

IV. 2 レーザー光散乱法によるナノメートルオーダーの微粒子計測および表面評価システムの開発

1. 研究の目的と背景

半導体パターンでの最大の不良原因は、塵埃とされており、1Gbit の大容量 DRAM のパターン幅は約 $0.15\mu\text{m}$ となるが、その $1/5$ 以下の異物微粒子の検出が必要となる。そのため、清浄なシリコン(Si)ウエハ上での単一微粒子を検出する方法が、光散乱法などを用いて種々開発されているが[1]~[10]検出可能な粒径は現在 $0.1\mu\text{m}$ 程度で、ナノメートル(nm)オーダーで粒径を検出できるものは見あたらない。

そこで、レーザー光散乱による Si ウエハなどの超精密加工表面の微粒子をナノオーダーで計測するため、楕円面鏡を用いたレーザービーム走査による全散乱光検出法[11]~[17]と、高感度 CCD カメラを用いた斜入射画像計測法の 2 つの計測法を開発している[18]。

全散乱光検出法は、測定レーザー光を照射して走査しながら、微粒子からの全散乱光を楕円面鏡で検出して、ナノオーダーの微粒子を計測する新しい測定法である。これまでに、原理的に直径が約 6nm 程度の微粒子を検出ができるナノメートルオーダーの微粒子計測法を考案し、また実際に 19nm 程度まで測定可能な微粒子測定装置を試作している。また、斜入射画像計測法は、広範囲の測定領域にわたって微粒子を高速で計測できるもので、両方式で微粒子が同時に計測できる微粒子測定機の開発も行っている。

今後、本測定装置を用いて、Si ウエハ表面の微粒子計測はもちろん表面欠陥の検出、さらには超精密加工面の微細構造に関する情報を得ることができる、表面評価システムの開発を目指す。

2. 研究実施項目

- (1) レーザー光散乱法によるナノメートルオーダーの微粒子計測および表面評価装置の試作
(日本分光株式会社・補正予算)

3. レーザー光散乱法によるナノメートルオーダーの微粒子計測および表面評価装置の試作

3.1 研究概要と試作目標

本研究での目標は、レーザー光を Si ウエハなど超精密加工表面上の試料表面に照射して、微粒子からの散乱光を検出し、その微粒子の直径をナノメートルオーダーで計測する微粒子測定装置の開発にある。さらに、本測定装置を微粒子計測だけでなく、Si ウエハ表面および超精密加工面の欠陥などを計測できる、超精密加工面表面評価システムの開発も目標としている。

これまでに、走査収束レーザー光を試料表面に照射して走査させながら、微粒子より生じた全散乱光を検出して、ナノメートルオーダーで粒径を測定できる全散乱光検出法と、高感度 CCD カメラを用いて広い領域を高速で 30nm 程度の粒径を測定できる斜入射画像計測法の、2 つの計測法をすでに開発している。

そこで本研究では、すでに開発した両方式の計測原理に基づいて、PMT 検知システム

と CCD 検知システムの両方式を一体化した装置を試作し、ウルトラクリーンルーム内の環境でも、広い範囲を高速で、また高分解能な同時測定が可能な装置の試作を行った。また、この測定装置を、超精密加工表面の微細加工構造の評価になどにも応用できる、超精密加工表面評価システムへの開発を目指すものである。

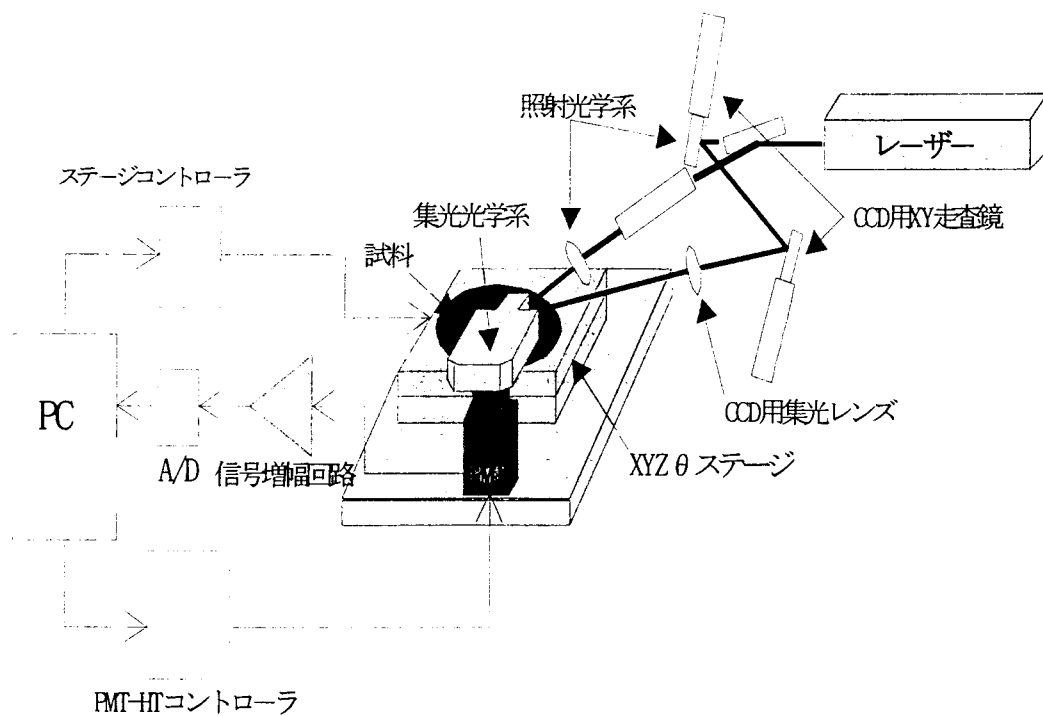
以下要点をまとめて示す。

- (1) 全散乱光検出法と斜入射画像計測法の 2 つの方式により、Si ウエハなどの超精密加工表面上の微粒子をナノメータオーダーで、広い領域を高速で同時に測定する微粒子測定装置の開発。ウルトラクリーンルームでの環境でも測定が可能な装置の開発。
- (1) 粒径 88nm、43nm、37nm の標準微粒子を Si ウエハ表面に散布して測定し、微粒子測定機の校正を行う。
- (3) 清浄な Si ウエハ表面の微粒子計測とその欠陥等の表面評価、および超精密加工面微細構造の解明。
- (4) Si ウエハ付着微粒子の経時変化によるウルトラクリーンルームの清浄度評価。すなわち、Si ウエハ表面をクリーンルーム内で曝し、その表面に付着する微粒子の経時変化より、クリーンルームの清浄度を評価する。
- (5) 微粒子と表面構造からの散乱光に対する分離法の確立と粒子検出限界の向上。
- (6) Si ウエハ表面欠陥の計測。
- (7) Si ウエハ表面上の光散乱現象の解明。

3.1.1 計測装置の概要

(1) 全体システムブロック図

試作した計測装置のブロックを、図IV.2.1 に示す。

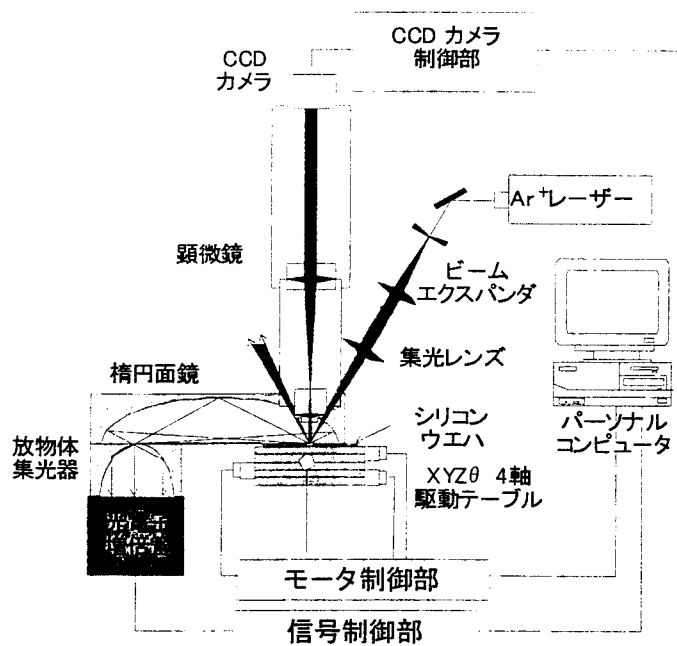


図IV.2.1 システムブロック図

(2) 装置概略図と仕様

主な仕様は以下に記す。また、本計測装置の概略図を図IV.2.2 に示す。

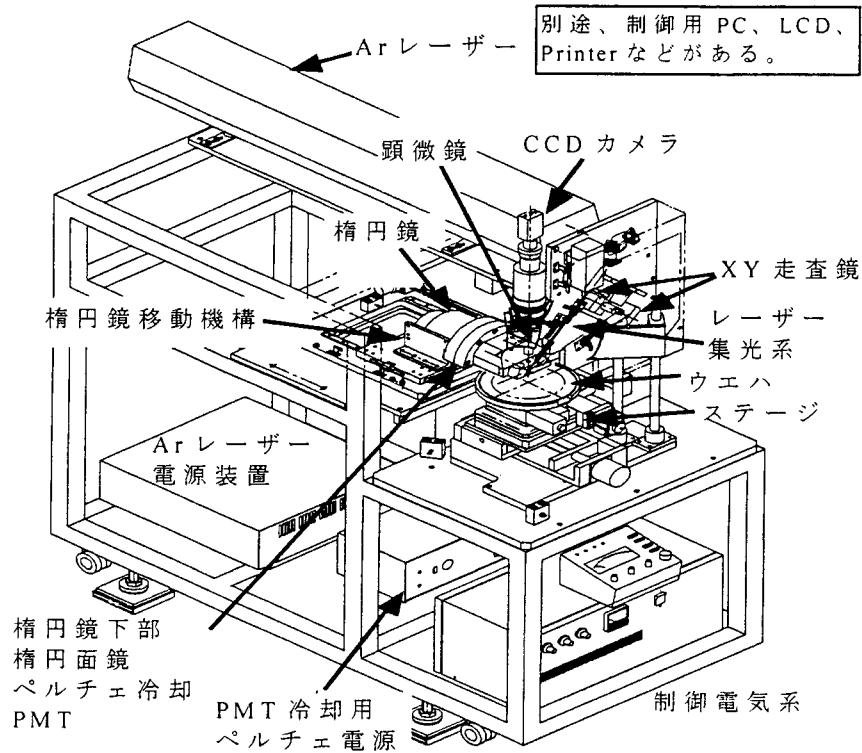
- システム構成：PMT 検知システム(全散乱光検出法)と、CCD 検知システム(斜入射像計測法)の両方を装備、切り替えて使用。
- ブロック構成：光源、照射光学系、試料ステージ、検知光学系、検知系、電気系、システムコントロール及びデータ処理のためのパーソナルコンピュータ、架台で構成される。
- 光源：Ar⁺レーザー、波長 488nm、SP-Stabilite 2017、1.3W。
- PMT 照射光学系：ビームエキスパンダ+集光レンズで構成。
- PMT 集光光学系：楕円鏡(a=140mm b=51.96mm)+放物面鏡で構成。
- PMT 検知器：光電子増倍管 R878、電子冷却付き。
- CCD 照射光学系：スポット径 100 μ m、電磁走査鏡で 250 μ m \times 250 μ m をスキャン。
- CCD 検知機：顕微鏡+イメージインテンシファイヤ+CCD カメラで構成。
- 試料ステージ： Θ XYZ ステージ+Z 軸微調機構、直径 8 インチのウェーハまで搭載可能で、中心の 6 インチの領域を測定できる。
- PC：PC/AT 互換機、液晶ディスプレイ、プリンタ付きソフトウェア：装置コントロールと計測、データ処理機能を装備。



図IV.2.2 微粒子測定装置概略

(3) 装置構成図

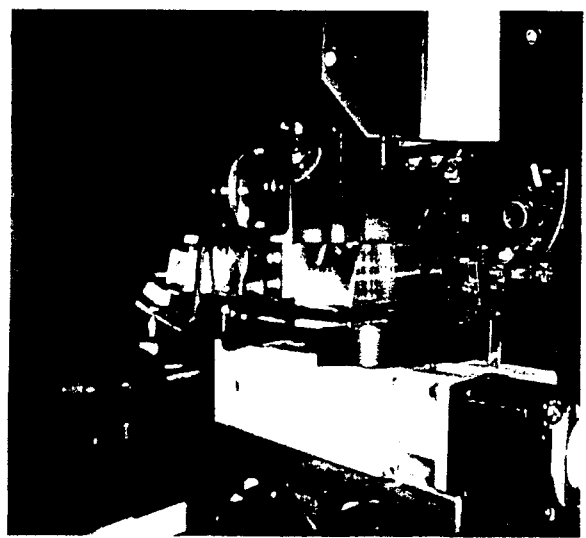
試作した測定装置の構成斜視図と写真を以下図IV.2.3～図IV.2.6に示す。本測定装置は、ウルトラクリーンルームでの使用も可能なものとして設計製作されている。



図IV.2.3 測定装置の構成斜視図



図IV.2.4 装置写真図



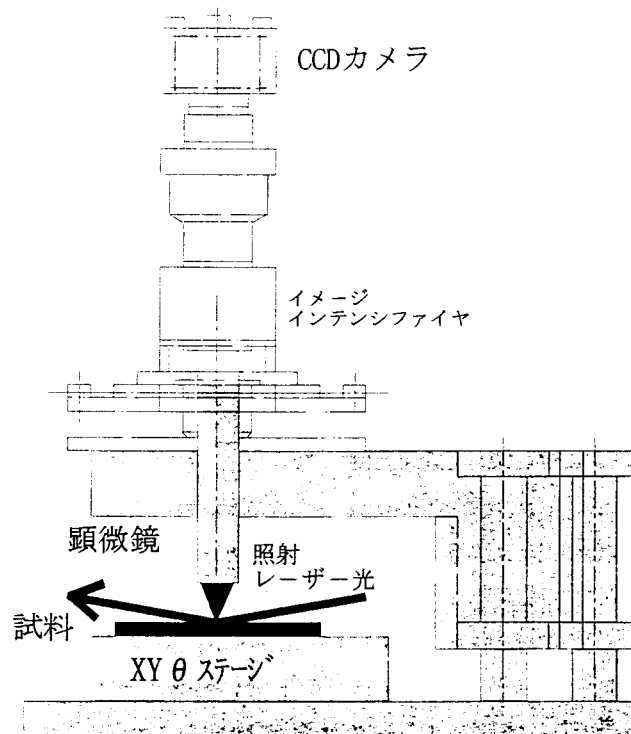
図IV.2.5 装置写真図



図IV.2.6 ウルトラクリーンルーム内での装置全体図

(4) システム構成の仕様

本測定装置は、PMT 検知システム（全散乱光検出法）と CCD 検知システム（斜入射画像計測法）の 2 つの両方を装備、切り替えて使用システムで構成されている。

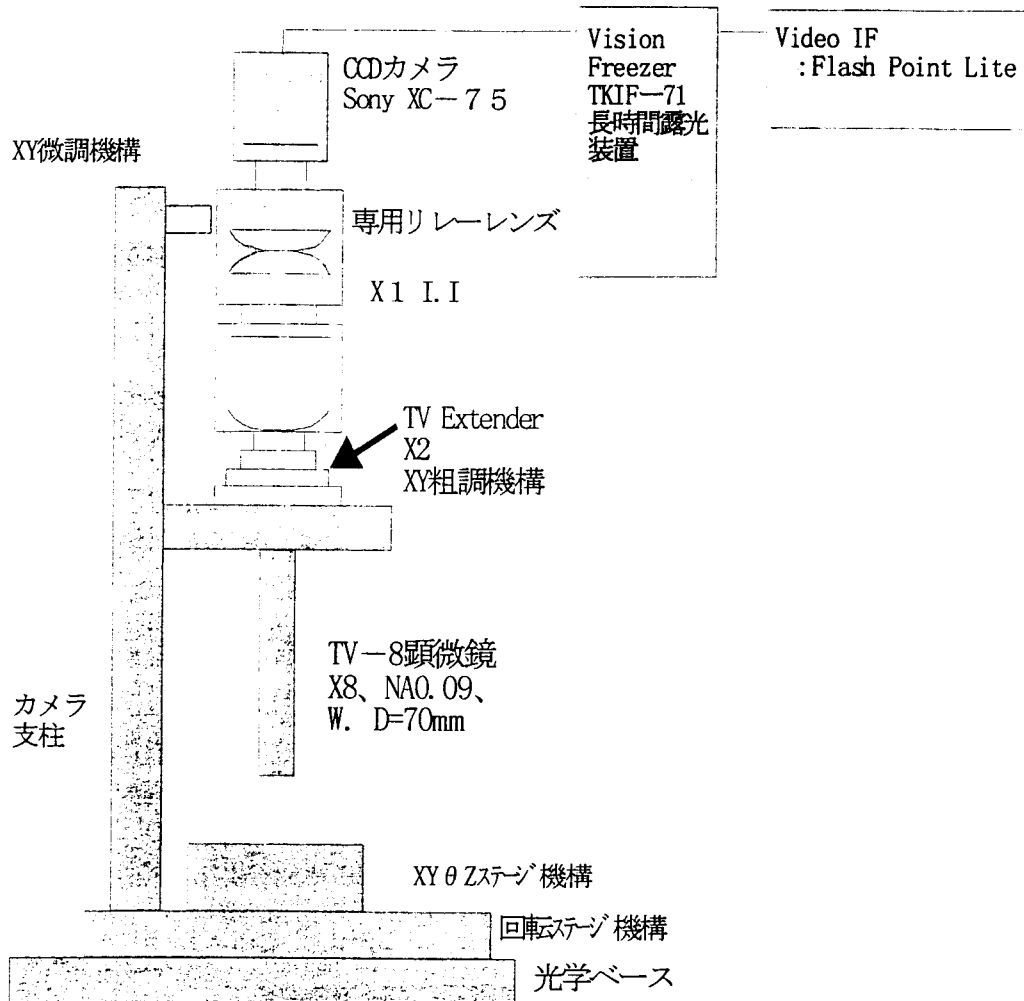


図IV.2.7 CCD システムの構成概略図

① CCD 検知システム (斜入射画像計測法)

本測定法は、直径約 $100\mu\text{m}$ の収束レーザーを試料に対して大きな入射角で照射し、 $25\times 250\mu\text{m}$ 程度の範囲で走査しながら、微粒子の散乱光を CCD カメラで観測して、微粒子を検出するものである。図IV.2.7に、CCD システムの構成概略図を示したが、高感度 CCD カメラとイメージインテンシファイヤで構成されている。

光学系は、レーザー光を電磁スキャナーに搭載したミラーで折り曲げて、照射角を 85° 、 75° 、 60° の 3 種類に可変できる構造となっている。また、図IV.2.8に、CCD システムの集光光学系と検知器の構成概略図を示す。

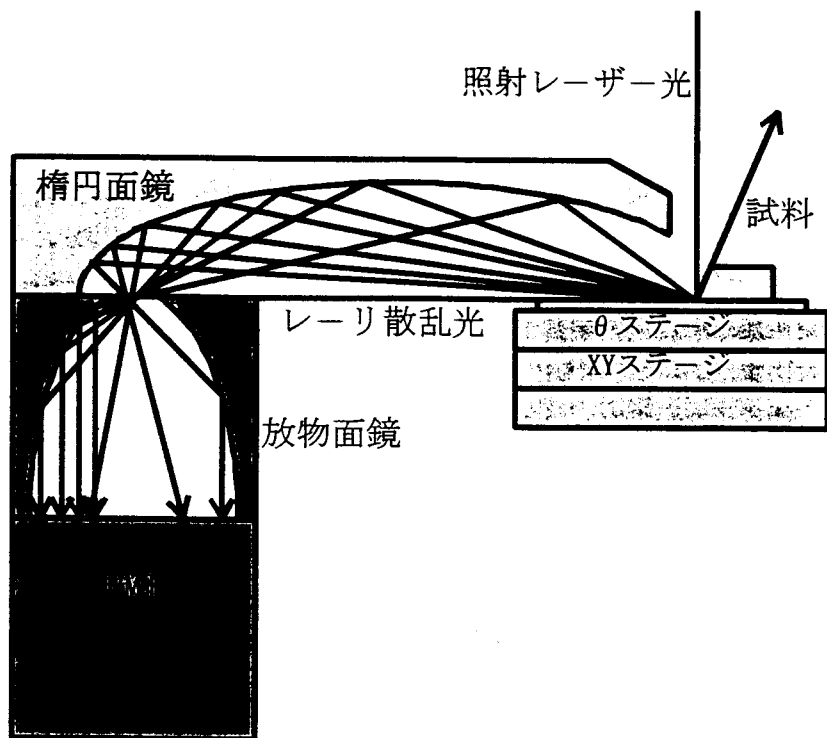


図IV.2.8 CCD システムの集光光学系と検知器の構成概略図

② PMT 検知システム (全散乱光検出法)

$10\mu\text{m}$ 程度に収束したレーザー光を試料面に照射して走査し、微粒子からの微弱全散乱光を楕円ミラーと放物面ミラーで集光し、その散乱光強度から粒径を計測するものである。

したがって、本システムは図IV.2.9に示すように、レーザー収束系と散乱光集光系の光学系、PMT を含む検出系、およびステージ駆動制御部で構成されている。



図IV.2.9 PMT 検知システム（全散乱光検出法）の構成概略図

③コンピュータソフトウェア

本測定装置で用いられている、装置制御とデータ処理のためのコンピュータソフトウェアは、以下のもので構成されている。

- ・ステージの制御
 - XYZ θ ステージによる測定場所の選択
 - Z 軸微調
 - 回転ステージの回転制
- ・PMT システム
 - PMT 印加電圧
 - XY 走査の散乱光強度データの取得
 - 散乱光強度から粒子径算出
 - 3次元表示
- ・CCD システム
 - 測定パラメータの設定
 - スキャンビームによる画像データの取得
 - θ ステージの回転
 - 画像データの積演算
 - 表示

これらの機能は、計測機器制御・データ処理のための統合環境ツール「LabView」上で開発し、一部「LabView」でサポートされない部分は、C言語で開発している。

3.2 光散乱法による微粒子計測法の基本原理と特徴

ここでは、Si ウエハ表面の粒径が 50nm から数ナノメートルまでの微粒子を計測するために、光散乱法を用いて開発した 2 つの微粒子測定装置について述べる。

3.2.1 楕円面鏡を用いたレーザービーム走査による全散乱光検出法

楕円面鏡を用いたレーザービーム走査による全散乱光検出法を図IV.2.1 に示す。開発した微粒子計測装置は、収束レーザー光を照射して走査しながら微粒子からのレーリ散乱光を楕円面鏡により検出して、Si ウエハ上の微粒子の直径を ナノオーダーで計測する新しい測定法である。原理的に、直径が 6nm 程度の微粒子まで測定できるもので、すでに 19nm 程度まで測定可能な微粒子測定装置を開発している。

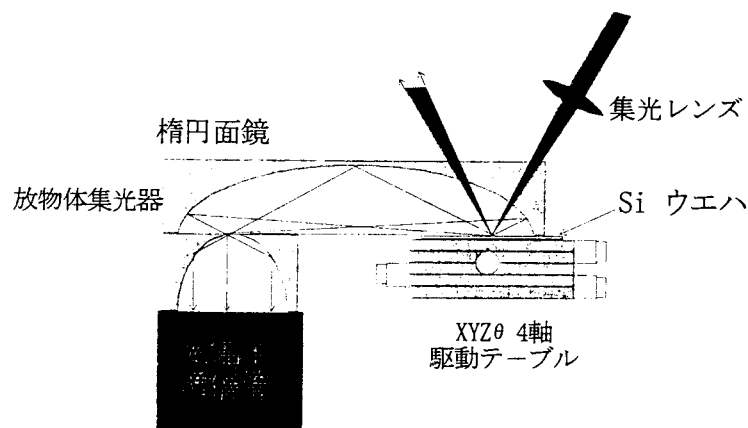
本測定法は図IV.2.10 に示す測定装置を用いて、被測定面に収束レーザーを照射して走査しながら、微粒子からのレーリ散乱光を楕円面鏡で光電子増倍管 (PMT) に集光し、散乱光強度に比例した充放電波高値から粒径を計測する原理に基づいている。本測定法の特徴は、収束レーザー光を被測定面に照射して走査しながら、楕円面鏡を用いて全散乱光を検出するため、被測定面の粗さによる迷光やスペックル等に影響されにくいことにある。検出感度すなわち粒径分解能は、検出信号と PMT でのショットノイズとの比で決まるが、その限界は PMT の暗電流によるショットノイズにより決められる。原理的には約 6nm 程度までの粒径の測定が可能な測定法であることが見いだしている。

特長

- ・微粒子からの全散乱光を検出するため、スペックルなど表面形状の影響を受けにくい。検出感度が光電子増倍管のショットノイズとの S/N だけで決まるので、10nm 以下のナノメートルオーダーの高分解能が得られる。

欠点

- ・収束レーザー光を用いているので、測定に長時間を要する。



図IV.2.10 楕円面鏡を用いたレーザービーム走査による全散乱光検出法

(1) レーリ散乱理論

直線偏光レーザー光による球形粒子からの散乱光強度は、マクスウエルの電磁方程式より導いたベッセル関数と円筒関数を含むミー散乱式で求められる。

ここで、粒子の直径を D_p とし、また、 α を粒径パラメータと定義して、 $\alpha = D_p \pi / \lambda$ で

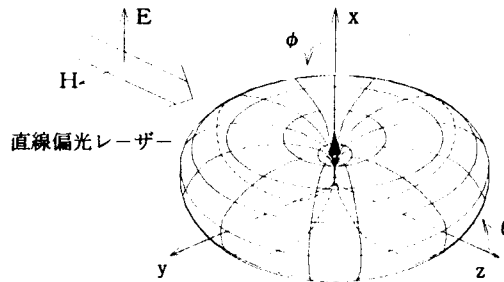
示すとき、粒径が光波長 λ より十分小さい $\alpha < 1$ であれば、ミー散乱式の略解として散乱光強度 I_R は、次式の散乱式より得られる[19]～[21]。

$$I_R = |E_\phi|^2 + |E_\theta|^2 = \frac{\lambda^2 \cdot I_0}{4\pi^2 \cdot r^2} \cdot (i_1 \cdot \sin^2 \phi + i_2 \cdot \cos^2 \phi) \quad (1)$$

ここで、 i_1 、 i_2 はそれぞれ垂直偏光成分の散乱光強度分布関数と水平偏光成分の散乱光強度分布関数を示し、粒子と媒質の相対複素屈折率を \hat{n} とすると、次式で求められる。

$$i_1 = \left| \frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} \right|^2 \cdot \alpha^6 \quad i_2 = \left| \frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} \right|^2 \cdot \alpha^6 \cdot \cos^2 \theta \quad (2)$$

は上式に基づいた微粒子からのレーリ散乱光を検出して、その粒径を求めるのが、本測定法の原理である。



図IV.2.11 直線偏光レーザー入射による微粒子のレーリ散乱光強度分布図

図IV.2.11は式(1)と(2)により散乱光強度を求めて強度分布図として示したものである。これより、散乱光の全強度 I_S は、 $I_R(\theta, \phi)$ を極座標による動径方向の強度とすれば次式で求められる。

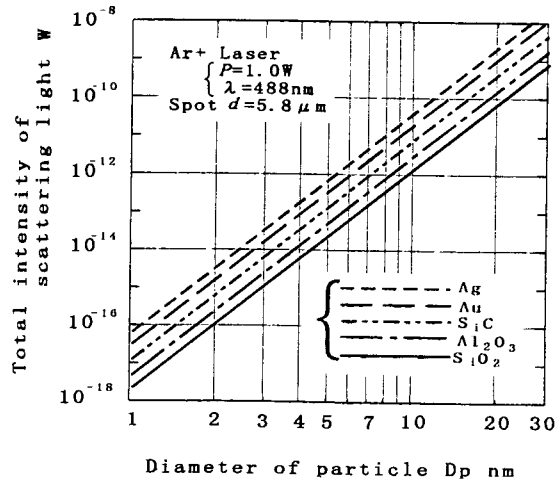
$$I_S = \iint I_R(\theta, \phi) dF = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_R \cdot r^2 \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\phi = \frac{2}{3\pi} \cdot \lambda^2 \cdot I_0 \cdot \alpha^6 \cdot \left| \frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} \right|^2 \quad (3)$$

ここで、粒径が 100nm 程度以下 ($\alpha < 1$) の場合、ミーとレーリの両散乱式より散乱光強度を数値計算で求め、両散乱式を比較した結果、その差はほとんどなく、簡単なレーリ散乱式を用いてもよいことを確認した。

ここで、入射レーザー光強度 I_0 は、超微粒子に照射されているレーザースポットの直径 d 、レーザー出力を P とすると、次式で求められる。

$$I_0 = \frac{4P}{\pi \cdot \sqrt{2} d^2} \quad (4)$$

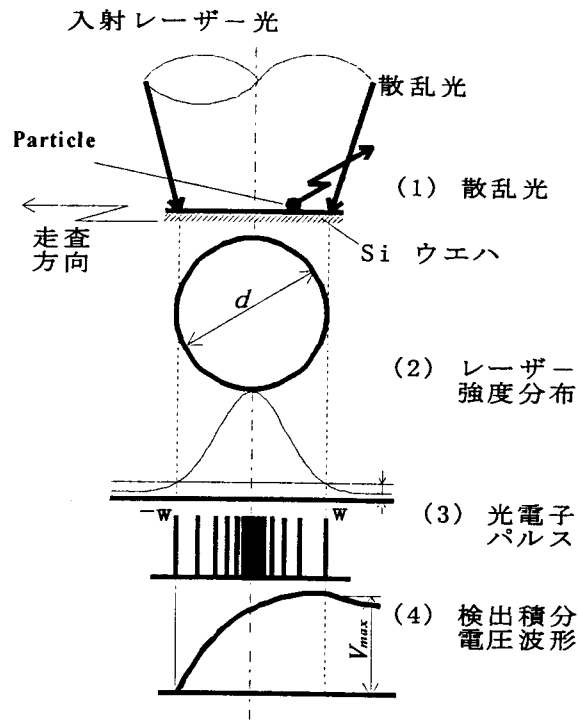
以上の式より、任意の粒子に対してその直径と全散乱光強度の関係を求めた結果を図IV.2.12に示す。この図に示すように、粒径が 10nm 程度の超微粒子から生じる全散乱光強度は、 $10^{-12}W$ (pW) 以下の極微弱光であることがわかる。



