

# 学位論文

## 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

指導教官 保立 和夫 教授

2004 年 12 月 17 日 提出

東京大学大学院新領域創成科学研究科

基盤情報学専攻 27304

柏木 正浩

# 目次

第 1 章 序論	1
第 1 節 本論文の背景	1
第 2 節 本論文の目的と構成	6
第 2 章 光波コヒーレンス関数の合成法	8
第 1 節 はじめに	8
第 2 節 光の干渉	8
第 3 節 光波コヒーレンス関数	10
第 4 節 光波コヒーレンス関数と光源の関係	12
第 5 節 光波コヒーレンス関数の合成法	15
第 6 節 位相変調と光周波数変調を用いた光波コヒーレンス関数の合成法	21
第 7 節 まとめ	23
第 3 章 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による 遠方監視用リフレクトメトリ	24
第 1 節 はじめに	24
第 2 節 位相変調を用いた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 (p-OCDR)	28
第 3 節 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリ	31
第 4 節 実験系	37
第 5 節 実験結果	39
第 1 項 5 km 遠方におけるデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数	39

第 2 項  5 km 遠方における反射率分布	40
第 6 節  まとめ	41
 第 4 章  光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による 遠方監視用リフレクトメトリにおけるシステム性能設計	42
第 1 節  はじめに	42
第 2 節  ダイナミックレンジ	43
第 1 項  光源の位相雑音とバンドパスフィルタの帯域による影響	44
第 2 項  光ファイバ遅延ループと光パルス窓による影響	54
第 3 項  可干渉度による影響	57
第 4 項  ダイナミックレンジに関するまとめ	58
第 3 節  空間分解能	59
第 1 項  環境変動とバンドパスフィルタの帯域による影響	59
第 2 項  可干渉度による影響	63
第 3 項  光パルス窓による影響	64
第 4 項  空間分解能に関するまとめ	64
第 4 節  測定範囲	65
第 5 節  測定時間	73
第 6 節  システム性能に関するシミュレーション	73
第 7 節  まとめ	78
 第 5 章  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 によるリフレクトメトリ	79
第 1 節  はじめに	79
第 2 節  正弦波的な光周波数変調を用いた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	81
第 3 節  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 リフレクトメトリ	84
第 4 節  実験系	98

第 5 節 実験結果	99
第 1 項 ビート周波数を 100 MHz にした場合の相関ピークの形状	99
第 2 項 100 % ミラーを対象とした 5 km 遠方における反射率分布	99
第 3 項 空間分解能	101
第 4 項 変調振幅 12.5 GHz での 100% ミラーを対象とした 5 km 遠方での反射率分布	101
第 5 項 測定範囲 5 km での 100% ミラーを対象とした 7.5 km 遠方における反射率分布	103
第 6 項 コネクタを対象とした 5 km 遠方における反射率分布	103
第 6 節 システムパラメータと空間分解能	104
第 7 節 システムパラメータとダイナミックレンジ	110
第 8 節 光源のパワースペクトラム形状の制御によるダイナミックレンジの改善	113
第 9 節 他の手法との比較	116
第 10 節 まとめ	119
第 6 章 結論	121
謝辞	124
参考文献	125
著者発表文献	133

# 図目次

1.1 光ファイバセンサ (a)光ファイバを伝送路として用いる場合 (b)光ファイバをセンサ媒体として用いる場合	2
1.2 OTDR の概念図	4
1.3 OFDR の概念図	4
1.4 OLCR の概念図	5
2.1 マイクエルソン干渉計	9
2.2 干渉の様子	10
2.3 マッハツェンダー干渉計	12
2.4 各種光源とその可干渉度 (a)単色光源の場合 (b)半導体レーザのようなローレンツ形状のパワースペクトラムを持つ光源の場合 (C)SLD のようなガウス形状のパワースペクトラムを持つ光源の場合	15
2.5 2 値の光周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成法 (a)光周波数変調 (b)パワースペクトラム (c)可干渉度	17
2.6 多段の矩形波的な変調によるデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数の合成法 (a)光周波数変調 (b)パワースペクトラム (c)可干渉度	19
2.7 正弦波的な変調によるデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数の合成法 (a)光周波数変調 (b)パワースペクトラム (c)可干渉度	20
2.8 位相変調によるデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数の掃引	22
3.1 Fiber-To-The-Home (FTTH)	24
3.2 Automatic optical fiber operation support system (AURORA)の基本構成	25
3.3 位相変調を用いた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	29

3.4 ピーク間隔と測定範囲によるクロストーク (a)ピーク間隔が測定範囲よりも小さくクロストークが生じる場合 (b)ピーク間隔が測定範囲よりも大きくクロストークが生じない場合	31
3.5 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリ	32
3.6 光パルス窓により光波コヒーレンス関数のピーク同士のクロストークを抑圧する際のピーク間隔と光パルス窓幅の関係	34
3.7 光ファイバ遅延ループによる光パルス窓を信号光路に並べることで測定範囲を拡大する手法	35
3.8 光ファイバ遅延ループのループ長と光パルス窓の窓幅の関係による測定範囲の連続化	36
3.9 光ファイバ遅延ループの周回による各光パルス窓のビート周波数の変化とそれによる各光パルス窓内の反射情報のクロストークを抑圧する手法	36
3.10 各光パルス窓と各光パルス窓内の反射情報を持つビート周波数成分の関係	37
3.11 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリの実験系	38
3.12 5 km 遠方における光波コヒーレンス関数のピーク部分における形状とシステムの空間分解能	40
3.13 5 km 遠方における反射率分布	41
4.1 リフレクトメトリシステムの諸性能	43
4.2 マッハツェンダー干渉計の出力信号パワースペクトラムと光路差の関係	4
4.3 マッハツェンダー干渉計における出力信号スペクトラムの光路差による形状変化のシミュレーション	48
4.4 マッハツェンダー干渉計における出力信号スペクトラムのフロア部分のシミュレーション	49
4.5 マッハツェンダー干渉計における出力信号スペクトラムの光路差による変化を測定する実験系	50
4.6 光路差とマッハツェンダー干渉計の出力信号スペクトラム (a)光路差無し (b)光路	

差 10 m (c)光路差 40 m (d)光路差 1 km	50
4.7 FM 雑音によるローレンツ形状のパワースペクトラムとその半値全幅	51
4.8 マッハツェンダー干渉計での出力信号のビート周波数成分の光路差による変化 (a)シミュレーション結果 (b)実験結果	51
4.9 バンドパスフィルタの帯域によるフロアレベルの変化 (a) シミュレーション結果 (b)実験結果	52
4.10 光ファイバ遅延ループによるノイズフロアの形成	53
4.11 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成による遠方監視用リフレクトメトリの出力信号スペクトラム	54
4.12 光ファイバ遅延ループと光パルス窓による測定範囲とダイナミックレンジの関係	55
4.13 光パルス窓同士が重なっている場所での反射による隣り合う測定範囲への影響 (a) 反射のある測定範囲での反射率分布 (b)反射のない測定範囲での反射率分布	56
4.14 光源の可干渉度によるダイナミックレンジへの影響	58
4.15 ダイナミックレンジを制限する要因	59
4.16 環境の変動による干渉計への影響	60
4.17 環境変動による干渉計への影響を測定する実験系	61
4.18 環境変動による干渉計出力スペクトラムの変化 (a)干渉計のアームが短い場合 (b) 干渉計のアームが 10 km ある場合 (c)バンドパスフィルタの帯域が 10 kHz の場合	62
4.19 光源の可干渉度と光周波数変調のステップ長の関係	64
4.20 測定範囲を決定する要因	65
4.21 光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリ	66
4.22 光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリにおける出力電流スペクトラムのシミュレーション	68
4.23 各光パルス窓の反射情報が重ならないようにシフト周波数を設定する手法	69
4.24 光パルスによる出力電流スペクトラムの包絡線	70
4.25 光路差による出力電流スペクトラムの包絡線の変化	70
4.26 シフト周波数を十分に大きくした場合の出力電流スペクトラムの様子	71
4.27 サイドピーク間に別の光パルス窓のビート周波数を設定する手法	72
4.28 出力電流スペクトラムの包絡線を考慮してビート周波数をサイドピーク間に設置する手法	73

4.29 光ファイバ遅延ループのループ長と光パルス幅を等しくした時の光パルス窓とその測定範囲	74
4.30 空間分解能・測定範囲・ダイナミックレンジのシミュレーション(バンドパスフィルタの帯域 10 kHz)	75
4.31 空間分解能・測定範囲・ダイナミックレンジのシミュレーション(バンドパスフィルタの帯域 1 kHz と 10 kHz)	76
4.32 バンドパスフィルタの帯域によるシフト周波数の変化とダイナミックレンジを制限することによるシフト周波数の変化	77
4.33 ダイナミックレンジを 10 dB 制限した場合の空間分解能・測定範囲・ダイナミックレンジのシミュレーション(バンドパスフィルタの帯域 1 kHz と 10 kHz)	77
4.34 出力電流スペクトラムの包絡線を考慮してビート周波数をサイドピーク間に設置する手法を用いた場合の空間分解能・測定範囲・ダイナミックレンジのシミュレーション(バンドパスフィルタの帯域 1 kHz と 10 kHz)	78
5.1 コヒーレント長を超えた領域における OFDR の概念図	80
5.2 コヒーレント長を超えた領域における C-OTDR の概念図	81
5.3 正弦波的な光周波数変調を用いた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(OCDR)	82
5.4 正弦波的な変調によるデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数の合成法におけるピークの掃引方法	84
5.5 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リフレクトメトリ	85
5.6 出力電流スペクトラムの概形	90
5.7 相関ピークと反射点の位置による出力電流のパワースペクトラムの変化 (a)光路差 0 m (b)光路差 10 cm (c)光路差 25 cm (d)光路差 50 cm	91
5.8 光源の光周波数変調の変調周波数を変えて相関ピークを掃引させた場合におけるビート周波数成分の変化と反射率分布	92
5.9 ピーク付近の形状における半値全幅と空間分解能	92
5.10 ビート周波数を変化させた場合の相関ピーク形状の変化 (a)0 Hz (b)1 MHz (c)5	



MHz (d) 10 MHz	93
5.11 ビート周波数を十分に小さくする手法	94
5.12 ビート周波数を 0 Hz として近傍の周波数成分を測定する手法	95
5.13 測定する周波数を変化させた場合の光路差による各周波数成分の変化 (a)0 Hz (b)1 MHz (c)5 MHz (d)10 MHz	96
5.14 ビート周波数を 0 Hz としてバンドパスフィルタにより直流成分を除いた低周波成分を測定する手法	96
5.15 ビート周波数を 0 Hz としてフィルタによりビート周波数成分と直流成分を除いた低周波成分を測定したシミュレーション (a)直流成分を除去しない (b)直流成分を除去	97
5.16 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リフレクトメトリの実験形	98
5.17 ビート周波数を 100 MHz とした場合のビート周波数成分の変化	100
5.18 5 km 遠方における 100%ミラーを対象として取得した反射率分布	100
5.19 5 km 遠方におけるシステムの空間分解能	101
5.20 振幅が 12.5 GHz での 5 km 遠方における反射率分布	102
5.21 振幅が 12.5 GHz でのシステムの空間分解能	102
5.22 測定範囲が 5 km の場合における反射率分布	103
5.23 5 km 遠方におけるコネクタを対象として取得した反射率分布	104
5.24 光源での光周波数変調の変調振幅( $f_1$ )と空間分解能の関係	105
5.25 変調振幅( $f_1$ )による出力電流スペクトラムの変化	106
5.26 光源での光周波数変調の変調周波数( $f_2$ )と空間分解能の関係	106
5.27 変調周波数( $f_2$ )による出力電流スペクトラムの変化	107
5.28 光源の線幅と空間分解能の関係	107
5.29 光源の線幅による出力電流スペクトラムの変化	108
5.30 バンドパスフィルタの帯域によるビート周波数成分の変化 (a)2 MHz (b)3 MHz (c)5 MHz (d)10 MHz	108
5.31 バンドパスフィルタの帯域と出力電流スペクトラムの関係	109
5.32 バンドパスフィルタの帯域による空間分解能の変化	109
5.33 バンドパスフィルタの帯域を広げることによる空間分解能劣化の関係	110
5.34 光源での光周波数変調の変調振幅( $f_1$ )とダイナミックレンジの関係	111

5.35 光源での光周波数変調の変調周波数( $f_2$ )とダイナミックレンジの関係	111
5.36 光源の線幅とダイナミックレンジの関係	112
5.37 光フィルタを用いた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リフレクトメトリの実験系	114
5.38 5 km 遠方の 100%ミラーを対象としたときの反射率分布 (a)フィルタなし (b)フィルタあり	115
5.39 変調波形を変えた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リフレクトメトリの実験系	115
5.40 5 km 遠方の 100%ミラーを対象としたときの反射率分布 (a)正弦波的な変調波形 (b)パワースペクトラムがハミング窓の形状になる変調波形	115

# 表目次

5-1 各種リフレクトメトリの性能比較	119
---------------------	-----

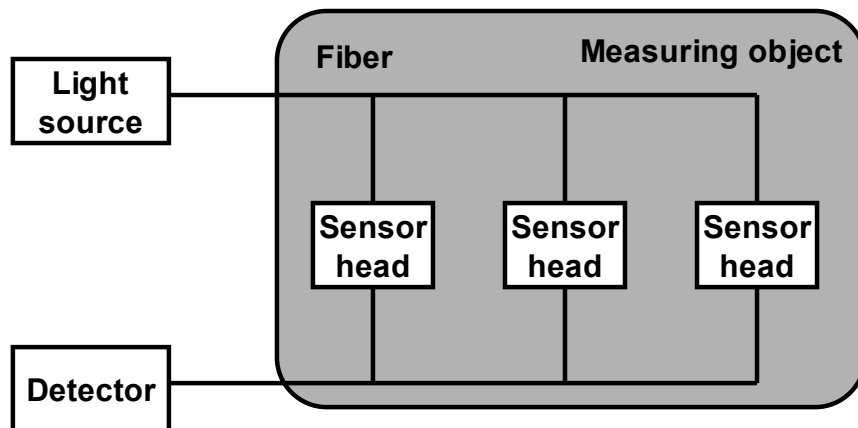
# 第 1 章

## 序論

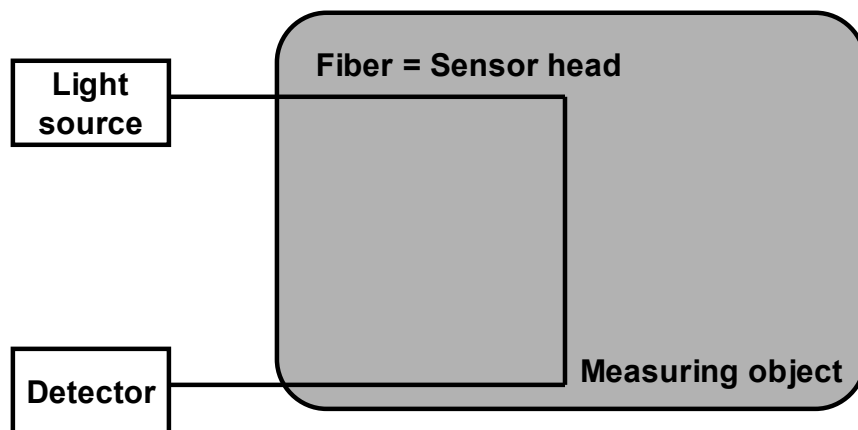
### 第 1 節 本論文の背景

光ファイバセンサ技術の成長と光エレクトロニクスの発展には密接な関係がある。1960 年代に固体レーザと気体レーザが相次いで開発され、また 1970 年には現在最も広く使われている室内連続発振の半導体レーザが開発された[1]。一方で 1960 年代末期に光ファイバの研究・開発が盛んに行われ、1970 年にアメリカのコーニング社が約 20 dB/km という当時としては画期的な低損失の石英ファイバの開発に成功した[2]。その後の研究により約 0.2 dB/km という低損失を実現している。この半導体レーザと低損失な光ファイバの開発により光通信の分野は急速に成長した。インターネットの普及に伴い情報量が増加し、幹線系における光ファイバケーブルの導入のみならず、加入者系においても光ファイバが用いられるようになった。現在では光加入者系の加入者数も 100 万人を超え、さらに増加している。このような光通信分野の急速な発展と共に光ファイバセンサ分野も著しい成長を遂げた[3]。

光ファイバはセンサとして実用する上で多くの利点を持つ。広帯域で低損失であるというだけでなく、細径、軽量、可とう性、無誘導性、耐腐食性、絶縁耐力などの特性により様々な環境に応用することが可能となる。更に重要となるのが光ファイバ自体が様々な物理量を測定することができるということである。光ファイバをセンサとして活用する場合には図 1.1 のように光ファイバを単なる伝送路として用いるタイプと、光ファイバ自体をセンサヘッドとして用いるタイプがある。光ファイバを単なる伝送路として使用する場合には光通信に用いる時と同じく、その広帯域性と低損失性から優秀な伝送路となる。しかし光ファイバセンサにおいて最も重要なのは光ファイバをセンサヘッドとして用いる場合



(a)



(b)

図 1.1: 光ファイバセンサ (a)光ファイバを伝送路として用いる場合 (b)光ファイバをセンサ媒体として用いる場合

である。光ファイバにより測定できる物理量としては、カー効果による電界、ファラデー効果による磁界や、振動、温度、圧力、位置、距離、速度、電流、機械的変形などがある。この各物理量に対応する種々の光ファイバセンサが 1970 年代からこれまでに研究・開発され、報告されている[4-9]。

光ファイバ自身により様々な物理量を測定することができることで、光ファイバセンサの可能性が更に広がることになった。光ファイバを単体のセンサヘッドとして用いるのではなく、光ファイバ上で多点的にあるいは分布的に物理量を測定するのである。従来の電気的なセンサではセンサヘッドを測定する箇所にそれぞれ設置する単点式のセンサであった。これに対して光ファイバセンサでは光ファイバ上を多点的にあるいは分布的に測定す

ることが可能である。したがって光ファイバを貼り付けることにより測定したい場所の物理量を多点的にあるいは分布的に測定することができる[10-26]。

光ファイバセンサにおいて多点的にあるいは分布的に測定する手法として反射率測定法 (Reflectometry) がある[27]。反射率測定法はレーダーなど様々なセンサ分野において用いられている代表的な手法で、光ファイバセンサの分野においても応用されている。半導体レーザなどの光源からの光を対象となる光ファイバや光デバイスに入射し、その戻り光から反射率を測定する。代表的な光ファイバリフレクトメトリとして図 1.2 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[28,29]。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 程度の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 1.3 のような光周波数掃引リフレクトメトリ (Optical Frequency Domain Reflectometry; OFDR、または Frequency Modulated Continuous Wave; FMCW)がある[30-44]。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。空間分解能は周波数分解能に依存する。OFDR は OTDR よりも高空間分解能なシステムを構築することができる手法として注目されており、数 m から数 100 m の範囲においては cm オーダあるいはそれ以上の空間分解能を実現することができる。

さらに別の手法としては図 1.4 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[45-50]。白色干渉計を原理として開発された手法である。光源として白色光源を用い、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。

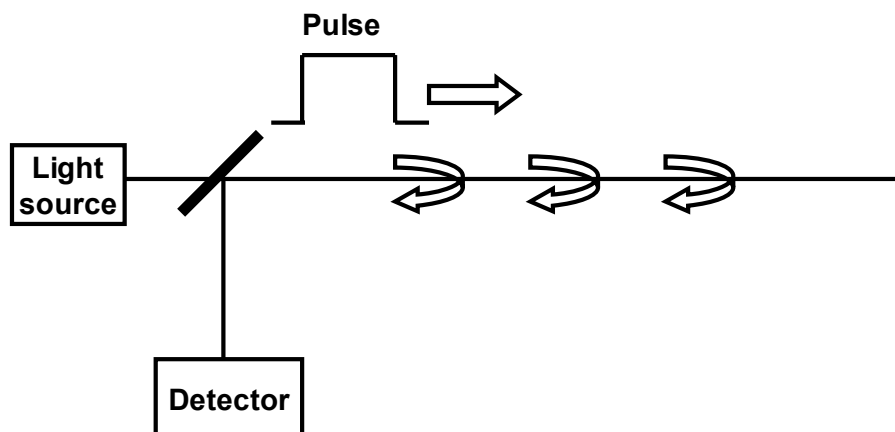


図 1.2: OTDR の概念図

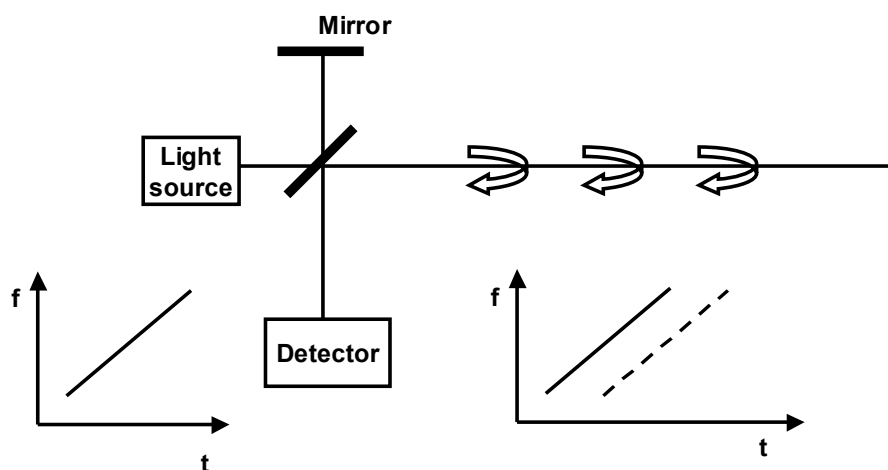


図 1.3: OFDR の概念図

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。この手法は既に実用化がなされており、眼科などの生体計測への応用や厚み測定などに用いられている。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  $\mu\text{m}$  から数 10  $\mu\text{m}$  という超高空間分解能が実現されている。

保立研究室ではこれまでにオリジナル技術として光波コヒーレンス関数の合成法を応用したリフレクトメトリ (Optical Coherence Domain Reflectometry; OCDR、または phase-modulating Optical Coherence Domain Reflectometry; p-OCDR) を提案している[51-61]。干渉特性を表現する光波コヒーレンス関数が光源のパワースペクトラムのフーリエ変換で表されることを利用した干渉計測である。光源の光周波数を変調することで、白色光源と同様なデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する。OLCR の場合は

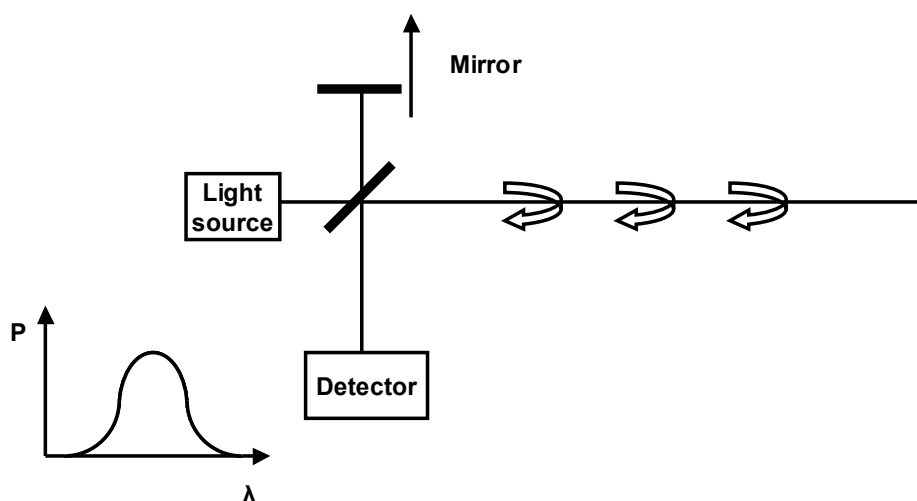


図 1.4: OLCR の概念図

参照光路の光路長により位置測定を行ったが、OCDR あるいは p-OCDR は光源の光周波数変調、あるいは参照光路における位相変調によりピークの生じる位置を変化させる。その為に位置測定は、光源の光周波数変調波形あるいは参照光路での位相変調波形により行う。この手法における空間分解能は光源の光周波数変調の変調量により決まり  $\mu\text{m}$  オーダから  $\text{cm}$  オーダまで自由に設定することが出来る。測定範囲は光源のコヒーレンス長により制限され数  $10\text{ m}$  程度となる。保立研究室では、この OCDR や p-OCDR を応用した様々な光ファイバセンサについて提案し、研究を進めている[62-83]。OCDR あるいは p-OCDR の特徴のひとつとして測定距離による空間分解能の劣化が少ないということがある。これはある箇所の反射率を高速に測定することができるからである。保立研究室ではこのことから光通信システムにおいて遠方の光ファイバや光デバイスを診断する遠方監視用リフレクトメトリを提案している[84-86]。5 km 遠方において  $\text{cm}$  オーダの空間分解能を実現している。

これまでに説明した光ファイバセンサにおける各種光ファイバリフレクトメトリはそれぞれの測定範囲や空間分解能などの特徴から各分野への応用が検討されている。しかしながら広い測定範囲と高い空間分解能を両立する光ファイバリフレクトメトリは未だ提案されていない。具体的な性能としては数  $\text{km}$  から数  $10\text{ km}$  の測定範囲と  $\text{cm}$  オーダの空間分解能である。このような性能を持つ光ファイバリフレクトメトリを実現することにより、光加入者系を診断する技術や広範囲のひずみセンサ、温度センサなど、これまでの各種光ファイバセンサの性能を向上させると共に、新たな分野への応用も可能になる。



## 第2節 本論文の目的と構成

前節における背景をもとに、本論文ではこれまでに保立研究室において提案・研究されてきた OCDR あるいは p-OCDR において、遠方でその超高空間分解能を維持したまま測定範囲の拡大を行う手法について検討する。

論文の前半においては基本となる光波コヒーレンス関数の合成法について説明すると共に、本論文の主要テーマのひとつである光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリについて述べる。まず第2章では光の干渉を定性的に概観した後に、光波を解析的に取り扱い光波コヒーレンス関数を導出する。その後に光源と光波コヒーレンス関数の関係について説明し、具体的な光源の特性と光波コヒーレンス関数の例をあげる。さらに光波コヒーレンス関数の合成法について述べる。光波コヒーレンス関数の合成法では実際に光波コヒーレンス関数の合成法を行うときに使用する余弦的な形状の光波コヒーレンス関数と、後の章においてリフレクトメトリに用いるデルタ関数的な形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する方法を具体的に説明する。そして位相変調を併用することでデルタ関数的な形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を時間遅延軸上でシフトすることができることを示す。引き続いて第3章ではまず前章で説明した矩形波的な変調によりデルタ関数的な形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する方法を用いたリフレクトメトリを述べる。その後に、その手法を遠方監視用に応用するための光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリについて説明し、その理論をもとに実際に実験系を構築し基礎実験を行った結果について報告を行う。第4章では遠方監視用リフレクトメトリの各種性能について議論する。ダイナミックレンジ、空間分解能、測定範囲、そして測定時間の項目についてどのような要因で制限されているかについて考察し、具体的な数値により実現可能な性能をシミュレーションする。

論文の後半では本論文のもうひとつの主要テーマである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リフレクトメトリについて述べる。第5章ではまず第2章において説明したデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数の合成法のうち正弦波的な変調を用いた方法におけるリフレクトメトリへの応用について述べる。その後に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リフレクトメトリを提案する。コヒーレンス長を超えたことによる影響を従来の光波コヒ

ーレンス関数の合成法の議論に取り込み解析的に扱う。そして具体的な数値を用いてシミュレーションを行う。さらに実際に実験系を構築して基礎実験を行ったのでその結果について報告する。またこの手法における空間分解能について議論を行い、まとめとして既存の技術と本論文で述べた 2 つの手法について比較・検討を行う。

最後に第 6 章においてこの論文の結論を述べる。

## 第 2 章

# 光波コヒーレンス関数の合成法

### 第 1 節 はじめに

本章では、保立研究室のオリジナル技術である光波コヒーレンス関数の合成法について述べる。本論文では光波コヒーレンス関数の合成法を応用した OCDR の測定範囲の拡大を主目的としていることから、光波コヒーレンス関数の合成法は非常に重要となる。まず、光の干渉について定性的に説明した後に、光波コヒーレンス関数の定義と導出を行う。さらに光波コヒーレンス関数と光源の関係について説明し、具体的な光源の特性とその光波コヒーレンス関数を紹介する。また光波コヒーレンス関数の合成法の原理について述べる。この原理に基づいて、デルタ関数的な形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成するための具体的な手法を 2 つ説明し、同時に位相変調を用いた光波コヒーレンス関数の合成法について述べる。

### 第 2 節 光の干渉

光のコヒーレンスには 2 種類ある。時間的コヒーレンスと空間的コヒーレンスである [87]。時間的コヒーレンスというのは、ある光が自分自身に対して時間遅延だけを与えることにより得られる光との間における干渉である。一方で、空間的コヒーレンスというのは、ある光が自分自身に対して空間的な横ずらしを与えることにより得られる光との間における干渉である。光の干渉について簡単な議論をする場合には、点光源であることや単色光であることを仮定することが多い。しかし実験においての光はある有限の幅のスペクトルを持っており、さらに光源は点ではなくある有限の大きさを持っている。その為に時

間のコヒーレンスと空間的コヒーレンスの両方について議論する必要がある。しかしながらその両方について議論をすると複雑になる。そこで、我々の実験においてはレーザを光源として用いることから、空間的コヒーレンスは十分に高いとして無視することにする。そして時間遅延による干渉、すなわち時間的コヒーレンスについてのみ考えることにする。

まず干渉現象について定性的に説明をする。図 2.1 に示すようなマイケルソン干渉計について考える。光源から出力された光はハーフミラーで分割され、片方の光はミラー 1 に、もう片方の光はミラー 2 に向かう。それぞれの光はミラーに反射され、再びハーフミラーにより合波され検出器に入射する。入射する光の強度は干渉計のそれぞれの光路からの光の干渉により決定される。ミラー 1 の位置を動かすことで干渉計における 2 つの光路の光路差が変化し、それにより光の強度が変化することになる。ミラー 1 を連続的に動かすことで、検出器上の光は、互いに強め合う干渉から互いに弱め合う干渉へと交互に変化をしていく。通常は光源がある線幅をもつことからミラー 1 の移動量が増えるに従って、図 2.2 のように干渉縞の振幅は徐々に低下していく。

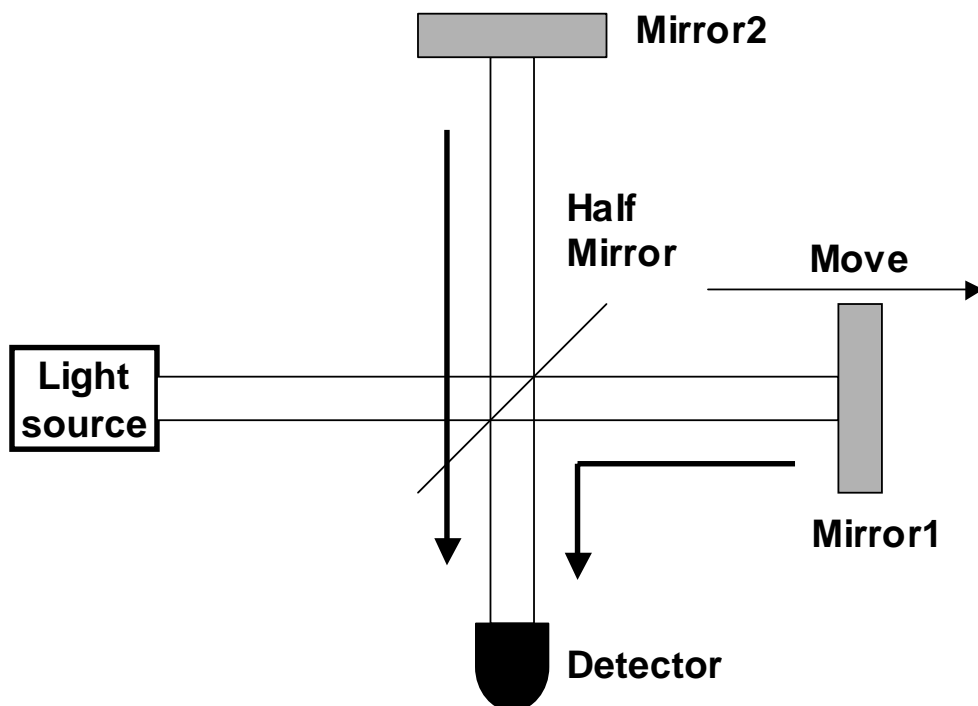


図 2.1: マイケルソン干渉計

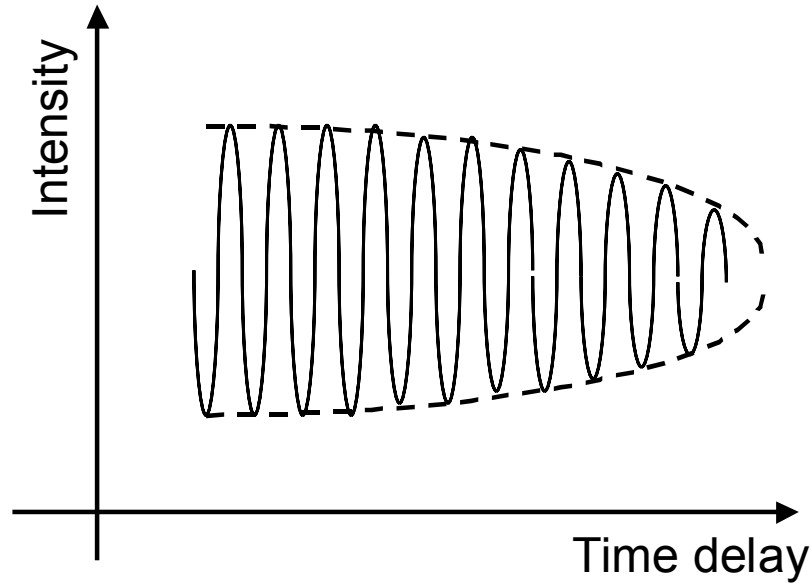


図 2.2: 干渉の様子

### 第3節 光波コヒーレンス関数

前節では光の干渉について定性的に説明した。そこで今節では解析的に扱っていくことにする。まず2つのことについて仮定をする。ひとつは光の偏波の状態については無視するとする。偏波の状態により干渉の様子は変化するが、実験においては偏波コントローラや偏波ダイバーシティ、偏波スクランブリングなどによりその影響を除去することができる。もうひとつは検出器が無限に長い時間にわたって平均値を検出することにする。実験では十分な時間に渡って積分を行うことからこのように仮定することができる。

次に光波の式について考える。一般的に実信号を取り扱う際には複素信号表示で表すことで扱いやすくする。単色光の場合には実信号を、

$$u^{(r)}(t) = A \cos(2\pi\nu_0 t - \phi) \quad (2.1)$$

と表す。ここで  $A$ 、 $\nu_0$ 、 $\phi$  は、それぞれ一定の振幅、周波数、位相を表す。この信号の複素信号表示は、

$$u(t) = A \exp(-j(2\pi\nu_0 t - \phi)) \quad (2.2)$$

となり、実部がもとの実信号となる。これと同様に光が有限のスペクトル幅をもつ非単色光の場合にも複素信号表示する必要がある。実信号  $V^{(0)}(t)$  があり、そのフーリエ変換が  $v(\nu)$  であるとする、その複素信号表示は、

$$V(t) \equiv 2 \int_0^\infty v(\nu) \exp(-j2\pi\nu t) d\nu \quad (2.3)$$

と定義することができる。これを解析信号と呼ぶ。

そこで光源における光電界場の振幅を解析信号  $V(t)$  で表す。この時の光の強度は、

$$I_0 = 2 \langle |V(t)|^2 \rangle = \langle V(t) \cdot V^*(t) \rangle \quad (2.4)$$

と表される。ただし  $\langle * \rangle$  は次式で定義される時間平均を表す。

$$\langle * \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} * dt \quad (2.5)$$

ここで図 2.3 のマッハツェンダー干渉計の各光路での光の電界場をそれぞれ  $V_1(t)$ 、 $V_2(t)$  とすると、

$$V_1(t) = A_1 \times V(t - \tau_1) \quad (2.6)$$

$$V_2(t) = A_2 \times V(t - \tau_2) \quad (2.7)$$

と表される。ここで  $\tau_1$  と  $\tau_2$  は各光路の時間遅延である。また  $A_1$  と  $A_2$  はそれぞれの光路での分割比である。したがって検出器における光の強度は本質的ではない係数を除くと、

$$\begin{aligned} I &= \langle [V_1(t) + V_2(t)] \cdot [V_1(t) + V_2(t)]^* \rangle \\ &= A_1^2 \langle V(t - \tau_1) \cdot V^*(t - \tau_1) \rangle + A_2^2 \langle V(t - \tau_2) \cdot V^*(t - \tau_2) \rangle \\ &\quad + A_1 \times A_2 \langle V(t - \tau_1) \cdot V^*(t - \tau_2) \rangle + A_1 \times A_2 \langle V^*(t - \tau_1) \cdot V(t - \tau_2) \rangle \end{aligned} \quad (2.8)$$

となる。光源の定常性を過程するとこれらの式は時間原点には依存しないため、

$$\langle V(t - \tau_1) \cdot V^*(t - \tau_1) \rangle = \langle V(t - \tau_2) \cdot V^*(t - \tau_2) \rangle = \langle V(t) \cdot V^*(t) \rangle \quad (2.9)$$

と表される。したがって式(2.8)は

$$I = A_1^2 \langle V(t) \cdot V^*(t) \rangle + A_2^2 \langle V(t) \cdot V^*(t) \rangle + 2A_1 \times A_2 \times \Re \left\{ \langle V(t) \cdot V^*(t - \tau) \rangle \right\} \quad (2.10)$$

$$\tau = \tau_2 - \tau_1 \quad (2.11)$$

となる。ここで光電界場  $V(t)$  の自己相関関数を、

$$\Gamma(\tau) \equiv \langle V(t) \cdot V^*(t - \tau) \rangle \quad (2.11)$$

と定義すると、式(2.10)は、

$$I = A_1^2 \Gamma(0) + A_2^2 \Gamma(0) + 2A_1 \times A_2 \times \Re[\Gamma(\tau)] \quad (2.12)$$

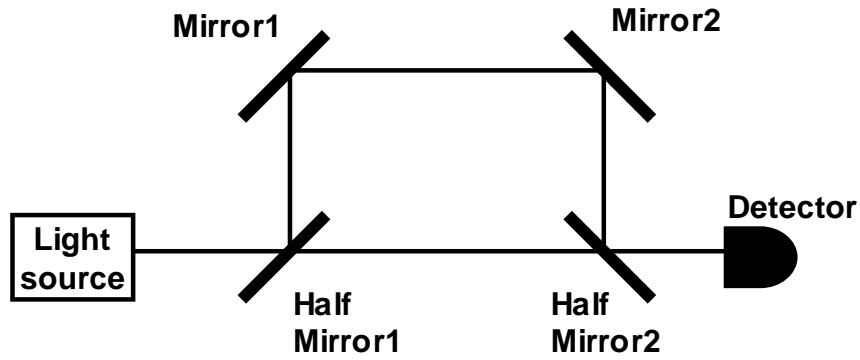


図 2.3: マッハツェンダー干渉計

となる。

自己相関関数  $\Gamma(\tau)$  は光源の光強度を含んでいることから、

$$\gamma(\tau) \equiv \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)} \quad (2.13)$$

のように規格化を行う。これが光波コヒーレンス関数  $\gamma(\tau)$  の定義である。光波コヒーレンス関数を用いて式(2.12)を変形すると、

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \Re[\gamma(\tau)] \quad (2.14)$$

$$I_1 = A_1^2 \Gamma(0) \quad (2.15)$$

$$I_2 = A_2^2 \Gamma(0) \quad (2.16)$$

と書ける。式(2.14)から、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されていることがわかる。この時に光波コヒーレンス関数の絶対値  $|\gamma(\tau)|$  が干渉縞の包絡線を表す。この光波コヒーレンス関数の絶対値は可干渉度 (Degree of coherence) と呼ばれる。

#### 第4節 光波コヒーレンス関数と光源の関係

ここでは干渉を表現する光波コヒーレンス関数と光源の関係について述べる。解析信号  $V(t)$  をフーリエ積分で表すと、

$$V(t) = 2 \int_0^\infty v(\nu) \exp(-j2\pi\nu t) d\nu \quad (2.3)$$

$$v(\nu) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^\infty V(t) \exp(j2\pi\nu t) dt \quad (2.17)$$

となる。この式を用いると式(2.11)の自己相関関数  $\Gamma(\tau)$  は、

$$\Gamma(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T V(t) \cdot V^*(t - \tau) dt \quad (2.18)$$

と表せる。ここで光源のパワースペクトラム  $G(\nu)$  を、

$$G(\nu) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\overline{|v(\nu)|^2}}{2T} \quad (2.19)$$

と定義すると、式(2.18)は、

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T V(t) \cdot V^*(t - \tau) dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T V(t) \left[ 2 \int_0^\infty v^*(\nu) \exp(j2\pi\nu(t - \tau)) d\nu \right] dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_0^\infty 4 \left[ \int_{-T}^T V(t) \exp(j2\pi\nu t) dt \right] v^*(\nu) \exp(-j2\pi\nu\tau) d\nu \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_0^\infty 4 |v(\nu)|^2 \exp(-j2\pi\nu\tau) d\nu \\ &= 4 \int_0^\infty G(\nu) \exp(-j2\pi\nu\tau) d\nu \quad (2.20) \end{aligned}$$

となる。これにより自己相関関数  $\Gamma(\tau)$  が光源のパワースペクトラム  $G(\nu)$  のフーリエ変換で与えられることがわかる。

また光波コヒーレンス関数は式(2.13)と式(2.20)から、

$$\gamma(\tau) \equiv \frac{\int_0^\infty G(\nu) \exp(-j2\pi\nu\tau) d\nu}{\int_0^\infty G(\nu) d\nu} \quad (2.21)$$

と表される。したがって光波コヒーレンス関数は光源のパワースペクトラムのフーリエ変換を、光源の全パワーで規格化したものである。

ここで光源がある特定の形状のパワースペクトラムを持つ場合について、その光波コヒーレンス関数を示す。まず光源が幅のない理想的な単一のパワースペクトラムを持つ場合を考える。光の周波数を  $f_0$  とすると光波コヒーレンス関数は、

$$\gamma(\tau) = \exp(-j2\pi f_0 \tau) \quad (2.22)$$

のようになる。この光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = |\exp(-j2\pi f_0 \tau)| = 1 \quad (2.23)$$

である。つまり可干渉度は光路差にかかわらず常に 1 である。つまり干渉縞の包絡線は常



に一定である。

通常の半導体レーザは閾値以上で発振している場合にはそのパワースペクトラムはローレンツ形状をしている。したがって光源のパワースペクトラムがローレンツ形状をしている場合の光波コヒーレンス関数を示す。光源のパワースペクトラムは、

$$G(f) = \frac{\delta f}{(f - f_0)^2 + \left(\frac{\delta f}{2}\right)^2} \quad (2.24)$$

とおくことができる。この時に  $f_0$  は中心周波数、 $\delta f$  は周波数半値全幅である。この時の光波コヒーレンス関数は、

$$\gamma(\tau) = \exp(-\pi\delta f\tau) \cdot \exp(-j2\pi f_0\tau) \quad (2.25)$$

となる。またこの光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = \exp(-\pi\delta f|\tau|) \quad (2.26)$$

となる。これは光路差により可干渉度が指数関数的に減少していくことを表している。またその減少の仕方は光源スペクトル幅が広いほど顕著である。

低コヒーレント干渉計などでは光源として超光発光ダイオード (Super Luminescent Diode; SLD) が用いられることが多い。この SLD はパワースペクトラムがガウス形状をしている。したがって光源のパワースペクトラムがガウス形状をしている場合について、光波コヒーレンス関数を示す。光源のパワースペクトラムは、

$$G(f) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\delta f} \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{f - f_0}{\delta f}\right)^2\right] \quad (2.27)$$

とおくことができる。この時の光波コヒーレンス関数は、

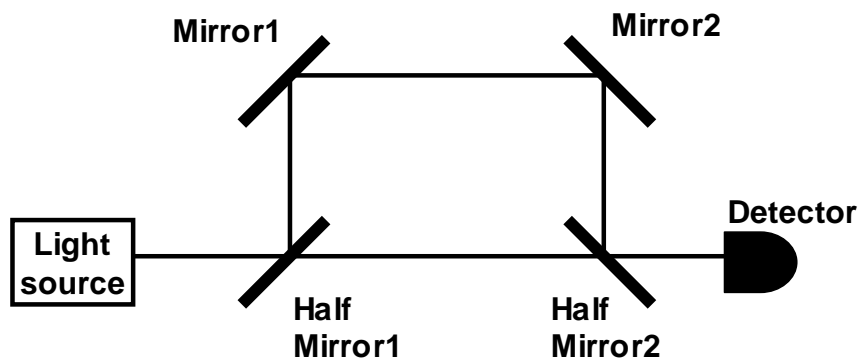
$$\gamma(\tau) = \exp\left[-\left(\frac{\pi\delta f\tau}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right] \exp(-j2\pi f_0\tau) \quad (2.28)$$

となる。またこの光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = \exp\left[-\left(\frac{\pi\delta f\tau}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right] \quad (2.29)$$

となる。光源のパワースペクトラムと同様に可干渉度もガウス形状となる。

以上の光源のパワースペクトラムと可干渉度の関係を図 2.4 に示す。



## Fourier transform

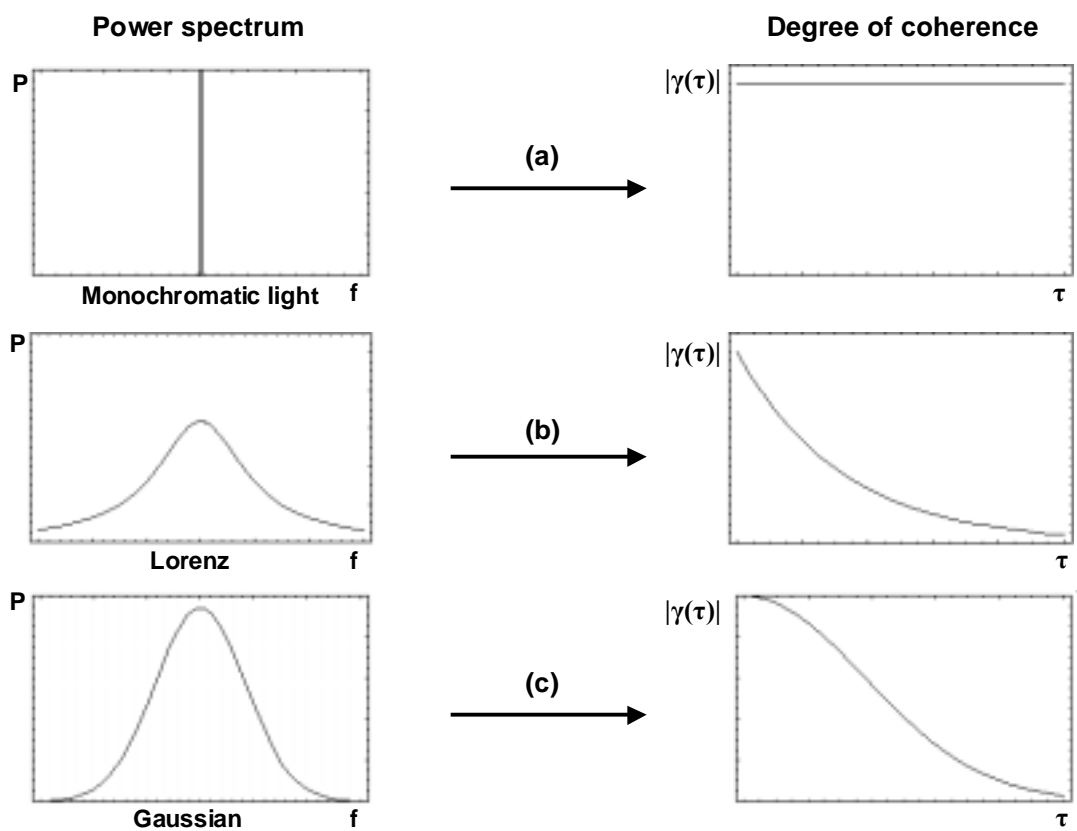


図 2.4: 各種光源とその可干渉度 (a)単色光源の場合 (b)半導体レーザのようなローレンツ形状のパワースペクトラムを持つ光源の場合 (C)SLD のようなガウス形状のパワースペクトラムを持つ光源の場合

## 第5節 光波コヒーレンス関数の合成法

前節の議論から、光波コヒーレンス関数  $\gamma(\tau)$  が光源のパワースペクトラムのフーリエ変

換で与えられることがわかった。また光波コヒーレンス関数の絶対値 $|\gamma(\tau)|$ が可干渉度と呼ばれ、干渉縞の包絡線を表していることがわかった。したがって光波コヒーレンス関数あるいは可干渉度が、光源の光周波数を変調することでパワースペクトラムを変化させて合成することが可能である。そこで光周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成法について述べる。

光波コヒーレンス関数の合成法を行うための光源としては、最初にも述べたように空間的コヒーレンスの高い半導体レーザを使用するものとして議論を進めていく。半導体レーザは注入電流に対して直接発振周波数を変化させる特性を持つため、容易かつ高速に発振周波数に変調を加えることができる。それによりパワースペクトラムを容易に変化させることができ、光波コヒーレンス関数を合成することができる。

光周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成法の原理図を図 2.5 に示す。光源に半導体レーザを用いたマッハツェンダー干渉計である。ここでは 2 値の光周波数変調により合成される光波コヒーレンス関数について考える。光源の光周波数を図 2.5 (a) のように矩形に変調する。それぞれの 2 つの周波数は  $f_0$  と  $f_0+f_s$  とする。この時に合成される光波コヒーレンス関数は式(2.20)から、

$$\begin{aligned}\gamma(\tau) &= \frac{1}{2} [\exp(-j2\pi f_0 \tau) + \exp\{-j2\pi(f_0 + f_s)\tau\}] \\ &= \exp(-j2\pi f_0 \tau) \cdot \cos \pi f_s \tau \quad (2.30)\end{aligned}$$

のようになる。この光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = |\cos \pi f_s \tau| \quad (2.31)$$

となる。つまり光源を図 2.5 (a) のように矩形に変調した場合に合成される光波コヒーレンス関数は図 2.5 (c) のように余弦関数の絶対値をとった形状となる。この光波コヒーレンス関数は半導体レーザの周波数変調特性を最適化する場合に用いられる。余弦関数の周期が一定になるようにシステムのパラメータを調整する。

次に図 2.6 (a) のように周波数変調を行った場合について考える。周波数  $f_0$  を中心として上下に等間隔に矩形波状に変調した場合である。光の周波数は  $f_0$ 、 $f_0+f_s$ 、 $f_0-f_s$ 、 $f_0+2f_s$ 、 $f_0-2f_s$  … となる。この時も先程の場合と同様に式(2.20)から

