

超伝導人工原子と電磁場の相互作用 ～ 強結合のその先へ ～

布施智子 < 情報通信研究機構 tfuse@nict.go.jp >

吉原文樹 < 情報通信研究機構 fumiki@nict.go.jp >

角柳孝輔 < NTT 物性科学基礎研究所 kakuyanagi.kosuke@lab.ntt.co.jp >

仙場浩一 < 情報通信研究機構 semba@nict.go.jp >

物質と光の相互作用は、多くの物理現象の基礎である。例えば発光ダイオード (LED) は半導体と光の相互作用を利用し、半導体のバンドギャップ (エネルギーギャップ) で隔てられた多数の電子とホールが再結合することによって光を発する。

近年電子デバイスの微細加工技術が発展し、量子デバイスの研究が進んでいるが、量子デバイスにおいても、その量子状態と光との相互作用は重要である。例えば、ある量子状態は、量子準位間のエネルギー差に等しいエネルギーの光を吸収したり放出したりすることによって、別の量子状態に移る。

共振器量子電磁力学 (cavity QED) の手法を用いると、上記のように光を量子状態制御に利用するだけでなく、電磁場の量子化により光そのものを量子力学的に扱うことができる。即ち、物質と光との間での量子情報交換や、量子非破壊測定等の量子情報処理に不可欠な現象を記述することが可能となる。

回路量子電磁力学 (circuit QED) は、cavity QED の原理を回路上の共振器および人工原子で実現する。circuit QED では半導体微細加工技術による回路の作製が可能であるため、共振器、人工原子、および両者の間の相互作用を比較的自由に設計することができる。

当初、cavity QED の研究が cavity 中に光 (光子) をとじこめることにより光と物質 (原子) とを強く相互作用させることをねらって行われ、強い相互作用を実現することによって新しい量子情報分野のツールを獲得してきたことを考えると、circuit QED

の手法でより強い相互作用を実現することにより、さらに新しい応用への可能性が拓かれることが期待される。しかしこれまで、実現された相互作用のエネルギーは、光子のエネルギーの 10% 程度であった。

今回我々は、circuit QED の手法を用いて、相互作用のエネルギーが原子の遷移エネルギーや光子自体のエネルギーをも超える「深強結合状態」と呼ばれる状態を実現することに成功した。原子-光子結合系は、超伝導磁束量子ビット人工原子、集中定数型 LC 共振器中のマイクロ波光子、両者を結合させるジョセフソン接合から成る。測定された結合系の遷移エネルギースペクトルは複雑であったが、Rabi モデルと呼ばれる、2 準位原子と調和振動子の結合系を記述するモデルに基づいた理論計算とよく一致した。この結果、結合系の原子の遷移エネルギー、光子自体のエネルギー、相互作用のエネルギーが求まり、相互作用のエネルギーは原子の遷移エネルギーよりも一桁大きく、最大で光子自体のエネルギーの 130% 程度にも達することがわかった。

Rabi モデルからは、「深強結合系においては基底状態を含むエネルギー固有状態がエンタングル状態 (磁束量子ビットの永久電流状態とマイクロ波光子状態のエンタングル状態) である」ことが導かれる。我々の深強結合系の測定結果と Rabi モデルに基づいた理論計算との一致は、このようなエンタングル状態が実現されていることを強く示唆する。今後は、これまでにない強さの強結合やエンタングルした基底状態または励起状態の、量子情報分野への応用が期待される。

—Keywords—

共振器量子電磁力学 (cavity QED) : 空洞共振器中に閉じ込めた電磁場と原子との結合系を量子力学的に記述する電磁力学。

回路量子電磁力学 (circuit QED) : 共振器回路中に閉じ込めた電磁場と人工原子 (量子ビットや量子ドットなど) との結合系を量子力学的に記述する電磁力学。

強結合状態: 二つの系の間の結合レートが、それぞれの系の緩和レートよりも大きい状態。

超伝導磁束量子ビット: 特定の条件をみたく、ジョセフソン接合を含む超伝導ループのことで、実効的な 2 準位系であり、量子ビット・人工原子として扱われる。

エンタングル状態: 二つ以上の系の、各状態の積状態では表せない結合状態のことで、古典的には説明できない相関をもつ。

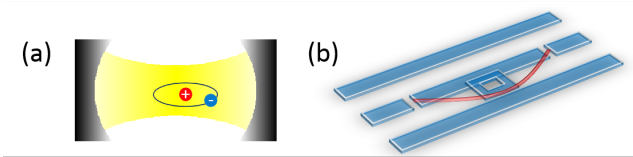


図1 cavity QED (a) と circuit QED (b) のセットアップ: (a) 空洞共振器と原子. (b) コプレーナ導波路共振器と超伝導量子ビット.

