

①

博士學位論文

論文題目 光スペクトル領域干渉を用いた
反射計測法とその応用の研究

提出者 東北大学大学院工学研究科

電子工学専攻

学籍番号 8D77

氏名 船場忠幸

指 導 教 官	伊 藤 弘 昌 教 授
審 査 委 員 (○印は主査)	○ 伊藤弘昌 教授 1 宮城光信 教授 2 内田龍男 教授 3 _____ 教授 4 _____ 教授

- 備考(1) 外国人留学生は、国籍を記入すること。
 (2) 履歴事項は、大学入学から年次にしたがって記入すること。
 (3) 博士課程の修了年月日は、学位記授与式年月日を記入すること。

目次

第1章 総論

- 1.1 序 1
- 1.2 光スペクトル領域干渉による反射計測法に関する研究の特徴と経緯 2
- 1.3 研究の目的と論文の構成 4

第2章 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の原理と解析

- 2.1 緒言 7
- 2.2 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測の原理 10
- 2.3 多モードレーザの光スペクトル領域干渉と反射計測特性の解析 22
 - 2.3.1 多モードレーザのコヒーレンス特性 22
 - 2.3.2 反射計測特性の解析 24
- 2.4 SLDの光スペクトル領域干渉と反射計測特性の解析 30
 - 2.4.1 SLDの光スペクトル領域干渉 30
 - 2.4.2 反射計測特性の解析 31
- 2.5 結言 37

第3章 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の諸特性の観測

- 3.1 緒言 38
- 3.2 多モードレーザ用いた反射計測特性の観測 39
 - 3.2.1 実験装置の構成 39
 - 3.2.2 多モードレーザの干渉スペクトルの観測 42

3.2.3	空間分解能の測定	44
3.2.4	最大測定可能距離の測定	45
3.3	SLDを用いた反射計測特性の観測	49
3.3.1	実験装置の構成	49
3.3.2	SLDの干渉スペクトルの観測	51
3.3.3	空間分解能の測定	53
3.3.4	最大測定可能距離の測定	55
3.4	結言	58
第4章 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の計測応用		59
4.1	緒言	59
4.2	計測システムの構成と基礎特性	61
4.2.1	計測システムの構成	61
4.2.2	空間分解能	63
4.2.3	横方向分解能	67
4.2.4	信号検出特性	72
4.2.5	空間分解能と測定精度	83
4.3	計測結果画像化実験	85
4.3.1	反射光分布の可視化	85
4.3.2	形状計測への応用実験	92
4.3.3	断層計測への応用実験	101
4.4	計測信号波形処理法の検討	108

4.4.1	波形処理法の検討	108
4.4.2	波形処理による分解能の向上	110
4.4.3	波形処理による画像品質の改善	114
4.5	結言	119
	第5章 結論	121
	謝辞	124
	参考文献	125

第1章 総論

1.1 序

通信線路の診断方法の一つとして用いられてきたリフレクトメトリーは、光通信の時代に入り、短光パルスを用いて光ファイバの障害部位からの反射光の時間遅れを検出し障害部位の診断を行う方法として用いられてきた。この方法は時間領域で測定を行うことからOTDR (Optical Time Domain Reflectometry) と呼ばれ、M. K. Barnoski と S. M. Jensenによって1976年に最初に提案された[1]。OTDRは既に製品化され光通信を支える重要な技術の一つとなっている。近年では、短距離ファイバや光学部品等の診断への応用を目的として高い空間分解能が要求されるようになり、1981年にR. I. MacDonald と H. Ahlersによって、半導体レーザを強度変調することにより、参照光と反射光の時間遅延に起因する差周波ビート信号の周波数から計測を行うOFDR (Optical Frequency Domain Reflectometry) が提案され[2]、1987年にはK. Takadaのグループをはじめとする複数のグループによって、ほぼ同時期に、低コヒーレンス光を用いて参照光路の掃引によって生じる干渉を利用して反射計測を行うOCDR (Optical Coherence Domain Reflectometry) が提案された[21]-[23]。OFDRでは空間分解能は数mmのオーダーであるが、OCDRでは光源のコヒーレンス関数によって決まるため、SLD (Superluminescent Diode) 等を用いれば容易に数10 μ mの空間分解能を達成できる。これらに関する報告は主に1980年代後半から1990年代前半に集中しているが[3]-[38]、J. G. Fujimoto のグループが眼の断層測定に成功してから[43]、OCDRはその簡便性と高い空間分解能を武器にしてOCT (Optical Coherence Tomography) への応用が精力的に研究されている[44]-[49]。このOCTは医療分野での新しいツールとしての注目を浴びており、今後は医療分野以外の広い分野への応用が期待される。

本研究では、OCDRと同等の性能を有し、参照光路を掃引すること無しに反射計測が可能な光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法を提案し、その解析と計測応用の研究を行った。

1. 2 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法に関する研究の特徴と経緯

光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法は、参照光と物体光を分光してスペクトルエレメントごとに干渉させ、そのとき得られる干渉スペクトルに対してフーリエ逆変換を実行し、数値計算のみで反射位置計測を行うユニークな計測法である。図1-1に計測の概念図を示す。

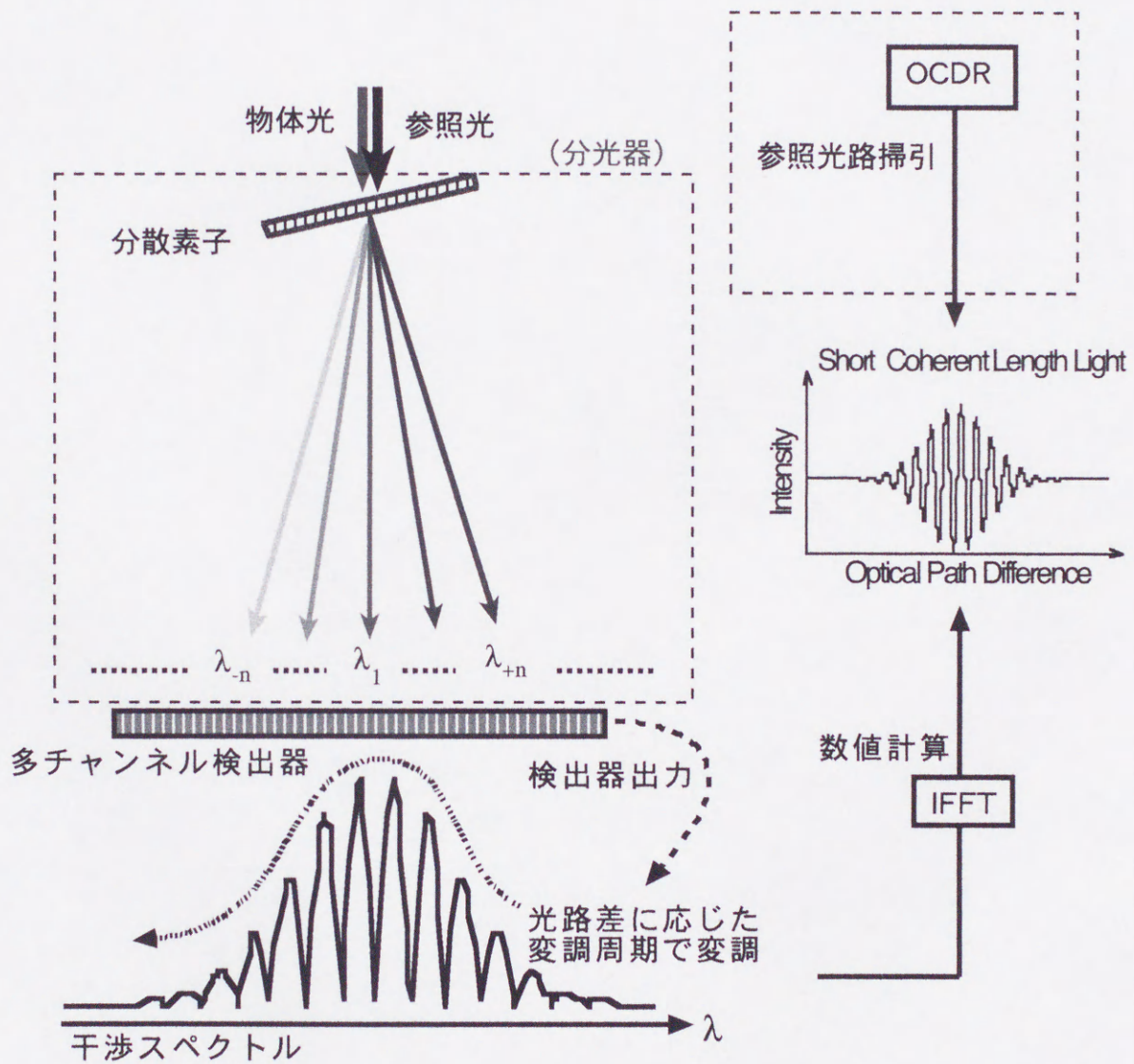


図 1-1 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の概念図

図1-1を用いて本計測法の特徴を説明する。本計測法において光源として考えているものはスペクトル幅の広い光源であり、OCDRで用いられる低コヒーレンス光と同義のものと考えてよい。図中左上のように参照光と物体光が同時に分光器に入射しているものとする。分散素子によってスペクトルエレメント毎に分けられた参照光と物体光は、多チャンネル検出器上に到達し干渉する。ここで、 λ_1 を基準に参照光と物体光の光路差を考え、この位置で強度が最大とになっているとする。この λ_1 から長波長側に移動して λ_n の位置で同様に干渉光強度を観測してみると、 λ_n からみた参照光と物体光の光路差は相対的に短くなるために λ_1 から見た位相差と異なる位相差になり、干渉光強度も変化する。同様のことが短波長側でも起こる。そして、短波長側から長波長側まで連続的に波長が変化していくため、波長の逆数で位相差が変化することになり波長軸上に周期的な強度変化が生じる。その結果、光源のスペクトルが変調されたもの、すなわち干渉スペクトルが得られる。この変調周期は光路差に依存し、光速を光路差の2倍をで割った値になる。この変化を多チャンネル検出器によって検出してフーリエ逆変換を実行することにより、光路差を求めることができる。また、この時得られるフーリエ逆変換がコヒーレンス関数と等価なものとなる。

一般的なOCDRにおいては、参照光と物体光を干渉させ参照光側の光路を掃引して得られるコヒーレンス関数（図中右上の干渉パターン）を直接計測し、反射位置を求めている。ここで用いられる光源のコヒーレンス長は非常に短いため、数 $10\mu\text{m}$ 程度の高い空間分解能を達成することが可能で、Ti:Al₂O₃の蛍光を用いて $1.9\mu\text{m}$ の空間分解能を達成した例もある[33]。しかし、計測時に機械的に参照光路を掃引する必要があり、高速化と高精度化の妨げとなっている。本計測法では、数値的にコヒーレンス関数を計算して反射位置を求めているため、一切の機械的な掃引を必要とせず、この点で非常に有利な計測法である。

光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法は、数値的にコヒーレンス関数（可視度）を求めることにより反射位置計測を実現しており、その計測特性はOCDRにかなり近いものとなる。また分光によって、複数の波長成分（すなわち光の周波数）ごとに干渉させフーリエ逆変換により反射位置計測を行っているという点では、OFDR的な要素も持っている。従って、リフレクトメトリーの分類をあてはめるとすれば、OCDRとOFDRの中間に位置

するものと考えられる。

OFDRにおいては、空間分解能を向上させるために広帯域の周波数掃引を実現する必要がある。しかし、連続的に広範囲を連続的に掃引する為には高価なデバイスや複雑な制御装置を必要とし、サブmmオーダーの空間分解能を達成することは困難であった。J. Nakayama, K. Iizukaらはこの点をステップ的に光源の光の周波数を掃引し広帯域化することによるステップ周波数レーザーレーダーという方法によって解決し、20 μ mオーダーの空間分解能を達成した[9]-[12]。この方法では、個々の周波数におけるレスポンスをもとにFFTやニューラルネットを用いて反射位置を逆算している。この点に着目し、多モードレーザを光源として用い、参照光と物体光を分光して個々のスペクトルエレメント同志を干渉させることにより、光源の周波数レスポンスを計算するのと同等のことが可能であり、反射計測が可能であることを示したのが多モードレーザリフレクトメトリーである[57]-[69]。その後、多チャンネル検出器を分光器に取り入れることにより、計測時間の短縮と高感度化を実現した[64]-[65],[70]。この方法を用いることにより光源の取り扱いが容易になり、厚み分布のような2次元データの計測も可能になった[66][72]-[74]。以上のように、本研究は1993年に開始し1995年から現在の多チャンネル検出器による方式を採用し現在に至っている。この間、多モードレーザリフレクトメトリーの研究とほぼ時期を同じくし、1994年にA. F. Fercherらによって、同様の原理による計測法が提案された[51][52]。A. F. Fercherらは、回折格子によって分散させて干渉させた干渉縞を2次元CCDイメージセンサによって取り込み計測を行っているが、多モードレーザのコヒーレンス特性については殆ど考慮されていないため、計測範囲についての考察がなく少々疑問が残る結果となっている。また、1996年にM. Bail, G. Hauslerらは、波長840nmのSLDを用いて断層計測実験を行っているが、解析に関しては分光系の特性が考慮されていない一般論的な解析のみであり計測応用の観点からは充分とはいえない[53]-[55]。一方、本研究の応用が見込まれるOCTに関する研究は計測法そのものから生体とのインターフェース部分の開発が進められ、内視鏡と組み合わせて胃壁の断層測定を行うなど、眼科から別の新しい領域への応用が研究されている[46]-[49]。以上のことより本研究では、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法に関して計測応用の観点からの理論の確立を目指し、それに基づいた計測システムを構築することに主眼を置き研究に着手した。

1. 3 本研究の目的と論文の構成

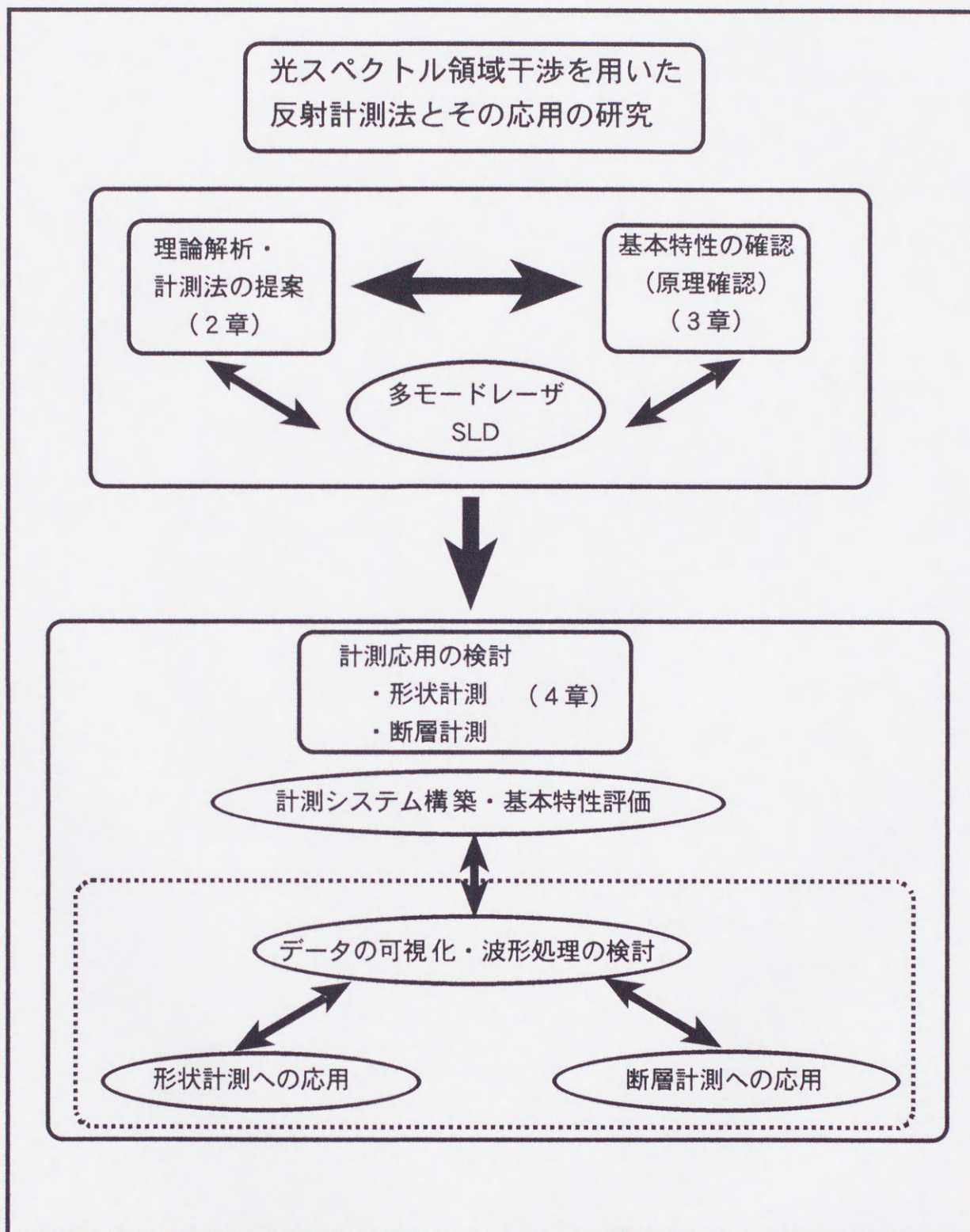


図 1-2 論文の構成と各章の関係

図1-2に本論文の構成と各章の関係を示す。本論文では、1.2節で述べたような流れのなかで、分光器の装置関数を解析に導入することにより、多モードレーザからSLDやLEDに至までの広い範囲の光源に対する光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の理論を確立し、それに基づいた計測システムを確立することを目的としている。

まず第2章では、分光系の装置関数を導入し光スペクトル領域での干渉スペクトルに対してフーリエ変換を実行することにより、OCDRで得られるコヒーレンス関数と等価なものが得られることを示す。次に多モードレーザとSLDのパワースペクトルを近似式で表し実験で用いた分光器の装置関数を解析に導入してコヒーレンス関数と可視度を導出する。そしてこれをもとに計測における諸特性に関する解析を行なう。また、そこで得られた結果をもとに、数値シミュレーションにより実際の計測時に得られる干渉スペクトルと反射計測結果について予測する。

第3章では、多モードレーザとSLDを光源として用いるために、これらの光源の出力特性やスペクトル特性を測定する。その後で、第2章で行った解析をもとに、多モードレーザとSLDを光源として用い空間分解能や最大測定可能距離等の基本特性観測実験を行い、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の理論の有効性を検証する。また、多層物体測定を複数枚重ねたフィルムやカバーガラスでシミュレートし測定を行い、得られた結果を示す。

第4章では、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法による計測応用について検討を行う。まず最初に前章で得られた基本特性や解析結果をもとに計測システムを構築し、システムの基本的な特性である空間分解能や横方向分解能、信号検出特性について測定と考察を行う。ここで得られたシステムの基礎特性を用いてシステムの最適化と画像化プログラムの開発を行い、形状計測と断層計測への応用を試みる。形状計測に関しては既知の形状のサンプルを用いて形状が計測結果にどのような反映され画像化されるかを検討する。実験では、溝の刻んであるガラスブロックをサンプルとして用いて溝部分の断面形状を計測する。形状計測を行う際にサンプルとの距離を変えて計測を行い、対物レンズの効果も検討する。次に本計測システムの断層計測への応用を試みる。一般に生体試料の内部では非常に散乱が大きく内部構造を計測することは困難であるが、このような対象物に本計測システムを応用可能かどうかの指針を得るため、生体試料を用いて計測を試みる。サンプル

としては長ねぎと垣根の芽を用い、その計測結果の可視化を行ってどのような構造が可視化されるかをみる。最後に、ディコンボリューションと相関演算による波形処理プログラムの2種類のプログラムを開発し、画像化プログラムに組み込んで実測結果に対して波形処理を行う。その画像化結果において空間分解能や画像ノイズ及び信号回復に関する効果を検討する。

第5章では、以上の各章で得られた成果をもとに総括を行い、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の将来展望についてまとめる。

第2章 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の原理と解析

2.1 緒言

光波のコヒーレンスを利用した反射計測法においては、被測定物体からの反射光（すなわち物体光）と参照面からの反射光（参照光）の2光束干渉により生じた干渉光強度が、それらの間の光路差が大きくなるにつれて減衰していく過程（可視度）を2乗検波により検出し、参照面からの距離を計測する。これは、その光波のコヒーレンス関数を計測していることと等価である。この計測法は、第1章でも述べたように、OCDR（Optical Coherence Domain Reflectometry）と呼ばれる。

本研究においては、低コヒーレンス光を用い参照光と物体光を分光し、スペクトルエレメント毎に干渉させることにより得られる干渉スペクトルに対してフーリエ変換を実行し、数値的にコヒーレンス関数を求めることにより上述のOCDRと等価な反射計測を実現している。

光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法は、低コヒーレンス光の本来持っているコヒーレンス長を分光という手段を用いて約100倍にまで延長し、OCDRと同等の高い空間分解能を可動部無しで達成できるという、他の反射計測法に無い特徴を持っており、安定で高性能な計測システムの構築が可能である。

本章では、光スペクトル領域での干渉から、OCDRと等価な反射計測が可能であることを分光器の装置関数を導入して解析を行ない、簡単な計算によりその特性が把握できることを示す。

2.2節においては、パワースペクトル分布がフラットな光源を仮定して解析を行い、干渉スペクトルと可視度の導出及び計測条件の設定を行った。2.3節と2.4節では、本研究において実際に用いた多モードレーザとスーパーluminescentダイオード（SLD）の2種類の光源に関して解析を行った。多モードレーザに関しては、個々

のモードをローレンツ関数，全体の分布をガウス関数を用いて近似し，SLDに関してはガウス関数を用いてパワースペクトル分布を近似した。そのコヒーレンスと可視度を解析的に求め，計測時における制限及び空間分解能に関して解析を行った。

2.2 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測の原理

最初に図2-1に示すように、光源に低コヒーレンス光を用いたマイケルソン干渉計を構成し、参照光と物体光を分光して各スペクトルエレメント毎に干渉させるような系を考える。測定対象物体は多層構造をしているものとし、参照面までの距離と物体側の基準面までの距離が等しいものとする。これは、物体側の基準面の位置に参照面があることと等価であり、こうすることによって参照面からの距離 z_k の位置に反射面があるものと考えることができる。参照光と物体光（すなわち、 z_k の位置にある反射面からの反射光）は分光器に入射し、分散素子によって各スペクトルエレメントに分光され、出射側に取り付けてある多チャンネル検出器上で干渉させられる。このスペクトルエレメント毎の干渉光を各チャンネルにおいて2乗検波するものとする。

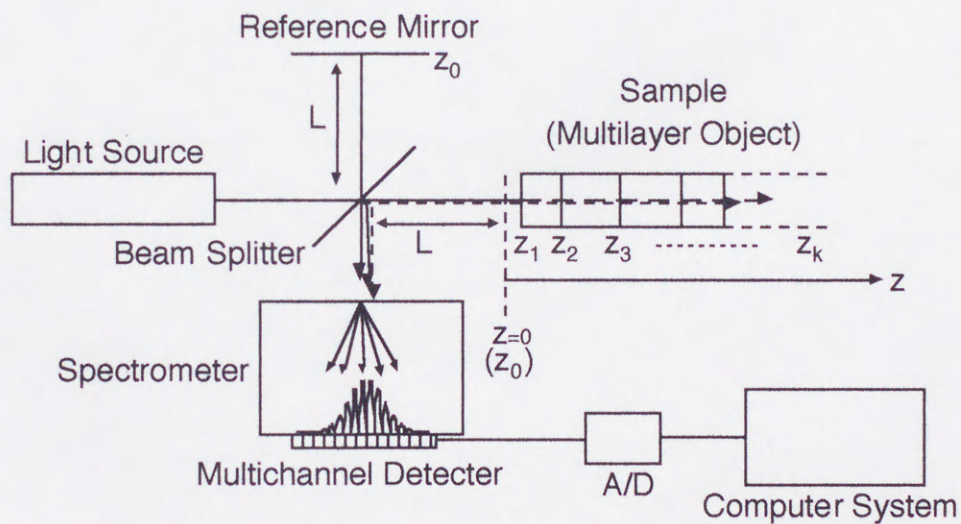


図 2-1 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の概念図

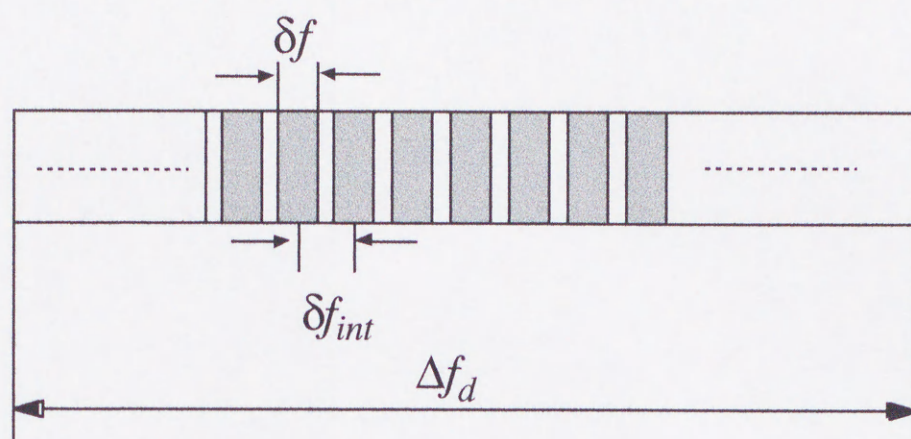


図 2-2 多チャンネル検出器の構成

分光器出射側の多チャンネル検出器は、図2-2に示すように、チャンネル幅 δf 、チャンネル間隔 δf_{int} 、検出器幅 Δf_d の構成をとるものと考ええる。ここで、分光器の分解能と多チャンネル検出器のチャンネル幅は一致しているものと仮定し、検出器の中心周波数を f_0 とすると、装置関数 $|D(f)|^2$ はrectangle関数とcomb関数を用いて、次式のように表すことができる[76]。

$$|D(f)|^2 = \frac{1}{\delta f_{int}} \left[\text{rect}\left(\frac{f}{\delta f}\right) * \text{comb}\left(\frac{f}{\delta f_{int}}\right) \right] \cdot \text{rect}\left(\frac{f-f_0}{\Delta f_d}\right) \quad (2-1)$$

ここで、

$$\text{rect}\left(\frac{f}{a}\right) = \begin{cases} 1 & |f| \leq a/2 \\ 0 & |f| > a/2 \end{cases}, \quad \text{comb}\left(\frac{f}{a}\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(n - \frac{f}{a}\right) = a \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(na - f)$$

である。

以降、各々のパラメータは光の周波数を用いて表すこととする。

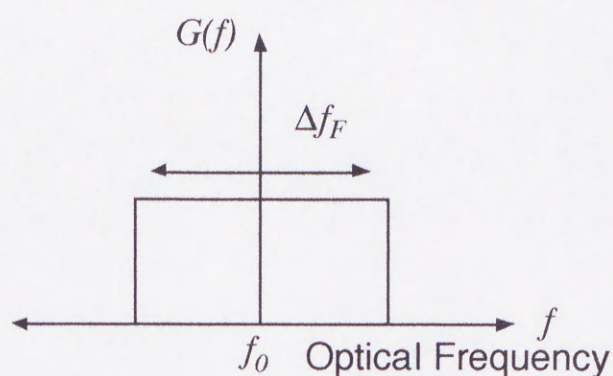


図 2-3 フラットなパワースペクトル分布を持つ光源

今、図2-3に示すように、中心周波数 f_0 、スペクトル全幅 Δf_F のパワースペクトル分布 $G(f)$ を持つ光源を用い、多層物体を照射したとする。参照面の反射係数を $S(z_0)$ 、 z_k の位置の反射面の反射係数を $S(z_k)$ 、多層物体中の光速を $v(=c/n:n$ は屈折率)とすると、参照光電界、反射光電界はそれぞれ(2-2)、(2-3)式のように表される。

$$E_r(f) = S(z_0)E(f)\exp[j2\pi ft + j\phi(f)] \quad (2-2)$$

$$E_{sk}(f) = \sum_{k=1}^m S(z_k)E(f)\exp[j2\pi f(t - 2z_k/v) + j\phi(f)] \quad (2-3)$$

参照光と物体光は分光器で分光され、スペクトルエレメント毎に多チャンネル検出器上で干渉させられる。層間干渉は無視でき、スペクトルエレメント毎の干渉光は各チャンネル毎に検出され、チャンネル内に全て入射しているものとする、多チャンネル検出器の2乗検波出力すなわち干渉スペクトルは、次式のようになる。

$$I(f) = \left| D(f)E_r(f) + \sum_{k=1}^m D(f)E_{sk}(f) \right|^2$$

$$\approx |D(f)|^2 \left\{ \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] |E(f)|^2 + 2S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) |E(f)|^2 \cos(2\pi f \cdot 2z_k/v) \right\} \quad (2-4)$$

ここで、 $\gamma(z_k)$ は z_k の位置からの反射光と参照光の干渉縞のコントラスト（すなわち変調度）で、光源と分光系の特性により決定され、 z_k が大きくなるに従って低下していく。

(2-4)式の干渉スペクトルは、光源のスペクトルが、参照面との光路差に応じた遅れ時間 $2z_k/v$ の逆数の周期で変調された形となっており、多層物体の情報が転写されていることになる。この干渉スペクトルに対して、フーリエ逆変換を実行すると、(2-5)式のInterferogram $R(\zeta)$ が得られる。

ここで、光源のパワースペクトルを図2-3のパラメータを用いて(2-6)式のように表し、パワースペクトルの全幅 Δf_F が多チャンネル検出器の検出器幅より狭いと仮定すると、装置関数とパワースペクトルの積は(2-7)式のように表すことができる。ここで A は規格化係数である。

$$\begin{aligned}
 R(\zeta) &= \int_{-\infty}^{\infty} I(f) \exp(j2\pi f \zeta) df \\
 &= \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] \int_{-\infty}^{\infty} |D(f)|^2 |E(f)|^2 \exp(j2\pi f \zeta) df \\
 &\quad + 2S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) \int_{-\infty}^{\infty} |D(f)|^2 |E(f)|^2 \cos(2\pi f \cdot 2z_k / v) \exp(j2\pi f \zeta) df \quad (2-5) \\
 &= \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] \int_{-\infty}^{\infty} |D(f)|^2 |E(f)|^2 \exp(j2\pi f \zeta) df \\
 &\quad + 2S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) \int_{-\infty}^{\infty} |D(f)|^2 |E(f)|^2 \\
 &\quad \quad \cdot \left[\exp(j2\pi f \cdot 2z_k / v) + \exp(-j2\pi f \cdot 2z_k / v) \right] \cdot \exp(j2\pi f \zeta) df
 \end{aligned}$$

$$|E(f)|^2 = E_0^2 G(f) = AE_0^2 \operatorname{rect} \left(\frac{f - f_0}{\Delta f_F} \right) \quad (2-6)$$

$$|D(f)|^2 |E(f)|^2 = \frac{AE_0^2}{\delta f_{\text{int}}} \left[\operatorname{rect} \left(\frac{f}{\delta f} \right) * \operatorname{comb} \left(\frac{f}{\delta f_{\text{int}}} \right) \right] \cdot \operatorname{rect} \left(\frac{f - f_0}{\Delta f_F} \right) \quad (2-7)$$

(2-5)式に(2-7)式を代入すると、(2-8)式が得られる。ここで、 F^{-1} はフーリエ逆変換を表すものとする。

$$\begin{aligned}
 R(\zeta) &= \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] \frac{AE_0^2}{\delta f_{\text{int}}} F^{-1} \left\{ \left[\text{rect} \left(\frac{f}{\delta f} \right) * \text{comb} \left(\frac{f}{\delta f_{\text{int}}} \right) \right] \cdot \text{rect} \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_F} \right) \right\} \\
 &\quad + 2S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) F^{-1} \left\{ \left[\text{rect} \left(\frac{f}{\delta f} \right) * \text{comb} \left(\frac{f}{\delta f_{\text{int}}} \right) \right] \cdot \text{rect} \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_F} \right) \cos(4\pi f z_k / v) \right\} \\
 &= \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] \frac{AE_0^2}{\delta f_{\text{int}}} F^{-1} \left\{ \left[\text{rect} \left(\frac{f}{\delta f} \right) * \text{comb} \left(\frac{f}{\delta f_{\text{int}}} \right) \right] \cdot \text{rect} \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_F} \right) \right\} \\
 &\quad + 2S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) \\
 &\quad \cdot F^{-1} \left\{ \left[\text{rect} \left(\frac{f}{\delta f} \right) * \text{comb} \left(\frac{f}{\delta f_{\text{int}}} \right) \right] \cdot \text{rect} \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_F} \right) \cdot \left[\exp(j4\pi f z_k / v) + \exp(-j4\pi f z_k / v) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{2-8}$$

(2-8)式を畳み込み積分定理を用いて計算すると[77]-[79],

$$\begin{aligned}
 R(\zeta) &= \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] AE_0^2 \delta f \Delta f_F \left[\text{sinc}(\delta f \zeta) \cdot \text{comb}(\delta f_{\text{int}} \zeta) \right] * \left[\text{sinc}(\Delta f_F \zeta) \cdot \exp(j2\pi f_0 \zeta) \right] \\
 &\quad + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) AE_0^2 \delta f \Delta f_F \left\{ \text{sinc} \left[\delta f \left(\zeta + \frac{2z_k}{v} \right) \right] \cdot \text{comb} \left[\delta f_{\text{int}} \left(\zeta + \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\} \\
 &\quad * \left\{ \text{sinc} \left[\Delta f_F \left(\zeta + \frac{2z_k}{v} \right) \right] \cdot \exp \left[j2\pi f_0 \left(\zeta + \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\} \\
 &\quad + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) AE_0^2 \delta f \Delta f_F \left\{ \text{sinc} \left[\delta f \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \cdot \text{comb} \left[\delta f_{\text{int}} \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\} \\
 &\quad * \left\{ \text{sinc} \left[\Delta f_F \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \cdot \exp \left[j2\pi f_0 \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{2-9}$$

が得られる。ここで、 $\text{sinc}(f) = \sin \pi f / \pi f$, $A = 1 / \delta f \Delta f_F$ である。

(2-9)式の各項最後の指数項は、0と1の間を高速で振動するため、平均化され、さらに、 $\zeta < 0$ は観測できないから、Interferogram $R(\zeta)$ の測定可能な可視度 $|R(\zeta)|$ は、

$$\begin{aligned}
|R(\zeta)| = & \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] AE_0^2 \delta f \Delta f_F \left[\text{sinc}(\delta f \zeta) \cdot \text{comb}(\delta f_{int} \zeta) \right] * \text{sinc}(\Delta f_F \zeta) \\
& + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) AE_0^2 \delta f \Delta f_F \left\{ \text{sinc} \left[\delta f \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \cdot \text{comb} \left[\delta f_{int} \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\} \\
& * \text{sinc} \left[\Delta f_F \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right]
\end{aligned} \tag{2-10}$$

となる。

また、実際に多チャンネル検出器から出力される信号では、 δf と δf_{int} は同等と考えて良く、この場合、(2-10)式は、

$$\begin{aligned}
(\delta f_{int} \approx \delta f) \\
|R(\zeta)| \approx & AE_0^2 \delta f \Delta f_F \left\{ \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] \text{sinc}(\Delta f_F \zeta) \right. \\
& \left. + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) \cdot \text{sinc} \left[\Delta f_F \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\}
\end{aligned} \tag{2-11}$$

のように簡略化できる。このことを、図2-4を用いて説明する。(2-10)式の下線部の項は、図に示すように、装置関数のrectangle関数の部分のフーリエ逆変換である周期 $1/\delta f$ のsinc関数が、周期 $1/\delta f$ のcomb関数でサンプリングされた形となっており、sinc関数のピーク位置以外では値ゼロの点がサンプリングされている。

従って、ピーク位置の成分のみが残り、最終的には、この成分と光源のパワースペクトル分布のフーリエ変換項である $\text{sinc}(\Delta f_F \zeta)$ とのコンボリューションとなる。また、(2-10)式の2番目の式は、係数を除いて考えれば、下線部の項が時間的に $2z_k/v$ だけシフトものと考えることができるので、1番目の式と同様に扱うことができる。従って、(2-11)式の形に簡略化できる。そして(2-11)式より、参照面($\zeta=0$)と各層からの反射位置($\zeta=2z_k/v$)に対応する位置にsinc関数の形状をした鋭いピークが現れることがわかる。(2-11)式の意味を図2-5に示す。

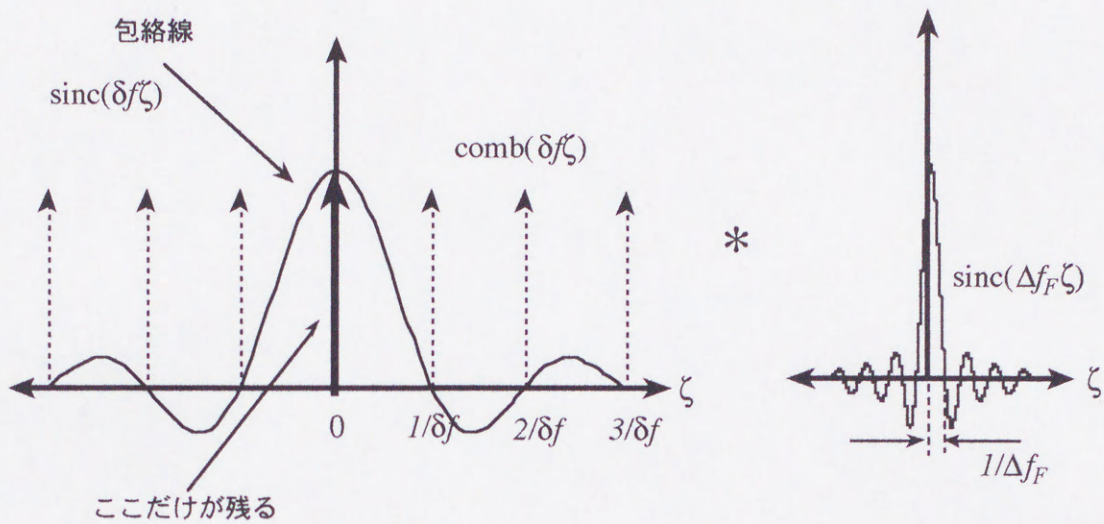


図 2-4 (2-10)式から(2-11)式への簡略化の概念

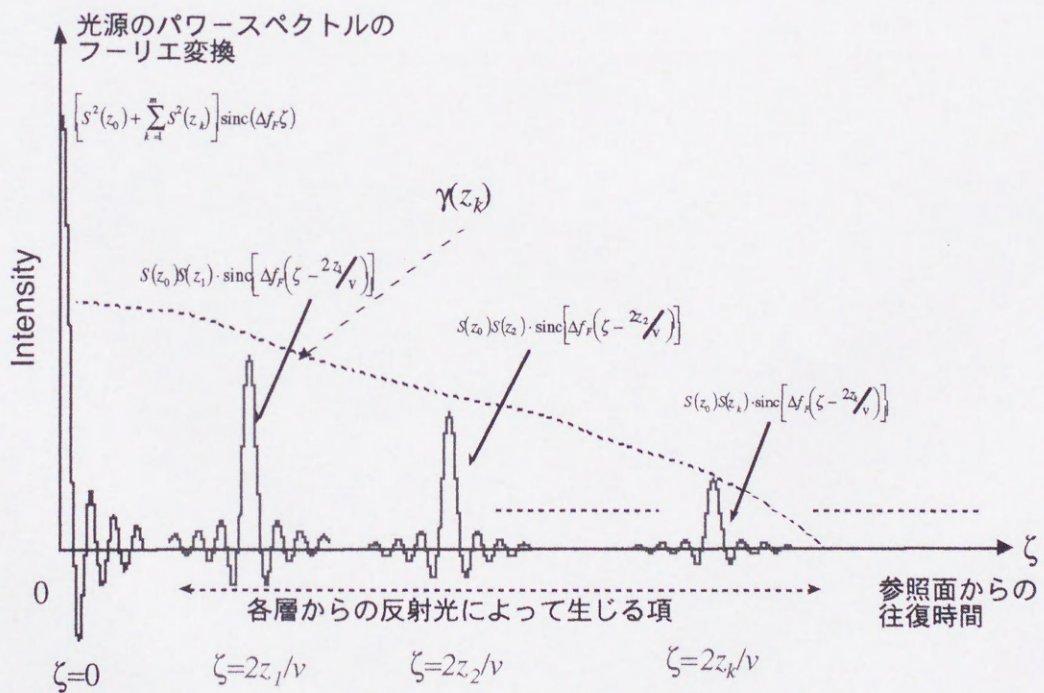


図 2-5 (2-11)式の意味

以上のことより、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測が可能であることがわかる。

ではここで、 $\gamma(z_k)$ について検討する。本方式では分光によってスペクトルエレメント毎に干渉光を生じさせているが、連続スペクトル光を分光して干渉させているため、一定の広がりを持ったスペクトルエレメントによる干渉となり、図2-5に示しているように、 z_k の値が大きくなるに従って反射光成分の強度が低下していく。この低下の割合は干渉に寄与するスペクトルの純度によって決まり、入射スリット幅と多チャンネル検出器のチャンネル幅が等しく、分光系によって個々のチャンネル内に理想的に集光されているものとする、スペクトル純度 $S_p(f)$ はスリット関数 $\text{rect}(f/\delta f)$ と個々のチャンネル上の光強度分布 $\text{sinc}^2(f/\delta f)$ を用いて下記のコンボリューションで表される[81]。

$$S_p(f) = \text{rect}\left(\frac{f}{\delta f}\right) * \text{rect}\left(\frac{f}{\delta f}\right) * \text{sinc}^2\left(\frac{f}{\delta f}\right) * \text{sinc}^2\left(\frac{f}{\delta f}\right) \quad (2-12)$$

この式は、隣接するスペクトル成分からの影響によるスペクトルの広がりを表しており、このスペクトル純度で干渉が生じ、検出器で検出される。従って、干渉縞のコントラスト $\gamma(z_k)$ は、(2-12)式のスペクトル分布を持った光のコヒーレンスと考えることができ、この式のフーリエ逆変換で求めることができる。 $S_p(f)$ のフーリエ逆変換を実行し、 $\zeta = 2z_k/v$ と置き換えると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \gamma(z_k) &= A \cdot \delta f^4 \cdot \text{sinc}(\delta f \cdot 2z_k/v) \cdot \text{sinc}(\delta f \cdot 2z_k/v) \cdot (1 - |\delta f \cdot 2z_k/v|) \cdot (1 - |\delta f \cdot 2z_k/v|) \\ &= A \delta f^4 \left[\text{sinc}(2\delta f \cdot z_k/v) (1 - |2\delta f \cdot z_k/v|) \right]^2 \end{aligned} \quad (2-13)$$

ここで、 $A = (1/\delta f)^4$ である。

連続スペクトル光源の場合は、(2-13)式で得られた結果に従うが、多モードレーザのように離散的なスペクトルで、各モードスペクトル幅が、分光系の分解能 δf よりも狭いような光源では、隣接するスペクトルの影響を無視できるため、モードスペクトルの幅がスペクトル純度となる。多モードレーザに関しては次節で検討することにする。

最後に、本節にて解析した結果を元に、分光系の分解能 0.04 nm、中心波長787nm、スペクトル全幅51nmの光源を用いて、参照面から100 μm と1000 μm の位置に反射率0.1の反射面がある場合の干渉スペクトルと、その時の解析解についてシミュレーションを行った。図2-6(a)~(e)にその結果を示す。

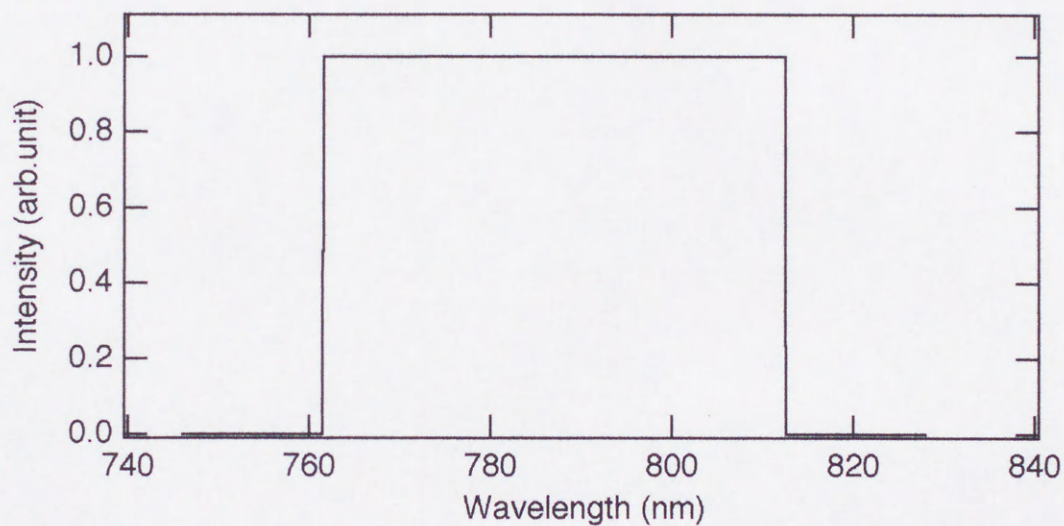


図 2-6(a) 光源のパワースペクトル

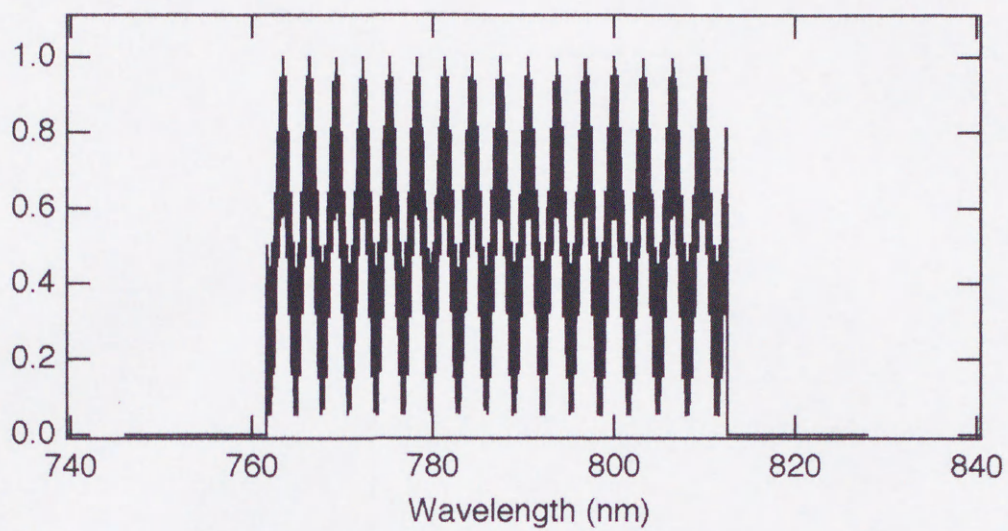


図 2-6(b) Interferospectrum
(干渉スペクトル)

