

Kalte Riesen

In ultrakalten Rydberg-Gasen lassen sich zahlreiche Vielteilchenphänomene untersuchen.

Robert Löw und Hans Peter Büchler

Die nach Johannes Rydberg benannten elektronisch hochangeregten Atome erfahren dieser Tage weltweit eine Renaissance. Auslöser hierfür ist die Kombination mit ultrakalten Atomgasen, deren Freiheitsgrade sich fast vollständig kontrollieren lassen. Damit ist es möglich, die vielfältigen physikalischen Eigenschaften der Rydberg-Atome in einer noch nie da gewesenen Präzision zu untersuchen, zu manipulieren und zu nutzen. Vor allem das Zusammentreffen von hohen Dichten und starker Wechselwirkung eröffnet zahlreiche Perspektiven für stark korrelierte Quantensysteme und die Quanteninformation.

Vor fast 200 Jahren beobachtete Joseph von Fraunhofer schmale dunkle Streifen im Spektrum des Sonnenlichts. Diese entstehen, wenn die Sonnen- sowie die Erdatmosphäre die von der heißen Sonne emittierte Schwarzkörperstrahlung absorbieren. Einige dieser Linien konnte Balmer 1885 der nach ihm benannten Serie von Spektrallinien im Wasserstoff zuordnen, z. B. eine Absorptionslinie bei 410 nm, die dem Übergang zwischen den Hauptquantenzahlen $n=2$ nach $n=6$ entspricht und damit einen ersten Hinweis auf höhere Energieniveaus der Atome gab. Mit der phänomenologischen Beschreibung der Wasserstoffserien durch Johannes Rydberg hatten dann auch die hochangeregten Zustände ($n > 10$) ihren Namenspatron gefunden. Der spektroskopische Fingerabdruck hochangeregter Atome und Moleküle liefert nicht nur detaillierte Informationen über die Sonne, sondern auch über viel fernere Objekte wie interstellare Wolken und Plasmen. Ein weiteres Beispiel für die Bedeutung dieser exotischen Zustände ist der direkte Nachweis der Feldquantisierung des elektromagnetischen Feldes durch die kohärente Kopplung von hochangeregten Atomen, kurz Rydberg-Atomen, an das Vakuumfeld eines Mikrowellenresonators. Damit gelang es eindringlich, die Vorhersagen der Quantenelektrodynamik zu bestätigen [1].

Dabei sind die physikalischen Eigenschaften von Rydberg-Atomen denen von Atomen im Grundzustand gar nicht so unähnlich, sie sind aber wegen der hohen Anregung potenziert. So skaliert zum Beispiel die räumliche Ausdehnung quadratisch mit der Hauptquantenzahl n , was für $n=50$ bereits einen Atomdurchmesser von mehr als einem Viertel Mikrometer ergibt. Dies entspricht immerhin der typischen Größe eines



Rydberg-Atome in ultrakalten Atomwolken werden auch als gefrorene Rydberg-Gase bezeichnet, da sich auf der Zeitskala der Experimente, die durch die Lebensdauer der Rydberg-Zustände bestimmt wird, die Atome kaum bewegen und daher quasi räumlich eingefroren sind.

Virus. Das vom Kern weit entfernte Elektron spürt daher nur noch wenig von der Coulomb-Anziehung, sodass kleinste elektrische Felder das Elektron weit auslenken können. Die Konsequenz ist, neben einer hohen Polarisierbarkeit, eine starke Wechselwirkung zwischen den Rydberg-Atomen. So skaliert das hier wichtige van-der-Waals-Wechselwirkungspotential $V_{\text{vdW}} = C_6/r^6$ mit der elften Potenz in n . Für Rubidiumatome, und nur diese betrachten wir im Weiteren, wächst

KOMPAKT

- Der experimentelle Fortschritt bei Präparation und Kontrolle von Rydberg-Atomen hat in den vergangenen Jahren zu vielfältigsten Anwendungen geführt.
- Das Potenzial reicht von neuartigen molekularen Bindungszuständen über Vielteilchen-Phänomene und somit Aspekte, die normalerweise in der kondensierten Materie angesiedelt sind, bis hin zur Anwendung in der Quanteninformation und -simulation.
- Ermöglicht wird das alles durch die starke Wechselwirkung der Rydberg-Atome, eine relativ lange Lebensdauer und die Kombination mit ultrakalten Gasen im Mikro-Kelvin-Bereich.

