

Illustration von Atomen im optischen Gitter, von denen sich einige in hochangeregten Rydberg-Zuständen befinden (gelbe Kugeln).

QUANTENOPTIK

Hoch angeregt und kontrolliert

Quantenoptik und Vielteilchenphysik mit Rydberg-Gasen

Sebastian Hofferberth und Christian Groß

Rydberg-Atome sind elektronisch hoch angeregt und können eine enorme Ausdehnung besitzen. Sie erlauben es, starke Wechselwirkungen zwischen neutralen Atomen zu induzieren. Damit lässt sich Vielteilchenphysik auf Basis der Atome untersuchen, und es ergeben sich sehr starke optische Nichtlinearitäten, die zu nicht-klassischen Zuständen des Lichtfeldes führen. Die Untersuchung von Rydberg-Zuständen ist aus beiderlei Hinsicht hoch interessant und ein aktuelles Forschungsfeld.

Rydberg-Zustände sind hoch angeregte elektronische Zustände gebundener Systeme, die seit den 1970er-Jahren mittels Laseranregung in atomaren Gasen untersucht werden [1]. Zunächst lag das Augenmerk darauf, das einzelne Rydberg-Atom zu verstehen. Doch schnell war klar, dass Atome in solch hoch angeregten Zuständen besondere Eigenschaften aufweisen. So kann die Wechselwirkung dieser Atome untereinander um mehr als zehn Größenordnungen stärker sein als im Grundzustand, sodass sie selbst im Abstand von zehn Mikrometern noch mehreren Megahertz entspricht [2]. Rydberg-Zustände besitzen eine typische Lebensdauer von etwa 100 Mikrosekunden. Daher erlauben es Rydberg-Gase, die aus vielen Atomen in Rydberg-Zuständen bestehen, kohärente Vielteilchen-Quanteneffekte experimentell zu untersuchen. Das gilt vor allem, seitdem sich Rydberg-Gase aus Alkali- und Erdalkali-Atomen dank Laserkühlung routinemäßig bei einigen zehn Mikrokkelvin erzeugen lassen. Für schwere Atome wie Rubidium entsprechen diese Temperaturen einer thermischen Bewegung von weniger als einem Mikrometer in der Lebensdauer der Rydberg-Zustände. Damit sind sie oft vernachlässigbar – das Gas ist auf dieser Zeitskala „eingefroren“. Auch kann die Dichte dank Laserkühlung recht einfach mehr als zehn Atome in einem Würfel mit einer Kantenlänge von zehn Mikrometern betragen, sodass Wechselwirkungseffekte dominieren können.

Tatsächlich zeigten sich spektroskopisch in Experimenten mit dichten Atomstrahlen schon in den 1980er-Jahren erste Anzeichen der Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen. Die ausgereiften Techniken der Laserkühlung ermöglichten es zwanzig Jahre später, Vielteilcheneffekte in einem gefangenen Gas zu untersuchen. Starke Wechselwirkungen unterdrückten die Laseranregung in einer Magneto-Optischen Falle deutlich. Diese Unterdrückung beruht auf der „Rydberg-Blockade“ (**Infokasten**). Dabei verschiebt die gegenseitige Wechselwirkung der Rydberg-Atome die atomaren Energieniveaus, sodass diese nicht mehr in Resonanz mit dem Anregungslaser sind.

Die Natur der Wechselwirkung

Genau diese starke Wechselwirkung macht die Rydberg-Atome noch heute zu einem florierenden Forschungsfeld. Durch ihre präzise Kontrolle sind stark wechselwirkende Vielteilchensysteme realisierbar, die idealisierte Modelle für Quantenmagnete nahezu perfekt nachbilden. Der relativ große Abstand der Atome erlaubt es, auf einzelne Atome zuzugreifen. Damit sind synthetische Vielteilchensysteme aus Rydberg-Atomen ein vielversprechender Kandidat, um Quantensimulatoren und Quantencomputer zu realisieren [2]. Doch auch in der Quantenoptik bieten Rydberg-Atome einzigartige Möglichkeiten. Der Blockade-Mechanismus führt zu extrem starken Nichtlinearitäten, die dazu dienen können, effektive Wechselwirkungen zwischen einzelnen Photonen zu realisieren.

All diese modernen Forschungsfelder benötigen höchste Präzision in der Manipulation der Vielteilchensysteme, deren Grundlage ein detailliertes Verständnis der Wechselwirkung zweier Rydberg-Atome ist. Die der Wechselwirkung

zugrunde liegende Kopplung ist die elektrostatische Dipol-Dipol-Wechselwirkung $\langle r_1 | V_{dd} | r_2 \rangle$ zwischen den quantenmechanischen Ladungsverteilungen zweier Atome in den Zuständen $|r_1\rangle$ und $|r_2\rangle$. Diese berechnet sich aus den Dipoloperatoren \mathbf{d}_1 und \mathbf{d}_2 sowie dem Verbindungsvektor \mathbf{n} der beiden Atome:

$$V_{dd} = \mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{d}_2 - 3(\mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{n})(\mathbf{d}_2 \cdot \mathbf{n}) / R^3.$$

Charakteristisch ist der Abfall mit der dritten Potenz des Abstands. Ein Spezialfall gleicher Zustände $|r_1\rangle = |r_2\rangle$ liegt vor, wenn ein Laser ein atomares Gas global in den Rydberg-Zustand anregt. Hier verschwindet der Erwartungswert des Dipoloperators, sodass keine direkte Dipol-Dipol-Kopplung auftritt. Dennoch wechselwirken Rydberg-Atome auch in diesem Fall stark miteinander. Die Wechselwirkung hat nun Van-der-Waals-Charakter $V_{vdw} = C_6 \cdot R^{-6}$ und ist durch virtuelle Kopplung an alle möglichen Rydberg-Paarzustände gegeben. Eine wesentliche Erkenntnis zum Verständnis von Rydberg-Vielteilchensystemen ist, dass die einfache Van-der-Waals- oder Dipol-Dipol-Beschreibung nur bei großen atomaren Abständen gültig ist. Auf kurzen Abständen, also im Bereich einiger Rydberg-Atomradien, existiert eine Fülle von Potentialflächen, die in großem Abstand asymptotisch zu energetisch weit vom Ausgangszustand entfernten Paarzuständen gehören (**Abb. 1**). Bisher arbeiten die meisten Experimente zur Rydberg-Vielteilchenphysik bei großen Abständen, sodass die Dipol-Dipol- bzw. Van-der-Waals-Näherung gültig ist.

