

Kriterien für die Realisierung

Die Physik des Baus von Quantencomputern

Frank K. Wilhelm-Mauch und Alexander Simm

Quantencomputing und die dort postulierten Algorithmen versprechen eine qualitative Beschleunigung bestimmter Rechnungen. Dies gelingt aber nur mit entsprechenden physikalischen Geräten. Um diese zu bauen, muss es gelingen, etwas aus der Quantenphysik zu steuern und zu kontrollieren.

Quanteneffekte in nutzbaren Geräten sind schon gang und gäbe, z. B. in Transistoren, Lasern oder Kernspintomographen. Allerdings sind dies Effekte von Ensembles vieler Quantensysteme, etwa aller Elektronen, welche die Bandstrukturlandschaft des Transistors durchlaufen. Die Spannung an den Klemmen des Transistors ist weiterhin eine klassische Variable. In Quantentechnologien der zweiten Generation wie dem Quantencomputer werden auch einzelne Quantensysteme technisch angesprochen und der Informationsaustausch ist ebenfalls quantenphysikalisch.

Die Entwicklung und der Bau solcher Quantengeräte finden in verschiedenen Plattformen statt, wie die Artikel von Stefan Filipp und Gian Salis beziehungsweise von Wolfram Pernice und Co-Autoren in diesem Heft zeigen. Hier geht es darum, Gemeinsamkeiten im Verständnis der Physik dieser Plattformen zu diskutieren. Ausgangspunkt sollen diejenigen Kriterien sein, die David DiVincenzo um die Jahrtausendwende als Leitfaden für potenzielle Quantencomputingplattformen formulierte [1]. Sie sind bewusst unquantitativ gehalten, da sich die quantitativen Kriterien mit dem wissenschaftlichen Fortschritt verschoben haben. Sie stellen folgende Anforderungen an eine Plattform für einen Quantencomputer:

- ein skalierbares physikalisches System mit wohldefinierten Qubits,
- eine universelle Menge von Quantengattern,
- lange Kohärenzzeiten, viel länger als die Gatterzeit,
- eine qubitspezifische Messung und
- die Möglichkeit, den Zustand der Qubits in einen einfachen Referenzzustand zu initialisieren.

Die Diskussion dieser Kriterien, einschließlich ihrer modernen Interpretation, erlaubt es, die Physik von Quantencomputern zu durchleuchten.

Es gibt zwei grundlegende Richtungen, solche Plattformen zu finden: Einmal können wir einzelne Atome oder Elementarteilchen wie Elektronen oder Protonen – also Teilchen, die sich quantenmechanisch verhalten – nutzen und daraus eine große Maschine bauen. Andererseits können wir Systeme betrachten, mit denen sich Computer bauen lassen, und dort die volle Funktionalität des Quan-



Forschungszentrum Jülich / Sascha Kreklau

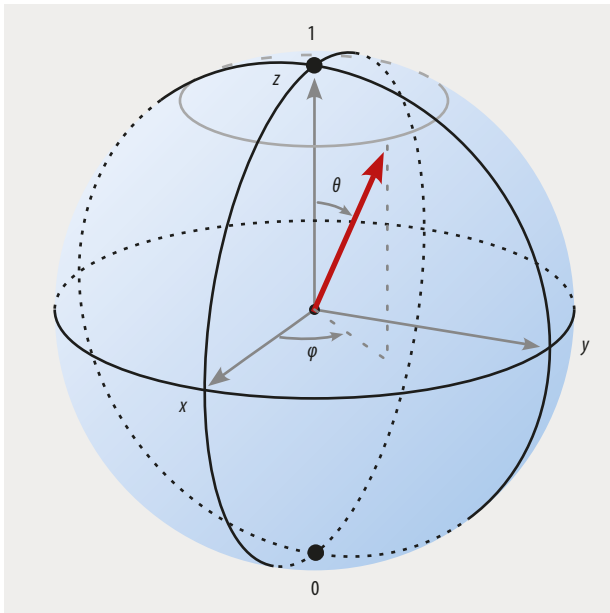
Auf Supraleitung basierender Quantencomputer am Forschungszentrum Jülich. Der Aufbau mit komplizierter Kühlung und Steuerelektronik macht deutlich, wie aufwändig es ist, Quantensysteme stabil zu halten und gezielt zu kontrollieren.

tencomputers implementieren. Ein generisches Beispiel für die Implementierung eines Qubits sind die Spins von Elektronen, die im Folgenden als Beispiel dienen sollen. Die Kriterien sind miteinander verknüpft – wir müssen also manchmal vorgreifen.