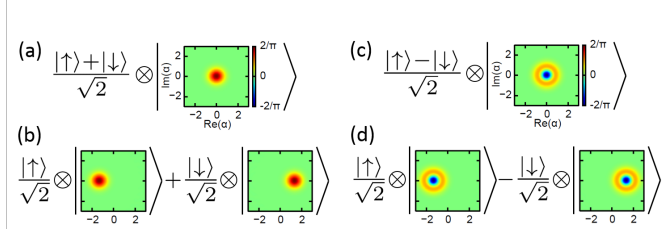


図2 原子-光子結合系の基底状態と励起状態の一つ: 原子状態はスピン, 光子状態は Wigner 関数⁶⁾ と呼ばれる位相空間での準確率密度関数で表示. (a) [(c)] $g = 0$ の時, 原子のスピン $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ の重ね合わせ状態と真空状態 $|0\rangle$ [Fock 状態 $|1\rangle$] の積状態. (b) [(d)] $g/\omega_0 > 1$ (深強結合状態) の時, 原子のスピン状態 $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ と光子のコヒーレント状態 $|\pm\alpha\rangle$ [変位した Fock 状態 $\hat{D}(\pm\alpha)|1\rangle$] のエンタングル状態.

1. はじめに

1999 年の超伝導量子ビットコヒーレント制御の報告¹⁾以降, 超伝導量子ビットをはじめとした固体量子ビットの研究が急速に発展した. さらに 2004 年には超伝導量子ビットと超伝導共振器回路中のマイクロ波光子との強結合 (Keywords 参照) が報告され^{2, 3)}, よく知られた共振器量子電磁力学 (cavity QED) に対して, 回路量子電磁力学 (circuit QED) と呼ばれる分野の研究が始まった. 現在, circuit QED は量子情報の分野において重要な役割を果たしている^{4, 5)}.

circuit QED は, 理論的には cavity QED と同様に量子電磁力学 (QED) によって記述される. 一方実験的には, 従来の半導体微細加工による回路作製が可能であり共振器, 人工原子および両者の間の相互作用を比較的自由に設計できるという特徴をもつ (図 1, 本稿 3 節参照). このため circuit QED の手法を用いると, 理論的には予測されながらも cavity QED の手法では実現することが困難であった量子系を実現すること, 例えば cavity-QED よりも強い相互作用を実現すること, が可能となる.

さて, 初期の超伝導量子ビットとマイクロ波光子の強結合の実験²⁾では, 結合エネルギーと光子のエネルギーの比が 0.2% 程度であった. では, 結合エネルギーをどんどん大きくしていくと, 何が起きるのだろうか? この比が 100% を超えることはあり得るか? 次節以下で解説する.

2. 強結合の先「深強結合」

次のハミルトニアンで表される原子-光子結合系を考える.

$$H_0 = -\frac{1}{2}\hbar\Delta\sigma_z + \hbar\omega_0(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}) + \hbar g\sigma_x(\hat{a} + \hat{a}^\dagger). \quad (1)$$

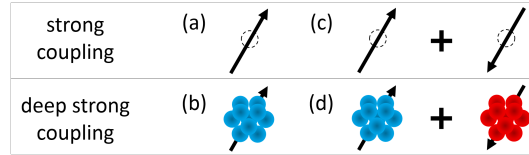


図3 原子-光子結合系の基底状態のイメージ: 矢印は原子, 球は光子を表す. 矢印の向きは原子の 2 準位, 球の色は光子の位相を表す. (a), (c) は相互作用の大きさが強結合領域, (b), (d) は相互作用の大きさが深強結合領域. 原子の磁化方向 (“縦方向”) に対する相互作用の方向が, (a), (b) は “縦方向”, (c), (d) は “横方向” (式 (1)) の場合. 強結合領域の基底状態が光子をもたないのに対し, 深強結合領域の基底状態では原子が位相のそろった光子の衣をまとう. 個数は相互作用の大きさと光子 1 個のエネルギーとの比に依存する. 原子の磁化方向と相互作用の方向との関係によっては, 基底状態が原子と光子のエンタングル状態となる (d).

これは Rabi モデルのハミルトニアンと呼ばれ, 2 準位原子-調和振動子結合系を記述する. 第 1 項は 2 準位原子 ($\hbar\Delta$: 遷移エネルギー), 第 2 項は光子 ($\hbar\omega_0$: 1 光子のエネルギー), 第 3 項は相互作用 ($\hbar g$: 結合エネルギー) を表す. 相互作用項 $\hbar g\sigma_x(\hat{a} + \hat{a}^\dagger) = \hbar g(\sigma_+ + \sigma_-)(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$ のうち, $\sigma_+\hat{a}^\dagger, \sigma_-\hat{a}$ の項は全励起数を保存しないことに注意する. 原子と光子の結合エネルギーが原子自身や光子自身のエネルギーと同等もしくはそれ以上になる時 ($g \gtrsim \Delta, \omega_0$)^{*1}, その結合は深強結合と呼ばれる^{6, 7)}. 式 (1) は

$$H_0 = -\frac{1}{2}\hbar\Delta\sigma_z + \hbar\omega_0 \left[(\hat{a}^\dagger + \sigma_x \frac{g}{\omega_0})(\hat{a} + \sigma_x \frac{g}{\omega_0}) + \frac{1}{2} - \frac{g^2}{\omega_0^2} \right]$$

と書けるから, σ_x の固有状態を $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ (σ_z の固有状態は $|g\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$, $|e\rangle = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ と書ける.), n 個の光子を含む光子数状態 (Fock 状態) を $|n\rangle$ とすると, 基底状態を含むすべてのエネルギー固有状態は, $g \gtrsim \omega_0 \gg \Delta$ の時, 原子 ($|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$) と光子 ($\hat{D}(-\alpha)|n\rangle, \hat{D}(\alpha)|n\rangle$) のエンタングル状態がよく近似される ($\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a})$, $\alpha = g/\omega_0$)⁷⁾ (図 2). 特に $n = 0$ の時, $\hat{D}(\pm\alpha)|0\rangle = |\pm\alpha\rangle$ はコヒーレント状態である. 基底状態の平均光子数は $|\alpha|^2 = (g/\omega_0)^2$ と表されるので, 深強結合領域 ($g \gtrsim \omega_0$) では, 基底状態が 1 個程度以上の光子を含むことになる (図 3).

