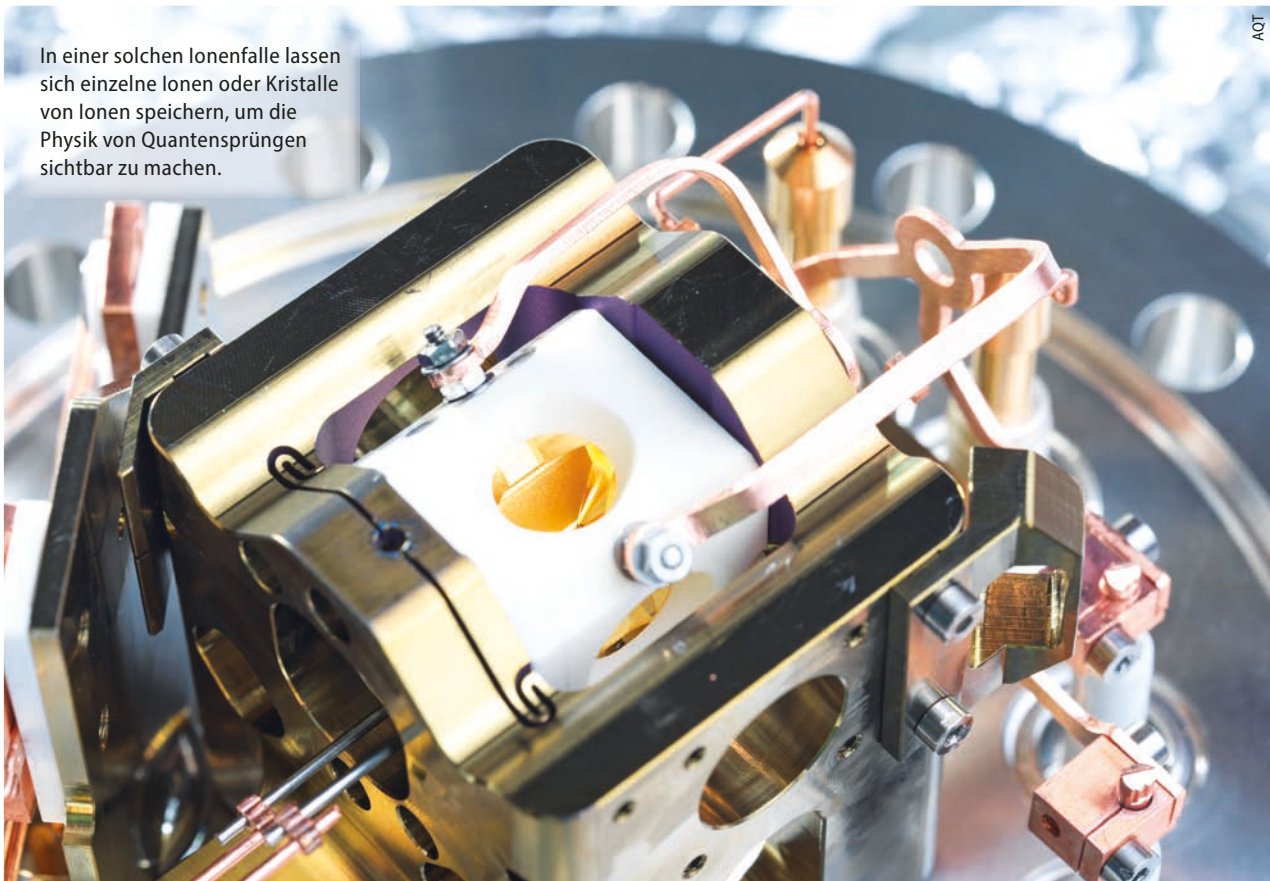


In einer solchen Ionenfalle lassen sich einzelne Ionen oder Kristalle von Ionen speichern, um die Physik von Quantensprüngen sichtbar zu machen.



QUANTENPHYSIK

Quantenmessungen nach Maß

Maßgeschneiderte Quantensysteme erlauben es, komplexere Quantenmessungen zu realisieren und in der Quantentechnologie zu nutzen.

Philipp Schindler und Markus Müller

Die Messung einzelner Teilchen erlaubt es, charakteristische Vorhersagen der Quantenmechanik wie das Auftreten von Quantensprüngen in Quantenmessungen zu beobachten. Heute stehen kontrollierbare Quantensysteme zur Verfügung, in denen sich verschiedene Aspekte und Arten von Quantenmessungen gezielt realisieren und über weite Parameterbereiche maßschneidern lassen. Komplexere Messungen eröffnen die Möglichkeit, Fehler in Quantencomputern zu detektieren und zu korrigieren.

Messungen an individuellen Quantensystemen erfolgten erstmals in den 1980er-Jahren in Experimenten zum Nachweis diskreter Quantensprünge. Neuere Experimente erlauben es, über die kohärente Kopplung an Hilfsysteme allgemeinere Messungen zu imple-

mentieren und hierdurch die zeitliche Entwicklung der zu messenden Systeme zu untersuchen und zu beeinflussen.

