

半導体レーザーの注入変調チャープパルスに対する 光ファイバカップラーを用いたパルス圧縮

佐藤 秀樹・和田 健司*・吉岡 洋志・高松 周史・松山 哲也・堀中 博道

大阪府立大学大学院工学研究科電子物理工学分野 〒599-8531 堺市中区学園町 1-1

Pulse Compression of Chirped Pulse from a Gain-Switched Laser Diode Using Optical Fiber Couplers

Hideki SATO, Kenji WADA, Hiroyuki YOSHIOKA, Syuji TAKAMATSU, Tetsuya MATSUYAMA and Hiromichi HORINAKA

Department of Physics and Electronics, Graduate School of Engineering, Osaka Prefecture University, Gakuen-cho 1-1, Sakai 599-8531

A simple configuration of a pulse-chirp compensator for picosecond chirped pulses from a gain-switched laser diode is proposed, which is composed of cascade-connected optical fiber couplers. The feature of the pulse-chirp compensator was examined numerically by inputting a typical chirped pulse simulated in the rate equations approach for the gain-switching operation of a laser diode. As a result, when appropriate delay differences between two paths of adjacent optical fiber couplers were provided for the cases of 2, 3 and 4 couplers, respectively, the input pulse duration of 28 ps was successfully compressed to around 10 ps for all the cases. We found that the system operated as not only a pulse-chirp compensator but also a band-pass filter to get compressed pulses without accompanying distinct satellite pulse components and the configuration of two couplers had the least effect on the compressed pulse profile under the presence of fluctuations in the appropriate delay differences.

Key words: pulse compression, laser diode, gain-switching, chirped pulse, optical fiber coupler

1. はじめに

半導体レーザーを注入変調することにより、ピコ秒パルス列が容易に発生できることは広く知られている。市販のファブリー・ペロー型半導体レーザーを注入変調して得られるパルス幅は 30 ps 程度であり、通常はパルス内部に顕著な周波数ダウンチャープが含まれる¹⁾。この小型安価なパルス光源を励起の初段として、半導体 (GaAs 等) のキャリア緩和現象の時間分解計測に利用する際には、緩和現象の典型的な時間スケールである約 100 ps²⁾ に対して、少なくとも 10 ps 程度までパルス幅を圧縮することが望まれる。このためには、パルス内部のダウンチャープを補償する必要があり、すでに光通信の分野では、線形³⁻⁵⁾ および非線形⁶⁾ チャープ補償技術が提案、実証されている。その中で、小型安価であり、パルス幅制御の利便性にすぐれることから、GT (Gires-Tournois) 干渉計を用いたパル

ス圧縮法⁴⁾が有用であると思われる。ただし、取り扱いの容易さの点からは、全光ファイバ構成の圧縮器であることが望まれるが、光ファイバのコア内に GT 干渉計を挿入することは一般的には困難であり、これを空間系で構成するとなると、光学調整が複雑になってしまう。そこで本研究では、GT 干渉計のかわりに、光ファイバカップラーをカスケード接続した簡易な構成のパルス圧縮器を提案し、そのパルス圧縮特性について、半導体レーザーから発生するダウンチャープパルスの入射を想定した数値シミュレーションにより調べたので報告する。

2. 半導体レーザーからの注入変調パルス

はじめに、入射パルスとして、半導体レーザーから発生するダウンチャープパルスを数値計算より求める。市販品として一般的なファブリー・ペロー型半導体レーザーを注

*E-mail: wada@pe.osakafu-u.ac.jp

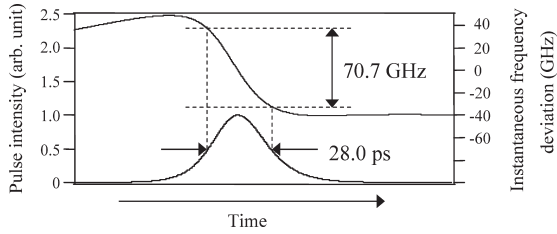


Fig. 1 Simulated gain-switched pulse from laser diode and accompanying instantaneous frequency deviation.

入変調した場合，得られるパルス出力は多モード発振の形態⁷⁾となるが，パルス圧縮器の圧縮特性を調べるうえで，多モードパルスの入力解析を複雑化してしまうため，ここでは簡単のために，単一モード発振を取り扱うこととし，これを記述する単一モードレート方程式を下に示す。

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2}(1+i\alpha) \left[\frac{G_0}{1+\epsilon S} (N-N_0) - \frac{1}{\tau_p} + \frac{C_2 \beta N^2}{S} \right] E \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{e} - \frac{1}{T_1} N - \frac{G_0}{1+\epsilon S} (N-N_0) S \quad (2)$$

$$\frac{1}{T_1} = C_1 + C_2 N + C_3 N^2 \quad (3)$$

E ：複素光電界， N ：キャリア密度， N_0 ：透明キャリア密度， $S(= \eta^2 |E|^2 / 2hf_0)$ ， η ：レーザー媒質屈折率， h ：プランク定数， f_0 ：発振周波数)：光子密度， G_0 ：微分利得定数， α ：線幅増大係数， ϵ ：利得飽和定数， β ：自然放出光係数， τ_p ：光子緩和時間， T_1 ：キャリア密度緩和時間， J ：注入電流密度， e ：電荷， C_1, C_3 ：非放射過程に関する定数， C_2 ：放射過程に関する定数。注入電流 J には，次式に示す直流成分に正弦波交流成分を重畳した変調電流を与える。

$$J = J_{dc} + J_{mw} \sin(2\pi f_m t) \quad (J \geq 0) \quad (4)$$

J_{dc} ：直流電流密度， J_{mw} ：高周波電流密度振幅， f_m ：変調周波数。また， $J < 0$ の場合は，半導体レーザー活性層のダイオード特性を考慮して， $J = 0$ に置き換える。