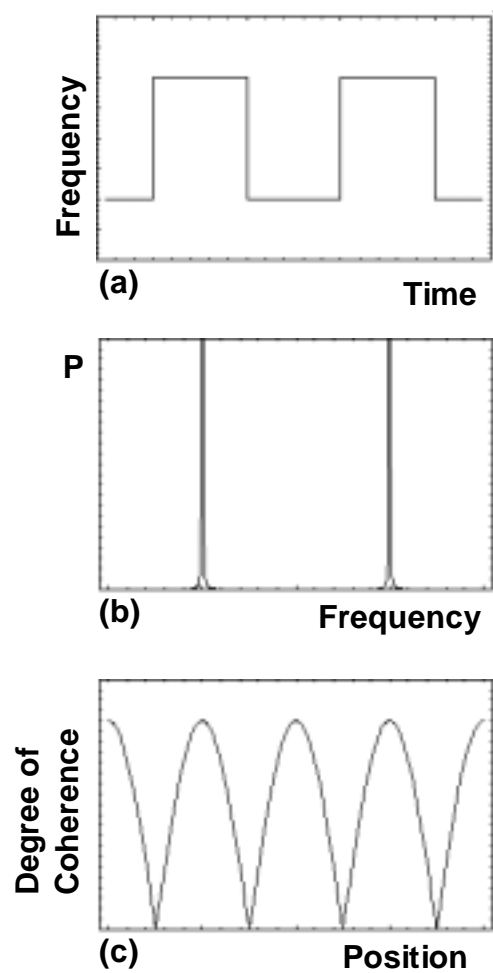
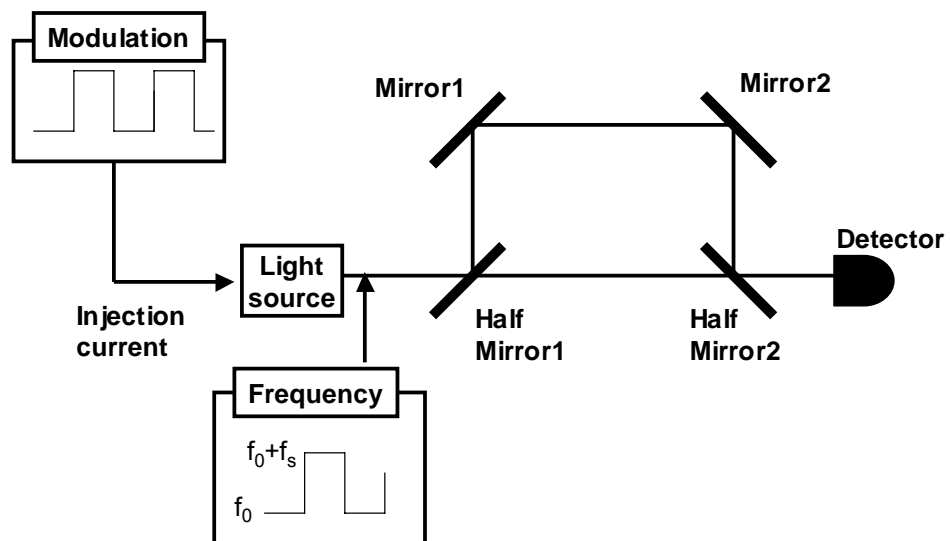


図 2.5: 2 値の光周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成法 (a)光周波数変調 (b) パワースペクトラム (c)可干渉度

$$\begin{aligned}
\gamma(\tau) &= \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N \exp(-j2\pi n f_s \tau) \\
&= \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{1}{2N+1} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^N \cos(2\pi n f_s \tau) \right\} \\
&= \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{\sin\{(2N+1)\pi f_s \tau\}}{(2N+1)\sin(\pi f_s \tau)} \quad (2.32)
\end{aligned}$$

のような光波コヒーレンス関数となる。またこの光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = \left| \frac{\sin\{(2N+1)\pi f_s \tau\}}{(2N+1)\sin(\pi f_s \tau)} \right| \quad (2.33)$$

となる。すなわちある程度以上大きな  $N$  に対しては、

$$\tau = \frac{m}{f_s} \rightarrow |\gamma(\tau)| = 1 \quad (2.34)$$

$$\tau \neq \frac{m}{f_s} \rightarrow |\gamma(\tau)| = 0 \quad (2.35)$$

というように図 2.6 (c)のように周期的なデルタ関数形状のピークを持つことになる。このデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数は、後に説明する OCDR や p-OCDR において用いる。

最後に図 2.7 (a)のように正弦波的に周波数変調を行った場合について考える。この時に半導体レーザの発振周波数は

$$f(t) = f_0 + f_1 \sin(2\pi f_2 t) \quad (2.36)$$

となる。ただし、中心周波数を  $f_0$ 、変調振幅を  $f_1$ 、変調周波数を  $f_2$  とする。ここから光の位相  $\Phi(t)$  と電界  $V(t)$  は、

$$\begin{aligned}
\Phi(t) &= \int_0^t 2\pi f(t) dt \\
&= 2\pi \left[ f_0 t - \frac{f_1}{2\pi f_2} \cos(2\pi f_2 t) \right]_0^t \\
&= 2\pi f_0 t - \frac{f_1}{f_2} \cos(2\pi f_2 t) + \frac{f_1}{f_2} \quad (2.37)
\end{aligned}$$

$$V(t) = \exp[j\Phi(t)] \quad (2.38)$$

と表される。この時の光波コヒーレンス関数は、

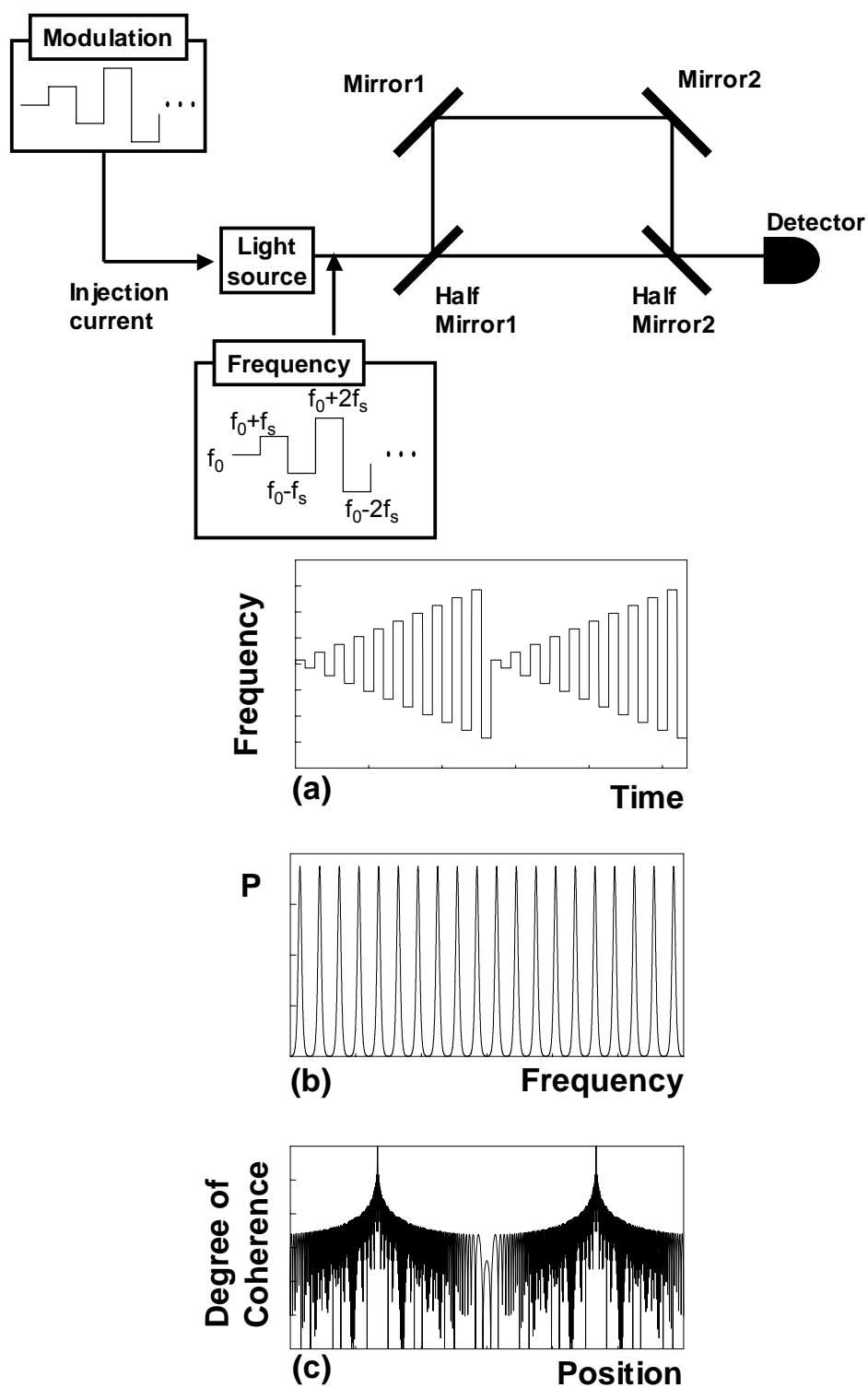
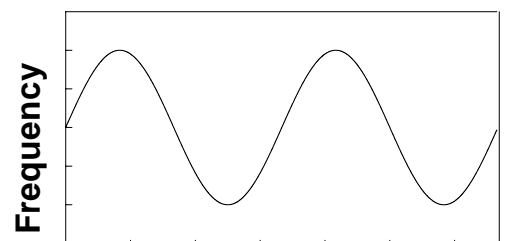
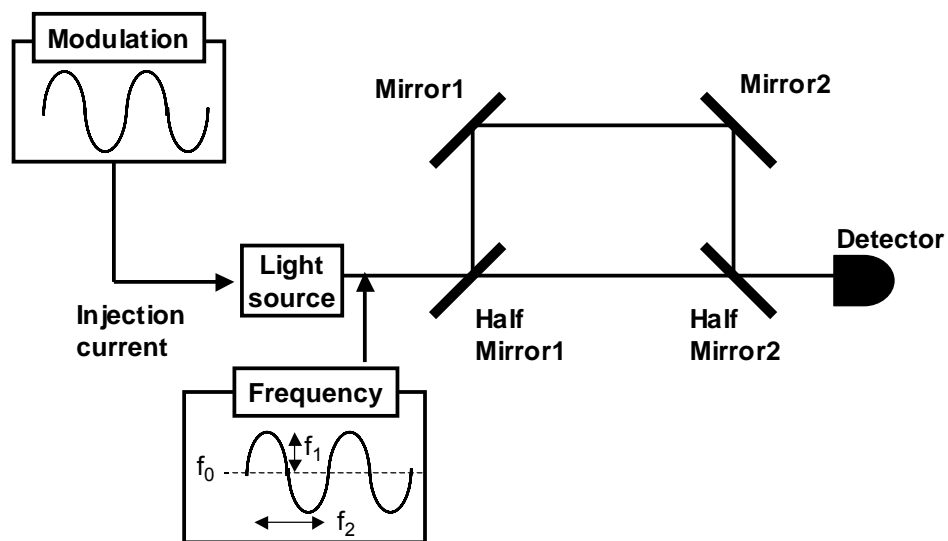
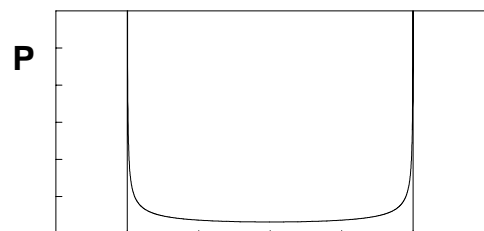


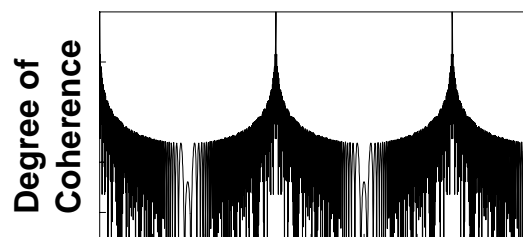
図 2.6: 多段の矩形波的な変調によるデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数の合成法  
 (a)光周波数変調 (b)パワースペクトラム (c)可干渉度



(a) Time



(b) Frequency



(c) Position

図 2.7: 正弦波的な変調によるデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数の合成法 (a)光周波数変調 (b)パワースペクトラム (c)可干渉度

$$\begin{aligned}
\gamma(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\int_{-T}^T \exp[j\Phi(t)] \cdot \exp[j\Phi(t-\tau)] dt}{\int_{-T}^T |\exp[j\Phi(t)]|^2 dt} \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \exp \left\{ j \left[ \frac{f_1}{f_2} \cos(2\pi f_2 t) - \frac{f_1}{f_2} \cos 2\pi f_2 (t-\tau) - 2\pi f_0 \tau \right] \right\} dt \quad (2.39)
\end{aligned}$$

となる。また光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = J_0 \left( \frac{2f_1}{f_2} \sin 2\pi f_2 \tau \right) \quad (2.40)$$

となる。ここで  $J_0$  は 0 次の第 1 種ベッセル関数である。 $f_1$  が十分に大きい場合には、

$$\tau = \frac{m}{f_2} \rightarrow |\gamma(\tau)| = 1 \quad (2.41)$$

$$\tau \neq \frac{m}{f_2} \rightarrow |\gamma(\tau)| = 0 \quad (2.42)$$

となり、デルタ関数的なピークを持つ形状になる。こちらの正弦波的に変調する光波コヒーレンス関数の合成法も、後に説明する OCDR あるいは p-OCDR に用いる。

## 第 6 節 位相変調と光周波数変調を用いた光波コヒーレンス関数の合成法

前節では光源の光周波数を変調する光波コヒーレンス関数の合成法を説明した。しかし、この手法では等光路点を原点とした原点对称の光波コヒーレンス関数しか合成することはできない。そこで今節では光周波数変調に加えて位相変調も同時に行う光波コヒーレンス関数の合成法を述べる。これにより原点对称以外の光波コヒーレンス関数を合成することができる。そこで多段に矩形変調して合成したデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数を位相変調によりシフトする手法を説明する。

原理図を図 2.8 に示す。片方の光路に位相変調器を挿入したマッハツェンダー干渉計である。光源は周波数  $f_0$  を中心として上下に等間隔に矩形波状に変調する。光の周波数は  $f_0$ 、 $f_0+f_s$ 、 $f_0-f_s$ 、 $f_0+2f_s$ 、 $f_0-2f_s$ …となる。またこれに同期して位相変調を行う。位相  $\theta_0$  を中心として上下に等間隔に矩形波状に変調する。変調される位相は、 $\theta_0$ 、 $\theta_0+\theta_s$ 、 $\theta_0-\theta_s$ 、 $\theta_0+2\theta_s$ 、 $\theta_0-2\theta_s$ …となる。この時に位相間隔  $\theta_s$  は周波数間隔  $f_s$  により、



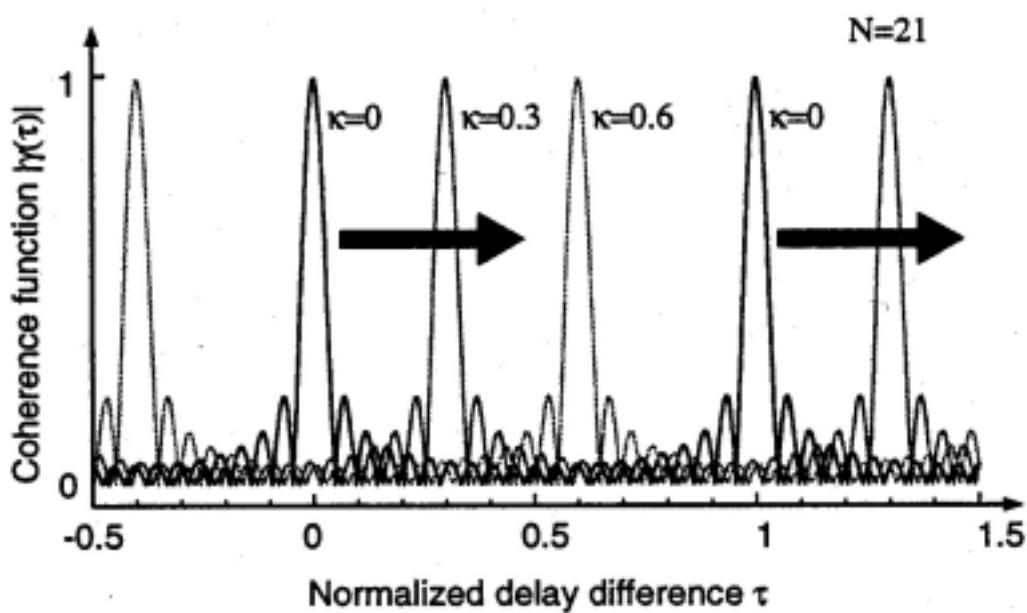
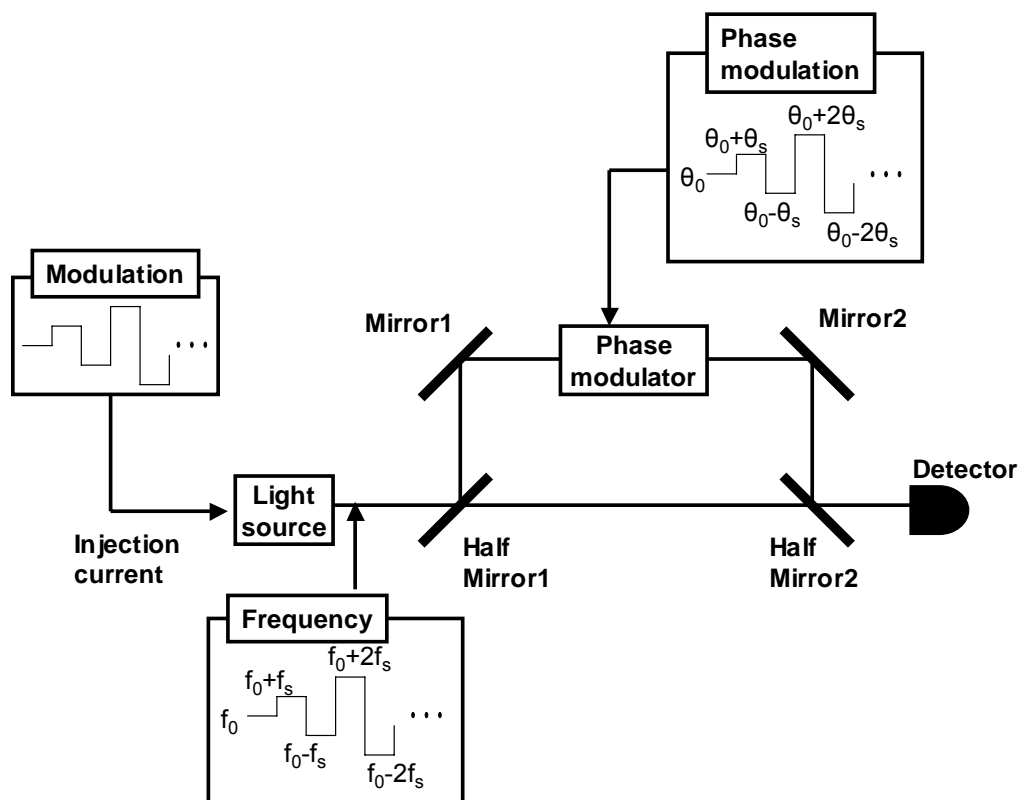


図 2.8: 位相変調によるデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数の掃引

$$\theta_s = 2\pi f_s \kappa \quad (2.43)$$

と表される。ただし  $\kappa$  は位相変調指数である。この時、光波コヒーレンス関数は、

$$\begin{aligned}
\gamma(\tau) &= \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N \exp(-j2\pi f_s \tau + j2\pi f_s \kappa) \\
&= \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{1}{2N+1} \left\{ 1 + 2 \sum_{k=1}^N \cos(2\pi f_s (\tau - \kappa)) \right\} \\
&= \exp(-j2\pi f_0 \tau) \frac{\sin\{(2N+1)\pi f_s (\tau - \kappa)\}}{(2N+1)\sin(\pi f_s (\tau - \kappa))} \quad (2.44)
\end{aligned}$$

となる。さらに光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = \left| \frac{\sin[(2N+1)\pi f_s (\tau - \kappa)]}{(2N+1)\sin(\pi f_s (\tau - \kappa))} \right| \quad (2.45)$$

となる。Nがある程度大きい場合には、

$$\tau = \kappa + \frac{m}{f_s} \rightarrow |\gamma(\tau)| = 1 \quad (2.46)$$

$$\tau \neq \kappa + \frac{m}{f_s} \rightarrow |\gamma(\tau)| = 0 \quad (2.47)$$

となる。式(2.32)-(2.35)と式(2.44)-(2.47)を比較するとわかるように合成されたデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数が位相変調指数だけ時間遅延軸上をシフトしている。これにより原点对称以外の光波コヒーレンス関数も合成できることがわかる。また位相変調の波形はその特性から $+\pi$ と $-\pi$ で折りたたむことができる。

## 第7節 まとめ

本章では本論文で提案する光ファイバリフレクトメトリの基本となる光波コヒーレンス関数の合成法について説明した。光の干渉について定性的に説明した後に、光波コヒーレンス関数を導出した。干渉縞の特徴を表現する光波コヒーレンス関数は光源のパワースペクトラムのフーリエ変換で与えられることを示した。光源のパワースペクトラムがガウス形状やローレンツ形状である場合の光波コヒーレンス関数を示した。そして光源に光周波数変調を加えることでパワースペクトラムを制御して、光波コヒーレンス関数を合成することが可能であることを説明した。その際に2値の矩形波上の変調によりできる光波コヒーレンス関数や、正弦波的な変調及び多段の矩形波的な変調によりデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する手法を述べた。さらに光源の光周波数変調だけでなく、位相変調を同時に行うことで光波コヒーレンス関数を時間遅延軸上でシフトすることができることを説明した。

## 第3章

# 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリ

### 第1節 はじめに

現在、光通信技術の発達やインターネットなどの普及による通信量の増大により、幹線系及び加入者系において電気ケーブルに替わり光ファイバケーブルが用いられるようになってきている。実際に加入者系では Asymmetric-Digital-Subscriber-Line (ADSL) のサービスに続いて図 3.1 のような Fiber-To-The-Home (FTTH) のサービスが NTT をはじめとした各社により提供されるようになってきている[88-90]。そしてその加入者数は年々増加しており、現在では 100 万人を超えている。このような光ファイバ通信の導入と共に、改めて信頼できる通信網を確立するためには光ファイバ通信網を管理・保守するシステムが必要である。特にそのシステムの中でも光ファイバや光デバイスの状態把握や故障診断が重要となる。但し光ファイバ通信網は全長が数 km から 100 km 超に及ぶ場合もあり、人の手により診断



図 3.1: Fiber-To-The-Home (FTTH)

・管理をするには多大な労力と時間を要する。そこで局者に居ながらにして遠方の光ファイバや光デバイスを診断する技術が求められている。

このような診断技術に光ファイバリフレクトメトリは適していると考えられる。光ファイバ通信では光により通信を行うことから、同様に光により診断をすることはシステムの親和性がある。幹線系においては実際に OTDR が既に実用化されている。幹線系では数 10 km から 100 km 超という長尺の光ファイバケーブルが用いられており、広い測定範囲を持つ OTDR は非常に適していると言える。一方で光加入者系では測定範囲は数 km から長くて 20 km 程度であり、また数多くの分岐を持つ。その中において光ファイバや光デバイス、特に光ファイバカプラや終端にある Optical Network Unit (ONU) などを cm オーダの分解能で診断する必要がある。この光加入者系に適用する光ファイバリフレクトメトリについては数多くの研究が行われている。

光加入者系の管理システムは光ファイバ診断技術を含む総合的な管理システムである [91-93]。代表的なものとして図 3.2 のような NTT により研究開発された Automatic optical fiber operation support system (AURORA) などがある[91]。AURORA は実際の光加入者系に適用することを目的に、より実用的な開発が行われている。開発の進行と共に取り扱える光ファイバ数が増えるなど様々な性能が向上している。その為にシステム内の光ファイバ診断技術としては既に実用化され、技術的にも成熟し、コスト的にも安価な OTDR が採用されている。OTDR の光加入者系への適用に関する研究としては、通信中においても通信

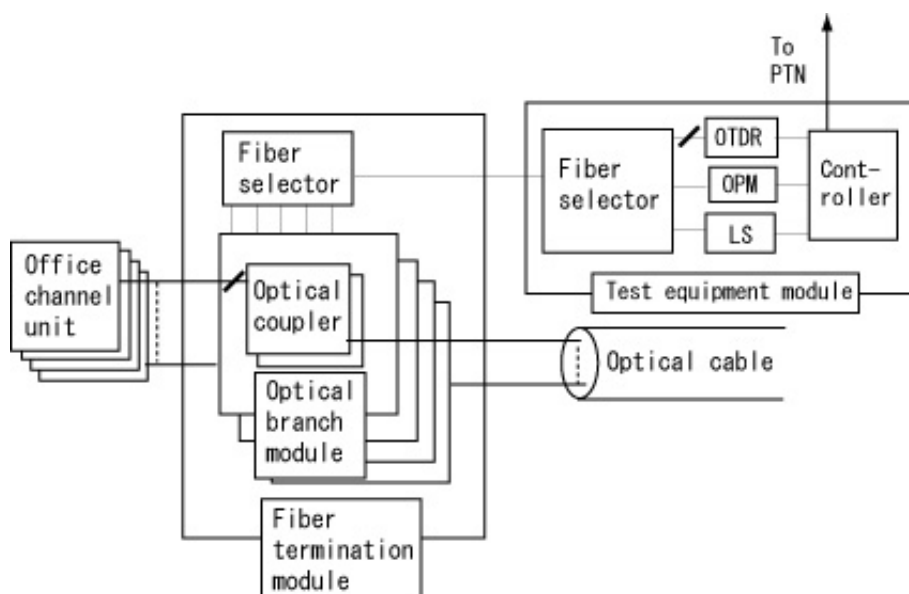


図 3.2: Automatic optical fiber operation support system (AURORA)の基本構成

の質を低下させることなく光ファイバの診断を行うために通信帯域外の 1650 nm の波長による OTDR や[94]、分岐後の故障したブランチを特定するために FBG の反射率と反射位置を利用した高空間分解能 OTDR などがある[95]。しかしながら OTDR では空間分解能は 1-2 m 程度である。OTDR の空間分解能は光パルス幅により決まることから、空間分解能を向上するためには光パルス幅を短くする必要がある。しかし、これは広い受光帯域が必要となり信号対雑音比が劣化する。また光加入者系は分岐が多いため各ブランチでの光パワーは減少する。空間分解能を向上するために光パルス幅を短くすると、さらに光パワーが減少し信号対雑音比が劣化する。ブランチや光パルス幅による光パワーの減少を補うために光パルスの光パワーを増加すると、光ファイバ中において非線形現象が生じてしまい信号対雑音が劣化する。したがって OTDR では cm オーダの空間分解能という、光加入者系において本来必要となる性能を満たすことができない。

OFDR においても光加入者系への適用を目的とした研究が行われている[96-99]。OFDR は連続光による干渉計測であることから、上記の OTDR のような光パルス幅や光パワーによる空間分解能の制限はない。これまでに 1 km 遠方の反射光分布を空間分解能 14 cm で得られたことが報告されている[99]。しかしながら測定範囲を数 km から数 10 km に拡大すると、空間分解能が数 10 cm から m オーダに劣化する。これは、数 km の長さの光ファイバをアームに用いて干渉計を構成しているため、温度変動などの環境の揺らぎにより光ファイバを通る光が位相変調を受けるからである。干渉計のそれぞれのアームにおいて異なる位相変調を受けることでビート周波数が変動し、それにより空間分解能が劣化ようになる。この問題を解決するには温度などの環境の揺らぎに影響されないように高速に測定する必要がある。OFDR では光源の光周波数を鋸波的に変調している。したがって高速に測定するために、光周波数を高速に掃引しなければならない。空間分解能を劣化させる要因としては光周波数を掃引する線形性もある。干渉計の 2 つのアームの周波数差を位置情報に変換することから正しく比例関係である必要がある。したがって光周波数掃引の線形性が崩れることで空間分解能が劣化することになる。以上のことから OFDR において 10 cm 程度の空間分解能を維持しつつ測定範囲を拡大するためには、これまでよりも高速で且つ高精度の線形性をもった光周波数掃引が必須となる。1 km 遠方で空間分解能 14 cm の反射率分布を得られた報告では外部変調器により 0.1 THz/sec の速度で掃引されている。また周波数シフト帰還形レーザが線形で高速なチャープ光を出射することを OFDR へ応用する研究も行われている[100]。しかしながら線形性を保ちながらこれまで以上に高速に光周波

数を掃引することは困難である。

保立研究室ではオリジナル技術である OCDR および p-OCDR をもとにしていくつかの遠方監視用リフレクトメトリを提案している[84-86]。OCDR および p-OCDR はあるひとつの測定点に対して高速に測定することができる。したがって数 km 遠方においても温度の変動などによる環境の揺らぎに影響されることなく空間分解能を維持することができる。また OFDR と同様に連続光による干渉計測であることから OTDR のような空間分解能を制限するトレードオフは存在しない。これまでに 5 km 遠方において 6 cm の空間分解能で反射光分布を測定したことを報告している[84]。しかしこの手法ではコヒーレンス長などにより測定範囲が数 10 m に制限されている。その為に広い範囲を測定するためには参照光路に設置されている光ファイバ遅延線の長さを機械的に切り替える必要がある。

この機械的な切り替えを無くし、測定範囲の拡大を行うために、光源部分に光ファイバ周回ループを用いた、光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリも提案している[86]。この手法では光源部分に設置した光ファイバ周回ループの効果により等価的に周回ループ長だけの長さの異なる参照光路が無数に生じることになり、その結果として機械的に遅延線を切り換えることなく広範囲を測定することが可能となる。また光源で光周波数変調を行わずに光波コヒーレンス関数を合成することから、光源の変調特性による空間分解能の劣化も生じない。実験では 5 km 遠方を 13 cm の空間分解能で測定した反射率分布を報告している[86]。ただし、測定範囲とダイナミックレンジの間にはトレードオフの関係がある。これは測定範囲を拡大する為の複数の参照光路がそれぞれに異なるビート周波数を持つために、周波数軸上においてクロストークが生じるからである。また光源の光ファイバ周回ループにより測定範囲の拡大と光波コヒーレンス関数の合成を行うことから、システムの性能設計をする上で制限要因が多く、非常に困難である。

これらのことから判るように km 遠方において 10 cm 程度の空間分解能を実現可能であるのは光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリのみである。そこで、この章では光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリを説明する。このシステムでは参照光路に設置した光ファイバ遅延ループにより測定範囲の拡大が可能となる。また光源部分で光波コヒーレンス関数の合成を行い、光ファイバ遅延ループで測定範囲の拡大を行うことから、光源部分に光ファイバ周回ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリに比べて、自由度が増し柔軟にシステムの性能設計をすることが可能となる。

まず p-OCDR について説明する。光波コヒーレンス関数の合成法により合成される光波コヒーレンス関数とリフレクトメトリシステムの関係について、そしてシステム性能において重要な空間分解能と測定範囲について説明する。ここでは前章で述べた多段の矩形波変調により合成したデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を用いる。続いて光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリの原理を示す。反射率分布を測定可能であると解析的に説明し、新たに設置した光スイッチや光ファイバ遅延ループによりどのように測定範囲が拡大されるかを述べる。そして実際に構築した実験系について説明した後、5 km 遠方の反射率分布を空間分解能 11 cm、測定範囲 1 km で測定した結果を報告する。

## 第 2 節 位相変調を用いた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 (p-OCDR)

今節では前章において説明した、デルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数の合成法を応用したリフレクトメトリについて述べる。ここでは特に多段に矩形波変調を行って合成する手法を用いる。まず原理図を図 3.3 に示す。参照光路に光位相変調器と光周波数シフタを設置したヘテロダイン干渉計である。光源には光周波数を変調することができる半導体レーザを用いるとする。半導体レーザから出力された光は 3dB カプラを通りそれぞれ信号光路と参照光路に分割される。信号光はそのまま対象となる光ファイバや光導波路に入射される。入射された信号光の一部あるいは全てがレーリー散乱やフレネル反射により再び干渉計に戻る。参照光は位相変調器と光周波数シフタを通り、3dB カプラで反射あるいは散乱により戻ってきた信号光と合波され受光器に到達する。光源はデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する為に図 3.3 のように矩形波上に多段に変調されている。また位相変調器では光源の光周波数変調に同期して同じ形状の変調波形で位相変調する。ただし、位相は $+\pi$ 、 $-\pi$ で折り畳むことができる。さらに光周波数シフタでは通過した光は周波数  $f_A$  だけシフトされる。受光器へと入射された光はその強度に応じた電流に変換される。このとき、光の干渉成分はビート周波数にのることから、ビート周波数成分のみをバンドパスフィルタにより抽出する。抽出されたビート周波数成分は自乗検波器に入力され自乗検波される。

ここで光の電界を解析信号  $V(t)$  として受光器における光の強度を記述すると、

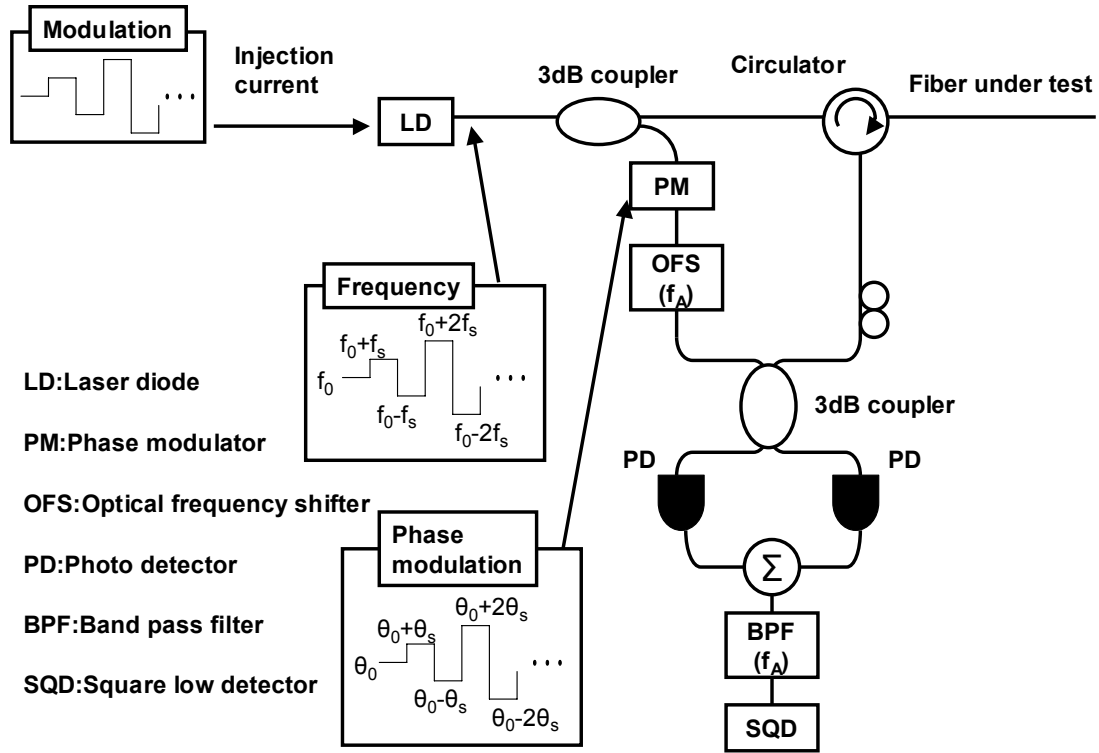


図 3.3: 位相変調を用いた光波コヒーレンス関数の合成法によるリフレクトメトリ

$$\begin{aligned}
 I &= a^2 \langle V(t) \cdot V^*(t) \rangle + b^2 \langle V(t-\tau) \cdot V^*(t-\tau) \rangle \\
 &\quad + ab \langle V(t) \cdot V^*(t-\tau) \rangle \exp[-j2\pi f_A(t-\tau)] + ab \langle V(t)^* \cdot V(t-\tau) \rangle \exp[j2\pi f_A(t-\tau)] \\
 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}\{\gamma(\tau) \cdot \exp[-j2\pi f_A(t-\tau)]\} \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

と表される。ここで  $a$  と  $b$  は信号光と参照光の比を表す。ここで  $\langle x \rangle$  はバンドパスフィルタの帯域に相当する時間平均である。また式(3.1)の第3項の干渉成分がビート周波数成分としてバンドパスフィルタで抽出され、自乗検波器で検出される。したがって自乗検波器の出力の時間平均は本質ではない定数を除くと、

$$P = I_1 I_2 |\gamma(\tau)|^2 \quad (3.2)$$

と表される。つまり、図 3.3 の構成で光波コヒーレンス関数の絶対値の自乗を測定することができる。

合成した光波コヒーレンス関数は図 2.6 のような周期的にデルタ関数形状のピークを持つ。自乗検波器で得られる出力は式(3.2)の時間遅延軸上の全ての光波コヒーレンス関数を積分したものになる。しかしながら光波コヒーレンス関数のピークのある位置からの散乱



および反射成分のみを得て、それ以外の位置からの散乱および反射成分は抑圧されることになるので、ピーク位置の反射情報を得ることになる。これにより得られた反射情報を位置分解することが可能となる。さらに前章の第6節で説明した位相変調を加えて光波コヒーレンス関数を合成することで、デルタ関数形状のピークを時間遅延軸上でシフトすることができる。ピークをシフトさせながら自乗検波器の出力を測定することで反射率分布を得ることができる。

ここで得られる反射情報は合成した光波コヒーレンス関数のピーク内の散乱および反射成分である。したがってピークの幅をこのリフレクトメトリシステムの空間分解能と定義する。合成される光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = \left| \frac{\sin\{(2N+1)\pi f_s \tau\}}{(2N+1)\sin(\pi f_s \tau)} \right| \quad (2.33)$$

で表せることから、 $N$  が十分大きいと仮定すると空間分解能は、

$$\delta z = 0.8269 \cdot \frac{c}{4Nf_s} = 0.8269 \cdot \frac{c}{2f_{total}} \quad (3.3)$$

と表すことができる。 $f_{total}$  は光源の周波数変調における総周波数変調量である。自乗検波器の出力は光波コヒーレンス関数の絶対値の自乗になることから半値全幅ではなく半値の平方根の幅とした。また対象部分においては光路が往復になることを考慮して半分になっている。ある程度の近似を許せば、

$$\delta z = \frac{2c}{5f_{total}} \quad (3.4)$$

と簡単に表すことができる。通常、システムの空間分解能はこちらの式を用いて表現する。

合成された光波コヒーレンス関数は式(2.33)から判るように周期的にピークを持つ。その為に自乗検波器で得られる出力において各ピーク間のクロストークが生じ、正しい反射率分布を得ることはできない。そこで通常は図 3.4 のように測定範囲内にピークがただひとつ存在するように干渉計の光路を調節する。ピークの間隔は、

$$D = \frac{c}{2f_s} \quad (3.5)$$

となる。したがってシステムの測定範囲は式(3.5)により制限される。ただし、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は干渉を用いていることから光源のコヒーレンス長にも制限されることになる。

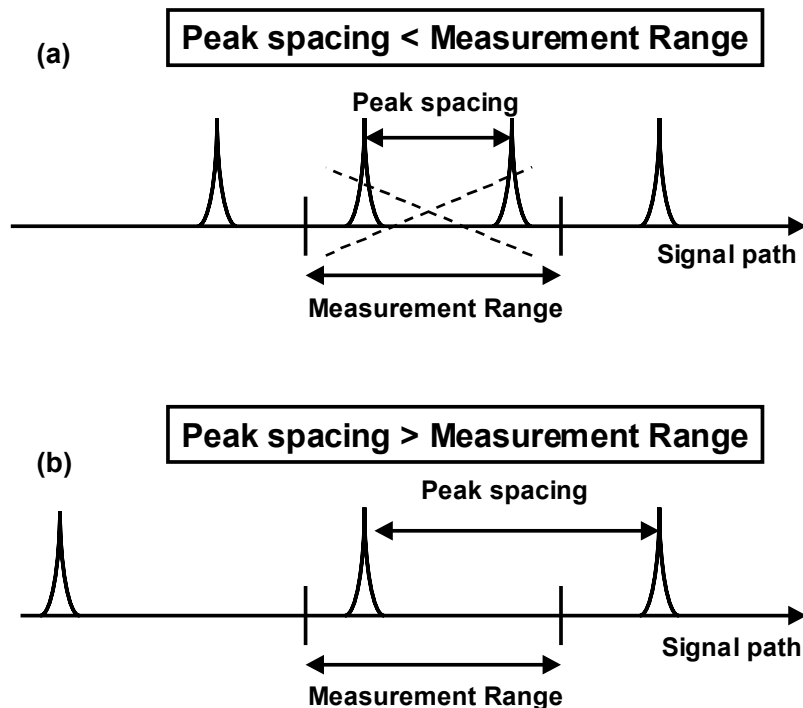


図 3.4: ピーク間隔と測定範囲によるクロストーク (a)ピーク間隔が測定範囲よりも小さくクロストークが生じる場合 (b)ピーク間隔が測定範囲よりも大きくクロストークが生じない場合

p-OCDR では位相変調によりコヒーレンスピークの位置を調節することができるため、機械的稼働部を必要としないという特長を持つ。また自乗検波器の出力がそのまま反射率分布になり演算をする必要がないということも利点である。システムの空間分解能は光源の光周波数変調の総周波数変調量に反比例し、総周波数変調量を大きくするほど空間分解能が向上する。測定範囲は光周波数変調の周波数間隔に反比例し、周波数間隔を小さくするほど測定範囲が向上する。空間分解能と測定範囲を共に向上させる場合には光周波数変調の段数を増やす必要があり測定時間は長くなる。

### 第3節 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリ

前節では p-OCDR を説明した。周期的なデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成し、各ピーク間でのクロストークを抑圧するために測定範囲内に唯ひとつピ

ークが存在するようにした。その為に現在の光源の特性などにより測定範囲は制限され、光加入者系などの km オーダの測定範囲を必要とする分野に応用することが困難である。そこで今節では遠方監視用に応用する方法を説明する。

原理図を図 3.5 に示す。光源にはこれまでと同様に半導体レーザを用いる。光源直後には新たに光スイッチを設置し、光源からの連続光をパルスとして切り出している。光スイッチから出た光は 3dB カプラにより信号光路と参照光路に入射される。信号光はそのまま対象の光ファイバあるいは光デバイスに入射され、反射・散乱された光がサーキュレータを通過して受光器に向かう。参照光は位相変調器と光周波数シフタを通り、新たに設置された光ファイバ遅延ループに入射される。光ファイバ遅延ループは 3dB カプラと光周波数シフタと遅延用光ファイバ、そして光増幅器で構成されている。光ファイバ遅延ループを出た光は 3dB カプラで信号光と合波され受光器に到達する。受光器において光の強度に応じて電流に変換され、干渉成分は光周波数シフタのシフト周波数に応じたビート周波数成分になる。受光器後のバンドパスフィルタによりビート周波数成分が抽出され、自乗検波器

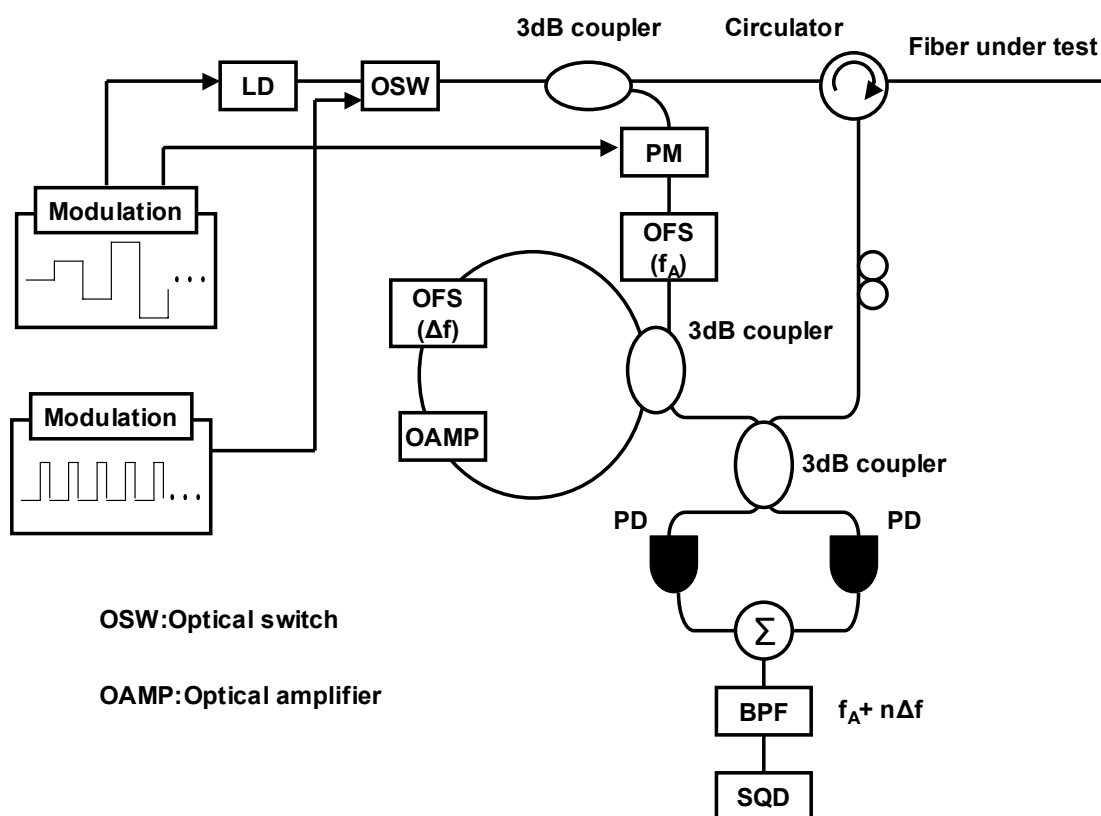


図 3.5: 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリ

により光波コヒーレンス関数の絶対値の自乗に相当する値が得られる。光源の半導体レーザーはデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成するために矩形波で多段に変調されている。また位相変調器ではこのデルタ関数的なピークを時間遅延軸上でシフトする為に、光源の光周波数変調に同期して、同じ形状で変調される。

新たに設置した光スイッチの効果について説明する。光波コヒーレンス関数の合成法により合成されたデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数は、矩形波的な変調をしていることから周期的にピークを持つ。前節の p-OCDR では測定範囲内でただひとつピークが存在するようにしていたが、数 km 遠方の反射率分布を測定する場合には必ずピークが複数存在することになる。そこで光スイッチにより光パルスにすることにより、対象となる光ファイバおよび光デバイス上に時間窓を作る。光パルスのパルス幅とピークの間隔を適切に設定することで時間窓内に唯ひとつのピークのみが存在することができるようになる。これにより各ピークの間でのクロストークを抑圧することができ、時間窓内を唯ひとつのピークを掃引することで反射率分布を正しく得ることができる。ただし、この光スイッチは光源の半導体レーザーの直接周波数変調に同期しており、各ステップの一部分を切り出すようになっている。

光スイッチによる影響を解析的に述べる。光スイッチから出力された光電界の式は、

$$V(t) = \sum_{n=1}^N A(t-nT) \cdot \exp[j2\pi(f_0 + f_n)t] \quad (3.6)$$

と表される。ただし、 $f_0$  は光源の中心周波数で、 $f_n$  は  $n$  番目のステップの光周波数変調量である。 $A(t)$  は光スイッチによる振幅の変化で、時間幅  $\Delta t$  のパルスとすると、

$$A(t) = \begin{cases} 1 & (0 \leq t \leq \Delta t) \\ 0 & (t < 0, t > \Delta t) \end{cases} \quad (3.7)$$

と表せる。受光器直後の光電流  $i(t)$  は干渉信号のみを考えると、

$$\begin{aligned} i(t) &= V(t-\tau) \cdot V^*(t) \exp(j2\pi f_A t) \\ &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N A(t-nT-\tau) A^*(t-mT) e^{[j2\pi(f_A-f_n+f_m)t - j2\pi(f_0+f_n)\tau + j\theta_m]} \end{aligned} \quad (3.8)$$

と表される。 $\theta_m$  は  $m$  番目の位相変調量である。バンドパスフィルタでは  $f_A$  成分のみが抽出されるので、 $m=n$  の項だけが残ることから自乗検波出力  $P$  は、

$$P = |G_{opw}(\tau) \cdot \gamma_0(\tau - \kappa)|^2 \quad (3.9)$$

と表される。ただし、 $G_{opw}(\tau)$ は自己相関関数であり、

$$G_{opw}(\tau) = \langle A(t) \cdot A^*(t - \tau) \rangle \quad (3.10)$$

と表される。これにより信号光パルスと参照光パルスが同時に受光器に到着したときのみ干渉信号が生じていることがわかる。これを時間窓あるいは光パルス窓と呼ぶ。式(3.9)を見ると判るようにシステムの空間分解能は通常の p-OCDR と同じく式(3.4)で表すことができる。また図 3.6 のようにパルスの幅についてはピークの間隔より小さくする必要がある。ピークの間隔は式(3.5)で表されることから、

$$D = \frac{c}{2f_s} > \frac{c\Delta t}{2}$$

$$\frac{1}{f_s} > \Delta t \quad (3.11)$$

の条件を満たすことになる。

次に参照光路に新たに設置した光ファイバ遅延ループの効果について説明する。光源の直後に設置した光スイッチの効果により、光パルス窓内に唯ひとつのピークが存在するようになり、遠距離における反射率分布を測定することが可能となった。しかしながらピークの間隔や光パルスのパルス幅によりシステムの測定範囲が制限されることになる。現在の半導体レーザの特性では測定範囲が 100 m 程度になる。そこで光ファイバ遅延ループを参照光路に設置することで、対象となる光ファイバおよび光デバイス上に複数の光パルス窓が生じることになり測定範囲を拡大することができる。光ファイバ遅延ループに入射