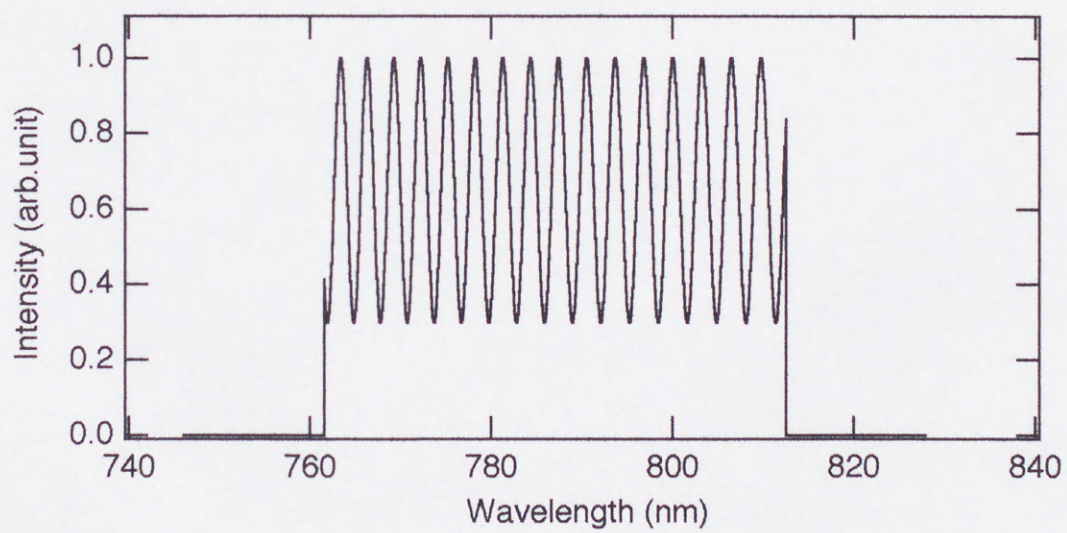


図 2-6(c) Interferospectrum
(100 μ mの位置からの反射による)

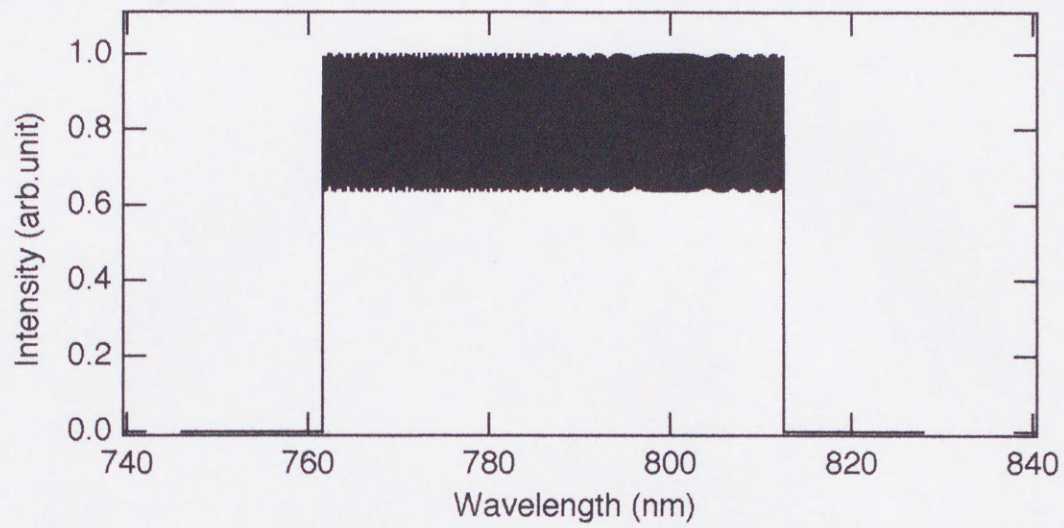


図 2-6(d) Interferospectrum
(1000 μm の位置からの反射による)

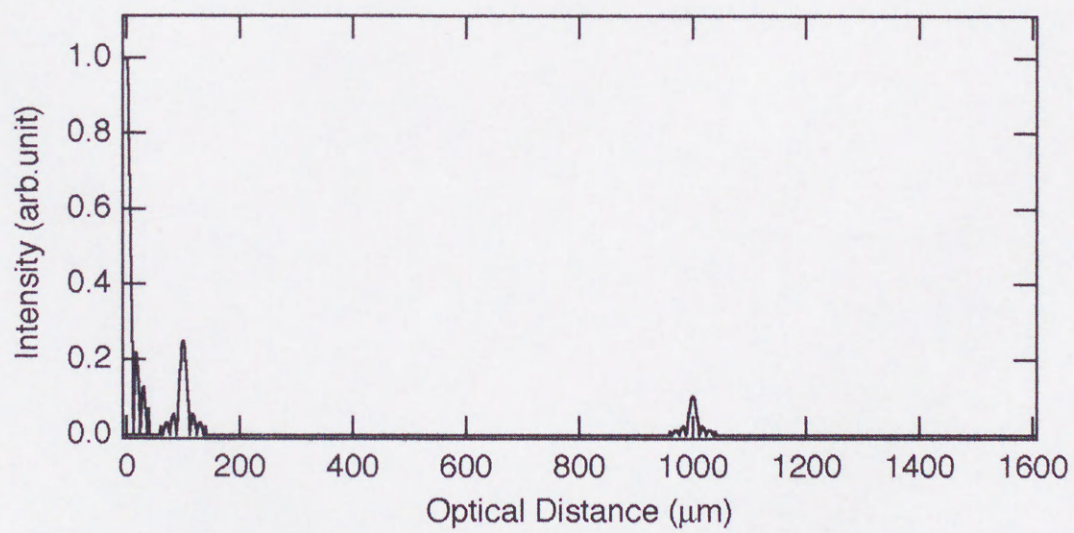


図 2-6(e) Spatialgram
(反射光分布図)

図2-6(c), (d)はそれぞれ参照面から $100\mu\text{m}$, $1000\mu\text{m}$ の位置からの反射光による干渉スペクトルを表しており, 図2-6(a)の光源のスペクトルが距離の逆数の周期で変調されているのがわかる。図2-6(b)は図2-6(c), (d)の干渉スペクトルの合成になっており, 複雑な変調パターンになっているのがわかる。そして, 図2-6(e)は干渉スペクトルのフーリエ逆変換のによって得られる結果(解析解)であり, 反射光分布はこの様な形で得られる。今後, 干渉スペクトルと反射光分布図((2-11) 式の可視度のプロットに相当する) をそれぞれInterferospectrum, Spatialgramと呼ぶことにする。また, Spatialgramの横軸は光学距離(=真空中の光路長 \times 屈折率)で得られるため以後のシミュレーションでは特に断りの無いかぎり光学距離(Optical Distance)という表現を用いることにする。

2.3 多モードレーザの光スペクトル領域干渉と反射計測特性の解析

2.3.1 多モードレーザのコヒーレンス特性

この節では、多モードレーザを光源として用いたときの特性について解析を行う。多モードレーザのパワースペクトル分布を図2-7に示すように、モードスペクトルのスペクトル半値全幅 δf_{multi} 、モードスペクトル間隔 Δf 、モード全体の分布の半値全幅 Δf_G とし、計算を簡単にするためにモードスペクトルのスペクトル形状をローレンツ関数、モード全体の分布をガウス関数で近似して表す[60][67][69][73]。

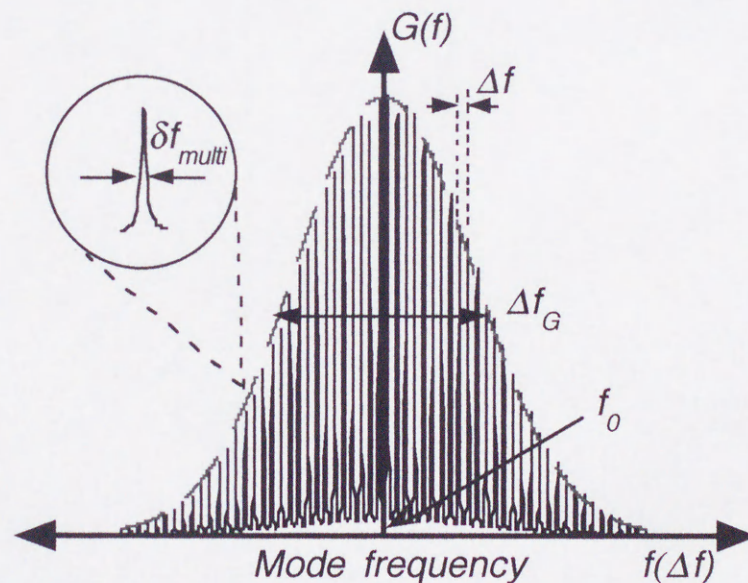


図 2-7 多モードレーザのパワースペクトル分布

$$E_0^2 G(f) = \frac{AE_0^2}{\Delta F} \left[\frac{\delta f_{multi}}{(\delta f_{multi}/2)^2 + f^2} * \text{comb}\left(\frac{f}{\Delta F}\right) \right] \cdot \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_G}\right)^2\right] \quad (2-14)$$

(2-14)式は多モードレーザのパワースペクトル分布であるが、この式をフーリエ逆変換することにより、多モードレーザのコヒーレンス関数が求められる[60][67]-[69][73]。

$$\Gamma_G(\zeta) = AE_0^2 \frac{\pi \sqrt{\pi} \Delta f_G}{\sqrt{\ln 2}} \left[\exp(-\pi \delta f_{multi} |\zeta|) \cdot \text{comb}(\Delta F \zeta) \right] * \left\{ \exp\left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \zeta^2\right] \cdot \exp(j2\pi f_0 \zeta) \right\} \quad (2-15)$$

ここで、 $A = \sqrt{\ln 2} / \pi \sqrt{\pi} \Delta f_G$ である。

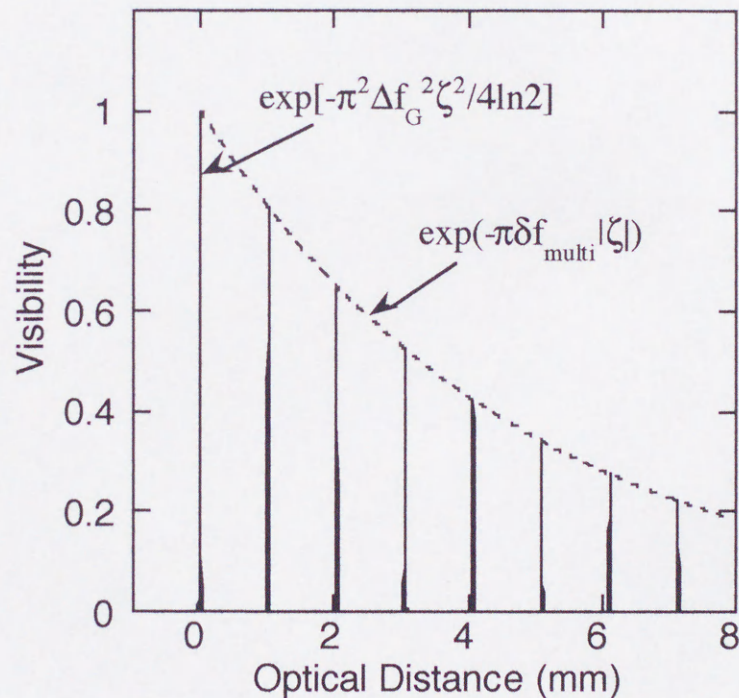


図 2-8 多モードレーザのコヒーレンス関数

(2-15)式最後の指数項は、高速に振動する項であるので平均化される。そこで、観測可能な可視度は、次式となる。

$$|\Gamma_G(\zeta)| = AE_0^2 \frac{\pi \sqrt{\pi} \Delta f_G}{\sqrt{\ln 2}} \left[\exp(-\pi \delta f_{multi} |\zeta|) \cdot \text{comb}(\Delta F \zeta) \right] * \exp\left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \zeta^2\right] \quad (2-16)$$

この式は、係数が若干異なるものの、以前、丹野らによって求められた式と一致する[60][67]-[69]。これより、図2-8は多モードレーザのコヒーレンス関数の一例であるが、図に示すように、半値全幅 Δf_G のガウス形状のパルスが $1/\Delta f$ ごとに繰り返し現れ、(2-16)式最初の指数項に従って、強度が減衰していく形となる。計測に応用する場合は、この特性に影響されることになる。

2.3.2 反射計測特性の解析

ここでは、多モードレーザを用いて2.2節で行った計算と同様の計算を行い、計測時の諸特性について解析する。まず最初に、(2-14)式を用いて、(2-7)式と同様の計算を行う。多モードレーザと多チャンネル検出器の組み合わせでは、多モードレーザのモード間隔 Δf が多チャンネル検出器の繰り返し間隔 δf_{int} の整数倍となるような条件が満たされなければ、不等間隔サンプリングによるエリアシング等が発生し、計測に支障をきたすため、この条件が満たされているものとする。また、多モードレーザのモードスペクトル半値全幅はチャンネル幅より十分に狭く、スペクトルの全幅が検出器幅より狭いと仮定すると、光の存在しない部分は出力が発生しないので、

$$|D(f)|^2 |E(f)|^2 = \frac{AE_0^2}{\Delta F} \left[\text{rect}\left(\frac{f}{\delta f}\right) * \text{comb}\left(\frac{f}{\Delta F}\right) \right] \cdot \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_G}\right)^2\right] \quad (2-17)$$

のようになり、多モードレーザのモード間隔周波数でサンプリングされたような形になる。ここで、図2-1と同様の系により干渉スペクトルを得たとすると、干渉スペクトルは、同様に(2-4)式で表される。従って、2.2節と同様の手順で可視度を求めることができる。(2-5)式に(2-15)式を代入して、フーリエ逆変換を実行すると、

$$\begin{aligned}
R(\zeta) = & \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left[\text{sinc}(\delta f \zeta) \cdot \text{comb}(\Delta F \zeta) \right] * \left[\exp\left(-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2 \zeta^2}{4 \ln 2}\right) \right] \\
& + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left\{ \text{sinc}\left[\delta f\left(\zeta + \frac{2z_k}{v}\right)\right] \cdot \text{comb}\left[\Delta F\left(\zeta + \frac{2z_k}{v}\right)\right] \right\} \\
& * \left\{ \exp\left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \left(\zeta + \frac{2z_k}{v}\right)^2\right] \cdot \exp\left[j2\pi f_0\left(\zeta + \frac{2z_k}{v}\right)\right] \right\} \\
& + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left\{ \text{sinc}\left[\delta f\left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)\right] \cdot \text{comb}\left[\Delta F\left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)\right] \right\} \\
& * \left\{ \exp\left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)^2\right] \cdot \exp\left[j2\pi f_0\left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)\right] \right\}
\end{aligned} \tag{2-18}$$

となる。ここで各項最後の指数項は、0と1の間を高速で振動するため、平均化される。従って、測定可能な可視度は、

$$\begin{aligned}
|R(\zeta)| = & \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left[\text{sinc}(\delta f \zeta) \cdot \text{comb}(\Delta F \zeta) \right] * \exp\left(-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2 \zeta^2}{4 \ln 2}\right) \\
& + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left\{ \text{sinc}\left[\delta f\left(\zeta + \frac{2z_k}{v}\right)\right] \cdot \text{comb}\left[\Delta F\left(\zeta + \frac{2z_k}{v}\right)\right] \right\} \\
& * \exp\left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \left(\zeta + \frac{2z_k}{v}\right)^2\right] \\
& + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left\{ \text{sinc}\left[\delta f\left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)\right] \cdot \text{comb}\left[\Delta F\left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)\right] \right\} \\
& * \exp\left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)^2\right]
\end{aligned} \tag{2-19}$$

となる。2.2節では、上式の破線部に相当する項は時間的に負になる項であるため、無視していたが、多モードレーザを用いた場合は、以下の理由により、完全には無視できない。図2-9に(2-19)式の実線部の概念図を示す。

図2-9に示すように、実線部第1項と第2項は周期 $1/\delta f$ のsinc関数（チャンネル部分の装置関数のフーリエ逆変換）が多モードレーザのモード間隔周波数の逆数の周期でサンプリングされた形となっており、左側の図に示すように、sinc関数のピーク位

置を中心に、左右対称にサイドバンド状に値が残ることになる。特に図中の太線の矢印部分は強く残る。その結果、この値の残る部分と多モードレーザスペクトル全体のフーリエ逆変換である右側のガウス関数とのコンボリューションとなり、sinc関数のピーク位置を中心に、左右対称のガウス関数列が生じることとなる。従って、時間的に $2z_k/v$ シフトしただけの(2-19)式の破線部の項も正の時間領域に値が存在することになる。

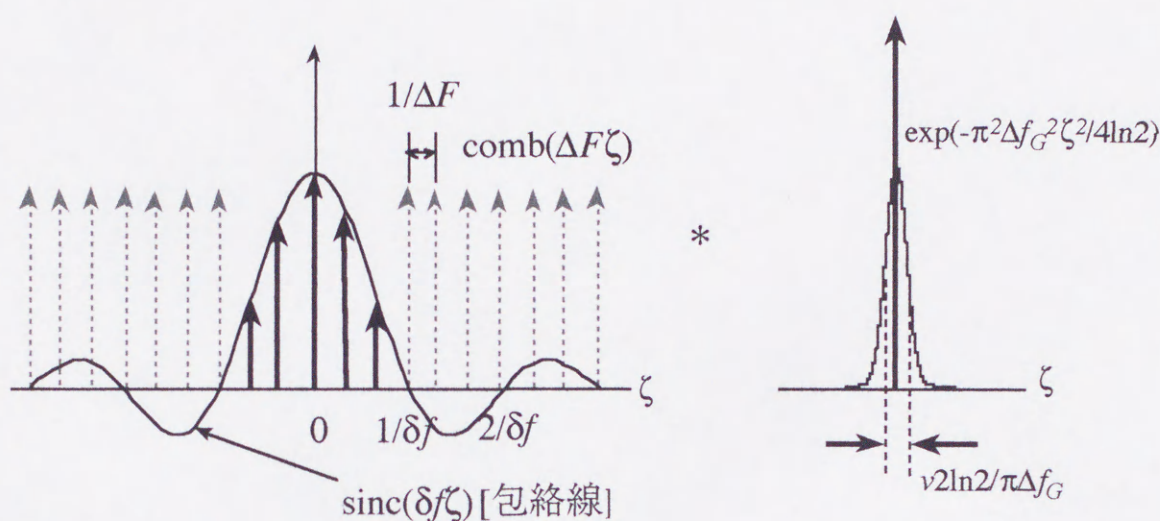


図 2-9 (2-19)式の概念図

これらの理由により、多モードレーザを用いる場合はサイドバンド状に残る成分のために制約を受け、 $\zeta = 1/2\Delta F$ の位置で(2-19)式の3番目の式の項の最大ピークと破線部の項の正側に生じる第2ピークとが交差してしまうため、これ以降は反射位置が特定できなくなる。従って、 $\zeta < 1/2\Delta F$ の領域であれば、反射計測が可能である。 ΔF を多チャンネル検出器の δf_{in} と一致させることができれば、特性を損なうことなく計測が可能となる。

この時の反射計測特性は上述の制約があり、 $\gamma(z_k)$ が異なることを除けば、2.2節の図2-5において、sinc関数状の分布がガウス関数状の分布になったものと考えて良い。

ここで、 $\gamma(z_k)$ は2.2節でも述べたように、干渉に寄与するスペクトルの純度で決まり、多モードレーザを用いた場合はモードスペクトルの幅で決まる。 $\delta f_{\text{multi}} \ll \delta f$ と考え、モードスペクトルの分布をローレンツ関数形と考えれば(2-16)式の最初の指数項と同じ形となり、 $\zeta = 2z_k/v$ を用いて書き直すと、

$$\gamma(z_k) = \exp(-2\pi\delta f_{\text{multi}}|z_k/v|) \quad (2-20)$$

となる。

以上を整理すると、多モードレーザを用いた場合の計測特性は、モード間隔周波数によって制限を受け、最大計測可能距離 z_{max} は、

$$z_{\text{max}} = \frac{v}{4\Delta F} \quad (2-21)$$

となり、空間分解能 Δz は、(2-19)式の実線部のガウス関数の半値全幅であるから、

$$\Delta z = \frac{v \cdot 2 \ln 2}{\pi \Delta f_G} \quad (2-22)$$

となる。

最後に、本節にて解析した結果を元に、分光系の分解能を0.04nmとし、中心波長787nm、スペクト半値全幅17nm、モード間隔0.28nmの多モードレーザ光源を仮定して、参照面から100 μm と400 μm の位置に反射率0.1の反射面がある場合の干渉スペクトルと、その反射計測結果についてシミュレーションを行った。図2-10(a)~(c)にその結果を示す。

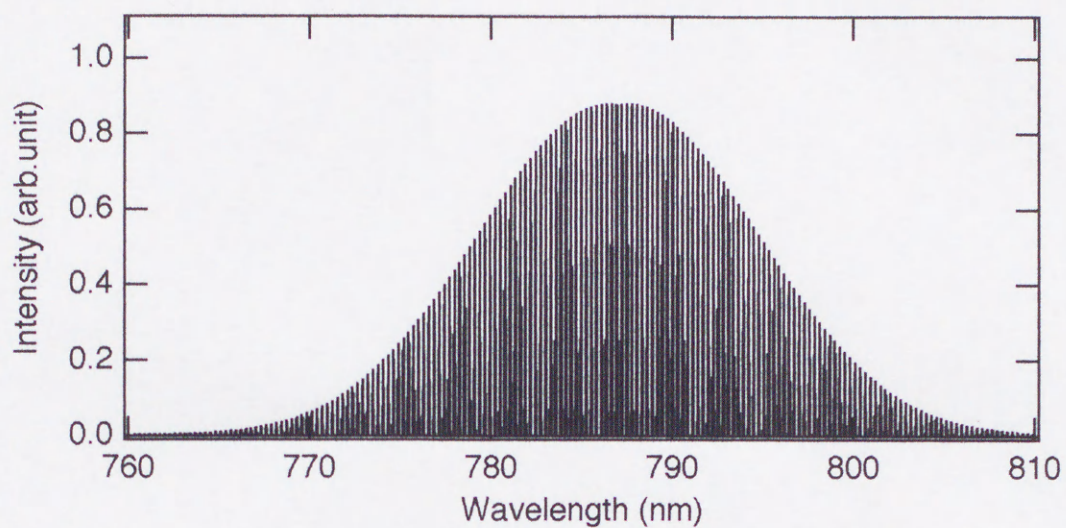


図 2-10(a) 多モードレーザのパワースペクトル

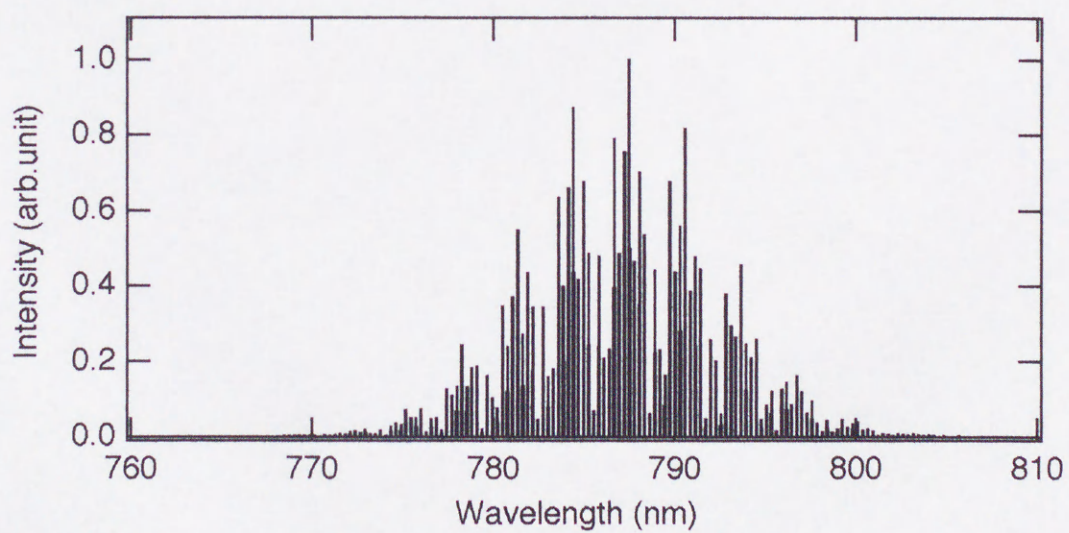


図 2-10(b) Interferospectrum

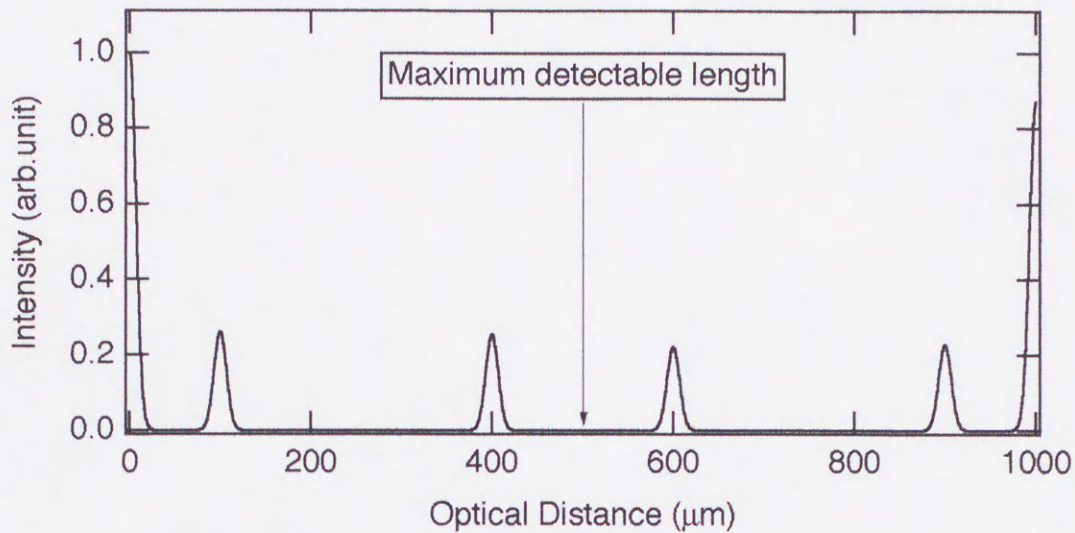


図 2-10(c) Spatialgram

図2-10(b)のInterferospectrumは、参照面からの距離 $100\mu\text{m}$ と $400\mu\text{m}$ からの反射光によって図2-10(a)の光源のスペクトルが変調されているのを示している。そして、図2-10(b)をフーリエ逆変換することにより、図2-10(c)のSpatialgramが得られる。このシミュレーションにおいて、モード間隔周波数から計算した最大計測可能距離は $500\mu\text{m}$ であるが、図2-10(c)では $1000\mu\text{m}$ まで表示してある。 $500\mu\text{m}$ 以上にある反射光分布は、式(2-29)における破線部の負の方向に進む成分が現れたものである。これらはちょうど $500\mu\text{m}$ の所を中心に対称になっており、 $100\mu\text{m}$ と $900\mu\text{m}$ 、 $400\mu\text{m}$ と $600\mu\text{m}$ が同じ反射面による反射光分布である。 $500\mu\text{m}$ 以上にある成分は多モードレーザのコヒーレンス特性により周期的に発生する鏡像のようなものである。そして、これは2番目に現れるピークであるから、分光器の装置関数により減衰するために値がやや低めになっている。これらの成分は反射面の移動に伴い互いに逆方向に進行するから、反射面が $500\mu\text{m}$ を越えた時点でこれらの分布が交差して同じ領域に存在することになり、どれが本物の成分なのかがわからなくなる。従って、 $500\mu\text{m}$ 以上では計測ができなくなるのである。

2.4 SLDの光スペクトル領域干渉と反射計測特性の解析

2.4.1 SLDの光スペクトル領域干渉

前節で述べたように、多モードレーザを光源として用いた場合は、コヒーレンスは良いものの、モード間隔周波数による計測可能範囲の制約があり、光源と分光系の組み合わせ次第で性能が十分に発揮できない場合がある。そこで本節では、半導体レーザに近いハンドリングの可能な指向性の良い低コヒーレンス光源であるSLDを光源として用いることを考え、その計測特性について解析を行う。

まず最初に、SLDのパワースペクトル分布をガウス形状とし、その中心波長を f_0 、スペクトルの半値全幅を Δf_G とすると、次式のように表すことができる[79]。

$$|E(f)|^2 = E_0^2 G(f) = AE_0^2 \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_G}\right)^2\right] \quad (2-23)$$

ここでAは規格化係数である。この式を用いて、2.2節で行った解析と同様の手順で解析を行うことにより、諸特性を得ることができる。

まず最初に、(2-23)式と(2-1)式を用いて、(2-7)式と同様の計算を行うと

$$|D(f)|^2 |E(f)|^2 = \frac{AE_0^2}{\delta f_{\text{int}}} \left[\text{rect}\left(\frac{f}{\delta f}\right) * \text{comb}\left(\frac{f}{\delta f_{\text{int}}}\right) \right] \cdot \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_G}\right)^2\right] \quad (2-24)$$

が得られる。

ここで、図2-1と同様の系により干渉スペクトルを得たとすると、干渉スペクトル

は、同様に(2-4)式で表される。この式に(2-24)式を代入すると、

$$\begin{aligned}
 I(f) = & \frac{AE_0^2}{\delta f_{\text{int}}} \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] \left[\text{rect} \left(\frac{f}{\delta f} \right) * \text{comb} \left(\frac{f}{\delta f_{\text{int}}} \right) \right] \cdot \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_G} \right)^2 \right] \\
 & + \frac{2AE_0^2}{\delta f_{\text{int}}} S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) \left[\text{rect} \left(\frac{f}{\delta f} \right) * \text{comb} \left(\frac{f}{\delta f_{\text{int}}} \right) \right] \cdot \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{f-f_0}{\Delta f_G} \right)^2 \right] \\
 & \cdot \cos(2\pi f \cdot 2z_k / v)
 \end{aligned} \tag{2-25}$$

となる。この式は、光源のスペクトルが分光器によってサンプリングされ、参照面との光路差に応じた遅れ時間 $2z_k/v$ の逆数の周期で変調された形となっている。従って、2.2節と同様の手順で、可視度を求め、計測特性を知ることができる。

2.4.2 反射計測特性の解析

ここでは、前節で求めた干渉スペクトルから可視度を求め、SLDを用いた場合の反射計測特性についての解析を行う。まず、(2-25)式に対して、フーリエ逆変換を実行すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 R(\zeta) = & \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left[\text{sinc}(\delta f \zeta) \cdot \text{comb}(\delta f_{\text{int}} \zeta) \right] * \left[\exp \left(-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2 \zeta^2}{4 \ln 2} \right) \cdot \exp(j2\pi f_0 \zeta) \right] \\
 & + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left\{ \text{sinc} \left[\delta f \left(\zeta + \frac{2z_k}{v} \right) \right] \cdot \text{comb} \left[\delta f_{\text{int}} \left(\zeta + \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\} \\
 & * \left\{ \exp \left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \left(\zeta + \frac{2z_k}{v} \right)^2 \right] \cdot \exp \left[j2\pi f_0 \left(\zeta + \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\} \\
 & + S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left\{ \text{sinc} \left[\delta f \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \cdot \text{comb} \left[\delta f_{\text{int}} \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\} \\
 & * \left\{ \exp \left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right)^2 \right] \cdot \exp \left[j2\pi f_0 \left(\zeta - \frac{2z_k}{v} \right) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{2-26}$$

(2-26)式の各項最後の指数項は、0と1の間を高速に振動しするために平均化され、

2 段目と 3 段目の項は負の時間に現れる項であるので、その大きさをとると観測可能な可視度は

$$\begin{aligned}
 |R(\zeta)| = & AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] \left[\text{sinc}(\delta f \zeta) \cdot \text{comb}(\delta f_{int} \zeta) \right] * \exp\left(-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2 \zeta^2}{4 \ln 2}\right) \\
 & + AE_0^2 \delta f \Delta f_G S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) \left\{ \text{sinc}\left[\delta f \left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)\right] \cdot \text{comb}\left[\delta f_{int} \left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)\right] \right\} \\
 & * \exp\left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)^2\right]
 \end{aligned} \tag{2-27}$$

となる。ここで、 $A = 1/\delta f \Delta f_G$ である。

ここで、実際に多チャンネル検出器から出力される信号では、 δf と δf_{int} は同等と考えて良く、この場合(2-27)式は、

$$\begin{aligned}
 |R(\zeta)| \approx & AE_0^2 \delta f \Delta f_G \left[S^2(z_0) + \sum_{k=1}^m S^2(z_k) \right] \exp\left(-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2 \zeta^2}{4 \ln 2}\right) \\
 & + AE_0^2 \delta f \Delta f_G S(z_0) \sum_{k=1}^m \gamma(z_k) S(z_k) \cdot \exp\left[-\frac{\pi^2 \Delta f_G^2}{4 \ln 2} \left(\zeta - \frac{2z_k}{v}\right)^2\right]
 \end{aligned} \tag{2-28}$$

のように簡略化できる。

このことを、図2-11を用いて説明する。(2-27)式の下線部の項は、図2-11に示すように、装置関数のrectangle関数の部分のフーリエ変換である周期 $1/\delta f$ のsinc関数が、周期 $1/\delta f$ のcomb関数でサンプリングされた形となっており、sinc関数のピーク位置以外では値ゼロの点がサンプリングされている。従って、ピーク位置の成分のみが残り、最終的には、この成分と光源のパワースペクトル分布のフーリエ変換項であるガウス関数（指数項）とのコンボリューションとなる。また、(2-27)式の2番目の式は、係数を除いて考えれば、下線部の項が時間的に $2z_k/v$ だけシフトものと考えられるので、1番目の式と同様に扱うことができる。従って、(2-28)式の形に簡略化できる。

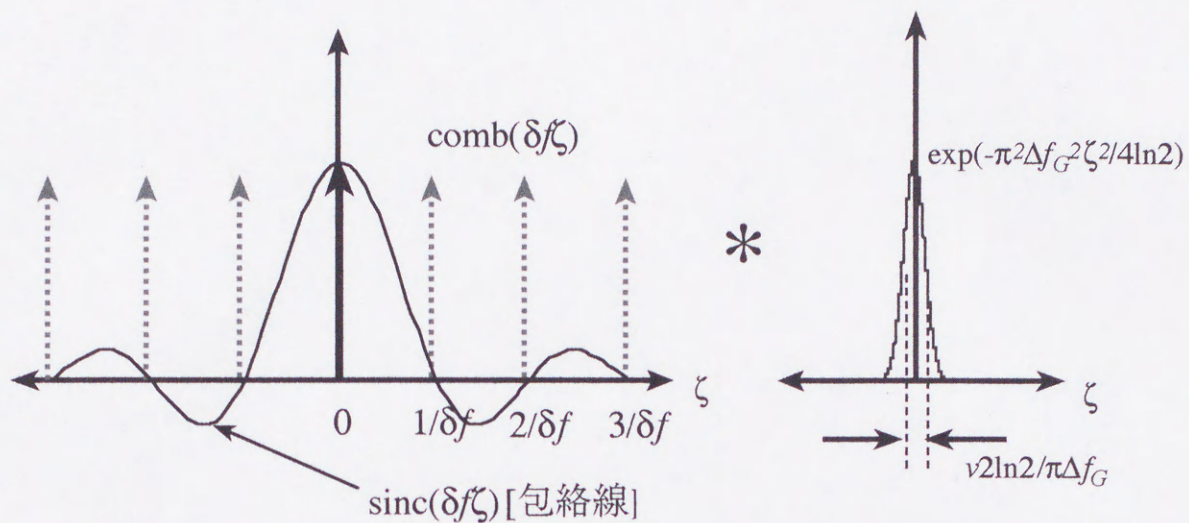


図 2-11 (2-27)式から(2-28)式への簡略化の概念図

そして、(2-28)式は、参照面($\zeta = 0$)と各層からの反射位置($\zeta = 2z_k/v$)に対応する位置に、ガウス関数形状をした鋭いピークが現れることを意味しており、SLDを用いても光スペクトル領域干渉を用いた反射計測が可能であることがわかる。これは、2.2節の図2-5において、sinc関数形状の反射光分布が現れる位置にガウス関数の形状をした分布が現れると考えれば良い。

また、 $\gamma(z_k)$ に関しては、SLDも連続スペクトル光源であり、2.2節の光源と全く同じ扱いができる。従って、 $\gamma(z_k)$ は(2-13)式と同様にして求められ、

$$\gamma(z_k) = A\delta f^4 \left[\text{sinc}(2\delta f z_k/v) (1 - |2\delta f z_k/v|) \right]^2 \quad (2-29)$$

となる。ここで、Aは規格化係数で、 $A = (1/\delta f)^4$ となる。

以上を整理すると、SLDを用いた場合最大計測可能距離 z_{\max} は、装置関数によってまるカットオフと、計測時にIFFTを用いて計算を行うために、サンプリング定理による制限が加わるため、

$$z_{\max} = \frac{v}{4\delta f} \quad (2-30)$$

となり，空間分解能 Δz は，多モードレーザを用いたときと同様に，(2-27)式の実線部のガウス関数の半値全幅であるから，

$$\Delta z = \frac{v \cdot 2 \ln 2}{\pi \Delta f_G} \quad (2-31)$$

最後に，本節にて解析した結果を元に，分光系の分解能を0.04nm，中心波長787nm，スペクト半値全幅17nmのSLDを光源として考え，参照面から100 μm と1000 μm の位置に反射率0.1の反射面がある場合の干渉スペクトルと，その反射計測結果についてシミュレーションを行った。その結果を図2-12(a)～(c)に示す。

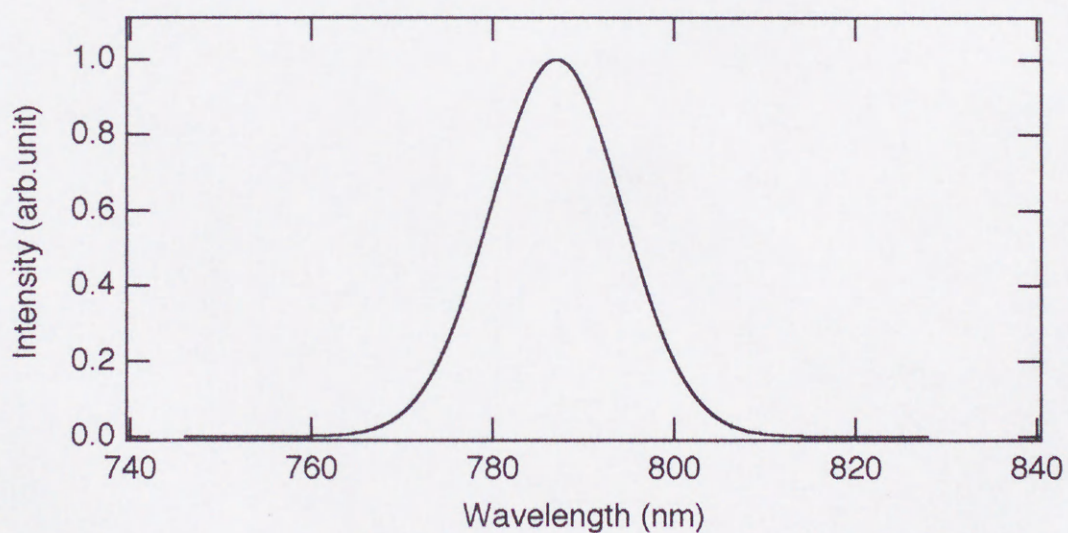
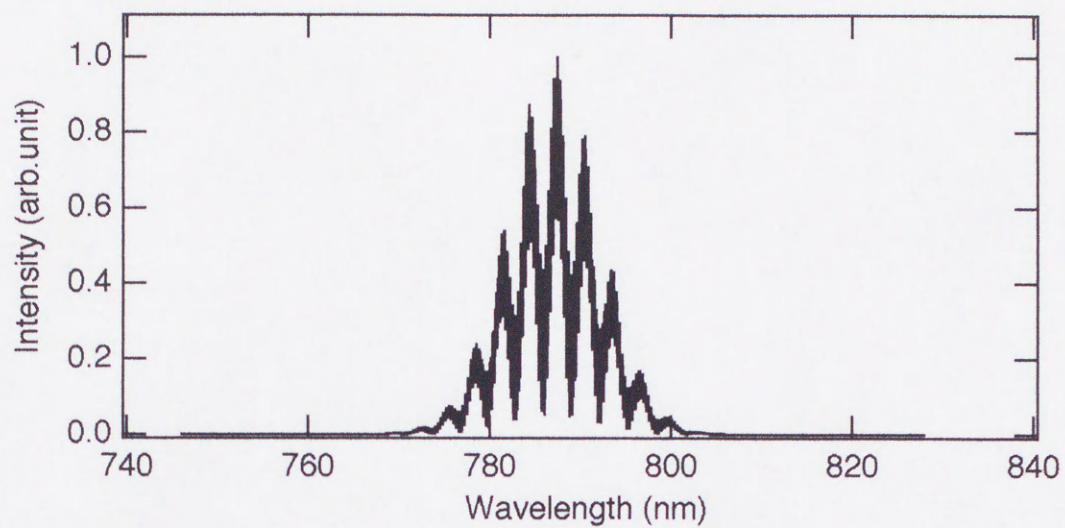
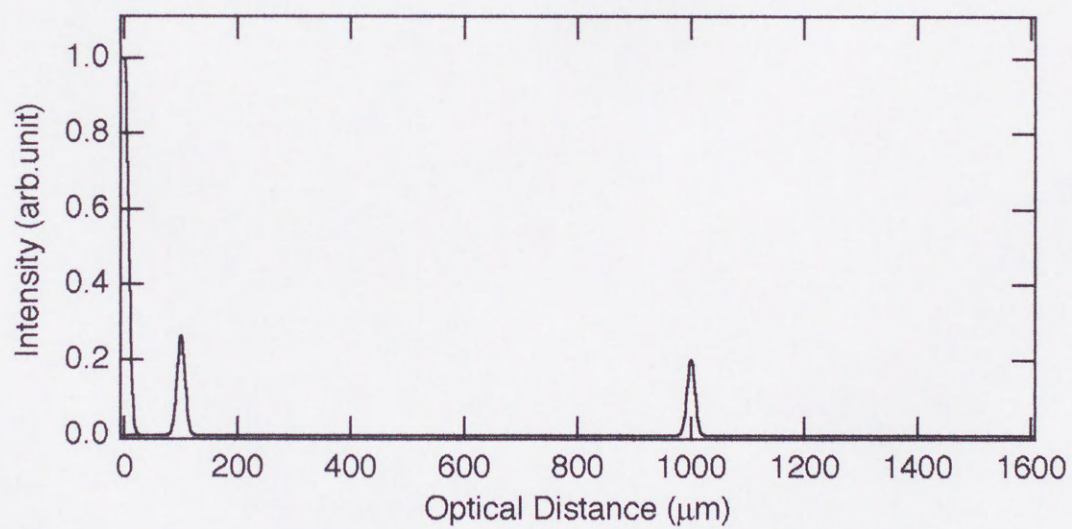


図 2-12(a) SLDのパワースペクトル



☒ 2-12(b) Interferospectrum



☒ 2-12(c) Spatialgram

図2-12(b)のInterferospectrumは、参照面からの距離 $100\mu\text{m}$ と $1000\mu\text{m}$ からの反射光によって図2-12(a)のスペクトルが光源の持つガウス形状の包絡線に沿って変調されているのを示している。そして、図2-12(c)は(2-28)式の解析解を元にプロットしたものであるが、図2-12(b)の波形をフーリエ逆変換することによって、図2-12(c)と同様のSpatialgramを得ることができる。

ここで2.2節での結果と比較すると、図2-6(e)では、光源のスペクトル幅は広いものの、形状が両端でステップ的に変化しているため、反射光分布にサイドローブが生じ計測時のS/Nの低下が予想されるが、SLDを光源とした場合は、裾がガウス関数に従って減衰していくのみでありサイドローブの影響を考えずに済む。このことから光源のスペクトル分布は、SLDのように急峻に変化する成分が無いことが望ましいと言える。

2.5 結言

本章では、光スペクトル領域での干渉から、OCDRと等価な反射計測が可能であることを、分光器と多チャンネル検出器の組み合わせによる測定系を仮定し、その装置関数を単純な関数の組み合わせで表現し、フーリエ解析を用いたシンプルな計算によって、その特性が予測できることを示した。

解析には、一般化のために、広帯域でフラットな分布をもつ光源を仮定して計算を行い、計算手順を示した。そして、本研究で実験に使用した多モードレーザとSLDの2種類の光源のパワースペクトル分布を既知の関数の組み合わせで表現し、簡単な解析により、その計測における特性の予測を行った。その結果、多モードレーザに関しては、コヒーレンスは良いものの、モード間隔周波数によって計測可能範囲が制限を受けることを明らかにした。しかしこの制限は、外部鏡を用いるなどして、モード間隔周波数を制御して多チャンネル検出器の繰り返し間隔に一致させることにより、分光・検出系による制限に一致させることが可能である。また、SLDに関する解析の結果、計測可能範囲は分光系の分解能に依存していることが明らかになった。従って、分光・検出系の分解能を向上させることにより、干渉に寄与するスペクトル純度を向上させ、計測可能範囲を拡大することが可能となる。最終的には、分光・検出系のS/Nによる制限によって限界となるものと思われる。

また、計測における空間分解能は、光源のパワースペクトル分布のフーリエ逆変換によって求められるコヒーレンス関数と一致することがわかり、このことから、OCDR法と等価な高分解能の計測が可能であることを明らかにした。さらに、光源のスペクトル形状に関しても急峻な形状変化の無いものが望ましいことが分かった。

本解析法を用いることにより、光源のパワースペクトル分布が分かれば、計測に応用したときの特性の予測が可能である。

第3章 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の 諸特性の観測

3.1 緒言

第2章では、光スペクトル領域での干渉から、OCDRと等価な反射計測が可能であることを解析的に導出し、その特性について予測した。本章では、本研究で光源として多モードレーザとSLDを用い、基礎的な特性を観測することにより、第2章で解析した結果の検証を行った。またこれら諸特性の観測は、計測応用においてもシステム設計の指針となり、性能の見積りやデータの処理等のために重要な意味を持つものである。

3.2節では光源として多モードレーザを用い、その発振特性とコヒーレンス特性について測定し、多モードレーザの光源としての性質を把握する。その知見を元に光源の条件を設定し、計測時に重要な特性である空間分解能や計測可能範囲に関する測定を行うと共に、これらの特性が第2章で解析した特性に一致することを確認する。

3.3節では、光源としてSLDを用い、その発光特性について測定しSLDの光源としての性質を確認する。そして、計測応用する場合に重要である空間分解能や計測可能範囲に関して測定を行うと共に、第2章で解析した特性に一致することを確認する。

最後に、3.2、3.3節で用いている光源の計測安定性に関して観測を行い、以後の計測応用に関して用途について考察する。

3.2 多モードレーザを用いた反射計測特性の観測

3.2.1 実験装置の構成

図3-1に、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法における諸特性観測の実験系を示す。本実験系では、光源には中心波長772.5nmモードスペクトル半値全幅13.8nm，最大出力40mW，モード間隔周波数0.29nmの多モードレーザ（ソニー製：SLD201-U）をケース温度 $T_c=20^\circ\text{C}$ に温調して用いた。