Atomare Rydberg-Vielteilchenphysik

Moderne Vielteilchenphysik in atomaren Gasen beruht auf der beeindruckenden Kontrolle in diesen synthetischen Quantensystemen. So gelang es 2009 erstmals, den Effekt

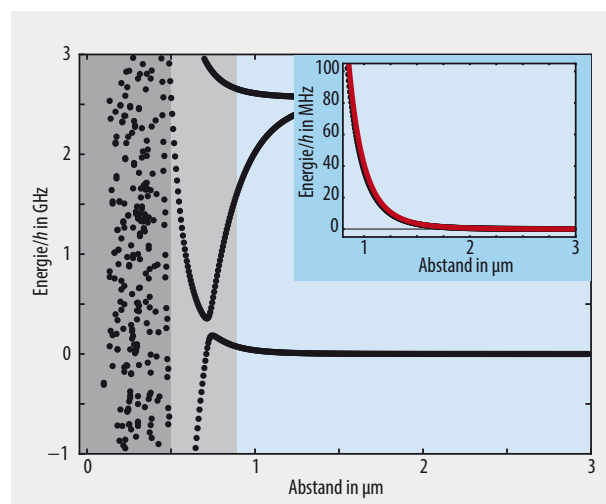


Abb. 1 Beim numerisch berechneten Wechselwirkungspotential für einen exemplarischen Rydberg-Paarzustand ergibt sich asymptotisch eine Van-der-Waals-Wechselwirkung (Inset), die für große Abstände verschwindet. Allerdings bricht diese einfache Beschreibung für kleinere Abstände zusammen, bei denen zuerst ein Bereich noch relativ isolierter Potentialkurven (hellgrau) folgt, der schließlich in einen Bereich sehr steiler und dicht liegender Potentiale übergeht (dunkelgrau).

der Rydberg-Blockade direkt zwischen zwei isolierten Atomen nachzuweisen. Auch zeigten lasergetriebene Oszillationen zwischen Grund- und Rydberg-Zustand – so genannte Rabi-Oszillationen – eine erhöhte Frequenz, wie unter Annahme einer kollektiven Atom-Licht-Kopplung zu erwarten ist [5, 6]. Diese wegweisenden Experimente zeigten, dass sich die Rydberg-induzierte Wechselwirkung tatsächlich so kontrollieren lässt, dass die Kohärenz des kollektiven Systems erhalten bleibt. Wenig später erfolgte die Demonstration des elementaren CNOT-Quantengatters und damit die Bestätigung, dass Rydberg-Atome das Potenzial für Quantensimulation und -information besitzen [2]. Diese Fortschritte basierten vor allem auf der Möglichkeit, einzelne Atome kontrolliert in optischen Pinzetten fangen, mittels Laser ansprechen und dann zustandsaufgelöst über induzierte Fluoreszenz detektieren zu können.

Erst seit rund fünf Jahren ist es möglich, kohärente Quanteneffekte in Systemen aus mehreren Atomen experimentell zu beobachten. In einer Serie von Experimenten – in optischen Fallen sowie in optischen Gittern – gelang es, die für kollektive Atom-Licht-Kopplung und die dadurch erzeugte Verschränkung charakteristische Skalierung der Atom-Licht-Wechselwirkung mit der Quadratwurzel der im Blockadevolumen enthaltenen Atome von einigen wenigen bis zu etwa 200 Atomen zu beobachten.

Um Rydberg-Quantenvielteilchensysteme mit maximaler Kontrolle zu untersuchen, haben sich optische Gitter oder Mikrofallen mit jeweils einem Atom pro Potentialtopf bewährt. Das ermöglicht es, die einzelnen Atome mit wohl definierten Abständen zueinander deterministisch zu positionieren. Da die gegenseitige Wechselwirkung der Rydberg-Atome algebraisch mit dem Abstand skaliert, sind wohl definierte Abstände die Voraussetzung, um unkontrollierte Unordnung im System zu eliminieren. Auch gibt das externe Potential einen strikten minimalen Abstand der Atome vor, was einige wichtige Dekohärenzeffekte vermeidet. Dazu zählen unkontrollierte Kopplung an die dicht liegenden Potentiale bei kleinen Teilchenabständen (**Abb. 1**), fluktuierende Atomzahlen im Blockadevolumen und Energieverschiebungen, die durch molekulare Potentiale zustande kommen.

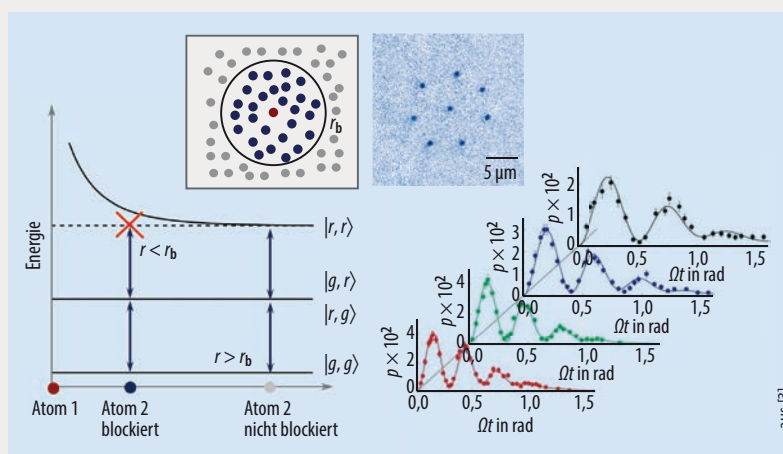
Ising-Modelle in Mikrofallen

Solche atomaren Anordnungen sind die ideale Basis, um ein- oder zweidimensionale Spin-1/2- (oder Qubit-)Systeme zu realisieren, deren Wechselwirkung durch die Parameter des Rydberg-Lasers bestimmt wird und die somit schaltbar ist. Durch im einfachsten Fall globale Laserkopplung eines atomaren Zustands in der Grundzustandsmannigfaltigkeit