3. 深強結合回路の設計

3.1. 原子-光子結合系

原子と光子の相互作用は, 電気・磁気双極子と電磁場との相互作用で表される. 共振器中の電磁場の大きさは, (共振器の真空ゆらぎによる電磁場ゆらぎの大きさ) $\times (2n + 1)^{1/2}$ で表される (n : 共振器中の光子数). circuit QED で用いられる共振器 (図 1) では, cavity QED で用いられる空洞共振器 (図 1) に比べより小さな空間に電磁場を閉じ込める

*1強結合は, 結合エネルギー ($\hbar g$) と原子・光子の減衰によるエネルギーのゆらぎ ($\hbar\Gamma, \hbar\kappa$) が $g > \Gamma, \kappa$ をみたす強さの結合と定義され, g と Δ, ω_0 との関係にふれていない. 対して深強結合は, g と Δ, ω_0 で定義され原子・光子の減衰にふれていない. しかし通常 $\Delta, \omega_0 \gg \Gamma, \kappa$ であるので, 深強結合の結合の強さは強結合の結合の強さに比べて桁違いに大きい.

ことができるため、より強い電磁場を作ることができる^{4, 5)}. また、circuit QED では電気・磁気双極子を比較的自由に設計することができる (図 1). そこで以下では、circuit QED での原子-光子結合系について考える.

超伝導量子ビットと LC 共振器を結合させる場合、結合エネルギーと 1 光子のエネルギーの比は、結合が電氣的な (量子ビットが共振器の電圧成分と結合する) 場合には $\sqrt{Z_c/R_K}$ に、結合が磁氣的な (量子ビットが共振器の電流成分と結合する) 場合には $\sqrt{R_K/Z_c}$ に比例する⁹⁾ (Z_c : 回路の特性インピーダンス, $R_K = h/e^2 \simeq 25.8 \text{ k}\Omega$: 量子化抵抗). したがって、電氣的 (磁氣的) 結合の場合には高 (低) インピーダンス回路を用いればより強い結合が実現できる. 一般的な回路では、外部回路とのインピーダンス整合のため $Z_c = 50 \Omega$ であるので、 $Z_c \ll R_K$ であることに注意しておく.

次節で示すように我々は、低インピーダンス回路を用いて電流ゆらぎを増強し、磁束量子ビットとマイクロ波光子との磁氣的な深強結合を実現した^{3, 10)}, SQUID を含む高インピーダンス回路を用いて電圧ゆらぎを増強し、2 重結合量子ドット中の電荷量子ビットとマイクロ波光子の電氣的な強結合を達成したという報告もある¹¹⁾. これらは、超伝導回路を用いた、真空ゆらぎを含めた量子系の設計とその観測の例であり興味深い.

3.2. 深強結合回路の設計

これまでの実験では、光子のエネルギーの 10% 程度に及ぶ結合エネルギーが実現されていた^{12, 13)}. 我々は最近、結合エネルギーが原子のエネルギーより一桁程度大きく光子のエネルギーの 130% 程度となる、深強結合状態に到達した¹⁰⁾. ここでは我々の深強結合回路の設計について解説する.

我々の回路は、超伝導磁束量子ビット、集中定数型 LC 共振器、共有ジョセフソンインダクタンスから構成される¹⁰⁾ (図 4), 結合エネルギーは、共有ジョセフソンインダクタンス L_J , 磁束量子ビットの永久電流 I_p , LC 共振器の零点振動電流 (電流ゆらぎ) の大きさ I_{zpf} を用いて、 $L_J I_p I_{zpf}$ と表される^{*1} ($I_{zpf} = \sqrt{\hbar\omega_o/2(L+L_J)}$, $\hbar\omega_o (= \hbar/\sqrt{(L+L_J)C})$): 光子 1 個のエネルギー, L : 結合を含まない LC 共振器のインダクタンス, C : LC 共振器のキャパシタンス). 結合エネルギーと 1 光子のエネルギーの比は、

$$\frac{L_J I_p I_{zpf}}{\hbar\omega_o} = \frac{L_J I_p}{\sqrt{2\hbar}} \left(\frac{C}{L+L_J} \right)^{\frac{1}{4}} = \frac{L_J I_p}{\sqrt{2\hbar Z_c}} \frac{1}{\left(1 + \frac{L_J}{L}\right)^{\frac{1}{4}}} \quad (2)$$

と表される^{*1} ($Z_c = \sqrt{L/C}$: LC 共振器の特性インピーダンス). 右辺の $(\dots)^{1/4}$ は 1 のオーダーである^{*2}. 我々の結

^{*1}LC 共振器の零点振動電流の一部は図 4(a) 赤の部分にも流れるが、赤の部分のインダクタンス L_{3J} は L_J に比べて大きくその割合は小さい ($L_{3J} \gtrsim 10L_J$) ため、ここでは考慮しない.

