

## 平成 27 年度研究開発成果概要書

課 題 名 : 量子もつれ中継技術の研究開発

採 択 番 号 : 158 イ 02

個別課題名 : 課題イ2 遠隔ノード間での量子もつれ純粋化技術

副 題 : 光パルス制御量子ドットスピンと単一光子に基づく方式

## (1) 研究開発の目的

量子もつれ中継技術の目指すところは、量子もつれ状態を遠く離れた 2 地点に生成し、これを長期間保存し、必要な時に、これを用いてセキュリティの高い様々な量子通信プロトコルを実現することにある。不完全なデバイスと不完全な制御技術から、上記目標を実現する完全なシステムを作り上げるためには、図 1 に示すような誤り耐性量子中継システムの階層構造アーキテクチャーを支える全ての技術を相互に矛盾なく接続できるように開発していくことが必要である。本研究に先立って行われた量子中継技術に関する 5 年間の研究を通して、現実的な量子中継システムの全体像を描くことができるようになった。その概略は、

1. 量子メモリーは 2 次元正方格子上に並べられた量子ドットスピナレイであり、量子もつれ状態は、2 つの量子ドットからの識別できない 2 つの単一光子の同時発生と同時検出によるポストセレクションで生成される。
2. 量子ビット情報は、2 次元トポロジカル表面コードにより保存される。
3. 各中継器間の量子もつれ状態のスワッピング（長距離化）はシステム全体に生成された 2 次元トポロジカル表面コードへの射影測定による論理量子ビットの伝送により実現される。
4. 双方の量子ドットからの単一光子（波長  $0.9\ \mu\text{m}$ ）は、PPLN 導波路を用いた波長変換デバイスにより、波長  $1.5\ \mu\text{m}$  の単一光子へ波長変換され、光ファイバー伝送路へ送出される。
5. 識別できない単一光子の同時検出により、光ファイバー伝送路の位相安定化が自動的に実現され、フィデリティの高い量子もつれ状態が生成される

とまとめられる。

図 1 の最下層である物理層では、半導体 (InGaAs) 量子ドット電子スピンを量子ビットとし、光パルスのみで初期化、1 ビット制御、2 ビット制御、射影測定の全てを実現し、これをもって量子メモリーとする。第 2 層であるバーチャル層では、リフォーカシングやデカップリングといった手法を用いて、スピン量子ビットのデコヒーレンス特性を改善する。第 3 層である量子誤り訂正層では、2 次元トポロジカル表面コードを用いてデコヒーレンスとゲート操作エラーを除去した論理量子ビットを実現する。第 4 層である論理層では、第 3 層で実現された論理量子ビットを 2 地点に配し、その間に量子もつれ状態を生成・純粋化する量子中継アルゴリズムを実装する。量子もつれ状態の生成は、2 つの量子メモリーから識別できない単一光子を発生し、この 2 つの単一光子を衝突、同時検出することにより実現される (図 2)。

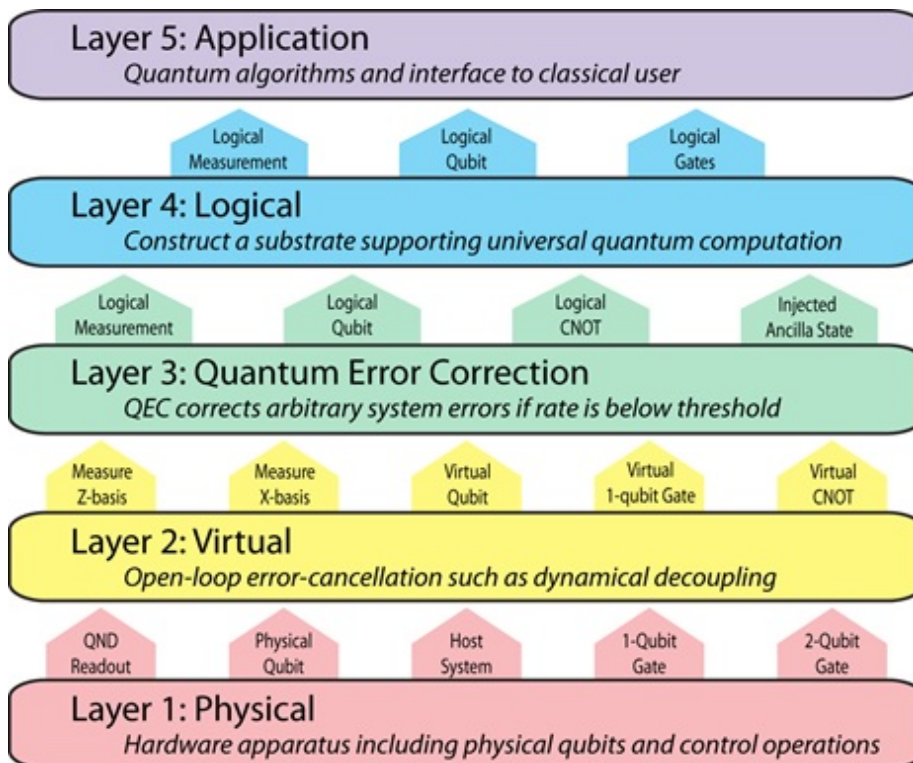


図 1 量子中継システムの階層構成

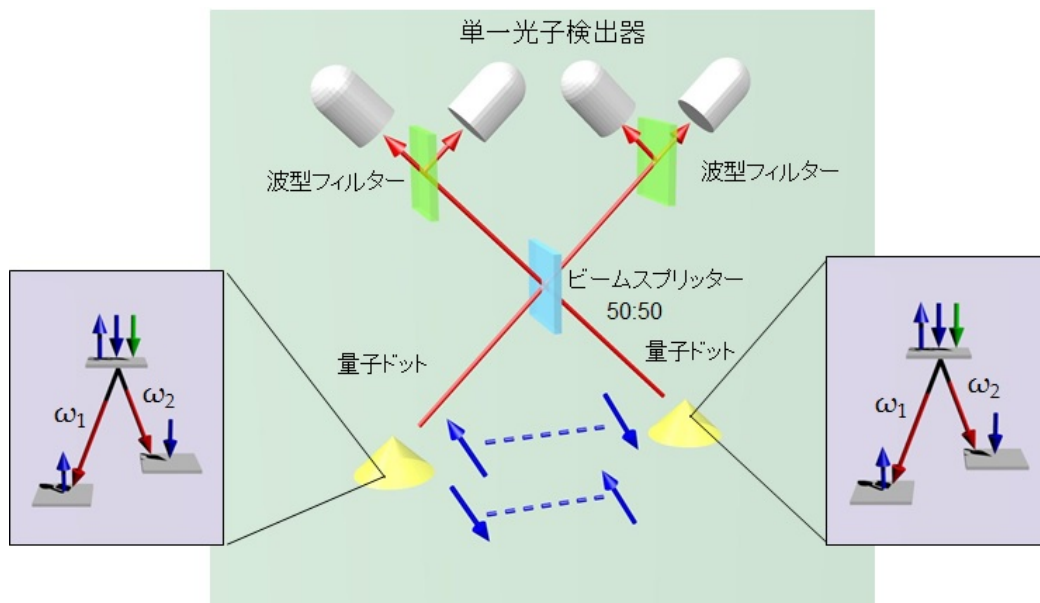


図 2 識別できない単一光子の同時計測によるエンタングル状態の配信

これまでの量子メモリー素子の開発は、図 3(a)に示す GaAs 基板上的 InGaAs 自己形成量子ドットに電子を 1 つトラップし、これをプレーナマイクロキャビティー中に閉じ込めた後、電子ビームリソグラフィー技術を用いてポスト形状に加工することにより、単一量子ドットを切り出した素子を用いて行われてきた。この手法では、単一の量子メモリーは作製できても、多数の量子メモリーの同一チップへの集積化を実現することはできない。そこで、図 3(b)に示すように、サイト制御量子ドット成長技術を用いて 2 次元正方格子上に量子ドットを規則的に配置し、これを 2 次元プレーナマイクロキャビティーに閉じ込めただけのシンプルな構造の素子に置き換える必要がある。

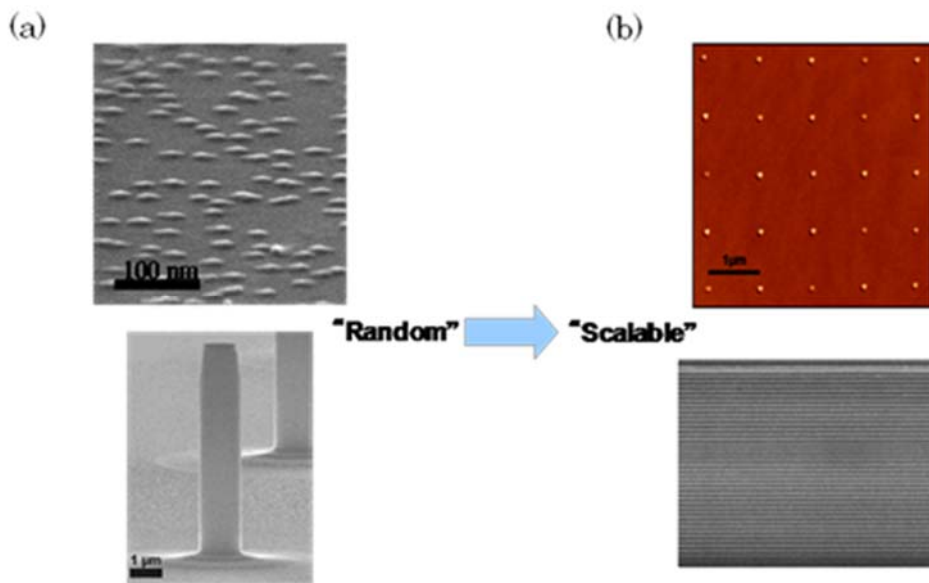


図 3 (a) (b) ポストマイクロキャビティー中の自己形成量子ドットとプレーナマイクロキャビティー中の 2 次元正方格子上のサイト制御成長型量子ドットアレイ

この量子メモリー素子を光パルスを用いて高速で操作する概念図が図 4 に示されている。各量子ドットには、単一電子スピンのラジカルがトラップされており、MBE 成長方向と垂直な方向に直流磁場がかけられている（フォイト配置）。スピン量子ビットの振動周波数（ゼーマン分裂で決まるラーモア周波数）は、数十 GHz のオーダーである。単一光子を発生する量子ドットを除いて、量子ドット励起子発光エネルギーはプレーナマイクロキャビティーの共鳴エネルギーよりも高エネルギー側に配置される。QND パルスと呼ばれるパルス幅 1nsec 程度の光パルスは、プレーナマイクロキャビティーの共鳴エネルギーに同調しており、垂直に入射し、反射する。偏波干渉計を介して、スピン量子ビットの射影測定を実現する。Broadband パルスと呼ばれるパルス幅 1psec 程度の光パルスは、プレーナマイクロキャビティーのストップバンドの外側（低エネルギー側）の最初の dip に共鳴したエネルギーを持ち、斜めの入射角度で入射する。非共鳴誘導ラマン散乱を介して、スピン量子ビットの 1 ビット制御を実現する。量子ドット励起子発光からの離調は約 1THz である。Entangling パルスと呼ばれるパルス幅 100psec 程度の光パルスは、プレーナマイクロキャビティー光子と量子井戸励起子が作る下方ポラリトンに共鳴したエネルギーを持ち、垂直に入射する。状態ベクトルのユニタリ発展（幾何学的位相）を介して、隣り合う 2 つの量子ビット間に制御位相ゲートを実現する。

