



散乱光を用いたオンライン表面粗さ計測に関する研究

宮崎, 英一

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

1993-03-31

(Date of Publication)

2015-05-19

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲1183

(JaLCD0I)

<https://doi.org/10.11501/3070629>

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1001183>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

散乱光を用いたオンライン表面粗さ
計測に関する研究

平成5年1月

神戸大学大学院自然科学研究科

宮崎英一

目次

第1章 緒論	1
参考文献	3
第2章 光散乱法による表面粗さのオンライン計測	
2-1. はじめに	5
2-2. 触針式粗さ計による粗さ測定の限界	6
2-3. 2重粗さ表面による回折光の性質	10
2-4. 冷延鋼板の粗さ特性	12
2-5. 強度測定による粗さ測定法	16
2-6. 冷延鋼板のオンライン表面粗さ測定	21
2-7. おわりに	24
参考文献	24
第3章 スペックル照射による散乱スペックルを利用した表面粗さ計測	
3-1. はじめに	27
3-2. 強度相関関数の性質	28
3-3. 強度相関関数の表面粗さ依存性	34
3-4. 縦粗さと横粗さの決定	36
3-5. おわりに	39
参考文献	40
第4章 2次モーメント画像計測装置の開発	
4-1. はじめに	43
4-2. 装置の構成	44
4-3. 量子化条件	46
4-4. スペックル半径の測定	54
4-5. スペックルの移動測定	57

4-6.	おわりに	60
	参考文献	60
第5章 スペックル照射法による表面粗さのオンライン測定		
5-1.	はじめに	61
5-2.	積分強度揺らぎの性質	61
5-3.	1種類の粗さだけの決定	63
5-4.	表面粗さ測定	
5-4-1.	オンライン測定	66
5-4-2.	空間分布測定	70
5-5.	おわりに	71
	参考文献	72
第6章 総括		
		73
謝辞		
		75
本研究に関する論文・講演		
		76

第1章

緒論

物体の表面粗さは、その表面特性を決める重要な要因の一つであり、表面の外観を与える光沢性、機械的な摩擦性、加工性などの性質に深く関わっている。品質管理の立場から、生産現場において表面の特性を制御する必要があり、そのためにはオンラインでの表面粗さ計測が不可欠な要素となっている。表面粗さを定量的に評価するには、粗さが統計量であるため表面プロフィールを測定したとしてもさらに統計処理する必要がある。これはオンライン測定の大きな障害となる。

現在、表面粗さの測定で最も一般的に使用されている測定方法は触針法である。触針式粗さ計は古くから用いられており、表面プロフィールを直接測定する。この測定方法は高分解能、広い測定範囲といった特徴を持つ。しかし、測定対象に触針子が接触するため測定表面に傷をつけたり、高倍率での測定では走査スピードを低下させる必要がある。一般には1次元方向の表面プロフィールの測定に1～10分ほど測定時間が必要となる。このような問題点があるのでオンライン計測には適さない。

この欠点を除去するために古くから積極的に研究されているのが、光を応用した表面粗さの測定技術である。光学式測定法は非接触で表面プロフィールまたは局所領域の平均表面粗さが測定できる。この表面粗さ計測技術には、既に幾つかの方法が提案されている^{1~5)}。この内、表面プロフィールを直接測定するのではなく、照射領域の平均粗さを測定する方法がオンライン計測に適している。この測定方法には散乱光の角度分布を求めるARS法、散乱光の全光量を測定するTIS法、スペックルのコントラストを測定するスペックルコントラスト法がある。しかしながら、これらの測定方法では測定された回折パターンから更に粗さを算出する必要があったり、表面の粗さが波長程度のときは解析が困難だったり、粗さ情報の中で特に重要な縦粗さのみを抽出するためには多数回の測定が必要

であった。このため上記で述べた光を用いた粗さ計測法はオンライン計測にはまだ不十分である。

そこで本研究ではまず、古くから用いられているレーザ散乱光の強度分布を用いるARS法を取り上げる。この光散乱法による表面の粗さ解析は、Beckmann⁶⁾らによってスカラー理論を用いてすでに明らかにされている。本研究ではこの解析方法を応用し、より複雑な表面粗さに対して適用できるようにする。そして、この測定方法を用いて実用的にオンライン測定するときの問題点を考察する。

次にスペックル光を物体に照射する粗さ計測法を取り上げる。スペックルを照射することによって、光を利用した粗さ計測で問題となっている縦粗さと横粗さとを分離して計測することを目的とする。さらにこの方法では物体による散乱光もまたスペックルを形成する。このスペックルを検出することによりオンライン測定を実現する。ここでスペックル利用技術を取り上げるのは光学系を変えることでそのスペックルの大きさを容易に変化させることができ、空間分解能が低いTVカメラでも容易に利用可能であるからである。各章の内容を以下に示す。

第2章では測定対象の表面粗さが2重であるときの光散乱法による回折パターンの性質を詳しく調べる。この回折パターンの解析により、2重粗さの粗さパラメータの決定方法を示す。この原理を単純化することにより、散乱光の強度分布を直接測定するのではなく、2重開口を用いて散乱光強度を測定することによって直接粗さ決定ができる方法を検討する。この方法により粗さのオンライン計測を実現し、冷延鋼板の圧延ローラの摩耗状態をオンラインでモニタリングできることを示す。

第3章ではスペックルパターンを測定物体に照射し、それから放射される散乱スペックルの大きさから、表面粗さ測定が可能であることを示す。そのために散乱スペックル強度を理論解析的に取り扱い、粗さとそのスペックル半径との関係を定量化する。このスペックル半径は散乱光強度の強度相関関数から求められる。このことを利用して実験条件を変えてスペックル強度の相関関数を2回測定することで縦方向と横方向の粗さの分離計測を行う。

第4章では第3章で述べた粗さ測定法を拡張するため光検出器としてTVカメラ

を利用する。そのため、散乱光強度揺らぎ量、すなわち2次モーメント値を測定するモーメント法を提案し、そのモーメント値を画像的に計測できるシステムを製作する。測定精度を高くするため2次モーメント値をデジタル量で計算する。この測定システムで問題となる点はA/D変換の際に発生する量子化誤差である。本研究ではスペックル強度を測定するときの、この量子化誤差を理論的、実験的に検討し、測定に影響を及ぼさない条件を求める。

第5章では第4章で製作した測定システムを用いたモーメント法による粗さ測定法を提案する。スペックルパターンを測定物体に照射し、その散乱光強度のモーメント値を画像計測することにより粗さをオンラインで測定する。この測定法の制約条件と粗さ測定の適用限界を求める。

最後に第6章では本研究の総括を行い、今後の課題について述べる。

参考文献

1. R. D. Young, T. V. Vorburger and E. C. Teague, "In-process and On-line measurement of surface finish," *Annals of the CIRP.*, **29**, pp. 435-440 (1980).
2. T. V. Vorburger and E. C. Teague, "Optical techniques for on-line measurement of surface topography," *Precision Eng.*, pp. 61-83 (1981).
3. 岩村忠明, "鉄鋼業における計測技術," *計測と制御*, **29**, pp. 10-19 (1990).
4. 精機学会編集, "非接触方式による精密加工表面の性状評価," (理工規格, 1985.).
5. 吉村 武晃, 鈴木 範人, "光応用計測技術と動向." (アイピーシー. 1990).
6. P. Beckmann and A. Spizzichino, "The Scattering of Electromagnetic Wave from Rough Surface," (Pergamon Press, New York, 1963).

第2章

光散乱法による表面粗さの

オンライン計測

2-1. はじめに

レーザ光を照射する光散乱法は光計測の中でも最も一般的な表面粗さ計測法である。物体表面が単純なモデルで表されるときは散乱特性を解析することができ、表面性状のパラメータを決定することができる。しかし、実際の物体表面は複雑であり、この表面に対しては取扱いが非常に困難となる。そこで複雑な表面を解析する基礎として、ここでは2重粗さを持つ表面を取り上げ、その解析方法及びその単純化を提案する。その結果を利用して、オンライン測定できる測定法を示す。

表面が2重粗さを持つ測定物体として、低温圧延加工された冷延鋼板を測定対象とする。この表面は塗料の付着性向上のため、ダル加工がなされている¹⁾。これは圧延工程における調質圧延用ロールに微細な凹凸をつけ、その凹凸を鋼板に転写させる加工法である。同一のローラで圧延を続けるとローラ表面が摩耗し、それによって圧延された鋼板は初期と異なった表面粗さを持つ。このため冷延鋼板の製品としての品質管理上、圧延ローラの摩耗状態の変化をオンラインで測定することが強く望まれている。散乱光の分布状態から表面粗さを測定する方法は工場ラインでのオンライン計測という視点から、この要求に答える有力な方法である。

圧延ローラの摩耗状態の変化は鋼板表面の2重粗さの変化として表されると予想される。そのため2重粗さの回折パターンの分布状態を詳しく調べ、その性質

を利用し、観測面上の散乱光の強度を測定するだけで鋼板の表面粗さをモニタリングできる測定システムを構成する。このシステムは工場の製造ライン中でもオンラインで表面粗さ測定が行えるように鋼板の移動に伴う物体面と観測面の距離や、鋼板の傾きに影響を受けないようにする。

2-2. 触針式粗さ計による粗さ測定の限界

表面粗さを特徴づけるパラメータについて簡単に述べる^{2,3)}。JISB 0601表面粗さの表示に採用されている表面粗さパラメータの1つに中心線平均粗さRaがある。Raは基準長さ L_x 内の表面プロファイル $h(x)$ の絶対値の算術平均

$$\begin{aligned}
 Ra &= \lim_{L_x \rightarrow \infty} (1/L_x) \int_0^{L_x} |h(x)| dx \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} |h(x)| P_r(h) dh = \langle |h(x)| \rangle
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

で与えられる。ここで $h(x)$ は図2.1に示すように平均線(点線)よりの偏差を表す表面プロファイルである。また $P_r(h)$ は $h(x)$ の確率密度関数を示す。表面粗さを正確に定義するには基準長さを十分に長くする必要がある。このため以下で

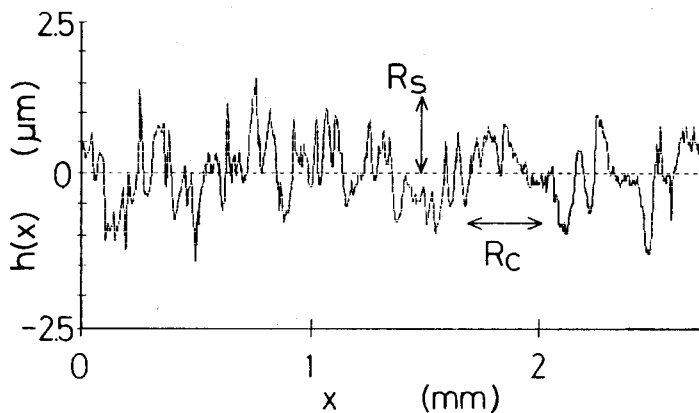


図2.1 触針式粗さ計によって得た表面プロファイル

は式(2.1)に示すように $L_x \rightarrow \infty$ として取り扱うこととする。さらに式を単純化するために本研究全体にわたって表面プロファイルの属する統計的性質として、 $P_r(h)$ はガウス分布であるとする。Ra と同様な粗さパラメータとして $h(x)$ の自乗平均値の平方根によって特徴づけられる縦粗さ R_s がある。

$$R_s = \langle h(x)^2 \rangle^{1/2} \quad (2.2)$$

この R_s 値は、表面プロファイルの確率密度関数の分散値を表している。 $P_r(h)$ がガウス統計に従うとき

$$R_a = 2(2\pi)^{-1/2} R_s \quad (2.3)$$

の関係がある。このため R_s 値が得られれば、それから R_a を簡単に導出することが可能である。

他の粗さパラメータに表面プロファイル $h(x)$ の相関長を意味する横粗さがある。表面プロファイル $h(x)$ の相関関数 $C(\Delta x)$ を

$$C(\Delta x) = \frac{\langle h(x)h(x+\Delta x) \rangle}{\langle h^2(x) \rangle} \quad (2.4)$$

とすると、 $C(\Delta x) = 1/e$ を満足する Δx の値を表面プロファイルの横粗さ R_c と定義する。

表面プロファイルの傾斜は微視的に与えられる。不規則な表面の傾斜分布はガウス分布に近似できることが知られている³⁾。このとき、表面の傾きの2乗平均平方根値を意味する S は

$$S = \left\langle \left(\frac{dh}{dx} \right)^2 \right\rangle^{1/2} = \sqrt{2} \frac{R_s}{R_c} \quad (2.5)$$

となる⁴⁾。この S を平均傾きと呼ぶことにする。平均傾き S も粗さを表す代

表的なパラメータである。

上記のように表面粗さは一義的に測定される。しかしながら実際の表面は複雑であり、そのとき各粗さパラメータが一義的に測定されるかを検討する。いま物体表面が2種類の表面プロファイルの重ね合わせであると仮定する。つまり表面プロファイルは

$$h(\vec{x}) = h_1(\vec{x}) + h_2(\vec{x}) \quad (2.6)$$

とする。 $h_1(\vec{x})$ の表面プロファイルに対しては Rs_1 、 Rc_1 の粗さとし、 $h_2(\vec{x})$ に対しては Rs_2 、 Rc_2 の粗さであると仮定する。また $h_1(\vec{x})$ と $h_2(\vec{x})$ は互いに独立であり、それぞれガウス分布に従うと仮定する。そのとき互いに独立な変数の和で表される確率密度関数は、たたみ込み積分で与えられるから

$$P_r(h) = \frac{1}{2\pi (Rs_1^2 + Rs_2^2)^{1/2}} \exp\left[-\frac{h^2}{2(Rs_1^2 + Rs_2^2)}\right] \quad (2.7)$$

となる。これは分散値 $(Rs_1^2 + Rs_2^2)$ の単一のガウス関数となる。このことは分布関数から Rs_1 と Rs_2 とを分離して求めることができないことを示す。さらに表面プロファイルの自己相関関数は

$$C(\Delta \vec{x}) = \frac{Rs_1^2}{Rs_1^2 + Rs_2^2} \exp\left[-\frac{\Delta \vec{x}^2}{Rc_1^2}\right] + \frac{Rs_2^2}{Rs_1^2 + Rs_2^2} \exp\left[-\frac{\Delta \vec{x}^2}{Rc_2^2}\right] \quad (2.8)$$

と与えられる。ここで各成分の相関関数のピーク値はそれぞれ、 $Rs_1^2/(Rs_1^2 + Rs_2^2)$ と $Rs_2^2/(Rs_1^2 + Rs_2^2)$ とである。この相関関数を測定し、波形分離できるとすると、4つの粗さパラメータを決定できる。しかしながら、 Rs_1 と Rs_2 とが大きく異なると波形分離が不可能になる。自己相関関数の測定精度を最大値の1%と仮定する。このとき $Rs_1 \geq 10Rs_2$ の条件を満足すれば、表面が2重粗さとしても自己相関関数は単一のガウス形に近似される。以上のように触針式粗さ計で表面プロファイルを測定したとしても、表面2重粗さのパラメータを決定しようとするとき $Rs_1 \leq 10Rs_2$ という極めて大きな制約がある。

2重粗さを持つ表面を触針式粗さ計で測定した結果を図2.2に示す。ここで用いた表面は冷延鋼板であり後の2-4節で示すように2重粗さをもつ。触針式粗さ計は、スタイラス半径 $10\mu\text{m}$ を持つサーフコム110A（東京精密製）を用いた。

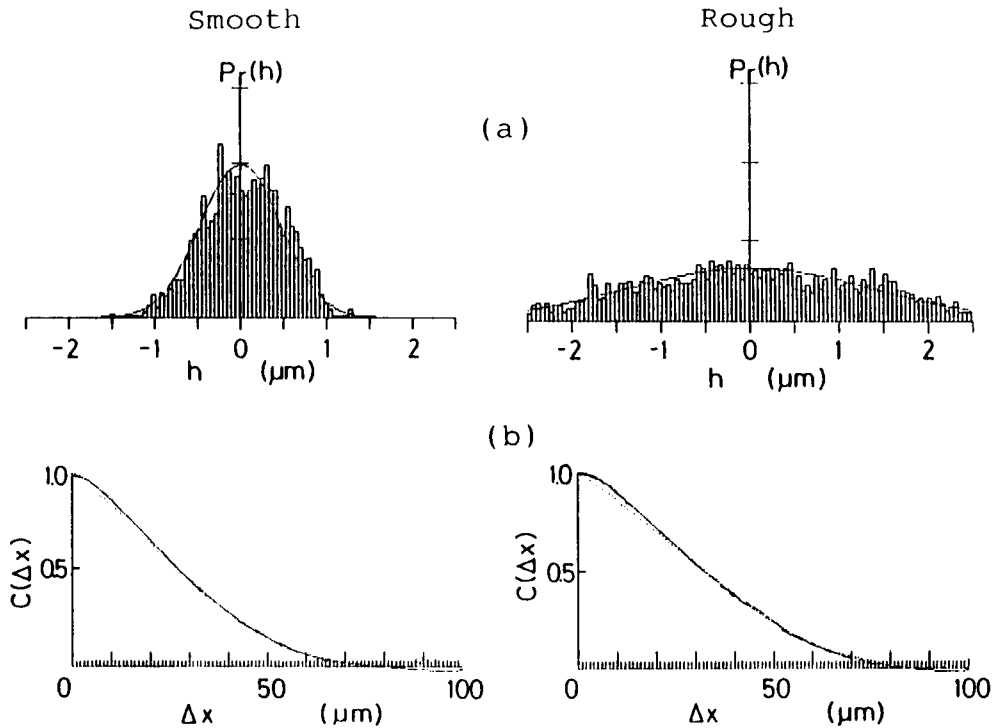


図2.2 表面性状特性 (a)は測定された確率密度関数を表す。点線は滑らかな表面が $R_s=0.54\mu\text{m}$ 、粗い表面が $R_s=1.40\mu\text{m}$ のガウス分布関数を表す。(b)は表面プロファイルの相関関数の実験値を示す。点線は滑らかな表面が $R_c=29.4\mu\text{m}$ 、粗い表面が $R_c=38.3\mu\text{m}$ でガウス関数でフィットされた曲線を表す。

図(a)は表面プロファイルの確率密度関数 $P_r(h)$ である。実線は測定値、点線はそれにフィットさせたガウス関数であり、どちらも単一のガウス形によく近似される。確率密度関数が単一のガウス形関数で表されるので表面が1重粗さか、2重粗さかは判別できない。しかし2重粗さを持つとしても、それらの成分がガウス分布に従うことが分かる。図(b)はその自己相関関数 $C(\Delta x)$ である。実線は測定値、点線はそれにフィットさせたガウス関数である。両者とも単一のガウス形によく近似される。つまり触針式粗さ計の測定結果からは、表面が1重粗さか、

あるいは $Rs_1 \geq 10Rs_2$ の条件の2重粗さか、容易に判別できない。

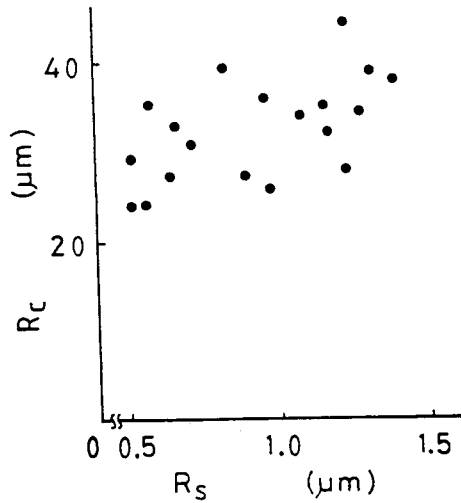


図2.3 触針式粗さ計による Rs と Rc の相関関係

触針式粗さ計による粗さ特性をまとめたものを図2.3に示す。 Rs と Rc には相関があり、 Rs が増加すると Rc も僅かながら増加する。このように触針式粗さ計による表面プロファイルの測定結果からでは、単一の構造をもつ粗さとして Rs 、 Rc を求めることができるが、2重粗さという微細構造を求めることができない。

2-3. 2重粗さ表面による回折光の性質

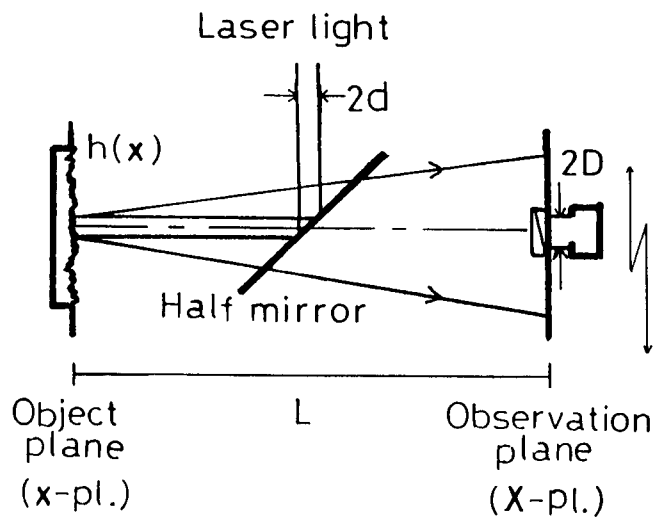


図2.4 光散乱法による粗さ測定光学系

光散乱法の光学系を図2.4に示す。 \vec{x} -面にある粗面物体にレーザ光を垂直に照射する。照射光の偏光方向と同一方向の検光子を通して、回折光強度を観測面(\vec{x} -面)で測定する。物体面と観測面との距離は L である。照射レーザ光の電場が半値幅 d のガウス型に従うとする。このとき物体面での照射光の電場 $E_s(\vec{x})$ は

$$E_s(\vec{x}) = \exp(-|\vec{x}|^2/d^2)\exp(-i\omega t) \quad (2.9)$$

と表される。物体面内の位置ベクトル \vec{x} での物体による位相変調量を $\phi(\vec{x})$ とすると $\phi(\vec{x})=2kh(\vec{x})$ で与えられる。このとき、物体面直後の電場は $E_s\exp(-i\phi(\vec{x}))$ となる。 k は照射光の波数を表し一定であるが、 $h(\vec{x})$ は確率的に変化する。このため観測面内の位置ベクトル \vec{x} での電場 $E(\vec{x})$ の相互強度は

$$\begin{aligned} &\langle E(\vec{x}_1)E^*(\vec{x}_2) \rangle \\ &= \iint \langle E_s(\vec{x}_1)E_s^*(\vec{x}_2) \rangle \langle \exp[i\{\phi(\vec{x}_1)-\phi(\vec{x}_2)\}] \rangle K_1(\vec{x}_1, \vec{x}_1)K_1^*(\vec{x}_2, \vec{x}_2) d\vec{x}_1 d\vec{x}_2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

