

■S2 群 (ナノ・量子・バイオ) - 3 編 (ナノ光エレクトロニクス)

---

## 3 章 量子ナノ構造とその応用

### 【本章の構成】

本章では以下について解説する.

- 3-1 量子ナノ構造 (井戸, 細線, ドット) 技術の進展
- 3-2 量子ナノレーザーの現状と展望
- 3-3 量子通信・量子情報への展開
- 3-4 サブバンド間遷移と超高速光-光変調

S2 群 - 3 編 - 3 章

3-1 量子ナノ構造（井戸，細線，ドット）技術の進展

（執筆者：本久 順一）[2017 年 12 月受領]

量子井戸・量子細線・量子ドットをはじめとする量子ナノ構造（図 3・1）では，電子をドブロイ波長程度・ナノメートルスケールの領域に電子を閉じ込めるため，運動の自由度が制限される．このため，電子の波動性の発現により量子準位（閉じ込めが弱く近接のナノ構造との結合が存在する場合はミニバンド）が形成され，取りうるエネルギー状態が変化し，そして，状態密度  $\mathcal{D}(\varepsilon)$  が運動の自由度もしくは閉じ込めの次元に応じ，バルクとは大きく異なってくる．すなわち，図 3・1 に示したとおり，閉じ込めのないバルクでは  $\mathcal{D}(\varepsilon)$  はエネルギー  $\varepsilon$  に対して  $\mathcal{D}_{3D}(\varepsilon) \propto \sqrt{\varepsilon}$  となるが，一つの量子準位に対する状態密度は量子井戸では  $\mathcal{D}_{2D}(\varepsilon) \propto \varepsilon^0$ （エネルギーに依存しない一定値），量子細線では  $\mathcal{D}_{1D}(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-1/2}$  となり，さらに量子ドットではデルタ関数状となる．実際の量子ナノ構造では離散的となった量子準位が複数存在するため，状態密度は各準位からの寄与の和になるが，このように電子の運動の自由度が減少するにつれ，状態密度は先鋭化し，これは，同じエネルギー状態を取る電子・正孔の数が相対的に増加するとともに，キャリアは熱分布の影響を受けにくくなることを意味する．

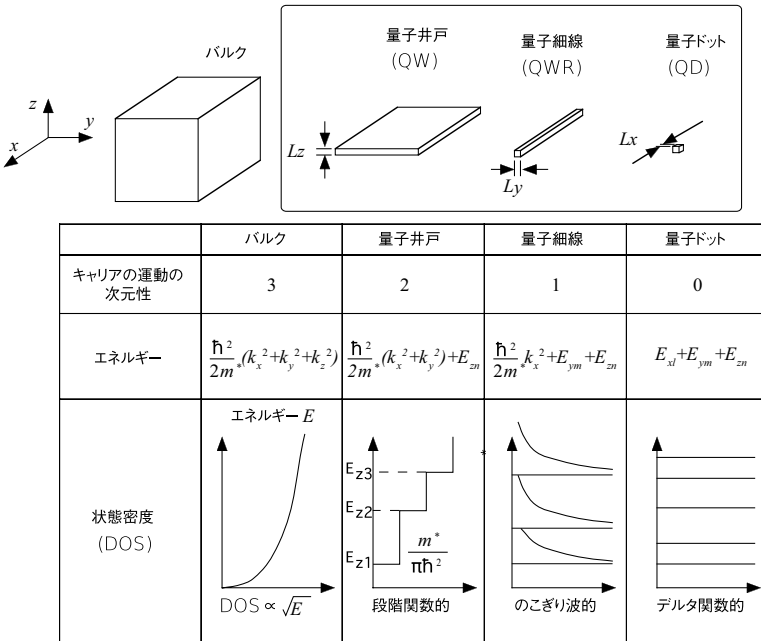


図 3・1 量子ナノ構造と状態密度

これにより，レーザにおいてキャリアを注入した場合，キャリアは同一のエネルギー状態を占有しやすくなるため，反転分布が生じやすい，すなわちより利得が大きくなることで低

閾値で発振することが可能となり、加えて、キャリアの熱分布の影響を受けにくくなることから、閾値の温度変化が減少し、特性温度の高いレーザが実現可能となる<sup>1,2)</sup>。図 3・2 は利得スペクトルの計算例であり<sup>2)</sup>、バルクから量子ドットまで、閉じ込めの次元が上がるにつれ利得のピークが増大していることがわかる。その他、微分利得の向上に伴う変調帯域幅の増大やスペクトル線幅増大係数 ( $\alpha$  パラメータ) の低下など、量子ドットの導入は半導体レーザの特性向上に寄与することが理論的に示された。加えて、閉じ込めの次元の増大とともに励起子の結合エネルギーの増大やそれに伴う光非線形の増大といったことも明らかとなり、量子ナノ構造の光物性の研究や、それを利用した光デバイスの研究が活発に行われることになった。

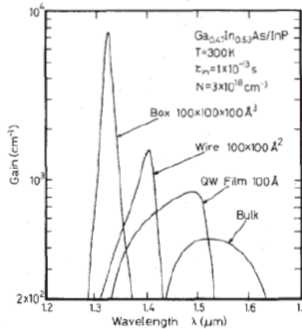


図 3・2 利得スペクトルの計算例<sup>2)</sup>

また、微細化に付随する重要な要素として、歪みを含んだ構造の利用が可能となったことが挙げられる。立方晶において、格子定数  $a_0$  を有する基板に光子定数  $a$  の材料を成長した場合、 $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = (a_0 - a)/a$  及び  $\epsilon_{zz} = -2\nu\epsilon_{xx}$  なる二軸性の歪みが発生する。ここで  $\nu$  はポアソン比に対応する量であるが、(001) 面上の場合、 $c_{11}, c_{12}$  を弾性ステフィネス定数として、 $\nu = c_{11}/c_{12}$  で与えられる。格子歪みは弾性エネルギーと成長層内に蓄積され、膜厚の増加とともに増大し、最終的にそのエネルギーはミスフィット転位の発生により解放されるが、逆に、成長層の膜厚が薄く（臨界膜厚以下）弾性エネルギーが小さければ、歪みが成長層に残ったまま高品質の構造が実現される。一方、半導体中の歪みはバンド構造の変化をもたらす。これは、量子ナノ構造では歪みによるバンド構造エンジニアリングが可能であることを示している。これを実際に利用したのが歪み量子井戸及び歪み量子井戸レーザ<sup>3)</sup>であり、例えば活性層に圧縮性歪み ( $\epsilon_{xx} < 0$ ) を与えることにより、正孔の内面での有効質量が減少し、反転分布が実現されやすくなるため閾値が減少する。また、後述する自己形成量子ドットでは、歪みの存在が本質的となっているが、発光・発振波長の制御や、偏光を制御する上での重要な指針となる。一方、GaN 系などの六方晶の構造では、歪みによって発生したピエゾ電場が電子・正孔を分離し、発光性再結合レートの減少を引き起こす。いずれにせよ、量子ナノ構造をデバイス応用する上では、歪みの制御が重要な課題になる。

半導体を中心とする量子ナノ構造の研究は、江崎らによる超格子構造の提案<sup>4)</sup>に始まるが、その進展は分子線エピタキシー法 (Molecular Beam Epitaxy: MBE) や有機金属気相成長法 (Metalorganic Vapor Phase Epitaxy: MOVPE) といった、原子層オーダーの膜厚制御が可能で、また混晶の組成制御に優れた結晶成長技術の進展に負うところが大きい。これらの結晶成長技術が高度に発展したため、量子井戸・歪み量子井戸だけでなく、面発光レーザ (VCSEL) の分布ブラッグ反射鏡 (DBR)、さらには超格子構造のサブバンド間遷移を利用した量子カスケードレーザなどが実現されるに至った。また、量子細線、量子ドットでは、結晶成長方向だけでなく、横方向のサイズを制御することが必要となる。これにはいわゆるトップダウン手法、すなわちリソグラフィを利用した微細加工技術<sup>6)</sup>や、ボトムアップ手法、すなわち結晶成長の特性を利用して横方向の成長を制御する手法<sup>7, 8)</sup>、あるいはその両者を併用した手法<sup>9)</sup>などを用いて、量子細線レーザが作製されてきたが、量子ドットレーザに革新的な影響を与えたのは Stranski-Krastanow (SK) 成長モード (図 3・3(b)) による自己形成量子ドット (self-assembled quantum-dot: SAQD) である (図 3・4(a))。ヘテロエピタキシーにおいては、二つの材料の界面エネルギーおよび表面エネルギー、そして歪みによる弾性エネルギーの関係により、図 3・3 に示したとおり (a) Frank-van der Merwe 型と呼ばれ層構造を保ったまま成長が進む 2 次元成長モード、(b) と呼ばれる 2 次元成長から 3 次元的な成長へと成長途中で遷移する SK 成長モード、及び (c) Volmer-Weber 型と呼ばれる成長初期から 3 次元的に成長が進むモード、と三つの様式に分類される。ここで (b) の SK 成長モードにおいて形成される 3 次元長が、非常に高品質の量子ドットとしての性質を示すことが明らかになり、1990 年代以降、結晶成長のみで比較的簡便に高品質かつサイズの小さな量子ドットを形成する手法として、急速に研究が進展した。そして、1994 年に最初の SK 成長モードによる SAQD を用いた量子ドットレーザ<sup>5)</sup> が報告されて以来、やはり結晶成長技術の進展により、ドットの高密度化とサイズ均一性の向上、これによる利得の向上が図られ、現在、SAQD を用いた量子ドットレーザは実用化されている。

