同じスポット径をもつ平行光線に変換される。従って、Beam Scan によってこのビームのスポット径を測定し、レーザ光源から射出されるビーム径（４８０μm）と同じであれば、対物レンズは試料表面に対して焦点位置にあることになる。

2. 焦点位置に設定された対物レンズと試料表面の距離を変えることによってビーム径の大きさを設定する。このとき、試料表面の焦点位置からの変位量とスポット径との関係をあらかじめ測定しておく必要がある。この測定は次のような方法で行なった。

   レーザスポット径の測定には Beam Scan を用い、図６－２－１５に示すように対物レンズをｘステージに固定し、対物レンズと Beam Scan の距離を変えながらスポット径を測定し、焦点位置からの変位とスポット径の関係を求める。

図６－２－１６は測定結果を示したもので、対物レンズの開口から１１．１ｍｍの位置で焦点位置となり、このときのスポット径は１７．５μmとなる。この位置を基準とし、例えば１ｍｍ変位させたときのスポット径はおよそ５０μmとなっている。この測定結果を検証するために、レンズによるガウスビームの変換理論 [156, 157] を用いて焦点位置でのスポット径を計算した。いま、λを入射光の波長（０．６３３μm）、f_0を対物レンズの焦点距離（$11.1\times10^3\mu m$）、w_{in}を入射光のスポット半径（４８０／２μm）、w_0を対物レンズの焦点距離におけるスポット半径とすると、

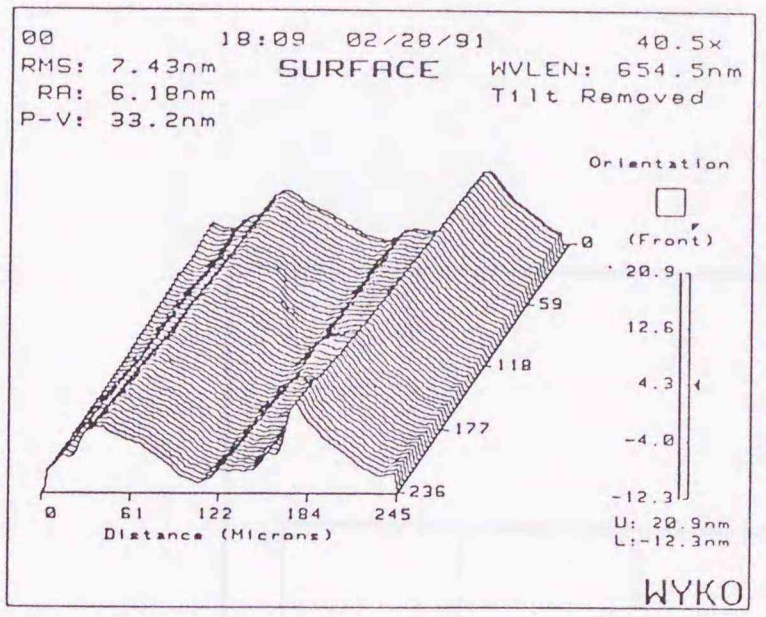
$$w_0 = \frac{\lambda f_0}{\pi w_{in}} \tag{6.28}$$

が成立ち、$w_0 = 9.3\mu m$となる。従って焦点位置におけるスポット径は１８．６μmが得られ、測定結果は誤差１０％以内の精度に入っていることが確認できる。

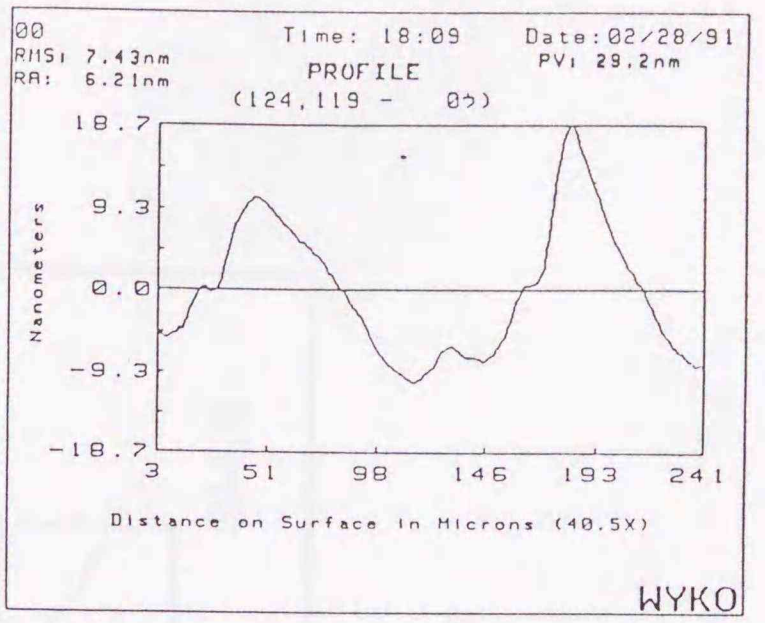
以上のようにして得られたデータを用い、図６－２－１におけるｚステージの変位量からスポット径を求めることができる。

次に、前項で測定したシリコンウェハ表面の微細傷に対して、スポット径を変えながら回折パターンの測定を行なった。図６－２－１７にスポット径１５０．５μm、１９７．０μm、２４３．２μmでの測定に対して、回折光強度分布と最大ピークで正規化したピークの強度（$P_n(n=1,2,3,\cdots)$）および暗線の間隔（$\Delta_n(n=1,2,3,\cdots)$）を測定した結果を示す。なお、表のデータは2回の測定結果を示している。

この結果から、スポット径が大きくなるに従い最大ピークに対する相対強度が大きくなり、さらにピークの間隔が小さくなっていることがわかる。スポット径の増加とともにピークの間隔が小さくなっていく現象は、理論式の数値解析結果（図６－１－２）と良く一致しているが、ピークの変化は理論解析では予想されなかった。これは、理論解析において平面波近似による理論展開を行なったための相違であると考えられる。また、これまでのサブミクロンオーダの微細傷に対する回折パターンの測定結果において、理論解析では現われなかった高次の回折光ピークも、収束ビームによる取扱を行なっていなかったためと思われる。

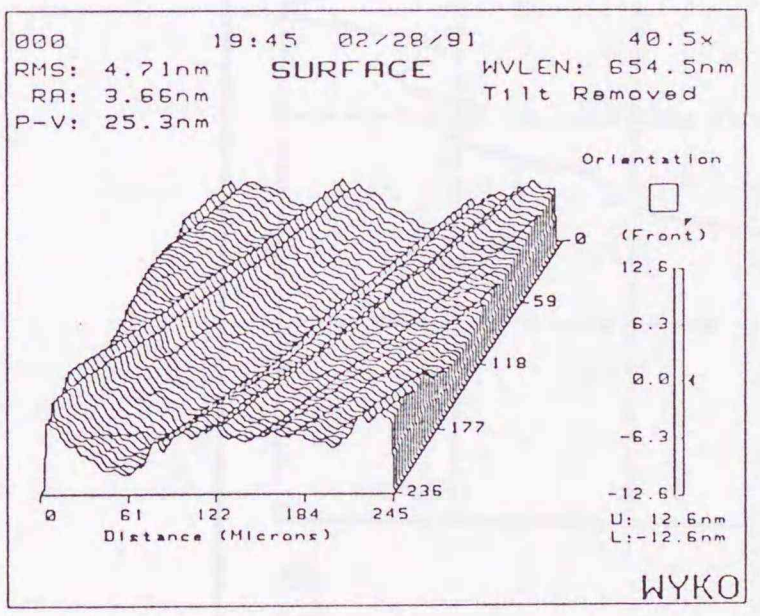


(a) 表面粗さの3次元表示

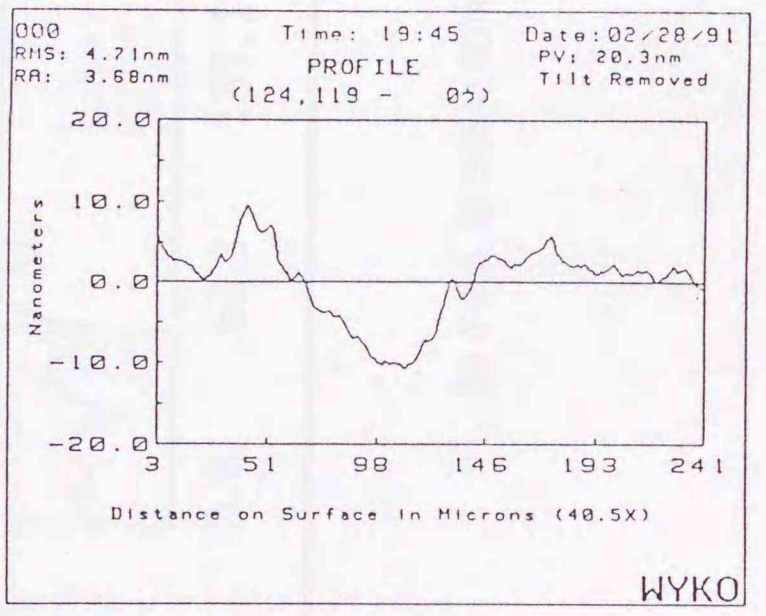


(b) 断面曲線

図 6-2-3 超精密ダイヤモンド切削による微細傷試料の表面粗さ（外周側）



(a) 表面粗さの3次元表示



(b) 断面曲線

図 6-2-4 超精密ダイヤモンド切削による微細傷試料の表面粗さ（内周側）

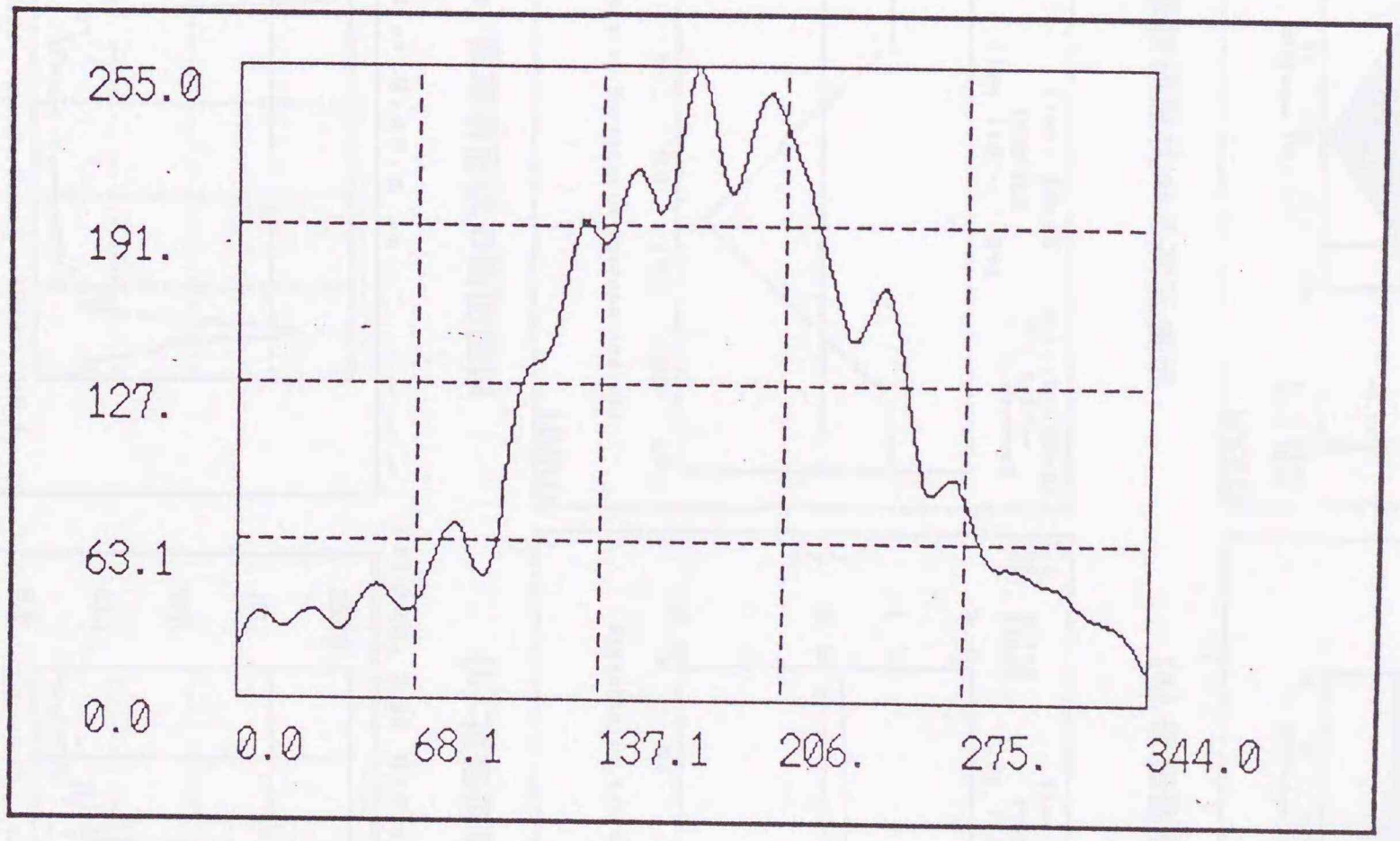
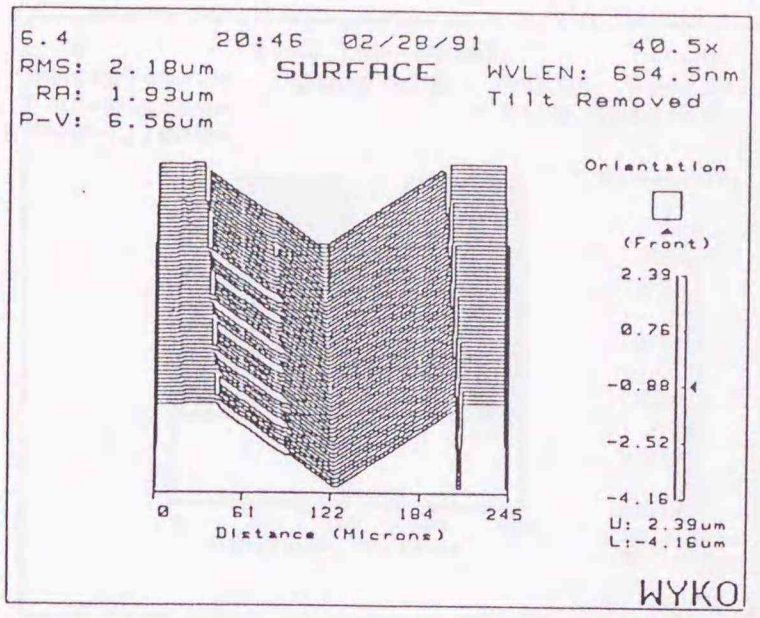
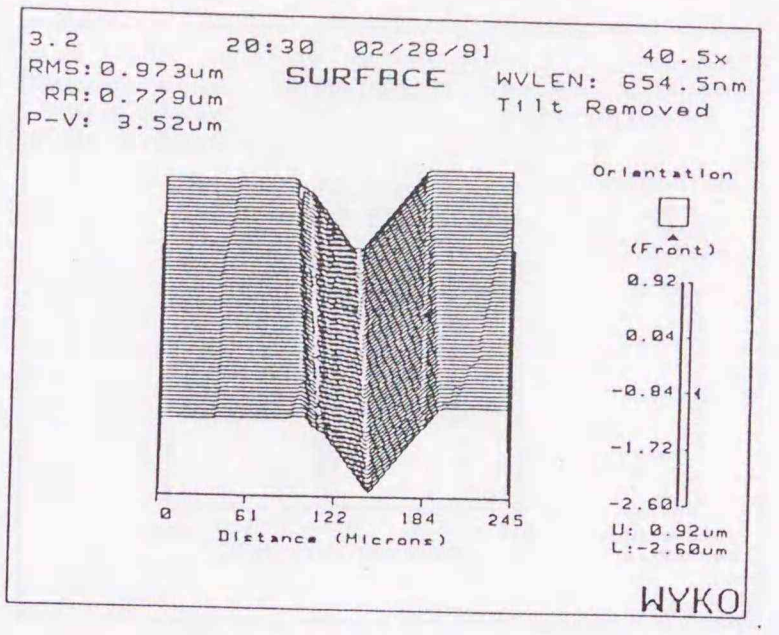


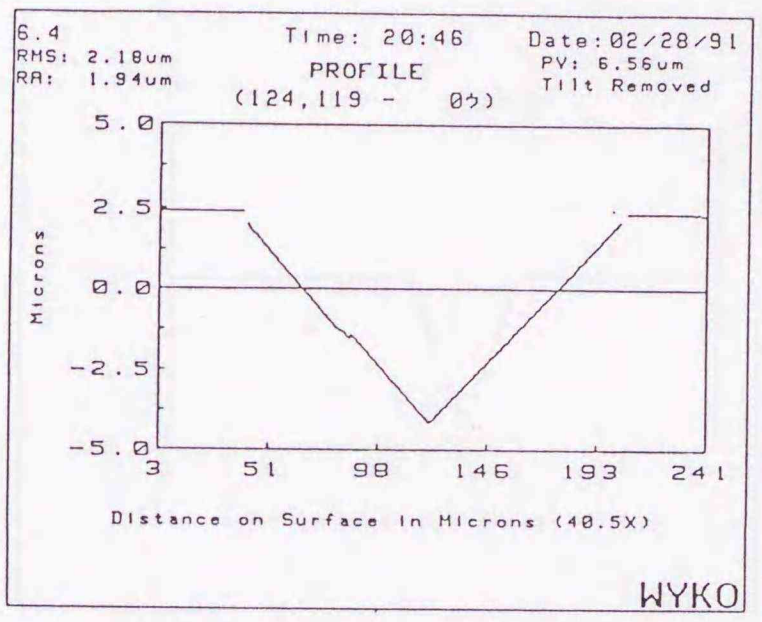
図 6-2-5 傷の無い表面による反射光強度分布



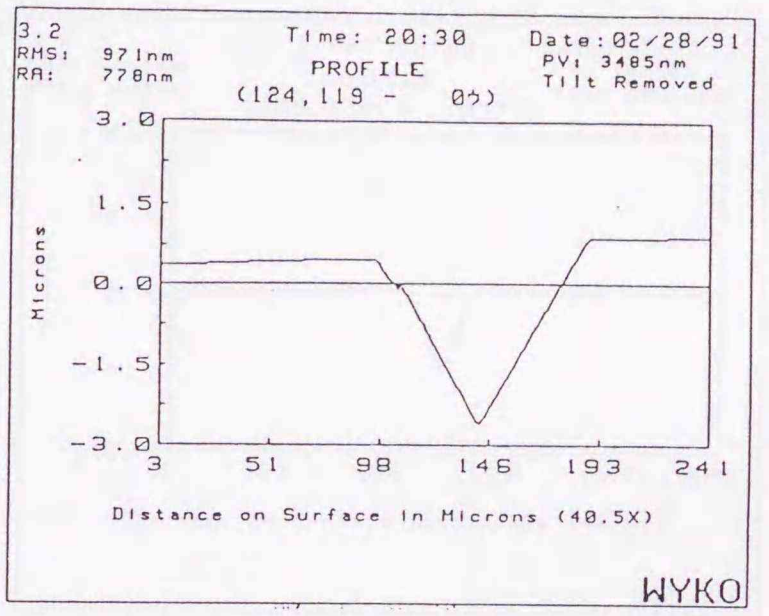
(a) 微細傷形状の３次元表示



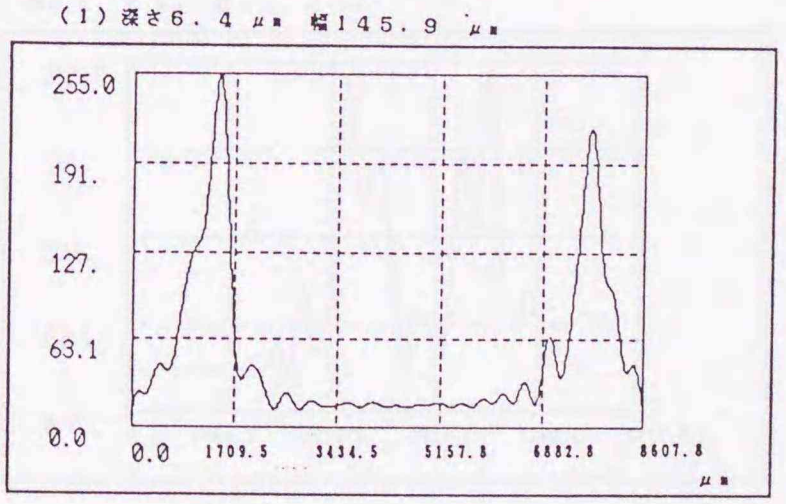
(a) 微細傷形状の３次元表示



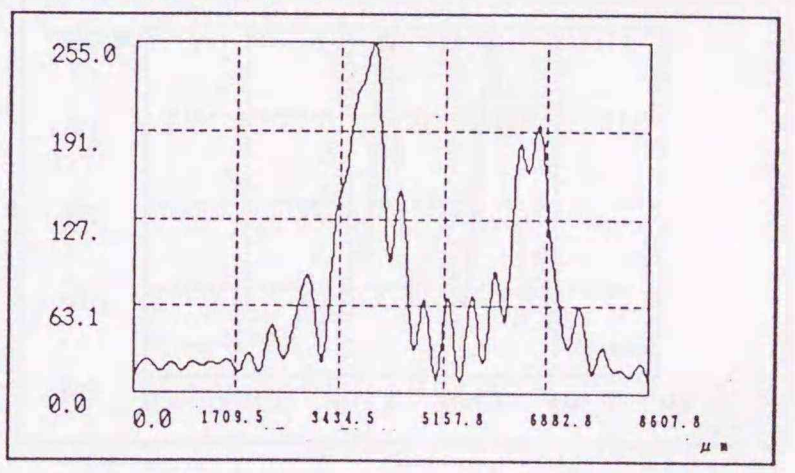
(b) 微細傷形状の断面曲線



(b) 微細傷形状の断面曲線



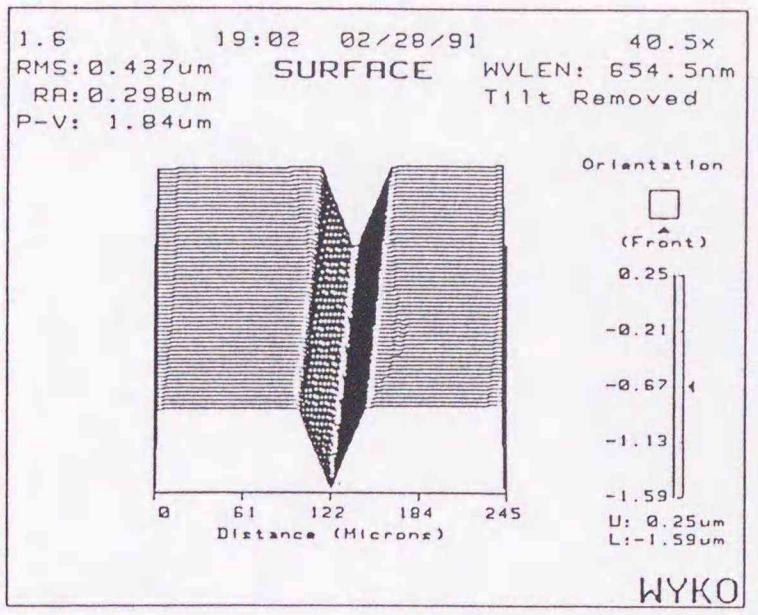
(c) 微細傷による回折光強度分布



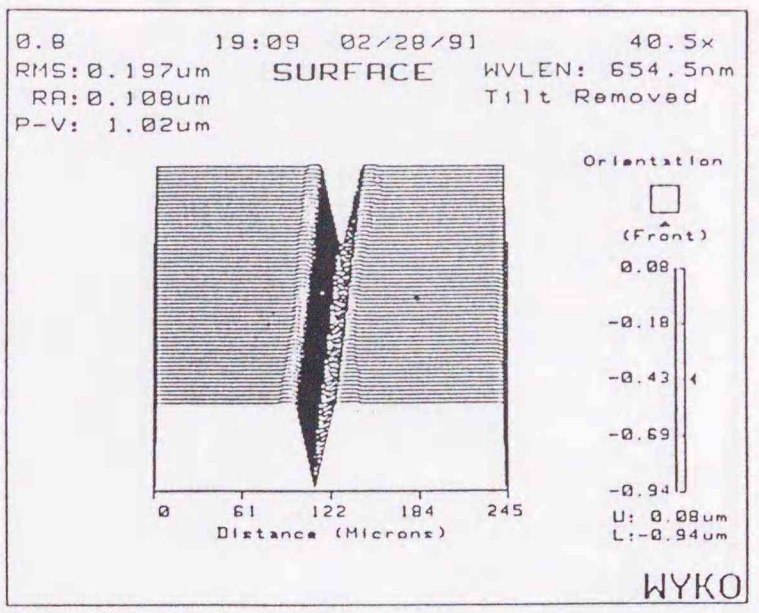
(c) 微細傷による回折光強度分布

図 6-2-6 三角形微細傷による回折パターン
（深さ 6.4μm 、幅 145.5μm ）

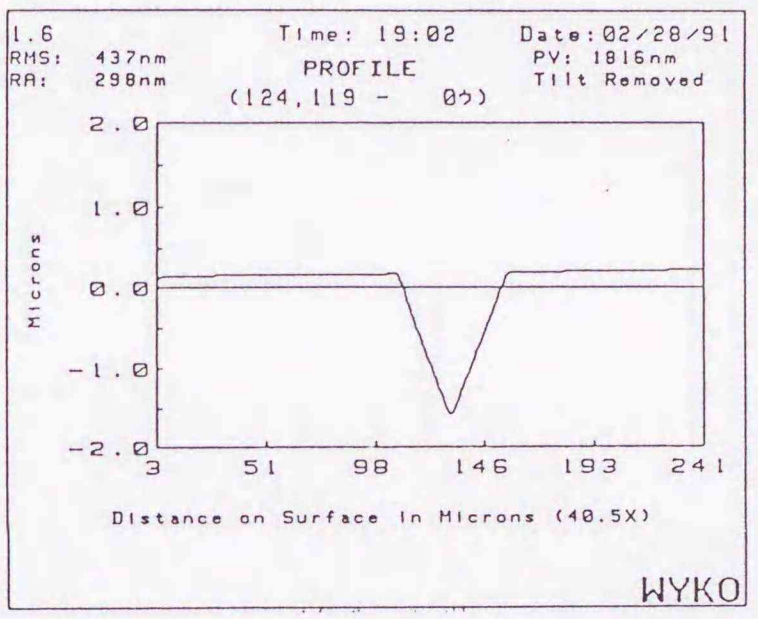
図 6-2-7 三角形微細傷による回折パターン
（深さ 3.2μm 、幅 73μm ）



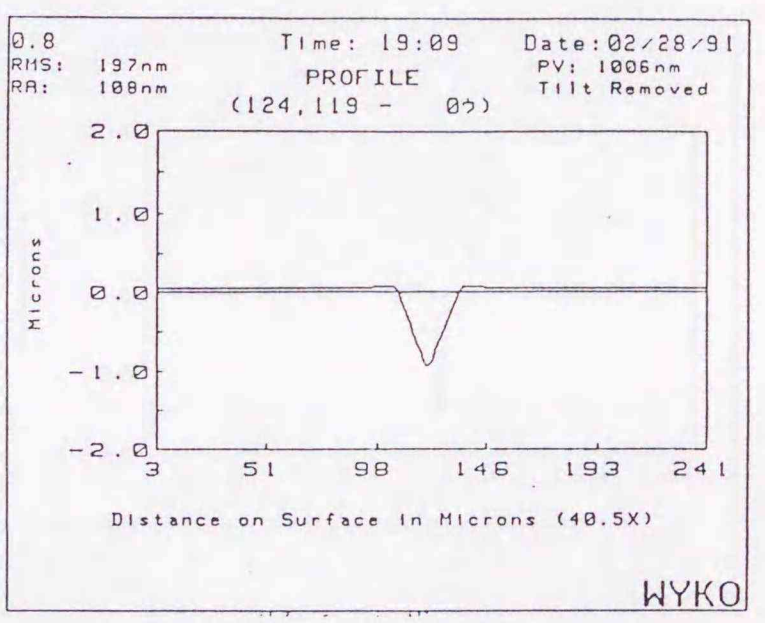
(a) 微細傷形状の3次元表示



(a) 微細傷形状の3次元表示

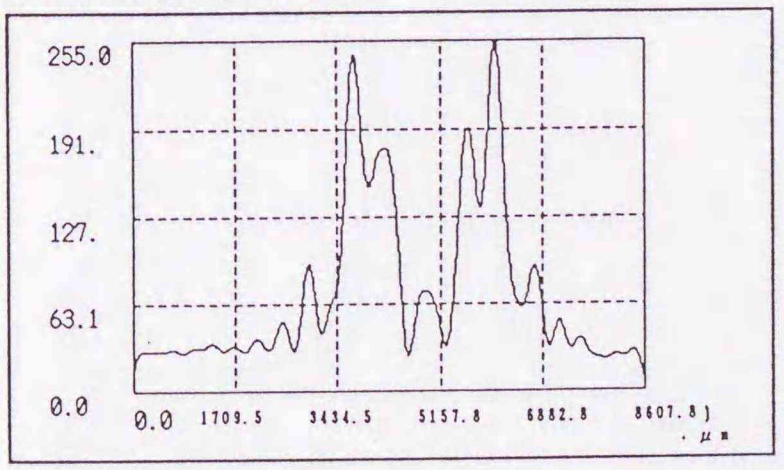


(b) 微細傷形状の断面曲線



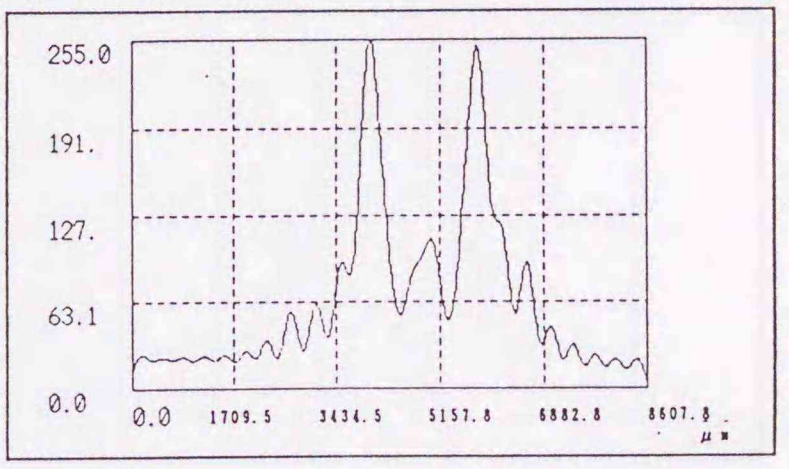
(b) 微細傷形状の断面曲線

(3) 深さ1.6μm 幅36.5μm



(c) 微細傷による回折光強度分布

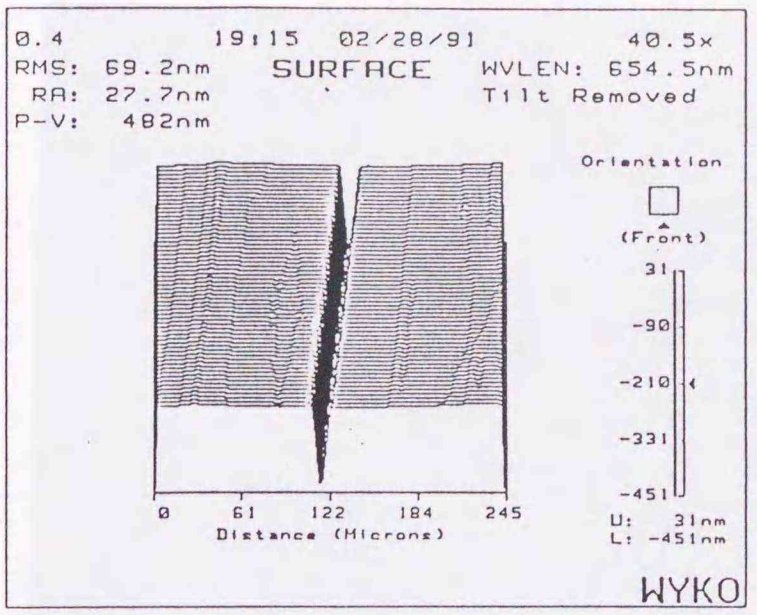
(4) 深さ0.8μm 幅18.2μm



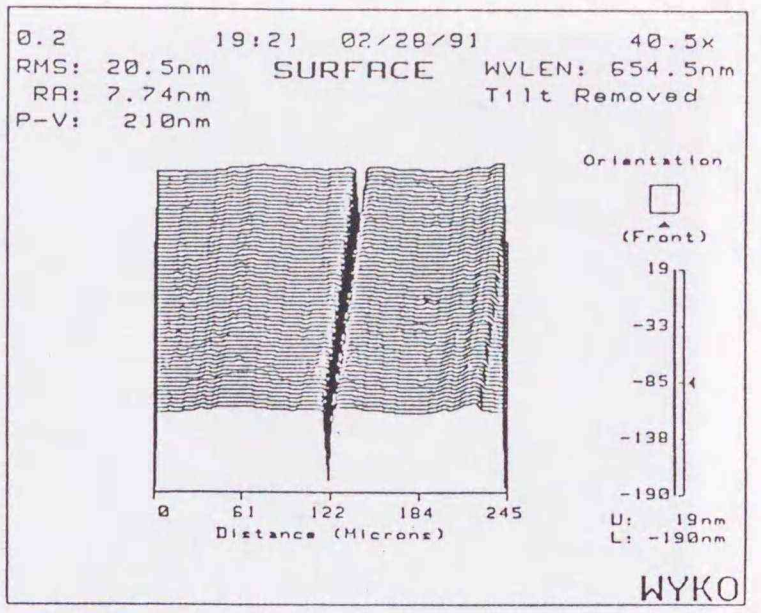
(c) 微細傷による回折光強度分布

図 6-2-8 三角形微細傷による回折パターン
（深さ 1.6μm、幅 36.5μm）

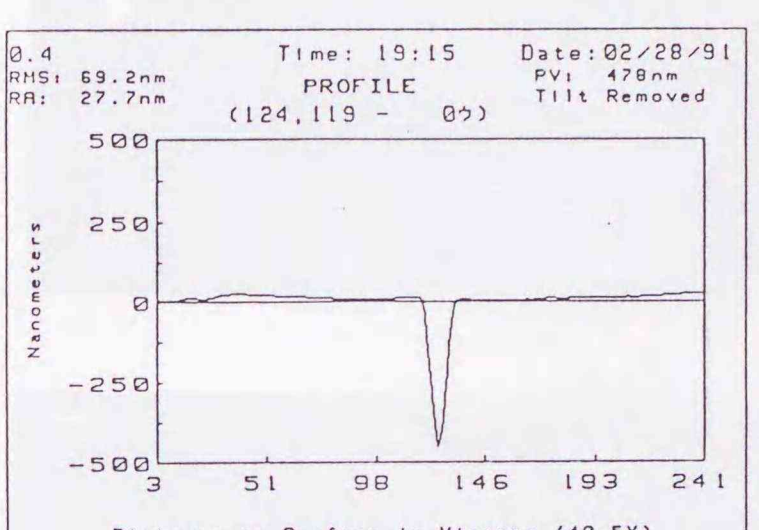
図 6-2-9 三角形微細傷による回折パターン
（深さ 0.8μm、幅 18.2μm）



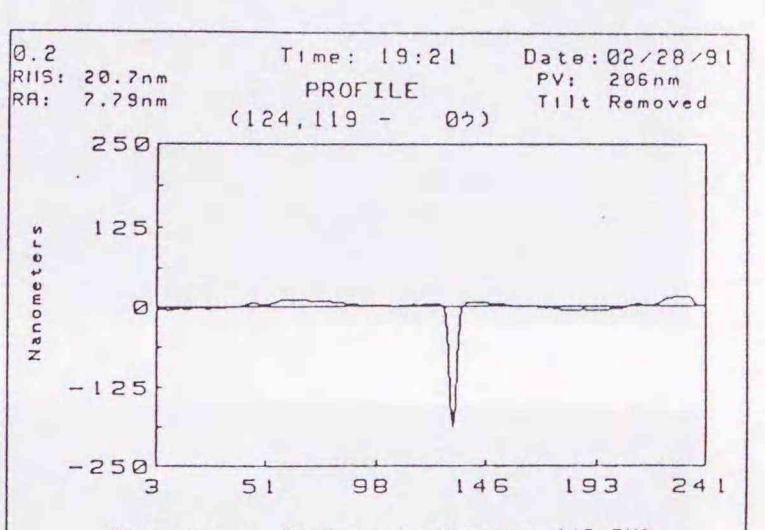
(a) 微細傷形状の3次元表示



(a) 微細傷形状の3次元表示

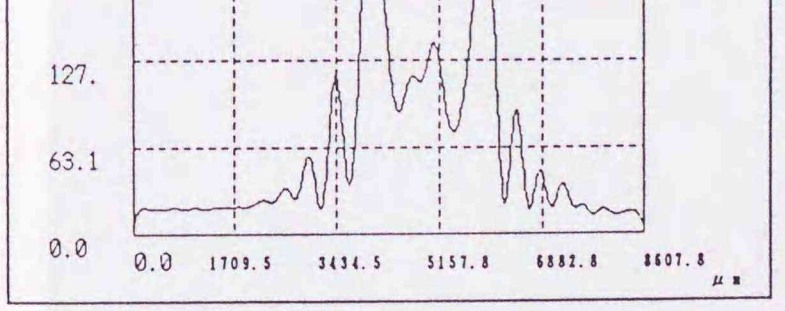


(b) 微細傷形状の断面曲線



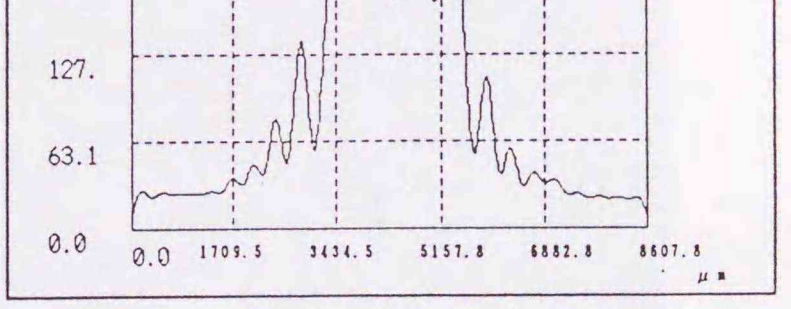
(b) 微細傷形状の断面曲線

(5) 深さ0.4μm 幅9.12 μm



(c) 微細傷による回折光強度分布

(6) 深さ0.2μm 幅4.56 μm



(c) 微細傷による回折光強度分布

図 6-2-10 三角形微細傷による回折パターン
（深さ 0.4μm 、幅 9.1μm ）

図 6-2-11 三角形微細傷による回折パターン
（深さ 0.2μm 、幅 4.5μm ）

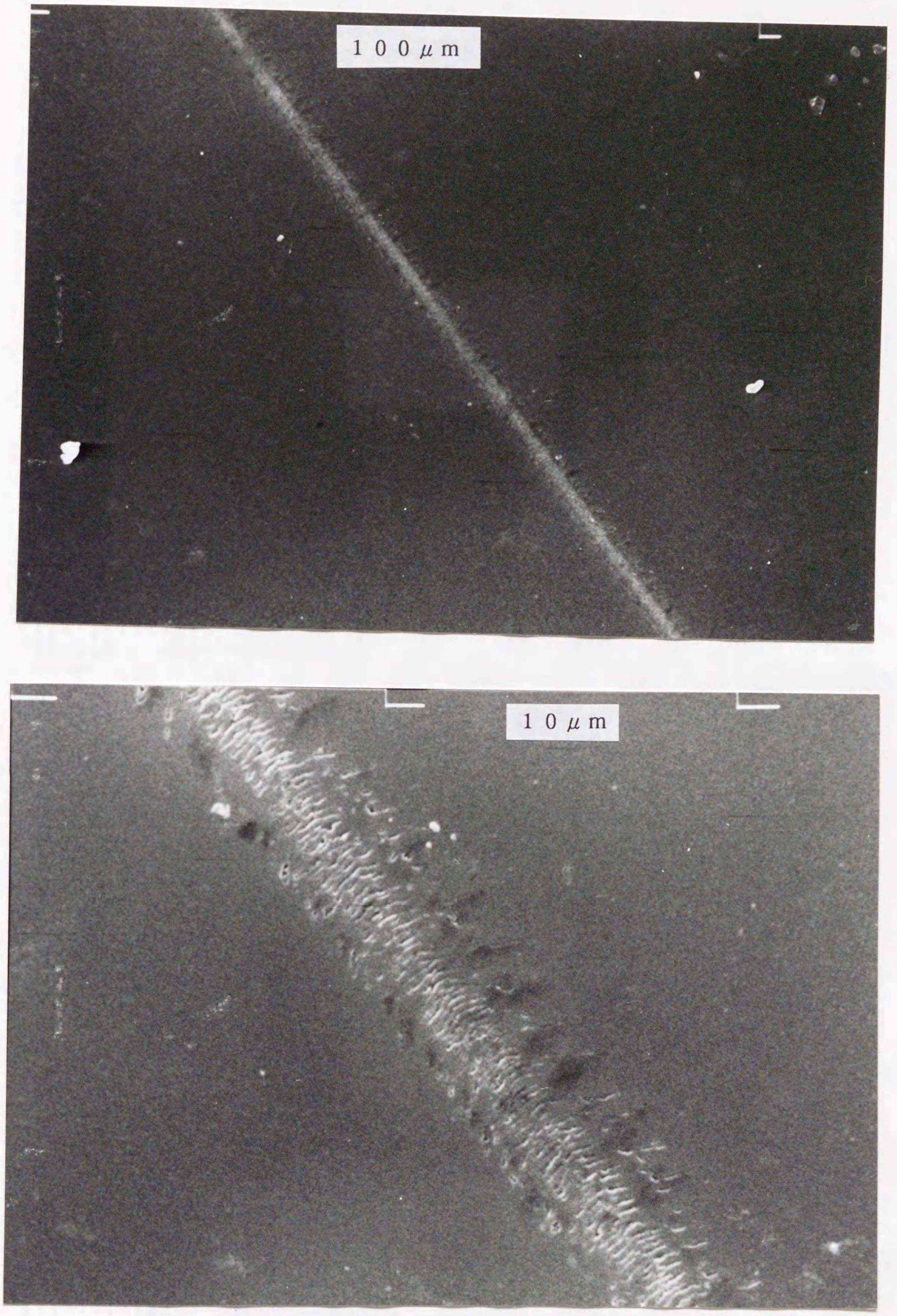
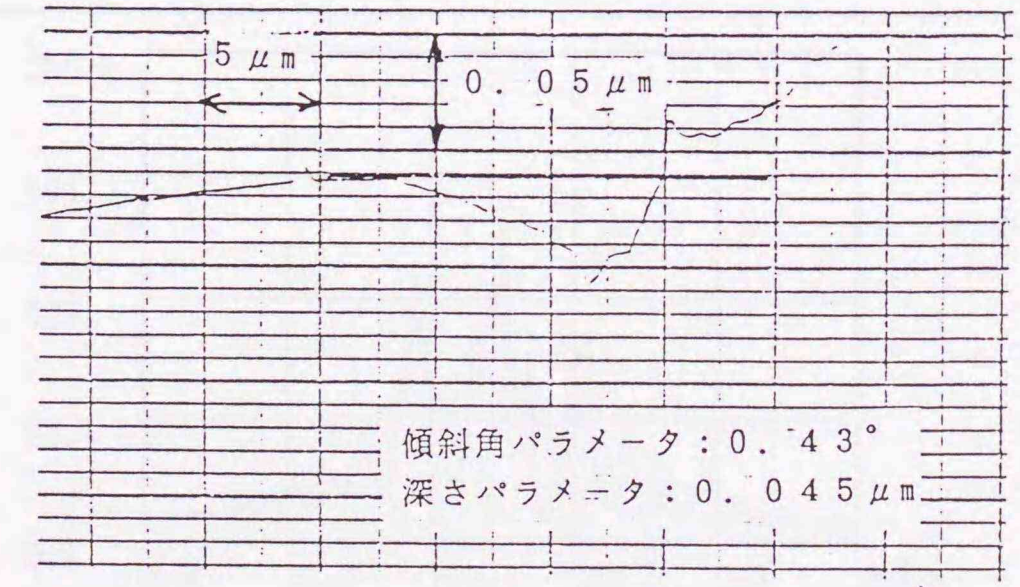
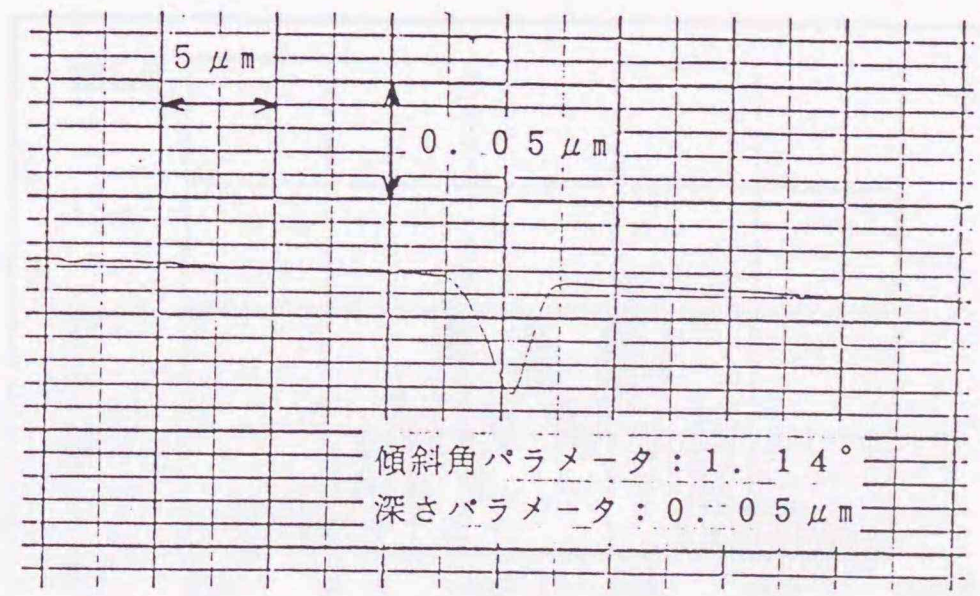
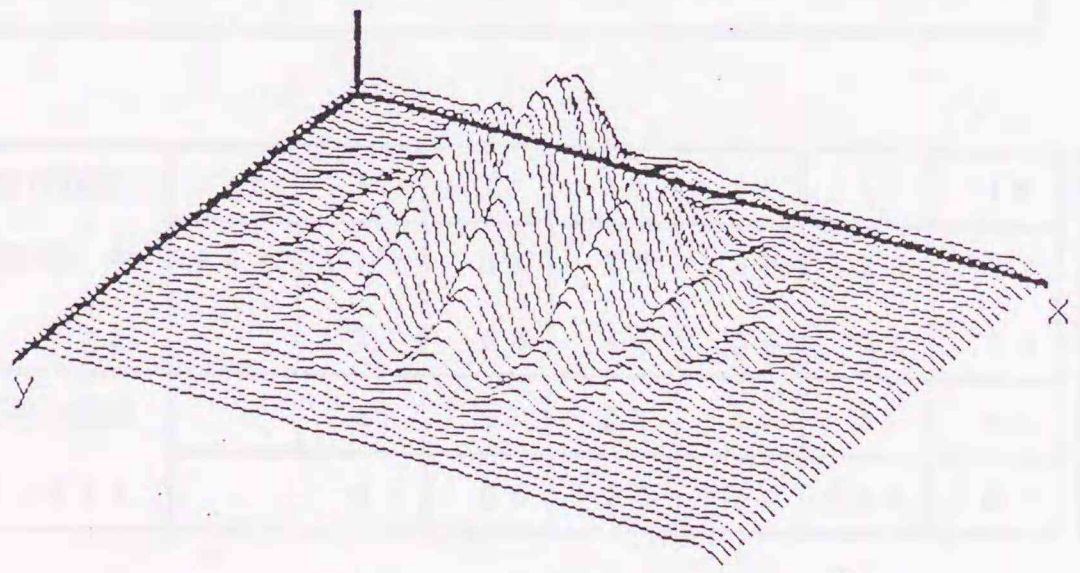
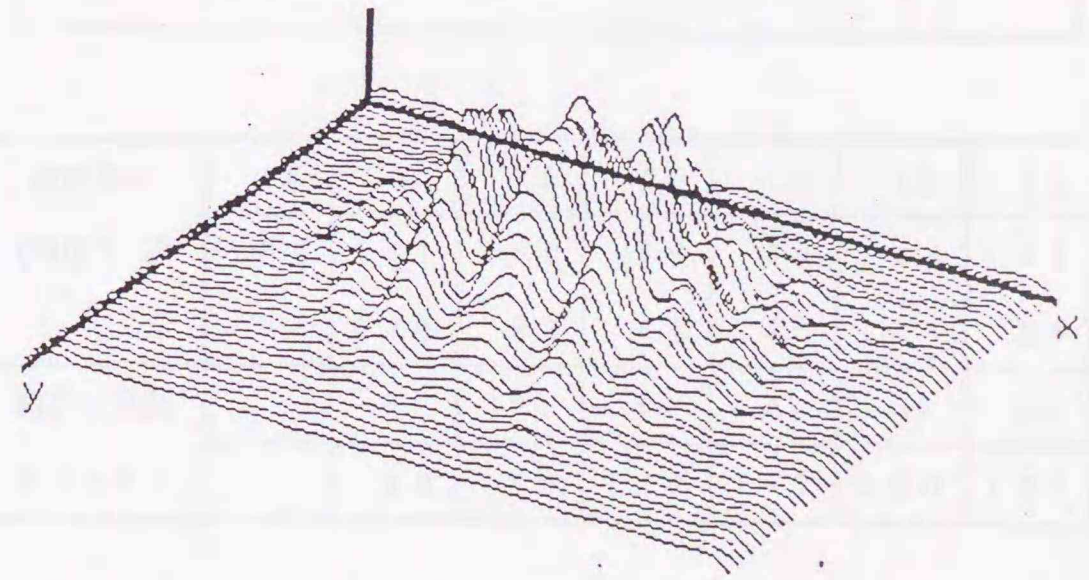


図 6-2-12 シリコンウェハ表面における偶発的な傷のＳＥＭ像



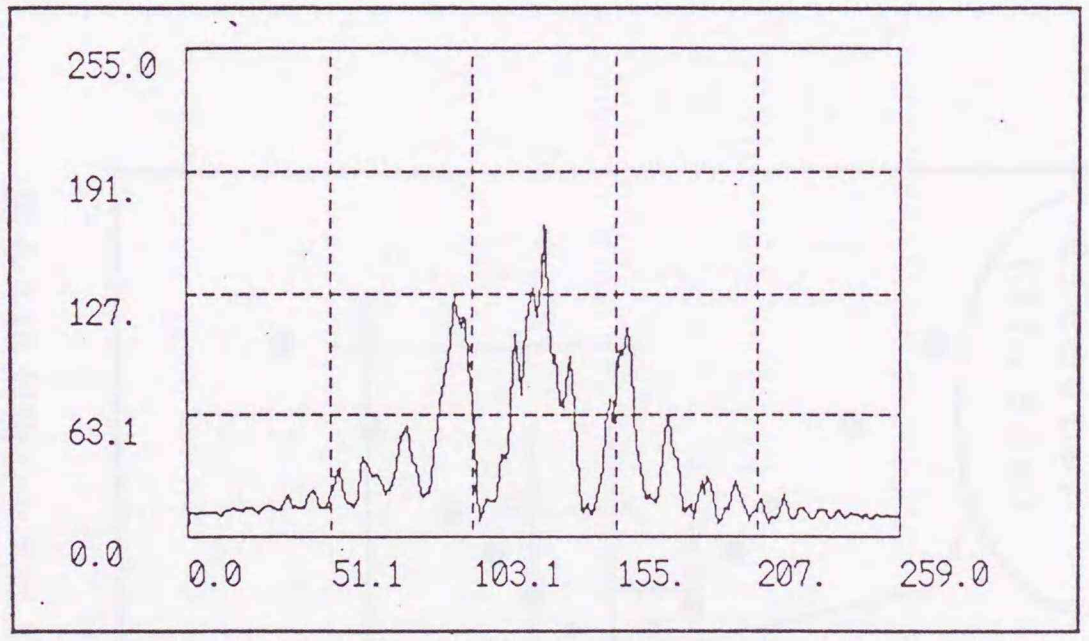


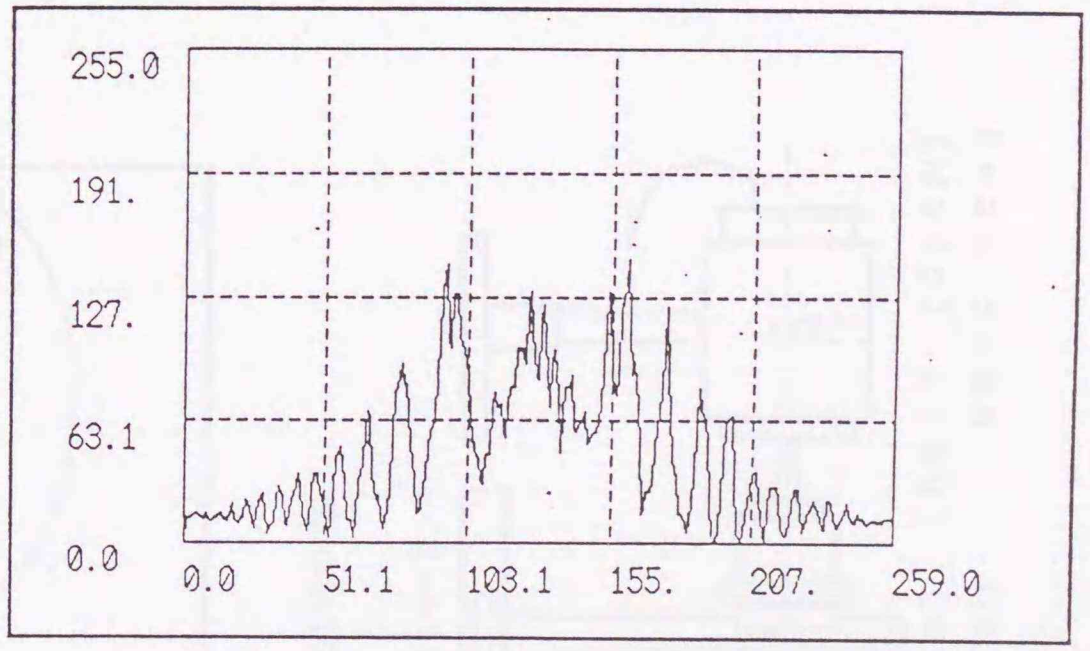




(a) シリコンウェハ表面における偶発的な微細傷　(b) シリコンウェハ表面における深さ 0.05μm、幅 5μm の傷

図 6-2-13 傷の断面曲線と回折光強度分布





回折強度	I0	I1	I2	I3	I4	I5	I6
（輝度） 右	163	110	64	32	29	20	22
左		127	58	42	36	25	22
回折光間隔		Δ1	Δ2	Δ3	Δ4	Δ5	Δ6
Pixel		63	96	126	144	164	181

(a) シリコンウェハ表面における偶発的な微細傷

回折強度	I0	I1	I2	I3	I4	I5	I6
（輝度） 右	154	141	128	79	52	43	34
左		136	88	60	50	34	26
回折光間隔		Δ1	Δ2	Δ3	Δ4	Δ5	Δ6
Pixel		62	96	123	142	160	181

(b) シリコンウェハ表面における深さ 0.05μm、幅 5μm の傷

図 6-2-14 回折光強度分布のピークとピーク間隔

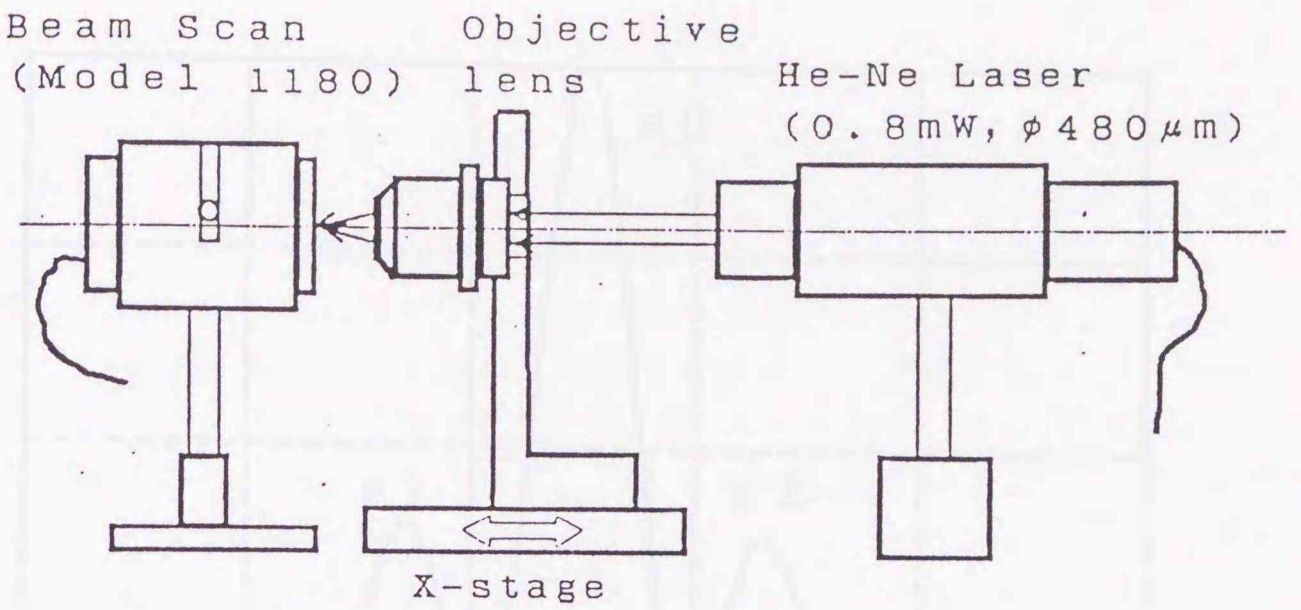


図 6-2-15 スポット径の測定方法

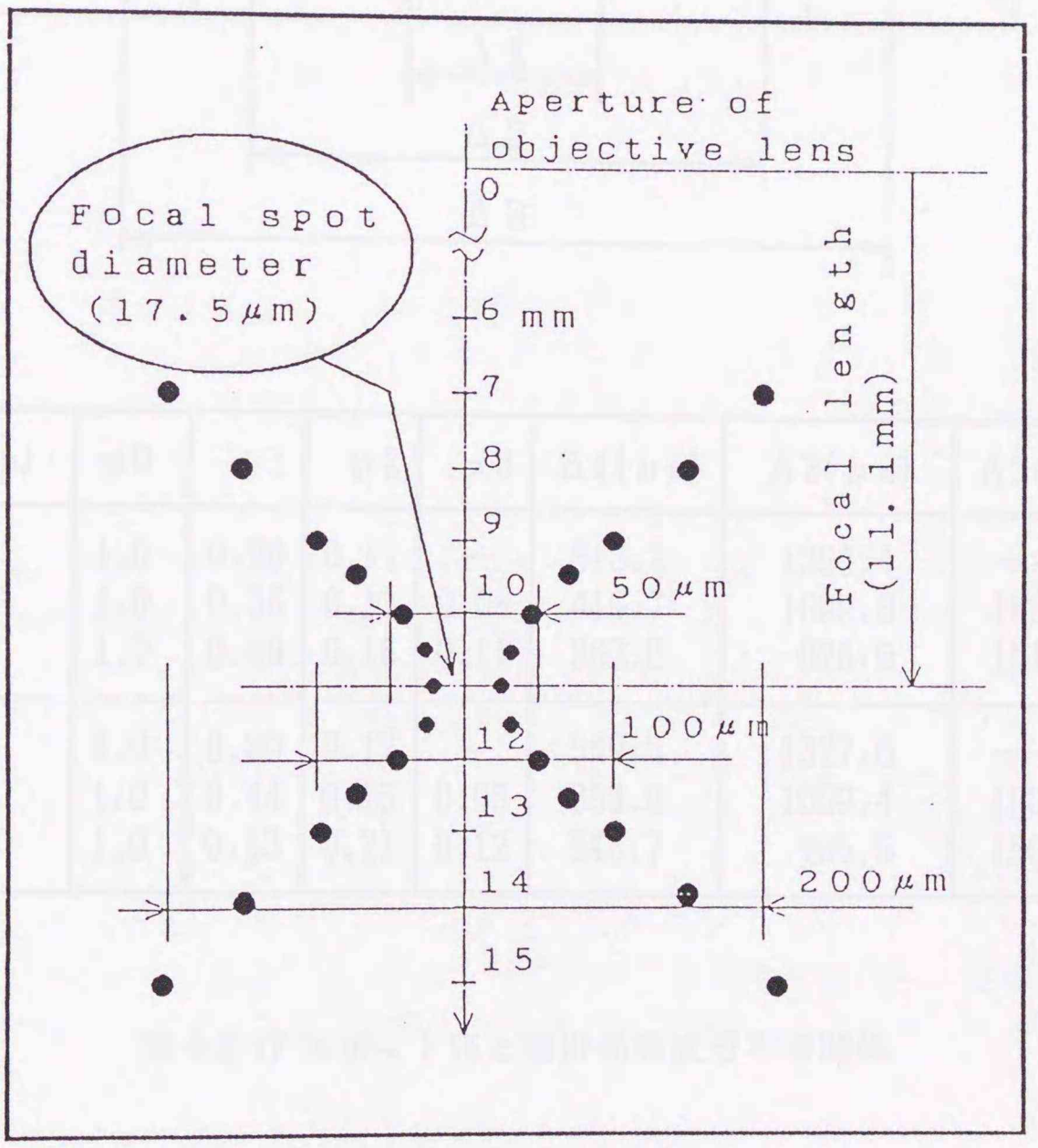
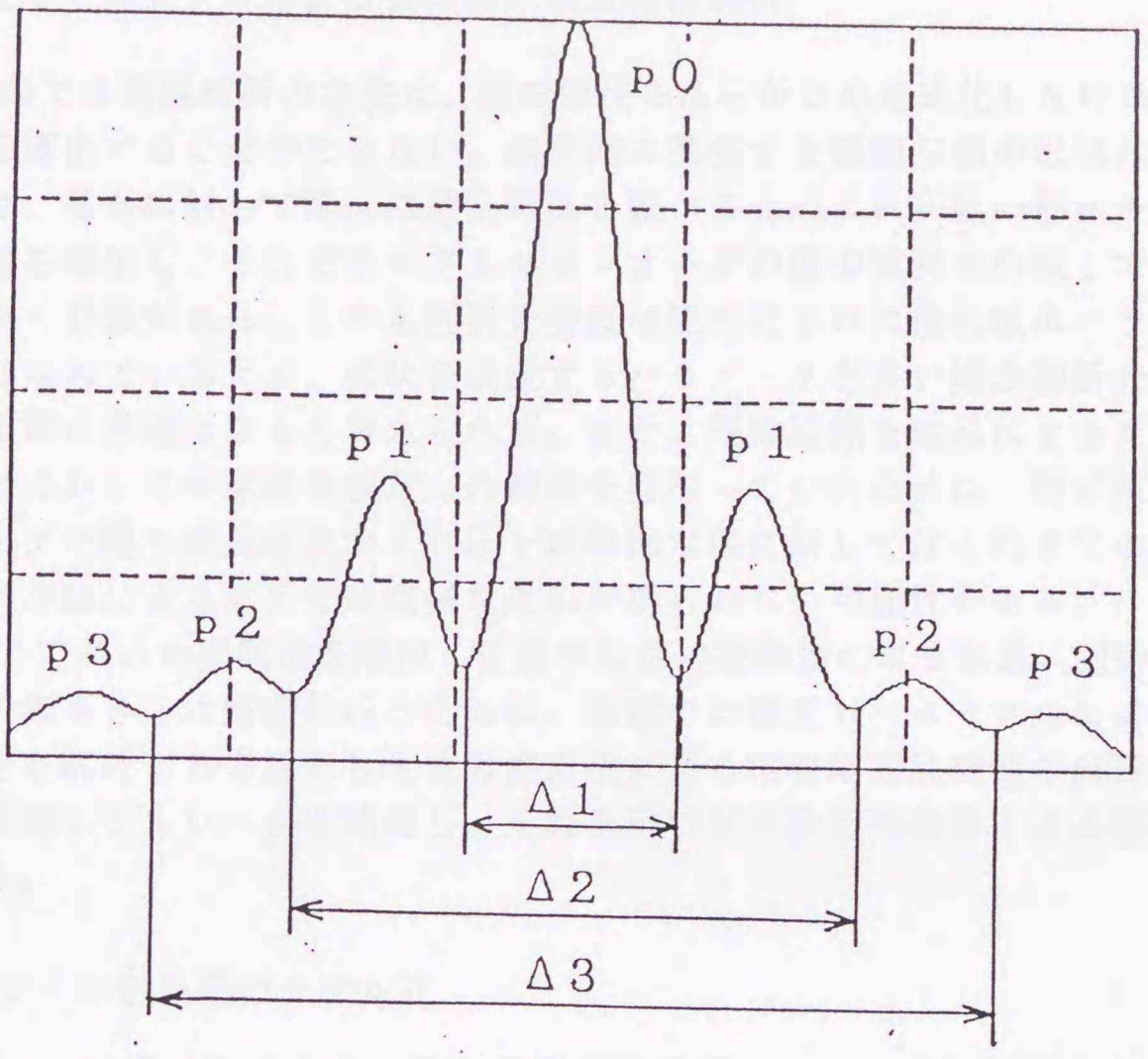


図 6-2-16 対物レンズによる収束ビームスポット径の測定結果



L(μm)	p0	p1	p2	p3	Δ1(μm)	Δ2(μm)	Δ3(μm)
150.5	1.0	0.29	0.11	—	513.2	1354.4	— — —
197.0	1.0	0.38	0.13	0.08	415.7	1099.6	1636
243.2	1.0	0.49	0.18	0.11	362.0	978.9	1515.3
150.5	1.0	0.30	0.12	—	549.8	1327.6	— — —
197.0	1.0	0.44	0.15	0.08	388.9	1059.4	1609.2
243.2	1.0	0.53	0.21	0.12	348.7	965.5	1501.9

図 6-2-17 スポット径と回折光強度分布の関係

6.3節 集光ビームモデルによる微細傷の散乱特性解析

6．1節での理論解析の方法は、傷の形状をあらかじめ定式化しなければ回折光強度分布を導出することができない。偶発的に発生する微細な傷の形状には様々なものがあり、各々に対して詳細に散乱特性を調べるためには多数の形状モデルについて解析解を導出し、それぞれサブミクロンオーダの傷の試料を作成して実験的に検証していく必要がある。しかも回折光強度は定式化された傷形状のパラメータによって表わされていたため、形状を決定するパラメータが多い場合回折光強度を表わす式は非常に複雑になると考えられる。また、理論展開を容易にするために収束ビーム入射に対して平面波を仮定した解析を行なっていたために、特に深さがナノメータオーダで幅が波長程度かそれ以下の微細な傷に対してはこれまでのスカラー場での回折理論による解析では良好な近似が得られない可能性がある。

