

■ Eine Schnittstelle für den Quantencomputer

Mit einzelnen Atomen lässt sich Quanteninformation speichern, mit einzelnen Photonen lässt sie sich übermitteln. Nur die Schnittstelle zwischen diesen beiden Medien fehlte bislang.

Ein Quantencomputer ist nicht mehr als eine Reihe von Atomuhren, wobei zwischen den Atomen kontrolliert Wechselwirkungen geschaltet werden können.¹⁾ Diese stark vereinfachende Aussage beruht darauf, dass in Atomuhren schon lange Neutralatome sehr erfolgreich und präzise mit Quanteninformation – d. h. mit quantenmechanischen Überlagerungszuständen – beschrieben werden, welche sich nach einer bestimmten Speicherzeit wieder auslesen lässt. Atome eignen sich also sehr gut als Speicher für „Quantenbits“. Außerdem lassen sich Atome mit Laserlicht kühlen, fangen und in ein-, zwei- oder dreidimensionalen Gittern anordnen [1]. Solche Ketten aus gefangenen Atomen sind damit natürliche Kandidaten für Quantenbit-Register [2].

Doch ist es mit dem Speichern nicht getan. Schließlich sollen

logische Gatteroperationen die Quanteninformation auch verarbeiten. Hierfür ist die oben genannte Wechselwirkung zwischen den Atomen notwendig. Damit der Quantencomputer mit einer großen Zahl von Quantenbits arbeiten oder gar in einem Netzwerk eingebunden sein kann, ist es zudem nötig, Quanteninformation von einer Stelle zur anderen zu übermitteln. Beides lässt sich mit Photonen bewerkstelligen: Atome können Photonen emittieren und absorbieren und über diese in Wechselwirkung treten. Zugleich kann man in verschiedenen Photonenanzuständen oder in den zwei möglichen Polarisationszuständen eines Photons Quanteninformation kodieren und über große Strecken senden, ohne dass Umwelteinflüsse dabei nennenswert stören.

Allerdings erwies sich eine Verbindung der beiden Techniken

bislang als sehr schwierig. Dies liegt vor allem daran, dass die spontane Emission eines Photons für ein Atom im freien Raum ein Zufallsprozess ist. Weder lässt sich kontrollieren wann noch in welche Richtung das Atom ein Photon emittiert. Ohne weiteres Zutun wäre eine Schnittstelle zwischen einzelnen Atomen und Photonen für die Quanteninformationsverarbeitung daher unbrauchbar.

Einen Ausweg bietet die Hohlraum-Quantenelektrodynamik: Befindet sich das Atom zwischen den zwei Spiegeln eines Fabry-Perot-Resonators mit hoher Güte und ausreichend kleinem Volumen, so kann das Atom ein von ihm in die Resonatormode emittiertes Photon mehrfach absorbieren und wieder reemittieren, bevor es durch die Resonatorverluste verloren geht.²⁾ Insbesondere ist es möglich,

1) ARDA Quantum Information Science and Technology Roadmap; <http://qist.lanl.gov>

2) In mancher Beziehung wirkt sich daher die Kopplung des Atoms an die leere Resonatormode aus wie die Kopplung an einen Laserstrahl.

Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 55099 Mainz

Zwei-Photonen-Raman-Übergänge zu treiben, bei denen das Atom mittels eines quer zum Resonator eingestrahlt Lasers angeregt wird und die Energie durch Emission in die Resonatormode wieder abgibt (Abb. a, b). Bei geeignetem Schalten der Laserintensität läuft dieser Prozess adiabatisch ab, sodass am Ende genau ein Photon in der Resonatormode vorliegt [3]. Durch die kleine Resttransmission der Spiegel tritt dieses aus dem Resonator, dessen Geometrie die Propagationsrichtung genau festlegt.

Diesen Effekt haben sich die Gruppen um Gerhard Rempe (Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching) und um H. Jeff Kimble (California Institute of Technology, Pasadena) schon früher zunutze gemacht, um mit einem einzelnen Alkali-Atom in einem Fabry-Perot-Resonator sozusagen auf Knopfdruck einzelne Photonen „abzufeuern“ [4, 5]. In denselben Gruppen ist es nun gelungen, den Photonenzustand mit im Atom gespeicherter Quanteninformation zu beschreiben [6, 7].

Rempe und Kollegen nutzten hierfür aus, dass bei genauer Betrachtung in ihrem Resonator nicht nur eine, sondern zwei Moden vorliegen, die sich durch ihre rechts- bzw. linkszirkulare Polarisation (σ^+ bzw. σ^-) unterscheiden. Wählt man die Resonatorachse als Quantisierungsachse, so entspricht die Emission eines Photons in die jeweilige Mode einem Übergang, bei dem sich im Zuge der Gesamt-

drehimpulserhaltung die Projektion des atomaren Spins um $\Delta m_F = -1$ bzw. $+1$ ändert. Startet der Prozess im Zustand mit $m_F = 0$, so gibt es also zwei Möglichkeiten: Das Atom kann ein σ^- - bzw. σ^+ -Photon aussenden und endet im Zustand $m_F = -1$ bzw. $m_F = +1$.

