

# 共振器により支援されるもつれあい光子対の生成

安食博志<sup>1,3</sup>, 石原一<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> 大阪大学大学院基礎工学研究科, 〒 560-8531 豊中市待兼山町 1-3

<sup>2</sup> 大阪府立大学大学院工学研究科, 〒 599-8531 堺市学園町 1-1

<sup>3</sup>CREST-JST

## Cavity Assisted Eangled-Photon Generation

Hiroshi Ajiki<sup>1,3</sup> and Hajime Ishihara<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Department of Materials Engineering Science, Osaka University  
Toyonaka, Osaka 560-8531, Japan

<sup>2</sup>Department of Physics and Electronics, Osaka Prefecture University  
Sakai, Osaka 599-8531, Japan

<sup>3</sup>CREST, Japan Science and Technology Corporation

## Abstract

We propose polarization-entangled photon generation via resonant hyper-parametric scattering of a V-type system in microcavity. Although a bare V-type system cannot generate entangled photon pairs, microcavity makes the generation possible because of the formation of dressed states. In the strong-coupling limit, generation of non-entangled co-polarized photons is considerably suppressed due to the photon blockade effect. Furthermore, some entangled photons have different frequencies from those of the input fields, and thus, we can utilize spectral filtering in order to extract entangled photons.

## 1. はじめに

量子もつれあい状態は量子情報処理技術において本質的な役割を果たす。特に偏光状態がもつれあった光子対は、互いに相互作用をすることがないので、量子情報伝達の媒体として非常に有望である。もつれあい光子対は、物質からの2光子カスケード放射により生成される。当初、もつれあい光子対の生成には原子が利用され、ベルの不等式の検証に用いられた。最近では半導体を利用したもつれあい光子対の生成が可能になっている。例えば、東北大学の枝松のグループはバルク CuCl 結晶の共鳴ハイパーパラメトリック散乱過程 (RHPS) を用いて、もつれあい光子対の生成に成功した [1, 2]。また、励起子分子が崩壊して光子を放出す

る過程を利用して、InAs/GaAs 量子ドットからのもつれあい光子対の生成も報告されている [3–5]。理論的にも量子井戸 [6]、共振器-量子井戸系 [7–9]、共振器-量子ドット系 [10] からの RHPS によるもつれあい光子対の生成も調べられている。

本研究では、共振器中の V 型 3 準位系を用いた RHPS による新しいタイプのもつれあい光子対生成について提案し、理論的に調べる。裸の V 型 3 準位系には 2 光子カスケード放射の過程が存在しないため、もつれあい光子対を生成させることはできない。しかし、共振器中に埋め込むと、共振器 QED に特有なドレスト状態が形成され、もつれあい光子対が生成できるようになる。共振器 QED の効果はもつれあい光子対の生成を支援する

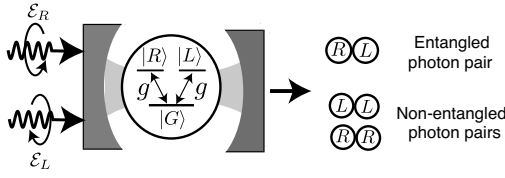


FIG. 1: 共振器中の3準位系によるもつれあい光子対生成の概略図.

だけではなく、もつれあっていない光子対生成の抑制、入射光と振動数が異なるもつれあい光子対の生成（振動数によりもつれあい光子対のフィルタリングができる）を可能にし、極めて重要な役割を果たす。

## 2. ドレスト状態と光子対生成

共振器 QED にしたがえば、V 型 3 準位-共振器結合モード（ドレスト状態）は（共振器モードの光の光子数状態）（3 準位系の状態）の直積の重ね合わせで記述される。共振器に光子が 1 個入った場合、真空ラビ分裂した 2 つのドレスト状態が存在するが、これらのドレスト状態は（光子 0 個、励起状態）と（光子 1 個、基底状態）の重ね合わせで表される（1 励起状態とよぶ）。同様に、右回り（R）偏光と左回り（L）偏光の光子が共振器に 1 個ずつ入ったとき（2 励起状態とよぶ）、共振器系の固有状態は（R 偏光の光子 1 個、L 偏光の励起状態）（L 偏光の光子 1 個、R 偏光の励起状態）（R 偏光と L 偏光の光子 1 個ずつ、基底状態）の 3 個の状態の重ね合わせで表される。このため、2 励起状態は 3 個ある。

V 型 3 準位-共振器系に、R 偏光と L 偏光のコヒーレント光  $\mathcal{E}_R e^{-i\Omega_R t}$ ,  $\mathcal{E}_L e^{-i\Omega_L t}$