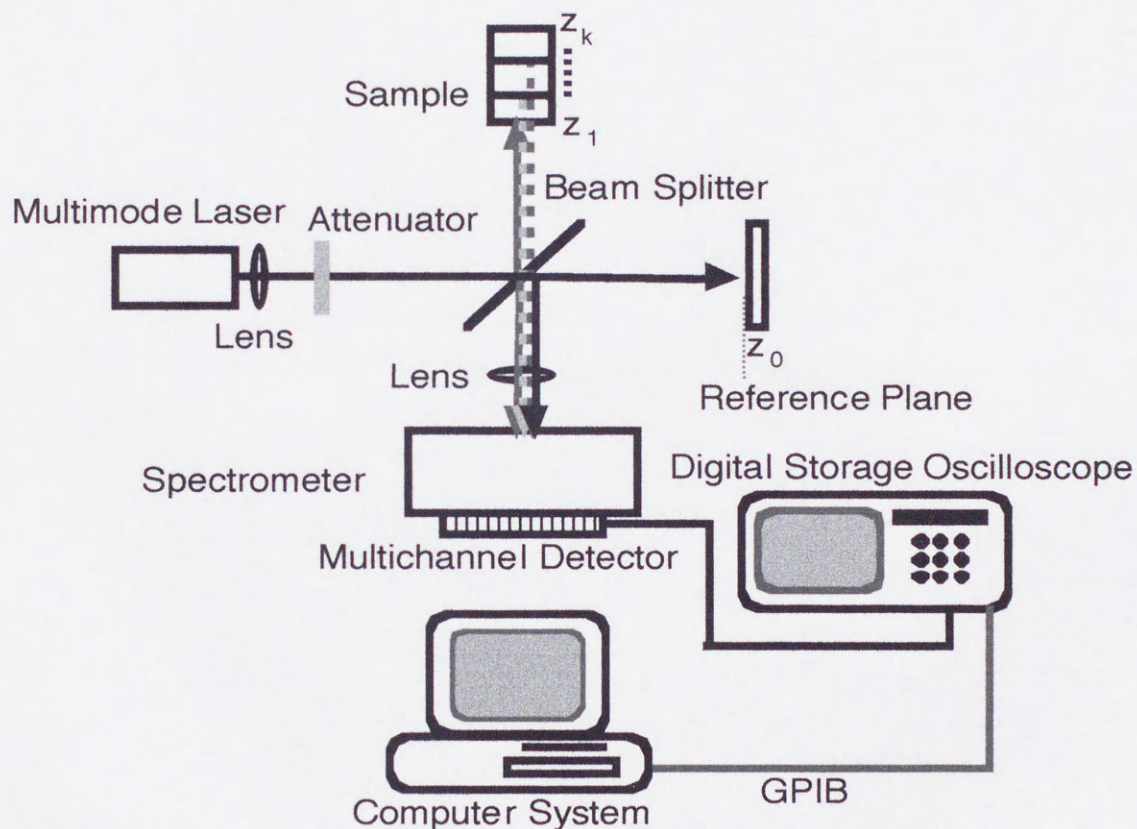


図 3-1 多モードレーザを用いた諸特性観測実験系

多モードレーザから出射した光はコリメートされ、アッテネータで適宜減衰された後ビームスプリッターにより、一方は参照面側へ、もう一方はサンプル側へと2分割される。サンプルからの反射光（物体光）はビームスプリッターを通して、写真分光器として使用

可能な回折格子分光器（ナルミ製：RM23）に入射し分光される。同様に、参照面からの反射光（参照光）も分光され、写真乾板取付位置に固定された512チャンネル、チャンネル幅 $28\mu\text{m}$ の多チャンネル検出器（三菱電機製リニアイメージセンサー：MEL512K）上でスペクトルエレメント毎に干渉させられる。この干渉光を、チャンネルごとに2乗検波し、Interferospectrum（干渉スペクトル）を得る。

検出された干渉スペクトルは、コントロールボードを介してビデオ信号に変換・増幅の後に、最高サンプルレート 100Ms/s (100×10^6 sampling /sec：サンプリング周波数 100MHz)、 10kword のメモリーを持つデジタルストレージオシロスコープ（LeCroy製：9310）により8bitでA/D変換・記録される。その結果をパーソナルコンピュータに取り込み、逆FFTを実行し、Spatialgram（反射計測結果）を得る。本測定においては、分光測定系の分解能 $0.1\text{nm}/\text{チャンネル}$ 、リニアイメージセンサーの蓄積時間は 118msec 、動作クロック 7.7kHz 、サンプルレート 200Ks/s でサンプリングを行った。また、Spatialgramは、測定範囲内の 2048 点のデータに対してその両側に 8192 点になるように、両側に値 0 の点を追加して逆FFTを実行し、参照面を基準とした物体までの往復時間を距離に換算しプロットすることにより得た。ここでの距離は光学距離（=真空中の光路長 \times 屈折率）を意味し、以後のグラフ等々のデータ上ではOptical Distanceとして表現することにする。

図3-2に本実験で用いた多モードレーザの、電流-光出力特性と、全モードの半値全幅を示し、注入電流 90mA 、ケース温度 20°C の条件での発振スペクトルを図3-3に示す。

図3-2に示されるとおり、全モードの発振スペクトル半値全幅は、注入電流 80mA から 100mA 附近で急激に狭くなって行くことがわかる。また、ケース温度 20°C における発振閾値は 88mA であり、レーザとしての特性を考慮すると、閾値を越えて出力が 5mWt 程度出ているところを基本条件として選択した。

解析では、全モードの分布をガウス関数で近似したが、この条件下では問題ないものと思われる。ここで、各モードの出力にばらつきが見られるが、これはモード競合によるものと思われ、多モードレーザを用いる場合には、計測結果のばらつきに影響を及ぼす。

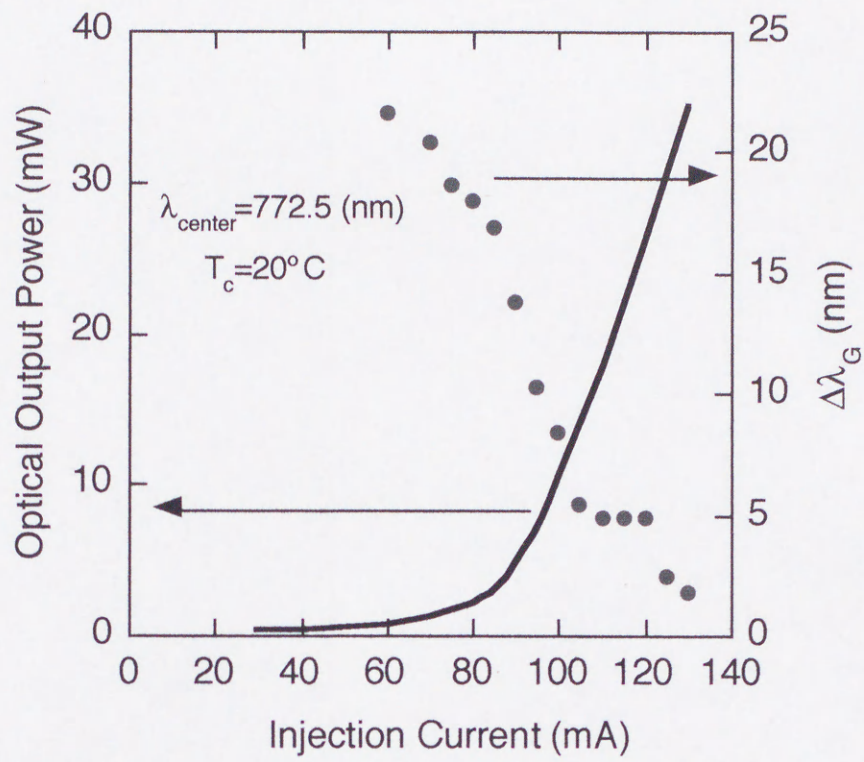


図 3-2 多モードレーザの電流-光出力特性及び全モードFWHM

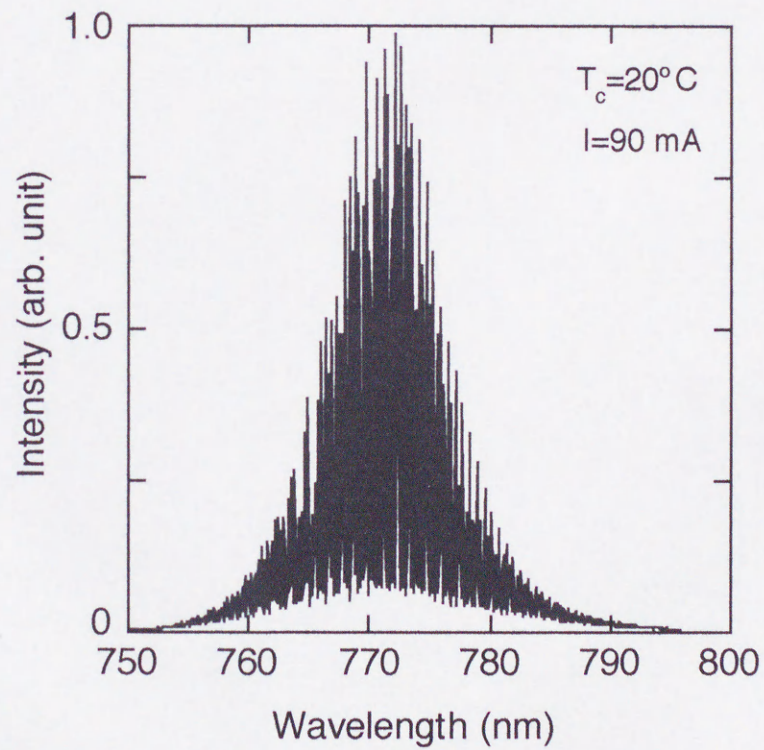


図 3-3 多モードレーザの発振スペクトル

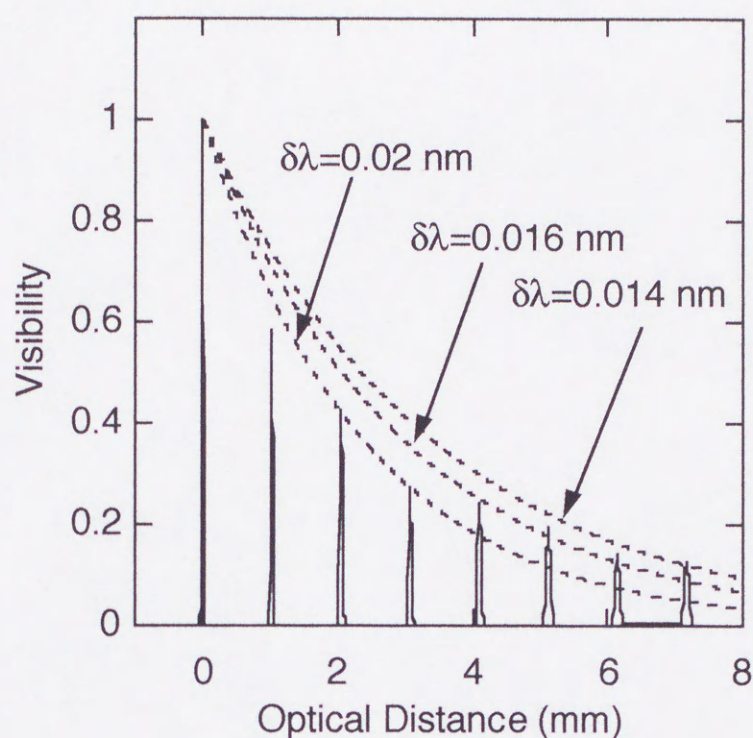
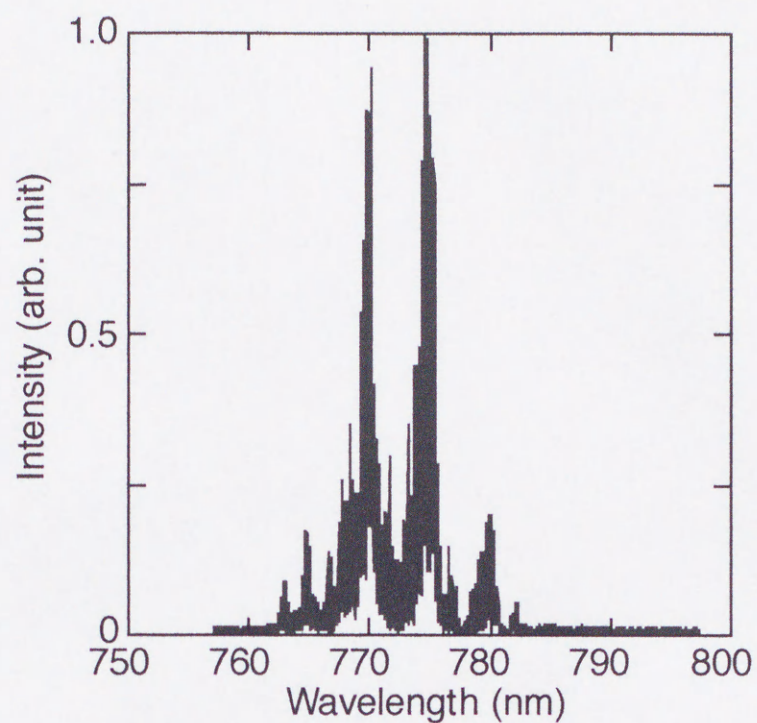


図 3-4 多モードレーザの可視度曲線

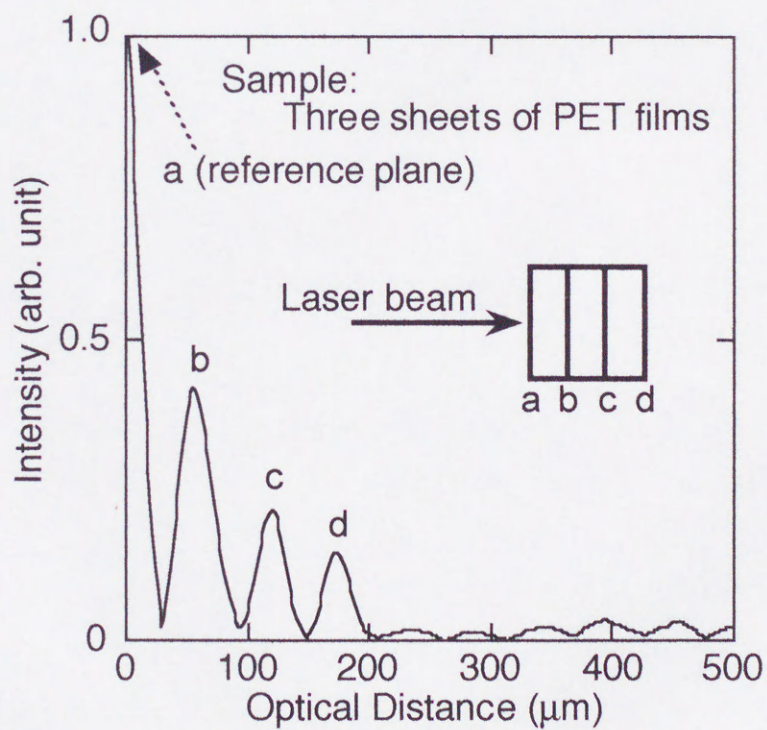
図3-4は、上記の発振条件でレーザを発振させ、実測した多モードレーザの可視度曲線である。この結果は、モード間隔周波数の逆数から計算した値1mmの周期で繰り返すガウス関数状のパルス列になっており、2.2節において解析的に求めた結果（図2-8）とほぼ一致している。図の破線のカーブは、モードスペクトルのスペクトル幅を仮定して得られた曲線であり、これより、モードスペクトル幅を推定することができ、この場合は0.014nm~0.02nm間にあるものと思われる。

3.2.2 多モードレーザの干渉スペクトルの観測

図3-5(a), (b)に多モードレーザを光源として、図3-1の系で、3枚重ねの厚さ34 μ mのPETフィルム（屈折率1.65）をサンプルとした時のInterferospectrumとSpatialgramを示す。ここで、この測定においては、サンプル表面を参照面として測定を行った。



☒ 3-5(a) Interferospectrum



☒ 3-5(b) Spatialgram

サンプルは、図3-5(b)の挿入図に示すような構成となっており、各層の反射光により複雑に変調されたInterferospectrumが観測されている。

図3-5(b)に示すように、サンプルのa~dに相当する位置に反射光分布のピークが観測され、このピーク間の距離は屈折率を考慮した光学的厚さ $56.1\mu\text{m}$ とほぼ一致しており、このような多層物体の計測が行えることがわかる。また、図3-5(b)の $200\mu\text{m}\sim 500\mu\text{m}$ の位置に周期的に波打つような弱いピークが現れているが、これは、サンプルの厚みが薄いため、多重反射が減衰せずに、現れたものと思われる。

3.2.3 空間分解能の測定

光反射計測法において、空間分解能は2点間を識別できる能力ということで、Rayleighの基準を元に反射光分布の重なり合いを分離できる条件として、その半値全幅が目安として用いられている[39]-[42]。この反射光分布は、本方式では光源のスペクトルのフーリエ逆変換で求められる。

本研究においても、特性評価の一基準としてこの特性の評価を行った。測定は、図3-1の実験系において多モードレーザのスペクトルを測定し、そのスペクトルをSpatialgramを求める手順で数値的にフーリエ逆変換 (IFFT) すると、参照光のフーリエ逆変換が得られる。反射によって反射光の分布が変化しないと仮定すると、これは反射光分布と同等の分布と考えることができる。従って、参照光のフーリエ逆変換の半値全幅より、空間分解能が得られる。そして、多モードレーザは注入電流によって光源のスペクトル幅を制御できるため、光源のスペクトル幅を変化させて、空間分解能を測定した結果を図3-6に示す。

ここで、横軸 Δf_c は光源の半値全幅であり、光の周波数で表してある。図中の破線は、2.2節で得られた空間分解能の式(2-22)式をプロットしたものであるが、スペクトル幅が5THz付近までは良く一致しているが、それ以下ではスペクトル幅が狭くなるにつれてずれが大きくなっていくことがわかる。これは、注入電流を増加させていくとスペクトル幅が狭くなっていくだけでなく、スペクトルの分布形状が変化するためと考えられる。

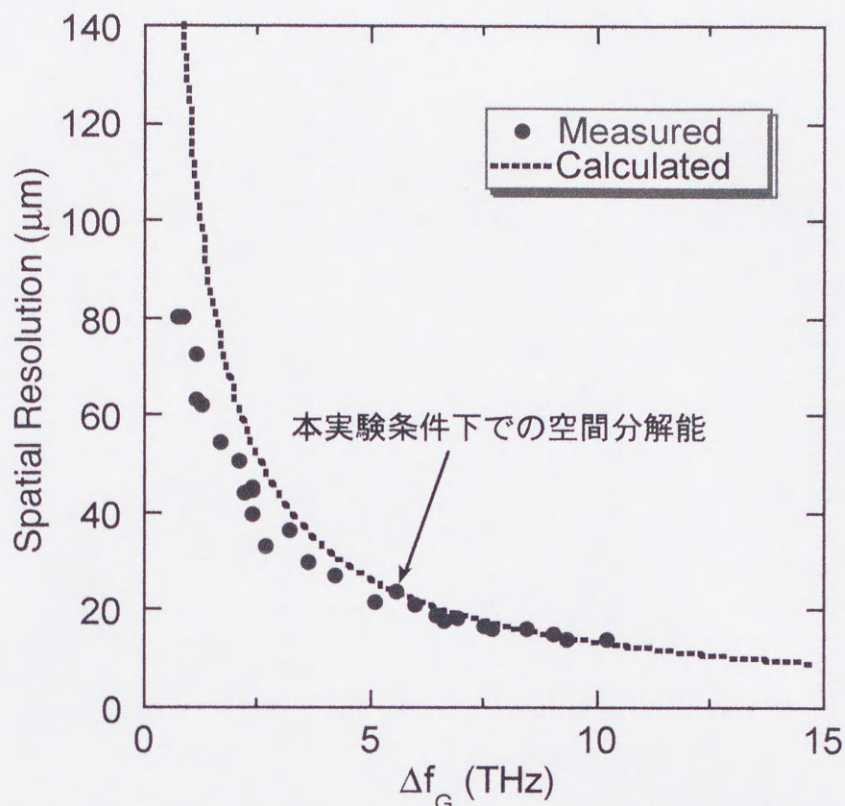


図 3-6 多モードレーザの全モードスペクトル半値全幅と空間分解能

また、本実験の条件下($I=90\text{mA}$, $T_c=20^\circ\text{C}$) では、本実験系によって実測された Δf_G は 5.8THz であり、空間分解能は $24\mu\text{m}$ であった[73]。

3.2.4 最大測定可能距離の測定

反射計測を行うにあたり、重要なもう一つの特性である計測結果の直線性と最大測定可能距離について観測を行った。

まず最初に、図3-1の系において参照面とサンプル側（物体側）それぞれの位置に、全反射ミラーを配置してマイケルソン干渉計を構成し、物体側に配置したミラーを精密微動ステージに取り付け、光軸方向に移動できるようにした。そして、双方のアームに回転アッテネータを挿入して双方の反射光強度が1 : 1になるように調整した。双方の光路差が一致すると、干渉スペクトル上の変調周期はゼロになり、多モードレーザの発振スペクトルと一致するので、デジタルストレージオシロ上で干渉スペクトルを観測しながら、微動ス

テージを動かして光路差がゼロになるように調整した。この点を測定開始点として、 $10\mu\text{m}$ ステップでミラーを移動させ、各点でInterferospectrumを計測しSpatialgramに変換した。この測定の概念を図3-7に示す。

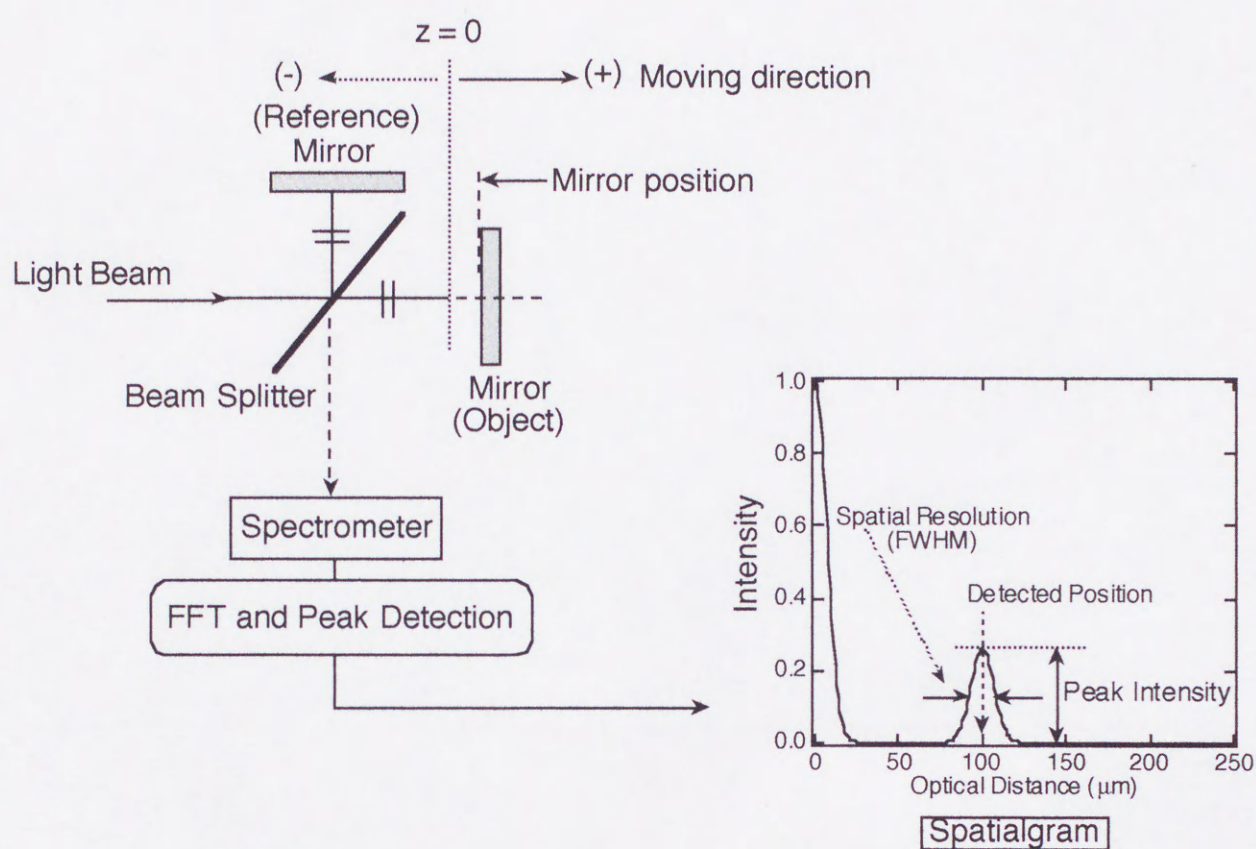


図 3-7 最大測定可能距離測定の概念図

本実験条件下では(2-21)式より求められる計測可能範囲は $500\mu\text{m}$ であるが、反射面は1つしか無いので、この範囲内には、反射光分布およびそのピークは一つしか現れない。従って、この反射光分布に対してピーク検出ルーチンを用いてピーク値とその分布の半値全幅を求めてその半値全幅の中心を反射点とし、検出位置とした。以後の測定では、特に断りの無い限り、検出位置等のパラメータは図3-7に示すような考え方で取り扱う。

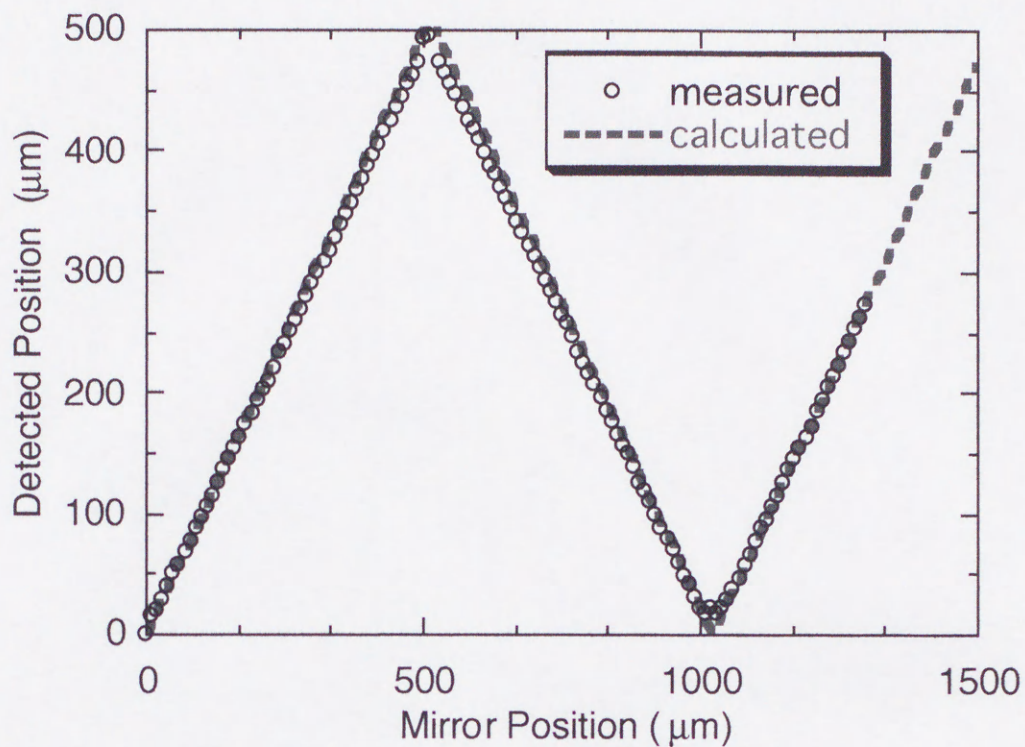


図 3-8 ミラーの位置と検出位置

測定開始点を原点として、検出位置をプロットしたものを図3-8に示す。また、図3-8の測定結果のうち、ミラーの位置が500 μm までの範囲を抜き出し、反射光分布のピーク強度を重ねてプロットしたものを図3-9に示す。図3-8、3-9より、ミラーの位置と検出位置は良く一致しており、計測結果の直線性は十分にあることがわかる。また、図3-8では、500 μm を過ぎると検出位置は反転し、1000 μm の位置でまた反転して増加していくが、これは、500 μm を過ぎるとサイドバンド状に残った、第2、第3の反射光分布のピークが出現するためであり、2.2節で予測された結果と一致する[73][74]。

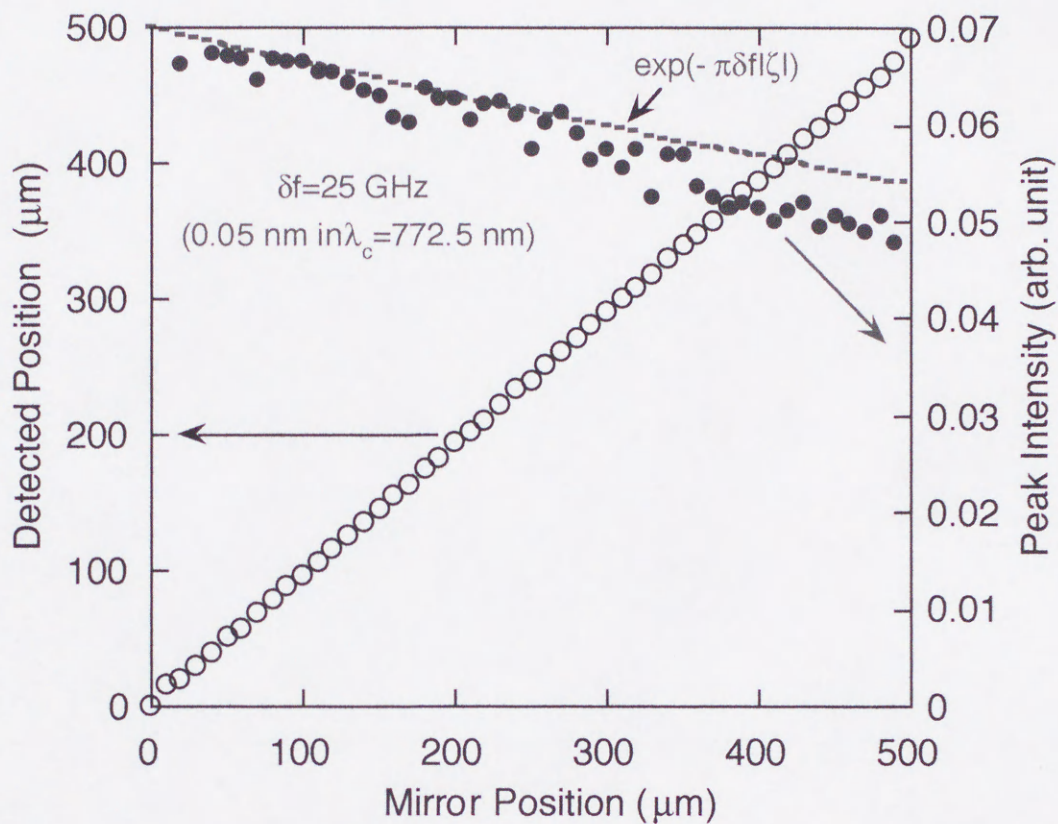


図 3-9 ミラーの位置と反射光分布のピーク強度

また、図3-9にプロットした反射光分布のピーク強度は、破線で表示した指数項（モードスペクトルの半値全幅を0.05nmとして(2-20)式を用いて計算した）と傾向が一致しており、モードスペクトルの幅に依存して、干渉スペクトルの変調度が低下し、反射光分布のピーク強度が低下することがわかる。ここで、0.05nmは実測した多モードレーザの可視度から求めたモードスペクトル幅よりも広めになっている。これは、分光検出系のチャンネル間隔と多モードレーザのモード間隔周波数を整数倍に完全に一致させるのは困難であるため、スペクトルの裾の方へ行くに従って、ずれや強度の低下が生じるために起こる誤差による。

3.3 SLDを用いた反射計測特性の観測

3.3.1 実験装置の構成

図3-10に、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法における諸特性観測の実験系を示す。光源には中心波長787nm、モードスペクトル半値全幅17nm、最大出力10mWのSLD（アンリツ製：SD1S251C）を用いた。

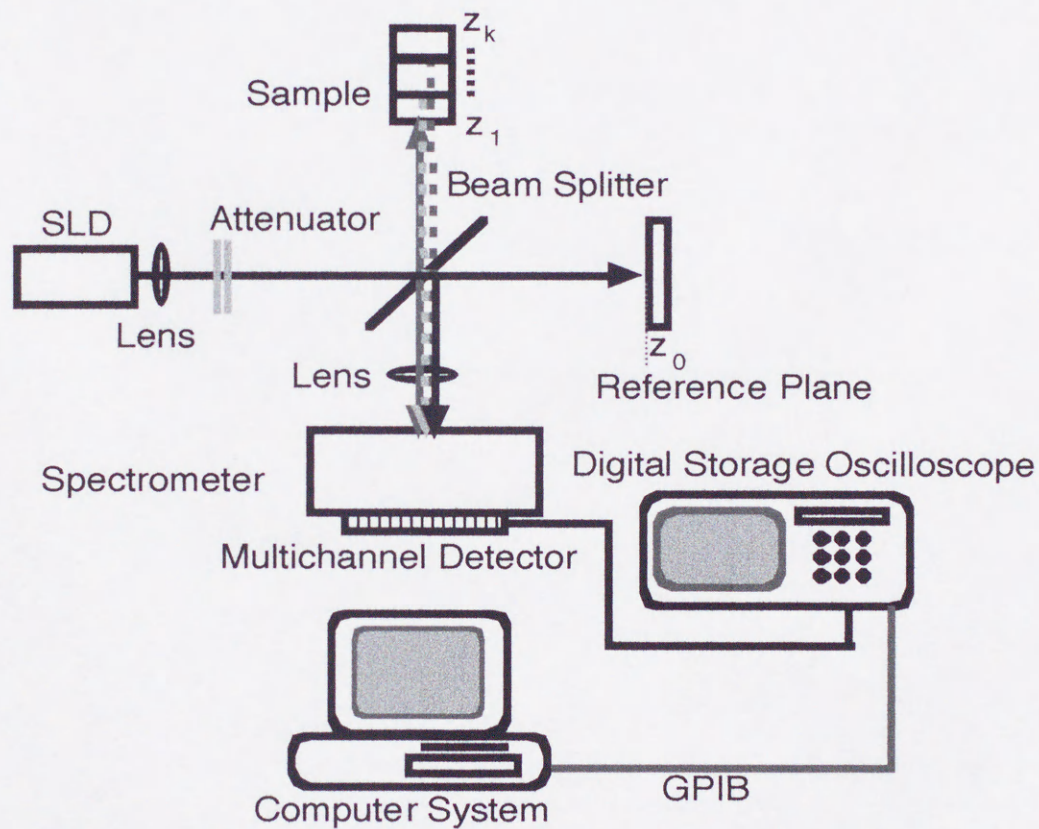


図 3-10 SLDを用いた諸特性観測実験系

SLDから出射した光はコリメートされ、アッテネータで適宜減衰された後、ビームスプリッターにより一方は参照面側へ、もう一方はサンプル側へと2分割される。サンプルからの反射光（物体光）はビームスプリッターを通して、写真分光器として使用可能な

回折格子分光器（ナルミ製：RM23）に入射し分光される。同様に、参照面からの反射光（参照光）も分光され、写真乾板取付位置に固定された2048チャンネル、チャンネル幅14 μ mの多チャンネル検出器（松下電器製リニアイメージセンサー：MN8051）上でスペクトルエレメント毎に干渉させられる。この干渉光を、チャンネルごとに2乗検波し、Interferospectrum（干渉スペクトル）を得る。検出された干渉スペクトルは、コントロールボードを介してビデオ信号に変換・増幅の後に、最高サンプルレート100Ms/s、10kwordのメモリーを持つデジタルストレージオシロスコープ（LeCroy製：9310）により8bitでA/D変換・記録される。その結果をパーソナルコンピュータに取り込み、逆FFTを実行し、Spatialgram（反射計測結果）を得る。

本測定においては、分光測定系の分解能0.04nm/チャンネル、リニアイメージセンサーの蓄積時間は65.5msec、動作クロック1MHz、サンプルレート5Ms/sでサンプリングを行った。また、Spatialgramは、測定範囲内の2048点のデータに対してその両側に4096点になるように、両側に値0の点を追加して逆FFTを実行し、参照面を基準とした物体までの往復時間を距離に換算しプロットすることにより得た。

多モードレーザでは、注入電流により、その発振スペクトル幅は変化し、光強度を上げるとスペクトル幅が変わってしまい、取り扱いに注意を要した。しかしSLDの場合は、ピーク波長、スペクトル幅共にほとんど変化せず、最大出力は弱いですが、その光源としての特性を損なわずに光強度を上げられることがわかる。以降の実験では、光出力多モードレーザの実験条件に近くなるように、注入電流140mAで動作させ、測定を行った。また、このスペクトル形状はガウス関数形状に近く、2.2節で行った近似による計算でも、実際の測定結果に近い予測が行えることを意味している。図3-11に本実験で用いたSLD（ $T_c=20^\circ\text{C}$ ）の、発光スペクトルの注入電流依存性を示す。

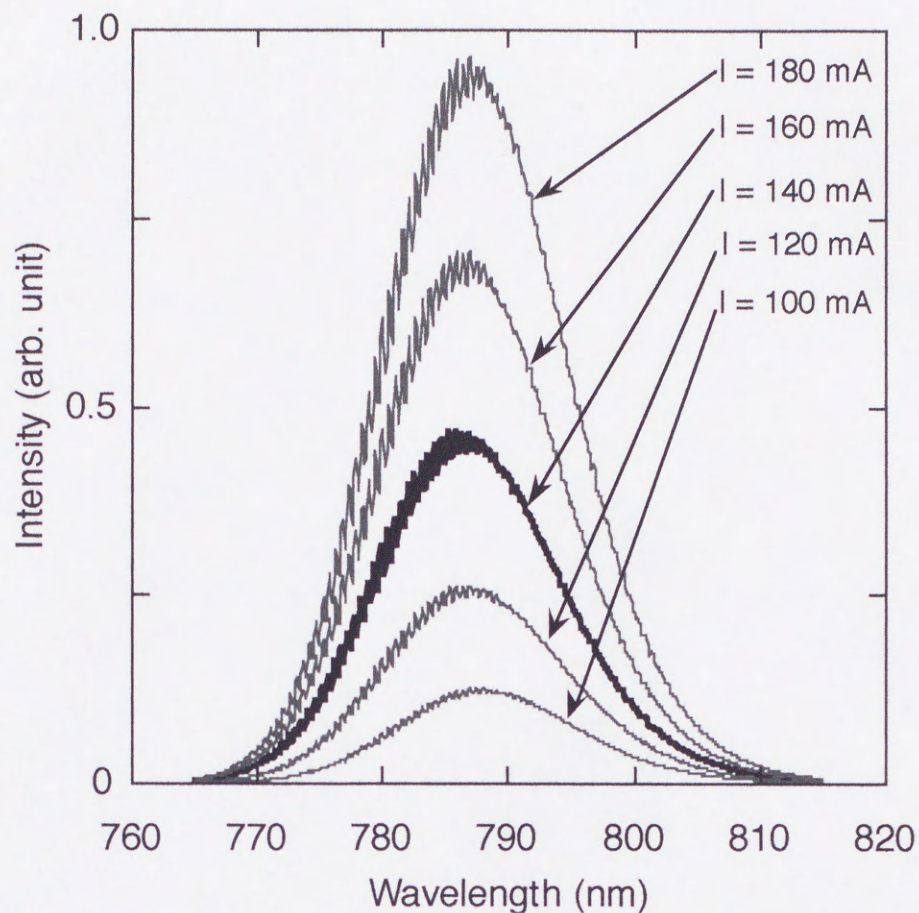


図 3-11 SLDの発光スペクトルの注入電流依存性

3.3.2 SLDの干渉スペクトルの観測

図3-12(a), (b)にSLDを光源として、図3-10の系で、5枚重ねの厚さ $147\mu\text{m}$ のカバーガラス（屈折率1.52）をサンプルとした時のInterferospectrumとSpatialgramを示す。ここで、この測定においては、サンプル表面を参照面として測定を行った。

サンプルは、図3-12(b)の挿入図に示すような構成となっており、本来構造を持たないSLDのスペクトルが各層の反射光により複雑に変調されたInterferospectrumとなって観測されている。

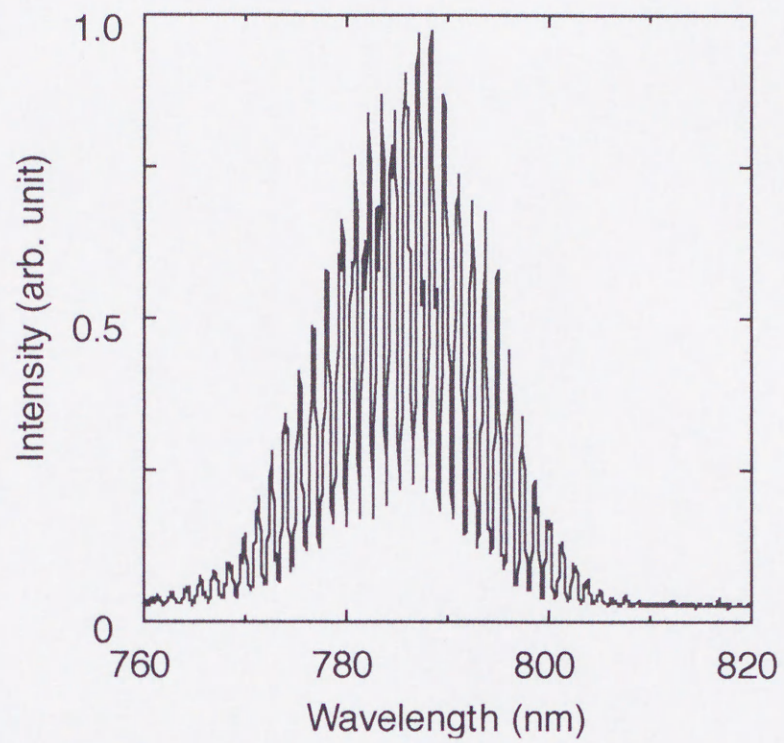


图 3-12(a) Interferospectrum

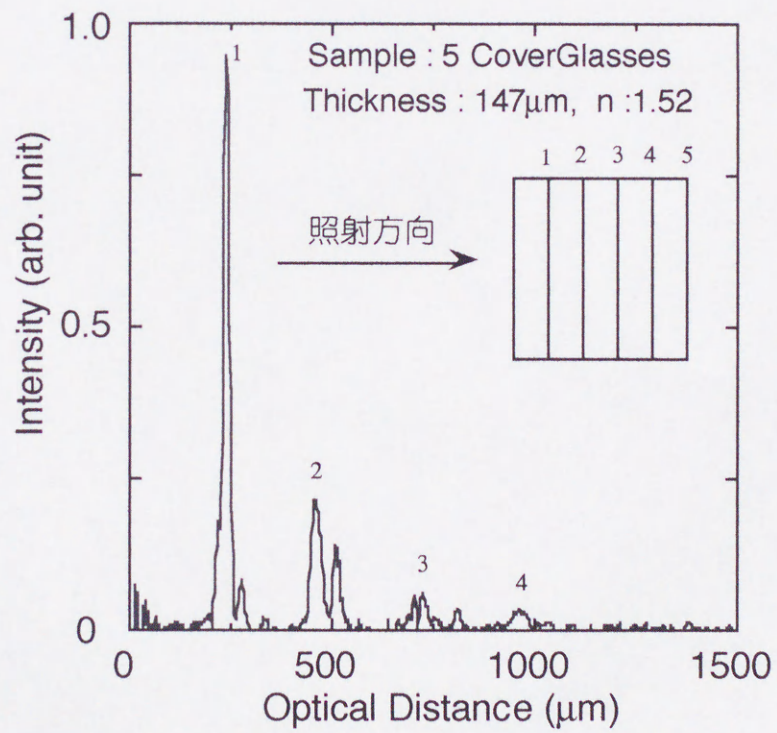


图 3-12(b) Spatialgram

図3-12(b)を見ると、反射ピーク強度が小さいものの、カバーガラスの境界面の位置に相当する場所に（4枚目まで）ピークが現れており、5枚目の裏面は反射強度が弱くなり過ぎてノイズの部分に埋もれたため、検出できなかったものと思われる。また、この反射位置は、屈折率を掛けた厚み $224\mu\text{m}$ とほぼ一致しており、このサンプルのような多層物体の計測が可能であることが実証された。ここで、2番目の位置に2つピークが現れているが、これは、この間で完全にカバーガラスが密着していなかったために現れたものと思われる。

3.3.3 空間分解能の測定

前述したように、光反射計測法において、空間分解能は2点間を識別できる能力ということで、Rayleighの基準を元に反射光分布の半値全幅が目安として用いられている。この反射光分布は、本方式では、光源のスペクトルのフーリエ逆変換で求められるが、SLDの場合は、光源のスペクトル形状が注入電流によって変化しないため、図3-11のスペクトル半値全幅から求めると、約 $17\mu\text{m}$ となる。しかし、実際には参照面から離れていくと、2.2節の(2-29)式に従って干渉縞のコントラストが減少し、それにしただって反射光分布強度が低下し、検出器のS/Nとの兼ね合いであるが、スペクトルの裾のあたりでの干渉光が検出できなくなり、空間分解能が低下する。そこで、3.2.4節と同様の手法で実験を行った。

まず最初に、図3-10の系において参照面とサンプル側（物体側）それぞれの位置に、全反射ミラーを配置してマイケルソン干渉計を構成し、物体側に配置したミラーを精密微動ステージに取り付け光軸方向に移動できるようにした。そして、双方のアームに回転アッテネータを挿入して双方の反射光強度が1 : 1になるように調整した。双方の光路差が一致すると、干渉スペクトル上の変調周期はゼロになりSLDの発光スペクトルと一致するので、デジタルストレージオシロ上で干渉スペクトルを観測しながら微動ステージを動かして、光路差がゼロになるように調整した。この点を原点として、 $-3000\mu\text{m}$ から $+3000\mu\text{m}$ まで $10\mu\text{m}$ ステップでミラーを移動させ、各点でInterferospectrumを計測しSpatialgramに変換した。

本実験条件下では(2-30)式より求められる計測可能範囲は約 $3500\mu\text{m}$ であるが、反射面は1つしか無いので、この範囲内には反射光分布およびそのピークは一つしか現れない。従って、この反射光分布に対してピーク検出ルーチンを用いてピーク値とその分布の半値全幅を求めてその半値全幅の中心を反射点とし、検出位置とした。ここで測定開始点を原点として、ミラーの位置に対して空間分解能（反射光分布の半値全幅に相当）と検出位置をプロットしたものを図3-13に示す。