^{*2} $L_J/L = 10$ の時、 $1/(1+L_J/L)^{1/4} \gtrsim 0.5$.

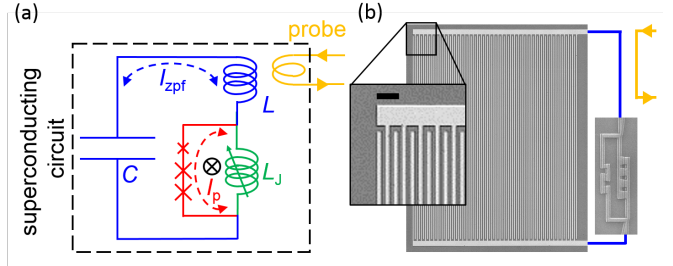


図 4 作製した深強結合回路の回路図と電子顕微鏡写真: (a) 赤のラインが磁束量子ビットの三つのジョセフソン接合 (X) をもつブランチ, 青が LC 共振器の (ジョセフソン接合を含まない) インダクタンス L とキャパシタンス C , 緑が共有ジョセフソンインダクタンス L_J (SQUID 型であるため外部磁場により可変) を表す. 赤と緑のラインが作るループが磁束量子ビット, 赤と緑と青のラインの全インダクタンスとキャパシタンスが LC 共振器となる. 磁束バイアスは外部磁場により可変. オレンジのラインは磁束量子ビット-LC 共振器結合回路 (赤, 緑, 青) の読み出し用導波路. 点線で囲んだ部分が Si 基板上に作製した超伝導回路. (b) 楕状のキャパシタのレーザー顕微鏡写真 (拡大図のスケールバーは $10 \mu\text{m}$) と磁束量子ビットの電子顕微鏡写真. 量子ビットの右側ブランチの 4 接合が L_J .

合回路において式 (2) の比を大きくできることは、次の 3 点から理解できる. (i) ジョセフソンインダクタンスは、ジョセフソン接合同程度の大きさの幾何学的インダクタンスや力学的インダクタンスに比べ桁違いに大きい^{*3}. さらに、超伝導量子干渉素子 (SQUID) に置き換えれば、磁束バイアスによってインダクタンスの大きさを変えることができる. (ii) 磁束量子ビットは、 I_p が数 100 nA の永久電流状態から成る巨視的量子状態をもつ. (iii) 集中定数型回路^{*4}を用いて L を小さく C を大きくすることにより、 Z_c の小さい (低インピーダンス) 回路を作製することができる.

4. 磁束量子ビット-マイクロ波 LC 共振器結合回路のスペクトロスコピー

作製した結合回路の遷移エネルギースペクトロスコピーを行い、スペクトルを式 (1) を拡張したハミルトニアン^{*5}

$$H = -\frac{1}{2}\hbar(\Delta\sigma_x + \varepsilon\sigma_z) + \hbar\omega_o(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}) + \hbar g\sigma_z(\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \quad (3)$$

($\hbar\varepsilon$ は磁束量子ビットの磁束バイアスエネルギー) でフィッティングしたところ、遷移エネルギーの磁束バイアス依存性と、磁束バイアス 0 での選択則の 2 点において、よい一致が得られた. このことから、式 (3) は実際に測定した結合回路を記述するモデルであると考えられる. 以下に測定したスペクトルとその解析結果を示す¹⁰⁾.

^{*3}ジョセフソンインダクタンスは、ジョセフソン接合の等価インダクタンス. その大きさは接合の臨界電流に反比例する. 幾何学的インダクタンスは、回路の幾何学的形状によって決まるインダクタンス. 一般に最もよく知られているインダクタンス. 力学的インダクタンスは、電子 (クーパ対) の慣性力により生じるインダクタンス. 常伝導体では電子の移動度が小さいため通常無視される.

^{*4}分布定数型共振器が高次のモードをもつのに対し、集中定数型共振器は一つのモードしかもたないため単一モードの調和振動子として扱うことができる.

^{*5}式 (3) は、磁束量子ビットの永久電流状態が σ_z の基底状態となるよう、式 (1) の σ_z と σ_x を入れ替えた形で書いている.

