

修士論文

光波コヒーレンス関数の合成法による
光リフレクトメトリの高性能化とセンシング応用

*Improvement and sensing application of
optical coherence domain reflectometry
by synthesis of optical coherence function*

指導教員 保立 和夫 教授
何 祖源 准教授

東京大学大学院 工学系研究科
電子工学専攻

37-66470 小西 正俊

平成 20 年 2 月 1 日提出

目次

第1章 序論	1
1-1. はじめに.....	1
1-2. 本論文の構成.....	4
第2章 光波コヒーレンス関数の合成法による光リフレクトメトリ	6
2-1. はじめに.....	6
2-2. 光波コヒーレンス関数.....	6
2-3. 光波コヒーレンス関数の合成法による光リフレクトメトリ.....	8
2-4. 正弦波状周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成法.....	9
2-5. OCDR-SOCFの実験系.....	13
2-6. コヒーレンス長を超えた領域での反射率分布測定.....	13
2-7. まとめ.....	14
第3章 光波コヒーレンス関数の合成法による光リフレクトメトリの高速化	15
3-1. はじめに.....	15
3-2. 高速化の原理.....	15
3-3. 実験結果.....	16
3-3-1. コヒーレンス長内の測定の高速化.....	16
3-3-2. コヒーレンス長を超えた領域での測定の高速化.....	18
3-4. まとめ.....	20
第4章 アポダイゼーション	21
4-1. はじめに.....	21
4-2. アポダイゼーション.....	21
4-3. シミュレーション結果.....	21
4-3-1. アポダイゼーションをかけない場合.....	21
4-3-2. ハミング窓によるアポダイズのシミュレーション.....	23
4-3-3. ハニング窓によるアポダイズのシミュレーション.....	24
4-3-4. ガウス窓によるアポダイズのシミュレーション.....	27
4-4. シミュレーション結果の考察.....	28
4-5. アポダイゼーションの実験結果.....	29
4-5-1. 変調波形の工夫によるアポダイゼーション.....	29
4-5-2. FBG フィルタによるアポダイゼーション.....	30
4-6. アポダイゼーションの実験結果についての考察.....	32
4-7. まとめ.....	32
第5章 レイリー散乱の観測とセンサへの応用	33
5-1. はじめに.....	33
5-2. レイリー散乱とは.....	33
5-3. レイリー散乱の観測.....	36
5-4. 側圧センサ.....	43
5-4-1. 側圧センサの開発.....	43
5-4-2. 側圧センサの測定速度の向上.....	45
5-4-3. 側圧センサに関する考察.....	46
5-5. 温度・歪センサ.....	46
5-5-1. レイリー散乱観測の再現性.....	47
5-5-2. 温度に対する特性.....	52

5-5-3. 温度・歪センサに関する考察.....	56
5-6. まとめ.....	56

第6章 結論	57
6-1. 結論.....	57
6-2. 今後の課題・展望.....	58
6-2-1. 空間分解能とダイナミックレンジのさらなる向上.....	58
6-2-2. 温度・歪センサの高速化.....	58

参考文献

発表文献

謝辞

目次

1.1	OTDR の概念図.....	3
1.2	OFDR の概念図.....	3
1.3	OLCR の概念図.....	3
1.4	光リフレクトメトリの性能要素.....	4
2.1	マイケルソン干渉系.....	7
2.2	OCDR-SOCF の概念図.....	9
2.3	光波コヒーレンス関数の合成.....	11
2.4	OCDR-SOCF の実験系.....	13
2.5	5 次ピークによる測定.....	14
3.1	OCDR-SOCF の実験系.....	15
3.2	高速測定の実験系.....	16
3.3	コヒーレンス長内の測定結果.....	17
3.4	コヒーレンス長内の測定における掃引時間と FWHM の関係.....	18
3.5	コヒーレンス長外の測定結果.....	19
3.6	コヒーレンス長外の測定における掃引時間と FWHM の関係.....	20
4.1	正弦波変調による光スペクトラム図.....	21
4.2	光波コヒーレンス関数.....	22
4.3	光波コヒーレンス関数 (1 次ピーク).....	23
4.4	ハミング窓.....	23
4.5	ハミング窓×正弦波変調.....	24
4.6	ハミング窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形.....	24
4.7	ハミング窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形(一次ピーク).....	25
4.8	ハニング窓.....	25
4.9	ハニング窓×正弦波変調.....	26
4.10	ハニング窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形.....	26
4.11	ハニング窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形(一次ピーク).....	26
4.12	ガウス窓.....	27
4.13	ガウス窓×正弦波変調.....	27
4.14	ガウス窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形.....	28
4.15	ガウス窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形(一次ピーク).....	28
4.16	信号発生器の電流波形の工夫.....	29
4.17	変調波形の工夫によるアポダイゼーション結果.....	29
4.18	変調波形の工夫によるアポダイゼーション結果 (ピーク近傍).....	30
4.19	FBG フィルタによるアポダイゼーションの実験系.....	31
4.20	FBG フィルタによるアポダイゼーション実験結果.....	31
4.21	FBG フィルタによるアポダイゼーション実験結果 (ピーク近傍).....	32

5.1	石油センサ.....	34
5.2	側圧センサ.....	34
5.3	濃度センサ.....	35
5.4	指紋パターンを利用した温度・歪センサ.....	35
5.5	FUT を終端からの反射を抑えた 10m ファイバとした系.....	36
5.6	図 5.5 の系による測定結果.....	37
5.7	光路差とダイナミックレンジの関係を測定するための系.....	37
5.8	光路差とダイナミックレンジの関係.....	38
5.9	シミュレーションによる FUT の長さとの測定結果の関係.....	39
5.10	光路差とダイナミックレンジの関係 (simulation).....	39
5.11	レイリー散乱の観測のための系.....	40
5.12	850m ファイバにおけるレイリー散乱の観測結果.....	41
5.13	10km ファイバにおけるレイリー散乱の観測結果.....	42
5.14	センシングポイント.....	43
5.15	側圧の観測.....	44
5.16	A 地点に側圧をかけて 30 回測定したときの反射ピーク位置をプロットした結果.....	44
5.17	高速測定の結果.....	45
5.18	偏波ダイバーシティのための実験系.....	48
5.19	気温 21.2℃で 800m 地点におけるレイリー散乱の測定結果.....	49
5.20	メンディングテープで固定した系で測定した 21.0℃のとき 800m 地点でのレイリー散乱の様相.....	50
5.21	図 5.20 の(a)と(b)を重ねた図.....	50
5.22	粘着力の強いテープでしっかり固定した系で測定した 21.0℃のとき 800m 地点でのレイリー散乱の様相.....	51
5.23	図 5.22 の(a)と(b)を重ねた図.....	51
5.24	各々の気温における中心周波数とレイリー散乱強度の関係.....	53
5.25	図 5.24 の(a)と(b)との間で波長シフト量を調べた結果.....	54
5.26	図 5.24 の(b)と(c)との間で波長シフト量を調べた結果.....	54
5.27	図 5.24 で(a)をずらして(b)と重ねた結果.....	55
5.28	図 5.24 で(b)をずらして(c)と重ねた結果.....	55

第 1 章

序論

1-1. はじめに

1970 年代、室温連続発振の半導体レーザの開発と、当時としては画期的に損失の低い約 20dB/km の石英光ファイバの開発という光学の研究開発の歴史の中でもとても大きな進歩がなされた。これ以降、さまざまな光部品、光集積回路などが研究・開発され、近年では光ファイバ通信網が急激に広まってきている。こういった光学技術の進歩と同時に、「光学系を故障診断する技術」が求められてきた。

光リフレクトメトリはこの要求を満たすために生み出された技術である。光ファイバモジュール中の故障点やファイバ間接続の悪い位置から反射・散乱が起こることから、光リフレクトメトリでは「反射率を位置の関数として得ること」によって故障診断を行う。

また、近年では光リフレクトメトリを様々な方式で応用して、温度・歪センサや側圧センサ、水溶液中の濃度センサなど、様々なセンサも研究開発されている。

光ファイバセンサには従来のような電氣的センサを用いたセンシング技術に比べて以下のように様々な利点がある。

- ①構造がコンパクトであり、安価である
- ②非破壊的センシングが可能である
- ③電磁気による影響を受けない
- ④劣悪な環境に対する耐性がある
- ⑤損失が少ない
- ⑥分布的な測定が可能である

近年、光ファイバセンサは様々な分野で注目を集めており、多種多様な用途で実用化が進んでいる。そして光ファイバセンサにおいて、様々な位置をひとつのセンサで測定するために多くの場合「光リフレクトメトリ」が用いられるのである。

代表的な光リフレクトメトリとして図 1.1 で示されるような光時間領域リフレクトメトリ (Optical Time Domain Reflectometry; OTDR) およびコヒーレント光時間領域リフレクトメトリ (Coherent Optical Time Domain Reflectometry; C-OTDR) がある。この手法では光パルスを対象の光ファイバや光デバイスに入射し、光パルスを入射してから戻り光

が戻ってくるまでの時間遅延を測定することで反射の位置測定を行う。また戻り光の強度により反射率測定を行う。空間分解能は光パルス幅により決まる。現在この手法は既に実用化が行われており、広く用いられている。主には光通信路など全長が **km** を超える長距離の光システムに対して数 **m** 程度という低い空間分解能で測定する際に用いられている。

もうひとつの代表的な光ファイバリフレクトメトリとして図 1.2 のような光周波数掃引リフレクトメトリ (Coherent Optical Frequency Domain Reflectometry; C-OFDR、または Frequency Modulated Continuous Wave; FMCW)がある。この手法は連続光を用いた干渉計測である。光周波数を鋸波的に変調した光を参照光路と対象となる光ファイバや光デバイスに入射し、受光部で戻り光と参照光のビート周波数を解析する。観察されるビート周波数が参照光と信号光の時間遅延に比例することから反射の位置を知ることが出来る。またビート周波数の強度により反射率を測定することができる。C-OFDR は現在もっとも盛んに研究が進められている光リフレクトメトリであり、レイリー散乱を遥かに下回る高い感度、数 **km** もの広い測定範囲、約 $50\mu\text{m}$ もの極めて高い空間分解能をすべて満たすような高性能リフレクトメトリも報告されている。[28]

さらに別の手法としては図 1.3 のような低コヒーレンスリフレクトメトリ (Optical Low Coherence Reflectometry; OLCR)がある。白色干渉計を原理として開発された手法である。光源として Super Luminescent Diode(SLD)などのコヒーレンス長の極めて短い光源を用い、参照光と信号光との間に時間遅延がないときにのみ干渉することを利用する。参照光路の光路長により位置測定を行い、干渉出力の強度により反射率を測定する。この手法における空間分解能は光源のコヒーレンス長により決まる。実際の測定では参照光路に設置しているミラーなどの位置を移動させることで参照光路の光路長を変化させて反射率分布を取得する。この手法は OCT(Optical Coherence Tomography)として眼科などの生体計測への応用や厚み測定などに実用化されている。1 **m** 以内程度の測定範囲ながらも、空間分解能としては数 μm から数 10 μm という超高空間分解能が実現されている。

一方で当研究室独自の手法として光波コヒーレンス関数の合成法による光リフレクトメトリ (Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Optical Coherence Function: OCDR-SOCF) がある。この手法は、レーザ光源の光周波数変調で作られるデルタ関数状のコヒーレンスピークを被測定光路に沿った任意の位置に合成・移動することで、反射率を分布的に測定する技術である。OCDR-SOCF はランダムアクセスが可能で一点あたりの測定時間が極めて短いという特徴がある。さらに OCDR-SOCF でコヒーレンス長を超えた遠方を観測する技術も開発されている。

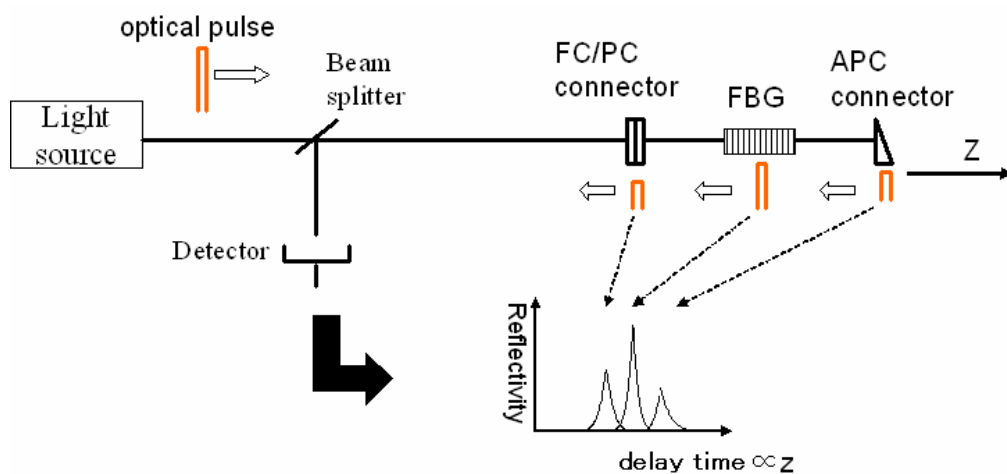


図 1.1: OTDR の概念図

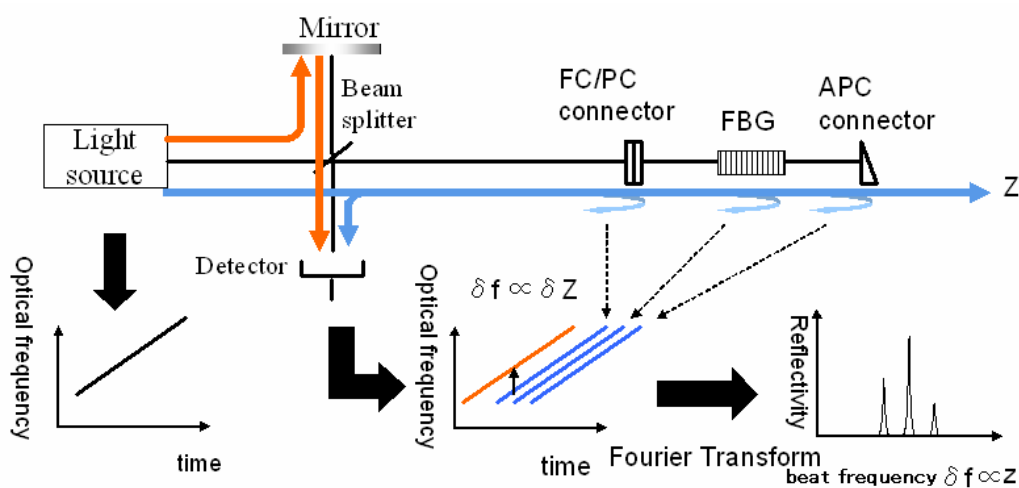


図 1.2: OFDR の概念図

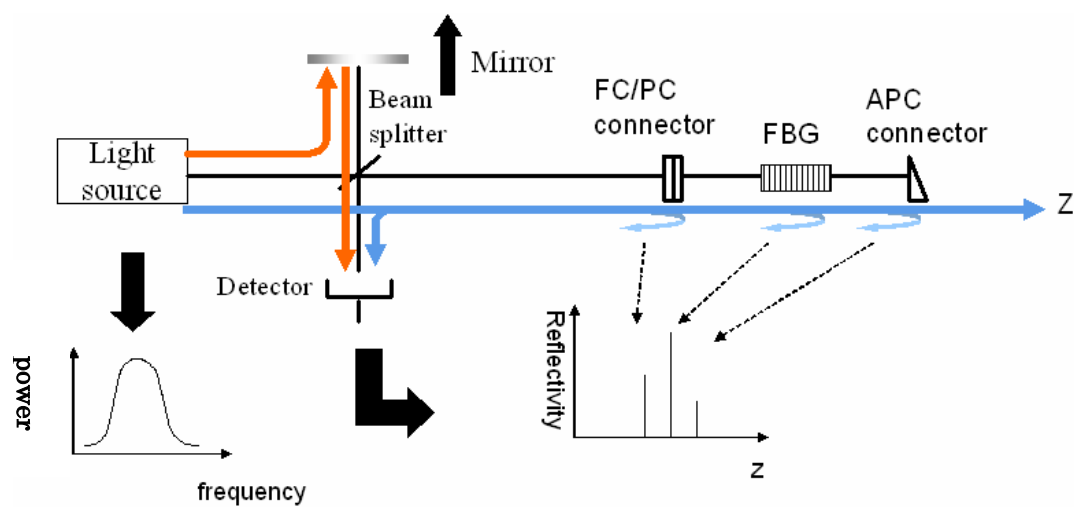


図 1.3: OLCR の概念図

なお、光リフレクトメトリの性能要素には以下のようにさまざまなものが存在する。各々の性能要素は図 1.4 のように測定結果と対応している。

- ① 空間分解能(spatial resolution):反射点の位置を正確に特定する性能。多くの場合、半値全幅(FWHM)によって表わす。
- ② 測定レンジ(measurement range):測定可能な範囲
- ③ ダイナミックレンジ(dynamic range):測定可能な最大反射率と最小反射率の差
- ④ 精度(accuracy):反射率測定の正確さ
- ⑤ 感度(sensitivity):測定可能な最小の反射率
- ⑥ 測定速度(measurement speed):測定に要する時間の長さ

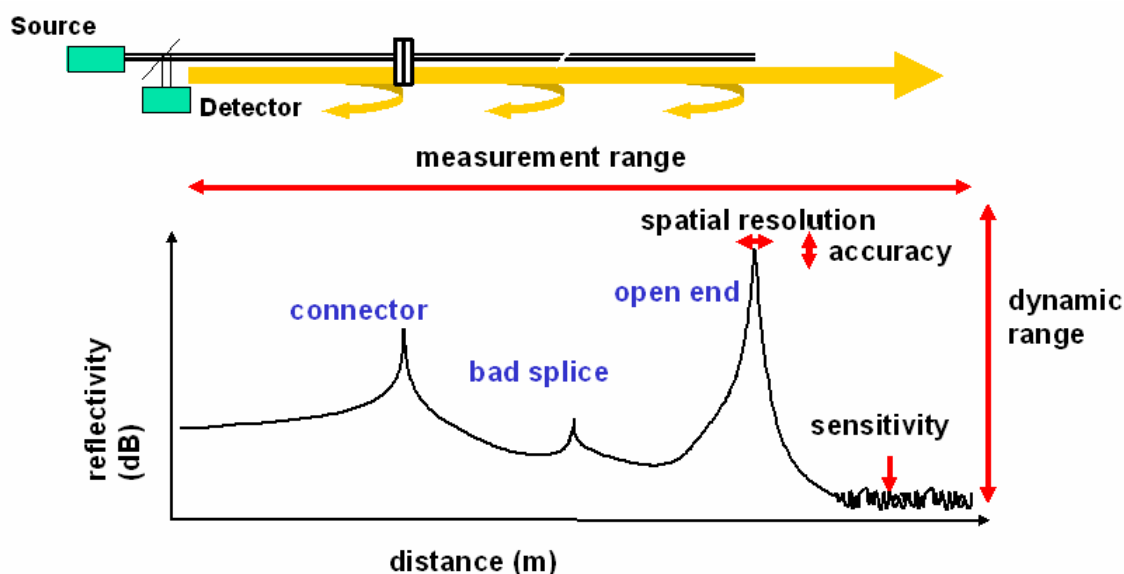


図 1.4: 光リフレクトメトリの性能要素

1-2. 本論文の構成

本論文では、以下のような構成とする。

第 1 章においては、本論文における背景と目的、並びに本論文の構成を示す。

第 2 章においては、光波コヒーレンス関数の合成法による光リフレクトメトリ (OCDR-SOCF) の原理を説明する。

第 3 章においては、OCDR-SOCF の「測定速度」を従来手法から大幅に高速化する手法を紹介し、コヒーレンス長内とコヒーレンス長外の二つの場合について実験結果を示す。

第 4 章においては、アポダイゼーションという手法によって「**ダイナミックレンジ**」を高める手法を紹介し、コヒーレンス長内における実験結果を示す。

第 5 章においては、「**感度**」を向上させる手法を紹介し、OCDR-SOCF で初めてレイリー散乱を観測したことを報告する。この結果を応用して、レイリー散乱による側圧センサと温度・歪センサを開発したことを報告する。

第 6 章においては、本研究の結論と今後の課題・展望について述べる。

第 2 章

光波コヒーレンス関数の合成法による 光リフレクトメトリ

2-1.はじめに

本章では、まず光波コヒーレンス関数について説明する。次に、光源に正弦波状周波数変調を加えた場合における光波コヒーレンス関数の合成法の原理について説明する。さらに、光波コヒーレンス関数の合成法による光リフレクトメトリの測定レンジをコヒーレンス長外まで広げる手法を紹介する。

2-2.光波コヒーレンス関数

光波コヒーレンス関数とは、光源の干渉性能を示す定量的指標である。光路差を持つ二つの光が干渉した場合に生じる干渉縞の鮮明度を光路差の関数として見たものであり、その形状は光源のパワースペクトラムの逆フーリエ変換で表されることが知られている。

ここでは実際に光波コヒーレンス関数を式で導出してみるが、その際図 2.1 のようなマイケルソン干渉系を考える。二つの光路に沿って伝播しスクリーンに到達する光波の電界の複素解析表示をそれぞれ $E_1(t)$ 、 $E_2(t)$ とすると、スクリーン上での光強度は、

$$I = \overline{|E_1(t) + E_2(t)|^2} \quad (2.1)$$

となる。二つの光波の伝搬時間差を τ とおくと、規格化された光強度 $E(t)$ を用いて $E_1(t)$ と $E_2(t)$ を、

$$E_1(t) = A_1 E(t + \tau), \quad E_2(t) = A_2 E(t) \quad (2.2)$$

と表すことができる。但し A_1 、 A_2 は二つの光波の強度を表す定数である。式(2.2)を式(2.1)に代入すると、

$$I = \overline{|A_1 E(t + \tau) + A_2 E(t)|^2}$$

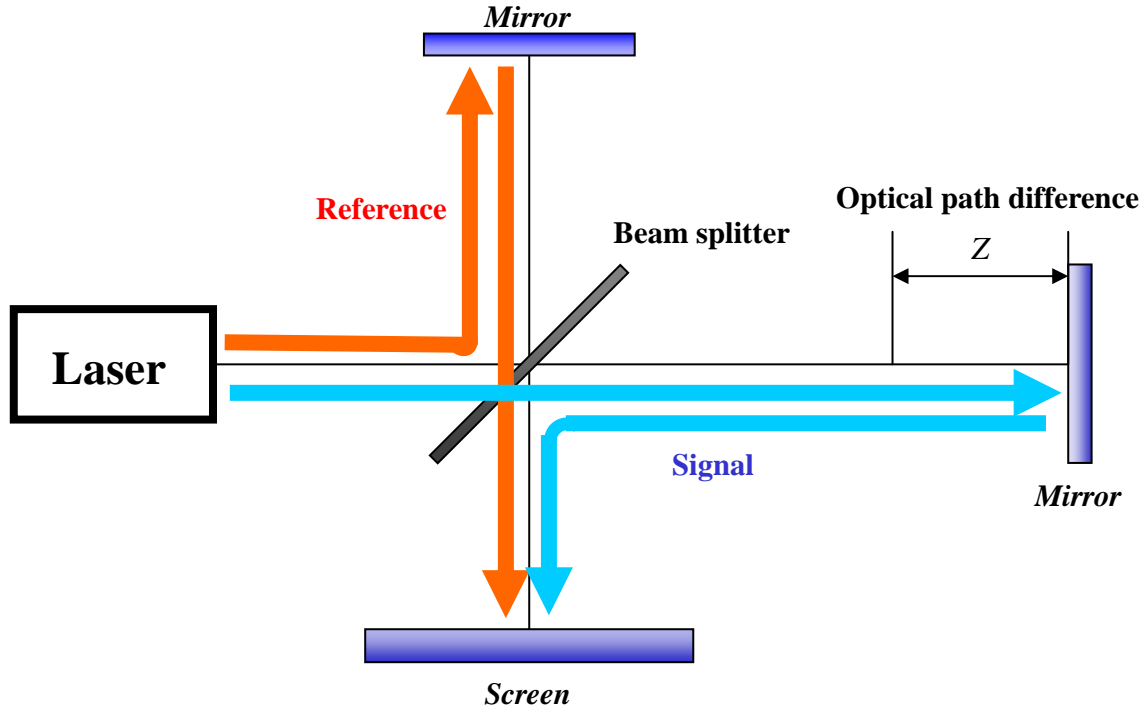


図 2.1 マイケルソン干渉系

$$\begin{aligned}
 &= \overline{\{A_1 E(t+\tau) + A_2 E(t)\} \{A_1 E^*(t+\tau) + A_2 E^*(t)\}} \\
 &= A_1^2 \overline{|E(t+\tau)|^2} + A_2^2 \overline{|E(t)|^2} + A_1 A_2 \left\{ \overline{E(t+\tau) E^*(t)} + \overline{E^*(t+\tau) E(t)} \right\} \\
 &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \operatorname{Re} \{ \overline{E(t+\tau) E^*(t)} \} \\
 &= I_1 + I_2 + 4\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re} \{ \gamma(\tau) \} \tag{2.3}
 \end{aligned}$$