と表される。ここで $K_1(\vec{x}_1, \vec{x}_1)$ は物体面から観測面までの伝達関数である。物体の表面プロフィールが式(2.6)で示された2重粗さを持つとする。このとき $\phi(\vec{x})=\phi_1(\vec{x})+\phi_2(\vec{x})$ で与えられる。これを利用すると式(2.10)より全強度で規格化した回折光の強度分布は

$$\begin{aligned} &\langle I(\vec{x}) \rangle \\ &= \exp\{-\langle \phi_1^2 \rangle + \langle \phi_2^2 \rangle\} G(d_L^2; \vec{x}) \\ &+ \exp(-\langle \phi_2^2 \rangle) \{1-\exp(-\langle \phi_1^2 \rangle)\} G[\{2L/(kR_1)\}^2 + d_L^2; \vec{x}] \\ &+ \exp(-\langle \phi_1^2 \rangle) \{1-\exp(-\langle \phi_2^2 \rangle)\} G[\{2L/(kR_2)\}^2 + d_L^2; \vec{x}] \\ &+ \{1-\exp(-\langle \phi_1^2 \rangle)\} \{1-\exp(-\langle \phi_2^2 \rangle)\} G[\{2L/(kR_1)\}^2 + \{2L/(kR_2)\}^2 + d_L^2; \vec{x}] \end{aligned} \quad (2.11)$$

と導かれる^{6~7)}。ここで

$$d_L^2 = (2L/kd)^2 + d^2 \quad (2.12-a)$$

$$G(\sigma^2; \delta) = \frac{2/\pi}{\sigma^2} \exp\left[\frac{-2|\delta|^2}{\sigma^2}\right] \quad (2.12-b)$$

$$R_j = \frac{Rc_j}{[\langle \phi_j^2 \rangle / (1 - \exp(-\langle \phi_j^2 \rangle))]^{1/2}} \quad (2.12-c)$$

とした。jは1と2の値を取り、表面プロファイルがj番目であることを表す。式(2.11)から分かるように2重粗さをもつ表面による回折光強度分布は一般に4つのガウス形関数の和として与えられる。この強度分布を4つのガウス形関数に波形分離し、 $\delta=0$ での強度及び半値半幅を決定すれば、2重粗さの各成分 Rs_1 、 Rs_2 、 Rc_1 、 Rc_2 を決定することができる。

2-4. 冷延鋼板の粗さ特性

測定対象として製鉄所で極めて一般的に製造されている冷延鋼板を取り上げる。冷延鋼板による回折光強度分布を、図2.4の光学系を用いて測定した。半径 $d=2.1\text{mm}$ のHe-Neレーザー光を物体に照射し、物体面から $L=120\text{mm}$ 離れた観測面での光強度を開口半径 $100\mu\text{m}$ の光電子増倍管で測定した。この光学条件では d が大きいため $d_L=d$ を満足する。測定の一例を図2.5(a)に示す。図(b)は最小2乗法を用いて2種類のガウス関数に波形分離した結果を示す。回折光強度分布は2種類のガウス形関数の和で近似される。さらに、このガウス関数の半値幅は両者とも式(2.11)第1項の半値幅 $d_L=2.1\text{mm}$ と異なっている。これは回折光強度にスペキュラ成分が存在しないことを表す。このことを詳しく調べたのが図(c)である。図(a)の強度分布から図(b)の波形の合成値を差し引いた残差を拡大して表示してある。この結果より、光強度の測定限界を最大測定値の1%と仮定すると、検出限界内ではスペキュラ成分が存在しない。従ってここで用いた鋼板の回折パターンはスペキュラ成分を持たない2つのガウス関数から構成されることが分かる。式(2.11)で表現される散乱光の回折パターンがこの2つの条件を満足するためには $\exp(-\langle \phi_j^2 \rangle)=0$ となる。ただしここで $\langle h_1^2 \rangle > \langle h_2^2 \rangle$ の関係を用いた。 $\exp(-\langle \phi_j^2 \rangle)=0$ は Rs_1 が入射光の波長に比べて十分大きいことを示す。

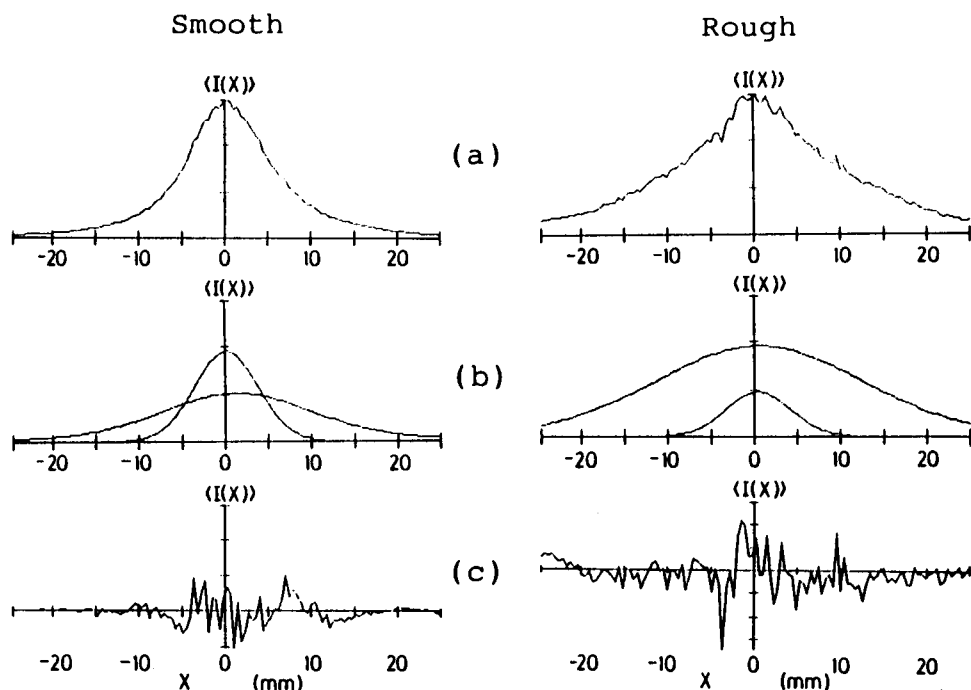


図2.5 滑らかな表面と粗い表面における散乱強度分布の解析例
 (a)は散乱光の強度分布を表す。(b)は2つのガウス関数で波形分離を行った結果を示す。(c)は実験結果と解析結果の誤差を表す。

これを式(2.11)に代入すれば、回折光は

$$\begin{aligned} \langle I(\xi) \rangle = & \exp(-\langle \phi_2^2 \rangle) G\{(2L/kR_1)^2 + d_L^2; \xi^2\} \\ & + \{1 - \exp(-\langle \phi_2^2 \rangle)\} G\{(2L/kR_1)^2 + (2L/kR_2)^2 + d_L^2; \xi^2\} \end{aligned} \quad (2.13)$$

と与えられる。回折光強度分布を波形分離することによって R_{s2} 、 R_{c2} が決定される。しかし R_{s1} と R_{c1} とは分離して求めることができない。これは $\langle \phi_1^2 \rangle$ は測定限界外にあり、縦粗さの情報 R_{s1} が欠落するためである。ここで式(2.5)で定義した平均傾き S_1 を導入する。式(2.5)の関係を式(2.13)に代入すると

$$\begin{aligned} \langle I(\xi) \rangle = & \exp(-\langle \phi_2^2 \rangle) G\{(4LS_1)^2 + d_L^2; \xi^2\} \\ & + \{1 - \exp(-\langle \phi_2^2 \rangle)\} G\left\{(4LS_1)^2 + \frac{(4LS_2)^2}{1 - \exp(-\langle \phi_2^2 \rangle)} + d_L^2; \xi^2\right\} \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる。平均傾き S_1 を用いて2重粗さを分離することができる。本研究で用いた冷延鋼板は19種類あるが回折光強度分布は、スペキュラ成分を持たない2種類のガウス関数の和で全て表された。したがって2-2節の条件を合わせて考察すると、ここで用いた冷延鋼板は $Rs_1 \geq 10Rs_2$ を満足する2重粗さを持つことが分かる。

式(2.14)を用いて S_1 と S_2 を分離した結果を図2.6と表2.1に示す。

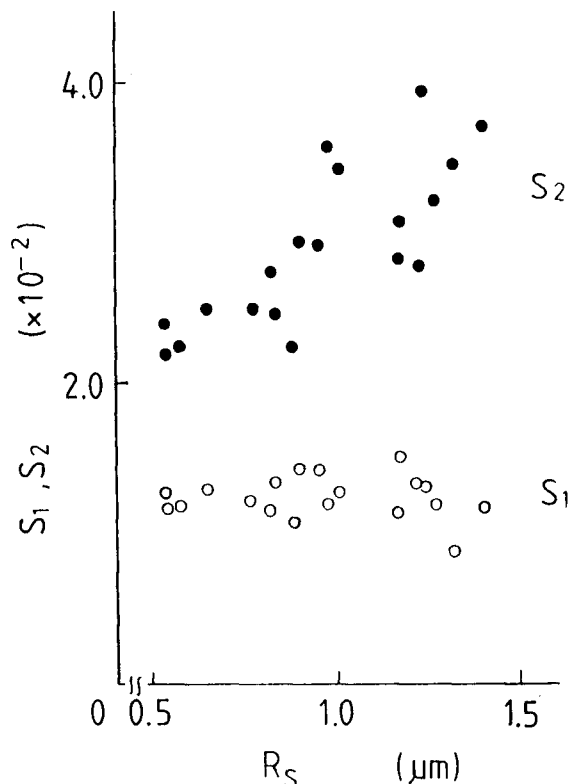


図2.6 光散乱法で得た平均傾き S_1 と S_2 との R_s 依存性

横軸は触針式粗さ計によって得られた縦粗さ R_s である。 S_1 を測定してもほぼ一定であり、鋼板の粗さ変化をとらえることができない。しかし S_2 は R_s に比例しており、 S_2 から鋼板の粗さ変化をとらえることができる。表面粗さの第2成分を式(2.13)を用いて解析した結果を図2.7に示す。第2成分に関しては縦粗さ R_{s2} と横粗さ R_{c2} とを決定できる。以上のように触針式粗さ計からは2重粗さの各成分の粗さを同定できないが、光散乱法ではそれを求めることができることがある。

表2.1 光散乱法で得た平均傾き S_1 と S_2 と触針法の比較

触針法		散乱法	
R_s (μm)	S $\times 10^{-2}$	S_1 $\times 10^{-2}$	S_2 $\times 10^{-2}$
1.40	5.18	1.17	3.77
1.32	4.71	0.90	3.46
1.28	5.29	1.24	3.23
1.24	6.22	1.33	3.96
1.23	3.95	1.36	3.29
1.17	4.80	1.51	3.06
1.17	5.20	1.15	2.76
1.09	4.47	1.28	3.43
0.98	5.25	1.22	3.61
0.95	3.78	1.40	2.94
0.90	4.61	1.42	2.96
0.84	2.99	1.35	2.46
0.81	3.78	1.14	2.74
0.77	3.27	1.24	2.52
0.65	3.33	1.30	2.55
0.58	2.35	1.06	2.26
0.56	3.26	1.12	2.27
0.53	3.09	1.19	2.47
0.53	2.56	1.16	2.21

第1成分の粗さに関して図2.6より、 S_1 は全部の冷延鋼板に対して一定である。

このとき式(2.5)より Rs_1 と Rc_1 とは比例関係にある。表面粗さの第1成分は縦粗さが粗くなると横粗さが増加する特性を持つ。

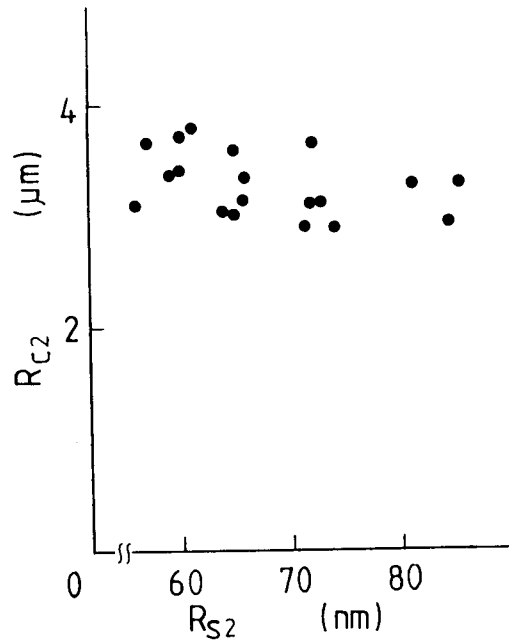


図2.7 光散乱法によって得られた Rc_2 と Rs_2 の相関関係

一方第2成分の粗さは図2.7より、 Rs_2 が増加するに連れて Rc_2 が減少する粗さ特性を持つ。以上より、2重粗さを持つ冷延鋼板の表面は、縦粗さと横粗さの相関関係が第1成分と第2成分とで異なることが分かった。このため各々の成分の粗さの生成過程が異なると考えられる。つまり第1成分の粗さはダル加工によって発生し、第2成分の粗さは圧延ロールの表面摩耗の変化のため発生すると思われる。このため第2成分だけの表面粗さをオンラインで測定できれば、冷延鋼板の圧延に使用する圧延ロールの表面の摩耗状態をモニタリングすることが可能になる。

2-5. 強度測定による粗さ測定法

光散乱法では回折パターンを測定し波形分離を行えば、表面がたとえ2重粗さを持つとしても粗さ測定が可能であることが分かった。しかし、オンラインで

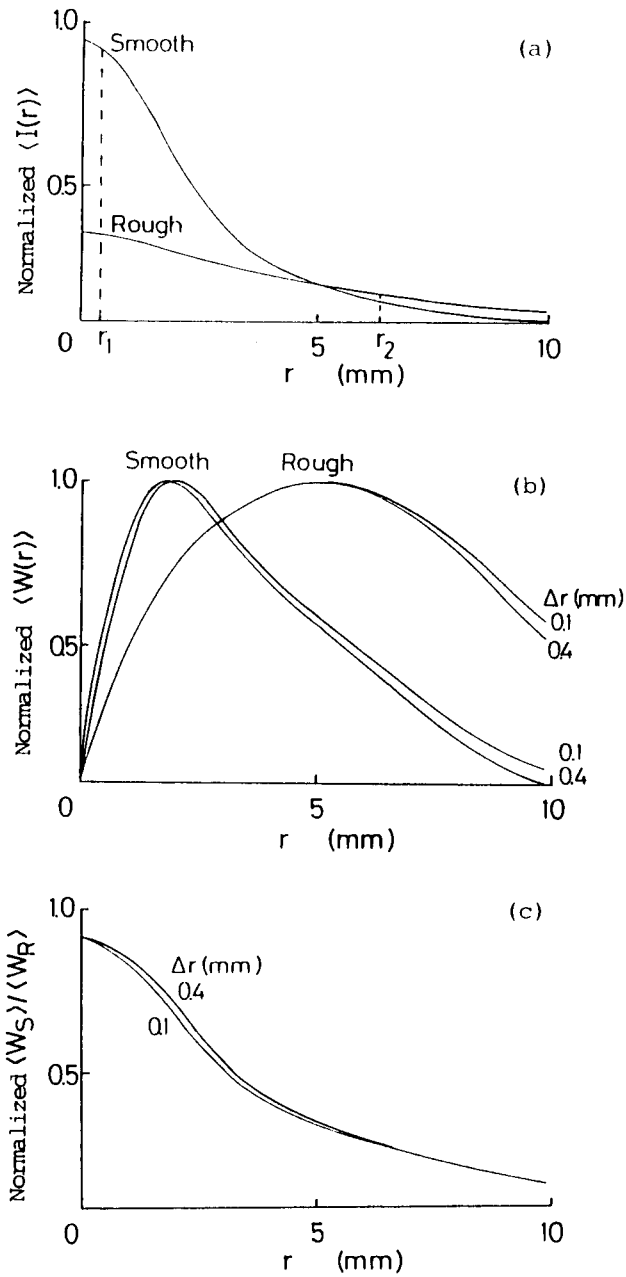


図2.8 測定される強度分布の計算機シュミレーション
 (a)は強度分布、(b)は積分強度(c)は粗い表面と滑らかな表面の強度比を示す。

実行しようとするれば、回折パターンを正確に知るためにフォトダイオードアレ

いや、波形分離のために高速な計算機が必要になり、測定装置が複雑化する。そこで、ここではオンライン測定の実用化を目指し、簡単な光学系を用いて光強度を測定するだけで直接粗さの変化を測定できる方法を検討する。

前節の光散乱法で得た $\langle \phi_2^2 \rangle^{1/2}$ 、 S_1 、 S_2 の粗さパラメータを用いて式(2.14)で計算した結果を図2.8(a)に示す。ここで r は観測面内での光軸からの距離とする。測定物体は滑らかな表面として $\langle \phi_2^2 \rangle^{1/2}=1.136$ 、 $S_1=1.160 \times 10^{-2}$ 、 $S_2=2.206 \times 10^{-2}$ を用いた。また粗い表面として $\langle \phi_2^2 \rangle^{1/2}=1.755$ 、 $S_1=1.170 \times 10^{-2}$ 、 $S_2=3.733 \times 10^{-2}$ を用いた。同図に示すように粗い表面では散乱光は光軸上のピーク値が減少し、半値幅が増加した分布となる。この粗さによる散乱パターンの変化を捉えるために、光軸から距離 r_1 だけ離れた位置で強度 I_1 を測定する。この位置では表面が粗くなるにつれて、その強度は減少する。この強度変化から測定物体表面の相対的な粗さ変化を決定することが可能となる。しかし測定物体表面の反射係数や照射光の強度変化によっては、表面粗さと関係し測定強度が変化するため、正確な粗さ測定が困難となる。そこで同図に示すように、光軸から距離 r_2 だけ離れた位置で、強度 I_2 を同時に測定する。この位置は I_1 とは逆に表面粗さが粗くなるにつれて強度が増加する位置とする。この I_1 と I_2 の強度比を測定することで表面の反射係数、照射光の強度変化の影響を受けずに粗さ測定が可能となる。

この原理に基づき強度測定のみから粗さ測定ができるが、検出器の開口を工夫する必要がある。以下にこの点について検討する。回折パターンは表面プロフィールが空間的に定常であれば、光軸に対して対称となる。ゆえに検出効率を上げるためリング状の開口を用いる。このリングの幅を Δr とするとき、このリングを通過した光を検出するものとする。この光強度を積分強度 W とする。光軸から距離 r だけ離れた位置で、幅 Δr を持ったリング状の開口を通過する積分強度 $\langle W(r, \Delta r) \rangle$ は

$$\langle W(r, \Delta r) \rangle = \int_r^{r+\Delta r} \int_0^{2\pi} \langle I(\xi, \phi) \rangle \xi d\xi d\phi \quad (2.15)$$

となる。測定に用いる光学系は散乱光を焦点距離 f のレンズを通して、その後焦点面で検出するものとする。これは式(2.12-a)では $L \rightarrow \infty$ の位置で観測することに相当する。このため $d_1 = 2f/(kd)$ となる。式(2.15)の $\langle I(r, \phi) \rangle$ はこの関係を式(2.14)に代入し、極座標に変換した式である。式(2.15)は

$$\begin{aligned}
 & \langle W(r, \Delta r) \rangle \\
 &= \exp(-\langle \phi_2^2 \rangle) \exp\left[-\frac{(kr)^2/(2f^2)}{1/d^2+(2kS_1)^2}\right] \left[1-\exp\left[-\frac{k^2(2r+\Delta r)\Delta r/(2f^2)}{1/d^2+(2kS_1)^2}\right]\right] \\
 &+ \{1-\exp(-\langle \phi_2^2 \rangle)\} \exp\left[-\frac{(kr)^2/(2f^2)}{1/d^2+(2kS_1)^2+\frac{(2kS_2)^2}{1-\exp(-\langle \phi_2^2 \rangle)}}\right] \\
 &\quad \times \left[1-\exp\left[-\frac{k^2(2r+\Delta r)\Delta r/(2f^2)}{1/d^2+(2kS_1)^2+\frac{(2kS_2)^2}{1-\exp(-\langle \phi_2^2 \rangle)}}\right]\right]
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

