

## 量子系のフォトン制御技術

山本喜久

熱平衡状態にある光源から放射される光子の流れにはゆらぎが存在する。ある時刻、ある場所で光子が検出されると、その直後、その付近で別の光子が検出される可能性が高い<sup>1)</sup>。これを光子のバンチング効果といい、光子がボーズ粒子に固有な誘導放出現象で発生されることに起因している<sup>2)</sup>。一方、熱平衡状態にある電流源から放射される電子の流れは一定でゆらぎは存在しない。低温でフェルミ縮退している2次元電子ガスの量子ホール効果<sup>3)</sup>や量子ポイントコンタクト<sup>4)</sup>でみられるコンダクタンスの量子化はその例である。ある時刻に電子が検出されると、その直後に別の電子が検出される可能性は低い<sup>5-7)</sup>。これを電子のアンチバンチング効果といい、電子がフェルミ粒子に固有なパウリの排他律に従うことに起因している<sup>8)</sup>。

非平衡状態のレーザー光源からの出力光のゆらぎは、熱的光源のゆらぎよりも小さく、ポアソン分布に従っている。ある時刻、ある場所で光子が検出されても、その直後、その付近で別の光子が検出される確率には何の影響も与えない。光子数のゆらぎがポアソン限界以下に抑圧された光はサブポアソン光またはアンチバンチング光といい、定電流源で駆動された半導体レーザーや発光ダイオードにより発生される<sup>9)</sup>。しかし、これらのサブポアソン光では、 $10^7 \sim 10^8$  というたくさんの光子の統計がポアソン分布よりわずかに狭くなっているだけで、光子1つずつが規則的に発生されているわけではない。

一方、微小トンネル接合における電子間のクーロン反発力を用いて、電子を1つずつ規則的に輸送する素子が開発されていて、これを単一電子ターンスタイル素子と呼んで

いる<sup>10,11)</sup>。本稿では、このクーロンブロッケード効果をバイポーラ素子 ( $p-n$  接合) へ応用して、電子とホールを1つずつ活性層に注入し光子を1つずつ規則的に発生させる素子の特性を紹介する。

この素子には、いくつかの欠点が存在した。その第1は活性層である微小ポスト形状の量子井戸層中では、電子とホールの波動関数が空間的に分離し、発光再結合の寿命が $\sim 25$  ns と長い。このため、ターンスタイル動作の繰り返し周波数は $\sim$  MHz のオーダーで制限される。第2の欠点は、発光再結合で発生されたフォトンがランダムな方向へ放射されるため、光検出の効率が低いことである。さらに単一電子とホールに対するクーロンブロッケード効果を用いているため、極低温での動作を必要とする。これらの欠点を解決するために、単一の量子ドットを3次元のマイクロ共振器中に閉じ込めた素子を作製した。この素子の特性も併せて紹介する。

### 1. 単一光子ターンスタイル素子の原理

図1(a)に素子 ( $p-i-n$  ダブルバリアトンネル接合) のバンド構造を示す。ある順方向バイアス  $V_0$  で、電子の供給源である  $n$  側 AlGaAs 量子井戸から中央の GaAs 量子井戸へ電子の共鳴トンネルが起こる。電子が1つ中央の量子井戸に捕獲されると、電子間のクーロン反発力のために、共鳴トンネルピークがシフトし、2個目の電子はトンネルすることができなくなる (図1(b))。次に順方向バイアスを  $V_0$  から  $V_0 + \Delta V$  へ上げると、ホールの供給源である  $p$  側 AlGaAs 量子井戸から中央の GaAs 量子井戸へホールの共鳴トンネルが起こる。ホールが1つ中央の量子井戸に捕獲されると、電子-ホール間のクーロン引力が消え、共鳴トンネルピークがシフトし、2個目のホールはトンネルすることができなくなる (図1(b))。このよう

E.L. Ginzton Laboratory, Stanford University Stanford, CA 94305, U.S.A.