と表すことができる。但し、

$$I_1 = A_1^2, \quad I_2 = A_2^2, \quad \overline{|E(t)|^2} = 1 \tag{2.4}$$

であり、

$$\begin{aligned}
 \gamma(\tau) &= \overline{E(t+\tau) E^*(t)} \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E(t+\tau) E^*(t) dt \tag{2.5}
 \end{aligned}$$

である。式(2.5)は複素光波コヒーレンス関数と呼ばれ、 $|\gamma(t)| \leq 1$ を満たす。上記では、規格化された光強度関数を用いていたが、 $E(t)$ が規格化されていない光強度関数である場合

には、

$$\gamma(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\int_{-T}^T E(t+\tau) E^*(t) dt}{\int_{-T}^T |E(t)|^2 dt} \quad (2.6)$$

となる。複素光波コヒーレンス関数の絶対値を取った $|\gamma(\tau)|$ が光波コヒーレンス関数と呼ばれるものである。式(2.3)の第1項と第2項はそれぞれの光路を通る光の強度を表し、第3項では二つの光が合わさった場合の干渉縞を光波コヒーレンス関数の実部により表していることがわかる。複素光波コヒーレンス関数の絶対値 $|\gamma(\tau)|$ は干渉縞の包絡線を表す。この複素光波コヒーレンス関数の絶対値 $|\gamma(\tau)|$ は可干渉度とも呼ばれる。

式(2.5)の分子を見ると分かる様に、 $\gamma(\tau)$ は光源電界の複素解析表示 $E(t)$ の自己相関関数である。また、光源電界 $E(t)$ のフーリエ変換を $F(\nu)$ とおくと、光源電界は、

$$E(t) = \int F(\nu) \exp(-j2\pi\nu t) d\nu \quad (2.7)$$

と表され、

$$\begin{aligned} \gamma(\tau) &= \frac{\int E^*(t) E(t-\tau) dt}{\int |E(t)|^2 dt} \\ &= \frac{\int |F(\nu)|^2 \exp(j2\pi\nu\tau) d\nu}{\int |F(\nu)|^2 d\nu} \end{aligned} \quad (2.8)$$

となる。ここで、光源電界 $E(t)$ のパワースペクトルを $W(\nu)$ とおくと、

$$W(\nu) = |F(\nu)|^2 \quad (2.9)$$

が成り立つので、式(2.7)・(2.8)から複素光波コヒーレンス関数は光源のパワースペクトラムの逆フーリエ変換で表されることが分かる。

2-3. 光波コヒーレンス関数の合成法による光リフレクトメ

トリ (OCDR-SOCF : Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Optical Coherence Function) [20]

前項で、光波コヒーレンス関数は光源のパワースペクトラムの逆フーリエ変換で表されることを示した。マイケルソン干渉系の光源として半導体レーザを用いた場合、その注入電流の大きさを変調することで、発振される光の周波数を直接変調することが可能となる。こうすることで光源のパワースペクトラムを任意の形状に合成することができ、結果的にそのフーリエ変換で表される光波コヒーレンス関数も任意の形状に合成することができる。

半導体レーザに加える周波数変調の諸パラメータを調整することで任意の形状の光波コヒーレンス関数を合成することが光波コヒーレンス関数の合成法と呼ばれる技術である。光波コヒーレンス関数の合成法による光リフレクトメトリ(OCDR-SOCF)では図2.2のように測定対象上にデルタ関数型のピークがひとつ立つように光波コヒーレンス関数の合成を行い、コヒーレンスピークを掃引させることによって反射率を分布的に測定する。「コヒーレンスピークが立つ」ということは、「特定の光路差を持つ位置(=コヒーレンスピークの位置)からの反射光のみが参照光と干渉させたときに検出器において高い出力を生じる」ということを意味し、このことから位置分解が可能となる。

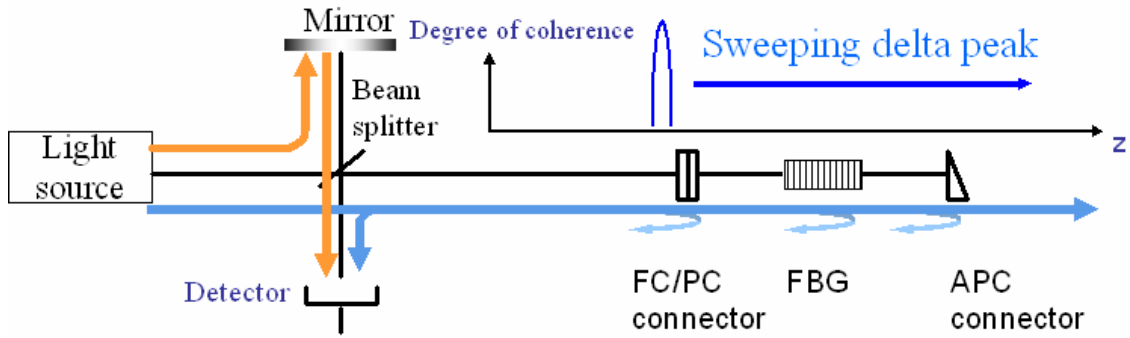


図.2.2 OCDR-SOCF の概念図

このようなデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数を合成するために必要な光源に与える周波数変調方法の代表的なものとして、正弦波状周波数変調と階段状周波数変調である。本論文における実験ではより容易で実用的な正弦波状周波数変調方式を適用した。以下にその合成法を説明する。

2-4. 正弦波状周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成法

ここでは正弦波状周波数変調によるデルタ関数型光波コヒーレンス関数の合成法について述べる。式(2.10)の様に、半導体レーザに正弦的な周波数変調を掛ける。

$$f(t) = f_0 + f_1 \sin(2\pi f_2 t) \quad (2.10)$$

但し、 f_0 は中心周波数、 f_1 は周波数振幅、 f_2 は変調周波数である。ある時刻 t における光強度 $E(t)$ を式(2.11)のように複素解析表示する時、位相 $\Phi(t)$ は式(2.12)のように表される。

$$E(t) = \exp(j\Phi(t)) \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \int_0^t 2\pi f(t) dt \\ &= 2\pi \left[f_0 t - \frac{f_1}{2\pi f_2} \cos(2\pi f_2 t) \right]_0^t \end{aligned}$$

$$= 2\pi f_0 t - \frac{f_1}{f_2} \{\cos(2\pi f_2 t) - 1\} \quad (2.12)$$

式(2-11)-(2-12)を式(2-6)に代入し光波コヒーレンス関数を計算すると、

$$\begin{aligned} |\gamma(\tau)| &= \left| \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp\{j\Phi(t+\tau)\} \exp\{-j\Phi(t)\} dt \right| \\ &= \left| \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp \left[j \left\{ 2\pi f_0 \tau - \frac{f_1}{f_2} \{\cos(2\pi f_2(t+\tau)) - \cos(2\pi f_2 t)\} \right\} \right] dt \right| \\ &= \left| \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp \left[j \left\{ 2\pi f_0 \tau + 2 \frac{f_1}{f_2} \sin(\pi f_2 \tau) \sin(2\pi f_2(t + \frac{\tau}{2})) \right\} \right] dt \right| \\ &= \left| \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp \left[j \left\{ 2 \frac{f_1}{f_2} \sin(\pi f_2 \tau) \sin(2\pi f_2(t + \frac{\tau}{2})) \right\} \right] dt \right| \end{aligned} \quad (2.13)$$

のようになる。ここで、 $\exp(jx \sin \theta)$ の形で表されるものは、

$$\exp(jx \sin \theta) = \sum J_n(x) \exp(jn\theta) \quad (2.14)$$

という様にフーリエ級数展開される。ただし、 $J_n(x)$ は n 時の第 1 種ベッセル関数である。

この式(2.14)により式(2.13)は、

$$|\gamma(\tau)| = \left| \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(2 \frac{f_1}{f_2} \sin(\pi f_2 \tau) \right) \exp \left\{ j 2\pi n f_2 \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \right\} dt \right| \quad (2.15)$$

と変形でき、このとき $n=0$ 以外の項は直交であることから、結局光波コヒーレンス関数は、

$$|\gamma(\tau)| = \left| J_0 \left(2 \frac{f_1}{f_2} \sin(\pi f_2 \tau) \right) \right| \quad (2.16)$$

という様に表されることが分かる。

式(2.10)のような正弦波状周波数変調により合成された光波コヒーレンス関数(2.16)は、
図.2.3(3)に示されるように等間隔に並んだデルタピーク列となる。

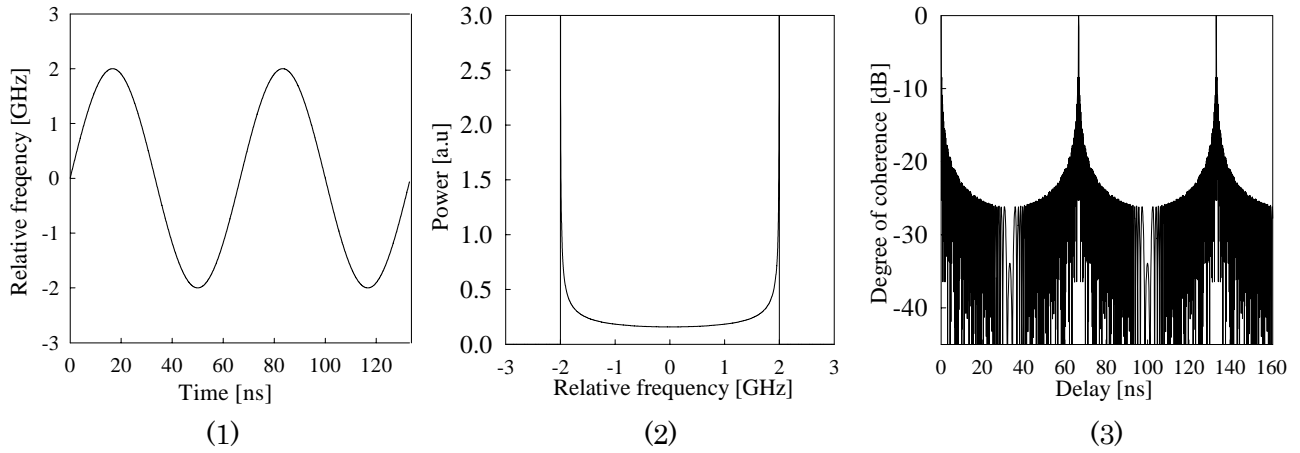


図 2.3 光波コヒーレンス関数の合成[35]

- (1) Waveform of frequency modulation
- (2) Optical power spectrum in the view of time averaging
- (3) Synthesized optical coherence function

式(2.16)において、

$$\pi f_2 \tau = m\pi$$

$$\tau = \frac{m}{f_2} \quad (2.17)$$

であることから、光路差に対応した時間軸で考えた時 $1/f_2$ 毎にピークが現れる事が分かる。

光路差に対応した時間 τ とファイバ上での位置 z との間には、

$$2z = \frac{c}{n_0} \tau \quad (2.18)$$

の関係にあるので、これに式(2-17)を代入することでファイバ上での位置で考えた m 次のコヒーレンスピークの位置 Z_c が分かる。

$$z_c = \frac{c}{2n_0} \frac{m}{f_2} \quad (2.19)$$

但し、 c は真空中での光速、 n_0 はファイバコア中の屈折率である。

次に、光波コヒーレンス関数の空間分解能に相当する各コヒーレンスピークの半値全幅について述べる。式(2.16)の光波コヒーレンス関数は上述の通りの周期関数であり、当然各コヒーレンスピークの半値全幅は等しくなるので、0 次のコヒーレンスピークの半値全幅で計算することにする。

式(2.18)を式(2.16)に代入すると、

$$|\gamma(\tau)| = \left| J_0 \left(2 \frac{f_1}{f_2} \sin \left(\frac{2\pi f_2 n_0 z}{c} \right) \right) \right| \quad (2.20)$$

となる。式(2-20)は 0 次のベッセル関数であるので、偶関数且つ 1/2 という値を採らない。従って、

$$J_0 \left(2 \frac{f_1}{f_2} \sin \left(\frac{2\pi f_2 n_0 z}{c} \right) \right) = \frac{1}{2} \quad (2.21)$$

を満たす正の z の内で最小のものを求め、その値を 2 倍することで 0 次コヒーレンスピークの半値全幅を求めることができる。 $J_0(x) = 1/2$ を満たす x の内で正の値をとるものを、

$$x = J_0^{-1}(1/2) \quad (2.22)$$

と表すことにする。0 次コヒーレンスピークの半値全幅を Z_c とおくと、

$$Z_c = 2 \frac{c}{2\pi f_2 n_0} \arcsin \left(\frac{f_2}{2f_1} J_0^{-1} \left(\frac{1}{2} \right) \right) = \frac{c}{\pi f_2 n_0} \arcsin \left(\frac{f_2}{2f_1} J_0^{-1} \left(\frac{1}{2} \right) \right) \quad (2.23)$$

と近似される。ここで $J_0^{-1}(1/2) \cong 1.52$ という値を取るので、

$$Z_c \cong \frac{c}{\pi f_2 n_0} \arcsin \left(\frac{1.52 f_2}{2f_1} \right) \quad (2.24)$$

と近似できる。また $x \ll 1$ のとき $\arcsin(x) \cong x$ と近似できることを利用すると式(2.24)は、

$$Z_c \cong \frac{c}{\pi f_2 n_0} \frac{1.52 f_2}{2f_1} = \frac{0.76c}{\pi f_1 n_0} \quad (2.25)$$

と近似される。 $f_2 \ll f_1$ という条件が成り立つ場合では、空間分解能は f_2 に依存することなく f_1 のみに反比例することになる。本研究において正弦波状周波数変調を加える際には、周波数振幅 f_1 はおよそ数十 GHz、変調周波数 f_2 は数百 kHz から数十 MHz までをとる事になるので条件は満たしており、式(2-25)の近似は成立すると考えてよいことになる。光ファイバコア中の屈折率を $n_0 = 1.5$ とすると、

$$Z_c \cong \frac{4.84 * 10^9}{f_1} [\text{cm}] \quad (2.26)$$

となり、 f_1 を 5GHz としたときの空間分解能はおよそ 1cm である。

2-5.OCDR-SOCF の実験系

OCDR-SOCF の実験系は図 2.4 のような光ファイバ系によって構成される。図 2.4 では光源に直流電流源からの直流と信号発生器からの正弦波をバイアススティで掛け合わせて与えている。直流電流源によって式(2.10)の中心周波数 f_0 がきまる。また、信号発生器の正弦波の周波数が式(2.10)の変調周波数 f_2 に一致し、 f_2 の変調により、コヒーレンスピークの掃引ができる。信号発生器の正弦波電圧振幅によって変調振幅 f_1 が決定し、式(2.26)より高い電圧で振るほど f_1 が大きくなることから空間分解能が高まる。参照光側に周波数シフタ(AOM)を挿入し、信号光との干渉光を PD で電気信号に変え、AOM によるビート周波数成分を電気スペアナ(ESA)によって観測する。このビート周波数成分の強度がピーク位置での反射率に比例することから、反射率の位置分解測定ができる。

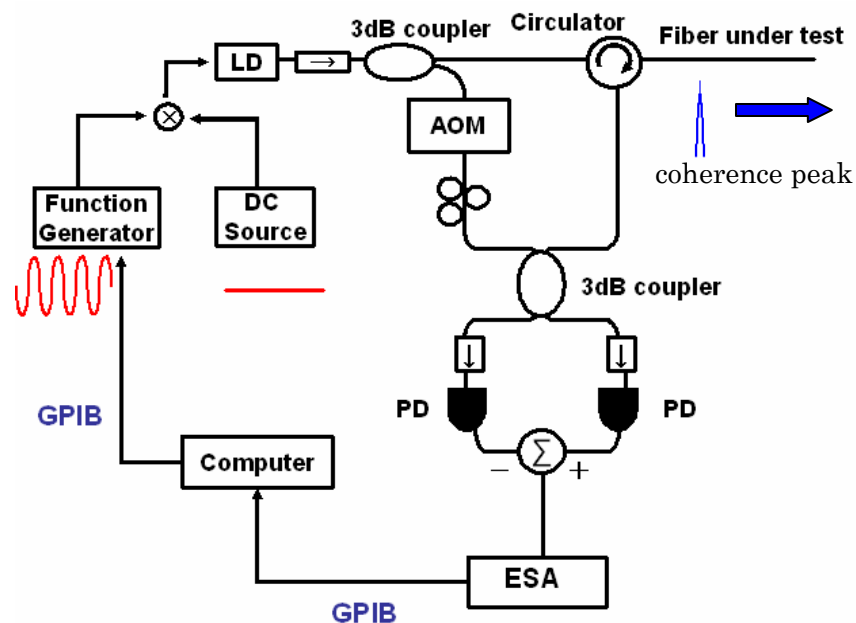


図 2.4 OCDR-SOCF の実験系

2-6.コヒーレンス長を超えた領域での反射率分布測定 [13]

2-1～2-5 で行った議論は干渉縞の包絡線を表す光波コヒーレンス関数を利用することから、測定範囲を光源のコヒーレンス長内に限定していた。しかし、コヒーレンス長を超えた領域においても、図 2.4 で AOM によるビート周波数を 0Hz として (すなわち、AOM を除去して)、0Hz 近傍の成分を電気スペアナで観測することで、光の相関によるローレンツ形状のピークが得られることがわかっている。この相関ピークを利用することで、コヒーレンス長内の場合と同じように反射率を分布的に測定できる。

コヒーレンス長を超えた領域の測定での空間分解能は、光源の変調振幅 f_1 だけでなく光源の線幅と変調周波数 f_2 にも依存する。 f_2 が大きいほど空間分解能が高いことから、 $1 \sim N - 1$

次のピークの掃引範囲では反射がないことが自明な場合は、 N 次のピークを利用することで1次ピークによる測定よりも高空間分解能な測定が行える。図 2.5 に 5 次ピークを利用した測定の概念図を示す。1～4 次のピークの掃引範囲に反射が生じないように測定範囲を限定することで、5 次ピークによる測定を行うことができる。

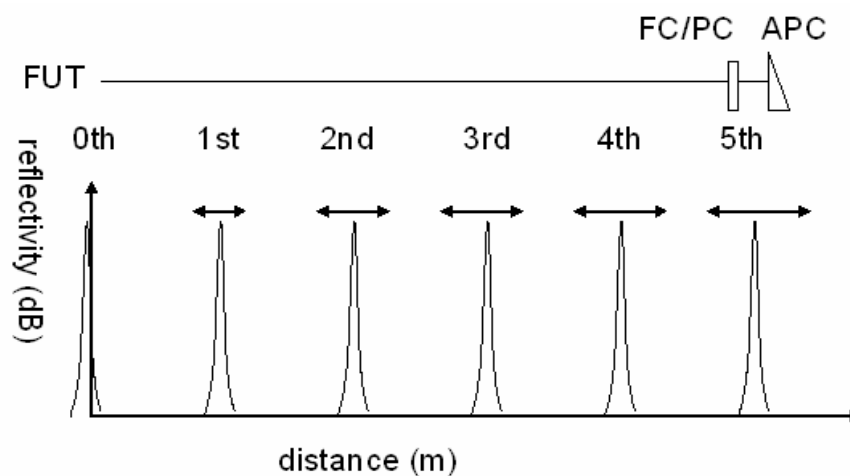


図 2.5 5 次ピークによる測定

2-6.まとめ

本章ではまず光波コヒーレンス関数について説明し、デルタ関数型光波コヒーレンス関数を合成するための周波数変調法について説明した。そして OCDR-SOCF の実験系を示した。さらに、コヒーレンス長を超えた領域まで測定レンジを広げる手法を説明した。

第 3 章

光波コヒーレンス関数の合成法による 光リフレクトメトリの高速化

3-1.はじめに

本章では、OCDR-SOCF の「測定速度」を従来手法に比べて大幅に高速化する手法を紹介する。まずは高速化の原理を説明し、次にコヒーレンス長内とコヒーレンス長外の 2 通りについて実験結果を示し、考察を行う。

3-2.高速化の原理

従来の OCDR-SOCF は図.3.1 の系で一点の反射率を測定するごとに、信号発生器の変調周波数 f_m をコンピュータからの信号により GPIB 経由で設定し、電気スเปアナから反射光強度の値をコンピュータへ GPIB 経由で送っていた。この機器間の通信が測定速度を高める上でのボトルネックとなっており、測定する位置の数に比例して測定に時間を要していた。

これに対し本章では、変調周波数 f_m を連続的に線形掃引するように信号発生器を設定することで、機器間の通信による時間ロスをなくす手法を紹介する。

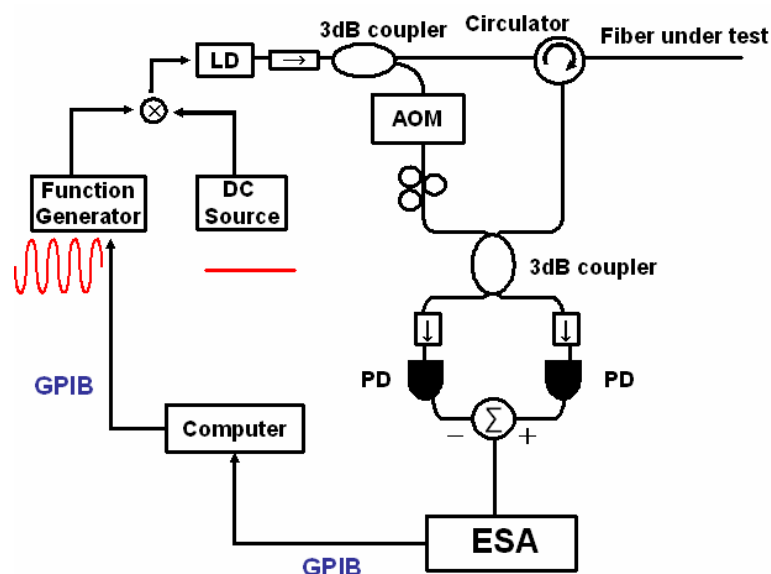


図 3.1 OCDR-SOCF の実験系

高速測定のための実験系が図 3.2 のようになっている。図 3.2 では信号発生器の正弦波周波数の線形掃引に加え、電気スเปアナからの信号をアナログ信号として AD 変換器に送り、PXI という GPIB の 10 倍以上の通信速度の高速な通信線でデジタル信号をコンピュータに送るようにした。