となる。図2.8(b)は $\Delta r = 0.1\text{mm}$ と 0.4mm の2種類について式(2.16)を用いて計算を行った結果である。各 Δr に対する $W(r, \Delta r)$ の差を比較するため最大値で規格化してある。 r_1 と r_2 の設定は、それぞれ粗い表面と滑らかな表面との曲線がピーク値を取る位置にした。これは W_2/W_1 が粗さに強く依存する条件であり、 $r_1 = 0.95\text{mm}$ 、 $r_2 = 6.3\text{mm}$ とした。また同図から分かるように Δr が変わっても各測定物体の粗さが変化しない限り、 $W(r, \Delta r)$ は殆ど変化しないことが分かる。ゆえに Δr の値は測定感度に影響しない。この結果を用いて粗い表面の測定物体による積分強度と滑らかな表面の測定物体による積分強度との比を計算した結果を図2.8(c)に示す。粗さの異なる2種類の測定物体について Δr が変化しても比は殆ど一定であることが分かる。リングの幅は検出される光強度がほぼ一定になるように $\Delta r = 0.1\text{mm}$ 、 $\Delta r_2 = 0.4\text{mm}$ とした。

この2重リング開口を通過した強度比から、2重粗さのうちどの粗さを主に測定しているか推定する。2-4節より、冷延鋼板の表面はダル加工による S_1 、ロー

ラの摩耗による S_2 から構成されることが分かっている。今ローラが全く摩耗していない状態として $S_2=0$ を仮定する。このとき、測定される強度比を図2.9に○印で示す。

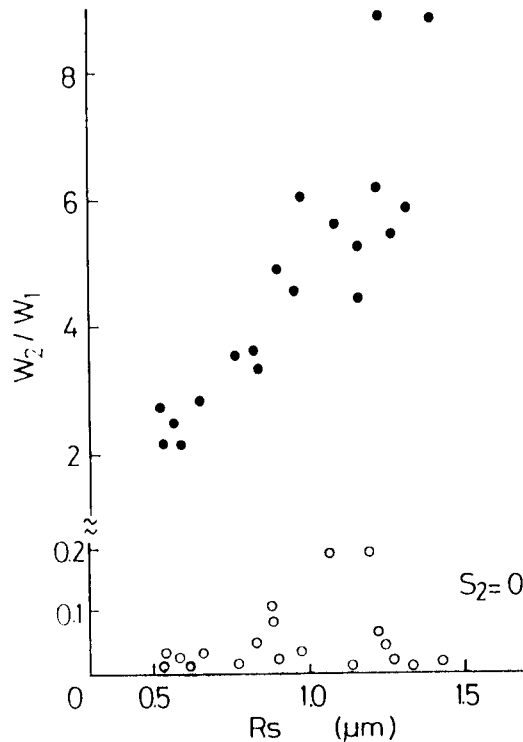


図2.9 光散乱法で得た S_1 、 S_2 を用いた W_1/W_2 の計算結果
○印は S_2 のみ ●印は S_1 と S_2 の両者が存在する場合である。

これは式(2.16)に光散乱法で得た S_1 を代入して計算した。ダル加工による表面粗さのみが存在する状態である。次に S_2 が発生した後、 S_1 と S_2 が同時に存在するときの強度比を●印で示す。これも式(2.16)に光散乱法で得た S_1 、 S_2 を代入して計算した。 S_1 による W_2/W_1 の比は殆ど一定であり、 S_1 と S_2 が同時に存在するときの強度比と比較して微小な変化しかしていない。つまり W_2/W_1 の変化は S_2 の変化によって生じている。この測定法では S_1 と S_2 とに依存した量を測定しているが、 W_2/W_1 の変化量から S_2 の変化量が分かる。

2-6. 冷延鋼板のオンライン表面粗さ測定

2-5節で示した2重リング開口を通して散乱光強度を測定するオンライン表面粗さ計の光学系を図2.10に示す。測定物体の表面に半径 $d=0.56\text{mm}$ のHe-Neレーザー光を照射する。測定物体から反射した散乱光は、ハーフ・ミラー(H.M.)を通過し1番目のレンズの後焦点面にフーリエ変換像として到達する。この面には2重リングを持った開口が位置している。開口の内側のリングを通過した光はフォトダイオード(PD₁)で積分強度 W_1 を検出する。外側のリングを通過した光は2番目のレンズによって集光されフォトダイオード(PD₂)によって積分強度 W_2 を測定する。測定された積分強度 W_1 、 W_2 は増幅器(Amp.)によって増幅された後、除算器(Divider)を通して W_2/W_1 の比として出力される。

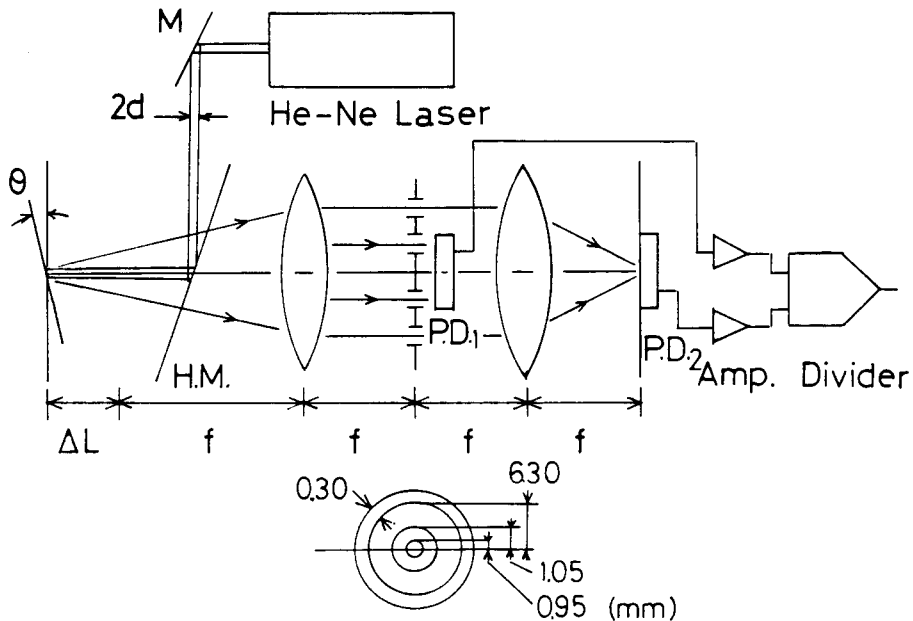


図2.10 2重開口とオンライン測定に用いた光学系

粗さ測定のオンライン化を実際の製造ライン上で可能とするには、以下に示す2つの重要な問題点を解決する必要がある。測定対象となる冷延鋼板は、圧延ライン中では常に毎秒20mの高速で移動している。この移動に伴い鋼板は上下に波打ち、物体面と測定システムとの距離が変化する。さらに、それに加えて測定物体が照射光の光軸から傾き、観測面上で散乱パターンが移動する。このた

め表面粗さをオンライン測定するには、これらの影響を受けない測定法でなくてはならない。この点はレンズを用い、そのフーリエ面で強度を測定することによって解決できる。フーリエ変換の性質により、測定物体の面内移動、測定物体と測定システムの距離の変化に対して、フーリエ面でのそれぞれの強度は不変である。このことは、また散乱光の回折パターンを表す式(2.16)に、 ΔL の効果が存在しないことから分かる。

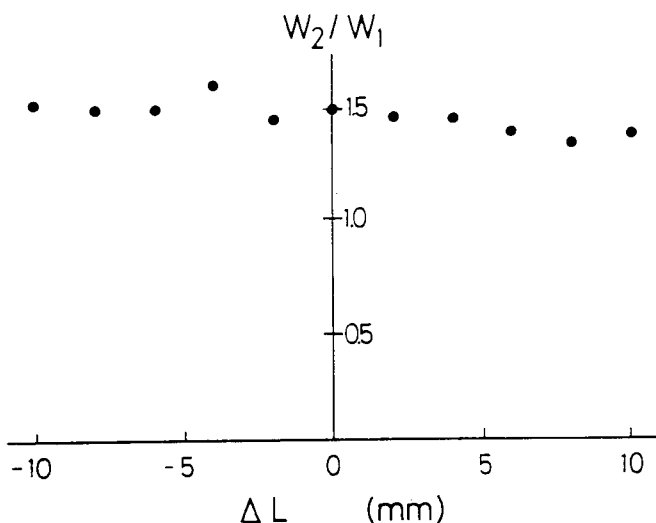


図2.11 W_2/W_1 の ΔL 依存性($\theta = 0$)

図2.11は測定物体とレンズ面との距離を ΔL だけ変化させたときの W_2/W_1 を表す。 ΔL が変化したとしても W_2/W_1 は、ほぼ一定の値を取る。ゆえに ΔL を変化させても測定値には影響しないことが分かる。オンライン計測を行うためにはもう一つの問題点がある。測定物体が光軸に対して傾いたとしても測定値に影響がないことである。測定物体が光軸から θ だけ傾いたとすると観測面上で観測される散乱パターンは相似形のままであるが観測面上をシフトする。フーリエ面で観察される回折パターンのシフト量は $f \cdot \tan \theta$ である。ここで f はレンズの焦点距離である。この移動に伴い散乱光のピークが内側リングの開口幅内に移動すれば測定される強度が大きく変化するので正確な測定が困難となる。ゆえに回折パターンの最大ピークが内側のリング内に存在する範囲が測定範囲である。そこで $r_1 = 0.95 \text{ mm}$ としたとき、理論上測定物体が光軸に対して ± 0.5 (deg)まで傾

いても測定には影響しないことになる。この値は冷延鋼板の製造ラインでの一般的な値である。図2.12は測定物体が光軸に対して θ だけ傾いたときの

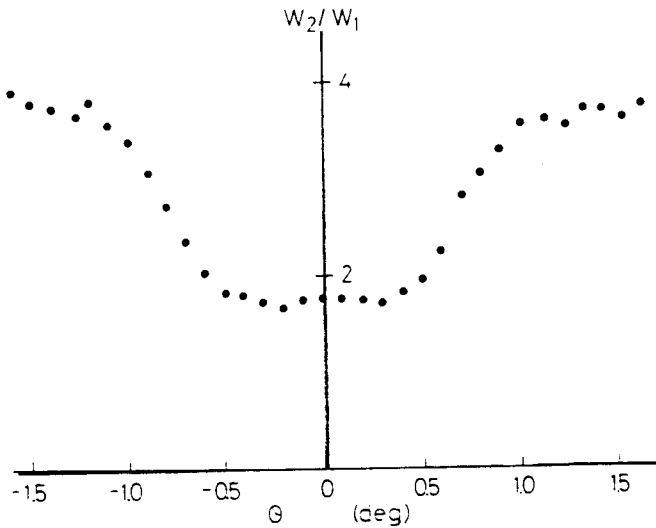


図2.12 W_2/W_1 の θ 依存性 ($\Delta L=0$)

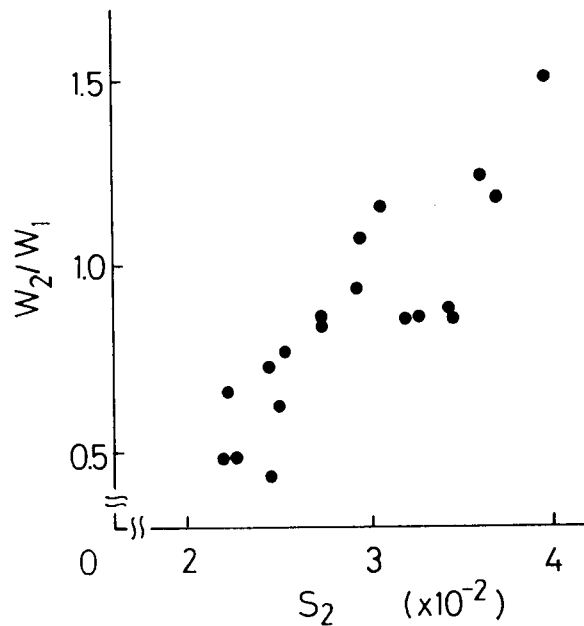


図2.13 W_2/W_1 と光散乱法で得た S_2 の関係

W_2/W_1 を表す。 θ が ± 0.5 (deg)まで傾いても W_2/W_1 がほぼ一定になることがわかる。これらの結果から、この測定方法はオンライン計測に適した方法である。

以上より、フリーエ面で2重リング開口を通して散乱光を観測する測定システムでは移動に伴う冷延鋼板の波打ち、サンプルの傾きに不感であるというオンライン測定の方法を満足していることが実験的に確かめられた。この測定システムを用いて19種類の冷延鋼板の粗さ測定を行った。その結果を図2.13に示す。ここでは W_2/W_1 を S_2 に対して示した。図2.6より S_1 は常にフラット、 S_2 は圧延ローラの摩耗変化に依存する事実に基づいて考察すると、ローラの摩耗に対して強度比がどれだけ変化したかが分かる。

またこの方法は19種類の測定物体について測定の繰り返し精度は5%以内に収まる。このことは粗さをモニタリングするのに十分な測定感度を持ち、オンラインで圧延ローラの摩耗の変化をとらえることが可能となる。

2-7. おわりに

表面が2重粗さを持ち、それぞれの表面プロフィールが互いに独立な和の形で与えられるとして回折光強度分布の解析を行った。この2重粗さは触針式粗さ計では分離困難であるが光散乱法では分離可能である。回折光強度分布による2重粗さの各成分の平均傾きの測定から冷延鋼板の圧延による表面の微細な変化をとらえることができた。さらにこの2重粗さの各成分の粗さ特性が異なるので、その第1成分が圧延ロールのダル加工によるもの、第2成分がロールの摩耗によるものと考えられる。

この回折光強度分布の変化をとらえる方法として観測面のある位置で強度測定を行った。この測定法は強度比を測定するために表面の反射率に依存しない。さらにフリーエ面上でリング状開口を通して測定するため鋼板の移動に伴う距離の変化や傾きに影響を受けない。このため冷延鋼板の生産ラインでの圧延ローラの摩耗状態の相対的な変化をオンラインで計測できることが分かった。

参考文献

1. 岩村忠明, "鉄鋼業における計測技術," 計測と制御, 29, pp. 10-19(1990).

2. 奈良 治朗, "表面粗さの国際規格の改正," 精密機械, 2, pp. 108-113(1982).
3. 森村 正直, "精密計測技術," (総合技術センター, 1989).
4. P. Beckmann and A. Spizzichino, "The Scattering of Electromagnetic Wave from Rough Surface," (Pergamon Press, New York, 1963).
5. 宮崎 英一, 吉村 武晃, 峯本 工, "光散乱法による表面2重粗さの特性解析," 光学, 6, pp. 373-379(1991).
6. B. Ruffing and J. Fleischer, "Spectral correlation of partially or fully developed speckle patterns generated by rough surfaces." J. Opt. Soc. Am. A, 2, pp. 1637-1643(1985).
7. J. Ohtsubo, "Measurement of roughness properties of diamond-turned metal surfaces using light-scattering method," J. Opt. Soc. Am. A, 3 pp. 982-987(1986).

第3章

スペックル照射による散乱スペックル を利用した表面粗さ計測

3-1. はじめに

コヒーレント光を物体に照射し、その物体から発生するスペックルパターンを利用したいくつかの粗さ測定法が研究されてきた¹⁾。これらは表面粗さが滑らかになればスペックルコントラストが低下し、そのコントラスト値を測定することによって粗さを決定する^{2, 3)}。表面粗さを正確に表現するには2-2節で説明したように複数の粗さパラメータが必要である。縦粗さ R_s は表面プロフィルの性質の一部を表すに過ぎないが、工学的には最も重要なパラメータである。スペックルコントラスト法は回折現象を基礎とした光学的な測定方法であるため、 R_s だけでなく、横粗さ R_c の影響を強く受ける。この欠点を改善するためにKadono^{4, 5)}等は表面の縦粗さと横粗さを独立に決定する測定方法を発表した。しかし、これはスペックルコントラストを焦点面と非焦点面で測定する必要がある。この測定方法では検出器を焦点面に正確に置くという制約条件が厳しく、粗さの測定精度は極めて悪い。

一方、部分コヒーレント光を粗面に照射しても、そこから発生する散乱光はスペックルパターンを生成する。以後この物体から発生するスペックルを散乱スペックルと呼ぶ。この散乱スペックルの統計的性質を解明する研究が活発に行われている。本章ではこの散乱スペックルから粗さ測定ができることを示す。

ここでは照射光の部分コヒーレント光として十分発達したスペックルパターンを用いる。このときの散乱スペックルの電場は円形ガウス統計に従う⁶⁾。この性質を利用し物体から放射される散乱スペックルの強度相関関数を解析的に

導出する。この相関関数の性質から、縦粗さ R_s と横粗さ R_c の2つの粗さパラメータを独立に決定する方法について考察を行い、光を利用した最大の欠点の改善を行う。

3-2. 強度相関関数の性質

十分発達したスペックルパターンを測定物体に照射し、そこから放射される散乱スペックル光をフレネル回折領域において検出する光学系を図3.1に示す。2重レンズ系は測定物体に照射するスペックル光を生成するための照射光学系である。測定物体から後の回折光学系は、測定物体から放射される散乱スペックル光を測定する測定光学系である。ここでは、コヒーレントな光源としてレーザー光を ξ 面の最初の拡散物体に照射する。これは入射レーザー光の波長と比較して十分粗い表面を持つ。この拡散物体から放射される散乱光は、2重レンズ光学系を通して物体面に到達する。この光はほぼ平行光であり、しかも多数のスペックルからなる。このスペックルパターンを、 x 面上においた測定物体に照射する。これから放射される散乱光は自由空間を通して観測面に伝播する。

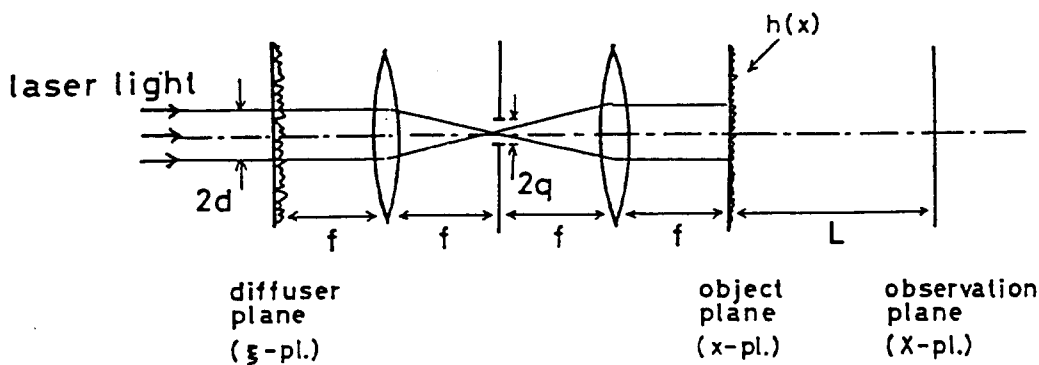
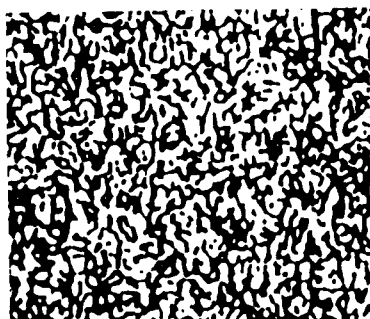


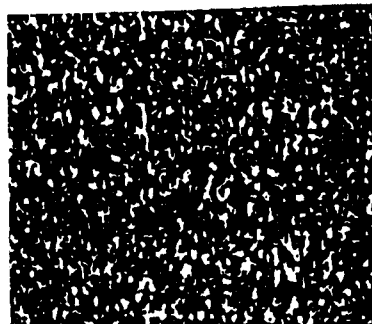
図3.1 スペックル照射による散乱光の測定光学系

$L=200\text{mm}$ の観測面で測定されるスペックルパターンを写真フィルムに記録した結果を、図3.2に示す。ここで図(a)は測定物体が無い場合の観測面で測定されるスペックルパターンである。測定物体を物体面上に配置し、このスペックルパターンを照射光としたとき、観測面で観測されるスペックルパターンを図(b)~(d)に示す。観測面上のスペックル半径 r_{s0} は(b); $40.9\mu\text{m}$ 、(c); $34.4\mu\text{m}$ 、(d);

11.4 μm である。写真から分かるように測定物体の表面が粗くなれば、観測面上のスペックル半径 r_{so} は小さくなる。測定物体のそれぞれの表面粗さが異なってもスペックルコントラストが常に高く、スペックル半径のみが変化する。このことから散乱スペックルのスペックル半径 r_{so} を測定すれば、粗さ測定が行える。



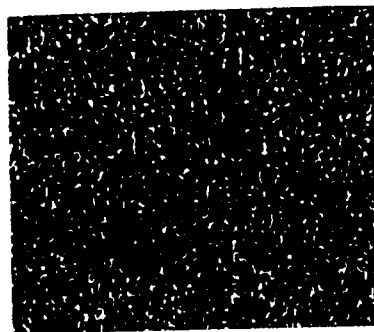
(a)



(c) $r_{so} = 40.9 \mu\text{m}$



(b) $r_{so} = 34.4 \mu\text{m}$



(d) $r_{so} = 11.4 \mu\text{m}$

図3.2 十分発達したスペックルパターンの写真

(a)は散乱体無し、(b)は#3000、(c)は#1500、

(d)は#600の研磨剤によって磨かれた表面を設置した。

物体の粗さは散乱スペックルの半径の変化として現れる。この半径は強度相関関数から決定される。散乱スペックルの強度相関関数を厳密に求める。と面に位置する拡散物体の表面から放射された散乱光は、面上に十分発達したスペックルパターンとして到達する。これは良く知られたガウシアンシェルモデル