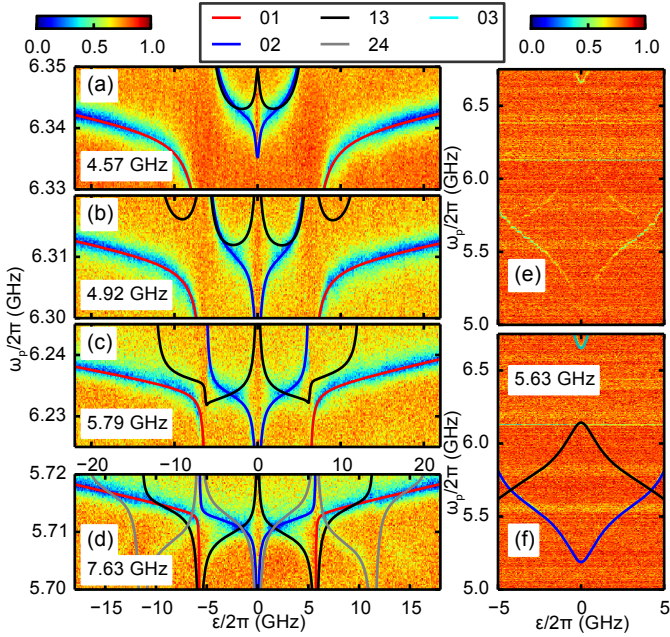


図5 深強結合回路の遷移スペクトル: (横軸) 磁束量子ビットの磁束バイアス, (縦軸) プロブ周波数に対する透過係数 (測定データ) のカラープロットと Rabi モデルへのフィッティングカーブ. (a)~(d), (f) はそれぞれ circuit 1~4, 5 のデータを示す. (e) は circuit 5 の遷移スペクトルのみ (f) からフィッティング結果のスペクトルカーブを除いた) 図. フィッティングカーブのカラーは凡例の遷移を示す. 凡例の数字 ij は $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 遷移. $|0\rangle, |1\rangle, \dots, |4\rangle$ は結合系の基底状態, 第1励起状態, ..., 第4励起状態. (a)~(d) の左下, (f) の左上の数字はフィッティングから求められた結合の強さ $g/2\pi$. (e) の $\varepsilon = 0$ 近傍では, 02 遷移と 13 遷移が消えている一方, 03 遷移は観測されている.

4.1. 遷移エネルギー

作製した結合回路を 20 mK に冷却し, 遷移エネルギースペクトロスコピーを行った. 測定は, 微弱なプロブマイクロ波を図4の読み出し用導波路に送り, 透過するマイクロ波の相対強度 (S_{21}) を測ることで行った. プロブマイクロ波のエネルギーが結合回路の遷移エネルギーと一致すれば S_{21} が変化し, 一致しなければ $S_{21} \simeq 1$ となる. 図5に測定した5つの回路 (circuit 1~5) の遷移エネルギースペクトルを示す. 測定されたスペクトルは, よく知られた強結合回路のスペクトル²⁾とは全く異なる. このスペクトルを, 式(3)のハミルトニアンを用いて解析した. 図5の実線がフィッティングにより求められた遷移スペクトルを表す. 測定結果と非常によく一致していることがわかる. また, このフィッティングにより, 結合回路のパラメータ Δ, ω_o, g が求められ, 求めたパラメータから, 基底状態のエンタングルメント (von Neumann エントロピー: S_0) を計算することができる. 測定した5つの回路のパラメータと S_0 の計算値を表1にまとめる. すべての回路で, $g/\omega_o \gtrsim 1$ (最大 1.34) となっており深強結合状態が実現されていること, そしてエンタングルメントは 90% 程度かそれ以上 (最大 99.88%) であることがわかる.

circuit	$\Delta/2\pi$	$\omega_o/2\pi$	$g/2\pi$	g/ω_o	S_0
1	0.505	6.336	4.57	0.72	0.89
2	0.430	6.306	4.92	0.78	0.92
3	0.299	6.233	5.79	0.93	0.972
4	0.441	5.711	7.63	1.34	0.9988
5	3.84	5.588	5.63	1.01	0.91

表1 測定した結合回路のパラメータと von Neumann エントロピーの計算値. 図5のスペクトロスコピーと式(3)のハミルトニアンを用いたフィッティングから求めたパラメータ. $\Delta/2\pi, \omega_o/2\pi, g/2\pi$ の単位は GHz. von Neumann エントロピー S_0 は, 量子ビット-光子結合状態の密度行列から光子状態をトレースアウトした部分行列 (量子ビット部分) の計算値 (熱励起による励起状態の占有がない場合) .

4.2. 対称性と選択則

circuit 5 のスペクトル (図5(e)) の $\varepsilon = 0$ 近傍では, 02 遷移と 13 遷移が消えている一方, 03 遷移は観測されている^{*1}. これは次のように, 結合回路の対称性と選択則により説明することができる.

$\varepsilon = 0$ の時, 式(3)は, Rabi モデルのハミルトニアン (式(1)) と等価である. そこで Rabi モデルの対称性を考える. まず, 結合がない ($g = 0$) 場合を考える. 結合がないので全系のエネルギー固有状態は量子ビットの量子状態と光子の量子状態の積状態となる. ここで, 量子ビットと光子の固有状態は, パリティ ($\sigma_z(-1)^{a^\dagger a}$ と書ける) 固有状態でもある. 原子 (量子ビット) 項と調和振動子 (光子) 項の固有状態のパリティを表2に示す. 全系の各固有状態も, 表2に示した量子ビットと光子の4つの状態の組み合わせで決まる, パリティ固有状態である. 次に, 結合がある場合を考える. $\sigma_x = \sigma_+ + \sigma_-$ と $\hat{a} + \hat{a}^\dagger$ がそれぞれパリティを反転させるため, 相互作用項 $\sigma_x(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$ はパリティを変えない. したがって結合の強さによらず, 結合系はパリティ固有状態となる.