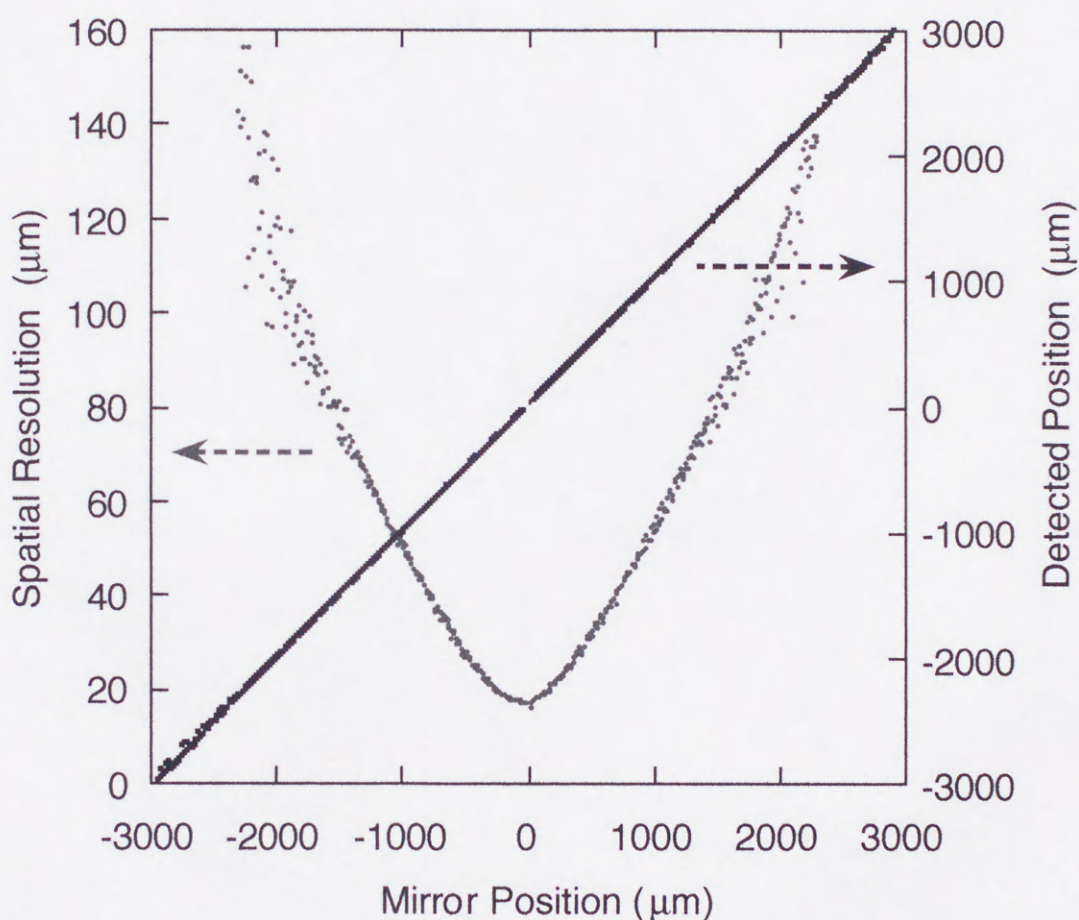


図 3-13 SLDを用いた反射計測における空間分解能と検出の直線性

この結果より、反射位置の検出の直線性は保たれているものの、参照面から離れるに従って、空間分解能が低下していくことがわかる。これは、前述したように、分光器によってコヒーレンスが延長されたものの、干渉に寄与するスペクトルの純度が一定の幅を持った

めコヒーレンスがこの幅に制限され、スペクトル上の変調度が参照面から離れるに従って低下して行くことに起因している。従って、検出器のダイナミックレンジやS/Nに依存して、検出される干渉スペクトルの幅が見掛け上狭くなるために、半値幅が広がるものと考えられる。

3.3.4 最大測定可能距離の測定

ここでは、3.3.3で行った測定において得られたSpatialgramをもとに反射光分布のピーク強度のみを抽出し、ミラーの位置に対してプロットを行った。その結果を図3-14に示す。

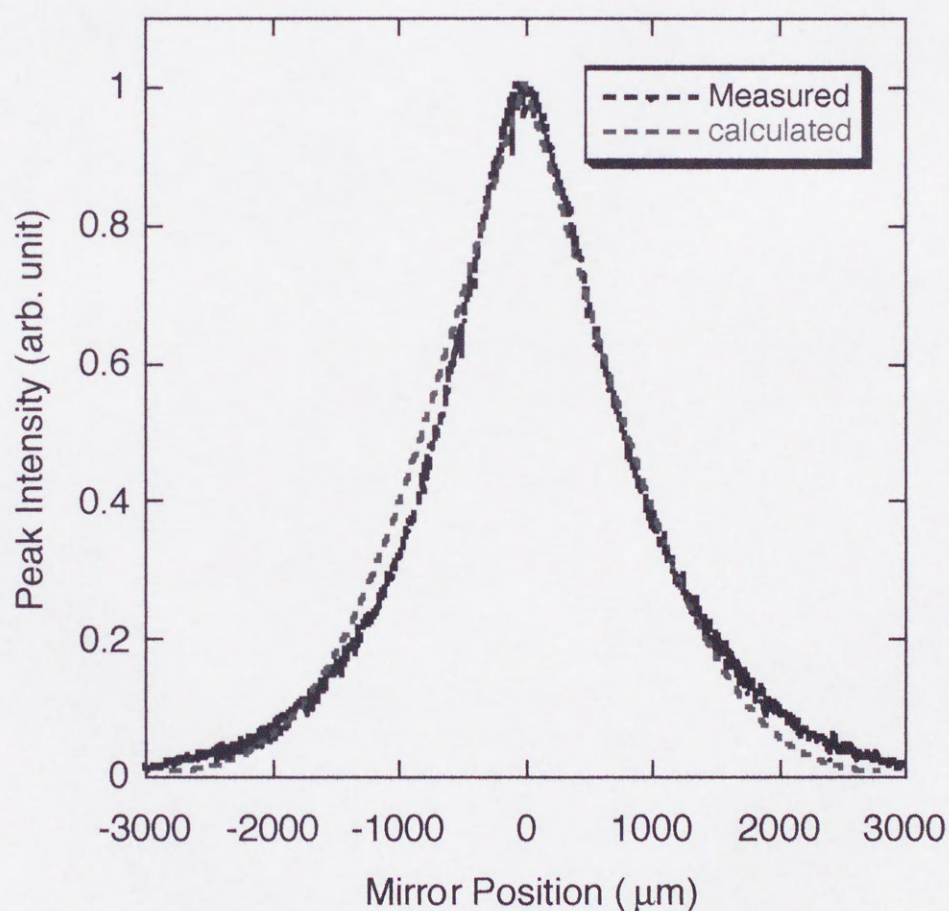


図 3-14 ミラーの位置に対する反射光分布のピーク強度

この結果に対して、2.2節で得た(2-29)式に分光・検出系の分解能（すなわち、チャンネル幅）の値0.04nmを代入し、重ねてプロットした（図3-14の破線部）。

実験結果と測定結果は良く一致しており、本方式において、連続スペクトル光源を用いた場合は、分光・検出系の分解能によってコヒーレンスが延長されるとともに、(2-29)式に従って、スペクトルの変調度が低下し、最大測定可能距離が決定されることが、わかる。

これまで、多モードレーザとSLDを用いた諸特性を観測してきたが、最後に双方の光源を用いて、計測を行った場合の計測結果の安定性について検討した。

図3-15は多モードレーザを用いて、図3-16はSLDを用いて、1枚のカバーガラスの厚みを同一の干渉計を用いて計測した結果である。参考のため、反射光分布のピーク強度も一緒にプロットした。

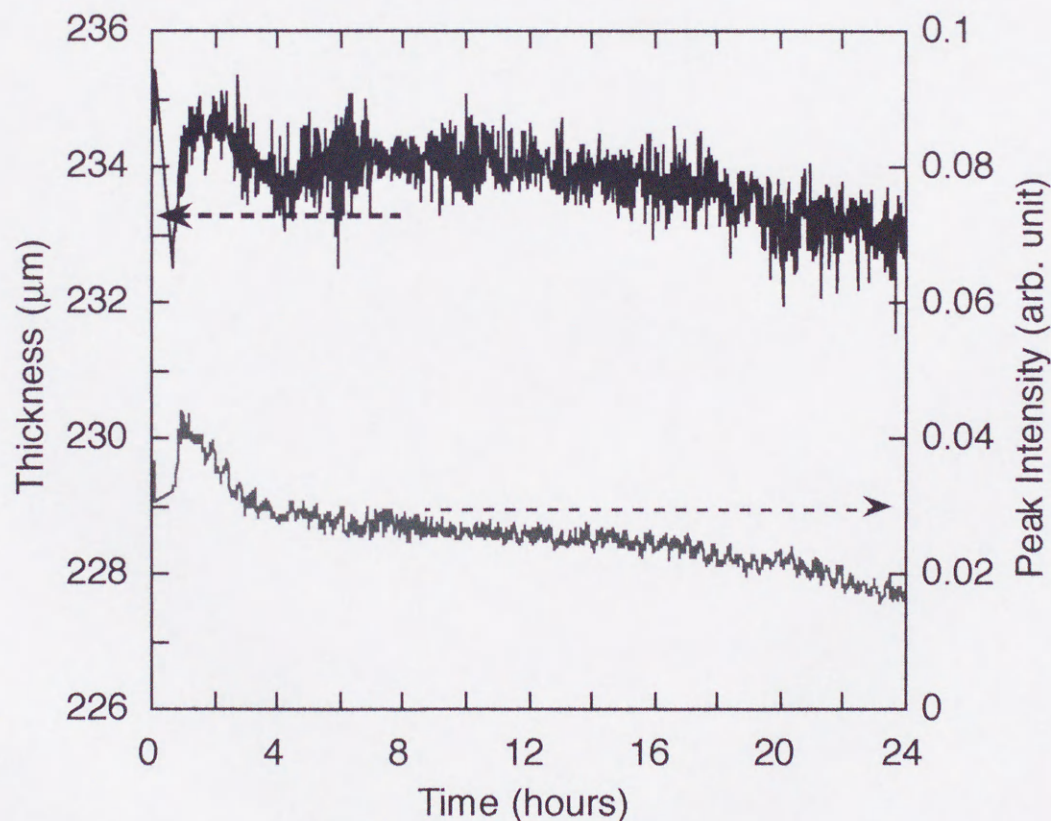


図 3-15 多モードレーザを用いた計測結果の安定性

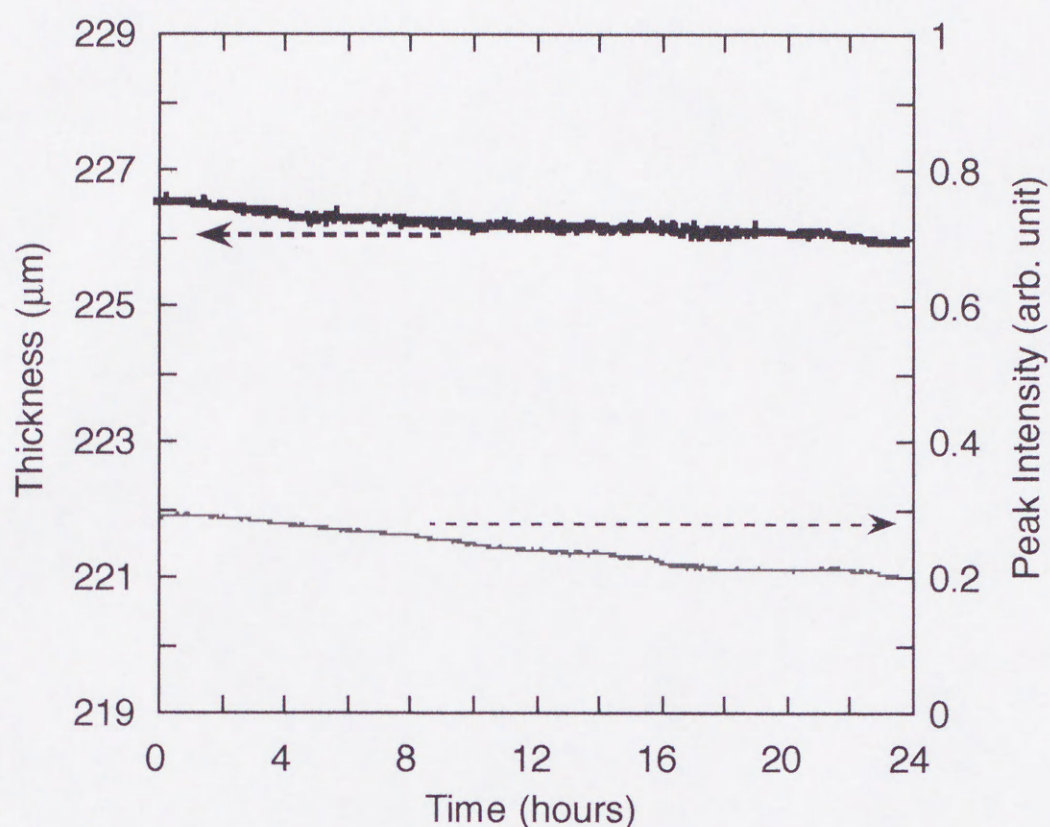


図 3-16 SLDを用いた計測結果の安定性

厚みの計測は、1分間隔で24時間にわたって行い、その間の室温の変化を考慮しても、カバーガラスの熱膨張は、計測結果に対して無視できるオーダーであった。カバーガラスは、場所による厚みむらがあるため両者の結果は必ずしも一致しないが、値の変動を見てみると、多モードレーザを用いた計測結果はSLDを用いた測定結果のばらつきの10倍以上であり、SLDを用いた場合は非常に安定していることがわかる。

多モードレーザの値のばらつきの原因としては、モード競合によるモードスペクトルの安定性が悪いためと思われる。従って、精密計測や長時間にわたって計測を行う必要がある場合はSLDを用いた方が良いことがわかる。

3.4 結言

本章では、多モードレーザとSLDを光源として用い、その基本的な特性を測定し、反射計測時の諸特性を観測した。

多モードレーザを用いた計測においては、3枚のPETフィルムを用いてInterferospectrumとSpatialgramを測定した結果、PETフィルムの各面に相当する位置に反射光分布のピークが得られ、多層物体の反射が行えることを確認した。基礎特性の観測においては、多モードレーザのモード間隔周波数で最大計測可能範囲が制限され、空間分解能は全モード半値全幅のフーリエ逆変換で与えられることが実証された。また、本実験条件で得られた最大計測可能範囲は500 μm であり、空間分解能は24 μm であった。

SLDを用いた計測においては、5枚のカバーガラスを用いてInterferospectrumとSpatialgramを測定した結果、5枚目に相当する反射は得られなかったものの他の各面に相当する位置に反射光分布のピークが得られ、多層物体の反射計測が行えることを確認した。基礎特性の観測においては、分光・検出系の分解能によって、最大計測可能範囲が決定され、その空間分解能は反射位置と検出系の性能により変化することが確認された。本実験条件で得られた最大計測可能範囲は3500 μm であった。

以上の結果より、2.2節における解析結果の正当性を検証し、本方式において、多層反射物体を含む反射体の反射計測が行えることを実証した。また、本章での観測結果に基づいて、これらの知見を用いて第4章の計測応用を行うシステム設計・データ処理に関する指針が得られた。

第4章 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法の計測応用

4.1 緒言

これまで、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法に関して解析と原理確認を行い、基礎特性の観測を行ってきた[64]-[74]。本章では、これまでに得られた知見を元に計測への応用を検討する。

4.2節では、実験系をサンプルの走査が可能な測定系に再構成して計測システムを構築し、空間分解能、横方向分解能及び信号検出特性等の基本性能について測定と評価を行う。空間分解能と信号検出特性に関しては、参照面とサンプル位置に全反射鏡を配置してマイケルソン干渉計を構成し、一方の全反射鏡を光軸方向に移動させアームの長さを変え、ることにより光路差を作り出し反射面の位置に対するこれらの特性と対物レンズによる影響を測定する。また、石英ガラスブロックの端面を利用して、段差の計測による本システムの横方向分解能の評価を行い、対物レンズのNAと反射位置による横方向の分解能の変化を測定し評価する。

4.3節では、前述の計測システムを用いたサンプル走査により得られる反射光分布の可視化を行う。可視化は、グレースケールと1275階調のカラー化を行い、その結果の評価を行う。その後、形状計測と断層計測への応用実験を行う。形状計測は石英ガラスのブロックに直線上の溝の刻んであるサンプルを用いて、断面形状が画像にどの程度反映されるかを可視前の波形データを処理して求めたプロファイルと共に評価する。断層計測では、比較的光が通りやすく構造をもった生体試料として長ねぎ等をサンプルとして計測実験を行う。そして断層画像化を行い、その内部の構造がどのように画像化され、どのような部分まで可視化できるのかを検討し生体断層計測応用の為の指針を得る。

4.4節では、本計測システムにより得られた反射光分布の波形に対して、その波形に含まれる歪みやノイズ成分の除去を目的として、ディコンボリューションと相関演算の2種類の波形処理プログラムを可視化プログラムに組み込んでデータに処理を行い、その効

果について検討する。ディコンボリューションは、サンプル位置が参照面から離れていくに従って生じる空間分解能の低下を4.2節で求めた特性から逆算し、これを補正するように装置関数を設定して処理を行う。また、相関演算は理想的な反射光分布をガウス関数で近似して実測波形との相関係数を計算することにより処理を行う。これらの処理を、形状計測結果と断層計測結果に対して実行し、測定対象の違いによる効果を評価する。

4.2 計測システムの構成と基礎特性

4.2.1 計測システムの構成

図4-1に、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測システムを示す。基本的な構成は3.3節図3-9とほぼ同じである。光源には中心波長787nmモードスペクトル半値全幅17nm，最大出力10mWのSLD（アンリツ製：SD1S251C）を $T_c=20^{\circ}\text{C}$ で温調して用いた。光源は、前節で示したように、注入電流を増加させても殆どスペクトル形状は変化しないため、測定対象物に合わせて出力を調整して用いる。

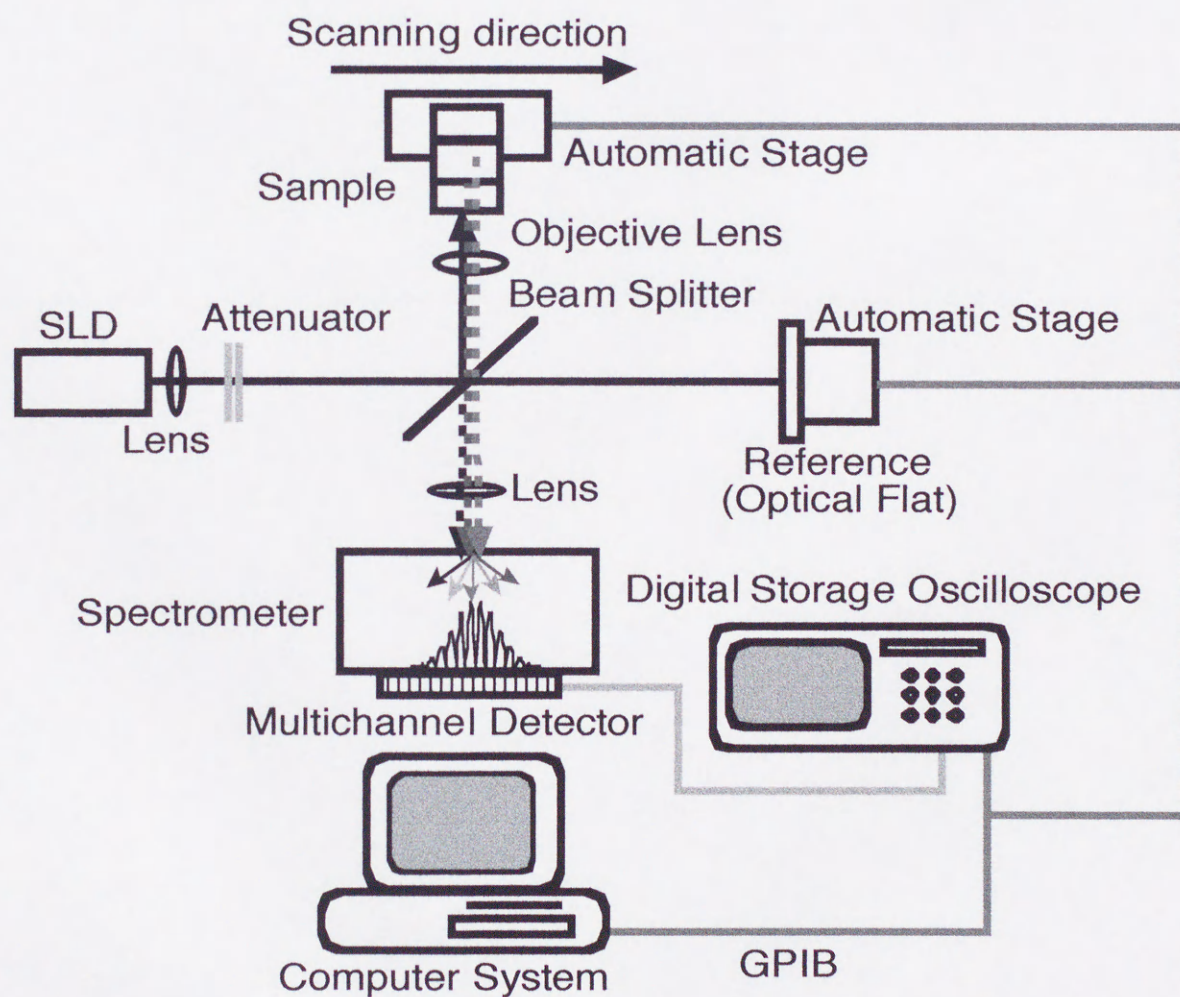


図 4-1 光スペクトル領域干渉を用いた反射計測システム

SLDから出射した光はビーム直径2mm（水平方向）にコリメートされ、アッテネータで適宜減衰された後ビームスプリッターにより、一方は参照面側へ、もう一方はサンプルへ側へと2分割される。参照面には光学平板を用いその反射光を参照光として用いた。ここで、参照面に光学平板を用いたのは、面精度の良い基準面として用いることができるためであり、測定対象は主にガラス基板の反射率よりも反射率の低い物体が想定されるため、参照光強度が強すぎると干渉光のコントラストが悪いまま検出器が飽和するため、物体からの情報量が低下するからである。サンプルは対物レンズによって集束されたビームによって照射され、物体光（サンプルからの反射光）は対物レンズによって集められた後、ビームスプリッターを通して参照光と共に分光器へ入射する。そして、物体光と参照光は分光され、個々のスペクトルエレメントごとに干渉させられる。この干渉光が、個々のチャンネルで2乗検波されInterferospectrum（干渉スペクトル）が得られる。ここで用いた分光器はナルミ製回折格子分光器（RM23）であり、出射スリット取付位置には2048チャンネル、チャンネル幅14 μ mの多チャンネル検出器（松下電器製リニアイメージセンサー：MN8051）が固定されている。また、分光測定系の分解能は0.04nm/チャンネル、リニアイメージセンサーの蓄積時間は30msec、動作クロック1MHz、サンプリングは5Ms/sで条件で、データの取り込みを行う。

検出された干渉スペクトルは、コントロールボードを介してビデオ信号に変換・増幅の後に、最高サンプルレート100Ms/s、10kwordのメモリーを持つデジタルストレージオシロスコープ（LeCroy製：9310）により8bitでA/D変換・記録される。その結果をパーソナルコンピュータに取り込み、逆FFTを実行しSpatialgram（反射計測結果）が得られる。このSpatialgramは、測定範囲内の2048点のデータに対してその両側に4096点になるように、両側に値0の点を追加して逆FFTを実行し、参照面を基準とした物体までの往復時間を距離に換算しプロットすることにより得る。この条件で計算を実行すると、奥行き方向のステップ間隔は約1.7 μ mとなる。

本システムでは新たに、サンプル走査用と参照面の位置調整用として、自動ステージを追加した。サンプル用ステージはその中心に対してX Y方向 \pm 10mmの範囲で最小1 μ m間隔で移動が可能であり、この範囲内でサンプルを走査可能である。また、参照面用ステー

ジは、 $\pm 6.5\text{mm}$ の範囲を最小 $1\mu\text{m}$ で移動可能であり、サンプルの形状に合わせて、参照面を任意の位置に設定することが可能である。自動ステージとデジタルストレージオシロスコープは、GPIB制御によりサンプル走査とデータのパーソナルコンピュータへの転送を行うようになっており、走査ステップ間隔にも依存するが、 $2\mu\text{m}$ ステップで500点（すなわち 1mm ）の範囲を約180秒（サンプル走査：150秒，画像化：30秒）で計測できる。また、計測・制御と画像化のプログラムは、300MHzのPentiumIIプロセッサ搭載のWindows95マシン上でC言語を用いて作成した。

本研究で構築した計測システムは、空間光学系のみでコンパクトに構成されており、ファイバ光学系を使用したシステムのように入出力に伴う大幅な損失を考慮しなくて良い。特に広帯域光を用いて分光干渉を用いる場合は、空間光学系を使用したほうがメリットが大きいと思われる。

4.2.2 空間分解能

3.3節での実測結果により、SLDを光源として用いた場合、参照光と物体光の光路差が広がるに従って、空間分解能が低下していくことがわかった。本システムでは、サンプルの照射と反射光の収集に10倍対物レンズ（ $f = 16\text{ mm}$, $\text{NA} = 0.25$ ）と5倍対物レンズ（ $f = 32\text{ mm}$, $\text{NA} = 0.1$ ）のどちらかを測定条件によって選択して用いている。このため、対物レンズに結合する物体光強度が参照面とサンプルとの光路差に対して急激に低下し、それに伴って空間分解能も低下することが予想される。そこで、図4-1の系において参照面とサンプル側（物体側）それぞれの位置に、全反射ミラーを配置してマイケルソン干渉計を構成し、物体側に配置したミラーを精密微動ステージに取り付け、光軸方向に移動できるようにした。そして、双方のアームに回転アッテネータを挿入して双方の反射光強度が1:1になるように調整した。双方の光路差が一致すると、干渉スペクトル上の変調周期はゼロになりSLDの発光スペクトルと一致するので、デジタルストレージオシロ上で干渉スペクトルを観測しながら自動ステージの位置を動かす、光路差がゼロになるように調整した。この点を原点として、 $+3500\mu\text{m}$ まで $10\mu\text{m}$ ステップでミラーを移動させ、各点でInterferospectrumを計測しSpatialgramに変換した。

本実験条件下では(2-30)式より求められる計測可能範囲は約 $3500\mu\text{m}$ であり、反射面は1つしか存在しないので、この範囲内には、反射光分布およびそのピークは一つしか現れない。従って、この反射光分布に対してピーク検出ルーチンを用いてピーク値とその分布の半値全幅を求めてその半値全幅の中心を反射点とし、検出位置とした。ここで、測定開始点を原点として、ミラーの位置に対して、反射光分布の半値全幅（空間分解能に相当）の変化の割合を見るために最小値を1としてプロットしたものを図4-2に示す。ここで、ミラーの位置が $2000\mu\text{m}$ を越えると、値のばらつきが大きくなるため、 $2000\mu\text{m}$ の範囲までをプロットした。

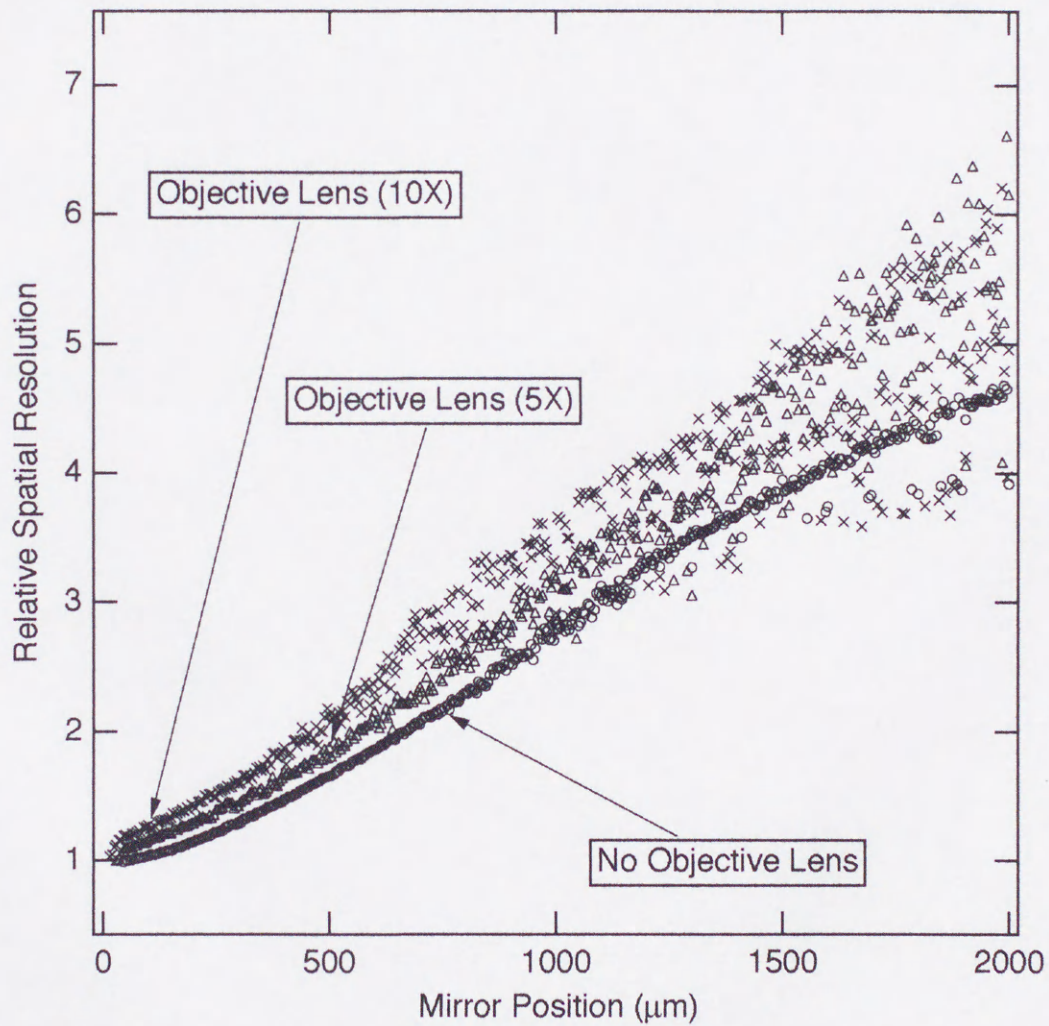


図 4-2 対物レンズの挿入による空間分解能の変化

この結果より、対物レンズを挿入することにより、未挿入の場合よりも空間分解能が低下していく割合が大きくなることがわかる。これは、光路差の小さい範囲では、対物レンズによって反射光を効率良く集められるものの、光路差が大きくなっていくとその効率が急激に低下していくためであり、10倍の対物レンズの方がその影響がより大きくなることとわかる。ここで、中心波長787nm、スペクトル半値全幅17nmのSLDを光源として用い、分光系の分解能が0.04nmであるとき、参照面からの距離が100 μ m~1500 μ mの間に反射率0.1の反射面がひとつだけあると仮定して、干渉スペクトルをシミュレートしてみた。その結果を図4-3に示す。ただし、ここでは対物レンズの効果を考慮していない。

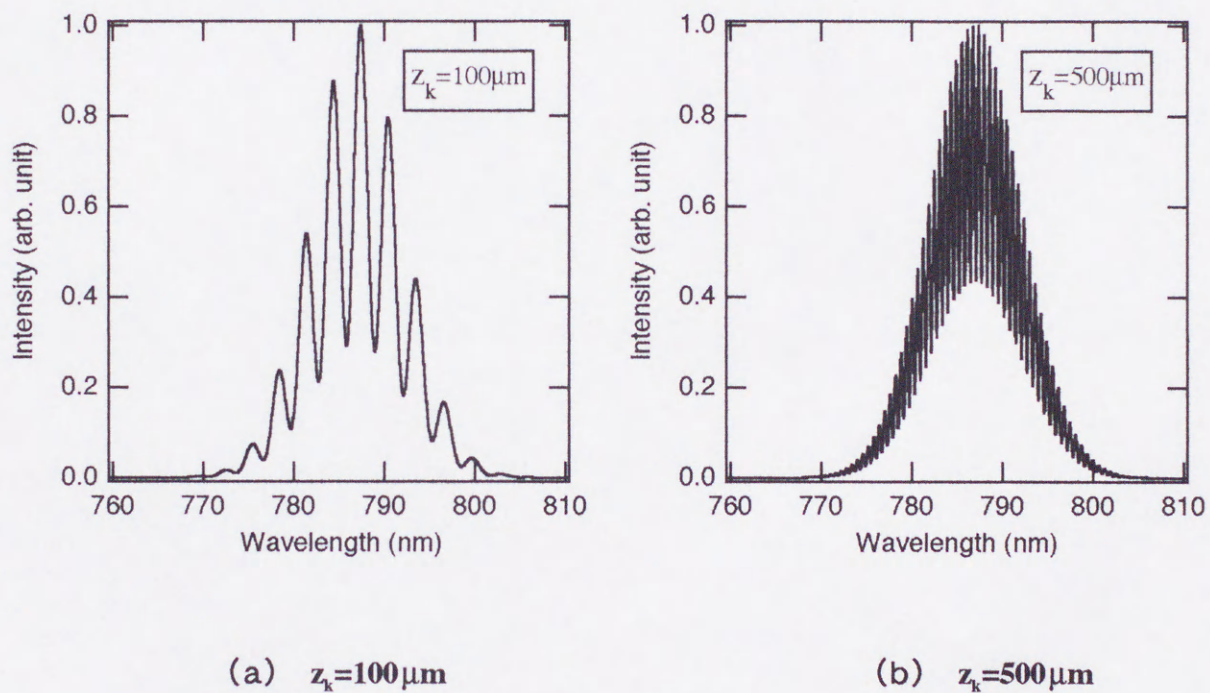


図 4-3 干渉スペクトル変調度の反射位置依存性 (シミュレーション)

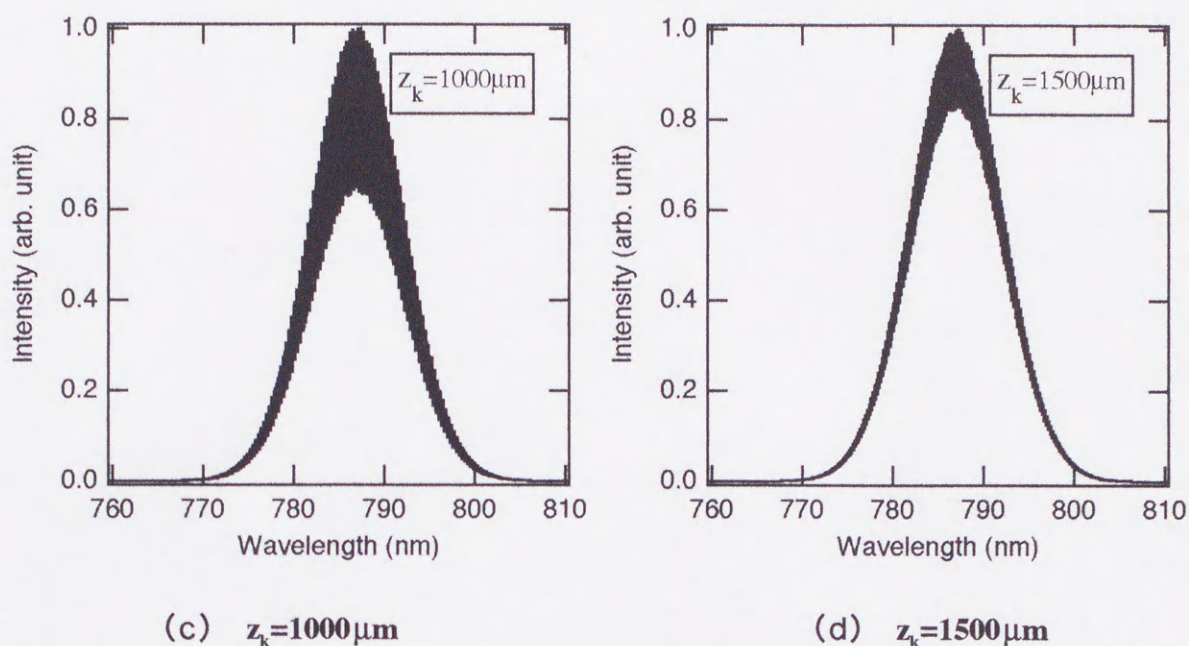


図 4-3 干渉スペクトル変調度の反射位置依存性 (シミュレーション)

図4-3より、反射面の位置が参照面から離れていくに従って干渉スペクトルの変調度が低下していくのがわかるが、光源のスペクトルが変調されているためにスペクトルの中央部と裾の部分ではその振幅の低下の割合が異なる。従って、検出器のS/NやA/Dコンバーターのダイナミックレンジによっては裾の部分の変調分を正確に変換できなくなり、実効的な干渉スペクトルの幅が狭くなるため反射光分布の幅が広がることになり空間分解能が低下する。よって、この空間分解能低下の割合は光源のパワースペクトル分布に依存した形となり、図4-2の対物レンズ未挿入の場合のプロットはガウス分布を逆さにしたような形状となっている。対物レンズを挿入した場合は反射面が焦点位置から離れていくと、対物レンズに結合する物体光の強度は急激に減少していくため、空間分解能低下の割合は対物レンズ未挿入の場合よりも大きくなり、この割合はレンズのNAに依存する。図4-2における10倍対物レンズ挿入時のプロットが5倍対物レンズ挿入時よりも空間分解能の低下が早く起こるのはこのためである。また、対物レンズ挿入時の空間分解能のプロットと未挿入の時のプロットはほぼ同じ傾向を示しており、コヒーレンス特性自体は対物レンズ未挿入の場合と基本的には同じ傾向を示す。この場合、参照面からの距離が大きくなるに従って空間分解能の値のばらつきが大きくなり、倍率の大きい (NAが大きい) 方が大きくな

らついているが、これは物体光の対物レンズへの結合効率が低下することにより検出される干渉信号が不安定になるためである。

4.2.3 横方向分解能

精密形状計測等の横方向分解能の評価法として、ステップ的に変化している段差等の形状を測定して、得られた段差の幅より、横方向の分解能（もしくは解像度）を評価する方法がある。この方法により、横方向分解能の評価を行った。図4-4にその計測法の概略を示す。実験では石英のガラスブロックの端面を段差として用いた。使用したブロックの厚みは5mmであり、段差の下側のからの反射はほぼ無視できるほど小さいレベルであった。また、ブロックの面は光学研磨されており、端面の乱れは測定サイズに対して無視できるレベルであった。

測定手順は次の通りである。対物レンズの集束ビームに対してブロック端面を1 μm ステップで挿入していき、そのつどSpatialgramを求め、それから得られた反射光成分のピーク強度をプロットした。このプロットのプロファイルは、検出された信号強度の積分値となるため段差の形状を反映しており、ナイフエッジ法によるビームスポットの計測と同様の考え方ができる。そこで、このプロファイルの微分値をビームのスポットプロファイルに見立てて、その半値全幅に相当する値（すなわち、強度が25%か75%になるまでの幅）を横方向分解能とした。測定は10倍と5倍の対物レンズを用いて、焦点付近から100 μm 間隔で2mmまでの範囲で行なった。その結果を図4-5に示す。ここで、焦点距離 f のレンズに波長 λ 、ビーム径 d のビームが入射したときのビームウエスト w_0 と z の位置でのスポットサイズ $w(z)$ は以下の式で表される[82][83]。

$$w_0 = \frac{f\lambda}{\pi d} \quad (4-1)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\pi w_0 n}{\lambda z} \right)^2} \quad (4-2)$$

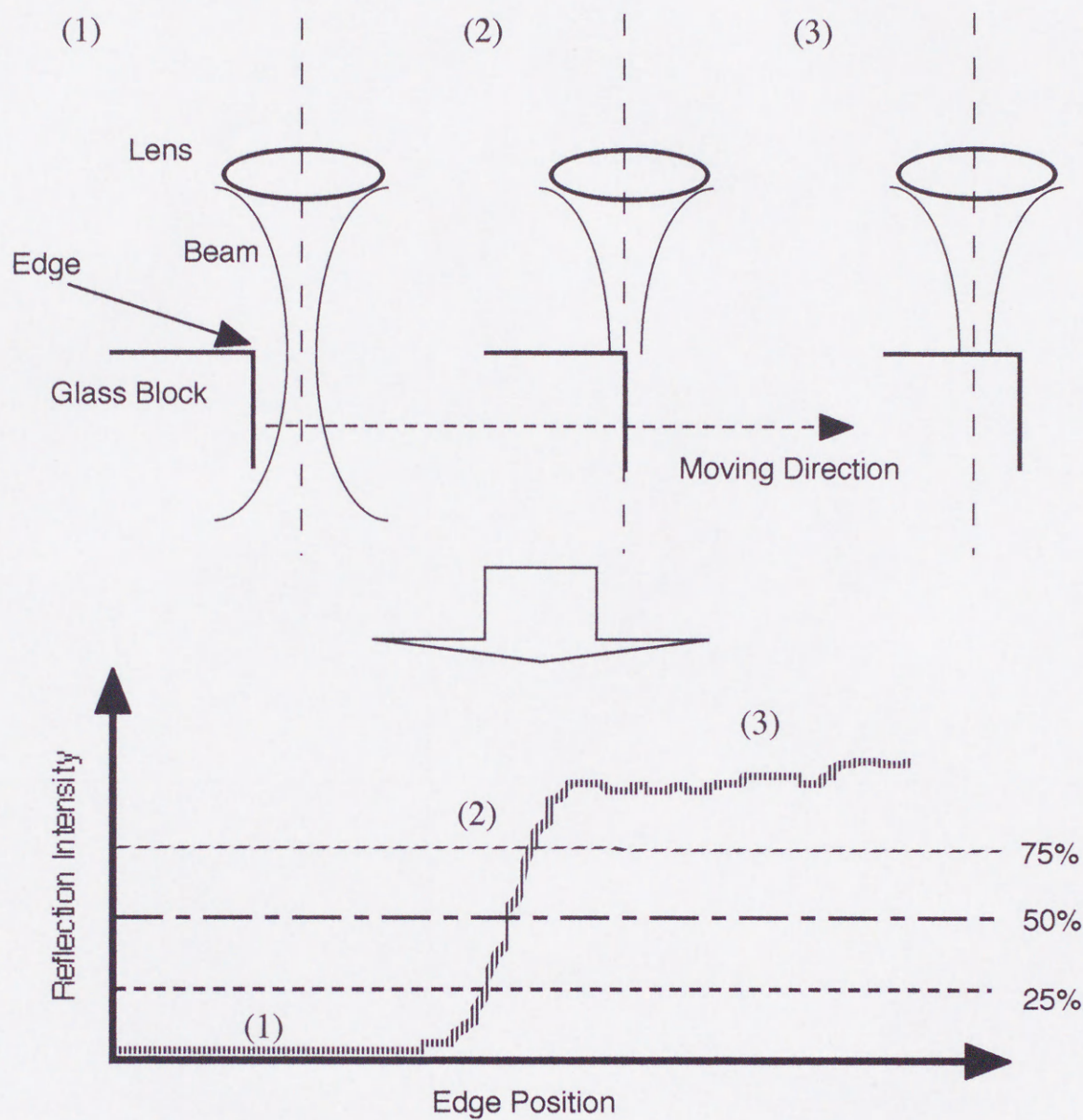


図 4-4 ガラスブロックを用いた横方向分解能測定概念図

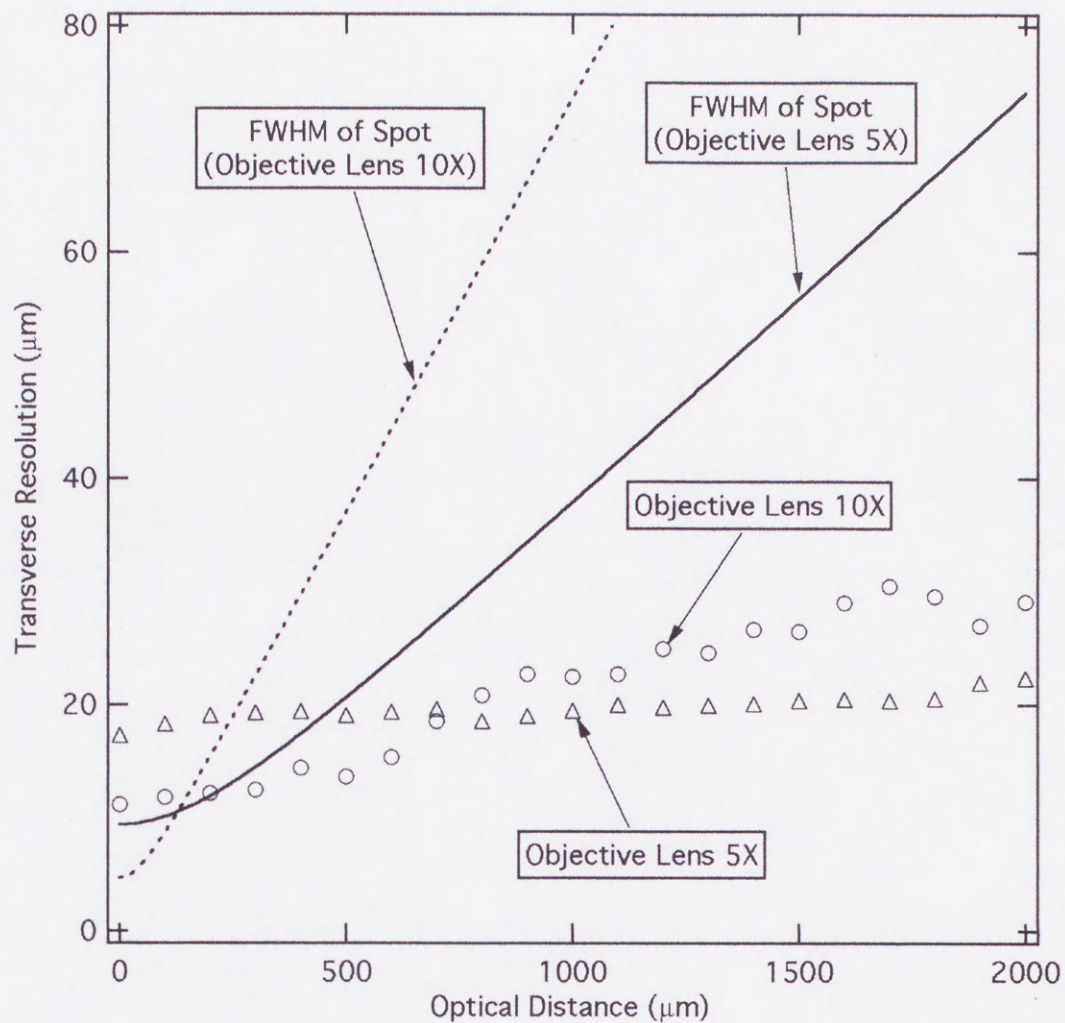


図 4-5 横方向分解能測定結果

図4-5の実線と破線は、コリメート直径2mmのガウシアンビームが対物レンズに入射していると仮定して(4-1), (4-2)式よりスポットサイズを求め、半値全幅に換算しなおしてプロットしたものである。ここで、ビームは空気中を伝搬すると仮定し、屈折率 $n=1$ 、10倍対物レンズの焦点距離 $f=16\text{mm}$ 、5倍対物レンズの焦点距離 $f=32\text{mm}$ として計算した。

この図より、焦点附近での分解能は理論式より計算されるスポットの半値全幅の値より大きくなるが、反射面が離れていってもスポット同じようには広がっていかず、本方式の反射計測においては、横方向分解能はビームのスポットサイズのみでは決まらないことが

わかる。このことにより、2mmの範囲で10倍の対物レンズを用いた場合は30 μm 、5倍の対物レンズを用いた場合は20 μm 程度の横方向分解能が得られることが分かる。これは、本方式が反射光を干渉によって検出しているために起こるものと考えられる。光波の干渉においてはお互いの波面の影響が大きいので、反射光の波面について検討してみた。