Kriterien physikalisch durchleuchtet

Der Begriff des Quantenbits bzw. Qubits hat zwei Bedeutungen: Für einen Quantenalgorithmus ist ein Qubit ein abstrakter Informationsträger, beschrieben durch einen zweidimensionalen quantenmechanischen Zustandsraum. Diese beiden Dimensionen entsprechen den Basiszuständen, die als Binärzahlen 0 und 1 interpretierbar sind. Während im klassischen Grenzfall nur die beiden Basiszustände möglich sind, lassen sich quantenmechanisch beliebige Zustandsvektoren $\cos\theta/2|0\rangle + e^{i\varphi}\sin\theta/2|1\rangle$ konstruieren. Das Qubit wird häufig auf einer Bloch-Kugel grafisch abgebildet (Abb. 1).

Auf der anderen Seite ist ein Qubit ein physikalisches System, das dieses mathematische Konstrukt möglichst gut implementiert, indem es einen seiner Freiheitsgrade mit diesen Binärzahlen identifiziert. Beispielsweise kann das der Spin eines Elektrons sein – wir identifizieren eine Vorzugsachse zur Definition von 0 und 1. Neben dem Spin besitzen auch Elementarteilchen weitere Freiheits-



◀ **Abb. 1** Die Bloch-Kugel dient dazu, Zustände von Qubits und deren Dynamik durch Analogie mit einem Spin zu visualisieren. Die messbaren Zustände 0 und 1 liegen auf den Polen, die Oberfläche dazwischen beschreibt eine quantenmechanische Überlagerung dieser Zustände, der Längskreis die Phase φ . Ein allgemeiner Zustand (roter Pfeil) beschreibt beim Idling einen Kegel, d. h. seine Quantenphase steigt linear an.

grade, etwa Bewegungsfreiheitsgrade. Dies muss sogar stets der Fall sein [2]. Die Zustände, die wir als 0 und 1 hernehmen, müssen energetisch sauber von anderen Zuständen getrennt sein (**Abb. 2**). Bestenfalls sind es stationäre Zustände des Quantensystems, die im Allgemeinen einen Energie-Unterschied E haben. Wegen $E = hf$ können Resonanzmethoden helfen, nur das Dublett aus 0 und 1 anzusprechen. Übergänge außerhalb des Raumes dieser zwei Zustände heißen Leckübergänge.

Die Wohldefiniertheit der Qubits erfordert eine gute Kenntnis des Systems und des Spektrums – es muss stabil und klar identifizierbar sein, Qubits sollten nicht spontan verschwinden oder auftauchen.

Doch wie lässt sich das Qubit speichern? Das sieht einfach aus – 0 bleibt 0 und 1 bleibt 1. Nach der Teilchen-Welle-Dualität gibt es aber zwischen den beiden Zuständen eine Phase, genauer gesagt wächst φ auf der Bloch-Kugel gemäß $\varphi = 2\pi Et/h$ mit der Zeit. Der Zustand bewegt sich also auf der Bloch-Kugel auf einem Breitenkreis. Wie so oft in der Physik lässt sich das wegdefinieren: Wir definieren unsere Zustände relativ zu dieser freien Phase, wechseln also in ein mit dem Qubit mitrotierendes Bezugssystem. Das klingt spitzfindig, hilft aber beim Rechnen. Diese Dynamik ist als *idling* bekannt.

Universelle Qubit-Gatter

Wir wollen den Quantencomputer programmieren, also einen Quantenschaltkreis implementieren, wie von Jens Eisert und seinen Co-Autoren beschrieben. Hierzu schicken

wir den Quantencomputer auf eine durch Regeln – die Programmiersprache oder den Satz elementarer Quantengatter – vorgegebene Zeitentwicklung. Einerseits soll sichergestellt sein, dass wir alle denkbaren Quantencomputerprogramme aufbauen können – der Gattersatz muss *universell* sein. Andererseits gilt es wie beim klassischen Computer, Programme in der (augenblicklich noch primitiven) Hardware aus möglichst wenigen Gattern zu realisieren. Die Standardauswahl für einen kompakten universellen Gattersatz besteht aus i) beliebigen Einzel-Qubit-Rotationen und ii) einem verschränkenden Zwei-Qubit-Gatter. Zu deren Implementierung soll es eine äußere Steuerung geben, die ein- und auszuschalten ist und so einstellbar, dass das Qubit das macht, was wir programmieren. Das wollen wir im Folgenden illustrieren.