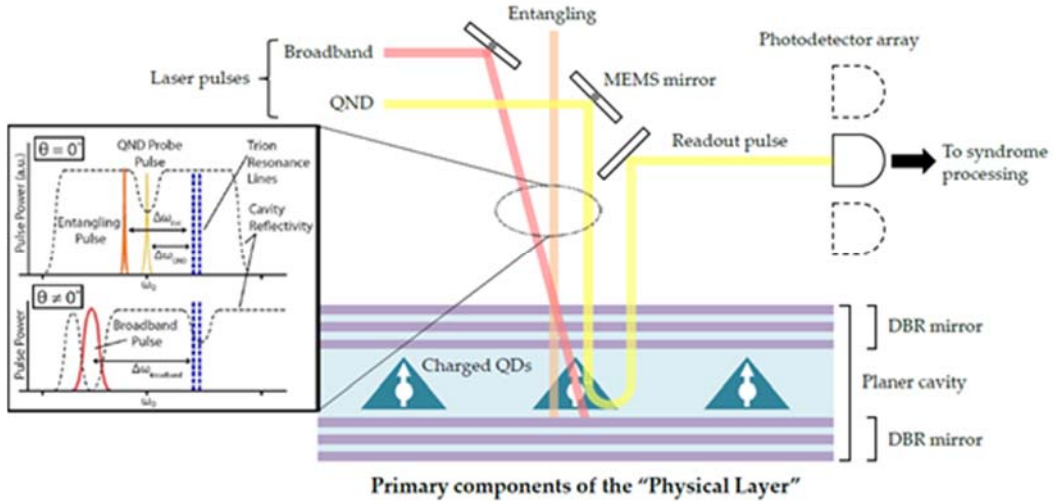


図 4 量子ドットスピンの光パルス制御の構成

正方格子上に規則的に並べられたスピン量子ビットは、図 5 に示すように量子情報を格納するデータビットと誤りを検出するシンドロームビットに分けられる。データビット 6 個とシンドロームビット 2 個からなる各基本格子で、2 つの量子ビット間に制御 NOT ゲートを 8 回施して、量子誤り訂正が実現される。この量子誤り訂正方式は、2 次元トポジカル表面コードと呼ばれ、ゲートエラーが約 1% であっても誤り耐性を実現し、現時点で発見されている最も優れた量子誤り訂正コードである。格子リフレッシュサイクルは、 $T_2$  時間内に約 1000 回行われる。従って  $T_2=3\mu\text{sec}$  とすると、制御 NOT ゲートは、約 300psec で実現されなければならない。光パルスで制御された量子ドットスピンは、後述するようにこの条件をクリアできる。

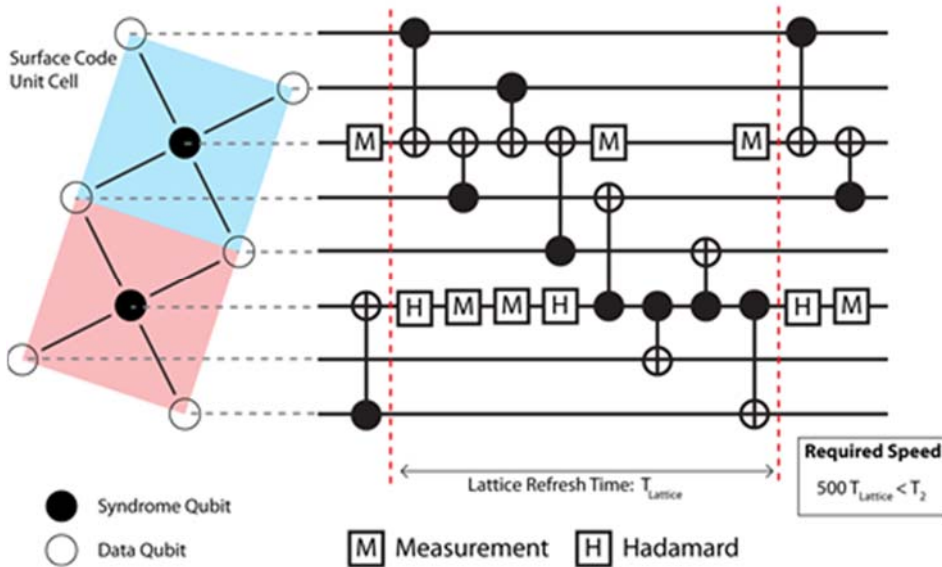


図 5 2次元トポジカル表面コードと格子リフレッシュ回路

2 つの量子中継器の間での量子もつれ状態の配信は、図 2 に示す原理により実現される。2 つの量子ドットにパルスポンプ光により励起子が注入される ( $|ex\rangle_1|ex\rangle_2$ )。この励起子状態は、 $\omega_2$  の光子を放出してスピン励起状態へ緩和するか、 $\omega_1$  の光子を放出してスピン基底状態へ緩和する。伝送路の中間点で、 $\omega_1$  と  $\omega_2$  の光子を 1 つずつ同時計測できた場合には、どちらの量子ドットから  $\omega_1$  と  $\omega_2$  の光子が放出されたのかわからないので、2 つの量子ドット中のスピン量子ビットは量子もつれ状態になる。この時、量子ドットから放出される波長  $0.9\mu\text{m}$  の

(27-1)

単一光子は、光ファイバー伝送路へ送出される前に、PPLN 導波路デバイスで波長  $1.5\mu\text{m}$  へ変換される。

以上のような誤り耐性機能を持った量子もつれ中継技術を念頭において、本研究では、次のようなハードウェア技術の課題に取り組む。

- (1) InGaAs 量子ドット中の電子スピンのデコヒーレンス時間内に行える 1 ビット制御の回数を 105 以上にする。このため、光パルス列によるリフォーカシング法やデカップリング法を用いてデコヒーレンス時間を  $3\mu\text{sec}$  以上にすると同時に、光パルスによる 1 ビットゲート時間を決定するスピンのゼーマン（ラーモア）周波数を 20GHz 以上として 1 ビット制御時間を 25psec 以下にする。
- (2) InGaAs 量子ドットから発生する波長  $0.9\mu\text{m}$  の単一光子を、周波数下方変換技術を用いて波長  $1.5\mu\text{m}$  へ高効率、低雑音で変換する。このため、2 種類の PPLN 導波路デバイスを新たに開発し、波長  $2\mu\text{m}$  のポンプ光源と波長  $1.5\mu\text{m}$  への単一光子波長変換器として、それぞれ使う。波長  $0.9\mu\text{m}$  から波長  $1.5\mu\text{m}$  への変換量子効率は 25%以上、ラマン散乱雑音光子によるフィデリティー劣化は 5%以下のレベルに抑える。
- (3) InGaAs 量子ドットから発生する単一光子を高効率で外部の単一モード光学系へ取り出すために、量子ドットをプレーナマイクロキャビティーの中へ埋め込む。ポスト形状やフォトニック結晶へ加工を施すことにより、量子効率は大幅に改善されるが、そのような 3 次元構造共振器は、2 次元トポロジカル表面コードの実装を著しく困難にするので、横方向光閉じ込め機能を有するプレーナマイクロキャビティー構造で、取り出し量子効率 10%以上を実現する。
- (4) 上記 3 つの技術を組み合わせて 1 つの量子ドットスピン状態と波長  $1.5\mu\text{m}$  の単一光子偏波状態の間に量子もつれ状態を生成する。光ファイバー伝送後の量子もつれ状態の生成レートが 1kHz、フィデリティーが 80%以上であることを実現する。
- (5) InGaAs 量子ドット中の電子スピンのシングルショット射影測定（量子非破壊測定）を光パルスを用いて高速・低雑音で実現する。このためにも、プレーナマイクロキャビティーよりも複雑な共振器構造は取り入れない。スピンのデコヒーレンス時間内に 1000 回以上の射影測定ができるよう測定時間を 3nsec 以下で実現する。
- (6) 隣接する 2 つのスピン量子ビット間に、光パルスを用いて 2 ビットゲートを実装する方法を理論的に提案する。このためにも、プレーナマイクロキャビティーよりも複雑な共振器構造は取り入れない。スピンのデコヒーレンス時間内に 10,000 回以上の 2 ビット演算ができるよう、ゲート時間を 300psec 以下で実現する手法を探索する。
- (7) 上記 6 つの技術を総合的に組み合わせて、2 つの量子メモリーから波長  $1.5\mu\text{m}$  の単一光子を発生し、これを衝突させ、同時検出することにより、2 つの量子メモリー間に高フィデリティーの量子もつれ状態を生成する要素技術を漏れなく確立する。

(2) 研究開発期間

平成 23 年度から平成 27 年度（5 年間）

(3) 実施機関

大学共同利用機関法人 情報・システム研究機構  
（実施責任者 特任准教授 宇都宮聖子）

(4) 研究開発予算（契約額）

総額 243 百万円（平成 27 年度 43 百万円）  
※百万円未満切り上げ

(27-1)

(5) 研究開発課題と担当

- 課題イ-1 量子ドットスピンメモリーの光パルス制御技術
- 課題イ-2 単一光子の高効率・低雑音波長変換技術
- 課題イ-3 スピン-光子間量子もつれ状態の生成技術
- 課題イ-4 光パルスによる単一スピンの射影測定技術
- 課題イ-5 2つの量子メモリー間の量子もつれ状態生成技術  
(大学共同利用機関法人 情報・システム研究機構)。

(6) これまで得られた成果 (特許出願や論文発表等)

		累計 (件)	当該年度 (件)
特許出願	国内出願	0	0
	外国出願	0	0
外部発表	研究論文	19	2
	その他研究発表	71	23
	プレスリリース・報道	16	0
	展示会	0	0
	標準化提案	0	0

(7) 具体的な実施内容と成果

1. 課題イ-1 量子ドットスピンメモリーの光パルス制御技術

量子ドット中のスピン量子ビットの初期化の手法を図6に示す。フォイト配置下の量子ドットのスピン状態 ( $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ ) および電荷励起子状態 ( $|\uparrow, \uparrow\rangle$ と $|\uparrow, \downarrow\rangle$ ) のエネルギーレベルと、これを発光スペクトルから確認した結果が図6 (a) (b) に示されている。ここで、 $|\uparrow, \downarrow\rangle$  は電子スピン重項状態、 $|\uparrow\rangle$  および  $|\downarrow\rangle$  は単一ホールスピン状態を表わす。初期化は、状態遷移 ( $|\downarrow\rangle \rightarrow |\uparrow, \downarrow\rangle$ ) に共鳴した垂直偏波 (V) のポンプ光を量子ドットに照射すると、量子ドットはこのポンプ光子を吸収し、別の状態遷移 ( $|\uparrow, \downarrow\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle$ ) に共鳴した水平偏波 (H) の自然放出光子を放出することにより達成される。図6 (c) には、電子スピン励起状態  $|\downarrow\rangle$  の占有確率がこの光ポンピングの効果によりゼロに漸近する様子が示されている。電子スピン基底状態への初期化は、3.4 nsec という短い時間で完了し、得られたフィデリティーは  $92 \pm 7\%$  であった。