図IV.2.12 粒径に対する全散乱光強度

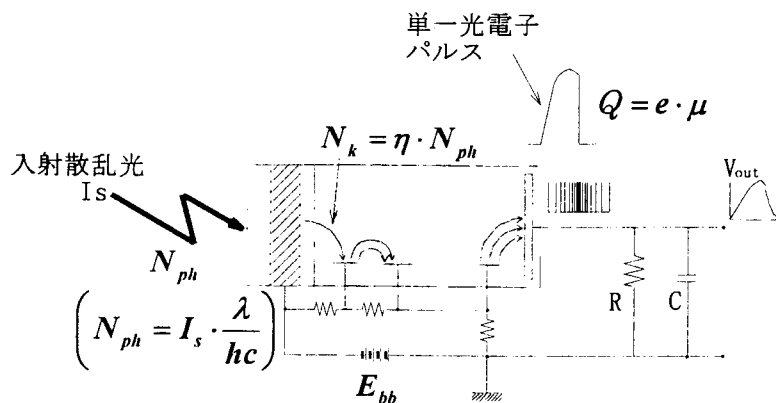
(2) 微粒子の検出原理と特徴

ナノメータオーダーの粒子による散乱光強度は、粒子を SiO_2 とし、出力 1W、波長が 488nm のアルゴンレーザー光を $5\mu m$ のスポット光に絞って照射しても、 10^{-12} W(pW) 以下の極微弱光である。したがって、PMT からの出力信号は光電子パルスが離散化された単一光電子状態 (SPE) で取り出される。そこで、我々はこの単一光電子パルスを、簡単な CR 検出回路を通して積分電圧波形とし検出し、超微粒子の直径を計測する測定法を開発した。



図IV.2.13 レーザー光による散乱光と粒径を検出する計測原理

粒径の6乗に比例した極微弱散乱光強度から生じる光電子パルス列をPMTで増幅したのち、CR検出回路で積分電圧波形として取り出し、粒径を検出する計測原理図を図IV.2.13に示した。



図IV.2.14 光電子増倍管とCR検出回路

また、PMTへの粒径に応じた入射散乱光強度 I_s から、CR検出回路で積分波形として検出する原理図を、図IV.2.14に示した。図IV.2.14において、散乱光強度 I_s に応じた光電子数を N_{ph} 、PMT光電面より放出する光電子数を $N_k = \eta \cdot N_{ph}$ とするとき、各光電子は μ 倍された $Q = e \cdot \mu$ なる電荷をもつパルス列として出力される。ここに、 η は量子効率で、 μ は増幅率で、また e は電子の電荷である。そこで、図IV.2.13の計測原理図に示したように、収束レーザースポットを試料面上に照射して走査させるとき、スポット内を粒子が通過している間に散乱光強度に応じて生じた単一光電子パルス列を、CR回路を通すことにより、その積分電圧波形として検出できる。この波高値 V_{max} は散乱光強度に比例するので、この波高値を計測すれば粒子の直径を知ることができる。これが本測定装置の計測原理である。

さて、本測定法の特長は、 $10 \mu m$ 以下に絞った照射レーザースポット光を被測定面で走査させて、生じる微粒子からの全散乱光を集光して検出するため、スペックルなど表面形状の影響を受けにくい特徴がある。また、検出感度は迷光などによるショットノイズだけで決まるもので、光学系での迷光対策を講じることにより、ナノメートルオーダーまでの感度、すなわち分解能まで向上させることができることに特徴がある。ただし、分解能の限界は、光電子増倍管のショットノイズとのS/Nで決まり、粒径分解能は $S/N=1$ として、 $6nm$ 程度が限度である。

(3) ショットノイズと測定限界

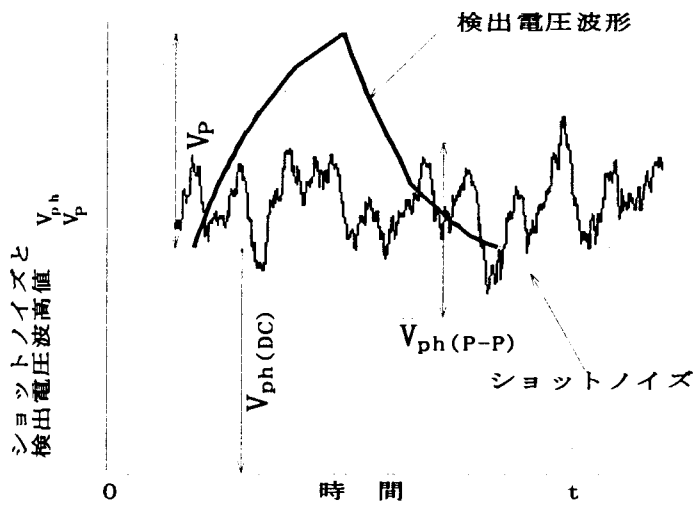
PMT光電面からの光電子の不規則放出によるショット雑音に伴い、図IV.2.15に示すようにその出力電流に揺らぎが生じる。極微弱光を扱う本測定法では、これが測定限界に大きく影響を与える。ショットノイズの定理より、PMT光電子流の揺らぎを示すショット雑音自乗平均出力電流 \tilde{i}_{ph}^2 とそのピーク値の $\tilde{i}_{ns(p-ph)}^2$ 、及び電圧ピーク値 $V_{ns(p-ph)}$ はそれぞれ次式で与えられる[20、21]。

$$\tilde{i}_{ph}^2 = 2e \cdot I_{ph} \cdot \mu^2 \cdot F \cdot \Delta B = 2e^2 \cdot \mu^2 \cdot \eta \cdot F \cdot I_s \cdot \frac{\Delta B}{h\nu} \quad (5)$$

$$\tilde{i}_{ns(p-p)}^2 = 2\sqrt{2} \cdot \sqrt{\tilde{i}_{ns}^2} \quad (6)$$

$$V_{ns(p-p)} = \tilde{i}_{ns(p-p)} \times R \quad (7)$$

ここで、 e は素電荷、 I_s はPMT への入射光量、 μ 、 η 、 F はそれぞれPMT での増幅率、量子効率、雑音指数、また R と ΔB は検出回路の負荷抵抗と帯域幅、さらに $h\nu$ は入射光子のエネルギーである。



図IV.2.15 ショット雑音に伴う PMT 出力電圧の揺らぎ

図IV.2.15 に示すように、PMT 出力信号はショット雑音による揺らぎの交番成分に、検出積分電圧波形が重畳した形で検出される。そこで、その信号の直流成分 I_{ph} は後段の回路で相殺できるので、検出可能条件としては揺らぎ量の最大値 $V_{ph(p-p)}$ の半分より検出電圧波高値 V_p が大きい $V_{ph(p-p)} < V_p$ であればよい。

そこで、本測定法による粒径の測定限界は、揺らぎ幅のピーク値 $V_{ph(p-p)}$ の半分以上をノイズ成分 N とし、また検出電圧の波高値 V_p を信号成分 S として、次式で示す二つの比、すなわち信号対雑音比 S/N 比から決めることができる。

$$\frac{S}{N} = \frac{V_p}{V_{ph(p-p)}\sqrt{2}} = \frac{V_p}{\sqrt{2}\sqrt{\tilde{i}_{ph}^2} \times R} = \frac{V_p}{\sqrt{2}\sqrt{2e^2 \cdot \mu^2 \cdot \eta \cdot F \cdot I_s \cdot \frac{\Delta B}{h\nu}} \times R} \quad (8)$$

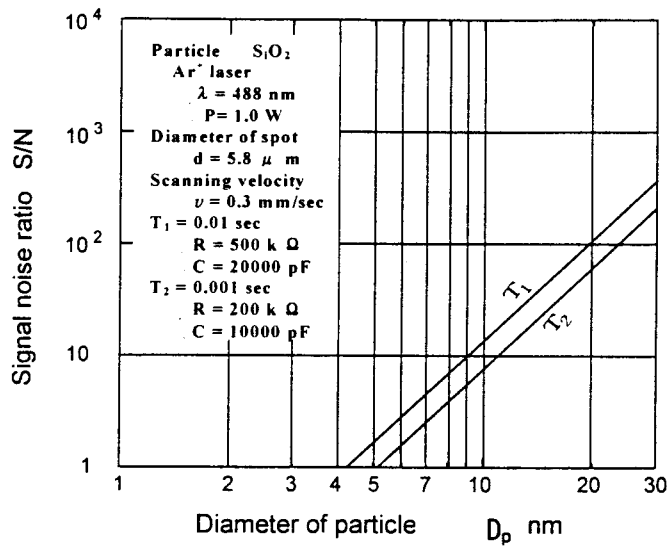
原理的には S/N が1以上あれば、波高値 V_p の検出は可能であるが、ノイズが光電子の不規則放出から起こるショット雑音に伴う揺らぎであることを考慮し、余裕をみて本測定法での粒径の測定限界を $S/N \geq 10$ として定義する。

さて、PMT における光電子流発生要因としては、

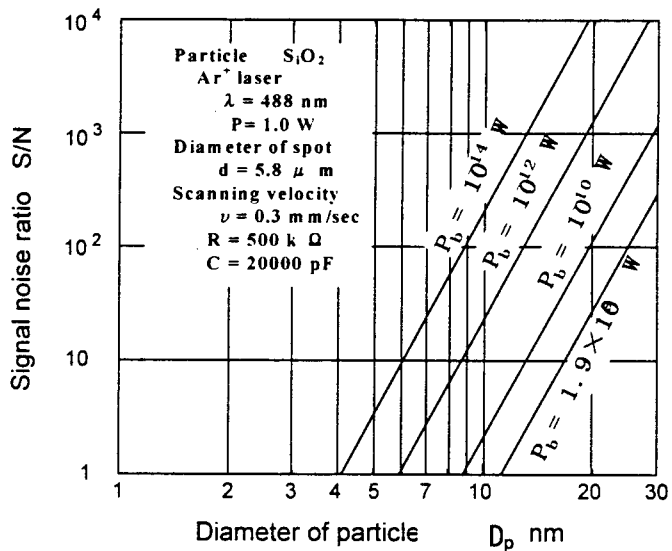
- ① 迷光（背景光）の光電面への入射
- ② 粒子からの検出散乱光の光電面への入射
- ③ 光電面からの熱電子放出による暗電流

の三つがあり、これらが合わさってPMT出力電流として取り出される。しかも、これらの出力電流には光電子流の大きさに応じた、ショット雑音に伴う揺らぎが生じた形で検出される。

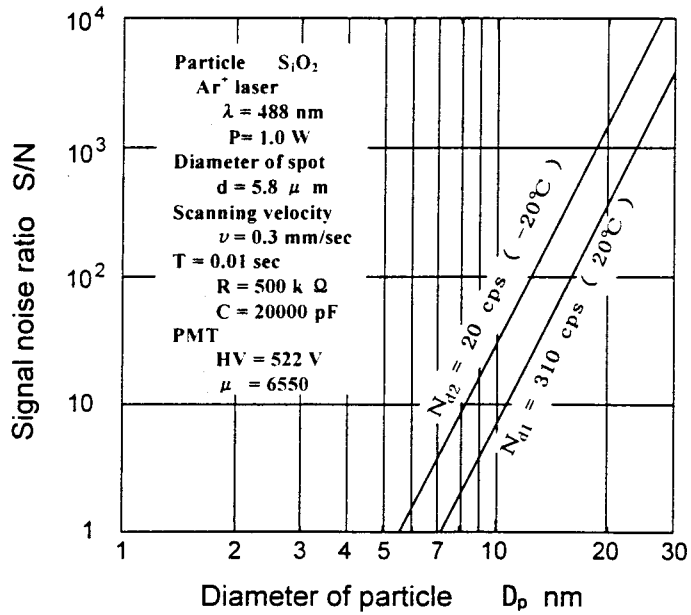
そこで、上記3つの場合におけるショット雑音を算出し、それぞれ粒径と S/Nの関係を求めて図IV.2.16～図IV.2.18に示した。



図IV.2.16 信号光のショットノイズによるS/N



図IV.2.17 迷光のショットノイズによるS/N



図IV.2.18 暗電流のショットノイズによるS/N

図IV.2.17に示すように、検光学系での迷光を 10^{-14}W まで削減すれば、 $S/N=1$ で4nm程度まで、また $S/N=10$ としても粒径6nm程度まで検出可能であることを示している。しかし、たとえ迷光を削減しても本測定法の測定限界は、図IV.2.18に示すPMTの暗電流によるショットノイズにより決められることになり、 $S/N=10$ として8nm程度、また $S/N=1$ としても、6nm程度が限界であることを示している。しかしながら、今回考案した本粒径測定法では、理論的には粒径10nm以下のナノメートルオーダーの粒子を計測できることを示している。

3.2.2 CCD カメラを用いた斜入射画像計測法

(1) Si ウエハ付着微粒子からの散乱光[8][11][12][22][24]

均質等方の媒質中に存在する半径 a の球状粒子に、直線偏光した単色平面波を入射させた場合を考える。ただし、球状粒子を囲む媒質は非伝導で非磁性とする。

時間依存性を $\exp(-j\omega t)$ とすると、電界及び磁界ベクトル時間に依存しない部分は、球状粒子の内外で時間を含まないマクスウエルの電磁方程式

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= -k_1 \mathbf{E} \\ \text{rot } \mathbf{E} &= k_2 \mathbf{H} \end{aligned} \quad (9)$$

を満足する。ただし、 k_1 と k_2 は

$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{j\omega}{c} \left(\varepsilon + j \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) \\ k_2 &= \frac{j\omega}{c} \end{aligned} \quad (10)$$

である。ここで、 ω は角周波数、 c は光速、 ε は誘電率、 σ は伝導率である。また、通常の波数 k は、球状粒子の外部では実数、内部では複素数であり、

$$k^2 = -k_1 k_2 \quad (11)$$

である。ここで、球形粒子を囲む媒質に関する量は、上付き添え字(I)によって表し、球形粒子に関する量は添え字(II)で表す。このようにすると、球形粒子を囲む媒質は非伝導であると仮定しているため、 $\sigma^{(I)} = 0$ となる。

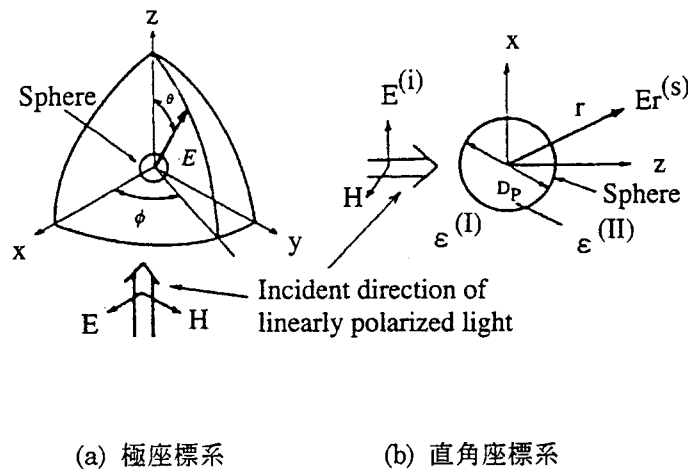
図IV.2.19(b)に示すように、球形粒子の中心を原点とする直角座標をとり、その z 方向を光波の伝播方向と一致させ、 x 方向を電気ベクトルと一致させる。そこで、入射波の電気ベクトルの振幅を 1、すなわち

$$|E^{(i)}| = |e^{jk^{(I)}z}| = 1 \quad (12)$$

と規格化すると、場ベクトルの各成分は

$$\begin{aligned}
E_x^{(i)} &= e^{jk^{(1)}z} \\
H_y^{(i)} &= \frac{jk^{(1)}}{k_2^{(1)}} e^{jk^{(1)}z} \\
E_y^{(i)} = E_z^{(i)} = H_x^{(i)} = H_z^{(i)} &= 0
\end{aligned}
\tag{13}$$

となる。ここで、極座標 r 、 θ 、 ϕ を用いると便利であるので、図IV.2.19(a)にこの座標系を示した。



図IV.2.19 球形粒子による散乱光に対する座標系

したがって、場を記述する方程式である式(9)を極座標系で表わすと、次式で示される。

$$\begin{aligned}
-k_1 E_r &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left\{ \frac{\partial(r H_\phi \sin \theta)}{\partial \theta} - \frac{\partial(r H_\theta)}{\partial \phi} \right\} \\
-k_1 E_\theta &= \frac{1}{r \sin \theta} \left\{ \frac{\partial H_r}{\partial \phi} - \frac{\partial(r H_\phi \sin \theta)}{\partial r} \right\} \\
-k_1 E_\phi &= \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial(r H_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial H_r}{\partial \theta} \right\}
\end{aligned}
\tag{14}$$

ここで、境界条件は $r = a$ として、 $E^{(1)} = E^{(2)}$ と与えられる。ただし、散乱光の光学的作用を論ずる場合、電気波成分の E_r 、 E_ϕ 、 E_θ についてのみ考えてもよいので、磁気波についての記述は省略する。また、散乱波の場ベクトルは上式の基礎方程式を解くことにより次式のように得られる。

$$\begin{aligned}
E_r^{(s)} &= \frac{1}{k^{(I)2}} \frac{\cos \phi}{r^2} \sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) {}^e B_l \zeta_l^{(I)}(k^{(I)} r) P_l^{(I)}(\cos \theta) \\
E_\theta^{(s)} &= -\frac{1}{k^{(I)}} \frac{\cos \phi}{r} \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ {}^e B_l \zeta_l^{(I)'}(k^{(I)} r) P_l^{(I)'}(\cos \theta) \sin \theta - i {}^m B_l \zeta_l^{(I)}(k^{(I)} r) P_l^{(I)}(\cos \theta) \frac{1}{\sin \theta} \right\} \\
E_\phi^{(s)} &= -\frac{1}{k^{(I)}} \frac{\sin \phi}{r} \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ {}^e B_l \zeta_l^{(I)'}(k^{(I)} r) P_l^{(I)}(\cos \theta) \frac{1}{\sin \theta} - i {}^m B_l \zeta_l^{(I)}(k^{(I)} r) P_l^{(I)'}(\cos \theta) \sin \theta \right\}
\end{aligned} \tag{15}$$

ここで、係数 ${}^e B_l$ 、 ${}^m B_l$ は次式で示される。

$$\begin{aligned}
{}^e B_l &= j^{j+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{k_2^{(I)} k^{(II)} \psi_l'(k^{(I)} a) \psi_l(k^{(II)} a) - k_2^{(II)} k^{(I)} \psi_l'(k^{(II)} a) \psi_l(k^{(I)} a)}{k_2^{(I)} k^{(II)} \zeta_l^{(I)}(k^{(I)} a) \psi_l(k^{(II)} a) - k_2^{(II)} k^{(I)} \psi_l'(k^{(II)} a) \zeta_l^{(I)}(k^{(I)} a)} \\
{}^m B_l &= j^{j+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{k_2^{(I)} k^{(II)} \psi_l(k^{(I)} a) \psi_l'(k^{(II)} a) - k_2^{(II)} k^{(I)} \psi_l'(k^{(I)} a) \psi_l(k^{(II)} a)}{k_2^{(I)} k^{(II)} \zeta_l^{(I)}(k^{(I)} a) \psi_l'(k^{(II)} a) - k_2^{(II)} k^{(I)} \zeta_l^{(I)}(k^{(I)} a) \psi_l(k^{(II)} a)}
\end{aligned} \tag{16}$$

また、関数 $\psi_l(\rho)$ と $\chi_l(\rho)$ は次式で表される。

$$\begin{aligned}
\psi_l(\rho) &= \sqrt{\frac{\pi \rho}{2}} J_{l+\frac{1}{2}}(\rho), \quad \chi_l(\rho) = -\sqrt{\frac{\pi \rho}{2}} N_{l+\frac{1}{2}}(\rho) \\
\zeta_l^{(I)}(\rho) &= \psi_l(\rho) - i \chi_l(\rho) = \sqrt{\frac{\pi \rho}{2}} H_{l+\frac{1}{2}}^{(1)}(\rho)
\end{aligned} \tag{17}$$

ここに、 $J_{l+\frac{1}{2}}(\rho)$ と $N_{l+\frac{1}{2}}(\rho)$ は、それぞれベッセル関数とノイマン関数である。

さらに、球を囲む媒質は非伝導と仮定しているため、 $\sigma^{(I)}=0$ であり、球の伝導率 $\sigma^{(II)}$ を単に σ と書いて、種々の定数を下のように示す。

$$\begin{aligned}
k_1^{(I)} &= \frac{j\omega}{c} \varepsilon^{(I)} = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \varepsilon^{(I)}, & k_2^{(I)} &= \frac{j\omega}{c} = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \\
k^{(I)} &= \sqrt{-k_1^{(I)} k_2^{(I)}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon^{(I)}} = \frac{2\pi}{\lambda^{(I)}} \\
k_1^{(II)} &= \frac{j\omega}{c} \left(\varepsilon^{(II)} + j \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\varepsilon^{(II)} + j \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right), & k_2^{(II)} &= \frac{j\omega}{c} = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \\
k^{(II)} &= \sqrt{-k_1^{(II)} k_2^{(II)}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon^{(II)} + \frac{4\pi\sigma}{\omega}}
\end{aligned}$$

(18)

ただし、 λ_0 は真空中での波長であり、 $\lambda^{(I)}$ は球面を囲む媒質内での波長である。ここで、球を囲む媒質に対する球形粒子の相対的複素屈折率を導入すると、この複素屈折率 \hat{n} は次式で求められる。

$$\hat{n}^2 = \frac{\hat{n}^{(II)2}}{n^{(I)2}} = \frac{k^{(II)2}}{k^{(I)2}} = \frac{\varepsilon^{(II)}}{\varepsilon^{(I)}} + j \frac{4\pi\sigma}{\omega \varepsilon^{(I)}} = \frac{k_1^{(II)}}{k_1^{(I)}} \quad (19)$$

さらに、 $\lambda^{(I)} = \lambda$ とし、また球形粒子の直径を D_p とすると、

$$k^{(I)} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \alpha = \frac{D_p \pi}{\lambda} \quad (20)$$

として、無次元の粒形パラメータ α を定義すると、係数である式(16)は

$$\begin{aligned}
{}^e B_l &= j^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\hat{n} \psi_l'(\alpha) \psi_l(\hat{n}\alpha) - \psi_l(\alpha) \psi_l'(\hat{n}\alpha)}{\hat{n} \zeta_l^{(1)'}(\alpha) \psi_l(\hat{n}\alpha) - \zeta_l^{(1)'}(\alpha) \psi_l'(\hat{n}\alpha)} \\
{}^m B_l &= j^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\hat{n} \psi_l(\alpha) \psi_l'(\hat{n}\alpha) - \psi_l'(\alpha) \psi_l(\hat{n}\alpha)}{\hat{n} \zeta_l^{(1)}(\alpha) \psi_l'(\hat{n}\alpha) - \zeta_l^{(1)}(\alpha) \psi_l(\hat{n}\alpha)}
\end{aligned} \quad (21)$$

と表現できる。

ここで、散乱光強度について解析する。この場合、相対的な強度にのみ注目して考えれば良いので、強度としては電気ベクトルの実振幅の自乗を採用する。さらに、垂直偏光成分散乱光強度分布関数を i_1 、また水平偏光成分散乱光強度関数を i_2 として、次式のように置き換える。

$$\begin{aligned}
i_1 &= \left| \sum_{l=1}^{\infty} (-j)^l \left\{ {}^e B_l \frac{P_l^{(1)}(\cos \theta)}{\sin \theta} - {}^m B_l P_l^{(1)'}(\cos \theta) \sin \theta \right\} \right|^2 \\
i_2 &= \left| \sum_{l=1}^{\infty} (-j)^l \left\{ {}^m B_l P_l^{(1)'}(\cos \theta) \sin \theta - {}^e B_l \frac{P_l^{(1)}(\cos \theta)}{\sin \theta} \right\} \right|^2
\end{aligned} \tag{22}$$

したがって、入射光強度を I_0 とするとき、ミー散乱光強度 I_M は、電界ベクトル成分だけで考えて、 ϕ 及び θ 方向成分の自乗の和として次式で与えられる。

$$I_M = |E_\phi|^2 + |E_\theta|^2 = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 r^2} (i_1 \sin^2 \phi + i_2 \cos^2 \phi) \tag{23}$$

ただし、 I_M は単位面積当りの散乱光強度である。

式(20)で示した粒径パラメータ α が、 $\alpha < 1$ であるとき、入射光の電磁波によって粒子内に一つの双極子が電場の方向に誘起され、入射光の振動に伴って振動する。このような双極子の振動によって発する光が散乱光であり、この散乱光は入射光と同じ振幅をもつ。このような双極子の散乱の考えに基づき、レーリ (L. Rayleigh) は前節で述べたミー散乱理論の近似解としてレーリ散乱光理論を導いた。

$\alpha < 1$ である場合、円筒関数に対するべき級数関数が利用でき、最も支配的な項のみに限ると、

$$\begin{aligned}
{}^e B_l &\sim j^l \frac{q^{2l+1}}{l^2 [1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2l-1)]^2} \frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + \frac{l+1}{l}} \\
{}^m B_l &\sim j^l \frac{q^{2l+3}}{l(l+1)(2l+1)(2l+3)[1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2l-1)]^2} (\hat{n}^2 - 1)
\end{aligned} \tag{24}$$

が得られる。

伝導率が有限である限り、 ${}^e B_l$ と ${}^m B_l$ は α の同じべき級数に比例することにより、電氣的部分波のみを考慮しただけで十分であり、その複素振幅は、

$${}^e B_l = j q^3 \frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} = j \left(\frac{2\pi\alpha}{\lambda^{(1)}} \right)^3 \frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} \tag{25}$$

で与えられる。

次に、 $|n|$ が有限値であるとし、 $r < \lambda$ なる球形粒子から遠くの点における 1 次電氣的部分の場を考える。式(15)に漸近近似を適用すると、

$$\zeta_1^{(1)}(x) = -e^{jx}, \quad \zeta_1^{(1)'}(x) = -je^{jx} \quad (26)$$

が得られ、これと

$$P_1(\cos\theta) = \cos\theta, \quad P_1^{(1)}(\cos\theta) = \sin\theta, \quad P_1^{(1)'}(\cos\theta)\sin\theta = -\cos\theta \quad (27)$$

の関係を用いれば、次式がられる。

$$E_\theta^{(s)} = -\frac{j}{k^{(1)}} \cos\phi \cos\theta {}^e B_1 \frac{e^{jk^{(1)}r}}{r} = \left(\frac{2\pi}{\lambda^{(1)}}\right)^2 \alpha^3 \frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} \cos\phi \cos\theta \frac{e^{jk^{(1)}r}}{r}$$

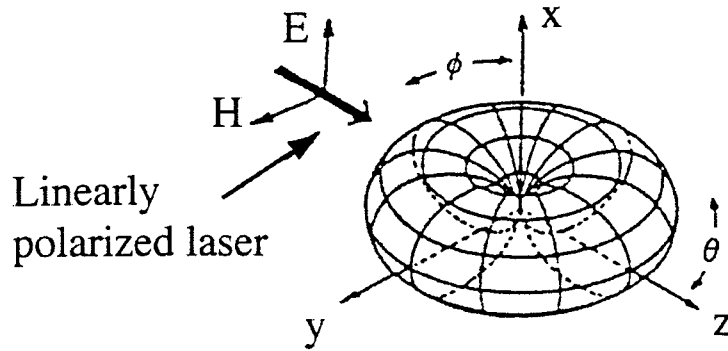
$$E_\phi^{(s)} = \frac{j}{k^{(1)}} \sin\phi {}^e B_1 \frac{e^{jk^{(1)}r}}{r} = -\left(\frac{2\pi}{\lambda^{(1)}}\right)^2 \alpha^3 \frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} \sin\phi \frac{e^{jk^{(1)}r}}{r} \quad (28)$$

ここで、ミー散乱理論と同様に相対的な強度のみ着目し、強度として電気ベクトルの実振幅の自乗をとれば、 $|E_\theta|^2$ と $|E_\phi|^2$ を式(28)より求めて、レーリ散乱光強度 I_R は入射光強度を I_0 として次式で表される。

$$I_R = |E_\phi|^2 + |E_\theta|^2 = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 r^2} (i_1 \sin^2\phi + i_2 \cos^2\phi) \quad (29)$$

$$i_1 = \left|\frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2}\right|^2 \cdot \alpha^6, \quad i_2 = \left|\frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2}\right|^2 \cdot \alpha^6 \cdot \cos^2\theta$$

ここに、 I_R は単位面積当りの光強度で、また、 i_1 は垂直偏光成分散乱光強度分布関数、 i_2 は水平偏光成分散乱光強度分布関数である。



図IV.2.20 散乱光強度分布パターン

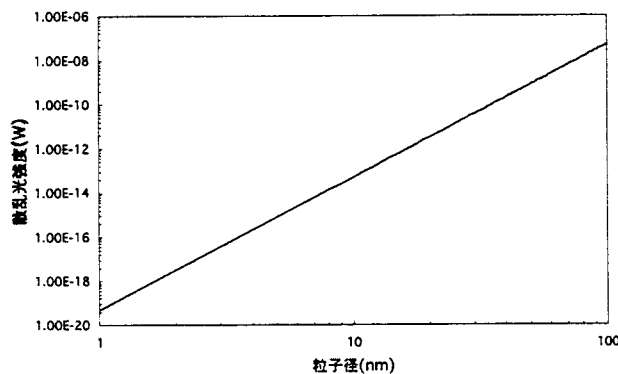
図IV.2.20 は一つの球形粒子に対して、直線偏光の光を照射させた場合に、上式より算出される強度の値を座標上にとって図示したレーリ散乱強度光分布パターンである。球形粒子は座標軸の中心にあって、光の入射方向はz軸、電界Eの振動方向はx軸、さらに磁界の振動方向はy軸と一致している。

次にレーリ散乱による微粒子から生じる全散乱光強度 I_s は、図IV.2.20 の散乱光分布パターンにおいて、式(29)を用いて θ と ϕ で積分することにより次式で求めることができる。

$$I_s = \iint I_R(\theta, \phi) dF = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I_R r^2 \sin \theta d\theta d\phi = \frac{2}{3\pi} \lambda^2 I_0 \alpha^6 \left| \frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} \right|^2 \quad (30)$$

