

波連特性を利用した光学的雑音低減方法の研究

**Optical noise reduction
based on wave train characteristics**

令和4年度

東京農工大学大学院 生物システム応用科学府

生物機能システム科学専攻

安東 秀夫

目次

第1章 序論	0 3
1. 1 本研究の背景と目的	0 4
1. 2 本論文の構成と内容	0 7
第2章 光学的雑音発生原因	0 9
2. 1 近赤外分光特性内に混入する雑音の種類と既存の低減化方法	1 0
2. 2 光が持つ2種類の可干渉性の概説	1 1
2. 3 空間的可干渉性に関する光学的雑音の発生原因	1 2
2. 4 時間的可干渉性に関する光学的雑音の発生原因	1 3
第3章 波連特性を利用した光学的雑音低減方法	1 4
3. 1 実証実験に使用した光学系構造	1 5
3. 2 光学特性変更素子の構造と機能	1 6
第4章 単一波連内での干渉現象の理論解析	1 7
4. 1 単一波連内での光学的干渉解析モデル	1 8
4. 2 単一波連内での光学的干渉現象に関する実証実験結果との比較	2 1
4. 3 単一波連が発生する仕組み	2 3
第5章 同一波連内干渉と時間的可干渉性の関係	2 4
5. 1 時間的可干渉性と波連との関係	2 5
5. 2 波連の端部近傍に関する実証実験結果	2 6
5. 3 理論的予測結果と実証実験結果間での差異に関する考察	2 7
第6章 分光特性に現れる光学的雑音の定式化	2 8
6. 1 分光特性に影響を及ぼす検出光内の位相差発生例（球面収差）	2 9
6. 2 分光特性に現れる光学的雑音の定式化モデル	3 1
6. 3 実証実験結果との比較	3 1
6. 4 光学的雑音量の波長依存性に関する考察	3 2
第7章 分光特性内光学的雑音の低減化メカニズム解析	3 4
7. 1 分割光（エレメント）間の強度加算モデル	3 5
7. 2 理論的解析結果と実証実験結果との比較	3 6
7. 3 光学的雑音低減メカニズムに関する考察	3 7
第8章 結論	3 8
8. 1 総括	3 9
8. 2 今後の展望	4 0
本論文に関連する研究業績	4 1
謝辞	4 2
参考文献	4 3

第 1 章

序論

本章では本研究の背景と目的を説明し、その後で本論文の構成と内容を概説する。

1. 1 本研究の背景と目的

本研究の最終目的は、『非接触／非侵襲で生体内活動を高精度かつ高分解能で計測できる新規手法の確立と、その新規手法を用いた生体内活動の研究』にある。ここで計測対象となる“生体”とは、培地内の単細胞や微生物から人体に至る広範囲な研究対象が視野に入る。特に本研究では“生きた状態での (in vivo な) 生体活動”の計測を目指すため、非接触かつ非侵襲の方法が必須となる。

また生きた生体の状態は時々刻々と変化するため、時間変化計測も必要となる。本研究で計測対象となる生体内活動とは最終的に、神経細胞の発火 (パルス幅 0.5 mS オーダー[1]) や単細胞内部での信号伝達メカニズム解析[2]まで視野に入れている。従って本研究では最終的に、0.1 mS レベルの時間分解能とミクロンオーダーの空間分解能を目指す。

高い空間分解能を達成する既存技術として共焦顕微鏡が知られている。しかしそれは走査光学系が必要なため、高い時間分解能も同時に達成するのは難しい。すなわち上記時間分解能と空間分解能を同時に達成できる計測方法は、未だ世界で現存しない。

本研究の最終目的の達成を目指した第一歩として、超高精度計測に必要な光学的雑音低減化技術を確立し、その低減化メカニズムを理論的に解析した。特に本論文では、理論解析内容と、その解析結果の信憑性を裏付ける実証実験結果との対比を中心に報告する。

なお本研究の最終目的達成に向けて逐次得られる今後の研究成果は適宜、独自の新製品の開発と普及を通じて社会貢献する。具体的には細胞培養モニタ、生体内組成分析等の分野での社会貢献が既に始まっている。今後はさらに発展させた非接触／非侵襲のバイタル情報収集など多義に亘る分野での社会貢献が見込まれる。

本論文で報告する『光学的雑音を低減させた光』として主に、波長が $0.9 \mu\text{m} \sim 1.8 \mu\text{m}$ の近赤外域でのパルス状光 (白色光) を扱う。本論文で報告する光学的雑音を低減させた研究成果は、上記波長域に限らず任意波長の電磁波に適用できる。しかし上述した本研究の最終目的から、現在は上記波長域光に注力している。この波長域光を研究対象にした経過を最初に説明する。

本研究の最終目的達成に必要な非接触かつ非侵襲で計測可能な計測媒体として、電磁気学的手法が多く用いられる。その中では、3次元イメージングに適したMRI (magnetic resonance imaging) が知られている。しかしMRIで核磁気共鳴させるには光照射ではなく、周波数 100 MHz (外部磁場 2.4 T 時のプロトンの歳差運動周波数) 前後の電磁波照射が必要となる[3]。そのためMRIの空間分解能は、mm オーダーと低い。

電磁波を使用した計測系の空間分解能は、その使用波長にほぼ比例する事が知られている。従って目標とする上記の空間分解能を達成するには、遠赤外光より波長の短い光が適している。

赤外分光技術は現在、有機物内の組成分析に多用されている。そして特に波長域 $2.5 \mu\text{m} \sim 25 \mu\text{m}$ の赤外光を利用すると、有機化学的に有用な情報が得られる[3]。

生体の細胞内では、ATP (Adenosine Triphosphate) の加水分解時に発生するエネルギーを活動源にする場合が多い[2]。そしてこの加水分解時に発生する吸収帯が、赤外分光を利用して観測できる[4]。

複数のアミノ酸がペプチド結合されて蛋白質を形成する[2]。そしてこのペプチド結合部から得られる吸収帯が、赤外分光法で検出できる[5]。また赤外分光を利用するとさらに、生体内での各種蛋白質の2次構造も解析できる[6]-[10]。

このように赤外分光は有機物内の組成や構造の解析には非常に有用な反面、生体内活動の計測には本質的問題点がある。それは水が赤外光を大きく吸収する[11]点にある。生体は多量に水分を含むため、(その水分に吸収されて)赤外光が生体内を透過できない。

上記赤外光の弱点を補う他の方法として、ラマン分光の技術を使う方法が知られている。このラマン分光法では水で吸収されない波長光(主に可視光)を試料に照射し、試料の蛍光特性等を利用して組成分析する。その生体解析例としてラマンシフト(ラマン散乱光の微細な波長変化)を利用し、蜘蛛糸内の 3_1 ヘリックス構造や β ターン構造の判別例が報告されている[12]。

他にはラマン分光法を利用して、血液中の最終糖化産物(Advanced Glycation Endproducts AGEs)の量を測定する方法が知られている。具体的にはAGEsの一種であるMG-H1(N δ -(5-hydro-5-methyl-4-imidazolone-2-yl)-ornithine)の蛍光特性(経皮蛍光)を利用する[13]。ところでラマン分光と蛍光検出とは厳密には異なる技術を意味するが、ここでは便宜上蛍光検出も広義のラマン分光に含めて説明する。

生体内には蛍光特性を有する有機物が多数含まれている。そのためラマン分光計測時に、それらが自家蛍光してノイズ成分として現れる。さらに照射光量に対する計測対象物の蛍光効率が低いため、微細な検出光しか得られない。また検出光量増加を目指して照射光量を上げると、計測対象物が損傷する。従ってラマン分光計測では高いS/N比を得る事が難しく、計測精度に原理的な限界がある。

また周知のように可視光は生体の表皮で散乱されるため、生体内部には入り込めない。光散乱の一例としてレーリー散乱(Rayleigh Scattering)では、散乱断面積は波長の4乗に反比例する[14]。従って生体の表面での散乱が比較的少なく生体内部に侵入可能な光として、可視光より近赤外光の方が望ましい。そして近赤外光は赤外光より水の吸収を受け辛いので、“生命の窓”と呼ばれている。

本論文では、波長域 $0.8 \mu\text{m} \sim 2.5 \mu\text{m}$ の光を近赤外光と呼ぶ[11]。Jöbsis が最初に、近赤外分光を用いた血液中酸素濃度の測定を提案した[15]。この技術はパルスオキシメーターへと発展し、コロナ禍での患者の病状悪化評価手段として大きく貢献している。また近赤外分光は、果実の糖度測定などにも応用されている。

近赤外光を用いた生体に関する上記以外の研究として、サンフラワーの種に含まれるリノール酸とオレイン酸に帰属する吸収帯の同定などの報告[16]がある。

この近赤外光では、水素原子を含む官能基内グループ振動の第1/第2倍音と結合音の状態が観察できる[11], [17]。具体的には上記グループ振動の第1/第2倍音と結合音に帰属する吸収帯波長とその吸収強度、およびその時間変化から、対応する官能基が予測できる。その結果として、生体内局所領域での組成分析や生体反応(生化学反応)の様子が分かる。

- この近赤外光の特徴として生体内部に深く入り込める代わりに、可視光と比較して
- ① 吸収帯内での吸収強度が非常に小さい(吸収断面積が小さいので、吸収強度が小さい)
 - ② 分光特性に現れる光学的雑音量が大きい事が理論的に説明できる
- … この現象に関しては、第6章内で図6-3を用いて詳細に説明する。
- ここでは、その理由の簡単な説明に止める。光学的雑音の原因となる光路途中で発生する位相ずれ量に対して、可視光は波長が短いので平均化されて目立たなかったが、近赤外光では波長が長いので平均化できず、光路途中で発生する位相ずれ量の影響が目立つ。

との大きな欠点がある。そのため近赤外分光の生体分析適合性は昔から認識されていたにも関わらず、上記の欠点が阻害して近赤外分光の生体応用が今まで余り進まなかった。

上述した応用例は既に存在するが現状では応用範囲が少なく、近赤外分光の潜在能力を十分に発揮し切れているとは言い難い。そのため近赤外分光技術は、“**Sleeping Giant**” と呼ばれている[11]。従って近赤外分光の潜在能力を十分に発揮するために、『近赤外分光特性に現れる光学的雑音の低減化』へ向けた技術的ブレークスルーが必須だった。

細胞内のイメージングなどに蛍光物質を利用する場合、レーザー光を利用して光励起させる場合が多い[12],[13]。このレーザー光は可干渉性が高いため、レーザー照射体からスペckルノイズが現れる現象が知られている。1960年代から1980年代を中心に世界中の研究者がスペckルノイズ低減方法に付いて研究され、その研究は現在も続いている。

Mckenchie [18] はスペckルノイズ低減化方法に関し、下記の方法を提案している。

A] 光源の時間的可干渉性を低減させ、

B] 光源の空間的可干渉性を低減させる。

ここで言う“可干渉性”とは便宜上、スペckルノイズなどの“光学的雑音が出易い光の特性”を表わすと本論文中では狭義的に定義する。従って光の特性に拠って、光学的雑音が出易い光（可干渉性の光）と、光学的雑音が出難い光（非可干渉性の光）、その中間の光（**partial coherent light**）に便宜上分類できる。しかし厳密に言うと、現存する全ての光が中間の光に属する。例えば太陽光などの白色光も光干渉する事が知られている[19, 20]。なお上記の時間的可干渉性と空間的可干渉性に関しては、第2章で詳細説明する。

上記の説明内容が示すように、光学的雑音低減化に向けた従来の研究方向は『光源の時間的／空間的可干渉性の低減化』に主眼が置かれていた。しかし Zernike の理論[43]に従うと、空間的可干渉性を低減させると、光の光量（利用効率）が大幅に低下する問題が発生する。同様に安東らの理論[45]からも、時間的可干渉性を低減させた場合には、光の光量（利用効率）が大幅に低下する問題が確認されている。そのため光の光量（利用効率）を低下させずに効率的に光学的雑音を低減させる研究例は、ほとんど見当たらない。

最近では空間的可干渉性に基づくスペckルノイズを効果的に低減させる方法として、拡散板を使う方法が知られている[21]-[27]。例えば2枚の拡散板間の相対的位置を時系列的に変化させ、瞬時的にはスペckルノイズが含まれる検出画像を時間積分して、見かけ上スペckルノイズを低減させる市販製品が知られている。しかしこの方法では時間積分が必須なため、時間変化計測を目指す本研究の目的には適さない。

一方で時間的可干渉性を低下させる方法として、レーザーパルス光を進行方向にずらしてパルス波形を変化させる方法が報告されている[28]-[34]。しかしこれらの方法では、連続放射光に対する光学的雑音の低減は難しい。

すなわち既存のスペckルノイズ低減方法はいずれも、本研究の最終目的に適した光学的雑音低減を達成できない。

本研究を進める過程で、光学的干渉に起因する近赤外分光特性上の雑音が見られる現象を発見した。検出光の干渉性に依存して分光特性が変化する報告は既に多数有るが[35]-[41]、分光特性に現れる光学的雑音の報告は見掛けなかった。従って光学的干渉に起因する近赤外分光特性上の雑音は、新規な発見と考えられる。そのためその分光特性上の光学的雑音に対する低減方法の提案は、本研究が初めての可能性が高い。

光の可干渉性に関する理論については、Zernike や Mandel 、Wolf らから、多くの報告[42]-[44]が出ている。しかしこれらはいずれも空間的可干渉性に対応した理論を出発点としている。一方で本論文が扱う連続光の時間的可干渉性に対応した基本理論としては、後述する波連 (Wave Train) に関する初期的なモデル[14]が存在するのみだった。すなわち連続光の時間的可干渉性に対応した基本理論展開 (詳細な理論的検討) は、現在に至るまで余り進んで無い。さらに分光特性上に現れる光学的雑音に関する理論解析の報告は、探した範囲では見付からなかった。

1. 2 本論文の構成と内容

本研究の成果として、光の光量 (利用効率) を低下させずに光学的雑音を低減化させると共に、光学系全体の小形化と簡素化を可能にする方法を新規に見出した[46]-[48]。

本論文では上記の方法を理論的に解析し、光学的雑音の低減メカニズムを解明する。特に本論文では、その解析結果の信憑性を裏付ける実証実験結果との対比を中心に報告する。前節で説明したように、分光特性上に現れる光学的雑音に関して先行する理論的解析報告が見当たらなかった。そのため本論文内で展開する理論的解析モデルの正当性を、過去の先行論文との対比で検証するのが難しい。

それに代わって理論的解析モデルの正当性を検証するため本論文では、

- ◎ 分光特性上の基本特性解析から出発し、順次新規な解析モデルを付加して理論解析する
- ◎ 解析モデル拡張毎の理論解析結果と検証用実験結果を比較して理論検証を繰り返すとの手法を採用する。

具体的には 図 1-1 に示すように、最初に単一波連内での干渉現象に関する基礎的な理論解析を行う。そしてその理論解析結果と実証実験を比較し、基本的な理論解析モデルの正しさを確認する。次に正しさが実証された基本的理論解析モデルの上に、分光特性内に現れる光学的雑音の解析モデルを追加する。この解析結果得られた知見と実際の実証実験結果を比較して、光学的雑音に関する解析モデルの確からしさを確認する。

最後に、ここで得られた光学雑音生成モデルに分割光 (エレメント) 毎の強度加算モデルを追加して理論解析する。そして最終的に得られた理論解析結果から、光学的雑音低減化のメカニズムが、『分割光 (エレメント) 毎に発生する光学的雑音の平均化』に帰着する事が明確になる。さらに対応する実証実験結果が、最終的な理論解析結果から得られた知見と合致する事を示す。