1章で述べた用途に利用する場合，コムジェネレーター等を用いて低繰り返し周波数 (100 MHz 以下) の条件でパルス電流を発生させ，半導体レーザーを駆動する必要がある。しかし，ここでは，半導体レーザーから発生する典型的な注入変調パルスを数値的に求めることが目的であるため，高繰り返し正弦波変調の励起条件に単純化して計算を進める。式 (4) の励起条件のもとで，式 (1)~(3) を 4 次のルンゲ・クッタ法にもとづき数値積分することにより，出力パルスの時間波形 $|E(t)|^2$ を求め，その複素光電界データをフーリエ変換することにより強度スペクトルを

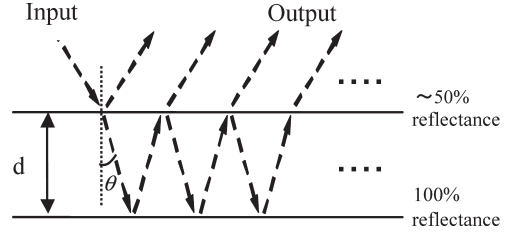


Fig. 2 A diagram of GT interferometer.

描く。計算に用いた半導体レーザーの特性パラメータ値は以下の通りである。 $f_0 = 375$ THz, $\eta = 3.6$, $G_0 = 9.7 \times 10^{-13}$ m³/s, $N_0 = 1.1 \times 10^{24}$ m⁻³, $\tau_p = 2$ ps, $C_1 = 2 \times 10^8$ /s, $C_2 = 2 \times 10^{-16}$ m³/s, $C_3 = 0$, $\alpha = 5$, $\beta = 1 \times 10^{-5}$, $\epsilon = 0.05 \times 10^{-23}$ m³。励起条件として，直流電流密度および高周波電流密度振幅を閾値電流密度 J_{th} のそれぞれ 1 倍 ($J_{dc} = J_{th}$)，2 倍 ($J_{mw} = 2 \times J_{th}$) で一定とし，変調周波数 f_m は 1 GHz に設定した。こうして得られた出力パルスの時間波形と，それに伴う瞬時周波数の時間変化を Fig. 1 に示す。瞬時周波数 f_i は，光電界の位相の時間微分として次式より求めた。

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} \left(\phi = \tan^{-1} \frac{\text{Im}(E)}{\text{Re}(E)} \right) \quad (5)$$

得られた出力パルスの時間幅 (半値全幅) は 28.0 ps であり，パルス幅内に，時間的にほぼ線形に減少する周波数ダウンチャープ (-70.7 GHz) がみられる。これは，光パルス発生に伴うキャリア密度の急激な減少によって自由キャリアプラズマ効果が低減し，これに応じて活性層の屈折率が増大するため共振器光学長の伸びとして反映され，その結果，瞬時周波数が高周波から低周波側へ時間的にシフトすることに対応している⁸⁾。このチャープパルスを標準入力として，GT 干渉計および光ファイバーカップラーを用いたパルス圧縮に関する数値シミュレーションを行った。

3. GT 干渉計を用いたパルス圧縮

GT 干渉計は，Fig. 2 に示すように，低反射 (~50%) および全反射の 2 枚のミラーを平行に配置する反射型エタロンの一種である。低反射ミラー側から光パルスを入射すると，ミラー間の多重反射によって異なる振幅および位相をもつパルス成分が数多く発生する。GT 干渉計の出力側では，これらのパルス成分が干渉して，次式のように合成される。

$$E'(t) = -r \cdot E(t) + r^2 \cdot E(t-t_0) + r^3 \cdot E(t-2t_0) + \dots \\ = -r \cdot E(t) + \sum_{k=2}^m r^k \cdot E(t-(k-1)t_0) \quad (6)$$

$$ct_0 = 2\eta d \cos \theta \quad (7)$$

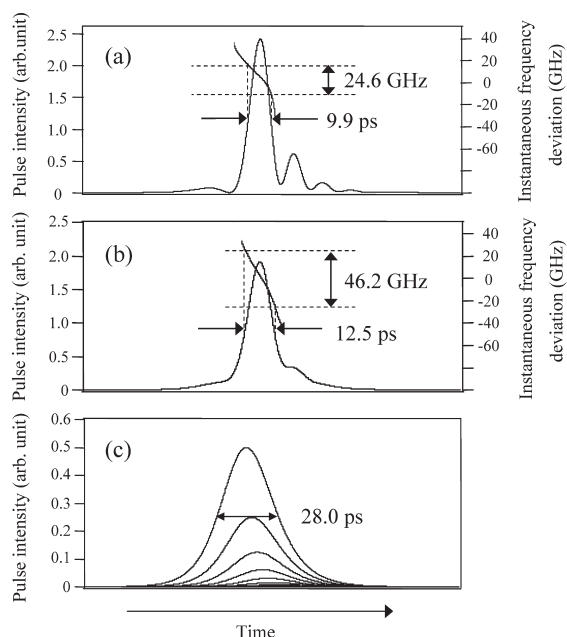


Fig. 3 Compressed pulses using GT interferometer obtained under the given conditions of (a) the highest peak intensity and (b) the narrowest pulse duration without accompanying satellite pulses, (c) temporal arrangement of pulse components corresponding to the case (b).