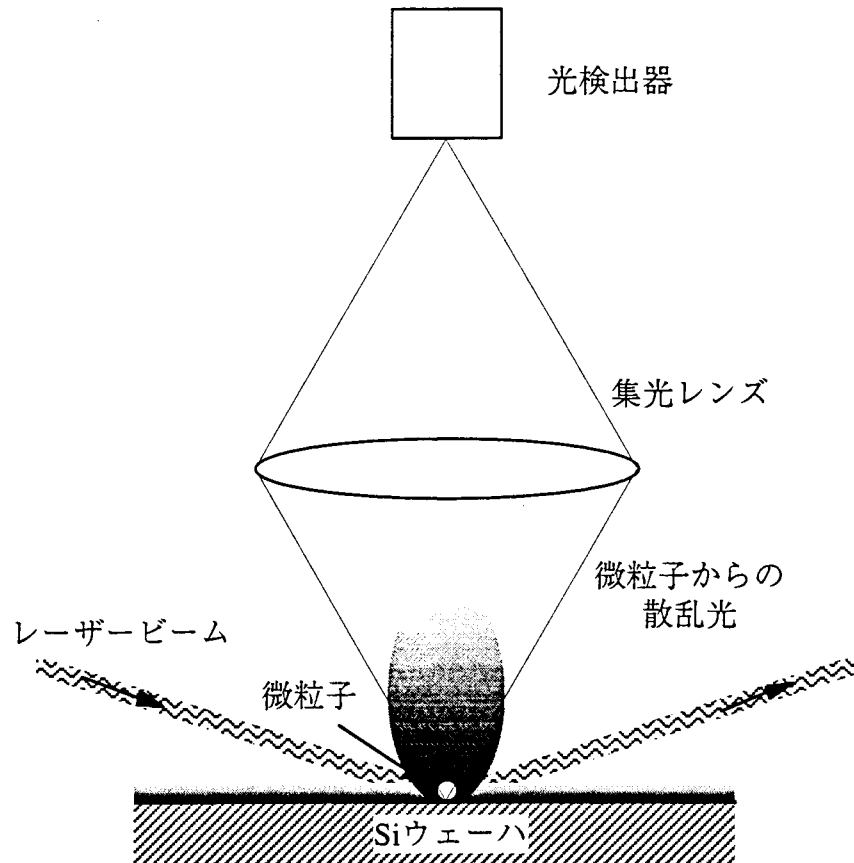
ここで、入射レーザー光強度密度 I_0 は、レーザービーム直径を d 、レーザー出力強度を I_{out} とし、 $I_0 = I_{out} / \{(d/2)^2 \pi\}$ で表される。

そこで、入射レーザー光強度密度 I_0 を 1W、レーザービーム直径を 100 μm 、粒子の屈折率を 1.592 と仮定し、式(30)により粒径 D_p に対する全散乱光強度 I_s を算出し、その関係を図IV.2.12 に示した。この計算結果より、ナノオーダーの直径の極微粒子からの散乱光は 1W の Ar⁺レーザーを照射した場合でも 10^{-14}W 程度の微弱光であることがわかった。また、市販の異物検出装置より 2桁から 3桁小さな散乱光を検出しなければならない。



図IV.2.21 超微粒子に対するレーリ散乱光強度

(2) 粒子検出原理と特徴



図IV.2.22 微粒子検出原理

図IV.2.22 はレーザー光散乱による微粒子検出原理の概略図を示したものである。入射レーザー光は限外顕微鏡の原理に基づき、Si ウエハ表面上に入射角約 76 度の低入射角で照射する。集光レンズでビーム径約 $100\mu\text{m}$ に絞りこんでいる。この照射部では、Si ウエハが鏡面加工した鏡面ウエハを用いているため入射波と反射波とからなる合成波が Si 基板表面にできていると考えられる。この表面合成波中に微粒子や Si 表面の極微小な凹凸があるとそこで散乱光が生じる。この散乱光を顕微鏡の対物レンズで集光し、CCD カメラで検出する。よってこのような検出方法では、粒子からの輝点が Si 表面の極微小な凹凸に起因する輝点 (=スペckル) に埋もれない程度まで有効である。

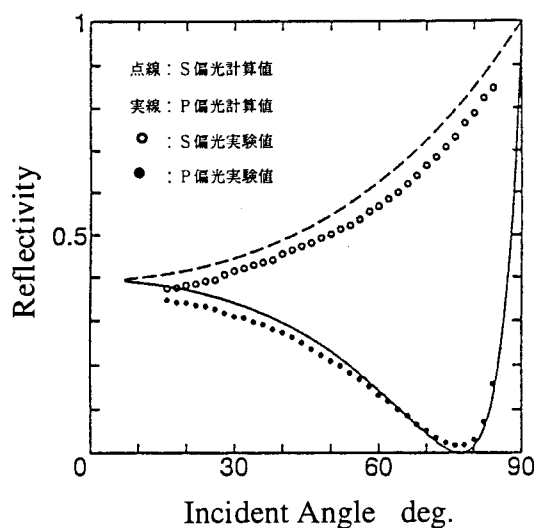
また、計測した散乱光強度から標準粒子等価粒径を求める必要がある。光源としているレーザービームはガウス分布の強度を持っており、単一ビームでは計測領域を一樣な光量で照射することができず、計測場所によって入射光強度が異なることになる。そこで入射レーザー光を

高速で X-Y 走査し、大面積にわたって均一に照射する方法を採用した。

(3) 入射レーザー光の入射角度・偏光面の決定

レーザーの入射角度によって粒子及びスペckルパターンからの散乱光強度は変化するので、計測においては微粒子検出に最も効率の良いレーザーの入射角を決定する必要がある。そこで、Si のブリュースター角について考えてみた。Si ウエハが完全に鏡面であるとする、ブリュースター角では P 偏光は完全に吸収される。

偏光板を用いて P 偏光、S 偏光における Si の反射率を測定した。結果を図 2-5 に示す。



図IV.2.23 Si ウエハの反射率

実験値は計算値とほぼ一致し、ブリュースター角は 76° 付近であることが分かる。ブリュースター角で反射率が 0 になっていないのは、入射レーザーに含まれる P 偏光以外の成分、Si ウエハ表面の微小粗さによる散乱光、及び酸化膜の影響が考えられる。また、入射光の偏光面による影響を調べるにあたり、Si のブリュースター角に着目して、実験ではレーザー入射角度をこのブリュースター角 (約 76°) に統一し、偏光面を P・S 偏光としてそれぞれ散乱光計測を行うこととした。

3.3 散乱光による微粒子計測装置の試作

3.3.1 楕円面鏡を用いたレーザービーム走査型全散乱光検出装置の試作

(1) 計測機の構造

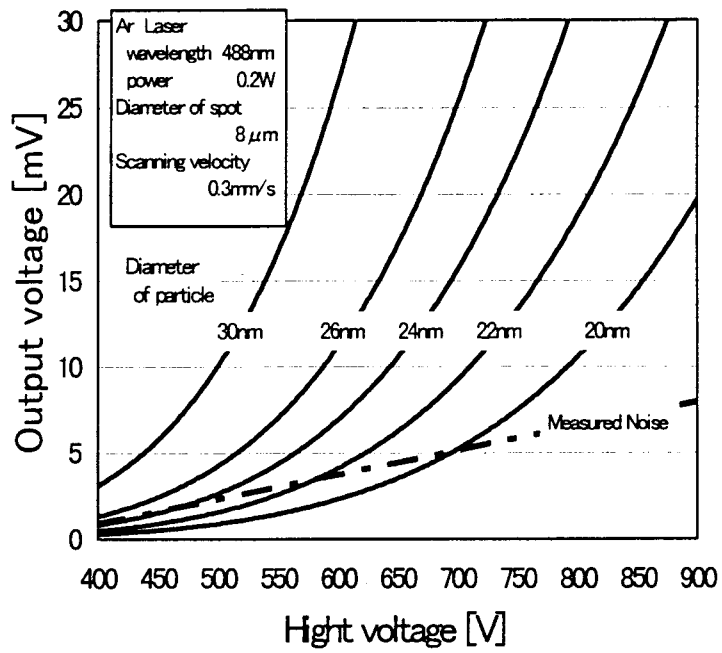
今回試作した計測機の構造については、図IV.2.15～図IV.2.19 に示したが、大きく分けて照射光学系、集光光学系、光電子増倍管（PMT）を含む信号検出系、試料ステージと駆動系、およびコンピュータ部で構成されている。

照射光学系では、波長 $\lambda=488\text{nm}$ のアルゴンレーザーを用い、図IV.2.15 と図IV.2.16 に示すように収束レンズにより直径 $8\mu\text{m}$ のスポット光に絞っている。また、集光光学系では、微粒子からの微弱な全散乱光を効率よく集光するため、試料面上に楕円集光ミラーをつけ集光し、さらに集光した散乱光を PMT に導くために楕円集光ミラーの下に、放物面集光ミラーを取り付けている。試料ステージは、XYZ θ の 4 軸駆動ステージで構成されている。PMT で検出された散乱光は、CR 検出回路部で積分波形として取り出され、さらにコンピュータで電圧波形の 3 次元表示と粒径の算出処理が行われて表示される。

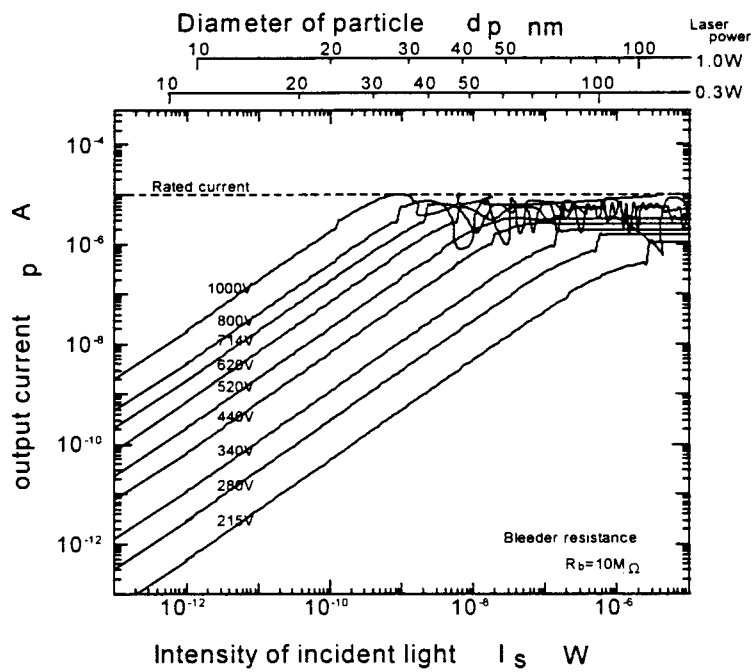
(2) 計測機の分解能評価

図IV.2.24 に、PMT 印加電圧に対する計測可能粒径との関係を示す。これは、微粒子からの各粒径ごとの散乱光強度による PMT 出力電圧と印加電圧との関係に装置の迷光強度を重ねて、PMT 印加電圧による計測可能粒径を求めたものである。図に示すように、波線で示す迷光による PMT 出力電圧レベルより粒子からの散乱光による出力電圧が高ければ、2.1.4 項の計測原理で述べたように、S/N の関係から粒径の検出が可能となる。したがって、粒径が 20nm の場合、印加電圧が約 700V 程度で S/N=1 となるので、700V 以上すれば十分 20nm 以下の粒径の検出が可能であることを示す。しかし、図IV.2.25 で示すように、今回 PMT の保護対策として、PMT ブリーダ抵抗に低抵抗を用いて、その入出力特性を飽和させているので、通常 500V 程度以下の印加電圧での使用に限定される。したがって、図IV.2.24 に示すように、印加電圧 500V で検出信号レベルがショットノイズと同じ、すなわち S/N=1 となり、粒径 24nm 以下の検出は困難となるので、これが本計測機の現時点での検出限界となる。

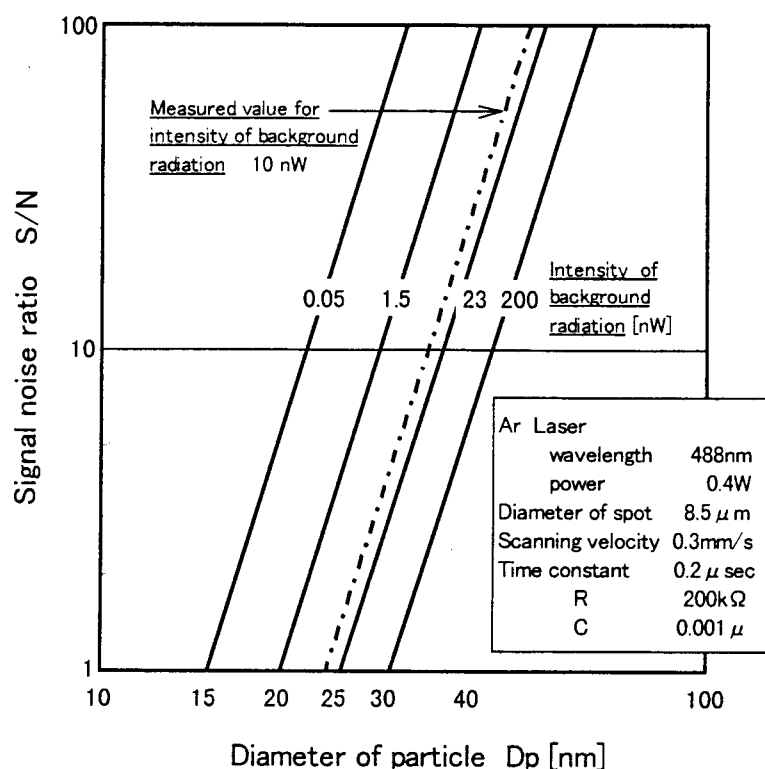
さらに、迷光強度に対する粒径と S/N の関係図IV.2.26 に示す。図に示すように、本装置の迷光は 10nW 程度なので、検出限界を S/N=1 とすれば、検出可能粒径は約 24nm であることを示している。さらに、迷光が削減できれば、直径 10nm 以下の粒子まで計測可能だが、2.1.4 項で述べたように、本測定機の粒径に対する測定限界は迷光の如何に係わらず、PMT の暗電流によるショットノイズで決められ、その限界は S/N=1 で約 4nm となり、また S/N=10 とすれば約 6nm である。



図IV.2.24 PMT 印加電圧に対する計測可能



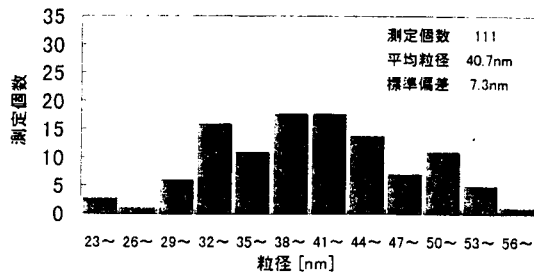
図IV.2.25 PMT 光量対出力電圧特性シミュレーション



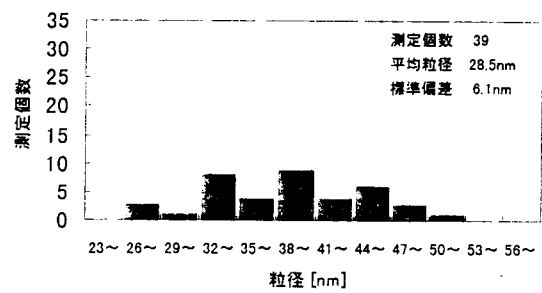
図IV.2.26 迷光強度に対する検出可能粒径と S/N 比

(3) 計測機の校正

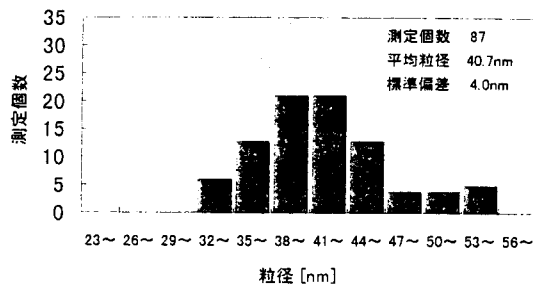
ポリラテックス標準微粒子 (PSL) を用いて本装置の校正を行った。すなわち、平均粒径が 88nm、43nm、37nm の 3 種類の PSL を、パターン未形成の Si ウエハに散布したのち、本測定装置で計測して校正を図った。その測定結果を図IV.2.27 と図IV.2.28 に示し、さらにこれらの結果から校正曲線を作成して図IV.2.29 に示す。校正曲線に示すように、直線性のよい校正結果を得ることができ、本計測機の有効性を示すことができた。これにより、2.1.4 項および前項で述べたように、迷光が削減できれば直径 10nm 以下の粒子までの計測可能性を示すことができ、さらに現迷光レベルでも、24nm 程度の粒子計測が可能であることも示すこともできた。



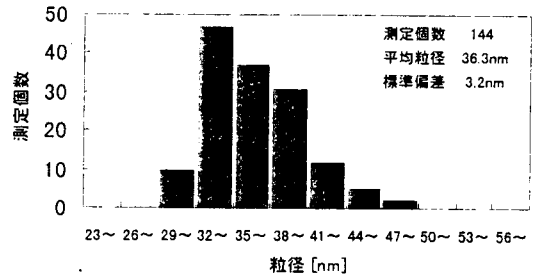
(a) TEM (PSL43nm)



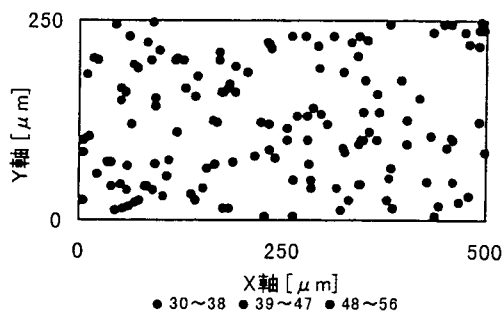
(d) TEM (PSL37nm)



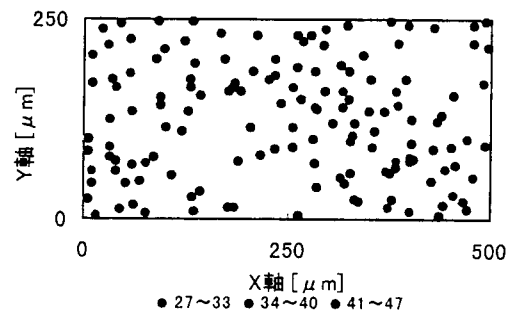
(b) 測定機による計測値(PSL43nm)



(e) 測定機による計測値(PSL37nm)



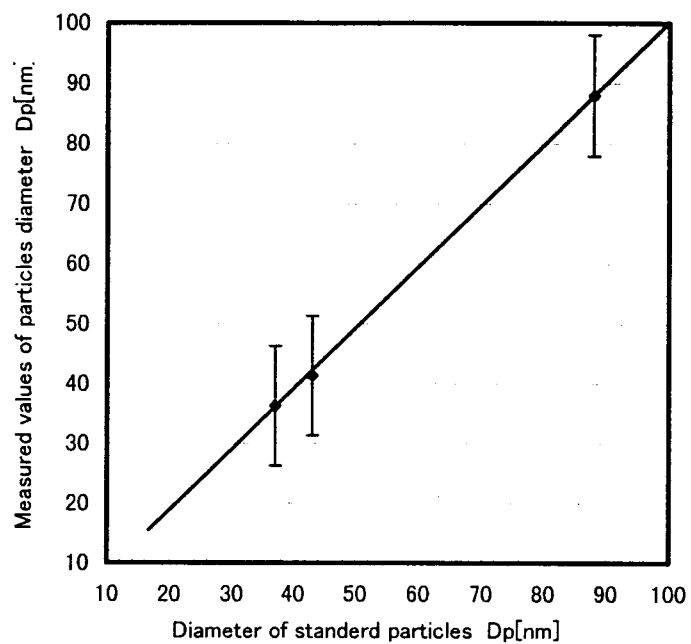
(c) 計測粒子分布図(PSL43nm)



(d) 計測粒子分布図(PSL37nm)

図IV.2.27 PSL(粒径 43nm)
の計測結果

図IV.2.28 PSL(粒径 37nm)
の計測結果



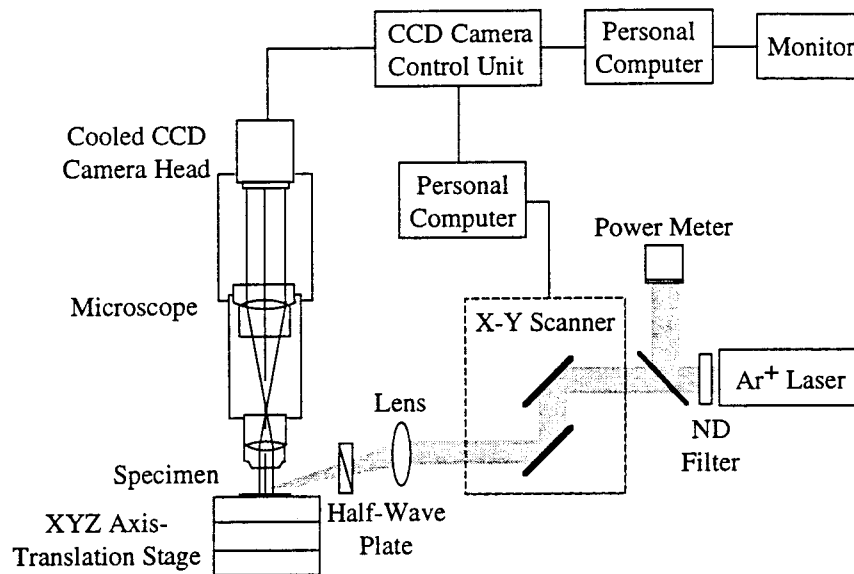
図IV.2.29 微粒子測定機の校正特性図 PSL(ϕ 88、43、37nm)

3.3.2 CCD カメラを用いた斜入射画像計測装置の試作

(1) 計測器の構造

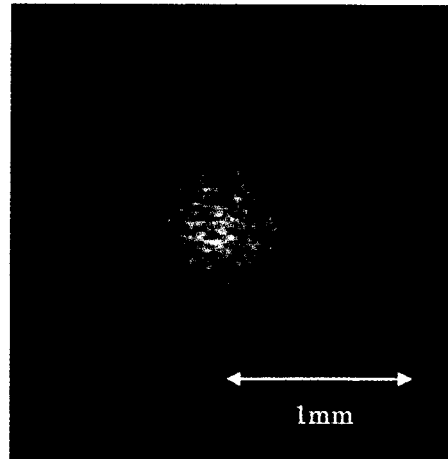
実験装置の概略図を図IV.2.30 に示す。光源には波長 488nm、出力 1W の Ar⁺レーザー（スペクトラフィジックス、MODEL164）を用いた。装置の構成はレーザー光の光量調節部、レーザービーム走査部、偏光面回転部、試料台、観察・計測部とこれらを総合的に制御するパーソナルコンピュータから構成されている。レーザー光はフォーカシングレンズ(f=300mm)で集光し、ビーム径約 100 μm で試料である Si ウエハ表面に約 76 度で入射させた。レーザー光の偏光面の調節は 1/2 波長板で行った。試料からの散乱光は、その法線方向から光学顕微鏡により集光され、CCD カメラ上に結像された。パーソナルコンピュータに取り込まれた画像は 1018×1000 画素で構成され、各画素の輝度は 4096 階調である。

レーザービームの走査機構にはガルバノメータスキャナ（ケンブリッジテクノロジー社、MODEL6650）を採用した。CCD カメラの露光時間は、このレーザービームの走査速度や範囲によって決まる。冷却 CCD カメラ（浜松ホトニクス、C4880）では、今回のような長時間露光時においても暗電流ノイズは非常に低く抑えられている。実験は、市販の Si ウエハに既知の粒子径を持つラテックス粒子を散布したものを標準試料とし、付着粒子からの散乱光を計測した。

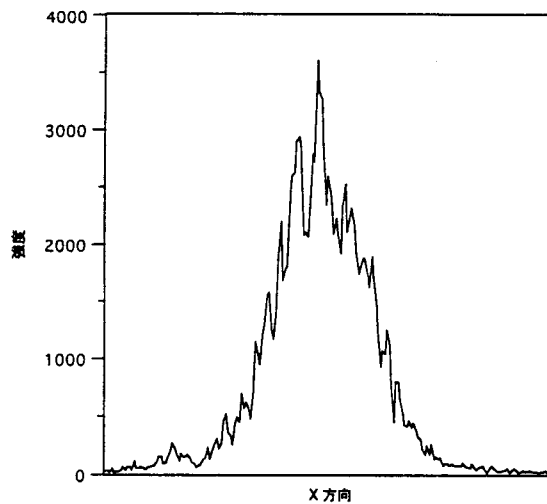


図IV.2.30 実験装置の概略図

実験では波長 488nm の Ar イオンレーザービームを使用している。このレーザービーム自身を CCD カメラで計測すると下図IV.2.31 のようになる。



図IV.2.31(a) レーザービームの CCD 画像



図IV.2.31(b) レーザービームの断面強度分布

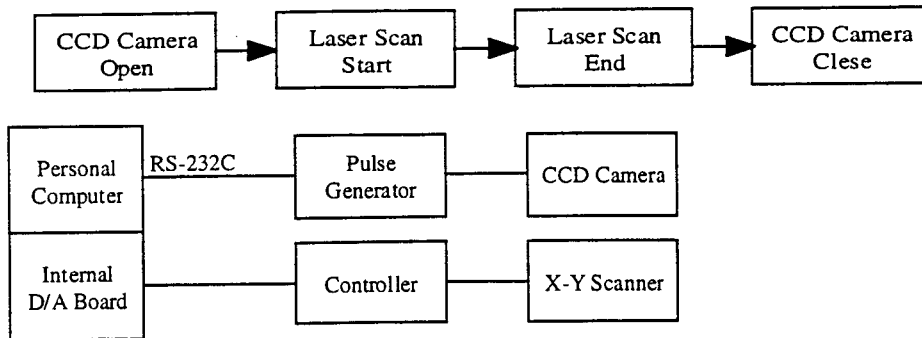
図IV.2.31(a)、(b)のように、入射レーザービームは全体に均一な強度ではなくガウス分布をしていることが分かる。また、なめらかな分布にはなっておらず、場所的・時間的にある程度のばらつきを持っている。

(2) レーザビームスキャナー

レーザービームの強度はガウス分布をしているため、Si ウエハに単一ビームを入射させたのでは入射光強度が場所によって違うことになる。そこで X-Y スキャナを用いて入射レーザービームを観察領域の2倍程度にわたってクランク状に走査する方法を採った。

この X-Y スキャナの制御は図IV.2.32 のように PC のプログラム上で行う。PC から出されたデジタル信号は D/A 変換ボードを通してアナログ信号に変換されコントローラに入り、

0.25 V/機械角度でスキャナを動作させる。また CCD カメラの露光開始・終了も PC で同時に制御され、レーザービームの走査開始・終了と同期させている。

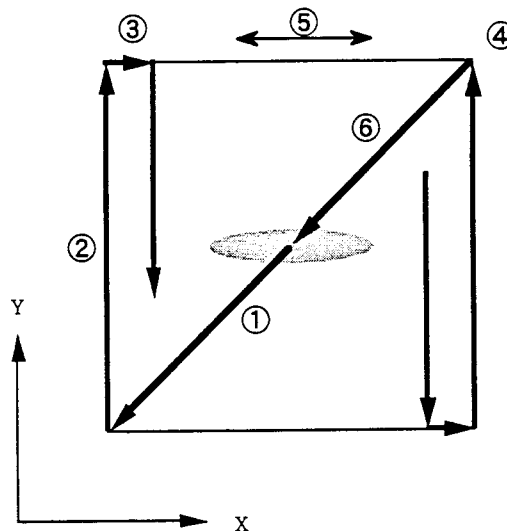


図IV.2.32 X-Y スキャナ及び CCD カメラの制御と同期

次にレーザービームの操作手順について述べる。図IV.2.33 のようにまずレーザービームを観察領域の中心に合わせておく。その後、

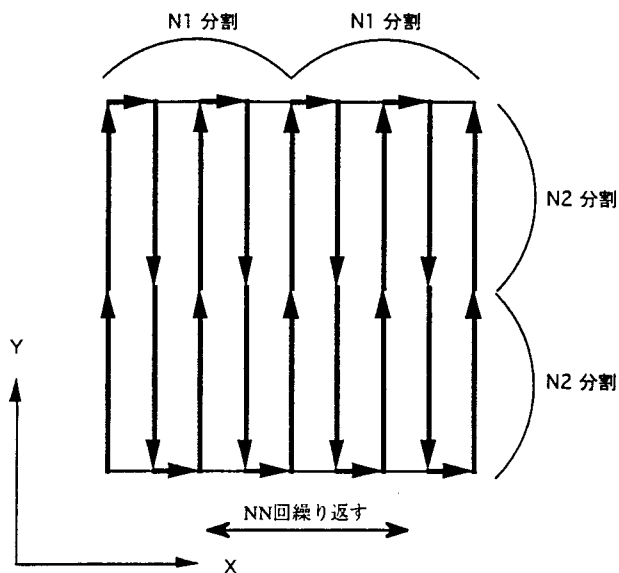
- (1) 走査領域の左下に移動し、CCD カメラのシャッターを開ける
- (2) Y 方向に走査
- (3) X 方向に送り分だけ移動し、-Y 方向に走査
- (4) (2) (3) を繰り返して領域の右上まで走査する
- (5) (2) ~ (4) を指定回数繰り返す
- (6) 走査領域の中心に戻す

という手順で行う。



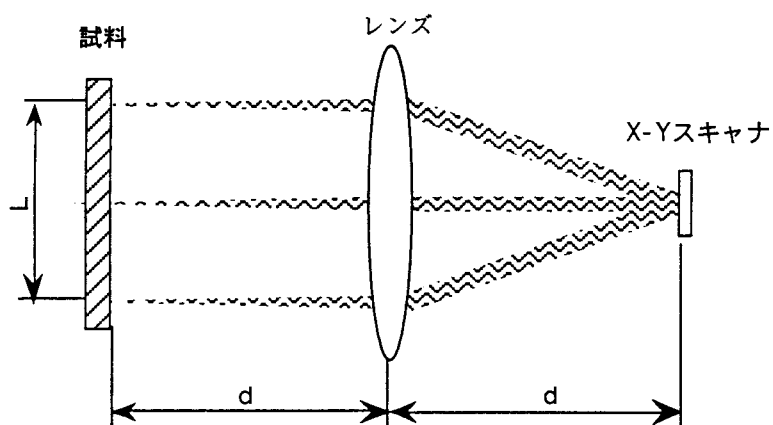
図IV.2.33 レーザービーム走査手順

走査速度、送りの大きさ、繰り返し回数の設定は図IV.2.34 のように $N1$ 、 $N2$ 、 NN の値により決まる。



図IV.2.34 レーザービーム走査設定

今回は $N1=10$ 、 $N2=0.5$ とし、 NN により入射光量・露光時間を変えることとした。また、走査領域はプログラム上で変える。今回は $60(\text{digit}) \times 60(\text{digit})$ としたので実際の走査領域は次のようになる。



図IV.2.35 走査領域

今回の設定では

- ・ D/A 変換ボード : 12bit(=4096[*digit*]), -2.5[V]~2.5[V]
- ・ X-Y スキャナ : 0.25[V/度]
- ・ スキャナと集光レンズまでの距離 (=d) : 300[mm]

