レーザー解説

半導体低次元構造の光非線形効果とデバイス応用

安 藤 弘 明*

(1993年8月23日 受理)

Optical Nonlinear Effects in Semiconductor Low-Dimensional Structures
and Their Applications to Optical Devices

Hiroaki ANDO*

(Received August 23, 1993)

Recent advances in semiconductor crystal growth and process technology have made it possible to produce not only 2-dimensional quantum wells but also 1-D wire and 0-D box structures. The quantum confinement effects in these mesoscopic structures are expected to bring about new optical nonlinear phenomena which are useful for device applications. This paper reviews the recent progress in research on the optical nonlinear effects in the low-dimensional semiconductors. The unique nonlinear features are discussed in terms of optical processes in these low-dimensional structures.

Key Words: Semi conductor, Nonlinear optics, Low dimension.

1. はじめに

最近のMBE, MOCVDを始めとする結晶成長技術や電子ビーム・リソグラフィー, ドライエッチングを中心とする加工技術のめざましい進歩により, エネルギー禁止帯幅の異なる半導体材料を組み合わせ、2次元の量子井戸構造のみならず1次元の量子細線や0次元の量子箱を製作することが可能となり, これら低次元構造の導入により, 人為的に半導体材料の非線形性を増強しようという試みがなされている。本稿では, これら次元性の異なる各種半導体構造における非線形効果について, その素過程を議論するとともに非線形性の特徴の抽出を試みる。

なお, ここでは各種の光非線形効果の中でも, 特に光デバイス応用の観点から重要な3次の効果(物質に光を照射するとその物質の吸収係数や屈折率など光学特性が変化する現象)を議論する。3次の光非線形効果については, 光キャリアの実励起によるものと仮想励起によるものがあるが, 後者についてはすでに優れた解説^{1,2)}があるので, ここでは実励起光キャリアに起因する効果に絞って議論を進める。また, 全光形の効果という観点から, 純粋に光キャリアだけの効果についてのみ議論し, 外部の電気回路からの電力の供給, 電気信号のフィードバックを要する効果についても除外する。

*NTT基礎研究所 (〒243-01 神奈川県厚木市森の里若宮3-1)

*NTT Basic Research Laboratories, (3-1, Wakamiya, Morinosato, Atugi-shi, Kanagawa 243-01, Japan)

2. 3次元バルクおよび2次元量子井戸における非線形効果

2.1 バルク

量子井戸構造の導入による光非線形性の増強を論じる前に、そのもととなるバルク(ここでは、“バルク”を、特に構造をもっていないという意味で使用する)における非線形過程について述べておこう。

Fig. 1はバルクにおけるエネルギー・バンド構造を示す。光を照射すると、光励起により伝導帯には電子、価電子帯には正孔が生成される。これらの光キャリアは時間の経過とともに発光および非発再結合過程により消滅してしまうが、光の照射が強い場合、この再結合に打ち勝って、高い密度の光キャリアが励起される。このような場合、光キャリアの一部が光遷移に関与する電子状態を占有してしまうため、パウリの排他律により遷移が“Block”される。従って、吸収端近傍では吸収係数が低下し、屈折率に変化する。これをバンド充填効果(band filling effect)と呼ぶ^{3,4)}。バンド充填効果は、エネルギー禁止帯幅の狭い($E_g \leq 1\text{eV}$)長波長帯の材料では、主要な非線形過程である。

エネルギー禁止帯幅 E_g の広い($E_g \geq 1\text{eV}$)材料では、この他に電子・正孔間のクーロン相互作用を考慮する必要がある⁵⁾。クーロン相互作用を無視した場合、理論的には、吸収係数 α のスペクトルは、 $\alpha \propto (\hbar\omega - E_g)^{1/2}$ と表わされる。

Fig. 1 Band-filling effect.

