

Quantenmechanik mit Schaltkreisen

Photonen und Qubits auf einem supraleitenden Mikrochip.

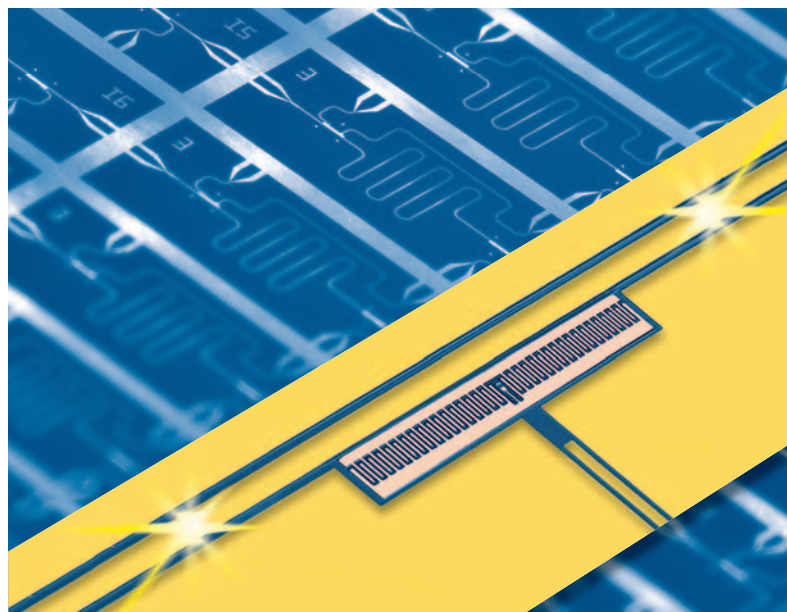
Andreas Wallraff

Im Laufe der letzten hundert Jahren haben wir uns daran gewöhnt, dass sich mikroskopische Objekte, z. B. einzelne Elektronen, Neutronen oder Atome, nach den Regeln der Quantenphysik verhalten. Weit weniger offensichtlich ist hingegen, dass auch makroskopische Objekte wie elektrische Schaltungen unter bestimmten Bedingungen quantenmechanische Eigenschaften zeigen können. Das noch junge Gebiet der Quantenelektrodynamik mit elektrischen Schaltungen ermöglicht es, grundlegende quantenoptische Phänomene zu studieren, und verspricht vielfältige Anwendungen.

Typische elektronische Schaltungen, wie sie im Büro, im Haushalt und in der Freizeit allgegenwärtig sind, bestehen aus Widerständen, Kondensatoren, Induktivitäten und Transistoren. Die Funktion dieser grundlegenden elektronischen Bauelemente lässt sich mit der klassischen Physik, insbesondere der klassischen Elektrodynamik beschreiben. Auch wenn einige moderne Bauteile wie Laser oder Halbleitertunnelndioden nach den Regeln der Quantenmechanik funktionieren, treten fundamental quantenmechanische Effekte wie das Superpositionsprinzip, die Verschränkung oder die Quantisierung von elektromagnetischen Feldern in elektronischen Schaltungen normalerweise nicht auf.

Eine der einfachsten möglichen elektrischen Schaltungen ist der Schwingkreis aus einem Kondensator mit Kapazität C und einer dazu parallel geschalteten Spule mit Induktivität L . Für typische Kapazitäten von einigen Pikofarad und Induktivitäten von einigen Nanohenry liegt die Resonanzfrequenz $\omega_r = 1/\sqrt{LC}$ eines Schwingkreises im Mikrowellenbereich von einigen Gigahertz, was in etwa der Betriebsfrequenz von modernen Mobiltelefonnetzen wie UMTS oder GSM oder der eines einfachen Mikrowellenofens im Haushalt entspricht. Die Regeln der Quantenmechanik sagen nun voraus, dass die Energie E eines solchen Schwingkreises wie $E_n = \hbar\omega_r (n + 1/2)$ quantisiert ist, wobei \hbar die reduzierte Planck-Konstante ist und n die Quantenzahl des Oszillators, d. h. die Anzahl der Quanten des elektromagnetischen Feldes (Photonen) im Oszillator. Warum spielt diese Quantisierung unter gewöhnlichen Bedingungen im Alltag keine Rolle?

Typische Mikrowellenöfen haben eine Leistung von rund einem Kilowatt und erzeugen somit jede Sekunde



Auf einem Wafer lassen sich zahlreiche Mikrowellen-Resonatoren gleichzeitig herstellen (Hintergrund). Im Vordergrund ist eine eingefärbte mikroskopische Aufnahme eines supraleitenden Qubits, das in einen Resonator integriert ist, zu sehen.

etwa 10^{27} Mikrowellenphotonen. Selbst ein Mobiltelefon mit einer Sendeleistung von einigen Watt emittiert immerhin noch 10^{24} Photonen pro Sekunde. Dabei hängt die vom Schwingkreis des Gerätes abgestrahlte Leistung $P = n \hbar \omega_r \kappa$ von der mittleren Anzahl n der im Oszillator gespeicherten Photonen und der Emissionsrate (oder Bandbreite) κ des Oszillators ab. Typische Werte für $\kappa/2\pi$ liegen beim Mobiltelefon im Bereich einiger 100 kHz, sodass die mittlere Anzahl Quanten im Oszillator n immer noch einige 10^{19} beträgt. In diesem

KOMPAKT

- Die „Circuit QED“ untersucht die Eigenschaften von elektrischen Schaltungen, die aus supraleitenden Mikrowellenresonatoren und ebenfalls supraleitenden Zwei-Niveau-Systemen („Atomen“) bestehen.
- Diese Schaltungen erlauben es beispielsweise, die nichtlineare Kopplung zwischen Licht und Materie, die das Jaynes-Cummings-Modell beschreibt, im Experiment nachzuweisen.
- Anwendungen im Quantencomputing, als Ein-Photonen-Quellen und -Detektoren sowie andere Quanten-Bauelemente sind denkbar.

