

科学研究費助成事業（科学研究費補助金）研究成果報告書

平成 24 年 5 月 25 日現在

機関番号：14401

研究種目：基盤研究(C)

研究期間：2009～2011

課題番号：21540321

研究課題名（和文） 多体効果を含む共振器 QED と光学非線形応答の最適化条件

研究課題名（英文） Cavity QED including many-body effects and optimal conditions for nonlinear optical response

研究代表者

安食 博志 (AJIKI HIROSHI)

大阪大学・大学院工学研究科・特任教授

研究者番号：60283735

研究成果の概要（和文）：量子井戸-共振器系からのスクイーズド光の生成を共振器 QED に基づいて理論的に考察した。その結果、励起子ポラリトン散乱よりも励起子分子が関与したスクイーズド光の方が高いスクイーズド状態にあることが明らかになった。また、数値対角化に頼らない励起子分子を含む 2 励起子状態の数値計算手法を開発した。本手法は 1 次元から 3 次元まで適用でき、数値対角化と比較して計算で使用するメモリと時間を大幅に低減することができる。

研究成果の概要（英文）：We have theoretically studied the generation of squeezed photons from a quantum well embedded in a microcavity. As a result, we have found that higher squeezed states can be generated from the coupled states than from a polariton-polariton scattering. In addition, I have developed a new and efficient calculation method of two-exciton states including biexciton in a 1D, 2D, and 3D tight-binding models. This method dramatically improves a computation time and memory size.

交付決定額

(金額単位：円)

	直接経費	間接経費	合計
2009 年度	2,500,000	750,000	3,250,000
2010 年度	500,000	150,000	650,000
2011 年度	500,000	150,000	650,000
年度			
年度			
総計	3,500,000	1,050,000	4,550,000

研究分野：数物系科学

科研費の分科・細目：物理学・物性 I

キーワード：光物性、量子もつれ光子対、共振器

1. 研究開始当初の背景

光を操作する上で光と物質系の相互作用は必要不可欠であり、この相互作用を著しく増強させることが今後の光科学技術の発展において重要な課題である。中でも共振器は非

常に有望な系として広く知られている。また、共振器中では単一光子領域においてさえ相互作用が強いので、光の量子化が重要になる。このことは原子を用いた実験で実証され、共振器量子電磁力学(共振器 QED)として発展してきた。現在では、単一光子領域で高効率

な非線形性を要する量子情報処理技術の実現に向けて、共振器系は非常に注目を集めている。

相互作用が十分強く共振器 QED が必要になる要件の 1 つは、真空ラビ分裂の明確な観測である。真空ラビ分裂は、共振器-原子系で初めて観測された。最近では、ピラー型の共振器、フォトニック結晶スラブや微小誘電体球の共振器に量子ドットを埋め込んだ系で真空ラビ分裂が観測されるようになった。これまでの微細加工技術の進歩を踏まえると、今後、半導体における共振器 QED 効果の研究が学術的基礎研究の対象としてますます盛んになり、その成果を活かしたデバイス化への応用が期待される。

2. 研究の目的

これまで共振器 QED の枠組みにより、様々な光学非線形応答の研究を行ってきたが、その際に用いられた系は励起子状態や束縛励起子分子を含む少数準位モデルに限定されていた。少数準位モデルでも定性的な議論をすることはできるが、現実的な半導体ナノ構造-共振器系の光学応答を議論するためには、多体効果を含む多数の自由度を系統的に取り入れることが必要になる。そこで、本研究では、共振器-半導体の系を多体効果を含む多数自由度系に拡張し、共振器 QED と半導体光物性の融合に特有な現象を見出すことを目的とした。

3. 研究の方法

共振器中の励起状態と光の相互作用は、共振器中の光を量子化して取り扱う(共振器 QED)。多体効果を含む多数の自由度はフレンケル型励起子を念頭においた強束縛モデルを用いて計算する。