ビームであり、電場の相互相関関数は

$$\langle E_s(\vec{x}_1) E_s^*(\vec{x}_2) \rangle = \exp\left[-\frac{|\vec{x}_1 + \vec{x}_2|^2}{2d^2}\right] \exp\left[-\frac{|\vec{x}_2 - \vec{x}_1|^2}{2r_{s,i}^2}\right] \quad (3.1)$$

と表される^{7)~9)}。ここで d は照射光の電場が $1/e$ に減衰する半値幅、 $r_{s,i}$ は照射光の空間コヒーレンス長を表すスペックル半径である。この照射光のスペックル半径は

$$r_{s,i} = 2f/(kq) \quad (3.2)$$

で与えられる。2重レンズ光学系におけるピンホールの半径 q またはレンズの焦点距離 f を調節することで、スペックル半径を変化させることができる。

物体に照射する電場 $E_s(\vec{x})$ は平均値0のガウス統計に従う。ここで用いた光学系は線形変換システムであるため、中央極限定理を適用すれば観測面での電場 $E(\vec{x})$ も平均値0のガウス統計に従う。 $\vec{r} = \vec{x}_2 - \vec{x}_1$ と定義し、このガウス統計の性質を適用すると、

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\vec{x}; \vec{r}) - 1 &= \langle I(\vec{x}) I(\vec{x} + \vec{r}) \rangle / \langle I(\vec{x}) \rangle^2 - 1 \\ &= |\langle E(\vec{x}) E^*(\vec{x} + \vec{r}) \rangle|^2 / \langle I(\vec{x}) \rangle^2 \end{aligned} \quad (3.3)$$

となる。つまり観測面での強度相関関数は電場の相関関数で与えられる⁷⁾。もし照射条件が $r_{s,i} \ll d$ を満足するならば、フレネル領域で観測するとすると、強度相関関数は式(2.10)、式(3.1)、式(3.3)から以下の簡単な形で与えられる¹⁰⁾。

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\vec{x}; \vec{r}) - 1 &= \left[\gamma \exp\left[-\frac{|\vec{r}|^2}{2(r_{s,s}^2 + r_{s,i}^2)}\right] + (1-\gamma) \exp\left[-\frac{|\vec{r}|^2}{2(r_{s,s}^2 + r_{s,r}^2)}\right] \right]^2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここで式(3.4)の γ は

$$\gamma = \frac{A \exp(-\langle \phi^2 \rangle)}{A \exp(-\langle \phi^2 \rangle) + B [1 - \exp(-\langle \phi^2 \rangle)] \exp[2(A-B)(\delta/d)^2]} \quad (3.5-a)$$

$$A = r_{s,i}^2 / (r_{s,s}^2 + r_{s,i}^2) \quad (3.5-b)$$

$$B = r_{s,r}^2 / (r_{s,s}^2 + r_{s,r}^2) \quad (3.5-c)$$

で表されている。式(3.5-a)に示すように γ は観測位置 δ に依存する。このため強度相関関数はBarakatが指摘したように空間的に非定常になる¹¹⁾。式(3.4)に $\delta=0$ の条件を代入すると強度揺らぎの2次モーメント値は $\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1 = 1$ と与えられる。測定物体に十分発達したスペックルパターンを照射すると、モーメント値はO'Donnellによって説明されたように粗さに独立になり、常に1となる¹²⁾。このことは図3.2から分かるように、たとえ測定物体の粗さが変化しても発生するスペックルが明瞭に観測されることから裏付けられる。式(3.5)の各パラメータはそれぞれ

$$r_{s,s} = 2L / (kd) \quad (3.6-a)$$

$$r_{s,r} = \frac{r_{s,i}}{\left[1 + 2 \frac{\langle \phi^2 \rangle}{1 - \exp(-\langle \phi^2 \rangle)} \left(\frac{r_{s,i}}{Rc} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (3.6-b)$$

である。ここで $r_{s,s}$ はdeep phase screenに半径 d のガウスレーザ光を照射したときに、物体面から自由空間を距離 L だけ伝播した面で生成されるスペックルの半径である。これは物体面上の一点に対応する観測面上での光分布の広がり、即ち点像広がりを意味し、粗さ依存性を示さない。 $r_{s,r}$ は縦粗さと横粗さとに依存する。 $(r_{s,i}/Rc)^2$ は照射光のスペックル内に存在する散乱中心の個数を表す。 $r_{s,i} \ll Rc$ ならば $r_{s,r} = Rc$ となり横粗さにほぼ等しくなる。 $r_{s,i} \gg Rc$ ならば $r_{s,i} =$

$r_{s,i}$ となり照射スペックルの大きさとなり横粗さに依存しない。

式(3.4)は γ と $r_{s,r}$ によって変化する。つまりこの2つのパラメータに含まれる粗さによって強度相関関数は変化する。この2つのパラメータのうち、とくに重要な γ の性質を調べる。 γ の値の $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ 依存性を図3.3に示す。一般に散乱光はスペキュラ成分と散乱成分から構成される。特に $\langle \phi^2 \rangle^{1/2} \ll 1$ のとき、 $R_s \ll \lambda$ となる。この表面は十分滑らかである。この表面による散乱光はスペキュラ成分のみとなることが知られている。この条件では図3.3から分かるように $\gamma=1$ となる。一方 $\langle \phi^2 \rangle^{1/2} \gg 1$ のとき、表面は極めて粗く、一般に散乱成分のみである。このとき $\gamma=0$ となる。縦粗さが滑らかならば $\gamma=1$ 、粗くなるに従って $\gamma=0$ に近づく。従って γ は全散乱光強度に対するスペキュラ成分の割合を示すことが分かる。

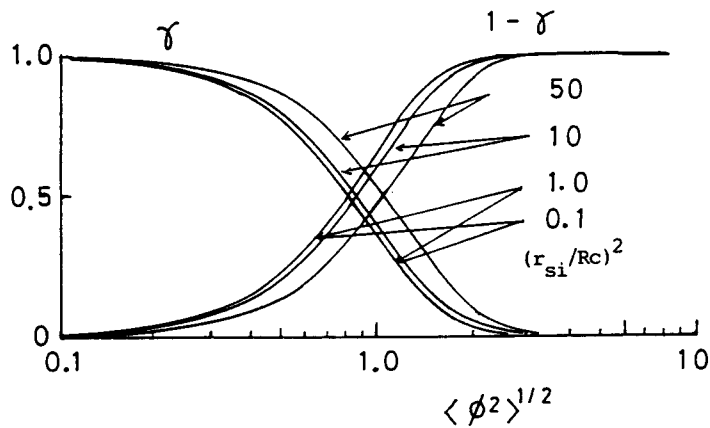


図3.3 縦粗さに対する γ の依存性

観測面でスペキュラ成分だけが観測される時、すなわち $\gamma=1$ のとき式(3.4)は

$$g^{(2)}(\vec{r}) - 1 = \exp \left[- \frac{|\vec{r}|^2}{(r_{s,s}^2 + r_{s,i}^2)} \right] \quad (3.7)$$

と与えられる。スペキュラ成分のスペックル半径は $(r_{s,s}^2 + r_{s,i}^2)^{1/2}$ であることが分かる。ここで $r_{s,i}$ は、定義により照射光の物体面でのスペックル半径であ

る。今取り扱っている測定物体の表面は完全に滑らかである。従って物体直後のスペキュラ成分の相関長は $r_{s,i}$ となる。観測面での相関関数が式(3.7)で与えられたとき、 $r_{s,i}$ はその光の物体面での相関長を表すことになる。

一方、 $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ の粗い面では γ の値は0となり、観測面には散乱成分だけが到達する。そのとき相関関数は

$$g^{(2)}(\vec{r})-1 = \exp \left[- \frac{|\vec{r}|^2}{(r_{s,s}^2+r_{s,r}^2)} \right] \quad (3.8)$$

となる。この式より散乱成分のスペックル半径は $(r_{s,s}^2+r_{s,r}^2)^{1/2}$ となることが分かる。ここで $r_{s,r}$ は式(3.7)と同様に考えると、物体面から放射される散乱成分の物体直後の相関長を表す。

ここで観測面で観測される、強度相関関数の形状を評価する。 γ は観測位置 ξ によって変化するため相関関数は空間的に非定常である。簡単のため観測面上の $\xi=0$ 近傍の定常状態での相関関数を取り扱うことにする。この定常条件では式(3.5-a)は

$$\gamma = \frac{A \exp(-\langle \phi^2 \rangle)}{A \exp(-\langle \phi^2 \rangle) + B [1 - \exp(-\langle \phi^2 \rangle)]} \quad (3.9)$$

となる。この定常条件での強度相関関数の形は観測位置 ξ によらず γ と $r_{s,r}$ の2つのパラメータによって決定される。

$\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ 《1のとき、 $r_{s,r}$ は縦粗さに依存しない。そのとき横粗さがさらに $(r_{s,i}/Rc)^2$ 《1の条件を満足するなら、式(3.6-b)から分かるように $r_{s,r}=r_{s,i}$ となる。このため散乱成分とスペキュラ成分のスペックル半径はほとんど等しくなる。それゆえ、もし γ が粗さに依存したとしても強度相関関数は単一のガウス型になる。 $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ が大きくなり表面が粗くなるに従って、 γ と $r_{s,r}$ は表面粗さに依存するようになる。このとき $(r_{s,i}/Rc)^2 \leq 1$ の条件では、図3.3に示すように γ は横粗さ Rc に依存しないが、縦粗さとは強く依存することがわかる。さらに式(3.6-b)の $r_{s,r}$ は2つの粗さパラメータに依存し、 $r_{s,r} \neq r_{s,i}$ となるので、散乱

成分とスペキュラ成分のスペックル半径は異なる。それゆえ式(3.4)の右辺の第1項と第2項との半値幅が異なり、散乱スペックルの相関関数はガウス型ではない。 $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ の十分粗い面なら $\gamma \sim 0$ 、 $r_{s,r} \sim 0$ になる。この状態では、式(3.4)の右辺は第2項のみとなり観測面に散乱成分だけが到達するので相関関数は再びガウス型になる。相関関数の形状は γ によって決定され、粗くなるに従って単一ガウス型、複雑な形状、単一ガウス型と変化する。このときスペックル半径は散乱成分とスペキュラ成分の間で変化する。

3-3. 強度相関関数の表面粗さ依存性

スペックル照射による散乱スペックルの測定は全て図3.1に示す光学系を用いて行った。散乱光の強度測定は、物体面から距離 $L=400\text{mm}$ だけ離れた観測面内の $-2.5 \leq X \leq 2.5\text{mm}$ の範囲で光電子像倍管を走査して行った。観測面では半径 $10\mu\text{m}$ の円形アパーチャを通して散乱光強度を測定する。ここで測定対象に用いた物体はパイレックスのガラス板であり、数種類のエメリパウダで研磨した。測定物体は研磨した粗面側に両面が滑らかなガラス板を置き、その2つの間に媒質(空気または水)を満たした。位相変調関数は

$$\langle \phi^2 \rangle^{1/2} = k(n_1 - n_2)R_s \quad (3.10)$$

と与えられる。ここで k は照射光の波数、 n_1 はガラスの屈折率、 n_2 は媒質(空気、水)の屈折率をそれぞれ表す。 $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ は表面の縦粗さ R_s と同等の意味を持つ光学的縦粗さを表す。物体の表面プロフィール $h(x)$ は、 $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ と R_c の2つの粗さパラメータによって特徴づけられる。空間相関関数は、測定された強度分布から導出した。さらにコヒーレント光源としてパワー 35mW 、 $\lambda=632.8\text{nm}$ のHe-Neレーザを用いた。1番目の拡散物体から放射される散乱光は、2重レンズ光学系を通過する十分発達したスペックルパターンであり、この光を測定物体に照射する。

ここで測定物体に照射するスペックル光の照射条件を $d=5.5\text{mm}$ 、 $r_{s,i}=41.7\mu\text{m}$ とした。このとき $L=200\text{mm}$ で観測した散乱スペックル強度分布は図3.2(a)に示してある。図3.4では、この照射スペックル径 $r_{s,i}$ を使用したとき、散乱体の表面

粗さに依存する相関関数の変化を実線で示してある。図3.1の2重レンズ光学系において $q=250\mu\text{m}$ 、 $f=50\text{mm}$ の光学条件を用いた。観測面は $L=400\text{mm}$ とした。このため散乱スペックルを検出する光学系の点像広がり $r_{s1}=14.6\mu\text{m}$ となる。

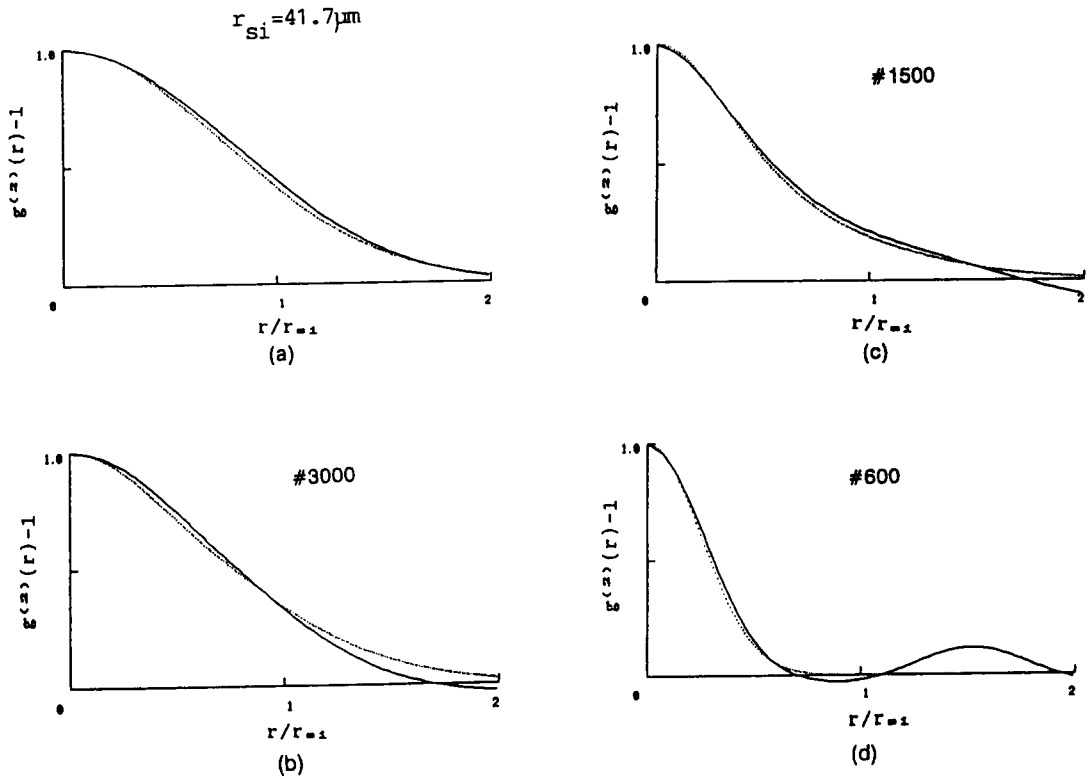


図3.4 粗さに依存する強度相関関数の性質

(a)は散乱体無し、(b)は#3000、(c)は#1500、(d)は#600の研磨剤で研磨したサンプルを配置した。

図の測定は全てこの値を用いた。図3.4(a)は測定物体が無い場合の強度相関関数を示す。測定物体を物体面に配置したとき、測定した相関関数を、図3.4(b)～(d)の実線で示す。点線は触針式粗さ計で測定した粗さパラメータを式(3.4)、(3.9)に代入して計算した理論値を表す。触針式粗さ計で得た各サンプルの2種類の粗さパラメータはそれぞれ、(b)#3000; $\langle\phi^2\rangle^{1/2}=0.92\text{rad}$ 、 $R_c=3.13\mu\text{m}$ 、(c)#1500; $\langle\phi^2\rangle^{1/2}=1.56\text{rad}$ 、 $R_c=4.38\mu\text{m}$ 、(d)#600; $\langle\phi^2\rangle^{1/2}=4.11\text{rad}$ 、 $R_c=8.75\mu\text{m}$ である。図から分かるように測定値と理論値とは良く一致し、強度相関

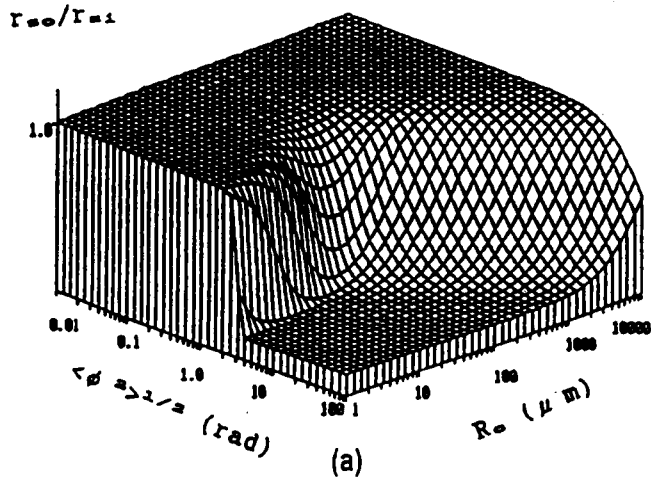
関数は物体の粗さに依存し、それは式(3.4)で表されることがわかった。つまり表面粗さが粗くなるに従って強度相関関数の半値幅が減少する。これより観測面上のスペックル半径を測定することによって表面粗さを求めることができることが分かる。

3-4. 縦粗さと横粗さの決定

ここでは散乱光のスペックル半径から縦粗さと横粗さの2つの粗さパラメータを独立に決定できることを示す。相関関数は3-2節で示したように複雑な形状を示す。このため相関関数を確率分布関数と見なしたとき、その分布の標準偏差をスペックル半径 r_{s0} と定義する。もし照射光のスペックル半径 r_{s1} にある値に設定し、 $L=400\text{mm}$ の観測面でスペックル半径 r_{s0} を測定するとする。このとき式(3.10)を用いると、スペックル半径 r_{s0} は図3.5に示すように $\langle\phi^2\rangle^{1/2}$ と Rc の粗さパラメータの組み合わせで示される。ここで図3.5(a): $r_{s1}=103.5\mu\text{m}$ 、(b): $r_{s1}=19\mu\text{m}$ である。ゆえに、もしスペックル半径 r_{s0} が測定されたとしても、その値から $\langle\phi^2\rangle^{1/2}$ と Rc の2つの粗さパラメータの組み合わせを独立に決定することはできない。

独立に粗さパラメータの組み合わせを決定するために、実験条件を変えて2回以上スペックル強度を求める必要がある。ここでは物体面から観測面までの距離 L を変化させる。この実験結果からスペックル半径を求め、式(3.4)を満足する縦粗さと横粗さの組を求める。それを等モーメント曲線と呼び、図3.6に示す。図(a)は#3000で研磨した滑らかなサンプル、(b)は#1500で研磨した粗いサンプルである。図に示すように、 $Rc/r_{s1}=1$ より大きい領域では曲線は距離 L が増加するにつれて $\langle\phi^2\rangle^{1/2}$ の小さな方向に移動する。また $Rc/r_{s1}=0.05$ より小さい領域では同様に、曲線の移動量が小さいけれども L の増加に伴い $\langle\phi^2\rangle^{1/2}$ の大きい方向に移動する。これらの事実から、どこかで等モーメント曲線が交差する。この交差点は実験条件を変えても、縦粗さと横粗さの組は一定であることを示している。図(a)から $\langle\phi^2\rangle^{1/2}=1.35$ 、 $Rc=3.87\mu\text{m}$ 、図(b)から $\langle\phi^2\rangle^{1/2}=1.87$ 、 $Rc=4.58\mu\text{m}$ の表面粗さの組が決定される。つまり1回の測定では、縦粗さと横粗さのパラメータの組み合わせを決定することが不可能である。しかし実験条件を変えて2回以上測定を行うことで、等モーメント曲線が一点で交差する

$$r_{si} = 103.5 \mu\text{m}$$



$$r_{si} = 19.0 \mu\text{m}$$

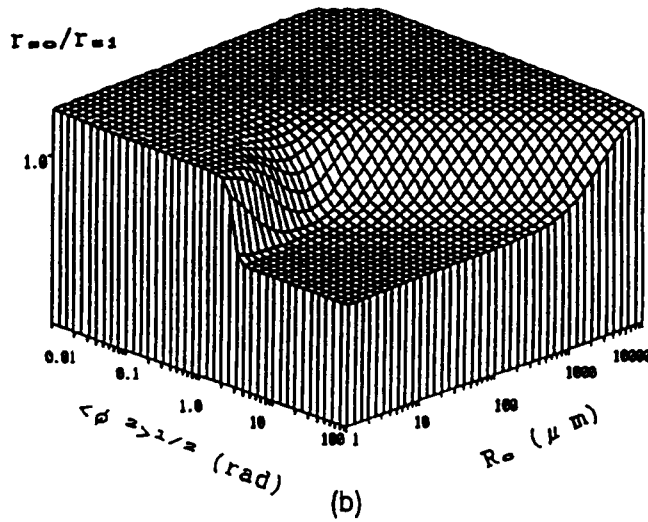


図3.5 粗さパラメータに対する散乱スペックル半径の依存性
照射光のスペックル半径は(a); $r_{s1} = 103.5 \mu\text{m}$ (b); $19.0 \mu\text{m}$ とした。

ことから縦粗さと横粗さの絶対値を決定することが可能である。このスペックル光を用いた測定法の結果と触針子半径 $2\mu\text{m}$ を持つ触針式粗さ計で得た粗さパラメータの比較を行った。その結果を表3.1に示す。図3.6の方法で測定した R_s と R_c の値は触針式粗さ計で測定した値よりも僅かに大きい。機械的に得た粗さパラメータは光学的な方法で得た値よりも小さく測定されることは良く知られ

