

単一光子による決定論的な量子状態スイッチング

越野和樹 〈東京医科歯科大学教養部 e-mail: kazuki.koshino@osamember.org〉

猪股邦宏 〈理化学研究所創発物性科学研究センター e-mail: kunihiro.inomata@riken.jp〉

中村泰信 〈東京大学先端科学技術研究センター, 理化学研究所創発物性科学研究センター e-mail: yasunobu@ap.t.u-tokyo.ac.jp〉

山本剛 〈NECスマートエネルギー研究所, 理化学研究所創発物性科学研究センター e-mail: t-yamamoto@fe.jp.nec.com〉

多数の量子ビットからなるスケーラブルな量子回路を動作させることは量子情報処理をはじめとする「量子状態工学」の究極の目標であり、空間的に局在した物質量子ビット間を、優れた量子コヒーレンスと伝播性をあわせもつ光子によって量子的に接続することが、その自然な実装方法の一つであろう。ところが、個々の光子を原子などの物質量子ビットと効率良く相互作用させることは簡単では無い。例えば自由空間中の原子にひとつの光子を照射しても、ほとんどの場合光子は原子と相互作用せずに素通りしてしまう。この原因は、照射光と原子発光の空間モード形状が著しく異なるためである。この困難を打破しうるのが「導波路 QED 系」と称される一次元的な光学系である。この系では、原子や人工原子からの発光がファイバーや導波路などの一次元モードへとほぼ完全に誘導される。よって、この系において一次元モードから原子へ励起光を照射すると、照射光と原子からの散乱光との空間モードが良く一致しているため両者は強く干渉する。その結果、光子が原子を「素通り」する確率振幅を消去し、光子と原子との相互作用効率を劇的に増強することができる。

本稿では、一次元的に伝播する光子が、 Λ 型の許容遷移をもつ三準位系 (Λ 系) により反射される状況、特に Λ 系の二つの輻射緩和レートが等しい場合に着目する。このセットアップにおいて Λ 系に共鳴する光子をひとつ入射すると、 Λ 系は必ずラマン型遷移を経てもう一方の量子状態へとうつり、入射光子はエネルギー保存を満たすよ

う周波数変換を受けたのち反射方向に出射されることが理論的に予言されている。これは、光子の周波数にエンコードした「光子量子ビット」と Λ 系の二つの基底状態にエンコードした「物質量子ビット」とが一回の反射によって交換すること、すなわちハイブリッド量子回路におけるメディア変換器や双方向量子状態メモリ (交換ゲート) への応用可能性を示唆している。

本稿では、超伝導量子ビットを人工原子、マイクロ波伝送線路や共振器を電磁場モードとして用いる「超伝導回路 QED 系」における上述の現象の観測を報告する。具体的には、離調の大きな原子 - 共振器系を外場によりドライブし、回転座標での固有状態である「着衣状態」により輻射緩和レートの揃った Λ 系を構成する。また Λ 系への入射波として、単一マイクロ波光子の代わりに微弱な定常マイクロ波を照射する。まず反射波の振幅を測定し、振幅がほぼ完全に消滅していること (減衰率 99.7%) を確認した。これは Λ 系による入射波の完全吸収 (インピーダンス整合) を意味している。次に出力場のパワースペクトルを測定し、入射光子の約 74% が周波数下方変換を受けていることを確認した。効率の不完全性は Λ 系の吸収飽和が主原因であり、単一光子の入射に対しては効率 100% の決定論的変換に近づくことが期待される。この過程は別の周波数の光子との相互作用なしにおこる「線形光学」的な下方変換と言える。これらの測定結果は、単一のマイクロ波光子が超伝導量子ビットの状態を決定論的にスイッチすることを強く裏付けている。

1. はじめに

励起状態にある原子が自由空間中に光子を放出して基底状態に緩和する自然放出は、量子力学の創成期から知られている基本的な緩和過程である．それではその逆過程である「自然吸収」、すなわち自由空間中にある光子を基底状態にある原子が完全に吸収して励起状態に至る過程はあるだろうか？一般には、自然放出は散逸の一種、つまり不可逆過程と捉えられることが多く、このような過程は起こり得ないと思われるかも知れない．しかしながら、自然放出は原子と連続自由度を持つ輻射場との可逆な(ユニタリーな)時間発展の結果として起こる．それゆえ、自然放出光子を「反転」して原子に入射できれば、原理的にはその光子を完全に原子に吸収させることができる．すなわち、入射光子の波動関数が、原子の生存確率を反転した指数関数型の時間形状をもつ(時間モード整合)、原子の双極子放射パターンに一致する空間形状を持つ(空間モード整合)、という二種類の条件を満たせばよい．もちろん現実的にはこのような光子を準備することは容易ではない．例えば、自由空間中にある原子にレーザー光を照射したとしても、空間モードの不整合のためにその散乱断面積は小さく、ほとんどの光子が原子を素通りしてしまう．