Wir beginnen mit einer kurzen, abstrakten Einführung in einen Messapparat, der eine quantenmechanische Messung ermöglicht. Folgende Einschränkungen und Eigenschaften ergeben sich aus der Quantenmechanik:

- Die Quantentheorie kann im Allgemeinen nur eine statistische Aussage über Messergebnisse machen. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für einzelne Messergebnisse ist durch den klassischen Messapparat in Wechselwirkung mit dem zu messenden Quantensystem bestimmt. Die Quantentheorie formuliert diesen Zusammenhang.

- Eine Messung beeinflusst den Zustand des gemessenen Quantensystems. Das System befindet sich anschließend in dem Zustand, der dem Eigenzustand der Messobservablen entspricht. Bestimmte, nicht miteinander kompati-

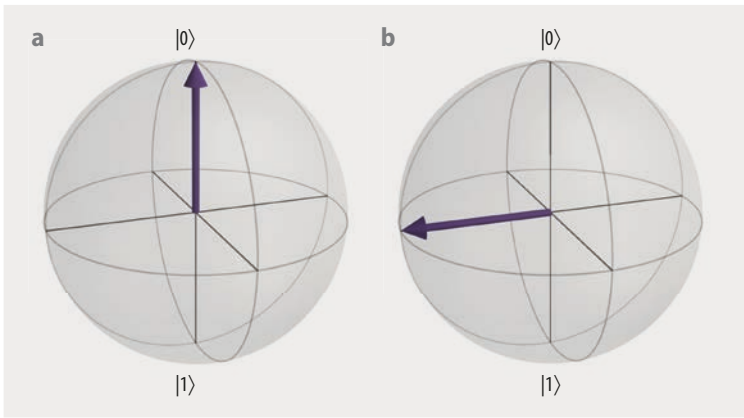


Abb. 1 Auf der Bloch-Kugel lassen sich sowohl der Basiszustand $|0\rangle$ (a) eines Qubits als auch der Überlagerungszustand $1/\sqrt{2}(|0\rangle + |1\rangle)$ (b) darstellen.

ble Messobservablen wie der Ort und die Geschwindigkeit eines Teilchens lassen sich meist nicht gleichzeitig beliebig genau messen (Unschärferelation). Bei aufeinanderfolgenden Messungen, wenn beispielsweise nach dem Ort auch die Geschwindigkeit gemessen wird, geht das System aufgrund der Rückwirkung der zweiten Messung in Bezug auf den Ort wieder in einen unbestimmten Zustand über.

Diese Axiome haben weitreichende Implikationen, insbesondere im Zusammenhang mit dem Gewinn und Verlust von Information. Im Allgemeinen ist der Gewinn von Information (der Erhalt eines Messergebnisses) mit der Kopplung an ein klassisches System verbunden. Dieser Vorgang ruft fast immer Dekohärenz hervor, die quantenmechanische Eigenschaften wie Verschränkung zerstört, die nicht im Rahmen klassischer Physik zu erklären sind.

Ideale Messung im Experiment

Eine Realisierung einer abstrakten Quantenmessung, die nicht Teil des Quantensystems ist, existiert nicht. Daher gilt es, jeden Messapparat für die jeweils interessierende Messgröße maßzuschneidern. Messapparate für Parameter wie Ort oder Impuls zerstören häufig das Teilchen bei der

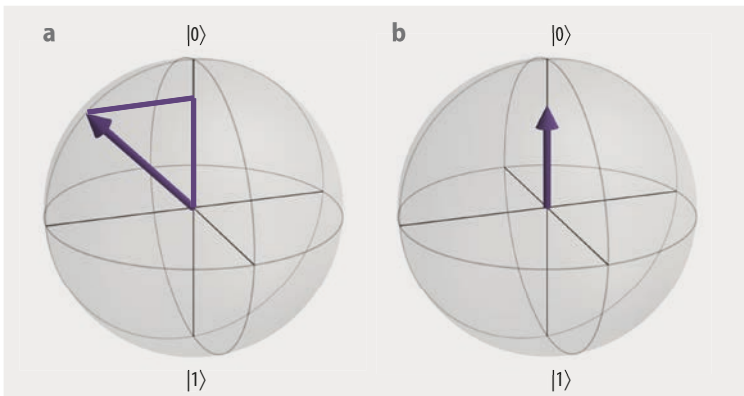


Abb. 2 Vor der Messung (a) befindet sich das System in einem Überlagerungszustand. Die Länge des Vektors beträgt 1. Eine Messung projiziert den Zustand entweder auf den Zustand $|0\rangle$ oder $|1\rangle$. Hier sind das der Nord- und Südpol der Bloch-Kugel. Die Mittelung über verschiedene Realisierungen solcher Messungen ergibt ein Zustandsgemisch, das einem Vektor im Inneren der Bloch-Kugel entspricht.

Messung. Ein Beispiel sind Positionsdetektoren, bei denen die Teilchen eine Elektronenkaskade auslösen, die sich elektronisch auslesen lässt. Allerdings ist es erforderlich, das Teilchen mehrmals zu messen, um den Einfluss des Messvorgangs auf das Teilchen beobachten zu können.

Daher sind Quantensysteme und Messgrößen erforderlich, die in Experimenten besonders gut zu kontrollieren sind. Weiterhin ist es hilfreich, die Dimensionalität der Systeme zu reduzieren, um ihre mathematische Beschreibung zu erleichtern. Idealerweise lassen sich diese Systeme im Rahmen der Quantenoptik beschreiben. Sie werden häufig nicht durch kontinuierliche Größen wie Position und Impuls, sondern mittels diskreter Größen beschrieben, welche die Besetzung in den quantisierten Energieniveaus quantifizieren. Dies erleichtert die konzeptionelle sowie die mathematische Beschreibung des Messvorgangs.