4. 研究成果

(1) 共振器-量子井戸系からのスクイーズド光の生成

光子の量子ゆらぎが一方向に押しつぶされたスクイーズド光は、標準量子限界を超えた超高感度計測を可能にするなど、応用上の重要性に着目されている。光源デバイスを作製する上で、半導体からのスクイーズド光の生成が望ましいが、熱揺らぎのためにその道のは険しかった。ところが最近になって、Q 値の高い量子井戸-共振器系が作製できるようになり、共振器中の光子と励起子が強く結合する状況をつくり出せるようになった。共振器中の光子と励起子が結合した状態を共振器ポラリトンという。共振器ポラリトン

を介して生成したスクイーズド光は熱揺らぎによるダメージが抑えられている。このため、スクイーズド光の生成においても量子井戸-共振器系は注目を集めた。

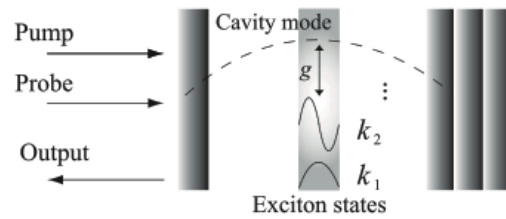


図 1 : 量子井戸-共振器系と入射光・散乱光の様子

これまで、このような系のスクイーズド光は主にポラリトン-ポラリトン散乱から理解されていたが、励起子分子の効果も重要と考えられる。しかし、たいていの励起子分子は室温で観測することが難しいので、あまり考慮されていなかった。ごく最近、共振器に CuCl 量子井戸を埋め込んだ系で、励起子分子が観測されるようになった。そこで、量子井戸-共振器系におけるスクイーズド光の生成において、励起子分子の影響を理論的に解析した。

多体効果としての励起子分子は、2 励起子状態の相互作用により形成される。本研究では、励起子分子および散乱 2 励起子状態を記述する上で、最も簡単な 1 次元強束縛モデルを利用した。このモデルの励起子間相互作用は、最近接の 2 励起子間の引力を取り入れた。量子井戸-共振器系と入射光・散乱光の様子を図 1 に示す。

ここでは、生成された光の直交位相スクイーズド状態を考察した。生成・消滅演算子の実部の演算子を X 、虚部の演算子を Y とすると、この X と Y を直交位相演算子という。これらの演算子の標準偏差の積 $\Delta X \Delta Y$ は不確定性関係を満たす。ここで、 $\Delta X^2/2\kappa < 1$ または $\Delta Y^2/2\kappa < 1$ が満たされれば、生成された光は直交位相スクイーズド状態にある。ただし、 κ は共振器から光が出る割合を表している。

図 2 は入射光強度 $|\xi_{in}|^2/2\kappa$ と位相 θ の関数として表した $\Delta X^2/2\kappa$ を表している。量子井戸の厚さは格子数 N を 50、60、70 とし励起子分子を考慮して計算した。 $\Delta X^2/2\kappa < 1$ となる暗い部分がスクイーズド光が実現されている条件である。どの光子数 N に対して計算しても、比較的高いスクイーズド状態は $|\xi_{in}|^2/2\kappa \approx 0.004$ と $\theta \approx 0^\circ$ の条件で現れる。また、励起子分子を無視した結果と比較すると、約 5 倍ほど高いスクイーズド状態が得られる。これは、励起子分子と共振器ポラリトンの間の相互作用があるためで、上記の条件は有効な励起子分子と共振器ポラリトンの結合状態が形成される条件と一致している。