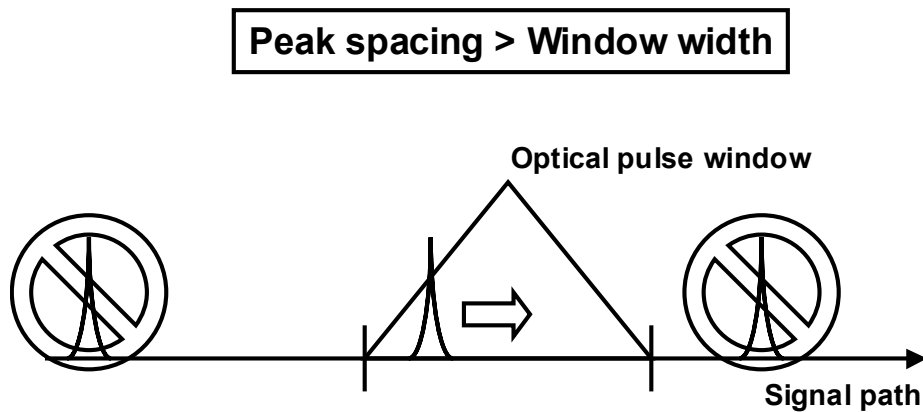


図 3.6: 光パルス窓により光波コヒーレンス関数のピーク同士のクロストークを抑圧する際のピーク間隔と光パルス窓幅の関係

された光パルスは3dB カプラにより分岐され、片方の光パルスはそのまま受光器に向かう。もう片方の光パルスは光ファイバ遅延ループ内に入り、光周波数シフタにより周波数シフトを受け、光増幅器により光ファイバ遅延ループを周回することにより減少した光パワーの分だけ増幅し、再び3dB カプラに入射される。そしてさらに光ファイバ遅延ループを周回する光パルスとそのまま受光器に向かう光パルスに分かれる。これにより図 3.7 のように対象上に光ファイバ遅延ループのループ長の半分の長さの間隔で光パルス窓が並ぶことになる。この時に図 3.8 のように光パルス窓の窓幅と光ファイバ遅延ループのループ長を調節することで光パルス窓同士を連結し測定範囲を連続的にする。そして各光パルス窓内を唯ひとつ存在するコヒーレンスピークにより反射情報を得ることで測定範囲を広げることができる。ただし、単に光パルス窓が並ぶだけでは各窓の反射情報を区別することができない。光ファイバ遅延ループ内には光周波数シフタが設置されていることから、周回した回数によりそれぞれの参照光パルスのシフト周波数が異なる。それにより図 3.9 のように各光パルス窓のビート周波数が異なる。つまり、受光器後に設置されているバンドパスフィルタに可変のバンドパスフィルタを用いて、その中心周波数を光ファイバ遅延ループ内にある光周波数シフタのシフト周波数の間隔で変化させていくことで、図 3.10 のように各光パルス窓の反射情報を別々に測定することができる。

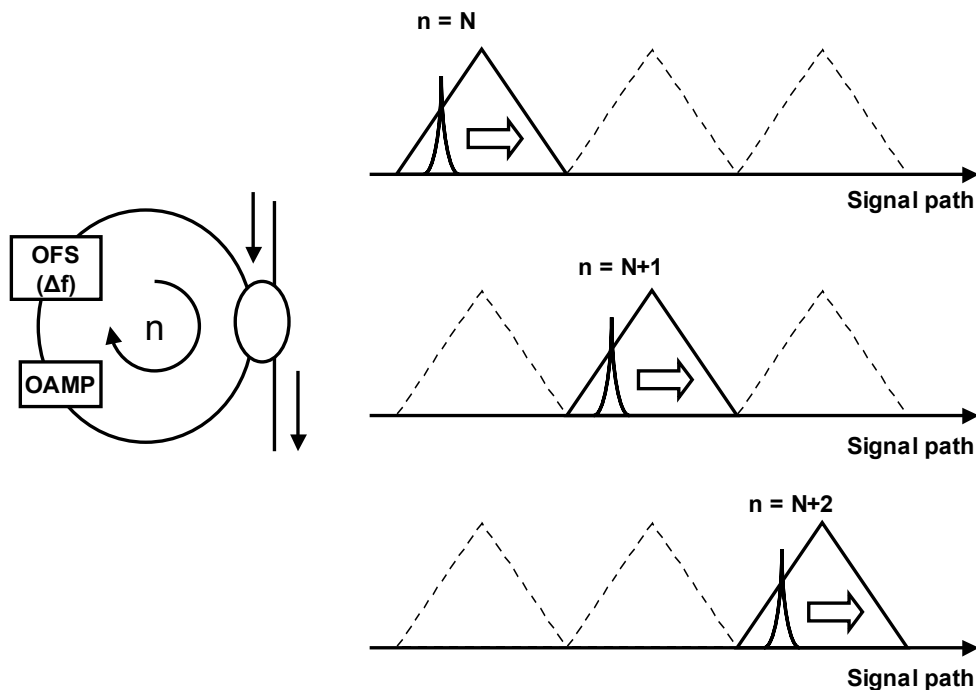


図 3.7: 光ファイバ遅延ループにより光パルス窓を信号光路に並べることで測定範囲を拡大する手法

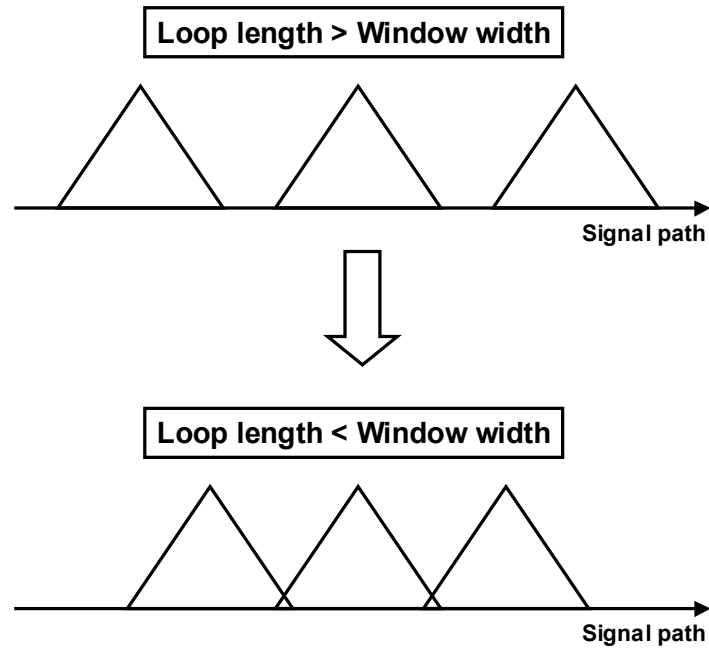


図 3.8: 光ファイバ遅延ループのループ長と光パルス窓の窓幅の関係による測定範囲の連続化

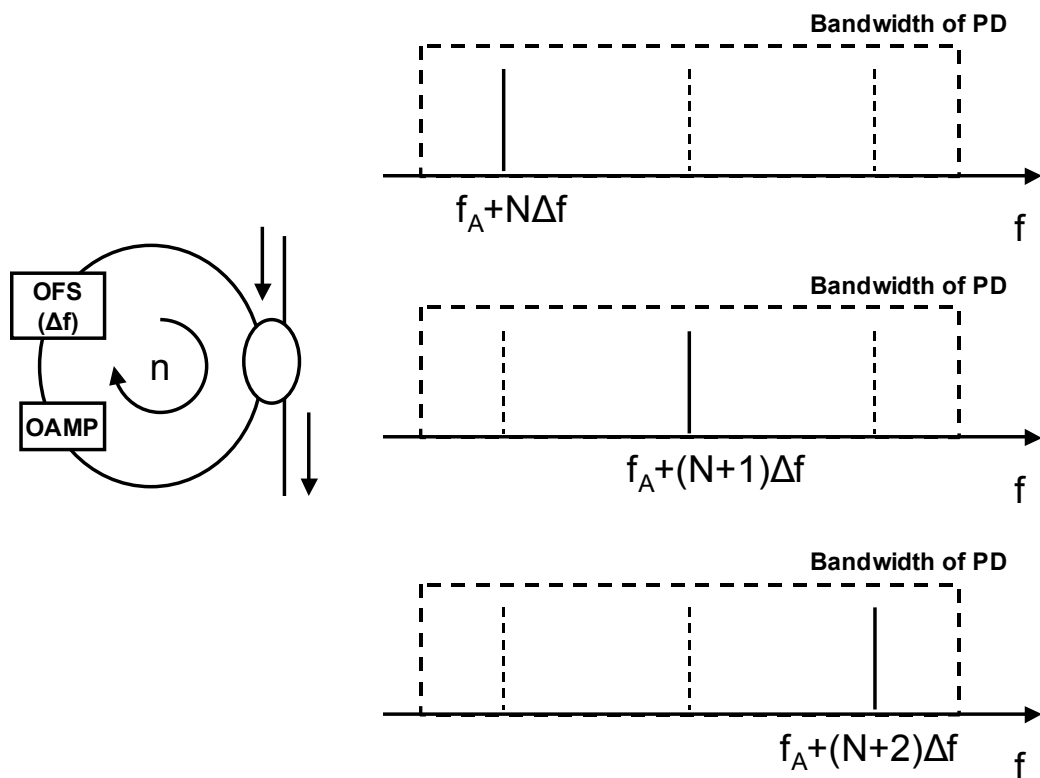


図 3.9: 光ファイバ遅延ループの周回による各光パルス窓のビート周波数の変化とそれによる各光パルス窓内の反射情報のクロストークを抑圧する手法

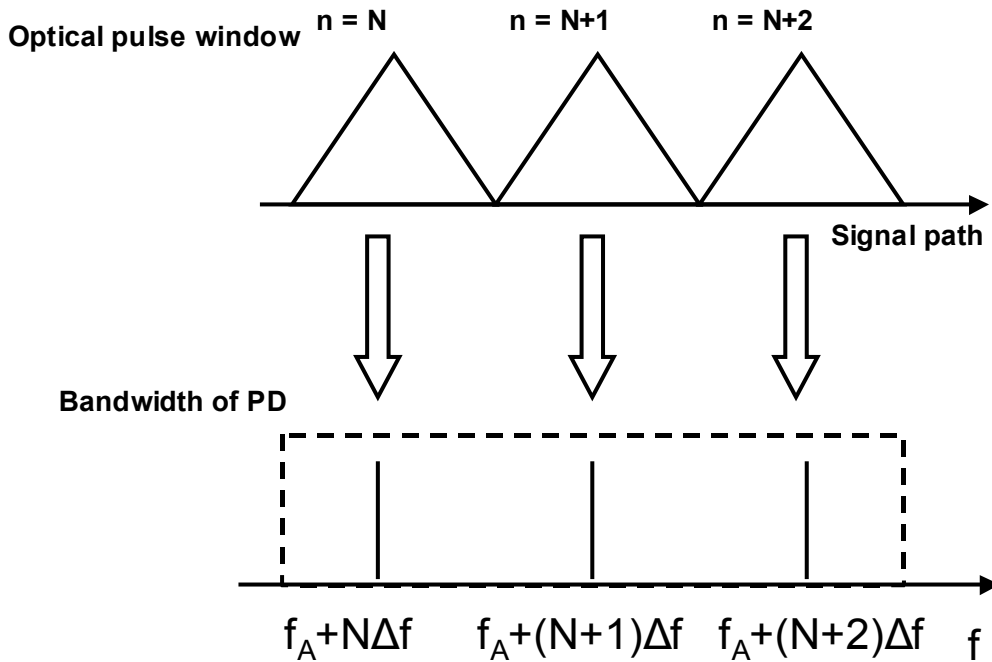


図 3.10: 各光パルス窓と各光パルス窓内の反射情報を持つビート周波数成分の関係

#### 第 4 節 実験系

光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリにおいて基礎実験の実験系を図 3.11 に示す。光源には光周波数変調特性に優れた 3 電極 DFB-LD を用いた[101-103]。中心波長は 1555 nm である。3 電極 DFB-LD では 2 電極で光の強度を決定して、残りの 1 電極で光周波数を変調する。したがって光の強度を変化させることなく光周波数のみを変調することが可能である。次に光スイッチとして音響光学素子 (Acoustic optical modulator; AOM) を用いた。AOM では振動子により結晶が振動することで 1 次回折光が生じる。したがって、1 次回折光のみを取り出すことにより消光比の良い光スイッチとして用いることができる。この時に 1 次回折光は光周波数シフトをするが、この実験において中心周波数はシステム性能に影響しないことから問題とならない。光ファイバカプラは全て 3 dB カプラである。光サーキュレータを用いているのは戻り光の損失を防ぎ、光源への戻り光を除去するためである。参照光路に設置している位相変調器は  $\text{LiNbO}_3$  導波路型変調器である。変調帯域は 1.5 GHz である。この位相変調器には偏波特性があることから直前には偏波コントローラを配置して、あらかじめ効率が最大になるように調節する。導波路型位相変調器では結晶の電氣的損傷などの問題から印加



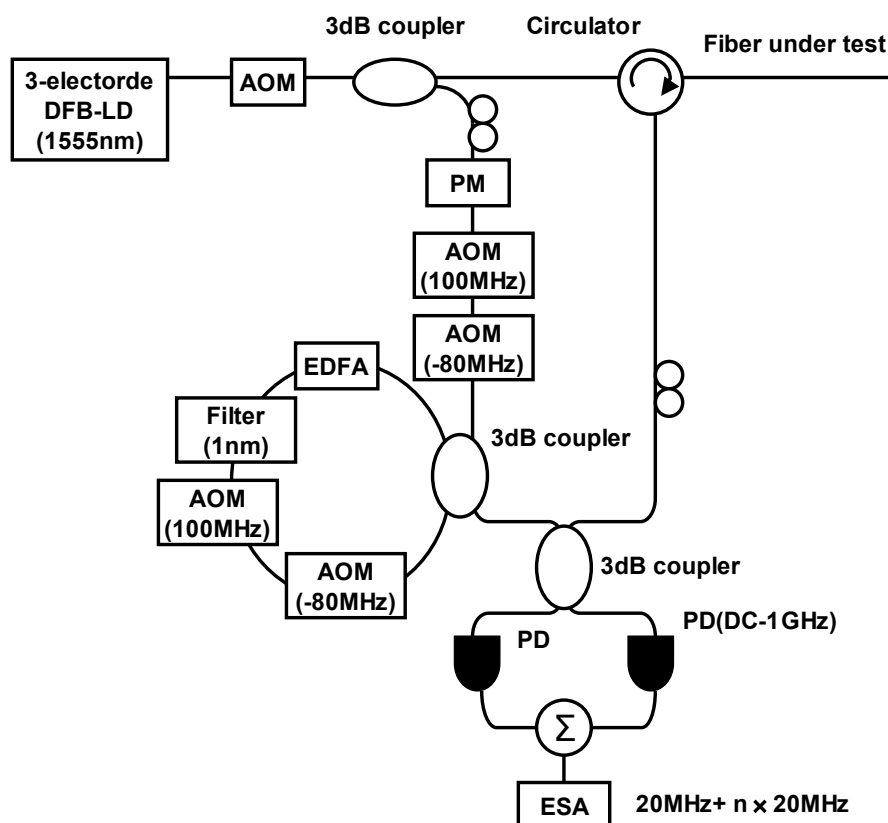


図 3.11: 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリの実験系

できる電圧に限度がある。したがって位相変調波形は位相の周期性を利用して折りたたむ。

参照光路には 100 MHz と -80 MHz の光周波数シフト量を持つ AOM を設置しており、これにより等光路の光パルス窓の反射情報を 20 MHz でヘテロダイン検波することができる。参照光路に設置した光ファイバ遅延ループ内においても同様に 100 MHz と -80 MHz の光周波数シフト量を持つ AOM を設置しており、これにより各光パルス窓のビート周波数が 20 MHz 間隔となる。光ファイバ遅延ループ内には光増幅器としてエルビウム添加ファイバ増幅器 (Erbium doped fiber amplifier; EDFA) を用いている。これによりループを周回することによる損失を完全に補償する。しかしながら EDFA を用いることで増幅自然放出光 (Amplifier spontaneous emission; ASE) が雑音となる。そこで EDFA の直後に帯域が 1 nm の光フィルタを設置して ASE を除去するようにしている。

原理のところでは偏波の問題を無視して議論を行ったが、実験においては偏波コントローラを配置して受光器において受光の効率が最大になるように信号光と参照光の偏波をあ

わせた。受光器には 1 GHz の帯域を持つフォトディテクターを使用した。実験ではバンドパスフィルタと自乗検波器の替わりに電気スペクトラムアナライザを使用した。

光源の光周波数変調のパラメータについて説明する。光源の光周波数変調での 1 ステップの周波数変調量を 3.3 MHz とした。また変調段数を 243 とした。この時の総周波数変調量は 800 MHz である。合成されるデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数のピーク幅は 10 cm である。またピークの間隔は 33 m である。それぞれのステップのステップ幅は 600 nsec で、この時の変調周波数は 6.8 kHz となる。光源直後の AOM により各ステップのうち周波数の平坦な部分の 300 nsec を切り出す。これは 30 m の光パルス窓幅に相当し、各光パルス窓内にただひとつのピークのみが存在するようになる。今回使用した位相変調器は位相が  $\pi$  変化する電圧は 3.61 V で、それにもとづいて位相変調波形を折りたたんでいる。ピークの掃引は空間分解能が 10 cm であることから 2 cm 間隔で掃引することにした。この時の位相変調の各ステップにおける位相変化量は、 $0.002\pi$  である。

参照光路における光ファイバ遅延ループのループ長は光パルス窓の窓幅に合わせて 60 m に設定した。これにより各光パルス窓の測定範囲は連結することになる。光ファイバ遅延ループ内に生じる光周波数シフト量は 20 MHz で、受光器の帯域が 1 GHz であることから光パルス窓数は 50 になる。

## 第 5 節 実験結果

### 第 1 項 5 km 遠方におけるデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数

信号光路に 5 km、参照光路に 10 km の遅延光ファイバを設置して 5 km 遠方の反射光分布測定を行った。まずは参照光路に光ファイバ遅延ループを設置せず等光路における光パルス窓内の反射率分布を取得し、合成された光波コヒーレンス関数を観察した。対象として信号光路の 5 km の遅延光ファイバに 100%ファイバミラーを接続した。この時にミラー付近の様子が図 3.12 である。理論どおりに Sinc 関数形状になっていることがわかる。またこの時のピーク幅は 10.8 cm である。ピーク幅が理論値に対して大きくなった要因としては、光周波数変調の総周波数変調量が少なかったことや位相変調が正確ではない、ピークの掃引間隔が 2 cm であるなどが考えられる。

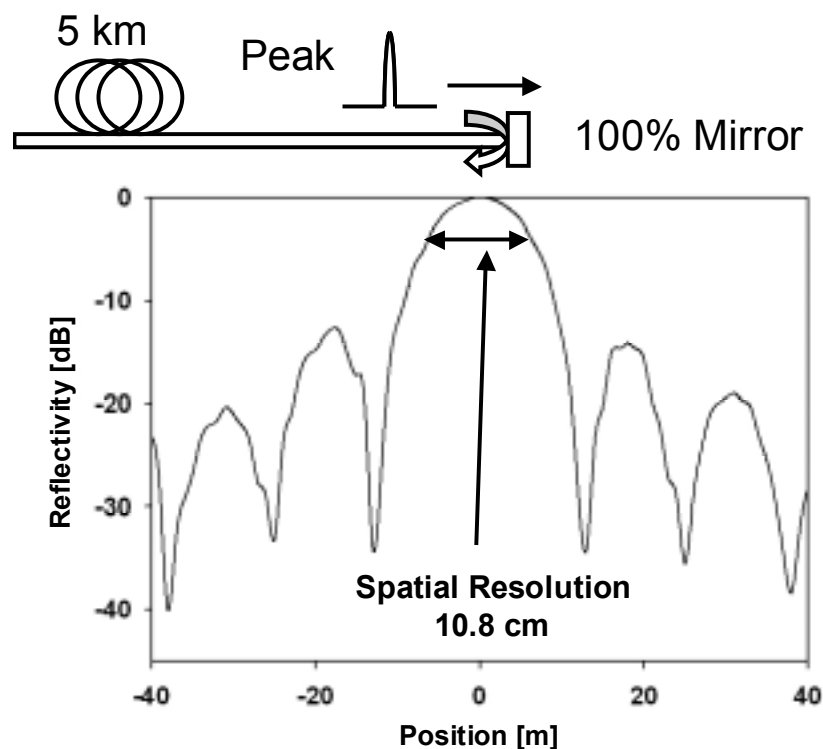


図 3.12: 5 km 遠方における光波コヒーレンス関数のピーク部分における形状とシステムの空間分解能

## 第 2 項 5 km 遠方における反射率分布

今度は参照光路の光ファイバ遅延ループを接続し 1 km の範囲に渡って反射光分布測定を行った。5 km 遠方には約 450 m の光ファイバをそれぞれコネクタにより直列に接続している。また終端はそのまま開放している。この時の 1 km の範囲の反射率分布が図 3.13 である。まずコネクタ 1 からの反射が 40 m の位置に観測されている。この時のビート周波数は 40 MHz で、第 2 番目の光パルス窓に相当する。反射率は -31 dB で、空間分解能は 11 cm である。さらにコネクタ 2 からの反射が 492 m の位置に観測されている。この時のビート周波数は 340 MHz で、第 17 番目の光パルス窓に相当する。反射率は -40 dB で、空間分解能は 11 cm である。最後に光ファイバの終端からの端面反射が 971 m の位置に観測されている。この時のビート周波数は 660 MHz で、第 33 番目の光パルス窓に相当する。反射率は -21 dB で、空間分解能は 11 cm である。この時のダイナミックレンジは -50 dB となっている。

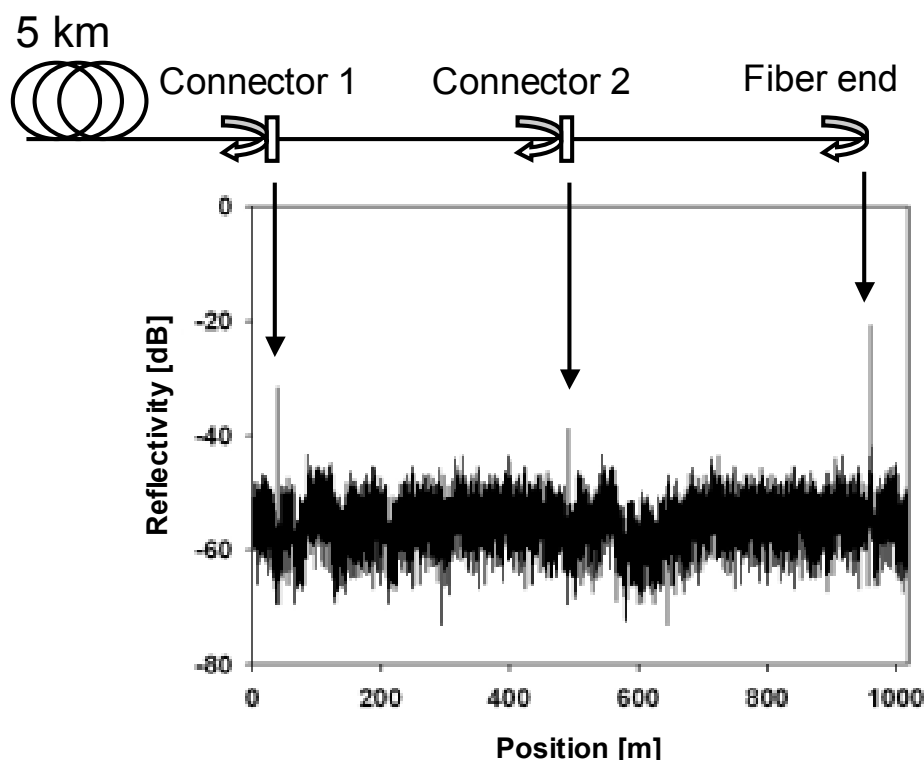


図 3.13: 5 km 遠方における反射率分布

## 第 6 節 まとめ

本章では光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリについて説明した。前章で述べた矩形波的な変調波形を用いた光波コヒーレンス関数の合成法の原理をもとにリフレクトメトリへ応用する手法を説明した。またその際にシステムの重要なパラメータとなる空間分解能や測定範囲について光波コヒーレンス関数の合成法をもとに式を導出した。さらに光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリについて数式を用いてその原理を説明した。新たに設置された光スイッチによりどのように遠方に適用することが出来るかを述べた。また光ファイバ遅延ループにより測定範囲が拡大されることや、その際における検出方法についても説明した。そして実際に構築した実験系について述べた後に、5 km 遠方における空間分解能の測定結果と 5 km 遠方において測定範囲 1 km、空間分解能 11 cm で反射率分布を測定することに成功したことを報告した。

## 第 4 章

# 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリにおけるシステム性能設計

### 第 1 節 はじめに

光加入者系の敷設・保守に関する規格化は International Telecommunication Union Telecommunication Standardization Sector (ITU-T) の Recommendation において行われている [104]。具体的には光ファイバ網の保守基準に関するものが L. 25 (Optical fiber cable network maintenance)、L.40 (Optical fiber outside plant maintenance support, monitoring and testing system)、L. 53 (Optical fiber maintenance criteria for access networks) である。モニタリングするための試験波長に関するものが L. 41 (Maintenance wavelength on fibers carrying signals) である。これらの標準化は主に機能的なことに關するものであり、具体的な数値については規定されていない。これは ITU-T の Recommendation が国際的な標準化であるため、各国により FTTH の実装設備が異なる現状では統一的な数値による規格化は難しい。しかし今後 FTTH が日本を含めた各国において積極的に導入され、加入者系における一般的な通信設備になれば、それに伴って光加入者系の保守・管理システムにおいて必要となる性能もより明確化されると考えられる。そのような状況において OTDR や OFDR といった既存の技術との比較・検討を行うにはシステム性能についてより定量的な議論が必要となる。

光ファイバリフレクトメトリのシステム性能という場合には図 4.1 にあるように、測定時間・測定範囲・測定距離・空間分解能・ダイナミックレンジ・位置精度などがある。測

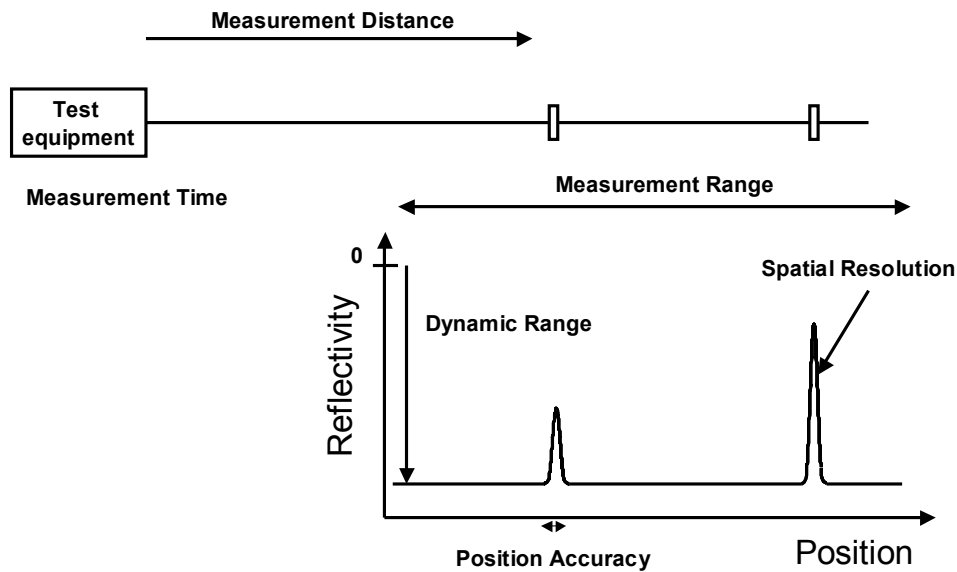


図 4.1: リフレクトメトリシステムの諸性能

定時間にはあるひとつの測定点を測定する為の時間と、反射率分布全体を測定する為の時間が問題となる。測定範囲は分布的に測定することができる範囲を指す。測定距離は測定器と対象となる光ファイバおよび光デバイスがどれくらい離れて測定できるかを指す。空間分解能は2つの反射を分離することが可能な距離である。ダイナミックレンジは反射による信号強度とノイズの差を表す。位置精度は反射位置がどれだけ正しいかということを示す

そこでこの章においては、前章で述べた光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリにおけるシステム性能について説明する。システム性能についてはダイナミックレンジ・空間分解能・測定範囲・測定時間の4つについて注目する。まずダイナミックレンジについて制限される要因を含めて具体的に説明し、次に空間分解能について光波コヒーレンス関数も含めて述べ、さらに測定範囲については周波数軸上のクロストークについて詳しく議論し、最後に測定時間について述べる。これらの議論をもとにシステム性能について具体的な数値を用いてシミュレーションを行い、光加入者系について必要な性能と合わせて考察する。

## 第2節 ダイナミックレンジ

ダイナミックレンジを制限する要因として光源の位相雑音、受光器後のバンドパスフィ

ルタの帯域、光パルス窓、そして可干渉度による影響が考えられる。それぞれについて議論し、最後にまとめる。

## 第1項 光源の位相雑音とバンドパスフィルタの帯域による影響

まず光源の位相雑音による影響を考える。図 4.2 のように片方の光路に光周波数シフタを挿入したマッハツェンダー干渉計がある。この干渉計の出力電流のパワースペクトラムについて考察する。光源が理想的な単色光である場合には干渉計の光路差に依存せずに、光周波数シフタのシフト周波数にデルタ関数形状のピークを持つようなパワースペクトラムになる。しかし、実際の光源のパワースペクトラムはある有限の幅を持つ。本論文では光波コヒーレンス関数を合成するために光源として半導体レーザを用いている。この半導体レーザは閾値以上で発振している場合には、雑音の中でも FM 雑音が支配的になりローレンツ形状の幅を持ったパワースペクトラムになる。したがって、図 4.2 のように光路差がコヒーレンス長以内のときは出力電流のパワースペクトラムは光周波数シフトのシフト周波数にデルタ関数形状のピークを持つようなパワースペクトラムになるが、光路差がコヒーレンス長よりも大きくなると次第にノイズフロアが上昇し、最終的には図 4.2 のようにローレンツ形状のパワースペクトラムになる。

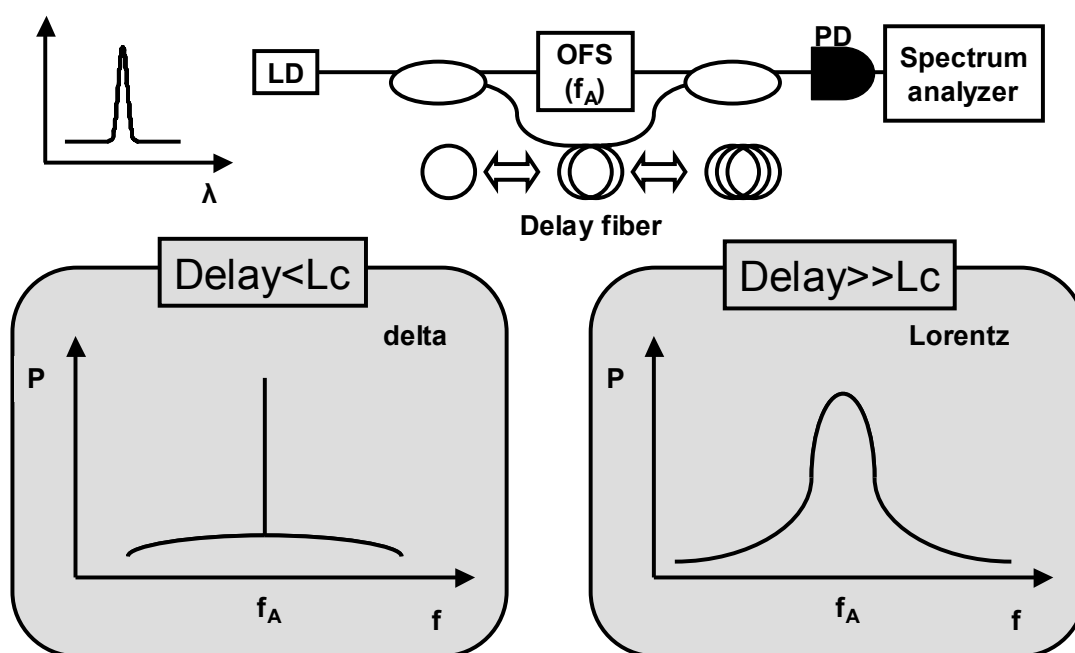


図 4.2: マッハツェンダー干渉計の出力信号スペクトラムと光路差の関係

この現象について解析的に議論をする。まず半導体レーザのパワースペクトラムについていくつかの基本的な式を導出する。半導体レーザには AM 雑音と FM 雑音があるが、閾値より十分に高いバイアス電流で動作させている場合には、AM 雑音は小さく無視でき FM 雑音のみであると考えてよい。

まず光の電界を  $V(t)$  として自己相関関数を求める。AM 雑音が無視できる場合に、

$$V(t) = A_0 \exp\{j[\phi_0 + \phi_n(t)]\} \quad (4.1)$$

とする。ここで  $V(t)$  の正規化された自己相関関数  $R(\tau)$  を、

$$R(\tau) = \frac{\langle V^*(t)V(t+\tau) \rangle}{A_0^2} \quad (4.2)$$

と定義しなおす。この自己相関関数  $R(\tau)$  の定義は第 2 章の式(2.11)を変形したものである。

ここで式(4.1)と式(4.2)から、

$$R(\tau) = \langle \exp[j\Delta\phi_n(\tau)] \rangle \quad (4.3)$$

と表される。ただしここで、

$$\Delta\phi_n(\tau) = \phi_n(t+\tau) - \phi_n(t) = 2\pi \int_t^{t+\tau} f_n(t') dt' \quad (4.4)$$

である。ここで平均が 0 のガウス雑音だとすると、

$$\langle \exp[j2\pi G_{noise}(t)] \rangle = \exp\left\langle -2\pi^2 G_{noise}(t)^2 \right\rangle \quad (4.5)$$

という関係を満たすので、式(4.3)は、

$$R(\tau) = \exp\left(-\frac{\sigma_\phi^2}{2}\right) \quad (4.6)$$

と変形することができる。ただし、 $\sigma_\phi^2$  は位相雑音の二乗平均値を表し、

$$\sigma_\phi^2 = \langle \Delta\phi_n(\tau)^2 \rangle = 4\pi^2 \int_t^{t+\tau} \int_t^{t+\tau} Q(t'-t'') dt' dt'' \quad (4.7)$$

である。ただし、 $Q(t)$  は瞬時周波数揺らぎ  $f_n(t)$  の自己相関関数で、

$$Q(t-t') = \langle f_n(t)f_n(t') \rangle \quad (4.8)$$

と表される。したがって式(4.7)と式(4.8)から、

$$\sigma_\phi^2 = 8\pi^2 \int_0^\tau (\tau-t)Q(t)dt \quad (4.9)$$

と書きかえられる。一方、FM 雑音のパワースペクトラム  $S_F(f)$  は自己相関関数  $Q(t)$  と、



$$Q(t) = \int_0^\infty S_F(f) \cos 2\pi f t df \quad (4.10)$$

という関係にある。式(4.9)と式(4.10)から、

$$\sigma_\phi^2 = 4 \int_0^\infty S_F(f) \left( \sin \frac{\pi f \tau}{f} \right)^2 df \quad (4.11)$$

である。したがってパワースペクトラムは式(4.6)と式(4.11)を用いて自己相関関数をフーリエ変換して求めることができる。

今度は図 4.2 の系における出力電流のパワースペクトラムについて考える。光源は同様に半導体レーザであることから AM 雑音は十分小さく無視できるとし、FM 雑音のみを考慮することにする。光源における電界は先程と同じように(4.1)で表される。したがって信号光と参照光の電界は、

$$V_s(t) = A' \exp\{j[\phi_0 + \phi_n(t)]\} \quad (4.12)$$

$$V_r(t) = A' \exp\{j[\phi_0 + \phi_n(t - \tau_d)]\} \quad (4.13)$$

と表される。この時の受光器での光の強度は、

$$I = 2A'^2 + 2\cos\{\phi_n(t) - \phi_n(t - \tau_d)\} \quad (4.14)$$

となる。受光器からの中間周波数信号を  $I_d(t)$  とすると、重要でない定数を除いて、

$$I_d(t) = \exp\{j[\phi_n(t) - \phi_n(t - \tau_d)]\} \quad (4.15)$$

と表される。 $I_d(t)$  の自己相関関数は、

$$R_d(\tau) = \langle I_d^*(t) \cdot I_d(t + \tau) \rangle \quad (4.16)$$

で与えられる。ここで、

$$\phi_n(t + \tau) - \phi_n(t) = 2\pi \int_t^{t+\tau} f_n(t') dt' \quad (4.17)$$

という関係を用いると自己相関関数  $R_d$  は、

$$R_d(\tau) = \langle \exp[j2\pi G_{noise}(t)] \rangle \quad (4.18)$$

と書き直すことができる。ただし、

$$G_{noise}(t) = \int_t^{t+\tau} f_n(t') dt' - \int_{t-\tau_d}^{t+\tau-\tau_d} f_n(t') dt' \quad (4.19)$$

である。 $G(t)$  は平均が 0 のガウス雑音であるので、式(4.5)を用いると、

$$R_d(\tau) = \exp \left\{ -4\pi^2 \int_t^{t+\tau} \int_t^{t+\tau} Q(t'-t'') dt' dt'' - \int_t^{t+\tau} \int_{t-\tau_d}^{t+\tau-\tau_d} Q(t'-t'') dt' dt'' \right\} \quad (4.20)$$

となる。Q(t)は式(4.10)で表される瞬時周波数揺らぎ  $f_n(t)$  の自己相関関数である。式(4.20)はさらに変形されて、

$$R_d(\tau) = \exp \left[ -4\pi^2 \int_0^\tau (\tau-t) \{2Q(t) - Q(t-\tau_d) - Q(t+\tau_d)\} dt \right] \quad (4.21)$$

となる。式(4.21)に式(4.10)を代入すると、

$$R_d(\tau) = \exp \left[ -8\pi^2 \int_0^\tau \int_0^\tau S_F(f) (\tau-t) \cos 2\pi f t (1 - \cos 2\pi f \tau_d) dt df \right] \quad (4.22)$$

と表される。ここでtについて積分を行うことにより、

$$R_d(\tau) = \exp \left[ -4 \int_0^\infty S_F(f) \left( \sin \frac{\pi f \tau}{f} \right)^2 (1 - \cos 2\pi f \tau_d) df \right] \quad (4.23)$$

を得る。FM 雑音が白色雑音である場合には、FM 雑音のパワースペクトラムは、

$$S_F(f) = \frac{\delta f}{\pi} \quad (4.24)$$

となる。ただし、 $\delta f$  は半導体レーザの半値全幅である。したがって式(4.23)と式(4.24)より、

$$R_d(\tau) = \begin{cases} \exp(-2\pi\delta f|\tau|) & |\tau| \leq \tau_d \\ \exp(-2\pi\delta f\tau_d) & |\tau| > \tau_d \end{cases} \quad (4.25)$$

と表すことができる。これに対応するスペクトルは、

$$\begin{aligned} S_d(f) = & \exp(-2\pi\delta f\tau_d) \delta(f) \\ & + \frac{\delta f}{\pi \{f^2 + (\delta f)^2\}} \left\{ 1 - \exp(-2\pi\delta f\tau_d) \times \left( \cos 2\pi f \tau_d - \frac{f}{2\delta f} \sin 2\pi f \tau_d \right) \right\} \\ & - \frac{1}{2\pi^2 f} \exp(-2\pi\delta f\tau_d) \sin 2\pi f \tau_d \end{aligned} \quad (4.26)$$

である。2つの光路の時間差  $\tau_d$  がレーザの半値全幅  $\delta f$  に対して

$$\frac{1}{\delta f} \gg \tau_d \quad (4.27)$$

の時には式(4.26)の第1項が支配的になり、測定されるパワースペクトラムは鋭いピークとなる。すなわちビート周波数信号は綺麗な正弦波となる。これに対して、

$$\frac{1}{\delta f} \ll \tau_d \quad (4.28)$$

の場合には、式(4.26)の第2項が支配的になり近似的に、

$$S_d(f) = \frac{\delta f}{\pi \{f^2 + (\delta f)^2\}} \quad (4.29)$$

のようなローレンツ形状のパワースペクトラムとなる。このときのパワースペクトラムの半値全幅は、半導体レーザのパワースペクトラムの半値全幅に対して2倍となる。

ここで式(4.26)についてシミュレーションを行う。光源の半導体レーザの線幅を2 MHz、片方の光路に100 MHzの光周波数シフトが挿入されているとした。光路差を変化させたときのシミュレーション結果が図4.3である。式(4.27)の条件下では鋭いピークが存在し、光路差と共に減少していく。式(4.26)の第1項は第2章で述べた光源がローレンツ形状のパワースペクトラムであった場合の光波コヒーレンス関数である。ただし、マッハツェンダー干渉計の出力であるので、前章の第2節で述べたように光波コヒーレンス関数の絶対値の自乗で与えられる。次に図4.3のフロア部分を拡大したのが図4.4である。光路差と共に式(4.26)の第2項で表されるフロア部分が上昇して、式(4.29)のようなローレンツ形状になっていることがわかる。こ

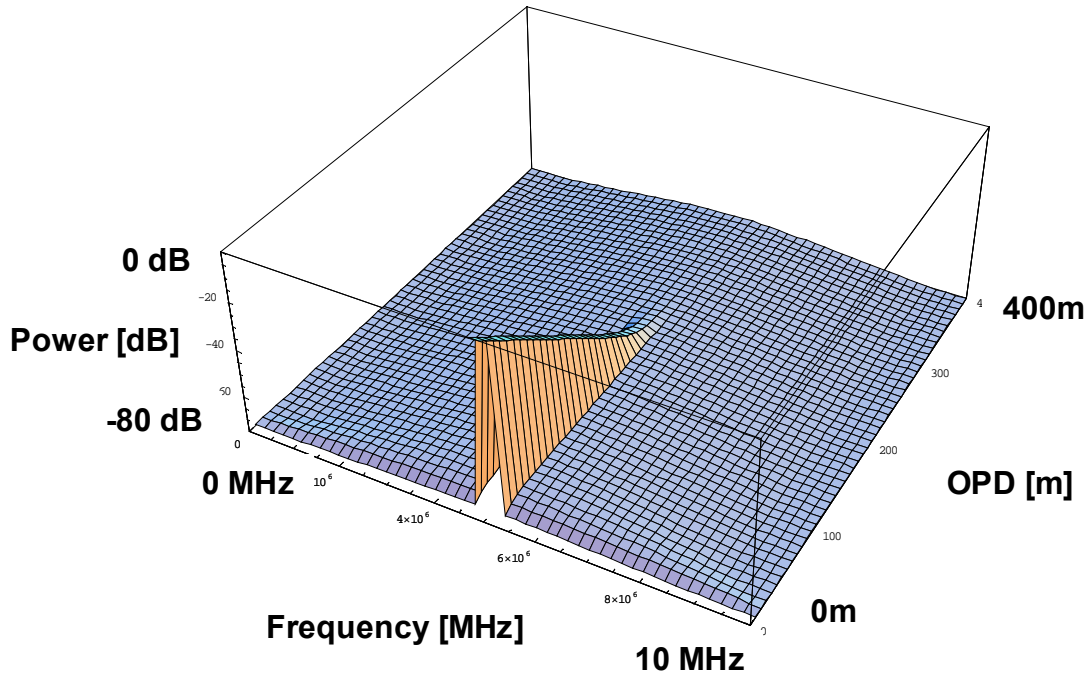


図 4.3: マッハツェンダー干渉計における出力信号スペクトラムの光路差による形状変化のシミュレーション

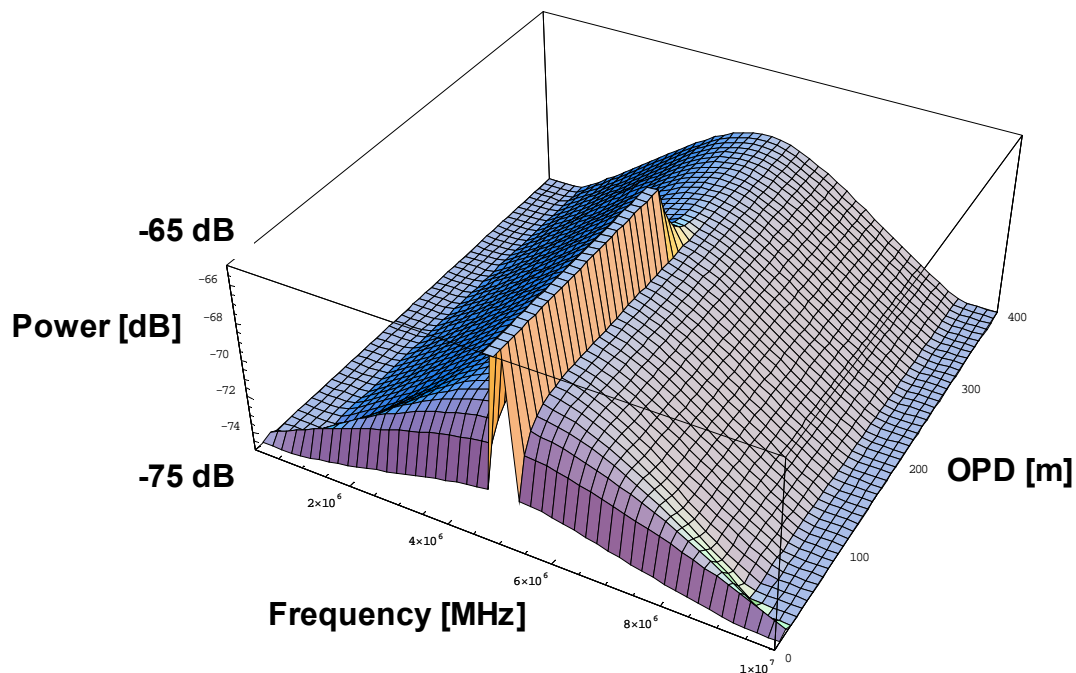


図 4.4: マッハツェンダー干渉計における出力信号スペクトラムのフロア部分のシミュレーション

ここで式(4.28)の条件を満たす光路差の大きい部分に注目すると、光路差と共に減少したピークがローレンツ形状のフロアよりも小さくなり、式(4.26)の第2項が支配的になっていることがわかる。

実験によりこの現象の確認を行った。実験系は図 4.5 である。光源には第3章での実験と同様に3電極DFB-LDを用いた。光周波数シフトには100 MHzのシフト周波数であるAOMを用いた。受光器には帯域が1 GHzのフォトディテクターを用いた。電気スペクトラムアナライザのバンドパスフィルタの帯域は10 kHzである。光路差を0 m、10 m、40 m、1 kmと変化させたときの出力電流のパワースペクトラムが図 4.6 である。光路差が0 m、すなわち等光路の場合には100 MHzのところにデルタ関数形状の鋭いピークを持ちフロアも低い。光路差が10 mになるとピークの値が減少すると共にフロアが上昇する。光路差が40 mではさらにピークが減少し、フロアがローレンツ形状になり始める。光路差が1 kmになるとピークは完全にフロアに埋もれてしまい、ローレンツ形状のパワースペクトラムとなる。この時のパワースペクトラムの半値全幅は図 4.7 のように4.13 MHzであることから、光源の3電極DFB-LDの線幅は2.07 MHzであるといえる。

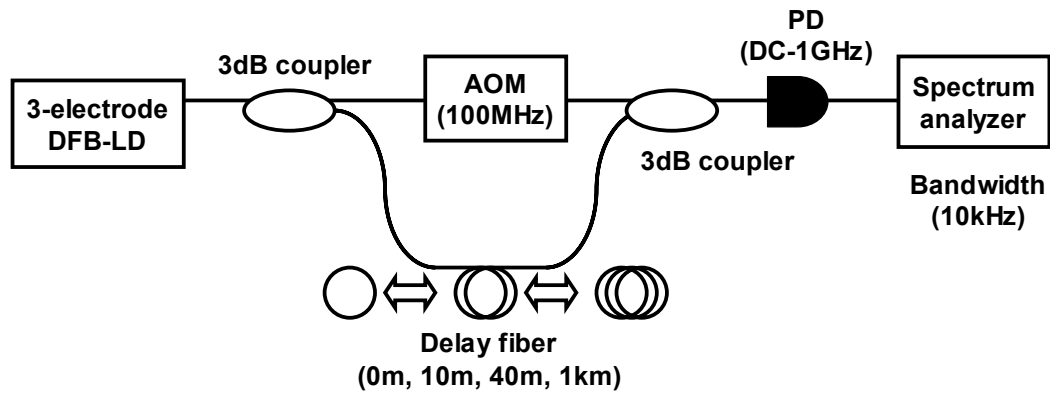


図 4.5: マッハツェンダー干渉計における出力信号スペクトラムの光路差による変化を測定する実験系

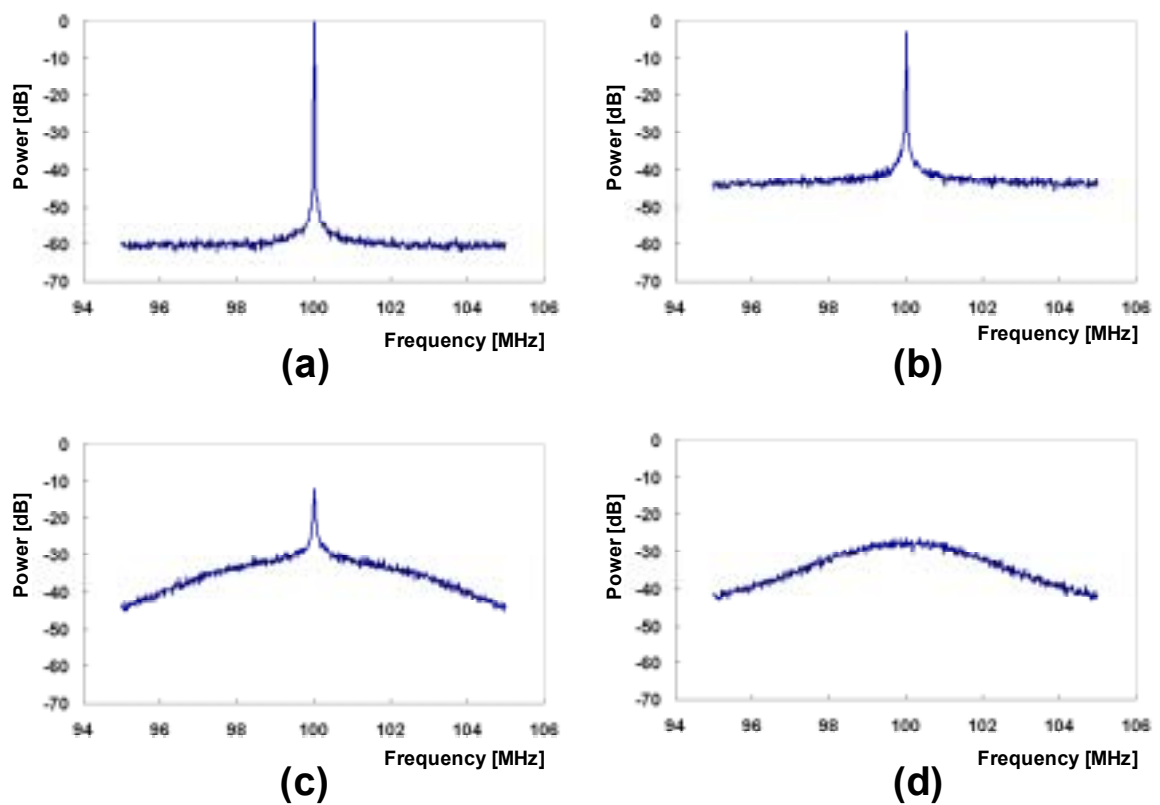


図 4.6: 光路差とマッハツェンダー干渉計の出力信号スペクトラム (a)光路差無し (b)光路差 10 m (c)光路差 40 m (d)光路差 1 km

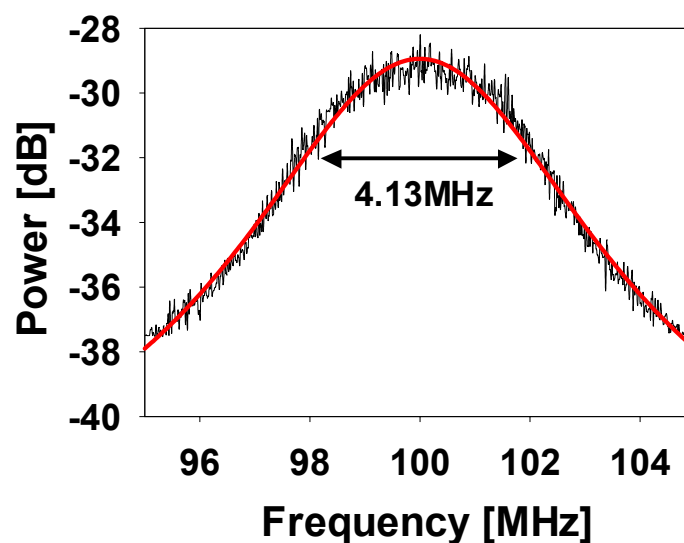


図 4.7: FM 雑音によるローレンツ形状のパワースペクトラムとその半値全幅

光路差を変化させたときの 100 MHz の中間周波数成分のみに注目する。数値計算を行った結果が図 4.8 (a)であり、実験による結果が図 4.8 (b)である。100 MHz の中間周波数成分は光波コヒーレンス関数の絶対値の自乗であるので光路差と共に減少していく。コヒーレンス長を超えてある程度以上の光路差になるとデルタ関数形状のピークはローレンツ形状のフロアに埋もれるので一定になる。

