

学位申請論文

電子 422

# 短尺分散平坦化ファイバにおける サブ 100 fs 光ソリトンに関する研究

提出日 2001年12月14日

指導教官 土屋 昌弘 助教授

東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻

学籍番号 97131

五十嵐 浩司

## 要旨

光の極限性能の一つである「時間軸の超高速性」に係わる研究が科学的かつ応用的関心から注目を集めている。その追究に関する研究の時間領域は、既にフェムト秒( $1\text{ fs} = 10^{-15}$  秒)に到達している。この超短光パルスの活用による超高速性及び新規機能性を有する従来とは異なるエレクトロニクス技術の確立を図ることを目的とする「フェムト秒テクノロジー」と称される新分野が形成され活況を呈している。本論文に示されている研究に着手するに当り筆者が注目した分野は、このフェムト秒テクノロジーである。

この分野における最先端時間領域の超高速光技術の開発及び応用の主体は、現時点では基礎科学方面である。その代表がモノサイクル光パルス発生へのチャレンジであり、現状では光電界振動のおよそ2周期分に相当する $4\text{ fs}$ 程度の時間幅を有する光パルスの発生が報告されている。一方で、超高速光計測や光ファイバ通信の分野で大躍進を遂げつつある光エレクトロニクスに代表される応用研究分野の現状を眺めると、その時間領域はサブピコ秒程度であり、光波の極限性能を活かしきれていないと言えない。これら両分野のギャップを埋める為には応用研究分野の時間領域をフェムト秒領域に展開することが重要である。この分野の主たる研究対象である光ファイバはサブ $100\text{ fs}$ 領域でも適用可能な光コンポーネントである。この光ファイバの活用が応用研究分野の超高速化には必要と考える。

本論文も光ファイバの活用を通じフェムト秒テクノロジーにおける応用研究分野をサブ $100\text{ fs}$ 領域へ展開することを目的としている。具体的な目的を示すならば以下の(a)、

(b)そして(c)である。(a) 光ファイバ圧縮の極限性能を探索する。(b) サブ 100 fs 光ソリトン伝搬における高次効果の影響を分析する。(c) サブ 100 fs 領域へ展開する上で強力な道具となり得る分散平坦化ファイバ(DFF)の超短光パルスコントロールに対するポテンシャルを探索する。本論文の目的はこれらだけではなく、本研究を通じて得られた結論及びそれらの総括からフェムト秒テクノロジーに対する新たな知見を得ることである。以下が本論文の概要である。

第 1 章では、本研究の背景としてフェムト秒テクノロジーに関して述べ、本論文の研究対象である、半導体レーザパルスのソリトン圧縮、サブ 100 fs 光ソリトンの物理、そして DFF について詳細に記されている。そして、これら対象に対する目的も明示されている。

第 2 章では、本論文の基礎的内容として従来報告されているサブ 100 fs 光ソリトンの理論に関する研究が整理されている。特に、高次効果やそれら複合的効果の発現に着目し、それらに対する複数のモデルを紹介した。

第 3 章では、簡素化かつ圧縮器高性能化の観点から step-like dispersion profiled fiber (SDPF) 高次ソリトン圧縮器に着目し、その圧縮性能を解明した結果について記されている。2 種 DFF が活用された短尺 DFF-SDPF と単一市販品光ファイバ増幅器の組合せからなる簡素な圧縮系を構築した。この圧縮系を用いる半導体レーザパルス圧縮実験の結果、極めて簡素な構成ながらこの短尺 SDPF 圧縮系が 20 fs 級圧縮性能を有することが示された。

第 4 章では、サブ 100 fs 光ソリトンの DFF 伝搬に影響を及ぼす高次効果を分析した

結果が示されている。30 fs 程度の時間領域までは高次効果を考慮しない非線形シュレーディンガー方程式が、ある程度、適用可能であることが示された。従って、この領域のパルス圧縮過程は従来の高次ソリトン効果によって説明可能である。その一方で、スペクトル領域において 4 次分散 (FOD) 効果が影響を及ぼし、その発現として光パラメトリック利得を介する光スペクトルサブピーク成分の発生が確認された。

第 5 章では、高エネルギー光パルス注入によるサブ 20 fs DFF 圧縮について述べられている。モード同期ファイバレーザの出力である高エネルギーサブ 100 fs パルスを用いて、より高次の DFF ソリトン圧縮の特性を実験的に分析した。その結果、DFF はサブ 20 fs (16 fs) 圧縮特性を有することが示された。このサブ 20 fs 圧縮の制限要因の一つは DFF の FOD 値と 2 次分散値から決定される異常分散帯域であることが判明された。更なる圧縮には、DFF の FOD 値抑圧が重要である。また、サブ 20 fs 圧縮には DFF 分散プロファイルの微調整が重要であることも示された。

第 6 章では、超短尺異常 DFF (anomalous-DFF: ADFD) を用いるスーパーコンティニウム光 (SC) 発生について論じられている。従来常識とは異なる「短尺 ADFD における広帯域・超平坦化 SC 発生現象」を発見し、その特徴を分析した。その結果、本 SC スペクトルの注目すべき特徴としてサブ dB 平坦度、S バンドを含む短波長帯域への光スペクトル延伸が確認された。また、このメカニズムを検討した結果、本 SC 発生は ADFD における広帯域光パラメトリック利得発生に起因しており、そこでは FOD 効果が重要な役割を担っていることも判明した。本 SC 発生は FOD 効果を積極的に活用した初めての報告と言

える。

以上の研究結果から前述した本論文の目的(a)、(b)そして(c)に対するまとめと結論を以下に記す。

(A) 光ファイバはサブ 20 fs 領域に到達可能な圧縮性能を有することが示された。また、高次ソリトン圧縮方式を活用することによって簡素構成な圧縮系でもピコ秒領域からの 20 fs 圧縮が可能であることも示された。

(B) サブ 100 fs 領域では FOD 効果の発現が著しいことが判明した。30 fs 程度までは従来の高次ソリトン圧縮であるが、サブ 30 fs 圧縮では FOD 値と 2 次分散値から決定される異常分散帯域が圧縮制限要因となることが示された。更なるパルス短縮化には FOD 値の抑圧が重要である。その一方で、FOD 効果を積極的に活用することも可能である。その一例として、広帯域光パラメトリック利得発生を介する平坦化 SC 発生が確認された。

(C) サブ 100 fs 領域における DFF の活用にはファイバ短尺化が必要不可欠である。更に、短尺 DFF の 2 次分散値最適化やファイバ長微調整を通じて DFF 特性を引き出すことによってサブ 20 fs 圧縮や平坦化 SC 発生が可能となる。更に、これら現象の発現には DFF の残留 FOD が重要な役割を担っている。FOD 効果はサブ 20 fs 圧縮の制限要因となり、その効果の積極活用の一例が SC 発生である。また、簡素構成による 20 fs 圧縮が 2 種 DFF の組合せの結果として実現されることも示された。以上の様に、DFF 分散プロファイルのマネージメントは高度なサブ 100 fs 光パルスコントロールに有効であることが判明した。

以上のまとめから本論文の総括的結論を述べる。フェムト秒テクノロジーの応用研究の時間領域をサブ 100 fs 領域へ展開する上で、光ファイバの活用は必須である。本論文において、サブ 100 fs 領域では光ファイバの FOD 効果の発現が著しいことが明示された。FOD 効果はサブ 20 fs パルス圧縮の制限要因となる一方で、それを積極的に活用することによって光スペクトル延伸の駆動力ともなり得る。以上の結果からサブ 100 fs 領域においては光ファイバの FOD マネージメントが重要となると結論付けられる。以上、本論文はフェムト秒テクノロジーの応用研究に新たな知見を加えたと考える。

# 目次

## 1 序論

1.1 本論文の背景.....	1
1.1.1 半導体レーザーパルスの光ファイバソリトン圧縮.....	5
1.1.2 サブ 100 fs 領域における光ソリトンの物理.....	10
1.1.3 分散平坦化ファイバ.....	13
1.2 研究の動機と目的.....	15
1.3 本論文の構成.....	18
参考文献リスト	

## 2 光ソリトン伝搬における高次効果とそれらの複合的発現

2.1 はじめに.....	24
2.2 標準非線形シュレーディンガー方程式と光ソリトン理論の基礎.....	28
2.3 高次分散効果.....	32
2.4 高次非線形効果：誘導ラマン散乱効果.....	35
2.5 まとめ.....	39
参考文献リスト	

## 3 DFF-SDPF を用いる 20 fs 半導体レーザーパルス圧縮

3.1 はじめに.....	41
3.2 SDPF の設計と作製.....	45
3.3 20 fs パルス圧縮とそのパルス特性分析.....	47
3.4 SDPF 圧縮過程の分析.....	48
3.5 SDPF 20 fs パルス光源の特色.....	50
3.6 まとめと結論.....	51
参考文献リスト	

<b>4</b>	<b>サブ 100 fs 光ソリトン DFF 伝搬における高次効果の分析</b>	
4.1	はじめに.....	54
4.2	100 fs 光ソリトンの DFF 伝搬過程の分析.....	56
4.3	4 次分散効果の発現.....	61
4.4	30 fs 光ソリトンの DFF 伝搬過程の分析.....	63
4.5	まとめと結論.....	67
	参考文献リスト	
<b>5</b>	<b>高エネルギーパルス注入による 16 fs 光ソリトン圧縮と 10 fs パルス圧縮への展望</b>	
5.1	はじめに.....	70
5.2	高エネルギーサブ 100 fs 受動モード同期ファイバレーザ : IMRA フェムトライト.....	73
5.3	高エネルギーサブ 100 fs 光パルス注入による DFF 高次ソリトン圧縮.....	75
5.4	16 fs パルスの圧縮とその特性分析.....	76
5.5	ソリトン次数依存性.....	77
5.6	圧縮制限要因の分析.....	79
5.7	まとめと結論.....	81
	参考文献リスト	
<b>6</b>	<b>短尺異常 DFF を用いる超平坦化・広帯域スーパーコンティニューム光(SC)発生</b>	
6.1	はじめに.....	85
6.2	超短尺異常 DFF を用いる広帯域 SC 発生.....	88
6.3	SC スペクトルの特徴 : サブ dB 級平坦度.....	90
6.4	SC 発生メカニズムの議論.....	91
6.5	通信用光源としての性能評価.....	95
6.6	まとめと結論.....	100
	参考文献リスト	
<b>7</b>	<b>結論</b>	
7.1	まとめ.....	103
7.2	総括.....	105

発表文献リスト

謝辞



## 第1章 序論

### 1.1 本論文の背景

「時間軸の超高速性」は光波の極限性能の一つである。その追究に関する研究は、1960年代にレーザが開発されて以来急速に発展し、2002年の現在、既にその時間領域はフェムト秒( $1\text{ fs} = 10^{-15}\text{ s}$ )に到達している。この潮流に沿う形で超短光パルスを活用し、フェムト秒領域における超高速物理現象を解明しつつ、その分析を通じて光エレクトロニクスの新しい展開を図ることを目的とした「フェムト秒テクノロジー (femtosecond technology : FST)」と称される新分野が活況を呈している[1]。

この FST には、フェムト秒レーザ開発やそれを用いる超高速・高機能材料探索等を目的とする基礎科学的な研究だけではなく、超高速光計測技術や光ファイバ通信技術といった応用的な研究も含有される。これら研究の位置付けが、横軸をそれら時間領域、縦軸を基礎・応用の観点からの傾向とする図 1.1 にプロットされている。FST の最先端時間領域に位置付けられるのが、究極的超短光パルス発生技術である[2-7]。現状では、Ti:sapphire レーザシステムを基本とする手法がその主流であり、その時間領域は光電界振動の2周期程度に相当するサブ 5 fs 領域に到達している[2]。この最先端時間領域の光技術は主に基礎科学分野において開発されており、その応用も基礎科学方面が主である。一方で、図 1.1 における応用研究に目を向けてみよう。半導体レーザ・ファイバレーザ開発とそれらパルス圧縮に代表される超短光パルス発生技術、光スイッチ技術や光サ

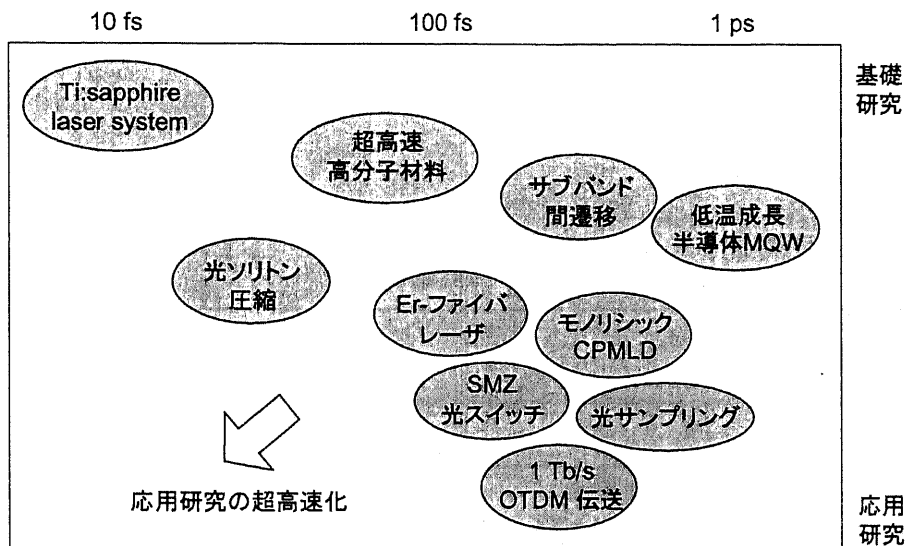


図 1.1 フェムト秒テクノロジーの各分野のプロット。

ンプリング技術といった光信号処理技術、そしてこれらを用いる光時分割多重技術といった研究がここに位置付けられる。はじめの超短光パルス発生技術はこれらの中でも最も基礎的な研究であり、その時間領域はサブ 100 fs 領域に達しているものの、続くふたつの時間領域はサブピコ秒領域に留まっているのが現状である。即ち、FST の応用研究の時間領域はサブピコ秒程度であり、前述した基礎的研究の最先端時間領域との間に大きなギャップが存在する。このギャップを埋める為には、応用研究の超高速化を図ることが重要である。この方向は図 1.1 に示されており、これが本論文の目標である。

また、図 1.1 内に示した応用研究の主な研究対象が半導体と光ファイバであることに注目されたい。即ち、この分野ではこれらが重要な光コンポーネントであり、FST の応用研究の超高速化の上でもこれら光コンポーネントの活用が重要である。この観点から FST の応用研究を半導体デバイスと光ファイバの活用によって大別し、それらの時間領域を整理したのが図 1.2 である。

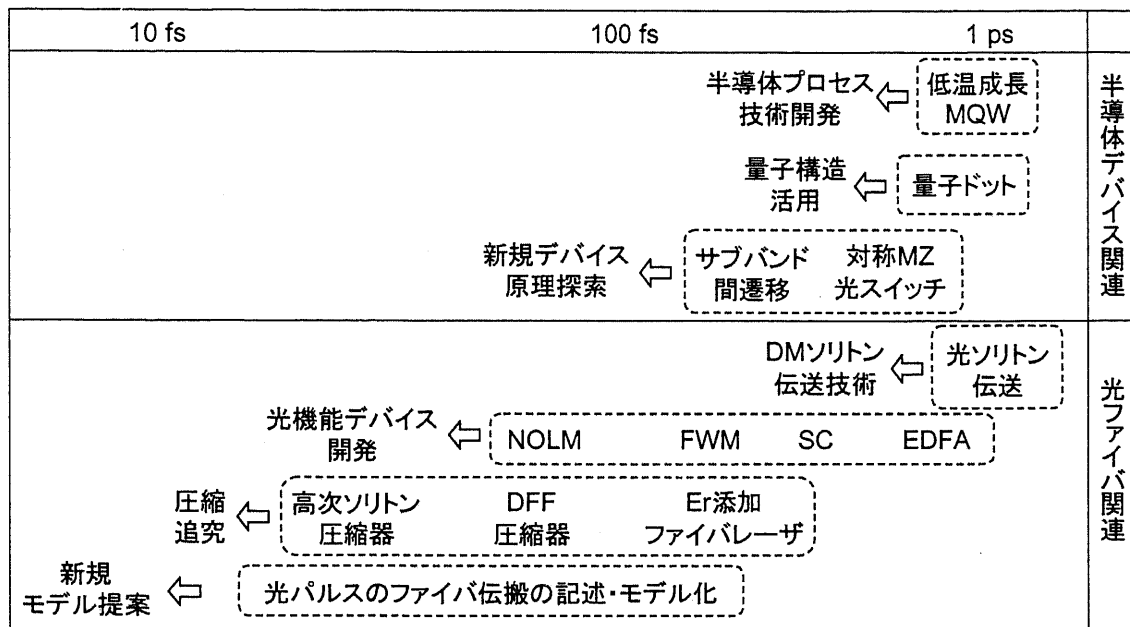


図 1.2 フェムト秒テクノロジーにおける応用研究の時間領域。

半導体デバイス関連の研究がサブピコ秒程度の時間領域に留まっているのが示されている。これは、半導体内のキャリアダイナミクスによって動作速度の下限が存在する為である。最近では、これを克服する研究として低温成長 MQW に代表される半導体プロセス技術の工夫やサブバンド間遷移活用等の新規デバイス原理探索と言った半導体デバイスの超高速化を目的とする研究が報告されている。しかしながら、現状ではサブ 100 fs 領域への展開は困難と考える。

もう一つの主な研究対象である光ファイバは超高速性に優れた非線形光応答を有する為に、既にサブ 100 fs 領域での活用が幾つか報告されている。その代表が光ファイバを使用するパルス圧縮であり、その時間領域は 20 fs 程度に達している。以上から、光ファイバはサブ 100 fs 領域において適用可能であり、FST の応用研究をサブ 100 fs 領域へ展開させる上で必要不可欠と考える。

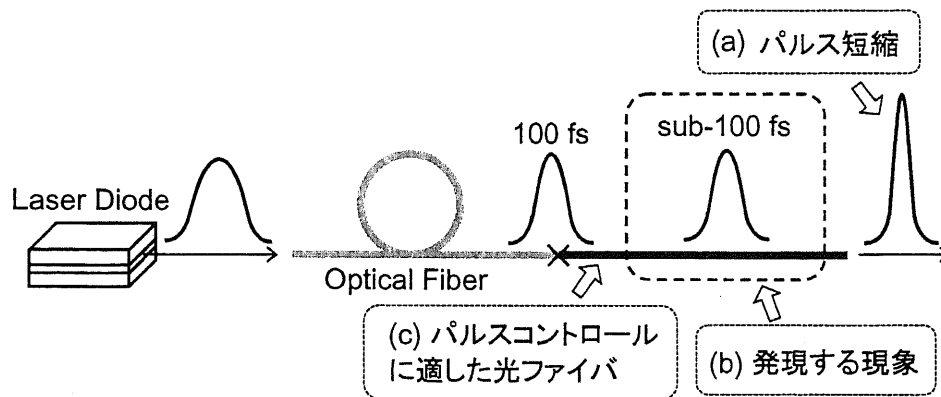


図 1.3 本論文の研究対象。本研究は半導体レーザーパルスに対する光ファイバの活用に係わる(a)、(b)そして(c)を研究対象とする。

本論文も光ファイバの活用を通じ FST における応用研究のサブ 100 fs 領域への展開を図ることを大きな目標としている。本研究に従事するにあたり着目したのがサブ 100 fs 領域における光ファイバの活用に係わる研究対象である。これを図 1.3 に示す。具体的に述べるならば、以下の(a)、(b)そして(c)である;(a)応用的観点から注目される半導体レーザーパルスの光ファイバ圧縮、(b)物理学的に興味深い研究対象であるサブ 100 fs 領域において発現する現象、(c)サブ 100 fs 光パルス进行をコントロールする上で強力な道具となり得る分散平坦化ファイバ。これら研究対象に関する背景と目的意識を以下でやや詳細に説明を加える。

### 1.1.1 半導体レーザーパルスの光ファイバソリトン圧縮

フェムト秒テクノロジーの中心分野に位置するのが超短光パルス発生技術である。その主要な研究成果をまとめたのが表 1.1 である。色素レーザー[3, 4]、固体レーザー[2, 5-14]、Er 添加ファイバレーザー[15-27]、そして半導体レーザー[28-38]といったレーザー技術及びそれとパルス圧縮器を組み合わせた方式が幾つか提案され、それぞれの性能の実証が行われている。それらの中でも色素レーザー及び固体レーザーを基本とする手法がパルス短縮化の先陣を切っている。その歴史は、1981 年の衝突パルスモード同期 (colliding-pulse mode-locking: CPM) 色素レーザーの開発にはじまる[3]。更に、1987 年には、この CPM 色素レーザーパルスに対するパルス圧縮によって 6 fs の光パルスが得られている (Forkら[4])。このパルス圧縮器には、光ファイバを用いて付加された周波数チャープを 2 回折格子対

表 1.1 究極的超短光パルス発生に関する研究。

Group	Oscillator	Compressor	Pulse Width	Wavelength
Fork <i>et al.</i>	colliding-pulse mode-locked dye laser	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 9 mm-long optical fiber</li> <li>• four-grating and four-prism</li> </ul>	8 fs three cycles	~0.6 $\mu\text{m}$
Nisoli <i>et al.</i>	Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser	<ul style="list-style-type: none"> <li>• 60 cm-long hollow fiber</li> <li>• two pairs of prisms</li> <li>• broadband chirped mirror</li> </ul>	4.3 fs two cycles	~0.8 $\mu\text{m}$
Shirakawa <i>et al.</i>	Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser	<ul style="list-style-type: none"> <li>• pulse-front-matched NOPA</li> <li>• broadband chirped mirror</li> </ul>	4.4 fs two cycles	~0.6 $\mu\text{m}$
Mitschke <i>et al.</i>	color center laser pumped mode-locked CW Nd:YAG laser	<ul style="list-style-type: none"> <li>• dispersion-flattened fiber</li> </ul>	20 fs four cycles	~1.5 $\mu\text{m}$
Richardson <i>et al.</i>	passively mode-locked Er-doped fiber laser	<ul style="list-style-type: none"> <li>• EDFA</li> <li>• DSF</li> </ul>	30 fs six cycles	~1.5 $\mu\text{m}$
Arahira <i>et al.</i>	colliding-pulse mode-locked laser-diode		580 fs	~1.5 $\mu\text{m}$
Matui <i>et al.</i>	gain-switched laser-diode	<ul style="list-style-type: none"> <li>• four-stage fiber compressor</li> <li>• high power EDFA</li> </ul>	20 fs four cycles	~1.5 $\mu\text{m}$

と2プリズム対によって補償する方式が適用された。1990年代に入るとTi:sapphireレーザ技術が著しく進展し、研究室レベルで比較的安定度に優れたサブ 100 fs 光パルスを得ることが容易になった。加えて、チャープ補償技術の進展も伴い、1997 年に前述色素レーザシステムの記録を更新するサブ 5 fs 光パルス発生が報告された (Baltuška ら[5]、Nisoli ら[6]、Shirakawa ら[7])。最近では、光電界振動のおよそ2サイクルに相当する3.9 fs 光パルス発生の報告もされている[2]。

一方で、光計測や情報通信等の分野へ超短光パルス光源を応用する上では小型軽量性、高安定性、高信頼性といった要素は極めて重要である。これら観点からは、半導体レーザを用いる手法に勝るものはないと考えられる。半導体レーザの駆動法として超短光パルス発生技術に適したものには利得スイッチング法とモード同期法がある。以下では、これら駆動方式について説明する。

利得スイッチング方式は直接変調方式の一種であり、変調度の高い正弦波電圧ないし電流パルスによるレーザ駆動によって変調周期よりも極端に短い時間幅のパルス状光出力が得られる。この圧縮プロセスは半導体内非線形効果に起因する。この技術によって得られる光パルスの時間幅は20 ps 程度である。注目すべきは、この出力光パルスが負の周波数チャープ(ダウンチャープ)を有する点である。従って、適当な分散媒質を利用するチャープ補償によって更なる短パルス化が実現される。この技術によって1986年には繰返し12 GHzの5 ps 光パルス発生が報告されている[28]。そこでは、分散媒質として正の群速度分散を有する光ファイバが用いられた。ただし、利得スイッチ半導体レーザ

パルスのチャープ特性は完全には線形でない為に、光ファイバを用いるチャープ補償だけではフーリエ変換限界 (transform-limited: TL) パルスを得ることは困難である。これに対して、狭帯域光フィルタを用いてチャープ補償された (され得る) スペクトル成分のみを透過させることによって、TL パルスにより近い高品質な超短光パルスを得ることが可能である。1990 年には、この技術を用いた 3 ps TL パルス発生が報告されている[29]。

もう一つの超短光パルス発生法であるモード同期法では、半導体レーザ縦モード間の位相関係が揃えられる。その為に、TL パルスの直接発生が比較的容易である。位相を揃える手法としては、能動モード同期法と受動モード同期法が挙げられる。前者ではレーザ注入電流に縦モード間隔に相当する周波数の電流を重畳し、その側波帯成分を利用して同期を取る。一方、共振器内部に過飽和吸収体を挿入して、その非線形性による時間軸上のタイミング操作によって位相を揃えるのが後者である。特に、過飽和吸収体を半導体によって実現できる点が有利であり、これを活かしたモノリシック受動モード同期半導体レーザも開発されている[30, 31]。最近では、モノリシック構造を有する CPM 半導体レーザによって 260 fs 光パルス発生が報告されている[31]。

以上の光パルス発生技術によって、比較的容易にピコ秒或いはサブピコ秒光パルスが半導体レーザから得られるが、そのパルス時間幅には半導体内キャリアダイナミクスを要因とする制限が存在する。その為に半導体レーザからサブ 100 fs 光パルスを直接発生する技術は未だ実現されていない。

一方で、光ファイバにおける光ソリトン効果を用いる光パルス圧縮方式は、その簡素

性の為に固体レーザー[8-13]、Er 添加ファイバレーザー[15-27]、そして前述の半導体レーザー[28-38]等の様々なパルス光源に適用されている。この方式は高次ソリトン圧縮と断熱圧縮の2方式に大別される。以下では、これら方式を概説する。

1980年に、Mollenauerら(Bell 研)によってシングルモードファイバ(single-mode fiber: SMF)における7 psから320 fsへのパルス圧縮現象が初めて観測された[8]。このパルス圧縮は高次ソリトン伝搬におけるパルス短縮化現象を利用したものであり、高次ソリトン圧縮と称される。この方式の圧縮率(入力パルス幅と出力パルス幅の比で定義される)はソリトンの次数に依存し、次数が高いほど高圧縮率が実現される。現状の半導体レーザー技術を以てすれば高次ソリトンを比較的容易に励起できる為に、この方式を用いることによりピコ秒からフェムト秒への圧縮が可能である。その一方で、この圧縮過程において余分なパルス成分である裾引き成分(ペDESTAL成分)が発生する為に、パルス品質に対する注意が必要である。

もう一方の光ファイバソリトン圧縮方式は分散減少化ファイバ(dispersion-decreasing fiber: DDF)を使用する手法(断熱圧縮法)である。DDFは、ファイバ長手方向に沿って2次分散値が徐々に減少する分散プロファイルを有する光ファイバである。この入力端において基本次のソリトンが励起された場合、DDF伝搬において光ソリトンが感じる分散値が変化するにもかかわらず、その次数は維持される。これは、分散変動の様な摂動に対して光ソリトンが強耐性を有する為である。その結果、DDF伝搬に伴いパルス幅が減少する。この様なメカニズムの故に、このDDFを用いるパルス圧縮方式は断熱圧縮と称され



る。この圧縮率は DDF の入出力端 2 次分散値の比に依存し、5 ~ 10 程度が典型である。高次ソリトン圧縮比べた場合に、この方式の有する主な特長は圧縮過程におけるペDESTAL 成分発生が極めて少ない点にある。1991 年に、この断熱圧縮方式が初めて実験的に確認された[14]。そこでは、10 m 長 DDF に入射された CW モード同期 Nd:YAG レーザ出力 130 fs 光パルスが 50 fs まで圧縮されている。

この様な光ファイバソリトン圧縮方式を半導体レーザパルスに組合せ、幾つかのサブ 100 fs パルス光源が実現されている[32-38]。その歴史が図 1.4 内黒丸プロットにより示されている。1990 年以降、研究が活発化している。最も先駆的な研究は 1990 年に Nakazawa ら (NTT) により報告されている[32]。そこでは、3 段階高次ソリトン圧縮と 3 台の

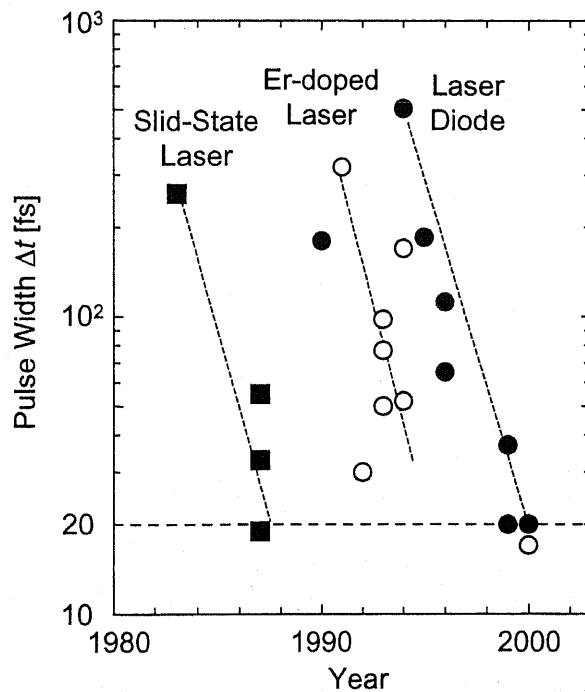


図 1.4 光ファイバソリトン圧縮の研究動向。■、○、そして●は、それぞれ固体レーザ、Er 添加ファイバレーザ、そして半導体レーザの光パルスに対する光ソリトン圧縮結果を表す。本論文の結果も 2000 年にプロットされている。

EDFA を用いて分布帰還型半導体レーザ出力 17 ps 光パルスを 180 ~ 230 fs まで圧縮している。この実験では、高品質フェムト秒パルスが波長フィルタを用いるペDESTAL成分除去によって得られている。初めてのサブ 100 fs 光パルス圧縮報告は、1996 年の Miyamoto ら(東大)によりなされているが、その際のパルス幅は 65 fs である[37]。そこでは、断熱圧縮型 step-like dispersion profiled fiber、EDFA そして分散シフト化ファイバからなる複合非線形圧縮器が用いられている。1999 年には、現在の最短パルス圧縮結果である 20 fs 圧縮が Matsui ら(FESTA)から報告されている[38]。その実験では、分散シフト化ファイバ、EDFA、DDF、そして分散平坦化ファイバから成る 4 段階非線形ファイバ圧縮系が活用された。以上の Miyamoto ら及び Matsui らのサブ 100 fs 圧縮実験においてペDESTAL抑制が重要視された圧縮器設計となっていたことを付け加えておく。その結果として、特殊な光パルス圧縮器や EDFA 圧縮器を組み合わせた断熱圧縮器構成が採用されており、多段構成ファイバ圧縮系と称すべき複雑さを包含していた。

#### 1.1.2 サブ 100 fs 領域における光ソリトンの物理

ここでは、前節で説明した光ファイバ圧縮に活用されている光ソリトンの物理に焦点を当て、その要点を概説する。従来の光ソリトン理論では、光ファイバ内の群速度分散と光カー効果の複合効果の結果として光ソリトンが生成されると説明されている。ピコ秒及びサブピコ秒領域ではこれは正しい。しかしながら、フェムト秒領域においては、これら効果の他に高次分散効果や高次非線形効果も加えるべきである。これらが光ソリトン伝搬

表 1.2 光ファイバソリトンにおいて発現する現象とそのモデル。本研究は未開拓サブ 100 fs 領域に着目している。

$\Delta t$	Physics in Optical Fiber	Model
1 ps	Optical Kerr-Effect Group Velocity Dispersion	Standard Nonlinear Schrödinger Equation
	Third-order Dispersion Raman Self-Scattering (Gordon, 1986) Self-Steepening (Agrawal <i>et al.</i> , 1992)	
100 fs	Fourth-order Dispersion ?	Generalized NSE ?
50 fs		
5 fs	Delay in Raman Response ?	Break Down of SVEA ?