E' : 合成複素光電界, d : 境界面間の距離, r : 入射側ミラーの反射係数 ($R=|r|^2$: 入射側ミラーの反射率), η : 境界面間の屈折率, θ : 屈折角, ct_0 : パルス成分間の光学遅延距離, c : 光速 ($=3.0 \times 10^8$ m/s), m : 反射回数. 各パラメーター値は次のように設定した. $R=0.5$, $\cos\theta=1$, $n=1$ (空隙), $m=30$. ct_0 の値については, 発振波長 λ_0 より十分に小さいステップで変化させる必要があるが, 計算機のメモリー量や計算時間の都合上, 以下の近似を施した. 変調周期 1 ns に対して用意したメモリー数は 2^{15} 個であるため, 時間最少ステップは約 30.5 fs となる. これ

は距離に換算すると約 $9.2 \mu\text{m}$ であり, 中心波長 800 nm の約 11.5 波長分に相当する. この値が ct_0 を変化させる場合の距離最少ステップ Δd_s となる. このままでは, 波長以内の位相変動まで扱えないため, ct_0 に微小距離 $\lambda_0 \sin \psi$ ($-\pi \leq \psi \leq \pi$) を付加し, 1 波長以内の位相変化まで走査できるようにする. つまり, 距離に関してマクロ量 ct_0 とミクロ量 $\lambda_0 \sin \psi$ に分離して扱う. 具体的には, 各パルス成分を Δd_s の整数倍だけずらして時間軸上に配置し, ミクロな光路差にもとづいて, 各パルス成分に相応の位相項 ($\exp(in\psi)$, n : 干涉計内の反射回数) をそれぞれに乘じ, それらすべてを足し合わせる. この場合, 光パルスの振幅は一定のまま, 位相 ψ だけを独立に変化させることになるため, 特に反射回数の多いパルス成分に対して矛盾を生じてしまうが, 光パルス包絡線の時間変化は位相キャリアのそれに比べて十分に緩やかであるので (波長 800 nm の場合, パルス幅 28.0 ps 内には 10500 波長含まれる), この近似は妥当であると思われる.

このような条件のもとで行った計算例を Fig. 3 に示す. 出力パルスのピーク値が最大になるように ct_0 および ψ の値を走査した結果, $ct_0=110 \cdot \Delta d_s$ (≈ 1.01 mm), $\psi=\pi \cdot 30/180$ rad において Fig. 3 (a) の波形を得た. このように, GT 干涉計による圧縮では複数のパルス成分が発生し, その振幅がそれぞれ異なるために, 合成された出力パルスはサテライトパルスを伴いやすい. そこで, サテライトパルス (第 2 ピーク) を発生せず, 時間幅ができるだけ短くなる条件のもとで同様の計算を行った結果, $ct_0=79 \cdot \Delta d_s$ (≈ 0.72 mm), $\psi=\pi \cdot 30/180$ rad のときに Fig. 3 (b) の波形を得た. この場合, 各パルス成分は Fig. 3 (c) に示すように配列し, 出力パルスの時間幅は入射時の 28.0 から 12.5 ps まで圧縮された. ただし, パルス幅内にダウンチャープが 46.2 GHz ほど残留し, パルス後部には大き

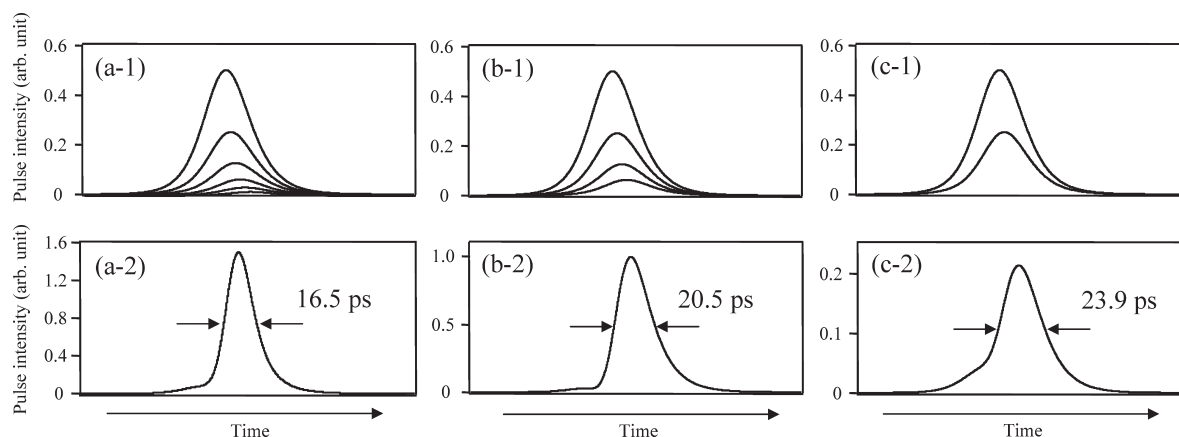


Fig. 4 Temporal arrangements of six (a-1), four (b-1), and two (c-1) pulse components extracted from those in Fig. 3 (c). Corresponding compressed pulses are shown in (a-2), (b-2) and (c-2), respectively.

