単一光子とイオンの量子インタフェース

早坂 和弘^{1,2}

¹情報通信研究機構 量子情報通信プロジェクト (〒651-2492 兵庫県神戸市西区岩岡町岩岡588-2)

²科学技術振興機構 戦略的創造研究事業 (CREST) (〒332-0012 埼玉県川口市本町4-1-8)

Quantum Interface between Single Photons and Ions

Kazuhiro HAYASAKA^{1,2}

¹Quantum Info-communication Project, National Institute of Information and Communications Technology,
588-2 Iwaoka, Iwaoka-cho, Nishi-ku, Kobe, Hyogo 651-2492

²CREST, Japan Science and Technology Agency, 4-1-8 Honmachi, Kawaguchi, Saitama 331-0012

(Received March 24, 2008)

Recent developments towards photon-atom quantum interface are described. The quantum interface is realized by reversible time evolution of an atom-cavity coupled system. Proof of principle experiments have been demonstrated with neutral atoms recently. With trapped ions, the interface has not been realized yet, although single photon generation with tailored waveforms has been achieved in an ion-cavity system, in which a same calcium ion has been kept localized in a cavity for more than 90 minutes. Strategies towards the photon-ion quantum interface are described.

Key Words: Quantum network, Quantum interface, Single photon, Ion trap, Cavity QED

1. はじめに

光, 原子核, 電子, 超伝導回路, 量子ドット, 中性原子, イオン等, 様々な物理系を用いて量子情報技術の実現が試みられている¹⁾. これらの物理系を量子状態として表現してしまうと原理的には量子ビットとして同一の表現に帰着させることが可能であり, 同一の量子情報処理を行うことが可能である. しかしながら, 現実的には環境との結合の強弱といった量子系としての性質や, 内部・外部自由度を制御する技術の難易度などが系により異なり, 系の得意とする量子情報処理は異なる. 近年, 複数種の量子系を組み合わせることで, より複雑な量子情報処理を実現しようという試みが広く行われるようになってきた. 光子と原子^{2,3)}, 超伝導回路と光子⁴⁾, イオンと超伝導回路⁵⁾, 分子と超伝導回路⁶⁾などの組み合わせによる量子ネットワーク, 量子計算などが提案されている.

光速で移動する光子は量子通信の媒体としては理想的であるが, 複雑な量子計算や量子メモリー等の量子情報処理を不得意とする. 一方, 原子, 特に原子イオンは, 高速の伝播には適さないが, レーザーパルスによる量子状態の操作性の良さや長いコヒーレンス時間などの特色を持ち, 大規模量子計算への応用が提案されている⁷⁾. これまでに8量子ビットまでの量子計算⁸⁾やコヒーレンス時間が10秒を超える量子メモリー⁹⁾が実現している. 光子と

イオンによる量子ネットワークは, 単一光子を用いた量子情報技術, イオンによる量子情報技術を拡張させる方法として非常に重要であると考えられる. 単一光子とイオンの量子ネットワークを実現するためには, これら二つの量子系で忠実に量子状態を写像する量子インタフェースの実現が不可欠である. 本解説では単一光子とイオンの量子インタフェースの実現を目指した研究の動向について述べる.

2. 単一光子と原子の量子インタフェースの原理

原子イオンと中性原子は, 電荷の有無により外部自由度の挙動が異なるものの, 内部自由度の挙動に差は無いので, 内部自由度に関しては総称して「原子」と呼ぶことにする. 原子と単一光子の量子インタフェースとは, それぞれの二つのエネルギー固有状態を $(|g\rangle_{at}, |e\rangle_{at})$, $(|0\rangle_{ph}, |1\rangle_{ph})$, α, β を複素数としたとき,

$$(\alpha|e\rangle_{at} + \beta|g\rangle_{at}) \otimes |0\rangle_{ph} \leftrightarrow |e\rangle_{at} \otimes (\alpha|0\rangle_{ph} + \beta|1\rangle_{ph}) \quad (1)$$