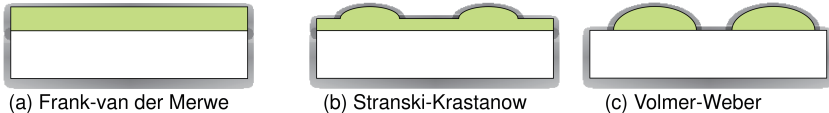


図 3・3 ヘテロエピタキシャル成長の成長様式

量子ドットレーザは多数の量子ドットによる集合体と、そこでの状態密度の先鋭化を利用したものであるが、人工原子とも呼ばれるように、単一の量子ドットでは電子状態が完全に離散化され原子と同様の鋭い線スペクトルを示し、また、電子・正孔及び励起子のスピン (偏光) が絡み合う 2 準位系としての性質を持つ。さらに、低次元化・閉じ込めの効果により、励起子だけでなく、荷電励起子、励起子分子などの束縛エネルギーも大きくなり、様々な励起子複合体による発光が観測される (図 3・4(b))。このため、SAQD を主たる対象とし、量子情報処理応用を目的として、励起子及び励起子複合体のスピン状態・偏光を、電場や磁場などを用いて制御することが行われており、ラビ振動などが観測されている。また、単一光子光源やもつれた光子対光源としての研究も進められている。さらに、量子ドットによる単一光子光源、あるいはフォトニック結晶などのフォトニックナノ構造と量子ドットを組み合わせ

せた高度な光制御・高性能の光デバイスが探索されているが、その実現のためには、低密度の量子ドットであったり、さらには自己形成量子ドットを位置制御しながら形成する、もしくはターゲットとなる量子ドットの位置を正確に把握してフォトニックナノ構造を作り込む技術が必要となる。前者の例としては基板表面に形成した微細パターンやナノワイヤ<sup>1)</sup>を利用しながら自己形成量子ドットを選択的に成長する方法が試みられており、また後者の例としては、マーカを基準に位置を同定した後にフォトニックナノ構造を形成する方法の他、発光を観測しながらその場でリソグラフィを行う<sup>10)</sup>手法などが開発されている。また、別の応用として、中間バンドを利用した量子ドット太陽電池<sup>12)</sup>に関する研究も進められている。

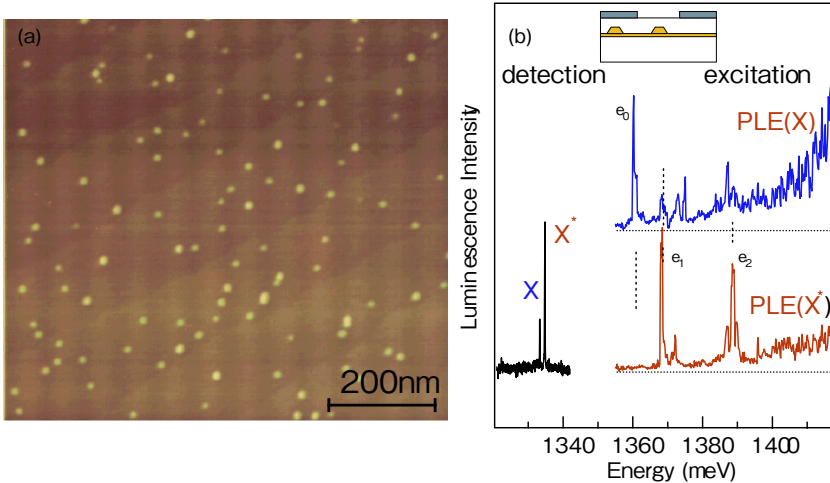


図 3-4 (a) 自己形成量子ドットの原子間力顕微鏡像と (b) 典型的な低温 PL 及び PLE スペクトル。このスペクトルでは X で示す励起子及び X\* で示す荷電励起子による鋭い発光ピークが観測されている。

#### 参考文献

- 1) Y. Arakawa and H. Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current", Appl. Phys. Lett. **40**, pp. 939–941, 1982.
- 2) M. Asada, Y. Miyamoto and Y. Suematsu, "Gain and threshold of three-dimensional quantum-box lasers", IEEE J. Quant. Electron. **QE-22**, pp.1915–1921, 1986.
- 3) A. R. Adams, "Strained-layer quantum-well lasers", IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.**17**(5), pp. 1364–1373, 2011.
- 4) L. Esaki and R. Tsu, "Superlattice and Negative differential conductivity in semiconductors", IBM J. Res. Dev. **14**, pp. 61–65 (1970).
- 5) N. Kirstaedter, N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V. Ustinov, S. Ruvimov, M. V. Maximov, P. S. Kop'ef, Zh. I. Alferov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich, and U. Richter, Electron. Lett. **30**(17) pp.1416–1417, 1994.
- 6) Y. Miyamoto, M. Cao, Y. Shingai, K. Furuya, Y. Suematsu, K. G. Ravikumar, and S. Arai, "Light emission from quantum-box structure by current injection", Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L225–L227 (1987).

- 7) S. Hara, J. Motohisa, and T. Fukui, “Self-organized quantum wire lasers on GaAs multi-atomic steps”, *Electron. Lett.* **34**, pp. 894–895, 1998.
- 8) M. Higashiwaki, S. Shimomura, S. Hiyamizu, and S. Ikawa, “Self-organized GaAs quantum-wire lasers grown on (775)B-oriented GaAs substrates by molecular beam epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.* **74**, pp. 780–782, 1999.
- 9) E. Kapon, S. Simhony, R. Bhat, and D. M. Hwang, “Single quantum wire semiconductor lasers”, *Appl. Phys. Lett.* **55**, pp. 2715–2717, 1989.
- 10) A. Dousse, L. Lanco, J. Suffczyński, E. Semenova, A. Miard, A. Lemaitre, I. Sagnes, C. Roblin, J. Bloch and P. Scnellart *Phys. Rev. B* **101**, 267404 (2008)..
- 11) V. Zwiller, N. Akopian, M. van Weert, M. van Kouwen, U. Perinetti, L. Kouwenhoven, R. Algra, G. Gómez Rivas, E. Bakkers, G. Patriache, L. Liu, J.-C. Harmand, Y. Kobayashi, and J. Motohisa, “Optics with single nanowires”, *C. R. Physique*, **9**, pp. 804–815 (2008).
- 12) 岡田至崇, 八木修平, 大島隆治, 「量子ドット超格子による高効率太陽電池の開発」*応用物理* **79**, pp. 206–212, 2010.

## ■S2 群-3 編-3 章

### 3-2 量子ナノレーザーの現状と展望

(執筆著者：野村政宏) [2018年7月 受領]

量子ナノレーザーが示す特徴的なレーザー特性は、共振器量子電磁力学 (C-QED) で記述される物理に立脚する。閉じ込める光の波長程度の大きさを持ち、高い光閉じ込め能力 (高い  $Q$  値) を持つ微小共振器中では、共振器による真空場特性の制御によって、その共振器中に置かれた物質の自然放出寿命が制御される。すなわち、光と物質の相互作用が人工的に制御されることで特徴的なレーザー特性が発現する。

本節では、微小共振器のなかでも最もモード体積を小さくできるフォトニック結晶 (PhC) ナノ共振器を中心に研究の現状や代表的な構造について述べ、ナノレーザーの特性を紹介する。近年話題になっている光の回折限界を遙かに超えたプラズモンレーザーについても紹介し、最後に今後の展望について述べる。

#### 3-2-1 ナノレーザー研究のあゆみと現状

ナノレーザーの実現は、1990年代の急速な半導体ナノ加工技術の進歩と良質な利得媒質を提供する結晶成長技術の進歩によってもたらされた。ナノレーザー研究は、主に可視から近赤外領域において GaAs, InP 系などの III-V 族化合物半導体を用いて行われている。用いる光の波長が  $1\ \mu\text{m}$  程度のため、高い  $Q$  値を保証するためには、ナノメートル精度の極めて高度なプロセス技術が要求される。構造は主にスラブ状の2次元構造が用いられている。1999年に初めて2次元 PhC ナノ共振器系で量子井戸を利得媒質に用いた低温パルス発振が報告され<sup>1)</sup>、2006年には量子ドットを利得媒質に用いて室温連続発振も報告されている<sup>2)</sup>。2004年に電流注入発振の報告例があるが<sup>3)</sup>、ほとんどは光励起による発振である。また、1次元及び3次元 PhC ナノ共振器系における研究も活発化してきており、レーザー発振も報告されている<sup>4)5)</sup>。半導体微小共振器として、PhC 構造のほかに、ピラー構造やディスク構造においても研究が行われている<sup>6)</sup>。シリコンフォトニクス用光源としての研究も進められており、シリコン基板上に III-V 族半導体ナノレーザーを作製した報告もある<sup>7)8)</sup>。