Fig. 2 (a) Nonlinear absorption spectra for GaAs bulk. 0: $N_c = 0\text{ cm}^{-3}$ (linear absorption spectrum), 1: 3.5×10^{17} , 2: 5.8×10^{17} , 3: 9.7×10^{17} , 4: 1.6×10^{18} , 5: 2.7×10^{18} , 6: 4.5×10^{18} .

しかし、GaAsバルクについての実験結果は、Fig. 2(a)に示されるように、吸収端近傍で急峻に変化しておりステップ形に近い。この理由の第一は、光励起された「自由電子」と「自由正孔」との間にクーロン力が働いているためであり、このクーロン相互作用によりunbound-stateが形成されることに対応して、吸収端よりも高エネルギー側において、近似的にゾンマーフェルト因子と呼ばれる係数

$$S = \frac{Z \exp(Z)}{\sin(Z)} \quad (1)$$

$$Z = \pi [E_{ex}/(\hbar\omega E_g)]^{1/2}$$

だけ遷移の振動子強度が増強される^{6,7)}。ここで、 E_{ex} は励起子の束縛エネルギーである。また、電子・正孔がクーロン相互作用によって結合した励起子状態(bound-state)は、バルクでは束縛エネルギーが小さく、きわめて不安定であるが、その吸収ピークの痕跡が吸収端近傍の低エネルギー側に存在していることも、光吸収スペクトルが急峻に変化する原因の一つである。

さて、このような材料に光を照射し、電子・正孔対を高密度に励起した場合、これら電子・正孔の「プラズマ」は電子・正孔間のクーロン

相互作用を遮蔽する。この現象はPlasma screening of the Coulomb interaction (この後、単にプラズマ遮蔽と表記する)と呼ばれており、bound-stateのみならず unbound-state に対しても遷移の振動子強度を変化させるため、光吸収係数や屈折率が変わり非線形性が生じる。

GaAsバルクにおける光非線形効果については、アリゾナ大学のグループによって詳細な理論的、実験的検討がなされている。Fig. 2(a)に非線形吸収の測定結果⁸⁾を示す。彼らは、クーロン相互作用を考慮した光吸収の理論式 Elliot formula⁹⁾を、プラズマ遮蔽のみならずバンド充填効果や禁止帯幅縮小効果(bandgap renormalization: 光キャリアを高密度に励起した場合、交換相互作用により、実効的にエネルギー禁止帯幅が縮小する効果)を含むように一般化することにより、非線形吸収の実験結果を良く説明する理論を提案した¹⁰⁾。非線形吸収に関する理論と実験の詳細な比較から、GaAsのバンド端における光非線形効果については、バンド充填効果とプラズマ遮蔽効果が主要な非線形過程であり、両者の非線形性への寄与は、ほぼ1対1の大きさであることを明らかにした^{8,10)}。

なお、これら非線形効果の応答時間は、バルクにおける光キャリアの寿命で決まり、通常は室温で数十ナノ秒程度であるが、表面再結合効果を利用することにより、応答時間を数十ピコ秒程度に短縮することも可能である^{11,12)}。

2.2 2次元量子井戸構造における光非線形効果

例えば、GaAsの薄膜を、よりエネルギー禁止帯幅が大きいAlGaAsで挟んだ構造では、GaAs層の厚さがボーア半径($\sim 10\text{nm}$)程度になると、GaAsのバルクとは異なった光学的性質を示すようになる¹³⁾。これは、GaAsの「井戸」中の電子および正孔が、膜面に垂直な方向にはエネルギー障壁により閉じ込められ、膜面に並行な面内で2次元的な自由粒子として振舞うためである。バルクでは放物線形であった状態密度の分布が、このような量子井戸構造では階段

Fig. 2 (b) Nonlinear absorption spectra for GaAs MQW ($L_z = 7.6\text{ nm}$). 0 : $N_c = 0\text{ cm}^{-3}$ (linear absorption spectrum), 1 : 7.2×10^{16} , 2 : 1.2×10^{17} , 3 : 2.1×10^{17} , 4 : 3.5×10^{17} , 5 : 5.8×10^{17} , 6 : 9.6×10^{17} .

