

2-2 将来ネットワークに向けた光増幅・スイッチング機能を有するシリコン・フォトニクス・デバイスに関する研究

2-2 *Optical Amplification and Switches in Silicon Based Photonic Devices for Future Networks*

梁 徳強 ヌネス・ルイス・ロメウ 曾 漢奇 土屋昌弘

Liang Tak-Keung, Nunes Luis Romeu, Tsang Hon Ki, and TSUCHIYA Masahiro

要旨

シリコン・フォトニクス技術は、通信に応用できる低コストのオプトエレクトロニクス・ソリューションをもたらすことから以前より大きな研究テーマであった。SOI (silicon-on-insulator) 光導波路では埋め込み二酸化ケイ素の薄い層によって単結晶シリコン層が基板から分離され、光がその中に閉じ込められる。屈折率の差を大きくすれば光を小さな導波断面内に確実に閉じ込められるため、これを利用することで大きな光強度を伝播することが可能になる。したがって、そのような導波路を用いれば実用的な非線形光デバイスが数多く実現できる。本稿ではシリコン光導波路の光学非線形性に関し、2光子吸収、自由キャリア吸収及び誘導ラマン散乱について述べる。将来の通信システムに向けたシリコン・フォトニクス・デバイス(シリコン光デバイス)が既に幾つか開発されている。これには導波路2光子吸収型自己相関器、超高速シリコン光スイッチ及び導波路型光ラマン増幅器がある。

Silicon photonics technology has attracted immense research interest because it offers low cost optoelectronics solutions for telecommunications applications. In silicon-on-insulator optical waveguides, light is confined in a single-crystal silicon layer separated from the substrate by a thin layer of buried silicon dioxide. The large step in refractive index enables a tight confinement of light in a small waveguide area, which can be exploited to achieve high optical intensity propagation. Thus many practical nonlinear optical devices can be realized in these waveguides. In this paper, we study the optical nonlinearities in silicon waveguides, including two-photon absorption, free-carrier absorption and stimulated Raman scattering. Several silicon-based photonic devices have been developed for future communications systems, including waveguide two-photon absorption autocorrelator, ultrafast optical silicon optical switches and waveguide optical Raman amplifier.

【キーワード】

シリコン・フォトニクス, 光スイッチ, 光アンプ, 光デバイス
Silicon photonics, Optical switch, Optical amplifier, Photonic devices

1 はじめに

シリコンは光通信に使用される波長域において損失が小さく、しかもマイクロエレクトロニクス産業向けに開発された成熟した加工技術が利用できることから、光デバイスの材料として大きく注目されている[1]。しかし、フォトニクス分野にお

けるシリコンの応用範囲は、実際にはそのほとんどが受動素子であった。これはシリコンの間接バンドギャップが電流を光に変換するのに非効率であることによる。シリコンを用いた能動素子の開発は大きな課題であり、それゆえシリコン・ナノ結晶[2]やシリコン-ゲルマニウム超格子[3]などの研究が広く実施されてきた。

SOI (silicon-on-insulator) 光導波路では、埋め込み二酸化ケイ素の薄膜によって基板から分離された単結晶シリコン層内に光が閉じ込められる。屈折率の差を大きくすれば、光を狭いモード領域に確実に閉じ込めることが可能になる。シリコン導波路のモード断面積が小さければピークの高い光強度伝播が実現し、光の非線形効果が明確に現れる。したがって、このような光導波路を用いれば実用的な非線形光デバイスが数多く実現できる。そのためには SOI 導波路に見られる 2 光子吸収 (TPA) や自由キャリア吸収 (FCA) などの非線形光学特性について正確に知る必要がある。最近ではシリコン導波路の誘導ラマン散乱^[4]が光増幅に利用できる可能性について指摘されている。これは、シリコンのラマン係数がシリカ (二酸化ケイ素) より数桁大きいことによる^[5]。

この性質を利用すれば、サブミクロン・サイズのシリコン導波路 (細線導波路ともいう。) が実現可能である。屈折率の比が非常に大きい (シリコンは $n=3.5$ 、 SiO_2 は $n=1.45$) ため、屈折率比の小さい従来のシリカ導波路に比べて導波路の寸法を大幅に小さくできる。こうした導波路では強力な光の閉じ込め作用と狭い有効モード断面積 ($< 0.1 \mu\text{m}^2$) が実現されることから、電気通信に一般に使用される入力光パワーにおいても大きな光強度を生成できる。光強度が強く、相互作用距離が長い導波路では、非線形光学効果が容易に顕現する。光ファイバや半導体光アンプといった他の非線形光デバイスとは異なり、シリコン細線導波路は超高速光信号処理が可能な新たな非線形デバイスに対する有力な候補である。

2 シリコンの光学非線形特性

2.1 2 光子吸収 (TPA)

シリコンの間接バンドギャップは 1.1 eV ($1.1 \mu\text{m}$ に相当) である。 $1.55 \mu\text{m}$ の通信波長帯域にある光子のエネルギーは 0.8 eV であり、結晶シリコンに吸収されるだけのエネルギーを持たない。しかし光強度が十分に大きい場合には 2 個の光子が同時に吸収され、結晶中に 1 個の電子正孔対が生成される^[6]。この非線形光学効果を 2 光子吸収 (TPA) という。TPA の過程は長寿命のキャリアや励起パワーに対する制限作用を通してスイッチ

ング速度の低下を引き起こすことから、超高速全光スイッチとしては有害である。大きな TPA 係数が存在する場合、全光スイッチに用いられる半導体材料はバンドギャップ・エネルギーの半分以下で動作するものでないと役に立たない^[7]。この節では SOI 導波路の TPA 係数の測定について述べる。

線形吸収と TPA によって導波路内で生じる伝播損失は、次式によって記述できる。

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta_2 I^2 \quad (1)$$

ここに、 z は伝播方向、 α は線形吸収係数、 I は光強度、 β_2 は TPA 係数である。

図 1 は、TPA 係数の測定実験構成と導波路の構造を示したものである。実験に用いたピグテール付きシリコン光導波路は、ファイバ間の挿入損失が 1 dB 、有効断面積が $6.2 \mu\text{m}^2$ 及び長さが 1.7 cm である。導波路の線形損失は 0.1 dB/cm であった。電気インパルス発生器によってゲインが切り替わる分布帰還型 (DFB) レーザを用い、 40 ps の光パルスを 1 MHz の繰り返し周波数で生成した。レーザの動作波長 ($1,547 \text{ nm}$) はシリコンの間接バンドギャップに比べて十分小さいため、線形吸収は無視できる。光パルスは高性能 EDFA (エルビウム添加光ファイバ増幅器) によって増幅し、入力パワーは VOA (可変光減衰器) で制御した。入射光パワーのごく一部 (5%) を光カプラによって取り出し、入力パワーをモニタした。