E-mail: yamamoto@loki.stanford.edu

NTT 物性科学基礎研究所 (〒243-0198 厚木市森の里若宮 3-1)

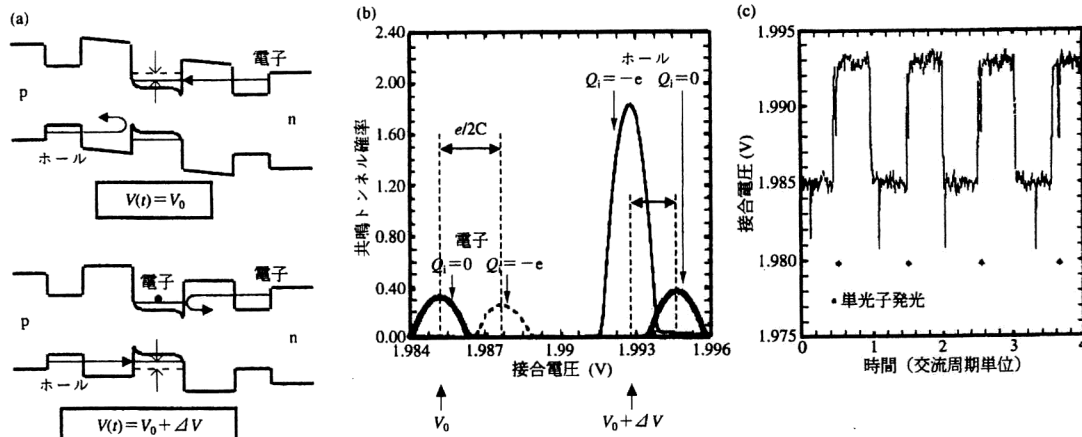


図1 (a) 単一光子ターンスタイル素子のバンド構造。p側, n側の量子井戸はホール源と電子源のエネルギー幅を小さくする(単色性をよくする)ために挿入されている。(b) 電子およびホールの共鳴トンネルレート対端子電圧。(a)のバンド構造を元に計算したもの。 $Q_i$ は量子井戸の電荷。(c) 端子電圧の変調に対する時間応答の計算機シミュレーション結果。

にして, 変調電圧を  $V_0$ と  $V_0 + \Delta V$  の間で変調することにより, 電子とホールを必ず1つずつ活性層である中央の量子井戸へ注入することができる。

図1(c)は, この動作原理を計算機シミュレーションで確認した結果である<sup>12)</sup>。低電圧状態でのスパイクは単一電子のトンネルに伴う端子電圧の降下と電源からの電荷供給による端子電圧の回復を示している。高電圧状態でのスパイクは単一ホールのトンネルに伴う同様の過程を示している。電圧の小さなゆらぎは, 電源抵抗で発生する熱雑音を示している。この熱雑音 ( $k_B T$ ) が単一電子・ホールの帯電エネルギー ( $e^2/C_i$ ,  $i=n, p$ ) よりも小さいため, 図1(c)に示すように変調の各周期ごとに必ず電子とホールが1つずつしか注入されない。+印は電子-ホール対の発光再結合(自然放出)による光子の発生を示していて, ほぼ決められた時間間隔で規則的に単一光子が発生される。

このような単一光子ターンスタイル素子が正常に動作するためには, 次のような条件が満足されていなければならない。

1. 単一電子とホールの帯電エネルギー  $e^2/C_i$  が熱ゆらぎの大きさ  $k_B T$ , 共鳴トンネル幅  $\Delta E_i$  よりも十分に大きいこと ( $e^2/C_i \gg k_B T$ ;  $e^2/C_i \gg \Delta E_i$ )
2. 電子, ホールのトンネル時間  $\tau_n$  と  $\tau_h$ , および電子-ホール対の発光再結合時間  $\tau_p$  が変調の周期  $T$  よりも十分に短いこと ( $\tau_n, \tau_h, \tau_p \ll T$ )
3. 非発光再結合が無視できること