Im Folgenden betrachten wir hauptsächlich Systeme mit zwei oder drei Energieniveaus. Sie bilden die Grundlage für die Quanteninformationsverarbeitung, bei der das Qubit die kleinste Einheit der Information ist [1]. Dieses wird durch ein Zweiniveausystem beschrieben. Der Zustand eines einzelnen Qubits lässt sich, äquivalent zu einem magnetischen Spin, als Vektor auf der Bloch-Kugel beschreiben (**Abb. 1**). Der Nord- und Südpol entsprechen den beiden Energiezuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$. Für den allgemeinsten reinen Zustand eines Qubits gilt $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$. Die Wahrscheinlichkeit, das Qubit bei der Messung seiner Energie im Zustand $|0\rangle$ bzw. $|1\rangle$ zu finden, ist durch die quadrierten Absolutbeträge der Koeffizienten $|\alpha|^2$ bzw. $|\beta|^2$ gegeben. Da ihre Wahrscheinlichkeiten sich zu 1 aufsummieren müssen, gilt die Einschränkung $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$.

Dieser Formalismus eignet sich, um reine Quantenzustände darzustellen. Ein reiner Zustand bedeutet, dass sich bei jeder Wiederholung des Experiments exakt der gleiche Zustand einstellt. Da jedes Experiment jedoch mit zumindest kleinen Imperfektionen behaftet ist, gibt es in der Realität keine absolut reinen Zustände. Die Verallgemeinerung des reinen Zustands ist das Zustandsgemisch. Hierbei handelt es sich um mehrere reine Zustände, die mit bestimmten Wahrscheinlichkeiten auftreten. Auf der Bloch-Kugel ist ein Zustandsgemisch eines Qubits durch einen Vektor mit reduzierter Länge dargestellt. Zustandsgemische sind wesentlich, um einen Messvorgang zu beschreiben.

In dem vorgestellten Zweiniveausystem erfolgt die Messung meistens als eine Projektion entlang der Z-Achse (Nord-Süd-Achse) der Bloch-Kugel (**Abb. 2**). Somit wird der Eigenwert des dazu gehörigen Operators gemessen. Eine ideale Messung resultiert in einem von zwei möglichen Ergebnissen: +1 oder -1. Nach einer Messung befindet sich das System mit Gewissheit in dem Eigenzustand zum jeweils beobachteten Messergebnis. Im Fall der Z-Achse entspricht dies dem Zustand $|0\rangle$ für das Ergebnis +1 bzw. $|1\rangle$ für das Ergebnis -1. Bei der Mittelung über die verschiedenen Ausgänge der Messungen entsteht ein Zustandsgemisch, das da Ergebnis meist probabilistisch ist. Die Abfolge aller Zustände einer einzelnen Realisierung, auch Trajektorie genannt, besteht immer aus reinen Zuständen.

Im Folgenden behandeln wir zwei unterschiedliche Implementierungen von Qubits: atomare und supraleitende

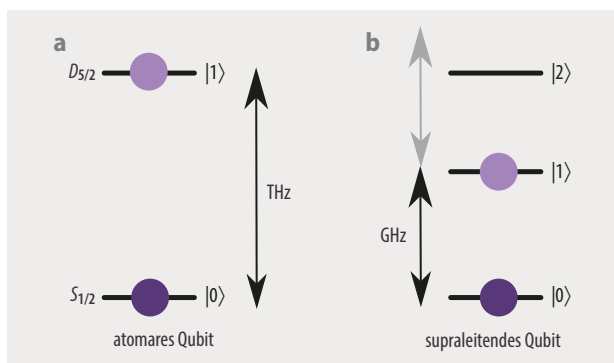


Abb. 3 Information lässt sich in einzelnen elektronischen Zuständen eines Atoms (a) und in einem nichtlinearen supraleitenden Oszillator (b) speichern, bei dem die beiden niedrigsten Energiezustände isoliert sind und das Qubit bilden.

Qubits. Bei atomaren Qubits werden zwei langlebige elektronische Zustände eines einzelnen Atoms aus dem Spektrum der Energieniveaus selektiert. Der Energieunterschied zwischen den (für diesen Artikel) relevanten elektronischen Zuständen beträgt mehrere hundert Terahertz. Dadurch lässt sich die Besetzung der Energieniveaus durch Laserlicht im sichtbaren Wellenlängenbereich verändern und kontrollieren (**Abb. 3**).

Die Basis des supraleitenden Qubits ist ein elektronischer Resonanzschwingkreis, der aus einer Kapazität und einer Induktivität besteht. Die quantenmechanische Beschreibung einer solchen Schaltung ist ein harmonischer Oszillator mit unendlich vielen äquidistanten Energieniveaus. In supraleitenden Schaltungen ist es möglich, eine nichtlineare Induktivität mithilfe eines Josephson-Kontakts zu erzeugen. Eine solche Nichtlinearität erlaubt es, ein effektives Zweiniveausystem, das aus dem Grundzustand $|0\rangle$ und dem ersten angeregten Zustand $|1\rangle$ besteht, energetisch von höher angeregten Zuständen zu isolieren. Grund- und angeregter Zustand bilden hierbei das Qubit. Der Energieunterschied zwischen diesen Zuständen liegt in diesem Fall bei etwa 1–10 GHz, was die Manipulation des Qubits durch Strahlung im Mikrowellenbereich ermöglicht. Bei geeigneter Wahl des Treibfeldes sind Anregungen in die höher angeregten Zustände vernachlässigbar.