Nach der Quantenmechanik ist der Spinzustand des Atoms nach der Emission deshalb mit dem Polarisationszustand des Photons verschränkt, und der Atom-Feld-Zustand lautet $1/\sqrt{2} (|m_F = +1, \sigma^- \rangle - |m_F = -1, \sigma^+ \rangle)$. Um nachzuweisen, dass im Experiment tatsächlich dieser Zustand präpariert wurde, schreiben die Forscher anschließend den Zustand des Atoms mittels eines weiteren Raman-Übergangs auf ein zweites Photon. Durch geschickte Wahl der beteiligten Hyperfein-Niveaus des Rubidiumatoms geht hierbei sowohl der Zustand mit $m_F = -1$ als auch mit $m_F = +1$ unter Emission eines σ^- - bzw. σ^+ -Photons wieder in den $m_F = 0$ -Ausgangszustand über. Diese Operation „entschränkt“ folglich das Atom, und es liegt ein verschränkter Zwei-Photonen-Zustand der Form $1/\sqrt{2} (|\sigma^+, \sigma^- \rangle - |\sigma^-, \sigma^+ \rangle)$ vor. Durch Messung der Polarisation der beiden Photonen in mehreren unterschiedlichen Basen ließen sich schließlich sowohl die Verschränkung als auch die spezielle Form des präparierten Zustands eindeutig nachweisen [7].

Dass der Zustandstransfer zwischen einem einzelnen Atom und Licht darüber hinaus auch reversibel ist, d. h., dass sich die im Photonenzustand kodierte Quanteninformation auch wieder auf ein atomares Quantenbit schreiben lässt, zeigten Kimble und Kollegen [6]. Hierfür verwendeten sie anders als im Garchinger Experiment eine Überlagerung von Photonenzuständen, $c_0|0\rangle + c_1|1\rangle$, mit dem Vakuumzustand $|0\rangle$ und dem Ein-Photonen-Zustand $|1\rangle$. Ein solcher Zustand lässt sich durch einen sehr schwachen Laserpuls realisieren.³⁾ Solch einen Puls speisten die Physiker in ihren Resonator, in dem sich zudem ein Cäsiumatom im oberen Hyperfein-Grundzustand ($F = 4$) befand (Abb. c). Das Atom kann

dann das in der Resonatormode vorliegende Photon absorbieren und stimuliert in den externen Laserstrahl emittieren, indem es in den Hyperfein-Grundzustand mit $F = 3$ übergeht (Abb. d). Durch geeignetes Schalten der Intensität des externen Lasers geschieht auch dieser Prozess im Wesentlichen adiabatisch und kohärent, sodass anschließend die Resonatormode im Vakuumzustand und das Atom im Überlagerungszustand $c_0|F = 4\rangle + c_1|F = 3\rangle$ vorliegen.

Die Gruppe um Kimble wandelte anschließend den atomaren Zustand durch den umgekehrten Prozess wieder in einen schwachen Lichtpuls um. Wurde dieser Puls mit einem weiteren Laserpuls variabler Phase zur Interferenz gebracht, so verstärkten sich beide Pulse bzw. löschten sich aus. Der aus dem Atom rekonstruierte Puls hat also eine feste Phasenbeziehung zum Ursprungspuls, und der Gesamtprozess läuft kohärent ab.

Mit diesen Experimenten ist es erstmals gelungen, die in einem Atom „stationär“ gespeicherte Quanteninformation deterministisch und reversibel auf ein optisches Photon zu schreiben und so in „mobile“ Quanteninformation umzuwandeln, welche sich z. B. per Glasfaserkabel von einem Ort zum anderen übermitteln lässt. Das bietet nun die Voraussetzung dafür, zwei Atome in räumlich getrennten Resonatoren über eine optische Übertragungsstrecke mittels zweier Quantenschnittstellen miteinander zu verschalten. Dies wäre dann das erste Beispiel eines kleinen Quantennetzwerkes.

Arno Rauschenbeutel

3) Die Phase der Überlagerung wird durch die klassische Phase des Laserfeldes festgelegt.

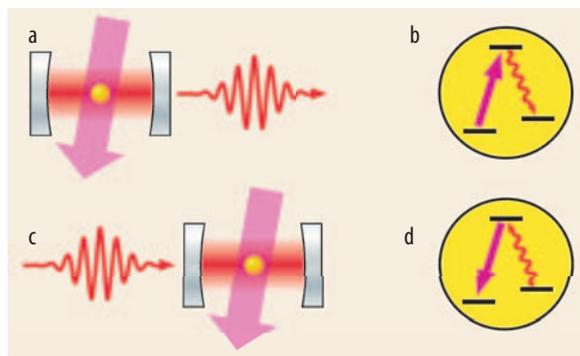


Abb. Wird ein Atom in einem Fabry-Perot-Resonator geeignet mittels eines Laserpulses angeregt, so emittiert es genau ein Photon in die Resonatormode und geht dabei in den anderen Hyperfein-Grundzustand über (a, b) [3]. Das Photon tritt durch den Spiegel und kann Quanteninformation übertragen. Durch Umkehr des Prozesses kann die Quanteninformation wieder vom Photon auf ein Atom übertragen werden (c, d).

- [1] H. J. Metcalf und P. van der Straten, Laser Cooling and Trapping, Springer, 1. Ausgabe (1999)
- [2] D. Schrader et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 150501 (2004)
- [3] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble und H. Mabuchi, Phys. Rev. Lett. **78**, 3221 (1997)
- [4] A. Kuhn, M. Hennrich und G. Rempe, Phys. Rev. Lett. **89**, 067901 (2002)
- [5] J. McKeever et al., Science **303**, 1992 (2004)
- [6] A. D. Boozer et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 193601 (2007)
- [7] T. Wilk, S. C. Webster, A. Kuhn und G. Rempe, Science **317**, 488 (2007)