

修士論文

光波コヒーレンス関数の合成法による
長尺ファイバーブラッググレーティングの
ブラッグ波長分布測定システム

System for Measuring Bragg Wavelength Distribution in a Long-length
Fiber Bragg Grating by Synthesis of Optical Coherence Function.

2008 年 2 月 4 日 提出

指導教員 保立 和夫 教授

東京大学大学院 工学系研究科

電子工学専攻 66461

梶原 康嗣

目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 本論文の構成	2
第2章 FBG の原理	4
2.1 はじめに	4
2.2 FBG の原理	4
2.3 モード結合理論による FBG の解析	5
2.4 FBG のセンサ応用	8
2.5 FBG の準分布型と連続分布型センサの先行研究例	9
2.5.1 準分布型 FBG センサおよび多重化技術	9
2.5.2 連続分布型 FBG センサの先行研究例	9
2.6 まとめ	11
第3章 光波コヒーレンス関数の合成法	13
3.1 はじめに	13
3.2 光波コヒーレンス関数	13
3.3 光波コヒーレンス関数の合成法	16
3.4 光波コヒーレンス関数の合成法による FBG の反射スペクトラム測定手法	19
3.4.1 多点型・準分布型 FBG 多重化技術	19
3.4.2 長尺 FBG 内の微小区間反射スペクトラム分布測定への応用	22
3.5 まとめ	22
第4章 長尺 FBG による分布型センサ	23
4.1 はじめに	23
4.2 正弦波型周波数変調による分布測定実験	23
4.2.1 長尺 FBG の基本特性	23
4.2.2 合成される光波コヒーレンス関数の実験的確認	24
4.2.3 光源の中心周波数(波長)掃引に関する基礎実験	26
4.2.4 長尺 FBG の波長スペクトラム分布測定実験	28
4.3 スペクトラム形状に関する考察	31
4.3.1 コヒーレンスピークのサイドローブ	31
4.3.2 パワースペクトラムの幅と FBG の反射帯域の関係	33
4.4 光波コヒーレンス関数の合成法による長尺 FBG スペクトラム分布測定の理論的シミュレーション	35

4.4.1	分布測定シミュレーションの原理	35
4.4.2	正弦波型周波数変調 SOCF による分布測定シミュレーション	38
4.5	まとめ	38
第5章 アポダイゼーション導入による測定結果改善		40
5.1	はじめに	40
5.2	光波コヒーレンス関数のアポダイゼーション	40
5.3	アポダイゼーションの有効性の検証	45
5.3.1	スペクトラム形状の改善	45
5.3.2	ブラッグ波長分布測定	45
5.4	アポダイゼーション導入による分布測定実験	47
5.4.1	光波コヒーレンス関数の実験的確認	47
5.4.2	長尺 FBG の分布測定実験	49
5.5	分布測定の実験結果とシミュレーション結果の比較	50
5.5.1	長尺 FBG のパラメータの仮定	51
5.5.2	局所的なブラッグ波長シフトの検出	54
5.6	まとめ	57
第6章 センシングシステムの性能評価		58
6.1	はじめに	58
6.2	屈折率変調振幅による分布測定精度への影響	58
6.3	空間分解能と感度	60
6.4	本測定システムの性能評価	65
6.4.1	分布測定精度	65
6.4.2	屈折率変調振幅による性能の変化	67
6.4.3	スペクトラムの半値全幅	68
6.5	空間分解能の向上	69
6.6	まとめ	70
第7章 結論		72
7.1	結論	72
7.2	今後の本システムの改善および展望	73
参考文献		74
発表文献		77
謝辞		78

图目录

2.1	Schematic diagram of FBG.	4
2.2	Reflection spectrum of uniform FBGs.	5
2.3	Bragg wavelength shift due to strain of thermal change.	8
2.4	Multiplexed FBG sensors by WDM method.	10
2.5	Distributed strain FBG sensor with low coherence interferometer.	10
2.6	Experimental results of OLCR distributed FBG sensing system.	10
2.7	Sensing system with long gauge FBG by OFDR.	12
2.8	Distributed sensing results obtained from the experiment and the simulation.	12
3.1	Michelson interferometer.	14
3.2	Shape of synthesized coherence function.	18
3.3	Reflectometry using synthesis of optical coherence function.	18
3.4	Basic setup for multiplexing FBGs by synthesis of optical coherence function.	19
3.5	Simulation results of square of degree of coherence based on interference between reference light and signal light reflected by FBG.	21
3.6	Concepts of quasi-distributed and distributed FBG sensor by SOCF.	22
4.1	Setup with OSA for measuring reflection spectrum of long length FBG.	24
4.2	Measured reflection spectrum of long length FBG.	24
4.3	Experimental setup for measuring shape of synthesized coherence function.	25
4.4	Measurement results of synthesized coherence function.	25
4.5	Experimental results of relation between I_C and heterodyne beat power.	26
4.6	System configuration for measuring Bragg wavelength distribution within long length FBG	27
4.7	Experimental results of FBG spectrum obtained by interferometer. Relation between I_C and heterodyne beat signal power.	27
4.8	Comparison between spectrums measured by OSA and interferometer.	28
4.9	Experimental results of FBG spectrum distribution measurement.	29
4.10	Shape of spectrum obtained at 30mm and 70mm position in FBG.	30
4.11	Shape of synthesized coherence function around coherence peak.	31
4.12	Reflection spectrum of FBG include a π phase shift at the center.	32
4.13	Research on dynamic grating generated in EDF by SOCF.	32
4.14	Reflection spectrum of dynamic grating generated by SOCF. Light source is sinusoidal frequency modulated.	33
4.15	Relation between center wavelength of modulated light source and signal light power. In the	

case of quasi-distributed FBG(short) sensor and distributed FBG(long) sensor.	35
4.16 Amplitude reflectivity of signal optical path including delay fiber and FBG.	37
4.17 Simulation results of distributed spectrum measurement within long length FBG.	39
5.1 Apodization scheme by intensity modulation synchronized with frequency modulation of light source.	42
5.2 Shape of synthesized power spectrum of light source.	42
5.3 Intensity modulation synchronized with frequency modulation of light source and synthesized power spectrum calculated by simulation including FFT.	43
5.4 Apodized coherence function with various value of σ	44
5.5 Relation between FWHM of coherence peak and side-lobe power.	44
5.6 Simulation results of distributed spectrum measurement within long length FBG using apodization scheme by intensity modulation when $f_1 = 5.0\text{GHz}$	46
5.7 Simulation results of distributed measurement within long length FBG having Bragg wavelength shift in the center.	47
5.8 Experimental setup for measuring shape of synthesized coherence function using apodization scheme by intensity modulation.	48
5.9 Output power of intensity modulation.	48
5.10 Experimental results of apodized coherence function.	48
5.11 System configuration for measuring Bragg wavelength distribution within long length FBG with apodization scheme using intensity modulator.	49
5.12 Experimental results of measuring Bragg wavelength distribution within long length FBG with apodization scheme.	49
5.13 Obtained shape of spectrum at each position within long length FBG.	50
5.14 Experimental results of peak wavelength distribution along FBG.	50
5.15 Assumption of Bragg wavelength distribution of long length FBG used in experiment.	51
5.16 Comparison between experimental and simulation results of distributed spectrum measurement without apodization.	52
5.17 Comparison between experimental and simulation results of distributed spectrum measurement using apodization scheme.	52
5.18 Comparison of reflection spectrum of whole long length FBG.	53
5.19 Experimental and simulation results in the case FBG direction is reversed.	53
5.20 Structure for heating FBG locally.	54
5.21 Detection of Bragg wavelength shifted region from 30mm to 50mm position.	55
5.22 Detection of Bragg wavelength shifted region from 60mm to 80mm position.	56
6.1 Change of spectrum shape due to refractive index modulation amplitude dn	59
6.2 Simulation results of Bragg wavelength distribution measurement.	60

6.3	FWHM of spectrum obtained at each position along long length uniform FBG.	61
6.4	Relation between spatial resolution and FWHM of obtained spectrum.	62
6.5	Relation between FBG length and FWHM of reflection spectrum.	62
6.6	Examples of measurement results for confirming the trade-off relation between spatial resolution and sensitivity.	63
6.7	FWHM of obtained spectrum at each position along long length FBG in the case that FBG has Bragg wavelength shifted region in the center.	64
6.8	Explanation of spectrum width when Bragg wavelength is shifted in the center of FBG. ...	64
6.9	Experimental result of peak wavelength shift along FBG.	66
6.10	Simulation results of peak wavelength shift along FBG.	66
6.11	Comparison among simulation results of peak wavelength shift along FBG with different refractive index modulation amplitude dn	67
6.12	FWHM of spectrum obtained at each position along long length FBG used in the experimental setup.	68
6.13	FWHM of spectrum obtained at each position along long length FBG with difference refractive index modulation amplitude dn	68
6.14	Distributed spectrum measurement with frequency modulation amplitude $f_1=10\text{GHz}$	69
6.15	Distributed spectrum measurement with frequency modulation amplitude $f_1=10\text{GHz}$ in the case FBG has 10mm Bragg wavelength shifted region in the middle.	70

表目次

4.1	Relation among V_{pp} , FMHW of coherence peak and f_1	26
4.2	Comparison of wavelength and I_c	28
4.3	Relation between modulation amplitude f_1 and band-width of power spectrum.	34
4.4	Band-width of FBG dependent on length and refractive index modulation amplitude.	34

第1章

序論

1.1 はじめに

光ファイバセンシング技術とは、光ファイバを伝搬する光波の諸パラメータを測定することにより、ファイバに加わる歪、温度、側圧、磁界など、様々な物理量を測定する技術である[1-4]。光通信の元年と呼ばれる1970年、低損失石英ファイバとAlGaAs/GaAs半導体レーザの開発によって、光エレクトロニクスは急速に発展し、その後様々な研究が重ねられ、「光通信のための光ファイバ技術」の著しい進歩に伴って、いわば副産物的に光ファイバセンサ技術が登場した。計測技術の高度化に従って、種々の用途を目指した多様なセンサが開発される中、高感度の計測を可能とする光ファイバセンサは電子的なセンサに対する新たな技術として注目された。光ファイバセンシング技術を用いたセンサは従来のセンサに比べて、

- 非破壊的センシングが可能である
- 構造がコンパクトである
- 電気・磁界ノイズに強い
- 劣悪環境に対する耐性・強度がある
- 広帯域・低損失である
- 分布的測定が可能である

などの利点を持ち、様々な分野において注目を集めている[5-8]。

光ファイバセンシング技術において測定対象となる物理量の例として歪、温度がある。歪は、ファイバの長手方向に加わる外力により生じる光ファイバの伸縮量を表すものであり、歪を測定対象とする光ファイバセンサを構造物に2次元的、3次元的に貼り付けることで、そのファイバを生物に於ける神経と同様に機能させ、構造物に「痛みの分かる機能」を付与することができる。飛行機や、船舶、橋やビルなどの建築物などに貼り付ければ、その構造物に掛かる負荷を非破壊的な診断により知ることが可能になる。これにより、

- 構造物が変形し破壊に至る過程
- 構造物に外見上問題が無くても耐久性や安全性の担保上限界を超える歪が加わっていないかどうか
- 微小ではあるものの、長時間掛かり続けることにより、疲労が蓄積し耐久性、安全性に影響を及ぼすような歪がないかどうか

などといったことを調べることができる。構造物の任意の箇所において、分布的に歪を測定することができるということは、防災・安全の観点から非常に有用であり、さらにそれによって得られる情報は安全な構造物を開発する上での資料としても有用である。このように構造物をモニタリング

することで構造物自らの健全性を診断するものは、スマートマテリアル、スマートストラクチャと呼ばれ、様々な研究が進められている[9,10].

光ファイバセンシングの中で、準分布型の多点型センサの 1 つに、ファイバブラッググレーティング (Fiber Bragg Grating: FBG) センサがある。FBG は、特定の波長を持つ光のみを反射する特性を持ち、歪が加わったり温度が変化したりすると、反射スペクトラムの中心波長が歪の量や温度の変化量に比例して変化するため、この現象を利用して歪センサや温度センサなどに応用することが可能である。また FBG センサの歪分解能は $\mu\epsilon$ オーダーと非常に優れており、応答速度が速いため動的歪の測定が可能であるなどの長所があり、注目を集めている。

複数の FBG を利用して、センサの多重化を行う際には、各 FBG の反射波長が互いに異なるように設計する、波長分割多重による手法[11-15]が早くから用いられ、今日でもこの技術を用いたセンサ技術が広く採用されている。しかし、多重化数は一般的な光源の波長帯域では多くても数十個程度とあまり多くないことや、複数の波長の異なる FBG を作成することはコストが掛かってしまうといった欠点があるため、同一反射波長の FBG センサの多重化手法が研究されてきた[16-30]。当研究室では、デルタ関数型の光波コヒーレンス関数の合成法により同一反射波長の FBG センサの多重化に成功した[23-25]。また 10kHz での動的歪の高速センシング[26-28]、バーニア効果や時分割位相シフト変調方式による測定レンジの拡大[29,30]などの性能向上も実現されてきた。

以上で述べた FBG センサは、通常短い FBG を点型のセンシングヘッドとして用いた、多点型センサが主流である。ところが、多点型センサでは FBG と FBG の間に、必ず歪や温度の変化を感知することが不可能な死角の領域が存在する。ある有限な長さの領域を連続的に測定する際には、死角が存在しない連続分布型のセンシングシステムが要求される。本研究では光波コヒーレンス関数の合成法による FBG の多重化技術を、長尺 FBG 内のスペクトラムの分布測定に適用することを提案し、FBG に沿ったブラッグ波長分布を測定することによる、分布型の歪・温度センシングシステムの構築を目的とする。これにより、死角のない高感度な連続分布型センサを実現することが可能になる。本論文では、長尺 FBG をセンシングヘッドとし、光波コヒーレンス関数の合成法を利用したセンシングシステムを、実験と理論的なシミュレーションの両局面から考察し、両者の比較を行った。また、その際に観測された問題点に対する解決手法として光波コヒーレンス関数のアポダイゼーションを導入し、その有効性を理論・実験により検証した。さらに、実験系の性能をシミュレーションにより明らかにし、システムの改善のための指針を提示した。

1.2 本論文の構成

本論文では以下のような構成とする。

第 1 章では、本研究の背景と目的、並びに本論文の構成を示す。

第 2 章では、FBG の基本特性およびモード結合理論を用いた FBG の解析手法について説明し、FBG のセンサ応用の原理、および FBG の多重化、長尺 FBG 内の分布測定の先行研究について紹介する。

第 3 章では、光波コヒーレンス関数の合成法とそれを利用した同一ブラッグ波長 FBG の多重化

技術について説明した後に、その技術の長尺 FBG による分布型センシングシステムへの応用について概念的に述べる。

第 4 章では、本研究の目的である、長尺 FBG をセンシングヘッドとした光波コヒーレンス関数の合成法によるスペクトラムの分布測定実験を行い、その結果と問題点を提示する。またその原因に関する考察を行い、理論的なシミュレーションによって分布測定実験の問題点の確認を行う。

第 5 章では、第 4 章の実験およびシミュレーションで報告された問題を解決する手法として光波コヒーレンス関数のアポダイゼーションを提案し、その有効性をシミュレーション・実験により示す。また、実際に FBG に局所的な温度変化を与え、その領域を検知することに成功した実験結果を提示する。

第 6 章では、測定システムの性能に関する検証をシミュレーションにより行い、性能向上のために要求される条件について、FBG と光波コヒーレンス関数の合成手法の両方の視点から考察する。

最後に第 7 章において、本論文についてまとめ、結論を述べるとともに、今後の課題を示す。

第2章

FBGの原理と歪・温度センサへの応用

2.1 はじめに

本章では FBG の基本原理と、モード結合理論による FBG の特性解析手法を説明する。さらに FBG を利用した、歪・温度センシングの原理について概説する。また FBG センサの先行研究として、FBG 多重化技術と、長尺 FBG を用いた FBG 内部の連続分布型センシングの研究例を紹介する。

2.2 FBG の原理

FBG とは Fig.2.1 に示すように、光ファイバのコア中に周期的な屈折率分布を形成したものである。この周期的屈折率分布により、FBG は、

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda \quad (2.1)$$

で定義されるブラッグ条件を満たすブラッグ波長 λ_B の周囲の光のみを反射する帯域反射光フィルタとして機能する。

また、後述するモード結合理論[31,32]により導かれるユニフォーム FBG の反射率 R と、反射帯域幅 BW は、次のように表される。

$$R = \tanh^2(\kappa L) \quad (2.2)$$

$$BW = \frac{\lambda_B^2}{n_{\text{eff}}\pi L} \sqrt{\pi^2 + (\kappa L)^2} \quad (2.3)$$

$$\kappa = \frac{\pi\Delta n}{\lambda_B} \quad (2.4)$$

ここで、 Δn は屈折率変化量、 L は FBG の長さ、 κ は結合定数である。 L 、 Δn の最適化により反射率、反射帯域幅などを調整することが可能である。Fig.2.2 に FBG の反射スペクトラムの一例を示す。

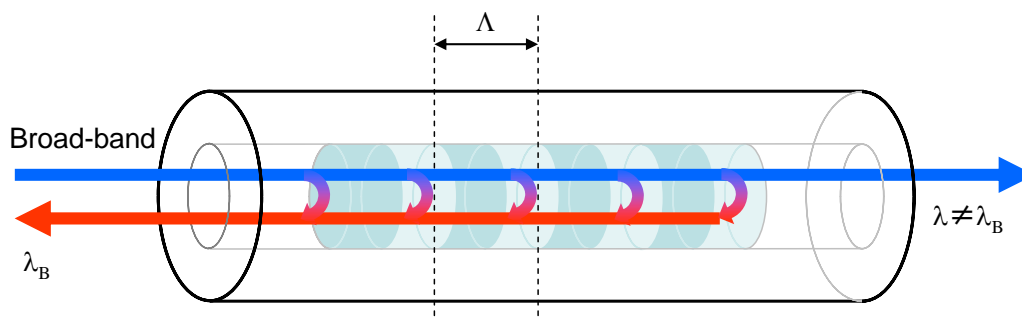


Fig.2.1 Schematic diagram of FBG.

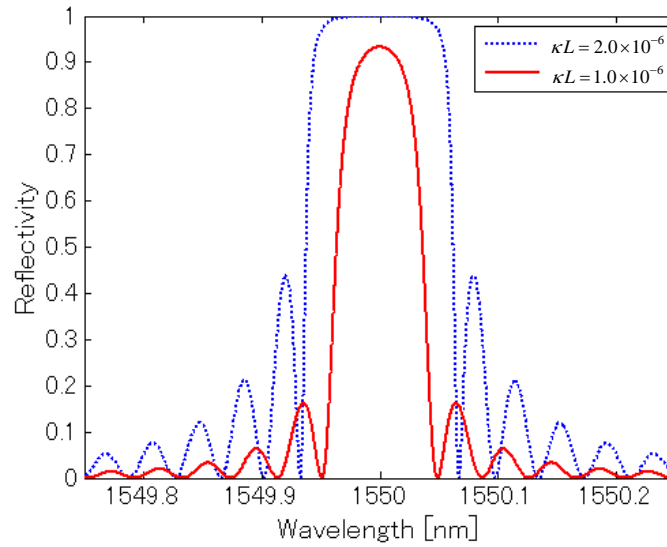


Fig.2.2 Reflection spectrum of uniform FBGs.

2.3 モード結合理論による FBG の解析

モード結合理論とは、2 つの光導波路を互いに近接させたり回折格子を装荷したりすることにより生じる、前進波同士、あるいは前進波と後退波の間の相互作用を取り扱うものである。FBG の場合は、2 つの波の伝搬方向が逆であり、同一の光導波路を伝搬する波をモード結合理論に適用する。しかし、何らかの周期的な摂動が無い限り、2 つのモード間の結合は生じない。FBG ではファイバコアの周期的屈折率分布が、この周期的摂動にあたる[31]。

FBG は光ファイバに紫外光を照射し、その空間的な強度分布がコア中の屈折率の変化として刻まれることにより作製される。しかし、簡単な解析解を得るために、注目する伝搬モード（ここでは、光導波路としてシングルモード光ファイバを用いるので、有効屈折率は 1 つに限られる）の感じる有効屈折率に対する摂動は、

$$\delta n_{\text{eff}} = \overline{\delta n_{\text{eff}}}(z) \left\{ 1 + \nu \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right) \right\} \quad (2.5)$$

のような \cos 関数に簡略化して考える。ただし、 $\overline{\delta n_{\text{eff}}}(z)$ はグレーティング 1 周期において平均化した屈折率の“DC”成分、 $\nu(0 \leq \nu \leq 1)$ は屈折率変調の鮮明度、 $\phi(z)$ はグレーティングのチャープを表す位相を表す。

光ファイバ中の電界を伝搬するモードの重ね合わせは、

$$\mathbf{E}_t(x, y, z, t) = \sum_i [A_i(z) \exp(j\beta_i z) + B_i(z) \exp(-j\beta_i z)] \cdot \mathbf{e}_{i,t}(x, y) \exp(-j\omega t) \quad (2.6)$$

と表される。 $A_i(z)$ と $B_i(z)$ はそれぞれ、 $+z$ 方向と $-z$ 方向に進む i 番目のモードにおける電界の振幅である。 $\mathbf{e}_{i,t}(x, y)$ は横モードの電界分布である。シングルモード光ファイバでは、伝搬できるモードは $+z$ 方向と $-z$ 方向にそれぞれ 1 つであるため、 i は常に 1 となる。

シングルモード光ファイバの z 軸に沿ったモードの電界振幅 $A_i(z)$ および $B_i(z)$ は

$$\begin{aligned}\frac{dR}{dz} &= j\hat{\sigma}R(z) + j\kappa S(z) \\ \frac{dS}{dz} &= -j\hat{\sigma}S(z) - j\kappa^*R(z)\end{aligned}\quad (2.7)$$

に従う[32]. ただし, $R(z) = A(z)\exp(j\delta z - \phi/2)$, $S(z) = B(z)\exp(j\delta z + \phi/2)$ である. また, κ は式(2.4)に示される“AC”の結合定数, $\hat{\sigma}$ は自己結合を表す“DC”の結合定数で,

$$\hat{\sigma} \equiv \delta + \sigma - \frac{1}{2} \cdot \frac{d\phi}{dz}\quad (2.8)$$

と示される. δ は位相不整合を表すパラメータであり, すべての FBG に関して z に無依存である.

$$\delta \equiv \beta - \frac{\pi}{\Lambda} = \beta - \beta_D = 2\pi n_{\text{eff}} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D} \right)\quad (2.9)$$

ここで, $\lambda_D = 2n_{\text{eff}}\Lambda$ であり, ブラッグ波長の“設計値”である. これは屈折率周期 Λ を持つ極限的に弱いグレーティング ($\delta n_{\text{eff}} \rightarrow 0$) のブラッグのブラッグ反射波長のことであり, 位相不整合が $\delta = 0$ となるブラッグ条件を満たし, 式(2.1)になることを示す. $(1/2)d\phi/dz$ はグレーティング周期のチャープを表しており, $\phi(z)$ は式(2.5)で定義されるものである.

またシングルモードブラッグ反射回折格子において, 以下の関係が成り立つ.

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{\text{eff}}}\quad (2.10)$$

$$\kappa = \kappa^* = \frac{\pi}{\lambda} v \overline{\delta n_{\text{eff}}}\quad (2.11)$$

これらのパラメータは, FBG が z 方向にユニフォームであることを仮定すると, $\overline{\delta n_{\text{eff}}}$ が定数, チャープを示す変数 $d\phi/dz = 0$ であり, κ , σ , $\hat{\sigma}$ も同様に定数となる. この場合, 連立微分方程式(2.7)を解くための境界条件は,

- 前進波は $z = -\infty$ から生じることより, $R(0) = 1$.
- $z \geq 0$ において後退波は存在しないため, $S(L) = 0$

である. ここで, 長さ L の FBG の入射端の座標を $z = 0$ としている. 以上により, 連立微分方程式(2.7)は解析的に解くことが可能であり, 電界反射率およびエネルギー反射率はそれぞれ $\rho = S(0)/R(0)$, $r = |\rho|^2$ で与えられ, ユニフォーム FBG では,

$$\rho = \frac{-\kappa \sinh\left(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L\right)}{\hat{\sigma} \sinh\left(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L\right) + j\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cosh\left(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L\right)}\quad (2.12)$$

$$r = \frac{\sinh^2\left(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L\right)}{\cosh^2\left(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cdot L\right) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}}\quad (2.13)$$

となる.

式(2.13)より, $\hat{\sigma} = 0$ のとき, 反射率は最大となり, そのときの波長 (ブラッグ波長), 最大反射率はそれぞれ,

$$\lambda_{\max} = \left(1 + \frac{\overline{\delta n_{\text{eff}}}}{n_{\text{eff}}} \right) \lambda_D \quad (2.14)$$

$$r_{\max} = \tanh^2(\kappa L) \quad (2.15)$$

となり, 式(2.15)は, 先に得られた式(2.2)と一致する.

しかし, 解析対象となる FBG がユニフォームではなく, 諸パラメータに z 軸方向依存性がある場合, 式(2.7)のような解析的な解を得ることは, 特別な場合を除き不可能である. 従って, 任意の屈折率プロファイルをシミュレーションにより求めるためには, FBG を複数の微小な区間に分割し, それぞれの区間をユニフォーム FBG とみなして, それらを直列に連結したものと考える. 連結するそれぞれのユニフォーム FBG の $\overline{\delta n_{\text{eff}}}$, $d\phi/dz$, κ , σ , $\hat{\sigma}$ 等はすべて定数として与え, 各 FBG に個別のパラメータを与えることにより, 任意の屈折率プロファイルを持つ FBG を再現する. これにより, 各区間における式(2.7)の解析解が得られ, 2×2 伝達行列をもとめることができ, それらを掛け合わせることで FBG 全体の 2×2 伝達行列を求めることができる. 境界条件は, グレーティング全体を M 個の区間に分割した場合の出射端の前進波と後退波の電界振幅を表す行列において $R_0 = R(L) = 1$, $S_0 = S(L) = 0$ であり, 入射端では $R(0) = R_M$, $S(0) = S_M$ とする. このとき, k 番目の電界振幅は, 微小区間に分割した k 番目の FBG の伝達行列 \mathbf{T}_k を用いて,

$$\begin{pmatrix} R_k \\ S_k \end{pmatrix} = \mathbf{T}_k \begin{pmatrix} R_{k-1} \\ S_{k-1} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

と表される. ここで, \mathbf{T}_k は,

$$\mathbf{T}_k = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_B \Delta z) - j \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & -j \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \\ j \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & \cosh(\gamma_B \Delta z) + j \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

$$\gamma_B = \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \quad (2.18)$$

で表される. ただし, Δz は k 番目のユニフォーム FBG の長さである. また, γ_B は $|\hat{\sigma}| > \kappa$ を満たすとき虚数となる. 式(2.17)により, 個々の FBG の伝達行列を求め, それぞれを掛け合わせることで FBG 全体の伝達行列を得ることができる.

よって, FBG 全体の式(2.7)の解析解は,

$$\begin{pmatrix} R_M \\ S_M \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} R_0 \\ S_0 \end{pmatrix} = \mathbf{T}_M \mathbf{T}_{M-1} \cdots \mathbf{T}_2 \mathbf{T}_1 \begin{pmatrix} R_0 \\ S_0 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

となる. FBG 全体の複素反射率 $\rho = S_M / R_M$ は, 式(2.19)に境界条件を適用することで,

$$\rho = \frac{\mathbf{T}_{21}}{\mathbf{T}_{11}} \quad (2.20)$$

によって計算することができる.

このとき、FBG の分割数には制限があり、分割したユニフォーム FBG の長さがグレーティング数周期以下になるとモード結合理論が成立しなくなる。なぜなら、モード結合理論において屈折率変化は摂動として取り扱っているため、全長がグレーティング周期と同程度になると摂動としての仮定が成立しなくなるためである。従って分割数 M は、

$$M \ll \frac{2n_{\text{eff}}L}{\lambda_D} \quad (2.21)$$

を満たさなければならない[33].

2.4 FBG のセンサ応用

前節で、ユニフォーム FBG の場合、ブラッグ波長は、式(2.14)により求めることができることを示した。式(2.14)において、 $\overline{\delta n_{\text{eff}}}/n_{\text{eff}} \ll 1$ であることから、ブラッグ波長は、主にコアの実効屈折率 n_{eff} とグレーティングの周期 Λ により定まることが分かる。

ところが、これらのパラメータはファイバに加わる歪や温度の影響を受けることにより変化するため、その結果としてブラッグ波長も変化することが知られている。FBG 全体の歪の量を Δl 、温度の変化量を ΔT とすると、ブラッグ波長のシフト量は、

$$\Delta \lambda_B = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial l} + n_{\text{eff}} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right) \Delta l + 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} + n_{\text{eff}} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (2.22)$$

と表すことができる。式(2.22)の第 1 項は歪によるブラッグ波長シフト、第 2 項は温度変化によるブラッグ波長シフトを表しており、Fig.2.3 に表されるように、ブラッグ波長は FBG に印加される歪や温度変化に対して線形に変化する。一般的なゲルマニウム添加光ファイバの FBG のブラッグ波長シフトは、歪に対して $1.2\text{pm}/\mu\epsilon$ 、温度変化に対して $14\text{pm}/\text{K}$ の感度を有しており、FBG の反射波長を測定することによって歪、温度を測定することができるため、FBG センサとしての応用が可能になっている[34].

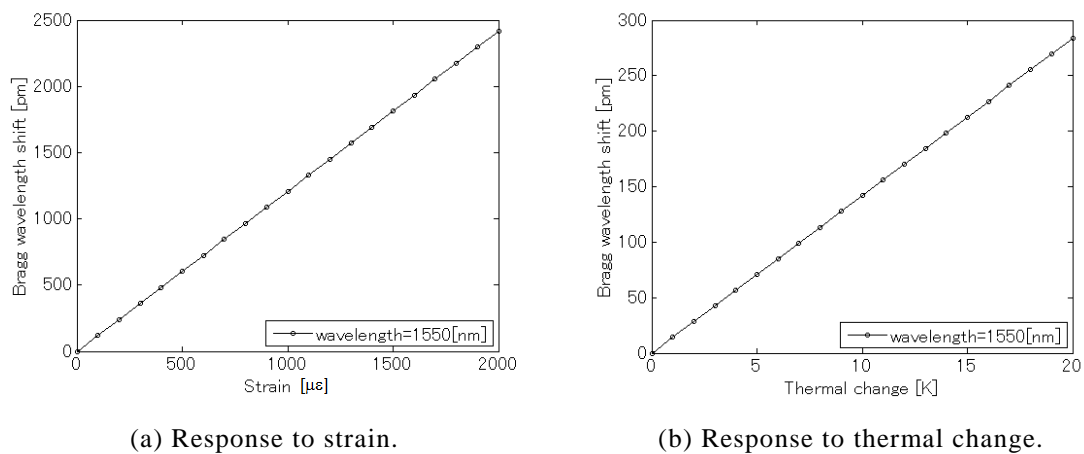


Fig.2.3 Bragg wavelength shift due to strain or thermal change.

2.5 FBG の準分布型と連続分布型センサの先行研究例

FBG を利用したセンサ技術では、通常 FBG を点型のセンシングヘッドとして用いており、これをファイバ上に複数並べることによって、準分布型(多点型)のセンシングシステムを構築する研究が行われている。多くの FBG を効率よく、低コストで並べた多点型のセンシングシステムを実現するため、様々な FBG センサの多重化技術が研究されてきた。

また、これらの多重化技術を応用し、長尺な FBG 内部のブラッグ波長分布を測定することで、FBG 全長にわたる連続分布型センサを実現する研究も行われている。本節では FBG センサの多重化技術と長尺 FBG 連続分布型センサの先行研究例について概説する。

2.5.1 準分布型 FBG センサおよび多重化技術

FBG センサの多重化技術の中で、最も単純な方式として波長分割多重(Wavelength division multiplexing: WDM)がある。この方式では、Fig.2.4 のように、互いに異なるブラッグ波長を持つ複数の FBG を並べることによって、各 FBG からの反射光を波長領域で分離して測定している。光源に広帯域光源を用いて、反射光の波長スペクトラムを観測することで、多点を同時に測定する研究例 [11-14]や、広帯域波長可変光源を利用して、光源の波長を掃引し、反射光強度の時間変化によって各 FBG のブラッグ波長を特定することにより、多点同時センシングを行った研究例 [15]がある。

しかし、WDM 方式では、FBG の多重化数が広帯域光源の帯域幅や波長可変光源の掃引幅により制限されるばかりでなく、複数のブラッグ波長を持つ FBG が必要となるため、その作製コストが問題となっている。

これらの問題を解決するため、同一のブラッグ波長を持つ複数の FBG による多重化技術が研究されてきた。パルス光を入射し FBG の位置を反射光の到達時間により分離する時分割多重(Time division multiplexing: TDM)方式による多重化技術 [16-18]。波長可変光源の波長を線形に掃引し、それにより生じる参照光と信号光の光路差による周波数差を周波数とするビート信号を観測することで、信号光を位置分解し、さらにその信号の周波数スペクトラムを位置ごとに窓関数で切り出し、逆フーリエ変換を行うことで各 FBG の反射スペクトラムを求めることが可能な周波数領域反射計測(Optical frequency domain reflectometry: OFDR)による多重化技術 [19-21]。参照光と信号光を干渉させ、その干渉縞の鮮明度である光波コヒーレンス関数を任意に合成する光波コヒーレンス関数の合成法(Synthesis of optical coherence function: SOCF)を利用して FBG の位置分解を行う多重化技術 [23-30]などがある。SOCF を利用したシステムについては第 3 章で詳しく説明する。

2.5.2 連続分布型 FBG センサの先行研究例

(a) 低コヒーレント干渉計による FBG センサ

長尺 FBG を利用した分布型センサの一例として、低コヒーレント反射測定(Optical Low Coherence Reflectometry: OLCR)による測定技術を紹介する。低コヒーレント反射測定とは周波数帯域の広い光源からの光を 2 つに分け、一方を参照光とし、もう一方を測定対象に入射し、その反射光を信号光とした 2 光波間の干渉を利用した反射測定方法である。低コヒーレント光は異なる光

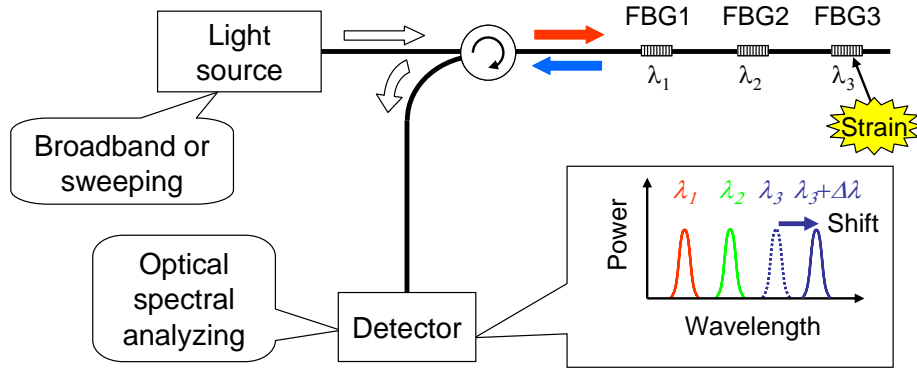


Fig.2.4 Multiplexed FBG sensors by WDM method.