次に, このような条件を満たす素子の作製と実験装置の説明をする。

## 2. 素子の作製と実験装置

$p$ - $i$ - $n$  ダブルバリアトンネル接合(図1(a))は, MBE

(molecular beam epitaxy) 装置を用いて成長した。トンネルバリアの高さと幅は, WKB (Wenzel, Kramer, Brillouin) 法で計算される電子とホールのトンネル時間 ( $\tau_n$  と  $\tau_h$ ) が実験で用いられた変調周期 ( $T \approx 100 \text{ ns} \sim 1 \mu\text{s}$ ) よりも十分に短くなる程度で, しかもトンネル接合の容量が直径  $1 \mu\text{m}$  以下のポスト形状に対して,  $10^{-16} \text{ F}$  以下になるように設計されている。 $p$ 型,  $n$ 型不純物のドーパ量は, 素子の動作温度  $50 \text{ mK}$  で十分な自由キャリアを供給する程度で, しかも電子とホールの供給源である両サイドの量子井戸中のキャリア分布が中央量子井戸の共鳴トンネル幅  $\Delta E_i$  に比べて大きくならないように設定されている。

接合容量を小さくし, 単一電子・ホールの帯電エネルギーを大きくするため, 直径  $100 \text{ nm} \sim 1 \mu\text{m}$  程度のポスト形状を, 電子ビーム露光技術と electron cyclotron resonance (ECR-RIE) ドライエッチング技術を用いて作製した。エッチング表面を介しての非発光再結合を抑えるために  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  を用いたパッシベーションを行った後,  $\text{SiN}$  でこれをおおい, 最後にポリミドでプレーナ化し, 電極を付けて素子の作製を終了する(図2)。

作製した素子は希釈冷凍機のみキシングチャンバーにマウントされ, 直流および交流電源で駆動される。放射された光子はマイクロレンズで集光され,  $\text{Si}$  の visible light photon counter (VLPC) で検出される。この単一光子検出器は, 量子効率  $88\%$ , 増倍率  $30,000$ , 応答時間  $2 \text{ ns}$ , 過剰雑音係数  $F \approx 1$  (無雑音) のすぐれた特性をもっている<sup>13-15)</sup>。ただ, 最適動作温度が  $5 \sim 7 \text{ K}$  であるため,  $50 \text{ mK}$  で動作させるターンスタイル素子との間に熱的遮へいを施して  $100$  倍の温度差を確保してある。

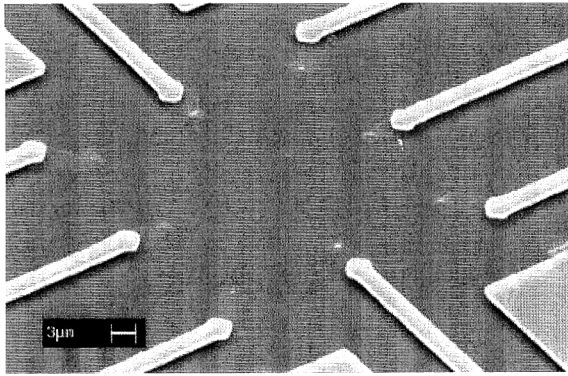


図2 単一光子ターンスタイル素子の最終形状。直径100 nmのポスト形状をしたGaAs/AlGaAs, *p-i-n*, タプルバリアトンネル接合素子はプレーナ化された後、半透明の金薄膜による*p*側電極でボンディングパッドに接続され、それぞれの素子の電氣的・光学的特性が測定される。

### 3. 電氣的特性

図3(a)に、3つの異なるDCバイアス電圧に一定振幅のAC変調電圧を重畳した場合の電流対変調周波数の実験結果を示す<sup>16)</sup>。*p-n*接合を流れる電流は、DCバイアス電圧の増加に従い変調周波数に対し、 $I = ef$ ,  $2ef$ ,  $3ef$ なる比例関係を示す。 $I = ef$ なる関係は、変調の各周期ごとに電子とホールが1つずつ注入され再結合する単一光子ターンスタイル動作が実現されていることを示している。一方、より高いDCバイアス電圧下でみられる $I = 2ef$  ( $3ef$ )なる関係は、変調の各周期ごとに電子とホールが2個(3個)ずつ注入され再結合する2(3)光子ターンスタイル動作が実現されていることを示している。これは、作製した素子の共鳴トンネル幅 $\Delta E_i$ が単一電子・ホールの帯電エネルギー $e^2/C_i$ よりも大きいため、DCバイアス電圧が高くなるにつれて、電子1つ、ホール1つの出入りでは完全にトンネルレートを遮断することができなくなることによる現象である。