実験とシミュレーションにおいてローレンツ形状のフロアのフロアレベルが異なる。これは実験においては電気スペクトラムアナライザで 10 kHz のバンドパスフィルタを用い

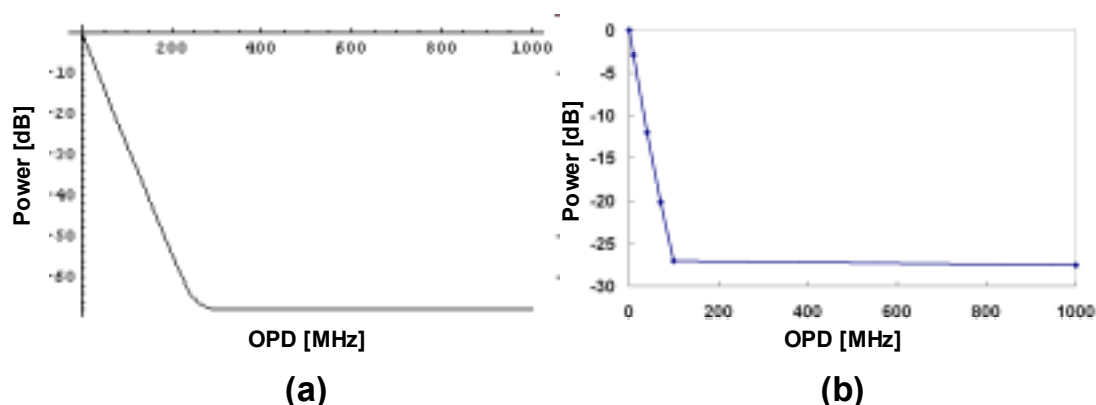


図 4.8: マッハツェンダー干渉計での出力信号のビート周波数成分の光路差による変化

(a) シミュレーション結果 (b)実験結果

てスペクトルを測定しているため、周波数軸方向で積分されているからである。そこで式 (4.26) にフィルタの帯域を考慮してシミュレーションを行った。光路差がコヒーレンス長に対して十分に大きいとして、バンドパスフィルタの帯域を 100 Hz、1 kHz、10 kHz として変化させた結果が図 4.9 (a) である。バンドパスフィルタの帯域によりローレンツ形状のフロアレベルが変化していることがわかる。ここで図 4.5 の実験系において、光路差を 1 km として電気スペクトラムアナライザのバンドパスフィルタの帯域を変化させてパワースペクトラムを測定した。その結果が図 4.9 (b) である。バンドパスフィルタの帯域を 100 Hz、1 kHz、10 kHz と変化させた時に、ローレンツ形状のフロアレベルが変化していることが判る。またそれぞれの帯域のフィルタにおけるシミュレーション結果と等しくなっている。100 Hz の場合には約 -50 dB、1 kHz の場合には約 -40 dB、10 kHz の場合には約 -30 dB と、バンドパスフィルタの帯域を 10 倍にするとフロアレベルが 10 dB 変化している。

この現象と、光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリシステムのダイナミックレンジの関係について考察する。光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリでは、図 4.10 のように測定範囲を拡大するために参照光路に光ファイバ遅延ループを設置している。この光ファイバ遅延ループによりループ長に相当する時間遅延を持った参照光パルス列が順次出力される。一方で信号光路からは信号光パルス列が受光器に到達する。その為に受光器後のビート周波数成分は信号光パルス列と、ループ長の整数倍に相当する光路差を持つ複数の参照光パルス列による干渉が観測される。参照光のパルス列が信号光

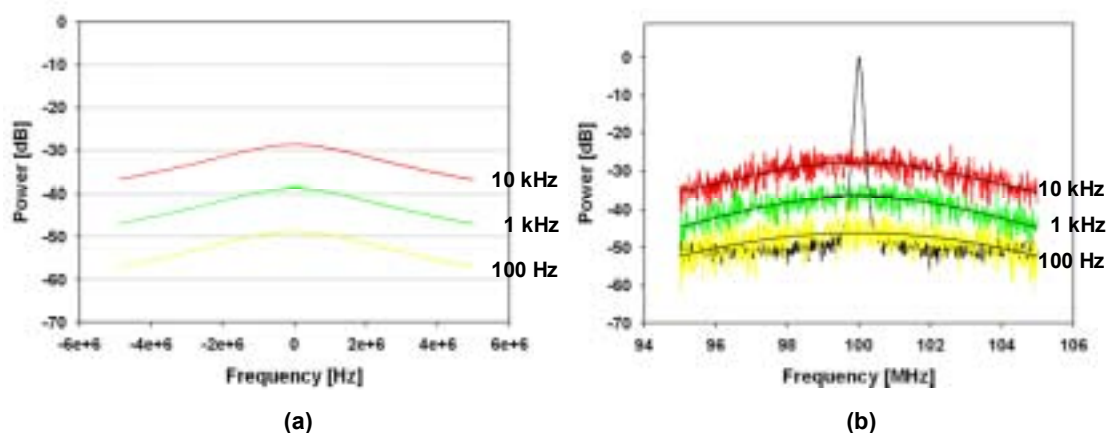


図 4.9: バンドパスフィルタの帯域によるフロアレベルの変化 (a) シミュレーション結果 (b) 実験結果

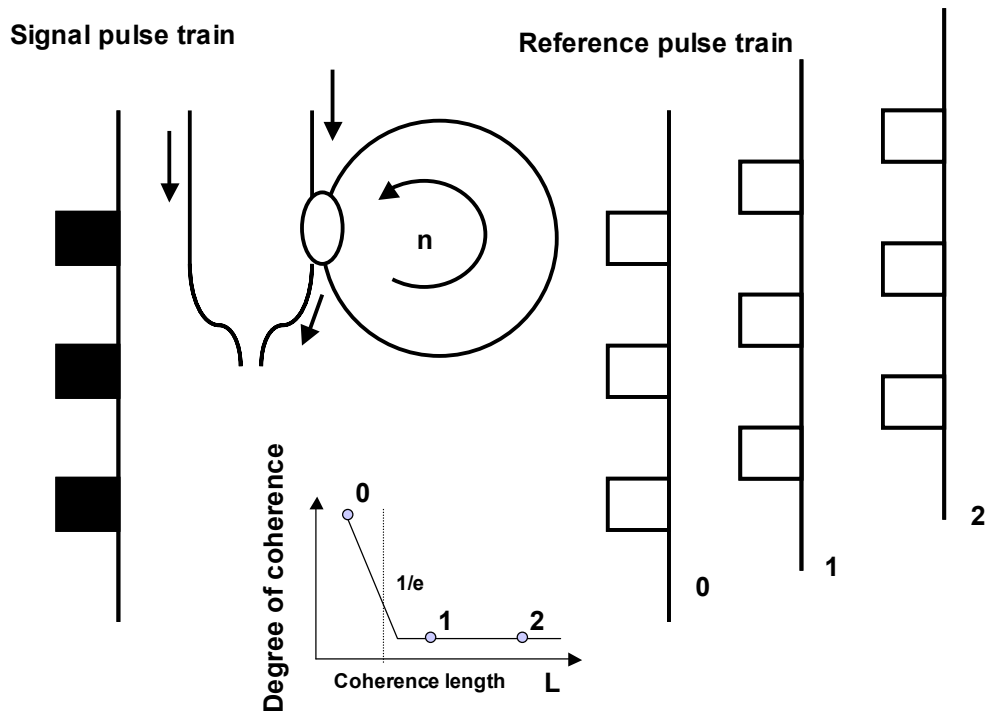


図 4.10: 光ファイバ遅延ループによるノイズフロアの形成

のパルス列と等光路の場合には、光路差がコヒーレンス長内であるので高い出力が得られる。これに対して光ファイバ遅延ループを周回した参照光のパルス列は信号光のパルス列に対して、ループ長の整数倍の光路差が生じ、その光路差に相当する干渉の出力を得ることになる。先程述べたように、干渉出力は光路差が大きくなるにしたがって減少し、コヒーレンス長より十分に大きくなると一定になる。したがって光路差がコヒーレンス長より十分に大きくなる参照光のパルス列と信号光のパルス列では一定の低い出力が得られることになる。各参照光のパルス列と信号光のパルス列の干渉出力は各光パルス窓の反射情報に対応する。したがって、ある光パルス窓内の反射により、他の光パルス窓にノイズフロアが形成されることになる。これによりダイナミックレンジが制限される。光ファイバ遅延ループにはループ内に光周波数シフタが設置され、各光パルス窓は異なるビート周波数となる。そのため、それぞれのビート周波数で、信号光のパルス列と参照光のパルス列との光路差に応じたパワースペクトラムになる。コヒーレンス長内ではデルタ関数形状のピークになり、コヒーレンス長を十分に超えるとローレンツ形状のパワースペクトラムになる。

実験系を構築し光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠



方監視用リフレクトメトリシステムにおける、受光器後の電流のパワースペクトラムを測定した。光源は線幅が 2.07 MHz の 3 電極 DFB-LD である。光ファイバ遅延ループ内に設置した光周波数シフタのシフト周波数は 40 MHz である。反射点を測定範囲の外に設定したときに、受光器からの電流を電気スペクトラムアナライザで観測した結果が図 4.11 である。電気スペクトラムアナライザのバンドパスフィルタの帯域は 100 Hz で、周波数範囲は 0 Hz から 500 MHz である。40 MHz 間隔で光源の線幅の 2 倍である 4.13 MHz の半値全幅を持つローレンツ形状のパワースペクトラムが生じているのが観測できている。

以上のことから、光源の位相雑音により、測定範囲の内外を問わず信号光路上に反射点がある場合には、反射点のない光パルス窓のビートスペクトラムがローレンツ形状になり、ノイズフロアを形成しダイナミックレンジを制限する。また、受光器の後に設置したバンドパスフィルタの帯域によりローレンツ形状のパワースペクトラムのパワーが変化することから、バンドパスフィルタの帯域により制限されるダイナミックレンジが判る。

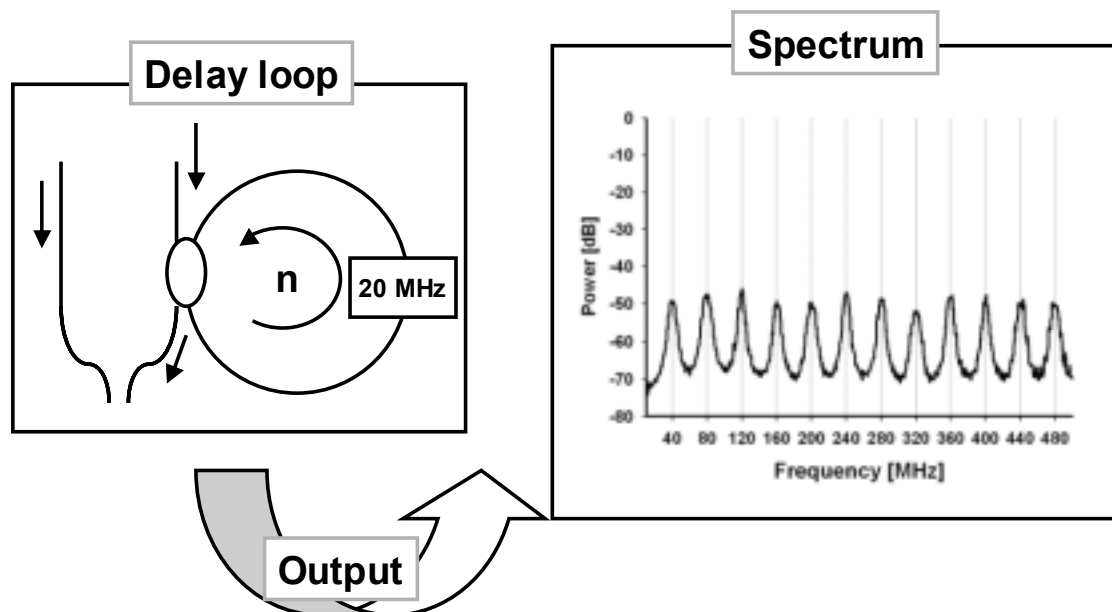


図 4.11: 光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成による遠方監視用リフレクトメトリの出力信号スペクトラム

## 第 2 項 光ファイバ遅延ループと光パルス窓による影響

続いて光ファイバ遅延ループと光パルス窓によるダイナミックレンジへの影響を考える。まず光パルス窓について説明する。光パルス窓は、式(3.9)から判るように、信号光パ

ルスと参照光パルスが重なるときにのみ干渉が生じることを利用している。信号光路と参照光路の光路差が大きくなるにしたがって信号光パルスと参照光パルスの重なりが減少するため、干渉出力も減少する。これにより光パルス窓は信号光路上で三角形の形状となる。反射率分布の測定では光波コヒーレンス関数の合成法により合成されたピークをこの三角形の光パルス窓内で掃引する。この時に掃引した範囲が測定範囲となる。その測定範囲の端の位置における光パルス窓の干渉出力の大きさによりダイナミックレンジが決まる。

光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリでは、測定範囲を拡大するために光パルス窓を、信号光路に設置した対象となる光ファイバあるいは光デバイス上に複数並べる。この時に測定範囲が離散的にならずに、連続的であるようにする為には光パルス窓の窓幅と光ファイバ遅延ループのループ長を式(3.11)の関係を満たすように設定する。式(3.11)の関係を満たしている時の信号光路上での光パルス窓の様子が図 4.12 である。測定範囲が連続的になるように隣り合う光パルス窓同士に重なりがある。この時にそれぞれの光パルス窓内の測定範囲が重なってクロストークが生じないように、ピークを掃引する範囲を、光パルス窓同士の重なりの中まで制限している。これは光ファイバ遅延ループのループ長の半分に相当する。

ここで重なりがあることによる影響について説明する。光波コヒーレンス関数の合成法により合成された光波コヒーレンス関数が完全にデルタ関数であるならば、重なりによる影響はない。しかしながら光波コヒーレンス関数の合成法により合成される光波コヒーレ

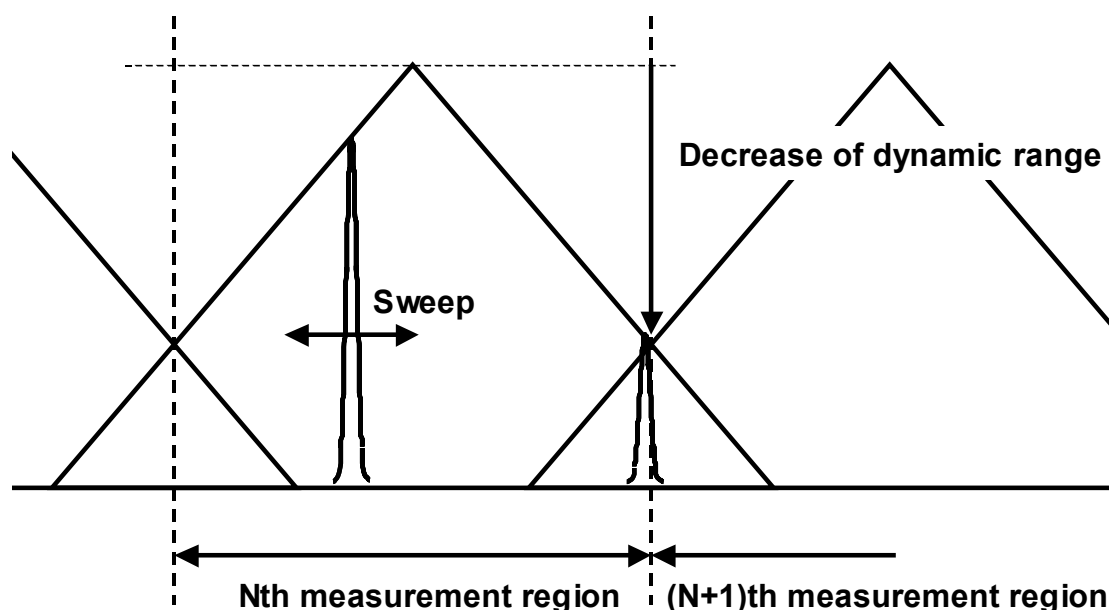


図 4.12: 光ファイバ遅延ループと光パルス窓による測定範囲とダイナミックレンジの関係

ンス関数は完全なデルタ関数ではなく、ピーク以外の位置においても値を持つ。そのため、ある光パルス窓内の反射が隣の光パルス窓内の反射情報に影響を与えることになる。この様子を図 4.13 に示す。反射点が2つの光パルス窓の重なっている部分に位置している。

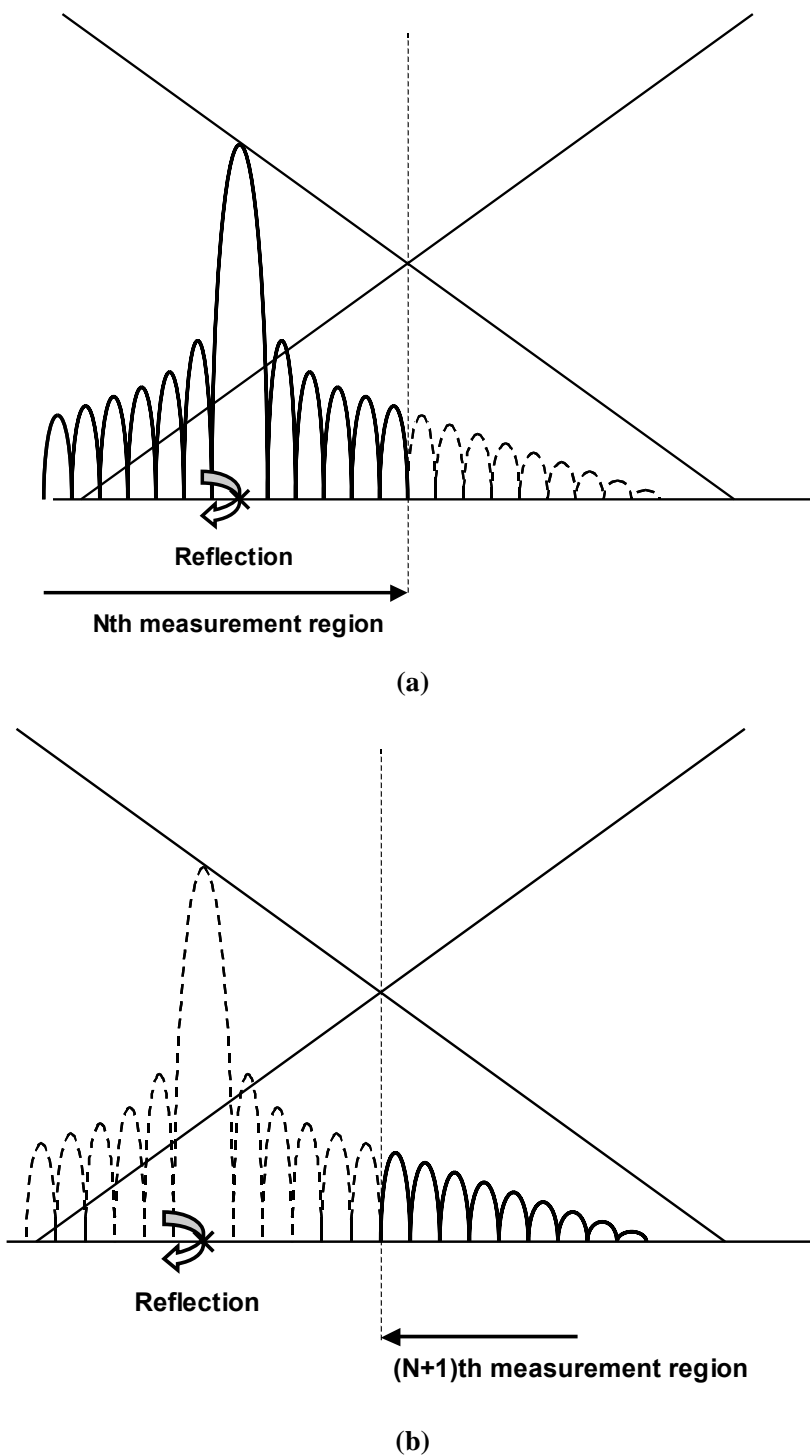


図 4.13 光パルス窓同士が重なっている場所での反射による隣り合う測定範囲への影響  
(a)反射のある測定範囲での反射率分布 (b)反射のない測定範囲での反射率分布

ただし、この反射点は片方の光パルス窓の測定範囲内にのみ存在している。この時に反射点のある測定範囲では光波コヒーレンス関数の合成法により合成された光波コヒーレンス関数のピーク部分を含めた形状の反射率分布が得られ、反射を検出できる。これに対して隣の光パルス窓の測定範囲には反射点が存在しないので、反射点によるピークは検出されない。しかしながら光パルス窓内には反射点が存在しているためにピーク以外の部分での光波コヒーレンス関数の形状が反射率分布として得られる。ただしこの光パルス窓の重なりによる影響は反射点のゴーストとしては判断されない。これは測定範囲が連続的である場合でも光パルス窓で区分されている場合でも同様に起こり、合成された光波コヒーレンス関数の一部と判断できる。

以上のことから光パルス窓によりダイナミックレンジが制限される。また光ファイバ遅延ループのループ長により各光パルス窓内の測定範囲が決まる。そして光パルス窓の窓幅と光ファイバ遅延ループのループ長により制限されるダイナミックレンジが判る。ただし各光パルス窓内の測定範囲と関係があるダイナミックレンジとの間にはトレードオフの関係がある。

### 第3項 可干渉度による影響

最後に可干渉度によるダイナミックレンジへの影響について検討する。光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリでは、コヒーレンス長内における可干渉度を測定する。そして反射率により可干渉度は変化する。しかし光源の可干渉度は光路差によっても減少し、光路差の大きい測定範囲の端の方ではピークの値が減少することになる。したがって図 4.14 のように信号光パルスと参照光パルス間に時間差が生じると、パルスの重なり具合による減少とは別に光源の可干渉度による出力の減少が生じる。つまり光源の可干渉度によりダイナミックレンジが制限され、この時、光源の可干渉度とピークを掃引する範囲によりダイナミックレンジが決定される。ダイナミックレンジと光パルス窓内の測定範囲（ピークを掃引する範囲）はトレードオフの関係にある。

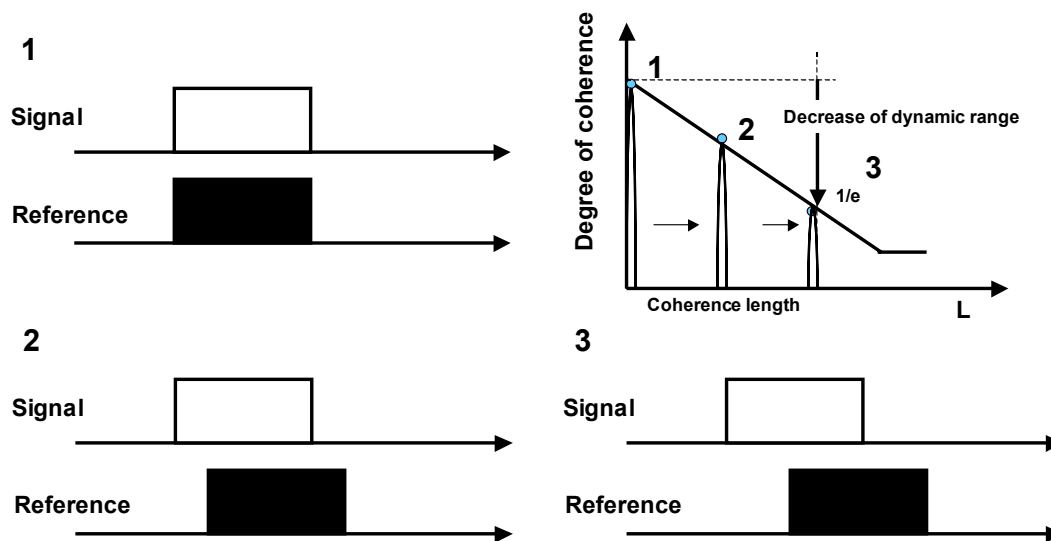


図 4.14: 光源の可干渉度によるダイナミックレンジへの影響

#### 第 4 項 ダイナミックレンジに関するまとめ

最後にダイナミックレンジに関してまとめる。図 4.15 に示すように光源の位相雑音と、バンドパスフィルタの帯域によりノイズフロアのフロアレベルが決定する。これはより狭い帯域のバンドパスフィルタを用いることで改善することができるが、それにより逆に測定時間が長くなる。つまりダイナミックレンジと測定時間の間にトレードオフの関係があることになる。実験に用いている 3 電極 DFB-LD ではバンドパスフィルタの帯域が 100 Hz の場合には約 50 dB、1 kHz の場合には約 40 dB、10 kHz の場合には約 30 dB となった。但し 3 電極 DFB-LD の線幅は 2.07 MHz である。次に光ファイバ遅延ループのループ長と光パルス窓の窓幅により光パルス窓が原因で減少するダイナミックレンジが決まる。窓幅に対してループ長を長くするほどダイナミックレンジが低下する。この時に測定範囲とダイナミックレンジはトレードオフの関係にある。ループ長と窓幅が等しいときダイナミックレンジの低下は 3 dB である。最後に可干渉度と測定範囲により減少するダイナミックレンジが決まる。光源の線幅が太く、また測定範囲が広いほどダイナミックレンジは低下する。この点において測定範囲とダイナミックレンジはトレードオフの関係にあると言える。測定範囲をコヒーレンス長により決定した場合にはダイナミックレンジは約 9 dB 低下する。

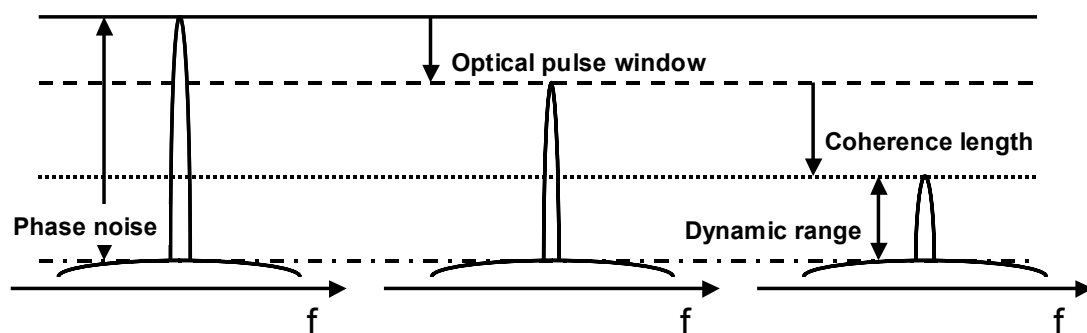


図 4.15: ダイナミックレンジを制限する要因

### 第 3 節 空間分解能

空間分解能を制限する要因について考察する。空間分解能は光源の光周波数変調により決まる。この光周波数変調はステップ幅やステップ数、変調周波数が要素となる。これらの要素に影響を与える要因には干渉計の環境変動による位相雑音、バンドパスフィルタの帯域、可干渉度、光パルス窓がある。そこでこれらの要因について議論し、最後にまとめる。

#### 第 1 項 環境変動とバンドパスフィルタの帯域による影響

まず干渉計の環境変動による位相雑音とバンドパスフィルタの帯域について検討する。図 4.16 のように干渉計のアームが短い場合と長い場合の出力電流のパワースペクトラムについて考える。干渉計の片方の光路には光周波数シフタが設置されている。またこのどちらの干渉計も等光路である。干渉計のアームが短い場合には光周波数シフトのシフト周波数にデルタ関数形状のピークを持つようなパワースペクトラムになる。しかし干渉計のアームが長い場合には温度変動や振動などの影響により位相雑音が生じてビート周波数が変動すると考えられる。特に加入者系などの応用分野ではアームの長さが数 km に及び、片方の光路は外界にあり、直接温度変動や風などによる振動にさらされる。

そこで実際に図 4.17 のようなヘテロダイン干渉計を構築して受光器後の電流のパワースペクトラムの測定を行った。参照光路には光周波数シフタとして 100 MHz のシフト周波数を持つ AOM を設置した。信号光路に設置した偏波コントローラにより偏波を合わせることにする。信号光路には対象としてアームの短い場合として光ファイバを挿入せずにフ

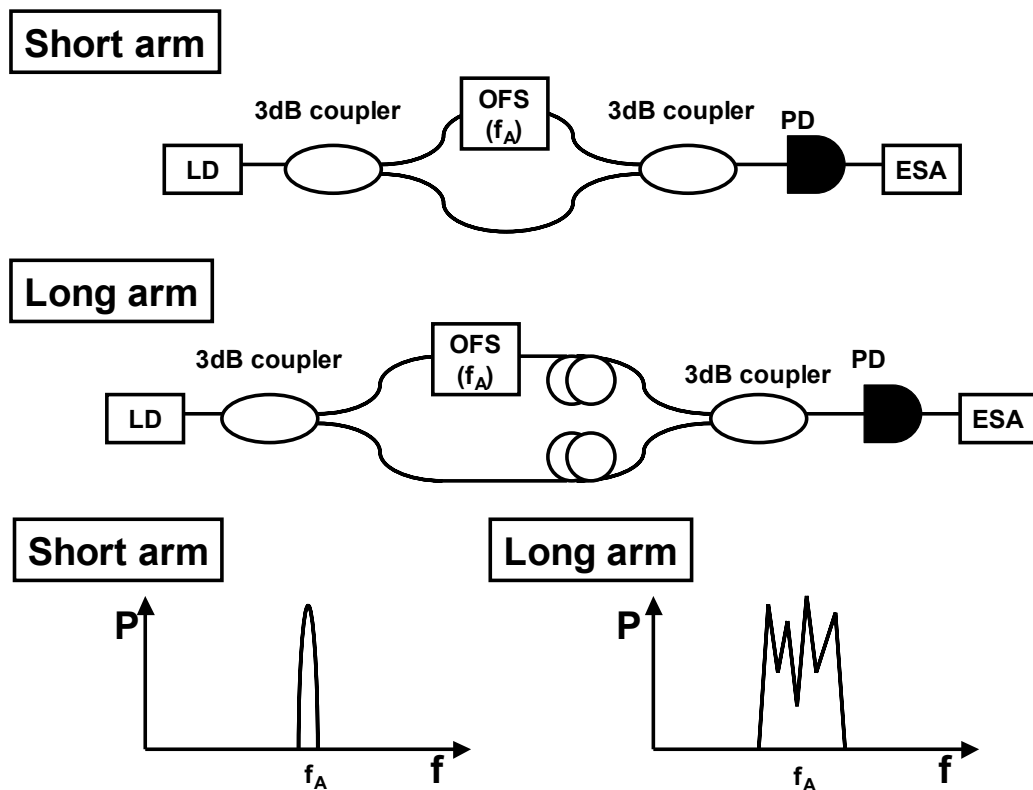


図 4.16: 環境の変動による干渉計への影響

ファイバミラーで反射させた場合と、アームの長い場合として 5 km のシングルモード光ファイバを挿入してファイバミラーで反射させた場合を行った。参照光路の遅延光ファイバには、アームの短い場合は何も光ファイバを挿入せず、アームの長い場合には信号光路の往復を考慮して 10 km のシングルモード光ファイバを設置した。この時にアームの短い場合も長い場合も等光路になるように調節している。また実験室内では環境が一定になってしまうことから、5 km のシングルモード光ファイバを実験室の外に数時間置いてから実験室内に入れて環境が変動するようにして素早く測定した。

この時の実験結果が図 4.18 である。干渉計のアームが短い場合には図 4.18 (a)のように AOM のシフト周波数 100 MHz の位置にデルタ関数形状の鋭いピークを持つ。この時、電気スペクトラムアナライザのバンドパスフィルタの幅は 1 kHz である。ピークの形状はほぼバンドパスフィルタのフィルタ形状になっている。これに対して信号光路に 5 km、参照光路に 10 km のシングルモード光ファイバを挿入した干渉計のアームが長い場合には図 4.18 (b)のようにビート周波数が揺らいでいることがわかる。この時も同様に電気スペクトラムアナライザのバンドパスフィルタの幅は 1 kHz である。このことから km オーダとい

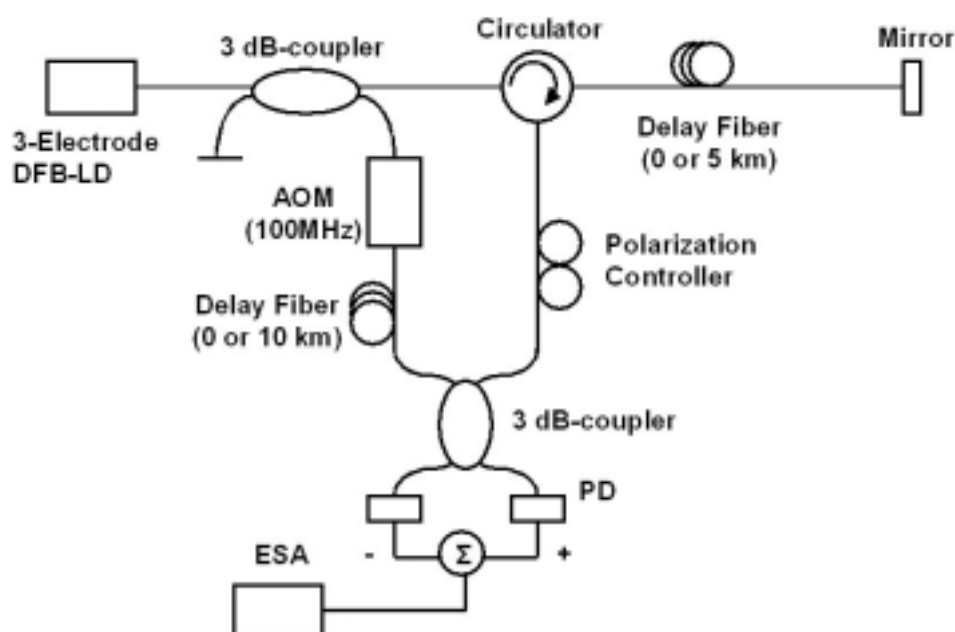
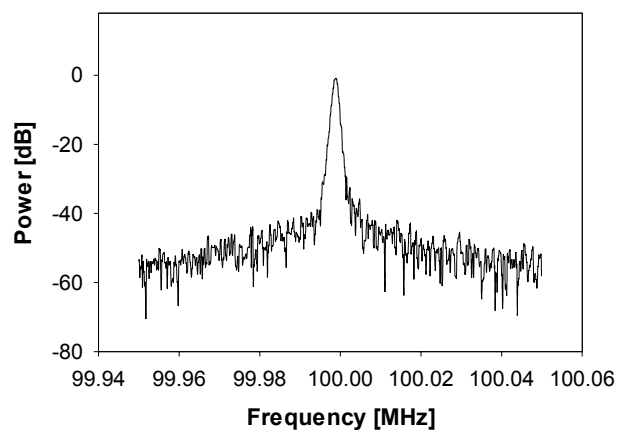


図 4.17: 環境変動による干渉計への影響を測定する実験系

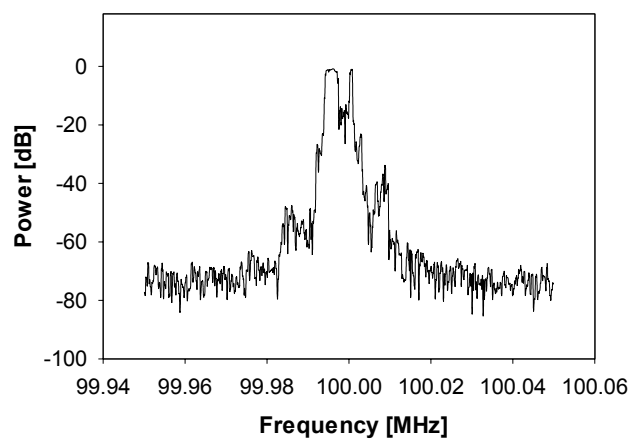
った干渉計のアームが長い場合にはビート周波数が揺らぐことが確認できた。その結果バンドパスフィルタの帯域が狭いと正しい干渉情報を得ることができないことがわかる。そこでバンドパスフィルタの帯域を 10 kHz に設定して、干渉計のアームが長い場合について再び測定した。結果が図 4.18 (c)である。バンドパスフィルタの帯域が広いことから干渉計の環境の変動によりビート周波数が揺らいでないことが判る。バンドパスフィルタの帯域幅はシステムの測定時間に相当する。バンドパスフィルタの帯域が狭い場合にはそれだけシステムの測定時間が長いことを意味し、環境の変動などによる揺らぎに影響を受けやすくなる。逆にバンドパスフィルタの帯域が広い場合にはシステムの測定時間が短いことになり、干渉計が環境の変動などにより揺らぐ前に測定を終わらせることができる。すなわち環境変動に強いシステムと言える。

ここで空間分解能と環境の変動による位相雑音、バンドパスフィルタの帯域について考える。ある環境において光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリを用いる場合には、その環境において温度などの変動によりビート周波数がどの程度変動するかを測定する必要がある。それによりその環境においてバンドパスフィルタの最低となる帯域が決定する。したがって、デルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成するための光源での光周波数変調の変調周波数  $f_{\text{source}}$  は、

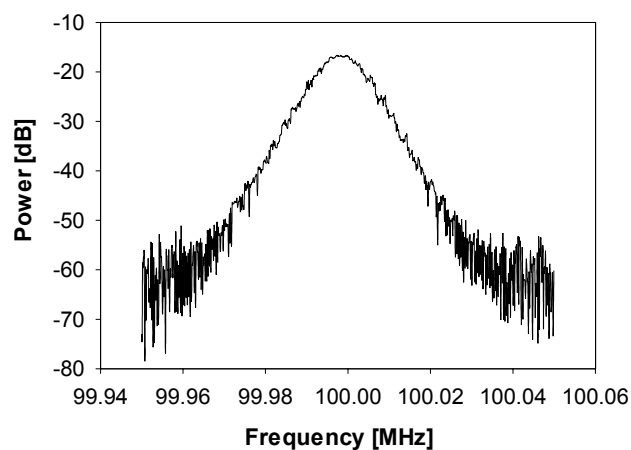




(a)



(b)



(c)

図 4.18: 環境変動による干渉計出力スペクトラムの変化 (a)干渉計のアームが短い場合 (b)干渉計のアームが 10 km ある場合 (c)バンドパスフィルタの帯域が 10 kHz の場合

$$f_{source} > W_{BPF} \quad (4.30)$$

という条件を満たす必要がある。 $W_{BPF}$  はバンドパスフィルタの帯域に相当する周波数である。これは時間で考えるとバンドパスフィルタの帯域で決まる測定時間よりも短い時間で光源の光周波数変調を終えなければならないということである。光源の光周波数変調の周期が制限されると、それにより光源の変調のステップ数が制限されることになる。変調のステップ数が多ければ多いほど光周波数変調の総変調量が増加し、それに反比例して空間分解能が向上する。この変調のステップ数が制限されるということは空間分解能が制限されるということである。つまり空間分解能と測定時間の間にはトレードオフの関係がある。

## 第2項 可干渉度による影響

次に可干渉度による影響について検討する。図 4.19 に示すように可干渉度は光路差が大きくなるにつれて減少していく。光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリでは光波コヒーレンス関数を合成する為の光源への光周波数変調の各ステップの一部を切り出している。したがってこの光路差が光波コヒーレンス関数を合成する為の光源への光周波数変調の1ステップのステップ長に等しいときに、信号光パルスと参照光パルスは光周波数変調の変調段がちょうど一段ずれた状態で重なる。この状況では信号光パルスと参照光パルスの周波数差がそれぞれのステップごとに異なることから、受光器ではビート周波数がステップごとに異なるような状態になり様々な周波数成分が生じることになる。この現象によるダイナミックレンジへの影響を抑圧する為には、光路差が1ステップのステップ長に等しくなったときには可干渉度がシステムのダイナミックレンジよりも低くなるようにする必要がある。これにより例えば1ステップずれた状態で信号光パルスと参照光パルスが重なったとしても、ダイナミックレンジに影響を与えない。これにより光波コヒーレンス関数を合成する為の光周波数変調の1ステップのステップ長が決定される。ダイナミックレンジが大きいときにはステップ長が長くなり空間分解能が劣化する。したがってこの点ではダイナミックレンジと空間分解能はトレードオフの関係にある。

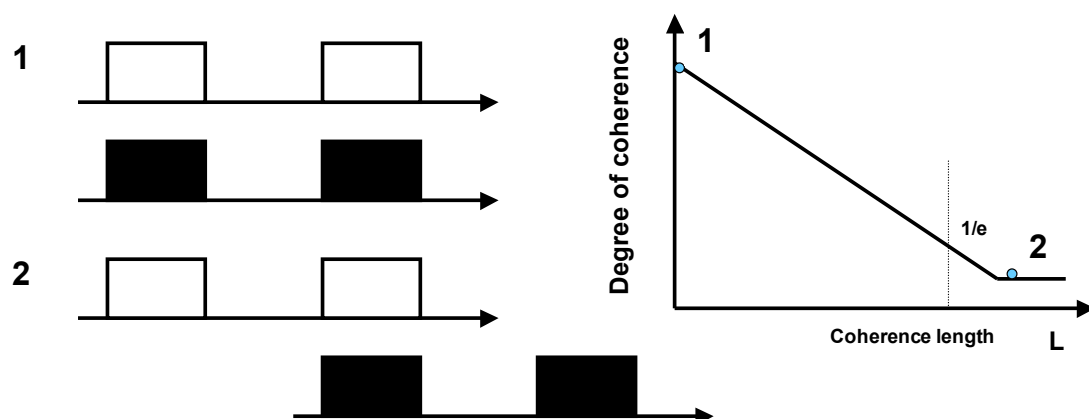


図 4.19: 光源の可干渉度と光周波数変調のステップ長の関係

### 第 3 項 光パルス窓による影響

最後に光パルス窓の窓幅と合成するデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数のピーク間隔による影響について検討する。光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリでは、光パルス窓によりピーク列の中からただひとつのピークを取り出している。したがってピークの間隔は光パルス窓の窓幅よりも最低でも大きくする必要がある。ピークの間隔は前章の式(3.5)でわかるように、デルタ関数形状の光波コヒーレンス関数を合成する為の矩形波変調における 1 ステップの周波数変調量に反比例する。つまりピークの間隔を広げるためには周波数変調量を少なくする必要がある。しかし、空間分解能について考慮する場合には、ステップ数が決まっているとすると、1 ステップの周波数変調量が多いほど空間分解能が向上することになる。ピーク間隔が最低となるのは光パルス窓の窓幅に等しいときであるので、そのピーク間隔に相当する周波数変調量が最大となる。つまり光パルス窓により 1 ステップの周波数変調量が決まる。

### 第 4 項 空間分解能に関するまとめ

以上の議論についてまとめると、まず環境の変動による位相雑音と、受光器後に設置するバンドパスフィルタの帯域幅により、光源の光周波数変調の周期が決定する。次に可干渉度とダイナミックレンジの関係から、光周波数変調の 1 ステップのステップ長が決まる。

そして最後に光パルス窓の窓幅と合成する光波コヒーレンス関数のピーク列におけるピーク間隔により 1 ステップの周波数変調量が決定する。それによりシステムにおいて、光波コヒーレンス関数を合成する為の光周波数変調波形が決まり、空間分解能が決定する。

#### 第 4 節 測定範囲

このシステムの測定範囲は図 4.20 のように各光パルス窓の窓幅と窓の数により決まる。光パルス窓の窓幅については光ファイバ遅延ループのループ長や光波コヒーレンス関数のピーク間隔、コヒーレンス長などが影響する。窓の数は光ファイバ遅延ループ内にある光周波数シフトの周波数シフト量と受光器の帯域により決まる。光パルス窓の窓幅については空間分解能やダイナミックレンジなど他のシステム性能と含めて決定することになる。そこでこの節では主に窓の数について議論することにする。

受光器の帯域は用いる受光器にのみ依存する。一般に帯域の広い受光器ほどコストがかかる。また受光器の帯域が広くなると、受光器後に設置するバンドパスフィルタも高周波に対応する必要がある、コストがかかるようになる。したがって、窓の数を考える場合には受光器の帯域よりも、光ファイバ遅延ループ内にある光周波数シフトの周波数シフト量が重要となる。

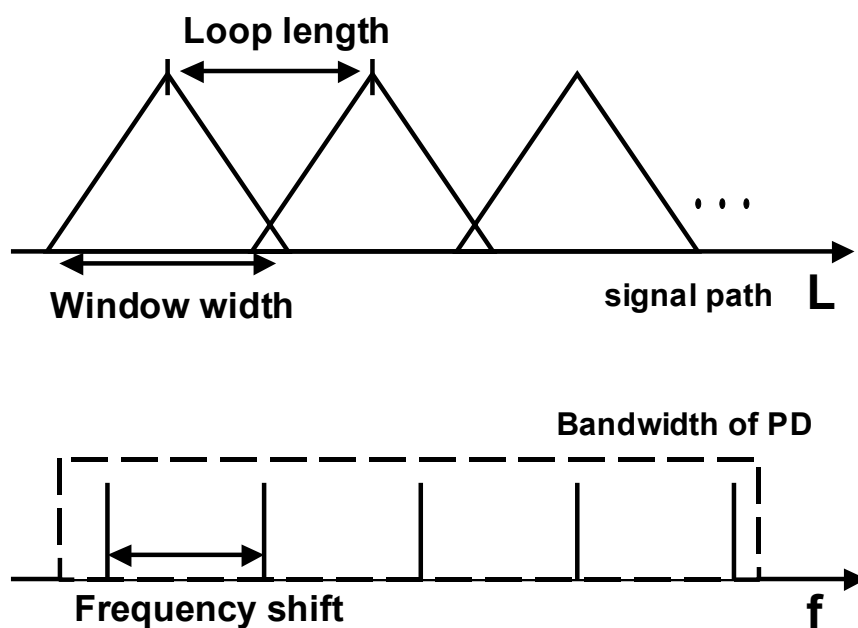


図 4.20: 測定範囲を決定する要因

光ファイバ遅延ループ内にある光周波数シフタの周波数シフト量を決定する要因について考察する。まず図 4.21 のような光ファイバ遅延ループが存在しない光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリにおいて、受光器後の出力電流がどのようなスペクトルになるかについて議論する。光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリでは、デルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成するために図 4.21 のように矩形波状に多段に光周波数変調を行っている。また合成されたデルタ関数形状のピークを掃引するために矩形波状に多段に光位相変調を行っている。さらに光スイッチで光パルスにするために光源の光周波数変調のステップの一部を切り出している。これは信号光路の対象となる光ファイバや光導波路上に、光パルス窓を作りただひとつのピークが存在するようにしている。

ここで改めて受光器直後の式(3.8)を出すと、

$$i(t) = V(t - \tau) \cdot V^*(t) \exp(j2\pi f_A t) \\ = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N A(t - nT - \tau) A^*(t - mT) e^{[j2\pi(f_A - f_n + f_m)t - j2\pi(f_0 + f_n)\tau + j\theta_m]} \quad (3.8)$$

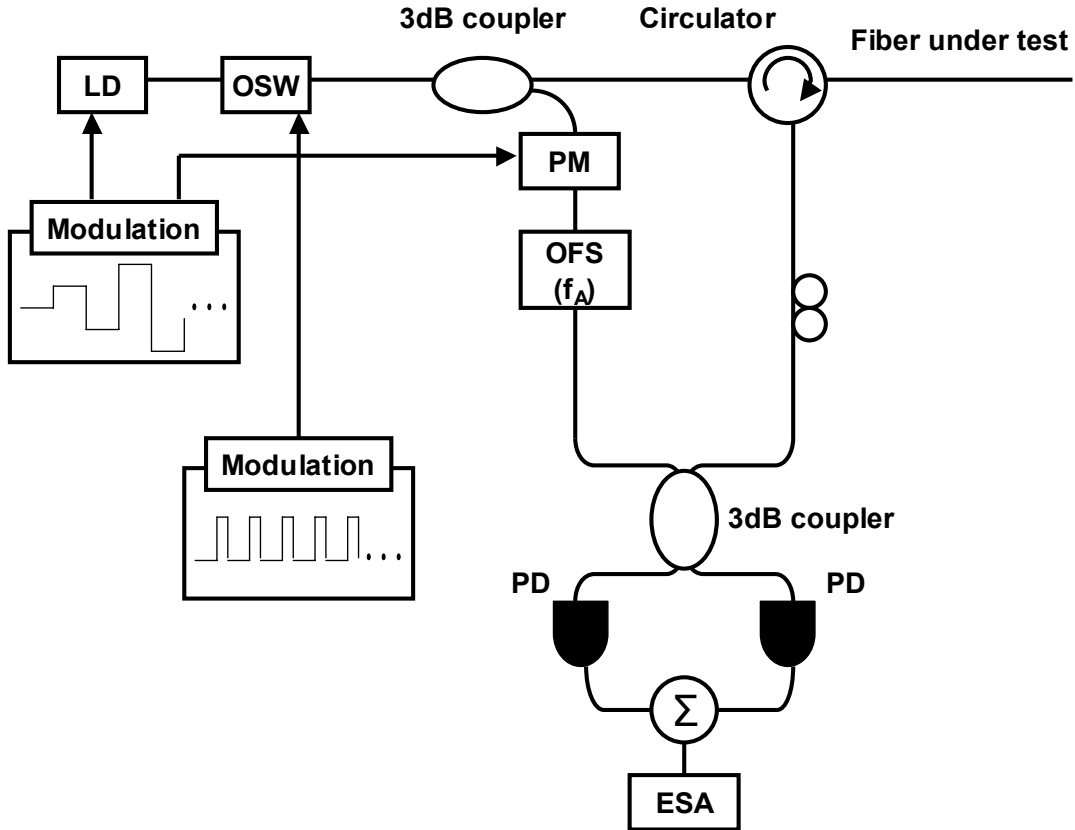


図 4.21: 光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリ

である。ただし、 $n=m$  のときのみに出力の値を持つことから、

$$i(t) = \sum_{m=1}^N A(t-mT-\tau) A^*(t-mT) e^{[j2\pi f_A t - j2\pi(f_0+f_m)\tau + j\theta_m]} \quad (4.31)$$