そこで、これらの問題点を解決し任意の形状の微細傷による散乱、回折光強度の理論的な予測をさらに厳密に行うために、本節では集光ビームモデルによる微細傷の散乱特性を解析する方法として境界要素法による電磁場散乱問題の解析手法に基づいた計算機シミュレータを開発し、それを用いて三角形微細傷による基礎的な検討を行なう。

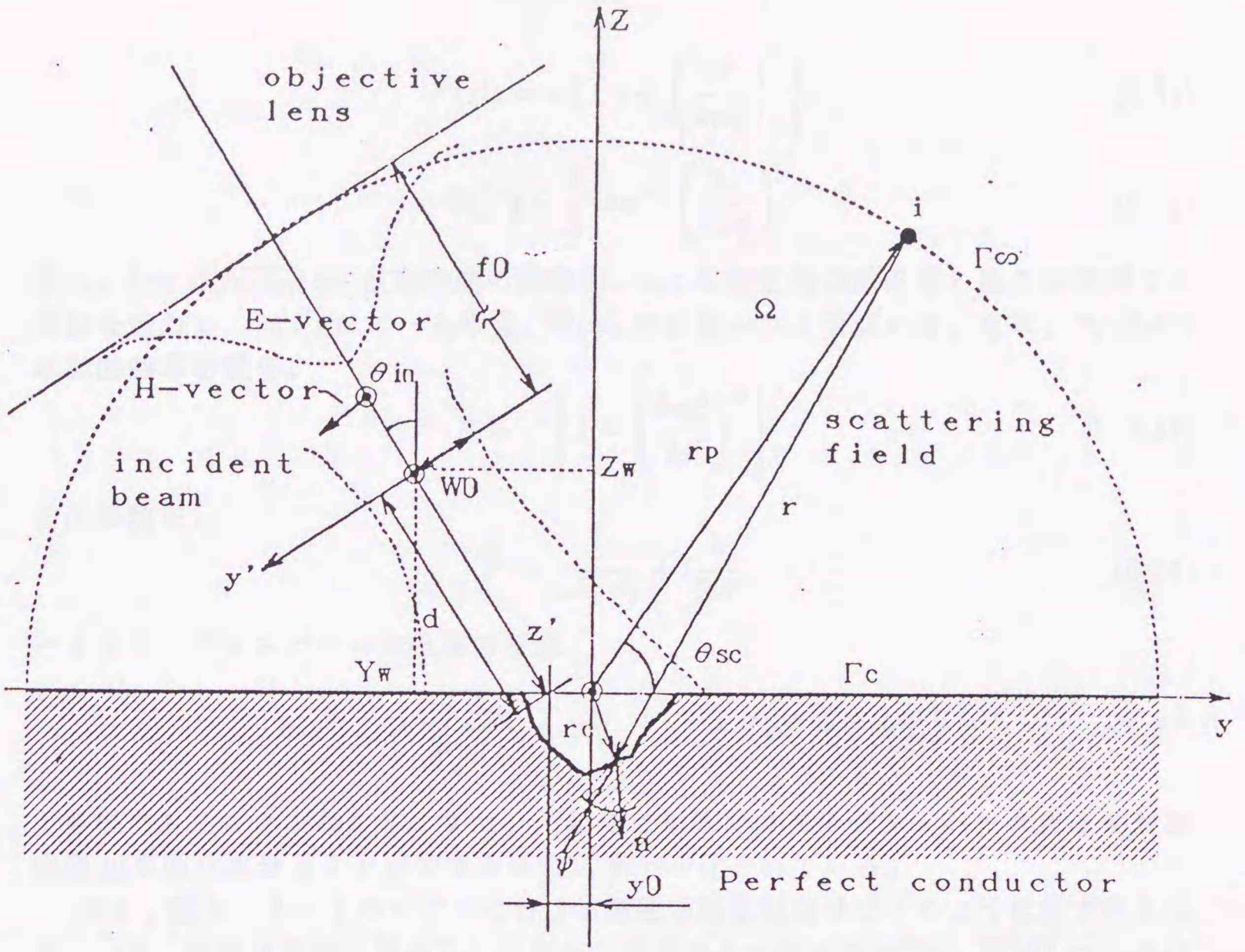
6.3.1 集光ビーム散乱系のモデル化

6．2．1で述べたように、微細傷測定光学系はレーザ光を対物レンズで集光して試料に照射し、傷からの散乱パターンをフーリエ変換レンズによってＣＣＤエリアセンサに結像する光学系を用いる。この光学系において、散乱パターンは入射ビームスポットの状態や傷の大きさや形状の変化に対して敏感に変化することを明らかにした。そこで、シミュレーションを行なう場合も、集光ビーム入射の場合における微細傷に対する散乱特性について柔軟な解析を行えるようにするため、入射ビームの状態や散乱体形状を任意に設定できる図６－３－１のようなモデル化を行なった。このモデルでは任意の微細傷形状が境界条件として与えられ、与えられた境界条件に対してヘルムホルツ方程式を解くことによって散乱波を求めることができる。なお、パラメータの定義を図６－３－１の下部に示してある。

まず、入射ビームのモデル化について述べる。入射ビームを焦点距離 f_0 の対物レンズで絞った場合、焦点におけるビームウェスト w_0 は式 (6.28) によって求めることができる。ここで w_{in} は対物レンズに入射するレーザ光のビームウェストを表わしている。このとき、入射ビーム u_x^{in} は、x方向のみの電界成分を持つE偏波、x方向のみの磁界成分を有するH偏波に対して、ビーム座標系（y'，z'）で次のように表わされる。[158]

$$u_x^{in} = \begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} u(y', z') \tag{6.29}$$

$$u(y', z') = \sqrt{\frac{w_0}{w(z')}} \exp\left[-i(kz' - \Psi(z')) - \left(i\frac{2z'}{kw_0^2} + 1\right)\frac{y'^2}{w^2(z')}\right] \tag{6.30}$$



《 微細傷散乱解析モデルのパラメータ 》

（1） 入射ビーム

（x', y', z'） ： 入射ビームの座標系

f_0 ： 対物レンズの焦点距離

d ： 焦点ずれの距離

θ_{in} ： 入射角

w_0 ： ビームウェスト（半径）

（y_w, z_w） ： ビームウェスト座標

$u^{in}{}_x$ ：入射ビームの複素振幅

y_0 ： 入射ビームの光軸ずれ量

λ ： 入射ビームの波長

（2） 散乱波

$u^{sc}{}_x$ ： 散乱波の複素振幅

ρ ： 観測点の距離

r_p ： 観測点の位置ベクトル

r ： 観測点から境界点へのベクトル

i ： 観測点

θ_{sc} ： 散乱角

（3） 表面微細傷モデル（完全導体）

（x, y, z） ： 微細欠陥モデルの座標系

Q ： 境界点

n ： 境界点の法線ベクトル

ϕ ： **r** と **n** のなす角

図 6-3-1 微細傷散乱系の境界要素解析モデル

$$w^2(z') = w_0^2 \left\{ 1 + \left(\frac{2z'}{kw_0^2} \right)^2 \right\} \tag{6.31}$$

$$\Psi(z') = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{2z'}{kw_0^2} \right) \tag{6.32}$$

但し、$k = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$（$\varepsilon_0$: 自由空間の誘電率、$\mu_0$: 自由空間の誘磁率）は自由空間での波数を表わし、$w(z')$ はビーム半径、$\Psi(z')$ は位相シフトを表わす。なお、式 (6.30) は波面曲率半径を、

$$R = z' \left\{ 1 + \left(\frac{kw_0^2}{2z'} \right)^2 \right\} \tag{6.33}$$

波面係数を、

$$P = \frac{1}{w^2(z')} + i\frac{k}{2R} \tag{6.34}$$

とすると、ガウスビームの伝播方程式、

$$u(y', z') = \sqrt{\frac{w_0}{w(z')}} \exp\left\{ -Py'^2 - i(kz' - \Psi(z')) \right\} \tag{6.35}$$

と等価であることがわかる。また、入射光は対物レンズのデフォーカス量 d や照射位置 y_0 を変化させることができるようにモデル化されている。

次に、図6－3－1のモデルにおける電磁場散乱問題は以下のように定式化される。いま、散乱体表面（境界Γ_c）において散乱された散乱波 u_x^{sc} は、領域Ω内において次のヘルムホルツ方程式を満足する。

$$\nabla^2 u_x^{sc} + k^2 u_x^{sc} = 0 \tag{6.36}$$

さらに、境界Γ_cを完全導体と仮定すると境界条件はΓ_c上において、E 偏波入射に対して、

$$u_x^{sc} = -u_x^{in} \tag{6.37}$$

H 偏波入射に対して、

$$\frac{\partial u_x^{sc}}{\partial n} = -\frac{\partial u_x^{in}}{\partial n} \tag{6.38}$$

で与えられる。但し、$\partial/\partial u$ は境界Γ_cにおける法線方向微分を表わす。以上により、散乱波 u_x^{sc} を求める問題は境界条件、式 (6.37) と式 (6.38) のもとで式 (6.36) を解く問題として定式化される。

6.3.2 境界要素法による散乱解析シミュレータの開発

境界要素法のラプラス問題に対する定式化は最初 Brebbia によって紹介され、[159] さらに鷲巣らによって電磁波散乱問題へ適応できるヘルムホルツ問題への拡張が行なわれた。[160] また、境界要素法を適用しやすい積分方程式による電磁波散

乱問題の定式化 [161] や開放領域問題に対する研究 [162] などによって、境界要素法による電磁波散乱問題の解析手法は著しい発展を遂げており、光メモリディスクのピットやボスによる散乱特性解析への応用も報告されている。[163, 164, 165, 166] 本研究ではそれらの手法を微細傷による散乱の解析に適用している。

はじめに、散乱問題は開領域問題であり、特に散乱光分布などの解析は放射問題に属している。放射問題のように有限の部分で明確な境界条件をとれない場合、界の値が十分減衰する部分で放射条件を仮定する。これは十分な近似であり、ゾンマーフェルトの放射条件を満足するので、有限の長さで打ち切った境界によって解析することができる。微細傷散乱問題も開放領域問題としてモデル化されているが、同様な議論ができる。従って、閉領域問題による定式化はそのまま開領域問題に適用でき、また解析が容易であるため、まず開発したシュミレータの理論的基礎となっている、境界要素法による電磁波閉領域問題の一般的な定式化について述べる。

まず一般化のために式 (6.36)、(6.37)、(6.38) について $u = u_x^{in}$ とおき、支配方程式を、

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0 \tag{6.39}$$

境界条件を、

$$u = \overline{u} \tag{6.40}$$

$$\frac{\partial u}{\partial n} = q = \overline{q} \tag{6.41}$$

として考える。いま、図6－3－2のような2次元領域Ωにおいて、領域Ω内の点（内点）をP、境界Γ上の点をQとする。また、この領域Ωにおける支配方程式は式 (6.39) で表わされ、境界条件はΓ_1上で式 (6.40)、Γ_2上で式 (6.41) を満たしているとする。但し、$\overline{u}$および$\overline{q}$は指定値とする。

この問題において、まず内点Pと境界の関係を表わす式の導出を行なう。Ω内で連続な1次導関数を持つ重み関数としてグリーン関数 u^* を導入し、内点P'（但し、P' はある特定の点を表わす）での関数値 $u(P')$ を境界点Qでのuとqによって表わすことを考える。まず、重み付き残差法を適用すると、

$$\int_\Omega (\nabla^2 u + k^2 u) u^* d\Omega = \int_{\Gamma_2} (q - \overline{q}) u^* d\Gamma - \int_{\Gamma_1} (u - \overline{u}) q^* d\Gamma \tag{6.42}$$

が得られ、上式の左辺を部分積分すると、

$$\int_\Omega (\nabla^2 u + k^2 u) u^* d\Omega = \int_{\Gamma_1 + \Gamma_2} u^* q d\Gamma - \int_\Omega (\nabla u^* \cdot \nabla u - k^2 u u^*) d\Omega \tag{6.43}$$

となる。よって、式 (6.42) と式 (6.43) から、

$$\begin{aligned} &- \int_\Omega (\nabla u^* \cdot \nabla u - k^2 u u^*) d\Omega \\ &\quad = - \int_{\Gamma_2} \overline{q} u^* d\Gamma - \int_{\Gamma_1} q u^* d\Gamma - \int_{\Gamma_1} u q^* d\Gamma + \int_{\Gamma_2} \overline{u} q^* d\Gamma \end{aligned} \tag{6.44}$$

となり、上式の左辺で更に部分積分を実行すると、

$$-\int_{\Omega}\nabla u^{*}\cdot\nabla u d\Omega=-\int_{\Gamma_1+\Gamma_2}uq^{*}d\Gamma+\int_{\Omega}u\nabla^{2}u^{*}d\Omega \tag{6.45}$$

より、

$$\int_{\Omega}u(\nabla^{2}u^{*}+k^{2}u^{*})d\Omega$$
$$=-\int_{\Gamma_2}\bar{q}u^{*}d\Gamma-\int_{\Gamma_1}qu^{*}d\Gamma+\int_{\Gamma_1}uq^{*}d\Gamma+\int_{\Gamma_2}\bar{u}q^{*}d\Gamma \tag{6.46}$$

となる。ここで、グリーン関数 u^{*} は、

$$\nabla^{2}u^{*}+k^{2}u^{*}=-\delta \tag{6.47}$$

を満たすので、内点Ｐ’での関数値 $u(P')$ は、

$$-u(p')=-\int_{\Gamma_2}\bar{q}u^{*}d\Gamma-\int_{\Gamma_1}qu^{*}d\Gamma+\int_{\Gamma_2}uq^{*}d\Gamma+\int_{\Gamma_1}\bar{u}q^{*}d\Gamma \tag{6.48}$$

と表わされる。従って、内点Ｐの値 u_p は一般的に、

$$u_p=\int_{\Gamma}[qu^{*}-uq^{*}]d\Gamma \tag{6.49}$$

より、Γ上の線積分によって与えられることがわかる。つまり、Γ 上の点の値をもとに任意の点での状態を得るために重要な式である。いま、この式を、

$$u_p+\int_{\Gamma}uq^{*}d\Gamma=\int_{\Gamma}qu^{*}d\Gamma \tag{6.50}$$

と書き換えておく。

ここで式 (6.47) を満たす具体的な関数を求め、それを式 (6.50) に適用するための準備を行なうため、グリーン関数 u^{*}（基本解）の内容について考えておく。グリーン関数を扱う物理的な意味は次のようなものである。例えば点ξに単位の大きさの力や電荷（δ）が作用する場合、他の点ｘにおける変位や誘導電位（ϕ）がグリーン関数（Ｇ）の仲だちによって生ずると考えることができる。従って、力や電荷が空間的に分布（$f(\xi)$）している場合、点ｘにおける変形や誘導電位が各点に働く作用による結果を加え合わせれば求められ、”重ね合わせの原理”が成立していることを示している。また、式 (6.47) の解は、２次元問題において、

$$u^{*}=-\frac{i}{4}H_0^{(2)}(kr) \tag{6.51}$$

$$q^{*}=\frac{i}{4}H_1^{(2)}(kr)\frac{\partial(kr)}{\partial n}=\frac{i}{4}kH_1^{(2)}(kr)\cos\angle(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{n}) \tag{6.52}$$

で与えられる。上式における $H_0^{(2)}$ および $H_1^{(2)}$ はそれぞれ0次の第2種ハンケル関数、1次の第2種ハンケル関数である。また、$\boldsymbol{r}$ と $\boldsymbol{n}$ は図6－3－2においてPからQへの位置ベクトルおよびQにおける法線ベクトルを表わしている。

さて、式 (6.50) はΩ内の点P'に対して成立するが、Γ上の点Q'に対しては更に検討が必要である。そこで、Ω内の点P'をΓ上の点Q'に移動させて式 (6.50) を境界積分方程式に変換する。まず、特異性を回避するために、図6－3－3に示すようにQ'のまわりに迂回路を仮想し、この迂回路を小さくしていった極限として式を誘導する。このことによって、いかに迂回路が小さくなっても、依然としてQ'はΩ'の内点であるから、$Q'=Q$ という特異性は回避でき、逆に迂回路を限りなく小さくしていくことによって、Q'は限りなくΓ上の点に近づく。いま、図6－3－3および図6－3－4のように、境界を点Q'を迂回する境界Γ''とそのほかの境界Γ'に分けて考える。そしてさらに、$\epsilon \to 0$ の極限操作により、$\Gamma' \to \Gamma$ となり、ϵ 上の点Qは限りなくQ'に近づくので、関数値 $u(Q)$ も $u(Q')$ に近づく。従って、式 (6.50) から、

$$\begin{aligned} u(Q') + \lim_{\epsilon\to 0}\int_{\Gamma'} uq^* d\Gamma + \lim_{\epsilon\to 0}\int_{\Gamma''} uq^* d\Gamma \\ = \lim_{\epsilon\to 0}\int_{\Gamma'} qu^* d\Gamma + \lim_{\epsilon\to 0}\int_{\Gamma''} qu^* d\Gamma \end{aligned} \tag{6.53}$$

となり、式 (6.49) におけるΓ''上の積分を考えると、

$$\begin{aligned} \lim_{\epsilon\to 0}\int_{\Gamma''} uq^* d\Gamma &= \lim_{\epsilon\to 0}\int_{\Gamma''} u\frac{i}{4}kH_1^{(2)}(k\epsilon)d\Gamma \\ &= \lim_{\epsilon\to 0} u\frac{i}{4}kH_1^{(2)}(k\epsilon)\int_{\Gamma''} d\Gamma \\ &= \lim_{\epsilon\to 0} u\frac{i}{4}kH_1^{(2)}(k\epsilon)\epsilon\theta \\ &= \frac{i}{4}k\theta\lim_{\epsilon\to 0}\epsilon\left\{\frac{k\epsilon}{2} - i\left(-\frac{2}{\pi}\frac{1}{k\epsilon}\right)\right\}u \\ &= -\frac{\theta}{2\pi}u(Q') \end{aligned} \tag{6.54}$$

および、

$$\begin{aligned} \lim_{\epsilon\to 0}\int_{\Gamma''} qu^* d\Gamma &= \lim_{\epsilon\to 0}\int_{\Gamma''} q\left\{-\frac{i}{4}H_0^{(2)}(k\epsilon)\right\}d\Gamma \\ &= \lim_{\epsilon\to 0} q\left(-\frac{i}{4}\right)\left\{1 - i\frac{2}{\pi}(\ln k\epsilon + \gamma - \ln 2)\right\}\epsilon\theta \\ &= 0 \end{aligned} \tag{6.55}$$

となる。ここで、γはオイラーの定数である。従って、式 (6.54) および式 (6.55) を式 (6.53) において考慮すると、境界点Qにおける値を一般的に u_Q とおいて、

$$C_Q u_Q + P\int_\Gamma uq^* d\Gamma = P\int_\Gamma qu^* d\Gamma \tag{6.56}$$

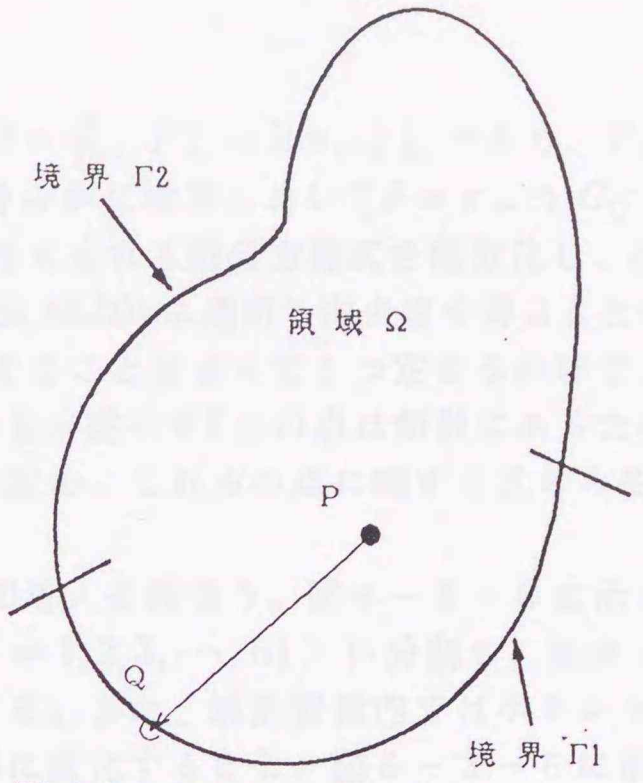


図 6-3-2 閉領域問題の境界と領域

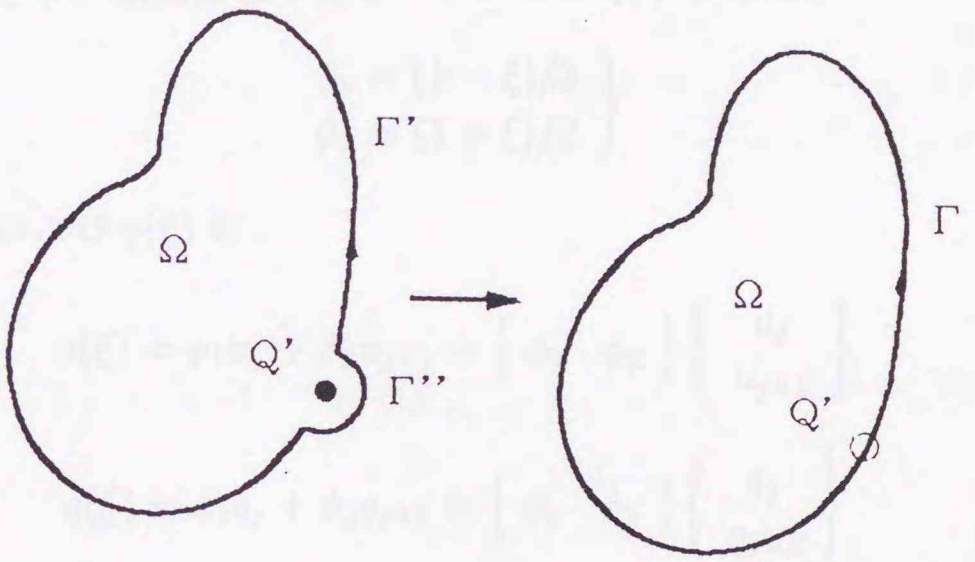


図 6-3-3 特異点の回避

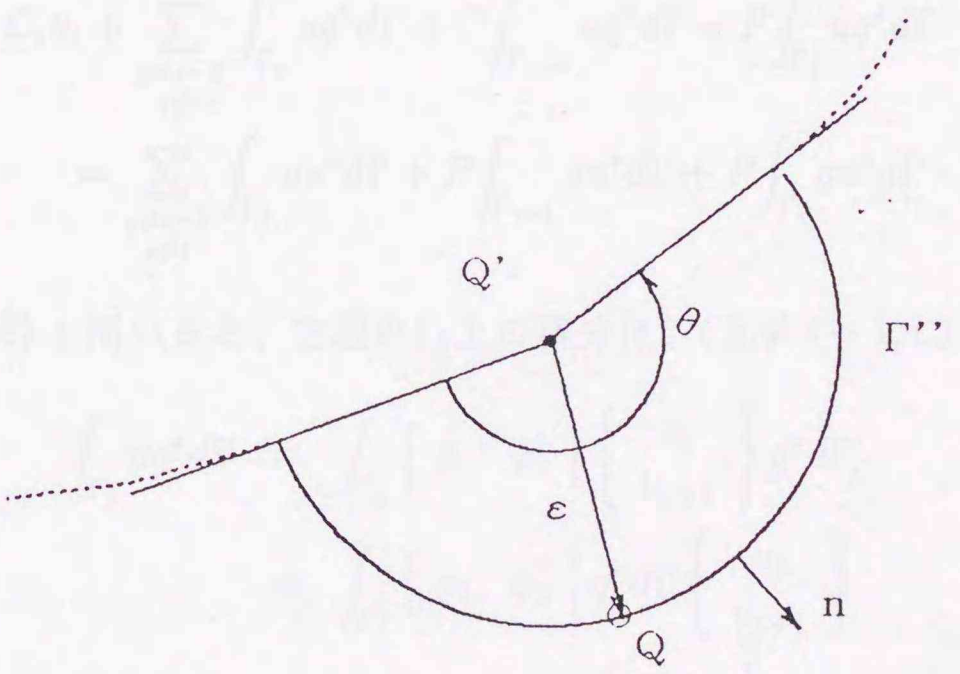


図 6-3-4 特異点の処理方法

となる。但し、$C_Q = 1 - \frac{\theta}{2\pi}$、$P\int_\gamma = \lim_{\epsilon\to 0}\int_{\gamma'}$であり、$P\int$はコーシーの主値積分を意味している。$S_Q$は滑らかな境界において$\theta = \pi$より$C_Q = \frac{1}{2}$をとる。

次に、式 (6.56) で与えられる積分方程式を離散化し、これを解いて未知な境界値を求め、さらにそれを式 (6.50) に適用し内点値を得ることができる。さて、式 (6.56) はΓ上の点Q'を指定することによって1つ定まるわけであるから、Γ上の点と式とが1対1に対応している。従ってΓ上の点は無数にあるため式も無数になるため、Γ上に有限個の代表点を定め、これらの点に関する式のみを連立させて解析を行なう方法をとる。

そこでまず、要素の導入を行なう。図6－3－5に示すように境界Γをn個の境界要素（線形要素$\Gamma_j (j = 1,2,3,\cdots,n)$）に分割し、節点$M_j (l = 1,2,3,\cdots,n)$を要素端に設けるものとする。また、線形要素内ではポテンシャルuとその外向法線微分値qが要素内で線形に変化するとし、図6－3－6に示すように要素Γ_jの節点をM_j, M_{j+1}とする。また、要素Γ_jの長さをl_jとし、その上に図6－3－7に示すように局所座標系をとる。補間関数を図6－3－8に示すように、

$$\left.\begin{aligned}\phi_1 &= (1-\xi)/2\\ \phi_2 &= (1+\xi)/2\end{aligned}\right\} \tag{6.57}$$

とすると、$u(\xi)$および$q(\xi)$は、

$$u(\xi) = \phi_1 u_j + \phi_2 u_{j+1} = \left[\begin{array}{cc}\phi_1 & \phi_2\end{array}\right]\left\{\begin{array}{c}u_j\\ u_{j+1}\end{array}\right\} \tag{6.58}$$

$$q(\xi) = \phi_1 q_j + \phi_2 q_{j+1} = \left[\begin{array}{cc}\phi_1 & \phi_2\end{array}\right]\left\{\begin{array}{c}q_j\\ q_{j+1}\end{array}\right\} \tag{6.59}$$

となる。そこで、1節点に関する式を求めると、式 (6.56) を$Q' = M_i$に適用すると、

$$\begin{aligned} C_i u_i &+ \sum_{\substack{j\neq i-1\\ j\neq i}} \int_{\Gamma_j} uq^* d\Gamma + P\int_{\Gamma_{i-1}} uq^* d\Gamma + P\int_{\Gamma_i} uq^* d\Gamma\\ &= \sum_{\substack{j\neq i-1\\ j\neq i}} \int_{\Gamma_j} qu^* d\Gamma + P\int_{\Gamma_{i-1}} qu^* d\Gamma + P\int_{\Gamma_i} qu^* d\Gamma \end{aligned} \tag{6.60}$$

さらに、式 (6.58) を用いると、左辺のΓ_j上の積分は、（$j \neq i-1, i$）のとき、

$$\begin{aligned}\int_{\Gamma_j} uq^* d\Gamma &= \int_{\Gamma_j}\left[\begin{array}{cc}\phi_1 & \phi_2\end{array}\right]\left\{\begin{array}{c}u_j\\ u_{j+1}\end{array}\right\} q^* d\Gamma\\ &= \int_{\Gamma_j}\left[\begin{array}{cc}\phi_1 & \phi_2\end{array}\right] q^* d\Gamma \left\{\begin{array}{c}u_j\\ u_{j+1}\end{array}\right\}\\ &= \left[\begin{array}{cc}h_{i1,j} & h_{i2,j}\end{array}\right]\left\{\begin{array}{c}u_j\\ u_{j+1}\end{array}\right\}\end{aligned} \tag{6.61}$$

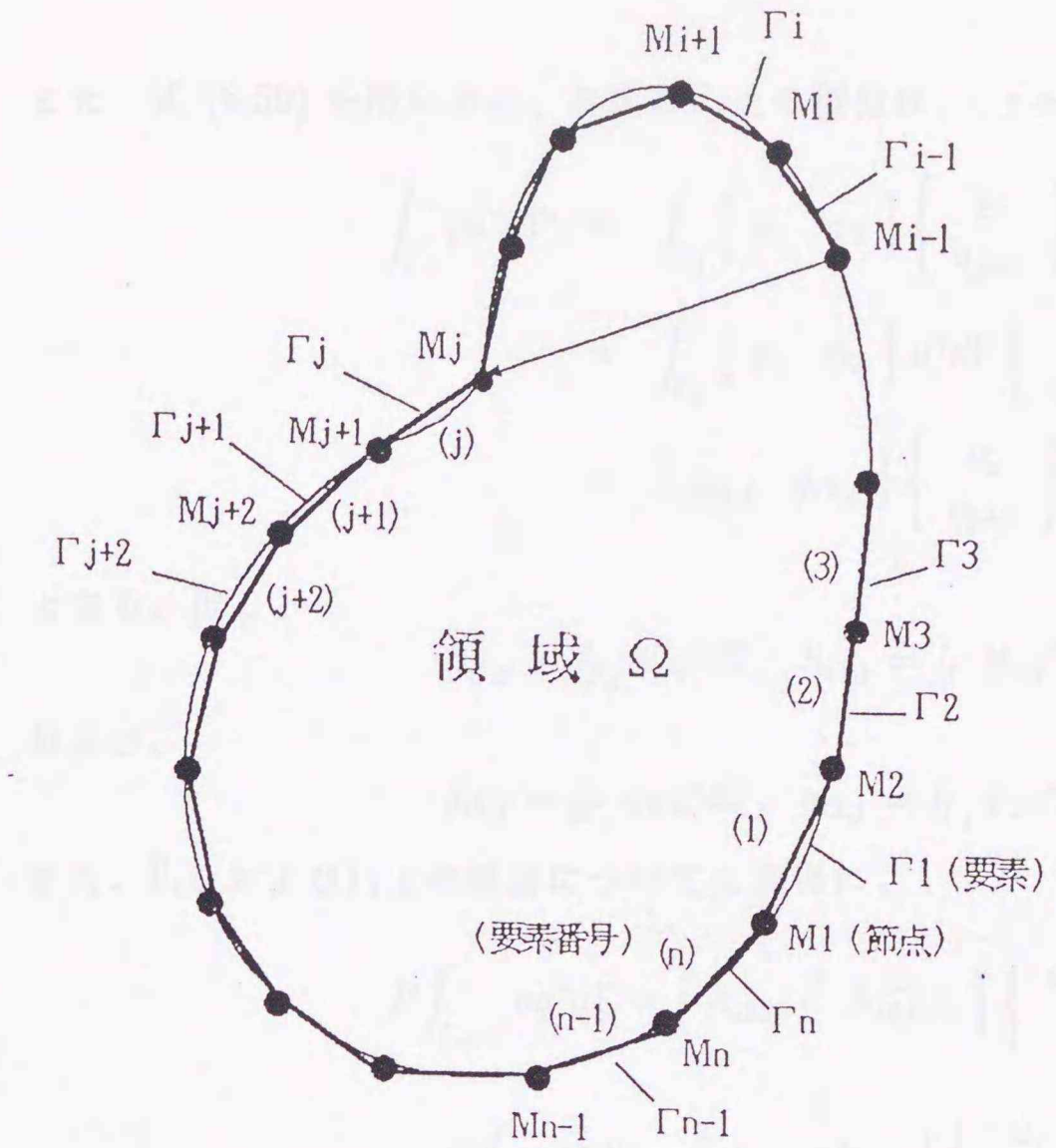


図 6-3-5 閉領域の境界要素分割

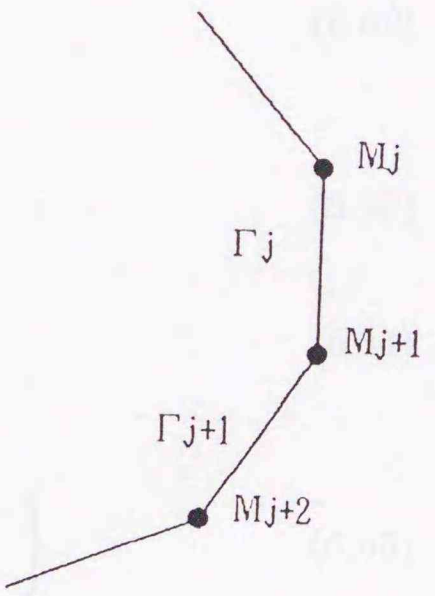


図 6-3-6 境界要素と接点

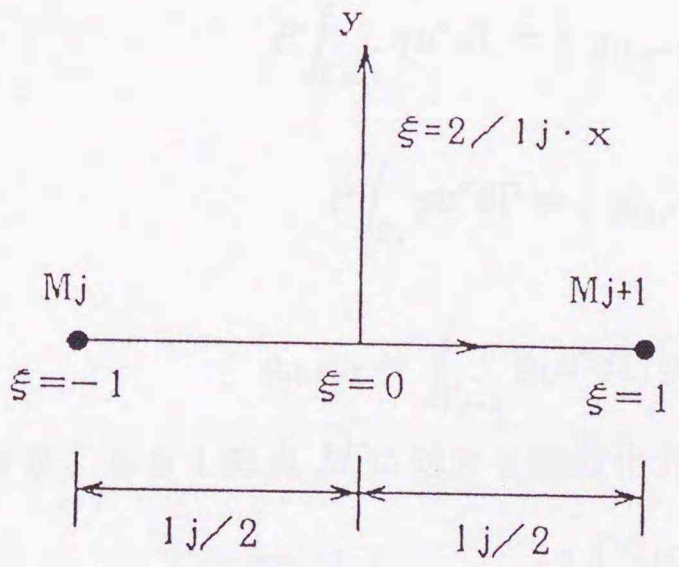


図 6-3-7 境界要素の局所座標系

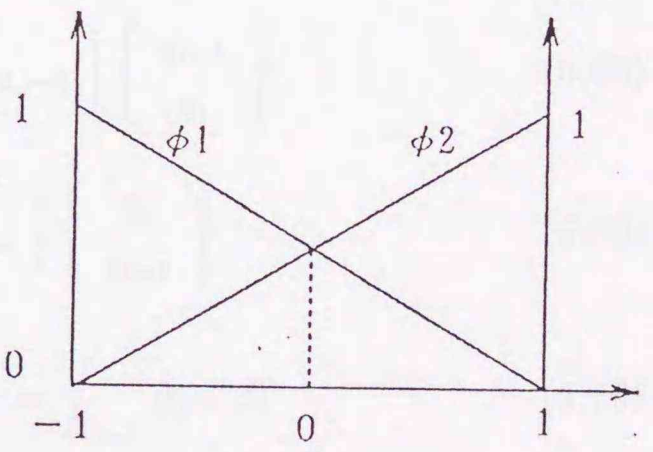


図 6-3-8 補間関数

また、式 (6.59) を用いると、右辺のΓ_j上の積分は、($j=i-1, i$) のとき、

$$\begin{aligned}\int_{\Gamma_j} qu^* d\Gamma &= \int_{\Gamma_j} \left[\begin{array}{cc} \phi_1 & \phi_2 \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} q_j \\ q_{j+1} \end{array}\right\} u^* d\Gamma \\ &= \int_{\Gamma_j} \left[\begin{array}{cc} \phi_1 & \phi_2 \end{array}\right] u^* d\Gamma \left\{\begin{array}{c} q_j \\ q_{j+1} \end{array}\right\} \\ &= \left[\begin{array}{cc} g_{i1,j} & g_{i2,j} \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} q_j \\ q_{j+1} \end{array}\right\} \end{aligned} \tag{6.62}$$

となる。但し、

$$h_{i1,j} = \int_{\Gamma_j} \phi_1 q^* d\Gamma, \quad h_{i2,j} = \int_{\Gamma_j} \phi_2 q^* d\Gamma \tag{6.63}$$

および、

$$g_{i1,j} = \int_{\Gamma_j} \phi_1 u^* d\Gamma, \quad g_{i2,j} = \int_{\Gamma_j} \phi_2 u^* d\Gamma \tag{6.64}$$

また、Γ_{i-1}およびΓ_i上の積分についても同様に、

$$P\int_{\Gamma_{i-1}} uq^* d\Gamma = \left[\begin{array}{cc} h_{i1,i-1} & h_{i2,i-1} \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} u_{i-1} \\ u_i \end{array}\right\} \tag{6.65}$$

$$P\int_{\Gamma_i} uq^* d\Gamma = \left[\begin{array}{cc} h_{i1,i} & h_{i2,i} \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} u_i \\ u_{i+1} \end{array}\right\} \tag{6.66}$$

但し、

$$h_{i1,i-1} = \int_{\Gamma_{i-1}} \phi_1 q^* d\Gamma, h_{i2,i-1} = \int_{\Gamma_{i-1}} \phi_2 q^* d\Gamma \tag{6.67}$$

である。さらに右辺についても、

$$P\int_{\Gamma_{i-1}} qu^* d\Gamma = \left[\begin{array}{cc} g_{i1,i-1} & g_{i2,i-1} \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} q_{i-1} \\ q_i \end{array}\right\} \tag{6.68}$$

$$P\int_{\Gamma_i} qu^* d\Gamma = \left[\begin{array}{cc} g_{i1,i} & g_{i2,i} \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} q_i \\ q_{i+1} \end{array}\right\} \tag{6.69}$$

但し、

$$g_{i1,i-1} = \int_{\Gamma_{i-1}} \phi_1 u^* d\Gamma, g_{i2,i-1} = \int_{\Gamma_{i-1}} \phi_2 u^* d\Gamma \tag{6.70}$$

以上より、ある 1 節点 M_iに対する離散化方程式をまとめると、

$$\begin{aligned} C_i u_i + \sum_{\substack{j\neq i-1 \\ j\neq i}} \left[\begin{array}{cc} h_{i1,j} & h_{i2,j} \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} u_j \\ u_{j+1} \end{array}\right\} \\ + \left[\begin{array}{cc} h_{i1,i-1} & h_{i2,i-1} \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} u_{i-1} \\ u_i \end{array}\right\} + \left[\begin{array}{cc} h_{i1,i} & h_{i2,i} \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} u_i \\ u_{i+1} \end{array}\right\} \end{aligned}$$

$$= \sum_{\substack{j\neq i-1 \\ j\neq i}} \begin{bmatrix} g_{i1,j} & g_{i2,j} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} q_j \\ q_{j+1} \end{Bmatrix}$$

$$+ \begin{bmatrix} g_{i1,i-1} & g_{i2,i-1} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} q_{i-1} \\ q_i \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} g_{i1,i} & g_{i2,i} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} q_i \\ q_{i-1} \end{Bmatrix} \tag{6.71}$$

よって、

$$C_i u_i + \sum_{j=1}^{n} (h_{i1,j} + h_{i2,j-1}) u_j = \sum_{j=1}^{n} (g_{i1,j} + g_{i2,j-1}) q_j \tag{6.72}$$

が得られる。

これまで1節点について議論してきたが、次に全節点に関する式を導出する。式 (6.72) は1節点に関する式であるから、$i = 1, 2, 3, \cdots, n$ の各節点に関する式を列記すれば、n個の式が得られることになる。そこで、全節点をまとめて、

$$\boldsymbol{u} = \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_n \end{Bmatrix}, \boldsymbol{q} = \begin{Bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ \vdots \\ q_n \end{Bmatrix}$$

とし、

$$H_{ij} = C_i \delta_{ij} + h_{i1,j} + h_{i2,j-1} \tag{6.73}$$

および、

$$G_{ij} = g_{i1,j} + g_{i2,j-1} \tag{6.74}$$

とおくと、

$$\sum_{j=1}^{n} H_{ij} u_j = \sum_{j=1}^{n} G_{ij} q_j$$

$$(i = 1, 2, 3, \cdots, n) \tag{6.75}$$

より、

$$\boldsymbol{Hu} = \boldsymbol{Gq} \tag{6.76}$$

というn次元連立1次方程式で表現できる。

さて、式 (6.75) における係数は、式 (6.73) と式 (6.74) に与えられている。いま、係数 H_{ij}、G_{ij} の添字は、iが考えている節点の番号 M_i であり、jが1～nの要素番号 Γ_j であるから、$i-1, i=j$ の場合には Γ_i 上の任意の点と節点 M_i および M_{i-1} との距離rを考えるため、特異性が問題となるが、$i \neq j$ の場合は必ず有限の値をとる。(図6－3－9参照) 従って、$j \neq i, i-1$ の場合は係数を数値積分で求め、$j = i, i-1$ の場合は係数を解析的に求めることにする。

いま、$h_{i1,j}, h_{i2,j}$および$g_{i1,j}, g_{i2,j}$は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} h_{i1,j} &= \int_{\Gamma_j} \frac{1}{2}(1-\xi)q^* d\Gamma \\ &= \int_{-1}^{1} \frac{1}{2}(1-\xi)\left\{\frac{i}{4}kH_1^{(2)}(kr)\cos\angle(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{n})\right\} d\xi \cdot \frac{l_j}{2} \end{aligned} \tag{6.77}$$

$$\begin{aligned} h_{i2,j} &= \int_{\Gamma_j} \frac{1}{2}(1+\xi)q^* d\Gamma \\ &= \int_{-1}^{1} \frac{1}{2}(1+\xi)\left\{\frac{i}{4}kH_1^{(2)}(kr)\cos\angle(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{n})\right\} d\xi \cdot \frac{l_j}{2} \end{aligned} \tag{6.78}$$

$$\begin{aligned} g_{i1,j} &= \int_{\Gamma_j} \frac{1}{2}(1-\xi)u^* d\Gamma \\ &= \int_{-1}^{1} \frac{1}{2}(1-\xi)\left\{-\frac{i}{4}H_0^{(2)}(kr)\right\} d\xi \cdot \frac{l_j}{2} \end{aligned} \tag{6.79}$$

$$\begin{aligned} g_{i2,j} &= \int_{\Gamma_j} \frac{1}{2}(1+\xi)u^* d\Gamma \\ &= \int_{-1}^{1} \frac{1}{2}(1+\xi)\left\{-\frac{i}{4}H_0^{(2)}(kr)\right\} d\xi \cdot \frac{l_j}{2} \end{aligned} \tag{6.80}$$

そこで、次に$j=i, i-1$および$j\neq i, i-1$の場合に分けて考える。

（1）$j=i, i-1$の場合

まず、$h_{i1,i-1}, h_{i2,i-1}, h_{i1,i}, h_{i2,i}$の計算を行なう。これらは、コーシーの主値積分によって与えられる。式(6.77)、式(6.78)に含まれている$\cos\angle(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{n})$は、図6－3－10に示すように$\boldsymbol{r}\perp\boldsymbol{n}$より、$\cos\angle(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{n})=0$となり、従って、

$$h_{i1,i-1} = h_{i2,i-1} = h_{i1,i} = h_{i2,i} = 0 \tag{6.81}$$

となる。

次に、$g_{i1,i-1}, g_{i2,i-1}, g_{i1,i}, g_{i2,i}$の計算を行なう。図6－3－10より、小さな正値$\epsilon$に対して、

$$\begin{aligned} g_{i1,i} &= \lim_{\epsilon\to 0}\int_{-1+\epsilon}^{1} \frac{1}{2}(1-\xi)\left\{-\frac{i}{4}H_0^{(2)}(kr)\right\} d\xi \cdot \frac{l_i}{2} \\ &= \frac{il_i}{16}\lim_{\epsilon\to 0}\int_{-1+\epsilon}^{1}(\xi-1)H_0^{(2)}\left\{k(\xi+1)\frac{l_i}{2}\right\} d\xi \\ &= \frac{il_i}{16}\lim_{\epsilon\to 0}\int_{-1+\epsilon}^{1}\left[(\xi+1)H_0^{(2)}\left\{k(\xi+1)\frac{l_i}{2}\right\}\right. \end{aligned} \tag{6.82}$$

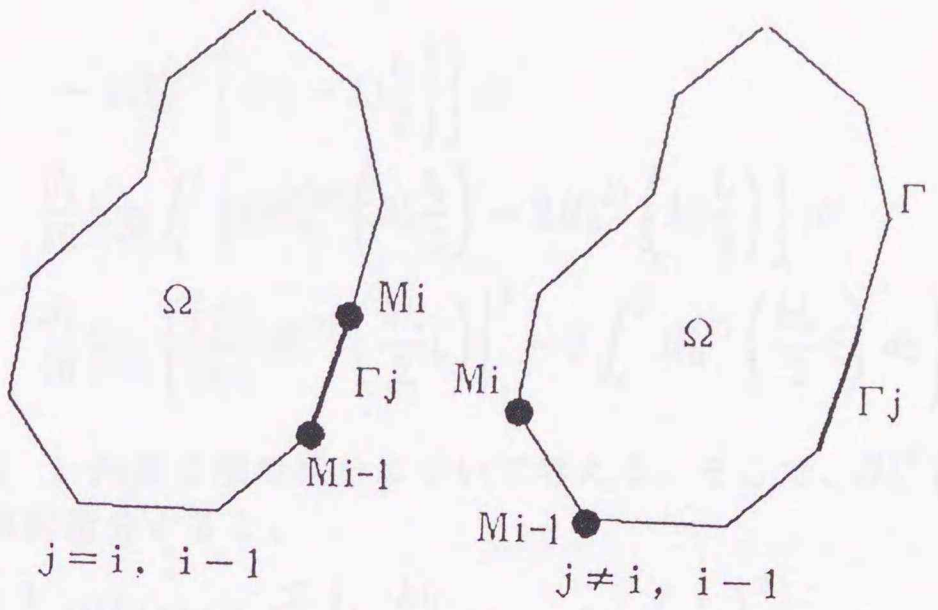


図 6-3-9 境界要素と接点の関係

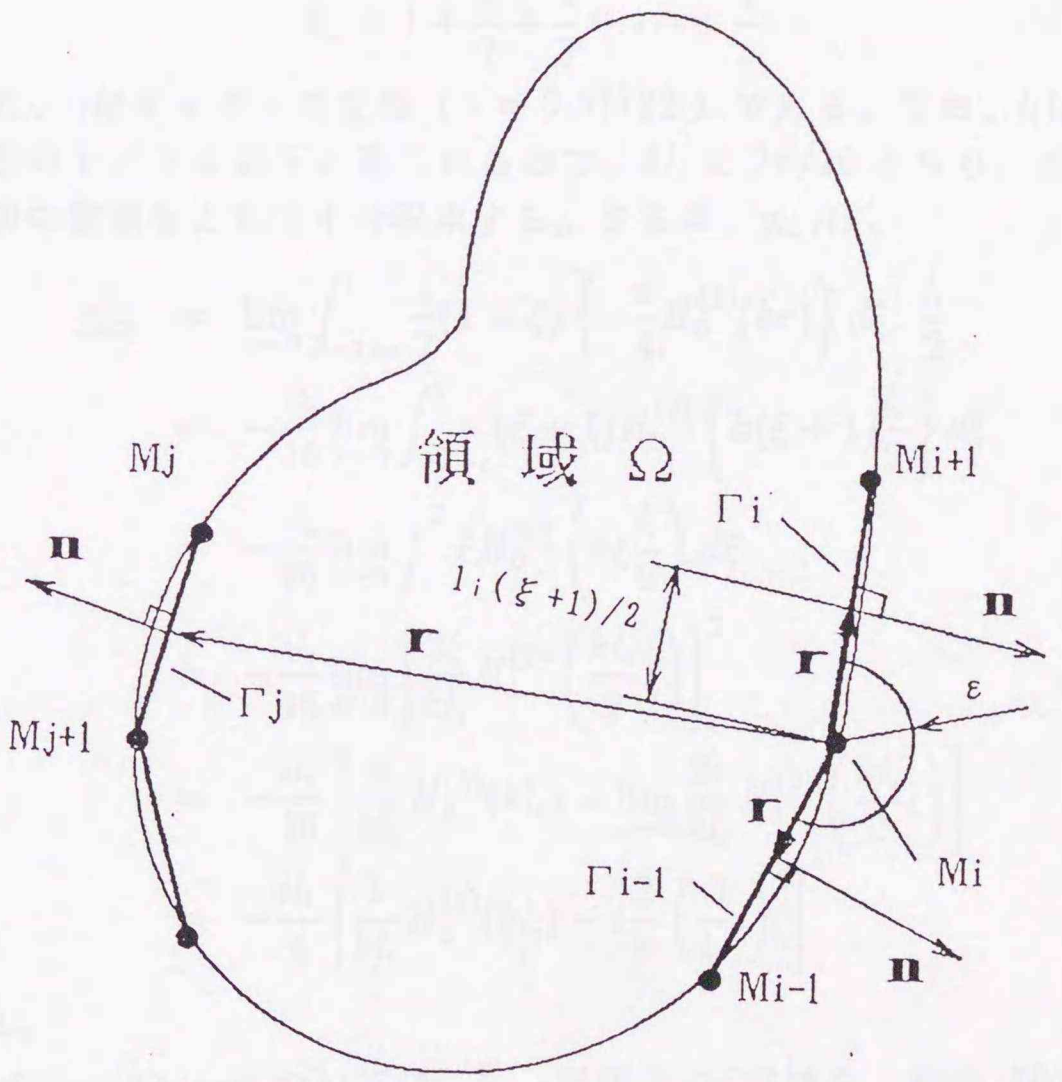


図 6-3-10 特異点積分と接点および境界要素の関係

$$
\begin{aligned}
&\quad - 2H_0^{(2)}\left\{k(\xi+1)\frac{l_i}{2}\right\}\Bigg]\, d\xi \\
&= \frac{il_i}{16}\lim_{\epsilon\to 0}\int_\epsilon^2 \left\{\xi H_0^{(2)}\left(k\xi\frac{l_i}{2}\right) - 2H_0^{(2)}\left(k\xi\frac{l_i}{2}\right)\right\} d\xi \\
&= \frac{il_i}{16}\lim_{\epsilon\to 0}\left\{\left[\frac{2\xi}{kl_i}H_1^{(2)}\left(\frac{kl_i}{2}\xi\right)\right]_\epsilon^2 - 2\int_\epsilon^2 H_0^{(2)}\left(\frac{kl_i}{2}\xi\right) d\xi\right\} \qquad (6.83)
\end{aligned}
$$

となり、この式の { } 内第2項の積分について考える。そこで、$H_0^{(2)}(\xi kl_i/2)$ を無限級数で表わし、項別積分すると、

$$
\begin{aligned}
g_{i1,i} = \frac{il_i}{4}\Bigg[&\frac{1}{kl_i}H_1^{(2)}(kl_i) + i\frac{2}{\pi}\left\{\ln\frac{kl_i}{2} + \gamma - 1 - \left(\frac{1}{kl_i}\right)^2\right\} - 1 \\
&- \sum_{s=1}^{\infty}\frac{(-1)^s(kl_i)^{2s}}{(s!)^2 2^{2s}(2s+1)}\left\{1 - i\frac{2}{\pi}\left(\ln\frac{kl_i}{2} + \gamma - h_s - \frac{1}{2s+1}\right)\right\}\Bigg] \qquad (6.84)
\end{aligned}
$$

但し、

$$
h_s = 1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \cdots + \frac{1}{s}
$$

となる。また、γはオイラーの定数（$\gamma = 0.57722$）である。なお、l_iは計算精度の点から、波長の1／10以下に取られるので、$kl_i < 2\pi/10$ となり、式 (6.84) の無限級数は最初の数項をとれば十分収束する。さらに、$g_{i2,i}$は、

$$
\begin{aligned}
g_{i2,i} &= \lim_{\epsilon\to 0}\int_{-1+\epsilon}^{1}\frac{1}{2}(1+\xi)\left\{-\frac{i}{4}H_0^{(2)}(kr)\right\} d\xi \cdot \frac{l_i}{2} \qquad (6.85) \\
&= -\frac{il_i}{16}\lim_{\epsilon\to 0}\int_{-1+\epsilon}^{1}(\xi+1)H_0^{(2)}\left\{k(\xi+1)\frac{l_i}{2}\right\} d\xi \\
&= -\frac{il_i}{16}\lim_{\epsilon\to 0}\int_\epsilon^2 \xi H_0^{(2)}\left(k\xi\frac{l_i}{2}\right) d\xi \\
&= -\frac{il_i}{16}\lim_{\epsilon\to 0}\left[\frac{2\xi}{kl_i}H_1^{(2)}\left(\frac{kl_i}{2}\xi\right)\right]_\epsilon^2 \\
&= -\frac{il_i}{16}\left[\frac{4}{kl_i}H_1^{(2)}(kl_i) - \lim_{\epsilon\to 0}\frac{2\epsilon}{kl_i}H_1^{(2)}\left(\frac{kl_i}{2}\epsilon\right)\right] \\
&= -\frac{il_i}{4}\left[\frac{1}{kl_i}H_1^{(2)}(kl_i) - i\frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{kl_i}\right)^2\right] \qquad (6.86)
\end{aligned}
$$

と計算される。

さらに、$g_{i1,i-1}, g_{i2,i-1}$については、Γ_{i-1}要素上のξ座標を、節点 M_iから M_{i-1}に向かう方向を正にとれば、Γ_i 要素上の積分と同様になる。従って、$g_{i1,i-1}, g_{i2,i-1}$は式 (6.84) および式 (6.86) において、l_iをl_{i-1}で置き換えたもので計算される。従って、

$$
g_{i1,i-1} = \frac{il_{i-1}}{4}\left[\frac{1}{kl_{i-1}}H_1^{(2)}(kl_{i-1}) + i\frac{2}{\pi}\left\{\ln\frac{kl_{i-1}}{2} + \gamma - 1 - \left(\frac{1}{kl_{i-1}}\right)^2\right\} - 1\right.
$$

$$-\sum_{s=1}^{\infty}\frac{(-1)^s(kl_{i-1})^{2s}}{(s!)^2 2^{2s}(2s+1)}\left\{1-i\frac{2}{\pi}\left(\ln\frac{kl_{i-1}}{2}+\gamma-h_s-\frac{1}{2s+1}\right)\right\}\Bigg]$$

$$g_{i2,i-1}=-\frac{il_{i-1}}{4}\left[\frac{1}{kl_{i-1}}H_1^{(2)}(kl_{i-1})-i\frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{kl_{i-1}}\right)^2\right]$$

となる。

（2）$j\neq i,i-1$ の場合

この場合は、ガウス・ルジャンドル法による数値積分を適用する。まず、$h_{i1,j}$ の場合、式 (6.77) より、

$$h_{i1,j}=\int_{-1}^{1}\frac{1}{2}(1-\xi)\left\{\frac{i}{4}kH_1^{(2)}(kr)\cos\angle(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{n})\right\}d\xi\cdot\frac{l_j}{2}$$

より計算される。この式を整理すると、

$$h_{i1,j}=i\frac{kl_j}{16}\int_{-1}^{1}(1-\xi) \tag{6.87}$$

上式の数値積分をガウス・ルジャンドルの公式を用いて行なう。n 点公式を使用する場合、要素Γ_jの正規化された座標系 $[-\xi,\xi]$ 上の積分点の座標を$\xi_1,\xi_2,\cdots,\xi_n$とし、重み係数を $w_1,w_2,\cdots,w_n$とし、積分関数を $f(\xi)$ とすると、ガウス・ルジャンドルの積分公式は、

$$h_{i1,j}=i\frac{k}{8}\left[\frac{l_j}{2}\sum_{i=1}^{m}w_i f(\xi_i)\right] \tag{6.88}$$

但し、

$$f(\xi_i)=(1-\xi_i)H_1^{(2)}(kr_i)\cos\psi_{ij} \tag{6.89}$$

となる。（r_i、ψ_{ij}などは図6－3－11参照）従って、r_iとψ_{ij}を求め、式 (6.88) と式 (6.89) から積分値を得ることができる。いま、節点 M_iの座標を (y_i,z_i)、要素Γ_jの端点の座標を $M_j(y_j,z_j)$、$m_{j+1}(y_{j+1},z_{j+1})$ とする。要素Γ_jの長さを l_jとすると、

$$l_j=\sqrt{(y_{j+1}-y_j)^2+(z_{j+1}-z_j)^2} \tag{6.90}$$

$$\overline{M_j\xi_i}=l_j\cdot\left(\frac{\xi_i+1}{2}\right) \tag{6.91}$$

従って、要素上のξ_iの座標 $(y_{\xi i},z_{\xi i})$ は、それぞれ、

$$\begin{aligned}z_{\xi i} &= \frac{\overline{M_j\xi_i}(z_{j+1}-z_j)}{l_j}+z_j\\ &= \frac{(\xi_i+1)}{2}(z_{j+1}-z_j)+z_j\end{aligned} \tag{6.92}$$

$$y_{\xi_i} = \frac{\overline{M_j\xi_i}(y_{j+1}-y_j)}{l_j} + y_j$$
$$= \frac{(\xi_i+1)}{2}(y_{j+1}-y_j) + y_j \qquad (6.93)$$

となる。以上よりr_iは、

$$r_i = \sqrt{(y_i - y_{\xi_i})^2 + (z_i - z_{\xi_i})^2} \qquad (6.94)$$

として求められる。また、図6－3－11および図6－3－12より、

$$\cos\psi_{ij} = \frac{d_{ij}}{r_i} \qquad (6.95)$$

$$d_{ij} = y_{ij}\sin\theta_j - z_{ij}\cos\theta_j \qquad (6.96)$$

$$y_{ii} = y_{\xi_i} - y_i,\ z_{ii} = z_{\xi_i} - z_i \qquad (6.97)$$

$$\theta_j = \tan^{-1}\left(\frac{z_{j+1}-z_j}{y_{j+1}-y_j}\right) \qquad (6.98)$$

から、ψ_{ij}が求められる。

次に、$h_{i2,j}$の場合、

$$h_{i2,j} = \int_{-1}^{1}\frac{1}{2}(1+\xi)\left\{\frac{i}{4}kH_1^{(2)}(kr)\cos\angle(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{n})\right\}d\xi\cdot\frac{l_j}{2}$$

より、$h_{i1,j}$の場合と同様に、ガウス・ルジャンドルの積分公式より、

$$h_{i2,j} = i\frac{k}{8}\left[\frac{l_j}{2}\sum_{i=1}^{m}w_i f(\xi_i)\right] \qquad (6.99)$$

但し、

$$f(\xi_i) = (1+\xi_i)H_1^{(2)}(kr_i)\cos\psi_{ij} \qquad (6.100)$$

であり、r_iは式(6.94)より、ψ_{ij}は式(6.95)～式(6.98)より求められる。

次に、$g_{i1,j}$の場合、

$$g_{i1,j} = \int_{-1}^{1}\frac{1}{2}(1-\xi)\left\{-\frac{i}{4}H_0^{(2)}(kr)\right\}d\xi\cdot\frac{l_j}{2}$$

より、ガウス・ルジャンドルの積分公式より、

$$g_{i1,j} = -i\frac{1}{8}\left[\frac{l_j}{2}\sum_{i=1}^{m}w_i f(\xi_i)\right] \qquad (6.101)$$

但し、

$$f(\xi_i) = (1-\xi_i)H_0^{(2)}(kr_i) \qquad (6.102)$$

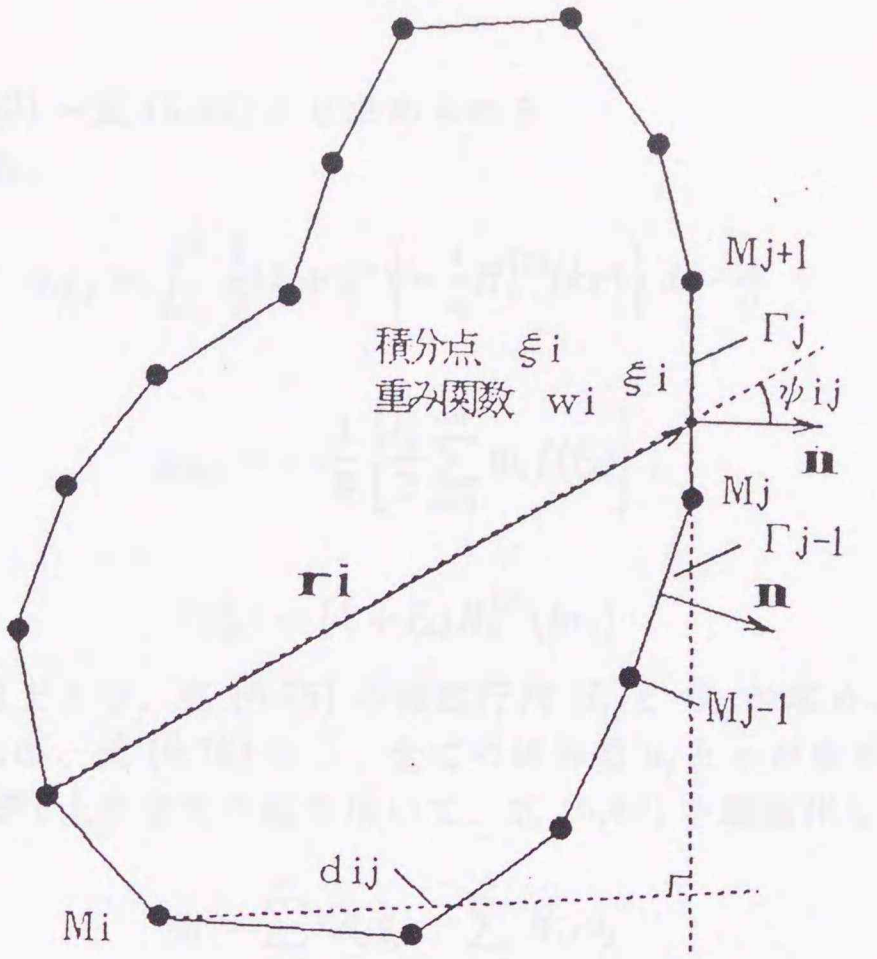


図 6-3-11 境界要素における r_i および ψ_{ij}

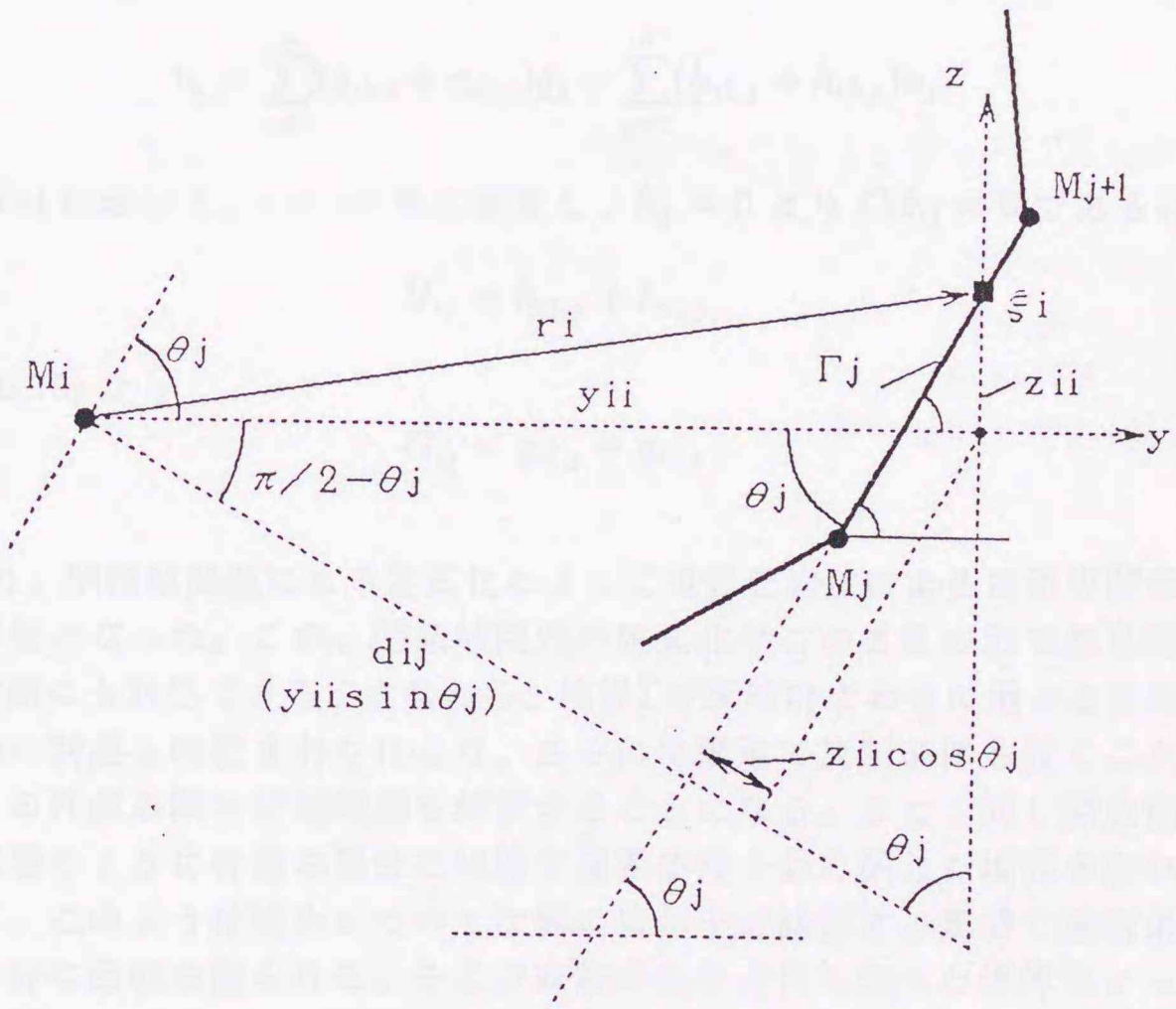


図 6-3-12 境界要素とパラメータ

であり、r_iは式 (6.92) ～式 (6.94) より求められる。

また、$g_{i2,j}$の場合、

$$g_{i2,j} = \int_{-1}^{1} \frac{1}{2}(1+\xi)\left\{-\frac{i}{4}H_0^{(2)}(kr)\right\} d\xi \cdot \frac{l_j}{2}$$

より、

$$g_{i2,j} = -i\frac{1}{8}\left[\frac{l_j}{2}\sum_{i=1}^{m} w_i f(\xi_i)\right] \tag{6.103}$$

および、

$$f(\xi_i) = (1+\xi_i)H_0^{(2)}(kr_i) \tag{6.104}$$

から求められる。以上より、式 (6.75) の係数行列 H_{ij}と G_{ij}が求められ、初期条件 u_jおよび q_jを用いれば、式 (6.76) から、全ての境界値 u_jと q_jが求められる。

次に、内点を境界Γ上の全ての値を用いて、式 (6.49) を離散化した式、

$$u_i = \sum_{j=1}^{n} G_{ij}q_j - \sum_{j=1}^{n} H_{ij}u_j \tag{6.105}$$

より、求めることができる。但し、H_{ij}は行列Hの対角要素において $C_i\delta_{ij} = 0$ としたものである。つまり、式 (6.73) より $C_i = 1$ のとき、

$$u_i = \sum_{j=1}^{n}(g_{i1,j} + g_{i2,j})q_j - \sum_{j=1}^{n}(h_{i1,j} + h_{i2,j})u_j \tag{6.106}$$