Im Fall von Einzel-Qubit-Gattern sind die erlaubten Operationen die Drehungen der Bloch-Kugel. Beliebige Drehungen lassen sich aus zwei Drehungen um nicht-kollineare Achsen aufbauen, etwa um die x - und die y -Achse. Um diese Gatter zu programmieren, benutzen wir äußere Strahlung der Frequenz f und die Resonanz zwischen ihr und einem quantenmechanischen Übergang, gegeben durch die Energieaufspaltung beim Idling gemäß $E = hf$.

Auf der Bloch-Kugel koppelt wirksame Strahlung so an, dass sie zur Drehachse der Qubits eine Komponente

in der Äquatorialebene hinzufügt, die sich mit der Antriebsfrequenz um die z -Achse dreht und deren Länge proportional zur Feldstärke der Strahlung ist. Auf der mitrotierenden Bloch-Kugel dreht sich das Antriebsfeld mit dem gespeicherten Qubit mit, d. h. es wirkt relativ zu dieser Bewegung wie ein statisches Feld in der Äquatorialebene. Der Zustand beschreibt damit eine Drehung um eine Achse in dieser Ebene. Die Winkelgeschwindigkeit, mit der es sich um die Äquatorachse dreht, ist proportional zur Feldstärke der resonanten Strahlung (Rabi-Frequenz). Erhält das Qubit aus dem Idling einen Strahlungspuls einer vorgegebenen Länge und Intensität, dreht es sich um einen vorgegebenen Winkel um diese Achse.

Wir haben bereits gesehen, dass wir zwei nicht kollineare Drehachsen benötigen. Dazu gibt es einen Kniff: Beim Idling dreht sich die Bloch-Kugel permanent. Mit dem

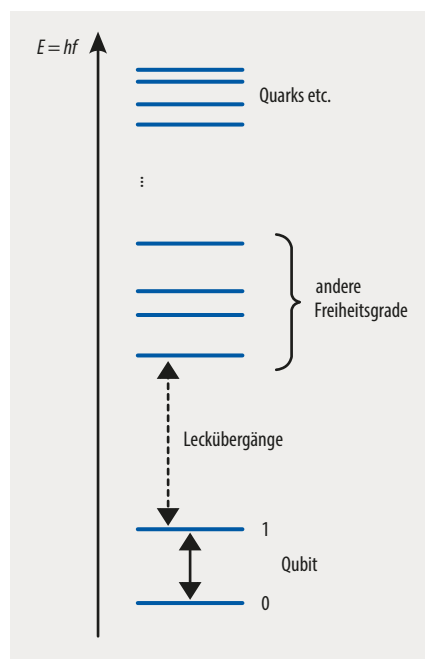


Abb. 2 Das Energiespektrum eines physikalischen Qubits besitzt verschiedene Zustände. Die für das Qubit genutzten Zustände sind von anderen energetisch gut getrennt.

Einschalten des Strahlungsfeldes gilt es, genau den Moment abzuspassen, in dem das Strahlungsfeld im richtigen Winkel in der Äquatorialebene liegt, um etwa um die x - und die y -Achse zu drehen (Abb. 3). Hierbei ist die Rede von „virtuellem Z “, weil man sich eine Drehung um die z -Achse spart.

Zum Aufbau eines universellen Satzes an Quantengattern ist mindestens ein verschränkungserzeugendes Zwei-Qubit-Gatter nötig. Der wichtigste Vertreter dafür ist das Controlled NOT- / unitäres XOR-Gatter (Tab. 1). Für die binären Basiswerte bedeutet dies, dass das erste Bit kopiert wird und das zweite flippt, wenn das erste Bit den Wert 1 hat. Dieses Gatter erzeugt Verschränkung, denn gemäß $(|0\rangle + |1\rangle)|0\rangle/\sqrt{2} \rightarrow (|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$ lässt sich aus einem unverschränkten Zustand ein maximalverschränkter Bell-Zustand produzieren.