形となる。さらに、電子・正孔がクーロン相互作用により互いに束縛した状態、すなわち励起子についても、電子・正孔の相対運動が2次元化するため、束縛エネルギーがバルクでの値と比較して大きくなり(井戸層を極めて薄くした2次元化の極限では4倍の増強¹⁴⁾)、励起子状態はより安定化する。これらの理由で、Fig. 2(b)に示されるように、量子井戸構造では価電子帯・伝導帯間の遷移に対応する光吸収のスペクトルが階段形になり、またこれに加えて、室温においても吸収端近傍で急峻な励起子吸収のピークが観測される¹⁵⁾。

量子井戸構造における吸収端近傍の非線形効果は、主として励起子効果である。2次元励起子の生成に対応する光遷移の振動子強度は極めて大きいので、量子井戸構造ではバルクと比較して大きな非線形性を得ることができる^{8,16,17)}。

量子井戸構造における2次元励起子の光非線形過程を簡単に説明する。光励起により電子・正孔が生成された場合、それらが互いに束縛し合い励起子を構成している場合はもちろんのこと、自由キャリアであるとしても、それらは励起子を構成する状態の一部を占めることになる。このため、パウリの排他律にもとづいて励起子の生成に対応する遷移確率が低下し、光吸収係数が減少する。このことは、励起子が伝導

帯の電子と価電子帯の正孔がクーロン力により結びついた状態であるということから容易に理解できるであろう。このような、一種の“Blocking”もとづいた非線形過程はフェーズ・スペース・フィリング(phase space filling)と呼ばれている¹⁸⁾。

フェーズ・スペース・フィリングにもとづく非線形性の理論値は、光キャリアの励起による単位体積当りの振動子強度 f の変化から容易に計算できる。振動子強度の変化 δf は次式で与えられる。

$$\frac{\delta f(N)}{f} = - \sum_k [F_e(k, N) + F_h(k, N)] \times \frac{U(k)}{U(r=0)} \quad (2)$$

ここで、 F_e , F_h はそれぞれ k -空間での電子・正孔の分布関数であり、 $U(k)$, $U(r)$ は k -空間、 r -空間での励起子の包絡関数である。また、 N は光キャリアの密度である。フェーズ・スペース・フィリングという呼び名は、このように“Phase space”において各状態の“filling”を考えると、いうところから由来する。

なお、GaAs/AlGaAs量子井戸における非線形過程については、これ以外にも、禁止帯幅縮小による吸収端のレッドシフト(長波側へのシフト)や、プラズマ遮蔽(Plasma screening of Coulomb interaction)による励起子吸収ピークのブルーシフト(短波側へのシフト)があるが、両者は互いに打ち消し合うため、フェーズ・スペース・フィリングが主要な非線形過程となる^{8,17)}。

室温では、光キャリア(励起子を構成している電子・正孔対ではなく、解離した自由キャリア)によるフェーズ・スペース・フィリングが支配的であるため、非線形性の応答時間は量子井戸における光キャリアの寿命で決まり数十ナノ秒程度であるが、バルクと同様、表面再結合を利用することにより数十ピコ秒の応答時間を実現することも可能である。この場合、量子井戸では層に平行な方向のみ光キャリアの移動(拡散)であるため、素子をメサ構造とし、端面で

の表面再結合を利用する必要がある。

2.3 バルクと量子井戸の性能指数の比較

光非線形効果の大きさをあらわすために、非線形感受率 $\chi^{(3)}$ 、あるいは非線形屈折率 n_2 、非線形吸収係数 α_2 が用いられることがある。しかし、実遷移形非線形効果の場合、非線形の根元は光励起によって生じた光キャリアであり、光吸収の存在を前提としているため、性能指数には光吸収の効果を含める必要がある。光吸収は、例えば、非線形材料を一對のミラーではさんだ非線形ファブリペロー共振器の場合、一定のフィネスを得るための非線形領域の厚さを決めるし、また非線形導波路では導波路長を制限するため、これらの非線形素子のスイッチングパワーに影響を与える¹⁹⁾。