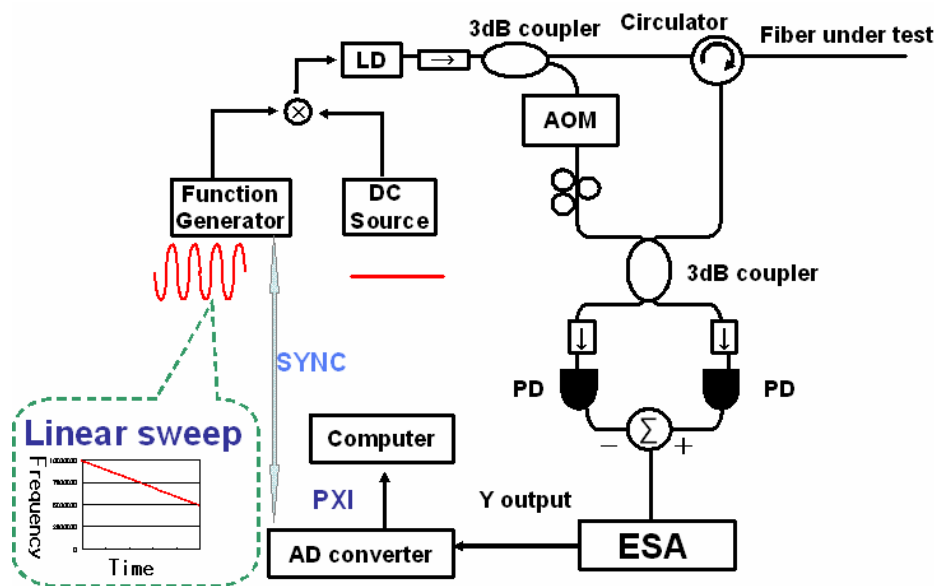


図 3.2 高速測定の実験系

3-3.実験結果

以降の実験では光源として NTT Electronics 社製の DFB レーザ NLK1C5G1AA を使用した。この光源の線幅を実測したところ、1.41MHz であった。よってこの光源のコヒーレンス長は 67.7m である。また、電気スเปアナは ADVANTEST R3172 を使用した。以降の実験では電気スเปアナの VBW (ビデオフィルタ) は 30Hz, RBW(分解能帯域幅)は 30kHz に固定した。

3-3-1.コヒーレンス長内の測定の高速化

測定対象ファイバ(Fiber under test: FUT)を 10m SM ファイバ+1m SM ファイバ+1m SM ファイバで終端を APC コネクタとしたものを 10m~20m の範囲で測定した結果が図 3.3 である。光源の変調振幅 f は 2.5GHz とした。

図 3.3 の(a)は 1mm 間隔で従来手法によって反射率を測定した結果である。このとき測定に 378 秒かかった。これに対し、高速な測定による測定結果が(b)(c)(d)(e)であり、それぞれ掃引時間(信号発生器で一回の周波数線形掃引に要する時間)を 10 秒, 5 秒, 3 秒, 1 秒とした測定結果である。OCDR-SOCF では、測定結果で反射によるピーク近傍にサイドローブ

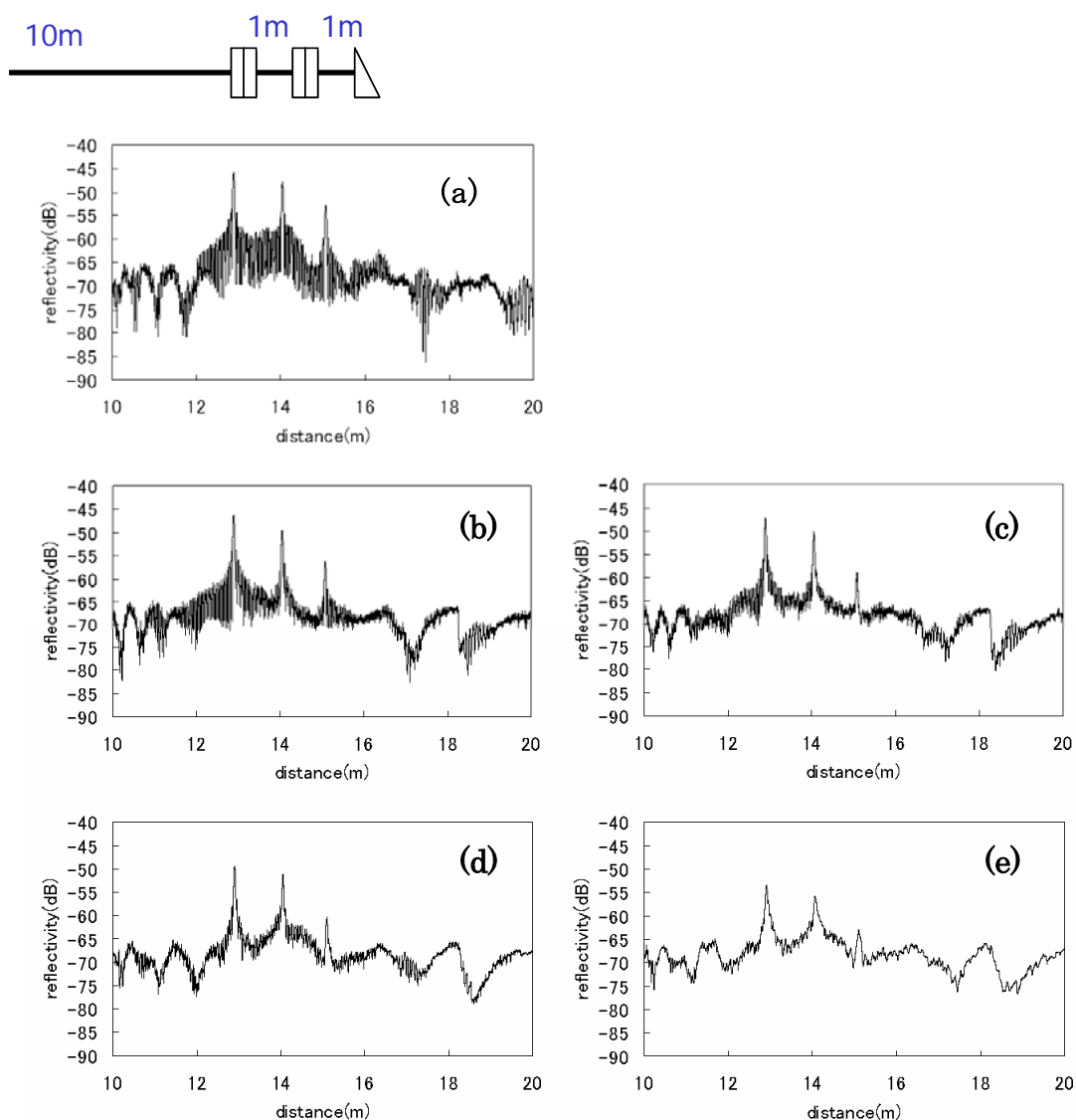


図 3.3 コヒーレンス長内の測定結果. (a) 従来手法による測定結果：測定時間 378 秒. (b)～(d) 高速測定：(b) 掃引時間 10 秒，(c) 掃引時間 5 秒，(d) 掃引時間 3 秒，(e) 掃引時間 1 秒.

を生じることから，(a)でみられるようにピーク以外の部分ではある程度縦軸方向に幅をもつ。高速測定を適用した場合，電気スペアナによって横軸方向に足し合わせがおこることから，掃引時間を短くするほど，サイドローブによる測定結果の揺らぎが抑えられていく。空間分解能に関しては掃引時間 5 秒までは劣化はみられないが，掃引時間 3 秒ではピークがわずかに広がり，空間分解能が劣化した。これは電気スペアナのローパスフィルタ (VBW: ビデオフィルタ) による限界を超えたことによる。

FUT を 10m の SM ファイバで終端を開放端として掃引時間と反射ピークの FWHM の関

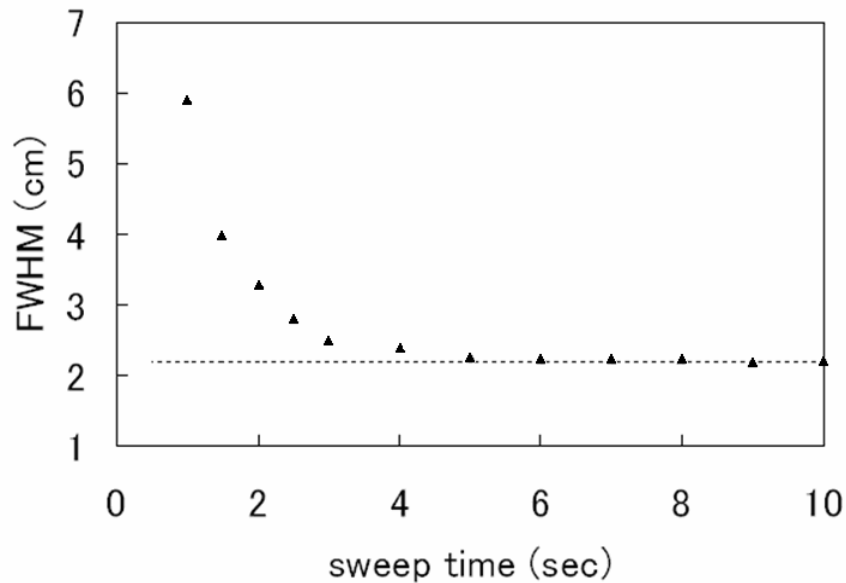


図 3.4 コヒーレンス長内の測定における掃引時間と FWHM の関係(点線は従来手法による測定の結果)

係を調べた結果が図 3.4 である。掃引時間 5 秒まではまったく FWHM の劣化がなく、4 秒⇒3 秒⇒2 秒と下げていった場合では急激に FWHM が劣化していった。この FWHM の劣化は電気スเปアナの VBW の値が大きいほど起こりにくくなるが、VBW が大きいほど測定精度(S/N 比)が落ちてしまうことから、高速測定の場合は測定精度と空間分解能にトレードオフの関係があるといえる。

以上より VBW 30Hz とした場合の 10m-20m の区間の測定において、掃引時間 5 秒までは FWHM の劣化なく測定が行え、従来手法に比べて格段に測定時間を高めることに成功した。また、従来の手法ではサンプリングレートが電気スเปアナで決まり、本実験で用いた電気スเปアナでは 26S/sec が限度であった。これに対し今回提案した高速測定の手法では AD 変換器の性能によってサンプリングレートが決定するため本実験で使用した AD 変換器(PXI5922)の場合、最大で 15MS/sec で測定を行うことができる。

3-3-2.コヒーレンス長を超えた領域での測定的高速化

FUT を 5km SM ファイバ+2m SM ファイバ+2m SM ファイバで終端を APC コネクタとしたものを 4900m～4950m の範囲で 5 次ピークを利用して測定した結果が図 3.5 である。変調振幅 f_1 は 3.7GHz、電気スเปアナで観測する周波数は 300kHz とした。

図 3.5 の(a)は 5cm 間隔で従来手法によって反射率を測定した結果である。このとき測定に 332 秒かかった。図 3.3(a)と図 3.5(a)を比較してわかるように、コヒーレンス長内の測定

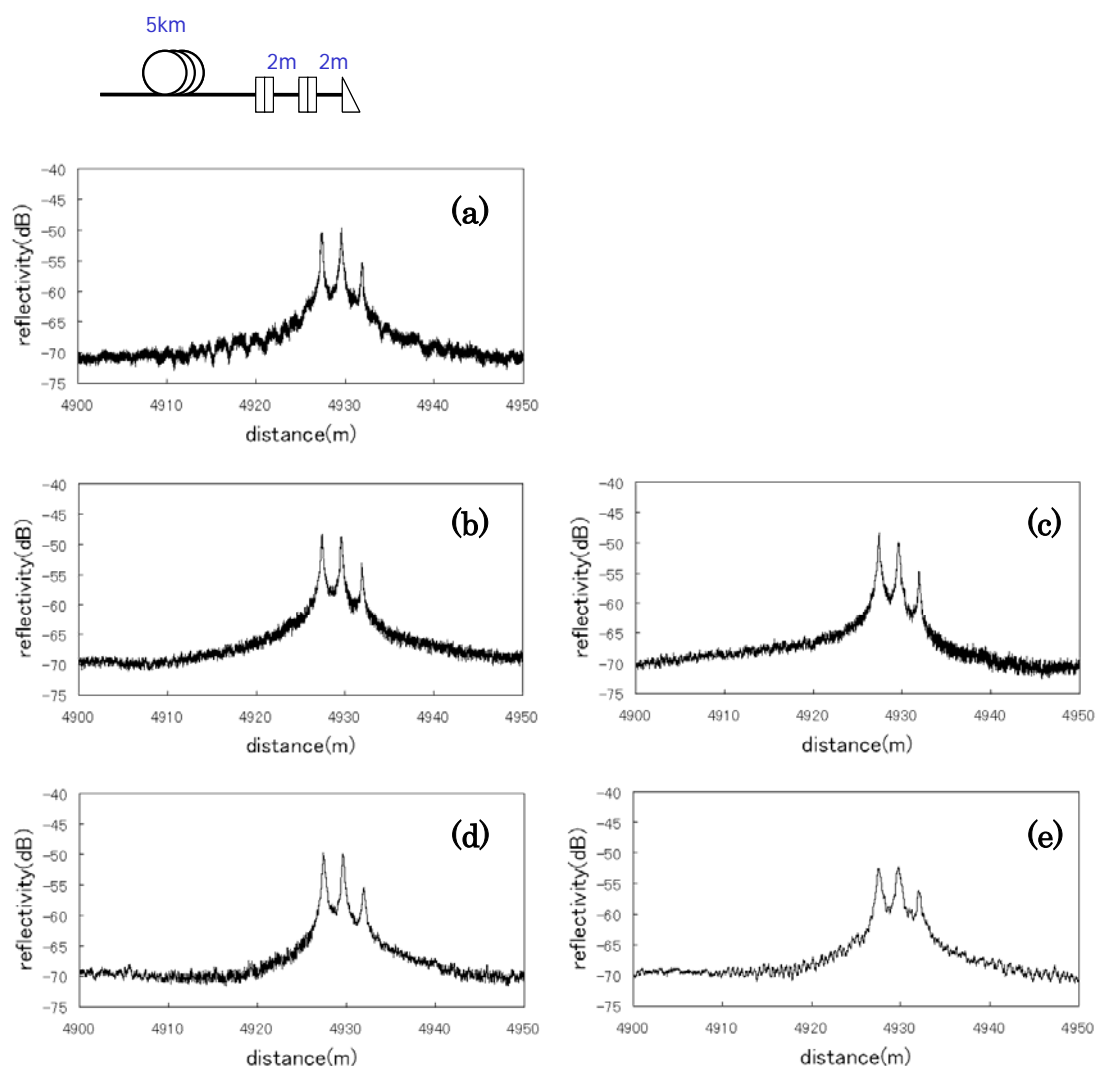


図 3.5 コヒーレンス長外の測定結果. (a)従来の測定結果：測定時間 332 秒.
(b)～(d)高速測定：(b)掃引時間 10 秒，(c)掃引時間 5 秒，(d)掃引時間 3 秒，
(e)掃引時間 1 秒.

と比較してコヒーレンス長を超えた領域では空間分解能が劣化するが、ダイナミックレンジや感度は同じ程度である。高速な測定による測定結果が図 3.5(b)(c)(d)(e)であり、それぞれ掃引時間(信号発生器で一回の周波数線形掃引に要する時間)を 10 秒⇒5 秒⇒3 秒⇒1 秒とした測定結果である。遠方領域の測定ではコヒーレンス長内のようなサイドローブを生じることがなく、高速化による測定結果の縦軸方向の幅の変化は小さかった。また、空間分解能に関しては掃引時間 10 秒では劣化はほとんどみられないが、掃引時間 5 秒，3 秒では反射点におけるピークが少しずつ広がっていき、空間分解能が劣化した。

FUT を 5km の SM ファイバで終端を開放端として掃引時間と反射ピークの FWHM の関

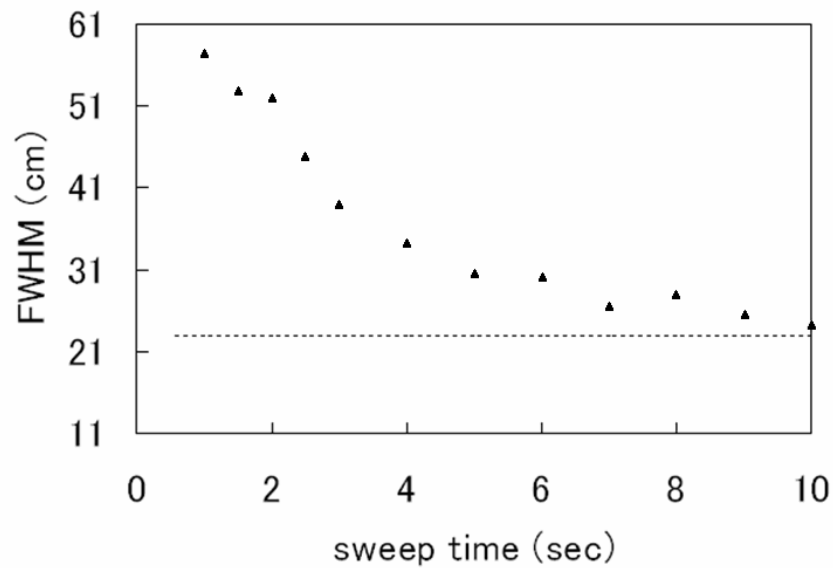


図 3.6 コヒーレンス長外の測定における掃引時間と FWHM の関係(点線は従来手法による測定の結果)

係を調べた結果が図 3.6 である。掃引時間 10 秒では FWHM に劣化はあまりみられないが、掃引時間を短くすればするほど、FWHM の劣化が進んでいった。FWHM の劣化は電気スペアナの VBW の値が大きいほど起こりにくくなるが、VBW が大きいほど測定精度が落ちてしまうことから、測定精度と空間分解能にトレードオフの関係があるといえる。

3-4.まとめ

本章ではこれまでに提案してきた OCDR-SOCF の測定速度を大幅に向上する手法を提案した。そして実験によって 10m～20m 遠方の測定を掃引時間 5 秒までなら空間分解能の劣化なく測定が行えたこと、4900m～4950m 遠方の測定なら掃引時間 10 秒程度まで空間分解能の劣化なく測定が行えたことを報告した。

第 4 章

アポダイゼーション

4-1.はじめに

本章では、OCDR-SOCF の「ダイナミックレンジ」を向上させる手法として、アポダイゼーションを紹介する。まずはシミュレーションによってその効果を確認、2通りの手法によるアポダイゼーション実験の結果を説明する。

4-2.アポダイゼーション

「アポダイゼーション」という用語は光学においては、「光学系への入力光の強度分布を変化させ、特定の特性を要求に合ったものとする」とを意味する。アポダイゼーションで入力光に掛けられるフィルタ関数は「窓関数（もしくは、アポダイゼーション関数）」と呼ばれ、ガウス窓、ハミング窓、ハニング窓など、いくつか有名な窓関数が存在する。光学においては多くの場合、アポダイゼーションは出力結果のダイナミックレンジを高めるために用いられる。

OCDR-SOCF にもアポダイゼーションを適用できることが知られており、様々な手法で光源のパワースペクトラムに窓関数を掛け、測定結果のダイナミックレンジを向上させた報告がなされてきた[13][35]。

しかし、現在まで正弦波変調 OCDR-SOCF においてコヒーレンス長内の測定でアポダイゼーションを行った報告はなかった。本章ではこのコヒーレンス長内の正弦波変調 OCDR-SOCF におけるアポダイゼーションの実験結果を報告する。

4-3.シミュレーション結果

4-3-1. アポダイゼーションをかけない場合

まずは通常の正弦波変調 OCDR-SOCF についてシミュレーションを行う。

正弦波変調をかけるとき、変調振幅 f_1 を 1 に規格化すると光源のパワースペクトラムは

光源の線幅を無視すると式(4.1)で求まることから、パワースペクトラムは図 4.1 のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial f} \text{ArcSin}(f) = \frac{1}{\sqrt{1-f^2}} \quad (-1 < f < 1) \quad (4.1)$$

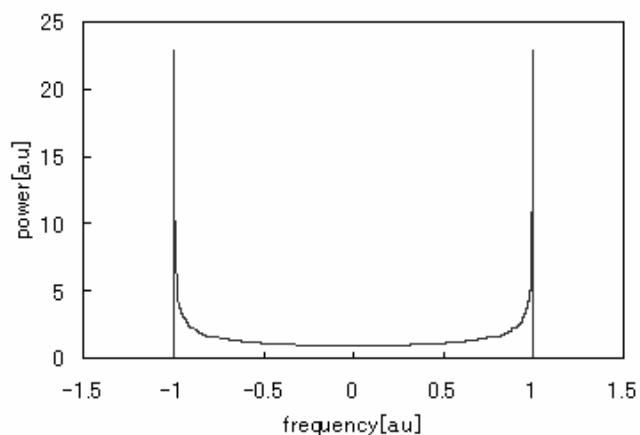


図 4.1 正弦波変調による光スペクトラム図

式(4.1)の結果を離散フーリエ変換し、最大値を 1 に規格化してデシベル表示することによって光波コヒーレンス関数を求めた結果が図 4.2 である。

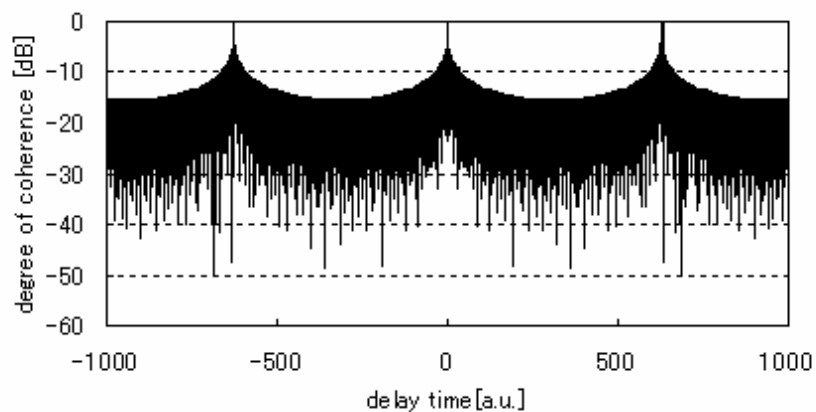


図 4.2 光波コヒーレンス関数

図 4.2 で 1 次ピーク近傍を中心に拡大したものが図 4.3 である。

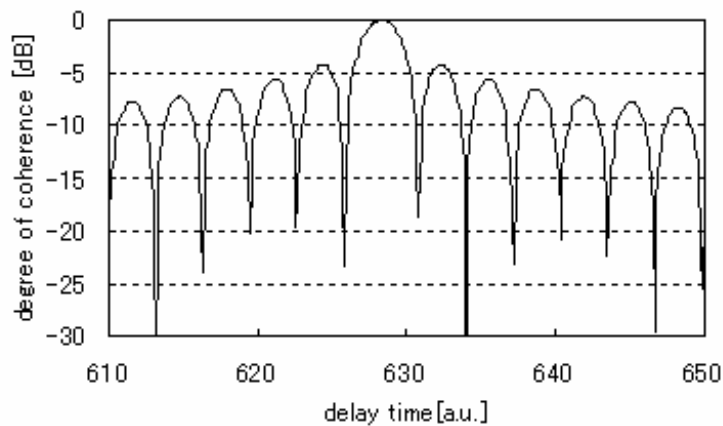


図 4.3 光波コヒーレンス関数（1次ピーク）

4-3-2. ハミング窓によるアポダイズのシミュレーション

ハミング窓とはアポダイゼーションでよく用いられる、最も有名な窓関数のひとつで式(4.2)のようにあらわされ、図 4.4 のような形をしている。

$$0.54 - 0.46\cos(2\pi f) \quad (0 < f < 1) \quad (4.2)$$

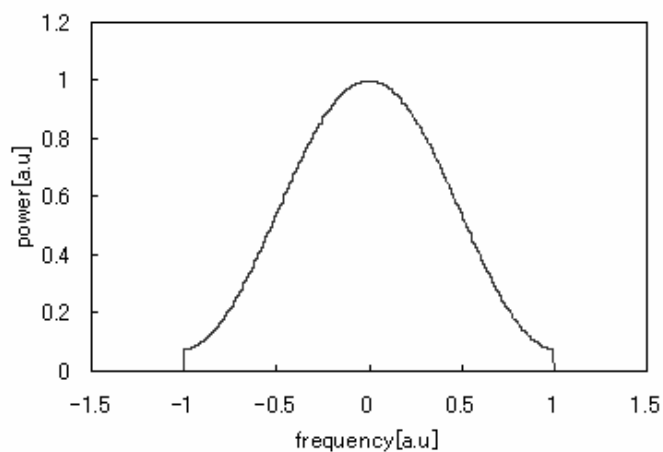


図 4.4 ハミング窓

このハミング窓を正弦波変調による光スペクトラムに掛けた場合、式(4.1)と式(4.2)の積から図 4.5 のような光スペクトラムが得られる。

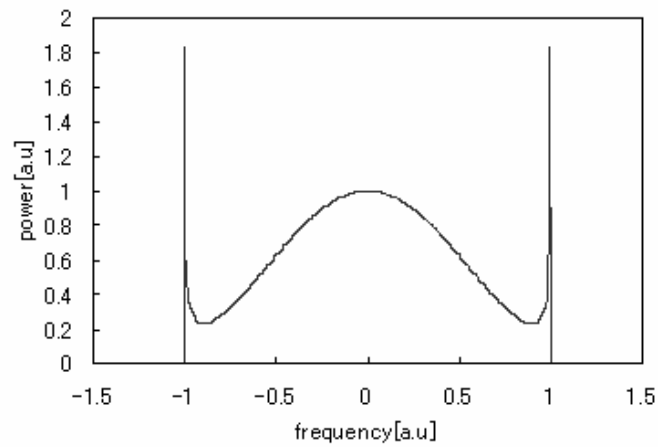


図 4.5 ハミング窓×正弦波変調

この図 4.5 の結果を離散フーリエ変換することで得られる光波コヒーレンス関数は図 4.6 のような形状となる。図 4.6 で 1 次ピーク近傍を中心に拡大したものが図 4.7 である。