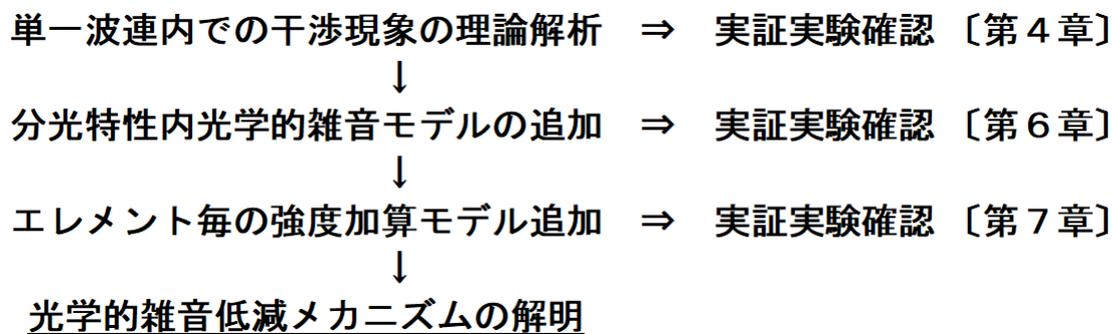


図 1-1 本論文内で展開する理論解析モデルの拡張手順説明図。

本論文は、本章を含む8章から構成されている。

第2章では本研究で光学的雑音の低減化に注力した理由を説明する。そのため近赤外分光特性内に混入する雑音の種類を概説し、光学的雑音低減化の重要性を説明する。次に光学的雑音の発生と関係が深い光の空間的可干渉性と時間的可干渉性に付いて概説する。そして空間的可干渉性と時間的干渉性にそれぞれ関係する光学的雑音の発生原因を説明する。

第3章では理論解析結果に対する実証実験に利用した光学系を説明する。始めに実験光学系の構造を説明する。次にその光学系内に配置された光学特性変更素子の構造と機能を説明する。この新規に立案した光学特性変更素子を実験光路途中に配置する事で、分光特性内に現れる光学的雑音の低減化が可能となる。

第4章では単一波連内での干渉現象の理論解析を行う。初めに単一波連内での光学的干渉解析モデルの提示を行い、その提示モデルに沿った理論式展開を行う。第3章で説明した実証実験用光学系を用いて実証実験を行い、上記で得られた理論解析結果と照合する。この照合した結果として上記の理論解析モデルに対する正当性を確かめた上で、単一波連が発生する仕組みの解説を行う。

第5章では、前章の理論解析で数式的に明確化された時間的可干渉性と波連との関係を解説する。そして理論的に予測された波連の端部周辺の特性を実験で実証すると共に、新たに発見した理論解析結果と実証実験結果間の差異点に関して考察する。

第6章では始めに、分光特性に現れる光学的雑音の発生原因を考える。具体的一例として、集光レンズに球面収差が発生した場合に雑音生成光が生じる様子を説明する。そしてその雑音生成光が分光特性検出光との間に位相差が生じた時、波長依存性を持った光学的雑音が生まれる。次にそのモデルを定式化し、実証実験結果との比較を行う。最後に実証実験で得られた結果に対する直観的な考察を行う。

第7章では、光学特性変更素子内の異なる領域内を個々に通過したエレメント間の強度加算に関する定式化を行う。そして強度加算の結果得られた理論的予測内容と、実証実験結果を比較する。それを通じて、光学的雑音低減化のメカニズムを理論的に解明する。

第8章では、本論文で新たに生まれた知見のまとめと共に、今後の展望を説明する。今後の研究方向として、引き続き西館先生に御指導を賜りながら生物システム応用科学府に沿った生体計測の方向を目指したい。

第 2 章

光学的雑音発生原因

本章では始めに、本研究で光学的雑音の低減化に注力した理由を説明する。そのため近赤外分光特性内に混入する雑音の種類を概説し、光学的雑音低減化の重要性を説明する。

次に光学的雑音の発生と関係が深い光の空間的可干渉性と時間的可干渉性に付いて概説する。そして空間的可干渉性と時間的干渉性にそれぞれ関係する光学的雑音の発生原因を説明する。

2. 1 近赤外分光特性内に混入する雑音の種類と既存の低減化方法

近赤外分光を利用して生体内活動を計測する場合、生体内から得られる信号には多種類の雑音成分が含まれる。この雑音成分毎の既存の対策方法を表2-1にまとめた。表2-1で言う分光特性とは、計測用に照射した近赤外光に対する光透過率や光反射率または光吸収率の波長依存特性を総称して示す。

検出信号量が微弱な場合、ショットノイズなどの電氣的雑音の影響を受ける。しかし現在では例えば Lock-in 増幅回路などの電氣的雑音低減化回路の採用などで、電氣的雑音は大幅に低減化できる。

生体内成分のかなりの割合が水分で占められる。そのため生体内から得られる近赤外分光特性は、水分の吸光度特性内に隠れてしまう。この対策例として減算処理を用いたデータ処理で、生体内から得られる近赤外分光特性から水分の吸光度特性を除去できる。この対策例を実行する場合は、純水単独の吸光度特性を予め入手しておく必要が有る。

生体表面や生体内部の形状や構造の違いで、得られる近赤外分光特性内のベースライン（例えば吸光度特性での下側包絡線）特性が変化する。計測対象とする生体表面や内部の形状や構造が予め分かっていたら、データ処理に拠りベースラインの特性補正も可能となる。

光学的干渉現象に由来する光学的雑音とは、生体表面や生体内部、あるいは計測光学系の光路途中で発生する光学的干渉現象で発生する雑音成分を示す。計測途中の機械的振動や熱膨張などで近赤外波長オーダー（サブミクロン）の微小な位置が時間と共に変化すると、雑音特性が時々刻々変化する。既に 1. 1 節で説明したように、近赤外分光で得られる吸収帯の変化量が非常に小さい。そのためこれらの吸収帯の情報が、光学的雑音内に埋もれてしまう。特に光学的雑音を低減する有効な既存対策が無かった所に、大きな問題が有る。

上記説明のように生体計測時の分光特性内に混入する各種雑音成分の中で唯一、光学的雑音を低減できる有効な既存手段が無かった。そのため本研究では最初に、光学的雑音低減化に注力した。

表2-1 生体計測時の分光特性内に混入する雑音成分毎の対策方法に関する説明。
（分光特性：近赤外光に対する透過率／光反射率／光吸収率の波長依存特性）

雑音発生原因	雑音低減化への対策方法
電氣的雑音	電氣的雑音低減化回路の採用 （Lock-in 増幅回路など）
生体内含有水分の吸光度特性の影響	データ処理（水分の除去処理）
試料形状や構造に基づく雑音特性 （ベースライン特性への影響など）	データ処理（ベースライン補正など）
光学的雑音（光学的干渉現象由来）	既存では有効な対策無し

注1] 官能基内グループ振動に帰属する吸収帯が、光学的雑音に埋もれる

注2] 分光特性内に混入する光学的雑音を低減できる既存方法が無い

表 2-2 空間的可干渉性と時間的可干渉性との間の特性比較。

干渉性の名称	空間的可干渉性	時間的可干渉性
干渉原因	空間配置に拠る位相差	時間的ずれに拠る位相差
雑音発生場所	異なる光路間で発生	同一光路内でも発生
雑音発生現象	スペckルノイズ	分光特性内雑音
波長との関係	同一波長光内で発生	異なる波長光間でも発生
発生光の特徴	レーザ光	白色光／検出器依存
光の共通的特徴	(僅かながら)異なる波長の光が混ざり込む	
干渉の共通特徴	位相差の再現性 ⇒ 位相差変化 = 非干渉	

2. 2 光が持つ2種類の可干渉性の概説

1. 1節 で空間的可干渉性と時間的可干渉性に付いて、軽く触れた。表 2-2 は、両者の違いと共通点を一覧表にまとめた結果を示す。

“ 光の干渉現象 ” とは基本的に 2 個以上の光波が “ 振幅加算 ” された時に発生する。電磁気学的には、同一時刻で同一場所に局在した電場ベクトル間の内積を二乗した結果として現れる。説明簡素化のため、2 波 (2 個の光波) 間の相互作用に限定して説明する。2 波間の位相が常に一致する場合には、“ 振幅加算 ” した時に最大強度の光量 (振幅加算した結果の二乗値) が得られる。一方で 2 波間の位相のずれ量に応じて、“ 振幅加算 ” 時の光量が変化する。この位相変化量に応じた光量変化が、“ 干渉縞 ” として現れる。

つまり “ 光の干渉現象 ” は、2 波間の位相差が大きな要因となる。ここでこの位相差が “ 空間配置 ” で決まる光学システム (光学配置) の中で発生する光を『空間的可干渉性を持つ光』と呼ぶ。従ってこの場合には、2 波が空間的に異なる光路を通過する。それに対して、この位相差が “ 時間的ずれ ” に拠って決まる光学システム (光学配置) の中で発生する光を『時間的可干渉性を持つ光』と呼ぶ[14]。従って 2 波が空間的に同一光路を通過する場合でも、時間的可干渉性は発生する。

2 波間の位相差の時間経過依存性が、光の干渉現象では次に重要な要因となる。2 波間の位相差が時間経過に拠らず常に一定の場合には、干渉縞が安定する。逆に時間経過と共に 2 波間の位相差が常時変化する場合には、瞬時に現れる干渉縞の見え方が時間経過と共に常に変化し続ける。それを時間平均すると、瞬時の干渉縞パターン間で相殺作用が働く。その結果として時間平均化後には、干渉縞パターンは消失する。このように干渉縞内の濃淡変化量 (Visibility) が、可干渉性の度合い (Degree of Coherence) に対応する。

このように位相差が常時変化する 2 波の合成光には、干渉縞パターンは現れない。しかしこの合成光内には合成前の 2 波個々の光量が合算されている。従って光学分野では、この合成光を “ 強度加算値 ” として定式化される。この定式化手法が、図 1-1 内の “ エレメント毎の強度加算 ” に利用される。

空間的可干渉性に関係して現れる光学的雑音は、同一波長光内で発生する。特にレーザー光などの単一波長光内で発生する光学的雑音は、スペckルノイズとして良く知られている。

一方で時間的可干渉性に関係して現れる光学的雑音は、異なる波長光間でも発生する。例えば白色光内は、異なる波長光が多く含まれる。この白色光を分光し、分光後の個々の光を複数の光検出セルで個別計測する場合を考える。

わずかに異なった複数の波長光が同時に1個の光検出セルに照射されるため、時間的可干渉性に関係した光学雑音が検出される。この光学的雑音は波長変化方向で変化するため、分光特性内に雑音成分として現れる。この光学的雑音の特性は第4章で詳細に説明するように、光検出器の波長分解能に依存する特徴が有る。

次に両方の光学的干渉ノイズに共通する特徴を説明する。レーザー光は単一波長光と思われている。しかし半導体レーザー光では、2 nm程度の波長幅を持つ場合が多い。そしてこの波長幅内での異なる波長光の混在が、光の可干渉性の特性に大きく影響する。そしてこの共通の特徴を巧く利用すると、空間的可干渉性と時間的可干渉性に基づく両方の光学的雑音を大きく低減できる。

2. 3 空間的可干渉性に関する光学的雑音の発生原因

図2-1は、スペckルノイズとして知られる空間的可干渉性に関する光学的雑音の発生原因を説明している。スペckルノイズは、反射光と透過光のどちらでも発生する。説明の便宜上、図2-1では光透過物体を透過した光の場合を例示している。

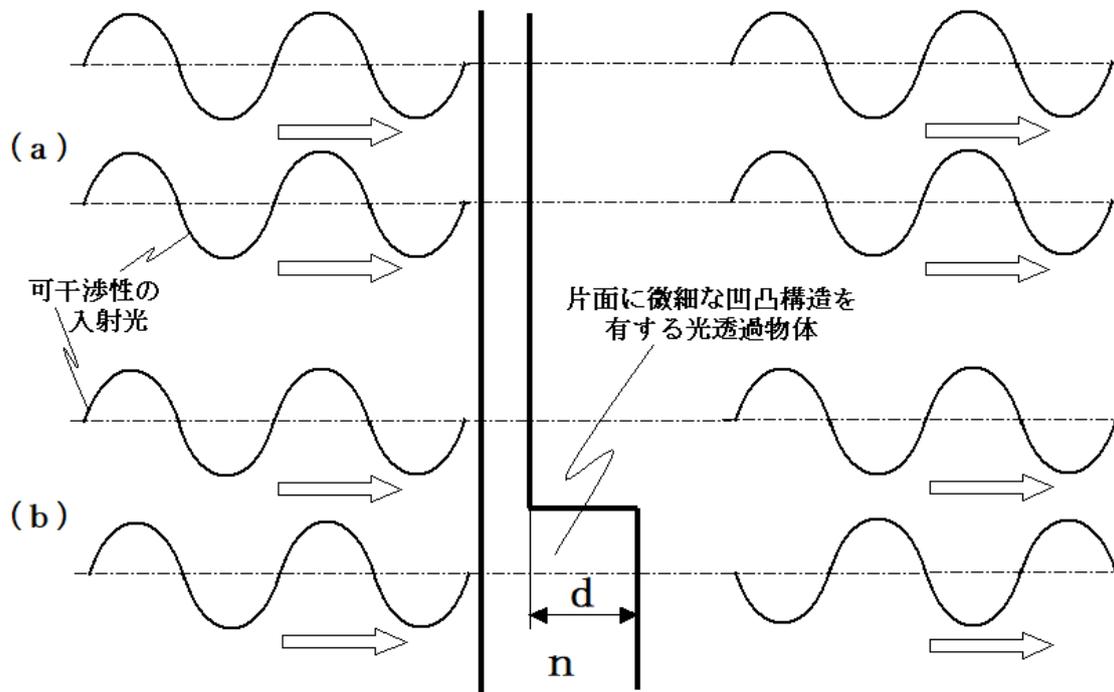


図2-1 空間的可干渉性に関する光学的雑音の発生原因説明図。

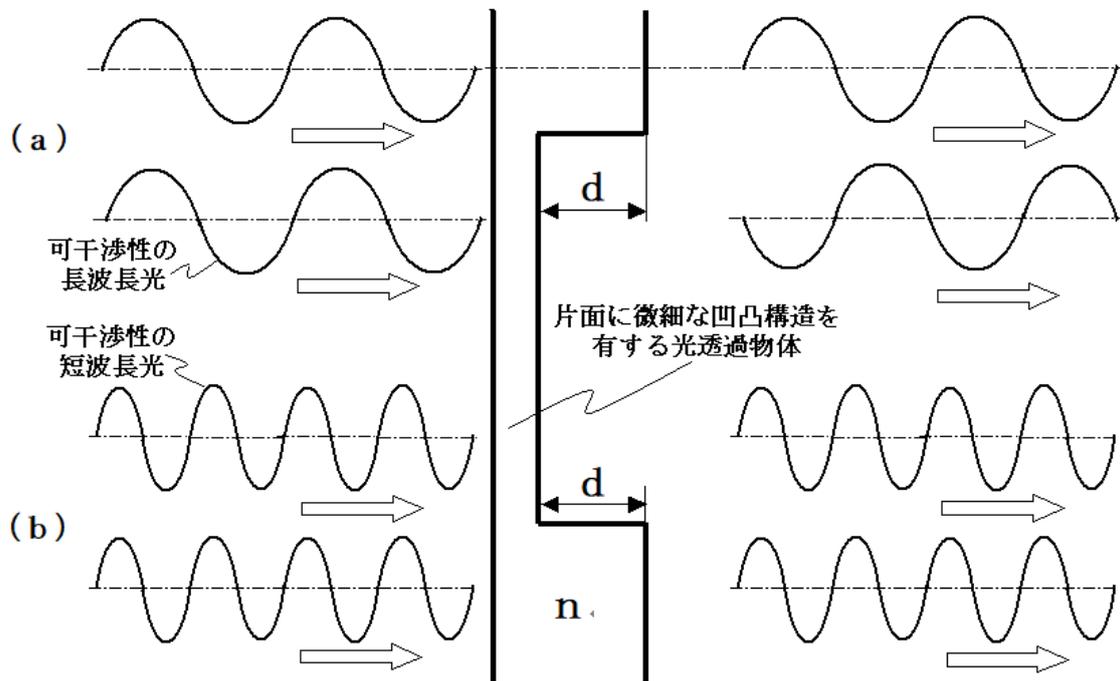


図 2-2 分光特性データ内に現れる光学的雑音の発生原因説明図。

図 2-1 (a) のように光透過物体の表面が光学的に平坦の場合には、透過光量の損失は無い。一方で 図 2-1 (b) のように光透過物体の片側表面に微細な段差が生じると、上下の透過光で位相差が発生する。この位相差量に応じて、透過光量への相殺効果が発生する。そして上下の透過光間で位相が反転する最悪の場合には、上下の透過光量が大幅に減少する。図 2-1 (a) と (b) を比較して分かるように均一光量を入射させても、光透過物体内の透過場所に拠って直進光の光量に変化する。この光量変動が、スペックルノイズとして現れる。