Rydberg-Blockade und kollektive Anregung

Zum Verständnis der Rydberg-Blockade betrachten wir ein stark vereinfachtes System aus zwei Atomen im Abstand R zueinander, die jeweils nur zwei atomare Niveaus besitzen: den Grundzustand $|g\rangle$ und den Rydberg-Zustand $|r\rangle$. Dieses System hat insgesamt vier mögliche Paar-Zustände $|\text{Atom 1, Atom 2}\rangle = |g, g\rangle, |g, r\rangle, |r, g\rangle, |r, r\rangle$ mit 0, 1 oder 2 Rydberg-Anregungen. Die Rydberg-Wechselwirkung ist nur zwischen zwei Rydberg-Atomen relevant, also für den Zustand $|r, r\rangle$. Die genaue Form der Wechselwirkung ist dabei nicht entscheidend. Wichtig ist nur, dass die Verschiebung dieses Paarzustands mit kleinerem Abstand R zunimmt. Insbesondere gibt es einen Abstand r_b , bei dem diese Verschiebung so groß wird, dass der Anregungslaser nicht mehr an $|r, r\rangle$ koppelt. Für Atome mit kleinerem Abstand zueinander ist daher nur die Anregung eines der Atome in den Rydberg-Zustand möglich, das zweite ist blockiert.

Dieses Argument gilt auch, wenn sich innerhalb des Blockade-Volumens viele Atome befinden: Ein einzelnes Rydberg-Atom blockiert dann alle weiteren Anregungen. Alle Vielteilchenzustände mit mehr als einer Rydberg-Anregung sind energetisch verschoben. Für N Atome bleiben damit $N + 1$ Vielteilchenzustände übrig, der kollektive Grundzustand $|G\rangle = |g_1, \dots, g_N\rangle$ und N einfach angeregte Zustände $|g_1, \dots, r_i, \dots, g_N\rangle$. Ist jedes einzelne Atom gleich stark an den Laser gekoppelt, ist die Anregung



aller N Zustände gleich wahrscheinlich. Die Evolution dieses getriebenen Vielteilchensystems lässt sich am besten beschreiben durch einen Basis-Wechsel in die kollektive Basis bestehend aus dem symmetrischen „Bright State“

$$|W\rangle = 1/\sqrt{N} \sum_{i=1}^N |g_1, \dots, r_i, \dots, g_N\rangle$$

und $N-1$ antisymmetrischen „Dark States“ $|D_i\rangle$, welche alle orthogonal zu $|W\rangle$ sind. Für alle diese Dark States verschwindet die Laserkopplung. Der Laser koppelt nur den Bright State $|W\rangle$ an den Grundzustand $|G\rangle$. Insbesondere ist die Kopplungsstärke zwischen diesen beiden kollektiven Zuständen um den Faktor \sqrt{N} erhöht im Vergleich zur Kopplungsstärke jedes einzelnen Atoms. Ein

solches kollektives Zwei-Niveau-System wird oft als Superatom bezeichnet.

Diese kollektive Verstärkung wurde inzwischen vielfach experimentell beobachtet, indem bei gleicher Laserintensität die Atomanzahl N pro Blockadevolumen verändert wurde (**Abb. rechts unten**). p ist die Anregungswahrscheinlichkeit, von vorne nach hinten nimmt die Atomzahl ab. Für Atome mit kleinerem Abstand zueinander ist daher nur die Anregung eines der Atome in den Rydberg-Zustand möglich, das zweite ist blockiert. Das Inset rechts zeigt einen Rydberg-Kristall, in dem die einzelnen acht Rydberg-Atome aufgrund ihrer starken Wechselwirkung einen solchen Mindestabstand untereinander einhalten [4].