一方、近年になって、原子(量子ドットや超伝導量子ビットなどの人工原子を含む)をファイバーや導波路中の次元光子場に強く結合させることにより、原子からの放出光がほぼ完全に次元モードへと誘導される「次元光学系」を多様な物理系において実現できるようになった．このような系は「導波路量子電磁気学(QED)系」と称される¹⁾．このセットアップにおいて次元モードから原子に励起光を入射すると、入射光と原子発光の空間モードが良く整合しているため、両者が強く干渉する²⁾．その結果、量子状態制御の観点からは好ましくない「素通り」の事象を禁制にすることができ、個々の光子をきわめて効率よく原子と相互作用させることができる．これが次元光学系の魅力である．

このような次元光学系は、原子と共振器との結合系である「共振器 QED 系」において初めて実現された．そこでは、共振器の Purcell 効果を利用して、原子からの輻射を外部共振器モードとよばれる共振器からのリーク場に誘導し、高い次元性を達成している^{3, 4, 5, 6, 7)}．一方、超伝導量子ビットを原子として、マイクロ波伝送線路や共振器を電磁場モードとして用いる「超伝導回路 QED 系」では、原子を直接導波路に結合させるだけで高い次元性を達成しており^{8, 9, 10)}、また他の光学系でも直接結合型の導波路 QED 系を構築する研究が進んでいる^{11, 12, 13)}．このように共振器 QED 系と導波路 QED 系には密接な関係があるが、共振器 QED 系においては共振器内部の物理に着目し外部を全て環

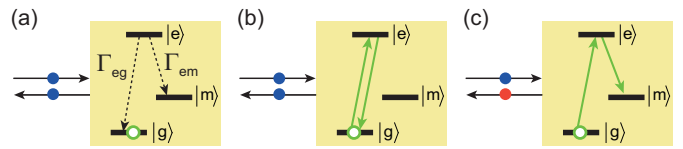


図1 次元光学系における光子と Λ 系の相互作用．(a) 単純反射，(b) 弾性散乱，(c) 非弾性散乱． Γ_{ij} は $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 遷移の輻射緩和レート．

境自由度と考えるのに対し、導波路 QED 系においては輻射緩和先である次元伝播モードを量子系の構成要素とみなしそれを積極的な制御の対象とする点に特徴がある．導波路 QED 系の性能指標は光の次元性であり、原子が自然放出光を標的次元モードへと放出する効率(β 値)で定量化される．

2. 次元光学系における Λ 系の光学応答

本稿で議論するのは、半無限導波路中を次元的に伝播する光子が導波路の端に位置する三準位系と相互作用する状況(図1)である^{14, 15, 16, 17, 18)}．三準位系の固有状態を下から $|g\rangle, |m\rangle, |e\rangle$ とし、 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle, |m\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 間の光学遷移が許容であるものとする．このように励起状態 $|e\rangle$ が二つの緩和経路を持つ三準位系を、その準位構造がギリシア文字の Λ に似ていることから、 Λ 型三準位系(Λ 系)と呼ぶ．また簡単のため、完全な次元性を仮定して話を進める．すなわち、光子は導波路端において完全に反射され、 Λ 系に吸収された場合は導波路中へと再放出されるとする．

この Λ 系が基底状態 $|g\rangle$ にあり、導波路から $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 遷移(周波数 ω_{eg})に共鳴する単一光子を入射すると、次の三通りの過程が起こりうる：(a) 光子が Λ 系を励起しない単純反射過程，(b) 光子が $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |g\rangle$ の遷移を誘起する弾性散乱過程，(c) 光子が $|g\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |m\rangle$ の遷移を誘起する非弾性散乱過程．もし Λ 系が自由空間中にあるとすると、(a) は光子が原子を素通りする過程，(b) は原子による弾性散乱過程、にそれぞれ対応するが、両者は出射光子の空間形状が大きく異なるためほとんど量子干渉をおこさない．また(c) は Λ 系の終状態が異なるため干渉しない．ところが、図1のように Λ 系からの輻射が一方向に限定されている場合、(a), (b) の出射光子の空間形状が一致するため、両者が強く干渉する．特に、 $|e\rangle$ 準位からの二つの輻射緩和レート Γ_{eg}, Γ_{em} が等しく、かつ入射光子のパルス長が十分長いときには、過程(a), (b) の確率振幅が破壊的干渉により完全に消失し、過程(c) が決定論的に(確率1)おこることになる．

つまり、 Λ 系が状態 $|g\rangle$ にあるときは、周波数 ω_{eg} の入射光子を必ず吸収し周波数 ω_{em} の光子を放出して状態 $|m\rangle$ に遷移する．よって反射の前後で、光子と Λ 系の量子状態は $|\omega_{eg}\rangle|g\rangle \rightarrow -|\omega_{em}\rangle|m\rangle$ のように変化する．ここで負号は反射