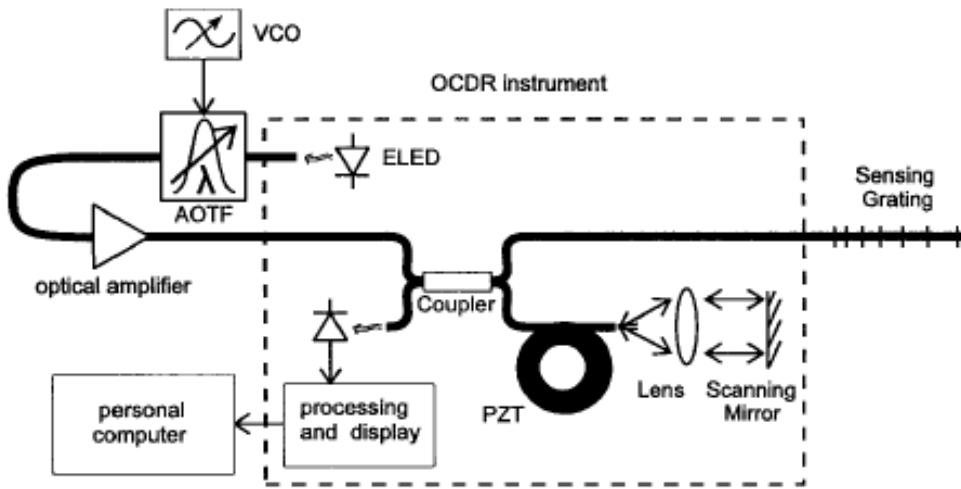
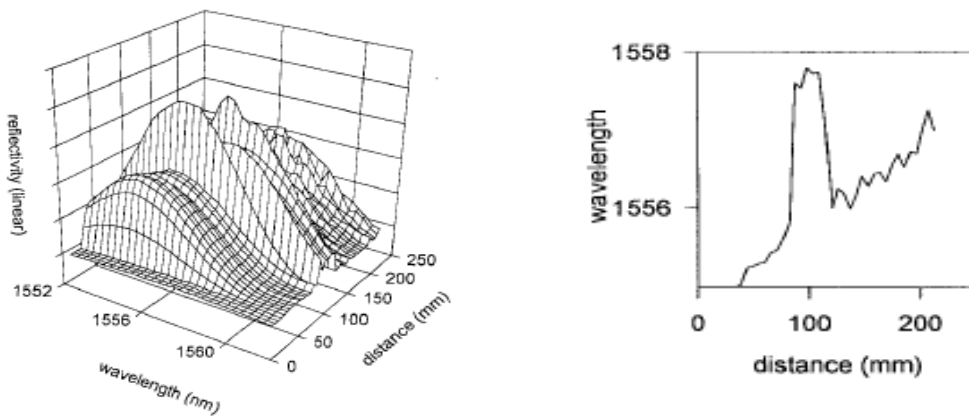


Fig.2.5 Distributed strain FBG sensor with optical low coherence interferometer[36].



(a) 3D reflection spectrum distribution.

(b) peak wavelength plot at each position.

Fig.2.6 Experimental results of OLCR distributed FBG sensing system[36].

路を伝搬してきた参照光と信号光の光路長が等しいときのみ強く干渉するため、参照光側の光路長をミラーの掃引により調整することで、等光路長になるような特定の地点からの反射光のみを選択的に測定することが可能になる。低コヒーレント干渉計の場合、光波間の干渉が起きるための光路差(コヒーレンス長という)は、mm～ μm オーダーと非常に短いため、高い空間分解能での分布測定が可能であるという点を長所として挙げることができる。Fig.2.5 のシステムでは、まず光源から入射された低コヒーレント光をカプラーにより、ミラーによる光路調整が可能な参照光路と、センシング対象であるFBGに接続された信号光路の2つに分ける。ミラーの掃引によってFBGの測定地点を決定し、音響光可変フィルタ (Acousto-Optic Tunable Filter: AOTF)の中心透過波長を掃引することで、測定地点からの反射波長スペクトラムを観測することができる。さらにミラーを掃引することでFBG全体の反射スペクトラムを測定することができる。このシステムによるグレーティングの反射特性の測定結果を Fig.2.5(a)に示す。また(a)の結果から、FBG 内の位置とその位置で観測されたスペクトラムのピーク波長をプロットしたものを Fig.2.5(b)に示す。長尺FBGにはチャープ型のFBGが使用されており、100mm 付近に与えられた歪によるブラッグ波長シフトが観測されていることが分かる。このシステムでは約 $350\mu\text{m}$ という高い空間分解能での分布測定が実現されている[35,36]。

(b) OFDR による FBG 分布型センサ

OFDR の手法による分布測定の研究例を紹介する。この研究は OFDR による多点型 FBG センサの研究で利用した技術を長尺FBGに応用したものである。測定系はFig.2.6ようになっており、図中 D は PD(Photo detector), C はカプラー, R は広帯域リフレクタを表している。D1 で測定される光電界の式は、

$$\begin{aligned} E(t) &= E_1 \exp(j\omega t) + E_2 \exp\{j(k2nL + \omega t)\} \\ &= \{E_1 + E_2 \exp(j2nLk)\} \exp(j\omega t) \end{aligned} \quad (2.23)$$

のようになる。式(2.23)より、光源の周波数が変化すると、D1 で観測される信号の強度は正弦的な強度変調がかかり、その位相は光源の波数に比例する。光源に用いられている波長可変レーザの周波数を掃引しながら、D1 の信号強度のゼロクロス点をトリガとして、D2 の信号を取得する。C3 の後には 100mm の長尺 FBG が接続されており、D2 によってその干渉信号を測定する。得られた信号は波数と距離の間に成立するフーリエ変換を利用して、演算処理を行うとファイバに沿った距離と波長(波数)のスペクトルが得られる[37,38]。

D2 で得られる信号強度を Fig.2.7(a)に示し、この結果をフーリエ変換してスペクトラム分布として表示した結果が Fig.2.7(b)である。シミュレーションと実験の両結果について示している。FBG に沿ったブラッグ波長分布を反映したスペクトラムが得られていることが確認できる。

2.6 まとめ

本章では、まずFBGの基本原理について述べ、モード結合理論によるFBGの反射特性の解析手法等について説明した。そして、FBGを用いたセンシングシステムの先行研究例を、準分布型あるいは、多点型センサの多重化技術と、連続分布型センサの2つに分類し、簡単に紹介した。

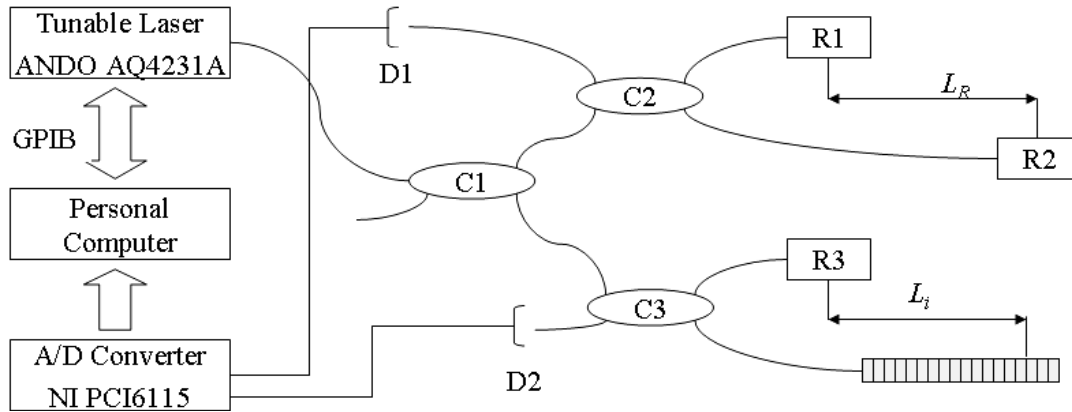
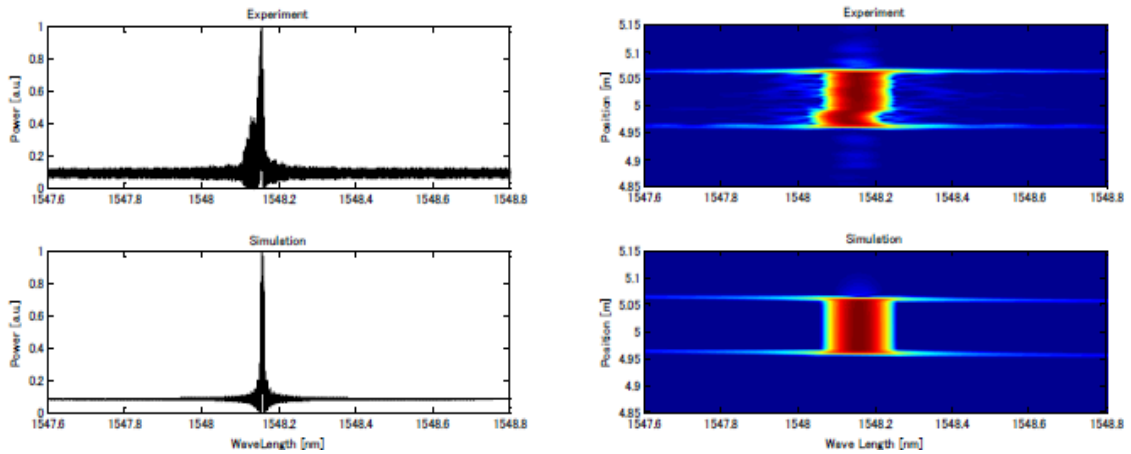


Fig.2.7 Sensing system with long gauge FBG by OFDR[38].



(a) D2 signals.

(d) Spectrograms.

Fig.2.8 Distributed sensing results obtained from the experiment (upper) and the simulation (lower)[38].

第3章

光波コヒーレンス関数の合成法を用いた長尺FBG内のブラッグ波長分布測定技術

3.1 はじめに

本章では、まず光波コヒーレンス関数について説明した後に、FBG に沿った分布測定に必要な不可欠な位置分解技術である光波コヒーレンス関数の合成法の原理について説明し、光源に正弦波型周波数変調を施した場合に合成される光波コヒーレンス関数について説明する。さらにこれを利用して、FBG 内部の反射スペクトラムの分布を測定する手法について概説する。

3.2 光波コヒーレンス関数

本節では光の可干渉度を表す光波コヒーレンス関数の導出とその意味についての説明を行う。光の干渉を説明するために、Fig.3.1 で示されるマイケルソン干渉計を例に用いる。光源から出た光はハーフミラー(Half mirror: HM)で2つの光路1, 2に分けられた後、それぞれの光路に配置されたミラー1, 2で反射され、再度同一光路上に戻り、フォトディテクタ(Photo detector: PD)で検出される。光路2においてHMからの距離がミラー1と等しくなる点を $z=0$ とし、ミラー2の位置を z で表すことにする。このとき、光路1と2の光路差(Optical path difference: OPD)はミラーまでの往復分の距離であり $2z$ となる。

光路1, 2を伝搬した後にPDに到達した光波の電界の複素解析表示をそれぞれ $E_1(t)$, $E_2(t)$ とする。このとき、PDで観測される光の全電界は、

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t) \quad (3.1)$$

と表される。 $E(t)$ は揺らぎも含む場に対して定義される複素関数で、解析信号と呼ばれる。このとき光強度 I は、

$$I = \frac{1}{2} \overline{|E_1(t) + E_2(t)|^2} \quad (3.2)$$

と表せる。ここで、2つの光波の伝搬時間差を $\tau_d = 2nz/c$ とすると(ただし n は光路の屈折率、 c は真空中の光速である)、規格化された $E(t)$ を用いて、 $E_1(t)$, $E_2(t)$ を、

$$E_1(t) = A_1 E(t), \quad E_2(t) = A_2 E(t - \tau_d) \quad (3.3)$$

と表すことができる。式(3.3)を用いて、式(3.2)を書き換えると、

$$I = \frac{1}{2} \left\langle |A_1 E(t) + A_2 E(t - \tau_d)|^2 \right\rangle$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{2} \left\langle \left\{ A_1 E(t) + A_2 E(t - \tau_d) \right\} \left\{ A_1 E^*(t) + A_2 E^*(t - \tau_d) \right\} \right\rangle \\
 &= \frac{A_1^2}{2} \langle |E(t)|^2 \rangle + \frac{A_2^2}{2} \langle |E(t - \tau_d)|^2 \rangle + \frac{A_1 A_2}{2} \left\{ \langle E(t) E^*(t - \tau_d) \rangle + \langle E^*(t) E(t - \tau_d) \rangle \right\} \\
 &= \frac{A_1^2}{2} + \frac{A_2^2}{2} + A_1 A_2 \operatorname{Re} \left\langle E^*(t) E(t - \tau_d) \right\rangle \\
 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re} \{ \gamma(\tau_d) \}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

と表すことができる。ただし、

$$I_1 = \frac{A_1^2}{2}, \quad I_2 = \frac{A_2^2}{2}, \quad \langle |E(t)|^2 \rangle = 1 \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned}
 \gamma(\tau_d) &= \langle E^*(t) E(t - \tau_d) \rangle \\
 &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E^*(t) E(t - \tau_d) dt
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

である。式(3.6)で表される $\gamma(\tau_d)$ は異なる時間に到達する 2 つの光波間の相互関数であり、複素コヒーレンス関数と呼ばれ、 $|\gamma(\tau_d)| \leq 1$ を満たす。 τ_d の値に関わらず $|\gamma(\tau_d)| = 1$ を満たす光を完全なコヒーレント光といい、干渉縞は完全な単色光によるものと等しくなる。逆に $\tau_d \neq 0$ で、 $|\gamma(\tau_d)| = 0$ となるような光を完全なインコヒーレント光といい、白色雑音などがこれであり、2 つの光波の間には干渉効果がないということになる。この複素コヒーレンス関数の絶対値 $|\gamma(\tau_d)|$ は光波コヒーレンス関数と呼ばれ、可干渉度(Degree of coherence)を表している。以下本論文では、これをコヒーレンス度と呼ぶことにする。

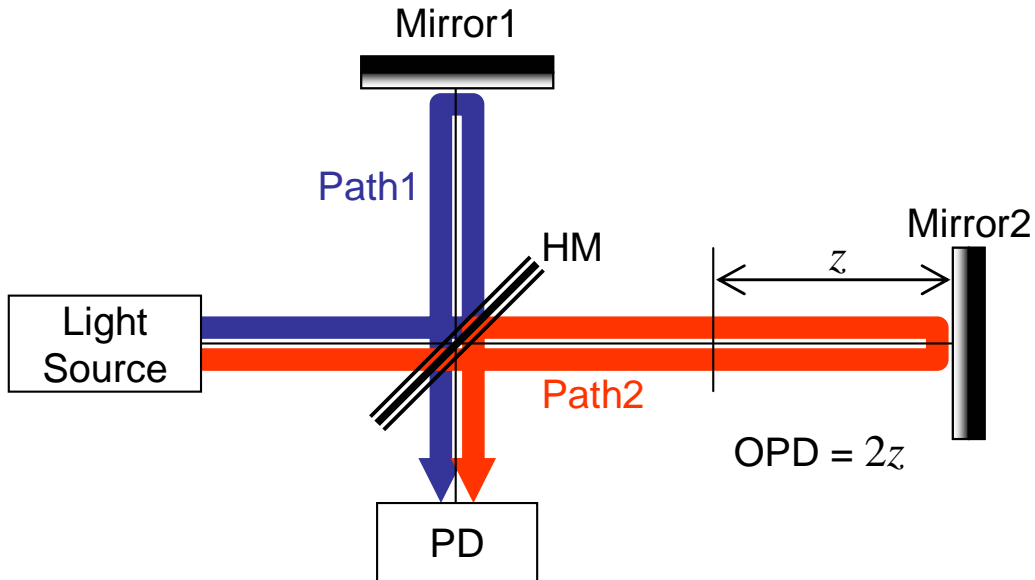


Fig.3.1 Michelson Interferometer.

光波コヒーレンス関数に比例する成分は、干渉縞の鮮明度

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma(\tau_d)| \quad (3.7)$$

や、ヘテロダイン検波によるヘテロダインビートの振幅

$$A_{\text{hb}} = 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(\tau_d)| \quad (3.8)$$

により観測することが可能である。

次に、複素コヒーレンス関数 $\gamma(\tau_d)$ と光源のパワースペクトラム $G(\nu)$ との関係について述べる。まず、

$$E_T(t) = \begin{cases} E(t) & (-\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2}) \\ 0 & \text{else.} \end{cases} \quad (3.9)$$

のように、 $E(t)$ を $-\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2}$ の範囲で打ち切った $E_T(t)$ を定義すると、複素周波数スペクトラム $F_T(\nu)$ のフーリエ変換によって、

$$E_T(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F_T(\nu) \exp(j2\pi\nu t) d\nu \quad (3.10)$$

と表される。またこれに対応するフーリエ変換は、

$$F_T(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} E_T(t) \exp(-j2\pi\nu t) dt \quad (3.11)$$

となる。式(3.10), (3.11)により、式(3.6)は、

$$\begin{aligned} \gamma(\tau_d) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E^*(t) E(t - \tau_d) dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} E_T^*(t) E_T(t - \tau_d) dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} E_T^*(t) \left[\int_{-\infty}^{\infty} F_T(\nu) \exp\{j2\pi\nu(t - \tau_d)\} d\nu \right] dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} E_T^*(t) \exp(j2\pi\nu t) dt \right] F_T(\nu) \exp(-j2\pi\nu\tau_d) d\nu \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} F_T^*(\nu) F_T(\nu) \exp(-j2\pi\nu\tau_d) d\nu \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} |F_T(\nu)|^2 \right] \exp(-j2\pi\nu\tau_d) d\nu \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} G(\nu) \exp(-j2\pi\nu\tau_d) d\nu \end{aligned} \quad (3.12)$$

と書き換えることができる。ただし、 $G(\nu)$ は光源の時間平均的なパワースペクトラムであり、

$$G(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} |F_T(\nu)|^2 \quad (3.13)$$

のように表される。式(3.12)から複素コヒーレンス関数は光源の複素解析表示のパワースペクトラムのフーリエ変換によっても与えられることがわかる。

3.3 光波コヒーレンス関数の合成法

半導体レーザには、注入電流の変化に伴い、発振周波数が増減するという特性がある。この特性を利用し、光源として半導体レーザを用いて、注入電流を変調させることで、光源に周波数変調を施すことができ、時間平均的に見たときの光源のパワースペクトラムを任意に合成することができる。前節で示したように光波コヒーレンス関数は光源のパワースペクトラムとフーリエ変換の関係にあるため、光源の周波数変調により Fig.3.2 のように任意の光波コヒーレンス関数を合成することができる。

本節では、正弦波型周波数変調により、デルタ関数列状のコヒーレンス関数を合成することを考える。光源に式(3.14)のような正弦波型の周波数変調を施す。

$$f(t) = f_0 + f_1 \sin(2\pi f_2 t) \quad (3.14)$$

ここで、 f_0 、 f_1 、 f_2 はそれぞれ周波数変調の中心周波数、変調振幅、変調周波数を表す。

変調された光源の光電界の複素解析表示を、

$$E(t) = \exp(j\Phi(t)) \quad (3.15)$$

と表現すると、式中の位相を表す $\Phi(t)$ は、

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \int_0^t 2\pi f(t') dt' \\ &= 2\pi \left[f_0 t' - \frac{f_1}{2\pi f_2} \cos(2\pi f_2 t') \right]_0^t \\ &= 2\pi f_0 t - \frac{f_1}{f_2} \{ \cos(2\pi f_2 t) - 1 \} \end{aligned} \quad (3.16)$$

となる。式(3.6)、(3.15)、(3.16)から、合成される光波コヒーレンス関数は、

$$\begin{aligned} |\gamma(\tau_d)| &= \left| \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp\{-j\Phi(t)\} \exp\{j\Phi(t - \tau_d)\} dt \right| \\ &= \left| \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp \left[j \left\{ -2\pi f_0 \tau_d + \frac{f_1}{f_2} \cos(2\pi f_2 t) - \frac{f_1}{f_2} \cos(2\pi f_2 (t - \tau_d)) \right\} \right] dt \right| \\ &= \left| \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp \left[j 2 \frac{f_1}{f_2} \sin(\pi f_2 \tau_d) \sin \left(2\pi f_2 \left(t - \frac{\tau_d}{2} \right) \right) \right] dt \right| \end{aligned} \quad (3.17)$$

と求められる。ここで $\exp(jz \sin \theta)$ の形で表される式は、 n 次の第 1 種ベッセル関数 $J_n(z)$ により、

$$\exp(jz \sin \theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z) \exp(jn\theta) \quad (3.18)$$

のように、フーリエ級数展開できるので、式(3.18)を用いると、式(3.17)は、

$$= \left| \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(2 \frac{f_1}{f_2} \sin(\pi f_2 \tau_d) \right) \exp \left\{ j 2\pi n f_2 \left(t - \frac{\tau_d}{2} \right) \right\} dt \right| \quad (3.19)$$

と書き換えることができる。このとき、 $n=0$ 以外の項は直交であるから、式(3.19)は、

$$|\gamma(\tau_d)| = \left| J_0 \left(2 \frac{f_1}{f_2} \sin(\pi f_2 \tau_d) \right) \right| \quad (3.20)$$

と求められる。

式(3.14)のような正弦波型周波数変調により合成された光波コヒーレンス関数は、Fig.3.2(c)に示されるように、等間隔に並んだ周期的なデルタピーク列となる。式(3.20)において、コヒーレンス関数が 0 次の第 1 種ベッセル関数 $J_0(x)$ の形で与えられ、かつ $J_0(x)$ が偶関数であることからピーク列の周期が $1/f_2$ となることは容易にわかる。ピークを与える τ_d は、 $J_0(x)=1$ の解が $x=0$ であることから、 m を整数とすると、

$$\begin{aligned} \sin(\pi f_2 \tau_d) &= 0 \\ \tau_d &= \frac{m}{f_2} \end{aligned} \quad (3.21)$$

において、 m 次のコヒーレンスピーークが現れることがわかる。

以上は、光波コヒーレンス関数を遅延時間 τ_d の関数として与えた場合の考察であるが、Fig.3.3 のような干渉計を考える場合、遅延時間は光路差の関数であるため、光波コヒーレンス関数を光路差の関数として書き直すことができる。光路差 z とこれに対応する遅延時間 τ_d との間には、

$$2z = \frac{c}{n} \tau_d \quad (3.22)$$

の関係があり、これを式(3.21)に代入すれば、 m 次のコヒーレンスピーークが現れる光路差は、

$$z = \frac{mc}{2n_0 f_2} \quad (3.23)$$

と表される。ただし、 c は真空中の光速、 n_0 は導波路の屈折率である。

次に、分布測定等において空間分解能に大きく寄与するパラメータであるコヒーレンスピーークの半値全幅(Full maximum half width: FMHW)について述べる。光源のレーザが、理想的な単一モードで発振していると仮定すると、合成されるコヒーレンス関数は完全な周期関数であることから、当然各コヒーレンスピーークの形状は同一になるため、0 次のコヒーレンスピーークについて計算すれば十分である。式(3.22)を式(3.20)に代入すると、

$$|\gamma(\tau_d)| = \left| J_0 \left(2 \frac{f_1}{f_2} \sin \left(\frac{2\pi f_2 n_0 z}{c} \right) \right) \right| \quad (3.24)$$

となる。コヒーレンスピーークの半値全幅を求めるためには、

$$J_0 \left(2 \frac{f_1}{f_2} \sin \left(\frac{2\pi f_2 n_0 z}{c} \right) \right) = \frac{1}{2} \quad (3.25)$$

となる z を求め、2 倍すればよい。コヒーレンスピーークの半値全幅を δz とすると、

$$\delta z = 2 \frac{c}{2\pi f_2 n_0} \arcsin \left(\frac{f_2}{2f_1} J_0^{-1} \left(\frac{1}{2} \right) \right) = \frac{c}{\pi f_2 n_0} \arcsin \left(\frac{f_2}{2f_1} J_0^{-1} \left(\frac{1}{2} \right) \right) \quad (3.26)$$

となり、 $J_0^{-1}(1/2) = 1.52$ という値を代入することにより、

$$\delta z = \frac{c}{\pi f_2 n_0} \arcsin\left(\frac{0.76 f_2}{f_1}\right) \quad (3.27)$$

と表される。また $f_1 \gg f_2$ の場合、 $\arcsin(x) \approx x$ ($x \ll 1$) の近似を利用することができるので、半値全幅は、

$$\delta z = \frac{0.76c}{\pi f_1 n_0} \quad (3.28)$$

によって求めることができる。本研究においては f_1 は数 GHz オーダー、 f_2 は高々数十 MHz オーダーであるので、式(3.28)の近似は十分に成立するとみなしてよい。このことから、コヒーレンスピークの半値全幅は周波数変調の変調振幅 f_1 のみに依存し、反比例の関係にあることがわかる。

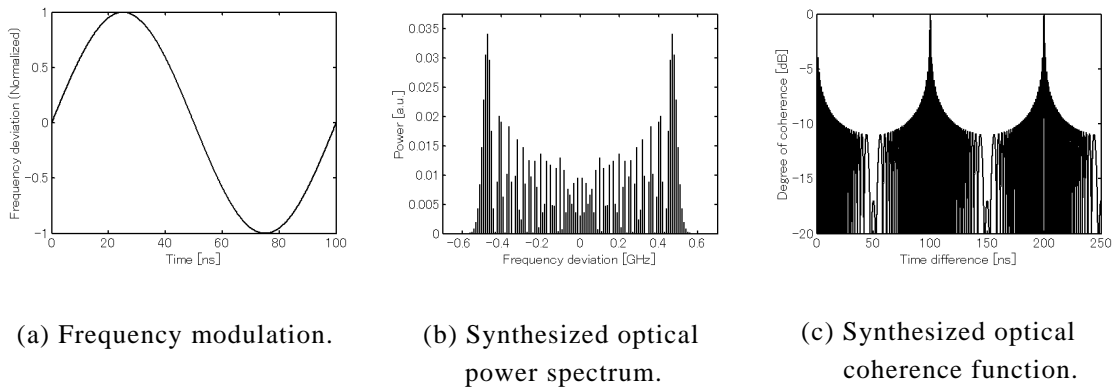


Fig.3.2 Shape of synthesized coherence function.

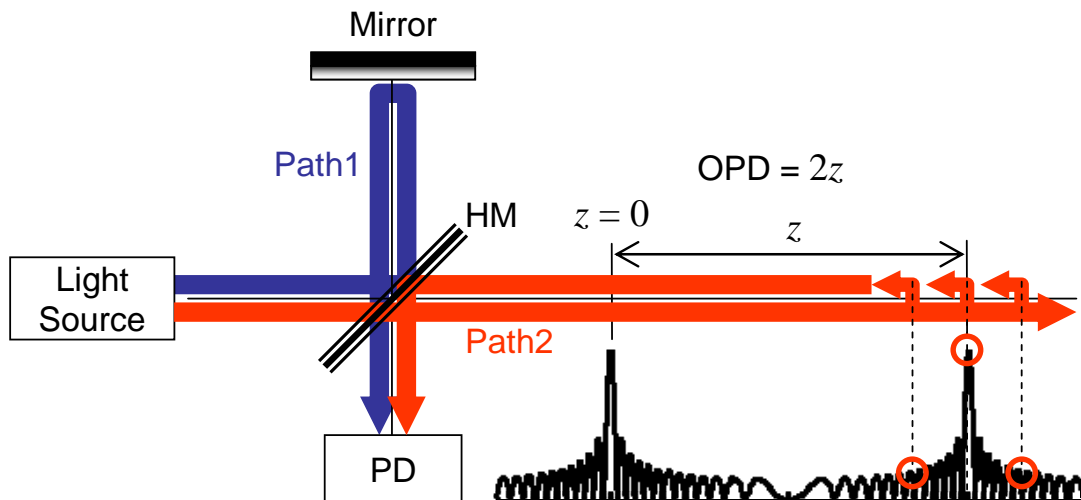


Fig.3.3 Reflectometry using synthesis of optical coherence function.

3.4 光波コヒーレンス関数の合成法による FBG の反射スペクトラム測定手法

本節ではまず、ここまで説明してきた光波コヒーレンス関数の合成法を用いた、同一反射波長を持つ FBG による多重化技術[17-29]の原理について説明する。光波コヒーレンス関数の合成法により合成されたコヒーレンスピークの位置を変化させることで、1本の光ファイバ上に直列に並べられた複数の FBG の中から、任意の FBG を 1 つ選択し解析することができる。本研究ではこの位置選択の機能を利用し、長尺 FBG 内部の微小区間の反射スペクトラムを分布的に測定することにより、FBG 上の連続的な歪や温度の分布をセンシングすることを提案する。

3.4.1 多点型・準分布型 FBG 多重化技術

光波コヒーレンス関数の合成法を用いた同一ブラッグ波長 FBG センサによる多点型センシングシステムの基本系を Fig.3.4 に示す。任意波形発生器により、光源である分布帰還型レーザダイオード(Distributed feed-back laser diode: DFB-LD)への注入電流に変調をかけ、レーザの出射光に周波数変調を施しデルタピーク列の光波コヒーレンス関数を合成する。光源から出た光は 3dB カプラにより分けられ、一方は参照光として音響光学変調器(Acousto-optic modulator: AOM)によって 40MHz の周波数シフトを受ける。もう一方は信号光として、サーキュレータ(Circulator)から FBG 列を含んだ光路に入射し、各 FBG により反射され、再度サーキュレータを通過して 2 つ目のカプラにおいて参照光と干渉する。このときのコヒーレンス度は、AOM による周波数差によるヘテロダインビートの振幅として観測することができる。フォトダイオードからの光電流をバンドパスフィルタにより、ヘテロダイン成分を抽出し、二乗検波器(Square-law diode: SQD)によってヘテロダイン成分のパワーを観測することで、コヒーレンス関数の二乗に比例する成分の測定が実現される。

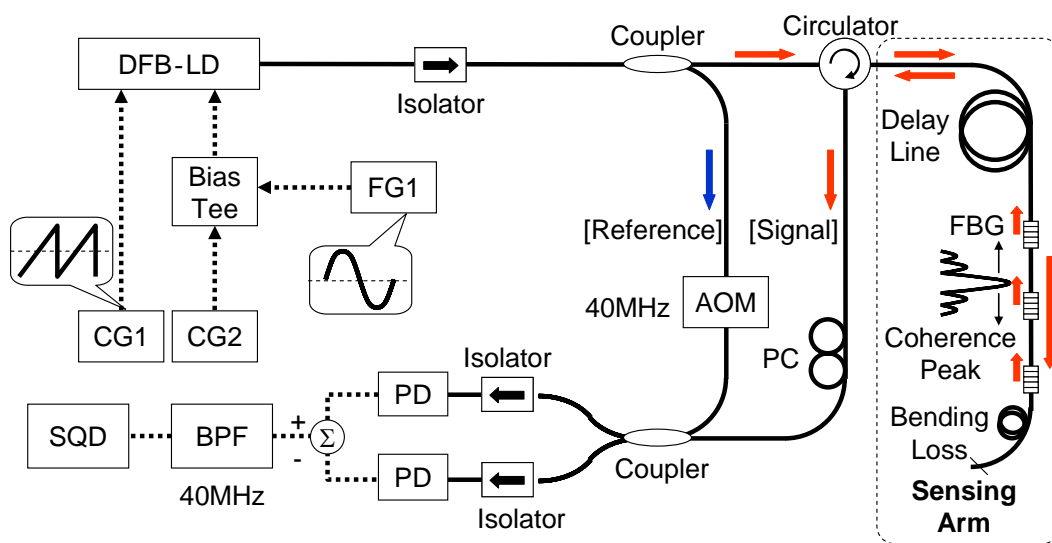


Fig.3.4 Basic setup for multiplexing FBGs by synthesis of optical coherence function.

Fig.3.4 のような系において, FBG の反射率を R , 参照光の強度を I_1 , 信号光の強度を I_2 とすると,

$$I_2 = RI_1 \quad (3.29)$$

という関係が成立する. 式(3.8)に表されるように, 観測されるヘテロダインビート信号の振幅は,

$$\begin{aligned} A_{\text{hb}} &= 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(\tau_d)| \\ &= 2I_1 \sqrt{R} |\gamma(\tau_d)| \end{aligned} \quad (3.30)$$

となり, FBG の振幅反射率に比例することが分かる. ヘテロダインビートのパワーは,

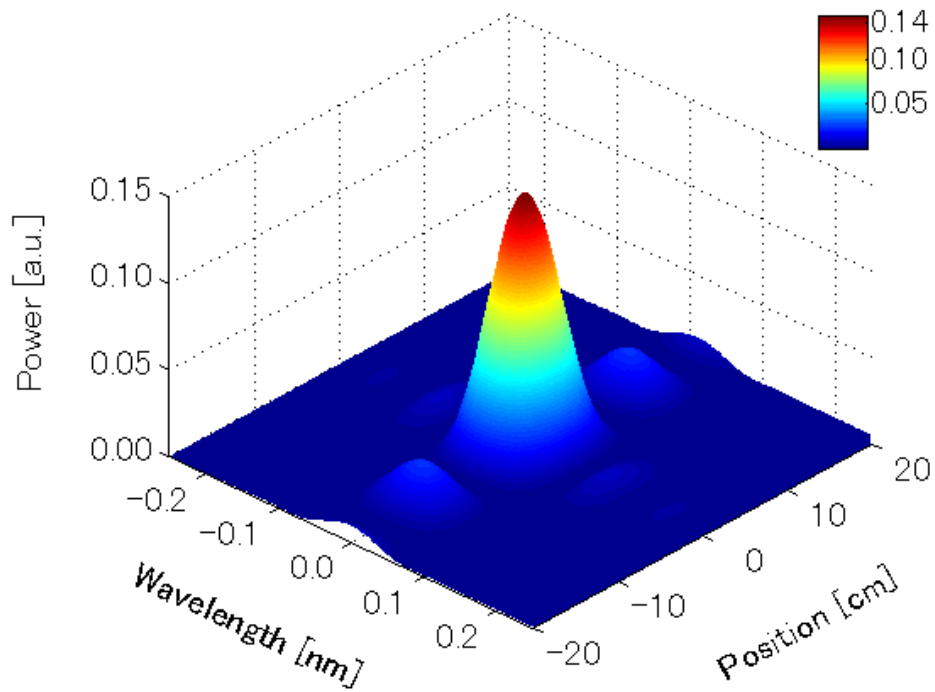
$$P_{\text{hb}} \propto R |\gamma(\tau_d)|^2 \quad (3.31)$$

となり, FBG のパワーの反射率とコヒーレンス関数の二乗の積に比例するため, 測定では SQD によってヘテロダインビートのパワーに比例する信号を観測することで, 位置分解した状態での反射スペクトラムを測定することが可能となる.