で示されるように, 一方の任意の重ね合わせ状態が他方に, 忠実にかつ可逆的に写像されることである. これを実現する有力な方法として, Ciracらによって提案された共振器量子電磁力学 (Cavity QED, CQED: Cavity Quantum ElectroDynamics) を用いた方法がある²⁾. この方法では,

Fig. 1(a)に示すように三準位原子と微小光共振器(以下、共振器)の結合定数 g で結合した系を形成し、適切に整形したレーザーパルス $\Omega(t)$ により原子の重ね合わせ状態を保持した光子を共振器外へ発生させる。

この過程はSTIRAP(Stimulated Raman Adiabatic Passage)と呼ばれている¹⁰⁾。Fig. 1(a)の原子-共振器結合系のエネルギー準位をFig. 1(b)に示す。ここで系の量子状態は原子の準位と、共振器内の光子数で記述してある。原子-共振器の結合 g と、 Δ だけ離調したレーザーパルス $\Omega(t)$ が摂動として加わることににより、系の固有状態は、

$$\begin{aligned} |\psi^0\rangle &= \cos\theta|g,0\rangle - \sin\theta|e,1\rangle \\ |\psi^+\rangle &= \cos\phi\sin\theta|g,0\rangle - \sin\phi|r,0\rangle + \cos\phi\cos\theta|e,1\rangle \\ |\psi^-\rangle &= \sin\phi\sin\theta|g,0\rangle + \cos\phi|r,0\rangle + \sin\phi\cos\theta|e,1\rangle \end{aligned} \quad (2)$$

となっている。ここで、

$$\begin{aligned} \tan\theta &= \frac{\Omega(t)}{2g} \\ \tan\phi &= \frac{\sqrt{4g^2 + \Omega(t)^2}}{\sqrt{4g^2 + \Omega(t)^2 + \Delta^2} - \Delta} \end{aligned} \quad (3)$$

である。 $|\psi^0\rangle$ は上準位 $|r\rangle$ の寄与を含まない状態でdark stateと呼ばれる。系の初期状態が $|g,0\rangle$ にあるとき、系は $|\psi^0\rangle$ 、 $\theta=0$ の状態にある。ここから $|\psi^+\rangle$ 、 $|\psi^-\rangle$ への遷移が起こらないように断熱的に $\Omega(t)$ を変化させて、 $\theta=0$ から $\theta=\pi/2$ となるように系を時間発展させることにより、 $|e,1\rangle$ へ移行させることが出来る。系の初期状態が $|g,0\rangle$ と $|e,0\rangle$ の重ね合わせ状態であったときには、この過程で $|e,1\rangle$ と $|e,0\rangle$ の重ね合わせ状態に遷移する。この時間発展は反転させることが可能なので式(1)で示される量子インタフェースが成立する。現実の系では、Fig. 1(b)には示されていない共振器の減衰(速度： κ)と励起状態の減衰(速度： γ)が存在する。原理的に $|\psi^0\rangle$ 状態は自然放出を起こさないが、 κ が大きいときには、 $|\psi^0\rangle$ 状態のコヒーレンスが失われて、 $|\psi^+\rangle$ 、 $|\psi^-\rangle$ への遷移が起こり、自然放出が避けられない。このことからSTIRAPが機能する十分条件は強結合 $g > (\gamma, \kappa)$ であるとされ¹⁰⁾、中性原子を用いた実験の多くはこの強結合領域で行われている^{11,12)}。強結合条件を満たさない系での非断熱的過程でも $\Omega(t)$ を最適化することにより高い確率で量子インタフェースが機能す

Fig. 1 Single photon emission by adiabatic passage. (a) Configuration of the atom-cavity system. (b) Energy diagram. g : atom-cavity coupling, $\Omega(t)$: pump laser pulse, Δ : laser detuning.