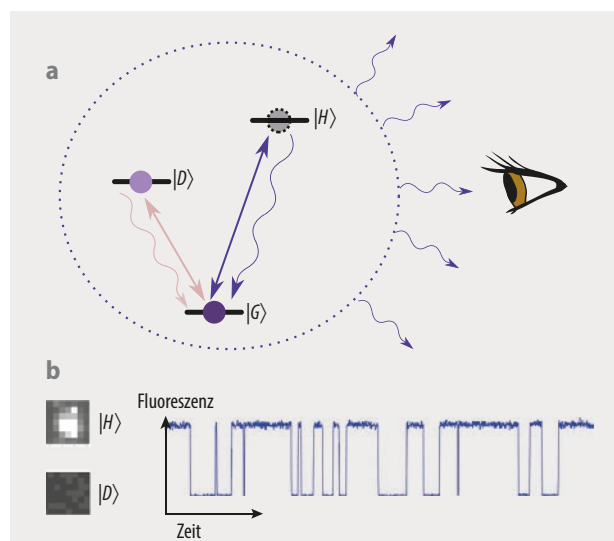
Im Folgenden betrachten wir Experimente, in denen sich die Trajektorien von Quantenmessungen an einem einzelnen Teilchen erstmals beobachten ließen. Dabei gilt es, die Photonen zu detektieren, die beim spontanen Zerfall von einem angeregten Zustand in den Grundzustand emittiert werden. Für die Beschreibung dieser Experimente ist die

Abb. 4 Eine Kopplung zwischen $|G\rangle$ und $|H\rangle$ führt zu einer zyklischen Anregung und Emission eines Photons aus dem hellen Zustand (a), während eine schwächere Kopplung zwischen Grund- und Dunkelzustand einen Quantensprung in den Dunkelzustand erlaubt. Die Quantensprünge eines einzelnen Calcium-Ions zeigen sich mittels Fluoreszenz (b). Phasen starker Fluoreszenz, während derer das Atom zwischen den Zuständen $|G\rangle$ und $|H\rangle$ oszilliert, wechseln sich zu nicht vorhersehbaren Zeitpunkten mit Zeitintervallen ausbleibender Fluoreszenz ab, während derer das Atom für Zeiten im Sekundenbereich in $|D\rangle$ verweilt.

Zeitskala des spontanen Zerfalls, die Lebensdauer des angeregten Zustands, wesentlich. Das Messprinzip beruht auf einer Idee von Hans Dehmelt, der 1975 eine Methode vorschlug, um das Signal in spektroskopischen Experimenten zu verstärken [2]. Dazu werden drei Energieniveaus eines Atoms mit Laserlicht gekoppelt, wobei die zwei angeregten Niveaus stark unterschiedliche Lebensdauern besitzen (**Abb. 4**): der Grundzustand $|G\rangle$, der helle Zustand $|H\rangle$, der nach einigen Nanosekunden ein Photon emittiert und spontan in den Grundzustand zerfällt, sowie der dunkle Zustand $|D\rangle$, der eine Lebensdauer von über einer Sekunde hat und dessen emittierte Photonen für den Prozess unwesentlich sind. Das Atom befindet sich in einem Superpositionszustand aus $|G\rangle$ und $|D\rangle$. Das eingestrahlte Laserlicht ist resonant mit dem Übergang $|G\rangle \leftrightarrow |H\rangle$. Da hierdurch nur der Grundzustand $|G\rangle$ an den hellen Zustand $|H\rangle$ gekoppelt wird, ist der Dunkelzustand vom Grundzustand unterscheidbar.

Die Beobachtung eines Photons oder das Ausbleiben desselbigen liefert die Information über den Zustand des Atoms. Dieser Gewinn an Information über die Besetzung der Energieniveaus ist mit dem ursprünglichen Überlagerungszustand, in dem diese Besetzung unbestimmt ist, nicht kompatibel. Dies bewirkt eine Projektion der Superposition in einen der beiden Energiezustände $|D\rangle$ oder $|G\rangle$ und damit zwei Möglichkeiten:

- Der Zustand wird nach $|G\rangle$ projiziert: Das Laserlicht regt einen Übergang zum Zustand $|H\rangle$ an, der unter Emission eines Photons in den Zustand $|G\rangle$ zerfällt. Die zyklische Anregung von $|G\rangle$ nach $|H\rangle$ führt zur Emission von vielen Photonen in zufällige räumliche Richtungen. Diese Photonen werden mit einer Linse gesammelt und mithilfe eines Einzelphotonendetektors nachgewiesen. Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines emittierten Photons betrug meist weniger als ein Prozent. Um mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Photon zu detektieren und auf die initiale Projektion nach $|G\rangle$ rückschließen zu können, sind daher mehrere tausend emittierte Photonen erforderlich.
- Der Zustand wird nach $|D\rangle$ projiziert: Das Laserlicht, das resonant mit dem Übergang $|G\rangle \leftrightarrow |H\rangle$ ist, koppelt nicht