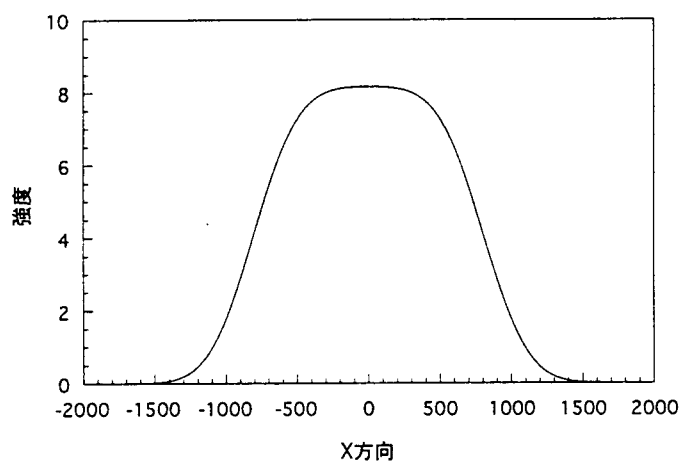
より、走査領域 L は

$$\begin{aligned} L[\text{mm}] &= 5/4096[\text{V}/\text{digit}] \times 1/0.25[\text{度}/\text{V}] \times \pi/180[/\text{度}] \times 60[\text{digit}] \times 300[\text{mm}] \\ &= 1.534[\text{mm}] \end{aligned}$$

となる。スキャナと集光レンズまでの距離(=d)をレンズの焦点距離(f=300[mm])と一致させているので、レンズを通過した後のレーザー光は平行光となりレンズ上を走査した領域がそのまま試料上を走査した領域と同じになる。しかし実験ではさらにミラーで曲げて入射角度を 76 度に行っているため実際の試料上の走査領域は平行四辺形となり、領域の端の方では均一照明性に多少誤差が出ていると思われる。

(3) ガウシアンビームの重ね合わせによる均一照明

図IV.2.34 で示したようにレーザービームは X 方向には設定した量だけ送られている。このときの X 方向での均一照明性を、ガウシアン分布の重ね合わせにより計算した。入射角 76 度よりビームの焦点は楕円になっているので、X 方向のビーム径を 500 μm 、送り量を 76.7 μm としてガウシアン分布を 20 個重ねたときの計算結果を図IV.2.36 に示す。



図IV.2.36 ガウシアンビームの重ね合わせ

観察領域は $600 \mu\text{m}$ 四方に設定しているため、その領域内ではほぼ均一に照明していることがわかる。

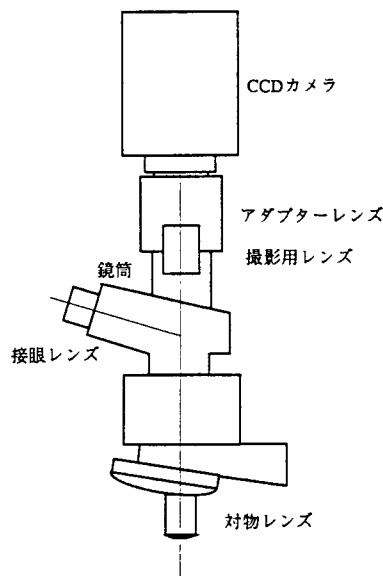
(4) 検出光学系の設定

散乱光計測部の光学系の設定を図IV.2.37 に示す。Si ウエハからの散乱光は光学顕微鏡（オリンパス、BH2-UMA）の対物レンズで集光され、撮影用レンズ・アダプターレンズを通った後、CCD カメラに結像される。それぞれのレンズは以下のような仕様となっている。

- ・対物レンズ MS Plan 10×
開口数(N.A.) 0.30
作動距離(W.D.) 9.00[mm]
- ・撮影レンズ NFK 6.7×
- ・アダプターレンズ U-PMTVC 0.3×

以上より CCD カメラの結像面での倍率は 20.1 倍となり、観察領域は $600 \mu\text{m}$ 四方となる。

またこの光学系全体の透過率は 71.4(%)である。

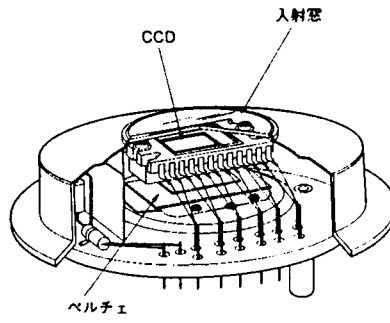


図IV.2.37 検出光学系

(5) 冷却 CCD カメラ

本装置のようなレーザー走査型のシステムの場合、CCD カメラは観察領域がレーザー走査されている間シャッターを開けておくという、いわゆる長時間露光モードにしなければならない。この場合、常温では CCD 素子に多くの暗電流が発生し、これがノイズとなって CCD の画像品位、検出感度を大幅に劣化させてしまう。

今回、用いた冷却 CCD カメラ(浜松ホトニクス、C4880) は CCD をペルチエ素子で冷却することにより暗電流を低減し、ノイズ特性を極限まで減少させたものである(図IV.2.38)。また、科学計測用フルフレームトランスファー型 CCD を採用したため長時間露光において今までの超高感度撮像管よりさらに暗い領域での撮影が可能である(表IV.2.1)。

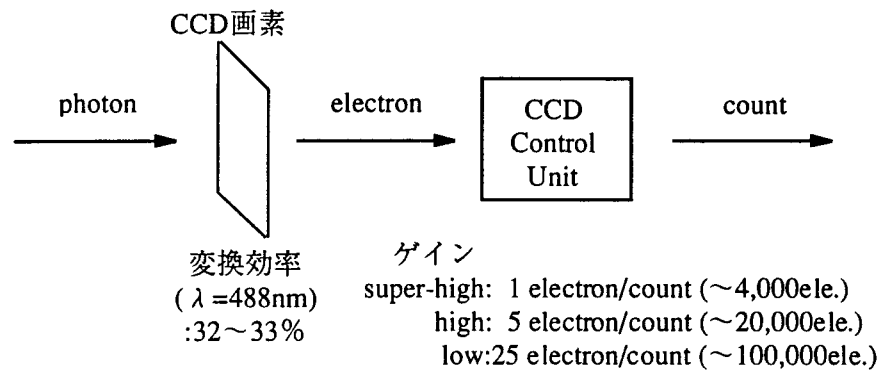


図IV.2.38 CCDカメラの真空封じ切りヘッドの構造

表IV.2.1 冷却 CCD カメラの仕様

	C4880-16
有効画素数	1000(H)×1018(V)
画素サイズ	12 μm×12 μm
飽和電荷量	60,000 electrons
冷却温度	-40~-50℃
平均暗電流	0.05 electron/pixel/s
最大感度	10 ⁻⁶ lx

次に冷却 CCD カメラが光をどのように計測しているのかを図IV.2.39 に示す。

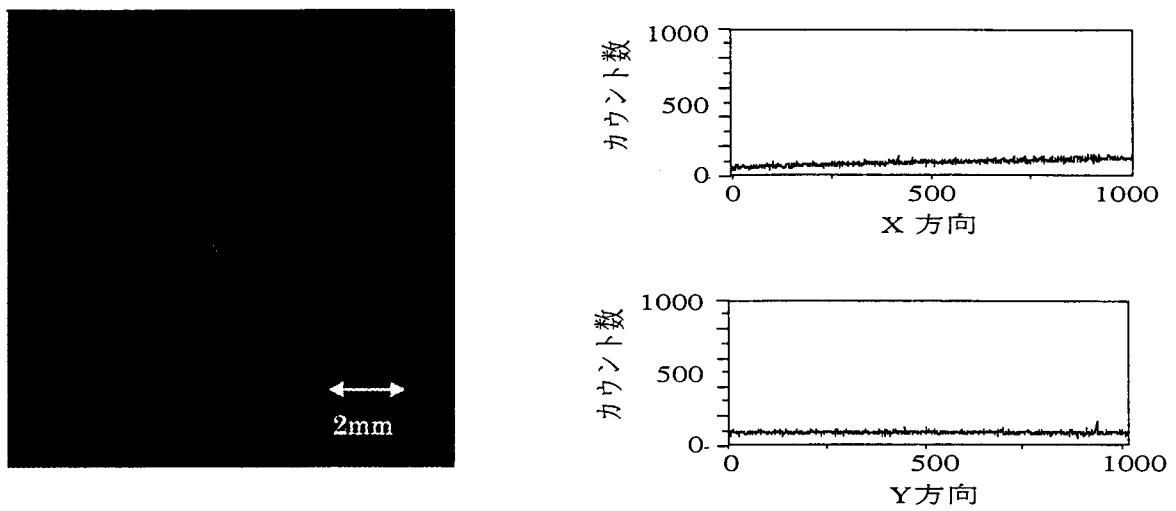


図IV.2.39 冷却 CCD カメラの変換効率・ゲイン

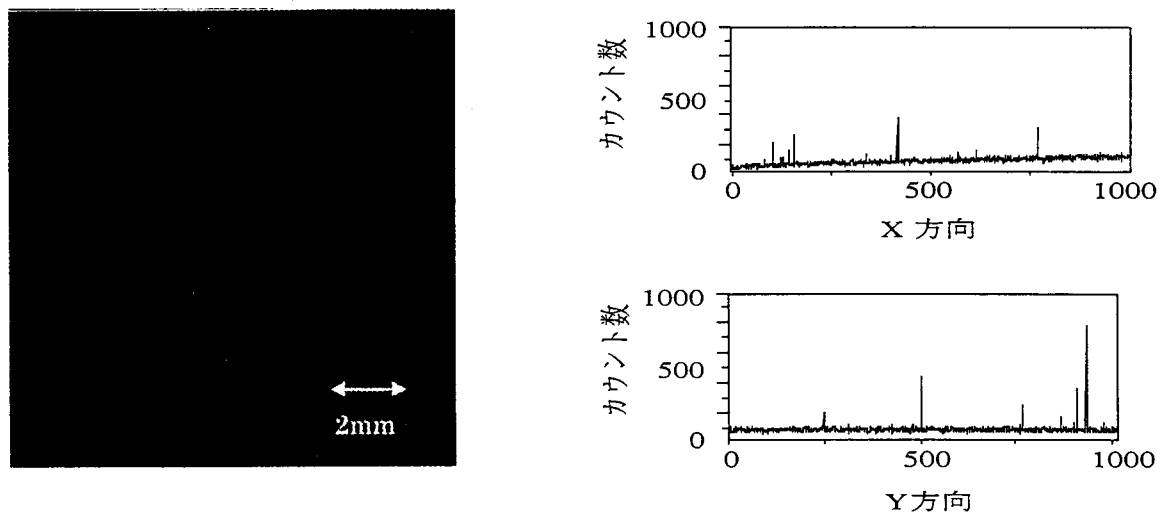
ゲインを super-high にすると、だいたい光子 3 個で 1 カウントとなる。読み出しモードには高精度読みだし(スロースキャン、0.25 フレーム/s)と高速読みだしモード(7 フレーム/s) の 2 種類があり、フォーカス合わせや位置の調整などの操作性も良い。ダイナミックレンジはこれらの調節により最大 43000:1 となる。

(6) 暗電流によるノイズ

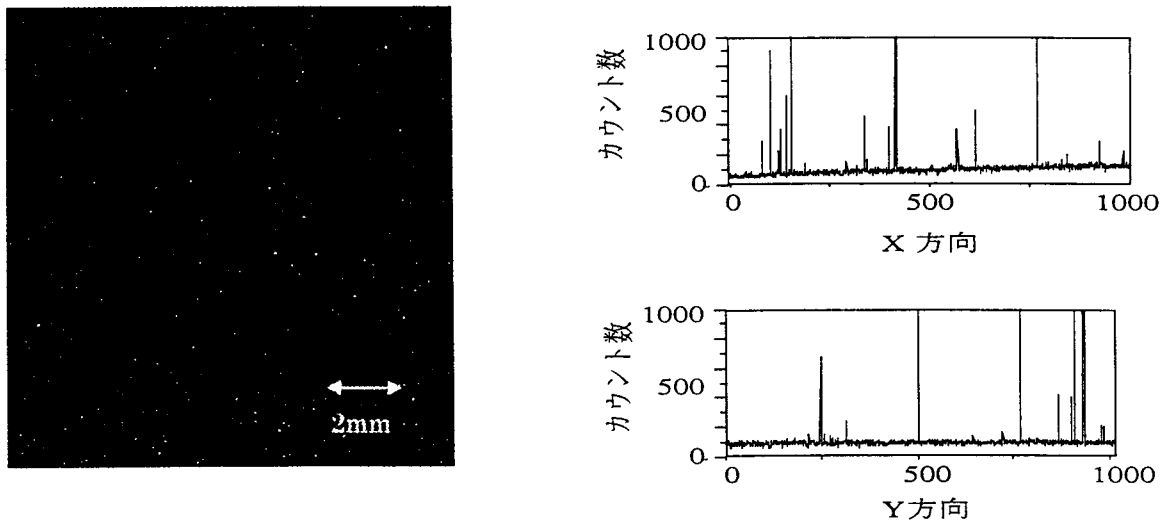
長時間露光時における暗電流ノイズを、暗状態 (CCD カメラに光を全く入れない状態) において計測した。以下に露光時間を 1 秒、10 秒、60 秒としたのきの計測画面とその中心付近での X、Y 方向のプロファイルを示す。



図IV.2.40(a) 1.06 秒露光時の暗電流ノイズ



図IV.2.40(b) 10.6 秒露光時の暗電流ノイズ

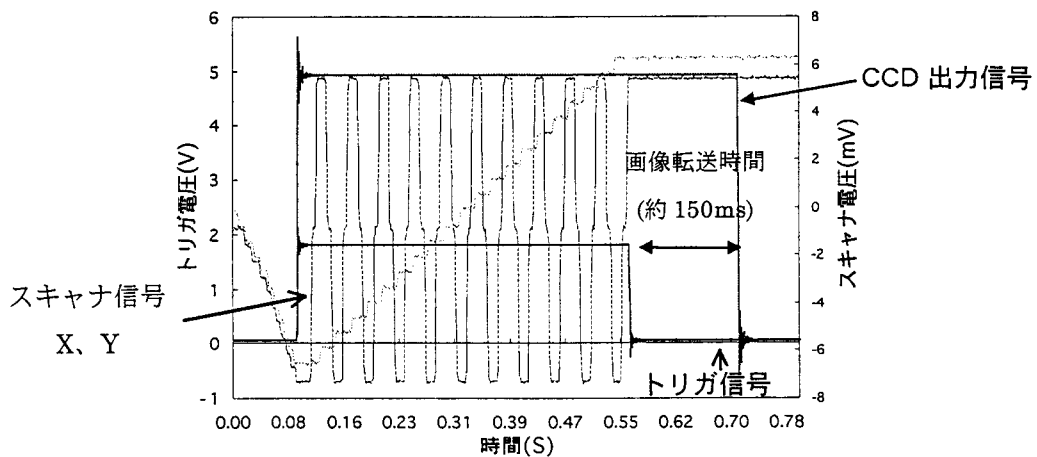


図IV.2.40(c) 63.6 秒露光時の暗電流ノイズ

このように露光時間を長くしていくにつれ暗電流による1画素単位の輝点が現れてくる。またバックグラウンドのノイズレベルは常に右上がりの傾向を持つ。この暗電流による輝点は CCD カメラの構造上同じ場所に出るので、計測画像からこの暗電流ノイズ画像を引くことにより散乱光のみの計測画像を得ている。

(7) 長時間露光モードの設定及び X-Y スキャナとの同期

画像取り込みの制御は 3.3.2(2)で述べたように、PC で CCD カメラと X-Y スキャナを同時に行っている。ここではその同期方法について詳しく述べる。

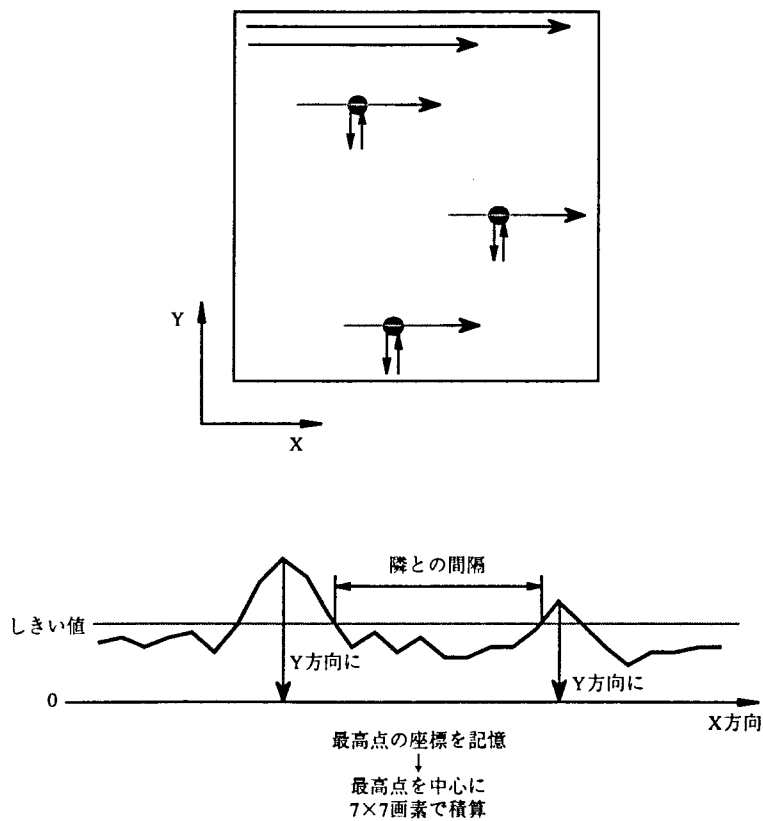


図IV.2.41 CCD カメラと X-Y スキャナの同期タイミングチャート

CCD カメラはトリガ信号の立ち上がり (TTL レベル) を CCD カメラ・コントロールユニットに入れることにより露光を開始する。その後設定した時間だけ露光し、終了後約 150ms かけて画像を出力する。図IV.2.41 よりの CCD カメラの露光時間とスキャナの走査時間が一致しているのが分かる。

(8) 粒子検出自動化プログラム

冷却 CCD で得られる計測画像は 1018×1000 個のデータからなる。また粒子像は多画素にわたるため、輝点の周りがある範囲積算した値をその粒子からの散乱光強度とする必要がある。そこで、1 つの画像データより自動的に粒子からの輝点を探し、さらにその中心から指定した範囲を積算して散乱光強度を出力する粒子検出プログラムを開発した。

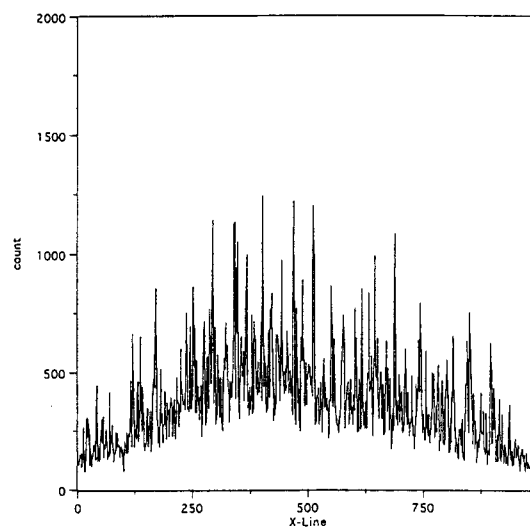
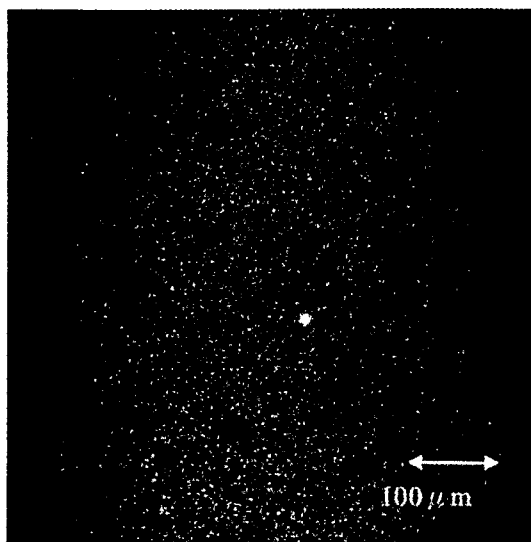


図IV.2.42 検出プログラムの考え方

図IV.2.42 の矢印のように画像データ (1000×1018 画素) を読んでいき、しきい値より大きな値が集まっているところの最高点の座標(X、Y)を記憶する。また隣との間隔を設定することにより 1 個の粒子からの散乱光と判断する。すべてのデータを判断した後、記憶していた座標を中心に 7×7 画素分積算した値をその座標にある粒子からの散乱光強度として出力する。

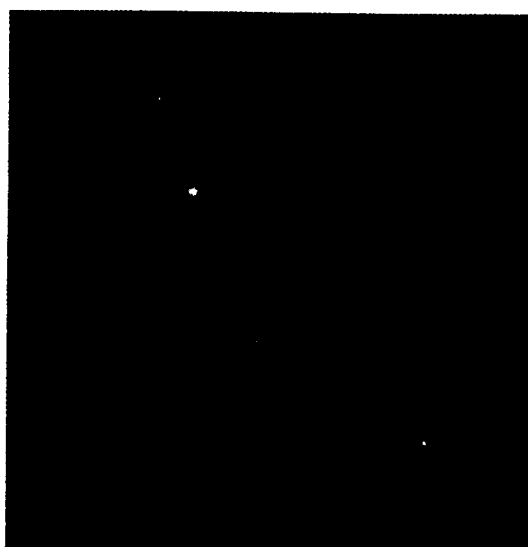
(9) 計測機の特徴・レーザービーム走査による均一照明性

鏡面 Si ウエハ上でレーザービームをクランク状に走査させ、単一ビーム入射の場合と入射光強度の場所による違いを比較した。図IV.2.43 (a)、(b)に単一ビーム時、図IV.2.44 (a)、(b)、(c)に走査ビーム時の観察結果（中央付近に粒子を映す）とそのプロファイルを示す。

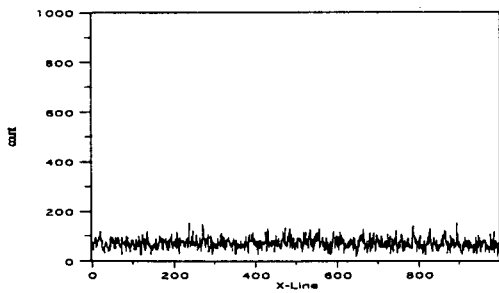


図IV.2.43(a) 単一ビーム入射時の観察結果

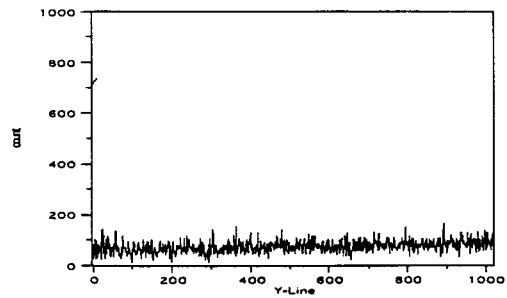
図IV.2.43 (b) X方向プロファイル



図IV.2.44(a) 走査ビーム時の観察結果



図IV.2.44(b) 走査ビーム時の
X方向プロファイル



図IV.2.44(c) 走査ビーム時の
Y方向プロファイル

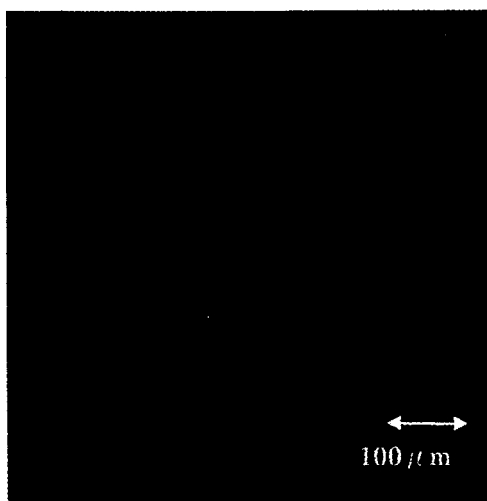
単一ビームの場合は中央にレーザービームの焦点が見える。走査ビームにすると、X、Y 方向どちらにも一様な明るさになっている。

これより、走査ビームではほぼ均一に照明できていることが分かる。

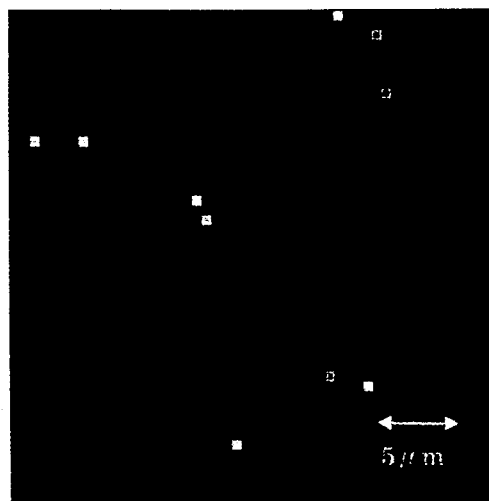
(10) 計測機の特長・冷却 CCD カメラの暗電流特性

CCD はシリコンから製造されるので、その基本特性はシリコンの暗電流特性に依存する。シリコンは室温において多くの暗電流を発生し、この暗電流によるノイズが CCD の画像品位、検出感度を大幅に劣化させる。

CCD の暗電流は通常 7~8℃下がることによって 1/2 になると言われており、使用した冷却 CCD カメラでは CCD をペルチェ素子で冷却することによりノイズを極限まで減少させている。しかし本計測法のように長時間露光した場合、除去しきれない暗電流が発生してノイズとなってしまう。このような暗電流については、カメラに全く光を入れない状態にして調べた。



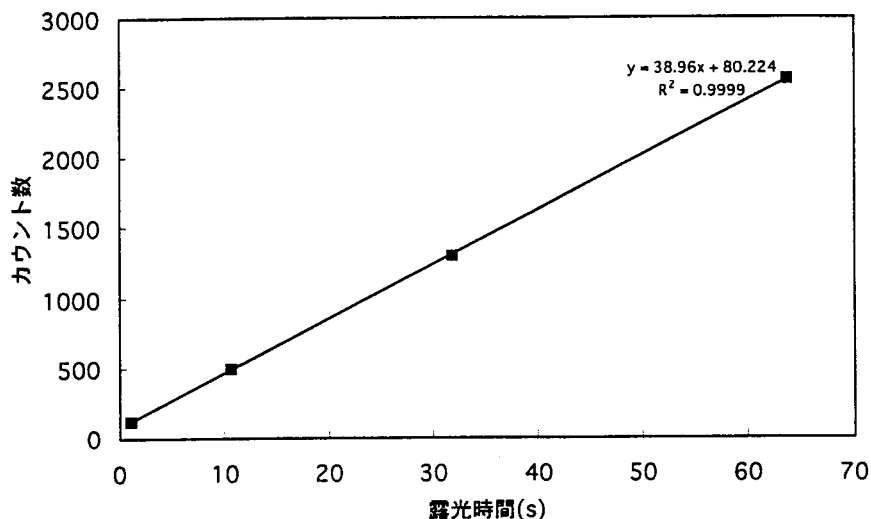
図IV.2.45(a) 暗電流画像



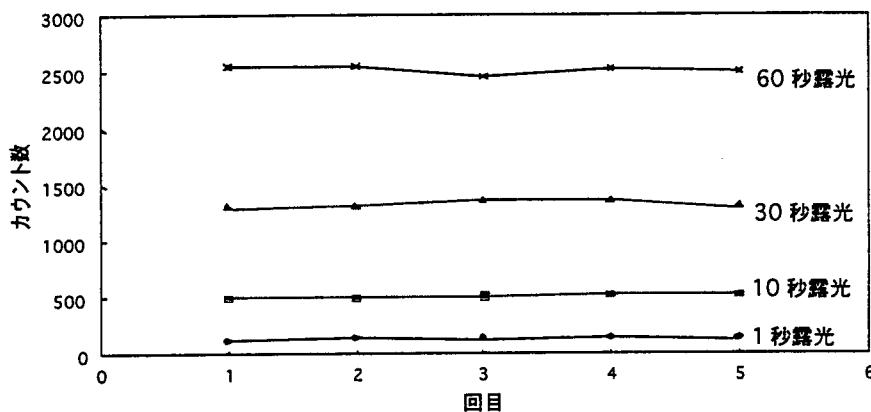
図IV.2.45(b) 図(a)の中央付近を拡大

図IV.2.45に63.6秒露光したときの計測画像を示す。

1画素単位で暗電流による輝点がみられる。これらのうちのある1点について、露光時間を変えて5回ずつ計測したときの特性を次に示す。



図IV.2.46 暗電流の露光時間依存性

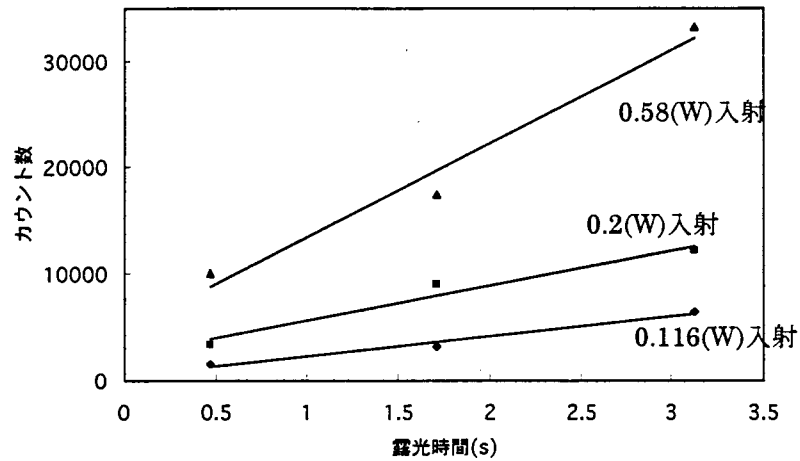


図IV.2.47 暗電流の時間的ふらつき

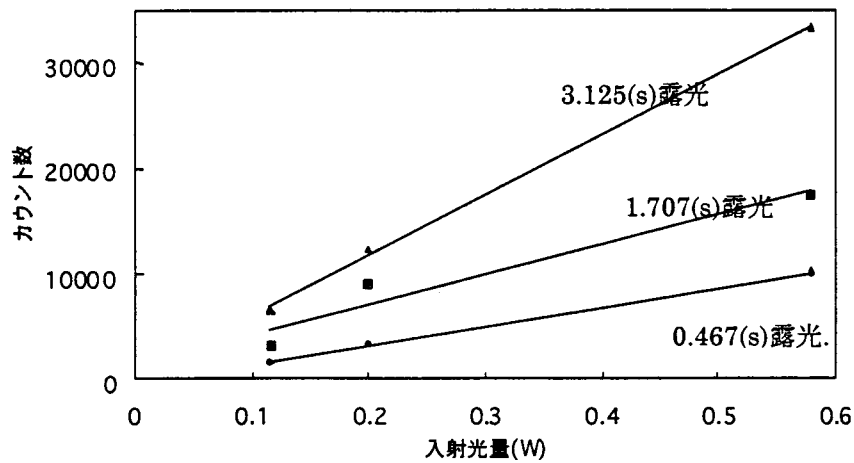
図IV.2.46より、個々の暗電流による輝点には露光時間依存性がある。また図IV.2.47より、その時間的ふらつきは数パーセント程度であることがわかる。計測画像データは毎回この暗状態の画像データを引いたものであるが、この数パーセントのふらつきにより暗電流によるノイズは完全には除去できない。しかし引き過ぎまたは引き残しが生じても1画素単位で現れるので、検出プログラムの中で除去するような処理をしている。