ガウシアンビームのビームウエストからの距離 z の位置におけるビームの曲率半径を $R(z)$ とすると、 $R(z)$ は次式で表される[82][83]。

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (4-3)$$

ここで、ビームウエストからの距離が z' の位置に反射面があり、その位置から対物レンズに反射光が戻ってくるとすると、対物レンズに結合する反射光の曲率は、 z' の距離を往復し対物レンズの焦点距離距離 f の分だけ伝搬してくるから、 $z=f+2z'$ の位置にビームウエストのあるガウシアンビームの伝搬と考えて計算することができる。従って、 z' の位置からの反射光の波面の曲率半径を $R(z')$ とすると、(4-3)式に $z=f+2z'$ を代入して、

$$R(z') = (f + 2z') \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda (f + 2z')} \right)^2 \right] \quad (4-4)$$

のようになる。

$z'=0$ のときの反射光の波面を元の波面と考えて曲率半径を $R(0)$ とし、 z' に対する $R(0)$ と $R(z')$ の比の2乗を干渉している部分の面積比と考え、その変化分 $1-(R(0)/R(z'))^2$ を求めた。この変化分が大きいほど干渉の効果が減少すると考えられる。この計算結果を図4-6に示す。

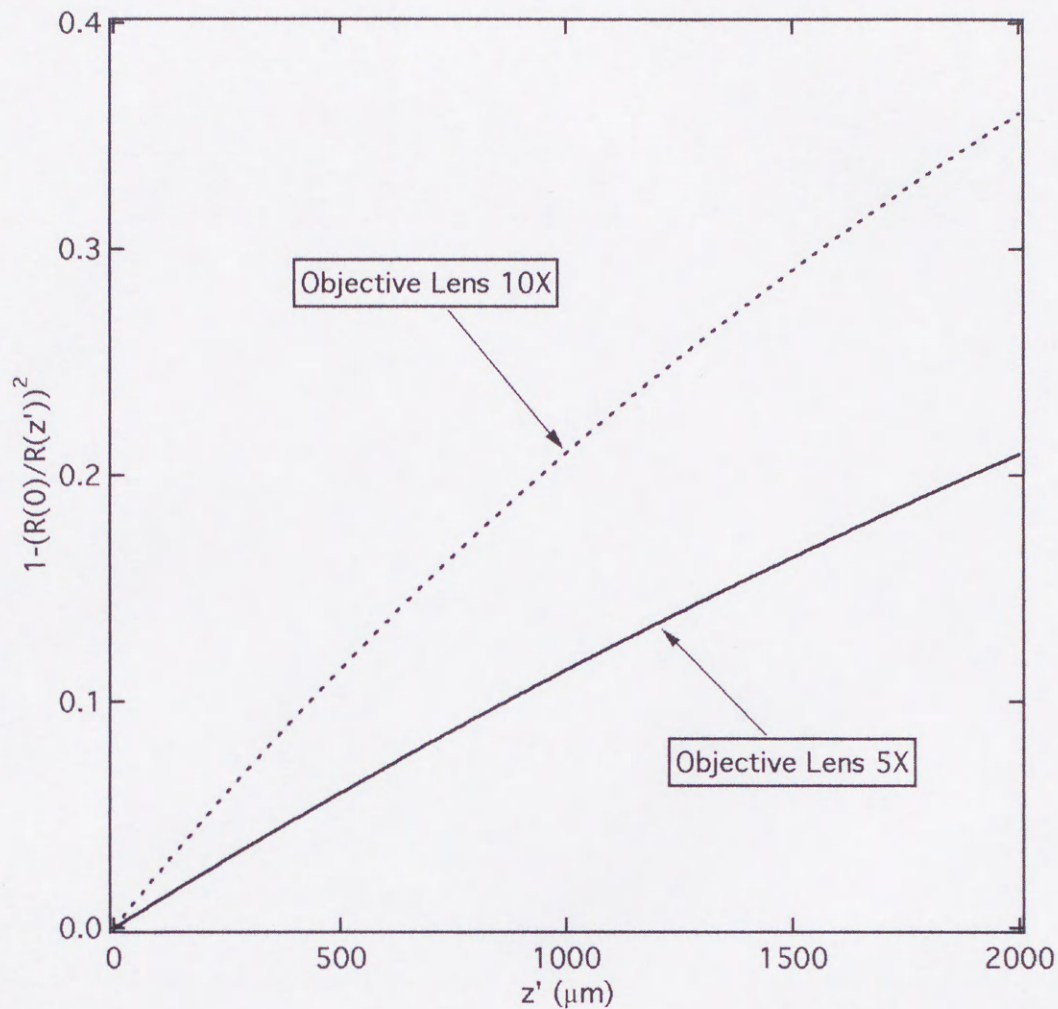


図 4-6 反射光ビームの曲率の変化

この図より、計算した範囲では z' に対して波面の曲率は変化分は $2000\mu\text{m}$ の位置で35%程度しか変化しないことがわかる。このことにより干渉効果が指向性として働き、 z' に対する横方向分解能が大きく低下しないことが予想される。両者を比較してみると、対物レンズ10倍を用いた場合の波面の変化分の方が大きく、5倍の対物レンズを用いた時の方が干渉の効果が相対的に大きくなることがわかる。また、対物レンズ10倍を用いた場合はNAが大きいため、 z' に対する反射光の径は5倍の対物レンズを用いたときよりもさらに広がる。したがって、波面の変化との相乗効果で干渉の効果が低下するために、10倍の対物レンズを用いた場合の横方向分解能の変化が大きくなることが予想される。このことは、図4-5の横方向分解能の傾向と一致する。

4.2.4 信号検出特性

ここでは、対物レンズを挿入することにより、反射光の検出強度に対してどの程度影響がでるのかを調べた。そこで4.2.2節と同様に、図4-1の系において参照面とサンプル側（物体側）それぞれの位置に、全反射ミラーを配置してマイケルソン干渉計を構成し、物体側に配置したミラーを精密微動ステージに取り付け、光軸方向に移動できるようにした。そして、双方のアームに回転アッテネータを挿入しておいて、対物レンズの焦点位置に物体側の全反射ミラーが来るように位置を合わせ、このときの参照光と物体光の強度比が1:1になるように調整した。双方の光路差が一致すると、干渉スペクトル上の変調周期はゼロになりSLDの発光スペクトルと一致するので、デジタルストレージオシロ上で干渉スペクトルを観測しながら参照面側の自動ステージの位置を動かして、光路差がゼロになるように調整した。この点を原点として、+3500 μm まで10 μm ステップでミラーを移動させ、各点でInterferospectrumを計測しSpatialgramに変換した。

本実験条件下では(2-30)式より求められる計測可能範囲は約3500 μm であり、反射面は1つしか存在しないので、この範囲内には、反射光分布およびそのピークは一つしか現れない。従って、この反射光分布に対してピーク検出ルーチンを用いてピーク値を求めた。ここで、測定開始点を原点として、ミラーの位置に対して反射光分布のピーク値をプロットしたものを図4-7に示す。

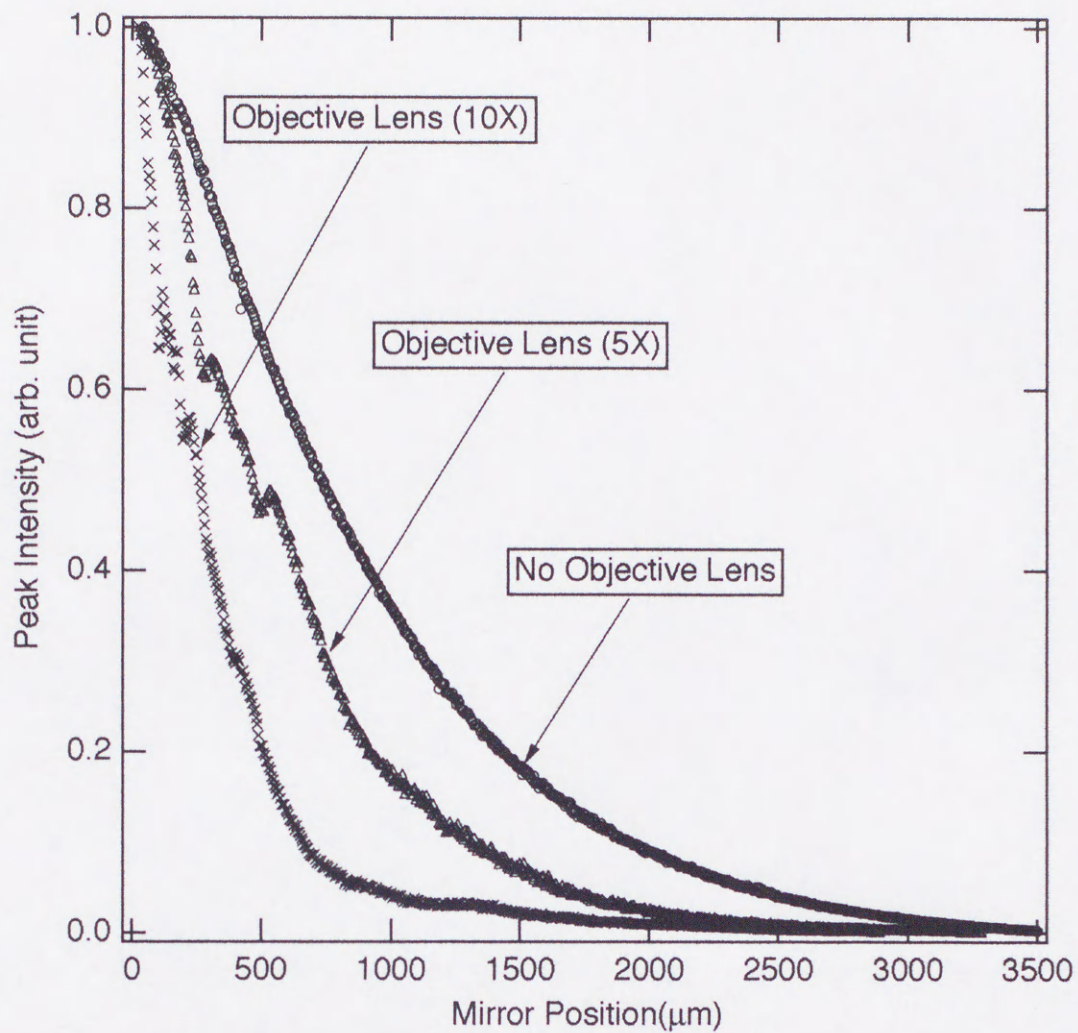


図 4-7 対物レンズの挿入による信号強度の変化

この図より、対物レンズを挿入することにより、距離に対する反射光分布のピーク強度の減衰がさらに大きくなることがわかる。10倍の対物レンズを使用した場合は $500\mu\text{m}$ 、5倍の対物レンズを使用した場合は $1200\mu\text{m}$ で最大値の10%程度まで減衰することから、断層計測等に応用する場合は深さに応じた強度補正処理等が必要となる。そこで、この減衰の原因について反射光の対物レンズへの結合効率に着目して計算を行った。

結合効率は、反射光のスポットと入射ビームの面積比として求めた。(4-4)式を求めたときと同様の考え方をを用いて、ビームウエストから z' の位置にある反射面からの反射光のスポットサイズ $w(z')$ はビームウエストから $f+2z'$ の距離を伝搬してきたものと考えて(4-2)式

を書き直すと,

$$w(z') = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda(f + 2z')} \right)^2} \quad (4-5)$$

と表せる。ここで、入射ビーム径を w_{01} とし、結合効率 $\eta(z')$ は $w(z')$ と w_{01} の比の自乗とする

$$\eta(z') = \left(\frac{w_{01}}{w(z')} \right)^2 = w_{01}^2 / w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda(f + 2z')} \right)^2 \right] \quad (4-6)$$

となり、これに(4-1)式において $d = w_{01}$ とし、反射光は空气中を伝搬するものとして屈折率 $n=1$ として(4-6)式に代入し整理すると,

$$\eta(z') = \frac{\pi^2 w_{01}^2 f^2}{f^2 \lambda^2 + (f + 2z')^2 \pi^2 w_{01}^2} \quad (4-7)$$

が得られる。

この式を用いて結合効率 $\eta(z')$ を計算し、この値に4.2.3節で求めた波面の影響とレンズ未挿入でのコヒーレンス特性を考慮して補正した値を図4-8にプロットした。ここでは、反射面と参照面の光路差がゼロになる位置にビームウエストがあると仮定してその位置を $z'=0$ とした。また比較のため、対物レンズ未挿入のときの反射光ピークの減衰曲線も重ねてプロットした。

ここで計算には、波長 $\lambda=787\text{nm}$ 、入射ビーム半径 $w_{01}=1\text{mm}$ を用い、10倍対物レンズの焦点距離は $f=16\text{mm}$ 、5倍対物レンズの焦点距離は $f=32\text{mm}$ の値を用いた。

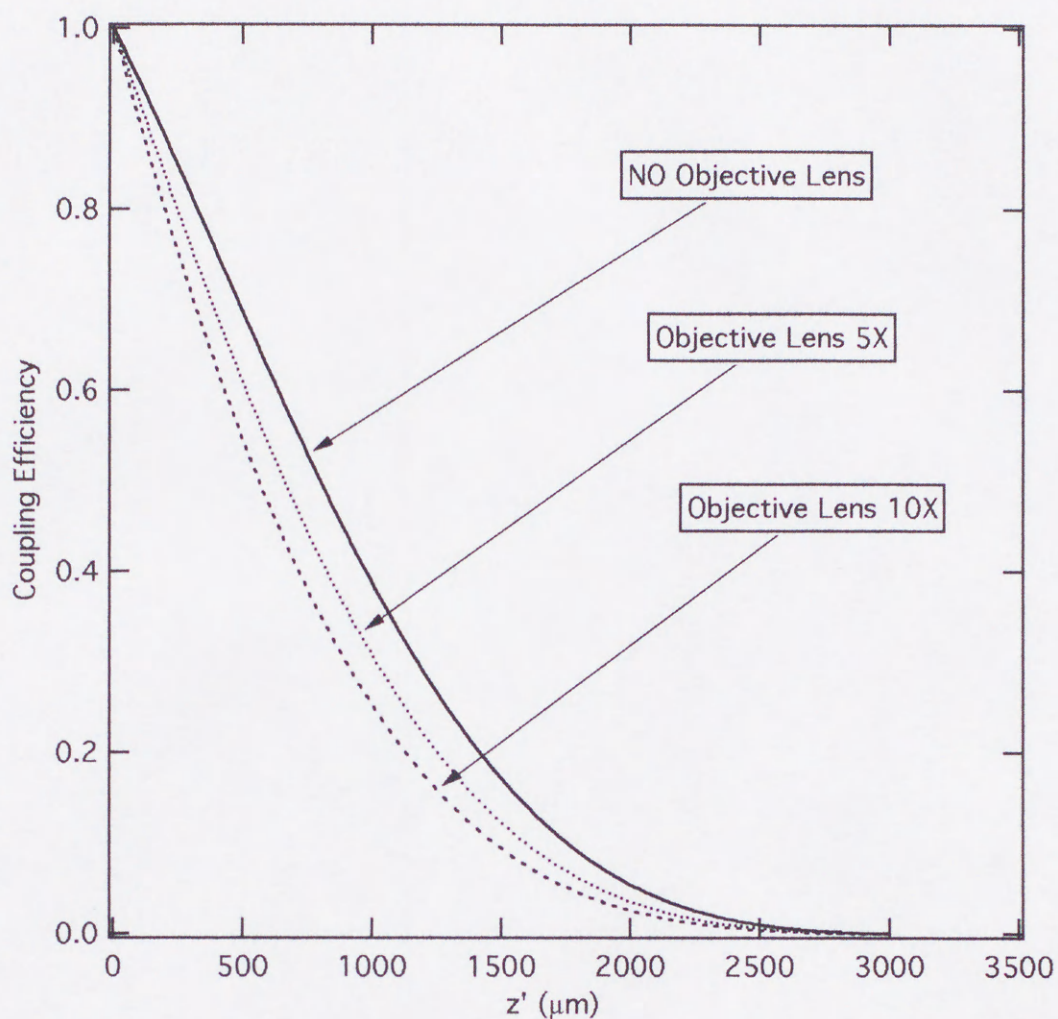


図 4-8 結合効率の反射位置依存性

図4-8の結合効率のカーブは図4-7における対物レンズを挿入した場合の反射光分布ピーク強度のデータと同様の傾向で減衰しており、この特性は結合効率が支配的な要因となっていることがわかる。本実験に使用しているSLDのスペクトル幅はレーザに比べるとかなり広いため、実際の結合効率はこの計算値よりも低くなることが予想され、この分を考慮に入れると、図4-7の傾向とほぼ一致していると考えられる。

本方式において、干渉スペクトルを多チャンネル検出器で検出する際のダイナミックレンジは、デジタルストレージオシロスコープでサンプリングしているために、最終的に

はA/Dコンバータのビット数で決まる。多チャンネル検出器の暗部出力は一定のレベルで出力されているため、オフセット調節によってデジタルストレージオシロのゼロレベルと合わせることができる。本システムでは、デジタルストレージオシロ上で多チャンネル検出器からの出力が0V~4Vまでの範囲に収まるように光量を調節して測定を行っており、ノイズ電圧レベルをこのレンジでの量子化雑音以下になるようにオフセット調整を行って使用している。従って量子化雑音を1ビットとし、このレンジでフルスケール入力があると考えると、本システムにおける干渉スペクトル検出時のダイナミックレンジは48dBとなり、パワーで計算すると半分の24dBとなる。ノイズレベルを量子化雑音レベル以下に抑えることができれば、このダイナミックレンジはA/Dコンバータのビット数を増やせば広げることが可能であり、16ビットのものを使用すると96dBとなる。一般にA/Dコンバータのサンプリング速度とビット数はトレードオフの関係にあり、ビット数を上げればサンプリング速度が低下してデータ取り込み時間が増加してしまうのでシステム内でのバランスを考慮して選択する必要がある。干渉スペクトルのみを測定するのであれば、上記のような考え方がそのまま適用可能であるが、本方式では干渉スペクトルからIFFTによって反射光分布を数値的に求めているため、最終的に用いる値は反射光分布とその強度である。

そこで、反射光分布の強度と干渉スペクトルの関係を調べるために、参照光と物体光の比率を変えて次のような測定を行った。

(1) 光量比1:1のときの検出特性

1. 図4-1のシステムにおいてサンプル照射用の対物レンズを取り外し、参照面とサンプルホルダーに全反射鏡を取付け、双方の光量を調節できるようにそれぞれのアームに回転アッテネータを挿入した。
2. サンプル側のミラーを光軸方向に移動させて光路差を200 μm とし、参照光と物体光の強度が検出器上で等しくなるように光量を調節し、デジタルストレージオシロ上で干渉スペクトルの信号レベルがフルスケール入力になるように、光源からの出射光量を調節した。

3. 光源の出射光量を調節し、デジタルストレージオシロ上の干渉スペクトルの強度を0Vから4V（フルスケール）の間を20等分して変化させ、各信号レベルで干渉スペクトルを測定し、Spatialgramを求めて反射光分布のピーク強度を求めた。
4. 光路差を500 μm , 1000 μm , 1500 μm , 2000 μm に設定し、各点で3の測定を繰り返した。

各光路差における反射光分布ピーク強度の干渉スペクトル信号レベル依存性を図4-9に示す。

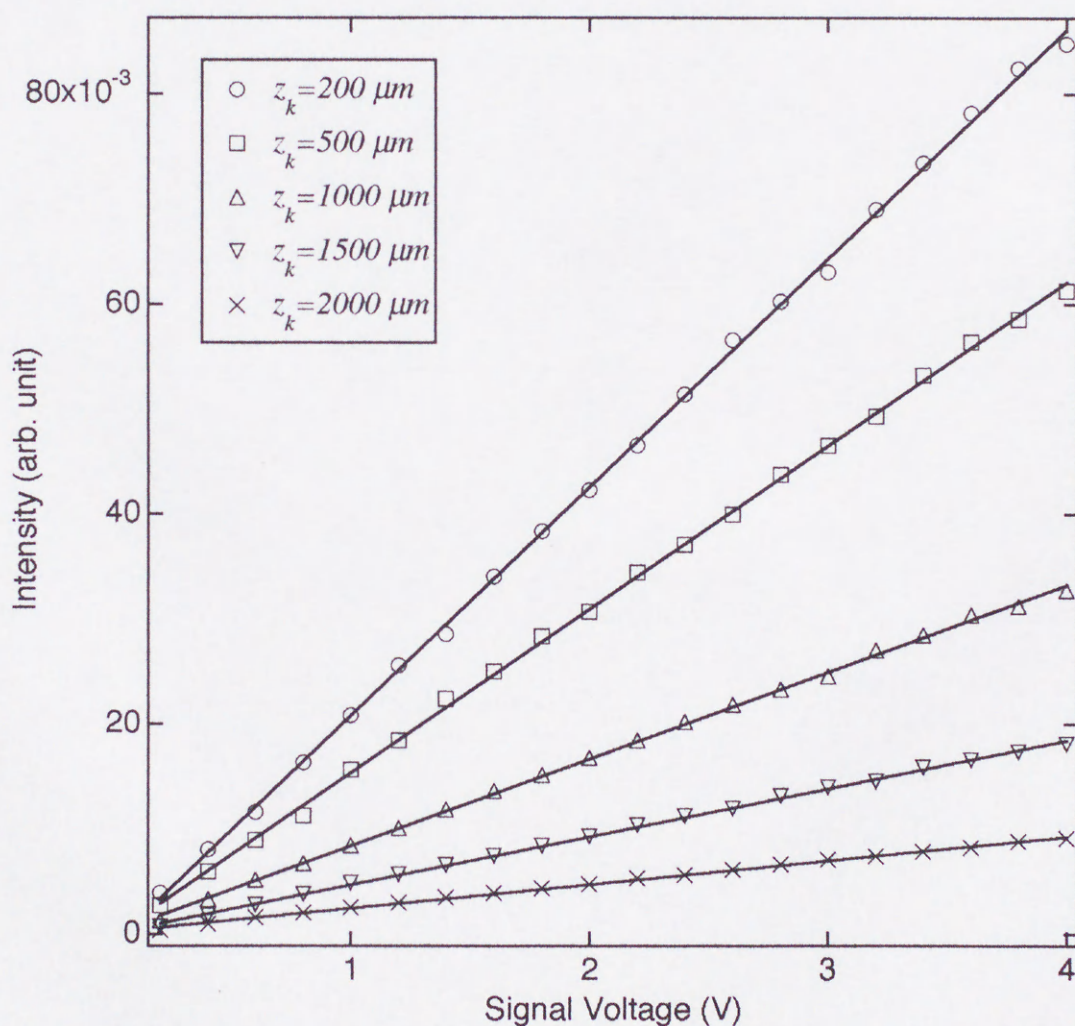


図 4-9 反射光分布ピーク強度の干渉スペクトル信号レベル依存性

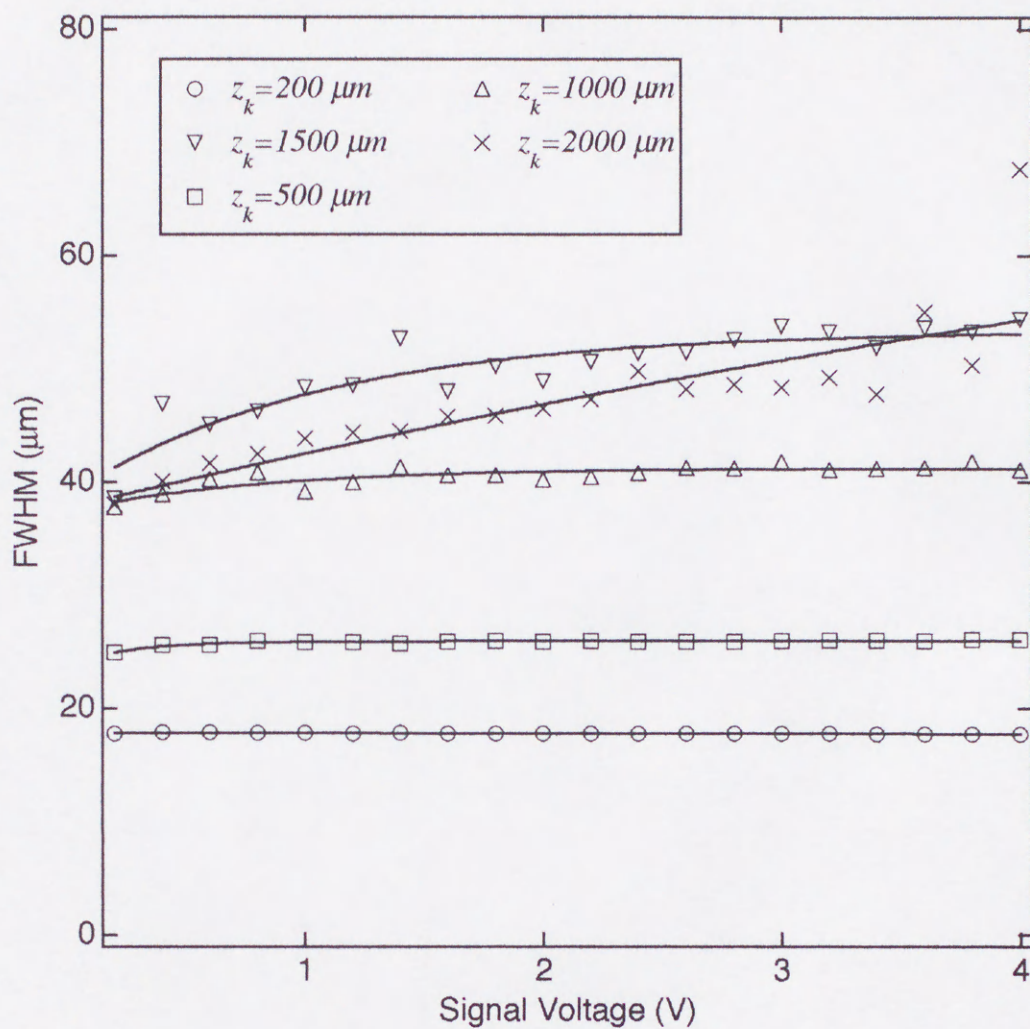


図 4-10 反射光分布のFWHMの干渉スペクトル信号レベル依存性

図4-9より、参照光と物体光の比が1:1であれば、光路差や干渉スペクトルの信号レベルが変化しても反射光分布のピーク強度は干渉スペクトルの信号レベルに比例して直線的に変化することがわかる。図4-10に各光路差における反射光分布のFWHMの干渉スペクトル信号レベル依存性を示す。この図より、参照光と物体光の比が1:1であれば、光路差が1000 μm までは干渉スペクトル信号レベルが変わっても反射光分布のFWHMの値はあまり変化しないことがわかる。光路差1500 μm 以上ではFWHMが大きく変化しており、反射

光分布のFWHMの値は空間分解能の尺度になっているが、この値が変わるということは干渉スペクトル上の物体光による変調度が低下するなどの原因が考えられ、これによって、反射位置のエラー等の不具合が生じる場合がある。

(2) 光量比可変のときの検出特性

1. 図4-1のシステムにおいてサンプル照射用の対物レンズを取り外し、参照面とサンプルホルダーに全反射鏡を取付け、双方の光量を調節できるようにそれぞれのアームに回転アッテネータを挿入した。
2. サンプル側のミラーを光軸方向に移動させて光路差を $200\mu\text{m}$ とする。
3. 参照光の強度を一定とし物体光の検出器上での強度を調節し、参照光との強度比を1:0~1:1までの間で変化させる。そのつどデジタルストレージオシロ上で干渉スペクトルの信号レベルがフルスケール入力になるように、光源からの出射光量を調節したうえで各強度比条件において干渉スペクトルを測定し、Spatialgramを求めて反射光分布のピーク強度を求めた。
4. 光路差を $500\mu\text{m}$ 、 $1000\mu\text{m}$ 、 $1500\mu\text{m}$ 、 $2000\mu\text{m}$ に設定し、各点で3の測定を繰り返した。

各光路差における反射光分布ピーク強度の物体光／参照光に対する依存性を図4-11に示す。図4-11より、干渉スペクトルの信号レベルをフルスケールで入力すれば、物体光／参照光の比が0.2程度までは光路差が変化しても反射光分布のピーク強度は急激に減少せずに、強度比が0.2より小さくなると急激に減少していくことがわかる。これは、反射光分布が参照光と物体光の積で与えられるためであり、光ヘテロダイン計測と同様の原理でこのような非線形な特性となる[82][83]。

図4-12に各光路差における反射光分布のFWHMの物体光／参照光に対する依存性を示す。この図より、光路差が $500\mu\text{m}$ までであれば物体光／参照光の比が小さくなくても反射光分布のFWHMの変化は小さいが、光路差が $1500\mu\text{m}$ 以上になると物体光／参照光の比

が0.6でもFWHMの値が大きく変化するため、反射位置の検出エラー等が起こりうる。

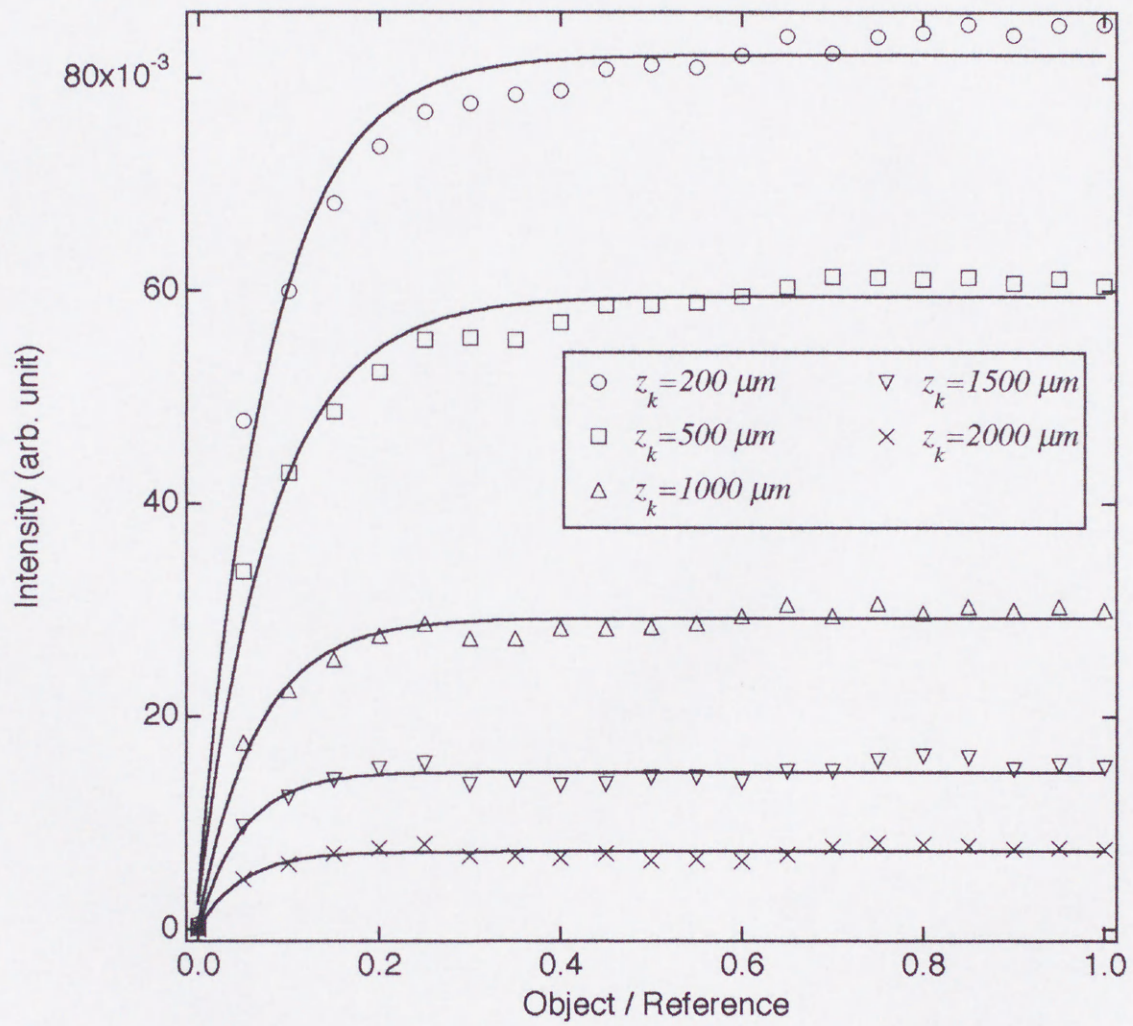


図 4-11 反射光分布ピーク強度の物体光／参照光に対する依存性

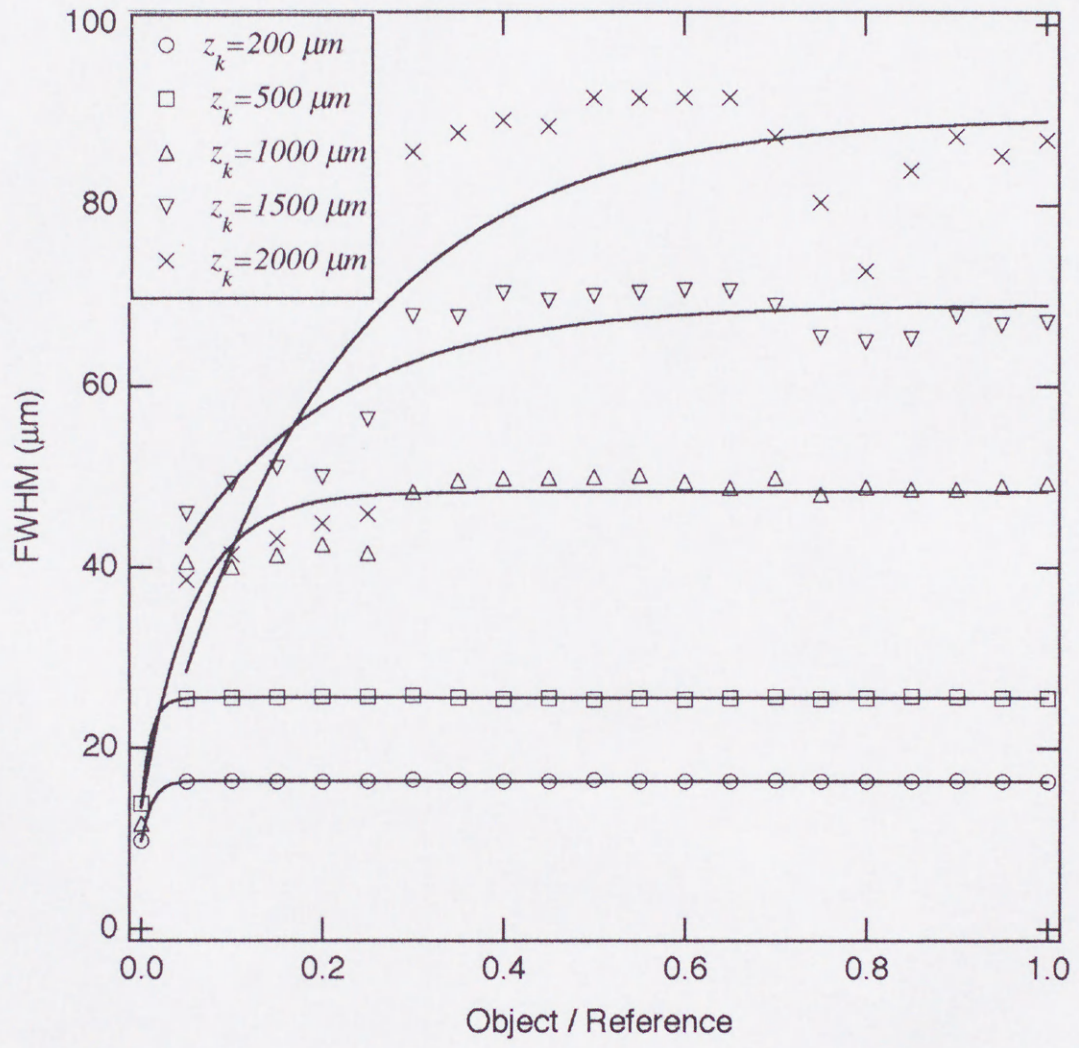


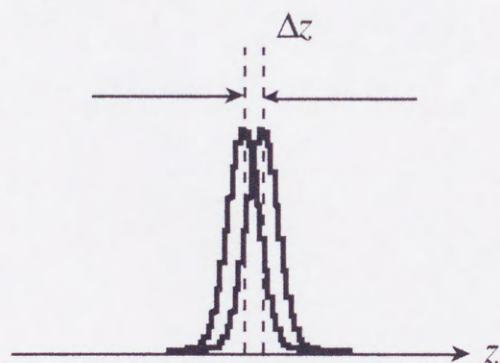
図 4-12 反射光分布のFWHMの物体光／参照光に対する依存性

以上の結果から、物体光／参照光の比はできるだけ1に近くなるようにして、干渉スペクトルの信号レベルをフルスケールで入力するようにすれば、反射光分布をより正確に測定できるようになることがわかる。

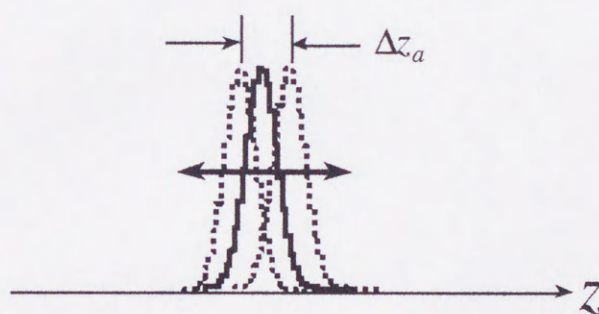
4.2.5 空間分解能と測定精度

光反射計測法における性能評価の尺度として空間分解能、測定精度、測定確度がある。ここでは、この考え方を整理しておく。3章でも述べたが、空間分解能は近接した2点間を識別できる能力のことで、Rayleighの基準を元に反射光分布の重なり合いを分離できる条件としてその半値全幅が一般的に用いられている。この反射光分布は、本方式では光源のスペクトルのフーリエ逆変換で求められる。この空間分解能は、2点間の識別能力を便宜的に定義したものであり、その分布形状や強度の条件に依存するために明確な理論付けはなされていない。また、これは測定精度に関して言及するものではない。

1.Spatial Resolution



3.Accuracy



2.Precision

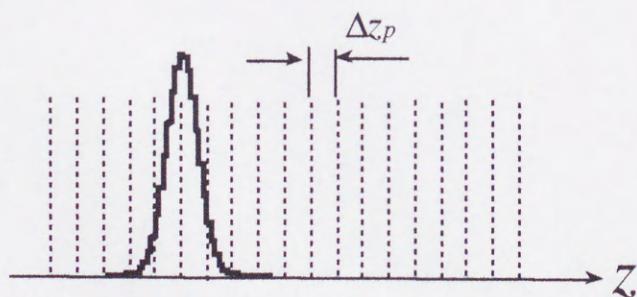


図 4-13 空間分解能，測定精度，測定確度の概念図

測定精度には、どれだけの細かさで測定点を求められるかという概念（すなわちデータサンプリングの細かさ）と、どれだけの確からしさを測定点を決定できるか（すなわち再現性の議論も含む）という2通り概念がある。これらを同列に扱くと混乱をきたすため、本論文では前者の概念を測定精度、後者の概念を測定確度として扱うことにする。

この概念を図4-13に示す。この図のような分布を持った信号が z 軸（距離軸）上にある場合、空間分解能（Spatial Resolution）は2つの信号の重なり合いを識別する能力であり、光反射計測では、光源のパワースペクトル分布に依存する。

測定精度（Precision）はこの信号をどれだけの細かさでサンプリングできるかという能力であり、主に測定装置のエンコーダ、記憶装置、取り込み速度等の性能に依存する。

この特性も本方式においては、

また、測定確度（Accuracy）はある点でデータを測定したときのデータの統計的な振れ幅であり、測定システムの機械的・電氣的安定性に依存する。

本計測システムでは、距離によって上述の特性値が変化するため正確な値を求めることは困難であるが、空間分解能は図4-2の実測値をもとに計算してみると、500 μm の位置で25 μm 、1000 μm の位置で45 μm 程度となる。測定確度は3.3節の計測結果の安定性のデータから求めると、200 μm 附近の値になるが、標準偏差の3倍までとって約0.06 μm である。測定精度は、特に処理を行わなければIFFTの条件で決まり、本実験の計算条件下では1.7 μm となり、画像化した場合のデータの測定精度はこの値となる。しかし、反射光分布の中心を求めるような処理を行えばこの限りではなくこれより小さい値となる。これを本システムで用いている多チャンネル検出器のチャンネル数から計算すると、最大測定可能距離附近でのスペクトルの変調周期は非常に短くなり干渉光強度も低下するため検出可能な周期を1チャンネル分の差までとすると、3500 μm の1/2048であるから約1.7 μm となる。この値は最も悪い場合の値であり、200 μm ~300 μm 附近では変調周期も長く干渉光強度も強くなるから、サブミクロンのオーダーの測定精度になるものと思われる。

4.3 計測結果画像化実験

4.3.1 反射光分布の可視化

本方式によって計測応用を考えたとき、Spatialgramからは測定点の奥行き情報が得られるが、これだけでは厚み計測等の限られた用途でしか使用できない。そこで、サンプルを水平方向もしくは鉛直方向に走査しながらSpatialgramを繰り返し測定することにより、走査した範囲内の形状や断面の情報を得ることができる。これは、非接触で形状や内部構造を計測できることを意味しており、応用範囲は広がる。そこで、走査によって得られた横方向の分布情報を可視化する必要がでてくる。可視化は、反射光分布を数値的にスライスして強度に応じた輝度や色を割り当て、グレースケールやカラーの画像としてマッピングすることによって行う[75][76]。図4-14、図4-15に計測と画像化の手順を示す。

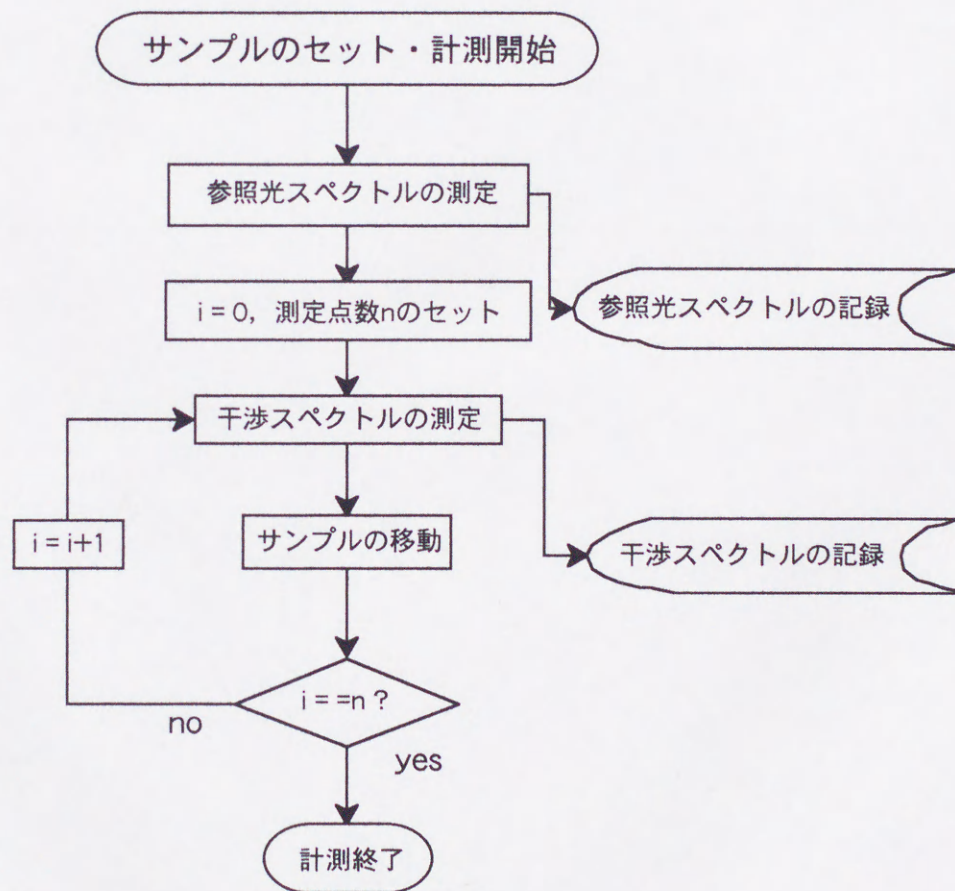


図 4-14 画像化データ計測の手順

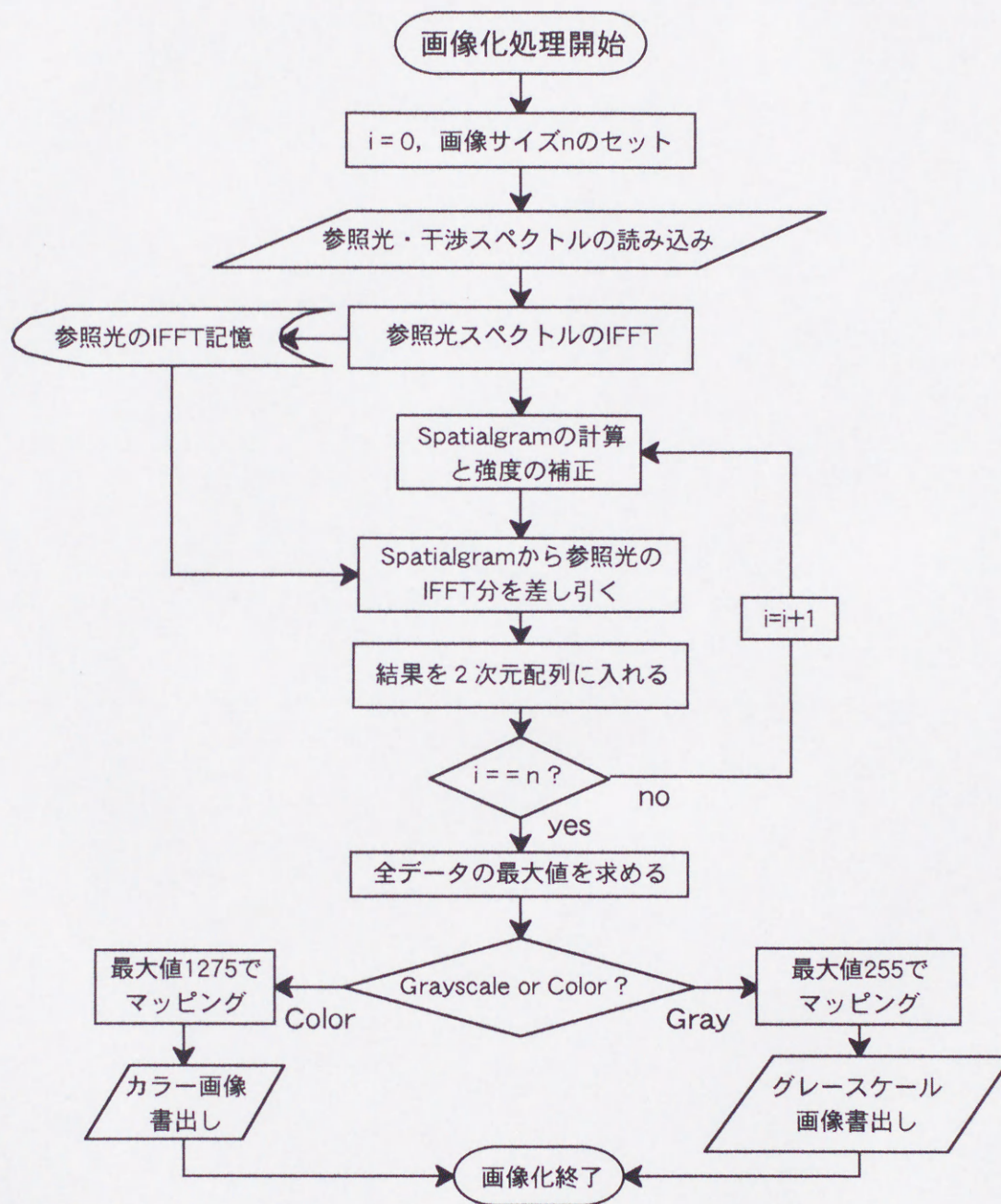


図 4-15 画像化処理の手順

本システムでは計測結果の可視化をサンプル走査・干渉スペクトル計測のプロセス（図4-14）とIFFT処理と画像化をするプロセス（図4-15）の2つのプロセスを経て行っている。走査とIFFTのを同時に行わないのは、計測機器の制御にパーソナルコンピュータのリソースのかなりの部分を割かれているために負荷を軽減し計測時間を短縮するためである。