図3(b)は、この電流対周波数の比例関係の比例定数の実験値をDCバイアス電圧に対してプロットしてある<sup>16)</sup>。DCバイアス電圧が1,543 V以下で電流が流れないのは、クーロンブロッケード効果によっている。DCバイアス電圧1,543~1,545 Vにおける最初のプラトーは単一光子ターンスタイル動作に対応する。DCバイアス電圧1,545~1,549 Vにおける第2のプラトーは2光子ターンスタイル動作に対応している。DCバイアス電圧1,549 V以上の第3のプラトーは3光子ターンスタイル動作に対応しているが、ゆらぎが大きく、比例係数の平均実測値は $3e = 4.8 \times 10^{-19} [C]$ よりも若干小さい。これは測定された共鳴トンネル幅 $\Delta E_i$ を取り入れたより精密な計算機シミュレーションによっても予想されている傾向である<sup>16)</sup>。

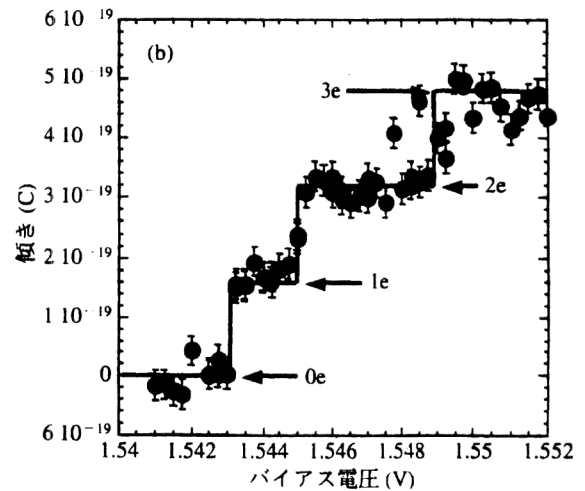
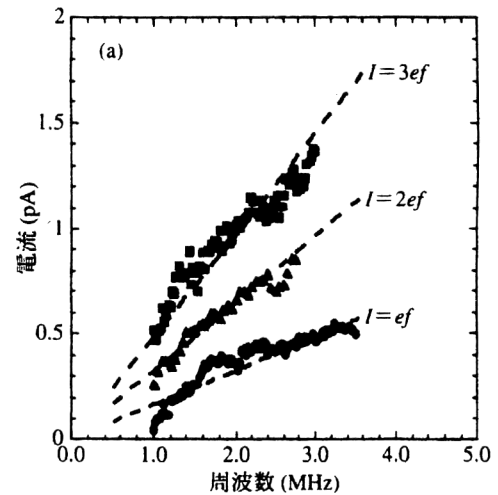


図3 (a) 単一光子ターンスタイル素子の3つの異なるDCバイアス電圧での*p-n*接合電流対変調周波数の実験値。(b) 比例係数 $I/f$ 対DCバイアス電圧の実験値。

### 4. 光学的特性

図4(a)および(b)は、 $I = ef$ なる最初のプラトー(単一光子ターンスタイル領域)における光子計数統計対(変調パルスの立ち上がりからの)遅延時間の実験値と計算機シミュレーションの結果を示している。光子の放出は変調パルスの立ち上がり直後に集中している。立ち上がりの時定数5 nsは、ホールのトンネル時間で決められ、立ち下りの時定数25 nsは電子-ホール対の発光再結合寿命時間で決められている。変調パルスの立ち下がりに付随した光子放出レートの急激な減少は、活性層(中央量子井戸)へ注入されたホールが電子と再結合する前に*p*側量子井戸へ逆方向トンネルすることによっている。図4(a)の低電圧状態での残留の光子計数は、検出器のダークカウントであり、この効果は図4(b)の計算機シミュレーションでは取り入れられていない。