Prof. Dr. Andreas Wallraff, Departement Physik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich, Schweiz, www.qudev.ethz.ch

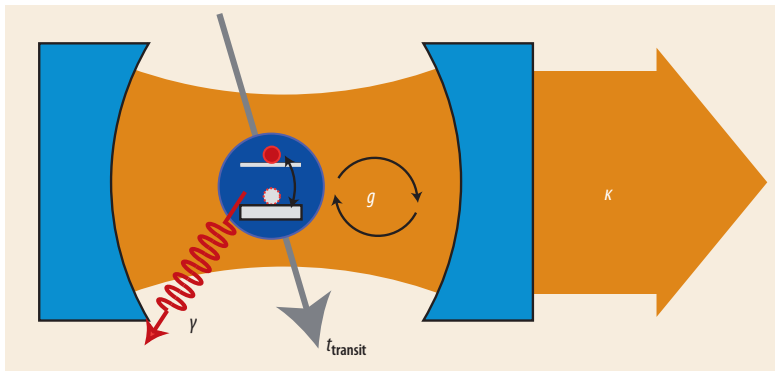


Abb. 1 Bei einem typischen System der Cavity-QED definieren zwei Spiegel (hellblau) eine Mode des elektromagnetischen Feldes (orange). Ein polarisierbares Zwei-Niveausystem (dunkelblau) koppelt kohärent mit der Rate g an das Feld im Resonator, wobei einzelne Photonen ausgetauscht werden. Diese Dyna-

mik charakterisiert die fundamentale Wechselwirkung des quantisierten Feldes mit dem Zwei-Niveausystem [2, 3]. Die Anregung des Atoms zerfällt mit der Rate γ , die des Resonators mit der Rate κ . Außerdem kann das Atom den Resonator nach einer Zeit t_{transit} verlassen.

Grenzfall sehr hoher Quantenzahlen n lassen sich die quantenmechanischen Eigenschaften des harmonischen Oszillators nicht von den klassischen unterscheiden, wie aus dem Korrespondenzprinzip bekannt ist.

Selbst wenn man das Mikrowellengerät oder das Mobiltelefon abschaltet, ist der Schwingkreis bei Raumtemperatur noch mit einigen tausend thermischen Photonen besetzt. Daher tritt schon unter gewöhnlichen Bedingungen die Quantisierung der in einem solchen Oszillator gespeicherten Energie nicht zu Tage. Um die Anzahl thermischer Photonen in einem elektrischen Oszillator auf ein sehr niedriges Niveau ($n_{\text{th}} \ll 1$) zu reduzieren, darf seine Temperatur im diskutierten Beispiel einige Millikelvin nicht überschreiten. Unter diesen Bedingungen lässt sich im Prinzip die Quantisierung der Energie eines elektrischen Oszillators im Experiment beobachten. Aber welche Eigenschaften des Resonanzschwingkreises sollten gemessen werden, um eindeutig sein quantenmechanisches Verhalten nachzuweisen?

Aufgrund der Linearität des harmonischen Oszillators sind viele seiner Eigenschaften wie die Frequenz, die mittlere Amplitude und die mittlere Änderung der Amplitude im klassischen und quantenmechanischen Grenzfall identisch. Dies gilt sowohl für mechanische Oszillatoren, die durch ihre Koordinate x und den konjugierten Impuls p charakterisiert werden, als auch für elektromagnetische Oszillatoren, bei denen die Ladung q und der durch die zeitliche Änderung der Ladung hervorgerufene Fluss Φ die das System bestimmenden kanonisch konjugierten Variablen sind. Die Dynamik des quantenmechanischen Oszillators unterliegt daher dem Korrespondenzprinzip, und die Mittelwerte der Ladung und des magnetischen Flusses gehorchen den klassischen Bewegungsgleichungen. Nur die schwierig messbaren höheren Momente der Bewegung, das heißt ihre Fluktuationen, würden es erlauben, die Quantenmechanik sichtbar zu machen.

Einen eleganten Ausweg aus diesem Dilemma eröffnet die Quantenoptik im Kontext der Hohlraum-

Quantenelektrodynamik (QED) oder „Cavity-QED“. Dabei werden die Eigenschaften eines quantenmechanischen harmonischen Oszillators, z. B. einer Mode des elektromagnetischen Feldes, dadurch sichtbar, dass man ihn an ein stark nicht-lineares System, z. B. ein Atom, koppelt. Die stark nichtlinearen Eigenschaften des gekoppelten Systems treten nun deutlich und gut messbar selbst in den Frequenzen und anderen Mittelwerten der dynamischen Variablen des Oszillators zu Tage.

Im Folgenden berichte ich darüber, wie sich die fundamentalen quantenmechanischen Eigenschaften von elektromagnetischen Feldern und deren Wechselwirkungen mit makroskopischen quantenmechanischen Systemen in elektronischen Schaltungen untersuchen lassen. Diese aktuelle Entwicklung im Schnittbereich zwischen Festkörperphysik, Atomphysik und Quantenoptik ermöglicht einen neuen Zugang zur Quantenoptik und ihren Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung [1, 2]. Die hier diskutierten Effekte und Techniken könnten den Bau von Ein-Photonen-Quellen und -Detektoren, Masern oder auch Quantencomputern ermöglichen.

Quanten im Resonator

Im Mittelpunkt von Experimenten der Cavity-QED steht die Wechselwirkung von einzelnen Atomen mit einzelnen Photonen in einem Resonator hoher Güte [3]. In typischen Experimenten wird dazu eine einzelne Mode des elektromagnetischen Feldes – eine stehende Welle bei der Frequenz ω_r – in einem Resonator zwischen zwei Spiegeln hoher Reflektivität isoliert (Abb. 1). Die in dieser Mode gespeicherte Energie ist durch die eines quantenmechanischen harmonischen Oszillators gegeben, wobei die Quantenzahl n der Anzahl der in der Mode gespeicherten Photonen entspricht.