また式 (6.74) において、$i \neq j$が常に成立し、$\delta_{ij} = 0$ より $C_i\delta_{ij} = 0$ であるため、

$$H_{ij} = h_{i1,j} + h_{i2,j} \tag{6.107}$$

また、式 (6.75) より、

$$G_{ij} = g_{i1,j} + g_{i2,j} \tag{6.108}$$

となる。

以上より、閉領域問題による定式化によって境界要素法による電磁界閉領域問題の解析が可能となった。この、閉領域問題の定式化はこのままの形で散乱問題などの開領域問題にも対処できる。すなわち、境界Γを反時計まわりに選ぶときはその内部の閉領域の問題を時計まわりにとり、さらに無限遠で放射条件を置くことができる場合はその外部の開放領域問題を解析することになる。また、同じ開放領域問題でも放射問題のように有限の部分で明確な境界条件をおく閉じた境界を取れないことがあるが、このような場合については界の値が十分減衰する部分で放射条件を仮定すれば十分な近似を得られる。そこで有限の長さで打ち切った境界によって解析することができる。従って、境界を入射光強度 $|u_x^{in}|$ が十分減衰する値 $|u_x^{in}| < 10^{-6}$ となる部分の有限の長さで打ち切った境界Γ_cを考え、さらにΓ_cを要素分割して境界要素解析を行なえばよい。

遠方散乱界の解析を行なう場合、領域内の点Ｐでの値を求めることになる。このとき、点ｐの距離は$\rho = 1000\lambda$をファーフィールド領域とする。従って、微細傷による散乱特性解析では、これまで使ってきたｕを$u \rightarrow u_x^{sc}$に置き換えれば、これまでの議論をそのまま適用することができ、シミュレータはこれまで述べた理論に基づいて開発した。

6.3.3 境界要素法による散乱解析シミュレーションの結果

前項で述べたような理論に基づいて、三角形微細傷による散乱特性を調べるシミュレーションを行なった。

微細傷モデルの境界分割は、精度が保障される要素長$\lambda/10$以下で行い、平面部分は０．０４μm、傾斜部は０．０２μmで分割してある。図６－３－１３に要素分割の一例として、幅ｗ（４．０μm）、深さｈ（０．２μm）の場合を示す。要素数は４０３点（$M_1 \sim M_{403}$）に分割され、境界の打ち切り誤差を抑えるため入射光のビームサイズ２．０μmを考慮し、強度が10^{-6}以下に減衰するところで打ち切ってある。

微細傷のサイズと散乱特性の関係を調べるため、・（１）幅ｗが変化した場合、・（２）深さｈが変化した場合、さらに・（３）ｗ、ｈともに変化した場合について解析を行なった。なお、散乱強度は遠方散乱界（$r_c = 1000\lambda$）における散乱角分布をとった。

- （１）幅ｗの影響；図６－３－１４に強度分布の変化を示す。散乱体の対称性により散乱強度分布も対称なパターンとなることから、散乱角は０°～９０°の半分のみを示した。また、表１に散乱パターンのピークの角度と強度の値をまとめた。図６－３－１６に示すように、ピークの番号は散乱角０°を(1)として順に(2),(3),(4),･･･としてある。表６－３－１より、散乱パターンの散乱角分布はほとんど変化していないが、第３ピーク以内にはいる中心付近の強度の大きさが幅の増大と共に大きくなっている。

- （２）深さｈの影響；図６－３－１５より、深さの変化に対しては、角度分布の変化はほとんど見られないが、散乱強度は敏感に変化するのが分かる。表６－３－２から、特に第２ピークの強度には２倍以上の変化が見られる。このことから深さについては第２ピークの強度によって評価できることがわかる。

- （３）ｗ、ｈ複合の影響；図６－３－１６より、傷のサイズが大きくなるにしたがい、ピークの位置が全体的に中央にシフトする現象が現われている。このピーク位置の変化は幅のみを変化させた場合および深さのみを変化させた場合には見られなかったため、ｗとｈがともに変化したことにより現われた現象であると思われる。また、第２ピークなどの著しい強度変化は深さ変化の影響が強く現われているものと考えられる。

以上のことから、サイズの分かっている傷による散乱強度を基準データ（上記の場合はw（２．０μm）、h（０．１μm）の傷）として、計測された散乱強度の変化を調べれば傷のサイズがどの様に基準データの傷サイズから変化しているかを推定できることがわかる。さらに、集光ビーム散乱系のモデル化によって、スカラー場の平面波近似による理論解析では現われなかった高次の微小なピークが現われている。このことは、実験結果とも一致し、微細な傷に対する厳密なシミュレーション結果が得られていることがわかる。

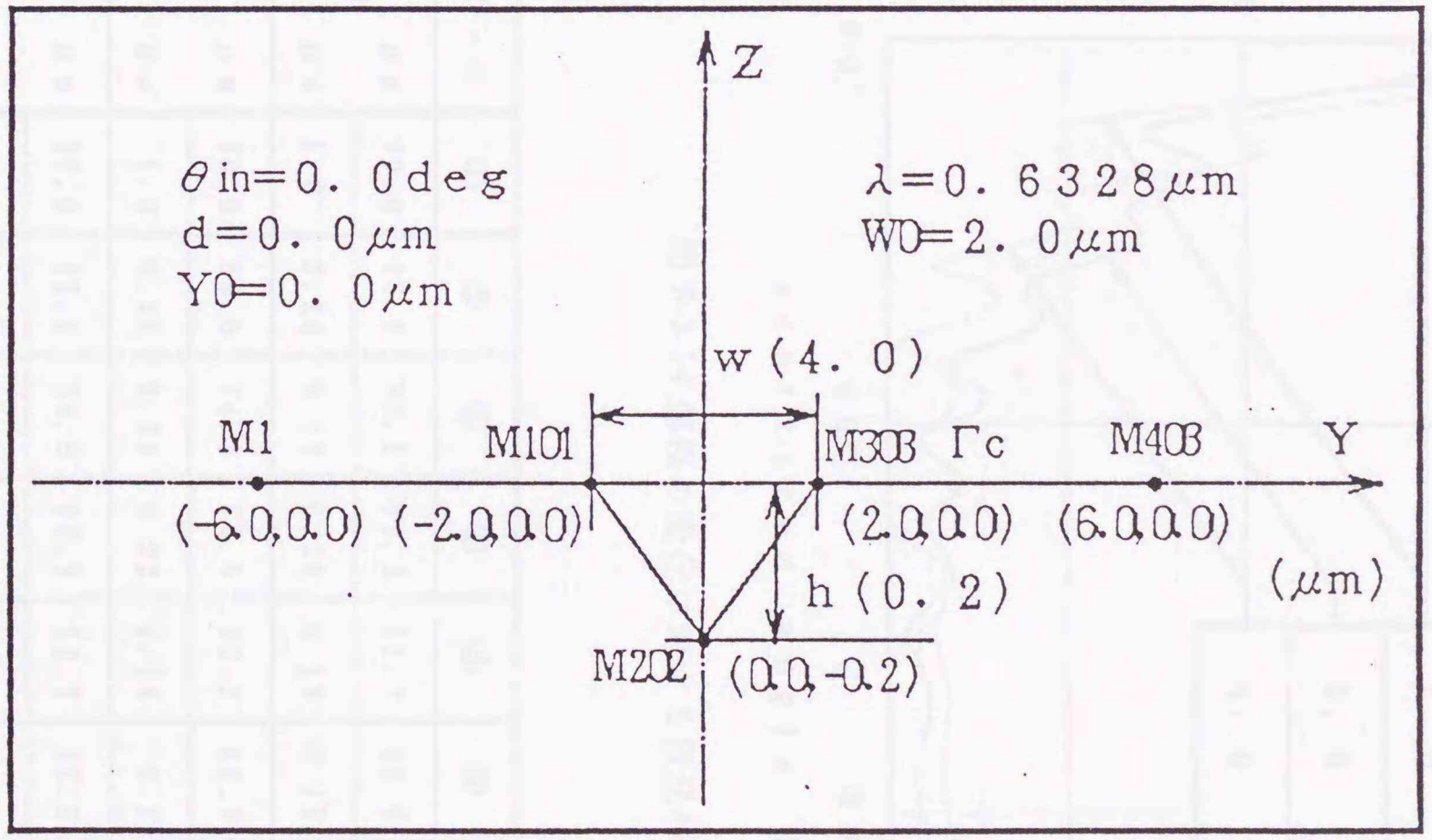


図 6-3-13 三角形微細傷の境界要素モデル

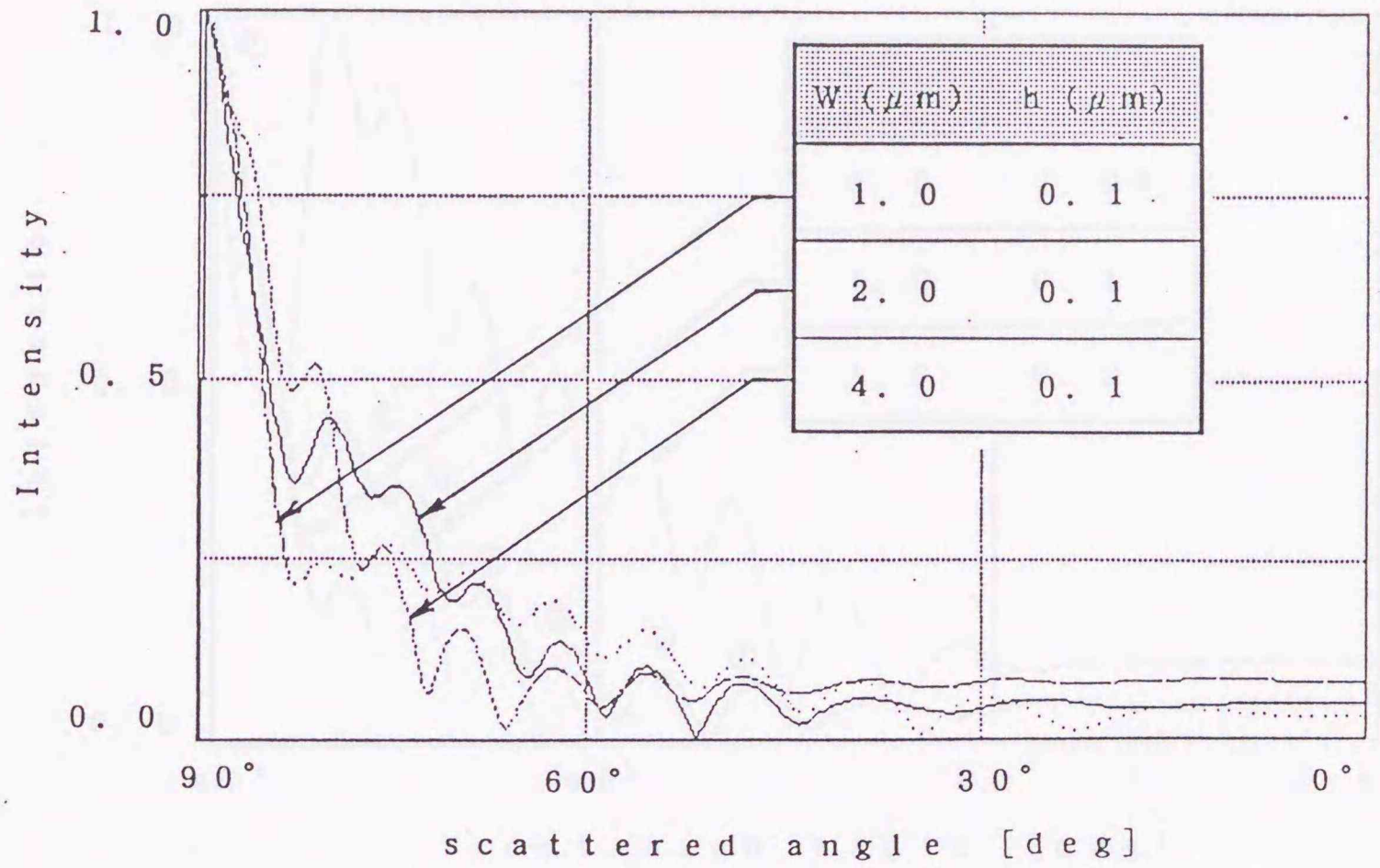


図 6-3-14 傷幅の変化に対する散乱特性

傷＼ピーク	①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧	⑨
W 1.0 μm	90.0	80.6	75.6	69.3	62.7	55.8	48.4	39.9	29.7
h 0.1 μm	1.0	0.24	0.27	0.24	0.19	0.15	0.11	0.08	0.05
W 2.0 μm	90.0	80.0	74.9	68.5	62.2	55.5	48.4	角度	deg
h 0.1 μm	1.0	0.45	0.35	0.22	0.14	0.1	0.08	強度	
W 4.0 μm	90.0	81.2	75.9	69.9	62.7	55.8	48.6		
h 0.1 μm	1.0	0.52	0.26	0.15	0.09	0.09	0.08		

表 6-3-1 散乱光強度のピークと散乱角

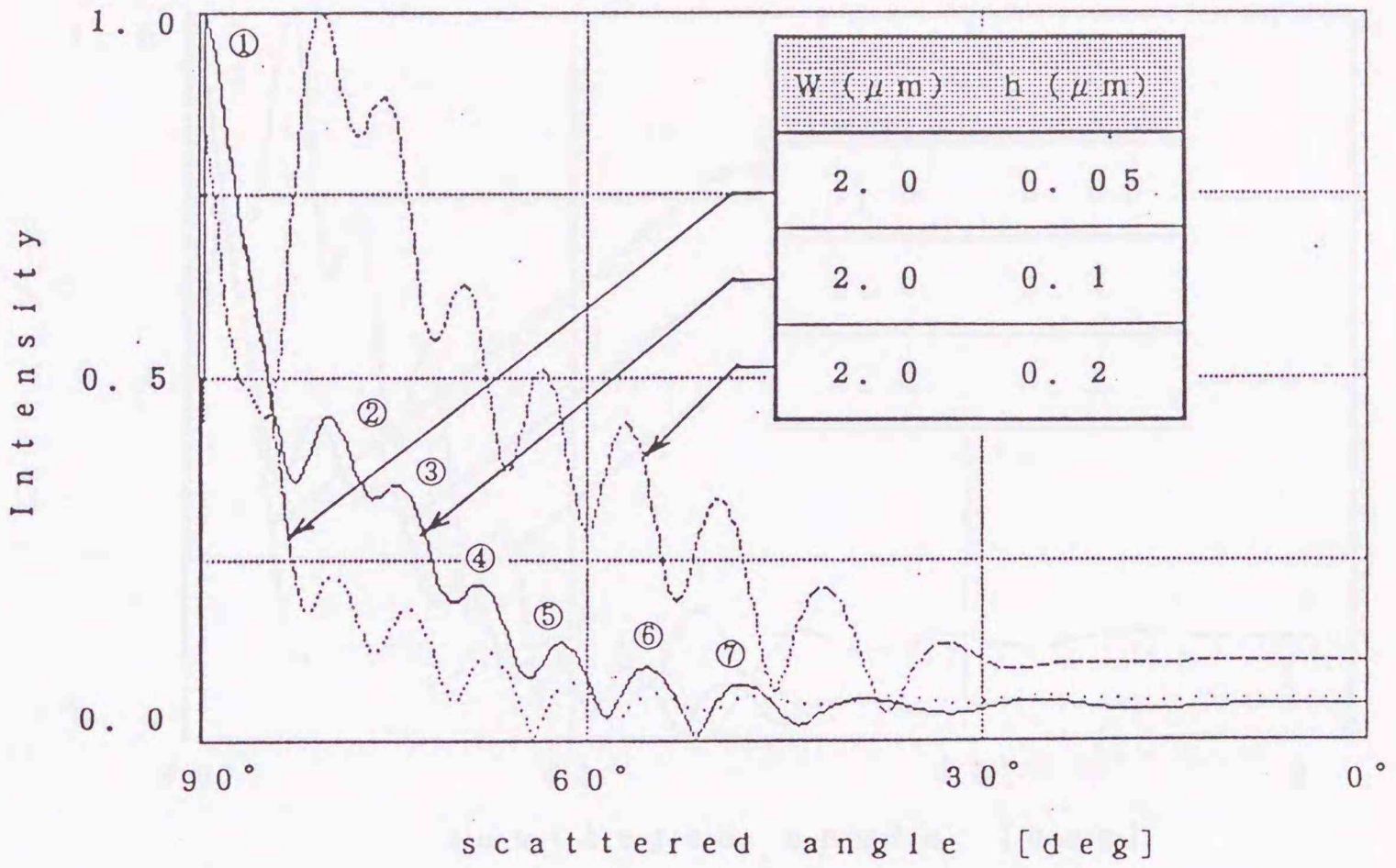


図 6-3-15 傷深さの変化に対する散乱特性

傷＼ピーク	①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧	⑨
W 2.0 μm	90.0	79.8	74.1	67.8	61.7	55.0			
h 0.05 μm	1.0	0.23	0.18	0.12	0.08	0.06			
W 2.0 μm	90.0	80.0	74.9	68.5	62.2	55.5	48.4	角度	deg
h 0.1 μm	1.0	0.45	0.35	0.22	0.14	0.1	0.08	強度	
W 2.0 μm	90.0	80.8	75.9	69.8	63.7	57.3	50.2	42.3	
h 0.2 μm	0.85	1.0	0.88	0.63	0.51	0.44	0.33	0.21	

表 6-3-2 散乱光強度のピークと散乱角

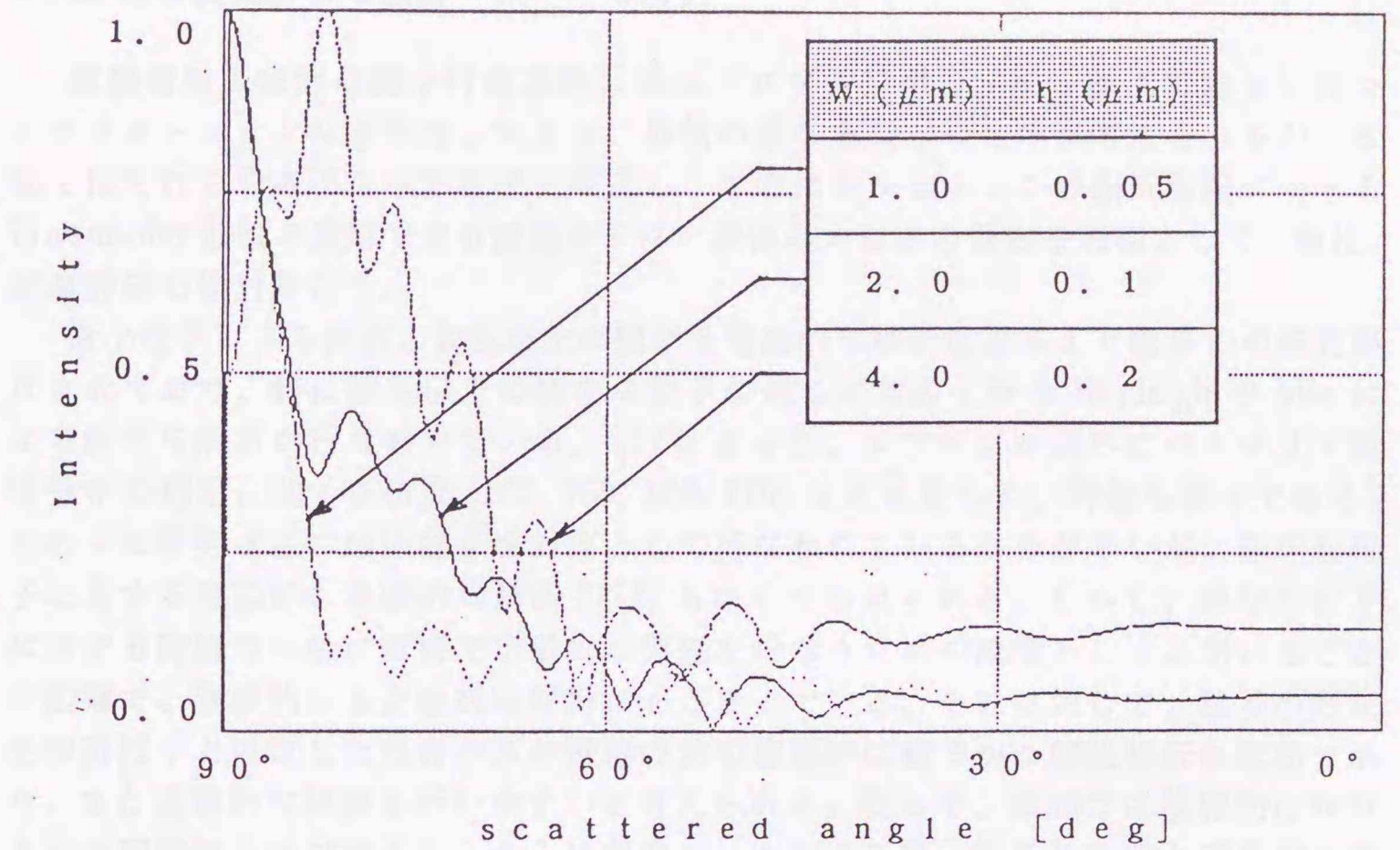


図 6-3-16 傷深さ、傷幅の変化に対する散乱特性

傷＼ピーク	①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧	⑨
W 1.0 μm	90.0	79.5	73.7	67.4	60.5	53.3	45.6	36.8	
h 0.05 μm	1.0	0.15	0.15	0.13	0.11	0.09	0.08	0.06	
W 2.0 μm	90.0	80.0	74.9	68.5	62.2	55.5	48.4	角度	deg
h 0.1 μm	1.0	0.45	0.35	0.22	0.14	0.1	0.08	強度	
W 4.0 μm	90.0	86.6	82.1	77.0	71.6	65.6	58.5	50.6	42.6
h 0.2 μm	0.49	0.76	1.0	0.73	0.54	0.3	0.18	0.18	0.16

表 6-3-3 散乱光強度のピークと散乱角

6.4 節 付着異物による回折パターンの解析

超精密加工表面の微小付着異物にはエアロゾルやポリッシュ加工で発生したコンタミネーションなど物性、大きさ、形状の異なる様々のものが考えられるが、本節ではそれらを微小な球形粒子と仮定し、さらにキルヒホッフの回折理論に対するFraunhofer 近似の適用できる波長オーダー前後の大きさの異物を対象として、検出、定量評価の検討を行う。

微小粒子による回折、散乱現象に関する理論的な解析は従来より数多くの研究がなされており、特に波長以下の微小な粒子に対しては古くから Reyleigh や Mie による厳密な解析が行なわれている。[114] さらに、エアロゾル以外にバクテリア粒径分布の測定に関する研究 [167, 168, 169, 170] なども見られ、対象も様々である。それらの研究は主に球形粒子を対象として行なわれているものが多いが、非球形粒子に対する理論的、実験的な解析 [171] もいくつか見られる。しかし、非球形粒子に対する理論は一般に複雑で定量的な評価を行なうための原理としては用いることが困難で、実験的にも定性的な解析にとどまっている。それに対して、粒子の形状を球形粒子と仮定した場合の方が理論の適用範囲が広範でかつ理論解析も容易であり、また実験的な評価も行いやすいと考えられる。従って、本節では基礎的な解析として球形粒子を対象とし、さらに収束ビームによる単一粒子の検出と定量的な評価方法の理論的な検討を行なうこととする。

6.4.1 集光ビーム照射された円形開口による回折光強度の理論解析

粒子を球形粒子と仮定し、粒子直径をD、光の波長をλとすると、粒子と波長の比$\pi D/\lambda$の値によって特徴づけられるいくつかの領域に分けることができる。この$x = \pi D/\lambda$をサイズパラメータとよび、これが粒子散乱の特徴を示す無次元パラメータとなる。この領域はxの値によって (1) 幾何光学散乱、(2) 回折散乱、(3)Mie 散乱および (4)Reyleigh 散乱の 4 つに分類されており、以下にそれぞれについて述べる。

1. 幾何光学散乱
   粒径が大きく、$x \gg 1$が十分成立する範囲では、粒子界面では反射、屈折による幾何光学条件に従って光線は散乱する。球形粒子に対しては水滴の場合（虹の場合）などについて計算されている。

2. 回折散乱
   xが１～５０の範囲では回折が散乱の主要因になり、xが大きいところでは平行光の入射に対してはいわゆる Fraunhofer 回折として解かれている。球形粒子であれば円形開口による回折と同じ散乱分布を示す。

3. Mie 散乱
   xの値が 1 近傍になって、波長と粒子径が同程度になると、回折の様相は複雑になり、散乱角分布は偏光の方向と粒子の形状、粒子径（波長と相対的）、複素屈折率に極めて敏感に影響される。

4. Reyleigh 散乱

xが1よりはるかに小さくなると、粒子は1個の双極子として光の電磁波に応答するようになる。この領域での散乱をレイリー散乱と呼んでいる。

上述した散乱特性のうち、本研究では回折領域で取り扱うことのできる球形粒子を対象としている。本研究は超精密加工表面における付着物の検出とその評価が目的であり、表面粗さによる影響を少なくするために微細傷の検出に用いたものと同様な、集光ビーム照射による回折光学系を利用した方法を取っている。そのため、集光ビームによる球形粒子の回折現象に対する解析を行なわなければならないが、球形粒子による回折をFraunhofer回折理論によって解析するためには、球形粒子の複素屈折率などを考慮したモデルによって複雑な理論展開を必要とするため、実用的な解析解を得ることは期待できない。

そこで、球形粒子による回折パターンは円形開口に対するFraunhofer回折理論による解析によって近似的に求めることができるため、本項では集光ビーム照射された円形開口による回折光強度分布の理論的な解析を行なうことによって、対物レンズによる集光ビームの照射方法に関する検討を行なう。

いま、図6－4－1に示すように、対物レンズの焦点からΔd離れた場所に半径b_rの円形開口を置き、回折パターンを観測する場合、円形開口は対物レンズの焦点から球面波によって照射されると考えられるので、円形開口関数を$g_0(x_0, y_0)$とすると、開口関数$u_0(x_0, y_0)$は、

$$u_0(x_0, y_0) = g_0(x_0, y_0)\frac{e^{-iN_r r_0}}{r_0} \tag{6.109}$$

となる。ここでr_0は図6－4－2に示すように、対物レンズの焦点から円形開口までの距離であるから、

$$u_0(x_0, y_0) = g_0(x_0, y_0)\frac{e^{-\frac{2\pi i}{\lambda}\sqrt{(\Delta d)^2+(x_0)^2+(y_0)^2}}}{\sqrt{(\Delta d)^2 + (x_0)^2 + (y_0)^2}} \tag{6.110}$$

と書くことができる。また、円形開口関数$g_0(x_0, y_0)$は、

$$g_0(x_0, y_0) = \mathrm{circ}\left(\frac{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}}{b_r}\right) = \begin{cases} 1, & \sqrt{x_0^2 + y_0^2} \leq b_r \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \tag{6.111}$$

とし、これに対して図6－4－3に示すような極座標系をとると上式は、

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x_0^2 + y_0^2} \\ x_0 &= r\cos\theta \\ y_0 &= r\sin\theta \end{aligned} \tag{6.112}$$

より、

$$g_0(r, \theta) = \mathrm{circ}\left(\frac{r}{b_r}\right) \tag{6.113}$$

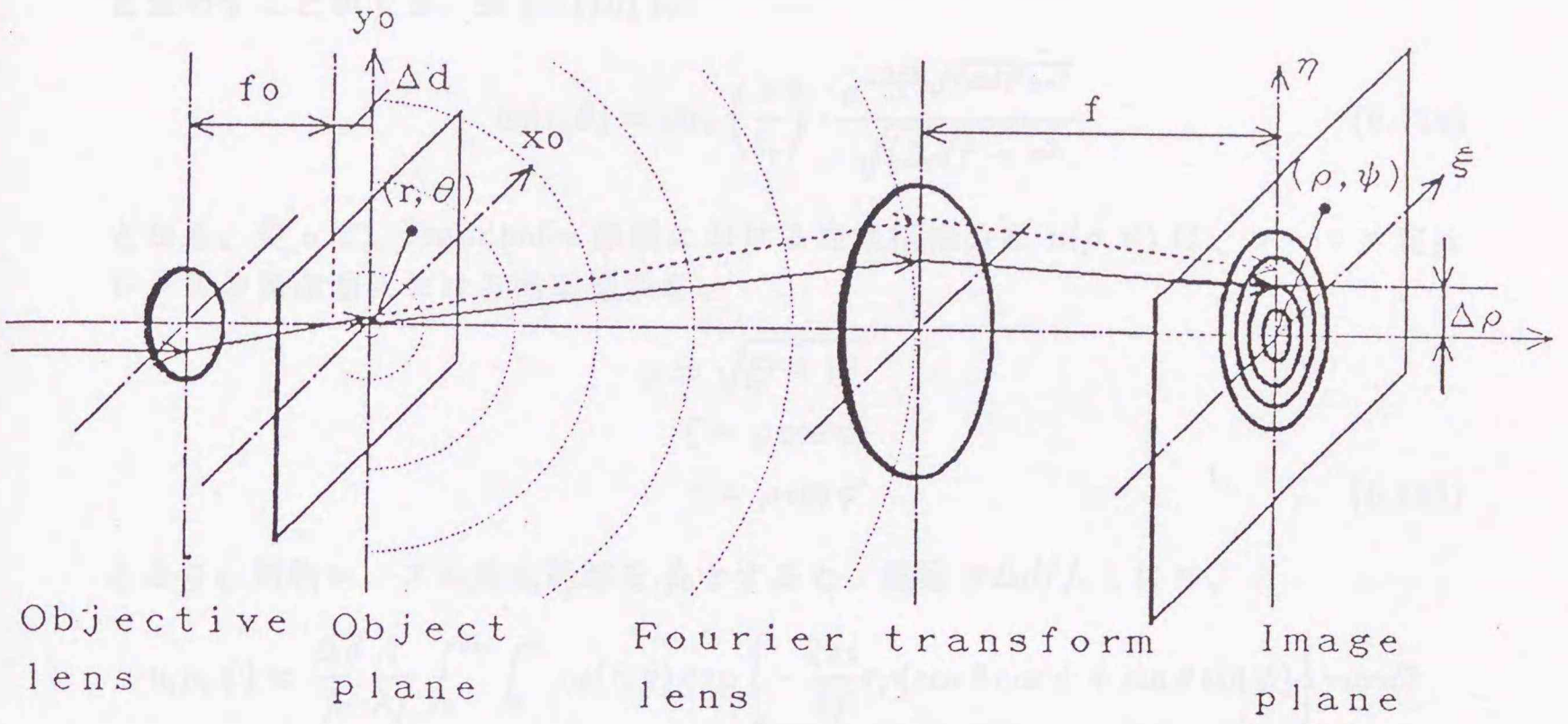


図 6-4-1 集光ビーム照射による回折光学系の座標系

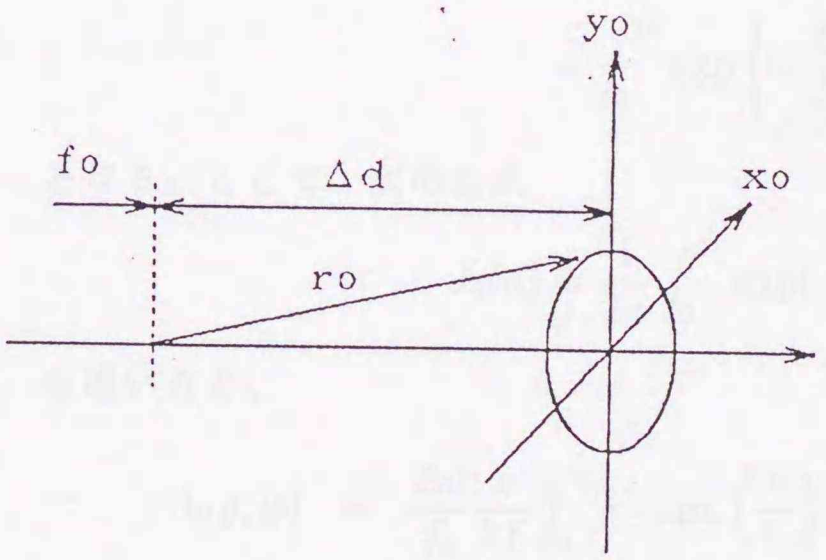


図 6-4-2 焦点位置と円形開口の座標系

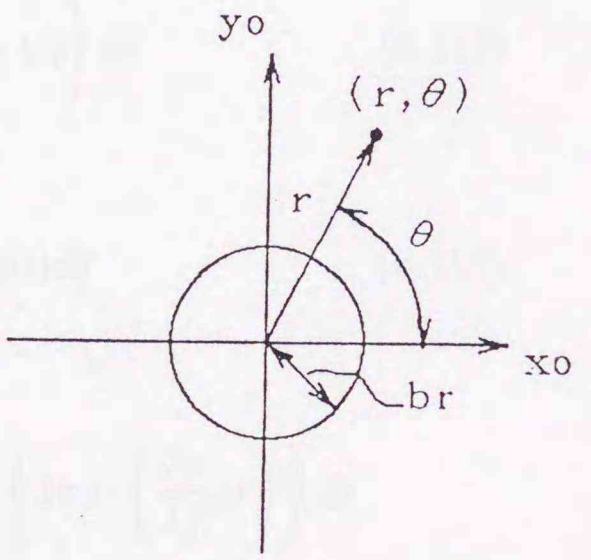


図 6-4-3 円形開口の極座標系

と表わすことができ、式 (6.110) は、

$$u_0(r,\theta) = \mathrm{circ}\left(\frac{r}{b_r}\right) \cdot \frac{e^{-\frac{2\pi i}{\lambda}\sqrt{(\Delta d)^2+r^2}}}{\sqrt{(\Delta d)^2+r^2}} \tag{6.114}$$

となる。従って、Fraunhofer 領域における複素振幅分布 $u(\rho,\psi)$ は、フーリエ変換レンズの焦点面における極座標系を、

$$\begin{aligned} \rho &= \sqrt{\xi^2+\eta^2} \\ \xi &= \rho\cos\psi \\ \eta &= \rho\sin\phi \end{aligned} \tag{6.115}$$

ととり、対物レンズの焦点距離を f_0 とすると、振幅は $\Delta d/f_0$ となり、

$$u_(\rho,\psi) = \frac{\Delta d}{f_0}\frac{1}{\lambda f}\int_0^{2\pi}\int_0^{b_r} u_0(r,\theta)\exp\left\{-\frac{2\pi i}{\lambda f}r\rho(\cos\theta\cos\psi+\sin\theta\sin\psi)\right\} r\,dr\,d\theta \tag{6.116}$$

式 (6.114) を代入して、

$$\begin{aligned} u_(\rho,\psi) &= \frac{\Delta d}{f_0}\frac{1}{\lambda f}\int_0^{b_r} r\cdot\mathrm{circ}\left(\frac{r}{b_r}\right)\cdot\frac{e^{-\frac{2\pi i}{\lambda}\sqrt{(\Delta d)^2+r^2}}}{\sqrt{(\Delta d)^2+r^2}}dr \\ &\quad\times\int_0^{2\pi}\exp\left\{-\frac{2\pi i}{\lambda f}r\rho\cos(\theta-\psi)\right\}d\theta \end{aligned} \tag{6.117}$$

となる。ここで、次の公式

$$J_0(a) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\exp(-ia\cos(\theta-\psi))d\theta \tag{6.118}$$

を用いると、

$$\begin{aligned} u_(\rho,\psi) &= \frac{\Delta d}{f_0}\frac{1}{\lambda f}\int_0^{b_r} r\cdot\mathrm{circ}\left(\frac{r}{b_r}\right)\cdot\frac{e^{-\frac{2\pi i}{\lambda}\sqrt{p(r)}}}{\sqrt{p(r)}}\left\{2\pi J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda f}\rho r\right)\right\}dr \\ &= \frac{\Delta d}{f_0}\frac{2\pi}{\lambda f}\int_0^{b_r}\frac{re^{-\frac{2\pi i}{\lambda}\sqrt{p(r)}}}{\sqrt{p(r)}}\cdot\left\{2\pi J_0\left(\frac{2\pi\rho}{\lambda f}r\right)\right\}dr \end{aligned} \tag{6.119}$$

となる。次に、近似公式

$$\begin{aligned} (1+x)^{1/2} &= 1+\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n-1}\frac{(2n-3)!!x^n}{n!2^n} \\ &= 1+\frac{x}{2}-\frac{x^2}{8}+\frac{x^3}{16}+\cdots \\ (1 &\gg |x|) \end{aligned} \tag{6.120}$$

より、

$$\begin{aligned}\sqrt{p(r)} &= \sqrt{(\Delta d)^2 + r^2} \\ &= (\Delta d)\sqrt{1 + \left(\frac{r}{\Delta d}\right)^2} \\ &\approx \Delta d\left\{1 + \frac{r^2}{2\Delta d^2} - \frac{r^4}{8\Delta d^4} + \frac{r^6}{16\Delta d^6} - \cdots\right\} \\ &= \Delta d + \frac{1}{2\Delta d}r^2 - \frac{1}{8\Delta d^3}r^4 + \frac{1}{16\Delta d^5}r^6 - \cdots \\ &\approx \Delta d + \frac{1}{2\Delta d}r^2 \end{aligned} \tag{6.121}$$

と書き換えられる。但し、上式において第3項以降は十分小さくなるため無視できるとした。また、

$$\frac{1}{\sqrt{p(r)}} = \frac{1}{\sqrt{(\Delta d)^2 + r^2}} \approx \frac{1}{\Delta d} \tag{6.122}$$

より、

$$\begin{aligned}\frac{e^{-\frac{2\pi i}{\lambda}\sqrt{p(r)}}}{\sqrt{p(r)}} &= \frac{e^{-\frac{2\pi i}{\lambda}(\Delta d + \frac{1}{2\Delta d}r^2)}}{\Delta d} \\ &= \left(\frac{e^{-\frac{2\pi i}{\lambda}\Delta d}}{\Delta d}\right) \cdot e^{-\frac{\pi i}{\lambda \Delta d}r^2} \end{aligned} \tag{6.123}$$

が得られる。これを式 (6.119) に代入すると、

$$u(\rho, \psi) = \left(\frac{\Delta d}{f_0}\frac{2\pi}{\lambda f}\frac{e^{-\frac{2\pi \Delta d i}{\lambda}}}{\Delta d}\right)\int_0^{b_r} r e^{-\frac{\pi i}{\lambda \Delta d}r^2} J_0\left(\frac{2\pi\rho}{\lambda f}r\right) dr \tag{6.124}$$

となる。ここで、第2項の積分について考える。いま、

$$t = \frac{r}{b_r}, r = b_r t, dr = b_r dt \tag{6.125}$$

とおくと、積分は、

$$b_r^2 \int_0^1 J_0\left(\frac{2\pi b_r \rho}{\lambda f}t\right) e^{-\frac{\pi b_r^2}{\lambda \Delta d}it^2} t\, dt \tag{6.126}$$

となり、また、

$$u = \frac{2\pi b_r^2}{\lambda \Delta d} \tag{6.127}$$

$$v = \frac{2\pi b_r \rho}{\lambda f} \tag{6.128}$$

とすると、

$$b_r^2 \int_0^1 J_0\left(\frac{2\pi b_r \rho}{\lambda f} t\right) e^{-\frac{\pi b_r^2}{\lambda \Delta d} i t^2} t dt$$

$$= \frac{b_r^2}{2} \cdot 2 \int_0^1 J_0(vt) e^{-\frac{1}{2} u i t^2} t dt \tag{6.129}$$

と書き表せる。従って $u(\rho, \psi)$ は、

$$u(\rho, \psi) = \left(\frac{1}{f_0} \frac{\pi b_r^2}{\lambda f} e^{-\frac{2\pi \Delta d}{\lambda} i}\right) \cdot 2 \int_0^1 J_0(vt) e^{-\frac{1}{2} u t^2} t dt \tag{6.130}$$

となる。ここで、

$$2 \int_0^1 J_0(vt) e^{-\frac{1}{2} u t^2} t dt = C(u, v) - iS(u, v) \tag{6.131}$$

とおくと、

$$C(u, v) = 2 \int_0^1 J_0(vt) \cos\left(\frac{1}{2} u t^2\right) t dt \tag{6.132}$$

および、

$$S(u, v) = 2 \int_0^1 J_0(vt) \sin\left(\frac{1}{2} u t^2\right) t dt \tag{6.133}$$

を得る。但し、上式の積分は Lommel 関数（ Lommel function ）

$$U_n(u, v) = \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u}{v}\right)^{n+2s} J_{n+2s}(v) \tag{6.134}$$

$$V_n(u, v) = \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{v}{u}\right)^{n+2s} J_{n+2s}(v) \tag{6.135}$$

により表わすことができる。

いま、公式

$$\frac{d}{dx}\{x^n J_n(x)\} = x^n J_{n-1}(x) \tag{6.136}$$

を用いて式 (6.132) の部分積分を行なうと、

$$C(u, v) = \frac{2}{v} \int_0^1 \frac{d}{dt}[t J_1(vt)] \cos\left(\frac{1}{2} u t^2\right) dt$$

$$= \frac{2}{v} \left[J_1(v) \cos \frac{1}{2} u + u \int_0^1 t^2 J_1(vt) \sin\left(\frac{1}{2} u t^2\right) dt\right] \tag{6.137}$$

さらに、同じ手順を繰り返すと、

$$C(u, v) = \frac{\cos \frac{1}{2} u}{\frac{1}{2} u} \left[\left(\frac{u}{v}\right) J_1(v) - \left(\frac{u}{v}\right)^3 J_3(v) + \cdots\right]$$

$$+ \frac{\sin \frac{1}{2} u}{\frac{1}{2} u} \left[\left(\frac{u}{v}\right)^2 J_2(v) - \left(\frac{u}{v}\right)^4 J_4(v) + \cdots\right]$$

$$= \frac{\cos \frac{1}{2} u}{\frac{1}{2} u} U_1(u, v) + \frac{\sin \frac{1}{2} u}{\frac{1}{2} u} U_2(u, v) \tag{6.138}$$

が得られる。同様に $S(u,v)$ についても、公式 (6.136) を用いて式 (6.133) の部分積分を行い、それを繰り返すことによって、

$$\begin{aligned} S(u,v) &= \frac{2}{v}\int_0^1 \frac{d}{dt}[tJ_1(vt)]\sin(\frac{1}{2}ut^2)dt \\ &= \frac{2}{v}\left[J_1(v)\sin\frac{1}{2}u - u\int_0^1 t^2 J_1(vt)\cos(\frac{1}{2}ut^2)dt\right] \\ &= \frac{\sin\frac{1}{2}u}{\frac{1}{2}u}\left[\left(\frac{u}{v}\right)J_1(v) - \left(\frac{u}{v}\right)^3 J_3(v) + \cdots\right] \\ &\quad - \frac{\cos\frac{1}{2}u}{\frac{1}{2}u}\left[\left(\frac{u}{v}\right)^2 J_2(v) - \left(\frac{u}{v}\right)^4 J_4(v) + \cdots\right] \\ &= \frac{\cos\frac{1}{2}u}{\frac{1}{2}u}U_1(u,v) - \frac{\sin\frac{1}{2}u}{\frac{1}{2}u}U_2(u,v) \end{aligned} \tag{6.139}$$

となる。ここで、

$$\frac{u}{v} = \frac{b_r f}{\Delta d\rho} \tag{6.140}$$

以上より、Fraunhofer 回折光強度分布は、$I(\rho) = |u(\rho)|^2$ より、

$$\begin{aligned} I(\rho) &= \left(\frac{\pi b_r^2}{f_0\lambda f}\right)^2\left(\frac{2}{u}\right)^2[U_1^2(u,v) + U_2^2(u,v)] \\ &= \frac{1}{f_0^2}\left(\frac{2\pi b_r^2}{\lambda f}\right)^2\left[\left(\frac{U_1(u,v)}{u}\right)^2 + \left(\frac{U_2(u,v)}{u}\right)^2\right] \end{aligned} \tag{6.141}$$

また、式 (6.140)、式 (6.134) から、

$$U_n(u,v) = U_n(\Delta d,\rho) = \sum_{s=0}^{\infty}(-1)^s\left(\frac{b_r f}{\Delta d\rho}\right)^{n+2s} J_{n+2s}\left(\frac{2\pi b_r}{\lambda f}\rho\right) \tag{6.142}$$

このとき、強度分布は、

$$I(\rho) = \frac{1}{f_0^2}\left(\frac{2\pi b_r^2}{\lambda f}\right)^2\left[\left(\frac{U_1(\Delta,\rho)}{(2\pi b_r^2/\lambda\Delta d)}\right)^2 + \left(\frac{U_2(\Delta,\rho)}{(2\pi b_r^2/\lambda\Delta d)}\right)^2\right] \tag{6.143}$$

と表わすことができる。よって、対物レンズがデフォーカス Δd した集光ビーム照射に対する円形開口の回折光強度分布は、対物レンズのデフォーカス量と円形開口の半径によって変化することがわかる。ここで、$U_n(u,v)$ の性質として、

$$\lim_{u\to 0}\left[\frac{U_1(u,v)}{u}\right] = \frac{J_1(v)}{v} = \frac{J_1(2\pi b_r\rho/\lambda f)}{2\pi b_r\rho/\lambda f} \tag{6.144}$$

$$\lim_{u\to 0}\left[\frac{U_2(u,v)}{u}\right] = 0 \tag{6.145}$$

が成立し、従って式 (6.143) から、

$$\lim_{u\to 0} I(\rho) = \frac{1}{f_0^2}\left(\frac{2\pi b_r^2}{\lambda f}\right)^2 \left[\frac{J_1(2\pi b_r \rho/\lambda f)}{2\pi b_r \rho/\lambda f}\right]^2 \tag{6.146}$$

となり、この式は平面波入射の場合の円形開口の回折と同じになる。この結果は、単色球面波が円形開口を出て収束する場合の議論と同様の結果となっており、よって、$u = \frac{2\pi b_r^2}{\lambda f}$の変化に対する回折光強度分布の変化は、図６－４－４ [172] のように計算される。この図において$u \to 0$すなわち対物レンズのデフォーカス量Δdが大きくなるほど回折光強度分布はエアリのディスク（ベッセル関数）に近づき、フォーカスに近づくにしたがい急速に回折像が大きくなり分解が起こることを示している。従って、微小粒子（パーティクル）を検出する場合も同様に、対物レンズの適当なデフォーカスによって、ほぼエアリのディスクで近似できる回折パターンを得ることができると考えられ、これによって大きさの評価も可能であると推測される。

しかし、この理論解析は円形開口に対するものであり、超精密加工表面に付着したパーティクルによる回折の場合、パーティクルが持っている有限の複素屈折率、および超精密加工表面による反射の影響を受けて、回折像の広がりなどが変わってくることが考えられる。そのため、本研究では、対物レンズのデフォーカス量およびエアリディスクとして観測される回折パターンの暗輪の間隔などは、粒径のわかっている標準粒子による実験的な方法で決定し、これを基準とした付着異物の検出および評価法を提案する。

6.4.2 球形粒子粒径の測定原理

前項での解析に基づいて、対物レンズの適当なデフォーカスによって得られる単一粒子による回折光強度分布$I(\theta)$をベッセル関数で近似し、球形粒子の半径ｒ、微小回折角θとして一般的に、

$$I(\theta) = \left\{\frac{rJ_1(2\pi r\theta/\lambda)}{\theta}\right\}^2 \tag{6.147}$$

で表わすものとする。但し、強度は$\theta = 0$の方位での強度（表面付着粒子の場合は正反射方向となる）で正規化してあり、またJ_1は第１種１次ベッセル関数を表わす。

そこで、いまレーザ光を対物レンズで集光し、超精密加工表面上にあるパーティクルに照射すると、パーティクルの回折光は焦点距離ｆのフーリエ変換レンズによってFraunhofer回折像を結像する場合を考える。この場合、回折角θの回折光の結像面における位置$\Delta\rho$は、

$$\Delta\rho = f \cdot \tan\theta \tag{6.148}$$

となる。一方、式 (6.147) より、回折光の強度分布はベッセル関数の性質から、二次元的には半径$\Delta\rho$の明暗のリング状に分布する。そこで今、式 (6.147) において第１

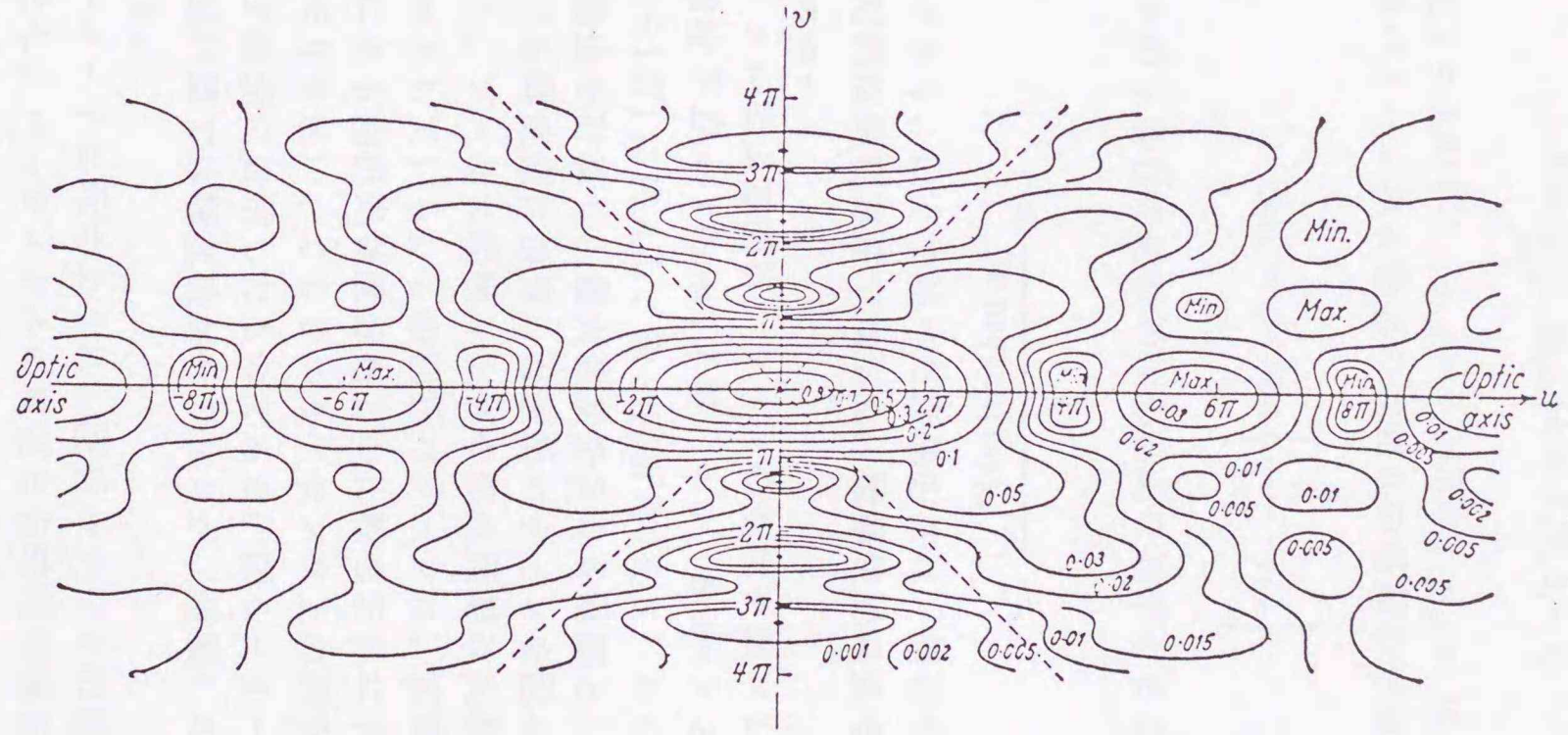


図 6-4-4 u に対する回折光強度分布の等強度曲線

種1次ベッセル関数 $J_1(x)$ のk番目の0点を $j_{1,k}$ とすると、

$$\theta = \frac{\lambda}{2\pi t} \cdot j_{1,k}, (k = 1, 2, 3, \cdots) \tag{6.149}$$

となる。ただし、$j_{1,1} = 3.83171$ 、$j_{1,2} = 7.01559$ 、$j_{1,3} = 10.17347$ である。従って、式 (6.148) から回折パターンのk番目の強度0の暗輪の半径を $\Delta\rho_k$ とすると、

$$\Delta\rho_k = f \cdot \tan\left\{\frac{\lambda}{2\pi r} \cdot j_{1,k}\right\} \tag{6.150}$$

より、回折パターンのk番目の暗輪の半径 $\Delta\rho_k$ を測定することによって、球形粒子の半径rは、

$$r = \frac{\lambda}{2\pi \arctan(\Delta\rho_k / f)} \cdot j_{1,k} \tag{6.151}$$

より求めることができる。以上で述べた評価方法は、超精密加工表面における付着異物の大きさの絶対的な測定方法ではなく、標準粒子による回折パターンとの比較測定による方法である。

次に、パーティクルによる回折パターンの変化を調べるために、数値解析を行なった。まず、標準粒子 $D = 1.0\mu m$（半径ｒ＝０．５μm）と $D = 0.6\mu m$（半径ｒ＝０．３μm）を式 (6.147) に代入し、微小回折角θを０°から０．０１５°ずつ変化させながら回折光強度を計算し、最大強度を２５５階調として回折強度をＣＣＤエリアセンサ上における輝度値に換算した回折パターンを図６－４－５および図６－４－６に示す。但し、フーリエ変換レンズの焦点距離は実験装置に用いているものと同じｆ＝５０ｍｍとしている。この回折パターンは、実際の実験装置によって測定された標準粒子による回折光強度分布との比較を容易にするため、計算機と接続されている画像メモリを用い、ＣＣＤエリアセンサ上の輝度分布の出力と同様の方法によって、モニタ画面に表示したものである。図６－４－５と図６－４－６に見られるように、理論計算では輝度値が０のリング（暗輪）の半径は粒径によって変化することがわかる。

そこで、図６－４－７に示すように、回折パターンの暗輪の第ｉ番目の半径を $\Delta\rho_i (i = 1, 2, \cdots)$ とし、パーティクルの粒径と各暗輪半径を計算した結果を表６－４－１に示す。この表は各パーティクルによる回折パターンの暗輪の半径の大きさをミクロンとＣＣＤエリアセンサ上の画素数で表わしており、まず第１暗輪を見るとパーティクルの半径１．８μm までは０．１μm の変化に対して１画素以上の変化を示しているがそれ以降は暗輪の半径の変化は緩やかになりその結果分解能が低下していることが分かる。さらに、これをグラフで表わしたものを図６－４－８および図６－４－９に示す。これらは縦軸にパーティクルの半径、縦軸にＣＣＤエリアセンサ上の画素数に換算した回折パターンの暗輪半径を取ったものである。まず図６－４－８によると、パーティクルの半径の変化に対する回折パターンの暗輪半径の変化は、パーティクルの半径に依って変化することがわかる。さらに、回折パ

ターンの暗輪半径の変化はパーティクルの半径が小さいほど大きな変化を示すことから、微小なパーティクルに対しては分解能がよく、パーティクル半径が大きくなるほど分解能が低下してくるのがわかる。例えば、第1暗輪の半径によって評価を行なう場合を考えると、パーティクル半径2．0μm以上は急激に分解能が低下している。この様子は図6－4－9のパーティクル半径1．0μmから3．0μmに対して拡大したグラフをみると2．0μm以降はほとんど0．5μmの変化に対して1画素分の変化しか示していないことから、回折パターンの暗輪半径からパーティクルの粒径を測定する場合の測定分解能は0．5μm程度であることがわかる。

以上のことから、本手法はパーティクル半径の微小なパーティクルほど感度が高く、パーティクル半径が大きくなるに従って測定分解能は低下するが、パーティクル半径が3．0μmまでは0．5μm程度の分解能で粒径の測定が可能であることを示している。

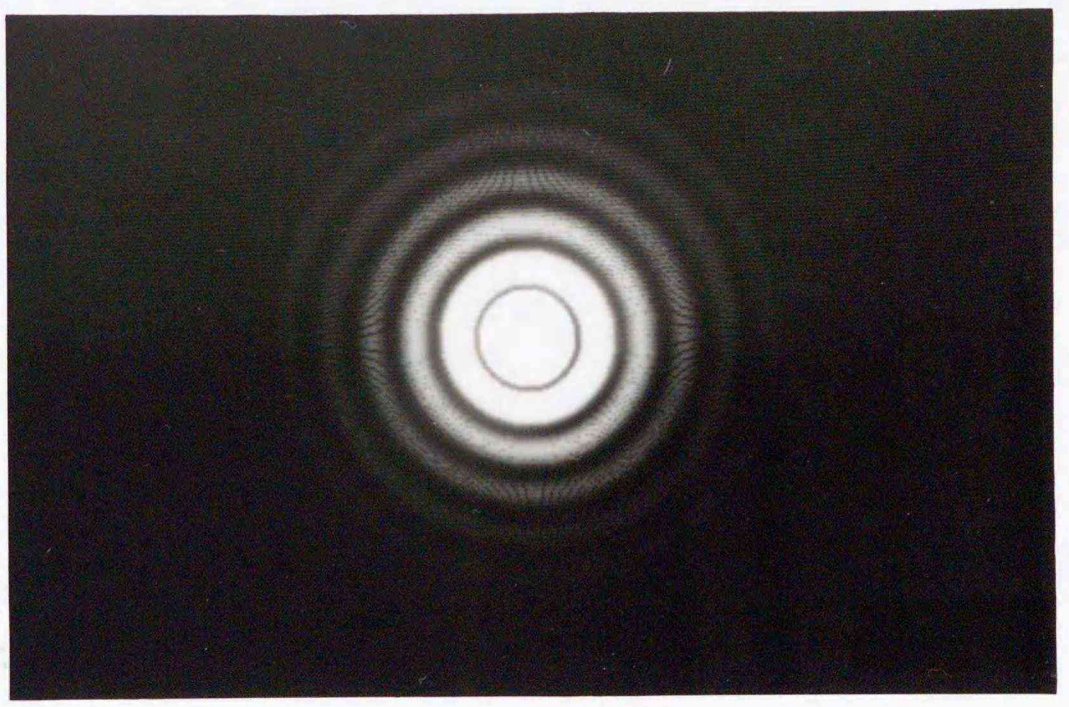


図 6-4-5 粒径 1.0μm に対する回折パターンの数値解析結果

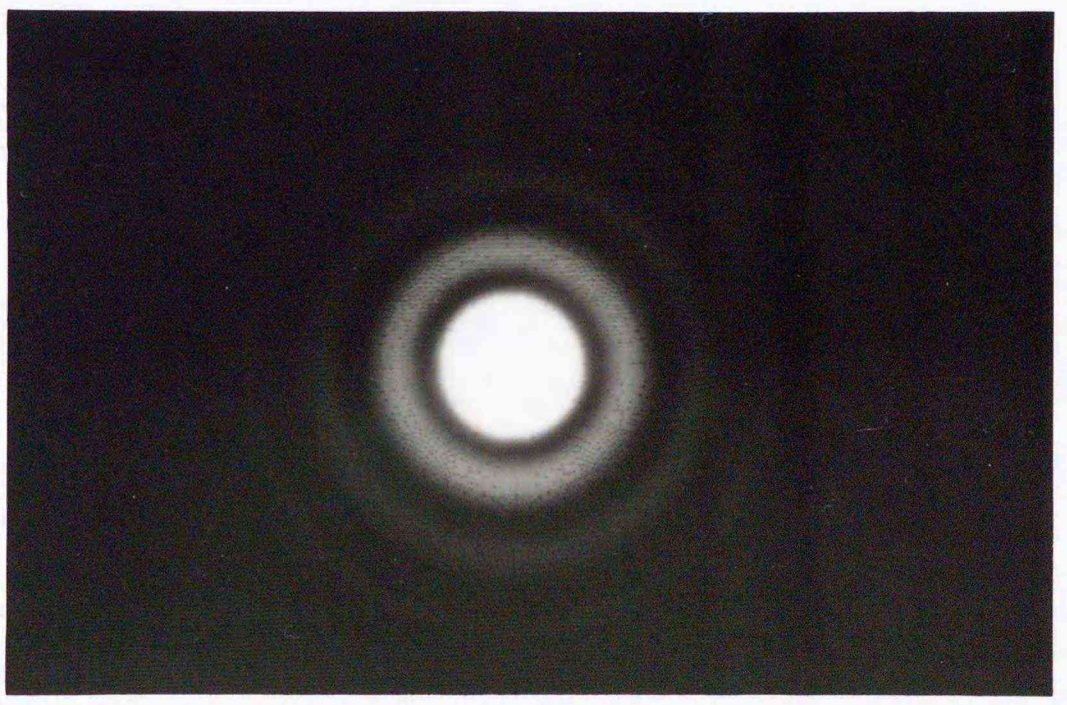


図 6-4-6 粒径 0.6μm に対する回折パターンの数値解析結果

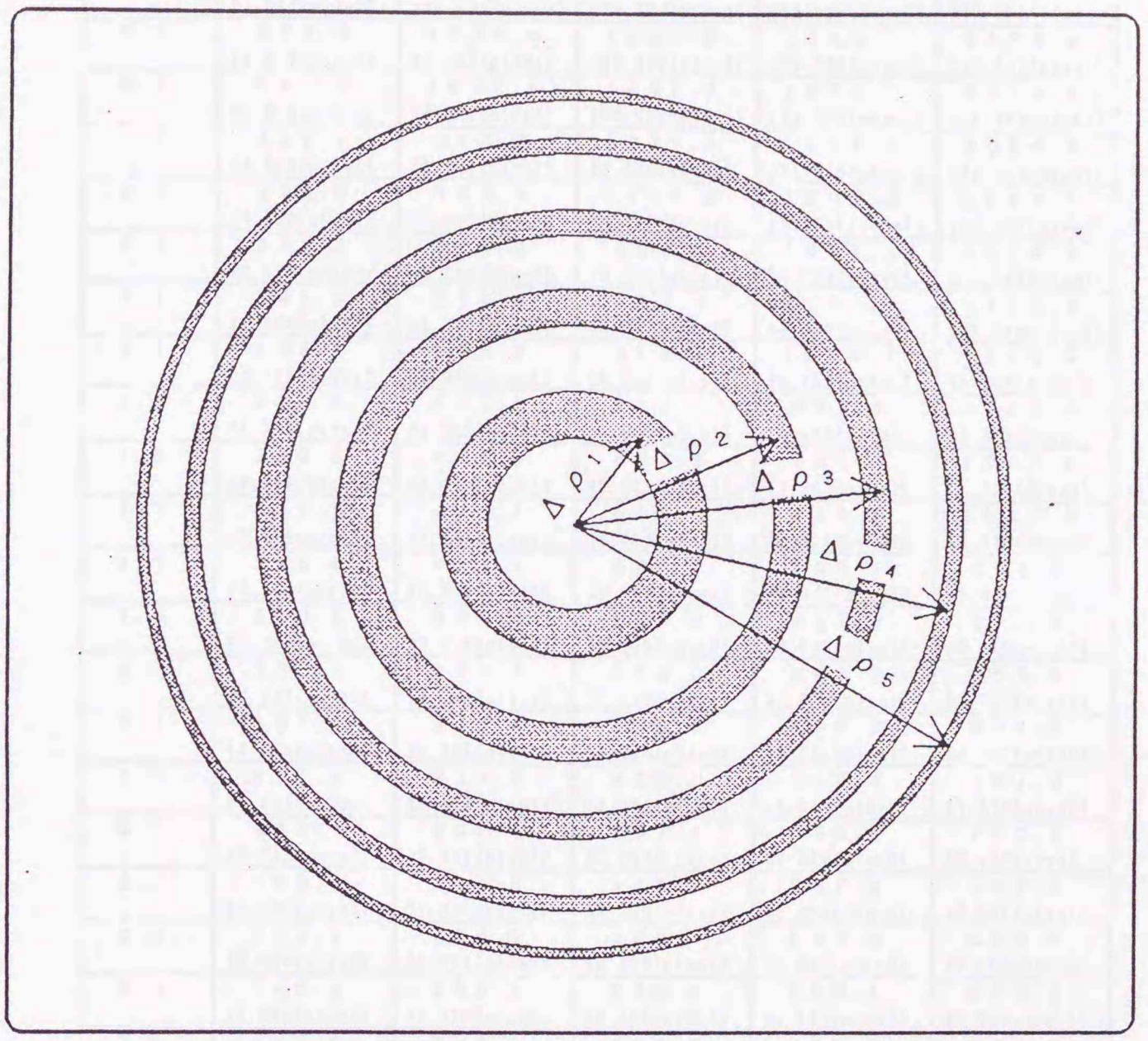


図 6-4-7 回折パターンにおけるパラメータ$\Delta\rho$

r (μm)	Δρ1 (μm)	Δρ2 (μm)	Δρ3 (μm)	Δρ4 (μm)	Δρ5 (μm)
0.1	3372.7 244.399(pixel)	6197.4 449.087(pixel)	9037.9 654.920(pixel)	11928.9 864.413(pixel)	14894.3 1079.30(pixel)
0.2	1684.5 122.065(pixel)	3086.9 223.688(pixel)	4482.6 324.826(pixel)	5881.9 426.225(pixel)	7288.9 528.181(pixel)
0.3	1122.7 81.355(pixel)	2056.5 149.022(pixel)	2984.0 216.232(pixel)	3911.3 283.428(pixel)	4840.3 350.746(pixel)
0.4	842.0 61.064(pixel)	1542.0 111.739(pixel)	2236.8 162.087(pixel)	2930.9 212.384(pixel)	3625.3 262.703(pixel)
0.5	673.6 48.812(pixel)	1233.4 89.377(pixel)	1789.0 129.638(pixel)	2343.7 169.833(pixel)	2898.4 210.029(pixel)
0.6	561.3 40.674(pixel)	1027.8 74.478(pixel)	1490.7 108.022(pixel)	1952.7 141.500(pixel)	2414.5 174.964(pixel)
0.7	481.1 34.862(pixel)	880.9 63.833(pixel)	1277.6 92.580(pixel)	1673.5 121.268(pixel)	2069.2 149.942(pixel)
0.8	421.0 30.507(pixel)	770.8 55.855(pixel)	1117.9 81.077(pixel)	1464.2 106.101(pixel)	1810.3 131.181(pixel)
0.9	374.2 27.116(pixel)	685.1 49.645(pixel)	993.6 72.000(pixel)	1301.4 94.304(pixel)	1609.0 116.594(pixel)
1.0	336.8 24.406(pixel)	616.6 44.681(pixel)	894.2 64.797(pixel)	1171.2 84.870(pixel)	1448.0 104.928(pixel)
1.1	306.2 22.188(pixel)	560.6 40.623(pixel)	812.9 58.906(pixel)	1064.7 77.152(pixel)	1316.3 95.384(pixel)
1.2	280.6 20.333(pixel)	513.8 37.232(pixel)	745.2 54.000(pixel)	976.0 70.725(pixel)	1206.6 87.435(pixel)
1.3	259.1 18.775(pixel)	474.3 34.370(pixel)	687.8 49.841(pixel)	900.9 65.283(pixel)	1113.7 80.703(pixel)
1.4	240.5 17.428(pixel)	440.4 31.913(pixel)	638.7 46.283(pixel)	836.5 60.616(pixel)	1034.1 74.935(pixel)
1.5	224.5 16.268(pixel)	411.1 29.790(pixel)	596.1 43.196(pixel)	780.7 56.572(pixel)	965.2 69.942(pixel)
1.6	210.5 15.254(pixel)	385.4 27.928(pixel)	558.9 40.500(pixel)	731.9 53.036(pixel)	904.8 65.565(pixel)
1.7	198.1 14.355(pixel)	362.7 26.283(pixel)	526.0 38.116(pixel)	688.9 49.920(pixel)	851.6 61.710(pixel)
1.8	187.1 13.558(pixel)	342.6 24.826(pixel)	496.8 36.000(pixel)	650.6 47.145(pixel)	804.3 58.283(pixel)
1.9	177.2 12.841(pixel)	324.5 23.514(pixel)	470.6 34.101(pixel)	616.3 44.659(pixel)	761.9 55.210(pixel)
2.0	168.4 12.203(pixel)	308.3 22.341(pixel)	447.1 32.399(pixel)	585.5 42.428(pixel)	723.8 52.449(pixel)
2.1	160.4 11.623(pixel)	293.6 21.275(pixel)	425.8 30.855(pixel)	557.6 40.406(pixel)	689.4 49.957(pixel)
2.2	153.1 11.094(pixel)	280.3 20.312(pixel)	406.4 29.499(pixel)	532.3 38.572(pixel)	658.0 47.681(pixel)
2.3	146.4 10.609(pixel)	268.1 19.428(pixel)	388.8 28.174(pixel)	509.1 36.891(pixel)	629.4 45.609(pixel)
2.4	140.3 10.167(pixel)	256.9 18.616(pixel)	372.6 27.000(pixel)	487.9 35.355(pixel)	603.2 43.710(pixel)
2.5	134.7 9.761(pixel)	246.6 17.870(pixel)	357.7 25.920(pixel)	468.4 33.942(pixel)	579.1 41.964(pixel)
2.6	129.5 9.384(pixel)	237.2 17.188(pixel)	343.9 24.920(pixel)	450.4 32.638(pixel)	556.8 40.348(pixel)
2.7	124.7 9.036(pixel)	228.3 16.543(pixel)	331.2 24.000(pixel)	433.7 31.428(pixel)	536.2 38.855(pixel)
2.8	120.3 8.717(pixel)	220.2 15.957(pixel)	319.3 23.128(pixel)	418.2 30.304(pixel)	517.0 37.464(pixel)
2.9	116.1 8.413(pixel)	212.6 15.406(pixel)	308.3 22.341(pixel)	403.8 29.261(pixel)	499.2 36.174(pixel)
3.0	112.3 8.138(pixel)	205.5 14.891(pixel)	298.0 21.594(pixel)	390.3 28.283(pixel)	482.5 34.964(pixel)