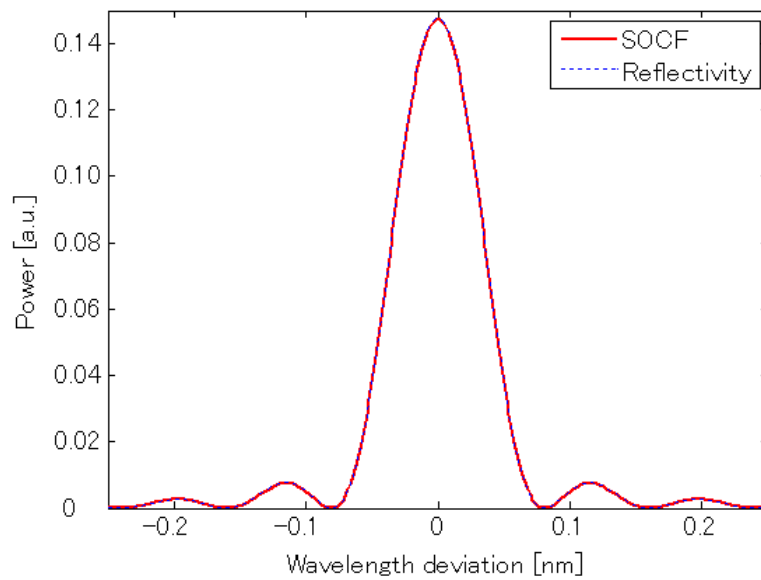
光源の正弦波型周波数変調により合成された Fig.3.2(c) のようなコヒーレンスピークの位置の位置は, 式(3.23)で表されるように変調周波数 f_2 により制御することができる. 参照光はコヒーレンスピークの位置と一致する遅延を持った信号光とのみ強く干渉し, ビート信号として観測される. つまり, 複数点からの反射光を含む信号光の中からコヒーレンスピークの位置から反射してくる光のみを抽出して測定することが可能になるということになる. FBG センサの多重化の場合, まずコヒーレンスピークの位置を測定対象の FBG の位置に合わせ, 目的の FBG からの反射光のみを測定できる状態にする. 次に式(3.14)において f_0 にあたる, 光源の周波数変調の中心周波数を FBG のブラッグ波長周辺の波長 (周波数) で掃引することで, その FBG の反射スペクトラムの形状を観測することができる. このとき信号強度がピークとなる周波数 (波長) が, 目的の FBG のブラッグ波長にあたるため, 歪や温度などの準分布型・多点型センサを実現することができる.

Fig.3.5 に光波コヒーレンス関数の合成法により, FBG の反射スペクトラムを測定した場合のシミュレーション結果を示す. 計算の際, FBG の長さを 10mm, 反射率を約 15% としている. また FBG の位置は 10m のシングルモードファイバの先にある状態を仮定している. Fig.3.5(a) は変調された光源の中心波長と, コヒーレンスピークの位置を変化させた際, 参照光と FBG からの反射光との干渉によるヘテロダインビート信号の強度がどのように変化するかを表したものである. ただし図中で, 光源の中心波長は FBG のブラッグ波長に対する相対的な波長, コヒーレンスピークの位置は FBG 入射端の位置である 10.0m に対する相対的な位置で表示している. また Fig.3.5(b) はコヒーレンスピークが FBG の中心にある状態で, 光源の中心波長を掃引した際に得られる信号強度のスペクトラムと, 測定対象の FBG の実際の反射スペクトラムとを比較したものであり, 両者が非常によく一致していることが分かる.

この技術を基礎として, 中心周波数 f_0 を鋸波状に繰り返し掃引することにより, FBG の反射スペクトラム, およびブラッグ波長の変化を連続的に得ることができ, 動的に歪を測定することができる. 現在は 10kHz での高速多点型歪センサが実現されている[26-28].



(a) 3D shape of coherence function as a function of 1st coherence peak position and center wavelength of modulated light source.

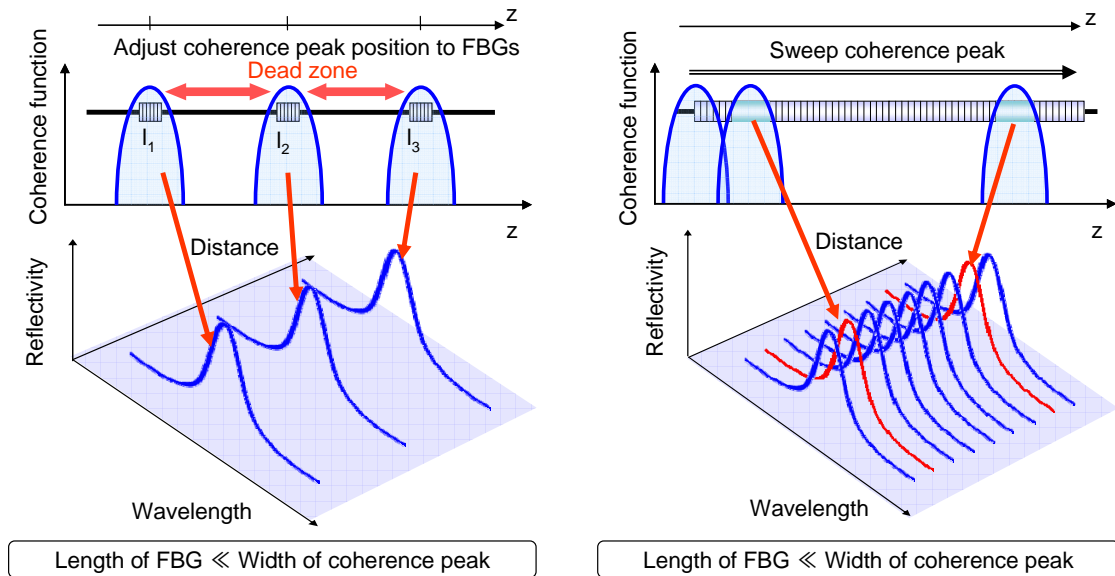


(b) Comparison of obtained spectrum by SOCF and reflectivity of FBG.

Fig.3.5 Simulation results of Square of degree of coherence based on interference between reference light and signal light reflected by FBG.

3.4.2 長尺 FBG 内の微小区間反射スペクトラム分布測定への応用

本研究ではこれまで述べてきた SOCF による FBG の多重化技術を、長尺 FBG 内のブラッグ波長分布測定に応用した、連続的な歪・温度分布型センサを提案する。Fig.3.6 に長尺 FBG による分布型センサの概念図を示す。多点型センサにおいては、Fig.3.6(a) に示すように FBG は点型のセンサとして利用し、その全長はコヒーレンスピークの半値全幅に比べ十分に短い。一方、Fig.3.6(b) で示されるように、連続分布型センサでは 10cm 程度の長さの FBG 内で位置分解するため、コヒーレンスピークの半値全幅が FBG の全長より十分短いことが前提となる。FBG の全長にわたってコヒーレンスピークの位置を掃引することで、FBG 内の微小区間の反射スペクトラムを測定し、ブラッグ波長分布を得ることを目的とする。また、従来の多点型センサとは異なり、コヒーレンスピークのサイドローブも FBG 領域内に入ってくるため、この影響を考慮しなければならない。これについては第 4 章において詳しく述べる。



(a) Multiplexed quasi-distributed FBG sensor. (b) Continuous distributed FBG sensor.

Fig.3.6 Concepts of quasi-distributed and distributed FBG sensor by SOCF.

3.5 まとめ

本章ではまず、2 光波間の干渉の程度を表す指標である光波コヒーレンス関数について説明した。次に、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あるという特性を利用して、光源に周波数変調をかけることにより、デルタピーク列の光波コヒーレンス関数を合成することができることを述べた。このように合成された光波コヒーレンス関数を利用して、同一ブラッグ波長を有する複数の FBG によるセンシングシステムの多重化技術の原理について説明し、これを長尺 FBG に応用した分布型センサの構築を提案した。

第4章

長尺 FBG による分布型センサ

4.1 はじめに

本章では、実際に長尺 FBG をセンシングヘッドとした実験系を構築し、光波コヒーレンス関数の合成法によるブラッグ波長分布測定実験を行った。実験系でセンサとして用いる長尺 FBG は、全長 100mm、反射率は 90%以上のユニフォーム FBG を使用した。まず初期実験として、光源の正弦波型周波数変調により合成される光波コヒーレンス関数の形状を実験的に確認し、前章で述べたように、コヒーレンスピークを FBG 全長にわたって掃引しながら、光源の中心波長を FBG のブラッグ波長付近で掃引した際に、どのような干渉信号が得られるかを測定した。さらに、実験によって得られた FBG のスペクトラム形状について、シミュレーションを含んだ考察を行った。

4.2 正弦波型周波数変調による分布測定実験

本節では、まず本研究でセンシングヘッドとして用いる長尺 FBG の反射特性を示す。さらに FBG を挿入した実験系を構築し、長尺 FBG のスペクトラム分布測定を行った結果を提示する。

4.2.1 長尺 FBG の基本反射特性

最初に、本研究で使用する FBG の反射スペクトラムを測定した。Fig.4.1 のように、広帯域光源、サーキュレータ、光スペクトラムアナライザ(Optical spectrum analyzer: OSA)を利用した一般的な系により測定した。広帯域光源にはエルビウム添加ファイバ増幅器 (Erbium doped fiber amplifier: EDFA)の自然放出光(Amplified spontaneous emission: ASE)を利用した。観測された反射スペクトラムを Fig.4.2 に示す。ただし、グラフの横軸は中心波長 1552.34nm を基準とした相対的な波長で表示している。測定対象となる FBG が全長 100mm もあるため、反射帯域およびスペクトラムのサイドバンドの線幅は非常に狭くなることが考えられる。現在使用している OSA は分解能が 0.01nm(1.25GHz)であり、FBG 反射スペクトラムの半値全幅やサイドローブなどが鮮明に測定されていないことが予想されるが、本研究では FBG 全長からの反射光のスペクトラムを詳細に解析することが目的ではないため、これ以上のスペクトラム測定は省略する。

完全なユニフォーム FBG の場合、Fig.2.2 のように反射光のスペクトラムはブラッグ波長を中心として、左右対称にサイドローブが現れる。Fig.4.2 に示されるスペクトラムの形状は、サイドバンドが見られず、また左右対称の形状ではない。OSA の波長分解能の限界からサイドバンドが見えなくなっている可能性があるが、左右対称の形状になっていないことから、FBG は完全なユニフォーム FBG ではなく、ブラッグ波長が FBG 全長にわたって変化していると推測される。

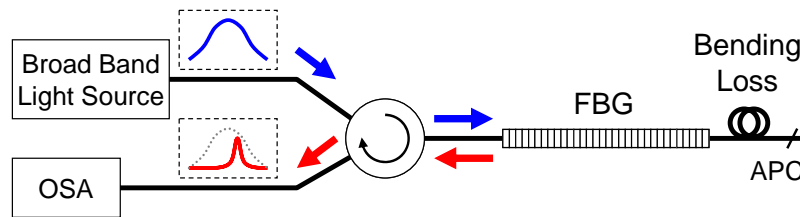


Fig.4.1 Setup with OSA for measuring reflection spectrum of long length FBG.

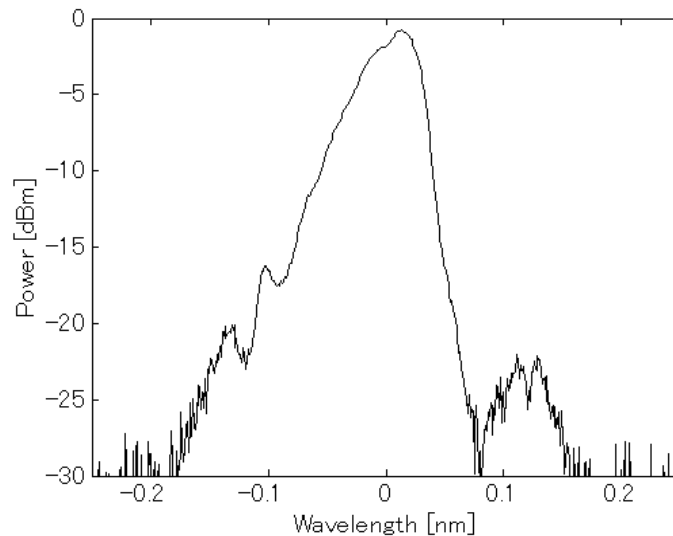


Fig.4.2 Measured reflection spectrum of long length FBG.

4.2.2 合成される光波コヒーレンス関数の実験的確認

FBGのブラッグ波長分布測定に先立ち、まずFig.4.3のような系を用いて、正弦波型周波数変調により合成される光波コヒーレンス関数の形状を実験的に測定した。

光源には波長可変光源として、DFB-LDを使用する。本研究で用いたDFB-LDは‘I_C’、‘I_S’、‘GND’の3電極を有するレーザである。‘I_C’電極には電流発生器(Current generator: CG)により直流電流を注入し、‘I_S’電極にはバイアステー(Bias-Tee)により、直流電流とファンクションジェネレータ(Function generator: FG)からの周波数変調用の交流電圧を足した電流を注入する。このとき、変調振幅 f_1 は主として、Fig.4.3中のFGからの交流信号の振幅に依存する。

測定の際は、実験系のサーキュレータの直後にある遅延ファイバの先を開放し、コネクタ端面からの反射光を信号光として参照光と干渉させる。遅延ファイバは10m程度のものを利用し、合成されるデルタピーク列形状の光波コヒーレンス関数の1次ピークが10m付近にあるとき、ピークとコネクタの位置が一致するように設定した。光源の変調周波数 f_2 を変化させ、コヒーレンスピークをコネクタの位置の周辺で掃引することにより、合成されている光波コヒーレンス関数の概形を観測することができる。Fig.4.4にファンクションジェネレータの交流信号のピーク-ピーク値(振幅の2倍、以後 V_{pp} とする)を100mV、500mV、1000mV、2000Vとしたときの光波コヒーレンス関数を示す。ただし直流電流値はI_C電極が130mA、I_S電極が140mAである。

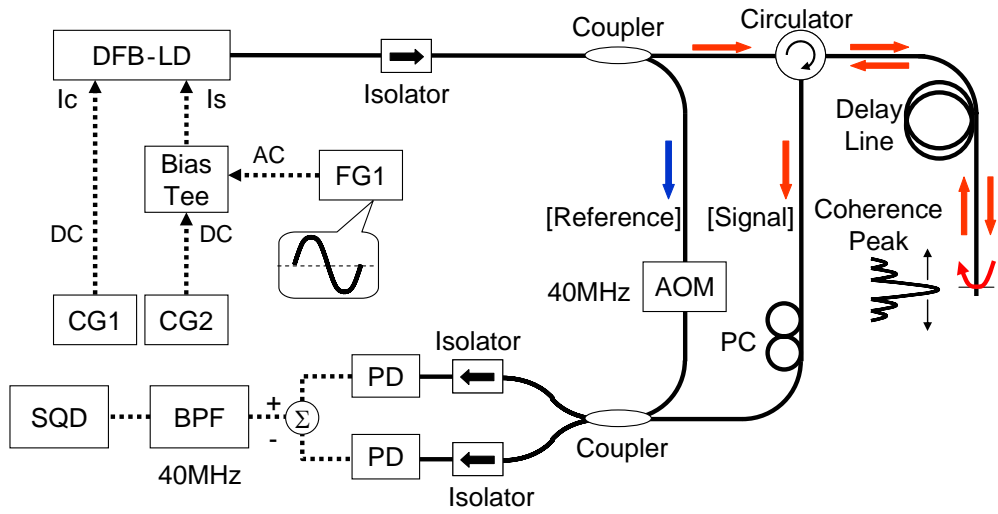


Fig.4.3 Experimental setup for measuring shape of synthesized coherence function.

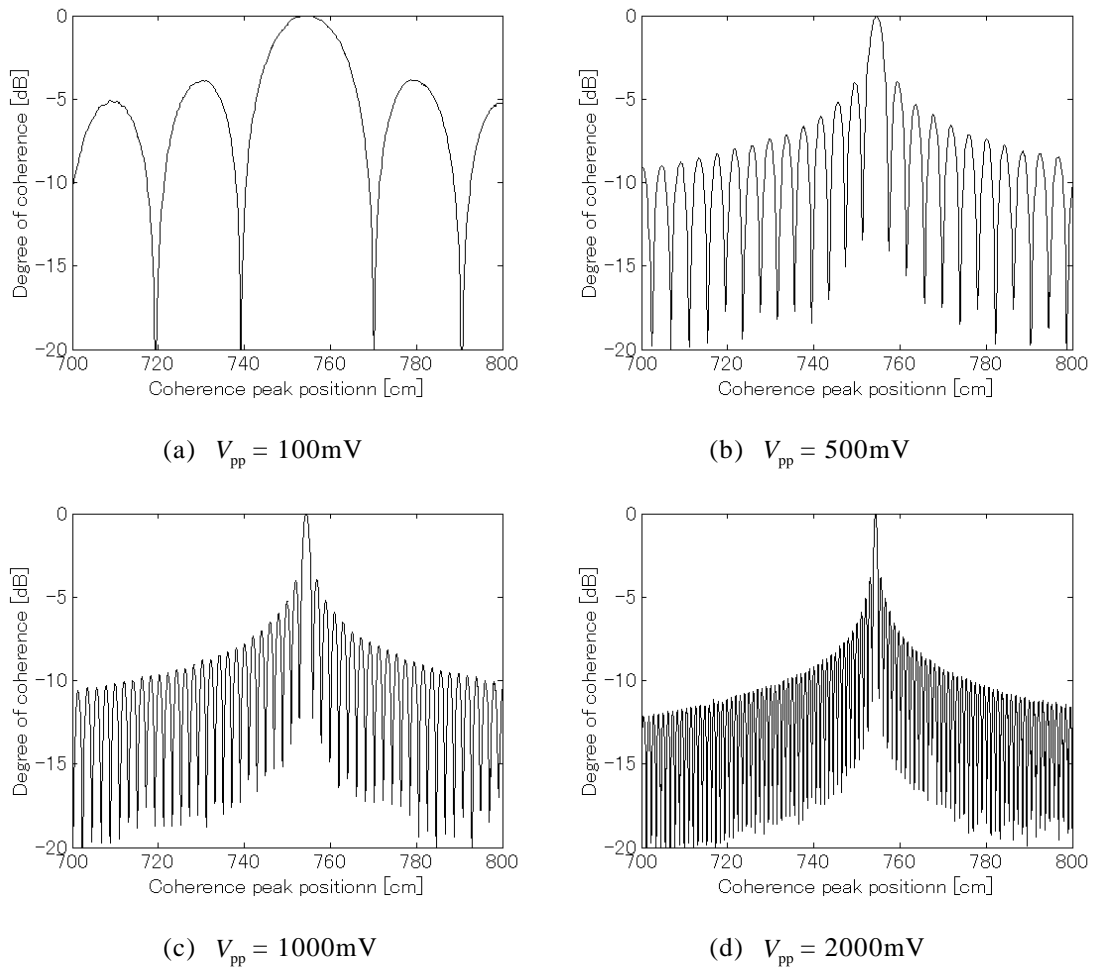


Fig.4.4 Measurement results of synthesized coherence function.

Table 4.1 Relation among V_{pp} , FWHM of coherence peak and f_1 .

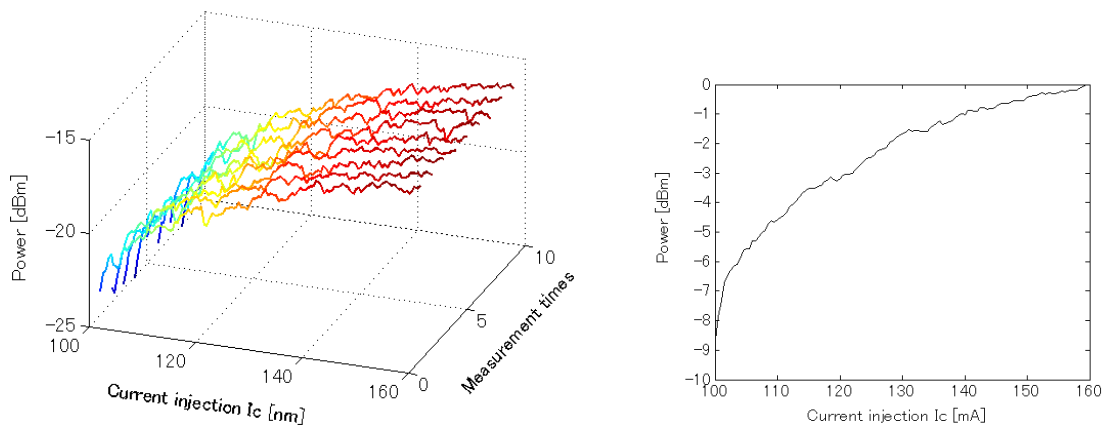
AC signal amplitude: V_{pp} [mV]	100	500	1000	2000
FWHM of coherence peak [mm]	198	38	19	9.8
Modulation amplitude: f_1 [GHz]	0.244	1.27	2.55	4.94

実験により、正弦波交流信号の V_{pp} と、そのときに合成される光波コヒーレンス関数の半値全幅および半値全幅から計算される変調振幅 f_1 の関係は Table 4.1 のようになることがわかる。

4.2.3 光源の中心周波数(波長)掃引に関する基礎実験

第 2 章の原理で述べたように、FBGの分布的な反射スペクトラムを測定するために、光源の中心周波数(波長) f_0 を掃引する。これは I_c 電極への注入電流を 100mA から 160mA の間で変化させることにより行う。完全な線形波長掃引ではないが、OSA 上での観測により、約 0.4nm 程度の掃引が可能であることが分かる。まず、FBG 反射スペクトラムの分布測定に先立ち、DFB-LD の f_0 掃引の特性に関する基礎実験を行う。

今回使用した DFB-LD の出射光強度は波長依存性を有するため、 I_c 電極への注入電流(以後 I_c という)を変化させると、それに伴い光の強度も変化する。これにより、干渉計で測定されるヘテロダイニートの強度も変化し、正確な FBG の反射スペクトラムが測定できないことが予想されるため、注入電流とヘテロダイニート信号の強度の関係を測定し、その結果を用いて、今後測定されるスペクトラムの測定結果を補償する必要がある。Fig.4.3 の系において、光源の周波数変調をかけず、 f_0 の掃引のみを複数回繰り返し、そのとき得られる干渉信号の測定結果を Fig.4.5 に示す。(a) は複数回の I_c と干渉信号の関係を示したグラフであり、(b) は(a) を平均し最大強度で規格化したグラフである。以後、実験的に測定されたスペクトラムは全て Fig.4.5(b) で得られた強度依存性を利用して補償した結果を提示する。



(a) Experimental results of 9 times measurement.

(b) Averaged and normalized data.

Fig.4.5 Experimental results of relation between I_c and heterodyne beat power.

長尺 FBG による分布測定システム実験の構成図を Fig.4.6 に示す. 基本的には Fig.3.4 に示すシステムと同じであり, 多点型センサ用の点型 FBG 列を 1 本の長尺 FBG に置き換えたものである. Fig.4.3 の遅延ファイバの先に 1.5m 程度のピグテイル(Pig-tail)を有する長尺 FBG を接続した. 実際に測定した結果では, コヒーレンスピークの位置が 8.93m にあるとき, FBG の入射端と位置が一致した. 本論文では, 実験結果を提示する際, コヒーレンスピークの位置は FBG 入射端の位置 8.93m を基準とした相対的な座標で表示することとする.

次に, DFB-LD の I_c と中心波長の関係を調べる. Fig.4.6 の実験系で, 周波数変調をかけずに中心波長のみを測定し, 干渉信号を測定する. 実験系に FBG が接続されたこと以外は, 前述の I_c と干渉信号の関係の測定と同じである. 実験結果を Fig.4.7 に示す.

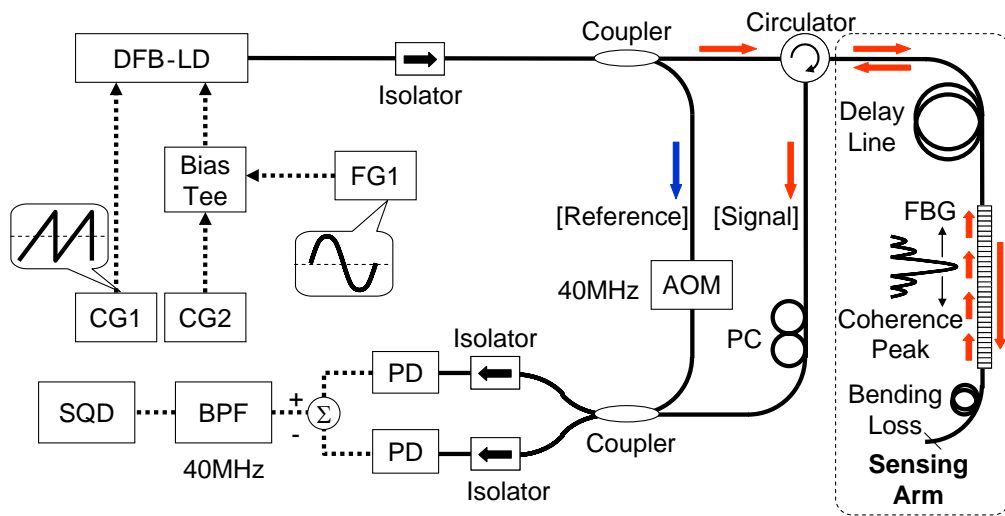


Fig.4.6 System configuration for measuring Bragg wavelength distribution within long length FBG.

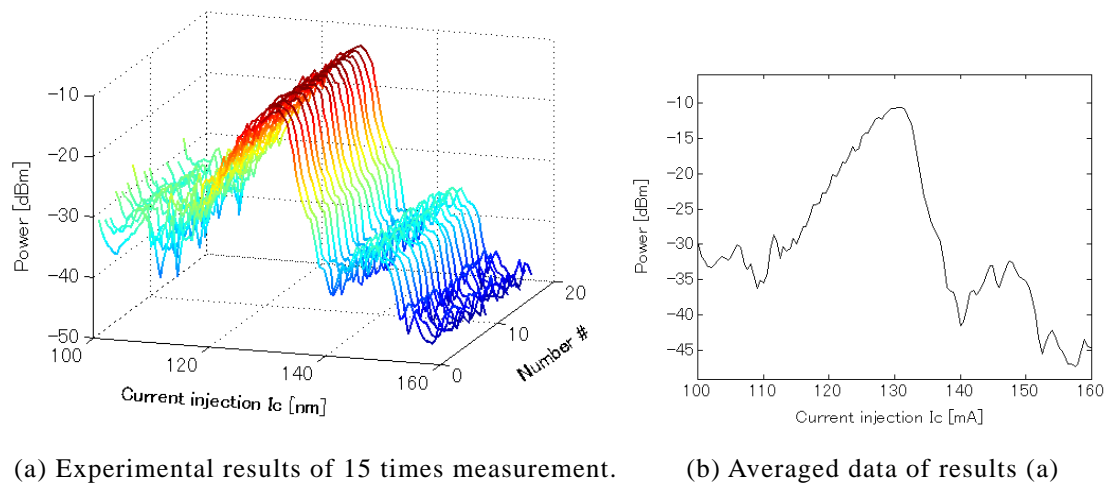


Fig.4.7. Experimental results of FBG spectrum obtained by interferometer. Relation between I_c and heterodyne beat signal power.

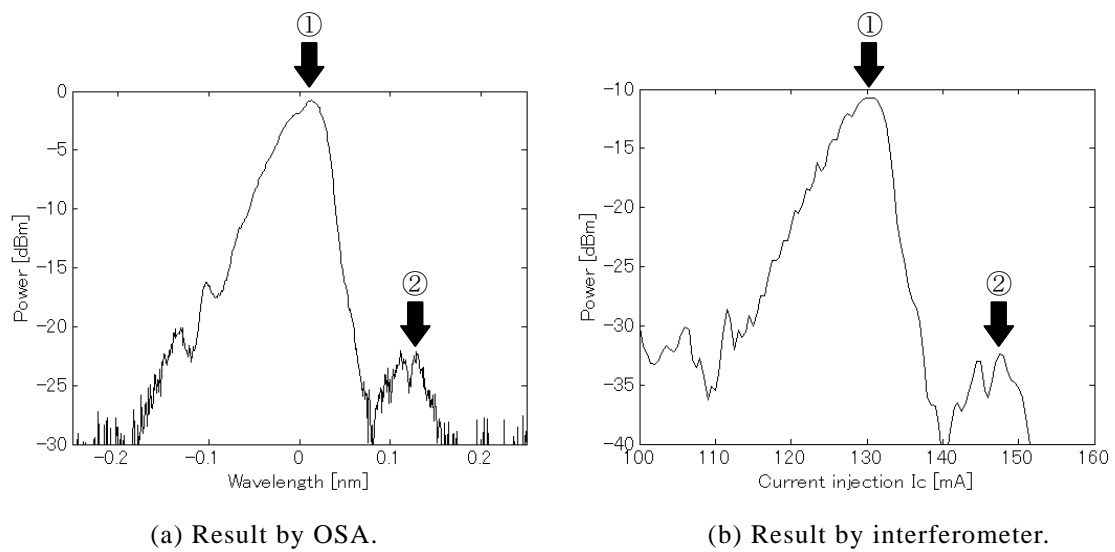


Fig.4.8 Comparison between spectrums measured by OSA and interferometer.

Table 4.2 Comparison of wavelength and I_c .

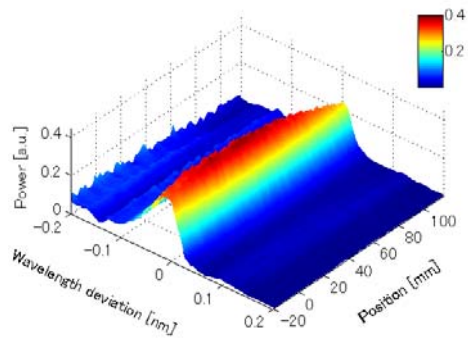
	①	②	②-①
(a) Wavelength [nm]	1552.353	1552.469	0.116
(b) Current injection [mA]	130.5	147.5	17.0

Fig.4.7(b)で得られた測定結果は式(3.31)で示したように、FBG の反射スペクトラムと同様の形状になっているはずであり、これを Fig.4.2 の OSA による反射スペクトラムの測定結果と比較する。Fig.4.8 に比較のためのスペクトラム図を再掲する。OSA による結果(a)と、干渉計による結果(b)の 2 つのピーク①、②間の波長、電流の差により比較した結果を Table 4.2 に示す。これより、光源の中心波長掃引において、波長と注入電流 I_c の間には 6.82pm/mA の関係があり、全体で約 0.41nm の掃引幅が得られていることが確認された。

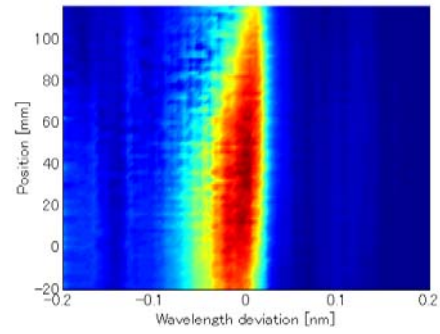
4.2.4 長尺 FBG の波長スペクトラム分布測定実験

4.2.2 節で合成した光波コヒーレンス関数を用いて、コヒーレンスピークを長尺 FBG 内に設定し、光源の中心波長を掃引して、各地点のスペクトラムを測定した。Fig.4.4 の(a)~(d)と同様に V_{pp} を 100mV, 500mV, 1000mV, 2000V として実験したときの測定結果を Fig.4.9 に示す。グラフは中心波長とコヒーレンスピークの位置に対する信号強度を 3 次元で表示したものと、そのグラフを真上から見た図の 2 種類を提示する。ただし信号強度は線形表示し、2 乗検波されたヘテロダインビートパワーのルートを計算して、式(3.30)に表されるようなヘテロダインビートの振幅に比例した値で表示している。これはコヒーレンス度に比例した成分でもある。

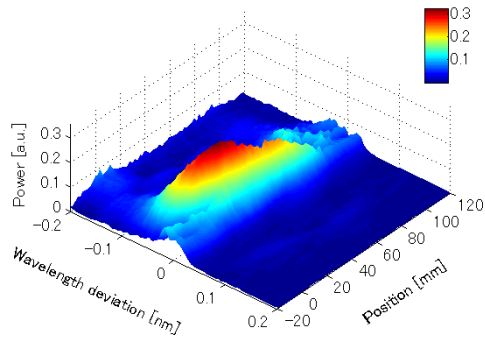
さらに、コヒーレンスピークの位置が FBG 内 30mm, 70mm にあるときに得られるスペクトラム分布の測定結果を、各 V_{pp} について Fig.4.10 に示す。



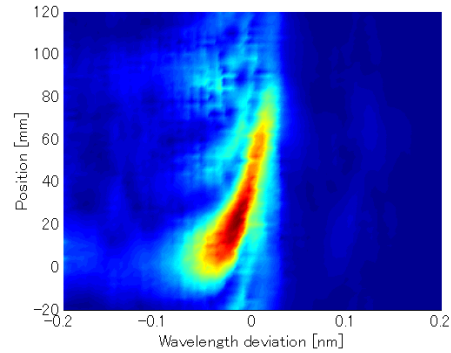
(a-1) $V_{pp} = 100\text{mV}$.



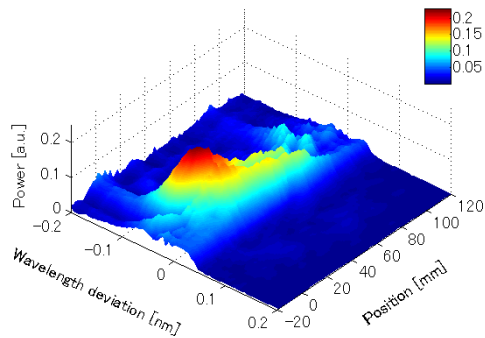
(a-2) $V_{pp} = 100\text{mV}$.



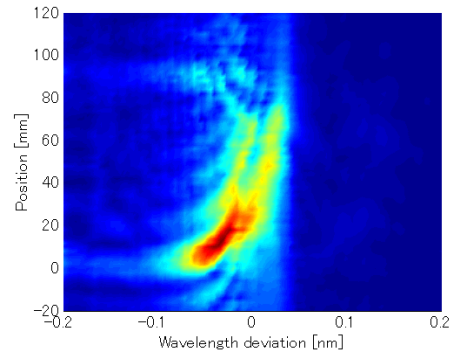
(b-1) $V_{pp} = 500\text{mV}$.