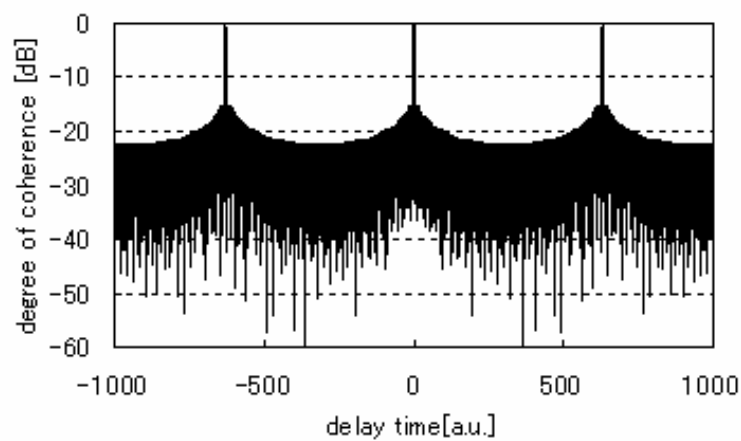


図 4.6 ハミング窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形

4-3-3. ハミング窓によるアポダイズのシミュレーション

ハミング窓はハミング窓とならんで有名な窓関数であり、式(4.3)のようにあらわされ、図 4.8 のような形をしている。

$$0.5 - 0.5 \cos(2\pi f) \quad (0 < f < 1) \quad (4.3)$$

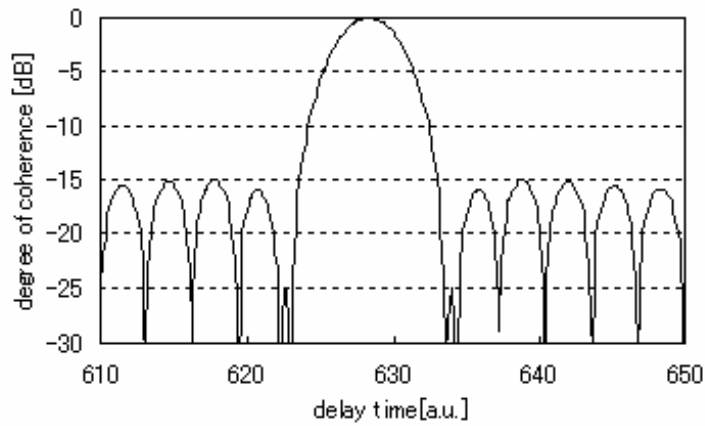


図 4.7 ハミング窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形(一次ピーク)

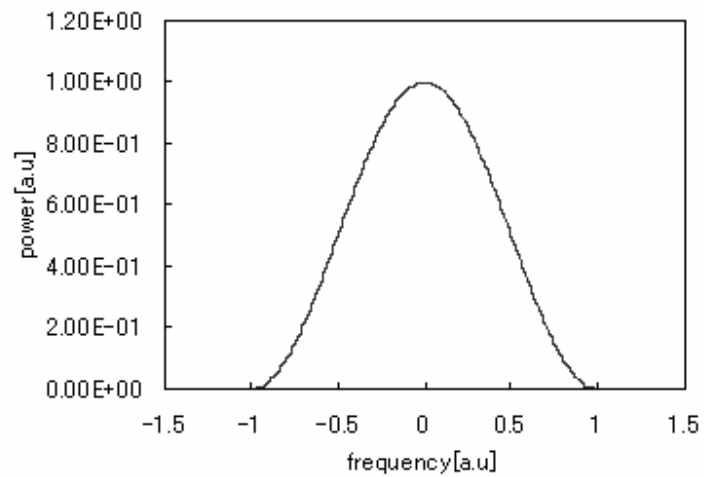


図 4.8 ハミング窓

このハミング窓を正弦波変調による光スペクトラムに掛けた場合、式(4.1)と式(4.3)の積から図 4.9 のような光スペクトラムが得られる。

さらに図 4.9 の結果を離散フーリエ変換することで得られる光波コヒーレンス関数は図 4.10 のような形状となる。図 4.10 で1次ピーク近傍を中心に拡大したものが図 4.11 である。

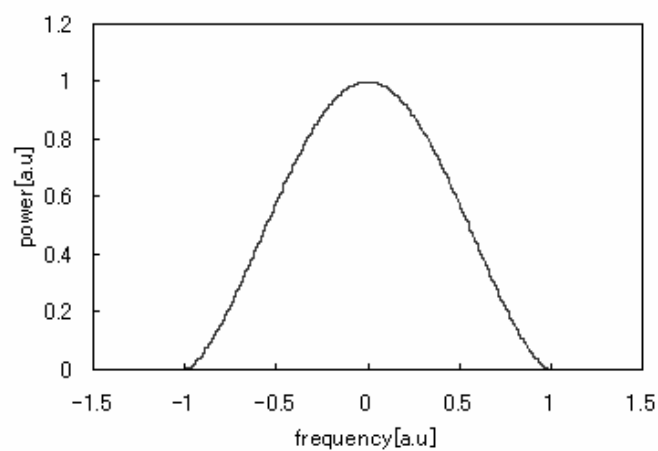


図 4.9 ハニング窓×正弦波変調

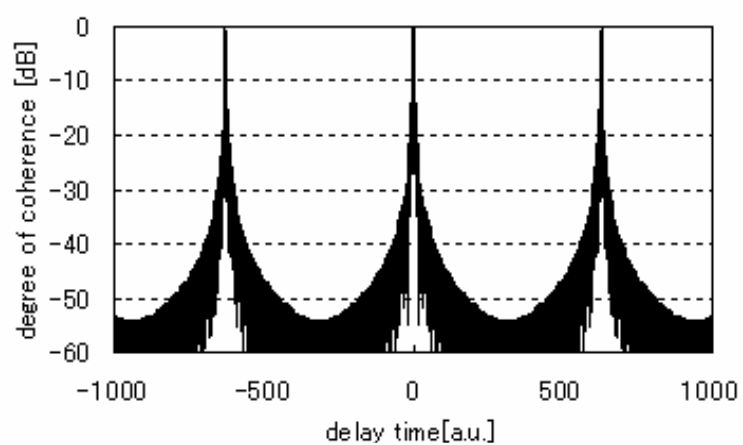


図 4.10 ハニング窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形

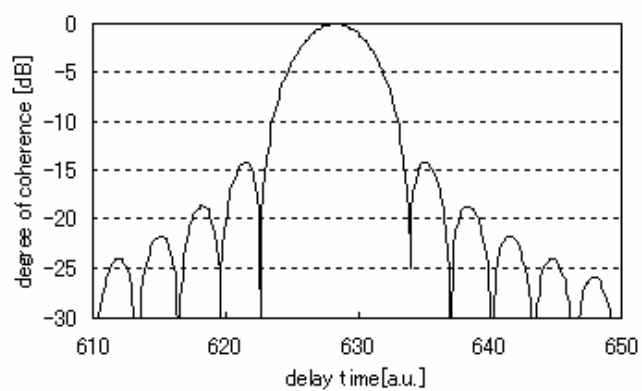


図 4.11 ハニング窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形(一次ピーク)

4-3-4. ガウス窓によるアポダイズのシミュレーション

ガウス窓は FFT の際の高周波ノイズを除去するためなどによく用いられる窓関数で、式 (4.4) のようにあらわされ、図 4.12 のような形をしている。

$$\exp\left(-\frac{f^2}{\sigma^2}\right) \quad (4.4)$$

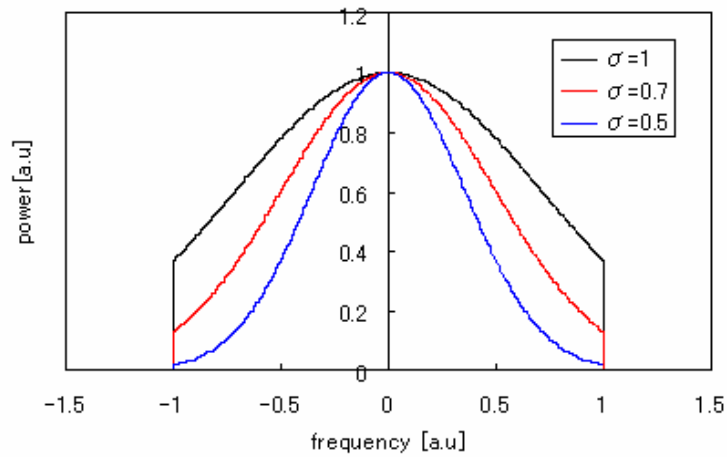


図 4.12 ガウス窓

このガウス窓を正弦波変調による光スペクトラムに掛けた場合、式(4.1)と式(4.4)の積から図 4.13 のような光スペクトラムが得られる。

さらに図 4.13 の結果を離散フーリエ変換することで得られる光波コヒーレンス関数は図 4.14 のような形状となる。図 4.14 で 1 次ピーク近傍を中心に拡大したものが図 4.15 である。

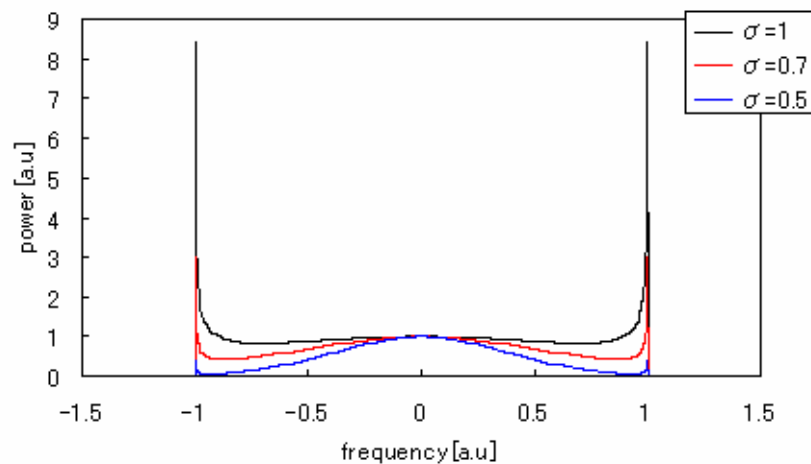


図 4.13 ガウス窓×正弦波変調

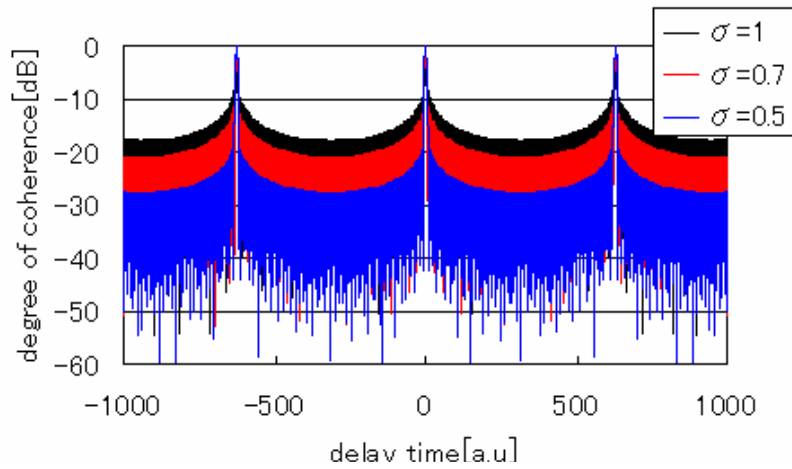


図 4.14 ガウス窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形

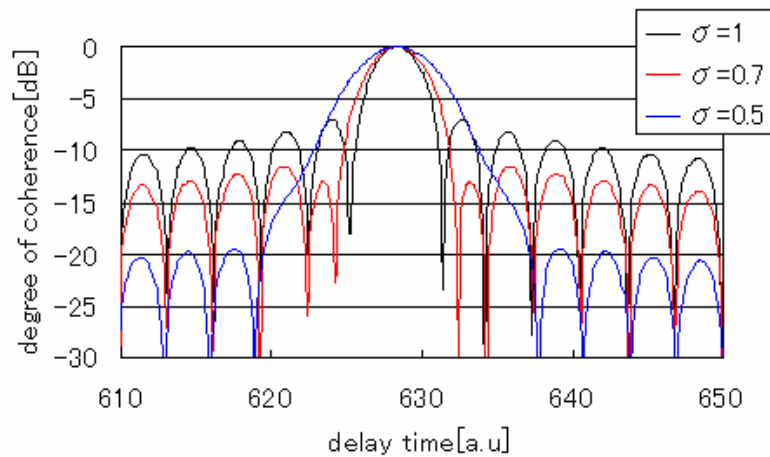


図 4.15 ガウス窓でアポダイズしたコヒーレンスピークの形(一次ピーク)

4-4.シミュレーション結果の考察

4-3-1.~4-3-4.をみてのとおり、OCDR-SOCFでは、正弦波変調の際にパワースペクトラムの両端に生まれるピーク（サイドバンドと呼ばれる）を抑え、中央部ではパワーをあまり落とさないようにすることで、ダイナミックレンジが高められるということがわかる。

また、アポダイゼーションにはエネルギー保存則からダイナミックレンジと空間分解能にトレードオフの関係があることが知られている。今回のシミュレーションでも図 4.7、図 4.11、図 4.15 を見てわかるようにダイナミックレンジが高まれば高まるほど、空間分解能が劣化していく傾向が確認できた。

4-5. アポダイゼーションの実験結果

本節では実際に実験によってアポダイゼーションを行った結果を述べる。以降の実験で光源は3章の実験と同じNTT Electronics社製のDFBレーザ NLK1C5G1AAを用いた。

また実験に際しては変調振幅 f_1 を 2.8GHz に固定した。

4-5-1. 変調波形の工夫によるアポダイゼーション

光源の変調波形を正弦波から変形することで、OCDR-SOCFの入射光の時間平均パワースペクトラムを変調することができる。

この手法のための実験系は通常のOCDR-SOCFの系・図2.4のままである。測定対象を10mファイバ開放端とした。系に注入する信号発生器からの電流波形を図4.16右のようにしたところ、図4.17のように2~3dB程度とわずかではあるがダイナミックレンジを向上できた。

図4.16右のような先端部で尖り、中央部で平坦にした波形を用いれば4-4.で考察したようなアポダイゼーションに必要なサイドバンドを抑え中央のパワーを保ったような光スペクトラムにすることができ、アポダイゼーションが可能となった。

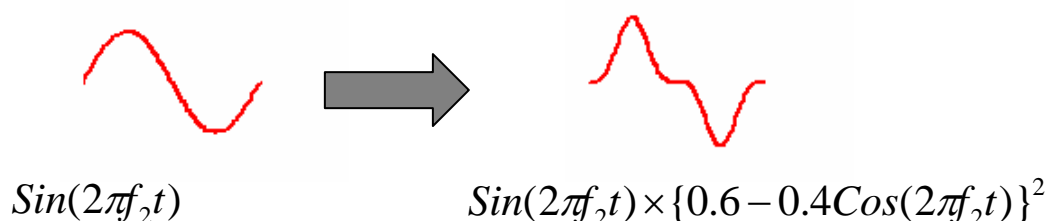


図 4.16 信号発生器の電流波形の工夫

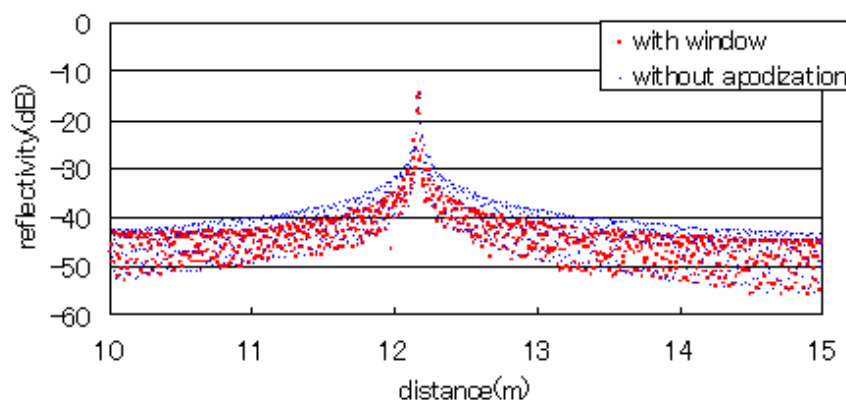


図 4.17 変調波形の工夫によるアポダイゼーション結果

また、図4.17のピーク近傍を中心に拡大してグラフを書き直したものが図4.18である。

わずかではあるがアポダイゼーション結果の方が空間分解能は劣化している。

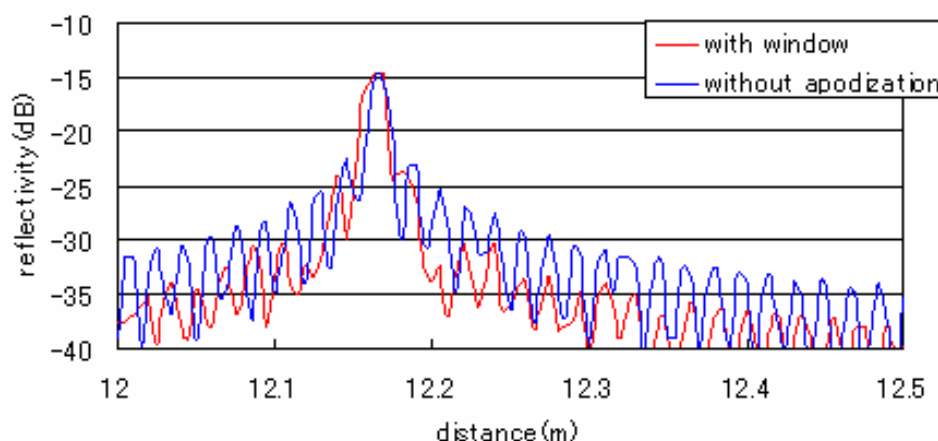


図 4.18 変調波形の工夫によるアポダイゼーション結果（ピーク近傍）

4-5-2. FBG フィルタによるアポダイゼーション

次に FBG をガウス型フィルタとして用いることで、アポダイゼーションを行った。この FBG によるアポダイゼーションのための実験系は図 4.19 である。FBG のブラッグ波長を光源の変調の中心周波数 f_0 と一致させることで、光スペクトラムにガウス窓を掛けた。

測定対象を 10m 光ファイバで終端は開放端として測定した結果が図 4.20 である。なお、図 4.20 では 12m の位置に 1 次ピーク、6m の位置に 2 次ピーク、4 m の位置に 3 次ピーク、3m の位置に 4 次ピークが立っている。図 4.20 を見てのとおり、サイドローブを 5～10 dB 程度抑圧することができた。