また、実遷移形非線形効果の場合、応答時間を決めるのはキャリアの寿命時間 τ であるが、これは表面再結合効果等の利用により制御し得る。キャリア寿命時間の短縮は応答を高速化するが、一方で、非線形定数を減少させる。これら光吸収 α 、寿命時間 τ を含めた性能指数として、吸収型に対しては、

$$\sigma_{eh} = \Delta \alpha / N \quad (\propto \alpha_2 / \alpha \tau) \quad (3)$$

分散型(屈折率の非線形)に対しては、

$$n_{eh} = \Delta n / N \quad (\propto n_2 / \alpha \tau) \quad (4)$$

などが使用されている^{7,16,17,21)}。ここで $\Delta \alpha$ 、 Δn は、それぞれ密度 N の光キャリアの励起により生じる吸収係数および屈折率の変化量である。すなわち、 σ_{eh} 、 n_{eh} は、それぞれ単位体積当り1対の電子・正孔が励起された場合に生じる吸収係数および屈折率の変化である。非線形材料を各種の非線形素子に使用した場合、これらの性能指数がスイッチングエネルギー密度(スイッチングエネルギーを素子の受光面積で割ったもの)を決める。

現在までに報告されているバルクおよび量子井戸に対する性能指数 σ_{eh} 、 n_{eh} の実験値を、理論値と比較して、それぞれFig. 3(a), Fig. 3(b)

Fig. 3 (a) Figure-of-merit for dispersive non-linearity n_{eh} .

Fig. 3 (b) Figure-of-merit for absorptive non-linearity σ_{eh} .

Theory Broken curve: phase-space-filling effect for quantum wells. Dotted curve: band filling effect for bulks. Experiments ○ : quantum well {GaAs/AlGaAs¹⁶⁾, InGaAs/InP²²⁾} . × : bulk {ZnSe⁵¹⁾, GaAs¹⁰⁾, InGaAs⁷⁾, InSb⁴⁾}.

にまとめる²⁰⁾。図の横軸は、吸収係数や屈折率の変化が最大となる吸収端に対応する波長である。図中、点線はバンド充填効果に対する理論値であり、計算は Millerの方法に従った⁴⁾。バルク材料($\lambda_g > 1 \mu\text{m}$)に対する実験結果(図中×印)は、禁止帯幅の狭い場合バンド充填効果で説明できることがわかる。禁止帯幅が大きくなるに従って、実験値と理論値の差が大きくな

るが、これはバルクにおいても励起子効果・プラズマ遮蔽効果が無視できなくなるためである。短波側のⅡ-VIの半導体では、電子・正孔間のクーロン相互作用が強くなるため、励起子効果およびプラズマ遮蔽効果が支配的な非線形過程となる²¹⁾。破線は、フェーズ・スペース・フィリングに対する理論値であるが、GaAs/AlGaAs系¹⁶⁾や、InGaAs/InP系²²⁾の量子井戸構造における実験値(図中○)をよく説明している。これらの量子井戸構造では急峻なスペクトルを有する励起子吸収の飽和が主要な光非線形過程であり、非線形性の性能指数は、バルクと比較して、吸収型・分散型とも1桁程度増強されている。

さて、対象とする波長が異なる材料の性能比較について述べておこう。例えば、バルクにおけるバンド充填効果の場合、エネルギー禁止帯幅が小さくなり、対象とする光の波長 λ が長波長側へ延びるほど性能指数 σ_{eh} , n_{eh} は大きくなる傾向がある。しかし、これは必ずしも長波長帯ではスイッチング・エネルギーが低減できるということの意味しない。すなわち、光をレンズ等で絞り込んだ場合のスポット径は λ に比例して広がるし、また屈折率の変化を利用する非線形ファブリペローでは、スイッチングに必要な光路長変化は λ に比例して長くなる²³⁾。これらの波長に依存する要素はデバイス構造によって異なるため、厳密に性能指数に含めることは困難であるが、1つの目安として光の回折限界を仮定し、分散型については n_{eh}/λ^2 、また吸収型に対しては σ_{eh}/λ などを用いることはできよう。InSb⁴⁾などエネルギー禁止帯幅が狭いバルク材料におけるバンド充填効果による長波帯の非線形効果は、これら波長のファクターのぶんだけ割り引いて比較する必要がある、より短波側の効果と比較して必ずしも優れているとはいえない。