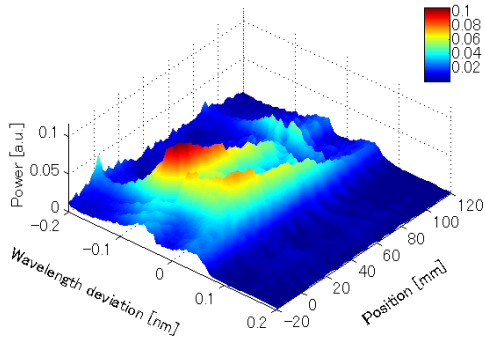
(b-2) $V_{pp} = 500\text{mV}$.



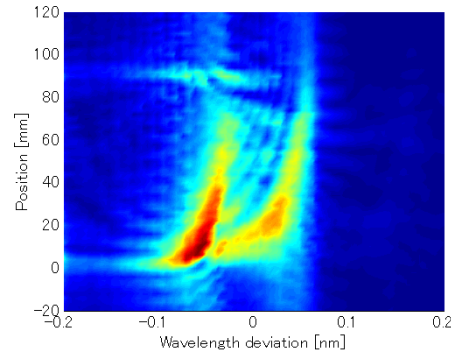
(c-1) $V_{pp} = 1000\text{mV}$.



(c-2) $V_{pp} = 1000\text{mV}$.

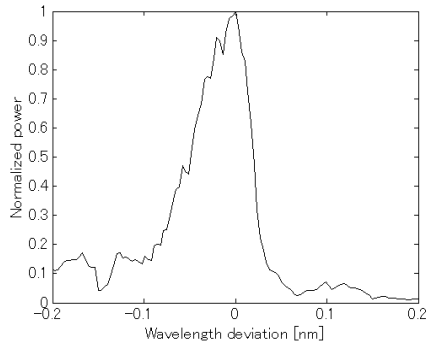


(d-1) $V_{pp} = 2000\text{mV}$.

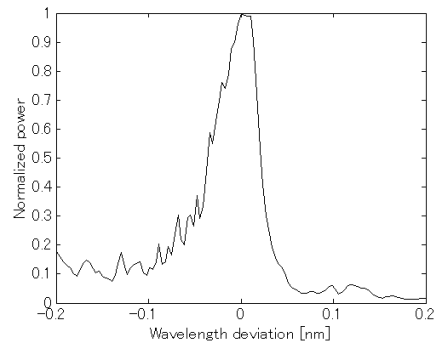


(d-2) $V_{pp} = 2000\text{mV}$.

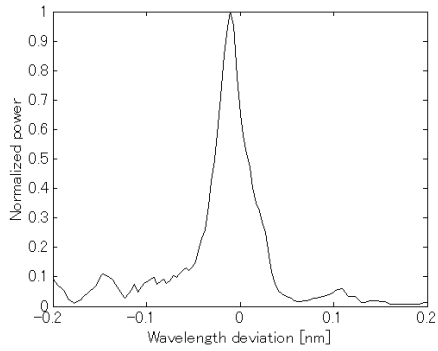
Fig.4.9 Experimental results of FBG spectrum distribution measurement.



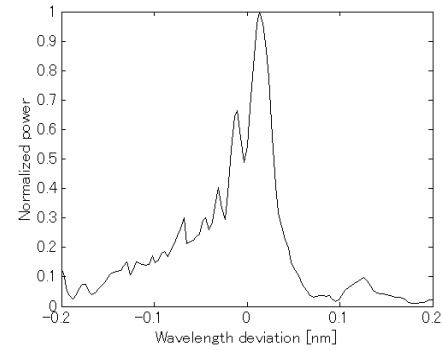
(a-1) $V_{pp} = 100\text{mV}$. Peak position = 30mm.



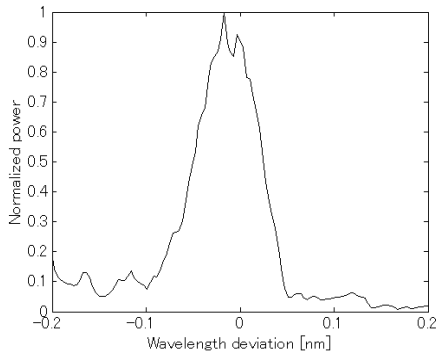
(a-2) $V_{pp} = 100\text{mV}$. Peak position = 70mm.



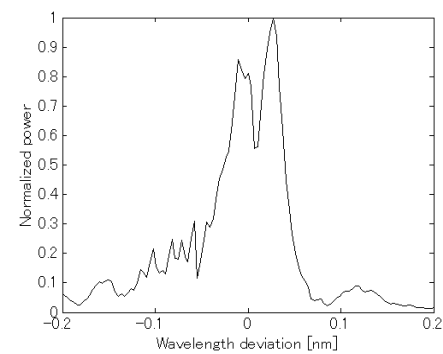
(b-1) $V_{pp} = 500\text{mV}$. Peak position = 30mm.



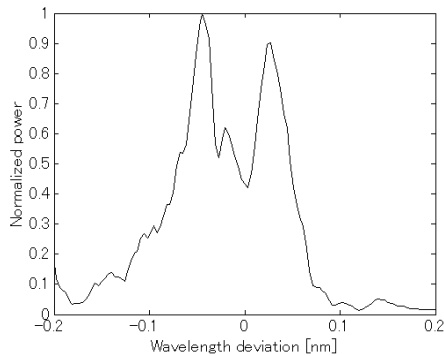
(b-2) $V_{pp} = 500\text{mV}$. Peak position = 70mm.



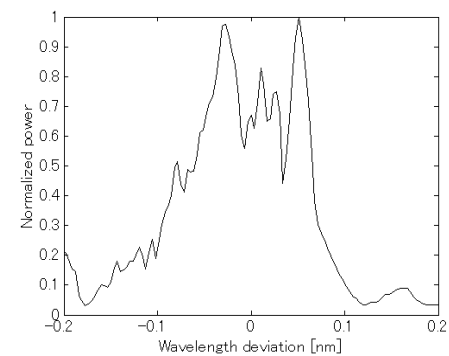
(c-1) $V_{pp} = 1000\text{mV}$. Peak position = 30mm.



(c-2) $V_{pp} = 1000\text{mV}$. Peak position = 70mm.



(d-1) $V_{pp} = 2000\text{mV}$. Peak position = 30mm.



(d-2) $V_{pp} = 2000\text{mV}$. Peak position = 70mm.

Fig.4.10 Shape of spectrum obtained at 30mm and 70mm position in FBG.

Fig.4.9 および Fig.4.10 の(a),(b)のように、コヒーレンスピークの半値全幅が長く、空間分解能が低い場合は、各地点においてピークが 1 つのみ存在する形状のスペクトラムが観測される。しかし一方で、(c),(d)のように、コヒーレンスピークの半値幅が短く、空間分解能が高くなると、逆にブラッグ波長付近で信号強度が大きく低下し、ピークが 2 つ存在する形状のスペクトラムが観測された。

コヒーレンスピークの半値全幅が FBG の全長より十分短くなると、スペクトラム形状が、分布測定で示した測定結果の予想とは異なり、このスペクトラムによる FBG の微小区間のブラッグ波長の特定は不可能である。

4.3 スペクトラム形状に関する考察

実験では、スペクトラム形状に 2 つのピークが現れることが確認されたが、まずこの原因について定性的に考える。従来の多点型 FBG センサと異なる点として、

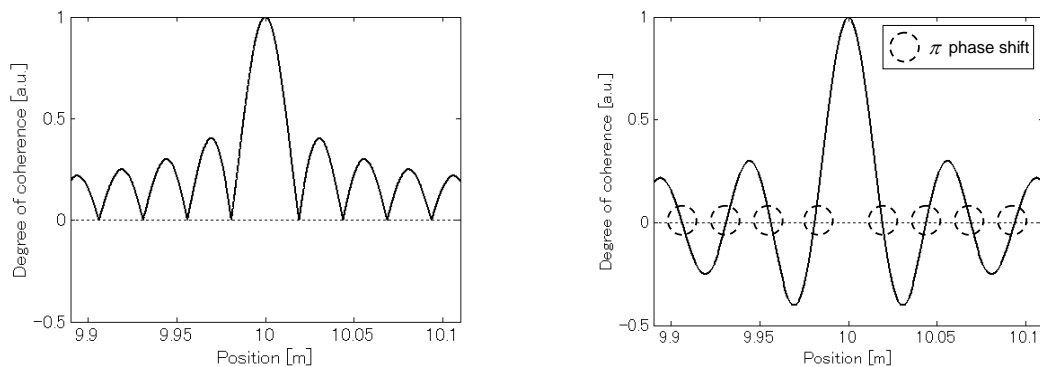
- ① コヒーレンスピークの半値全幅が短いため、サイドローブも FBG 領域に入ってくる。
- ② 光源の変調振幅が大きいため、パワースペクトラムの幅が広い。
- ③ FBG の全長が長いため、反射スペクトラムの帯域が狭い。

といった点を挙げることができる。これらの項目について、1 つずつ考察する。

4.3.1 コヒーレンスピークのサイドローブ

Fig.3.2(c)に示した、光源の正弦波型周波数変調により合成される光波コヒーレンス関数のコヒーレンスピーク付近は Fig.4.11(a)のようにになっている。しかし、これは光波コヒーレンス関数の絶対値 $|\gamma(\tau_d)|$ であり、複素コヒーレンス関数 $\gamma(\tau_d)$ で観察すると、Fig.4.11(b)のように振幅がマイナスになっている。言い換えると、複素コヒーレンス関数の位相がゼロクロス地点ごとに π だけシフトしていることになる。さらに位相が π シフトしたサイドローブのコヒーレンス度はコヒーレンスピークの約 40 パーセント程度と大きく、無視できない。

FBG の屈折率変調の真ん中に π の位相シフトが存在する場合、Fig.4.12 に示す反射スペクトラムのようにブラッグ波長の光は反射せず透過することが報告されている[32]。



(a) Absolute value of coherence function.

(b) Shape of 0th Bessel function.

Fig.4.11 Shape of synthesized coherence function around coherence peak.

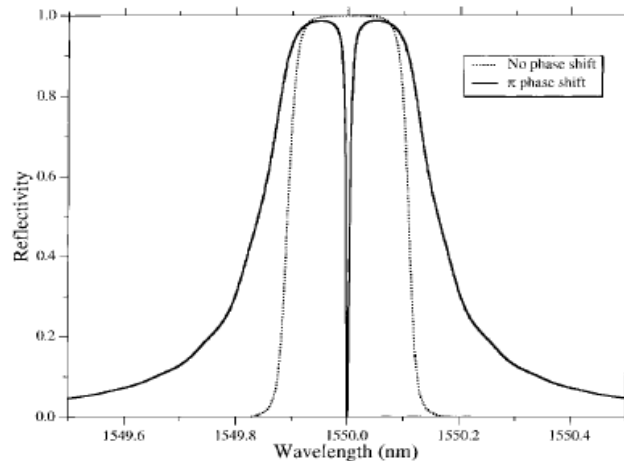
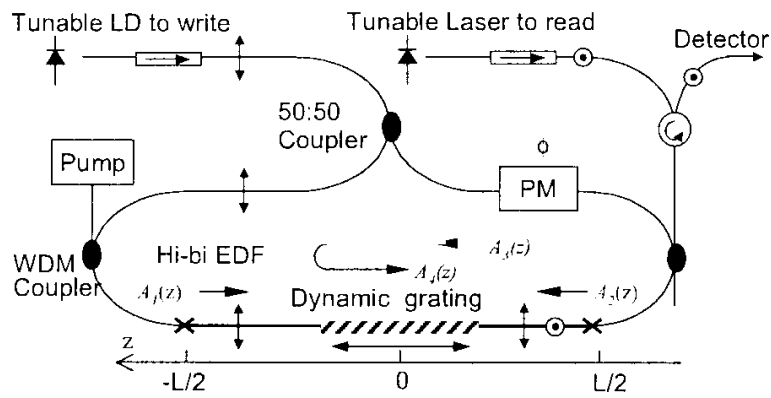
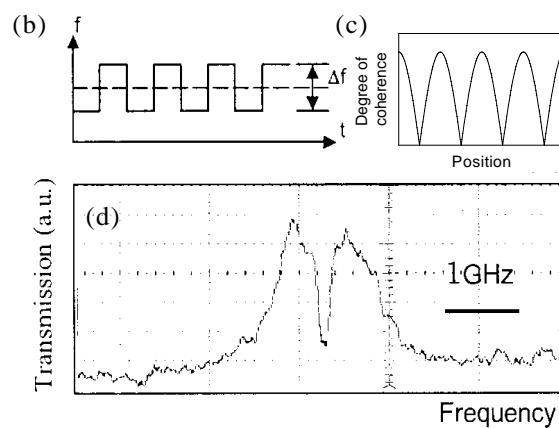


Fig.4. 12 Reflection spectrum of FBG include a π phase shift at the center [32].



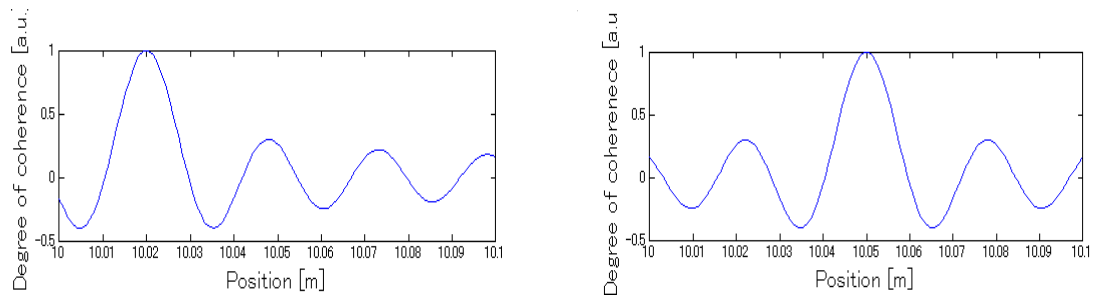
(a) Experimental setup.



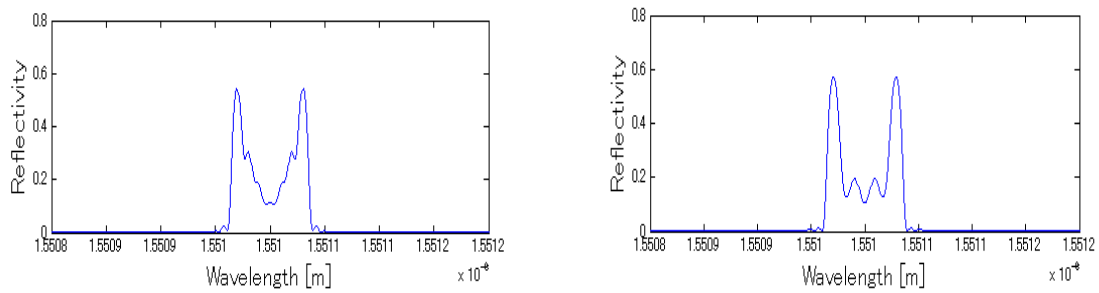
- (b) Rectangular frequency modulation of light source.
- (c) Synthesized coherence function.
- (d) Reflection spectrum of dynamic grating generated.

Fig.4.13 Research on dynamic grating generated in EDF by SOCF[40].

また、光波コヒーレンス関数の合成法と反射スペクトラムの関係についての研究例に、エルビウム添加型ファイバ(Erbium doped fiber: EDF)によるダイナミックグレーティングの研究がある。この研究は Fig.4.13 のような実験系により、変調された光源からの光を2つに分け EDF の両方向から入射し、干渉させることにより、EDF 中に定在波によるブラッググレーティングを作り出すものである。光波コヒーレンス関数の合成法の技術はグレーティングの位置や、スペクトルなどを任意に合成するために利用されており、合成されたコヒーレンス関数の π の位相シフトによる影響を受けた反射スペクトラムは同様にブラッグ波長において、反射率が低下するという特徴を有している[40]。ただし、ダイナミックグレーティングにおいては、グレーティング導波路の屈折率摂動に位相シフトが存在するのに対し、本研究においては FBG 全領域からの反射光を位相シフトを含んだコヒーレンス関数によって測定するため、厳密な考察にはならないが、参考までに正弦波変調され、分けられた2つの光波間の干渉による屈折率摂動を持つグレーティングがどのような反射特性を有するかをシミュレーションにより計算する。本研究の実験では 100mm の FBG を使用しているの、Fig.4.14(a),(b)のような屈折率変調振幅を持つ FBG の反射スペクトラムの計算結果を、それぞれ Fig.4.14(c),(d)に示す。



(a) Amplitude of refractive index modulation. Peak position is 20mm in FBG. (b) Amplitude of refractive index modulation. Peak position is 50mm in FBG.



(c) Reflection spectrum of FBG (a). (d) Reflection spectrum of FBG (b).

Fig.4.14 Reflection spectrum of dynamic grating generated by SOCF. Light source is sinusoidal frequency modulated.

4.3.2 パワースペクトラムの幅と FBG の反射帯域の関係

次に本節の冒頭で述べた項目の②, ③の影響について考えてみる。まず②についてであるが、

変調振幅 f_1 による周波数変調をかけると, Fig.3.2(b)のようなパワースペクトラムが合成され, その帯域は $2f_1$ となる. この数値を実験で用いた各 V_{pp} について波長に換算したものを Table 4.3 に示す.

また③については, 式(2.3)によって計算することが可能であり, 10mm, 20mm, 100mm の 3 種類の長さのユニフォーム FBG それぞれにつき, 屈折率変調振幅 dn が 2.0×10^{-5} , 1.0×10^{-5} , 5.0×10^{-6} の 3 通りの場合の反射帯域について計算した結果を Table 4.4 に示す. ただし, 反射帯域の単位は pm で表示している.

Table 4.3 Relation between modulation amplitude f_1 and band-width of power spectrum.

V_{pp} [mV]	100	500	1000	2000
f_1 [GHz]	0.244	1.27	2.55	4.94
Band-width [pm]	3.9	20.4	40.9	79.2

Table 4.4 Band-width of FBG dependent on length and refractive index modulation amplitude.

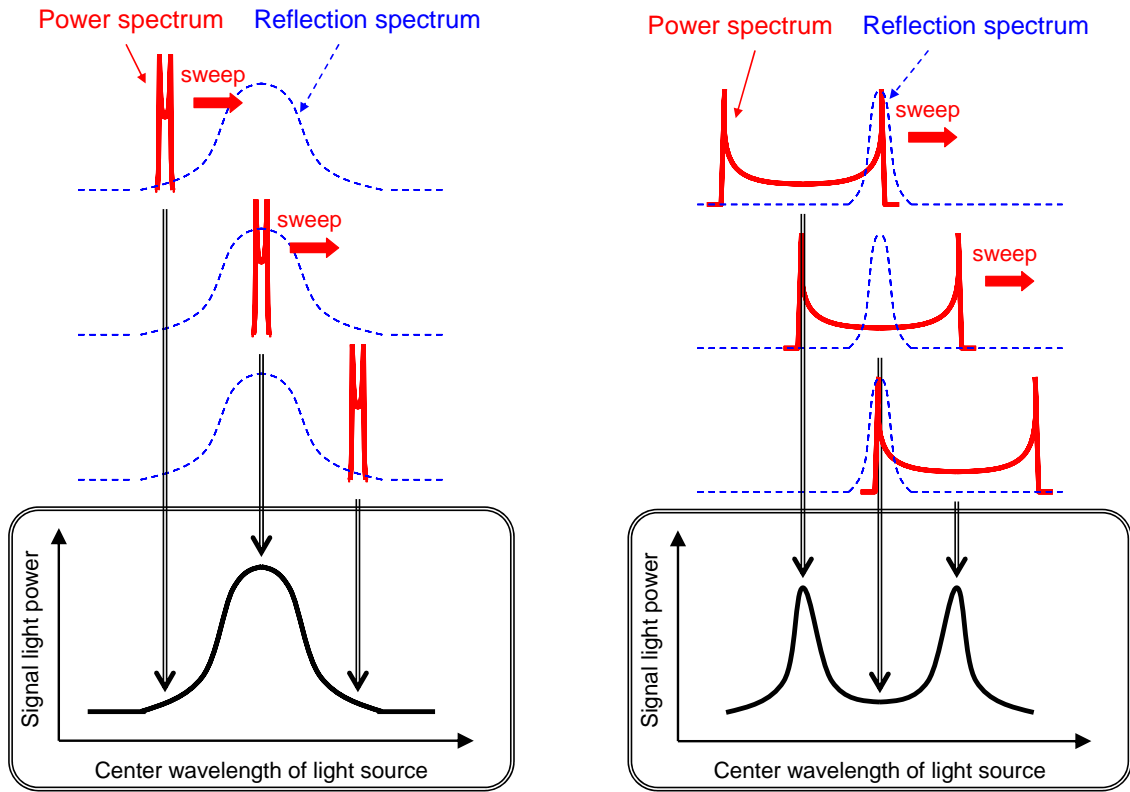
Length [mm]	$dn=2.0 \times 10^{-5}$	$dn=1.0 \times 10^{-5}$	$dn=5.0 \times 10^{-6}$
10	161.5	160.5	160.2
20	82.7	80.7	80.2
100	26.1	19.1	16.8

Table 4.3 および 4.4 から分かるように, 従来の FBG 多点型センサで使用される FBG のように, 全長が 10mm, 20mm であり, 周波数変調振幅 f_1 が 0.244GHz や 1.27GHz のようにコヒーレンスピークの半値全幅が FBG 全長より十分長くなる場合には, FBG の反射帯域が周波数変調により合成される光源のパワースペクトラムの帯域より十分広がっている.

他方で, 本研究のように全長 10mm の FBG に対し, 周波数変調振幅 f_1 を 2.55GHz, 4.94GHz といった具合に, コヒーレンスピークの半値全幅が FBG 全長より十分短くなるように設定した場合には光源のパワースペクトラムの方が, FBG の反射帯域より広がっていることが分かる.

これらを考慮した上で, 光波コヒーレンス関数の合成法と光源の中心波長の掃引により FBG の反射スペクトラムを測定する様子を模式的に表したものを Fig.4.15 に示す. 信号光の強度は光源のパワースペクトラムに FBG の反射スペクトラムをかけ, 積分したものであり, (a)では FBG 反射帯域がパワースペクトラムよりも十分に狭いため, 光源の中心波長に対する信号光強度の関係は FBG の反射スペクトラムの形状を反映したものになる. 逆に(b)ではパワースペクトラムの方が広いため, 中心波長を掃引したときの信号光強度の関係はパワースペクトラムの形状を反映したものになる.

実際に f_1 が 4.94GHz と, 光源のパワースペクトラムが広いときの実験結果 Fig.4.10(d-1),(d-2)で観測された 2 つのピークの間隔はそれぞれ 71.6pm, 78.4pm であり, Table 4.3 の 79.2pm と似たような値になっている. このことから, 分布測定実験で観測されたスペクトラムは, 光源のパワースペクトラムの形状を反映していると考えられる.



(a) Band-width of power spectrum < reflection spectrum

(b) Band-width of power spectrum > reflection spectrum

Fig.4.15 Relation between center wavelength of modulated light source and signal light power. In the case of quasi-distributed FBG(short) sensor and distributed FBG(long) sensor.

4.4 光波コヒーレンス関数の合成法による長尺 FBG スペクトラム分布測定の理論的シミュレーション

本研究の測定システムについて、理論的な考察を行うために、実験結果のシミュレーションプログラムを構築した。本節ではシミュレーションに用いた原理について概説する。またスペクトラム分布測定のシミュレーション結果も実験結果と同様に、各地点において 2 つのピークを有する形状のスペクトラムが得られたため、これを提示する。

4.4.1 分布測定シミュレーションの原理

光波コヒーレンス関数は、式(3.6)のように光源の自己相関関数で表されることを述べた。また、式(3.12)では、光源のパワースペクトラムのフーリエ変換によっても与えられることを示した。ここでは、この原理を用いて、光波コヒーレンス関数の合成法の適用時に、参照光と FBG で反射してきた信号光の干渉によるヘテロダインに信号が、どのように変化するかについて説明する。

まず、参照光 $E_1(t)$ と信号光 $E_2(t)$ の 2 光の干渉に関する式を改めて記述する。観測される全光電界は、

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t) \quad (4.1)$$

と表される。干渉した光の強度を式(3.4)のように記述した際に現れる干渉項は 2 つの光波の相互相関関数で表すことができ、

$$\Gamma_{12} = \langle E_1(t) \cdot E_2^*(t) \rangle \quad (4.2)$$

と表される。ここで、干渉する 2 つの光波の周波数スペクトラムとコヒーレンス度の関係について記述する。まず式(4.2)を時間積分の形で書き直すと、

$$\Gamma_{12} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E_1(t) \cdot E_2^*(t) dt \quad (4.3)$$

と表される。光波の電界が、正弦波型周波数変調を受けた光源のように、ある周期 T の連続的周期信号であるならば、各複素電界は離散的な周波数 $\nu = k\Delta\nu$ によって、

$$E_i(t) = \sum_{k=0}^{\infty} F_{ik} \exp(j2\pi\nu t) \quad (4.4)$$

のように、フーリエ級数展開した式で記述できる。周波数の間隔 $\Delta\nu$ はの周期 T により、

$$\Delta\nu = \frac{1}{T} \quad (4.5)$$

となる。また、フーリエ級数 F_{ik} は、

$$F_{ik} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E_i(t) \exp(-j2\pi\nu t) dt \quad (i=1,2) \quad (4.6)$$

により与えられる。式(4.3)に式(4.4)を代入すると、 Γ_{12} は、

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} E_1(t) \cdot E_2^*(t) dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \left(\sum_{k=0}^{\infty} F_{1k} \exp(j2\pi\nu t) \right) \cdot \left(\sum_{k=0}^{\infty} F_{2k} \exp(j2\pi\nu t) \right)^* dt \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} F_{1k} \cdot F_{2k}^* \end{aligned} \quad (4.7)$$

と表される。ただし、直交関数系 $\exp(j2\pi k\Delta\nu)$ の性質である、

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} [\exp(j2\pi m\Delta\nu)] \cdot [\exp(j2\pi n\Delta\nu)]^* dt = \begin{cases} 1 & (m=n) \\ 0 & (m \neq n) \end{cases} \quad (4.8)$$

を利用した。式(4.7)で得られた結果は、式(3.12)に関係しており、干渉のコヒーレンス度に比例する 2 光の相互相関関数 Γ_{12} を周波数領域で表現すると以下のようになることと等価である。

$$\Gamma_{12} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} F_1(\nu) \cdot F_2^*(\nu) dt \quad (4.9)$$

以上の原理を用いて、実際に信号光が FBG から反射したしてきた場合について考える。信号光

路において光波が受ける, 位相回転を含めた電界振幅の複素反射率を $R(\nu)$ とすると, 信号光の周波数スペクトラム $F_2(\nu)$ は,

$$F_2(\nu) = F_1(\nu) \cdot R(\nu) \quad (4.10)$$

と表されるので, 式(4.9)は,

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} F_1(\nu) \cdot (F_1(\nu) \cdot R(\nu))^* dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} G(\nu) \cdot R^*(\nu) dt \end{aligned} \quad (4.11)$$

と表される。ただし, $G(\nu)$ は光源のパワースペクトラムである。以上の結果より, 光源のパワースペクトラムに信号光の光路における電界振幅の複素反射率をかけたものを周波数で積分することで, 干渉項の成分を求めることが可能であると言える。

次に信号光路の反射率について説明する。Fig.4.16 のように信号光路で受ける電界の複素反射率 $R(\nu)$ は, FBG までの遅延ファイバによる位相回転 $\varphi_d(\nu)$ と FBG の電界振幅の反射率 $\rho(\nu)$ の積により与えられる。

長さ L 遅延ファイバの往復で光波が受ける位相回転 $\varphi_d(\nu)$ は,

$$\varphi_d(\nu) = \exp(-j2\beta L) = \exp\left(-j\frac{4\pi\nu n_{\text{eff}} L}{c}\right) \quad (4.12)$$

である。ただし, n_{eff} は遅延ファイバの実効屈折率, β は光波の伝搬定数である。

また, FBG の電界振幅の反射率 $\rho(\nu)$ は式(2.12)や(2.20)により求めることができる。ただし, 本節では光電界の式を, ω を角周波数, z を位置としたとき, $\exp\{j(\omega t - \beta z)\}$ として扱っているのに対し, 第 2 章で述べた FBG の原理において, 光電界は $\exp\{j(\beta z - \omega t)\}$ として計算されているため, 複素解析表示した際の位相が互いに共役の関係になっていることに注意しなければならない。式(4.11)では振幅反射率 $R(\nu)$ の共役が用いられているため, 式(2.12)や(2.20)により求めた FBG の振幅反射率(これが既に共役になっている)に, 式(4.12)の共役 $\varphi_d^*(\nu)$ をかけることによって計算される。

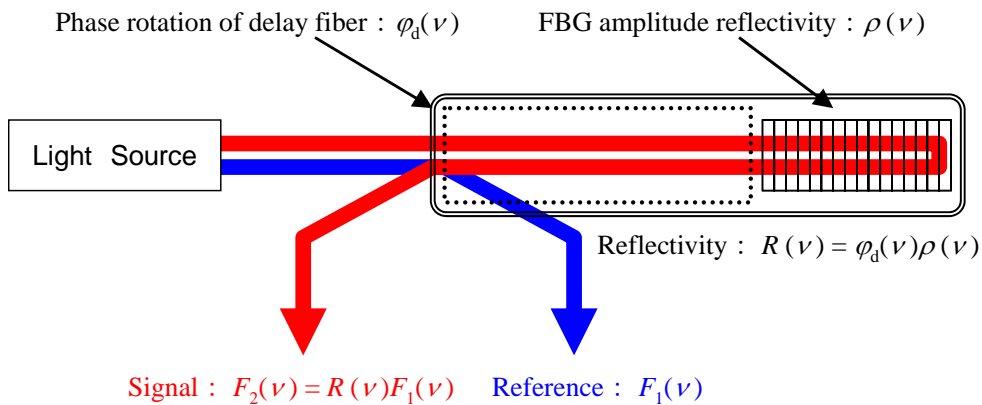


Fig.4.16 Amplitude reflectivity of signal optical path including delay fiber and FBG.

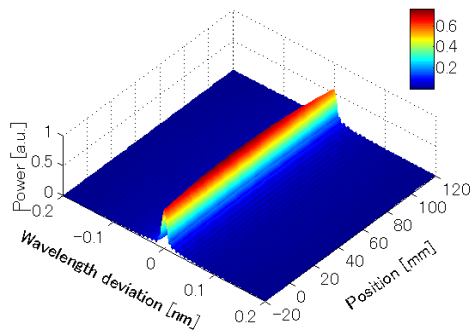
4.4.2 正弦波型周波数変調 SOCF による分布測定シミュレーション

実験と同様の正弦波型周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成法を用いて、100mm のユニフォーム FBG の分布測定を行った場合のシミュレーションを、前節で述べた原理を用いて行った。遅延ファイバの長さは 10m とし、屈折率変調振幅 Δn は Table 4.4 の中で反射帯域が一番狭い 5.0×10^{-6} を採用した。光源の変調振幅 f_1 を 200MHz, 1.0GHz, 2.0GHz, 5.0GHz と変化させたとき、実験結果がどのように変化するかを計算した結果を Fig.4.17 に示す。このとき合成されるコヒーレンスピークの半値全幅はそれぞれ、242mm, 48.4mm, 24.2mm, 9.68mm である。

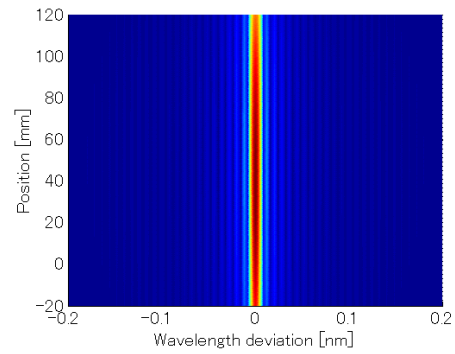
f_1 が 200MHz のときは、観測されるスペクトラムの形状が FBG の反射スペクトラムと同様の形状をしているのに対し、FBG の反射帯域と変調された光源のパワースペクトラムがほぼ等しくなる f_1 が 1.0GHz のときはスペクトラムが 2 つのピークを持つ場所が出現している。さらに f_1 が 2.0GHz 以上になると、全領域の反射スペクトラムが 2 つのピークを持つ形状になっていることがわかり、変調振幅 f_1 が大きくなり、コヒーレンスピークの半値全幅が短くなると、ピークが 2 つ存在するスペクトラム分布が観測されることが理論的にも確認された。

4.5 まとめ

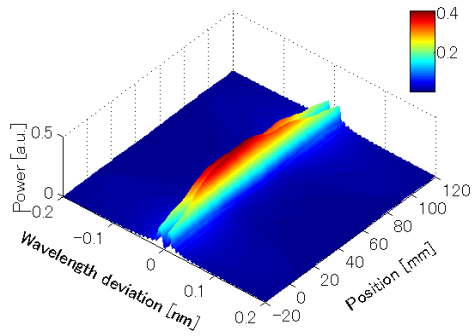
本章では、長尺 FBG による連続分布型センシングシステムに光波コヒーレンス関数の合成法を適用し、FBG の反射スペクトラム分布測定を行った結果を提示した。その際に観察されたスペクトラム形状の問題点について、いくつかの原因を挙げ、それぞれについて考察を行った。さらに、測定システムの動作を理論的に確認するための分布測定のシミュレーションを実行するのに際し、その原理を説明した。また、実際に光源の周波数変調の振幅を大きくしていったときのシミュレーション結果を提示し、実験結果に見られたような問題点が観察されることを理論的に確認した。



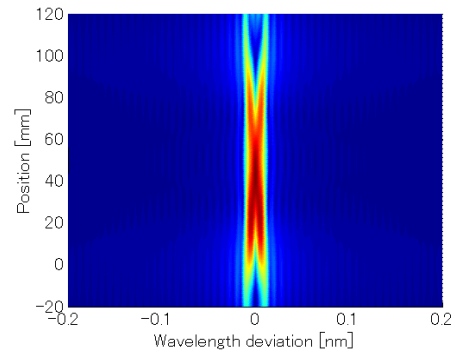
(a-1) $f_1 = 200\text{MHz}$. 3D spectrogram.