ピーク・パワーが大きいと TPA が有害になり、最大透過パワーが制限される。様々な入力パワーに対する透過率の逆数 ($1/T$) と入射光パワーとの関係を図 2 にプロットした。出力パワーに対

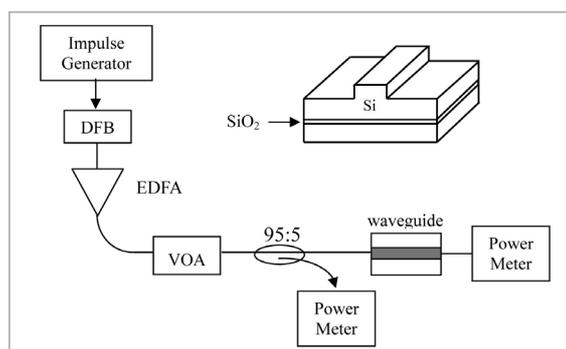


図 1 TPA の測定構成と導波路の構造

DFB: 分布帰還型レーザ、VOA: 可変光減衰器

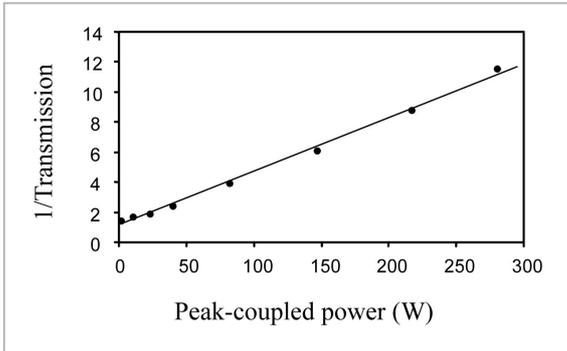


図2 透過率の逆数とピーク結合パワー

する入力パワーの比(すなわち $1/T$)と TPA 係数の間には次式の関係がある [8]。

$$\frac{1}{T} = \exp(\alpha L) \frac{\beta_2 L_{eff}}{A_{eff}} P_i + \exp(\alpha L) \quad (2)$$

ここに、 A_{eff} はモードフィールド断面の有効断面積、 P_i は入力パワー、 L_{eff} は $[1 - \exp(\alpha L)] / \alpha$ で表される有効長さである。TPA 係数 β_2 は図 2 の直線の傾きによって決まり、 $6.7 \times 10^{-12} \text{ m/W}$ である。測定誤差は $\pm 10\%$ と推定される。

測定ではファイバ間の挿入損失が小さかったため、ピーク結合パワーの推定は正確に行われた。そのため β_2 の測定値は以前よりも正確であり、Z スキャン法を用いて最近行われた別の測定の結果 [9] と一致する。TPA で生じたキャリアの自由キャリア吸収による影響は、今回の TPA 係数の測定では無視した。TPA で生じるキャリアは新たな光学損失をもたらすが、それが意味を持つのは TPA 係数が大で、かつ結合時間が大(パルス幅が大)の場合のみである。今回の測定ではパルス列の繰り返し周波数が十分に小さいため、それ以前のパルスで生じたキャリアが再結合する時間は十分あった。

2.2 自由キャリア吸収(FCA)

光子が TPA によってシリコン導波路に吸収されると、電子正孔対、すなわち自由キャリアが新たに生成される。これらの自由キャリアは狭い導波断面に閉じ込められるため、キャリア濃度が上昇する。TPA で生じた自由キャリアによってシリコン導波路内に発生する新たな損失は、入力励起パワーによるキャリアの発生個数を定量化することで推定できると考えられる。以下の分析は連

続波(CW)タイプの光源を前提としているが、後述するラマン散乱実験では実際にそれが励起光源に使用されている。

式(1)より、TPA によって導波路(z 方向)に沿って吸収される光パワーの全量は次式のように書ける。

$$P_{tpa}(z) = \frac{\beta_2}{A_{eff}} \int_0^z P^2(z) dz \quad (3)$$

導波路内で吸収される光子 2 個につき、電子正孔対(EHP)が1対生成される。EHP の生成速度は次式のように表される。

$$\frac{dN}{dt} = \frac{P_{tpa}(z)}{2h\nu} - \frac{N}{\tau_c} \quad (4)$$

ここに N は電子/正孔の数、 $h\nu$ は光子エネルギー、 τ_c は電子正孔再結合とキャリア拡散による自由キャリアの緩和時間である。

電子/正孔の数が分かれば導波路内のキャリア密度が計算できる。しかしキャリアの寿命及び移動度がキャリア密度に依存するといった非線形効果により、キャリア密度の計算は簡単ではない。一方、自由キャリア吸収係数 α_{fca} は古典的なドルーデ・モデルを用いて次のように近似できる [10]。

$$\alpha_{fca}(z) = \frac{q^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 \epsilon_0 n} \left(\frac{N_e(z)}{m_e^2 \mu_e} + \frac{N_h(z)}{m_h^2 \mu_h} \right) \quad (5)$$

ここに、 $N_e(z)$ と $N_h(z)$ は自由キャリア密度、 n はシリコンの屈折率、 q は電子の電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率、 c は真空中の光速、 m_e と m_h は有効質量、 μ_e と μ_h は自由キャリアの移動度である。ただし e と h の添え字はそれぞれ電子と正孔を表す。キャリアを原因とする光損失の典型的なグラフを図 3 にプロットする。導波路を伝播する光パワーは、PIN ダイオード構造において新たに発生する自由キャリアによって減衰される。

2.3 誘導ラマン散乱(SRS)

結晶の対称性から、シリコンには利用可能な非線形特性はないと一般には考えられている。対称性はバルク・シリコンにおける 2 次の非線形性を消す効果を持つが、3 次の現象は存在する。通常、3 次の非線形性は非常に弱いため、微小な集積光

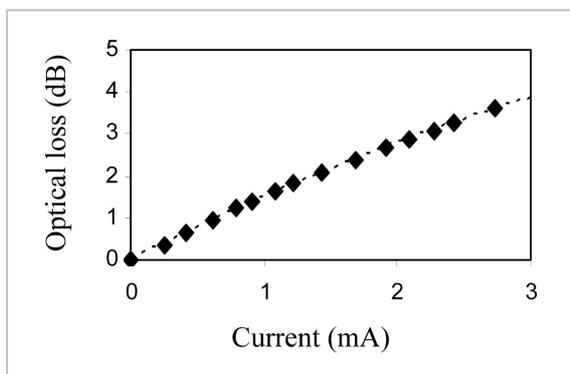


図3 新たに発生する電流量と光損失との関係

デバイスでは無視できる。興味深い例外がラマン散乱である。シリコンのラマン・ゲイン係数は、その単結晶構造によって非晶質ガラスファイバに比べて数桁大きい。また、SOI 導波路の強い閉じ込め作用によって誘導ラマン散乱 (SRS) のしきい値が低くなる。