という理論的研究も報告されている¹³⁾。

原子と共振器の結合 g は、

$$g(\vec{r}) = \vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{\mu^2 \omega}{2\hbar \epsilon_0 V_{\text{cav}}}} \psi(\vec{r}) \propto L^{-3/4} \quad (4)$$

で与えられ、 $2g$ は真空ラビ周波数と呼ばれる。ここで d : 原子の誘起双極子、 E : 共振器で規格化された単一光子の光電場、 μ : 原子の双極子モーメント、 ω : 共振器の共鳴周波数、 ϵ_0 : 真空の誘電率、 V_{cav} : 共振器体積、 $\psi(\vec{r})$: 共振器のモード関数、 L : 共振器長、である。この式から明らかにように g は原子の位置 $\vec{r}$ に依存する。また、減衰速度 κ , γ は、

$$\kappa = \frac{Tc}{2L} \quad (5)$$

$$\gamma = \frac{A}{2} \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 T : 共振器損失、 c : 光速、 A : EinsteinのA係数である。CQEDに用いられる原子種では $\gamma/2\pi$ が数MHzから数10 MHz程度の値である。これらの原子に対して強結合を得るためには、式(4)より共振器長が1 mmよりも短いことが必要となる。この際、式(5)より共振器損失 T を低く抑えないと κ が大きな値となってしまうことが分かる。このため、通常、数ppmから数10 ppmの極低損失のミラーで共振器を構成する。中性原子、原子イオンを用いて単一光子と原子のインタフェースを実現する試みがなされているが、前者では主に光電場によりその運動を制御するのに対し、後者では交流電場を用いて運動を制御することから、実験装置や研究の到達度に大きな相違がある。

3. 中性原子を用いた研究の動向

中性原子によるCQED実験の一般的な構成図をFig. 2に示す。磁気光学トラップで冷却原子を生成し、これより自由落下する原子を光トラップ(FORT: Far Off Resonant Trap)で共振器中にトラップするか、あるいは自由落下させたまま実験を行う。こうした実験装置の利点は、原子をトラップするための機械的構造物を共振器内に配置する必要が無いために、共振器長を10 μm オーダーまで小

Fig. 2 Typical experimental setup for neutral atom CQED. FORT: Far Off Resonant optical Trap.

さくすることができ、原子と共振器の強い結合が得られることである。しかしながら、原子位置の制御性が弱いため、同じ原子を共振器中に保持できる時間が短いこと、共振器と結合する原子数と結合強度 g が一定に保てないという欠点を持っている。こうした欠点を完全に克服しないままでも、量子インタフェースを実証した実験が最近になって報告されている^{11,12)}。

CaltechのKimbleらのグループは、波長852 nmの光パルスをセシウム原子(Cs)の超微細構造エネルギー準位に書き込み、読み出す実験を報告している¹¹⁾。彼らは、単一光子状態を近似する平均光子数 $n=1.1$ のコヒーレント光パルスをセシウム原子(Cs)に写像した後、時間反転した過程により光パルスとして取り出し、写像する前の光パルスとの干渉を観測する実験を行った。明瞭度が0.46の干渉を観測することにより、この書き込みと読み出しの二回の過程で光パルスのコヒーレンスが保たれること、すなわち量子インタフェースが機能していることを実証した。実験に用いたコヒーレント光パルスに換えて単一光子状態パルスを用いた際にCs原子に書き込まれる成功確率は5.7%と見積もられた。系を記述するパラメータは $(g, \kappa, \gamma)/2\pi = (16, 3.8, 2.6)$ MHzであった。しかしながら、この実験では用いた光パルスの状態が厳密には式(1)で表される $|0\rangle, |1\rangle$ の重ねあわせ状態ではないという原理的な問題があった。また、共振器が入力、出力の二つのポートを持つことと、Csから発生する光子の偏光が単一ではないために、原理的に可能な成功確率が25%に留まるといった技術的な問題点があった。

マックスプランク量子光学研究所(MPQ)のRempeらのグループは、ルビジウム原子(⁸⁷Rb)の超微細構造エネルギー準位量子状態を波長780 nmの単一光子状態として取り出す実験を行った¹²⁾。彼らはまず、Rb原子からSTIRAPにより原子と量子もつれ状態にある単一光子を発生させた。Rbの状態を $|+1\rangle_{Rb}, |-1\rangle_{Rb}$ 、単一光子の偏光を $|\sigma^+\rangle_1, |\sigma^-\rangle_1$ とすると、この状態は

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|+1\rangle_{Rb}|\sigma^-\rangle_1 - |-1\rangle_{Rb}|\sigma^+\rangle_1) \quad (7)$$