Dr. Robert Löw,
5. Physikalisches
Institut, Universität
Stuttgart; Prof. Dr.
Hans Peter Büchler,
Institut für Theoretische
Physik III, Universität
Stuttgart, Pfaffenwaldring 57,
70550 Stuttgart

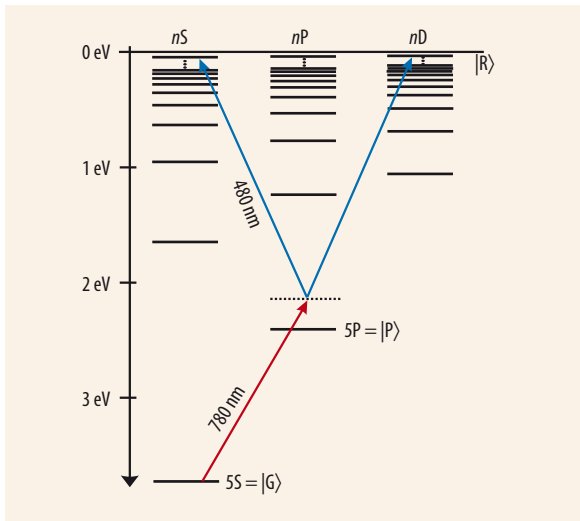


Abb. 1 Mithilfe von zwei Lasern mit Wellenlängen von 780 bzw. 480 nm ist es möglich, in Rubidium direkt einen S- oder D-Rydberg-Zustand anzuregen.

dadurch der C_6 -Koeffizient von +4707 atomaren Einheiten (a. u.) im Grundzustand auf -10^{20} a. u. für $n = 50$ an. Daher lässt sich die Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen noch im Abstand einiger Mikrometer experimentell nachweisen. In einem typischen ultrakalten Gas bedeutet dies, dass die effektive Reichweite der Wechselwirkung rund zehnmal größer ist als der Abstand zwischen den Atomen. In einem Bose-Einstein-Kondensat aus Atomen im Grundzustand ist die relevante Längenskala der Wechselwirkung hingegen ca. zehnmal kleiner als der typische interatomare Abstand. Daher lässt sich ein schwach wechselwirkendes Gas aus Atomen im Grundzustand, das bereits

eine reichhaltige Phänomenologie aufweist, durch Anregung in Rydberg-Zustände in ein stark wechselwirkendes Vielteilchensystem verwandeln. Wenn es gelingt, zusätzlich noch die Position der Atome und die Anregung in die Rydberg-Zustände kohärent und ortsabhängig zu kontrollieren, steht ein ideales System für die Quanteninformationsverarbeitung zur Verfügung. Dieses Potenzial wird im zweiten Teil des Artikels näher beleuchtet. Zuvor betrachten wir jedoch die Wechselwirkung zwischen einem Rydberg-Atom und einem Atom im Grundzustand.

Riesige Moleküle

Wegen des großen Energieabstands zwischen Grundzustand (5S bei Rubidium) und Rydberg-Zustand lässt sich ein bestimmtes Rydberg-Niveau am besten mit zwei Photonen exakt anregen (Abb. 1). Verstimmt man die beiden Laser weit gegen das 5P-Niveau dazwischen, so wird dieses nicht besetzt, und man erhält eine direkte Anregung in einen S- oder D-Rydberg-Zustand.

Die Ausdehnung eines Rydberg-Zustands beträgt rund 100 nm. Gerade die hohe Dichte in ultrakalten Gasen erhöht die Wahrscheinlichkeit dafür, dass sich ein Grundzustandsatom innerhalb des Elektronenorbital eines Rydberg-Atoms befindet. Das elektrische Feld des Elektrons polarisiert dann das Grundzustandsatom, und es entsteht eine attraktive Wechselwirkung, die zu einer Bindung für das ungleiche Paar führen kann [2 – 4]. Das resultierende effektive Wechselwirkungspotential lässt sich näherungsweise