図 4 に、SRS 測定の実験構成を示す。使用した導波路はリブ部分の両側に PN ドーピングが実施され、PIN ダイオードの構造を形成する。励起光源は、2 台の偏光多重半導体ラマン・レーザである。いずれのポンピング・レーザも 1,440 nm で動作し、各レーザの最大出力パワーは 400 mW であった。また、ポンピング・レーザの 3 dB スペクトル幅は 1 nm であった。SRS 測定を行うための Stokes 波長域でのプローブ信号には波長可変レーザ (線幅 < 200 kHz) を用いた。励起信号とプローブ信号をラマン・カップラで結合し、それを短い光ファイバを通して導波路に挿入した。さら

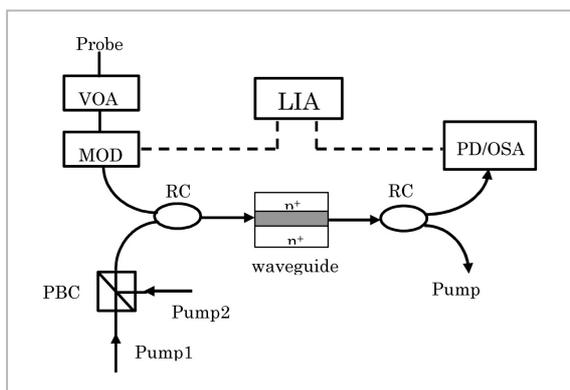


図4 実験構成

LIA : ロックイン増幅器、RC : ラマン・カップラ、PD : フォトダイオード、OSA : 光スペクトル・アナライザ、PBC : 偏光ビーム・コンバイナ、MOD : 変調器

に、導波路を通過した波長の異なる二つの信号をもう一つのラマン・カップラを使って分離した。検出されるプローブ信号の信号対雑音除去比を改善するために標準的なロックイン増幅器を使用した。光変調器はプローブ信号に対して 200 Hz の振幅変調を実施し、ロックイン増幅器 (LIA) に対する基準周波数を作った。プローブ信号が変調を受けるため、導波路にポンピング光を注入すると LIA がプローブ信号のパワー変動を検出した。

Stokes 波長での自然ラマン散乱は光スペクトル・アナライザ (OSA) を用いて容易に観察できた (図 5)。1,556.5 nm (15.6 THz の 1 次ラマン散乱シフトに相当) の Stokes 波長付近にて自然ラマン放出のスペクトル測定を実施した。このとき全励起パワーは 570 mW で、光スペクトル・アナライザの分解能は 0.1 nm に設定されていた。

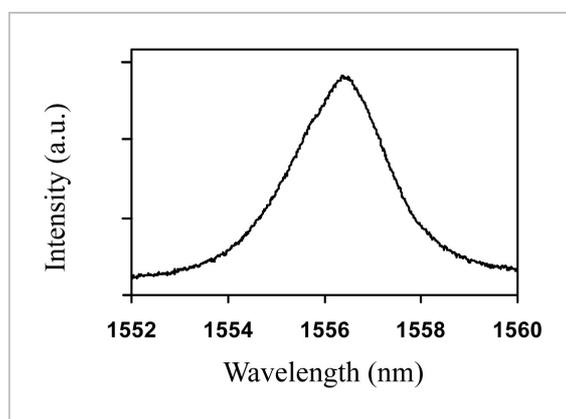


図5 シリコン導波路の自然ラマン散乱スペクトル

当初の予想に反し、励起パワーを上げるとプローブ信号パワーは減少した。図 6 には、二つのプローブ波長、1,550.5 nm (丸印) とピーク・Stokes 波長 1,556.5 nm (三角印) における規格化透過率曲線を示した。100% の透過率は、励起パワーがゼロのときの透過率に対応する。導波路内において、PN 接合ダイオードが開路状態の場合にはポンピングによって 20% を超える損失がもたらされるのに対し (図 6a)、PN ダイオードを電気的な短絡状態にすると、余分な損失は 7% 未満にまで低下する (図 6b)。この実験結果は、TPA によって生じた新たなキャリアが導波路内に存在することを示唆している可能性がある。リブの両

側に形成されるエッチド・ドープ・ホール形状及び p 領域と n 領域で光生成されたキャリアの電荷蓄積により、TPA によって生じた電子正孔対はリブ領域内に閉じ込められる。その結果、リブのキャリア密度が高くなり、導波路における自由キャリア吸収の比率が高くなる。PN ダイオードを短絡する(すなわち逆バイアスを印加する)と、光生成されたキャリアがリブ領域から流れ出る経路が外部回路によって形成され、短絡導波路について測定される光損失が開路導波路の場合よりも小さくなる。

ストークス波長 (1,556.5 nm) のプローブ信号は、誘導ラマン散乱が存在するにもかかわらず自由キャリア吸収によって正味の損失が軽減される。一定 (570 mW) の結合励起パワーを持つプローブ信号波長を走査して、誘導ラマン散乱とスペクトルとの関係調べた (図 7)。誘導ラマン散乱による 1,556.5 nm の相対的な「ゲイン」は、開路状態と短絡状態の導波路でそれぞれ 1.7% (図 7a) と 2.1% (図 7b) であった。しかし、いずれの場

合も自由キャリア吸収による合計損失はラマン・ゲインよりも大きかった。SRS ゲインのスペクトルは光スペクトル・アナライザで測定した自然ラマン散乱と一致する。

ポンピングによる余分な損失の原因が 2 光子吸収で発生した自由キャリアだとする説明は、リブ導波路の両側の PN ダイオード接点によって測定される光電流が励起パワーの 2 乗に比例して変動したとの観測結果によって確認された。シリコンの TPA 係数は InP/InGaAsP 導波路よりもはるかに小さいが^[8]、これはフォノンに助けられた 2 光子遷移のみが可能であることによる。SOI 導波路の TPA 係数が小さいことから、TPA による励起パワーの固有損失は無視できる。しかし、TPA 起源のキャリアによる新たな損失はかなり大きく、その量は励起パワーとともに増加する。この効果はシリコン導波路型ラマン増幅器を実現する上で大きな制限となる。TPA を原因とする自由キャリア吸収の効果を低減する有効な対策を実施する必要がある。このほか、イオン注入によるキ