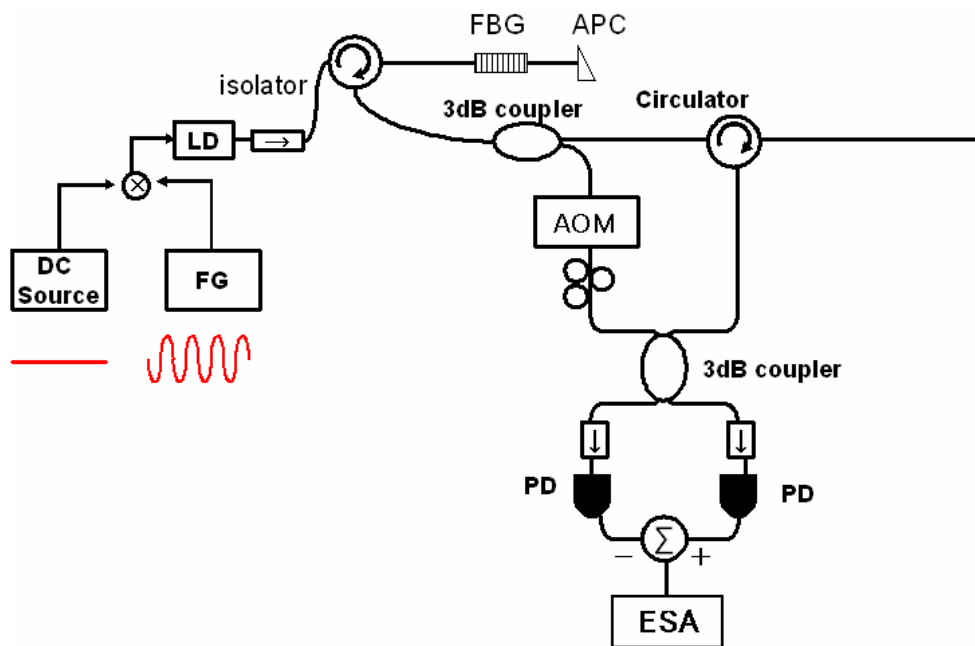


図 4.19 FBG フィルタによるアポダイゼーションの実験系

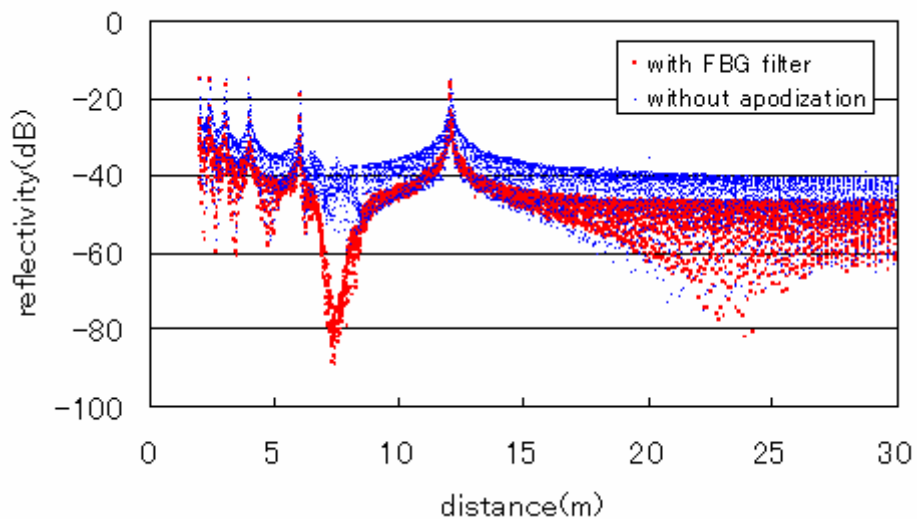


図 4.20 FBG フィルタによるアポダイゼーション実験結果

図 4.20 の結果を一次ピーク近傍で拡大したものが図 4.21 である。アポダイゼーションを掛けたほうがわずかに空間分解能は劣化している。

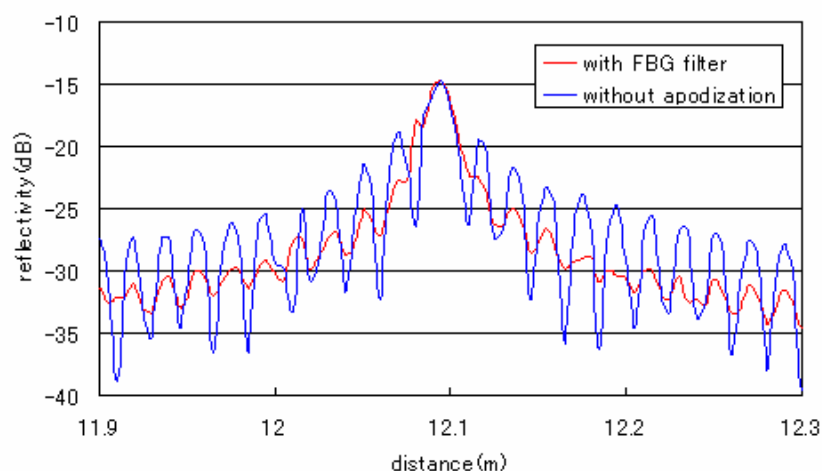


図 4.21 FBG フィルタによるアポダイゼーション実験結果（ピーク近傍）

4-6. アポダイゼーションの実験結果についての考察

4-5-2 の FBG フィルタによるアポダイゼーションに比べて、4-5-1 の変調波形の工夫によるアポダイゼーションではあまりダイナミックレンジを高められなかった。これは光源を数 MHz という高い周波数で変調する際、信号発生器の電圧変化をレーザーの光周波数の変調が十分に追従できないためであると考えられる。また、変調波形の工夫による方式では波形データの転送に多くの時間を要し、測定に通常の測定の 10 倍以上の時間がかかってしまった。

一方でフィルタによる方式は通常の測定と同じ測定時間で行え、比較的高いダイナミックレンジの向上ができることから、変調波形の工夫による方式よりも実用的な手法であるといえる。

4-7. まとめ

本章では OCFR-SOCF のダイナミックレンジを向上させるための手段としてアポダイゼーションを紹介した。そしてシミュレーションによってハミング窓、ハニング窓、ガウス窓によるアポダイゼーションを確かめた。さらに変調波形の工夫による方式と FBG フィルタによる方式の二通りで実験によってアポダイゼーションの有効性を確認した。

第 5 章

レイリー散乱の観測とセンサへの応用

5-1.はじめに

本章では、まず OCDR-SOCF の「感度」を高める手法を紹介し、レイリー散乱を観測することに成功したことを報告する。そしてレイリー散乱を利用した側圧センサと温度・歪センサの開発を試みた結果を報告する。

なお、本章の実験では光源として NTT Electronics 社製の DFB レーザ NLK1C5J1AA を使用した。この光源の線幅を実測したところ、620kHz であった。線幅から算出されるこの光源のコヒーレンス長は 154m である。

5-2.レイリー散乱とは

光ファイバは母材を約 2000℃の高温で溶かし、直径 0.125mm に線引きすることで製造される。この細いファイバにする工程で線引きされたガラスは高温から一気に室温まで冷却される。冷却時に光ファイバ中にわずかに密度・組成の不均一が生じ、屈折率に微小なゆらぎができてしまう。この屈折率揺らぎが光ファイバ内の全ての位置においてきわめて弱い散乱を生む。これがレイリー散乱である。

このレイリー散乱の観測を応用して OTDR、OFDR では以下のように様々なセンサが開発されてきた。

① マイクロベンディングロスを利用したもの⇒石油センサ(OTDR)[31]、側圧センサ(OTDR, C-OFDR)[30]

・石油センサ

石油を輸送するパイプラインに、漏洩がないか調べるためのセンサ。石油の成分である炭化水素を吸収して膨らむポリマーを用いて図 5.1 左図のように構成され、石油が存在したときにファイバにマイクロベンディングロスが生じ、その位置より遠方からのレイリー散乱強度が弱まることで石油の漏洩を検出する。

・側圧センサ

図 5.2 左図のようなセンシングポイントをもちいて圧力が加わった際に光ファイバ中にマイクロベンディングロスが起こるようにする。この位置より遠方からのレイリー散乱強度が弱まることから側圧のセンシングができる。

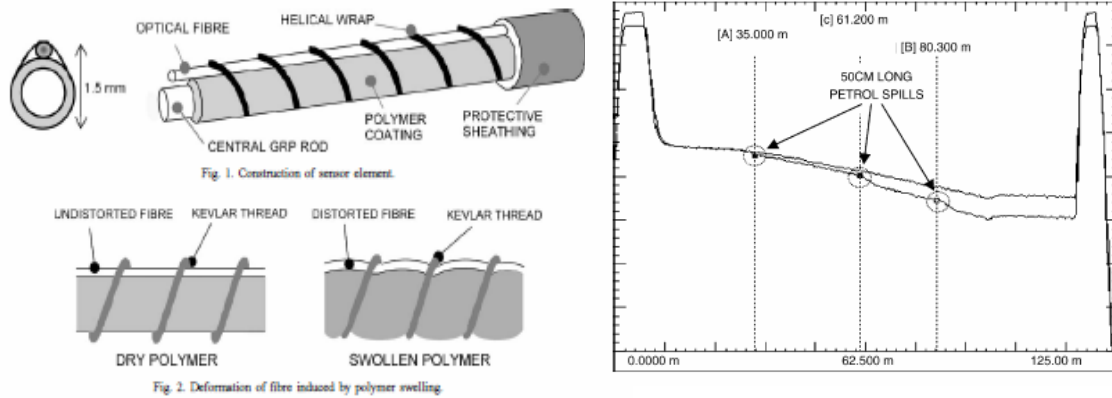


図 5.1 石油センサ（左：センシングポイントの形状 右：測定結果の例） [31]

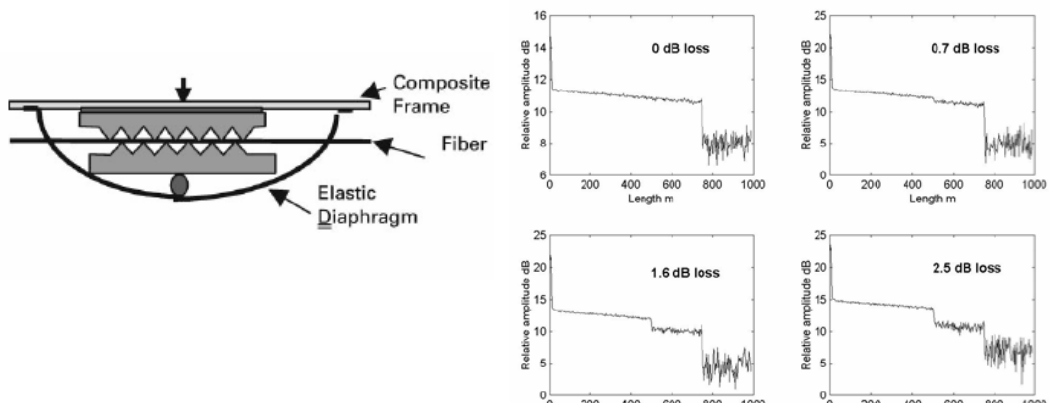


図 5.2 側圧センサ（左：センシングポイントの形状 右：測定結果の例（765m ファイバの 500m 位置で相異なる大きさのマイクロベンディングロスを発生させた）） [30]

②エバネッセント光を利用したもの⇒水溶液中の濃度センサ (OTDR)[29]

図 5.3 左図のように光ファイバのコアを薬品で露出させ、センシングポイントとする。このセンシングポイントが水溶液に浸っている際、水溶液の濃度によってコアから溶液に染み出す光(エバネッセント光)の強度が変化する。これによりセンシングポイントより後方からのレイリー後方散乱光の強度が水溶液の濃度によって変化することになり、濃度を計測できる。

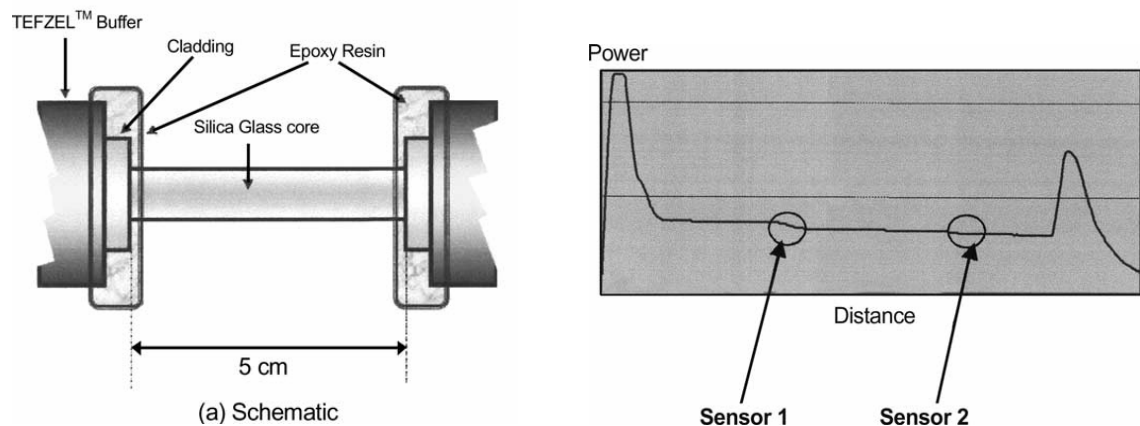


図 5.3 濃度センサ（左：センシングポイントの形状 右：測定結果の例）[29]

③レイリー散乱による指紋パターンを利用したもの⇒温度・歪センサ（C-OTDR，C-OFDR）[24][27]、分岐のある系における故障位置の特定（C-OFDR）[26]

光ファイバのレイリー後方散乱は、温度・歪などの条件を保ち、偏光方向による揺らぎを抑えたとき、常にそのファイバ固有の（人間の指紋のような）不変の様子が現れる。このレイリー散乱の様子が温度と歪の変化に比例して波長シフトすることから温度・歪センサに応用することができる（図 5.4）。また、この指紋パターンを利用して分岐のある測定対象について反射があった場合、あらかじめ調べておいたそれぞれの分岐における指紋パターンとの相関をとることでどちらの分岐から起きた反射か、を特定することができる。

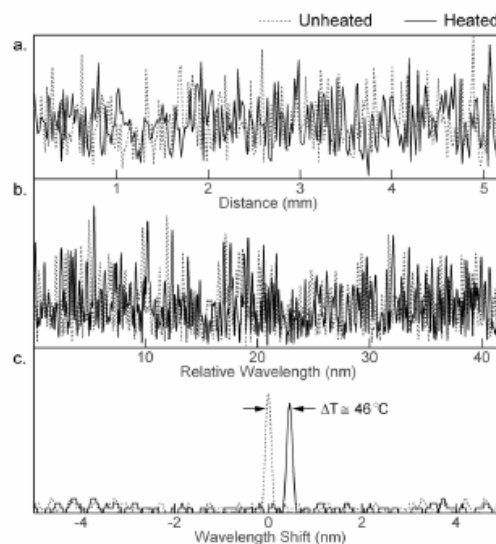


図 5.4 指紋パターンを利用した温度・歪センサ（実線：加熱、点線：非加熱）

{(a)ある温度におけるファイバ長手方向に沿った反射光強度の分布，(b)(a)を波長領域に換算したもの，(c)非加熱時のパターンを参照にとって相関係数を算出した結果}[24]

5-3. レイリー散乱の観測

5-2 で述べたように、レイリー散乱を観測することで光リフレクトメトリは多種多様なセンサに応用することができる。しかし、OCDR-SOCF はサイドローブの影響が大きいため、ダイナミックレンジが 20～30dB 程度と低く、これまでレイリー散乱を観測することができなかった。

レイリー散乱は光ファイバ中のすべての位置において発生する現象であることから、空間分解能が低いほど、より広い範囲で生じたレイリー散乱を観測することになり、レイリー散乱を観測するために要求される感度は高くなり、観測が容易になってくる。レイリー後方散乱光の反射率は空間分解能約 $50\mu\text{m}$ の COFDR では -95dB 程度である。[24]

さて、終端をねじに巻きつけることで反射を抑えた 10m ファイバを測定対象として、測定対象部分を融着して組んだ図 5.5 のような実験系で OCDR-SOCF で測定した結果が図 5.6 である。図 5.6 で観測された 4.0 m 地点での反射は FUT 直前のサーキュレータによるものである。図 5.6 では、4.0m の反射ピーク以外の部分で生じるサイドローブによってレイリー散乱が埋もれてしまい、レイリー散乱が観測できなかった。

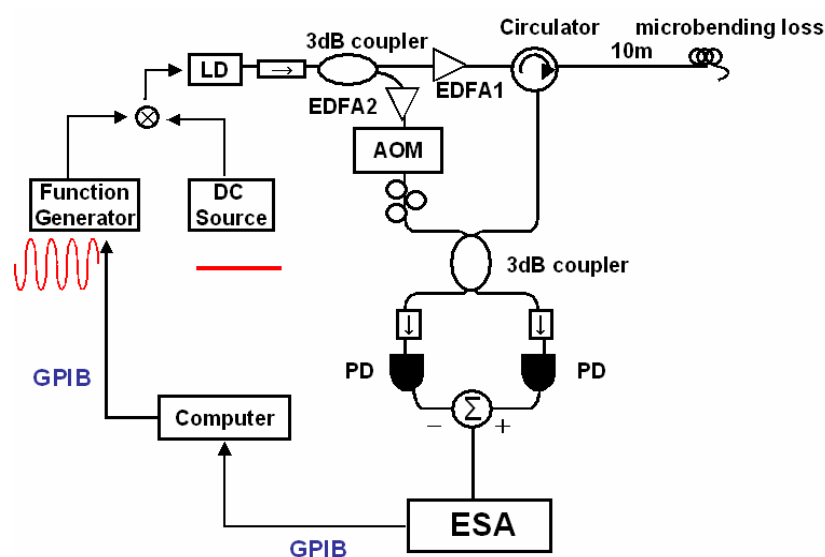


図 5.5 FUT を終端からの反射を抑えた 10m ファイバとした系

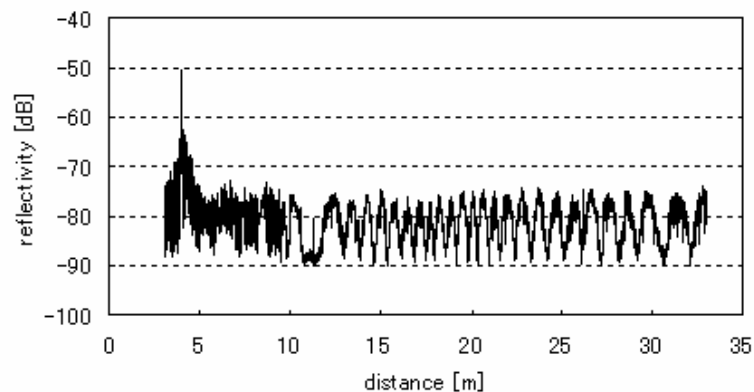


図 5.6 図 5.5 の系による測定結果

光ファイバ系において、開放端からは「-14.7dB」、かたく締めた FC/PC コネクタからは「-45dB~-50dB」程度の反射光を生じるが、カプラやサーキュレータからも FC/PC コネクタと同等かそれよりわずかに弱い「-50dB~-53dB」程度の反射光を生じる。OCDR-SOCF においてカプラやサーキュレータからの反射を完全に消すことは不可能であり、これらからの反射光のサイドローブに埋もれてしまうためにいままでレイリー散乱の観測は不可能であった。

すこしでも感度を高めるために、図 5.7 のような実験系で改めて「光路差とダイナミックレンジの関係」を調査した。この実験結果が図 5.8 である。なお図 5.8 では変調振幅 f_1 を 3.0GHz に保って測定した。

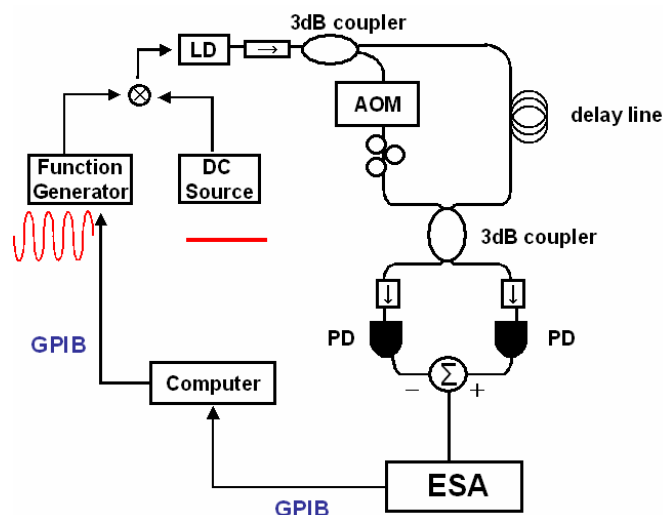


図 5.7 光路差とダイナミックレンジの関係を測定するための系

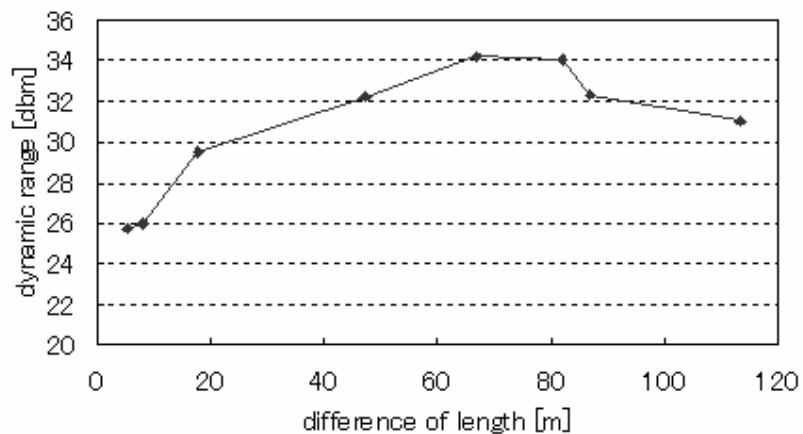


図 5.8 光路差とダイナミックレンジの関係(実験結果)

図 5.8 を見てのとおり、光路差によってダイナミックレンジは変化し、67m～82m のあたりでダイナミックレンジが最大となり、光路差が 0m に近いほどダイナミックレンジは悪くなった。

同様のことをシミュレーションによって確認した。測定対象を 0.5m、6m、30m、60m、ファイバ終端を 100%ミラー、変調振幅 f_i を 3.0GHz としてシミュレートした結果が図 5.9 である。また図 5.8 と同様の関係をシミュレーションで調べた結果が図 5.10 である。図 5.10 では測定対象ファイバの長さの 2 倍を光路差として横軸にとっている。図 5.10 と図 5.8 からわかる様に光路差が 0 に近い場合が最もダイナミックレンジが低い。またシミュレーション上では光路差が大きいほどダイナミックレンジが高まる傾向があるが、実験では 82m を越えたあたりからダイナミックレンジは悪くなっていった。これは光路差がコヒーレンス長に近づき、光源の FM 雑音が無視しきれなくなり、コヒーレンスピークが歪みだした影響であると考えられる。

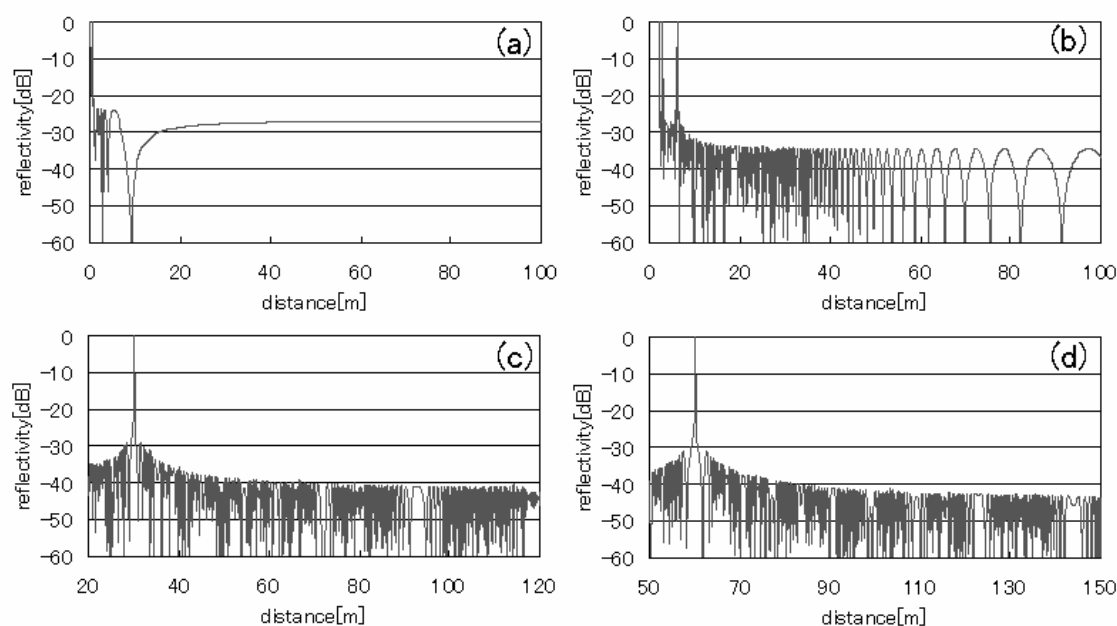


図 5.9 シミュレーションによる FUT の長さ と測定結果の関係 {FUT の長さ : (a)0.5m (b) 6m (c) 30m (d) 60m }

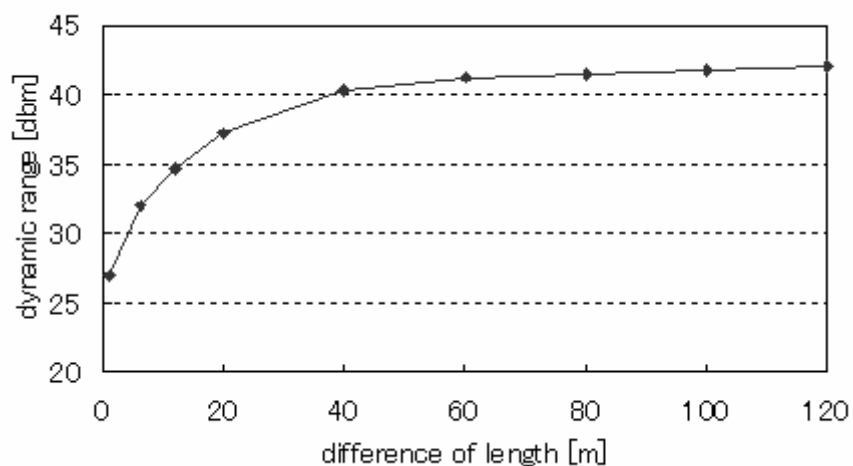


図 5.10 光路差とダイナミックレンジの関係 (シミュレーション結果)