Selbst wenn sich keine Photonen in der Mode befinden ($n=0$), folgt aus der Relation zwischen Feldenergie und quantenmechanischer Energie der Vakuumfluktuationen des Oszillators, $\epsilon_0 E_{0,\text{rms}}^2 V_m = \hbar\omega_r/2$, dass ein Vakuumfeld der Stärke $E_{0,\text{rms}} = \sqrt{\hbar\omega_r/2\epsilon_0 V_m}$ im Resonator existiert. Dabei ist V_m das Modenvolumen, d. h. das vom Feld gefüllte effektive Volumen des Resonators. Für einen gewöhnlichen Hohlraumresonator beträgt dieses Modenvolumen gerade λ^3 mit der Wellenlänge λ der elektromagnetischen Strahlung. Befindet sich nun ein einzelnes Atom mit Grundzustand $|g\rangle$, angeregtem Zustand $|e\rangle$, Übergangsfrequenz ω_{ge} und Dipolmoment d in einem solchen Resonator, so wirkt die Dipolkopplung $d \cdot E_{0,\text{rms}}$ zwischen Atom und Vakuumfeld. Quantenmechanisch beschreibt das Jaynes-Cummings-Modell dieses System [4] (Infokasten „Das Jaynes-Cummings-Modell“).

Ist das Zwei-Niveausystem in Resonanz mit dem Resonator ($\omega_{ge} = \omega_r$), so sorgt die Dipolkopplung dafür, dass sich neue gekoppelte Eigenzustände des Systems bilden, die symmetrische und antisymmetrische

Superpositionen aus elektronischen Anregungen des Atoms und photonischen Anregungen des Resonators sind. Diese Situation ähnelt der Bindung zweier Wasserstoffatome zum H_2^+ -Wasserstoff-Ion, in dem die gekoppelten Eigenzustände gerade symmetrischen und antisymmetrischen Superpositionen der Einzelatom-Wellenfunktionen entsprechen.

Für $n = 1$ heißt die Energieaufspaltung $2\hbar g$ des resonant gekoppelten Systems auch Vakuum-Rabi-Modenaufspaltung. Sie charakterisiert die kohärente Wechselwirkung zwischen einer einzelnen Anregung eines Zwei-Niveau-Systems und einer einzelnen Anregung eines harmonischen Oszillators. Damit sich diese Aufspaltung spektral auflösen lässt, muss die Stärke der Dipolwechselwirkung g sehr viel größer sein als die Zerfallsrate γ der atomaren Anregung und die Zerfallsrate κ der photonischen Anregung. Dann ist die Breite der einzelnen Linien $(\gamma + \kappa)/2$ kleiner als die Aufspaltung. Diesen Fall nennt man in der Hohlraum-Quantenelektrodynamik auch den Grenzfall der starken Kopplung, in dem die kohärenten Phänomene im Vergleich zu den inkohärenten Zerfallsprozessen überwiegen.

Insbesondere zeigt sich die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes – oder allgemeiner die des

harmonischen Oszillators – dadurch, dass die Aufspaltung, ebenso wie die elektromagnetische Feldstärke im Resonator, proportional zu \sqrt{n} ist (Abb. i im Infokasten). Diese nichtlineare Kopplung ist eine charakteristische Eigenschaft der Feldquantisierung. Bei kleinen Photonenzahlen n unterscheiden sich \sqrt{n} und $\sqrt{n+1}$ stark, bei großen Photonenzahlen verschwindet der Unterschied aber, und die Wechselwirkung mit dem Feld lässt sich klassisch beschreiben.

Das grundlegende Phänomen der Vakuum-Rabi-Modenaufspaltung oder der Vakuum-Rabi-Oszillationen wurde erstmals in Experimenten mit einzelnen Alkali-Atomen in Resonatoren bei optischen Frequenzen und mit Rydberg-Atomen bei Mikrowellen-Frequenzen beobachtet und leistete dort einen großen Beitrag zur Entwicklung der gesamten Quantenoptik [3]. In dem hier diskutierten Zusammenhang hat die vor wenigen Jahren gelungene Beobachtung desselben Phänomens die neue Forschungsrichtung der Quantenelektrodynamik mit elektrischen Schaltungen oder „Circuit-QED“ angestoßen [1, 2]. Ähnliche Effekte werden derzeit auch in Halbleiter-Systemen intensiv untersucht [5].

DAS JAYNES-CUMMINGS-MODELL

Die Kopplung zwischen einem einzelnen Zwei-Niveau-System und einer einzelnen Mode des elektromagnetischen Felds wird quantenmechanisch durch den Jaynes-Cummings-Hamiltonian beschrieben [4]:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_r (\hat{a}^\dagger \hat{a} + 1/2) + \hbar\omega_{ge} \hat{\sigma}_z / 2 + \hbar g (\hat{\sigma}^+ \hat{a} + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}^-) \quad (1)$$

Dabei beschreibt der erste Term die einzelne Mode des elektromagnetischen Feldes, wobei der quantenmechanische Erwartungswert $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = n$ gerade der Anzahl der in der Mode gespeicherten Photonen entspricht und

\hat{a}^\dagger bzw. \hat{a} Erzeuger und Vernichter von Photonen des elektromagnetischen Feldes sind. Der zweite Term mit dem Pauli-Operator $\hat{\sigma}_z$ steht für das Zwei-Niveau-System und der dritte Term für den Austausch eines einzelnen Energiequants zwischen dem Feld und dem Atom mit der Rate g . Dabei sind $\hat{\sigma}^+$ und $\hat{\sigma}^-$ die Erzeuger und Vernichter der Anregung im Zwei-Niveau-System.

Das Energieniveauschema in Abb. i zeigt die gemeinsamen Zustände des gekoppelten Atom/Photon-Systems als quantenmechanische (Tensor-) Produktzustände $|g\rangle \otimes |n\rangle = |g, n\rangle$. In Reso-

nanz ($\omega_{ge} = \omega_r$) sind die gekoppelten Eigenzustände des Systems gegeben durch $(|g, n\rangle \pm |e, n-1\rangle) / \sqrt{2} \equiv |n\pm\rangle$, wobei n die Anzahl der Anregungen im System zählt.