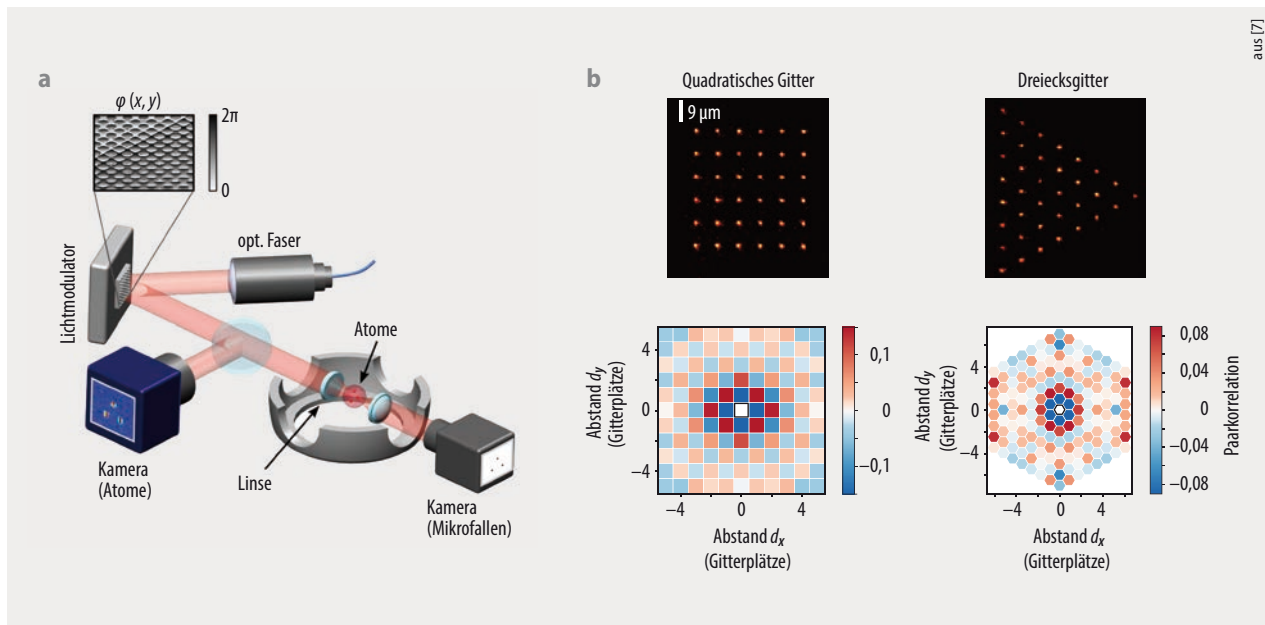


Abb. 2 Optische Mikrofallen bieten die Möglichkeit, Atome im Raum beinahe beliebig anzuordnen (a), beispielsweise mit Hilfe von Lichtmodulatoren, welche die Intensitätsverteilung des Laserlichts am Ort der Atome kontrollieren. Die Atome werden optisch in den Rydberg-Zustand angeregt und durch Fluoreszenzdetektion mit einer hochsensitiven Kamera beobachtet. Das System aus Grund- und Rydberg-Zustand bildet ein effektives Spin-1/2-System, das zur Quantensimulation von Ising-Modellen dienen kann. Die

oberen Abbildungen in b) zeigen zwei solche Szenarien, die sich durch die geometrische Anordnung der Atome im Raum unterscheiden. Die Bilder unten zeigen 2-Punkt-Spin-Korrelationen, die sich im System selbstständig ausbilden, wenn die Laserparameter zeitlich so moduliert werden, dass der resultierende Quantenmagnet von einem paramagnetischen in einen durch antiferromagnetische Korrelationen geprägten Bereich gebracht wird.

zu einem Rydberg-Zustand entsteht ein ideales transversales Ising-System:

$$H/\hbar = \Omega \sum_i s_i^x + \sum_i (\delta_i - \Delta) s_i^z + \sum_{i,j} V_{ij} s_i^z s_j^z.$$

Das Ising-Modell beschreibt ein Ensemble von Spin-1/2-Teilchen im magnetischen Feld, deren Wechselwirkung nur von einer der drei Komponenten des Drehimpulses \vec{S} (hier die z-Komponente) abhängt. Hat das Magnetfeld eine Komponente transversal zur Wechselwirkung, kann sich – getrieben durch das Zusammenspiel von Wechselwirkung und Magnetfeld – eine komplexe Vielteilchen-Quantendynamik herausbilden. In unserem Fall ist das effektive transversale Magnetfeld durch die Rabi-Frequenz Ω des Kopplungslasers gegeben, ein homogenes longitudinales Magnetfeld folgt aus der Verstimmung des Lasers Δ , und die Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung resultiert neben der paarweisen Kopplung der Spins V_{ij} in einem zum Rand hin abfallenden longitudinalen Magnetfeld δ_i . Das Ising-Modell erlaubt es trotz seiner Einfachheit, viele fundamentale Effekte zu erklären. Dazu zählen Quantenphasenübergänge, Frustration oder dynamische Phänomene wie Vielteilchenlokalisierung. Insbesondere bieten die atomaren Vielteilchensysteme durch die Detektion einzelner Atome neuartige Beobachtungsmethoden und einen direkten Zugang zur Dynamik in Echtzeit.

Optische Mikrofallen erlauben es, die Position der Atome im Raum frei zu programmieren (Abb. 2a). Dies diente kürzlich dazu, transversale Ising-Systeme unterschiedlicher Geometrie zu realisieren und durch dyna-

mische Veränderung der Laserparameter Spin-Korrelationen zu erzeugen [7]. So entstanden eindimensionale Ketten und zweidimensionale Quadrat- oder Dreiecksgitter (Abb. 2b). Hierbei war die Wechselwirkung so gewählt, dass sie nur auf dem Abstand nächster Nachbarn relevant war. Die Grundidee bestand darin, das System vom Magnetfeld-dominierten Ein-Teilchen-Regime über einen Parameterbereich, in dem komplexe Vielteilchen-Quantendynamik stattfindet, bis zum antiferromagnetisch geordneten Zustand zu führen. Letzterer ist im Ising-Modell ein klassischer Zustand, der recht einfach durch Messungen der Spin-Korrelationen in der longitudinalen Basis zu charakterisieren ist. Tatsächlich zeigten sich im Experiment antiferromagnetische Korrelationen, was auf eine kohärente Vielteilchendynamik hindeutet. Diese Experimente sind ein erster wichtiger Schritt hin zu einer Proof-of-Principle-Implementierung quantenbasierter Optimierungsalgorithmen, die nach dem gleichen Prinzip funktionieren. Im Gegensatz zu den bisher realisierten homogenen Wechselwirkungen sind diese im Fall von Optimierungsaufgaben inhomogen und durch das gestellte Problem gegeben.

Dipolare Systeme durch Rydberg-Beimischung

Die bisher diskutierten Szenarien gelten für den Fall, dass die einzelnen Atome für die Zeit der Vielteilchendynamik (einige Mikrosekunden) räumlich fixiert sind. Ohne diese Einschränkung eröffnen sich noch viel reichere Möglichkeiten, um dipolare Quantengase zu untersuchen. Insbe-

sondere wird hier die Ununterscheidbarkeit der Teilchen wichtig und damit deren Quantenstatistik.

Um dieses Regime in Rydberg-Systemen zu erreichen, gilt es, die effektive radiative Lebensdauer zu erhöhen. Das ist durch Verstimmung des Lasers möglich, sodass der Rydberg-Zustand nur mit geringer Amplitude β beigemischt ist. Die effektive Lebensdauer $\tau = \tau_r/\beta^2$ skaliert nun mit der Wahrscheinlichkeit β^2 , ein Atom im Rydberg-Zustand zu finden, wobei τ_r die Lebensdauer des Rydberg-Zustandes ist. Sie kann mehrere Millisekunden betragen und damit für atomare Bewegung relevante Zeitskalen erreichen. Die geringe Beimischung reduziert die ansonsten dominante Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung und ändert den Charakter der Wechselwirkung. Diese sättigt nun bei kurzen Abständen, sodass die Kraft zwischen zwei Atomen nicht nur auf großen, sondern auch auf kleinen Abständen verschwindet. Dieses weiche Potential erlaubt es beispielsweise, suprasolide Zustände zu realisieren, die zum einen suprafluides Verhalten, zum anderen eine für kristalline Stoffe typische Modulation in der Dichte zeigen. Experimentell wurden sich bewegende kohärente Rydberg-Systeme zwar bisher noch nicht realisiert, jedoch zeigen erste Experimente im optischen Gitter [8], dass verstimmte Laserkopplung tatsächlich zu weichen Wechselwirkungspotentialen zwischen den Atomen führt und dass die Kohärenz des Vielteilchensystems erhalten bleibt. Die induzierten Zweiteilchenkorrelationen bilden das erwartete Potential nahezu perfekt ab (Abb. 3).

