

光半導体導波路材料が備える非線形複素屈折率変調特性のサブピコ秒時間分解評価・相互比較研究

電子工学専攻 光エレクトロニクス講座 上野研究室 博士前期 0932026 Nguyen Tuan Anh

1. 初めに

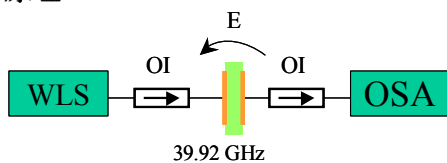
光半導体導波路 (Semiconductor Optical Waveguide, SOW) を用いた全光ゲートは、高速・低消費電力・集積化可能等の観点から、将来の光デバイスとして有望視されている。全光ゲートの高速化省エネルギー化の鍵はSOWのキャリア緩和レート(Carrier Recovery Rate, CRR)と非線形位相シフト量

^[1](Nonlinear Phase Shift, NPS)の向上にある。その中で注目されているのはナノ構造を用いた高効率なSOWを利用し、超高速低消費電力の全光ゲートを実現した研究である^[2]。

本研究では、我々は広帯域評価装置を開発・構築し、バルク型SOWの非線形複素屈折率変調特性を系統的に評価した。その結果は更なる高速かつ低消費電力のSOW開発に役立つと期待される。

2. 100 nm波長可変cwレーザ光源開発

2.1.原理 :



WLS: White Light Source, OI: Optical Isolator, E: Etalon, OSA: Optical Spectrum Analyzer

Fig. 1. Experiment setup for observing peak wavelength shift of single etalon

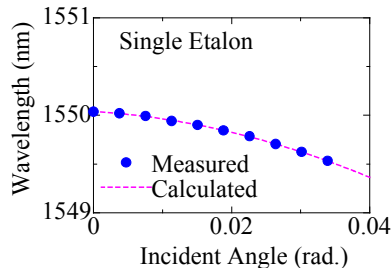
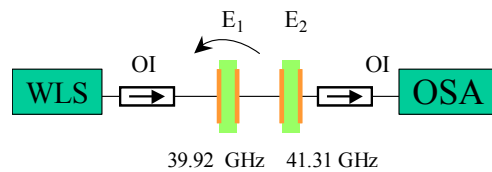


Fig. 2. Experiment result of single etalon's peak wavelength shift

Fig. 1 はエタロンの透過ピーク波長の入射角依存の実験構成の模式図を示す。光源からの白色光がエタロンに透過した後、光スペクトルアナライザ(OSA)に入る。この実験構成でエタロン角度を変えながら、透過スペクトルのピーク波長シフトをOSAで観測する。

エタロンへの入射角を0 rad.から θ rad.に変えた時、透過スペクトルのピーク波長 λ_{peak} が、短波長側へ、連続的に $\Delta\lambda$ だけシフトする。その相対比率 $\Delta\lambda/\lambda_{peak}$ が、 $-2\sin^2(\theta/(2n_r))$ である。 n_r はエタロンの屈折率、 $\Delta\lambda$ はピーク波長シフト量である。Fig. 2に、39.92 GHz 自由スペクトル間隔(Free Spectral Range, FSR)を持つエタロンの入射角度に対するピーク波長シフト量の測定結果と計算結果を示す。計算結果と実験結果がよく一致することが分かる。40 GHz FSRのエタロンの場合、1550 nm 波長帯での有効な波長可変幅は約0.3 nm である。この可変幅はcwレーザ光源の波長可変幅目標である100 nmに対して、小さすぎる。



WLS: White Light Source, OI: Optical Isolator, E: Etalon, OSA: Optical Spectrum Analyzer

Fig. 3. Experiment setup for observing peak wavelength shift of 2-cascaded etalons

この有効な波長可変幅を拡大するために、異なるFSR(41.31 GHz と39.92 GHz)を持つエタロン2つをカスケード接続した、バーニア拡大効果^[3]を利用する方法がある。Fig. 3はカスケードしたエタロンの透過スペクトル観測の実験構成の模式図を示す。光源からの白色光が2段エタロンに透過した後、OSAに入る。この実験構成で一つのエタロン角度を変えながら、透過スペクトルのピーク波長シフトをOSAで観測する。