Wie lässt sich der Computer dazu bringen, diese Operation als seine Zeitentwicklung zu machen? Wir nehmen die Ideen der Ein-Qubit-Gatter, aber statt der Wechselwirkung eines äußeren Feldes mit dem Qubit nutzen wir die Wechselwirkung zwischen zwei Qubits. Auch hier kommt es darauf an, die Wechselwirkung für die richtige Zeit an- und auszuschalten (Infokasten), und darauf dass die benötigte Zeit für ein gegebenes Gatter invers proportional zur Wechselwirkungsstärke ist – je schwächer die Kopplung desto langsamer das Gatter.

Das Schalten der Wechselwirkung gelingt manchmal in der Hardware durch schaltbare Bauelemente, z. B. in supraleitenden Qubits. In vielen Fällen hilft aber das Konzept der Resonanz, ähnlich wie bei zwei gekoppelten Oszillatoren: Wenn zwei schwach gekoppelte Qubits sehr stark gegeneinander verstimmt sind, beeinflussen sie sich nicht. Wenn sie aber die gleiche Frequenz haben, sind sie effektiv stark gekoppelt. Die Wirkung entspricht einer durch die Frequenzverstimmung schaltbaren Wechselwirkung.

Welches Prinzip sich am Ende durchsetzt, ist Gegenstand aktueller Forschung und dürfte am Ende auch von der Plattform abhängen. Gerade wegen der zentralen Rolle von Zwei-Qubit-Gattern passt man oft jenes, das für den universellen Gattersatz nötig ist, der Hardware an.

Lange Kohärenzzeiten

Die Quantenphysik fällt oft auf ihren klassischen Spezialfall zurück, zeigt also keine genuinen Quanteneffekte wie Superposition und Verschränkung. Dies kann nicht nur bei makroskopischen Systemen auftreten, bei denen die quantenmechanischen Zeit- und Längenskalen viel zu klein sind, um aufgelöst zu werden. Es kann auch bei mikroskopischen Systemen durch Dekohärenz auftreten, indem ein Quantensystem durch Ankopplung an eine makroskopische äußere Umgebung über die Zeit klassisch wird.

Zur Charakterisierung einzelner Qubits bietet sich die Sprache der Kernspinresonanz an: Dort beschreibt die longitudinale Relaxationszeit T_1

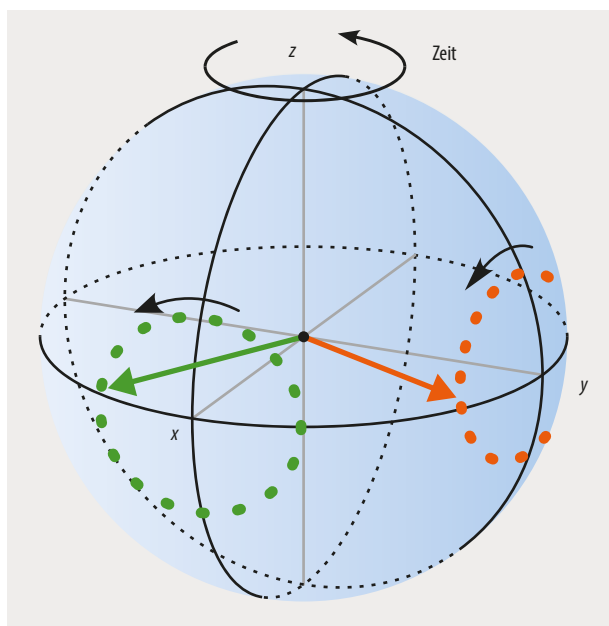


Abb. 3 Ein resonantes externes Feld wirkt im mitrotierenden Bezugssystem wie ein Feld in der Äquatorialebene. Aufgrund der Rotation bestimmt die Phasenlage die Lage der Rotationsachsen in der Ebene.

die Zeit, die ein System benötigt, um ins thermische Gleichgewicht mit seiner Umgebung zu gelangen (Abb. 4). Für Qubits entspricht dies Bit-Flip-Fehlern, also Übergängen zwischen 0 und 1, wie sie auch in klassischen Computern auftreten können. Diese Prozesse sind mit der Energieerhaltung gut zu verstehen: Das Qubit tauscht seine Energie mit der Umgebung durch Emission oder Absorption eines Energiequants aus – dieses muss die der Idling-Frequenz entsprechende Energie aufnehmen. Mit anderen Worten: Umgebungsfreiheitsgrade nahe der Idling-Frequenz dominieren T_1 .