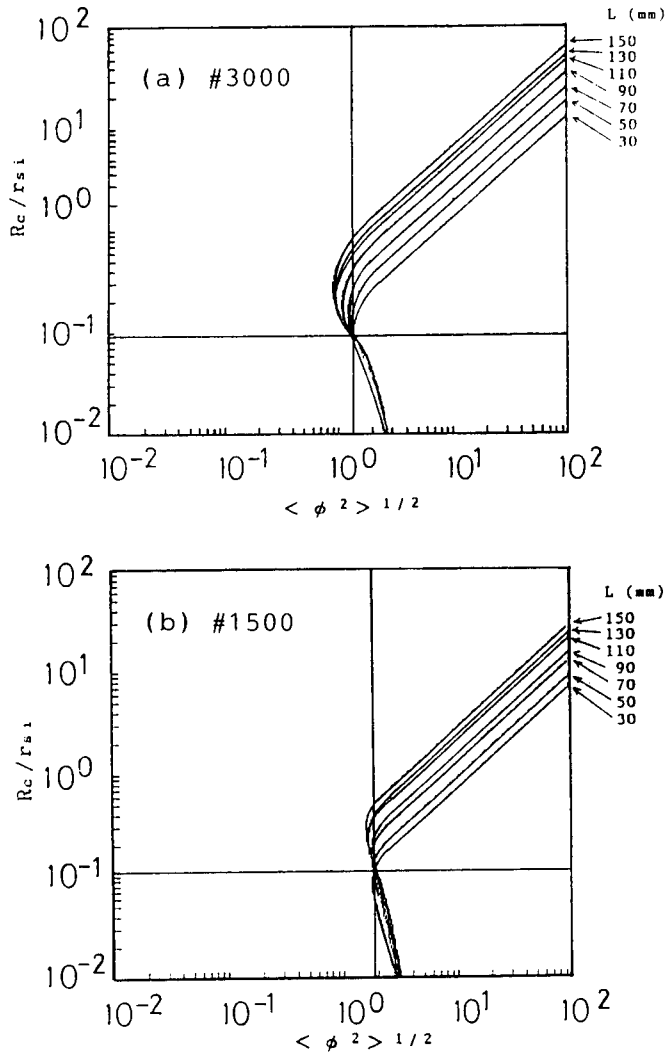


図3.6 等2次モーメント曲線

(a)は#3000、(b)は#1500の研磨剤で研磨したサンプルを用いた。

ているので、ここで得た結果は妥当であると考えられる。そのため、本研究で

考察した粗さ測定方法は、スペックルを用いて測定される通常の広い範囲の粗さ測定において、式(3.10)によって定義された物体の縦粗さを独立に決定することが可能となる。

表3.1 粗さパラメータの測定結果

	触針法		散乱法	
	Rs (μm)	Rc (μm)	Rs (μm)	Rc (μm)
#3000	0.19	3.1	0.28	3.9
#1500	0.32	4.4	0.38	5.0
#1000	0.43	5.0	0.43	5.1

3-5. おわりに

測定物体にスペックルを照射し、それから発生する散乱スペックルはスペックル成分と散乱成分の和から構成される。粗さに依存してその割合が変化するためスペックル径が変化することが分かった。これを利用した表面粗さ測定方法を考案した。十分発達したスペックルパターンを物体に照射することより散乱スペックル光のコントラストは常に1である。ゆえに散乱スペックル光のコントラストは物体の粗さと独立である。しかもその電場はガウス統計に従い解析が簡単になる。表面粗さの測定においてRsを決定することは重要である。散乱スペックルを検出光学系の点像広がりを変えて2回以上測定を行い、等モーメント曲線の交点を求めれば表面の縦粗さと横粗さを独立に決定できる。ここでは観測面と物体面の距離を変化させて点像広がりを調節している。距離の調節は容易であり、設定精度が高い。このため焦点面の前後で測定する方法と比較

して、簡単に高精度の粗さ測定ができる。

参考文献

1. H.Fujii, T.Asakura and Y. Shinoda, "Measurement of surface roughness properties by using image speckle contrast," J.Opt. Soc. Am. 66, pp. 1217-1222 (1976).
2. H.M.Pedersen, "Theory of speckle dependence on surface roughness," J. Opt. Soc. Am. 66, pp. 1204-1210 (1976).
3. J.Ohtsubo and T.Asakura, "Measurement of surface roughness properties using speckle patterns with non-gaussian statistics," Opt. Commun. 25, pp. 315-319 (1978).
4. H.Kadono, T.Asakura and T.Takai, "Roughness and correlation length determination of rough-surface objects using the speckle contrast," Appl. Phys. B44, pp. 167-173 (1987).
5. H.Kadono, T.Asakura and T.Takai, "Roughness and correlation length measurements of rough surface objects using the speckle contrast in the diffraction field," Optik 80, pp. 115-120 (1988).
6. T.Yoshimura, K.Kato and K.Nakagawa, "Surface-roughness dependence of the intensity correlation function under speckle-pattern illumination," J. Opt. Soc. Am. 7, pp. 2254-2259 (1990).
7. T.Yoshimura, "Statistical properties of dynamic speckles," J. Opt. Soc. Am. A. 3, pp. 1032-1054 (1986).
8. A.T.Friberg and R.J.Sudol, "Propagation parameters of Gaussian Schell-model beams," Opt. Commun. 41, pp. 383-387 (1982).
9. A.Straikov and E.Wolf, "Effective number of degrees of freedom of partially coherent sources," J. Opt. Soc. Am. 72, pp. 923-928 (1982).
10. T.Yoshimura, K.Fujiwara and E.Miyazaki, "Statistical properties of intensity fluctuations produced by rough surfaces under the

- speckle pattern illumination," Proc. SPIE. 1332, pp. 835-842(1990).
11. R. Barakat, "Second- and fourth-order statistics of doubly scattered speckle," Opt. Act. 33, pp. 79-89(1986).
 12. K.A. O'Donnell, "Speckle statistics of doubly scattered light," J. Opt. Soc. Am. 72, pp. 1459-1463(1982).

第4章

2次モーメント画像計測装置の開発

4-1. はじめに

スペックル強度の相関関数からスペックル半径を求めることにより表面粗さ測定が可能であることが分かった。しかし相関関数を得るには空間的な強度分布を測定する必要があり、さらに解析時間も長くなる。そのため2次元測定およびオンライン計測が本質的に困難である。この問題点を解決するために、有限開口の検出器で光強度を測定することを試みる。この検出される光強度を積分強度と呼ぶ。積分強度の揺らぎ量を検出すれば、スペックル半径の情報を得ることができる。これは入射光強度があるスペックル半径で揺らいでいるとき、有限開口の検出器で検出すれば、その揺らぎが平均化されて測定される。つまりある特定の開口での積分強度を測定し、その揺らぎ量、例えば2次モーメント値を測定すれば光強度の相関関数と同等の情報が得られると考えられる。この測定法をモーメント法と呼ぶ。モーメント値は統計量であるため揺らぎ量を統計平均する必要がある。このことは短時間でモーメント値が得られないこと意味する。この欠点を除去するため、ここでは光検出器にTVカメラを用いて2次元的にスペックル光強度分布を測定する。その空間平均から2次モーメント値を求める画像計測システムを製作する。

モーメント法は積分された強度の揺らぎ量を信号値とするので、以下に示す大きな制約条件がある。通常の画像計測では強度が信号であるが2次モーメント値は平均値からのずれ量の2乗値を信号値とするため、わずかな計測誤差でも大きな誤差となって現れる。高精度の測定を行うには積分強度をデジタル信号に変換し、モーメント値を計算処理する必要がある。ゆえに問題となるのが、TVカメラで得たアナログ量をA/D変換器によってデジタル化する際の量子化誤差である。この量子化誤差については古くから研究^{1)~3)}されている。しかしこ

これらの解析では強度の平均値でしか量子化誤差を評価していない。ここでは2次モーメント値に対する量子化誤差の影響について考察する。量子化には一様量子化と非線形量子化の2つがある。一様量子化は標本値を等間隔で分割する方法であり、汎用のA/D変換器を使用することが可能なため測定装置が簡便になる利点がある。ここでは、量子化の方法として一般的に用いられている一様量子化法を選択する。

本章では、このTVカメラで検出した信号をデジタル化し、2次モーメント値を計測する画像計測装置を構成する。そして、A/D変換の際に測定精度に影響を与える量子化誤差について考察を行う。さらに構成した画像計測装置を用いてスペックル半径とスペックル速度を高精度に測定できることを示す。

4-2. 装置の構成

2次モーメント画像計測装置を構成するには前もって解決すべき問題が以下に示すように3つある。① 画像計測を行うには測定物体を照明するが、一般的にはその照明光は空間的にむらが生じる。またTVカメラの様なエリアセンサを用いると各画素には感度むらがあると考えられる。これらのことから検出される積分強度の2次モーメント $\langle W^2 \rangle$ は、これらの強度むらによって影響を受ける。そこでこの強度むらの影響を補正するため、平均値回りの規格化2次モーメント

$$(\langle W^2 \rangle - \langle W \rangle^2) / \langle W \rangle^2 = \langle W^2 \rangle / \langle W \rangle^2 - 1 \quad (4.1)$$

を測定することとする。これは積分強度 W から2次モーメント $\langle W^2 \rangle$ と1次モーメント $\langle W \rangle$ を同時に測定するシステムとすることにより実現する。

② 2次モーメント値から情報を引き出すにはスペックル強度の時間的、空間的積分効果を利用する。一般的な光検出器を用いるとこの積分値を得るためには電気的な処理システムが必要になる。しかし受光器として蓄積効果のあるエリアセンサを使用することにより、各センサの大きさから空間的な光強度の積分値が、サンプリング時間より時間的な光強度の積分値が自動的に得られる。各画素に積分処理するシステムを付加する必要がないように本研究では蓄積効果のあるエリアセンサとしてCCDカメラを用いることとする。

③ 2次モーメント値を画像的に得るには各画素について、2次モーメント値を独立に計算処理でき、しかも加算機能を持つ大容量のフレームメモリが必要である。この処理は極めて高速にする必要があり、専用のハードウェアからなる処理システムとする。以上のことを考慮し以下のように装置を構成した。

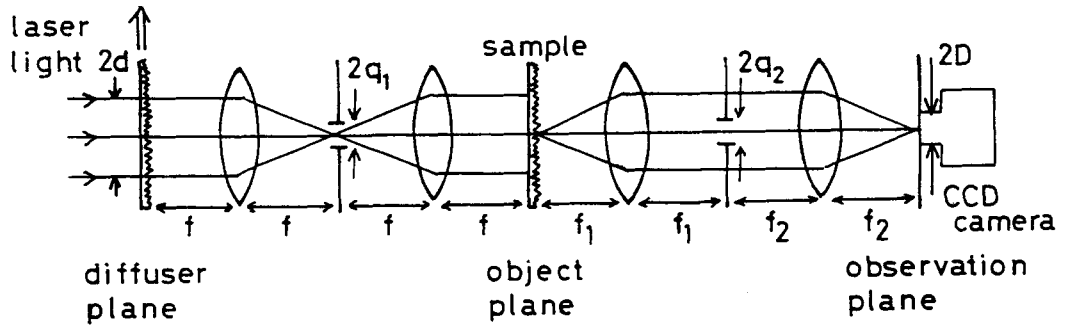


図4.1 モーメント測定に用いた2重レンズ光学系

画像計測装置の光学系を図4.1に示す。拡散面に十分粗い拡散物体を配置し、レーザ光を照射する。この拡散物体はレーザ光のビーム半径 d と比較して表面の横粗さが十分小さく、縦粗さが波長よりも大きいとする。この拡散物体より散乱した光が1番目の2重レンズ系を通過し、物体面に到達する。この1番目の2重レンズ系は測定物体に照射する光を生成するためのものであり、この光学系を通過した光は十分発達したスペックルパターンとなる。物体面に置かれた測定物体から放射される散乱スペックルを2番目の2重レンズ系で測定する。このスペックル強度を観測面に置いたTVカメラで観測する。この2番目の2重レンズ光学系は結像系であり、物体面の一点が観測面の一点に対応している。このため画像計測が可能となる。

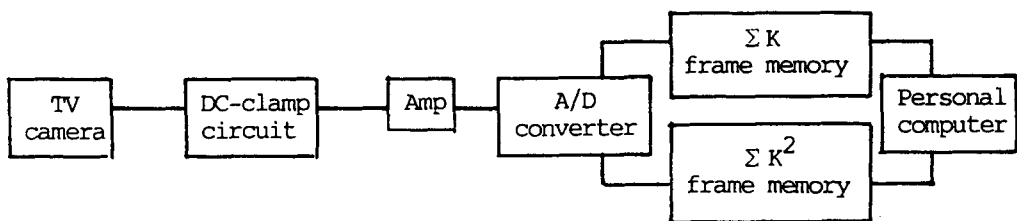


図4.2 電気処理システム

電氣的処理システムを図4.2に示す。計測用TVカメラ(Type PX390A, PIAS INC)は、540×480個の等しいサイズの測光画素を持つ。TVカメラから出力されたビデオ信号をDC-クランプさせ増幅された後、A/D変換器で量子化される。通常のTVカメラの出力信号は入力光強度によってDCレベルが変化する。本装置のように強度の絶対値を高精度で計測する場合には、この特性は大きな欠点となる。したがって出力信号にDC-クランプを施し、強度の0レベルが固定されるようにした。増幅器ではA/D変換を行う信号のレベルを変化させる。A/D変換器は8bitのCXD1175M/P(SONY)を用いる。A/D変換された信号は100ns毎に各画素について2乗した後、加算される。しかし、100nsの間にこれらの処理をするのは困難である。そこでA/D変換器から後の信号を4分割し、データを4系列に振り分ける。このことより、演算処理時間が4倍になるので追従可能となる。量子化された信号強度 K は各サンプリング時間に対してフレームメモリ ΣK 、 ΣK^2 に K および K^2 を加算する。積算回数は $2^0 \sim 2^{14}$ まで任意に選択できる。このとき測定システムは540×480×32bitの大容量フレームメモリが必要になるので専用のハードウェアを製作した。任意の測定回数終了のち、フレームメモリに加算された信号を読み出し、計算機によって各画素について独立に2次モーメント値 $\Sigma K^2 / (\Sigma K)^2 - 1$ を計算する。

4-3. 量子化条件

スペックル強度揺らぎの2次モーメント値を画像計測する。スペックルはスペックルノイズといわれるように明るい部分から暗い部分まで広く分布する。このため2次モーメント値を精度良く測定しようとするれば、広いダイナミックレンジのA/D変換を必要とする。有限の量子化数を持つA/D変換器を使用するときはこの量子化誤差が問題になる。

この量子化誤差を計算するとき問題となるのが、信号の確率密度関数の分布形状である。有限の大きさの検出器で空間的に揺らぐスペックル強度を測定するとする。スペックル半径と開口径の大きさによって積分強度の確率密度関数は大きく変わる。この変化の様子を図4.1の光学系を用いて測定した結果を図4.3に示す。ここではスペックル半径の変化に対する積分強度の分布を測定した。物体面上の測定物体を取り除き、部分コヒーレント光を生成する1番目の光学系

のピンホール径 q_1 を変化させることで照射スペックル半径を変化させる。各照射スペックル半径は、(a)が $r_{s,i}=163.7\mu\text{m}$ 、(b)が $r_{s,i}=16.36\mu\text{m}$ 、(c)が $r_{s,i}=2.05\mu\text{m}$ である。スペックル半径に対する確率密度関数の分布状態を図4.4に示す。これから分かるようにスペックル半径の変化に伴い、確率密度関数が負指数分布からガウス分布に変化する。したがって確率密度関数の分布形状が変化したとしても、量子化誤差が小さくなる条件を見つけなければならない。

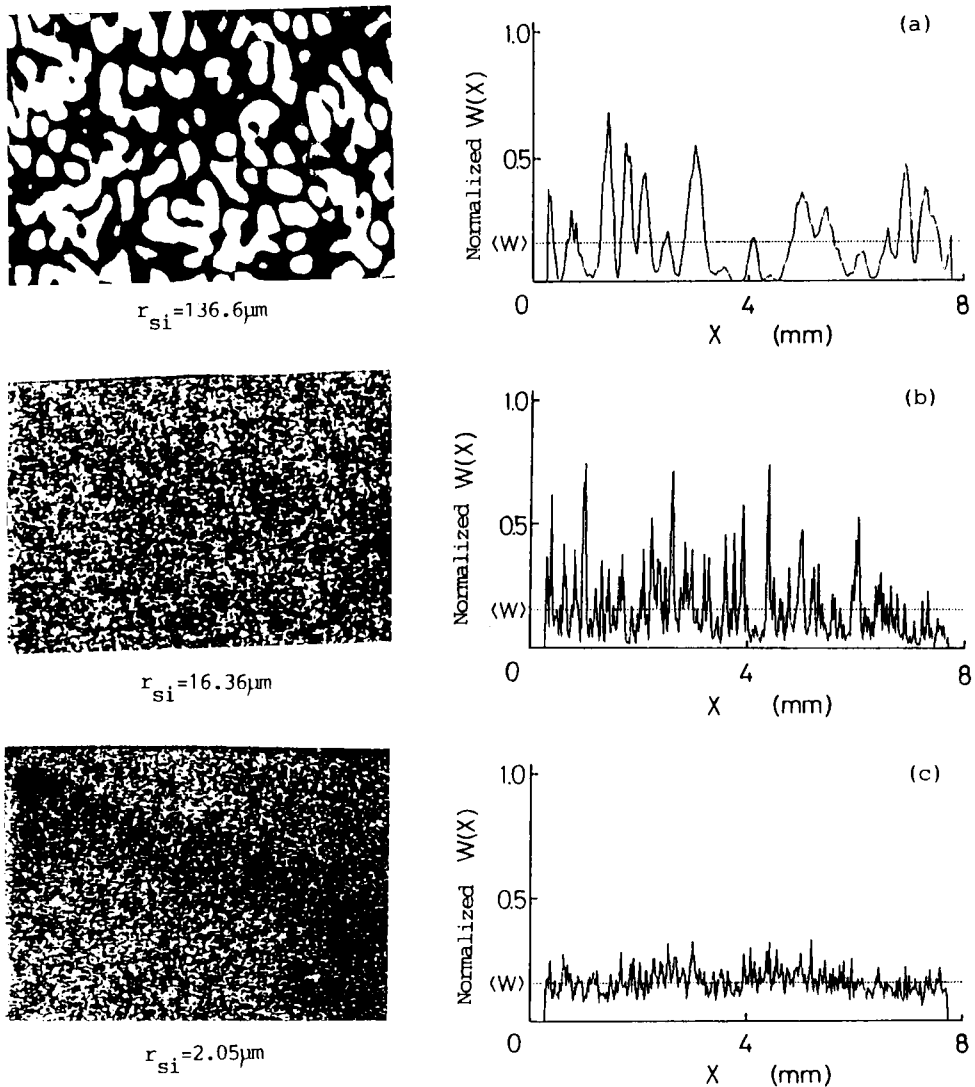


図4.3 スペックル半径に対する積分強度の分布

スペックル半径 $r_{s,i}$ は(a)が $r_{s,i}=163.7\mu\text{m}$ 、(b)が $r_{s,i}=16.36\mu\text{m}$ 、(c)が $r_{s,i}=2.05\mu\text{m}$ である。

一般に積分強度は空間と時間の両方にわたって積分される。空間積分からは

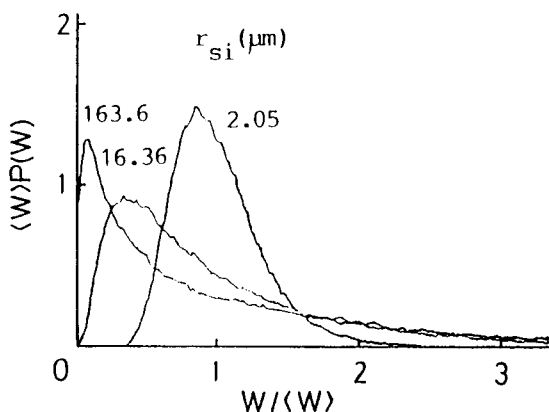


図4.4 スペックル半径の変化に対する確率密度関数

スペックル半径が、時間積分からスペックルの移動速度が情報として得られる。ここでは取扱いを簡単にするため、スペックルを検出するTVカメラのサンプリング時間はスペックルのコヒーレンス時間に比べて十分短いとする。つまりスペックルは静止しているとする。従って積分変数は位置座標ベクトル \mathbf{r} であるが、時間積分をも計算するときには積分変数を時空間座標に置き換えれば良い⁴⁾。観測する光強度が十分発達したスペックルパターンであるとき、光強度の分布関数は負指数分布をしている⁵⁾。この光を有限開口の検出器で検出したときに得られる確率密度関数は

$$P(W) = \frac{W^{m-1}}{(m-1)!} (m/\langle W \rangle)^m \exp(-mW/\langle W \rangle) \quad (4.2)$$

となりよく知られた Γ 分布に従う⁵⁾。ここで $m=1$ なら $P(W)$ は負指数分布に従い、 m が大きくなるに従って $P(W)$ はガウス分布に近づく。つまり $P(W)$ の分布状態は m によって与えられる。また積分強度の n 次モーメントは

$$\frac{\langle W^n \rangle}{\langle W \rangle^n} = \frac{(m+n-1)!}{(m-1)! m^n} \quad (4.3)$$