ここで, 図6(a), (b) に, circuit 5 のパラメータから計算した, 低い方から4つのエネルギー準位と遷移エネルギーの g 依存性を示す. 遷移スペクトロスコピーでは, プロブマイクロ波 $\hat{a} + \hat{a}^\dagger$ がパリティを変えるので (表2), 始状態と終状態のパリティが異なる (同じ) 時その遷移は許される (禁じられる). したがって, 図6(a)を見ると, $g = 0$ の時, $|0\rangle = |g0\rangle \rightarrow |1\rangle = |e0\rangle$ は許容遷移, $|0\rangle = |g0\rangle \rightarrow |3\rangle = |e1\rangle$ は禁制遷移, というように選択則が理解できる. そして g が大きくなってもパリティは保存されるため, 同じ選択則が $g/2\pi = 5.63$ GHz (circuit 5 のパラメータ, 図6(b) に黒の点線で示す) でも成り立つ. この時遷移は上から, 許容, 禁制, 禁制となっており, 図5(e), (f) で観測された選択則と一致する. なお, 他の結合回路でも同様の選択則が観測されている.

この選択則の観測は, 我々の結合系のモデルとして Rabi モデルを支持し, 結合回路が実際に, Rabi モデルの示すよ

*1 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 遷移が全体に見えにくいのは, 初期状態 $|1\rangle$ の占有率が少ないためである (占有率は Boltzmann 分布に従う) .

parity	+	-
qubit state	$ g\rangle = \frac{ \uparrow\rangle+ \downarrow\rangle}{\sqrt{2}}$	$ e\rangle = \frac{ \uparrow\rangle- \downarrow\rangle}{\sqrt{2}}$
photon state	even number	odd number
qubit operator	σ_z	$\sigma_x = \sigma_+ + \sigma_-$
photon operator	$\hat{a}^\dagger \hat{a}$	$\hat{a} + \hat{a}^\dagger$

表 2 相互作用していない (式 (1) で $g = 0$ とした時の) 量子ビット, 光子の量子状態, 演算子のパリティ. $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ は磁束量子ビットの右回り, 左回り永久電流状態で σ_x の固有状態. $|g\rangle, |e\rangle$ は σ_z の固有状態.

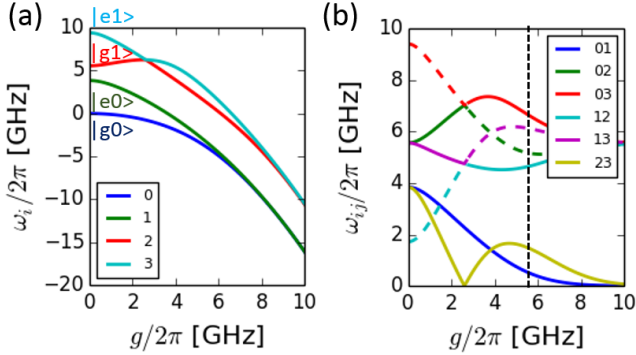


図 6 結合回路の固有エネルギーと遷移エネルギーの g 依存性: 表 1 の circuit 5 のパラメータから計算した (a) 低い方から 4 つのエネルギー準位 (小さい数字が低いエネルギー準位に対応) と (b) 遷移エネルギー. (a) $g = 0$ のとき $|0\rangle = |g0\rangle, |1\rangle = |e0\rangle, |2\rangle = |g1\rangle, |3\rangle = |e1\rangle$ ($g, e, 0, 1$ は量子ビットの基底, 励起状態と, 0 光子 (真空), 1 光子 (Fock) 状態を示す). (b) 実線は許容遷移, 破線は禁制遷移を表す. 5.63 GHz の点線は, circuit 5 の結合エネルギーを示す.

うな量子ビットと光子の間で強い相関をもつ対称性のよい系であることを強く示唆するものである.

5. 真空ゆらぎの効果 —Lamb シフト—

原子物理学では, 真空ゆらぎの効果の一つとして Lamb シフトが知られている. Lamb シフトは, 水素原子で発見されたエネルギーシフトで, 電子軌道中の電子が真空ゆらぎと相互作用することにより生じる. 今回測定した結合回路では, 量子ビット人工原子がマイクロ波 LC 共振器中の真空ゆらぎによる零点振動電流と相互作用するのだが, 深強結合領域における相互作用が大きいため, Lamb シフトに相当するエネルギーシフトが非常に大きくなる.

実際, 図 6(b) に示すように, g が大きくなるほど 01 遷移のエネルギー (人工原子の遷移エネルギーに相当) が小さくなる. これは, 人工原子がたくさん光子の衣をまとうほど (結合が強くなるほど) “重く” なり $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ 間を遷移しにくくなり, $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ 間のトンネルエネルギー $\hbar\Delta$ が抑圧されるため, と理解することもできる⁷⁾. circuit 5 ($g/2\pi = 5.63$ GHz) では, 01 遷移のエネルギーは, 図 5(f) の 03 遷移と 13 遷移のエネルギー差から求めることができる. この値と $\omega_{01}(g = 0) = \Delta$ (表 1) を比較すると, $\omega_{01}(g/2\pi = 5.63 \text{ GHz})/\omega_{01}(g = 0) = 0.51/3.84 \simeq 0.13$ となり, 01 遷移のエネルギーは結合によって, 元の遷移エネルギーの 87%

もシフトしているということがわかる. これは, 水素原子の Lamb シフト, ~ 0.4 ppm と比べて桁違いに大きなシフトである¹⁴⁾.