Rydberg-Quantenoptik

Neben den faszinierenden Möglichkeiten für die Untersuchung wechselwirkender Vielteilchensysteme bietet die Rydberg-Blockade auch einen bisher einzigartigen Ansatz, um extreme optische Nichtlinearitäten auf dem Niveau einzelner Photonen zu erzeugen. Dadurch kann mit Hilfe wechselwirkender atomarer Gase eine effektive

Wechselwirkung zwischen einzelnen Photonen entstehen, womit zum Beispiel Einzelphotonen-Schalter und Gatter für photonische Quanteninformations-Verarbeitung möglich sind.

Der zugrunde liegende Mechanismus für die Rydberg-Quantenoptik ist derselbe wie für die Rydberg-Vielteilchenphysik, nämlich der Blockade-Effekt, allerdings nun betrachtet aus Sicht des für die Rydberg-Anregung eingestrahlenen Lichts. In einem optischen Medium muss genau ein Photon absorbiert werden, um eine Rydberg-Anregung zu erzeugen. Dieses einzelne Photon verändert aber nicht nur den Zustand des einen Atoms, von dem es absorbiert wurde, sondern aufgrund der starken Rydberg-Wechselwirkung alle weiteren Atome innerhalb des Blockade-Volumens um diese eine Anregung. Für ein zweites Photon in diesem Medium hat sich damit die optische Antwort des ganzen blockierten Volumens verändert. Die zentrale Größe, welche die Stärke dieses Effekts entscheidet, ist die blockierte optische Dichte OD_b – sie ist ein Maß für die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Photons durch die Atome im blockierten Volumen. Für OD_b größer als 1 verursacht ein einziges Photon eine signifikante Veränderung für jedes weitere Photon – das optische Medium reagiert dann bereits unterschiedlich auf ein oder zwei Photonen. Dies bedeutet eine optische Nichtlinearität am absoluten Limit einzelner Lichtquanten.

Die zentralen experimentellen Herausforderungen für die Rydberg-Quantenoptik unterscheiden sich in mancher Hinsicht von der Rydberg-Vielteilchenphysik. Zum einen ist es nicht entscheidend, die Position einzelner Atome exakt kontrollieren zu können. Wichtig ist nur, dass sich möglichst viele Atome innerhalb eines Blockade-Volumens befinden. In ultrakalten thermischen Gasen mit typischen Dichten von 10^{12} Atomen/cm³ und einem Blockadevolumen mit Radius $r_b > 20 \mu\text{m}$ kann ein einziges Photon mehr als 10 000 Atome blockieren. Wichtig ist hier auch, dass auf der Sub-Mikrosekunden-Zeitskala optischer Experimente die

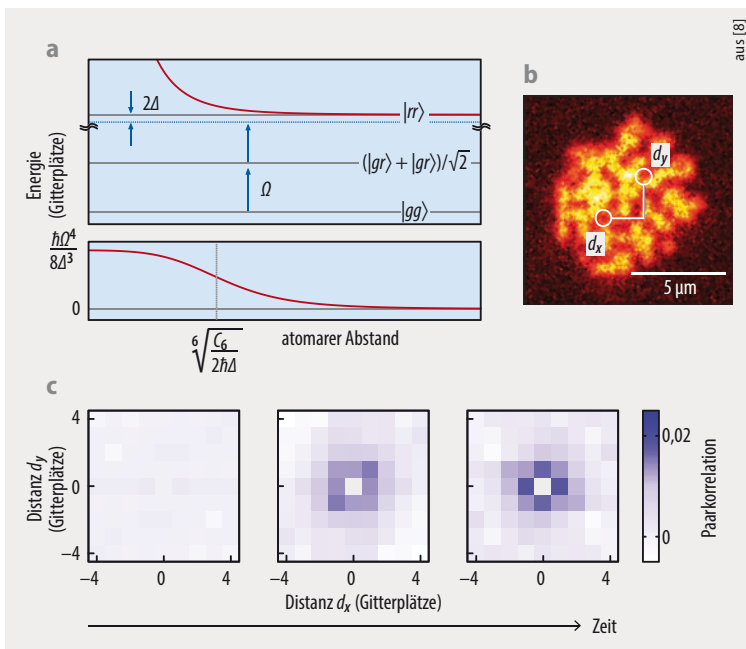


Abb. 3 Durch verstimmte Laseranregung lässt sich die langreichweitige Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen auf atomare Grundzustände übertragen (a). Dabei wird die Wechselwirkung schwächer und ändert ihren Charakter. Auf kurzen Abständen wird die optische Kopplung an Rydberg-Paarzustände durch die starke Energieverschiebung, die durch Wechselwirkung entsteht, ineffektiv, sodass die induzierte Wechselwirkung im Grundzustand sättigt. Dadurch entsteht ein Potential mit weichem Kern, bei dem der Gradient und damit die Kraft auf kurzen Abständen verschwindet. Die Einzelatom-aufgelöste Ramsey-Spektroskopie im optischen Gitter (ein typisches Rohbild ist in b) gezeigt) erlaubte es, dieses Potential über die erzeugten Korrelationen zwischen den einzelnen Atomen mikroskopisch direkt zu vermessen. Mit der Zeit steigen die Korrelationen zwischen Paaren von Atomen (Farbskala) mit unterschiedlichem Abstand an (c).

