

半導体量子ドットを用いた単一光子発生技術の展開

荒川 泰彦^{1,2,3}, 臼杵達哉^{2,3}, 岩本 敏^{1,2,3}, 加古 敏^{2,3}

¹東京大学 先端科学技術研究センター (〒153-8904 東京都目黒区駒場4-6-1)

²東京大学 生産技術研究所 (〒153-8505 東京都目黒区駒場4-6-1)

³東京大学 ナノエレクトロニクス連携研究センター (東京大学生産技術研究所 (〒153-8505 東京都目黒区駒場4-6-1))

Advances in Single Photon Sources Based on Semiconductor Quantum Dots

Yasuhiko ARAKAWA,^{1,2,3} Tatsuya USUKI,^{2,3} Satoshi IWAMOTO,^{1,2,3} and Satoshi KAKO^{2,3}

¹Research Center for Advanced Science and Technology, The University of Tokyo, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8904

²Institute of Industrial Science, The University of Tokyo, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8905

³Nanoelectronics Collaborative Research Center, The University of Tokyo, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8904

(Received July 6, 2006)

In this article, recent advances in single photon source technologies based on semiconductor quantum dots are reviewed. After brief overview of progress in quantum dot photonic devices, we address various issues on single photon sources for practical applications, such as operation of the devices at telecommunication wavelength, higher temperature and highly efficient emission. To solve these issues, quantum dots embedded in photonic crystal and GaN-based quantum dots are discussed, demonstrating impact of the quantum dots on single photon source technologies.

Key Words: Quantum dots, Single photon source, Quantum information, Photonic crystal, Nanophotonic devices

1. まえがき

荒川と榊は、1982年に、電子を3次元的に閉じ込める構造として、量子ドット概念を提示するとともに¹⁾、量子ドットと量子細線を発光層に用いる半導体レーザーを提案した。量子ドットの魅力は、原子と同様に電子のエネルギー準位やスピン状態を離散的に制御できるに留まらず、個々の電子の流入や脱出を電気的に制御できる点にある。このため、量子ドットの研究は、固体物理学の新展開に加えて、(1)レーザーや光検出器などのフォトニックデバイス、(2)単電子トランジスタやメモリなどの電子デバイス、(3)単一光子発生素子や量子演算素子などの量子情報素子、(4)バイオ医療計測用蛍光マーカーなど、一連の先端デバイスを誕生・発展させてきており、学術の諸分野に極めて大きな波及効果を及ぼしている。

80年代においては夢の構造であった量子ドットは、90年代のStranski-Krastanow (S-K) 成長モードを利用した自己形成法などナノ技術の進展により、エレクトロニクス・フォトニクスを支える基本構造のひとつとして期待されるところまで進化した。現時点では寸法揺らぎや位置の制御など多くの解決すべき課題をかかえているが、ナノ技術の情報通信素子への展開としての第一歩は着実に踏み出されたといえる。実際、わが国でも量子ドットレー

ザーデバイスモジュールの製品化をめざしたベンチャー会社である“QDレーザー”がこの5月に設立された。2年以内に市場化のめどをつけることが期待されている。

一方、このような量子ナノ構造と光と電子の相互作用の制御として、フォトニック結晶などによりナノ光共振器も重要な役割を果たすことが期待される。Yablonovitchに提案されたフォトニック結晶は、自然放出効果のような光と電子の相互作用の制御をはかることが期待されている。今後量子ドットの研究は、フォトニック結晶などナノ光制御構造と融合しつつ、量子情報技術への展開として単一光子発生素子や量子もつれ状態生成などの基本素子への展開に重心が次第に移ることになる。

本解説では、半導体量子ドットの量子情報技術への展開の一つとして、量子ドットを用いた単一光子発生素子について概観する。まず、2において、量子ドットにおける単一光子発生の原理を簡単に説明するとともに取り組むべき課題について述べる。3では、通信波長帯における単一光子発生、4では、フォトニック結晶による高効率な単一光子発生、5では、窒化ガリウム量子ドットによる高温動作について、それぞれ論じる。なお、紙面が限られているので、詳しい議論は原著論文を参照されたい。

2. 量子ドットにおける単一光子発生と課題

量子ドットを用いた単一光子の発生は、一つの電子正孔対が単一量子ドットへの注入に捕獲される現象にもとづく。この捕獲は通常光励起により行われるが、実用的には電流注入デバイスとして実現することが必要である。量子ドット中に捕獲された電子正孔対はクーロン相互作用のために励起子状態で安定になる。励起子が有する振動子強度に反比例する寿命で単一光子を発生する。他方、一つ以上の電子正孔対が注入された場合でも、多体効果によりそのエネルギーがシフトする(励起子分子、荷電励起子)ため、波長フィルタリングにより複数光子の発生を抑えることができ、効果的に単一光子を生成することができる。