に影響を与える為に、理論的の拡張が必要となる。この様な試みの先例は幾つか挙げられる。以下では、この様な領域における光ソリトンを理論的に扱う手法とその限界について概観する。

光ソリトンを含む一般的な光パルスのファイバ伝搬に対して影響を与え得る諸効果とそれらを記述するモデルを対象時間領域毎に区別して示したものが表 1.2 である。先述の様にピコ秒程度の時間幅を有する光パルスの光ファイバ伝搬に対する主要効果は、群速度分散効果と光カー効果である。この両者効果の均衡の結果として光ソリトンが生成される[39]。これらの効果を表す項を含む非線形シュレーディンガー方程式 (nonlinear Schrödinger equation: NSE) がその伝搬記述に利用される[40]。

フェムト秒パルスに対しては、そのスペクトルの広帯域性、高ピークパワー性に由来する高次分散効果、高次非線形効果が無視できなくなる。前者の代表が 3 次分散効果 [41] であり、後者に対しては誘導ラマン散乱 (stimulated Raman scattering: SRS) 効果[42]

が挙げられる。この時間領域における光ソリトンファイバ伝搬の記述に対しては、これらの効果を表す高次項を状況に応じて NSE に追加する必要がある。例えば、3 次分散項や自己急峻化項、あるいはラマン利得スペクトルを一次関数近似することにより SRS 効果を記述した項等が対象となる。これらを NSE に追加した報告例があり、そこで用いられる方程式は modified NSE (MNSE) と呼ばれる[42]。これを用いる数値解析によって、フェムト秒パルス伝搬における 3 次分散効果や SRS 効果による影響の一部が検討されている。前者効果として、光ソリトン分裂の発現が予想されている[41]。後者に対しては、ソリトン自己周波数シフト(soliton self-frequency shift: SSFS)やファイバ伝搬に伴い高次ソリトンが基本ソリトンへ移行するソリントラッピングが予想されている[42]。以上の諸現象発現は、ある程度であるが、実験的にも確認されている[13]。

更にサブ 100 fs 領域に目を転ずる。ここでは、より高次の群速度分散効果が光ソリトンパルスの伝搬に影響を及ぼすことが予想される。また、SRS 効果の応答時間が 30 fs 程度であることに注目すると、この時間領域でのパルス幅が SRS 応答時間と同程度となる為に、SRS 応答遅延が無視できないと考えられる。この様に、サブ 50 fs パルス伝搬を記述する際には、更なる高次項の追加或いはこれらの高次項の補正を行う必要がある。例えば、generalized NSE が提案されているが、そこでは 4 次分散効果に対応する項とシリカ系ファイバのラマン利得スペクトルを考慮した SRS 項が追加されている[43, 44]。

更には、サブ 50 fs 領域に達すると、パルス時間幅は光電界振動の数周期程度となる。この様なパルスの光ファイバ伝搬に対しては、緩変動包絡線近似の正当性が保証で

きなくなると考えられる。その為に、NSEを基本とする光ソリトン理論を放棄し、Maxwell方程式を出発点とする光ソリトン伝搬モデルも報告されている[45]が、残念ながら、それに対応する実験例は皆無である。

### 1.1.3 分散平坦化ファイバ

近年の光ファイバ作製技術の著しい進展に伴い、光波伝搬に大きな影響を与える光非線形効果と群速度分散効果を、ある程度であるが、制御することが可能となっている。特に、後者及び後者を介した前者の制御に関しては超大容量光ファイバ通信技術の根幹技術として位置付けられる為に極めて重要な技術と考えるべきであろう。実際に、標準的なSMFとは著しく異なる波長分散特性を有する多種多様な特殊光ファイバが開発されている。それら代表として、1550 nm付近にゼロ分散値を有する分散シフト化ファイバ(dispersion-shifted fiber: DSF)[46]、SMFとは逆符号分散値を有する分散補償ファイバ(dispersion-compensating fiber: DCF)[47]、そしてSMFと逆符号の分散値と分散スロープを有する負分散スロープ DCFなどを挙げる事ができる[48]。これら特殊ファイバの組合せにより更に高度な機能を実現できることが知られている。即ち、分散プロファイルの緻密な調整、これは分散マネージメントと呼ばれる、を通じたピコ秒及びフェムト秒光パルスの伝搬特性のコントロールが現実のものとなっている[49]。これらの特殊な波長分散特性を有する光ファイバの中で、超短光パルス制御に有効な光ファイバとして特に注目されるのが分散平坦化ファイバ(dispersion-flattened fiber: DFF)である。

DFFの最も興味深い特長は、その名が示す通り、「広帯域にわたり低分散値を有す

ること」、言いかえれば「高次分散が極端に抑制されていること」である。その分散の波長依存性を図 1.5 に示す。比較の為に DSF の分散曲線も示してある。DSF の 3 次分散値 (図 1.5 内曲線の傾きに相当する) に比べて、DFF のそれが大きく抑制されていることが明示されている。また、DFF は放物線状分散特性を有している点も注意されたい。これは 4 次分散値がゼロでないことの証拠である。DFF はその 2 次分散値 $\beta_2$ の符号によって、正の $\beta_2$ 値(正常分散)を有する正常 DFF (normal-DFF: NDFF)、負の $\beta_2$ 値(異常分散)を有する異常 DFF (anomalous-DFF: ADFF) に大別される。

DFF の開発に関する研究の歴史は古く、既に 1974 年に W 形屈折率分布の光ファイバが提案されている[50]。それ以来、DFF を実現する屈折率分布として三重クラッド形[51]や四重クラッド形[52]が提案され、改良を重ねる努力が費やされてきた。一方で、これらの複雑な屈折率分布を実現できる光ファイバ製造技術の進展を待たねばならなかったことも事実である。最近の光ファイバ屈折率分布の制御技術の進展に伴い、研究室レベ

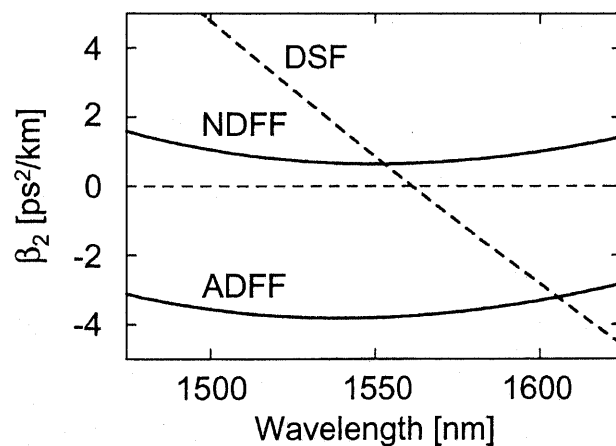


図 1.5 分散平坦化ファイバの分散特性。参考の為に分散シフト化ファイバの分散特性も破線で示す。ADFF: Anomalous-dispersion-flattened fiber, NDFF: Normal-dispersion-flattened fiber, DSF: dispersion-shifted fiber.

ルに限られているものの、ある程度のラインアップの入手が容易になっている。実際に、この様な DFF 作製技術の進展に伴い、DFF が活用された興味深い研究が幾つか報告されている点に注目したい。

ADFF に対しても早くから光ファイバソリトン圧縮への適用が検討されている[10, 19, 20, 38]。DFF が実現されてから間もない 1984 年には、Misticke と Mollenauer (Bell 研) が ADFF を用いた 19 fs 高次ソリトン圧縮を報告している[10]。この流れは現在まで維持され、前述した Matsui ら (FESTA) の半導体レーザーパルスの 20 fs 圧縮実験においてもその最終段光ソリトン圧縮器に ADFF が用いられている[38]。

一方で、NDFF に対しては、それを活用する研究の中で近年の注目を集めているのが、スーパーコンティニウム光 (super-continuum: SC) 発生である[53-57]。これは超広帯域な平坦化スペクトルを有する光波を発生する技術である。SC 発生自体は新しい研究課題ではないが、光ファイバ通信への応用で再注目されている[56, 57]。最近の代表的な研究として、1.7 km 長 NDFF を用いて広帯域かつ平坦化 SC 発生が Takushima ら (東大) から報告されている[55]。また、Yamada ら (NTT) は光ファイバ通信用多波長光源としてのその有効性を検討している[57]。

## 1.2 研究の動機と目的

前節では、(a)半導体レーザーパルスの光ファイバソリトン圧縮、(b)サブ 100 fs 光ソリトン、(c)分散平坦化ファイバ、という 3 項目を概観した。筆者はそれぞれに対して以下に示す研究上の動機を抱いた。

(a) 前述した様に半導体レーザと多段階ソリトン圧縮器を用いたサブ 50 fs 光パルス光源の開発に係わる研究報告が過去 5 年だけでも数件あるが、これらの研究では主に光ファイバ通信技術や超高速光計測技術等への応用を重視している。その為に、使用された圧縮器はペDESTALの抑圧を最大限に考慮される断熱圧縮器構成となっている。従って、究極的超短光パルス発生 of 追究など、パルス短縮化に重心を置く観点からは、高圧縮率実現に有利な高次ソリトン圧縮方式を活用し、それにペDESTAL制御を加えると言う工夫の余地が残されていると考えられる。この考えから筆者は「光ファイバ of パルス圧縮性能極限はどこにあるのか」という命題を自問した。加えて、高次ソリトン圧縮方式を活用すれば、単一圧縮器構成においてもピコ秒領域からサブ 50 fs 領域へのパルス圧縮が実現できる可能性もあると考えた。この圧縮器を半導体レーザパルスに適用すれば、極めて簡素なサブ 50 fs パルス光源 of 実現が期待される。更には、この光源開発を通じて得られる知見を活かせば、工学的応用上 of 新たな技術的展開が生ずる可能性も大いに考えられよう。

(b) サブ 100 fs 光ソリトン伝搬において、多種多様な物理現象 of 発現が期待されることは前述した。その代表例を列挙してみよう；

- ・ サブ 100 fs 領域における 4 次分散効果。
- ・ サブ 100 fs パルス伝搬における SRS 効果 of 遅延応答の影響。
- ・ 緩変動包絡線近似が成立しない状況での光ソリトン伝搬及びその究極であるモノサイクルパルス of ファイバ伝搬。



サブ 100 fs 領域では実験的研究例が稀であり、その検討が困難であった為に、これらの現象に関しては理論的な議論が先行している。しかしながら、光ファイバを用いるパルス圧縮技術の進展に伴い、この時間領域を精査する為の実験環境が整いつつあると考える。この観点からは、現時点がサブ 100 fs 光ソリトン物理の実験的研究の好機到来に相当すると考えられる。「サブ 100 fs ソリトン伝搬では、実際にどのような現象が生じるのか」「支配的要因は何なのか」という問題意識、そしてそれらを解明するという目的意識が筆者の研究動機として浮上した。

(c) 前述した様に、DFF は 20 fs 光ソリトン圧縮やピコ秒及びサブピコ秒を用いる SC 発生に等に活用されている。これらの場合では単一種類の DFF の活用が基本であり、結果として高性能光コンポーネントが極めて単純な構成で実現されていると表現できる。その一方で、ピコ秒及びフェムト秒領域で有効性が示されているのが、多種類光ファイバを組み合わせる分散マネージメント技術である。この手法に比べると、現状の DFF の使用法は極めてプリミティブであると考えられる。この観点からは、複数の DFF を活用する分散プロファイル制御技術の適用可能性は、DFF の未開拓ポテンシャルの一つとして重要であると思われる。この開拓を試みることは「サブ 100 fs 光パルス管理に対して DFF のポテンシャルはどの程度であるか」という命題への解答につながり得ると考える。この問題意識も本研究の動機の一つと認識している。

以上の問題意識と目的意識を動機として研究を実施し、その成果を中心にまとめられたのが本論文である。上記(a)、(b)そして(c)のそれぞれの動機に対応する研究目的を

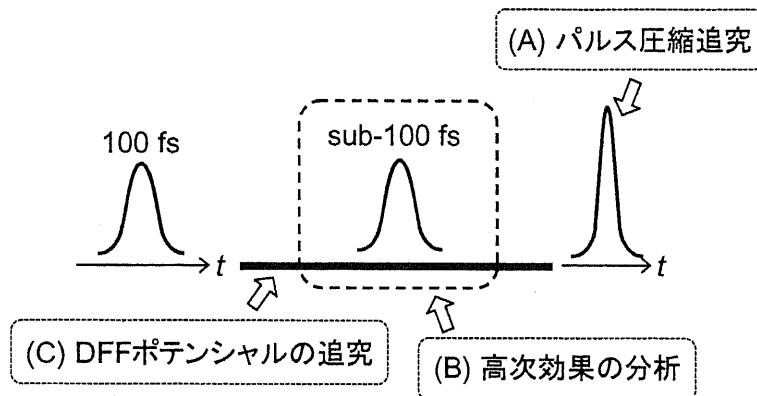


図 1.6 本論文の目的。本論文は分散平坦化ファイバにおけるサブ 100 fs 光ソリトンに係わる(A)、(B)そして(C)を研究目的とする。(A)光ファイバ圧縮の極限性能の探索、(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の探索、(C) DFF ポテンシャルの追究。

図 1.6 に示す。やや具体的に研究目的を説明するならば、以下の(A)、(B)そして(C)となる；(A) 高性能サブ 50 fs パルス光源開発を通じて高次ソリトン圧縮極限性能を解明する。(B) サブ 100 fs 光ソリトン伝搬における諸効果の解明を試みる。(C) 短尺 DFF 及びその組合せのポテンシャルを解明する。これらの目的に基づき本研究では以下の課題を取り上げ研究を実行した；短尺 DFF-SDPF を用いる半導体レーザパルスの 20 fs ソリトン圧縮、サブ 100 fs 光ソリトンの DFF 伝搬における高次効果分析、高エネルギーパルス注入における 16 fs 光パルス圧縮、そして短尺異常 DFF を用いる広帯域・超平坦化スーパーコンテニューム光発生。これら研究を通じて得られた結論及びそれらの総括から、これら研究分野或いは融合分野の本質解明を試み、新たな展開を図るのが本論文の大目的である。

### 1.3 本論文の構成

以下、第 2 章以降の構成を記す。第 2 章には、本論文の基礎を成す項目の整理を

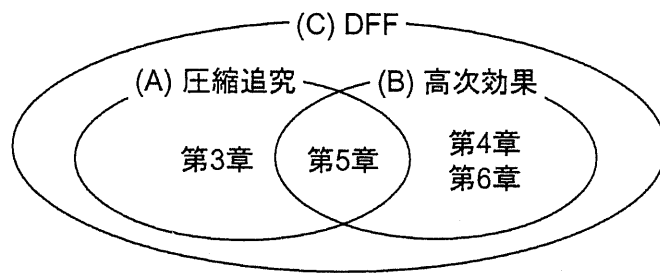


図 1.7 本論文の各章内容と目的(A)、(B)そして(C)の関係。(A)光ファイバ圧縮の極限性能の解明。(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の分析。(C) DFF ポテンシャルの追究。

目処に、サブ 100 fs 光ソリトン理論に関する研究例が整理されている。第 3 章には、step-like dispersion profiled fiber 圧縮器の最適化法に着目し、高性能パルス光源を開発した結果について示されている。第 4 章では、サブ 100 fs 光ソリトン伝搬の物理に着目し、その適切なモデルを検討し高次効果の影響を分析した結果を示す。第 5 章には、高エネルギーパルス注入による 17 fs 光ソリトン圧縮について述べられている。第 6 章では、超短尺異常 DFF を用いるスーパーコンティニューム光 (SC) 発生について論じられている。そして、これら研究の総括を第 7 章に述べた。

これら各章の内容と前節において示した本論文の目的の係わりを図 1.7 に示す。本論文の研究全てにおいて DFF が活用されており、第 3 章から第 6 章の内容は(C)DFF ポテンシャルの追究に係わる。また、第 3 章には(A)光ファイバ圧縮の極限性能の解明によった研究内容が示されており、第 4 章と第 6 章が(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の分析に係わる内容となっている。そして、(A)、(B)そして(C)の全てに係わるのが第 5 章であり、本論文の中でも中心的な内容が示されている。

## 本章の参考文献リスト

- [1] T. Kamiya, F. Saito, O. Wada and H. Yajima, *Femtosecond Technology*, (Springer, 1999).
- [2] A. Baltuska, T. Fuji, A. Yabushita and T. Kobayashi, Abstracts of the 8th international workshop on *femtosecond technology* (FST 2001), FA-5, 63 (2001).
- [3] R. L. Fork, B. I. Green and V. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 671 (1981).
- [4] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker and C. V. Shank, *Opt. Lett.*, **12**, 483 (1987).
- [5] A. Baltuška, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov and D. A. Wiersma, *Opt. Lett.*, **22**, 102 (1997).
- [6] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Sielmann, S. Sartania and F. Krausz, *Opt. Lett.*, **22**, 522 (1997).
- [7] A. Shirakawa, I. Sakane, M. Takasaka and T. Kobayashi, *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2268 (1999).
- [8] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen and J. P. Gordon, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1095 (1980).
- [9] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon and W. J. Tomlinson, *Opt. Lett.*, **8**, 289 (1983).
- [10] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.*, **12**, 407 (1987).
- [11] A. S. Gouveia-neto, A. S. L. Gomes and J. R. Taylor, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**, 1883 (1983).
- [12] A. S. Gouveia-neto, A. S. L. Gomes and J. R. Taylor, *Opt. Lett.*, **12**, 395 (1987).
- [13] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset and H. P. Weber, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 1938 (1987).
- [14] S. V. Shernikov and P. V. Mamyshev, *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1633 (1991).
- [15] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus and L. E. Nelson, *Opt. Lett.*, **18**, 1080 (1993).
- [16] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, M. W. Phillips and V. J. Matsas, *Electron. Lett.*, **27**, 730

(1991).

- [17] D. J. Richardson, A. B. Grudinin and D. N. Payne, *Electron. Lett.*, **28**, 778 (1992).
- [18] M. Nakazawa, E. Yoshida and Y. Kimura, *Electron. Lett.*, **29**, 63 (1993).
- [19] E. Yoshida, Y. Kimura and M. Nakazawa, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, **32**, 3461 (1993).
- [20] E. Yoshida, Y. Kimura and M. Nakazawa, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, **33**, 5779 (1994).
- [21] M. Nakazawa, E. Yoshida, H. Kubota and Y. Kimura, *Electron. Lett.*, **30**, 2038 (1994).
- [22] E. Yoshida and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 548 (1999).
- [23] E. Yoshida, K. Tamura and M. Nakazawa, *IEICE Trans. Electron.*, **E81-C**, 189 (1998).
- [24] K. R. Tamura and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 230 (1999).
- [25] K. R. Tamura and M. Nakazawa, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 319 (1999).
- [26] M. Nakazawa and E. Yoshida, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 1613 (2000).
- [27] K. R. Tamura and M. Nakazawa, *Opt. Lett.*, **26**, 762 (2001).
- [28] A. Takeda, T. Suigi and M. Saruwatari, *Electron. Lett.*, **22**, 1347 (1986).
- [29] M. Nakazawa, K. Suzuki and Y. Kimura, *Opt. Lett.*, **15**, 715 (1990).
- [30] Y. K. Chen and M. C. Wu, *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2176 (1992).
- [31] S. Arahira, S. Oshiba, Y. Matsui, T. Kunii and Y. Ogawa, *Opt. Lett.*, **19**, 834 (1994).
- [32] M. Nakazawa, K. Suzuki and E. Yamada, *Electron. Lett.*, **26**, 2038 (1990).
- [33] H. F. Liu, Y. Ogawa, S. Oshiba and T. Tonaka, *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1655 (1991).
- [34] J. T. Ong, R. Takahashi, M. Tsuchiya, S. H. Wong, R. T. Sahara, Y. Ogawa and T. Kamiya, *IEEE J.*

- Quantum Electron.*, **29**, 1701 (1993).
- [35] K. A. Ahmed, K. C. Chan and H. F. Liu, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **1**, 592 (1995).
- [36] L. Chusseau and É. Delevaque, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **2**, 500 (1996).
- [37] M. Miyamoto, M. Tsuchiya, H. F. Liu and T. Kamiya, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, **35**, L1330 (1996).
- [38] Y. Matsui, M. D. Pelusi and A. Suzuki, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1217 (1999).
- [39] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 142 (1973).
- [40] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics Third Edition*, (Academic, 2001).
- [41] G. P. Agrawal and M. J. Potasek, *Phys. Rev. A*, **33**, 1765 (1986).
- [42] G. P. Agrawal, *Opt. Lett.*, **15**, 224 (1990).
- [43] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, *Opt. Lett.*, **15**, 1076 (1990).
- [44] K. J. Blow and D. Wood, *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 2664 (1989).
- [45] P. M. Goorjian and A. Taflove, *Opt. Lett.*, **16**, 180 (1992).
- [46] B. J. Ainslie and C. R. Day, *IEEE J. Lightwave Technol.*, **LT-4**, 967 (1986).
- [47] DCF
- [48] M. Hirano, T. Kata, K. Fukuda, K. Tamano, M. Onishi, Y. Makio and M. Nishimura, Proc. 26th *European Conf. on Opt. Commun. (ECOC 2000)*, **1**, Paper 2.4.4, 99 (2000).
- [49] M. Nakazawa, H. Kubota, K. Suzuki, E. Yamada and A. Sahara, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **6**, 363 (2000).
- [50] S. Kawakami and S. Nishida, *Electron. Lett.*, **10**, 38 (1974).

- [51] P. K. Bachmann, D. Leers, H. Wehr, D. U. Wiechert, J. A. van Steenwijk, D. L. A. Tjaden and E. R. Wehrhahn, *IEEE J. Lightwave Technol.*, **LT-4**, 858 (1986).
- [52] L. G. Cohen, W. L. Mammel and S. J. Jang, *Electron. Lett.*, **18**, 1023 (1982).
- [53] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori and M. Saruwatari, *Electron. Lett.*, **30**, 790 (1994).
- [54] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori and M. Saruwatari, *Electron. Lett.*, **30**, 1166 (1994).
- [55] Y. Takushima, F. Futami and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 1560 (1998).
- [56] Y. Takushima and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 322 (1999).
- [57] E. Yamada, H. Takara, T. Ohara, K. Sato, T. Morioka, K. Jinguji, M. Itoh and M. Ishii, *Electron. Lett.*, **37**, 304 (2001).

## 第2章 光ソリトン伝搬における高次効果とそれらの複合的発現

### 2.1 はじめに

本章では、高次効果の記述法を中心に光ソリトン理論が記されている。これら内容に係わる報告は教科書的な文献[1]において網羅的に紹介されているが、ここでは本論文と係わりが深い非線形領域におけるフェムト秒光パルスのファイバ伝搬に影響を及ぼす効果に関する報告をまとめる。はじめに、光パルス伝搬に影響を与える効果である群速度分散と光非線形性の効果を説明した後に、それら効果の記述と伝搬方程式を時間軸に沿ってまとめる。これら記述に基づくシミュレーションから予想される発現と、それらに対応する実験報告も紹介する。

ここでは、光ファイバにおける光波伝搬の理論を概観する。はじめに、光ファイバ伝搬において影響を及ぼす(1)波長分散と(2)光非線形性について示す。

#### (1) 波長分散

電磁波が誘電性媒質の束縛電子と相互作用する際には、一般的には、その媒質の応答は入射波の周波数 $\omega$ に依存する。この性質が波長分散である。光ファイバの分散性は超短光パルス伝搬に重要な影響を及ぼす。これは、超短光パルスを構成するスペクトル成分は異なった波長を有しており、それらスペクトル成分が各波長に依存する異なった速度  $c/n(\omega)$  で伝搬する為である。この効果は、モードの伝搬定数 $\beta$ を光パルス中心周波数 $\omega_0$ のまわりにテイラー展開することによって数学的に表せられる；



$$\begin{aligned}\beta &= n(\omega) \frac{\omega}{c} \\ &= \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots\end{aligned}\quad (2.1)$$

ただし、 $\beta_m$  は  $m$  次分散値であり、以下で与えられる；

$$\beta_m = \left[ \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (2.2)$$

一般のシングルモードファイバでは、 $\beta_2 > 10 \times \beta_3$  である為に、スペクトル広がり $\Delta\omega \leq 2$  [T·rad] 程度であるピコ秒光パルスに対しては 3 項目以降は無視できる。従って、ピコ秒パルス伝搬に重要なパラメータは $\beta_1$ と $\beta_2$ である。 $\beta_1$ は光パルスの群速度 $v_g$ の逆数に対応する値である。 $\beta_2$ は光パルスの広がり決定するパラメータである；

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left[ 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right] \approx \frac{\omega}{c} \frac{d^2 n}{d\omega^2} \approx \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.3)$$

バルクの熔融石英ガラスの $\beta_2$ を図 2.1(a)に示す。ただし、この $\beta_2$ 値と実際の光ファイバの $\beta_2$ 値は異なる。これは、光ファイバの場合、コアに入っているドーパント( $\text{GeO}_2$ 、 $\text{P}_2\text{O}_5$ 等)とファイバ導波路構造からの寄与も $\beta_2$ 値に考慮する必要がある為である。図 2.1(b)にはシングルモードファイバの全分散が示されている。この図では、ファイバ光学の文献におい

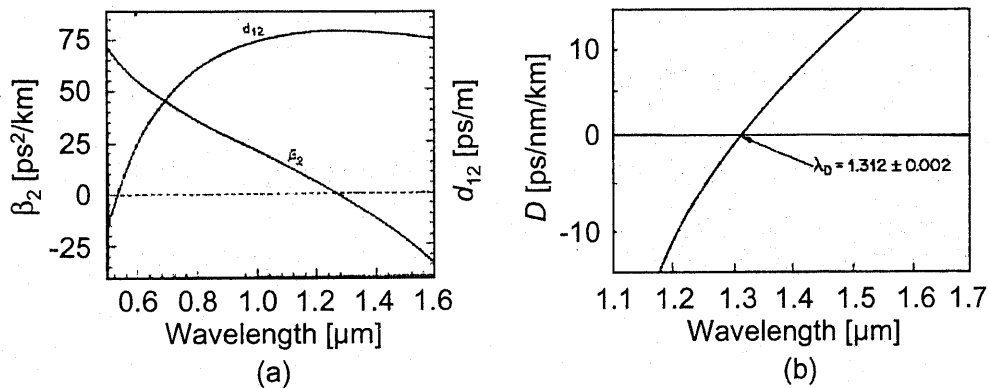


図 2.1 (a) 熔融石英ガラスの 2 次分散値 $\beta_2$ の波長依存性。(b) 光ファイバの分散パラメータ $D$ の波長依存性。(b)内には  $D=0$  となるゼロ分散波長 $\lambda_0$ が明記されている。文献[1]より。

て一般に用いられる分散パラメータ  $D$  が  $\beta_2$  の代りに表されている。この  $D$  と  $\beta_2$  の関係は以下である。

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \approx -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (2.4)$$

注目すべき点は、1.31  $\mu\text{m}$  において  $D = 0$  となる波長が存在することである。この波長はゼロ分散波長  $\lambda_D$  と呼ばれる。波長  $\lambda$  が  $\lambda < \lambda_D$  の領域では、 $D < 0$  ( $\beta_2 > 0$ ) となり、光パルスの高周波成分は低周波数成分よりも遅く伝わる。対称的に、 $D > 0$  ( $\beta_2 < 0$ ) となる異常分散領域 ( $\lambda > \lambda_D$ ) においてはその関係は逆になる。以上の様に、 $\lambda_D$  はパルスの振舞を決定付ける重要なファイバパラメータと言えよう。