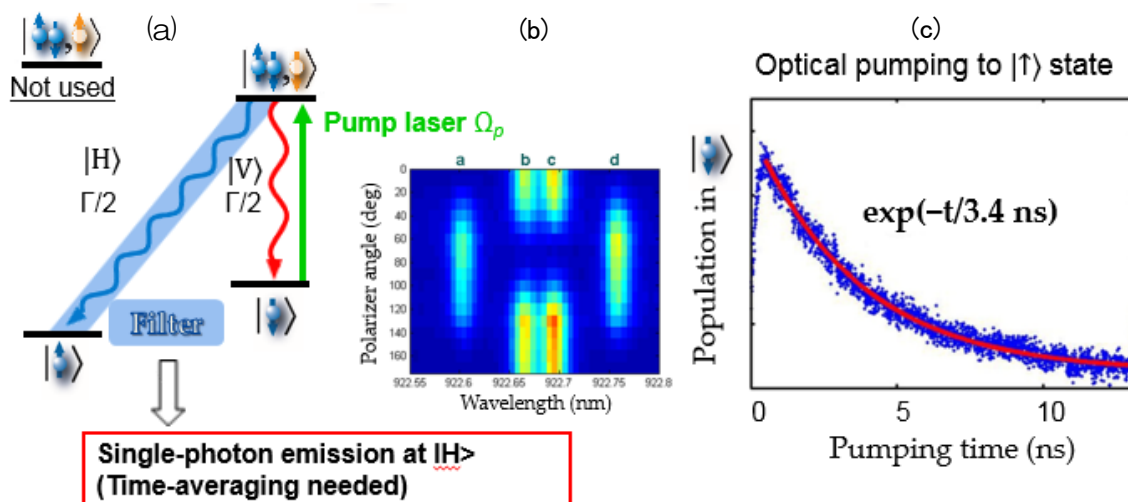


図 6 量子ドットスピンの初期化

次に、量子ドット中のスピン量子ビットの1ビット制御の手法を図7に示す。図7(a)には、図6(a)と同じ量子ドットのスピン状態と電荷励起状態のエネルギーレベルが示されている。この系に、パルス幅3psec(帯域110GHz)、円偏光 $|\sigma_+\rangle = |H\rangle + i|V\rangle$ の光パルスを照射すると、図7(a)に示すような非共鳴ラマン散乱過程により、電子スピン状態 $(|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle)$ の間に実効的なラビ振動を導入できる。ラビ振動周波数は $\Omega_{eff} = \frac{|\Omega_H\Omega_V|}{\Delta}$ となる。ここで、 $\Omega_H$ は電子スピン状態 $|\uparrow\rangle$ が水平偏波 $|H\rangle$ の光子を吸収して電荷励起状態 $|\uparrow\downarrow, \downarrow\rangle$ へ遷移するラビ周波数、 $\Omega_V$ は電子スピン状態 $|\downarrow\rangle$ が垂直偏波 $|V\rangle$ の光子を吸収して電荷励起状態 $|\uparrow\downarrow, \downarrow\rangle$ へ遷移するラビ周波数、 $\Delta$ はラマン散乱の中間状態の電荷励起状態 $|\uparrow\downarrow, \downarrow\rangle$ からの離調である。図7(b)は、この方法で2つの電子スピン状態に対する $\frac{\pi}{2}$ パルスを実現し、これを元にラムゼー干渉計を構成する方法を示している。まず、光ポンピングにより電子スピンを基底状態 $|\uparrow\rangle$ へ初期化し、次に $\frac{\pi}{2}$ パルスを照射して、 $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ の線形重ね合わせ状態をつくり、時間 $\tau$ だけ遅れて2つ目の $\frac{\pi}{2}$ パルスを照射し、ラムゼー干渉を実現している。線形重ね合わせ状態の位相が保存されていることは、光ポンピングにより放出される水平偏波 $|H\rangle$ の光子を検出することで確認できる(図7(c))。この実験から $\frac{\pi}{2}$ パルスはゲート時間3psec、フィデリティ $98 \pm 1\%$ で実現されていることが分る。最後に、任意の1ビット制御(SU(2)ゲート)を実現するためには、スピンをX軸のまわりに $\theta_1$ 回転し、Y軸のまわりに $\theta_2$ 回転し、X軸のまわりに $\theta_3$ 回転すればよい(SU(2) =  $R_x(\theta_1)R_y(\theta_2)R_x(\theta_3)$ )。この3つの光パルスは、時刻 $t = 0, t = \frac{T_L}{4}, t = \frac{T_L}{2}$ に照射しなければならない。 $(T_L)$ はラーモア周期で今回の実験では40psecである。従って、任意のSU(2)を実装するゲート時間は20psecとなる。

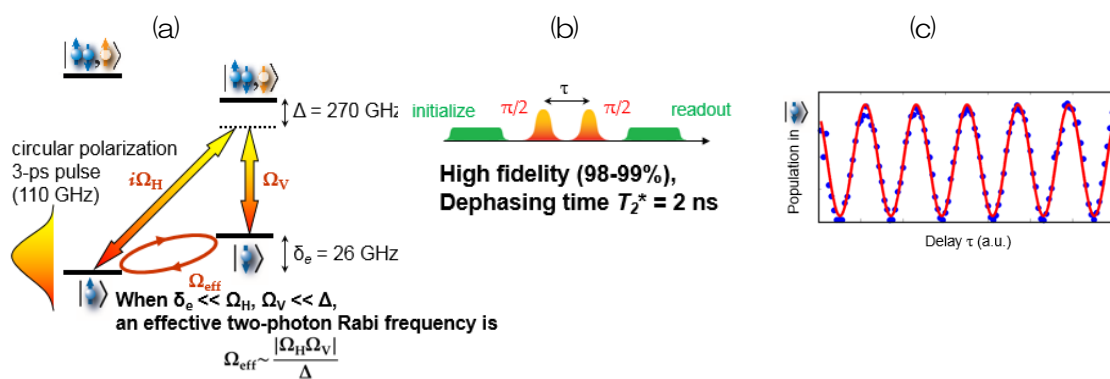


図7 量子ドットスピンの1ビットゲート

量子ドット中の単一電子スピンは  $1\sim 2\text{nsec}$  の時間で位相緩和してしまう。これは、電子スピンを取りまく In や Ga や As の原子核スピンがつくる実効磁場がゆらぐためである。この問題を解決するため、図 8(a) に示すスピンエコーの原理を実装した。すなわち、2つの  $\frac{\pi}{2}$  パルスの間に  $\pi$  パルスを導入することにより、位相緩和時間  $T_2$  は  $1\sim 2\text{nsec}$  から  $2.6\pm 0.3\mu\text{sec}$  へ改善された図 8(b)。これにより、位相緩和時間内に、1 ビット制御 (SU(2)ゲート) を  $\sim 10^5$  回実行することが可能になった。

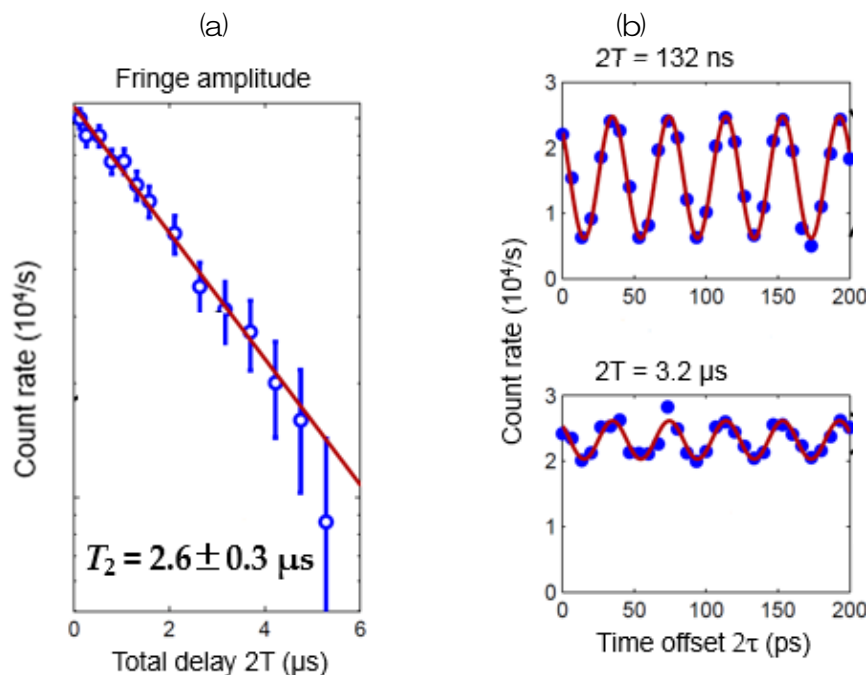


図 8 スピンエコー法による量子ドットスピンの位相緩和時間の改善

2つの量子ドットスピんに2ビットゲートを実装する手法を図 9(a) に示す。このサンプルでは、プレーナマイクロキャビティ中の正方格子に並べられた量子ドットの直下に単一量子井戸が埋め込まれている。この系にエンタングリングパルスと呼ばれる非共鳴光を照射すると、パルスが照射されている時間だけ、励起子ポラリトンが仮想励起される。2つの量子ドットスピ間に、この仮想励起された励起子ポラリトンを介した長距離交換相互作用が実現される。図 9(b) には、この手法により制御位相ゲートを実装した場合のフィデリティー(理論値)を(光パルスパワー、パルス幅)の2つのパラメータに対して示してある。入射光パルスは、励起子ポラリトン共鳴から十分に離調しているので、入射パワーが  $30\text{mW}$  の時でも、マイクロキャビティ内の最大光子数は  $\sim 36$  個程度である。この方法によれば、ゲート時間  $0.5\sim 1\text{nsec}$ 、フィデリティー  $90\%$  以上で2ビットゲートが実現できる。従って、 $3\mu\text{sec}$  の位相緩和時間の間に、約  $10^4$  回の2ビットゲートを実装できることになる。