量子ドットの励起子を用いた単一光子発生素子の実験は、MichlerらおよびSantoriらにより独立になされた^{2,3)}。さらに、SantoriらはInAs量子ドットにおいて励起子分子と励起子間の偏光相関を観測しドットの非対称に起因した非縮退性がエンタングルした光子発生素子にとって重大な障害となることを示している⁴⁾。

このように量子ドットは単一光子発生においてきわめて有用な構造であるが、これまでの実験は主として1 μm 以下の波長領域でなされてきた。また動作温度もヘリウム温度近辺であった。これは、量子ドットの励起子の発光波長の制御と励起子分子の束縛エネルギーが小さいことにそれぞれ起因する。このような状況をふまえて、量子ドットを用いた単一光子発生技術における主な課題として下記を挙げることができる。

- (1) 通信波長帯における単一光子発生
- (2) 電流注入動作
- (3) 高効率な単一光子発生
- (4) 高温動作
- (5) 高感度光検出器

長距離量子暗号通信を実現するためには光ファイバの使用が不可欠であり、そのためには、通信波長帯における単一光子発生技術の確立が重要な鍵となる。また、高効率な単一光子発生については、フォトニック結晶や微小共振器による光子制御が重要な役割をはたす。さらに、高温動作については、窒化ガリウムなど励起子の束縛エネルギーが大きい系が望ましい。電流注入動作も実用化に向けて不可欠である。高感度光検出器の開発は、地味ではあるがきわめて重要な課題である。筆者らのグループは(1)~(4)について、量子ドット技術を中心にフォトニック結晶技術も取り込みながら研究を進めてきた。ここでは、その取り組みについて紹介する。

3. 通信波長帯における単一光子の発生

3.1 通信波長帯における単一光子の発生実験

量子ドットを用いた単一光子生成は、明瞭なアンチバウニング特性が得られる点や100 MHz以上の高速動作が可能なこと等、基本的に優れた特徴を持っている。また、長距離光ファイバ伝送可能な波長帯1.3-1.55 μm において量

子ドットレーザー開発が精力的に進められていることも相まって、量子ドット作製に相当な技術的蓄積があったといえる。

我々は長距離伝送を目指し単一光子発生用InAs量子ドットの長波長化を進め、2004年には波長1.3 μm 帯⁵⁾、2005年に波長1.55 μm 帯⁶⁾での単一光子パルス検証実験に世界で初めて成功した。特に波長1.55 μm でファイバ伝送損失が最も小さくなるので、光励起型単一光子発生素子に関して、発光波長に関する課題は解決できたといえる。実験では、4.2 Kにおいて、繰り返し0.5マイクロ秒でフェムト秒レーザーパルスにより励起した。Fig. 1 (a)は、波長1.546 μm (Cバンド)の発光波長を有する量子ドット単一光子発生素子からの出力を、Hanbury-Brown and Twiss (HBT)相関測定系を用いて受信側で2次の光子計数相関ヒストグラムとして測定した結果である。遅延時間0で出力が0、他のタイムスロットの出力が一定の有限値となっており、これは、量子ドットから単一光子が生成されていることを示している。Fig. 1 (b)は単一光子パルスの伝送実験を行い、Cバンドにおいて30 kmの伝送実験に成功した結果である。図ではOバンド(1.3 μm)の特性も合わせて示しているが、Cバンドの方が光ファイバの損失が低いことを反映した結果が得られている。

3.2 取り出し効率の向上

発生素子を実用化するための次の課題は、生成レートの向上である。量子ドットの励起子寿命は十分に短く、動作速度の高速化に技術的問題は無い。しかし、量子ドットから光ファイバまでの結合損失が大きいと、動作速度を速めても十分な生成レートを得ることは難しい。量子ドットからの光子は対物レンズを通して光ファイバへと導かれる。しかし、半導体の屈折率は3以上と非常に大きいので、何も工夫が無いと単一光子パルスの1%未満しか対物レンズに取り込むことは出来ない。つまり、動作速度より生成レートは2桁以上小さい値になってしまう。今までは、マイクロポスト微小共振器を用いた構造

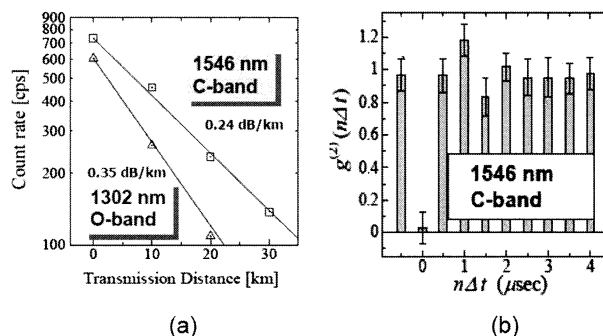


Fig.1 (a) 2nd order correlation photon counting histogram of optical output of the quantum dot type single photon source with the emission wavelength of 1.546 micron (C-band) using Hanbury-Brown and Twiss (HBT) correlation measurement system. (b) The single photon pulse transmission experiment data show the successful result in 30 km transmission at C-band. Figure also includes the result of O-band (1.3 micron).