いペDESTALもみられる。さらによい圧縮条件を見いだすために、低反射ミラーの反射率 R を変化させて同様の計算を行った。しかし、 ct_0 と ψ の値を適切に選ぶことにより、 $0.1 \leq R \leq 0.9$ の広い範囲において、得られる最適圧縮パルスは Fig. 3 (b) の結果にほぼ一致した。したがって、用いた入力パルスに対して、Fig. 3 (b) の結果が GT 干渉計によるパルス圧縮の最適出力であると判断した。

ここで、Fig. 3 (c) に示すパルス成分のうち、合成に寄与する成分数を制限してパルス合成を行ったところ、多重反射により発生するはじめの 2, 4, 6 個のパルス成分を合成するだけで、パルス圧縮の効果がある程度得られることを確認した (Fig. 4)。また、成分数が少ない場合には、サテライトパルスは発生しにくいと考えられるので、チャープパルスを効果的に圧縮すべく、ミラー間隔を広げ、より大きい群速度分散を与えることも可能となる。そこで、GT 干渉計のかわりに、カスケード接続した光ファイバカップラーによるパルス圧縮器を想定し、その有用性について以下に調べる。この場合、合成に寄与するパルス成分数は制限されるが、全光ファイバ構成の圧縮器として構築できることが利点となる。

4. 光ファイバカップラーを用いたパルス圧縮

4.1 2段接続光ファイバカップラーを用いたパルス圧縮

光ファイバカップラーを2段カスケード接続した最も簡易なマッハ・ツェンダー干渉計型の装置構成を Fig. 5 に示す。ともに分配比 50/50 の光ファイバカップラーを用い、カップラー間をつなぐ2つの光路間に遅延差を設ける。こうして、後段カップラーに入射する2つのパルス成分間に遅延を与え、干渉によるパルス合成を行う。ただし、GT 干渉計の1入力1出力に対して、光ファイバカップラーでは1入力2出力となるため、本質的にエネルギー損失を伴う構成となる。

シミュレーションでは、光ファイバカップラーをハーフミラーと同様に扱い、透過光に対して反射光の位相が $\pi/2$ 進むように与えた⁹⁾。光パルス電界 E を入射した場合、ポート 1, 2 から出力される光電界 E_1, E_2 はそれぞれ以下で求められる。

$$\text{Port 1 : } E_1(t) = \frac{1}{2}\{E(t) - E(t - t_0)\} \quad (8)$$

$$\text{Port 2 : } E_2(t) = \frac{i}{2}\{E(t) - E(t - t_0)\} \quad (9)$$

$$ct_0 = \eta d \quad (10)$$

η : 光ファイバの等価屈折率, t_0 : 遅延時間, c : 光速, d : 遅延ファイバ長。光ファイバカップラー間の光学

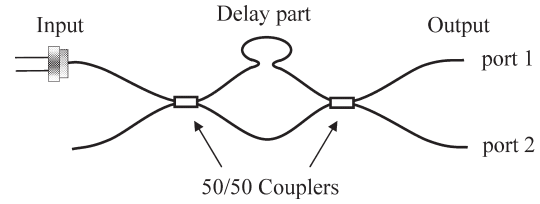


Fig. 5 Configuration of pulse-chirp compensator using two optical fiber couplers.

遅延距離については、GT 干渉計の場合と同様にマクロ量 ct_0 とマイクロ量 $\lambda_0 \sin \psi$ の和として取り扱った。この干渉計への入射光電界 E を $E_0 \exp(i\omega t)$ (E_0 : 複素光電界振幅, ω : 角周波数) とおき、ポート 1, 2 からの出力である式 (8), (9) にもとづいて伝達関数 $T_{1,2}(\omega)$ をそれぞれ求めると、 $T_1(\omega) = \{1 - \exp(-i\omega t_0)\}/2$, $T_2(\omega) = i\{1 + \exp(-i\omega t_0)\}/2$ となり、エネルギー透過率 $|T_{1,2}(\omega)|^2$ として次式を得る。

$$|T_1(\omega)|^2 = \frac{1}{2}(1 - \cos \omega t_0) \quad (11)$$

$$|T_2(\omega)|^2 = \frac{1}{2}(1 - \sin \omega t_0) \quad (12)$$

このようにエネルギー透過特性は周波数に対して正弦波状に変化し、2つのポート間で逆相に現れることがわかる。また、文献4) に従って、ポート 1 側の伝達関数 $T_1(\omega)$ より干渉計の群速度分散 D の近似式を導出すると次式となる。

$$D = -\frac{\pi c t_0^2 \sin \omega t_0}{2\sqrt{2}\lambda^2 \sqrt{1 - \cos \omega t_0}} \quad (13)$$

ここで、 λ は入射光の波長である。GT 干渉計の場合と同様に、遅延距離 ct_0 の増加により群速度分散が増大する。以上より、光ファイバカップラー圧縮器は、帯域透過フィルターとチャープ補償の2つの機能をあわせもつことがわかる。

次に、Fig. 5 の系に Fig. 1 のチャープパルスを入射した場合について、以下の数値計算を行った。 ct_0 を走査し、サテライトパルスが発生しない条件で短パルス化を図った結果、 $ct_0 = 429 \cdot \lambda d_0 (\cong 3.93 \text{ mm})$, $\psi = \pi \cdot (-160)/180 \text{ rad}$ のとき、2つのパルス成分は Fig. 6 (a) のように配置され、それらを合成してポート 1 からの圧縮パルスを得た (Fig. 6 (b))。若干のペDESTALを伴うものの、時間幅は入射時の 28.0 から 12.3 ps まで圧縮され (パルス圧縮比 : 2.28), 対応するパルス幅内の瞬時周波数変化も 70.7 から 17.0 GHz まで減少している。ここで、入射パルスと圧縮パルスの強度スペクトルを Fig. 6 (c) に示す。入射パルスの強度スペクトル (破線) は特徴的な二峰形状を呈して