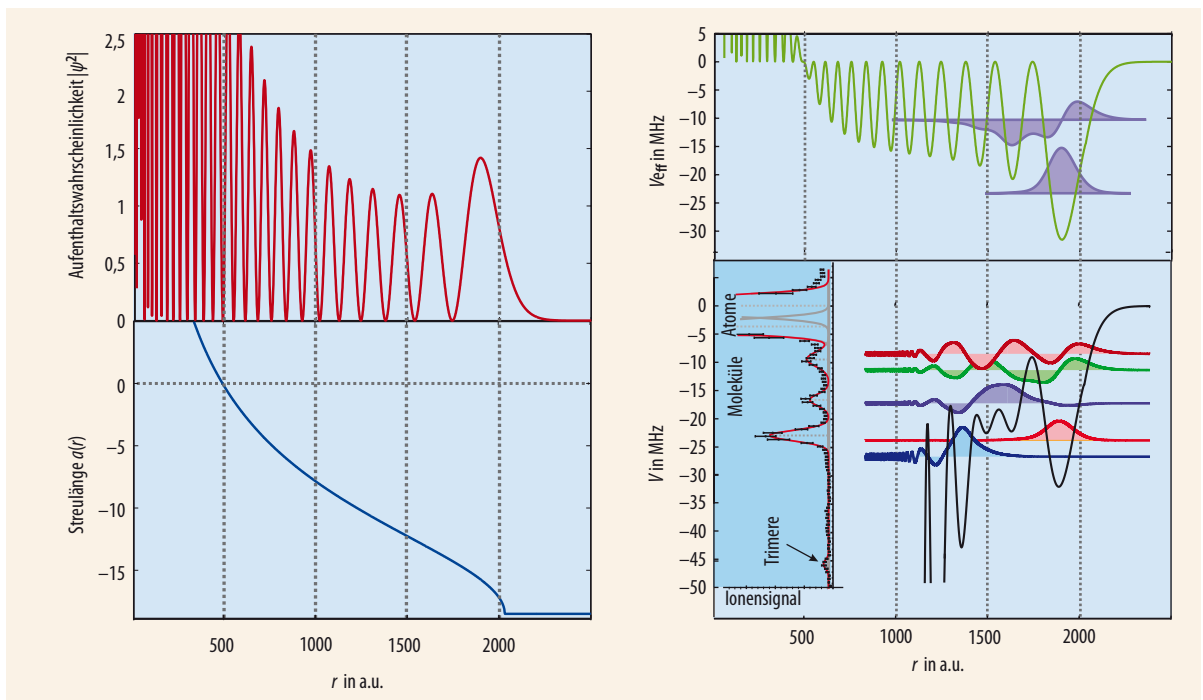


Abb. 2 In einem einfachen Modell (hier für den 35S-Rydberg-Zustand) ergibt sich aus dem Produkt der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons (rot) mit der Streulänge der Atom-Elektron-Kollision (blau) das effektive Molekülpotential V_{eff} (grün). Während in V_{eff} zwei gebundene Zustände existieren,

weist das exakt berechnete Potential (unten, schwarz) weitere gebundene Zustände auf. Das kleine Signal bei -46MHz im Inset entspricht einem Trimer, d. h. einem gebundenen Zustand aus einem Rydberg- und zwei Grundzustandsatomen.

als Produkt einer Streulänge und der Dichte der Elektronenwolke angeben. Diese Näherung geht auf Fermis Idee einer effektiv punktförmigen Wechselwirkungszone zurück, die er 1934 zur Beschreibung von Stoßeffekten von hoch angeregten Atomen, eben Rydberg-Atomen, in Gasen entwickelte [5]. In dem resultierenden Potential ergeben sich für das Grundzustandsatom zwei gebundene Zustände (Abb. 2). Eine Kuriosität ergibt sich bei einer vollständigen Berechnung des Molekülpotentials, das einen nach innen stark abfallenden Potentialgraben aufweist: Dann treten gebundene Zustände auf, deren Wellenfunktionen aufgrund der quantenmechanischen Reflexion an dem Graben lokalisiert sind.

Aufgrund ihrer Größe sind diese Moleküle makroskopische Quantenobjekte. Die gebundenen Zustände lassen sich alle im Labor nachweisen. Dazu wird zunächst eine ultrakalte Wolke aus Rubidiumatomen im Grundzustand mit hoher Dichte erzeugt. Anschließend ermöglicht es ein kurzer Laserpuls, der mit den gebundenen Zuständen in Resonanz ist, dass sich zwei Atome zu einem Molekül verbinden (Photoassoziation). Durch Feldionisation des Rydberg-Elektrons und anschließender Detektion der Ionen in einem hochempfindlichen Ionendetektor ist es gelungen, die Moleküle nachzuweisen.

Dieser Bindungsmechanismus ließ sich erstmals überhaupt mit Rydberg-Atomen beobachten. Prinzipiell sollte er jedoch auf jedes polarisierbare Teilchen

übertragbar sein, wofür neben anderen Atomarten eventuell sogar Moleküle [6] infrage kommen. Eine weitere interessante Perspektive ist die kohärente Kontrolle über den Bindungsmechanismus [7] und die Möglichkeit, Zerfallsprozesse detailliert beobachten zu können – das ist eigentlich Chemie auf Quantenebene.

Treffen sich zwei Rydberg-Atome

Nun kann man sich fragen, was passiert, wenn sich zwei Rydberg-Atome sehr nahe kommen. Die starke van-der-Waals-Wechselwirkung zwischen den beiden verschiebt ihre Gesamtenergie umso stärker, je näher sie sich kommen. Für Abstände unterhalb einer gewissen Grenze ist die Energie für zwei Rydberg-Zustände so weit aus der Resonanz des anregenden Lasers geschoben (Abb. 3), dass nur noch die Anregung von einem der beiden Atome möglich ist. Dieser Blockadeeffekt konnte für zwei Atome, die sich in getrennten Dipolfallen befanden, experimentell nachgewiesen werden [8]: Bei der Anregung von zwei Rubidiumatomen im Abstand von 3,6 µm beschleunigte sich die Rabi-Oszillation um einen Faktor ca. $\sqrt{2}$, wobei gleichzeitig der doppelt angeregte Zustand stark unterdrückt wurde (Abb. 4).