Im dispersiven Fall ($|\Delta| = |\omega_{ge} - \omega_r| \gg g$) lässt sich der Hamiltonian (1) nach einer unitären Transformation zu

$$\hat{H} \approx \hbar (\omega_r + \frac{g^2}{\Delta} \hat{\sigma}_z) \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{\hbar}{2} (\omega_{ge} + \frac{g^2}{\Delta}) \hat{\sigma}_z \quad (2)$$

approximieren. Dabei entsprechen die verschiedenen Terme der Lamb- bzw. Stark-Verschiebung aufgrund der nicht-resonanten Kopplung zwischen Feld und Qubit.

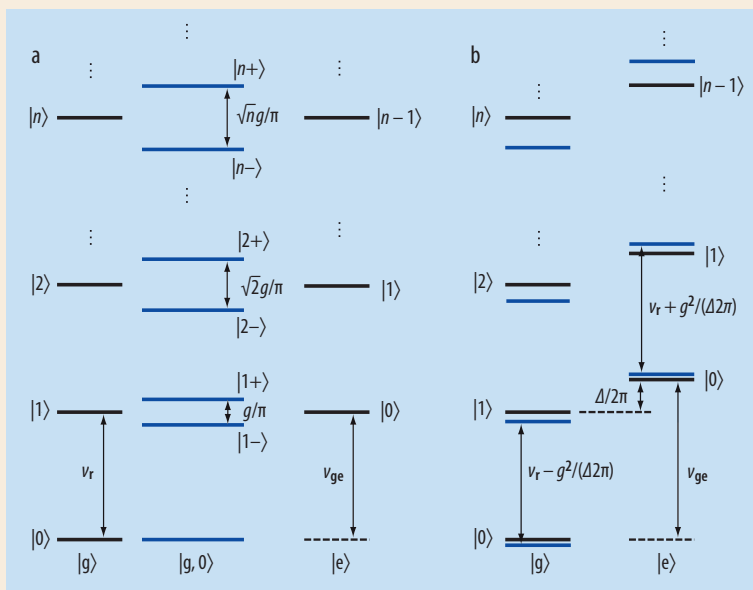


Abb. i Das Jaynes-Cummings-Niveauschema in Resonanz (a) und verstimmt (b): Die Energie der ungekoppelten Produktzustände (schwarze Linien) $|g, n\rangle$ (links) und $|e, n\rangle$ (rechts) sind in Einheiten von Frequenzen $\nu = E/h$ angegeben. Die resonant dipol-gekoppelten Zustände $|n\pm\rangle$ (blaue Linien) spalten um eine Frequenz $\sqrt{n} g/\pi$ auf (a). Im verstimmt Fall ($|\Delta| \gg g$) sind die Energieniveaus (blaue Linien) zustandsabhängig um $(n+1/2)g^2/2\pi\Delta$ zu niedrigeren ($|g\rangle$) oder höheren Frequenzen ($|e\rangle$) verschoben (b).

Eine „Quantenelektrik“

Um die Quantisierung der elektromagnetischen Strahlung in einer elektrischen Schaltung nachzuweisen, haben wir auf einem integrierten supraleitenden Mikrochip einen supraleitenden Resonator hoher Güte und hoher Vakuumfeldstärke $E_{0,rms}$ an ein supraleitendes Zwei-Niveau-System mit großem effektiven Dipolmoment d und langer Kohärenzzeit gekoppelt [1].

Der supraleitende Resonator ist als koplanarer Wellenleiter realisiert, der aus einem zentralen Innenleiter und zwei lateralen Masseleitern besteht (Abb. 2 und 3). Er wird im Reinraum mittels optischer Lithografie und Ätzprozessen aus Aluminium- oder Niob-Schichten hergestellt, die auf einkristallinen Substraten aufgedampft sind. Der Innenleiter hat eine Breite von einigen Mikrometern und ist durch eine Lücke von derselben Größenordnung von den Masseleitern getrennt. Die Länge L des Resonators und die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen \tilde{c} legen die fundamentale Resonanzfrequenz ω_r fest, die üblicherweise einige GHz beträgt. In diesem System treten extrem hohe Vakuumfeldstärken auf, da das effektive Modenvolumen nur etwa $V_m \sim 10^{-6} \lambda^3$ beträgt. Dies ist möglich, da die Masseleiter die Ausdehnung der Mode in lateraler Richtung auf etwa 0,1% der Wellenlänge begrenzen. Somit erlaubt es diese planare Variante eines Mikrowellenresonators, mit wenigen Photonen elektromagnetische Feldstärken zu erzeugen, die solche von gewöhnlichen auf Spiegeln basierenden Resonatoren um viele Größenordnungen übertreffen.

Gleichzeitig erreichen diese Resonatoren bei sehr niedrigen Temperaturen von etwa 0,02 K, bei denen die Experimente stattfinden, Güten von bis zu einigen 10^5 . Mit einem einzigen Photon im Resonator schwingt

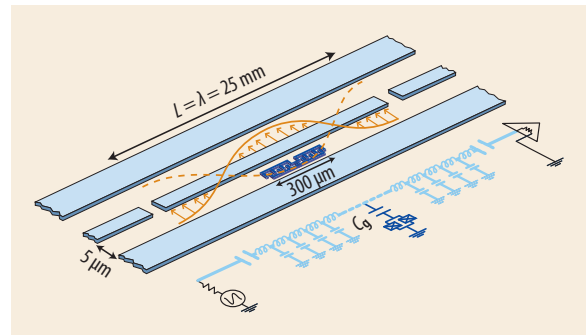


Abb. 2 Das Circuit-QED-System besteht aus einem koplanaren Mikrowellenresonator der Länge L (hellblau) mit einer stehenden elektromagnetischen Welle (orange: elektrische Komponente) sowie einem integrierten supraleitenden Qubit (dunkelblau). Ein äquivalenter elektrischer Schaltkreis des Systems zeigt den LC-Schwingkreis, das Qubit mit den beiden in SQUID-Konfiguration eingesetzten Tunnelkontakten (Kreuz) sowie Mikrowellenquelle (links) und Verstärker zur Detektion (rechts).

das Feld also im Mittel 10^5 -mal, bevor das Photon verloren geht. Das entspricht einer mittleren Lebensdauer des Photons im Resonator von einigen Mikrosekunden.