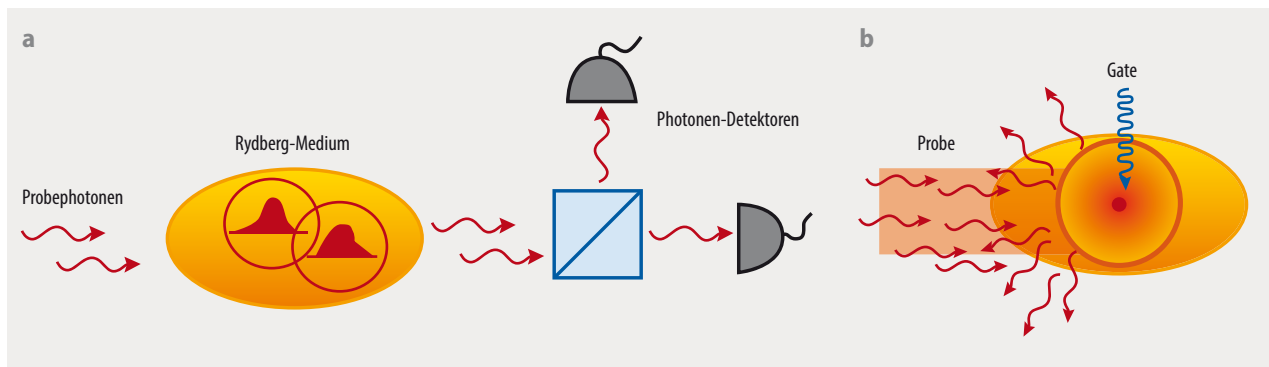


Abb. 4 Einzelne Probenphotonen werden mit Hilfe der elektromagnetisch induzierten Transparenz zu langsam propagierenden Rydberg-Polaritonen im atomaren Medium (a). Während der Propagation wechselwirken die Polaritonen aufgrund der Rydberg-Wechselwirkung miteinander. Je nach Verstimmung der Anregungslaser kann diese Wechselwirkung dissipativ oder dispersiv sein. Nach Verlassen des Mediums propagieren die Probenphotonen als freie Photonen weiter und lassen sich entweder detektieren oder weiterverwenden. Die durch die Rydberg-Wechselwirkung

vermittelte effektive Photon-Photon-Interaktion reicht aus, um die Quantenstatistik des transmittierten Lichts zu verändern [9]. Eine Anwendung der dissipativen Wechselwirkung ist ein Einzelphotonen-Transistor (b), bei dem ein einzelnes, im Medium gespeichertes Gatephoton die Transmission vieler Probenphotonen unterdrückt. Für diese Anwendung ist es zentral, eine Kombination von Rydberg-Zuständen zu finden, bei denen die Wechselwirkung zwischen Gate- und Probenphoton groß, zwischen zwei Probenphotonen hingegen klein ist [10, 11].

thermische Bewegung der Atome zu vernachlässigen ist, für die Dauer der Experimente ist das Medium „gefroren“. Darüber hinaus ist es erforderlich, die eingestrahelten Photonen transversal auf die Größe des blockierten Volumens einzuschränken, um zu verhindern, dass einzelne Photonen einfach am veränderten optischen Medium vorbeifliegen. Da die erreichbaren Blockade-Radien allerdings viel größer als optische Wellenlängen sind ($r_b \gg \lambda$), ist eine entsprechende Fokussierung des Probelichts unproblematisch.

Abschließend gilt es, die Kopplung einzelner Photonen an das Medium zu maximieren. Während die oben beschriebenen Gitter-Experimente klassische Lichtintensitäten benötigen, soll hier bereits ein einzelnes Photon effizient in eine Rydberg-Anregung verwandelt werden. Dafür sind die optischen Übergänge vom atomaren Grundzustand direkt zu hochangeregten Rydberg-Zuständen allerdings zu schwach. Dieses Problem ist einfach zu lösen durch ein zweites klassisches Kontrolllaserfeld, das zusätzlich zum quantisierten Probelicht zum Einsatz kommt. Die einzelnen Probenphotonen sind dabei (nahezu) resonant zum Übergang aus dem Grundzustand zum ersten angeregten Zustand, wodurch die Photonen effizient an die Atome koppeln. Das klassische Lichtfeld überbrückt die verbleibende Energiedifferenz zum Rydberg-Niveau. Dieser Ansatz ermöglicht es auch in vielen anderen Rydberg-Experimenten, Übergänge mit gut erzeugbaren Wellenlängen verwenden zu können. Im Kontext der optischen Nichtlinearitäten ergibt sich daraus ein weiterer Parameter: Durch die Verstimmung der beiden Laser vom Zwischenzustand lassen sich unterschiedliche Phänomene in der Licht-Propagation im Medium erzeugen, die eine zentrale Rolle in den Quantenoptik-Experimenten spielen.

Schalter und Gatter

Im Fall verschwindender oder kleiner Verstimmung vom Zwischenzustand führt die Kombination von Probe- und Kontrolllaser zur elektromagnetisch induzierten Transpa-

renz (EIT, **Abb. 4a**): Obwohl die Probenphotonen (nahezu) resonant mit einem streuenden Zustand sind, propagieren sie in Gegenwart des Kontrolllasers als Superposition aus Rydberg-Anregung und Photon mit stark reduzierter Gruppengeschwindigkeit (im Idealfall) verlustfrei durch das optische Medium. Gemeinsam formen ein Photon und tausende von Atomen ein Polariton, also ein Quasiteilchen, das teils atomaren, teils photonischen Charakter hat und sich als effektives Teilchen durch das Medium bewegt. Das Verhältnis zwischen atomarer und photonischer Komponente dieser Polaritonen lässt sich durch das externe Kontrollfeld einstellen. Im extremsten Fall ist es möglich, das Licht komplett im Medium zu stoppen und später wieder auszulesen. Entscheidend für die Quantenoptik ist, dass sich die Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen auf die Polaritonen überträgt, wodurch das Licht im Medium effektiv wechselwirkt.