図4(c)および(d)は、 $I = 2ef$ なる第2のプラトー

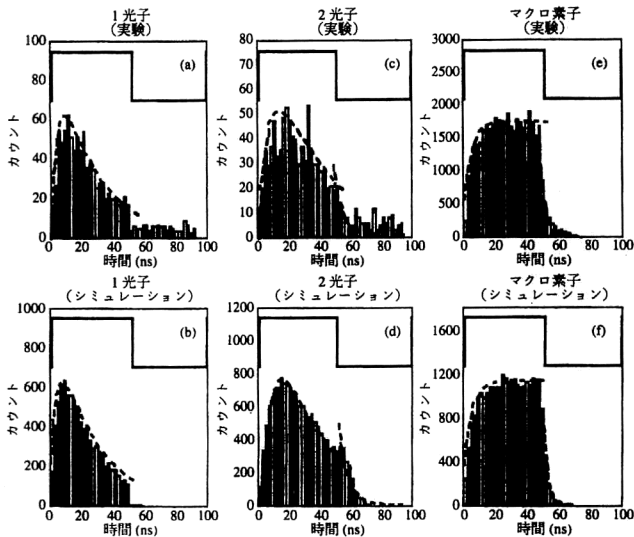


図4 光子計数統計の時間応答特性。(a) (b)  $I=ef$  のプラトーでの実験値と計算機シミュレーション。(c) (d)  $I=2ef$  のプラトーでの実験値と計算機シミュレーション。(e) (f) マクロスコピック  $p-n$  接合での実験値と計算機シミュレーション。

(2光子ターンスタイル領域)における光子計数統計対遅延時間の実験値と計算機シミュレーションの結果を示している。単一光子ターンスタイル領域とほぼ同様の特性を示しているが、同じ時間内にホール2個が注入され光子2個が発生されるため、分布はやや広がっている。

図4(e) および (f) は、ポスト径  $100\ \mu\text{m}$  のマクロスコピックな  $p-n$  接合を同じDCバイアス、変調電圧条件で動作させた場合の光子計数統計対遅延時間の実験値と計算機シミュレーションの結果を示している。この場合、接合容量は非常に大きく、クーロン・ブロケード効果は完全に無視できるので、注入される電子とホール数には何の制限も課されない。したがって、光子計数統計は、発光再結合寿命時間  $25\ \text{ns}$  で立ち上がる単調増加曲線を示す。図4(a) や (c) に示されている光子放出タイミングの変調パルスの立ち上がり直後への集中は、クーロン・ブロケード効果により注入される電子、ホールの数が制限されたことを直接に反映しているのである。

### 5. 単一量子ドットマイクロ共振器素子

単一光子ターンスタイル素子の特性を改善するために2つの新しい構造を導入することが考えられる。その第1は量子井戸活性層を単一の量子ドットで置き換えることである。これにより接合容量を1桁以上小さくでき、単一電子・ホールの帯電エネルギーを室温での熱エネルギー ( $24\ \text{meV}$ ) 程度まで大きくできると予想される。素子の高温動作に有効な手段である。さらに、量子ドットでは電子・

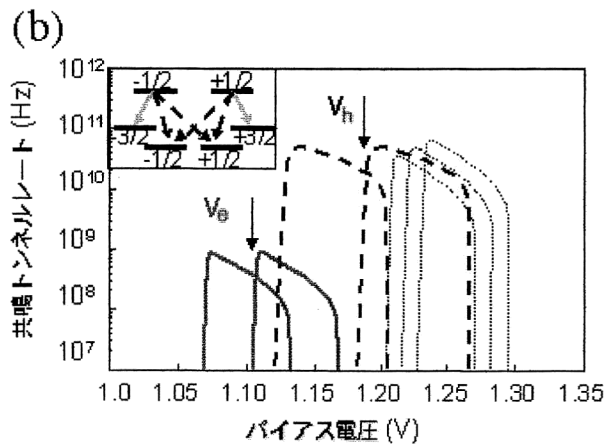
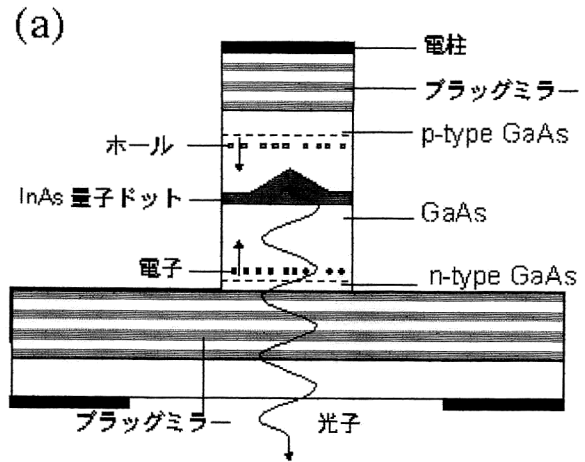