Dieser Blockaderadius r_b kann im Experiment einige Mikrometer betragen, also deutlich mehr als der Abstand zwischen den Atomen in einer ultrakalten

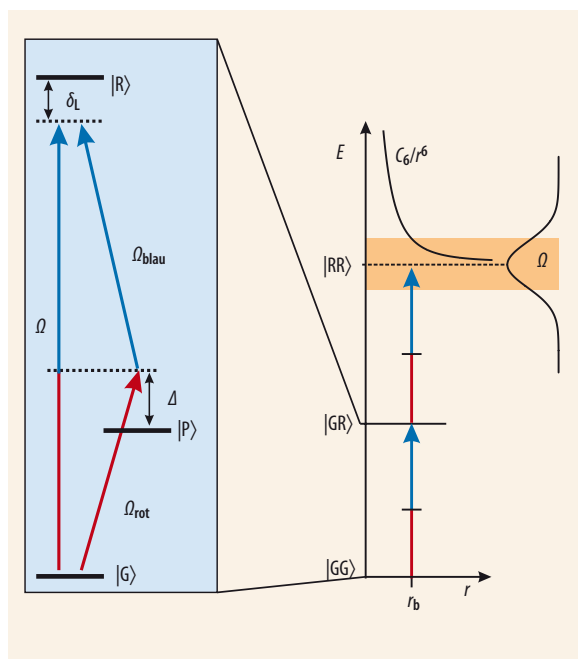


Abb. 3 Das Niveauschema für die Anregung eines Rydberg-Zustands lässt sich auf ein effektives Zwei-Niveau-Schema reduzieren (links), wobei die effektive Kopplungsstärke Ω von der Verstimmung Δ sowie den Kopplungsstärken der beiden Laser abhängt (vgl. Text). Will man nun auf diese Art zwei Atome in einem kleinen Abstand r anregen (rechts), so verhindert dies die Energieverschiebung des doppelt angeregten Zustandes $|RR\rangle$ durch die van-der-Waals-Wechselwirkung. Allerdings lässt sich die Wechselwirkungsenergie bis zu einem gewissen Abstand, dem Blockaderadius r_b , durch die Kopplungsstärke Ω bzw. die Linienbreite des Lasers kompensieren.

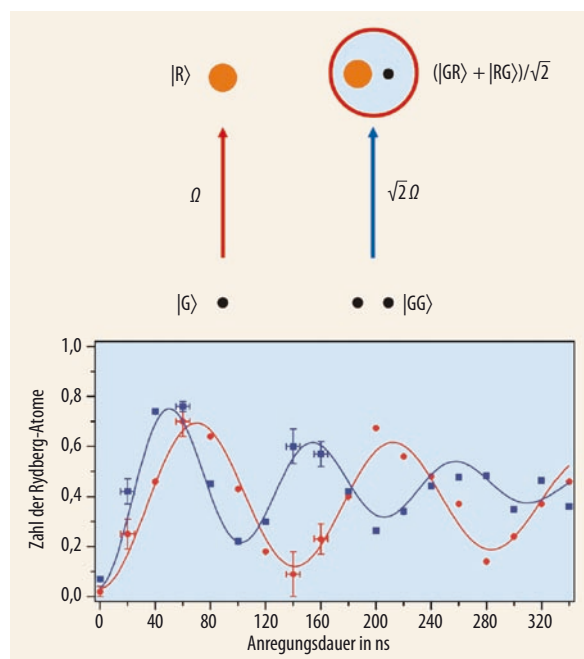


Abb. 4 Treibt man ein Zwei-Niveau-Atom mit Zuständen $|G\rangle$ und $|R\rangle$ kohärent (oben links), so beobachtet man gewöhnliche Rabi-Oszillationen zwischen den beiden Niveaus mit der Rabi-Frequenz Ω (rot). Ist nun wegen der Blockade nur eine einzige Anregung erlaubt, so koppelt das Lichtfeld nur an die symmetrische Superposition $(|GR\rangle + |RG\rangle)/\sqrt{2}$. Dadurch beschleunigt sich die Anregungsdynamik um $\sqrt{2}$ (für N blockierte Atome um \sqrt{N}) und die Anregungsamplitude beträgt nur rund eins (blau) statt zwei, wie es bei zwei Rydberg-Atomen zu erwarten wäre. Da sich die Atome in den Fallen bewegen, ist die Oszillation gedämpft.

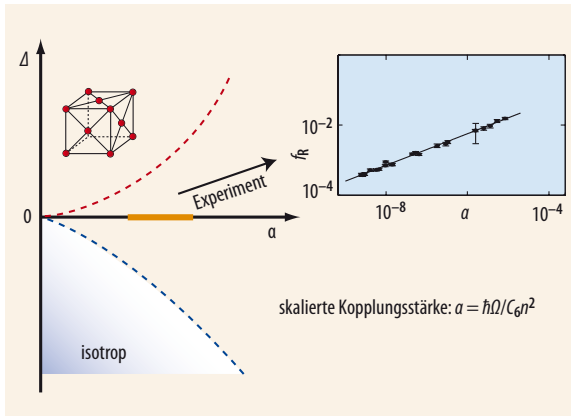


Abb. 5 Durch Anregung in Rydberg-Zustände kann ein System aus Grundzustandsatomen ohne spezifische Symmetrie über einen Quantenphasenübergang zweiter Ordnung in einen Kristall bestehend aus Rydberg-Anregungen übergehen. Der Anteil der angeregten Rydberg-Atome f_R hängt von der skalierten Kopplungsstärke a über ein Potenzgesetz der Form $f_R \sim a^\kappa$ ab. Der experimentelle Wert von $\kappa = 0,45 \pm 0,01$ liegt nahe am theoretisch erwarteten Wert von 0,4.