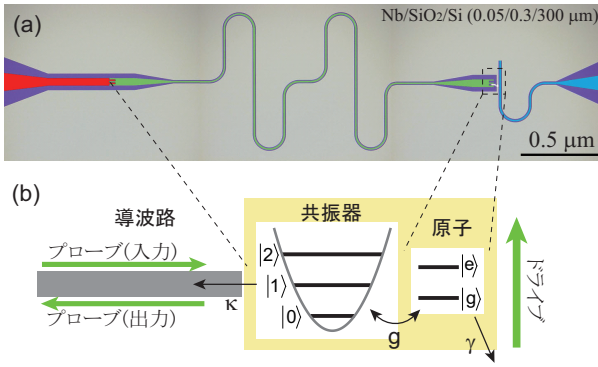


図2 (a) デバイスの顕微鏡写真．プローブ入出力用の半無限マイクロ波導波路(赤)，共振器(緑)，量子ビットドライブ用導波路(青)．共振器右端に超伝導磁束量子ビット(原子)が内蔵されている．(b) デバイスの概略図． g ：原子-共振器結合， κ ：共振器から導波路への輻射緩和レート， γ ：原子の無輻射緩和レート．

光子の位相反転に由来する．同様に， $|\omega_{em}\rangle|m\rangle \rightarrow -|\omega_{eg}\rangle|g\rangle$ となる．一方， Λ 系が状態 $|g\rangle$ にあり周波数 ω_{em} の光子が入射したときには，光子は Λ 系に非共鳴であるため Λ 系はほとんど励起されず，図1(a)の単純反射過程が支配的になる．つまり $|\omega_{em}\rangle|g\rangle \rightarrow |\omega_{em}\rangle|g\rangle$ ，同様に $|\omega_{eg}\rangle|m\rangle \rightarrow |\omega_{eg}\rangle|m\rangle$ となる．量子力学における時間発展の線形性から，これら4つの過程は

$$\begin{aligned} & (\mu_1|\omega_{em}\rangle + \mu_2|\omega_{eg}\rangle)(\nu_1|g\rangle + \nu_2|m\rangle) \\ & \rightarrow (\nu_1|\omega_{em}\rangle - \nu_2|\omega_{eg}\rangle)(\mu_1|g\rangle - \mu_2|m\rangle) \end{aligned} \quad (1)$$

とまとめられる．つまり，光子の周波数にエンコードされた量子情報と， Λ 系の二つの安定状態にエンコードされた量子情報とが，一回の反射により交換することがわかる¹⁶⁾．

3. 共振器 QED における分散結合領域

本稿では，ドライブされた二準位原子，共振器，半無限導波路の三者が図2のように結合した系を考察する^{19, 20)}．まずは共振器 QED 系と呼ばれる，二準位原子と共振器との結合系について考えよう．この結合系をドライブし，その着衣状態によって前述の Λ 系を構成する．結合系のハミルトニアンは Jaynes-Cummings 模型と呼ばれ， $\hbar = 1$ として次式で与えられる．

$$\mathcal{H}_{JC} = \bar{\omega}_q \sigma_{ee} + \bar{\omega}_r a^\dagger a + g(\sigma_{eg} a + a^\dagger \sigma_{ge}) \quad (2)$$

$\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ は原子の遷移演算子， a は共振器モードの消滅演算子であり， $\bar{\omega}_q$ ， $\bar{\omega}_r$ は量子ビットおよび共振器の共鳴周波数， g は両者のコヒーレントな結合をそれぞれ表す．

共振器 QED では，原子と共振器とが共鳴している状況を扱うことが多いが，ここでは両者が分散的に結合している場合，すなわち離調 $|\bar{\omega}_r - \bar{\omega}_q|$ が結合 g より十分大きい場合を議論する^{21, 22)}．共振器中の光子数を n とし，原子+共振器系の状態ベクトルを $|q, n\rangle$ ($q = g, e; n = 0, 1, \dots$)と表

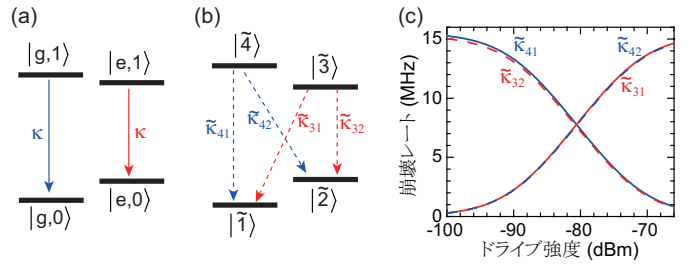


図3 (a) 回転座標における原子-共振器系の準位構造(弱ドライブ極限， $E_d \rightarrow 0$)．分散シフトのため，基底状態ラダーの準位間隔が励起状態ラダーよりも 2χ だけ広い．ドライブ周波数の調節により，準位構造は入れ子型となる．輻射緩和は垂直方向にのみおこる．(b) 着衣状態の準位構造(有限ドライブ強度， $E_d > 0$)．ドライブによる準位混成のため，輻射緩和は二方向に分かれる．(c) 入れ子領域($\omega_d = \omega_q - 2\pi \times 64$ MHz)での輻射緩和レートのドライブ強度依存性．ドライブ強度を増すと緩和レートの逆転がおこり，適切なドライブ強度で緩和レートが揃う．