となる。式(4.3)を用いたとき、規格化された2次モーメント値は

$$\frac{\langle W^n \rangle}{\langle W \rangle^n} = \frac{1}{m} \quad (4.4)$$

となる。したがって2次モーメント値を測定すれば m を求めることができる。左辺の2次モーメント値を実際の測定に沿って考えてみる。入射光の性質は1次相関関数で与えられる。空間的に変化する光の1次相関関数は

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \langle E(\vec{r}_1)E^*(\vec{r}_2) \rangle / \langle I \rangle \quad (4.5)$$

によって与えられる。これを用いると積分強度の2次モーメント値は

$$\frac{\langle W^2 \rangle}{\langle W \rangle^2} - 1 = \frac{1}{A^2} \int_0^A \int_0^A d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 |g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2 \quad (4.6)$$

となる。ここで A は開口面積である。式(4.4)と式(4.6)から分かるように、この m は入射光のスペックルサイズと検出器開口の大きさに依存するパラメータである。その値は m が十分大きいときには開口中のスペックル個数に逆比例する⁴⁾。

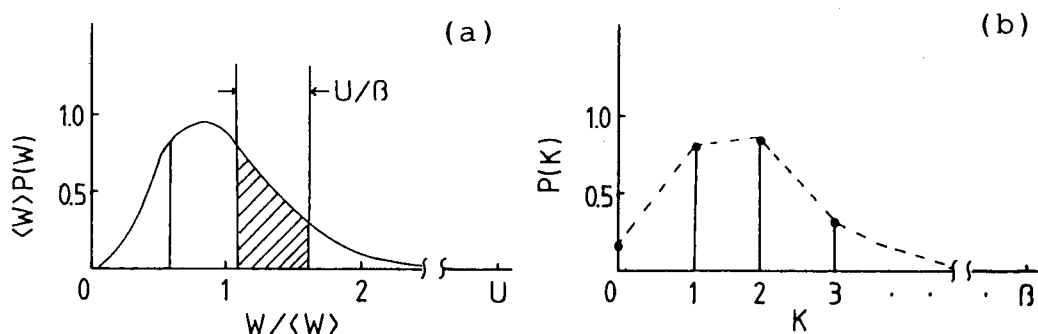


図4.5 確率密度関数の量子化モデル

(a)は量子化前積分強度 W の確率密度関数、(b)は量子化後の積分強度 K の確率密度関数である。 U は A/D 変換の有効ダイナミックレンジ、 β は量子化数を表す。

この2次モーメント値を測定するために、TVカメラで得られた積分強度をA/D変換した後、デジタル的に処理を行う。ここで現実的に問題となるのがA/D変換した後に確率密度関数がどんな分布になるかである。この問題を厳密に取り扱い、A/D変換された後の確率密度関数と2次モーメント値について考察する。式(4.2)で表される確率密度関数が図4.5(a)で表されるとき、A/D変換器を通過した後の信号は図4.5(b)のようになる。平均強度 $\langle W \rangle$ のU倍までを有効範囲とする。つまり $U\langle W \rangle$ はA/D変換されるダイナミックレンジである。 β は0 \sim $\langle W \rangle U$ の範囲を一様量子化したときの量子化数を表す。この量子化された積分強度をK、その確率分布関数を $P_K(K)$ とすると

$$\begin{aligned}
 P_K(K) &= \int_{U/\beta}^{(K+1)U/\beta} \langle W \rangle P(W) d\left(\frac{W}{\langle W \rangle}\right) \\
 &= e^{-\frac{mUK}{\beta}} \sum_{j=1}^m \frac{1}{(m-j)!} \left[\left(\frac{mUK}{\beta}\right)^{m-j} - e^{-\frac{mU}{\beta}} \left(\frac{mU(K+1)}{\beta}\right)^{m-j} \right] \quad (4.7)
 \end{aligned}$$

となる^{6,7)}。ここで K は量子化された強度、m は確率密度関数の分布状態を表す。確率分布関数は量子化する際の U と β の比によって影響を受ける。規格化2次モーメント値は

$$\frac{\langle K^2 \rangle}{\langle K \rangle^2} - 1 = \frac{\sum_{K=0}^{\beta} K^2 P_K(K)}{\left\{ \sum_{K=0}^{\beta} K P_K(K) \right\}^2} - 1 \quad (4.8)$$

となる。 $P_K(K)$ は U/β の関数であるから、量子化された2次モーメント値も変数 U/β で決定される。

式(4.8)を用いて U/β を変化させたとき、量子化された2次モーメント値を計算した結果を図4.6に示す。実線は式(4.8)、点線は式(4.4)で計算したモーメント値を表す。式(4.7)は入力強度が $0 \sim U\langle W \rangle$ までを量子化したときの分布関数

を表している。しかし、入力強度が $U \langle W \rangle$ 以上であればそれはA/D変換後の信号とはならない。この誤差はオーバーフローによって生じる。同図の一点鎖線はこのオーバーフローが発生する確率が1%以上になる状態を示している。この部分では

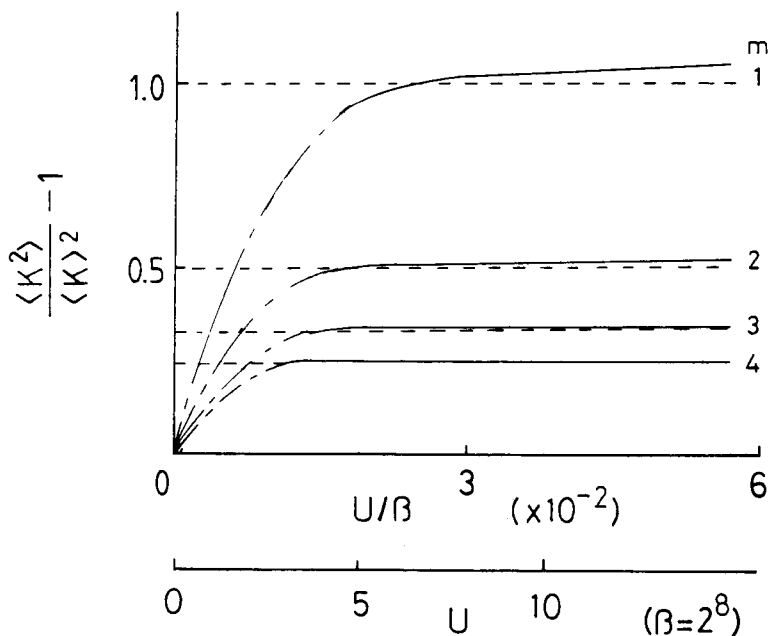


図4.6 U/β の比に対する量子化した2次モーメント値の計算結果
実線は計算値、一点鎖線はオーバーフローを起こしている部分を表す。

オーバーフローの発生により正確な2次モーメント値が測定できていない。図4.7 (a)はモーメント値を連続量で計算した値と量子化された値としたときの誤差を実線で示す。このときの誤差は実験値と真値の差を真値で除して求めた。一点鎖線は図4.6と同様にオーバーフローの影響を1%以上生じる場合である。今 β を固定して図4.6と図4.7(a)を考察する。量子化する範囲を大きくし、 U/β の値を大きくしてもモーメント値が真値に収束しないことが分かる。これは、 U が大きくなりすぎて量子化する間隔 U/β が粗くなりすぎるため、誤差が増加し始めると考えられる。同様に U/β を小さくするとモーメント値は真値に近づく。しかし小さくしすぎると再び真値からはずれず。これは同様に β を固定して考えると U の値が小さくなりすぎて、A/D変換可能なダイナミックレンジが小さくなりすぎ、オーバーフローが発生していると考えられる。実際の測定では

β は汎用の8bitのA/D変換器を用いて測定を行う。このとき U は平均強度の5~7倍に取れば、量子化した2次モーメント値と真値の誤差は3%以内に収まることが分かる。点線は誤差3%以内の測定可能領域を示す。画像には強度変動が存在する。しかし、この変動が測定範囲内に存在すれば量子化誤差は測定された

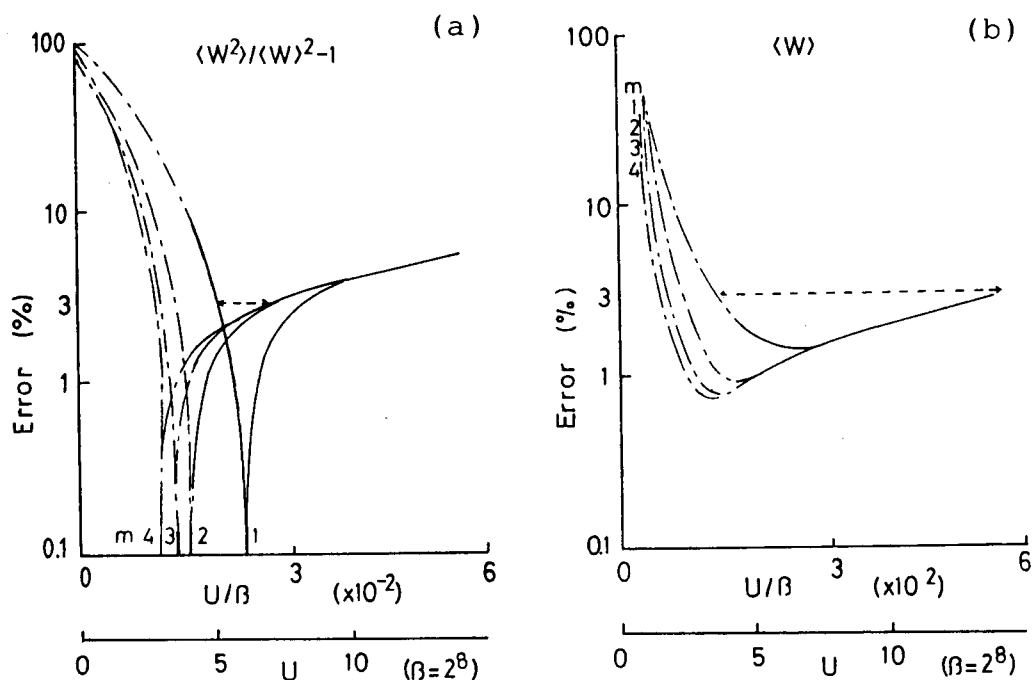


図4.7 計算による量子化された値と真値との誤差

(a)は2次モーメント値の誤差、(b)は平均強度の誤差を表す。

実線は計算値、一点鎖線はオーバーフローを起こしている状態、点線が量子化誤差3%以内の領域を示している。

モーメント値に影響を及ぼさないので画像計測が可能となる。一般の画像計測は、平均値としての1次モーメント値を測定する。このため揺らぎ量は雑音として平均化され、信号値とは見なさない。同図(b)の実線は量子化した平均強度と真値との誤差を示してある。このとき、誤差3%以内を点線で示す。平均強度は U が4~14まで変化しても量子化誤差の影響がない。このように2次モーメント値を測定するときは同じ8bitのA/D変換器を用いても強度測定に比べて量子化誤

差が少ない条件がきびしい。

図4.1の測定システムを用いて量子化誤差を定量的に評価した。照射光学系に十分粗い拡散物体を置くことで十分発達したスペックルパターンを生成させる。このスペックルパターンをTVを用いて測定し、 U に対する2次モーメント値を測定した。さらに q_2 を $150\mu\text{m}$ と $1500\mu\text{m}$ とに変化させ、スペックル半径の異なったスペックルパターンを発生させた。このスペックルパターンの2次モーメント値の平均強度依存性を測定した。 U の依存性を図4.8に示す。ここで $q_2=150\mu\text{m}$ の

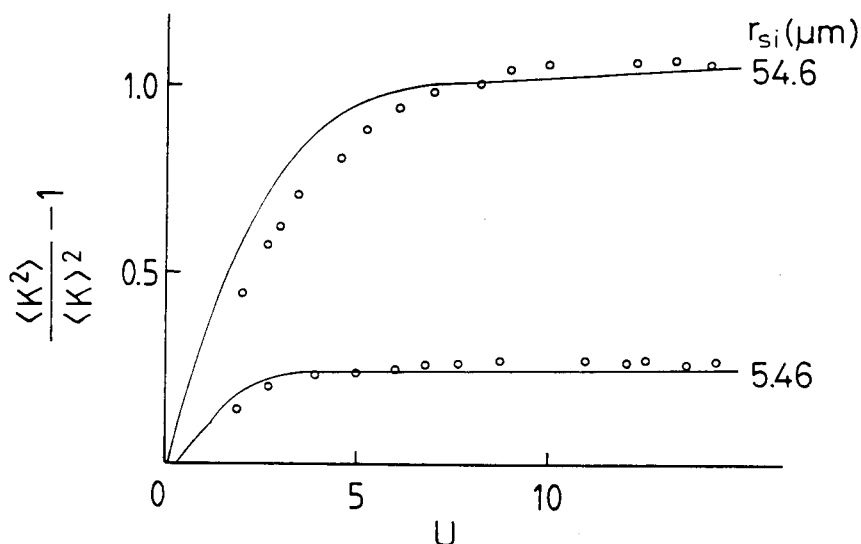


図4.8 $\beta = 8\text{bit}$ の U に対する2次モーメント値の測定結果
実線は理論値を示す。

ときは観測面で測定されるスペックル半径は $54.6\mu\text{m}$ となる。このとき、2次モーメント値が0.971と極めて1に近いので $m=1$ の状態に相当する。そこで $\beta=8\text{bit}$ 、 $m=1$ の条件で式(4.8)を用いて計算した結果を実線に示す。 U が変化しても理論値と測定値は、ほぼ一致している。また $q_2=1500\mu\text{m}$ のときはスペックル半径が $5.46\mu\text{m}$ となるので、2次モーメント値が0.251になり $m=4$ に相当する。ここでは2次モーメント値が低い場合にも、やはり U が変化しても理論値と測定値が一致している。以上の結果より $P(W)$ の分布形状が変わっても量子化誤差を含んだ2次モーメント値は式(4.8)で導出されることが分かる。実験結果から、 U が7以

上になると再び量子化誤差が増加することが示された。

4-4. スペックル半径の測定

観測面における積分強度 W を以下のように定義する。位置 \mathfrak{R} 、時刻 t における瞬時強度を $I(\mathfrak{R}, t)$ 、その電場を $E(\mathfrak{R}, t)$ とすると

$$W(\mathfrak{R}_j, t_j) = \int_{-\infty}^{\infty} H_{T_j} H_{D_j} I(\mathfrak{R}, t) d\mathfrak{R} dt = \int_{-\infty}^{\infty} H_{T_j} H_{D_j} |E(\mathfrak{R}, t)|^2 d\mathfrak{R} dt \quad (4.9)$$

となる。 H_{D_j} は中心 \mathfrak{R}_j にある検出器の開口半径 D の、 H_{T_j} は中心 t_j にある検出器の積分時間 T としたときのそれぞれの重み関数である。重み関数をガウス型に近似して

$$H_{D_j} = \exp\{-2(\mathfrak{R}-\mathfrak{R}_j)^2/D^2\} \quad (4.10-a)$$

$$H_{T_j} = \exp\{-2(t-t_j)^2/(T/2)^2\} \quad (4.10-b)$$

とした。光学系を図4.1の2番目の2重レンズ系としたとき、式(4.9)と(4.10)を式(4.6)に代入することにより2次モーメント値は以下のように与えられる⁸⁾。

$$\frac{\langle W^2 \rangle}{\langle W \rangle^2} - 1 = \frac{f_D}{(1+f_D N^2)^{1/2}} \quad (4.11)$$

ここで

$$N = MVT/(2r_{s,i}) \quad (4.12)$$

$$f_D = \frac{1}{1+(D/r_{s,i})^2} \quad (4.13)$$

である。さらに M は光学系の倍率 ($M=1.24$)、 V はサンプルの移動速度、 T はTVカメラのサンプリング時間 ($T=33.3\text{msec}$)を表す。

式(4.11)から分かるように正確なモーメント値を決定するには、正確な D の値が必要である。しかし構造上、TVカメラは光電面上に不感部分があるため、光電面セルの間隔から正確に D の大きさを決定することは困難である。そこで実際に2次モーメント値を測定して、その値から D の値を決定する。 $V=0$ とすると、式(4.11)より2次モーメントは式(4.13)の f_D と等しくなる。ここで $f_2=50\text{mm}$ 、 $q_1=150\mu\text{m}$ とすると r_{s1} は $54.6\mu\text{m}$ となる。式(4.11)にスペックル半径と2次モーメント値を代入すると、TVカメラの画素の実効的な大きさ $D=9.42\mu\text{m}$ を得た。

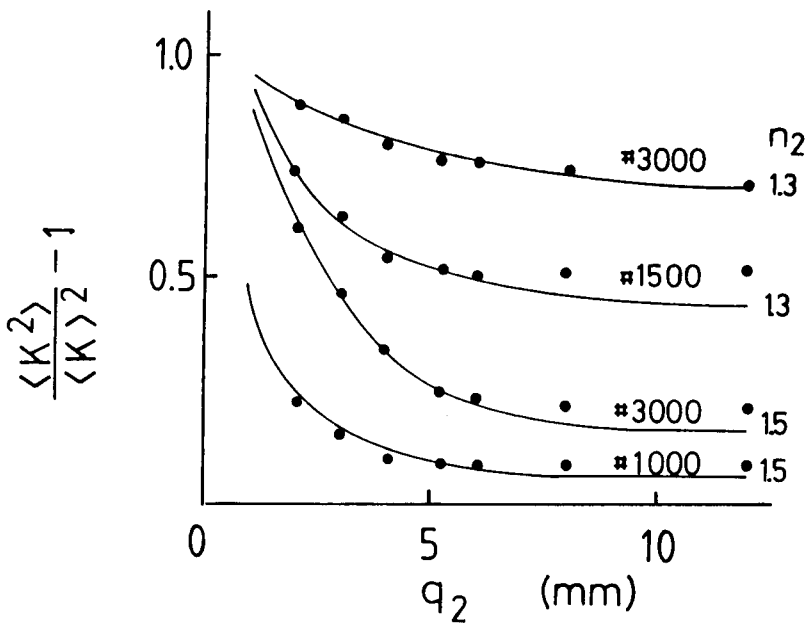


図4.9 ピンホール径に対する2次モーメント値の依存性

実線は理論値を示す。#1000～#3000はサンプルを研磨した研磨剤の粗さを、 n_2 はサンプルの屈折率を表す。

ここで図4.1の光学系において物体面に測定物体を配置し、 q_2 を変化させたときの2次モーメント値の測定結果を図4.9に示す。実線は触針式粗さ計で得た縦粗さ R_s と横粗さ R_c を粗さパラメータとして計算した。ここでは q_2 が増加するに従って観測されるスペックル半径が減少し、2次モーメント値が低下する。ピン

ホール径 q_2 が5mm以上になってくると測定結果が理論値からずれてきている。これは観測面で測定されるスペックル半径が照射レーザー光の波長の回折限界以下になり理論どおり微少のスペックル半径⁸⁾にならないことに原因があると考えられる。

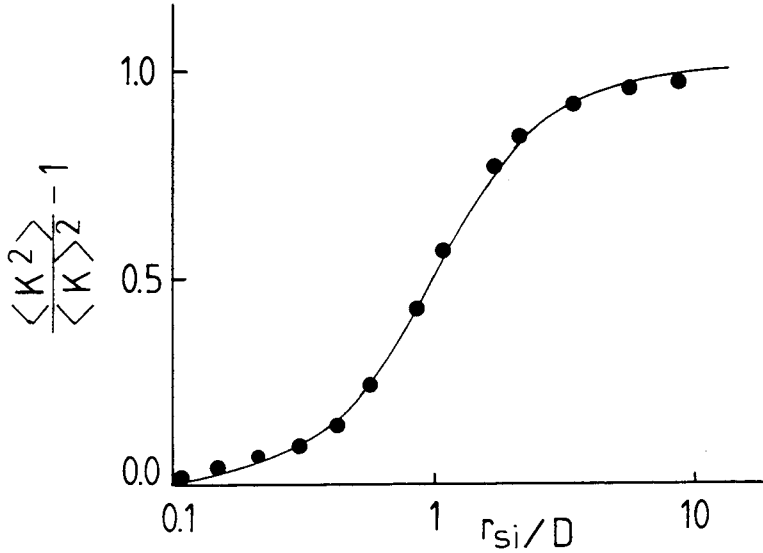


図4.10 スペックル半径に対する2次モーメント値の測定結果
実線は理論値を示す。

図4.1に示す光学系と測定装置を用いて $\beta=8\text{bit}$ 、量子化誤差の影響を小さくするために $5 < U < 7$ の条件で測定した2次モーメント値の結果を図4.10に示す。ここで●印は速度 $V=0$ の測定値を、実線は式(4.11)で与えられる理論曲線を表す。2次モーメント値は、取り込んだ1画面のデータを空間平均して決定する。この計算において光電面セルの有効面積とスペックル半径から有効データ数は約8800個となり、アンサンブル平均を行うのに十分な個数のデータとなっている。実験値と理論値の値が両者とも良く一致することから、 $\beta=8\text{bit}$ 、 $5 < U < 7$ の条件を用いれば2次モーメント値の測定に量子化誤差の影響を受けていないことが分かる。この条件を用いると1フレームの測定で得た2次モーメント値からスペックル半径が決定できる。

4-5. スペックルの移動測定

図4.1に示す光学系の物体面おいた拡散物体を移動させて測定した結果を図4.11に示す。図(a)は $V=0$ 、図(b)は $V=107\text{mm/sec}$ のときに観測面で測定された積分強度をそれぞれ表す。速度 V が増加するにつれて、積分効果のため平均値からの揺らぎが小さくなることが分かる。図4.12は各速度における確率密度関数を表す。このように速度が変化するにつれて確率密度関数の分布形状が負指数分布からガウス分布に変化する。