Wolke. Bei Temperaturen im μK -Bereich betragen typische Dichten einige 10^{13} cm^{-3} , sodass sich innerhalb des blockierten Volumens mehrere tausend Atome befinden. Eine ultrakalte Wolke mit Millionen von Atomen ist allerdings deutlich größer als der Blockaderadius, sodass man es mit vielen zusammenhängenden blockierten Ensembles zu tun hat [9].

Aber auch hier findet sich eine konsistente Beschreibung der Anregungsdynamik, indem man zunächst das Niveauschema der Atome auf den Grund- und den Rydberg-Zustand reduziert. Dies ist aufgrund der großen Verstimmung gegenüber dem 5P-Zustand möglich. Das effektive Zwei-Niveau-System ist dann analog zu einem Spin-1/2-System, das sich mit einem effektiven Hamilton-Operator für wechselwirkende Spins beschreiben lässt:

$$H = -\frac{\hbar\delta_L}{2} \sum_i \sigma_z^{(i)} + \frac{\hbar\Omega}{2} \sum_i \sigma_x^{(i)} + C_6 \sum_{j < i} \frac{P_\uparrow^{(i)} P_\uparrow^{(j)}}{|r_i - r_j|^6}. \quad (1)$$

Dabei wird der Grundzustand des Atoms i an der Position r_i mit $|\downarrow\rangle = (0, 1)$ und der angeregte Zustand mit $|\uparrow\rangle = (1, 0)$ assoziiert, und entsprechend sind σ_i die Pauli-Spin-Matrizen. Die gesamte Verstimmung δ_L des Laserfeldes (Abb. 3) führt zu einer Energieverschiebung $\pm \hbar\delta_L/2$, während die Kopplung von Grundzustand und angeregtem Zustand durch ein transversales Feld $\Omega \sigma_x$ gegeben ist; die Kopplungsstärke Ω entspricht im Frequenzraum der Linienbreite. Sie hängt mit den Eigenschaften der beiden Laserfelder zusammen über: $\Omega = \Omega_{\text{rot}} \Omega_{\text{blau}} / (2|\Delta|)$ (Abb. 3). Schließlich findet die Wechselwirkung C_6/r^6 nur zwischen \uparrow -Zuständen statt, was durch Projektoren $P_\uparrow = (1 + \sigma_z)/2$ gewährleistet ist. Im Limes für verschwindende Kopplung Ω hat die Hamilton-Funktion nur diagonale Beiträge ($\sim \sigma_z$) und lässt sich leicht analytisch lösen. Ist die Verstimmung $\delta_L < 0$, können dann keine Rydberg-Atome angeregt werden, während ihre Zahl bei $\delta_L = 0$ plötzlich anwächst. Dabei ordnen sich die Atome in der hexagonal dichtesten Kugelpackung an. Diese energetisch

günstigste Anordnung wird z. B. auch in Ionenfallen beobachtet. Der Übergang von einem isotropen Gas ohne Anregungen in einen geordneten Kristall ist ein Quantenphasenübergang zweiter Ordnung, da die Temperatur bzw. die Entropie – im Gegensatz zu einem klassischen Phasenübergang – konstant ist [10].

Für $\Omega \neq 0$ ist das System nicht mehr trivial, es lässt sich aber in ein effektives Einteilchen-Modell überführen, das den Anteil der Rydberg-Atome f_R als Funktion von Kopplungsstärke Ω , Verstimmung δ_L und Dichte n analytisch beschreibt. Eine besondere Eigenschaft von Phasenübergängen zweiter Ordnung ist, dass alle extensiven Größen in der Nähe des kritischen Punktes einfachen Potenzgesetzen mit renormierten Größen als Basis folgen. Hier sind diese fundamentalen Größen durch eine einheitenfreie Verstimmung $\Delta = \hbar\delta_L/C_6 n^2$ und Kopplungsstärke $\alpha = \hbar\Omega/C_6 n^2$ gegeben, wobei der Nenner die maximal mögliche Wechselwirkungsenergie darstellt. Benutzt man das Bild des Blockaderadius, so kann man $\sqrt[6]{\alpha}$ auch als das Verhältnis des interatomaren Abstands zum Blockaderadius interpretieren.

Im Experiment gelang es, eben dieses universelle Skalierungsverhalten in α für $\Delta = 0$ über drei Größenordnungen zu verifizieren [11] – dies ist ein starker Hinweis auf die Existenz eines Vielteilchensystems mit starken Quantenkorrelationen. Dazu wurde eine ultrakalte Wolke mit variabler Dichte n und verschiedenen Laserintensitäten $I \sim \Omega^2$ angeregt und der Anteil der erzeugten Rydberg-Atome f_R als Funktion von α aufgetragen. In doppellogarithmischer Auftragung ergibt sich deutlich ein linearer Zusammenhang, der sehr gut mit dem theoretisch erwarteten Potenzgesetz $f_R \sim \alpha^{0,4}$ übereinstimmt (Abb. 5). In einem nächsten Schritt soll nun versucht werden, den Übergang zu einer kristallinen Struktur nachzuweisen. Dazu müsste man entweder die Rydberg-Atome ortsaufgelöst detektieren oder Laserlicht an dem Atomgitter beugen, um eine Laue-Aufnahme zu erhalten.