表 6-4-1 理論式による暗輪半径の計算結果

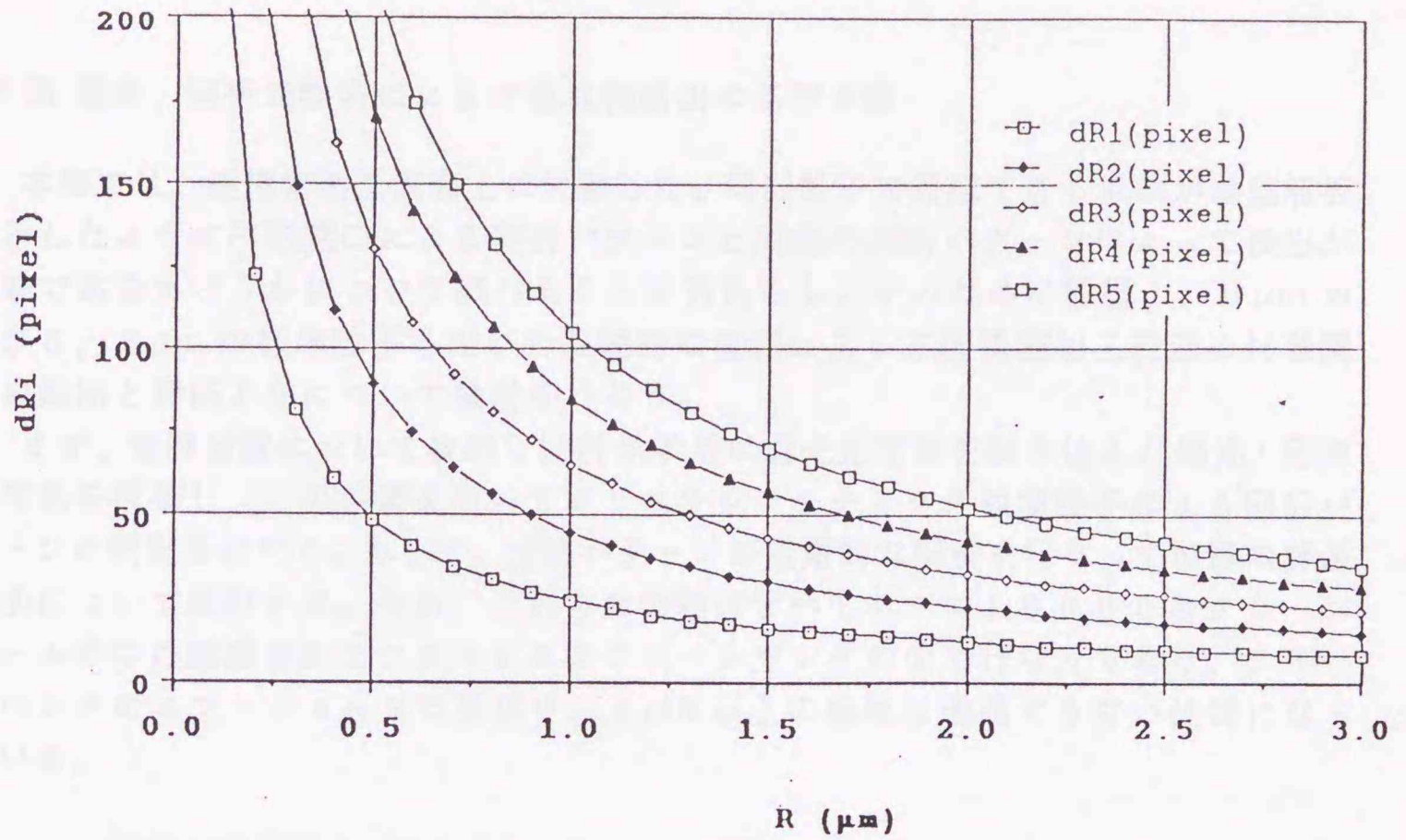


図 6-4-8 粒径と暗輪半径の関係

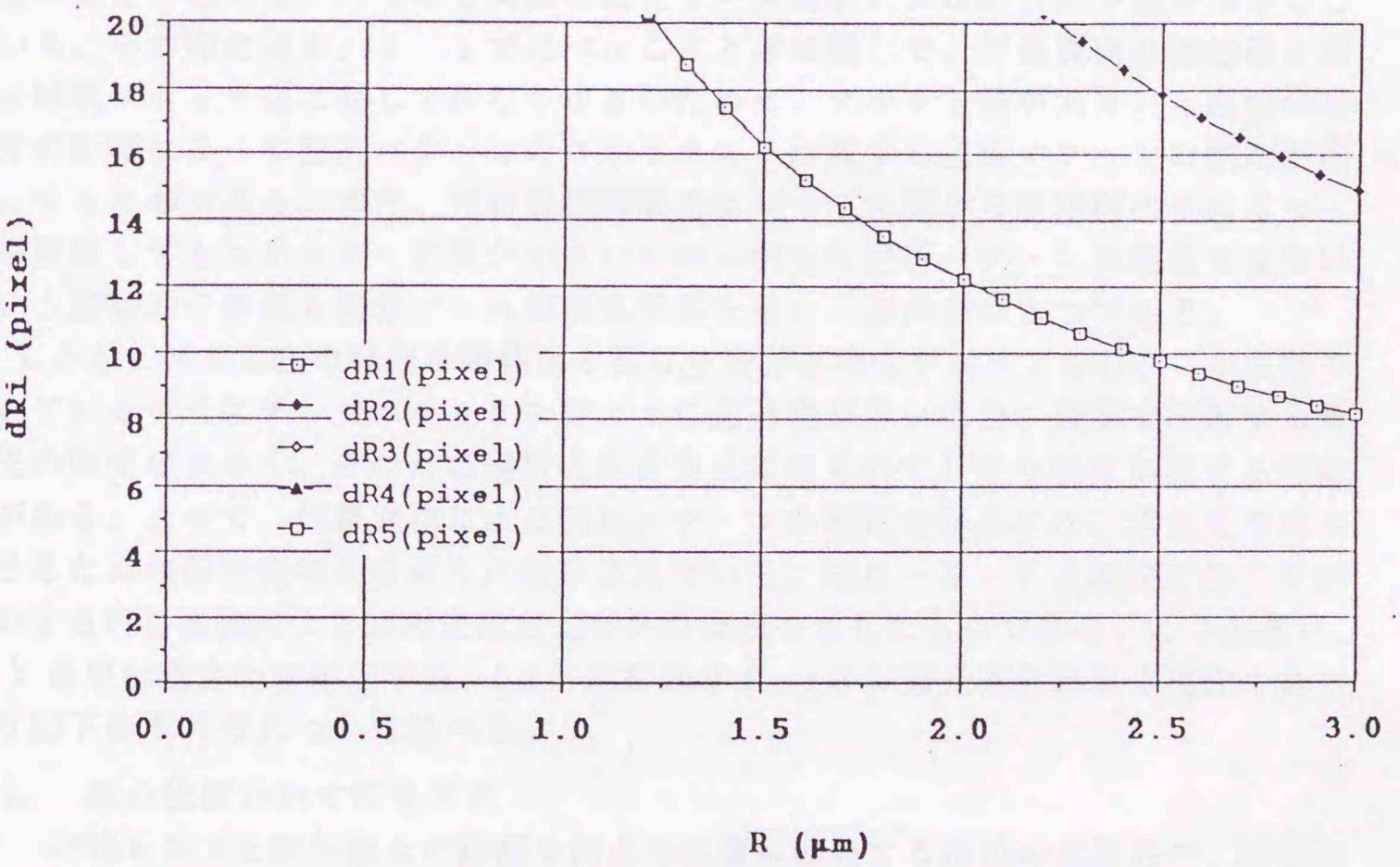


図 6-4-9 第 1 暗輪半径と分解能の関係

6.5節 偏光・回折光学系による付着異物検出の基礎実験

本節では、超精密加工表面上に付着した、球形粒子で近似できる異物が理論解析で示したような円形開口による回折パターンと同様の回折パターンによって検出が可能であるかどうかについて調べることを目的とし、そのために粒径１．０μmおよび０．６μmの標準粒子を用いた基礎的な実験によって超精密加工表面の付着異物の検出と評価方法について検討を行なう。

まず、実験装置について検討し回折光学系に偏光光学系を組み込んだ偏光・回折光学系を構築し、この装置を用いてポリスチレンラテックス標準粒子による回折パターンの測定を行なう。そして、回折パターンの定量的な解析を行なって粒径の評価方法について検討する。なお、これらの実験はすべてクラス１００００のクリーンルームの中に設置されたクラス１０のクリーンベンチの中で行なっており、クリーンベンチのエアーフィルタは粒径０．３μm以上の塵埃は通過できない仕様になっている。

6.5.1 偏光・回折光学系の構成

超精密加工表面における付着異物の回折パターンを検出するための光学系は、微細傷の測定評価で用いたものと同様な集光ビーム照射による回折光学系を基本としている。その理由は６．２．１で述べたこととほぼ同じで、付着異物は微細傷と同様に照射スポット径に対してかなり小さいために、スポット径が大きいと表面の反射光の影響によって回折パターンのコントラストが減少し回折パターンの測定が困難になるためである。また、付着異物の場合はレーザ光源から直接射出されるビームを照射してもエネルギー密度が小さいために明瞭な回折パターンが測定できないという実験的な事実も集光ビーム照射光学系を用いた理由のひとつである。

しかし、付着異物の場合は微細傷と異なり表面と物性が違っており、この実験で用いているポリスチレンラテックスのように透過光が多い場合、表面で反射する背景光の強度が大きく、そのため回折光が背景光に埋もれてしまう現象が生ずる可能性がある。よって、付着異物による回折パターンの測定光学系には、背景光を減少させるための偏光光学系を新たに組み込んでいる。図６－５－１は超精密加工表面における付着異物による回折光測定光学系の構成を示したものである。この装置は、（１）焦点位置合わせ用光学系、（２）回折光学系、（３）偏光光学系から構成されており以下にそれぞれついて述べる。

1. 焦点位置合わせ用光学系

   対物レンズと試料面との距離を焦点の位置に調整するための光学系で、試料面を水平にして反射光のスポット径をスポット径計測器 Beam Scan で測定し、入射レーザ光のスポット径である４８０μmになった位置を焦点距離としている。実際は焦点距離からΔd＝１．０～２．０ｍｍ程度のデフォーカス位置で回折パターンを得ることができる。測定時は、偏光の変化を避けるためにハーフミラーを取り外す。

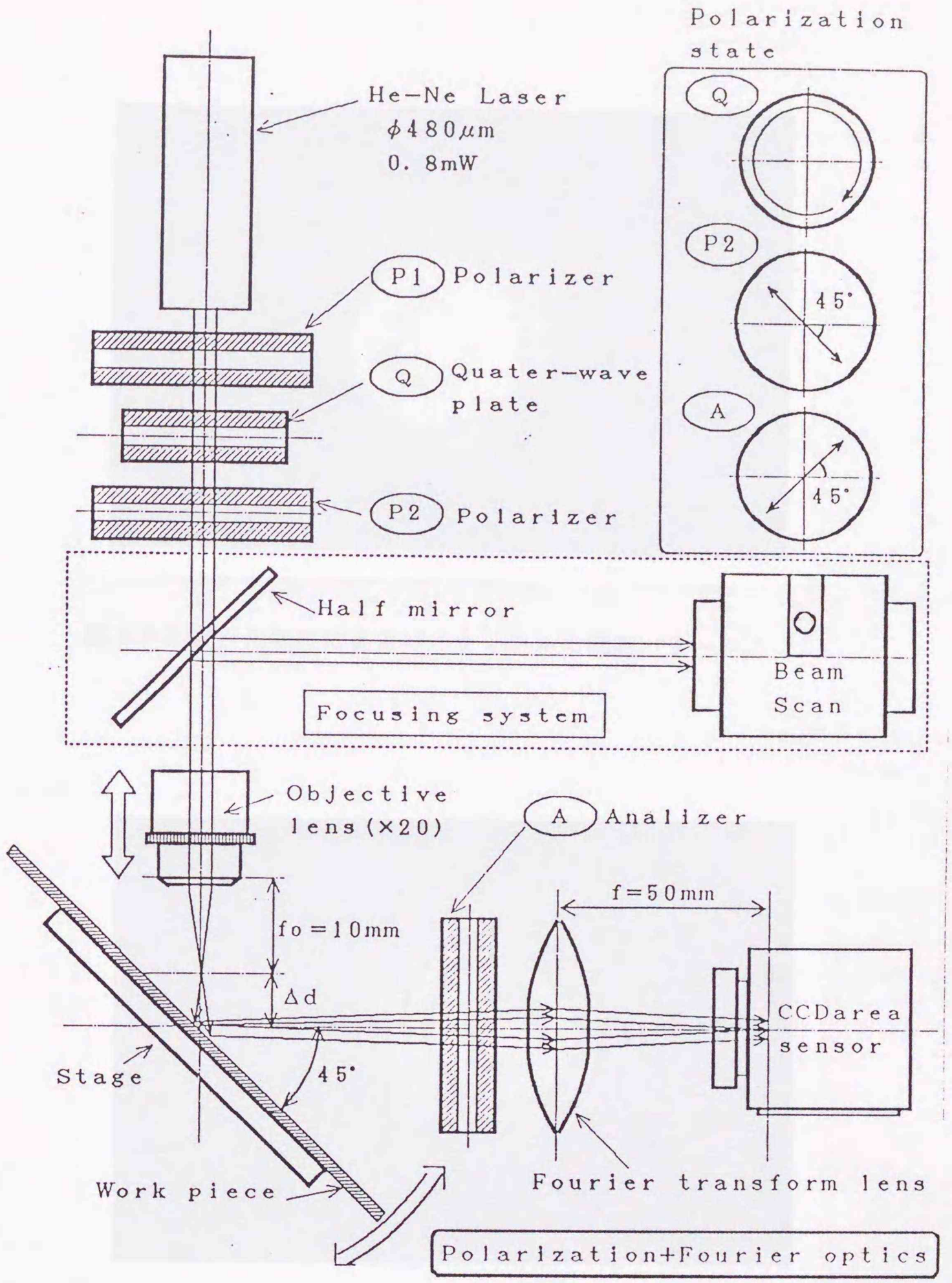


図 6-5-1 偏光・回折光学系の構成

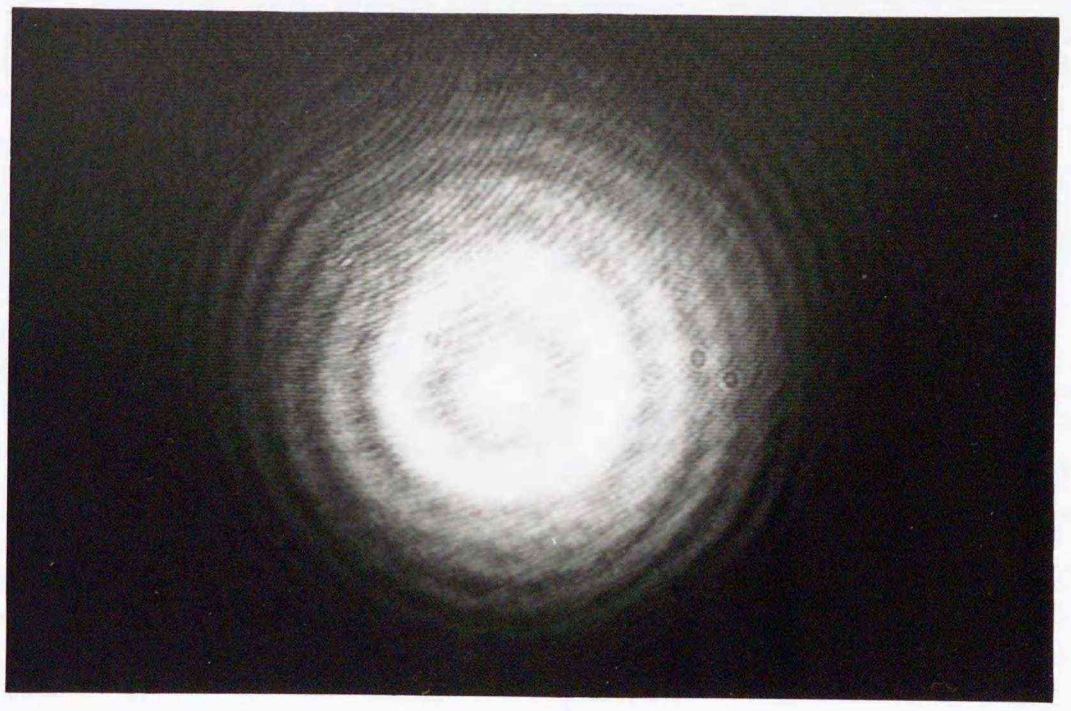


図 6-5-2 回折光学系によるパーティクルの回折パターン

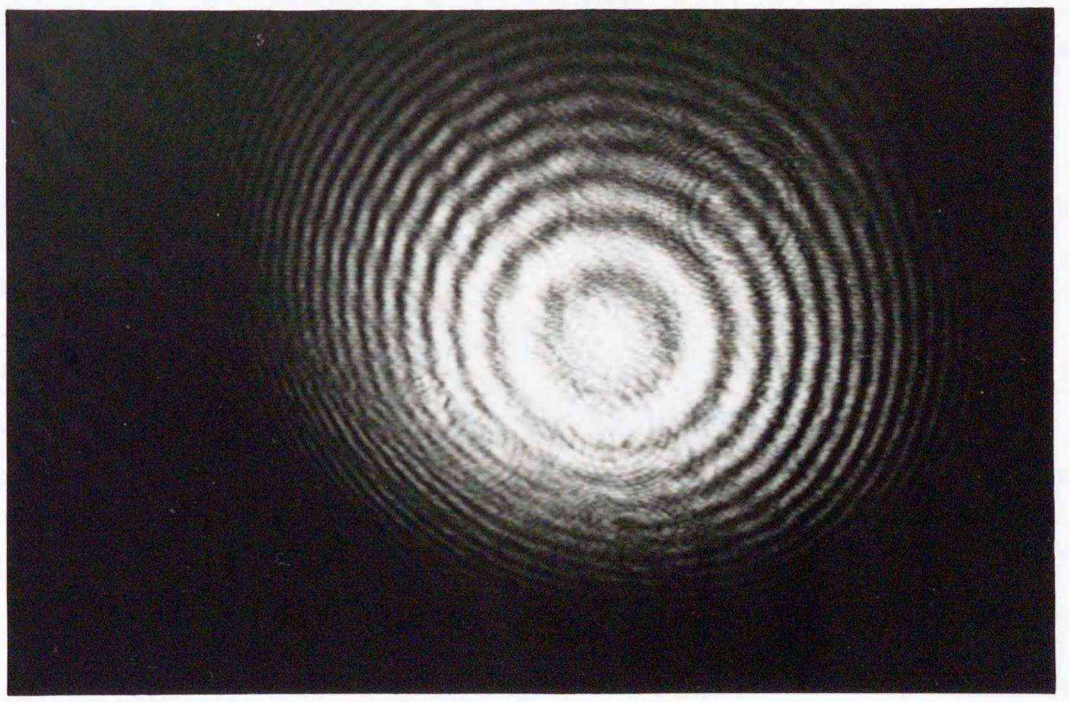


図 6-5-3 偏光・回折光学系によるパーティクルの回折パターン

2.　回折光学系

パーティクルによる回折光をフーリエ変換レンズによってＣＣＤエリアセンサの受光面に回折パターンとして結像させる。ＣＣＤエリアセンサの受光面は１３．８$\mu m/pixel$で$510(V) \times 492(H) pixel$のサイズで、焦点距離５０ｍｍのフーリエ変換レンズを用いた場合、粒径１μm近傍でパーティクルの半径ｒの０．０４μmの変化が回折パターンの第一暗輪の半径$\Delta\rho_1$の１ pixel の変化に相当することが式 (6.151) よりわかる。また、受光面に納まる$\Delta\rho_1$を最大２００ pixels とするとｒは０．１２μmに相当し、$\Delta\rho_1$によってパーティクルを測定する場合の測定限界となる。

3.　偏光光学系

鏡面上のパーティクルからの回折光は、鏡面による反射光を背景光とし、その上に回折像が現われるため、像のコントラストが非常に悪くなる（図６－５－２）。そのため、回折パターンから暗輪の半径を測定することが困難になり、特にサイズの小さいパーティクルによる回折光強度は弱くなるので背景光成分に埋もれてしまい検出が不可能な場合もある。そこで、図６－５－１に示すようにポラライザＰ２で直線偏光を入射面に対して４５°の方位にして照射し、アナライザＡの透過軸をそれを消光する方位に配置することによって、偏光状態の変化しない表面からの反射光である背景光をカットし、偏光状態の変化したパーティクルによる回折光のみを通過させるようになる。この偏光光学系によって回折像のコントラストが図６－５－３のように向上し、サブミクロンオーダーのパーティクルによる強度の弱い回折パターンも測定できるようになった。なお、偏光光学系の利用方法の詳細は６．６．１で述べる。

また、この光学系において入射光を試料表面に対して４５°の角度で直接照射しているのは、ハーフミラーによる偏光状態の変化を防ぐためと、入射面に対する水平偏光と垂直偏光の区別が行えるようにするためであり、回折パターンの測定には直接影響しないことが分かっている。

6.5.2 標準粒子による回折パターンの測定と粒径の評価

Fraunhofer 回折として扱うことのできるパーティクル粒径は$\pi D/\lambda$が１～５０となっており、波長を$\lambda = 0.6328\mu m$とした場合、粒径にして０．２μm～１０μmとなる。従って、この実験では標準粒子として粒径０．６μmおよび１．０μmの標準粒子（Polystyrene LATEX BEADS、屈折率１．５９０５（波長０．５８９２μm）、密度１．０５(g/cm^2)（Sigma Chemical 社製））を用いている。図６－５－４および図６－５－５にそれぞれ粒径０．６μmと１．０μmの標準粒子のＳＥＭ像（1×10^4倍）を示す。この図から標準粒子の形状はほぼ球形になっており、また粒径もほぼ規格どうりにできていることが確認できる。

まず、上述した標準粒子を Final polish 仕上げされたシリコンウェハ表面に付着させ、これを異物が付着した超精密加工表面試料とした。標準粒子をシリコンウェハ

表面に付着させる方法は、まず蒸留水にて希釈し、シリコンウェハ表面に滴下し他の異物が混入しないようにクリーンベンチ内にて自然乾燥させている。図６－５－６および図６－５－７は粒径０．６μmと１．０μmの標準粒子のシリコンウェハ表面への付着状況を金属顕微鏡によって観察したもので、凝集することなく単粒子で付着していることが分かる。

次に、この表面を偏光・回折光学系を用いて測定した。測定方法は、まず対物レンズを焦点位置に合わせ、その位置から試料表面との距離を変えながらデフォーカス量Δdを調整し、各デフォーカス位置に対する回折パターンの暗輪半径を測定した。さらに測定した暗輪半径から式 (6.151) を用いて標準粒子の半径を求めた。表６－５－１に粒径１．０μmの標準粒子に対する測定結果を示す。まず、対物レンズのデフォーカス量と回折パターンの暗輪半径の関係をみると、デフォーカス量Δdを大きくしていくに従い暗輪の半径は小さくなっていくことがわかる。また、逆にデフォーカス量が０になるに従い回折パターンの暗輪半径は大きくなり、焦点位置では完全に回折パターンは消失する。この回折パターンと対物レンズのデフォーカス量の関係は６．４．１において行なった集光ビーム照射された円形開口の回折パターンの理論解析とよく一致し、従ってデフォーカス量の増大にともない回折パターンはエアリのディスクに近づくと考えられる。図６－５－８はデフォーカス量と回折パターンの暗輪半径の関係を示したもので、デフォーカス量が２ｍｍまでは暗輪の半径は大きく変化するのに対し、２ｍｍ以上では暗輪の半径の変化は小さくなっていくことを示している。また、第１暗輪による粒径の推定値をみると、デフォーカス量２．５ｍｍの時にほぼ標準粒子の粒径に一致しており、またこのとき、第２暗輪、第３暗輪、等他の暗輪による推定値も標準粒子の粒径にほぼ一致している。これに対してデフォーカス量が３ｍｍを越えると粒径の推定値は大きくなり、またそれぞれの暗輪半径による推定値の差も大きくなっていることがわかる。これらのことから、デフォーカス量２～３ｍｍの間で粒径の評価を行なえばよいことがわかる。なお、デフォーカス量が大きくなると粒径の評価に誤差が生ずる理由として、デフォーカス量の増大にともない照射ビームのスポット径も大きくなり、背景光も増大するため回折光のコントラストが低くなり、暗輪半径の測定誤差が大きくなること、また表面粗さによる影響などが考えられる。

次に、表６－５－２に粒径０．６μmの標準粒子に対する測定結果を示す。対物レンズのデフォーカス量と回折パターンの暗輪半径の関係は、１．０μmの標準粒子の場合とほぼ一致しており、その傾向は図６－５－９からも確認することができる。さらに、回折パターンによる粒径の推定値をみると、デフォーカス量が２ｍｍで第１暗輪からの推定結果で０．３３μmが得られており、個の結果はほぼ標準粒子の粒径と一致している。さらにデフォーカス量を大きくした場合の推定誤差も１．０μmの標準粒子の場合とほぼ同様な傾向を示している。

以上のことから、粒径の評価方法として、まず標準粒子によってデフォーカス量の設定を行い、次に任意の付着異物からの回折パターンを検出したとき、その暗輪半径を測定し、粒径の評価を行なえば良いことが分かる。

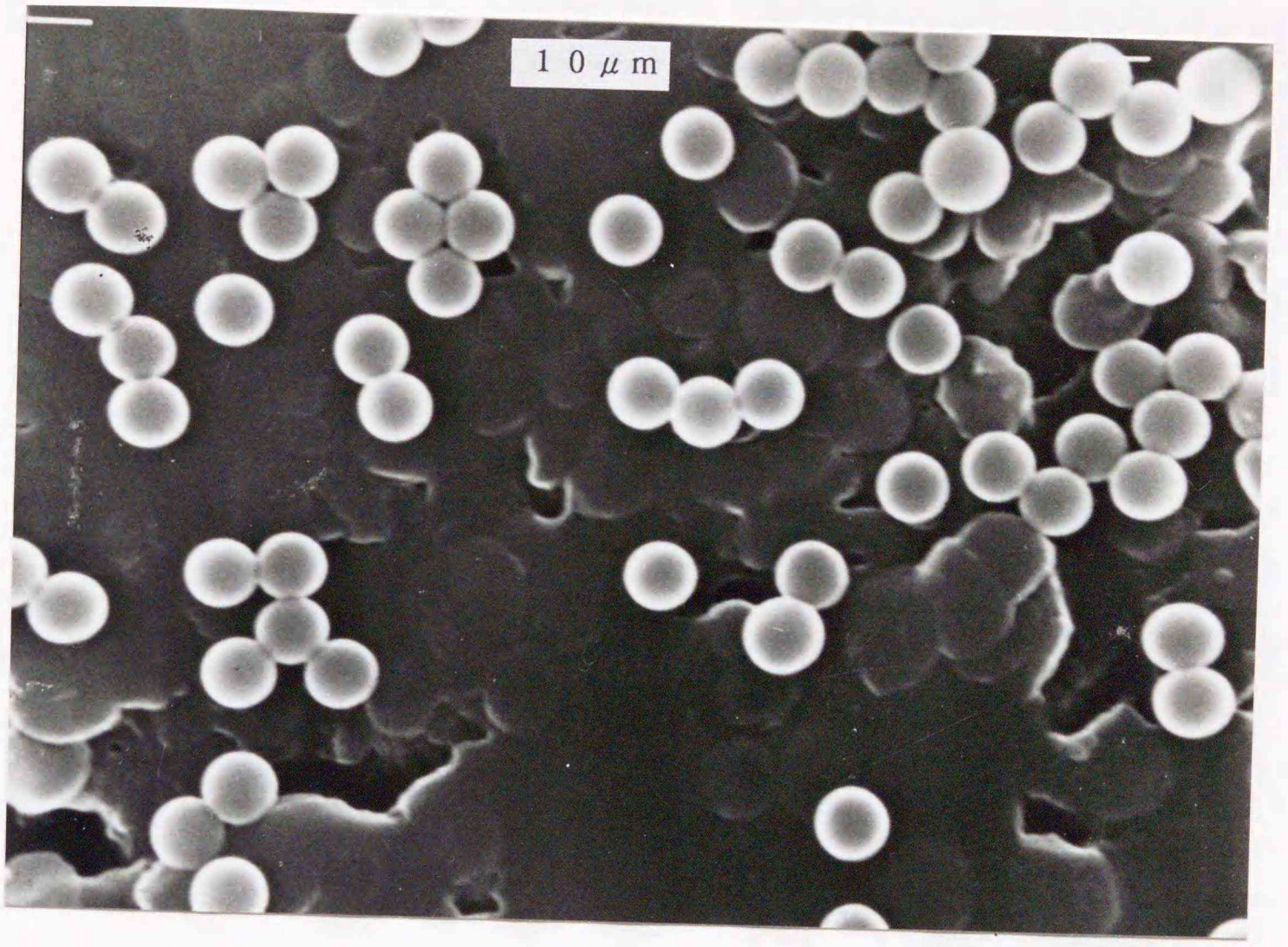


図 6-5-4 ポリスチレンラテックスビーズ（0.6μm）のＳＥＭ像

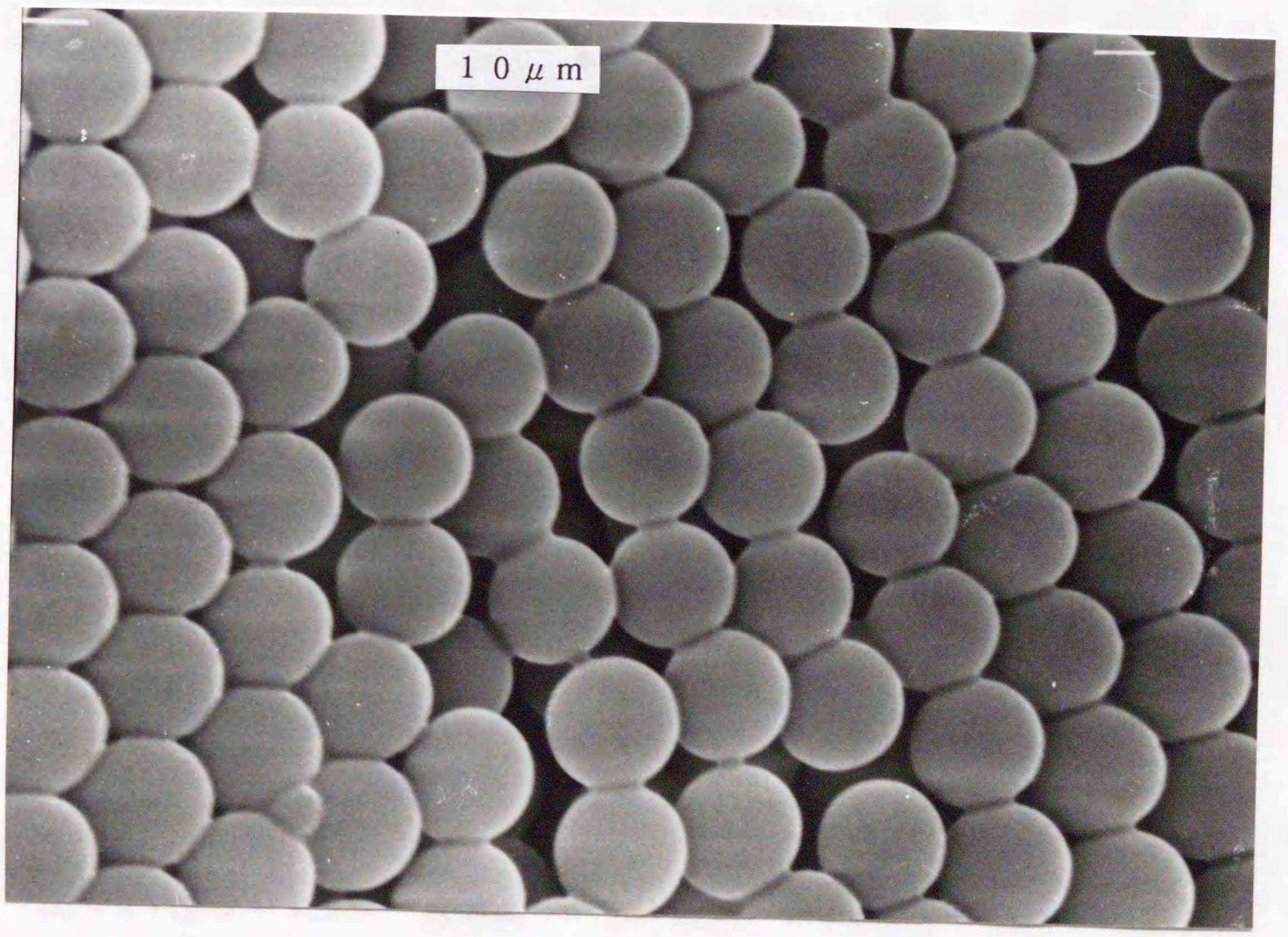


図 6-5-5 ポリスチレンラテックスビーズ（1.0μm）のＳＥＭ像

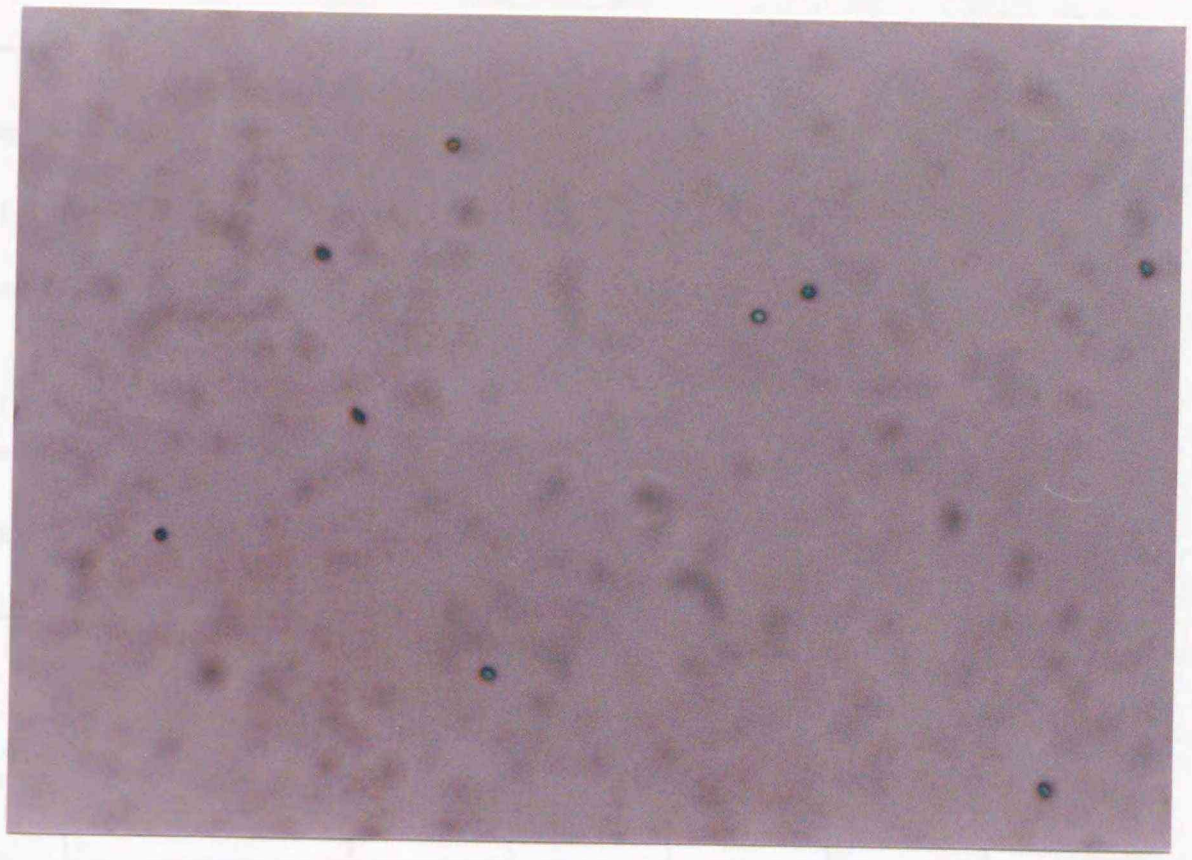


図 6-5-6 シリコンウェハ表面上のポリスチレンラテックスビーズ（$0.6\mu m$）

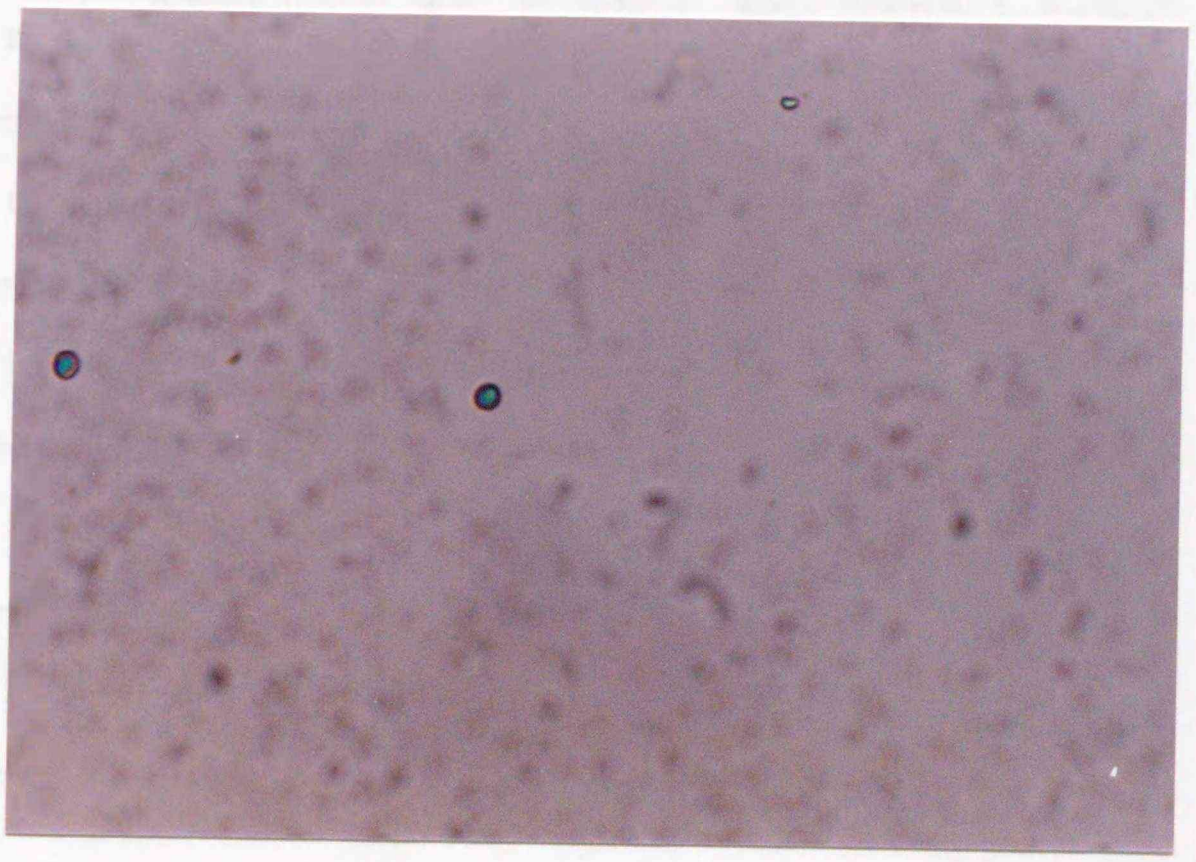


図 6-5-7 シリコンウェハ表面上のポリスチレンラテックスビーズ（$1.0\mu m$）

Δd（mm）		Δρ1	Δρ2	Δρ3	Δρ4	Δρ5
1	pixel	86	178	———	———	———
	r推定値（μm）	0.28	0.25	———	———	———
1.5	pixel	60	123	159	———	———
	r推定値（μm）	0.41	0.36	0.41	———	———
2	pixel	53	110	148	179	———
	r推定値（μm）	0.46	0.41	0.44	0.47	———
2.5	pixel	49	98	130	156	180
	r推定値（μm）	0.50	0.46	0.50	0.54	0.58
3	pixel	43	90	119	143	163
	r推定値（μm）	0.57	0.50	0.54	0.59	0.64
4	pixel	39	78	104	123	141
	r推定値（μm）	0.63	0.57	0.62	0.69	0.74
5	pixel	35	68	92	109	125
	r推定値（μm）	0.70	0.66	0.70	0.78	0.84
6	pixel	29	62	82	98	113
	r推定値（μm）	0.84	0.72	0.79	0.87	0.93
7	pixel	30	54	73	88	100
	r推定値（μm）	0.81	0.83	0.89	0.96	1.04
8	pixel	29	51	70	84	97
	r推定値（μm）	0.84	0.88	0.93	1.01	1.08
9	pixel	25	47	64	78	90
	r推定値（μm）	0.98	0.95	1.01	1.09	1.16

表 6-5-1 標準粒子（1.0μm）による回折パターンの測定結果

Δd（mm）		Δρ1	Δρ2	Δρ3	Δρ4	Δρ5
1	pixel	122	———	———	———	———
	r推定値（μm）	0.20	———	———	———	———
1.5	pixel	93	156	198	———	———
	r推定値（μm）	0.26	0.28	0.32	———	———
2	pixel	81	128	165	193	———
	r推定値（μm）	0.30	0.34	0.39	0.44	———
2.5	pixel	72	113	143	169	191
	r推定値（μm）	0.33	0.39	0.45	0.50	0.54
3	pixel	65	103	128	151	171
	r推定値（μm）	0.37	0.43	0.50	0.56	0.61
4	pixel	53	84	108	126	143
	r推定値（μm）	0.46	0.53	0.60	0.67	0.73
5	pixel	49	73	99	112	128
	r推定値（μm）	0.49	0.61	0.65	0.75	0.81
6	pixel	41	68	86	102	116
	r推定値（μm）	0.59	0.65	0.75	0.83	0.90
7	pixel	39	64	81	98	109
	r推定値（μm）	0.62	0.69	0.80	0.86	0.96
8	pixel	34	55	73	85	96
	r推定値（μm）	0.71	0.81	0.88	0.99	1.09
9	pixel	33	54	70	82	94
	r推定値（μm）	0.73	0.82	0.92	1.03	1.11

表 6-5-2 標準粒子（0.6μm）による回折パターンの測定結果

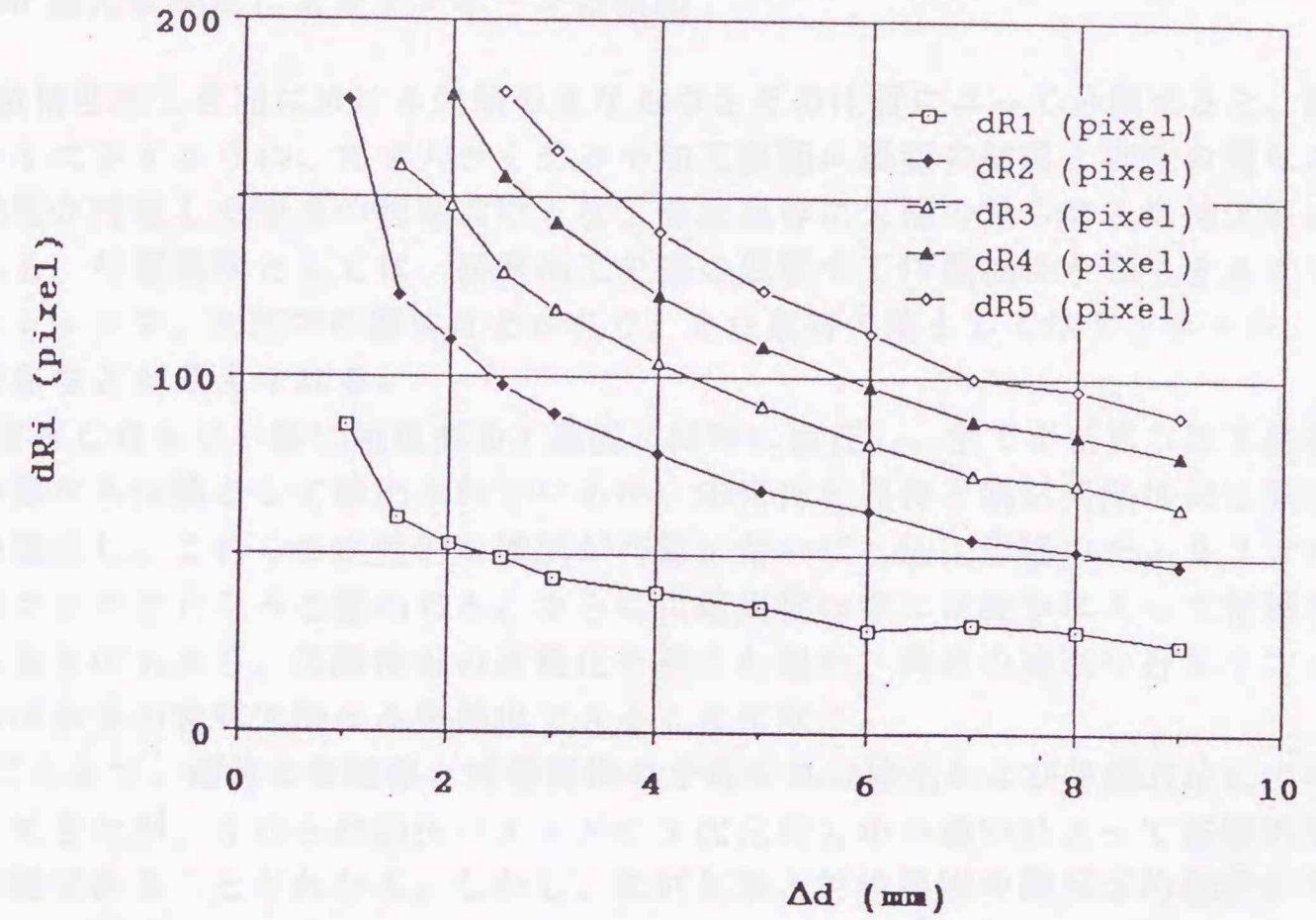


図 6-5-8 対物レンズのデフォーカス量と暗輪半径の関係（ $1.0\mu m$ ）

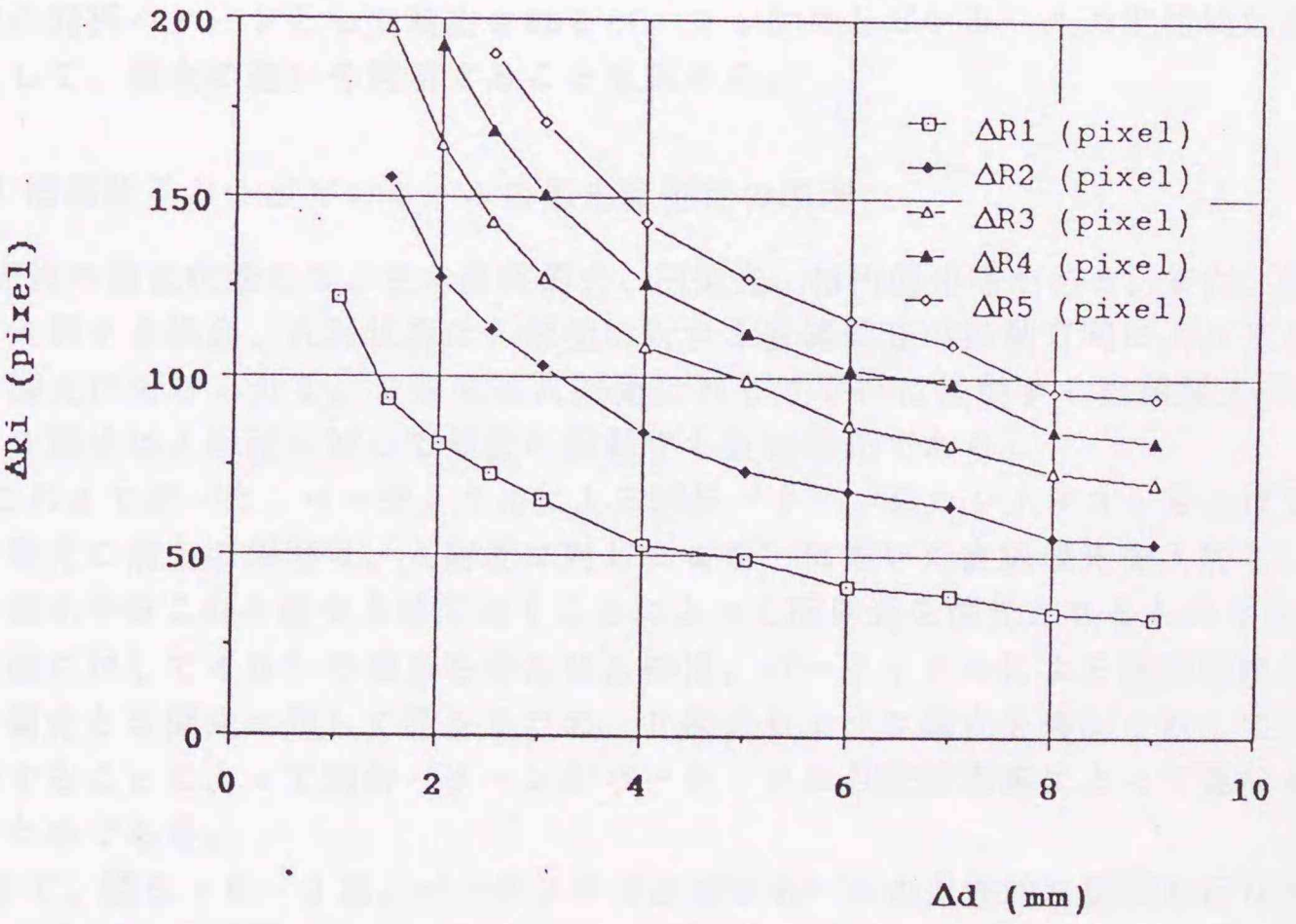


図 6-5-9 対物レンズのデフォーカス量と暗輪半径の関係（ $0.6\mu m$ ）

6.6節 偏光度測定によるピンホールの検出

超精密加工表面における欠陥の主なものをその性質によって分類すると、図6－1－1に示すように、まず大きく分けて加工表面に表面の材質と物性の異なる微小な物質が付着した場合の付着異物と加工表面自体に欠陥の見られる素材欠陥に分類される。付着異物としては、研磨加工の際の砥粒や工作機械より発生するコンタミネーションや、大気中の塵埃などがあり、また素材欠陥としてはピンホール、割れ、微細傷などが考えられる。

従来これらは一般に超精密加工表面に同時に存在し、全てが正常な加工表面と性状の異なる欠陥として検出されているが、本来付着異物と素材欠陥は発生原因や性質を異にし、これらの定性的な識別が可能になれば、加工環境のモニタリングの重要なファクタとなると思われる。さらに付着異物の中には洗浄によって容易に除去できるものもあり、欠陥検査の自動化を考えた場合、両者の識別を行なうことができれば本来の素材欠陥のみを抽出できることになる。

これまで、線状の微細傷と付着異物のそれぞれの検出および評価方法について議論してきたが、それらは回折パターンの2次元的分布の違いによって定性的な識別が可能であることがわかる。しかし、素材欠陥と付着異物の幾何学的形状が同じであれば、回折パターンの特徴だけでは定性的な識別が困難であり、そのためこれらを定性的に識別するための別の検出原理を必要とする。このようなものの一例として、図6－6－1に示すようなピンホールとパーティクルの場合が挙げられる。

そこで、本節では偏光・回折光学系における偏光光学系の積極的な利用を図り、同様の回折パターンとして検出されるパーティクルとピンホールの定性的な識別方法として、偏光の違いを利用することを試みる。

6.6.1 標準粒子およびピンホールの偏光度測定の原理

光波の偏光状態には、主に直線偏光、円偏光、楕円偏光等がある。また、直線偏光を入射する場合、入射状態は入射面に対する直線偏光の振動方向によってP偏光とS偏光に分けられる。P偏光は入射面に対して平行に振動する直線偏光であり、またS偏光は入射面に対して垂直に振動する直線偏光である。

これまで述べた、パーティクルによる回折パターンのコントラストを上げるための背景光の消去の原理は、入射面に対して45°に傾いた直線偏光を入射し、反射後の偏光子をこれと直交させておくことによって反射光を消光させるものであった。入射面に対して45°の傾きを持たせたのは、パーティクルによる回折特性が一般にP偏光とS偏光に対して異なるため、P偏光およびS偏光を表面に対して均等に照射することによって回折パターンがパーティクルの屈折率等によって異なるのを防ぐためである。

さて、図6－6－2は、パーティクルとピンホールの定性的な識別を行なうための偏光光学系の配置を示した図である。入射光は振動方向が入射面に対して平行な直線偏光、つまりP偏光である。P偏光入射にした理由は、一般にP偏光はS偏光

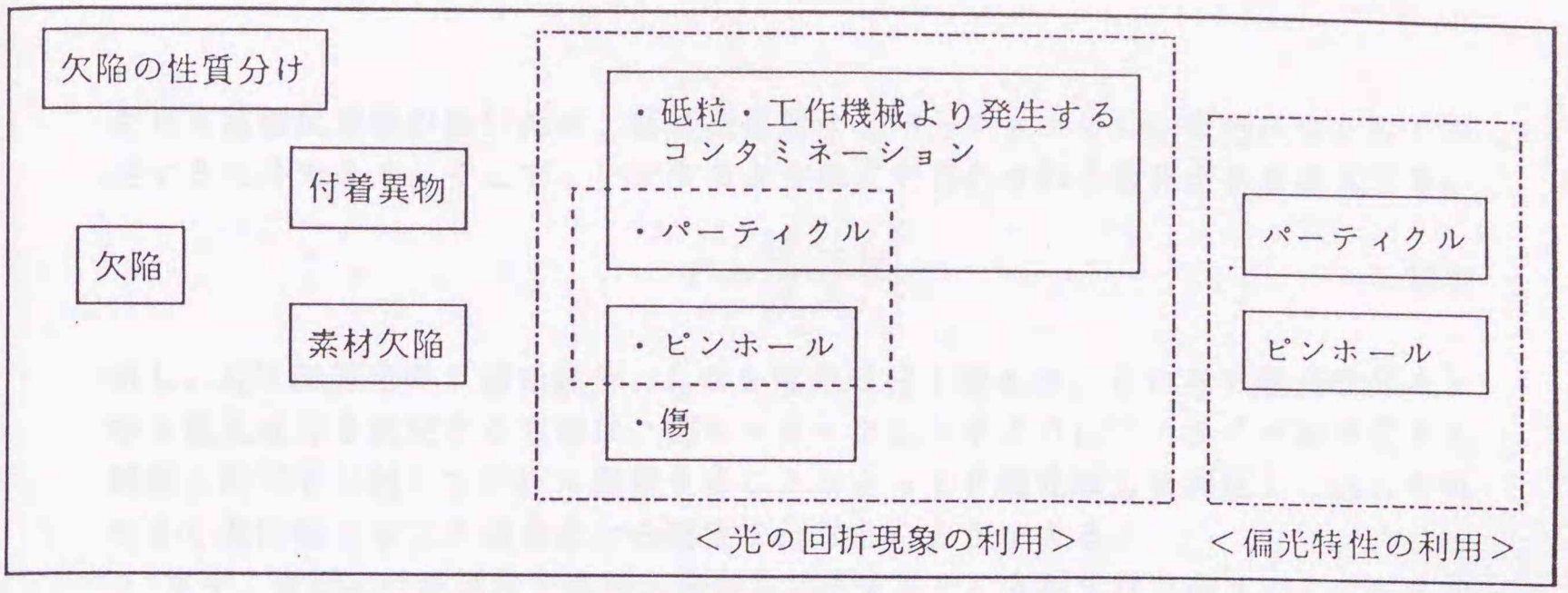


図 6-6-1 超精密加工表面における表面欠陥の分類

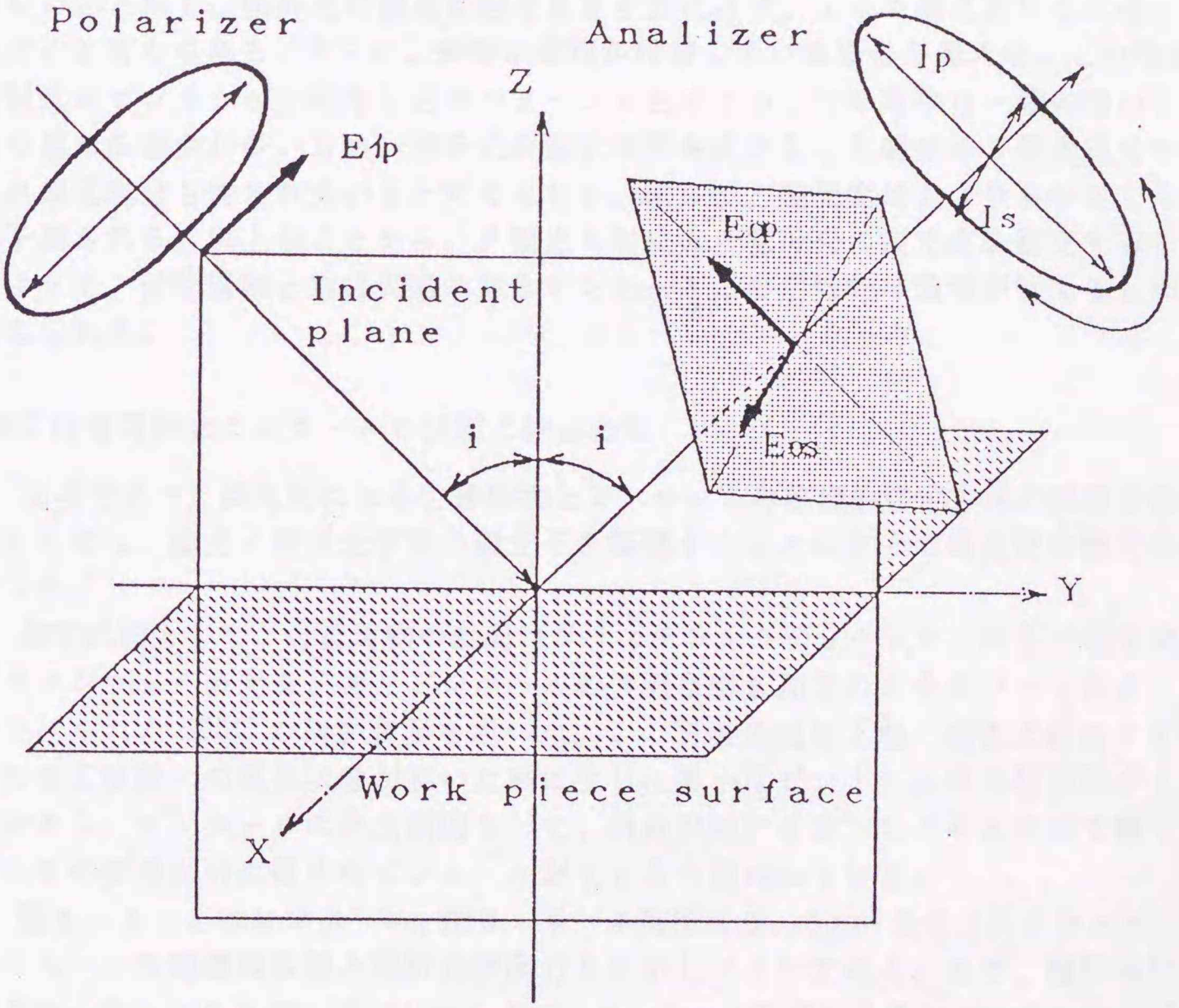


図 6-6-2 偏光度の測定原理

よりも振幅反射率が低いため、背景光に対するパーティクルの回折光成分を多く測定するためである。そこで、いま次のような式で表わされる偏光度Pを導入する。

$$P = \left| \frac{I_s - I_p}{I_s + I_p} \right| \tag{6.152}$$

但し、I_sは反射光のP偏光成分、I_pはS偏光成分を表わす。これらP偏光成分およびS偏光成分を測定する方法は、図6－6－2に示すようにアナライザの方位を入射面と同じ面に対して平行に調整することによってP偏光成分を測定し、次にそれを90度回転させてS偏光成分の測定を行なうことができる。

まず、表面に付着異物や素材欠陥がないとすると、入射光はP偏光のみであるから反射光もP偏光のみとなる。従って、偏光度Pはほぼ1となる。次に、表面にピンホールがある場合を考えると、入射光はピンホールによって回折パターンを生ずるが、ピンホールは基本的に物性が表面と同じであり、また幾何学的形状に方向性がないことから、回折光の偏光状態はあまり変化せず、よって偏光度は1に近い値を示すと考えられる。さらに、表面に異物が付着している場合を考える。この場合、入射光はピンホールと同様な回折パターンを生ずるが、付着異物は一般に表面と物性の異なる場合が多いため、回折光の偏光状態も変化し、入射光のS偏光成分の他にP偏光成分も含まれていると考えられる。従って、偏光度は1よりも小さくなると予測される。以上のことから、P偏光入射による回折光の偏光度を測定することによって、付着異物と素材欠陥であるピンホールとの定性的な識別が行えるものと考えられる。

6.6.2 付着異物とピンホールの分離と評価方法

前項で述べた偏光度による付着異物とピンホールの定性的識別方法の原理を検証するために、偏光・回折光学系の偏光子を調整することによって偏光度の測定を行なった。

測定試料として、付着異物の表面はポリスチレンラテックスビーズを付着させたシリコンウェハ表面を、またピンホールの表面は磨き加工のエキスパートによって仕上げられたS55Cの研磨表面を用いた。この研磨表面は下地（磨き工程にすすむ前の加工状態）の表面状態が悪いために生じた微小なピンホールが多数存在する表面である。ピンホールの発生原因として、研磨の際に45°にクロスさせて磨くためにその交差部分に微小なピンホールが生じると言われている。

図6－6－3はピンホール、図6－6－4は粒径0．6μmのポリスチレンラテックスビーズの顕微鏡写真と回折光強度分布を示したものである。ます、顕微鏡写真はどちらも1000倍に拡大したもので、0．6μmのポリスチレンラテックスビーズとピンホールはほぼ同じ大きさのものであることがわかる。また、ピンホールとポリスチレンラテックスビーズの回折パターンは同心円状のほぼ同じ分布となっており、両者の区別が困難であることがわかる。なお、ポリスチレンラテックスビーズの回折光は良好なコントラストを得るために偏光子を背景光を消去する配置にして

測定しており、そのため偏光状態が入射光とあまり変化しない中心強度が低くなっている。それに対して、ピンホールは回折光強度が大きいため、背景光の影響をほとんど受けず、偏光子によって背景光の消去を行なわなくても良好な回折パターンを得ることができる。図６－６－３（ｂ）は背景光の消去を行なわずに回折光強度分布を測定したもので、中心強度が消光されずに回折パターンそのままの強度分布として現われており、強度分布はほぼベッセル関数で表わされる分布に等しくなっている。

次に、偏光度測定の手順は次のようである。まず回折パターンによってポリスチレンラテックスビーズおよびピンホールを検出し、ポラライザをＰ偏光の方位に調整し、さらにＣＣＤエリアセンサの直前に光パワーメータをセットしてアナライザを回転させながらＰ偏光成分の強度およびＳ偏光成分の強度を測定する。粒径１．０μmおよび０．６μmのポリスチレンレテックスビーズとピンホールに対してそれぞれ５回ずつ測定した結果を表６－６－１に示す。この表はＰ偏光成分の強度、Ｓ偏光成分の強度およびそれらから算出した偏光度を示してある。まず、Ｐ偏光、Ｓ偏光ともにピンホールによる強度が大きくなっており、これはピンホールの試料表面がＳ５５Ｃでポリスチレンラテックスビーズの付着表面であるシリコンウェハに比べ反射率が高いためと思われる。また、偏光度の測定結果をみると、ポリスチレンラテックスビーズに対する偏光度はピンホールに対する偏光度よりも小さくなっていることが分かる。さらに、各々の偏光度の測定結果を比較したグラフを図６－６－５に示す。１．０μmおよび０．６μmのポリスチレンラテックスビーズに対する測定結果は白抜きのマークによって、またピンホールは黒のマークでそれぞれ示してある。ポリスチレンラテックスビーズの偏光度は粒径に関係なくすべて０．０２以下になっているが、それに対してピンホールの偏光度は測定値にばらつきはあるもののすべてポリスチレンラテックスビーズよりは大きい値となっている。このことから同じ回折パターンによって検出されたピンホールと付着異物を偏光度の測定を行なうことによって識別が可能であることが分かる。