3. 1次元量子細線における非線形効果

最近、1次元量子細線構造への興味が急速に高まっている。この背景には、結晶成長・加工

技術の急速な進歩により実際にナノメートルサイズの細線構造を製作することが可能になってきたこと²⁴⁻²⁶⁾、さらには、細線構造を光デバイスに応用することにより性能の改善のみならず新奇な機能が期待できるという理論予測²⁷⁻³⁰⁾などがある。例えば、量子細線レーザーでは、しきい値電流の低減²⁸⁾と変調の高速化²⁹⁾が期待されている。また、光非線形性についても、バンド端近傍での状態密度の発散に伴ってバンド充填効果が増強されるという計算結果が報告されている³⁰⁾。

しかし、これらの理論計算には、電子・正孔間のクーロン相互作用が全く考慮されていないという問題がある。すなわち、量子細線のような1次元系では、量子閉じ込め効果により、励起子の結合エネルギー、振動子強度が増強されるため³¹⁻³⁵⁾、吸収端での光非線形性の計算に励起子効果を取り入れることは不可欠である。さらには、バンド間遷移についても振動子強度がクーロン相互作用のため低下する(1次元系ではゾンマーフェルト因子は1以下となる)ことが指摘されている^{36,37)}。ここでは、キャリア間のクーロン相互作用を取り入れた線形・非線形吸収の理論計算^{38,39)}を簡単に紹介する。

Fig. 4は、断面が矩形(サイズ10 nm)の量子細線における基本吸収端近傍の線形吸収スペクトルの計算結果である³⁸⁾。計算には多重バンド有効質量法(multi-band effective mass method)を用いた。まず、Luttinger-Kohn Matrixの対角化により1次元構造における正孔エネルギーバンド(重い正孔と軽い正孔の混合状態)を計算し、さらにこの結果を基に電子・正孔間のクーロン相互作用による束縛状態(bind-states, 励起子状態)および非束縛状態(unbound-states)を求め、光吸収スペクトルを見積もった。Fig. 4のスペクトルの特徴は2つの吸収ピークの存在である。これらの吸収ピークは伝導帯第1サブバンドとそれぞれ価電子帯第1サブバンドおよび価電子帯第3サブバンドが形成する励起子状態 Ex_{11} , Ex_{13} に対応している。バンド間吸収については、結合状態密度がバンド端で発散

Fig. 4 Calculated absorption spectra for a 10 nm square wire.³⁸⁾ Solid and broken curves are for electric field vector parallel ($E_{||}$) and perpendicular ($E_{\perp}$) to the quantum wire. Abscissa is the photon energy $\hbar\omega$ with respect to energy gap E_0 between the bottom of the first conduction subband and top of first valence subband.

(van Hove type dispersion)しているため、クーロン相互作用を考慮しない場合バンド端で顕著な吸収ピークを持つはずであるが³⁹⁾、本計算のように電子正孔間のクーロン相互作用を考慮するとバンド端近傍の吸収が強く抑圧されることがわかる。このように1次元系では、クーロン相互作用の効果により吸収スペクトルの様相が一変する。

非線形吸収の計算には、包絡関数近似と有効質量近似を用いた⁴⁰⁾。まず、細線が有限の断面を持つことを考慮して、細線に平行な方向(キャリアが動き得る方向)のクーロンポテンシャルを数値的に求め、これをもとに各種の非線形効果を計算した。励起子効果については、フェーズ・スペース・フィリング、禁止帯幅縮小、プラズマ遮蔽などを考慮した。励起子(低エネ

Fig. 5 Change in the excitonic absorption spectrum (Ex_{11}), caused by the carrier excitation, $N_c = 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$.⁴⁰⁾ Electric field vector of the incident light is assume to be parallel ($E_{\parallel}$) to the wire.