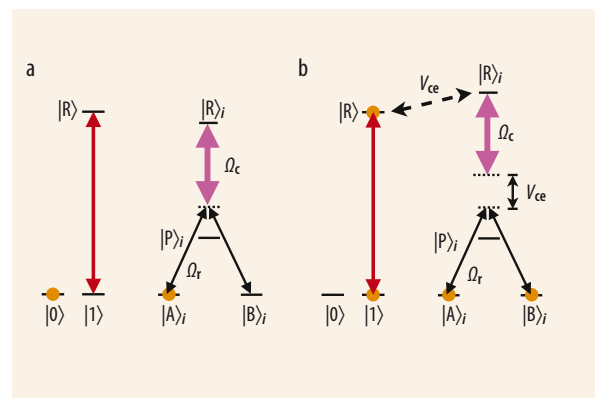


Abb. 6 Ist das Kontrollatom im Zustand $|0\rangle$, so ist die Anregung in den Rydberg-Zustand verboten. Dadurch unterbindet ein Interferenzphänomen, die sog. elektromagnetisch induzierte Transparenz, einen Spinflip von $|A\rangle_i$ nach $|B\rangle_i$ (a). Falls das Kontrollatom hingegen im Zustand $|1\rangle$ ist, wird es durch den Anregungslaser in den Rydberg-Zustand angeregt. Dadurch erfahren die Rydberg-Niveaus der Umgebungsatome eine Energieverschiebung und das Interferenz-Phänomen verschwindet, sodass der Spinflip von $|A\rangle_i$ nach $|B\rangle_i$ möglich ist.

Vom Quantengatter ...

Die Blockade von Rydberg-Anregungen ist auch für die Quanteninformationsverarbeitung interessant, da sich mit ihr Quantengatter realisieren lassen. Dazu wird das Q-Bit beispielsweise in zwei Hyperfeinzuständen des Grundzustands eines Rubidiumatoms kodiert [12]. Die üblichen Methoden zur Manipulation von Hyperfeinzuständen, etwa mit äußeren Magnetfeldern, Radiofrequenz-Pulsen, Raman-Übergängen oder optischem Pumpen, erlauben es, beliebige Einteilchengatter zu realisieren und das Register zu setzen. Durch die starke Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Zuständen lassen sich nun zwei Q-Bits in einem Quantengatter verknüpfen. Die grundlegende Idee beruht darauf, dass sich über die Wechselwirkung zwischen den Rydberg-Atomen eine Phase auf das System induzieren lässt, die von den anfänglichen Besetzungen der Hyperfeinzustände abhängt. Die so realisierten Quantengatter sind universell und genügen damit den Anforderungen eines Quantencomputers.

In einem wegweisenden Experiment gelang es kürzlich, ein solches Quantengatter zu realisieren [8]. Zwei Dipolfallen im Abstand mehrerer Mikrometer enthalten dabei jeweils ein einzelnes Atom. Der Abstand erlaubt es, die Atome getrennt mit Lasern anzusteuern, während die Wechselwirkung zwischen ihnen immer noch stark genug ist, um die Q-Bits zu verknüpfen.

Dies eröffnet die Frage, wie man solche Quantengatter effizient auf mehr als zwei Teilchen erweitern kann. Im Folgenden stellen wir eine Methode für ein C-Not^N-Gatter vor. Ein einzelnes Kontrollatom kann dabei in einem Schritt den Zustand von N Umgebungsatomen invertieren oder unverändert lassen. Die beiden Q-Bit-Zustände der Umgebungsatome seien $|A\rangle_i$ und $|B\rangle_i$, die Zustände des Kontrollatoms $|0\rangle$ und $|1\rangle$. Somit lässt sich das Gatter schreiben als

$$G = |0\rangle\langle 0| \otimes \prod_{i=1}^N \mathbf{1}^{(i)} + |1\rangle\langle 1| \otimes \prod_{i=1}^N \sigma_x^{(i)} \quad (2)$$

mit dem Flip-Operator $\sigma_x^{(i)}|A\rangle_i = |B\rangle_i$. Ein starker Laser koppelt nun den Zustand $|P\rangle_i$ an den Rydberg-Zustand $|R\rangle_i$, wodurch beide Zustände mischen (Abb. 6). Befindet sich das Kontrollatom im Zustand $|0\rangle$, so gibt es für den Spinflip von $|A\rangle_i$ nach $|B\rangle_i$ nun zwei mögliche Wege, über den einen oder den anderen der gemischten Zustände. Bei geeigneter Wahl der Laserfrequenzen interferieren die Amplituden der beiden Pfade destruktiv, sodass der Spinflip blockiert ist. Dieses Phänomen der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) tritt hingegen nicht auf, wenn sich das Kontrollatom im Zustand $|1\rangle$ befindet: Dann wird das Atom selektiv in den Rydberg-Zustand angeregt, wodurch sich über die Wechselwirkung die Rydberg-Zustände der anderen Atome verschieben. Dadurch ist die Bedingung für die elektromagnetisch induzierte Transparenz nicht mehr gegeben, und alle Umgebungsatome erfahren eine Spinflip.