で約8%の実測値が最高であった。マイクロポスト微小共振器は、量子ドットの発光寿命を制御できることなど、量子情報デバイスとして興味深い特徴を持っているが、反面、点光源に近くなるのでNAの小さい光ファイバに効率よく結合させるためには別の工夫が必要である。

量子ドットから対物レンズへの取り出し効率を高めるため我々は別のアプローチを取った。Fig. 2に光学構造の比較を示す。上記でも述べた様に何も工夫が無い場合、或いは金属のアパーチャーを設ける場合、取り出し効率は非常に低い。(Fig. 2 (a))メサ構造など、高屈折率の領域から光子を取り出す工夫を行った場合、数%程度に効率は改善する。(Fig. 2 (b))しかし、更に改善を進めなければ単一光子発生素子を実用化するのは難しい。そこで実用化レベルまで取り出し効率を向上できる新しい光学構造として、Fig. 2 (c)に示すように、基板表面近くにある量子ドットから放出された光子を意図的に表面で全反射させ、基板内に光子を導いたあと基板裏面から光子を取り出す手法を採用した。このとき量子ドットの周囲の光学構造をhorn型とし、指向性の強い伝播を実現している。基板裏面には反射防止膜を形成し、裏面境界での反射を減らしている。この方法では、量子ドットから放出された光子の95%以上が基板内を伝播することがFDTDによる数値シミュレーションで明らかになっている。作製した素子構造の走査型電子顕微鏡像をFig. 2 (d)に示す。数値シミュレーションで解析した結果、ドットから対物レンズ(NA=0.55)までの取り出し効率は約35%である。基板内に伝播する様子をFig. 2 (e)に示したが、horn構造が指向

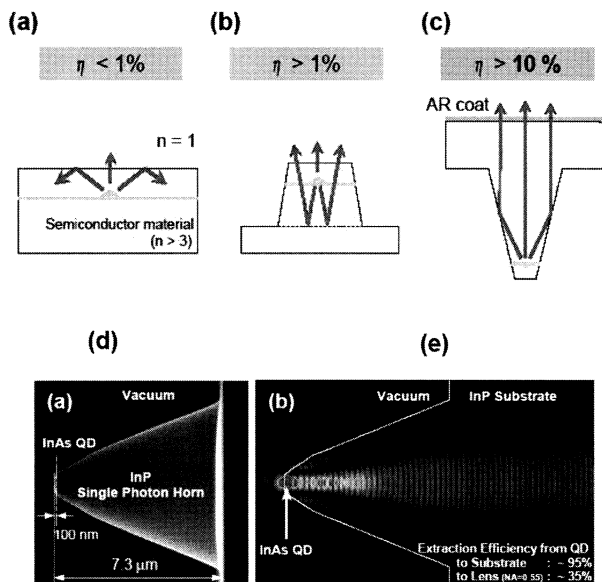


Fig. 2 Comparison of optical structures. (a) Normal: Low yield of the light extraction by the dominant total reflection at interfaces. (b) Mesa structure: Higher efficiency of the light extraction through the surface by the abrupt geometry change. (c) Horn-type structure: New design for high light extraction efficiency through the back surface by the use of total reflection at interfaces with inversed geometry. (d) SEM photograph of the test device with the Horn-type structure. (e) Numerical Simulation result by FDTD method.