## (2) 光非線形性

電磁波の強度が高い場合では、誘電体は非線形応答を示す。光ファイバも例外ではない。光ファイバに高強度な光電場が入力された場合、誘電分極  $\mathbf{P}$  は電界  $\mathbf{E}$  に比例しなくなる；

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} \cdot \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \cdot \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots). \quad (2.5)$$

ここで、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率、 $\chi^{(j)}$  は  $j$  次の感受率である。 $\chi^{(1)}$  は線形感受率であり、その効果は屈折率や吸収係数に取り込まれる。2 次の感受率  $\chi^{(2)}$  の存在は分子レベルでの反転対称性の有無に依存し、石英ガラスの主成分である  $\text{SiO}_2$  は対称的な分子である為に、光ファイバの  $\chi^{(2)}$  はゼロである。従って、光ファイバで発現する最低次の非線形効果は 3 次の感受率  $\chi^{(3)}$  に起因する効果である。この効果の中でも主なものは、位相整合条件が必要としない非線形屈折である。非線形屈折とは、 $\chi^{(3)}$  が存在する為に生じる屈折率の強度

依存性である;

$$\tilde{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2. \quad (2.6)$$

$E$  は光ファイバ内の光波の電界振幅であり、 $|E|^2$  は光強度を表す。また、 $n(\omega)$  は線形屈折率であり、 $n_2$  は  $\chi^{(3)}$  の実部に関連する非線形屈折率である。

屈折率が光強度に依存することによって多くの興味深い非線形効果が生じ得る。その中でも活発に研究され、かつ、本論文に関連があるのが自己位相変調効果 (self-phase modulation : SPM) である。これによって生じる位相シフトは光ファイバを伝搬する光波自身によって引き起こされる。その大きさ  $\phi$  は、ファイバ長と波数をそれぞれ  $L$ 、 $k_0 = 2\pi/\lambda$  とすると以下で与えられる;

$$\phi = \tilde{n} k_0 L = (n + n_2 |E|^2) k_0 L. \quad (2.7)$$

光強度に依存する  $\phi_{\text{NL}} = n_2 k_0 L |E|^2$  が SPM によって発現する非線形位相シフトである。

光パルス伝搬における SPM による発現は更に興味深い。光強度が時間的に変動する光パルスでは  $\phi_{\text{NL}}$  が時間的に変化し、 $\delta\omega = -\delta\phi/\delta\tau$  で与えられる瞬時周波数が時間的に変化する周波数チャープが生じる。以上の様に、パルス伝搬に伴いパルスは位相変調を受けた結果、光スペクトルが広がる。以上の例として、光ソリトンに係わりが深い sech 型パルスにおける  $\phi$  と  $\delta\omega$  を図 2.2 に示す。 $|U|^2$  と同様に  $\phi$  が変化し、それに伴い  $\delta\omega$  がパルス立ち上がりにおいて低周波数成分、立下りでは高周波数成分となることが示されている。

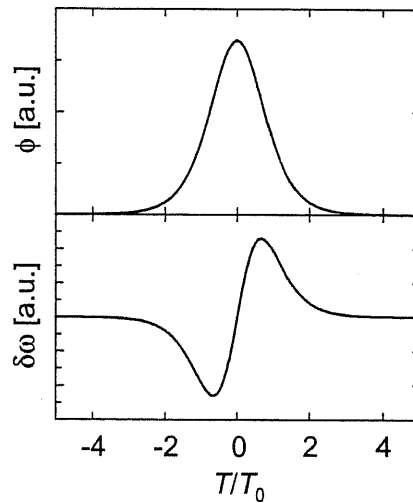


図 2.2 自己位相変調による発生する位相シフト $\phi$ と周波数チャープ $\delta\omega$ 。

以上、光ファイバにおける光波伝搬において影響を与える(1)波長分散と(2)光非線形性を説明した。これら効果及びそれら複合的效果が光パルス伝搬に与える影響を理解する為に、次節において光ファイバにおける光波伝搬の理論を概観しよう。

## 2.2 標準非線形シュレーディンガー方程式と光ソリトンの基礎

光ファイバ伝搬(伝搬方向を  $z$  とする)している中心周波数 $\omega_0$  の光パルスを考える。その光電場の複素表示により、平面波  $\exp[i(\omega_0 t - \beta z)]$  と振幅  $A(z, t)$  との準平面波表示で表す;

$$E(z, t) = A(z, t) \exp[i(\omega_0 t - \beta z)] \quad (2.8)$$

この光パルスのファイバ伝搬において影響を及ぼす効果は、前述した様に、群速度分散効果と光非線形効果である。前者の効果は以下で記述される;

$$\frac{\partial \tilde{A}(\omega, z)}{\partial z} = i[\beta(\omega - \omega_0) - \beta_0] \tilde{A}(\omega, z). \quad (2.9)$$

周波数領域での光電界振幅を  $\tilde{A}(\omega, z)$  とした。また、 $\beta$  は式(2.1)で表される。一方で、非線

形効果の影響は以下の式で記述される;

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_0^{\infty} R(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \right) \quad (2.10)$$

$\gamma$ は非線形係数である。 $R(t)$ は非線形応答関数であり、電子遷移とラマン遷移の寄与が考えられている。電子遷移の応答時間は数 fs 程度と言われているが、ラマン遷移による非線形応答時間は 30 fs 程度である。伝搬する光パルスの時間幅がピコ秒程度の場合、このラマン遷移の応答時間の影響は無視できるものの、フェムト秒領域ではこの遅延効果を考慮する必要がある。

以上の群速度分散と光非線形性の効果が考慮された上で、ピコ秒パルスの光ファイバ伝搬を記述する方程式が非線形シュレーディンガー方程式 (nonlinear Schrödinger equation : NSE) である;

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0. \quad (2.11)$$

$T$ は群速度  $v_g$  でパルスとともに進行する座標系での時間を表す。左辺の第 2 項及び第 3 項がそれぞれ群速度分散及び光非線形性の効果を記述する項である。前者は、式(2.1)の第 3 項以降を無視して式(2.9)を逆フーリエ変換することによって得られる。一方、後者は非線形応答が瞬時に生じる ( $R(t) = \delta(t)$ ) と仮定し、自己急峻化効果に対応する  $\delta(|A|^2 A) / \delta T$  を無視することによって導出される。詳細は参考文献[1]を参照されたい。ここで、時間軸、伝搬距離そして光電界を以下の様に規格化すると、群速度分散及び非線形性の効果を議論しやすい;

$$\tau = \frac{T}{T_0}, \quad \xi = \frac{z}{L_{\text{SOD}}} = \frac{|\beta_2|}{T_0^2} z, \quad U(\xi, \tau) = \frac{A(\xi, \tau)}{\sqrt{P_0}}. \quad (2.12)$$

$L_{\text{SOD}}$  は分散長と呼ばれるパラメータであり、詳細は後述する。 $T_0$ 、 $P_0$  はそれぞれ入射光の時間幅とピークパワーである。ここで、 $T_0$  は光強度が  $1/e$  となる点により定義される時間幅であることに注意されたい。一般に用いられる半値全幅  $T_{\text{FWHM}}$  と  $T_0$  の関係は波形によって異なる。光ソリトンに重要な  $\text{sech}^2$  型パルスの場合は以下の関係が成立する；

$$T_{\text{FWHM}} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \approx 1.7628 \times T_0. \quad (2.13)$$

式(2.12)を式(2.11)に代入すると規格化 NSE が得られる；

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U. \quad (2.14)$$

ただし、 $N$  は以下で表されるパラメータである；

$$N^2 = \frac{L_{\text{SOD}}}{L_{\text{ND}}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (2.15)$$

$$L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma P_0^2}, \quad L_{\text{SOD}} = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}.$$

$L_{\text{SOD}}$ 、 $L_{\text{NL}}$  はそれぞれ分散長、非線形長と呼ばれるパラメータである。分散のみが影響を与える状況下で、 $L_{\text{SOD}}$  はガウス型パルスの時間幅が初期値の  $\sqrt{2}$  倍になる伝搬距離であり、群速度分散効果が発現する伝搬距離の目安となる。また、 $L_{\text{NL}}$  は、光非線形性のみが発現する場合において、連続光の位相を 1 ラジアン回転させる有効伝搬距離であり、非線形効果が発現する伝搬距離の目安となる。この式(2.14)で与えられる NSE によって群速度分散及び光非線形性の効果、それら複合的效果を議論することが可能である。群速度分散及び光非線形の個々の効果については文献[1]を参照されたい。ここでは、それら複合的效果による発現である「光ソリトン」に焦点をあてる。

式(2.14)の NSE に基づくピコ秒パルス伝搬計算機シミュレーションを用いて、群速度

分散と光非線形性の複合効果の発現である光ソリトンとその特徴を整理してみよう。ここでは、光ファイバに以下の光パルスを入力した場合を考える；

$$U(\xi, \tau) = \text{sech}^2(\tau). \quad (2.16)$$

光ソリトン伝搬において重要となるのが、入力ソリトン条件と光ファイバパラメータから決定される式(2.14)内の  $N$  である。  $N \geq 1$  において光ソリトンが発現し、  $N$  によってその伝搬特性は大きく異なる。この光ソリトンの特徴付けるパラメータである  $N$  はソリトン次数と呼ばれる。

図 2.3 は  $N=2, 3$  のソリトン伝搬シミュレーション結果である。共通な特徴として、光ソリトンは波形を脈動させながら伝搬し、ソリトン周期  $z_0$  伝搬すると入力波形に戻る様子が示され

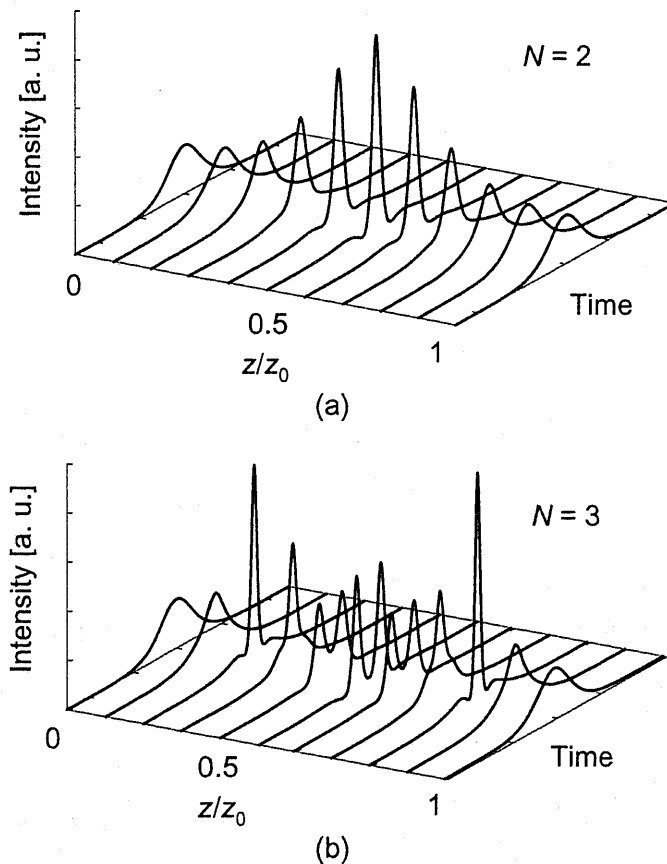


図 2.3  $N$  次ソリトン伝搬シミュレーション。(a) 2 次ソリトン、(b) 3 次ソリトン。  $z_0$  はソリトン周期。

ている。特に、注目されたいのが伝搬初期 ( $N = 2$  の場合  $z/z_0 \sim 0.5$ 、 $N = 3$  の場合  $z/z_0 \sim 0.2$ ) においてパルス短縮化が生じている点である。この特徴を利用することによってパルス圧縮が可能である。光ソリトンのもう一つの大きな特徴が摂動に対する強耐性である。その為に、光ソリトンは伝搬において波形を変え  $N$  値を一定に保持させる。例えば、伝搬中に利得を受けるような場合 (利得媒質における伝搬)、その利得が摂動の範囲内ならば、光ソリトンは  $N$  値を一定にする様に波形を変化させる。即ち、伝搬において、

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_2^0}{|\beta_2|} = \frac{\gamma}{|\beta_2|} \cdot \epsilon_p T_0. \quad (2.17)$$

を一定にさせる。 $\epsilon_p$  はパルスエネルギーである。利得を受ける為に伝搬に伴い  $\epsilon_p$  が緩やかに増大する。それに応じて光ソリトンは  $N$  を一定にする為に  $T_0$  を自ら減少させる。その結果、パルス圧縮が生じることに注意されたい。これは断熱圧縮と称される。この利得媒質中の伝搬で生じる断熱圧縮は、分散が長手方向に減少されているファイバ、分散減少化ファイバ (dispersion-flattened fiber : DFF) と称される、においても生じ得ることを付け加えておく。

以上ピコ秒パルス伝搬において影響を及ぼす群速度分散と光非線形性の効果をまとめた。ただし、フェムト秒領域になると、以上の議論では不十分である。この領域では、式(2.9)(2.10)をより厳密に取り扱う必要がある為である。以下の節では、それら詳細を示す。

### 2.3 高次分散効果

フェムト秒パルスは広帯域なスペクトル成分を有する。この特徴に由来し、このパル



スがファイバ伝搬する際に影響を与える群速度分散効果は、ピコ秒領域とは異なる発現となる。これは、フェムト秒パルスに対しては式(2.1)の第3項目、言い換えれば3次分散(third-order dispersion : TOD)の効果、が無視できない為である。この効果のみの発現についてはシミュレーションや実験によっても分析されている。その詳細は文献[1][2]を参考にされたい。本節では、本論文内容に係わりが深い非線形領域に焦点をあて、そこでTOD効果による発現に関する報告を整理する。

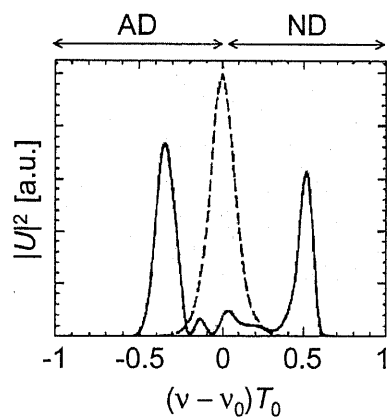


図 2.4 3次分散効果による発現のシミュレーション結果。実線は $3 \times L_{\text{TOD}}$ 伝搬した後のパルススペクトル波形。入力パルス波形を点線で示す。AD: 異常分散、ND: 正常分散。文献[1]より。

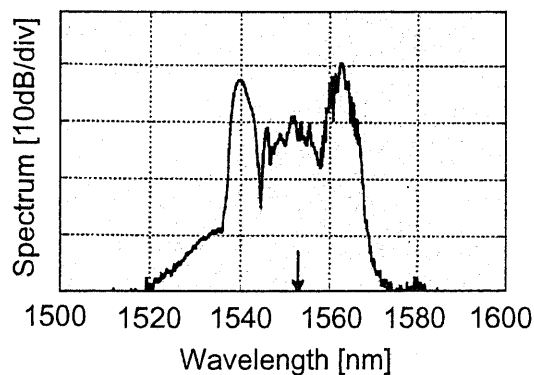


図 2.5 3次分散効果による発現例。ゼロ分散波長付近に入力された光パルスのDSF伝搬後の光スペクトル波形の実験結果。矢印はゼロ分散波長を示す。文献[3]より。

式(2.3)において3次の展開項までを考慮し、式(2.12)に対して3次分散効果に対応する項を追加すると以下の式が得られる;

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \operatorname{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{i L_{\text{SOD}}}{6 L_{\text{TOD}}} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} - N^2 |U|^2 U. \quad (2.18)$$

$L_{\text{TOD}}$ は3次分散距離と呼ばれ、その絶対値は3次分散効果が発現する伝搬距離の目安となる以下で表されるパラメータである;

$$|L_{\text{TOD}}| = \frac{T_0^3}{|\beta_3|}. \quad (2.19)$$

式(2.18)に基づくシミュレーションを用いて TOD 効果による発現を分析できる。その結果の一例として、 $z = 3 \times |L_{\text{TOD}}|$ における光スペクトル波形を図 2.4 に示す。ここでは、 $L_{\text{NL}} < |L_{\text{TOD}}| < L_{\text{SOD}}$ となる状況を考えている。これは入力パルス中心波長付近に伝搬ファイバのゼロ分散波長 $\lambda_D$ が存在することに相当する。即ち、図 2.4 の横軸が負の領域が異常分散領域に相当し、正の領域では正常分散領域となる。TOD 効果と非線形効果の複合的効果の発現として光スペクトルが 2 つに分裂する様子が図 2.4 に示されている。この理由は以上の様に説明される。 $L_{\text{NL}} < |L_{\text{TOD}}|$ では伝搬初期において非線形効果が顕著となる。その為に、SPM によって光スペクトルが広がり、高周波成分は正常分散を、低周波成分は異常分散を感じる。その結果、正常分散領域では分散波となり散逸されるものの、異常分散領域では光ソリトンが形成される。これが光スペクトルが 2 つに分裂する理由であり、非線形領域における TOD 効果の発現の代表である。この発現は実験的にも確認されている。その例を図 2.5 に示す。 $\beta_2 = 0$  付近に光パルスが入力された結果、光スペクトルが図 2.4 と同様に 2 つに分裂することが示されている。加えて、フェムト秒領域では、 $L_{\text{NL}} <$

$L_{\text{SOD}} < |L_{\text{TOD}}|$ においても同様な効果が発現する。伝搬初期過程において高次ソリトン圧縮が生じる。それを通じてスペクトルが広帯域化され、スペクトル成分内に $\lambda_D$ が存在する状況となる。その結果、上述と同様な TOD 効果が発現する。

更に時間領域が深いサブ 100 fs 領域においては、より厳密に式(2.1)を取り扱う必要がある。即ち、第 3 項だけではなく第 4 項も考慮する必要がある。言いかえれば、4 次分散効果の影響も無視できないと考える。しかしながら、この 4 次分散効果による発現は、実験的には観測されていない。

#### 2.4 高次非線形効果: 誘導ラマン散乱効果

フェムト秒領域では光非線形応答の遅延が無視できなくなる。この応答関数は式(2.10)の  $R(t)$ によって記述され、電子遷移とラマン遷移の寄与を考慮する必要がある。特に、前者の時定数が数 fs 程度であるのに対して、後者の時定数は 30 fs 程度であり[1]、その遅延はフェムト秒パルスに大きな影響を及ぼす。これはラマン散乱 (stimulated

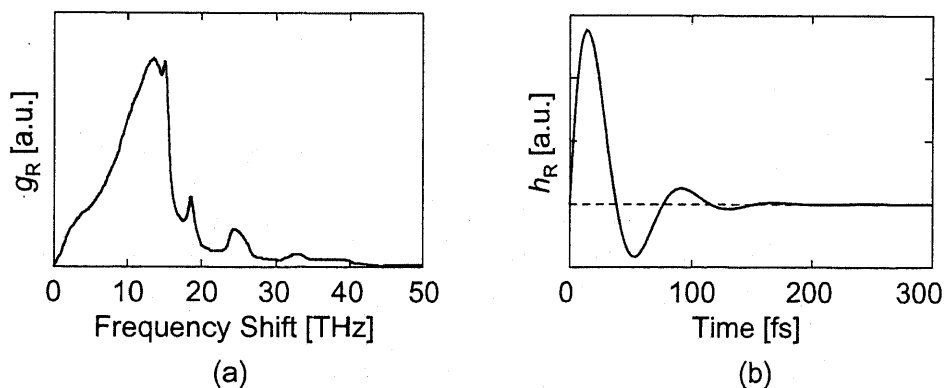


図 2.6 (a)シリカ系ファイバのラマン利得スペクトル実測値  $g_R(\Delta\nu)$ 。文献[4]より。(b)算出されるラマン応答関数  $h_R(t)$ 。

Raman scattering : SRS) 効果と呼ばれる。本節では、この SRS の記述法を紹介した後に、それによる発現としてソリトン自己周波数シフトとソリントンラッピングを説明する。

SRS のモデル化として、ラマン利得スペクトルからその応答関数を求める方法が提案されている[4]。シリカ系ファイバのラマン利得スペクトル実測値  $g_R$  からフーリエ変換によってラマン応答関数  $h_R$  が算出される。その  $g_R$  と  $h_R$  をそれぞれ図 2.6(a)と(b)に示す。この  $h_R$  を  $R(t)$  に考慮することによって光非線形性がより厳密に記述される。この記述法はサブ 100 fs 領域にも適用可能とも言われている[1]。ただし、フェムト秒領域では、上述のラマン利得スペクトルを厳密に考える必要はない。これは、フェムト秒パルスのスペクトル広がり は 5 THz 程度であり、このパルスはラマン利得スペクトルの裾部分しか感じることができない為である。従って、フェムト秒領域では  $g_R$  を直線で近似して得られる方程式が一般的に使用される；

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{i L_{\text{SOD}}}{6 L_{\text{TOD}}} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} - N^2 \left[ |U|^2 U + is \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) - \tau_{\text{ra}} \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2) \right], \quad (2.20)$$

$$s = \frac{1}{\omega_0 T_0^2}, \quad \tau_{\text{ra}} = \frac{T_{\text{ra}}}{T_0}.$$

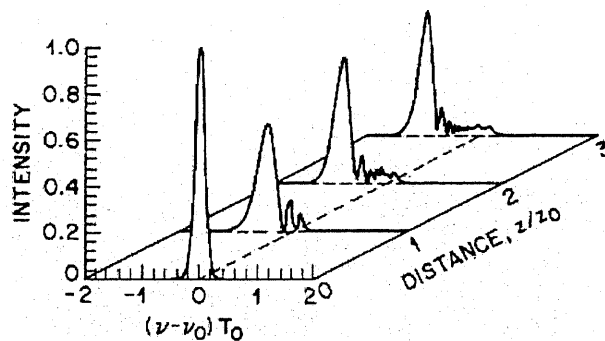


図 2.7 2次ソリトン伝搬シミュレーションにおける光パルスのスペクトル波形。SRS 効果による発現として、ソリトンのスペクトルが低周波数側(長波長側)にシフトする様子が示されている。文献[1]より。

$T_{ra}$ はラマン係数と呼ばれるラマン利得スペクトルの傾きに係わるパラメータであり、通常は3 ~ 5 fs 程度である[4]。この式には前節で説明した TOD も考慮されている。このフェムト秒領域に適用可能な方程式は modified NSE と呼ばれる。

次に、光ソリトン伝搬における SRS 効果の発現についてまとめる。はじめに、式(2.20)に基づくシミュレーションを用いて計算される2次ソリトン伝搬の様子を図2.7に示す。伝搬に伴い光ソリトンスペクトル成分が低周波数域、即ち長波長域にシフトし、ある波形に安定化する様子が示されている。この発現は以下の様に説明される。光ソリトン伝搬初期において高次ソリトン圧縮が生じて、それに伴いスペクトルが広帯域化される。その結果、光スペクトルとラマン利得スペクトルの重なりが大きくなり増幅を受ける為に、光パルス内において長波長側へエネルギーがシフトする。この際、高次ソリトン圧縮によって生じるペDESTALなどの光ソリトン以外の成分はスペクトル帯域が狭い為に利得を受けず、波長シフトは生じない。この様な成分を失いながら光ソリトンは基本ソリトンへと移行し、波形が安定化される。従って、光ソリトンとそれ以外の成分はスペクトル上で分離された結果、光ファイバの群速度分散効果を介して両者は時間軸上においても分離される。以上が

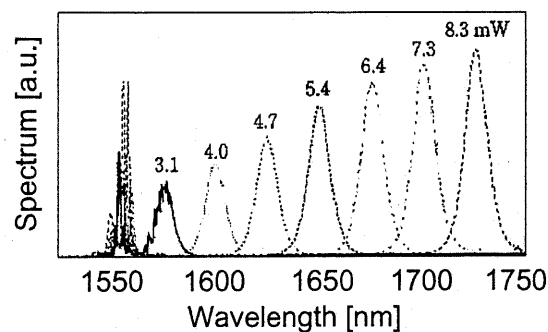


図 2.8 SRS 効果による発現例。実験において確認されたソリトン自己周波数シフト。数字は光パワーを表す。文献[5]より。

SRS 効果による発現であり、光ソリトンスpekトル成分の長波長シフトを「ソリトン自己周波数シフト (soliton self-frequency shift : SSFS)」、波形安定化を「ソリントラッピング」と称される。これら発現は実験的にも確認されている[5]。前者の例を図 2.8 に示す。光パワーが増加すると、より高次のソリトン圧縮が生じる為に、SRS 効果が著しく発現する。その結果として SSFS によるシフト量が増加することが示されている。

以上の議論はフェムト秒領域における SRS 効果の発現である。サブ 100 fs 領域になると、光パルスのpekトルはより広帯域化される為に、図 2.6(b)に示されるラマン利得pekトルをより厳密に取り扱う必要がある[1]。その為に、modified NSE では不十分であり、NSE をより一般化する必要があると言われている。それが、以下で与えられる generalized NSE (GNSE) である；

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} - \frac{1}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{i L_{\text{SOD}}}{6 L_{\text{TO D}}} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} - \frac{1 L_{\text{SOD}}}{24 L_{\text{FOD}}} \frac{\partial^4 U}{\partial \tau^4} = -N^2 \left( 1 + i s \frac{\partial}{\partial \tau} \right) U(\xi, \tau) \int_0^{\infty} R(\tau') |U(\xi, \tau - \tau')|^2 d\tau' \quad (2.21)$$

$R(t)$ には  $g_R$  から算出される  $h_R$  が考慮されている。また、高次分散効果も 4 次分散まで考慮されている。 $L_{\text{FOD}}$ は 4 次分散距離と呼ばれ、その絶対値は 4 次分散効果の発現する伝搬距離の目安となる以下で表されるパラメータである；

$$|L_{\text{FOD}}| = \frac{T_0^4}{|\beta_4|} \quad (2.22)$$

NSE を基本とする伝搬モデルの中でも、この GNSE が最も厳密な方程式であり、サブ 50 fs 領域においても適用可能であると言われている。しかしながら、この時間領域における実験的な分析結果が乏しい為に、この方程式の妥当性は示されていない状況である。

## 2.5 まとめ

本章では、本研究の理論的な基礎となる光パルス伝搬の記述法について整理した。はじめに、光ファイバの群速度分散と光非線形性を説明し、これらが光パルス伝搬に及ぼす影響を整理した。これら効果をモデル化することによって得られるピコ秒パルス伝搬を記述する NSE を紹介した。フェムト秒領域においては、高次分散効果と高次非線形効果を含めたより厳密な記述法が必要となる。より厳密に群速度分散と光非線形性を記述することによって得られる MNSE を説明し、それに基づくシミュレーションの結果から非線形領域における 3 次分散効果と誘導ラマン散乱効果の発現を整理した。また、サブ 100 fs 領域においても適用可能と言われている GNSE も紹介した。

## 本章の参考文献

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics Third Edition*, (Academic, 2001).
- [2] S. Kawanishi, H. Takara, T. Morioka, O. Kamatani, K. Takigushi, T. Kitoh and M. Saruwatari, *Electron. Lett.*, **32**, 916 (1996).
- [3] 二見史生、「光ファイバ中におけるスーパーコンティニューム生成およびその超短パルス光源への応用に関する研究」、東京大学大学院工学系研究科電子工学専攻博士論文 1999 年。
- [4] A. K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski and P. Galko, *J. Lightwave Technol.*, **17**, 216 (1999).
- [5] N. Nishizawa and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 325 (1999).