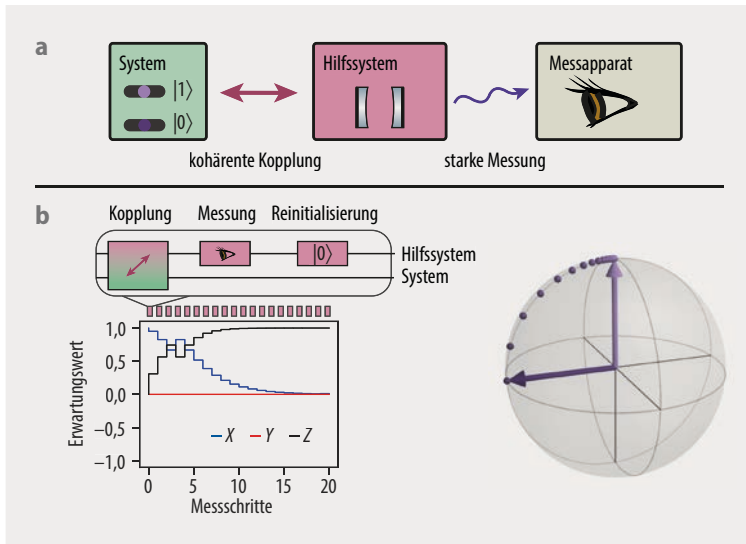


Abb. 5 Bei einer effektiv schwachen Messung verändert sich der Zustand des gemessenen Systems in einem Schritt nur minimal (a) und lässt sich näherungsweise durch einen reinen Zustand beschreiben. Das zu messende System wird mit einer kohärenten Wechselwirkung an ein Hilfssystem gekoppelt, das mittels eines klassischen Apparats ausgelesen wird. In diskretisierter Zeit unterteilt sich der Messprozess einer Superposition des Systems in eine Interaktions- und eine Messphase (gefolgt von einer Reinitialisierung des Hilfssystems, b): Die Interaktion ändert – abhängig vom Systemzustand – das Hilfssystem. Die Messphase projiziert das Hilfssystem auf einen der beiden Eigenzustände und induziert eine kleine Rückwirkung auf das System. Die zeitliche Aneinanderreihung vieler schwacher Messungen führt zu einer quasi-kontinuierlichen Dynamik des Systems auf langen Zeitskalen. Ein Beispiel ist die Evolution eines Superpositionszustands, beginnend auf dem Äquator der Bloch-Kugel, der schrittweise in den Energie-eigenzustand $|0\rangle$ am Nordpol übergeht.

mit dem Zustand $|H\rangle$. Daher verweilt das Atom typischerweise sekundenlang im dunklen Zustand $|D\rangle$ und emittiert keine Photonen.

Im Folgenden werden wir dieses System im Rahmen einer Quantenmessung des Subsystems $|G\rangle$ und $|D\rangle$ betrachten. Ausgangspunkt ist eine Superposition zwischen den beiden Zuständen. Das Laserlicht koppelt die Zustände $|G\rangle$ und $|H\rangle$, wobei der Zustand $|H\rangle$ nach kurzer Zeit zerfällt und ein erstes Photon emittiert. Hierdurch geht die ursprüngliche Phaseninformation verloren. Daher lässt sich das atomare System nicht länger durch einen eindeutigen reinen Quantenzustand beschreiben, sondern durch eine klassische Mischung aus $|G\rangle$ und $|D\rangle$. Das System ist also dephasiert. Dieser Verlust der Phaseninformation entspricht der Rückwirkung der Messung auf das System und tritt unabhängig davon auf, ob das Photon tatsächlich nachgewiesen wurde oder nicht. Die Güte der Messung ist dadurch bestimmt, wie viele Photonen tatsächlich detektiert werden, wobei die Lebensdauer des Zustands $|D\rangle$ eine natürliche Grenze für die maximale Detektionszeit vorgibt.

Die ersten Experimente fanden 1986 mit einzelnen atomaren Ionen in Paul-Fallen statt. Innerhalb eines Jahres gelang dies in drei Forschungsgruppen [3–5]. Hierbei wird ein schwaches Lichtfeld eingestrahlt, das resonant mit dem Übergang $|D\rangle \leftrightarrow |H\rangle$ ist. Der Wechsel des Atoms zwischen den beiden Zuständen ruft eine zeitliche Abfolge von Quantensprüngen hervor (**Abb. 4b**).