(11) 計測機の特性・散乱光計測における露光時間依存性・入射光量依存性

あるひとつの粒子からの散乱光について、露光時間(走査速度)・入射光量を変えて計測した場合の散乱光強度の変化を調べた。1回の走査時間を0.467秒、1.707秒、3.125秒と変えていった場合の結果を図IV.2.48(a)に、入射光量を0.116[W]、0.2[W]、0.58[W]と変えていった場合の結果を図IV.2.48(b)に示す。(積算領域は 10×10 、P偏光入射)



図IV.2.48(a) 散乱光強度の露光時間依存性



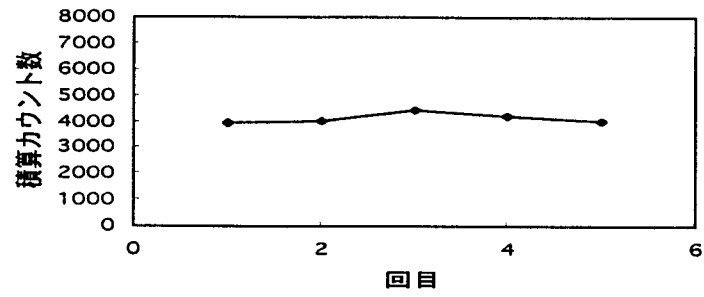
図IV.2.48 (b) 散乱光強度の入射光量依存性

図IV.2.48 より散乱光強度は露光時間(走査速度)・入射光量のどちらに対しても直線的に変化することが分かる。

(12) 計測機の特性・散乱光計測における時間的安定性

粒子からの散乱光強度は、その輝点の最高点を中心にある範囲積算したカウント数を用いている。ある粒子からの散乱光強度について、5回連続で計測した場合の時間的なふらつきを調

べた。



図IV.2.49 散乱光強度の時間的ふらつき

図IV.2.49 のように時間的に約 4%ふらついている。しかし入射レーザー光をモニタしていると約 3.5%のふらつきがあり、散乱光強度のふらつきはレーザー自身のものであると考えられる。

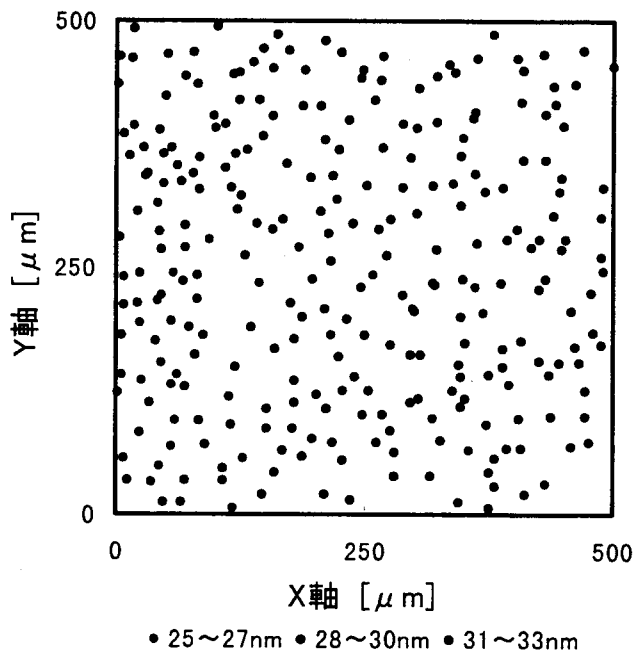
3.4 楕円面鏡を用いたレーザービーム走査型全散乱光検出法による計測

3.4.1 Si ウエハの表面測定による本装置の計測評価

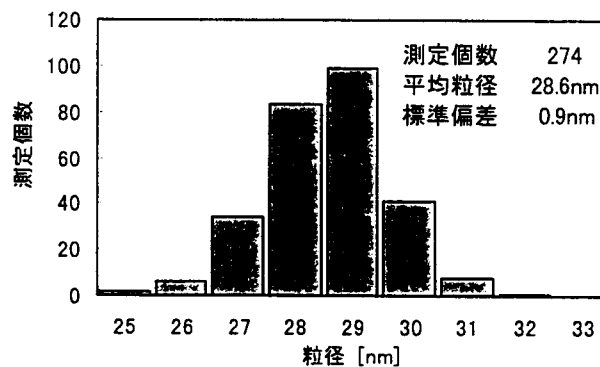
本測定装置の分解能は、図IV.2.22 で示したように、 $S/N=1$ として粒径 24nm 程度である。しかし、現在 80nm 程度以下を測定できる計測機が見られない現状から、24nm 程度まで計測できる本測定装置を用いて、パターン未形成の清浄な Si ウエハ表面の微粒子計測と、そのウルトラクリーンルーム (UCR) 内で Si ウエハを曝し、その表面に付着する微粒子を計測して、UCR のクリーン度等の環境測定を試みた。

3.4.2 清浄 Si ウエハ表面計測

パターン未形成の清浄な Si ウエハ表面を、本測定装置で計測した結果の 1 例を、図 IV.2.50 に粒子分布図として、また図IV.2.51 にヒストグラムとして示す。測定の結果、パターン未形成の清浄な Si ウエハでは、これまで報告のない直径 25~32nm 程度の粒子の存在を示すことができた。図に示すように、平均粒径が約 28nm 前後の粒子が、1mm 四方に 280 個程度、また 100 μm 四方に 10 個程度存在することを示すことができた。



図IV.2.50 Si ウエハ表面に対する計測粒子の分布図

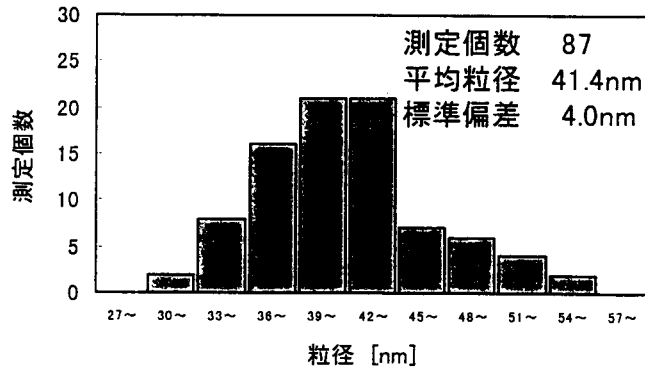


図IV.2.51 清浄 Si ウエハ 表面の微粒子測定結果のヒストグラム

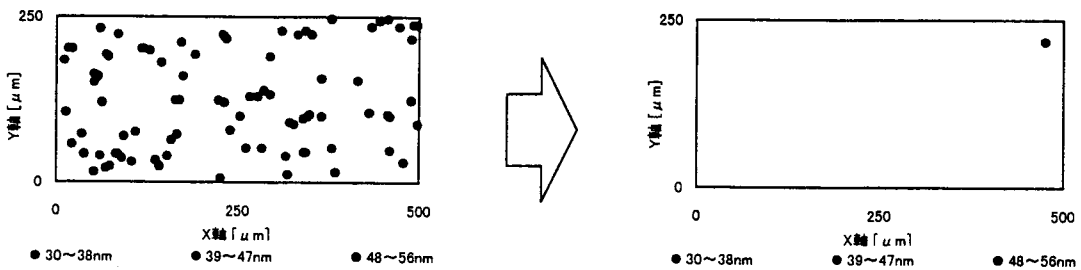
3.4.3 PSL (ϕ 43、37nm) を散布した Si ウエハの洗浄による清浄 Si ウエハ表面評価

図IV.2.50 と図IV.2.51 に示したように、清浄な Si ウエハ表面では、直径が 24~32nm 程度の粒子に相当する信号を検出したが、これらが付着の微粒子であるかどうか検証するために、Si ウエハを洗浄して、洗浄前後の粒子数の変化を計測した。そのため、まず標準微粒子 (PSL) を Si ウエハに散布して、これの洗浄効果の検証を試みた。用いた PSL の粒径は ϕ 43、37nm の 2 種類である。Si ウエハに対する洗浄は種々開発されているが、今回用いたのは、メガソニック洗浄を併用した新ウェット洗浄法[26]である。いずれにしても、それら洗浄法では、直径 $0.1\mu\text{m}$ 以下の粒子は除去されているとしているが、その除去できた確認についての報告は、まだ見あたらない。

本測定装置で今回計測した結果、図IV.2.52~図IV.2.55 に示すように、散布した粒径 43nm と 37nm の PSL がほとんど除去されていることを示すことができ、洗浄による直径 $0.1\mu\text{m}$ 以下の粒子除去に対する有効性を、本測定装置を用いて実証することができた。



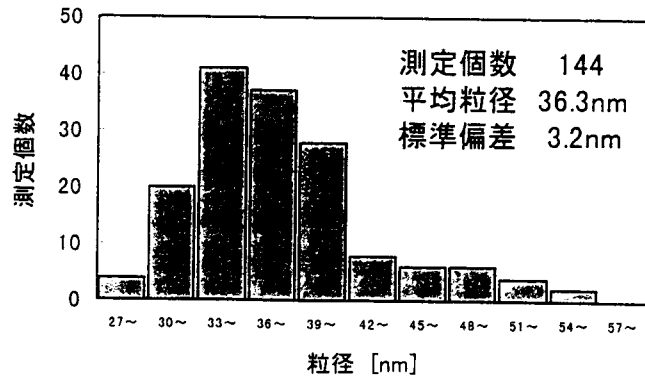
図IV.2.52 PSL (ϕ 43nm) の計測値ヒストグラム (洗浄前)



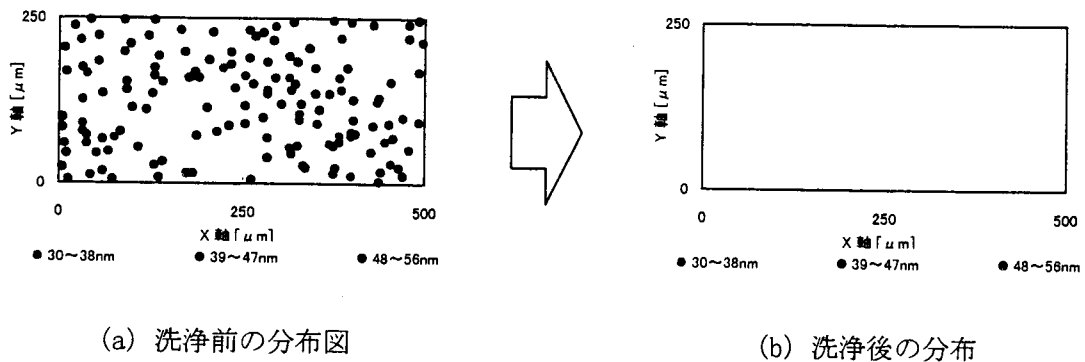
(a) 洗浄前の分布図

(b) 洗浄後の分布図

図IV.2.53 PSL (ϕ 43nm) の計測粒子分布図



図IV.2.54 PSL(φ37nm)の計測ヒストグラム (洗浄前)

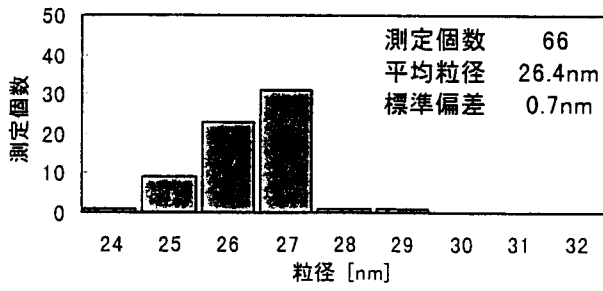


図IV.2.55 PSL(φ37nm)の計測粒子分布図

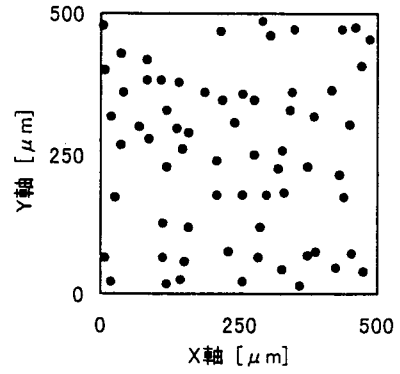
3.4.4 清浄なSiウエハの洗浄による表面評価

清浄なパターン未形成のSiウエハでは、本微粒子測定機を用いた計測により、図IV.2.50と図IV.2.51に示すような微粒子分布であることを示すことができた。そこで、これらが付着微粒子であるかどうかを、Siウエハを洗浄することよりの検証することを試みた。まず、洗浄前のSiウエハ面を本測定機で計測し、そのあと洗浄を2回繰り返して、計測粒子の変化を測定した。すなわち、洗浄前に計測された粒子が洗浄で除去されていれば、それは付着粒子であると見なし、また計測されなかった場所で洗浄後粒子が計測されれば洗浄時に付着した粒子であるとみなす。さらに、2回の洗浄でも粒子として同じ場所で計測されれば、粒子以外の固定微形状か、強固な付着物と判断する事により、その表面評価を図った。

図IV.2.56~図IV.2.58に、洗浄前のSiウエハ表面の計測粒子の結果と、洗浄後の粒子計測結果を示し、洗浄前後での粒子個数の比較をした。



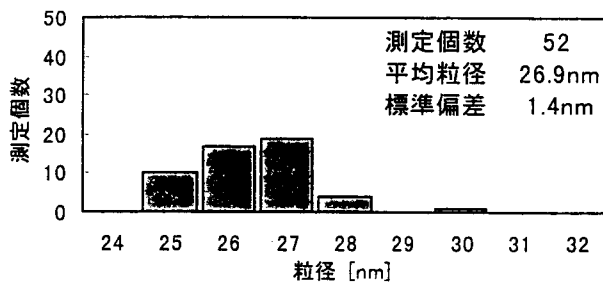
(a) 粒径計測値のヒストグラフ



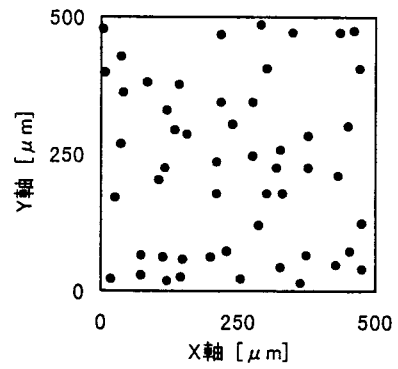
● 24~26nm ● 27~29nm ● 30~32nm

(b) 計測粒子分布図

図IV.2.56 洗浄前のSi ウエハ表面測定結果



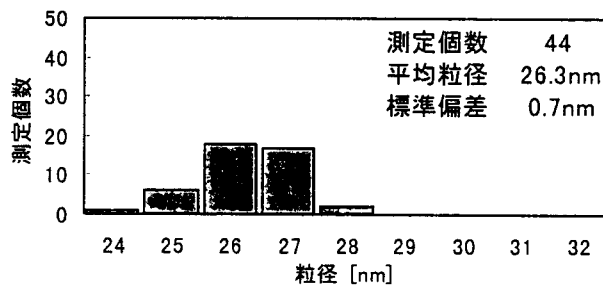
(a) 粒径計測値のヒストグラフ



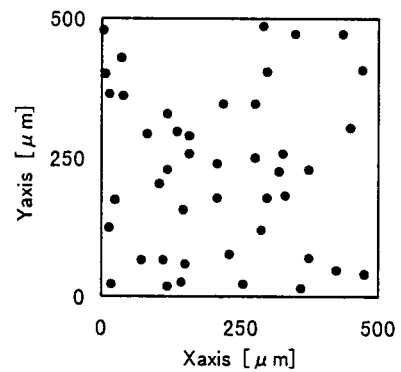
● 24~26nm ● 27~29nm ● 30~32nm

(b) 計測粒子分布図

図IV.2.57 洗浄1回後のSi ウエハ表面測定結果



(a) 粒径計測値のヒストグラフ

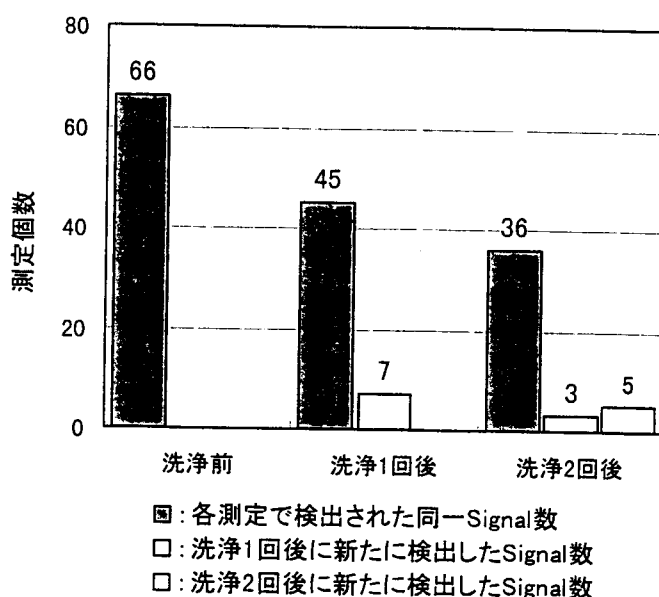


● 24~26nm ● 27~29nm ● 30~32nm

(b) 計測粒子分布図

図IV.2.58 洗浄2回後のSi ウエハ表面測定結果

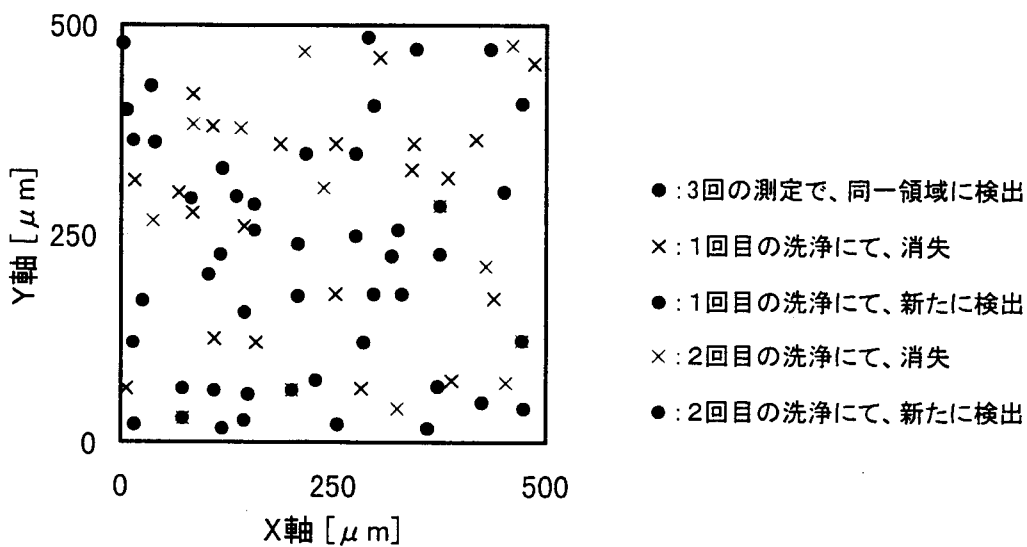
図IV.2.56～図IV.2.58 に示したように、清浄な Si ウエハを洗浄前後で計測した結果、洗浄するごとに、計測粒子が減少していることを示し、また洗浄前に粒子が計測されなかった位置で新たに粒子が計測されるなどの変化が出ていることを示すことができた。すなわち、本装置での Si ウエハ試料の取り付け時における位置決め精度は洗浄後計測されていた粒子がなくなっている場合は、付着粒子が除去をされたと判断し、また新たな位置で計測されたものは、洗浄時に付着した粒子であることを示すことができた。以上の洗浄前後での粒子数の変化をヒストグラムとして、図IV.2.59 に示す。



図IV.2.59 計測された付着微粒子の洗浄による変化

上図に示すように、Si ウエハ表面 $500\mu\text{m}$ 四方領域に、66 個計測された粒子は、洗浄ごとに 45 個、36 個と減少していることを示し、また洗浄ごとに新たな位置に粒子が付着し、ていることをしめしている。洗浄 1 回目に計測された 7 個の粒子は、2 回目の洗浄で 3 つに減少したことを示しており、さらに 2 回目の洗浄で新たな位置に粒子がまた付着したことを示している。

以上、図IV.2.56～図IV.2.58 に示した、洗浄前後の計測粒子の増減の変化を、同じ領域で重ね合わせて示したものを、図IV.2.60 に示す。

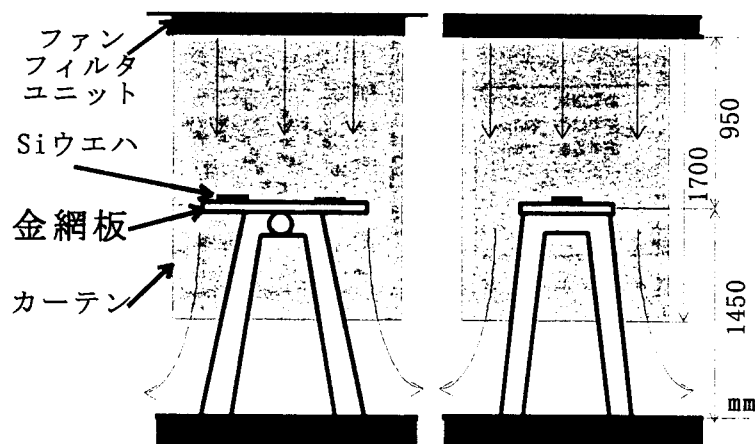


図IV.2.60 洗浄前後での検出粒子による粒子除去と付着分布図

3.4.5 微粒子測定によるウルトラクリーンルームの清浄度評価

Si ウエハ表面付着微粒子を計測して、ウルトラクリーンルーム (UCR) の清浄度評価を試みた。図IV.2.60 に示すような高さ 1460mm の台上に金網を置き、その上に Si ウエハを置いてファンフィルタ直下に曝した。その Si ウエハを 1 週間毎に 5 週間、ウエハ表面中心から約 40mm の決められた位置において、本測定装置により 500×500 μm の領域における付着微粒子を計測して、その粒子数や粒径の変動から、ウルトラクリーンルームの清浄度評価を試みた。

3.4.6 計測方法

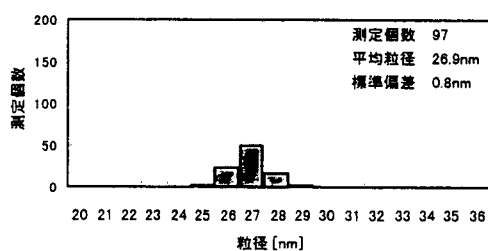


図IV.2.61 Si ウエハ設置位置と環境

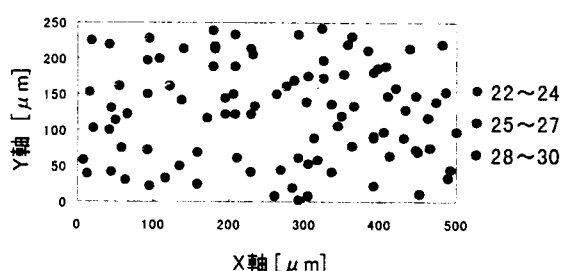
3.4.7 計測結果

今回開発した全散乱光検出法による微粒子測定機を用いて、Si ウエハ表面の付着パーティクルを計測し、ウルトラクリーンルームの清浄度計測を行ったが、その結果を図IV.2.62～図IV.2.67に示す。図IV.2.61に示したように、清浄なSi ウエハをウルトラクリーンルーム内に置いて、ファンフィルタユニットからの清浄空気に曝し、その表面に付着するパーティクル数の経時変化からウルトラクリーンルームの清浄度計測を試みたものである。

まず、最初に格納パッケージからパターン未形成の清浄なSi ウエハ取り出してクリーンルーム内に置く前に測定した結果を図IV.2.62に示す。その結果、粒径が約23～27nmの微粒子が500×250mm四方に100個程度存在していることを確認することができた。さらに、Si ウエハをクリーンルーム内で曝しながら、1週間ごとに5週間後まで計測した結果を、Ⅲ.7.63～図IV.2.67に示した。また、粒子数と粒径の変化を1週間ごとにまとめて、Ⅲ.7.68と図IV.2.69に示した。その結果、1週間目から粒径は2～4%ずつ減少し、4週間目には0日目より7%減少したことを示した。さらに、計測粒子数においては、徐々に増加していき、4週間目には100%増となることを示すことができた。

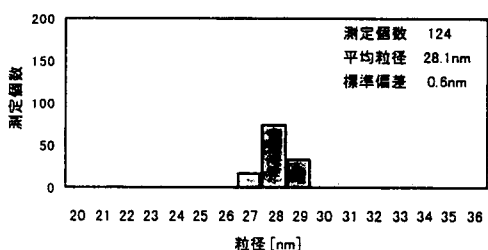


(a) 計測粒子のヒストグラム

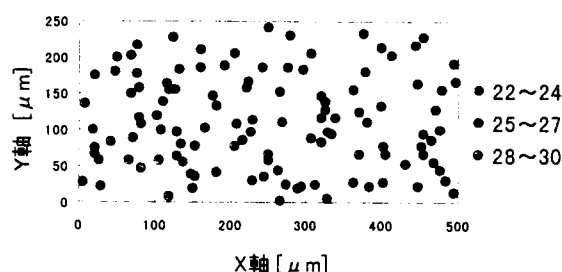


(b) 計測粒子の分布図

図IV.2.62 0日目のSi ウエハの計測微粒子ヒストグラムと粒子分布図

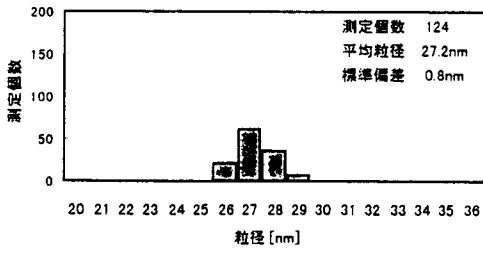


(a) 計測粒子のヒストグラム

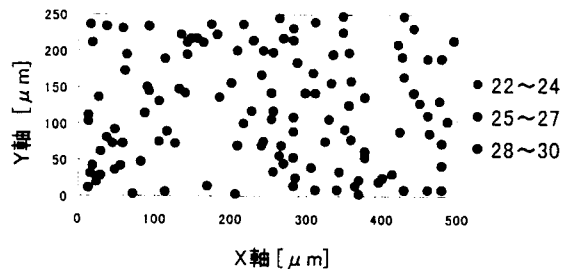


(b) 計測粒子の分布図

図IV.2.63 7日目のSi ウエハの計測微粒子ヒストグラムと粒子分布図

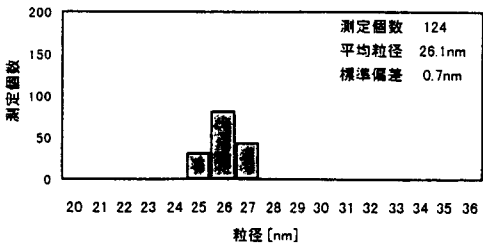


(a) 計測粒子のヒストグラム

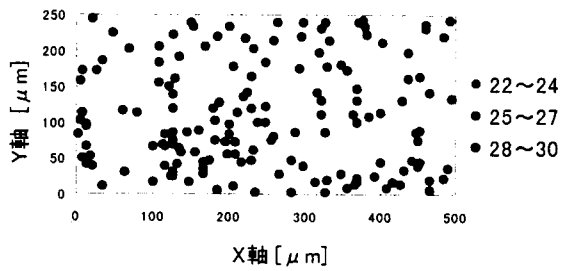


(b) 計測粒子の分布図

図IV.2.64 14日目のSi ウエハの計測微粒子ヒストグラムと粒子分布図

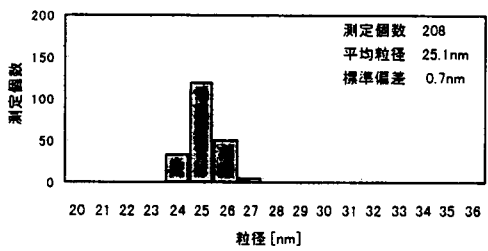


(a) 計測粒子のヒストグラム

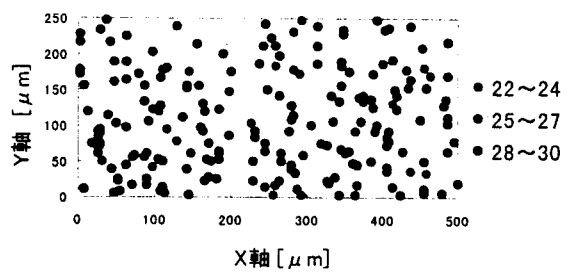


(b) 計測粒子の分布図

図IV.2.65 21日目のSi ウエハの計測微粒子ヒストグラムと粒子分布図

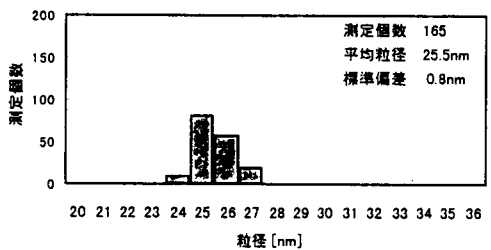


(a) 計測粒子のヒストグラム

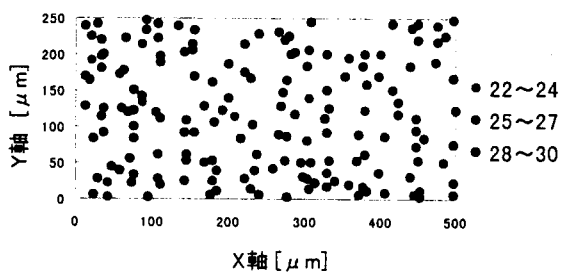


(b) 計測粒子の分布図

図IV.2.66 28日目のSi ウエハの計測微粒子ヒストグラムと粒子分布図

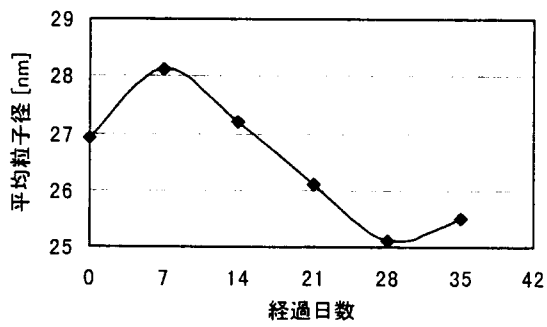


(a) 計測粒子のヒストグラム

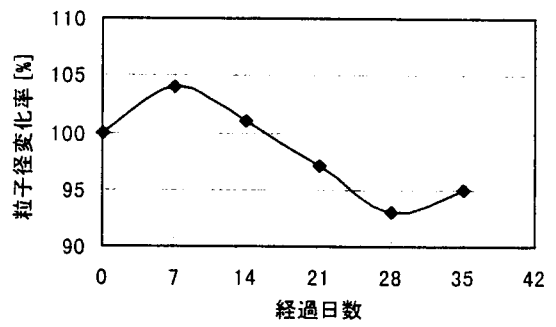


(b) 計測粒子の分布図

図IV.2.67 35日目のSi ウエハの計測微粒子ヒストグラムと粒子分布図

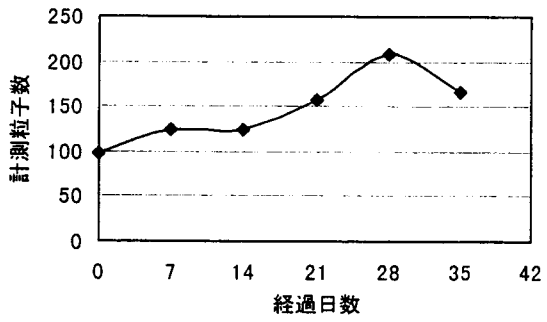


(a) 粒子径の変化

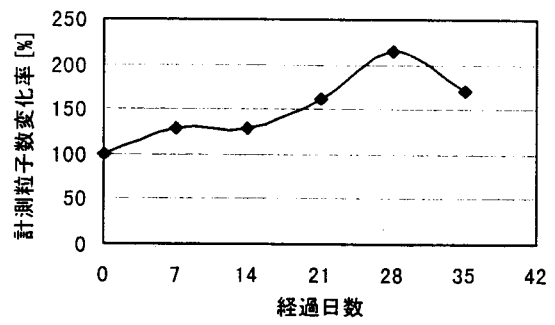


(b) 粒子径の変化率

図IV.2.68 Si ウエハ表面計測微粒子の粒径経時変化



(a) 粒子数の変化



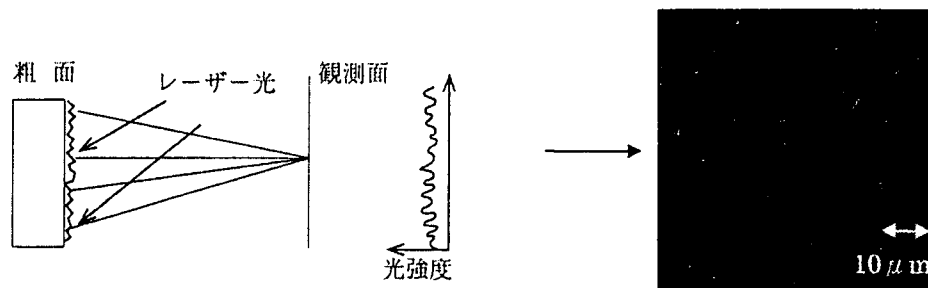
(b) 粒子数の変化率

図IV.2.69 Si ウエハ表面計測微粒子の粒径経時変化

3.5 CCD カメラを用いた斜入射画像計測法による計測

3.5.1 スペックル現象

粗面にレーザー光を照射し、観測面で散乱光の光強度を観察すると図IV.2.70 のような強度変動を伴うパターンをつくる。これは、レーザー光がコヒーレントであるがために物体からの散乱光が作り出すもので、スペックル現象とよばれている。