Beim Aufbau von Quantencomputern gilt es also, diese Frequenzen in den Blick zu nehmen – je nach Plattform sind das Mikrowellen oder optische Frequenzen. Diese lassen sich oft durch das Filtern von Ankopplung an die Außenwelt und sorgfältigen Aufbau der Umgebung der Qubits in den Griff bekommen – aber meist nicht ganz eliminieren, denn schließlich arbeiten bei diesen Frequenzen auch die Steuersignale für unsere universellen Gatter!

Ein weiterer Fehler ist der Kohärenzverlust. Kohärenz ist in der Physik die Fähigkeit zur Interferenz. Um die reine Quantendekohärenz zu beschreiben, kommt eine zweite Zeitskala T_2 hinzu, die den Verlust der Phaseninformation auf den Breitenkreisen der Bloch-Kugel beschreibt. Diese Dekohärenz macht aus dem Quantenzustand ein klassisches Zufallsbit. Beiträge zu T_2 -Effekten sind einerseits die T_1 -Effekte, andererseits solche, die nur die Phase φ randomisieren, nicht aber den Winkel θ auf der Bloch-Kugel (und damit die Energie)

Wahrheitstafel

q_1	q_2	q_1	q_2
0	0	0	0
0	1	0	1
1	0	1	1
1	1	1	0
Eingabe		Ausgabe	

Tab. 1 Wahrheitstafel des CNOT-Gatters: Das erste Qubit ist das Kontrollqubit, das zweite das Zielqubit. Das Zielqubit gibt gerade das Ergebnis der XOR-Operation zwischen den beiden Eingaben aus.

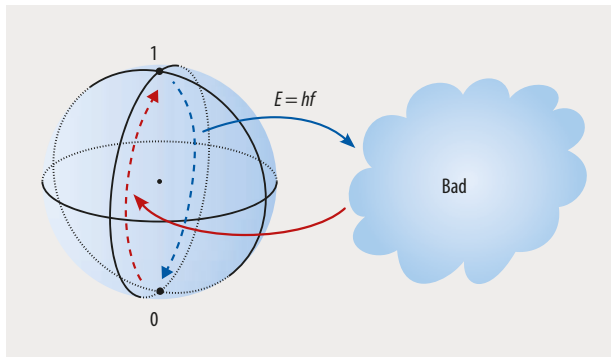


Abb. 4 Beim Übergang zwischen Eigenzuständen werden Energiequanten mit dem Wärmebad ausgetauscht (T_1 -Prozess).

ändern. Gemäß $E = hf$ und $E \rightarrow 0$ kommt es auf niederfrequente Wärmebäder an. Diese sind bei vielen realistischen Quantencomputern viel schwerer zu fassen. Bei tiefen Frequenzen ist man in der Welt der Kernspins, der Verschmutzungen auf Oberflächen, der klassischen Fluktuationen von Lasern und anderen Strahlungsquellen. Hier zeigt sich, dass das gesamte Experiment mit metrologischer Präzision verstanden und entauscht sein muss, um gute T_2 -Werte zu erreichen.

Am Ende interessiert die Fähigkeit des Systems, Quantengatter auszuführen. Diese werden auch durch Übersprechen, also Ansteuern eines unerwünschten Qubits, Fehleinstellungen der Gatterwinkel etc. erzeugt. Dies lässt sich mit Methoden wie dem randomisierten Benchmarking [3] durch Abarbeiten kleiner Algorithmen messen.