と表される。この状態のRbに更にSTIRAPを行わせると、Rbの量子状態は次に発生する単一光子(偏光状態が $|\sigma^+\rangle_2, |\sigma^-\rangle_2$)に写像され、偏光量子もつれ状態にある二光子状態

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\sigma^+\rangle_2|\sigma^-\rangle_1 - |\sigma^-\rangle_2|\sigma^+\rangle_1) \quad (8)$$

を得る。彼らは量子状態トモグラフィーを行うことにより $F=86\%$ の忠実度で(8)式の状態が生成されていることを確認し、二回目のSTIRAPがRbの状態を二つ目の光子に写像する量子インタフェースとして機能していることを結論した。系を記述するパラメータは $(g, \kappa, \gamma)/2\pi = (3.1, 1.25, 3.0)$ MHzで、二回目のSTIRAPによる量子インタフェースの成功確率は8.8%であった。

この二つの例が示すように、中性原子を用いた研究ではイオンを用いた研究より一歩先に単一光子と原子の量子インタフェースの原理実証がなされている。しかしながら、共振器中に同じ原子を保持できる時間が短いなどの問題は解決されていない。Kimbleの実験ではCs原子を

FORTにより共振器中に保持しているが、トラップ時間は360 ms程度であった。Rempeの実験では、磁気光学トラップから落下するRb原子を用いており、原子が共振器内に留まる時間は共振器モードを通過する35 μ sに限られた。FORT内ではラマン冷却によりトラップ基底状態までの冷却が行われるが、残留ガスとの衝突でトラップ時間が制限されている。衝突で原子が脱しない深いポテンシャルのトラップや、衝突頻度を減少させる高い真空度などの技術開発がなされない限り、同一の原子と共振器が結合する時間が大幅に延長されることはない。

中性原子による研究では単一原子をファブリペロー型共振器内に配置して強結合系を実現するという方向性が長い間主流であった。最近になって、微小トロイダル共振器と単一原子¹⁴⁾、ボース・アインシュタイン凝縮体と微小共振器^{15,16)}、Atom chip上での光ファイバ製共振器によるCQED¹⁶⁾、原子集団と微小共振器¹⁷⁾、などの新たな実験系を用いた試みが報告されている。

4. イオンを用いた研究の動向

イオントラップを用いると、個々のイオンの運動を容易に制御することが可能である。最も基本的なリニアトラップ装置をFig. 3(a)に示す。動径方向のトラップを交流電場で、軸方向のトラップを直流電場で行う。最も基本的なレーザー冷却であるドップラー冷却により、イオンを対象とする光の波長よりも小さな領域(Lamb-Dicke領域)に局在させることが出来る¹⁸⁾。局在したイオンは数時間に渡ってトラップ内に保持されるので、Fig. 3(b)の様に個々のイオンを蛍光により識別することも可能である。しかしながら、共振器と組み合わせる際には、Fig. 4(a)の例で示すようにトラップ電極を共振器内に配置する必要があるために、共振器長がmmオーダーとなり、結合 g の

Fig. 3 Ions in a linear trap. (a) Configuration of electrodes. (b) Sixteen laser-cooled Ca^+ aligned in a chain in the trap.

Fig. 4 Observation of cavity- Ca^+ coupling. (a) Setup of the experiment. (b) Observed standing wave pattern of the cavity.

大きさが制限される。この制約が克服されていないために単一光子とイオンの量子インタフェースは未だに実現していない。ここでは我々がMPQのWaltherグループと行ってきた単一光子と Ca^+ の量子インタフェースの実現を目指した研究について述べる。