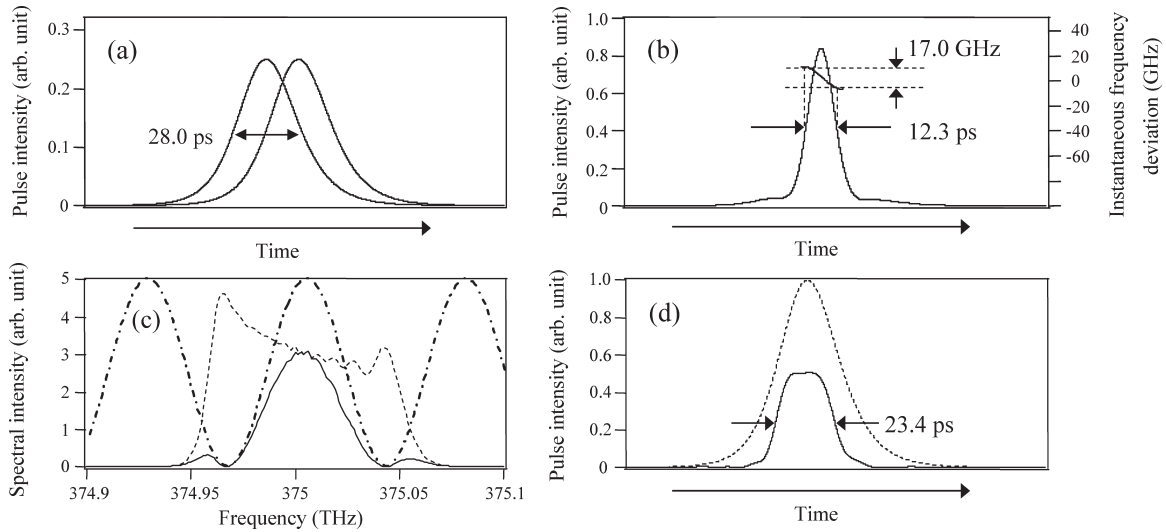


Fig. 6. (a) Temporal arrangement of two pulse components to be interfered. (b) Compressed pulse profile and accompanying instantaneous frequency deviation within the pulse duration. (c) Power spectra of input- (dotted) and output-pulse (solid): The dashed line shows the energy transmission property of the two coupler compensator. (d) Output pulse (solid) is obtained by spectrally filtering input pulse (dotted); the spectrum amplitude of the output pulse corresponds to the solid line in Fig. (c).

いる。これは、Fig. 1 の低周波および高周波側にみられる周波数チャープの折れ曲がり部を反映している^{10,11)}。一方、圧縮パルスの強度スペクトル（実線）は、遅延距離 c_0 と位相 ψ の調節により、入射パルスの強度スペクトルの中央部分が干渉計の式 (11) にもとづく帯域フィルター効果（一点鎖線）によって取り出された形状となっている。強度スペクトルの端にあたる二峰性部分は切り取られ、ポート 2 側より出力される。短光パルスの発生をめざす場合、帯域制限を与えることは一般的に不利になるが、この場合は、線形補償することが困難なチャープの折れ曲がり部（逆向きのチャープ成分を多く含む）を取り除くので、パルス圧縮においてサテライトパルスの発生を抑制する効果があると思われる。また、Fig. 1 に示したチャープ形状から、二峰性部分の周波数成分は、時間軸上ではパルスの前後裾付近の強度成分に相当するので、この帯域フィルター効果はパルス圧縮にも直接的に寄与すると考えられる。注入変調パルスがソリトンパルスの初段入力として利用された際にも、狭帯域ファブリー・ペローフィルターによって二峰性部分を取り除くことにより、チャープ量を低減するとともに、これに伴うパルス圧縮の効果がみられたと報告されている¹²⁾。

ただし、遅延距離 c_0 と位相 ψ の値を固定すると、式 (11), (13) に照らして同時に群速度分散量も決定されることになる。したがって、帯域透過フィルターとチャープ補償の 2 つの効果が、パルス圧縮に対してそれぞれの程度寄与するのかについては分離して見積もることが難し

い。そこで、そのことについて調べるために以下の計算を行った。入射パルススペクトル (Fig. 6 (c) の破線) をある帯域透過フィルターに通過させた結果、その出力が圧縮パルスの強度スペクトル (Fig. 6 (c) の実線) に一致したと考える。この場合、パルス内の位相は変調されることなく入射時のまま保持されているので、帯域透過フィルター通過後の複素スペクトルをフーリエ逆変換することにより、出力パルスの時間波形を求めることができる。こうして得られた結果を Fig. 6 (d) に示す。上で述べたように、強度スペクトルの二峰性部分に対応する出力パルスの前後裾部分が切り取られ、パルス圧縮の効果がみられる。しかし、パルス中央部への作用はないため、出力パルスの波形は釣鐘状となり、光ファイバーカップラー圧縮器を用いた場合 (Fig. 6 (b)) に比べ、パルス幅は広く (23.4 ps)、ピーク強度も低い。したがって、Fig. 6 (d) から (b) への波形整形は、光ファイバーカップラー圧縮器の群速度分散によりなされたことになる。Fig. 6 の結果から、パルス圧縮比を機能ごとに定義することができ、帯域フィルター効果によるパルス圧縮比は 1.20 ($=28.0/23.4$)、チャープ補償による圧縮比は 1.90 ($=23.4/12.3$) とそれぞれ求められる。この条件のもとでは、パルス圧縮に対して、帯域フィルター効果よりも群速度分散によるチャープ補償の寄与のほうが大きいことがわかった。