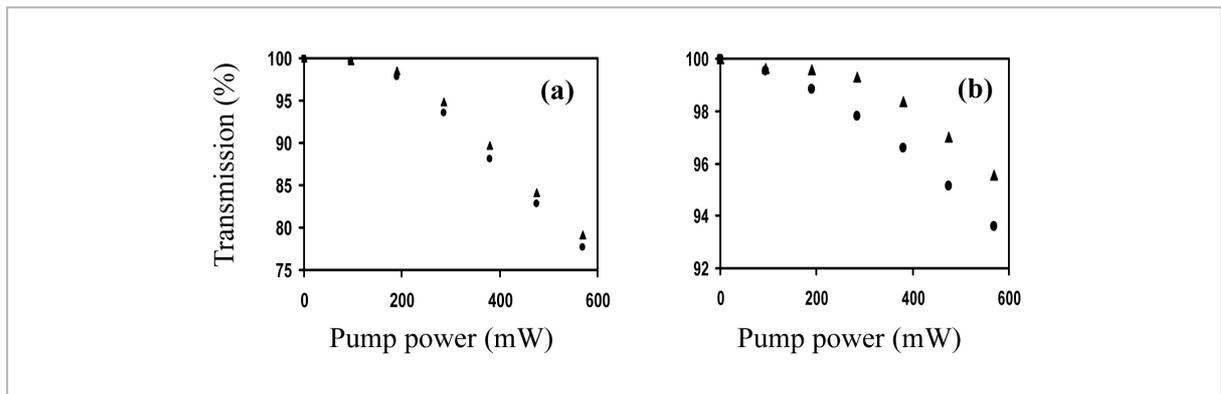


図6 結合した励起パワーとプローブ信号の規格化透過率

(a) PN ダイオードは開路状態、(b) PN ダイオードは短絡状態 三角印：1,556.5 nm、丸印：1,550.5 nm

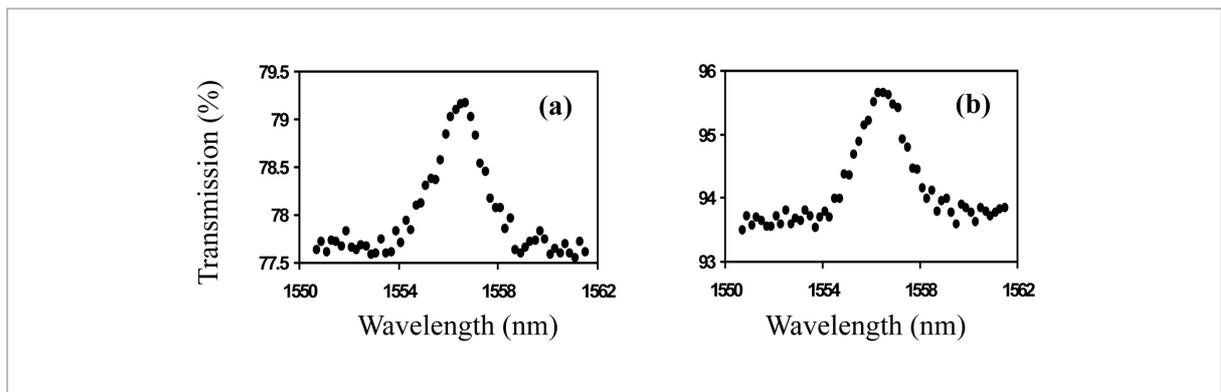


図7 誘導ラマン散乱の測定

PN ダイオードは (a) 開路状態、(b) 短絡状態

キャリア再結合速度の向上や、励起光源に極短パルスを使用するといったキャリア密度低減策も考えられる。

3 シリコン導波路の応用

3.1 自己相関検出器

極短レーザーパルスを測定するための光自己相関[11]では、通常、一つの極短レーザーパルスを分割し、パルス成分間に可変な相対時間遅延を挿入した上、非線形結晶(位相整合にとって正しい結晶方向を持つもの)において再結合させる。このときの2次高調波発生(SHG)は光電子増倍(PM)管によって測定することができる。半導体中の2光子吸収(TPA)は、自己相関に関するSHGの代替方法として魅力がある[12]–[14]。その理由は、コスト低減の可能性(PM管検出器の使用時との比較)や感度向上のほか、SHGで行われるような非線形結晶の位相を整合するための結晶傾斜角の調整をしなくても広い動作波長域をも持つという使い勝手の良さである。この節では、シリコン導波路をTPA自己相関に利用する案について検討する。シリコンは直接バンドギャップが大きいことから直接的な2光子吸収はエネルギー的にあり得ないが、間接的な2光子遷移は存在し、光導波路において長い相互作用距離が可能であることからTPAによる光電流が容易に検出できる。

図8に、実験で使用したシリコン導波路の構造を示す。リブ領域の横にP型とN型のドーパントを注入してPINダイオードを形成し、ドーパした領域に対してオーム接点を作った。

TPAの光伝導性に関するシングルビーム測定を最初に実施した。受動モード同期ファイバリングレーザで生成した偏光(TE)ピコ秒光パルスを、対物レンズから導波路に沿った方向で導波路に結

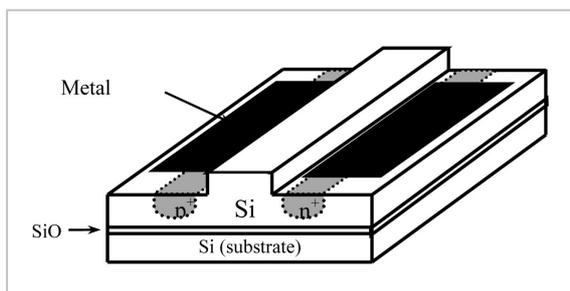


図8 シリコン導波路による自己相関器の構造

合した。PINダイオード構造に逆バイアスを印加し、導波路内部に生成した自由キャリアを除いた。次にこのバイアスのもと、光減衰器によって入射光パワーを様々な値に変動させた。測定された光電流は結合したパワーの2乗に従って変化した(図9)。これは、TPAによって導波路内に生じる光電流と一致する。

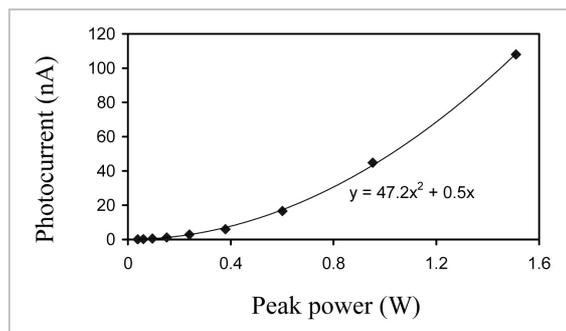


図9 測定された光電流と光ピーク・パワー

シリコン導波路を用いた自己相関器のデモ実験構成を図10に示す。入射ビームは最初に10倍の対物レンズでコリメートする。次に偏光ビームスプリッタ(PBS)で入射ビームを2本の直交偏光ビームに分割する。2本のビームの光パワー比は1/2波長板によって制御した。光路の一つには可動式逆反射体を置いて光遅延を微調整する。また、同じ光路には光チョップを置き、入力光ビームの変調を行う。これにより導波路内に生成される光電流をロックイン増幅器が正確に測定できる。再