を入射し（図 1 を参照）。1 励起状態と 2 励起状態を共鳴励起するような RHPS を考える。このとき 2 励起状態から 1 励起状態（エネルギー差  $\hbar\omega$ ）と 1 励起状態から基底状態（エネルギー差  $\hbar\bar{\omega}$ ）のカスケード放射により生成される 2 光子は、量子もつれ状態

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |R\omega\rangle |L\bar{\omega}\rangle + |L\omega\rangle |R\bar{\omega}\rangle \right) \quad (1)$$

にある。

## 3. 光子対の生成と明瞭度

コヒーレント光を入射した RHPS によるもつれあい光子対の生成を考えると、異種偏光のもつれあった光子対だけではなく、同種偏光のもつれあっていない光子対も一般には含まれる。生成される光子対のうち、もつれあい光子対が含まれる割合は以下のような光子対同時測定における明瞭度

$$\mathcal{V} = \frac{2G_{RL}^{(2)}}{2G_{RL}^{(2)} + G_{RR}^{(2)} + G_{LL}^{(2)}} \quad (2)$$

から調べられる。式 (2) から分かるように、もつれあい光子対だけが生成される場合に  $\mathcal{V} = 1$ 、もつれあい光子対が半分の場合に  $\mathcal{V} = 0.5$  となる。理想的には、もつれあい光子対だけ ( $\mathcal{V} = 1$ ) が生成されることが望ましい。

図 2 は、共振器モードの光と 3 準位系との相互作用の強さ  $g$ （共振器モードの光子の緩和定数  $\Gamma$  で規格化されている）と R 偏光の入射光振動数  $\Delta\Omega_R = \Omega_R - \omega_0$  ( $\omega_0$  は 3 準位系の励起振動数) の関数として計算した明瞭度を示している。3 準

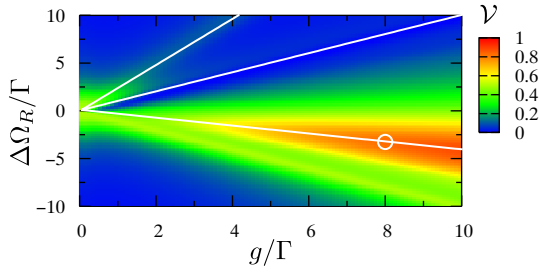


FIG. 2:  $g$  と  $\Omega_R$  の関数として表した明瞭度．3つの実線は2励起状態への共鳴励起条件を示している．

位系の励起状態の緩和定数は  $\gamma/\Gamma = 0.1$  としている． $g$  が大きくなるにつれて明瞭度が1に近づく．すなわち，ほとんどすべての光子対はもつれあい光子対であり，同種偏光の光子対の生成が強く抑制されていることを意味している．このことは「フォトン・ブロッケード」の考えから理解できる [11, 12]． $N$  個の同種偏光の光子が2準位系を含む共振器中にある場合，この共振器系のエネルギー準位 ( $N$  励起状態) は  $2\sqrt{N}g_X$  のエネルギー間隔でそれぞれ2個の準位に分裂している．1励起状態の下側の準位に共鳴した振動数 ( $\omega_0 - g$ ) をもつ光を共振器系に入射した場合，1個目の光子は共鳴的に (透過率1で) 共振器中に入る．しかし，2個目の光子は2励起準位のエネルギー分裂が1励起準位の分裂よりも大きいために  $(\sqrt{2} - 1)g$  だけ共鳴振動数からずれている．したがって，相互作用  $g$  が大きくなるにつれて，2個目の光子が共振器中に入りにくくなり，同種偏光の光子対が放出されにくくなる．このフォトン・ブロッケードのために  $g$  が大きくなるにつれて明瞭度が1に近づく． $Q$  値が大きくなると各準位のスペクトル幅が狭くな

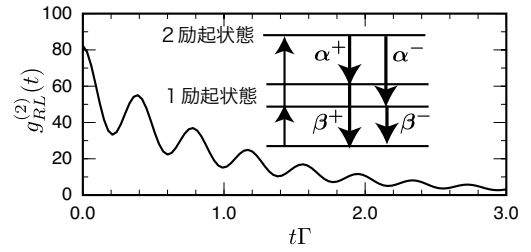


FIG. 3: 規格化された2次の時間的相関関数．励起条件は図2の白丸で示されている．

り，フォトン・ブロッケードの効果が強くなる．つまり， $Q$  値が大きいほど明瞭度は1に近づく．

#### 4 . 2 次 の 時 間 的 相 関 関 数

通常，もつれあい光子対は2光子同時測定により検出される．しかし，共振器を利用した場合，光子は有限時間 (平均して  $1/\Gamma$  程度) 共振器中に止まっているので，有限時間差で検出した2光子がもつれ合っている可能性がある．このことを調べるために，規格化された2次の時間的相関関数

$$g_{RL}^{(2)}(t) = \frac{\langle a_R^\dagger(0)a_L^\dagger(t)a_L(t)a_R(0) \rangle}{\langle a_R^\dagger(0)a_R(0) \rangle \langle a_L^\dagger(t)a_L(t) \rangle} \quad (3)$$