2. 4 時間的可干渉性に関する光学的雑音の発生原因

空間的可干渉性に関係したスペックルノイズは、従来から良く知られている。しかし著者の知る限り、分光特性データ内に現れる時間的可干渉性に関係した光学的雑音が記述された過去の文献は見付からなかった。本研究の過程で初めて、この現象を発見した。従って下記に説明する分光特性データ内に現れる光学的雑音の発生原因は従来の報告例では見当たらず、著者の物理現象解釈でしか無い。

図 2-2 は、分光特性に及ぼす光学的雑音の発生原因を説明している。図 2-1 (b) と同様に、光透過物体の片側表面に微細な段差 d が生じる場合を想定する。同じ段差量 d に対して、透過する光の波長に拠って受ける影響が異なる。例えば 図 2-2 (a) のように長波長の透過光では上下で位相が反転する場合、上下の透過光間で相殺効果が生じて直進光量が大幅に低下する。一方で 図 2-2 (b) のように短波長の透過光では位相が上下で一致する場合、上下の透過光間で相乗効果が生じて直進光量は低下しない。このように透過光の波長の違いで発生する直進光量変化が、分光特性データ内に現れる光学的雑音となる。

スペックルノイズと比べて、分光特性データ内に現れる光学的雑音は余り良く知られて無い。従って本論文では、分光特性データ内に現れる光学的雑音に的を絞って説明する。

第 3 章

波連特性を利用した光学的雑音低減方法

ハロゲンランプHL内で発光するフィラメントは、 $2\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ のサイズを持つ。従ってフィラメント内の最外側からの放射光は、2枚のレンズL1とL2で構成される結像光学系内で軸外収差（コマ収差）を発生する。このコマ収差の影響を除去するため、ハロゲンランプHL直後に直径 3 mm のアパーチャA3を配置した。

なおレンズL2の直後には、脱着可能な形で拡散板RD1を配置可能とした。

試料設置部内では、焦点距離 50 mm のレンズL3がバンドルファイバBFから出射した光を平行光に変換する。そして平行光束が、試料TSに入射する。ここで試料の直前に直径 10 mm のアパーチャA10を配置し、得られる分光特性データの精度と再現性を向上させた。さらにこの試料の直前には、脱着可能な形で拡散板RD2を配置可能とした。

図3-1(a)が示すように本実証実験では、試料の透過光を利用して分光特性データを取得する。焦点距離 250 mm のレンズL4が、この試料の透過光を単芯ファイバSFの入射面（コア径 $600\text{ }\mu\text{ m}$ ）に集光させる。

分光器SMには、近赤外分光器（浜ホト製C11482GA）を使用した。

3.2 光学特性変更素子の構造と機能

光学特性変更素子の構造を、図3-1(b)に示す。厚さ 2 mm と 3 mm の半円ガラスを 90 度回転させた形で貼り合わせて1ペアを形成する。次に各ペア間を 45 度回転させて接着すると、角度方向に8分割された光学特性変更素子が完成する。ここで8分割された各領域のガラス厚みは互いに、 1 mm 以上異なっている。

光学特性変更素子内左下のA領域では、光学特性変更素子（ガラス）の厚みは 0 mm となっている。従ってこのA領域を通過する光は、光学特性変更素子内のガラスが存在しない領域を素通りした事になる。このA領域を出発点として時計回り方向にB領域、C領域、…と進むと、ガラス厚みは順次 2 mm 、 4 mm 、 7 mm 、 10 mm 、 8 mm 、 6 mm 、 3 mm と変化する。

この光学特性変更素子（ガラス）の材質にはBK7を使用し、光が入射／出射する界面（表裏面）には反射防止コードを形成した。

光はガラス内を通過する時、通過速度が遅くなる特性が有る。従って同一の機械的距離を光が通過する時、真空中とガラス内では光学的な距離（光路長）が変化する。そのためA領域からH領域に至るどの領域内を通過したかで、光学特性変更素子通過後の光の光路長が異なる。本論文では各領域を通過した個々の光を“エレメント”と呼ぶ。すなわち異なるエレメント間では互いに、光学特性変更素子通過後の光学的距離（光路長）が異なる特性を持つ。

図3-1(a)のレンズL2の作用で、光学特性変更素子通過後の全てのエレメントがバンドルファイバBF内で合成される。特定の長さより大きな光路長差を有した互いに異なるエレメント間が合成される事で、分光特性データ内に現れる光学的雑音を低減できる。この光学的雑音の低減化メカニズムについては、第7章で理論的に詳細説明する。

図3-1(a)のマスクプレートMPのパターンを変化させると、光学特性変更素子の8領域の中でマスクプレートMPを通過する光の領域数を制御できる。例えばA領域を通過したエレメントのみを通過させるパターンをマスクプレートMPに持たせた場合、『光学特性変更素子を通過しない従来光』として試料TSを透過させる事ができる。

同様にA領域を通過したエレメントとB領域を通過したエレメントのみを通過させるパターンをマスクプレートMPに持たせた場合、バンドルファイバBF内で両方のエレメントが合成される。そしてA領域を通過したエレメントとB領域を通過したエレメントの合成光が試料TSに照射される。

第4章

単一波連内での干渉現象の理論解析

本章では、単一波連内での干渉現象に関する理論解析を行う。初めに単一波連内での光学的干渉解析モデルの提示を行い、その提示モデルに沿った理論式展開を行う。

そして第3章で説明した実証実験用光学系を用いて実証実験を行い、上記で得られた理論解析結果と照合する。この照合した結果として上記提示モデルの正当性が確かめられた上で、単一波連が発生する仕組みを解説する。

4.1 単一波連内での光学的干渉解析モデル

単一波連内での光学的干渉に関する解析モデルを、図4-1に示す。この解析モデルは、実証実験に使用した光学系(図3-1(a))内に設置された試料設置部の一部を抜粋している。すなわち試料設置部内の試料TSの位置に、屈折率が“ n ”で、機械的厚みが“ $d = d_0 + \delta d$ ”の透明板/シートを配置する。そして焦点距離“ F ”を持つ瞳半径“ a ”のレンズL4が、この透明板/シートの通過光を単芯ファイバSFの入口面上に集光させる。この単芯ファイバSFの入口面上のコア領域内が、図4-1の“P点”に相当する。

図4-1が示すように振幅“1”の平行な入射光が空気中から透明板/シート内に入る時の振幅透過率を“ T_1 ”で表し、透明板/シート内から空気中に出る時の振幅透過率を、“ T_n ”で表す。そして透明板/シート内部での振幅反射率を“ R ”で表わすと、

$$T_1 = \frac{2}{n+1}; \quad (1)$$

$$T_n = \frac{2n}{n+1}; \quad (2)$$

$$R^2 = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}. \quad (3)$$

の関係が有る[14]。

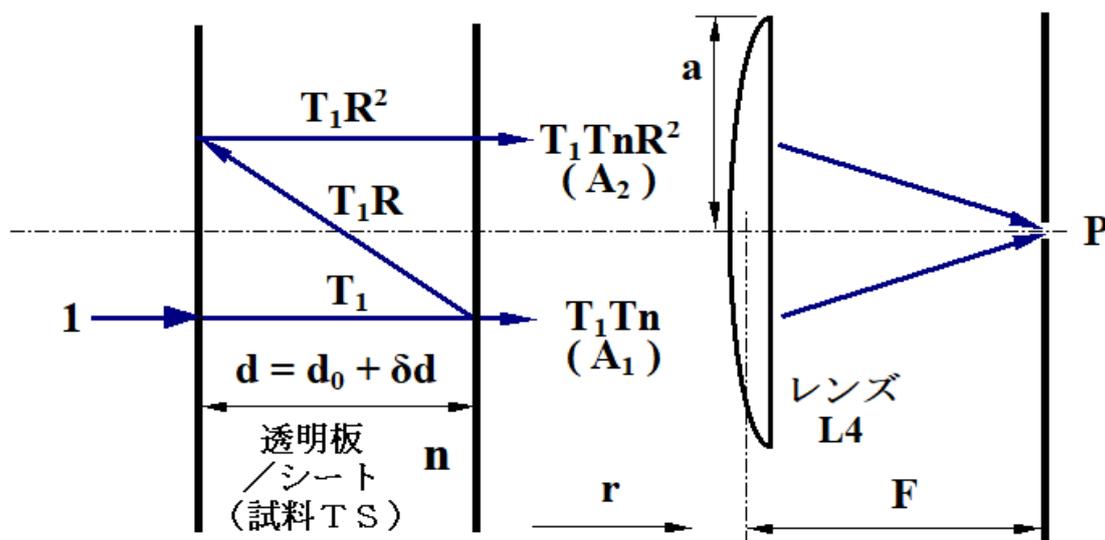


図4-1 単一波連内での干渉現象の理論解析モデル説明図。

従って透明板/シート内を直進後の光の振幅“ A_1 ”と、透明板/シート内を2回反射後に透明板/シートから出た光の振幅“ A_2 ”は、(1)式～(3)式から

$$A_1 = T_1 T n = \frac{4n}{(n+1)^2} = 1 - R^2; \quad (4)$$

$$A_2 = T_1 T n R^2 = \frac{4n(n-1)^2}{(n+1)^4}. \quad (5)$$

となる。そして透明板/シート内での直進光と2回反射後の光の光路長差は、

$$\{(2j+1)n-1\}d = \{(2j+1)n-1\}(d_0 + \delta d). \quad (6)$$

で与えられる。ここで(6)式内に“ $j=0$ ”を代入した時の値が、空気中の直進光と透明板/シート内の直進光との間の光路長差を表わす。また“ $j=1$ ”を代入した時の値は、空気中の直進光と透明板/シート内で2回反射した後の光との間の光路長差を表わす。いずれの光も透明板/シートを経た後は、“ r 軸”に平行な方向に進む。従ってこの光路長差は光速を表わす定数“ c ”を介して、下記の式で記述される到達時刻の遅延(同一位相の光が空間的に同一位置に到達するまでの時間的遅れ)に対応する。

$$\tau_j = \tau_{0j} + \delta\tau_j = \{(2j+1)n-1\}(d_0 + \delta d)/c = \{(2j+1)n-1\}d/c. \quad (7)$$

ハロゲンランプHL(図3-1(a))が放射する白色光は、多くの波長光を含む。そして分光器SM内では白色光を異なる波長光毎に分光し、分光器内の各検出セルが波長毎の光量を個別検出する。分光器SM内の1個の検出セルが検出できる波長範囲を“ $\Delta\lambda$ ”で表わすと、1個の検出セルは“ $\lambda_0 - \Delta\lambda/2$ ”から“ $\lambda_0 + \Delta\lambda/2$ ”の範囲に含まれる波長光を検出する。ここで“ λ_0 ”は、該当する検出セルが検出する中心波長を示す。

上記の1個の検出セルが検出できる光の振動数範囲を“ $\Delta\nu$ ”で表わすと、

$$c = \lambda_0 \nu_0 = (\lambda_0 + \Delta\lambda/2)(\nu_0 - \Delta\nu/2) \approx \lambda_0 \nu_0 + \nu_0 \Delta\lambda/2 - \lambda_0 \Delta\nu/2. \quad (8)$$

の関係が成立する。従って(8)式から下記の関係式が導かれる。

$$\Delta\nu = (\Delta\lambda/\lambda_0)\nu_0. \quad (9)$$

可干渉距離(コヒーレンス長)に関し、

$$\Delta L_0 = \lambda_0^2 / \Delta\lambda. \quad (10)$$

の関係式が知られている[14]。従って(9)式を(10)式に代入すると、下記の関係式が導かれる。

$$\Delta\nu = c / \Delta L_0 \quad (11)$$

また波数“ k ”と中心波長および中心振動数との間には、下記の関係が知られている。

$$k = 2\pi/\lambda_0 = 2\pi\nu_0/c. \quad (12)$$

図4-1におけるレンズL4の後ろ側焦点面上の位置“ Q ”での複素振幅分布特性は、Huygens-Fresnelの原理[14]から下記の式で与えられる。

$$U(Q) = -\frac{iB e^{-ikF}}{\lambda_0 F} \iint_S \frac{1}{s} \sum_{j=0}^1 A_j e^{ik(s+c\tau_j)} dS. \quad (13)$$

ここで“ B ”は、規格化定数を表わす。レンズL4の後ろ側焦点面上の位置“ Q ”が“ P 点”と一致する場合には、(13)式は、

$$U(Q) = -\frac{iB}{\lambda_0 F^2} \iint \sum_{j=0}^1 A_j \exp\{i 2\pi \nu_0 \tau_j\} dS. \quad (14)$$

と簡素化できる。さらに“ $\tau_0 = \tau_1 = A_1 = 0$ ”かつ“ $A_0 = 1$ ”の条件下では、(14)式は下記の関係式を満足する。

$$U_0 = -\frac{iB}{\lambda_0 F^2} \pi a^2. \quad (15)$$

試料TS自体の吸光度特性を得るには、に対する計測された分光特性の比を取る必要がある。ここでこの検出光学系自体の光学的伝達関数は(15)式で与えられるので、

$$\Phi_R(\nu_0) \equiv U(P)/U_0 = \frac{1}{\pi a^2} \iint \sum_{j=0}^1 A_j \exp\{i 2\pi \nu_0 \tau_j\} dS. \quad (16)$$