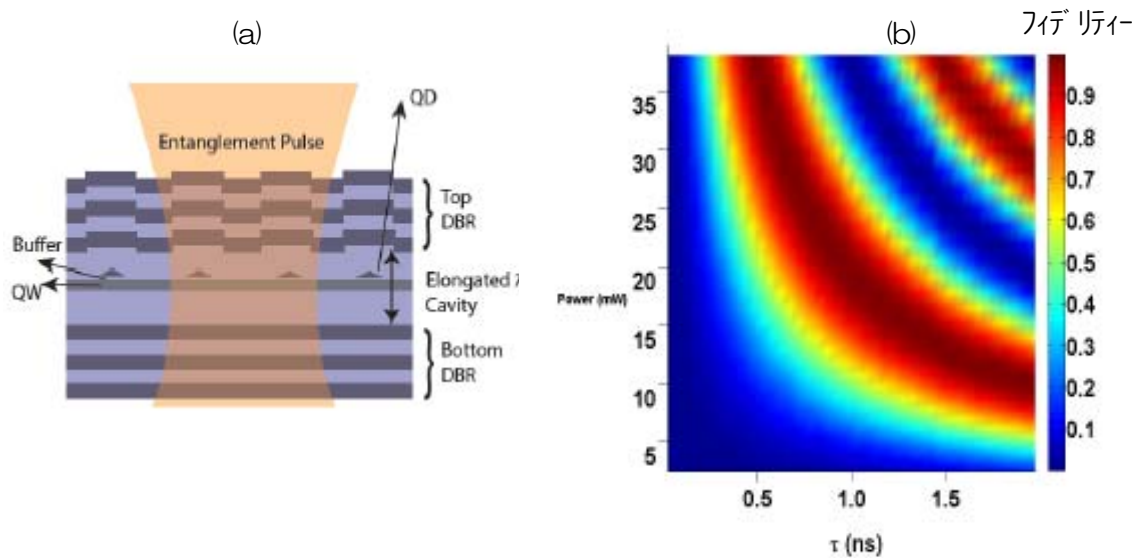


図 9 量子ドットスピンの2ビットゲートの実装法とその状態

## 2. 課題イー2 単一光子の高効率・低雑音波長変換技術

InAs 量子ドットから出力される単一光子は波長  $0.9\ \mu\text{m}$  帯にあり、光ファイバで長距離伝送を行なう前に、光ファイバの最低損失波長である  $1.5\ \mu\text{m}$  帯へ波長変換しなければならない。また、図 2 に示した量子中継方式では、2つの量子ドットから発生され、中間点で検出される単一光子は識別できない（同一波長、同一パルス波形の）ボゾン粒子でなければならない。しかるに、InAs 量子ドットの発光波長には不均一拡がりがあり、自然放出寿命にも差があり、この同一波長、同一パルス波形条件をクリアすることは容易ではない。もし、波長変換に用いるポンプレーザの波長とパルス波形を量子ドット発光波長・パルス波形に合わせて調整すれば、この問題は解決される。単一光子の波長  $0.9\ \mu\text{m}$  から波長  $1.5\ \mu\text{m}$  への波長変換技術は、上記2つの点で量子中継方式に欠かせないものである。

図 10(a) に波長変換の実験系を示す。まず波長  $2.2\ \mu\text{m}$  のポンプ光パルスと波長  $1.565\ \mu\text{m}$  の半導体レーザ光 (cw 動作) と波長  $0.911\ \mu\text{m}$  のチタンサファイアレーザ光 (モード同期動作) を同時に PPLN バルク結晶へ入射し、差周波発生を用いて生成する。生成されたポンプ光パルスは波長  $2.2\ \mu\text{m}$ 、パルス幅  $8\ \text{psec}$  である (図 10(b))。次に、InAs 量子ドットから発生された波長  $0.910\ \mu\text{m}$ 、パルス幅  $600\ \text{psec}$  の単一光子 (信号光パルス、図 10(b)) と波長  $2.2\ \mu\text{m}$  のポンプ光パルスを PPLN 導波路デバイスへ同時に入射する。この導波路デバイスは、2入力ポートを持ち、方向性結合器によって信号光とポンプ光を同一導波路に高効率で誘導するように設計されている。差周波発生により、波長  $1,560\ \mu\text{m}$  へ変換された信号光は波長フィルタで背景光を除去された後、超伝導ナノワイヤ単一光子検出器で検出される。

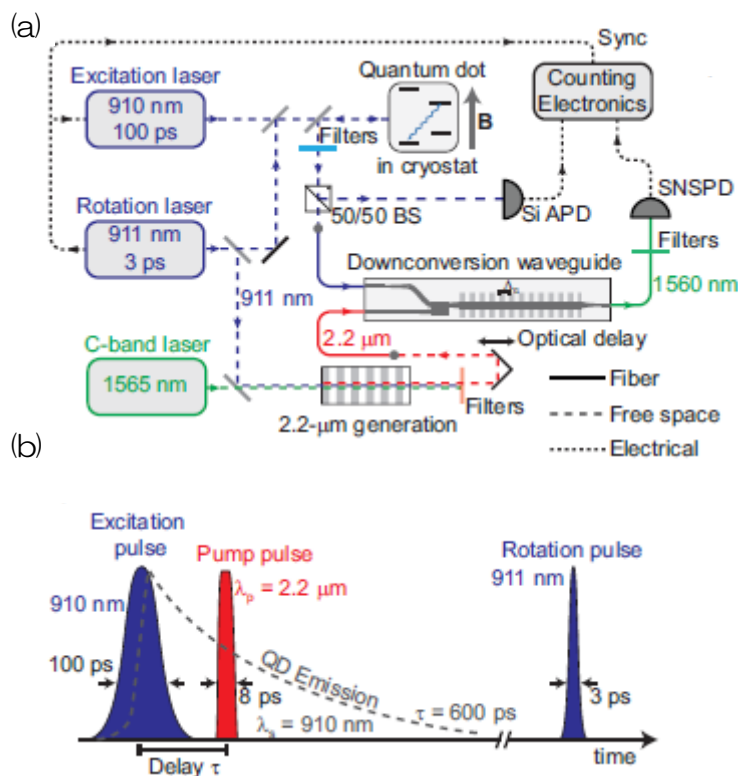


図 10 InAs 量子ドットから発生された単一光子の波長変換実験系

図 11 には、量子ドット励起レーザーパルス ( $0.91 \mu\text{m}$ ) と波長変換ポンプパルス ( $2.2 \mu\text{m}$ ) の時間間隔を変化した時の波長  $1.565 \mu\text{m}$  単一光子の検出ヒストグラムを 300 秒間にわたって積算した結果が示されている。自然放出寿命 (600 psec) で決まる単一光子のパルス波形が再現されている。図 11 (挿入図) は、量子ドットからの単一光子発生がある場合とない場合の単一光子検出器によるカウント数を示しており、背景光雑音 (ラマン散乱によるフィデリティー劣化) が極めて小さいこと (5%以下である) を示している。

単一光子の PPLN 導波路デバイスの入力結合損失と導波路伝搬損失の合計は 1.5 dB、光ファイバへの出力結合損失は 1 dBであった。一方、内部波長変換効率は 100%である。従って、時間領域でのゲーティングを含まない変換効率は -2.5 dB (60%) であった。

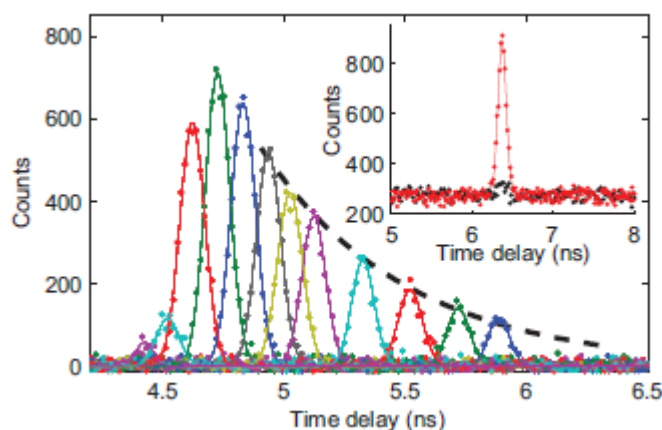


図 11 量子ドット励起パルスと波長変換ポンプパルスの時間差に対する波長変換されたパルス波形

InAs 量子ドットからの発光に対する 2 次時間相関関数  $g^2(\tau)$  を元の波長  $0.91 \mu\text{m}$  で測定した結果と波長変換後の  $1.560 \mu\text{m}$  で測定した結果を図 12 に示す。いずれも  $g^2(0)$  が 0.5 を大きく下まわっており、単一光子パルスであることが確認された。

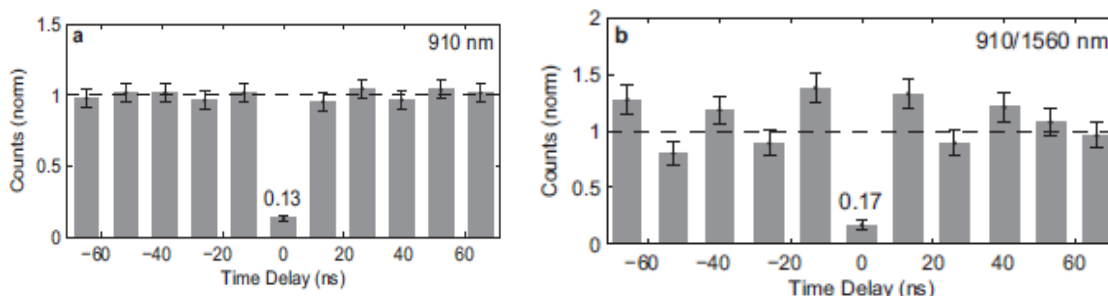


図 12 2次時間相関  $g^{(2)}(\tau)$  の測定値。(a)波長  $0.91 \mu\text{m}$ 、(b)波長  $1.560 \mu\text{m}$

### 3. 課題イー3 スピン-光子間量子もつれ状態の生成技術

量子ドットの電子スピン状態と波長  $1.5 \mu\text{m}$  の光子偏波状態の間に量子もつれを生成する実験手法が図 13(a)(b)(c)に示されている。まず、量子ドットの 2 準位 ( $|\downarrow\rangle$ と $|\uparrow\rangle$ ) に共鳴したポンプレーザー光 (cw 動作) を照射し、量子ドット中の電子スピンを  $|\uparrow\rangle$  状態に初期化する (図 13(b)(c)のライトブルーで示す)。次に、回転パルスレーザー (パルス幅 2psec、十分な赤方離調有) を  $\pi$  パルスとして照射し、量子ドットスピンを  $|\uparrow\rangle$  状態から  $|\downarrow\rangle$  状態へスイッチする。(図 13(b)(c)のオレンジラインで示す)。その後、励起パルスレーザー (パルス幅 100psec、 $|\downarrow\rangle$ - $|\uparrow\rangle$  間遷移に共鳴) を  $\pi$  パルスとして照射し、電荷励起子状態  $|\downarrow, \uparrow\rangle$  を 100% の確率で生成する (図 13(b)(c)のライトオレンジラインで示す)。この瞬間から、量子ドットは単一光子パルスを約 600psec の時間をかけて発生する。次に、波長  $2.2 \mu\text{m}$  の波長変換用レーザーパルス (パルス幅 8psec、バルク PPLN 結晶の擬位相整合条件を満たす) を、量子ドットから発生された波長  $0.91 \mu\text{m}$  の単一光子パルスと同時に、PPLN 導波路デバイスへ入射し、波長  $1.56 \mu\text{m}$  の単一光子へ変換する (図 13(b)(c)のレッドラインで示す)。単一光子の偏光状態は PPLN 導波路前に置かれた偏光板と超伝導ナノワイヤ単一光子検出器で検出される。一方、量子ドットのスピン状態は、回転パルスレーザーを  $0, \frac{\pi}{2}, \pi$  パルスとして照射し、その後  $|\downarrow\rangle$  状態を検出する光ポンピングの手法を再度用いることにより達成される。