Als Zwei-Niveau-System dient ein supraleitendes Qubit, das auch als Cooper-Paar-Box bekannt ist und sich mittels Elektronenstrahl-Lithografie und Schattenbedampfung in die Mitte des supraleitenden Resonators integrieren lässt (Abb. 2) [6, 7]. Diese einfache Schaltung aus zwei supraleitenden Aluminiumstreifen, die durch zwei parallele Josephson-Tunnelkontakte miteinander verbunden sind, bildet ein quantenmechanisch kohärentes System [8], das sich ähnlich wie ein einzelnes Atom verhält (Infokasten „Die Cooper-Paar-Box“). Da das effektive Dipolmoment des Qubits aufgrund seiner Größe etwa 10^4 -mal so groß wie das eines Alkali-Atoms ist (dessen Dipolmoment ist ea_0 mit dem Bohr-Radius a_0), koppelt das Qubit stark kapazitiv an die elektrische Feldkomponente des Resonators [2]. Gleichzeitig können die Kohärenzzeiten solcher Qubits bis zu einigen Mikrosekunden betragen.

Resonante Wechselwirkung

In einem grundlegenden Experiment, das dieses neue Feld der Quantenelektrodynamik mit elektrischen Schaltungen begründet hat, haben wir die starke kohärente Kopplung eines einzelnen Photons in einem koplanaren Resonator an ein einzelnes Qubit spektroskopisch nachgewiesen [1]. Dazu wurden mittels eines sehr schwachen kohärenten Mikrowellenfeldes mit einer Leistung von etwa 10^{-17} W effektiv einzelne Photonen in den Resonator injiziert und das Qubit durch Anlegen von statischen elektrischen

DIE COOPER-PAAR-BOX

Das Cooper-Paar-Box genannte supraleitende Qubit besteht aus einer kleinen als Insel bezeichneten Elektrode mit Gesamtkapazität C_Σ [6, 7]. Die elektrostatische Energie einzelner Ladungen auf dieser Insel ist durch $E_c = e^2/2C_\Sigma$ gegeben, wobei e die Elektronenladung ist. Die Zahl N der Ladungen auf der Insel kann sich durch Tunneln einzelner Ladungsträger (Cooper-Paare im Supraleiter) durch die beiden Josephson-Tunnelkontakte, welche die Insel mit einem Ladungsreservoir verbinden, ändern. Der Prozess des kohärenten Tunnelns ist durch die Josephson-Energie $E_J(\Phi) = I_c(\Phi) \Phi_0/2\pi$ der Tunnelkontakte beschrieben, wobei $I_c(\Phi)$ der kritische Strom der beiden Tunnelkontakte ist, der sich wie in einem SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) durch ein angelegtes Magnetfeld modulieren lässt. Der quantenmechanische Zustand der Cooper-Paar-Box wird durch ihre Ladungskonfiguration

festgelegt, die durch den Hamiltonian

$$\hat{H}_{CPB} = \sum_N [4E_c(N - N_g/2)^2 |N\rangle \langle N| - E_J(\Phi)/2 (|N\rangle \langle N+1| + |N+1\rangle \langle N|)]$$

beschrieben ist. Dabei ist N_g die sog. Gatterladung, die sich durch kapazitive Kopplung einer DC-Spannung an die Insel der Cooper-Paar-Box kontrollieren lässt. Die Energieeigenzustände der Cooper-Paar-Box ergeben sich durch Diagonalisierung dieses Hamiltonians. Im Fall $E_c \gg E_J$ heißt die Cooper-Paar-Box auch Ladungs-Qubit, da ihre Eigenzustände hauptsächlich durch die Ladungsenergie bestimmt sind. Für $E_c \ll E_J$ wird das Qubit auch als „Transmon“ bezeichnet [7]. In diesem Fall sind die Eigenzustände Superpositionen von vielen Ladungszuständen N , und E_J dominiert die Eigenschaften des Qubits. Eine detaillierte Diskussion der Funktionsweise und Eigenschaften von supraleitenden Qubits findet sich in den Referenzen [6, 7].

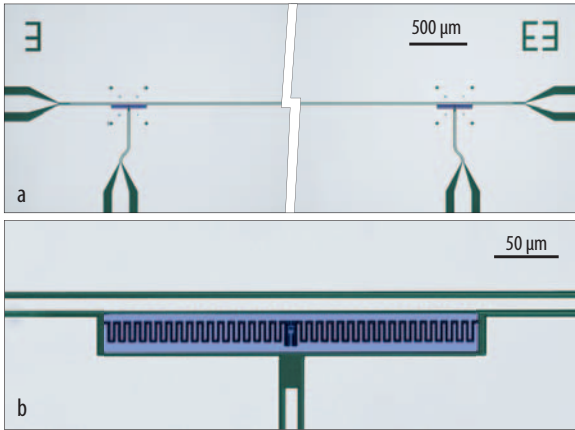


Abb. 3 Ein Circuit-QED-Chip unter dem Mikroskop. Zu sehen sind der koplanare Mikrowellenresonator (hellblau) mit je einer Aussparung für ein Qubit am linken und rechten Ende des Resonators (a) sowie vergrößert das in den Resonator integrierte supraleitende Qubit (dunkelblau) (b).

und magnetischen Feldern in Resonanz mit dem Resonator gebracht. Das gemessene Transmissionsspektrum des Resonators (Abb. 4a) zeigt, dass Photonen nur in den Resonator eindringen können, wenn ihre Energie mit der eines der gekoppelten Zustände $|1\pm\rangle$ übereinstimmt (Abb. i im Infokasten). Die Frequenzdifferenz von etwa 300 MHz der beiden Superpositionszustände bedeutet, dass ein einzelnes Energiequant etwa 300 Millionen mal pro Sekunde zwischen dem Qubit und dem Resonator kohärent ausgetauscht wird. Dabei verlieren das Photon und das Qubit ihren eigenen Charakter und bilden eine neue molekulartige Anregung, die wir manchmal als „Qu-ton“ oder „Pho-bit“ bezeichnen.

