

3-3 通信波長帯量子もつれ光子対の発生と量子鍵配送への応用

3-3 Generation of Telecom-band Quantum Entangled Photon Pairs and its Application to Quantum Key Distribution

武居弘樹

TAKESUE Hiroki

要旨

光ファイバ網上の量子通信を実現するためには、1.5 μm 通信波長帯における量子もつれ光子対の発生は重要な技術である。本稿では、NTT 物性科学基礎研究所が行った、光ファイバ中の自然放出四光波混合を用いた該波長帯における量子もつれ光子対発生実験について報告する。また、量子もつれ光子対を用いた量子鍵配送方式についても概説する。

Generation of quantum entangled photon pair in the 1.5- μm telecom band is an important technology for realizing quantum communication systems over optical fiber networks. This paper reports generation of 1.5- μm entangled photon pairs using spontaneous four-wave mixing in an optical fiber conducted by NTT Basic Research Laboratories. A new entanglement-based quantum key distribution scheme is also briefly described.

[キーワード]

量子もつれ, 量子鍵配送

Quantum entanglement, Quantum key distribution

1 まえがき

量子もつれ光子対の発生は、量子鍵配送、量子計算機などの量子情報システムの構築のために重要な要素技術である。これまでに、短波長帯(0.7-0.8 μm)においては、自然放出パラメトリック下方変換 (Spontaneous parametric down conversion: SPDC) を用いた量子もつれ光子対発生源が開発され、様々な量子情報実験に使われてきた[1][2]。しかし、光ファイバ網上で動作する高度な量子通信システム実現のためには、光ファイバの損失が極小値をとる 1.5 μm 波長帯における量子もつれ光子対の発生が重要である。

本稿では、通信波長帯における量子もつれ光子対の発生及びそれを用いた量子鍵配送に関するNTT 物性科学基礎研究所の取組を報告する。2では、光ファイバ中の自然放出四光波混合 (Spontaneous four-wave mixing: SFWM) を用い

た偏波及び時間位置もつれ光子対発生について述べ、さらに光ファイバの冷却による雑音光子発生を抑圧実験について報告する。3においては、量子もつれ光子対の応用として、高次元の時間位置もつれ光子対を用いた量子鍵配送プロトコルについて概説する。最後に4において結論を述べる。

2 光ファイバを用いた量子もつれ光子対の発生

2.1 光ファイバ中の自然放出四光波混合による量子相関光子対の発生^[3]

SFWMは3次の非線形光学効果により2個のポンプ光子が消滅し、シグナル-アイドラ光子対が発生する過程である[3][4]。ここでは、二つのポンプ光子が同じ角周波数 ω_p を、シグナル、アイドラ光子がそれぞれ角周波数 ω_s , ω_i 持つ場合を

想定する。このとき、次式で表される関係が成り立つ。

$$2\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (1)$$

非線形媒質としては、単一モードファイバを用いる。単一モードファイバは通常小さな複屈折性を有し、その光学軸は長手方向にランダムに変動する。このようなファイバ中での SFWM によると、ポンプ光子を同一の偏波状態を持つシグナル-アイドラ光子対のみが効率よく発生する。例えば、水平(H)偏波のポンプ光を用いると、偏波相関のある光子対状態 $|H\rangle_s |H\rangle_i$ が SFWM 過程により発生する。

光強度が十分小さいとき、位相整合条件は次式で近似的に表される。

$$2k_p = k_s + k_i \quad (2)$$

ここで、 k_p , k_s , k_i はポンプ、シグナル、アイドラ光子の波数である。1.5 μm 帯においては、光ファイバとして分散シフトファイバ (dispersion shifted fiber : DSF) を用い、ポンプ光波長を DSF の零分散波長に合わせることで上記の条件を達成できる。

2.2 偏波もつれ光子対の発生^[5]