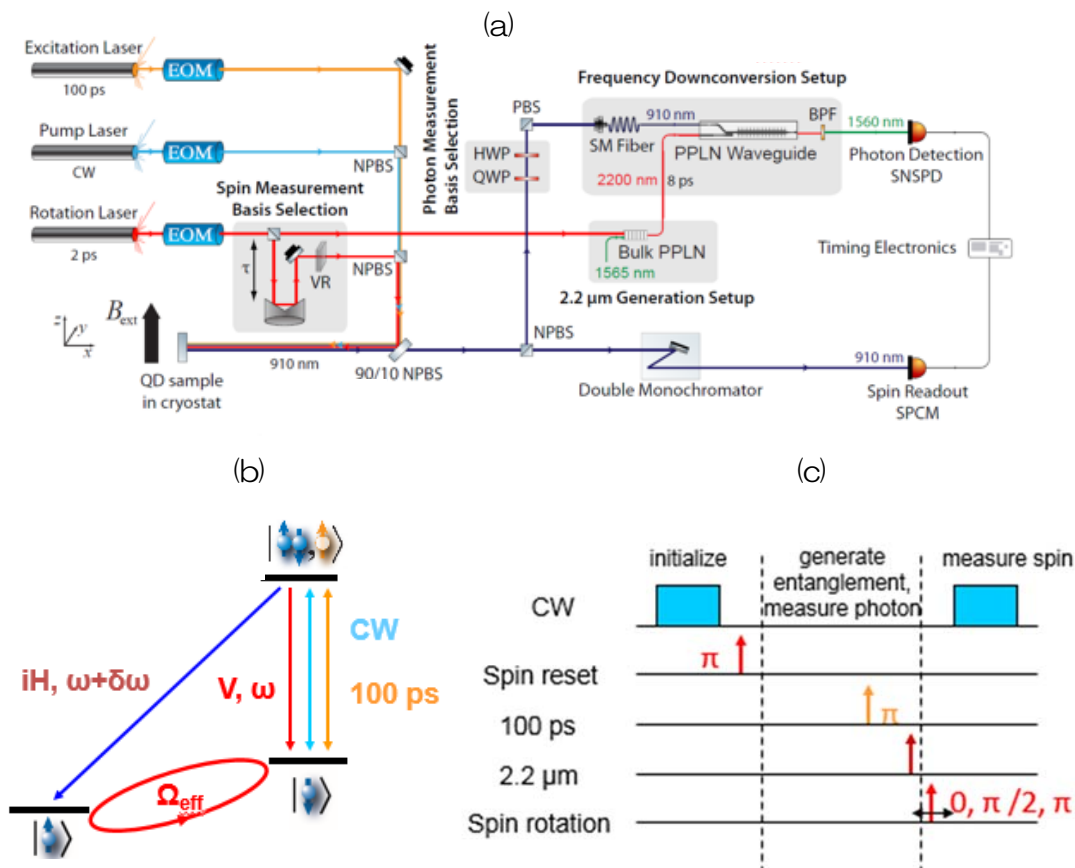


図 13 スピン-光子量子もつれ状態の生成手法

スピン-光子量子もつれ状態を定量的に評価するためには、トムグラフィ法により密度行列 (4x4 マトリクス) の 16 要素を全て測定しなければならない。その手法 (量子トムグラフィ法) を図 14 に示す。例えば、量子ドットスピンの測定基底を  $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$  に取り、単一光子の測定基底を  $|H\rangle, |V\rangle$  に取った場合の条件付確率  $P(\uparrow, H), P(\downarrow, H), P(\uparrow, V), P(\downarrow, V)$  の測定値を図 14(a) に示す。同様に、量子ドットスピンの測定基底を  $|\leftarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)$ 、 $|\rightarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$  に取り、単一光子の測定基底を  $|\sigma^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + i|V\rangle)$ 、 $|\sigma^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle - i|V\rangle)$  に取った場合の条件付確率  $P(\leftarrow, \sigma^+), P(\rightarrow, \sigma^+), P(\leftarrow, \sigma^-), P(\rightarrow, \sigma^-)$  の測定値を図 14(b) に示す。このようにして、16 通りの異なる条件付確率を求めることが出来れば (図 14(c))、密度行列を決定できることになる。

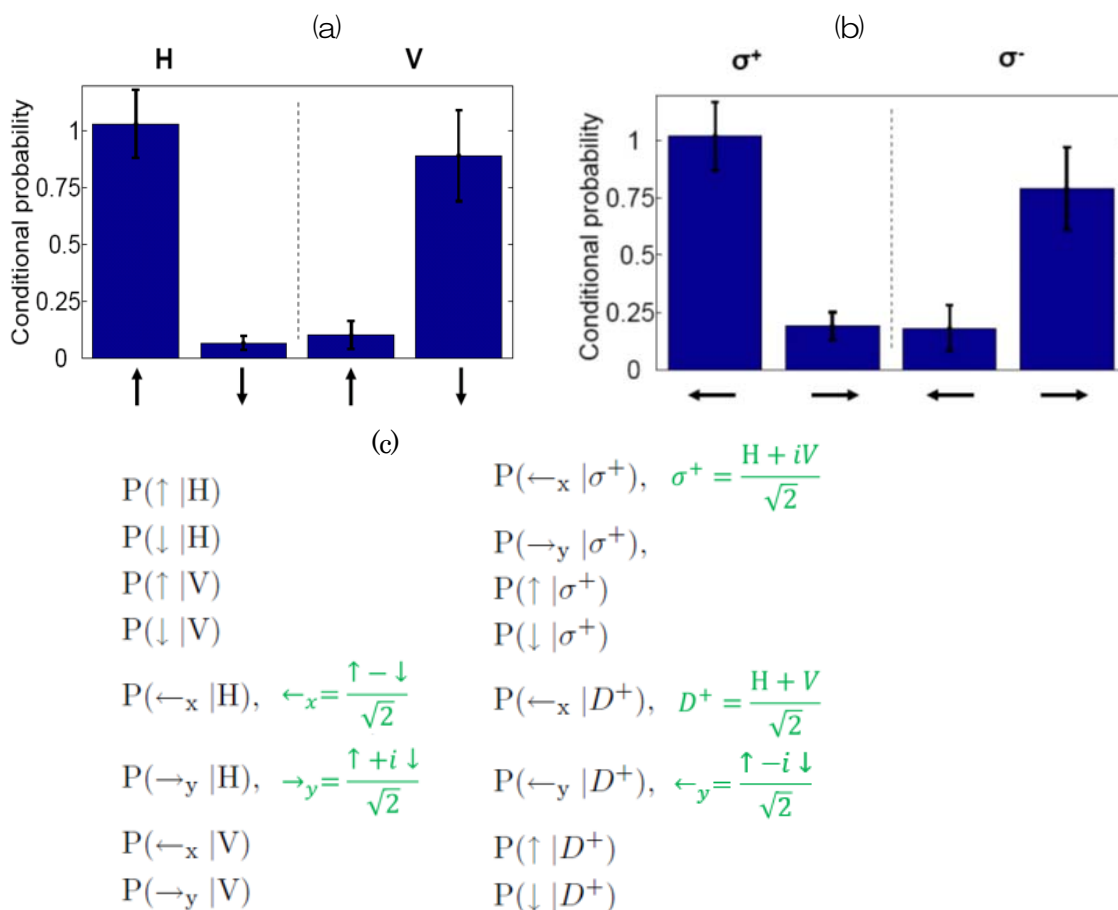


図 14 スピン-光子量子もつれ状態の量子トモグラフィ法

図 15 に量子トモグラフィ法で決定されたスピン-光子量子もつれ状態の(4x4)密度行列(実験値)を、純粋状態 $\frac{1}{\sqrt{2}}(i|H \uparrow\rangle + |V \downarrow\rangle)$ のそれと比較する。実験で生成されたスピン-光子量子もつれ状態が、ターゲットである純粋状態にどれほど似ているか、を示す指標として、フィデリティ $F = \langle \psi_{target} | \rho_{exp} | \psi_{target} \rangle$ を計算すると、 $F = 92.7\%$ が得られた。ここで、密度行列の測定値 $\rho_{exp}$ は、規格化条件 $Tr(\rho_{ext}) = 1$ もユニタリ性 $\rho_{ext}^+ = \rho_{exp}$ も実は満たしていない。Maximum Likelihood Estimate Reconstruction (MLER) という手法を用いて、測定された密度行列から最もそれに近い正規化されたユニタリ行列を再構築することが出来る (D.F.V.James et al., PRA64,052312(2001))。こうして再構築された密度行列 $\rho_{MLE}$ のフィデリティは、 $92.1 \pm 3.2\%$ であった。この時、PPLN 導波路波長変換デバイスと単一光子検出器の間に挿入された光ファイバーは2kmであった。また、スピン-光子量子もつれ状態の生成レートは $10^3 \text{ ebit/s}$ であった。

(27-1)

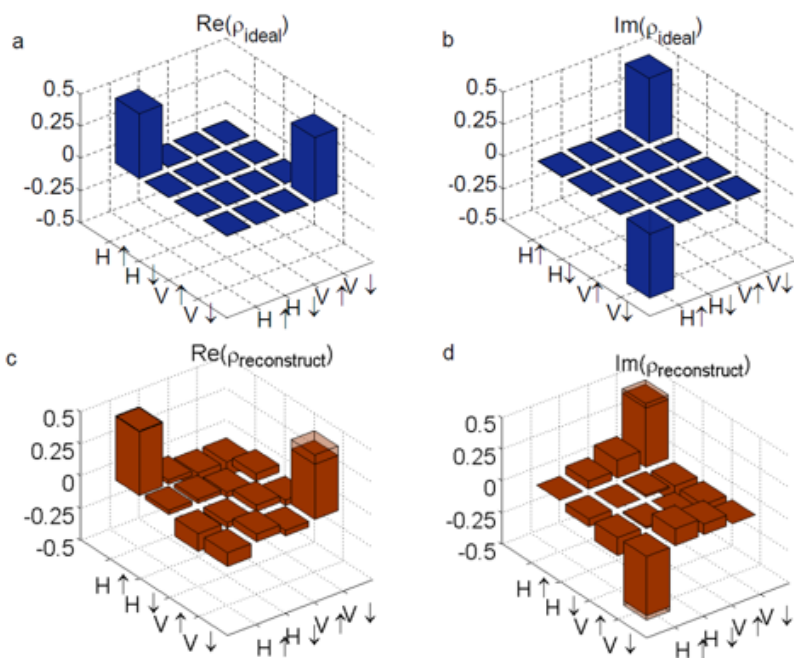


図 15 量子トモグラフィ法で決定された密度行列 (c,d) と (ターゲット) 純粋状態の密度行列(a,b)