性の強い光子を作り出すことがシミュレーションで確認できる。実際に単一光子パルスを発生させ、実験で見積もった値は10.9%であった。計算と実測に約3倍の開きがあるが、それでも現時点において量子ドットを用いた単一光子発生素子として最高の値となっている。

4. フォトニック結晶の導入による単一光子発生素子の高効率化

4.1 フォトニック結晶共振器の導入とその設計

量子ドット単一光子光源の高効率化は、その応用上きわめて重要な課題であり、注入したキャリアの光子への変換効率、発生した光子の伝送系への結合効率を高めることが望まれる。前節で紹介されたホーン形状は後者の結合効率を高めるための構造である。一方、微小共振器構造を用いることで、光子への変換効率と伝送系への結合効率を高めることが可能となる。マイクロポスト微小共振器を用いた高効率化の検討はすでに報告されているが⁷⁾、近年、フォトニック結晶ナノ共振器を用いた単一光子光源が注目を集めている。フォトニック結晶ナノ共振器は、その小さなモード体積 V にもかかわらず高い Q 値を持ち、パーセル効果などの共振器量子電磁気学効果が増強されると期待できるためである。

我々は、素子の全効率(=変換効率結合効率)を考慮のうえ、フォトニック結晶共振器の設計指針を検討し、高い効率が得られ、かつ比較的簡単な構造の探索を進めている。ある開口数のレンズで伝送系へと光子を結合させることを想定すると(Fig. 3挿入図参照)、全効率は光子への変換効率、発生した光子の自由空間への取り出し効率、レンズへの結合効率の積となる。非発光再結合による励起キャリアの損失がある場合には、変換効率は大きく低下するが、フォトニック結晶ナノ共振器ではパーセル効

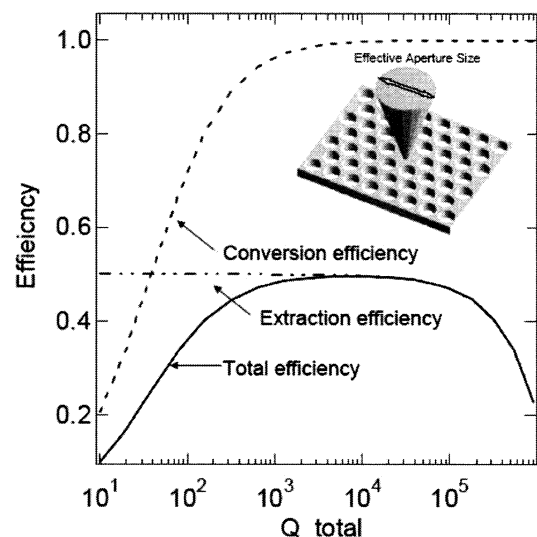


Fig. 3 Quality factor dependence of the light extraction efficiency in the photonic crystal nano-scale cavity. The lifetime of non-radiative recombination is assumed at 1 nsec. The limit of quality factor by the deviation from the ideal design at the fabrication is assumed at 2×10^6 .

果により自然放出レートが大きく増強されるため、 Q が十分高ければこの変換効率 η は1に漸近する。一方、取り出し効率は、発生した光子の何割が共振器で決まるモードパターンでフォトニック結晶上面から取り出されるかを示すものであり、フォトニック結晶面内での光子閉じ込めが理想的であれば、0.5に漸近する(上下対称のため)。しかし、一般には作製の不完全さによる散乱や残存吸収などによる損失が起こるため、フォトニック結晶の面垂直方向の閉じ込めがあまりに強い場合には逆に効率が落ちてしまう。現在のシリコンフォトニック結晶作製技術では、作製の不完全さなどで決まる Q 値は $\sim 10^6$ 程度と報告されている⁸⁾。変換効率と取り出し効率を Q 値の関数として概念的に示したのがFig. 1である。このFig. 3からわかるとおり、 Q 値として最適値(領域)があることがあることがわかる(注：他にも光子の識別不可能性を必要とする場合には Q 値が制限される⁹⁾。一方、レンズへの結合効率は共振器形状、電磁場の共振器面内分布で決まる量である。したがって、高い効率を得るには適度に高い Q 値と結合系に整合する放射モードパターンもつ共振器の設計が必要となることがわかる。

これらを実現する一候補として、三角格子フォトニック結晶の空気円孔をひとつ埋めたH1共振器がある。この共振器は単峰性放射パターンを持ち、L3共振器やダブルヘテロ共振器に比べて約2倍の結合効率を示す(ただし $NA=0.42$)ものの、 Q 値が低い($Q \sim$ 数100)。 Q 値を高めるため面内の円孔半径や位置を微妙に調整することが検討されているが、我々は、単にスラブの厚みを最適化することで放射パターンを維持しつつ $Q \sim 10000-20000$ となり、非発光再結合の影響をほとんど受けず効率 $\sim 14\%$ が得られることを数値計算により確認した¹⁰⁾。これはダブルヘテロ共振器($Q \sim 10^6$)を用いた場合と比べても同程度以上の値である。(ここで、非発光再結合時間は1nsと仮定した)。現在、DBR構造と組み合わせた擬似三次元フォトニック結晶構造¹¹⁾による放射パターン制御など、さらなる高効率化を目指した検討を進めている。