以上より、付着異物および素材欠陥であるピンホールの測定手順をまとめると、図６－６－６のようになる。

1. 測定前の準備として対物レンズの焦点位置を調整する。このとき、図６－５－１に示した実験装置のハーフミラーおよびBeam Scanを用いてスポット径の測定を行いながら対物レンズの位置を調整する。

2. 焦点位置の調整で用いたハーフミラーは偏光特性を変化させるため、これを取り外し、試料ステージを回転させて４５度にセットする。

3. １／４波長板、ポラライザおよびアナライザを調整する。まず、１／４波長板によって円偏光にし、これをポラライザによって入射面に対して４５度の振動方向をもつ直線偏光に調整する。次に、アナライザをポラライザに対して消光する方位に調整する。

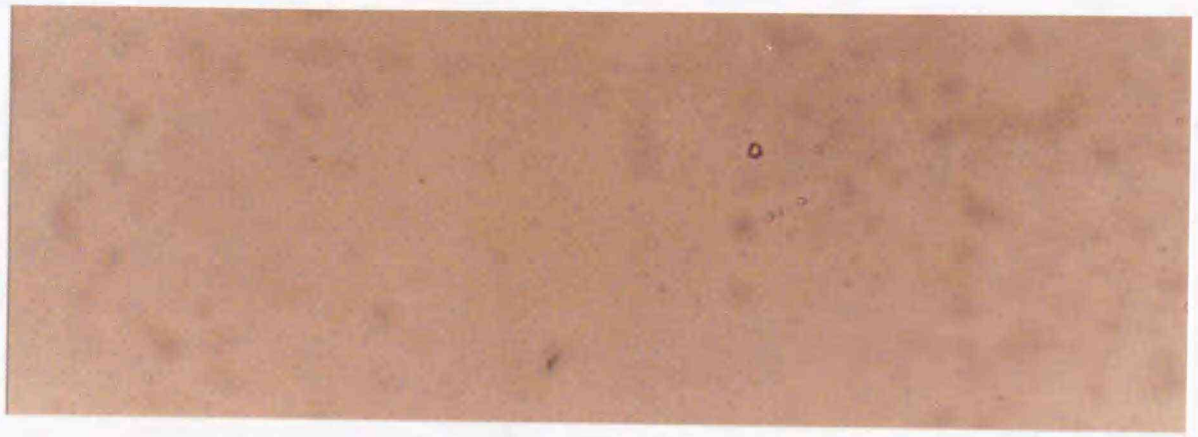
4. 対物レンズのデフォーカス位置を調整する。

5. 試料ステージを走査させて、付着異物あるいはピンホールを検出し、回折像を取り込む。

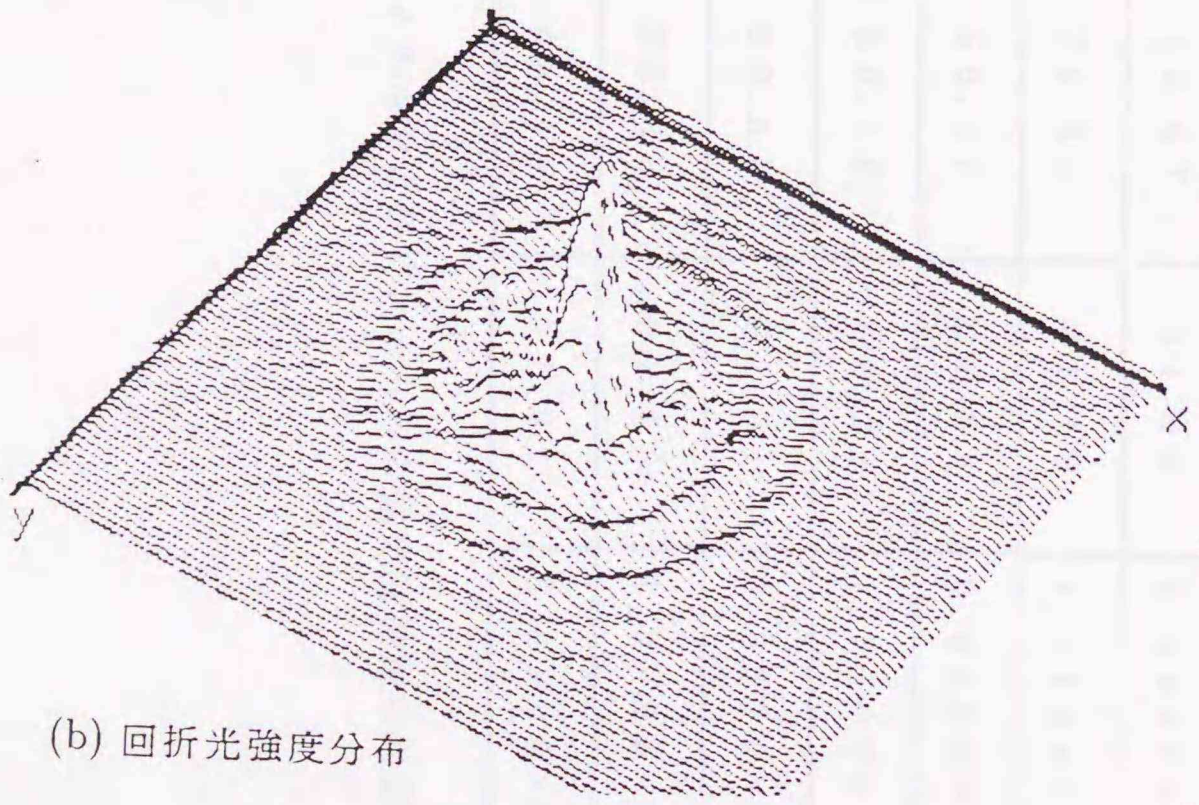
6. 回折パターンの暗輪の測定を行い、粒径を評価する。

7. ＣＣＤエリアセンサの位置にパワーメータをセットし、入射偏光をＰ偏光に調整する。

8. アナライザの方位をＰ偏光およびＳ偏光の方位に調整して、各々の偏光成分の強度を測定する。そしてそれらの測定結果から、偏光度を求めて付着異物、ピンホールの評価を行なう。

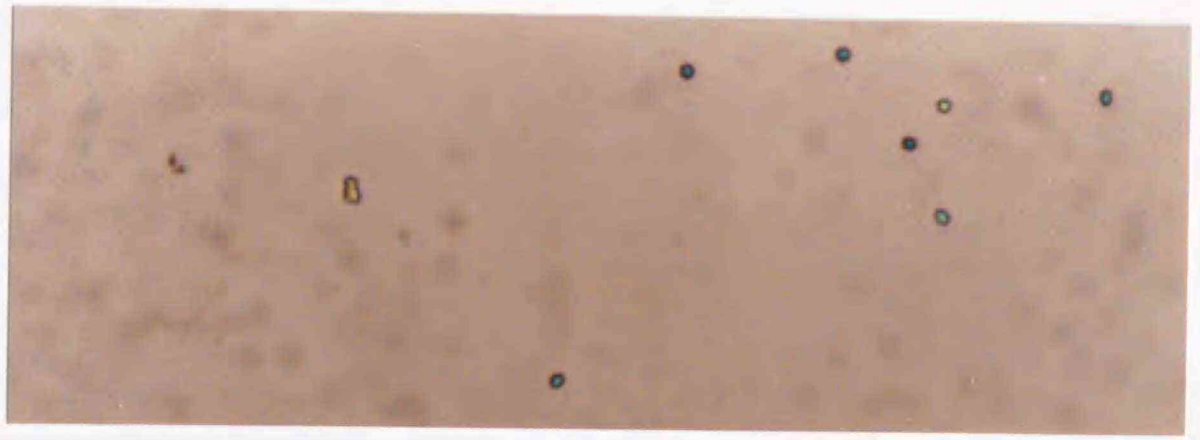


(a) 金属顕微鏡写真（１０００倍）



(b) 回折光強度分布

図 6-6-3 ピンホールによる回折光強度分布



(a) 金属顕微鏡写真（１０００倍）



(b) 回折光強度分布

図 6-6-4 ポリスチレンラテックスビーズによる回折光強度分布

		s 強度（μW）	p 強度（μW）	偏光度P
パーティクル 1.0（μm）	1	30.09	30.78	1.1335×10^{-3}
	2	32.63	33.50	1.3155×10^{-2}
	3	29.50	29.66	2.7045×10^{-3}
	4	32.66	32.78	1.8337×10^{-3}
	5	32.13	32,88	1.1536×10^{-2}
パーティクル 0.6（μm）	1	31.25	30.94	4.9847×10^{-3}
	2	31.28	31.66	6.0374×10^{-3}
	3	32.06	32.53	7.2766×10^{-3}
	4	30.47	31.06	9.5888×10^{-3}
	5	30.50	31.19	1.1184×10^{-2}
ピンホール	1	56.25	64.53	6.8554×10^{-2}
	2	59.16	61.28	1.7602×10^{-2}
	3	59.44	62.31	2.3570×10^{-2}
	4	58.88	61.16	1.8993×10^{-2}
	5	48.44	57.81	8.8188×10^{-2}

表 6-6-1 パーティクルおよびピンホールの偏光度測定の結果

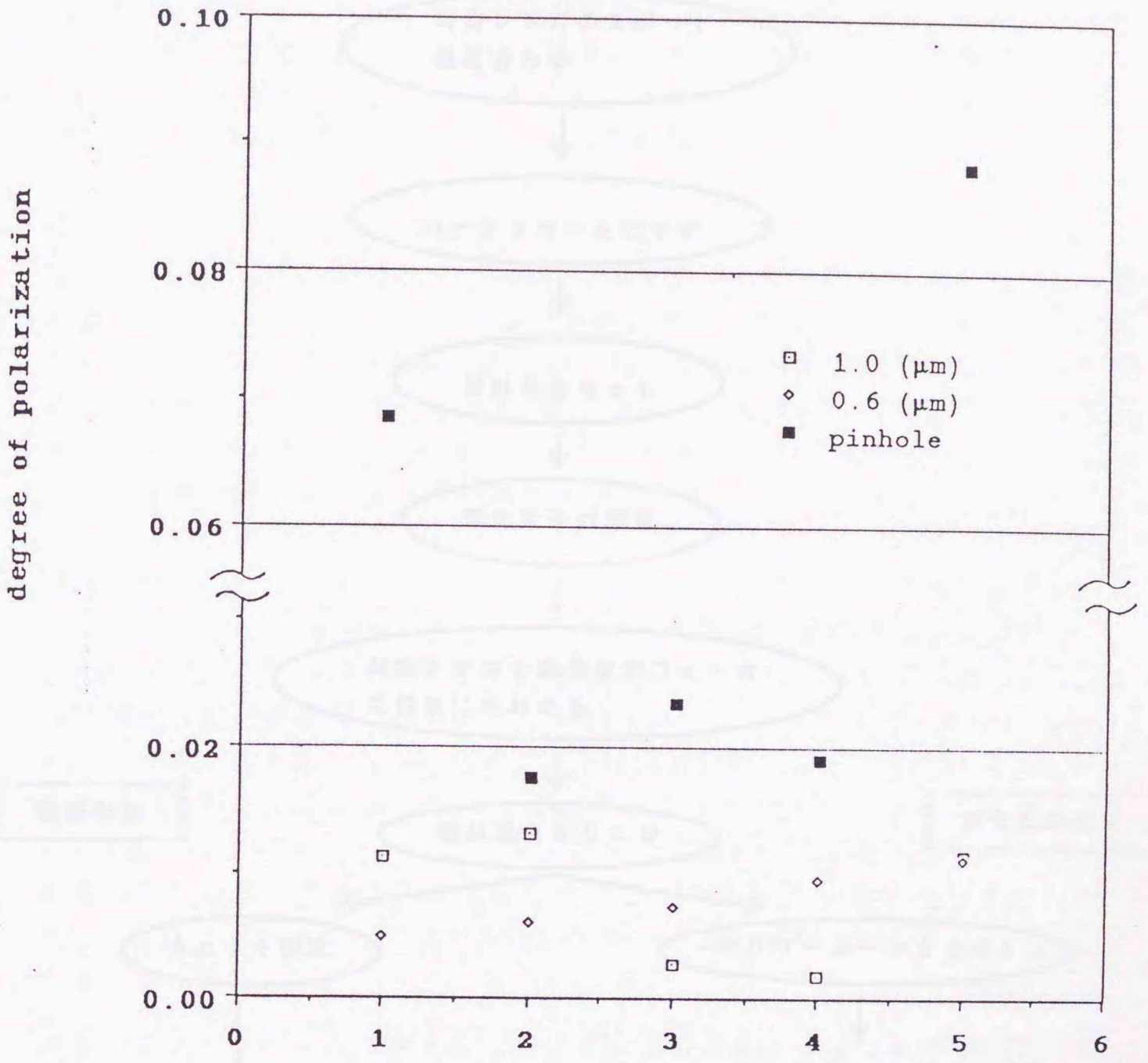


図 6-6-5 偏光度測定によるパーティクルとピンホールの識別

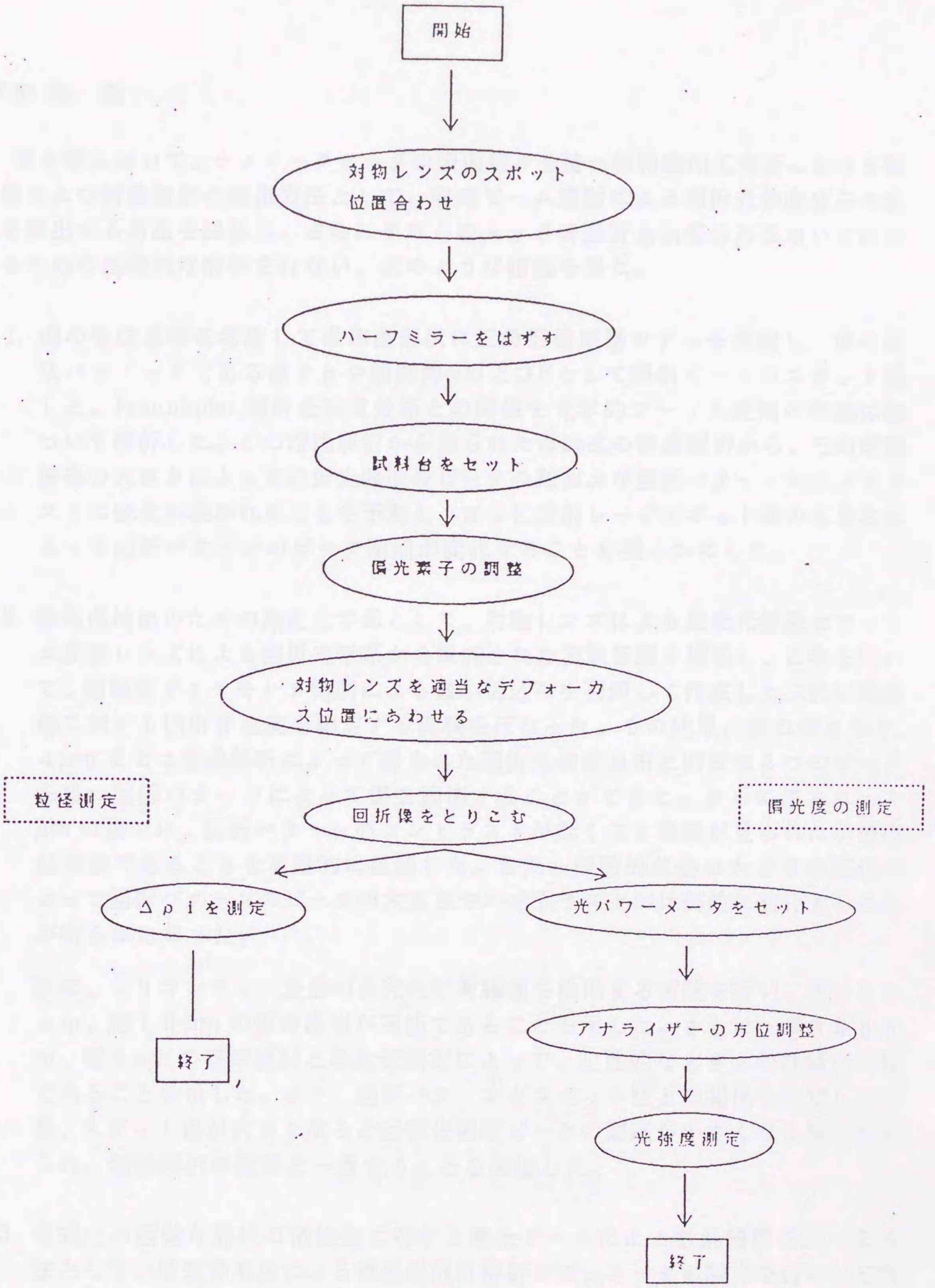


図 6-6-6 付着異物および素材欠陥の検出、評価の手順

6.7節 結　論

第6章において、ナノメータオーダの表面粗さを持つ超精密加工表面における微細傷および付着異物の検出方法として、収束ビーム照射による回折光強度分布の変化を検出する方法を提案し、さらにそれらの大きさを回折光強度分布を用いて評価するための基礎的な解析を行ない、次のような結論を得た。

1. 傷の生成過程を考慮して微細傷形状に三角形微細傷モデルを仮定し、傷の形状パラメータである深さhや傾斜角αおよびβそして照射ビームのスポット径Lと、Fraunhofer回折光強度分布との関係を光学的フーリエ変換の理論に基づいて解析した。この理論解析から得られた理論式の数値解析から、三角形微細傷の大きさによって回折光強度のピークの数および回折パターンのコントラストに変化が現われることを予測し、さらに照射レーザスポット径の大きさによって回折パターンのピーク間隔が変化することを明らかにした。

2. 微細傷検出のための測定光学系として、対物レンズによる集光光学系とフーリエ変換レンズによる回折光学系から構成された実験装置を構築し、これを用いて、超精密ダイヤモンド切削による微小切込みを利用して作成した三角形微細傷に対する回折光強度を測定する実験を行なった。その結果、傷の深さが0.4μmまでは理論解析によって得られた回折光強度分布と同様な2つのピークを持つ回折パターンによって傷を検出することができた。さらに深さ0.2μmの傷では、回折パターンのコントラストが低くなる現象が見られたが検出は可能であることを実験的に確認した。また、段階的な傷の大きさの変化によって回折パターンのピークの大きさやコントラストが比例的に変化することが明らかになった。

   次に、シリコンウェハ表面の偶発的な微細傷を検出する実験を行い、深さ50nm、幅10μmの傷の検出が可能であることを示した。さらに、深さ50nm、幅5μmの基準試料との比較測定によって、定性的な大きさの評価が可能であることを示した。また、回折パターンとスポット径との関係を測定した結果、スポット径が大きくなると回折光強度ピークの間隔が小さくなる傾向が見られ、理論解析の結果と一致することを確認した。

3. 定式化の困難な形状の微細傷に対する集光ビームによる散乱特性を調べる方法として、境界要素法による微細傷散乱解析シミュレータの開発を行い、三角形微細傷モデルによるシミュレーションによって傷幅および傷深さの大きさの変化に対する回折パターンの変化を明らかにした。この結果、平面波近似を行なったスカラー場の回折理論による解析と実験結果との相違を示していた回折パターンの高次の回折光を示すことができ、回折パターンが傷深さに対して敏感に変化することが分かった。

4. 回折散乱の領域にある球形粒子による回折パターンを円形開口による Fraunhofer 回折として理論的に解析し、対物レンズのデフォーカス量と集光ビーム照射による回折パターンの関係を明らかにした。この解析によって、デフォーカス量の増大とともに回折パターンはエアリーのディスクに近づき、逆に焦点位置に近づくとともに回折パターンは拡大し焦点位置において消失することを明らかにした。

   さらに、実験的に求められるデフォーカス量で調整された球形粒子による回折光強度分布を近似的にベッセル関数で表わされるとし、回折パターンの暗輪を測定することによって粒径を推定する方法を示した。この方法は粒径１．０μm以下の粒径に対して最も分解能が高いことを明らかにした。

5. 回折光学系に偏光光学系を組み込んだ偏光・回折光学系を構築し、超精密加工表面に付着した微小粒子による回折パターンを背景光の消去によって良好なコントラストで得ることができるようになった。

   さらにこの実験装置を用いて、粒径１．０μmおよび０．６μmの標準粒子の回折パターンによる検出と、粒径の評価方法について検討し、対物レンズのデフォーカス量２ｍｍ近傍で得られる回折パターンの暗輪半径を測定することによって、粒径を評価できることが分かった。この方法は、はじめ粒径１．０μmの標準粒子を用いて、正しい粒径を算出できる回折パターンによってデフォーカス量の調整を行い、以後このデフォーカス量で検出された回折パターンの暗輪測定によってほぼ正しい粒径を推定できる。

6. 超精密加工表面における表面欠陥を素材欠陥及び付着異物に分類し、回折パターンだけでは識別できない素材欠陥と付着異物が存在することを指摘した。その一例として、ピンホールと球形粒子で近似できる付着異物を取りあげ、これらを偏光度測定によって識別する方法を提案した。さらに、シリコンウェハ表面に付着させた粒径１．０μmおよび０．６μmのポリスチレンラテックスビーズとＳ５５Ｃの研磨表面におけるピンホールを回折パターンによって検出し、偏光度を測定する実験を行って提案した手法を検証した。その結果、ポリスチレンラテックスビーズによる反射光の偏光度は、その大きさとは無関係に、ピンホールによる反射光の偏光度よりも小さくなることを示し、同じ回折パターンで検出される付着異物と素材欠陥を偏光度の測定によって識別できることを示した。

以上のことを総括する結論として、集光ビーム照射による回折パターンの変化によって超精密加工表面における線状微細傷および付着異物の検出が可能であることを明かにし、さらに基準欠陥および標準粒子による回折パターンとの比較によってそれらの評価が可能であることを示した。

第7章 表面微細溝形状の測定評価法

表面テクスチャとは表面の幾何学的微細形状である、という定義からみると、表面微細溝形状は表面テクスチャの一種である。また、一般に表面微細溝形状は工学的な機能を与えられており、製品の表面に加工された表面微細溝形状が与えられた機能を満たしているかどうかの評価は重要な課題であると言える。従って、さらに表面テクスチャの測定評価という観点から考えれば、表面テクスチャの測定評価はまさに表面の幾何学的微細形状が工学的機能に与える影響を評価するのが目的であり、このことから、表面微細溝形状の測定評価の問題は表面テクスチャの測定評価の問題に包含される問題であるということができる。

本章は以上のような観点から本論文に含まれるものであり、Fraunhofer 回折を利用したサブミクロンオーダの表面微細溝形状の測定評価法について検討し、その有効な方法を示すことを目的としている。従ってここでは表面微細溝形状を表面テクスチャの幾何学的特徴のひとつとして扱い、表面テクスチャにおける他の幾何学的特徴抽出と同様の議論を行なっていく。これまで、第4章における周期的表面粗さ、第5章におけるランダム表面粗さ、第6章における表面欠陥および付着異物での議論では、Fraunhofer 回折に現われるこれらの幾何学的特徴を用いて、その強度分布による定量的な測定評価法について検討してきた。Fraunhofer 回折は、表面微細溝形状に対してもその幾何学的特徴に基づいた光強度分布を現わすことから、表面微細溝形状の測定評価法についても、これまで述べてきた表面粗さや傷および付着異物と同様に、光学的フーリエ変換の特徴抽出原理に基づいて検討することができる。

よって、まず7．1節では光学的フーリエ変換の理論に基づいて、最も基本的な溝形状である矩形溝形状モデルと Fraunhofer 回折光強度分布の間の理論的な関係を解析する。そしてさらに、この解析をもとに、Fraunhofer 回折光強度の測定によって、各次回折光強度から矩形溝形状パラメータ（溝の周期（ピッチ）、溝深さ、溝幅）を定量的に評価することのできる理論式の導出を行なう。また、この理論式に対して数値解析を行なうことにより、この測定法の測定範囲などの検討を行なう。

さらに、7．2節では4．2節で用いた計算機シミュレーションシステムによって、表面微細溝形状モデルに対する Fraunhofer 回折シミュレーションを行い、理論解析において提案した測定原理の特性と矩形溝形状をさらに一般化した台形溝への適応性について検討する。

本章における測定対象である表面微細溝形状のサイズは、幅がサブミクロンオー

ダの極微細な形状である。そのような溝形状から得られる回折光の回折角は非常に大きくなり、ＣＣＤエリアセンサなどの受光面積の小さいセンサでは回折パターン全部を受光することができない。そこで、７．３節では新たに実験装置を構成し、それを用いて矩形溝のピッチ、溝深さ、溝幅の測定を行い、７．１節で提案した測定原理の有効性について検証する。[173, 174] そしてさらに、溝形状が台形状になっていると考えられる光ディスクスタンパの案内溝の測定評価に対する適応性について、実験的な検討を行なう。[175]

７．４節では、溝形状そのものを復元し評価できる方法として逆散乱位相法の提案を行なう。すなわち、Fraunhofer 回折光強度から位相を推定することのできる逆散乱位相法の数学的原理の表面微細溝形状測定法への適用性について理論的な検討を行なう。[176]

そしてさらに、逆散乱位相法に基づいた、Fraunhofer 回折光強度分布による表面微細溝形状復元の計算機シミュレーションシステムを構築し、これを用いて、Fraunhofer 回折光強度による表面微細溝形状復元の計算機実験を行ない、その有効性について検証する。[177]

7.1 節 矩形溝パラメータの測定原理

本節では、溝形状として基本的な矩形溝モデルを仮定し、この溝形状の基本的な形状特性を決定するパラメータとして、溝の周期（ピッチ）、溝の深さそして溝の幅の測定評価についての議論を行なう。

矩形溝モデルによる Fraunhofer 回折光強度の理論解析の方法は、第 4 章における周期的表面粗さモデルと Fraunhofer 回折光強度の関係の解析方法とほぼ同じ手法を用いる。従って、まず矩形溝モデルの形状パラメータであるピッチ、溝深さ、溝幅と Fraunhofer 回折光強度の各次回折光との間の理論的な関係を、光学的フーリエ変換の理論に基づいて導出し、Fraunhofer 回折光強度からこれらの表面溝形状のパラメータを定量的に評価する方法を理論的に明らかにする。

7.1.1 矩形溝モデルによる Fraunhofer 回折光強度の理論解析

ここでは、矩形溝モデルにおける形状パラメータと Fraunhofer 回折光強度の理論的な解析を行なう。3．3節での議論より、図7－1－1に示すような光学的フーリエ変換光学系において、表面の凹凸を表わす関数 $h(x)$ と Fourier 変換レンズの焦点面における複素振幅分布 $u(N_x)$ は、x 方向のみを考慮した場合式 (3.75) のような関係で表わされる。また、Fraunhofer 回折光強度分布は式 (3.76) のようになる。従って、いま図7－1－1における x-y 平面に、図7－1－2に示すようなピッチ P、溝幅W、溝深さDの矩形溝表面があるとし、また、いま解析を x 方向の 1 次元で行なうため、溝表面は周期方向が x 方向となるように置かれているものとする。このとき、矩形溝の形状を現わす関数を $h(x)$ とすると、

$$h(x)=\begin{cases} D, & ((i-1)P+\frac{W}{2}\le x\le iP-\frac{W}{2}) \\ 0, & ((i-1)P<x<(i-1)P+\frac{W}{2}, iP-\frac{W}{2}<x<iP) \\ \text{(i=...,-1,0,1,2,...)} & \end{cases} \tag{7.1}$$

と表わされ、$h(x)$ と Fraunhofer 回折領域における複素振幅分布 $u(N_x)$ は次のような関係にある。

$$u(N_x)=\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left\{i\frac{4\pi}{\lambda}h(x)\right\}\exp(-i2\pi N_x x)dx \tag{7.2}$$

以後、上式に基づいた矩形溝形状における Fraunhofer 回折光強度の解析を行なうが、ここではまず矩形溝 1 周期に対する解析を行い、次に n 周期に対する拡張を行なうという手順で議論を進めていく。

（1）矩形溝 1 周期あたりの回折光の計算

まず、ここでは図7－1－3に示すように矩形溝の $-P/2\sim P/2$ までの 1 周期のみに対して解析を行い、矩形溝全体はこれが n 周期繰り返されているものと考える。

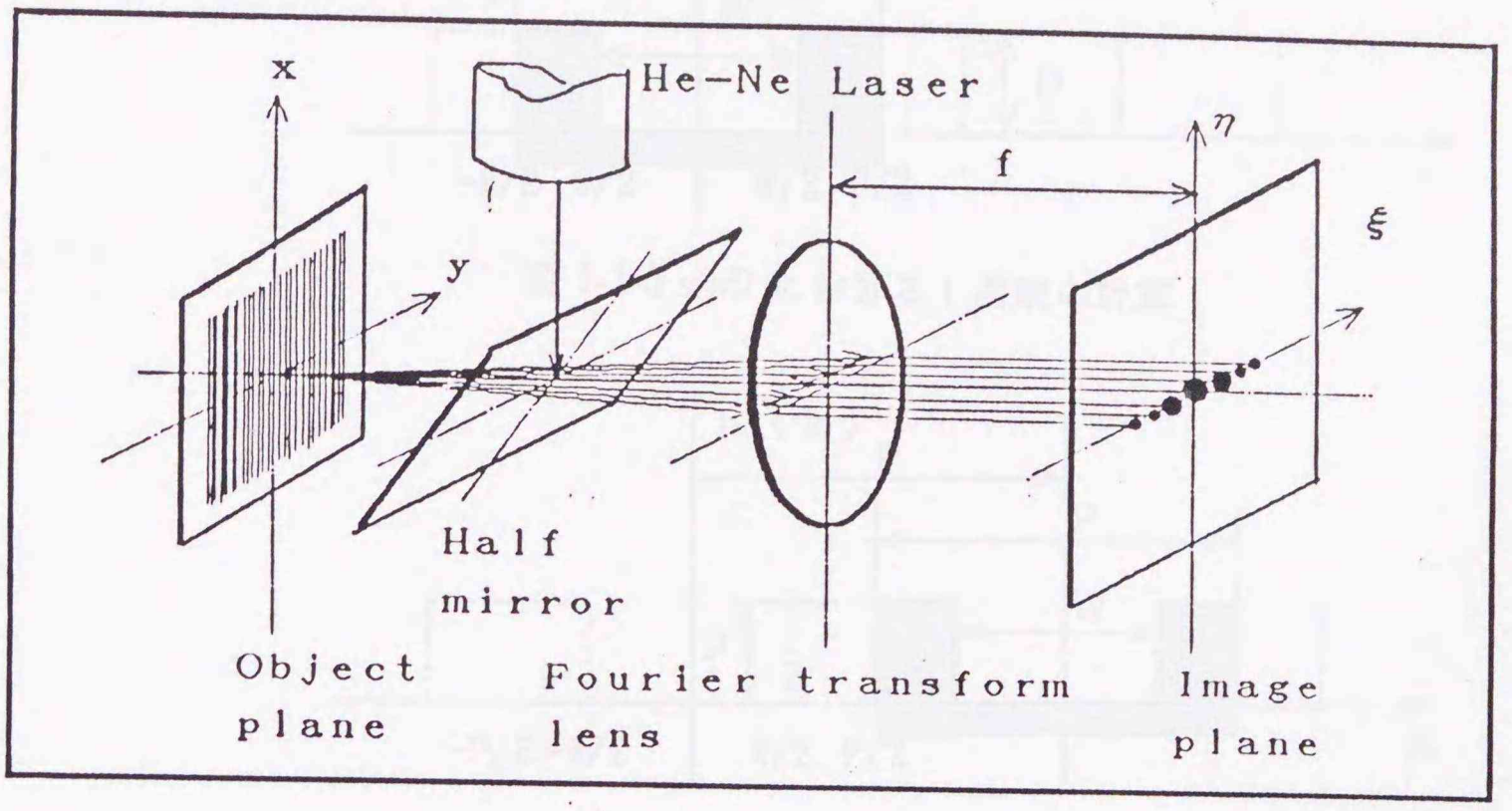


図 7-1-1 フーリエ変換光学系

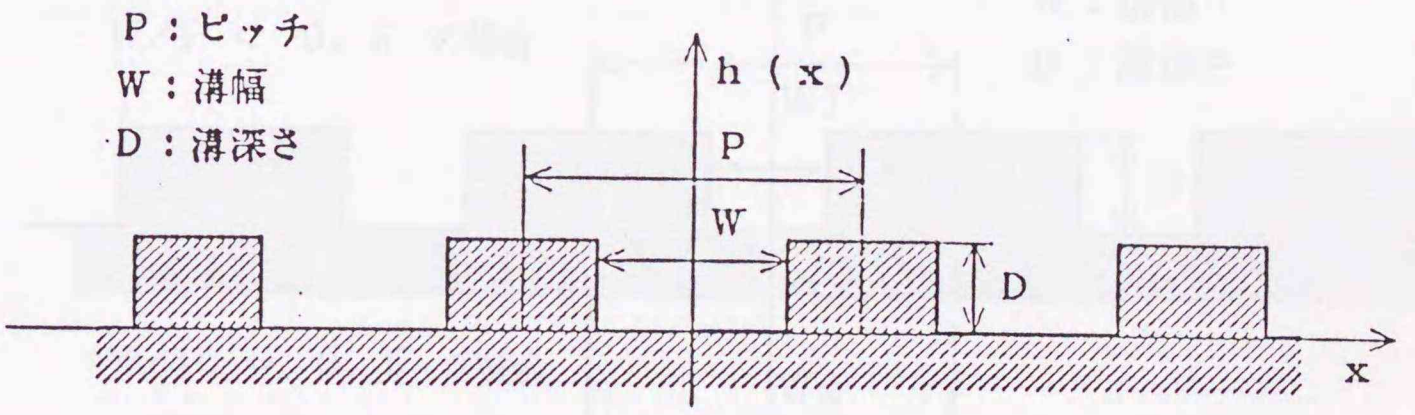


図 7-1-2 矩形溝モデルの形状パラメータ

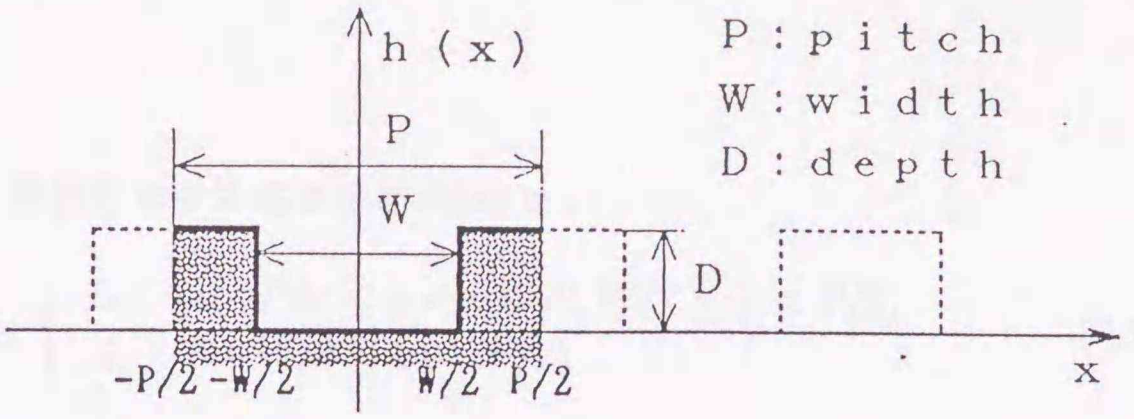


図 7-1-3 x=0 における 1 周期の計算

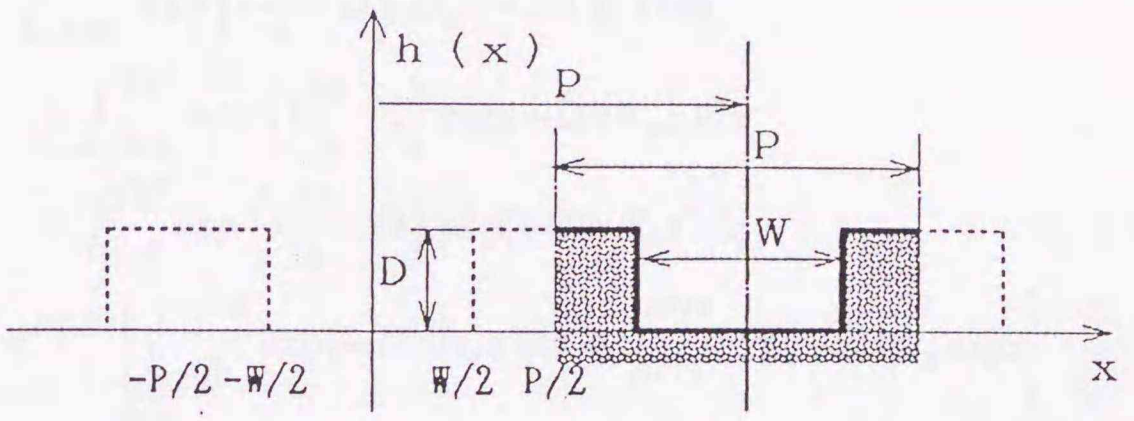


図 7-1-4 x=P における 1 周期の計算

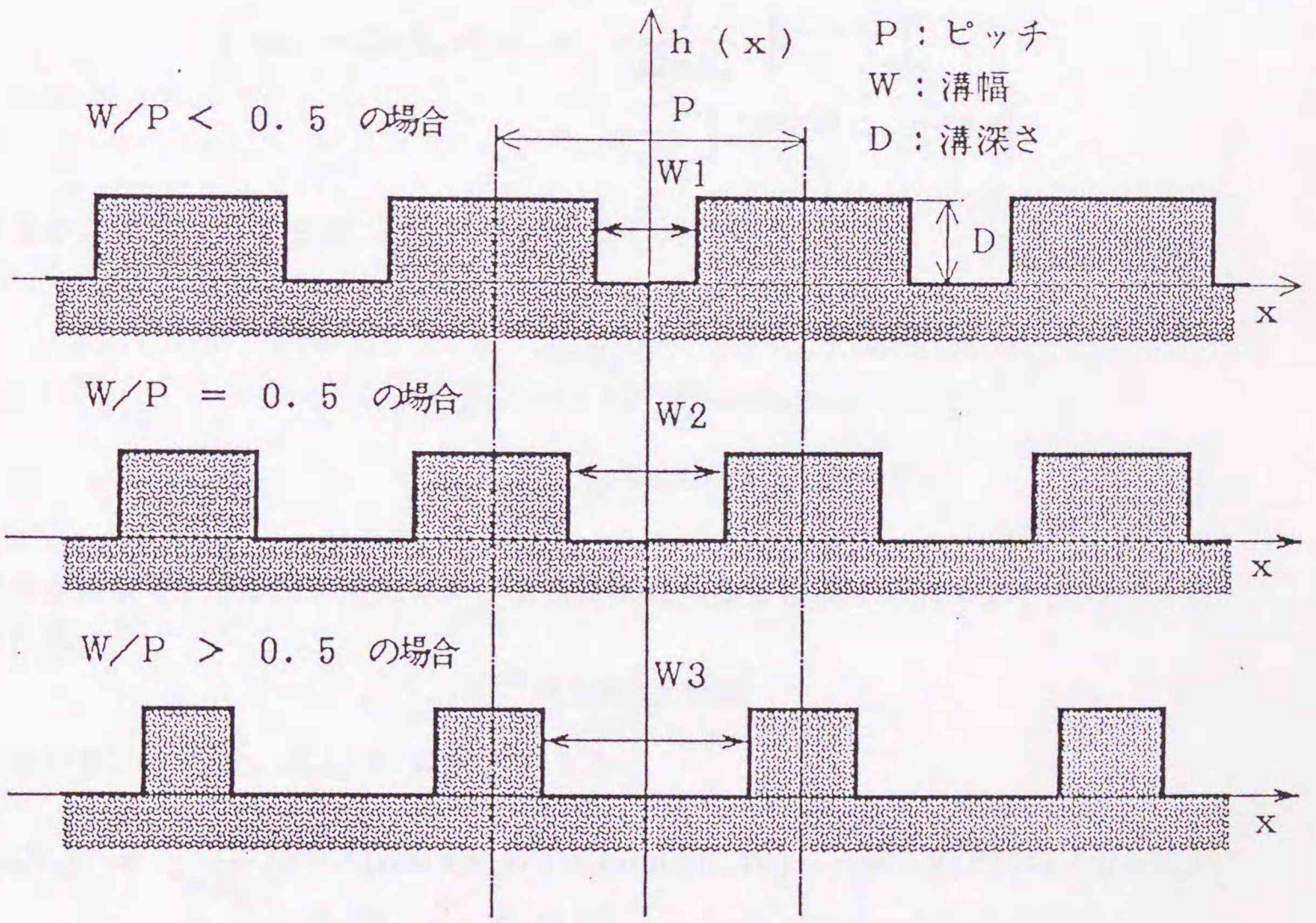


図 7-1-5 矩形溝形状の対称性

いま、矩形溝1周期における高さ分布 $h(x)$ は、

$$h(x) = \begin{cases} D, & (-P/2 \leq x < -W/2, W/2 \leq x < P/2) \\ 0, & (-W/2 \leq x < W/2) \end{cases} \tag{7.3}$$

と表わすことができ、これを式 (7.2) に代入すれば、

$$\begin{aligned} u(N_x) &= \int_{-P/2}^{-W/2} \exp\left(i\frac{4\pi}{\lambda}\cdot D\right)\exp(-i2\pi N_x x)dx \\ &\quad + \int_{-W/2}^{W/2} \exp\left(i\frac{4\pi}{\lambda}\cdot 0\right)\exp(-i2\pi N_x x)dx \\ &\quad + \int_{W/2}^{P/2} \exp\left(i\frac{4\pi}{\lambda}\cdot D\right)\exp(-i2\pi N_x x)dx \\ &= e^{i\frac{4\pi}{\lambda}D}\left[\int_{-P/2}^{-W/2} \exp(-i2\pi N_x x)dx + \int_{W/2}^{P/2} \exp(-i2\pi N_x x)dx\right] \\ &\quad + \int_{-W/2}^{W/2} \exp(-2\pi N_x x)dx \end{aligned} \tag{7.4}$$

となる。よって、上式の各項の積分を計算すると、

$$\begin{aligned} \int_a^b \exp(-i2\pi N_x x)dx &= -\frac{1}{i2\pi N_x}\cdot\left[e^{-i2\pi N_x x}\right]_a^b \\ &= \frac{i}{2\pi N_x}\left[e^{-i2\pi N_x b} - e^{-i2\pi N_x a}\right] \end{aligned} \tag{7.5}$$

となり、さらにこれを式 (7.4) に代入すると、

$$\begin{aligned} u(N_x) &= e^{i\frac{4\pi}{\lambda}D}\cdot\frac{i}{2\pi N_x}\left[e^{i2\pi N_x W/2} - e^{i2\pi N_x P/2}\right. \\ &\quad \left. + e^{-i2\pi N_x P/2} - e^{-i2\pi N_x W/2}\right] \\ &\quad + \frac{i}{2\pi N_x}\left[e^{-i2\pi N_x W/2} - e^{i2\pi N_x W/2}\right] \end{aligned} \tag{7.6}$$

のようになる。そこで、上式における指数関数の項を展開するために、次のオイラーの公式、

$$e^{\pm i\theta} = \cos\theta \pm \sin\theta \tag{7.7}$$

を用いる。これを、式 (7.6) に適用すると、

$$\begin{aligned} u(N_x) &= \frac{i}{2\pi N_x}\left\{e^{i\frac{4\pi}{\lambda}D}(\cos(\pi N_x W) + i\sin(\pi N_x W) - \cos(\pi N_x P) - i\sin(\pi N_x P)\right. \\ &\quad + \cos(\pi N_x P) - i\sin(\pi N_x P) - \cos(\pi N_x W) + i\sin(\pi N_x W)) \\ &\quad \left. + (\cos(\pi N_x W) - i\sin(\pi N_x W) - \cos(\pi N_x W) - i\sin(\pi N_x W))\right\} \end{aligned} \tag{7.8}$$

のように書き換えられる。さらに、上式を虚数部と実数部に分けて整理すると、

$$\begin{aligned} u(N_x) &= \frac{i}{2\pi N_x}\left\{e^{i\frac{4\pi}{\lambda}D}\cdot 2i(\sin(\pi N_x W)-\sin(\pi N_x P))-2i\sin(\pi N_x W)\right\} \\ &= -\frac{1}{\pi N_x}\left\{(\cos(\frac{4\pi}{\lambda}D)+i\sin(\frac{4\pi}{\lambda}D))(\sin(\pi N_x W)-\sin(\pi N_x P))\right. \\ &\quad \left.-\sin(\pi N_x W)\right\} \\ &= -\frac{1}{\pi N_x}\left\{\cos\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi N_x W)-\sin(\pi N_x P))-\sin(\pi N_x W)\right. \\ &\quad \left.+i\sin\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi N_x W)-\sin(\pi N_x P))\right\} \end{aligned} \tag{7.9}$$

となる。

以上より、矩形溝1周期あたりの回折光の複素振幅分布 $u_0(N_x)$ は、

$$\begin{aligned} u_0(N_x) &= -\frac{1}{\pi N_x}\left\{\cos\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi N_x W)-\sin(\pi N_x P))-\sin(\pi N_x W)\right. \\ &\quad \left.+i\sin\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi N_x W)-\sin(\pi N_x P))\right\} \end{aligned} \tag{7.10}$$

と表わすことができる。

（2）矩形溝n周期による回折光の計算

さて次に、前述した1周期での議論をもとに、n周期における回折光を求める。いま、原点にある1周期の溝による複素振幅は $u_0(N_x)$ であり、これに対して図7－1－4に示すように、$x=P$で生ずる複素振幅分布を $u_P(N_x)$ とする。

いま、n周期の矩形溝に対するFraunhofer回折の複素振幅を求める方法として、原点以外の位置にある単周期の矩形溝形状の影響を、原点における1周期の溝形状をx方向に推移させることによって求めるという方法を展開する。そのために、まずフーリエ変換理論における推移定理について述べておく。

推移定理：

いま、$f(t)$ のフーリエ変換を、

$$F(\omega)=fourier[f(t)]=\int_{-\infty}^{\infty}f(t)e^{-i\omega t}dt \tag{7.11}$$

とすると、t が t_0 だけ推移した場合、つまり $f(t-t_0)$ のフーリエ変換は、

$$fourier[f(t-t_0)]=F(\omega)\times e^{-i\omega t_0} \tag{7.12}$$

となる。

これを証明するために、いま $f(t-t_0)$ のフーリエ変換、

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t-t_0)e^{-i\omega t}dt \tag{7.13}$$

を考える。上式において、$t-t_0=x, dt=dx$ とおくと、

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty} f(t-t_0)e^{-i\omega t}dt &= e^{-i\omega t_0}\int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-i\omega x}dx \\ &= e^{-i\omega t_0}F(\omega)\end{aligned} \tag{7.14}$$

となり、式 (7.12) が証明された。

この、推移定理を用いると、例えば原点から1周期P離れた矩形溝形状 $h(x-P)$ による複素振幅分布 $u_P(N_x)$ は、

$$u_P(N_x)=e^{-i2\pi N_x P}\times u_0(N_x) \tag{7.15}$$

と求められる。従ってこれをさらに一般化し、原点から $x=kP$ 移動した矩形溝形状 $h(x-kP)$ による複素振幅分布 $u_{kP}(N_x)$ は、

$$u_{kP}(N_x)=e^{-i2\pi N_x kP}\times u_0(N_x) \tag{7.16}$$

となることが分かる。そこで次に $n=2k+1$ とし、

$$x=-kP,-(k-1)P,\cdots,-P,0,P,\cdots,(k-1)P,kP \tag{7.17}$$

のn個の矩形溝から構成される矩形溝列について考える。いま、n周期の矩形溝による回折光の複素振幅分布 $u(N_x)$ は各々の矩形溝による複素振幅分布の和で表わされるので、$2\pi N_x=\omega$ とし、推移定理を用いて、

$$\begin{aligned}u(N_x) &= u_0(N_x)(1+e^{i\omega P}+e^{-i\omega P}+\cdots+e^{ik\omega P}+e^{-ik\omega P}) \\ &= u_0(N_x)(1+2(\cos\omega P+\cos 2\omega P+\cdots+\cos k\omega P)) \\ &= u_0(N_x)(-1+2(1+\cos\omega P+\cos 2\omega P+\cdots+\cos k\omega P))\end{aligned} \tag{7.18}$$

と表わすことができる。さて、上式における第2項の級数和を求めるために、$\Re[\ ]$ を指数関数の実部とすると、

$$\begin{aligned}&-1+2(1+\cos\omega P+\cos 2\omega P+\cdots+\cos k\omega P) \\ &\quad=-1+2\Re(1+e^{i\omega P}+e^{i2\omega P}+\cdots+e^{ik\omega P}) \\ &\quad=-1+2\Re\left[\frac{1-e^{i(k+1)\omega P}}{1-e^{i\omega P}}\right] \\ &\quad=-1+2\Re\left[\frac{(1-e^{i(k+1)\omega P})(1-e^{-i\omega P})}{(1-e^{i\omega P})(1-e^{-i\omega P})}\right] \\ &\quad=-1+2\Re\left[\frac{1-e^{-i\omega P}+e^{ik\omega P}-e^{i(k+1)\omega P})}{2(1-\cos\omega P)}\right]\end{aligned} \tag{7.19}$$

となる。よって、上式における実数部を考えると、

$$\begin{aligned}
&-1+2(1+\cos\omega P+\cos 2\omega P+\cdots+\cos k\omega P)\\
&\quad=-1+\frac{1-\cos\omega P+\cos k\omega P-\cos(k+1)\omega P}{1-\cos\omega P}\\
&\quad=\frac{\cos k\omega P-\cos(k+1)\omega P}{1-\cos\omega P}\\
&\quad=\frac{2\sin\left(\frac{1}{2}(2k+1)\omega P\right)\sin\left(\frac{1}{2}\omega P\right)}{2\sin^2\left(\frac{1}{2}\omega P\right)}\\
&\quad=\frac{\sin\left(\frac{1}{2}n\omega P\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}\omega P\right)}=\frac{\sin(n\pi N_xP)}{\sin(\pi N_xP)}
\end{aligned}\tag{7.20}$$

となり、級数和が求められる。以上より、n 周期の矩形溝による回折光の複素振幅分布 $u(N_x)$ は、

$$u(N_x)=u_0(N_x)\cdot\frac{\sin(n\pi N_xP)}{\sin(\pi N_xP)}\tag{7.21}$$

となり、これに 1 周期あたりの複素振幅 $u_0(N_x)$ を代入すると、式 (7.10) より、

$$\begin{aligned}
u(N_x)\ =\ &\frac{\sin(n\pi N_xP)}{\sin(\pi N_xP)}\cdot\left(-\frac{1}{\pi N_x}\right)\\
&\times\left\{\cos\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi N_xW)-\sin(\pi N_xP))-\sin(\pi N_xW)\right.\\
&\left.+i\sin\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi N_xW)-\sin(\pi N_xP))\right\}
\end{aligned}\tag{7.22}$$

が得られる。

さて、以上より n 周期の矩形溝による回折光の複素振幅分布は式 (7.22) によって与えられることを示した。そこで次に、この複素振幅分布から Fraunhofer 回折光強度の式を、

$$I(N_x)=u(N_x)\cdot u^*(N_x)\tag{7.23}$$

を用いて導出する。式 (7.22) を上式に代入すると、

$$\begin{aligned}
I(N_x)\ =\ &\left[\frac{\sin(n\pi PN_x)}{\sin(\pi PN_x)}\right]^2\cdot\left(\frac{1}{\pi N_x}\right)^2\\
&\times\left[\left\{\cos\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi WN_x)-\sin(\pi PN_x))-\sin(\pi WN_x)\right\}^2\right.\\
&\left.+\left\{\sin\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi WN_x)-\sin(\pi PN_x))\right\}^2\right]
\end{aligned}\tag{7.24}$$

となる。そこで、まず、第2項の［］の計算は、

$$\left[\left\{\cos\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi WN_x)-\sin(\pi PN_x))-\sin(\pi WN_x)\right\}^2\right.$$
$$\left.+\left\{\sin\frac{4\pi}{\lambda}D(\sin(\pi WN_x)-\sin(\pi PN_x))\right\}^2\right]$$
$$=\left(\cos\frac{4\pi}{\lambda}D\right)^2(\sin(\pi WN_x)-\sin(\pi PN_x))^2+\sin^2(\pi WN_x)$$
$$-2\cos\frac{4\pi}{\lambda}D\sin(\pi WN_x)(\sin(\pi WN_x)-\sin(\pi PN_x))$$
$$+\left(\sin\frac{4\pi}{\lambda}D\right)^2(\sin(\pi WN_x)-\sin(\pi PN_x))^2$$
$$=(\sin(\pi WN_x)-\sin(\pi PN_x))^2+\sin^2(\pi WN_x)$$
$$-2\cos\frac{4\pi}{\lambda}D\sin(\pi WN_x)(\sin(\pi WN_x)-\sin(\pi PN_x))$$
$$=\sin^2(\pi PN_x)+2\left(1-\cos\frac{4\pi}{\lambda}D\right)\sin^2(\pi WN_x)$$
$$-2\left(1-\cos\frac{4\pi}{\lambda}D\right)\sin(\pi WN_x)\sin(\pi PN_x)$$
$$=\sin^2(\pi PN_x)+4\sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda}D\right)\sin^2(\pi WN_x)$$
$$-4\sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda}D\right)\sin(\pi WN_x)\sin(\pi PN_x) \tag{7.25}$$

となり、これを式 (7.24) に代入して整理すると、

$$I(N_x)=\left[\frac{\sin(n\pi PN_x)}{\sin(\pi PN_x)}\right]^2\cdot\left[\frac{1}{\pi N_x}\right]^2$$
$$\times\left[\sin^2(\pi PN_x)+4\sin^2\frac{2\pi}{\lambda}D\sin^2(\pi WN_x)\right.$$
$$\left.-4\sin^2\frac{2\pi}{\lambda}D\sin(\pi WN_x)\sin(\pi PN_x)\right]$$
$$=\left[\frac{\sin(n\pi PN_x)}{\sin(\pi PN_x)}\right]^2\cdot\left[P^2\left(\frac{\sin(\pi PN_x)}{\pi PN_x}\right)^2+4W^2\sin^2\frac{2\pi}{\lambda}D\left(\frac{\sin(\pi WNx)}{\pi WN_x}\right)^2\right.$$
$$\left.-4WP\sin^2\frac{2\pi}{\lambda}D\frac{\sin(\pi WN_x)}{\pi WN_x}\frac{\sin(\pi PN_x)}{\pi PN_x}\right] \tag{7.26}$$

が得られる。ここで、

$$m=N_xP,\ \frac{2\pi D}{\lambda}=t,\ (m=0,1,2,\cdots) \tag{7.27}$$

とおくと、

$$I_m(t)=\left[\frac{\sin(n\pi m)}{\sin(\pi m)}\right]^2\cdot\left\{P^2\left(\frac{\sin(m\pi)}{m\pi}\right)^2+4W^2\left(\frac{\sin(m\pi W/P)}{m\pi W/P}\right)^2\sin^2t\right.$$

$$- 4WP\frac{\sin(m\pi)}{m\pi}\frac{\sin(m\pi W/P)}{m\pi W/P}\sin^2 t\Big\} \tag{7.28}$$

となる、ここで、

$$\left[\frac{\sin(n\pi m)}{\pi m}\right]^2 = n^2 \tag{7.29}$$

より、Fraunhofer 回折光強度分布 $I_m(t)$ は、

$$\begin{aligned} I_m(t) &= n^2\Big\{P^2\,\mathrm{sinc}^2(m\pi) + 4W^2\,\mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\sin^2 t \\ &\quad - 4WP\,\mathrm{sinc}(m\pi)\,\mathrm{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\sin^2 t\Big\} \end{aligned} \tag{7.30}$$

以上より、式 (7.30) が n 周期の矩形溝に対する Fraunhofer 回折光強度分布である。この式において、Fraunhofer 回折光強度は矩形溝のピッチ P、溝深さ D、および溝幅 W によってその分布を変化させることがわかる。また、m = 0、1、2 ... によってそれぞれ、0 次回折光、1 次回折光、2 次回折光を表わす。

7.1.2 Fraunhofer 回折光強度による矩形溝形状パラメータの測定原理

前項において、ピッチ P、溝深さ D，溝幅 W の矩形溝に対する Fraunhofer 回折光強度分布 $I_m(t)$ は、

$$\begin{aligned} I_m(t) &= n^2\Big\{P^2\,\mathrm{sinc}^2(m\pi) + 4W^2\,\mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\sin^2 t \\ &\quad - 4WP\,\mathrm{sinc}(m\pi)\,\mathrm{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\sin^2 t\Big\} \end{aligned}$$

で表わされることを示した。そこで本項では、上式に基づき、Fraunhofer 回折光の各次回折光強度の測定によって矩形溝の形状を決定する形状パラメータ、ピッチ P、溝深さ D、溝幅 W を定量的に評価することのできる理論式の導出を行なう。

そこでまず、式 (7.30) で表わされる矩形溝の Fraunhofer 回折光強度の特性について調べ、4．1 節で周期的表面粗さの理論式の導出を行なった時と同様に、全回折光強度の和や 0 次回折光を除く回折光強度の和について検討する。いま、0 次回折光強度、1 次回折光強度、2 次回折光強度、... m 次回折光強度を $I_0(t)$、$I_1(t)$、$I_2(t)...I_m(t)$、全強度（全回折光強度の和）を $I_\Sigma(t)$ とし、はじめに式 (7.30) から各次回折光強度を求める。

まず、0 次回折光強度 $I_0(t)$ は、式 (7.30) において $m = 0$ とおくと、

$$\begin{aligned} I_0(t) &= n^2\{P^2 + 4W^2\sin^2 t - 4WP\sin^2 t\} \\ &= n^2\{P^2 - 4(WP - W^2)\sin^2 t\} \end{aligned} \tag{7.31}$$

次に、1次回折光強度 $I_1(t)$ は、式 (7.30) において $m=1$ とおくと、

$$\begin{aligned} I_1(t) &= n^2\{P^2+\mathrm{sinc}^2\pi+4W^2\,\mathrm{sinc}^2\frac{\pi W}{P}\sin^2 t \\ &\qquad -4WP\,\mathrm{sinc}\pi\,\mathrm{sinc}\frac{\pi W}{P}\sin^2 t\} \\ &= n^2 4W^2\,\mathrm{sinc}^2\frac{\pi W}{P}\sin^2 t \end{aligned} \tag{7.32}$$

さらに、2次回折光強度 $I_2(t)$ は、式 (7.30) において $m=2$ とおくと、

$$\begin{aligned} I_2(t) &= n^2\{P^2\,\mathrm{sinc}^2(2\pi)+4W^2\,\mathrm{sinc}^2\frac{2\pi W}{P}\sin^2 t \\ &\qquad -4WP\,\mathrm{sinc}(2\pi)\,\mathrm{sinc}\frac{2\pi W}{P}\sin^2 t\} \\ &= n^2 4W^2\,\mathrm{sinc}^2\frac{2\pi W}{P}\sin^2 t \end{aligned} \tag{7.33}$$

となる。

次に、全回折光強度の和 $I_\Sigma(t)$ は、

$$\begin{aligned} I_\Sigma(t) &= \sum_{m=0}^{\infty} I_m(t) \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} n^2\left\{P^2\,\mathrm{sinc}^2(m\pi)+4W^2\,\mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\sin^2 t\right. \\ &\qquad \left. -4WP\,\mathrm{sinc}(m\pi)\,\mathrm{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\sin^2 t\right\} \\ &= n^2\left[P^2\sum_{m=0}^{\infty}\mathrm{sinc}^2(m\pi)+4W^2\sin^2 t\sum_{m=0}^{\infty}\mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\right. \\ &\qquad \left. -4WP\sin^2 t\sum_{m=0}^{\infty}\mathrm{sinc}(m\pi)\,\mathrm{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\right] \end{aligned} \tag{7.34}$$

となる。この式を求めるために、次のような公式を用いる。

$$\sum_{m=1}^{\infty}\frac{\sin^2 mx}{m^2}=\frac{x(\pi-x)}{2},\ (0\le x\le\pi) \tag{7.35}$$

$$\sum_{m=1}^{\infty}\frac{\sin m\theta\sin mx}{m^2}=\begin{cases}\frac{x(\pi-\theta)}{2}, & (-\theta\le x\le\theta)\\ \frac{\theta(\pi-x)}{2}, & (\theta\le x\le 2\pi-\theta)\end{cases} \tag{7.36}$$

これらの公式を用いて、式 (7.34) の［　］内の各項ごとに計算を行なっていく。

（第1項）

公式 (7.35) より、

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{\infty}\mathrm{sinc}^2(m\pi) &= \sum_{m=1}^{\infty}\frac{\sin^2(m\pi)}{m^2\pi^2} \\ &= \frac{1}{\pi^2}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{\sin^2(m\pi)}{m^2} \end{aligned} \tag{7.37}$$

よって、

$$\sum_{m=1}^{\infty} \mathrm{sinc}^2(m\pi) = \frac{1}{\pi^2} \cdot \frac{\pi(\pi-\pi)}{2} = 0 \tag{7.38}$$

ところで、

$$\sum_{m=0}^{\infty} \mathrm{sinc}^2(m\pi) = \mathrm{sinc}^2(\pi m)_{(m=0)} + \sum_{m=1}^{\infty} \mathrm{sinc}^2(m\pi) = 1 \tag{7.39}$$

以上より、第1項は、

$$\sum_{m=0}^{\infty} \mathrm{sinc}^2(m\pi) = 1 \tag{7.40}$$

となる。

（第2項）

まず、公式 (7.35) より、

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{\infty} \mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right) &= \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right)}{\left(\frac{m\pi W}{P}\right)^2} \\ &= \frac{P^2}{\pi^2 W^2} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2\left(m\frac{\pi W}{P}\right)}{m^2} \\ &= \frac{P^2}{\pi^2 W^2} \cdot \frac{\frac{\pi W}{P}\left(\pi - \frac{\pi W}{P}\right)}{2} \end{aligned} \tag{7.41}$$

よって、

$$\sum_{m=1}^{\infty} \mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right) = \frac{\left(\frac{P}{W}-1\right)}{2} \tag{7.42}$$

となり、また、

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} \mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right) &= \mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right)_{(m=0)} + \frac{\frac{P}{W}-1}{2} \\ &= \frac{\frac{P}{W}+1}{2} \end{aligned} \tag{7.43}$$

となる。従って、第2項は、

$$\sum_{m=0}^{\infty} \mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right) = \frac{\frac{P}{W}+1}{2} \tag{7.44}$$

となる。

（第3項）

いま、$0 < P/W < 1$ より $0 < \pi W/P < \pi$ であるから、公式 (7.36) を用いて、

$$\sum_{m=1}^{\infty} \mathrm{sinc}(m\pi)\,\mathrm{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin m\pi}{m\pi} \cdot \frac{\sin\left(\frac{m\pi W}{P}\right)}{\frac{m\pi W}{P}}$$

$$
\begin{aligned}
&= \frac{1}{\pi}\left(\frac{P}{\pi W}\right)\sum_{m=1}^{\infty}\frac{\sin(m\pi)}{m}\cdot\frac{\sin m\left(\frac{\pi W}{P}\right)}{m} \\
&= \frac{1}{\pi}\left(\frac{P}{\pi W}\right)\frac{\frac{\pi W}{P}(\pi-\pi)}{2} \\
&= 0
\end{aligned}
\tag{7.45}
$$

となる。よって、

$$
\begin{aligned}
\sum_{m=0}^{\infty}\operatorname{sinc}(m\pi)\operatorname{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right) &= \operatorname{sinc}(m\pi)\operatorname{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right)_{(m=0)} \\
&\quad + \sum_{m=1}^{\infty}\operatorname{sinc}(m\pi)\operatorname{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right) \\
&= 1
\end{aligned}
\tag{7.46}
$$

より、第3項は、

$$
\sum_{m=0}^{\infty}\operatorname{sinc}(m\pi)\operatorname{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right) = 1 \tag{7.47}
$$

となる。

以上、各項の計算から、全回折光強度の和は、式 (7.34) にそれぞれ式 (7.40)、式 (7.44)、および式 (7.47) を代入して、

$$
\begin{aligned}
I_{\Sigma}(t) &= n^2\left[P^2 + 4W^2\sin^2 t\cdot\left(\frac{\frac{P}{W}+1}{2}\right) - 4WP\sin^2 t\right] \\
&= n^2\left[P^2 + 2(WP+W^2)\sin^2 t - 4WP\sin^2 t\right] \\
&= n^2\left[P^2 - 2WP\sin^2 t + 2W^2\sin^2 t\right] \\
&= n^2\left[P^2 - 2(WP-W^2)\sin^2 t\right]
\end{aligned}
\tag{7.48}
$$

となる。

よって、以上の結果から、矩形溝の Fraunhofer 回折光強度の特性についてまとめると、まず、Fraunhofer 回折光強度は、

$$
\begin{aligned}
I(N_x) &= n^2\Bigg\{P^2\operatorname{sinc}^2(m\pi) + 4W^2\operatorname{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\sin^2 t \\
&\quad - 4WP\operatorname{sinc}(m\pi)\operatorname{sinc}\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\sin^2 t\Bigg\}
\end{aligned}
$$

で表わされ、0次回折光強度、1次回折光強度、2次回折光強度、およびm次回折

光強度は、

$$I_0(t) = n^2\{P^2 - 4(WP - W^2)\sin^2 t\}$$
$$I_1(t) = n^2 4W^2 \mathrm{sinc}^2\left(\frac{\pi W}{P}\right)\sin^2 t$$
$$I_2(t) = n^2 4W^2 \mathrm{sinc}^2\left(\frac{2\pi W}{P}\right)\sin^2 t$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$I_m(t) = n^2 4W^2 \mathrm{sinc}^2\left(\frac{m\pi W}{P}\right)\sin^2 t$$

と表わされ、1次回折光、2次回折光はそれぞれ0次回折光から$1/P$、$2/P$の位置に現れ、従ってm次回折光はm/Pの位置に現われることになる。さらに、これら回折光強度の全回折光強度の和は、

$$I_\Sigma(t) = n^2\{P^2 - 2(WP - W^2)\sin^2 t\}$$

となり、従って0次回折光強度を除く回折光強度は、

$$\begin{aligned} I_\Sigma(t) - I_0(t) &= \sum_{m=1}^{\infty} I_m(t) \\ &= n^2\{P^2 + 2(W^2 - WP)\sin^2 t\} \\ &\quad - n^2\{P^2 + 4(W^2 - WP)\sin^2 t\} \end{aligned}$$

より、

$$I_{\Sigma-0}(t) = I_\Sigma(t) - I_0(t) \tag{7.49}$$
$$= n^2\{2(WP - W^2)\sin^2 t\} \tag{7.50}$$

となる。

次に、これらの回折光強度の特性に関する解析結果に基づいて、Fraunhofer回折光強度分布から矩形溝におけるピッチP、溝深さD、溝幅Wの全ての形状パラメータを求めることができる理論式の導出を行なう。従って、以下において（1）ピッチPを求める理論式の導出、（2）溝幅Wを求める理論式の導出、（3）溝深さDを求める理論式の導出、の順で述べる。