以上を踏まえて、レイリー散乱を観測するためにサーキュレータからの反射におけるダイナミックレンジが最大となるようにサーキュレータ前に遅延線 70m を加えて図 5.11 のように実験系を組みなおした。なお、信号光側に遅延線を加えることは 0 次ピークの位置 (= 光路差 0m の位置) にレイリー散乱を含めて一切の反射を生まないようにするため、という目的もある。図 5.11 ではレイリー散乱の強度が高く観測されるように、測定対象を 850m の SM ファイバとしてコヒーレンス長を超えた領域による測定とした。測定には 1 次ピークを用いた。850m ファイバとサーキュレータ部分のみ融着による接続とした。

この系を用いてレイリー散乱を観測した結果が図 5.12 である。なお、EDFA1 の出力を 17.2dBm、EDFA2 の出力を 8.1dBm、変調振幅 f_i を 2.2GHz とした。同じ条件で開放端を測定した際の反射ピークの FWHM は 1.1m であった。また、電気スペアナを以下のように設定した。

(RBW: 300kHz, VBW: 10Hz、CF: 1MHz)

図 5.12 では縦軸を補正していないので「反射光強度 dBm」の単位となっているが、およそその反射率はサーキュレータでの反射率からレイリー散乱位置で約-83dB 程度、ノイズフロアのサーキュレータからの反射によるサイドローブ部分で約-86dB 程度と求まる。なお、図 5.11 の FUT 終端のマイクロベンディングロス常盤固定用ネジに光ファイバを 30 巻きほどしてテープで固定することで作成した。このマイクロベンディングロス部分がちょうど図 5.12 の反射光強度が急落する位置に一致していることから、正しくレイリー散乱が観測できていることがわかる。

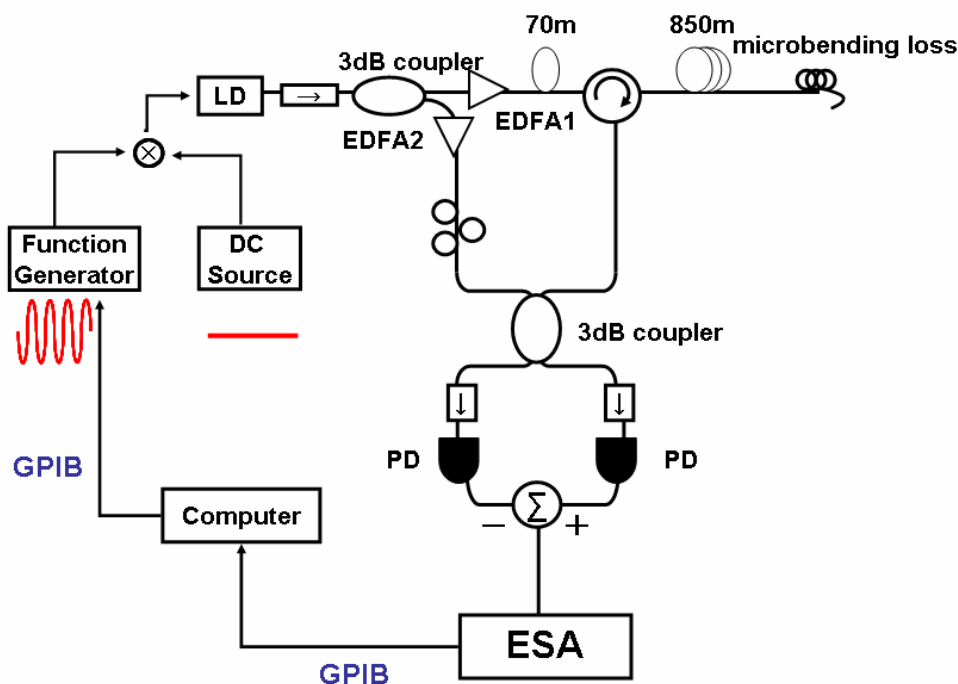


図 5.11 レイリー散乱の観測のための系

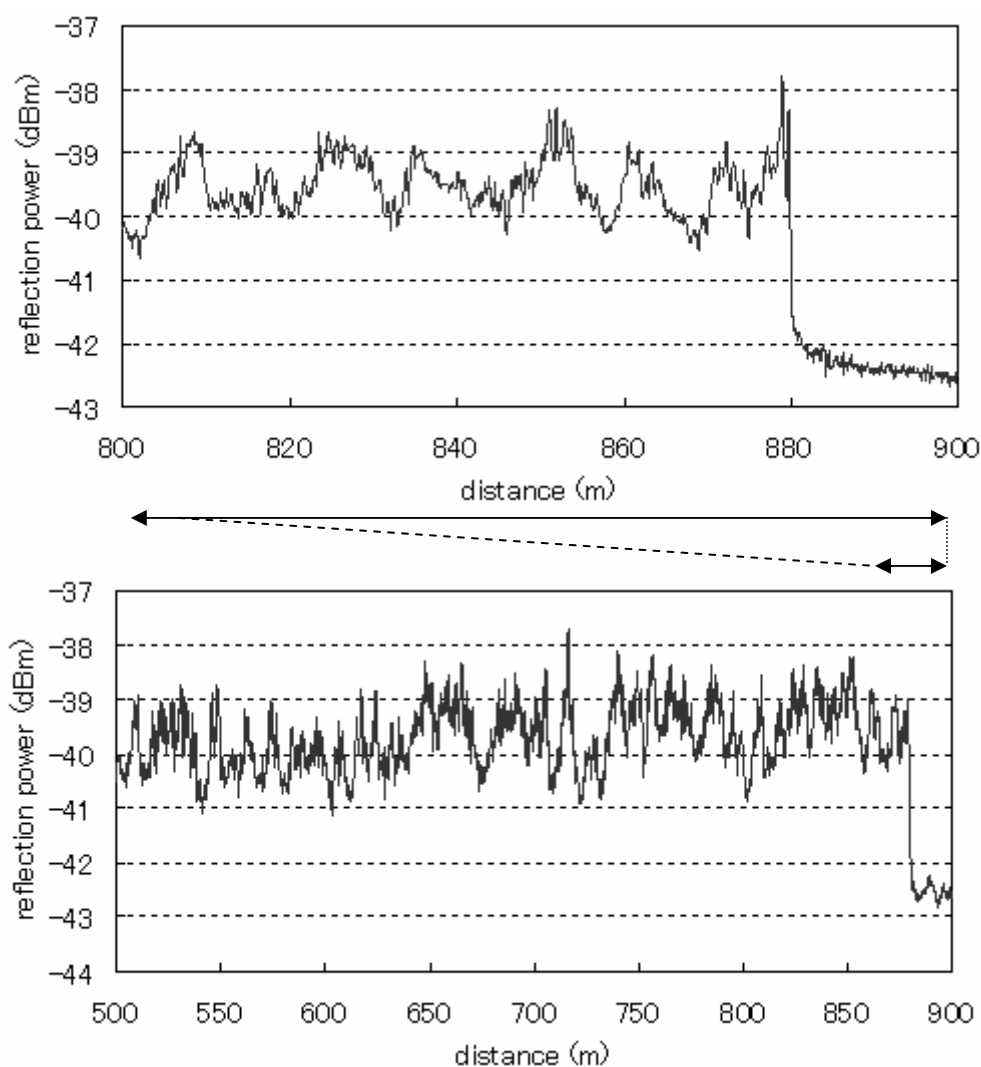


図 5.12 850m ファイバにおけるレイリー散乱の観測結果

さらに測定対象を「10km ファイバ」に変え、測定を行った。10km ファイバとサーキュレータは FC/PC コネクタによる接続とした。そして、マイクロベンディングロスによって終端からの反射を抑えたところ、図 5.13 のようにレイリー散乱が観測できた。なお、 f_1 は 2.9GHz にした。また、電気スเปアナの設定は以下のようにした。

(RBW:300kHz,VBW:10Hz、CF:1MHz)

なお、同じ条件で開放端を測定した際の反射ピークの FWHM は約 2 m であった。

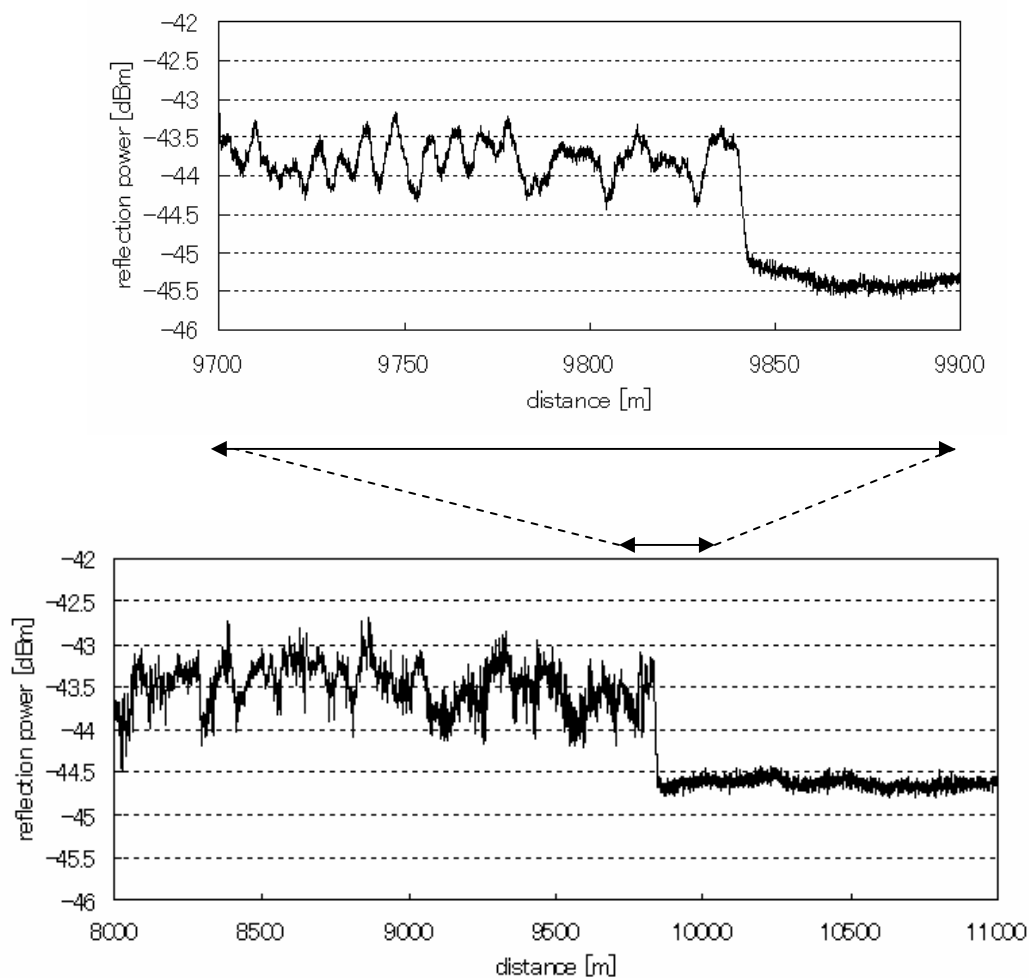


図 5.13 10km ファイバにおけるレイリー散乱の観測結果

現在市販されている通信用光ファイバはおよそ 0.3dB/km 程度の減衰がある。しかし、図 5.13 では入射光の減衰による反射率の低下がみられず、測定した範囲においてほぼ一定強度の反射率が観測された。これはコヒーレンス長を超えた領域における OCDR-SOCF ではピーク形状が光源の変調周波数 f_2 によって異なり、近くを見る場合に比べて遠くを見る場合の相関ピークが太く(=FWHM が大きく)なることが原因である[13]。このためにレイリー散乱のような分布的に生じる散乱光に対しては遠方を観測した場合の方がひとつのピークでより広範囲で生じたレイリー散乱を観測することになり、反射率がわずかに大きめに出てしまう。この効果が入射光強度の減衰とほぼ同程度であったために図 5.13 のような結果になった。

5-4.側圧センサ

5-2 で挙げたようにレイリー散乱を利用して OTDR、OFDR では多種多様なセンサが開発されている。本節ではそのなかでも最も作成の容易な、5-2①のマイクロベンディングロスを利用した側圧センサを開発したことを報告する。なお、以降の本節の実験で変調振幅 f_1 は 2.2GHz とした

5-4-1.側圧センサの開発

センシングポイントは市販の消しゴムに彫刻刀で図 5.14 左のように三角波状の切れ込みをいれたものに、パテで上蓋を作ることによって作成した(図 5.14 右)。なお、センシングポイントの長手方向の長さは 4cm であった。

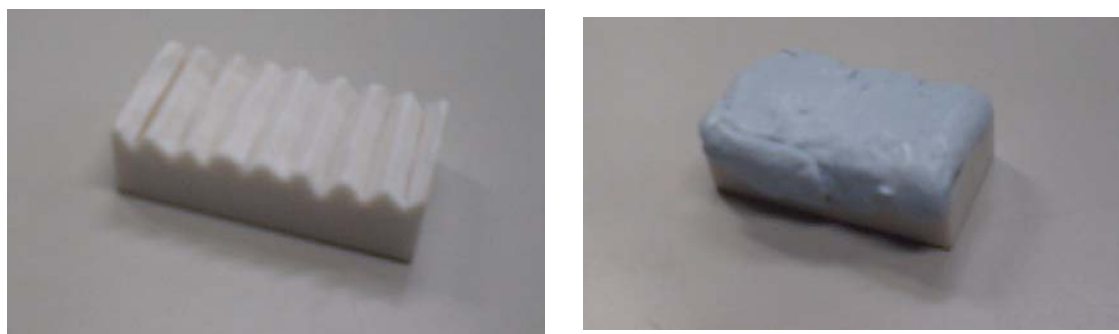


図 5.14 センシングポイント (左：土台、右：土台にパテでフタをかぶせたもの)

図 5.14 のようなセンシングポイントにシリコンコーティングのみの「光ファイバ素線」の状態のファイバをはさむことで光ファイバ中にマイクロベンディングロスを生み、センシングポイントより後ろの位置でのレイリー後方散乱光の強度が抑えられることから、光ファイバにかかった側圧を感知できる。

測定対象を 850m ファイバとして、図 5.15 のようにある地点 A に側圧を掛けた結果が図 5.15(A1)(A2)(A3)、地点 A から正確にメジャーで測定して 3m 離れた地点 B で測定した結果が図 5.15(B1)(B2)(B3)である。それぞれ測定の際にセンシングポイントにかける側圧をいったんなくしてから、側圧をかけなおした。図 5.15 を見てわかるように、「ベンディング散乱」による反射率の高まりを観測することで反射位置の特定が行える。図 5.15(A1～A3)と図 5.15(B1～B3)ではそれぞれの反射強度の最大点が約 3m 離れており、正しく測定ができていくことがわかる。

さらに A 地点を 30 回測定したとき得られるピークの位置がどの程度乱れるか、を調べた

結果が図 5.16 である。

図 5.16 を見てのとおり、反射位置測定の結果は平均の位置から「-30cm～+30cm」程度の精度で乱れた。

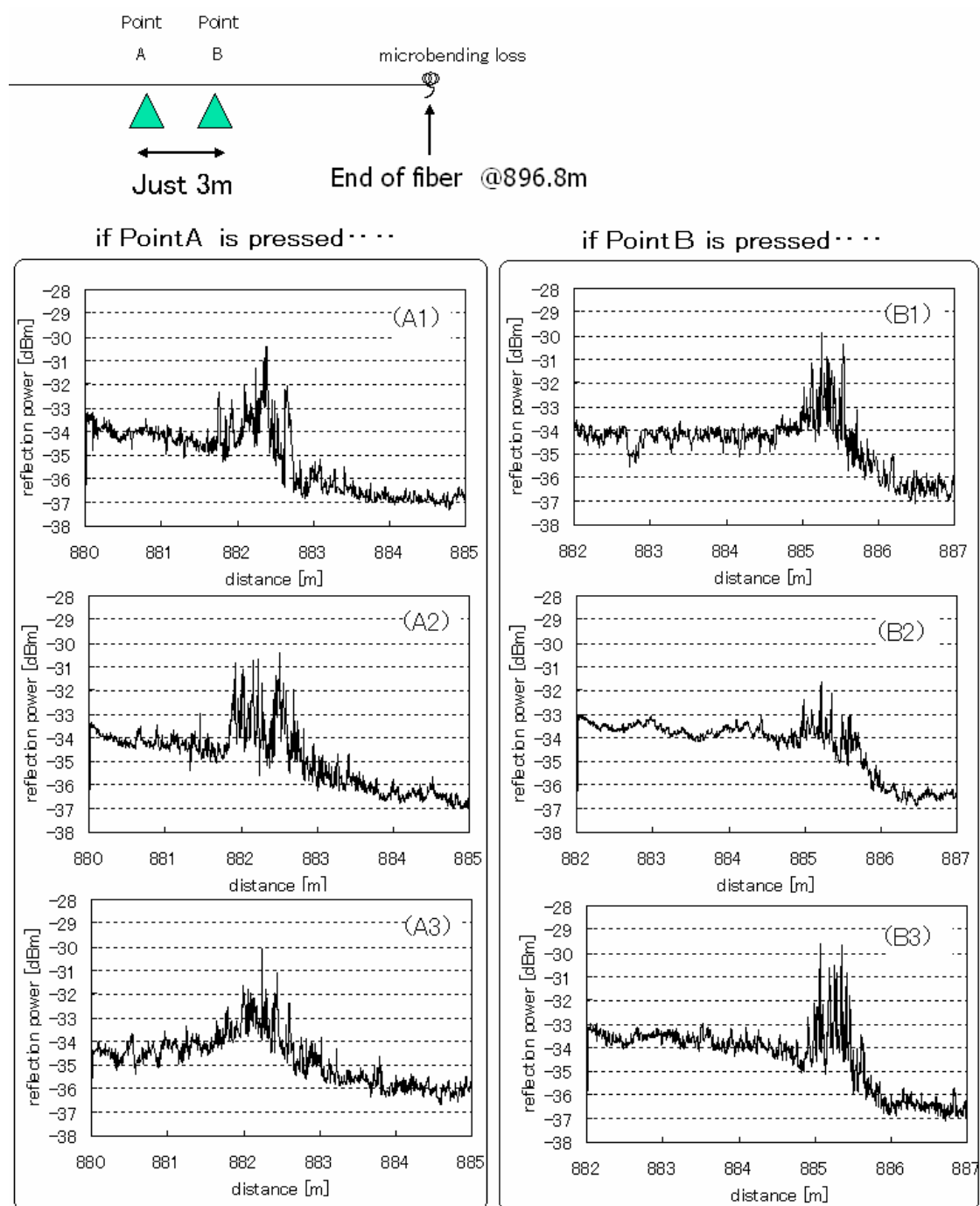


図 5.15 側圧の観測 ((A1～A3) A 地点に側圧を掛けた場合、(B1～B3) A 地点から 3 m 離れた B 地点に側圧を掛けた場合)

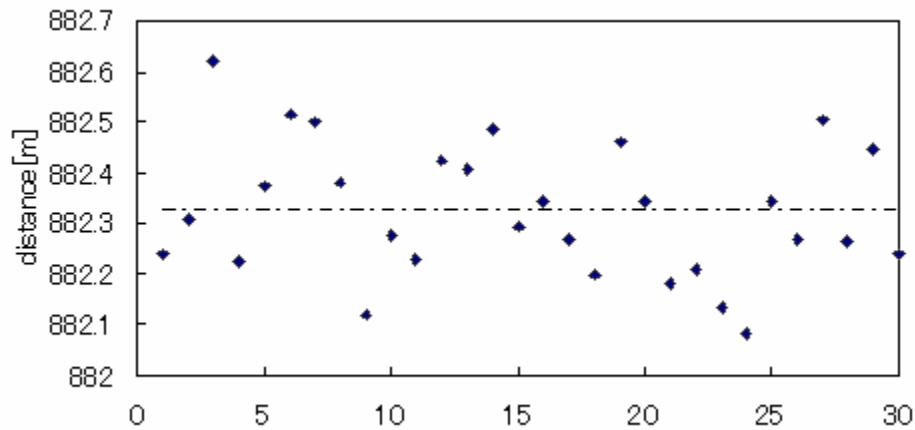


図 5.16 A 地点に側圧をかけて 30 回測定したときの反射ピーク位置をプロットした結果（点線は 30 回の平均）

5-4-2.側圧センサの測定速度の向上

5-4-1.の側圧センサに 3 章で紹介した高速化の手法を適用し、測定速度の向上を試みた。図 5.15 の A 地点に圧力をかけて、800m～920m の 120m の区間を、掃引時間：10 秒⇒5 秒⇒3 秒⇒1 秒⇒0.5 秒として測定した結果が図 5.17 である。測定速度を上げれば上げるほど、ピークが広がり低くなってしまいが位置の特定にはそこまで大きくは問題が無いことを考えると 1 秒までは測定時間を短縮できるといえる。

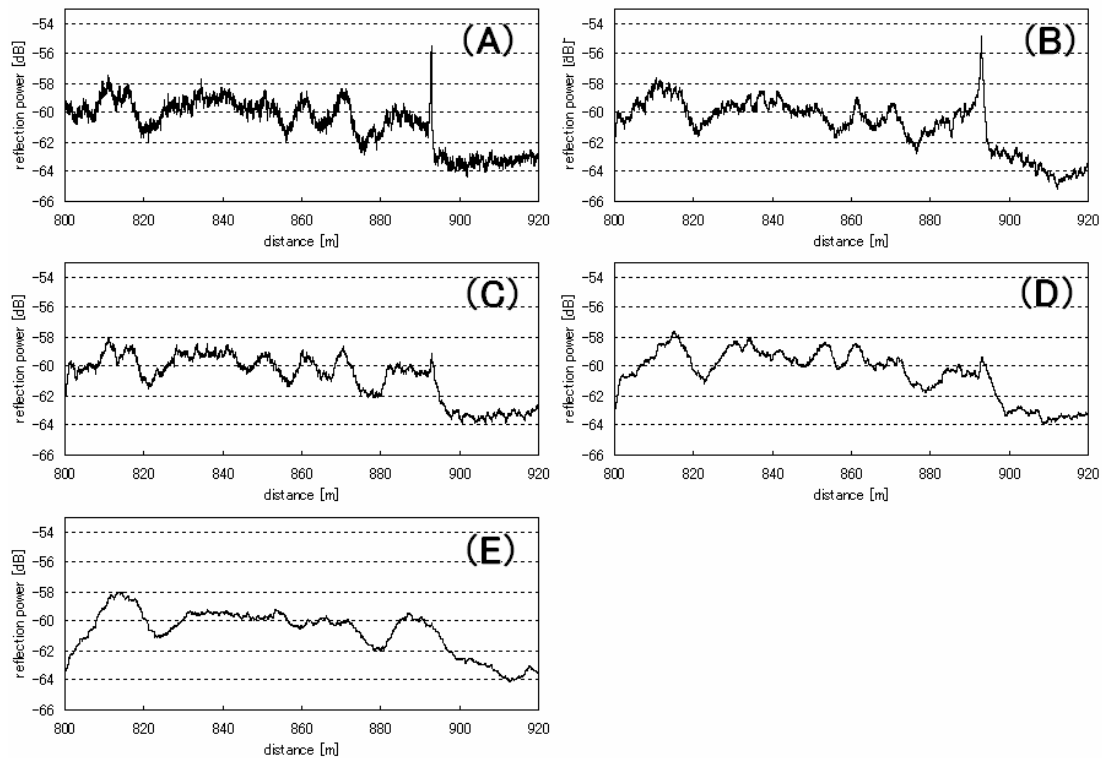


図 5.17 高速測定の結果 掃引時間 (A)10 秒 (B)5 秒 (C)3 秒 (D)1 秒 (E)0.5 秒

5-4-3.側圧センサに関する考察

5-4-1.で作成した側圧センサにはレイリー散乱の強度とノイズフロアにあたるサーキュレータからのサイドローブの大きさの差に約 3dB 程度しかないことから、一点で大きな側圧がかかった場合、それ以降の場所での側圧を観測できない。複数の位置での側圧の観測を行うためにはさらに感度を高める必要があるが、そのためには以下のような手法が考えられる。