4.2 量子ドットを有する高 Q ナノ共振器と単一光子発生素子

前節では共振器の設計について議論したが、本節では量子ドットを有する高 Q ナノ共振器に関する実験面における現状と展開を紹介する。

ここ数年で量子ドットを有する高 Q ナノ共振器作製技術は大きく進歩している。我々のグループで作製した量子ドットを有するフォトニック結晶ナノ共振器の典型的なSEM写真をFig. 4に示す。両端シフト型のL3共振器において、 $Q=10000$ もしくはそれ以上を安定して作製できるようになっている。最近では、波長 $1.3\mu\text{m}$ で量子ドットを活性層としたフォトニック結晶ナノ共振器レーザーの室温連続発振にも成功しており¹²⁾、我々の共振器が良質なものであることを裏付けている。

量子ドットを有する高 Q ナノ共振器では、パーセル効果に加えて量子ドット励起子と単一共振器モードの強結合状態が実現されることが期待できる¹³⁾。そのため単一光子光源としてのみではなく、量子リピーターやエンタングルメント配信、量子情報処理などの構成要素としての高い可能性を秘めている。我々はその基礎技術として共振器共鳴励起法を提案した¹⁴⁾。単一光子発生や強結合状態といった現象の観測には、共振器中単一ドットからの発光を他のドットからの発光を抑えて観測する必要がある。このような場合、励起波長を(高次の)共振器モード波長に合わせて励起する、共振器共鳴励起法を用いることで共振器内のドットのみを効率よく励起することができ、かつ共振モード以外の発光を十分抑えることができるようになる。Fig. 5は励起方法の違いによるスペクトルの変化を示している。共振器共鳴励起を行うことにより、高効率に共振器内のドットのみが励起され、共振モード以外の発光が抑制されている様子がわかる。この手法は単一量子ドットにも適用可能である。量子ドットの第一励起状態に相当するエネルギー位置に共振器共鳴を設定しその波長で励起した場合、共振器共鳴からわずかにずれた位置に第一励起状態を持つドットの発光に比

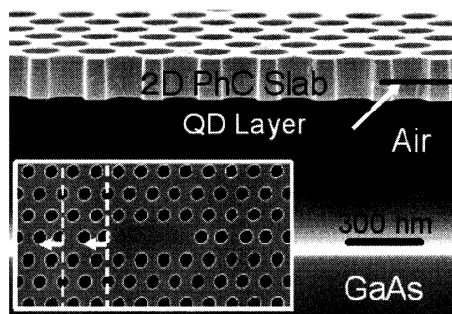


Fig. 4 SEM photograph of L3 type photonic crystal nano-scale cavity.

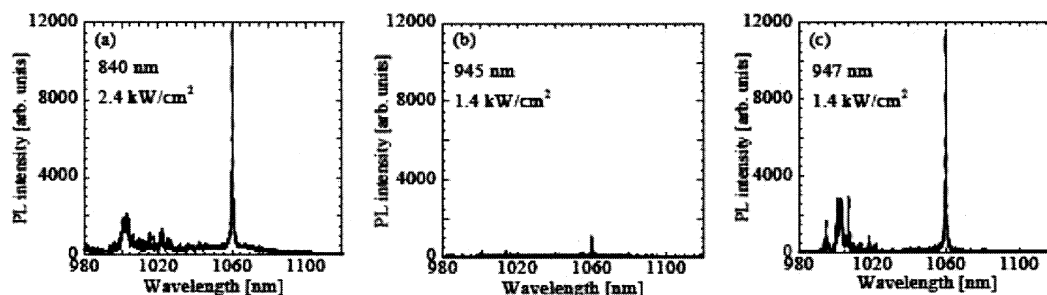


Fig. 5 Photoluminescence spectra with the various excitation intensities, (a) 2.4 kW/cm^2 at 840 nm, (b) 1.4 kW/cm^2 at 945 nm and (c) 1.4 kW/cm^2 at 947 nm, respectively. The spectrum (c) shows the result of the cavity resonant excitation.