単一光子-イオンの量子インタフェースでは、系の時間発展を制御するために定常的な結合 g を得ることが重要である。 Ca^+ と波長397 nmの共振器を用いて(4)式の結合 $g(r)$ の座標依存性を制御する実験を行った¹⁹⁾。実験装置概略をFig. 4(a)に示す。 Ca^+ をドップラー冷却して長さ6 mmの共振器中心に配置し、共振器内に生成した波長397 nmの定在波により Ca^+ が励起されて放出する共鳴蛍光を光電子増倍管で観測した。共振器の位置を走査して蛍光強度変化を観測し、 $g(r)$ と蛍光強度の比例関係から $g(r)$ の座標依存性を評価した。Fig. 4(b)に観測した蛍光強度変化を示す。定在波パターンが観測されることから、イオンが定在波に対して局在していることが分かる。その明瞭度から、イオンが半値全幅42 nmの領域内に局在していることを結論した。この局在度から、次の実験で用いる波長866 nmに対しては $g(r)$ の変動を2%に抑えられることを確認した。

次に、波長866 nmの共振器と Ca^+ の結合系からSTIRAPにより単一光子を生成する実験を行った²⁰⁾。Fig. 5(a)に示すように、波長866 nmの遷移を共振器に結合させ、397 nmのレーザーパルスにより波長866 nmの単一光子発生を試みた。実験装置の概略をFig. 5(b)に示す。鏡は誘電体であるので、トラップ電場に外乱を与えてイオンが局在するのを妨げる。共振器長が10 mmから1 mmまで可変の共振器を用いてイオンが安定に局在する共振器長の下限を

Fig. 5 Single photon generation by cavity- Ca^+ system. (a) Energy diagram of the system. (b) Experimental setup.

探ったところ、8 mmがその限界であり、それ以下ではイオンの振動(micromotion)が増大して安定なトラップが不可能であった。このとき系を記述するパラメータは(g, κ, γ)/ $2\pi = (0.92, 1.2, 12)$ MHzで、強結合に及ばなかった。100 kHzの繰り返しで単一光子生成を試みたところ、同一のイオンが保持される90分に渡って光子列が発生されるのを確認した。発生した光子列を二つのアバランシェフォトダイオード(APD)で検出し、PCで検出時間を記録してオフラインの解析を行った。暗係数による同時計数を差し引いた $g^{(2)}(\tau)$ 関数をFig. 6に示す。 $\tau = 0$ での同時計数が0となることから、単一光子であることを確認した。この実験では g が一定の結合系が実現できたので、 $\Omega(t)$ の形状を変えることで所望の波形を持つ単一光子を発生させることが出来た。検出時間に対する検出頻度として再構築した単一光子の波形は、Fig. 7(a)に示すように、master方程式で予言される波形と良く一致した。検出効率から算出される単一光子生成の成功率は8%であった。

Fig. 6 Observed $g^{(2)}$ -function of emitted photons.

Fig. 7 Waveform of single photons. (a) Comparison of observed single-photon waveform and those calculated by simulations. N represents number of fluorescence photon(s) at 397-nm emitted before the 866-nm photon. (b) Schematic representation of the emission process of the 866-nm photons with $N = 3$.

この実験で観測した光子が、量子インタフェースとして機能するための可逆的な時間発展により生成されたのかどうかを見極めるために、量子跳躍法による解析を行った。master方程式による計算結果が非可逆的な過程を含む全ての観測された光子を記述するのにに対し、量子跳躍法では可逆的な過程のみを計算結果として得る。解析の結果、可逆的な過程で生成された光子の他に、波長397 nmの蛍光光子を複数個発生させてから生成された光子が多数含まれていることが分かった。この結果をFig. 7(a), (b)に示す。Fig. 7(a)では、観測された光子波形が、蛍光光子 N 個を発生してから生成された単一光子の波形の和として表されることを示している。 $N > 20$ の単一光子が存在し、 N の平均値は6.7であった。このうち $N = 0$ のみが可逆的に生成された光子で、式(1)の量子インタフェースとして機能することが出来る。 $N > 0$ の光子は過程の中に自然放出を含むので量子インタフェースとして機能しない。 $N = 3$ の光子が生成される様子をFig. 7(b)に示した。 $N = 0$ の光子は観測された光子の17%であるので、可逆的な単一光子の生成確率は1.4%となる。このとき、APDでの観測頻度は60 Hz程度であり、暗計数50 Hzとほぼ同じレベルとなり、この実験系では単一光子ーイオンの量子インタフェースの実証実験は困難だと判断した。共振器長を短くすること、共振器損失を減らすことで可逆的な単一光子の生成確率は増加するが、量子跳躍法による計算では式(4), (5)で $L = 1$ mm, $T = 50$ ppmとすると30%程度の生成確率が期待され、実証実験が十分可能になると考え