図5 (a) 単一量子ドットマイクロ共振器素子の構造と、(b) 共鳴トンネルレート対バイアス電圧。

ホール対の発光再結合寿命が  $1\ \text{ns}$  程度と短くできるため、素子の高速動作化にも有利である。

第2の改善のポイントは、マイクロキャビティー構造の導入である。これにより発光再結合寿命をさらに短くすることが可能である。また、自然放出された光子を単一導波路モードへ高効率で結合させることができるようになる。

図5(a) にそのような InAs 単一量子ドットマイクロ共振器素子の構造を示す<sup>12)</sup>。図5(b) には、この素子の共鳴トンネルレート対バイアス電圧の理論値が示されている。端子電圧を  $V_0$  と  $V_h$  よりもやや小さい値の間で変調すると、単一電子・ホールの規則的な注入が行え、 $V_0$  と  $V_h$  よりもやや高い値の間で変調すると、2個の電子・ホールの規則的な注入が行える。3個以上の電子・ホールの注入が行われないのは、パウリの排他律によっている。2個の電子・ホールを注入した場合には、最初に放出されるフォトンエキシトン分子の共鳴周波数  $\omega_1$  を、2番目に放出されるフォトンエキシトンの共鳴周波数  $\omega_2$  をもち、区別できる。このとき、選択則により角運動量  $J=+\frac{1}{2}$

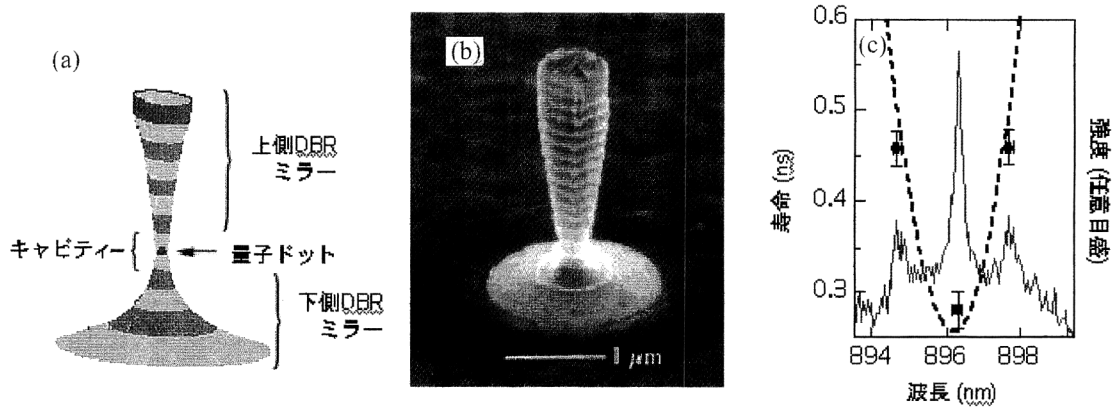


図6 (a) 作製した単一量子ドットマイクロ共振器素子の構造, (b) SEM 写真, および, (c) 自然放光強度と寿命.