#### 3-2-2 ナノレーザーの特徴と構造

ナノレーザーの定義の一つは、レーザーモードの体積が  $1\ \mu\text{m}^3$  よりも小さいレーザーであろう。本質的なのはその絶対的なサイズではなく、モード体積が閉じ込められる光の半波長立方 ( $\sim \lambda/2n$ )<sup>3</sup> と同程度になることで、局所的電磁場強度と電磁場状態密度が著しく増大し、光と物質の相互作用が真空中と大きく異なるという点である (図 2・1)。この発光体の自然放出レートの制御は 1946年に Purcell によって提唱され<sup>9)</sup>、1983年に単一原子による実験的な報告がなされている<sup>10)</sup>。この Purcell 効果を利用すると、自然放出が高効率に共振器モードに結合するため、極めて高効率なレーザーを実現できる。また、Purcell 効果で高速になったキャリア緩和によって高速変調も可能になり、100 GHz を超える<sup>11)</sup>。ナノレーザーの特性を生み出す C-QED の物理については1章 1-2 節を参照されたい。共振器サイズが小さいために、FSR (Free Spectral Range) が広いのも特徴で、適切な共振器設計のもとではモードホッピング雑音やモード分配雑音といった多モード雑音は無視できる。

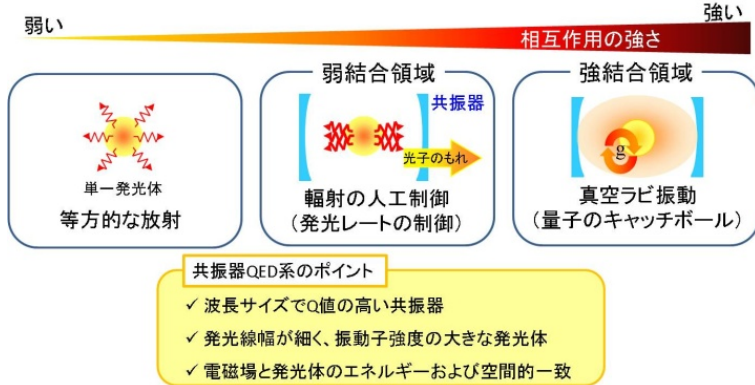


図 2・1 共振器量子電気力学的効果による光と物質の相互作用の違いと C-QED 系に重要な要素

図 2・2 に 1, 2 及び 3 次元 PhC 結晶ナノ構造の概略図を示す. 次元はフォトニックバンドギャップによる閉じ込めの次元であり, 例えば 2 次元構造では水平面内の 2 次元のみフォトニックバンドギャップによる光閉じ込めが実現されているが, 残りの 1 次元は空気と半導体の屈折率差による閉じ込めである. そのため, 研究初期には 2 次元 PhC ナノ共振器では高い  $Q$  値が実現できないかに思われたが, 構造の最適化によって極めて高い  $Q$  値が実現できることが分かり<sup>12)</sup> 現在多くのグループが用いている. 近年, 1 次元 PhC ナノ共振器についても 2 次元のものに比肩する性能が報告され, 研究が活発化してきた. 3 次元 PhC ナノ共振器は, 直接加工<sup>13)</sup> または 2 次元構造を積層して 3 次元構造とする製法<sup>14)</sup> がある. 3 次元構造はすべての方向にフォトニックバンドギャップを設けることができるため, 作製上の困難はあるが, 今後研究の発展が期待される.

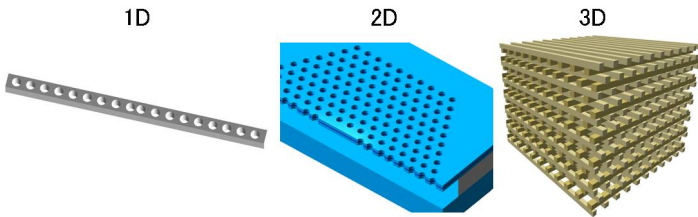


図 2・2 1, 2 及び 3 次元フォトニック結晶ナノ構造の例

### 3-2-3 ナノレーザーのレーザー特性

ナノレーザーのレーザー特性は, Purcell 効果による自然放出レートの変化によって, 従来のレーザーの特性と大きく異なる. 発光体からの全自然放出に対して共振器モードに結合する自然放出の割合を, 自然放出結合係数  $\beta$  と呼び,  $\beta$  の値によって光入出力 (L-L) 特性が大きく異なる. 図 2・3 は PhC ナノレーザーに典型的な物理パラメータ値を用いて, 非発光プロセスが無視できる状況で  $\beta$  のみを変化させたときの L-L カーブの計算結果である. 利得や  $Q$  値, 発光, 非発光再結合レートによって振る舞いは変化するが, 特に発光が  $\beta$  の値に大きく影響され



る発振前での振る舞いが大きく異なることが分かる。発振後は誘導放出が発光を支配するため、 $\beta$ の影響は軽微である。通常のファブリ・ペロー型半導体レーザーでは、 $\beta$ の値は $10^{-5}$ 程度の低い値であるが、PhC ナノ共振器レーザーでは、閾値付近の変移がゆるやかで1に近い値が数多く報告されており、高効率なレーザー発振が実現されている。 $\beta$ が1のとき、L-Lカーブは直線となって変曲点は存在せず、無閾値のように見えることから、 $\beta=1$ のレーザーを無閾値レーザーと呼ぶが、やはり発振閾値前後で光子統計は異なることに注意が必要である。

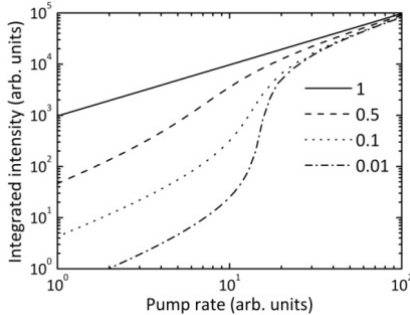


図 2.3 光入出力プロットの自然放出結合係数依存性

ナノレーザーにおける閾値は、共振器内の平均光子数が1になった励起パワーで定義される<sup>15)</sup>。この定義は、通常のマクロスコピックなレーザーで用いられる、利得と損失が等しくなる励起パワーという定義と異なるが、値はほぼ一致する。また、マクロスコピックなレーザーにおいては、閾値で反転分布が形成されているが、微小共振器レーザーにみられる高 $\beta$ レーザーでは、発光体数が十分に多く高い $Q$ 値を持つ場合、反転分布が形成される前に共振器光子はコヒーレンスを形成することが知られている<sup>16)</sup>。

利得媒質には、量子井戸や量子ドットが用いられている。状態密度の違いが特色に反映され、量子井戸を用いたレーザーは一般に閾値が高いが、高出力での発振が可能で飽和励起強度も高い。一方、量子ドットを用いたレーザーは、媒質の透明化に必要なキャリア密度が低く、低パワーでレーザー発振を実現できる。応用目的に応じて適宜使い分けることが重要である。

### 3-2-4 量子ドットナノレーザー

量子ドットナノレーザーは、通常のファブリ・ペロー型半導体量子ドットレーザーの特徴を継承する。量子ドットレーザーは、高い温度安定性を有し、低閾値、低消費電力、高速変調可能などの点で従来の量子井戸レーザーを凌駕する。特に、温度安定性の高さ<sup>17)</sup>による利点は大きく、クーリングデバイスを不要とし、電流制御や放熱構造の簡略化によって、光モジュールの低コスト化及び小型化が可能になる。また、線増大係数が0のため、キャリア密度の急激な変化による屈折率の変化が理論上はなく、高速変調によるチャープが抑制される。

ナノレーザーでは、構造が微細なためキャリア拡散による表面準位でのキャリア損失が問題になる。量子ドット構造は成長面内の空間キャリア閉じ込めを有するため、特に高い温度での光励起キャリア使用効率における優位性はナノレーザーにおいて更に顕著になる。

半導体における利得媒質の微小極限は1つの量子ドットであるが、その利得を利用したレー

ザー発振も原理的には可能である。単一量子ドットは、1つの電子-正孔対を捕らえ、1つの光子を発生させることができる。この単一量子ドットを十分に高い  $Q$  値を有するナノ共振器の中に入れた系を作製し、励起レートを高くすることで共振器光子数が1を超えてレーザー発振に至る<sup>18)</sup>。このような極限微小の固体利得媒質を用いたレーザーの実現も可能になりつつある。この単一量子ドット-ナノ共振器系を用いた応用では、共振器モードの電場強度の大きな位置に量子ドットが配置されるテクノロジーが重要であるが、この位置制御量子ドット-ナノ共振器は、電子線描画装置などを用いて作製可能になってきた<sup>19)</sup>。単一量子ドット-ナノ共振器系は、この技術を用いることでその特性を存分に活かすことが可能になる。