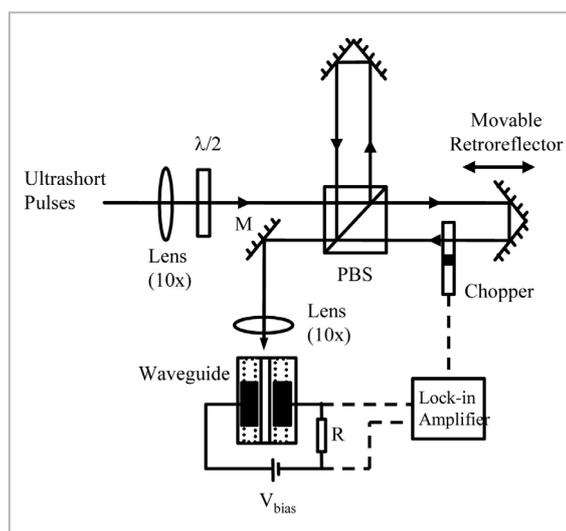


図10 自己相関測定の実験構成

PBS：偏光ビームスプリッタ、R：バイアス抵抗、M：ミラー

結合した光パルスは 10 倍の対物レンズを通して導波路と同じ方向で導波路に結合する。P 型及び N 型のドーパ領域の金属接点上面に二つの電流プローブをそれぞれ設け、光電流を検出する。

図 11 は、シリコン導波路によって得られたレーザパルスの自己相関トレースである。測定された光電流はロックイン増幅器のある適切な時間にわたって平均し、滑らかなトレースとした。TPA 信号の自己相関における半値全幅 (FWHM) は 2.1 ps であった。これは実際の双曲線セカント (sech) パルスでは 1.35 ps のパルス幅に相当する。パルスの時間プロファイルは、バックグラウンド校正後に従来の SHG 自己相関を行って得た結果と一致する。シリコン導波路型自己相関器の動作を検証するため、受動モード同期ファイバリングレーザからの出力パルスを標準的な EDFA (エルビウム添加光ファイバ増幅器) で増幅した。パルスは EDFA 内の光ファイバの自己位相変調 (SPM) と分散によって圧縮された (FWHM で約 530 fs)。この場合もシリコン導波路で得られた自己相関トレースは SHG 自己相関で得られたものとよく一致した。

シリコンのバンドギャップは 1.1 eV であるため、TPA 自己相関器のスペクトル動作範囲は、1.1~2.2 μm の波長と予想される。2 個の光子は、2.2 μm を超えるバンド間遷移を励起するだけのエネルギーを持たない。導波路内の光パワーを下げるために入力ビーム路内に光減衰器を挿入し、シリコン導波路型自己相関器の感度を測定した。シリコン導波路型自己相関器の感度は、検出できる最低信号のピーク強度と平均強度の積として計算され、値は 1 mW^2 であった。この値は従来

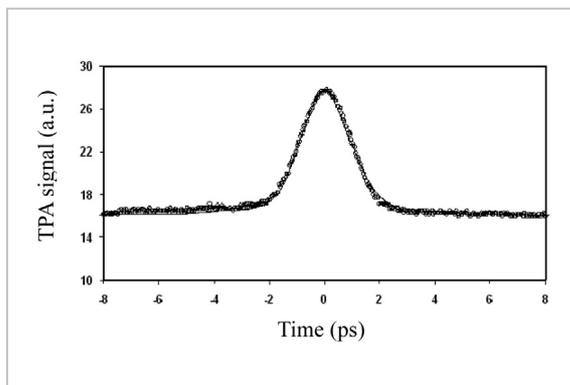


図 11 シリコン導波路によって得られた自己相関トレース

の SHG 自己相関器に近く [15]、シリコンを使ったアバランシェ・フォトダイオードよりも大きい [16]。

3.2 超高速光スイッチ

半導体光導波路は、将来の超高速光信号処理デバイスに用いられる全光スイッチ要素の有力候補と目されているため、その全光非線形特性は大きな研究テーマになっている [17]。2 光子吸収 (TPA) が III~V 族半導体導波路におけるスイッチングデバイスの性能を劣化させることは世間が広く認めるところである。TPA それ自体は瞬間的な効果だが、それによって生成される電子正孔対の寿命が、自由キャリア吸収 (FCA) やプラズマ分散効果などの 2 次的効果によってデバイス速度を制限する。したがって、最初に起こる瞬間的な効果を利用しながら同時にそれ以外の 2 次的効果を抑えることができれば、超高速スイッチングが実現する。最近のナノスケール製造技術の発達によってサブミクロン・サイズの低損失 (<0.2 dB/mm) シリコン細線導波路が実現可能になっている [18]。そのような導波路では強力な光の閉じ込め作用と狭い有効モード断面積 (<0.1 μm^2) が実現されることから、電気通信に一般に使用される入力光パワーにおいても大きな光強度が生成できる。光強度が強く、相互作用距離が長い導波路では、非線形光学効果が容易に顕現する。光スイッチを利用したシリコン導波路はこれまで多くのものが報告されている [19]。そのなかで大半のデバイスに使用されているスイッチング原理がプラズマ分散効果である。しかし、スイッチング速度は常に有効キャリア寿命によって制限される。その時間は通常、細線導波路で数百ピコ秒 [20]、シリコン・リブ導波路で数ナノ秒 [21] である。この節ではシリコン細線導波路内部の非縮退 TPA 過程を用いた全光スイッチングを実証する。筆者らの結果は、TPA を直接利用することにより、シリコン細線導波路内での長い有効キャリア寿命に制限されない動作速度が実現することを示していた。

2 波長の時間分解ポンププローブ実験を行い、シリコン細線導波路中に強い光励起パルスがある条件下で弱いプローブ・パルスの非線形透過率を測定した。実験に使用した導波路サンプルは図 12 (a) に示すように、480 nm \times 220 nm の断面