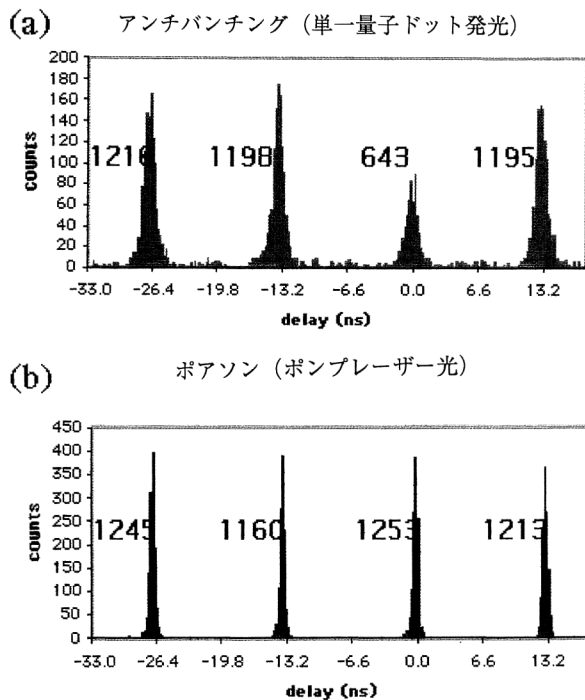


図7 (a) 単一量子ドットからの 1e-1h 発光の強度相関と (b) Ti: Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> モード同期レーザー光の強度相関.

$\left(-\frac{1}{2}\right)$  の電子は  $J = +\frac{3}{2}$   $\left(-\frac{3}{2}\right)$  のホールと再結合し, 右(左) 回り円偏光の光子を放射する. 1 番目の光子が右回り円偏光であれば 2 番目の光子は左回り円偏光になり, 1 番目の光子が左回り円偏光であれば 2 番目の光子は右回り円偏光となる. どちらが起きるかは 50%-50% の確率をもち不明であるから, 結局, 次の偏波エンタングル状態が生成されることになる.

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [ |R\rangle_{\omega e} |L\rangle_{\omega c} + |L\rangle_{\omega e} |R\rangle_{\omega c} ] \quad (1)$$

1 番目の光子放出と 2 番目の光子放出の間に, 電子-ホール対のスピンの緩和が済んでしまったら, このようなエンタングル状態は生成されない. したがって, 発光再結

合寿命がスピン緩和時間に比べて十分に短いことが, エンタングル状態の生成に必要となる<sup>17)</sup>.

図 6(a), (b) は作製した単一量子ドットマイクロ共振器素子の SEM 写真と光ポンピングに対する発光スペクトルを示している. 3 次元マイクロ共振器は分布ブラッグ反射器とポスト形状から形成され, ポスト径  $0.3 \mu\text{m}$  の素子では, モード体積は  $V_0 \sim \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$ ,  $Q$  値は約 300 である. ドライエッチ前のプレーナ形状の分布ブラッグ反射共振器の  $Q$  値は約 2000 であり, ポスト形状の形成により  $Q$  値は約 1/10 劣化した. 図 6(c) に示すように, この素子には 3 つの量子ドットが光共振器帯域内に存在し, 共振器周波数に共鳴した量子ドットでは, 発光再結合の寿命は  $\sim 0.3 \text{ ns}$  であり, これから自然放光の単一モードへの結合効率は  $\sim 0.78$  と推定される. もし, 同じ光モード体積を保ったまま,  $Q$  値を元の 2000 のままに維持できれば, 発光再結合の寿命はスピン緩和時間よりも十分に短い  $\sim 30 \text{ ps}$  に減少できるはずである.

## 6. 光子のアンチバンチング特性

単一量子ドットを  $2e-2h$  の遷移レベルで共鳴励起したときの 1e-1h の基底状態での発光の強度相関を測定した結果を図 7(a) に示す. たて軸は  $t=0$  で単一光子が 1 つの検出器で検出されたときに他の検出器で別の光子が検出される統計 (ヒストグラム) を示している.  $t=0$  での光子検出確率が  $t = \pm T, \pm 2T$  ( $T$  は励起パルスの繰り返し周期) での光子検出の確率よりも小さくなっているのは, アンチバンチング特性と呼ばれ, もし各パルス当たり, 1 個以上の光子が存在しなければ,  $t=0$  での光子検出確率はゼロになるはずである. 逆に, 各パルス当たりの光子数がポアソン分布に従ってゆらいているとすると,  $t=0$  での光子検出確率は  $t = \pm T, \pm 2T$  での光子検出確率と等しくなることが知られている. 図 7(b) は励起に用いた