### 3-2-5 光の回折限界を遥かに超えるナノレーザー

これまでに紹介したナノレーザーは、モード体積が  $1 \mu\text{m}^3$  よりも小さいレーザーであるが、共振器部まで含めたサイズはマイクロメートル程度になっている。既にこの段階で光の半波長程度のサイズであるから、回折によって微小化の限界に達しているように思われる。しかし、表面プラズモンポラリトンと呼ばれる光と電子の連成波を利用することで、回折限界に捉われることなく波長よりも遥かに小さな領域に光を局在させることができる。これは、光が電子の局在性を獲得することで可能になる物理現象である。表面プラズモンポラリトンは金属と誘電体界面に局在し、近傍に置かれた利得媒質を十分に励起することによって金属による損失を補い発振に至る。2009年に、金の微粒子を用いたもの<sup>20)</sup>や、銀の上にCdSナノワイヤを配置した構造<sup>21)</sup>を用いたプラズモンレーザーが報告されている。後者の系では、モード面積が約  $(\lambda/20)^2$  であり、回折限界を遥かに超えた光閉じ込めが実現されている。また、波長以下の金属-半導体ナノ構造中の非プラズモンモードを使って室温におけるレーザー発振も報告され<sup>22)</sup>、様々なアプローチを用いたナノレーザー開発が加速している。

### 3-2-6 展望

ナノレーザーは、これまでに述べた魅力的な特性から将来様々な光源に広く用いられると期待できるが、その特性を活かすために克服すべき点も抱えている。現在のところ、ほとんどのナノレーザーは光励起で駆動されているが、広く応用に用いるためには電氣的に駆動できることが望ましい。PhC構造では、通常空気をクラッドに用いているため、高い $Q$ 値を保ったまま電極を共振器部近傍に設けることが困難であり、共振器部に効率良く電流を注入することができないため、今後更なる工夫が必要である。プラズモンレーザーは、チップ上光源、光コンピューティングやバイオハザード検出などの応用が提案されている。素子自体がナノサイズであるために様々な面で人工的な制御が困難ではあるが、金属を用いるためエレクトロニクスとの整合性が良く、今後研究領域が広がるだろう。光を使いつつも回折限界を超えた物理に基づく新機能デバイスの開発が大いに期待される。ナノレーザーにおける発振の実現や基礎研究はこの10年で急速に実現されてきた。今後は、その魅力的な特性を活かす応用を視野に入れ、電流注入発振の実現や、低閾値化、チップ上ナノ光源として機能させるための周辺技術と絡めたエンジニアリング的な研究も活発化するとと思われる。

#### ■参考文献

- 1) R.K. Painter, et al.: "Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser," Science, vol.284, pp.1819-1821,

- 1999.
- 2) M. Nomura, et al. : “Room temperature continuous-wave lasing in photonic crystal nanocavity,” *Opt. Express*, vol.14, pp.6308-6315, 2006.
  - 3) H.-G. Park, et al. : “Electrically driven single-cell photonic crystal laser,” *Science*, vol.305, pp.1444-1447, 2004.
  - 4) Y. Gong, et al. : “Nanobeam photonic crystal cavity quantum dot laser,” *Opt. Express*, vol.18, pp.8781-8789, 2010.
  - 5) A. Tandaechanural, S. Ishida, D. Guimard, M. Nomura, S. Iwamoto, and Y. Arakawa : “Lasing oscillation in a three-dimensional photonic crystal nanocavity with a complete bandgap,” arXiv:1006.1680v1 [quant-ph], 2010.
  - 6) G. Khitrova, H.M. Gibbs, M. Kira, S.W. Koch, and A. Scherer : “Vacuum Rabi splitting in semiconductors,” *Nat. Phys.*, vol.2, pp.81-90, 2006.
  - 7) B. Ben Bakir, Ch. Seassal, X. Letartre, Ph. Regreny, M. Gendry, and P. Viktorovitch : “Room-temperature InAs/InP quantum dots laser operation based on heterogeneous “2.5 D” photonic crystal,” *Opt. Express*, vol.14, pp.9269-9276, 2006.
  - 8) K. Tanabe, et al. : “Room temperature continuous wave operation of InAs/GaAs quantum dot photonic crystal nanocavity laser on silicon substrate,” *Opt. Express*, vol.17, pp.7036-7042, 2009.
  - 9) E.M. Purcell : *Phys. Rev.*, vol.69, pp.681, 1946.
  - 10) P. Goy, J.M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche : *Phys. Rev. Lett.*, vol.50, pp.1903-1906, 1983.
  - 11) H. Altug, D. Englund, and J. Vuckovic : “Ultrafast photonic crystal nanocavity laser,” *Nat. Phys.*, vol.2, pp.484-488, 2006.
  - 12) Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda : “Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity,” *Opt. Express*, vol.13, pp.1202-1214, 2005.
  - 13) S. Takahashi, K. Suzuki, M. Okano, T. Nakamori, Y. Ota, K. Ishizaki, and S. Noda : “Direct creation of three-dimensional photonic crystals by a top-down approach,” *Nat. Mater.*, vol.8, pp.721-725, 2009.
  - 14) K. Aoki, et al. : “Microassembly of semiconductor three-dimensional photonic crystals,” *Nat. Mater.*, vol.2, pp.117-121, 2003.
  - 15) G. Bjork, A. Karlsson, and Y. Yamamoto : “Definition of a laser threshold,” *Phys. Rev. A*, vol.50, pp.1675-1680, 1994.
  - 16) 山本喜久, 渡部仁貴 : “量子光学の基礎,” 培風館, pp.181, 1994.
  - 17) Y. Arakawa and H. Sakaki : “Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.40, pp.939-941, 1982.
  - 18) M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Ota, and Y. Arakawa : “Laser oscillation in a strongly coupled single quantum dot-nanocavity system,” *Nat. Phys.*, vol.6, pp.279-283, 2010.
  - 19) K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E. L. Hu, and A. Imamoglu : “Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system,” *Nature*, vol.445, pp.896-899, 2007.
  - 20) M.A. Noginov, et al. : “Demonstration of a spaser-based nanolaser,” *Nature*, vol. 460, pp.1110-1113, 2009.
  - 21) R.F. Oulton, et al. : “Plasmon laser at deep subwavelength scale,” *Nature*, vol.461, pp.629-632, 2009.
  - 22) M.P. Nezhad, et al. : “Room-temperature subwavelength metallo-dielectric lasers,” *Nat. Photon.*, vol.4, pp.395-399, 2010.

## ■S2 群-3 編-3 章

## 3-3 量子通信・量子情報への展開

(執筆者：竹本一矢) [2018年12月 受領]

近年、光子が持つ量子力学的性質を積極的に利用する技術が世界中の研究期間で盛んに検討されている。量子情報通信と呼ばれるこの分野では、単なる通信技術でなく、セキュリティやコンピュータの計算能力向上にも将来影響を与える様々な技術が提案されている。そのなかでも商用に近い水準で研究開発が進んでいるのが、量子暗号技術である。

量子暗号は光子の発生、伝送、検出の3要素が性能を決定づけるが、なかでも特に難易度の高い技術が光源部分と言えよう。量子暗号の代表的プロトコルである BB84 では、主としてレーザー光を減衰した擬似単一光子源が使われてきたが、近年ではナノ構造技術の進展によりオンデマンド単一光子源もシステム実装可能な水準にまで性能が向上しつつある。

本節では主に、ナノ構造を利用した量子暗号通信向けの単一光子発生技術と、単一光子源による量子暗号通信向けシステムを中心に紹介したい。

## 3-3-1 BB84 量子暗号

量子暗号は様々なプロトコルが提案されているが、最も古くから用いられ実用に近いとされるのは Bennett らが 1984 年に提案した BB84 プロトコル<sup>1)</sup>である。BB84 プロトコルでは光子 1 個の偏光状態ないしは位相状態に 1 bit の情報を載せて伝送を行う。

図 3・1 に単一光子の偏光を用いる場合の BB84 型量子暗号の基本原理図を示した。まず、送信者である Alice は、Bob との間で共有したいランダムビット列を送信データとして用意する。Alice は、このビット列に対し、0 度、90 度の偏光基底 (+ 基底) と 45 度、135 度の偏

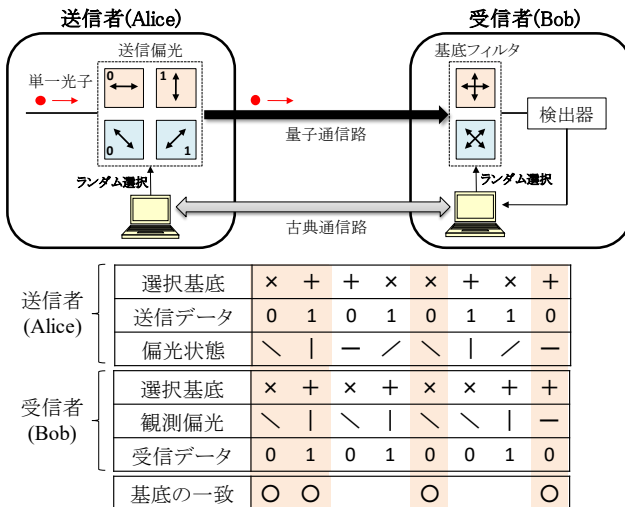


図 3・1 単一光子を利用した BB84 量子暗号システム

光 ( $\times$ 基底) をランダムに変えながら、光子 1 個ずつを偏光状態で符号化し、量子通信路 (光ファイバなど) を通して Bob 側に送信する。一方 Bob は、2 種類の基底フィルタ ( $+$  及び  $\times$  基底) をランダムに変えながら送られてきた光子一つ一つの偏光状態を観測する。その後 Bob は観測に用いた基底を古典通信路で Alice に伝え、Bob がランダムに選んだ基底のうち何番目が Alice の選択基底と一致しているかを教える。こうした手続きを経て手元に残ったビット列が Alice と Bob の間の共有データ (鍵) となる。