DSF 中の SFWM 過程を用いて偏波もつれ状態を発生するために、図 1 に示す DSF と偏波ビームスプリッタ (polarization beam splitter : PBS) からなるループ構成を用いる。このループに、+45 度の直線偏波を持つポンプ光パルスを入力する。PBS はポンプ光を H 偏波成分と垂直 (V) 偏波成分に分離する。H, V 偏波のポンプ光は、ループ中をそれぞれ左及び右回りに伝搬する際に、SFWM 過程により光子対状態 $|H\rangle_s |H\rangle_i$, $|V\rangle_s |V\rangle_i$ を発生する。ここで、ポンプ光強度を適切に設定することにより、 $|H\rangle_s |H\rangle_i$ と $|V\rangle_s |V\rangle_i$ の光子対が同時に発生する確率を十分小さくすることができる。その結果、状態 $|H\rangle_s |H\rangle_i$ と $|V\rangle_s |V\rangle_i$ の重ね合わせ状態、すなわち偏波もつれ状態を PBS の出力において得る。本構成では、H, V 両偏波成分が同一の経路を伝搬するため、光子対状態 $|H\rangle_s |H\rangle_i$, $|V\rangle_s |V\rangle_i$ の相対的位相差が常に零となり、安定して次式に示す偏波もつれ状態を得ることが可能となる。

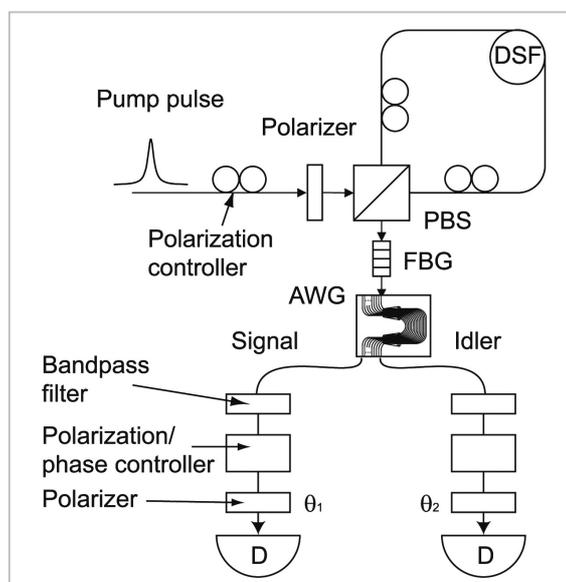


図 1 ファイバーループ構成を用いた偏波もつれ光子対の発生。D : 光子検出器

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_s |H\rangle_i + |V\rangle_s |V\rangle_i) \quad (3)$$

図 1 に示す系を用いて実験を行った。幅 20 ps、繰り返し 100 MHz、中心波長 1551 nm のポンプパルスを、+45 度直線偏波になるよう偏波調整し、ファイバーループに入力する。ループは PBS、長さ 2.5 km、零分散波長 1551 nm の DSF 及び 2 個の偏波コントローラから構成される。ループからの Fiber Bragg grating (FBG) に入力されてポンプ光子を除去した後、Arrayed waveguide grating (AWG) に入力され、シグナル、アイドラ光子に分離される。シグナル、アイドラ光子の中心波長はそれぞれ 1552.7 及び 1549.4 nm である。次にシグナル及びアイドラ光子を更に光バンドパスフィルタを通過させた後、それぞれ偏波コントローラに入力して、シグナル、アイドラの分離後に被った偏波変動を補正した後、回転機構のついた偏光子に入力される。偏光子を透過した光子は、InGaAs APD を用いた光子検出器により受信される。両光子検出器からの光子検出信号を時間間隔測定器に入力することにより、シグナル、アイドラ光子の同時計数測定を行う。光子検出器の量子効率と共に 10% であった。

アイドラ側偏光子の回転角度 θ_2 を 0 及び 45 度に固定し、シグナル側偏光子の回転角度 θ_1 を変化させて、同時計数率 $C(\theta_1, \theta_2)$ を測定した結

果を図2に示す。ただし、ここでは光ファイバ中の自然放出ラマン散乱により生じた雑音光子^[3]などによる偶発的同時計数は除去した。このように、明瞭度90%以上の良好な2光子干渉波形を観測した。なお、偶発的同時計数を含んだ場合の明瞭度は約77%であった。