図 16 は、10 万回行ったスピン-光子量子もつれ生成実験におけるフィデリティのヒストグラムを示している。純粋化と呼ばれる手法により、フィデリティを改善するためには、初期フィデリティは 71%以上でなければならない。生成された 10 万個のスピン-光子量子もつれ状態は全てこの条件をクリアしている。また、量子もつれの評価によく使われるパラメータについては、以下の数値を得ている：concurrence =  $90.8 \pm 5.1\%$ , Tangle =  $82.6 \pm 8.6\%$ , Entanglement of Formation =  $87.0 \pm 6.9\%$ , Entropy =  $0.107 \pm 0.06$ 。

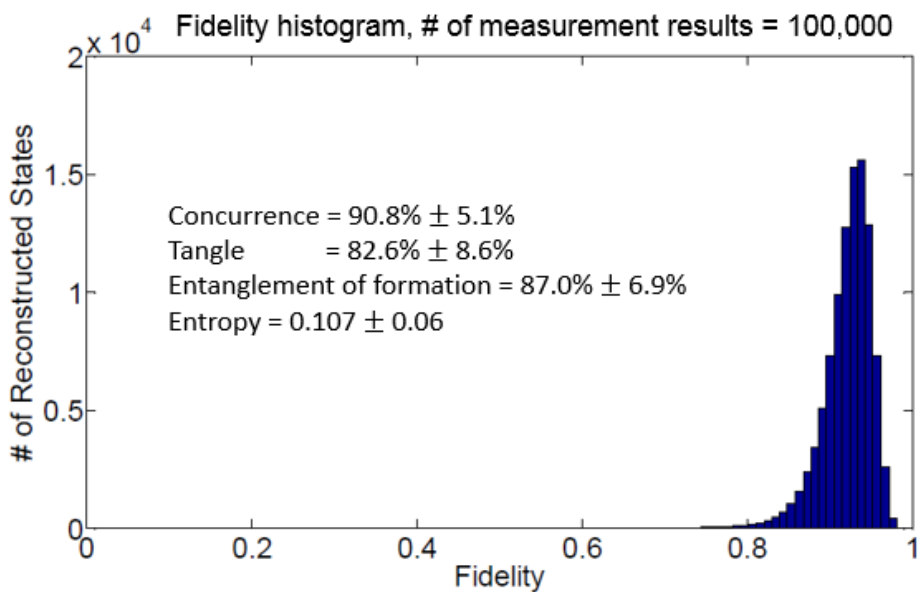


図 16 10 万回のスピン-光子量子もつれ生成実験におけるフィデリティのヒストグラム

表1に、様々な物理系（トラップイオン、NV センター、冷却原子、量子ドット）で生成されたスピン-光子量子もつれ状態の波長とフィデリティを比較する。我々の実験値が、固体素子を用いた実験の中では、唯一、純粋化が可能となる初期フィデリティ71%をクリアしている。また、光ファイバ伝送に使える波長  $1.5\mu\text{m}$  を実現しているのも、我々の実験だけである。

Physical System	Wavelength	Entanglement Fidelity	Institution (PI)
Trapped ion ( $^{111}\text{Cd}^+$ )	214.5 nm	$\geq 87\%$ [1]	U. Maryland (Monroe)
Trapped ion ( $^{40}\text{Ca}^+$ )	854 nm	$97.4 \pm 0.2\%$ [2]	U. Innsbruck (Blatt)
NV centre	637 nm	$\geq 70 \pm 7\%$ [3]	Harvard U. (Lukin)
Neutral atom ( $^{87}\text{Rb}$ )	780 nm	$> 86.0(4)\%$ [4]	MPI Garching (Rempe)
Quantum dot (InGaAs)	967 nm	$\geq 68 \pm 5\%$ [5]	ETH Zuerich (Imamoglu)
Quantum dot (InAs)	910 nm, converted to 1560 nm	$\geq 80 \pm 8.5\%$ [6] $92.1 \pm 3.2\%$	Stanford U. (Yamamoto)
Quantum dot (InAs)	$\sim 900$ nm	$\geq 59 \pm 4\%$ [7]	U. Michigan (Steel)

- [1] B. Blinov, et al. Nature **428**, pp. 153 – 157 (2004). doi:10.1038/nature02377  
 [2] A. Stute, et al. Nature **485**, pp. 482 – 485 (2012). doi:10.1038/nature11120  
 [3] E. Togan, et al. Nature **466**, pp. 730 – 734 (2010). doi:10.1038/nature09258  
 [4] T. Wilk, et al. Science **317**, pp. 488 – 490 (2007). doi:10.1126/science.1143835  
 [5] W. Gao, et al. Nature **491**, pp. 428 – 430 (2012). doi:10.1038/nature11573  
 [6] K. De Greve, et al. Nature **491**, pp. 421 – 425 (2012). doi:10.1038/nature11577  
 [7] J. Schaibley, et al. arXiv:1210.5555 (2012).

表 1 様々な物理系で生成されたスピン-光子量子もつれ状態の波長とフィデリティ

#### 4. 課題イー4 光パルスによる単一スピンの射影測定技術

InAs 量子ドットスピンを光パルスで高速に射影測定する原理を図 17 に示す。プレーナマイクロキャビティの中央に InAs 量子ドットと InAs 量子井戸が 1nm 以下のトンネルバリア層をはさんで埋め込まれている (図 17(a) (b))。この時、量子ドット中の電子の波動関数は量子井戸層へ浸み出している (図 17(c))。もし、外部からレーザー光で励起子ポラリトン (量子井戸励起子とマイクロキャビティ光子のハイブリッドモード) を仮想励起すると、量子ドット電子が存在しない場合に比べ、反射レーザーパルスの位相および振幅に変化が現われる。図 18 に励起子ポラリトンのエネルギー対波数の分散関係を示す。有効質量の軽いマイクロキャビティ光子 (黒線で示す) と有効質量の重い量子井戸励起子 (緑線で示す) が強結合を起こし、上方ポラリトン (青線で示す) と下方ポラリトン (赤線で示す) に分裂する。このうち、 $k_{\parallel} = 0$  の下方ポラリトンから低エネルギー側へ離調したレーザー光を入射して、 $k_{\parallel} = 0$  の下方ポラリトンを仮想励起する。もし、量子ドットスピンの向きが上向き ( $\uparrow$ ) であると、角運動量  $J = -1$  の下方ポラリトン共鳴は、 $J = +1$  の下方ポラリトン共鳴に比べて、 $2V_{ex}$  だけ低エネルギー側へシフトする。ここで、 $V_{ex}$  は量子ドット電子と量子井戸励起子の交換相互作用エネルギーである。

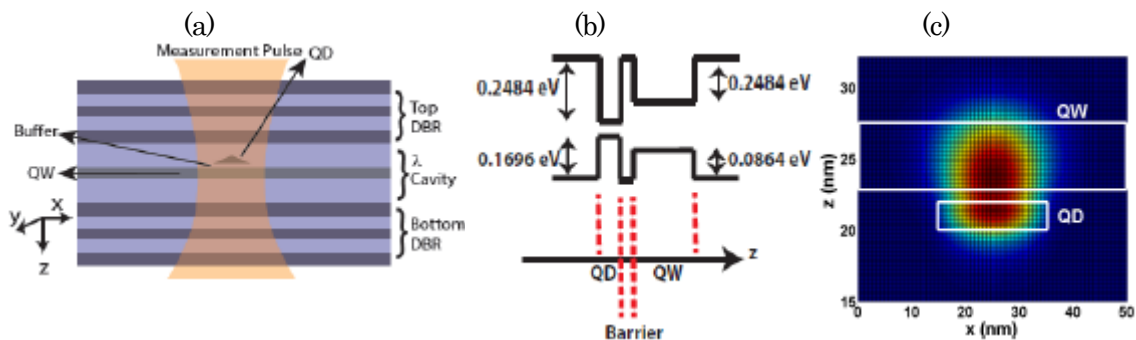


図 17 光パルスによる量子ドットスピンの射影測定の原理

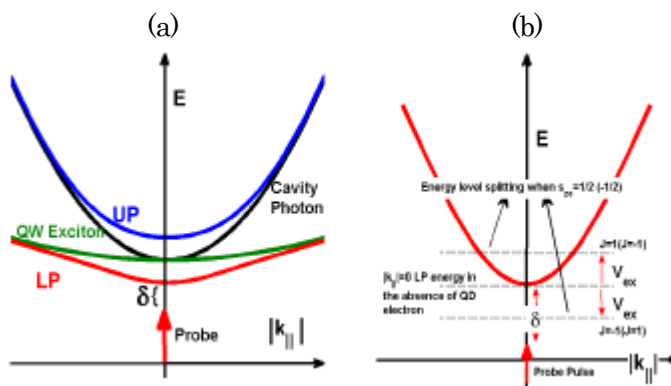


図 18 励起子ポラリトンの分散関係と量子ドットスピンによる下方ポラリトン共鳴の変調

以上述べた原理を利用して量子ドットスピンを測定するためには、図 19 に示すように量子ドットと量子井戸を埋め込んだプレーナマイクロキャビティサンプルに水平偏光を持ったプローブ光を入射する。そして反射光の右回り ( $j = +1$ )、左回り円偏光 ( $j = -1$ ) 成分の振幅と位相を別々に光ホモダイン検波する。図 20 には、右回り円偏光と左回り円偏光の位相差および振幅差を離調パラメータ  $\delta$  に対して示している。図 20(a) は、two-sided cavity ( $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.5 \text{ meV}$ ) の場合、図 20(b) は single-sided cavity ( $\gamma_1 = 1 \text{ meV}, \gamma_2 = 0$ ) の場合である。図 20(a) の場合は、 $\delta = 0.5 \text{ meV}$  付近で最大感度が得られ、図 20(b) の場合には、 $\delta = 0$  付近で最大の感度が得られる。この図 20(b) の方式に、現実的な数値パラメータを用いて、測定時間  $\tau$  とフィデリティ  $F$  を計算すると、 $\tau = 3 \sim 8 \text{ nsec}$ 、 $F = 98 \sim 99\%$  という性能が予測される。