ルギー側 Ex_{11}) の非線形光吸収を計算した結果を Fig. 5 に示す。図中、実線は熱平衡状態(光励起無し)での吸収スペクトルであり、破線は1次元キャリア密度 N_c が $1 \times 10^5/\text{cm}$ となる励起状態での吸収スペクトルである。光キャリアの励起に伴い、励起子の吸収ピーク値が低下するとともに、共鳴エネルギーが高エネルギー側にブルーシフトすることがわかる。吸収ピーク値の低下は主としてフェーズ・スペース・フィリングに起因する。これに加えて、クーロン相互作用のプラズマ遮蔽も、励起子の包絡関数の膨張と、それに伴う振動子強度の低下という過程をとおして光吸収を低下させる。プラズマ遮蔽は、一方で、励起子の結合エネルギーも低下させる。このため、励起子の共鳴エネルギーは高エネルギー側にブルーシフトする。キャリア間の交換相互作用は、逆に、エネルギー禁止帯幅を縮小し (bandgap renormalization), 励起子の共鳴エネルギーを低エネルギー側にレッドシフトさせる。プラズマ遮蔽による励起子吸収ピークのブルーシフトは、禁止帯幅縮小によるレッドシフトを凌ぐため、結果として励起子吸収ピークは

ブルーシフトすることになる。3次元系(バルク)や2次元系(量子井戸)での非線形効果は単に、光吸収の低下(ブリーチング)のみであることを考えると、ブルーシフトは1次元系特有の現象であるとも言える。この励起子のブルーシフトは、光吸収増(increasing absorption)をもたらすため⁴⁰⁾, 光・電気の帰還を要しない光スイッチに応用できる可能性もあり、デバイス応用の観点から興味深い。

また、本理論検討により、バンド間遷移については、クーロン相互作用により非線形性が低下することが明らかになった。これは、プラズマ遮蔽によるゾンマーフェルト因子の変化(吸収増)と、吸収減のもととなるバンド充填効果とが互いに打ち消し合うためである。さらに、光利得が得られる様な高励起状態においてもクーロン相互作用は完全には遮蔽されず、光利得スペクトルに強く影響することが明らかにされ、「励起子光利得」の可能性も指摘されている⁴⁰⁾。量子細線では、これらクーロン相互作用の線形・非線形吸収、光利得に対する効果の実験的検証が今後の課題である。

4. 0次元量子箱における光非線形効果

量子箱は、実空間の全方向からキャリアが閉じ込められるという究極の閉じ込め構造(0次元構造)であり、状態密度の離散化と励起子遷移への振動子強度の集中に伴う非線形性の増強が予言されている^{41,42)}。

0次元系に特有な離散的状态密度を反映した吸収スペクトルは、半導体ドープガラス中の半導体微粒子で観測された^{43,44)}。半導体ドープガラスは粒径数ナノメートルから数十ナノメートルの半導体微結晶がガラス中に析出したものであり、通常II-VI族半導体の材料 Cd, Zn, S, Se 等をガラス材料に添加し熱処理することによってつくられる。閉じ込め構造としては、ガラスの高いエネルギー障壁によってキャリアが微粒子の内部に閉じ込められる構造となっている。半導体ドープガラスには、微粒子・ガラスの界面における再結合効果のためキャリア寿命が短い

Table I Optical nonlinear effects in semiconductor low-dimensional structures.