Das Beeindruckende an diesem Schema für ein Vielteilchengatter ist die Tatsache, dass es unabhängig ist von der Teilchenzahl der Umgebungsatome und

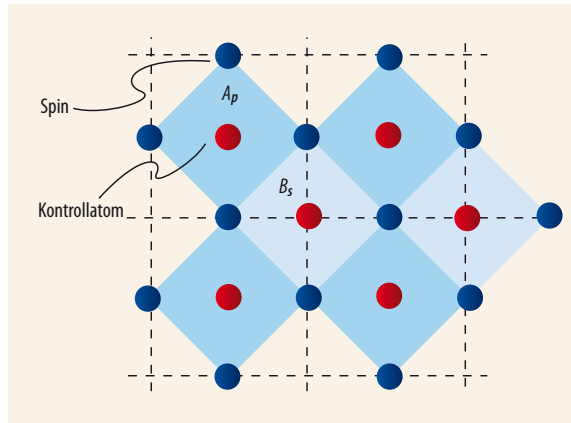


Abb. 7 Setup für eine Quantensimulation des „toric codes“: Die blauen Atome bilden das Spinsystem, während die roten Kontrollatome notwendig sind, um die Vielteilchen-Wechselwirkung zu implementieren (vgl. Text).

deren Position. Würde man das C-Not^N-Gatter aus elementaren Ein- und Zwei-Teilchen-Gattern aufbauen, wäre beides unverzeihlich. Außerdem funktioniert das Gatter für realistische Parameter auch noch, wenn die Teilchen einige Mikrometer vom Kontrollatom entfernt sind. Das Vielteilchengatter ist daher deutlich leistungsfähiger als ein einfaches Zweiteilchen-Gatter, wie es für Quantencomputer diskutiert wird.

... zum Quantensimulator

Ein leistungsfähiger Quantencomputer liegt zwar noch in weiter Ferne, die zur Zeit vorhandenen Techniken rücken aber einen Quantensimulator bereits in erreichbare Nähe. Ein universeller Quantensimulator besitzt die Fähigkeit, die Dynamik jedes Vielteilchen-Quantensystems nachzubilden.¹⁾ Damit ließe sich der Grundzustand von komplexen Quantensystemen untersuchen, der mittels analytischer Methoden oder konventioneller Computer nicht zugänglich ist. Ein Beispiel ist das fermionische Hubbard-Modell, das als ein vielversprechendes Modell für das Verständnis der Hochtemperatur-Supraleitung gilt.

Das Ziel eines Simulators besteht darin, die Dynamik eines Quantensystems mit Vielteilchen-Wechselwirkungen zu beschreiben, und zwar sowohl die kohärente Quantendynamik als auch die dissipativen Terme. Das Besondere an einer dissipativen Dynamik ist die Möglichkeit, das System zu kühlen und damit Grundzustände mit starken Korrelationen zu präparieren. Als vielversprechende Anwendungen sind neben dem Hubbard-Modell auch Modelle für exotische Spinphasen, so genannte Spin-Flüssigkeiten, oder topologische Phasen von besonderem Interesse. Das Paradebeispiel einer topologischen Phase stellt der „toric code“ dar.

Der „toric code“ besteht aus einem System von Spins auf einem zwei-dimensionalen Gitter (Abb. 7). Der Hamiltonian $H = -\sum_p A_p - \sum_s B_s$ enthält Vier-Teilchen-Wechselwirkungen $A_p = \prod_{i \in p} \sigma_x^{(i)}$, $B_s = \prod_{i \in s} \sigma_z^{(i)}$, wobei mit $i \in p$ die vier Spins gemeint sind, welche die Pla-

¹⁾ Auch ein Quantencomputer lässt sich als Simulator verwenden, er eignet sich aber auch für wesentlich komplexere Probleme.

kette p umranden, und mit $i \in s$ die vier Spins mit Verbindung zum Gitterpunkt s . Alle Operatoren A_p und B_s kommutieren miteinander, und der Grundzustand $|\psi\rangle$ mit der tiefsten Energie ist festgelegt durch die Bedingung, dass er ein Eigenzustand dieser Operatoren mit Eigenwert 1 ist. Der topologische Charakter der Phase kommt daher, dass die Grundzustandsentartung nur von der Topologie des Systems abhängt, und die fundamentalen Anregungen Vertauschungsrelationen aufweisen, die weder der Statistik von Bosonen noch von Fermionen folgen. Daher werden die Anregungen als Anyonen bezeichnet.