Messung und Initialisierung

Die Bedeutung der Messung für Quantencomputer ist evident. Bedenkt man aber deren spezielle Rolle in der Quantenphysik (Stichwort Zustandskollaps), ist klar, welch delikates und physikalisch faszinierendes Problem hinter der Messung steht. Das fundamentale Quantenmessproblem

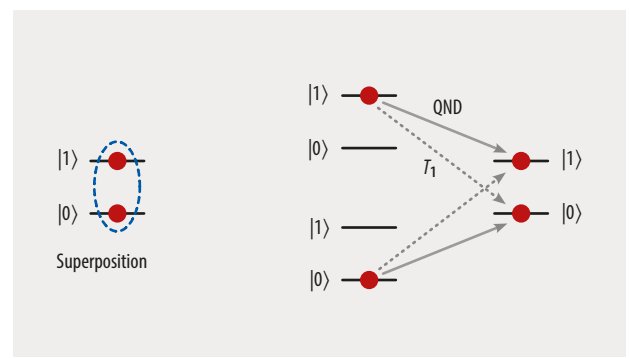


Abb. 5 Die Messung in der Rechenbasis zerstört Superpositionen und projiziert die gemessenen Zustände.

gilt es so zu reduzieren, dass die Messung zur Technologie wird. Idealerweise wäre dies eine Quantum Nondemolition Measurement (QND). Der einfachste Weg zur Realisierung ist, direkt beim Idling die Energie auszulesen.

Tatsächlich besteht eine enge Beziehung zwischen Messung und Dekohärenz. Wenn man eine QND-Messung durchführt, das Ergebnis aber ignoriert, entsteht reine T_2 -Dephasierung. Insofern ist bei der Konstruktion eines Detektors *erwünscht*, ein kurzes T_2 zu haben – und idealerweise ein langes T_1 , denn Übergänge zwischen Eigenzuständen würden den QND-Charakter stören (**Abb. 5**).

Natürlich muss der Quantencomputer in einem wohldefinierten Anfangszustand starten. Eine naheliegende Strategie zur Initialisierung ist die Kühlung. Wenn die Temperatur der Umgebung deutlich geringer ist als die Energieaufspaltung der Qubits, begibt sich das System nach einer Zeit von mehreren T_1 beim Idling in den Grundzustand. Aus $k_B T = hf$ folgt, dass $T = 1$ K etwa $f = 20$ GHz entspricht – Idling-Frequenz und Temperatur stehen also in engem Zusammenhang. Wenn sich die Qubits immer weiter verbessern und T_1 immer länger wird, wird diese Methode unpraktikabel, denn der Quantencomputer verbringt hier die meiste Zeit mit dem Warten auf die Initialisierung.

Von der Ising-Wechselwirkung zum CNOT-Gatter

Die antiferromagnetische Ising-Wechselwirkung kann dazu dienen, ein CNOT-Gatter zu erzeugen. Startpunkt sind zwei Qubits, die mit der Energieaufspaltung $E = J/2$ ideln. D. h. ein Zustand, der durch zwei Binärwerte $|q_1 q_2\rangle$ charakterisiert ist, hat die Energie $E_I(q_1, q_2) = J(q_1 + q_2)/2$. Die antiferromagnetische Ising-Wechselwirkung erhöht die Energie um $J/2$, wenn $q_1 = q_2$ ist. So folgt $E = J$ für $|11\rangle$ und $E = 0$ für die anderen Basiszustände. Wenn sich der Zustand mit diesen Energien für die richtige Zeit $t = h/2J$ entwickelt, erhält der Zustand 11 eine Phase von π relativ zu den anderen.

Dies sieht noch nicht nach einem CNOT aus, lässt sich aber leicht dazu machen. Wenn das erste Qubit auf 0 steht, dreht sich die Phase des zweiten Qubits um π ; auf der Bloch-Kugel bedeutet dies eine halbe Umdrehung um die z-Achse. Für ein CNOT gilt es, drei Operationen hintereinanderzuschalten (**Abb. i**):

- Auf Qubit 2 tauschen wir z- und x-Achse.
- Wir wenden die Ising-Zeitentwicklung an. Wenn das erste Qubit auf 1 steht, macht das Ziel-Qubit eine halbe Drehung um die z-Achse.