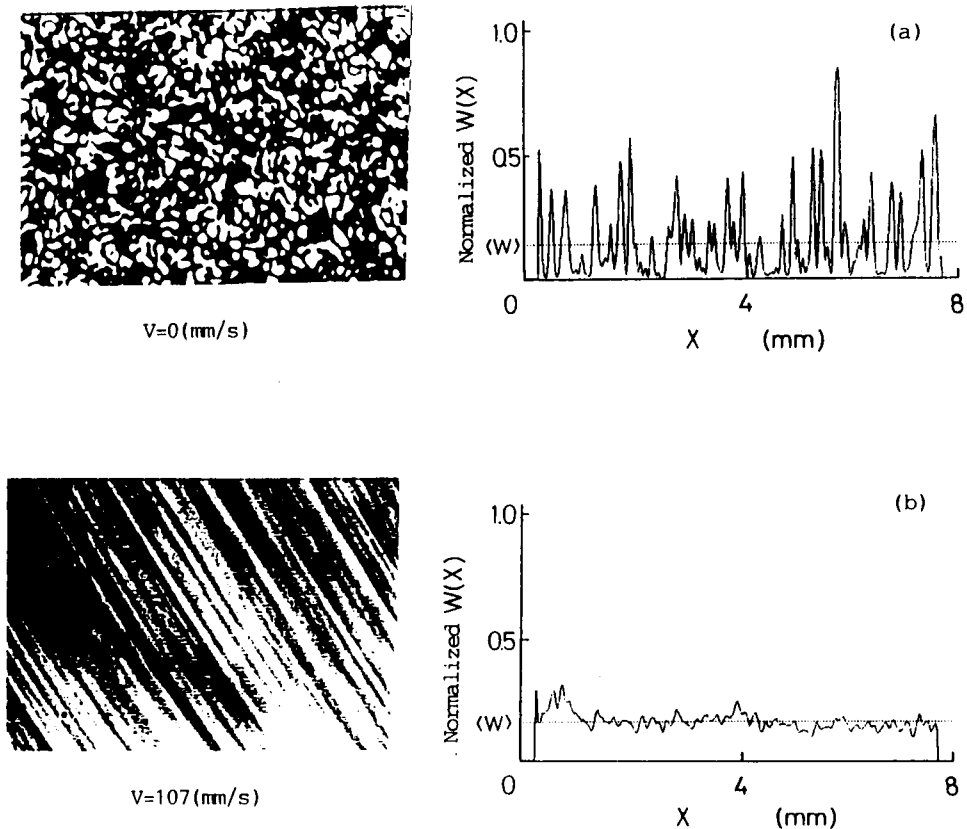


図4.11 積分強度の測定結果

(a)は $V=0\text{m/s}$ 、(b)は $V=107\text{m/s}$ の積分強度分布状態を表す。

ここで分布形状が大きく変わったとしても量子化誤差の影響を受けずに測定できなくてはならない。図4.13に速度を変えて測定した結果を示す。実線は式(4.11)で表した理論値を示す。式(4.11)に示すようにスペックルの移動速度に

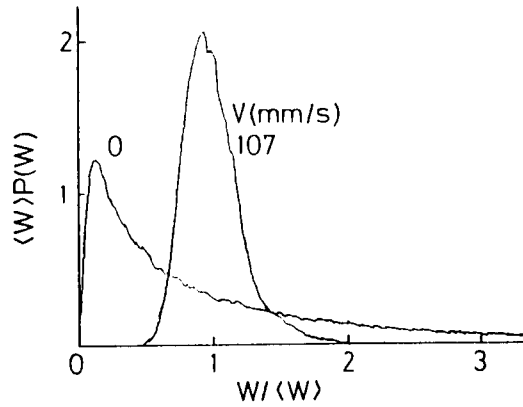


図4.12 速度が変化した状態の確率密度関数

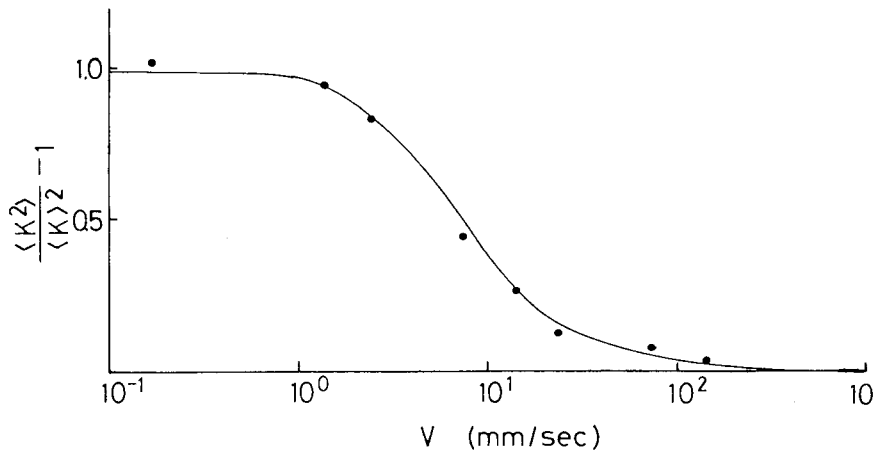


図4.13 速度測定結果

実線は理論値を示す。

よって2次モーメント値が変化する。そして速度 ($P(W)$ の分布形状) 変化に対応して測定値が変化し、理論値と一致する。ゆえに $\beta = 8\text{bit}$ 、 $5 < U < 7$ の条件を満足した測定系を設置すれば、速度に応じて分布形状 $P(W)$ が変わっても量子化誤差の影響が現れない。

画像測定装置は2次モーメント値が空間的に不均一に分布した場合でも測定が

可能である。図4.1の光学系を用いて物体面に置いた十分粗いサンプルを回転させ、空間的に速度分布を持った状態を作り出し2次モーメント値の画像計測を行った。

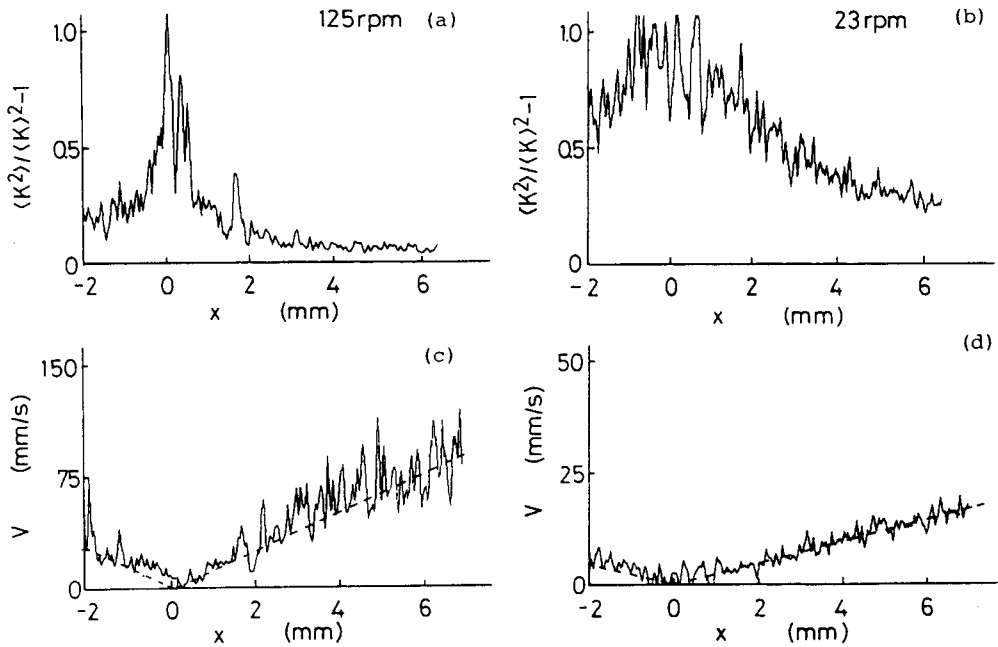


図4.14 2次モーメント値の分布と測定結果

(a)は125rpm、(b)は23rpm、速度分布(c)は(a)、(d)は(b)より計算した速度分布を示す。

その結果を図4.14に示す。回転数がそれぞれ図(a)は125rpm、図(b)は23rpmで測定した2次モーメント値である。横軸 $x=0$ が回転の中心であり、モーメント値が最大になっている。同図より計算した速度をそれぞれ(c)、(d)に示す。点線は回転数より計算した理論値を示す。測定では積算回数を 2^{12} 回と多くしたにもかかわらずS/Nが余り良くない。これは測定対象とした表面がランダムな粗さ分布になっていないためと考えられる。しかしS/Nが悪いもののその平均値は理論値とほぼ一致し、2次モーメント値の空間的な測定が可能である。

4-6. おわりに

有限開口の検出器で積分強度を検出し、この揺らぎ量をモーメント値として測定した。このモーメント値から観測面のスペックル半径が決定できることが分かった。しかしモーメント値は統計量のため測定時間がかかる。そこでTVカメラを用いたモーメント画像計測システムを構成し、モーメント値からスペックル径をオンラインで測定可能とした。このシステムは高精度な測定を行うためデジタル量で計算する。A/D変換に伴う量子化誤差は一般的な8bitのA/D変換器でもダイナミックレンジを平均強度の5~7倍に取れば3%以内に収まることが分かった。このように測定可能領域が存在するためモーメント値を画像的に計測することができる。従ってこの測定システムを用いれば粗さだけでなく速度、変位量等がオンラインで測定可能となる。さらに各画素について加算機能を持つため時間平均を行えばそれらの空間分布も測定可能である。

参考文献

1. R. C. Wood, "On Optimum Quantization," IEEE Trans. Information Theory, 15, pp. 248-257, (1969).
2. 長尾 真, "デジタル画像処理," (近代科学社, 東京, 1978).
3. 手塚 慶一, "デジタル画像処理工学," (日刊工業新聞社, 東京, 1978).
4. 大坪 順次, "スペックル・パターンの1次統計," 機械技術研究所所報, 34, pp. 165-180, (1980).
5. B. Saleh, "Photoelectron Statistics," (Springer-Verlag, New York, 1978).
6. 小林, "体性感覚誘発電位のベクトル推定," 医用電子と生体工学, 23, pp. 35-41 (1985).
7. 宮崎 英一、吉村 武晃、峯本 工, "スペックル強度のデジタル的2次モーメント計測法における量子化誤差の影響," 神戸大学大学院 自然科学研究科紀要, 11, (1992年11月30日掲載予定).
8. T. Yoshimura, "Statistical properties of dynamic speckles," J. Opt. Soc. Am. A3, pp. 1032-1054, (1986).

第5章

スペックル照射法による表面粗さの オンライン測定

5-1. はじめに

表面粗さは縦粗さと横粗さまたは平均傾きと横粗さの組で表される。このうち工業的に重要な粗さパラメータは縦粗さまたは平均傾きである^{1)~4)}。しかし一般に散乱光の性質は横粗さにも強く依存する⁵⁾。このため、縦粗さまたは平均傾きを分離して求めることが、光を利用する粗さ計測法の大きな目標となっている。第3章では散乱スペックルの強度相関関数から独立に表面の縦粗さと横粗さの2つの粗さパラメータを決定する測定システムを提案した。しかし、この測定システムも実験条件を変えて2回以上測定を行う必要がある。ゆえにこの測定方法もオンライン測定に応用することが不可能である。本研究では、測定物体に十分発達したスペックルパターンを照射する。このときその物体の表面粗さは散乱スペックル光のスペックル半径に依存することが第3章で求められた。また第4章ではモーメント法を利用すればスペックルの半径は積分強度の2次モーメント値から求められることを示した。本章ではこれら2つの結果を結び合わせ、表面粗さを測定する方法を提案する。この方法を用いて縦粗さまたは平均傾きの粗さパラメータをオンラインで測定する。そして照射スペックルとしてダイナミックスペックルを用いることにより、それらの粗さパラメータの空間分布を決定することも可能とする。

5-2. 積分強度揺らぎの性質

表面粗さの測定において、図5.1に示す光学系を用いる。高出力のAr⁺レーザー

光をビームエキスパンダーによってビーム半径 d にまで拡大させる。ビームエキスパンダーで拡大された光は拡散面に位置した十分粗い拡散物体を照射する。

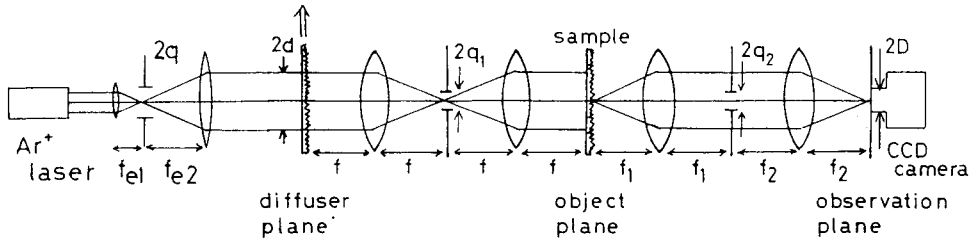


図5.1 オンライン測定光学系

この拡散物体から発生した光は最初の2重レンズ系を通過した後、物体面上に置かれた測定対象物体を照射する。この測定物体を照射する光はスペックル半径 $r_{s,1}$ の十分発達したスペックルパターンとなる。ここで2重レンズ光学系のピンホール径 q_1 または焦点距離 f_1 を変化させることで、測定条件に合わせて $r_{s,1}$ を任意に変化させることが可能である。この拡散物体を面内移動させると、照射光は時間的に変動するダイナミックスペックルとなる。測定物体から放射される光は2番目の2重レンズ系を通過し観測面上に散乱スペックルとして到達する。ここで、この2重レンズ系の観測光学系は結像系であるため画像計測が可能である。またピンホール径 q_2 またはレンズの焦点距離を変えることで観測光学系の倍率や点像広がりを変化させることが可能である。

測定物体から放射される散乱スペックルを半径 D のガウシアンソフトアパーチャを通して検出するとする。このとき検出される積分強度 W の規格化された2次モーメントは

$$\langle W^2 \rangle / \langle W \rangle^2 - 1 = \int_D \int_D H_{D,1} H_{D,1} g^{(2)}(\vec{x}_1, \vec{x}_2) d\vec{x}_1 d\vec{x}_2 - 1 \quad (5.1)$$

と与えられる。ここで式(3.4)、(3.6)、(3.9)を式(5.1)に代入すると

$$\frac{\langle W^2 \rangle}{\langle W \rangle^2} - 1 = \frac{\gamma_0^2}{1 + \frac{D^2}{(Mr_{s,i})^2 + r_{s,q}^2}} + \frac{(1-\gamma_0)^2}{1 + \frac{D^2}{(Mr_{s,r})^2 + r_{s,q}^2}} + \frac{2\gamma_0(1-\gamma_0)}{1 + \frac{D^2/2}{(Mr_{s,i})^2 + r_{s,q}^2} + \frac{D^2/2}{(Mr_{s,r})^2 + r_{s,q}^2}} \quad (5.2-a)$$

$$\gamma_0 = \frac{\frac{(Mr_{s,i})^2}{(Mr_{s,i})^2 + r_{s,q}^2} \exp(-\langle \phi^2 \rangle)}{\frac{(Mr_{s,i})^2}{(Mr_{s,i})^2 + r_{s,q}^2} \exp(-\langle \phi^2 \rangle) + \frac{(Mr_{s,r})^2}{(Mr_{s,r})^2 + r_{s,q}^2} \{1 - \exp(-\langle \phi^2 \rangle)\}} \quad (5.2-b)$$

と導かれる⁶⁾。ここで $M=f_2/f_1$ は観測光学系の倍率、 $r_{s,q}$ は q_2 によって変化する点像広がりである。 $r_{s,r}$ は式(3.6-b)で与えられる。物体の表面粗さは縦粗さ R_s と横粗さ R_c とで特徴づけられる。 R_s は光学的粗さ $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ に、 R_c は $r_{s,r}$ に依存している。この式の導出は測定対象の表面プロフィール関数 $h(x)$ の確率密度関数がガウス分布に従い、プロフィール関数の相関関数もガウス型に近似されると仮定している。観測面に到達するスペックル光の電場の解析にはフレネルキルヒホッフ近似を用いた。第1項はスペキュラ成分の2次モーメント、第2項は散乱成分の2次モーメントを表す。 γ_0 は式(3.9)と同様にスペキュラ成分の強度比を表す。 γ と異なる点は観測光学系が図5.1に示す2重レンズ系に適用したことであり、光学系の倍率 M を含んだ式を示している。

5-3. 1種類の粗さだけの決定

表面は縦粗さと横粗さの2つの粗さパラメータによって特徴づけられる。式(5.2)から、これら2つの未知のパラメータを独立に決定するためには2つの異なった実験条件下でモーメント値を測定する必要がある。これが表面粗さのオンライン測定の重大な欠点となる。この欠点を除去するために、1回の測定で得たモーメント値から縦粗さ R_s か、または平均傾き S のどちらかの粗さパラメータ

を決定する実験条件を考察する。

もし $(Mr_{s,i})^2 + r_{s,q}^2 \gg D^2$ 、 $(Mr_{s,r})^2 + r_{s,q}^2 \ll D^2$ を満足する滑らかな表面では、モーメント値は式(5.2-a)の第1項(スペキュラ成分)によって表され、 γ_0 となる。さらに式(5.2-b)より $Mr_{s,i} \gg r_{s,q}$ 、 $Mr_{s,r} \gg r_{s,q}$ ならば $\gamma_0 \sim \exp(-\langle \phi^2 \rangle)$ の関係が満足される。これらの近似が成り立つとすればモーメント値は

$$\langle W^2 \rangle / \langle W \rangle^2 - 1 = \exp(-2\langle \phi^2 \rangle) \quad (5.3)$$

と与えられる。このモーメント値は光学的粗さ $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ だけに依存する。そして縦粗さが増加するに従ってモーメント値は1~0まで変化する。このことより近似条件さえ満足すれば1つのモーメント値から表面の縦粗さ R_s を一義的に決定できることが分かる。式(5.3)が成立する近似条件を数値解より求める。実験条件が $r_{s,q}/D=0.01$ 、 $r_{s,i}/D=10$ であるとき、式(5.2)のモーメント値を計算した。 R_s と R_c の粗さパラメータを変えた結果を図5.2に示す。観測光学系の倍率 M が

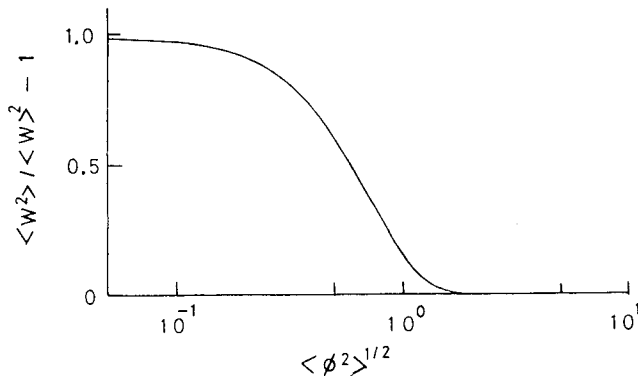


図5.2 2次モーメントに対する光学粗さの依存性
($1 \leq M \leq 10$)

1~10、物体の横粗さ R_c が $0.06 \leq MR_c/D \leq 0.2$ の範囲ではモーメント値は1つの曲線の重ね合わせとなることが得られた。物体の横粗さ R_c がこの範囲内にあるときは、測定したモーメント値から光学的な粗さを正確に決定できる。例えば $M=1$ の場合、点像広がりが入射光の波長より大きいため一般的に $r_{s,q} \geq \lambda$ と表さ

れる。図5.2での条件を用い $r_{s,q}=0.01D$ を選ぶと $D=100\lambda$ となる。ゆえに $M=1$ のとき、物体の横粗さが $6\lambda \leq Rc \leq 20\lambda$ の範囲内なら物体の光学的な粗さはモーメント値から決定できる。

測定物体の粗さが空間的に定常なときの光学的粗さを決定するため、 Mrc/D の適用できる横粗さの範囲に上限と下限が存在する。このことは以下のように考えられる。条件 $r_{s,r} \gg Rc$ とすると式(3.9)より $r_{s,r}=Rc/\sqrt{2}$ の関係が得られる。結像系では観測面上の散乱成分の相関長は $Mr_{s,r}$ となる。この条件では、測定の上限条件 $Mrc/D=0.2$ は $(Mr_{s,r}/D)^2=0.02$ と等価である。TVカメラの1つの画素の大きさと比べて相関領域が上限条件を越えて広がると、その影響は無視することができない。つまり1つの画素内について、積分された散乱成分がはげしく変動するようになる。その変動はモーメント値の変化に寄与する。このため式(5.3)の近似は適用できない。この条件を式(5.2-a)に適用したとき、もし $(Mr_{s,r}/D)^2 \geq 0.02$ が満足するなら2番目と3番目の項が大きくなり、モーメント値は $r_{s,r}$ に依存する。相関長 $r_{s,r}$ は横粗さに依存するため、モーメント値も横粗さに依存するようになる。それに対して、もし Mrc/D が下限より小さくなれば、散乱成分の相関長は式(5.2-a)の第2、3項が無視できるくらい小さくなる。しかし、 $Mr_{s,r}/D$ の値が $r_{s,q}/D=0.01$ に近づけば、 γ_0 は式(5.2-b)に示されるように $r_{s,r}$ に依存するようになる。それゆえ、モーメント値が式(5.2-a)の1項だけによって表されたとしても、 γ_0 に含まれる $r_{s,r}$ を通して Rc に依存する。