す．結合 g は $|g, n+1\rangle$ と $|e, n\rangle$ とを結びつけるが，大きな離調のために状態の混成はほとんどおこらず，固有エネルギーのみが分散シフトと呼ばれる繰り込みを受ける．その結果， $|g, n\rangle$ ， $|e, n\rangle$ のエネルギーはそれぞれ

$$\omega_{g,n} = n\omega_r, \quad (3)$$

$$\omega_{e,n} = \omega_q + n(\omega_r - 2\chi), \quad (4)$$

となる．ただし $\chi = g^2/(\bar{\omega}_r - \bar{\omega}_q)$ ， $\omega_r = \bar{\omega}_r + \chi$ ， $\omega_q = \bar{\omega}_q - \chi$ である．図2(a)のデバイスでは $\chi/2\pi = 40$ MHz， $\omega_q/2\pi = 5.461$ GHz， $\omega_r/2\pi = 10.678$ GHzである．この原子-共振器結合系の主たる緩和過程は，共振器から導波路への輻射緩和，原子から環境への無輻射緩和，の二つである．それらのレートを κ ， γ で表すと， $\kappa/2\pi = 16.4$ MHz， $\gamma/2\pi = 0.2$ MHzである．

共振器の共鳴周波数は，原子が基底状態のとき ω_r ，励起状態のとき $\omega_r - 2\chi$ となり，原子の量子状態に依存して 2χ だけシフトする．同様に原子の遷移周波数は $\omega_{e,n} - \omega_{g,n} = \omega_q - 2n\chi$ となり，共振器中光子数 n に比例したシフトを示す．換言すると，原子と共振器の間に，量子非破壊測定に必要な「対角的」相互作用が生じている．これらのシフトを分光実験で観測するためには，分散シフト χ が原子や共振器の線幅 γ ， κ に比べて十分大きい必要があり，この条件を満たす領域を強分散領域という．超伝導回路 QED 系では大きな結合 g を利用して強分散領域を達成することができ，超伝導量子ビットの非破壊読み出し^{23, 24, 25)}や共振器中の光子統計の観測²⁶⁾へと応用されている．

4. ドライブ場と着衣状態

つぎに，二準位原子に対するドライブ場の効果について議論する²⁷⁾．本研究では，原子周波数に近い単色ドライブ場 $E(t) = E_d \exp(-i\omega_d t)$ を用いる($\omega_d \simeq \omega_q$)．原子からドライブポートへの輻射緩和レートを γ_c とすると，ドライブ項は $\mathcal{H}_{dr}(t) = \sqrt{\gamma_c}[E(t)\sigma_{eg} + E^*(t)\sigma_{ge}]$ で与えられる．

分散領域における前節の結果を用い、またドライブ周波数 ω_d での回転座標系に移行すると、ハミルトニアンは静的になり

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{JC+dr}} &= \sum_n (\omega'_{g,n} |g, n\rangle\langle g, n| + \omega'_{e,n} |e, n\rangle\langle e, n|) \\ &+ \sum_n \sqrt{\gamma_c} E_d (|e, n\rangle\langle g, n| + |g, n\rangle\langle e, n|), \quad (5) \end{aligned}$$

となる。ただし $\omega'_{g,n} = \omega_{g,n} - n\omega_d$, $\omega'_{e,n} = \omega_{e,n} - (n+1)\omega_d$ であり、 E_d を正の実数に選んだ。つまりドライブ場は、(i) 回転座標系において状態 $|g, n\rangle$ と $|e, n\rangle$ のエネルギーを接近させ、(ii) 両者の間に振幅に比例した結合をもたらす、という二つの働きを持つ。本稿では単一光子レベルの微弱プローブ場に対する応答を扱うため、最低4準位 $|g, 0\rangle$, $|g, 1\rangle$, $|e, 0\rangle$, $|e, 1\rangle$ のみが関与する。

まず、弱ドライブ極限 ($E_d \rightarrow 0$) での準位構造を考えよう。回転座標系では、ドライブ周波数 ω_d により左右のラダーの相対高さが制御できる。本系では、分散シフトのため左右のラダーで共振周波数が 2χ だけ異なっていることから、ドライブ周波数 ω_d を $\omega_q - 2\chi < \omega_d < \omega_q$ の領域内に選ぶと、準位構造は図3(a)のような入れ子型 ($\omega'_{g,0} < \omega'_{e,0} < \omega'_{e,1} < \omega'_{g,1}$) になる。この領域をドライブ周波数の「入れ子領域」とよび、それ以外を「非入れ子領域」とよぶことにする。

次にドライブ強度の効果を考える ($E_d > 0$)。ドライブ照射下での \mathcal{H}_{sys} の固有状態は着衣状態 (dressed state) と呼ばれる。図3(b)のように、それらをエネルギーの低い方から $j = 1, 2, 3, 4$ とラベルし、状態ベクトルを $|\tilde{j}\rangle$ 、固有エネルギーを $\tilde{\omega}_j$ と記す。式(5)から、ドライブ場は $|g, 0\rangle$, $|e, 0\rangle$ を混成し着衣状態 $|\tilde{1}\rangle$, $|\tilde{2}\rangle$ を、 $|g, 1\rangle$, $|e, 1\rangle$ を混成し $|\tilde{3}\rangle$, $|\tilde{4}\rangle$ を作る。位相変数 $\theta = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \arctan(\frac{\omega_q - \omega_d}{2\sqrt{\gamma_c} E_d})$, $\theta' = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \arctan(\frac{\omega_q - 2\chi - \omega_d}{2\sqrt{\gamma_c} E_d})$ を定義すると $|\tilde{1}\rangle = \cos\theta |g, 0\rangle - \sin\theta |e, 0\rangle$, $|\tilde{2}\rangle = \sin\theta |g, 0\rangle + \cos\theta |e, 0\rangle$, $|\tilde{3}\rangle = \cos\theta' |g, 0\rangle - \sin\theta' |e, 0\rangle$, $|\tilde{4}\rangle = \sin\theta' |g, 0\rangle + \cos\theta' |e, 0\rangle$ と書ける。