### 第3章 DFF-SDPF を用いる 20 fs 半導体レーザーパルス圧縮

#### 3.1 はじめに

本章では、簡素かつ高性能なファイバ圧縮器として応用的観点から注目される step-like dispersion profiled fiber (SDPF) に関して実行した研究の結果を示す。本研究の目的は、高次ソリトン圧縮方式に適した SDPF 設計・作製法及び SDPF に対する分散平坦化ファイバ (dispersion-flattened fiber : DFF) 活用の探索を通じて、SDPF 圧縮性能の解明を試みることである。これらと第 1 章に示した本論文の目的との位置付けを図 3.1 に示す。本論文の目的の中でも(A)光ファイバ圧縮の極限性能の解明と(C)DFF ポテンシャルの追究に係わるのが本章で示す研究内容である。本節では、若干第 1 章の内容が繰り返される部分もあるが、その背景と目的意識を説明する。

小型軽量性、高信頼性に優れる半導体レーザーを基本とするパルス光源は実用に近いという観点から魅力的である。ただし、第 1 章でも述べたが、そのパルス時間幅には半導体内キャリアダイナミクスを制限要因とする下限が存在する。その為に、半導体レーザー

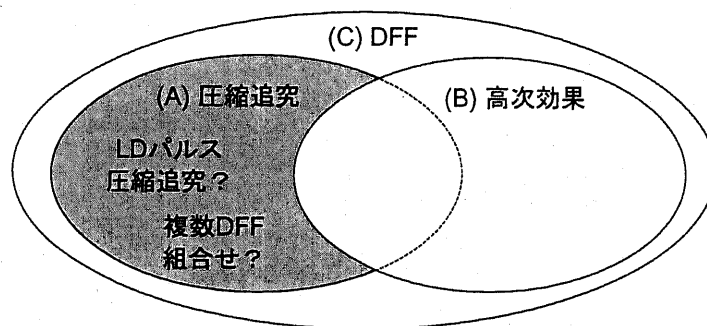


図 3.1 本章の研究の目的と本論文の目的との位置付け。(A)光ファイバ圧縮の極限性能の解明。(B)サブ 100 fs 領域の高次効果の分析。(C)DFF ポテンシャルの追究。

出力光パルス時間幅はサブピコ秒程度であり、更なるパルス短縮化には圧縮技術が必要である。一方で、光ファイバはピコ秒領域からサブ 100 fs 領域へのパルス圧縮性能を有しているだけでなく、簡素性にも優れている。従って、光ファイバは半導体レーザに適した圧縮方式であり、これらを組み合わせることによって高性能かつ簡素なフェムト秒パルス光源が実現可能である。このようなパルス光源は超高速光計測や光ファイバ通信へ応用されることが期待されており、実際にこれらパルス光源開発に係わる研究が近年活発化している[1-9]。ここでは、これらの代表的な光源の構成を概観する。

今まで報告されている半導体レーザを基本とするフェムト秒パルス光源の代表例を図 3.2(a)~(c)に示す[1,7,9]。NTT の Nakazawa らから報告されている 180 fs 光パルス光源が(a)である[1]。半導体レーザ出力の 15 ps 光パルスを 3 段階高次ソリトン圧縮器とそれら

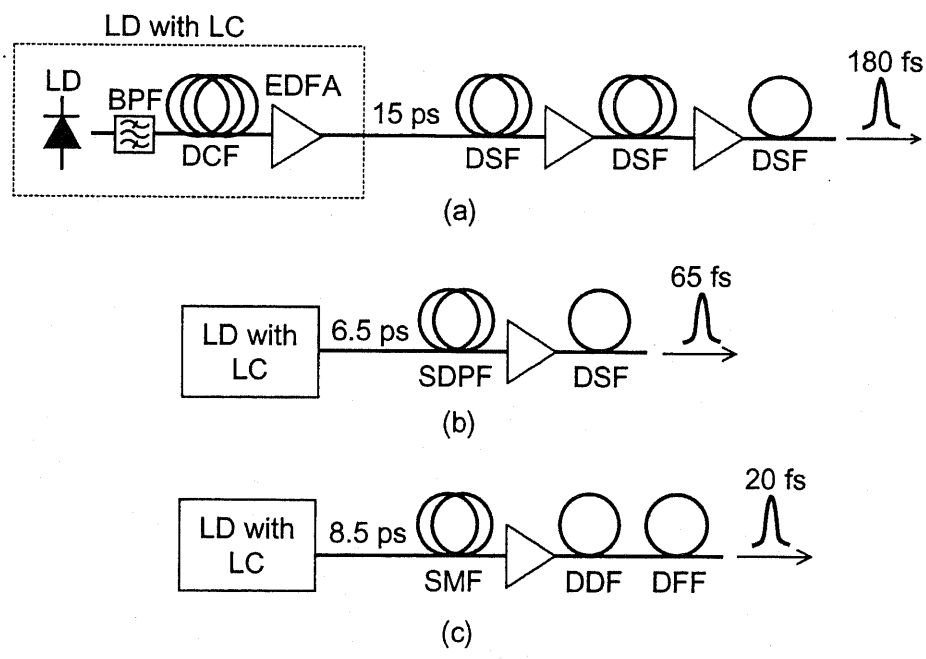


図 3.2 (a)NTT の Nakazawa らから報告されているフェムト秒光源の構成[1]、(b)東大 Miyamoto らから報告されている 65 fs パルス光源の構成[7]、(c)FESTA の Matsui らから報告された光源の構成。LD : laser diode, DCF : dispersion-compensating fiber, LC : linear compression.

間に挿入された 2 台のエルビウム添加ファイバ増幅器 (Erbium-doped fiber amplifier: EDFA) によって圧縮する構成である。(b)が東大の Miyamoto らから報告された 65 fs パルス光源である[7]。分散減少化ファイバ (dispersion-decreasing fiber: DDF) 型 SDPF を中心とするソリトン圧縮器の組合せによって 4.5 ps 半導体レーザーパルスを圧縮する構成である。そして、松井らから報告されている 20 fs パルス光源が(c)である[9]。EDFA や DDF を含む 4 段階非線形圧縮器によって 7.5 ps 光パルスを圧縮する構成である。これら圧縮系では、半導体レーザーパルスをフェムト秒領域まで圧縮する為に複数の光ファイバソリトン圧縮器を組み合わせた複合非線形圧縮器が用いられている点に注目されたい。これは、パルス幅短縮化だけではなくペDESTAL抑圧も重要視された結果であり、主として断熱圧縮方式を活用する設計となっている為である。よりパルス短縮化に重心を置いた観点からは、高次ソリトン圧縮方式の活用と言った工夫の余地が残されている。

一方で、簡易な単一圧縮器として SDPF 高次ソリトン圧縮器がある。SDPF は分散値の異なる数種類の光ファイバの組合せによって構成され、図 3.3 に示す様な分散プロファイルを有する。その図に示されている様に、SDPF の分散プロファイルはその名前が表す

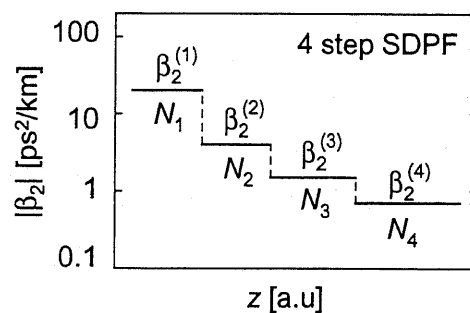


図 3.3 SDPF の典型的な分散プロファイル (2 次分散値  $\beta_2$  の長手方向  $z$  依存性)。ここでは一例として 4 ステップ SDPF を示す。  $\beta_2^{(i)}$  と  $N_i$  はそれぞれ第  $i$  ステップファイバの 2 次分散値とソリトン次数を表す。

様にファイバ長手方向に沿って分散値がステップ状に変化する[4,7]。この各ステップにおいて高次ソリトンが励起される様に 2 次分散値を適当に選択することによって高次ソリトン圧縮方式を活用することが可能である。この SDPF 高次ソリトン圧縮器は以下の特長を有する。(1)ピコ秒領域からフェムト秒領域へのパルス圧縮が可能である、(2)ファイバ短尺性、(3)ファイバ分散特性の調整が容易、(4)圧縮中途において EDFA が不要。特に、最後の利点に注目されたい。通常の圧縮器では、圧縮途中に EDFA が挿入されており、ここではフェムト秒パルスが増幅される。その際に、通常の EDFA を使用すると著しいパルス波形変化が生じる為に、特殊 EDFA が必要となる。従って、このような特殊 EDFA が不要となる SDPF は非常に有効である。以上の様に光ファイバ圧縮器の簡素化かつ高性能化に重心を置いた観点からは、SDPF は魅力的である。しかしながら、高次ソリトン圧縮方式を活用を通じて SDPF の圧縮性能を追究した例は少なく[7]、その圧縮性能も不明である。

本研究の目的は、新規な設計及び作製手法の工夫をもとに作製される SDPF と半導体レーザを組み合わせることによって簡素・高性能サブ 50 fs パルス光源を開発することである。実際に、高次ソリトン圧縮方式に適した設計法を探索し、異種 DFF の組合せを SDPF に活用することによって SDPF 高次ソリトン圧縮器を作製した。この DFF-SDPF を用いて半導体レーザパルスを圧縮した結果、20 fs 光パルスが得られた。以下では、その詳細を示す。

### 3.2 SDPF の設計と作製

SDPF のポテンシャルを解明するために構築した圧縮系について示す。図 3.4 がその圧縮系である。利得スイッチ DFB-LD パルス(繰り返し周波数 100 MHz)を分散補償ファイバによりチャープ補償した 5 ps 光パルスを、EDFA 増幅した後に SDPF を用いて圧縮

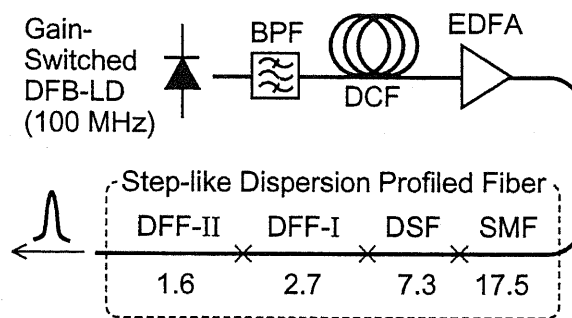


図 3.4 SDPF 圧縮実験系。SDPF を点線で囲んだ。点線内の数字は 1550 nm における分散値 [ps/nm/km]を表す。

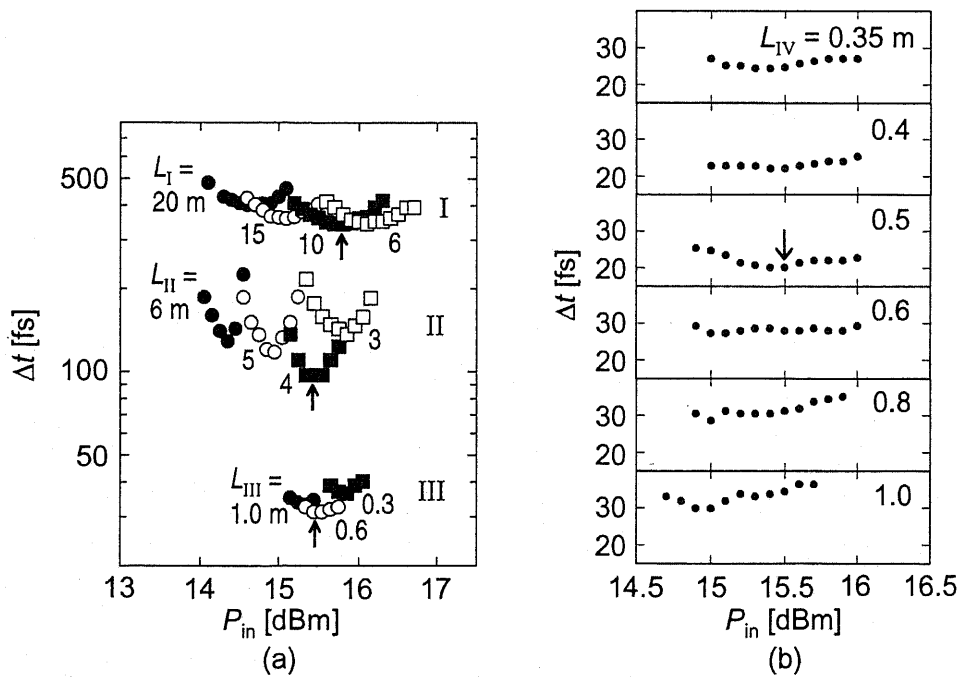


図 3.5 (a) SDPF 第 1～第 3 ステップ及び(b)第 4 ステップにおける SDPF 入力光パワー  $P_{in}$  と出力パルス幅  $\Delta t$  のプロット。  $L_i$  は第  $i$  ステップ長を表す。矢印は各ステップの最適条件を示す。

する構成である。ここで用いた SDPF は、4 種類のファイバ (シングルモードファイバ、DSF、DFF-I そして DFF-II) を融着接続することによって作製された。それらファイバの分散値は、それぞれ 17.5、7.3、2.7 そして 1.6 ps/nm/km である。ただし、ここで使用した DFF-I と DFF-II はファイバ長手方向に  $\pm 0.2$  ps/nm/km の分散値の揺らぎを有する。また、SDPF の各段ファイバ長はカットバック法を用いて以下の様に決定した。まず、ファイバをその前段ファイバ出力端に融着接続した。そして、そのファイバをカットバックし、そのファイバ出力パルスが最短となる最適ファイバ長を見つけた。また、全ファイバ長において出力パルス幅が最短となるように SDPF 入力パワー  $P_{in}$  も同時に調整した。

この最適化プロセスにおいて得られたデータである各ステップ出力パルス幅の  $P_{in}$  依存性を図 3.5 に示す。各ステップ長  $L_i$  と  $P_{in}$  を緻密に調整することによって、各ステップ

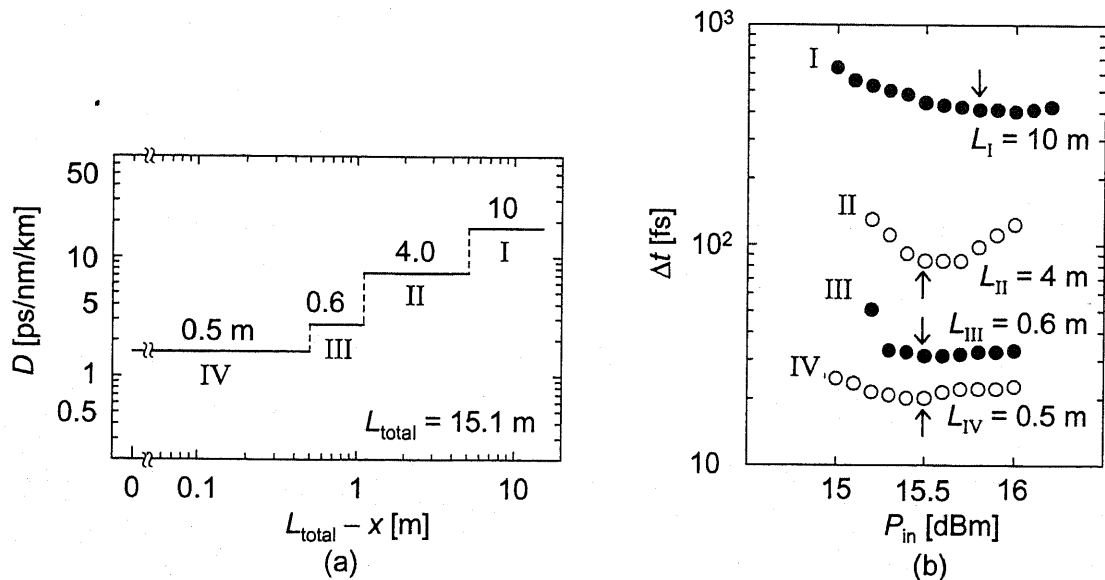


図 3.6 (a) 作製された SDPF の分散プロファイル。(b) 作製された SDPF の各ステップ出力パルス幅  $\Delta t$  の SDPF 入力パワー  $P_{in}$  依存性。(b) 内矢印は最短パルス条件を表す。 $L_{total}$  は SDPF 全長を表す。 $x$  は SDPF 出力端からの距離。

出力パルス幅が最短となる点を見出すことが可能であることが示されている。この最適点を図内矢印で示す。ここで、第3・4ステップの DFF-I と DFF-II のファイバ長の最適化には、cm オーダのカットバックが必要であった点に注目されたい。以上の緻密なファイバ長の調節を通じて作製した SDPF の分散プロファイルを図 3.6(a) に示す。SDPF の全長が 15.1 m 程度であり、非常に短尺なファイバ圧縮器が実現されている点に注目されたい。また、この SDPF の各ステップ出力パルス幅の  $P_{in}$  依存性を図 3.6(b) に示す。第 2～第 4 ステップにおいては、本最適手法によって結果的に最適  $P_{in}$  が統一されたことが示されている。この結果は、各ステップに入力する光パルスの時間幅が短い程その出力パルスは短くなることを意味しており、ここで採用した最適手法がある程度有効であることを示していると考えられる。

### 3.3 20 fs 光パルス圧縮とそのパルス特性分析

作製した SDPF を用いて 5 ps 利得スイッチ DFB-LD パルス圧縮実験を行った結果、

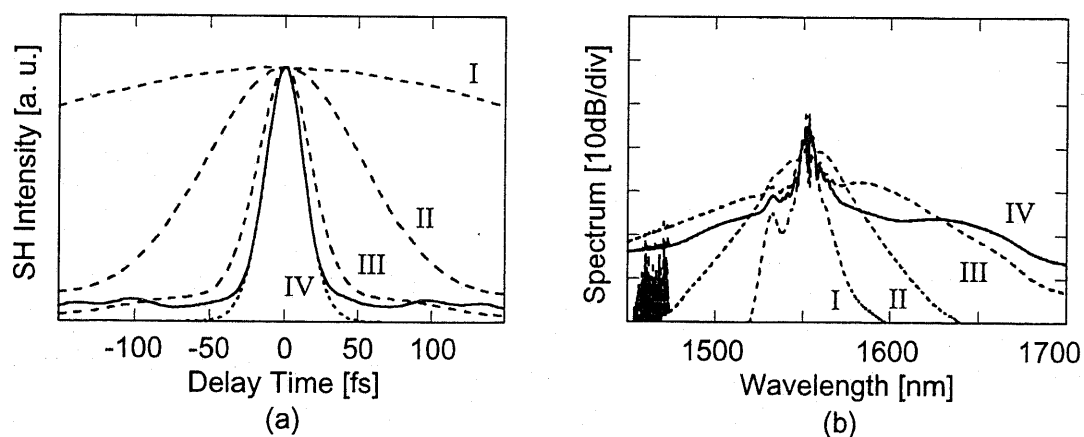


図 3.7 SDPF 出力光パルスの自己相関波形(a)と光スペクトル波形(b)。破線は各ステップ出力パルス波形を表す。20 fs sech<sup>2</sup>型光パルス自己相関波形を(a)内点線によって示す。

$P_{in} = 15.5$  dBm 時に SDPF 出力において 20 fs 光パルスが得られた。この SDPF 出力パルスの自己相関波形と光スペクトル波形をそれぞれ図 3.7(a)と(b)に示す。ここで、自己相関波形における遅延時間 $\pm 15$  ps の範囲に注目する。そこでは、図 3.7(a)に示したメインピーク以外のサブピークは観測されなかった。したがって、そのようなサブピークは存在しないと思われる。一方で、図 3.7(a)の自己相関波形にはペDESTALが付随していることにも留意したい。そのペDESTAL量を自己相関波形上の全パルスエネルギーとペDESTALエネルギーの比から計算すると 81 %となる。ここで、高次ソリトン圧縮 ( $2 \leq N \leq 8$ )された光パルスに付随するペDESTAL量を考えてみる。その実時間パルス波形上ペDESTAL量  $R_T$ と自己相関波形上ペDESTAL量  $R_A$ を高次効果を含まないNSEを用いて計算した。その結果、 $1.36 \leq R_A/R_T \leq 1.62$ と算出された。よって、図 3.7(a)に示した 20 fs 光パルスのペDESTAL量は 50 ~ 60 %と見積もることができる。また、このようにペDESTALが付随するパルスでは、時間帯域幅積  $\Delta t \cdot \Delta \nu$ を定義することが難しい。ただし、図 3.7(b)の光スペクトル波形を  $\text{sech}^2$  波形でフィッティングすることによってペDESTAL成分を除き、その  $\Delta t \cdot \Delta \nu$ を算出すると 0.19 となる。

### 3.4 SDPF 圧縮過程の分析

本節では、20 fs SDPF 圧縮器の各ステップ出力パルス特性に注目する。はじめに、20 fs 圧縮時の各ステップファイバ出力におけるパルス幅  $\Delta t$  とピーク波長  $\lambda_p$  を図 3.8 に示す。ただし、光スペクトル上のペDESTAL成分以外のピーク値の波長を  $\lambda_p$  とした。  $\Delta t$  は、第1段ファイバにおいて 5 ps から 530 fs に減少し、第2段ファイバ出力では 100 fs となっ



た。その後、第3ステップにおいて $\Delta t$ は100 fsから31 fsに減少し、第4ステップ出力では20 fsになった。このように、たかだか15 m程度のファイバにおいて5 psから20 fsへパルス幅が急激に減少していることは興味深い。一方で、 $\lambda_p$ は、第1・2段ファイバにおいて変化しなかったが、第3ステップでは1.55  $\mu\text{m}$ から1.58  $\mu\text{m}$ へのソリトン自己周波数シフト(SSFS)が観測された。そして、第4ステップにおいては、 $\lambda_p$ は更に50 nm程度シフトし1.63  $\mu\text{m}$ となった。

また、 $\Delta t$ と各ステップ入力パルスピークパワーから算出した各ステップにおけるソリトン次数 $N_i$ も図3.8に併記する。ただし、ピークパワーの計算には以下の仮定を用いた；

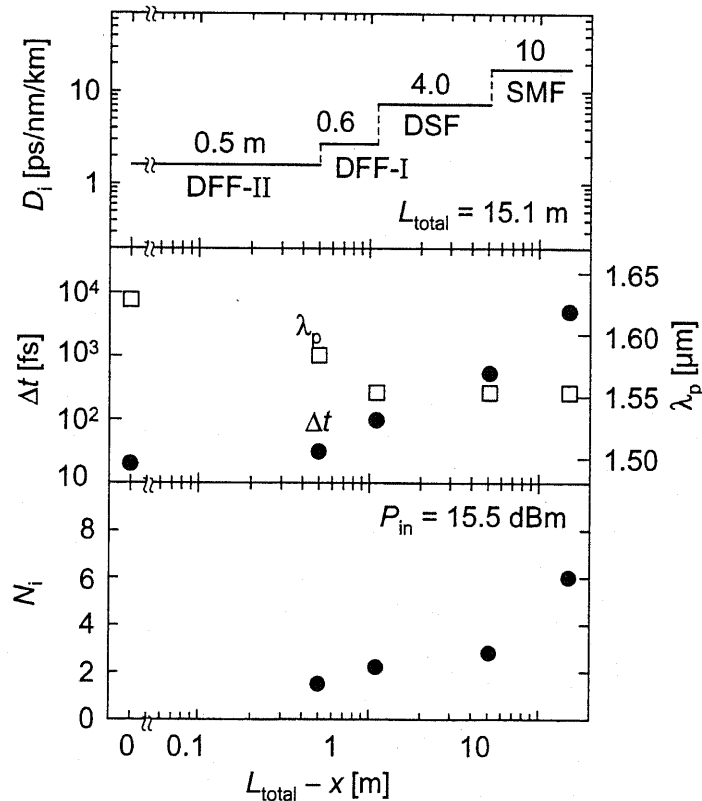


図3.8 20 fs圧縮時の各ステップ出力におけるパルス幅 $\Delta t$ とピーク波長 $\lambda_p$ 及び各ステップにおけるソリトン次数 $N_i$ 。参考の為に、作製した20 fs SDPF圧縮器の分散プロファイルを最上段に示す。 $L_{\text{total}}$ はSDPFの全長、 $x$ は出力端からの距離を表す。 $P_{\text{in}}$ はSDPF入力平均光パワー。

自己相関波形上のメインパルス成分とペDESTAL成分のエネルギー比を、そのまま実時間パルスのメインパルス成分とペDESTAL成分のエネルギー比とする。この結果、第1から第3ステップのソリトン次数は  $2 < N_i < 6$  である点から、ここでは高次ソリトン圧縮過程が生じていることがわかる。ただし、第4ステップにおいては  $N_{IV} = 1.5$  であり、パルス短縮のメカニズムをソリトン次数から決定することは難しい。

### 3.5 SDPF 20 fs パルス光源の特色

本節では、作製された20 fs SDPF圧縮系の光パルス光源としての性能を分析する。ここでは、今まで報告されている他のコンパクトフェムト秒パルス光源との比較を通じて本SDPFパルス光源の特色を解明することが目的である。

報告されているフェムト秒パルス光源と本SDPFパルス光源を表3.1にまとめる。ここ

表 3.1 半導体レーザと光ファイバの組合せによるコンパクトなサブ 100 fs パルス光源の特徴比較。

	Source I (Nakazawa <i>et al.</i> [1])	Source II (Miyamoto <i>et al.</i> [7])	Source III (Matsui <i>et al.</i> [9])	Source IV (This Work)
Pulse Width	180 fs	65 fs	20 fs	20 fs
Pedestals	27%	~25%	55%	81%
Pulse Energy	47 pJ	143 pJ	278 pJ	67 pJ
Peak Power	260 W	2200 W	14000 W	3400 W
Repetition Frequency	500 MHz	100 MHz	2 GHz	100 MHz
Number of EDFA	Three	Two (w. Compression)	Two (w. Compression)	Single
Number of Compressors	Three	Three	Four	Single

では、超高速計測用光源に重要となる性能と光源の構成に着目し整理した。出力パルス特性の観点からは、光源Ⅲが他よりも若干良い性能を有する。しかしながら、その光源では特殊な圧縮用 EDFA、4 種類のソリトン圧縮器が使用されていることから複雑な光源といえる。一方で、本研究に着目すると、他の光源Ⅰ～Ⅲに比べて簡素な圧縮器であるにもかかわらず、光源Ⅲと同程度のパルス幅が実現されていることに注目されたい。以上の比較から、本 20 fs SDPF 光源は簡素な 20 fs 光パルス光源と結論付けられる。

### 3.6 まとめと結論

本章に示されている結果をまとめる。高次ソリトン圧縮に適した SDPF 設計法探索及び DFF 活用追究を通じて、SDPF 圧縮性能の解明を試みた。SDPF 設計・作製に関して、ファイバ長微調整が必要不可欠であり、2 種 DFF 組合せがサブ 100 fs パルス圧縮に有効であるといった新しい知見が得られた。これら知見を活かし作製された短尺 (15.1 m) DFF-SDPF と市販品 EDFA 一台からなる圧縮系を用いて半導体レーザパルスを圧縮した。その結果、この圧縮系は簡素構成ながら 5 ps から 20 fs への圧縮性能を有することが判明した。たかだか 15 m 程度のファイバの間にピコ秒領域から 20 fs への圧縮が生じていることは極めて興味深い。従来、この様な高圧縮率を実現する為には数百メートルから数キロメートルの光ファイバ圧縮器及びその複合が必要であったことを考えると、この短尺 SDPF は高圧縮率と簡素短尺性において極めて優れた性能を有すると考えられる。ただし、ここで注意して頂きたいのは、圧縮系開発の容易性も重要と考え本研究において市販 EDFA が使用されている点である。更に圧縮器の高性能化に重心を置く観点からは、

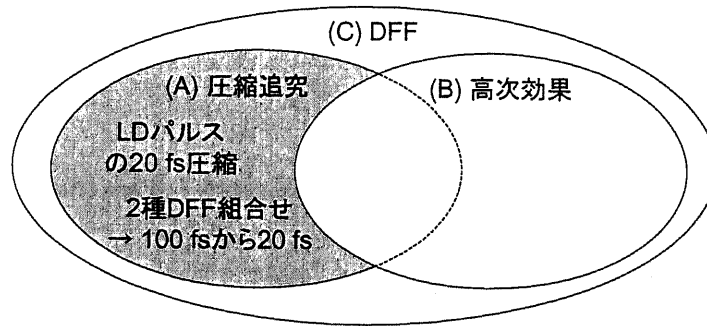


図 3.9 本章の研究結果と本論文の目的との位置付け。(A) 光ソリトン圧縮の極限性能探索。(B) サブ 100 fs 領域における高次効果の分析。(C) DFF ポテンシャルの追究。

このプレ増幅用 EDFA 最適化の余地が残されていると考える。

以上の結果を、第一章において述べた目的から整理する。SDPF 構成によって、簡素構成ながら 5 ps から 20 fs への圧縮が可能となることが判明した。また、2 種 DFF 組合せがサブ 100 fs ソリトン圧縮に有効であることも示された。これら結論と第一章にて述べた目的との位置付けを図 3.9 にまとめる。

## 本章の参考文献リスト

- [1] M. Nakazawa, K. Suzuki and E. Yamada, *Electron. Lett.*, **26**, 2038 (1990).
- [2] H. F. Liu, Y. Ogawa, S. Oshiba and T. Tonaka, *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1655 (1991).
- [3] J. T. Ong, R. Takahashi, M. Tsuchiya, S. H. Wong, R. T. Sahara, Y. Ogawa and T. Kamiya, *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1701 (1993).
- [4] S. V. Chernikov, J. R. Taylor and R. Kashyap, *Electron. Lett.*, **30**, 433 (1994).
- [5] K. A. Ahmed, K. C. Chan and H. F. Liu, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **1**, 592 (1995).
- [6] L. Chusseau and É. Delevaque, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **2**, 500 (1996).
- [7] M. Miyamoto, M. Tsuchiya, H. F. Liu and T. Kamiya, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, **35**, L1330 (1996).
- [8] R. Yatsu, K. Taira and M. Tsuchiya, *Opt. Lett.*, **24**, 1172 (1999).
- [9] Y. Matsui, M. D. Pelusi and A. Suzuki, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1217 (1999).