Messungen über Hilfssysteme

Allgemeinere Formen von Messungen mit variabler Kopplungsstärke sind möglich, indem das zu messende System kohärent an ein quantenmechanisches Hilfssystem gekoppelt und nur letzteres tatsächlich gemessen wird. Das Hilfssystem wird über einen klassischen Messapparat ausgelesen und realisiert eine projektive Messung wie zuvor beschrieben. Diese effektive Messung lässt sich durch Einstellen der Art und Stärke der Kopplung zwischen System und Hilfssystem maßschneidern. Eine schwache kohärente Kopplung liefert nur wenig Informationsgewinn mit entsprechend kleiner Rückwirkung auf das System (**Abb. 5a**). Die Abfolge der in kurzen Zeitabständen vom klassischen Messapparat aufgezeichneten Ergebnisse ist diskret – beispielsweise wird ein Photon nachgewiesen oder nicht. Der Zustand des Systems scheint sich durch die schwache Rückwirkung auf einer langsameren Zeitskala quasi-kontinuierlich zu ändern (**Abb. 5b**): Das Qubit startet zu Beginn der Beobachtung in einem Überlagerungszustand aus $|H\rangle$ und $|G\rangle$, der durch einen Punkt auf dem Äquator auf der Oberfläche der Bloch-Kugel repräsentiert ist. Mit fortschreitender Zeit entwickelt sich der beobachtete Quantenzustand in einen der beiden Energie-Eigenzustände, der durch den Nordpol der Bloch-Kugel beschrieben ist. Die gemessene Länge des Bloch-Vektors bleibt entlang der zeitlichen Entwicklung näherungsweise bei eins – das System verweilt also über den gesamten zeitlichen Verlauf in einem quasi-reinen Zustand.

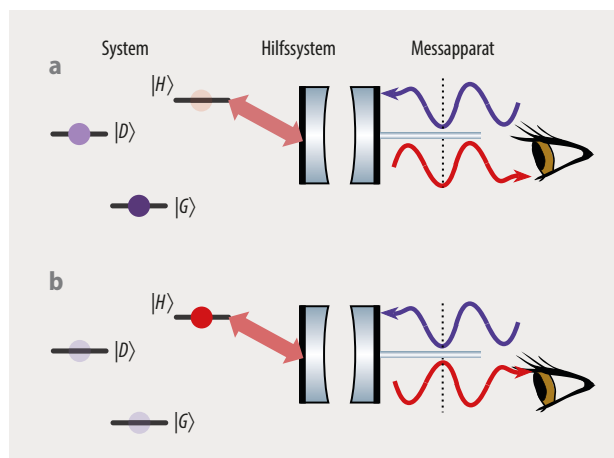


Abb. 6 Die Messung in einem supraleitenden System mittels eines Hilfssystems erfolgt mithilfe der Projektion in den Zustand $|G\rangle$ (a) oder den Zustand $|H\rangle$ (b). Hierbei wird die Phase des reflektierten Signals (rote Pfeile) relativ zueinander verschoben.

In supraleitenden Systemen, die künstliche Atome realisieren, ist solch ein Szenario aus gekoppeltem System und Hilfssystem möglich – mit weitgehend maßgeschneiderten

Kopplungsstärken. Im Gegensatz zum atomaren System ist die Detektionseffizienz in supraleitenden Qubit-Systemen hoch: Denn die langwelligen Photonen können sehr effizient in einen Wellenleiter emittiert werden, anstatt in den freien Raum wie bei der Photonen-Emission eines Atoms (Abb. 6), bei der nur ein geringer Bruchteil der Photonen den Detektor erreicht. Dies erlaubt die direkte Beobachtung der Besetzung des hellen Niveaus über das Lichtfeld einer Hilfskavität, das ein solches Hilfssystem realisiert. Das Signal wird zur Auslese verstärkt, was der projektiven Messung entspricht, im Unterschied zur indirekten Beobachtung mittels der Fluoreszenz im atomaren System.

Im Experiment [6] ist das Zweiniveausystem, bestehend aus $|H\rangle$ und $|G\rangle$, durch ein supraleitendes Qubit realisiert, das dispersiv an eine Lichtfeldmode einer Mikrokavität koppelt, welche das Zweiniveausystem umgibt. Das Lichtfeld in der Kavität erfährt hierbei einen Phasenschub, der vom Zustand des supraleitenden Qubits abhängt (Abb. 6).

Die in diesen Phasenverschiebungen enthaltene Information ist über einen Verstärker und durch Beobachtung des Lichtfeldes in der Mikrokavität auszulesen. Dieser sequenzielle Gewinn von Information über den Photonenzustand der Umgebung über die Messzeit führt zu einer zeitlichen Aneinanderreihung schwacher Rückwirkungen auf den Zustand des Qubits, die somit auf längeren Zeitskalen den Zustand des Qubits quasi-kontinuierlich verändert, abhängig von der Kopplungsstärke mit der Kavität.

Diese Methode erlaubt es dem Beobachter, die auf langsameren Zeitskalen entstehende Dynamik zeitaufgelöst mitzuverfolgen, sofern der Einfluss der Messung schwach genug ist. Hierdurch ist der Zustand des Qubits entlang der Trajektorie im Prinzip zu jedem Zeitpunkt komplett bestimmt. Der maximale Informationsgewinn ist möglich durch die Beobachtung der Umgebung mithilfe projektiver Messungen, die mit hoher Frequenz erfolgen. Hierbei ist die Dekohärenz des Qubits im Prinzip beliebig stark unterdrückt. In der Praxis sind diese idealen Annahmen jedoch nicht perfekt erfüllt, sodass endliche Messeffizienz und zusätzliche Dephasierungsprozesse die Methode limitieren.