1. ピッチPを求め理論式の導出

いま、1次回折光、2次回折光、3次回折光、…、m次回折光と0次回折光との間隔をT_1、T_2、T_3、…、T_mとする。式(7.27)より、

$$m = N_x \cdot P = N_{x_m} \cdot P \tag{7.51}$$

の関係があるので、空間周波数の定義、

$$N_x = \frac{\xi}{\lambda f}, N_{x_m} = \frac{T_m}{\lambda f} \tag{7.52}$$

を用いて、

$$P = \frac{m}{N_x} = \frac{\lambda f}{T_m} \cdot m \tag{7.53}$$

が得られる。この式は、矩形溝のピッチPが0次回折光に対するm次回折光の位置T_mの測定によって求められることを示している。従って、ピッチPは1次回折光あるいは2次回折光の位置を1度測定するだけで求めることができるが、実際は各次回折光の位置を用いて、

$$P = \sum_{i=1}^{m} \left(\frac{\lambda f}{T_i} \cdot i \right) / m \tag{7.54}$$

から平均的な値を求めることによって、測定誤差を小さくしている。

2. 溝幅Wを求める理論式の導出

いま、ピッチPと溝幅Wの比を、

$$r_{w/p} = \frac{W}{P} \tag{7.55}$$

とする。なお、この比を以後デューティー比と呼ぶことにする。また、1次回折光強度と2次回折光強度の比を$\gamma_{2/1}$とすると、式 (7.32) および式 (7.33) より、

$$\begin{aligned} \gamma_{2/1} = \frac{I_2(t)}{I_1(t)} &= \frac{n^2 4W^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{2\pi W}{P}\right) \sin^2 t}{n^2 4W^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi W}{P}\right) \sin^2 t} \\ &= \frac{\operatorname{sinc}^2\left(\frac{2\pi W}{P}\right)}{\operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi W}{P}\right)} \end{aligned} \tag{7.56}$$

よって、

$$\begin{aligned} \frac{\operatorname{sinc}^2\left(\frac{2\pi W}{P}\right)}{\operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi W}{P}\right)} &= \frac{\sin^2\left(\frac{2\pi W}{P}\right) / \left(\frac{2\pi W}{P}\right)^2}{\sin^2\left(\frac{\pi W}{P}\right) / \left(\frac{\pi W}{P}\right)^2} \\ &= \frac{1}{4} \cdot \frac{\sin^2(2\pi r_{w/p})}{\sin^2(\pi r_{w/p})} \\ &= \frac{1}{4} \cdot \frac{(2\sin(\pi r_{w/p})\cos(\pi r_{w/p}))^2}{\sin^2(\pi r_{w/p})} \end{aligned} \tag{7.57}$$

から、

$$\gamma_{1/2} = \cos^2(\pi r_{w/p}) \tag{7.58}$$

を得る。従って、デューティー比の定義から、

$$\frac{W}{P} = r_{w/p} = \frac{\cos^{-1}\sqrt{\gamma_{2/1}}}{\pi} \tag{7.59}$$

より、溝幅Wは、

$$W = r_{w/p} \cdot P \tag{7.60}$$

を用いて求めることができる。以上のことから、溝幅Wはピッチ P の測定値と1次回折光強度および2次回折光強度の測定値から、式 (7.60) を用いることによって、求めることができる。

3. 溝深さ D を求める理論式の導出

いま、全回折光強度の和 $I_\Sigma(t)$ と 0 次回折光強度を除く回折光強度の和 $I_{\Sigma-0}(t)$ の比を $\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}$ とすると、式 (7.48) および式 (7.50) より、

$$\begin{aligned}\gamma_{\Sigma-0/\Sigma} = \frac{\sum_{m=1}^{\infty} I_m(t)}{\sum_{m=0}^{\infty} I_m(t)} &= \frac{I_\Sigma(t) - I_0(t)}{I_\Sigma(t)} \\ &= \frac{n^2\{2(WP - W^2)\sin^2 t\}}{n^2\{P^2 - 2(WP - W^2)\sin^2 t\}} \\ &= \frac{2(WP - W^2)\sin^2 t}{P^2 - 2(WP - W^2)\sin^2 t} \\ &= \frac{2\left(\frac{W}{P} - \frac{W^2}{P^2}\right)\sin^2 t}{1 - 2\left(\frac{W}{P} - \frac{W^2}{P^2}\right)\sin^2 t}\end{aligned} \tag{7.61}$$

ここで、デューティー比を用いて、

$$A = \frac{W}{P} - \frac{W^2}{P^2} = r_{w/p} - r_{w/p}^2 > 0 \tag{7.62}$$

とおく。但し、

$$r_{w/p} = \frac{W}{P} < 1 \tag{7.63}$$

である。これを用いて $\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}$ は、

$$\gamma_{\Sigma-0/\Sigma} = \frac{2A\sin^2 t}{1 - 2A\sin^2 t} \tag{7.64}$$

より、

$$\sin^2 t = \frac{\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}}{2A(\gamma_{\Sigma-0/\Sigma} + 1)} \tag{7.65}$$

となり、従って、

$$t = \sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}}{2A(\gamma_{\Sigma-0/\Sigma} + 1)}}\right) \tag{7.66}$$

を得る。ここで、式 (7.27) より、

$$\frac{2\pi D}{\lambda} = \sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}}{2A(\gamma_{\Sigma-0/\Sigma} + 1)}}\right) \tag{7.67}$$

から、溝深さDを求める理論式は、

$$D = \frac{\lambda}{2\pi} \sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}}{2A(\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}+1)}}\right) \tag{7.68}$$

となり、これをデューティー比を用いて書き直すと、

$$D = \frac{\lambda}{2\pi} \sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}}{2(r_{w/p}-r_{w/p}^2)(\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}+1)}}\right) \tag{7.69}$$

が得られる。従って、全回折光強度の和と0次回折光強度を除く回折光強度の和を測定し、溝幅Wの測定において求めたデューティー比の値を用い、式(7.69)から矩形溝の溝深さDを求めることができる。

よって、以上のような理論式を用いて、矩形溝に対するFraunhofer回折光の各次回折光強度とその位置を測定することにより、溝形状パラメータ、ピッチP、溝深さD、溝幅Wを同時に求めることができる。

さて、これらの溝形状パラメータを求める理論式には周期関数（sin関数やcos関数）が含まれており、それらの特性から本測定法の測定限界を理論的に決定することができる。そこで、次に（1）溝深さDの測定限界および（2）溝幅Wの測定限界について議論する。

1. 溝深さDの理論的測定限界
   式(7.65)に、$t = 2\pi D/\lambda$を代入すると、

$$\sin\frac{2\pi D}{\lambda} = \frac{\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}}{2A(\gamma_{\Sigma-0/\Sigma}+1)} = y \tag{7.70}$$

が得られる。この式において、$y = \sin t = \sin\frac{2\pi D}{\lambda}$が一意に決定できるのは、$t$が、

$$0 \le t = \frac{2\pi D}{\lambda} \le \frac{\pi}{2} \tag{7.71}$$

の範囲にある場合だけであり、従って溝深さDの測定範囲は、

$$0 \le D \le \frac{\lambda}{4} \tag{7.72}$$

となる。例えばHe-Neレーザの波長$\lambda = 0.6328\mu m$を使用したとき、溝深さDの測定範囲は、１５８ｎｍ以下となる。

2. 溝幅Wの理論的測定限界
   式(7.59)から、

$$r_{w/p} = \frac{W}{P} = \frac{1}{\pi}\cos^{-1}(\sqrt{\gamma_{2/1}})$$

において、１次回折光強度と２次回折光強度の比$\sqrt{\gamma_{2/1}} \geq 0$であるから、

$$0 \leq r_{w/p} = \frac{W}{P} \leq 0.5 \tag{7.73}$$

となる。つまり、溝のピッチＰと溝幅Ｗの比は０．５以下の場合にのみ溝幅Ｗの正しい値を求めることができる。例えば、ピッチＰが２．０μmの矩形溝の場合、その溝幅が１．０μm以下の場合に、式(7.59)を満たしており、従って本測定法は溝幅がピッチの１／２以下である矩形溝形状に対して有効であることがわかる。

このことは、矩形溝形状の次のような特性を考えればより明瞭となる。すなわち、いま溝の形状をデューティー比によって分類すれば、図７－１－５に示すような、$\frac{W}{P} = 0.5$を基準とした３種類に分けることができる。そこで、$\frac{W}{P} < 0.5$の場合の矩形溝形状のデューティー比を$\frac{W1}{P} = r$とし、$\frac{W}{P} > 0.5$の場合の矩形溝形状のデューティー比を$\frac{W2}{P} = (1-r)$としたとき、この２つの溝形状は溝の凹部と凸部が対称な関係になっている。このとき、このような関係にある溝の回折パターンは同じになる。従って、溝幅Ｗ３の矩形溝による回折光強度から求められるデューティー比は溝幅Ｗ１のデューティー比と同じ値となってしまう。以上のような理由により、本測定法では$W \leq \frac{P}{2}$の場合の矩形溝に対して有効である。但し、あらかじめ溝幅とピッチの関係が$W > \frac{P}{2}$とわかっているような場合、本測定法によって得られたデューティー比ｒに対して（１－ｒ）を求め、$W = (1-r)P$を用いて溝幅を求めることができる。従って、このような場合にはデューティー比が０．５以上であっても本測定法によって溝幅の測定が可能である。

以上の理論解析によって得られた結果をまとめると図７－１－６のようになる。すなわち、矩形溝に対して図７－１－６のようなFraunhofer回折光強度分布が得られた場合、各次回折光強度I_0、I_1、I_2、I_3および０次回折光からの各次回折光の位置T_1、T_2、T_3を測定し、それらに理論式を適用してピッチＰ、溝深さＤ、溝幅Ｗの順に求めていく。このように、本測定法は、Fraunhofer回折光強度分布から、溝幅がピッチの１／２以下で溝深さが１５８ｎｍ以下の矩形溝形状のピッチＰ、溝深さＤ、溝幅Ｗを定量的に評価することができる。

7.1.3 数値計算による誤差特性の解析

次に、前項の理論解析によって得られた理論式を用いて、サブミクロンオーダの微細矩形溝に対するFraunhofer回折光の各次回折光強度やその値による矩形溝形状パラメータの数値解析を行なう。そして、この数値解析によって、回折光強度の特性と理論式の誤差特性について明らかにする。

この数値解析において設定した矩形溝形状パラメータは、光ディスクのプリグルーブの大きさ（ピッチ１．６μm、溝幅０．６μm、溝深さ８４ｎｍ程度）を考

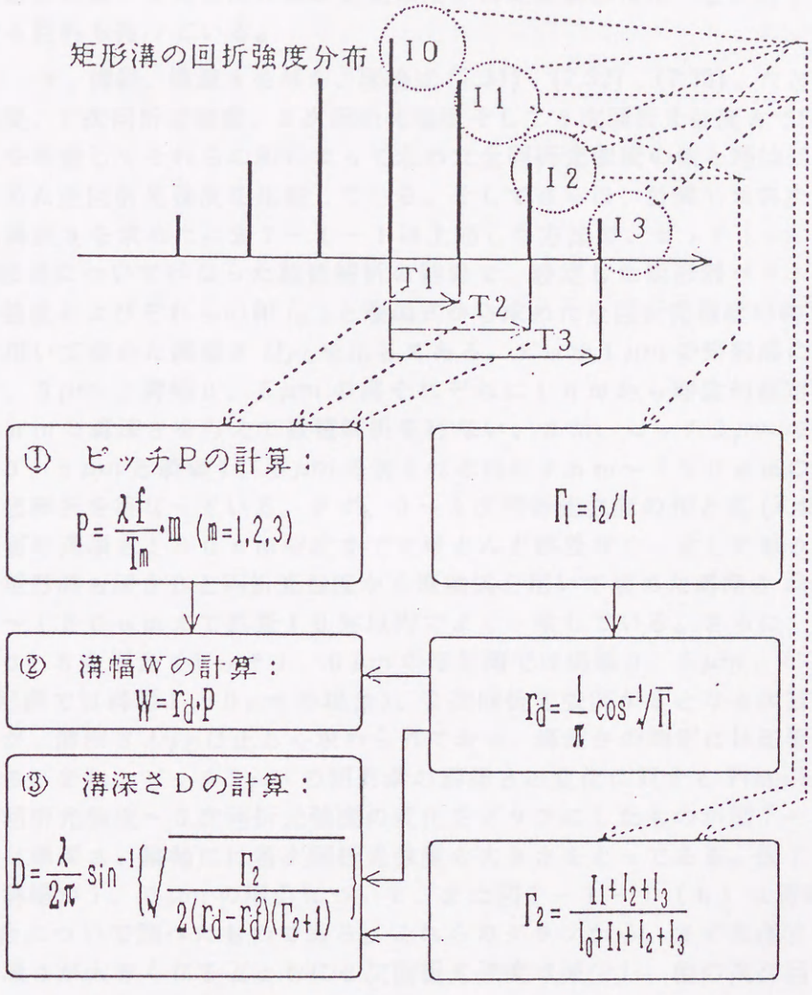


図 7-1-6 回折光強度による矩形溝形状パラメータの測定原理

慮して、ピッチ1μmおよびピッチ2μmとしている。また、ピッチ2μmの矩形溝に対する数値解析は、本測定法の検証実験に用いた矩形溝精密格子板に対する比較データとする目的も持っている。

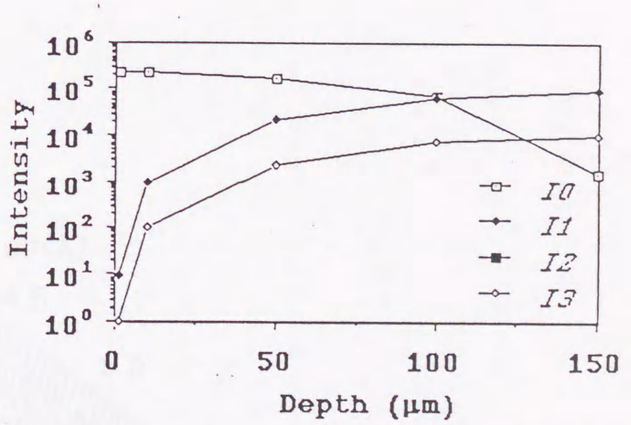
まず、ピッチ、溝幅、溝深さを与え、理論式(7.31)、(7.32)、(7.33)、などから0次回折光強度、1次回折光強度、2次回折光強度そして3次回折光強度まで計算し、実際の測定を考慮してそれらの和によって求めた全回折光強度の値と理論式(7.48)によって求めた全回折光強度を比較している。そしてさらに、計算した各次光回折光強度から溝深さを求めた。表7－1－1は上述した方法で、ピッチ1μmおよび2μmの矩形溝について行なった数値解析の結果で、設定した矩形溝パラメータと各次回折光強度およびそれらの和I_{0-3}と理論式から求めた全回折光強度の和ΣI、そしてI_{0-3}を用いて求めた溝深さD_{FD}を示してある。ピッチ1μmの矩形溝に対しては、溝幅0．3μmと溝幅0．5μmの溝それぞれに1ｎｍから理論的測定限界に近い１５０ｎｍの溝深さを与えて数値解析を行ない、また、ピッチ2μmの矩形溝では、溝幅0．5μmと溝幅1．0μmの溝それぞれに1ｎｍ～１５０ｎｍの溝深さを与えて数値解析を行なっている。まず、0～3次回折光強度の和と式(7.48)より求めた理論値は溝深さ１００ｎｍ程度まではほとんど誤差なく一致しており、また与えられた矩形溝も深さDと回折光強度から理論式を用いて求めた溝深さD_{FD}は溝深さ1ｎｍ～１５０ｎｍまで誤差１０％以内でよく一致している。さらに、デューティー比が0．5の場合（ピッチ1．0μmの矩形溝では溝幅0．5μm、ピッチ2．0μmの矩形溝では溝幅1．0μmの場合）、2次回折光強度が0となる次数欠除が生じているが、溝深さD_{FD}は正しく求められており、溝深さの測定には影響しないことが分かる。また、ピッチ2μmの矩形溝の溝深さの変化に対するFraunhofer回折光の0次回折光強度～3次回折光強度の変化をグラフにしたものが図7－1－7で、横軸には溝深さ、縦軸には各次回折光強度の大きさをとってある。図7－1－7（ａ）は溝幅が1．0μmの場合について、また図7－1－7（ｂ）は溝幅が0．5μmの場合について調べたものである。これらのグラフから、まず共通する傾向として、溝深さが大きくなるとともに0次回折光強度は減少し、他の高次回折光強度は増加するということがわかり、とくに溝幅1ｎｍ～１０ｎｍでの変化が大きくなっている。このことから、溝深さ1ｎｍ～１０ｎｍの非常に浅い溝に対して高い感度を持っていることがわかる。さらに、溝幅による違いをみると、溝幅が広い場合のほうが溝幅１００ｎｍ以上における0次回折光強度の減少率が大きいことがわかる。これらの回折光強度の変化の特性から、本測定法は溝幅が広く溝深さの浅い矩形溝形状に対して測定感度が良いことが分かる。

さて、次に理論式の誤差特性を調べるために、上述したのと同様な数値計算を行ない、溝幅と溝深さの測定を同時に１０％以内の誤差で行える範囲を計算し、その測定範囲を示したのが図7－1－8である。この図は縦軸に誤差を横軸に矩形溝の溝幅および溝深さをとってあり、溝幅の計算値と溝深さの計算値のうち誤差の大きい方をプロットしてある。また、誤差１０％以内の領域は図のドットで示した範囲であり、その領域の中央付近にある黒点マークはデューティー比0．5、溝深さ１０

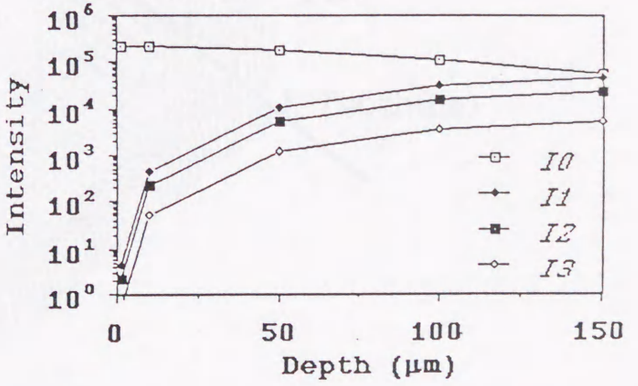
０ｎｍを示している。なお、このグラフはピッチ１．０μmと２．０μmの矩形溝に対して示してある。まず、ピッチが異なっても溝幅や溝深さの変化に対する誤差の傾向が同じであることから、誤差は溝のピッチとは無関係に、ピッチと溝幅の比つまりデューティー比と溝深さによって変化することがわかる。つまり、図７－１－８より、本測定法は溝形状のデューティー比が０．１～０．８、溝深さ１５０ｎｍ以下の場合の広い範囲において、誤差１０％以内の高精度な測定が可能である。なお、デューティー比がおよそ０．１以下、０．８以上の場合と、溝深さが１５０ｎｍを越えてくると、誤差が急激に大きくなる傾向があることが分かる。これらの誤差の要因としては、全回折光強度を０次回折光強度～３次回折光強度の和によって計算し、それによって溝パラメータを求めていることに起因していると思われる。

P	W	D_{nm}	I0	I1	I2	I3	I0-3	ΣI	DFD_{nm}
1.0μm	.3μm	1	230381	6.02138	2.08034	0.09761	230389	230309	0.9273
		10	228499	600.183	207.358	9.72948	229317	229450	9.2769
		50	186517	12857.8	4787.76	224.647	205387	208458	46.753
		100	94668	42862.5	14808.6	694.839	153034	162534	95.253
		150	38158	60707.5	20973.9	984.121	120624	134279	139.91
	.5μm	1	230377	9.19985	0.00000	1.02221	230388	230389	0.9490
		10	228137	916.998	0.00000	101.889	229155	229269	9.4932
		50	178158	21172.9	0.00000	2352.54	201663	204279	47.824
		100	68614	65488.1	0.00000	7276.46	141579	149607	97.562
		150	1541	92752.8	0.00000	10305.9	104600	115971	149.55
2.0μm	.5μm	1	230382	4.60283	2.30141	0.51142	230390	230391	0.9331
		10	228701	458.787	229.393	50.9764	229441	229550	9.3331
		50	191195	10592.5	5296.28	1176.95	208261	210797	46.942
		100	109161	32757.4	16378.7	3639.71	161937	16780	95.020
		150	58742	46379.9	23189.9	5153.33	133466	144571	137.19
	1.0μm	1	230377	9.20566	0.00000	1.02285	230387	230388	0.9490
		10	228135	917.575	0.00000	101.952	229155	229267	9.4932
		50	178127	21185.1	0.00000	2353.90	201666	204263	47.824
		100	68748	65514.9	0.00000	7279.43	141542	149574	97.563
		150	1523	92759.9	0.00000	10306.6	104590	115961	149.56

表 7-1-1 矩形溝における各次回折光強度の数値解析



(a) ピッチ 2 μm 、溝幅 1 μm の矩形溝の場合



(b) ピッチ 2 μm 、溝幅 0．5 μm の矩形溝の場合

図 7-1-7 各次回折光強度の変化

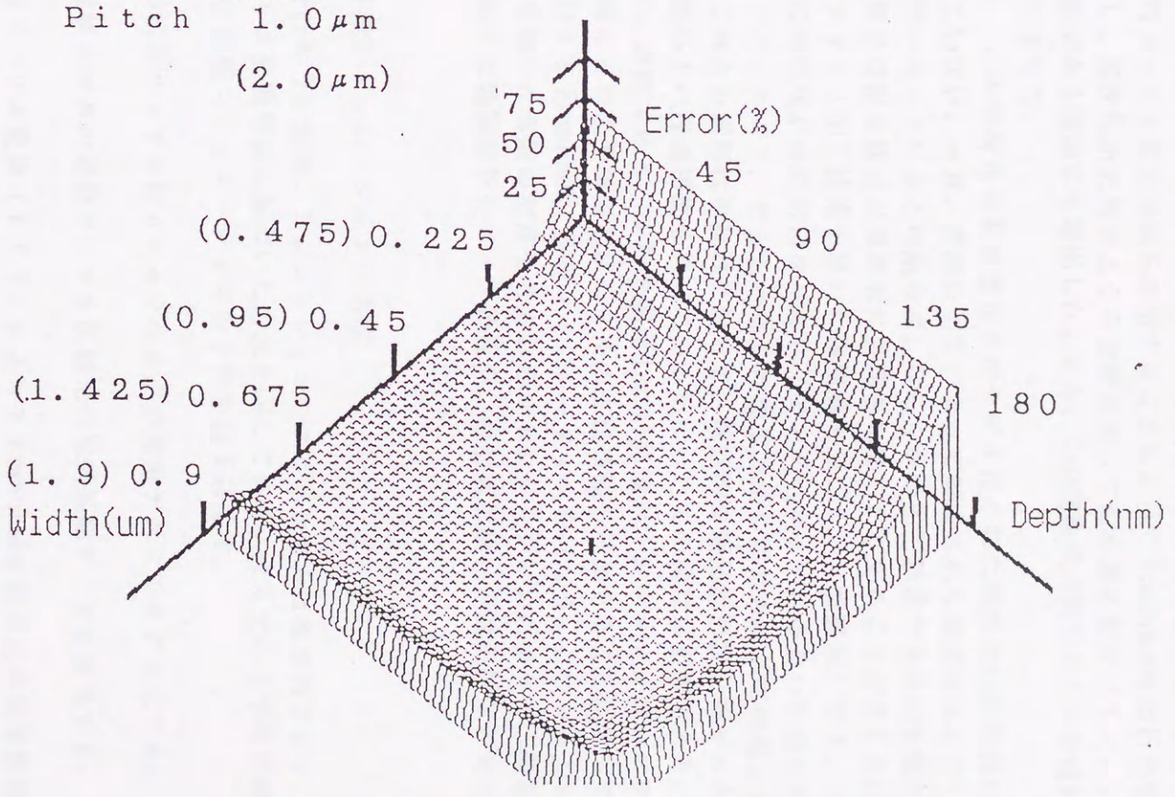


図 7-1-8 理論式の誤差特性

7.2節 計算機シミュレーション

前節では、形状パラメータ、ピッチP、溝幅W、溝深さDの矩形溝モデルを仮定し、光学的フーリエ変換理論を適用することによってFraunhofer回折光強度を理論的に解析し、各次回折光強度とその位置によって矩形溝の形状パラメータを定量的に測定評価できる理論式を導出した。また、この理論式の特性はその数値解析によって明らかにされた。

しかし、この理論式の妥当性はまだモデル化された理想的な矩形溝に対してしか示されていない。一方、実際の加工によって創成された溝形状は必ずしも理想的な矩形形状になっているとは限らず、なんらかの加工誤差や外乱の影響による形状の乱れや微小な粗さ成分が溝表面に生成されていたりすることが考えられる。例えば、リソグラフィ加工技術を用いた微細溝加工（２．２節参照）では、エッチング処理の際に溝形状が台形状になったり（アンダーカット）あるいは逆台形状になったり（オーバーカット）することはこの加工方法の問題点として指摘されている。従って、これらの溝形状の乱れに対して、理想的な矩形溝形状をモデルとして展開された理論がどれ程適用性を持っているかについての検討が必要である。

そこで、本節では４．２節で開発した計算機シミュレーションシステムに矩形溝や台形溝などの表面微細形状モデルの生成機能を付加することによって、極微細溝形状に対するFraunhofer回折シミュレーションを行なう。このシミュレーションシステムを用いた実際の測定を考慮したシミュレーションによって、矩形溝モデルを基に行なった理論解析のノイズ特性や、台形溝形状への適応性などについて検討する。

7.2.1 計算機シミュレーションの方法

ここで行なう計算機シミュレーションのアルゴリズムは基本的には４．２節の光学的フーリエ変換理論に基づいた方法と同じである。そこで、まず矩形溝に対するFraunhofer回折シミュレーションの手順を以下に示す。

1. 溝形状をサンプル数n＝４０９６点の離散データでモデル化する。
2. 溝形状モデルの離散データを反射光の複素振幅データに変換する。
3. 高速フーリエ変換（ＦＦＴ）によってFraunhofer回折光の複素振幅分布を求める。
4. 複素振幅分布からFraunhofer回折光強度分布を計算し、理論解析で導出を行なった溝形状パラメータを求める理論式を用いて、溝のピッチ、溝幅、溝深さを求める。
5. 溝形状モデルの形状パラメータと比較する。

図７－２－１にこのような手順で行なった、シミュレーション結果の一例を示す。このシミュレーション結果はピッチＰ＝１．０μm、溝幅Ｗ＝０．５μm、溝深さＤ＝１００ｎｍの理想的な矩形溝形状に対して行なわれたもので、図にはモデル化された矩形溝形状とそれに対するFraunhofer回折光強度分布を示してある。この回折光強度分布の各次回折光強度は最大強度を１．０として正規化されて出力される。この図の場合は、１次回折光強度が最大値をとるのでこれを１．０として各次回折光強度を表示している。さらに０次回折光に対する各次回折光強度の位置を単位ｍｍで示している。また、この回折光強度から求めた矩形溝形状パラメータ、ピッチＰ、溝幅Ｗ、溝深さＤを推定値として示してある。これによると、ピッチ０．９８μm、溝幅０．４９μm、溝深さ１００ｎｍとなっており、矩形溝モデルの値とよく一致していることからシミュレーションが理論解析と一致する妥当なものであることが分かる。なお、シミュレーションの条件として、入射レーザ光のスポット径を$\phi = 480\mu m$としているため、矩形溝モデルの周期もこのスポット径内に含まれる長さでサンプリングされている。但し、図７－２－１はモデル化された溝の形状を示すために溝の長さとして１０μmの表示を行なっている。

以上のようなシミュレーション手順によって、本測定法の（１）ノイズ特性および溝表面粗さの影響、（２）台形溝への適応性、について調べるシミュレーションを行なうが、ここでは、これらのシミュレーションの方法について述べる。

- (1) このシミュレーションの目的は、実際の測定を考慮し、本測定法のノイズ特性と矩形溝形状にランダムな微小粗さがある場合の影響を調べるものである。

  まず、回折光強度分布の測定ノイズや外乱光によるノイズが生じた場合、その影響を定量的に調べるため、ノイズの程度を次のように定義した。いま、ノイズを含んでいない回折光の複素振幅分布のｎ個の離散データのｊ番目の要素u_jおよび回折光強度$|u_j|^2$を、

$$u_j = \Re(u_j) + i\Im(u_j), |u_j|^2 = [\Re(u_j)]^2 + [\Im(u_j)]^2 \tag{7.74}$$

  とし、複素振幅のノイズ成分n_jと回折光強度のノイズ成分$|n_j|^2$を、

$$n_j = \Re(n_j) + i\Im(n_j), |n_j|^2 = [\Re(n_j)]^2 + [\Im(n_j)]^2 \tag{7.75}$$

  とすると、ノイズを含んだ回折光強度$|u'_j|^2$は、

$$|n'_j|^2 = [\Re(u_j) + \Re(n_j)]^2 + [\Im(u_j) + \Im(n_j)]^2 \tag{7.76}$$

  で表わされ、これを回折光強度として用いることによって溝形状パラメータを計算した。また、ノイズレベルは、

$$SNR(dB) = 10\log_{10}[\sum_{j=1}^{n} |u_j|^2 / \sum_{j=1}^{n} |n_j|^2] \tag{7.77}$$

のように、S／N比（SNR）で定義し、デシベルで表わした。

次に、溝表面に発生したランダムな微小粗さはガウス分布に従うと仮定し、その大きさを自乗平均平方根粗さ（RMS）で定義した。従って、溝形状モデルのn個の離散データのj番目の要素をh_j、微小粗さ成分をn_jとすると、粗さを含んだ溝形状は$h_j + n_j$で表わされる。従って、このように生成された溝形状モデルによって回折光強度を求め、その各次回折光強度によって溝形状パラメータを求める。

- (2) このシミュレーションの目的は、加工誤差等によって溝形状が台形形状に成っている場合を想定し、台形溝によるFraunhofer回折光強度分布がどのようになるかを調べ、さらに矩形溝形状に基づいた解析によって得られた理論式がどの程度適用できるかについて検討するものである。

  溝形状が台形形状の場合、形状パラメータは矩形溝よりもひとつ多い、ピッチP、溝幅W、溝底幅B、溝深さD、の4つが必要である。従って、矩形溝形状は台形溝形状において$W = B$である場合で定義することができる。この意味では、台形溝は矩形溝よりもより一般的な溝形状であるといえる。しかし、ここでは台形溝は矩形溝に形状誤差が生じた形状であるととらえ、溝幅Wと溝底幅Bの比B／Wを溝形状偏差として定義し、この溝形状偏差と本測定法の関係を定量的に調べることによって、台形溝への適応性について検討する。

7.2.2 表面粗さの影響と台形溝への適応性の検討

まず、シミュレーション結果の一例として、ピッチP＝2．0μm、溝幅W＝1．0μm、溝深さD＝１００ｎｍの矩形溝に対して行なった結果を図７－２－２に示す。図７－２－２ａ）は矩形溝形状モデルｂ）に対する回折光強度分布、ｂ）は理想的矩形溝形状モデル、ｃ）はランダムな微小粗さ成分をもつ矩形溝形状モデル、ｄ）は形状偏差Ｂ／Ｗの台形溝形状モデルを示している。この図から理想的矩形溝形状の場合、ピッチ、溝幅、溝深さとも誤差１０％以内で求められていることがわかる。

そこで、まず図７－２－２に示す矩形溝に対して行なった、本測定法のノイズ特性と矩形溝形状にランダムな微小粗さがある場合のシミュレーション結果について述べる。表７－２－１はこのシミュレーションの結果をまとめたもので、ノイズを含んだ回折光強度（Noisy diffraction）から求めた溝深さとＳ／Ｎ比（SNR(dB)）の関係およびランダムな微小粗さを持つ矩形溝（Random roughness）に対する回折光強度から求めた溝深さとランダム粗さの大きさ（RMS(nm)）の関係を示している。まず、SNRと推定溝深さとの関係をみると、両者の間にはほとんど相関性はなく、SNRが１／１０になっても溝深さは誤差１０％以内で求められていることがわかる。また、RMSと溝深さに関しては、粗さが大きくなるほど溝深さの値は誤差が大きくなっているが、溝深さ１００ｎｍに対してSNRが３０ｎｍと言う場合でも誤差は高々３．６ｎｍにすぎないことから、本測定法は溝形状に微少な粗さがあっ

ても溝深さの測定にはほとんど影響を与えないということがわかる。以上のことから、本測定法はノイズの影響を受けにくく、また多少ランダムな粗さ成分があっても溝形状の変化に対して回折光強度は敏感に変化し溝形状のパラメータを高精度に測定することができることから、実際の測定への適用が可能であることがわかる。

次に、台形溝形状によるシミュレーション結果について述べる。図７－２－２ｄ）の場合は、基本矩形溝形状のピッチ、溝幅、溝深さを変えずに、底幅Ｂのみを変化させた溝形状を示しており、従って形状偏差はピッチ２．０μm、溝幅１．０μm、溝深さ１００ｎｍの矩形溝に対する偏差としている。まず、シミュレーション結果の一例として、溝幅Ｗ１．０μmに対して溝底幅Ｂを０．２μm～０．８μmまで変化させた場合の回折光強度の変化を調べたのが図７－２－３である。この図は最大強度である０次回折光強度を１．０として他の高次回折光強度を正規化して示してある。回折光強度の傾向として、底幅が大きくなり矩形形状に近づくほど１次回折光強度が大きくなる傾向がある。しかし、１次回折光に対して他の高次回折光強度はほとんど変化していないのが分かる。さらに同様のシミュレーションをピッチ１．０μm、溝幅０．５μm、溝深さ１００ｎｍの溝に対して行なった結果が図７－２－４である。高次回折光の位置がピッチ２．０μmの溝に対して広がっているのは、ピッチの影響である。高次回折光強度の変化をみると、ピッチ２．０μmの溝と同様に１次回折光が大きくなる傾向を示しており、それに対して他の高次回折光強度はほとんど変化していない。このことから、形状偏差に対する回折光強度の変化は、ピッチや溝幅が変わっても同じであり、従って回折光強度の変化は形状偏差のみに依存して変化することが分かる。

さらに、これらの形状偏差の影響についてのシミュレーション結果を、横軸に形状偏差Ｂ／Ｗ、縦軸に回折光強度をとったグラフ、および縦軸に回折光強度から求めた溝幅と溝深さをとったグラフによって示したのが図７－２－５および図７－２－６である。図７－２－５はピッチ１．０μmの溝に対する結果を、また図７－２－６はピッチ２．０μmの溝に対する結果を示してある。図７－２－５（ｂ）をみると溝幅および溝深さともに形状偏差に比例して誤差を増大させる傾向があり、この傾向は図７－２－６（ｂ）も同様であることから、ピッチ、溝幅に無関係に、形状偏差のみによって測定値が影響を受けるものと考えられる。これらのことから、本測定法は形状偏差によって溝幅、溝深さともに小さく推定されるということがわかる。

以上、シミュレーションの結果をまとめると、本測定法はノイズや微小粗さの影響をほとんど受けることなく矩形溝形状の測定評価を行なうことができる。また、それに対して溝形状の変化に対しては敏感に反応し、測定値が小さくなることを検出することによって溝形状の変化を検出することができるものと考えられる。

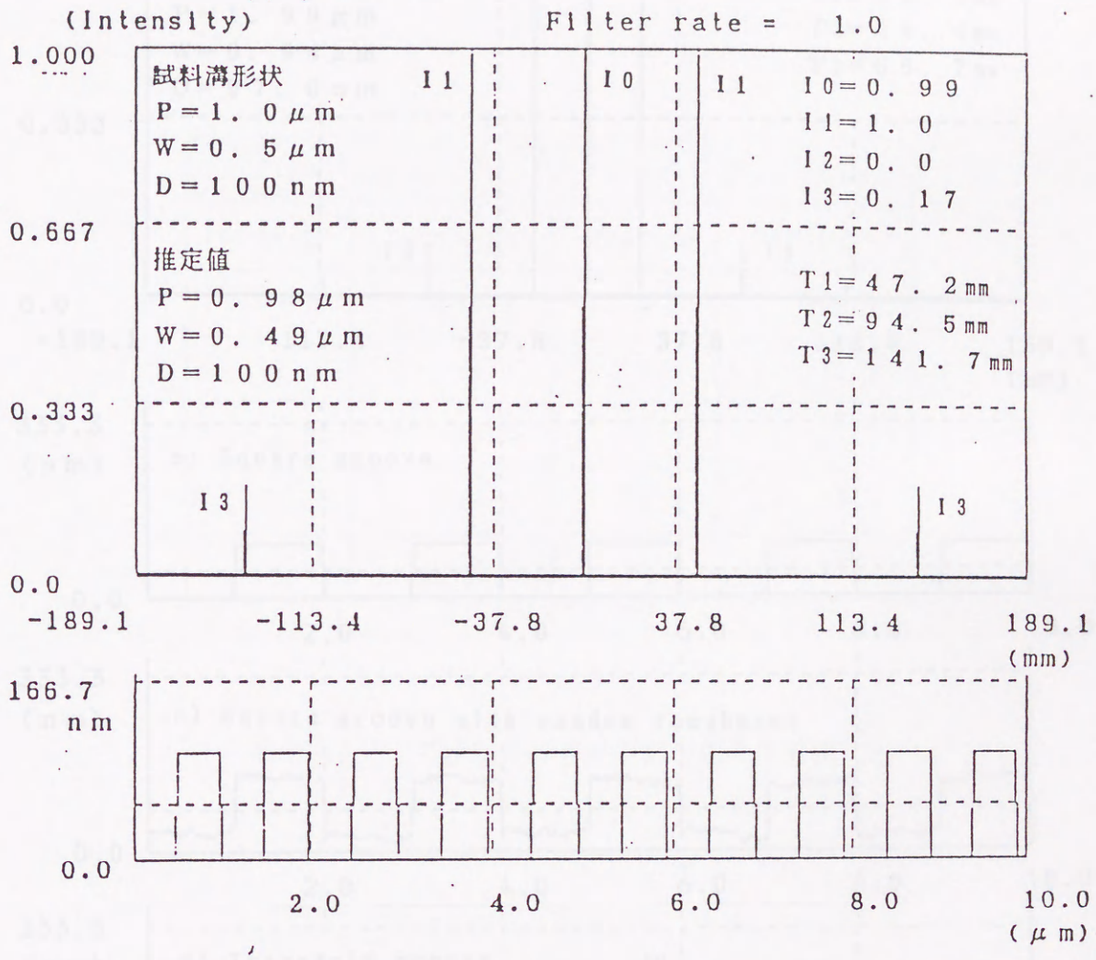


図 7-2-1 計算機シミュレーション結果の一例（ピッチ 1 μm の矩形溝）

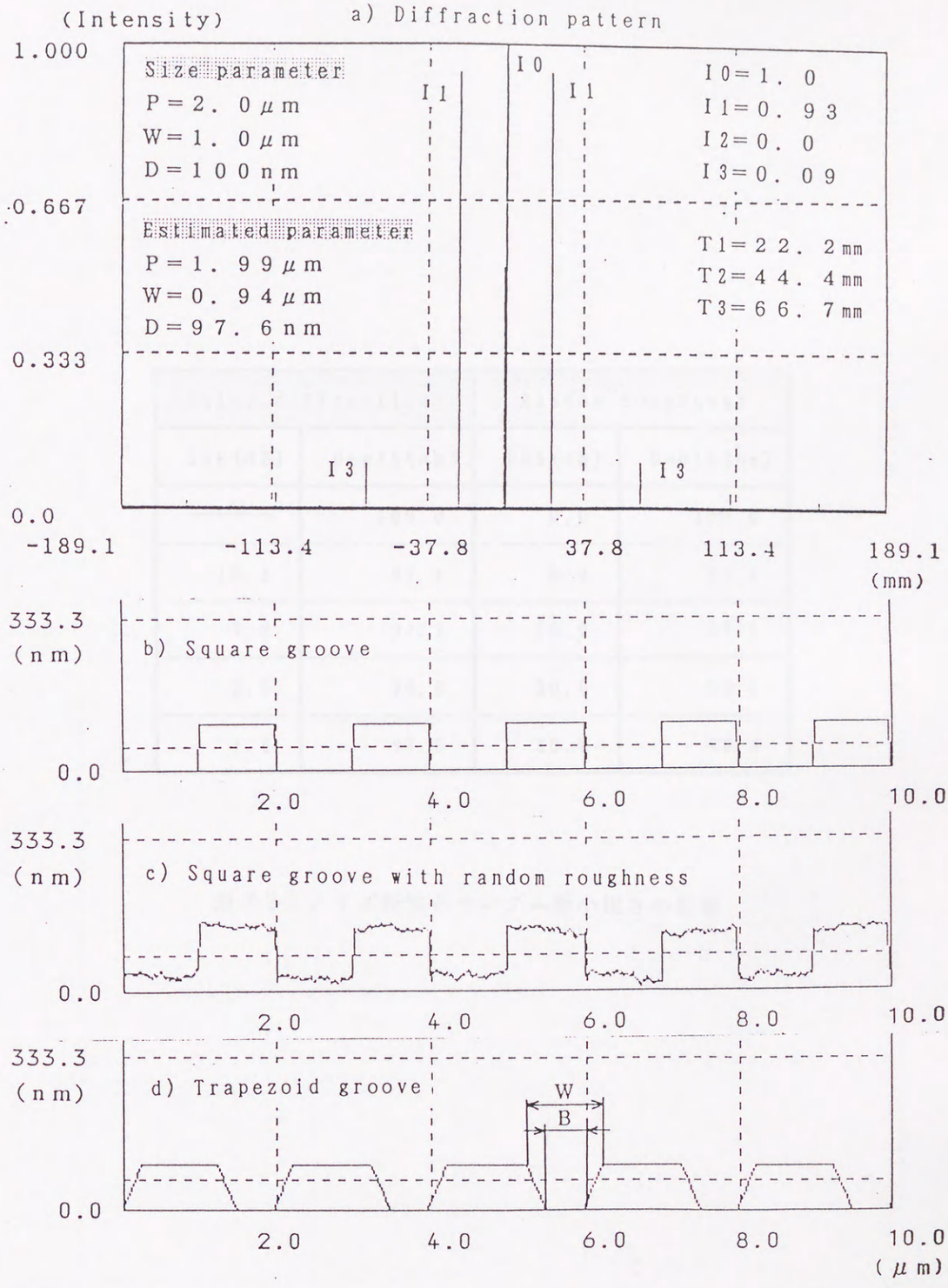
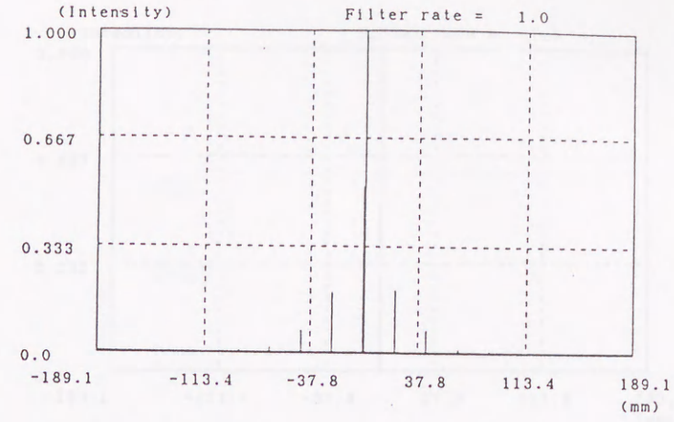


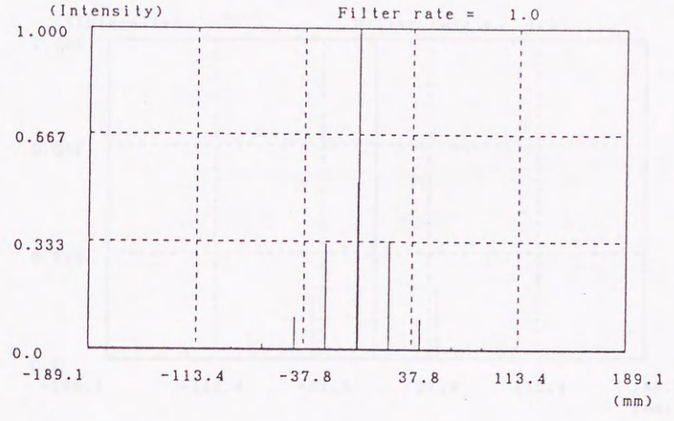
図 7-2-2 ピッチ 2 μm の場合の回折光強度と溝形状

Noisy diffraction		Random roughness	
SNR(dB)	Depth(nm)	RMS(nm)	Depth(nm)
———	100.0	0.0	100.0
13.1	97.1	5.0	97.1
7.3	97.7	10.0	97.1
2.7	96.6	20.0	96.6
1.6	97.6	30.0	96.4

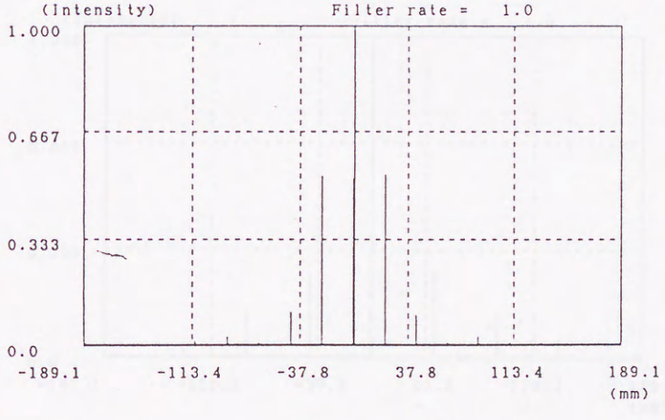
表 7-2-1 ノイズ特性とランダム微小粗さの影響



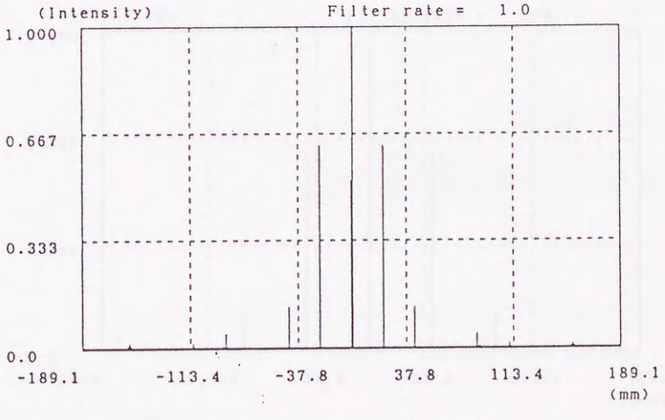
ピッチP　2.0μm
溝幅　W　1.0μm
溝深さD　100nm
底幅　B　0.2μm



ピッチP　2.0μm
溝幅　W　1.0μm
溝深さD　100nm
底幅　B　0.4μm

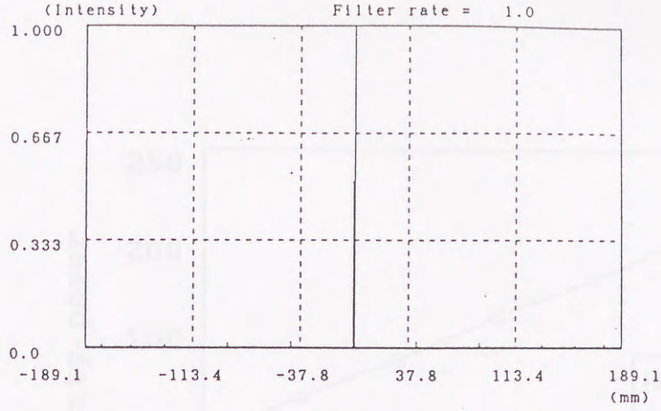


ピッチP　2.0μm
溝幅　W　1.0μm
溝深さD　100nm
底幅　B　0.6μm

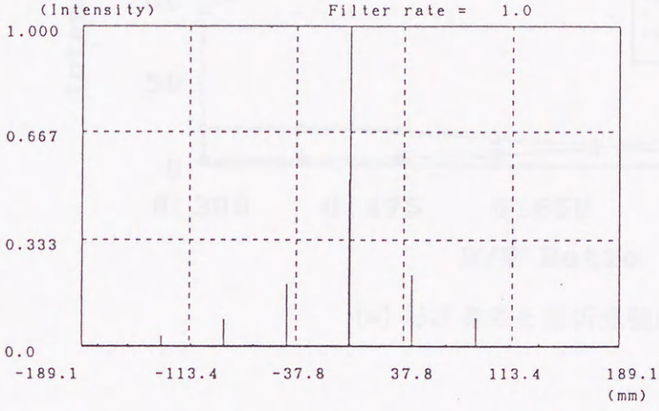


ピッチP　2.0μm
溝幅　W　1.0μm
溝深さD　100nm
底幅　B　0.8μm

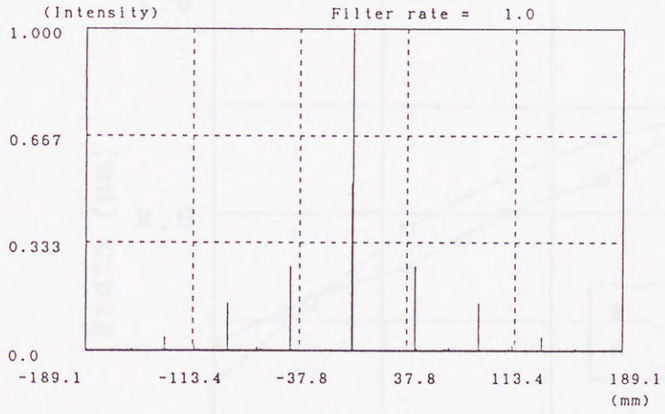
図 7-2-3 台形溝形状と回折光強度（ピッチ 2 μm の場合）



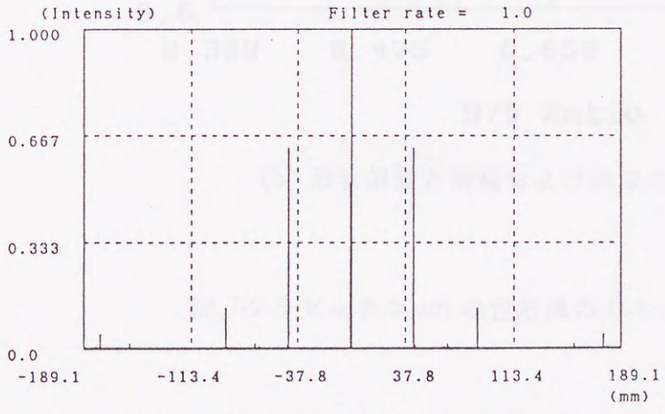
ピッチP 1.0μm
溝幅 W 0.5μm
溝深さD 100nm
底幅 B 0.1μm



ピッチP 1.0μm
溝幅 W 0.5μm
溝深さD 100nm
底幅 B 0.2μm

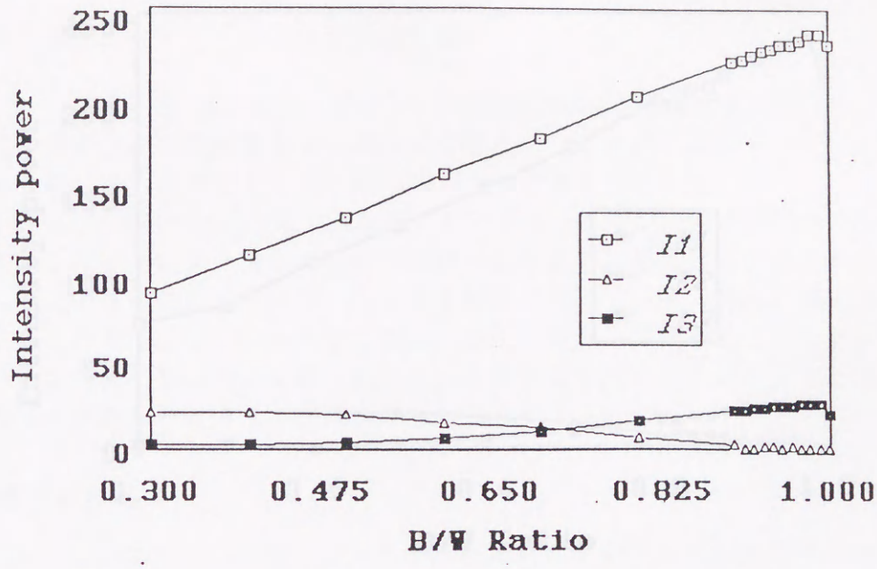


ピッチP 1.0μm
溝幅 W 0.5μm
溝深さD 100nm
底幅 B 0.3μm

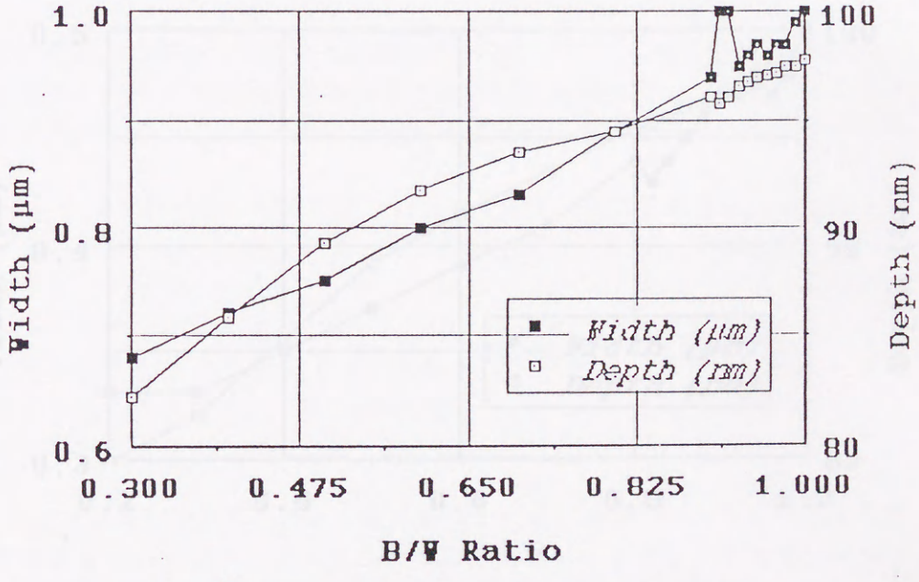


ピッチP 1.0μm
溝幅 W 0.5μm
溝深さD 100nm
底幅 B 0.4μm

図 7-2-4 台形溝形状と回折光強度（ピッチ 1 μm の場合）

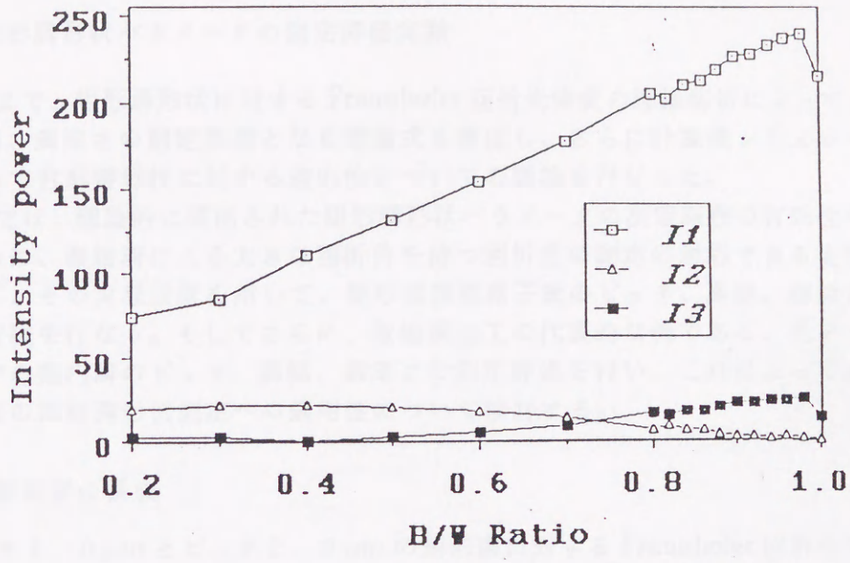


(a) 形状偏差と回折光強度の関係

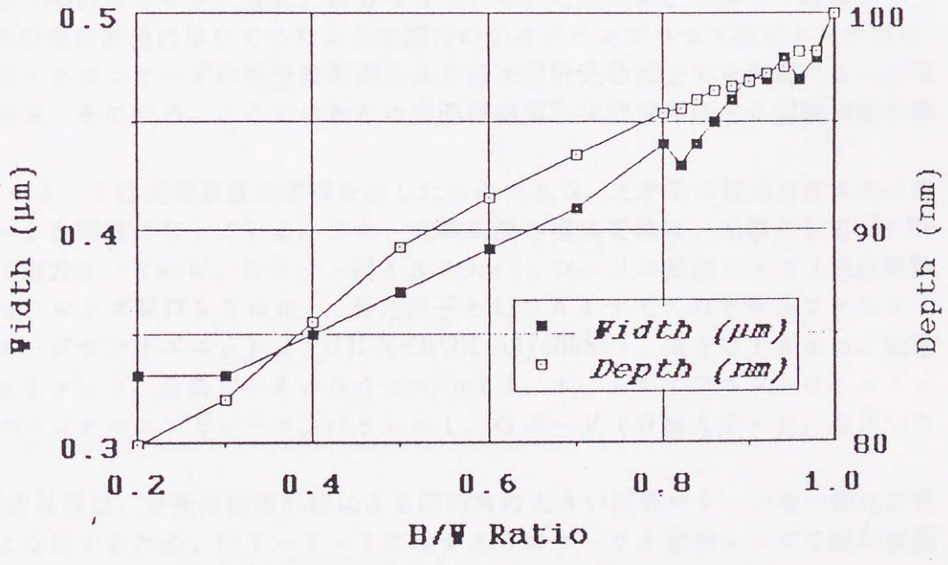


(b) 形状偏差と溝幅および溝深さの推定値の関係

図 7-2-5 ピッチ 2 μm の台形溝のシミュレーション結果



(a) 形状偏差と回折光強度の関係



(b) 形状偏差と溝幅および溝深さの推定値の関係

図 7-2-6 ピッチ 1 μm の台形溝のシミュレーション結果

7.3 節 矩形溝形状パラメータの測定評価実験

これまで、矩形溝形状に対するFraunhofer回折光強度の理論解析によって、ピッチ、溝幅、溝深さの測定原理となる理論式を導出し、さらに計算機シミュレーションによって台形溝形状に対する適応性についての議論を行なった。

本節では、理論的に導出された矩形溝形状パラメータの測定原理の有効性を検証するために、微細溝による大きな回折角を持つ回折光の測定に対応できる実験装置を構成し、その実験装置を用いて、矩形溝精密格子板のピッチ、溝幅、溝深さの測定評価実験を行なう。そしてさらに、微細溝加工の代表的な例である、光ディスクスタンパの案内溝のピッチ、溝幅、溝深さの測定評価を行い、これによって本測定法の実際の微細溝形状測定への適用性について検討する。

7.3.1 実験装置の構成

ピッチ１．０μmとピッチ２．０μmの矩形溝に対するFraunhofer回折光強度分布を示した図７－２－１および図７－２－２の計算機シミュレーション結果からわかるように、ピッチ１．０μmの矩形溝の場合は３次回折光の間隔は２２０ｍｍ以上に達し、またピッチ２．０μmの矩形溝の場合の３次回折光の間隔でさえ１３０ｍｍ以上（回折角で４３．５度）にもなっている。そのため、これまで超精密加工表面粗さの測定評価に用いていたような開口の小さいインプロセス測定センサでは、ピッチがミクロンオーダの表面微細溝による各次回折光強度全てを測定することは困難である。そのため、ここでは新たに表面微細溝形状測定評価用の実験装置を構成した。

図７－３－１は実験装置の構成を示したものである。光学系の構成は基本的に図３－３－２と同様になっている。また、実験装置の構成要素は、光源としてHe-Neレーザ（出力０．８ｍW、スポット径４８０μm）、フーリエ変換レンズ（焦点距離７０ｍｍ、レンズ開口５０ｍｍ）、受光素子としてＡ４サイズのアモルファスシリコンイメージセンサユニット（FUJI XEROX A4/400SPI、長さ２１６ｍｍ、画素数３４０２ドット、画素ピッチ４００ dot/inch）、オートゲインコントロールドライバ、パーソナルコンピュータ、パラレルＩ／Ｏボード（ＤＭＡボード）を用いている。

本測定装置は、表面微細溝形状による回折角の大きい回折パターンを一度に測定できるようにするため、図７－３－１に示すようにフーリエ変換レンズを試料表面から１０ｍｍ程度の位置に設置することによってレンズの開口に高次の回折光までが入るようにし、さらにレンズの焦点面における回折光強度を測定するためには広い受光面を必要とするため、受光素子としてイメージスキャナに用いられているＡ４サイズのアモルファスシリコンイメージセンサを採用している。このイメージセンサを用いた場合、表面微細溝のピッチの測定分解能$|dP|$は、式 (7.53) より、

$$|dP| = |\frac{\lambda f}{T^2}| \cdot |dT| \tag{7.78}$$

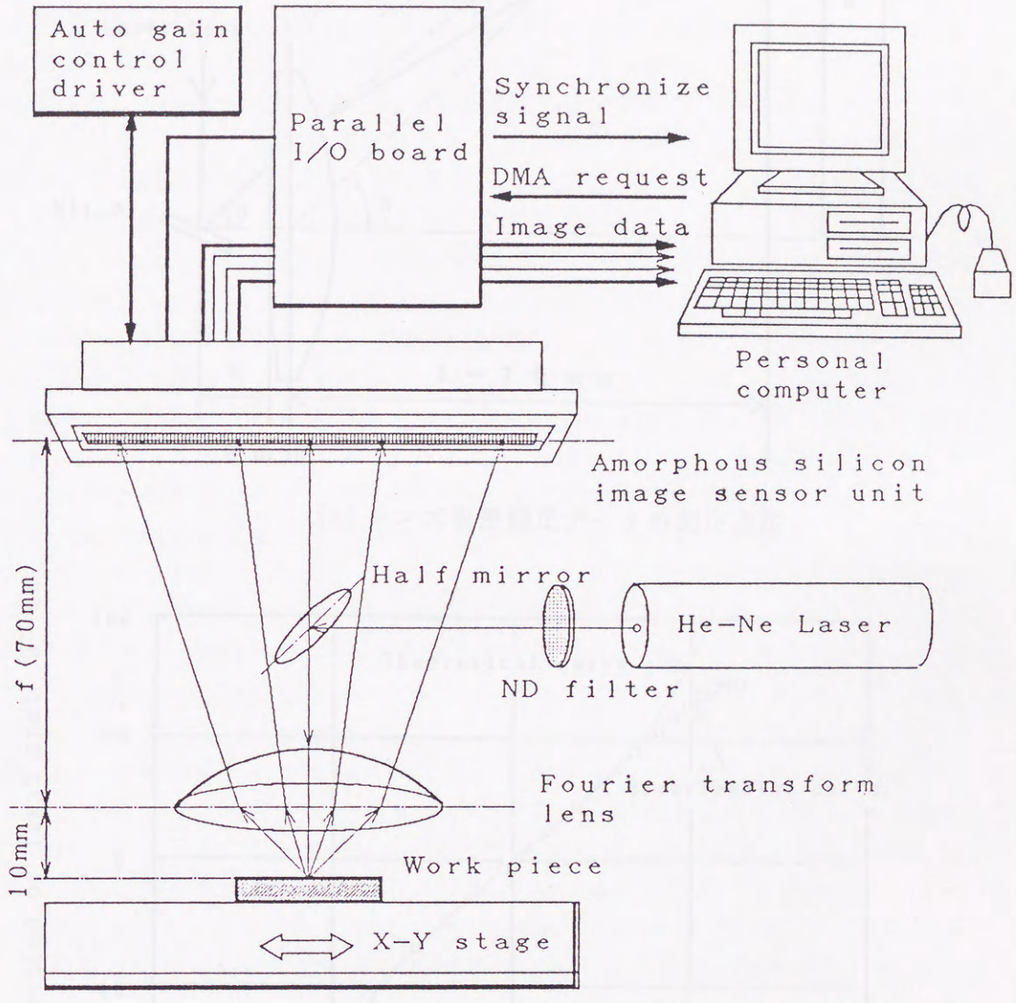
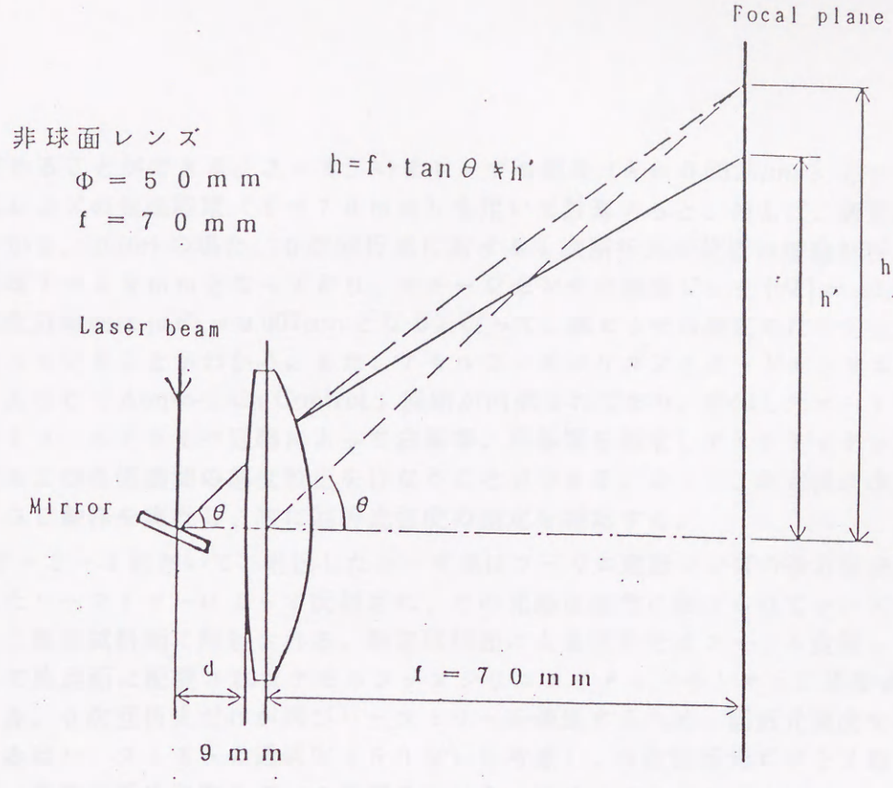
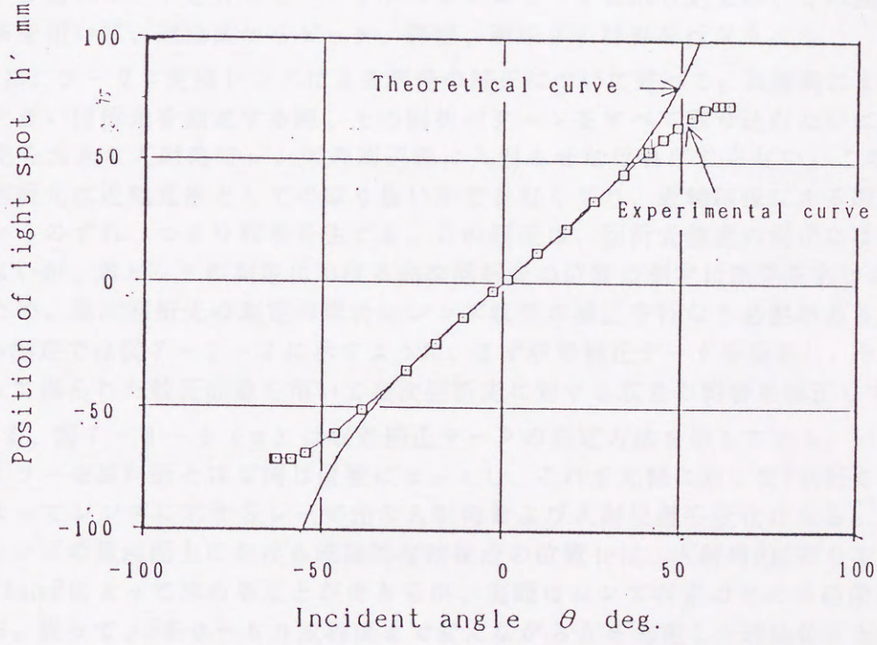