	bulk	Quantum well	Quantum wire	Quantum box
Structure
Dimensionality	3D	2D	1D	0D
Nonlinear mechanism	Inter-band effects Band-filling Change in Sommerfeld factor	Excitonic effects Phase-space-filling	Excitonic effects Phase-space-filling Screening	Excitonic effects Level-filling
Feature	Bleaching of inter-band absorption	Bleaching of excitonic absorption	Blue shift of exciton absorption peak Nonlinear birefringence	Long dipole dephasing time
Nonlinearity	1	7	20	50

という特徴があり、非線形応答も数ピコ秒程度と極めて速い。半導体ドーパガラスを非線形媒質として用いた非線形エタロンでは回復時間25ps程度の光双安定動作が得られている⁴⁵⁾。半導体微粒子における主要な非線形過程は“ブロッキング”に基づいたレベル・フィリングであり、性能指数 σ_{eff} については $4.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ の値が報告されている⁴⁶⁾。非線形性改善のために、サイズ揺らぎ(不均一幅)の抑制、半導体・ガラス界面特性の改善、および純度の向上が望まれる。

サイズの揺らぎの低減、界面特性の改善をめざして、半導体埋め込み構造の量子箱が検討されている。GaAs/AlAsではMOCVD法による選択結晶成長をもちいてサイズ数十ナノメートル程度の四面体構造の量子箱が実際に製作されている⁴⁷⁾。0次元の量子箱では、状態密度の離散化に伴ってキャリアが散乱する終状態の密度が低くなるため、光双極子の位相緩和時間が他のより高い次元の構造と比較して長くなることが期待できる。AlGaAs/GaAsの量子箱では、室温かつ高励起下においても位相緩和時間は数ピ

コ秒程度(GaAsバルクでは100 fs以下)となるという理論予測もある⁴⁸⁾。量子箱において期待される長い位相緩和時間は、非線形性を増強するのみならず仮想遷移を介したコヒーレントな非線形効果の利用をも可能とするため、デバイス応用の観点からも興味深い。

5. むすび

次元性・構造の異なる各種の半導体材料について非線形過程を議論し、その特徴の抽出を試みた。議論の結果をTable Iにまとめる。3次元バルクや2次元量子井戸における光非線形過程は、現在までにほぼ解明されたと言える。今後は、1次元量子細線や0次元量子箱など、より低い次元の構造における非線形効果が研究の中心となるものと考えられる。量子細線については各種の方法で製作進められており、細線特有の光学異方性を利用した偏光スイッチの提案等^{49,50)}、新機能光デバイスへの応用も検討されている。ここで紹介したクーロン相互作用の効果の実験的検証も近い将来可能となるであろう。量子箱については、量子閉じ込め効果によ

り振動子強度が増強されること、位相緩和時間が極めて長くなることなどが予測されており、デバイス応用の観点からも極めて興味深い。

以上議論したように、半導体低次元構造では光非線形性の増強や新奇な非線形効果が期待できるため、これら低次元系における光過程の研究は光物性のみならずデバイス応用の観点からも重要であるといえる。