と簡略化できる。信号光路と参照光路が等光路の場合には時間遅延が生じないことから参照光路に挿入した光周波数シフトのシフト周波数を周波数とする信号となる。この時にパルスは完全に重なっていることから信号の包絡線は光スイッチへの変調信号に等しい。この時に式(4.31)は、

$$i(t) = \sum_{m=1}^N |A(t-mT)|^2 e^{[j2\pi f_A t + j\theta_m]} \quad (4.32)$$

と表され、キャリア信号に矩形波状の強度変調をかけたことになり、この信号のパワースペクトラムの包絡線は、

$$X(f) = \frac{T \cdot \sin(\pi(f-f_0)T)}{\pi(f-f_0)T} \quad (4.33)$$

という式で表され、Sinc 関数のようなパワースペクトラムとなる。

一方で信号光路と参照光路に光路差がある場合には式(4.31)をそのまま用いることになる。この時にはパルスの重なった部分だけにビート信号が存在するようになる。これは強度変調である。光路差により各周波数ステップに相当する位相変化がそれぞれのパルスに生じる。これは位相変調である。この強度変調と位相変調により出力信号のパワースペクトラムが広がる。光路差によりパワースペクトラムの広がり具合が変化し、それに伴って、ビート周波数成分が変化することで光波コヒーレンス関数の形状となる。光波コヒーレンス関数の合成法では、この信号をバンドパスフィルタに通すことで不要な情報成分を除去し、ビート周波数成分のみを抽出する。そこで式(4.31)で表される出力信号のパワースペクトラムをシミュレーションする。光周波数シフトのシフト周波数  $f_A$  を 80 MHz、光源での光周波数変調の 1 ステップの時間長を 500 ns、変調ステップ数が 160 ステップ、したがって変調周波数は 12.5 kHz、パルスにする強度変調の周波数は 2 MHz とした場合の出力信号のパワースペクトラムが図 4.22 である。必要とする周波数成分 (80MHz) 以外にもピークが出来ている。光波コヒーレンス関数の合成において、これは本来不要な情報成分でありバンドパスフィルタで除去されているので気にかける必要が無い。しかし測定範囲を広げるために各光パルス窓の反射情報を異なるビート周波数成分から抽出することを考える場合にはこれらの不要な情報成分の様子について考察する必要がある。ビート周波数の周囲

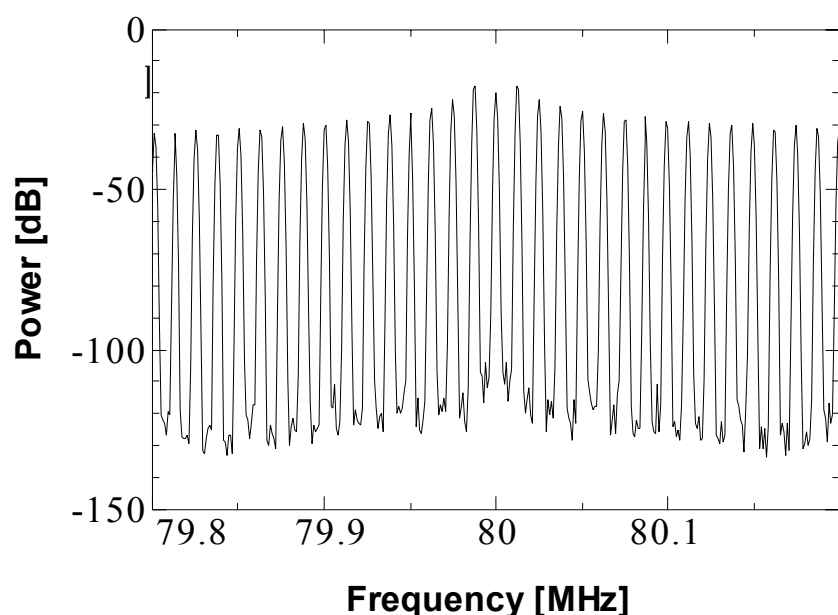


図 4.22: 光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリにおける出力電流スペクトラムのシミュレーション

の離散的なピークは光波コヒーレンス関数を合成するための光周波数変調の変調周波数により決まる周波数間隔で並んでいる。光路差が大きくなるにつれて、光波コヒーレンス関数に対応する物理量であるビート周波数 (80MHz) の成分が減少していくが、それに伴い減少した分のパワーは周囲のサイドピークに移る。このときサイドピークの周波数間隔は光路差が変化したことには不感であり、そのパワーが変化するだけである。

これまでの議論より光波コヒーレンス関数の合成法では出力信号のパワースペクトラムが周波数軸上に広がりをもつことが分かる。その為に単純に光ファイバ遅延ループ内における光周波数シフトのシフト周波数を設定することができない。しかしその周波数軸上での広がり離散的なものであり、光源の光周波数変調における変調周波数の間隔でピークを持つ。このことから光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成による遠方監視用リフレクトメトリにおいて、光ファイバ遅延ループ内の光周波数シフトのシフト周波数を適切に設定して、各光パルス窓のパワースペクトラムの不要なサイドピークがお互いに影響を与えないようにする必要がある。それぞれの光パルス窓内における反射情報のクロストークを抑圧する為には図 4.23 のように 2 つの手法が考えられる。まず、各光パルス窓のビート周波数の間隔を十分に大きくして、互いに影響を与えないようにする

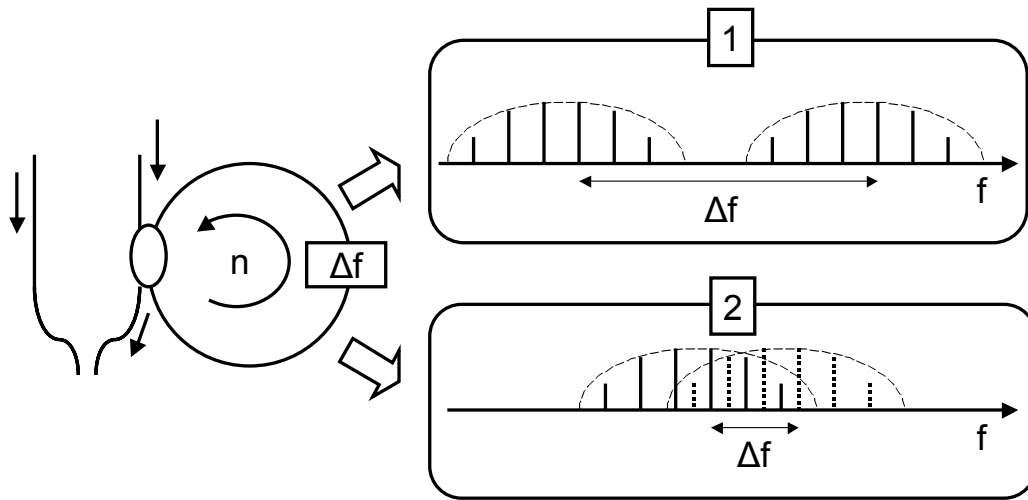


図 4.23: 各光パルス窓の反射情報が重ならないようにシフト周波数を設定する手法

手法である。各光パルス窓ごとのパワースペクトラムはビート周波数を中心として、そこから離れるにしたがって小さくなる。このときのパワースペクトラムの包絡線は、光スイッチから出力される光パルスの形状により決まる。したがって適切にシフト周波数を設定することでクロストークを抑圧することができる。もう一方が、サイドピークとサイドピークの間の周波数に別の光パルス窓のビート周波数を設定することで互いに影響を与えないようにする手法である。サイドピークの周波数間隔は光路差が変化したことには不感であることからクロストークが抑圧することができる。サイドピークの間隔は光波コヒーレンス関数を合成する為の光周波数変調の変調周波数により決まり、またそれぞれのピークの幅は受光器直後のバンドパスフィルタの帯域により決まる。

シフト周波数を十分に大きくする手法について検討する。図 4.24 のように光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリでは光源の直接周波数変調に同期して光スイッチは動作する。このとき光周波数変調のステップの一部を矩形波状に切り出す。したがって光周波数変調のステップ長を周期とする方形波の強度変調となる。このような方形波のパワースペクトラムは Sinc 関数を包絡線とする形状となる。このパワースペクトラムの包絡線の形状は常に一定ではなく図 4.25 のように反射点の位置により形状が変化する。等光路である場合には信号光のパルスと参照光のパルスが完全に重なることから、電流信号のパルス幅も広い。したがってパワースペクトラムの Sinc 関数の周期が短くなり、逆にパルス幅が広いことからパワースペクトラム全体の強度は増加する。したがってパワースペクトラムになる。これに対して光路差が生じた場



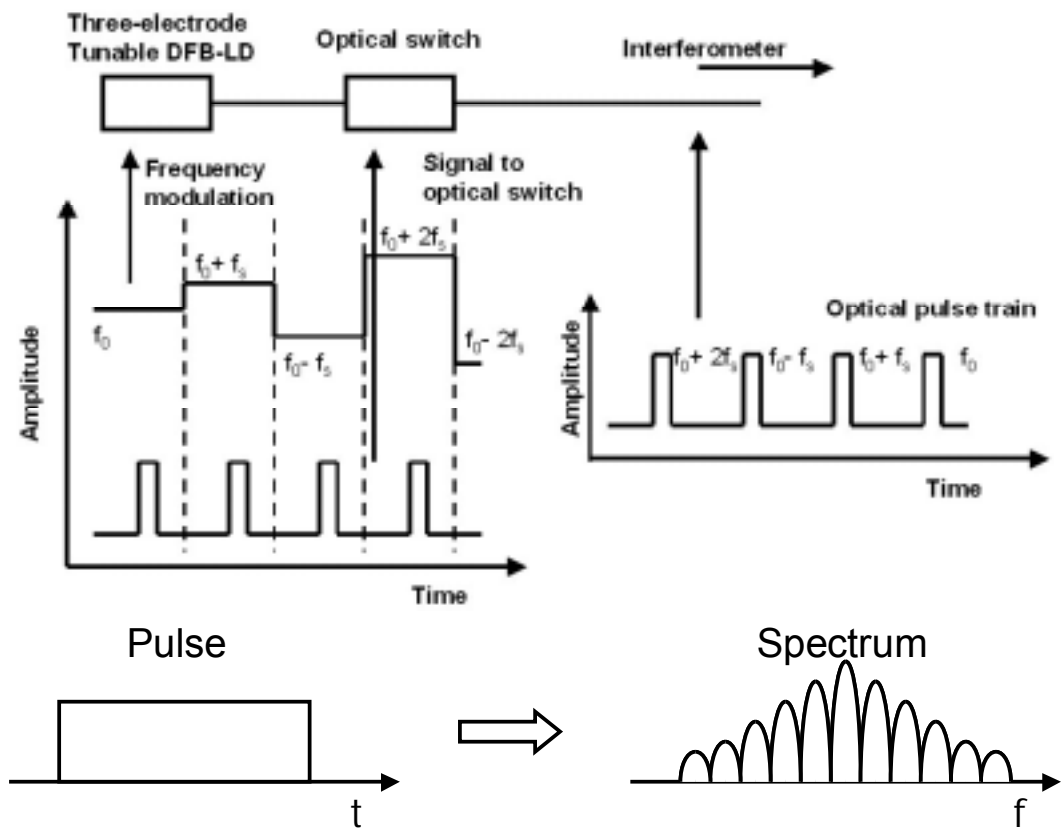


図 4.24: 光パルスによる出力電流スペクトラムの包絡線

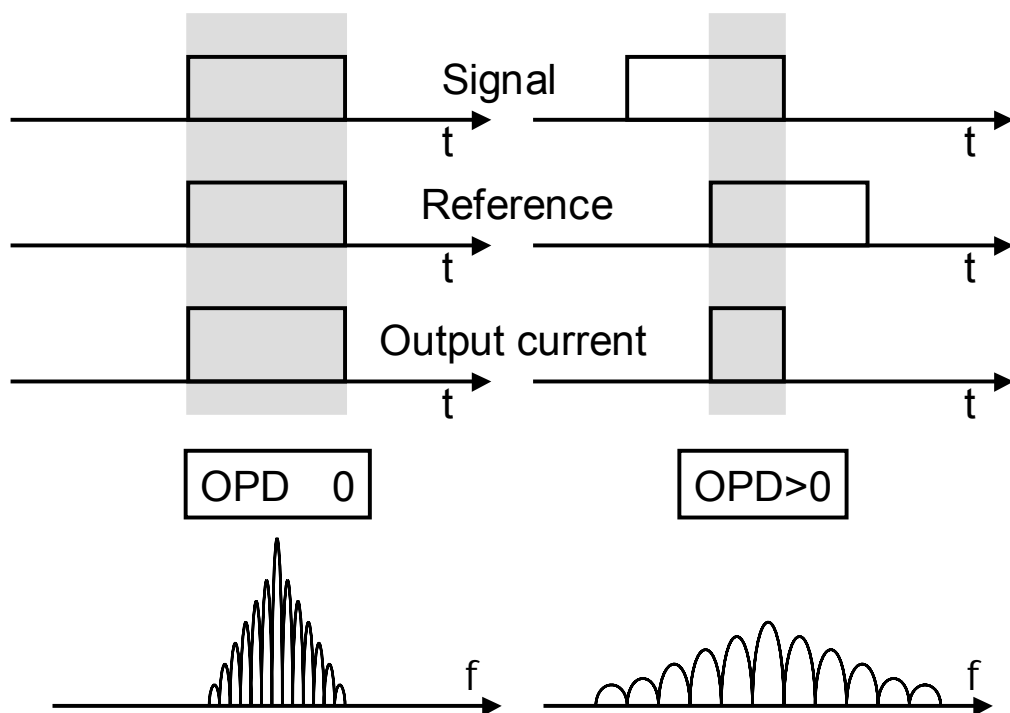


図 4.25: 光路差による出力電流スペクトラムの包絡線の変化

合には信号光のパルスと参照光のパルスの重なる部分が減少する。これにより電流信号のパルス幅が狭くなる。したがってパワースペクトラムの Sinc 関数の周期がながくなる。逆にパルス幅が狭いことから全体として強度は減少する。ここで重要となるのがダイナミックレンジとの関係である。図 4.25 からわかるように包絡線が Sinc 関数であることから中心となる周波数からずれるにしたがってパワーが減少する。このパワーがシステムのダイナミックレンジより小さくなる周波数が重要である。図 4.26 のように光路差によりスペクトルの包絡線の形状が変化することから、全ての光路差、全ての包絡線の形状においてダイナミックレンジより小さくなる最大の周波数がある。光ファイバ遅延ループ内にある光周波数シフトのシフト周波数が、この最大の周波数よりも大きい場合には互いに影響をあたえることはない。したがってシフト周波数の最適はこの最大の周波数ということになる。この時には図 4.26 のように周波数軸上に各光パルス窓のスペクトルが並ぶ。

次にサイドピーク間に別の光パルス窓のビート周波数を設定する手法について検討する。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では全ての変調が光源の光周波数変調に同期して行われる。その為にシステム全体としての周期は光源の光周波数変調の周

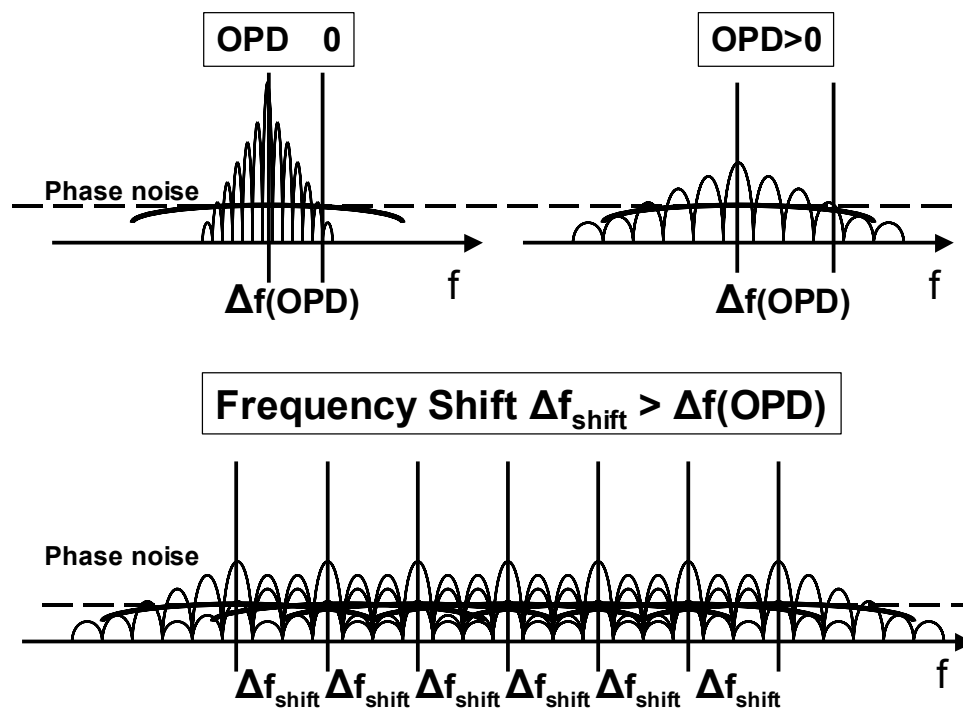


図 4.26: シフト周波数を十分に大きくした場合の出力電流スペクトラムの様子

期により決まる。このことから出力信号のパワースペクトラムは光源の光周波数変調の変調周波数間隔でサイドピークが並ぶ。またそれぞれのピークは受光器後に設置しているバンドパスフィルタの帯域によりピーク幅が決まる。このピーク幅とサイドピーク間隔により、図 4.27 のようにひとつのピーク間に挿入することができるビート周波数の数が決定する。

さらに光パルス窓の窓数を増やすために、この 2 つの手法を併用する方法がある。その様子を図 4.28 に示す。シフト周波数を、

$$\Delta f_{\text{shift}} = m f_{\text{source}} + \frac{1}{n} f_{\text{source}} \quad (4.34)$$

とする。これはビート周波数のピークに対して  $m$  番目と  $m+1$  番目のサイドピークの間に、ピーク間隔の  $1/n$  の周波数に隣の光パルス窓のビート周波数を設定することを示している。これにより  $n$  個の隣り合う光パルス窓のパワースペクトラムは互いのサイドピークがピーク間に配置されるようになる。ただし、 $n+1$  番目の光パルス窓のパワースペクトラムとはクロストークが生じる。ここで  $n+1$  番目の光パルス窓のビート周波数との周波数差  $n\Delta f_{\text{shift}}$  が十分に大きくなるように設定することで、1 番目と  $n+1$  番目のサイドピークは互いにシステムのダイナミックレンジよりも小さくなり、クロストークを抑圧することができる。

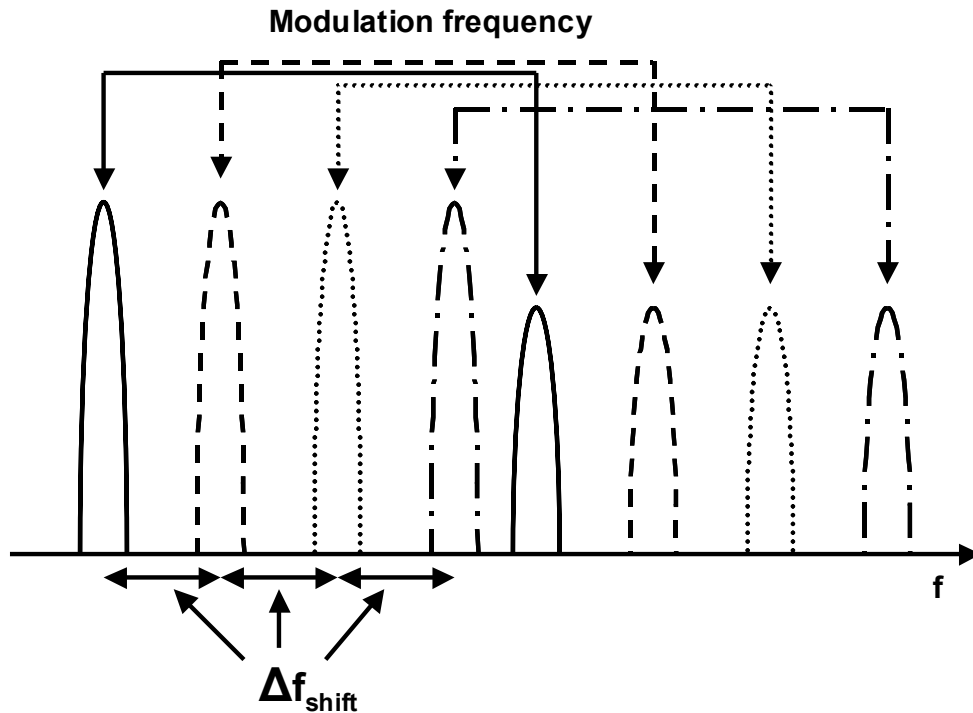


図 4.27: サイドピーク間に別の光パルス窓のビート周波数を設定する手法

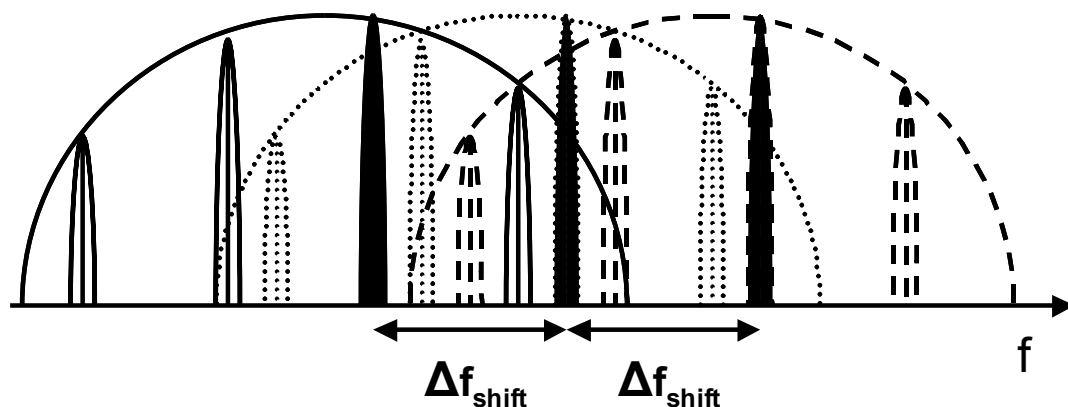


図 4.28: 出力電流スペクトラムの包絡線を考慮してビート周波数をサイドピーク間に設置する手法

## 第 5 節 測定時間

測定時間はシステムの性能を決定する重要な性能である。このシステムにおいて測定時間を決定する要因としては、ある 1 点の反射率を測定する時間、測定点の間隔、あるひとつの光パルス窓の測定範囲、そして光パルス窓数である。まずある 1 点の反射率を測定する時間である。これは直接決定する要因としては、出力段に設けたバンドパスフィルタの帯域である。次に測定点の間隔はシステムの空間分解能と位置精度により決まる。さらに光パルス窓の測定範囲は光源のコヒーレンス長や光波コヒーレンス関数のピーク間隔により決まる。最後に光パルス窓数は受光器の帯域と光周波数シフト量により決まる。これらのパラメータは測定範囲・空間分解能・ダイナミックレンジなどの他の性能にも影響する。ある 1 点の反射率を測定する時間を 1 msec、測定点の間隔を 1 cm、測定範囲を 1 km とすると測定時間は 100 sec となる。

## 第 6 節 システム性能に関するシミュレーション

前節までの各性能についての説明より、光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリのシステム性能に関するシミュレーションを行う。まず前提となるパラメータを述べる。光源の線幅を 2 MHz、出力段における電気のバンドパスフィルタの帯域を 10 kHz、1 kHz、100 Hz、受光器の帯域を 1 GHz、そし

て光ファイバ遅延ループのループ長と光パルスのパルス幅を等しくした。光源の線幅を 2 MHz としたのは、実験において使用した光源の線幅と対応するためである。次にバンドパスフィルタの帯域については、ダイナミックレンジと環境変動の点から決定した。端面反射を考慮するとダイナミックレンジは最低でも 20 dB 以上が望ましい。またダイナミックレンジを向上させるために帯域を狭めると環境変動の影響がでる。このことから上記の 3 つの帯域に設定した。さらに受光器の帯域であるが、これは実験において使用する受光器の帯域と対応している。測定範囲の拡大を行う場合にはより広い帯域を持つ受光器が必要となる。しかしながら高周波用の受光器とそれに対応するバンドパスフィルタはコストがかかる。

光ファイバ遅延ループのループ長と光パルスのパルス幅が等しいのは、図 4.29 のような状況である。この時の光パルス窓は三角形が互いに重なったような形状となっている。これは信号光パルスと参照光パルスが互いにずれ始めると、ループを 1 周だけ余計に周回した参照光パルスと重なることになる。光パルス窓同士が重なりあっていることによる各

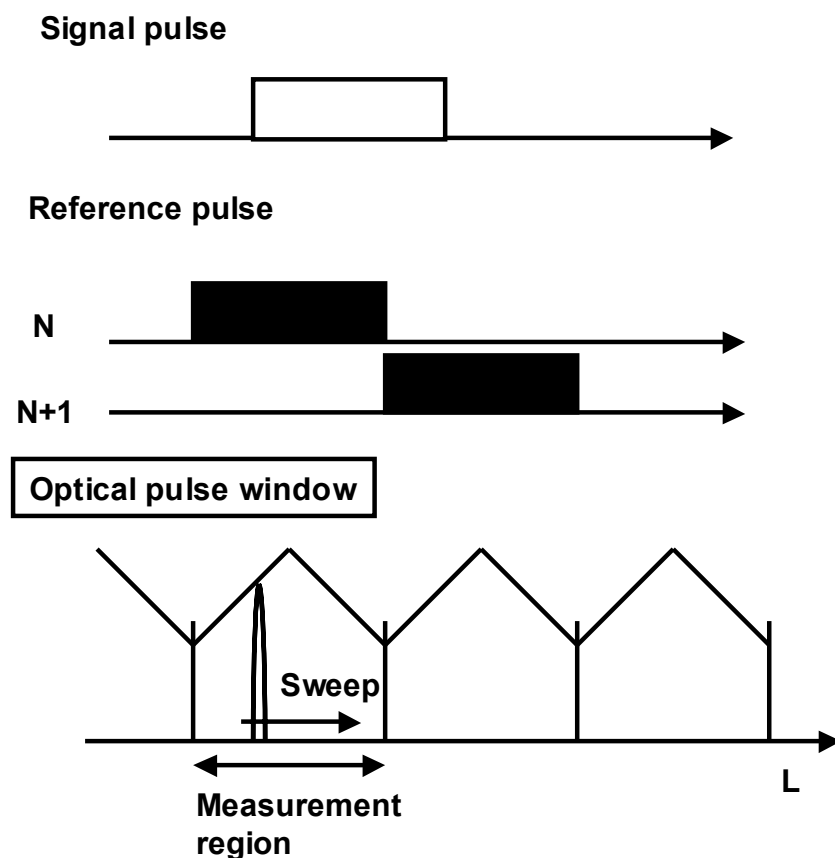


図 4.29: 光ファイバ遅延ループのループ長と光パルス幅を等しくした時の光パルス窓とその測定範囲

光パルス窓での反射情報のクロストークは各光パルス窓内の反射情報を調べるための光波コヒーレンス関数のピークを掃引する範囲を制限することで防ぐ。信号光パルスと参照光パルスの時間差がちょうど光パルス幅の半分に相当するときに各光パルス窓の出力は等しくなる。それは時間差がない場合の出力のちょうど半分の大きさとなる。これが光波コヒーレンス関数のピークを掃引する幅である。ひとつの窓に存在する光波コヒーレンス関数のピーク列のピーク間隔を、光パルス窓の窓幅と同じにすることにより各光パルス窓の反射率分布が連結され、全ての光パルス窓をあたかもひとつの光波コヒーレンス関数のピークで全て掃引したかのような反射率分布を得ることができるようになる。ここで、この場合におけるダイナミックレンジについて考える。先ほど説明したようにピークの掃引する範囲は光パルス窓の出力が半分になる場所である。したがってピークが掃引する一番端の場合でも 3 dB しか低下しないことになる。

バンドパスフィルタの帯域を 10 kHz にした場合の結果を図 4.30 に示す。それぞれの点は光パルス窓の窓幅が異なり、上から順番に 30 m、25 m、20 m、15 m、10 m である。光パルス窓の窓幅を大きくすることで測定範囲が拡大されていることが判る。しかし、それに伴って空間分解能が劣化している。さらにダイナミックレンジにおいても測定範囲の拡大により低下していることがわかる。1 km の測定範囲では空間分解能が約 40 cm、ダイナミックレンジも -17 dB となる。したがってバンドパスフィルタの帯域では km オーダの測定範囲と 10 cm の空間分解能を実現することはできない。

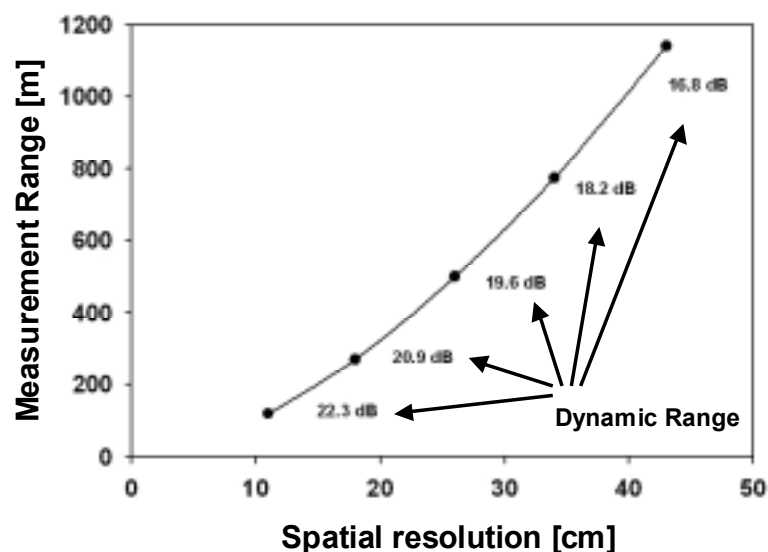


図 4.30: 空間分解能・測定範囲・ダイナミックレンジのシミュレーション (バンドパスフィルタの帯域 10 kHz)

次にバンドパスフィルタの帯域を 1 kHz にした場合の結果を図 4.31 に示す。バンドパスフィルタの帯域が 10 kHz である場合に比べて空間分解能が全て 10 cm 以下と向上しており、ダイナミックレンジも 10 dB ほど向上している。しかし測定範囲については最大でも約 400 m 程度であり、km オーダの測定範囲を実現することはできない。

ここで図 4.31 の結果について考察する。バンドパスフィルタの帯域を 10 kHz から 1 kHz にしたことにより光源の FM 雑音により生じるローレンツ形状のノイズフロアのフロアレベルが 10 dB ほど下がり、それによりダイナミックレンジが向上した（図 4.32）。一方でビートスペクトラムの広がりによる影響を抑圧するために、光周波数シフト量をより大きくする必要がある。結果として光パルス窓数が減少し測定範囲が狭まった。そこでバンドパスフィルタの帯域を 1 kHz の場合において、ダイナミックレンジを 10 dB ほど低下させ、光周波数シフト量を帯域 10 kHz の場合と同様にすることで測定範囲の拡大を行った。そのシミュレーション結果が図 4.33 である。図 4.31 の場合に比べて測定範囲が拡大されていることがわかる。測定範囲が 1 km の場合には空間分解能は約 5 cm となっている。しかしながらダイナミックレンジが -17 dB 程度になっている。

ここまでのシミュレーションでは、第 4 節の最初に述べたビートスペクトラムの包絡線がダイナミックレンジの範囲で、各光パルス窓同士で影響を与えないように光周波数シフ

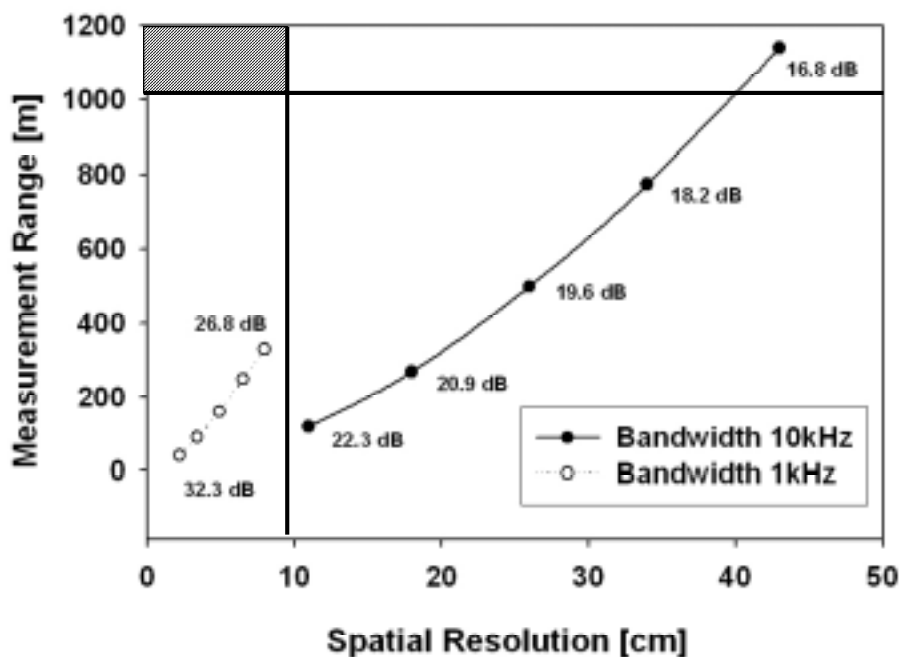


図 4.31: 空間分解能・測定範囲・ダイナミックレンジのシミュレーション（バンドパスフィルタの帯域 1 kHz と 10 kHz）

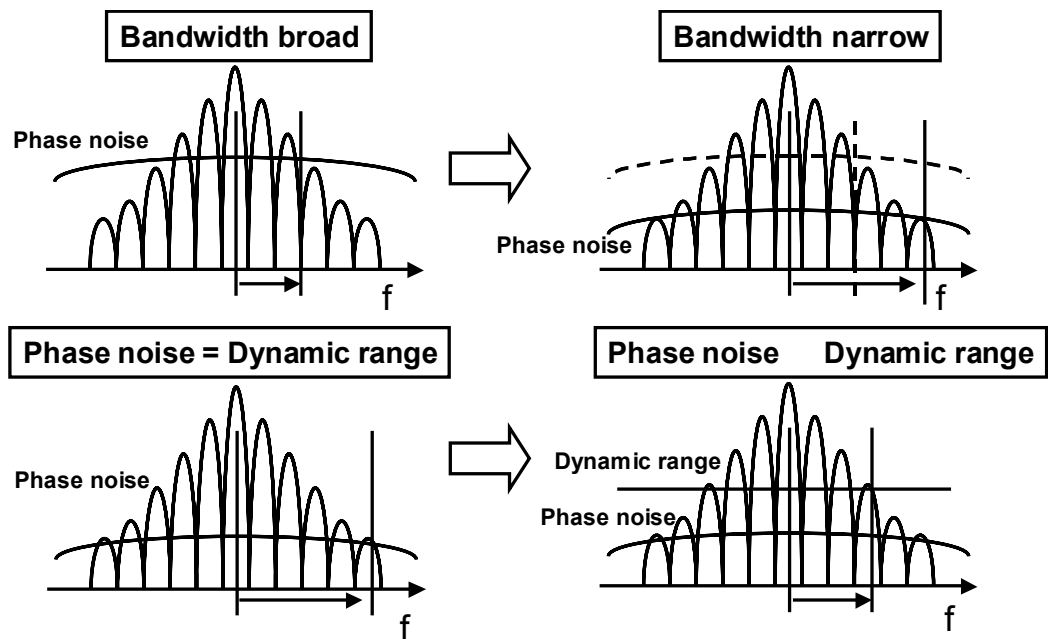


図 4.32: バンドパスフィルタの帯域によるシフト周波数の変化とダイナミックレンジを制限することによるシフト周波数の変化

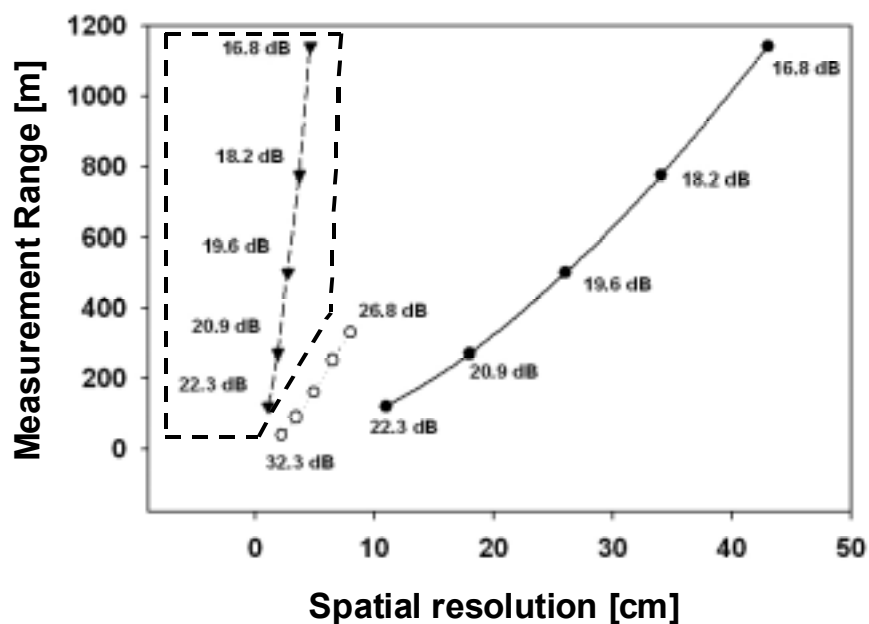


図 4.33: ダイナミックレンジを 10 dB 制限した場合の空間分解能・測定範囲・ダイナミックレンジのシミュレーション（バンドパスフィルタの帯域 1 kHz と 10 kHz）

ト量を決定する手法を用いていた。そこでさらに第 4 節の最後に述べたビートスペクトラムが離散的なピークを持つ形状であることを利用して、光周波数シフト量を決定する手法



を導入して光パルス窓の窓数を増やす。このシミュレーション結果が図 4.34 である。サブピーク間に 3 つの光パルス窓のサブピークを配置することで測定範囲が 3 倍に拡大されている。このとき、測定範囲と空間分解能はトレードオフの関係になっていることから、空間分解能も 3 倍になり劣化している。このシミュレーション結果より 1 km 以上の測定範囲と 10 cm の空間分解能、そして 20 dB のダイナミックレンジが可能であることを示された。

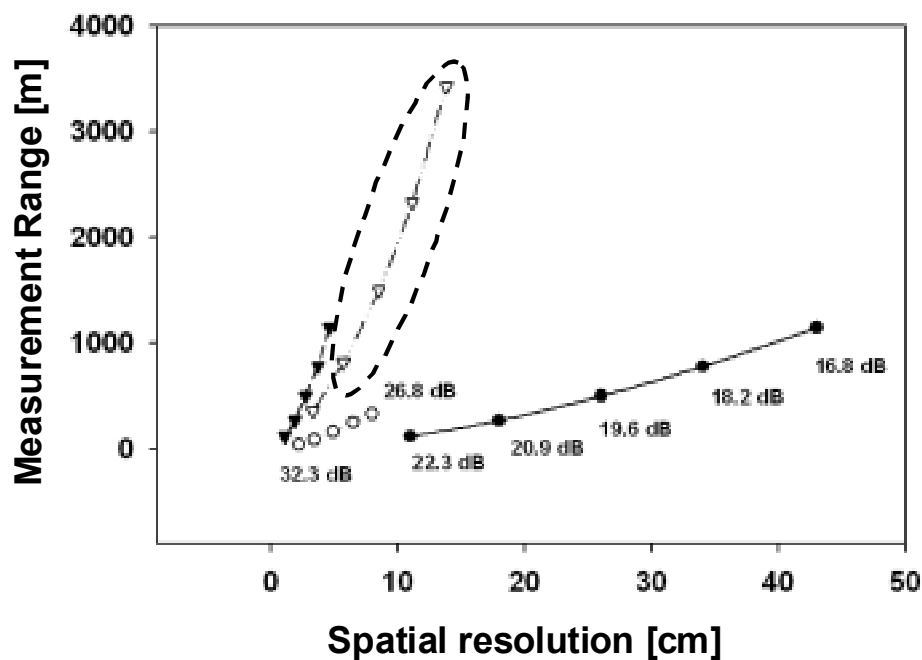


図 4.34: 出力電流スペクトラムの包絡線を考慮してビート周波数をサイドピーク間に設置する手法を用いた場合の空間分解能・測定範囲・ダイナミックレンジのシミュレーション (バンドパスフィルタの帯域 1 kHz と 10 kHz)

## 第 7 節 まとめ

本章では前章で述べた光ファイバ遅延ループを持つ光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリにおけるシステム性能について説明した。システム性能についてはダイナミックレンジ・空間分解能・測定範囲・測定時間の 4 つについて注目し、それぞれの性能が制限される要因について検討した。シミュレーションでは km オーダの測定範囲と 10 cm の空間分解能、そして 20 dB のダイナミックレンジが可能であることを示した。

## 第 5 章

# 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リフレクトメトリ

### 第 1 節 はじめに

干渉計測、あるいはコヒーレント検波を行う光ファイバリフレクトメトリにおいては使用する光源のコヒーレンス長は非常に重要なパラメータである。光源はある有限の帯域幅を持つことから光路差の増加とともに可干渉度が減少する。この時に光路差が零であるときに比べて可干渉度が  $1/e$  になった時の光路差をコヒーレンス長（可干渉長）と呼ぶ。光路差がコヒーレンス長よりも大きくなった場合には第 4 章でも説明したように出力信号のパワースペクトラムが周波数軸上において広がる。一般的に干渉計測を行うリフレクトメトリではコヒーレンス長内であることを前提としている。その為に測定範囲がコヒーレンス長により制限されることになる。測定距離の延長や測定範囲の拡大について検討するためには、コヒーレンス長を超えた場合について議論する必要がある。

干渉計測を行う代表的な手法である OFDR においてもコヒーレンス長を超えた領域について考察が行われている[38,105]。OFDR ではビート周波数により位置測定を行っていることからビート周波数のパワースペクトラムが重要となる。コヒーレンス長内では反射点に相当するビート周波数においてデルタ関数形状のパワースペクトラムとなるので、空間分解能は主にバンドパスフィルタの帯域幅により決まる。しかし、コヒーレンス長を超えた場合には図 5.1 のようにローレンツ形状のパワースペクトラムになり、スペクトラム幅も光源の線幅の 2 倍になるため、空間分解能が劣化する。

同じように干渉計測である OLCR ではコヒーレンス長を超えた場合については議論する

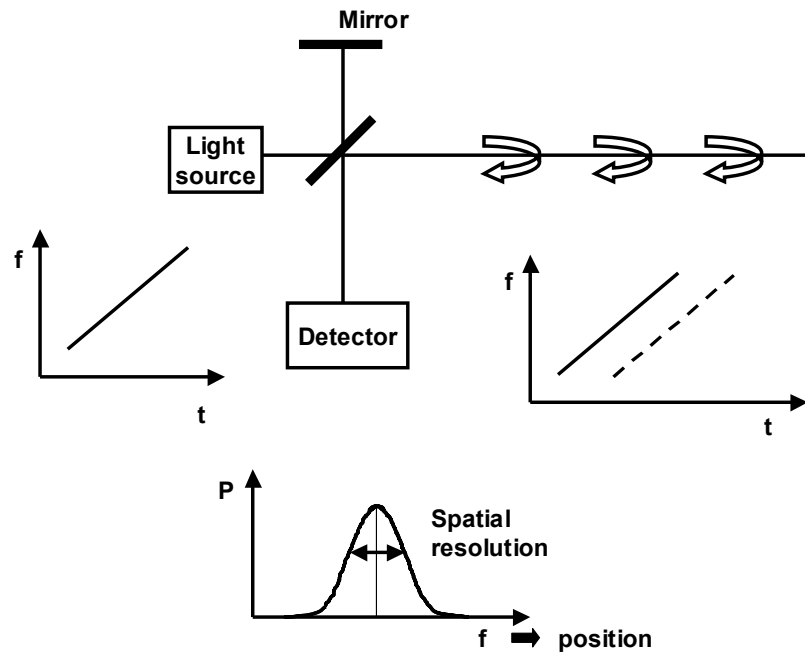


図 5.1: コヒーレンス長を超えた領域における OFDR の概念図

必要がない。OCLR ではコヒーレンス長が非常に短い光源を用いる。その為に光波コヒーレンス関数はデルタ関数形状のピークとなり、そのピークを掃引することで反射率分布を取得する。したがってコヒーレンス長は空間分解能にのみ関係し、測定範囲には関係しない。

コヒーレント検波を行う C-OTDR においてもコヒーレンス長は重要となる。C-OTDR ではコヒーレント検波を行うことで感度を向上させている。したがって図 5.2 のようにコヒーレンス長を超えると出力信号スペクトラムはローレンツ形状となることから、干渉成分が減少し感度が低下してしまうと考えられる。

保立研究室が提案している OCDR においても測定範囲はコヒーレンス長内であると考えて議論している[51-61]。OCDR は光源を光周波数変調することで等価的に低コヒーレンス光源として、OLCR と同様に反射光分布を測定する。但し OLCR では機械的に参照光路の長さを変えるのに対して、OCDR は変調により光波コヒーレンス関数のピークの位置を変化させている。しかしコヒーレンス長の外では光波コヒーレンス関数が存在しないため、測定をすることが出来ない。別の表現をすると、コヒーレンス長内ではビート周波数成分は、光源のパワースペクトラムのフーリエ変換である光波コヒーレンス関数という物理量

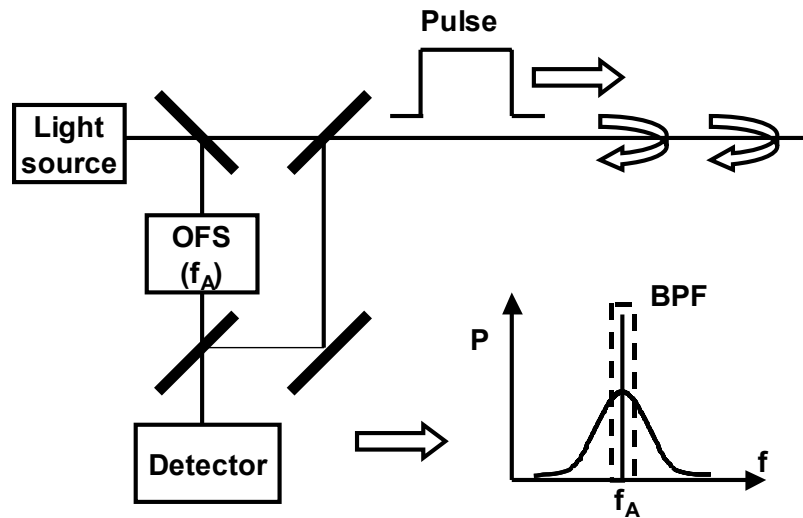


図 5.2: コヒーレンス長を超えた領域における C-OTDR の概念図

になるが、コヒーレンス長の外では対応する物理量がなく議論されていない。OCDR において測定範囲の拡大を行うにはコヒーレンス長の外での現象について議論する必要がある。

そこでこの章では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リフレクトメトリについて説明する。まず正弦波的な光周波数変調によりデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する手法を用いた OCDR について述べる。次に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リフレクトメトリを説明する。光源が線幅を持つことを含んだ光波の式を用いて、出力信号のパワースペクトラムを表現する式を導出する。そして具体的な数値により、光路差の変化によるパワースペクトラムとビート周波数成分の変化をシミュレーションする。さらにビート周波数による変化と、それに対応する検出方法を述べる。また実際に構築した実験系について説明した後、5 km 遠方における反射率分布を測定した結果を報告する。そしてシステムのパラメータと空間分解能とダイナミックレンジについて議論し、最後に既存の技術である OTDR や OFDR と本論文で述べた手法について比較・検討する。

## 第 2 節 正弦波的な光周波数変調を用いた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

今節では第 2 章において説明した、デルタ関数形状の光波コヒーレンス関数の合成法を

応用したリフレクトメトリについて述べる。ここでは特に正弦波的な変調波形を行って合成する手法を用いる。図 5.3 に原理図を示す。参照光路に光周波数シフタを設置したヘテロダイン干渉計である。矩形波的な変調の場合と異なり、このシステムでは位相変調器を用いない。光源には同様に半導体レーザを用いる。光源から出た光は 3dB カプラで信号光路と参照光路に分割される。信号光はそのまま対象に入射され、レーリー散乱やフレネル反射によりサーキュレータを通して再び干渉計に戻る。参照光は光周波数シフタを通り、3dB カプラで再び信号光と合波され受光器に到達する。光源はデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数を合成する為に図 5.3 のように正弦波的に変調されている。受光器へと入射された光の強度に応じた電流が出力される。参照光路に光周波数シフタが設置されているので、光の干渉成分は光周波数のシフト周波数により決まるビート周波数にのる。そしてビート周波数成分のみをバンドパスフィルタにより抽出する。抽出されたビート周波数成分は自乗検波器に入力され自乗検波される。第 3 章で説明した矩形波的な変調を用いた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と同じように自乗検波器では光波コヒーレンス関数の絶対値の自乗に相当する物理量が得られる。合成する光波コヒーレンス

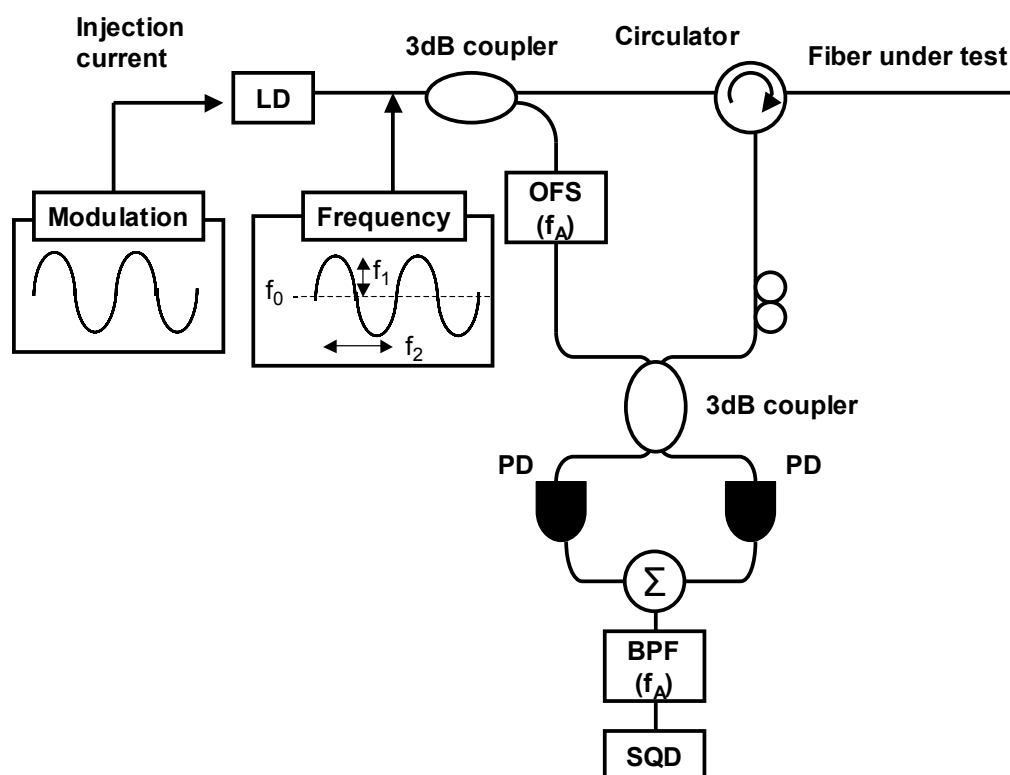


図 5.3: 正弦波的な光周波数変調を用いた光波コヒーレンス関数の合成法によるリフレクトメトリ(OCDR)