エタロンへの入射角を0 rad.から θ rad.に変えた時、透過スペクトルのピーク波長 λ_{peak} が、短波長側へ、 $\Delta\lambda$ だけシフトする。その相対比率 $\Delta\lambda/\lambda_{peak}$ が、 $-2A_{vernier}\sin^2(\theta/(2n_r))$ である。 n_r はエタロンの屈折率、 $\Delta\lambda$ はピーク波長シフト量、 $A_{vernier}$ はバーニア拡大率である。バーニア拡大率は次のように定義される。 $A_{vernier}=FSR_2/(FSR_2-FSR_1)$

Fig. 4 に、2エタロンカスケード接続した時のピーク波長シフト量をを示す。シングルエタロンの結果と比べ、有効な波長可変幅が約32倍に拡大された。2段エタロン構成により有効波長可変幅を約10 nmまで拡大できた。

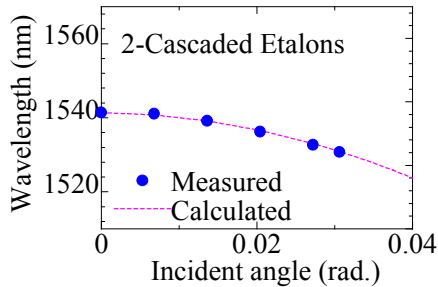


Fig. 4. Peak wavelength shift of 2-cascaded etalons

しかし、バーニア拡大率が大きいほど、メインピーク透過率とサイドピークの透過率の差が小さくなる。この差が小さすぎると、cwレーザ光源の波長選択性が劣化し、マルチ波長発振が起こる。cwレーザ光源をシングル波長発振にするには、この差を十分大きく(3 dB以上)することが望ましい。カスケードした2エタロンの透過率を決めるのはそれぞれのエタロンのピーク波長の差とそれぞれのエタロンのフィネスである。この研究では我々がピーク波長差に注目する。この差がゼロの場合、つまり、2つエタロンのピーク波長が一致する場合、その波長での透過率が最大になる。次に大きい透過率の波長は、最大透過率のピークからFSR相当した波長分に離れたところの波長である。

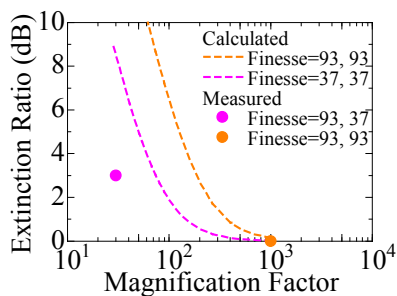


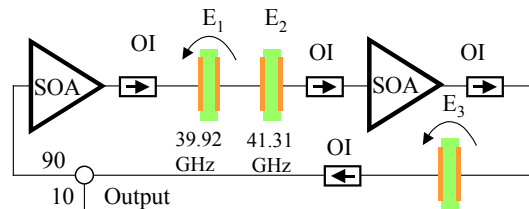
Fig. 5. Trade of relation between peak-to-peak extinction ration and Vernier magnification rate in 2-cascaded etalons scheme

二つエタロンのFSR差が大きいほど、最大透過率のピークと次に大きい透過率のピークとの透過率差が大きくなる。しかし、二つエタロンのFSR差が大きいほど、バーニア拡大率が小さくなる。Fig. 5 は2段エタロンスキームでのピーク・トゥ・ピーク消光比とバーニア拡大率のトレードオフ関係を示

す。破線の計算結果が示すように2段エタロンのピーク・トゥ・ピーク消光比はバーニア拡大率の増加に伴い、減少していく。また、丸点で示した実験結果もこのトレードオフ傾向に従った。バーニア拡大率が1000の場合、計算結果と実験結果が示すようにピーク・トゥ・ピーク消光比がほぼゼロになる。

2.2.広帯域波長可変レーザ光源：

バーニア拡大率とピーク・トゥ・ピーク消光比のトレードオフ関係を解消し、広い波長可変幅(目標値：100 nm)と高い消光比(目標値：20 dB以上)の連続(continuous wave, CW)レーザ光源を実現するため、エタロン3つをカスケード接続する方式を提案した。Fig. 6. に、それを利用した光源の模式図を、示す。