Derselbe Prozess lässt sich äquivalent auch zeitaufgelöst durch Messung des Qubitzustands beobachten, wie Johanson et al. [9] und kürzlich auch eindrucksvoll Hofheinz et al. [10] gezeigt haben. Dann bezeichnet man denselben Prozess als Vakuum-Rabi-Oszillation. Derzeit ist es möglich, ein und dasselbe Photon etwa 300-mal zwischen Qubit und Resonator kohärent auszutauschen, bevor die Anregung in einem Dekohärenzprozess verloren geht.

Abb. 4b zeigt die Energieabhängigkeit der Eigenzustände von der Verstimmung zwischen Qubit und Resonator. Durch Variation eines Magnetfeldes B , das einen magnetischen Fluss Φ im Qubit erzeugt, der hier relativ zum magnetischen Flussquant $\Phi_0 = h/2e$ angegeben wird, lässt sich die Qubit-Übergangsfrequenz ν_{ge} relativ zum Resonator einstellen. Die quantenmechanische Kopplung hebt die Kreuzung der beiden Energien (gestrichelte Linien) auf und erzeugt die neuen aufgespaltenen Zustände (durchgezogene Linien), ein Effekt, der auch als vermiedene Kreuzung bekannt ist.

Kürzlich ist es ebenfalls gelungen, in solchen Experimenten die zuvor besprochene charakteristische Skalierung der Kopplungsstärke mit der Wurzel der diskreten Anzahl n der Photonen im Resonator spektroskopisch [11] und zeitaufgelöst [10] nachzuweisen. In der spektroskopischen Variante des Experiments besetzt zunächst ein erstes Photon einen der beiden Zustände $|1\pm\rangle$, bevor ein zweites Photon unmittelbar in Folge

resonant den Übergang $|1\pm\rangle \rightarrow |2\pm\rangle$ anregt (Abb. 4c, d) [11]. Auf diese Weise lässt sich spektroskopisch die absolute Energie von Zuständen mit mehreren Photonen bestimmen. Und in der Tat finden wir die erwartete Skalierung mit \sqrt{n} , die eindeutig zeigt, dass das Strahlungsfeld in dem elektrischen Mikrowellen-Resonator quantisiert ist.

Nicht-Resonante Wechselwirkung

Wenn ein externes Magnetfeld, das die Qubit-Übergangsfrequenz kontrolliert, das Qubit stark von der Resonanzfrequenz des Resonators verstimmt ($|\Delta| = |\omega_a - \omega_r| \gg g$), ist der resonante Austausch von Energiequanten zwischen den beiden gekoppelten Partnern wegen der Energieerhaltung verboten. Aber auch dann macht sich die Kopplung zwischen Qubit und quantisiertem Strahlungsfeld auf interessante und gleichzeitig nützliche Art und Weise bemerkbar. Die Kopplung führt nämlich zu Renormierungen sowohl der Qubit- als auch der Resonator-Übergangsfrequenzen in Abhängigkeit vom quantenmechanischen Zustand des jeweils anderen Partners (Infokasten „Jaynes-Cummings-Modell“). Diese nicht-resonante bzw. dispersive Wechselwirkung lässt sich ausnutzen, um den quantenmechanischen Zustand des jeweils anderen Partners zu messen.

Beispielsweise hängt die Resonanzfrequenz $\tilde{\omega}_r$ des Resonators in diesem dispersiv gekoppelten Fall vom Eigenzustand $\langle \hat{\sigma}_z \rangle$ des Qubits ab, sodass aus ihrer Messung der Qubit-Zustand folgt. Befindet sich das Qubit im Grundzustand $\langle \hat{\sigma}_z \rangle = -1$, so ist die Übergangsfrequenz des Resonators $\omega_r - g^2/\Delta$, im angeregten Zustand $\langle \hat{\sigma}_z \rangle = +1$ hingegen $\omega_r + g^2/\Delta$. Ist diese Frequenz-

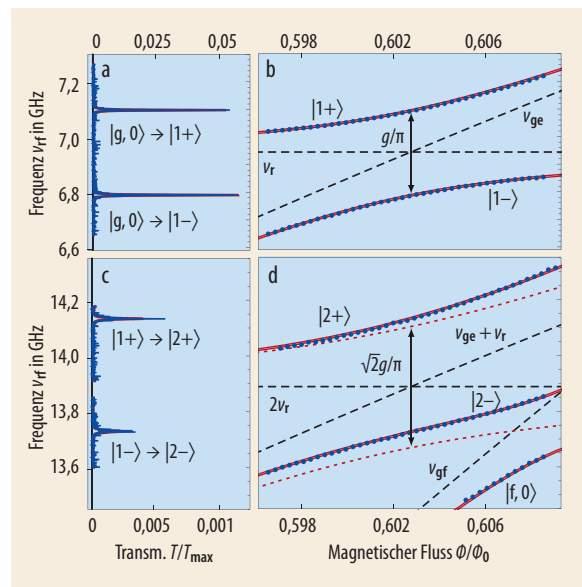


Abb. 4 Transmissionsspektren von Resonatoren mit Ein- bzw. Zwei-Photonen-Zuständen (a bzw. c), die an ein supraleitendes Qubit gekoppelt sind, zeigen die Aufspaltung in neue, gekoppelte Zustände (hier für $\nu_r = \nu_{ge}$, d. h. Resonanz). Die ungekoppelten Qubit- und Photonen-Zustände (schwarz gestrichelt in b, d) mischen zu den neuen Eigenzuständen (blaue Punkte: Experiment, rot durchgezogen: Theorie). Der höher angeregte Qubit-Zustand ($|f\rangle$) verursacht eine zusätzliche Verschiebung der $|2\pm\rangle$ -Zustände (vgl. rote gepunktete Linie).

verschiebung g^2/Δ von derselben Größenordnung wie die Linienbreite des Resonators κ , so lässt sie sich einfach detektieren. Auf diese Weise ergibt sich zum Beispiel die Übergangsfrequenz des Qubits spektroskopisch aus einer Messung der Resonatorfrequenz (s. Ref. in [12]).