関数は図 2.7 (c)のようなデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数であるので、ピークのある位置からの散乱および反射成分のみを得て、それ以外の位置からの散乱・反射成分は抑圧されることになる。したがってピーク位置のみの反射情報を得ることになり位置分解することが可能となる。

ここでこのリフレクトメトリシステムの空間分解能を定義する。合成される光波コヒーレンス関数の絶対値は、

$$|\gamma(\tau)| = J_0 \left( \frac{2f_1}{f_2} \sin 2\pi f_2 \tau \right) \quad (2.40)$$

で表せる。そこで数値計算を行って半値全幅を求めると、

$$\delta\tau = \frac{4.9[cm \cdot GHz]}{f_1} \quad (5.1)$$

と表される。この式は  $f_1$  が  $f_2$  に対して 10 倍以上大きい場合に成立する近似式である。実際の実験では  $f_1$  は GHz オーダで、 $f_2$  は MHz オーダであることからこの近似は妥当である。またこの近似式から空間分解能は  $f_0$  と  $f_2$  に依存せず、 $f_1$  に反比例することがわかる。

次に合成されたコヒーレンスピークの間隔について考える。光波コヒーレンス関数の絶対値が、

$$|\gamma(\tau + T)| = |\gamma(\tau)| \quad (5.2)$$

のように周期を満たす  $T$  は式(2.32)から、

$$T = \frac{1}{f_2} \quad (5.3)$$

と表せる。したがってコヒーレンスピークの間隔は、

$$D = \frac{c}{2f_2} \quad (5.4)$$

と表すことができる。式(5.4)からコヒーレンスピークの間隔は  $f_2$  に反比例することがわかる。正弦波的な光周波数変調を用いた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では干渉計に位相変調器が含まない。したがってコヒーレンスピークのシフトは位相変調ではなく、光源の光周波数変調を変えることで行う。式(5.4)から判るようにピークの間隔は  $f_2$  により変化させることができる。矩形波的な変調で光波コヒーレンス関数を合成した場合には位相変調により等光路に存在する 0 次のピークを掃引する。正弦波的な変調では等光路の 0 次のピークではなく、1 次以上のピークを  $f_2$  の変化によりピーク間隔を変え

ることによって掃引する。この時に測定範囲は式(5.4)で決まるコヒーレンスピーク間隔となる。それ以上にピークを掃引した場合には他の掃引されたピークが重なりクロストークが生じる。したがって矩形波的な変調を用いた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と同様に各ピーク間のクロストークを抑圧するために測定範囲内にはピークがひとつのみ存在するように掃引範囲と干渉計の光路を調節する。

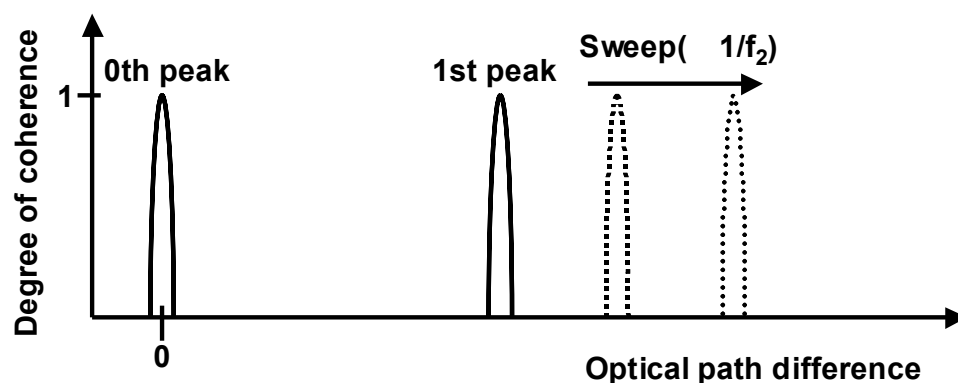


図 5.4: 正弦波的な変調によるデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数の合成法におけるピークの掃引方法

### 第 3 節 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リフレクトメトリ

前節の正弦波的な光周波数変調を用いた光波コヒーレンス関数の合成によるリフレクトメトリではコヒーレンス長内における議論を展開した。今節ではコヒーレンス長外について検討する。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リフレクトメトリの原理図を図 5.5 に示す。光源にはこれまでと同様に半導体レーザを用いる。半導体レーザはコヒーレンス長内においてデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する場合と同様に正弦波的に光周波数変調する。光源から出力された連続光は 3 dB カプラにより信号光路と参照光路に分割される。信号光はサーキュレータを通して対象となる光ファイバあるいは光デバイスに入射される。対象から反射・散乱された光はサーキュレータを通して再び干渉計に入射される。参照光は光周波数シフタにより周波数シフトされ、もうひとつの 3 dB カプラにより信号光と合波され受光器に到達する。参照光路に設置した光周波数シフタのシフト周波数  $f_A$  を中心周波数とするビート周波数成分がバンドパスフィルタにより抽出され自乗検波器により検出される。

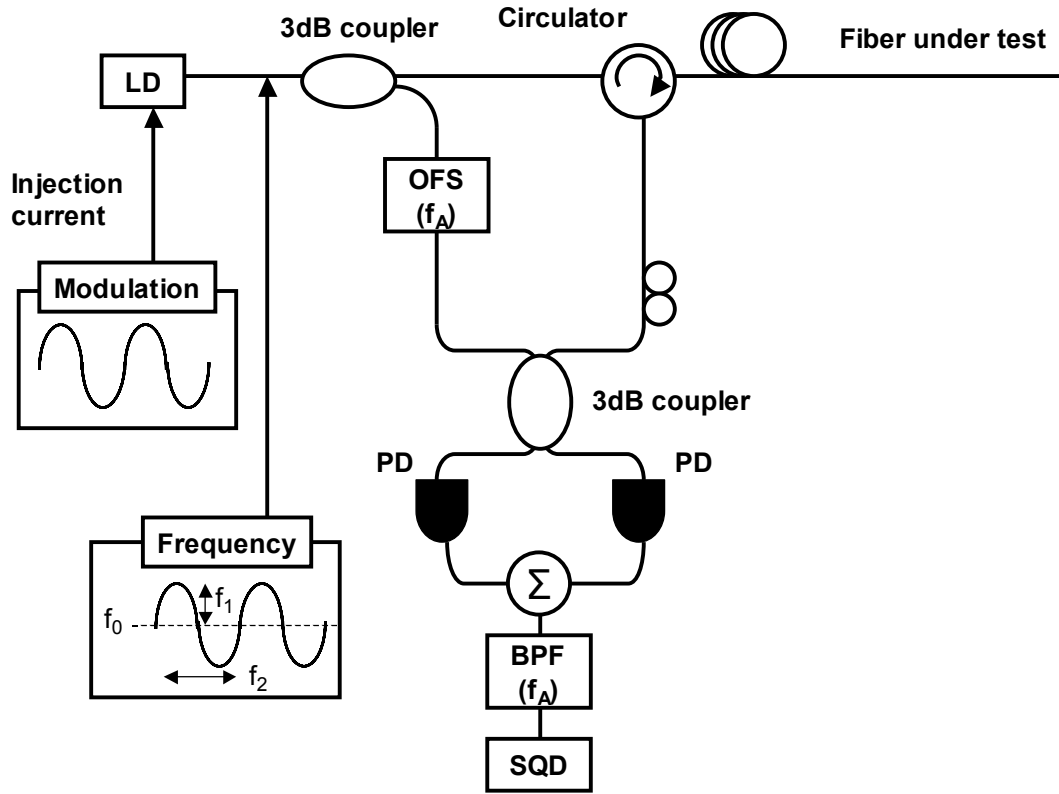


図 5.5: コヒーレンス長を超えた領域における光波コヒーレンス関数の合成法によるリフレクトメトリ

ここで受光器から出力される電流信号のパワースペクトラムについて議論を行う。光源の光周波数は光波コヒーレンス関数を合成する場合と同様に正弦波的に変調され、

$$f(t) = f_0 + f_1 \sin(2\pi f_2 t) \quad (2.36)$$

と表すことができる。ここから位相  $\Phi(t)$  は、

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \int_0^t 2\pi f(t) dt \\ &= 2\pi \left[ f_0 t - \frac{f_1}{2\pi f_2} \cos(2\pi f_2 t) \right]_0^t \\ &= 2\pi f_0 t - \frac{f_1}{f_2} \cos(2\pi f_2 t) + \frac{f_1}{f_2} \quad (2.37) \end{aligned}$$

になる。光源に FM 雑音が存在することを考慮して信号光路と参照光路の光電界  $V_s$  と  $V_r$  を求めると、



$$V_s(t) = \exp j\{2\pi f_0 t - \frac{f_1}{f_2} \cos(2\pi f_2 t) + \frac{f_1}{f_2} + 2\pi f_A t + \theta(t)\} \quad (5.5)$$

$$V_r(t) = \exp j\{2\pi f_0(t - \tau_d) - \frac{f_1}{f_2} \cos(2\pi f_2(t - \tau_d)) + \frac{f_1}{f_2} + \theta(t)\} \quad (5.6)$$

と表される。この時の受光器上での光の強度は、

$$I = \overline{|V_s(t)|^2} + \overline{|V_r(t)|^2} + \overline{|V_s(t)V_r^*(t)|} + \overline{|V_s^*(t)V_r(t)|} \quad (5.7)$$

である。受光器から出力される電流は受光する光の強さに比例することから、交流成分  $i_d(t)$  は第3項と第4項に比例することになり、

$$\begin{aligned} i_d(t) &= \overline{|V_s(t)V_r^*(t)|} + \overline{|V_s^*(t)V_r(t)|} \\ &= \cos(2\pi f_A t + 2\pi f_0 \tau_d + 2\frac{f_1}{f_2} \sin \pi f_2 \tau_d \times \sin(2\pi f_2(t - \frac{\tau_d}{2})) + \theta(t) - \theta(t - \tau_d)) \end{aligned} \quad (5.8)$$

と表される。ここでフェーザ表示にすると

$$i_d(t) = \exp j(2\pi f_A t + 2\pi f_0 \tau_d + 2\frac{f_1}{f_2} \sin \pi f_2 \tau_d \times \sin(2\pi f_2(t - \frac{\tau_d}{2})) + \theta(t) - \theta(t - \tau_d)) \quad (5.9)$$

この信号のパワースペクトラムを求める。まず  $i_d(t)$  の自己相関関数  $R_d(\tau)$  は、

$$\begin{aligned} R_d(\tau) &= \langle i_d^*(t) i_d(t + \tau) \rangle \\ &= \langle \exp j\{2\pi f_A \tau + \beta \sin(2\pi f_2(t + \tau - \frac{\tau_d}{2})) - \beta \sin(2\pi f_2(t - \frac{\tau_d}{2})) + 2\pi G_{noise}(t)\} \rangle \end{aligned} \quad (5.10)$$

のように表される。但し、

$$\beta = 2\frac{f_1}{f_2} \sin \pi f_2 \tau_d \quad (5.11)$$

$$2\pi G_{noise}(t) = \theta(t + \tau) - \theta(t + \tau - \tau_d) - \theta(t) + \theta(t - \tau_d) \quad (5.12)$$

$$\langle * \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} * dt \quad (2.5)$$

である。ここで式の一部をフーリエ級数展開すると、

$$\exp j\beta \sin \left[ 2\pi f_2 \left( t + \tau - \frac{\tau_d}{2} \right) \right] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) \exp j2\pi n f_2 \left( t + \tau - \frac{\tau_d}{2} \right) \quad (5.13)$$

$$\exp -j\beta \sin \left[ 2\pi f_2 \left( t - \frac{\tau_d}{2} \right) \right] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\beta) \exp -j2\pi m f_2 \left( t - \frac{\tau_d}{2} \right) \quad (5.14)$$

となり、 $J_n$  は  $n$  次の第1種ベッセル関数である。したがって自己相関関数は、

$$R_d(\tau) = \left\langle \exp j2\pi f_A \tau \times \exp j2\pi G_{noise}(t) \times \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) J_m(\beta) \times \exp j2\pi m f_2 \left( t + \tau - \frac{\tau_d}{2} \right) \times \exp -j2\pi m f_2 \left( t - \frac{\tau_d}{2} \right) \right] \right\rangle \quad (5.15)$$

となる。この式で  $n \neq m$  のクロスタームを分離すると、

$$\begin{aligned} R_d(\tau) &= \left\langle \exp j2\pi f_A \tau \times \exp j2\pi G_{noise}(t) \times \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta)^2 \times \exp j2\pi n f_2 \tau + Y(t) \right] \right\rangle \\ &= \left\langle \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta)^2 \times \exp j2\pi (f_A + n f_2) \tau \times \exp j2\pi G_{noise}(t) \right\rangle \\ &\quad + \left\langle \exp j2\pi f_A \tau \times \exp j2\pi G_{noise}(t) + Y(t) \right\rangle \quad (5.16) \end{aligned}$$

となる。ただし、

$$Y(t) = \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) J_m(\beta) \times \exp j2\pi m f_2 \left( t + \tau - \frac{\tau_d}{2} \right) \times \exp -j2\pi m f_2 \left( t - \frac{\tau_d}{2} \right) \right] \quad (n \neq m) \quad (5.17)$$

である。Y(t)は  $n \neq m$  のクロスタームである。 $n \neq m$  のときは直交になることから、

$$Y(t) = 0 \quad (5.18)$$

である。したがって、

$$\begin{aligned} R_d(\tau) &= \left\langle \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta)^2 \times \exp j2\pi (f_A + n f_2) \tau \times \exp j2\pi G_{noise}(t) \right\rangle \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta)^2 \times \exp j2\pi (f_A + n f_2) \tau \times \langle \exp j2\pi G_{noise}(t) \rangle \quad (5.19) \end{aligned}$$

である。 $\langle \exp j2\pi G_{noise}(t) \rangle$ は光源が半導体レーザである時の FM 雑音による項である。したがって式(4.23)より、

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \left[ J_n(\beta)^2 \exp(j2\pi (f_A + n f_2) \tau) \right. \\ &\quad \times \exp(-4 \int_0^{\tau} S_F(f) \left( \frac{\sin \pi f \tau}{f} \right)^2 (1 - \cos 2\pi f \tau_d) df) \left. \right] \quad (5.20) \end{aligned}$$

となる。 $S_F(f)$ は FM 雑音スペクトラムで、白色ガウス雑音ならば、

$$S_F(f) = \frac{\delta f}{\pi} \quad (4.24)$$

である。ここで  $f$  は光源の線幅である。

この自己相関関数  $R_d(\tau)$  をフーリエ変換すると、

$$\begin{aligned}
 S(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} R_d(\tau) \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} [J_n(\beta)^2 \exp(j2\pi(f_A + nf_2)\tau) \right. \\
 &\quad \times \exp(-4 \int_0^{\tau} S_F(f) \left(\frac{\sin \pi f \tau}{f}\right)^2 (1 - \cos 2\pi f \tau_d) df)] \Big\} \times \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \\
 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta)^2 \exp(j2\pi(f_A + nf_2)\tau) \\
 &\quad \times \exp(-4 \int_0^{\tau} S_F(f) \left(\frac{\sin \pi f \tau}{f}\right)^2 (1 - \cos 2\pi f \tau_d) df) \times \exp(-j2\pi f\tau) d\tau \quad (5.21)
 \end{aligned}$$

である。ここで、

$$F[h_1(t) \times h_2(t)] = \frac{1}{2\pi} H_1(\omega) * H_2(\omega) \quad (5.22)$$

という関係を用いて、

$$h_1(t) = J_n(\beta)^2 \exp(j2\pi(f_A + nf_2)t) \quad (5.23)$$

$$h_2(t) = \exp(-4 \int_0^t S_F(f) \left(\frac{\sin \pi f \tau}{f}\right)^2 (1 - \cos 2\pi f \tau_d) df) \quad (5.24)$$

とすると、

$$S(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_1(f) * H_2(f) \quad (5.25)$$

と表される。ただし、

$$H_1(f) = J_n(\beta)^2 (\delta(f - (f_A + nf_2)) + \delta(f + (f_A + nf_2))) \quad (5.26)$$

$$\begin{aligned}
 H_2(f) &= \exp(-2\pi \mathcal{F} \tau_d) \mathcal{F} + \frac{\mathcal{F}}{\pi(f^2 + \mathcal{F}^2)} \\
 &\times (1 - \exp(-2\pi \mathcal{F} \tau_d)) \times (\cos 2\pi f \tau_d - \frac{f}{2\mathcal{F}} \sin 2\pi f \tau_d) \\
 &- \frac{1}{2\pi^2 f} \exp(-2\pi \mathcal{F} \tau_d) \sin 2\pi f \tau_d \quad (5.27)
 \end{aligned}$$

である。したがって、

$$S(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta)^2 (H_2(f - (f_A + nf_2)) + H_2(f + (f_A + nf_2))) \quad (5.28)$$

となる。この時に、

$$H(f) * \delta(f - F_A) = H(f - F_A) \quad (5.29)$$

という関係を用いた。式(5.29)により出力電流のパワースペクトラムを表現することができる。信号光路と参照光路の光路差が光源のコヒーレンス時間より小さい場合、すなわちコヒーレンス長内の場合には  $H_2(f)$  の第一項が支配的となりデルタ関数形状になる。この時にはその他の項が無視できることから、通常の光波コヒーレンス関数の合成法となる。逆に光路差がコヒーレンス時間よりも十分に大きい場合、すなわちコヒーレンス長を超えた領域では、 $H_2(f)$  の第二項が支配的となり、その他の項を無視できるため、

$$H_2(f) = \frac{\delta f}{\pi(f^2 + (\delta f)^2)} \quad (5.30)$$

と表されることから、出力電流のパワースペクトラムは、

$$S(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta)^2 \frac{\delta f}{\pi((f - (f_A + nf_2))^2 + \delta f^2)} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\beta)^2 \frac{\delta f}{\pi((f + (f_A + mf_2))^2 + \delta f^2)} \quad (5.31)$$

と表すことになる

この式より図 5.6 のようにビート周波数  $f_A$  を中心として、光源での正弦波変調の変調周波数  $f_2$  の間隔で、光源の線幅の 2 倍に相当する半値全幅を持つローレンツ形状のパワースペクトラムが並び、それぞれが足し合わさって出力電流のパワースペクトラムになっていることが判る。光路差により第 1 種ベッセル関数の各次数の値が変化し、それに伴って出力電流のパワースペクトラムも形状が変化することになる。

ここで光路差による出力電流のパワースペクトラム形状の変化についてシミュレーションする。光源の線幅を 2 MHz とした。これは実験に用いる光源の線幅と等しい。このときコヒーレンス長は約 60 m である。光源に施す正弦波的な光周波数変調の変調振幅を 5 GHz とした。またその変調周波数を 100kHz とした。この時に従来の光波コヒーレンス関数の合成法では光波コヒーレンス関数のピーク間隔は光路長では 2 km である。コヒーレンス長を超えた領域ではこのピークを相関ピークと呼ぶことにする。最後に信号光路と参

照光路の光路差を 10 km とする。実際の実験系においては信号光路に 5 km の光ファイバとその先に 100 %ミラーを設置して、ミラーからの反射を観測することに相当する。光路差が 10 km というのは 5 次の相関ピークが存在する位置である。したがって 5 次の相関ピークを掃引した場合についてシミュレーションすることになる。最後にビート周波数は 0 Hz に設定した。

光路差を 10 km から 0 cm、10 cm、25 cm、50 cm と変化させていった場合における出力電流のパワースペクトラム形状の変化を図 5.7 に示す。光路差が 10 km、すなわち相関ピークと反射点の位置が等しい時には、ビート周波数を中心としたローレンツ形状のパワースペクトラムになる。光路差が 10 km から変化する、すなわち相関ピークと反射点の位置がずれていくにしたがって、出力電流のパワースペクトラムが広がり双峰形状になっていくことがわかる。出力電流のパワースペクトラムはビート周波数  $f_A$  を中心として、光源での正弦波変調の変調周波数  $f_2$  の間隔で、光源の線幅の 2 倍に相当する半値全幅を持つローレンツ形状のパワースペクトラムが並び、それぞれが足し合わさって形成される。相関ピークと反射点の位置が等しい時は、ビート周波数  $f_A$  のローレンツ形状のパワースペクトラムのみになる。しかし相関ピークと反射点の位置がずれると、その他の周波数を中心とするローレンツ形状のパワースペクトラムも生じて足しあわさることになりパワースペクトラムが広がる。正弦波的な光周波数変調をしている場合には相関ピークと反射点の位置がずれるほど、ビート周波数  $f_A$  から遠い周波数がパワーを持つようになるため、パワースペクトラムがより広がる。

この時にビート周波数成分に注目すると、相関ピークと反射点の位置がずれるほど減少していることが判る。そこで光源での光周波数変調の変調周波数によるビート周波数成分の変化をシミュレーションした。その結果が図 5.8 である。正弦波的な光周波数変調を行

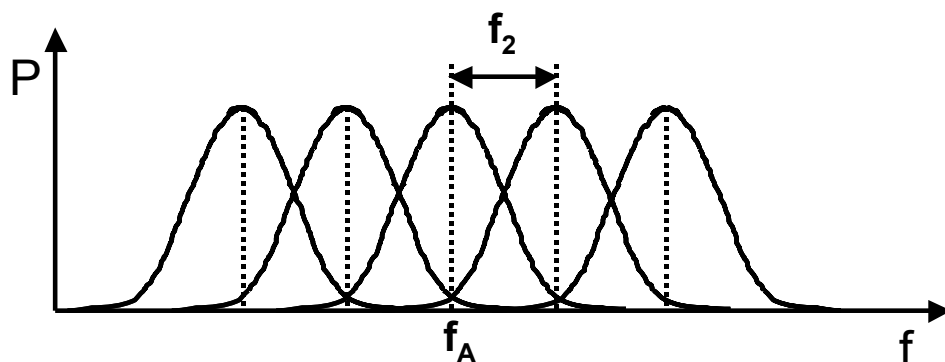


図 5.6: 出力電流スペクトラムの概形

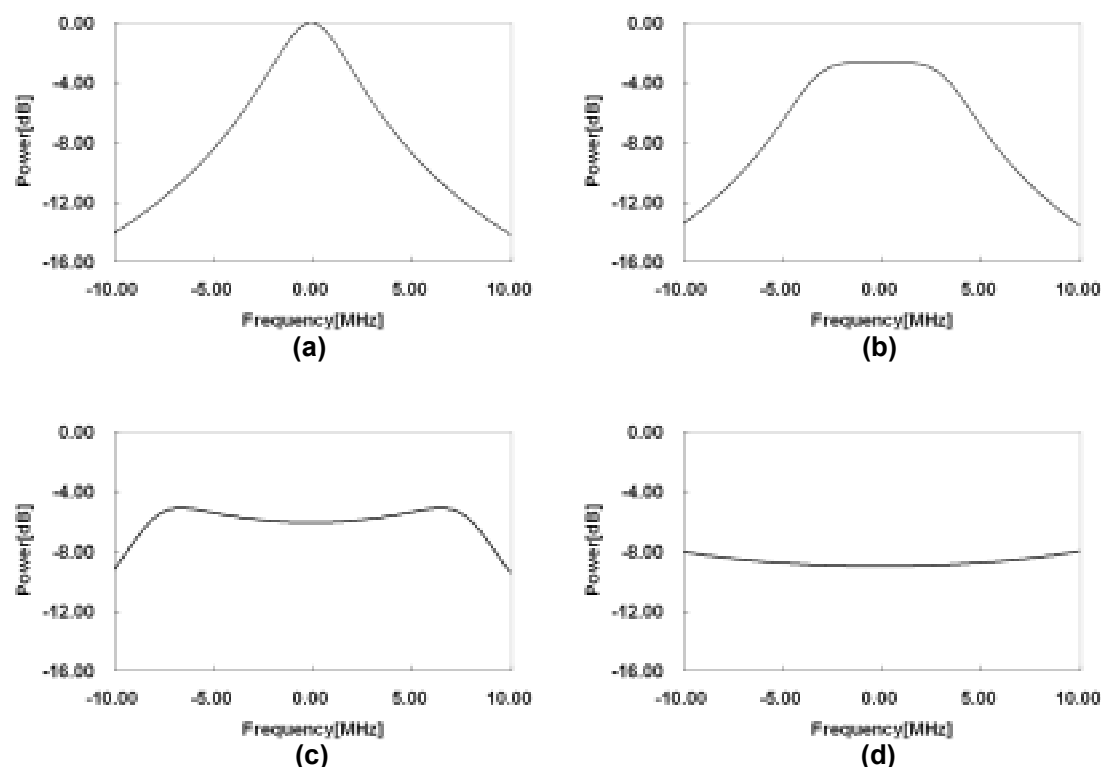


図 5.7: 相関ピークと反射点の位置による出力電流のパワースペクトラムの変化 (a)光路差 0 m (b)光路差 10 cm (c)光路差 25 cm (d)光路差 50 cm

った場合には変調周波数により相関ピークの位置が変化する。そこで変調周波数を 90 kHz から 110 kHz まで変化させて 5 次の相関ピークの位置は 4.55 km から 5.55 km まで変化させた。相関ピークと反射点の位置が等しいときにのみデルタ関数形状の鋭いピークが生じている。反射点の無い位置ではビート周波数成分は少なく -38 dB 程度まで低下している。このシミュレーション結果よりコヒーレンス長を超えた領域においても光波コヒーレンス関数の合成法を応用することで反射率分布を測定することが可能であることが示された。また図 5.8 の結果がそのまま反射率分布に相当する。反射率分布においては空間分解能が重要となる。そこで反射点近傍 100 cm の範囲でのビート周波数成分の変化をシミュレーションした。その結果が図 5.9 である。ビート周波数成分が半分となる半値全幅が 22 cm となっている。このことから 5 km 遠方においても cm オーダの空間分解能を実現できることがわかる。

これまでのシミュレーションは全てビート周波数が 0 Hz と設定して行った。そこでビート周波数  $f_A$  の値による変化についてシミュレーションする。出力電流のパワースペクトラ

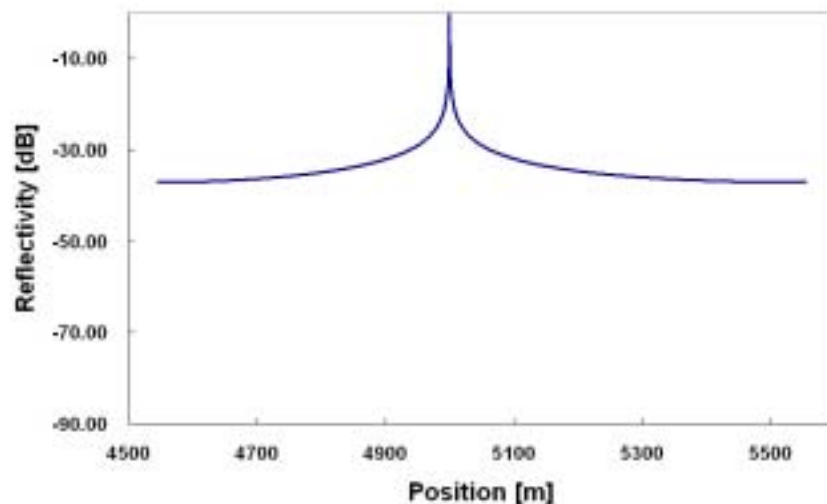


図 5.8: 光源の光周波数変調の変調周波数を変えて相関ピークを掃引させた場合におけるビート周波数成分の変化と反射率分布

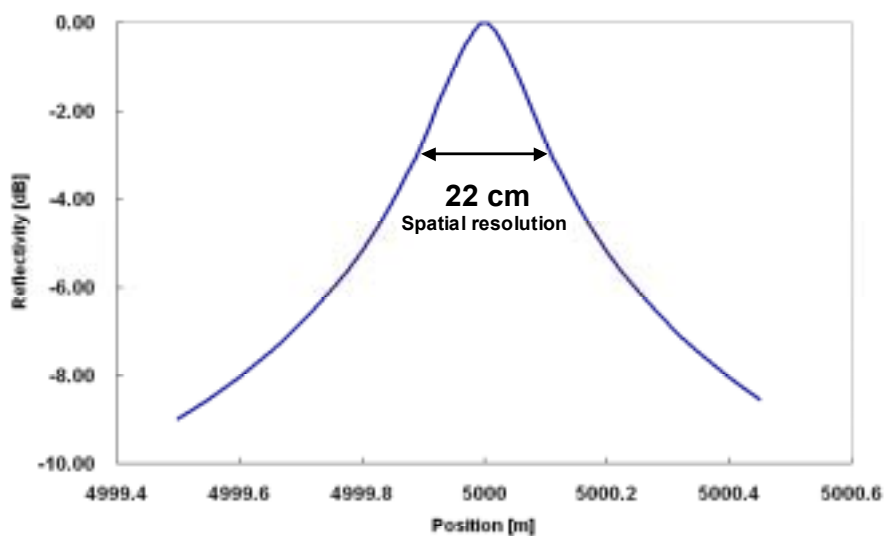


図 5.9: ピーク付近の形状における半値全幅と空間分解能

ムを表現する式(5.31) は、ビート周波数により正の周波数領域にシフトした第 1 項と、ビート周波数により負の周波数領域にシフトした第 2 項よりなる。したがってビート周波数を 0 Hz より大きくした場合には周波数領域で 0 Hz の原点で折り返されて足し算したような形になる。ビート周波数を 0 Hz、1 MHz、5 MHz、10 MHz、と増やしていったときの、光源での光周波数変調の変調周波数によるビート周波数成分の変化をシミュレーションした結果が図 5.10 である。ビート周波数を増やすに連れて相関ピークのパワーが減少してい

ることがわかる。ビート周波数が 0 Hz の場合には式(5.31) においては第 1 項で表されるパワースペクトラムと第 2 項で表されるパワースペクトラムは完全に重なるので、足し算されて最大になる。しかし、ビート周波数が増えるに連れて第 1 項で表されるパワースペクトラムは周波数領域で正の方向に、第 2 項で表されるパワースペクトラムは負の方向にシフトすることから、次第に分離するようになり観測されるビート周波数成分も第 1 項のビート周波数成分のみとなっていくことから相関ピークのパワーが減少する。さらにビート周波数を大きくすると反射点以外の位置においてもピークを持つような形状となる。先程の光路差による出力電流のパワースペクトラム形状の変化についてのシミュレーション結果からわかるように、相関ピークと反射点の位置がずれると、出力電流のパワースペクトラムは双峰形状となる。したがって、ビート周波数を大きくした場合には式(5.31) の第 2 項で表される双峰形状のパワースペクトラムにおける上側のピークが、第 1 項のビート周波数に重なり合うために反射点以外にもピークを持つような形状となる。このような場合には正しい反射率分布を得ることが出来ない。正しい反射率分布を得るには第 2 項による影響を抑圧する必要がある。

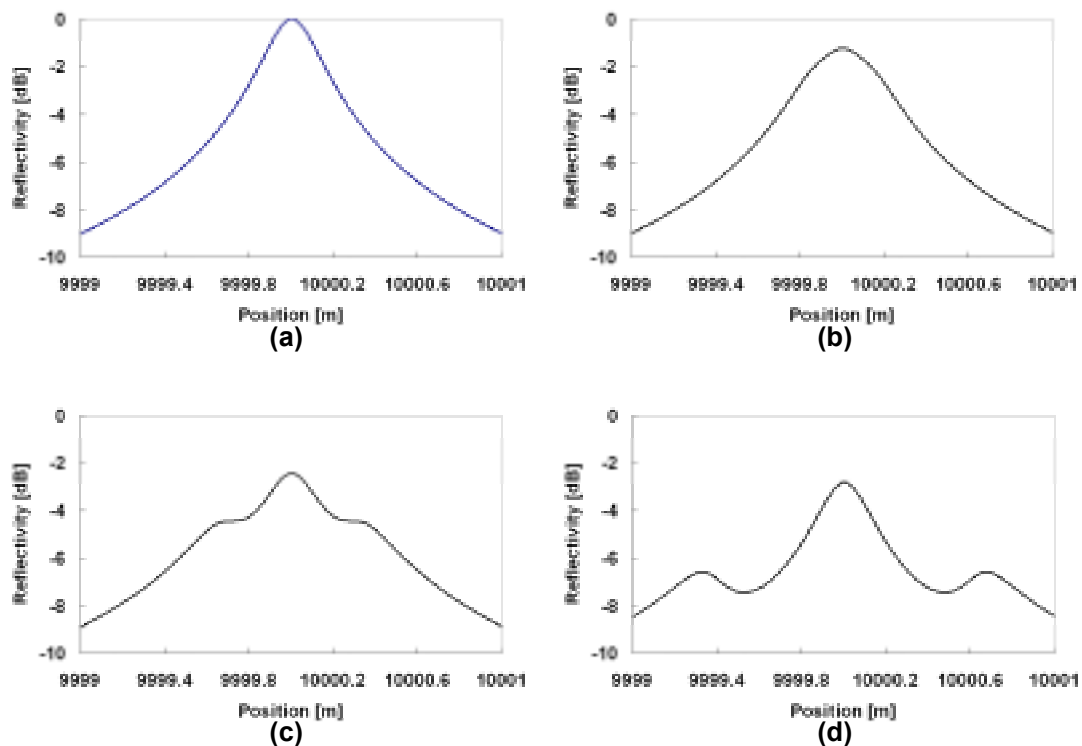


図 5.10: ビート周波数を変化させた場合の相関ピーク形状の変化 (a)0 Hz (b)1 MHz (c)5 MHz (d) 10 MHz



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リフレクトメトリにおいて正しい反射率分布を測定するための3種類の検出方法を述べる。まず図5.11のようにビート周波数を十分に小さくする手法がある。ビート周波数による変化のシミュレーションからも判るように、ビート周波数が十分に小さい場合には相関ピークの形状はデルタ関数形状のピークになる。これは第2項のパワースペクトラムの形状が光路差により、ローレンツ形状から、台形状、そして双峰形状に変化することを利用している。第2項のパワースペクトラムが双峰形状になった時に、上側のピークの周波数が第1項のビート周波数よりも大きい場合には、相関ピークの形状に影響を与えない。これにより相関ピークは反射点の位置にのみデルタ関数形状のピークを持つことになり、正しく反射率分布を測定することができる。

次に図5.12のようにビート周波数を0 Hzとして近傍の周波数成分を測定する手法がある。通常のコヒーレンス長内におけるOCDRではビート周波数成分は光波コヒーレンス関数に相当する物理量である。したがってビート周波数成分のみを抽出する必要がある。しかし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リフレクトメトリでは、コヒーレンス長外であるために、ビート周波数成分は光波コヒーレンス関

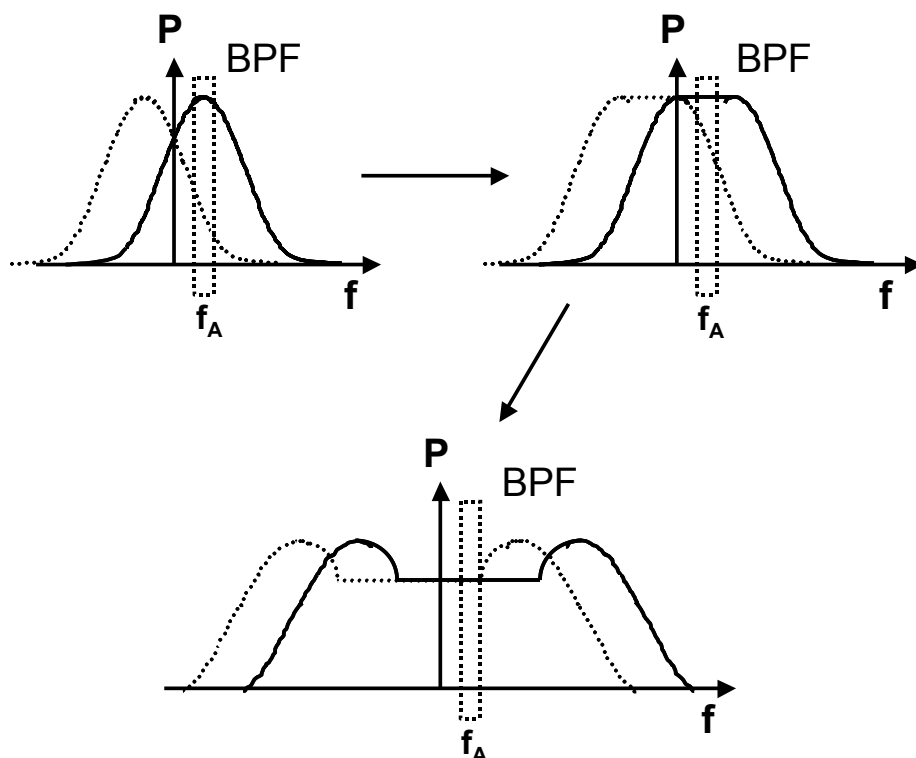


図 5.11: ビート周波数を十分に小さくする手法

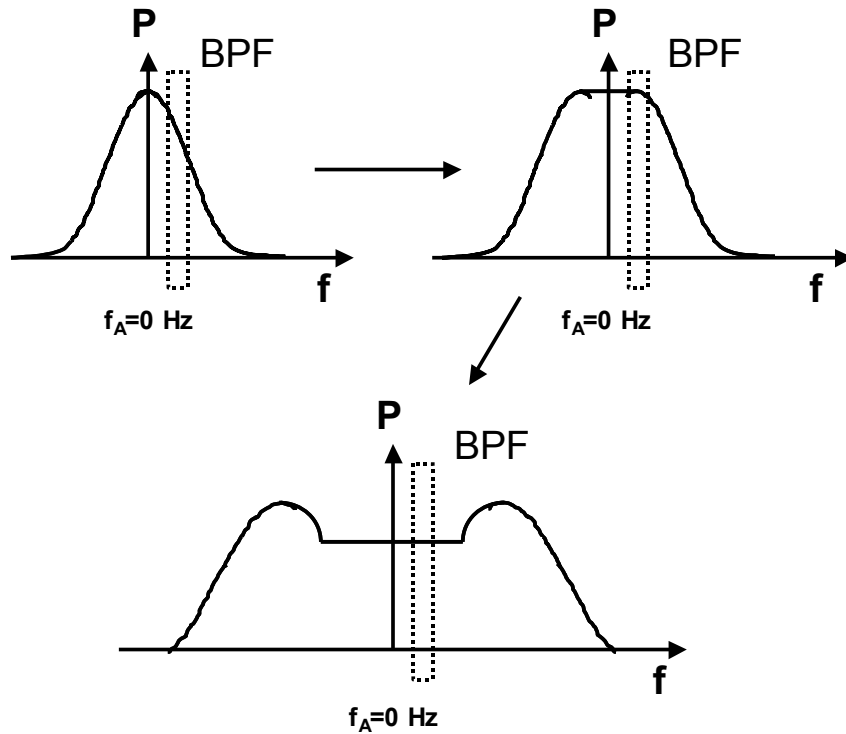


図 5.12: ビート周波数を 0 Hz として近傍の周波数成分を測定する手法

数という物理量ではない。またコヒーレンス長外では出力電流のパワースペクトラムは幅を持ったローレンツ形状となる為に、ビート周波数近傍の周波数成分を測定することで、ビート周波数成分に近い出力を得ることができる。光路差によるビート周波数近傍の周波数成分の変化をシミュレーションする。ビート周波数を 0 Hz に設定して、測定する周波数を 0 Hz、1 MHz、5 MHz、10 MHz と変化させる。その結果が図 5.13 である。1 MHz ではビート周波数成分を測定した場合と同様にデルタ関数形状のピークを得ている。5 MHz 以降では、出力電流のパワースペクトルが光路差と共に双峰形状となることにより、周波数成分も双峰形状となっている。したがって、ビート周波数に十分に近傍の周波数成分を測定することで正しく反射率分布を測定することができる。

最後に図 5.14 のようにビート周波数を 0 Hz として、バンドパスフィルタにより直流成分を除いた低周波成分を積分して測定する手法である。理想的にはビート周波数を 0 Hz として、そのビート周波数成分を観測することで正しい反射率分布を測定することができる。しかし直流成分があることから測定することができない。そこでコヒーレンス長外では出力電流のパワースペクトルが広がることを利用して、バンドパスフィルタにより直流成分を除去して、ローレンツ形状の幅に相当する帯域の周波数成分を測定する。バンドパ

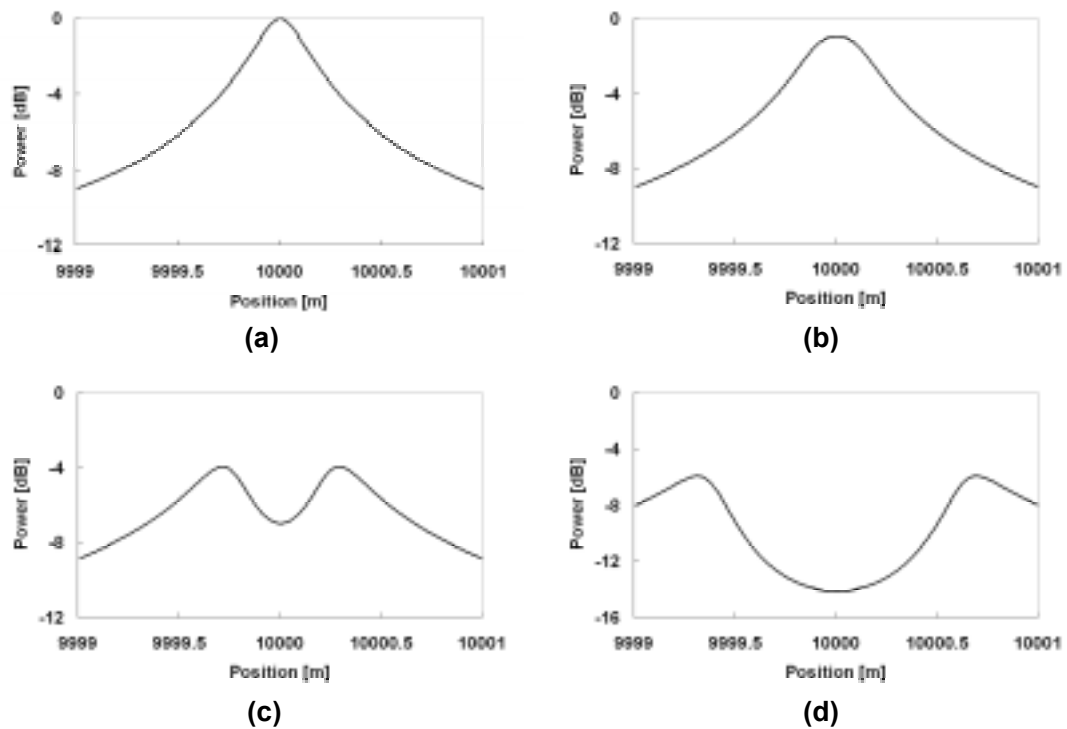


図 5.13: 測定する周波数を変化させた場合の光路差による各周波数成分の変化 (a)0 Hz  
(b)1 MHz (c)5 MHz (d)10 MHz

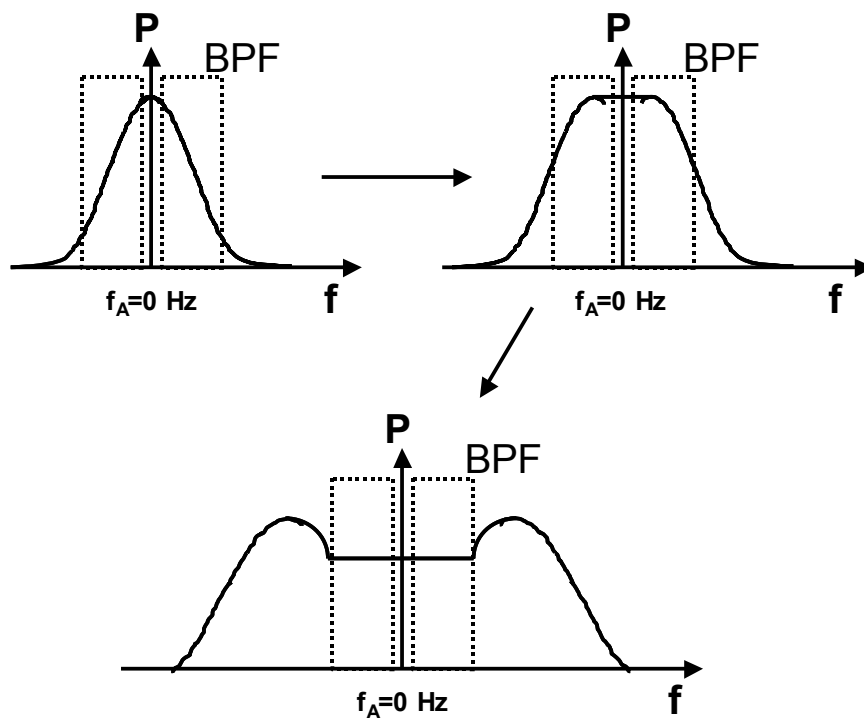
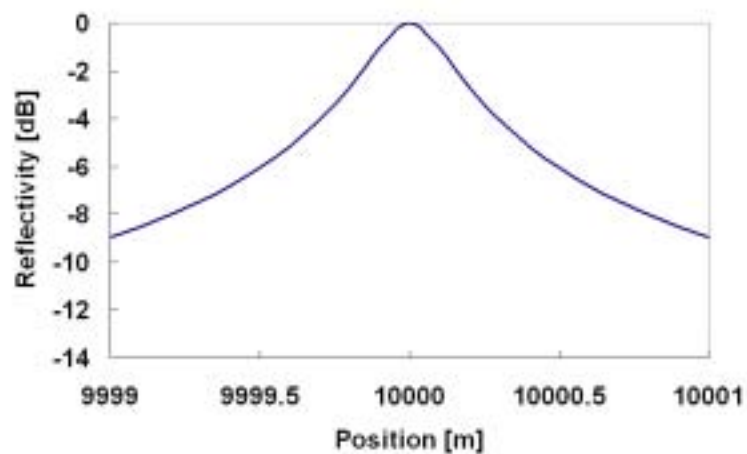
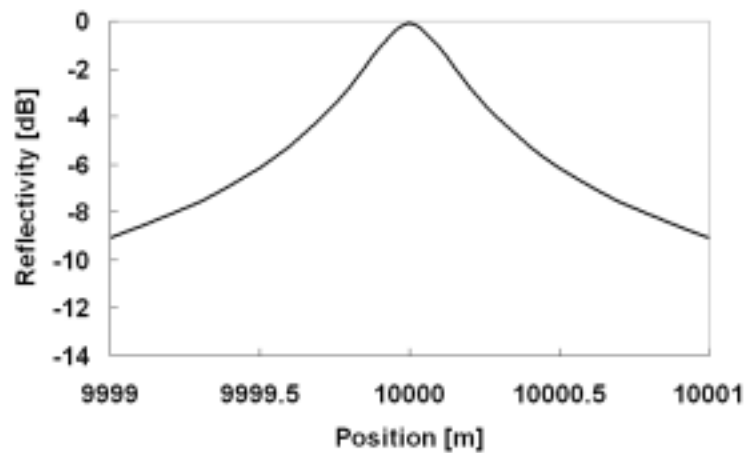


図 5.14: ビート周波数を 0 Hz としてバンドパスフィルタにより直流成分を除いた低周波成分を測定する手法

スフィルタの帯域を 1kHz から 50 kHz として光路差によるバンドパスフィルタの出力の変化をシミュレーションする。その結果が図 5.15 である。0 Hz のビート周波数成分を測定したシミュレーション結果と同じように反射点にデルタ関数形状のピークがある。したがって正しく反射率分布を測定することができる。ただし、直流近傍の周波数成分を除去していることからパワーは減少している。



(a)



(b)

図 5.15: ビート周波数を 0 Hz としてフィルタによりビート周波数成分と直流成分を除いた低周波成分を測定したシミュレーション (a)直流成分を除去しない (b)直流成分を除去

## 第4節 実験系

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リフレクトメトリにおいて基礎実験の実験系を図 5.16 に示す。光源には光周波数変調特性に優れた 3 電極 DFB-LD を用いた。中心波長は 1555 nm である。また線幅は 2.07 MHz である。光周波数のみを変調することができる。次に光周波数シフタとして AOM を用いた。今回の実験ではシフト周波数が -100 MHz と 100.3 MHz の AOM を使用した。光ファイバカプラは全て 3 dB カプラである。また光サーキュレータを用いて損失を防ぎ、光源への戻り光を除去している。偏波コントローラにより受光器において受光の効率が最大になるように信号光と参照光の偏波をあわせている。受光器には 1 GHz の帯域を持つフォトディテクターを使用した。実験ではバンドパスフィルタと自乗検波器の代わりに電気スペクトラムアナライザを使用した。

光源の光周波数変調のパラメータについて説明する。変調波形は正弦波である。光周波数変調の変調振幅は 5 GHz とした。また変調周波数は 100 kHz とした。これにより空間分