5. 緩和レート制御：着衣状態エンジニアリング

本系は、共振器から導波路モードへの輻射緩和 ($\kappa/2\pi = 16.4$ MHz) および原子から環境への無輻射緩和 ($\gamma/2\pi = 0.227$ MHz) により緩和するが、前者が支配的であり優れた一次元性を保証している。着衣状態 $|\tilde{i}\rangle$ から $|\tilde{j}\rangle$ への輻射および無輻射緩和レート $\tilde{\kappa}_{ij}$, $\tilde{\gamma}_{ij}$ は

$$\tilde{\kappa}_{ij} = \kappa |\langle \tilde{i} | a^\dagger | \tilde{j} \rangle|^2, \quad (6)$$

$$\tilde{\gamma}_{ij} = \gamma |\langle \tilde{i} | \sigma_{eg} | \tilde{j} \rangle|^2, \quad (7)$$

で与えられる。まず $\tilde{\kappa}_{ij}$ に着目しよう。この緩和は $|\tilde{3}\rangle$, $|\tilde{4}\rangle$ から $|\tilde{1}\rangle$, $|\tilde{2}\rangle$ へとおこる。位相変数 θ , θ' を使うと、式(6)より $\tilde{\kappa}_{31} = \tilde{\kappa}_{42} = \kappa \cos^2(\theta - \theta')$, $\tilde{\kappa}_{32} = \tilde{\kappa}_{41} = \kappa \sin^2(\theta - \theta')$ であるから、状態 $|\tilde{3}\rangle$, $|\tilde{4}\rangle$ からの輻射緩和レートは $\kappa = \tilde{\kappa}_{31} +$

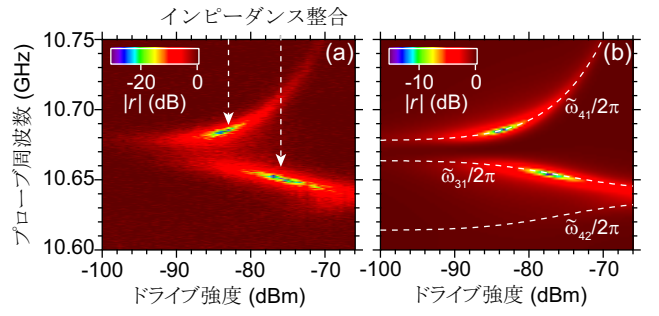


図4 プローブの反射係数。(a) 実測値、(b) 理論計算。ドライブ周波数は $\omega_d = \omega_q - 2\pi \times 64$ MHz、プローブ強度は $P_p = \hbar\omega_p E_p^2 = -146.2$ dBm。図3(c)との比較により、プローブが Λ 系に共鳴し ($\omega_p = \tilde{\omega}_{31}$ または $\tilde{\omega}_{41}$) かつ Λ 系の緩和レートがほぼ等しいとき、インピーダンス整合 (完全吸収) がおこる。

$\tilde{\kappa}_{32} = \tilde{\kappa}_{41} + \tilde{\kappa}_{42}$ の総和則を満たしつつ、図3(b)のように状態 $|\tilde{1}\rangle$, $|\tilde{2}\rangle$ に分配される。

弱ドライブ極限 ($E_d \rightarrow 0$) では混成がおこらず、図3(a)の四状態がそのまま固有状態となる。共振器モードの緩和は原子状態を変えないため、垂直方向におこる。準位のラベル付けに注意すると、図3(a)のような「入れ子領域」では $\tilde{\kappa}_{32}$ と $\tilde{\kappa}_{41}$ が優勢に、「非入れ子領域」では逆に $\tilde{\kappa}_{31}$ と $\tilde{\kappa}_{42}$ が優勢になることがわかる。このことは、位相変数 (θ , θ') が入れ子領域では $(0, \pi/2)$ 、非入れ子領域では $(0, 0)$ または $(\pi/2, \pi/2)$ となることから確認できる。一方、強ドライブ極限 ($E_d \rightarrow \infty$) においては式(5)の非対角項が支配的となり、どちらの領域でも $(\pi/4, \pi/4)$ の最大混成状態が固有状態となり、 $\tilde{\kappa}_{31}$ と $\tilde{\kappa}_{42}$ が優勢になる。