表面粗さは表面プロフィルの平均傾きと横粗さの組によっても表わされる。もし表面プロフィルがガウス分布に従うなら平均傾きは式(2.5)で与えられる。 R_s を光学的粗さ $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ で表したときの光学的平均傾きを次のように定義する。

$$S_0 = \sqrt{2} \langle \phi^2 \rangle^{1/2} / Rc \quad (5.4)$$

式(5.4)を式(5.2)に代入すると関数 γ_0 と $r_{s,r}$ は新しい粗さパラメータ S_0 と Rc の組で表される。条件 $(Mr_{s,r})^2 \geq r_{s,q}^2$ を満足すると、式(5.2)は $\gamma_0 = \exp[-(RcS_0)^2/2]$ で置き換えられる。そのとき、式(3.6-b)を書き直すと

$$r_{s,r}^2 = (1 - \gamma_0) S_0^{-2} \quad (5.5)$$

となる。ここで $(r_{s,r} S_0)^2 \gg 1$ の近似を用いた。もし粗面が $\gamma_0 \sim 0$ ならば、 $r_{s,r} \sim S_0$ を満足する。そのとき、 $r_{s,q}$ が十分小さければモーメント値は以下のようにに近似される。

$$\frac{\langle W^2 \rangle}{\langle W \rangle^2} - 1 = \frac{1}{1 + (D S_0)^2 / M^2} \quad (5.6)$$

これは式(5.2-a)の第2項に対応し、横粗さ R_c に依存しない。このため光学的傾き S_0 は、測定されたモーメント値から一義的に決定できる。この事実を確かめるために、散乱物体の様々な表面粗さについて $r_{s,r}/D=10$ 、 $r_{s,q}/D=0.1$ の条件で式(5.2-a)と式(5.4)によってモーメントを計算した。図5.3に示すように横粗さが

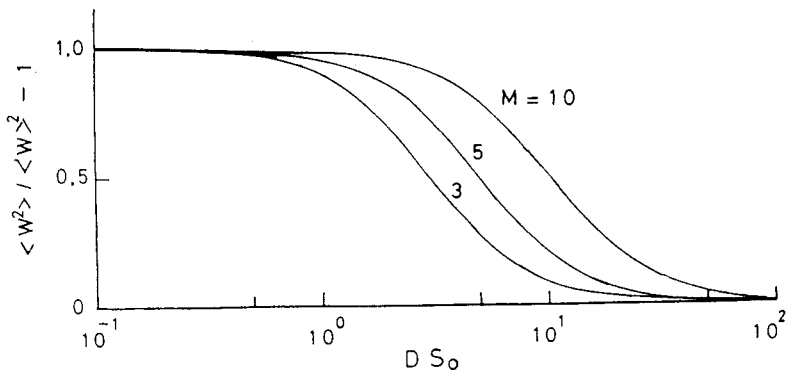


図5.3 2次モーメントに対する光学的な傾きの依存性

$M R_c / D \geq 2.5$ であるとき光学系の倍率 $M=3, 5, 10$ について3本の曲線で得られる。例えば測定物体の横粗さが $R_c \geq 2.5 \lambda$ 以上であるならば、 $D=10 \lambda$ 、 $M=10$ のとき S_0 は一義的に決定できる。それゆえ S_0 の検出範囲は使用する光学系の倍率によって変化させることができる。

5-4. 表面粗さ測定

5-4-1. オンライン測定

図5.1の光学系を用いて測定した2次モーメント値を図5.4に示す。照射スペクトル半径 $r_{s,i}=30.71\mu\text{m}$ 、点像広がり $r_{s,q}=2.59\mu\text{m}$ 、光学系の倍率 $M=1.40$ である。

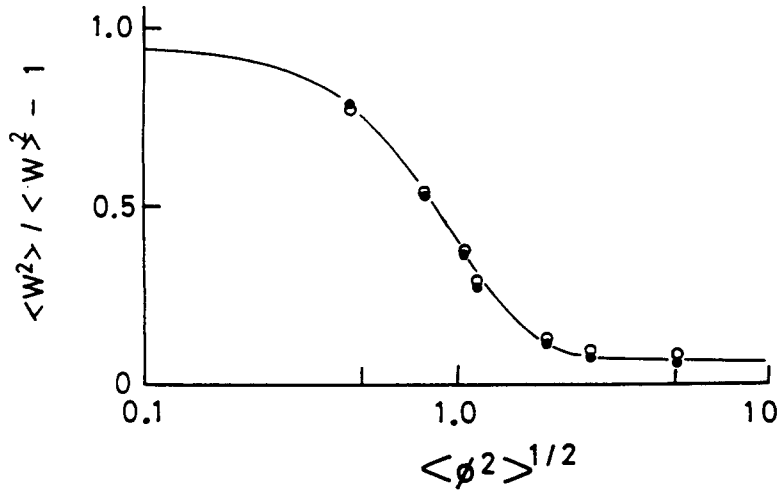


図5.4 光学的な粗さに対する2次モーメント値

表5.1 オンライン測定で得た縦粗さ

散乱法		触針法
$\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$	R_s (μm)	R_s (μm)
1.23	0.20	0.19
1.85	0.29	0.32
2.90	0.40	0.43
5.78	0.92	0.83

静止したスペックルパターンを測定物体に照射し、観測面に到達する散乱スペックルの強度分布を1フレームだけ測定を行う。そして空間的に平均操作を行い1回の測定で2次モーメント値を決定する。その実験結果を○印で表し、この方法で決定した縦粗さと触針式粗さ計で得た縦粗さを比較する。ここで実線は触針式粗さ計で得た縦粗さ R_s と横粗さ R_c を用いて、式(5.2)を用いて計算した理論値である。横粗さ R_c が変化しても実線が全て重なり合うので、2次モーメント値は R_c に依存しない。これより2次モーメントの一回の測定から縦粗さを決定できることが分かった。図5.5は1フレームだけ測定したモーメント値と触針式粗さ計で得た S_0 を表す。倍率 M をパラメータとして $M=5.31$ 、 $M=8.11$ の両者について S_0 を○印で表し、この方法で決定した平均傾きと触針式粗さ計で得た平均傾きを比較する。ここで光学系の倍率 $M=5.31$ のときは、 $r_{s,i}=30.71\mu\text{m}$ 、 $r_{s,q}=2.19\mu\text{m}$ 、 $M=8.11$ のときは、 $r_{s,i}=21.56\mu\text{m}$ 、 $r_{s,q}=2.20\mu\text{m}$ とした。同図では静止したスペックルパターンを測定対象物体に照射し、図5.4と同じく1フレームだけの散乱スペックルの強度測定を行い2次モーメント値を決定している。ここで実線は図5.4と同様に式(5.2)から計算して求めた。この2つの実験結果は理論曲線と良く一致した。ここで横粗さ R_c が変化しても M が一定なら2次モーメント値は

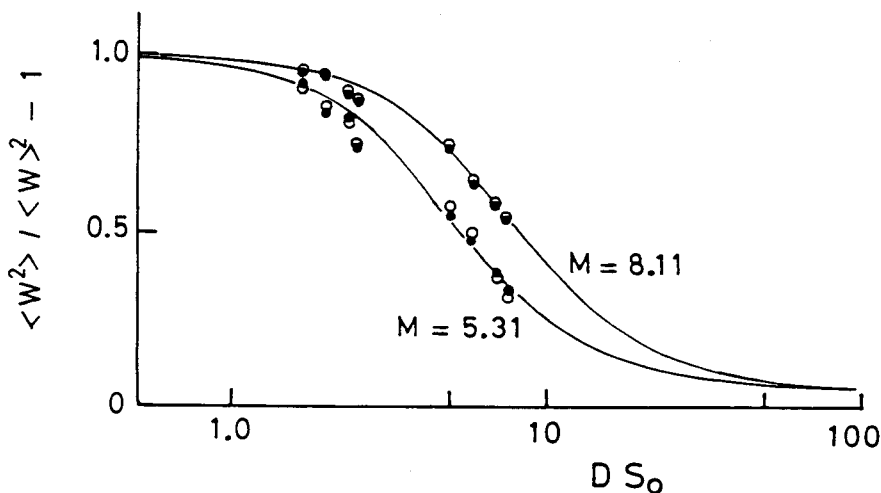


図5.5 光学的な傾きに対する2次モーメント値

表5.2 オンライン測定で得た平均傾き

散乱法		触針法
DSO	S ($\times 10^{-1}$)	S ($\times 10^{-1}$)
5.11	0.89	0.90
5.61	0.98	1.05
7.35	1.27	1.25
8.37	1.46	1.34

Reに依存しないことが分かる。図5.5より一回の測定でSoはモーメント値から決定可能であり、光学系の倍率 M を変えることで測定できるダイナミックレンジが広がることが分かった。この測定システムは表面粗さのモニタリングに応用が可能であると考えられる。

オンラインで表面粗さを測定するためには短い測定時間内でモーメント値を測定することが必要となる。しかし2次モーメント値はアンサンブル平均によって統計的に定義される。この統計平均は光電面にわたる強度分布の空間平均から求める。独立なサンプル数 N で積分強度を測定したとき、得られる2次モーメント値の標準偏差 σ を考えよう。この標準偏差は以下に定義される。

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{N^{1/2}} = \frac{\langle (W^2 - \langle W^2 \rangle)^2 \rangle^{1/2}}{\langle W^2 \rangle N^{1/2}} \quad (5.7)$$

ここで σ_0 は1つのサンプルで得られる規格化された標準偏差である。スペックル強度を測定する場合、Wは Γ 分布に従うと仮定する。モーメント値が1付近、または0付近ではモーメント値には測定対象物体の情報を持たないので測定対象

領域外である。そこで、最も一般的に使用される測定領域として $\langle W^2 \rangle / \langle W \rangle^2 - 1 = 0.5$ の状態を用いる。このとき確率密度関数は $m=2$ の Γ 分布に従う。この密度関数の n 次モーメントは

$$\langle W^n \rangle = (n+1)! \langle W \rangle^n / 2^n \quad (5.8)$$

と与えられ、これを式(5.7)に代入すれば $\sigma_0 = 1.5$ を得る。光学的粗さ $\langle \phi^2 \rangle^{1/2}$ を測定するときは、図5.2の結果から $(MRc/D)^2 \leq 0.04$ を満足しなければならない。観測面上の散乱中心の面積は $\pi (MRc)^2$ で与えられる。このため光電面の1画素内には多数の統計的に独立な散乱中心が存在する。しかしながら式(5.5)を用いると、スペキュラ成分の相関長は $Mr_{s,1} \sim 10D$ となり、スペキュラ成分の相関領域は100画素を越える。この成分に対する独立なサンプルの数は $N \geq 2600$ である。それゆえ1フレームのデータから得られるモーメント値の測定精度は $\sigma \leq 3\%$ となる。このとき決定できる光学的な粗さは $0.07 \leq \langle \phi^2 \rangle^{1/2} \leq 1.52$ の範囲である。一方 S_0 の測定限界は次のようになる。図5.3に示すように S_0 の測定条件は $(MRc/D)^2 = 100$ である。このとき $N=2600$ を満足するのでモーメント値は1フレームのデータから $\sigma \leq 3\%$ で決定される。この場合 S_0 の検出できる範囲は $0.10M \leq DS_0 \leq 10.0M$ である。ゆえに σ の値が十分小さいので表面粗さのオンライン測定に有効であることが分かる。

5-4-2. 空間分布測定

工業的には表面粗さが空間的に均一であるかどうかを知ることは有用である。通常の光学的な測定装置は微少な領域を照射するので、粗さの2次元測定を行うには測定装置に走査システムが要求される。走査装置なしで表面粗さの空間分布を測定するためには結像システムを使う必要がある。このとき、積分強度の統計的な平均は時間平均操作によって行われる。図5.1に示すように、ここで用いた検出システムは結像系であり、ダイナミックスペックルを照射することによって時間平均を行う。図5.1で拡散面に位置する十分粗い拡散物体はサンプリング時間に比べてゆっくりした速度で移動している。このため照射光はダイナミックスペックルパターンとなり、時間に関して各画素で積分強度が変動する。

スペックルの移動に伴い、フレーム時間 T 当たりに画素を通過するスペックル個数を N_p とする。もし観測面で散乱スペックルのスピードを $N_p < 0.1$ に選ぶと、時間平均の効果によるモーメント値の減少は取り除くことが可能となる。照射光の各スペックルの位相はランダムなために積分強度のモーメントは時間平均によって統計的に平均化される。

移動速度 $V_s = 62.6 \mu\text{m}/\text{sec}$ の条件での結果を図 5.4 と図 5.5 とに ● 印で示す。これらの値は $V_s = 0$ を表す ○ 印と良く一致している。ゆえにこの速度では時間平均の効果によるモーメント値の減少が測定値に影響しないことがわかる。もし測定回数が $n = 2^{14}$ ならば独立なサンプル数 $N = nN_p$ は約 1600 になる。そのときのモーメントは $\sigma \leq 3.7\%$ の精度で与えられ、画像計測を行うのに十分な精度を持つことが分かる。ダイナミックスペックルを物体に照射し、この測定システムを用いて各画素について独立にモーメント値の積算平均を行う。積算平均回数を 2^{12} で行えば測定時間が約 10 分程度必要であるが、TV カメラに走査システムを付加することなしで表面粗さの空間分布が測定可能である。このとき平均操作を行うサンプル数の減少を防ぐために光学系の点像広がり $r_{s,0}$ は画素の大きさ D よりも小さく選んだ。

5-5. おわりに

スペックルパターンを物体に照射し、散乱スペックルパターンをモーメント画像計測システムを用いて測定すれば、工業的に重要な縦粗さと平均傾きを 1 フレーム時間の測定から決定できることが分かった。縦粗さを測定対象とする場合、照射光のスペックル半径 $r_{s,l}$ が開口径 D よりも十分大きく、散乱光のスペックル半径 $r_{s,r}$ が開口径 D よりも十分小さければ、モーメント値は縦粗さだけに依存する。この状態での測定限界は $0.07 \leq \langle \phi^2 \rangle^{1/2} \leq 1.52$ となる。平均傾きを測定対象とする場合、照射光のスペックル半径 $r_{s,l}$ が散乱光のスペックル半径 $r_{s,r}$ より十分大きければモーメント値は粗さパラメータとして平均傾きだけに依存する。この場合、測定限界は光学系の倍率 M と開口半径 D に依存する。ゆえに傾き平均値の測定では M や D を変化させることによって測定範囲を変化させることが可能である。この測定範囲は $0.10M \leq DSo \leq 10.0M$ となり 2 桁の大きな有効範囲を持つことが分かった。また測定時間はかかるがモーメント値を時間

平均することによって粗さの空間的な分布も測定可能となる。

参考文献

1. 奈良 治朗, "表面粗さにおける最近の問題," 応用物理, 37, pp. 592-604 (1968).
2. 西山 稔, "最近の表面粗さ測定器," 機械の研究, 12, pp. 1387-1393 (1977).
3. 塚田 忠夫, 阿武 芳朗, "機械加工面における表面おうとつの評価に関する研究," 精密機械, 39, pp. 1168-1173 (1973).
4. 浅野 有一朗, 塩住 基仁, 栗田 邦夫, 矢部 直, 守谷 延, "冷延鋼板の光反射特性解析とそのオンライン表面粗度測定への応用," 鉄と鋼, 9, pp. 1095-1102 (1984).
5. 安達 正明, 稲荷 隆彦, 亀井 光仁, "反射レーザー光拡がりによる金属表面粗さ形状のモニタリング," 計測自動制御学会論文集, 20, pp. 66-71 (1984).
6. E. Miyazaki, K. Nakanishi and T. Yoshimura, "Development of new instrument detecting integrated intensity fluctuations for surface roughness measurement." Proc. SPIE, 1720, (1992).

第6章

総括

本研究は、レーザ散乱光による回折パターン特性とスペックル照射による散乱光の統計的性質を用いたオンライン粗さ測定方法を探求したものである。一般的に用いられる光散乱法に対しては、より实际的、複雑な表面粗さでの取り扱いの基礎特性について理論的、実験的考察を行いその性質を明らかにした。スペックルを照射する表面粗さ測定に対しては散乱スペックルの特性を明らかにした後、オンライン測定法としての利用を提案し、その有効性について述べた。得られた結果は以下の通りである

1. 複雑な表面を解析する基礎として2重粗さを持つ表面を取り上げ解析を行い、それに基づくオンライン測定法を考案した。測定物体にレーザ光を照射し、それから放射される散乱光の分布から表面粗さを測定した。測定対象を一般的な冷延鋼板としたとき、散乱光の回折パターンからその表面粗さが2重粗さからなり、2成分の平均傾きをそれぞれ決定できた。この2重粗さの第2成分の平均傾きは圧延ローラの摩耗度を表す。散乱光の回折パターンを2重リング開口を通し、2方向へ回折した光強度を同時測定することで表面粗さの第2成分をモニタリングできることが分かった。このため光強度を測定するだけで圧延ローラの摩耗状態を知ることが可能となる。この測定方法は冷延鋼板の移動に伴う物体面と観測面の距離の変化や測定物体の傾きに影響を受けず、オンライン計測に適している。
2. 測定物体に十分発達したスペックルパターンを照射し、物体から放射される散乱スペックルの光強度の相関関数を用いて表面粗さを測定した。散乱スペックル光はスペックル半径の異なるスペキュラ成分と散乱成分とからなる。粗さによってその成分の光強度の割合が変化するので散乱光のスペックル半径から表面粗さが測定可能となることを示した。この特性を利用することにより

実験条件を変えて2回測定することで、縦粗さと横粗さを分離して測定することを可能とした。

3. オンラインで粗さ測定を行うため相関関数からスペックル半径を決定する代わりにモーメント値からスペックル半径を決定するモーメント法を考案した。短時間にモーメント値を得るためTVカメラを用いてスペックル強度の揺らぎ分布を2次元的に測定する画像計測システムを製作した。このシステムはモーメント値を高精度で計算するため、デジタル量を用いる。このためA/D変換に伴う量子化誤差が問題になる。一般的な8bitのA/D変換器を用いても測定のダイナミックレンジを平均強度の5~7倍に取れば量子化誤差が3%以内で測定できることが分かった。このように平均強度の対する制約が緩いため本測定装置は2次モーメント値の画像計測が可能である。

4. 十分発達したスペックルパターンを測定物体に照射し、それから放射される散乱スペックルの光強度をTVカメラを用いた2次モーメント画像計測装置で測定した。光を用いたときに問題となる横粗さの影響を測定物体に照射するスペックルの半径と2重レンズ光学系の点像広がりを選択することで除去することができた。これを利用して1フレーム時間のモーメント値の測定で縦粗さまたは平均傾きの測定を可能とし、このシステムでのオンライン表面粗さ測定の可能性を示した。縦粗さの測定は $0.07 \leq \langle \phi^2 \rangle^{1/2} \leq 1.52$ が測定可能である。また平均傾きの測定は、光学系の倍率を変えることで粗さの測定範囲を変化させることができ、一般的には $2 \times 10^{-3} \leq S \leq 2 \times 10^{-1}$ の約2桁の広い測定範囲を持つ。さらにモーメント値の時間的な積算平均を行えば縦粗さ、平均傾きの両者とも2次元分布を測定することも可能である。

謝辞

本研究は神戸大学大学院自然科学研究科システム科学専攻情報・計測講座において行ったものである。

本研究の全てにおいて長年にわたり、終始懇切なる御指導と御助言を賜った神戸大学工学部・峯本 工教授、本学工学部・吉村 武晃助教授に心から深く感謝すると共に厚くお礼を申し上げます。

本論文の作成にあたり、貴重なる御示教を頂きました本学工学部・松本 治弥教授、本学工学部・三好 旦六教授に深く感謝致します。

著者が本研究を遂行するにあたり、有益なる御助言を頂きました本学工学部計測工学科第3講座・中川 清助手、後藤 隆雄技官、実験に際し多大なる御協力を頂きました同講座の諸先輩後輩に心から感謝致します。

また研究で用いた冷延鋼板と触針法による粗さの性質は住友金属工業（株）より御提供頂きました。ここに感謝の意を表します。

本研究に関する論文・講演

本研究に関する論文・講演は次の通りである。

1. T.Yoshimura, K.Fujiwara and E.Miyazaki, "Statistical properties of intensity fluctuations produced by rough surfaces under the speckle pattern illumination," Proc.SPIE, 1332, pp. 835-842(1990).
2. 宮崎 英一, 吉村 武晃, 峯本 工, "光散乱法による表面2重粗さの特性解析," 光学, 20, pp. 373-379(1991).
3. E.Miyazaki, K.Nakanishi and T.Yoshimura, "Development of new instrument detecting integrated intensity fluctuations for surface roughness measurements," Proc.SPIE, 1720, (1992).
4. 宮崎 英一, 吉村 武晃, 峯本 工, "スペckル強度のデジタル的2次モーメント計測法における量子化誤差の影響," 神戸大学大学院自然科学研究科紀要, 11, (1992年11月30日掲載予定).
5. 宮崎 英一, 吉村 武晃, "レーザ光照射による表面粗さ計測," 第50回応用物理学会学術講演会予講集. pp. 754(1889).
6. 宮崎 英一, 吉村 武晃, "レーザ光照射による表面粗さ計測," 第51回応用物理学会学術講演会予講集. pp. 769(1990).
7. 宮崎 英一, 吉村 武晃, "スペckル強度の2次モーメント画像計測装置の評価," 第52回応用物理学会学術講演会予講集. pp. 898. (1991).