6. 超放射量子相転移

原子-光子結合系で量子相転移が起きるかどうかについては, 1970 年頃から議論が続いている. ここでは, 結合の大きさがどのように量子相転移と関係するか, 深強結合領域では何が起こるか, 簡単なモデルで考える.

N 個の等しい 2 準位原子と光子が相互作用している系を考える¹⁵⁾. ハミルトニアンを

$$H_N = -\frac{1}{2}\hbar\Delta \sum_{i=1}^N \sigma_x^{(i)} + \hbar\omega_o(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2}) + \hbar g \sum_{i=1}^N \sigma_z^{(i)}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \quad (4)$$

とする. 全スピンの和を $S_{x,y,z} = \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_{x,y,z}^{(i)}}{2}$ とし, \mathbf{S} ($|\mathbf{S}| = \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2} = N/2$) と $\hat{x} = (\hat{a} + \hat{a}^\dagger)/2$, $\hat{p} = (\hat{a} - \hat{a}^\dagger)/2i$ を連続量として扱えば, 式 (4) の極値を与える点は,

$$x = -\frac{2gS_z}{\omega_o}, \quad x = \frac{2g}{\omega_o} \frac{N}{2} \frac{4gx/\Delta}{\sqrt{1 + (4gx/\Delta)^2}} \quad (5)$$

をみます. 即ち極値は, $4Ng^2/(\omega_o\Delta) < 1$ の場合 1 個 ($x = 0$) で最小値を与え, $4Ng^2/(\omega_o\Delta) > 1$ の場合 3 個で $x = 0$ が最大値, $\pm \frac{\Delta}{4g} \sqrt{\left(\frac{4Ng^2}{\omega_o\Delta}\right)^2 - 1}$ ($\simeq \frac{Ng}{\omega_o}$ for $\frac{4Ng^2}{\omega_o\Delta} \gg 1$) が最小値を与える. したがって式 (4) において, $\frac{4Ng^2}{\omega_o\Delta}$ を大きくしていくと,

$$\frac{4Ng^2}{\omega_o\Delta} = 1 \quad (6)$$

を臨界点として, 基底状態が $|S_z = 0\rangle$ から $|S_z \simeq \pm \frac{N}{2}\rangle$, 即ちすべてのスピンの向きが $+z$ 方向または $-z$ 方向にそろった状態 (超放射状態), に量子相転移する.

式 (4) において $N = 1$ とすると, 今回我々が測定した結合系のハミルトニアン (式 (3)) が得られる. 深強結合領域 ($g \gtrsim \Delta, \omega_o$) では式 (6) の左辺 > 1 となるので, 深強結合領域は超放射相となる.

上記の理論は式 (4) から出発したが, 実際の物理系では, $\hat{a} + \hat{a}^\dagger$ の高次の項が存在する可能性がある. 主要な項である $\hat{a} + \hat{a}^\dagger$ の 2 次項 (A^2 項と呼ばれる) を加えたハミルトニアンは, 次のように, A^2 項のないハミルトニアンと同型に変形することができる. 以下では簡単のため, $N = 1$ の場合を考える. A^2 項の係数を c_{A2} とすると,

$$\begin{aligned} H &= -\frac{1}{2}\hbar(\Delta\sigma_x + \varepsilon\sigma_z) + \hbar\omega_o(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2}) + \hbar g\sigma_z(\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \\ &\quad + c_{A2}\hbar g(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)^2 \\ &= -\frac{1}{2}\hbar(\Delta\sigma_x + \varepsilon\sigma_z) + \hbar\omega'_o(\hat{b}^\dagger \hat{b} + \frac{1}{2}) + \hbar g'\sigma_z(\hat{b} + \hat{b}^\dagger). \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $\hat{b} + \hat{b}^\dagger = \sqrt{\frac{\omega'_o}{\omega_o}}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$, $\hat{b} - \hat{b}^\dagger = \sqrt{\frac{\omega_o}{\omega'_o}}(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)$, $\omega'_o = \sqrt{\omega_o^2 + 4c_{A2}g\omega_o}$, $g' = \sqrt{\frac{\omega_o}{\omega'_o}}g$ である¹⁶⁾. したがって、 $c_{A2} > g/\Delta$ の時 $g' < \frac{\sqrt{\omega'_o\Delta}}{2}$ となり、超放射相に至らないことが示される (No-go 理論).

我々の今回の測定では式 (3) と式 (7) のハミルトニアンを区別することはできないが、 A^2 項を仮定して式 (7) から得られる Δ, ω'_o, g' は、式 (3) から得られる Δ, ω_o, g に等しく、 A^2 項を仮定した場合でも、今回測定したすべての回路で $g' > \frac{\sqrt{\omega'_o\Delta}}{2}$ (超放射相) となる. 逆に、 $g' > \frac{\sqrt{\omega'_o\Delta}}{2}$ が成り立つので、 $c_{A2} < g/\Delta$ であることがわかる.

以上のように、深強結合は、超放射量子相転移現象と深く関わる. $N = 1$ で超放射相と言っても意味不明だが、今回測定した回路は $N > 1$ に拡張可能である. $N > 1$ の場合は、人工原子間の相互作用 (原子 1, 2 の間での $\sigma_1\sigma_2$ 等)¹⁷⁾ や人工原子作製の精度に起因するパラメータのばらつき¹⁵⁾ 等を考慮する必要があり、研究が進行中である. 今回の実験により、 $N > 1$ で何が起こるか、実験により示すための一つの方法が得られたと言える.