つまり、ドライブ周波数を入れ子領域に選ぶと、ドライブ強度の両極限において、緩和レートの逆転が生じることがわかる。図3(c)に緩和レート $\tilde{\kappa}_{31}$, $\tilde{\kappa}_{32}$, $\tilde{\kappa}_{41}$, $\tilde{\kappa}_{42}$ のドライブ強度依存性を示した。緩和レートの逆転のため、あるドライブ強度のもとで $\tilde{\kappa}_{31} = \tilde{\kappa}_{32}$, $\tilde{\kappa}_{41} = \tilde{\kappa}_{42}$ が達成されている。よって、このドライブ周波数・強度のもとで、着衣状態 $|\tilde{1}\rangle$, $|\tilde{2}\rangle$, $|\tilde{3}\rangle$ あるいは $|\tilde{1}\rangle$, $|\tilde{2}\rangle$, $|\tilde{4}\rangle$ が緩和レートの等しい Λ 系として機能する。

一方、無輻射緩和は $|\tilde{1}\rangle$, $|\tilde{2}\rangle$ 間および $|\tilde{3}\rangle$, $|\tilde{4}\rangle$ 間でおこるが、 Λ 系の基底状態を決める前者が重要である。本研究ではドライブ周波数を $\omega_d \simeq \omega_q - 2\chi$ に選び、下準位間の混成を抑制する。このとき $|\tilde{1}\rangle \simeq |g, 0\rangle$, $|\tilde{2}\rangle \simeq |e, 0\rangle$ であり、無輻射緩和は $|\tilde{2}\rangle \rightarrow |\tilde{1}\rangle$ 方向へレート γ でおこる。 $\kappa \gg \gamma$ であるため、これが Λ 系における緩和の律速過程となる。

6. Λ 系のマイクロ波応答：入射波の完全吸収と決定論的周波数変換

本節では、 Λ 系のマイクロ波光学応答を議論する²⁸⁾。プローブとして単色マイクロ波 $E'(t) = E_p \exp(-i\omega_p t)$ を導波路から入射し、 Λ 系からの反射を出力場として測定する。

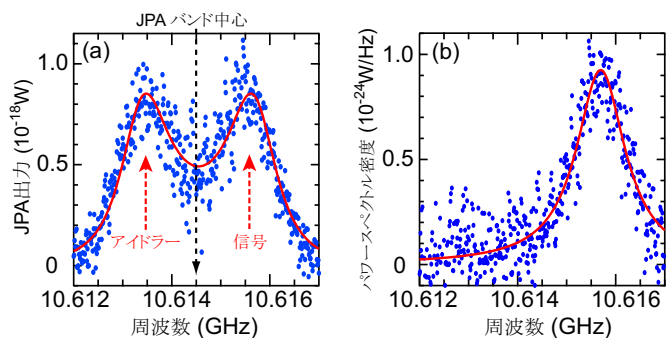


図5 下方変換光のパワースペクトル。(a) パラメトリック増幅器の出力 $P_{\text{out}}(\omega)$ 。右側が信号光(反射波)によるピーク, 左側がアイドラー光によるピーク。曲線は二つのローレンツ関数によるフィッティング。入射周波数は 10.681 GHz であり, このプロットの遙かに高周波側にある。(b) 信号成分 $S_{\text{in}}(\omega)$ 。入射波と比べ 65 MHz 低周波側にシフトしている。曲線は (a) で決めたパラメータに基づくローレンツ関数。下方変換効率は $74 \pm 8\%$ 。

前節で議論したように, この Λ 系における緩和は $|\tilde{2}\rangle \rightarrow |\tilde{1}\rangle$ の無輻射緩和 γ で律速され, また入射波の単位時間あたりの光子数は E_p^2 で与えられる。よって, 弱プローブ領域 ($E_p^2 \lesssim \gamma$) では, Λ 系はほぼ基底状態 $|\tilde{1}\rangle$ にあり個々の光子に対する光学応答が観測できる。一方, 強プローブ領域 ($E_p^2 \gtrsim \gamma$) では, Λ 系の飽和のため状態 $|\tilde{2}\rangle$ の占有確率が増える。本研究では単一光子入射, すなわち弱プローブ領域が興味の対象だが, 実験では測定に十分な信号雑音比を確保するため若干強めのプローブ光を用いている。

まず反射波の複素振幅を測定し, 反射係数をプローブ周波数およびドライブ強度の関数として図 4(a) に示した。ドライブ周波数は図 3(c) と同じ入れ子領域の値に固定してある ($\omega_d = \omega_q - 2\pi \times 64$ MHz)。図 4(b) は対応する数値計算結果である^{27, 29)}。白点線は着衣状態間の遷移周波数を示しており, ラビ分裂のためドライブ強度に依存している。図 4(a) および (b) において, 反射係数がほぼ完全に消失する(振幅減衰率 99.7%) スポットを二か所確認できるが, ここでは入射マイクロ波が Λ 系に完全に吸収されている。これを電気回路の語法になぞらえて「インピーダンス整合 Λ 系」と呼んでいる。図 3(c) との比較により, インピーダンス整合の条件は (i) Λ 系の二つの緩和レートが等しいこと, (ii) 入射波が Λ 系に共鳴していること ($\omega_p = \tilde{\omega}_{31}$ または $\tilde{\omega}_{41}$) である。より厳密には, Λ 系の緩和レートがわずかに異なっているときにインピーダンス整合が起きていることが図 4 よりわかる。この主原因は強いプローブ光による Λ 系の飽和であり, 弱プローブ極限ではこの差異は無くなる³⁰⁾。