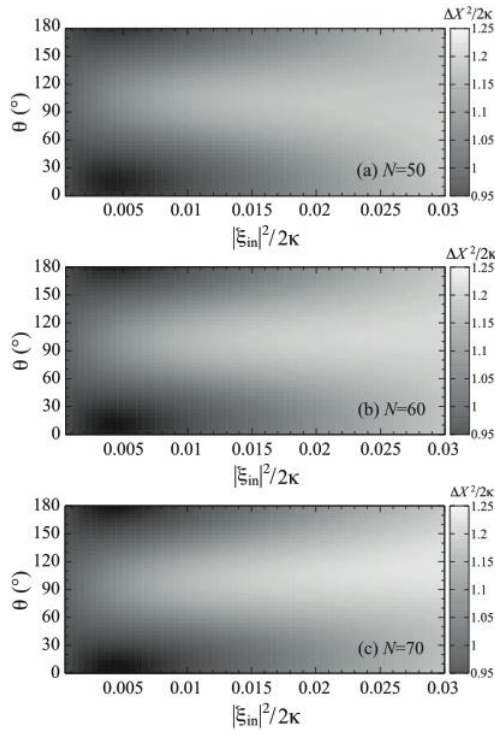


図2：励起子分子を考慮した量子井戸-共振器系から生成された光子の直交位相演算子の標準偏差

このように、励起子分子の効果により高いスクイーズド状態にある量子光を生成することができる。このような質の良いスクイーズド光の生成は、量子井戸の厚さにほとんど無関係である。そのため、量子井戸の厚さを制御する必要がないという利点がある。

(2) 強束縛模型による励起子分子と2励起子散乱状態の高速計算手法の開発

一般に、3次の非線形光学応答を計算するためには2励起子状態が必要である。しかし、その計算は容易ではない。フレンケル型の励起子の場合、その2励起子状態は、最近接間の重なり積分と最近接の励起子間相互作用のみを考慮した強束縛模型でよく記述できると考えられている。前節のスクイーズド光生成における励起子分子の効果についての研究も、1次元強束縛模型を利用した。スクイーズド光の生成に限らず、共振器 QED の枠組みで、量子井戸中の励起子分子を介した量子もつれ光子対の生成や、共振器系における3次の光学非線形応答の増強について、この模型が用いられている。ただし、これまでの共振器-量子井戸(薄膜)系の3次元非線形応答は、1次元系にのみ限定されていた。これは、2次元や3次元系では大規模な行列の対角化を行うため、計算時間とメモリのコストが非常に大きくなるためである。そこで、本研究では最近接強束縛模型で2励起子状態を

高速に計算する手法を開発した。この方法は、行列の対角化を行うのではなく、2励起子状態のエネルギーと波動関数を2分法で計算する。そのため、計算で使用するメモリを大幅に低減することができ、さらに、計算時間も著しく短くすることができる。

ここでは、励起子の偏光の自由度は考えない。励起子は電子と正孔の束縛状態なので、ボゾンとして取り扱うことができる。ただし、同一の格子点に励起子は2個入ることはできない(電子や正孔にはたらくパウリの排他率のため)。そこで、同一格子点に2励起子が入ったときに正のポテンシャルをはたらくとし、計算の最後でこのポテンシャルを無限大とすることで、同一格子点に2励起子が入れない条件を与えることにした。2励起子間には、最近接に配置されたときに引力相互作用 δ がはたらくとする。また、各格子点における励起子のエネルギー、ホッピングエネルギー(運動エネルギーに対応)を与える。

各方向に周期境界条件を与える。周期境界条件は、サイズが小さいときには正しくないが、比較的大きなサイズになれば現実的な境界条件と同様の結果を得ることができる。周期境界条件により、2励起子状態は重心運動と相対運動に分離することができ、各重心波数ベクトルごとに相対運動を計算すればよいので、計算規模を小さくすることができる。

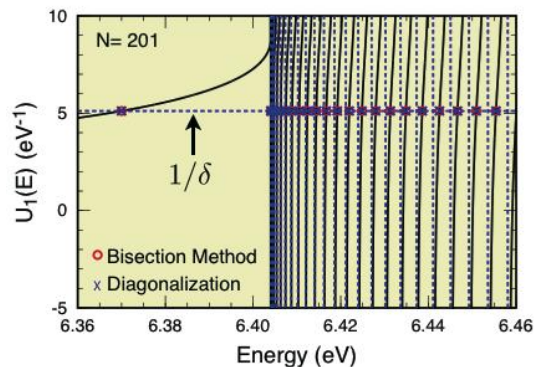


図3： $U_I(E)$ および2分法(赤丸)と対角化(青×)で求めた2励起子状態のエネルギー

ここでは数学的な詳細には立ち入らず、開発した計算手法の概略を述べる。通常、2励起子状態は与えられたハミルトニアンを行列を対角化することにより計算することができる。開発した手法では、2励起子状態のエネルギーを $U_I(E)=1/\delta$ を満たす E を求めることに帰着できる。1方向の格子点の数を N とすると d 次元系において $U_d(E)$ を求めるためには N^d 回の和を計算する必要がある。しかし、このうちの1方向についての和は解析的に計算することができ、実質上、計算機では N^{d-1} 回の和を計算するだけですむ。1次元の場合には、 $U_I(E)$ は和を数値的に計算するまでもなく直ちに与えることができる。ま