## 第4章 サブ 100 fs 光ソリトンの DFF 伝搬における高次効果の分析

### 4.1 はじめに

本章では、サブ 100 fs 領域における光ソリトンのファイバ伝搬での高次効果の発現を分析した結果を示す。この研究の目的は、現状では未解明な 4 次分散効果やラマン散乱遅延応答効果の発現を分析し、これら発現の有無をふまえた上で注目する時間領域・光ファイバにおけるソリトン伝搬に適切なモデルを探索することである。これらは第 1 章に示した本論文の目的の中でも、(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の探索と(C)DFF ポテンシャルの追究、に係わる目的である。これらの位置付けを図 4.1 に示す。これら目的に基づき、本研究では、実際にサブ 100 fs 光ソリトンの DFF 伝搬の様子を詳細に測定した。更に、それら結果と基礎的な伝搬モデルによる計算結果の比較を通じて、高次効果及び適切な伝搬モデルの解明を試みた。本節では、これら研究の背景及び目的意識を説明する。

フェムト秒領域における光ソリトンの光ファイバ伝搬では、2 次分散や光非線形性の

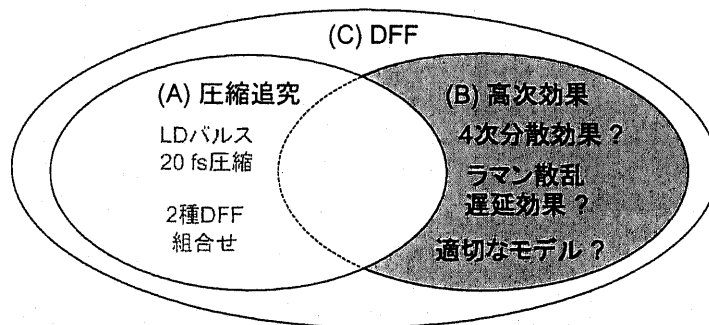


図 4.1 本研究の目的の位置付け。(A)、(B)と(C)は本論文の目的。(A)光ファイバ圧縮の極限性能の解明。(B)サブ 100 fs 領域の高次効果の分析。(C)DFF ポテンシャルの追究。

他に高次分散や高次非線形性といった高次効果の影響が顕著となる[1]。その代表が、3次分散 (third-order dispersion : TOD) 効果と誘導ラマン散乱 (stimulated Raman scattering : SRS) 効果である。これら効果の発現は実際に確認されている。その例を図 4.2 に示す。(a)には TOD 効果の発現として光スペクトル成分の分裂が示されている[2]。また、(b)には光ソリトンの中心波長が長波長側にシフトする現象であるソリトン自己周波数シフト (soliton-self frequency shift : SSFS) の様子が示されている[3]。これら発現の詳細は第 2 章に示されているので参照されたい。この様にフェムト秒領域における高次効果は理論的な分析だけではなく実験的にもそれら発現が確認されている。

サブ 100 fs 領域になると、更に多種多様な効果が影響を及ぼすことが指摘されている[1]。高次の分散効果としては、前述の TOD だけではなく 4 次分散 (fourth-order dispersion : FOD) の効果も無視できなくなる。これは、この時間領域における光パルスはより広帯域なスペクトルを有する為である。また、高次非線形効果に目を向けると、SRS 応

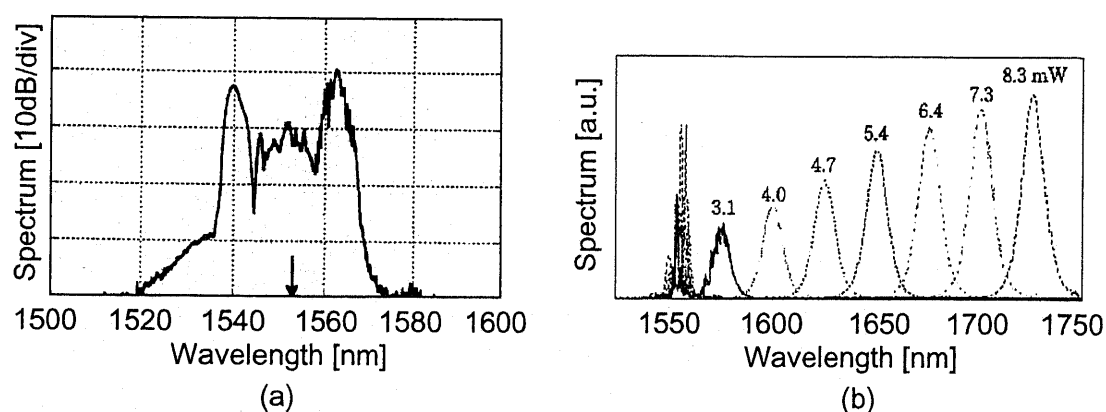


図 4.2 フェムト秒領域における高次効果の発現の代表例。(a)3 次分散効果の発現の例:光スペクトルの分裂。グラフ内矢印はゼロ分散波長を表す。文献[2]より。(b)誘導ラマン散乱効果の発現例:ソリトンの中心波長の長波長側へのシフト(ソリトン自己周波数シフト)。グラフ内数字は入力パワー。文献[3]より。

答時間の遅延効果が無視できなくなることに注目されたい。これは、30 fs 程度とされている SRS 応答時間と[4]、この時間領域における光パルスの時間幅が同程度となる為である。この様なサブ 100 fs 領域における高次効果はその記述法[5,6]に代表される理論的な議論は進展している一方で、これら発現は実験的には確認されておらず未解明な領域と言える。これは、この時間領域での実験的検討が困難であった為であるが、サブ 100 fs パルス光源が実現できる現状を鑑みると上述の興味深い研究対象を実験的に分析する好機と考える。

本研究の目的は、この未解明なサブ 100 fs 領域における高次効果を分析することである。本研究では、特に FOD 効果と SRS 応答遅延効果に注目し、それら発現の実験的な分析を試みた。更に、これら発現の有無を踏まえた上で適切な伝搬モデルを探索することも本研究の目的の一つである。以下では、この目的に基づき実施した実験・検討の結果を示す。

#### 4.2 100 fs 光ソリトンの DFF 伝搬過程の分析

本節では、100 fs 光ソリトン伝搬の様子を実験的に解明し、その結果と簡易モデルとを比較した結果を述べる。そこで用いた実験系を図 4.3 に示す。チャープ補償された利得スイッチ半導体レーザ光パルスを EDFA 増幅した後にシングルモードファイバと分散シフト化ファイバから成るソリトン圧縮器を用いて圧縮することによって 100 fs 光パルスを得る。これを DFF-I(1550 nm における分散値 2.7 ps/nm/km)に入力し、そのパルス伝搬特性を詳細測定する。ここで、連続的パルス形状変化の追跡には cm オーダのファイバ長



調整が必要であることに注意されたい。これは、sub-100 fs 領域では 1 m 程度のファイバ伝搬においてもパルス波形が著しく変化する為である。例えば、分散値 1 ps/nm/km のファイバにおける 50 fs 光パルス伝搬では、そのソリトン長は ~90 cm である。

以上のような手法に基づきカットバックしたファイバ出力におけるパルス波形の測定を通じて得られた 100 fs 光ソリトン伝搬におけるパルス波形変化を図 4.4 に示す。更に、この波形から求めた光パルス幅  $\Delta t$  とピーク波長  $\lambda_p$  の伝搬距離  $z_1$  [m] 依存性を図 4.5 に示す。  $\Delta t$  は入力端から伝搬に伴い単調に減少し、 $z_1 = 0.6$  において最短値 31 fs に達し、更に伝搬すると増大に転じ、 $z_1 = 1.0$  で 39 fs となった。一方、 $\lambda_p$  は  $0 \leq z_1 \leq 0.4$  では変化せず、 $0.4 < z_1 < 0.6$  において 1.55  $\mu\text{m}$  から 1.58  $\mu\text{m}$  へ急峻にシフトした。その後は、 $z_1 = 1.0$  まで伝搬しても  $\lambda_p$  の変化は見られなかった。

次に、ここでの圧縮機構を解明するために、以上のパルス圧縮過程とソリトン伝搬モデルを比較した。まず、DFF-I 入力 100 fs パルスが DFF-I 内に励起するソリトンを考える。ここでは、DFF-I 入力パルスはペDESTALを付随しているが、ペDESTAL成分を除いた

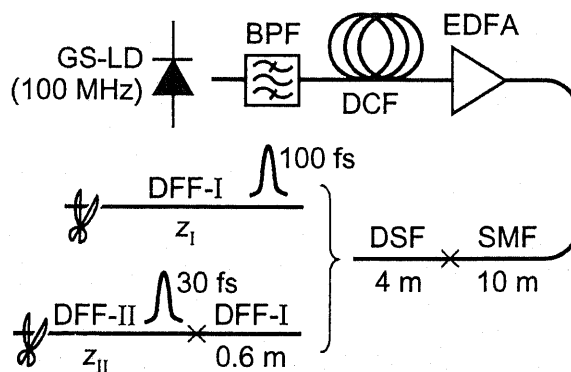


図 4.3 100 fs 及び 30 fs 光ソリトン伝搬過程測定系。GS-LD: gain-switched laser diode、BPF: band-path filter、DCF: dispersion-compensating fiber、SMF: single-mode fiber、DSF: dispersion-shifted fiber。

sech<sup>2</sup>形の主パルス成分のみが DFF-I 内のソリトン励起に寄与すると仮定した。更に、その主パルス成分が励起するソリトンの次数  $N_1$  の概算に以下の仮定をおいた；自己相関波形上のメインパルス成分とペDESTAL成分のエネルギー比を、そのまま実時間パルスのメインパルス成分とペDESTAL成分のエネルギー比とする、SDPF 出力パルスエネルギーが損失無く DFF-I に入射される。以上の仮定のもとでは  $N_1 = 2.2 \pm 0.1$  と算出され、DFF-I 内において  $N \approx 2$  次ソリトンが励起されていると考えられる。これをより確かな結論とするために、高次項効果が無視された簡単な NSE を用いて 2 次ソリトン伝搬シミュレーションを行った。これは以下に示す 2 つの理由から高次効果は無視できると考えた為である；(1) DFF-I における 3 次分散長  $L_{\text{TOD}}$  と 2 次分散長  $L_{\text{SOD}}$  を比較した結果、 $L_{\text{TOD}}/L_{\text{SOD}} = 9.7 \pm 0.7$  と算出され、3 次分散効果は 2 次分散効果に比べ 10 倍程度小さい。(2)  $0 \leq L_1 \leq 0.4$  において、SSFS は観測されていない為に、この領域では高次非線形効果は小さいと考えられる。

シミュレーション結果の一例として、1.8、2.0、2.2 次ソリトン伝搬を図 4.5 の破線に示す。 $z_1 \leq 0.2$  m において、実験結果と 2.2 次ソリトン伝搬は良い一致を示す。しかしながら、 $z_1 > 0.2$  m では、それらの乖離は大きくなる。一方で、 $0.4$  m  $\leq z_1 \leq 0.6$  m においては、実験結果は 1.8 次ソリトン伝搬によく一致することがわかる。これら結果より、100 fs ソリトンは伝搬に従いより低次のソリトン伝搬に移行していくことが判明した。ただし、ソリトン次数の算出に幾つかの仮定を用いている点に注意する必要がある。以上のようなシミュレーション結果と実験結果の乖離はあるものの、高次効果は無視した簡単な NSE が 100 fs 光ソリ

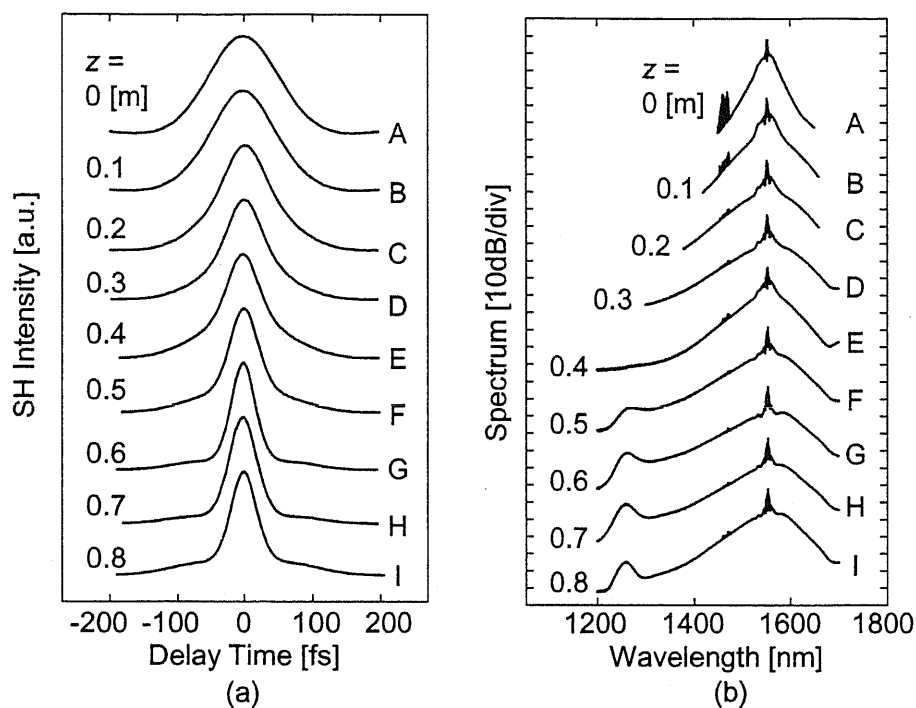


図 4.4 100 fs 光ソリトンの DFF 伝搬 (ファイバ長  $z_1 \leq 0.6$  m) における波形変化。(a) 自己相関波形、(b) 光スペクトル波形。

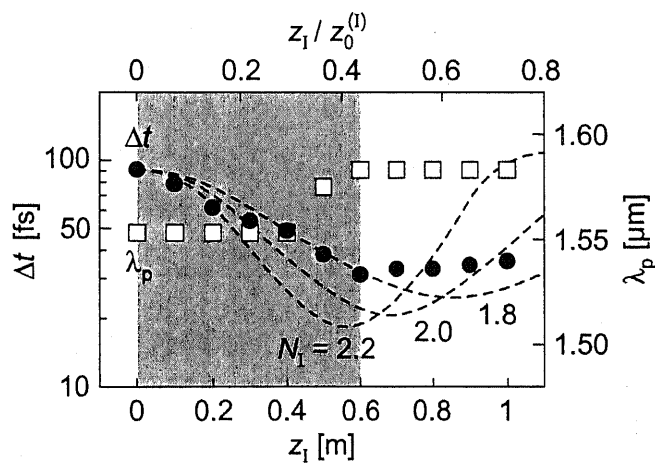


図 4.5 100 fs 光ソリトン DFF 伝搬におけるパルス幅  $\Delta f$  及びピーク波長  $\lambda_p$  の伝搬距離  $z_1$  依存性。破線は SNSE を用いた  $N_1$  次ソリトン伝搬シミュレーションの結果を示す。 $N_1$ 、 $z_0^{(1)}$  はソリトン次数、ソリトン周期を表す。

ソリトンの DFF 伝搬にある程度適用できることは注目する値があろう。

更に、 $z_1 > 0.6$  m におけるソリトン伝搬での高次効果を分析する為に、TOD と FOD 及

び SRS 応答遅延の効果が考慮された一般化非線形シュレーディンガー方程式 (generalized nonlinear Schrödinger equation: GNSE) に基づき計算機シミュレーションを行った。GNSE については第 2 章を参照されたい。その結果と実験結果の比較を通じて、高次効果により発現する現象を分析した。そのシミュレーション結果を図 4.6 に示す。点線、破線及び実線はそれぞれ高次効果を無視したモデル、高次分散のみを考慮したモデル及び高次分散とラマン遅延応答効果を考慮したモデルに基づく計算結果を表す。また、比較の為に前節において議論した実験結果を黒丸でプロットした。前節で議論した通り 50 fs 程度までのパルス圧縮過程における振舞いは高次効果を含まないモデルでもある程度説明可能なものの、それ以降のパルス幅が安定化される領域では両者の乖離が大きくなる。この領域においては、モデルに高次効果を考慮するに従って、その結果が実験結果に近づくことが示されている。この高次効果の影響を分析する為に、ソリトン次数  $N_1$  の発展に注目する。伝搬における  $N_1$  の変化を図 4.6 下部に示す。高次ソリトン条件で入力された 100 fs 光パルスは、伝搬に伴って基本次にトラッピングされていく様子が示されている。この様に、フェムト秒領域において報告されている光ソリトンのトラッピング効果がサブ 50 fs 領域においても確認された。以上より、高次効果を含めた議論により 100 fs 光ソリトン伝搬がある程度記述できることが示された。

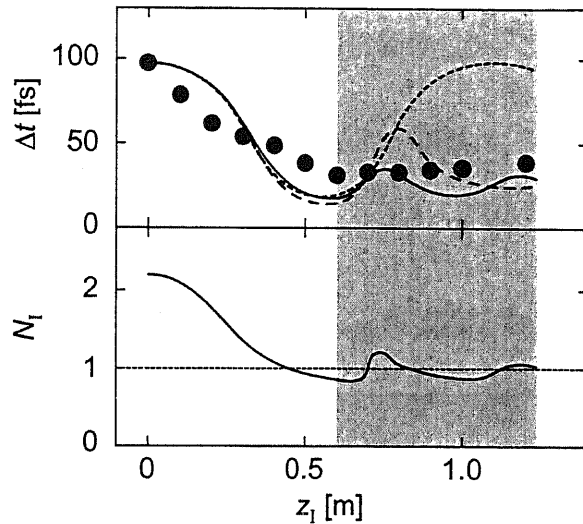


図 4.6 DFF における 100 fs 光ソリトン発展のシミュレーション。点線は高次効果を見捨てたモデル、破線は高次分散のみを考慮したモデル、実線は高次分散を考慮したモデルに基づくソリトン伝搬シミュレーションの結果を示す。 $\Delta t$ 、 $N_1$ は時間幅とソリトン次数。 $z_1$ は伝搬距離を表す。黒丸プロットは実験結果である。

#### 4.3 4 次分散効果の発現

本節において光パルススペクトル波形上に発現する高次効果の影響について議論する。ここでは、実験において最短パルス幅となった  $z_1 = 0.6$  m での光パルススペクトル波形に着目する。その波形を図 4.7 最上部に示す。ここで注目すべきは、図内矢印で示した短波長側サブピーク成分である。このサブピーク成分生成の由来を解明する為に、高次効果を見捨てたモデル、各効果のみを考慮したモデル、そして全高次効果を考慮したモデルを用いてシミュレーションした。その結果を図 4.7 中央部に示す。実験において確認されたような短波長側サブピーク成分は TOD 効果及び SRS 遅延応答効果のみを考慮したシミュレーションの結果には再現されず、FOD 効果が考慮されたモデルによる計算結果において再現されることが示されている。従って、実験において確認された短波長側サ

ブピーク成分は FOD 効果による発現であることが判明した。

更に、この FOD によるサブピーク成分の発現を議論する為に、DFE において生じる  
 パラメトリック利得発生に注目する。パラメトリック利得を考察する上では、DFE 伝搬にお  
 ける線形位相シフト $\Delta_L$  及び非線形位相シフト $\Delta_{NL}$  が重要となる。両者の値が等しい周波

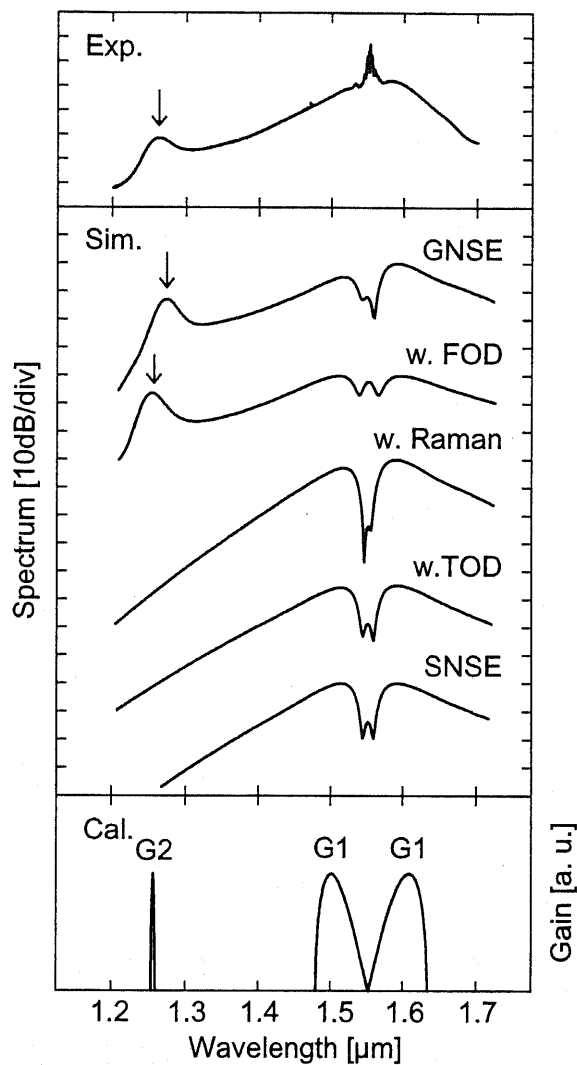


図 4.7 0.6 m 長 DFE 出力パルスのスペクトル波形。上部は実験結果、中央部はシミュレーション結果を表す。中央部内波形は下から高次効果を見無視したモデル、3 次分散のみを考慮したモデル、ラマン遅延応答効果を考慮したモデル、4 次分散効果を考慮したモデル、そして全高次効果を考慮したモデルに基づくシミュレーション結果。短波長側スペクトルサブピーク成分を矢印で示す。下部は DFE におけるパラメトリック利得スペクトルを表す。

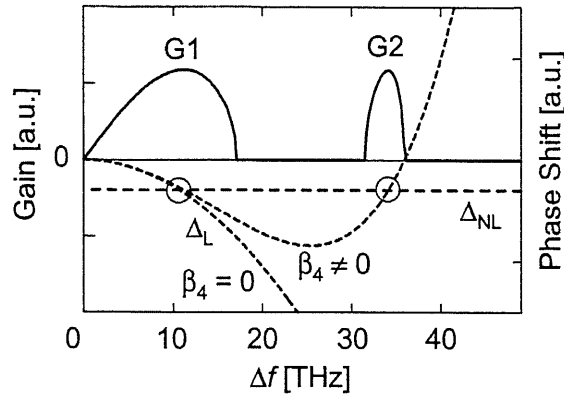


図 4.8 光パラメトリック利得スペクトル。点線はファイバ群速度分散による線形位相シフト $\Delta_L$ 、破線は非線形効果による位相シフト $\Delta_{NL}$ 。白抜丸は $\Delta_L$ が $\Delta_{NL}$ によって補償される位相整合条件を表す。

数では、 $\Delta_L$  が $\Delta_{NL}$  によって補償されて位相整合条件が成立する。この周波数周辺にパラメトリック利得が発現する。図 4.8 に、DFE 分散から計算される $\Delta_L$ を点線で示す。 $\Delta f = 0$  周辺に $\beta_2 < 0$  に由来する位相整合条件が成立する為に、図 4.8 内 G1 で示した利得、変調不安定性利得とも称される、が生じる。ここで注目されたいのは、FOD の有無によって $\Delta_L$  の特性が大きく変化し、従来とは異なる周波数域に位相整合条件が成立する点である。FOD が存在する場合では、 $\Delta f \gg 0$  の領域においても位相整合条件が成立し得る為に、ポンプ波長から離れた波長帯にも利得が生成する(G2)。実験条件から計算される利得スペクトルを図 4.7 最下部に示す。G2 利得帯域が実験において観測された短波長側サブピーク成分帯域と良く一致することに注目されたい。この比較から、短波長側サブピーク成分生成は FOD 効果による発現であることが判明した。

#### 4.4 30 fs 光ソリトンの DFE 伝搬過程の分析

本節では、前節と同様な手法によって 30 fs ソリトンの DFE 伝搬過程を分析した結果

について述べる。ここで用いた実験系を図 4.3 に示す。100 fs 光ソリトンを DFF-I に伝搬させた後、その出力光ソリトン を DFF-II に入力する構成である。DFF-I のファイバ長を最適化することによって 30 fs 光ソリトン を DFF-II に入力することが可能である。この DFF-II におけるソリトンの伝搬の様子を実験的に分析した。その結果である、DFF 伝搬における光ソリトン波形変化を図 4.9 に示す。また、そこから抽出されたパルス幅  $\Delta t$  とピーク波長  $\lambda_p$  の伝搬距離  $z_{II}$  [m] 依存性を図 4.10 に示す。

$\Delta t$  は、 $0 \leq z_{II} \leq 0.2$  において 31 fs から 30 fs へ僅かに減少した程度であるが、 $0.2 < z_{II} \leq 0.5$  において  $\Delta t$  の減少率が大きくなり、 $z_{II} = 0.5$  で  $\Delta t$  は最短値 20 fs となった。更に伝搬すると、 $\Delta t$  は増大に転じ、 $z_{II} = 0.6$  において 43 fs となった後、 $0.6 \leq z_{II} \leq 1.0$  で  $\Delta t$  の増加率

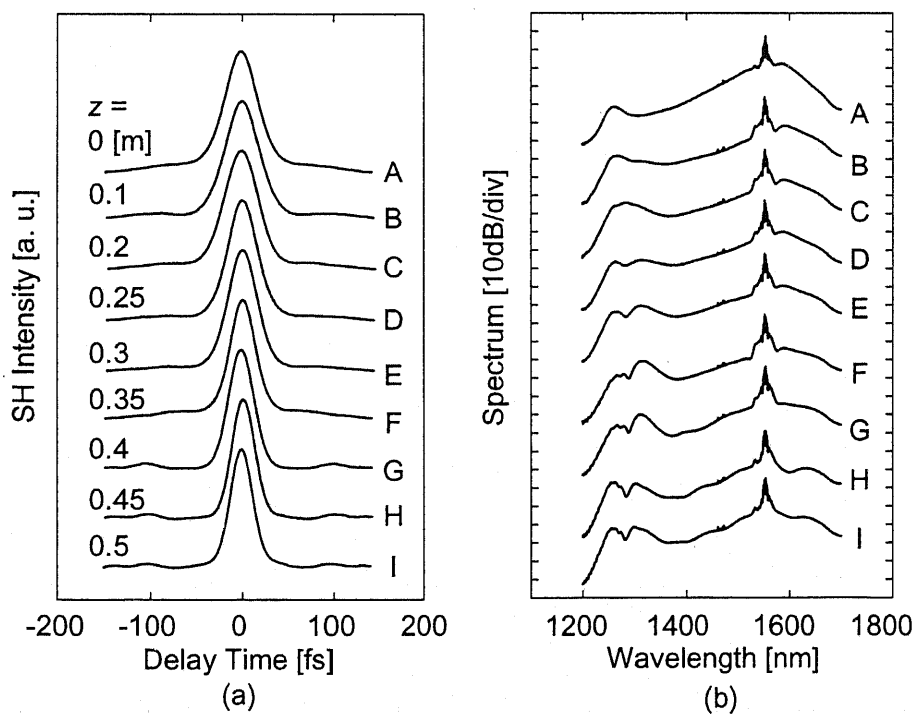


図 4.9 30 fs 光ソリトンの DFF 伝搬 (ファイバ長  $z_{II} \leq 0.50$  m) における波形変化。(a) 自己相関波形、(b) 光スペクトル波形。



が減少し、 $z_{II} = 1.0$  において  $\Delta t$  は 53 fs となった。一方、 $\lambda_p$  に注目すると、 $0 \leq z_{II} < 0.4$  では SSFS は小さく総シフト量は 5 nm 程度であったが、 $0.4 < z_{II} \leq 0.6$  において 1.58  $\mu\text{m}$  から 1.63  $\mu\text{m}$  への急峻な SSFS が発生し、更に伝搬しても  $\lambda_p$  の変化は見られなかった。

次に、以上のパルス圧縮の様子と従来から報告されている圧縮モデルのいくつかを比較し、その圧縮機構の推定を試みる。まず、DFE-II 入力パルスが DFE-II 内に励起するソリトンの次数  $N_{II}$  を推定する。前述の  $N_I$  推定時と同様な仮定を用いると、 $N_{II} = 1.5 \pm 0.1$  と概算される。この  $N_{II}$  概算値が 1.5 前後であるために、DFE-II で生じ得る圧縮機構には様々な可能性がある。ここでは、以下の圧縮モデル(i) ~ (iii) と DFE-II におけるパルス圧縮の様子を比較し、その圧縮機構を推定する；(i)  $N \geq 1.5$  高次ソリトン圧縮、(ii)  $N < 1.5$  ソリトンから基本ソリトンへの変化に伴う時間幅減少、(iii) 基本ソリトンの伝搬に伴う負分散スロープと SSFS の相互作用による断熱圧縮[8]。

(i) 高次ソリトン圧縮 ( $N \geq 1.5$ ) では、光パルスがソリトン長伝搬するまでにパルス圧

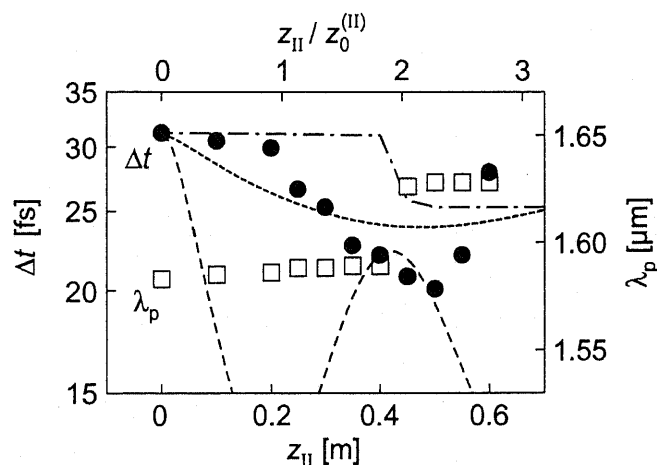


図 4.10 30 fs 光ソリトン DFE 伝搬におけるパルス幅  $\Delta t$  及びピーク波長  $\lambda_p$  の伝搬距離  $z_{II}$  依存性。破線・点線はそれぞれ SNSE を用いた 1.5 次・1.1 次ソリトン伝搬シミュレーションの結果を示す。 $z_0^{(II)}$  はソリトン周期。

縮が生じる。一例として、NSEを用いた1.5次ソリトン伝搬シミュレーションの結果を図4.10内の破線に示す。ソリトン長  $z_0^{(0)} = 0.22 \pm 0.02$  伝搬するまで ( $0 \leq z_{II} \leq 0.2$ ) に、1.5次ソリトンでは時間幅は31 fsから11 fsへ急峻に減少するのに対して、実験結果の  $\Delta t$  は31 fsから30 fsへ減少した程度であり、 $\Delta t$  の急激な減少は  $z_{II} > z_0^{(0)}$  で生じた。この様に、DFF-IIのパルス圧縮過程では、1.5次ソリトンとは異なる振る舞いが見られる。(ii)  $N < 1.5$  ソリトンは伝搬に伴い緩やかにパルス幅を変化させ基本ソリトンになる。一例として、NSEを用いて1.1次ソリトン伝搬をシミュレーションした結果を図4.10内の点線で示す。 $0 \leq z_{II} \leq 0.4$  において、1.1次ソリトン伝搬では時間幅は緩やかに減少するのに対して、実験結果では  $\Delta t$  がほとんど変化しない領域が存在した。このような  $\Delta t$  の変化は1.1次ソリトン伝搬では説明ができない。(iii) 負分散スロープの光ファイバにおいて、基本ソリトンは長波長シフトしながら伝搬すると断熱圧縮される。この圧縮モデルをDFF-IIのパルス伝搬に適用させると、伝搬距離  $L_{II}$  における圧縮率は  $D_{II}(\lambda_p(0))/D_{II}(\lambda_p(z_{II}))$  と計算できる。ただし、 $\lambda_p(z)$  は伝搬距離  $z$  におけるピーク波長、 $D_{II}(\lambda)$  は波長  $\lambda$  におけるDFF-IIの分散値である。ただし、 $D_{II}(\lambda)$  は実測値に放物線近似して求めた。この圧縮率より計算した時間幅を図4.10内の一点鎖線で示す。SSFSが5 nm程度の  $0.2 \leq z_I \leq 0.4$  では、圧縮モデルから計算される時間幅は31 fsであり減少しないが、実験結果の  $\Delta t$  は30 fsから23 fsへ減少しており、計算値と実験結果に乖離があることがわかった。