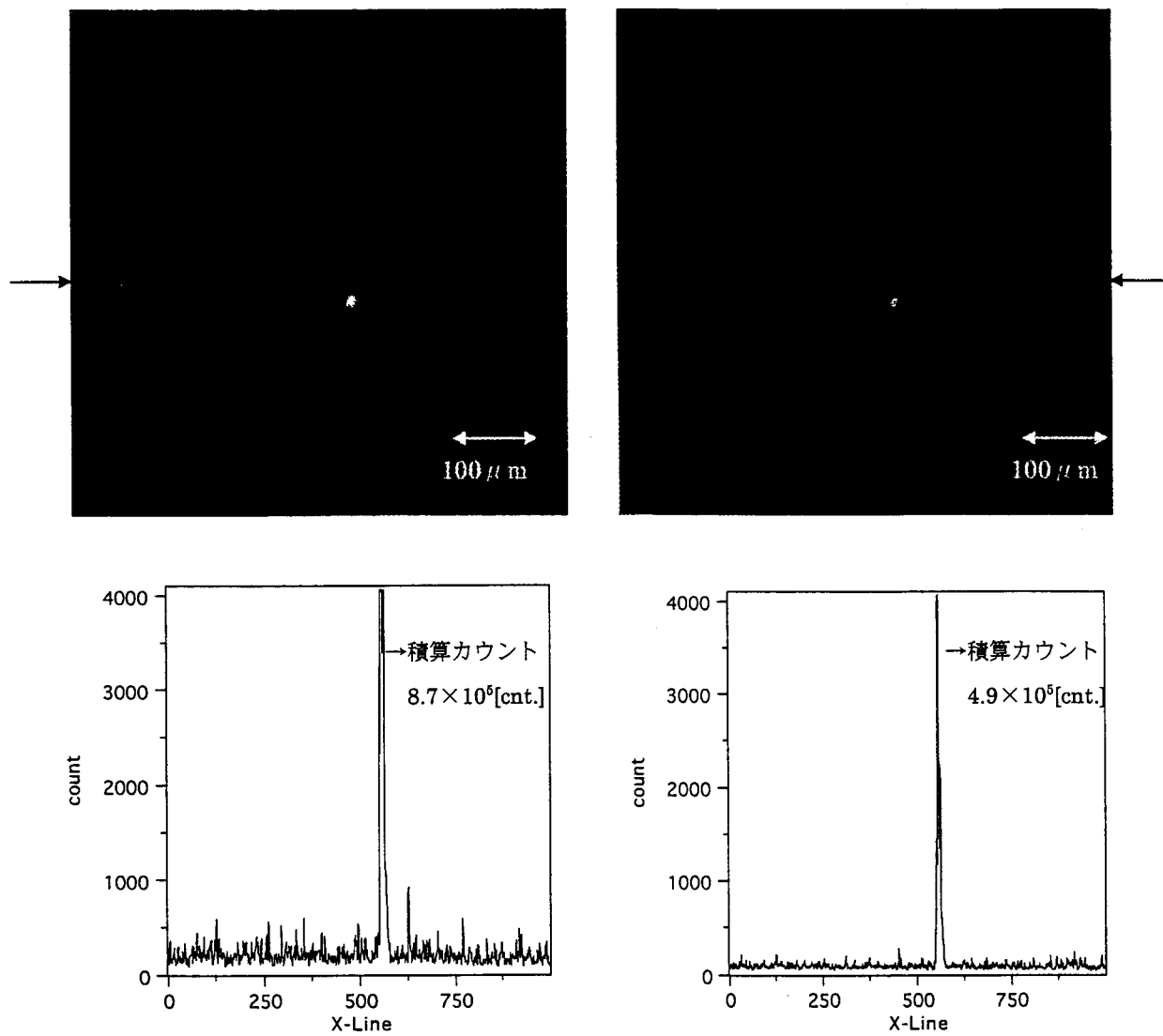


図IV.2.70 スペックル現象

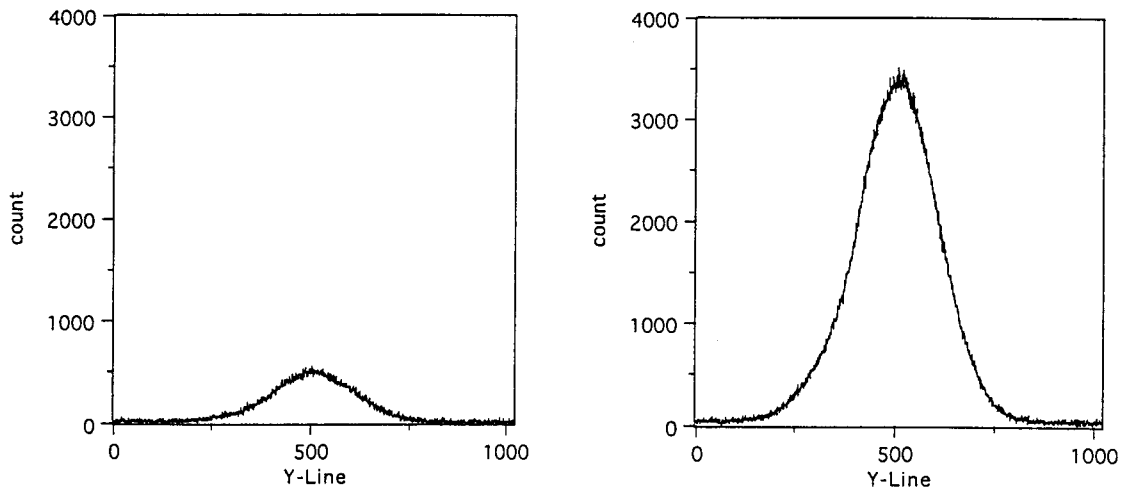
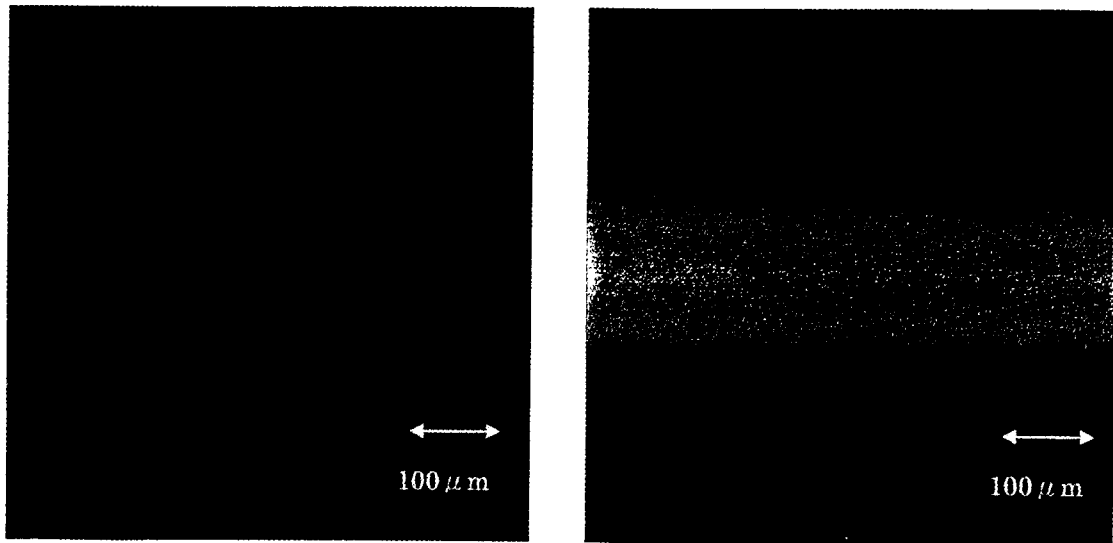
Si ウエハのような鏡面でも表面の極微少な凹凸によりスペックル現象は生じ、そのパターンには何らかの表面の情報が含まれている。しかし本計測法は微粒子の散乱光がこのパターンに埋もれないところまで有効であるので、粒子からの散乱光と同様にスペックルパターンも詳しく計測する必要がある。

3.5.2 P 偏光・S 偏光入射による光散乱現象の違い

入射レーザー光を P 偏光・S 偏光としてそれぞれ散乱光計測を行っているが、本計測法では実験事実として P 偏光入射の方が散乱光強度は大きい(図IV.2.71)。また入射レーザー光自身を Si ウエハに反射させずに計測すると、その電界の振動方向より S 偏光のレーザー光自身が大きく計測される(図IV.2.72)。



図IV.2.71 P・S偏光による散乱光強度の違い（左：P偏光、右：S偏光）



図IV.2.72 レーザービーム自身からの散乱光 (左：P 偏光、右：S 偏光)

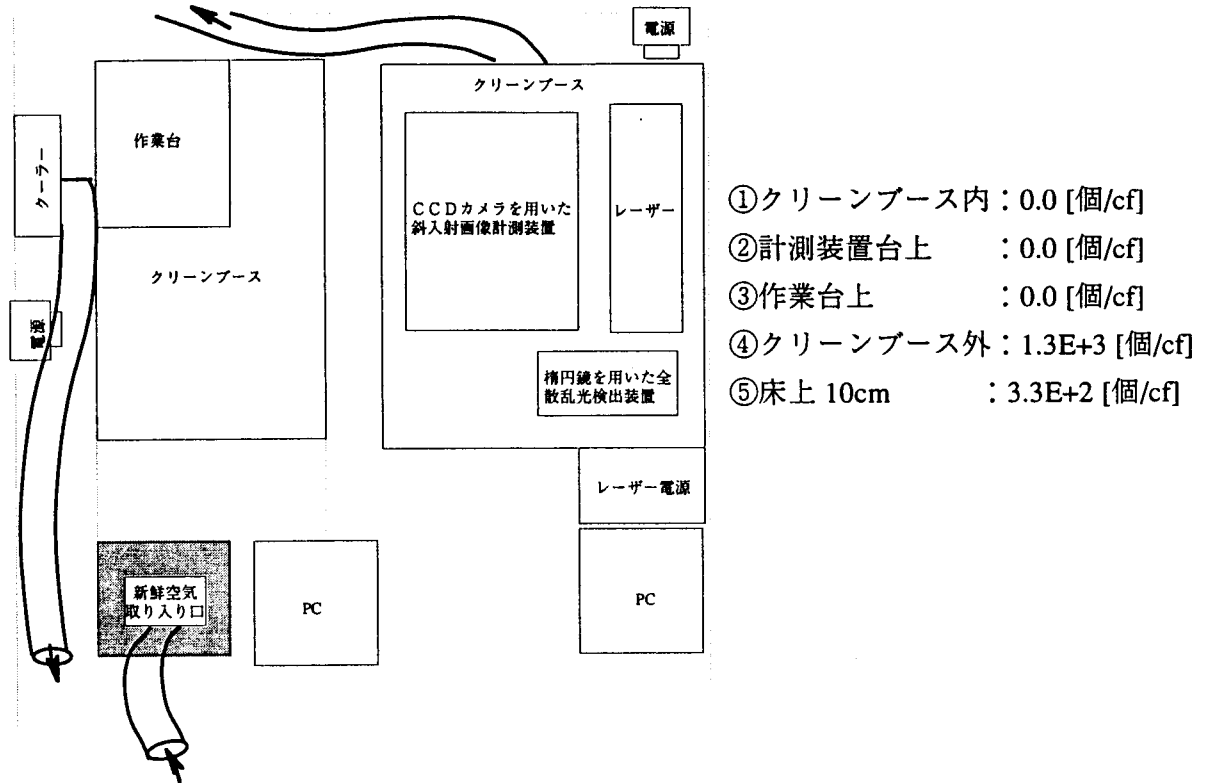
図IV.2.71 より Si ウエハや粒子からの散乱光強度は P 偏光入射時の方が大きく、さらにその上に図IV.2.72 のようなレーザービーム自身からの散乱光がのることになる。

3.5.3 標準試料の作成

標準試料は既知の粒子径を持ったポリスチレンラテックス(PSL)標準粒子水溶液 (MAGSPHERE 社) [23]を電子工業用エチルアルコールを溶媒として希釈し、Si ウエハ上に 1 滴散布することにより作成した。PSL 標準粒子は 10%水溶液であるが、エチルアルコールで希釈する前に超純水で適度な濃度に希釈した。粒子径が小さくなるほど粒子の個数が多く凝集しやすくなるので希釈回数を増やした。また希釈の際に表面活性剤(ドデシル硫酸ナトリウム)を入れ、超音波洗浄機で十分に攪拌することにより粒子が個々に分散するようにした。

3.5.4 予備実験を行った計測室内の環境

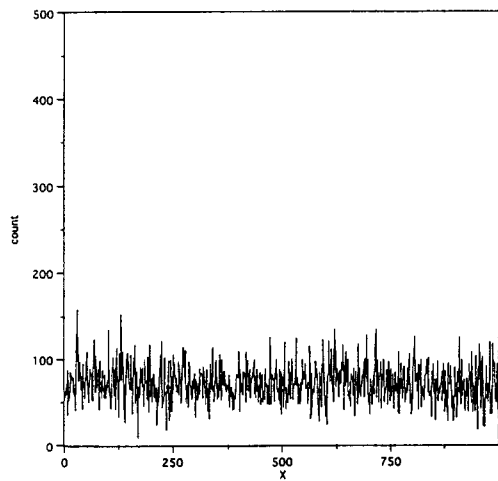
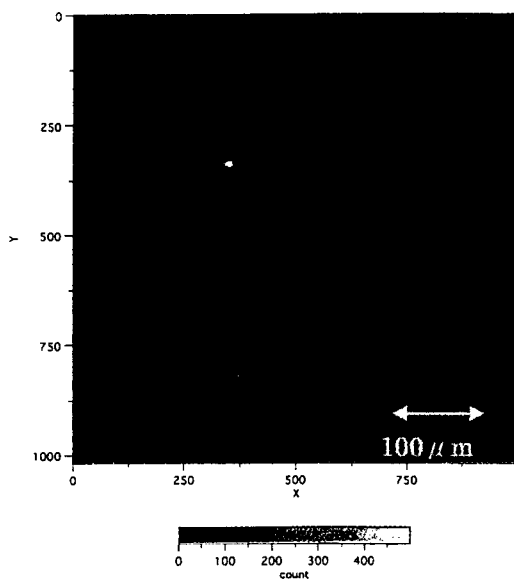
計測室は簡単なクリーンルームかつ暗室になっており、計測装置全体はクリーンブース内に設置している。これにより計測装置台上はダウンプローの環境を得ており、散布粒子以外からの汚染はほとんどないと思われる。以下に $0.3\mu\text{m}$ パーティクルカウンターを用いて計測室内の清浄度を測定した結果を示す。



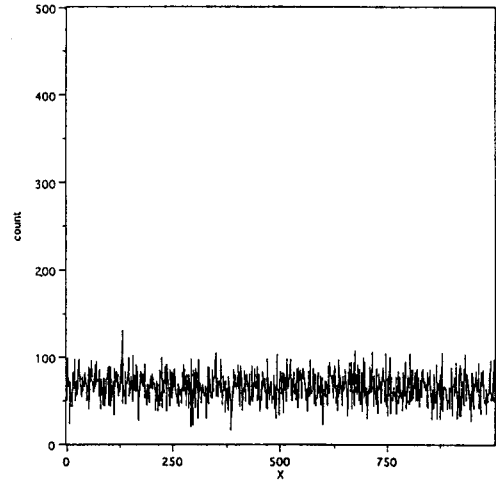
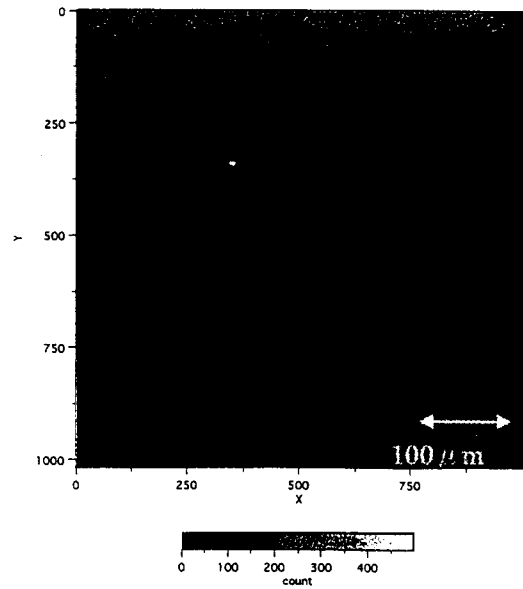
図IV.2.73 計測室の環境

3.5.5 Si ウエハ表面のみおよびエチルアルコールのみを散布した場合の散乱光計測結果

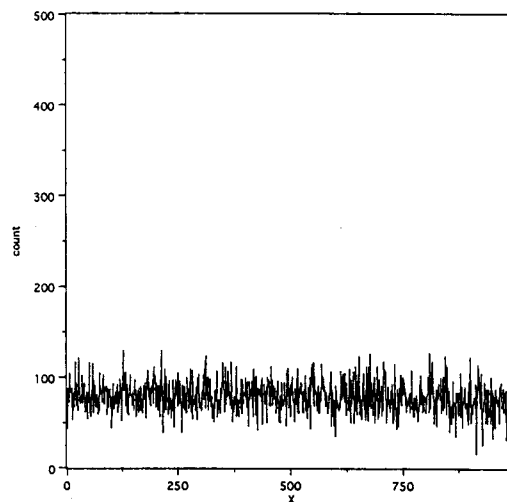
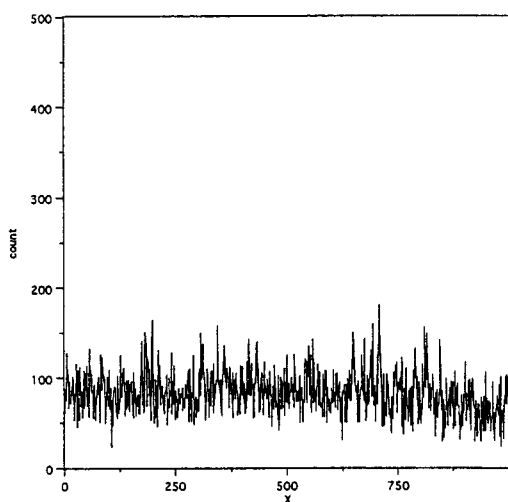
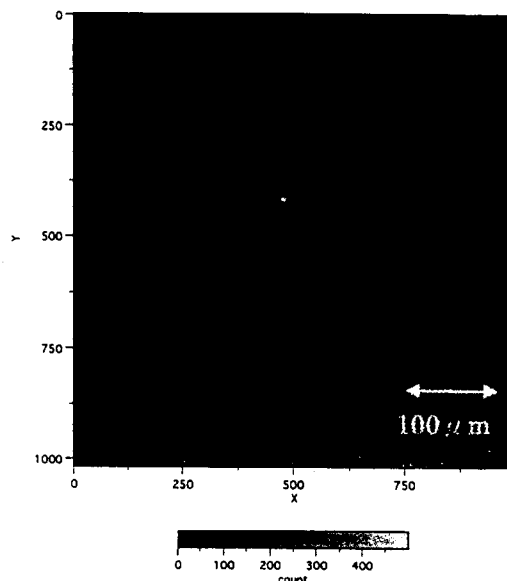
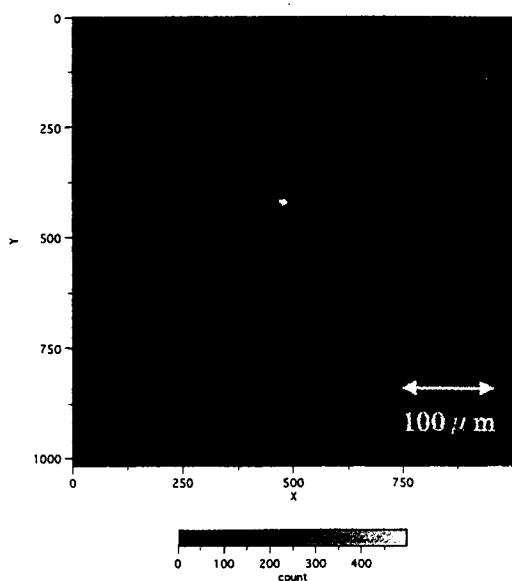
本計測法は、粒子からの散乱光が Si ウエハ表面に起因する散乱光に埋もれないところまで有効である。よってまず、ラテックス粒子溶液を散布しない状態で表面からの散乱光を計測した。さらに、ラテックス粒子溶液の溶媒として用いている電子工業用エチルアルコールのみを散布したときの表面からの散乱光を計測し、その影響を調べた。図IV.2.74、75 に Si ウエハ表面のみ、図IV.2.76、77 にエチルアルコールのみを散布したときの表面からの散乱光計測結果と中央の X 方向プロファイルを P・S 偏光入射それぞれの場合について示す。(中央付近に粒子像を写す)



図IV.2.74 Si ウエハ表面のみの計測結果と
プロフィール (P 偏光, $I_0=192\text{mW}$)



図IV.2.75 Si ウエハ表面のみの計測結果と
プロフィール (S 偏光 $I_0=204\text{mW}$)



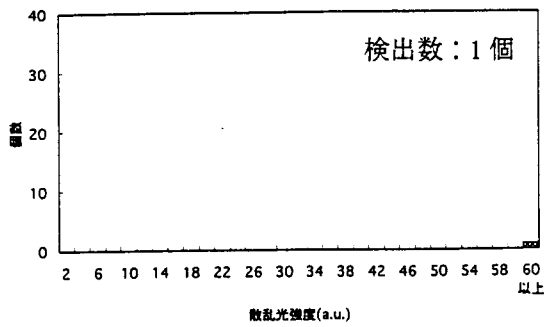
図IV.2.76 エチルアルコールのみを散布した場合の計測結果 (P 偏光, $I_0=162\text{mW}$)

図IV.2.77 エチルアルコールのみを散布した場合の計測結果 (S 偏光, $I_0=156\text{mW}$)

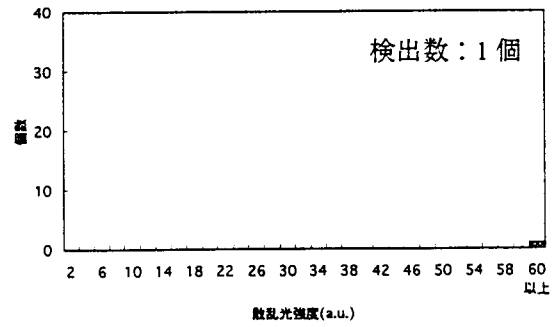
図IV.2.74、75 に示した程度 Si ウエハ表面のみに起因する散乱光が計測された。またエチルアルコールを散布すると全体的に散乱光強度は上がった。これらは粒子を検出する際にはバックグラウンドとなるものである。よって検出プログラムでこの表面のみに起因する散乱光を検出し得る最高点のしきい値カウントを見つけることにより、それ以上の値をもつ輝点は散布した粒子からの散乱光として識別できることになる。

入射光量(I_0)に対応したしきい値を見つけるために、検出プログラムにおいて設定するしきい値を低くしていくと次のようになる。まず、Si ウエハのみで、次にエチルアルコール散布のみを示す。

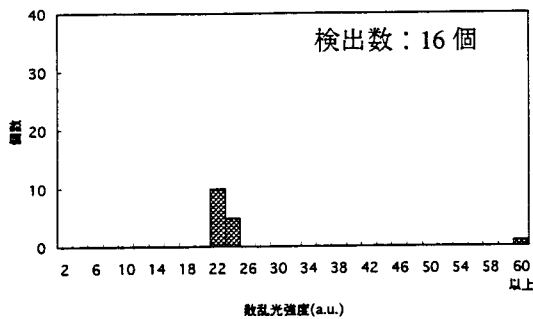
・ Si ウエハ表面のみ



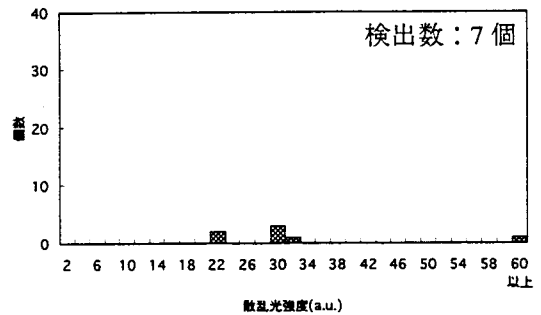
図IV.2.78 Si ウエハ表面のみの計測結果
(しきい値: 250cnt, P 偏光, $I_0=192\text{mW}$)



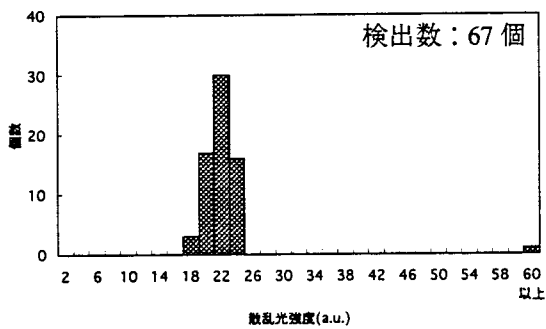
図IV.2.79 Si ウエハ表面のみの計測結果
(しきい値: 250cnt, S 偏光, $I_0=204\text{mW}$)



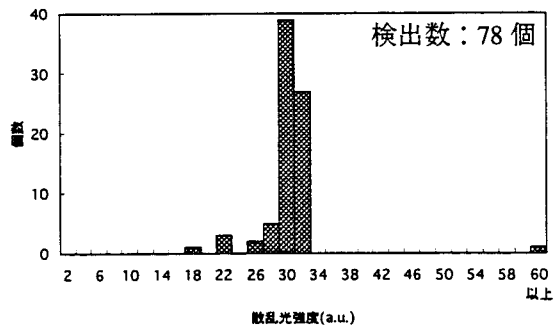
図IV.2.80 Si ウエハ表面のみの計測結果
(しきい値: 180cnt, P 偏光, $I_0=192\text{mW}$)



図IV.2.81 Si ウエハ表面のみの計測結果
(しきい値: 180cnt, S 偏光, $I_0=204\text{mW}$)

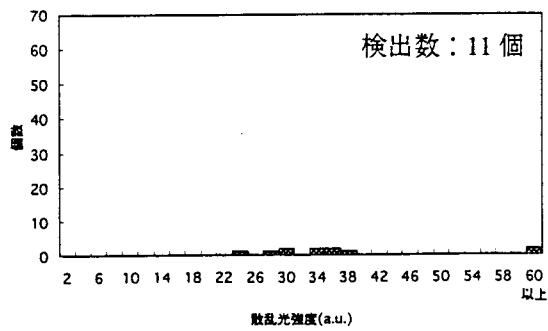


図IV.2.82 Si ウエハ表面のみの計測結果
(しきい値: 150cnt, P 偏光, $I_0=192\text{mW}$)

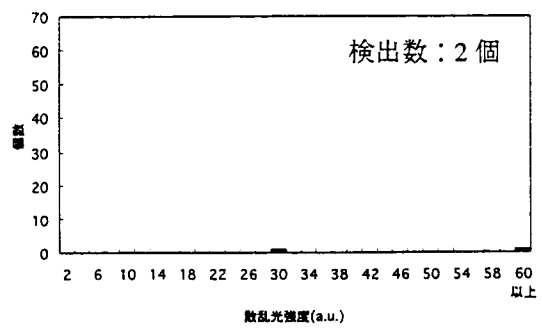


図IV.2.83 Si ウエハ表面のみの計測結果
(しきい値: 150cnt, S 偏光, $I_0=204\text{mW}$)