SOA: Semiconductor Optical Amplifier, E: Etalon, OI: Optical Isolator

Fig. 6. Three-cascaded etalons CW laser light source

光源のSOA (Inphenix, Inc.) はバルク型広利得帯域(注入電流：100~250 mA)を使用した。エタロン1,2,3のFSRはそれぞれ39.92, 41.31, 39.96 GHzである。フィネスはそれぞれ93, 37, 93である。アイソレーターは逆方向の光がSOAの利得を消費する事を防ぐために、挿入してある。カスケード接続した光軸角度が調整可能なエタロン1, 3は広帯域の波長可変バンドパスフィルタの役割を果たす。エタロン2はその透過バンドをさらに狭める役割を果たす。この構成で光をSOAへ帰還し、十分な利得を与えた時、CWレーザが発振する。

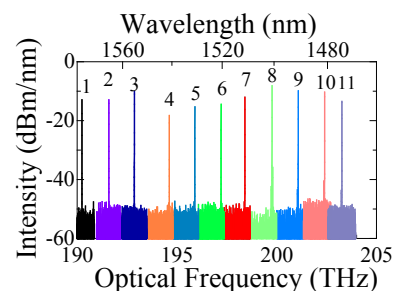


Fig. 7. 11-pattern wavelength of CW laser light source

Fig. 6. のcwレーザー光源構成では、エタロン1あるいはエタロン3の角度を変えることにより、発振波長を約10 nmずつシフトさせることができる。Fig. 7. に、本方式で発生した11種類のCWレーザー光スペクトル(分解能1.3 GHz=10 pm)を示す。3段エタロン構成により波長可変幅が100 nm、消光比は25 dB以上のcwレーザー光源を実現できた。

3. 広帯域NPSスペクトル評価実験

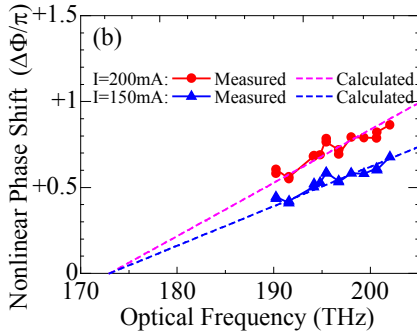
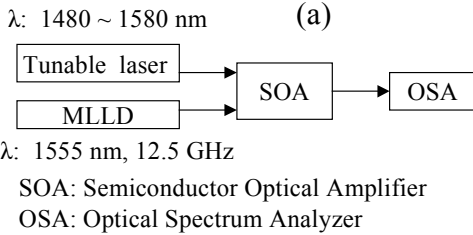


Fig. 8. NPS spectrum measurement setup (a) and result (b)

Fig. 8. は注入電流が200 mAと150 mA時バルク型InGaAsPのSOAのNPSスペクトルの実験構成の模式図 (a) とその結果を示す。この実験ではモードロックファイバレーザー(Mode-Locked Fiber Laser)から12.5 GHzの繰り返し周波数、1555 nmの中心波長、100 fJ/pulseのエネルギーを持つパルスを入射した。パルスによって消費したキャリア密度がSOAの屈折率を変調する。この屈折率変調量を測定するため、cw光をSOAに入射し、SOAから出たcw光の位相変調量を観測することで、屈折率の変調量を見積もることができる^[1]。注入電流が大きい場合、パルスが消費したキャリア量が大きい。その結果、Fig. 8.(b)が示すように、200 mAの場合の方が150 mAの場合より、非線形位相シフト量が大きい。また、非線形位相シフト量は周波数に対し線形的増加する傾向を示した。NPSがゼロになった光周波数はちょうどSOAの伝導帯の下端エネルギーレベルに相当したエネルギーを持つ光子の周波数である。

従来では、NPSがcw光の周波数に比例する ($\Delta \Phi = Bf \Delta n_{pulse}$) と考えられたが、我々の系統の実験結果より、NPSの光周波数依存性は次のように帰納した。

$$\Delta \Phi = B(f - f_0) \Delta n_{pulse}$$

B は比例係数、 f と f_0 はそれぞれcw光の周波数、伝導帯下端エネルギーレベルに相当した光周波数、 Δn_{pulse} はパルスが消費したキャリア密度である。