先に述べたように、1 入力 2 出力の装置構成はエネルギー的には不利であるが、線形補償することが困難なチャープ成分を他方の出力端を通して除去できる点においては、

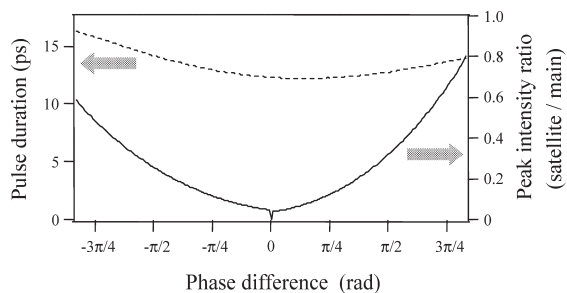


Fig. 7 Variations of pulse duration (dotted) and normalized peak intensity of satellite pulse (solid) as a function of phase difference.

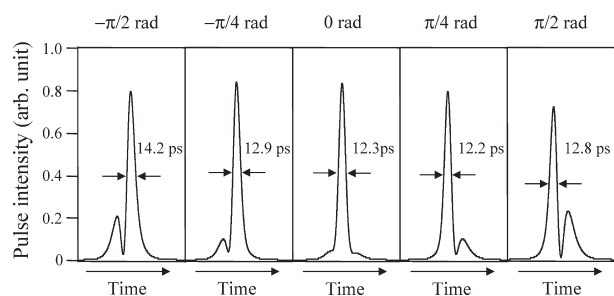


Fig. 8 Pulse profiles when the phase difference between pulse components is varied from $-\pi/2$ to $+\pi/2$ rad.

むしろ有利に作用している。また、除去された光成分は、遅延距離を一定に保つためのフィードバック信号として利用可能であると考えられる。筆者らは以前に、GT 干渉計を通して得た圧縮パルスをさらに狭帯域ファブリー・ペローフィルターに通すことにより、サテライトパルスが抑制できることを報告したが¹³⁾、光ファイバーカップラー圧縮器では、非常に簡易な構成のもとでその目的を達成できる。特に 2 段カップラーによる構成は、よく知られる自己相関器等価であることから、これまでの自己相関測定において、無意識のうちにパルス圧縮を含む実験を行っていたことになり興味深い。

次に、遅延距離の最適値からの変動が圧縮パルスに与える影響について調べる。Fig. 6 (b) の圧縮条件をもとに、遅延距離を最適値 (マクロ量: $ct_0 = 429 \cdot \Delta d_s (\cong 3.93 \text{ mm})$, ミクロ量: $\lambda_0 \sin \psi$, $\psi = \pi \cdot (-160)/180 \text{ rad}$) より変動させる。まず、マクロ量を最適値に固定して、ミクロ量を変動させた場合の計算結果を Fig. 7 に示す。横軸に最適値からの位相変動をとり、縦軸にパルス時間幅 (破線) と最大サテライトパルスのピーク値 (実線、メインパルスのピーク値で規格化) を示す。また、これに伴う圧縮パルスの波形変化を Fig. 8 に示す。これらの結果より、最適値から $\pm \pi/4 \text{ rad}$ 程度以内の位相差に制御すれば、サテライトパルスのピーク値はメインパルスのその 10% 以内に抑

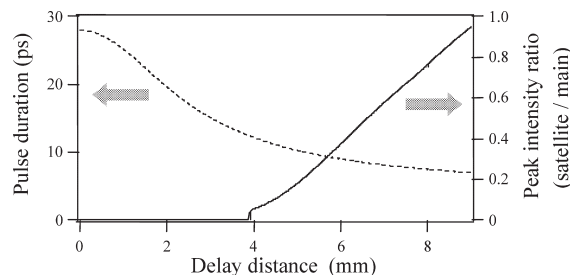


Fig. 9 Variations of pulse duration (dotted) and normalized peak intensity of satellite pulse (solid) as a function of delay distance.

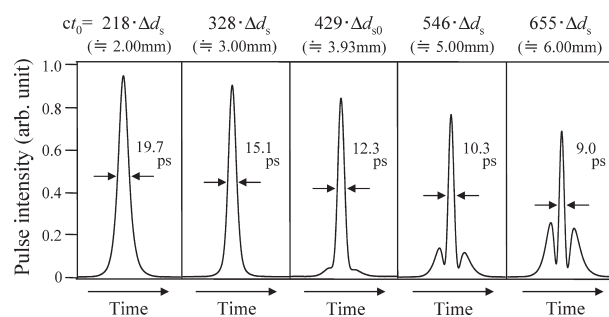


Fig. 10 Pulse profiles when the delay distance is varied from 2 to 6 mm.