の演算処理を行う事で、検出光学系の光学的伝達関数特性の影響を受けずに吸光度特性が得られる。

(16)式内には、光の単一振動数“ ν_0 ”しか含まれない。しかし実際には分光器SM内の1個の検出セルが“ $\lambda_0 - \Delta\lambda/2$ ”から“ $\lambda_0 + \Delta\lambda/2$ ”の範囲に含まれる波長光を検出する。また透明板/シートの厚みが場所に拠って“ $d_0 - \Delta d/2$ ”から“ $d_0 + \Delta d/2$ ”まで変化する場合も考慮する。上記まで考慮して、(16)式を

$$\Psi_R(\nu_0) = \alpha \sum_{j=0}^1 A_j \int_{d_0 - \Delta d/2}^{d_0 + \Delta d/2} \int_{\nu_0 - \Delta\nu/2}^{\nu_0 + \Delta\nu/2} \exp\{-i 2\pi \nu (t - r/c - \tau_j)\} d\nu dd. \quad (17)$$

と変形する。“ α ”は、規格化定数を示す。また(17)式内の変数“ τ_j ”と透明板/シートの厚み“ d ”との間は、(7)式の関係がある。(17)式の内側積分結果は

$$\begin{aligned} \varphi_R(\nu_0) &\equiv \int_{\nu_0 - \Delta\nu/2}^{\nu_0 + \Delta\nu/2} \exp\{-i 2\pi \nu (t - r/c - \tau_j)\} d\nu \\ &= \Delta\nu \operatorname{sinc}\left\{\pi \Delta\nu (t - r/c - \tau_j)\right\} e^{-i 2\pi \nu_0 (t - r/c - \tau_j)}. \end{aligned} \quad (18)$$

となる。また(7)式において“ $\tau_{0j} \gg \delta\tau_j$ ”の条件下では、

$$\Delta\nu \times \delta\tau_j \approx 0. \quad (19)$$

と近似できる。従って(7)式と(19)式を(18)式に代入すると、

$$\varphi_R(\nu_0) \approx \Delta\nu \operatorname{sinc}\left\{\pi \Delta\nu (t - r/c - \tau_{0j})\right\} \exp\{-i 2\pi \nu_0 (t - r/c - \tau_j)\}. \quad (20)$$

が、導かれる。ここで(20)式と(11)式との関係から、下記の関係式を定義する。

$$S_j(\tau_{0j}, \Delta L_0, t) \equiv \operatorname{sinc}\left\{\pi (ct - r - c\tau_{0j}) / \Delta L_0\right\}, \quad (21)$$

when $|ct - r - c\tau_{0j}| \leq \Delta L_0$,

$$S_j(\tau_{0j}, \Delta L_0, t) \equiv 0 \quad \text{when } |ct - r - c\tau_{0j}| > \Delta L_0. \quad (22)$$

ここで(21)式と(22)式の条件を設定した理由を、5.3節で後述する。また4.3節で後述するように、関数“ S_j ”は1個の波連(wave train)の包絡線特性を表わす。

さらに(20)式～(22)式を(17)式に代入すると、

$$\Psi_R(\nu_0) = \alpha \Delta\nu \Delta d \sum_{j=0}^1 A_j D_j S_j \exp\{-i 2\pi \nu_0 (t - r/c - \tau_{0j})\}. \quad (23)$$

と簡素化された式に変形される。ここで(23)式内の“ D_j ”は、(7)式から

$$D_j(\Delta d, \lambda_0) \equiv \operatorname{sinc}\left\{\pi [(2j+1)n-1] \Delta d / \lambda_0\right\}. \quad (24)$$

の関係式を満足する。

第2章内で、光学的雑音は光の空間的可干渉性と時間的干渉性に関係すると説明した。(23)式内の関数“ D_j ”が光の空間的干渉性に関与し、関数“ S_j ”が光の時間的干渉性に関与する。

関数“ D_j ”には(24)式が示すように、空間的パラメータ“ Δd ”のみが変数として含まれる。また(17)式内で透明板/シートの厚み範囲内(“ $d_0 - \Delta d/2$ ”から“ $d_0 + \Delta d/2$ ”まで)で定積分した結果として、上記関数“ D_j ”が得られた。この厚み変化は、透明板/シート内の『異なる光路』を通過した時に発生する(表2-2内空間的可干渉性欄参照)。

それに比べて(21)式が示すように、関数“ S_j ”に初めて時間変数“ t ”と遅延時間“ τ_{0j} ”が含まれる。また(21)式では、『同一光路』通過光(表2-2内時間的可干渉性欄参照)に関しても可干渉距離“ ΔL_0 ”の値に応じて特性が変化する。

(23)式と(4)式、(5)式から、透明板/シートを通過した光の透過光量は

$$\begin{aligned} \langle I_R \rangle &= \langle \Psi_R(\nu_0) \cdot \Psi_R^*(\nu_0) \rangle \\ &= \left\{ \alpha \Delta \nu \Delta d (1 - R^2) \right\}^2 \left\langle D_0^2 S_0^2 + R^4 D_1^2 S_1^2 + 2R^2 D_0 S_0 D_1 S_1 \cos(4\pi n d_0 / \lambda_0) \right\rangle. \end{aligned} \quad (25)$$

で与えられる[14]。上記(25)式内の角括弧“ $\langle \rangle$ ”は時間平均を表わす。(25)式内の関数“ D_j ”は時間非依存の特性を持つので、(25)式右辺の時間平均は関数“ S_j ”に関してのみ時間平均を取れば良い。従って(21)式と(22)式の関係を利用して、(25)式の内部で

$$\langle S_j S_l \rangle \equiv (\alpha \Delta \nu \Delta d)^2 \int_{\tau_{0j} + r/c - \Delta L_0/c}^{\tau_{0j} + r/c + \Delta L_0/c} S_j(\tau_{0j}, \Delta L_0, t) S_l(\tau_{0l}, \Delta L_0, t) dt. \quad (26)$$

を定義する。ここで規格化定数“ α ”を最適化すると

$$\langle S_j S_j \rangle = 1. \quad (27)$$

となる。そして(26)式と(27)式を(25)式に代入する事で、最終的に下記の関係式が得られる。

$$\langle I_R \rangle = (1 - R^2)^2 \left\{ D_0^2 + R^4 D_1^2 + 2R^2 D_0 D_1 \langle S_0 S_1 \rangle \cos(4\pi n d_0 / \lambda_0) \right\}. \quad (28)$$

(28)式右辺の第3項は、測定波長“ λ_0 ”に依存して変化する分光特性に現れる干渉縞特性を示す。またこの干渉縞の大きさは、“ $D_0 D_1$ ”と“ $\langle S_0 S_1 \rangle$ ”の積の形で与えられる。(21)式と(24)式の導入直後に、関数“ D_j ”は光の空間的可干渉性に関係し、関数“ S_j ”は光の時間的可干渉性に関係する説明をした。従って光の空間的可干渉性と時間的可干渉性は互いに独立して干渉縞の大きさに影響する事を、(28)式は示している。

4.2 単一波連内での光学的干渉現象に関する実証実験結果との比較

図4-2は、単一波連内での光学的干渉現象に関する実証実験結果と理論解析結果間の比較結果を示す。試料TSとして、厚み11 μm 近傍の透明ポリエチレンシートを使用した。図4-2の横軸は測定波長“ λ_0 ”を表わし、縦軸は透明ポリエチレンシート透過光の光透過率を表わしている。図4-1で説明したように、この透明ポリエチレンシート内をそのまま通過する直進光と、透明ポリエチレンシート内表裏面で2回反射した光との間で光学的干渉が発生する。その結果として図4-2内に、測定波長方向に沿った干渉縞が現れる。

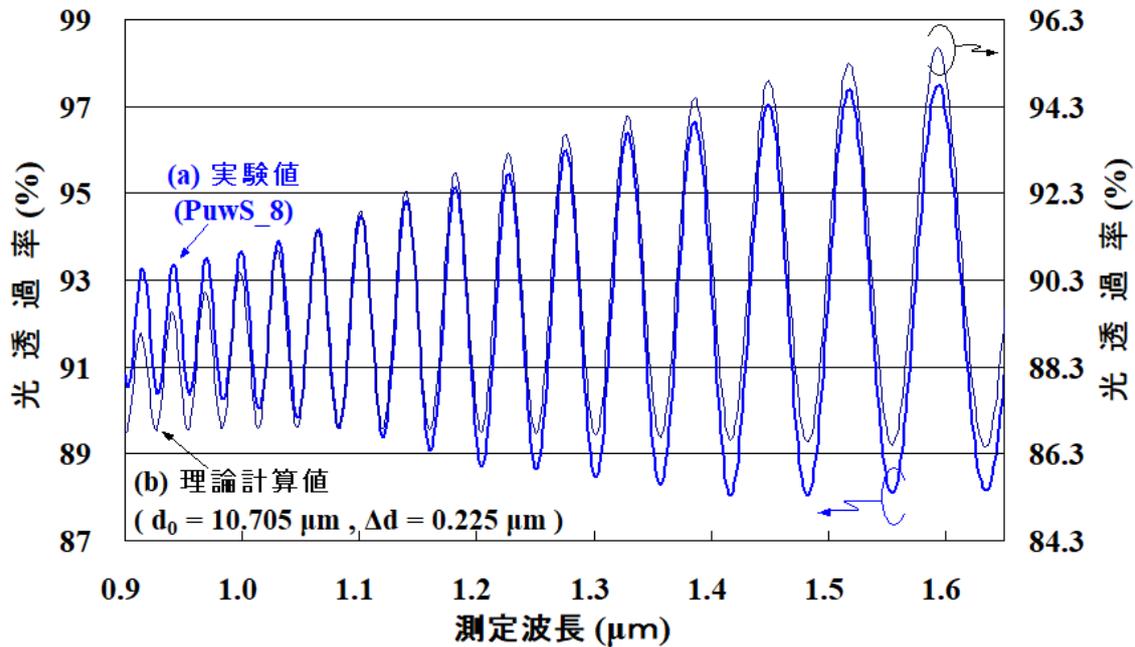


図 4-2 単一波連内での光学的干渉現象の実験結果と理論解析結果間の比較。

図 4-2 (b) の黒色曲線は、(3) 式 と (24) 式、(28) 式 を用いて計算した理論計算結果を示す。ポリエチレンシート of 厚みは $11 \mu\text{m}$ 近傍と非常に薄いので、(28) 式 内では (27) 式 の近似が成り立つ。(つまり 図 4-2 に示す実験条件では、時間的可干渉性の影響は出ない。)

理論計算では、ポリエチレンシートの厚み特性として、厚み平均値 “ d_0 ” を $10.705 \mu\text{m}$ 、厚み変化量 “ Δd ” を $0.225 \mu\text{m}$ と設定して実験結果との適合化を図った。なおポリエチレンシート内の屈折率特性 “ n ” として、波長分散も加味したポリエチレンの屈折率を調べて (3) 式 内に代入した。

(24) 式 から得られる理論的予測内容として、試料 TS として使用する透明板/シート内の厚み変化範囲 “ Δd ” が増加すると、短波長側で干渉縞振幅が大幅に減少する。従って 図 4-2 の短波長側で干渉縞振幅が減少するのは、試料 TS として使用したポリエチレンシートの局所的な厚み変化量が比較的大きいためと考えられる。

図 4-2 (a) の青色曲線は、実験値を示している。この実験時には、検出光路から 2 種類の拡散板 RD1、RD2 (図 3-1 参照) を外した。また干渉縞内への光学的雑音の混入を避けるため、従来光は利用せず、光学特性変更素子内の 8 領域を通過した 8 種類のエレメントの合成光 (Puws_8) を使用して実験した。

図 4-2 (a) の青色曲線が示す光透過率の実験値のスケールは、左側の縦軸で表示した。また 図 4-2 (b) の黒色曲線が示す光透過率の理論値のスケールは、右側の縦軸で表示した。両者で若干の値のずれが見られる。理論値として、調査して得られたポリエチレンの屈折率を (3) 式 に代入して算出したが、実証実験に使用したポリエチレンシートの実際の屈折率が若干異っていたと考えられる。

図 4-2 の (a) と (b) を比較すると、理論予測値が高い精度で実証実験結果と一致している。従って 4.1 節 で行った理論解析内容の信頼性が実証実験で確認できた。

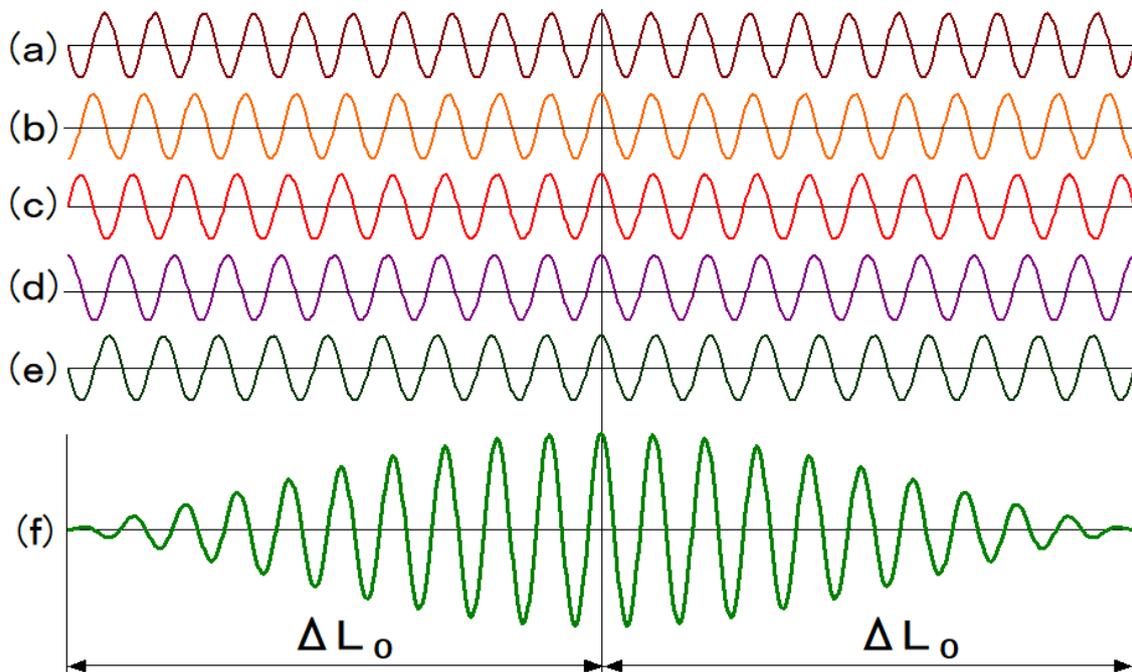


図 4-3 単一波連が生成される原理説明図。

4. 3 単一波連が発生する仕組み

4. 1 節 内の (21) 式 で記述される関数 “ S_j ” は、時間経過と共に空間中を “ r 軸 ” 方向に進行する 1 個の波連 (wave train) の包絡線特性を表わす。(21) 式 では、“ $t - r/c - \tau_{0j} = 0$ ” の所で関数 “ S_j ” が最大値を取る。そして時刻 “ t ” の増加に伴い、“ S_j ” が最大値を取る場所での “ r/c ” の値が増加する。

この 1 個の波連の包絡線特性式は (18) 式 が示すように、平面波の振動数を “ $\nu_0 - \Delta\nu/2$ ” から “ $\nu_0 + \Delta\nu/2$ ” まで積分して得られる。

図 4-3 は、単一の波連が生成される原理を示す。すなわち波長幅 “ $\Delta\lambda$ ” の範囲内に含まれる波長光が集まって波連が形成される。ここで 図 4-3 (c) は中心波長 “ λ_0 ” の光の進行を表わし、図 4-3 (a) と (e) は波長 “ $\lambda_0 - \Delta\lambda/2$ ” と “ $\lambda_0 + \Delta\lambda/2$ ” の光の進行を表わす。また図 4-3 (b) と (d) は、波長 “ $\lambda_0 - \Delta\lambda/4$ ” と “ $\lambda_0 + \Delta\lambda/4$ ” の光の進行を表わす。そして 図 4-3 (f) は、全ての波長光を振幅値で重ね合わせた結果を示す。