Aufbauend auf Pionierarbeiten in der Gruppe von Charles Adams in Durham, Großbritannien, gelang es 2012 zum ersten Mal, diese Idee auf dem Niveau einzelner Photonen zu demonstrieren. Durch die kohärente Kopplung an einen hochangeregten Rydberg-Zustand mittels elektromagnetisch induzierter Transparenz ließ sich die Photonenstatistik schwacher kohärenter Laserpulse so verändern, dass im transmittierten Licht ein starkes Antibunching in der Photon-Photon-Korrelation zu messen war. Das bedeutet, dass sich einzelne Photonen quasi aus dem Weg gehen und ist ein eindeutiges Zeichen für einen nichtklassischen Lichtzustand, der durch die dissipative Wechselwirkung zwischen einzelnen Photonen erzeugt wurde [9].

Im Jahre 2014 gelang es zeitgleich in verschiedenen Experimenten, dieses Konzept zur Demonstration von Einzelphotonen-Schaltern und -Transistoren einzusetzen (**Abb. 4b**). Dazu wurde zuerst ein einzelnes Gatephoton im Medium gespeichert, dessen Anwesenheit die Transmission vieler Signalphotonen verhinderte. Dies war die erste Demonstration eines rein optischen Transistors, dessen Zu-

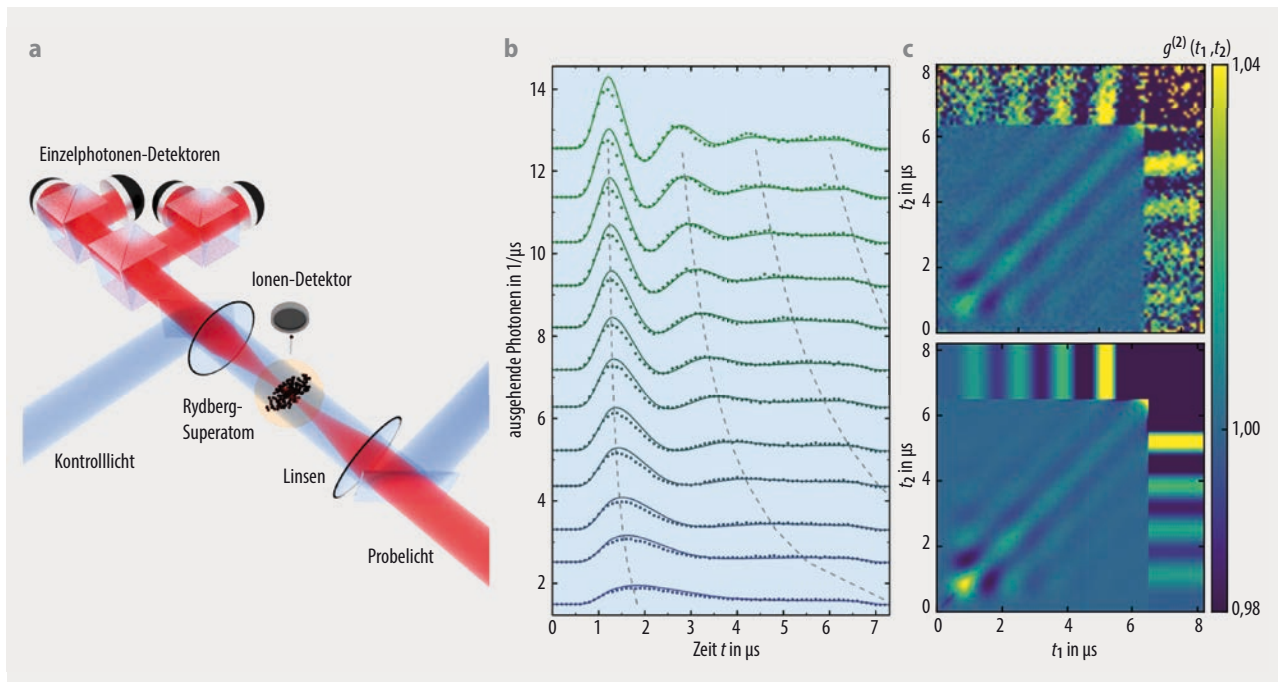


Abb. 5 Die Realisierung eines durch eine einzige Rydberg-Anregung vollständig blockierten Mediums aus rund 10 000 einzelnen Atomen ermöglicht es, ein ideales Zwei-Niveau-System im freien Raum und ohne weitere optische Strukturen wie Resonatoren oder Wellenleiter zu erzeugen (a). Aufgrund der kollektiven Verstärkung koppelt das Superatom so stark an einzelne Probephotonen, dass die Rabi-Oszillationen dieses Quantensystems direkt in der Anzahl transmittierter Probe-Photonen sichtbar sind (b). Hier lassen sich

die fundamentalen Prozesse der Absorption und stimulierten Emission direkt in der oszillierenden Photonenrate beobachten. Die Wechselwirkung mit dem einzelnen Emitter verändert dabei nicht nur die mittlere Photonenanzahl pro Zeit (c), sondern führt auch zu zeitlichen Korrelationen $g^{(2)}(t_1, t_2)$ zwischen einzelnen Photonen im ausfallenden Licht. Diese führen in der zeitlichen Photon-Photon-Korrelation zu periodischem „bunching“ und „anti-bunching“ des Lichts [15].

stand sich durch ein einziges Photon zwischen „offen“ und „geschlossen“ verstellen ließ [10, 11]. In darauf folgenden Experimenten war es möglich, die Anzahl der schaltbaren Photonen noch weiter zu steigern – bis es 2016 gelang, das kontrollierte Schalten einiger hundert Photonen durch ein einzelnes Photon zu zeigen.

Während es in diesen Experimenten darum geht, zwischen Transmission und Absorption zu schalten, lässt sich der Wechselwirkungseffekt durch eine kleine Verstimmung der Laser vom Zwischenzustand in einen konditionalen Phasenschub verwandeln. Nach der Demonstration eines π -Phasenschubs, vermittelt durch ein einziges Gatephoton, war es 2018 möglich, ein vollständiges, komplett optisches Zwei-Qubit-Phasengatter zu realisieren [12]. Dies ist ein Grundbaustein für die Quanteninformationsverarbeitung.