次に、Clauser, Horne, Shimony, and Holt (CHSH) 不等式に基づくベルの不等式のテスト実験を行った。5回のS値測定を行い、

$$S = 2.65 \pm 0.09$$

を得た。すなわち、標準偏差の7倍の大きさでCHSH不等式の破れを観測することができた。

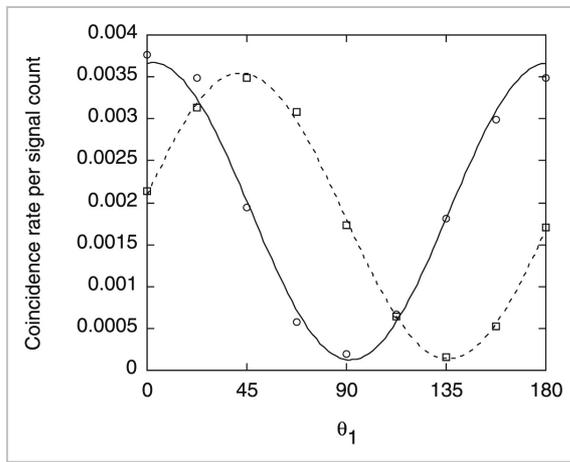


図2 二光子干渉測定結果(偏波もつれ)

2.3 時間位置もつれ光子対の発生^[6]

前節に述べた偏波 qubit に基づく量子もつれは、自由空間での実験では扱いやすいため、これまで短波長帯における実験でよく用いられてきた。しかし、光ファイバ中においては、光子の偏波制御は困難である。さらに、長距離のファイバ

伝送後には偏波モード分散により、偏波 qubit のコヒーレンス劣化が生じる。一方、異なる時間位置の光子の重ね合わせ状態は、光ファイバ伝送に適した qubit として使用可能である。そこで、光ファイバ中の自然放出四光波混合を用いて時間位置に関する量子もつれ光子対を発生した。

図3に実験系を示す。波長1551nmの連続光を強度変調器を用いて間隔1ns、パルス幅90psの2連ポンパルスに変調する。2連パルスは、エルビウム添加ファイバ増幅器(EDFA)により増幅された後、光フィルタによりEDFAからの自然放出雑音を抑圧され、零分散波長1551nmのDSFに入力される。DSF中のSFWMにより、次式に示す時間位置もつれ状態が生成する。

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_s|1\rangle_i + |2\rangle_s|2\rangle_i) \quad (4)$$

ここで、 $|k\rangle_x$ は時間スロットkにおいて1個の光子がモードx(=s:signal, i:idler)に存在する状態を表す。DSFからの出力光子は、前節と同様の光フィルタ系によりポンプ光を抑圧された後、signalとidler光子に分離され、2光路に1nsの伝搬遅延差があるPlaner lightwave circuit(PLC)遅延干渉計にそれぞれ入力される。干渉計から出力されたシグナル、アイドラ光子は光子検出器に入力され、各々の計数率及び同時計数率が測定される。 θ_s, θ_i をシグナル、アイドラ側の干渉計の2経路の位相差とすると、式(4)で表される状態は干渉計により次式のように変換される。

$$|\Phi\rangle \rightarrow |1\rangle_s|1\rangle_i + (\exp\{i(\theta_s + \theta_i)\} + 1)|2\rangle_s|2\rangle_i + |3\rangle_s|3\rangle_i \quad (5)$$

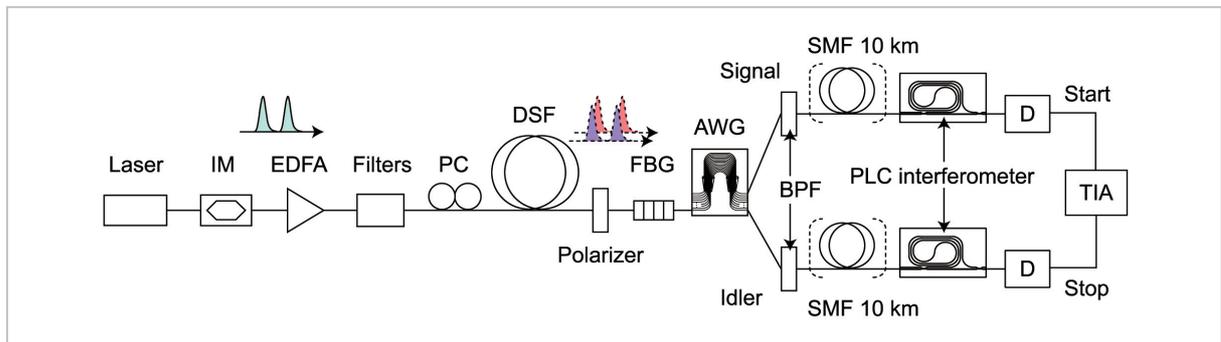


図3 時間位置もつれ光子対発生実験系。SMF: single mode fiber、TIA: 時間間隔測定器 (time interval analyzer)