べて非常に強い発光を示す¹⁵⁾。この手法は今後の単一光子光源の高効率化につながるものと期待している。

最後に、実際に実現されたフォトニック結晶ナノ共振器を用いた単一光子発生について述べる。ナノ共振器の構造はH1構造の周りの円孔半径、位置を調整した構造である。Stanford大学と東京大学のグループは、このナノ共振器において共鳴状態での発光再結合寿命の明瞭な短縮現象を確認した後、光励起により単一光子の発生実験を行い、4.2 Kでの単一光子発生の確認に成功した。これは、量子ドットとフォトニック結晶を融合した系からの世界で初めての単一光子発生の実験である¹⁶⁾。なお、前節で紹介した共振器共鳴励起法を用いることで残存ノイズの低減など更なる高性能化が期待できる。

5. 単一光子発生素子の高温動作：窒化物半導体量子ドットによる単一光子発生

5.1 GaN量子ドットの形成と光物性

GaNなど窒化物半導体量子ドットは、電子の有効質量が大きく励起子や励起子分子などの束縛エネルギーが大きく、高温においても安定であると期待される。この特性が高温動作する単一光子発生素子実現の一つの鍵となる。もちろん波長は400 nm付近で短波長となるため、光ファイバ長距離通信には用いることはできないが、宇宙における衛星間暗号通信や屋内暗号通信などの応用が期待される。

六方晶自己形成GaN量子ドットは、自発分極差やピエゾ電界による内部電界によって、外部電界が無い状態においても量子閉じ込めシュタル効果が顕著となり量子ドット中に数MV/cmの強い内部電界が生じるユニークな系である。これまでに、GaN/AlN量子ドットにおいて単一量子ドット分光法を確立し、強い内部電界下における個々の量子ドット中の電子状態、またそれらの電子状態からの発光特性の解明を試みてきた¹⁷⁾。六方晶自己形成GaN量子ドットの試料は減圧有機金属気層成長法によって作製する^{18,19)}。基板はn型(0001)SiCで、その上に直接AlN

を100 nm程度成長後、Stranski-Krastanow成長モードにより量子ドットを形成し、100 nmのAlNで埋め込んだ。平均的なドットの大きさは、原子間力顕微鏡の解析で高さ4 nm、横幅20 nmで、ドット密度は 10^9 cm^{-2} 後半程度であった。

単一量子ドット分光は、顕微発光分光法と作成した試料表面上のメサ構造によって行った。また単一光子発生を確認するために、または発光起源を同定するために、得られた発光の光子相関関数をHanbury-Brown and Twiss (HBT)型の相関測定系を用いて測定した²⁰⁾。Fig. 1にGaN量子ドットからの典型的な発光スペクトル(Fig. 6 (a))と各発光ピークに対する積分強度の励起光強度依存性(Fig. 6 (a)内挿図)、これらのピークに対する光子相関ヒストグラムを示す(Fig. 6 (b), (c))。これら励起強度依存性と光子相関測定の結果から、主要3ピークは単一の量子ドットに起因し、ピーク1は励起子状態からの発光(X)、またピーク2は励起子分子からの発光(XX)、そしてピーク3は励起子のフォノン支援再結合(LO)と結論できる。

5.2 GaN量子ドットを用いた単一光子発生

単一光子発生の実験はパルス励起下でHBT相関測定系を用いて得られる光子相関ヒストグラムを測定した。Fig. 7に3.5 Kにおける光子相関ヒストグラムを示す。遅延時間がゼロの時に明確なアンチバンチングを確認できる。各パルス上にある数字は規格化されたパルス面積 $g^{(2)}[i]$ で、 $g^{(2)}[0]$ の値は0.42となっている。 $g^{(2)}[0]$ の値がそれほど良くない理由として、背景光(主にAlNマトリクスから)の影響と再励起の効果が考えられるが、まだ今後の詳細な検討が必要である。

次に、励起子の積分強度と発光再結合時間の温度依存性をFig. 8 (a)に、スペクトルの温度依存性をFig. 8 (b)に示す。これから、少なくとも200 Kまでは顕著な発光強度の変化は見られないことが分かる。250 K以上の温度においては発光再結合時間が短くなることを考えると、非発光再結合過程が影響し始めると考えられる。しかしながら、この積分強度と発光再結合時間の温度依存性は、用いた波長266 nmの光源が非共鳴励起に相当し濡れ層(WL)