図 4-3 の中心位置で全ての光の位相が一致した場合には、図 4-3 (f) では中心位置で最大振幅値を取る。また 図 4-3 の中心位置から左右に移動するに従い、異なる波長光間で位相がずれ出す。そして 図 4-3 の左右端 (中心位置から可干渉距離 “ ΔL_0 ” 離れた場所) では、異なる波長光間での位相が完全にバラバラになる。その結果、左右の端部では、波連の包絡線振幅値が “ 0 ” となる。

第 5 章

同一波連内干渉と時間的可干渉性の関係

本章では、前章の理論解析で数式的に明確化された時間的干渉性と波連との関係を解説する。そして理論的に予測された波連の端部近傍での特性を実験で実証すると共に、新たに発見した理論解析結果と実証実験結果間の差異点に関して考察する。

5. 1 時間的干渉性と波連との関係

前章で導いた(28)式 右辺の第3項で示される干渉縞の振幅は、(26)式 で記述される時間平均値“ $\langle S_0 S_1 \rangle$ ”に比例して変化する。この干渉縞振幅を光の直流成分((28)式 右辺の第1項と第2項の合算値)の2倍で割って得られる **Visibility** は、光の干渉性の度合い (**degree of coherence**) に対応する[14]。従って光の時間的干渉性は、“ $\langle S_0 S_1 \rangle$ ”の計算結果に対応する。

透明板/シート内を直進する波連の包絡線特性“ S_0 ”と透明板/シート内2回反射後の波連の包絡線特性“ S_1 ”との積で算出される(26)式の物理的意味を、図5-1を用いて下記に解説する。

図5-1では、透明板/シート内を直進する波連の包絡線特性“ S_0 ”の位置を基準位置に固定した。ここで関数“ S_0 ”のプロファイルは、(21)式で与えられる。片や2回反射後の波連の包絡線特性を表わす関数“ S_1 ”に関しては、中心波長“ λ_0 ”を $0.9\mu\text{m}$ から $1.7\mu\text{m}$ まで変化させた時の相対位置変化として記載した。

図5-1の横軸は(10)式で表わされる可干渉距離“ ΔL_0 ”を基準単位で表わしている。透明板/シートの表裏面間の機械的平均厚み“ d_0 ”は固定値なため、透明板/シート内を直進する波連“ S_0 ”の中心位置と2回反射後の波連“ S_1 ”の中心位置間の機械的間隔は一定に保たれる。ここでこの機械的一定距離を、可干渉距離“ ΔL_0 ”の基準単位で換算した場合を考える。

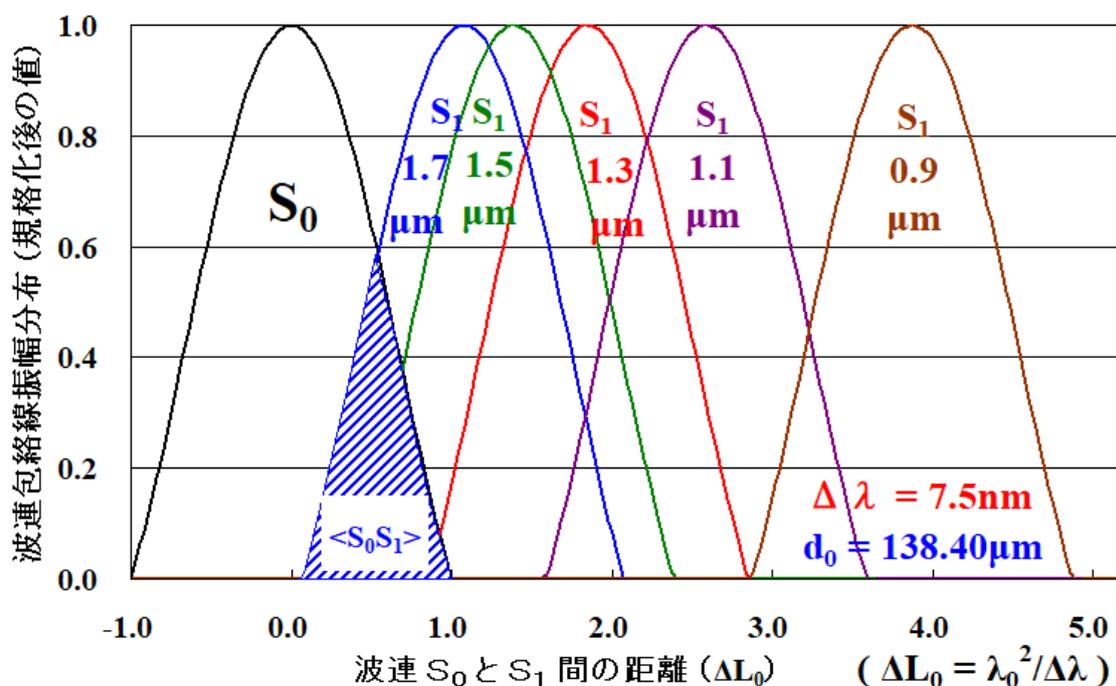


図5-1 一方が遅延した単一波連間の干渉特性説明図。

(10)式が示すように、可干渉距離“ ΔL_0 ”は中心波長“ λ_0 ”の2乗に比例して変化する。従って図5-1での2波連間の相対的位置が、中心波長“ λ_0 ”の値に応じて変化するように見える。

(28)式 右辺第3項内の“ $\langle S_0 S_1 \rangle$ ”は、2波連間の重なり領域（図5-1の青斜線領域）内の面積を表わす。図5-1が示すように、中心波長“ λ_0 ”が $1.7\mu\text{m}$ では2波連間の重なり領域が存在する。その結果として(28)式 右辺の第3項が所定の値を取り、2波連間の光学的干渉縞が発生する。

しかし図5-1では中心波長“ λ_0 ”が $1.1\mu\text{m}$ 以下では2波連間の重なりが“0”となる。従って(28)式 右辺の第3項が“0”となり、干渉縞が発生しない。

5. 2 波連の端部近傍に関する実証実験結果

波連の端部近傍の特性に関する実証実験に関しては、検出光路中から2個の拡散板RD1とRD2およびマスクプレートMPを共に外した。実証実験に従来の近赤外光を使用した場合には、分光特性内に光学的雑音为重畳される。今回は特に高精度な実験データの取得が必要のため、光学特性変更素子内の8領域を通過した8種類のエレメントの合成光(PuwS_8)を使用して実験した。従って図5-2に示す高精度なデータは世界初となる。

試料TSには、厚み $138.4\mu\text{m}$ のガラス製平行平板を使用した。図5-2の“青色曲線”は、実証実験結果を現わす。また“黒色曲線”は、(26)式と(28)式を用いた理論解析結果を示す。ここでガラス板の分散特性も考慮した屈折率の値には、一般的な硝材に多く使用されるBK7のデータを利用した。なお図5-2内の測定波長が $1.4\mu\text{m}$ 近傍の位置で、実験結果が理論計算結果から大きくずれている。これはガラス製平行平板を構成する素材の影響（微量な水酸基の吸収）と考えられる。従って $1.4\mu\text{m}$ 近傍位置での実験結果のずれは、波連自体の特性とは異なると予想される。

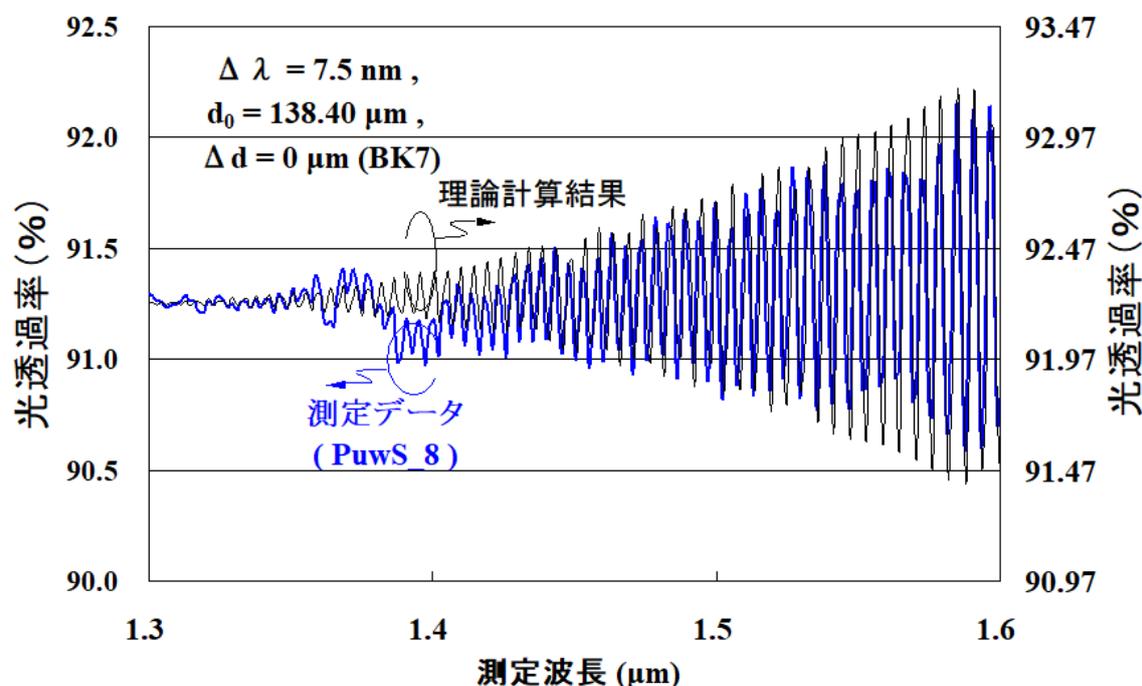


図5-2 単一波連の端部近傍特性に関する研究結果を示す実験データ。

図5-2は、理論解析結果と実証実験結果との間の高い一致度を示している。さらに理論計算に使用した波長幅 $\Delta\lambda = 7.5 \text{ nm}$ の値は、分光器SMの波長分解能と一致している。これらから、4.1節で実施した理論解析結果の正しさが立証できたと考えられる。

5.3 理論的予測結果と実証実験結果間での差異に関する考察

波連の中心位置から可干渉距離“ ΔL_0 ”以下の範囲内での波連特性は、図4-3(f)で既に示した。既存理論を適用した場合の、中心位置から可干渉距離“ ΔL_0 ”より遠方位置での波連特性を図5-3(f)に示す。この波連に関する既存理論に従うと、

- ① 波連の端部 β より外側領域 γ でも、波連振幅が見られる
- ② 波連のメイン内部($\alpha \sim \beta$ の領域)と端部より外側領域(γ 領域周辺)間では、位相反転が起きる

の特徴が現れるはずである。しかし図5-2の“青色曲線”で示した実証実験結果では、①と②いずれの特徴も観測されなかった。この差異は、既存理論では説明できない。

図5-2の“青色曲線”で示した実証実験結果を説明するには、波連に関する既存理論に基づく図5-3(f)の現象は発生しないと考えられる。代わりに図5-3(g)が示すように、『波連の端部 β で平面波内の位相角進行方向が反転し、次に継続して発生する波連の生成に寄与する』と考えると、上記の実証実験結果を上手く説明できる。

また図5-2の青色曲線が示す実験結果に理論解析内容を適合させるため、4.1節内での関数“ S_j ”に関して(21)式と(22)式の条件を設定した。

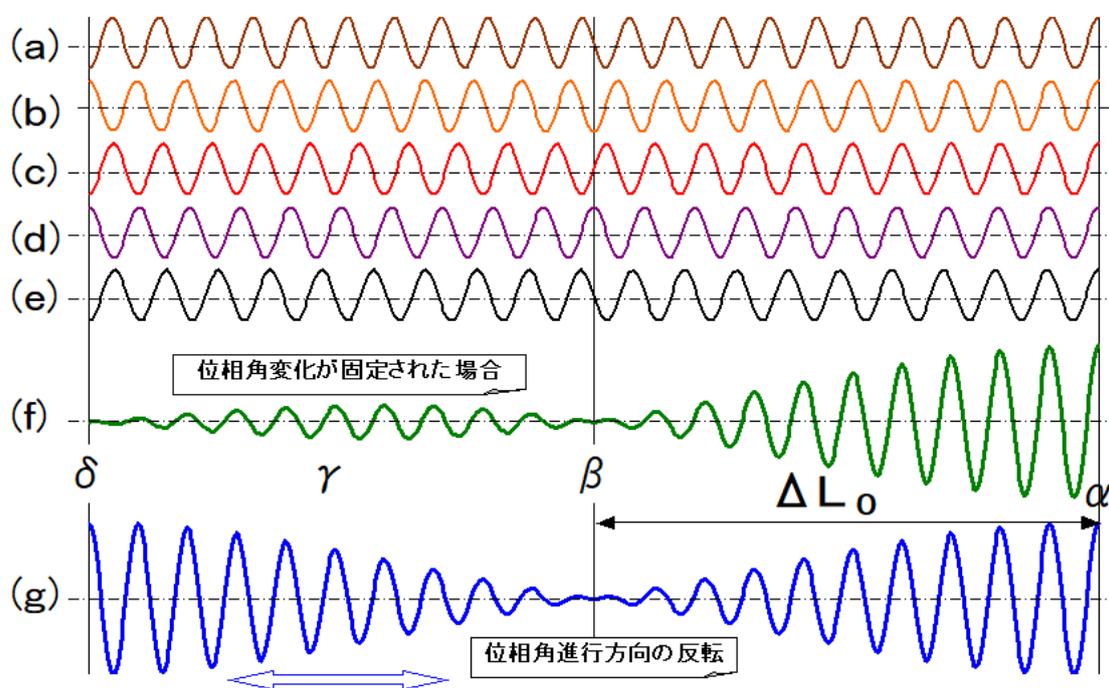


図5-3 波連終端部特性に関する考察内容説明図。

第6章

分光特性に現れる光学的雑音の定式化

本章では始めに、分光特性に現れる光学的雑音の発生原因を考える。具体的一例として、集光レンズに球面収差が発生した場合に雑音生成光が生じる様子を説明する。そしてその雑音生成光が分光特性検出光との間に位相差が生じた時、波長依存性を持った光学的雑音が生まれる。次にそのモデルを定式化し、実証実験結果との比較を行う。最後に実証実験結果に対する直観的な考察を行う。

6. 1 分光特性に影響を及ぼす検出光内の位相差発生例（球面収差）

図6-1 (a) は、集光レンズに球面収差が発生した時の、集光レンズ通過後の光線毎の軌跡例を示す。ここで集光レンズ直前に平行光が入射する場合を想定する。集光レンズの主軸（図6 内の集光レンズ中心を通る一点鎖線）の近傍を通過する全光線は、集光レンズの後側焦点位置にほぼ集光する。一方で集光レンズの主軸から離れた位置を通過した光は、後側焦点よりも手前の位置で主軸と交わる。

図3-1 (a) に示す実証実験に使用した光学系では、レンズL 2の後側焦点面上にバンドルファイバBFの入り口が配置されている。このバンドルファイバBFを構成する1本の光ファイバの中心部にコア領域が存在し、その周辺をクラッド領域が覆う。