ここで、共通の振幅項は省略し、同時計数項のみ示している。2番目の時間スロットにおける同時計数率の測定により二光子干渉が観測できる。

θ_i を固定し、アイドラ側干渉計の温度変化により θ_i を変化させた場合の同時計数率及びアイドラ側計数率を図4に示す。ただし、偶発的同時計数は除去している。明瞭度 99.3% の良好な二光子干渉波形が得られた。

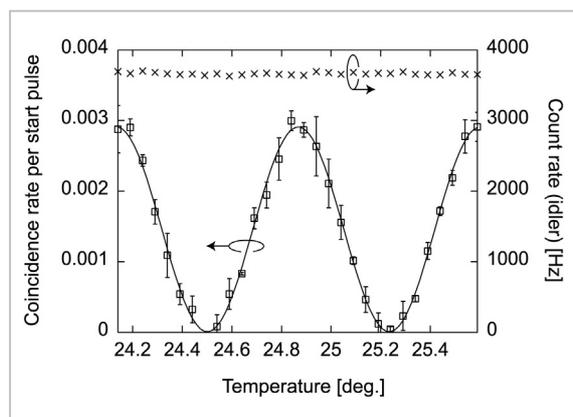


図4 二光子干渉測定結果 (時間位置もつれ)

2.4 光ファイバの冷却による雑音光子発生への抑圧^[7]

前2節で述べたDSF中のSFWMを用いた量子もつれ発生においては、自然放出ラマン散乱により発生した雑音光子による偶発的同時計数が明瞭度を劣化させていた。SFWMのためのポンプ光がラマン散乱過程のポンプとしても作用し、ポンプ光より長波長側にストークス光子を、短波長側にアンチストークス光子を発生する。よって、光子対の同時計数測定において、ストークス/アンチストークス光子のうち、SFWMにより発生したアイドラ及びシグナル光子と一致する波長の光子が偶発的同時計数を誘起していた。偶発的同時計数は、次章に述べる量子もつれを用いた量子鍵配送においてはビット誤りを引き起こすため、雑音光子の抑圧は実用上重要である、そこで、DSFを液体窒素で冷却することにより格子振動を抑圧し、雑音格子の発生を抑圧する実験を行った。

損失計数 α の光ファイバ中の自然放出ラマン散乱を仮定する。熱平衡状態においては、温度 T [K] におけるストークス及びアンチストークス光子数は次式で表される。

$$n_s(T) = \frac{gLe^{-\alpha L}}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right)} \quad (6)$$

$$n_{as}(T) = \frac{gLe^{-\alpha L}}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

ここで、 h , k_B , ν , L , g はそれぞれプランク定数、ボルツマン定数、格子振動周波数、ファイバ長、利得計数である。 $\nu = 400$ GHz のとき、同一のポンプ光強度において、液体窒素温度 (77 K) 及び室温 (293 K) におけるストークス光子数・アンチストークス光子数の比は、 $n_s(77)/n_s(293) = 0.29$ 及び $n_{as}(77)/n_{as}(293) = 0.24$ と計算される。このように、液体窒素を用いたDSFの冷却により、雑音光子数が1/4程度に減少することが期待できる。

上記を確認するための実験を行った。液体窒素により冷却した長さ 500 m の DSF に、幅 100 ps、繰り返し 100 MHz のポンプパルスを入力し、発生する量子相関光子対の時間相関を測定した。時間相関の指標として、同時計数の個数と偶発的同時計数の個数の比 C を用いた。すなわち、 $C > 1$ が時間相関の存在を示し、 C が大きいほど相関の度合いが高い。1ポンプパルス当たりが発生する平均アイドラ光子数の関数として C 値をプロットしたものが図5である。室温においては C の最大値は ~ 9 であったが (平均アイドラ光子数 0.01)、冷却時には 30 近くに達した (同 0.02)。図5の点線は雑音光子が存在しないと仮定した場合の C の計算結果を示す。平均アイドラ光子数