7. おわりに

今回我々は、磁束量子ビットとマイクロ波光子の深強結合を実現した. 深強結合状態の遷移スペクトルが拡張した Rabi モデルのハミルトニアンによく一致し、特に量子ビットの磁束バイアス 0 において選択則が観測されたことは、結合回路が量子ビットと光子の間で強い相関をもつ対称性のよい系であることを、強く示唆する.

今回の研究では深強結合状態の遷移スペクトルを測定したが、結合状態のダイナミクスの研究や、人工原子と導波路中の伝搬光子 (連続モード) との結合の研究¹⁸⁾ は、今後の課題である. 深強結合状態のエンタングルした基底状態は、基底状態であり下位の準位への緩和がないという点で安定であり、またすべてのエネルギー固有状態はエンタングル状態であるので、量子情報のリソースとして期待される. 今後「深強結合」の広い応用が期待される.

最後に、本研究の共同研究者である、Qatar Environment and Energy Research Institute の Sahel Ashhab 博士、国立情報学研究所の根本香絵教授、NTT 物性科学基礎研究所の齊藤志郎博士に感謝いたします. また、廣川真男教授、宮下精二教授、Irinel Chiorescu 教授、馬場基彰博士、William J. Munro 博士、松崎雄一郎博士には有益な議論をしていただきました. 本研究は、JSPS 科研費基盤研究 (S) JP25220601 の助成、及び JST,CREST,JPMJCR1775 の支援を受けて行われました. 理論計算の一部には QuTiP¹⁹⁾ を用いています.

参考文献

- 1) Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin and J. S. Tsai, *Nature* **398**, 786 (1999).
- 2) A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf, *Nature* **431**, 162 (2004).
- 3) I. Chiorescu, P. Bertet, K. Semba, Y. Nakamura, C. J. P. M. Harmans and J. E. Mooij, *Nature* **431**, 159 (2004).
- 4) 仙場浩一, 齊藤志郎, 角柳孝輔, 中ノ勇人, *日本物理学会誌* **64**, 37 (2009).
- 5) 久保結丸, *日本物理学会誌* **66**, 439 (2011).
- 6) J. Casanova, G. Romero, I. Lizuain, J. J. Garcia-Ripoll, and E. Solano, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 263603 (2010).
- 7) S. Ashhab and F. Nori, *Phys. Rev. A* **81**, 042311 (2010).
- 8) S. Haroche and J.-M. Raimond, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities, And Photons*, Oxford Univ Press (2006).
- 9) M. Devoret, S. Girvin, and R. Schoelkopf, *Ann. Phys. (Leipzig)* **16**, 767 (2007).
- 10) F. Yoshihara, T. Fuse, S. Ashhab, K. Kakuyanagi, S. Saito and K. Semba, *Nature Physics* **13**, 44 (2017).
- 11) A. Stockklauser, P. Scarlino, J. V. Koski, S. Gasparinetti, C. K. Andersen, C. Reichl, W. Wegscheider, T. Ihn, K. Ensslin, and A. Wallraff, *Phys. Rev. X* **7**, 011030 (2017).
- 12) T. Niemczyk, F. Deppe, H. Huebl, E. P. Menzel, F. Hocke, M. J. Schwarz, J. J. Garcia-Ripoll, D. Zueco, T. Hümmer, E. Solano, A. Marx and R. Gross, *Nature Physics* **6**, 772 (2010).
- 13) P. Forn-Diaz, J. Lisenfeld, D. Marcos, J. J. Garcia-Ripoll, E. Solano, C. J. P. M. Harmans, and J. E. Mooij, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 237001 (2010).
- 14) F. Yoshihara, T. Fuse, S. Ashhab, K. Kakuyanagi, S. Saito and K. Semba, arXiv: 1712.05039 [quant-ph].
- 15) S. Ashhab and K. Semba, *Phys. Rev. A* **95**, 053833 (2017).
- 16) J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **112**, 1555 (1958).
- 17) T. Jaako, Z.-L. Xiang, J. J. Garcia-Ripoll, and P. Rabl, *Phys. Rev. A* **94**, 033850 (2016).
- 18) P. Forn-Diaz, J. J. Garcia-Ripoll, B. Peropadre, J.-L. Orgiazzi, M. A. Yurtalan, R. Belyansky, C. M. Wilson and A. Lupascu, *Nature Physics* **13** (2017) 39.
- 19) J. R. Johansson, P.D. Nation, and F. Nori, *Comp. Phys. Comm.* **184**, 1234 (2013).

(2018 年 4 月 30 日原稿受付)

Interaction between an artificial atom and an electromagnetic field ~Beyond the strong coupling~

Tomoko Fuse, Fumiki Yoshihara, Kosuke Kakuyanagi, and Kouichi Semba

abstract: We have observed extremely strong coupling between a superconducting flux qubit and a microwave LC resonator. The coupling energy is larger than the energies of the bare qubit and photons. The observed energy spectra are well described by the Rabi model, and they agree with selection rules that reflect the symmetry of the circuits. All our observations indicate the realization of an entangled ground state. Finally, the relation with the superradiant quantum phase transition is discussed.