球面収差の無い理想的な集光レンズでは、集光レンズの外周部通過光の光線もコア領域内の中央部に到達する（図3-1 (b) 青色破線）。しかし集光レンズに球面収差が発生すると、図3-1 (b) 赤色直線の軌跡を通過する。その結果として無収差レンズと比べて、光ファイバの入り口面に到達するまでに位相差“ χ ”が発生する。

球面収差が有る場合でも、集光レンズの主軸近傍（中心部）を通過する光は位相差が発生しない。そしてほぼ位相差が生じない光線が集まって、分光特性検出光として作用する。反対に集光レンズの周辺部通過光は、位相差“ χ ”を持った雑音生成光となる。

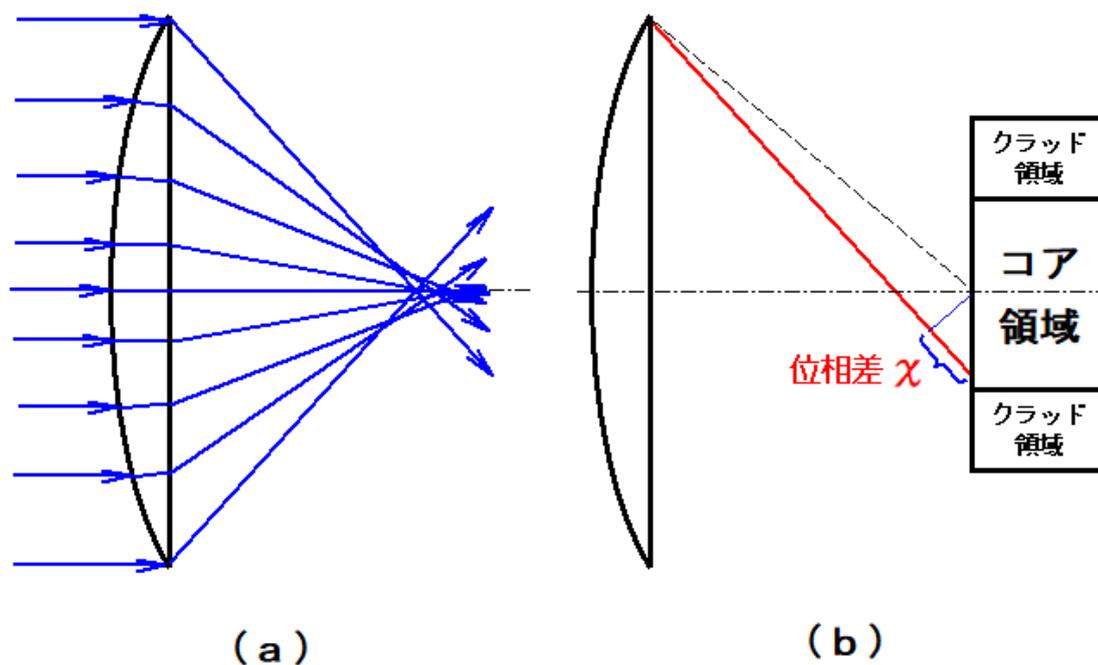


図6-1 集光レンズの球面収差発生時における光路間で発生する位相差の説明図。

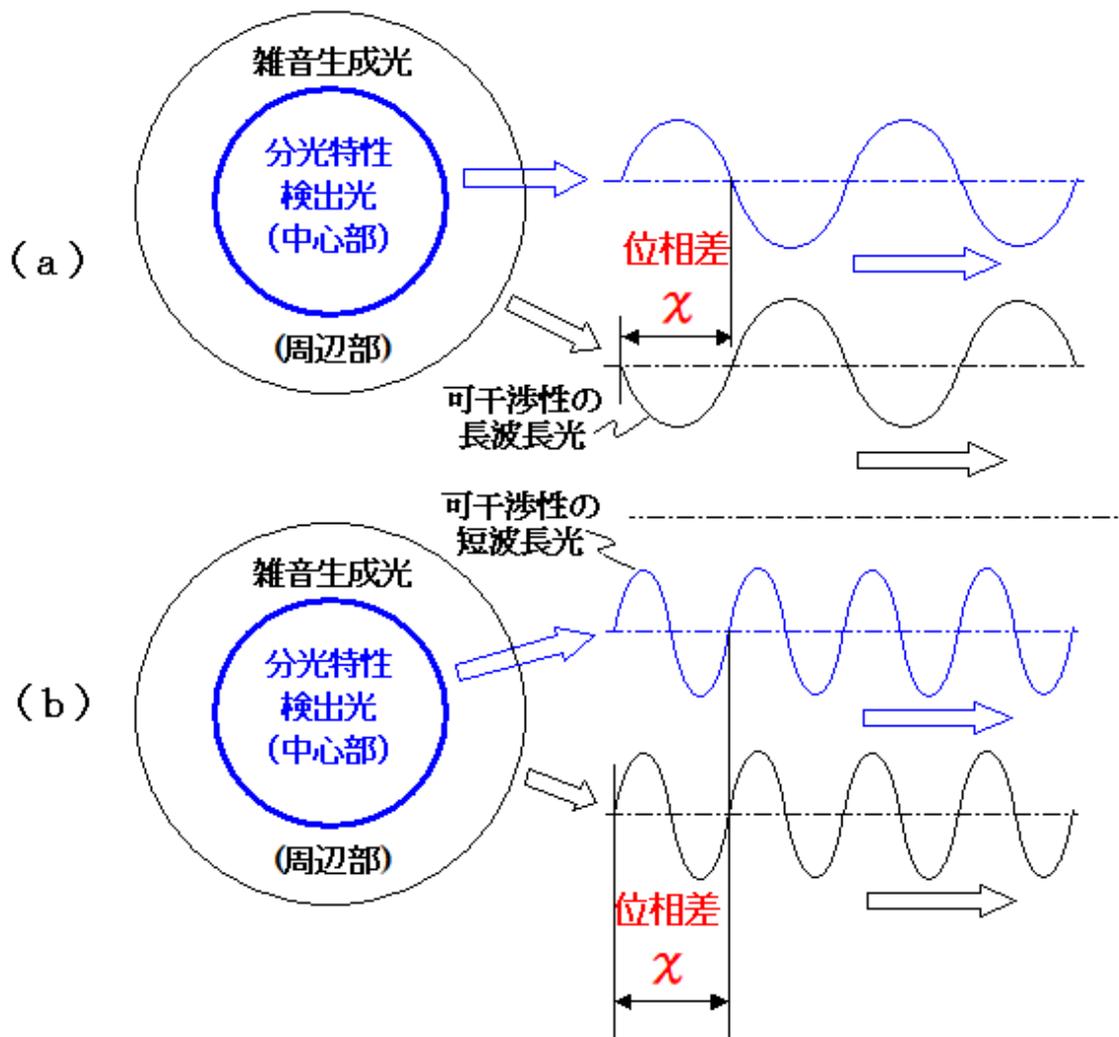


図 6-2 分光特性検出光と雑音生成光間の位相差に起因する光学的雑音の波長依存性。

図 6-1 (b) が示すように、集光レンズの中心部を通過する分光特性検出光と周辺部を通過する雑音生成光との間の位相差 “ χ ” は、一定な機械的距離を保つ。

図 6-2 (a) は、この位相差 “ χ ” が長波長光では半波長の長さに相当した場合を示す。この場合には、分光特性検出光と雑音生成光が互いに打ち消し合うため、合成光の光量が低下する。図 6-2 (b) は、この位相差 “ χ ” が短波長光では全波長の長さに相当した場合を示す。この場合には、分光特性検出光と雑音生成光が互いに強め合うため、合成光の光量が増加する。このように合成光の光量が波長に依存して変化する。この波長に依存した合成光の強度変化が光学的雑音となり、分光特性の計測データ内に混入する。

図 6-1 と 図 6-2 の一例では便宜上、中心部と周辺部間で離散的に位相差が変化すると説明した。しかし実際には、位相差は連続的に変化する。また上記の例に限らず、光ファイバ内を通過する光のモードの違いや実験用光学系内の光学部品表面に付着した汚れ、試料表面形状や試料内部の局所的屈折率分布などで雑音生成光が発生する。さらに同時に複数種類の雑音生成光が発生する場合も有る。

6. 2 分光特性に現れる光学的雑音の定式化モデル

図6-2 の一例を参照して、強度 I_0 の分光特性検出光に各種の雑音生成光が混入して光学的雑音が発生する場合の定式化を行う。

この場合には分光器SM内の同一検出セルが、分光特性検出光と各種雑音生成光との合成光を検出する。従って雑音生成光内に含まれる波長幅も、上記分光特性検出光と同様に“ $\Delta\lambda$ ”となる。そしてこの j 番目の雑音生成光強度を“ I_j ”とし、上記分光特性検出光とは“ χ_j ”だけ位相差が発生すると考える。すると 4. 1 節 で説明した遅延時間“ τ_{0j} ”との間には、

$$\chi_j \equiv c(\tau_{0j} - \tau_{00}). \quad (29)$$

の関係が成り立つ。

(23) 式を参照すると、分光特性検出光に各種の雑音生成光が組み合わさった合成光振幅 $\Psi_R(\nu_0)$ は

$$\Psi_R(\nu_0) = \sum_{j=0}^1 \phi_j = \sum_{j=0}^1 \sqrt{I_j} S_j \exp\{-i2\pi\nu_0(t-r/c - \chi_j/c)\}. \quad (30)$$

と記述できる。さらに j 番目の雑音生成光強度“ I_j ”で記述する代わりに実数の振幅値“ E_j ”を利用すると、下記の関係が成り立つ。

$$E_j \equiv \sqrt{I_j}/D_j = \alpha \Delta\nu \Delta d A_j. \quad (31)$$

(31) 式において、分光特性検出光の振幅値は“ E_0 ”が対応する。

図6-1 の球面収差発生時の位相差“ χ ”は実は“単一位相差量”では無く、特定幅を持った“位相差分布”を持つ。また他の雑音生成光の発生原因となる試料TS表面の微細凹凸形状でも、同様に“位相差分布”を持つ。例えば屈折率“ n ”を持った試料TSの厚みが局所的に“ Δd ”の範囲内で変化する場合には、(31) 式内の関数“ D_j ”は下記の関係式となる。

$$D_j(\Delta d, \lambda_0) \equiv \text{sinc}\{\pi(n-1)\Delta d/\lambda_0\}. \quad (32)$$

(30) 式と(31)式、(32)式を利用すると、(28)式に対応した

$$\langle I_R \rangle \approx (E_0 D_0)^2 + \sum_{j \neq 0} 2E_0 E_j D_0 D_j \langle S_0 S_j \rangle \cos(2\pi\chi_j/\lambda_0). \quad (33)$$

が得られる。(33) 式右辺の第2項が、分光特性データ内に現れる光学的雑音を示す。

6. 3 実証実験結果との比較

図6-3 は、上記(32)式と(33)式を用いた計算結果と、実証実験結果との比較結果を示す。実証実験用の試料TSとして、Ra値(表面粗さの平均値)が $2.08 \mu\text{m}$ の合成石英製拡散板を使用した。この拡散板に平行な近赤外光を入射し、試料透過後の直進光強度の波長依存性を調べた。実証実験用光学系自体の光学的伝達関数特性の影響を除去後の光透過率特性を得るため、試料TS挿入前後の直進光強度間の比率を測定波長毎に算出した。

図6-3 内の“赤色曲線”は、実証実験結果を示す。図6-3 の縦軸は、光透過率の変動率に関する標準偏差を示す。すなわちまず始めに、測定波長毎に測定した光透過率の波長方向での平均値を算出する。そしてこの平均値との差分値と平均値との比率

[光透過変動率] $\equiv \{[\text{測定波長毎の光透過率}] - [\text{波長方向平均値}]\} / [\text{波長方向平均値}]$ を算出する。その後、波長方向での上記変動率の標準偏差を算出した。

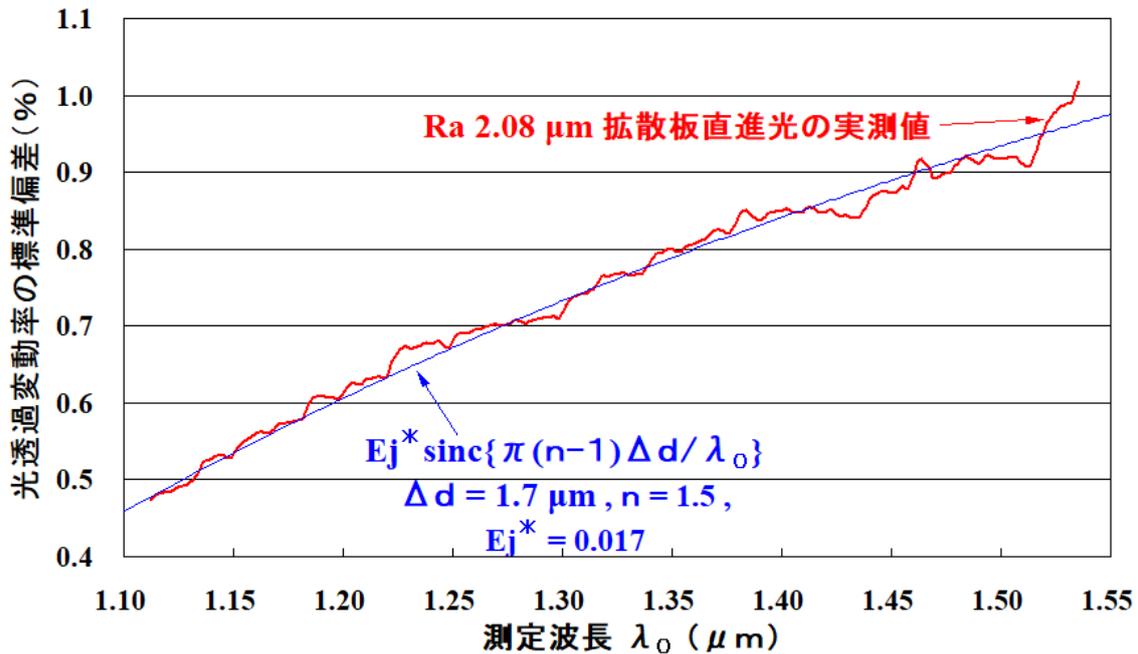


図6-3 分光特性に現れる光学的雑音に関する理論予測値と実証実験結果との比較。

(33)式内の光学的雑音項(右辺の第2項)には共通して、関数“ D_0 ”が掛かる。従って図6-3内の青色曲線で示した理論予測値として、(32)式で表記される関数“ D_0 ”の特性を重ねて記載した。ここで設定した“ Δd ”の値は $1.7\mu\text{m}$ であり、この設定値は拡散板のRa値($2.08\mu\text{m}$)にオーダー的に適合する。

(32)式で予測計算した理論特性と実証実験結果との一致度が非常に高い。図6-3の比較結果から、6.2節で行った理論解析モデルの正しさが確認できた。

6.4 光学的雑音量の波長依存性に関する考察

図6-3では、光学的雑音の大きさ(光透過変動率の標準偏差)は測定波長“ λ_0 ”の増加に伴って増大する。本節では、この現象の発生原因への直感的な解説を試みる。

(33)式に拠ると、分光特性内に現れる光学的雑音の大きさは、『分光特性検出光(図6-2参照)の振幅値“ D_0 ”』と『各種雑音生成光の振幅値“ D_j ”』との積で決まる。従って図6-3の現象は、分光特性検出光振幅値“ D_0 ”の波長特性に大きく影響を受ける。そして(32)式から分光特性検出光振幅値“ D_0 ”の波長特性は、試料TS表面の微細な凹凸形状や試料TS内の局所的屈折率分布の影響を受ける。