図 7-3-1 溝形状パラメータ測定実験装置の構成



(a) レンズ収差補正データの測定方法



(b) レンズ収差補正の較正曲線

図 7-3-2 レンズ収差の補正方法

から求めることができる。よって、いまレーザの波長（$\lambda = 0.6328\mu m$）とフーリエ変換レンズの焦点距離（ｆ＝７０ｍｍ）を用いて計算すると、例えば、溝形状のピッチが２．０μmの場合、０次回折光に対する１次回折光の位置は理論解析などからほぼＴ＝２０ｍｍとなっており、イメージセンサの画素ピッチ$|dT| = 63.5\mu m$より測定分解能は$|dP| = 0.007\mu m$となる。従って、溝ピッチの測定には十分な分解能を持っていることがわかる。また、アモルファスシリコンイメージセンサユニットにはＡＧＣ（Aouto-Gain Control）回路が内蔵されており、自作したオートゲインコントロールドライバ回路によって白基準、黒基準を測定しダイナミックレンジの設定および各画素間の感度較正を行なうことができる。よって、測定前にあらかじめＡＧＣ動作を実行し、次に回折光強度の測定を開始する。

図７－３－１において、射出したレーザ光はフーリエ変換レンズの後方焦点側に置かれたハーフミラーによって反射され、その光路は直角に曲げられてレンズの光軸を通り測定試料面に照射される。測定試料面による回折光はフーリエ変換レンズによって焦点面に配置されたアモルファスシリコンイメージセンサ上に結像する。このとき、０次回折光だけが再びハーフミラーを通過するため、回折光強度を測定するときはハーフミラーの透過率（５０％）を考慮し、０次回折光だけを２倍して補正し、各次回折光強度のデータ処理を行なう。アモルファスシリコンイメージセンサで受光した回折光強度データはセンサユニット内で、２５６階調にＡ／Ｄ変換され、ＤＭＡボードを介してパーソナルコンピュータに取り込まれ、その回折光強度分布を用いて、理論式からピッチ、溝幅、溝深さの計算を行なう。

次に、フーリエ変換レンズによる収差の補正について述べる。微細溝による回折角の大きい回折光を測定する際、その回折パターンをすべて取り込むために、高次回折光を大きな入射角でレンズの周辺部に入射させなければならない。このとき、この回折光は近軸光線としての取り扱いができなくなり、近軸結像による理想的な結像からのずれ、つまり収差を生ずる。この収差は、回折光強度の測定には影響を与えないが、溝ピッチの測定における高次回折光の位置の測定に誤差を生じさせる。そのため、高次回折光の測定の場合にレンズ収差の補正を行なう必要がある。そこで、本測定では図７－３－２に示すように、まず収差補正データを測定し、その測定によって得られた較正曲線を用いて高次回折光に対する収差の影響を補正している。

まず、図７－３－２（ａ）は収差補正データの測定方法を示している。いま、微小なミラーを試料面とほぼ同じ位置にセットし、これを光軸に対してθ回転させることによってレンズに対するレーザ光の入射角および入射位置を変化させる。このとき、レンズの焦点面上における理論的な結像点の位置ｈは、入射角θに対して理論式$h = f\tan\theta$によって求めることができるが、実際はレンズ収差のために結像点はh'となる。従って、θを０～５０度程度まで変えながらh'を測定し、理論値ｈとの誤差を測定しておけば、測定値h'からｈへの補正が可能となる。図７－３－２（ｂ）は収差補正データの測定結果から得た較正曲線である。この図は横軸に回折光のフーリエ変換レンズへの入射角、縦軸に焦点面上における回折光の位置をとってあり、実線が理論曲線を、またプロットしてある曲線が測定結果を表わしている。また、実

際に収差補正の必要な領域は、回折角で３０°以上、回折光の位置にして４０ｍｍ以上の場合であることがわかる。

そこで、較正曲線を用いた収差補正の方法は次のような手順になる。例えば、フーリエ変換レンズの焦点面上における回折光の位置の測定結果が６６．１ｍｍである場合、その回折角はおよそ５０．５°で理論曲線によって収差補正を行なった結果は８４．９ｍｍとなる。以上のようにして、高次回折光に対するレンズ収差の補正は較正曲線によって行なうことができる。なお、検証実験に用いるピッチ２．０μmの精密格子板による回折光は、理論解析からもわかるように、１次回折光が２２ｍｍ程度の位置に現われるため、ピッチの測定の際に０次回折光と１次回折光の間隔を用いれば、収差の影響を受けることなく測定できる。

以上より、この実験装置を用いた測定手順をまとめると次のようになる。

1. ＡＧＣ動作によって、アモルファスシリコンイメージセンサのゲインコントロールを行なう。

2. 回折光を取り込み、アモルファスシリコンイメージセンサがサチュレーションを起こしていないかをチェックする。サチュレーションを起こしていれば再度1.によってダイナミックレンジの再設定あるいはＮＤフィルターの減光率の調整を行い、起こしていなければ次へ進む。

3. 回折光強度の測定を行なう。このとき、各次回折光強度と０次回折光と各高次回折光との間隔を測定する。このとき、３０ｍｍ以上の位置に現われる高次回折光に対して収差補正を行なう。

4. ０次回折光と各高次回折光との間隔を測定し、式 (7.54) から溝のピッチＰを求める。

5. １次回折光強度と２次回折光強度の比を求め、ピッチＰと式 (7.60) から溝幅Ｗを求める。

6. 全回折光強度を計算し、デューティー比と式 (7.69) から溝深さＤを求める。

7.3.2 標準格子板の測定結果と考察

７．１節における矩形溝形状に対するFraunhofer回折光強度の理論解析およびピッチ、溝幅、溝深さを定量的に評価することができる理論式の有効性を検証するために、極微細矩形溝の試料に標準矩形格子として用いられるガラス製精密格子板を選び、回折光強度の測定と溝形状パラメータの測定評価実験を行い、理論解析との比較を行なった。

まず、試料に用いたガラス製精密格子板の矩形溝の形状パラメータは、公称値でピッチ $2.0 \pm 0.002 \mu m$ 、溝幅 $1.0 \pm 0.4 \mu m$ 、溝深さ $100 \pm 20 nm$ となっており、ガラス製であるために入射光が透過し裏面反射などの影響が起こるため、さらにこれを

反射型にするために表面にアルミ蒸着を行なったものを試料とした。図７－３－３に蒸着する前のガラス製精密格子板の外形寸法および溝形状パラメータとスタイラス半径０．２μm、スキャンスピード０．００３ｍｍ／ｓｅｃの条件でタリステップによって測定した断面曲線を示す。これによりガラス基板の溝形状はほぼ矩形状に作成されており、また溝形状パラメータもほぼ公称値どおりになっていることが確認される。さらに、ガラス製精密格子板にアルミ蒸着を行なった後の断面曲線を図７－３－４に示す。この断面曲線から求めた溝形状パラメータはピッチ２．０μm、溝幅０．８μm、溝深さ１００ｎｍとなっており、これらの値はもとのガラス基板における寸法公差内になっているといえるが、Ａ１蒸着によって溝幅の寸法に多少の影響が出ているものと思われる。また、溝の形状自体には蒸着の影響を受けておらず、もとの矩形形状を保っているといえる。

はじめに、Ａ１蒸着された精密格子板による回折光強度分布の測定と溝形状パラメータの測定評価実験を行なった。測定結果の一例を図７－３－５に示す。まず、この図に示してある回折光強度分布をみると、１次回折光とさらに２次回折光が測定されていることがわかる。この結果を、数値解析や計算機シミュレーションから得られた結果に基づいて考察すると、ピッチ２．０μm、溝幅１．０μmでデューティー比が０．５の溝の場合は次数欠除が起こり、２次回折光強度が０の回折パターンとなるはずであるが、実験結果では２次回折光が現われており、このことから溝幅が１．０μm（デューティー比０．５）よりも小さいことが推察される。また、回折光の現われている位置は、１次回折光がおよそ２２ｍｍ，２次回折光がおよそ４９ｍｍの対称な位置になっており、１次回折光の位置T_1から求められるピッチは１．９８μmとなっており、公称値 2.0 ± 0.002μm に比べ小さめに評価されているが測定誤差があるとしても１０％以内になっている。さらに、このピッチと２次回折光強度に対する１次回折光強度の比から得られる溝深さは０．８３μmとなる（デューティー比０．４１）。この結果は、２次回折光が現われると溝幅が１．０μmよりも小さいという先ほどの考察と一致しており、また図７－４－３の断面曲線から求めた溝幅０．８μmともよく一致していることがわかる。また、０次回折光強度、１次回折光強度および２次回折光強度の和と０次回折光を除く回折光強度の和の比とデューティー比を用いて求めた溝深さは９８．８ｎｍとなっており、これは公称値および断面曲線から求められた値と１．２ｎｍ程度しか差がなく、本測定法によって矩形溝形状パラメータの高精度な測定が可能であることが示されている。

次に、本測定法の繰り返し精度を調べる目的で、精密格子板の矩形溝形状パラメータの往復測定を行なった。測定方法は、レーザスポットを格子板上の溝に対して周期方向に走査しながら０．５ｍｍ間隔で行い１５点全ての測定点に対してピッチ、溝幅および溝深さを求める、という方法で行なった。まず、ピッチの測定結果はすべての測定点で往復ともに１．９８μmという結果が得られた。このことから、試料の溝形状はほぼ一様なピッチでできていることがわかる。また、行き（Forward）と帰り（Backward）での各測定点に対する溝幅および溝深さの測定結果を示したものが図７－３－６と図７－３－７である。まず、図７－３－６の溝幅の測定結果

をみると、往復での測定値はよく一致しており、その違いは最大でも高々０．０２μmとなっている。また、測定箇所によって溝幅の値は０．７７～０．８３μmとばらついているが、測定結果が往復でよく一致していることから測定誤差によるばらつきではないことがわかる。さらに、図７－３－７の溝深さの測定結果をみると、溝深さの測定に対しても往復での測定結果は非常によく一致しており、その差も最大で約１０ｎｍ程度である。また、溝深さの測定箇所によるばらつきは７８～９８ｎｍとなっているが、溝幅と同様に測定結果が往復でよく一致していることから測定誤差に起因するものではないことがわかる。従って、この測定結果から、溝の表面にＡ１蒸着を施した際に溝凹部に付着した蒸着膜に不均一さが生じ、このことによって溝形状パラメータのばらつきが生じたものと考えられる。

以上の矩形溝に対する検証実験から、理論解析の妥当性が示され、本測定法は矩形溝形状の高精度な定量評価に有効であることが分かった。

7.3.3 光ディスクスタンパ案内溝の測定結果と考察

次に、実際の微細溝加工技術が応用されている代表的な例として、光ディスクスタンパのトラッキング用案内溝の測定評価実験を行ない、本測定法の実際の溝形状に対する適応性について検討した。

光ディスクのトラッキング用案内溝は溝底部（On Land 方式）あるいは上部（In Groove 方式）に形成されたピット情報を読み込むために、集光レーザビームを狭い溝に追従させる目的で用いられる。このトラッキング用案内溝は、レーザスポット径が０．５μmの場合、図７－３－８に示すようなピッチ１．６μm、溝幅０．５μm、溝深さ１００ｎｍ程度の大きさを持つ溝となっている。なお、スタンパはこの反転形状であるため、溝幅は１．１μmに作られている。また、このような溝は、２．２節で述べたように、リソグラフィ技術を応用して作られるため、実際の溝形状は理想的な矩形形状にはなっておらず、台形に近いあるいはＵ字状の断面形状となっている場合が多い。[62]

このことから、実際の光ディスクスタンパの溝形状は、図７－３－８に示すようなピッチＰ、溝幅Ｗ、溝深さＤ、そして傾斜角θの台形形状モデルで表わすことができる。なお、ここで台形形状パラメータとして底幅Ｂを用いずに傾斜角θを用いた理由は、溝形状の矩形形状からのずれをより直観的に分かりやすくするためで、傾斜角θから底幅Ｂへの変換は$B = W - 2D\tan\theta$によって簡単に行なうことができる。

次に、実験結果について述べる。まず、試料に用いた光ディスクスタンパの外観を図７－４－９に、また溝形状の断面曲線をタリステップによって測定した結果と回折光強度分布および溝形状パラメータの測定結果を図７－３－１０に示す。図７－３－１０（ａ）における溝の断面形状から光ディスクスタンパの溝形状は矩形よりも台形形状に近いことが確認できる。また、図７－３－１０（ｂ）の回折光強度分布をみると、回折パターンが左右非対称なっているが、これは溝形状の比対称性つまり左右の傾斜角が異なっていることに起因しているものと考えられる。このことは、左右対称の台形溝形状に対する計算機シミュレーションからも確認できる。

[178] さらに、光ディスクスタンパの任意の箇所を半径方向に走査しながら０．５ｍｍ間隔で往復測定した結果を図７－３－１１および図７－３－１２に示す。まず、図７－３－１１はピッチの測定結果を示したもので、往復での測定値の最大誤差は０．００９μmとなっており、非常によい繰り返し精度で測定されていることを示している。また、平均値は１．５９μmが得られている。次に、図７－３－１２は溝幅および溝深さの測定結果を示したもので、溝幅の往復での最大誤差は０．０７２μm、平均値は１．１μmとなっており、溝深さの往復での最大誤差は５．３ｎｍ、平均値は７４ｎｍが得られた。この結果から、溝幅、溝深さともに往復での測定値はよく一致しており、特に溝深さにみられる測定値のばらつきは光ディスクスタンパの溝形状のばらつきに起因するものであると推察される。以上の測定結果とタリステップによる光ディスクスタンパの測定結果を比較したのが図７－３－１３である。タリステップによる断面曲線から求めたピッチ、溝幅および溝深さはそれぞれ１．６４～１．６６μm、１．３μm、８３～８５ｎｍとなっているのに対して、本測定法による測定結果はピッチ１．５９μm、溝幅１．１μm、溝深さ７４ｎｍという結果が得られている。このことから、矩形溝形状モデルに基づいた本測定法による光ディスクスタンパ溝形状の測定結果は、１０％程度小さく評価されていることが分かる。従って、これは台形溝形状の傾斜角による影響が現われていると推察され、これを検討するためにまず断面曲線によって傾斜角θを求め、さらに台形溝による回折光強度の理論計算から得られた結果に基づいて推定した傾斜角θとの比較を行なった。傾斜角の推定結果を示したのが図７－３－１４である。まず、図７－３－８に示したような台形溝形状モデルに対し、溝形状関数$h(x)$に対する回折光強度の理論式、

$$I(N_x)=\left|\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left\{i\frac{4\pi}{\lambda}h(x)\right\}\exp\{-i2\pi N_x x\}dx\right|^2 \tag{7.79}$$

を適用して、台形溝形状による回折光強度分布を算出し、この回折光強度を用いて矩形溝の形状パラメータを求める理論式 (7.60) および (7.69) から溝深さと溝幅を求めた結果をグラフにしたものが図７－３－１４（ａ）および（ｂ）である。これらのグラフは断面曲線から得られた台形溝形状パラメータを用い、ピッチを１．６５μm、溝幅を１．３μm、溝深さを８４ｎｍとして、傾斜角θを変えながら、溝深さおよび溝幅の推定値がどのように変化するかについて調べたものである。例えば、図７－３－１４（ａ）において、溝深さが７５ｎｍと推定されたとき、傾斜角はおよそ６０°の台形溝となっていることがわかる。従って、光ディスクスタンパの測定結果である溝深さ７４ｎｍと溝幅１．１μmから、図７－３－１４（ａ）および（ｂ）を用いて、傾斜角θがおよそ６０～７０°と求められる。また、タリステップによる断面曲線から求めた傾斜角θは６０～７０°となっており、上述した測定値と数値解析による傾斜角とほぼ一致していることがわかる。

以上のことから、本測定法を光ディスクスタンパの測定評価に適用した場合、溝形状が台形形状になっていることによる影響を受けて、溝深さ、溝幅を小さく評価することがわかる。しかし、傾斜角が６０～７０°と大きい場合でもそれらの誤差

は１０％程度であり、比較的近い値の測定結果が得られており、さらにこの誤差は理想的な矩形溝形状からの形状誤差としての評価がこれらの数値に現われていると考えれば、本測定法は光ディスクスタンパの案内溝の測定評価法として有効であると思われる。

1．品　　名　　精 密 格 子 板
2 コードNo.　　R－050－100－100
3．個　　数　　1
4．検 査 日　　平成 3年 1月11日
5．検査結果

項　　目	仕　　様	判　　定
外形寸法　(mm)	10±1×10±1	合　　格
厚さ　　(mm)	3．0±0．5	合　　格
有効面積(mm)	6×6	合　　格
格子定数(本／mm)	500±0．5	合　　格
デューティ比	0．5±0．2	合　　格
パターン高さ(nm)	100±20	合　　格
キ　　ズ	80－50 (MIL－O－13830A)	合　　格
コーティング	無し	

注；黒点の印は裏面をあらわす

6．検査データ　(格子定数)

スタイラス半径0．2μmR
スキャンスピード0．003mm／sec

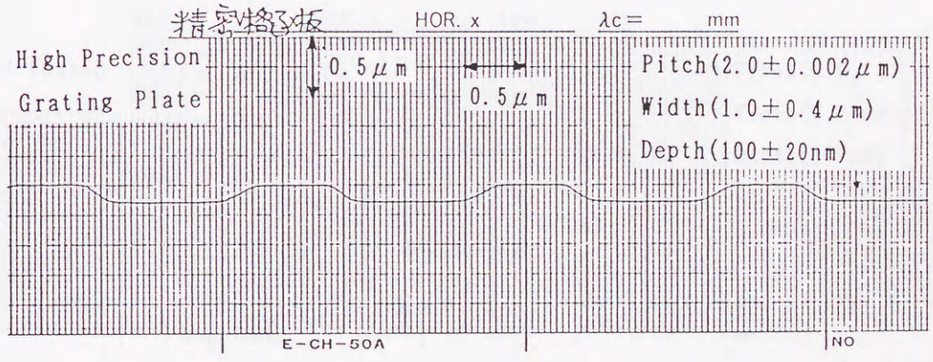


図 7-3-3 精密格子板の公称値とタリステップによる断面曲線

1．品　　名　　精 密 格 子 板
2 コードNo.　　R－050－100－100
3．個　　数　　1
4．検 査 日　　平成 3年 4月 2日
5．検査結果

項　　目	仕　　様	判　　定
外形寸法　(mm)	10±1．0×10±1．0	合　　格
厚さ　　(mm)	3±0．5	合　　格
有効面積(mm)	6×6	合　　格
格子定数(本／mm)	500±0．5	合　　格
デューティ比	0．5±0．2	合　　格
パターン高さ(nm)	100±20	合　　格
キ　　ズ	80－50 (MIL－O－13830A)	合　　格
コーティング	Al	良　好

6．検査データ　(格子定数)

スタイラス半径0．2μm
スキャンスピード0．003mm／sec

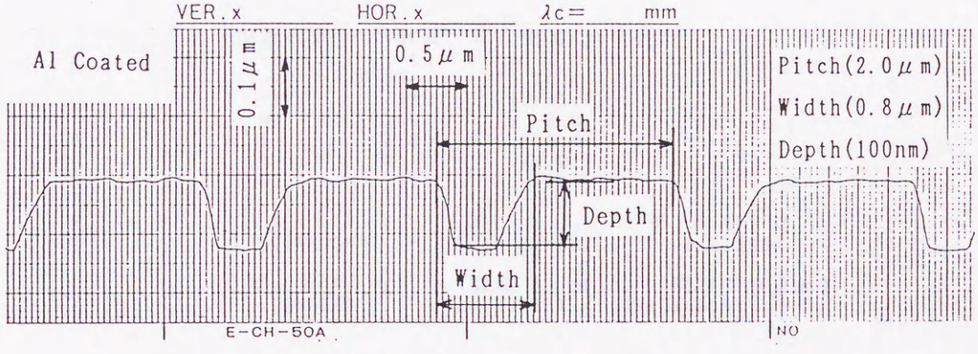
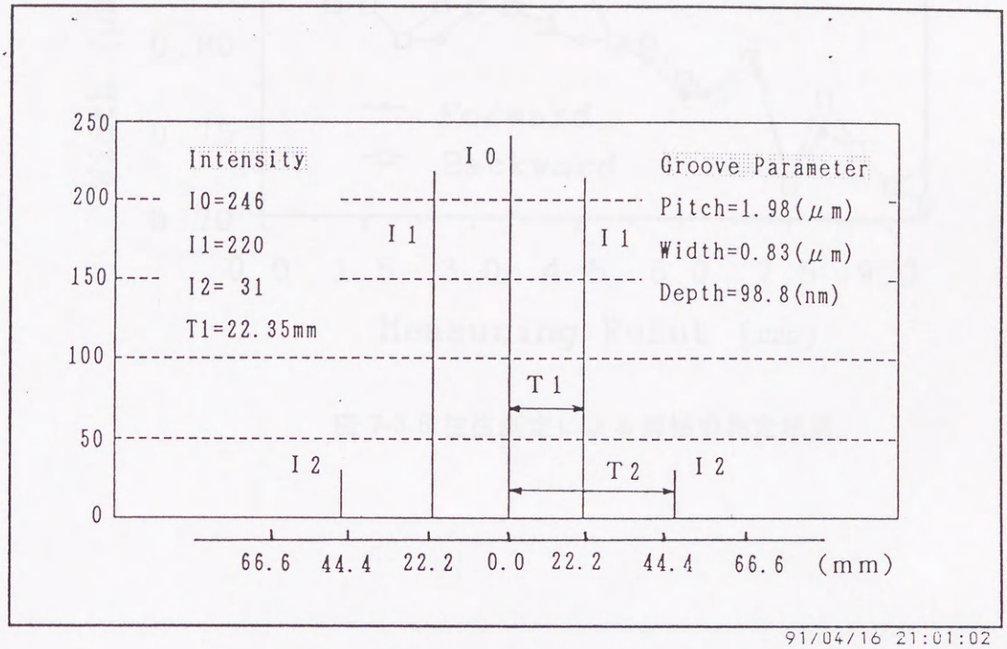


図 7-3-4 Ａ１蒸着後の精密格子板の公称値とタリステップによる断面曲線



回折次数	強度	位置(mm)
-3	-1	-1.0
-2	31	50.0
-1	222	22.7
0	246	-1.0
1	218	22.0
2	31	48.8
3	-1	-1.0

Γ1	Γ2	デューティ比
0.064356	0.505882	0.418357

ピッチ（μm）	溝幅（μm）	溝深さ（nm）
1.984566	0.830257	98.759251

図 7-3-5 測定結果の一例

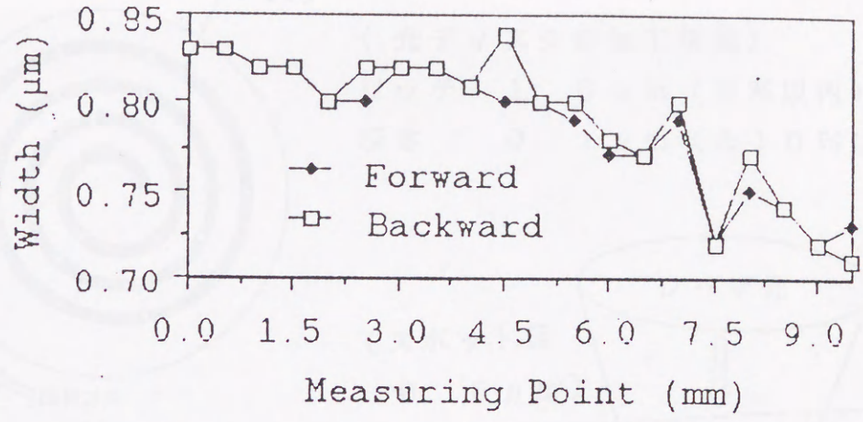


図 7-3-6 往復測定による溝幅の測定結果

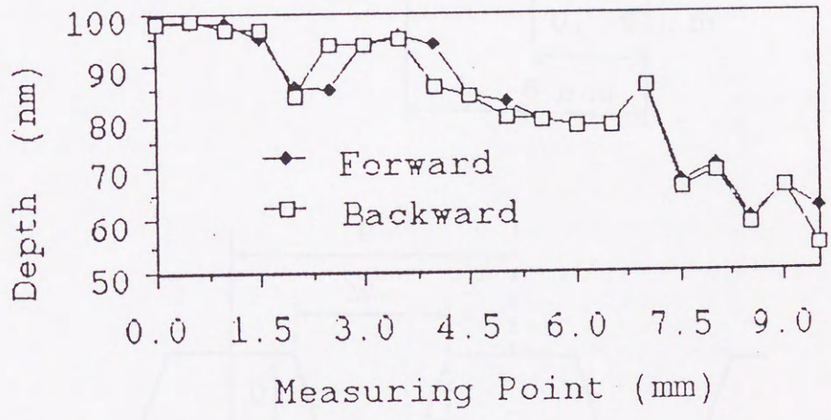


図 7-3-7 往復測定による溝深さの測定結果

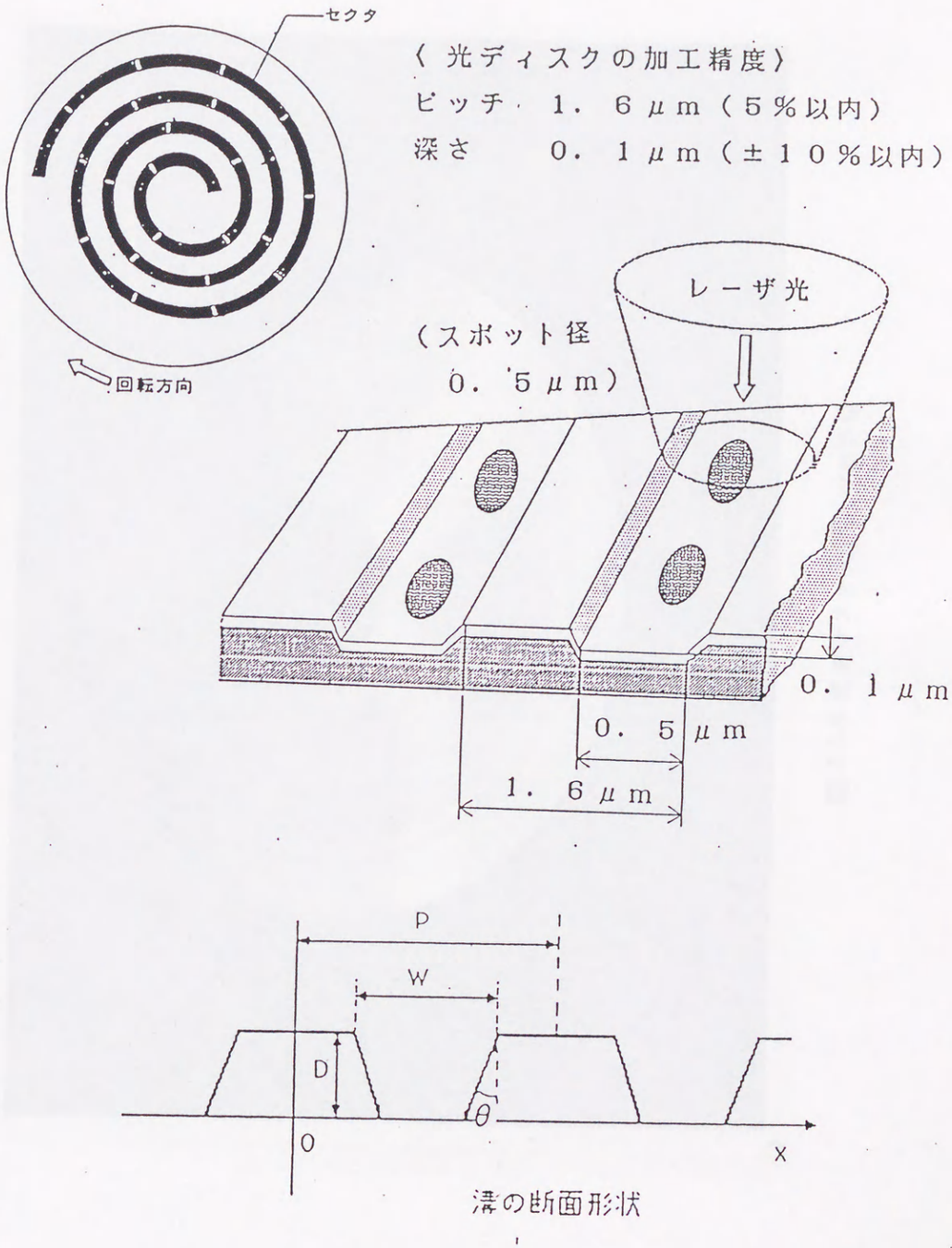


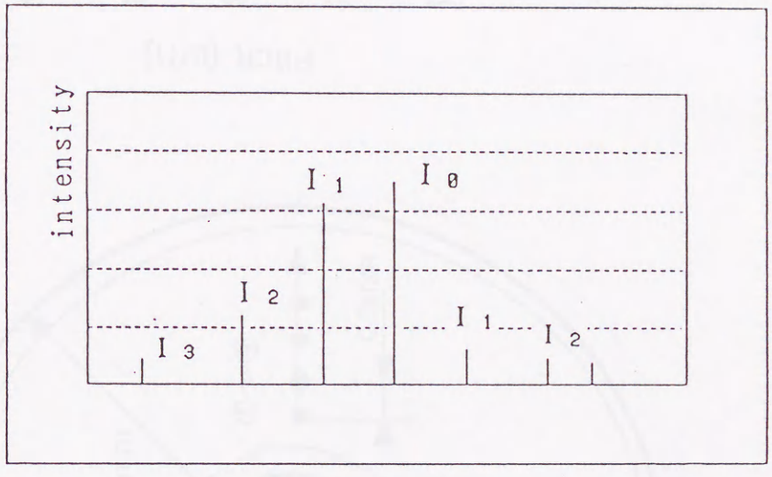
図 7-3-8 光ディスクスタンパのトラッキング用案内溝



図 7-3-9 光ディスクスタンパの外観

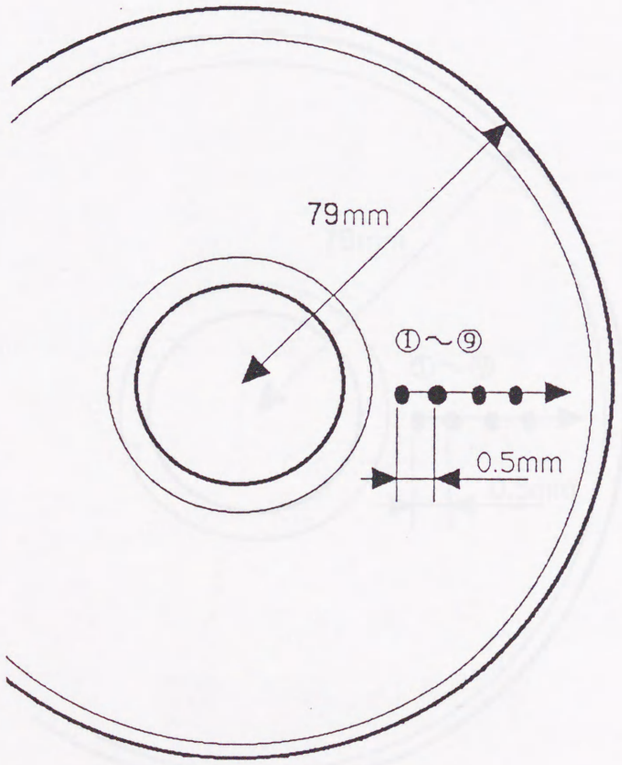


(a) 光ディスクスタンパ案内溝のタリステップによる断面曲線



(b) 光ディスクスタンパ案内溝による回折光強度分布

図 7-3-10 光ディスクスタンパ案内溝の測定結果の一例



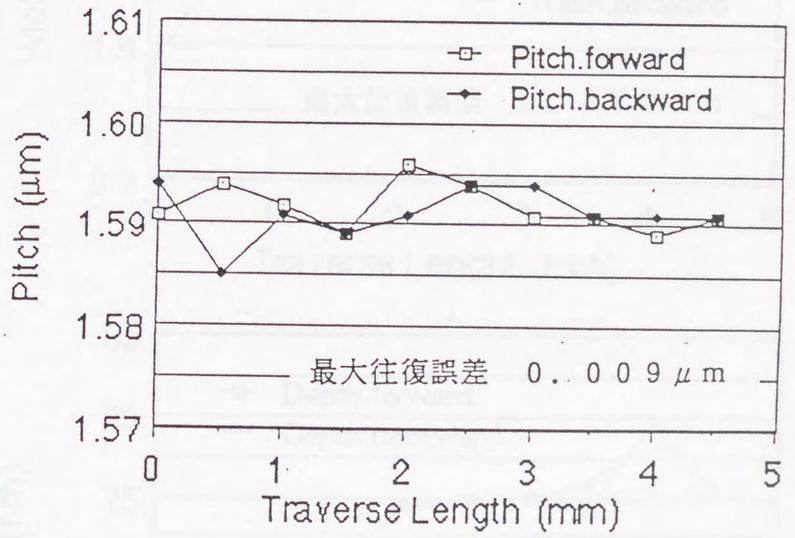
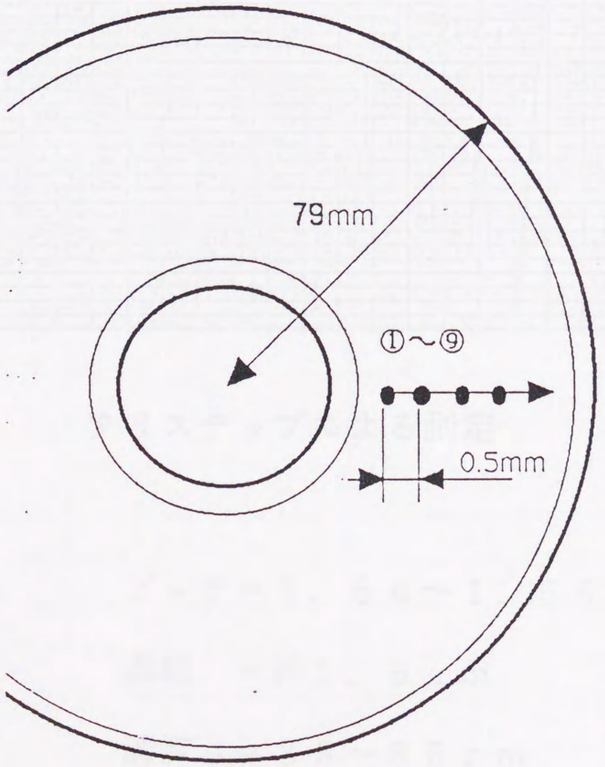
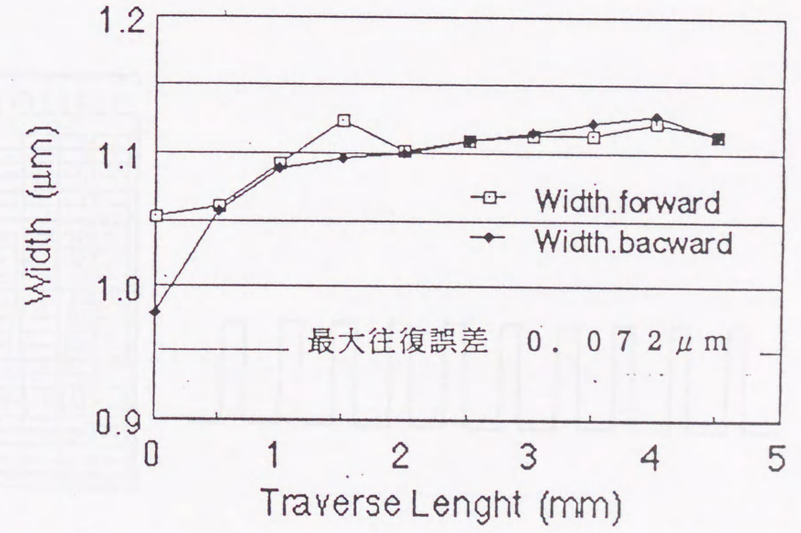


図 7-3-11 光ディスクスタンパ案内溝の往復測定によるピッチの測定結果





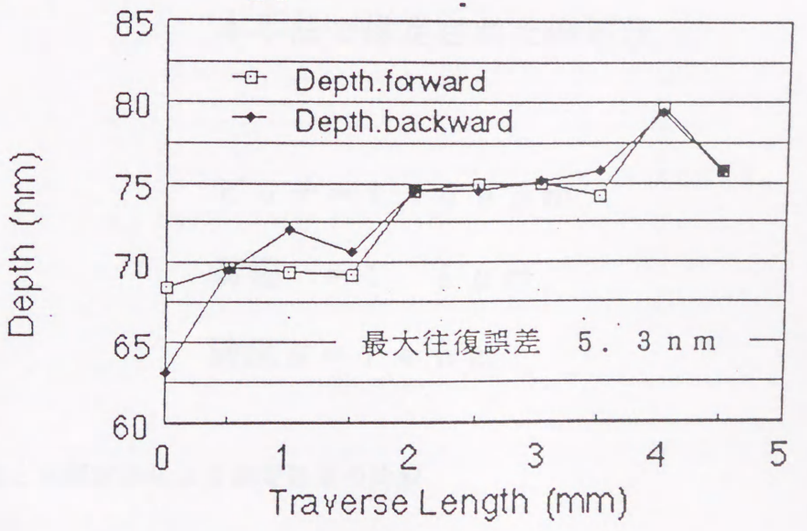
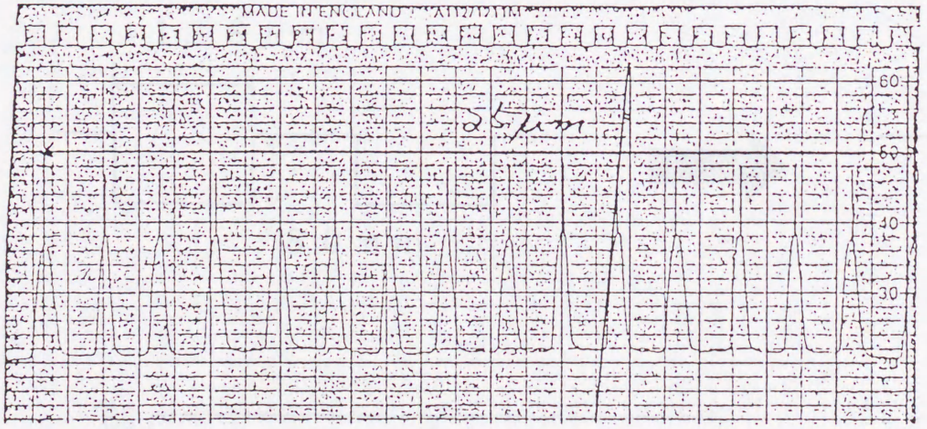


図 7-3-12 光ディスクスタンパ案内溝の往復測定による溝幅および溝深さの測定結果

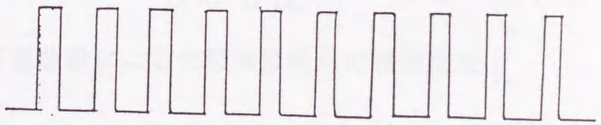


タリステップによる測定

ピッチ＝１．６４～１．６６μｍ

溝幅　＝約１．３μｍ

溝深さ＝８３～８５ｎｍ



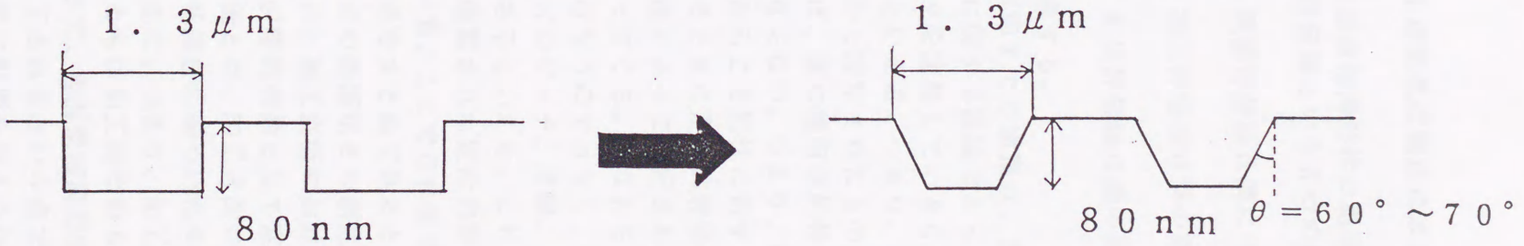
本手法で推定された溝形状

ピッチ＝１．５９μｍ

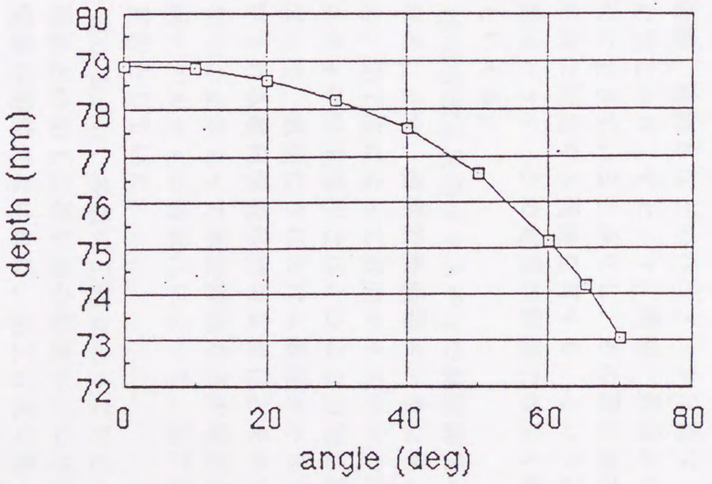
溝幅　＝１．１μｍ

溝深さ＝７４ｎｍ

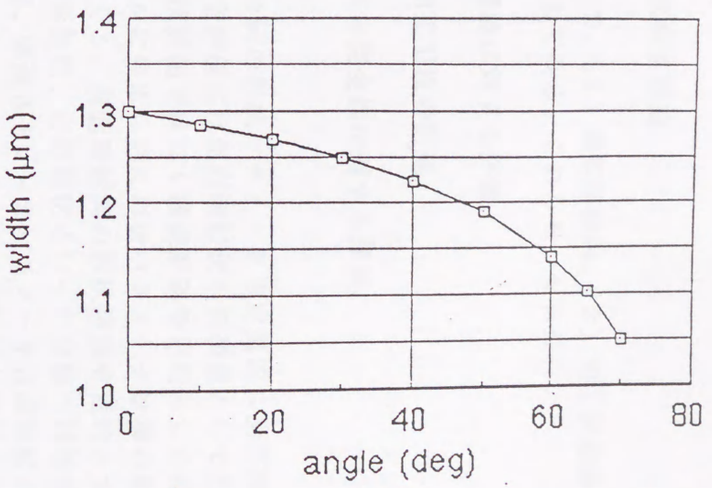
図 7-3-13 タリステップによる測定結果と本測定法による測定結果の比較



断面曲線による台形溝傾斜角の測定結果



(a) 台形溝傾斜角と矩形溝測定理論による溝深さの数値解析結果



(b) 台形溝傾斜角と矩形溝測定理論による溝幅の数値解析結果

図 7-3-14 台形溝の傾斜角の推定

7.4節 逆散乱位相法による微細溝形状測定理論

表面微細溝形状の測定評価の目的を、(1)機能評価論、(2)加工評価論、(3)形状評価論という3つの観点から考えてみる。これらを、それぞれ、

1. 機能評価論は溝に与えられる機能に対する評価.

2. 加工評価論は溝の評価による加工工程の評価.

3. 形状評価論は溝の形状そのものの完全性に対する評価.

と定義する。

前節までの議論は、表面微細溝形状の形状パラメータを定量的に測定評価する方法に関する議論であった。この測定評価法は矩形溝形状の特徴量として形状パラメータを定義していることから、形状評価ではなく機能評価を目的とした測定法であるといえる。つまり、矩形溝モデルに与えられた形状パラメータは溝の機能的な側面から設定されたものであるといえる。表面微細溝の形状評価を目的とするものならば、溝の幾何学的特徴つまり矩形形状、台形形状といった分類に対処できなければならない。つまり、ピッチ、溝幅、溝深さといったパラメータは溝形状が矩形であるからこそ形状に対する有効な評価となるのであって、溝形状が矩形に創成されているときに定量的評価としての意味をもつ。しかし、溝形状が台形の場合は、この方法によって測定されたピッチ、溝幅、溝深さなどのパラメータは異なった意味をもってくる。すなわち、溝を台形形状とみなしてピッチ、溝幅、溝深さなどの評価を行なうのではなく、溝形状が矩形にできているとみなし、その溝は測定されたサイズのピッチ、溝幅、溝深さの矩形溝に相当する機能を有する、という評価の方法であるといえる。これは、台形溝形状パラメータの定量的評価ではなく矩形溝形状に換算された定性的評価であるともいえる。

一方、ここでこれまで述べてきた超精密加工表面テクスチャの測定評価についての観点をまとめてみると次のようになる。まず、周期的表面粗さ、ランダム表面粗さなどの表面粗さの測定評価法の場合、加工法によって表面テクスチャの特徴が決定され、加工表面における表面テクスチャの特徴抽出とは、ひとつの加工法に基づく幾何学的特徴として定義された。従って、表面粗さにおける表面テクスチャの測定評価とは、加工方法に基づいて規定される幾何学的特徴の定量化とその定量化された特徴量に基づいたモデル化を行なうことによって測定評価方法の検討が行なわれてきた。つまり、加工法による表面テクスチャの特徴化によって、加工表面の機能とともに加工法そのものの評価も目的としていた。

さて、表面微細溝形状がこれらと異なる点は、多数の工程によってひとつの形状が加工されるという点である。この場合どの加工工程が溝の形状のどのパラメータの精度に影響を与えるかという因果関係が明瞭でなければ、加工方法に基づいた幾何学的特徴の抽出およびその定量化とモデル化は非常に困難であり、従って溝形状測定の目的を加工評価論によって論ずることは困難である。この困難を克服するた

めには、加工工程と微細溝形状パラメータとの因果関係を明らかにする必要があり、そのためには溝形状そのものの観測手段が必要となるのである。

以上のことから、微細溝形状の真の意味での定量的測定評価を行なうことは、機能評価論、加工評価論、形状評価論の3つ目的を全て同時に満たすことと等価なことであるといえる。

これらの目的を達成するためのひとつの方法としては、一般的な溝形状を定義し、その形状を完全に記述することのできる複数のパラメータを設定し、これに対する測定評価方法が考えられる。しかし、これは極めて困難であると推察される。例えば、本章において議論の対象としている矩形溝形状は、溝形状としては最も単純な形状であると考えられるが、この矩形溝形状においてさえも溝の周期つまりピッチ、溝の幅そして溝の深さといった3つのパラメータを同時に評価してはじめて形状としての溝を評価できることになる。よって、一般的な溝形状はさらに多くのパラメータを必要とし、ぞれら全てを同時に測定評価することはより多くの困難をともなうことは明らかである。

もうひとつの方法は、溝形状の断面曲線の測定である。しかも、本論文の目的であるインプロセス計測への適応が可能な方法であることが必要である。(そうでなければ、加工評価論は意味を失う。)従って、他の表面テクスチャの特徴量に対する測定評価法との統一性を保つために、回折光強度による表面微細溝形状の復元方法について検討する必要がある。

そこで、本節では回折光強度による表面微細溝形状復元の有力な方法について検討を加え、その手法として逆散乱理論の適用に着目した逆散乱位相法の提案を行なう。よって、まず逆散乱位相法の理論的な解析を行い、さらに計算機シミュレーションによって理論解析の結果を検証する。

7.4.1 逆散乱位相法の微細溝形状測定への適用

はじめに、逆散乱理論についての一般的な議論を行なう。物体表面をレーザ光などで照射すると、光波は表面の凹凸の構造に依存した位相変化を受け、ある観測面において回折パターンあるいは散乱パターンを形成する。従って、物体表面の構造を知るためには物体表面における反射光の位相分布を求める必要があるが、我々は光の強度分布(光波の振幅情報)しか観測できないため、強度分布から位相分布を求めることのできるなんらかのプロセスを導入しなければならない。

一般に物体表面からの散乱光強度分布から物体のある種の構造を決定する問題は逆散乱問題と呼ばれ光波や電磁波の分野 [179] に限らず様々な分野において研究が行なわれている。その意味では、本論文の対象としている問題も逆散乱問題のひとつといえる。それら逆散乱問題の中でも位相回復法に関する研究は、ホログラフィーのように参照波を用いることなく、光の強度分布から直接位相分布を求めることを目的としており、近年いくつかの有力な手法が提案されている。

そこで、ここでは位相回復法の理論を利用した表面微細形状の測定評価方法を提案し、以後この測定手法を逆散乱位相法と呼ぶことにする。逆散乱位相法は、微

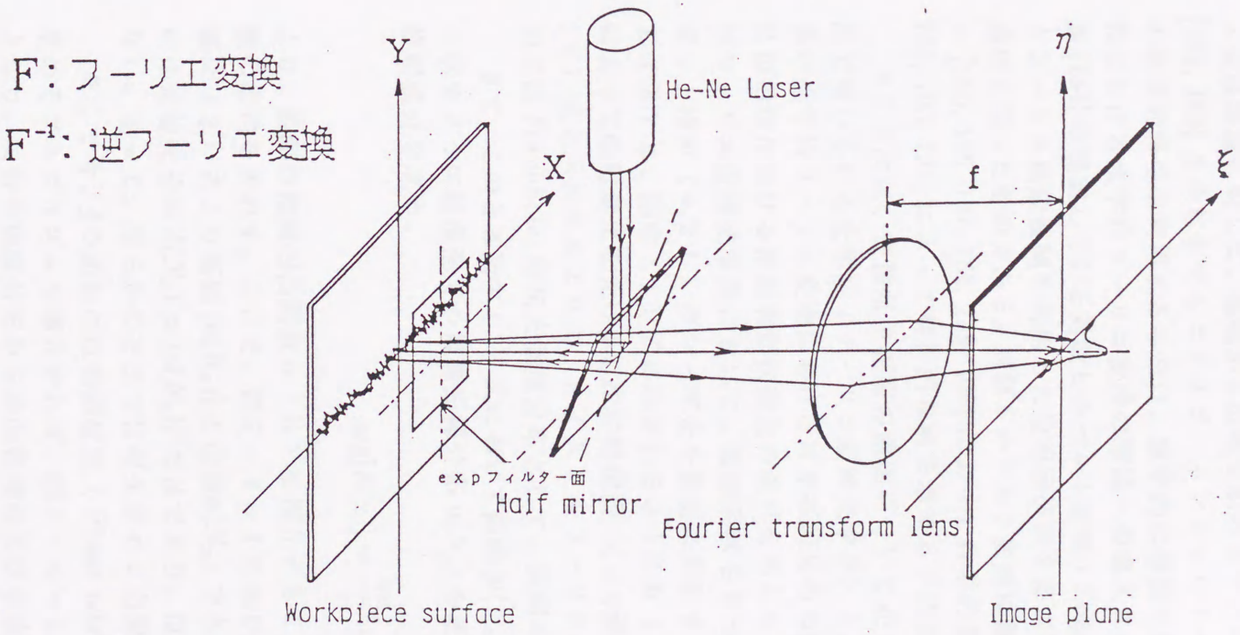


図 7-4-1 フーリエ変換光学系における逆散乱位相法の概念

細な構造を持つ表面からの散乱、回折光強度分布より直接位相分布を求めることによって、微細形状を復元できるという特徴を持っており、微細溝形状の測定評価方法に適用できる可能性がある。

位相回復問題は様々な光学的逆問題 [180, 181] の一つであり、特に光学的フーリエ変換理論に対して、振幅から位相を求めるアプローチがいくつか提案されている。[182, 183] そのなかでもエクスポーネンシャルタイプの整関数（Entire Function）の数学的特性を利用する手法は、数学的に厳密な解が導出されるという点で、本研究における光学的フーリエ変換の理論への導入に適しており、逆散乱位相法は、中島 [184] が提案している対数ヒルベルト変換（Logarithmic Hilbert Transformation）とフーリエ級数展開を利用した位相回復法を基本理論として微細溝形状測定法への適用を図ったものである。対数ヒルベルト変換に基づく位相回復理論は、Greenawayら [185, 186, 187, 188, 189, 190] によって数学的基礎が与えられ、近年中島ら [191, 192, 193, 194] によって解析的な解を求める手法が見いだされている。

そこで次に、逆散乱位相法の原理について述べる。図７－４－１は逆散乱位相法で用いられる光学系（フーリエ変換光学系）と、さらに1 → 2 → 3 で示される通常の光学的フーリエ変換における複素振幅分布の変換、4 → 5 → 6 で示される逆散乱位相法における微細溝形状復元の流れを示したものである。まず、図７－４－１のフーリエ変換光学系において、微細形状をもつ試料面（ｘ－ｙ面）に波長λ、スポット径ｗ（＝２Ｌ）のレーザ光を垂直に照射すると、ｘ－ｙ面での複素振幅分布Ｅ（Ｘ）は、図中（１）式に示されるようにｈ（Ｘ）で表わされる物体面上の凹凸によって位相変化を受ける。次に結像面（$\xi-\eta$面）での複素振幅分布 $u(N_x)$ は図中（２）式で示されるように、Ｅ（Ｘ）をフーリエ変換したものとなっており、結像面では Fraunhofer 回折光強度分布として、振幅の自乗 $|u(N_x)|^2$ が観測される。

さて、このとき図中（２）式において振幅 $|u(N_x)|$ と位相 $\phi(N_x)$ が分かれば、5 → 6 に示すように結像面での複素振幅分布 $u(N_x)$ を逆フーリエ変換し、図中（１）式の位相成分を求め、

$$\arg[E(x)] = \frac{4\pi}{\lambda}h(x) \tag{7.80}$$

より、表面の微細凹凸関数ｈ（Ｘ）を復元することが可能となる。但し、argは複素数の偏角を表わす。ここで、図７－４－１における4 → 5 のプロセスで必要な観測値は（２）式より振幅 $|u(N_x)|$ と位相 $\phi(N_x)$ である。ところが、我々が観測できるのは光強度分布 $I(N_x) = |u(N_x)|^2$ だけであり、位相 $\phi(N_x)$ は可観測値とはなっていない。従って、何らかの方法で位相を求める必要がある。

そこで今、4の過程に位相回復法（Phase retrieval）の理論を適用し、$\phi(N_x)$ を求めるアルゴリズムを導入すれば、図７－４－１における4 → 5 のプロセスが可能となり、反射光強度分布から表面微細溝形状を復元することができる。逆散乱位相法では、この位相 $\phi(N_x)$ を求める方法として、$\exp(-2\pi y_c x)$ の振幅透過率（但し、y_c は任意の定数）をもつ指数型振幅フィルターを物体面（図７－４－１のexpフィルター面の位置）にかけて光学的フーリエ変換を行なった場合の振幅 $|\hat{u}(N_x)|$ と、フィ

ルターをかけない場合の振幅 $|u(N_x)|$ の二つの振幅情報から対数ヒルベルト変換とフーリエ級数展開を用いて位相回復を行なう位相回復理論を導入している。

この位相回復理論は次のような過程によって導出される。但し、ここでは一般的な数学的理論として位相回復理論を抽象化して論ずる。そのため、$F(x)$ や $f(u)$ といった関数には、特に物理的な意味を与えていない。いま、関数 $f(u)$ のフーリエ変換を $F(x)$ とすると、

$$F(x) = \int_a^b f(u)\exp(-2\pi i x u)du \tag{7.81}$$

の関係が成立しており、さらに $F(x)$ は、

$$F(x) = |F(x)|\exp[i\phi(x)] \tag{7.82}$$

と書くことができる。ここで、$|F(x)|$ は振幅、$\phi(x)$ は位相を表わす。さて、いま x を複素数 $z = x + iy$ に拡張することで、関数 $F(x)$ は指数型整関数と呼ばれる特別な解析関数に属すことが知られており、その数学的性質から振幅 $|F(x)|$ と位相 $\phi(x)$ の関係を表わす対数ヒルベルト変換（ Logarithmic Hilbert Transformation ）、

$$\phi(x) = -\frac{x}{\pi}P\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\ln|F(t)|}{t(x-t)}dt + 2\sum_{j=1}^{N} arg(x-z_j) - 2\sum_{j=1}^{N} arg(-z_j) \tag{7.83}$$

を導出することができる。[195, 196] 但し、P はコーシーの主値積分を表し、z_j は複素下半平面上で $F(z) = 0$ となる j 番目のゼロ点位置、N はその個数を表す。ここで、式 (7.83) を、

$$\phi(x) = \phi_H(x) + \phi_Z(x) \tag{7.84}$$

とし、

$$\phi_H(x) = -\frac{x}{\pi}P\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\ln|F(t)|}{t(x-t)}dt \tag{7.85}$$

$$\phi_Z(x) = 2\sum_{j=1}^{N} arg(x-z_j) - 2\sum_{j=1}^{N} arg(-z_j) \tag{7.86}$$

とおくと、$\phi_H(x)$ はヒルベルト位相（ Hilbert Phase ）と呼ばれ、$|F(x)|$ から直接計算が可能である。それに対して、$\phi_Z(x)$ は複素下半平面（ lhp ）でのゼロ点によって決まる位相となっていることがわかる。

そこで、式 (7.84) を式 (7.82) に代入すると、

$$\begin{aligned} F(x) &= |F(x)|\exp[i(\phi_H(x)+\phi_Z(x))] \\ &= |F(x)|\exp[i\phi_H(x)]\exp[i\phi_Z(x)] \end{aligned} \tag{7.87}$$

となり、さらに、

$$F_H(x) = |F(x)|\exp[i\phi_H(x)] \tag{7.88}$$

と置くと、

$$F(x) = F_H(x)\exp[i\phi_Z(x)] \tag{7.89}$$

と書くことができる。なお、$F_H(x)$ はヒルベルト関数（Hilbert Function）と呼ばれる。さて、次に複素下半平面におけるゼロ点によって決定される位相$\phi_Z(x)$ を求めるため、指数関数フィルター $\exp(-2\pi y_c u)$ をかけた場合の $F(x)$ を考える。但し、y_cは正あるいは負の実数とする。これによって、振幅変調された $F(x)$ を$\hat{F}(x)$ とすると、

$$\begin{aligned}\hat{F}(x) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(u)\exp(-2\pi y_c u)\exp(-2\pi i x u)du \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f(u)\exp(-2\pi i u(x-iy_c))du \\ &= |F(x-iy_c)|\exp[i\phi(x-iy_c)] \\ &= |\hat{F}(x)|\exp[i\hat{\phi}(x)]\end{aligned} \tag{7.90}$$

のようになり、従って、

$$|\hat{F}(x)| = |F(x-iy_c)| \tag{7.91}$$

である。ここで、$F(x)$ における実数 x を複素数 $z = x - iy_c$に拡張すると、式 (7.82) より、

$$F(x-iy_c) = |F(x-iy_c)|\exp[i\phi(x-iy_c)] \tag{7.92}$$

が得られ、同様に式 (7.89) も、

$$\begin{aligned}F(x-iy_c) &= F_H(x-iy_c)\exp[i\phi_Z(x-iy_c)] \\ &= \hat{F}_H(x)\exp[i\phi_Z(x-iy_c)]\end{aligned} \tag{7.93}$$

となる。また、式 (7.93) はさらに、

$$\begin{aligned}F(x-iy_c) &= |F(x-iy_c)|\exp[i\phi(x-iy_c)] \\ &= |F(x-iy_c)|\exp[i\phi_H(x-iy_c)]\exp[i\phi_Z(x-iy_c)] \\ &= F_H(x-iy_c)\exp[i\phi_Z(x-iy_c)] \\ &= \hat{F}_H(x)\exp[i\phi_Z(x-iy_c)] \\ &= |\hat{F}(x)|\exp[i\hat{\phi}_H(x)]\exp[i\phi_Z(x-iy_c)]\end{aligned} \tag{7.94}$$

と計算することができる。ここで、式 (7.93) を式 (7.91) に代入すると、

$$|\hat{F}(x)| = |\hat{F}_H(x)\exp[i\phi_Z(x-iy_c)]| \tag{7.95}$$

が得られる。そこで、

$$\phi_Z(x-iy_c) = \phi_{ZR}(x) + i\phi_{ZI}(x) \tag{7.96}$$

とおくと、

$$\begin{aligned} F(x-iy_c) &= |\hat{F}_H(x)|\exp[i\phi_{ZR}-\phi_{ZI}(x)]| \\ &= |\hat{F}_H(x)||e^{i\phi_{ZR}}(x)||e^{-\phi_{ZI}(x)}| \end{aligned} \tag{7.97}$$

となり、従って、

$$|\hat{F}(x)| = |\hat{F}_H(x)|\exp[-\phi_{ZI}(x)] \tag{7.98}$$

となる。一方、

$$\hat{F}_H(x) = \int_{-\infty}^{\infty}\left[\int_{-\infty}^{\infty} F_H(t)\exp(2\pi iut)dt\right]\exp(-2\pi y_c u)\exp(-2\pi ixu)du \tag{7.99}$$

から、$\hat{F}_H(x)$ は $F_H(x)$ の逆フーリエ変換と指数関数フィルター $\exp(-2\pi y_c u)$ の乗算したものを再びフーリエ変換して得られることがわかる。

なお、この式は、

$$\hat{F}_H(x) = F_H(x-iy_c) = \int_{-\infty}^{\infty} f_H(u)\exp(-2\pi y_c u)\exp(-2\pi ixu)du \tag{7.100}$$

および、

$$F_H(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_H(u)\exp(-2\pi ixu)du \tag{7.101}$$

と、さらに、

$$f_H(u) = \int_{-\infty}^{\infty} F_H(x)\exp(2\pi iux)dx \tag{7.102}$$

から、式 (7.102) を式 (7.100) に代入することによって式 (7.99) が得られる。

次に、$|F(x)|$ の観測領域における位相成分$\phi_Z(x)$ を、フーリエ級数展開を用いて、

$$\phi_Z(x) \simeq \sum_{m=1}^{N}\left(a_n\cos\frac{n\pi}{l}x + b_n\sin\frac{n\pi}{l}x\right) \tag{7.103}$$

と表わされるとする。ここで、観測領域は$-l \le x \le l$とし、$a_n, b_n, (n=1,2,\cdots,N)$ は未定係数である。ここで、式 (7.98) より、

$$\ln\frac{|\hat{F}(x)|}{|\hat{F}_H(x)|} = -\phi_{ZI}(x) \tag{7.104}$$

また、式 (7.103) より、

$$\phi_Z(x-iy_c) \simeq \sum_{n=1}^{N}\left(a_n\cos\frac{n\pi}{l}(x-iy_c) + b_n\sin\frac{n\pi}{l}(x-iy_c)\right) \tag{7.105}$$

が得られる。従って上式を、

$$\sin(x\pm iy) = \sin x\cosh y \pm i\cos x\sinh y \tag{7.106}$$

および、

$$\cos(x \pm iy) = \cos x \cosh y \mp i \sin x \sinh y \tag{7.107}$$

を用いて（　）の中を整理すると、

$$\begin{aligned} & a_n \left(\cos \frac{n\pi}{l} x \cosh \frac{n\pi}{l} y_c + i \sin \frac{n\pi}{l} x \sinh \frac{n\pi}{l} y_c \right) \\ & \quad + b_n \left(\sin \frac{n\pi}{l} x \cosh \frac{n\pi}{l} y_c - i \cos \frac{n\pi}{l} x \sinh \frac{n\pi}{l} y_c \right) \\ = & \left(a_n \cos \frac{n\pi}{l} x + b_n \sin \frac{n\pi}{l} x \right) \cosh \frac{n\pi}{l} y_c \\ & + i \left(a_n \sin \frac{n\pi}{l} x - b_n \cos \frac{n\pi}{l} x \right) \sinh \frac{n\pi}{l} y_c \end{aligned} \tag{7.108}$$

となる。よって、$\phi_Z(x - iy_c)$ は、

$$\begin{aligned} \phi_Z(x - iy_c) &= \sum_{n=1}^{N} \left(a_n \cos \frac{n\pi}{l} x + b_n \sin \frac{n\pi}{l} x \right) \cosh \frac{n\pi}{l} y_c \\ &\quad + i \sum_{n=1}^{N} \left(a_n \sin \frac{n\pi}{l} x - b_n \cos \frac{n\pi}{l} x \right) \sinh \frac{n\pi}{l} y_c \\ &= \phi_{ZR}(x) + i\phi_{ZI}(x) \end{aligned} \tag{7.109}$$

と表わされ、

$$\phi_{ZI}(x) = \sum_{n=1}^{N} \left(a_n \sin \frac{n\pi}{l} x - b_n \cos \frac{n\pi}{l} x \right) \sinh \frac{n\pi}{l} y_c \tag{7.110}$$

となることがわかる。以上より、式 (7.104) および式 (7.110) から、

$$\ln \frac{|\hat{F}(x)|}{|\hat{F}_H(x)|} \simeq \sum_{n=1}^{N} \left(-a_n \sin \frac{n\pi}{l} x + b_n \cos \frac{n\pi}{l} x \right) \sinh \frac{n\pi}{l} y_c \tag{7.111}$$

が得られる。この式において、a_n と b_n は 2 N 個の線形方程式を解いて得られるので、式 (7.103) から $\phi_Z(x)$ を求めることができる。また、$\phi_H(x)$ は式 (7.85) から $|F(x)|$ を用いて直接求めることができるので、さらに式 (7.84) より、位相 $\phi(x)$ を求めることができる。

以上の位相回復理論を図７－４－１における4の過程として、位相 $\phi(N_x)$ を求めるアルゴリズムを示したものが図７－４－２および図７－４－３である。図７－４－２の各ステップをまとめると次のようになる。

- ステップ１：二つの光強度分布 $I(N_x)$，$\hat{I}(N_x)$ の測定を行って振幅 $|u(N_x)|$、$|\hat{u}(N_x)|$ を求める.
- ステップ２：$|u(N_x)|$ よりヒルベルト位相 ϕ_H を求める.（但し、p はコーシーの主値を表わす）

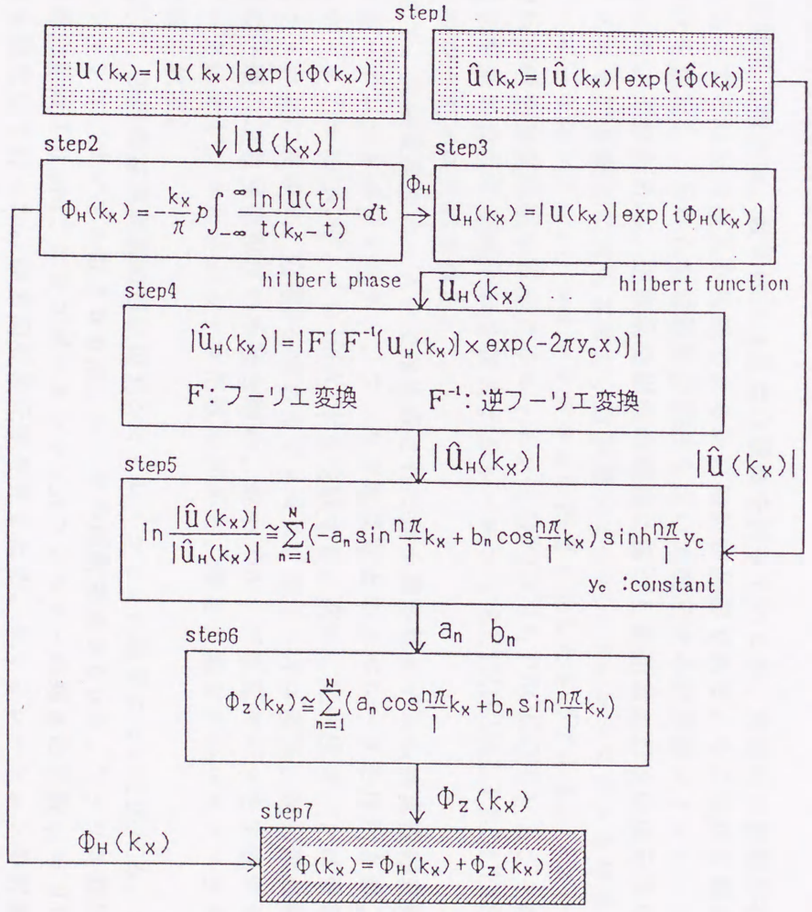


図 7-4-2 位相回復理論の数学的プロセス

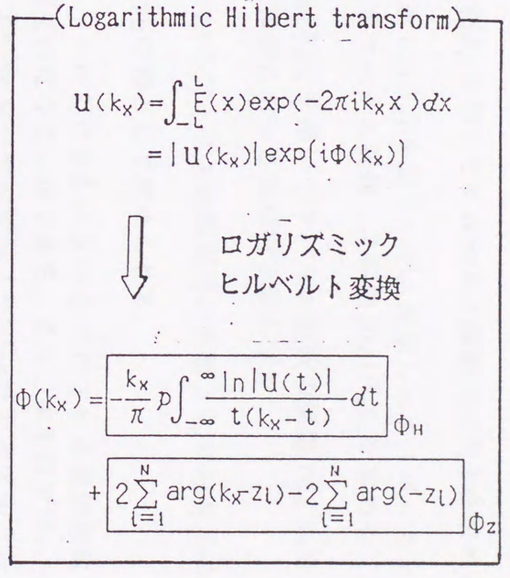


図 7-4-3 対数ヒルベルト変換における振幅と位相の関係

- ステップ３：ヒルベルト位相ϕ_Hを用いてヒルベルト関数$u_H(N_x)$を求める.
- ステップ４：ヒルベルト関数$u_H(N_x)$を逆フーリエ変換しエクスポーネンシャルフィルターをかけ、それをフーリエ変換して振幅$|\hat{u}_H(N_x)|$を求める.
- ステップ５：$|\hat{u}(N_x)|$と$|\hat{u}_H(N_x)|$を用いてフーリエ級数の係数a_n、b_nを求める.（ここでlはフーリエ変換面における観測域を表わす）
- ステップ６：係数a_n、b_nをϕ_Zのフーリエ級数展開の係数としてϕ_Zを求める.
- ステップ７：位相ϕはϕ_Hとϕ_Zの和として求められる.