In Experimenten mit einem supraleitenden Qubit [7] ist diese Methode auf ein maßgeschneidertes künstliches

Atom mit drei relevanten Energiezuständen erweitert worden (Abb. 6). Ähnlich wie bei den Quantensprüngen im atomaren System besteht die Idee auch hier darin, die Dynamik zwischen zwei Energiezuständen indirekt über ein drittes Niveau zu verfolgen. Die Kopplungsstärken sind so gewählt, dass ein Signal einen einsetzenden Übergang zwischen den Zuständen des Systems vorab ankündigen kann: Bleibt die Besetzung des hellen Hilfsniveaus $|H\rangle$ für eine kurze Zeit aus, so kündigt dies einen anstehenden Übergang vom Grund- $|G\rangle$ in den Dunkelzustand $|D\rangle$ an. Dieses Signal ist über das Hilfssystem schneller auszulesen, als die durch die Kopplungsstärke bestimmte Informationsübertragung von System zu Hilfssystem stattfindet. Getriggert durch dieses Signal kann der Experimentator das Treibfeld zwischen Grund- und angeregtem Dunkelzustand abstellen und die weitere, effektive zeitliche Evolution des Hilfssystems beobachten. Diese erweist sich als näherungsweise kohärent und ist durch die Zeitkonstante der Kopplung an das System bestimmt (Abb. 7a).

Der quasi-kohärente Charakter der resultierenden zeitlichen Entwicklung des Systems zeigt sich explizit, wenn man den sich einsetzenden Übergang umkehrt: Wird nach einer Wartezeit ein kohärenter Kontrollpuls geeigneter Dauer und Phase auf den Übergang $|G\rangle \leftrightarrow |D\rangle$ eingestrahlt, kann dieser das System während des kohärenten Übergangs von $|G\rangle$ nach $|D\rangle$ aufhalten und die zuvor eingesetzte zeitliche Entwicklung umkehren (Abb. 7b). Die Erfolgswahrscheinlichkeit, das System hierdurch zurück in den Grundzustand $|G\rangle$ zu bringen, ist hoch.

Messungen für den Quantencomputer

Die Fähigkeit, komplexe Quantensysteme auf kurzen Zeitskalen zu messen und die hieraus gewonnenen Informationen zur optimalen Kontrolle der Dynamik dieser Quantensysteme zu verwenden, spielt eine Schlüsselrolle in quantentechnologischen Anwendungen. In der Quantenfehlerkorrektur beispielsweise wird Quanteninformation redundant in größeren Quantenregistern gespeichert, um diese gegen Störungen zu schützen [8]. Eine typische Geometrie ist hierbei eine zweidimensionale Qubit-Gitterstruk-

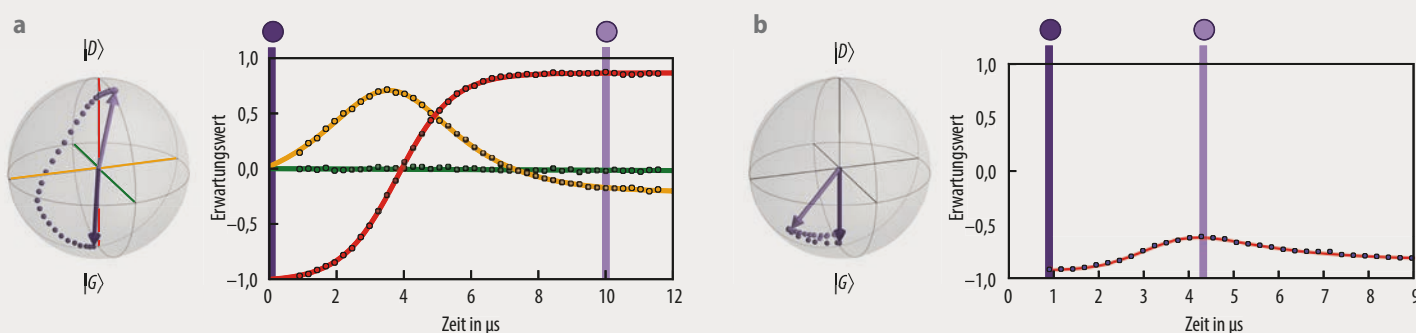


Abb. 7 Während der Umkehrung einer Messung mittels eines Kontrollpulses lässt sich die Qubit-Dynamik beobachten [7]. Die Zeitentwicklung einer Messtrajektorie ist anhand des Zustands auf der Bloch-Kugel und der rekonstruierten Erwartungswerte darstellbar (a). Startend vom Zustand $|G\rangle$ am Südpol der Bloch-Kugel entwickelt sich das Qubit entlang einer in der X - Z -Ebene liegenden Trajektorie zu einem Zustand nahe $|D\rangle$ am Nordpol. Ein exakt getakteter Kontrollpuls kann die effektive Rückwirkung des Systems umkehren (b).