3.CRRとNPS評価の実験構成：

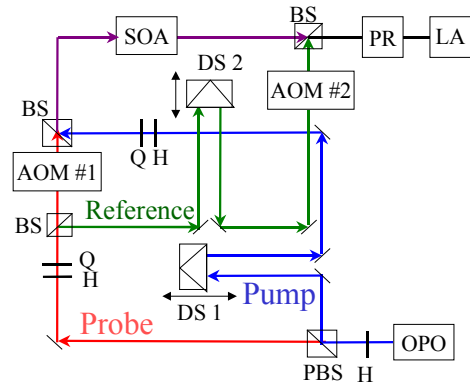


Fig. 9. Heterodyne pump probe measurement system

光ヘテロダイン方式ポンプ・プローブ計測システム^[4]を、Fig. 5.に示す。このシステムではSOAのNPSとCRRを同時に計測できる。光源 (OPO) からTE-偏光、パルス幅1 ps、繰り返し周波数80 MHzのパルス光が出力される。偏光ビームスプリッタ (Polarization Beam Splitter, PBS) によりポンプ光とプローブ光に分けられる。ポンプ光とプローブ光のパワー比率は、PBS前に設置した $\lambda/2$ 板 (Half-wave plate, H) により調整できる。プローブ光とポンプ光の偏光を導波路のTEモードに合わせるために、2セットの半波長板 H と $\lambda/4$ 版 Q を使用した。参照光を作るために、BSでプローブ光強度の半分を取り出した。光ヘテロダイン方式を構成するには、プローブ光と参照光との光周波数差を与えることと、プローブ光と参照光が再結合する時の時間遅延がゼロである必要がある。前者の場合、音響光学変調器 (AOM) 2台を使用し、プローブ光の光周波数を81.2 MHz、参照光の光周波数を78.7 MHzシフトさせる。後者の場合、遅延ステージ (分解能: 0.1 μm 、最大光路差: 40 cm) を使用し、プローブ光と参照光の時間遅延をゼロにする。

実験試料への結合方法は、入力側は先球ファイバ (Spherical Lensed-Fiber, SLF) を使用し、出力側はMOで集光する形式である。その試料から出力された光を参照光と干渉させる。この時、光位相計測の為、プローブ光の位相情報を持つ2.5 MHzビート信号を光電検出器 (New Focus社製, model: 1811) - ロック・イン型増幅器 (Stanford Research Systems社製, SR844) システムを使用し、読み取る。

最初にPBSで分けられたポンプ光を2つレンズで平行ビームにし、遅延ステージ (分解能: 0.1 μm 、最大光路差: 40 cm) でプローブ光と相対遅延を調整し、ビームスピリッターでプローブ光と再結合し、実験試料に入力する。この構成で、ポンプ・プローブ計測システムが形成される。ポンプ・プローブ計測システムにより約1 ns以内の超高速光緩和過程を1 ps程度に分解し、観測可能になる。

4. 実験結果 :

4.1 NPSとCRRのパルスエネルギー依存

Fig. 9はポンプ光とプローブの中心波長は1555 nm でSOAに150 mAの電流を注入した時の観測結果を示す。この実験結果から注入電流によるキャリア緩和過程を指数関数でフィッティングを行い、非線形位相シフト量とその緩和時定数を抽出した。Fig. 10はその結果を示す。非線形位相シフト量はポンプパルスエネルギーの増加に伴い、増加する。これはポンプ光強度が大きいほど、SOAの過剰キャリアをたくさん消費することを意味する。しかし、SOAの過剰キャリア密度は限りがあるので、これを全部消費した強度までにポンプ光を強くしていくと非線形位相シフト量が増加し続ける。この強度以上は、非線形位相シフト量が飽和になる、ある値へ収束する。一方、非線形位相シフトの緩和時定数はポンプ光エネルギーに殆ど依存せずに一定である。測定した結果では注入電流が150 mAの時、非線形位相シフト量の緩和時定数は約190 psである。

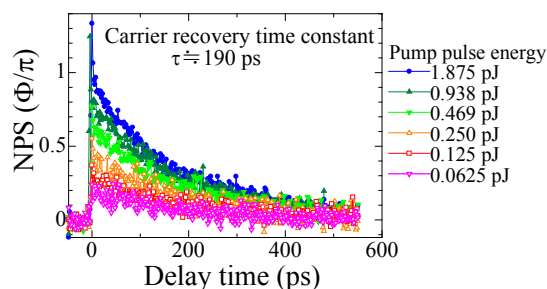


Fig. 9. Experiment results: NPS relaxation waveform at different pump pulse energy