Die entscheidende Idee für einen Quantensimulator mit Rydberg-Atomen besteht darin, die unitäre Zeitentwicklung durch Quantengatter zu implementieren, die in einer „digitalen“ Form während eines kurzen Zeitabschnittes Δt auf das System wirken. Dabei ändert sich die Dichtematrix des Systems entsprechend der gewünschten Dynamik. Für die kohärente Entwicklung bedeutet dies

$$\rho(t) \rightarrow \rho(t + \Delta t) = e^{-iH \cdot \Delta t/\hbar} \rho(t) e^{iH \cdot \Delta t/\hbar}. \quad (3)$$

Die Quantengatter werden mithilfe der Kontrollatome ausgeführt, die für den „toric code“ jeweils im Zentrum einer Plakette und auf den Gitterpunkten sitzen. Die notwendigen Gatter sind gerade Einteilchen-Operationen und das diskutierte C-Not^N-Gatter für $N = 4$. Dieses „digitale“ Schema lässt sich auch auf die dissipative Dynamik erweitern. Als wichtigen zusätzlichen Schritt ist es dann aber notwendig, das Kontrollatom mittels optischen Pumpens in den Zustand $|0\rangle$ zu bringen. Dadurch wird Entropie aus dem System entfernt.

Es zeigt sich, dass für Rydberg-Atome die zu erwartenden Zeitskalen und Wechselwirkungsstärken geradezu optimal sind, d. h., durch eine schnelle Rydberg-Anregung sind effektive Wechselwirkungsstärken bis zu 100 kHz erreichbar. Eine Kombination aus verschiedenen Gattern und Geometrien des Aufbaus erlaubt es, diese Methode zur Quantensimulation von vielen interessanten Phasen erweitern. Ein Beispiel ist die Präparation und Simulation einer exotischen Spinflüssigkeit [15]. Quantensimulatoren ermöglichen es somit, Materiezustände zu erforschen und zu erzeugen, die bisher nur als abstrakte Modelle existierten oder von denen es ungewiss war, ob sie überhaupt in der Natur vorkommen können.

Ob Rydberg-Atome den Schritt von der Grundlagenforschung in nutzbare Anwendungen schaffen, ist momentan offen. Eines ist jedoch sicher: Diese ursprünglich exotischen Atome werden auch in Zukunft mit ihren ganz besonderen Eigenschaften für Überraschungen und neuartige Phänomene sorgen.

Literatur

- [1] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond und S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996)
- [2] C. Greene, A. Dickinson und H. Sadeghpour, Phys. Rev. Lett. **85**, 2458 (2000)
- [3] V. Bendkowsky, B. Butscher, J. Nipper, J. P. Shaffer, R. Löw und T. Pfau, Nature **458**, 1005 (2009)
- [4] V. Bendkowsky et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 163201 (2010)
- [5] E. Fermi, Nuovo Cimento **11**, 157 (1934)
- [6] S. Rittenhouse und H. Sadeghpour, Phys. Rev. Lett. **104**, 243002 (2010).
- [7] B. Butscher, J. Nipper, J. B. Balewski, L. Kukota, V. Bendkowsky, R. Löw und T. Pfau, Nature physics **6**, 970 (2010)
- [8] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys und P. Grangier, Nature Phys. **5**, 115 (2009)
- [9] R. Heidemann, U. Raitzsch, V. Bendkowsky, B. Butscher, R. Löw, L. Santos und T. Pfau, Phys. Rev. Lett. **99**, 163601 (2007)
- [10] H. Weimer, R. Löw, T. Pfau und H. P. Büchler, Phys. Rev. Lett. **101**, 250601 (2008)
- [11] R. Löw, H. Weimer, U. Krohn, R. Heidemann, V. Bendkowsky, B. Butscher, H. P. Büchler und T. Pfau, Phys. Rev. A **80**, 033422 (2009)
- [12] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté und R. M.D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000)
- [13] M. Müller, I. Lesanovsky, H. Weimer, H.P. Büchler und P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **102**, 170502 (2008)
- [14] A. Y. Kitaev, Ann. Phys **303**, 2 (2003)
- [15] H. Weimer, M. Müller, I. Lesanovsky, P. Zoller und H. P. Büchler, Nature Physics **6**, 382 (2010)

DIE AUTOREN

Robert Löw (FV Atomphysik sowie Quantenoptik und Photonik) hat an der Universität Regensburg und an der Wesleyan University (USA) Physik studiert und mit einer externen Diplomarbeit am MIT abgeschlossen. Anschließend promovierte er an der Universität Stuttgart, wo er seit 2007 als wissenschaftlicher Mitarbeiter tätig ist. Neben der Forschung engagiert er sich in der Öffentlichkeitsarbeit, insbesondere bei Schülerlaboren und Ausstellungen mit zahlreichen Hands-On-Experimenten.



Hans Peter Büchler hat sein Physikstudium an der ETH Zürich absolviert und dort auch 2003 promoviert. Anschließend folgte ein längerer Forschungsaufenthalt als Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Gruppe von Peter Zoller an der Universität Innsbruck, bevor er 2007 an die Universität Stuttgart berufen wurde. Dort erforscht der Theoretiker das Zusammenspiel von Festkörperphysik, kalten Gasen und Quantenoptik.