本稿は「半導体量子井戸構造における光非線形効果」安藤弘明：光学，第19巻，第1号，17頁(1990)を加筆・訂正したものである。

謝辞

日頃ご指導いただくNTT基礎研究所材料物性研究部の堀越佳治部長，神戸宏主幹研究員に感謝いたします。本稿をまとめるにあたり有益なご討論をいただいた Arturo Chavez-Pirson 主任研究員に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 山西正道：応用物理 58 (1989) 1696.
- 2) 榎本泰章：応用物理 57 (1988) 881.
- 3) R. K. Jain et al.: *Optical Phase Conjugation*, ed. Fisher (Academic Press, Orlando, 1983) p. 332.
- 4) D. A. B. Miller et al.: Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 197.
- 5) L. Banyai et al.: Z. Phys. B63 (1986) 283.
- 6) F. Bassani et al.: *Electronic States and Optical Transitions in solids* (Pergamon Press, Oxford, (1975) p. 191.
- 7) M. N. Islam et al.: J. Appl. Phys. 59 (1986) 2619.
- 8) A. Chavez-Pirson et al.: Proceedings in Physics, 36 (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1989) p. 44.
- 9) R. Elliot: Phys. Rev. 108 (1957) 1384.
- 10) Y. H. Lee et al.: Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2446.
- 11) Y. H. Lee et al.: Appl. Phys. Lett. 49 (1986) 486.
- 12) J. L. Jewell et al.: Appl. Phys. Lett. 55 (1989) 22.
- 13) 日本物理学会編：半導体超格子の物理と応用 (培風館, 1984).
- 14) M. Shinada et al.: Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1966) 1936.
- 15) T. Ishibashi et al.: Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Oiso (1981), Inst. Phys. Conf. Ser. 63 (1982) p. 587.
- 16) D. S. Chemla et al.: IEEE J. Quantum Electron., QE-20 (1984) 265.
- 17) S. H. Park et al.: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 1201.
- 18) S. Schmitt-Rink et al.: Phys. Rev. B. 32 (1985) 6601.
- 19) H. M. Gibbs: *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic Press, Orlando, 1985).
- 20) 安藤弘明：光学 19 (1990) 17.
- 21) N. Peyghambarian et al.: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 182.
- 22) K. Tai et al.: Appl. Phys. Lett. 51 (1987) 86.
- 23) E. Garmire: Opt. Eng. 24 (1985) 575.
- 24) P. M. Petroff et al.: Appl. Phys. Lett. 45 (1984) 620.
- 25) T. Fukui et al.: Appl. Phys. Lett. 50 (1987) 824.
- 26) M. Notomi et al.: to be published in Appl. Phys. Lett. 62 (1993).
- 27) Y. Arakawa et al.: Appl. Phys. Lett. 40 (1982) 939.
- 28) M. Asada et al.: IEEE J. Quantum Electron. QE-22 (1986) 1915.
- 29) Y. Arakawa et al.: Appl. Phys. Lett. 45 (1984) 950.
- 30) H. Sakaki et al.: Appl. Phys. Lett. 57 (1990) 2800.
- 31) R. Loudon: Am. J. Phys. 27 (1959) 649.
- 32) R. J. Elliott et al.: J. Phys. Chem. Solids. 8 (1959) 382.
- 33) R. J. Elliott et al.: J. Phys. Chem. Solids. 15 (1959) 196.
- 34) T. Kodama et al.: Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) 1370.
- 35) L. Banyai et al.: Phys. Rev. B36 (1987) 6099.
- 36) S. Abe: J. Phys. Soc. Jpn. 58 (1989) 62.
- 37) T. Ogawa et al.: Phys. Rev. B43 (1991) 14325; ibid. 44 (1991) 8138.
- 38) H. Ando et al.: J. Appl. Phys. 70 (1991) 7024.
- 39) P. C. Sercel et al.: Phys. Rev. B44 (1991) 5681.
- 40) H. Ando et al.: to be published in J. Appl. Phys.
- 41) E. Hanamura: Phys. Rev. B37 (1988) 1273.
- 42) T. Takagahara: Phys. Rev. B36 (1987) 9293.
- 43) Al. L. Efros et al.: Sov. Phys. Semicond. 16 (1982) 771.

- 44) H. Shinojima et al.: Appl. Phys. Lett. 55 (1989) 1519.
- 45) J. Yumoto et al.: Opt. Lett. 12 (1987) 832.
- 46) H. Shinojima et al.: *Technical Digest QELS '93 QWH26* (1993) p. 177.
- 47) T. Fukui et al.: Appl. Phys. Lett. 58 (1991) 2018.
- 48) T. Ohtoshi et al.: Jpn. J. Appl. Phys. 30 (1991) L1406.
- 49) A. Chavez et al.: Appl. Phys. Lett. 59 (1991) 2654.
- 50) A. Chavez et al.: Appl. Phys. Lett. 62 (1993) 3082.
- 51) N. Peyghambarian et al.: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 182.