In ähnlicher Weise hängt die dispersiv gekoppelte Übergangsfrequenz des Qubits $\tilde{\omega}_{ge} = \omega_{ge} + g^2/\Delta + 2ng^2/\Delta$ vom Zustand des Strahlungsfeldes im Resonator ab. Dabei beschreibt der Term $2ng^2/\Delta$ die von der Photonenzahl $n = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle$ im Resonator abhängige AC-Stark-Verschiebung [4] und der g^2/Δ -Term die Verschiebung der Qubit-Übergangsfrequenz aufgrund der Vakuumfluktuationen des elektromagnetischen Feldes im Resonator. Letzterer Effekt ist auch bekannt als Lamb-Verschiebung, deren Beobachtung im Wasserstoff-Atom erste grundlegende Beiträge zum Verständnis der Quantenelektrodynamik lieferte [4]. Beide Effekte wurden in Experimenten mit elektrischen Schaltungen nachgewiesen [12, 13].

Das gemessene Qubit-Spektrum spaltet in Abhängigkeit von der Photonenzahl n in mehrere einzelne Linien auf (Abb. 5a, b). Diese Aufspaltung ist nur dann zu beobachten, wenn die Stark-Verschiebung pro Photon größer als die Linienbreite γ des Qubits ist [12]. Aus den Intensitäten der einzelnen Linien lässt sich auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photonenzahl im Resonator schließen, die in dem gezeigten Fall durch die Poisson-Statistik eines kohärenten Feldes gegeben ist. So lassen sich z. B. kohärente und thermische elektromagnetische Felder experimentell voneinander unterscheiden [12].

Eine detaillierte Analyse der Energien dieser Linien erlaubt es, auch die Lamb-Verschiebung zu beobachten [13]. Diese zeigt sich als der Unterschied zwischen den

roten gemessenen Datenpunkten und der berechneten Qubit-Übergangsfrequenz ohne Wechselwirkung mit dem Feld (gestrichelte Linie) in Abb. 5c. Der Unterschied kann wegen des großen Dipolmomentes relativ zu ω_{ge} bis zu 1 % betragen.

Weiterführende Experimente

Die beschriebenen experimentellen Resultate veranschaulichen deutlich, dass in supraleitenden Schaltungen starke kohärente Kopplung zwischen einzelnen oder mehreren Photonen und künstlichen Atomen auftritt. Die erreichte relative Kopplung g/ω_{ge} ist um Größenordnungen stärker als in atomoptischen oder Halbleiter-Experimenten. Diese Tatsache ermöglicht neuartige Quantenoptik-Experimente, die in konventionellen Ansätzen beim derzeitigen Stand der Dinge kaum zu erreichen wären. Ein weiterer Vorteil der Circuit-QED ist die Tatsache, dass die Qubits statisch an einer festen Position des Resonators an das Feld koppeln und somit Fluktuationen der Kopplungsstärken oder der effektiven Zahl der Atome im Resonator keine Rolle spielen. Die gute Skalierbarkeit des Systems erlaubt es auch, mehrere Qubits an einen Resonator und sogar mehrere Resonatoren aneinander zu koppeln. Daher finden sich attraktive Anwendungen der Circuit-QED in der Quanteninformationsverarbeitung, die komplexe und gut skalierbare Quantensysteme voraussetzt. Atomare Quantenoptik und Quanteninformationsexperimente profitieren von längeren Kohärenzzeiten und, im Gegensatz zur Circuit-QED, von der Möglichkeit, bei optischen Frequenzen arbeiten zu können. Daher besteht ein Fernziel darin, atomare Systeme an supraleitende Schaltungen zu koppeln, um die Vorteile beider Ansätze gleichzeitig zu nutzen.

Aufgrund dieser zahlreichen attraktiven Aspekte der Quantenelektrodynamik in elektrischen Schaltungen wurde bereits eine ganze Reihe neuartiger Experimente durchgeführt. Ist ein Qubit beispielsweise nur schwach vom Resonator verstimmt, so zerfällt seine elektronische Anregung vornehmlich durch Emission eines Photons in den Resonator. Dieses als Purcell-Effekt [4] bekannte Phänomen erlaubt es, eine Ein-Photonen-Quelle in einer quantenelektrodynamischen elektronischen Schaltung zu realisieren [14]. Durch geschicktes elektrisches Pumpen eines einzelnen an den Resonator gekoppelten Qubits in den angeregten Zustand wurde ein Ein-Qubit-Maser realisiert, der kohärente Mikrowellen-Strahlung erzeugt [15]. Ebenso gelang es, nichtklassische Zustände von elektromagnetischen Feldern, z. B. Fock-Zustände, bei denen sich eine feste Anzahl Photonen n im Resonator befindet, zu erzeugen und nachzuweisen [10]. Auch kohärente Mehr-Photoneneffekte wurden beobachtet [16]. Andere aus der Quantenoptik und der Atomphysik bekannte Effekte wie das Heizen und insbesondere das Kühlen von physikalischen Systemen durch die Wechselwirkung mit Licht lassen sich im Detail experimentell und theoretisch untersuchen [17].

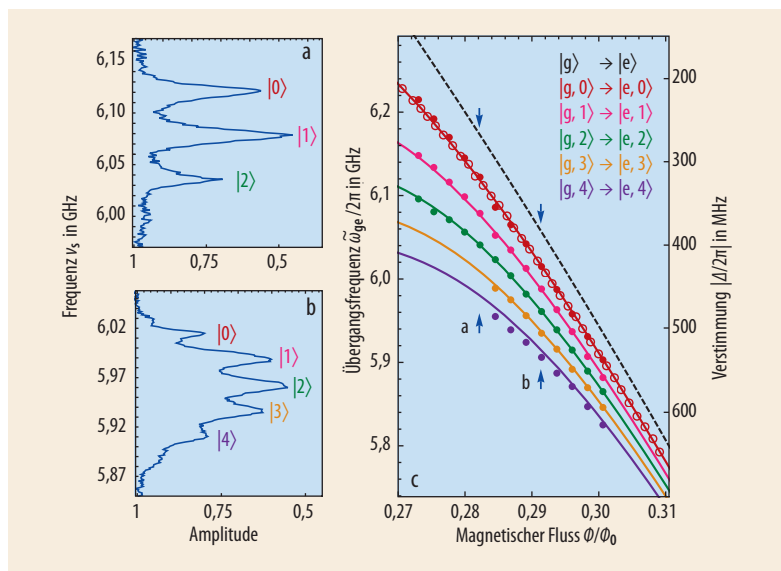


Abb. 5. Die Spektren eines Qubits, das dispersiv an ein kohärentes Resonatorfeld gekoppelt ist, zeigen AC-Stark- und Lamb-Verschiebung (a, b). Die Verstimmung Δ in a) bzw. b) ist in c) durch blaue Pfeile markiert. Die im Resonator gemessenen Qubit-Resonanzfrequenzen für

$n = 0, 1, 2, 3, 4$ Photonen (Punkte) stimmen gut mit der Theorie überein (c, durchgezogene Linien). Die gestrichelte Linie entspricht der berechneten Übergangsfrequenz des Qubits ohne Resonator.