図6-4は一例として、試料TS表面に機械的段差“ d ”が存在した場合を示す。図6-4(b)のように短波長の分光特性検出光がここを透過すると、機械的段差“ d ”の影響を大きく受ける。その結果として、試料TS透過後の分光特性検出光の空間的可干渉性が低下する。従って光学的雑音の大きさが、比較的小さく抑えられる。

一方で図6-4(a)のように同一の機械的な位相差量に対し、長波長での影響は相対的に小さい。そのため長波長の分光特性検出光がここを透過しても空間的可干渉性の低下が少ない。その影響で、長波長側では光学的雑音が大きく現れる。

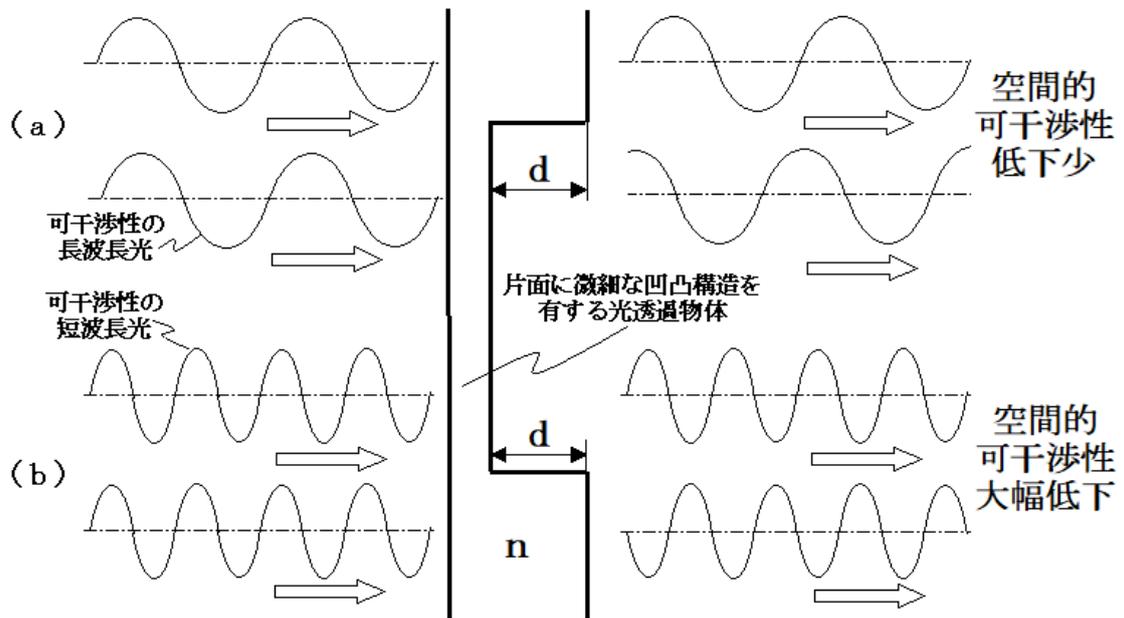


図 6-4 長波長側に大きな光学的雑音が見られる直観的理由説明図。

第7章

分光特性内光学的雑音の低減化メカニズム解析

本章では、光学特性変更素子内の異なる領域内を個々に通過したエレメント間の強度加算に関する定式化を行う。そして強度加算の結果得られた理論的予測内容と、実証実験結果を比較する。それを通じて、光学的雑音低減化のメカニズムを理論的に解明する。

7. 1 分割光 (エレメント) 間の強度加算モデル

図3-1 (b) の光学特性変更素子の分割数を “ M ” で表わす。この光学特性変更素子内の “ m 番目 ” の領域を通過したエレメント (分割光) の強度は、(3.3) 式 から

$$\langle I_{Rm} \rangle \approx \frac{1}{M} \left\{ (E_{m0} D_{m0})^2 + \sum_{j \neq 0} 2 E_{m0} E_{mj} D_{m0} D_{mj} \langle S_{m0} S_{mj} \rangle \cos(2\pi\chi_{mj}/\lambda_0) \right\}. \quad (3.4)$$

で表わせる。ここでエレメント毎の光学特性がほぼ同一の場合には、(3.4) 式は

$$\langle I_{Rm} \rangle \approx \frac{1}{M} \left\{ (E_0 D_0)^2 + \sum_{j \neq 0} 2 E_0 E_j D_0 D_j \langle S_0 S_j \rangle \cos(2\pi\chi_{mj}/\lambda) \right\}. \quad (3.5)$$

の形に近似できる。ここで (3.5) 式内の位相差 “ χ_{mj} ” は、エレメント毎に異なる。

5. 2 節 で説明したように、可干渉距離 “ ΔL_0 ” の2倍以上離れた波束間は互いに光学的干渉をしない。また互いに光学的干渉をしない光間の合成時には、時間平均の結果として『エレメント毎の強度が加算』される。従って全エレメントの合成光の強度は、

$$\begin{aligned} \langle I_R \rangle &= \sum_{m=1}^M \langle I_{Rm} \rangle \\ &\approx (E_0 D_0)^2 + \frac{2}{M} \left\{ \sum_{m=1}^M \sum_{j \neq 0} E_0 E_j D_0 D_j \langle S_0 S_j \rangle \cos(2\pi\chi_{mj}/\lambda) \right\}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

となる。上記 (3.6) 式右辺の第2項では、『個々のエレメント内で発生する光学的雑音を平均化』した形になっている。ここで m 番目のエレメント内で発生する位相ずれ量 “ χ_{mj} ” はランダムな値を取るの、

$$\lim_{M \rightarrow \infty} \frac{2}{M} \left\{ \sum_{m=1}^M \sum_{j \neq 0} E_0 E_j D_0 D_j \langle S_0 S_j \rangle \cos(2\pi\chi_{mj}/\lambda_0) \right\} = 0. \quad (3.7)$$

の関係が存在する。この (3.7) 式は、『個々のエレメント内で発生する光学的雑音を平均化すると、光学特性変更素子の分割数Mの増加量に応じて全体の光学的雑音量が低下する』事を表わしている。

この (3.7) 式を (3.6) 式に代入すると

$$\lim_{M \rightarrow \infty} \langle I_R \rangle \approx (E_0 D_0)^2. \quad (3.8)$$

が得られ、分光特性に現れる光学的雑音成分が消去される。

ここで重要なのは、(3.8) 式内に関数 “ D_0 ” が含まれる。4. 1 節 で関数 “ D_j ” は空間的可干渉性に関係すると説明した。従って『光路長が異なる (互いに非干渉の関係に有る) エレメント間を強度加算』すると時間的可干渉性に関係する分光特性に現れる光学的雑音は減少するが、空間的可干渉性に関係した成分 “ D_0 ” は残る。

研究の過程で、空間的可干渉性に関係したスペックルノイズも低減できる方法も見出した。しかしこの方法は本研究内容から外れるので、詳細記述はここでは控える。

7. 2 理論的解析結果と実証実験結果との比較

(37)式で得られた理論的予測結果では、光学特性変更素子(図3-1(b))の分割数“M”の増加に応じて分光特性に現れる光学的雑音量が低下する。図7-1は、その理論的予測内容を確認するために行った実証実験結果を示す。この実証実験に使用した試料TSは6.3節と同じ、Ra値が $2.08\mu\text{m}$ の合成石英製拡散板を使用した。

青色棒グラフで示した図7-1(a)は、図3-1(a)の計測光路から拡散板RD1とRD2の両方を外した状態での計測結果を表わす。そして桃色棒グラフで示した図7-1(b)は、Ra値が $1.51\mu\text{m}$ の合成石英製拡散板をRD1の位置のみに挿入した時の計測結果を表わす。図7-1(a)と図7-1(b)の比較結果から分かるように、光源部内への拡散板RD1挿入時の方が効果的に光学的雑音を低減できる。

図7-1の横軸方向は、光学特性変更素子内の光路分割数“M”を示す。ここで“M=1”の状態は、従来光使用時を意味する。

図7-1の縦軸は、図6-3と同様に定義した光学的雑音量(変動率)の標準偏差値を示す。図6-3では、 $1.1\mu\text{m}$ から $1.55\mu\text{m}$ 範囲内での測定波長毎の標準偏差値を算出した。それに比べて図7-1では、測定波長が $1.45\mu\text{m}$ から $1.65\mu\text{m}$ 範囲内での変動率を統計解析して標準偏差値を算出した。測定波長が長い方が光学的雑音量が増大するので、図7-1(a)の“M=1”の所での標準偏差値が、図6-3での測定波長 $1.55\mu\text{m}$ 近傍での標準偏差値より若干大きくなっている。

図7-1では光路分割数“M”の増加量に応じて、標準偏差値が減少している。これは(37)式で理論的に予測された内容と一致しており、エレメント間の強度加算を行う理論的解析モデルの正しさを表わしている。

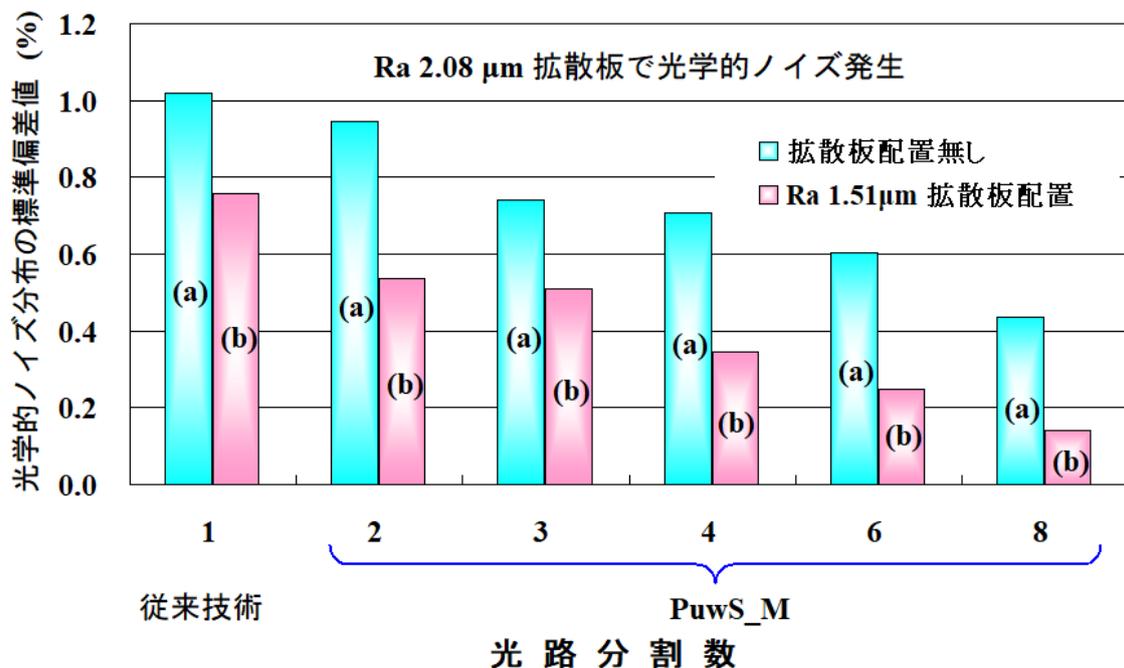


図7-1 光学特性変換素子内の分割数と光学的雑音量の標準偏差との関係。

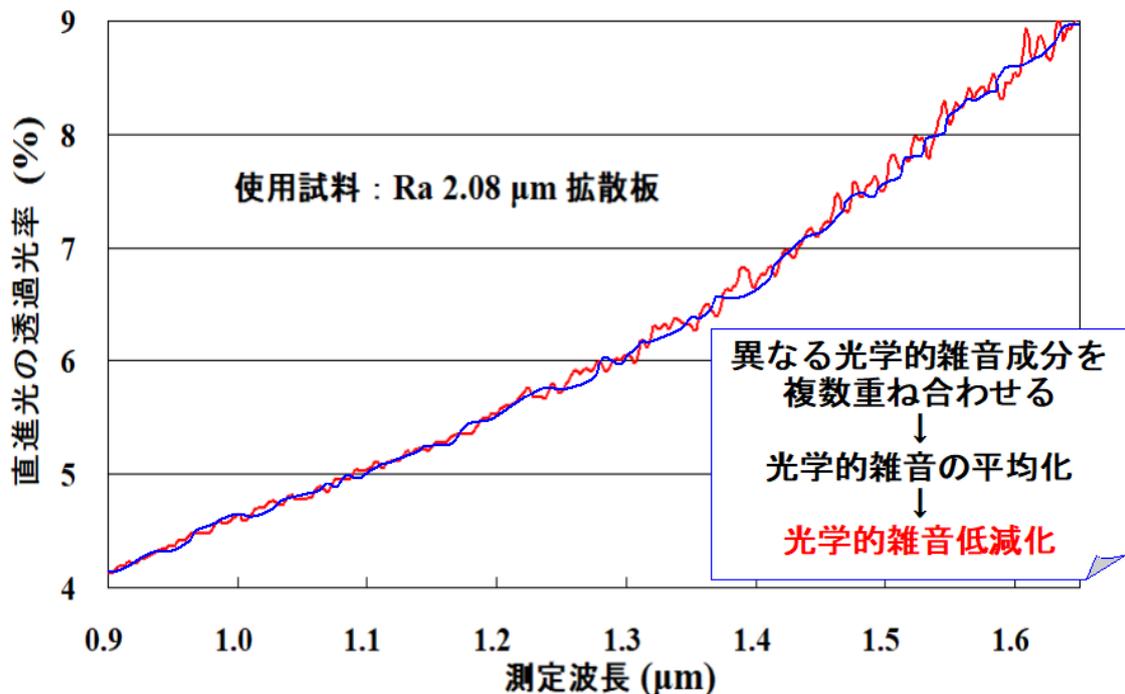


図 7-2 分光特性に現れる光学的雑音のエレメント間の平均化と雑音低減化との関係。

7. 3 光学的雑音低減メカニズムに関する考察

図 7-1 では明らかに、分光特性に現れる光学的雑音が低減されている。このメカニズムを直観的に解説する。

Ra 値が $2.08 \mu\text{m}$ の合成石英製拡散板の試料 TS に従来の近赤外光を透過させた後の、直進光の光量透過率を図 7-2 内の赤色曲線で示す。光学的雑音が重畳されているため、微細な凹凸が見られる。

光学特性変更素子内の各領域内を通過するエレメント毎に、この微細な凹凸特性が異なる。別のエレメント内で発生した光学的雑音特性（微細な凹凸形状）の例を、図 7-2 内に青色曲線で追記した。図 7-2 内では赤色曲線の凹凸状態と青色曲線の凹凸状態が異なる。従って両者を平均化すると、凹凸形状が平滑化される。この凹凸形状の平滑化が光学的雑音の低減化を引き起こす。

第 8 章

結論

8. 1 総括

本研究の成果として、光の光量（利用効率）を低下させずに光学的雑音を低減化させると共に、光学系全体の小型化と簡素化を可能にする方法を新規に見出した。

本論文では、単一波連内での干渉現象に関する基礎的な理論解析から開始した。そしてその理論解析結果と実証実験を比較し、基本的な理論解析モデルの正しさを確認した。次にその基本的な理論解析モデルの上に、分光特性内に現れる光学的雑音の解析モデルを追加した。この解析結果得られた理論的予測結果と実際の実証実験結果を比較して、光学的雑音に関する解析モデルの信憑性が確認できた。