を持つシリコン片がデバイス長 10 mm の SOI (silicon-on-insulator) ウエハに載った形をしている。励起パルスとプローブ・パルスは、共に波長 1,550 nm 付近で動作する広帯域伸張パルスの受動モード同期ファイバレーザのスペクトル分割によって生成した。干渉を回避し、測定可能な安定した結果を得られるよう、励起パルスとプローブ・パルスは異なる波長とした。パルス光源の繰り返し周波数は 50 MHz である。励起パルスの時間分離 (20 ns) は、光生成されたすべての自由キャリアが十分再結合できるような長さである。自己相関器の測定によると、励起パルスとプローブ・パルスの FWHM はいずれも 1.5 ps であった。

図 12(b) では、遅延時間ゼロの周辺で測定された信号透過率が励起パルスとプローブ・パルスの相互相関曲線を表している。プローブ信号の回復時間は 3 ps 未満であり、これはデバイスが高速動作できることを示す。プローブ信号の透過率が 90 % 以上まで回復したことは、導波路内に自由キャリアの大きな集積がなかったことを示している。

図 13 は、プローブ・パルスの変調深さをピーク励起パワーの関数として表したものである。ピーク励起パワーが 5 W 以上のときにプローブ・

パルスの変調深さは 90 % を超える。しかし、励起パワーが大きくなっても励起の消耗によって到達可能な最大変調は飽和する。

筆者らは、シリコン光スイッチの回復時間が極めて短いことを利用して光論理 NOR ゲートを作製した。シリコン細線導波路における非線形透過曲線を用いた NOR ゲートの動作原理と実験概念図を図 14(a) と図 14(b) にそれぞれ示す。同じピーク・パワーを持つ信号 P1 と P2 を加算して導波路に結合した。導波路の出力において弱い連続波 (CW) プローブ光を P1 と P2 の和によって混変調した。このとき非縮退 TPA 過程を用いた。ブール (論理) NOR 演算は暗パルス (ダークパルス) の形で実行された。

図 15 に、シリコン導波路の TPA を利用した高速論理 NOR ゲートの実験の様子を示す。信号 P1 と P2 はそれぞれ図 15(a) と図 15(b) に示す。自己相関器で測定したパルス幅はいずれも FWHM で 1.6 ps である。サンプリング・オシロスコープで測定したパルスは、光検出器の帯域幅の制限によって 13 ps 程度に広がった。干渉を回避し、それによって安定した出力波形が得られるよう、二つの信号には異なる波長を選択した。P1 と P2 のピーク・パワーは 5 W より小さく、対応するパルス・エネルギーは 8 pJ より小さかった。そのため出力暗パルスの変調深さは 90 % を超えると予想される。しかし、帯域幅の限られた光検出器では実際の変調深さを直接測定することはできない。図 15(c) を見れば出力論理 NOR の演算結果が「0100」であることが分かる。ここで CW プローブ光の代わりにパルス列を用いれば暗パルス出力が容易に回避できる点に注意したい。二つ

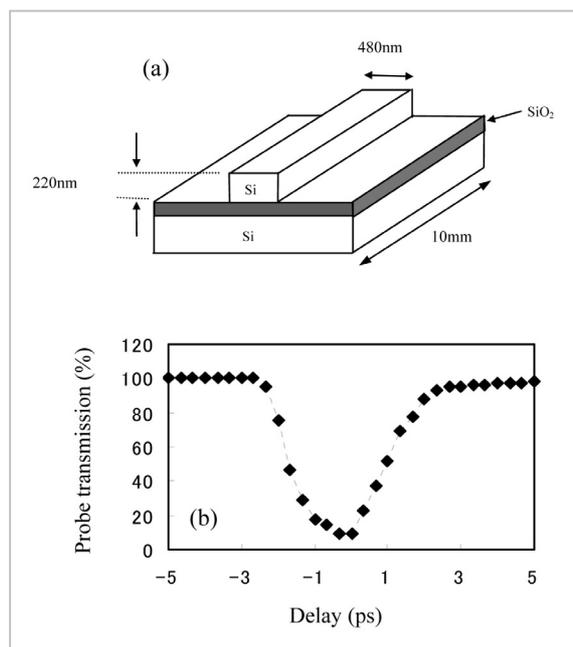


図 12 (a) 細線導波路の構造、(b) 相互相関測定における時間分解プローブ信号の透過率

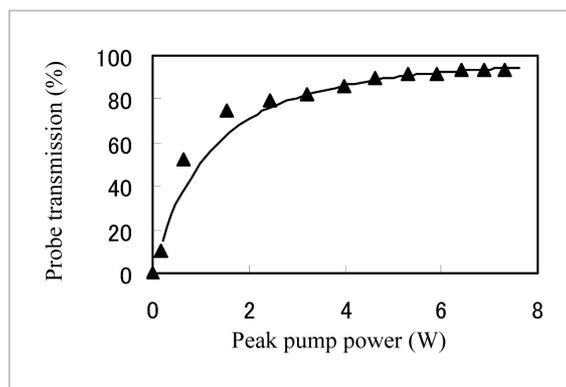


図 13 ピーク結合励起パワーの関数として表したプローブ信号の変調深さ

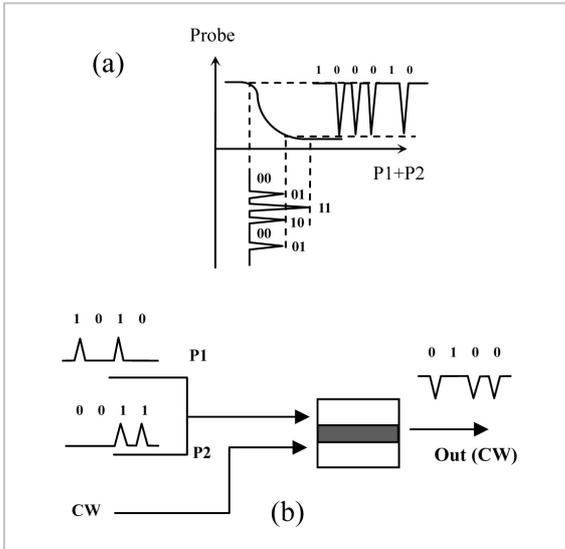


図14 NORゲートの (a)動作原理と (b)概念図

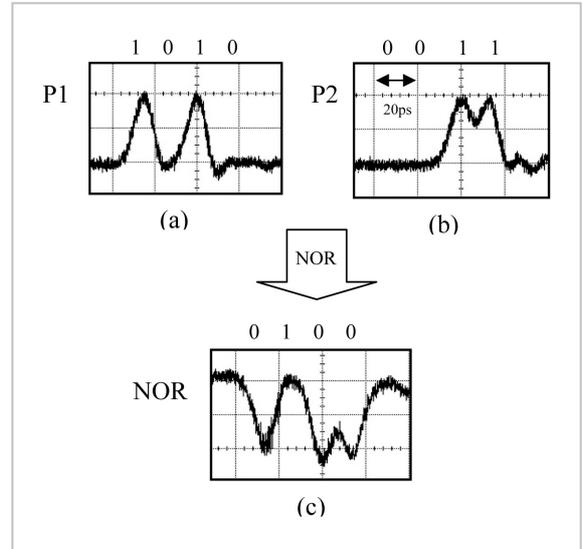


図15 論理 NOR 演算における (a) 信号 P1、(b) 信号 P2、(c) 混変調した出力 CW プロブ信号

の数字の時間分離は 12.5 ps であるため、光 NOR ゲートの等価データレートは 80 Gbps となる。また、論理出力はシリコンのバンドギャップ未満の任意の波長域において得ることができる。