- ①アポダイゼーションによってサーキュレータからのサイドローブをもっと低くする
- ②低反射のサーキュレータを使用する
- ③中心周波数をノコギリ波状に振って、ビート周波数のシフトに合わせて電気スเปアナの中心周波数を一点測定するごとに変更する。(参考文献[10]の手法) この手法を適用すれば、測定位置によって異なる周波数にビートを生むことから、測定中の位置と異なる位置で発生した反射によるサイドローブが測定中のビート周波数に載らなくなり、さらに感度を高めることができるであろう。
- ④POF などの減衰の大きな光ファイバを FUT に使用すれば通常の SMF よりも大きなレイリー散乱が発生し、レイリー散乱の観測が容易になる。

また、5-4-2.では測定速度の向上を実験によって確かめたが、この側圧センサが多点型センサであることから、センシングポイント近傍の反射光強度のみを観測するようにプログラムを組みかえればさらに大幅に測定速度を高めることができるはずである。

5-5.温度・歪センサ

光ファイバ中のレイリー散乱は偏光方向の変化による測定結果の変動を抑えて温度とファイバにかかる歪を一定に保った場合、「指紋」のように、各々のファイバに固有の、普遍の模様となってあらわれることが知られている。この「指紋」が温度の変化に伴って「10pm/°C」、歪の変化によって「1.2pm/ μ strain」という比率でシフトする。このことを利用して COTDR や COFDR では温度・歪センサの研究が進められている[24][27]。本節では OCDR-SOCF を用いて温度・歪センサの開発を試みた結果を報告する。

なお、以降の本節の実験では変調振幅 f_i を 1.4GHz、EDFA1 の出力を 17.2dBm、EDFA2 の出力を 8.1dBm として、電気スเปアナの設定を以下のように保った。

(RBW: 300kHz, VBW: 10Hz, CF: 1MHz)

また、レイリー散乱の模様を調べるのに、中心波長として 1550.86 μ m ~ 1551.06 μ m の区間で等間隔に取った 500 点についての反射光強度を取得した。

5-5-1. レイリー散乱観測の再現性

レイリー散乱の測定を温度・歪センサに応用するためには、温度と歪を保った場合に同じファイバの同じ位置から常に全く同じレイリー散乱の模様を得られるようにしなくてはならない。しかし SM ファイバ中にもわずかではあるが複屈折が存在し、偏光方向の変化のために、時間の経過とともにすこしずつレイリー散乱の模様に変化していつてしまう。

偏波の影響を抑えるためには「偏波ダイバーシティ」という手法が有効であることがコヒーレント光通信や BOCDA、BOTDA、COTDR、COFDR など知られている。

偏波ダイバーシティにはいくつかの手法があるが、大きく分けると以下の2通りがある。

① 偏光方向をすこしずつ変えながら複数回測定した結果の平均をとる方法[32]

信号光側か参照光側のどちらかにおいた偏波コントローラで偏光方向を少しずつ変えて測定した結果を平均することにより、偏光方向によらない測定を実現する。本手法ではポアンカレ球上の全ての点をカバーできるように、数十回もの平均をしなくてはならない。本手法には測定に一回の測定時間に平均回数を掛けた積の時間がかかるため、一回の測定時間が極めて短い COTDR、BOTDA などでのみ用いられる。

② 干渉信号を偏波ビームスプリッタ(PBS)や偏波スイッチ(PSW)によって 0° と 90° の直交成分にわけ、2乗総和平方根(root sum square)をとる手法[33]

直交成分に分けた信号光のジョーンズベクトルを \vec{P}_1 と \vec{P}_2 、参照光のジョーンズベクトルを \vec{P}_{ref} とおいて、それぞれ式(5.1)、式(5.2)、式(5.3)で表す。

$$\vec{P}_1 = (a, \sqrt{1-a^2} \cdot e^{i\theta}) \quad (5.1)$$

$$\vec{P}_2 = (-\sqrt{1-a^2} \cdot e^{-i\theta}, a) \cdot e^{i\phi} \quad (5.2)$$

$$\vec{P}_{ref} = (b, \sqrt{1-b^2} \cdot e^{i\delta}) \quad (5.3)$$

なお、 δ 、 θ 、 ϕ は任意の位相、a と b は-1 から 1 までの間の任意の実数である。

このとき、それぞれの信号光を参照光と干渉させた際の干渉成分について、2乗総和平方根を η とおくと、

$$\begin{aligned} \eta &= \sqrt{(\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_{ref})^2 + (\vec{P}_2 \cdot \vec{P}_{ref})^2} \\ &= \sqrt{a^2 b^2 + (1-a^2)(1-b^2) + a^2(1-b^2) + b^2(1-a^2)} \\ &= 1 \end{aligned} \quad (5.4)$$

以上より、信号光を PSW や PBS によって 0° と 90° にわけ、それぞれを参照

光と干渉させた結果を、式(5.4)のような 2 乗総和平方根となるように計算すれば、偏光によらない測定が行える。

なお、この手法は BOCDA や COFDR など、連続光を用いる手法に有効である。

OCDR-SOCF に偏波ダイバーシティを適用するには、②で偏波スイッチを用いる手法がもっとも適している。

そこで図 5.18 のような実験系で偏波ダイバーシティを試みた。図 5.18 で用いた PSW は general photonics 社製の「PSW-001-90-SS-FC/PC」であり、信号発生器から DC オフセット +5V を掛けることで 0° 、-5V を掛けることで 90° に偏光方向を切り替えられる。測定に際しては、参照光側に設置した偏波コントローラによって 0° の場合と 90° の場合に観測される強度が同程度になるように設定した。

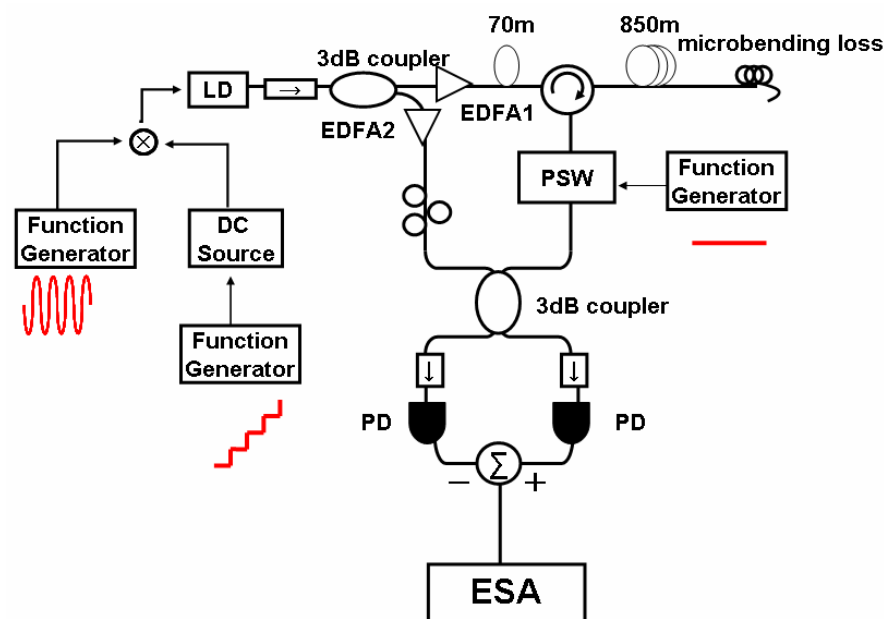


図 5.18 偏波ダイバーシティのための実験系

こうして図 5.18 の系で光源変調の中心波長と反射光強度の関係を PSW が 0° として測定した結果が図 5.19(a)、 90° とした場合の測定結果が図 5.19 (b)、式(5.4)の 2 乗総和平方根となるように算出した結果が図 5.19 (c)である。なお、図 5.19 (a)(b)(c)で測定地点は 800.0m とした。図 5.19 でみられるように FUT のすべての位置で PSW を 0° としたとき

の測定結果と 90° としたときの測定結果はかなり似ていて、歪をかけない状態の SM ファイバ中に複屈折はあまり存在しないことがわかった。

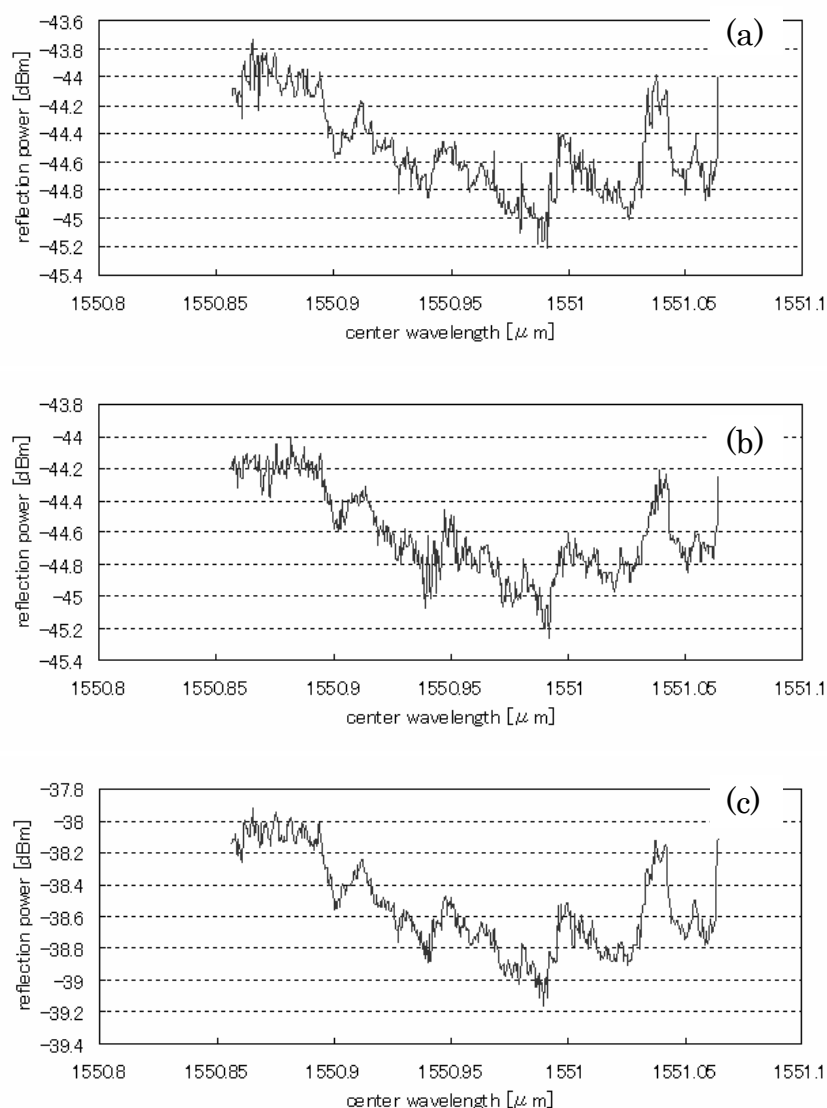


図 5.19 気温 21.2°C で 800m 地点におけるレイリー散乱の測定結果((a) PSW 0° のとき (b) PSW 90° のとき (c) (a), (b) から 2 乗総和平方根を算出した結果)

レイリー散乱の様子は極めてデリケートであり、図 5.18 を構成するファイバのうちのどれかでほんの少しでも位置がずれるたびに、すこしずつ測定結果の様子が変化していった。これは干渉系を構成するファイバの一部で位置がずれたことで、2 光路の位相差をわずかに変えてしまうことが原因であると考えられる。そこで、従来ファイバを固定するのに使っていたメンディングテープよりも粘着力の強いポリプロピレン製の粘着テープを用いて系のすべてのファイバをしっかりと定盤に固定した。その結果、以前なら偏波ダイバーシティを掛けていても 3 日後には図 5.20 のようにまったく違う測定結果を得ていた

のが、図 5.22 のように、多少の変化はあるものの比較的に再現性の高い実験結果が得られるようになった。なお、図 5.20 の(a)と(b)を重ねた図が図 5.21 であり、図 5.22 の(a)と(b)を重ねた図が図 5.23 である。

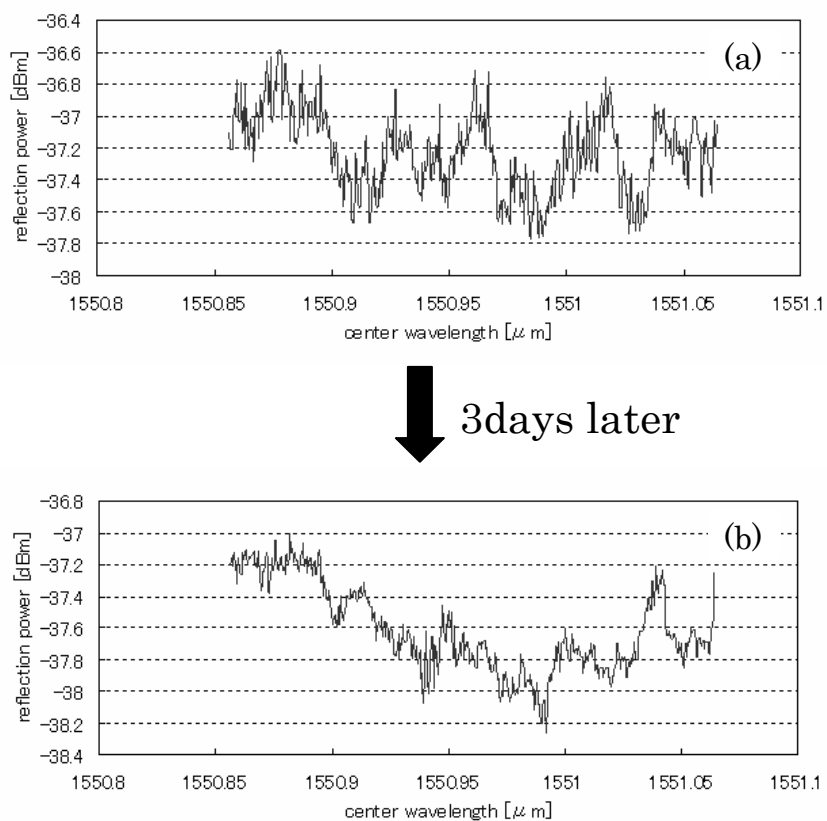


図 5.20 メンディングテープで固定した系で測定した 21.0℃ のとき 800m 地点でのレイリー散乱の模様 ((a)ある日の結果、(b)(a)から 3 日後の結果

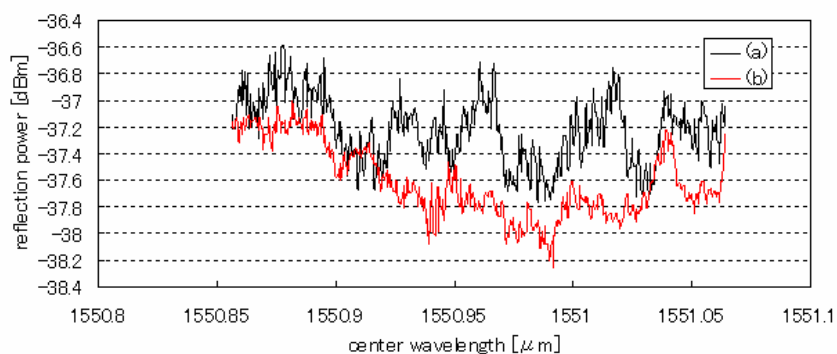
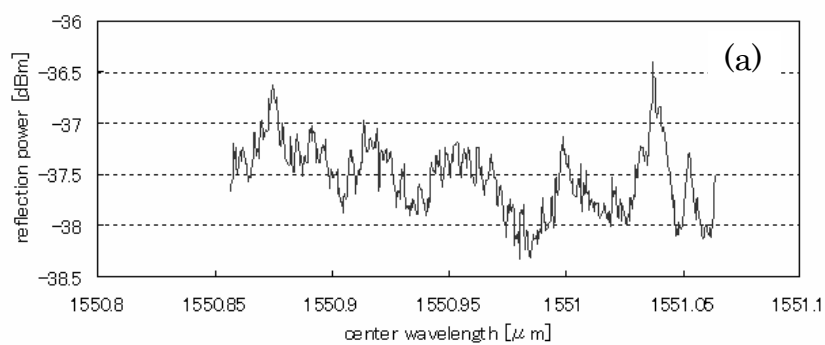


図 5.21 図 5.20 の(a)と(b)を重ねた図




 3days later

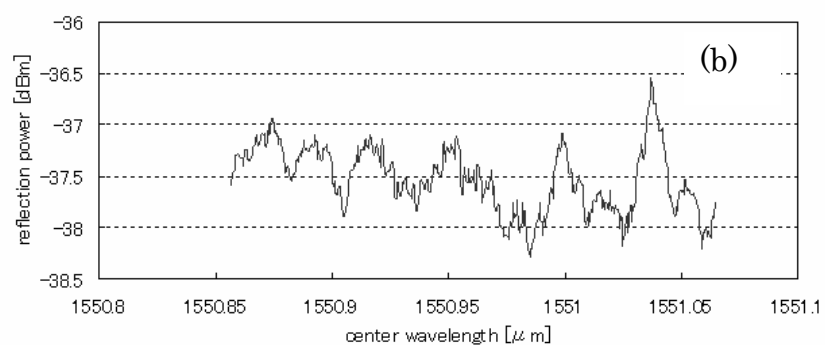


図 5.22 粘着力の強いテープでしっかり固定した系で測定した 21.0℃ のとき 800m 地点でのレイリー散乱の模様 ((a)ある日の結果 (b)(a)から 3 日後の結果)

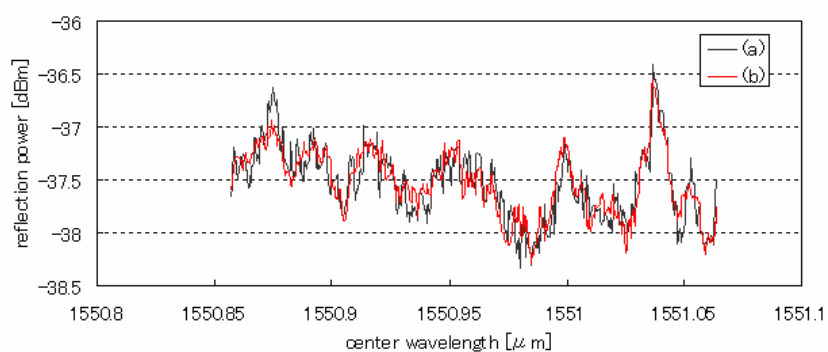


図 5.23 図 5.22 の(a)と(b)を重ねた図

なお、2 つのレイリー散乱の模様がどれだけ似ているか、をしらべるのに「相関係数 (correlation coefficient)」という関数が用いられる。二組の配列 x_i 、 y_i ($i=1,2,3\cdots$) の相関係数は式(5.5)で表わされる。

$$\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (5.5)$$

実際には相関係数を求めるためには、LABVIEW に用意されている「correlation coefficient.vi」という関数に二つの配列を代入すればよい。相関係数は-1 から 1 の範囲の実数であり、1 に近いほど二つの配列が類似している。

図 5.20(a)と図 5.20(b)の相関係数は「**0.37**」、図 5.22(a)と図 5.22(b)の相関係数は「**0.86**」であった。

5-5-2.温度に対する特性

次に温度変化に対するレイリー散乱の模様の変化を観測した。実験室内のエアコンで気温をゆっくりと上昇させた。気温が 19.0℃、20.0℃、21.2℃のときの FUT の 800m の地点における光源の変調の中心波長と反射光強度の関係を測定した結果がそれぞれ図 5.24(a)、(b)、(c)である。なお、気温の測定には温度計を用いた。ひとつのレイリー散乱の模様を得るのに要した時間は約 10 秒であり、偏波ダイバーシティを適用した。

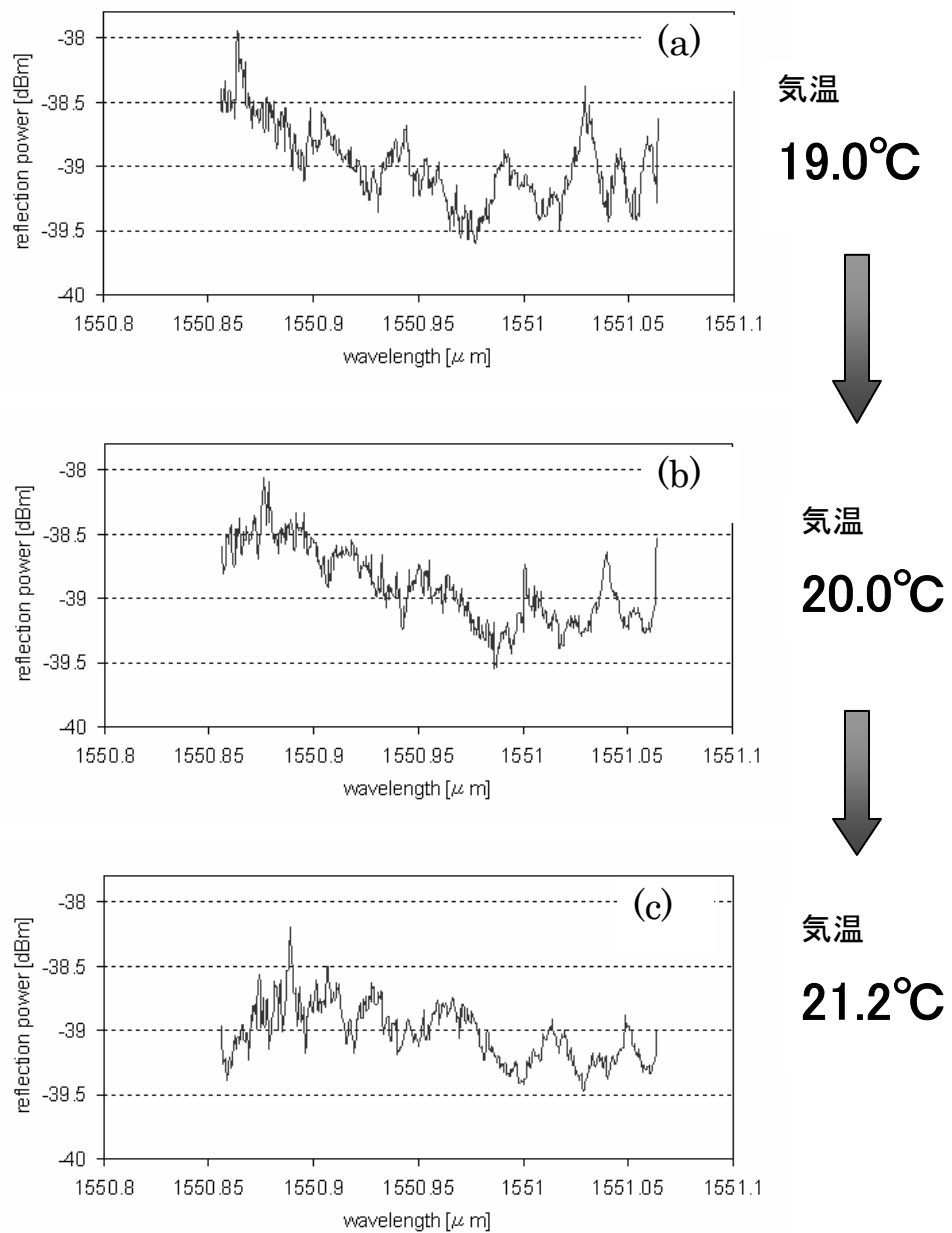


図 5.24 各々の気温における中心周波数とレイリー散乱強度の関係
(a)19.0°Cのとき (b)20.0°Cのとき (c)21.2°Cのとき

図 5.24 からレイリー散乱の様子が気温の上昇とともに波長の長い方へシフトしていくことが確認できた。波長シフト量を調べるため、500点とったうちの中央の150点を左右に1点ずつずらして相関係数をとっていき、最大点を探した。こうして図 5.24(a)と(b)との間で波長シフト量を調べた結果が図 5.25 であり、最大点が 10.4pm であった。波長シフト率は「10pm/°C」であるから、「19.0°Cから 20.0°Cの気温上昇の間に光ファ