を計算した．図3は， $g_{RL}^{(2)}(t)$  を時間の関数として計算した結果である．このとき， $L$  偏光の入射光の振動数は下側の1励起準位に一致させ， $g/\Gamma = 8$ ， $\Delta\Omega_R/\Gamma = -3$  の条件 (図2の白丸) で2励起状態を共鳴励起している． $R$  偏光と  $L$  偏光の2光子対に全く量子相関がない場合， $g_{RL}^{(2)} = 1$  である． $g_{RL}^{(2)}(0)$  は1よりも十分大きく，2光子同時測定により検出された光子対は強い量子相関がある． $g_{RL}^{(2)}(t)$  は時間差と共に振動しながら減少し，十分時間差が大きくなると1に近づく． $g_{RL}^{(2)}(t)$  の包

絡線の幅は  $t\Gamma \approx 1$  である．したがって， $1/\Gamma$  程度の時間差までは，有限時間差で検出した 2 光子は比較的強く相関している．

$g_{RL}^{(2)}(t)$  の振動は，2 種類の光子対生成過程による量子ビートである．共振器系が強結合領域にある場合，1 励起状態は真空ラビ分裂により 2 個の準位に分裂する．そのため，光子対生成過程は 2 種類存在する．1 つは上側の 1 励起準位を介した場合で，もう 1 つは下側の 1 励起準位を介した場合である．この 2 つの生成過程で，もつれあい光子対の振動数の組み合わせが異なる．実際に， $g_{RL}^{(2)}(t)$  の振動の周期は真空ラビ分裂の大きさ  $2g$  の逆数になっている． $g_{RL}^{(2)}(t)$  に量子ビートがはっきりと確認できるのは，2 種類の過程からもつれあい光子対が生成されていることを意味している．入射光の振動数の 1 つを下側の 1 励起準位に合わせている場合は，上側の 1 励起準位を介して生成される光子対に着目するとよい．そうすれば，もつれあい光子対を振動数でフィルタリングにすることができる．

## 5 . まとめ

本研究では，共振器を利用すれば 3 準位系からもつれあい光子対が生成できることを示した．もつれあい光子対は 2 励起状態から 1 励起状態を経由したドレスト状態間のカスケード放出により生成される．共振器モードの光と 3 準位系の相互作用が各種緩和の大きさに比べて十分大きい場合，フォトン・ブロックード効

果により，同種偏光のもつれ合っていない光子対の生成が強く抑制される．また，共振器中に光子が有限時間滞在するため，有限時間差で検出した 2 光子にも比較的強い量子相関がある．2 次の時間的相関関数  $g_{RL}^{(2)}(t)$  には量子ビートがあらわれるが，これは，もつれあい光子対に 2 種類の生成過程があるためである．これらの生成過程のうちの 1 つは，もつれあい光子対が入射光と異なる振動数をもつので，振動数でフィルタリングをかけることが可能になる．これは真空ラビ分裂が形成されるためで，共振器効果の 1 つといえる．

- 
- [1] K. Edamatsu, G. Oohata, R. Shimizu, and T. Itoh, *Nature* **431**, 167 (2004).
  - [2] G. Oohata, R. Shimizu, and K. Edamatsu (2006), [quant-ph/0607139](#).
  - [3] R. Stevenson, R. Young, P. Atkinson, K. Cooper, D. Ritchie, and A. Shields, *Nature* **439**, 179 (2006).
  - [4] R. J. Young, R. Stevenson, P. Atkinson, K. Cooper, D. Ritchie, and A. Shields, *New J. Phys.* **8**, 29 (2006).
  - [5] N. Akopian, N. Lindner, E. Poem, Y. Berlatzky, J. Avron, D. Gershoni, B. Gerardot, and P. Petroff, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 130501 (2006).
  - [6] M. Bamba and H. Ishihara, in preparation.
  - [7] H. Ajiki and H. Ishihara, *Phys. Stat. Solidi (c)* **3**, 2440 (2006).
  - [8] H. Ajiki and H. Ishihara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 053401 (2007).
  - [9] H. Oka and H. Ishihara, in preparation.
  - [10] H. Ajiki and H. Ishihara, *Physica E* (2007), in press.
  - [11] A. Imamoglu, H. Schmidt, G. Woods, and M. Deutsch, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1467 (1997).
  - [12] K. M. Birnbaum, A. Boca, R. Miller, A. D. Boozer, T. E. Northup, and H. J. Kimble, *Nature* **436**, 87 (2005).