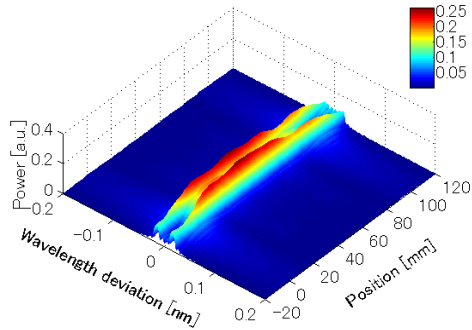
(a-2) $f_1 = 200\text{MHz}$. Top view of spectrogram.



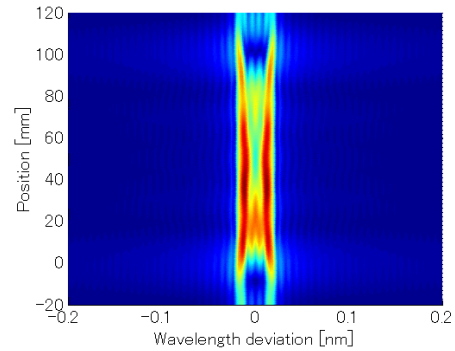
(b-1) $f_1 = 1.0\text{GHz}$. 3D spectrogram.



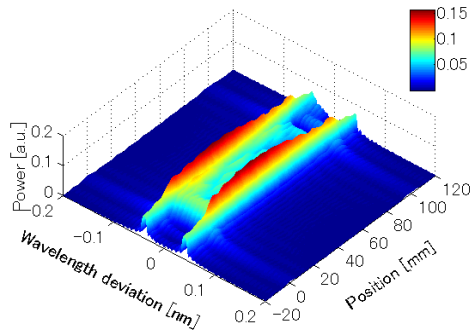
(b-2) $f_1 = 1.0\text{GHz}$. Top view of spectrogram.



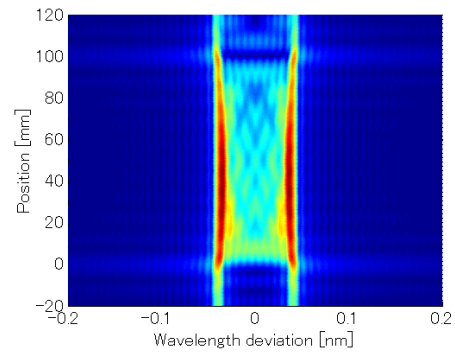
(c-1) $f_1 = 2.0\text{GHz}$. 3D spectrogram.



(c-2) $f_1 = 2.0\text{GHz}$. Top view of spectrogram.



(d-1) $f_1 = 5.0\text{GHz}$. 3D spectrogram.



(d-2) $f_1 = 5.0\text{GHz}$. Top view of spectrogram.

Fig.4.17 Simulation results of distributed spectrum measurement within long length FBG.

第5章

アポダイゼーション導入による測定結果改善

5.1 はじめに

前章では、FBG 多点型センサに利用された技術を、そのまま長尺 FBG に適用した実験を行った。しかし、実験結果、シミュレーション結果ともに得られるスペクトラム形状には複数のピークが表れ、通常の正弦波型周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成法では、分布型センサの実現が不可能であることが分かった。本章では、この問題の解決策として光波コヒーレンス関数のアポダイゼーションの導入を提案し、シミュレーションおよび実験によりその有効性を検討する。

5.2 光波コヒーレンス関数のアポダイゼーション

4.3 節で分布測定実験により、ブラッグ波長をピークとするスペクトラム形状が得られない原因として、光波コヒーレンス関数のサイドローブと合成される光源のパワースペクトラムの形状を候補に挙げた。この原因を解決するための有効な手段として光波コヒーレンス関数に現れるサイドローブを抑制するアポダイゼーションがある。アポダイゼーションとは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という特性を利用して、サイドローブが大きく抑制された形状の光波コヒーレンス関数を合成する技術である。またその際、光源のパワースペクトラムは、スペクトラムの両端の強度が強くなった Fig.3.2(b)のような形状ではなく、スペクトラム帯域の中心をピークとした山型の形状になるように合成する。つまりアポダイゼーションにより、問題点の原因の候補となるを同時に解決できることが期待される。

アポダイゼーションの手法としては、

- ① 光源の周波数変調に同期した、強度変調による方法。
- ② 周波数変調の変調波形を任意に設定することによる方法。
- ③ 周波数変調をうけた光源からの光を、光フィルタによりスペクトラム形状を変化させる方法。

などが挙げられる。①の手法は光源の後に強度変調器を挿入し、強度変調をかけるが、光源から強度変調器間の光路長分の遅延や、実験系で使用している任意波形発生器間の遅延の補正等、もあり、システムの動作が遅くなってしまうという欠点がある。②の方法は 1 台の任意波形発生器で実現でき、高速な測定には向いているものの、不自然な任意波形により周波数変調をかけるため、設計した波形を正確に出力することが難しく、さらに半導体レーザーの発振周波数も入力された波形通りに変調されるわけではないので、これらを補正するためのフィードバックシステムを構築する等、非常に手間がかかってしまう。③の手法は FBG のように反射帯域を設計しやすい光フィルタを挿入するだけで、パワースペクトラム形状を変化させることが可能であるので、非常に有用な手法である

が、本研究では光源の中心周波数を掃引するため、フィルタの中心周波数も掃引する必要があり、これを実現するための機構を構築するのは困難である。以上の理由により、本実験では①の強度変調器を用いて、光源の周波数変調と同期した強度変調による手法を採用することにした。

Fig.5.1 に強度変調器を利用したアポダイゼーション手法の概要を示す。時間に対する光源の周波数変調の式(3.14)を

$$f_d(t) = \sin(\omega_2 t) \quad (5.1)$$

と書き直す。ただし、 $f_d(t)$ は中心周波数との差を、変調振幅 f_1 により規格化したものであり、

$$f_d = \frac{f(t) - f_0}{f_1}, \quad \omega_2 = 2\pi f_2 \quad (5.2a), (5.2b)$$

である。このとき、 $f_d(t)$ の逆関数は、

$$t = \frac{1}{\omega_2} \arcsin(f_d) \quad (5.3)$$

で与えられる。さらに、式(3.3)の微分をとれば、ある微小周波数帯域の通過時間に比例した値を求めることが出来る。正弦波型の周波数変調により合成される、周波数に対するパワースペクトラムの形状を $G(f_d)$ とすると、

$$G(f_d) = \omega_2 \frac{dt}{df_d} = \frac{1}{\sqrt{1 - f_d^2}} \quad (5.4)$$

となり、その形状は、Fig.5.2(a)のようになる。ただし、Fig.5.2 のグラフの周波数軸は周波数変調振幅 f_1 で、パワーの軸は最大強度のパワーでそれぞれ規格化している。式(5.4)および Fig.5.2(a)により、正弦波型の周波数変調によって合成されるパワースペクトラムが Fig.3.2(b)のような形状になっていることを定性的に説明することができる。

次に、Fig.5.2(a)に示された形状のパワースペクトラムから、周波数変調と同期させた強度変調によって、Fig.5.2(b)のようなガウシアン形状のパワースペクトラムを合成させることを考える。最大値で規格化したガウシアン分布は、

$$G_{gsn}(f_d) = \exp\left(-\frac{f_d^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.5)$$

と表すことができる。 σ^2 はガウシアン分布において分散と呼ばれる値であり、この値が小さいほどガウシアン分布の形状は中央が鋭く隆起した形になる。本研究のアポダイゼーションでは、 σ を様々な値に変化させ、その効果を検証する。

式(5.4)で表されるパワースペクトラム形状から、式(5.5)で表される形状を合成するためには、

$$P(f_d) = \frac{G_{gsn}(f_d)}{G(f_d)} = \sqrt{1 - f_d^2} \exp\left(-\frac{f_d^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.6)$$

を満たす強度変調をかけることが必要とされる。式(5.6)に式(5.1)を代入することにより、

$$P(t) = \sqrt{1 - \sin^2(\omega_2 t)} \exp\left(-\frac{\sin^2(\omega_2 t)}{2\sigma^2}\right) \quad (5.7)$$

となり、周波数変調に同期した強度変調の式が得られる。

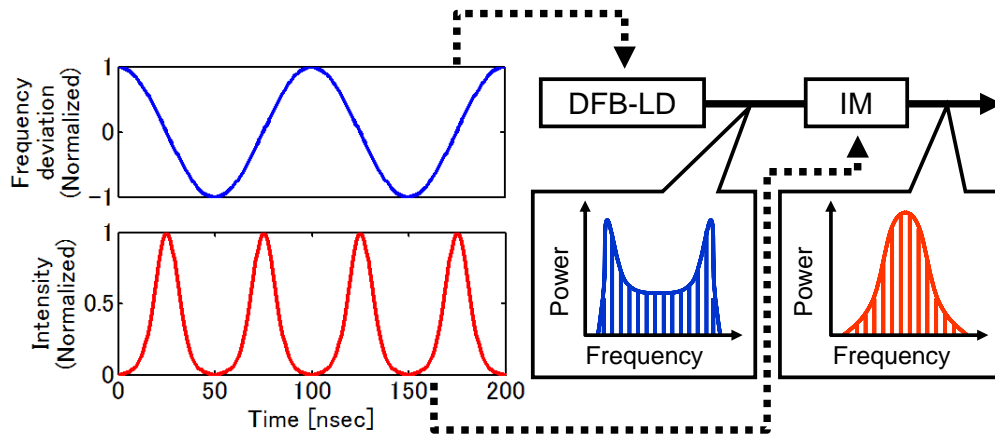


Fig.5.1 Apodization scheme by intensity modulation synchronized with frequency modulation of light source.

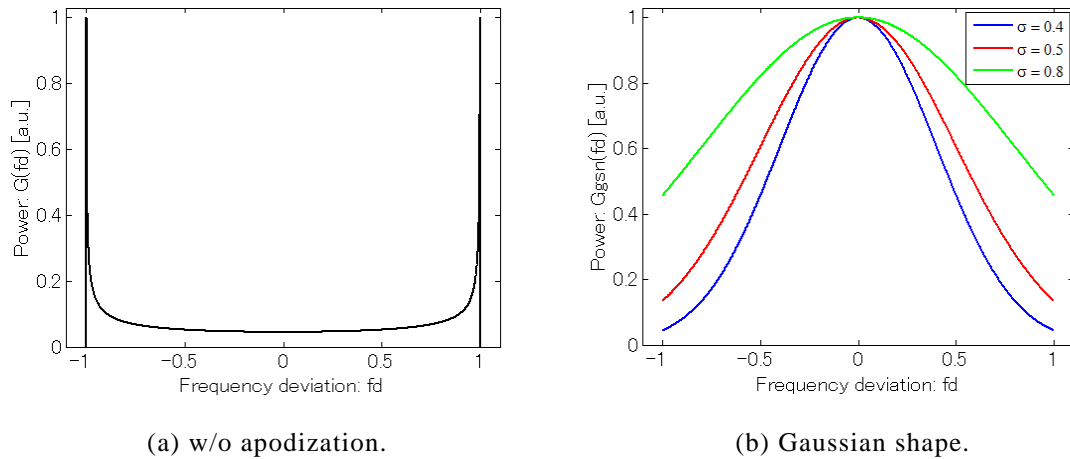
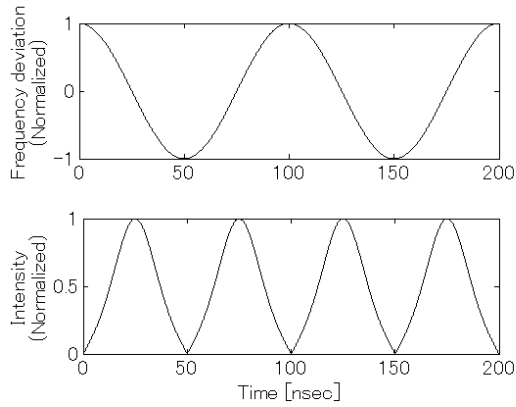


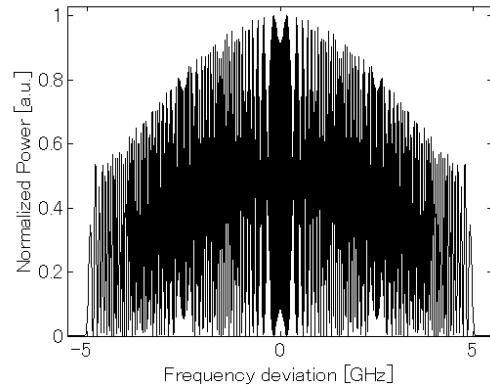
Fig.5.2 Shape of synthesized power spectrum of light source.

式(5.7)による強度変調と、その際に合成されるパワースペクトラムのシミュレーション結果を Fig.5.3 に示す。ただし、周波数変調の変調振幅 f_1 は 5.0GHz としている。図中左側が周波数変調と同期させた強度変調の時間変化をグラフにしたものであり、右側が合成されるパワースペクトラムを、強度変調後の光電界式のフーリエ変換によって求めたものである。

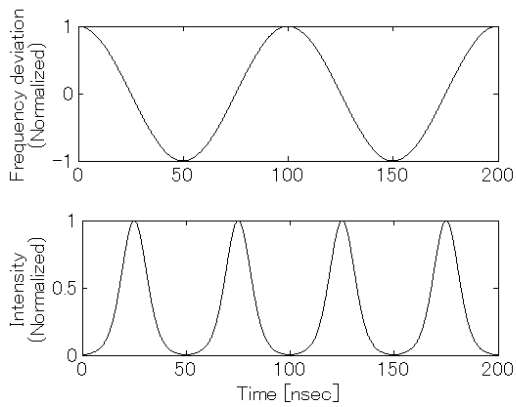
さらに、その際に合成される光波コヒーレンス関数のシミュレーション結果を Fig.5.4 に示す。 σ は 0.8, 0.5, 0.4 の 3 通りの例について計算を行った。Fig.5.4 から、アポダイゼーションをかけるとき、パワースペクトラムのガウシアン形状の分散 σ^2 が小さくなると、光波コヒーレンス関数のサイドローブの強度が大きく抑制されていく一方で、空間分解能に相当するコヒーレンスピークの半値全幅は大きくなっていることがわかる。このトレードオフの関係が分散 σ^2 の値によって、どのように変化するかを計算により求め、グラフにした結果を Fig.5.5 に示す。



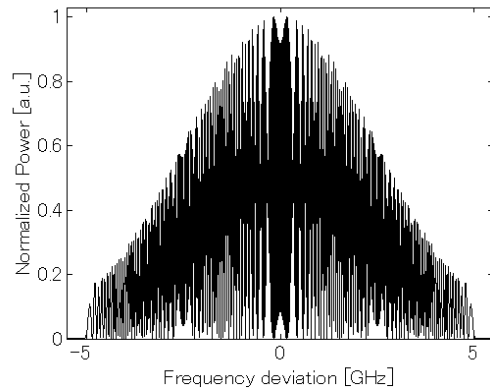
(a-1) $\sigma = 0.8$, intensity modulation.



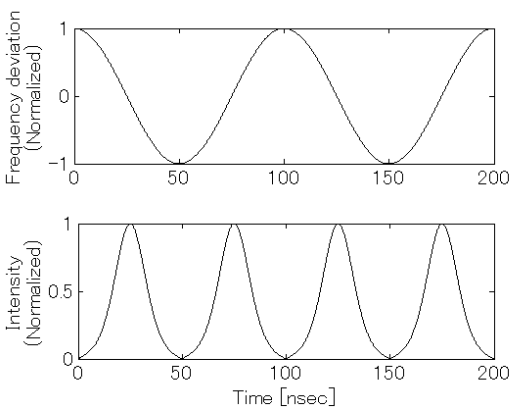
(a-2) $\sigma = 0.8$, synthesized power spectrum.



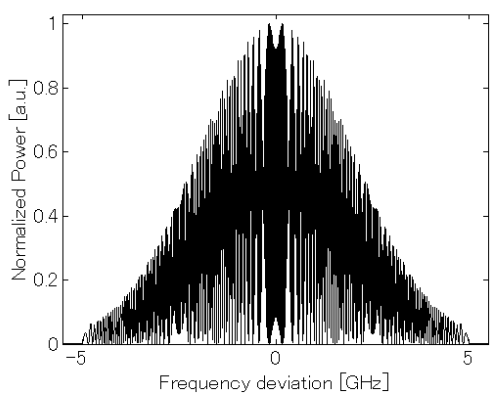
(b-1) $\sigma = 0.5$, intensity modulation.



(b-2) $\sigma = 0.5$, synthesized power spectrum.



(c-1) $\sigma = 0.4$, intensity modulation.



(c-2) $\sigma = 0.4$, synthesized power spectrum.

Fig.5.3 Intensity modulation synchronized with frequency modulation of light source and synthesized power spectrum calculated by simulation including FFT .

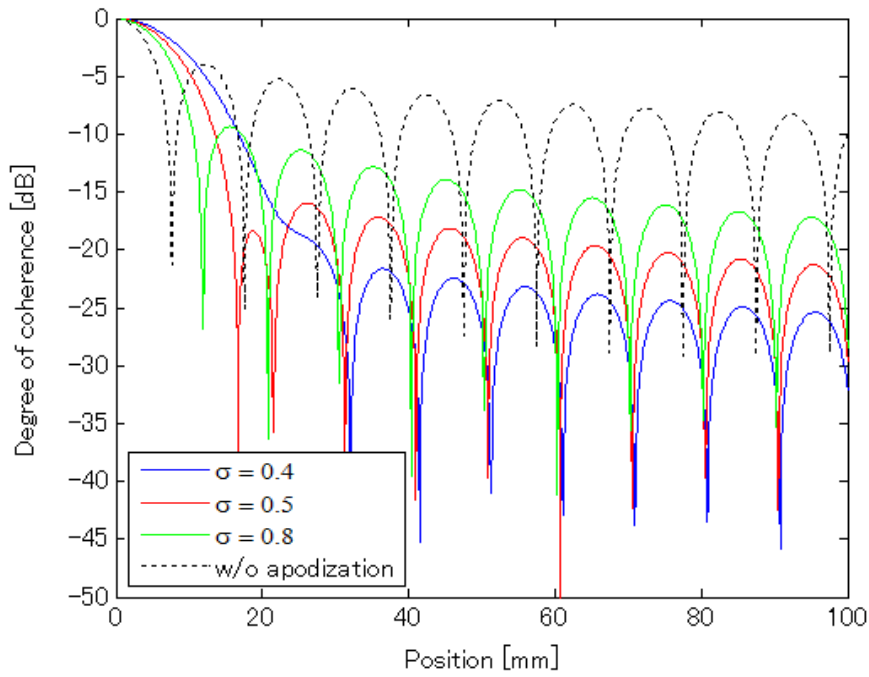


Fig.5.4 Apodized coherence function with various value of σ .

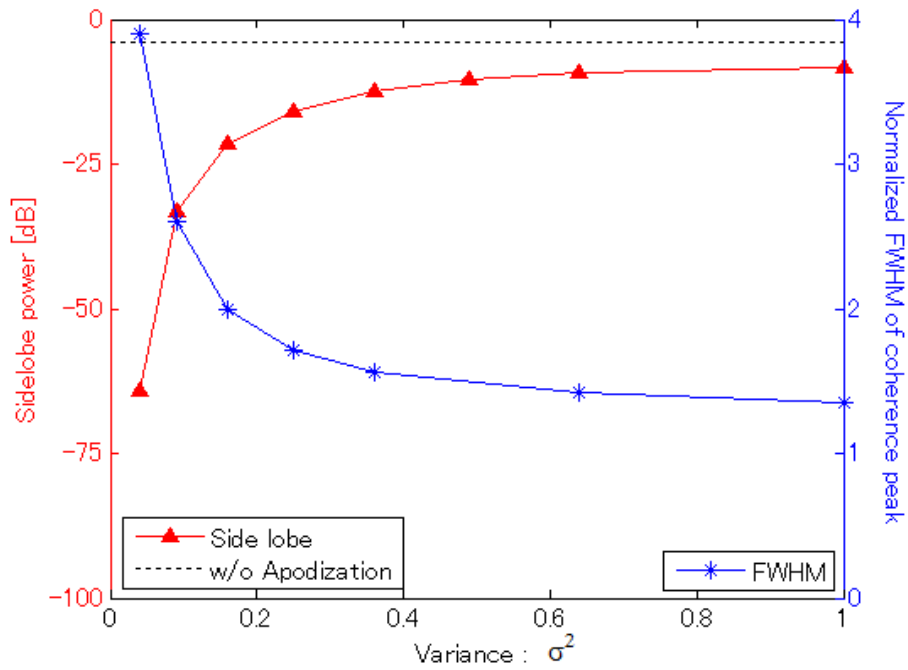


Fig.5.5 Relation between FWHM of coherence peak and side-lobe power.

5.3 アポダイゼーションの有効性の検証

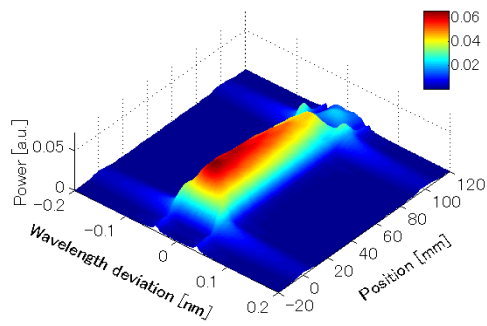
本節ではアポダイゼーションがスペクトラム形状の改善に有効であるかどうかを、シミュレーションにより検証する。さらにブラッグ波長が FBG 全長にわたって変化している場合に、これを分布的に測定可能であるかをシミュレーションによって確認する。

5.3.1 スペクトラム形状の改善

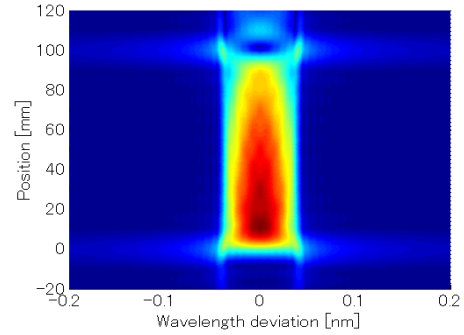
前節で述べたアポダイゼーションにより、実験で見られた問題点を解決することが可能であることを、長尺 FBG の分布測定シミュレーションにより検討する。シミュレーションは、4.4 節におけるシミュレーションと同様の条件の下で計算するものとする。まず、アポダイゼーションの効果を確認するため、 f_1 が 5.0GHz のときについて計算し、その結果を Fig.5.6 に示す。 σ は 0.8, 0.4 の 2 通りについて計算を行った。このとき合成される光波コヒーレンス関数のコヒーレンスピークの半値幅はそれぞれ、13.6mm, 19.2mm であり、サイドローブの強度はコヒーレンスピークと比較して、-9.36dB, -21.6dB となっている。結果の図はスペクトラム分布の 3D グラフと、それを上から見た図、さらに各地点のスペクトラムでピークとなる波長をプロットしたグラフ、FBG 内の 50mm 地点において観測されるスペクトラムの 4 種類を提示している。スペクトラム分布のグラフは、第 4 章の実験結果およびシミュレーション結果と同様、式(3.30)に示したように、コヒーレンス度に比例した値で表示している。また 50mm 地点で得られるスペクトラムについては、式(3.31)に示したように、2 乗検波したヘテロダイナイトのパワーに比例する成分が反射率に比例しているため、スペクトラム分布で得られた値を 2 乗し、最大強度で規格化した値で表している。シミュレーション結果から、アポダイゼーションによってスペクトラム形状が所望の 1 つのピークのみを有する形状になり、前章で報告された問題が解決されていることが確認できる。

5.3.2 ブラッグ波長分布測定

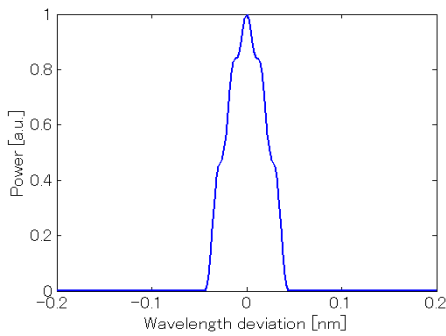
FBG 内においてブラッグ波長分布が一様でない場合の分布測定についても、同様にシミュレーションを行う。Fig.5.6 の FBG 全長にわたってピーク波長の分布をプロットしたグラフを観察すると、 σ が大きいときは、本来のブラッグ波長分布に比べて微小な誤差が現れているのがわかる。そこで、 σ の値によって測定結果および測定の精度がどのように変化するかについて調べる。コヒーレンスピークの半値全幅の差が測定結果へ影響しないように、 $f_1 = 8.0\text{GHz}$, $\sigma = 0.6$ (半値全幅 = 9.4mm, サイドローブ = -12.5dB) と $f_1 = 10\text{GHz}$, $\sigma = 0.4$ (半値全幅 = 9.6mm, サイドローブ = -21.6dB) の 2 通りの場合についてシミュレーションを行った。Fig.5.7 にスペクトラム分布と各地点におけるスペクトラムのピーク波長をプロットしたグラフを示す。 σ が小さいアポダイゼーションをかけた状態での分布測定の方が、実際のブラッグ波長分布からの誤差が少なく、また各地点において観測されるスペクトラムの形状も(b)の方が明瞭な形状をしている。以上の考察より、 σ が 0.4 程度になるようなアポダイゼーションをかけた状態でスペクトラム分布測定を行えば、正確なブラッグ波長分布を測定することが可能であると言える。



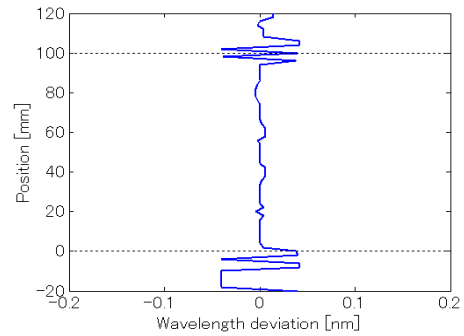
(a-1) $\sigma = 0.8$. 3D spectrogram.



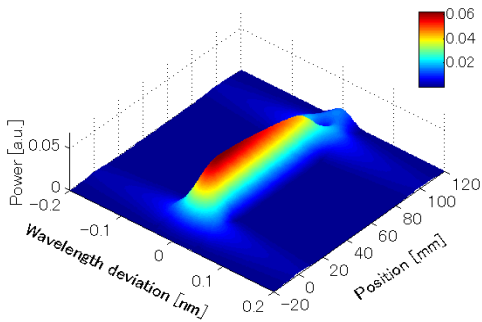
(a-2) $\sigma = 0.8$. Top view of spectrogram.



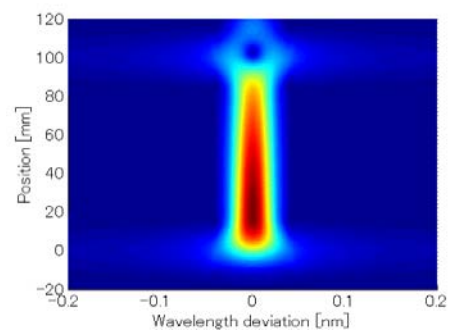
(a-3) $\sigma = 0.8$. Shape of spectrum at 50mm.



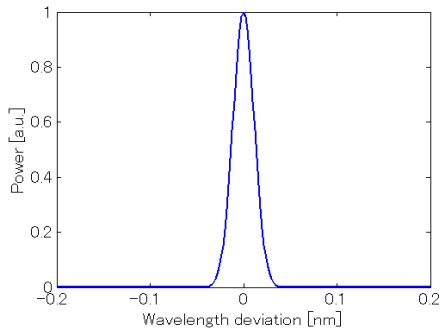
(a-4) $\sigma = 0.8$. Peak wavelength distribution.



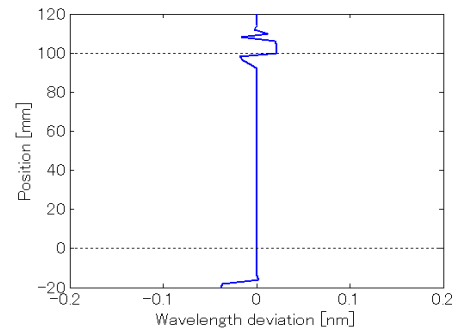
(b-1) $\sigma = 0.4$. 3D spectrogram.



(b-2) $\sigma = 0.4$. Top view of spectrogram.



(b-3) $\sigma = 0.4$. Shape of spectrum at 50mm.



(b-4) $\sigma = 0.4$. Peak wavelength distribution.

Fig.5.6 Simulation results of distributed spectrum measurement within long length FBG using apodization scheme by intensity modulation when $f_1 = 5.0\text{GHz}$.

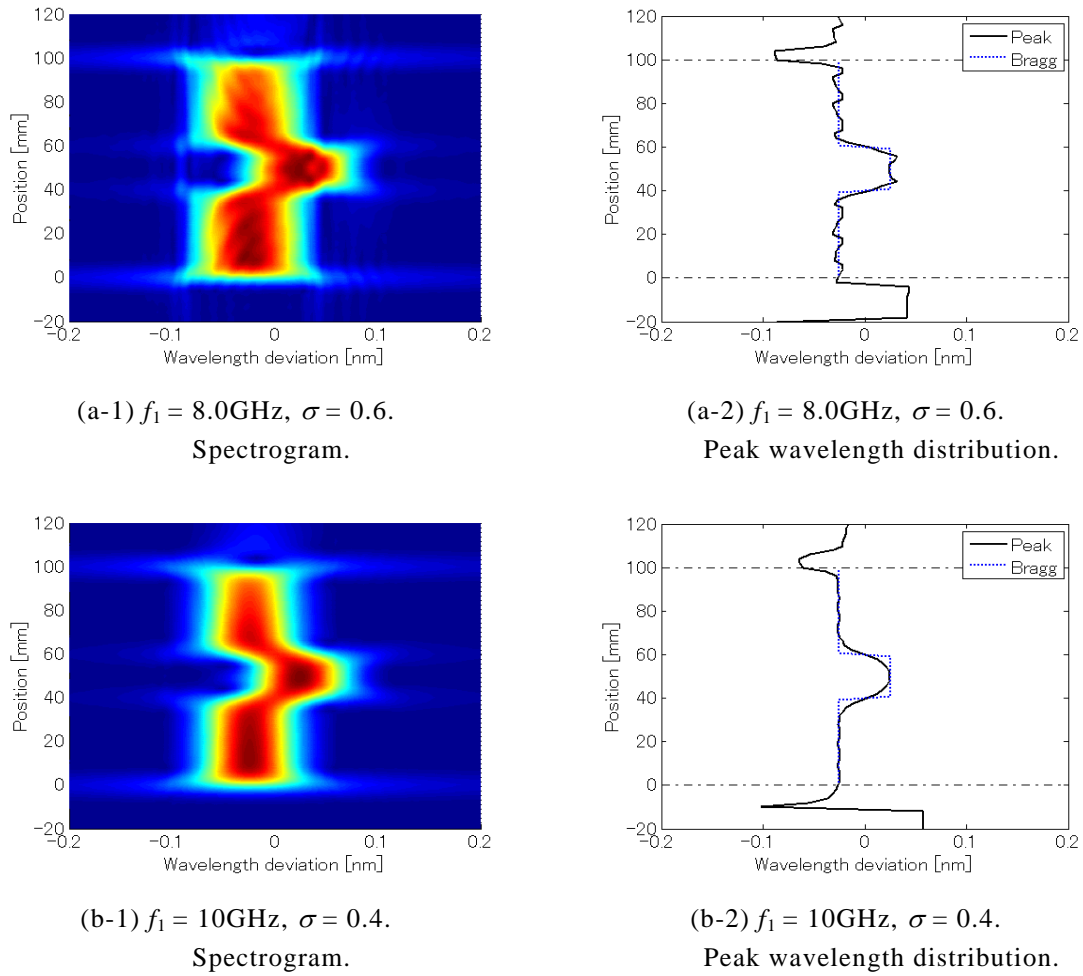


Fig.5.7 Simulation results of distributed measurement within long length FBG having Bragg wavelength shift in the center.

5.4 アポダイゼーション導入による分布測定実験

5.4.1 光波コヒーレンス関数の実験的確認

まず、強度変調器を導入した Fig.5.8 の実験系により合成される光波コヒーレンス関数の形状を観察した。前節で σ が 0.4 程度であれば、十分正確な分布測定が可能であることがわかったので、以後の実験では σ が 0.4 程度となるようにアポダイゼーションを行うことにする。

強度変調器からの出力強度の時間変化を PD とオシロスコープにより観測した結果は、Fig.5.9 のようになっており、式(5.7)で計算した強度変調に近い形状になっていることが確認できる。さらに、変調振幅 f_1 を 5.0GHz としたときに観測される光波コヒーレンス関数の形状は Fig.5.10 のようになった。コヒーレンスピークの半値全幅は 19.5mm となっている。シミュレーションとの比較より、 σ が 0.45 程度のアポダイゼーションがかかっていると思われる。コヒーレンスピークの 1 つ隣のピークには π の位相シフトは無く、2 つ目のピークがサイドローブと考えられ -20dB 程度に抑制されている。

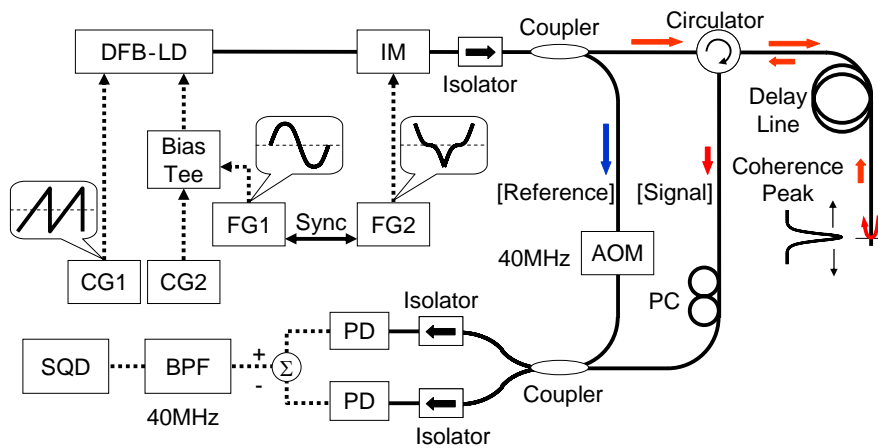


Fig.5.8 Experimental setup for measuring shape of synthesized coherence function using apodization scheme by intensity modulation.

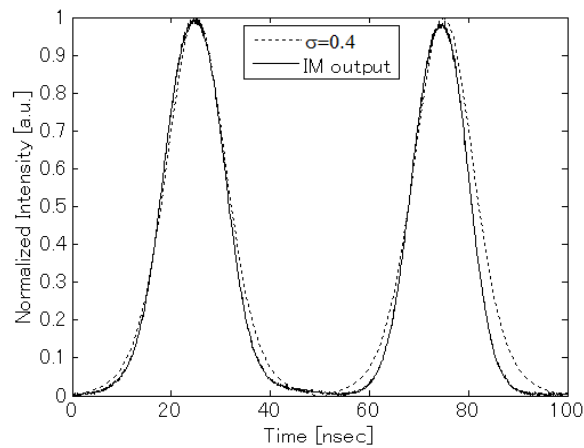


Fig.5.9 Output power of intensity modulation.