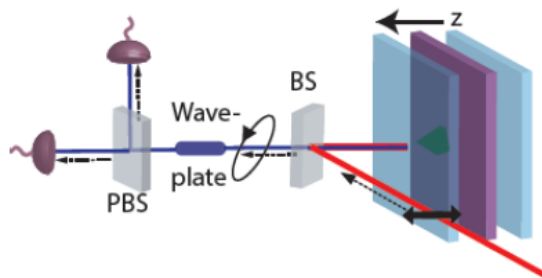


図 19 光パルスによる量子ドットスピンの測定系



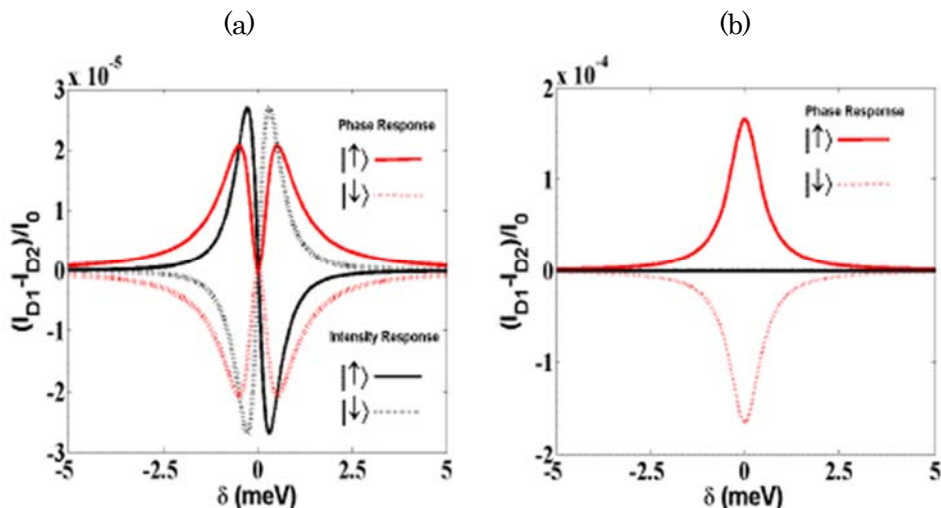


図 20 右回り、左回り円偏光に対する位相差、振幅差 対 離調パラメータ $\delta$ 。  
 (a)  $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.5 \text{ meV}$  (b)  $\gamma_1 = 1 \text{ meV}, \gamma_2 = 0$

以上の量子ドットスピンの測定原理を実験的に検証するために作製したプレーナマイクロキャビティサンプルを図 21 に示す。GaAs/AlAs  $\frac{\lambda}{4}$ 層を 20 ペア/24 ペア積層した上方 DBR と下方 DBR にはさまれた 1 波長厚の GaAs キャビティ層の中央に、11nm の InAs 量子井戸、6nm の GaAs バリア層、InAs 量子ドット、10nm の GaAs バリア層、Si の $\delta$ ドーブ層が埋め込まれている。このサンプルの上方ポラリトン、下方ポラリトン共鳴エネルギー（波長）のサンプル位置依存性を図 22 に示す。ポラリトン分裂は $\sim 2.5 \text{ meV}$ であった。

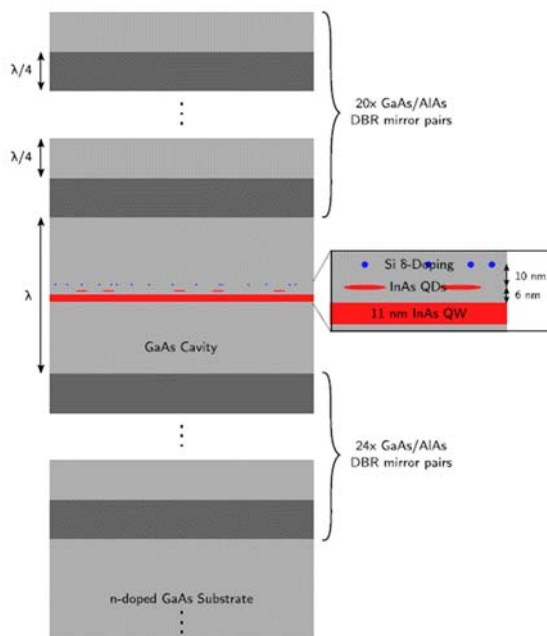


図 21 量子ドットスピン射影測定用のサンプル構造

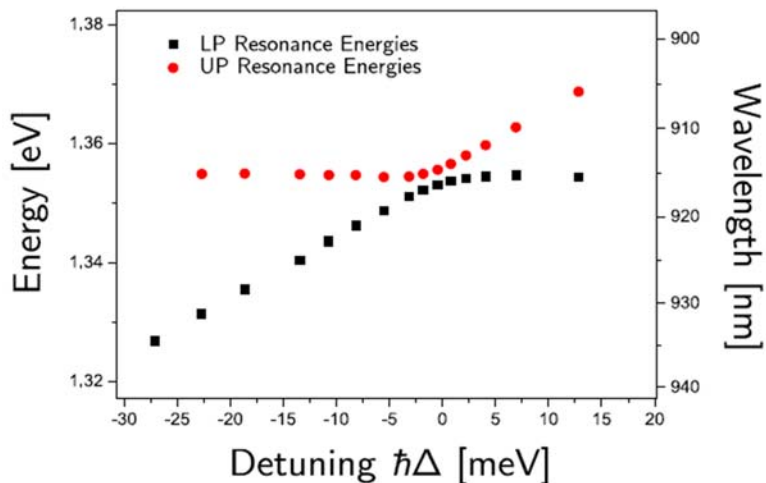


図 22 上方、下方ポラリトン共鳴のサンプル位置依存性

図 23 には、角運動量  $J = +1$  もしくは  $J = -1$  のポラリトンを励起した場合の量子ドット発光スペクトルの変化を示してある。発光スペクトルは、電子スピン状態 ( $\uparrow\uparrow$  か  $\downarrow\downarrow$ ) で主に決まるため、電荷励起子状態  $\uparrow\downarrow, \uparrow\uparrow$  から電子スピン状態  $\uparrow\uparrow$  への遷移に伴う発光波長は、 $J = +1$  ポラリトン励起に対してはブルーシフト、 $J = -1$  ポラリトン励起に対してはレッドシフトしている。一方、電荷励起子状態  $\uparrow\downarrow, \downarrow\downarrow$  から電子スピン状態  $\downarrow\downarrow$  への遷移に伴う発光波長は、その逆の振る舞いを示す。これは、量子ドット中の電子と量子井戸励起子の交換相互作用から期待される効果と一致する。

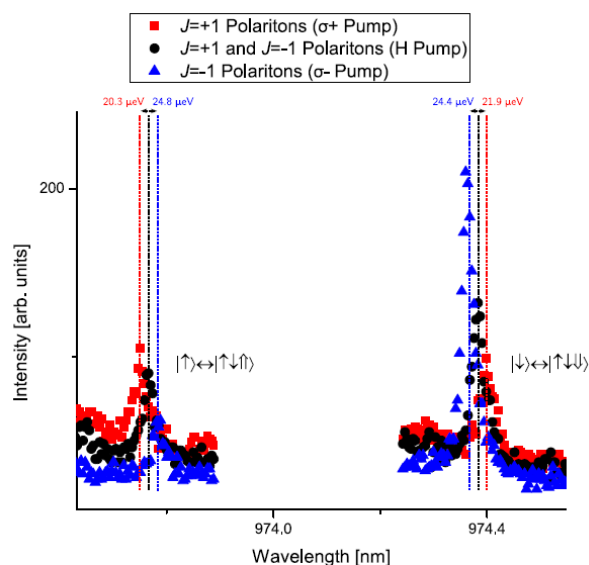


図 23 量子ドット中の電荷励起子の発光スペクトルのポラリトン角運動量依存性

図 24 に、量子ドットからの発光ピークエネルギーのシフト 対 ポラリトン励起パワーの測定値を示す。交換相互作用モデルから予測される振る舞いが再現された。この原理実証実験から、量子ドットスピンの光パルスを用いた射影測定が有望であることが分かった。

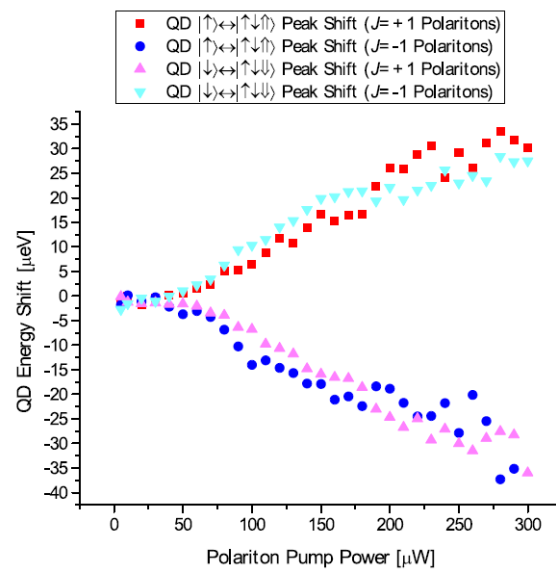


図 24 量子ドットの発光ピークエネルギーのシフト 対 ポラリトン励起パワー

#### 5. 課題イー5 2つの量子メモリー間の量子もつれ状態生成技術

図 25 は、本プロジェクト当初に最終目標と定めた量子中継方式である。2つの量子ドットスピンメモリーから発生された波長  $0.9\ \mu\text{m}$  の単一光子は PPLN 導波路デバイスで  $1.5\ \mu\text{m}$  に波長変換され、単一モード光ファイバへ送出される。中間点に設けられた EPR-Bell 測定器は、2つの 2 光子偏光状態  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|V\rangle_2 + |V\rangle_1|H\rangle_2)$  と  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|V\rangle_2 - |V\rangle_1|H\rangle_2)$  を識別して検出する。これにより、それぞれ、 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 + |\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2)$  と  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2)$  なる量子もつれスピン状態を 2つの量子ドットに生成する。

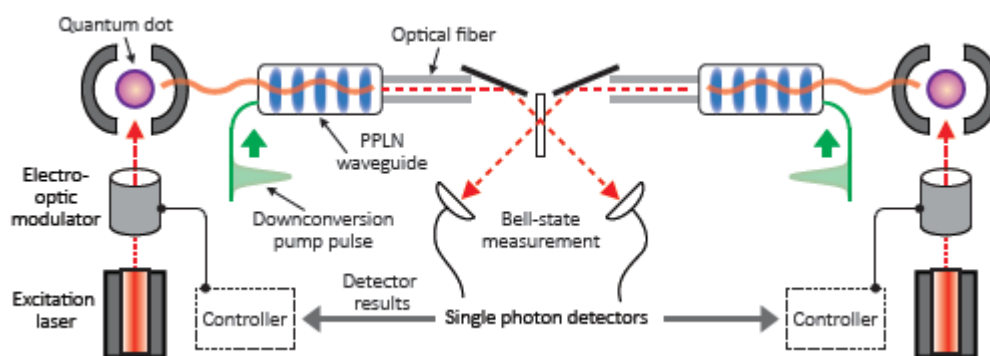


図 25 当初目標とした量子中継方式

しかし、その後の研究開発により、この方式には以下の 2 つの欠点があることが明らかになった。

- 1). 光ファイバの偏波 ( $|H\rangle$ 又は $|V\rangle$ ) に依存した位相速度は時間的に変動する。このため、2つの量子ドットで生成された電子スピン-光子偏波もつれ状態は長距離ファイバを伝送中に容易にデコヒーレンスにより消失してしまう。

2). 中間点に置かれたEPR-Bell 測定器から測定結果(yesあるいはno)が2つの量子ドットに到着するまでの間、両端の量子ドットスピンメモリは次の動作に入れず、時間を無駄にしてしまう。