3.3 導波路型ラマン増幅器

シリコンに発生する誘導ラマン散乱 [22] が光アンプに使用できる可能性のあることが、最近明らかになった。これはシリコン導波路において光モードのラマン係数が大きく、かつそのモード断面積が小さいことによる。しかしながら TPA で生じる自由キャリアによって新たに発生する光損失が、連続波励起のシリコン導波路において生じる誘導ラマン散乱 (SRS) によるネットの光ゲインをゼロにしてしまう可能性がある [23]。ラマン増幅器が持つ魅力的な特徴の一つは、信号ゲイン・スペクトルが励起光源の波長に依存することである。ここでは (波長 1,694.6 nm のプロブ・パルスに対して) 大きなネット光ゲインを得るために、ピコ秒パルスによるポンピング (波長は 1,557.4 nm) を用いる。パルスのデューティサイクルを小さくすれば、SOI 導波路における自由キャリア密度を小さくできるためである。

ラマン・ゲインの測定に用いた導波路の構造は図 1 に示すとおりである。パルス光源は受動モード同期の 8 の字型ファイバリングレーザとした。

これは繰り返し周波数が 18 MHz、FWHM が 6.6 ps の励起パルス (1,557.4 nm) を生成した。プロブ・パルス (1,694.6 nm、1 ps) は、よく知られる偏波保持光ファイバ (PMF) のソリトン効果 (自己周波数シフト) [24] を用いて生成した。この実験構成では上側の光路が励起パルスで高出力 EDFA による増幅を受け、下側の光路がプロブ・パルスである。

ファイバピグテール付き導波路に対して正確なゲイン測定実験を実施した。図 16 (a) は、異なる平均励起パワーを結合したときのプロブ・パルスの増幅を光スペクトル・アナライザで測定した結果である。用いた平均励起パワーはそれぞれ 0, 0.8, 2, 2.9, 3.8, 4.6, 5.3, 6.1, 7 mW である。励起パワーのピーク・パワーと平均パワーの比は 7,800 である。7 mW の結合平均パワー (ピーク・パワーは 55 W) で測定したラマン・ゲインは 7.8 dB であった。これはピグテール付き導波路において 6.8 dB のネットファイバ間ゲインをもたらす。図 16 (b) に示すように、ピーク・ストークス・ゲインは励起周波数からの周波数シフトが 15.6 THz のときに現れる (線幅は 96 GHz)。これは既に報告されている 1 次ストークス・シフト [25] と一致する。

実験で測定されたラマン・ゲイン (波長はピーク・ストークス波長) を平均励起パワーの関数と

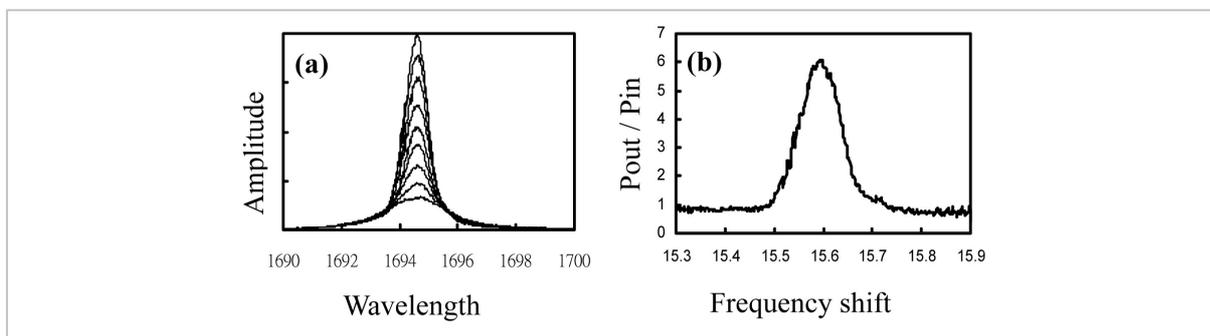


図16 (a)光スペクトル・アナライザで測定したラマン・ゲイン、(b)ストークス・ゲイン・スペクトル

してプロットしたものが図 17 である。ピーク・パルス・パワーを更に上げればより大きなラマン・ゲイン (>7.8 dB) も可能であることが、理論曲線から分かる。励起パワーが大きいときにゲインが飽和するのは、TPA とそれによって生じる自由キャリアによる損失が原因である。導波路の誘導ラマン散乱による光増幅を時間領域で直接測定したものが図 17 の挿入図である。

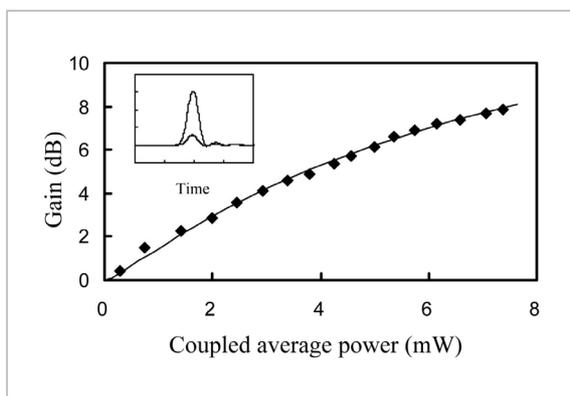


図17 実験で測定されたラマン・ゲインを結合平均励起パワーの関数として表したグラフ

4 まとめ

本稿では、SOI (silicon-on-insulator) 光導波路の非線形性に関して 2 光子吸収 (TPA)、自由キャリア吸収、自然ラマン散乱及び誘導ラマン散乱を論じた。シリコン導波路の 2 光子吸収によって生成される自由キャリア吸収が大きな光損失をもたらすことが実験的に示された。