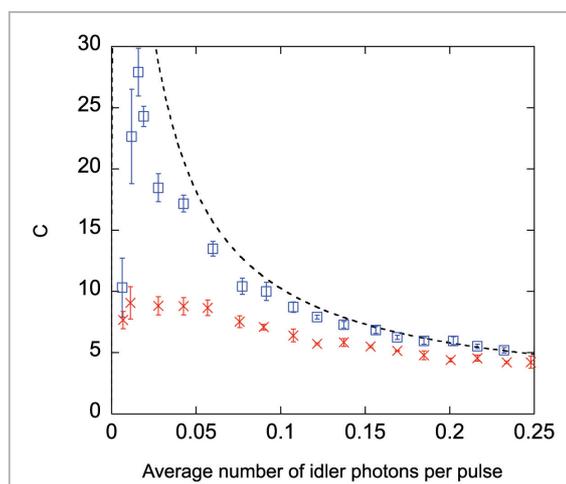


図5 Cのパルス当たりのアイドラ光子数依存性

□: 冷却時、×: 室温。点線は雑音光子が存在しない場合のCを示す。

が約 0.15 より大きい領域では、冷却した場合の C は雑音のない光子対のそれとほぼ一致する。本実験から、DSF 冷却時の雑音光子数は室温の 0.26 倍(ストークス光子)、0.24 倍(アンチストークス)であると見積もることができる。この結果は、上に述べた計算の結果とよく一致している。このように、ファイバ冷却により雑音光子の影響が大幅に低減できることが確認できた。

2.5 光ファイバを用いた量子もつれ光子対発生 の利点

光ファイバを用いた量子もつれ光子対発生には、伝送用光ファイバとの高効率のカプリングが容易という実装上の利点のほかにも、以下に述べる長所がある。非線形結晶や導波路などを用いた従来の量子もつれ光子対発生 の報告のほとんどにおいて、帯域当たりの光子対発生率が小さいため、光子対発生 の帯域は数 nm~数 10 nm 程度と比較的大きくする必要があった。このため、光ファイバ伝送時には分散の影響を受けてパルスが広がり、長距離伝送が困難であるという問題があった。一方、光ファイバを用いた量子もつれ光子対においては、帯域当たりの光子対発生効率が高いため、光子対発生 の帯域を 0.2 nm (25 GHz) にまで制限することが可能となった。これにより、1.5 μm 帯において大きな分散値を有する Standard single-mode fiber を用いても、長距離のファイバ伝送をすることが可能となった[5][6]。

3 連続パルス状の時間位置もつれ光子対を用いた量子鍵配送 [8]

前章に述べた通信波長帯の量子もつれ光子対の応用として、光ファイバ網上で量子鍵配送が挙げられる。従来の量子鍵配送実験で主に用いられ

てきた減衰コヒーレント光に代えて量子もつれ光子対を用いることにより、量子鍵配送の安全鍵配送距離を延長することが可能である[9]。NTT では、Bennett らにより提案されたプロトコル (BBM92)[10] と高次元の時間位置もつれ光子対とを組み合わせることにより、鍵生成率を大幅に増大する手法を提案した[8]。

提案手法の構成を図 6 に示す。光源からは、次式で表される高次元の時間位置もつれ光子対が出力される。

$$|\Phi\rangle = \sum_k \sqrt{p} |k\rangle_s |k\rangle_i \tag{7}$$

ここで、単位時間スロット当たりの p は光子対の発生確率であり、1 より小さい。また、 $|k\rangle_x$ は前節と同様、時間スロット k において 1 個の光子がモード x (s : signal, i : idler) に存在する状態を表す。なお、このような高次元時間位置もつれ光子対は、本稿 2.3 で述べた手法において、ポンプ光として遅延干渉計の遅延時間と同じ時間間隔を持つ連続パルス列を入力することにより容易に発生可能である。

出力された光子対の一方がアリスへ、他方がボブへと送付される。アリス及びボブは受信した光子に対し、位相変調器により $\{0, \pi/2\}$ のランダム変調を各々印加した後、光子を 1 ビット遅延干渉計に入力する。両者は干渉計の 2 出力ポート a, b からの出力光子を光子検出器により検出し、検出時刻と検出されたポートを記録する。アリスとボブは光子を検出した時刻及びそのときの位相変調の値を公開する。アリスとボブが共に 0 の位相変調を印加した場合の同時計数事象には必ず正相関があり (すなわち、同じポートに接続した検出器がクリックする)、共に $\pi/2$ の場合には負相関が観測される。一方、両者の位相変調の値が異なる場合には、両者の観測結果は無相関となる。そ