Ein Superatom

Übersteigt die Verstimmung der Laser vom Zwischenzustand das Regime der elektromagnetisch induzierten Transparenz, treiben die beiden Laser gemeinsam Raman-Übergänge vom Grundzustand zum Rydberg-Zustand. Der Zwischenzustand lässt sich dann adiabatisch eliminieren, gleichzeitig verhindert die Rydberg-Blockade, dass eine zweite Anregung innerhalb des Blockade-Volumens auftritt. Durch die kollektive Verstärkung (**Infokasten**) lässt sich damit einfach durch das Vergrößern der Anzahl N der blockierten Atome ein Zwei-Niveau-System realisieren,

das extrem effizient an ein quantisiertes Lichtfeld koppelt, ohne anspruchsvolle Optik wie Resonatoren oder Wellenleiter für das Licht zu benötigen.

Bereits 2012 gelang es auf Basis dieser Idee, eine Einzelphotonen-Quelle aufzubauen. Dazu wurde zunächst mit Hilfe der Blockade genau eine kollektive Anregung erzeugt, die danach gezielt durch ein weiteres Kontrollfeld ausgelesen wurde [13]. Berücksichtigt man die Dephasierung des angeregten Zustands, die beispielsweise aus der Bewegung der einzelnen Atome folgt, lässt sich erreichen, dass die Rabi-Oszillation im angeregten Zustand praktisch stoppt und genau ein Photon im Medium gespeichert bleibt. Dabei resultiert ein Einzelphoton-Subtraktor, der passiv und unabhängig von der einfallenden Photonenanzahl funktioniert [14]. Dieses optische „Schaltelement“ entfernt exakt ein Photon aus einem einfallenden Lichtpuls. Dies ist eine zentrale Operation, um nichtklassische Lichtzustände zu erzeugen, zum Beispiel Schrödinger-Katzen-Zustände, die aus vielen Photonen bestehen. Wenn hingegen die Dephasierung des Superatoms bestmöglich unterdrückt ist, lässt sich an einem einzelnen vollständig blockierten Superatom die Atom-Photon-Wechselwirkung eines idealen Zwei-Niveau-Systems untersuchen. Ein Beispiel ist die Beobachtung von Rabi-Oszillationen, die von so wenigen Photonen getrieben werden, dass sich die atomare Dynamik auf die Photon-Korrelationen überträgt (**Abb. 5**) [15].

Zusammenfassung

Rydberg-Atome bieten ein vielfältiges und extrem dynamisches Forschungsfeld, um die komplexe Vielteilchenphysik sowohl auf atomarer als auch auf photonischer Ebene zu untersuchen. Durch präzise Kontrolle des Vielteilchensystems und verbesserte Detektionsmethoden waren hier in den letzten Jahren beeindruckende Fortschritte möglich. Auch in Zukunft bieten die hoch angeregten Atome ein enormes Potenzial: Die möglichen Anwendungen reichen von der Quantenmetrologie über die Quantensimulation bis hin zur Quanteninformationsverarbeitung, und zwar sowohl mit neutralen Atomen als auch mit Photonen. Damit bieten Rydberg-Atome vielfältige Möglichkeiten, um Vielteilchen-Quanteneffekte in kompakten Laboraufbauten zu untersuchen.

Literatur

- [1] T. F. Gallagher, Rydberg Atoms, Cambridge University Press, Cambridge (2005)
- [2] M. Saffman et al., Rev. Mod. Phys. **82**, 2313 (2010)
- [3] Y. O. Dudin et al., Nat. Phys. **8**, 790 (2012)
- [4] P. Schauß et al., Science **347**, 1455 (2015)
- [5] E. Urban et al., Nat. Phys. **5**, 110 (2009)
- [6] A. Gätan et al., Nat. Phys. **5**, 115 (2009)
- [7] V. Lienhard et al., Phys. Rev. X **8**, 021070 (2018)
- [8] J. Zeiher et al., Nat. Phys. **12**, 1095 (2016)
- [9] T. Peyronel et al., Nature **488**, 57 (2012)
- [10] H. Gorniaczyk et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 053601 (2014)
- [11] D. Tiarks et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 053602 (2014)
- [12] D. Tiarks et al., Nat. Phys. (2018), doi.org/10.1038/s41567-018-0313-7
- [13] Y. O. Dudin und A. Kuzmich, Science **336**, 887 (2012)
- [14] C. Tresp et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 223001 (2016)
- [15] A. Paris-Mandoki et al., Phys. Rev. X **7**, 041010 (2017)

Die Autoren



Sebastian Hofferberth (FV Quantenoptik / Photonik und Atomphysik) studierte Physik in Marburg und Heidelberg. Nach Stationen als Postdoc in Harvard und Nachwuchsgruppenleiter in Stuttgart ist er seit 2017 Associate Professor an der University of Southern Denmark. Seine Arbeits-

gruppe untersucht Photon-Photon-Wechselwirkungen in ultrakalten Rydberg-Gasen.

Christian Groß (Quantenoptik / Photonik und Atomphysik) studierte Physik in Mainz und Heidelberg. Seit 2011 forscht er als Projektleiter in der Abteilung Quanten-Vielteilchensysteme am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching. Er arbeitet an der experimentellen Untersuchung atomarer Vielteilchensysteme mittels hochauflösender Bildgebung, der so genannten Quantengasmikroskopie. Ab Herbst 2019 wird er auf diesem Gebiet an der Universität Tübingen eine neue Arbeitsgruppe gründen.

Prof. Dr. Sebastian Hofferberth, University of Southern Denmark, Campusvej 55, 5230 Odense, Dänemark

Dr. Christian Groß, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching

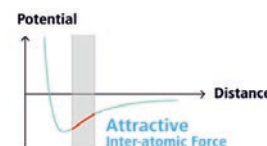


Unbelievable but True - True Non-Contact™ Mode*

*available only with Park Systems AFMs

Discover Accurate AFM Imaging by:

- Less tip wear = Prolonged high-resolution scan
- Non-destructive tip-sample interaction = Minimized sample modification
- Immunity from parameter dependent results



www.parksystems.com | pse@parksystems.com

2019 DPG Spring Meeting

Regensburg, 2-4 April 2019

Park Systems Booth #72

Join us to talk about AFMs that impact science!