以上の議論から、サブ30 fs領域における光ソリトンDFF伝搬では、その伝搬初期において幾つかの簡易モデルでは説明できないパルス幅発展が発見された。

#### 4.5 まとめと結論

本章に示された結果をまとめる。DFF におけるサブ 100 fs 光ソリトン伝搬の様子を実験的に詳細に測定し、その結果と基礎的なモデルに基づくシミュレーション結果を比較した。それを通じてサブ 100 fs 領域における高次効果の発現を分析した。その結果、この時間領域において FOD 効果による発現が著しいことが判明した。DFF が有する正 $\beta_4$  値によって従来とは異なる波長域において光パラメトリック利得が発生し、それを介して光スペクトル波形上にサブピーク成分を生成させることが示された。その一方で、100 fs から 30 fs へのパルス圧縮過程における時間幅の発展に対しては高次効果の影響が小さく、ある条件下の範囲内に限っては高次効果を含まない SNSE が適用可能であることが示された。このことから、この時間領域におけるソリトン圧縮に対してはソリトン次数が依然目安となり得ると考える。ただし、パルス圧縮後の伝搬においては高次効果が影響を及ぼす。その高次効果の発現として、伝搬に伴い光ソリトンが基本次に変化し、そのパルス幅が安定化されるというソリントンラッピングが観測された。ただし、この時間領域におけるラマン散乱遅延効果による発現は観測されずに、本研究範囲ではその影響は無視できると考える。更に、30 fs 光ソリトン伝搬において、その伝搬初期に特異なパルス発展が観測された。

以上より、サブ 100 fs 光ソリトンの DFF 伝搬に主に影響を及ぼすのは FOD 効果であると考えられる。特に、100 fs から 30 fs へのパルス圧縮過程においては、FOD 効果の発現は時間領域では見られないものの、スペクトル領域においては著しい。これは、FOD によ

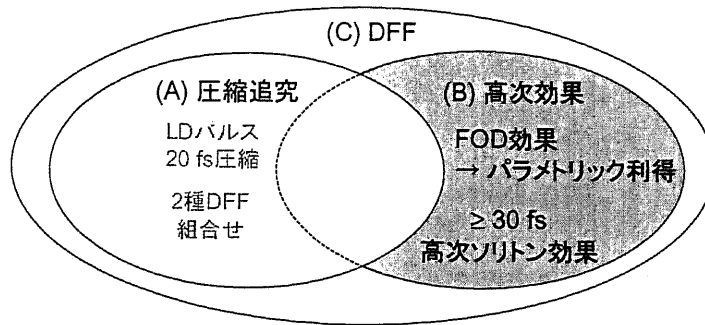


図 4.11 本章の結論と本論文の目的(A)-(C)との位置付け。(A)光ソリトン圧縮の極限性能の探索。(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の分析。(C)DFF ポテンシャルの追究。

って従来とは異なる波長域において光パラメトリック利得が発生し、その利得を介して光パルスに影響を及ぼす為である。以上の結論と第 1 章で示した本論文の目的との位置付けを図 4.11 にまとめる。

## 本章の参考文献リスト

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics Third Edition*, (Academic, 2001).
- [2] 二見史生、「光ファイバ中におけるスーパーコンティニューム生成およびその超短パルス光源への応用に関する研究」、東京大学大学院工学系研究科電子工学専攻博士論文 1999 年。
- [3] N. Nishizawa and T. Goto, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 325 (1999).
- [4] A. K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski and P. Galko, *J. Lightwave Technol.*, **17**, 216 (1999).
- [5] K. J. Blow and D. Wood, *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 2664 (1989).
- [6] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, *Opt. Lett.*, **15**, 1076 (1990).
- [7] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset and H. P. Weber, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 1938 (1987).
- [8] P. V. Mamyshev, P. G. J. Wigley, J. Wilson, G. I. Stegeman, V. A. Semenov, E. M. Dianov and S. I. Miroshnichenko, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 73 (1993).

## 第5章 高エネルギーパルス注入による 16 fs 光ソリトン圧縮と 10 fs パルス圧縮への展望

### 5.1 はじめに

本章では、より高次のソリトン励起によって分散平坦化ファイバ (dispersion-flattened fiber: DFF) の圧縮性能向上を図り、その圧縮性能及び圧縮制限の解明を試みた結果を報告する。本研究の目的は DFF 圧縮性能解明を通じて光ファイバ圧縮の極限性能の探索を試み、その圧縮制限を分析することである。本章の研究内容と、第 1 章に示された本論文の目的との位置付けを図 5.1 にまとめる。本章に示す研究は本論文の目的全てに係わり、本章内容は本論文において重要な位置を占める。以下では、若干第 1 章において述べた内容を繰り返す部分もあるが、本章で示す研究の背景と問題意識を説明する。

現状において、光ソリトン圧縮によって得られる最短パルス時間幅は 19 ~ 20 fs に達している[1,2]。ここでは、これらの圧縮系に注目し、それらの共通的な特徴を抽出しよう。圧縮系を図 5.2 にまとめる。Bell 研の Mitschke と Mollenauer から報告されている 19 fs 圧縮の実験系が(a)である[1]。DFF が共振器内に組み込まれた color center laser 出力の 60

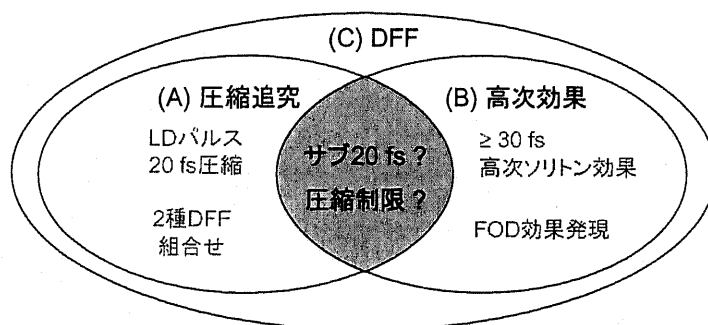


図 5.1 本章に示されている研究の目的と本論文の目的(A)、(B)そして(C)の位置付け。(A)光ファイバ圧縮の極限性能の解明、(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の分析、(C)DFF ポテンシャルの追究。

fs 光パルスを DFF によって圧縮する構成である。(b)に示されているのは FESTA の Matsui らから報告されている 20 fs 圧縮系である[2]。4 段階の複合圧縮器を用いて半導体レーザパルスを圧縮する構成である。(c)が本論文第3章にて説明した SDPF 圧縮系である。SDPF によって半導体レーザパルスを 20 fs まで圧縮する構成である。

これら圧縮系において光源や圧縮器構成などは異なるものの、最終段圧縮器において DFF が活用されている点に注目されたい。更に最終の DFF においてサブ 100 fs から 19 fs ~ 20 fs への圧縮が生じている点も興味深い。これら事実、サブ 100 fs 領域における DFF の活用が 20 fs 級ソリトン圧縮に重要な役割を担っていることを示している。しかしながら、このサブ 100 fs 領域における DFF での圧縮プロセスは明らかとは言えず、光ソリトン圧縮の時間領域が現状では 20 fs 程度に留まっている理由も議論されていない。更

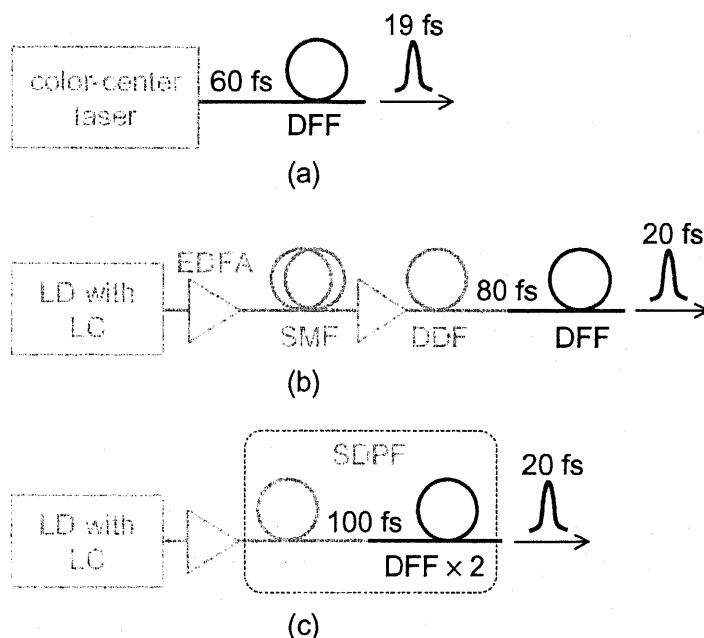


図 5.2 20 fs 級光ソリトン圧縮の実験系。(a)MitschkeとMollenauerから報告された 19 fs ソリトン圧縮[1]。(b)Matsui らから報告された 20 fs 圧縮[2]。(c)我々のグループから報告された 20 fs 圧縮。LD: laser diode、LC: linear compression、SMF: standard single-mode fiber、DFF、dispersion-decreasing fiber。

なる短パルス化の上で、サブ 100 fs DFF 圧縮過程の詳細分析を通じてその圧縮制限を探索することは重要である。

以上に様にサブ 20 fs 領域への展開を狙う上で重要と考えるサブ 100 fs DFF 圧縮に対して、今まで報告されている実験結果を整理しよう。ここではソリトン次数に注目し、今までの報告をまとめる。ソリトン次数に留意した DFF 圧縮実験として、前述の Bell 研の Mitschke と Mollenauer の報告[1]の他にも NTT の Yoshida らの報告がある[3]。前者において 60 fs から 19 fs への 2 次ソリトン圧縮が報告されており、後者では 1.3 次ソリトン励起による 2.5 の圧縮率実現が報告されている。これら実験結果は図 5.3 の圧縮率のソリトン次数依存性に黒丸でプロットされている。白抜丸プロットは第 3 章において説明した SDPF 圧縮実験の結果である。また、比較の為に高次効果を含まない standard nonlinear Schrödinger equation (SNSE) に基づくシミュレーション結果を破線で示す。ここで注目されたいのが、圧縮報告の結果と計算結果が良く一致することである。従って、より高次の

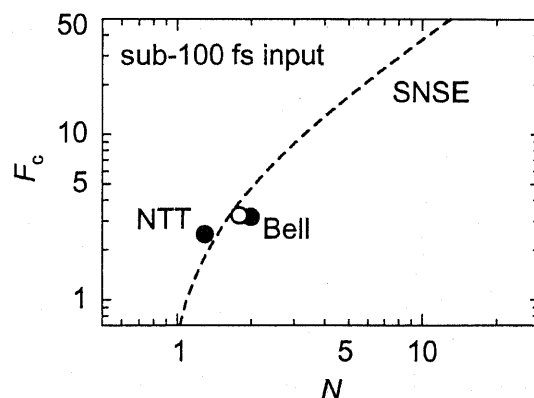


図 5.3 サブ 100 fs DFF 圧縮における圧縮率  $F_c$  のソリトン次数  $N$  依存性[1,4]。黒丸プロットが今まで報告されている実験結果、白抜丸プロットが本論文で示されている SDPF 圧縮実験結果である。破線は高次効果を含まない SNSE に基づくシミュレーション結果。



ソリトンを励起することによって DFF 圧縮性能が向上され、サブ 10 fs 領域に到達可能な圧縮率が期待される。この様にパルス圧縮を追究する上でより高次のソリトン励起時の DFF 圧縮は興味深い領域であるが、今まで報告されているサブ 100 fs DFF 高次ソリトン圧縮における入力ソリトン次数はたかだか 2 程度であり、現状では未開拓な領域と言える。

以上の背景に対して、より高次のソリトン励起によって DFF 圧縮性能向上を図り光ソリトン圧縮を追究することが本研究の狙いである。これを通じて DFF 圧縮性能及び圧縮制限の探索が本研究の目的である。本研究においてモード同期ファイバレーザ出力の高エネルギーサブ 100 fs 光パルスを DFF へ注入しより高次のソリトン励起を実現し、DFF 圧縮性能と圧縮制限要因の解明を試みた。以下にそれら結果の詳細を示す。

## 5.2 高エネルギーサブ 100 fs 受動モード同期ファイバレーザ: IMRA フェムトライト

本節では、実験に用いた受動モード同期ファイバレーザである IMRA フェムトライトの構成及び出力パルス特性を示す。詳細は文献[4]を参照されたいが、ここでは DFF 圧縮を目的とする観点からこのレーザの特長を説明しよう。このレーザの構成を図 5.4 に示す。レーザ発振器と光増幅器のカスケード構成となっている。発振器に注目すると、ここでは受動モード同期を実現する為に EDF 共振器端に反射形過飽和吸収体が配置されている。更に、共振器内の 2 個のファラデー回転子によって振動や温度変化に起因する偏波面変動を補償している。これら工夫によってレーザの高安定性を実現している。この発振器出力パルスは特殊 EDF によって増幅される。

IMRA フェムトライト出力光パルス波形を図 5.5 に示す。出力光パルスの特徴を以下にまとめる；繰返し 50 MHz、平均出力 60 mW、時間幅 75 fs、中心波長 1560 nm、自己相関波形から見積もられるペデスタル量 31%、パルスエネルギー 800 pJ。これらの中でも注目されたいのが高パルスエネルギー性である。これは DFF においてより高次のソリトンを励起する上で必要なパルス特性であり、この IMRA フェムトライトは本研究に適したレーザと言える。以下で報告する実験では、この IMRA フェムトライトが用いられている。

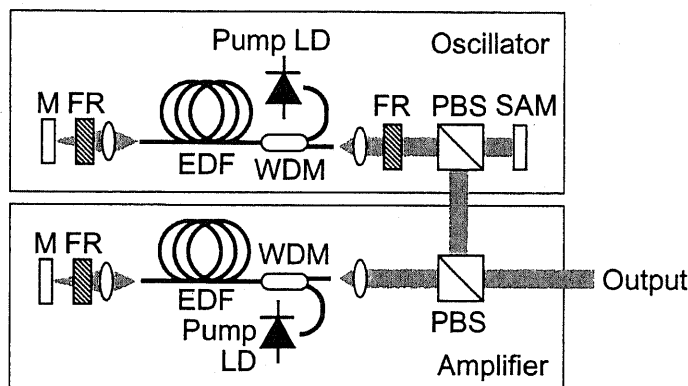


図 5.4 IMRA フェムトライトの構成概念図。M: mirror, FR: Faraday rotator, PBS: polarization beam splitter, SAM: saturable absorber.

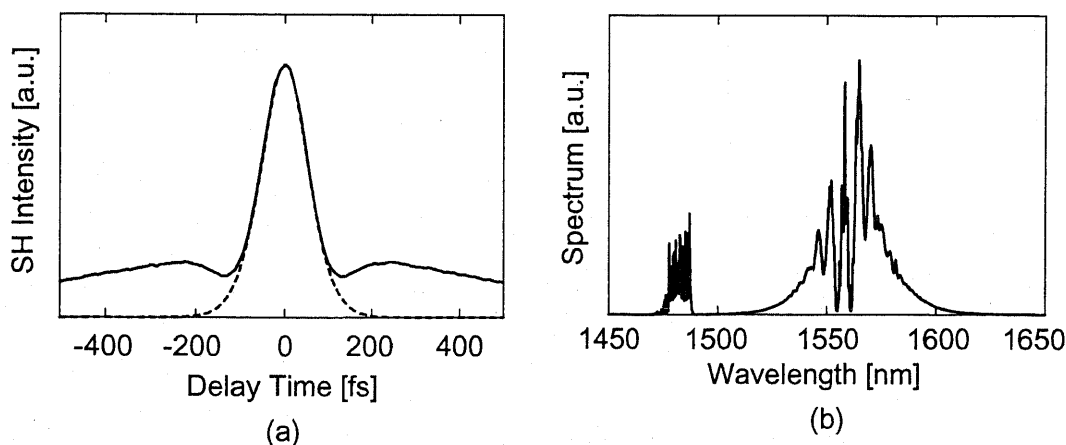


図 5.5 IMRA フェムトライト出力パルス波形。(a)自己相関波形、(b)光スペクトル波形。(a)内点線は 75 fs sech<sup>2</sup>型パルス自己相関波形。

### 5.3 高エネルギーサブ 100 fs 光パルス注入による DFF 高次ソリトン圧縮

IMRA フェムトライトの出力である高エネルギーサブ 100 fs 光パルスを DFF に注入することによって DFF により高次のソリトン励起し DFF 圧縮性能の向上を図った。その実験系を図 5.6(a)に示す。IMRA フェムトライト出力光パルスをコリメータ付シングルモードファイバ(single-mode fiber : SMF)を用いて DFF に入力する構成である。ここでは異なる 2 次分散値 $\beta_2$ を有する 4 種類の DFF が使用された。それら DFF の分散特性を図 5.6(b)に示す。1550 nm における $\beta_2$  値を代表として明示する; $\beta_2 = -0.19$ 、 $-0.53$ 、 $-2.1$ 、そして $-3.5$   $\text{ps}^2/\text{km}$ 。また、DFF 入力パルス波形は図 5.5 に示した様に時間幅及び中心波長はそれぞれ 75 fs 及び 1560 nm である。注目すべきは、800 pJ のパルスエネルギーである。ただし、

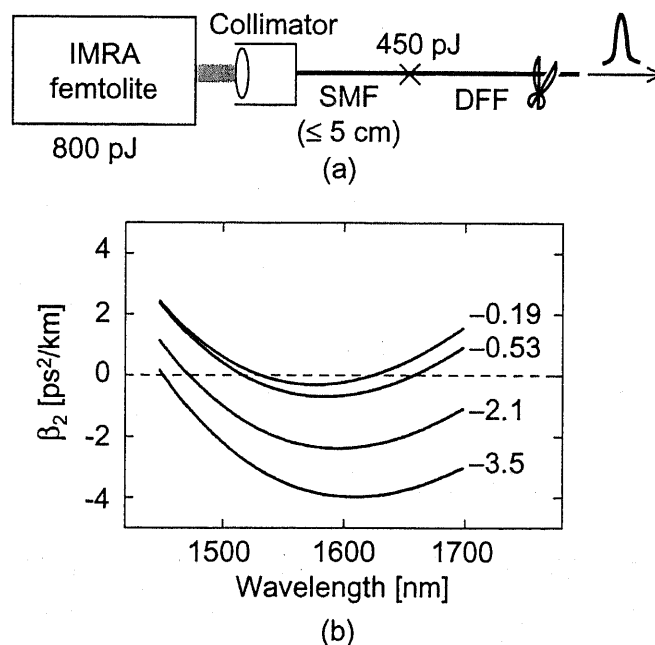


図 5.6 (a) 高エネルギーサブ 100 fs 光パルス注入による DFF 高次ソリトン圧縮実験系。(b) 実験に使用した DFF の 2 次分散値 $\beta_2$  の波長依存性。代表的な値として 1550 nm における $\beta_2$  値が図内に明示されている。

表 5.1 実験に用いる DFF の 1550 nm における 2 次分散値  $\beta_2$  とそれに対応するソリトン次数  $N$ 。

DFF	$\beta_2$ (@ 1550 nm)	$N$
#1	-0.19	17
#2	-0.53	10
#3	-2.1	5.2
#4	-3.5	4.0

DFF へ入力されるパルスエネルギーは 450 pJ である。これは、空間出力である IMRA フェムトライトの出力ビームをコリメータ付 SMF を用いて DFF に入力する際に生じる結合損失並びに SMF と DFF の接続損失の為である。このような損失の為にパルスエネルギーが減少したものの、前述した SDPF 第 2 ステップ出力 100 fs 光パルスのパルスエネルギーと比較すると、本実験では 5 倍以上高いパルスエネルギーが実現されている。以上の DFF パラメータと入力パルス条件から計算されるソリトン次数  $N$  を表 5.1 にまとめる。本研究の目的である  $N > 2$  の光ソリトンを励起することが可能である。

#### 5.4 16 fs パルスの圧縮とその特徴分析

前節において説明した実験系を用いる DFF 圧縮実験によって得られた最短パルス波形に注目し、その特徴の抽出と分析を行う。 $\beta_2 = -3.5 \text{ ps}^2/\text{km}$  を有する DFF を用いてパルス圧縮し、そのファイバ長の微調整を通じて最適化した結果、 $L = 0.20 \text{ m}$  の時に最短パルスが得られた。その自己相関波形と光スペクトル波形を図 5.7(a)と(b)に示す。(a)の自己相関波形に対して  $\text{sech}^2$  型波形を仮定すると、その時間幅は 16 fs に相当する。この値は、光ファイバソリトン圧縮によって得られる光パルスの最短値である。この時間幅と入力パルス幅から算出される圧縮率は 5.1 である。また、実時間波形上ペDESTAL比と自己

相関波形上ペDESTAL比が等しいと仮定すると、そのペDESTAL比は 0.60 と計算される。

以上の実験結果を Mitschke と Mollenauer から報告されている 60 fs 光パルスの 19 fs DFF 圧縮実験結果[1]と比較すると、本実験では、1.7 倍高い圧縮率が実現された。これは、より高次のソリトンが本実験では励起されていることに起因していると考えられる。

### 5.5 ソリトン次数依存性

DFE 圧縮実験において DFE をカットバックすることによって得られる結果である DFE 圧縮過程におけるパルス幅  $\Delta t$  の発展を図 5.8 に示す。パラメータは DFE の  $\beta_2$  値である。括弧内数字は入力パルス条件と DFE 分散値から計算されるソリトン次数  $N$  を表す。 $\beta_2$  値によって圧縮の様子が大きく異なることが示されている。 $\beta_2 = -0.19$  及び  $-0.53$  ps<sup>2</sup>/km を有する DFE においてはパルス圧縮が生じていないものの、 $\beta_2 = -2.1$  及び  $-3.5$  ps<sup>2</sup>/km といった比較的高  $\beta_2$  値を有する DFE においてはパルス圧縮が生じる。ここで注意されたいのが、より  $\beta_2$  値が高い程ソリトン次数がより低次になる点である。即ち、高エネルギーサブ

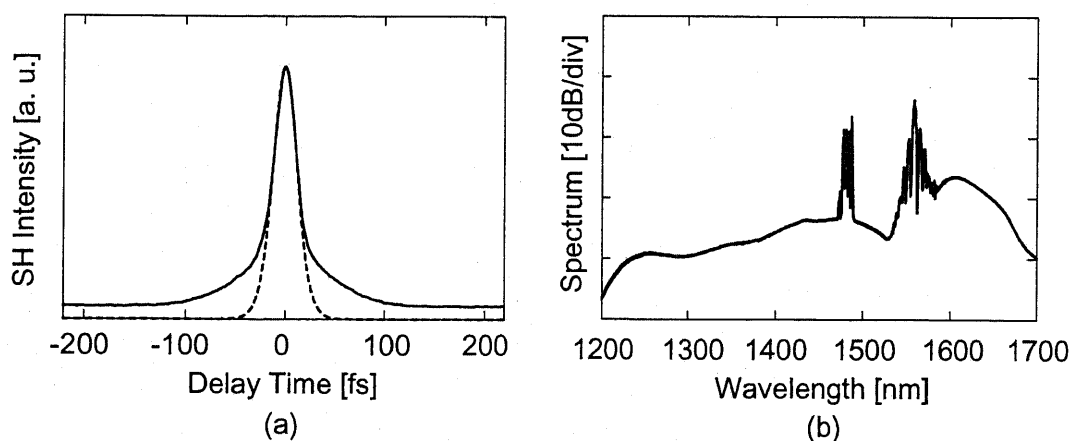


図 5.7 DFE 出力における最短パルスの自己相関波形(a)と光スペクトル波形(b)。(a)内点線は 16 fs-sech<sup>2</sup>型パルス自己相関波形。

100 fs パルス注入時における DFF 圧縮には、励起されるソリトンがより低次になるにも係  
わらず高 $\beta_2$  値を有する DFF が必要であることが判明した。

更に、各 DFF における最短パルス幅(図 5.8 中矢印)に注目し、そのソリトン次数  $N$   
依存性を議論する。圧縮率  $F_c$  の  $N$  依存性を図 5.9 に示す。赤丸プロットが本実験結果で  
ある。比較の為に、今まで報告されているサブ 100 fs DFF 圧縮実験結果を黒丸でプロット  
する。また、高次効果が無視された SNSE 計算結果も破線で示されている。SNSE の結果  
として、 $F_c$  は  $N$  によって決定され、 $F_c$  を向上させる為には  $N$  を上げることが重要であること  
が示されている。 $N \leq 2$  領域では計算結果と良く一致しているにも係わらず、本研究結果  
の  $N > 2$  においては両者の不一致が大きいことが示されている。これら結果は、高エネル  
ギーパルス注入時、言いかえるにより高次ソリトン励起時において、ソリトン次数によって

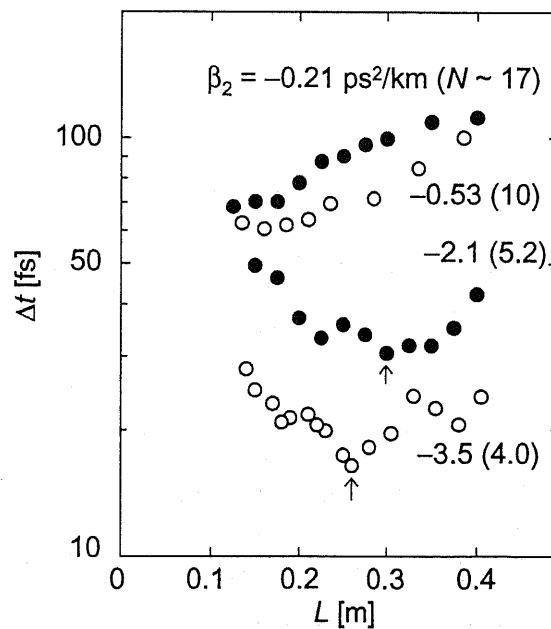


図 5.8 DFF におけるパルス幅  $\Delta t$  の発展。 $L$  はファイバ長。 $\beta_2$  及び  $N$  はそれぞれ DFF の 2 次分散値と  
ソリトン次数を表す。矢印は最短パルスを示す。

決定される値とは異なる圧縮率となっており、これには圧縮制限が存在することを示している。

## 5.6 圧縮制限要因の分析

圧縮制限要因を分析する為に圧縮パルス幅 $\Delta t_c$ と DFF の $\beta_2$  値の関係をプロットした。本実験結果を四角でプロットした。比較の為に、SDPF 圧縮実験結果も白抜丸でプロットされている。 $\beta_2$  値が大きくなるとソリトン次数が低くなる為に、 $\Delta t_c$  が大きくなることが予想される。これが圧縮制限要因になり得る。SDPF と本実験におけるソリトン次数から計算される $\Delta t_c$ をそれぞれ点線と破線で示す。SDPF において実験結果と計算結果が良く一致している。これは、SDPF 圧縮ではソリトン次数によって、言い換えればパルスエネルギーによって、圧縮パルス幅が制限されていることを示している。一方で、本実験においては高エネルギーパルスを用いている為にソリトン次数による制限が SDPF の場合に比べて軽減される。

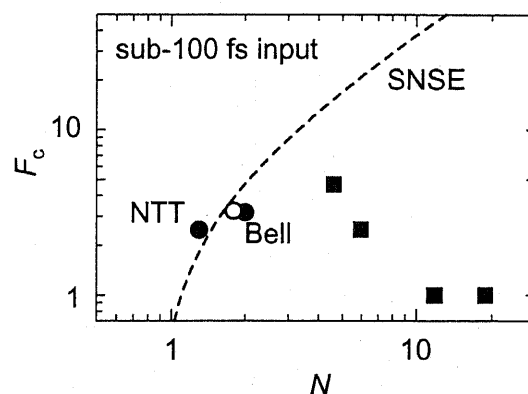


図 5.9 圧縮率 $F_c$ のソリトン次数 $N$ 依存性。本実験結果を黒四角でプロットする。参考の為に、今まで報告されている DFF 圧縮実験結果を黒丸で示す。また、第 3 章の内容である SDPF 圧縮実験結果は白抜丸でプロットされている。比較の為に、高次効果を含まないモデルによるシミュレーション結果を破線で示す。

この為に、SDPF 圧縮実験では困難であったサブ 20 fs 圧縮が実現されたと考える。

しかしながら、本実験ではこのソリトン次数(入力パルスエネルギー)とは異なる要因によって圧縮に制限を受けている。それが DFF の異常分散帯域である。これを図 5.11 に示す DFF 分散特性によって説明する。1550 nm において DFF の 2 次分散値が  $\beta_2 < 0$  であっても、DFF が正 4 次分散値を有する為に 1.5  $\mu\text{m}$  帯から離れた波長では  $\beta_2 > 0$  となることが示されている。従って、DFF には図 5.11 のグレー領域で示した異常分散帯域  $\Delta v_{\text{DFF}}$  が存在する。ソリトン効果は異常分散領域のみで生じる現象である為に、光ソリトンのスペクトル成分はこの異常分散帯域にトラッピングされる。従って、異常分散帯域は圧縮制限要因となりうる。この  $\Delta v_{\text{DFF}}$  による圧縮制限を図 5.10 内の実線で示す。ここでは、圧縮制限