インピーダンス整合下では, 図 1(a),(b) 両過程の相殺により反射波の振幅(弾性散乱成分)がほぼ完全に消失する。その際, 入射光子のほとんどは図 1(c) のように Λ 系にラマン型の遷移を誘起し, 周波数変換を受けて導波路中に反射されている。図 4(a) の上側のスポットに対応する条件下

での反射波のパワースペクトルを図 5 に示す。ただし, 本実験におけるプローブ強度では十分な信号雑音比が得られないため, パラメトリック増幅器 (JPA)³¹⁾ による増幅と繰り返し測定による信号雑音比改善を行っている。ここで用いる JPA は, 周波数 $\omega_a = 2\pi \times 10.6145$ GHz の共振器に対して, その共振周波数に周期 $2\omega_a$ の変調を加えることで動作する。増幅率は ω_a を中心とし, 共振器寿命で決まるバンド幅 ($2\pi \times 3.3$ MHz) を持っている。JPA 出力 $P_{\text{out}}(\omega)$ を図 5(a) に示す。 $P_{\text{out}}(\omega)$ は JPA のバンド中心に関して対称な二重ピーク構造となる。この理由は, JPA に入力する信号光の周波数を ω とすると, JPA 出力には周波数 ω の信号光成分と周波数 $2\omega_a - \omega$ のアイドラー光成分とが同じ重みで含まれるためであり, 右側が信号光(反射波)によるピーク, 左側がアイドラー光によるピークに相当する。本スペクトルから信号成分を抽出したものが図 5(b) である。入射プローブ波の周波数は 10.681 GHz ($= \tilde{\omega}_{41}/2\pi$) であるが, 反射波の中心周波数は 10.616 GHz ($= \tilde{\omega}_{42}/2\pi$) へと 65 MHz 低周波側にシフトしている。スペクトル幅は本来 $\gamma/2\pi \approx 0.2$ MHz 程度と予想されるが, 量子ビット周波数の長時間揺らぎにより 1.2 MHz 程度と広がっている。図 5(b) のスペクトルを積分し, プローブ光の周波数変換効率を求めると $74 \pm 8\%$ となる。一方, 同じ条件下での変換効率を理論で見積もると 68 % となり, 概ね一致している。変換の不完全性の原因は共振器の散逸および強いプローブ光による Λ 系の飽和であり, 弱プローブ極限すなわち単一光子入射に対する効率は, 共振器散逸による制限値 (95%) に近づくと予想される³²⁾。もちろんこれは本質的な制約ではなく, 共振器散逸の改善により更に決定論的動作に近づけることができる。

7. おわりに

輻射緩和レートの揃った Λ 系が一次元光子場と反射型配置で相互作用するとき (インピーダンス整合 Λ 系), 一次元場から入射する単一光子が決定論的に Λ 系の量子状態をスイッチし周波数変換を受けて反射される。我々は, 分散結合領域における超伝導回路 QED 系を外場によりドライブする「着衣状態エンジニアリング」によって上述の Λ 系を実現した。この系に微弱な古典マイクロ波を単一光子の代替として入射し, (i) 反射波振幅の消失 (減衰率 99.7%), (ii) 入射光子の高効率下方変換 (効率 74%), を確認した。効率の不完全性は実験上の制約によるものであり, 単一光子入射では決定論的変換が期待できる。

この現象は光学の観点から興味深い。通常, 光の周波数変換は非線形光学媒質中を長距離に亘って伝播する光子間の相互作用を用いて達成される。ところが, 本現象では導波路中には本質的にひとつの光子しかなく, また導波路端における一回の反射で周波数変換がなされており「線形光

学」的な過程ということができる。一方、量子情報処理をはじめとする量子状態工学の観点からは、本現象は多彩な応用の可能性を秘めている。現実的な目標としては、本稿で紹介した決定論的スイッチングと超伝導量子ビットの非破壊読み出しとを組み合わせ、マイクロ波領域での単一光子検出が可能になる。また大局的には、式 (1) で表現される光と物質との量子状態交換や、輻射幅程度の離調がある場合の量子もつれ生成を活用して、物質量子ビットを導波路中の伝播光子によって「量子的に」結びつけ、多数の量子ビットを含む量子回路を実現することが期待される。

本研究は科研費新学術領域 (DYCE, 量子サイバネティクス), 戦略的情報通信研究開発推進事業, 情報通信研究機構, 内閣府/日本学術振興会・最先端研究開発支援プログラム, 科学技術振興調整費 (地域産学官連携科学技術振興事業補助金) の助成を受けて行われました。