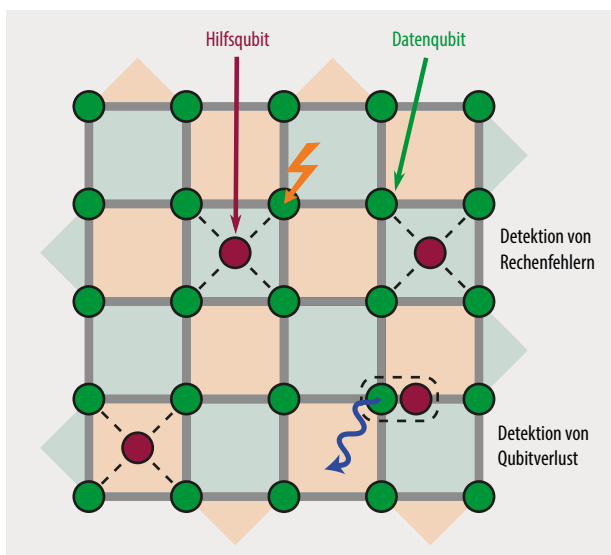


Abb. 8 Das zweidimensionale Quantenregister besteht aus Datenqubits (System, grün) und Hilfsqubits (rot). Hilfsqubits erlauben es, Rechenfehler (oranger Blitz) sowie Qubitverluste (blauer Pfeil) nachzuweisen und zu korrigieren.

tur (Abb. 8), die hohen Schutz gegen Fehler bietet und sich für festkörperbasierte Realisierungen sowie Umsetzungen in atomaren Systemen eignet.

Hier dienen kontinuierliche oder periodisch ausgeführte Messungen der Quantenregister über Hilfssysteme dazu, auftretende fehlerhafte Dynamik schnellstmöglich zu detektieren und durch geeignete Gegenmaßnahmen rückgängig zu machen, bevor sich eine zu große, nicht mehr korrigierbare Zahl von Fehlerprozessen akkumuliert. Häufig besteht das Hilfssystem aus zusätzlichen Hilfsqubits, die über kohärente Quantengatter an die Qubits des eigentlichen Datenregisters gekoppelt sind. Eine projektive Messung der Qubits des Hilfsregisters erlaubt es, indirekt Information über die Korrelationen zwischen den Qubits des Datenqubitregisters auszulesen. Dies gelingt, ohne die Verschränkung der Qubits des Datenregisters und die darin gespeicherte Information durch die Messung zu zerstören. Denn die Messung lässt keinen Rückschluss auf die gespeicherte Quanteninformation zu, sondern liefert nur Informationen über die Art möglicher Fehler. Dies geschieht auf eine andere Weise, als es bei einer direkten projektiven Messung auf dem Datenqubitregister ohne Hilfssystem der Fall wäre. Diese Information erlaubt es, auf den wahrscheinlich zugrundeliegenden Fehler rückzuschließen und dessen Effekt durch eine geeignete Korrekturoperation rückgängig zu machen.

Mit diesen Techniken lassen sich beliebige Rechenfehler detektieren und die Lebensdauer fragiler Quanteninformation während der Speicherung und der Ausführung von Quantenalgorithmien erhöhen. Kürzlich ist es sogar gelungen, den Verlust von Qubits über ein Hilfsqubit fest-

zustellen und deterministisch zu korrigieren [9]. Das Zwischenspiel unvorhersagbarer zufälliger Störprozesse und immer ausgefeilterer Kontrollmethoden über komplexe Quantensysteme ist ein Spannungsfeld, das für die Zukunft weitere technologische Entwicklungen wie fehlertolerante großskalige Quantencomputer [10, 11] sowie neue fundamentale Einsichten in die Natur und Dynamik komplexer Quantensysteme verspricht.

*

Wir danken Rainer Blatt für die kritische Begleitung bei der Konzeption des Artikels und detaillierte Anmerkungen.

Literatur

- [1] J. Audretsch, *Verschränkte Welt. Faszination der Quanten*, Wiley-VCH, Weinheim (2002)
- [2] P. Brix, *Phys. Blätter*, November 1989, S. 427
- [3] Th. Sauter et al., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1696 (1986)
- [4] J. C. Bergquist et al., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1699 (1986)
- [5] W. Nagourney, J. Sandberg und H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2797 (1986)
- [6] K. W. Murch et al., *Nature* **502**, 211 (2013)
- [7] Z. K. Mineev et al., *Nature* **570**, 200 (2019)
- [8] S. J. Devitt, W. J. Munro und K. Nemoto, *Rep. Prog. Phys.* **76**, 076001 (2013)
- [9] R. Stricker et al., *Nature* **585**, 207 (2020)
- [10] A. Wallraff, *Physik Journal*, Dezember 2008, S. 39
- [11] N. Linke und M. Müller, *Phys. unserer Zeit*, April 2020, S. 168

Die Autoren



Philipp Schindler studierte Physik an der Universität Innsbruck. Nach der Promotion folgte ein Postdoc-Forschungsaufenthalt an der University of California in Berkeley. Seit 2015 ist er als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Innsbruck tätig.

Markus Müller (FV Quanteninformation sowie Quantenoptik und Photonik) studierte Physik an

der Universität Konstanz. Nach der Promotion in Innsbruck und einem Postdoc-Forschungsaufenthalt an der Complutense-Universität in Madrid wechselte er 2015 an die Universität Swansea (Großbritannien). Seit Oktober 2019 ist er als Professor für Theoretische Quantentechnologie an der RWTH Aachen und am Forschungszentrum Jülich tätig.



Dr. Philipp Schindler, Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck, Technikerstr. 25, 6020 Innsbruck, Österreich; **Prof. Dr. Markus Müller**, Institut für Quanteninformation, RWTH Aachen, Otto-Blumenthal-Str. 20, 52074 Aachen, und Peter Grünberg Institut für Theoretische Nanotechnologie, Forschungszentrum Jülich, Wilhelm-Johnen-Straße, 52428 Jülich