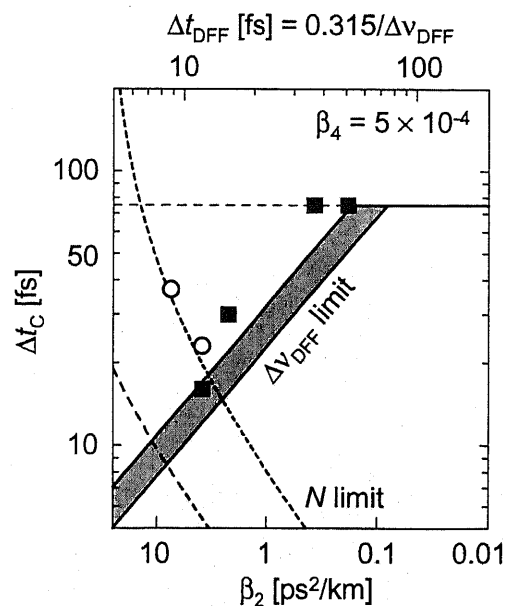


図 5.10 圧縮パルス幅  $\Delta t_c$  と DFF 2 次分散値  $\beta_2$  のプロット。本実験結果は ■ でプロットされている。また、ソリトン次数から算出される圧縮率から求まる圧縮パルス幅を破線で示す。比較の為に、SDPF 実験結果も ○ でプロットした。また、SDPF 圧縮条件におけるソリトン次数から計算される圧縮パルス幅を点線で示す。更に、異常分散帯域による制限を実線で示している。



を  $\Delta t_{\text{DFE}} = 0.315 / \Delta v_{\text{DFE}}$  という値を用いて  $\Delta t_{\text{C}} = \Delta t_{\text{DFE}}$  及び  $\Delta t_{\text{C}} = 2 \times \Delta t_{\text{DFE}}$  という直線によって表す。本実験結果が  $\Delta v_{\text{DFE}}$  によって圧縮制限を受けていることが示されている。この制限を回避する為には高  $\beta_2$  値を有する DFE が有効であり、これは実験において観測された傾向と同じである。ソリトン次数及び  $\Delta v_{\text{DFE}}$  の制限に対して  $\beta_2$  値を最適化することによって 10 fs 圧縮の可能性も示唆されている。また、FOD 抑圧はソリトン次数をほぼ確保したまま  $\Delta v_{\text{DFE}}$  を増大させる有効な手段と言える。更なる圧縮には FOD 抑圧も必要であろう。

### 5.7 まとめと結論

本章の研究結果をまとめる。より高次のソリトン励起によって DFE 圧縮性能向上を図り、DFE の圧縮性能及び圧縮制限要因の解明を試みた。より高次のソリトンを DFE に励起する為に DFE へ高エネルギーサブ 100 fs パルスを注入した結果、16 fs 圧縮が実現された。この時間幅は 1.5  $\mu\text{m}$  帯における光電界振動の 3 周期に対応し、これは光ソリトン

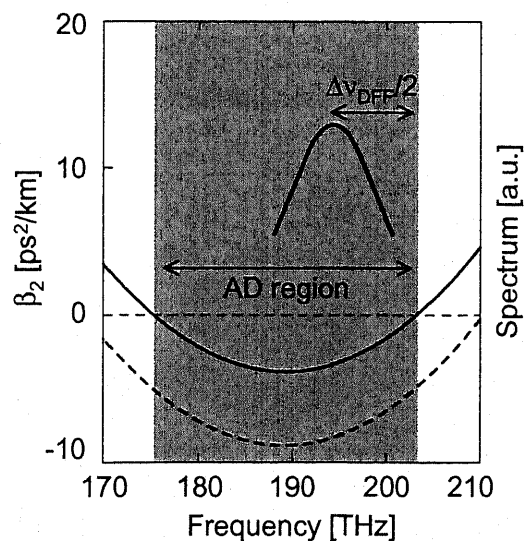


図 5.11 DFE の異常分散 (AD) 帯域と光スペクトル。

圧縮及び 1.5  $\mu\text{m}$  帯光パルス発生における最短値に相当する。また、圧縮制限を議論した結果、サブ 20 fs 圧縮は DFF の正 $\beta_4$ に由来する異常分散帯域によって制限されていることが示された。この異常分散帯域広帯域化の為に $\beta_2$ 値を大きくすることが重要であり、実験からも高 $\beta_2$ 値を有する DFF がサブ 20 fs 圧縮には必要であることが示された。更に、入力パルスエネルギーに対して DFF の $\beta_2$ を最適化することによる 10 fs 圧縮の可能性が示唆された。その一方で、更なるパルス短縮化の為により広帯域な異常分散帯域を有する DFF が必要であり、それには DFF の FOD 抑圧が重要である。以上の研究結果から、DFF の $\beta_2$ および $\beta_4$ のマネージメントがサブ 20 fs 圧縮に必要なことが新しい知見として得られた。

本章で示された研究は、第 1 章において記されている本論文の目的全てに係わるものである。最後に、これら目的から本章の結果をまとめる。光ファイバ圧縮の極限性能探索に関連し、より高次のソリトン励起時の DFF 圧縮性能解明を試みた。その結果、DFF がサブ 20 fs (16 fs) 領域に到達可能な圧縮性能を有することが判明された。更に、その圧縮制限要因の議論を通じて、この時間領域においては FOD 効果の影響が著しいことが

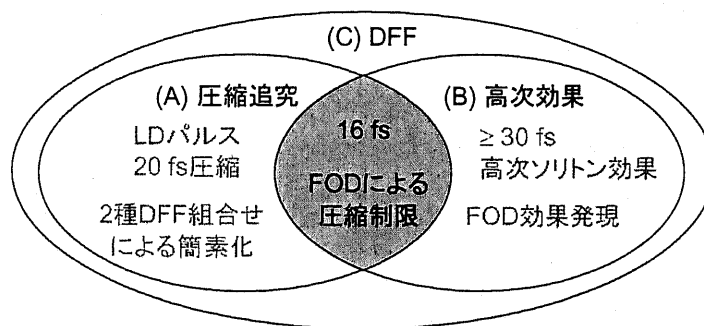


図 5.12 本章の結論と本論文の目的との位置付け。(A)光ソリトン圧縮の極限性能の探索。(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の分析。(C)DFF ポテンシャルの追究。

示された。DFE が有する正 $\beta_4$  値に由来する異常分散帯域がサブ 20 fs 圧縮を制限することが示唆された。また、このサブ 20 fs 圧縮は DFE 性能を追究した結果であり、DFE の性能を引き出す上でその分散マネジメントが重要かつ有効であることが判明した。以上の結論と本論文の目的との位置付けを図 5.12 に示す。

## 本章の参考文献リスト

- [1] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.*, **12**, 407 (1987).
- [2] Y. Matsui, M. D. Pelusi and A. Suzuki, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1217 (1999).
- [3] E. Yoshida, Y. Kimura and M. Nakazawa, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, **32**, 3461 (1993).
- [4] 吉田 睦、オプトロニクス、2001年4月号 153 ページ。

## 第6章 短尺異常 DFF を用いる超平坦・広帯域スーパーコンティニューム光発生

### 6.1 はじめに

本節では、従来常識とは異なるところの超短尺異常分散平坦化ファイバにおけるスーパーコンティニューム光 (super-continuum : SC) 発生に関して、その特徴抽出とメカニズム考察を試みた結果を報告する。本 SC 発生には 4 次分散 (fourth-order dispersion : FOD) 効果が重要な役割を担っており、本研究は FOD を積極利用した結果とも位置付けることも可能である。これと、第 1 章に示した本論文の目的との係わりを示すのが図 6.1 である。本章は、(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の分析と(C)分散平坦化ファイバ (dispersion-flattened fiber : DFF) ポテンシャルの追究に係わり合う内容と表現可能である。はじめに、本節ではこの背景と目的意識を若干詳細に説明する。

近年、光時分割多重システム用超短光パルス光源や次世代波長分割多重ネットワーク用多波長光源への応用の観点から 1.5  $\mu\text{m}$  帯 SC 発生が注目を集めている[1-5]。SC とは 30 nm を超える超広帯域なスペクトルを有する光波の総称である。ガラスにおける SC

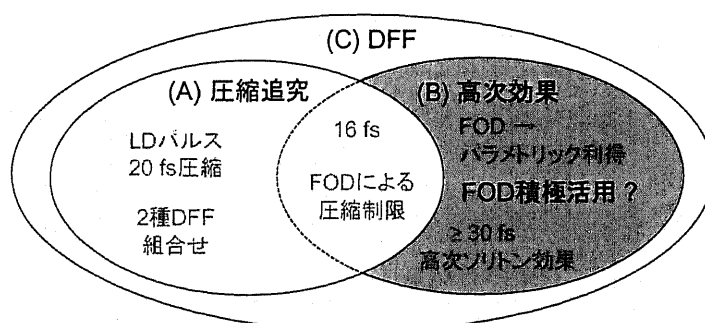


図 6.1 本章に示した研究内容と本論文の目的(A)、(B)そして(C)との位置付け。(A)光ファイバ圧縮の極限性能の解明。(B)サブ 100 fs 領域の高次効果の分析。(C) DFF ポテンシャルの追究。

発生自体は、既に 1970 年に観測されている現象であるが、近年、光ファイバ通信への応用の観点から再び注目を集めている。その代表的研究として、正常分散値  $0.1 \text{ ps}^2/\text{km}$  の  $1.7 \text{ km}$  長 NDFE を用いた広帯域・平坦化 SC 発生が報告されている[5]。

SC 発生におけるスペクトル拡散には、一般に、自己位相変調 (SPM) と正常分散の複合的効果が利用されている。特に、平坦にスペクトルを広帯域化する為には、線形に近いチャープを蓄積させる役割を担う後者が重要である[5]。また、高効率なスペクトル拡散の為に、パルス伝搬に伴うピークパワー現象を抑制させる極低正常分散値 ( $< 0.1 \text{ ps}^2/\text{km}$ ) を有する光ファイバが必要であることも指摘されている[5]。この SC 発生に対する要求をある程度満足するのが正常 DFE (normal-DFE : NDFE) であるが、長尺にわたり極低分散値を有する NDFE を実現することは容易ではない。一方で、他の DFE として異常分散値を有する DFE (異常 DFE : ADFE) もあるものの、筆者の知る限り、これを用いる広帯域・平坦化 SC 発生は確認されていない。この ADFE に対しては光ソリトン圧縮に関する研究が主である[6-9]。そこでのソリトン圧縮を通じた光スペクトル拡大化も可能であることが指摘されているが、その平坦度は NDFE における SC には遠く及ばない。

一方で、ADFE における現象で興味深いのが、FOD に由来する従来とは異なるパラメトリック利得の発生である。これは第 4 章においても示されているが、本節でも簡単に繰り返し説明する。ここでは、ADFE に CW ポンプ光が入力された際に発生する光パラメトリック利得を考える。パラメトリック利得を考察する上では、DFE 伝搬における線形位相不整合  $\Delta_L$  及び非線形位相不整合  $\Delta_{NL}$  が重要となる。図 6.2 下部に DFE 分散から計算される

$\Delta_L$  と入力パワーから計算される  $\Delta_{NL}$  をそれぞれ点線と破線で示す。両者の値が等しい周波数  $F1$ 、 $F2$  では  $\Delta_L$  が  $\Delta_{NL}$  によって補償されて位相整合条件が成立し、この周波数周辺にパラメトリック利得が発現する。負の2次分散値に由来する  $F1$  の位相整合条件の結果として、変調不安定性利得とも称される利得が生じる。この利得スペクトルを図 6.2 上部の  $G1$  に示す。また、正の FOD 値が存在する場合には、 $F2$  周辺においても位相整合条件が成立し得る為に、ポンプ波長から離れた波長帯にも利得  $G2$  が生成する。更に興味深いのは、ポンプパワーが増大した場合である。ポンプパワー増大に伴い  $\Delta_{NL}$  も大きくなる為に、位相整合条件が成立する周波数  $F1$  と  $F2$  の両者が近づき、そこで発生する利得が複合する。その結果として、広帯域パラメトリック利得が発生し得る。この FOD に由来する広帯域利得発生は Yu らからも指摘されている[10]。この様な利得を活用すれば、ADFF における広帯域 SC 発生の可能性も期待され得る。

今回、我々は従来常識とは異なるところの短尺 ADFF における広帯域かつ超平坦化 SC 発生現象を発見し、その特徴抽出とメカニズム考察を試みた。以下ではこれらの結

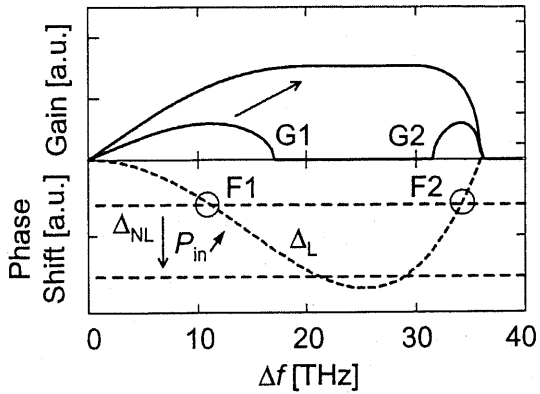


図 6.2 光パラメトリック利得スペクトルと位相整合条件。矢印はポンプ光を高パワー化した場合を表す。破線は非線形位相不整合量  $\Delta_{NL}$ 、点線は線形位相不整合量  $\Delta_L$  を表す。  $P_{in}$  はポンプパワー。

果の詳細を報告する。

## 6.2 超短尺異常 DFF を用いる広帯域 SC 発生

本節では、我々が発見した短尺 ADFE における広帯域・平坦化 SC 発生の実験概要について報告する。その実験系を図 6.3 に示す。利得スイッチ半導体レーザパルスの線形圧縮及びシングルモードファイバと分散シフト化ファイバを用いるソリトン圧縮によって得られた 65 fs 光パルス(繰返し周波数 100 MHz、中心波長 1553 nm)を短尺 ADFE に入力する構成である。そこで使用した ADFE の 2 次分散値 $\beta_2$ 、3 次分散値、そして FOD 値 $\beta_4$ は $-0.53 \text{ ps}^2/\text{km}$ 、 $0.013 \text{ ps}^3/\text{km}$ 、そして $5.0 \times 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}$ である。ここで、ADFE 異常分散帯域内に入力光パルススペクトル成分の大部分が存在している点に注意されたい(図 6.4 内 A)。これは、今まで報告されている広帯域・平坦化 SC 発生と全く異なる点である[3-5]。また、ADFE 入力パルスエネルギー $\epsilon_p$ は ADFE 入力端直前光減衰器によって調節される。その各 $\epsilon_p$ において平坦 SC が得られる様に cm オーダのカットバック法によって ADFE 長  $L_A$  は最適化される。その結果として、ADFE 出力において測定された光パルススペクトル波形を図 6.4 内 B ~ F に示す。ADFE 前段のソリトン圧縮過程において発生した 1550 nm 付近のペダスタル成分が付随しているものの、 $\epsilon_p = 9.8 \sim 320 \text{ pJ}$ における SC 発生が示されている。



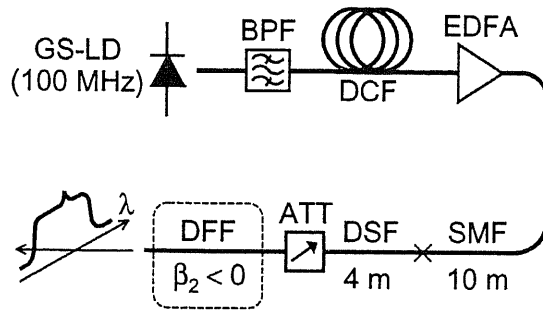


図 6.3 超短尺異常 DFF を用いる広帯域 SC 発生実験系。SC 発生現象が発生する ADFE を破線で囲む。

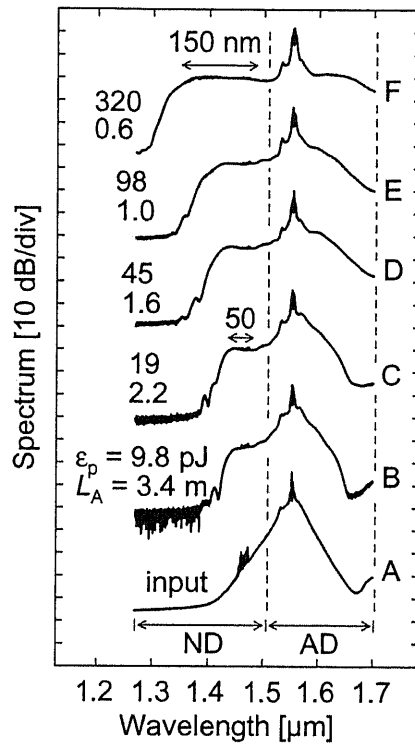


図 6.4 短尺 ADFE 出力における SC スペクトル波形。 $\epsilon_p$  と  $L_A$  はそれぞれ ADFE 入力パルスエネルギーと ADFE 長を表す。ND: normal-dispersion, AD: anomalous-dispersion.

ここで、興味深い点は他の SC 発生とは異なる短波長側における平坦化スペクトル成分生成である。この平坦スペクトル成分の平坦性  $\pm 1.5$  dB が確保される帯域  $\Delta\lambda$  及びその帯域の最長・最短波長  $\lambda_L$ 、 $\lambda_S$  の  $\epsilon_p$  依存性を図 6.5 にプロットする。 $\Delta\lambda$  に関しては、 $\epsilon_p$  を 9.8 pJ から 320 pJ へ増大させると 50 nm から 164 nm へ拡大化されることが示されている。その波長帯 ( $\lambda_L \sim \lambda_S$ ) に注目すると、 $\epsilon_p$  増大に伴う短波長側への平坦スペクトル帯域延伸

が示されている。ここで、この $\lambda_S \sim \lambda_L$ 波長帯が Tm 添加光ファイバ増幅器 (TDFA) 利得帯域 (1450 ~ 1480 nm) を十分カバーし得る点に注目されたい。更に、 $\epsilon_p \geq 45$  pJ ではゲインシフト-TDFA 利得帯域 (1480 ~ 1510 nm) もこれに含まれていることが示されている。また、 $L_A$  の  $\epsilon_p$  依存性も図 6.5 に示す。9.8 pJ から 320 pJ への  $\epsilon_p$  増大に伴う  $L_A$  の 3.4 m から 0.6 m への短尺化が示されている。

### 6.3 SC スペクトルの特徴：サブ dB 級平坦度

本節では、本実験において最大  $\Delta\lambda$  が得られた  $\epsilon_p = 320$  pJ 時の ADFE 出力光スペクトル波形 (図 6.4 内 F) に着目し、その特徴を整理する。最も特徴的なのが、その平坦性で

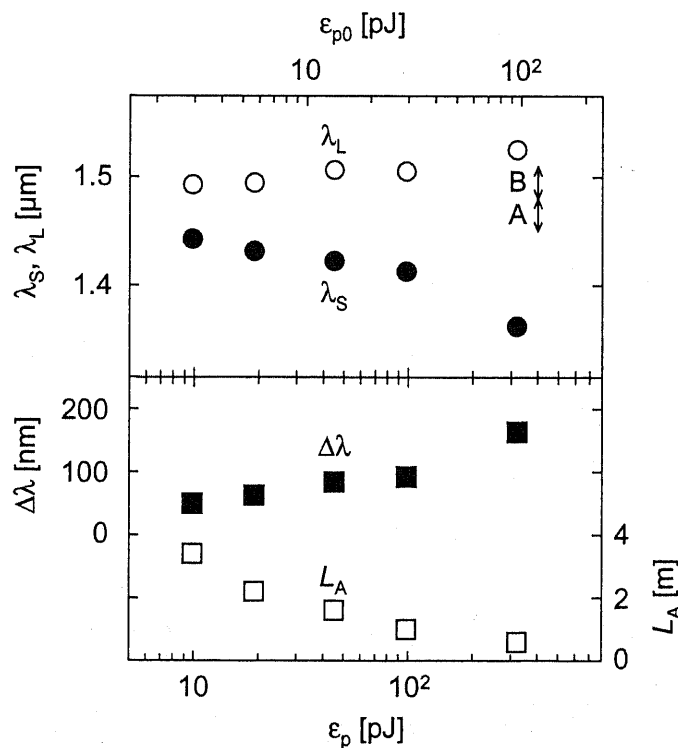


図 6.5 SC スペクトル波形の平坦領域における長・短波長端 $\lambda_L \cdot \lambda_S$ 、平坦帯域 $\Delta\lambda$ と ADFE 長 $L_A$ の入力パルスエネルギー $\epsilon_p$  依存性。 $\epsilon_{p0}$  はペダスタルを除いた主パルスエネルギーを表す。矢印 A と B はそれぞれ TDFA と利得シフト TDFA の利得帯域を示す。

ある。この 1350 ~ 1500 nm における 150 nm 帯域スペクトル成分の平坦度は  $\pm 1$  dB である。1370 ~ 1470 nm の 100 nm 帯域に限定すると、その平坦度は  $\pm 0.5$  dB である。これらは今まで報告されている最も平坦度が優れた SC と同程度あるいはそれ以上の値である[1-5]。この SC 発生に必要な  $L_A$  は 0.6 m であった点も注目されたい。NDFF-SC に必要な光ファイバ長 (1.7 km[5]) と比較すると、この値は 1/1000 以下であることに注意されたい。このような光ファイバの超短尺性にもかかわらず、150 nm の平坦スペクトル帯域が得られることは注目に値する。この議論から、本 SC は、秀でた平坦性かつ広帯域性、ADFF の超短尺性といった特長を有することが示された。

#### 6.4 SC 発生メカニズムの議論

本節では、本 SC 発生メカニズムについて考察する。一般に、光ファイバにおける SC 発生メカニズムは正常分散と SPM の複合的効果である[5]。しかしながら、本 SC 発生実験では入力光パルス成分の大部分が異常分散領域に存在していることから、これはあてはまらない。ここでは、光スペクトル拡大化機構として ADFE において生成される平坦・広帯域パラメトリック利得に注目し、それによる実験結果の説明を試みる。

まず、ADFF におけるパラメトリック利得の特徴を議論する為に、Yu らのモデル[10] に従い CW 光ポンプ (1553 nm) 入力における ADFE パラメトリック利得の  $\beta_2$  値依存性を計算した。ここでは、 $\beta_4$  値を  $5.0 \times 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}$  とした。ここで、CW ポンプ仮定の上では 3 次分散効果は影響を与えないことに注意されたい。また、CW 光ポンプパワー値を SC 発生実験の  $\epsilon_p = 320 \text{ pJ}$  時入力光パルスピークパワー値に相当する 1500 W とした。ただし、この

ピークパワー値算出では入力パルス自己相関波形上ペDESTAL量を実時間上ペDESTAL量と仮定した。計算した利得スペクトルから抽出した利得ピーク波長と半値波長の $\beta_2$  依存性をそれぞれ図 6.6 の破線と実線に示す。注目すべき点は、 $\beta_2 = -1.4 \sim -0.14$   $\text{ps}^2/\text{km}$  (図 6.6 斜線領域)における 50 nm を超える広帯域パラメトリック利得である。その領域よりも高 $\beta_2$  値領域 ( $\beta_2 < -1.4 \text{ ps}^2/\text{km}$ ) では、 $\beta_2 < 0$  に由来する入力ポンプ波長付近の利得だけでなく、FOD 効果による短波長側利得の存在が予想されている。この広帯域パラメトリック利得はこれら利得の複合と解釈される。

次に、比較の為に、図 6.3 の実験系において $\beta_2$  値が異なる 3 種類の 0.6 m 長 ADFE ( $\beta_2 = -0.53, -3.5, -6.5 \text{ ps}^2/\text{km}$ ) を用いて ADFE 出力光パルススペクトル波形を測定した。それら結果も図 6.6 内実線で示す。ここで、広帯域パラメトリック利得が得られる $\beta_2$  値範囲 (図 6.6 斜線領域) に対応する $\beta_2 = -0.53 \text{ ps}^2/\text{km}$  の DFE を用いた場合のみ平坦 SC が得

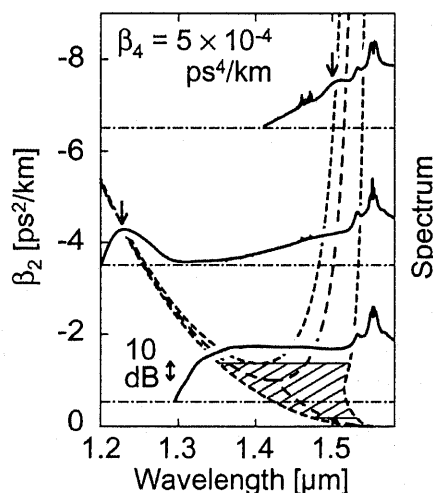


図 6.6 ADFE パラメトリック利得スペクトルの利得ピーク波長と半値波長の 2 次分散値 $\beta_2$  依存性。破線と点線が、それぞれピーク波長と半値波長を表す。実線は $\beta_2$  値が異なる 3 種類の 0.6 m 長 ADFE ( $\beta_2 = -0.53, -3.5, -6.5 \text{ ps}^2/\text{km}$ ) 出力の光スペクトルを表す。矢印はスペクトル波形上サブピークを示す。

られている点に注目されたい。また、図中矢印で示された測定光スペクトル波形上サブピーク波長と計算結果であるパラメトリック利得ピーク波長との良好な一致も示されている。これらは、本 SC 発生と FOD に由来する広帯域パラメトリック利得との関係を暗示している。

本 SC 発生現象と FOD 効果の関係をより明らかにする為に、一般化非線形シュレーディンガー方程式 (GNSE) に基づく計算 [11] によって本 SC 発生をシミュレーションした。その一例としてパルスエネルギー 320 pJ の 65 fs 光パルス ADFE 伝搬シミュレーション結果を図 6.7(a) 内実線に示す。ただし、入力パルスには  $\text{sech}^2$  型パルスを仮定した。比較の為に、 $\epsilon_p = 19$  pJ における SC 発生過程における光スペクトルの変化を図 6.7(b) に示す。実験において入力パルスに付随されたペDESTAL 成分に起因する 1.5  $\mu\text{m}$  帯付近スペク

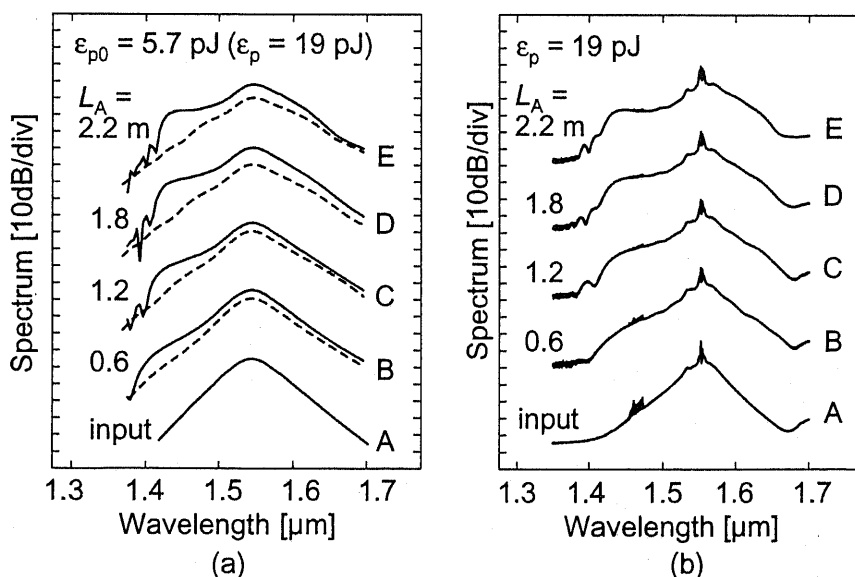


図 6.7 ADFE-SC 発生過程における光スペクトル波形変化。(a) 実験結果、(b) 内実線及び破線はそれぞれ高次効果が考慮されたモデル及び 4 次分散のみが無視されたモデルを用いたシミュレーション結果。 $\epsilon_p$  は ADFE 入力パルスエネルギーを示す。 $L_A$  は DFE 長。

トル成分に対してはシミュレーション結果とは異なるものの、短波長側スペクトル成分延伸の様子がシミュレーション上でも再現されていることがわかる。更に、この短波長側スペクトル延伸に注目し、その FOD の影響を確かめる為に FOD 効果のみを無視したモデルを用いてシミュレーションした。その結果を図 6.7(a)内破線によって示す。FOD 効果を見無視すると、短波長側スペクトル成分の延伸及びその平坦化現象が生じないことが示されている。この非対称なスペクトルの延伸は、正の 3 次分散値に由来する短波長側パラメトリック利得の増強に起因するものと考えられる。以上から本 SC 発生メカニズムに FOD 効果が大きく影響を与えていることが示された。

加えて、本実験における全ての  $\epsilon_p$  条件に対してもシミュレーションを行った。その結

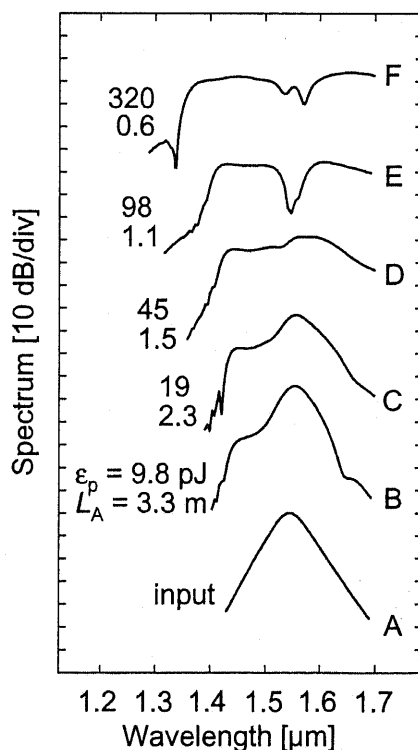


図 6.8 ADF 出力における SC スペクトル波形のシミュレーション結果。  $\epsilon_p$  と  $L_A$  はそれぞれ ADF 入力パルスエネルギーと ADF 長を表す。A-F 波形は図 6.4 内 A-F 波形に対応している。