た、 $U_1(E)=1/\delta$ は非線形方程式であるが、その解がただ1つ存在する範囲を求めることができ、しかも、その範囲で $U_1(E)$ は負の無限大から正の無限大へと単調に増加する関数である。したがって、すべての解を2分法で簡単に計算することができる。

図3は1次元（格子点数201個）のときの $U_1(E)$ および2分法と対角化で求めた2励起子状態の固有エネルギーを示している。開発した2分法による固有エネルギーは従来の対角化による方法と完全に一致している。最低エネルギーにある状態が励起子分子で、それよりも高いエネルギーにある状態はすべて束縛していない散乱2励起子状態である。固有エネルギーが求められれば、波動関数も直ちに求めることができる。

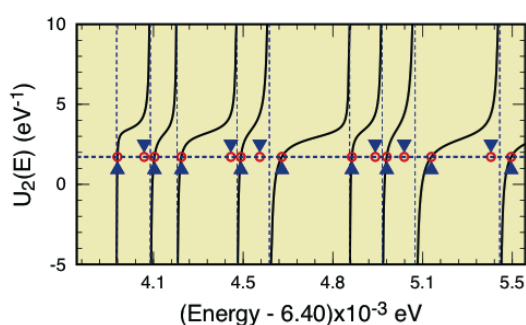


図4： $U_2(E)$ および2分法（青上三角と青下三角）と対角化（赤丸）で求めた2励起子状態のエネルギー（2次元）

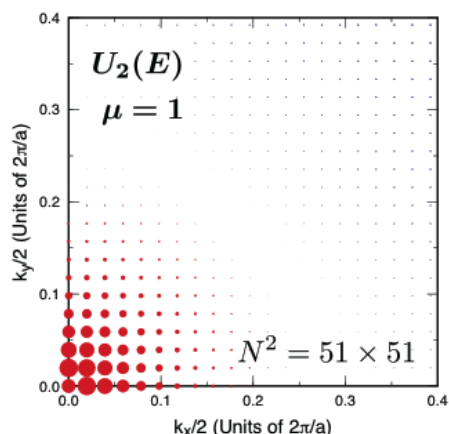


図5：励起子分子の波動関数（2次元）

本手法は、2次元と3次元の場合にも拡張することができる。2次元の場合は $U_2(E)=1/\delta$ と $W_2(E)=1/\delta$ を満たす E が固有エネルギーである。図4は2次元（格子点数201x201個）のときの $U_2(E)$ および2分法と対角化で求めた2励起子状態の固有エネルギーを示している。上三角が $U_2(E)=1/\delta$ の解、下三角が $W_2(E)=1/\delta$ の解、赤丸が対角化による解で、2分法で得られた解は対角化による方法と完全に一致している。図5は2次元（格子点数51x51個）の場合で、本手法により計算

した励起子分子の波動関数（正確には、相互作用していない2励起子状態で表したときの展開係数）を示している。波動関数の値に比例して丸の大きさを描いている。

3次元の場合は $U_3(E)=1/\delta$ と $W_3(E)=1/\delta$ を満たす E が固有エネルギーである。ただし、 $W_3(E)=1/\delta$ で得られた解は2重縮退している。図6は3次元（格子点数51x51x51個）のときの $U_3(E)$ および2分法と対角化で求めた2励起子状態の固有エネルギーを示している。上三角が $U_3(E)=1/\delta$ の解、下三角が $W_3(E)=1/\delta$ の解、赤丸が対角化による解で、2分法で得られた解は対角化による方法と完全に一致している。図7は3次元（格子点数21x21x21個）の場合で、本手法により計算した励起子分子の波動関数を示している。波動関数の値に比例して球の大きさを描いている。