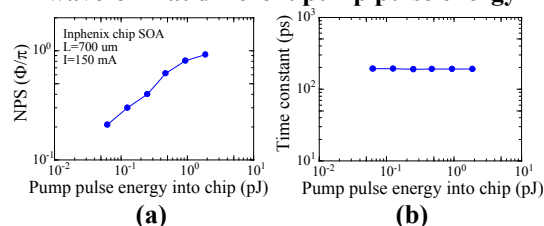


Fig. 9. Experiment results: Dependence of NPS and CRR on pump pulse energy

4.2 NPSとCRRの注入電流依存

ポンプ光とプローブ光の中心波長はともに1555 nmである。プローブ (調査) パルスのエネルギーを0.06 pJ、ポンプ (励起) パルスのエネルギーを1 pJに設定し、SOAへの注入電流を変え、NPSの緩和過程を観測した。NPSの緩和波形から注入電流によるキャリア緩和過程を指数関数でフィッティングを行い、NPSとその緩和時定数を抽出した。Fig. 10.(a)が示すようにキャリア緩和レートは注入電流に線形比例し増加する。キャリア緩和レートとはキャリア緩和時定数の逆数である。注入電流がゼロの時、キャリア緩和レートはゼロではなく、半導体のキャリアが持つ本来の寿命である τ_c の逆数になる。

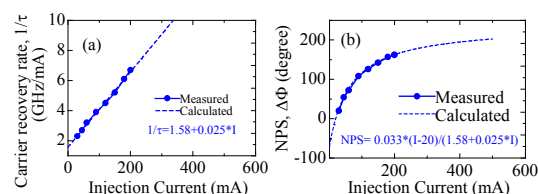


Fig. 10. Experiment results: Dependence of NPS and CRR on injection current

Fig.10.(b)はNPSの注入電流依存性である。注入電流増大に伴い、NPSが増加するが、注入電流が十分大きくなるとその増加速度が緩やかになり、ある値へ収束する傾向を示す。これを説明するには下記のレート方程式を用いた。

$$\frac{dn_{pulse}}{dt} = a(I_{op} - I_0) - n_{pulse}(1/\tau_c + bI_{op}) \quad (4.1)$$

ここで、 n_{pulse} はパルス光を増幅するために使うキャリア密度、 a と b は比例係数、 τ_c はキャリア緩和時定数、 I_{op} と I_0 はそれぞれ注入電流と透明電流である。このレート方程式には従来のレート方程式と異なる。従来のレート方程式はキャリア緩和時定数の注入電流依存性を考慮しないのに対して、(4.1)のレート方程式ではキャリア緩和時定数の注入電流依存性を考慮したものである。定常状態 ($dn_{pulse}/dt=0$) では、パルス光を増幅するために使うキャリア密度 n_{pulse} は次の式で書き表せる。

$$n_{pulse} = a(I_{op} - I_0) / (1/\tau_c + bI_{op}) \quad (4.2)$$

NPSは n_{pulse} 比例するので、(4.2)式を使って、非線形位相シフト量をフィッティングするとよく一致した結果が得られた。また、(4.2)式によると注入電流 I_{op} が十分大きくなると n_{pulse} が a/b へ収束する。

$$\lim_{I_{op} \rightarrow \infty} n_{pulse} = \lim_{I_{op} \rightarrow \infty} \frac{a(I_{op} - I_0)}{(1/\tau_c + bI_{op})} = \frac{a}{b} \quad (4.3)$$

これはNPSの測定結果でみられた傾向と一致する。注入電流が十分大きい意味は伝導帯の電子状態の全部が電子埋まった状態を意味する。パルスが消費するキャリア密度 n_{pulse} は過剰キャリア密度 n_{ex} と比例する。

$$n_{pulse} = a_1 n_{ex} = a_1 (n - n_0) \quad (4.4)$$

ここで、 n はキャリア密度、 n_0 はパルスの利得がゼロである時のキャリア密度である。注入電流が十分大きい場合、キャリア密度 n は電子エネルギーレベルに依存した状態密度関数である $S(E)$ に近似できる。

$$\lim_{I_{op} \rightarrow \infty} n_{pulse} = \frac{a}{b} = a_1 (S(E) - n_0) \quad (4.5)$$