果を図 6.8 に示す。先の計算と同様に入力パルスに  $\text{sech}^2$  型パルスを仮定している為に、 $1.5 \mu\text{m}$  帯スペクトル成分は再現されていないものの、短波長側成分に関しては図 6.4 に示した実験結果と同様な平坦化スペクトル成分生成が再現されていることが示されている。更に、これら SC が得られる  $\epsilon_p$  及び  $L_A$  に関しても実験結果と良く一致することにも注目されたい。また、平坦スペクトルのパワー密度も一致度が良い。以上より、GNSE により本 SC 発生がある程度記述できることが示された。

## 6.5 通信用光源としての性能評価

ここでは、ADFF を用いて発生される SC (ADFF-SC) の通信用多波長光源としての性能を評価する。特に、NDFF を用いて発生される SC (NDFF-SC) との比較を通じて、その実用的特徴の分析や S バンド多波長光源への応用を議論する。更に、簡単なモデルを用いて SC 発生過程における雑音付加について検討する。

はじめに、多波長光源応用の観点から実用的特徴を分析する為に、光ファイバ増幅器利得帯域を十分カバーし得る  $50 \text{ nm}$  程度の帯域を有する ADFF 出力光スペクトル波形 (図 6.4 内 C) に注目する。 $1450 \sim 1500 \text{ nm}$  帯域平坦化スペクトル成分が示されている。このスペクトル成分生成に必要な  $\epsilon_p$ 、 $L_A$  はそれぞれ  $19 \text{ pJ}$ 、 $2.2 \text{ m}$  であった。これらと NDFF-SC とを比較した結果、ADFF の短尺性にもかかわらず ADFF-SC は入力パルスエネルギーと SC 帯域に関して同程度の性能を有することが示唆された。しかしながら、ADFF-SC には入力光パルスとしてサブ  $100 \text{ fs}$  光パルスが必要であることを看過してはならない。

次に、この ADFE-SC が S バンドを含む 1450 ~ 1500 nm 平坦スペクトル成分を有する点に着目し、この S バンド多波長光源としての特色を議論する。ここでは、50 nm 帯域を有する NDFE-SC と比較する。適切な光ファイバが入手できたとしても、これに必要な光出力パワー (210 mW) を確保する為には S バンド利得帯域を有する高出力光増幅器が必要となる。S バンド光増幅器の代表例として、高出力 (21.5 dBm) の高効率 GS-TDFA が報告されている[12]。しかしながら、現状では、光パワーに関して性能不十分である。一方で、ADFE-SC 発生には Er 添加光ファイバ増幅器に代表される現在の成熟した C バンド用光増幅器が利用可能である。従って、ADFE-SC は従来 NDFE-SC では実現困難な S バンド用多波長光源応用の可能性を有していると考えられる。

最後に、本 SC 発生過程において増幅される雑音について議論する。ここでは、田村らから指摘されている ADFE 伝搬における雑音増大[13]が対象である。ここでは、前節で議論した様に本 SC 発生機構が FOD 効果と光非線形効果の複合効果として生ずる広帯域パラメトリック利得に起因すると仮定し、その利得による雑音増幅を NDFE-SC 発生過程におけるそれと比較する。

はじめに、使用するモデルについて説明する。SC 発生ファイバにおける光  $A(z, T)$  の伝搬は以下の非線形シュレーディンガー方程式によって記述される[14];

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial T^4} - \gamma |A|^2 A. \quad (4.1)$$

ただし、 $\beta_2$  と  $\gamma$  はそれぞれ SC 発生ファイバの 2 次分散値と非線形係数である。ここで、ADFE-SC 発生に大きな影響を与える FOD 効果を考慮する必要がある点に注意されたい。



一方で、雑音成分  $a(z, T)$  を含む CW 光を  $A$  とすると、 $A$  は以下の式で表すことができる;

$$A = (\sqrt{P_0} + a) \exp(i\phi_{NL}). \quad (4.2)$$

ただし、 $P_0$  は入力光パワー、 $\phi_{NL} = \gamma P_0 z$  は非線形位相シフトを表す。以下では、 $a$  の発展に注目する。式(4.2)を式(4.1)に代入し、 $a$  の一次項までを考慮して整理すると以下の式が得られる;

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} + \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 a}{\partial T^4} - \gamma P_0 (a + a^*). \quad (4.3)$$

ここで、CW 光からの周波数シフト  $\Delta f$  における  $a$  として以下の一般解を仮定する;

$$a(z, T) = a_m(z) \cos(\Delta f T) + i b_m(z) \sin(\Delta f T). \quad (4.4)$$

式(4.4)を式(4.3)に代入し整理すると振幅雑音  $a_m$  と位相雑音  $b_m$  が求まる;

$$\begin{aligned} a_m(z) &= a_0 \cos k_m z + \frac{\Delta_1}{2k_m} b_0 \sin k_m z, \\ b_m(z) &= b_0 \cos k_m z + (2\gamma P_0 - \frac{\Delta_1}{2}) \frac{a_0}{k_m} \sin k_m z. \end{aligned} \quad (4.5)$$

ただし、初期雑音を  $a_m(0) = a_0$ 、 $b_m(0) = b_0$  とおいた。また、 $k_m$  と  $\Delta_1$  は以下で表される;

$$\Delta_1 = -\beta_2 \Omega_m^2 - \frac{\beta_4}{12} \Omega_m^4, \quad k_m = \frac{\sqrt{(2\gamma P_0 - \Delta_1)^2 - (2\gamma P_0)^2}}{2}. \quad (4.6)$$

式(4.5)は雑音成分の発展を表す式であることに注目されたい。以下では、これを用いて NDF-SC と ADF-SC の発生過程における雑音付加を議論しよう。ただし、ここでは初期雑音として白色雑音 ( $a_0 = b_0 = n_0$ [15]) を仮定する。

まず、比較の為に従来の NDF-SC 発生過程において付加される雑音成分  $a_N$ 、 $b_N$  を概算する。ここでは、ポンプ波長付近成分 ( $\Omega_m = 0$ ) に注目し式(4.5)を整理すると、 $a_N$ 、 $b_N$  の発展は以下の式によって記述される;

$$a_N(z) = n_0, \quad b_N(z) = n_0(1 + 2\gamma P_0 z). \quad (4.7)$$

NDFF-SC 発生過程において  $a_N$  は雑音増幅が生じない一方で  $b_N$  については光非線形効果を通じて雑音が増幅されることが示されている。この  $a_N, b_N$  の発展をそれぞれ図 6.9 内点線及び破線で示す。

次に、ADFF-SC 発生過程における雑音の実部成分  $a_A$  及び虚部成分  $b_A$  を考える。ここでは、ADFF-SC 発生に重要なパラメトリック利得が最大となる  $\Omega_m$ 、言い換えれば  $|k_m|$  が最大 ( $|k_m| = 2\gamma P_0$ ) となる  $\Omega_m$  に注目すると、そこでの雑音発展を表す式は以下で表すことができる;

$$a_A(z) = b_A(z) = n_0 \exp(\gamma P_0 z). \quad (4.8)$$

ADFF-SC 発生過程におけるパラメトリック利得によって  $a_A, b_A$  が増大することが示されている。これらの発展を図 6.9 内実線で示す。

ADFF-SC においては ADFE 入力においてサブ 100 fs 光パルスが必要である為に  $P_0$  については NDFE-SC 法に比べて大きい一方で、本方式の特徴の一つであるファイバ短尺性の為に  $z$  が大幅に減少される。その結果、ADFF-SC 発生方式では雑音増幅が低減される可能性があることが図 6.9 に示されている。黒丸が本実験条件を表している。比較の為に NDFE-SC の代表例[5]を×で示す。本 SC 発生方式における雑音実部成分は NDFE-SC 方式に比べて 10 倍程度大きいものの、雑音虚部成分に対しては 10 倍を超える雑音抑制の可能性が示唆されている。

以上の議論から、ADFF-SC 発生方式の特徴の一つであるファイバ短尺性は雑音増幅抑制に対して有効である可能性が示唆された。更に、ADFF-SC 発生過程において付加される雑音は上述した計算結果よりも小さいことが以下の理由から期待されることを付け加えておく；ここでは初期雑音として白色雑音を仮定したが、実際は 1520 ~ 1560 nm 帯域に分布している EDFA 自然放出光 (amplified spontaneous emission: ASE) が主な雑音成分と考えられる。ADFF-SC においては、この ASE 雑音帯域とパラメトリック利得のピーク波長帯域が異なる(図 6.4) 為に、その利得による ASE 雑音の増幅は少ない。しかしながら、以下の 2 点については議論が残されていることを忘れてはならない；(1)入力パルス光に重畳された雑音による利得揺らぎ、(2)ADFF-SC 発生の前段 SMF と DSF での高次ソリトン圧縮過程における雑音付加。

本節では、通信用光源としての本 SC の性能として、50 nm 程度の帯域を有する SC 発生に必要な入力パルスエネルギー、S バンド多波長光源への応用可能性、そして SC

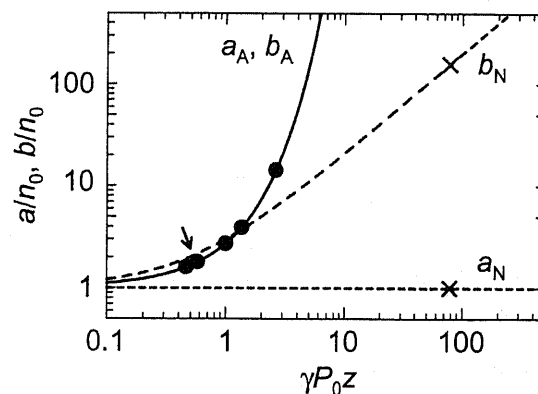


図 6.9 ADFF-SC 発生過程における雑音実部  $a_A$  及び虚部  $b_A$  の発展。 $\gamma$ 、 $P_0$  そして  $z$  はそれぞれ非線形係数、入力パワーそして伝搬距離を表す。点線及び破線はそれぞれ NDF-SC 発生過程における雑音成分  $a_N$  及び  $b_N$  の発展を表す。

表 6.1 ADFP-SC の性能。比較の為に参考文献[5]の NDFP-SC の性能も示す。

	ADFP-SC	NDFP-SC
Input Pulse Width	65 fs	900 fs
Input Pulse Energy	19 pJ	31 pJ
Fiber Length	2.6 m	1.7 km
SC Bandwidth (Range)	~50 nm (S-band)	~50 nm (C-band)

発生過程における雑音付加を議論した。これら結果を表 6.1 にまとめる。本 SC は、入力パルスにサブ 100 fs 光パルスが必要であるものの、従来の NDFP-SC と同程度の性能を有していることが示された。また、従来法では実現困難な S バンド多波長光源への応用の可能性も示唆された。

## 6.6 まとめと結論

本章に示されている研究の結果をまとめる。以下に示す様な従来常識とは異なる短尺 ADFP における広帯域・超平坦化 SC 発生が発見された。ADFP 入力パルスエネルギー 9.8 ~ 320 pJ 時に 3.4 ~ 0.6 m 長 ADFP において 50 ~ 160 nm 帯域を有する超平坦化 SC が発生された。その SC スペクトルの注目すべき特徴は、 $\pm 1$  dB/150 nm という秀でた平坦性・広帯域性、S バンドを超える短波長域への選択的スペクトル延伸である。これら結果を従来の NDFP における SC 発生と比較すると、本 SC は従来と同程度入力パルスエネルギーにおいて同程度以上の広帯域性を有する一方で、ファイバ短尺性や S バンドを含む短波長域における平坦化スペクトル発生といった従来とは異なる特徴を有することも示された。また、このメカニズムを詳細に分析した結果、本 SC 発生には FOD 効果が重要

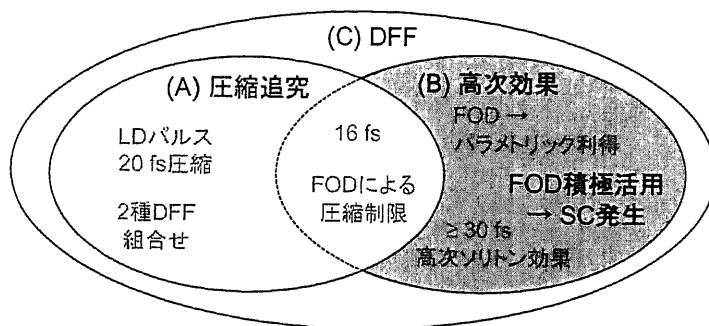


図 6.10 本章の結論と本論文の目的(A)-(C)との位置付け。(A)光ソリトン圧縮の極限性能の探索。(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の分析。(C)DFF ポテンシャル追究の探索。

な役割を担っており、FOD 由来の広帯域パラメトリック利得発生が大きく寄与していることが判明された。

本章で論じた超短尺 ADFP における平坦化 SC 発生はサブ 100 fs 領域における FOD 効果による発現の一例であり、本研究は FOD 効果を積極的に利用した初めての報告とも表現できる。本研究によって、FOD 効果の積極的活用の可能性が示唆されたと考える。以上は、第一章に示した本論文の目的の中でも(B)サブ 100 fs 領域における高次効果の発現の分析と (C)DFF ポテンシャル追究の探索に係わる結論である。これを図 6.10 にまとめる。

## 本章の参考文献リスト

- [1] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori and M. Saruwatari, *Electron. Lett.*, **30**, 790 (1994).
- [2] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori and M. Saruwatari, *Electron. Lett.*, **30**, 1166 (1994).
- [3] Y. Takushima and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 322 (1999).
- [4] E. Yamada, H. Takara, T. Ohara, K. Sato, T. Morioka, K. Jinguji, M. Itoh and M. Ishii, *Electron. Lett.*, **37**, 304 (2001).
- [5] Y. Takushima, F. Futami and K. Kikuchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 1560 (1998).
- [6] E. Yoshida, Y. Kimura and M. Nakazawa, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, **32**, 3461 (1993).
- [7] E. Yoshida, Y. Kimura and M. Nakazawa, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, **33**, 5779 (1994).
- [8] R. Yatsu, K. Taira and M. Tsuchiya, *Opt. Lett.*, **24**, 1172 (1999).
- [9] Y. Matsui, M. D. Pelusi and A. Suzuki, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1217 (1999).
- [10] M. Yu, C. J. McKinstrie and G. P. Agrawal, *Phys. Rev. E*, **52**, 1072 (1995).
- [11] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, *Opt. Lett.*, **15**, 1076 (1990).
- [12] T. Kasamatsu, Y. Yano and T. Ono, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, 433 (2001).
- [13] K. R. Tamura, H. Kubota and M. Nakazawa, *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 773 (2000).
- [14] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics Third Edition*, (Academic, 2001).
- [15] J. P. Gordon, *Opt. Lett.*, **11**, 662 (1986).

## 第7章 結論

### 7.1 まとめと結論

本節では、本論文のまとめとして第3章から第6章の内容及び結論を整理する。

第3章には、パルス圧縮器の簡素化・高性能化を目的として実施された半導体レーザーパルスのSDPF高次ソリトン圧縮の結果が記されている。本研究を通じて以下に示すSDPF設計・作製に関する新たな知見が得られた。SDPF作製にファイバ長微調整が必要である。SDPFにおけるサブ100 fsパルス圧縮に対して2種DFFの組合せが有効である。これら知見を活かして作製された短尺(15.1 m)DFF-SDPFと市販品EDFA一台からなる圧縮系は、簡素構成ながらもSDPF圧縮系は5 psから20 fsへのパルス圧縮性能を有することが示された。このSDPF圧縮系を半導体レーザーに適用することによって、高性能・簡素な20 fsパルス光源が実現された。

「サブ100 fs光ソリトンのDFF伝搬における高次効果の分析」と題される第4章には、サブ100 fsソリトン伝搬過程の測定結果と基礎的な伝搬モデルによるシミュレーション結果との比較を通じて高次効果の分析を試みた結果が示されている。サブ100 fs領域において4次分散(fourth-order dispersion : FOD)効果が影響を与え、その発現として、FODに由来する光パラメトリック利得を介するサブピーク成分の生成が観測された。また、100 fs ~ 30 fs光ソリトンDFF伝搬に高次効果を含まない簡易な非線形シュレーディンガー方程式が、ある程度は、適用可能であることが示された。従って、この時間領域でのパルス

圧縮には、依然ソリトン次数が依然目安となり得ることが判明した。一方で、30 fs 光ソリトン伝搬ではパルス伝搬初期の異常なパルス発展が観測された。

第5章では、高エネルギーサブ 100 fs パルス注入による 16 fs DFF 高次ソリトン圧縮についてまとめられている。高エネルギーサブ 100 fs 光パルスを用いてより高次なソリトン励起における DFF 圧縮性能を解明した。その結果、DFF はサブ 20 fs (16 fs) 圧縮性能を有することが判明した。この圧縮は、DFF の分散特性から決定される DFF 異常分散帯域によって制限されていることが判明した。高エネルギーパルスのサブ 100 fs 圧縮には異常分散帯域の広帯域化が必要であり、高 2 次分散値或いは低 FOD 値を有する DFF が有効であることが示された。以上結果から、サブ 20 fs 圧縮には、DFF の 2 次分散及び FOD のマネージメントが必要であり、更なるパルス短縮化には DFF の FOD 値抑圧が重要であることが判明した。

第6章では、超短尺 ADFP を用いる SC 発生について論じられている。従来常識とは異なる「短尺 ADFP における広帯域・超平坦化 SC 発生現象」を発見し、その SC スペクトルの特徴分析とメカニズム検討を行った。本 SC スペクトルの注目すべき特徴として、サブ dB 平坦度、S バンドを含む短波長域への光スペクトル延伸が示された。また、本 SC 発生には FOD が重要な役割を担っており、それに由来する広帯域化光パラメトリック利得発生の寄与が大きいことが示唆された。この ADFP における SC 発生は FOD 積極活用の一例とも表現可能であり、本研究は FOD 積極活用の可能性を議論したはじめての報告とも言える。



## 7.2 総括的結論

本節では、本研究を通じて得られた結論を述べ本論文の総括とする。第 1 章でも記されているが、本研究の目的を繰り返すならば、以下の(a)、(b)そして(c)である。(a) 光ファイバ圧縮の極限性能、(b) サブ 100 fs 領域における高次効果の解明、(c) サブ 100 fs 光パルスコントロールに対する DFF ポテンシャルの追究。これら目的に基づき実施された研究を通じて得られた知見をまとめよう。

(A) はじめに、光ファイバ圧縮の極限性能に対する知見をまとめる。本論文では、光ファイバ圧縮の追究として、SDPF を用いる半導体レーザーパルスの 20 fs 圧縮や DFF を用いるサブ 20 fs 圧縮が実施された。これら結果から光ファイバはサブ 20 fs 領域に到達可能な圧縮性能を有することが判明した。このサブ 20 fs DFF 圧縮の制限要因は、DFF の正 FOD 値によって制限される異常分散帯域であることも示された。更なる圧縮には、DFF の FOD 値抑圧が重要である。一方で、以上の様な光ファイバ圧縮の極限性能を引き出す上で入力パルス条件の最適化も必要である。その最適化の一つとして、より高次のソリトン励起を導く入力パルスの高エネルギー化はサブ 20 fs 圧縮に有効であることも示された。また、SDPF 構成やサブ 100 fs 領域での DFF 活用といった光ファイバ活用法の工夫によって簡素構成なピコ秒領域から 20 fs への圧縮も可能であることが示された。ただし、この圧縮に関して、サブ 100 fs パルスの高エネルギー化という最適化の観点からレーザーや光増幅器の最適化の余地が残されていると考える。

(B) サブ 100 fs 光ソリトンのファイバ伝搬における諸効果に関して、本研究を通じて得ら

れた知見をまとめる。本論文では、2種 DFF の組合せにおける 100 fs から 20 fs へのパルス圧縮、DFF におけるサブ 20 fs 圧縮、そして SC 発生と言った現象における高次効果の発現の分析を行った。そこでは、FOD 効果の影響が著しいことが判明した。時間領域における影響として、この FOD 効果が圧縮制限要因になり得ることが示された。その理由は、正 FOD 値の存在によって光ファイバの異常分散帯域が制限される為である。また、FOD 由来の光パラメトリック利得を介してサブ 100 fs 光パルスのスペクトル波形に大きな影響を与えることも判明した。具体的な発現として、短波長域サブピーク成分生成や光スペクトル平坦化といった従来とは異なる現象が挙げられる。特に、後者は FOD 効果を積極的に活用した結果であり、FOD 効果の積極利用の可能性を示唆した結果とも表現できる。

(C) 最後に、超短光パルスのコントロールに対する DFF ポテンシャル追究に関して、本研究を通じて得られた知見をまとめよう。サブ 20 fs 圧縮や平坦化 SC 発生に用いられる DFF のファイバ長は 0.2 ~ 5 m 程度であった。従って、サブ 100 fs 領域における DFF の活用にはファイバ短尺化が必要不可欠であると考ええる。また、サブ 20 fs 圧縮や平坦化 SC 発生における DFF に、その 2 次分散値の適切な選択とファイバ長調整が必要不可欠である。更に、これら発現に重要な役割を担っているのが DFF が有する FOD である。時間軸上での影響として、FOD によって制限される異常分散帯域がサブ 20 fs 圧縮の制限要因となる。周波数軸上において、FOD 由来の光パラメトリック利得発生を介して光スペクトル平坦化の駆動力となる。以上のことから、DFF 性能を引き出す上で 2 次分散と 4 次分散のマネージメントが重要であり、これら DFF の活用による時間・周波数軸におけるサ

ブ 100 fs 光ソリトンコントロールの可能性が示唆された。付け加えるならば、サブ 100 fs パルス圧縮に有効な 2 種 DFF の組合せもこの一例に含まれる。

以上からフェムト秒テクノロジーに対する本論文の総括的結論を述べる。第 1 章でも示したが、フェムト秒テクノロジーにおいては最先端時間領域である基礎科学分野ではサブ 5 fs 領域に到達している一方で、光エレクトロニクスに代表される応用研究の時間領域はピコ秒・サブピコ秒領域に留まっている。両者のギャップを埋める上で、サブ 100 fs 領域において適用可能な光ファイバが重要であると考え。この時間領域では、光ファイバにおいて従来と全く異なる FOD 効果が著しく発現する。本論文ではその発現として、FOD 効果による圧縮制限や FOD の積極活用の結果としてのスペクトル延伸・平坦化が明示された。これら結果からサブ 100 fs 領域において光ファイバを活用する上では FOD マネージメントが必要であると考え。今後より深い時間領域へ応用研究を展開する為にも FOD マネージメント技術の開発・進展が重要であろう。以上の様に、本論文によってフェムト秒テクノロジーに新たな知見が加えられたと考える。

## 発表文献リスト

### 1 英文誌論文

#### 著者筆頭

- [1] K. Igarashi, M. Kishi, and M. Tsuchiya, "Higher-order soliton compression of optical pulses from 5 ps to 20 fs by a 15.1 m-long single-stage step-like dispersion profiled fiber," *Jpn. J. Appl. Phys. Pt.1*, vol.40, pp.6426-6429, 2001.
- [2] K. Igarashi, S. Saito, M. Kishi, and M. Tsuchiya, "Generation of broadband and extremely flat supercontinua by ultra short anomalous-dispersion-flattened fibers," submitted to *IEICE trans. Electronics*.
- [3] K. Igarashi, S. Saito, M. Kishi, and M. Tsuchiya, "Broadband and extremely flat super-continuum generation via optical parametric gain extended spectrally by fourth-order dispersion in anomalous-dispersion-flattened fibers," submitted to *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*

#### 関連論文

- [1] M. Tsuchiya, K. Igarashi, R. Yatsu, K. Taira, K. Y. Koay, and M. Kishi, "Sub-100 fs SDPF optical soliton compressor for diode laser pulses," *Optical and Quantum Electronics*, vol.33, pp.751-766, 2001.
- [2] M. Tsuchiya, K. Igarashi, S. Saito, and M. Kishi, (invited) "Sub-100 fs higher order soliton compression in dispersion-flattened fibers," *IEICE trans. Electron.*, vol.E85-C, pp.141-149, 2002.

### 2 国際会議

- [1] K. Igarashi, M. Kishi, and M. Tsuchiya, "21-fs higher-order soliton compression of semiconductor laser pulses by a step-like dispersion profiled fiber," Technical digest of fifth optoelectronics and communications conference (OECC 2000), 14D2-4, p. 574, Makuhari, July 2000.
- [2] K. Igarashi, M. Kishi, and M. Tsuchiya, "20 fs SDPF optical soliton compressor," Abstracts of 7th international workshop on femtosecond technology (FST 2000), TA-5, p. 24, Tsukuba, June 2000.
- [3] K. Igarashi, S. Saito, M. Kishi, and M. Tsuchiya, "Stimulated Raman effect on sub-50 fs soliton compression," Technical digest of fourth international topical workshop on contemporary photonic technologies (CPT 2001), P-02, p. 83, Tokyo, January 2001.

### 3 国内大会・研究会

#### 筆者発表

- [1] 五十嵐浩司、岸真人、土屋昌弘、"半導体レーザーパルスと SDPF (~16 m) 高次ソリトン圧縮を用いた 21 fs 光パルス発生," 第 47 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集第 3 分冊、29a-ZD-7, p. 1089、青山学院大学、2000 年 3 月。
- [2] 五十嵐浩司、岸真人、土屋昌弘、"分散平坦ファイバにおけるサブ 100 fs 光パルスの伝搬," 第 61 回応用物理学学会学術講演会講演予稿集第 3 分冊、6a-M-4, p 938、北海道大学、2000 年 9 月。

[3] 五十嵐浩司、齊藤聡、岸真人、土屋昌弘、”分散平坦ファイバを用いたサブ 20 fs 光パルス圧縮,” 第 48 回応用物理学関係連合講演会講演予稿集第 3 分冊、31a-YB-5、p. 1093、明治大学、2001 年 3 月。

[4] 五十嵐浩司、齊藤聡、岸真人、土屋昌弘、”短尺異常分散平坦化ファイバを用いるスーパーコンティニウム光発生,” 電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会、電気通信大学、2001 年 9 月。

#### 関連発表

[1] 平健二、谷津亮介、五十嵐浩司、土屋昌弘、”短ループ長 NOLM による 100 fs 光パルスの整形,” 第 60 回応用物理学学会学術講演会予稿集第 3 分冊、3p-K-17、p. 922、神戸大学、1999 年 9 月。

[2] 齊藤聡、五十嵐浩司、岸真人、土屋昌弘、”分散フラットファイバ内フェムト秒光パルス伝搬の数値解析,” 電子情報通信学会総合大会講演論文集エレクトロニクス 1、C-4-12、p.340、立命館大学、2001 年 3 月。

#### 本論文関連以外発表

[1] 五十嵐浩司、土屋昌弘、”三重結合微小共振器における非縮退四光波混合のモデル化とシミュレーション,” 電子情報通信学会信学技報、MW99-31、OPE99-15、p. 13、長岡技術大学、1999 年 6 月。

## 謝辞

本研究を遂行するにあたり、非常に多くの方々の御支援と御協力を頂きました。ここに謹んで感謝申し上げます。

本研究は土屋昌弘助教授の御指導のもとに行われたものです。研究に対する態度をはじめ、研究を進展させるにあたり懇切丁寧な御指導を賜りました。深く感謝致します。また、筆者が苦悩する際には何度となく激励の御言葉を掛けて頂き、精神的な支柱ともなっていました。一学生と言う立場からだけではなく、一人間としてから感謝の意を表させていただきます。また、筆者が所属した研究室の助手である岸真人先生には、技術的な御指導を賜りました。そればかりではなく、筆者が研究に行き詰まっている際にも激励の御言葉を掛けて頂きました。誠にありがとうございました。

本研究を遂行するにあたり、要所において有益な御教示、御討論頂きました、保立和夫教授、菊池和朗教授、中野義昭教授、山下真司助教授、そして多久島裕一助教授に深く感謝致します。特に、本研究の後半において、菊池和朗教授には御相談にのって頂き有益な御教示を頂きました。

本研究の中心的な役割を担った分散平坦化ファイバをはじめに多種多様な特殊ファイバを御提供頂いた住友電気工業株式会社の平野正晃様、大西正志様に深く感謝致します。また、本研究後半を進展させる上で強力な道具となりました高性能なフェムト秒パルス光源に関して、アイシン精機の吉田睦様、永井裕之様、廣住知也様には多大なる御尽力を賜りました。

本研究室に在籍されている齊藤聡氏には研究を進展させる上で多大なる御協力を頂きました。筆者の不甲斐ない態度にもかかわらず、共同研究者として御討論して頂き、本当に感謝致します。また、本研究の前任者でもあり、筆者の修士課程時代の同朋でもある古河電気工業株式会社の谷津亮介氏には、研究引継ぎをはじめ研究の進展につながる御指導を頂きました。そして、土屋研究室のメンバー皆様には、筆者が大きな壁に突き当たっている時に精神的な支えとなって頂きました。研究を遂行することができたのも皆様の激励があった為です。研究室の秘書である吉田様、池谷様には事務手続きをはじめ多くの御援助を賜りました。

本論文が完成できたのも、筆者を周りから支えて頂いた多くのご支援のおかげであり、心から御礼申し上げます。