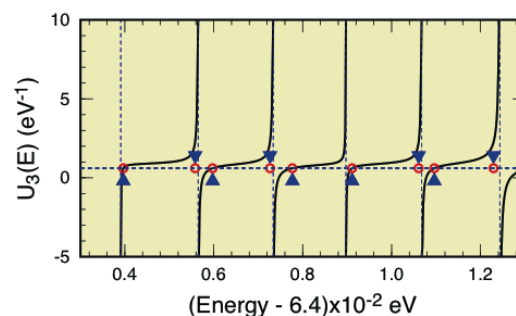


図6： $U_3(E)$ および2分法（青上三角と青下三角）と対角化（赤丸）で求めた2励起子状態のエネルギー（3次元）

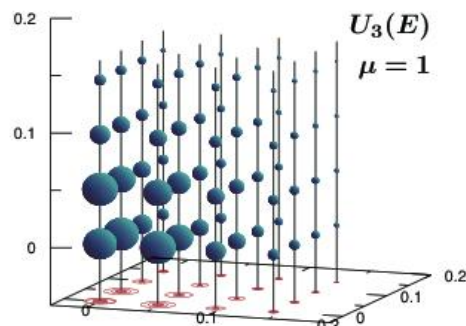


図7：励起子分子の波動関数（3次元）

最後に、本計算手法についてまとめる。

- ①対角化とは異なり、計算に必要なメモリはほとんど必要がない。
- ②対角化とは異なり、計算時間を著しく節約することができる。計算時間は $U_d(E)$ と $W_d(E)$ の N^{d-1} 回の和でほぼ決まる。
- ③励起子分子の束縛エネルギーが与えられ

ているときに、励起子間引力相互作用のパラメータ δ を直ちに決定することができる。一方、対角化で計算する場合には試行錯誤で何回も計算しなければならない。

④たいていの光学非線形応答では励起子分子とこれに近い低エネルギー側の2励起子状態だけが関与する。本手法では、必要な2励起子状態の数だけ2分法で解を求めればよい。一方、対角化で計算する場合にはすべての2励起子状態を計算することになる。

⑤2次元、3次元の場合には各方向の格子点の数が同じでなければ本手法は使えない。

⑥有限の重心波数についても計算できるが、2次元、3次元の場合には各方向の重心波数成分が等しい場合でなければ本手法は使えない。

以上のように、本手法は従来では計算できなかった、大きなサイズの結晶でも2励起子状態を素早く計算できる。ただし、各格子点の数が等しい場合、重心波数の成分が各方向で等しい場合、といった制約がある。それにもかかわらず、結晶の方向を適切に与えることで、量子ドット-共振器系、量子井戸-共振器系の各種非線形光学応答における共振器QED効果を調べることができる。

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計2件)

①H. Oka and H. Ajiki, "Light squeezing via biexciton in a semiconductor microcavity," Phys. Rev. B 83, 045305-1-5 (2011) 査読有

②H. Ajiki, "A method for rapid calculation of two-exciton states," Phys. Status Solidi B 248, 452-455 (2011) 査読有

[学会発表] (計4件)

①安食博志、「強束縛モデルによる励起子分子と2励起子散乱状態の高速計算」、日本物理学会秋季大会、2011年9月23日、富山

②安食博志、"Rapid Calculation Method of Biexciton and Scattering Two-Exciton States"、International Conference on Optics of Excitons in Confined Systems、2011年9月12日、フランス

③岡寿樹、安食博志、「半導体微小共振器中の励起子分子を介したポラリトンスクイージング」、日本物理学会秋季大会、2010年9月25日、大阪

④安食博志、"A method for rapid calculation

of two-exciton states"、International Conference on Excitonic Processes in Condensed Matter, Nanostructured and Molecules (EXCON2010)、2011年7月13日、オーストラリア

[図書] (計0件)

[産業財産権]

○出願状況 (計0件)

○取得状況 (計1件)

名称：光子対生成装置

発明者：安食博志、石原一

権利者：科学技術振興機構

種類：特開

番号：2007-219314

取得年月日：2011年11月18日

国内外の別：国内

[その他]

6. 研究組織

(1) 研究代表者

安食 博志 (AJIKI HIROSHI)

大阪大学・大学院工学研究科・特任教授

研究者番号：60283735

(2) 研究分担者

(3) 連携研究者