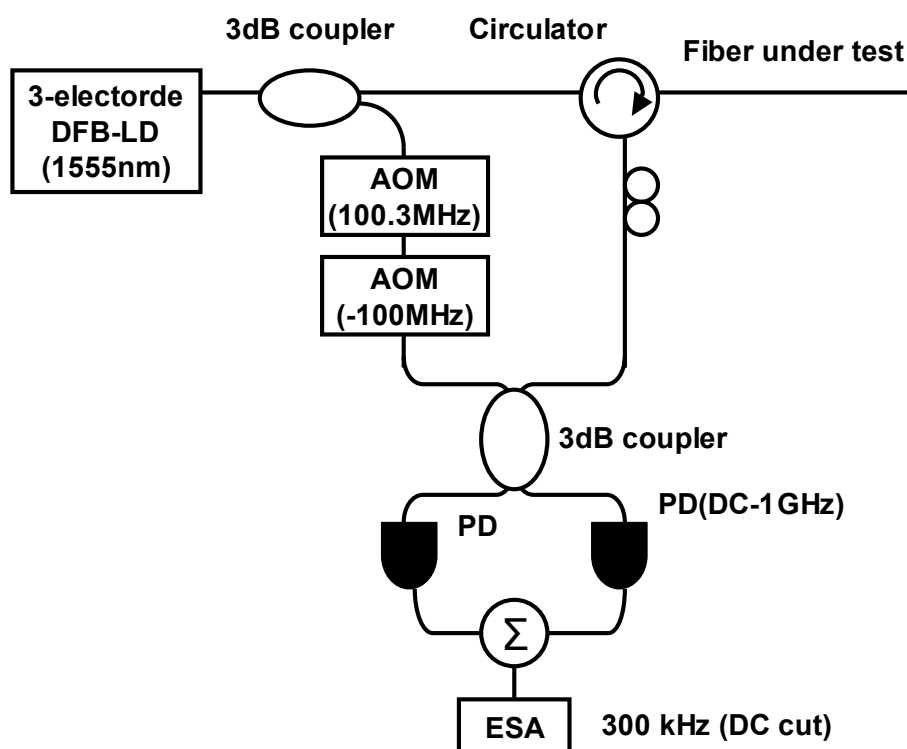


図 5.16: コヒーレンス長を超えた領域における光波コヒーレンス関数の合成法によるリフレクトメトリの実験系

解能は 22 cm となる。また相関ピークの間隔は光路差では 2 km になり、信号光路上では 1 km となる。今回の実験では 5 km 遠方を測定することから、5 次の相関ピークを掃引する。相関ピークの掃引は空間分解能が 22 cm であることから、2.5 cm 間隔で掃引するように、光周波数変調の変調周波数を 0.5 Hz ごとに变化させた。

## 第 5 節 実験結果

### 第 1 項 ビート周波数を 100 MHz にした場合の相関ピークの形状

シフト周波数が-100 MHz の AOM を用いた。これによりビート周波数は 100 MHz となる。この時に電気スペクトラムアナライザで 10 kHz のバンドパスフィルタを使用してビート周波数成分を測定した。信号光路には 5 km の光ファイバを設置し終端に 100 %光ファイバミラーを接続した。これにより信号光路と参照光路にはコヒーレンス長を超える 10 km の光路差が生じる。光源での光周波数変調の変調周波数を 90 kHz から 110 kHz まで变化させたときの結果が図 5.17 である。5 次の相関ピークは 4.55 km から、5.55 km まで掃引される。この時に相関ピークは反射点以外にもピークを持つような形状となる。これは前節におけるシミュレーションの結果通りである。したがって 100 MHz のビート周波数では正しい反射率分布を測定することができないことを確認した。

### 第 2 項 100 %ミラーを対象とした 5 km 遠方における反射率分布

今度はシフト周波数が 100.3 MHz の AOM とシフト周波数が-100 MHz の AOM を用いた。これによりビート周波数は 300 kHz となる。先ほどと同様に信号光路には 5 km の光ファイバを設置し終端に 100 %光ファイバミラーを接続して反射率分布を取得した。その結果が図 5.18 である。反射点にただひとつのピークが存在する反射率分布となっている。これも前節のシミュレーション結果通りである。バンドパスフィルタの帯域は 10 kHz である。光源での光周波数変調の変調周波数を 90 kHz から 110 kHz まで変化させ、5 次の相関ピークを 4.55 km から、5.55 km まで掃引している。

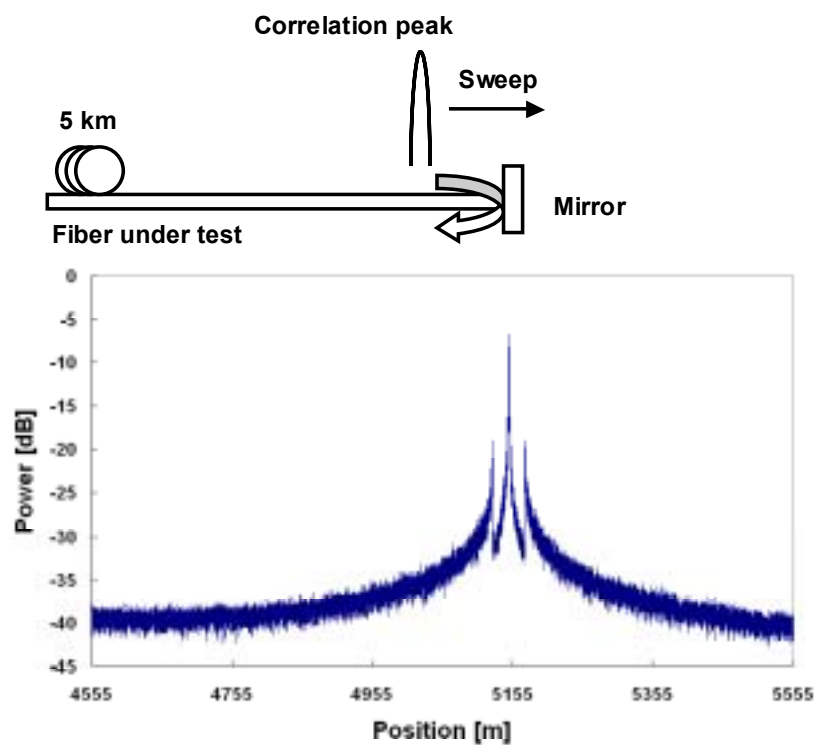


図 5.17: ビート周波数を 100 MHz とした場合のビート周波数成分の変化

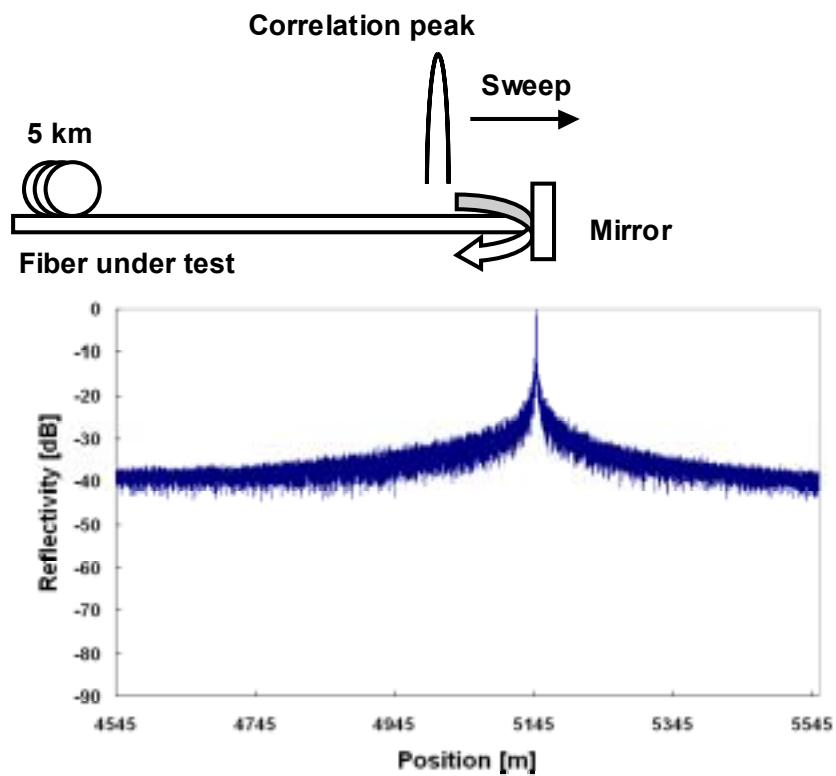


図 5.18: 5 km 遠方における 100%ミラーを対象として取得した反射率分布

### 第3項 空間分解能

反射率分布からシステムの空間分解能を評価した。信号光路に 5 km の光ファイバを設置し終端に 100 %光ファイバミラーを接続して、5 次の相関ピークをミラーの位置の前後 80 cm の範囲で反射率分布を測定した。ビート周波数は 300 kHz、バンドパスフィルタの帯域は 10 kHz である。その結果が図 5.19 である。ピークの半値全幅は 19 cm である。これにより空間分解能は 19 cm である。シミュレーションでは 22 cm であるが、それよりも高い空間分解能となっている。これは光源の光周波数変調の変調振幅が 5 GHz よりも大きくなったことが原因である。

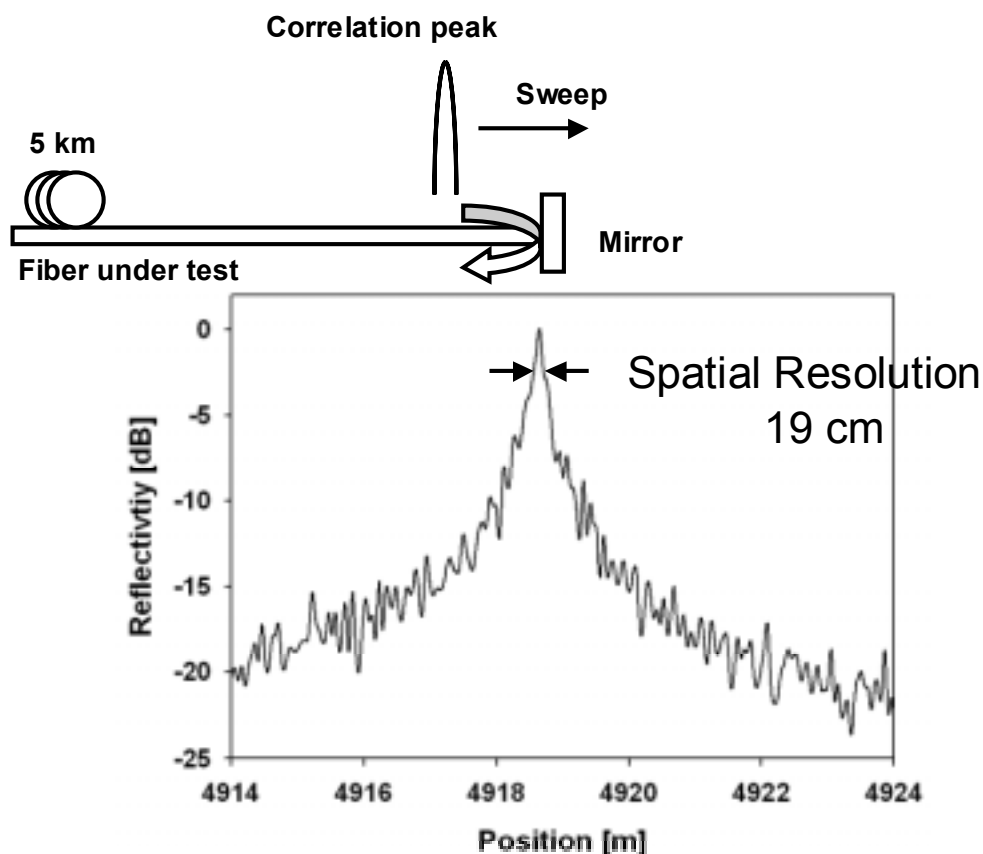


図 5.19: 5 km 遠方におけるシステムの空間分解能

### 第4項 変調振幅を 12.5 GHz での 100%ミラーを対象とした 5 km 遠方での反射率分布

光源の光周波数変調の変調振幅を 5 GHz から 12.5 GHz に変更して 5 km 遠方の 100%ミラーを対象に測定した反射率分布が図 5.20 である。図 5.18 の場合よりもダイナミックレ



ンジが向上していることがわかる。この時の空間分解能が図 5.21 である。空間分解能は 8.2 cm である。

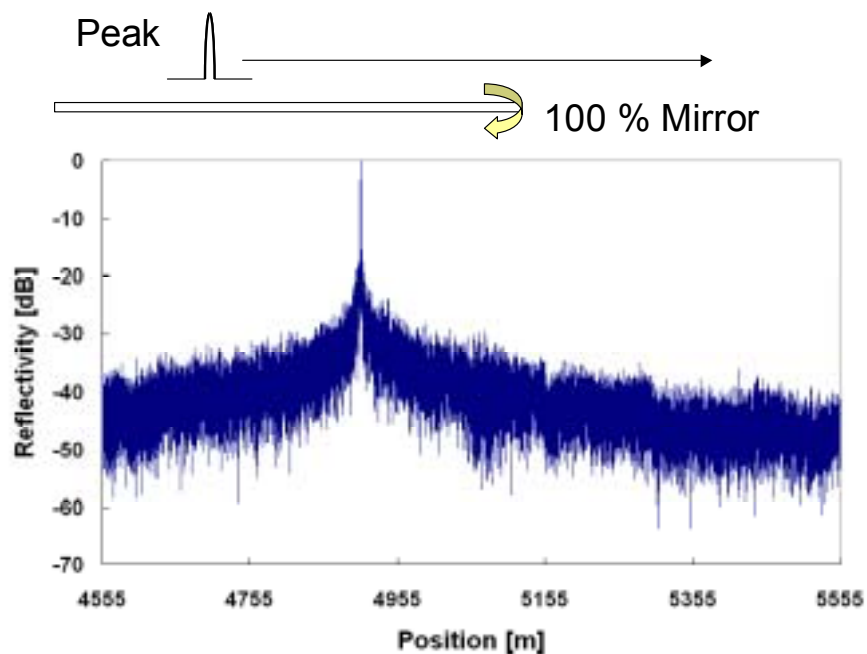


図 5.20: 振幅が 12.5 GHz での 5 km 遠方における反射率分布

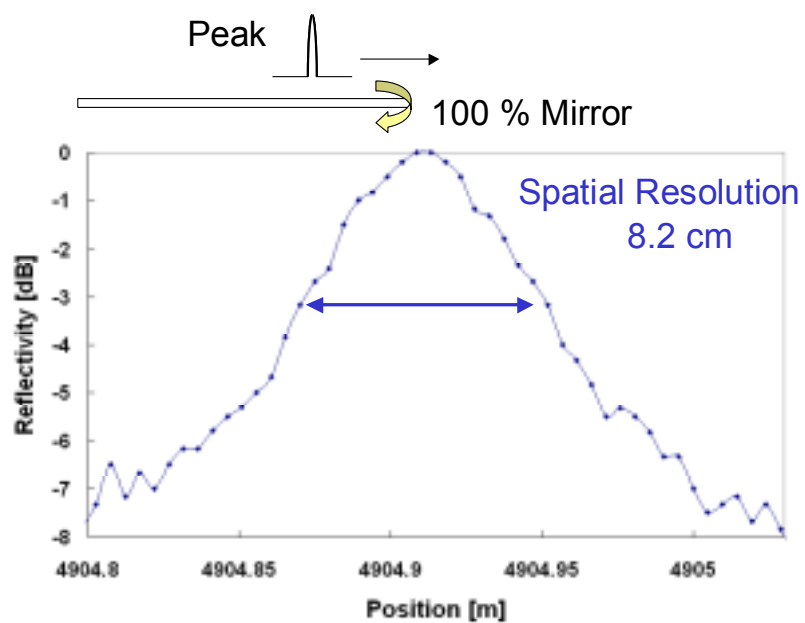


図 5.21: 振幅が 12.5 GHz でのシステムの空間分解能

#### 第5項 測定範囲 5 km での 100%ミラーを対象とした 7.5 km 遠方における反射率分布

光源の光周波数変調の変調周波数を 10 kHz から 20 kHz まで変化させることで 1 次の相関ピークを 5 km に渡って掃引した。この時、信号光路には 7.5 km の光ファイバを接続し、その先に 100%ミラーを接続した。この時の反射率分布が図 5.22 である。

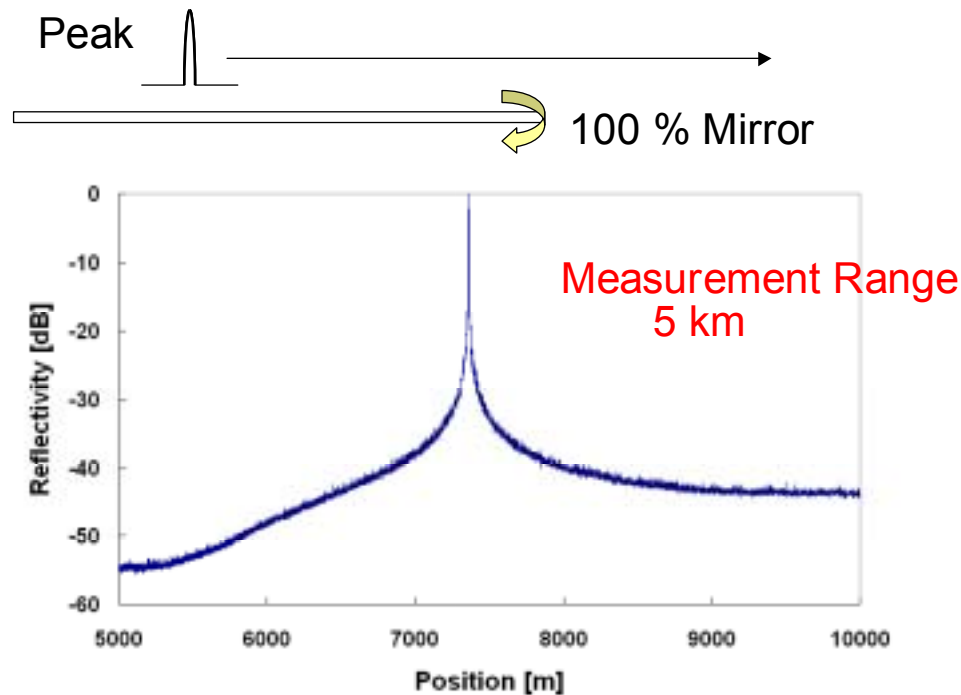


図 5.22: 測定範囲が 5 km の場合における反射率分布

#### 第6項 コネクタを対象とした 5 km 遠方における反射率分布

信号光路の 5 km の光ファイバの先にコネクタ 1 により 450 m の光ファイバを接続し、さらにコネクタ 2 によりアイソレータを接続した。光源の光周波数変調の変調周波数を 83.3 kHz から 100 kHz まで変化させて、5 次の相関ピークを 5 km から 6 km の間に渡って掃引した。この時の反射率分布が図 5.20 である。コネクタ 1 からの反射が 84 m の位置に観測されている。空間分解能は 19 cm で、反射率は -54 dB である。次にコネクタ 2 からの反射が 514 m の位置に観測されている。空間分解能は 19 cm で、反射率は -60 dB である。また測定範囲は 1 km である。

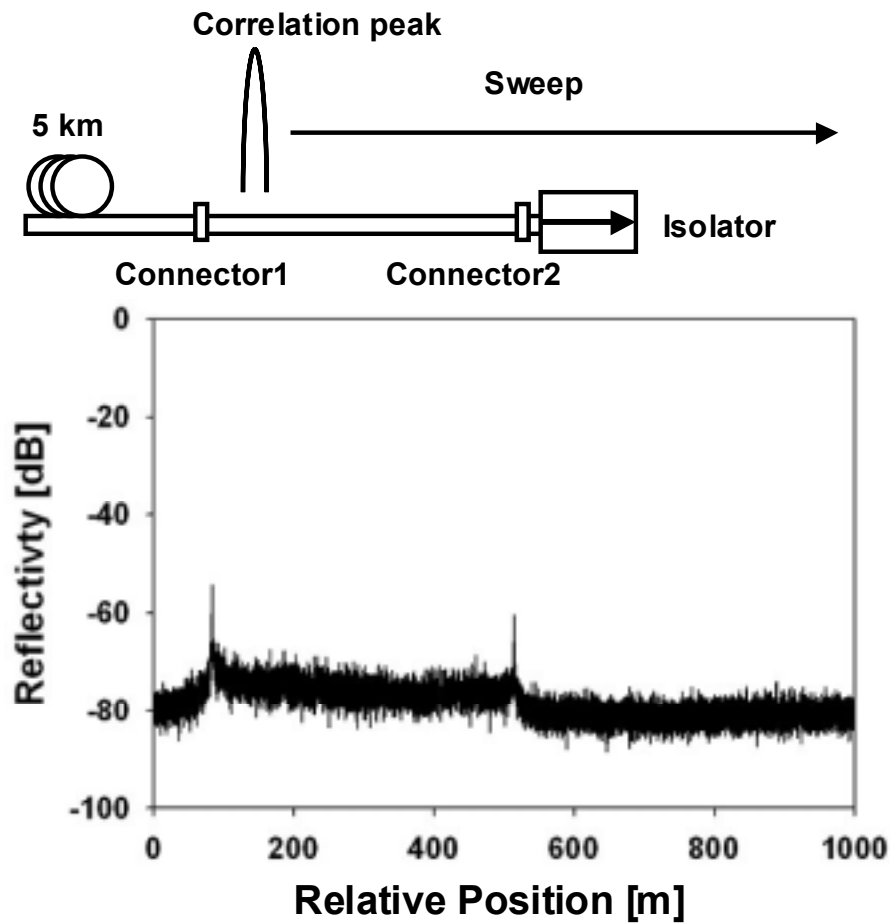


図 5.23: 5 km 遠方におけるコネクタを対象として取得した反射率分布

## 第 6 節 システムパラメータと空間分解能

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リフレクトメトリにおいてシステムパラメータと空間分解能の関係について考察する。コヒーレンス長内の OCDR では光源での光周波数変調の変調振幅のみに空間分解能は依存したが、コヒーレンス長外では、変調周波数や光源の線幅、バンドパスフィルタの帯域などシステムの様々なパラメータに依存する。

まず光源での光周波数変調の変調振幅と空間分解能の関係について検討する。第 3 節で導出した出力電流のパワースペクトラムを表現する式(5.31) を用いてシミュレーションする。光源の線幅を 2 MHz とする。光源に施す正弦波的な光周波数変調の変調周波数を 100 kHz とした。また光路差を 10 km とし 5 次の相関ピークの形状をシミュレーションする。

光源での光周波数変調の変調振幅を変化させた時の空間分解能の変化が図 5.21 である。変調振幅と空間分解能は反比例の関係にある。したがって変調振幅を大きくするほど空間分解能が向上する。これは図 5.22 のように変調振幅を大きくすることで、光路差が生じたときに出力電流のパワースペクトラムがより広がるようになるからである。シミュレーションのパラメータでは、空間分解能 10 cm 程度にするには変調振幅は 10 GHz 以上が必要となる。

次に光源での光周波数変調の変調周波数と空間分解能の関係について検討する。光源の線幅を 2 MHz、光源に施す正弦波的な光周波数変調の変調振幅を 5 GHz とした。光源での光周波数変調の変調周波数を変化させた時の空間分解能の変化が図 5.23 である。変調周波数と空間分解能が反比例の関係にあることがわかる。したがって変調周波数を大きくするほど空間分解能が向上することになる。変調周波数を大きくすると、図 5.24 のように出力電流のパワースペクトラムにおいて、ローレンツ形状のパワースペクトラムの間隔が広が

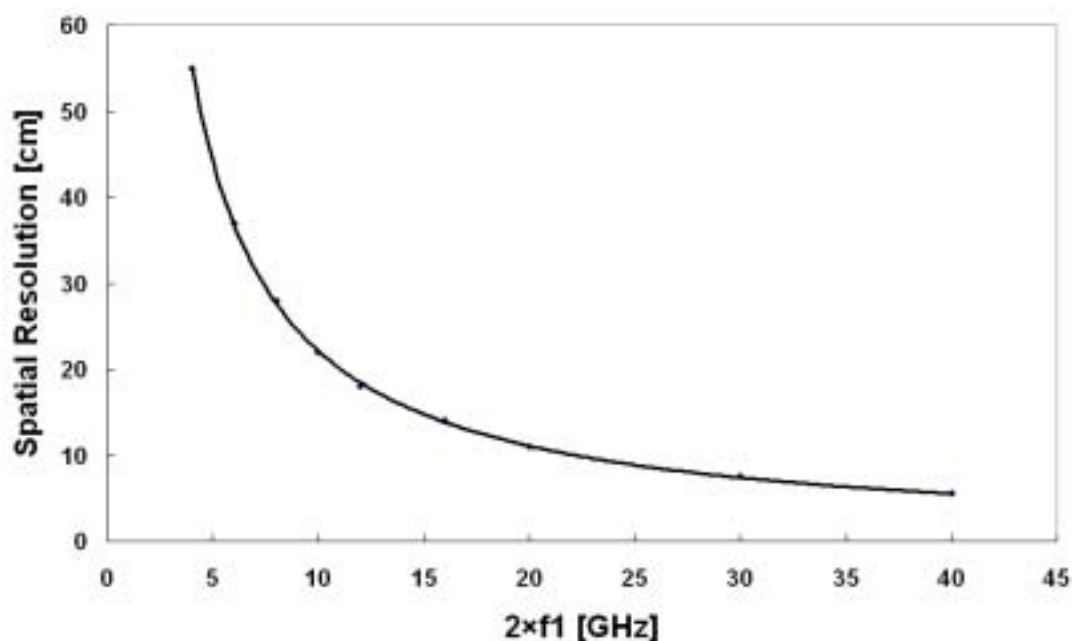


図 5.24: 光源での光周波数変調の変調振幅( $f_1$ )と空間分解能の関係

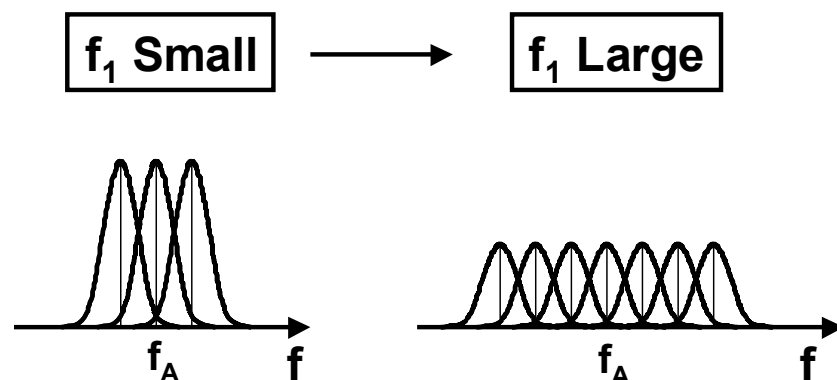


図 5.25: 変調振幅( $f_1$ )による出力電流スペクトラムの変化

ることになる。それにより重なりが減ることから、ビート周波数成分が光路差により減少しやすくなる。ただし、変調周波数は相関ピークの間隔に関係する。変調周波数を大きくするとピーク間隔が狭まる。ピーク間隔が測定範囲に相当することから、変調周波数を大きくすると空間分解能は向上するが測定範囲が狭くなる。

さらに光源の線幅と空間分解能の関係について検討する。光源に施す正弦波的な光周波数変調の変調振幅を 5 GHz、変調周波数を 100 kHz とした。光源の線幅を変化させた時の空間分解能の変化が図 5.25 である。光源の線幅と空間分解能が比例関係にあることがわか

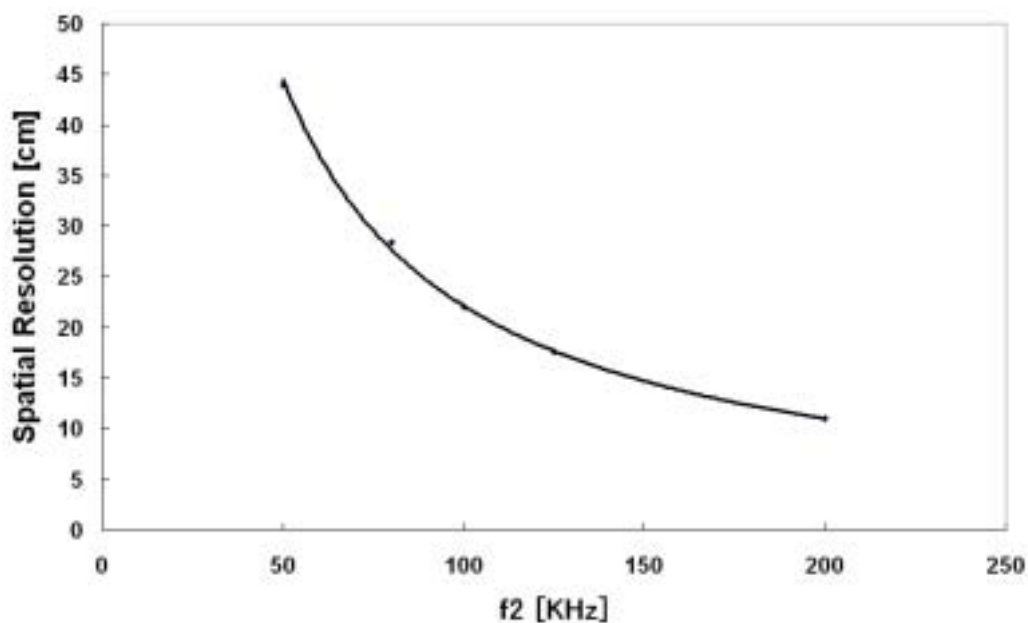


図 5.26: 光源での光周波数変調の変調周波数( $f_2$ )と空間分解能の関係

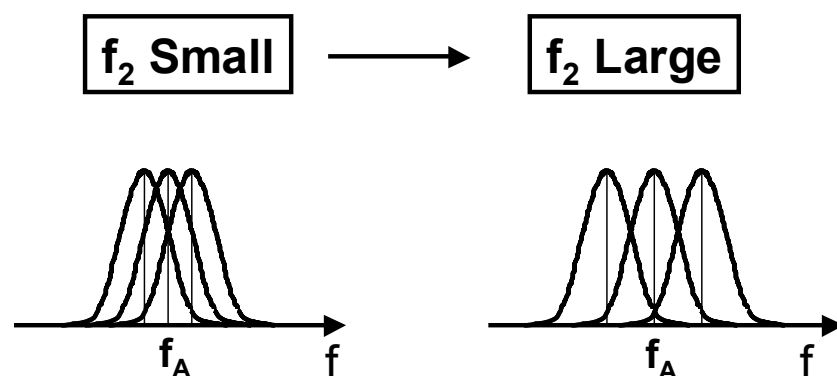


図 5.27: 変調周波数( $f_2$ )による出力電流スペクトラムの変化

る。したがって光源の線幅を細くするほど空間分解能が向上する。これは出力電流のパワースペクトラムでのローレンツ形状の幅が光源の線幅の2倍と決まっているからである。したがって光源の線幅を細くするほどローレンツ形状の幅が細くなり、図 5.26 のように隣り合うローレンツ形状のパワースペクトラムの重なりが減少して、光路差によりビート周波数成分が減りやすくなる。より線幅の細い光源を用いることで空間分解能を向上することができる。

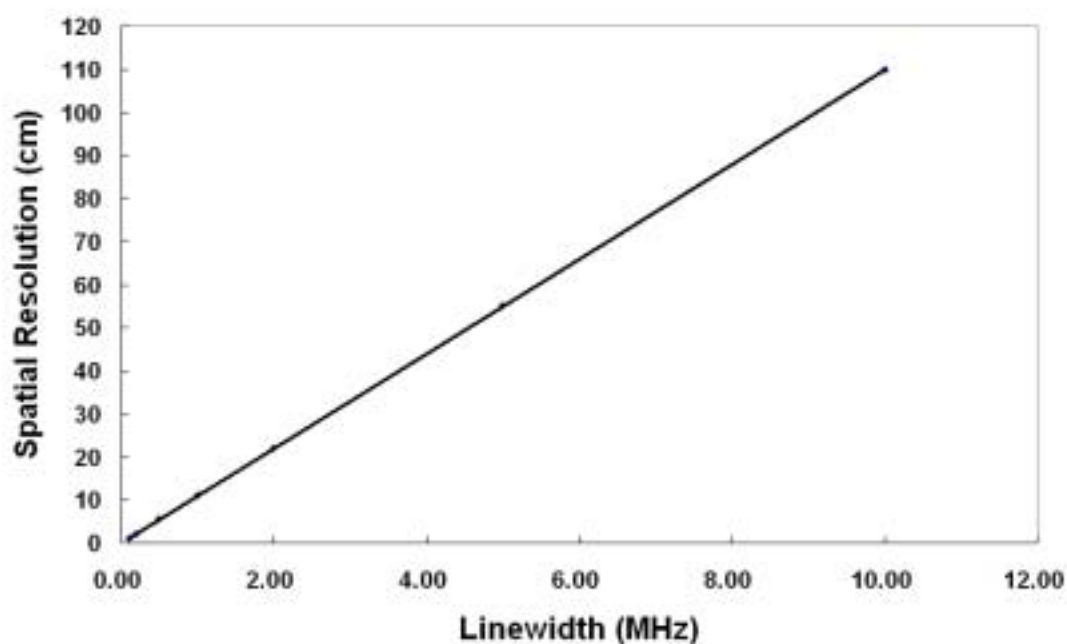


図 5.28: 光源の線幅と空間分解能の関係

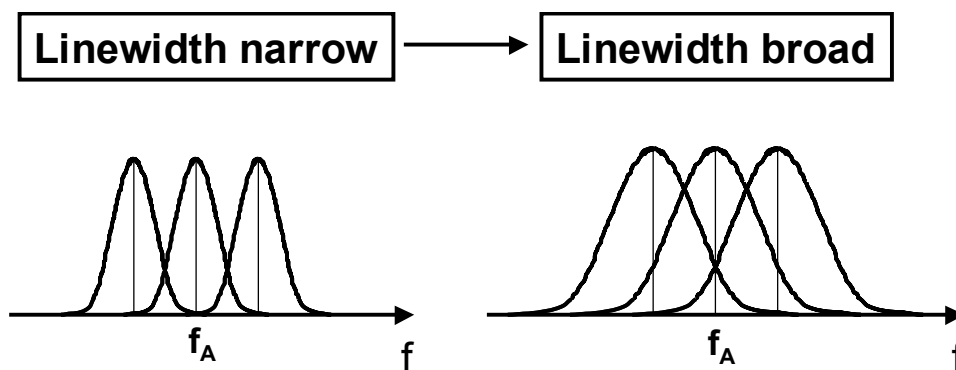


図 5.29: 光源の線幅による出力電流スペクトラムの変化

最後に受光器の後に設置するバンドパスフィルタの帯域と空間分解能および感度の関係について考察する。光源の線幅を 2 MHz、光源に施す正弦波的な光周波数変調の変調振幅を 5 GHz、変調周波数を 100 kHz とした。まずバンドパスフィルタの帯域を 2 MHz、3 MHz、5 MHz、10 MHz と変化させたときの、光路差によるバンドパスフィルタからの出力の変化をシミュレーションした。その結果が図 5.27 である。図 5.28 のように帯域を広げること

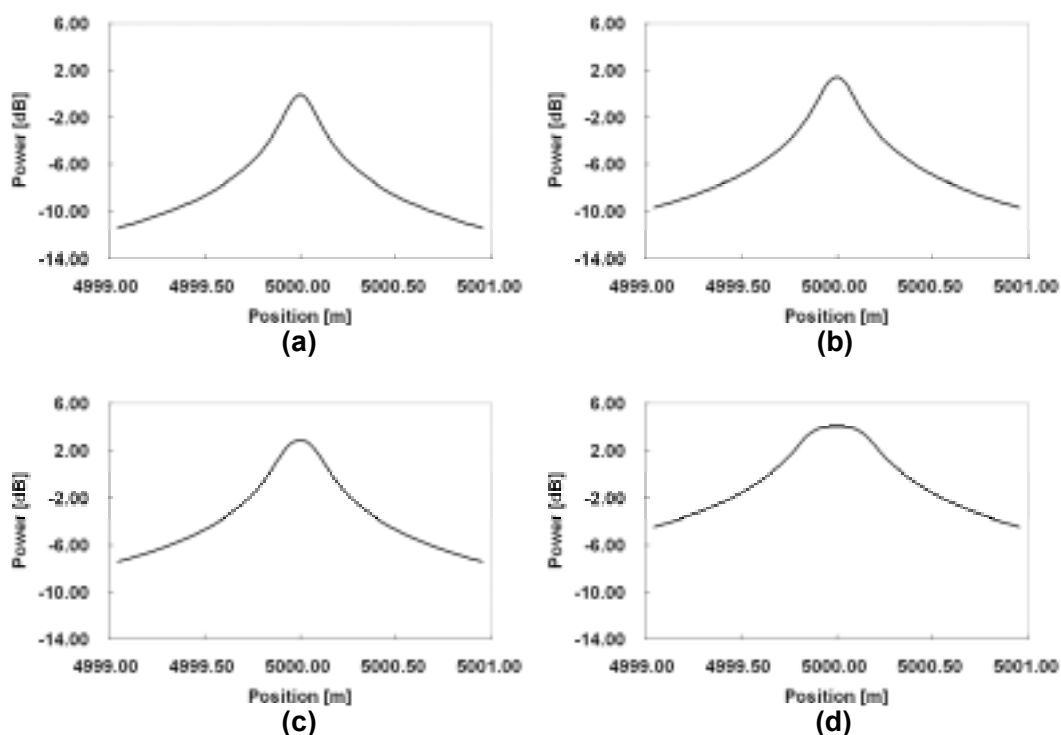


図 5.30: バンドパスフィルタの帯域によるビート周波数成分の変化 (a)2 MHz (b)3 MHz (c)5 MHz (d)10 MHz

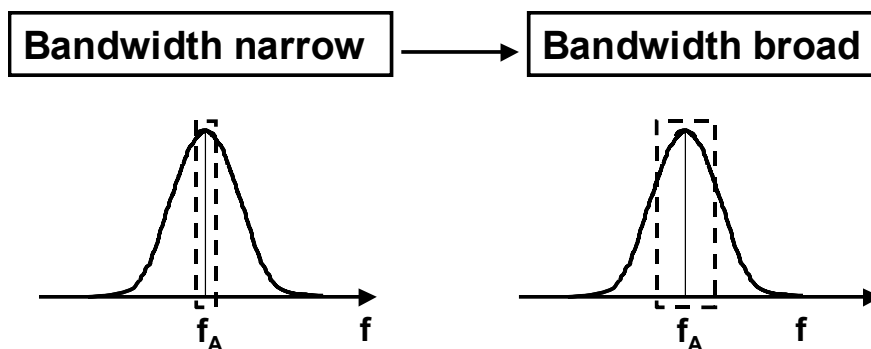


図 5.31: バンドパスフィルタの帯域と出力電流スペクトラムの関係

でパワーが増加していることがわかる。すなわち、バンドパスフィルタの帯域を広げることによって感度が向上することになる。ただし、ローレンツ形状のパワースペクトラムの幅に対してバンドパスフィルタの帯域が十分に大きくなると感度は向上しない。次にバンドパスフィルタの帯域を変化させた時の空間分解能の変化をシミュレーションした結果が図 5.29 である。バンドパスフィルタの帯域は狭い場合には空間分解能が一定であるが、ローレンツ形状のパワースペクトラムの幅と同程度以上になると、帯域を大きくするほど空間分解能が劣化する。これは図 5.30 に示すように、帯域を広げることで他のローレンツ形状のパワースペクトラムのパワーも加わるようになるからである。したがって感度を向上させるためには帯域を大きくする必要があるが、帯域の大きさには空間分解能の劣化が関係することから光源の線幅により決まる限界がある。

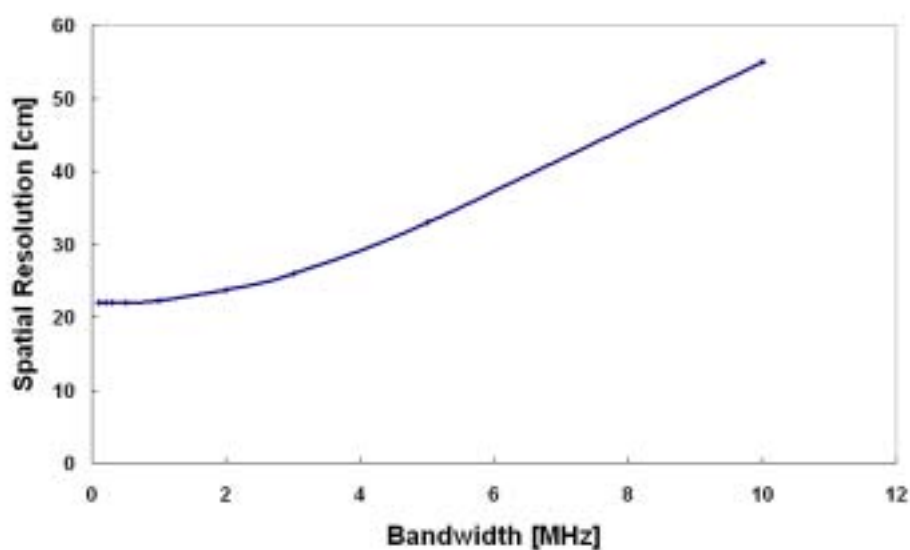


図 5.32: バンドパスフィルタの帯域による空間分解能の変化



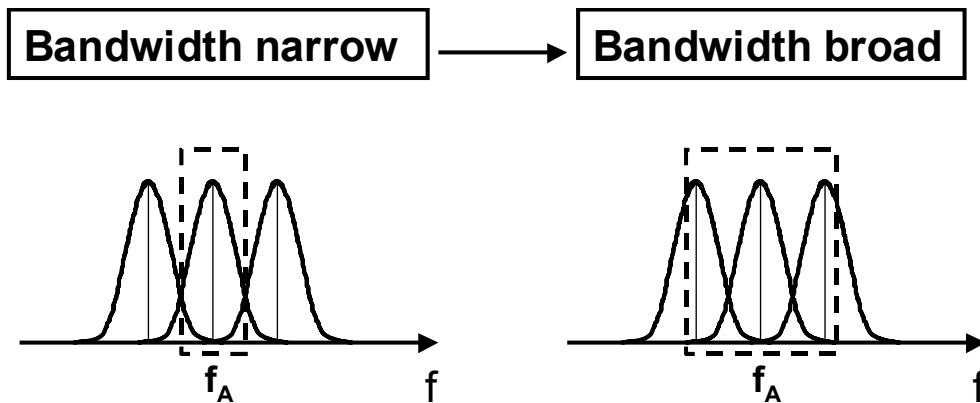


図 5.33: バンドパスフィルタの帯域を広げることによる空間分解能劣化の関係

## 第 7 節 システムパラメータとダイナミックレンジ

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リフレクトメトリにおいてシステムパラメータによるダイナミックレンジの変化について考察する。コヒーレンス長の内外を問わず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ではダイナミックレンジはピークの形状により決まる。ピークの形状は光源のパワースペクトラムに依存することから、光源での光周波数変調の変調振幅や変調周波数、光源の線幅などに依存する。

まず光源での光周波数変調の変調振幅とダイナミックレンジの関係について検討する。第 3 節で導出した出力電流のパワースペクトラムを表現する式(5.31) を用いてシミュレーションする。光源の線幅を 2 MHz とする。光源に施す正弦波的な光周波数変調の変調周波数を 100 kHz とした。また光路差を 10 km として 5 次の相関ピークの形状をシミュレーションする。光源での光周波数変調の変調振幅を変化させた時のダイナミックレンジの変化が図 5.31 である。変調振幅を大きくすることでダイナミックレンジが拡大されることがわかる。これは変調振幅を大きくすることで、光路差が生じたときに出力電流のパワースペクトラムがより広がるようになるからである。シミュレーションのパラメータでは、変調振幅が 10 GHz 以上になるとダイナミックレンジが 40 dB を超えることがわかる。

次に光源での光周波数変調の変調周波数とダイナミックレンジの関係について検討する。光源の線幅を 2 MHz、光源に施す正弦波的な光周波数変調の変調振幅を 5 GHz とした。光源での光周波数変調の変調周波数を変化させた時のダイナミックレンジの変化が図 5.32

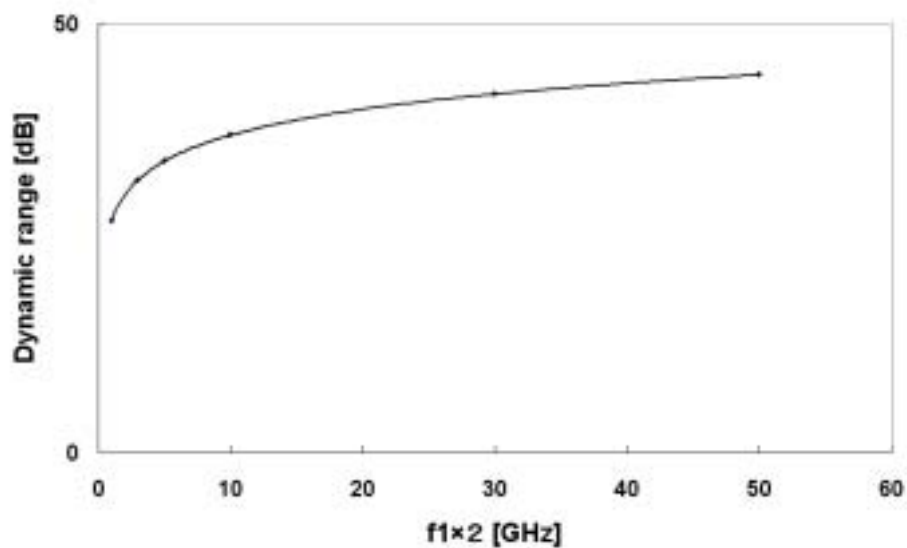


図 5.34: 光源での光周波数変調の変調振幅( $f_1$ )とダイナミックレンジの関係

である。変調周波数によりダイナミックレンジがほとんど変化しないことがわかる。したがって測定範囲を拡大するために変調周波数を小さくしてもダイナミックレンジは低下しないことになる。これは変調周波数を大きくしても、出力電流のパワースペクトラムの広がりがそれほど変化しないためである。

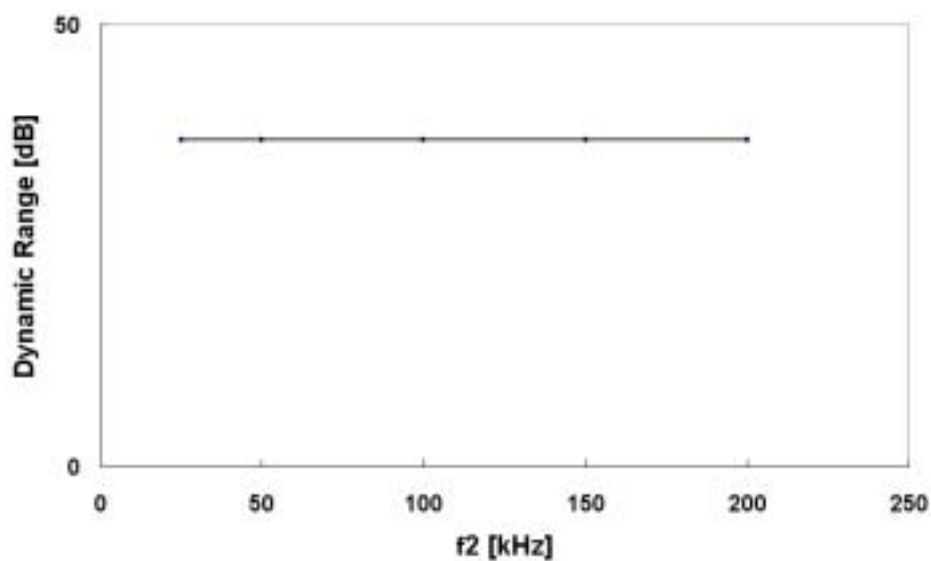


図 5.35: 光源での光周波数変調の変調周波数( $f_2$ )とダイナミックレンジの関係

さらに光源の線幅とダイナミックレンジの関係について検討する。光源に施す正弦波的な光周波数変調の変調振幅を 5 GHz、変調周波数を 100 kHz とした。光源の線幅を変化させた時のダイナミックレンジの変化が図 5.33 である。光源の線幅を細くするほどダイナミックレンジが向上する。これは出力電流のパワースペクトラムでのローレンツ形状の幅が光源の線幅の 2 倍と決まっているからである。したがって光源の線幅を細くするほどローレンツ形状の幅が細くなり、隣り合うローレンツ形状のパワースペクトラムの重なりが減少して、ダイナミックレンジが向上することになる。

前節の空間分解能と今節のダイナミックレンジの議論から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リフレクトメトリでの空間分解能、ダイナミックレンジ、測定範囲の関係をまとめる。空間分解能を向上させるには、光源の線幅を細くし、光源の光周波数変調の変調周波数を高くし、変調振幅を大きくする必要がある。この時にダイナミックレンジは空間分解能と同様に向上する。これに対して測定範囲は変調周波数を高くするために狭まる。測定範囲を広げるには変調周波数を低くする必要がある。この時に空間分解能は劣化する。ダイナミックレンジは変化しない。このことから、空間分解能、測定範囲、ダイナミックレンジをそれぞれ向上させる為には線幅の細い光源を用いて、光源の光周波数変調の変調周波数を低くし、変調振幅を大きくすることになる。

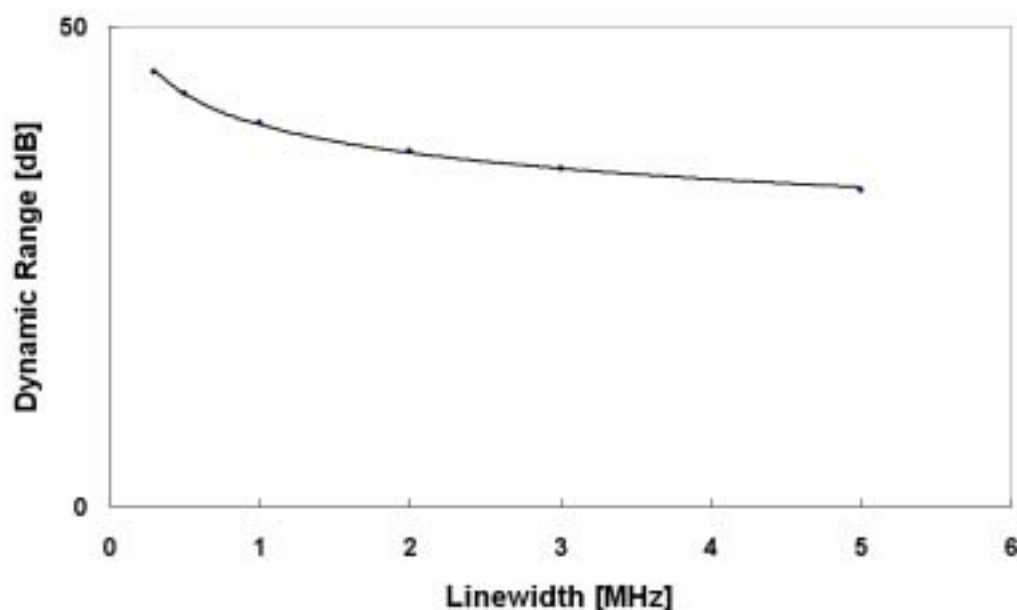


図 5.36: 光源の線幅とダイナミックレンジの関係

## 第 8 節 光源のパワースペクトラム形状の制御によるダイナミックレンジの改善

OCDR や p-OCDR では光波コヒーレンス関数の形状によりダイナミックレンジが決定される。光波コヒーレンス関数は光源のパワースペクトラムのフーリエ変換であることから、光源のパワースペクトラム形状を制御することでより鋭いデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成することが可能となる。コヒーレンス長を超えた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においても相関ピークの形状によりダイナミックレンジが決定される。この相関ピークの形状はコヒーレンス長内の場合と同様に光源のパワースペクトラムの形状に強く依存する。したがって光源のパワースペクトラムを制御することで同様にダイナミックレンジを改善することが可能となる。正弦波的な変調波形により光周波数変調を行う場合には光源のパワースペクトラムは図 2.7 のように端に鋭いピークを持つ形状となる。その為に相関ピークの形状も鋭いデルタ関数形状にはならない。そこで光源のパワースペクトラムにガウス窓やハミング窓などの窓関数をかけることで相関ピークの形状を変化させダイナミックレンジの改善を行うことが可能である。光源のパワースペクトラムの形状を制御する手法としては、光源の光周波数変調の変調波形を変える手法、強度変調気により強度変調を行う手法、そして光フィルタを用いる手法がある。以下では光フィルタを用いることで光源のパワースペクトラムを制御し、ダイナミックレンジを改善する実験と、光周波数変調の変調波形を工夫する手法によりダイナミックレンジを改善する実験を示す。