我々は問題 1)を解決するため、偏波もつれ状態を光ファイバ伝送路へ送出する前にタイムビンもつれ状態に変換する方式に切り換えた。また問題 2)を解決するために、中間点に量子もつれ光子対光源を置き、両端の量子ドットスピンメモリ付近でEPR-Bell 測定をする方式を提案した。

この方式を図 26 に示す。中間点に置かれた量子もつれ光子対光源から波長  $1.5\mu\text{m}$  の2つの光子が同時に2つの量子ドットスピンメモリへ向かって送出される。量子ドットスピンメモリから生成された波長  $1.5\mu\text{m}$  の単一光子とEPR-Bell 測定が伝送路の両端で同時に行なわれる。このシステムの動作モードが図 27 に示されている。図 27 (a)に示すように、中間点光源(MPS)からは一定間隔で光子対が両端の量子メモリ (Alice と Bob) へ送出される。初めのトライで Bob は EPR-Bell 測定に成功したので、その信号を Alice へ送ると共に、以後量子メモリからの単一光子発生を中止する。一方、Alice は最初のトライで EPR-Bell 測定に失敗したので、その後も単一光子の発生と EPR-Bell 測定を続ける。この試みは、図 27 (b)に示すように、Alice と Bob が同時に EPR-Bell 測定に成功し、この事実を2人が同時に知るまで続けられる。

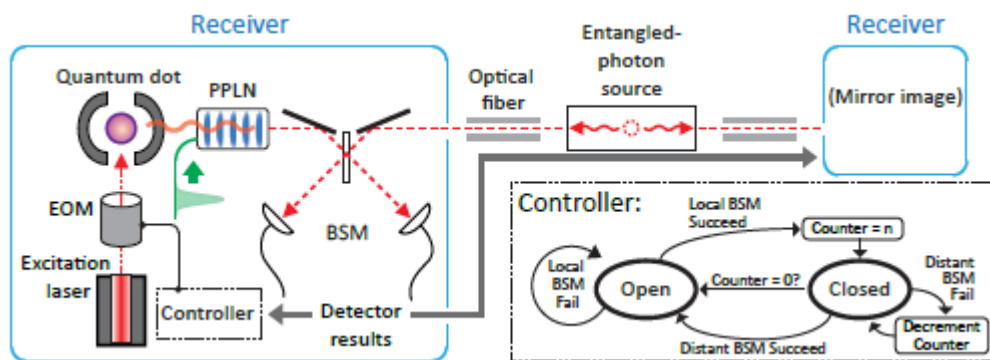


図 26 中間点に量子もつれ光子対光源を置く新量子中継方式

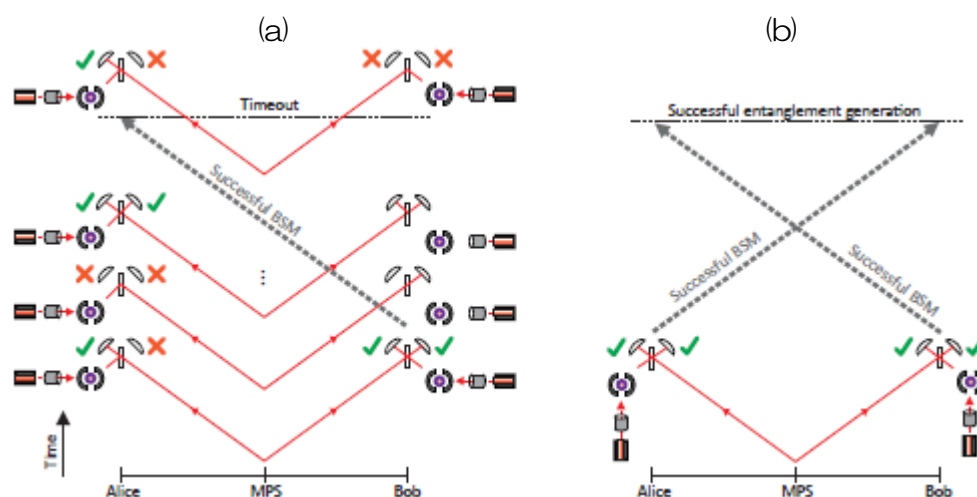


図 27 新量子中継方式の原理とプロトコル

図 28 に従来方式(MPI)と新方式(MPS)での量子もつれ状態生成レート対中継間隔(km)を比較する。量子ドットスピンメモリからの単一光子発生の量子効率 $\alpha_{QD}$ とEPR-Bell 測定の量子効

(27-1)

率 $Q_{BSM}$ をパラメータとしている。新方式は従来方式に比べて10倍から100倍速い生成レートを実現できることがわかる。

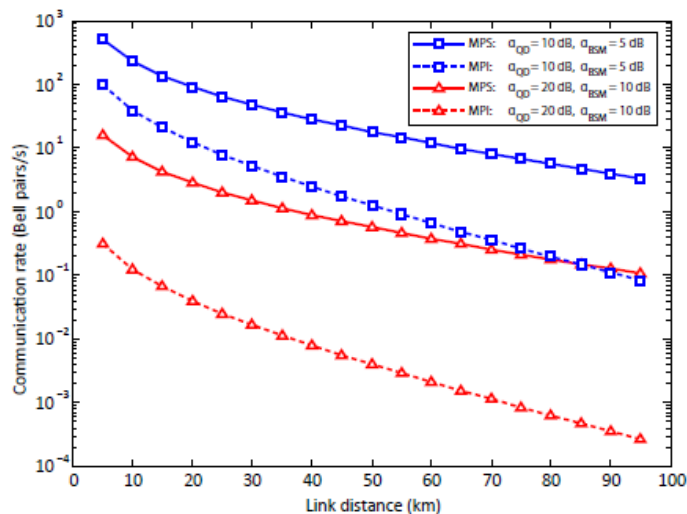


図 28 新方式（実線）と従来方式（破線）の量子もつれ状態生成レート(ebit/s) 対 中継距離(km)

図 29(a)に、電子スピン-光子偏波量子もつれ状態を電子スピン-光子位置（タイムビン）量子もつれ状態に変換する実験系を示す。量子ドットから出力された単一光子は、その偏光状態（ $|H\rangle$  又は $|V\rangle$ ）が量子ドットスピンと量子もつれ状態になっている。この単一光子を偏光ビームスプリッタ（PBS）で2つの光路に分離する。このマイケルソン干渉計は異なる光路長を持ち、挿入された $\frac{\lambda}{4}$ 板(QWP)により偏光状態がスワップされて（ $|H\rangle \leftrightarrow |V\rangle$ ）、PBSで合波される。これに

より、スピン-光子量子もつれ状態 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle|H\rangle + |\downarrow\rangle|V\rangle)$ はスピン-タイムビン量子もつれ状態

$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle|l, V\rangle + |\downarrow\rangle|s, H\rangle)$ へ変換される。ここで、 $l$ は後続パルス、 $s$ は先行パルスを表わす。この

状態はタイムビンの情報( $l$ または $s$ )が偏光の情報に相関しているので、EPR-Bell測定に使えない。偏光情報を消失するため、PBSを出た単一光子は $45^\circ$ の直線偏光のみを通過するポラライザに入射してから、PPLN導波路デバイスへ入射され、 $1.5\mu\text{m}$ に波長変換された後、光ファイバー(2km)へ結合される。図 29 (b)には、励起 $\pi$ パルスと信号光パルス（タイムビン）のカウンタ数が示してある。図 29 (c)に示すように、スピン（ $|\uparrow\rangle$ 又は $|\downarrow\rangle$ ）と単一光子パルス位置（ $|s\rangle$ 又は $|l\rangle$ ）の間に強い相関が形成されている。図 29 (d) (e) (f)は、量子ドットスピンが $|\downarrow\rangle$ と測定された時、偏光 $|H\rangle$ やパルス位置 $|l\rangle$ の単一光子は測定されないこと、パルス位置 $|s\rangle$ の単一光子が測定されることを示している。

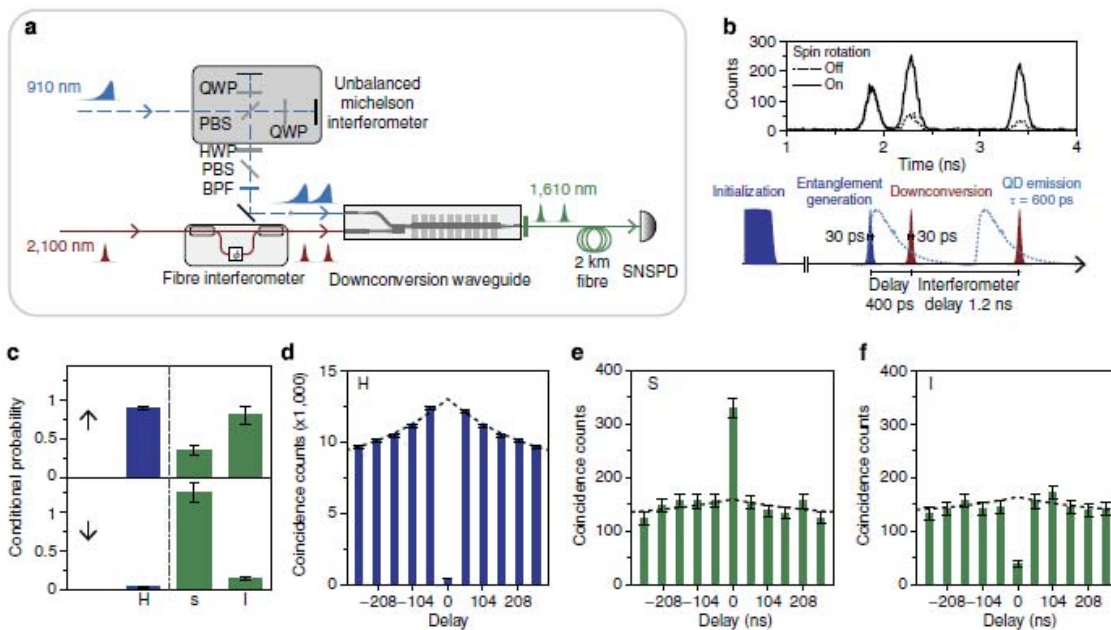


図 29 スピン-光子偏波量子もつれ状態からスピン-光子位置 (タイムビン) 量子もつれ状態への変換実験

図 30 には、量子ドットから発生された単一光子と中間点光源から放出された単一光子が 2 光子干渉 (フォトンバンチング) を起こしている様子が示されている。この結果、2 つの単一光子のオーバーラップ (フィデリティ) は、90%以上であることが確認され、EPR-Bell 測定が原理的に可能であることが示された。

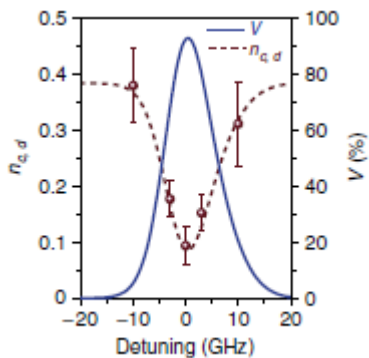


図 30 量子ドットからの単一光子と中間点光源からの単一光子の 2 光子干渉実験