参考文献

- 1) H. Zheng, D. J. Gauthier and H. U. Baranger: Phys. Rev. A **82** (2010) 063816.
- 2) M. J. Collett and C. W. Gardiner: Phys. Rev. A **30** (1984) 1386.
- 3) Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4710.
- 4) I. Fushman, D. Englund, A. Faraon, N. Stoltz, P. Petroff, and J. Vukovic, Science **320** (2008) 769.
- 5) T. Aoki, A. S. Parkins, D. J. Alton, C. A. Regal, B. Dayan, E. Ostby, K. J. Vahala, and H. J. Kimble: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 083601.
- 6) A. Reiserer, N. Kalb, G. Rempe and S. Ritter: Nature **508** (2014) 237
- 7) T. G. Tiecke, J. D. Thompson, N. P. de Leon, L. R. Liu, V. Vuletić and M. D. Lukin: Nature **508** (2014) 241.
- 8) O. Astafiev, A. M. Zagorin, A. A. Abdumalikov Jr., Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura, and J. S. Tsai: Science **327** (2010) 840.
- 9) I.-C. Hoi, C. M. Wilson, G. Johansson, T. Palomaki, B. Peropadre, and P. Delsing: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 073601.
- 10) A. F. van Loo, A. Fedorov, K. Lalumiere, B. C. Sanders, A. Blais and A. Wallraff: Science **342** (2013) 1494.
- 11) M. Fujiwara, K. Tobaru, T. Noda, H.-Q. Zhao and S. Takeuchi: Nano Lett. **11** (2011) 4362.
- 12) R. Yalla, F. L. Kien, M. Morinaga and K. Hakuta: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 063602.
- 13) S. Kato, S. Chonan and T. Aoki: Opt. Lett. **39** (2014) 773.
- 14) D. E. Chang, A. S. Sørensen, E. A. Demler, and M. D. Lukin: Nat. Phys. **3** (2007) 807.
- 15) K. Koshino: Phys. Rev. A **79** (2009) 013804.
- 16) K. Koshino, S. Ishizaka and Y. Nakamura: Phys. Rev. A **82** (2010) 010301(R).
- 17) D. Witthaut and A. S. Sørensen: New J. Phys. **12** (2010) 043052.

- 18) J. Gea-Banacloche and L. M. Pedrotti: Phys. Rev. A **86** (2012) 052311.
- 19) K. Inomata, T. Yamamoto, P.-M. Billangeon, Y. Nakamura and J. S. Tsai: Phys. Rev. B **86** (2012) 140508(R).
- 20) T. Yamamoto, K. Inomata, K. Koshino, P.-M. Billangeon, Y. Nakamura and J. S. Tsai: New J. Phys. **16** (2014) 015017.
- 21) A. Blais, R.-S. Huang, A. Wallraff, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf: Phys. Rev. A **69** (2004) 062320.
- 22) A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, M. H. Devoret, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, Phys. Rev. Lett. **95**, 060501 (2005).
- 23) R. Vijay, D. H. Slichter, and I. Siddiqi, Phys. Rev. Lett. **106**, 110502 (2011).
- 24) Z. R. Lin, K. Inomata, W. D. Oliver, K. Koshino, Y. Nakamura, J. S. Tsai and T. Yamamoto: Appl. Phys. Lett. **103** (2013) 132602.
- 25) Z. R. Lin, K. Inomata, K. Koshino, W. D. Oliver, Y. Nakamura, J. S. Tsai and T. Yamamoto: Nat. Commun. (to be published).
- 26) D. I. Schuster, A. A. Houck, J. A. Schreier, A. Wallraff, J. M. Gambetta, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, B. R. Johnson, M. H. Devoret, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf: Nature **445** (2007) 515.
- 27) K. Koshino, K. Inomata, T. Yamamoto and Y. Nakamura: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 153601.
- 28) K. Inomata, K. Koshino, Z. R. Lin, W. D. Oliver, Y. Nakamura, J. S. Tsai and T. Yamamoto: (submitted).
- 29) K. Koshino, K. Inomata, T. Yamamoto and Y. Nakamura: New J. Phys. **15** (2013) 115010.
- 30) プローブ光が強いときは図 1 の状態 $|m\rangle$ の占有確率が増し, Λ 系からの散乱光が弱くなる. そのとき, 反射波 [図 1(a)] を打ち消すためには, 弾性散乱成分 [図 1(b)] が非弾性散乱成分 [図 1(c)] よりも強い必要があり, $\Gamma_{eg} > \Gamma_{em}$ の条件下でインピーダンス整合する²⁸⁾.
- 31) T. Yamamoto, K. Inomata, M. Watanabe, K. Matsuba, T. Miyazaki, W. D. Oliver, Y. Nakamura and J. S. Tsai: Appl. Phys. Lett. **93** (2008) 042510.
- 32) 共振器散逸 (導波路モード以外へのエネルギー緩和) があっても, インピーダンス整合 (反射係数 = 0) は達成できる. 一方, 下方変換効率は共振器散逸に制限される²⁹⁾.

(2014 年 7 月 7 日原稿受付)

Deterministic switching of a superconducting qubit by a single microwave photon

Kazuki Koshino, Kunihiro Inomata, Yasunobu Nakamura and Tsuyoshi Yamamoto

abstract: In one-dimensional optical setups, light-matter interaction is drastically enhanced by the interference between the incident and scattered fields. Particularly, in an “impedance-matched” Λ system, a single photon deterministically induces the Raman transition and switches the quantum state of the Λ system. Here we report implementation of such a Λ system by the dressed-state engineering in circuit QED and observation of perfect extinction of reflection and highly efficient down-conversion. These results lead to deterministic quantum gates between material qubits and microwave photons.