制できることがわかる。次に、ミクロ量を最適値に固定し、マクロ量を $0 \sim 983 \cdot \Delta d_s (\cong 9.00 \text{ mm})$ まで走査したときの圧縮パルスの波形変化について調べた。遅延距離に対するパルス時間幅 (破線) および最大サテライトパルスのピーク値 (実線、メインパルスピーク値で規格化) の変化を Fig. 9 に示す。また、これに伴う圧縮パルスの波形変化を Fig. 10 に示す。遅延距離 $0 \sim 429 \cdot \Delta d_s (\cong 3.93 \text{ mm})$ までは、若干のペダスタルを伴うものの、サテライトパルスの発生はなく、パルス時間幅はゆるやかに減少し、28.0 から 12.3 ps まで圧縮されている。遅延距離をその値より増加すると、メインパルスの時間幅はさらに減少するが、サテライトパルスが出現し、そのピーク値は遅延距離の増加とともに急激に増大することを確認した。また、この圧縮器において遅延距離を大きくとることは、群速度分散の増大をもたらすし、チャープ補償の点では都合がよいが、同時に周波数フィルターの透過帯域を狭めてしまうため、最終的には到達可能な圧縮パルス幅を制限してしまうことになる。

ここで扱った簡易な 2 段カップラー構成に対しては、むしろ装置全体あるいは遅延可動部を空間系のマイケルソンまたはマッハ・ツェンダー干渉計で構成したほうが、位相および偏光の変動が小さく安定に動作すると思われる。しかし、取り扱いの容易さや既存のチャープパルス光源への

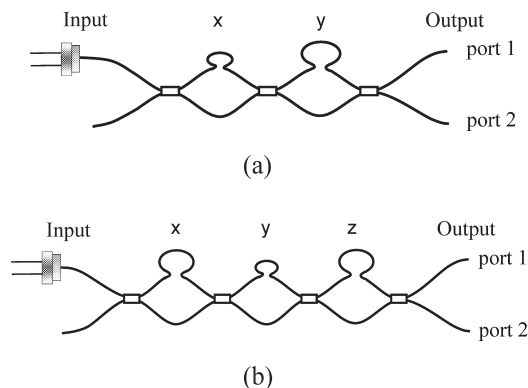


Fig. 11 Configurations of pulse-chirp compensators using (a) three and (b) four optical fiber couplers.

適用などの汎用性を考慮した場合、光ファイバーを用いる利点は大きく、特に多段接続時の装置構成や光損失抑制の観点からは、光ファイバーストレッチャー¹⁴⁾等を用いて、全光ファイバー構成でパルス圧縮器を実現することが望ましい。この場合に問題となる位相および偏光の変動に関して、筆者らは全光ファイバー構成したパルス圧縮器の試作器を用いて基礎的な実験を行い、少なくとも短時間計測においては、それらの影響を受けることはほとんどないことを確認している。

4.2 多段接続光ファイバーカップラーを用いたパルス圧縮

次に、光ファイバーカップラーの接続数を増加した場合の圧縮効果について調べた。50/50 光ファイバーカップラーを3および4段カスケード接続した構成を Fig. 11 に示す。接続数が増えると、遅延部の増加により走査パラメータが増え、それらすべての組み合わせについて調べるこ

とは困難となる。そこで、遅延によって発生する複数のパルス成分が時間軸上で等間隔に並び、その振幅変化が中心対称に配置されるように遅延距離のマクロ量を設定した。これは、一連の数値計算からの経験にもとづいたパルス圧縮に対する効果的なパルス成分の配置である。この限定した計算の中で、遅延距離 x, y の値をそれぞれ走査した結果、3 段接続の場合は、マクロ距離を $x: 220 \cdot \Delta d_s (\cong 2.01 \text{ mm})$, $y: 550 \cdot \Delta d_s (\cong 5.04 \text{ mm})$ とし、マイクロ距離の位相を x, y とともに $\pi \cdot (-90)/180 \text{ rad}$ と与えたとき、遅延にもとづく複数のパルス成分は Fig. 12 (a) のように配列し、それらの干渉の結果、サテライトパルスを低く抑制した時間幅 9.8 ps の圧縮パルスが得られた (Fig. 12 (b))。同様に、4 段接続の場合は、マクロ距離 $x, z: 630 \cdot \Delta d_s (\cong 6.04 \text{ mm})$, $y: 315 \cdot \Delta d_s (\cong 3.02 \text{ mm})$, マイクロ距離の位相 $x, z: \pi \cdot 110/180 \text{ rad}$, $y: \pi \cdot 10/180 \text{ rad}$ をそれぞれ与えたとき、パルス成分が Fig. 12 (c) のように配列し、それらの干渉の結果、出力パルスの時間幅は 9.2 ps まで圧縮された (Fig. 12 (d))。以上より、光ファイバーカップラーの接続数を増加し、複数の遅延パルス成分を発生させることにより、より短い時間幅まで圧縮できることがわかった。しかし、多段接続は GT 干渉計と同様に複数のパルス成分が圧縮に寄与することになるため、遅延距離の最適値からの変動はパルス波形に敏感に影響し、サテライトパルスが出現しやすくなる傾向を示した。