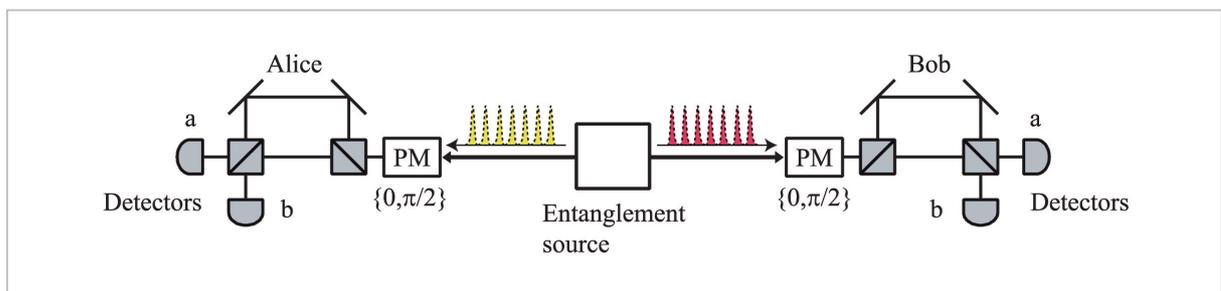


図6 高次元の時間位置もつれ光子対を用いた QKD

ここで、両者の位相変調が一致した場合の同時計数事象のみを用い、例えばアリスは常にポート a, b からの光子検出を常に 0, 1 ビットと割り当て、ボブは 0 の位相変調を印加したときはアリスと同様に、 $\pi/2$ のときはアリスと逆に 0, 1 ビットを割り当てることにより、両者で同一のビット列を秘密裏に共有することが可能となる。

本手法は、従来の量子もつれを用いた量子鍵配送方式に比べて時間領域を有効に利用しているため、鍵生成率を向上することができる利点を有する。

4 むすび

光ファイバを用いた $1.5 \mu\text{m}$ 帯における偏波もつれ光子対及び時間位置もつれ光子対の発生について述べた。また、ファイバ冷却による自然放出ラマン散乱雑音の抑圧実験について報告した。さらに、高次元の時間位置もつれ光子対を用いた量子鍵配送方式を提案した。本稿で報告した量子もつれ光子対発生技術は、量子鍵配送のみならず、量子テレポーテーション、量子秘密共有等の高度な量子通信実現のための重要な要素技術となることが期待される。

参考文献

- 1 P.G.Kwiat, K.Mattle, H.Weinfurter, and A.Zeilinger, "New high-intensity source of polarization entangled photon pairs", Phys. Rev. Lett. 75, 4337, 1995.
- 2 P.G.Kwiat, E.Waks, A.G.White, I.Appelbaum, and P.H.Eberhard, "Ultrabright source of polarization-entangled photons", Phys. Rev. A 60, R773, 1999.
- 3 K.Inoue and K.Shimizu, "Generation of quantum correlated photon pairs in optical fiber: influence of spontaneous Raman scattering", Jpn. J. Appl. Phys. 43, 8048, 2004.
- 4 M.Fiorentino, P.L. Voss, J.E.Sharpring, and P.Kumar, "All-fiber photon pair source for quantum communications", IEEE Photon. Technol. Lett. 14, 983, 2002.
- 5 H.Takesue and K.Inoue, "Generation of polarization entangled photon pairs and violation of Bell's inequality using spontaneous four-wave mixing in a fiber loop", Phys. Rev. A 70, 031802(R), 2004.
- 6 H.Takesue and K.Inoue, "Generation of $1.5\text{-}\mu\text{m}$ band time-bin entanglement using spontaneous fiber four-wave mixing and planar lightwave circuit interferometers", Phys. Rev. A 72, 041804(R), 2005.
- 7 H.Takesue and K.Inoue, " $1.5\text{-}\mu\text{m}$ band quantum-correlated photon pair generation in dispersion-shifted fiber: suppression of noise photons by cooling fiber", Opt. Express, 13, 7832, 2005.
- 8 K.Inoue, "Quantum key distribution using a series of quantum correlated photon pairs", Phys. Rev. A 71, 032301, 2005.
- 9 E.Waks, A.Zeevi, and Y.Yamamoto, "Security of quantum key distribution with entangled photons against individual attacks", Phys. Rev. A 65, 052310, 2002.
- 10 C.H.Bennett, G.Brassard, and N.D.Mermin, "Quantum cryptography without Bell's theorem", Phys. Rev. Lett. 68, 557, 1992.

たけすえひろ 武居弘樹

日本電信電話株式会社 NTT 物性科学
基礎研究所研究主任 博士(工学)量
子光学