Die Quantenelektrodynamik mit supraleitenden Schaltkreisen verspricht auch Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung [18]. Dazu kommen supraleitende Resonatoren zum Einsatz, um die strahlende Lebensdauer von Qubits zu kontrollieren, um Qubit-Zustände dispersiv auszulesen und auch, um Qubits miteinander über einen quantenmechanischen Kopplungsbus durch Austausch von virtuellen [19] oder realen Photonen [20] in kontrollierte Wechselwirkung zu bringen. Aufgrund dieser vielfältigen Möglichkeiten ist dieser Ansatz zur Realisierung eines Quantencomputers besonders vielversprechend und wird intensiv vorangetrieben [21, 2].

Ein Blick in die Zukunft

Auch über die bereits diskutierten Anwendungen der Quantenelektrodynamik mit supraleitenden elektrischen Schaltungen hinaus steht diesem Gebiet eine große Zukunft bevor. Beispielsweise wird untersucht, wie sich gequetschte Strahlung in nichtlinearen Mikrowellen-Resonatoren erzeugen lässt. Diese könnten auch einen wertvollen Beitrag zur Entwicklung von ultimativen Verstärkern mit quantenmechanisch limitiertem Rauschen leisten und in der Folge den Bau von Einzel-Photonen-Detektoren für Mikrowellen erlauben. Des Weiteren könnten solche Mikrowellenresonatoren als Schnittstelle zwischen Licht und Materie in hybriden quantenmechanischen Systemen fungieren. Derzeit wird erforscht, ob supraleitende Resonatoren bei der Detektion der quantenmechanischen Bewegung von mikro- und nanomechanischen Oszillatoren nützlich sein können. Andere Experimente sollen dazu dienen, die Wechselwirkung einzelner Atome oder ganzer Ansammlungen von Atomen mit supraleitenden Resonatoren gewinnbringend in der Atomphysik einzusetzen. Dieses neue, aktive Feld der Physik wird daher sicherlich zahlreiche weitere interessante Einblicke in die Grundlagen und Anwendungen der Quantenmechanik ermöglichen.

Danksagung

Ich danke den Studenten und Mitarbeitern meines Labors an der ETH Zürich und meinen Kollegen an der Yale University und an der Université de Sherbrooke, insbesondere Rob Schoelkopf und Alexandre Blais und ihren Gruppen, für die erfolgreiche Zusammenarbeit an diesem Projekt. Diese Arbeit wird vom SNF, dem EU Programm EuroSQIP und der ETH Zürich gefördert.

Literatur

- [1] A. Wallraff et al., *Nature* **431**, 162 (2004)
- [2] R. Schoelkopf und S. Girvin, *Nature* **451**, 664 (2008)
- [3] S. Haroche und J.-M. Raimond, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities, and Photons*, Oxford University Press, Oxford (2006)
- [4] D. Walls und G. Milburn, *Quantum Optics*, Springer, Berlin (1994)
- [5] H. Stolz, M. Kira und S. W. Koch, *Physik Journal*, Juni 2008, S. 37
- [6] G. Schön und A. Shnirman, *Physik Journal*, November 2005, S. 51
- [7] J. Clarke und F. K. Wilhelm, *Nature* **453**, 1031 (2008)
- [8] Y. Nakamura, Y. A. Pashkin und J. S. Tsai, *Nature* **398**, 786 (1999)
- [9] J. Johansson et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 127006 (2006)
- [10] M. Hofheinz et al., *Nature* **454**, 310 (2008)
- [11] J. M. Fink et al., *Nature* **454**, 315 (2008)
- [12] D. I. Schuster et al., *Nature* **445**, 515 (2007)
- [13] A. Fragner et al., *Science* **322**, 1357 (2008)
- [14] A. Houck et al., *Nature* **449**, 328 (2007)
- [15] O. Astafiev et al., *Nature* **449**, 588 (2007)
- [16] F. Deppe et al., *Nat. Phys.* **4**, 686 (2008)
- [17] M. Grajcar et al., *Nat. Phys.* **4**, 612 (2008)
- [18] M. A. Nielsen und I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, Cambridge (2000)
- [19] J. Majer et al., *Nature* **449**, 443 (2007)
- [20] M. A. Sillanpää, J. I. Park und R. W. Simmonds, *Nature* **449**, 438 (2007)
- [21] A. Blais et al., *Phys. Rev. A* **69**, 062320 (2004)

DER AUTOR

Andreas Wallraff (FV Tiefe Temperaturen und Quantenoptik/Photonik) ist seit 2006 Assistenzprofessor (tenure track) für Festkörperphysik am Department Physik der ETH Zürich. Er studierte von 1991 bis 1997 an der RWTH Aachen und am Imperial College of Science and Technology in London Physik. Nach seiner Diplomarbeit am Forschungszentrum Jülich promovierte er im Jahr 2000 über die Quantenmechanik von Solitonen in Josephson-Kontakten an der Universität Erlangen-Nürnberg. Dort blieb er zwei Jahre als Assistent, bevor er an die Yale University in New Haven (USA) wechselte, wo er mit seinen Kollegen das neue Feld der Quantenelektrodynamik in elektrischen Schaltungen begründete. Dafür erhielt Wallraff 2006 den Nicholas Kurti European Science Prize. In seiner Freizeit spielt Andreas Wallraff Eishockey und Squash und entdeckt die Welt auf Reisen.