光フィルタを用いた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リフレクトメトリにおいてダイナミックレンジを改善するための基礎実験の実験系を図 5.34 に示す。光源には光周波数変調特性に優れた 3 電極 DFB-LD を用いた。中心波長は 1555 nm である。また線幅は 2.07 MHz である。光周波数のみを変調することができる。光源の直後には光フィルタとして中心波長が 1555 nm になるように調整したエタロンフィルタを設置した。このエタロンフィルタは半値全幅が 1 GHz である。光ファイバカプラは全て 3 dB カプラである。また光サーキュレータを用いて損失を防ぎ、光源への戻り光を除去している。偏波コントローラにより受光器において受光の効率が最大になるように信号光と参照光の偏波をあわせている。受光器には 1 GHz の帯域を持つフォトディテクターを使用した。実験ではバンドパスフィルタと自乗検波器の代わりに電気スペクトラムア

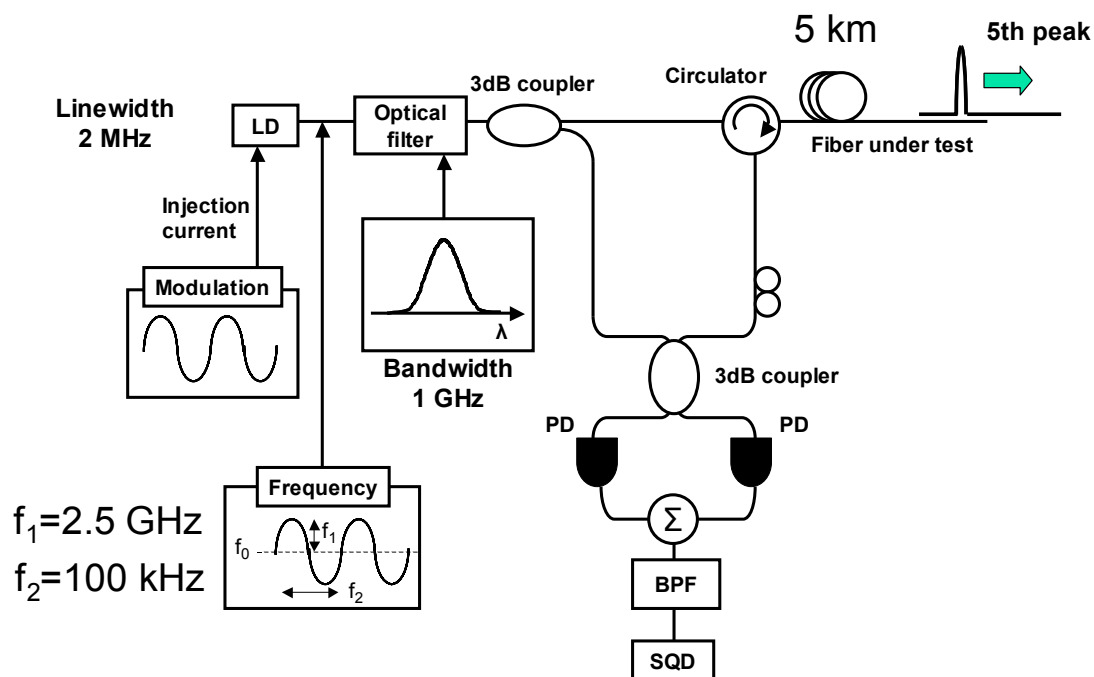


図 5.37: 光フィルタを用いたコヒーレンス長を超えた領域における光波コヒーレンス関数の合成法によるリフレクトメトリの実験系

ナライザを使用して 350 kHz 成分を観測した。

光源の光周波数変調のパラメータについて説明する。変調波形は正弦波である。光周波数変調の変調振幅は 2.5 GHz とした。また変調周波数は 100 kHz とした。これにより空間分解能は 55 cm となる。また相関ピークの間隔は光路差では 2 km になり、信号光路上では 1 km となる。今回の実験では 5 km 遠方を測定するため、5 次の相関ピークを掃引する。

信号光路に 5 km の光ファイバを接続し、終端に光ファイバコネクタを設置した。この時に 5 次の相関ピークを掃引して得られた反射光分布が図 5.35 である。測定範囲は 241 m である。フィルタのない場合には図 5.35 (a)のようにダイナミックレンジが 30 dB となっている。エタロンフィルタを挿入した場合には図 5.35 (b)のようにダイナミックレンジが 45 dB となり 15 dB 改善されている。

実験ではエタロンフィルタの帯域幅が 1 GHz であることから、空間分解能が 55 cm に制限されていた。より帯域幅の大きい光フィルタを用いることで空間分解能を向上することが可能である。またそれにより更にダイナミックレンジを向上させることができる。さらに最適な形状の特性を持つ光フィルタを用いることでダイナミックレンジを改善することができる。

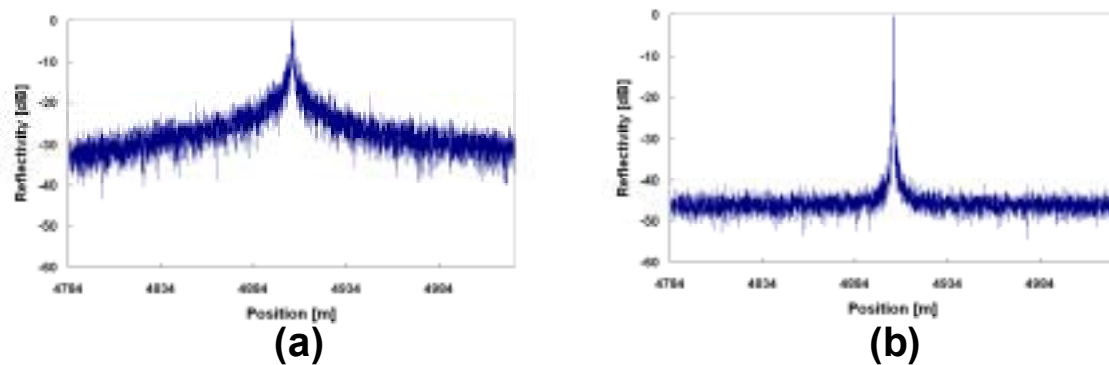


図 5.38: 5 km 遠方の 100%ミラーを対象としたときの反射率分布 (a)フィルタなし (b)フィルタあり

次に光周波数変調の変調波形を工夫した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リフレクトメトリにおいてダイナミックレンジを改善するための基礎実験の実験系を図 5.36 に示す。光源の光周波数変調の変調波形として、これまでの正弦波的な波形ではなく図 5.36 のような波形を用いた。これにより光源のパワースペクトラムはハミング窓の形状となる。光ファイバカプラは全て 3 dB カプラである。また光サーキュレータを用いて損失を防ぎ、光源への戻り光を除去している。偏波コントローラにより受光器において受光の効率が最大になるように信号光と参照光の偏波をあわせている。受光器には 1 GHz の帯域を持つフォトディテクターを使用した。実験ではバンドパスフィルタと自乗検波器の代わりに電気スペクトラムアナライザを使用して 350 kHz 成分を観測した。

光源の光周波数変調のパラメータについて説明する。光周波数変調の変調振幅は 2.5 GHz とした。また変調周波数は 100 kHz とした。これにより相関ピークの間隔は光路差では 2 km になり、信号光路上では 1 km となる。今回の実験では 5 km 遠方を測定することから、5 次の相関ピークを掃引する

信号光路に 5 km の光ファイバを接続し、終端に光ファイバコネクタを設置した。この時に 5 次の相関ピークを掃引して得られた反射光分布が図 5.37 である。測定範囲は 241 m である。正弦波的な場合には図 5.37 (a)のようにダイナミックレンジが 30 dB となり、サイドローブも大きい。光源のパワースペクトラムがハミング窓の形状になるように変調波形を工夫した場合には図 5.37 (b)のようにダイナミックレンジが 35 dB となりサイドローブも抑圧されている。

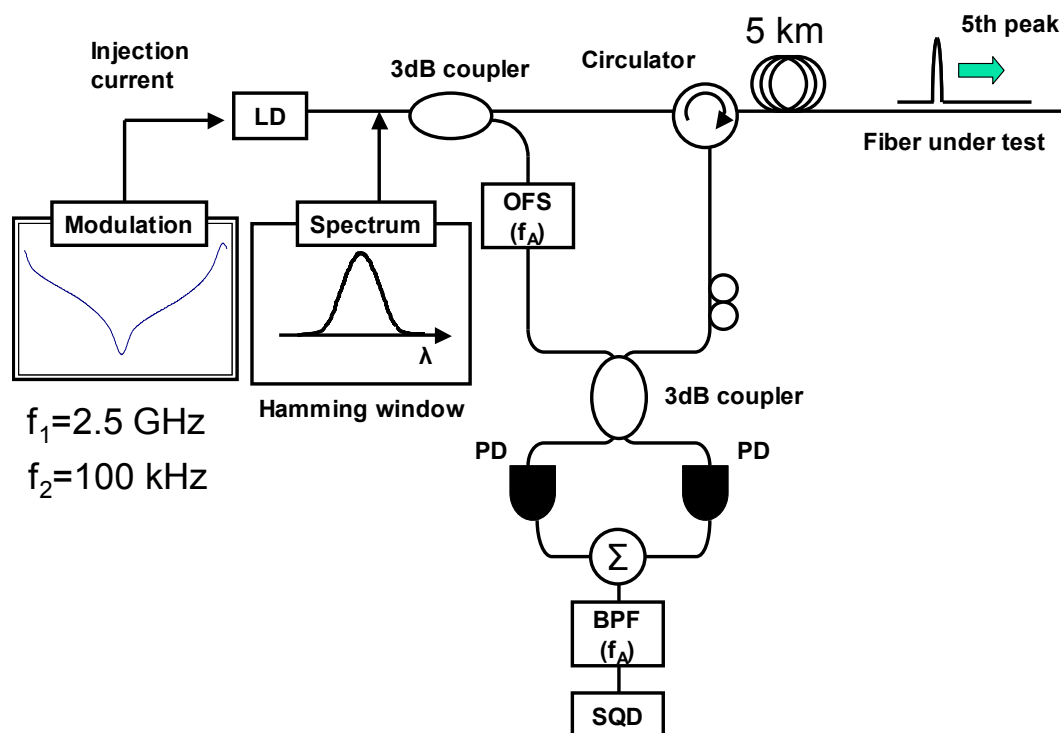


図 5.39: 変調波形を変えたコヒーレンス長を超えた領域における光波コヒーレンス関数の合成法によるリフレクトメトリの実験系

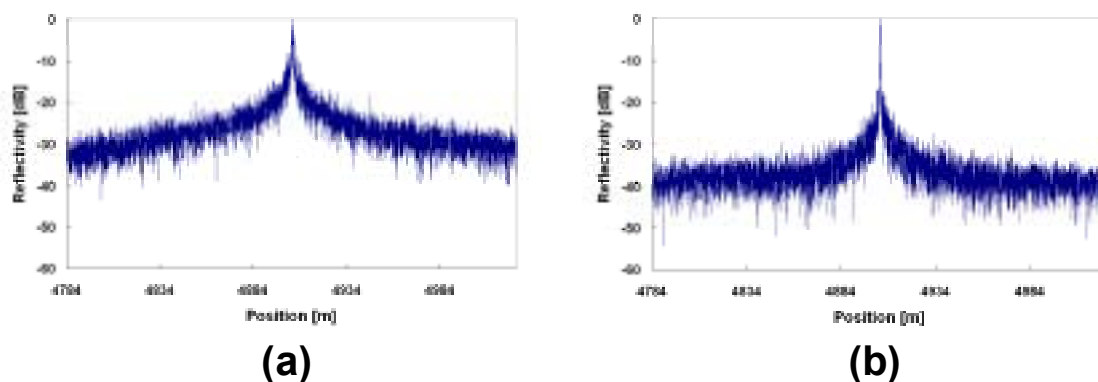


図 5.40: 5 km 遠方の 100%ミラーを対象としたときの反射率分布 (a)正弦波的な変調波形 (b)パワースペクトラムがハミング窓の形状になる変調波形

## 第 9 節 他の手法との比較

本論文では km オーダの測定範囲と cm オーダの空間分解能が可能なリフレクトメトリがテーマであることから、この点について OTDR、OFDR、第 3 章及び第 4 章で説明した光

ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリ、そして本章で説明した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リフレクトメトリについて比較・検討する。

まず測定範囲と空間分解能について検討する。OTDR は数 10 km から 100 km を超える測定範囲を実現し既に実用化されているが、空間分解能は 1 m 程度ある。OTDR では光パルスのパルス幅が空間分解能となるが、パルス幅を狭めると受光器での帯域が広がり信号対雑音比が劣化する。その為に空間分解能は 1 m 程度に制限されている。OFDR は数 10 km 程度の測定範囲を実現しているが、測定範囲と共に空間分解能が劣化する。これは測定範囲を拡大すると、温度の変動や振動などの環境変動による位相雑音によりビート周波数が変動し、空間分解能が劣化するからである。14 cm の空間分解能で 1 km の測定範囲という報告がされている。光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリでは、実験においては 1 km の測定範囲で 11 cm の空間分解能を実現している。第 4 章のシステム性能に関する議論では、シミュレーションにより 15 cm 程度の空間分解能で 3 km から 4 km の測定範囲を実現できることを示している。ただし、これは受光器の帯域を 1 GHz と制限している。そこでより高帯域の受光器を用いることで 10 cm 程度の空間分解能を維持したまま測定範囲を拡大することが可能である。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リフレクトメトリでは、実験では 1 km の測定範囲で 22 cm の空間分解能を実現している。前節の空間分解能に関する議論から cm オーダの空間分解能を維持して 10 km から 20 km まで測定範囲を拡大できると考えられる。ただし、このリフレクトメトリにおいて測定範囲と空間分解能は光源の線幅と変調特性のみで決まるため、デバイスに大きく依存することになる。

次にダイナミックレンジについて検討する。OTDR では 40 dB から 50 dB 以上のダイナミックレンジを実現している。OTDR ではブランチによるパワーの減少や、受光器の広帯域化により信号対雑音比が悪い。また空間分解能に相当する光パルス幅内のレーリー散乱を積分してしまうため、レーリー散乱によるフロアレベルが上昇してしまうという問題もある。OFDR においては 80 dB から 90 dB のダイナミックレンジが実現され、レーリー散乱が観測されている。光加入者系への応用を考えた場合には、光ファイバの管理をするために光ファイバの損失特性を測定することが必要となる。光ファイバの損失特性はレーリー散乱を観測することで測定することができる。光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリは、実験では -40 dB 程度のダイ



ナミックレンジとなっている。ただし、第4章において議論したように、測定範囲内外を問わずに反射がある場合には、それによりシステムのダイナミックレンジが制限されることになる。また測定範囲や空間分解能とトレードオフの関係にある。その為に測定範囲により 20 dB から 30 dB 程度のダイナミックレンジとなる。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リフレクトメトリでは、実験では 35 dB 程度のダイナミックレンジとなっている。このリフレクトメトリでは相関ピークの形状によりダイナミックレンジが決まる。相関ピークの形状は光源のパワースペクトラムの形状により決まることから、光周波数変調や強度変調によりパワースペクトラムの形状を変化させ、ダイナミックレンジを向上させることが可能となる。

さらに測定時間について検討する。OTDR の測定時間は数秒から数分である。OTDR はパルスを数千回も出力し、その戻り光を積分している。したがって測定時間が長いほど信号対雑音比が向上する。OFDR の測定時間は数秒である。OFDR では光源を鋸波的に光周波数変調することから、その変調速度が測定時間に影響する。また、ビート周波数を位置情報に変換することから演算時間が必要となる。光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリの測定時間は数分である。このリフレクトメトリでは1点の測定時間は 1 msec 以下の短時間であるが、測定点を切り換えながら測定するために測定距離により比例的に測定時間は変化する。位相変調の波形を変えるにより測定点を切り換えることから、任意波形発生器などの性能にも依存する。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リフレクトメトリの測定時間は数分である。このリフレクトメトリも同様に1点の測定時間は 1 msec 以下の短時間である。また測定点を切り換えながら測定するために測定距離により比例的に測定時間は変化する。測定点の切り換えは光源の光周波数変調の変調周波数を変えることで行うことから、同様に任意波形発生器の性能に依存する。

最後にコストについて検討する。OTDR は実用化されており低コスト化が行われ 100 万円程度の低価格の製品も存在する。様々な用途に向けて開発されており、携行版の製品も発売されている。OFDR は電気スペクトラムアナライザが必要となることから高コストになると考えられていた。しかしながら現在では電気スペクトラムアナライザの低コスト化が行われ 100 万円以下の製品もあることから、OFDR においても低コスト化が可能となる。ただし、光源の光周波数変調において高性能を要求されることから、光源に関するコストが掛かると考えられる。光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法に

よる遠方監視用リフレクトメトリでは、OFDR と比較して電気スペクトラムアナライザを用いないことから、その点については低コスト化が可能である。しかしながら、光周波数シフタや光スイッチ、光増幅器など多数の光デバイスを用いることから、結果として高コストになると考えられる。また受光器の後のバンドパスフィルタとしても可変のバンドパスフィルタが必要になりコストが掛かる。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リフレクトメトリは光デバイスも少なく、また電気スペクトラムアナライザや可変のバンドパスフィルタを必要としないことから低コスト化が可能である。ただし、システム性能を光源の線幅や変調特性に依存することから光源のコストが重要となる。

以上の議論をまとめたのが表 5.1 である。既存の研究である OTDR や OFDR は様々な性能面で優れているが、空間分解能では劣っている。それに対して空間分解能と測定範囲の両立を重視した場合には本論文で提案した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リフレクトメトリが優れていることが判る。

表 5-1: 各種リフレクトメトリの性能比較

	OTDR	OFDR	#1	#2	#1 Elongation of Measurement Range by Successively Shifting Measurement Window in a High Spatial Resolution Reflectometry for Optical Subscriber Networks by Synthesis of Optical Coherence Function  #2 Long range and high resolution reflectometry by synthesis of optical coherence function at region beyond the coherence length
Spatial Resolution	✕ 1-2m ~	△ 14cm ~	◎ 5-10cm	○ 10-20cm	
Measurement Range	◎ 100km ~	△ 1km ~	△ 2-3km ~	○ 5-10km	
Dynamic Range	△ 40-50dB	◎ 80-90dB	✕ 20-30dB	○ 45dB ~	
Measurement time	○ 1min. ~	◎ 4-5sec.	○ 5-10min.	○ 5-10min.	
Cost	◎ Very cheap	○ Cheap	✕ Expensive	○ Cheap	

## 第 10 節 まとめ

本章では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リフレクトメトリについて説明した。まず第 2 章で述べた正弦波的な変調波形によりデルタ

関数形状の光波コヒーレンス関数を合成する手法による OCDR について説明した。空間分解能や測定範囲の式を導出した。次に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リフレクトメトリの原理を述べた。光源の位相雑音を含んだ光波の式により、コヒーレンス長を超えた場合の出力電流のパワースペクトラムを表現する式を導出し、出力電流のパワースペクトラムや光路差によるビート周波数の変化についてシミュレーションした。そしてビート周波数による検出方法についても説明し、シミュレーションで確認した。また実際に構築した実験系を説明した後に、10 km の光路差がある 5 km 遠方において測定範囲 1 km、空間分解能 8.2 cm で取得した反射率分布を報告した。また測定範囲 5 km も実現した。その後に光源の線幅、光周波数変調の変調振幅と変調周波数、受光器後のバンドパスフィルタの帯域が空間分解能やダイナミックレンジにどのように影響するか考察した。また光源のパワースペクトラム形状を光フィルタや変調波形により制御することでダイナミックレンジが改善されることを説明し、実験により 30 dB から 45 dB へと 15 dB 改善することに成功したことを報告した。最後に既存の技術である OTDR や OFDR と本論文で述べたリフレクトメトリについて、測定範囲、空間分解能、測定時間、ダイナミックレンジ、コストについて比較・検討した。

## 第 6 章

### 結論

本論文では干渉の特性を制御する光波コヒーレンス関数の合成法を応用した光ファイバリフレクトメトリにおいて、測定範囲を拡大する手法について述べた。第 1 章では光ファイバセンサが発展する歴史的な背景と各種光ファイバリフレクトメトリについて説明した。半導体レーザと低損失な光ファイバの開発により様々な光ファイバセンサの研究が行われてきた。その中において光ファイバ通信とも密接な関係にある光ファイバリフレクトメトリは非常に重要であり、様々な研究や開発がなされている。光ファイバリフレクトメトリにおいては測定範囲と空間分解能は重要なシステム性能である。特に現在は FTTH サービスの実用化により光加入者系の診断技術として km オーダの測定範囲と cm オーダの空間分解能を併せ持つ光ファイバリフレクトメトリが求められている。したがって数 km という遠方において cm オーダの空間分解能を実現することができる光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリにおいて、その測定範囲を拡大することができる手法はきわめて重要である。

第 2 章では本論文で述べた光ファイバリフレクトメトリの基本となる光波コヒーレンス関数の合成法について説明した。光波を数式で扱うことにより干渉計における光の強度を導きその干渉項における光波コヒーレンス関数を導出した。この光波コヒーレンス関数は干渉縞の包絡線である可干渉度を表現する。この光波コヒーレンス関数が光源のパワースペクトラムのフーリエ変換で与えられることを示した。光源のパワースペクトラムが理想的な単色光である場合や半導体レーザのようにローレンツ形状、SLD のようにガウス形状である場合に、その光波コヒーレンス関数の形状を求めた。そして光源のパワースペクトラムを光源の光周波数を変調することで制御して光波コヒーレンス関数を合成する光波コヒーレンス関数の合成法の原理を説明した。まず光源の周波数応答性などを調節するときに用いる、2 値の矩形波的な変調によりできる光波コヒーレンス関数を示した。そして

光ファイバリフレクトメトリを行う際に用いる、デルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する手法として、多段の矩形波的な光周波数変調と正弦波的な光周波数変調を述べた。最後に、多段の矩形波的な光周波数変調により合成したデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を、位相変調を併用することで時間遅延軸上においてシフトすることができることを説明した。

第3章では、光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリについて述べた。まず第2章で説明した矩形波的な変調利よりデルタ関数形状のピークを持つ光波コヒーレンス関数を合成する手法とその光波コヒーレンス関数を位相変調により時間遅延軸上にシフトする手法を応用した p-OCDR について説明した。リフレクトメトリシステムでの出力と光波コヒーレンス関数の関係を示し、空間分解能と測定範囲に関する式を光波コヒーレンス関数から導出した。続いて光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による原理を述べた。光スイッチにより p-OCDR を遠方監視に応用できることを数式により示し、参照光路に設置した光ファイバ遅延ループにより測定範囲が拡大する手法を説明した。これにより遠方において cm オーダの高空間分解能を維持したまま km オーダまで測定範囲を拡大することが可能となる。さらに実際に構築した実験系について説明した後に、5 km 遠方においてコネクタを対象として空間分解能 11 cm、測定範囲 1 km で反射率分布の測定をした結果を報告した。

第4章においては、前章で述べた光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリにおけるシステム性能について説明した。システム性能についてはダイナミックレンジ・空間分解能・測定範囲・測定時間の4つについて注目した。まずダイナミックレンジが光源の位相雑音とバンドパスフィルタの帯域、光ファイバ遅延ループと光パルス窓、可干渉度により制限されることを説明した。次に空間分解能については、環境変動とバンドパスフィルタの帯域、可干渉度、光パルス窓により制限されることを説明した。さらに測定範囲については、リフレクトメトリシステムの出力電流のパワースペクトラムを考察することで、クロストークが生じない光ファイバ遅延ループ内の光周波数シフトのシフト周波数について議論した。最後に測定時間がある1点の反射率を測定する時間、測定点の間隔、あるひとつの光パルス窓の測定範囲、そして光パルス窓数により決まることを説明した。その後に実験系でのパラメータをもとにシステム性能についてシミュレーションを行い、1 km 以上の測定範囲、10 cm 程度の空間分解能、そして 20 dB のダイナミックレンジが実現できることを示した。

第 5 章では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リフレクトメトリについて説明した。まず第 2 章で説明した正弦波的な光周波数変調によりデルタ関数形状の光波コヒーレンス関数を合成する手法を用いた OADR について述べた。この時に光波コヒーレンス関数から空間分解能と測定範囲の式を導出した。次に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リフレクトメトリの原理を説明した。光源が線幅を持つことを含んだ光波の式を用いて、光路差がコヒーレンス長を超えた状態における出力信号のパワースペクトラムを表現する式を導出した。その式をもとに具体的な数値により、光路差の変化によるパワースペクトラムとビート周波数成分の変化をシミュレーションした。これにより光路差がコヒーレンス長を超えた場合においても OADR の手法を用いることで反射率分布を得ることが可能であると示された。さらにビート周波数が大きくなると正しい反射率分布を得ることができないことをシミュレーションと実験により確認した。そしてそれに対応する検出方法を 3 種類述べた。また実際に構築した実験系について説明した後に、5 km 遠方において 1 km の測定範囲と 8.2 cm の空間分解能で測定した反射率分布を報告した。そして空間分解能が光源の線幅に比例し、光源の光周波数変調の変調振幅と変調周波数に反比例することを示した。またバンドパスフィルタの帯域を広げることで感度が向上することや、光源の線幅より広げた場合には空間分解能が劣化するという事を説明した。最後に既存の技術である OTDR や OFDR、光ファイバ遅延ループを用いた光波コヒーレンス関数の合成法による遠方監視用リフレクトメトリ、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リフレクトメトリについて、測定範囲、空間分解能、ダイナミックレンジ、測定時間、そしてコストの面で比較・検討した。これにより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リフレクトメトリが有力な手法であると確認できた。

# 謝辞

本研究を進めるに当たり、研究の方針から細部にいたるまで懇切にご指導いただいた保立和夫教授に深く感謝いたします。

また実験を進行するに当たり、実験技術から実験を行う方法論、研究に対する姿勢まで山下真司助教授から多くのことを学びました。ここに深く感謝いたします。

実験を進めていく上で協力していただき、また有益な議論をしていただきました何祖源講師に感謝いたします。

本研究を通して用いた光周波数特性に優れた 3 電極構造 DFB レーザは、富士通研究所様にご提供いただきました。深く感謝いたします。

日々の研究生生活を支えていただいた保立・山下・何研究室秘書の増原迪子様、町田薫様、若林紀江様に心より感謝いたします。

最後になりましたが、研究の進行及び討論にあたり、協力いただいた、保立・山下・何研究室の卒業生、在学生の皆様に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vo. 17, no.3, pp. 109-111, 1970.
- [2] F. D. Kapron, D. B. Keck and R. D. Maurer, "Radiation loss in glass optical waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, pp. 423-425, 1970.
- [3] 大越孝敬編, "光ファイバセンサ," オーム社, 1986 年.
- [4] M. Lequime, "Fiber sensors for Industrial applications," *Proc. OFS-12*, pp. 66-71, 1997.
- [5] W. Lee, J. Lee, C. Henderson and H. F. Taylor, "Railroad Bridge Instrumentation with Fiber Optic Sensors," *Proc. OFS-12*, pp. 412-415, 1997.
- [6] D. Inaudi, "Field Testing and application of fiber optic displacement sensors in civil structures," *Proc. OFS-12*, pp. 596-599, 1997.
- [7] J. D. C. Jones, "The industrial implementation of Interferometric Fiber Sensors in Research and Testing," *Proc. OFS-11*, pp. 384-389, 1996.
- [8] N. Itoh, H. Minemoto, D. Ishiko and S. Ishizuka, "Commercial current sensor activity in Japan," *Proc. OFS-12*, pp. 92-95, 1997.
- [9] K. Kurosawa, "Optical Current Transducers Using Flint Glass Fiber as the Faraday Sensor Element," *Proc. OFS-11*, pp. 134-139, 1996.
- [10] D. A. Jackson, A. B. Lobo Riberito, L. Reekie and J. L. Archambault, "Simple multiplexing scheme for a fiber-optic grating sensor network," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1192-1194, 1993.
- [11] G. A. Ball, W. W. Morey and P. K. Cheo, "Single- and multipoint fiber-laser sensors," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 267-270, 1993.
- [12] R. Juskaitis, A. M. Mamedov, V. T. Potapov and S. V. Shatalin, "Distributed interferometric fiber sensor system," *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1623-1625, 1992.
- [13] R. Stierlin, J. Ricka, B. Zysset, R. Battig, H. P. Weber, T. Binkert and W. J. Borer, "Distributed fiber-optic temperature sensor using single photon counting detection," *Appl. Opt.*, vol. 26, pp. 1368-1370, 1987.
- [14] K. Kurosawa, S. Hattori and T. Yoshino, "Distributed fiber-optic sensor using forward traveling light in polarization maintaining fiber," *Proc. SPIE*, vol. 798, pp. 36-41, 1987.
- [15] I. Cokgor, V. A. Handerek and A. J. Rogers, "Distributed optical-fiber sensor for spatial location of mode coupling by using the optical Kerr effect," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 705-707, 1993.



- [16] A. J. Rogers and V. A. Handerek, "Frequency-derived distributed optical-fiber sensing Rayleigh backscatter analysis," *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 21, pp. 4091-4095, 1992.
- [17] F. Parvaneh, L. C. G. Valente, V. A. Handerek and A. J. Rogers, "Forward-scatter frequency-derived distributed optical fiber sensing using the optical kerr effect," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 12, pp. 1080-1082, 1992.
- [18] F. Parvaneh, V. A. Handerek and A. J. Rogers, "Frequency-derived distributed optical fiber sensing: signal-frequency downsifting," *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 5, pp. 394-396, 1991.
- [19] J. P. Dakin and D. J. Pratt, "Distributed optical fiber raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector," *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 13, 1985.
- [20] S. D. Crossley, "Commercial prospects for distributed fiber optic sensors," *Proc. SPIE*, vol. 2294, pp. 14-21, 1994.
- [21] M. Tateda, T. Horiguchi, T. kurashima and K. Ishihara, "Measurement of strain distribution along field-installed optical fibers using brillouin spectroscopy," *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, no. 8, pp. 1269-1272, 1990.
- [22] B. D. Zimmermann, R. O. Claus, D. A. Kapp and K. A. Murphy, "Fiber-optic sensors using high-resolution optical time domain instrumentation systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, no. 9, pp. 1273-1277, 1990.
- [23] R. Rathod, T. D. Pechstedt, D. A. Jackson and D. J. Webb, "Distributed temperature-change sensor based on Rayleigh backscattering in an optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 8, pp. 593-595, 1994.
- [24] C. A. Rogers, *Smart materials, structures, and mathematical issues*, Technomic Publishing Company, USA, 1989.
- [25] R. O. Claus, *Optical fiber sensor-based smart materials and structures*, Technomic Publishing Company, USA, 1989.
- [26] M. V. Grandhi and B. S. Thompson, *Smart Materials and Structures*, Chapman & Hall, USA, 1992.
- [27] 電気学会光波センシング用光源調査専門委員会編, "光波センシングとレーザ," コロナ社, 1997 年.
- [28] C. G. Bethea, B. F. Levine, S. Cova and G. Ripamonti, "High-resolution and high-sensitivity optical-time-domain reflectometry," *Opt. Lett.*, vol. 13, pp. 233-235, 1988.
- [29] H. Izumita, Y. Koyamada and I. Sankawa, "The Performance Limit of Coherent OTDR Enhanced with Optical Amplifiers due to Optical Nonlinear Phenomena," *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, pp.1230-1238, 1994.
- [30] J. P. von der Weid, R. Passy and N. Gisin, "Mid-range coherent optical frequency domain reflectometry with a DFB laser diode coupled to an external cavity," *J. Lightwave Technol.*, vol. 13 pp. 954-960, 1995.

- [31] K. Huang and G. M. Carter, "Coherent optical frequency domain reflectometry (OFDR) using a fiber grating external cavity laser," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 1466-1468, 1994.
- [32] R. Passy, N. Gisin, J. P. von der Weid and H. H. Gilgen, "Experimental and Theoretical Investigations of Coherent OFDR with semiconductor laser sources," *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, pp. 1622-1630, 1994.
- [33] G. Mussi, N. Gisin, R. Passy and J. P. von der Weid, "-152.5 dB sensitivity high dynamic range optical frequency-domain reflectometry," *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 926-927, 1996.
- [34] K. Takada, "High-resolution OFDR with incorporated fiber-optic frequency encoder", *Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 1069-1072, 1992.
- [35] K. Takada, "Fiber-optic frequency encoder for high-resolution OFDR," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 1174-1177, 1992.
- [36] L. Wang, K. Iiyama, F. Tsukada, N. Yoshida and K. Hayashi, "Loss measurement in optical waveguide devices by coherent frequency-modulated continuous-wave reflectometry," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1095-1097, 1993.
- [37] U. Glombitza and E. Brinkmeyer, "Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode intergrated-optical waveguides," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1377-1384, 1993..
- [38] J. P. von der Weid, R. Passy, G. Mussi and N. Gisin, "On the Characterization of Optical Fiber Network Component with Optical Frequency Domain Reflectometry," *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, pp. 1131-1141, 1997.
- [39] J. P. von der Weid, R. Passy, G. Mussi and N. Gisin, "Coherent Reflectometry on Optical Fiber Amplifier," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1253-1255, 1997.
- [40] B. Schlemmer and A. Winter, "Real part determination OFDR with digital spatial filtering," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 1011-1013, 1994
- [41] K. Iizuka, Y. Imai, A. P. Freundorfer, R. James, R. Wong and S. Fujii, "Optical step frequency reflectometry," *J. Appl. Phys.*, vol. 68, pp. 932-936, 1990.
- [42] 下田平寛, "レーザリフレクトメトリ," 光波センシング研究会, LST20-14, pp. 101-106, 1997 年.
- [43] K. Iiyama and K. Hayashi, "High Resolution FMCW Reflectometry by the Maximum Entropy Method," *Proc. OFS-11, Fr1-3*, pp. 674-677, 1996.
- [44] 下田平寛, 多賀史江, "Kernel MUSIC 法の提案," 信学技報, CS95-179, pp. 37-42, 1996 年.
- [45] 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, pp. 1603-1606, 1987.
- [46] R. C. Yloungequist, S. Carr and D. E. N. Davis, "Optical coherence domain reflectometry: a new optical evaluation technique," *Opt. Lett.*, vol. 12, pp. 158-160, 1987.

- [47] K. Takada, M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, A. Himeno and K. Yukiatsu, "Ultrahigh-sensitivity low coherence OTDR using  $\text{Er}^{3+}$ -doped high-power superfluorescent fiber source," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 29-31, 1993.
- [48] K. Takada, "Optical low coherence method for characterizing silica-based arrayed-waveguide grating multiplexers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, pp. 1677-1689, 1996.
- [49] J. G. Fujimoto, B. E. Bouma, G. J. Tearney, S. A. Boppart, C. Pitris, J. Herrmann, E.A. Swason, J. F. Southern and M. E. Brezinski, "Optical coherence tomography for biomedical imaging and diagnosis," *Proc. OFS-12*, pp. 2-6, Oct. 1997.
- [50] "プレシジョン・リフレクトメータ," 1998年日本ヒューレットパッカード社電子計測器総合カタログ, p. 408, 1998年.
- [51] 鎌谷修, "コヒーレンス関数の合成による反射光分布計測法の高性能化に関する研究," 東京大学博士論文, 1992年提出.
- [52] K. Hotate and O. Kamatani, "Relectometry by means of Optical Coherence Modulation," *Electron. Lett.*, vol. 25, pp. 1503-1505, 1989.
- [53] K. Hotate and O. Kamatani, "Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Coherence Function," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1707-1709, 1993.
- [54] 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, pp. 1854-1862, 1993.
- [55] O. Kamatani and K. Hotate, "Measurement of Back-reflection at Optical Connectors using Optical Coherence Domain Reflectometry with Synthesis of the Coherence Function and Asymmetrical Nonlinearity Compensation," *Proc. OFC/IOOC'93*, 1993.
- [56] K. Hotate and T. Saida, "Phase-modulating optical coherence domain reflectometry by synthesis of optical coherence function -proposal and experiments-," *Proc. OFS-10*, pp. 534-537, Oct. 1994.
- [57] K. Hotate and T. Saida, "Phase-modulating Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Coherence Function," *IEE Electronics Letters*, vol. 31, no. 6, pp. 475-476, 1995.
- [58] K. Hotate and T. Saida, "Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Coherence Function - Scanning the Coherence Function by Phase Modulation -," *Proc. SPIE Fiber Optic and Laser Sensors IV '94*, Vol. 2294, pp. 22-31, San Diego, July 1994.
- [59] K. Hotate and T. Saida, "Phase-Modulating Optical Coherence Domain Reflectometry by Synthesis of Coherence Function - Proposal and Experiments -," *Proc. 10th International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS-10)*, pp. 534-537, Glasgow, Scotland, Oct. 1994.
- [60] T. Okugawa and K. Hotate, "Synthesis of arbitrary shape of optical coherence function using phase modulation," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 12, pp. 1710-1712, 1996.
- [61] Z. He and K. Hotate, "Enlargement of dynamic range by Hamming window in synthesis of

- optical coherence function," Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'2000), pp. 570-571, San Francisco, May 2000.
- [62] K. Hotate, T. Okugawa and T. Saida, "Application of synthesis of the optical coherence function: 1-dimensional reflectometry and 3-dimensional optical image processing," Proc. SPIE, vol. 2507-8, pp.66-77, 1995.
  - [63] K. Hotate and T. Okugawa, "Optical Information Processing by Synthesis of the Coherence Function," J. Lightwave Technol., vol. 12, pp. 1247-1255, 1994.
  - [64] K. Hotate and T. Okugawa, "Selective Extraction of a 2-Dimensional Optical Image by Synthesis of the Coherence Function," Opt. Lett., vol. 17, pp. 1529-1531, 1992.
  - [65] T. Okugawa and K. Hotate, "Optical information processing by synthesis of the coherence function - Selective masking of 2-D information by synthesis of notch shaped coherence function -, " Optical Review, vol. 1, pp. 8-11, 1994.
  - [66] Z. He, N. Mukohzaka and K. Hotate, "Selective image extraction by synthesis of the coherence function using two-dimensional optical lock-in amplifier with microchannel spatial light modulator," Photon. Technol. Lett., vol. 9, no. 4, pp. 514-516, 1997.
  - [67] T. Saida and K. Hotate, "Distributed Fiber-Optic Stress Sensor by Synthesis of Optical Coherence Function," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9, no. 4, pp. 484-486, 1997.
  - [68] T. Saida and K. Hotate, "Distributed Fiber-Optic Stress Sensor by Synthesis of Optical Coherence Function," Proc. 1977 China-Japan symposium on advanced information technology, pp. 424-429, May 1997.
  - [69] Z. He and K. Hotate, "Measurement of scattering media by synthesis of optical coherence function with super-structure grating distributed Bragg reflector laser diode," Optical Review, Vol. 6, No. 4, pp. 372-377, June 1999.
  - [70] Z. He and K. Hotate, "Synthesized optical coherence tomography for scattering objects by use of a stepwise frequency-modulated tunable laser diode," Optics Letters, Vol. 24, No. 21, pp. 1502-1504, Nov. 1999.
  - [71] K. Hotate, Z. He and T. Kitazume, "Surface shape measurement for a multi-layered object by synthesis of optical coherence function," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 6, No. 5, pp. 723-729, Sept./Oct. 2000.
  - [72] K. Hotate, X. Song and Z. He, "Stress-location measurement along an optical fiber by synthesis of triangle-shaped optical coherence function," IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 13, No. 3, pp. 233-235, Mar. 2001.
  - [73] Z. He and K. Hotate, "Distributed fiber optic stress location measurement by arbitrary shaping of optical coherence function," IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, Vol. 20, No. 9, pp. 1715-1723, Sept. 2002.
  - [74] Z. He and K. Hotate, "Measurement system for scattering medium by synthesis of coherence

- function with super-structure grating distributed Bragg reflector laser diode," Proc. SPIE Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors VII, Vol. 3541, pp.248-255, Boston, Nov. 1998.
- [75] Z. He and K. Hotate, "High resolution tomography for scattering media by synthesis of optical coherence function," Proc. SPIE Laser Metrology & Inspection, Vol. 3823, pp.152-159, Munich, June 1999.
- [76] K. Hotate, X. Song and Z. He, "Stress-location measurement along an optical fiber by synthesis of optical coherence function," Proc. SPIE Fiber Optic and Laser Sensors and Applications, Vol. 3860, pp. 296-303, Boston, Sept. 1999.
- [77] Z. He and K. Hotate, "Synthesized optical coherence tomography for scattering objects using broadband quasi-continuously tunable laser diode," Proc. 1999 Symposium on Advanced Information Technology, pp. 267-274, Tokyo, Oct. 1999.
- [78] K. Hotate, Z. He and T. Kitazume, "Surface Shape Measurement for Multi-Layered Object by Synthesis of Optical Coherence Function," Proc. International Conference on Trends in Optical Nondestructive Testing, pp. 327-334, Lugano, Switzerland, May 2000.
- [79] K. Hotate, A. Kuramoto, and Z. He, "Stress-location measurement along an optical fiber by synthesis of rectangular-shaped optical coherence function", Proc. 14th International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS'2000), pp. 670-673, Venice, Oct. 2000.
- [80] Z. He and K. Hotate, "Distributed fiber optic stress sensing by synthesis of arbitrary-shaped coherence function", Proc. SPIE Fiber Optic Sensor Technology II, Vol. 4202, pp. 161-168, Boston, Nov. 2000.
- [81] K. Hotate and T. Yamauchi, "Distribution sensing of Doppler shift frequency by synthesis of optical coherence function," Proc. SPIE Vol. 4920, p. 258-267, 2002.
- [82] K. Hotate, M. Enyama, S. Yamashita and Y. Nasu, "High density multiplexing technique of Bragg grating sensors by synthesis of optical coherence function," Proceedings of SPIE, vol. 4920, pp. 285-294, 2002.
- [83] K. Hotate, M. Enyama, S. Yamashita and Y. Nasu, "A multiplexing technique for fibre Bragg grating sensors with the same reflection wavelength by the synthesis of optical coherence function," Meas. Sci. Technol., vol.15, pp. 148-153, 2004.
- [84] 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, no. 4, pp. 573-575, 1998
- [85] T. Saida and K. Hotate, "High spatial resolution reflectometry by synthesis of optical coherence function for measuring reflectivity distribution at a long distance," Proceeding of Conference on Lasers and Electro-Optics; CThQ4, pp. 419-420, Baltimore, May 1997.
- [86] 才田隆志, 保立和夫, "光周波数シフトを含む周回ループ光源を用いた光波コヒーレン

ス関数の合成による遠方監視用リフレクトメトリ” 第二十回光波センシング研究, LST20-16, p.115, 1997.

- [87] M. Born, E. Wolf 著, 草川, 横田訳, 光学の原理 III, 東海大学出版会, 1975 年.
- [88] H. Shinohara, “Fiber optical communication systems in Japan,” IEEE Lasers and Electro-Optics Society; 2000 Annual Meeting; Vol. 1, pp. 3-4, November; 2000.
- [89] H. Ueda, K. Okada, B. Ford, G. Mahony, S. Hornung, D. Faulkner, J. Abiven, S. Durel, R. Ballart and J. Erickson, “Deployment status and common technical specifications for a B-PON system,” Communications Magazine, IEEE, Vol. 39, pp. 134-141, 2001.
- [90] K. Okada, “The vision for HIKARI-soft services,” NTT Rev.; Vol. 13; pp. 4-8, 2001.
- [91] N. Tomita, H. Takasugi, N. Atobe, I. Nakamura, F. Takaesu and S. Takashima; “Design and performance of a novel automatic fiber line testing system with OTDR for optical subscriber loops,” Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, pp. 717-726, 1994.
- [92] T. Oguchi, N. Takato, H. Hanafusa, N. Tomita, Y. Enomoto and N. Nakano, “Design and fabrication of highly-dense optical components for in-service fiber testing and monitoring in subscriber loops,” IEICE transaction on Electronics; Vol. E80-C; pp. 123-129, 1997.
- [93] H. Izumita, “Recent development in fiber optic monitoring system for access networks,” Proceeding of 16th International Conference on Optical Fiber Sensors, pp. 258-261, October 2003.
- [94] N. Nakao, H. Izumita, T. Inoue, Y. Enomoto, N. Araki and N. Tomita; “Maintenance method using 1650-nm wavelength band for optical fiber cable networks,” Journal of Lightwave Technology; Vol. 19; pp. 1513-1520, 2001.
- [95] Y. Enomoto, H. Izumita, and M. Nakamura, “Over 31.5 dB dynamic range optical fiber line testing system with optical fiber fault isolation function 32-branched PON,” Proceeding of Conference on Optical Fiber Communications, pp. 608-610, March 2003.
- [96] K. Tsuji, K. Shimizu, T. Horiguchi and Y. Koyamada, “Coherent optical frequency domain reflectometry for a long single-mode optical fiber using a coherent lightwave source and an external phase modulator,” IEEE Photonics Technology Letters; Vol. 7; pp. 804-806, 1995.
- [97] K. Tsuji, K. Shimizu, T. Horiguchi and Y. Koyamada; “Coherent OFDR using phase decorrelated lightwave for characterizing optical fiber transmission lines,” Proceeding of 11th International Conference on Optical Fiber Sensors, pp. 42-45, May 1996.
- [98] K. Tsuji, K. Shimizu, T. Horiguchi and Y. Koyamada, “Coherent Optical Frequency Domain Reflectometry Using Phase-Decorrelated Reflected and Reference Lightwaves,” J. Lightwave Technol., vol. 15, no. 7, pp. 1102-1109, 1997.
- [99] K. Tsuji, K. Shimizu, T. Horiguchi and Y. Koyamada, “Spatial-resolution improvement in long-range coherent optical frequency domain reflectometry by frequency sweep linearization,” Electronics Letter, Vol. 33; pp. 408-410, 1997.

- [100] 宮原利治, 大坂学, 中村孝一郎, 伊藤弘昌, “周波数シフト帰還型レーザを用いた長距離高精度光 reflectometry,” 光波センシング研究会, LST19-13, pp. 89-96, 1997 年.
- [101] Y. Yamazaki, K. Emura, M. Shikada, M. Yamaguchi and I. Mito, “Realization of flat FM response by directly modulating a phase tunable DFB laser diode,” Electron. Lett., vol. 21, pp. 283-285, 1985.
- [102] K. Iwashita, N. Takachio, Y. Nakano and N. Tsuzuki, “Optical CPFSK 2 Gbit/s 202 km transmission experiment using a narrow-linewidth multielectrode DFB-LD,” Electron. Lett., vol. 23, pp. 1022-1023, 1987.
- [103] S. Ogita, Y. Kotaki, M. Matsuda, Y. Kuwahara, H. Onaka, H. Miyata and H. Ishikawa, “FM response of narrow-linewidth, multielectrode  $\lambda/4$  shift DFB laser,” Photon. Technol. Lett., vol. 2, pp. 165-166, 1990.
- [104] <http://www.itu.int/ITU-T/>
- [105] K. Iiyama, T. Maeda and S. Takamiya, “Phase-Decorrelated FMCW Reflectometry for Long Optical Fiber Characterization by Using a Laser Diode with Modulated External-Cavity,” IEICE Trans. Electron., vol. E83-C, no. 3, pp. 428-434, 2000.

## 著者発表文献

### [A. 学会誌論文]

- [1] K. Hotate and M. Kashiwagi, “High Spatial Resolution Reflectometry for Optical Subscriber Networks by Synthesis of Optical Coherence Function with Measurement Range Enhancement,” IEICE Trans. On Electronics, vol. E86-C, no. 2, pp. 213-217, February 2003.
- [2] M. Kashiwagi and K. Hotate, “Successive Elongation of Measurement Range in a High Spatial Resolution Reflectometry for Optical Subscriber Networks by Synthesis of Optical Coherence Function,” IOP, Measurement Science and Technology, vol. 15, issue 8, pp. 1512-1518, July 2004.

### [B. 国際会議]

- [3] K. Hotate and M. Kashiwagi, “High-spatial Resolution Reflectometry for Optical Subscriber Network by Synthesis of Optical Coherence Function with Measurement-Range Enhancement,” Proceedings of OptoElectronics and Communications Conference, OECC, pp. 224-225, Yokohama, July 2002.
- [4] M. Kashiwagi and K. Hotate, “Measurement Range Elongation in a High Spatial Resolution Reflectometry for Optical Subscriber Networks by Synthesis of Optical Coherence Function,” Proceedings of 16th International Conference on Optical Fiber Sensors, OFS, pp. 270-273, Nara, October 2003.

### [C. 学会の研究会]

- [5] 保立和夫, 柏木正浩, “光波コヒーレンス関数の合成による光加入者系用遠方監視高空間分解能リフレクトメトリ,” 応用物理学会光波センシング技術研究会, LST-28-18, pp.95-102, 12月, 2001.
- [6] 柏木正浩, 保立和夫, “光波コヒーレンス関数の合成法による光加入者系用遠方監視高空間分解能リフレクトメトリ,” 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会, OPE2001-153, 2月, 2002.
- [7] 柏木正浩, 保立和夫, “光波コヒーレンス関数の合成法による光加入者系用高空間分解能リフレクトメトリでの広範囲反射光分布測定,” 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会, OPE2003-279, 2月, 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,” 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会, OPE2004-141, 10 月, 2004.

[D. 学会の年次大会]

- [9] 柏木正浩, 保立和夫, “ 光波コヒーレンス関数の合成による光加入者系用遠方監視高空間分解能リフレクトメトリ,” 日本光学会学術講演会, Optics Japan 2001, 早稲田大学, 11 月, 2001.
- [10] 柏木正浩, 保立和夫, “ 光波コヒーレンス関数の合成による光加入者系用遠方監視高空間分解能リフレクトメトリ,” 電子情報通信学会総合大会, 早稲田大学, 3 月, 2002.
- [11] 柏木正浩, 保立和夫, “ 光波コヒーレンス関数の合成法による光加入者系用遠方監視リフレクトメトリの測定範囲の拡大,” 電子情報通信学会総合全国大会, 東北大学, 3 月, 2003.
- [12] 柏木正浩, 保立和夫, “ 光波コヒーレンス関数の合成による光加入者系用遠方監視リフレクトメトリの測定範囲とダイナミックレンジの拡大,” 電子情報通信学会ソサイエティ大会, 新潟大学, 9 月, 2003.
- [13] 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によるリフレクトメトリ,” 電子情報通信学会ソサイエティ大会, 徳島大学, 9 月, 2004.