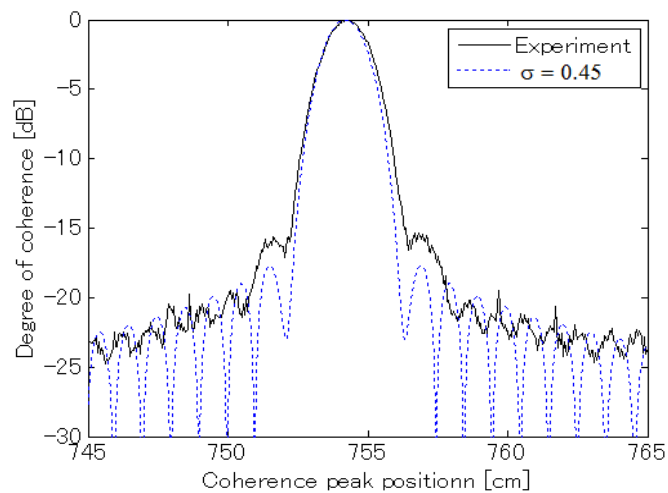


Fig.5.10 Experimental results of apodized coherence function.

5.4.2 長尺 FBG の分布測定実験

強度変調器を導入した実験系 Fig.5.11 によって, Fig.5.10 で示した光波コヒーレンス関数を合成し, 100mm の長尺 FBG のスペクトラム分布を測定した. 初期実験として, FBG の全長にわたって均一な歪・温度分布を与えた状態で測定を行った結果を Fig.5.12 に示す. (a)がスペクトラム分布の測定結果であり, (b)はこれを真上から見た図である. 実験により観測されるスペクトラム形状の例として, 30mm の位置と, 70mm の位置において観測されたスペクトラムの形状をそれぞれ Fig.5.13 に示す. ただし, スペクトラムは最大強度で規格化して表示している. また, Fig.5.12(b)の図を, 各地点で観測されたスペクトラムの最大強度で規格化したグラフを Fig.5.14(a)に示し, (b)に各地点でピークとなる波長をプロットしたグラフを示す.

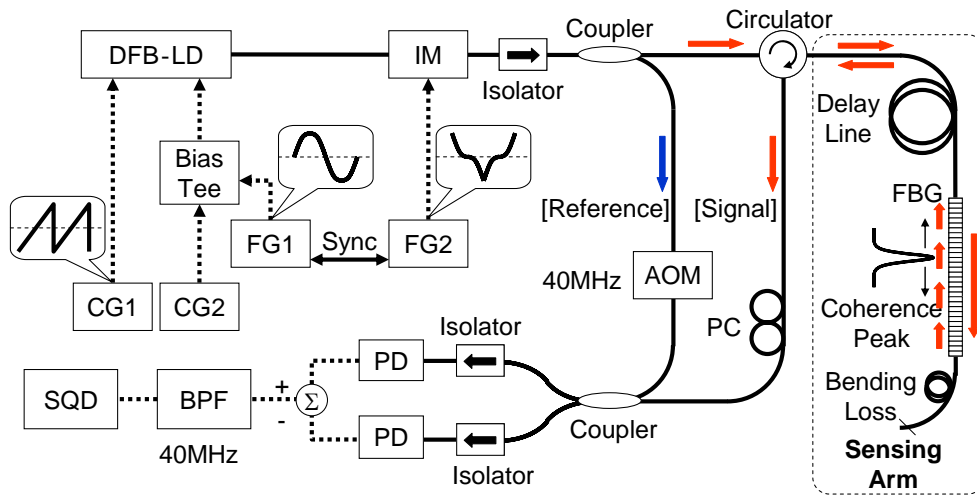


Fig.5.11 System configuration for measuring Bragg wavelength distribution within long length FBG with apodization scheme using intensity modulator.

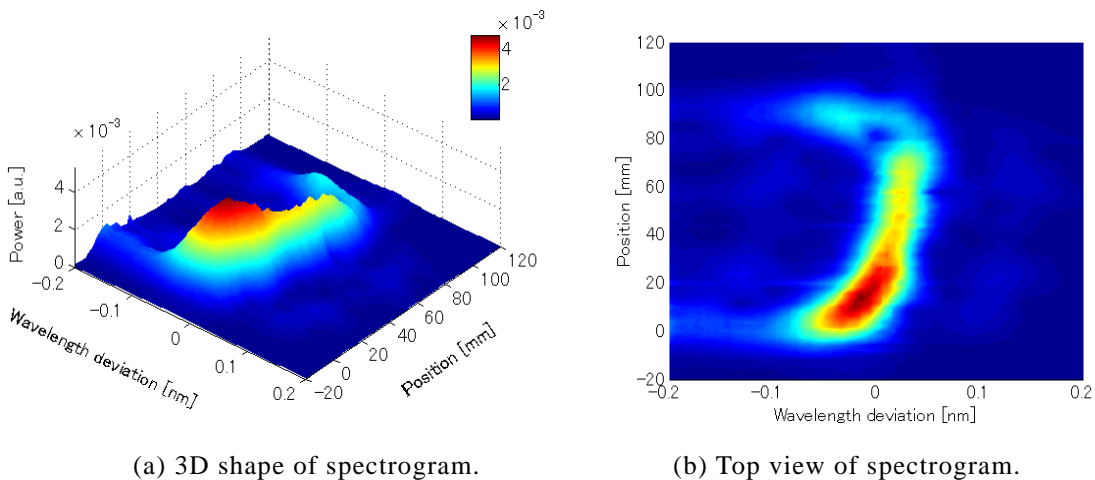


Fig.5.12 Experimental results of measuring Bragg wavelength distribution within long length FBG with apodization scheme.

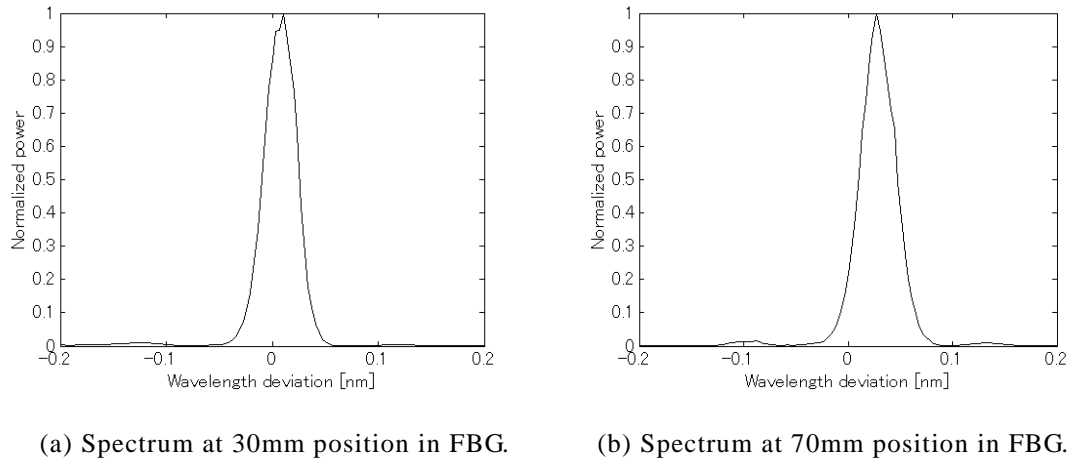


Fig.5.13 Obtained shape of spectrum at each position within long length FBG.

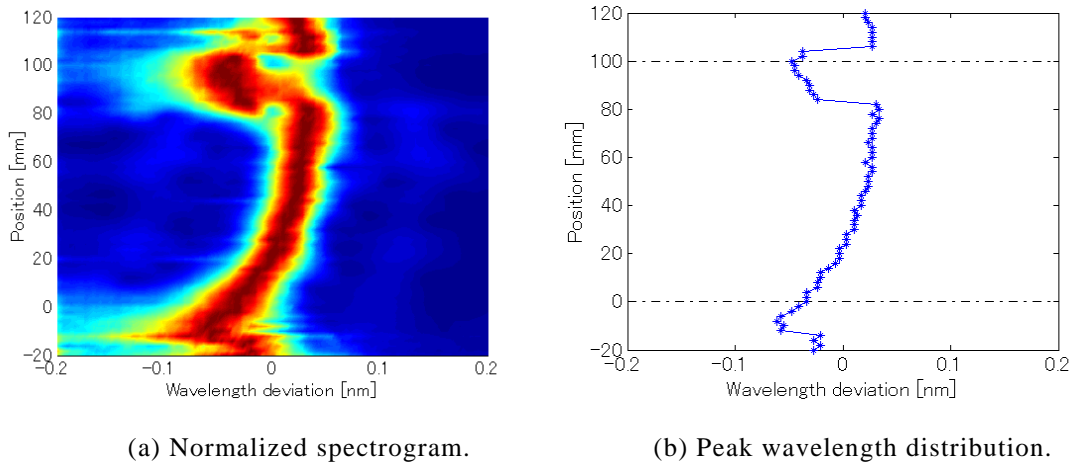


Fig.5.14 Experimental results of peak wavelength distribution along FBG.

シミュレーション結果と同様に、アポダイゼーションをかけることによって、スペクトラムの形状が改善され、各地点における微小区間の FBG のブラッグ波長を特定することが可能になっていることが確認された。また本実験で使用している 100mm の長尺 FBG も全長にわたってブラッグ波長が一樣ではなく、多少 FBG のグレーティング周期が揺らいでおり、完全なユニフォーム FBG ではないことがわかる。

5.5 分布測定の実験結果とシミュレーション結果の比較

本節では、実験結果とシミュレーション結果を比較しながら、現在実験に使用している FBG の特性の概要を推定する。これは第 6 章において、本研究の分布測定システムが現状としてどの程度の性能を有するのかをシミュレーションにより評価するためである。

5.5.1 長尺 FBG のパラメータの仮定

現在の実験系の性能を理論的に評価する上で、不足している要素が 2 つ挙げられる。1 つは FBG の反射率に大きく関係するパラメータである、FBG の屈折率変調振幅 dn であり、もう一つは長尺 FBG 全長にわたる本当のブラッグ波長分布である。 V_{pp} を 2000mV としたときの実験結果 Fig.4.9(d)と、 f_1 を 5.0GHz としたシミュレーション結果の比較を行いながら、FBG のブラッグ波長分布と屈折率変調振幅 dn を分布測定実験により得られた実験結果 Fig.5.12 を参考に、何通りも吟味し、実験結果に近づくよう調整した。比較の際には、アポダイゼーションなし場合と、 $\sigma = 0.45$ としたアポダイゼーションありの場合の 2 通りについて比較した。また、FBG 内の位置による dn の大きさの分布等も FBG 解析において必要なパラメータとして挙げるができるが、このパラメータまで考慮すると、比較と実験結果へのマッチングの作業が非常に複雑となり、解析が困難になってしまうので、ここでは、 dn は FBG 全長にわたって一様であると仮定する。

この作業により、推測される FBG のブラッグ波長分布は Fig.5.15 のようになり、 dn の値はおおよそ 2.5×10^{-5} という値が得られた。なお、FBG 上の各地点において局所的に温度変化を与えながら、FBG 全体による反射スペクトラムを観測したところ、全長 100mm の FBG としていたが、90mm 程度の領域でしか、スペクトラム形状の変化が観測されなかったため、実際の FBG 長は 90mm であると考えられる。これに伴い、以後のシミュレーションに用いる FBG の全長も 90mm として計算を行う。実験結果とシミュレーション結果の比較を、アポダイゼーション無しの場合について Fig.5.16 に示し、アポダイゼーションありの場合について Fig.5.17 に示す。各図左側(a)が実験結果、右側(b)がシミュレーション結果である。アポダイゼーション無しの場合にはさらに、Fig.5.12 で示したスペクトラム分布の他に、Fig.5.14 で示したピーク波長分布についても比較を行った。Fig.5.16 および 17 の両方において、非常に似通った傾向が見られ、実験結果が理論によるシミュレーションとよく一致していることが期待できる。

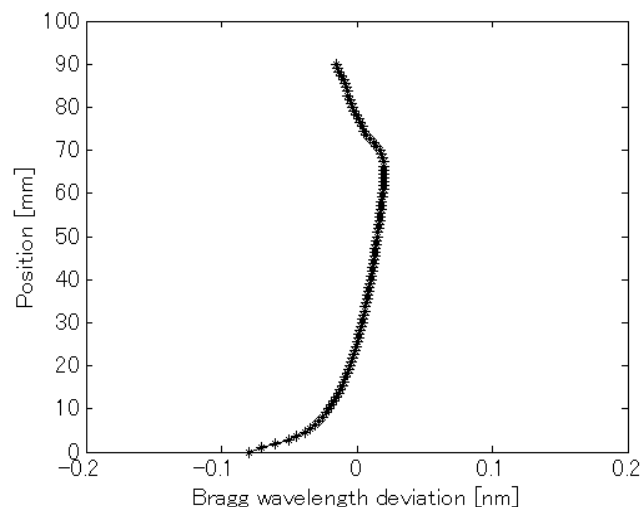


Fig.5.15 Assumption of Bragg wavelength distribution of long length FBG used in experiment.

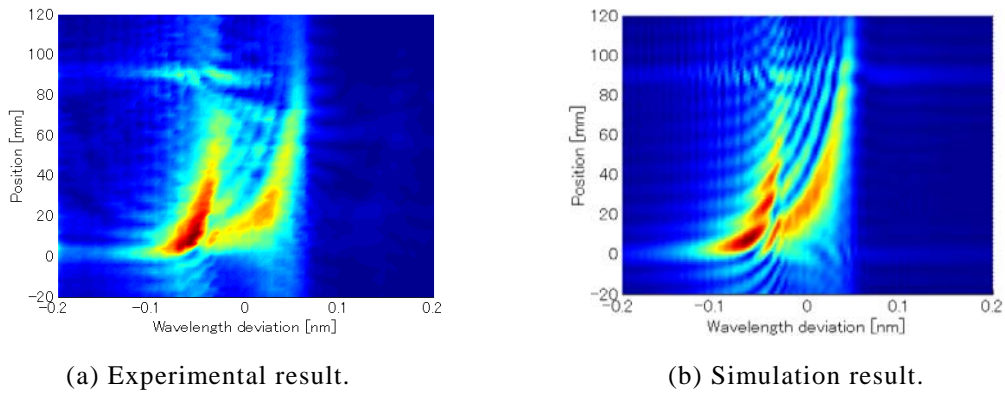


Fig.5.16 Comparison between experimental and simulation results of distributed spectrum measurement without apodization.

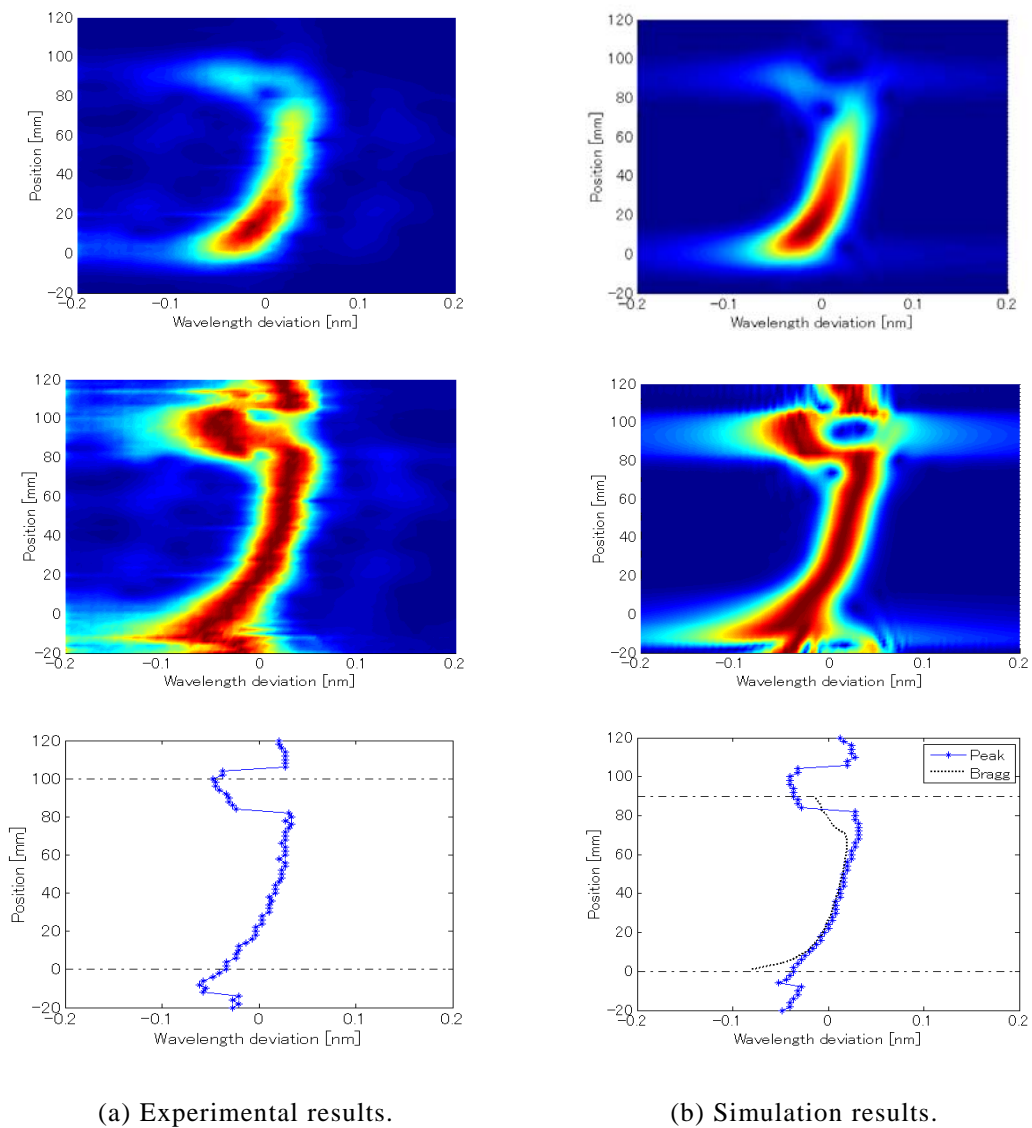


Fig.5.17 Comparison between experimental and simulation results of distributed spectrum measurement using apodization scheme.

このシミュレーションに用いた Fig.5.15 および dn の仮定の正当性をさらに検証するため、何例かの実験結果と理論的なシミュレーション結果の比較による確認を行う。

まず仮定の状態の FBG の反射スペクトラムを計算し、OSA により測定した反射スペクトラム Fig.4.2 と比較した。Fig.5.18(a) に OSA による測定結果を、(b) にシミュレーションにより計算された反射スペクトラムを示す。シミュレーションにより求めた反射スペクトラムは、OSA の分解能 0.01nm を考慮して計算している。両者の概形はおおよそ一致している。

次に FBG の入射端、出射端を入れ替え、逆から分布測定を行った場合における、実験結果とシミュレーション結果についても比較を行った。結果を Fig.5.19 に示す。この結果も両者がよく一致しており、Fig.5.14 で示したブラッグ波長分布の仮定および dn の値が十分正しいことが確認された。

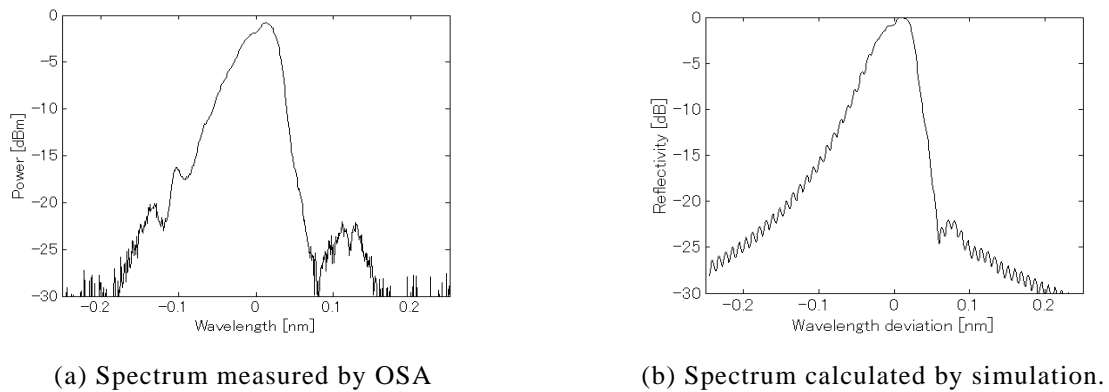


Fig.5.18 Comparison of reflection spectrum of whole long length FBG.

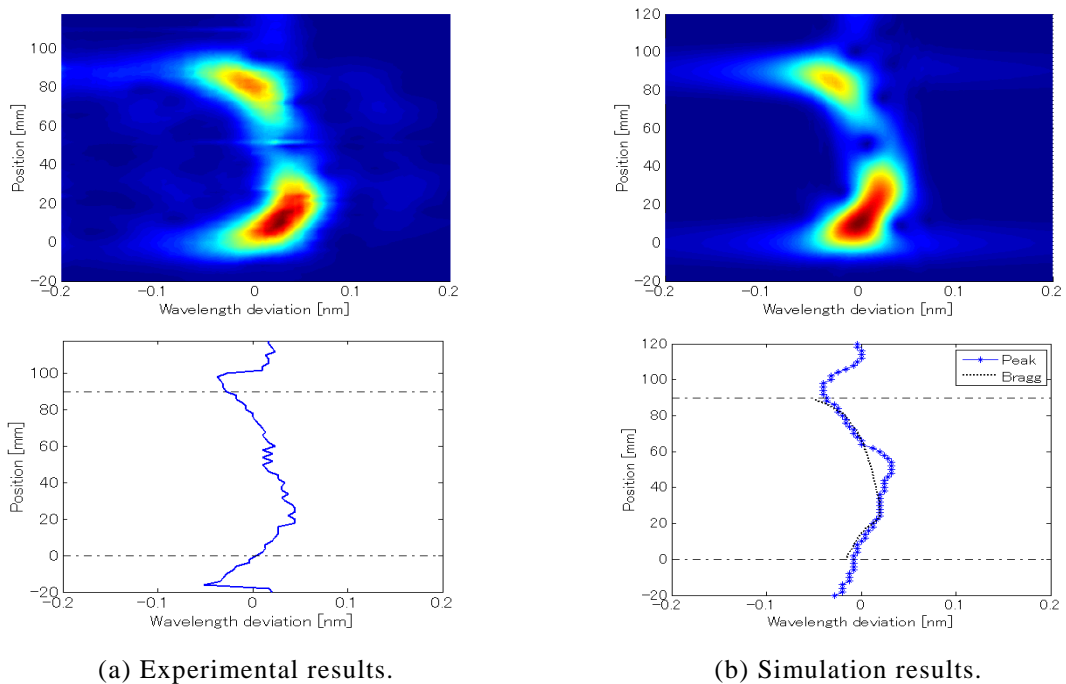


Fig.5.19 Experimental and simulation results in the case FBG direction is reversed.

以上より, FBG の特性の概要が得られたが, シミュレーション結果 Fig.5.17(b)や Fig.5.19(b)などからわかるように, 現在使用している FBG では, 全長にわたったブラッグ波長分布測定の精度があまり高くないと思われる. これは FBG の屈折率の変調振幅 dn が大きく, 反射率が高いため, FBG の後方部に十分な光が届かず, その結果分布的なスペクトラムが歪んでしまうことが原因として考えられる. dn の変化による分布測定結果への影響については, 第 6 章において詳しく述べる.

5.5.2 局所的なブラッグ波長シフトの検出

これまでの実験では FBG 全長にわたって一様な歪, 温度分布が加わった状態での測定であったが, 実際にブラッグ波長を局所的にシフトさせた状態での分布測定実験を行う. 本実験では Fig.5.20 のような機構をによって, FBG の一部の区間を熱源で温めることにより, 局所的なブラッグ波長シフトを与えた. 室温に比べ, 10°C 程度高い温度の熱源を FBG に接触させることにより, 局所的なブラッグ波長シフトを実現している. 理論的に 10°C の温度変化は, ブラッグ波長シフトに換算すると約 0.15nm に相当する. コヒーレンスピークの半値全幅の実験値は 19.5mm であるので, 20mm 程度の空間分解能が期待される. そこで, FBG 内において $30\text{mm}\sim 50\text{mm}$ 間の 20mm 区間を温めたとき, $60\text{mm}\sim 80\text{mm}$ 間の 20mm 区間を温めた場合の 2 通りの温度分布状態の測定を行った. Fig.5.21, Fig.5.22 にそれぞれの場合の実験結果を左側に, シミュレーション結果を右側に示す. 各区間に与えたブラッグ波長シフトが正しい位置において検知されていることがわかる.

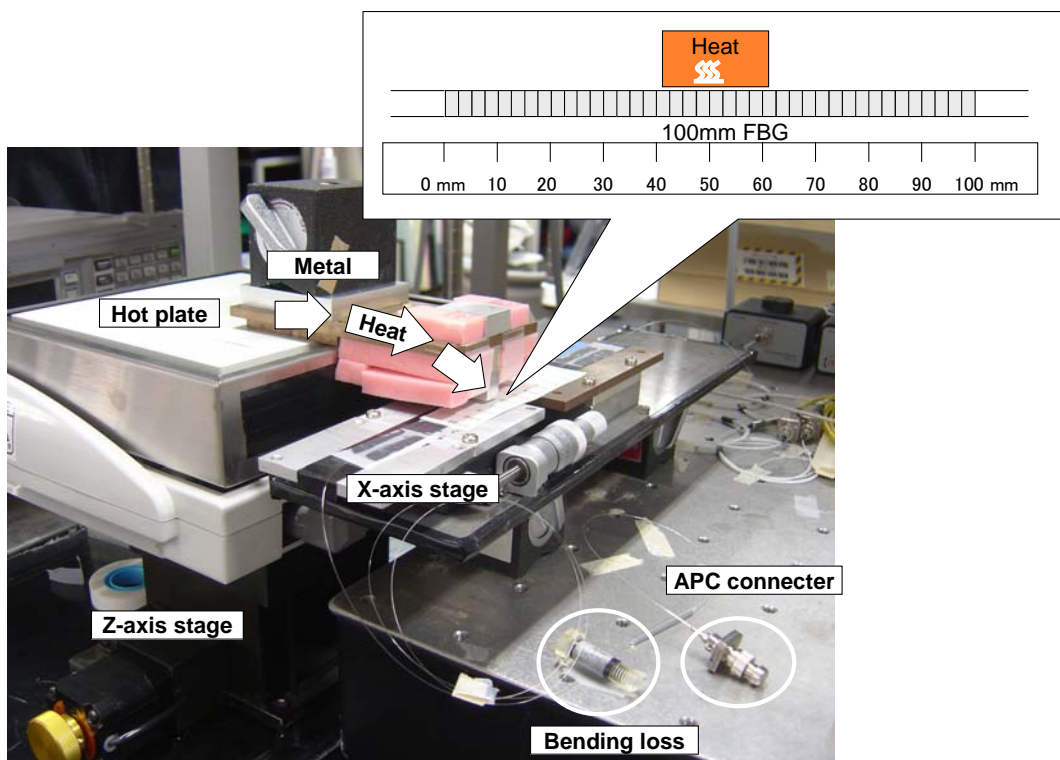
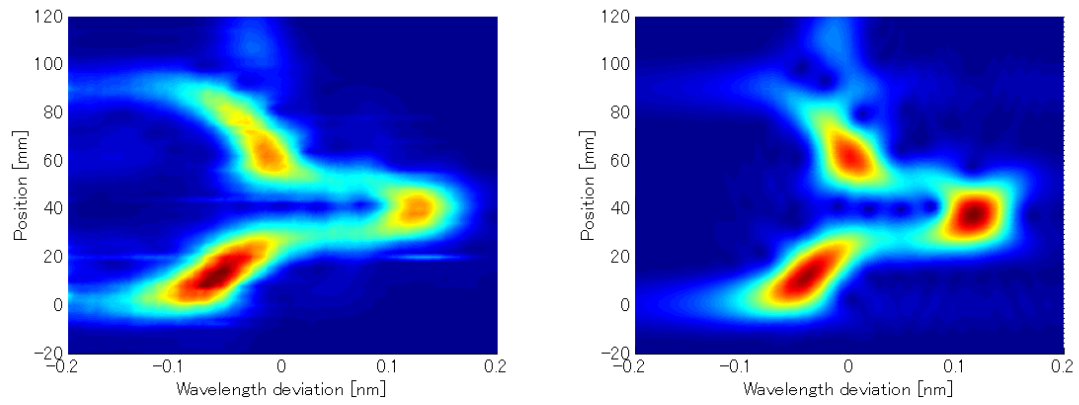
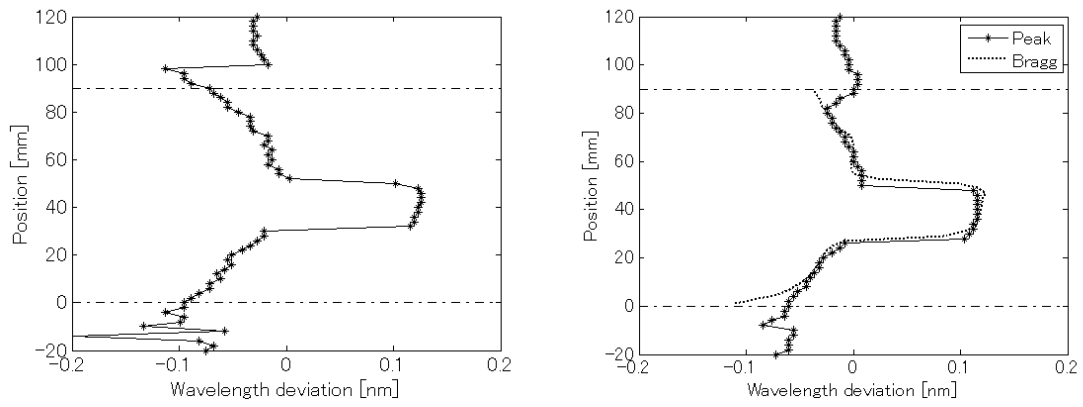


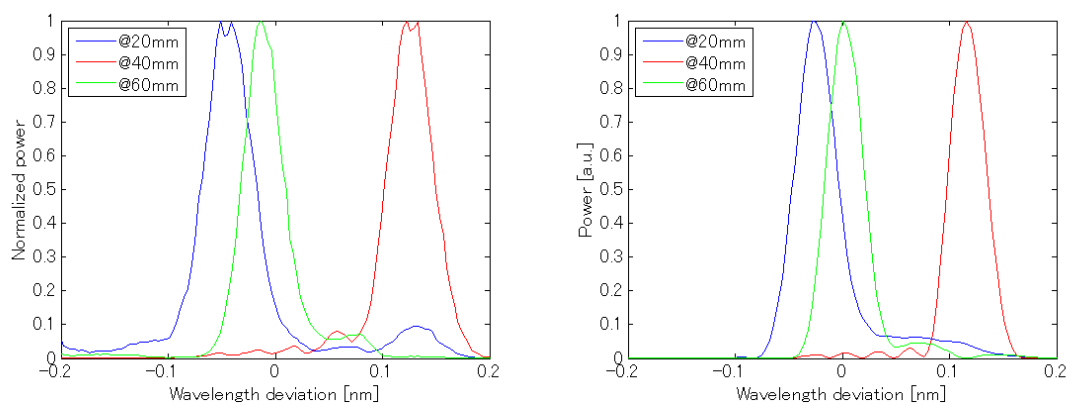
Fig.5.20 Structure for heating FBG locally.



(a) Spectrogram.

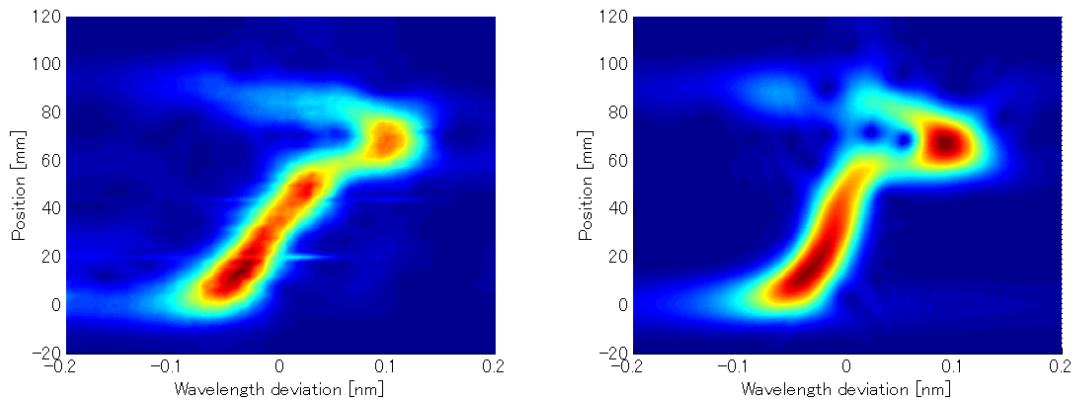


(b) Peak wavelength distribution.

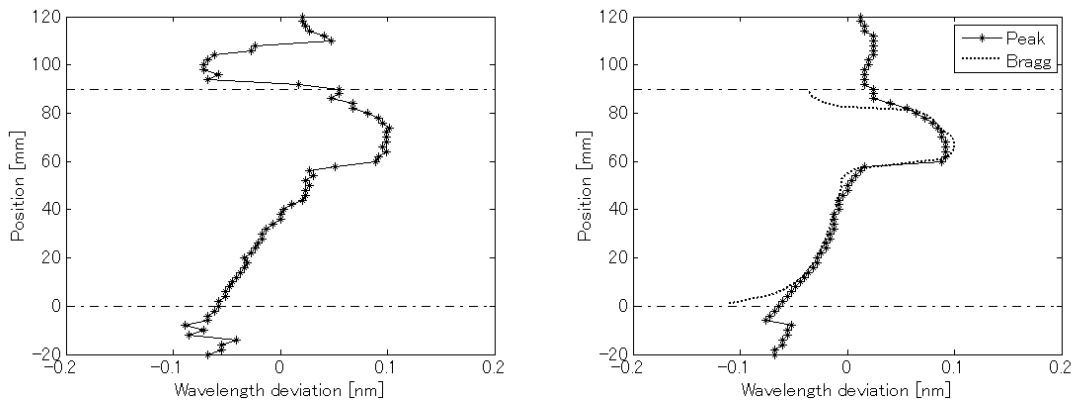


(c) Shape of obtained spectrum around heated region.