以上のようにして、図７－４－１における4 → 5 → 6 に示される逆散乱位相法によって微細形状ｈ（ｘ）の復元を行なうことができる。また、本手法では、$-\pi < 4\pi/\lambda * h(x) < \pi$の関係から、$\lambda$をHe-Neレーザの波長（$0.633\mu m$）とすると、測定範囲は$h(x) < 316nm$となる。

7.4.2 微細溝形状復元シミュレーション

逆散乱位相法は、数学的には正当な根拠を持っているが、実際には微細形状の構造によってどれだけ復元が可能であるかの検討が必要である。そこで次に基本的な溝形状を想定し、それらを逆散乱位相法を用いて復元する計算機シミュレーションを行った。そのために、逆散乱位相法の理論に基づく表面微細形状の復元法のアルゴリズムを計算機上に実現させた、計算機シミュレーションシステムを構築した。図７－４－４はシミュレーションシステムの概要を示したものである。システムは、表面からの光強度分布を算出するルーチン（OPTICAL PROCESS）と、その光強度分布を基に表面の微細形状を復元するルーチン（RETRIEVAL PROCESS）の２つのルーチンに大別される。

まず、光強度算出ルーチンでは生成された微小溝形状モデルに複素振幅変換、エクスポーネンシャルフィルター、フーリエ変換などのオペレータを作用させ、強度分布データ$I = |u(N_x)|^2$、$\hat{I} = |\hat{u}(N_x)|^2$を生成する。次に、光強度データは微細形状復元ルーチンに渡され、位相ϕを求めるプロセス、逆フーリエ変換、逆複素振幅変換などの一連の逆散乱位相法の手順を踏み、微小グルーブ復元データを生成する。このデータはオリジナルのグルーブ形状モデルと、深さ、幅などのパラメータや形状が比較される。

次に、表面微細溝形状の形状復元シミュレーションの結果について述べる。シミュレーションは、サンプル数２５６点、レーザの照射領域３０μm、フーリエ変換レンズの焦点距離７０μm、エクスポーネンシャルフィルターの傾きの定数$y_c = 0.008$に条件を設定して行った。横方向の復元度を見るため、シミュレーションの対象とした形状は高さ変動に周期性のある基本的な溝形状を選んだ。また、溝のサイズは光メモリディスクのトラッキング用プレグルーブとほぼ同じサイズの周期１．６μm、高さ１００ｎｍとした。図７－４－５と図７－４－７はサイン波型と矩形波型の溝

プロフィールとパワースペクトル、そしてFraunhofer回折光強度分布を示したものである。そして、復元された形状およびパワースペクトルをそれぞれ図７－４－６、図７－４－８に示す。サイン波状の溝は周期構造が単純なため比較的よく復元されており、溝深さも１１２ｎｍともとの形状とほぼ一致している。また、パワースペクトルは非常によく一致しており、周期が正しく復元されていることがわかる。それに対し、矩形波状の溝はサイン波に比べパワースペクトルの乱れも多いが、１．６μmの周波数成分はよく再現されており、形状も周辺付近での復元性は高い。溝深さは１２６ｎｍとよく一致している。従って、逆散乱位相法を用いれば、溝の形状自体の測定が可能となり、より詳細な溝形状の測定評価が実現できるものと思われる。

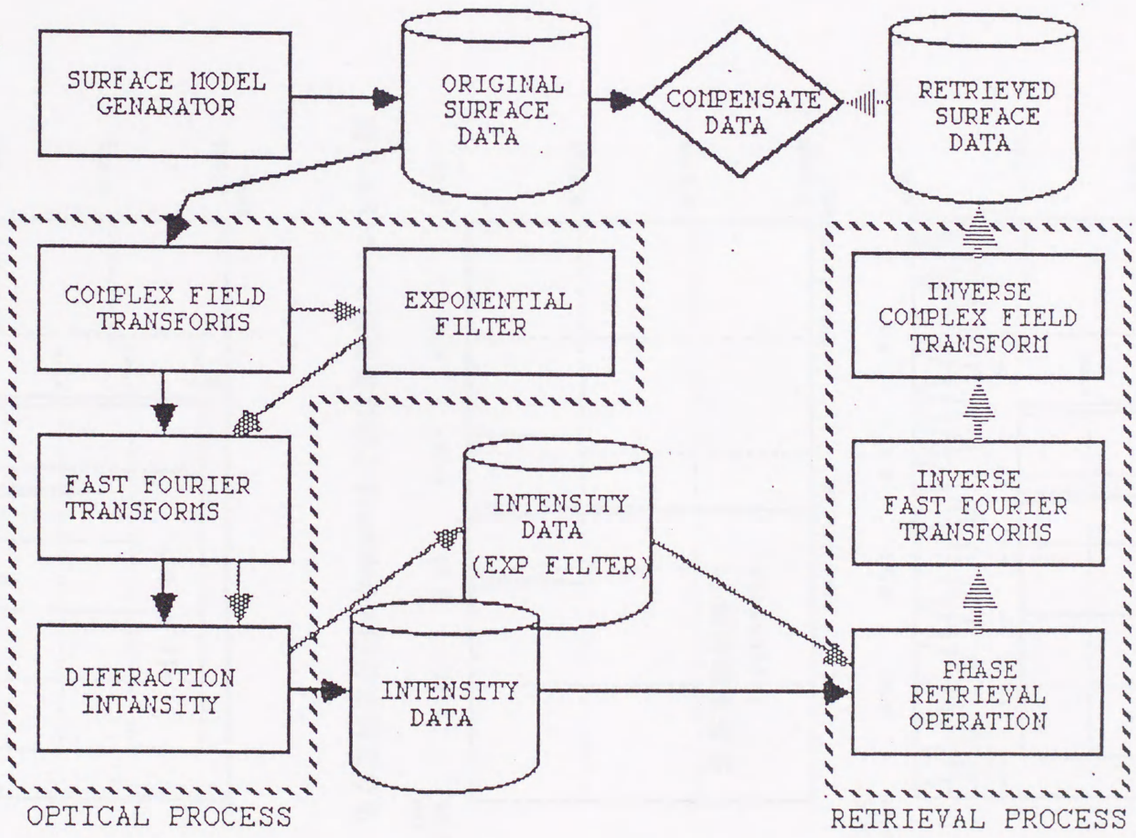


図 7-4-4 逆散乱位相法シミュレーションシステムの構成

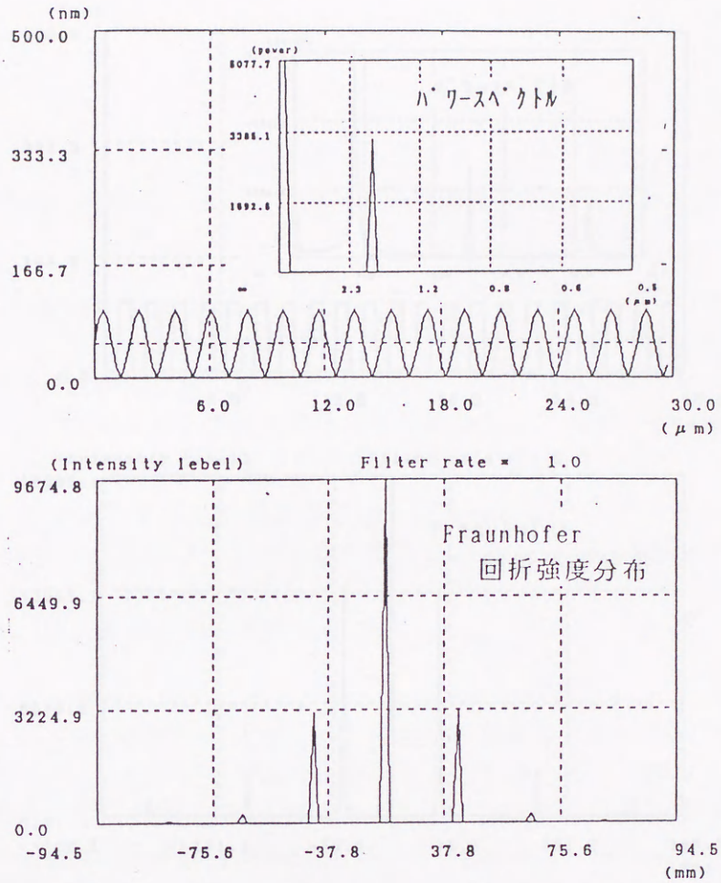


図 7-4-5 サイン波型溝形状と Fraunhofer 回折光強度分布

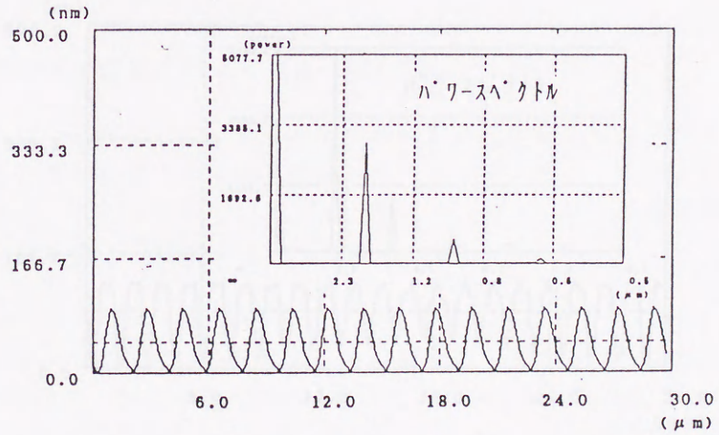


図 7-4-6 サイン波型溝形状復元シミュレーションの結果

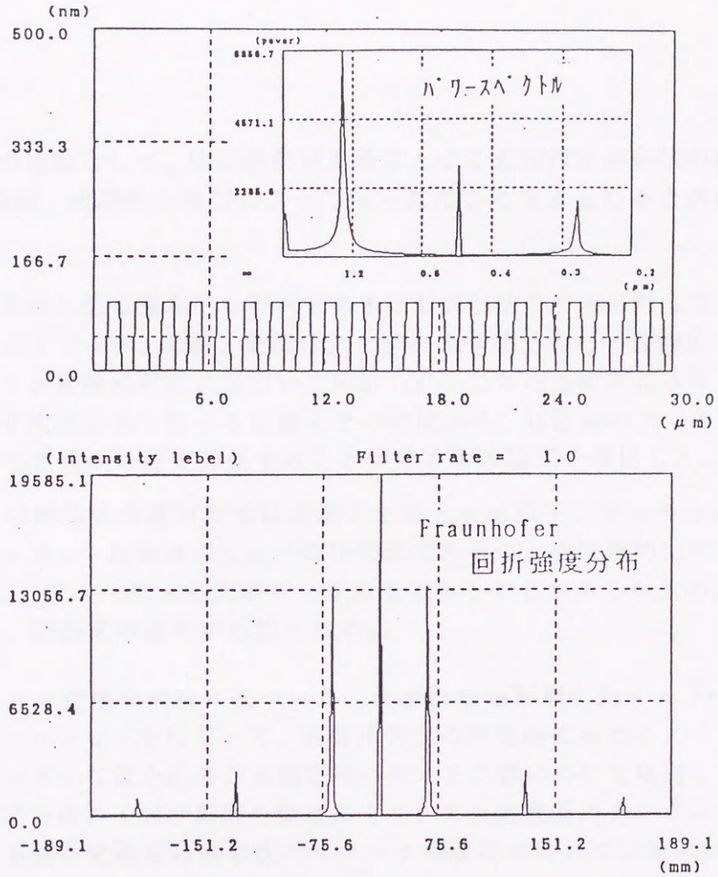


図 7-4-7 矩形波型溝形状と Fraunhofer 回折光強度分布

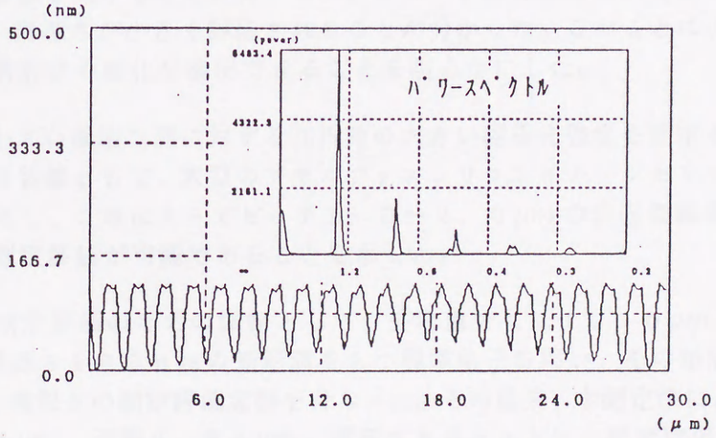


図 7-4-8 矩形波型溝形状復元シミュレーションの結果

7.5節 結　論

以上、第7章の結論として、矩形溝形状を基本とする表面微細溝形状の測定評価法についての理論的、実験的な検討によって得られたことをまとめると次のようになる。

1. 表面微細溝形状の最も基本的な形状である矩形溝形状モデルに対して、溝の形状パラメータ（ピッチ、溝幅、溝深さ）と回折光強度分布との理論的な関係を光学的フーリエ変換の理論に基づいて解析した。この理論解析によって、各高次回折光の0次回折光に対する位置とその強度から、矩形溝のピッチ、溝幅および溝深さを定量的に測定評価することができる理論式を導出した。

   さらに、この理論式の適用範囲は溝深さ１５８ｎｍ以下、ピッチと溝幅の比であるデューティー比が０．５以下の矩形溝であることを理論的に明らかにした。（ただし、デューティー比が０．５以上であることがあらかじめ分かっている場合は、理論式の適用が可能である。）

2. 光学的フーリエ変換の理論に基づいた、表面微細矩形溝に対するFraunhofer回折シミュレーションを行なって、回折光強度の測定時におけるノイズや溝表面にあるランダムな微小粗さが本測定法に与える影響について検討した。その結果、本測定法はノイズの影響を受けにくく、また溝表面にランダムな微小粗さがあっても回折光強度は溝形状パラメータの変化に対しては敏感に反応し、ピッチ、溝幅、溝深さの高精度な測定評価が可能であることを示した。

   さらに、本測定法の台形溝形状の測定評価への適用性ついて検討し、溝形状が台形形状になっている場合は、本測定法は溝のピッチや溝幅に無関係に形状偏差のみに影響を受けることが分かった。また、本測定法は形状偏差の影響を受け、溝幅、溝深さが小さく評価されることが分かった。このことによって、本測定法は溝形状の変化を検出できることを明らかにした。

3. ピッチの小さい微細な溝に対する回折角の大きい回折光強度を測定することのできる実験装置として、大型のアモルファスシリコンイメージセンサを用いた装置を開発し、これによってピッチ１．０～２．０μmの表面微細溝形状パラメータの測定評価が可能であることを示した。

4. 矩形溝の測定評価のための試料として、公称値でピッチ２．０μm、溝幅１．０μm、溝深さ１００ｎｍの矩形溝をもつ標準格子を用い、その矩形溝のピッチ、溝幅、溝深さの測定評価実験を行なった。その結果、本測定法によってピッチ１．９８μm、溝幅０．８３μm、溝深さ９８ｎｍという測定結果が得られ、本測定法が微細な矩形溝の形状パラメータの評価法として有効であることを示した。また、往復測定によって、溝幅の最大誤差０．０２μm、溝深さの最大誤差１０ｎｍが得られ、本測定法の良好な繰り返し精度を確認した。

5. 溝形状が台形形状と成っている光ディスクスタンパのトラッキング用案内溝の測定評価実験を行い、タリステップによって測定した断面曲線との比較を行なった。その結果、本測定法によるピッチ、溝幅、溝深さのの測定結果は断面曲線による値より１０％程度小さくなることが分かった。また、断面曲線と台形溝形状モデルに基づく数値解析を用いた方法によって求めた台形形状の傾斜角は６０～７０°と大きいものであることが分かった。

   このことから、光ディスクスタンパの案内溝程度の台形形状に対しては、本測定法によって１０％程度の誤差で測定でき、さらにこの誤差は矩形溝形状に対する形状誤差と考えられるため、本測定法は光ディスクスタンパのような微細な溝形状評価法として有効であることが分かった。

6. Fraunhofer 回折光強度分布から表面微細溝形状そのものを復元する手法として、エクスポーネンシャルタイプの整関数（ Entire Function ）の数学的特性を利用した位相回復理論に基づいた逆散乱位相法を提案し、その数学的な原理を明らかにした。逆散乱位相法は、表面微細形状による回折光強度と指数関数フィルターをかけた回折光強度の２つの回折光強度を用いることによって振幅情報から位相成分を求め、それを逆フーリエ変換することによって表面微細溝形状そのものを復元できる手法であり、これらの測定原理を示した。

7. 逆散乱位相法の理論に基づく計算機シミュレーションシステムの構築を行い、基礎的な計算機実験として、周期１．６μm、溝深さ１００ｎｍのサイン波型微細溝形状と矩形波型微細溝形状の形状復元シミュレーションを行なった。このシミュレーションによって、周期構造の復元性をパワースペクトルによって示し、サイン波、矩形波ともに良好な形状復元が行なわれていることを示し、表面微細溝形状の測定評価に対する逆散乱位相法の有効性を示した。

第8章 結　論

本研究は、インプロセス計測への適応性を考慮した超精密加工表面テクスチャの測定評価法として、Fraunhofer 回折理論に基づき非接触でナノメータオーダの精度を有する測定原理を提案し、工学的機能と幾何学的特徴抽出の観点から分類される表面テクスチャの構成要素である表面粗さ、表面微細欠陥、付着異物および表面微細溝形状を対象とした定性的、定量的な評価法の基礎的解析とその工学的有効性を示すことを目的としたものである。

まず、表面テクスチャと Fraunhofer 回折理論の一般的な関係を定式化し、次に各々の構成要素に対して幾何学的特徴に基づいた評価パラメータと回折光強度分布の間の理論的な解析からそれらの評価法を提案し、基礎的な実験装置の作製またはセンサの試作を行なって、提案した評価法の有効性を実験的に検証した。本研究によって得られた結果を総括すると次のとうりである。

第2章では、まず本研究における測定対象である超精密加工表面の加工技術について詳細な調査を行い、超精密切削加工技術、超精密鏡面研磨加工技術、表面微細溝形状加工技術および表面管理技術としてのクリーンルーム技術をとりあげてそれぞれの現状と課題について表面計測の立場から議論した。その結果、これら全ての技術に共通する要求課題として生産現場での加工環境に適応できるナノメータオーダの精度を持つ表面計測技術の開発を指摘し、さらに超精密切削加工に対しては工具刃先の転写精度の測定評価法、超精密鏡面研磨加工に対してはナノメータオーダの前加工面の測定評価法およびサブミクロンオーダの表面欠陥の検出と評価法、クリーンルーム技術に対してはトータルコンタミネーションコントロールの要素技術としての表面付着異物の検出および評価法、そして極微細溝形状加工に対しては加工制御のための溝形状の測定評価法の開発が大きな課題となっていることを指摘した。

次に、超精密加工技術に対するこれらの調査とその分析結果に基づき、超精密加工表面テクスチャの計測技術の現状について調査し、表面粗さ測定、微細欠陥および付着異物測定、表面微細溝形状測定についてインプロセス計測への適用性の観点からそれぞれの問題点を指摘した。その主なものとしては、測定によって表面に与える損傷、多大な測定時間、振動の影響、測定器の取り扱いの複雑さ、測定試料のセッティングの煩雑さおよび微細傷や付着異物の存在の認識が挙げられる。

さらに、本論文で提案する光学的フーリエ変換の原理に基づく超精密加工表面テクスチャの測定評価法の特徴についてまとめ、これらの問題点を解決できる方法であることを示唆した。

第３章では、本研究における理論解析の数学的原理となっているKirchhoffの回折理論についてまとめ、レンズの位相変換作用を利用したフーリエ変換光学系の基本的な構成を示した。さらに、表面テクスチャとFraunhofer回折領域における回折光強度分布との理論的な関係を一般的な形で定式化し、これらの理論を超精密加工表面テクスチャの測定評価法に適用するための基本的な光学系の構成を提示した。

以下の章では、超精密加工表面テクスチャにおける表面粗さ、表面微細傷と付着異物、表面微細溝形状の各要素に対して、それらの測定評価法の提案および実験的検証を行なった。

第４章では、超精密切削加工における工具刃先の高精度な転写によって創成される周期的表面粗さの測定評価法について理論的解析および実験的検証を行なった。まず、超精密切削加工表面粗さの幾何学的特徴に基づき三角波周期関数表面粗さモデルを仮定し、これにFraunhofer回折理論を適用して三角波周期関数の高さｈで代表されるパラメータをFraunhofer回折光強度によって測定できる理論式を導出した。この理論式の数値解析により本測定法は２００ｎｍ以下の超精密切削加工表面粗さR_{max}を１０％以内の誤差で定量的に評価できることを示した。さらに、ＦＦＴを用いたFraunhofer回折シミュレータの開発を行い、これによって三角波周期関数モデル以外の種々の表面粗さ形状に対する本測定法の適用性について検討した。その結果、工具転写形状を乱さない程度の微小外乱波形の影響をほとんど受けることなく評価が可能であることやＲバイトによる超精密ダイヤモンド切削加工表面に対しても適用できることを明らかにした。

次に、表面粗さ５０ｎｍR_{max}、１００ｎｍR_{max}、１５０ｎｍR_{max}および２００ｎｍR_{max}の超精密ダイヤモンド切削面のFraunhofer回折光強度分布から得られた表面粗さR_{max}と各試料の触針式表面粗さ測定器による測定結果との比較によって誤差１０％以内の精度で良く一致することを確認し、さらに、公称値８ｎｍR_{max}の磁気ディスク基板を測定し、本測定法の有効性を示した。

さらに、インプロセス測定センサを試作してその特性を解析し、超精密ダイヤモンド切削加工された公称値８ｎｍR_{max}の磁気ディスク表面全体に対する粗さマップによる評価方法を行い、全表面の粗さ計測による新しい評価法を提示した。また、実際のインプロセス計測を想定し、１８００～４０００ｒｐｍの高速回転中の磁気ディスク表面のFraunhofer粗さ測定を試み、本センサがｎｍオーダの超精密切削加工表面のインプロセス計測への適用が可能であることを示した。さらに、独自に開発した切削加工プロセス解析システムによって超精密切削加工表面粗さの横方向に関する波長特性の情報を測定するための解析を試み、Fraunhofer回折光強度の各次回折光ピークの位置から、超精密切削加工表面テクスチャの波長特性を抽出することができることを明かにし、工具刃先転写形状以外の波長成分を検出することによって、工具摩耗や工具送り量の変動などの切削加工プロセスの推定が可能であることが分かった。

第５章では、超精密鏡面研磨加工によって創成されるランダム表面粗さの測定評価法について理論的解析および実験的検証を行なった。まず、研磨表面は幾何学的

特徴によって定式化できないため、ランダム過程モデルを仮定し、その自乗平均平方根粗さ R_{rms} を評価パラメータとして、R_{rms} と Fraunhofer 回折光強度分布との関係を理論的に解析し、さらに Fraunhofer 回折シミュレータを用いた検討によって１～１２０ｎｍの自乗平均平方根粗さ R_{rms} を１０％以内の誤差で評価を行なうことのできる測定原理を提案した。

次に、この測定原理を実際の測定に適用できる測定手法を提示し、６～１３ｎｍの鏡面に仕上げられたシリコンウェハに対して、時間的再現性、繰り返し測定精度などを調べる測定実験をインプロセス測定センサを用いて行い、この測定結果とＳＴＭ（走査型トンネル顕微鏡）による測定結果との比較によって、本測定法の妥当性を示した。さらに、１３．７ｎｍ R_{rms} と４．３ｎｍ R_{rms} のランダム表面粗さの大きさを識別し、加工工程における加工状態の評価を定量的に行なうことができることを明らかにした。また４インチシリコウェハ表面の全面４００点の自動測定によって１ｎｍ～３０ｎｍ R_{rms} の微小なランダム表面粗さを粗さ分布マップによって測定評価できることを示した。

第６章では、超精密加工表面におけるサブミクロンオーダの微細傷および付着異物の検出方法として、収束ビーム照射による回折光強度分布の変化を検出する方法を提案し、さらにそれらの評価法に対し理論的解析および実験的検討を行なった。

まず微細傷に対しては傷の生成過程を考慮した三角形微細傷モデルを仮定し、照射ビームのスポット径Ｌで照射した場合の Fraunhofer 回折光強度分布との関係を光学的フーリエ変換の理論に基づいて解析した。この理論解析から微細傷の大きさによって回折パターンに現われる変化を予測し、さらに照射レーザスポット径の大きさに対して回折パターンが変化することを明らかにした。そして対物レンズによる集光光学系と回折光学系から構成された実験装置を構築し、これを用いて超精密ダイヤモンド切削による微小切込みを利用して作成した三角形微細傷に対する回折光強度を測定する実験を行ない、傷の深さが０．４μmまでは２つのピークを持つ回折パターンによって傷を検出することができることを明かにし、理論解析と良い一致を示した。さらに深さ０．２μm の傷に対しても検出が可能であることを実験的に確認し、傷の大きさの変化によって回折パターンのピークの大きさやコントラストが比例的に変化することを明らかにした。また、シリコンウェハ表面の偶発的な微細傷を検出し、深さ５０ｎｍ、幅１０μm の傷の検出が可能であることを示し、深さ５０ｎｍ、幅５μm の基準試料との比較測定によって定性的な評価が可能であることを示唆した。さらに、集光ビーム散乱系モデルによる境界要素散乱解析シミュレータの開発とこれを用いた三角形微細傷モデルによるシミュレーションによって平面波近似を行なったスカラー場の回折理論による解析と実験結果と一致していなかった高次回折光を示すことができ、また回折パターンが傷深さに対して敏感に変化することを明らかにした。

次に付着異物に対しては、まず回折散乱の領域にある球形粒子による回折パターンを円形開口による Fraunhofer 回折理論を用いて解析し、集光ビームのデフォーカス量の増大とともに回折パターンはエアリーのディスクに近づき、逆に焦点位置に

近づくとともに回折パターンは拡大し焦点位置において消失することを明らかにした。この解析に基づいて、球形粒子による回折光強度分布を近似的にベッセル関数で表わし、回折パターンの暗輪を測定することによって粒径を推定する方法を示し、粒径１．０μm以下の粒子に対して高い分解能を示すことを明らかにした。さらに微弱な回折光を背景光から分離することを可能にした新たな偏光・回折光学系を用いて粒径１．０μmおよび０．６μmの標準粒子の検出および粒径の評価方法について検討し、デフォーカス量２ｍｍ近傍で得られる回折パターンの暗輪半径を測定することによってほぼ正しい粒径を推定できることを示した。

さらに回折パターンだけでは識別できない素材欠陥と付着異物の一例として、ピンホールと球形粒子を偏光度測定によって識別する方法を提案した。また、シリコンウェハ表面に付着させた粒径１．０μmおよび０．６μmのポリスチレンラテックスビーズとＳ５５Ｃの研磨表面におけるピンホールに対して偏光度を測定し提案した方法の有効性を示した。

第７章では、ピッチがミクロンオーダの表面微細溝形状の形状パラメータの測定評価法について理論的解析および実験的検証を行なった。まず溝の形状として基本的な矩形溝形状モデルを仮定し、溝の形状パラメータ（ピッチ、溝幅、溝深さ）と回折光強度分布との間の関係を光学的フーリエ変換の理論に基づいて解析し、各次回折光の強度と位置から溝形状パラメータを定量的に評価できる理論式を導出した。この理論式の数値解析から本測定法は溝深さ１５８ｎｍ以下、デューティー比０．５以下の矩形溝の形状パラメータを誤差１０％以内の精度で測定可能であることを明かにした。さらに、Fraunhofer 回折シミュレーションによって、本測定法は外乱光や微小粗さの影響を受けずにピッチ、溝幅、溝深さの高精度な測定評価が可能であることを示し、また、台形溝形状への適用性ついて検討した結果、本測定法は形状偏差のみに影響を受け、溝形状の変化を検出できることを示唆した。

次に、大型のアモルファスシリコンイメージセンサを用いた測定装置を開発し、ピッチ２．０μm、溝幅１．０μm、溝深さ１００ｎｍの標準格子に対する往復測定によって、溝幅の最大誤差０．０２μm、溝深さの最大誤差１０ｎｍが得られ、本測定法の良好な繰り返し精度を確認した。さらに、光ディスクスタンパのトラッキング用案内溝の測定評価実験から傾斜角６０～７０度程度の台形形状に対しては１０％程度の誤差で測定でき、さらにこの誤差は矩形溝形状に対する形状誤差と考えられるため、本測定法は光ディスクスタンパのような微細な溝形状評価法として有効であることが分かった。

さらに、Fraunhofer 回折光強度分布から表面微細溝形状そのものを復元する手法である逆散乱位相法を提案し、その数学的な原理を明らかにした。逆散乱位相法は指数関数フィルターをかけた回折光強度を併用することによって振幅から位相情報を求めその逆フーリエ変換によって表面微細溝形状を復元できる手法である。また、この原理に基づく計算機シミュレーションによって回折光強度情報から周期１．６μm、溝深さ１００ｎｍのサイン波型微細溝形状と矩形波型微細溝形状を復元し、微細溝形状の測定評価に対する逆散乱位相法の有効性を示唆した。

以上本論文は、Fraunhofer 回折理論に基づいた超精密加工表面テクスチャにおける表面粗さ、微細傷および付着異物、極微細溝形状の測定原理の提案、各々の評価パラメータと回折光強度の関係の理論的な解析による具体的な測定評価法の提示を行ない、さらに光学系および測定データ処理システムの開発及び測定センサの試作を行なうと共に、実際の超精密加工表面に対する測定評価実験によって提案した測定評価法の有効性を示し、インプロセス計測への適応性を持つ超精密加工表面テクスチャの新しい測定評価技術の基礎的な方法を与えたものである。

参 考 文 献

[1] 桑原他．超精密切削加工のＣＤ金型への応用．，１９８９年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，139 ページ，1989．

[2] 藤原他．光ディスク原盤の超精密切削加工．，１９８９年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，141 ページ，1989．

[3] 有村、二宮．シリコン結晶とウェハ加工．精密工学会誌，Vol.51(No.7):1296，1985．

[4] 橋本他．光学部品の超精密加工．精密工学会誌，Vol.52(No.12):2012，1986．

[5] 渡辺．金属ポリゴンの切削加工．光学，Vol.13(No.6):505，1984．

[6] 谷口紀男、小林直人．ナノテクノロジの基礎と応用－超精密・超微細加工とエネルギービーム加工－．工業調査会，1988．

[7] 田中充他．ナノテクノロジー－ハイテクを支える超精密科学－．産業図書，1988．

[8] 大園．インプロセス計測の考え方．精密工学会誌，Vol.54(No.4):625，1988．

[9] 白石昌武．ＦＭＳのためのインプロセス基礎技術－計測、監視、制御－．理工企画株式会社，1985．

[10] 高沢．Surface integrity．精密工学会誌，Vol.55(No.10):1772，1989．

[11] *SURFACE INTEGRITY*. 1986. American National Standard(ANSI) B211.1.

[12] *SURFACE TEXTURE (Surface Roughness, Waviness,nad Lay)*. 1985. American National Standars (ANSI) B46.1.

[13] T.R.Thomas. *Rough surfaces*. Longman 社, 1987.

[14] (社) 精機学会　光を用いた工学表面の性状評価分科会，編集者．非接触方式による精密加工表面の性状評価－基礎と光学方式の応用－，10 ページ．理工企画株式会社，1985．

[15] 奈良治郎．超精密加工技術，第 14 章．トリケップス　GS 2，1985．

[16] 谷口紀男．　ナノテクノロジーの構築とその理念．　精密工学会誌，Vol.56(No.03):427，1990．

[17] 龍江義孝．超先端加工　－次期大型プロジェクトの展望－．精密工学会誌，Vol.52(No.12):2005，1986．

[18] 和田龍児．極限加工について．10.8　1985．北海道大学工学部精密工学科・特別講義資料．

[19] 小林昭．超精密ダイヤモンド切削技術　－歴史的展開、現状、将来への研究課題－．精密工学会誌，Vol.52(No.12):1995，1986．

[20] Pobert R.Donaldson Norman J.Brown and Daniel C.Thompson. Fabrication of machining optics for precision applications. 8.02 1983. a preprint of Lawrence Livermore National Laboratory's.

[21] W.R.Moore. *Foundations of Mechanical Accuracy.* The Moore Special Company, 1970.

[22] 日経メカニカル．特集　超精密技術，74–108 ページ．日経マグロウヒル社，6.30　1986．

[23] 日経メカニカル．ｎｍオーダを達成した超精密加工技術　－光学機器を中心に拡大－，31–56 ページ．日経マグロウヒル社，4.29　1991．

[24] 土肥他．　ナノメータオーダの加工技術の現状と将来．　精密工学会誌，Vol.56(No.03):445，1990．

[25] 稲村他．固体の原子配列モデルによる超微小切削のシミュレーション第１報　解析手法．，１９８９年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，127–128 ページ，1989．

[26] 稲村他．固体の原子配列モデルによる超微小切削のシミュレーション第２報　銅結晶切削への適用．，１９８９年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，129–130 ページ，1989．

[27] 白樫他．超精密切削過程のシミュレーション解析（第１報）－単結晶切削過程の単純せん断面模型による解析－．精密工学会誌，Vol.57(No.04):681，1991．

[28] 前田他．　ダイヤモンド工具によるＡ１合金の鏡面切削に関する研究（第２報）　－摩耗バイトによる 切削面形成メカニズム－．　精密工学会誌，Vol.55(No.05):847，1989．

[29] 枡田、西口．　ＣＢＮ工具による鋼の超精密切削．　精密工学会誌，Vol.52(No.12):2024，1986．

[30] 松永、原．ダイヤモンド工具を用いた硬ぜい材料の精密加工．精密工学会誌，Vol.52(No.12):2020，1986．

[31] 平川他．ダイヤモンド工具によるプラスチックの鏡面加工（第４報）．，昭和５９年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，75–76 ページ，1984．

[32] 小寺他．ＬｉＮｂＯ３単結晶のダイヤモンド切削に関する研究（第２報）－加工機構の基礎的検討－．，昭和６２年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，297–298 ページ，1987．

[33] 岩田他．ステンレス鋼の精密切削加工．，昭和６０年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，867–868 ページ，1985．

[34] 上田他．光学素子ＫＤＰ単結晶のダイヤモンド切削．，昭和５９年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，79–82 ページ，1984．

[35] 上田、住谷．微細溝の超精密切削加工．精密工学会誌，Vol.52(No.12):2016，1986．

[36] 大塚、三橋．ダイヤモンド工具による微細溝加工（第４報）－工具の長寿命化検討－．，昭和６３年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，429–430 ページ，1988．

[37] 大塚．ダイヤモンド工具による微細溝加工（第３報）－バニシング加工－．，昭和６１年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，339–340 ページ，1986．

[38] 上田他．ダイヤモンド工具による微細溝の高精度切削加工（第２報）－鋸歯状溝の形成とその応用例－．，昭和６１年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，377–378 ページ，1986．

[39] 大塚泰弘．ダイヤモンド工具による微細溝加工．，昭和６０年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，869–870 ページ，1985．

[40] 上田他．ダイヤモンド工具による微細溝の高精度切削加工．，昭和６０年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，871–872 ページ，1985．

[41] 大塚泰弘．ダイヤモンド工具による微細溝加工（第２報）．，昭和６０年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，185–186 ページ，1985．

[42] 鈴木弘．　超精密切削加工技術の現状と今後の期待．　精密工学会誌，Vol.52(No.12):2008，1986．

[43] 坪井．超精密非球面加工機＜ ahn30x25 形 cnc 超精密旋盤＞の特徴、機能と非球面プラスチックレンズ・金型加工への応用．豊田工機株式会社・資料．

[44] 鈴木弘．　超精密旋盤の金属ミラー加工への応用．　豊田工機技報，Vol.22(No.1):38，4　1981．

[45] 藤井稔．小型ディスク加工用ＡＨＰ２０－２５形超精密旋盤．豊田工機技報，Vol.25(No.3):20，2　1985．

[46] 平井健一．金型の超精密切削と研磨．精密工学会誌，Vol.52(No.12):2028，1986．

[47] 鈴木弘．超精密旋盤．豊田工機技報，Vol.21(No.2):12，6　1980．

[48] 井川、島田．超精密切削加工の精度限界．精密工学会誌，Vol.52(No.12):2000，1986．

[49] 中村、田宮．　超精密切削用ダイヤモンドバイト．　豊田工機技報，Vol.21(No.2):20，6　1980．

[50] 難波義治．フロート・ポリシング．光学，Vol.13(No.6):454，1984．

[51] 岡本政弘．　ＳＰ４６形超精密平面ポリシングマシン．　豊田工機技報，Vol.25(No.3):35，2　1985．

[52] 本郷俊夫．Nc elastic emission machining を利用したシンクロトロン放射光反射ミラーの加工システム．光学，Vol.13(No.6):463，1984．

[53] 坪井．零熱膨張係数ガラスセラミックス製主軸を有する 超精密平面研削盤の開発．豊田工機技報，Vol.27(No.3):10，1　1987．

[54] 早川一也．クリーンルーム　スーパークリーンルームの理論と実際．株式会社井上書院，1985．

[55] 嶋津和雄．クリーンルーム関連技術の現状と展望．富士時報　－クリーンルーム関連技術特集－，Vol.62(No.5)，1989．

[56] 長谷川洋．クリーンルーム．豊田工機技報，Vol.25(No.3):8，2　1985．

[57] 光散乱式自動粒子計数器．1989．日本工業規格　ＪＩＳ　Ｂ 9921-1989．

[58] 表面付着粒子計数器．1990．日本工業規格　ＪＩＳ　Ｂ 9924-1990．

[59] 超純粋中の微粒子測定方法．1990．日本工業規格　ＪＩＳ　Ｂ 0054-1990．

[60] 鈴木他．スーパークリーンルーム．日立評論，Vol.68(No.9)，1986．

[61] 日経バイト．９０年代に向け登場した光磁気ディスク、巻き返し図る追記型光ディスク，148–158 ページ．日経ＢＰ社，4　1989．

[62] 応用物理学会　光学懇話会，編集者．光ディスクシステム．朝倉書店，1989．

[63] R.M.A.Azzam and N.M.Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light.* NORTH-HOLLAND, 1989.

[64] (社) 精機学会　光を用いた工学表面の性状評価分科会，編集者．非接触方式による精密加工表面の性状評価－基礎と光学方式の応用－，8–37 ページ．理工企画株式会社，1985．

[65] 光技術コンタクト．超精密表面性状評価技術，785–794 ページ．第 Vol.26 巻，社団法人　日本オプトメカトロニクス協会（ＪＯＥＭ），1988．

[66] 塚田忠夫．光による表面性状の計測技術．精密機械，Vol.51(No.01):117，1985．

[67] 宮本紘三．　接触式と非接触式による表面形状測定．　精密機械，Vol.51(No.04):674，1985．

[68] 佐藤．ＳＥＭによる粗さ測定．精密機械，Vol.51(No.04):688，1985．

[69] 山田啓分．ＳＴＭの精密計測への応用．精密工学会誌，Vol.53(No.12):1817，1987．

[70] 石田他．表面粗さＳＴＭ．，昭和６３年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，913–914 ページ，1988．

[71] 清野他．粗さ測定のためのＳＴＭに関する研究（第１報）　－プローブ先端形状の影響－．，１９８９年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，143–144 ページ，1989．

[72] 清野他．粗さ測定のためのＳＴＭに関する研究（第２報）　－スキッド式ＳＴＭついて－．，１９８９年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，145–146 ページ，1989．

[73] J.M.Bennett. Measurement of the rms roughness -autocovariance function and other stastistical properties of optical surfaces using a feco scanning interferometer. *APPLIED OPTICS*, Vol.15(No.11):2705, 11 1976.

[74] G.E.Sommargren. Optical heterodyne profilometry. *APPLIED OPTICS*, Vol.20(No.4):610, 2 1981.

[75] 安達他．観察面の上下振動の影響を受けない光を用いた 超精密面の全方向粗さ測定．光学，Vol.16(No.12)，1987．

[76] 安達他．シャーリング干渉顕微鏡を用いた超精密加工表面のＲＭＳ粗さと自己相関関数の測定．精密機械，Vol.53(No.01)，1987．

[77] 安達他．上下振動の影響を受けない高精度粗さ測定法（第１報）　－オプティカルスキッド法の提案－．精密工学会誌，Vol.56(No.01):140，1990．

[78] 安達他．オプティカルスキッド法における反射率 の変動が与える測定誤差の補正法．精密工学会誌，Vol.56(No.04):757，1990．

[79] 安達他．上下振動の影響を受けない高精度粗さ測定法（第２報）　－完全な平面を必要としない断面形状の測定法－．精密工学会誌，Vol.56(No.06):1088，1990．

[80] 光技術コンタクト．超精密表面性状評価技術，763–772ページ．第 Vol.26 巻，社団法人　日本オプトメカトロニクス協会（ＪＯＥＭ），1988．

[81] C.Bricot et al. Optical readout of videodisc. *IEEE Trans.Cons.Electr*, 04(CE-22):304, 1976.

[82] 武者他．ＤＡＤ用光学ヘッド．光学，Vol.11(No.6):634，1982．

[83] 三井他．高感度非接触粗さ計の開発．精密工学会誌，Vol.53(No.02):328，1987．

[84] 小沢他．非接触光学式微細形状測定ヘッド（ＨＩＰＯＳＳ－１）　－超精密測定技術の研究－．精密工学会誌，Vol.52(No.12):2080，1986．

[85] 水野他．非接触微小変位計　ＨＩＰＯＳＳワイドレンジの特性と応用．，昭和６２年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，221–222ページ，1987．

[86] 坂谷、大浦．光ファイバーレーザ干渉計による非接触表面形状測定．，昭和６３年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，893–894ページ，1988．

[87] 高安他．二波長を用いた干渉縞走査型三次元表面粗さ計．，昭和６２年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，225–226ページ，1987．

[88] R.GobinJr. La mesure de rugosite de surface recfifees pendant lusinage. *Annals of CIRP*, Vol.12(No.1):56, 1963.

[89] 三好他．パワースペクトルパターンを用いた砥石作業面性状のインプロセス測定システムの開発．精密機械，Vol.49(No.10):1428，1983．

[90] H.E.Bennett and J.O.Porteus. Relation between surface roughness and specular reflectance at normal incidence. *J.Opt.Soc.Am*, Vol.51(No.02):123, 02 1961.

[91] J.W.Goodman. *Laser Speckle and Related Phenomena.* Volume 9 of *Topics in Applied Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New york, 1975.

[92] 河野嗣男. 最近の光学式超精密あらさ測定法. 機械の研究, Vol.37(No.09), 1985.

[93] 野口、塚田他. 反射光強度分布を利用した表面粗さの一評価法. , 昭和６０年度精機学会秋季大会学術講演会講演論文集, 57–58 ページ, 1985.

[94] 打越他. レーザ散乱法による超精密ダイヤモンド切削面の光学的評価. , 昭和６３年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集, 431–432 ページ, 1988.

[95] 難波他. 超精密切削面のレーザ散乱計による回折光分布. , 昭和６０年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集, 55–56 ページ, 1985.

[96] 神垣、橋本. レーザ散乱計による超精密加工表面の性状評価. 精密機械, Vol.51(No.04):668, 1985.

[97] 塚田忠夫. 形状及び表面粗さ測定における非接触高精度化. 精密機械, Vol.51(No.04):663, 1985.

[98] ナノテクノロジー時代の表面欠陥検査. 精密工学会 ナノテクノロジー時代の表面欠陥検査 に関する調査研究分科会編, 3 1987.

[99] 米田他. 磁気ディスクサブストレート表面欠陥検査装置の開発. 精密工学会誌, Vol.56(No.03):479, 1990.

[100] 森他. 光散乱法によるナノメータオーダの粒径測定法の開発. 精密工学会誌, Vol.54(No.11):2132, 1988.

[101] 森他. 光散乱法によるナノメータオーダの粒径測定法の開発（第２報） －シリコンウェハ表面付着微粒子の測定－. 精密工学会誌, Vol.56(No.10):1847, 1990.

[102] 谷田貝 豊彦. 表面欠陥検査の測定法と測定装置. 精密工学会誌, Vol.53(No.08):1148, 1987.

[103] 小野明. エレクトロニクス産業関連の欠陥検査. 精密工学会誌, Vol.53(No.08):1158, 1987.

[104] 中井康秀. 金属素材の表面欠陥検査. 精密工学会誌, Vol.53(No.08):1161, 1987.

[105] 加藤正彦. 光学系における欠陥とその検査. 精密工学会誌, Vol.53(No.08):1165, 1987.

[106] 小川昭司．転がり軸受の表面欠陥と検査．精密工学会誌，Vol.53(No.08):1169，1987．

[107] 船久保　登．表面欠陥検査と計算機によるパターン認識技術．精密工学会誌，Vol.53(No.08):1152，1987．

[108] 谷村吉久．　表面欠陥の規格化に関するＩＳＯの動向．　精密工学会誌，Vol.53(No.08):1155，1987．

[109] 小野他．走査型トンネル顕微鏡．応用物理，Vol.56(No.09):1126，1987．

[110] 岡山他．　ＳＴＭ技術のマイクロエレクトロニクスへの応用．精密工学会誌，Vol.53(No.12):1826，1987．

[111] 加藤他．ＳＴＭによる光ディスク案内溝の形状寸法測定．，昭和６３年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，915–916 ページ，1988．

[112] 小口、金子．超軽荷重触針式表面形状測定器の開発．，１９８９年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，541–542 ページ，1989．

[113] 津田他
．
ＡＦＭの試作と回折格子の形状測定．精密工学会誌，Vol.57(No.09):1615，1991．

[114] M.Born and E.Wolf. *Principles of Optics.* 東海大学出版会, 1989.

[115] 村田和美．光　学．サイエンス　ライブラリ　物理学第９巻，サイエンス社，1985．

[116] J.W.Goodman. *Introduction to Fourier Optics*, chapter 5. McGRAW-HILL, 1968.

[117] P.Beckmann and A.Spizzichino. *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces.* Rergamon Press, 1963.

[118] 三好、斎藤、宮腰．超精密ダイヤモンド切削面の性状評価法に関する研究　－表面粗さとフラウンホーファー回折像の関係－．，昭和６０年度精機学会春季大会学術講演会講演論文集，889–890 ページ，1985．

[119] 三好、宮腰、斎藤．超精密ダイヤモンド切削面の性状評価法に関する研究（第３報）　－フラウンホーファー回折像表面粗さの理論的検討－．，昭和６１年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，775–776 ページ，1986．

[120] 三好、宮腰、斎藤．Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折による超精密ダイヤモンド旋削面の 粗さ測定．精密工学会誌，Vol.53(No.05):736，1987．

[121] 瀧沢英一．一般化された標本化定理－一変数の標本化定理－．精密機械，Vol.41(No.11):1050，1975．

[122] Hwei P.Hsu. フーリエ解析（*FOURIER ANALYSIS*）．森北出版, 1967.

[123] E.Oran.Brigham. 高速フーリエ変換（*THE FAST FOURIER TRANSFORM*）．科学技術出版社, 1974.

[124] 宮腰、三好、斎藤．フラウンホーファー回折像の計算機シミュレーション　－超精密ダイヤモンド切削面の性状評価法に関する研究（第２報）－．，昭和６０年度精機学会北海道支部大会学術講演会講演論文集，1985．

[125] 宮腰、三好、斎藤、高谷．フラウンホーファー回折像による超精密加工面の粗さ測定　－計算機シミュレーションによるランダム粗さの検討－．，昭和６１年度精機学会北海道支部大会学術講演会講演論文集，1986．

[126] 高谷、三好、斎藤．Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折像による超精密ダイヤモンド切削面の傷の検出　－計算機シミュレーションによる検討－．，昭和６３年度精密工学会北海道支部大会学術講演会講演論文集，73–74 ページ，1988．

[127] 宮腰、三好、斎藤．超精密ダイヤモンド切削面の性状評価法に関する研究（第４報）　－フラウンホーファー回折像表面粗さの実験的検討－．，昭和６１年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，777–778 ページ，1986．

[128] 宮腰、三好、斎藤、高谷他．Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折像による超精密加工面粗さのインプロセス測定に関する研究　－インプロセス測定センサの試作－．，昭和６２年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，177–178 ページ，1987．

[129] 清水、高谷、三好、斎藤．超精密切削面粗さのインプロセス測定に関する研究　－測定精度に与える回転の影響－．，昭和６３年度精密工学会北海道支部大会学術講演会講演論文集，73–74 ページ，1988．

[130] 清水、高谷、三好、斎藤．Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折像による超精密加工面性状の測定評価に関する研究（第２報）　－ダイヤモンド旋削面粗さのオンマシン計測－．，１９８９年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，131–132 ページ，1989．

[131] 清水、高谷、三好、斎藤．フラウンホーファー回折像による超精密ダイヤモンド切削面切削面性状のオンマシン計測．，１９８９年度精密工学会北海道支部大会学術講演会講演論文集，73–74 ページ，1989．

[132] 三井、亀井．光触針粗さ計による旋削面粗さのオンマシン測定．，昭和６２年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，223–224 ページ，1987．

[133] 三井、佐藤．レーザ光による実時間表面あらさ測定装置の試作について．生産研究，Vol.26(No.08)，1974．

[134] 三井公之．インプロセス粗さ測定法とその応用．精密機械，Vol.51(No.04):681，1985．

[135] 白石昌武．表面粗さのオンライン計測法．機械の研究，Vol.38(No.08)，1986．

[136] 清水、高谷、三好、斎藤．Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折像による超精密加工面性状の測定評価に関する研究（第３報）　－ダイヤモンド切削加工プロセスの推定－．，昭和６２年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，459–460ページ，1990．

[137] タリステップ取扱説明書．ランクテーラーホブソン株式会社．

[138] 高谷、三好、斎藤．フラウンホーファー回折像による超精密加工面粗さの測定評価　　－ランダム粗さの場合－．，昭和６２年度精密工学会北海道支部大会学術講演会講演論文集，75–76ページ，1987．

[139] 高谷、三好、斎藤．フラウンホーファー回折像による超精密加工面粗さの測定評価　　－ランダム粗さの理論的、実験的検討－．，昭和６３年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，275–276ページ，1988．

[140] 高谷、三好、斎藤．Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折像による超精密加工面性状の測定評価に関する研究（第１報）　－ランダム表面の粗さ測定－．，１９８９年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，129–130ページ，1989．

[141] 高谷、三好、斎藤．Ｆｒａｕｎｈｏｆｅｒ回折による超精密加工面粗さの測定評価に関する研究．精密工学会誌，Vol.56(No.02):373，1990．

[142] A.M.Marvin V.celli, A.A.Maradudin and A.R.McGurn. Some aspects of light scattering from a randomly rough metal surface. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.02(No.12):2225–2239, 1985.

[143] Hisanao Ogura and Nobuyuki Takahashi. Green function and radiation over a random rough surface. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.02(No.12):2208–2224, 1985.

[144] N.Garcia and E.Stoll. Near-field effects and scattered intensities of electromagnetic waves from random rough surfaces. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.02(No.12):2204–2243, 1985.

[145] A.K.Fung and M.F.Chen. Numerical simulation of scattering from simple and composite random surfaces. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.02(No.12):2274–2284, 1985.

[146] Dale P.Winebrenner and Akira Ishimaru. Applocation of the phase-perturbation technique to randomly rough surfaces. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.02(No.12):2285–2294, 1985.

[147] K.Furutsu. Statistical theory of boundaries for electromagnetic waves. 1. deterministic green function and reflection-transmissiom matrix. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.02(No.12):2244–2259, 1985.

[148] K.Furutsu. Statistical theory of boundaries for electromagnetic waves. 2. statistical green function and scattering cross sections. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.02(No.12):2260–2273, 1985.

[149] D.Maystre. Rigorous theory of light scattering from rough surfaces. *J.Optics(Paris)*, Vol.15(No.01):43–51, 1984.

[150] Karen J.Allardyce and Nicholas George. Diffraction analysis of rough reflective surface. *APPLIED OPTICS*, Vol.26(No.12):2364–2375, 1987.

[151] M.S.Longuet-Higgins. The statistical analysis of a rondom, moving surface. *Proc.Cambtidge Philos.Soc.*, 54(PT 4):439–453, 1958b.

[152] Julius S.Bendat and Allan G.Piersol. *RANDOM DATA : Analysis and Measurement Procedures.* John Wiley & Sons, 1971.

[153] 高谷、三好、斎藤、岡田．超精密加工面の異物・欠陥検査法に関する研究 －微細傷の測定評価－．，１９９０年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，959–960 ページ，1990．

[154] 高谷、三好、斎藤．超精密加工面の異物・欠陥検査法に関する研究（第３報）－ＢＥＭによる微細傷の散乱特性解析－．，１９９１年度精密工学会北海道支部大会学術講演会講演論文集，51–52 ページ，1991．

[155] 高谷、岡田、三好、斎藤．超精密加工面の異物・欠陥検査法に関する研究（第２報）－微小付着物の測定評価－．，１９９１年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，411–412 ページ，1991．

[156] 丸山修治．ガウスビームとその変換．光学，Vol.13(No.4):294–298，1984．

[157] 中村常郎．最近の光技術（15）－基礎と応用－．機械の研究，Vol.37(No.3):430–436，1985．

[158] S.Choudhary and L.B.Felsen. Analysis of gaussian beam propagation and diffraction by inhomogeneous wave tracking. *Proc.IEEE*, Vol.62(No.11):1530, 1985.

[159] Brebbia. *The boundary element method for engineering.* Pentech Press, 1978.

[160] 鷲巣、深井．境界要素法による電磁界開放領域問題の解析．電子通信学会論文誌，J64-B(12):1359–1365，1981．

[161] 森長吉、熊谷信昭．電磁波と境界要素法．森北出版，1987．

[162] 加川幸雄．開放領域問題のための有限／境界要素法．サイエンス社，1983．

[163] 田中、宮崎．境界要素法を用いた光ディスク上のピットによるビーム波の散乱特性の解析．電子通信学会論文誌，J69-C(6):740–746，1986．

[164] 真鍋、宮崎、田中．境界要素法を用いた一般形状の光ディスクピットによるビーム波の近傍散乱界および誘起電流の解析．電子通信学会論文誌，C-1(2):86–92，1989．

[165] 船引、小嶋．任意形状ピットおよびボスからの光ビーム散乱と和および差信号特性の解析．電子通信学会論文誌，J71-C(6):944–952，1988．

[166] 小嶋、井戸．追記型光ディスクモデルによる光ビーム散乱と和および差信号特性の境界要素法解析．電子通信学会論文誌，J73-C-1(9):551–558，1990．

[167] 清水、石丸．散乱パターンにおける粒径分布および乱方向性の影響　－バクテリア散乱パターン解析のための基礎的検討－．光学，Vol.11(No.3):298–307，1982．

[168] 清水、石丸．フーリエ変換による逆散乱問題の一解法　－低濃度散乱体粒径分布の決定－．応用物理，Vol.52(No.4):354–360，1983．

[169] 橋本、清水、松木．　二次元散乱体の粒径分布解析法．　応用物理，Vol.54(No.7):721–725，1985．

[170] 橋本、清水、松木．球形粒子の内部電界振幅分布と散乱パターン近似．応用物理，Vol.55(No.2):153–159，1986．

[171] Donald W.Schuerman, editor. *Light Scattering by Irregularly Shaped Particles.* Plenum Press, 1980.

[172] M.Born and E.Wolf. *Principles of Optics*, chapter 8. 東海大学出版会, 1989.

[173] 高谷、三好、外山、斎藤．回折パターンによる極微細溝形状の測定評価に関する研究　－矩形溝形状の測定評価－．精密工学会誌，Vol.57(No.11):2041，1991．

[174] 外山、高谷、三好、斎藤．回折パターンを用いた極微細溝形状の測定評価に関する研究（第２報）－矩形溝形状の実験的検討－．，１９９１年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，1147–1148 ページ，1991．

[175] 外山、高谷、三好、斎藤．回折パターンを用いた極微細溝形状の測定評価に関する研究（第３報）－光ディスクスタンパ溝形状の推定－．，１９９１年度精密工学会北海道支部大会学術講演会講演論文集，53–54 ページ，1991．

[176] 高谷、三好、斎藤．光学的フーリエ変換による表面微細形状測定に関する研究　－逆位相法の適用について－．，１９８９年度精密工学会北海道支部学術講演会講演論文集，47–48 ページ，1989．

[177] 高谷、三好、斎藤．逆散乱位相法による非接触表面微細形状測定法に関する研究　－計算機シミュレーションによる検証－．，１９９０年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集，1181–1182 ページ，1990．

[178] 外山、高谷、三好、斎藤．回折パターンを用いた光ディスクスタンパ溝形状の特徴抽出．，１９９０年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集，31–32 ページ，1990．

[179] T.M.Habashy and R.Mittra. Review of some inverse methods in electromagnetics. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.04(No.01):281, 1987.

[180] H.P.Baltes, editor. *Inverse Source Problems in Optics.* Springer-Verlag Berlin, 1978.

[181] H.P.Baltes, editor. *Inverse Scattering Problems in Optics.* Springer-Verlag Berlin, 1980.

[182] N.Nakajima. Comparison of phase retrieval methods in computer experiments. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.27(No.02):244, 1988.

[183] J.R.Fienup. Phase retrieval algorithms: a comparison. *APPLIED OPTICS*, Vol.21(No.15):2758, 1982.

[184] N.Nakajima. Phase retrieval using the logarithmic hilbert transform and the fourier-series expansion. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.05(No.02):257, 1988.

[185] A.H.Greenaway. Proposal for phase recovery from a single intensity distribution. *OPTICS LETTERS*, Vol.01(No.01):10, 1977.

[186] A.H.Greenaway R.E.Burge, M.A.Fiddy and G.Ross. The phase problem. *Proc.R.Soc.Lond*, Vol.350(A.):191–212, 1976.

[187] M.Nieto-Vesperinas G.Ross, M.A.Fiddy and N.W.L.Wheeler. The phase problem in scattering phenomena: the zeros of entire functions and their significance. *Proc.R.Soc.Lond*, Vol.360(A.):25–45, 1978.

[188] M.A.Fiddy J.W.Wood and E.Burge. Phase retrieval using two intensity measurements in the complex plane. *OPTICS LETTERS*, Vol.6(No.11):514, 1981.

[189] M.A.Fiddy and G.Ross. Analytic fourier optics the encoding of information by complex zeros. *OPTICA ACTA*, Vol.26(No.09):1139–1146, 1979.

[190] M.Nieto-Vesperinas G.Ross, M.A.Fiddy and N.W.L.Wheeler. The solution to the phase problem based on the theory of entire functions. *Optik*, Vol.49(No.01.):71–80, 1977.

[191] N.Nakajima and T.Asakura. Two-dimensional phase retrieval using the logarithmic hilbert transform and the estimation technique of zero information. *J.Phys.D: Appl.Phys*, 19:139–331, 1986.

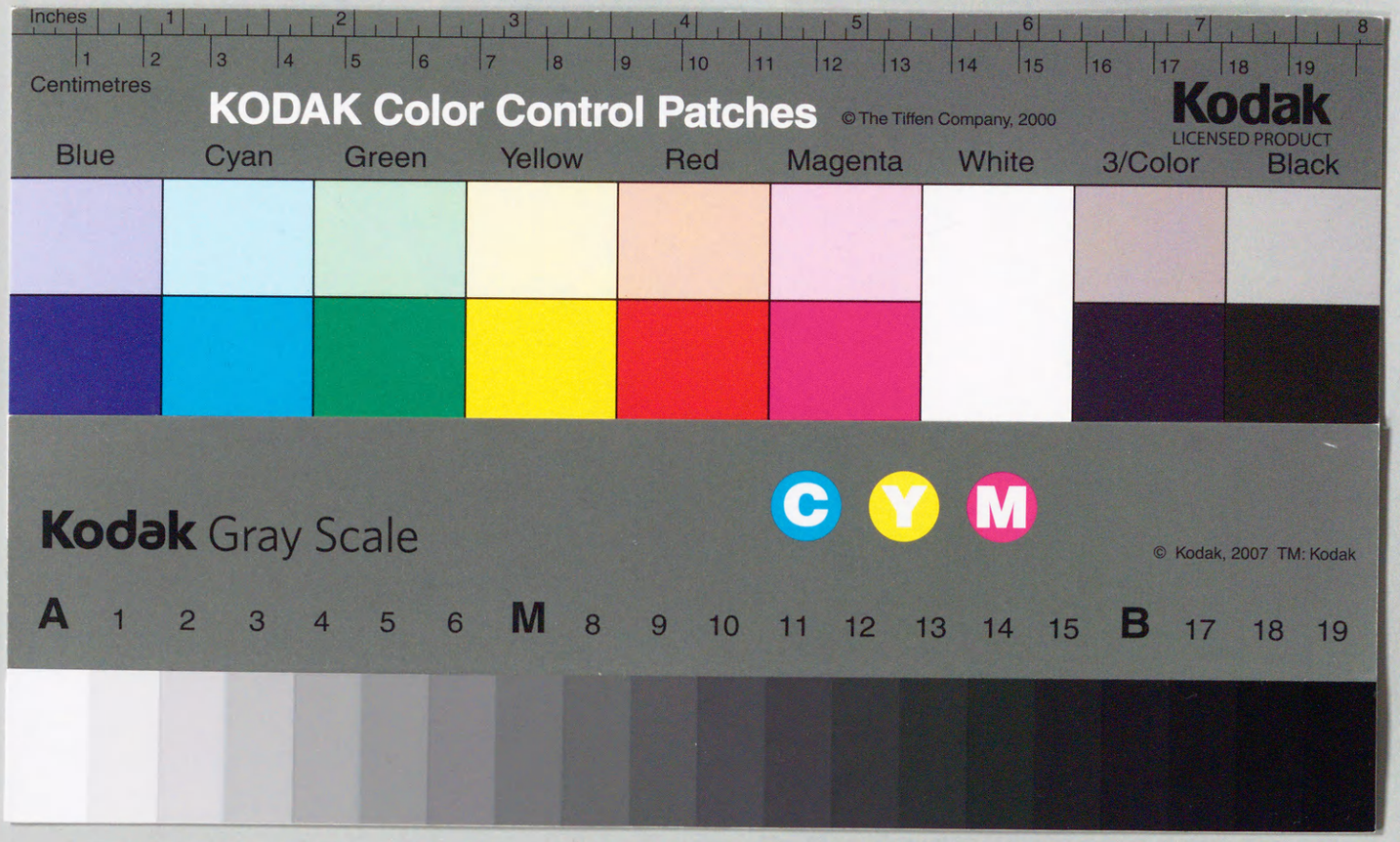
[192] N.Nakajima. Phase retrieval from intensity measurements using the fourier series expansion. *J.Opt.Soc.Am.A*, Vol.04(No.01):154, 1987.

[193] N.Nakajima. 指数型整関数の特性を用いた位相回復. 光学, Vol.18(No.10):536, 1989.

[194] N.Nakajima. Two-dimensional phase retrieval by exponential filtering. *APPLIED OPTICS*, Vol.28(No.08):1489, 1989.

[195] N.Nakajima and T.Asakura. Phase retrieval of the scattered complex wave function from the far-field intensity distribution by using the mathematical filter. *Optik*, Vol.60(No.02):181–198, 1982.

[196] N.Nakajima and T.Asakura. Study of zero location by means of an exponential filter in the phase retrieval problem. *Optik*, Vol.60(No.03):289–305, 1982.


Inches
1 2 3 4 5 6 7 8
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19
Centimetres
KODAK Color Control Patches
© The Tiffen Company, 2000
Kodak
LICENSED PRODUCT
Blue
Cyan
Green
Yellow
Red
Magenta
White
3/Color
Black
Kodak Gray Scale
C
Y
M
© Kodak, 2007 TM: Kodak
A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19