現実のシステムでは光学系の不完全性や検出器のエラーなど様々な要因により、例えば基底が一致していたとしても Alice と Bob の共有データの間に不一致ビットが生じる。また、盗聴者 (Eve) が観測を行った際にもエラーは増大する。そのため、共有データの一部を犠牲にしてエラー率評価を行い、エラー訂正処理と Eve への情報漏洩を考慮した秘匿性増強処理を行った後、最終的な安全鍵 (最終鍵) が得られる。

### 3-3-2 光源方式と伝送性能

量子暗号の一連の処理、生成  $\rightarrow$  変調  $\rightarrow$  伝送  $\rightarrow$  受信の各プロセスの中で特に困難な技術課題を有しているのが、単一光子パルスを実際に規則正しく生成できる光源、すなわち単一光子源である。ここで単一光子パルスとは、所定のタイムスロットの中に 1 つの光子のみが含まれている光パルスを指す。レーザー光を極端に減衰させても単一光子パルスの光は得られるが、光子数が一定でなく統計的ゆらぎが生じる。こうした光は弱いコヒーレントパルス (WCP: Weak Coherent Pulses) として区別される。

WCP を使った量子暗号では伝送距離が長くなるほど (すなわち、伝送系の損失が大きくなるほど) 2 光子以上を含む光パルスが増大するため、通信速度が大幅に低下してしまう。これに対して、WCP に強度を変えたおとりパルスを混ぜる “デコイ法” も提案され<sup>2)</sup>、実験的な検証も進められている<sup>3)</sup>。図 3・2 のグラフ *a, b, c* に、それぞれ理想的な単一光子パルス、WCP、デコイ法を使った場合の最終鍵生成率と伝送損失の関係の一例を示した。デコイ法では、WCP に比べ伝送性能が大幅に改善している一方で、最も高い性能は理想的な単一光子パルスにおいて得られることが分かる。

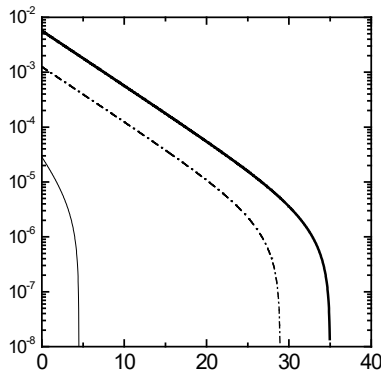


図 3・2 最終鍵生成率と伝送損失の関係

### 3-3-3 量子暗号に求められる光源性能

量子暗号で必要とされる単一光子源の性能は、主に①単一光子純度、②光子取り出し効率、③波長の3点である。

①は、パルス当たりの多光子同時発生率がどれだけ抑圧されているかを表す。①はパルス当たりの多光子同時発生率がどれだけ抑圧されているかを表し、その性能指数はハンブリー・ブラウンとトゥイスの強度相関測定系<sup>4)</sup>から得られる2次の相関関数 $g^{(2)}(t)$ として表される。WCPでは $g^{(2)}(0) = 1$ である一方、理想単一光子源では $g^{(2)}(0) = 0$ となる。現実の単一光子源ではデバイス作製の様々な要因により $g^{(2)}(0)$ が有限の値をとるため、この値を以下にして低減させるかが光源開発の技術的な課題となる。

②の光子取り出し効率は、単一光子をデバイス外部に取り出すための外部量子効率に相当する。量子暗号通信は光ファイバ伝送と自由空間伝送に大別されるが、光ファイバ伝送の場合はシングルモードファイバに結合した後の取り出し効率がより重要となる。

③は、アプリケーションにより最適波長が異なる。光ファイバ伝送の量子暗号で最適とされるのはCバンド(1525~1565 nm)で、1 km当たりの損失は0.2 dB、すなわち100 kmで2桁の減衰となる。一方、地上-衛星間通信などの自由空間伝送では大気透過率とシリコン検出器の感度曲線で最適波長が決まり、おおむね650~800 nmが好適とされる。

### 3-3-4 量子暗号システム向け単一光子源

量子暗号システムに利用可能な単一光子源は、伝令付き単一光子源とオンデマンド型単一光子源の2種類に大別される。伝令付き単一光子源は、非線形光学結晶でのパラメトリック下方変換で生成した光子対を用いる。KNbO<sub>3</sub>などの結晶を連続光でポンプすると、エネルギーの低い光子対が確率的に生成される。光子自体は必ずペアで発生するため、一方の検出器による光子検出を他方の検出器のトリガー(伝令)として単一光子パルスの量子状態を観測すればよい。空撃ちパルス効果的に排除できるため、結果的に高効率の単一光子生成が可能となる。文献5)では伝令付き単一光子源を使った40 kmの量子鍵配送実験が報告されている。反面、単一光子パルスの生成タイミングは完全にランダムとなり、システムとの同期が困難になる。出力レートを上げると多光子同時発生確率が增大するという性質もあるため、高速性を必要とするアプリケーションでは利用が難しい。

オンデマンド型の単一光子源は、孤立二準位系の遷移を利用する。対象となる物質は、単一原子やイオン、ダイヤモンド中の欠陥、半導体量子ドットなど多岐にわたる。原子・イオン系は共振器 QED (Cavity Quantum Electrodynamics) との組合せで理論上 100 %の効率で単一光子を生成できる点の特徴である<sup>6)</sup>。反面、トラッピングに大がかりな装置を必要とするため、伝送システムへの実装という点ではやや難点がある。

ダイヤモンド中の欠陥<sup>7)</sup>は、化学的な高安定性と室温動作が最大の特徴で、文献8)では50 mの空間伝送量子暗号実験も報告されている。一方で、光源の発光寿命が12 nsと長く、スペクトル幅も100 nm以上あるため、ノイズ低減のための工夫が必要である。半導体量子ドットは比較的バランスが良く、材料やサイズを適切に選択することで紫外領域から通信波長帯まで幅広い動作波長を与えられる。自然放出寿命も1 ns程度と短く、また光励起だけでなく電流注入も可能であるなど、応用上多くの利点を備えている。

### 3-3-5 光学構造

量子暗号における鍵配送の伝送レートに直結する重要な性能が単一光子の生成効率である。量子ドットの場合、母体の屈折率が3以上と非常に大きいので、何も工夫がないと放出された光子の1%未満しか外部に取り出すことができない。したがって、光学構造を適切に設計する必要がある。

広く用いられるのは、マイクロポスト型微小共振器と量子ドットを組み合わせた光学構造である。これは量子ドットの下下にそれぞれ分布ブラッグ反射鏡を設けた直径1  $\mu\text{m}$  程度のポスト型構造である。発光を共振器モードに結合することで光子取り出し効率を増強でき、これまで波長900 nm付近で40%という高い結合率が報告されている<sup>9)</sup>。

共振器以外で高い取り出し効率を実現した例として、光学的ナノワイヤ構造が報告されている<sup>10)</sup>。これは底部に金蒸着膜を設け、ワイヤ直径が波長の1/4になるよう設計されたシンプルな導波路構造である。だが、先端に5度のテーパをつけることで出射面での全反射を回避し、短波長ながら72%という高い取り出し効率を達成している。

光ファイバ量子暗号に適した1.55  $\mu\text{m}$  波長帯で実績のある方法は、“ホーン構造”と呼ばれるパラボラ型の光学構造である<sup>11)</sup>。これは、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後、基板裏面から光子を取り出す手法である。このとき、量子ドットの周囲の光学構造をホーン型とし、指向性の強い伝播を実現している。この方法では、量子ドットから放出された光子の95%以上は基板内を平面波的に伝播することが数値シミュレーションで明らかになっている。

### 3-3-6 量子暗号システムへの実装

実際の量子暗号システムへの適用例を図3・3に示す<sup>12)</sup>。BB84プロトコルに基づき、単一光子パルスは偏光変調もしくは位相変調を用いることができるが、ここでは非対称のマッハ・ツェンダー干渉計と位相変調器を組み合わせた位相変調方式を用いている。送信側で4つの非直交状態 ( $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ )、受信側で基底  $X: \{0, \pi\}$  または  $Y: \{\pi/2, 3\pi/2\}$  をランダムに選び、観測結果が4つのポートに分かれて検出されるよう構成されている。干渉計には光ファイバを用いることもできるが、平面光回路を用いることで、より安定な干渉を得ることが可能となる。システム全体は同期信号によって同期され、選択基底ごとの時系列データから到着光子のエラー率が評価される。最終鍵生成率は、各光学系の損失、検出器効率、パルス当たり平均光子数、エラーレート及び  $g^{(2)}(0)$  から、安全性理論<sup>13)</sup>に基づき算出することが可能である。