られる。

イオンを用いた関連するこの他の研究として、 Ca^+ の電気四重極子遷移の自然放出速度を共振器との結合により変化させた実験が報告されている²¹⁾。このときの系のパラメータは $(g, \kappa, \gamma)/2\pi = (120 \text{ Hz}, 102 \text{ kHz}, 0.137 \text{ Hz})$ で、系の可逆的な時間発展を実現するものではない。

5. 今後の展望

中性原子では単一光子と原子の量子インタフェースが機能することが実証された。一方、イオンでは共振器の定常的な結合系が実現し、この結合系を用いて単一光子の生成が確認されているが、結合強度が不十分であるために単一光子とイオンの量子インタフェースの動作を実証するには至っていない。

イオンー共振器系の可逆的な時間発展を実現するための方向性は、誘電体である鏡によるトラップポテンシャルへの外乱を小さく保ちつつ共振器長さを短くする技術開発にある。基本的な方法は、短い共振器内部に配置したトラップ電極で電場の境界条件を決めてしまうことである。トラップ電極は伝統的に金属加工で作製されてきたが、強度、加工精度などの制約により、トラップ装置の厚さは1 mm前後が限界であると思われる。単一イオンー共振器の強結合系を実現するためには1 mm以下の共振器長が必須であり、そのためには近年、量子計算用に微細加工技術を駆使して開発が進められているマイクロトラップ²²⁻²⁴⁾の利用が望まれる。この方法で厚みが100 μm以下のトラップの動作が報告されているが²²⁾、同時に開発失敗例も多数報告されており、マイクロトラップ開発技術の熟成が待たれる。また、導電性コーティングを施して接地した鏡をトラップ電極内まで入り込ませることにより、mmオーダーサイズのトラップでも1 mm以下の共振器長を実現しようというアイデアが以前よりあるが、低損失を保つ導電性コーティングに成功した例は報告されていない。

原子の量子状態を持った単一光子源という用途では、単一イオンであることが必須であるが、あらかじめ発生した単一光子の量子メモリーという用途では、原子集団を用いて行うEIT的手法³⁾に倣い、イオン集団を用いるアプローチも有効であると考えられる。 N 個のイオンが共振器モードの腹に局在した場合には、単一イオンと共振器の結合 g_1 に対して、系全体としては $\sqrt{N}g_1$ の結合強度が得られる。 Ca^+ イオンの場合、100個のイオンを共振器モードの腹に同時に配置すると、 $L = 5$ mmの共振器を従来型のトラップ電極と組み合わせて強結合系を形成することが出来ると考えられる。ただし、Fig. 3(b)に示すように、イオン配置は等間隔ではないので、全てのイオンを共振器モードの腹に局在するためには、幾つかの技術開発が必要である。この方法で Ca^+ 集団の強結合を試みている我々のグループの他に、Vuletic (MIT)のグループが Yb^+ 集団を共振器モードの腹、節を問わず配置して実効的強結合を得る試みを行っている。

自然放出の際に、光子の周波数や偏光が原子の終状態

と量子もつれを形成することを利用すると、二つの原子から発生した二つの光子のベル測定を行うことによって、二つの空間的に離れた原子の量子もつれを確率的に取り出すことができる²⁵⁾。この量子もつれを用いて量子テレポーテーションを行えば、量子インタフェースに依らずに量子ネットワークを形成することが出来る。この提案に沿って、別々のトラップに配置したYb⁺に量子もつれを生成した実験が報告されている²⁶⁾。しかしながら、共振器無しで行われたこの実験では、自然放出が起こる立体角が広いために、励起パルスあたりの成功率は 3.6×10^{-9} と低く、550 kHzでの繰り返しに対し量子もつれの生成は8.5分に一回に留まっている。生成率向上にはイオンを共振器に結合させてモードへの自然放出を増強させることが重要になるが、数Hzでの量子もつれ生成を得るには共振器長1 mm程度の共振器が必要と試算され²⁵⁾、やはりこの方法でもイオントラップ電極と共振器を統合する技術が重要となる。