計測結果の可視化プロセスを簡単に説明する。サンプル走査のプロセスでは、サンプルをホルダーに固定した後で参照光スペクトルを測定し、干渉スペクトルの測定に移行する。一定間隔でサンプルの位置を変えながら、設定された観測範囲を走査し終わるまで繰り返し干渉スペクトルを測定する。干渉スペクトルはそのつどデータファイルに記録される。走査が終了したら画像化のプロセスに移行する。

画像化のプロセスでは最初に、データファイルに格納された干渉スペクトルのデータを2次元の配列に読み込む。参照光スペクトルに対してIFFTを実行し配列に入れる。配列に読み込まれたデータからSpatialgramを計算し強度補正を行う。配列に入れてある参照光スペクトルのIFFTの結果をSpatialgramから差し引く。2次元配列の終わりまでこれらの計算を繰り返し、終了後に2次元配列中の最大値を求める。この最大値をグレースケールの場合は255、カラーの場合は1275として各測定点で得られた反射光分布の強度をスライスし、輝度もしくは色を割り当てて画像として書き出す[85][86]。

図4-16は長方形の溝を持つサンプルを走査して取り込んだ時の干渉スペクトルをグレースケールの画像として書き出したものである。図を見ると縞パターンが中央付近で変化しているが、これは溝の部分で参照面からの距離が変わり縞の周期が変化したためである。このスペクトルデータに対して走査開始点からIFFTを順番に実行して、グレースケール画像として書き出すと図4-17のようになる。そして、画像化の過程で波形に対して平滑化を行うと図4-18が得られる。また、グレースケールの画像では階調が255であるから、反射光分布強度の弱い部分が見えにくくなりディテールがわからなくなる場合があるので、カラー表示を用いる必要がある。図4-19に同じデータをカラーで階調分けしたものを示す。ここでのカラー化はグレースケールの5倍の1275階調に設定して行った。

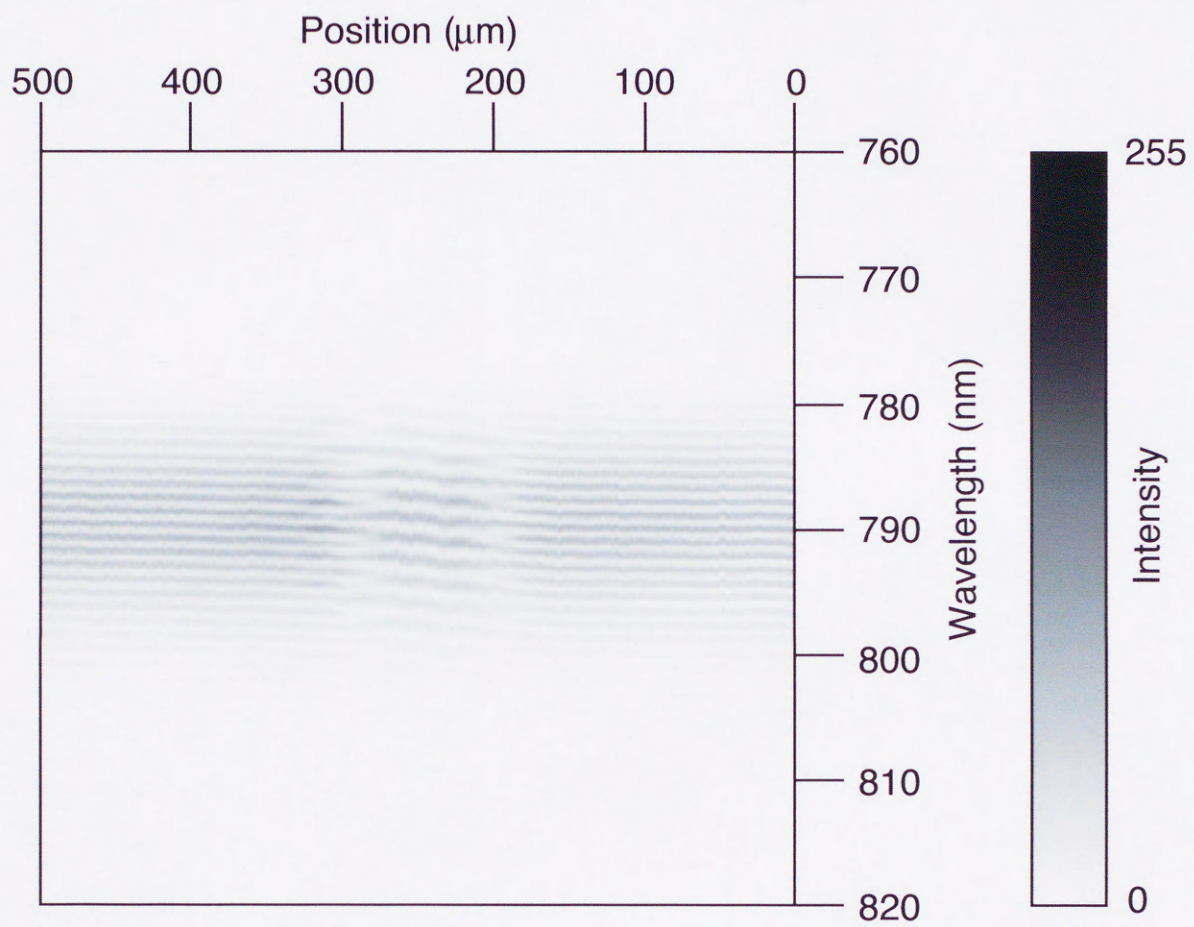


図 4-16 測定した干渉スペクトルデータ列のグレースケール表示

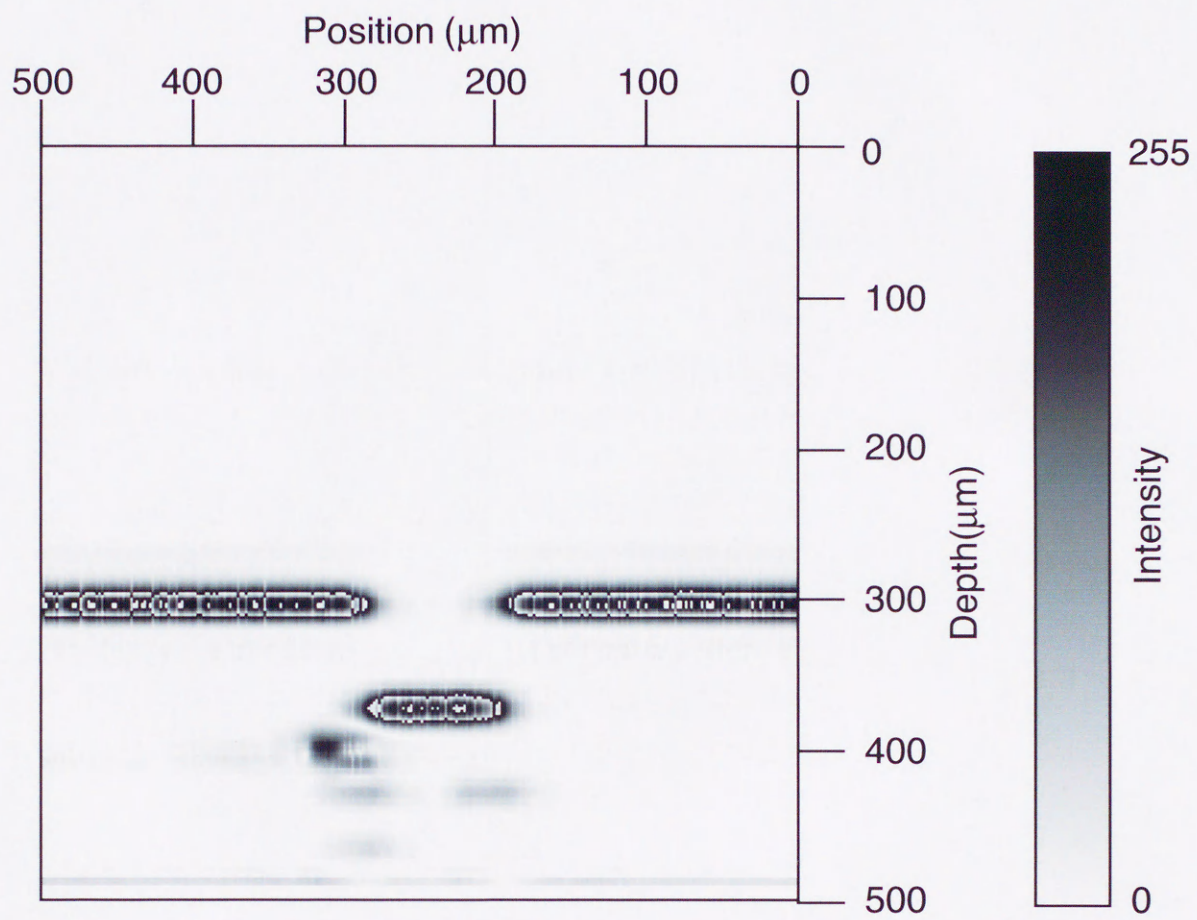


図 4-17 干渉スペクトルのデータ列から求めた溝の反射像

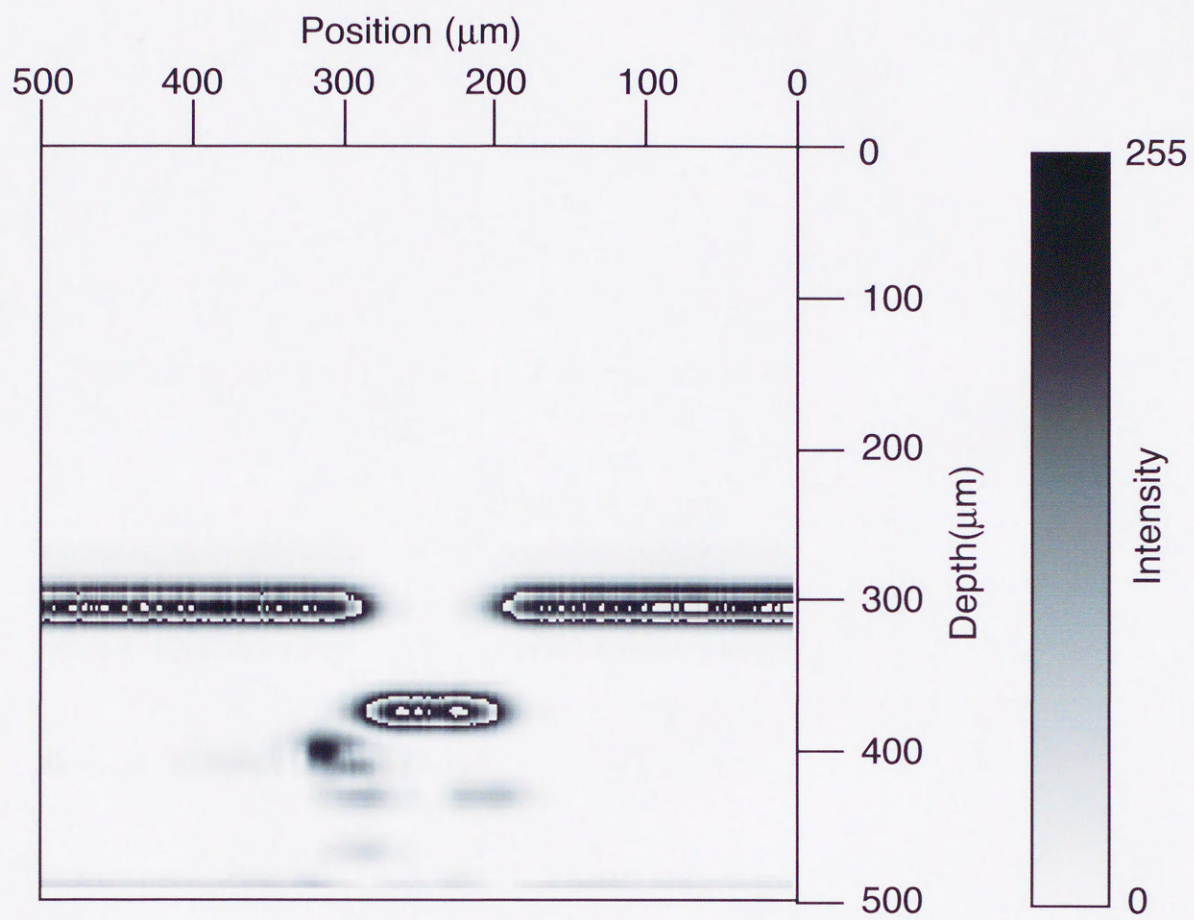


図 4-18 図4-17のデータの平滑化处理画像

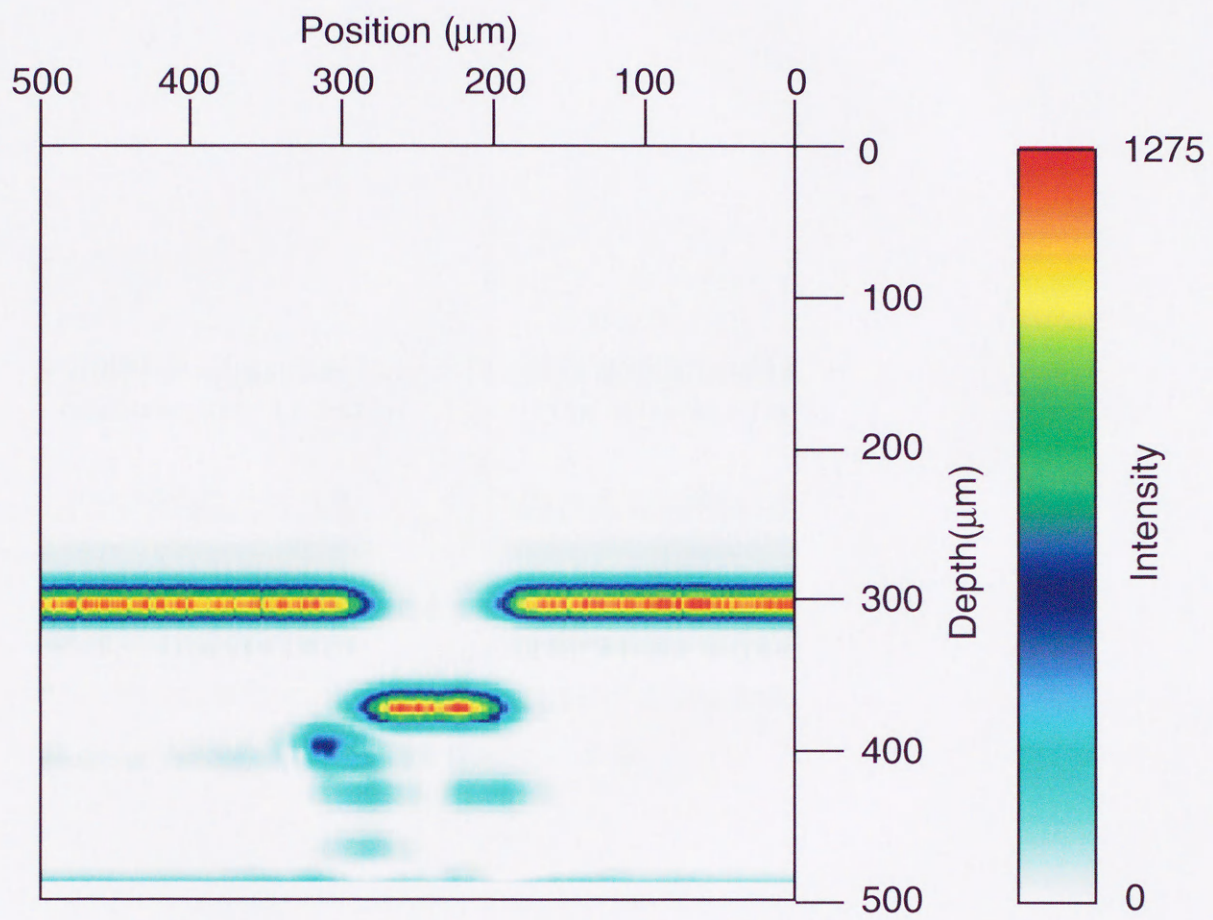


図 4-19 図4-17のデータのカラー表示(1275階調)

図4-17の画像において $300\mu\text{m}$ の位置にサンプル表面からの強い反射が見られるが、この部分に細かい線状のノイズのようなものが見える。図4-18ではこのノイズ状の細かい線が低減されている。これは平滑化の効果であるが、以後のデータは特にことわりの無いかぎり、平滑化を行ってから画像化する。図4-17、図4-18のグレースケール像では明確な反射のピークが確認できないが、図4-19では階調が細かくなっているために、ピーク的位置（図中赤色の部分）がわかる。よって、このカラー表示は有効であるといえる。

4.3.2 形状計測への応用実験

本方式によって計測応用を考えたとき、高反射物体の形状計測への応用と生体試料のように散乱の大きい物体の断層計測が考えられる。そこでまずはじめに、既知の形状のサンプルを用いてその形状を計測することを試みた。実験に使用したサンプルは、幅 $90\mu\text{m}$ 深さ $70\mu\text{m}$ の溝が刻んである石英ガラスのブロックであり、寸法は $20\text{mm}\times 20\text{mm}\times 5\text{mm}$ で、図4-20(a)に示す様な形状をしている。底面は砂面になっており、残りの面総てに $\lambda/4$ の光学研磨が施されている。サンプル中の溝部分の断面を顕微鏡で拡大したものが図4-20(b)である。このサンプルに対し溝に垂直な方向から光を照射して、 $1\mu\text{m}$ ステップで測定を行った。測定は、10倍と5倍の対物レンズを用いて行い、参照面とサンプルの表面の距離 d_s を変えて測定を行った。10倍の対物レンズを用いて測定を行った結果を図4-21(a)~(d)に、5倍の対物レンズを用いて測定を行った結果を図4-22(a)~(d)に示す。

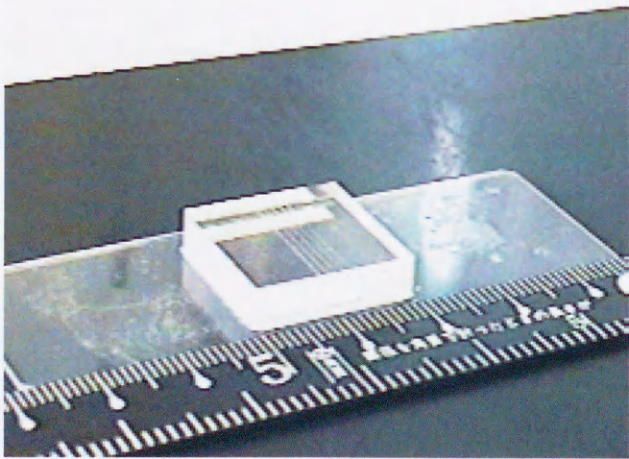


図 4-20(a) サンプル写真

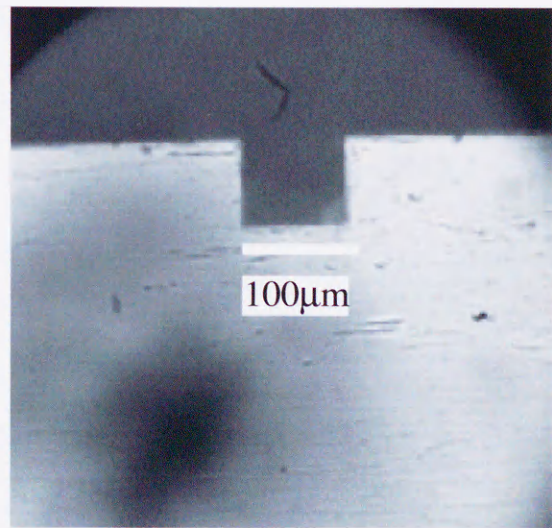


図 4-20(b) 溝形状拡大図

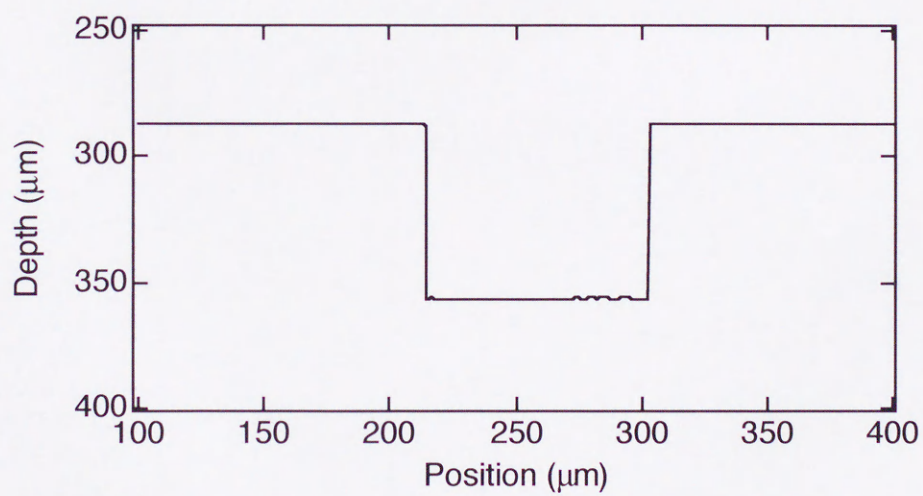
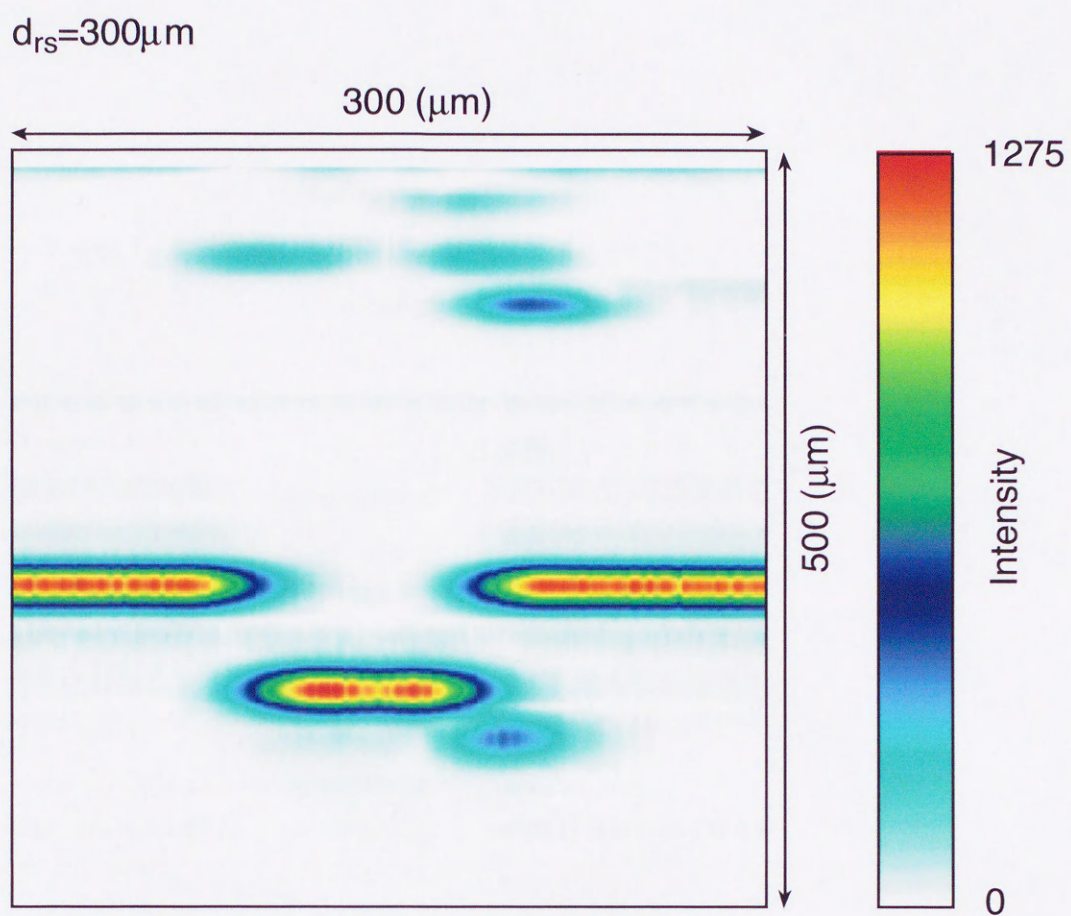


図 4-21(a) 対物レンズ10倍 ($d_{rs}=300\mu\text{m}$)

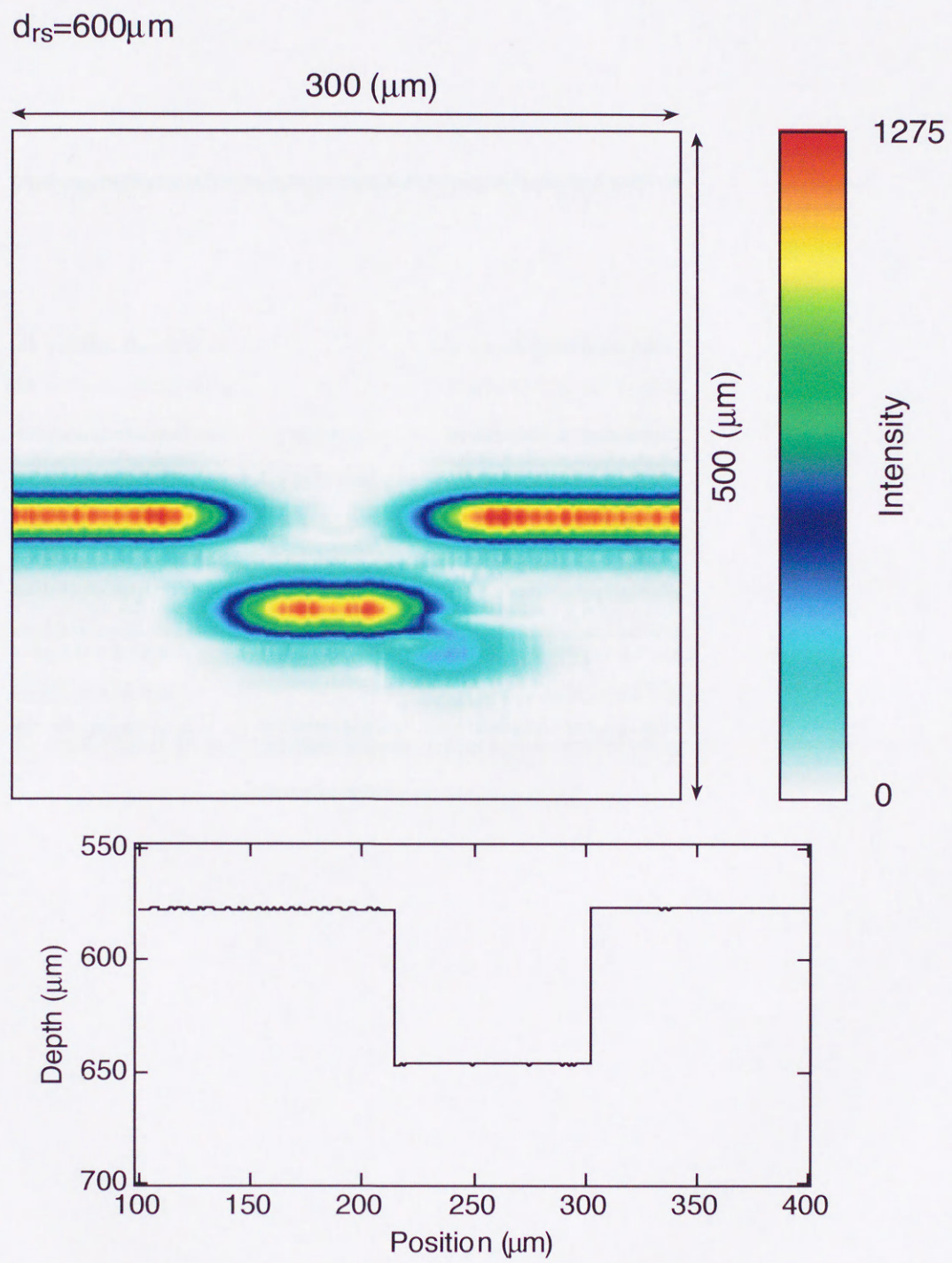


図 4-21(b) 対物レンズ10倍 ($d_{rs}=600\mu\text{m}$)

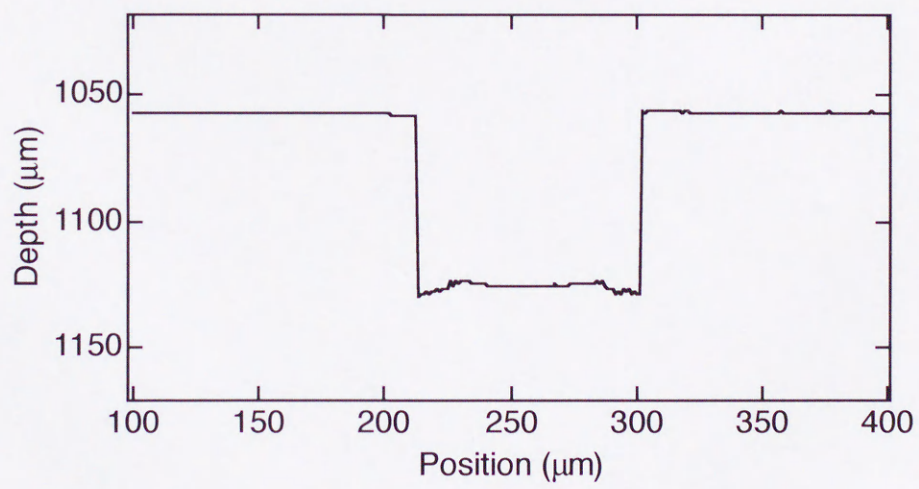
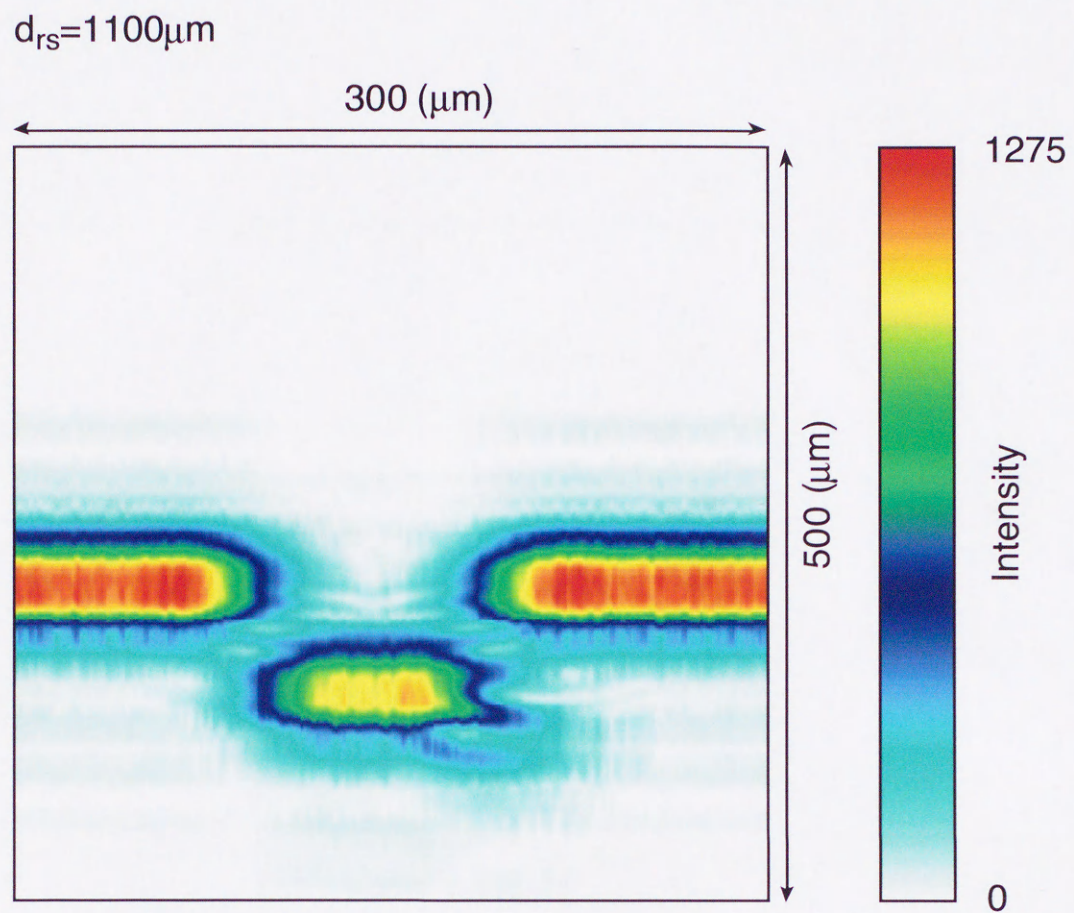


図 4-21(c) 対物レンズ10倍 ($d_{rs}=1100\mu\text{m}$)

$d_{rs}=1600\mu\text{m}$

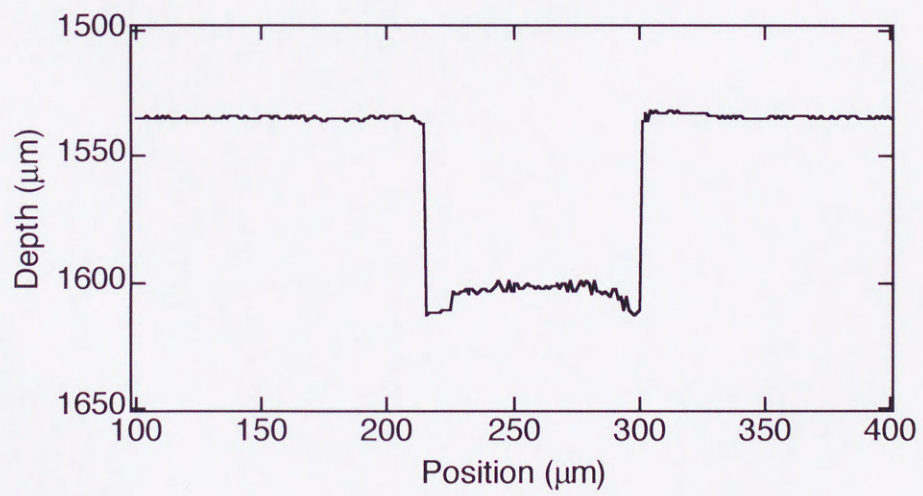
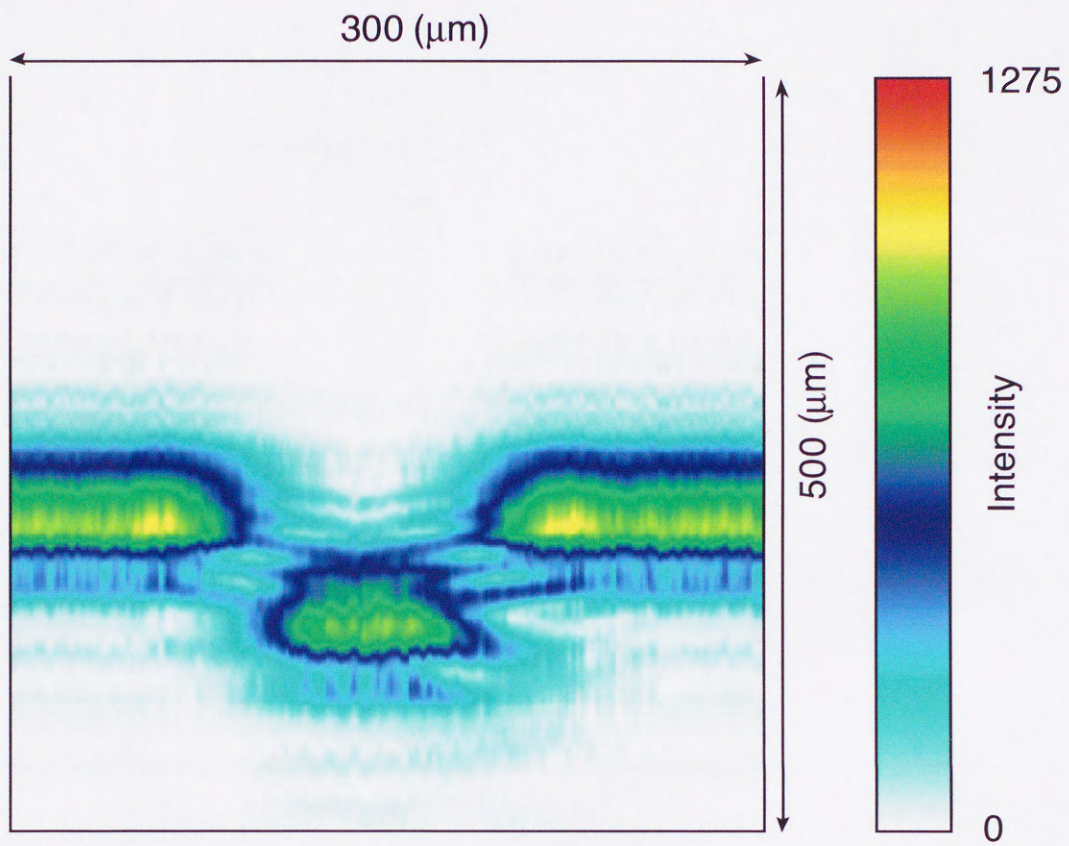


図 4-21(d) 対物レンズ10倍 ($d_{rs}=1600\mu\text{m}$)

$d_{rs}=300\mu\text{m}$

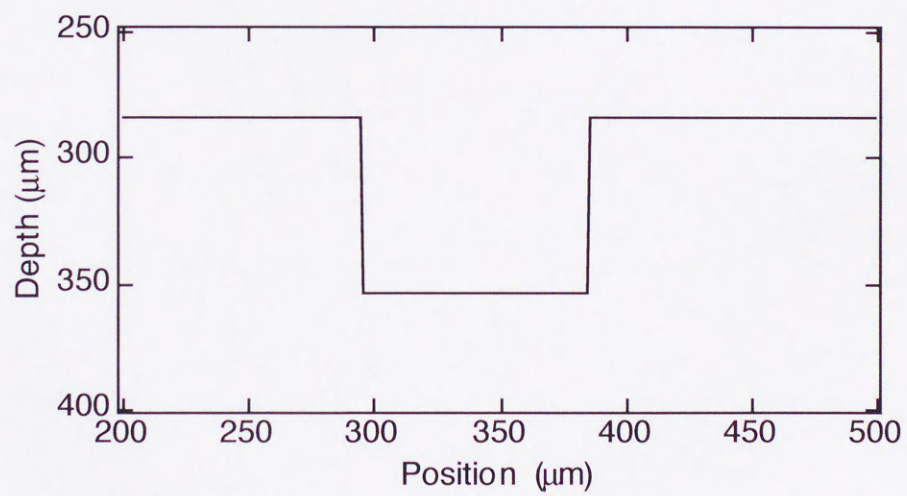
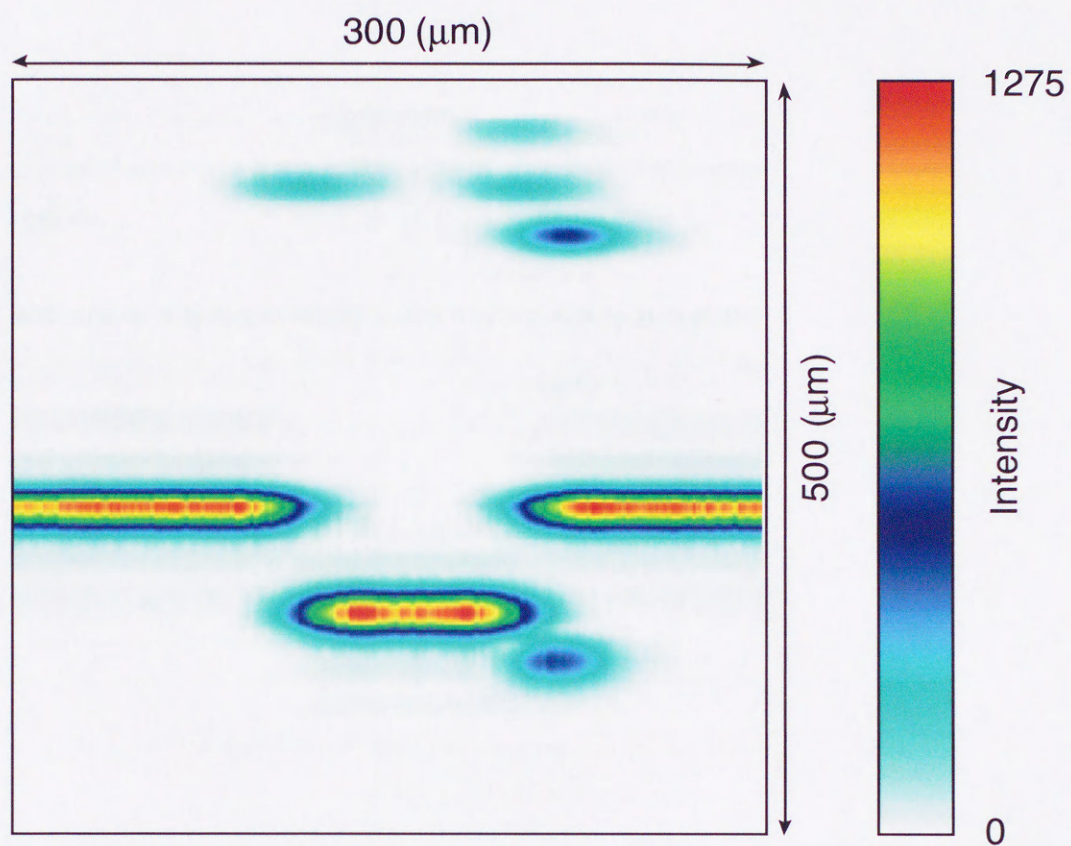


図 4-22(a) 対物レンズ5倍 ($d_{rs}=300\mu\text{m}$)

$d_{rs}=600\mu\text{m}$

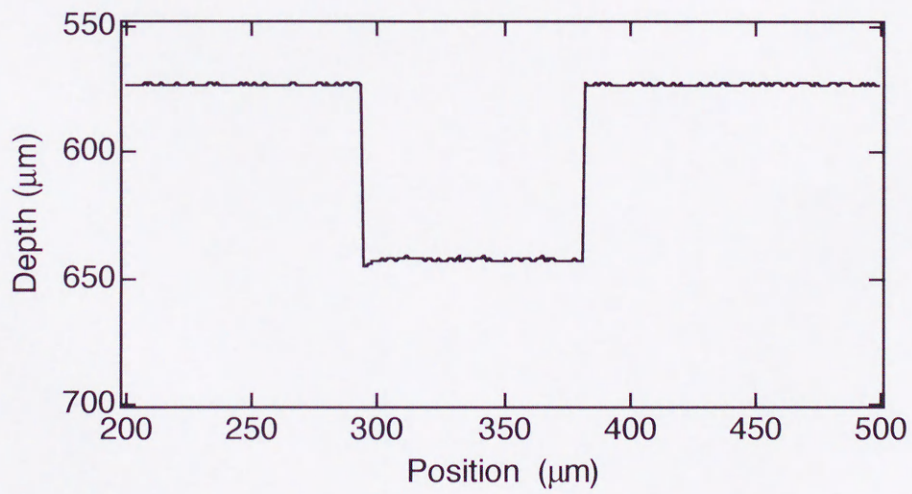
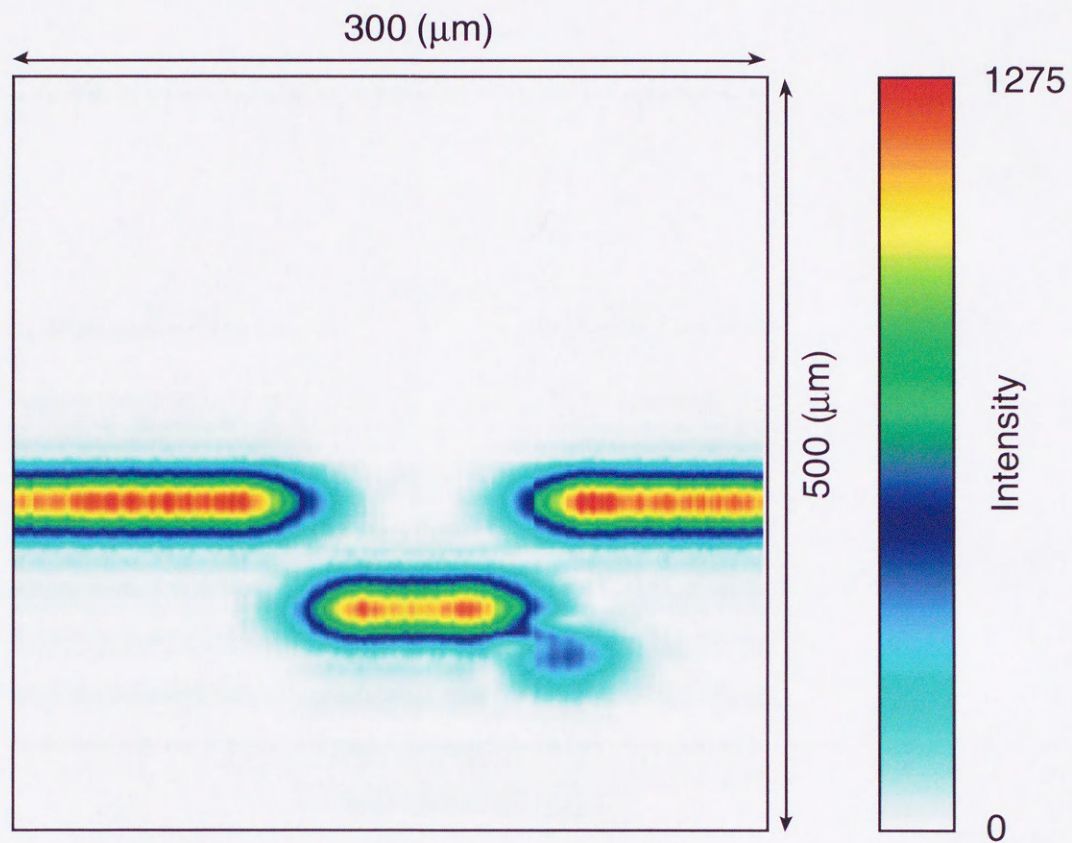


図 4-22(b) 対物レンズ5倍 ($d_{rs}=600\mu\text{m}$)