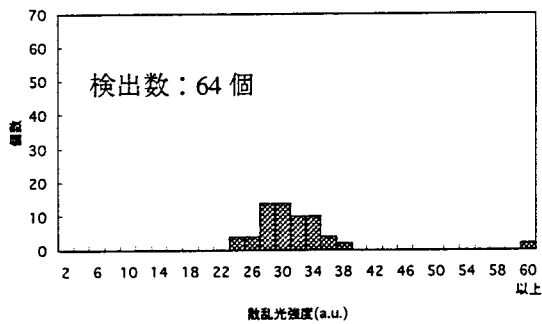
・エチルアルコールのみ散布した表面



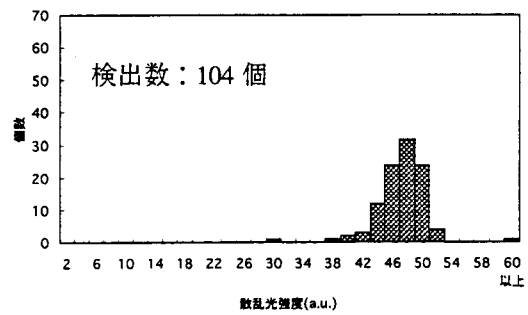
図IV.2.84 エチルアルコールのみの計測結果
(しきい値 : 200cnt, P 偏光, $I_0=162\text{mW}$)



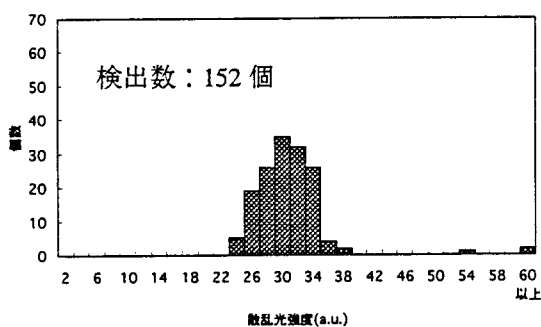
図IV.2.85 エチルアルコールのみの計測結果
(しきい値 : 200cnt, S 偏光, $I_0=156\text{mW}$)



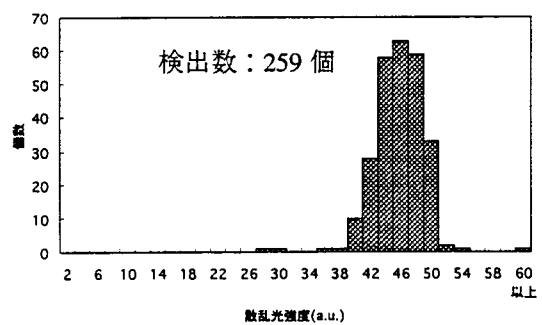
図IV.2.86 エチルアルコールのみの計測結果
(しきい値 : 190cnt, P 偏光, $I_0=162\text{mW}$)



図IV.2.87 エチルアルコールのみの計測結果
(しきい値 : 190cnt, S 偏光, $I_0=156\text{mW}$)



図IV.2.88 エチルアルコールのみの計測結果
(しきい値 : 180cnt, P 偏光, $I_0=162\text{mW}$)



図IV.2.89 エチルアルコールのみの計測結果
(しきい値 : 180cnt, S 偏光, $I_0=156\text{mW}$)

Si ウエハ表面のみ・エチルアルコールのみを散布した表面どちらの場合も、しきい値を低

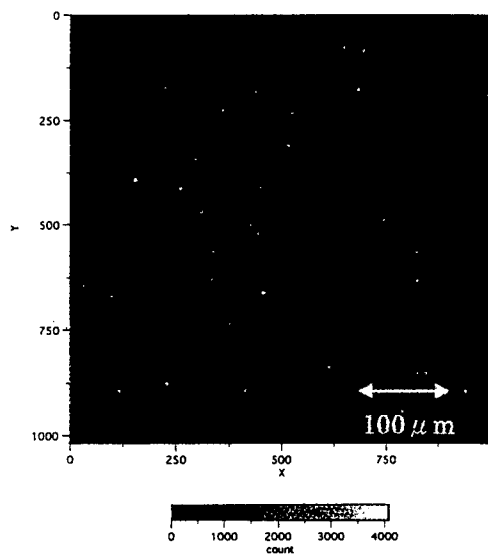
くしていくと検出される輝点の個数は増えていく。あらかじめ Si ウエハ上にあった粒子にピントを合わせているため、それによる輝点が1個、散乱光強度 60 以上のところに検出されている。従って Si ウエハ表面のみの場合、しきい値を 250cnt.に設定すると輝点は全く検出されていない。同様にエチルのみを散布した表面の場合でも、P 偏光入射で 400cnt.、S 偏光入射で 200cnt.にしきい値を設定すると、輝点はほぼ検出されない。また、3.5.2 で述べたように P 偏光入射の方が同じ輝点からの散乱光は大きいので、同じしきい値では検出される個数も P 偏光入射の方が多い。さらにしきい値を下げていくと S 偏光入射の方が検出個数が多くなるのは、散乱光が弱くほとんど計測されていないためであると考えられる。

これらのしきい値をもとに Si ウエハ表面及びエチルアルコールの影響を分離して、散布した標準粒子からの散乱光を計測していく。

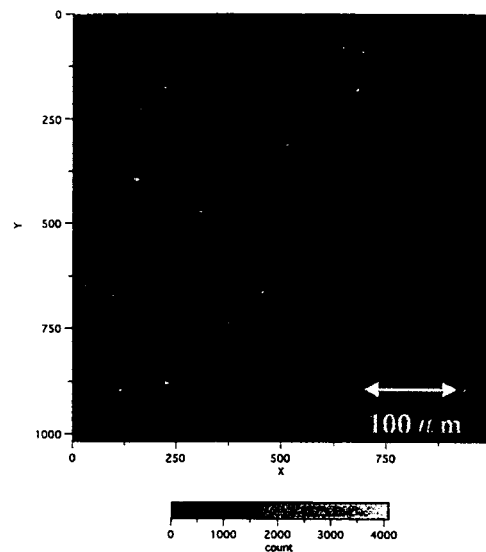
3.5.6 ラテックス標準試料の散乱光計測

(1) 粒子径 88nm ラテックス標準試料からの散乱光計測結果

今回、作成した 88nm ラテックス標準試料からの散乱光計測結果を、P・S 偏光入射それぞれの場合について示す。入射光量 I_0 は (モニタ光量) × (走査回数) である。

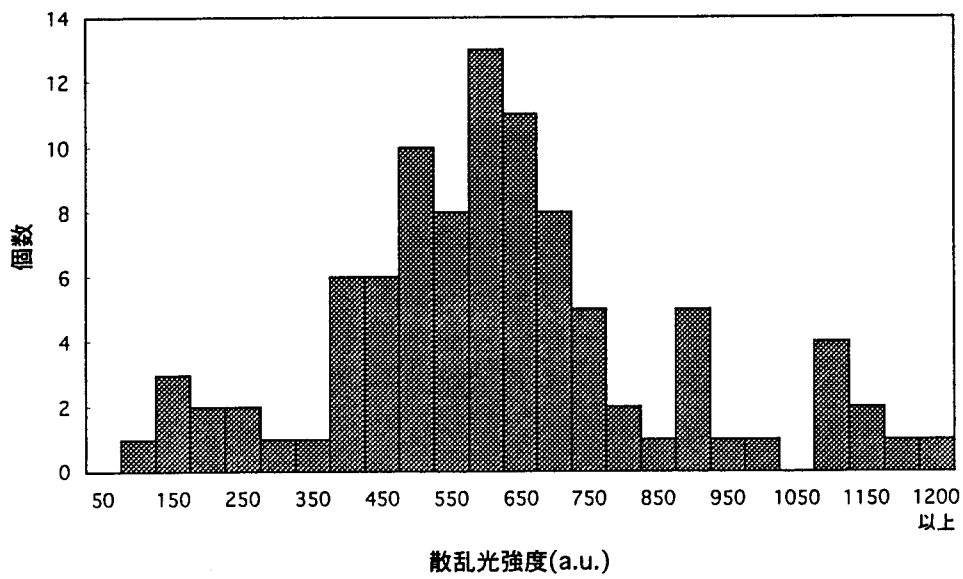


図IV.2.90 88nm 標準試料計測結果
(P 偏光, $I_0=90\text{mW}$)

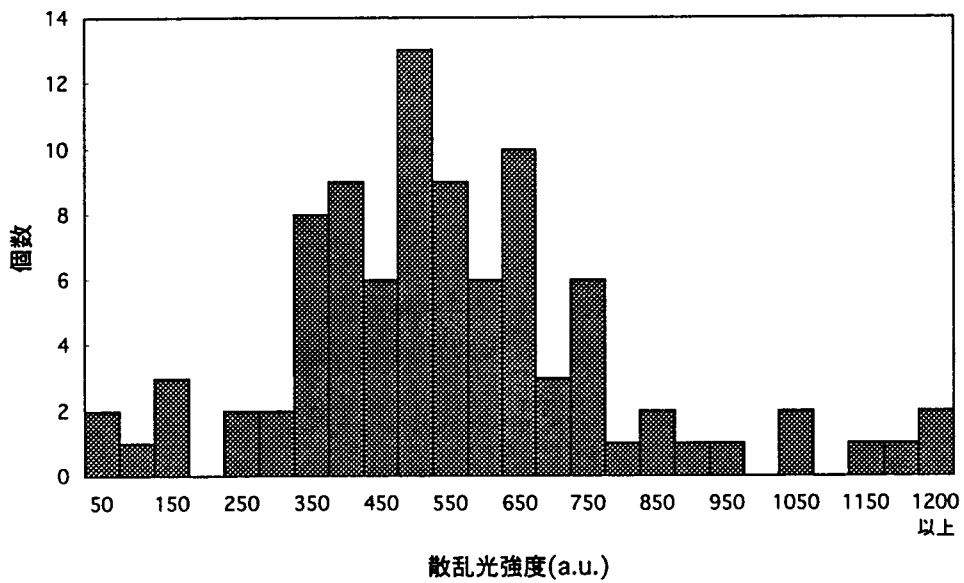


図IV.2.91 88nm 標準試料計測結果
(S 偏光, $I_0=81\text{mW}$)

粒子検出プログラムより数例の輝点からの散乱光計測結果をまとめると図IV.2.92、93 のようになる。



図IV.2.92 88nm 粒子からの散乱光強度分布 (P 偏光入射)

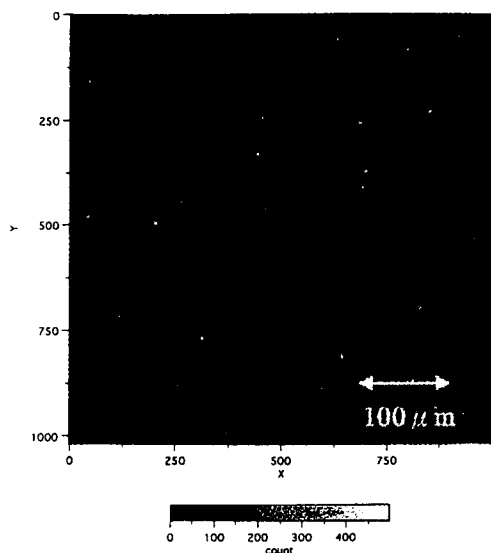


図IV.2.93 88nm 粒子からの散乱光強度分布 (S 偏光入射)

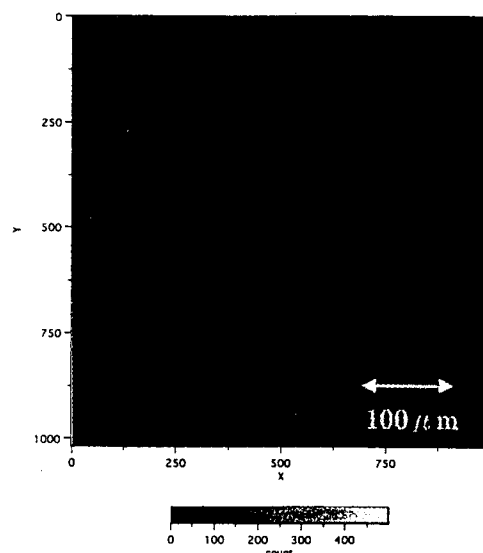
どちらの場合も散乱光強度はある値を中心に分布しているのがわかる。

(2) 粒子径 55nm ラテックス標準試料からの散乱光計測結果

55nm ラテックス標準試料からの散乱光計測結果を、P・S 偏光入射それぞれの場合について示す。

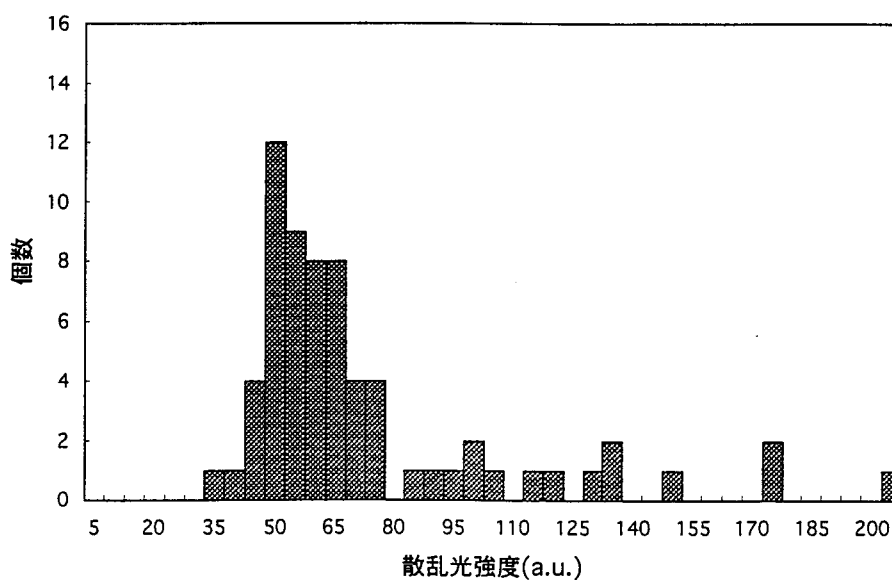


図IV.2.94 55nm 標準試料計測結果
(P 偏光, $I_0=198\text{mW}$)

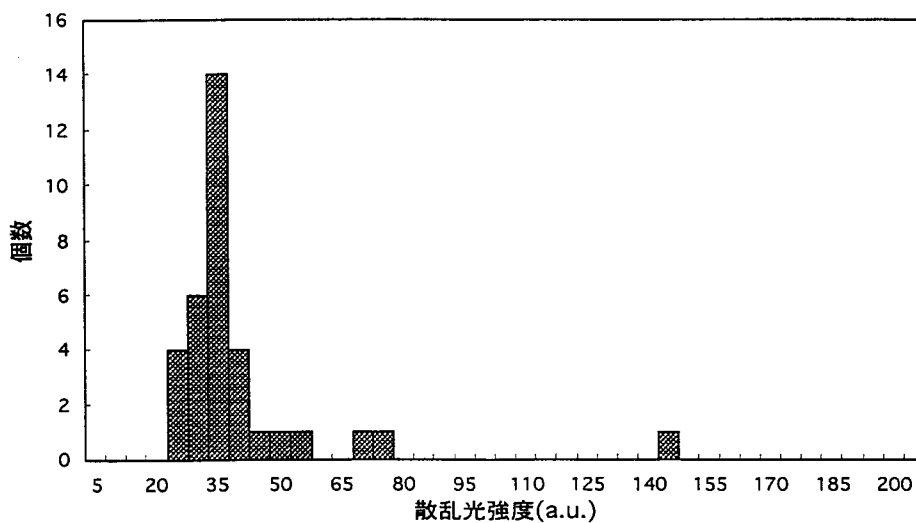


図IV.2.95 55nm 標準試料計測
(S 偏光, $I_0=174\text{mW}$)

粒子検出プログラムより数例の輝点からの散乱光計測結果をまとめると図IV.2.96、97 のようになる。



図IV.2.96 55nm 粒子からの散乱光強度分布 (P 偏光入射)

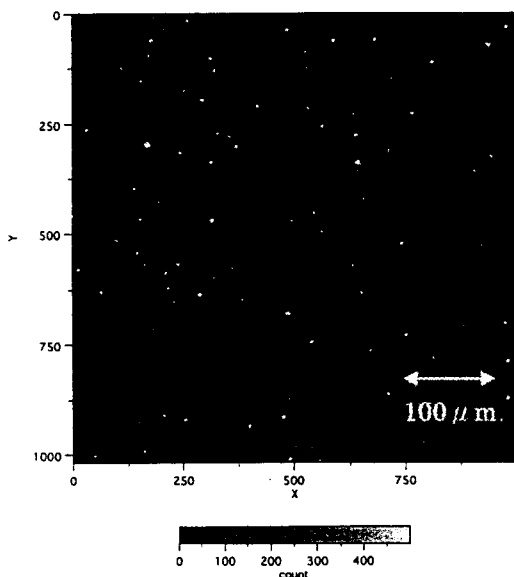


図IV.2.97 55nm 粒子からの散乱光強度分布 (S 偏光入射)

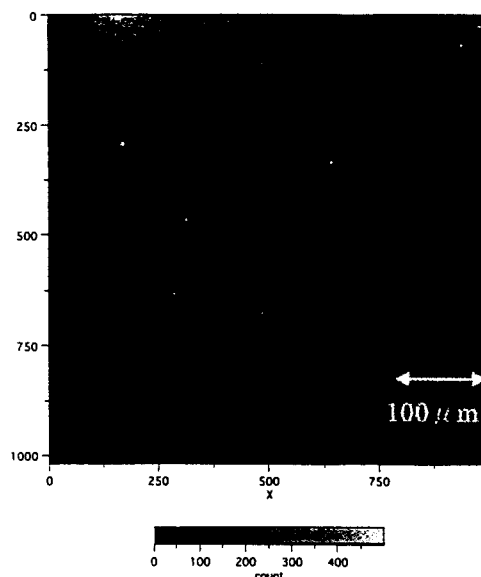
どちらの場合も散乱光強度はある値を中心に分布しているのがわかる。

(3) 粒子径 43nm ラテックス標準試料からの散乱光計測結果

43nm ラテックス標準試料からの散乱光計測結果を、P・S 偏光入射それぞれの場合について示す。



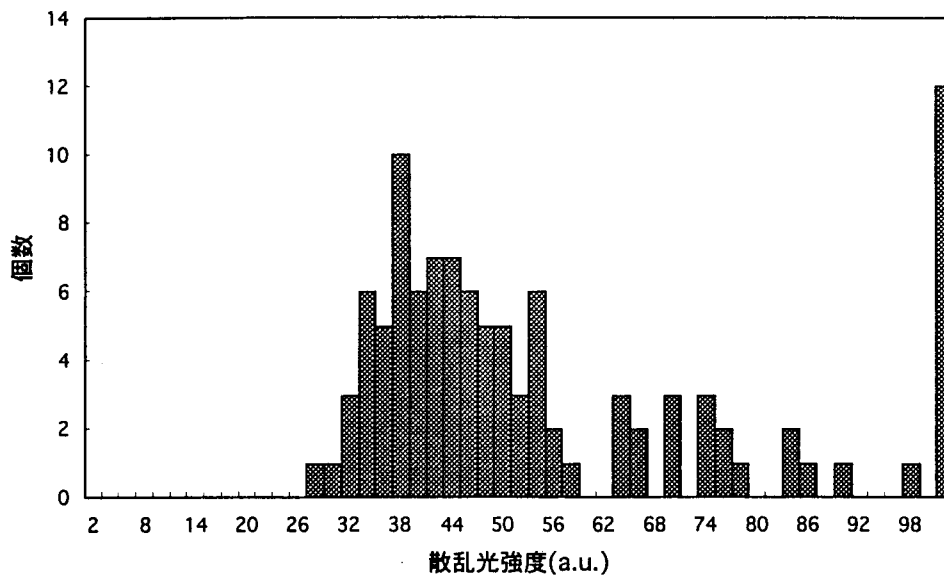
図IV.2.98 43nm 標準試料計測結果
(P 偏光, $I_0=222\text{mW}$)



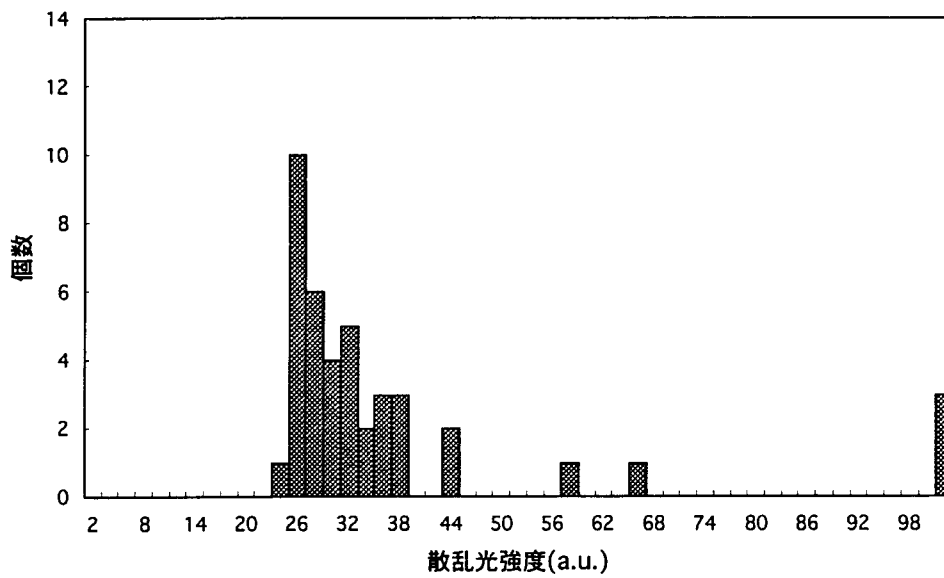
図IV.2.99 43nm 標準試料計測結果
(S 偏光, $I_0=210\text{mW}$)

粒子検出プログラムより数例の輝点からの散乱光計測結果をまとめると図IV.2.100、101 の

ようになる。



図IV.2.100 43nm 粒子からの散乱光強度分布 (P 偏光入射)

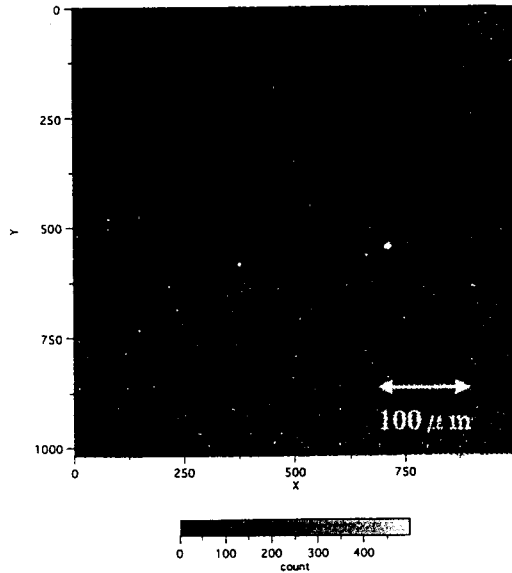


図IV.2.101 43nm 粒子からの散乱光強度分布 (S 偏光入射)

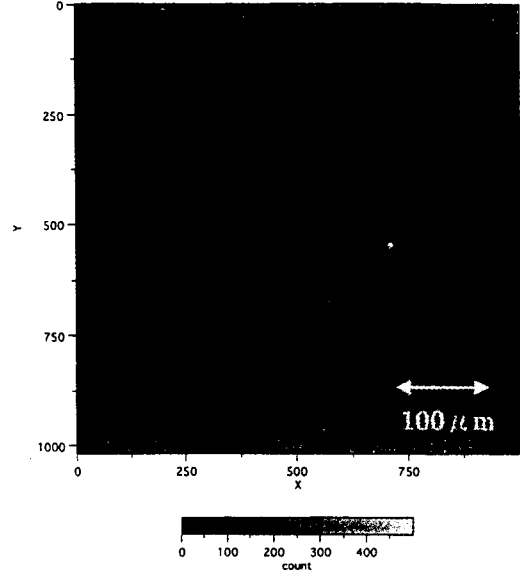
どちらの場合も散乱光強度はある値を中心に分布しているのがわかる。

(4) 粒子径 28nm ラテックス標準試料からの散乱光計測結果

28nm ラテックス標準試料からの散乱光計測結果を、P・S 偏光入射それぞれの場合について示す。

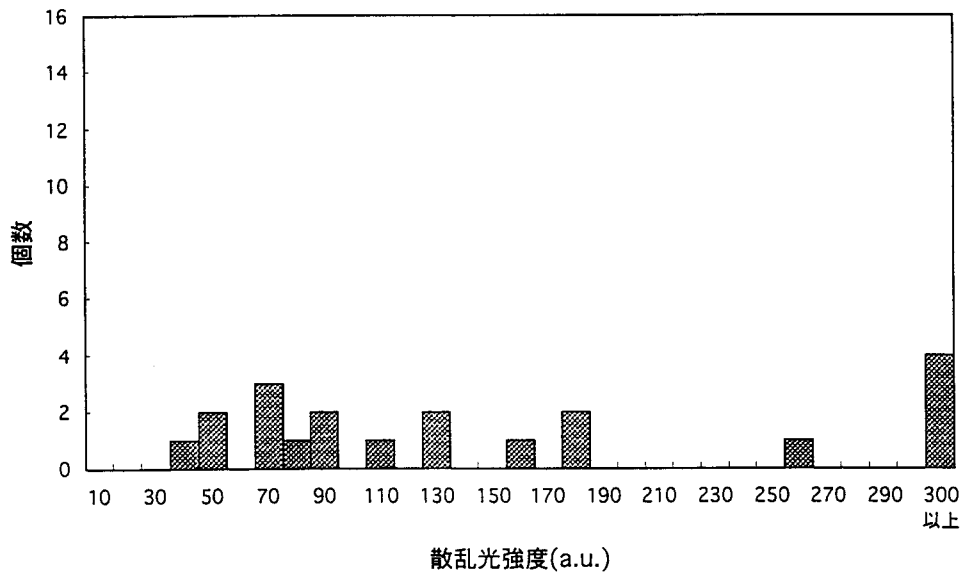


図IV.2.102 28nm 標準試料計測結果
(P 偏光, $I_0=270\text{mW}$)

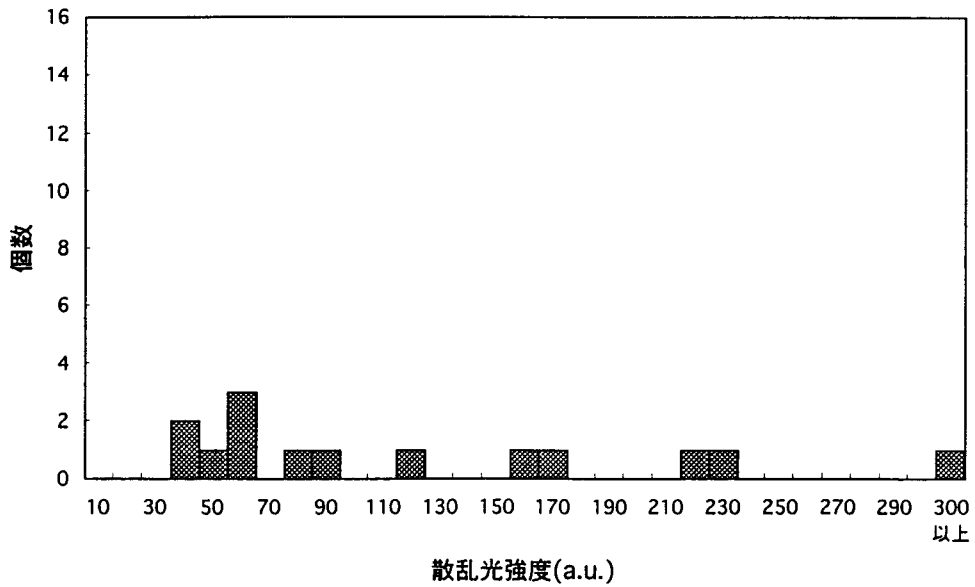


図IV.2.103 28nm 標準試料計測結果
(S 偏光, $I_0=264\text{mW}$)

粒子検出プログラムより数例の輝点からの散乱光計測結果をまとめると図IV.2.104、105 のようになる。



図IV.2.104 28nm 粒子からの散乱光強度分布 (P 偏光入射)



図IV.2.105 28nm 粒子からの散乱光強度分布 (S 偏光入射)

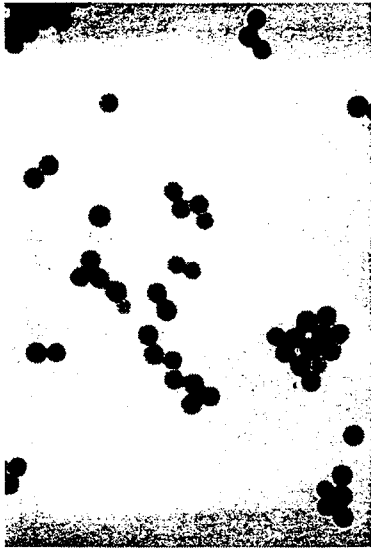
P・S 偏光どちらの場合も輝点はほとんど計測されていない。

(5) 各標準試料の散乱光計測結果および TEM 観察結果

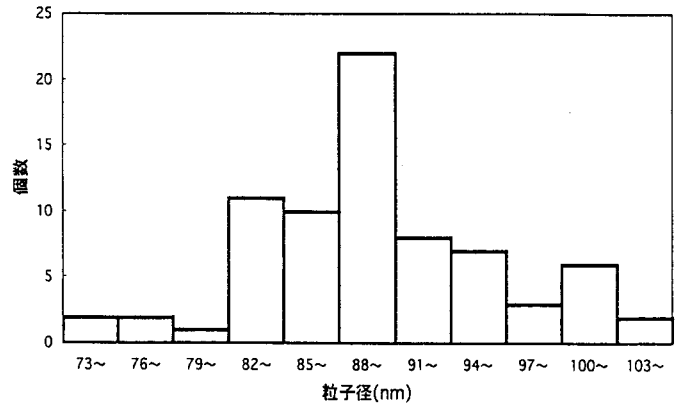
前節で示したように、各標準試料からの散乱光はある程度の分布を持っている。この結果について、試料として用いたラテックス標準粒子自身にばらつきがあり、それが影響しているのではないかと考えた。次に各粒子のデータシート[23]にある粒子径の標準偏差の値と、透過型電子顕微鏡(TEM)で観察像およびそこから測定した粒子径分布(88nm、55nm、43nm)を示す。

表IV.2.2 ラテックス標準粒子データシート

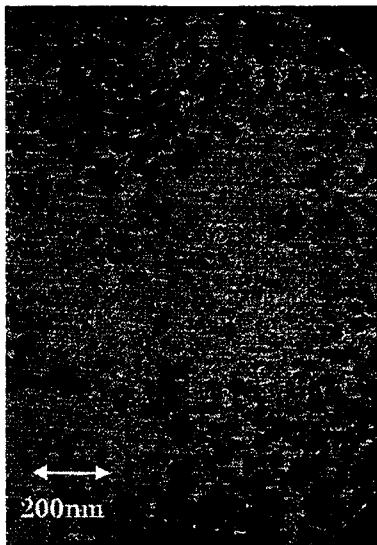
粒子径(nm)	88nm	55nm	43nm	28nm
標準偏差(nm)	6.2	2	3	1.5
密度(g/ml)	1.05	1.05	1.05	1.05
体積%(g/100g)	10.1	10	10	10