式(4.5)より値 a/b は状態密度の関数であるため、値 a/b もエネルギーレベルに依存することを意味する。

注入電流 I_{op} により、SOAの伝導帯に注入したキャリア密度の速度は n' とする。SOAの伝導帯内のエネルギーレベルに対する電子占有確率を $F(E)$ とし、 E は電子のエネルギーレベルである。すると、あるエネルギーレベルでのキャリア密度注入速度は注入されたキャリア密度とその占有確率の積 $nF(E)$ になる。そのエネルギーレベルでの注入電流により注入されたキャリアの緩和時定数を $\tau_{current}$ 、そのエネルギーレベルでのキャリア密度を $n(E)$ とすると、平衡状態で

は、キャリアの注入速度とキャリア緩和速度が同じでなければならない。そのため、次の方程式が成り立つ。

$$\frac{n(E)}{\tau_{current}} = n'F(E) \quad (4.6)$$

あるエネルギーレベルでのキャリア密度はそのレベルのキャリア占有確立である $F(E)$ と状態密度 $S(E)$ との積である。

$$n(E) = S(E)F(E) \quad (4.7)$$

SOAにかけるバイアス電圧を大きくすると、電子のフェルミ準位 E_f が上昇し、下記の式に従い、伝導帯での電子占有確率 $F(E)$ が増大する。

$$F(E) \cong \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right) \quad (4.8)$$

式(4.7)を式(4.6)へ代入すると

$$\frac{S(E)F(E)}{\tau_{current}} = n'F(E) \rightarrow \frac{1}{\tau_{current}} = \frac{n'}{S(E)} \quad (4.9)$$

式(4.9)は注入電流によって注入されたキャリアの緩和レートは注入電流に比例し、SOAの状態密度に逆比例することを意味する。これによって、Fig. 10. (a)が示したSOAのキャリア緩和レートが注入電流に線形比例した実験結果の物理原因が説明された。但し、Fig. 10. (a)の測定結果は平衡状態ではないときの測定結果であるため、注入電流による緩和以外に、半導体のキャリアが本来持つ緩和の力も働く。そのため、注入電流がゼロ時では、注入電流による緩和の力が存在しないにも関わらず、キャリア密度が不平衡状態から平衡状態へ回復する。これはキャリアが本来持つ緩和力によるものである。注入電流による緩和は平衡状態でもキャリアの流れが存在するのに対して、半導体のキャリアが本来持つ緩和の力は平衡状態ではキャリアの流れが存在しない。

4.3 NPSとCRRの波長依存

CRRの光周波数依存性を実験検証するために、ポンプ光とプローブ光の中心波長を同時に変えて(1555 nm, 1535 nm, 1500 nm, 1480 nm)で測定した。プローブパルスのエネルギーを0.06 pJ、ポンプパルスのエネルギーを1 pJに設定し、SOAへの注入電流を変え、NPSの緩和過程を観測した。それぞれのフィッティング結果からCRRとNPSを抽出し、信号光の中心波長ごとに、注入電流依存性をまとめ

た結果をFig. 11が示す。

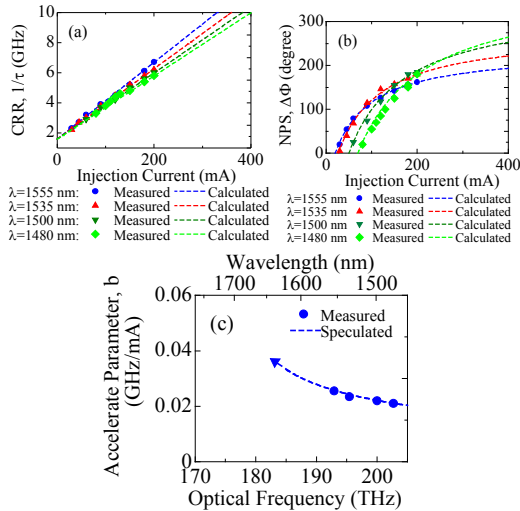


Fig. 11. Dependence of CRR (a) and NPS (b) on current at different wavelength and the dependence of CRR's differential parameter b on signal wavelength (c)