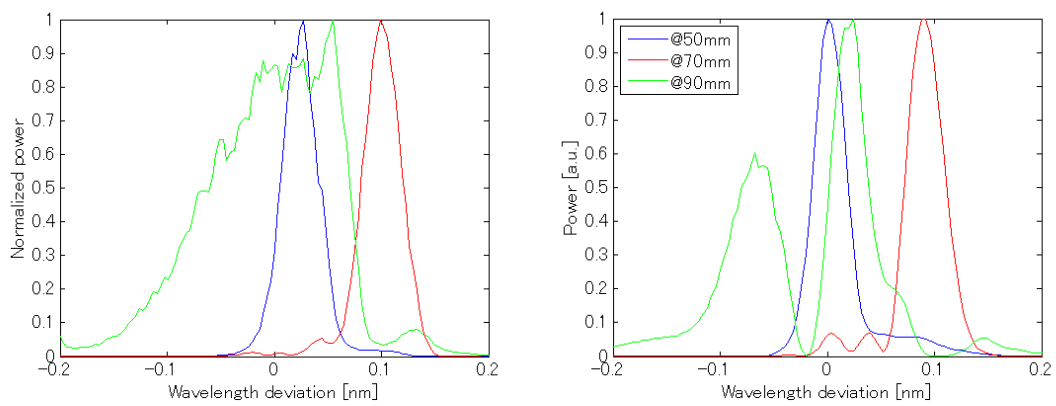
Fig.5.21 Detection of Bragg wavelength shifted region from 30mm to 50mm position.
Left: experimental results. Right: simulation results.



(a) Spectrogram.



(b) Peak wavelength distribution.



(c) Shape of obtained spectrum around heated region.

Fig.5.22 Detection of Bragg wavelength shifted region from 60mm to 80mm position.
Left: experimental results. Right: simulation results.

5.6 まとめ

本章では、第 4 章の分布測定実験で観測されたスペクトラム形状の問題点の解決手法として、光波コヒーレンス関数のアポダイゼーションを提案し、まずその有効性をシミュレーションによって示した。続いて、実験系に強度変調器を挿入することにより、アポダイゼーションをかけた状態で長尺 FBG の分布測定を行い、観測されるスペクトラム形状が所望の形状になっていることを確認した。さらに本測定システムに使用している FBG の特性の概要を明らかにするために実験結果とシミュレーション結果の比較を行った。最後に FBG に局所的なブラッグ波長シフトを与えた状態での分布測定実験を行い、その波長シフトの検出に成功した。空間分解能は 20mm 程度であると考えられる。

第6章

センシングシステムの性能評価

6.1 はじめに

前章では、長尺 FBG のブラッグ波長分布を、光波コヒーレンス関数の合成法とアポダイゼーションによって測定することが可能であることを示した。本章ではこの分布測定システムの性能を簡単に評価する。これに先立ち、これまで扱ってこなかった FBG の屈折率変調振幅 dn の変化による測定性能への影響や、FBG の歪や温度に対する感度に関するパラメータである、スペクトラムの半値全幅(Full width half maximum: FWHM)と空間分解能の関係等をシミュレーションを利用して考察する。

6.2 屈折率変調振幅による分布測定精度への影響

5.5 節の、実際に使用した FBG を仮定してのシミュレーションでは、FBG の屈折率変調振幅 dn の値として 2.5×10^{-5} を採用した。このときシミュレーション結果では、FBG の実際のブラッグ波長分布と、測定によって得られるピーク波長の分布の間に誤差があることが確認された。これは FBG の反射率が非常に高いため、FBG の後方に光波が届かず、既に歪んだスペクトラム波形で伝搬してきた光を反射することにより、結果として観測される分布的なスペクトラムも歪んでしまっている影響であると考えられる。このようにセンシングヘッドとして用いる長尺 FBG の反射率は、分布測定結果の精度に大きく影響することが考えられる。本節では、この屈折率変調振幅 dn の変化に伴い、分布測定結果、特に測定精度がどのように変化するかをシミュレーションにより検討する。

まず、完全な長尺ユニフォーム FBG を分布測定した際に得られるスペクトラム形状について考える。Fig.6.1 に FBG の dn の値を 2.0×10^{-6} 、 5.0×10^{-6} 、 1.0×10^{-5} 、 1.5×10^{-5} とした場合にどのようなスペクトラム形状が得られるかをシミュレーションした結果を示す。ただし、周波数変調振幅 f_1 は 5.0GHz、アポダイゼーションの程度を表す σ は 0.4 として計算し、提示しているグラフは各地点のスペクトラムの最大強度で規格化している。 dn の値が 2.0×10^{-6} の場合には 100mm の FBG 全長にわたって、 5.0×10^{-6} 、 1.0×10^{-5} の場合には FBG 中 80~90mm の領域程度まではピークを 1 つのみ有するスペクトラム形状をしている。しかし、 dn の値が 1.5×10^{-5} になると、FBG の中間でピークを 2 つ有するスペクトラム形状が現れてしまっている。この結果より、完全なユニフォーム FBG によるブラッグ波長分布測定を実現するためには少なくとも dn の値が 1.0×10^{-5} 以下であることが望ましい。

次にブラッグ波長が分布的に異なる場合に得られる結果の精度について検討する。 dn の値は Fig.6.1 で示された結果から、スペクトラム形状の乱れが少ない 2.0×10^{-6} 、 5.0×10^{-6} 、 1.0×10^{-5} の場合についてシミュレーションを行う。それぞれの場合について、ブラッグ波長が 0.1nm シフトしている

区間が FBG 内の 10~30mm, 40mm~60mm, 70mm~90mm の 3 通りの状態についてシミュレーションした結果を Fig.6.2 に示す. dn が 2.0×10^{-6} , 5.0×10^{-6} の FBG による測定では FBG 全長にわたって, 比較的精度の高い測定結果が得られており, 20mm のブラッグ波長シフト領域を検出している. dn が 1.0×10^{-5} の FBG による測定では, Fig.6.1(c)で示したように, FBG の後部領域において, ピークが 2 つあるスペクトラムが現れている影響もあり, 多少の誤差が見られるが, 分布測定結果はほぼブラッグ波長分布を正しく反映している.

以上の結果より, センシングヘッドとして用いる長尺 FBG の dn の値は小さく設定し, 反射率が低い FBG を使用した方が, 精度の高い分布型センシングシステムを構築することが可能であるということがわかった.

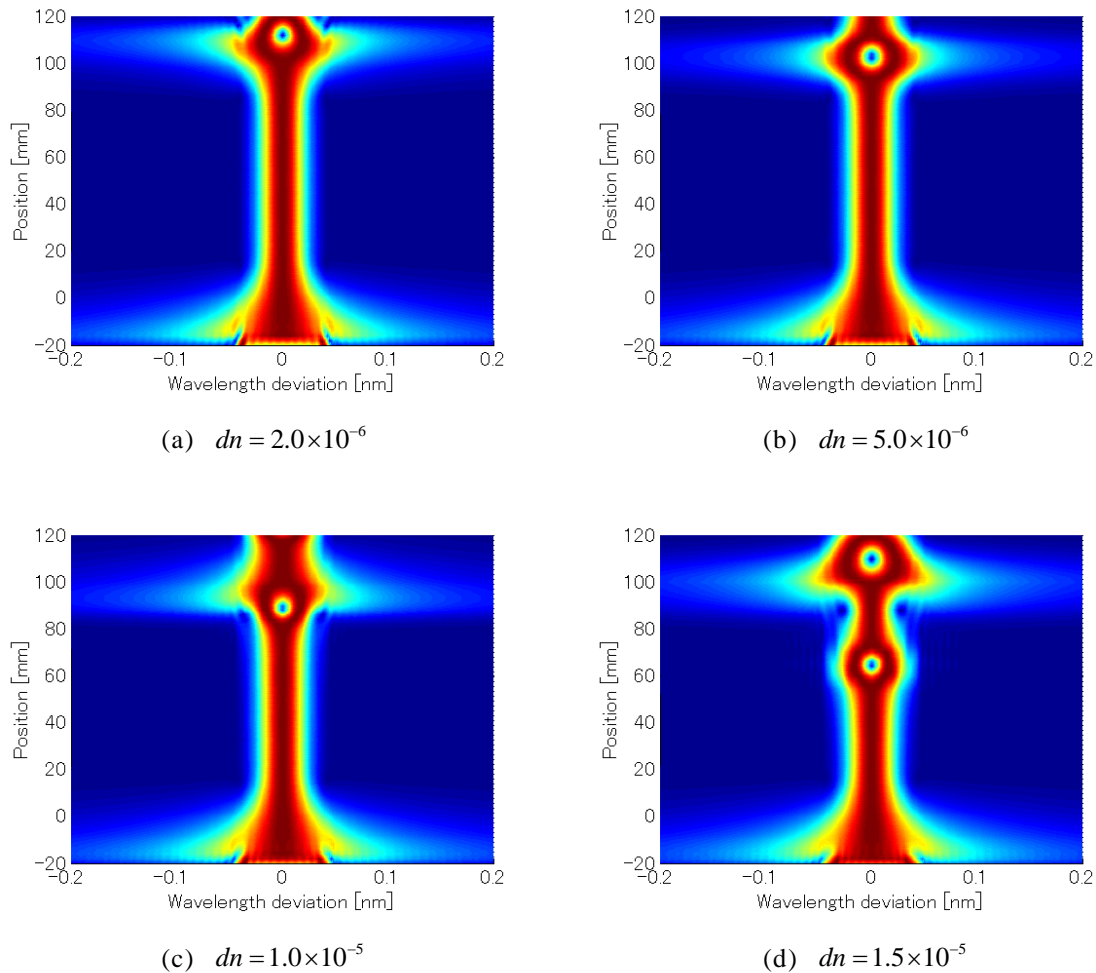


Fig.6.1 Change of spectrum shape due to refractive index modulation amplitude dn .

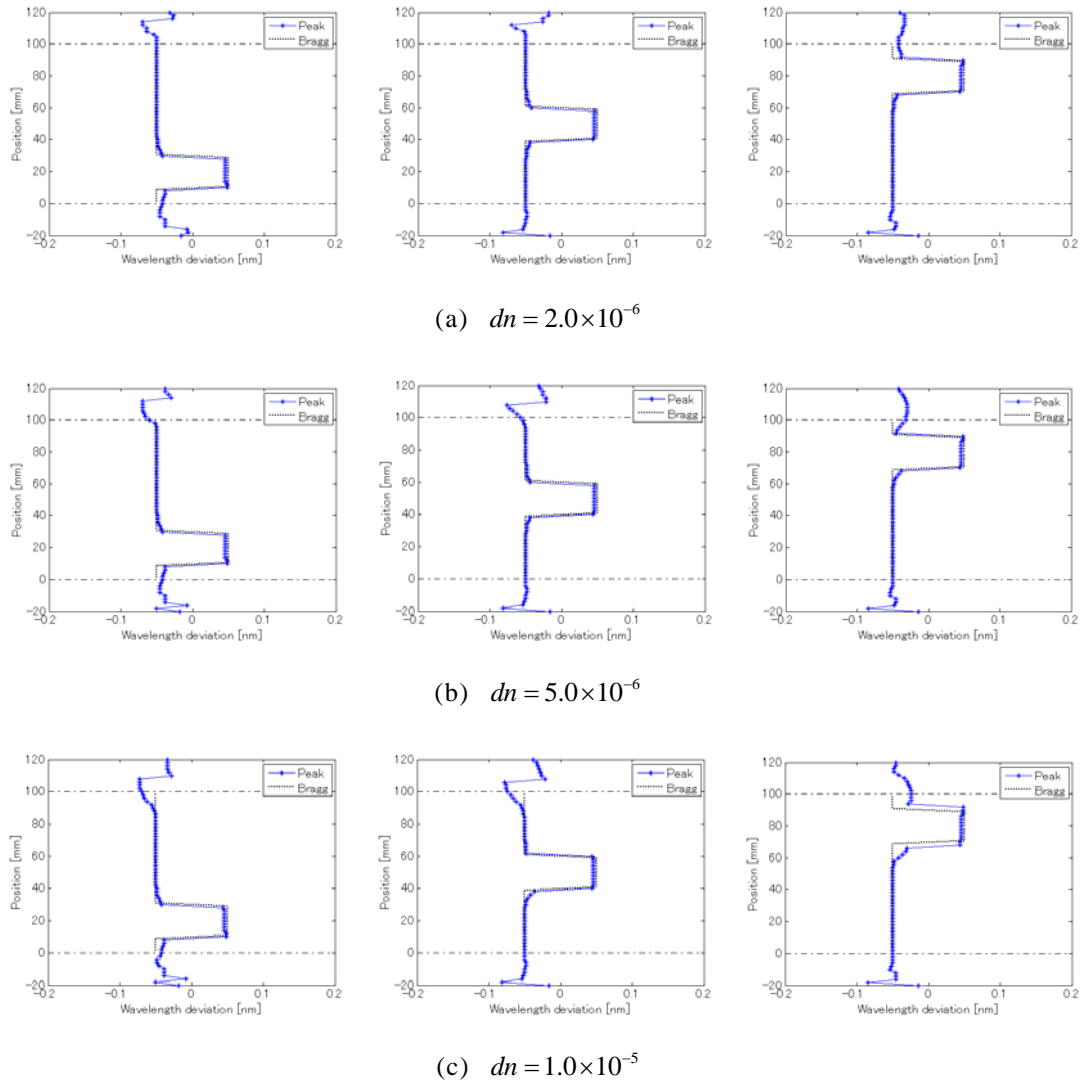


Fig.6.2 Simulation results of Bragg wavelength distribution measurement.
 Left: 10mm-30mm, center: 40mm-60mm, right: 70mm-90mm.

6.3 空間分解能と感度

本節ではさらに歪、温度センサの特性として重要な評価パラメータである感度について検討する。FBG に与えられた歪や温度変化はブラッグ波長シフトという形で検出されるが、その検出しやすさを決定する重要な要素が、観測されるスペクトラムの FWHM である。つまり FWHM が小さいほど、歪や温度の変化を敏感に検出することが可能であるということである。ここでは、完全なユニフォーム FBG を用いて分布測定を行った際に、 f_1 や dn の値によって FWHM がどのように変化するかについての考察を行う。

通常のユニフォーム FBG は、長さが短くなると、反射スペクトラムの FWHM が大きくなるという特性を有している。このことから、本研究で扱っている分布測定システムも、空間分解能が向上し、合

成されるコヒーレンスピークの幅が狭くなると、測定される際にピークの領域内に入る FBG 長も短くなるため、スペクトラムの幅が広がることが予想される。また、Fig.4.15 において説明したように、測定結果として現れるスペクトラムの形状が光源のパワースペクトラムの形状を反映しているならば、空間分解能が高くなるということは、周波数変調振幅も大きくなっているため、パワースペクトラムの幅も広くなり、結果として測定結果のスペクトラムも幅が広がるといえる。

この関係について調べるために、まず分布測定結果で得られる各地点のスペクトラムの FWHM がどのように変化しているかをシミュレーションする。まずブラッグ波長シフトが FBG 内部に存在しない場合について考える。Fig.6.3 の(a)は $dn = 2.0 \times 10^{-6}$ の FBG を用いて、 f_1 を変化させた場合、FBG 全長にわたって測定される f_1 はどのように変化するかを示したグラフであり、(b)は f_1 を 5.0GHz に固定し、 dn を変化させた場合の FWHM の変化の様子を示したグラフである。まず、FBG の端の部分を除き、全長にわたってほぼ等しい FWHM になっていることがわかる。また(a)より、冒頭で述べた予想通り、空間分解能が向上するにつれてスペクトラムの FWHM が増加し、感度が劣化していることがわかる。(b)の結果からは、 dn が測定結果として得られるスペクトラムの幅にはあまり影響しないといえる。

さらに、 f_1 またはその際に合成されるコヒーレンスピークの FWHM とスペクトラムの FWHM の関係を明らかにするために、FBG 内の中間地点である 50mm の位置において観測されるスペクトラムの FWHM がどのように変化するかを計算した結果を Fig.6.4 に提示する。(a)は f_1 との関係、(b)はコヒーレンスピークの FWHM との関係を表している。また、参考のために、各 f_1 とそのときのコヒーレンスピークの FWHM の長さのユニフォーム FBG の FWHM がどのように変化するかについても計算した。その結果を Fig.6.5 に示す。

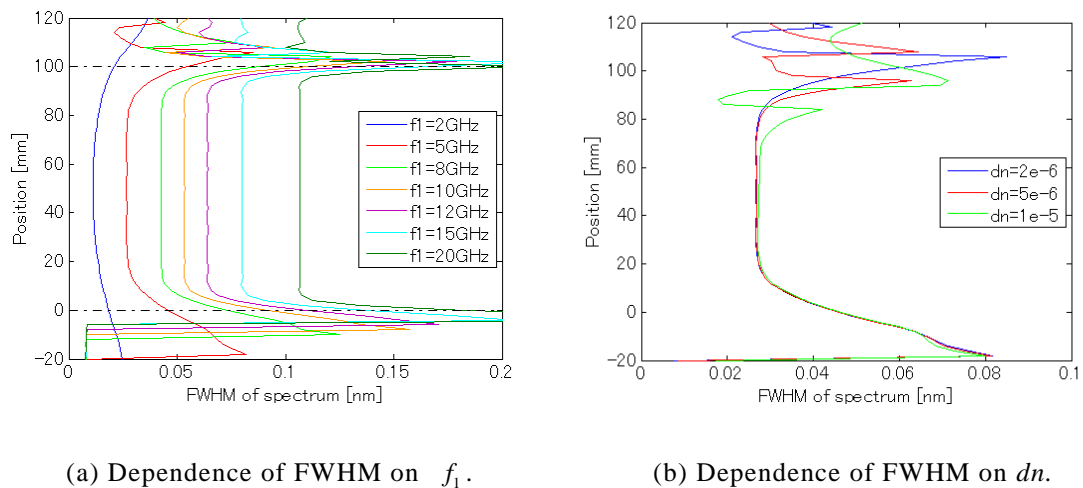


Fig.6.3 FWHM of spectrum obtained at each position along long length uniform FBG.

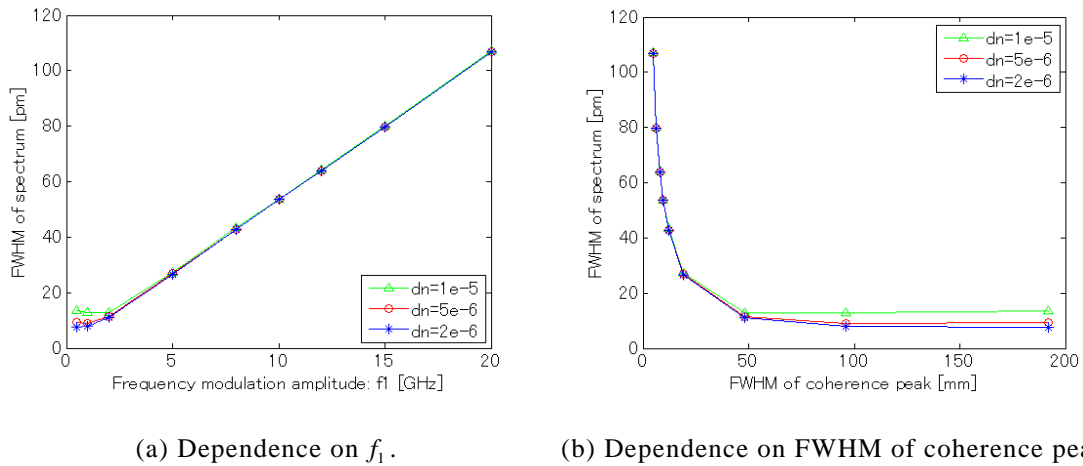


Fig.6.4 Relation between spatial resolution and FWHM of obtained spectrum.

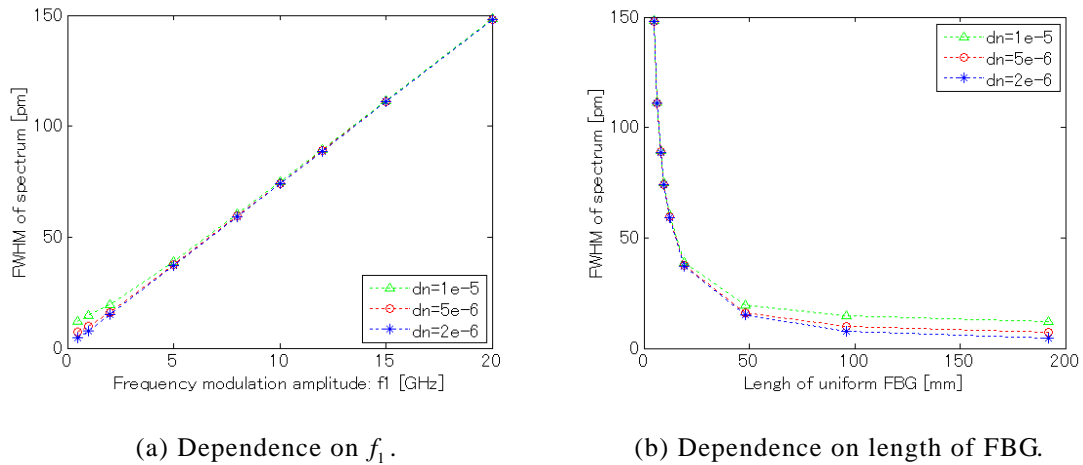


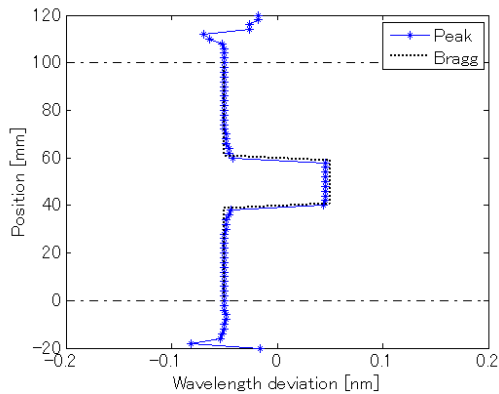
Fig.6.5 Relation between FBG length and FWHM of reflection spectrum.

分布測定により得られるスペクトラムの FWHM は f_1 と線形な関係にあることがグラフよりわかる。また同時にコヒーレンスピークの FWHM とは反比例の関係にあることもわかり、Fig.6.5 との比較から、FBG の反射スペクトラムの FWHM と同様の特性を有していることが確認された。また FWHM の値が FBG の反射スペクトラムの FWHM より少し小さい点についてであるが、分布測定により得られるスペクトラムはコヒーレンスピークの形状により反映される FBG が決定されるため、いわば FBG の屈折率変調振幅がアポダイズされた状態になっているのと同じ状態を考えると、結果として反射帯域が狭くなっているということを考えれば説明できる。

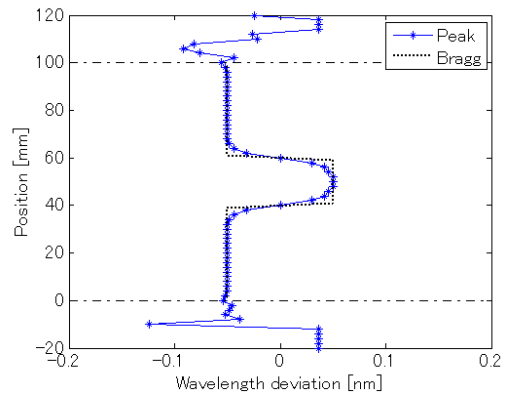
分解能と感度の変化がどのように測定結果に影響するかを示す例として、ブラッグ波長がシフトした区間長が 20mm と 10mm でシフト量が 0.1nm の長尺 FBG を、 f_1 が 5.0GHz, 10GHz の両方で測定した結果を比較した様子を Fig.6.6 に示す。ただし、 $dn = 2.0 \times 10^{-6}$ を用いてシミュレーションした。コヒーレンスピークの FWHM はそれぞれ 9.6mm と 19.2mm になっており、(a) に示す区間長が

20mm の場合は両方とも空間分解能以上であるため、(a)ではブラッグ波長シフトを、 f_1 が 5.0GHz、10GHz の両方の測定で検出できていることがわかる。これに対し、(b)に示す区間長が 10mm の場合は f_1 が 10GHz の場合のみが空間分解能以上になっているため、ブラッグ波長シフトを検出できているが、5.0GHz の場合では検出されていない。また感度について結果を比較すると、(a)において 5.0GHz の方が、10GHz よりも感度がよいため、FBG のブラッグ波長分布により一致した結果が得られていることがわかる。

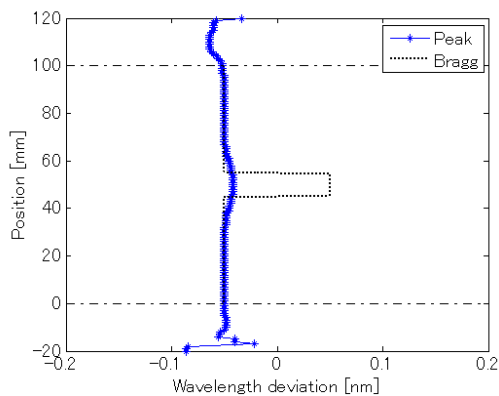
また、 dn の空間分解能への影響は、 dn が大きい方が分解能が高くなることがわかった。ここではシミュレーション結果等の提示は行わないが、周波数変調振幅 f_1 や σ に比べると無視できるほどその影響は微小であるため、先に述べたように、測定精度への影響を考慮すると、 dn は小さいことが望ましいという結論に変わりはない。



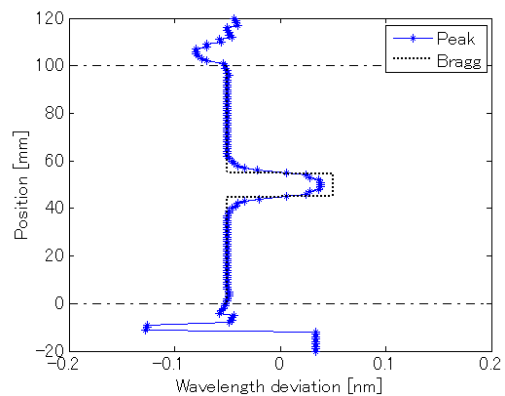
(a-1) Shifted region = 20mm. $f_1 = 5.0\text{GHz}$.



(a-2) Shifted region = 20mm. $f_1 = 10\text{GHz}$.



(b-1) Shifted region = 10mm. $f_1 = 5.0\text{GHz}$.



(b-2) Shifted region = 10mm. $f_1 = 10\text{GHz}$.

Fig.6.6 Examples of measurement results for confirming the trade-off relation between spatial resolution and sensitivity.

次にユニフォーム FBG 内の領域にブラッグ波長シフトが存在する場合について考える。FBG 内の 40mm~60mm の区間において 0.1nm のブラッグ波長シフトが存在する場合に得られるスペクトラムの FWHM は Fig.6.7 のようになっている。(a)は f_1 が 5.0GHz, (b)は f_1 が 10GHz のときの結果である。ただし、 $dn = 2.0 \times 10^{-6}$ である。ブラッグ波長がシフトした領域の長さが、(b)の場合のように、空間分解能より十分長い場合には、シフトされた領域も観測されるスペクトラムの FWHM が等しくなることが分かる。(a)のように空間分解能と同程度の場合には、コヒーレンスピーク幅(空間分解能に相当するコヒーレンスピークの FWHM の 2 倍程度の幅がある。Fig.6.8 参照)の一部にしか、ブラッグ波長がシフトした FBG が入っていないため、スペクトラムが少し広がっていることがわかる。

以上の考察より、光波コヒーレンス関数の合成法による FBG 内部の分布測定における空間分解能と感度はトレードオフの関係にあるということが理論的に確認された。

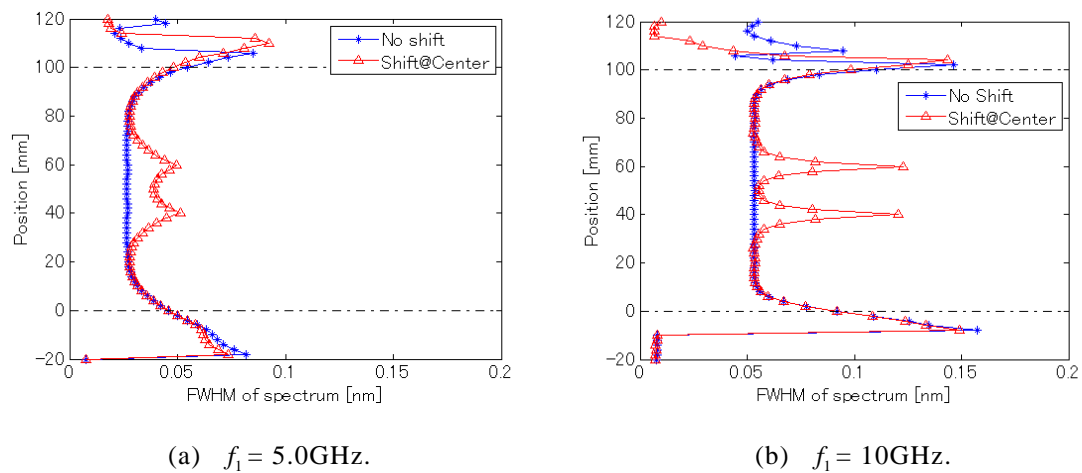


Fig.6.7 FWHM of obtained spectrum at each position along long length FBG in the case that FBG has Bragg wavelength shifted region in the center.

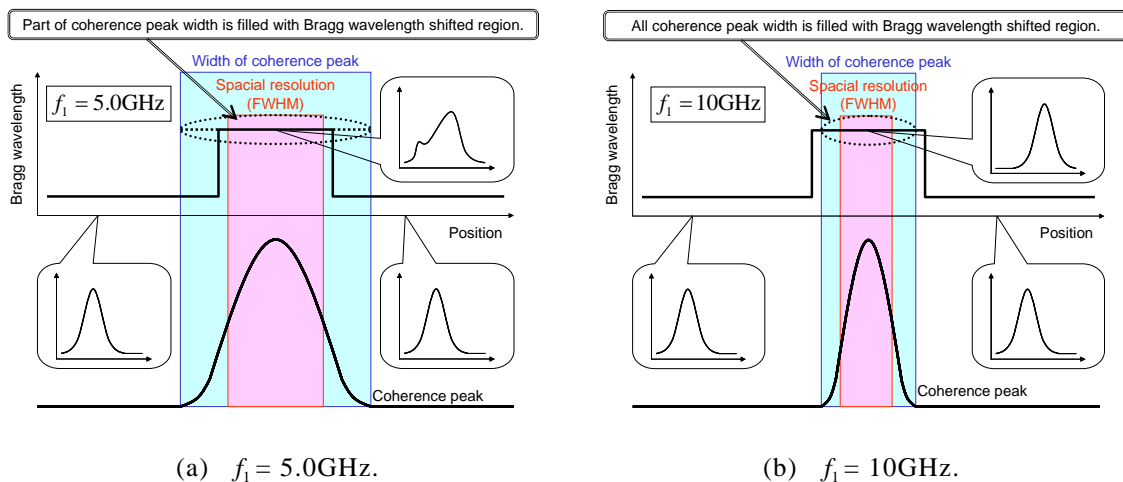


Fig.6.8 Explanation of spectrum width when Bragg wavelength is shifted in the center of FBG.

6.4 本測定システムの性能評価

本節では、実際の分布測定システムの性能を評価するため、Fig.5.21 および Fig.5.22 で示したブラッグ波長分布の測定精度や、感度に相当するスペクトラムの FWHM について考察する。

6.4.1 分布測定精度

長尺 FBG を用いた歪や温度の分布測定システムを構築するうえで、使用する最も理想的な長尺 FBG は、前節で示したように全長にわたってブラッグ波長が一様なユニフォーム FBG であり、歪分布や温度分布がそのままピーク波長の分布として表れるため、結果が明瞭で分かりやすい。

しかし実際には、FBG 長が 100mm と長いと、製造工程においてブラッグ波長分布にばらつきが生じてしまい、Fig.5.15 のように全長にわたってブラッグ波長が変化してしまう。このような長尺 FBG をセンシングヘッドとして歪や温度文分布をセンシングする場合には、FBG 全長にわたって歪・温度が一様である Fig.5.14 の結果を基準として、各地点に置いてどの程度ピーク波長がシフトしたかによって歪・温度分布を測定することになる。

ここでは、本研究の分布測定システムの測定精度を検証するが、その際、局所的なブラッグ波長シフトが FBG に与えられた場合のピーク波長のシフトを対象として検証する。実験により、10～30mm 区間、30～50mm 区間、60～80mm 区間にそれぞれ局所的な温度変化を与えた場合に、測定結果のピーク波長分布が FBG 全体にわたってどのようにシフトしたかを Fig.6.9 に示す。確かに温度変化を与えた箇所において、ピーク波長のシフトが観測されているが、それ以外の箇所においても、ピーク波長がシフトしてしまっているのがわかる。特に FBG 終端部においては、温度変化によるブラッグ波長シフトに関係ないピーク波長のダウンシフトが見られたり、60～80mm 区間に温度変化を与えた場合のピーク波長シフトは 80～90mm の領域にまで影響を与えているなど、精度は高くない。これは前節で述べたように、本実験で使用した長尺 FBG の dn が 2.5×10^{-5} 程度と非常に高い値であるため、反射率が高く FBG の後方に光が届かないことが大きく影響していると考えられる。

またセンシングシステムの精度を考える際には、波長のシフト量も重要な要素であり、この精度についても考える必要がある。本システムで与えるブラッグ波長シフトは、ホットプレートを利用したものであり、常に一定の温度変化が与えられているとは限らない。また温めた金属片を FBG 表面に接触させることにより、ブラッグ波長シフトを与えているため、実際には FBG 内部でどの程度の温度変化が与えられ、結果としてどの程度のブラッグ波長シフトが与えられたのかを正確に知る事ができず、測定システムの精度を評価することは困難である。

そこで、5.5.1 節および Fig.5.15 において示した、長尺 FBG の特性の仮定を用いて、シミュレーションにより測定精度の評価を行う。実験と同様に、10～30mm 区間、30～50mm 区間、60～80mm 区間にそれぞれ局所的なブラッグ波長シフトを与える。このときのシフト幅は 0.10nm とし、どのようにピーク波長分布がシフトするかをシミュレーションした結果を Fig.6.10 に示す。実験とシミュレーションの両方の結果より、本実験で使用している長尺 FBG ではブラッグ波長シフトの概形を求めることは可能であるものの、正確な波長シフトの分布、およびシフト量を測定するためのセンサには適していないということが結論付けられた。

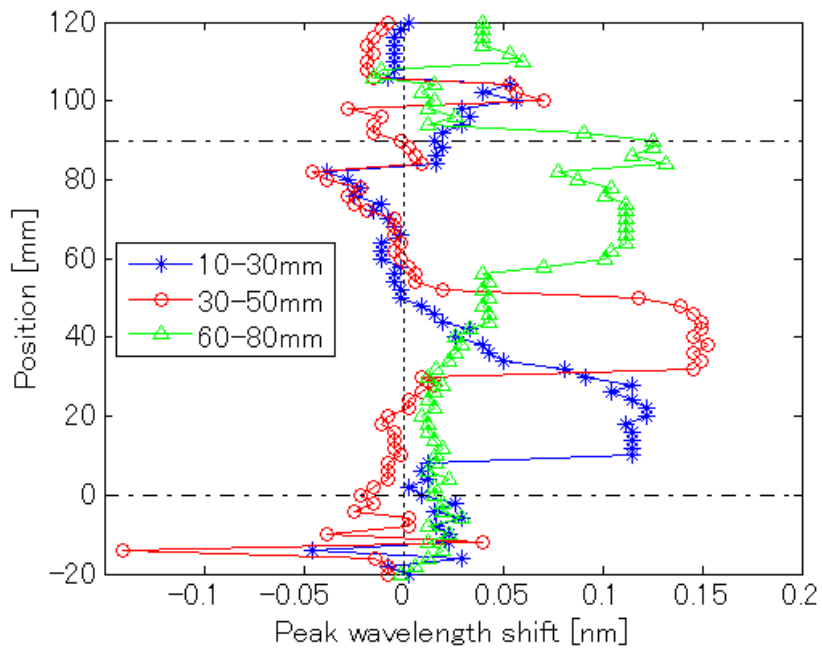


Fig.6.9 Experimental result of peak wavelength shift along FBG.