実用的なシリコン系光デバイスが幾つか開発されている。そのなかにシリコンの TPA を利用した安価で高感度の導波路型自己相関器がある。このデバイスは容易に製造ができる上、シリコンをベースにした統合型自己相関器が実現できることを証明した。筆者らはシリコン導波路型のラマン増幅器も開発した。これは誘導ラマン散乱を用い、長さがセンチメートル・レベルのデバイスにおいて大きな光ゲインを実現できる。非縮退 2 光子吸収を用いた超高速光スイッチをサブミクロン・サイズのシリコン細線導波路で実証した。pJ レベルのパルス・エネルギーを持つ短い励起パルスによって光プローブ信号を変調したところ、回復時間は 3 ps 未満であった。このスイッチング技術は高速光論理 NOR ゲートに応用できることが分かった。

参考文献

- 1 G.T.Reed, "The optical age of silicon", *Nature* 427, 595-596, 2004.
- 2 L.Pavesi, L.Dal Negro, C.Mazzoleni, G.Franzo, and F.Priolo, "Optical gain in silicon nanocrystals", *Nature* 408, 440, 2000.
- 3 N.D.Zakharov, V.G.Talalaev, P.Werner, A.A.Tonkikh, and G.E.Cirlin, "Room-temperature light emission from a highly strained Si/Ge superlattice", *Appl. Phys. Lett.* 83, 3084, 2003.
- 4 R.Claps, D.Dimitropoulos, V.Raghunathan, Y.Han, and B.Jalali, "Observation of stimulated Raman amplification in silicon waveguides", *Opt. Express* 11, 1731, 2003.
- 5 R.H.Stolen and E.P.Ippen; "Raman gain in glass optical waveguides", *Appl. Phys. Lett.* 22 276-278, 1973.
- 6 Richard L.Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, Marcel Dekker, New York, 1996.
- 7 H.K.Tsang, R.S.Grant, R.V.Penty, I.H.White, J.B.D.Soole, H.P.LebLanc, N.C.Andreadakis, E.Colas, and M.S.Kim, "GaAs/GaAlAs Multi-Quantum Well Waveguide For All-Optical Switching At 1.55 μ m", *Elect. Lett.* 27, 1993-1995, 1991.
- 8 H.K.Tsang, R.V.Penty, I.H.White, R.S.Grant, W.Sibbett, J.B.D.Soole, H.P.LeBlanc, N.C.Andreadakis, R.Bhat, and M.A.Koza, "2-photon absorption and self-phase modulation in InGaAsP/InP multi-quantum-well wave-guides", *J. Appl. Phys.* 70, 3992, 1991.
- 9 M. Dinu, F.Quochi, and H.Garcia, "Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths", *Appl. Phys. Lett.* 82, 2954-2956, 2003.
- 10 R.A.Soref and B.R.Bennett, "Electrooptical effects in silicon", *IEEE J. Quantum Electron*, 23, 123, 1987.
- 11 J.A.Armstrong, "Measurement of picosecond laser pulse width", *Appl. Phys. Lett.*, 10, 16, 1967.
- 12 Y.Takagi, T.Kobayashi, and K.Yoshihara, "Multiple shot and single shot autocorrelators based on 2-photon conductivity in semiconductors", *Opt. Lett.*, 17, 658, 1992.
- 13 F.R.Laughton, J.H.Marsh, D.A.Barrow, and E.L.Portnoi, "The 2-photon absorption semiconductor wave-guide autocorrelator", *IEEE J. Quantum Electron.*, 30, 838, 1994.
- 14 H.K.Tsang, L.Y.Chan, J.B.D.Soole, H.P.LeBlanc, M.A.Koza, and R.Bhat, "High sensitivity autocorrelation using 2-photon absorption in InGaAsP wave-guides", *Electron. Lett.*, 31, 1773, 1995.
- 15 INRAD model 5-14-LD autocorrelator manual, INRAD International Inc., Northvale, NJ, USA.
- 16 K.Kikuchi, "Optical sampling system at 1.5 μ m using two photon absorption in Si avalanche photodiode", *Electron. Lett.*, 34, 1354, 1998.
- 17 T.Kamiya and M.Tsuchiya, "Progress in ultrafast photonics", *Jap. J. Appl. Phys. Part 1 Rev. Papers* 44, 5875-5888, 2005.
- 18 W.Bogaerts, D.Tailaert, B.Luyssaert, P.Dumon, J.Van Campenhout, P.Bienstman, D.Van Thourhout, R. Baets, V. Wiaux, and S. Beckx, "Basic structures for photonic integrated circuits in Silicon-on-insulator", *Opt. Express* 12, 1583-1591, 2004.
- 19 V.R.Almeida, C.A.Barrios, R.R.Panepucci, and M.Lipson, "All-optical control of light on a silicon chip", *Nature* 431, 1081-1084, 2004.
- 20 R.L.Espinola, J.I.Dadap, R.M.Osgood, Jr., S.J.McNab, and Y.A.Vlasov, "Raman amplification in ultrasmall silicon-on-insulator wire waveguides", *Opt. Express* 12, 3713-3718, 2004.
- 21 T.K.Liang and H.K.Tsang, "Role of free carriers from two-photon absorption in Raman amplification in silicon-on-insulator waveguides", *Appl. Phys. Lett.* 84, 2745-2747, 2004.

- 22 R.Claps, D.Dimitropoulos, V.Raghunathan, Y.Han, and B.Jalali, "Observation of stimulated Raman amplification in silicon waveguides", Opt. Express 11, 1731-1739, 2003.
- 23 T.K.Liang and H.K.Tsang, "On Raman gain in silicon waveguides: limitation from two-photon absorption generated carriers", in CLEO'04, CThT poster session, San Francisco, 2004.
- 24 N.Nishizawa and T.Goto, "Widely wavelength-tunable ultrashort pulse generation using polarization maintaining optical fibers", IEEE J. Select. Topics Quantum. Electron. 7, 518-524, 2001.
- 25 J.M.Ralston and R.K.Chang, "Spontaneous-Raman-scattering efficiency and stimulated scattering in silicon", Phys. Rev. B 2, 1858-1862, 1970.

Liang Tak-Keung

元：旧基礎先端部門光情報技術グループ
専攻研究員 Ph.D.
シリコンフォトンクス



つちや まさひろ
土屋昌弘

新世代ネットワーク研究センター光波
量子・ミリ波 ICT グループリーダー
(旧基礎先端部門光情報技術グループ
リーダー) 博士(工学)
フォトンクス、エレクトロニクス

Nunes Luis Romeu

新世代ネットワーク研究センター光波
量子・ミリ波 ICT グループ有期雇用職
員(旧基礎先端部門光情報技術グルー
プ専攻研究員) Ph.D.
シリコンフォトンクス

Tsang Hon Ki

香港中文大学教授 Ph.D.
シリコンフォトンクス