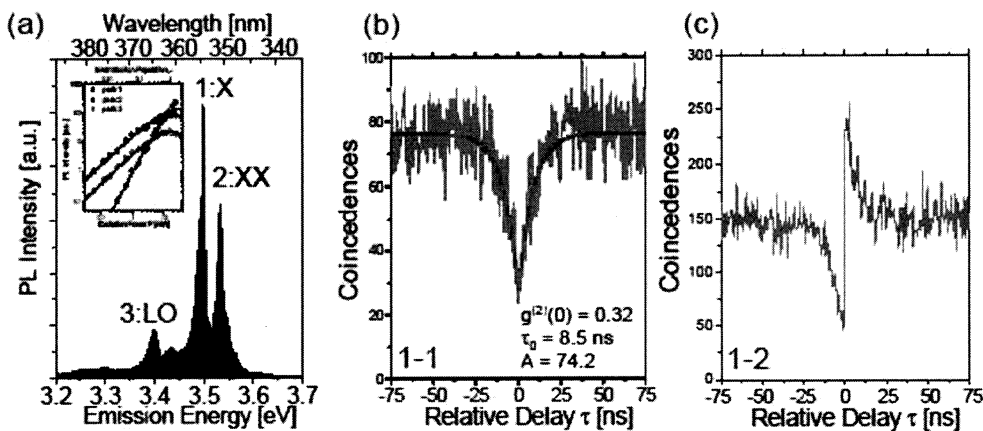


Fig. 6 (a) Typical emission spectrum of single GaN quantum dot. Inset shows the excitation light intensity dependence of the integral luminescent intensity for single GaN quantum dot. (b,c) Correlation photon counting histogram under the continuum light excitation. (b) shows the self correlation histogram of peak 1 (X: exciton). The solid line is the calculated fitting curve. (c) shows the mutual correlation histogram between peak 1 (X: exciton) and peak 2 (XX: molecular exciton).

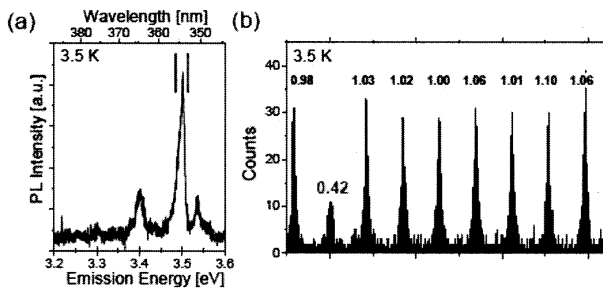


Fig. 7 (a) Photoluminescence spectrum and (b) correlation photon counting histogram of single GaN quantum dot by pulse light excitation at 3.5 K. The numbers on the top of each pulse in the right side histogram means the normalized pulse area size. The 2 solid lines in the left side spectrum indicate the selected area by the filter.

を直接励起しているために、WLのキャリアダイナミクスと量子効率を反映していると考えられる。WL中のキャリアは、温度の上昇とともに、通常の量子井戸と同様に非発光過程の影響を強く受ける。今後、共鳴励起下で実験を行えば、このWLの影響を取り除けると考えられる。また、高温動作する単一光子発生素子実現の鍵として励起子と励起子分子の発光の分離可能性が重要である。分離が十分でない $g^{(2)}[0]$ の増加につながる。

Fig. 8 (b)から低温において分離していた励起子と励起子分子の発光が200 K以上では重なってしまい二つのピークとしては観測することができないことがわかる。励起子分子の結合エネルギーは、温度によってあまり変化しないと考えられるので、これは線幅の温度に伴う増加によって引き起こされている。線幅の起源は、現在のところ明らかではないが、スペクトル拡散が主要な起源であると考えている。従って、位相緩和時間で決定されるようなスペクトル線幅はもっとずっと狭く、もし励起子分子の結合エネルギーと同程度かそれ以下であれば、今後スペクトル拡散を抑えられれば高温においても明確に分離している状態を得ることができると考えられる。

これまでに、低温における単一光子発生の実験に加え液体窒素温度を上回る100 K以上の温度においてパルス励起下での光子相関ヒストグラムにおいて明確なアンチバンチングを確認している²¹⁾。今後はさらなる諸特性の改善と室温での動作を目指し、結晶の品質や単一量子ドット分光用プロセスの最適化等によるスペクトル拡散過程の抑制が課題となる。

6. まとめ

本解説では、半導体量子ドットの量子情報技術への展開の一つとして、量子ドットを用いた単一光子発生素子について、最近の我々の取り組みを中心にして議論した。量子ドットは、量子ドットレーザーや量子ドット光増幅器など、次世代フォトニックネットワークにおける鍵となるデバイスとして今後発展することはほぼまちがいのないところである。また、単一光子発生、量子中継技術、量子計算技術など将来の量子情報技術において

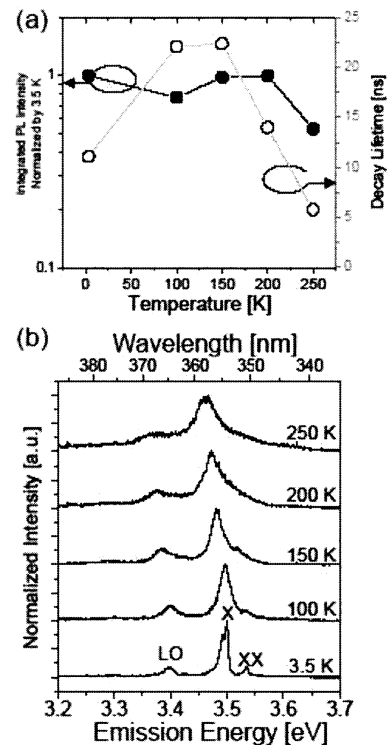


Fig. 8 (a) Temperature dependences of the integral intensity for the exciton emission and the lifetime of radiative recombination. (b) Temperature dependences of photoluminescence spectra. The excitation light intensity is constant. Spectra are normalized at the maximum value for every temperature. X, XX and LO show the recombination assisted with the exciton, the molecular exciton and LO phonon, respectively.