5. ま と め

カスケード接続した光ファイバーカップラーにおいて、カップラー間の2つの光路間に遅延差を設けることによ

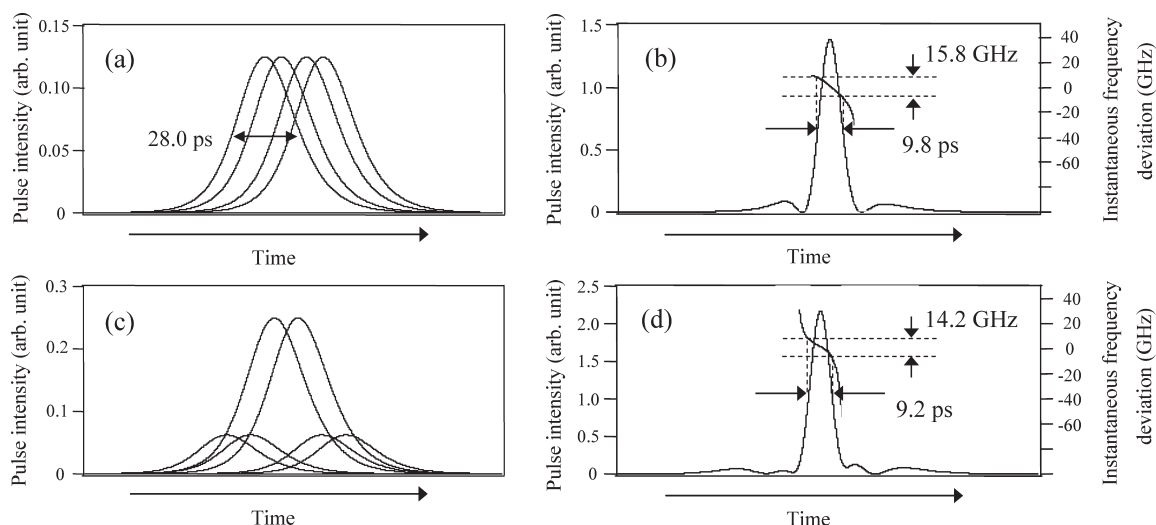


Fig. 12 Temporal arrangements of pulse components suitable for pulse compression when using (a) three and (c) four optical fiber couplers. Corresponding compressed pulses are shown in (b) and (d), respectively.

り、チャープパルス圧縮器が構成できることを提案した。半導体レーザーから出力される標準的な注入変調チャープパルス（時間幅 28.0 ps）を圧縮器に入力した場合、カップラー接続数が2~4段の少ない場合においても、遅延差を適切に与えることにより、多少のチャープ量は残留するものの、サテライトパルスの抑制された9~12 psの時間幅をもつ圧縮パルスが得られることを見積もった。簡易な装置構成とサテライトパルス抑制に対する優位性の点から、2段接続の光ファイバーカップラー圧縮器が最も合理的な構成であると考えられる。ここでは簡単のため、単一モード発振パルスを入力光として扱ったが、本圧縮器を多モード発振パルスを入力に対して適用することも検討している。この場合、縦モード間隔と干渉計の透過帯域との間に整合をとる必要があるものの、単一モードの場合と同様に適用可能であると考えている。なお、本研究の一部は、科学研究費（基盤研究(C)17560035）による研究助成を受けて行われた。

文 献

- 1) C. Lin, T. P. Lee and C. A. Burrus: "Picosecond frequency chirping and dynamic line broadening in InGaAsP injection lasers under fast excitation," *Appl. Phys. Lett.*, **42** (1983) 141-143.
- 2) T. Matsuyama, M. Mukai, H. Horinaka, K. Wada, T. Nakanishi, S. Okumi, K. Togawa, T. Nishitani and T. Baba: "High luminescence polarization of InGaAs-AlGaAs strained layer superlattice fabricated as a photocathode of spin-polarized electron source," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40** (2001) 6468-6472.
- 3) A. Takada, T. Sugie and M. Saruwatari: "High-speed picosecond optical pulse compression from gain-switched 1.3- μm distributed feedback laser diode (DFB-LD) through highly dispersive single-mode fiber," *J. Lightwave Technol.*, **LT-5** (1987) 1525-1533.
- 4) 張 耐, 照喜名朝男, 伊藤弘昌, 稲場文男: "Gires-Tournois 干渉計を用いた分布ブラッグ反射型 InGaAsP 半導体レーザーからの超短光パルスの圧縮", *電子情報通信学会論文誌 (C)*, **J71-C** (1988) 205-211.
- 5) Y. Lee: "Pulse compression using coupled-waveguide structures as highly dispersive elements," *Appl. Phys. Lett.*, **73** (1998) 2715-2717.
- 6) Y. Matsui, M. D. Pelusi and A. Suzuki: "Generation of 20-fs optical pulses from a gain-switched laser diode by a four-stage soliton compression technique," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **11** (1999) 1217-1219.
- 7) K. Wada, H. Sato, H. Yoshioka, T. Matsuyama and H. Horinaka: "Suppression of side fringes in low-coherence interferometric measurements using gain- or loss-modulated multimode laser diodes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (2005) 8484-8490.
- 8) M. Osinski and J. Buus: "Linewidth broadening factor in semiconductor lasers—An overview," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23** (1987) 9-29.
- 9) 張 吉夫: "光学の基礎についての素朴な疑問 I : i のなぞ", *レーザー研究*, **25** (1997) 658-664.
- 10) M. Osinski and M. J. Adams: "Intrinsic manifestation of regular pulsations in time-averaged spectra of semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, **20** (1984) 525-526.
- 11) K. Wada, Y. Akage, H. Marui, H. Horinaka, N. Yamamoto and Y. Cho: "Simple method for determining the gain saturation coefficient of a distributed feedback semiconductor laser," *Opt. Commun.*, **130** (1996) 57-62.
- 12) M. Nakazawa, K. Suzuki and Y. Kimura: "Transform-limited pulse generation in the gigahertz region from a gain-switched distributed-feedback laser diode using spectral windowing," *Opt. Lett.*, **15** (1990) 715-717.
- 13) 吉岡孝一, 奥谷重伸, 河井清貴, 和田健司, 堀中博道, 張吉夫: "光学エタロンによる半導体レーザー利得変調パルスのパルス圧縮と波形整形", *レーザー学会学術講演会第20回年次大会講演予稿集*, 21aVII4 (2000) p. 14.
- 14) K. Wada, K. Hirata, M. Yoshida, K. Kawai, K. Yoshioka, T. Matsuyama and H. Horinaka: "A gain-switched laser diode as a low-coherence light source," *Opt. Commun.*, **228** (2003) 49-54.