$d_{rs}=1100\mu\text{m}$

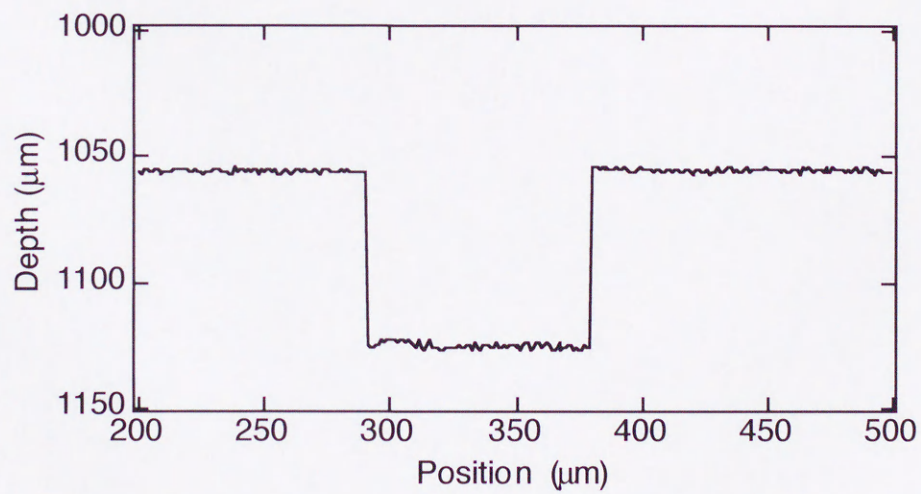
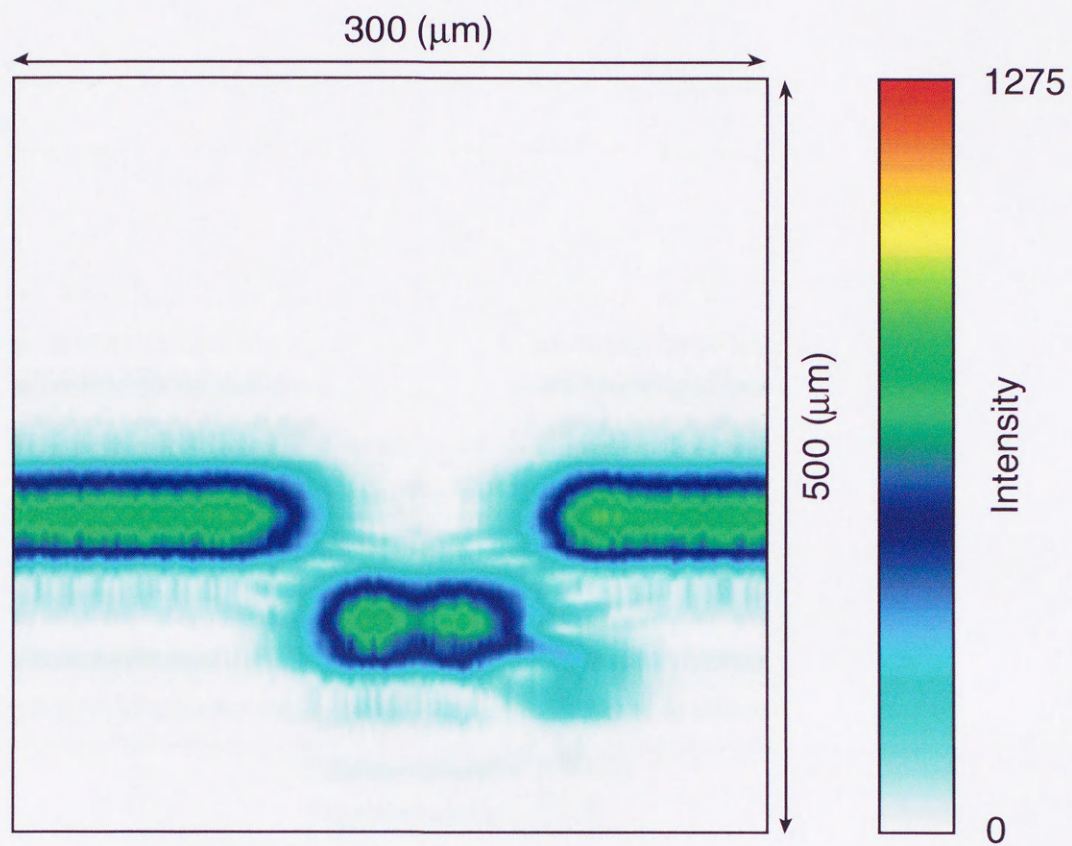


図 4-22(c) 対物レンズ5倍 ($d_{rs}=1100\mu\text{m}$)

$d_{rs}=1600\mu\text{m}$

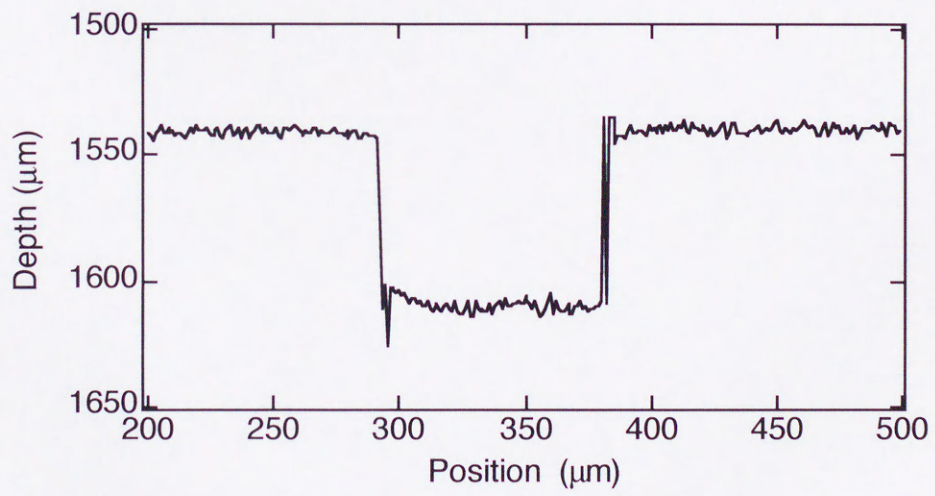
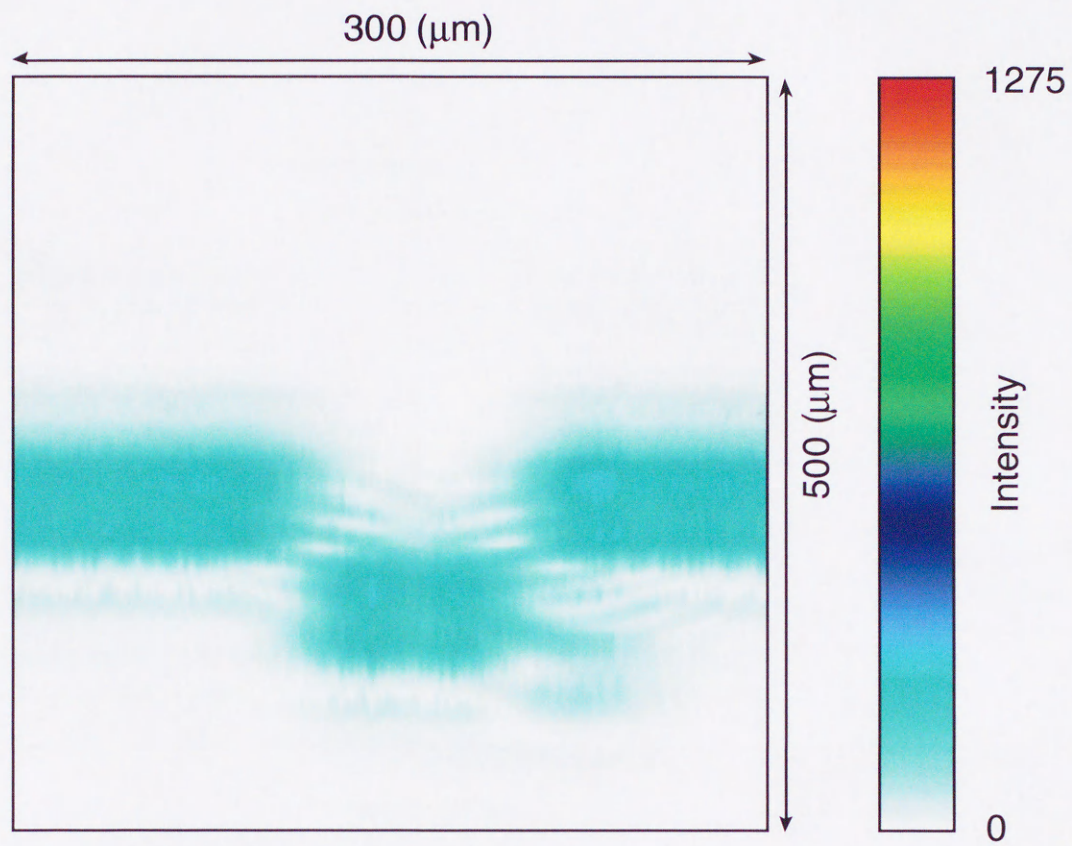


図 4-22(d) 対物レンズ5倍 ($d_{rs}=1600\mu\text{m}$)

反射光画像は、比較しやすくするために、溝附近を $300\mu\text{m} \times 500\mu\text{m}$ の範囲で抜き出して表示してある。図4-21(a)~図4-21(d)と図4-22(a)~図4-22(d)において反射光画像の下にあるのは、溝部分の断面のプロファイルである。このプロファイルは、前節で反射位置を求めたのと同じ方法であり、反射光分布のFWHMを求めてその中心の位置を反射点とした。また、画像と比較しやすくするために、プロファイルの深さ方向の軸は反転してある。

ここで両者を比較してみる。対物レンズ10倍を用いた場合は参照面との距離が $1100\mu\text{m}$ と $1600\mu\text{m}$ では溝部分の形状がうねったようになっている。そのプロファイルを見てみるとエッジ部分でうねりの影響がでており、形状がゆがんで観測されている。5倍対物レンズを用いた場合は強度こそ低下しているものの形状自体は比較的平坦であり、サンプル表面が $1600\mu\text{m}$ の位置でのプロファイルは強度低下の影響でノイズが乗ったようになっている。この違いは5倍対物レンズのNAが小さいために焦点附近での強度は対物レンズ10倍を用いたときよりも劣るものの、10倍対物レンズに比べてビームが発散しにくく、干渉の効果が持続するためと思われる。溝の深さをプロファイルで見ると $70\mu\text{m}$ 前後となっており、図4-20(b)に示された写真の溝深さとほぼ一致している。従って、形状のみを測定するのであれば、焦点附近にサンプルをおくことにより正確なプロファイルが得られることがわかる。また、5倍の対物レンズを用いたほうがプロファイルの歪みが少ないことから、形状測定には5倍対物レンズの方が良い結果が得られるものと思われる。

4.3.3 断層計測への応用実験

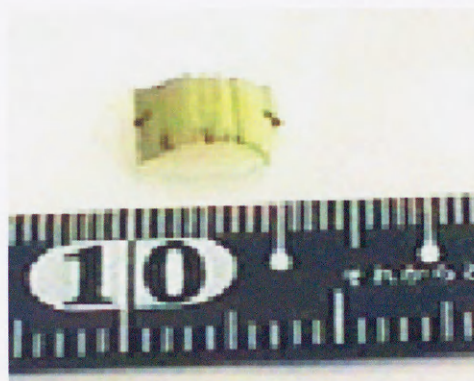
本計測法のもう一つの応用として、生体試料などの断層計測が考えられる。そこで、植物で比較的構造が分かりやすいものをサンプルとして断層計測を行った。用いたサンプルは、長ねぎの青身の部分と垣根の芽の部分である。

図4-23(a),(b)は、本実験で使用した長ねぎの青身部分の写真である。(b)図のように青身部分をかまぼこ状に切り取り、スライドガラスにパラフィンで固定して中央付近にカッターナイフで 1mm 間隔で2本の切傷を付けた。そしてその傷の部分を横切るように、 $2\mu\text{m}$

ステップで2mmの範囲を走査して画像化を行った。この測定では10倍の対物レンズを用いて測定を行った。その結果を図4-24に示す。また、カラー化の効果を見るために、同じデータをグレースケール出力してみた。その結果を図4-25に示す。尚、図中のスケールは、走査方向を基準にとってある。



(a)



(b)

図 4-23 サンプル（長ねぎの青身部分）の写真

図4-24, 図4-25はこの画像は（縦）584ピクセル×（横）1000ピクセルで構成されており、ピクセルサイズは $1.7\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ である。これらの図より、ほぼ1mmの間隔で欠落した部分が見られるが、これはカッターで付けた傷の間隔と一致しており、その傷が画像化されていると考えてよい。この画像から1mm近い深さまで達している傷の複雑な形状が見られ、長ねぎ表面付近には表皮のような構造が見られる。特にカラー化されている図4-24の方は、傷の深い部分の形状までがわかるようになっており、生体試料の断層画像を得るときも、できるだけ階調数が多いほうが良いといえる。

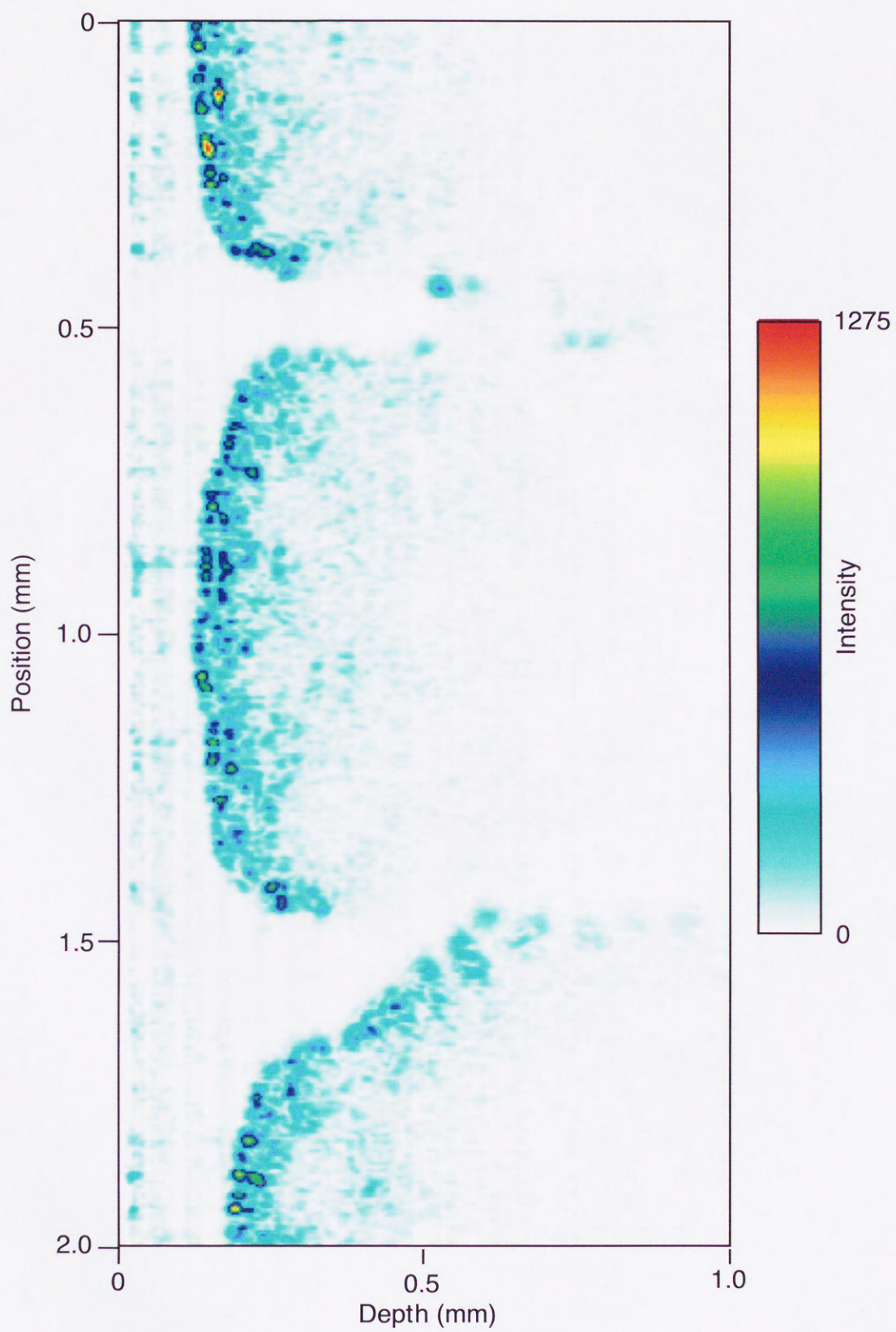


図 4-24 長ねぎの青身部分の断層画像

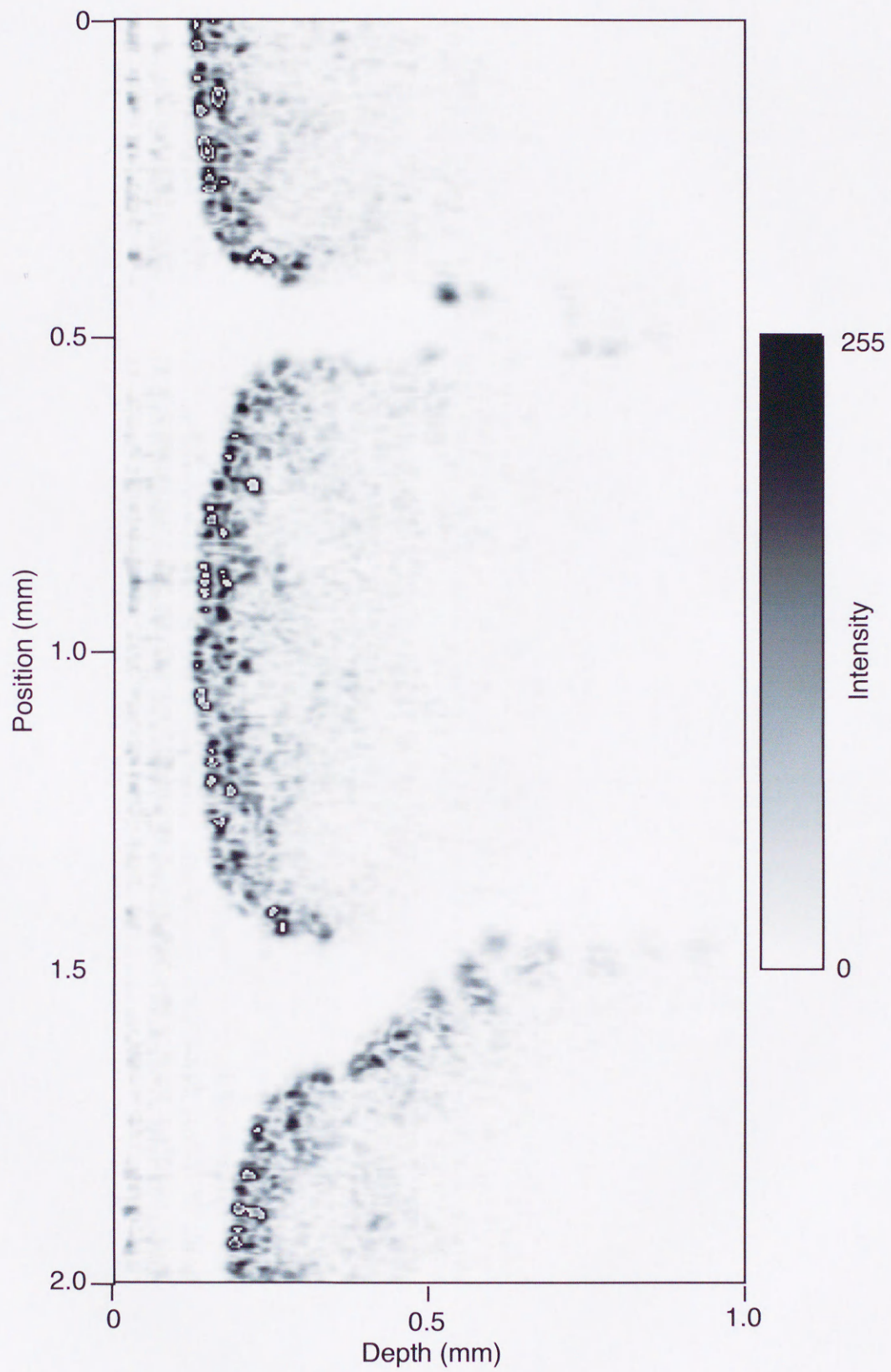


図 4-25 長ねぎの青身部分の断層画像 (グレースケール)

次に、垣根の芽の部分を測定してみた。サンプルの写真を図4-26に示す。この写真の向きを基準にして考えたとき、芽の中央部を横切るように走査して断層画像を測定した。

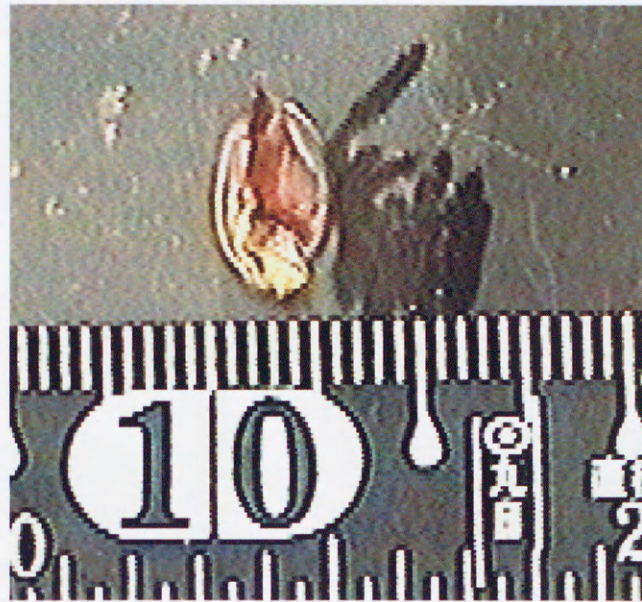


図 4-26 サンプル（垣根の芽の部分）の写真

測定は10倍対物レンズと5倍の対物レンズを用いて2とおり行った。断層画像の測定は、サンプルの中心部を基準にし、5 μ mステップで5mmの範囲を走査して行った。その結果を図4-27、図4-28に示す。図4-27、図4-28はこの画像は（縦）584ピクセル \times （横）1000ピクセルで構成されており、ピクセルサイズは1.7 μ m \times 5 μ mである。これらの図から、2.5mm \sim 4mmにかけて芽の内部が層状の構造をしていることがわかり、表面の形状もかなり細かく見えている。サンプル写真を見てみると光の反射・透過特性共に悪いサンプルに見えるが、内部の構造が分かるような結果が得られた。10倍の対物レンズを用いて測定した結果は、参照面からの距離が500 μ m程度まで細かい構造をとらえているが、それから先の部分ではぼやけてくる。それに対して5倍の対物レンズを用いて測定した結果は、全体的にややぼやけたように感じられるが、参照面からの距離が1mm近くになっても同じような状態を保っている。従って、観測したい範囲や対象物によって対物レンズの種類（すなわちNA）を選択することにより、良好な断層画像が得られることがわかる。

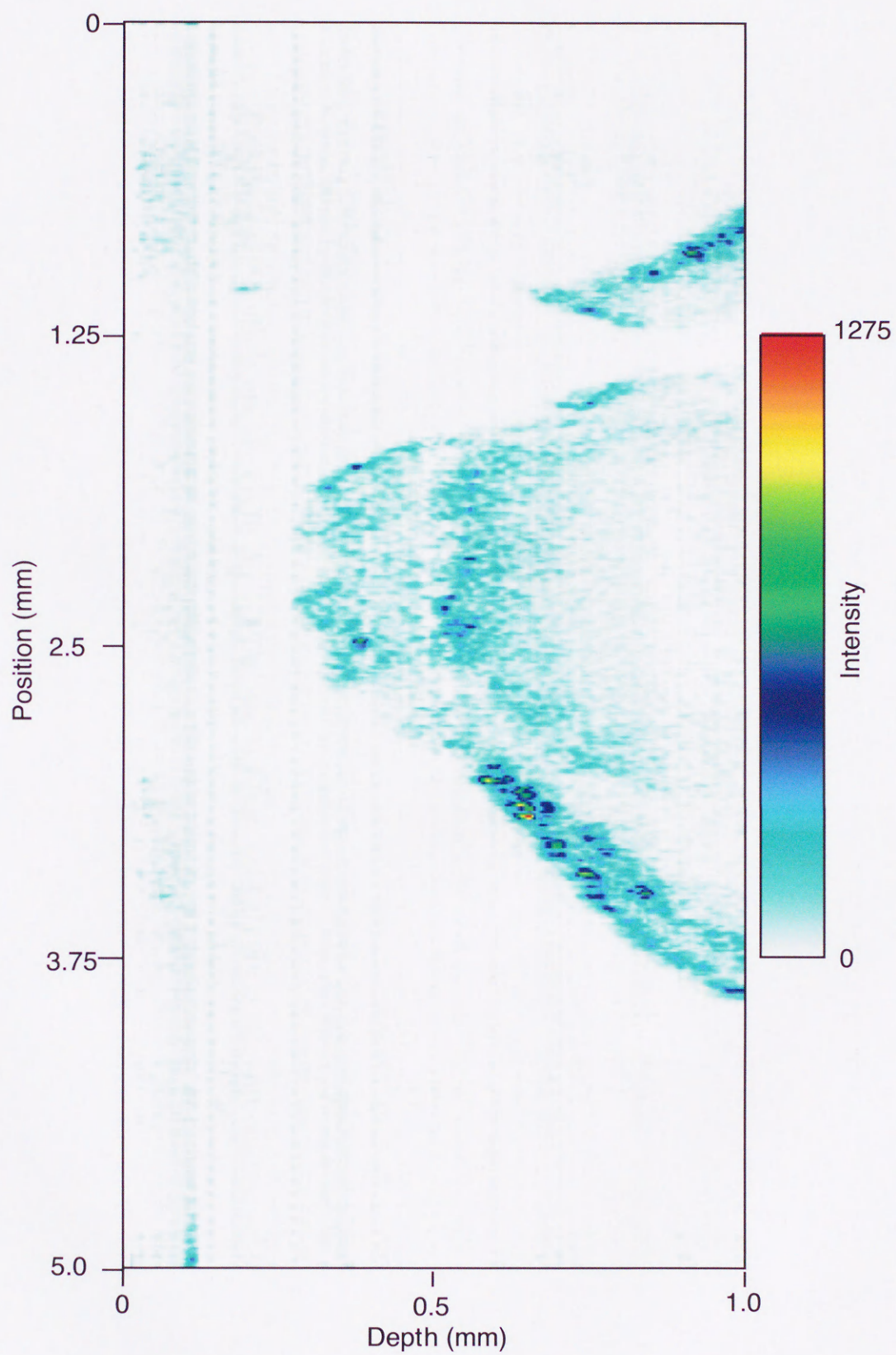


図 4-27 対物レンズ10倍を用いて測定した垣根の芽の断層像

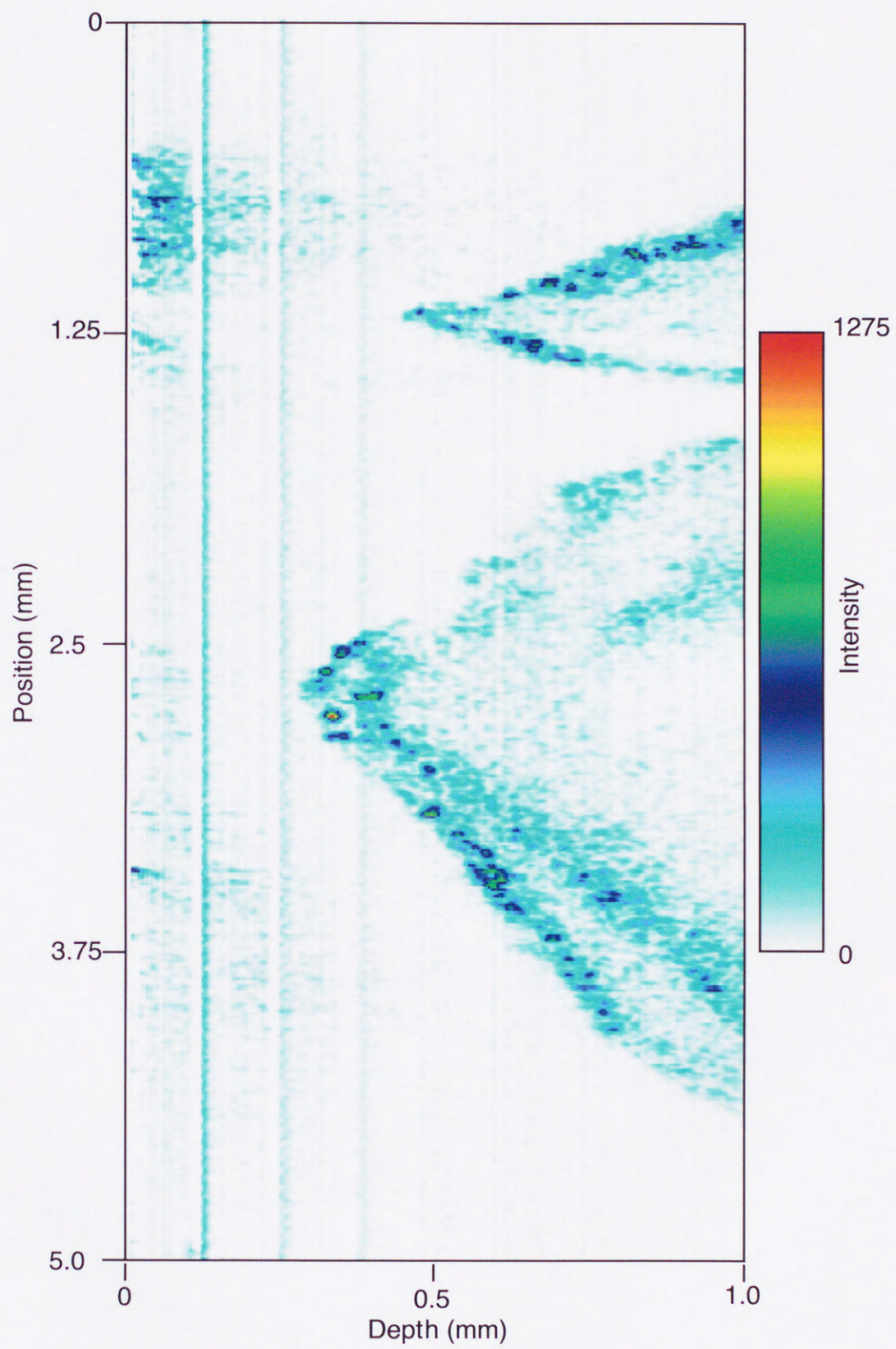


図 4-28 対物レンズ5倍を用いて測定した垣根の芽の断層像

4.4 計測信号波形処理法の検討

4.4.1 波形処理法の検討

本方式の反射計測法では、参照面から測定物体までの距離が離れていくと、分光器の分解能によって決まるコヒーレンス特性とサンプル測定時に使用する対物レンズの特性によって、信号強度の減衰や空間分解能の低下が起こる。これをハードウェアだけで解決するのは困難であるため、ソフトウェア的に改善することを検討した。

波形処理によって信号を回復したり歪みを除去する方法には様々な方法があるが、主に画像処理や分光の分野で用いられているディコンボリューションと波形同志の相関を求めて相関の強いところだけを強調する相関法の2種類の処理法について検討を行った[84]-[87]。以下に、その計算法について簡単に説明する。

(1) ディコンボリューション

計測における波形歪みの原因は有限の帯域幅をもつ計測装置の装置関数によるという考え方のもとで、 i 点の観測波形を $y(i)$ 、真の波形を $x(i)$ とし装置関数を $h(i-j)$ とし要素数を n すると、

$$\begin{aligned} y_1 &= h_{11}x_1 + h_{12}x_2 + \cdots + h_{1n}x_n \\ y_2 &= h_{21}x_1 + h_{22}x_2 + \cdots + h_{2n}x_n \\ &\vdots \\ y_{n-1} &= h_{(n-1)1}x_1 + h_{(n-1)2}x_2 + \cdots + h_{(n-1)n}x_n \\ y_n &= h_{n1}x_1 + h_{n2}x_2 + \cdots + h_{nn}x_n \end{aligned} \quad (48)$$

$$y_i = y(i), x_i = x(i), h_{ij} = h(i-j)$$

のように連立一次方程式で表すことができる。

ここで、 y_i 、 x_i を要素とするベクトルを \mathbf{y} 、 \mathbf{x} とし、 h_{ij} を要素とする行列を \mathbf{H} とすれば、

$$\mathbf{y} = \mathbf{H}\mathbf{x} \quad (49)$$

のように表現できる。この関係は装置関数を三角形関数とすると図4-29に示すような形となる。

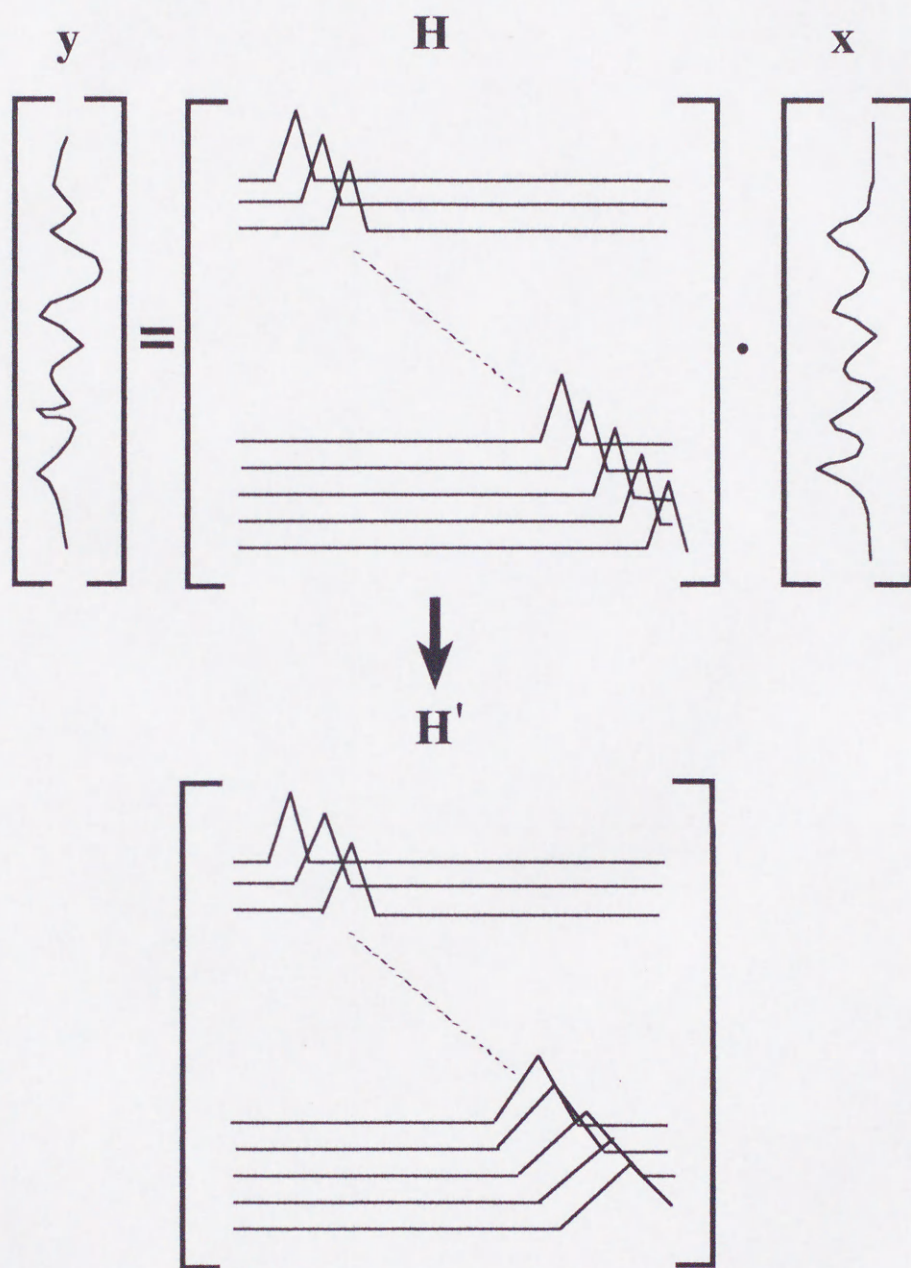


図 4-29 観測波形と真の波形の関係

図4-29は、観測波形は装置関数行列と真の波形のコンボリューションとなっていることを示しており、装置関数行列によって真の波形が歪むことを示している。従って、装置関数行列が既知のものであれば、連立方程式を解くことによって真の波形を得ることがで

きる。この方程式を解いて真の波形を得る方法のことをディコンボリューションと呼ぶ[82],[85]-[88]。しかし、実際の系ではこれにノイズが加算されるため、完全に解くことは困難であり、ノイズの影響を小さくするための前処理が必要となる。連立方程式を数値的に解く方法はガウスの消去法のように直接的に解く方法もあるが、一般的な装置関数は対角要素が大きくそれ以外の値はほぼゼロになるから、ガウス・ザイデル法を用いて解くことができる[83][88]。

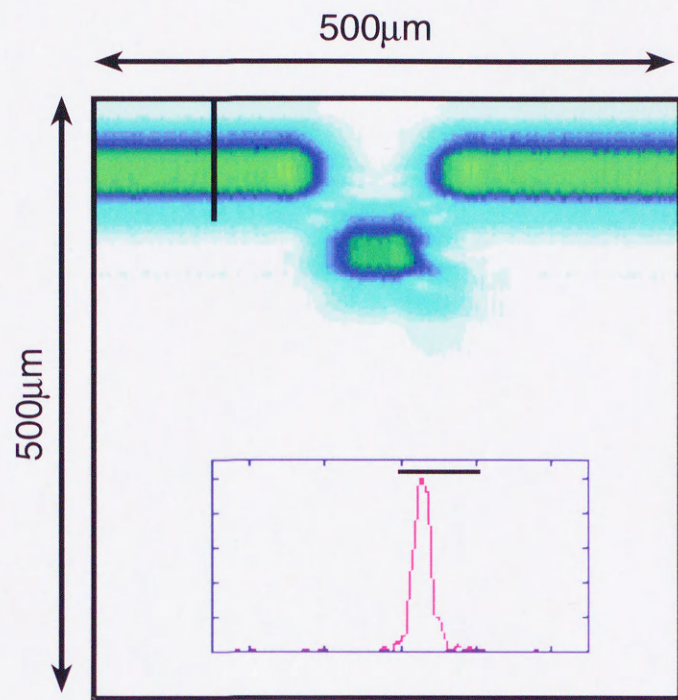
本方式では、IFFTによって数値的に反射光分布波形を求めているため、装置関数は不明である。しかし、参照面からサンプルの距離が離れるに従って空間分解能が低下していくという特性をもっているため、空間分解能を悪化させる因子、言い換えれば反射光分布のFWHMを広げる因子を装置関数と考える。この因子は距離に応じてその広がりを増加させるため、場所によって装置関数の幅が変化すると考えなければならない。従って、装置関数は図4-29の下側の \mathbf{H} のように、対角線上を幅が広がりながら進むような形態の行列となる。この変化分は4.2.2節で求めてあるので、この効果を反映した装置関数行列を作り、連立方程式を解けばよい。

(2) 相関演算

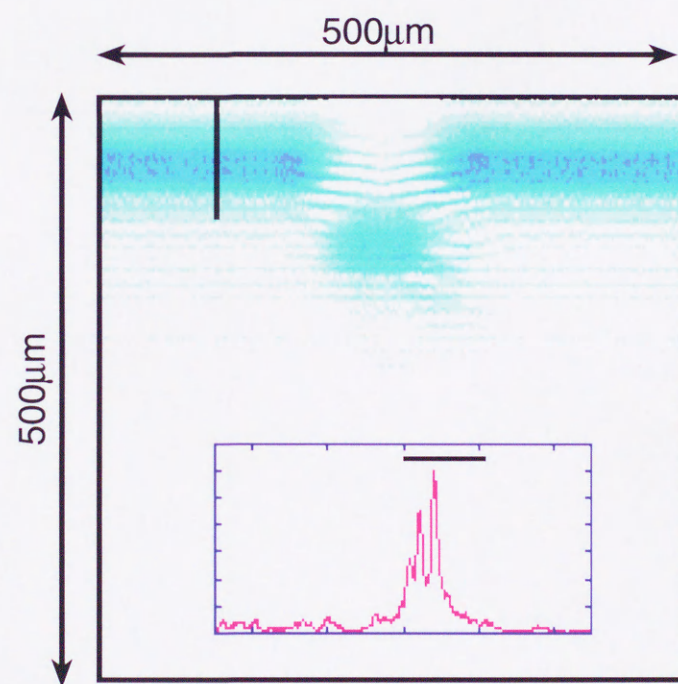
あらかじめ求める信号の波形やパターンが分かっている場合、歪みやノイズの重畳された観測波形に対して、求めたいパターンとの相関係数を求める。求めた相関係数を用いて観測波形に掛けてやると相関の強い部分のピークが強調される。本計測法において反射位置を求めるときにこの演算を行うと分解能を向上させることができる。本方式では、反射光分布は光源のフーリエ逆変換で与えられ、その形状はSLDを光源としているのでガウス関数で近似できる。そこで、光源のスペクトルのフーリエ逆変換から求めた値を用いて反射光分布を近似し、その波形と観測波形の相関をとって演算を行う。

4.4.2 波形処理による分解能の向上

ディコンボリューションと相関演算の効果を確認するために、ガラスブロックの溝形状を測定した結果に対して、これらの計算を行いその結果を画像化した。ディコンボリューションにおけるの連立方程式の数値解法であるガウス・ザイデル法の計算と相関係

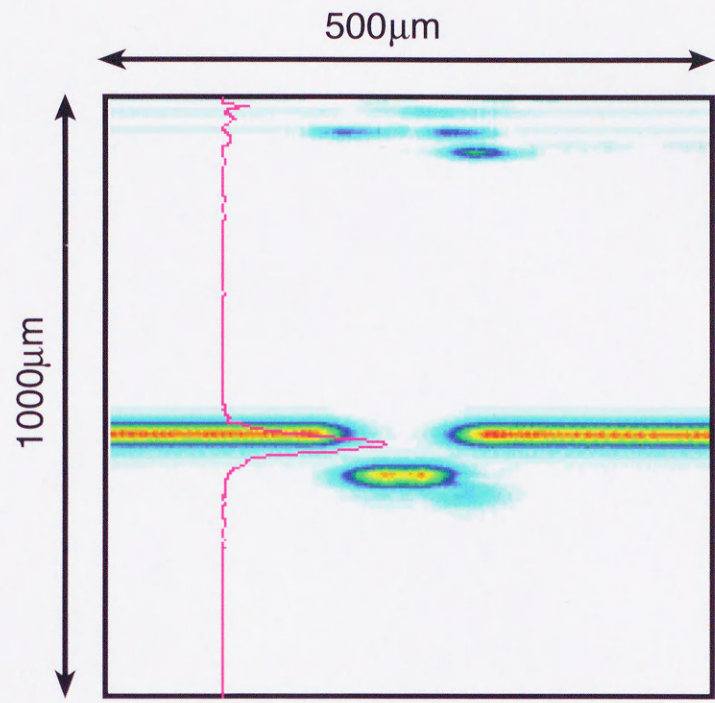


(a) 処理前

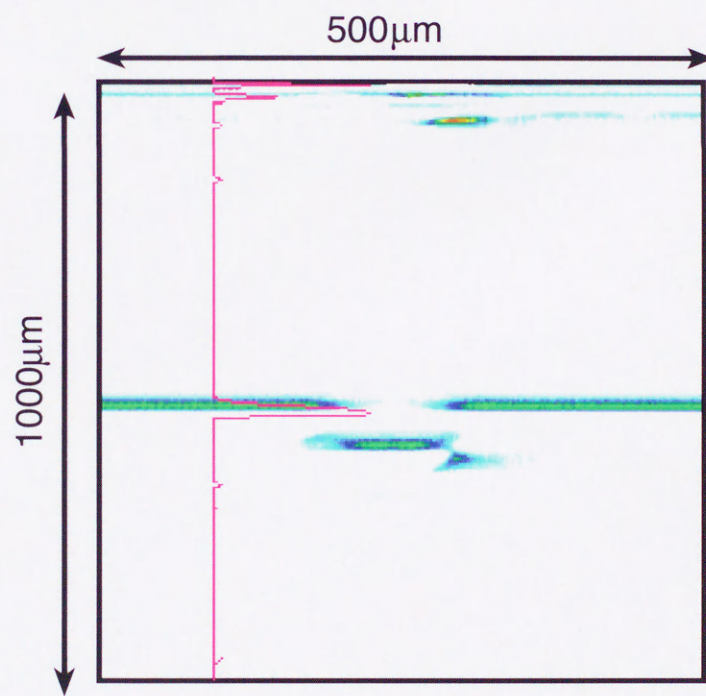


(b) ディコンボリューション後

図 4-30 参照面からの距離が1mmの時の測定結果
に対するディコンボリューションの結果



(a) 処理前



(b) 相関演算後

図 4-31 参照面からの距離が0.5mmの時の測定結果に対する相関演算の結果

数の計算においては、”C言語による科学技術計算サブルーチンライブラリ”sslibをデータ処理プログラム内に組み込んで用いて計算を行った[88]。10倍の対物レンズを用いた参照面からのサンプルまでの距離が1mmのとき測定結果に対するディコンボリューションの結果を図4-30に示す。画像の下側に黒の実線部分附近の強度プロファイルを示す。画像中の実線部とプロット上部の実線部分の長さは同一になるように調整してある。

ディコンボリューションは、IFFTを実行してSpatialgramから画像化する前に得られる波形に対して行った。計算に用いた装置関数は三角形関数であるが[77][78]、この関数は波形に歪みを与えず、幅のみを広げるという観点から選んだ。また、同様の効果のあるガウス関数に関しても計算を行ったが、殆ど効果が無かった。ガウス・ザイデル法による計算は、最大反復回数は10回、解の収束条件は 10^{-6} 以下で収束の条件で行った[88]。これ以上条件を厳しくしたり、反復回数を増加させたりすると反射光成分が消去されたり、ノイズ成分が増加するなどした。図4-30の結果は、画像だけを見るとこの処理によって原画像にもある縞が強調されているように見えるが、図中実線部の断面強度のプロファイルを見ると、2つに分かれてしまっているものの、幅が狭くなっており分解能の向上がみられる。

次に、10倍の対物レンズを用いた参照面からサンプル表面までの距離が0.5mmのとき測定結果に相関演算を行った結果を図4-31に示す。図中に挿入してあるプロットは、プロット横切っている部分の断面の強度分布である。

相関演算はディコンボリューションのときと同様にIFFTを実行してSpatialgramから画像化する前に得られる波形に対して行った。この計算において相関をとったパターンは、前述したように反射光分布がガウス関数で近似できることから、光源の発光スペクトルをガウス関数で近似し、計算される幅より狭くして用いることにより高分解能化が見込まれるために実際の幅の約2/3に相当する $10\mu\text{m}$ 幅のガウス波形を生成して用いた。これ以下の幅にすると、ノイズ状のピークと相関がとられるなどの不具合が生じたためこの条件で演算を行った。図4-31を見ると、(a)の画像では全体的にサンプルの反射面のところで裾が等高線状のパターンとなって広がっている。それに対し、(b)の相関演算後の画像は反射面附近のみに反射光分布が存在し、画像上で見ても分布の幅が狭くなっているのが分か