Fig. 11. (a)が示すようにCRRが注入電流増大に対し線形増加した。Fig. 11. (b)はNPSの注入電流依存性の実験結果と計算結果を示す。注入電流増大に伴いNPSが増加するが、ある値へ収束する傾向を示した。Fig. 11. (c)は注入電流に対するCRRの微分係数（加速係数） b の波長依存性の実験結果と推測傾向を示す。加速係数 b は長波長側ほど大きくなる傾向を示した。

4.4 NPSとCRRの活性層長依存

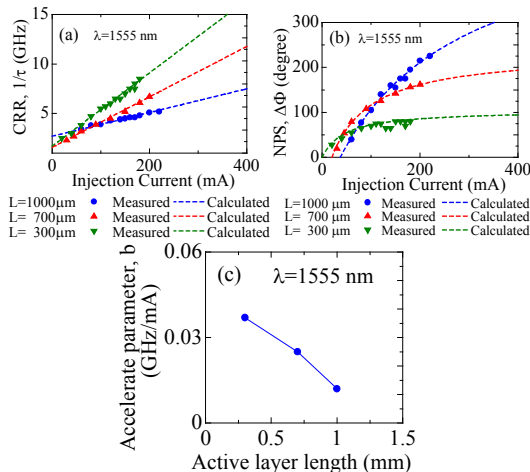


Fig. 12. Dependence of CRR (a) and NPS (b) on current of different active layer length SOA and dependence of CRR's differential parameter b on active layer length (c)

CRRのSOAの活性層長依存性を実験検証するために、ポンプ光とプローブ光の中心波長を1555 nmに設定し、異なる活性層長

$L=300, 700, 1000 \mu\text{m}$ のSOAで実験を行った。プローブパルスのエネルギーを0.06 pJ、ポンプパルスのエネルギーを1 pJに設定し、SOAへの注入電流を変え、NPSの緩和過程を観測した。それぞれのフィッティング結果からCRRとNPSを抽出し、活性層長ごとに、注入電流依存性をまとめた結果をFig. 12が示す。

Fig. 12. (a)が示すようにCRRが注入電流に線形比例する。Fig. 12. (b)はNPSの注入電流依存性の実験結果と計算結果を示す。注入電流増大に伴いNPSが増加するが、ある値へ収束する傾向を示した。Fig. 12. (c)は注入電流に対するCRRの微分係数（加速係数） b の活性層長依存性の実験結果を示す。活性層長が短いほど、加速係数 b が大きくなる傾向を示した。

6.結論：

注入電流増大により、SOAのキャリア緩和を線形的加速し、SOAを用いた全光ゲートの動作周波数を高めることができる。但し、動作周波数の二乗に比例し、消費電力が増大する。その結果、注入電流増大による高速化は1ビットあたりの消費電力を増加させる。

全光ゲート動作に必要な最低限 0.3π のNPS^[1]を維持しながら、高いCRRを持つ低い光周波数領域で全光ゲートを動作させることにより、消費電力を増やさずに、全光ゲートを高速化できる。結果的に、1ビットあたりの消費エネルギーを減らせる。但し、SOAの利得帯域が有限であるため、この方法には限界がある。

また、SOAの活性層長を短くし、注入電流の密度を上げることで、CRRの加速効果を高めることができる。但し、NPSは減少する。ホールディングビームを用いた方法と比べ、活性層長短縮化による光加速方法の方が省エネルギーかつ微細化可能である。

この結果を踏まえ、我々は、200~500 Gbps動作周波数を持つ、0.3 pJ/bit消費電力の全光ゲートを実現する手段として、SOAのナノ構造設計に通じて、定数 a と b を高めることを提案する。

参考文献：

1. Y. Ueno et al, J. Opt. Soc. Am. B19, 2573 (2002).
2. J. Sakaguchi et al, Optics Express, Vol. 15, 14887 (2007).
3. J. F. Lemieux et al, Electron. Lett., Vol. 35, No.11(1999).
4. H. Nakamura et al, J. Appl. Phys, Vol. 96, No. 3, (2004).