この光学雑音生成モデルに分割光（エレメント）毎の強度加算モデルを追加して理論解析した。その結果、光学的雑音低減化のメカニズムが『分割光（エレメント）毎に発生する光学的雑音の平均化』に起因する事が明確になった。

上記の知見を基に、図8-1 を用いて光学的雑音低減化のメカニズムを確認する。分光器SM内の1個の検出セルが波長幅“ $\Delta\lambda$ ”内の波長光を検出するため、所定の可干渉距離“ ΔL_0 ”を持った波連（図8-1（a））が分光器SM内の各検出セルに到達する。

光学特性変更素子が波連のつながりを波面分割する（図8-1（b））と共に、エレメント毎の遅延（図8-1（c））を発生させる。光ファイバ内で互いに遅延関係のエレメントを合成すると、エレメント毎に発生する光学的雑音特性が強度加算される。

このエレメント間の強度加算処理が光学的雑音を平均化し、光学的雑音の低減化をもたらす。この光学的雑音の低減化メカニズムが、理論的解析と実証実験結果を組み合わせることで解明できた。

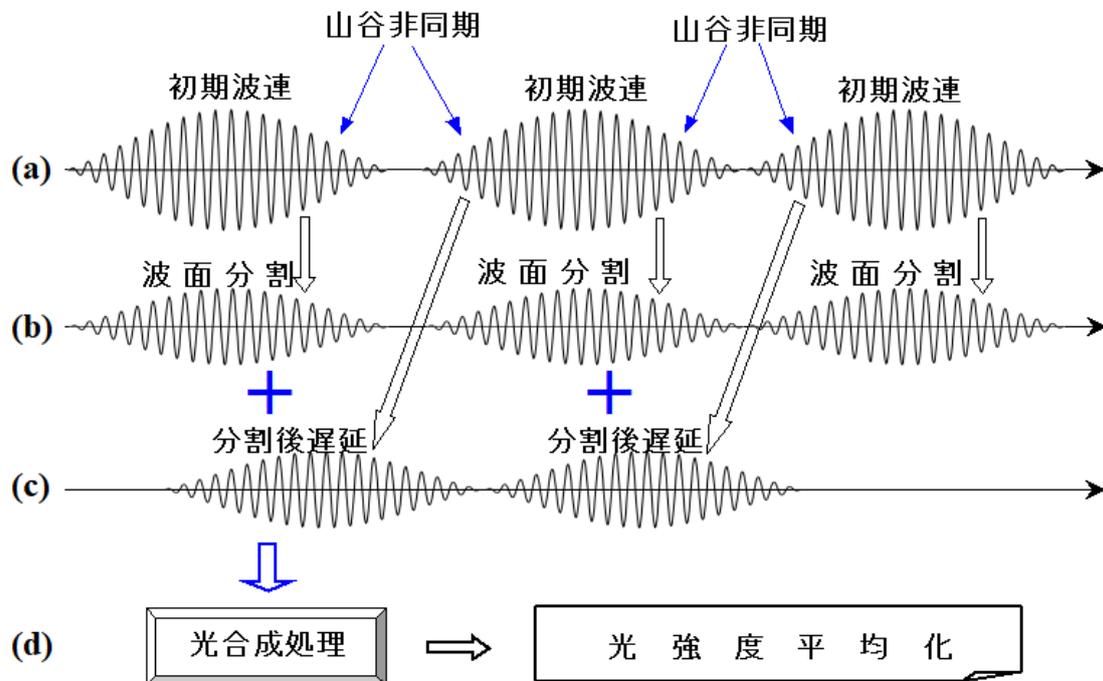


図8-1 波連特性を利用した光学的雑音低減化方法のメカニズム説明図。

8. 2 今後の展望

本研究の当初の目的は、『近赤外光を用いた生体計測』にあった。しかし研究を始めると、近赤外光では光学的雑音が大き過ぎて生体計測が困難な事が分かった。そのため本研究の方針を、一時的に光学的雑音の低減化に変更した。

光学的雑音が少ない近赤外光が作れたので、いよいよ近赤外光を用いた生体計測を開始できる。

西舘先生に引き続き指導を仰ぎながら、念願の生体計測の研究を始めたいと考えている。

本論文に関する研究業績

学術論文

H. Ando, J. Ukon, T. Iwai, and I. Nishidate, “Spectral noise reduction and temporal coherence control using a phase unsynchronized waves synthesizing method,” *Opt. Express* **29**(23), 38691–38719 (2021).

特許

[46] H. Ando, J. Ukon, T. Iwai, and I. Nishidate, “Light-source unit, measurement apparatus, near-infrared microscopic apparatus, optical detection method, imaging method, calculation method, functional bio-related substance, state management method, and manufacturing method,” U.S. patent 10,660,523B2 (26 May 2020).

[47] H. Ando, J. Ukon, T. Iwai, and I. Nishidate, “Light-source unit, measurement apparatus, near-infrared microscopic apparatus, optical detection method, imaging method, calculation method, functional bio-related substance, state management method, and manufacturing method,” U.S. patent 10,918,284B2 (18 December 2020).

[48] 安東秀夫、右近寿一郎、岩井俊昭、西舘泉, “合成光生成方法および光学特性変更部、光源部、測定装置、光学的検出方法、イメージング方法” 特願 2017-235820, 特開 2019-015709.

謝辞

本研究を進めるにあたり、主指導教員および主査として多大な御指導と御助言を戴きました東京農工大大学院生物システム応用学府生物機能システム科学専攻 准教授 西舘先生に謝意を申し上げます。

また御忙しい中、本学位論文副査の御協力を戴き、御指導を賜りました東京農工大大学院生物システム応用学府生物機能システム科学専攻 藤波先生、石田先生、上田先生、赤井先生、田中洋介先生に厚く御礼申し上げます。

本研究は、東京農工大大学院の社会人ドクター期間中に実施しました。スズエ国際特許事務所の黒木会長には、この社会人ドクターの全期間中に全面的にサポート戴いた事を深謝します。

参考文献

- [1] F. H. Netter, “*the Netter Collection of Medical Illustrations, Nervous System, Anatomy and Physiology*” (Saunders Elsevier, 1983), 155.
- [2] B. Alberts, A. Johnson, J. Lewis, M. Raff, K. Roberts, and P. Walter, “*Molecular Biology of the Cell*” 4th Ed., (Garland Science, 1983), Chap. 15.
- [3] R. M. Silverstein and F. X. Webster, “*Spectrometric Identification of Organic Compounds*” 6th Ed., (John Wiley & Sons, Inc., 1998), Chaps. 3 and 4.
- [4] S. N. Timasheff and H. Susi, “Infrared Investigation of the Secondary Structure of β -Lactoglobulins,” *J. Biol. Chem.* **241**(1), 249-251 (1966).
- [5] P. T. T. Wong and K. Heremans, “Pressure Effects on Protein Secondary Structure and Hydrogen Deuterium Exchange in Chymotrypsinogen: a Fourier Transform Infrared Spectroscopic Study,” *Biochimica et Biophysica Acta* **956**, 1-9 (1988).
- [6] T. Miyazawa and E. R. Blout, “the Infrared Spectra of Polypeptides in Various Conformations: Amid 1 and 2 Bands,” *J. Am. Chem. Soc.* **83** 712-719 (1961).
- [7] G. D. Fasman and B. Davidson, “the Circular Dichroism of the β Structure of Poly-L-Lysine,” *Biochemical and Biophysical Research Communications* **23**(2), 163-169 (1966).
- [8] S. Suzuki, Y. Iwashita, T. Shimanouchi, and M. Tsuboi, “Infrared Spectra of Isotopic Polyglycines,” *Biopolymers* **4**, 337-350 (1966).
- [9] H. Susi, S. N. Timasheff, and L. Stevens, “Infrared Spectra and Protein Conformations in Aqueous Solutions,” *J. Biol. Chem.* **242**(28), 5460-5466 (1967).
- [10] M. Ma, J. Zhong, W. Li, J. Zhou, Z. Yan, J. Ding, and D. He, “Comparison of Four Synthetic Model Peptides to Understand the Role of Modular Motifs in the Self-Assembly of Silk Fibroin,” *Soft Matter* **9**, 11325-11333 (2013).
- [11] 尾崎幸洋, 河田聡, 近赤外分光法 (学会出版センター, 1996) 第2章.
- [12] J. Dionne, T. Lefevre, and M. Auger, “Major Ampullate Spider Silk with Indistinguishable Spidroin Dope Conformations Leads to Different Fiber Molecular Structures,” *Int. J. Mol. Sci.* **17**, 1353 (2016).
- [13] R. Nagai, J. Shirakawa, Y. Fujiwara, R. Ohno, N. Moroishi, N. Sakata, and M. Nagai, “Detection of AGEs as markers for carbohydrate metabolism and protein

denaturation,” *J. Clin. Biochem. Nutr.* **55**, 1-6 (2014).

[14] M. Born and E. Wolf, “*Principles of Optics*,” 6th Ed. (Pergamon Press, 1980), Chaps. 1, 7, 8, 10, and 13.

[15] F. F. Jöbsis, “Noninvasive, Infrared Monitoring of Cerebral and Myocardial Oxygen Sufficiency and Circulatory Parameters,” *Science* **198**(4323), 1264-1267 (1977).

[16] T. Sato, Y. Takahata, T. Noda, T. Yanagisawa, T. Morishita, and S. Sakai, “Nondestructive Determination of Fatty Acid Composition of Husked Sunflower (*Helianthus annua* L.) Seeds by Near-Infrared Spectroscopy,” *J. A. Oil Chemist’s Society* **72**(10), 1177-1183 (1995).

[17] G. F. Trott, E. E. Woodside, K. G. Taylor, and J. C. Deck, “Physicochemical Characterization of Carbohydrate-Solvent Interactions by Near-Infrared Spectroscopy,” *Carbohydr. Research* **27**, 415-435 (1973).

[18] T. M. Mckenchie, “*Speckle Reduction in Laser Speckle and Related Phenomena*,” J. C. Dainty, Ed. (Springer-Verlag, 1984).

[19] L. Basano, P. Ottonello, G. Rottigni, and M. Vicari, “Spatial and temporal coherence of filtered thermal light,” *Appl. Opt.* **42**(31), 6239-6244 (2003).

[20] M. Hering, K. Kömer, and B. Jahne, “Correlated Speckle Noise in White-light Interferometry: Theoretical Analysis of Measurement Uncertainty,” *Appl. Opt.* **48**(3), 525-538 (2009).

[21] P. S. Considine, “Effects of Coherence on Imaging Systems,” *J. Opt. Soc. Am.* **56**(8), 1001-1009 (1966).

[22] J. Upatnieks, “Improvement of Two-Dimensional Image Quality in Coherent Optical Systems,” *Appl. Opt.* **6**(11), 1905-1910 (1967).

[23] H. Arsenault and S. Lowenthal, “Partial Coherence in the Image of an Object Illuminated with Laser Light through a Moving Diffuser,” *Opt. Comm.* **1**(9), 451-453 (1970).

[24] S. Lowenthal and D. Joyeux, “Speckle Removal by a Slowly Moving Diffuser Associated with a Motionless Diffuser,” **61**(7), 847-851 (1971).

[25] E. N. Leith and J. Upatnieks, “Wavefront Reconstruction with Diffused Illumination and Three-Dimensional Objects,” *J. Opt. Soc. Am.* **54**(11), 1295-1301 (1964).

- [26] G. B. Brandt, "Spatial Frequency Diversity in Coherent Optical Processing," *Appl. Opt.* **12**(2), 368-372 (1973).
- [27] C. S. Ih and L. A. Baxter, "Improved Random Spatial Phase Modulation for Speckle Elimination," *Appl. Opt.* **17**(9), 1447-1454 (1978).
- [28] A. M. Weiner, "Femtosecond Pulse Shaping using Spatial Light Modulators," *Rev. Scientific Instruments* **71**(5), 1929-1960 (2000).
- [29] E. Frumker and Y. Silberberg, "Femtosecond Pulse Shaping using a Two-dimensional Liquid-Crystal Spatial Light Modulator," *Opt. Lett.* **32**(11), 1384-1386 (2007).
- [30] V. Torres-Company, G. Miguez-Vega, J. Lancis, and A. T. Friberg, "Controllable Generation of Partially Coherent Light Pulse with Direct Space-to-Time Pulse Shaper," *Opt. Lett.* **32**(12), 1608-1610 (2007).
- [31] M. W. Hyde IV, S. Basu, D. G. Voelz, and X. Xiao, "Experimentally Generating any Desired Partially Coherent Schell-Model Source using Phase-Only Control," *J. Appl. Phys.* **118**, 093102 (2015).
- [32] M. Narhi, J. Turunen, A. T. Friberg, and G. Genty, "Experimental Measurement of the Second-Order Coherence of Supercontinuum," *Phys. Rev. Lett.* **116**, 243901 (2016).
- [33] C. Ding, M. Kolvurova, J. Turunen, T. Setata, and A. T. Friberg, "Coherence Control of Pulse Trains by Spectral Phase Modulation," *J. Opt.* **19**, 095501 (2017).
- [34] C. Ding, O. Korotkova, D. Zhao, D. Li, and Z. Zhao, "Propagation of temporal coherence gratings in dispersive medium with a chirper," *Opt. Express* **28**(5), 7463-7474 (2020).
- [35] B. K. Yadav, S. A. M. Rizvi, and H. C. Kandpal, "Experimental Observation of Spectral Change of Partially Coherent Light in Young's Experiment," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8**, 72-76 (2006).
- [36] E. Wolf, "Sun-Cosmological Redshifts of Spectral Lines," *Nature* **326**(26), 363-365 (1987).
- [37] E. Wolf, "Red Shifts and Blue Shifts of Spectral Lines Emitted by Two Correlated Sources," *Phys. Rev. Lett.* **58**(25), 2646-2648 (1987).
- [38] D. F. V. James and E. Wolf, "Spectral Changes Produced in Young's Interference Experiment," *Opt. Communications* **81**(3,4), 150-154 (1991).
- [39] H. C. Kandpal, J. S. Vaishya, M. Chander, K. Saxena, D. S. Mehta, and K. C.

Joshi, "Spectral Changes due to Source Correlation in Young's Interference Experiment," *Phys. Let. A* **167**, 114-119 (1992).

[40] M. Santarsiero and F. Gori, "Spectral Changes in a Young Interference Pattern, " *Phys. Let. A* **167**, 123-128 (1992).

[41] D. F. V. James and E. Wolf, "Determination of the Degree of Coherence of Light from Spectroscopic Measurements," *Opt. Communications* **145**, 1-4 (1998).

[42] T. Suzuki and R. Hioki, "Coherence of Light from Random Medium," *Jpn. J. Appl. Phys.* **5**(9), 807-813 (1966).

[43] F. Zernike, "The Concept of Degree of Coherence and its Application to Optical Problems," *Physica* **5**(8), 785- 795 (1938).

[44] L. Mandel and E. Wolf, "Spectral Coherence and the Concept of Cross-spectral Purity," *J. Opt. Soc. Am.* **66**(6), 529-535 (1976).

[45] H. Ando. J. Ukon, T. Iwai, and I. Nishidate, "Spectral noise reduction and temporal coherence control using a phase unsynchronized waves synthesizing method," *Opt. Express* **29**(23), 38691-38719 (2021).