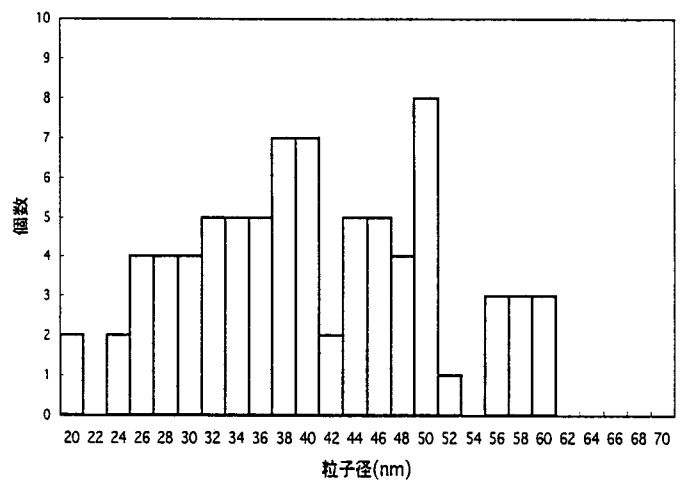
図IV.2.106 88nm ラテックス粒子の TEM 像



図IV.2.107 88nm 粒子径分布



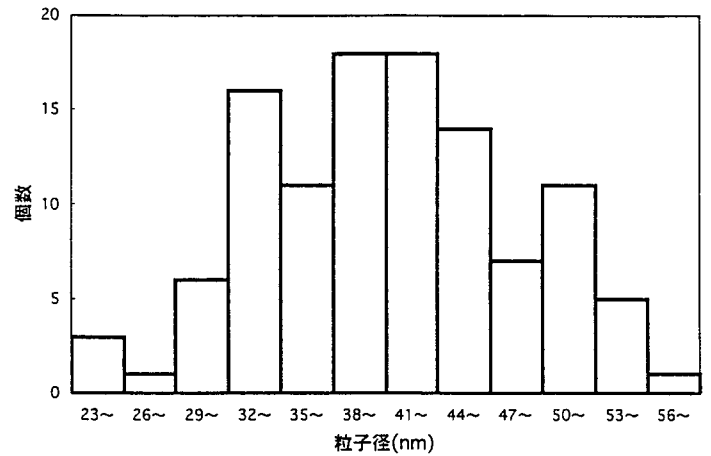
図IV.2.108 55nm ラテックス粒子の TEM 像



図IV.2.109 55nm 粒子径分布



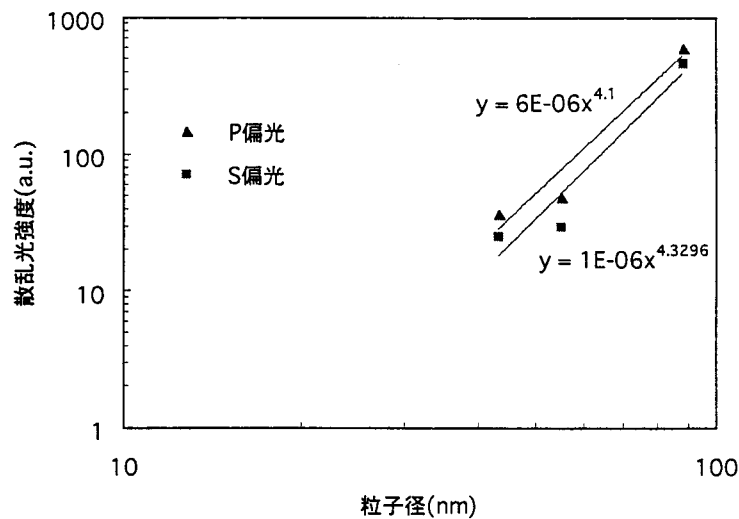
図IV.2.110 43nm ラテックス粒子の TEM 像



図IV.2.111 43nm 粒子径分布

これら TEM の観察結果より、標準試料として用いたラテックス粒子自身がある程度粒子径のばらつきを持つことがわかる。よって前節で得られた各標準試料からの散乱光計測結果は、このラテックス粒子の粒子径のばらつきを計測していると思われる。

以上の結果より、散乱光強度の分布と粒子径の分布を対応させると、散乱光強度の粒子径依存性は次のようになる。



図IV.2.112 散乱光強度の粒子径依存性

レーリ散乱理論では散乱光強度は粒子径の6乗に比例するが、図IV.2.112 で示した直線では、P・S偏光どちらの場合も約4乗に比例している。しかし、28nmの粒子は検出されていない。

ないことや、スペックルがまだはっきりとは計測されていないことを考えると、現時点では入射光量が依然低く、30nm 以下の粒子など表面近傍での光散乱現象を十分に計測するには至っていないと思われる。

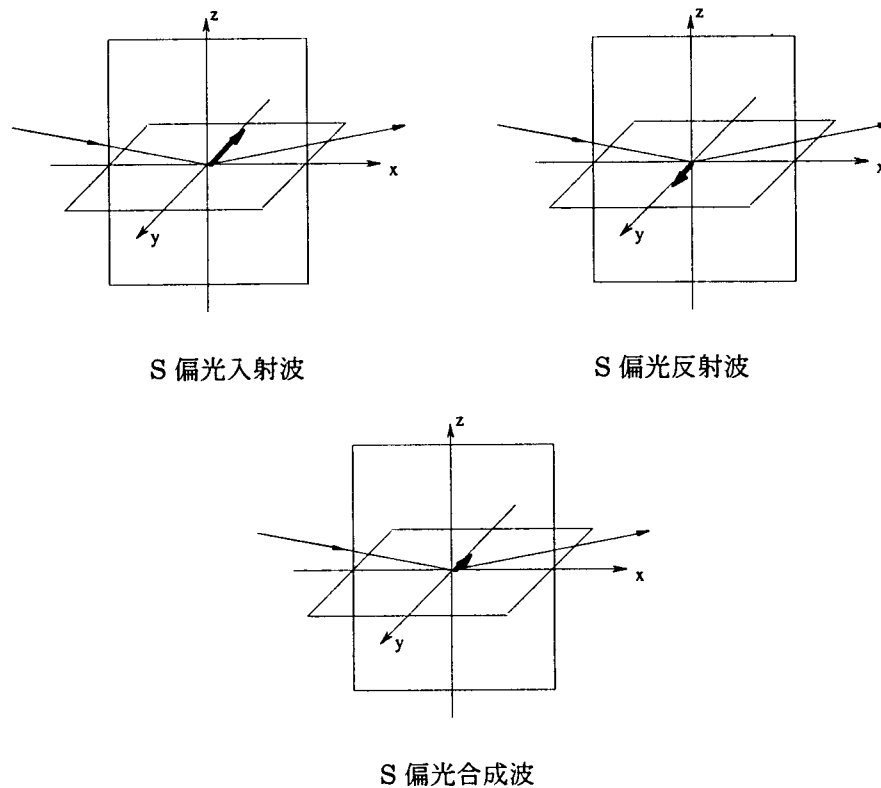
さらに、Si ウエハ表面のみからの散乱光にはその表面の何らかの情報が含まれており、その現象・特徴を詳しく調べることで粒子からの散乱光と簡単に分離できる可能性がある。またそれにより粒子の検出限界もさらに小さくなっていく。

今後は、入射光量を上げる・走査観察領域を狭くするなどして Si ウエハ表面のみからの散乱光を十分に計測し、表面近傍の光散乱現象を詳しく調べていく必要がある。

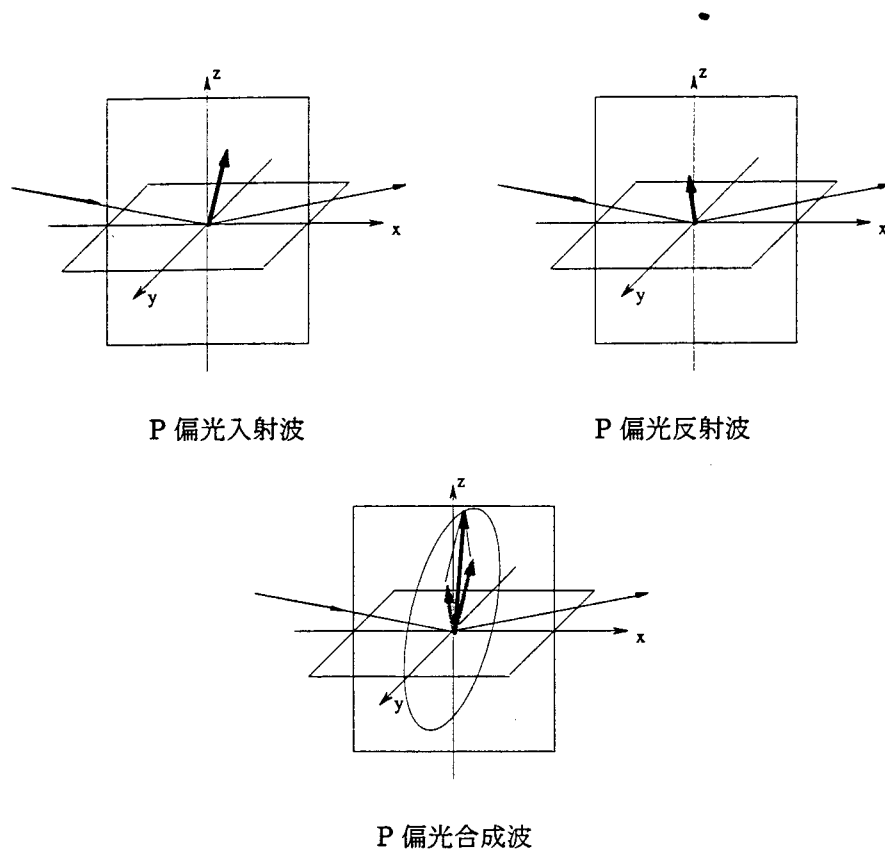
3.5.7 Si ウエハ表面上の入射波と反射波による合成波の電界計算

空中の球形粒子に対する散乱理論としてはレーリ理論やミー理論等が存在するが、基板上の粒子に対する散乱理論というものは厳密には分かっていない。Si ウエハにレーザーを入射させた場合、その表面近傍には入射波と散乱波から作られる合成波ができていると考えられる。ここではこの合成波中に微粒子（ダイポール）を置くことにより、基板上の光散乱現象というのが説明できるのではないかと考え、P・S 偏光入射時にどのような合成波ができているのかを計算した。ただし入射角度は 76 度で一定とした。

入射波と反射波、またそれらによる合成波は P・S 偏光入射で図IV.2.113、114 のようになる。



図IV.2.113 S 偏光入射時



図IV.2.114 P 偏光入射時

図IV.2.113、114 に示すように表面上における合成波は、S 偏光を入射した場合には直線的に振動している電場ができているが、P 偏光を入射した場合は合成ベクトルの先端の軌跡が入射面内で楕円を描くような電場になっていると考えられる。

S 偏光、P 偏光を入射した場合の合成波の各成分は、式(31)、(32)のようになる。

(r_P 、 r_S はP、S 偏光の反射率、下付きのR、Iはその実部、虚部を表す。)

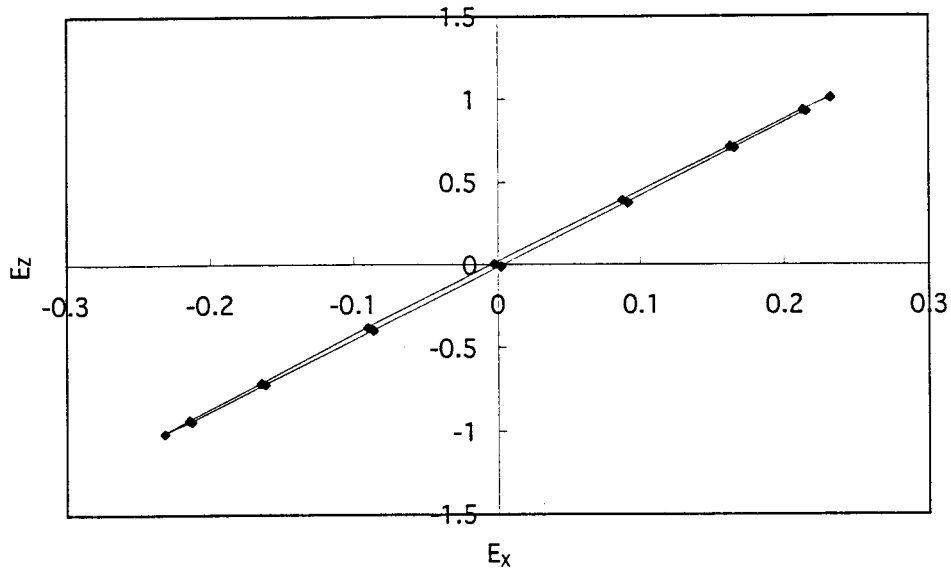
・ S 偏光入射時 (y 成分のみ)

$$E_y = E_0 (1 + r_{S,R} + ir_{S,I}) \cdot e^{i\alpha x} \quad (31)$$

・ P 偏光入射時 (x、z 成分)

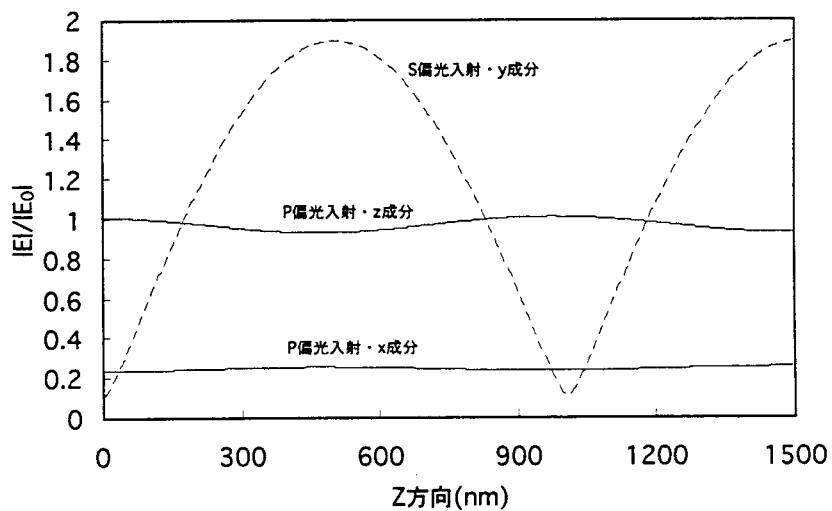
$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos\theta (1 + r_{P,R} + ir_{P,I}) \cdot e^{i\alpha x} \\ E_z &= E_0 \sin\theta (1 - r_{P,R} - ir_{P,I}) \cdot e^{i\alpha x} \end{aligned} \quad (32)$$

P 偏光入射時の合成波が具体的にどうなっているかを調べるために、式(32)より、時間 ωt を振った時 ($0 \sim 2\pi$ 、16 分割) の X、Z 方向の実部成分を図IV.2.115 にプロットした。ただし $E_0 = 1$ とした。

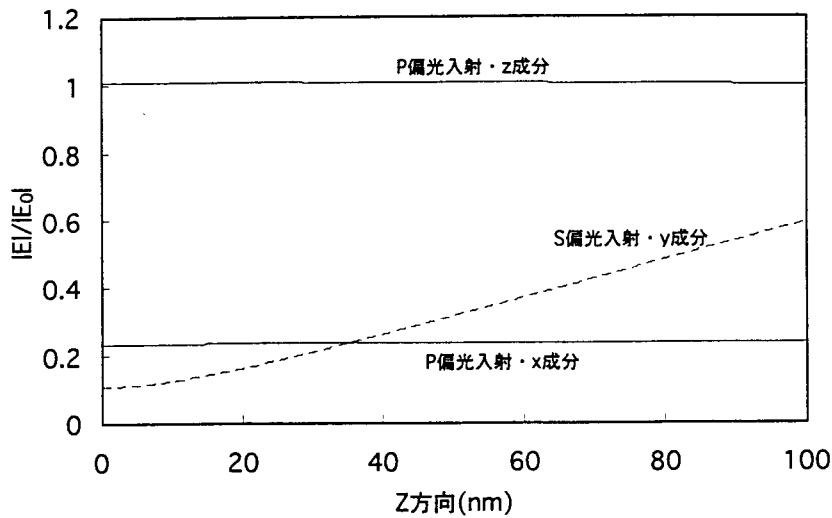


図IV.2.115 P 偏光入射時の合成波

図IV.2.115 のように P 偏光入射時における合成波の電場ベクトルは、その先端の軌跡が入射面内で楕円を描いている。これらの結果について、S 偏光入射時の合成波 Y 成分、P 偏光入射時では楕円を X 成分と Z 成分に分け、その振幅の大きさを比較した。図IV.2.116、117 は、その結果を基盤からの高さ方向についてプロットしたものである。



図IV.2.116 合成波の Z 方向変化(0~1500nm)



図IV.2.117 合成波の Z 方向変化(0~100nm)

図IV.2.116 のように、S 偏光入射時でははっきりとした定在波になっているが、P 偏光入射時では高さ方向に対して電場の振幅はほとんど変化していない。

このような電場にダイポールを置いたとき、本計測法のように Si ウエハに対してその法線方向から散乱光を計測する場合、電場の Z 成分からの寄与はほとんどないと考えられる。したがって、P 偏光入射時では X 成分のみが基盤上粒子に対して入射電場となっていると考え、基盤上(Z = 0)では P 偏光入射の方が大きくなっており、実験結果を説明できる。また図IV.2.117 では基盤から 35nm の高さからは逆に S 偏光入射の方が急激に大きくなっているが、比較的大きな粒子 (数百 nm~) やラテックス粒子が凝集したかたまりが基盤上にあるときは S 偏光入射の方が散乱光強度は大きいという実験結果があり、計算結果と一致する。

しかし実際の粒子はある体積を持っているので、正確に P・S 偏光の違いを調べるためには、ダイポールを粒子の各微小体積に配置し、そこからの全ての寄与を計算する必要がある。

4. まとめ

4.1 レーザービーム走査型全散乱光検出法

これまでに、本研究において Si ウエハ上のパーティクルの粒径をナノメートルオーダーで計測できる、光散乱法を用いた新しい粒径測定法開発していた。すなわち、理論的には $S/N=1$ として粒径 6nm まで計測が可能な分解能をもつ測定法であるが、しかし実際には迷光の影響で分解能が低減されるが、それでも分解能が 19nm の測定装置を製作し、これにより Si ウエハ表面を測定して、粒径 20~30nm 程度の微粒子を検出していた。

そこで、開発していた本粒径測定法原理を用いて、ウルトラクリーンルーム(UCR)内での測定にも適用できるナノメートルオーダーの微粒子計測装置の開発を新たに行った。今回の微粒子測定装置の開発においては、UCR 内の清浄な環境での使用に耐えうるように、各機構部での設計製作に工夫を図った。また、光学系の設定や計測時における自動化とセッティングの容易さおよび安定化を図るため、試料テーブルの 4 軸化による操作性の容易さと精密化、さらには計測データの採取と後処理での自動化を試みている。すなわち、コンピュータによるテーブル駆動制御やデータ処理機能用ソフトウェアの高機能化を図った。

今回、新たに開発した本微粒子測定装置は、前述のように原理的に粒径 6nm 程度まで測定できる分解能であるが、迷光の影響でその分解能が低減される。そこで、ポリスチレンラテックスの標準微粒子(PSL)により、本測定装置の校正を行った結果、迷光等の影響により、現時点での検出分解能は粒径 24nm であった。今後、光学系に工夫して迷光を削減して、粒径が 20nm 以下まで分解能を向上させるための改造を行う必要があるが、一方検出分解能が 24nm 程度をもつ本微粒子装置を用いて、Si ウエハ表面のパーティクル測定を行って、Si ウエハ表面の評価を試みた。その結果、以下のことが明白になった。

- (1) Si ウエハ上に散布した直径 88nm、43nm、37nm のラテックス標準粒子を本微粒子測定機により計測し、TEM 観察による粒子径分布と対応付けて、測定装置の校正を図った。その結果、本粒径計測システムが 20nm 程度までの粒径を精度良く計測できることを実証することができた。また、本測定法は迷光が削減できれば 20nm 以下で、さらに原理的に 10nm 程度以下の粒径測定も可能であることを、実証することができた。
- (2) 現装置の粒径分解能は、検出信号と迷光、および光電子増倍管でのショットノイズによる S/N 曲線より $S/N = 1$ で 24nm であることを示すことができた。
- (3) ウルトラクリーンルーム内で、本測定装置により清浄な Si ウエハ表面を測定し、28nm 程度を中心として 21nm から 30nm の粒径に相当する信号を検出することができた。
- (4) これら検出された粒子に相当する信号の実証のために、Si ウエハを洗浄し、その除去粒子の変化から、付着粒子であるかどうかの検証を行った。その結果、洗浄することにより、Si ウエハ面で検出された平均粒径 28nm 程度粒子が、洗浄により除去される度合いを、個々の微粒子を特定しながら精度良く検出することができ、それら除去あるいは新たに付着した微粒子のほとんどが、Si ウエハ面付着の粒子であることを確認することができた。
- (5) ウルトラクリーンルーム内に清浄な Si ウエハ面を置いて曝し、その表面上の付着分布の経時変化より、クリーンルーム内の清浄度測定を行った。
- (6) その結果、Si ウエハ面で検出された平均粒径が約 27nm 程度の粒子が、35 日間 1 週間ごと計測した測定値から、粒子数は約 100%の増加、また粒径は 7%減少していることを見

いやすことができた。

4.2 CCD カメラを用いた斜入射画像計測法

半導体集積回路の微細パターンの形成の初期工程での不良原因の大部分は、製造プロセス中での発塵に起因すると言われている。この異物は回路の配線幅の 1/4 程度の大きさでもパターン欠陥を引き起こし、また回路素子の信頼性まで考慮した場合、有害となる異物の粒子径は、最小配線幅の 1/10 までとされている。しかし、現在の半導体集積回路製造過程で用いられている検査装置は、 $0.1\mu\text{m}$ 程度の粒子径しか検出できていない[2][3]。

以上述べた背景のもとに、本研究では Ar^+ イオンレーザービームを用いた光散乱検出法により、Si ウエハ表面上に付着した微粒子を大面積にわたって短時間に高信頼度で計測できる光散乱計測装置の開発を目的とした。以下に、CCD カメラを用いた斜入射画像計測法で行った研究結果についてまとめる。

2.2 では本研究の基本原則と特徴を述べた上で、CCD カメラを用いた斜入射画像計測法について提案し、基礎実験用装置を製作した。

また、光散乱理論であるミー及びレーリ散乱理論の解析を行い、ナノオーダーの微粒子からの散乱光は 1W の Ar^+ レーザーを用いても 10^{-14}W 程度の微弱光であることを明らかにした。

まず、本計測法の特徴であるレーザービーム走査・長時間露光を実現するための個々の装置について述べ、計測の手順や設定、データ処理方法について示した。

開発した CCD カメラを用いた斜入射画像計測法の特徴について、以下のような結果を得た。

- (1) レーザービーム走査により均一照明を実現した。
- (2) 暗電流の露光時間依存性、計測された散乱光の露光時間依存性・入射光量依存性について示し、計測条件を決定した。
- (3) 計測時の時間的ふらつきは、入射レーザー光量のふらつきが大部分であることがわかった。

次に、CCD カメラを用いた斜入射画像計測法による計測より、Si ウエハ表面上に散布したラテックス標準粒子からの散乱光を測定し、その分布を TEM 観察による粒子径分布と対応付けた。また、表面合成波の大きさを計算することにより P・S 偏光入射による計測結果の違いについて示した。

測定結果をまとめると次のようになる。

- (1) 88nm、55nm、43nm ラテックス粒子からの散乱光が感度良く計測された。しかし 28nm 粒子についてはほとんど計測されなかった。
- (2) 30nm 以下の粒子や Si ウエハ表面の散乱現象については入射光量が低く、十分に計測されていない。
- (3) 基盤表面では P 偏光入射の方が合成波の電場は大きく、実験結果と一致した。

以上のことを総括すると、今回開発した CCD カメラを用いた斜入射画像計測法による光散乱計測装置は、Si ウエハ上の 30nm 程度の微粒子を感度良く計測できることを示せた。

4.3 今後の目標と展開

今回試作した光散乱法による微粒子測定機を用いて、楕円面鏡を用いたレーザービーム走査による全散乱光検出法では、今後本装置の光学系における迷光の削減化を図り、まず計測可能粒径を 20nm 以下への向上を図り、さらに 10nm 以下のナノメートルオーダーまでの感度向上を図る。また、本測定装置を用いて、Si ウエハ表面の微粒子計測はもちろん表面欠陥の検出、さらには超精密加工面の微細構造に関する情報を得ることができる、表面評価システムの開発を目指す。また、将来、走査型電子顕微鏡に比べて、縦分解能が高くて広い測定領域を計測でき、大気中測定が可能な「走査型光顕微鏡」への展開が期待できる。

一方、CCD カメラを用いた斜入射画像計測法では、今後入射光量をより大きくして、さらに小さな粒子や表面近傍の光散乱現象を計測していくことで、検出感度の向上、Si ウエハ表面の評価、基盤表面近傍の光散乱現象の解明などが期待される。

参考文献

- [1] 高見勝美, 秋山伸幸, 岩谷福雄: 半導体プロセスにおける欠陥・微粒子のレーザーによる検出, 電子材料, 9(1977)103.
- [2] K.Suda: Instrumentation for the Size Determination of Submicron Particulates SysTEMs by Side Way Light Scattering Method. Rev.Sci. Instrum., 51, (1980) pp.1049.
- [3] 秋山伸幸, 大島良正, 小泉光正, 秋葉正邦, 長友宏人: 偏光レーザーによるパターン付試料上の異物検査の自動化, 計測時自動制御学会論文集, 17, (1981)PP.237.
- [4] 八掛保夫, 鈴木道夫, 伊藤誠: 表面検査装置による微粒子検出, 日立評論 62. 7(1983) 39-42.(1978)109-116.
- [5] 高見勝美, 秋山伸幸, 長友宏人, 岩谷福雄: 微小欠陥及びサブミクロン粒子計測におけるレーザーセンシング技術, 日立評論, 65, 7(1983)39.
- [6] 秋山伸幸: 半導体用異物検査技術, 精密工学会誌, 55, 2(1989)294.
- [7] 小泉光義, 秋山伸幸: LSI ウエハパターンからの反射光の偏光特性を利用した異物検出法の開発, 計測自動制御学会論文集, 25, 9(1989)30.
- [8] 秋山伸幸, 谷口雄三, 塚越雅樹, 小泉義光: ウエハ異物検査システムの活用法, 日立評論, 73, 9(1991)55-60.
- [9] 秋山伸幸, 中田俊彦, 牧平坦, 芹澤正芳, 土井秀明, 水野文夫, 野副真理, 井古田まさみ, 細江卓朗, 近松秀一, 神宮孝広, 伊藤慎, 阿部茂: 差画像検出方式異物検査装置の開発, 精密工学会誌, 57, 11(1991)1955.
- [10] M.Noguchi and Y.Kenbo: Fine Particle Inspection DoWn to 38nm on Bare Wafer With Micro Roughness by Side-Scattering Light Detection. Jpn.J.Appl.Phys.1B, 32, (1993)352.
- [11] Yuzo MORI, Hiroshi AN, Katsuyoshi ENDO, Kazuto YAMAUCHI, Kazuhisa SUGIYAMA: DeSigning a NeW Apparatus for Measuring Particle Sizes of the Order of Nanometer by Light-Scattering, Technology Reports of OSAKA UniVerSity, 38, 1924(1988)135-145.
- [12] 森勇藏, 安 弘, 遠藤勝義, 山内和人, 杉山和久, 土屋八郎, 井出廠: 光散乱法によるナノメートルオーダーの粒径測定法の開発, 精密工学会誌, 54, 11(1988)2132.

- [13]森勇藏, 安 弘, 遠藤勝義, 山内和人, 井出廠: 光散乱法によるナノメータオーダーの粒径測定法の開発(第2報) - 標シリコンウエハ付着微粒子の測定 -, 精密工学会誌, 55, 10(1990)1847.
- [14]Yuzo MORI, Hiroshi AN, Katsuyoshi ENDO, Kazuto YAMAUCHI, Takashi IDE: A NeW Apparatus for Measuring Particle Sizes of the Order of Nanometer, Int. J.JSPE. 25, 3, (1991)214-219.
- [15]森勇藏, 安 弘, 片岡俊彦, 遠藤勝義, 稲垣耕司, 山内和人, 山村和也, 福池敬重: 光散乱法によるナノメータオーダーの粒径測定法の開発(第3報) - 標準微粒子による粒径測定法の評価 -, 精密工学会誌, 59, 7(1993)1121.
- [16]Hiroshi AN, Yuzo MORI, Toshihiko KATAOKA, Katsuyoshi ENDO, Koji Inagaki, Kazuya YA MAMURA, Kazuto YAMAUCHI, and Takashige FUKUIKE : A NeW Apparatus for Measuring Particle Sizes of the Order of Nanometer, (2nd Report) - EValuation of Measuring SysTEM by uSing Standard ParticleSint. J.JSPE. 28, 4, (1994)356-361.
- [17]安 弘, 森 勇藏, 片岡俊彦, 遠藤勝義, 山内和人, 稲垣耕司, 山村和也, 井上晴行, 佐野泰久: 光散乱法によるナノメータオーダーの粒径測定法の開発(第4報) - 光電子増倍管出力特性の定式化とダイナミックレンジの改善法 -, 精密工学会誌, 62, 8(1996)pp.1198-1202.
- [18]井上晴行, 片岡俊彦, 遠藤勝義, 押鐘 寧, 森 勇藏, 杉山和久, 安 弘, 井山章吾: レーザー光散乱法による Siウエハ付着微粒子計測装置の開発, 精密工学会誌, 63, 8(1997)1117-1121.
- [19]Max Born and Emil Wolf:Principles of Optics, Pergamon PresSinc. , NeW York, (1980) pp.611-656.
- [20]金川昭: 側方散乱光粒子カウンターの応答計算, 化学工業, 345(1970)521.
- [21]Van den Hulst, H.C: Light Scattering by Small Particles, Jhon Wiley & Sons.(1957).
- [22]林達郎: 微弱光測定用光電子増倍管, 分光研究, 22, 4(1973)233.
- [23]清水慶昭, 達保宏, 稲葉文男: 極微弱な光情報の計測, 光学, 4, 3(1975)105.
- [24]久保田広: 波動工学, 岩波書店, (1971)1-7.
- [25]MAGSPHERE社: DATA SHEET.
- [26]安達三郎: 電磁波の物理, 朝倉書店, (1971).
- [27]安 弘: 光散乱法によるナノメータオーダーの粒径測定法の開発, 大阪大学学位論文.
- [28]Tadahiro Ohmi:Total Room TEMperature Wet Cleaning for Si Substrate Surface, J.Electrochem.Soc. , 143, 9(1996)2957-2964.