イバ内で 1.04°C の温度上昇があった」ことがわかった。

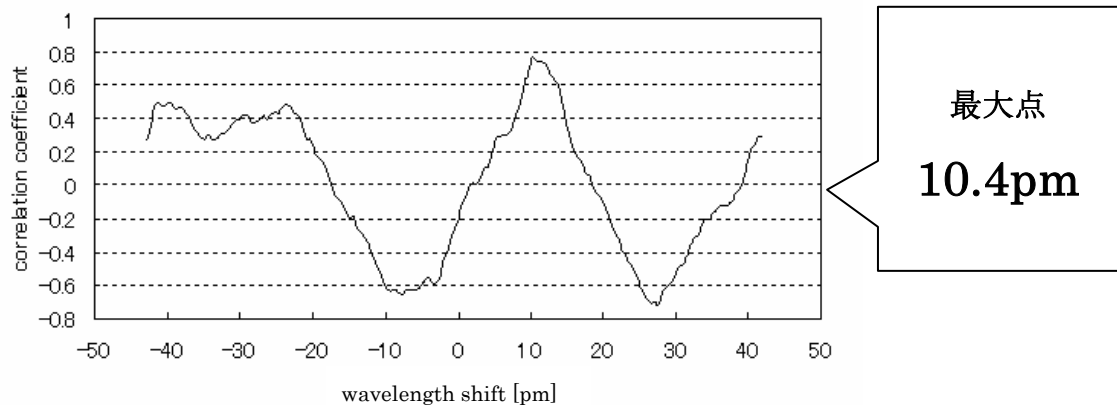


図 5.25 図 5.24 の(a)と(b)との間で波長シフト量を調べた結果

同様に図 5.24(b)と(c)との間で波長シフト量を調べた結果が図 5.26 である。図 5.26 の最大点が 11.25pm であることから、「 20.0°C から 21.2°C の気温上昇の間に光ファイバ内で 1.13°C の温度上昇があった」ことがわかった。

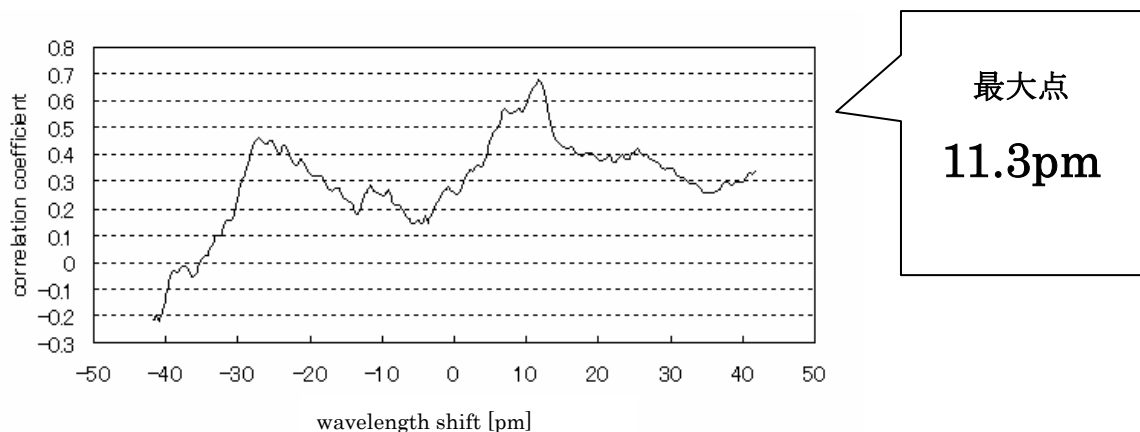


図 5.26 図 5.24 の(b)と(c)との間で波長シフト量を調べた結果

図 5.25、図 5.26 の結果を踏まえて、図 5.24(a)を 10.4pm ずらして図 5.24 (b)と重ねた結果が図 5.27 であり、図 5.24(b)を 11.3pm ずらして図 5.24(c)と重ねた結果が図 5.28 である。

図 5.27、図 5.28 からわかるように、温度変化につれてレイリー散乱模様が左右にシフトするだけでなく、すこしずつ波形がゆがみだしてしまった。この様なことがおきてしまうのは、今回使用した光源が 2 極レーザであり、周波数変調とともに光強度が変わってしまうことが原因であると考えられる。この問題を解決し、温度変化によるレイリー散乱模様の変化をなくすためには次の二通りの対策が考えられる。

- ① 光強度が一定に保てる 3 極レーザを光源として用いる
- ② LN 強度変調器を 2 極レーザの直後に挿入して、光強度を一定に保つように強度変調をおこなう。

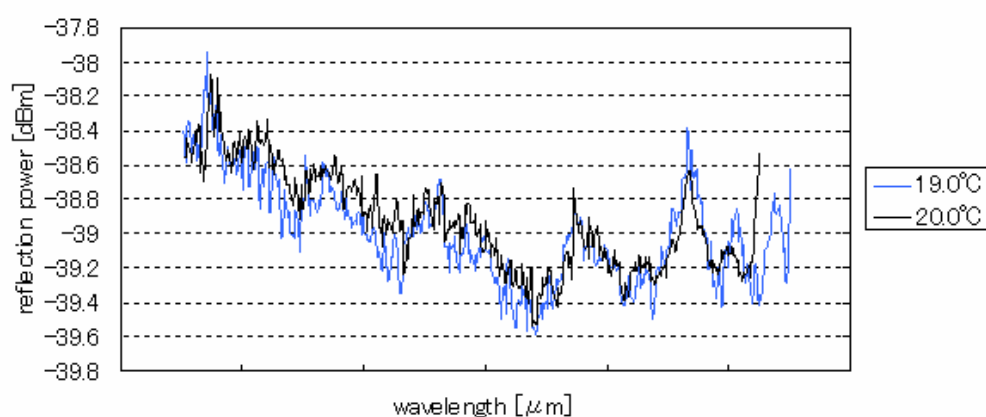


図 5.27 図 5.24 で(a)をずらして(b)と重ねた結果

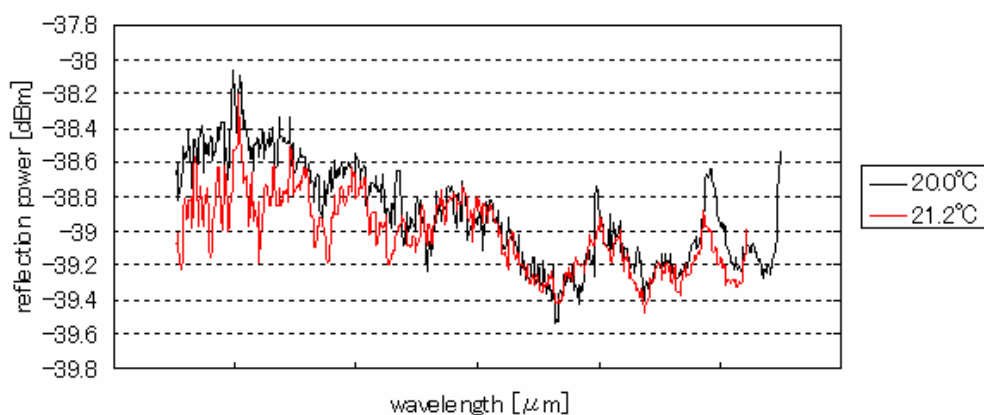


図 5.28 図 5.24 で(b)をずらして(c)と重ねた結果

5-5-3.温度・歪センサに対する考察

5-5-1 では再現性の向上を試みた。定盤への系の固定の仕方の改善によってある程度再現性は高められたものの、まだ長時間をおいた後にレイリー散乱の模様を完全に再現するにはいたっていない。現状以上に再現性を高めるには、系の定盤への固定の仕方をさらに改良し、多少の振動などを受けても一切系が動かぬようにしっかりと固定してやる必要がある。偏波ダイバーシティについては、フィードバックによって常に 0° と 90° の強度を均一にするように制御することで、より再現性の高い測定を実現する、ということが COFDR で行われており [25]、今後 OCDR-SOCF で歪をみるためには同様の制御が必要になるであろう。(歪をかけるとファイバ中には複屈折が生じるため) また、今回はエアコンによる気温の調整からファイバの温度を変えたが、厳密に特性を調べるためには保温器などに測定対象ファイバを入れて、測定中に温度の変化が起きないようにしてやらなければならない。

測定時間については、参考文献[11]のように中心周波数をノコギリ波状に振り、ビート周波数の追跡をしながら AD 変換器経由で信号を取得することで、大幅にデータ取得の時間を短縮できることが期待できる。この手法を導入すると同時にサンプリングレートも上がり細かい間隔で反射光強度を調査することができることから、レイリー散乱模様の波形をより正確に取得できるようになり、再現性も高まると考えられる。

近年ブリルアン散乱を用いた温度・歪センサ(BOTDA,BOTDR,BOCDA,BOCDR)の研究が盛んに進められているが、レイリー散乱による温度・歪センサはブリルアン散乱のように散乱光が周波数の領域で幅広く広がることが無く、より高い分解能で温度や歪が観測できることが知られている。また、レイリー散乱の反射強度はブリルアン散乱よりも強く、ブリルアン散乱ほど EDFA などによって強度を高めなくとも容易に観測できる点も利点である。一方でレイリー散乱によるセンサの欠点にはパターンマッチングに大きな時間がかかってしまう点、レイリー散乱がデリケートであるために、系が測定中に微弱な振動などをうけただけでも測定できない点などがある。

また、OCDR-SOCF には多点型センサとして用いた場合、一点あたりの測定時間を極めて短くできる、という利点がある。この利点を利用すれば、COTDR、COFDR といった他方式によるレイリー散乱の温度・歪センサよりも測定中の温度変化、歪変化に強いセンサが実現できるであろう。

5-6.まとめ

本章ではまず OCDR-SOCF の感度を向上し、レイリー散乱を観測する手法を述べた。そしてレイリー散乱を利用して側圧センサを開発した。さらに側圧センサに 3 章で述べた高速化の手法を適用した。

また、レイリー散乱の模様が温度変化を受けて波長シフトすることを観測し、850m の SM ファイバ中の 800m 地点における温度変化の観測に成功した。

第 6 章

結論

6-1. 結論

本論文では OCFR-SOCF の性能要素「ダイナミックレンジ」「測定速度」「感度」をそれぞれ向上するための手法を提案し、実験による検証と考察を行った。さらに OCFR-SOCF によってレイリー散乱を観測することに成功し、他の光リフレクトメトリによるレイリー散乱のセンサ応用例を参考にして、あらたに「側圧センサ」と「温度・歪センサ」を提案し、実験結果を報告した。

まず第 2 章で OCFR-SOCF の原理について述べ、近年の成果であるコヒーレンス長を超えた領域を測定する手法を紹介した。

第 3 章では光源の周波数変調を線形変調として機器間の通信時間によるタイムロスをなくすことで、従来方式に比べて大幅に測定速度を上げる手法を提案した。そしてその実験による検証をコヒーレンス長内とコヒーレンス長外の 2 通りで行い、従来手法の 10 倍以上の測定速度を実現した。

第 4 章ではコヒーレンス長内の測定について、アポダイゼーションによるダイナミックレンジの向上を確かめた。まず、シミュレーションで光源にかけるフィルタ形状とコヒーレンスピーク形状の関係を調べた上で、「変調方式の工夫による方式」と「FBG フィルタによる方式」の 2 通りによってアポダイゼーションの有効性を実証した。

第 5 章では OCFR-SOCF の感度を高める手法を提案し、レイリー散乱の観測に成功した。さらにレイリー散乱を利用して他の光リフレクトメトリで多種多様なセンサが開発されていることを紹介し、まずはマイクロベンディングロスを原理とする「側圧センサ」の開発に成功したことを報告した。さらに、この側圧センサに第 2 章の高速化の手法を導入することで大幅に測定速度を高めることができた。次に「温度・歪センサ」の開発に挑戦した。レイリー散乱の測定の再現性を、偏波ダイバーシティと実験系の定盤へ固定の仕方の改良によって高めた上で、レイリー散乱の様子が温度変化に伴い波長シフトすることを実験で確認した。さらに相関係数を調べることでレイリー散乱の様子のシフト量を調べ、温度変化の量を調べることに成功した。

6-2. 今後の課題・展望

6-2-1.空間分解能とダイナミックレンジのさらなる向上

光学系を故障診断する上で、空間分解能とダイナミックレンジは最も重要な性能指数である。現在 OCFR-SOCF の空間分解能のもっともよい実験結果は、コヒーレンス長内で 1cm、コヒーレンス長外で 10cm 程度である。また、OCFR-SOCF のダイナミックレンジのもっともよい実験結果はコヒーレンス長内で 45dB 程度、コヒーレンス長外で 50dB 程度である。

一方、近年 COFR の研究が様々な場所で盛んに行われており、現在もっとも性能が高いもので空間分解能 $20\mu\text{m}$ とダイナミックレンジ 60dB 以上を同時に満たす高性能なもの [25] が開発されており、測定レンジも年々広がっている [34]。

今後 COFR に対抗するためにも、空間分解能とダイナミックレンジを大幅に高める技術の開発が必要である。

6-2-2.温度・歪センサの高速化

OCFR-SOCF の利点には一点あたりの測定速度を極めて速くできる点、ランダムアクセスが可能な点がある。当研究室ではこの利点を生かして、FBG センサの測定速度を一つの FBG あたり 10kHz まで高めて、他の光リフレクトメトリには不可能な「振動」の観測を実現した [11]。

この手法を 5 章で開発した温度センサに適用し、反射光強度の測定を大幅に高められれば、他のレイリー散乱を用いたセンサよりも測定中の温度変化、歪変化に強く、より実用的なセンサとなるであろう。

参考文献

- [1] J. Dakin, and B. Culshaw, Optical Fiber Sensors: Principles and Components, Artech House Publishers, London 1988.
- [2] J. Dakin, and B. Culshaw, Optical Fiber Sensors Vol.II: Systems and Applications, Artech House Publishers, London 1989.
- [3] J. Dakin, and B. Culshaw, Optical Fiber Sensors Vol.III: Components and Subsystems, Artech House Publishers, London 1996.
- [4] J. Dakin, and B. Culshaw, Optical Fiber Sensors Vol.IV: Applications, Analysis, and Future Trends, Artech House Publishers, London 1997.
- [5] Z. Y. He and K. Hotate, "Synthesized optical coherence tomography for imaging of scattering objects by use of a stepwise frequency-modulated tunable laser diode", Optics Letters, Vol.24, pp1502-1504, 1999
- [6] K. Hotate, "Application of synthesized coherence function to distributed optical sensing", Measurement Science and Technology, Vol.13, pp1746-1755, 2002.
- [7] 柏木正浩, 保立和夫, "コヒーレンス長を超えた領域における光波コヒーレンス関数の合成法による広範囲リフレクトメトリ", 信学技報, Vol.104, no.332, pp.11-16, 2004.
- [8] 柏木正浩, 保立和夫, "コヒーレンス長を超えた領域における光波コヒーレンス関数の合成法による広範囲リフレクトメトリのダイナミックレンジ拡大", 第35回光波センシング技術研究会講演論文集, pp.141-148, 2005.
- [9] M. Kashiwagi and K. Hotate, "Long range and high resolution reflectometry by synthesis of optical coherence function at region beyond the coherence length", Proceedings of 17th International Conference on Optical Fibre Sensors, pp.539-542, Bruges, May 2004.
- [10] 林哲也, 柏木正浩, 何祖源, 保立和夫, "光波コヒーレンス関数の合成法を用いた多点型 FBG センサシステムの測定速度と測定レンジの向上", 2005 年電子情報通信学会ソサイエティ大会講演論文集, C-3-134, p.278, 2005.
- [11] 林哲也, 柏木正浩, 何祖源, 保立和夫, "光波コヒーレンス関数の合成法を用いた多点型 FBG センサシステムの性能制限要因の考察と高性能化", SICE 第 22 回センシングフォーラム資料, pp.20-25, 20005.
- [12] Zuyuan He, Tetsuya Hayashi and Kazuo Hotate, "High-speed interrogation of multiplexed fiber Bragg grating sensors with similar Bragg wavelength by synthesis of optical coherence function", Optics East 2005, Proceedings of SPIE, Vol.6004, pp65-73, 2005.
- [13] 柏木正浩, "光波コヒーレンス関数の合成法によるリフレクトメトリの広範囲化に関する研究", 学位論文 東京大学大学院新領域創生科学研究科 基盤情報学専攻, 2004
- [14] 円山百代, 保立和夫, "光波コヒーレンス関数の合成法によるファイバブラッググレーティング歪センシングシステムでの動的及びランダムアクセス歪測定", 信学技報, Vol.103, no.664, pp.65-70, 2004.
- [15] K. Hotate, M. Enyama, S. Yamashita, Y. Nasu, "High density multiplexing technique of fiber Bragg grating sensors by synthesis of optical coherence function", SICE annual conference 2002 in Osaka, pp2600-2605, 2002.
- [16] Z. He, X. Fan, and K. Hotate, "High-speed high-accuracy optical reflectometry by synthesis of optical coherence function with adaptive carrier and homodyne detection," Proc. ECOC 2006,

vol. 4, Th1.5.6, pp. 51-52, Cannes, September 2006.

[17] Z. He, T. Tomizawa, and K. Hotate, "High-speed high-reflectance-resolution reflectometry by synthesis of optical coherence function," IEICE Electronics Express, vol. 3, no. 7, pp. 122-128, 2006.

[18] T. Saida and K. Hotate, "High-spatial resolution reflectometry by synthesis of optical coherence function for measuring reflectivity distribution at a long distance", IEEE Photonics Technology Letters, Vol.10, pp573-575, 1998.

[19] K. Hotate, X. Song and Z. Y. He, "Stress-location measurement along an optical fiber by synthesis of triangle-shape optical coherence function", IEEE Photonics Technology Letters, Vol.13, pp233-235, 2001.

[20] K. Hotate and Z. He, "Synthesis of optical coherence function and its applications in distributed and multiplexed optical sensing," J. of Lightwave Technol., vol. 24, no. 7, pp. 2541-2557, 2006 (invited).

[21] O. Kamatani and K. Hotate, "Optical coherence domain reflectometry by synthesis of coherence function with nonlinearity compensation in frequency-modulation of a laser diode", Jarnal of Lightwave Technology, Vol.11, pp1854-1862, 1993.

[22] <http://www.lunatechnologies.com/>

[23] Dawn K.Gifford,et.al., "Distributed Fiber-Optic Temperature Sensing using Rayleigh Backscatter", Optical Communication 2005, Vol.3, pp511-512, 2005.

[24] B.J.Soller,et.al., "Measurement of Localized Heating in Fiber Optic Components with Millimeter Spatial Resolution", OSA2006, pp3, 2006.

[25] B.J.Soller,et.al., "Polarization resolved measurement of Rayleigh backscatter in fiber-optic components", OFC 2005, pp3, 2006.

[26] M. E. Froggatt, B. J. Soller, D. G. Gifford and M. S. Wolfe, "Correlation and keying of rayleigh scatter for loss and temperature sensing in parallel optical networks," in Optical Fiber Communication, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, DC), paper PDP17.,2004

[27] 小山田弥平,今濱睦,保刈和夫 "多周波数で測定したレイリー散乱波形に基づく歪・温度の高精度分離測定法", OFT2007-29, pp83-88.,2007

[28] 古敷谷雄介,ファンシンユー・伊藤文彦 "高感度 SSB-OFDR を用いたレイリー後方散乱光の高空間分解能測定", OFT2007-27, pp71-76.,2007

[29] W.B.Lyons ,et.al., "An optical fibre distributed sensor based on pattern recognition", Journal of Materials Proceeding Technology 127,pp23-30.,2002

[30] X.I.Guangping ,et.al., "Optical time domain reflectometry for distributed sensing for structural strain and deformation", Optics and laser in engineering 32 ,pp437-447.,2000

[31] Alistair MacLean,et.al., "Detection of hydrocarbon fuel spills using a distributed fibre optic sensor", Sensors and actuators A 109,pp60-67.,2003

[32]Diren Liu,et.al., "Polarization insensitive coherent detection for Brilloun scattering spectrum in BOTDR ", Optics communications 254 ,pp168-172,2005

[33]Kazuo Hotate,Koji Abe,Kwang Yong Song,"Suppresssion of Signal Fluctuation in Brilloun Optical Correlation Domain Analysis System Using Polarization Diversity Scheme",IEEE Photonics Technology Letters,Vol.18,pp2653-2655,2006

[34]ファンシンユー・古敷谷雄介・伊藤文彦 "連結参照法を用いたレーザーコヒーレンス長を超える

測定距離を持つ新型 OFDR”, OFT2007-13, pp61-66.,2007

[35] 円山百代, “光波コヒーレンス関数の合成法による同一ブラッグ波長ファイバブラッググレーティング歪センサの多重化技術”, 修士論文 東京大学大学院新領域創生科学研究科 基盤情報学専攻, 2004

発表文献

- [1] 小西 正俊,何 祖源, 保立 和夫, “光波コヒーレンス関数合成法による光リフレクトメトリの高速化”, OFT2007-28, pp77–82.,2007
- [2] 小西 正俊,何 祖源, 保立 和夫, “光波コヒーレンス関数合成法による光リフレクトメトリの高速化”電子情報通信学会総合大会講演論文集,B-13-27,p.326,2007
- [3] 何 祖源, 小西 正俊, 保立 和夫, “A high-speed sinusoidally-frequency-modulated optical reflectometry with continuous modulation-frequency sweeping “OFS,2008 年 4 月

謝辞

研究の進展具合をいつも気にかけいただき、研究に関する知識だけでなく、研究への正しい姿勢を学ばせていただいた保立和夫教授に深く感謝いたします。興味深い研究テーマを下さり、行き詰まった時などに快く的確にご指導くださった何祖源准教授に深く感謝いたします。研究室セミナー等折々において示唆に富んだご助言を下された山下真司准教授に深く感謝いたします。研究設備に関して折々ご指導下さった岸真人先生に深く感謝いたします。

経理関係等で本研究を支えて下さった増原迪子様、町田薫様、水野典子様に深く感謝いたします。

研究に関して日常的に様々な助言を下された研究員の宋光容氏、保立研究室卒業生の林哲也氏、博士課程3年の鄒衛文氏、山下研究室の研究員の柏木謙氏に深く感謝いたします。その他研究室の諸先輩方には折々様々なご助言を頂きましたこと深く感謝いたします。

同期や後輩を含む研究室の皆様とは共に助け合いながら研究生活を送ることができました。深く感謝いたします。

最後に、学生生活を送るにあたって並々ならぬご支援を頂いた両親に深く感謝いたします。

平成 20 年 2 月 1 日