る。これをプロファイルで比較してみると、処理前の半分程度の幅になっているため、空間分解能の向上が確認できる。

以上の結果より、ディコンボリューションでは元の反射光分布の形状を変化させてしまいが分布幅を狭くする効果はあり、相関演算では明らかに空間分解能を向上させる効果が高いことが示された。

4.4.3 波形処理による画像品質の改善

4.4.2節では波形処理による分解能の向上について検討したが、ここでは、高散乱物体である測定対象に対してどのような効果があるかを検討した。4.3節で測定した長ねぎの断層計測結果に対して、4.4.2節で行ったのと同様の波形処理を行い、測定結果に対する効果を見た。図4-32に、4.3節で示した結果と同じではあるが、比較のため処理前の画像を示す。このデータに対して、4.4.2節で行ったディコンボリューションの計算の時と同じ三角形関数を装置関数に設定し、ガウス・ザイデル法を用いて計算を行った。計算の条件は、最大反復回数10回、解の集束条件は 10^{-6} で行った。ここで、ディコンボリューションは、IFFTを実行してSpatialgramから画像化する前に得られる波形に対して行った。図4-33にその結果を示す。

図4-33をみると深さ方向に対して筋が入ったようになっているが、図4-32の原画像に比べて細かいノイズ状の点が低減され、ネギの表面付近と参照面からの距離が約 $300\mu\text{m}$ のところまでの構造が強調されている。従って、この部分の信号回復や信号強調に効果があったものと思われる。

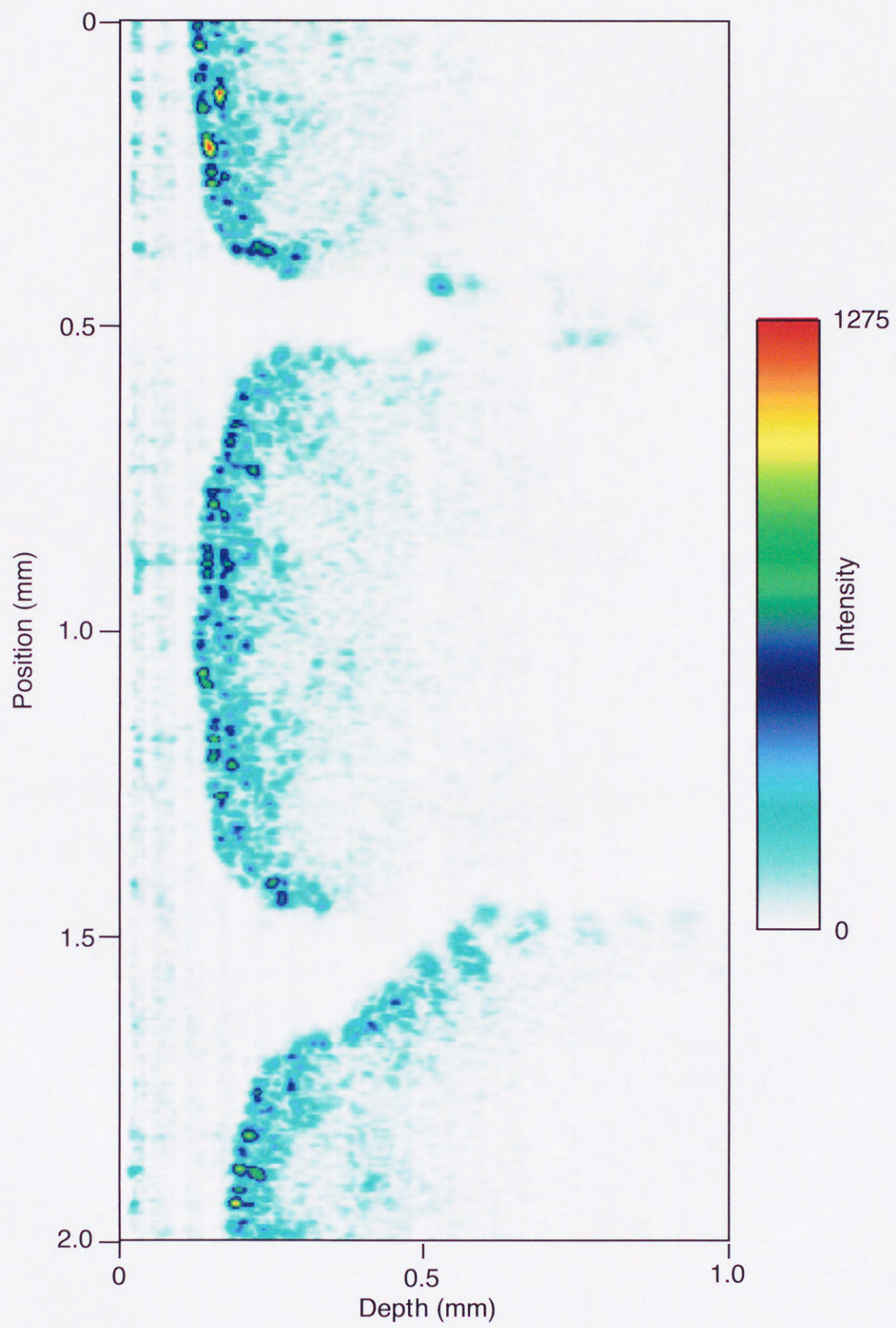


図 4-32 長ねぎの断層測定結果 (処理前)

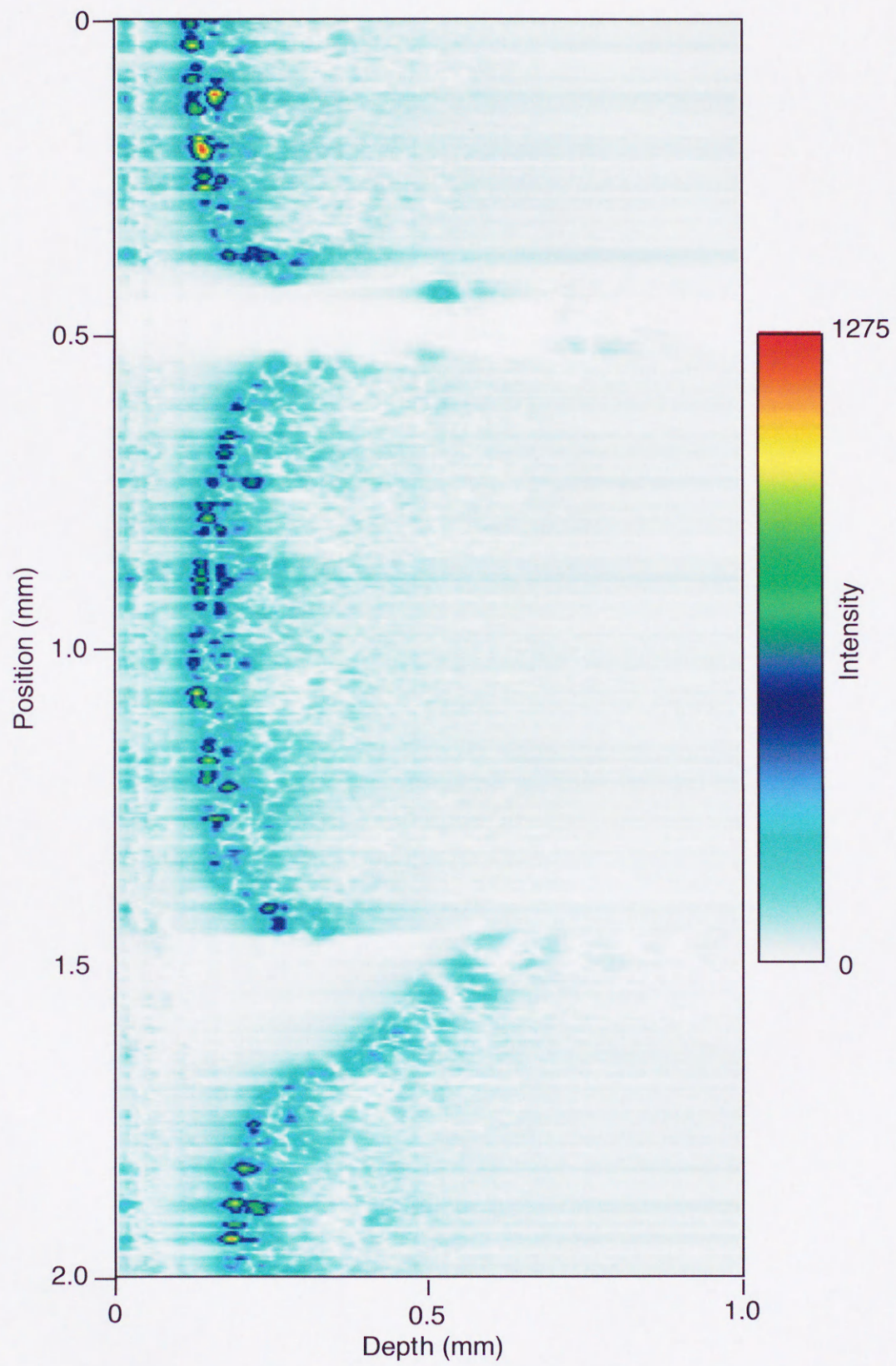


図 4-33 長ねぎの断層測定結果に対するディコンボリューション結果

次に、同じ測定データに対して、相関演算を行った。この演算もディコンボリューションの時と同様に、IFFTを実行してSpatialgramから画像化する前に得られる波形に対して行った。この計算において相関をとったパターンは、前述したように反射光分布がガウス関数で近似できることから、光源の発光スペクトルをガウス関数で近似し、 $10\mu\text{m}$ 幅になるようにして、4.4.2節と同様の演算を行った。図4-34にその結果を示す。図4-34の相関演算の結果は図4-32の原画像の輪郭を残しているが、それ以外の細かい構造は消失してしまっており、画像処理におけるエッジ抽出を行ったような結果となっている。

以上の結果と4.2.2節の結果を合わせて考えると、相関演算は、光学部品のように反射光強度が強く構造の境界がはっきりしているサンプルでのノイズ低減や分解能向上には効果があるが、生体試料のように散乱が大きい境界の不明瞭なものに実行すると、エッジ強調の効果が強くなり、微細な構造は消してしまうものと思われる。従って、計測画像の品質をより向上させるためには、測定対象の性質により波形処理を選択して用いることが必要となる。

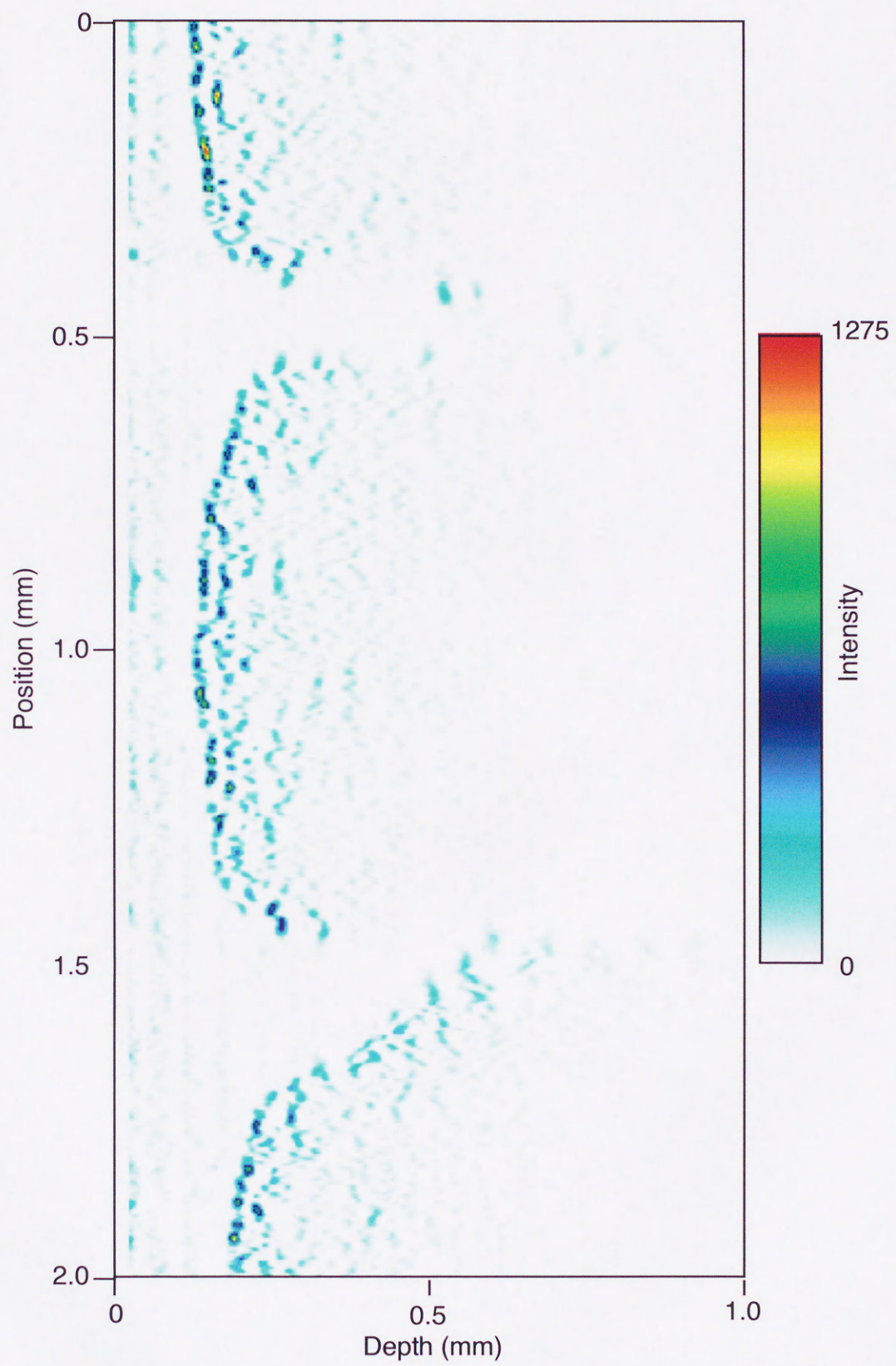


図 4-34 長ねぎの断層測定結果に対する相関演算結果

4.5 結言

本章では、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法による計測応用について検討を行った。

最初に、第3章で得られた知見を元に計測システムの構築を行い、その基礎的な特性の測定と解析を行った。本研究で構築した計測システムは、広帯域光を用いて分光干渉を行うことを前提に空間光学系のみでコンパクトに構成されている。ここで構築した計測システムは光源にSLDを用いており、基本的な部分は第3章の実験系と殆ど変わらないが、GPIB制御の自動ステージを導入し、計測プログラムと画像化プログラムの開発を行った。これによって、サンプルを自動ステージに取付け任意の位置を最小 $1\mu\text{m}$ ステップで走査できるようになった。計測システムを構築した後、システムの基本的な特性を測定し、空間分解能や横方向分解能、信号検出特性について調べシステムとしての特性を把握した。その結果、対物レンズを挿入することにより、被測定物体の位置が参照面から離れていくと、対物レンズ未挿入の場合よりさらに空間分解能、反射光分布強度共に低下することがわかった。その低下の割合は対物レンズの倍率もしくはNAの大きいほうが影響が大きく、空間分解能に関しては、対物レンズ10倍挿入時で未挿入の場合の約40%低下することがわかり、反射光分布強度は低下に関しては、10倍の対物レンズを使用した場合は被測定物体の位置が $500\mu\text{m}$ で、5倍の対物レンズを使用した場合は $1200\mu\text{m}$ で最大値の10%程度まで低下することがわかった。横方向分解能に関しては、被測定物体の位置が $2000\mu\text{m}$ の位置で、10倍の対物レンズを使用した場合は $30\mu\text{m}$ 、5倍の対物レンズを使用した場合は $20\mu\text{m}$ であり、スポット径が広がるにも関わらず大きく低下しないことがわかった。これは、干渉の効果によって指向性が生じているためと思われる。また、参照光と物体光の強度比を変化させて反射光分布強度を測定した結果参照光と物体光の強度比が1:1に近ければ、反射光分布をより正確に測定できるようになることがわかった。

上記の結果をもとに計測システムの最適化を行い、形状計測と断層計測への応用を試みた。ガラスブロック上の溝形状の計測を行った結果溝形状が画像化できることがわかり、対物レンズの焦点位置からあまり離れず参照面からサンプル表面までの距離が $600\mu\text{m}$ 程度

の範囲であればきれいなプロファイルが得られることが分かった。10倍の対物レンズよりも5倍の対物レンズを用いた方が、画像やプロファイル上の歪みの小さい結果が得られた。次に、長ねぎと垣根の芽をサンプルとして用い断層計測への応用を試みた。その結果、長ねぎ表面付近と垣根の芽内部の構造が画像化され、長ねぎに付けた傷も画像化することができた。また、10倍の対物レンズ用いた場合は表面付近が細かく画像化され、5倍の対物レンズを用いた場合はより深部まで画像化できることが分かった。従って、本計測法による断層計測への応用の可能性が示された。

最後に、ディコンボリューションと相関演算による波形処理プログラムの2種類のプログラムを開発し、形状計測結果と断層計測結果に対して処理を行った。形状計測結果に対する演算の結果より、反射率が高く構造のはっきりとした測定対象では相関演算による空間分解能の向上を確認できた。また、生体試料の断層計測結果のように構造の境界が不鮮明な測定対象には、ディコンボリューションが画像ノイズの除去及び信号回復に関して一定の効果があることが確認できた。

第5章 結論

本論文では、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法に関して、計測法の提案、解析と原理確認を行い、その計測応用に関して2章から4章にわたって述べた。本章では、これまでの研究によって得られた成果を総括するとともに、本計測法の将来展望についても述べる。

第2章では、光スペクトル領域での干渉から、OCDRと等価な反射計測が可能であることを、分光器と多チャンネル検出器の組み合わせによる測定系を仮定し、その装置関数を単純な関数の組み合わせで表現して、フーリエ解析を用いたシンプルな計算によって特性が予測できることを示した。最初の解析では、一般化のために広帯域でフラットな分布をもつ光源を仮定して計算を行い、計算手順を示した。そして、実験に使用した多モードレーザとSLDの2種類の光源のパワースペクトル分布を既知の関数の組み合わせで表現し、簡単な解析により計測における特性の予測を行った。その結果多モードレーザに関しては、モードスペクトル幅が狭いためにコヒーレンスによる強度低下は小さいものの、モード間隔周波数によって計測可能範囲が制限を受けることを明らかにした。この制限は、外部鏡を用いるなどして、モード間隔周波数を制御し、多チャンネル検出器の繰り返し間隔に一致させることにより、分光・検出系による限界まで延ばすことが可能である。また、SLDに関する解析の結果、計測可能範囲は分光系の分解能に依存していることを明らかにした。分光・検出系の分解能を向上させることにより、干渉に寄与するスペクトル純度を向上させ、計測可能範囲を拡大することが可能となる。計測における空間分解能は、光源のパワースペクトル分布のフーリエ逆変換によって求められるコヒーレンス関数と一致することがわかり、このことからOCDR法と等価な高分解能の計測が可能であることを明らかにした。本解析法を用いることにより、光源のパワースペクトル分布が分かれば、計測に応用したときの特性の予測が可能である。

第3章では、多モードレーザとSLDを用い光源の特性を測定し、反射計測時の諸特性を測定した。その結果、2.2節における解析結果の正当性を確認し、本方式において反射計測が行えることを実証した。多モードレーザを用いた計測においては、多モードレーザ

のモード間隔周波数で最大計測可能範囲が制限され、空間分解能は全モード半値全幅のフーリエ逆変換で与えられることが実証された。実測により本実験条件での空間分解能 $24\mu\text{m}$ 、最大計測可能範囲 $500\mu\text{m}$ が得られ、第2章の理論に基づいて計算した結果と良く一致した結果となった。SLDを用いた計測においては、分光・検出系の分解能によって、最大計測可能範囲が決定され、その空間分解能は反射位置と検出系の性能により変化することが確認された。実測により最大計測可能範囲 $3500\mu\text{m}$ が得られ、第2章の理論に基づいて計算した結果と良く一致した。また、多モードレーザを光源とした場合は複数枚のPETフィルムで、SLDを光源とした場合は複数枚のカバーガラスを用いて多層物体をシミュレートした計測実験を行い、それぞれの境界に相当する位置に反射光分布が得られた。これらの結果から求めた反射位置は屈折率を考慮した厚みから予測される反射位置と良く一致しており、本計測法により多層物体の反射計測が可能であることが示された。これらの知見を用いて第4章の計測応用を行うシステム設計・データ処理に関する指針が得られた。

第4章では、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法による計測応用について検討を行った。最初に、第3章で得られた知見を元に計測システムの構築を行い、その基本的な特性の測定と解析を行った。本研究で構築した計測システムは広帯域光を用いて分光干渉をおこなうため、光学系による損失を低減する目的で空間光学系のみでコンパクトに構成された。光源にはSLDを用いており、対物レンズによるサンプルの照射・集光部とGPIB制御の自動ステージを導入し、計測プログラムと画像化プログラムの開発を行った。これによって、サンプルを自動ステージに取り付けて任意の位置を最小 $1\mu\text{m}$ ステップで走査できるようになり、形状計測や断層計測が可能となった。計測システムを構築した後、空間分解能や横方向分解能、信号検出特性等のシステムの基本的な特性を測定し解析を行った。その結果、対物レンズを挿入することにより、対物レンズの焦点位置よりサンプル面が離れるに従って空間分解能と信号強度が低下することがわかり、反射光分布強度に関しては10倍対物レンズの場合 $500\mu\text{m}$ 、5倍の対物レンズでは $1200\mu\text{m}$ で最大値の10%程度に低下することが分かった。また横方向分解能は $2000\mu\text{m}$ の範囲までであれば、10倍対物レンズの場合で $15\sim 30\mu\text{m}$ 、5倍の対物レンズでは $20\mu\text{m}$ 前後となることが分かった。これらの結果をもとにして、システムの最適化を行い計測応用実験を試みた。

最初はガラスブロック上の溝形状の計測を行い、サンプルを対物レンズの焦点位置から500 μm 以内に設置すれば、比較的正確なプロファイルが得られることがわかった。また、長ねぎと垣根の芽をサンプルとして用い生体試料への断層計測への応用を試みた。長ねぎにカッターで傷を入れてその部分を横切るように計測した結果、傷の部分のプロファイルと内部の層状の構造を観測することができた。また、垣根の芽の断層測定に関しても内部構造が観測でき、断層計測への応用が可能であることがわかった。最後に、ディコンボリューションと相関演算による波形処理プログラムの2種類のプログラムを開発し処理を行った。形状計測結果に対する処理の結果より、反射率が高く構造のはっきりとした測定対象では相関演算による空間分解能の向上を確認できた。また、生体試料の断層計測結果のように構造の境界が不鮮明な測定対象には、ディコンボリューションが画像ノイズの除去及び信号回復に関して一定の効果があることが確認できた。これらの結果より、測定対象と目的によって波形処理を使い分けることにより計測画像の品質を向上させることが可能であることがわかった。

以上の結果より、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法は、反射計測法として有用な技術であることが実証され、形状計測やOCTのような断層計測に応用可能であることがわかった。本計測法は基本的に光源の種類を選ばず、LEDやTi:Al₂O₃の蛍光のようにより広帯域な光源を用いることで高空間分解能化が可能である。本研究によって、本計測法の基盤が確立され、多様な分野への応用への道が開かれた。残された課題は、計測対象と計測系のインターフェースの技術と赤色や青色LEDのように特定の波長域で広いスペクトルをもつ光源の応用である。例えば前者は、ポリゴンミラーによるサンプル走査系のような走査技術を開発であり、これによって広範な測定対象の断層計測や形状計測が可能になる。また、後者の技術開発は反射計測結果に分光学的な知見を提供し、安価でコンパクトな光源を使用した生体断層測定装置につながるものである。今後も本研究を継続して行い、光スペクトル領域干渉を用いた反射計測法を多様な分野へ応用できるように上記の課題に取り組んでいきたい。

謝辞

本研究は、東北大学電気通信研究所と山形大学において、指導教官である電気通信研究所 伊藤弘昌教授の終始御理解のある御指導の下で進めることができたものであり、伊藤弘昌教授には衷心より御礼申し上げます。また、非常に有益な御教示、御討論を頂きました東北大学通信工学科 宮城光信教授、東北大学電子工学科 内田龍男教授に感謝いたします。

本研究を進めるにあたり、職務上の特別な御配慮を頂き、物心両面から御援助頂きました、私の上司であり恩師でもある山形大学大学院工学研究科 丹野直弘教授には衷心より御礼申し上げます。また、社会人学生として東北大学に学ぶという貴重な機会を与えて下さいました、山形大学前工学部長で現山形大学電子情報工学科 赤塚孝雄教授に感謝いたします。

伊藤研究室に配属以来、本研究に多大な関心を寄せていただき有益な御討論、御協力をいただきました電気通信研究所 谷内哲夫助教授、同研究所前助手で現山形大学大学院工学研究科 佐藤学助教授、同研究所 中村孝一郎助手に御礼申し上げます。

本研究を立ち上げるにあたり、貴重な御意見を頂きました山形大学電子情報工学科 市村勉助教授に感謝いたします。また、実験装置の製作に関して特別な御配慮を頂き、事務的な面からも多大なる御協力を頂きました山形大学電子情報工学科 遠藤茂技官に感謝いたします。

本研究を遂行するにあたり、種々の御協力をいただいた、東北大学電気通信研究所 今野勇治技官、田久長一技官、伊藤研究室秘書 津田亜紀子さんに御礼申し上げます。

伊藤研究室において何事にも終始丁寧に対応して頂き、研究室での生活を有意義なものにして頂きました伊藤研究室の卒業生、在学生の諸氏に感謝いたします。

最後に、社会人学生としての3年間いやな顔一つせず、終始物心両面で支えてくれた妻 薫に感謝します。

参考文献

- [1] M. K. Barnoski and S. M. Jensen, "Fiber waveguides : a novel technique for investigating attenuation characteristics," *Appl. Opt.*, Vol. 15, pp2112-2115 (1976)
- [2] R. I. MacDonald and H. Ahlers, "Frequency domain optical reflectometry," *Appl. Opt.*, Vol.20, pp1840-1844 (1981)
- [3] W. Eickhoff, R. Ulrich, "Optical frequency-domain reflectometry in single-mode fibers," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 39, pp693-695 (1981)
- [4] S. A. Kingsley and D. E. N. Davies, "OFDR diagnostics for fibre and integrated-optic systems," *Electron. Lett.*, Vol. 21, pp434-435 (1985)
- [5] H. Ghafoori-Shiraz and T. Okoshi, "Optical-fiber diagnosis using optical-frequency-domain reflectometry," *Opt. Lett.*, Vol. 10, pp160-162 (1985)
- [6] M. Shadaram, R. Hippenstiel, "Fourier analysis of the complex envelope of the echos in an OFDR," *Appl. Opt.*, Vol. 25, pp1083-1085 (1986)
- [7] R. I. MacDonald, H. Ahlers, "Swept wavelength reflectometer for integrated-optic measurements," *Appl. Opt.*, Vol. 26, pp114-117 (1987)
- [8] D. W. Dolfi, M. Nazarathy, and S. A. Newton, "5-mm resolution optical-frequency-domain reflectometry using a coded phase-reversal modulator," *Opt. Lett.*, Vol. 13, pp678-680 (1988)
- [9] J. Nakayama, K. Iizuka, and J. Nielsen, "Optical fiber fault locator by the step frequency method," *Appl. Opt.*, Vol. 26, pp440-443 (1987)
- [10] K. Iizuka, Y. Imai, A. P. Freundorfer, R. James, R. Wong, S. Fujii, "Optical step frequency reflectometer," *J. Appl. Phys.* Vol.68, pp932-936 (1990).
- [11] Y. Imai and K. Iizuka, "Optical carrier frequency swept reflectometry for a waveguide, Proc. of 7th Optical Fiber Sensors Conf., pp183-186 (1990)
- [12] S. Fujii and K. Iizuka, "Neural network step-frequency fault locator," *Opt. Engineer.*, Vol. pp1441-1449 (1995)

- [13] J. W. Verhoof, "New method of in-service fault localization in passive optical subcarrier loops," *Electron. Lett.*, Vol. 28, pp1059-1061 (1992)
- [14] R. Passy, N. Gisin, J. P. von der Weid, H. H. Gilgen, "Experimental and theoretical investigations of coherent OFDR with semiconductor laser sources," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 12, pp1622-1630 (1994)
- [15] Lu-Tang Wang, K. Iiyama, and K. Hayashi, "Excellent lineatly frequency-swept light source for sensing system utilizing FMCW technique," *Trans. Inst. Electron. Inf. Commun. Eng.*, Vol. E77-C, pp1716-1721 (1994)
- [16] X. Zhou, K. Iiyama, and K. Hayashi, "Extend-range FMCW reflectometry using an optical loop with a frequency shifter," *IEEE Photon. Technol. Lett.* Vol.8, pp248-250 (1996)
- [17] K. Iiyama, Lu-Tang Wang, and K. Hayashi, "Linearizing optical frequency-sweep of a laser diode for FMCW reflectometry," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 14, pp173-178 (1996)
- [18] J. P. von der Weid, R. Passy, G. Mussi, and N. Gisin, "Self-heterodyne coherent optical frequency-domain reflectometer," *Electron. Lett.*, Vol. 31, pp2037-2038 (1995)
- [19] Y. Katsuyama, "In-service fiber line identification based on high-resolution fiber length measurement," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 13, pp6-13 (1995)
- [20] K. Tsuji, K. Shimizu, T. Horiguchi, and Y. koyamada, "Spatial resolution improvement in long range coherent optical frequency domain reflectometry by frequency-sweep linerization," *Electron. Lett.*, Vol. 33, pp408-410 (1997)
- [21] R. C. Youngquist, S. Carr and D. E. N. Davis, "Optical coherence-domain reflectometry : a new optical evaluation technique," vol 12,158-160 (1987).
- [22] B. L. Danielson and C. D. Whittenberg, "Guided-wave reflectometry with micrometer resolution," *Appl. Opt.*, Vol. 26, pp2836-2842 (1987)
- [23] K. Takada, I. Yokohama, K. Chida, and J. Noda, "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique," *Appl. Opt.*, Vol. 26, pp1603-1606 (1987)
- [24] K. Takada, N. Takato, J. Noda, Y. Noguchi , "Characterization of silica-based waveguides with an interferometric optical time-domain reflectometry system using a 1.3- μm -wavelength superluminescent diode," *Opt. Lett.*, Vol. 14, pp706-708 (1989)

- [25] K. Takada, A. Himeno, K. I. Yukimatsu, "High sensitivity and submillimeter resolution optical time-domain reflectometry based on low-coherence interference," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 10, pp1998-2005 (1992)
- [26] K. Takada and H. Yamada, "Rapidly-tunable narrowband light source with symmetrical crossing configuration for low coherence reflectometry," *Electron. Lett.*, Vol.31, pp63-65 (1995)
- [27] K. Takada, H. Yamada, Y. Hibino, and S. Mitachi, "Range extension in optical low coherence reflectometry achieved by using a pair of retroreflectors," *Electron. Lett.*, Vol.31, pp1565-1567 (1995)
- [28] E. A. Swanson, D. Huang, M. R. Hee, J. G. Fujimoto and C. P. Puliavito, "High-speed optical coherence domain reflectometry," *Opt. Lett.*, Vol.17, pp151-153 (1992).
- [29] P. Lambelet, R. P. Salathe, M. H. Garrett and D. Rytz, "Characterization of a photorefractive phase conjugator by optical low-coherence reflectometry," *Appl. Phys. Lett.* Vol.64, pp1079-1081 (1994).
- [30] T. Horiguchi, N. Shibata, and M. Tateda, "Optical reflectometer using low coherence source," *Trans. Inst. Electron. Inf. Commun. Eng.*, Vol. E71, pp348-349 (1988)
- [31] K. Kasaya, Y. Yoshikuni and H. Ishii, "Measurements of a semiconductor waveguide using a low-coherence interferometric reflectometer," *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, Vol.8, pp251-253 (1996).
- [32] X. Clivaz, F. Marquis-Weible, R. P. Salathe, R. P. Novak, H. H. Gilgen, "High-resolution reflectometry in biological tissues," *Opt. Lett.*, Vol.17, pp4-6 (1992)
- [33] X. Clivaz, F. Marquis-Weible and R. P. Salathe, "Optical low coherence reflectometry with 1.9 μm spatial resolution," *Electron. Lett.*, Vol. 28, pp1553-1555 (1992)
- [34] Brinkmeyer, E. Glombitza U. , "Complex coherence-domain reflectometry in active laser diodes," *Opt. Lett.*, Vol.17, pp1441-1443 (1992)
- [35] W. V. Sorin and D. F. Gray, "Simultaneous thickness and group index measurement using optical low coherence reflectometry," *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, Vol.4, pp105-107 (1992)
- [36] O. Kamatani and K. Hotate, "Optical coherence domain reflectometry by synthesis of coherence function," *J. Lightwave Technol.*, Vol.11, pp1701-1710 (1993)

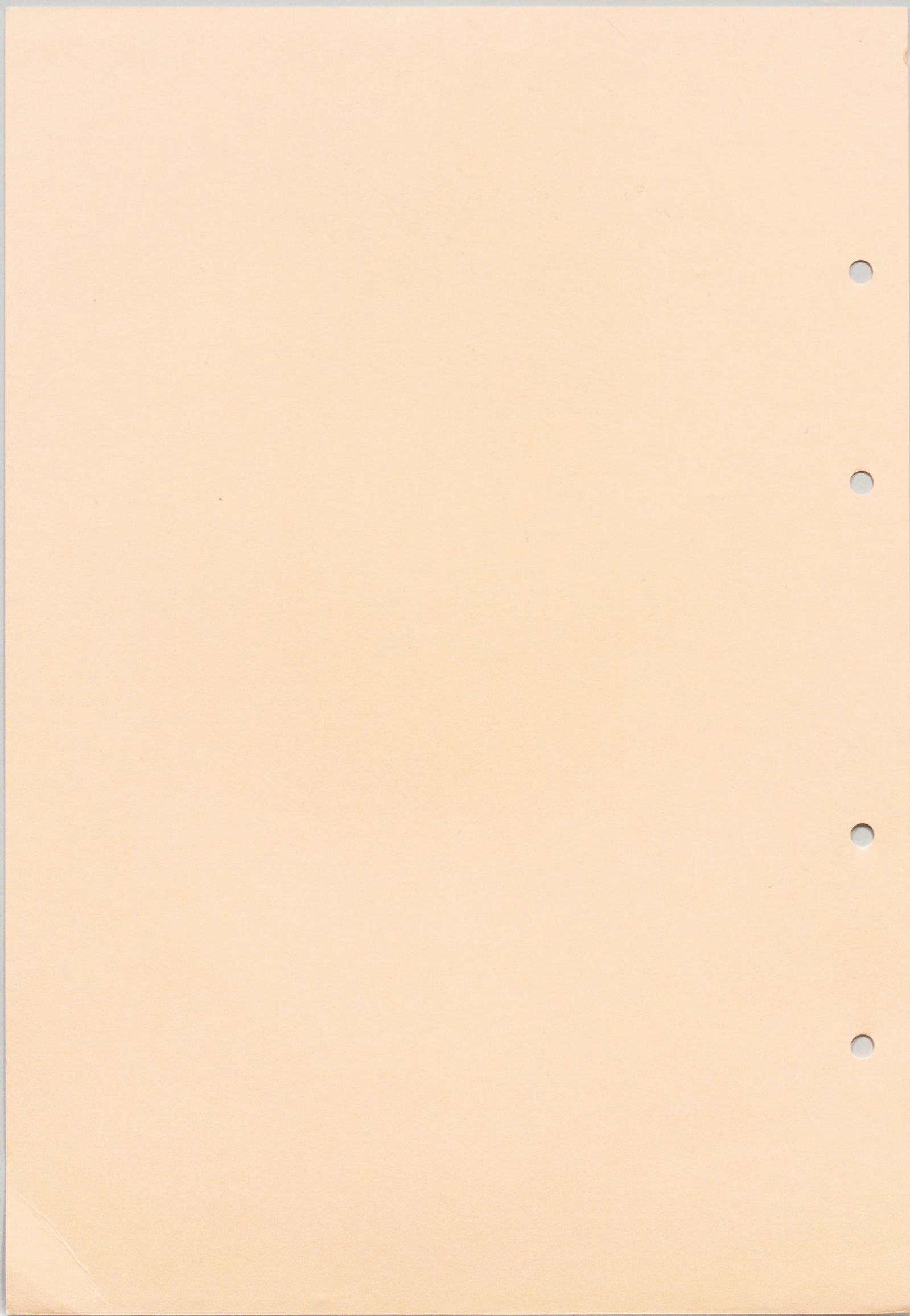
- [37] O. Kamatani and K. Hotate, "Optical coherence domain reflectometry by synthesis of coherence function with nonlinearity compensation in frequency modulation of a laser diode," *J. Lightwave Technol.*, Vol.11, pp1854-1862 (1993)
- [38] P. Y. Fonjallaz, H. G. Limberger, R. P. Salathe, Ch. Zimmer, H. H. Gilgen, "Direct determination of main fibre Bragg grating parameters using OLCR," *Iee Proc., Optoelectron.*, Vol.141, pp141-144 (1994)
- [39] 今井 洋, "高分解能後方散乱測定法," *光学*, Vol.20, pp258-264 (1991)
- [40] 保立和夫, "光の波長・位相制御技術による光センシング," *電子情報通信学会論文誌*, Vol. J73-C-I, pp207-215 (1990)
- [41] K. Hotate and R. Yamaguchi, "Impact of advanced optical communication technology on lightwave sensing," *Trans. Inst. Electron. Inf. Commun. Eng.*, Vol. E76-B, pp256-266 (1992)
- [42] H. H. Gligen, R. P. Novak, R. P. Salathe, W. Hodel, and P. beaud, "Submillimeter optical reflectometry," *J. Lightwave Technol*, Vol. 7, pp1225-1223 (1989)
- [43] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliavito, and J. G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography," *Science*, Vol. 254, pp1178-1181 (1991)
- [44] A. F. Fercher, "Optical coherence tomography," *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 1, pp157-173 (1996)
- [45] J. A. Izatt, M. R. Hee, G. M. Owen, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence microscopy in scattering media," *Opt. Lett.*, Vol. 19, pp590-592 (1994)
- [46] J. G. Fujimoto, M. E. Brezinski, G. J. Tearney, S. A. Boppart, B. Bouma, M. R. Hee, J. F. Southern, and E. A. Swanson, "Optical biopsy and imaging using optical coherence tomography," *Nature Medicine*, Vol. 1, pp970-972 (1995)
- [47] G. J. Terney, S. A. Boppart, B. E. Bouma, M. E. Brezinski, N. J. Weissman, J. F. Southern, and J. G. Fujimoto, "Scanning single-mode fiber optic catheter-endoscope for optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, Vol. 21, pp543-545 (1996)
- [48] G. J. Tearney, M. E. Brezinski, J. F. Southern, B. E. Bouma, S. A. Boppart, and J. G. Fujimoto, "Optical biopsy in human gastrointestinal tissue using optical coherence tomography," *The American Journal of Gastroenterology*, Vol. 92, pp1800-1804 (1997)

- [49] G. J. Tearney, M. E. Brezinski, B. E. Bouma, S. A. Boppart, C. Pitris, J. F. Southern, and J. G. Fujimoto, "In vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography," *Science*, Vol. 276, pp2037-2039 (1997)
- [50] S. R. Chinn, E. A. Swanson, and J.G. Fujimoto, "Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source," *Opt. Lett.* , Vol. 22, pp340-342 (1997)
- [51] A. F. Fercher, W. Drexler, C. K. Hitzenberger, and G. Kamp, " Measurement of optical distances by optical spectrum modulation," *SPIE*, Vol. 2083, pp263-267 (1994)
- [52] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, and S. Y. El-Zaiat, "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry," *Opt. Comm.* , Vol. 117, pp43-48 (1995)
- [53] M. Bail, G. Hausler, J. M. Herrmann, M.W. Lindner, and R. Ringler, "Optical coherence tomography with the "Spectral Radar" - fast optical analysis in volume scatterers by short coherence interferometry," *SPIE*, Vol. 2925, pp298-303 (1996)
- [54] M. Bail, A. Eigenesse, G. Hausler, J. M. Herrmann, and M.W. Lindner, "3D imaging of human skin -optical in vivo tomography and topology by short coherence interferometry," *SPIE*, Vol. 2981, pp64-75 (1997)
- [55] G. Hausler and M. W. Lindner, " "Coherence Radar" and "Spectral Radar" - new tools for dermatological diagnosis," *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 3, pp21-31 (1998)
- [56] M. D. Kulkarni and J. A. Izatt, " Digital signal processing in optical coherence tomography," *SPIE*, Vol. 2981, pp2-6 (1997)
- [57] 市村 勉, 安藤直樹, 小田切良樹, 船場忠幸, 遠藤 茂, 丹野直弘, "マルチ・モードレーザー リフレクトメトリーの実験的特性," *信学技報*, OQE93-137, pp.13-18 (1993)
- [58] 安藤直樹, 小田切良樹, 船場忠幸, 市村勉, 丹野直弘, "マルチ・モード レーザリフレクトメトリー : II. F F T逆変換周波数領域検出実験, "第55回応用物理学学会学術講演会講演予稿集, 29p-G-17, p1407 (1994)
- [59] 市村 勉, 安藤直樹, 小田切良樹, 船場忠幸, 丹野直弘, "マルチ・モード レーザリフレクトメトリー, "レーザ学会学術講演会第14回年次大会講演予稿集, 21aIV3, p218 (1994)

- [60] 丹野直弘, 市村勉, “多モードレーザーのコヒーレンスを用いた光反射強度分布再生法” 電子情報通信学会論文誌, Vol. J77-C-I, pp415-422 (1994)
- [61] 安藤直樹, 船場忠幸, 市村 勉, 遠藤 茂, 丹野直弘, “光ヘテロダインマルチモードレーザーリフレクトメトリー,” 信学技報, OPE95-7, pp.37-42 (1995)
- [62] 市村 勉, 安藤直樹, 船場忠幸, 遠藤 茂, 丹野直弘, “干渉分光スペクトル分布検出による光反射強度分布再生法 一位相同期干渉性分検波法-,” “レーザー研究, Vol.24, No.3, pp.90-98 (1996)
- [63] 市村 勉, 安藤直樹, 小田切良樹, 船場忠幸, 遠藤 茂, 丹野直弘, “干渉分光スペクトル分布検出による光反射強度分布再生法 ー直接検波法ー,” “レーザー研究, Vol.24, No.3, pp.80-89 (1996)
- [64] 船場忠幸, 遠藤 茂, 市村 勉, 丹野直弘, “マルチチャンネルアナライザーを用いたマルチモードレーザーリフレクトメトリー,” 信学技報, OPE95-6, pp.31-36 (1995)
- [65] 船場忠幸, 丹野直弘, 伊藤弘昌, “マルチチャンネル検出方式を用いたマルチモードレーザーリフレクトメトリーの基礎特性,” “応用物理学会東北支部第51回学術講演会予稿集, pp97-98 (1996)
- [66] 船場忠幸, 丹野直弘, 伊藤弘昌, “マルチモードレーザーリフレクトメトリーによる厚み分布計測実験,” “第44回応用物理関係連合講演会講演予稿集, NO.3, 30p-ZP-11 (1997)
- [67] T. Ichimura, N. Andou, Y. Odagiri, T. Funaba, N. Tan-no, “Measurement of optical distances using coherent multi-mode laser light.,” OSA Proceedings on Advances In Optical Imaging and Photon Migration, Vol. 21, pp. 244-247 (1994)
- [68] N. Tan-no, T. Ichimura, T. Funaba, N. Anndo and Y. Odagiri, "Optical multimode frequency-domain reflectometer," ,Opt. Lett., Vol. 19, pp587-589 (1994).
- [69] T. Ichimura, N. Anndo, T. Funaba, S. Endo, Y. Odagiri, N. Tanno, "High-resolution reflectometry by optical multidigitized coherence," OPTICAL REVIEW, Vol.3, pp38-46 (1996).
- [70] T. Funaba, S. Endou, T. Ichimura and N. Tanno, "Multimode laser reflectometry using a multi-channel analyzer," 1995 International Laser, Lightwave and Microwave Conference Proceedings(Shanghai World Publishing, Shanghai, 1995), 308-311 (1995).

- [71] T. Funaba, N. Tanno, H. Ito, "Optical spectral domain reflectometer with multimode coherency using multichannel wavelength detector, " CLEO/Pacific Rim'97 Technical Digest(IEEE Catalog No. 97TH8275), pp289-290(FP2) (1997)
- [72] T. Funaba, N. Tanno, H. Ito, "Optical readout method using high resolution reflectometer with spectral domain interference," Joint MORIS/ISOM '97 Technical Digest, pp234-235 (1997)
- [73] T. Funaba, N. Tanno, H. Ito, "Multimode-laser reflectometer with a multichannel wavelength detector and its application," Applied Optics, Vol.36, pp8919-8928 (1997)
- [74] 船場忠幸, 丹野直弘, 伊藤弘昌, "低コヒーレンス光の光スペクトル領域干渉を用いたリフレクトメトリー," Optics Japan '97 講演予稿集, pp53-54 (1997)
- [75] 船場忠幸, 丹野直弘, 伊藤弘昌, "光スペクトル領域干渉を用いたリフレクトメトリーによる断層計測基礎実験," 第45回応用物理関係連合講演会講演予稿集, 30pD/III-10 (1998)
- [76] 船場忠幸, 丹野直弘, 伊藤弘昌, "光スペクトル領域干渉を用いたリフレクトメトリーによる断層計測基礎実験II," 第59回応用物理学会学術講演会講演予稿集, 16p-ZC-14 (1998)
- [77] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics Second Edition," McGraw-Hill (1996)
- [78] 飯塚啓吾 著, "光工学 新訂増補版," 共立出版 (1983)
- [79] 日野幹雄 著, "スペクトル解析," 朝倉書店 (1997)
- [80] グッドマン 著, "統計光学," 丸善 (1992)
- [81] 南 茂夫, 合志陽一 編著, "分光技術ハンドブック," 朝倉書店 (1990)
- [82] A. Yariv, "Optical Electronics in Modern Communications Fifth Edition," Oxford University Press (1997)
- [83] 河野健治 著, "光結合系の基礎と応用," 現代工学社 (1991)
- [84] 南 茂夫 編著, "科学計測のための波形データ処理," CQ出版社 (1986)
- [85] 河田 聡, 南 茂夫 編著, "科学計測のための画像データ処理," CQ出版社 (1994)
- [86] 有本 卓 著, "信号・画像のデジタル処理," 産業図書 (1980)

- [87] Edited by P. A. Jansson, "Deconvolution of Images and Spectra Second Edition," Academic Press (1997)
- [88] 黒瀬能聿, 松島勇雄, 松雄俊彦 共著, "C言語による科学技術計算サブルーチンライブラリ," 啓学出版 (1986)
- [89] T. Funaba, N. Tanno, and H. Ito, "Reflectometry using optical spectral domain interference," to be submitted to Optical Review
- [90] T. Funaba, N. Tanno, and H. Ito, "Profile measurement by reflectometry using optical spectral domain interference," to be submitted to Applied Optics



inches
cm
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue	Cyan	Green	Yellow	Red	Magenta	White	3/Color	Black
[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]
[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]

Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