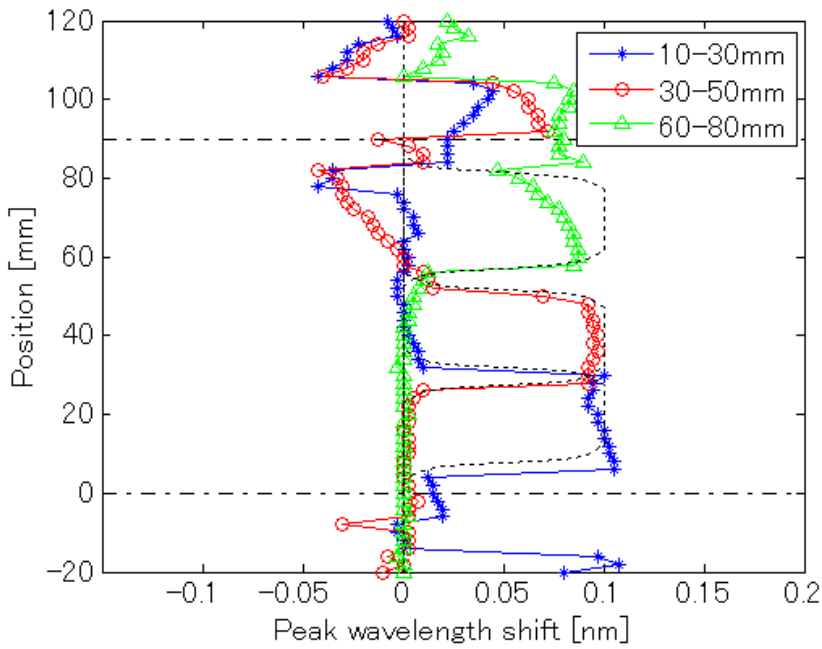


Fig.6.10 Simulation results of peak wavelength shift along FBG.

6.4.2 屈折率変調振幅による性能の変化

前節では、完全にユニフォームでない FBG を用いて分布測定を行う際に、FBG の屈折率変調振幅 dn が 2.5×10^{-5} と大きいため、測定精度の低い結果が得られることをシミュレーションにより述べた。ここでは、本研究で使用しているようにブラッグ波長が FBG 全長にわたって変化しているような場合の分布測定において、 dn が測定結果の精度にどのように影響するかについてシミュレーションした結果を示す。Fig.6.11 は Fig.5.15 のブラッグ波長分布をもつ長尺 FBG の dn を 2.0×10^{-6} 、 5.0×10^{-6} 、 1.0×10^{-5} 、 1.5×10^{-5} とした場合の分布測定をシミュレーションした結果である。Fig.6.10 と同様に、局所的なブラッグ波長シフトが与えられた際に、各地点で観測されるピーク波長がどのようにシフトしたかをプロットしたものである。6.2 節と同様に、 dn の値が低い FBG を用いた場合の方が、より精度の高い結果が得られることが確認できる。

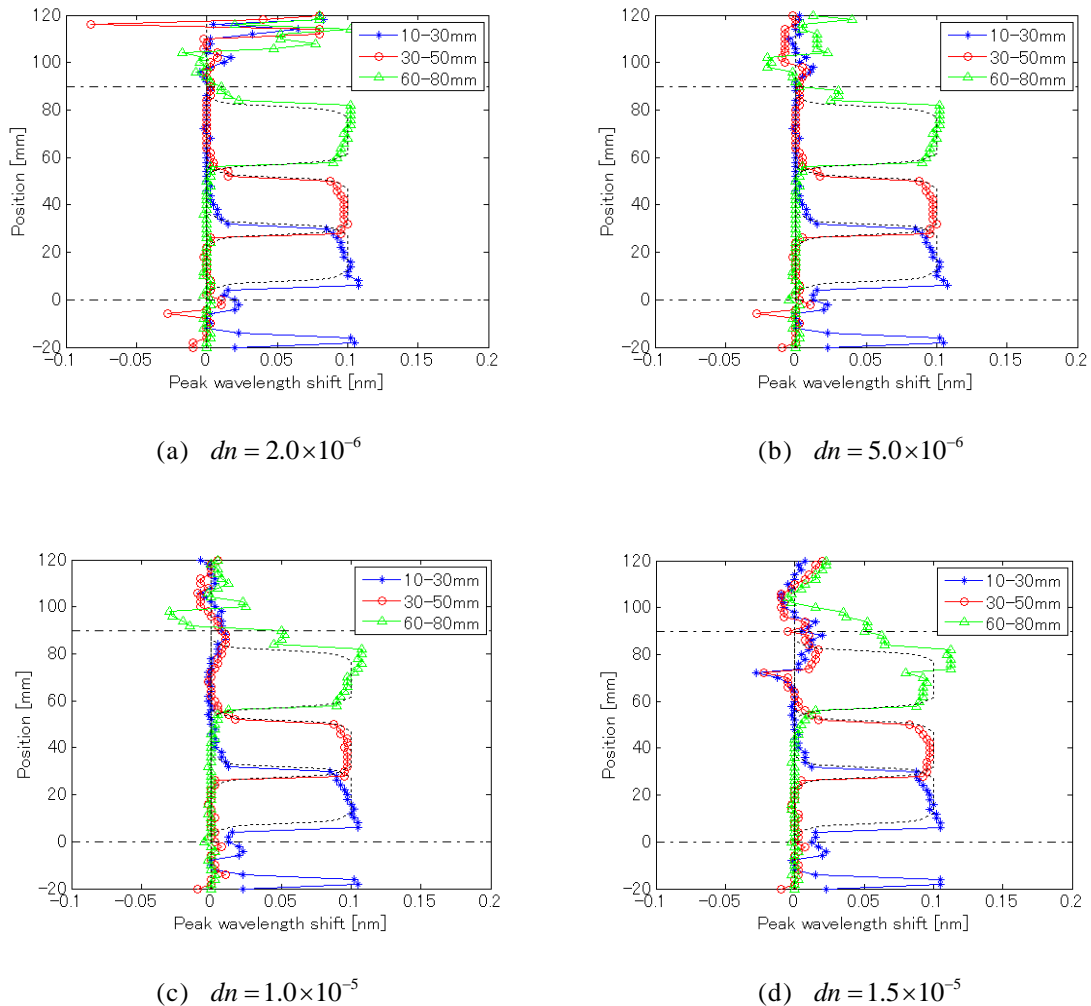


Fig.6.11 Comparison among simulation results of peak wavelength shift along FBG with different refractive index modulation amplitude dn .

6.4.3 スペクトラムの半値全幅

次に、本測定システムの感度を考えるために、ブラッグ波長分布測定により得られた実験結果 Fig.5.12 において、各地点で観測されるスペクトラムの FWHM を Fig. 6.12(a) に示し、シミュレーションにより得られた結果(b)に示す. 50mm 地点で観測されるスペクトラムの FWHM は実験結果で約 33.5pm, シミュレーション結果で約 31.1pm という値が得られている.

この結果についても、これまでと同様に dn による測定結果への影響について検証する. dn を変化した場合のスペクトラム FWHM の分布をシミュレーションした結果は Fig.6.13 のようになっており, Fig.6.3(d)で得られた結果と同様に、観測されるスペクトラムの FWHM の dn への依存性は低いといえる.

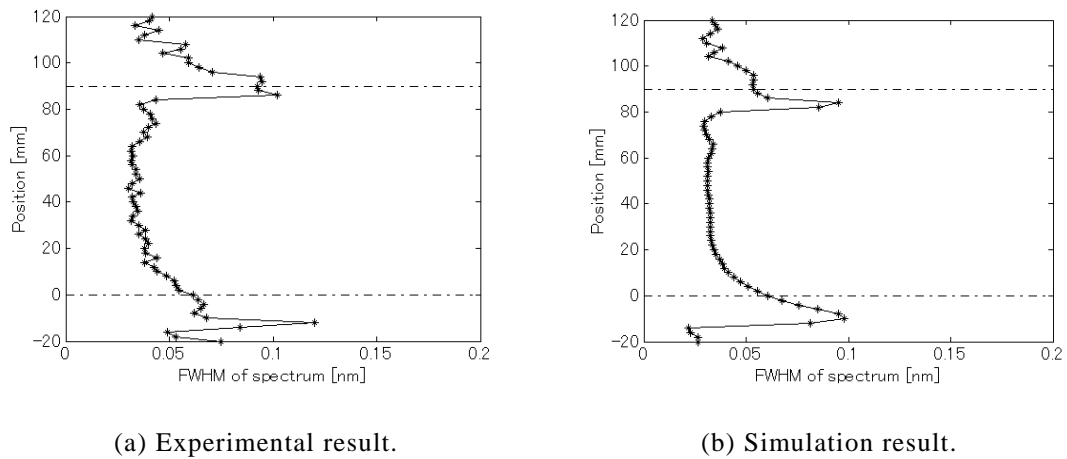


Fig.6.12 FWHM of spectrum obtained at each position along long length FBG used in the experimental setup.

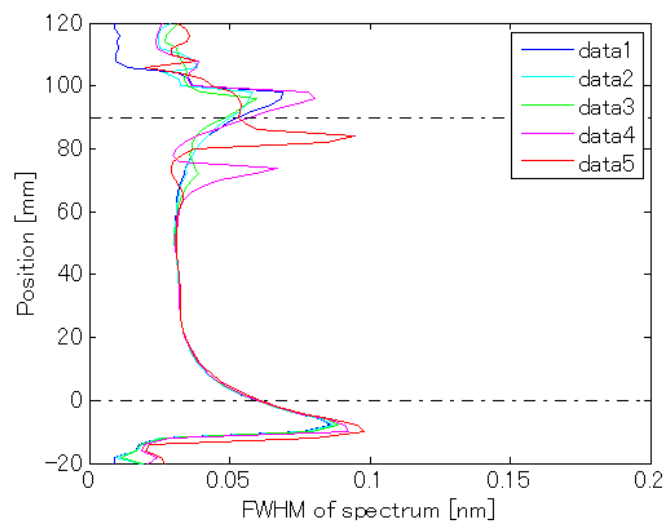


Fig.6.13 FWHM of spectrum obtained at each position along long length FBG with difference refractive index modulation amplitude dn .

6.5 空間分解能の向上

空間分解能と感度の関係を実験的に確認するために、 f_1 を 10GHz に設定して同様の分布測定実験を行った。結果を Fig.6.14 に示す。詳細な実験結果は省略するが、このとき合成されるコヒーレンスピークの FWHM は 9.5mm であり、空間分解能は 10mm 程度であるといえる。またこのとき観測されたスペクトラムの FWHM は、50mm 地点において 60.0pm となっており、 f_1 が 5.0GHz のときの値 33.5pm の約 2 倍になっていることから、Fig.6.4(a)で示したような線形な関係が成立していることが実験的にも確認することができる。またシミュレーションにより得られた FWHM の値も 59.7pm であり、実験により得られた値と非常によく一致している。さらに実験結果と同様に、 f_1 が 5.0GHz のときの値 31.1pm の約 2 倍になっている。

最後に空間分解能が 10mm 程度であることを確認するため 30mm~40mm の 10mm 区間に温度変化を与えることによりブラッグ波長をシフトさせた状態で分布測定した結果を Fig.6.15 に示す。10mm のブラッグ波長シフトが正しい位置で検知されていることが確認できる。

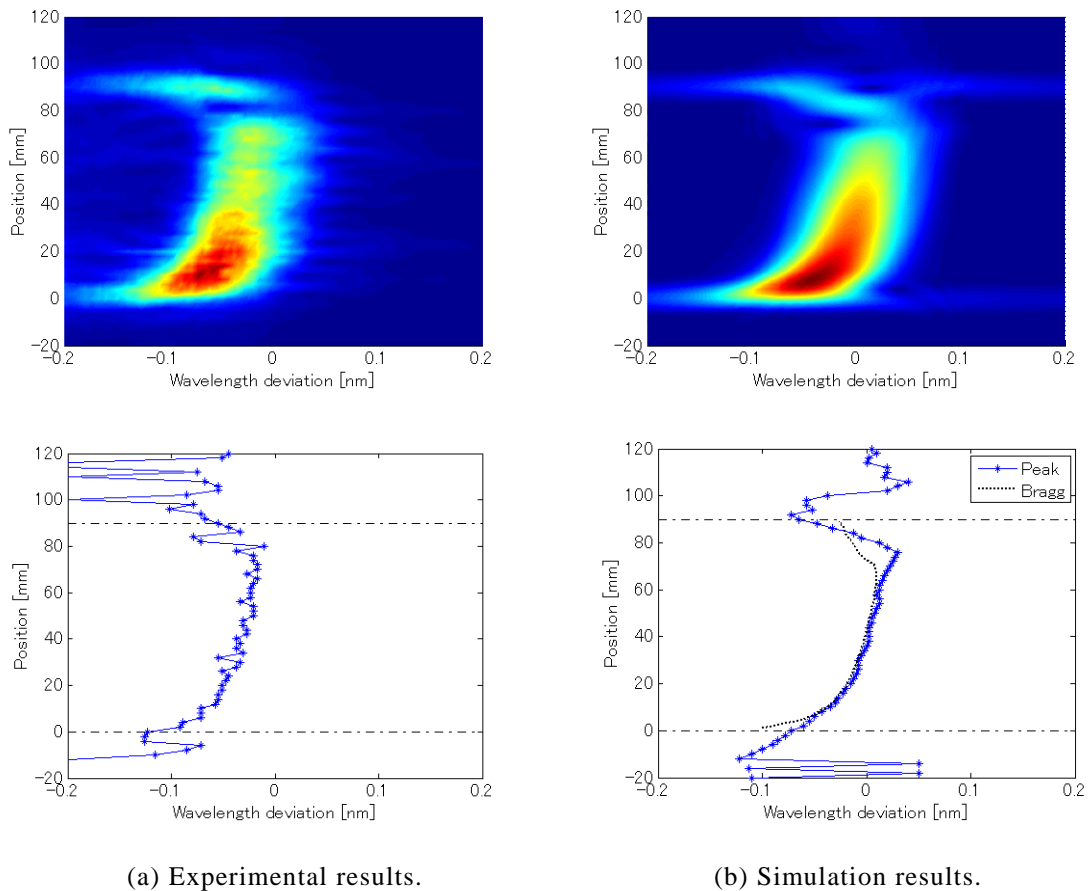


Fig.6.14 Distributed spectrum measurement with frequency modulation amplitude $f_1=10\text{GHz}$.

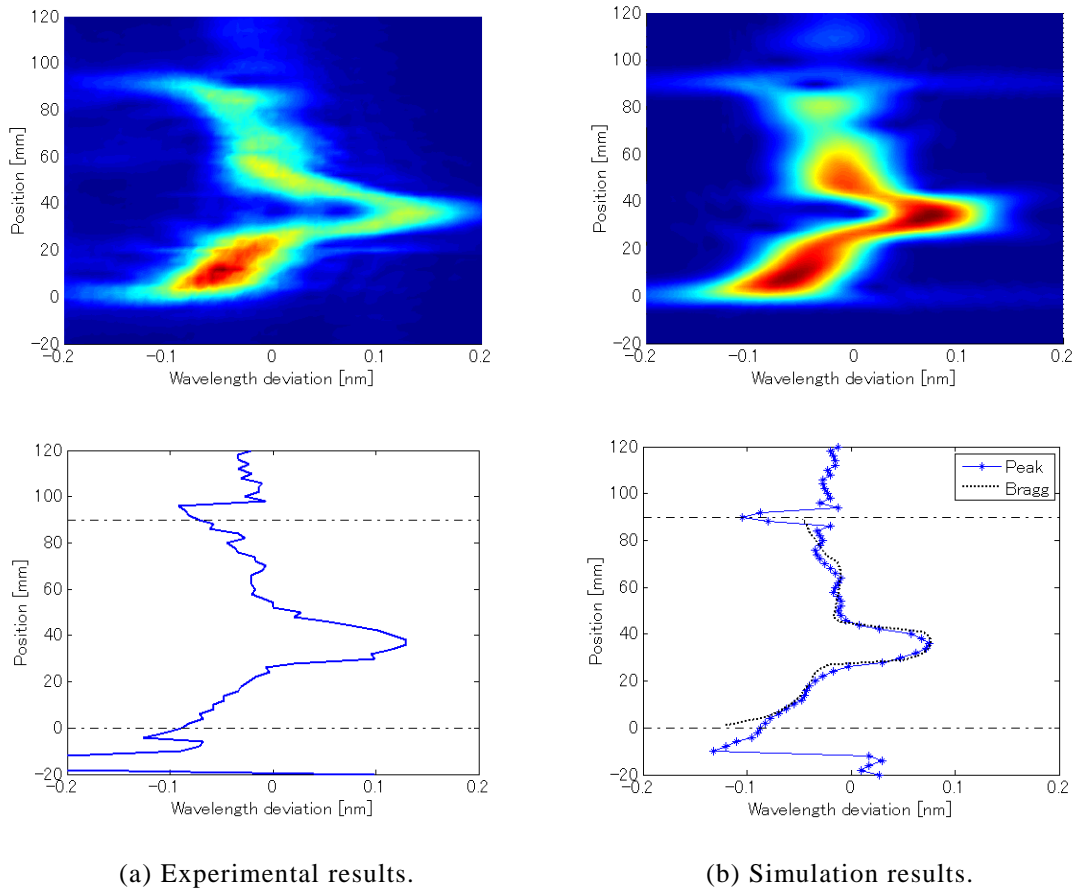


Fig.6.15 Distributed spectrum measurement with frequency modulation amplitude $f_1=10\text{GHz}$ in the case FBG has 10mm Bragg wavelength shifted region in the middle.

6.6 まとめ

本章では、光波コヒーレンス関数の合成法による長尺 FBG 内のブラッグ波長分布の測定結果の精度と感度に関する考察を行った。まず、ユニフォーム FBG を用いた測定において、光源の周波数変調振幅 f_1 、FBG の屈折率変調振幅 dn の変化により、測定結果がどのように変化するかをシミュレーションにより検証した。さらに本実験で使用した FBG のように、FBG のブラッグ波長が全長にわたって変化し、完全なユニフォーム FBG でない場合について、第 5 章で得られた実験結果から精度とスペクトラムの FWHM を求めた後、同様に f_1 、 dn の変化による、測定結果の性能の変化をシミュレーションにより明らかにした。これにより、感度、精度のいずれの面においても dn の値は小さいほうが望ましいということと、センシングの空間分解能と感度はトレードオフの関係にあるということが結論として導かれた。

また実験結果で使用した長尺 FBG は完全なユニフォーム FBG ではなかったが、ブラッグ波長が集中していないため、 dn が多少大きくなってしまっても、センシングシステムとしては成立していることがわかる。このことを応用して考えると、センシングヘッドとして用いる長尺 FBG としてチャープ型

の FBG などを使用することも代替案として挙げることができる。

いずれの場合においても、長尺 FBG の入手が困難であることから、シミュレーションによる考察のみにとどまり、実験的な検証はほとんど行っていない。しかし本論文で提示しているシミュレーション結果の信頼性は高く、本章で述べた結論は十分正しいと思われる。

第7章

結論

7.1 結論

本論文では、光波コヒーレンス関数の合成法を用いて、FBG 内部のブラッグ波長分布を測定するシステムを提案し、その動作原理を実験と、シミュレーションによって検証した。

FBG は通常センサとして用いられる場合、点型のセンサとして利用されるため必ず FBG と FBG の間に歪を検出することができない死角が存在する。歪の連続的な分布を計測するようなシステムにおいては、この死角が問題になるため、死角の存在しない連続分布型のセンシングシステムを構築することが要求される。また FBG センサは歪や温度に対して非常に感度が高いため、高感度な分布型センサを構築する可能性を有している。

まず、通常の正弦波型周波数変調による光波コヒーレンス関数の合成法を利用し、合成されるコヒーレンスピークを FBG 全長にわたって掃引しながら、各地点において光源の中心周波数を掃引し、各地点の微小区間の FBG を反映したスペクトラムを取得することを試みた。しかし、予想に反し、ユニフォーム FBG で観測されるようなブラッグ波長をピークとする形状のスペクトラムではなく、逆にブラッグ波長において反射率が低下しているような、ピークを 2 つ有する形状のスペクトラムが得られた。

そこでこの原因として、合成される光波コヒーレンス関数のコヒーレンスピークの周りにあるサイドローブの影響や、光源のパワースペクトラムの形状と FBG の反射スペクトラムの形状との関係などを候補として挙げた。また、実際に長尺 FBG を分布測定した際にどのような測定結果が得られるのかを検証するため、本実験系の動作原理を理論的に説明し、それらをもとに本測定システムによる分布測定のシミュレーションを行い、実験結果と同様の問題点が観測されることを確認した。

この問題点解決策としては、光波コヒーレンス関数のアポダイゼーションが有効と考え、まずシミュレーションによりその有効性を検証した後、実験により分布測定結果が改善されることを確認した。

そして本測定システムの性能を、実験結果を解析することにより評価するとともに、センシングシステムの性能が FBG の特性や空間分解能によってどのように変化するかを、シミュレーションによって明らかにした。その結果、さらなる測定性能の改善のためには、屈折率変調振幅が小さく、反射率が低い長尺 FBG が要求されるという結論に至った。また空間分解能と測定により得られるスペクトラムの半値全幅の関係は、通常のユニフォーム FBG の長さや反射帯域の関係と同様に、反比例の関係にあることがわかった。

現時点で、本研究のセンシングシステムは約 10mm の空間分解能を有し、その際のスペクトラムの半値全幅は実験、シミュレーションともに 60pm 程度になることが分かった。

7.2 今後の本システムの改善および展望

本研究では1本の長尺FBGのみの分布測定であったが、実際にセンサとして応用を考えたとき、さらに長尺FBGを複数並べ、複数個所の分布測定が可能なセンシングシステムを構築することが必要であると考えられる。しかし、これまで何度も述べたように、長尺FBGは反射率が高く、後方への透過光が大きく減衰するため、測定精度に悪影響を及ぼすという問題がある。長尺FBGの屈折率変調振幅を非常に小さくして、反射率を十分に低下させることができれば、これらの問題は解決されるため、応用技術として長尺FBGを多重化した多点型の連続分布型センサを構築することも可能になる。また、その他の改善策として、チャープ型のFBGを用いることによりFBGの反射率を低下させるということが考えられる。反射率の問題点が解決され、長尺FBGの多重化が実現されれば、参考文献[29,30]のようにバーニア法などを測定システムに導入し、測定レンジを拡大すると等、さらなる測定系改善が考えられる。

また、本研究の実験系ではBPFとSQDの代わりに電気スペクトラムアナライザ(Electrical spectrum analyzer: ESA)を使用し、ヘテロダインビート信号である40MHz成分をGPIB通信によって読み取っているため、測定速度が非常に遅く、一点のスペクトラムを取得するのに5秒程度の時間を要している。しかしこれをA/Dコンバータなどに置き換えることによって、kHzオーダーの高速測定を実現することが可能であると考えられ、動的な歪を観測することが可能になり、センサとしての応用分野が広がることが期待される。

参考文献

- [1] 大越孝敬著, “光ファイバセンサ”, オーム社, 1986.
- [2] Eric Udd, “An overview of fiber-optic sensors,” *Rev.Sci.Instrum.*, 66(8), August 1995.
- [3] Brian Chlshaw, “Fiber Optics in Sensing and Measurement,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, November/December 2000.
- [4] 多田邦雄編著, “センサ技術”, 丸善, 1991.
- [5] J. Dakin, and B, Culshaw, *Optical Fiber Sensors: Principles and Components*, Artech House Publishers, London, 1988.
- [6] J. Dakin, and B, Culshaw, *Optical Fiber Sensors Vol. 2: Systems and Applications*, Artech House Publishers, London, 1989.
- [7] J. Dakin, and B, Culshaw, *Optical Fiber Sensors Vol. 3: Components and Subsystems*, Artech House Publishers, London, 1996.
- [8] J. Dakin, and B, Culshaw, *Optical Fiber Sensors Vol. 4: Applications, Analysis, and Future Trends*, Artech House Publishers, London, 1997.
- [9] K. Hotate, Z. He, “ ”, *Journal of Lightwave Technology* 24, 2541-2557, 2006.
- [10] R. O. Claus, K. A. Murphy, M. S. Miller, B. R. Fogg, and M. F. Gunther, “Sense-able Structure of Optical Fiber Snesors for Smart Material and Structures,” *IEEE*, 1992.
- [11] A. D. Kersey, “Interrogation and multiplexing techniques for fiber Bragg grating strain sensors,” *Proceedings of SPIE*, Vol. 2071, pp. 30-48, Boston, Dec. 1993.
- [12] M. A. Davis, and A. D. Key, “All fiber Gragg gratings strain sensor demodulation technique using a wavelength division coupler,” *Electronics Letters*, Vol. 30, No. 1, p. 75, 1994.
- [13] M. A. Davis, D.G. Bellemore, M.A. Putnam, and A. D. Kersey, “Interrogation of 60 fibre Bragg grating sensors with microstrain resolution capability,” *Electronics Letters*, Vol. 32, No. 15, pp. 1393-1394, 1996.
- [14] A. D. Kersey, T. A. Berkoff, and W. W. Morey, “Fiber-optic Bragg grating strain sensor with drift-compensated high-resolution interferometric wavelength-shift detection,” *Optics Letters*, Vol. 18, No. 1, pp. 72-74, 1993.
- [15] G. A. Ball, W. W. Morey, and P. K. Cheo, “Fiber laser source/analyzer for Bragg grating sensor array interrogation,” *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, No. 4, pp. 700-703, 1994.
- [16] X. Wan, and H. F. Taylor, “Spectrally scanned, repetitively pulse erbium-doped fiber laser for spectral and temporal multiplexing of fiber Bragg grating sensor,” *Optics Letters*, Vol. 28, No. 18, pp. 1648-1650, Sept. 2003.
- [17] X. Wan, and H. F. Taylor, “Multiplexing of FBG sensors using modelocked wavelength-swept fibre laser,” *Electronics Letters*, Vol. 39, No. 21, pp. 1512-1514, Oct.

- 2003.
- [18] L. C. G. Valente, A. M. B. Braga, A. S. Ribeiro, R. D. Refazzi, W. Ecke, C. Chojetzki, and R. Willsch, "Combined time and wavelength multiplexing technique of optical fiber gratin sensor arrays using commercial OTDR equipment," *IEEE Sensors Journal*, Vol. 3, No. 1, pp. 31-35, Feb. 2003.
- [19] M. Froggatt, and J. Moore, "Distributed measurement of static strain in an optical fiber with multiple Bragg gratings at nominally equal wavelengths," *Applied Optics*, Vol. 37, No. 10, pp. 1741-1746, Apr. 1998.
- [20] B. A. Childers, M. E. Froggatt, S. G. Allison, T. C. Moore, D. A. Hare, C. F. Batten, and D. C. Jegley, "Use of 3000 Bragg grating strain sensors distributed on four 8-m optical fibers during static load test of composite structure," *Proceeding of SPIE*, Vol. 4332, pp. 133-142, June 2001.
- [21] B. A. Childers, T. L. Brown, J. P. Moore, and K. H. Wood, "Recent developments in the application of optical frequency domain reflectometry to distributed Bragg grating sensing," *Proceedings of SPIE*, Vol. 4578, pp. 19-31, Feb. 2002.
- [22] M. G. Shlyagin, S. V. Miridonov, and V. V. Spirin, "Fiber optic sensor activities at Mexican research center CICESE," *Proceeding of SPIE*, Vol. 4578, pp. 8-18, Feb. 2002.
- [23] 圓山百代, "光波コヒーレンス関数の合成法による同一ブラッグ波長ファイバグレーティング歪センサの多重化技術," 修士論文, 東京大学大学院新領域創成科学研究科 基盤情報学専攻, 2004.
- [24] 圓山百代, "光波コヒーレンス関数の合成法によるファイバブラッググレーティング歪センシングシステムでの動的及びランダムアクセス歪測定," *信学技報*, Vol. 103, No. 664, pp. 65-70, 2004.
- [25] M. Enyama, K. Hotate, "Dynamic and random-access strain measurement by fiber Bragg gratings with synthesis of optical coherence function," *Proceedings of SPIE*, Vol. 5589, pp. 144-153, 2004.
- [26] 林哲也, 柏木正弘, 何祖源, 保立和夫, "光波コヒーレンス関数の合成法を用いた多点型 FBG センサシステムの測定速度と測定レンジの向上," 2005 年電子情報通信学会ソサイエティ大会講演論文集, C-3-134, p. 278, 2005.
- [27] 林哲也, 柏木正弘, 何祖源, 保立和夫, "光波コヒーレンス関数の合成法を用いた多点型 FBG センサシステムの性能制限要因の考察と高性能化," *SICE 第 22 回センシングフォーラム資料*, pp. 20-25, 2005.
- [28] Z. He, T. Hayashi, K. Hotate, "High-speed interrogation of multiplexed fiber Bragg grating sensors with similar Bragg wavelength by synthesis of optical coherence function," *Optics East 2005, Proceedings of SPIE*, Vol. 6004, pp. 65-73, 2005.
- [29] 松尾清隆, 宋光容, 何祖源, 保立和夫, "時分割位相シフト変調方式による光波コヒーレン

- ス関数合成法を用いた多点型歪センシングシステム,” 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会, OPE2006-166, pp. 17-22, 2007.
- [30] 松尾清隆, 宋光容, 何祖源, 保立和夫, “時分割位相シフト変調方式による光波コヒーレンス関数合成法を用いた多点型歪センシングシステム,” 電子情報通信学会総合大会講演論文集 C-3-64, p. 220, 2007.
- [31] 岡本勝就, “光導波路の基礎,” コロナ社, 1992.
- [32] T. Edogan, “Fiber Grating Spectra,” *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, No. 8, pp. 1277-1294, 1997.
- [33] M. Yamada, and K. Sakuda, “Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach,” *Applied Optics*. Vol. 26, pp. 3474-3478, 1987.
- [34] A. Othonos, and L. Kalli, “Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing,” Artech House Inc., 1999.
- [35] M. Volanthen, H. Geiger, and J. P. Dakin, “Distributed grating sensors using low-coherence reflectometry,” *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, No. 11, pp. 2076-2082, Nov. 1997.
- [36] J. P. Dakin, and M. Volanthen, “Distributed and multiplexed fibre grating sensors, including discussion of problem areas,” *IEICE Transactions on Electronics*, Vol. E83-C, No. 3, pp. 391-399, Mar. 2000.
- [37] H. Igawa, H. Murayama, T. Kasai, I. Yamaguchi, K. Kageyama, and K. Ohta, “Measurement of strain distributions with a long gauge FBG sensor using optical frequency domain reflectometry,” *Proceedings of SPIE*, Vol. 5855, pp. 547-549, 2005.
- [38] H. Murayama, H. Igawa, K. Kageyama, K. Ohta, I. Ohsawa, K. Uzawa, M. Kanai, T. Kasai, and I. Yamaguchi, “Distributed strain measurement with high spatial resolution using fiber Bragg gratings and optical frequency domain reflectometry,” *Optical Fiber Sensors 18*, ThE40, 2006.
- [39] S. J. Frisken, “Transient Bragg reflection grating in erbium-doped fiber amplifiers,” *Optics Letters*, Vol. 17, pp. 1777-1778, 1992.
- [40] B. Zhu, T. Saida, and K. Hotate, “Variable optical filter using dynamic grating in Er doped fiber controlled by synthesis of optical coherence function: Proposal and experiment verification,” *IEICE Trans. Electron.* E86-C, pp. 97-99, 2003.

発表文献

1. 梶原康嗣, 保立和夫, “長尺ファイバーブラッググレーティングによる歪分布測定システムの構築,” 2007年電子情報通信学会ソサイエティ大会講演論文集, C-3-51, 2007.
2. 梶原康嗣, 保立和夫, “長尺ファイバーブラッググレーティング内の歪分布測定システム,” 2007年光波センシング技術研究会, 2007.
3. 梶原康嗣, 保立和夫, “長尺 FBG 内ブラッグ波長分布測定の空間分解能向上,” 2008年電子情報通信学会総合大会講演論文集, B-13-17. (Submitted)
4. Kazuo Hotate, Koji Kajiwara, “Measurement of Bragg wavelength distribution in a long-length fiber Bragg grating by synthesis of optical coherence function,” Optical Fiber Sensors 19. (Submitted)

謝辞

本研究では実に多くの方々の御助言，御協力のもと完成することとなりました．この場にて謹んで御礼申し上げます．

特に興味深い本研究のテーマを与えてくださるとともに，大変御多忙の中，多くの御教示，熱心な御指導，御提案を賜りました保立和夫教授に深く御礼申し上げます．保立・何研究室ミーティングにおきまして，研究の方向性について何祖源准教授の熱心な御指導を賜りまして，誠に感謝致しております．保立・山下・何研究室セミナーの進捗状況報告などの際に大変有益な御助言を賜りました山下真司准教授に心より感謝いたします．また研究設備，実験器具等に関して御指導いただきました，岸真人先生に深く感謝いたします．

経理関係等におきまして，大変御世話になりました秘書の増原迪子様，町田薫様，若林紀江様，水野典子様には深く感謝いたします．

研究員の宋光容氏，博士課程の鄒衛文氏，その他研究室の諸先輩方には実験手法や実験原理などにおいて，幾度となく有益な御助言をいただき，大変お世話になりました．深く感謝申し上げます．

同期や後輩を含む研究室の皆様と，公私共に非常に楽しい研究室生活を送れたことは，何よりの幸運でありました．深く感謝いたします．

最後に学生生活を送るにあたり，並々ならぬ御支援を賜りました両親に深く感謝を申し上げます．