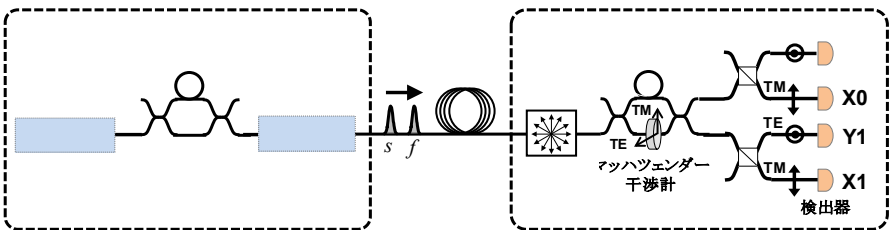


図3・3 単一光子量子暗号システム

これらは、いずれか一つの性能が欠けても伝送性能に大きく影響を及ぼすため、光源のみならず、検出器の性能改善に向けた取り組みが精力的に行われている。現時点までに、光ファイバ伝送と位相変調を組み合わせたシステムでは、1.3  $\mu\text{m}$  波長帯の InAs/GaAs 量子ドットを利用したシステムで 35 km<sup>14)</sup>、1.5  $\mu\text{m}$  波長帯の InAs/InP 量子ドットを利用したシステムで 120 km<sup>15)</sup> の量子暗号鍵伝送が報告されている。

#### ■参考文献

- 1) C. H. Bennett and G. Brassard : “Quantum Cryptography: Public Key Distribution and Coin Tossing,” Proc. Int. Conf. Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, India, pp.175-179, 1984.
- 2) W.-Y. Hwang : “Quantum Key Distribution with High Loss: Toward Global Secure Communication,” Phys. Rev. Lett. , vol.91, p.057901, 2003.
- 3) H.-K. Lo, X. Ma, and K. Chen : “Decoy State Quantum Key Distribution,” Phys. Rev. Lett. vol.94, p.230504, 2005.
- 4) R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss : “Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light,” Nature, vol.177, pp.27-19, 1956.
- 5) A. Soujaeff, T. Nishioka, T. Hasegawa, S. Takeuchi, T. Tsurumaru, K. Sasaki, and M. Matsui : “Quantum key distribution at 1550 nm using a pulse heralded single photon source,” Opt. Express, vol.15, p.726, 2007.
- 6) C. K. Law and H. J. Kimble : “Deterministic generation of a bit-stream of single-photon pulses,” J. Mod. Opt., vol.44, p.2067, 1997.
- 7) C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, and H. Weinfurter : “Stable Solid-State Source of Single Photons,” Phys. Rev. Lett., vol.85, p.290, 2000.
- 8) A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, A. Villing, J.-P. Poizat, and P. Grangier : “Single Photon Quantum Cryptography,” Phys. Rev. Lett., vol.89, p.187901, 2002.
- 9) S. Strauf, N. G. Stoltz, M. T. Rakher, L. A. Coldren, P. M. Petroff, and D. Bouwmeester : “High-frequency single-photon source with polarization control,” Nature Photon., vol.1, p.704, 2007.
- 10) J. Claudon, J. Bleuse, N. S. Malik, M. Bazin, P. Jaffrennou, N. Gregersen, C. Sauvan, P. Lalanne, and J.-M. Gérard : “A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire,” Nature Photon., vol.4, pp.174-177, 2010.
- 11) K. Takemoto, M. Takatsu, S. Hirose, and N. Yokoyama : “An optical horn structure for single-photon source using quantum dots at telecommunication wavelength,” J. Appl. Phys., vol.101, p.081720, 2007.
- 12) K. Takemoto, Y. Nambu, T. Miyazawa, K. Wakui, S. Hirose, T. Usuki, M. Takatsu, N. Yokoyama, K. Yoshino, A. Tomita, S. Yorozu, Y. Sakuma and Y. Arakawa : Appl. Phys. Express 3, 2010.
- 13) D. Gottesman, H. K. Lo, N. Lütkenhaus, and J. Preskill : “Security of quantum key distribution with imperfect devices,” Quantum Inf. Comput. vol.4, p.325, 2004.
- 14) P. M. Intallura, M. B. Ward, O. Z. Karimov, Z. L. Yuan, P. See, and A. J. Shields : “Quantum key distribution using a triggered quantum dot source emitting near 1.3  $\mu\text{m}$ ,” Appl. Phys. Lett., vol.91, p.161103, 2007.
- 15) K. Takemoto, Y. Nambu, T. Miyazawa, Y. Sakuma, T. Yamamoto, S. Yorozu, and Y. Arakawa : “Quantum key distribution over 120km using ultrahigh purity single-photon source and superconducting single-photon detectors,” Sci. Rep. vol.5, p.14383, 2015.



## ■S2 群-3 編-3 章

### 3-4 サブバンド間遷移と超高速光-光変調

(執筆者：浅野 卓) [2018年7月 受領]

#### 3-4-1 はじめに

サブバンド間遷移 (ISB-T) とは、半導体量子井戸中に複数の量子化準位 (サブバンド) が存在する場合に可能となる同一バンド内の光学的電子遷移である<sup>1)†1</sup>。量子井戸のサブバンド間遷移は、構造により自由に遷移波長を制御できること<sup>1)</sup>、フォノン散乱による緩和が可能なため非常に高速のキャリア緩和時間 (～ピコ秒程度) を示すこと<sup>2)</sup>、バンド間の光学遷移と比べて大きな双極子モーメントを持つこと<sup>1)</sup>などの優れた特長を持ち、赤外線検出器<sup>3)</sup>・イメージセンサ<sup>4)</sup>、量子カスケードレーザー<sup>5)</sup>、そして超高速光-光変調デバイス<sup>6)</sup>などに応用されている。そのなかで、本節では超高速光-光変調デバイスについて説明する<sup>†2</sup>。

#### 3-4-2 変調原理と理論特性

サブバンド間遷移のキャリア緩和時間の高速性に着目して最初に考案された変調方式の原理<sup>6)</sup>を図4・1に示す。この方式では伝導帯に2つのサブバンドが存在するように設計した量子井戸構造を用い、n型不純物添加により伝導帯第1サブバンドが電子で占有された状態を形成しておく(図4・1)。伝導帯第1サブバンド-第2サブバンド間に共鳴する光(サブバンド間光)を制御光とし、価電子帯第1サブバンド-伝導帯第1サブバンド間に共鳴する光(バンド間光)を信号光とする。初期状態においては添加された電子が伝導帯第1サブバンドに存在するため、バンド間光の吸収は抑制されている。ここでサブバンド間遷移に共鳴した光を照射すると、伝導帯第1サブバンドの電子は伝導帯第2サブバンドに励起され、同図に示すようにバンド間吸収の抑制が解除されてバンド間光が変調される。また、サブバンド間光の照射を停止すると、サブバンド間のキャリア緩和時間(～ピコ秒)程度で系は元の状態に復帰するため、変調の応答速度としてはピコ秒程度が期待できる。

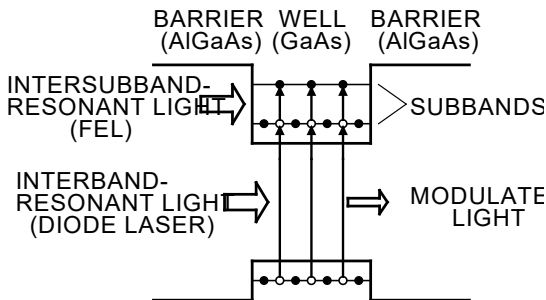


図4・1 サブバンド間遷移を用いた超高速光-光変調の原理図

†1 量子ドットのサブバンド間遷移については別項に記載。

†2 量子カスケードレーザーについては別項に記載。

この変調方式の理論的特性<sup>7)</sup>を図4・2に示す。計算対象は幅80 ÅのGaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As量子井戸である。この構造では、サブバンド間遷移波長は10.6 μm (117 meV)、バンド端でのバンド間遷移波長は840 nm (1.48 eV)、そしてサブバンド間の双極子モーメントは20 eÅと計算される。また、井戸層の電子密度は $1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、電子分極の位相緩和時間は0.1 ps (均一線幅13 meVに相当)、サブバンド間の励起キャリア緩和時間1 ps、系の温度300 Kが仮定された。同図にはサブバンド間光の照射がない場合、及び強度1 MW/cm<sup>2</sup>のサブバンド間光が照射された場合の、バンド間光に対する光吸収係数及び屈折率の計算結果が示されている。同図からバンド間光の吸収の変化はバンド端よりやや短波長側で最大となっており、1 MW/cm<sup>2</sup>のサブバンド間光で約7000 cm<sup>-1</sup>程度変化していることが分かる。また、屈折率も最大で0.05程度変化していることが分かる。