も、量子ドットは全固体素子を実現する基本ナノ構造として重要な役割を果たすことが期待される。今回は紙数の関係で割愛したが、筆者らのグループでは、最近、量子ドットとマイクロメカニクスの融合による電子状態の制御²²⁾、フォトニック結晶とマイクロメカニクスの融合による光スイッチング素子の実現^{23,24)}について、重要な成果を得ている。今後は、これらの量子ドット、フォトニック結晶、ナノメカニクスなどの融合技術を含むナノ構造技術の確立により、電子、光子、フォノンが完全に制御し尽され、半導体物性科学における主要量子である電子、光子、フォノンの強結合系・弱結合系の物理が明らかになり、量子情報技術の発展に寄与することを期待したい。

謝 辞

本研究は文部科学省ITプログラム世界最先端IT国家実現重点研究開発プロジェクトの支援により遂行された。

参考文献

- 1) Y. Arakawa and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett. **40** (1982) 939.
- 2) P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, and A. Imamogulu: Science **290** (2000) 2282.
- 3) C. Santori, M. Pelton, G. Solomon, Y. Dale, and Y. Yamamoto:

- Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1502.
- 4) C. Santori, D. Fattal, M. Pelton, G. Solomon, and Y. Yamamoto: Phys. Rev. B **66** (2002) 045308/1/4.
 - 5) K. Takemoto, Y. Sakuma, S. Hirose, T. Usuki, N. Yokoyama, T. Miyazawa, M. Takatsu, and Y. Arakawa: Jpn. J. Appl. Phys. **43** 7B (2004) L993.
 - 6) T. Miyazawa, K. Takemoto, Y. Sakuma, S. Hirose, T. Usuki, N. Yokoyama, M. Takatsu, and Y. Arakawa: Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) L620.
 - 7) M. Pelton, C. Santori, J. Vučković, B. Zhang, G. S. Solomon, J. Plant, and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 233602.
 - 8) T. Asano and S. Noda: Opt. Express **14** (2006) 1996.
 - 9) C. Santori, D. Fattal, J. Vučković, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto: Nature **419** (2002) 594.
 - 10) A. Tandraechanurat, S. Iwamoto, and Y. Arakawa: 応用物理学会 第53回春季学術講演会 24p-L-5 (2006).
 - 11) M. Ito, S. Iwamoto, and Y. Arakawa: Jpn. J. Appl. Phys. **43** 4B (2004) 1990.
 - 12) M. Nomura, S. Iwamoto, K. Watanabe, N. Kumagai, Y. Nakata, S. Ishida, and Y. Arakawa: Opt. Express **14** (2006) 6308.
 - 13) T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe: Nature **432** (2004) 200.
 - 14) M. Nomura, S. Iwamoto, T. Nakaoka, S. Ishida, and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 141108.
 - 15) M. Nomura, S. Iwamoto, T. Yang, S. Ishida, and Y. Arakawa: submitted to Appl. Phys. Lett.
 - 16) Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto, and J. Vuckovic: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 013904.
 - 17) S. Kako, K. Hoshino, S. Iwamoto, S. Ishida, and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett. **85** (2004) 64.
 - 18) M. Miyamura, K. Tachibana, and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett. **80** (2002) 3937.
 - 19) K. Hoshino and Y. Arakawa: Phys. Stat. Sol. **0** (2003) 1101.
 - 20) C. Santori, S. Gotzinger, Y. Yamamoto, S. Kako, K. Hoshino, and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett. **87** (2005) 051916.
 - 21) S. Kako, K. Hoshino, Y. Arakawa, C. Santori, S. Gotzinger, and Y. Yamamoto: unpublished.
 - 22) T. Nakaoka, T. Kakitsuka, T. Saito, and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett. **84** (2004) 1392.
 - 23) 荒川 泰彦, 岩本 敏, 山田 博仁, 勝山 俊夫: 特願中.
 - 24) S. Iwamoto, M. Tokushima, A. Gomyou, H. Yamada, A. Higo, H. Toshiyoshi, and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 141108.