Ti: Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> モード同期レーザーからのパルスに対して、同様の強度相関を測定した結果である。通常のポアソン分布に対応した結果が得られた。

決められた時間間隔で光子を1個ずつ放出する光源と偏波エンタングル光子対を1個ずつ放出する光源の開発の現状を紹介した。このような新しい光源は、量子暗号のセキュリティの改善、伝送速度の改善<sup>18)</sup>や線形光学系と組み合わせた線形光学量子コンピューター<sup>19)</sup>などへの応用が期待される。

## 文 献

- 1) R. H. Brown and R. Q. Twiss: "Correlation between photons in two coherent beams of light," *Nature*, **177** (1956) 27-29.
- 2) A. Einstein: "Zur quantentheorie der strahlung," *Z. Phys.* **18** (1917) 121-124.
- 3) K. von Klitzing, G. Dorda and M. Pepper: "New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance," *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1980) 494-497.
- 4) B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel and C. T. Foxon: "Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas," *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988) 848-850.
- 5) R. C. Liu, B. Odom, Y. Yamamoto and S. Tarucha: "Quantum interference in electron collision," *Nature*, **391** (1998) 263-265.
- 6) W. D. Oliver, J. Kim, R. C. Liu and Y. Yamamoto: "Hanbury brown and twiss-type experiment with electrons," *Science*, **284** (1999) 299-301.
- 7) M. Henny, S. Oberholzer, C. Strunk, T. Heinzel, K. Ensslin, M. Holland and C. Schönberger: "The fermionic hanbury brown and twiss experiment," *Science*, **284** (1999) 296-298.
- 8) W. Pauli: "The connection between spin and statistics," *Phys. Rev.*, **58** (1940) 716-722.
- 9) Y. Yamamoto, S. Machida and W. H. Richardson: "Photon number squeezed states in semiconductor lasers," *Science*, **255** (1992) 1219-1224.
- 10) L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, P. A. M. Holweg, J. E. Mooij, H. Pothier, D. Esteve, C. Urbina and M. H. Devoret: "Frequency-locked turnstile device for single electrons," *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 2691-2694.
- 11) L. P. Kouwenhoven, A. T. Johnson, N. C. van der Vaart, C. J. P. M. Harmans and C. T. Foxon: "Quantized current in a quantum-dot turnstile using oscillating tunnel barriers," *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 1626-1629.
- 12) A. Imamoglu and Y. Yamamoto: "Turnstile device for heralded single photons: Coulomb blockade of electron and hole tunneling in quantum confined *p-i-n* heterojunctions," *Phys. Rev. Lett.*, **72** (1994) 210-213.
- 13) J. Kim, Y. Yamamoto and H. H. Hogue: "Noise-free avalanche multiplication in Si solid state photomultipliers," *Appl. Phys. Lett.*, **70** (1997) 2852-2854.
- 14) J. Kim, S. Takeuchi, Y. Yamamoto and H. H. Hogue: "Multiphoton detection using visible light photon counter," *Appl. Phys. Lett.*, **74** (1999) 902-904.
- 15) S. Takeuchi, J. Kim and Y. Yamamoto and H. H. Hogue: "Development of a high-quantum-efficiency single-photon counting system," *Appl. Phys. Lett.*, **74** (1999) 1063-1065.
- 16) J. Kim, O. Benson, H. Kan and Y. Yamamoto: "A single-photon turnstile device," *Nature*, **397** (1999) 500-503.
- 17) O. Benson, C. Santori, M. Pelton and Y. Yamamoto: "Regulated and entangled photons from a single quantum dot," *Phys. Rev. Lett.*, **84** (2000) 2513-2516.
- 18) G. Brassard, N. Latkenhaus, T. Mor and B. C. Sanders: "Limitations on practical quantum cryptography," *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000) 1330-1333.
- 19) E. Knill, R. Laflamme and G. Milburn: "Efficient linear optics quantum computation," *quant-ph/0006088* (20 June, 2000).

(2000年9月1日受理)