参考文献

- 1) M. A. Nielsen and I. L. Chuang: *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, 2003).
- 2) J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, and H. Mabuchi: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3221.
- 3) L. -M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller: Nature **414** (2001) 413.
- 4) A. A. Houck, D. I. Schuster, J. M. Gambetta, J. A. Schreier, B. R. Johnson, J. M. Chow, L. Frunzio, J. Majer, M. H. Devoret, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf: Nature **449** (2007) 328.
- 5) L. Tian, P. Rabl, R. Blatt, and P. Zoller: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 247902.
- 6) P. Rabl, D. DeMille, J. M. Doyle, M. D. Lukin, R. J. Schoelkopf, and P. Zoller: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 033003.
- 7) J. I. Cirac and P. Zoller: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4091.
- 8) H. Häffner, W. Hänsel, C. F. Roos, J. Benhelm, D. Chekalkar, M. Chwalla, T. Körber, U. D. Rapol, M. Riebe, P. O. Schmidt, C. Becher, O. Gühne, W. Dür, and R. Blatt: Nature **438** (2005) 643.
- 9) C. Langer, R. Ozeri, J. D. Jost, J. Chiaverini, B. DeMarco, A. Ben-Kish, R. B. Blakestad, J. Britton, D. B. Hume, W. M. Itano, D. Leibfried, R. Reichle, T. Rosenband, T. Schaetz, P. O. Schmidt, and D. J. Wineland: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 060502.
- 10) A. Kuhn, M. Hennrich, T. Bundo, and G. Rempe: Appl. Phys. B **69** (1999) 373.
- 11) A. D. Boozer, A. Boca, R. Miller, T. E. Northup, and H. J. Kimble: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 193601.
- 12) T. Wilk, S. C. Webster, A. Kuhn, and G. Rempe: Science **317** (2007) 488.
- 13) D. Fattal, R. G. Beausoleil, and Y. Yamamoto: quant-ph, (2006) 0606204.
- 14) T. Aoki, B. Dayan, E. Wilcut, W. P. Bowen, A. S. Parkins, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala, and H. J. Kimble: Nature **443** (2006) 671.
- 15) F. Brennecke, T. Donner, S. Ritter, T. Bourdel, M. Köhl, and T. Esslinger: Nature **450** (2007) 268.
- 16) Y. Colombe, T. Steinmetz, G. Dubois, F. Linke, D. Hunger, and J. Reichel: Nature **450** (2007) 272.
- 17) J. K. Thompson, J. Simon, H. Loh, and V. Vuletic: Science **313** (2006) 74.
- 18) D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland: Rev. Mod. Phys. **75** (2003) 281.
- 19) G. R. Guthörlin, M. Keller, K. Hayasaka, W. Lange, and H. Walther: Nature **414** (2001) 49.
- 20) M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange, and H. Walther: Nature **431** (2004) 1075.
- 21) A. Kreuter, C. Becher, G. P. Lancaster, A. B. Mundt, C. Russo, H. Häffner, C. Roos, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 203002.
- 22) D. Stick, W. K. Hensinger, S. Olmschenk, M. J. Madsen, K. Schwab, and C. Monroe: Nature Physics **2** (2006) 36.
- 23) S. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle, J. J. Bollinger, D. Leibfried, J. Britton, J. Wesenberg, R. B. Blakestad, R. J. Epstein, D. Hume, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. J. Wineland: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 253003.
- 24) J. Labaziewicz, Y. Ge, P. Antohi, D. Leibbrandt, K. R. Brown, and I. L. Chuang: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 013001.
- 25) C. Simon and W. T. M. Irvine: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 110405 ; L. -M. Duan and H. J. Kimble: Phys. Rev. Lett. **95** (2003) 253601.
- 26) D. L. Moehring, P. Maunz, S. Olmschenk, K. C. Younge, D. N. Matsukevich, L. -M. Duan, and C. Monroe: Nature **449** (2007) 68.