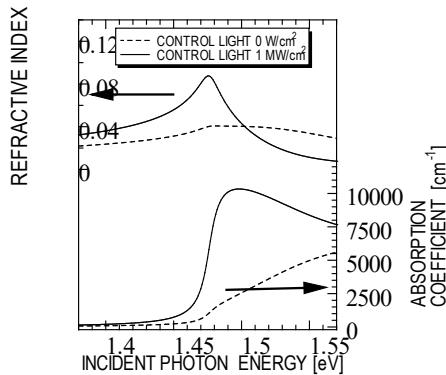


図4・2 サブバンド間遷移を用いた超高速光-光変調の理論特性

### 3-4-3 中赤外サブバンド間遷移による実証実験

次に実証実験<sup>8)~10)</sup>について紹介する。試料は分子線エピタキシャル成長法によって作製されたGaAs井戸層(76 Å)及びAl<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As障壁層(141 Å)から成る30周期の多重量子井戸であり、障壁層のみにSiが $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の密度で添加されている。また、多重量子井戸層の上下には光閉じ込め層としてAl<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>Asが1.5 μmずつ積層されている。このウエハは波長10.5 μmを中心とする吸収量14%、半値全幅約2 μm (14 meV)のサブバンド間吸収ピークを示し、また、バンド間遷移のバンド端波長は約847 nmを示した。このウエハを加工して図4・3のリッジ導波路構造を持つ変調デバイスが準備された。

変調実験は図4・3に示すように、バンド間光を導波路端面から導入して伝搬させ、サブバンド間光は鏡面研磨した試料裏面から照射する光学配置で行われた<sup>8)~12)</sup>。ここでは、バンド間光源としては定常光の半導体レーザー(波長830 nm)を用い、サブバンド間光源としては自由電子レーザー(FEL)が用いた実験結果<sup>11),12)</sup>について述べる。用いたFELは、幅約3 ps程度の極短光パルスを45 nsの時間間隔で発生する中赤外域の可変波長レーザーである。FELの発振波長はサブバンド間吸収ピークである10.5 μmに設定され、サブバンド間遷移の双極子モーメント(成長方向成分のみを持つ)と結合させるため、TM偏光でブリュスター角を用いて試料裏面に照射された。この場合、サブバンド間遷移の双極子モーメントと結合する実効的なFEL

の強度は約  $300 \text{ kW/cm}^2$  である.

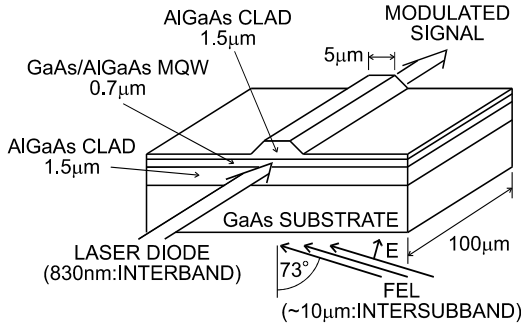


図 4・3 変調デバイスの構造, 及び変調実験における光の導入方法

図 4・4 に, 変調デバイスに FEL 光パルスを照射した際のバンド間光の変化を示す. 同図からサブバンド間光パルスに対応したバンド間光の鋭い減少が確認できる. 挿入の拡大図から, この減少はピーク値で  $0.7\sim 0.9\%$  程度であり, また変調信号の半値幅は約  $800 \text{ ps}$  程度であることが分かる. ただし, この測定においては光検出器の時間分解能がサブナノ秒であったため, 変調信号が鈍った形で記録されている.

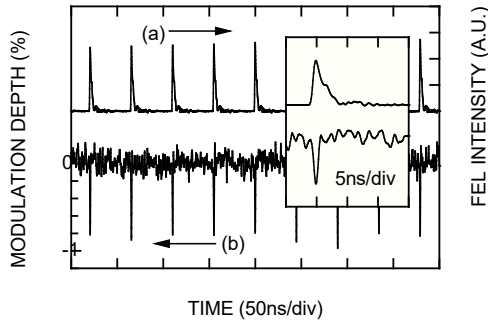


図 4・4 自由電子レーザー (FEL) による変調実験結果の一例

更に変調速度を直接的に調べるため, 高い時間分解能が期待できるポンプ・プローブ法による実験が行われた<sup>13),14)</sup>. 光源には再生増幅されたチタン・サファイア・レーザー光パルスから光パラメトリックアンプ (OPA) 及び差周波混合 (DFM) 法によって発生させたフェムト秒中赤外パルスが用いられた. 測定試料は上記の変調デバイスウエハとほぼ同様の構造である. 図 4・5 に一例を示すように, 緩和時間  $1.5 \text{ ps}$  程度 (半値幅  $1 \text{ ps}$  程度) の超高速変調を示す結果が得られている. ここではポンプ・プローブ測定の都合上, 導波路型デバイスではなくウエハを垂直に信号光が透過するタイプの構造で実験を行っているので, 見掛けの変調度は小さいが  $1 \text{ MW/cm}^2$  程度のサブバンド間光によって, 約  $1000 \text{ cm}^{-1}$  程度のバンド間光の吸収係数の増加が

生じている。この結果は、サブバンド間光とバンド間光の両方を導波路に閉じ込める形のデバイスを作製した場合、1パルス当たり 1 pJ を切る低エネルギーで 1 ps レベルの超高速変調を実現できることを意味する。

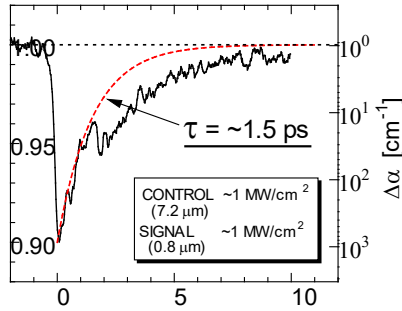


図 4・5 ポンプ(7.2 μm)・プローブ(0.8 μm)法によって測定した変調特性の一例

### 3-4-4 サブバンド間遷移の短波長化

サブバンド間遷移を用いた変調方式を実用に近づけるには、制御光源として半導体レーザーを利用可能にすることが重要である。このため、材料系及び量子井戸構造を工夫することでサブバンド間遷移波長を光通信波長帯にまで短波長化する試みが行われた。それには、井戸層の幅が狭く、かつエネルギー的に深い量子井戸が必要となる。短波長化の初期の試みとしては、従来利用されてきた GaAs/AlGaAs 量子井戸の井戸層に In を加えて禁制帯幅を小さくし、障壁層の Al 組成を増やして禁制帯幅を大きくすることで、伝導帯バンドオフセットすなわち井戸の深さを増加させた InGaAs/AlAs 量子井戸が検討された<sup>15)</sup>。この構造での井戸の深さは 1.1 eV 以上と、従来の GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As 量子井戸における～0.3 eV に比べてかなり大きい。

そのような検討結果<sup>15),16)</sup>の一例を図 4・6 に示す。量子井戸は GaAs 基板上に MBE 法を用いて作製した井戸層の In 組成が 0.2～0.4、井戸層の幅が 7～13 ML (2.0～3.8 nm) の InGaAs/AlAs 構造である。n 型不純物としては Si が井戸層のみに  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  の密度で添加されている。図 4・6 から井戸幅の減少に従って吸収ピークが短波長化する様子が見て取れ、井戸層幅 7 ML の試料においては 1.9 μm までの短波長化が達成できていることが分かる。また、短波長化されたサブバンド間遷移における励起電子の緩和時間の測定も行われ、短波長化するほど緩和時間が長くなる様子が観測された<sup>17)</sup>(図 4・7)。これはサブバンド間エネルギーが増加するほど、励起された電子が伝導帯の底まで緩和する際に放出するフォノンの数が増えるためである。

また、この材料系においては障壁層が間接遷移型であるため、井戸幅を狭くするほど添加した電子が井戸層から障壁層に漏れ出てしまうという問題が生じ、電子密度を保ったままこれ以上の短波長化を達成することが困難であることが判明した<sup>16),18)</sup>。その後の研究では、障壁層が間接遷移谷を持たない InAs/AlAsSb 系<sup>19)～21)</sup>、CdS/ZnSe/BeTe 系、あるいは GaN/AlN 系などの材料が検討され、いずれの材料系においても波長 1.55 μm 帯のサブバンド間遷移が達成された。この InAs/AlAsSb 系量子井戸では、サブバンド間遷移に伴う電子有効質量の変化により自由キャリア応答が変化することによる新たな原理の超高速屈折率変調が報告されている<sup>22)</sup>。また、GaN/AlN 系量子井戸はイオン結合性が強いいため LO フォノンと電子の相互作用が大きく、サブ

ピコ秒という従来材料系よりも一桁短い緩和時間が実験的にも示された<sup>23)</sup>。

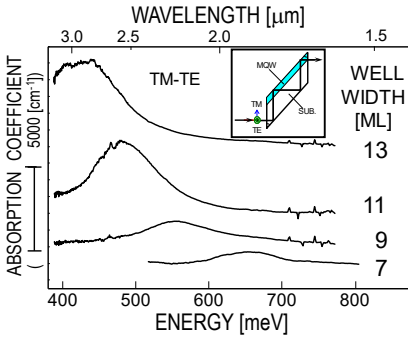


図 4・6 種々の井戸幅の InGaAs/AlGa 量子井戸におけるサブバンド間吸収スペクトル

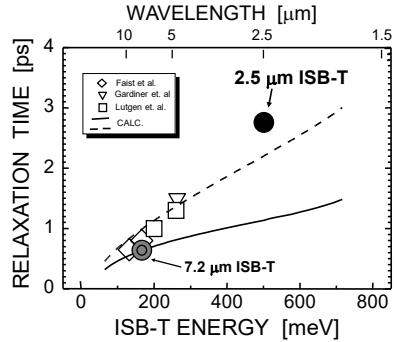


図 4・7 サブバンド間励起電子の緩和時間とその遷移エネルギーとの関係

### 3-4-5 GaN/AlGaN 系光-光変調デバイス

図 4・7 に示されたように短波長化によってサブバンド間遷移の緩和時間は長くなる。しかし、GaN/AlN 系材料では他の材料系よりも一桁緩和が速いため、短波長化によって緩和時間が長くなったとしても、十分に速い変調速度が期待できる。そのため、最も高速なものでゲート幅 0.24 ps の超高速光-光変調動作<sup>24),25)</sup>が報告されている (図 4・8)。

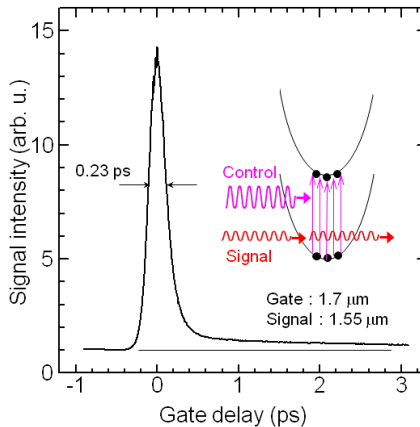


図 4・8 GaN/AlGaN 系サブバンド間遷移による超高速変調の実験結果の一例

### 3-4-6 まとめ

サブバンド間遷移のキャリア緩和時間の高速性を活用した光-光変調方式について解説した。本方式ではピコ秒からサブピコ秒の応答速度が実現できる。屈折率変調とマッハ・ツェンダー干渉計の組合せによる 160 Gbit/s から 10 Gbit/s への信号分離の全光処理も実現<sup>26)</sup>されており、

超高速光信号処理への応用が期待される。

#### ■参考文献

- 1) L.C. West and S.J. Eglash : “First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.46, pp.1156-1158, 1985.
- 2) H. Rucker, E. Molinari, and P. Lugli : “Microscopic calculation of the electron phonon interaction in quantum wells,” *Phys. Rev. B*, vol.45, pp.6747-6756, 1992.
- 3) K.K. Choi, B.F. Levine, C.G. Bethea, J. Walker, and R.J. Malik : “Multiple quantum well  $10 \mu\text{m}$  GaAs/AlxGa1-xAs infrared detector with improved responsivity,” *Appl. Phys. Lett.* vol.50, pp.1814-1816, 1987.
- 4) L.J. Kozlowski, G.M. Williams, G.J. Sullivan, C.W. Farley, R.J. Anderson, J. Chen, A. Member, D.T. Cheung, W.E. Tennant, S. Member, and R.E. Dewames : “LWIR 128 X 128 GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Well Hybrid Focal Plane Array,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.38, pp.1124-1130, 1991.
- 5) J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho : “Quantum cascade laser,” *Science*, vol.264, pp.553-556, 1994.
- 6) S. Noda, T. Uemura, T. Yamashita, and A. Sasaki : “All-optical modulation using an n-doped quantum-well structure,” *J. Appl. Phys.*, vol.68, pp.6529-6531, 1990.
- 7) S. Noda, T. Uemura, T. Yamashita, and A. Sasaki : “Analysis on Interband-resonant light modulation by intersubband-resonant light in n-doped quantum wells,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.28, pp.493-500, 1992.
- 8) S. Noda, T. Yamashita, M. Ohya, Y. Muromoto, and A. Sasaki : “All-optical modulation for semiconductor lasers by using three energy levels in n-doped quantum wells,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.29, pp.1640-1647, 1993.
- 9) S. Noda, M. Ohya, Y. Muromoto, T. Asano, and A. Sasaki : “Enhanced interband-resonant light modulation by intersubband-resonant light in selectively n-doped quantum wells,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.31, pp.1683-1690, 1995.
- 10) S. Noda, M. Ohya, T. Sakamoto, and A. Sasaki : “Interband-resonant light modulation by intersubband-resonant light in undoped quantum wells,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.32, pp.448-445, 1996.
- 11) T. Suzuki, T. Mitsuyu, K. Nishi, H. Ohyama, T. Tomimasu, S. Noda, T. Asano, and A. Sasaki : “Observation of ultrafast all-optical modulation based on intersubband transition in n-doped quantum wells by using free electron laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.69, pp.4136-4138, 1996.
- 12) T. Asano, S. Noda, A. Sasaki, T. Suzuki, T. Mitsuyu, K. Nishi, H. Ohyama, and T. Tomimasu : “Ultrafast interband-light modulation by intersubband light (free-electron laser) in quantum wells,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol.144, pp.123-129, 1998.
- 13) T. Asano, M. Tamura, S. Yoshizawa, and S. Noda : “Pump-probe measurement of ultrafast all-optical modulation based on intersubband transition in n-doped quantum wells,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.77, pp.19-21, 2000.
- 14) T. Asano, S. Yoshizawa, and S. Noda : “Carrier relaxation dynamics in an ultrafast all-optical modulator using an intersubband transition,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.79, pp.4509-4511, 2001.
- 15) T. Asano, S. Noda, T. Abe, and A. Sasaki : “Near-infrared intersubband transitions in InGaAs/AlAs quantum wells on GaAs substrate,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.35, pp.1285-1291, 1996.
- 16) T. Asano, S. Noda, T. Abe, and A. Sasaki : “Investigation of short wavelength intersubband transitions in InGaAs/AlAs quantum wells on GaAs substrate,” *J. Appl. Phys.*, vol.82, pp.3385-3391, 1997.
- 17) T. Asano and S. Noda : “Relaxation time of short wavelength intersubband transition in InGaAs/AlAs quantum wells,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.37, pp.6020-6024, 1998.
- 18) T. Asano, S. Noda, and A. Sasaki : “Enhancement of absorption magnitude of short-wavelength intersubband transition in InGaAs/AlAs quantum wells,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.37, pp.2510-2515, 1998.
- 19) T. Mozume, H. Yoshida, A. Neogi, and M. Kudo : “1.45  $\mu\text{m}$  Intersubband Absorption in InGaAs/AlAsSb Grown by Molecular Beam Epitaxy,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.38, pp.1286-1289, 1999.
- 20) A. Neogi, T. Mozume, H. Yoshida, and O. Wada : “Intersubband transitions at 1.3 and 1.55  $\mu\text{m}$  in a novel coupled InGaAs-AlAsSb double-quantum-well structure,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol.11, pp.632-634, 1999.
- 21) T. Akiyama, N. Georgiev, T. Mozume, H. Yoshida, A. V. Gopal, and O. Wada : “1.55- $\mu\text{m}$  Picosecond All-Optical

- Switching by Using Intersubband Absorption in InGaAs - AlAs - AlAsSb Coupled Quantum Wells,” IEEE Photonics Technol. Lett., vol.14, pp.495-497, 2002.
- 22) H. Ishikawa, H. Tsuchida, K. S. Abedin, T. Simoyama, T. Mozume, M. Nagase, R. Akimoto, T. Miyazaki, and T. Hasama : “ Ultrafast all-optical refractive index modulation in intersubband transition switch using InGaAs/AlAs/AlAsSb quantum well,” Jpn. J. Appl. Phys., vol.46, pp.L157-L160, 2007.
  - 23) N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki, T. Asano, S. Noda, and O. Wada : “Ultrafast intersubband relaxation (<150fs) in AlGaIn/GaN multiple quantum wells,” Appl. Phys. Lett., vol.77, pp.648-650, 2000.
  - 24) N. Iizuka, K. Kaneko, and N. Suzuki : “Sub-picosecond all-optical gate utilizing an intersubband transition,” Opt. Exp., vol.13, pp.3835-3840, 2005.
  - 25) N. Iizuka, K. Kaneko, and N. Suzuki : “All-optical switch utilizing intersubband transition in GaN quantum wells,” IEEE J. Quantum Electron., vol.42, pp.765-771, 2006.
  - 26) R. Akimoto, T. Simoyama, H. Tsuchida, S. Namiki, C.G. Lim, M. Nagase, T. Mozume, T. Hasama, and H. Ishikawa : “All-optical demultiplexing of 160-10 Gbits signals with Mach-Zehnder interferometric switch utilizing intersubband transition in InGaAsAlAsAlAsSb quantum well,”Appl. Phys. Lett., vol.91, 221115, 2007.