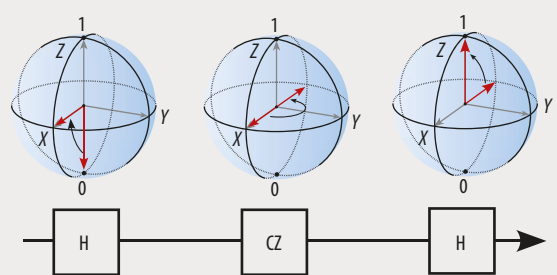


Abb. i Für den Fall, dass das Kontroll-Qubit den Wert 1 hat, lässt sich mittels Achsentauch (Hadamard-Gatter H) ein CZ-Gatter (controlled z-flip) in ein CNOT-Gatter umwandeln.

- Wir machen den Tausch aus 1 rückgängig. Im Endergebnis erscheint die gewünschte Operation: Wenn das erste Qubit auf 1 steht, macht das Ziel-Qubit eine halbe Drehung um die x-Achse.

Eine gute Messung kann Abhilfe schaffen: Wenn die Messung QND ist, ist der Zustand nach der Messung mit dem Messergebnis korreliert. Mit Einzel-Qubit-Gattern lässt sich der gemessene Zustand (der in jedem Durchlauf anders ist) in den vom Algorithmus gewünschten Zustand manövrieren: Wird eine 1 gemessen, aber eine 0 gewünscht, gilt es, eine Drehung um die x -Achse zu implementieren. Dies benötigt eine schnelle Auswertung des Messergebnisses und Steuer-Elektronik, um den „feed forward“ in einer Zeit viel kürzer als T_1 zu implementieren.

Kriterien in der Praxis

Bis heute haben die DiVincenzo-Kriterien Gültigkeit. Inzwischen wurde eine Reihe recht großer Quantenprozessoren mit $N > 50$ Qubits demonstriert, deren Quantenzustand durch 2^N-1 komplexe Gleitkommazahlen zu beschreiben ist. Eine solche Datenmenge überfordert selbst die größten Supercomputer der Welt. An verschiedenen Stellen wurde gezeigt, dass auf dieser Skala Quantenoperationen möglich sind, die aber noch den Charakter von Benchmarks haben. Solche Quantencomputer sind im besten Sinn wissenschaftliche Großgeräte: Um sie zu verstehen, muss man mit ihnen direkt arbeiten – sie lassen sich nicht simulieren, sie eignen sich zur gemeinsamen Nutzung, sind aber noch nicht wirtschaftlich disruptiv.

Diese Demonstrationen sind vor allem durch die hohen Gatterfehler dominiert: Ein Fehler von 0,1 % pro Zwei-Qubit-Gatter wird selten unterboten und erlaubt nur deutlich unter 1000 Gatter. Daher ist eine Verbesserung der typischen Gatterfehler auch bei größeren Systemen das Gebot der Stunde. Dies beschreibt die zentrale Schwierigkeit: Die natürliche Dekohärenz sowie der analoge Charakter der Quantengatter erfordern metrologische Präzision bei der Herstellung von Quantenprozessoren und deren Ansteuerung – sowie bei deren Modellierung. Hier gilt es oft, Materialien und Systeme, die in anderen Technologien als hochpräzise und rauscharm gelten, erheblich zu verbessern.

Der Schutz von Quanteninformation vor Dekohärenz dominiert den Aufbau der Systeme: Bei supraleitenden Qubits und Halbleiter-Spinqubits sind Kühlung und Filterung erforderlich, um den klassischen Anteil der Kopplung an die Umgebung zu reduzieren und die Initialisierung zu erlauben. Atomare Systeme koppeln schwächer an die Umgebung, müssen aber im Ultrahochvakuum arbeiten. Bei Qubits aus implantierten atomaren Defekten, etwa Farbzentren in Diamanten, dient das sehr inerte Trägermaterial als Isolation und deutlich weniger äußere Maßnahmen sind notwendig.

Bemerkenswerterweise sind die führenden Qubits deutlich unterschiedlich groß: Ionen haben einen mittleren Durchmesser von 0,1 nm, supraleitende Josephson-Kontakte von 100 nm, ein ganzes Qubit ist noch viel größer. Kleine Qubits haben tendenziell weniger Dekohärenz als große (viele Faktoren spielen aber eine Rolle). Größere Qubits können stärker aneinander koppeln und Zwei-Qubit-Gatter schneller ausführen, sodass das Verhältnis aus Kohärenz- und Gatterzeit bei den besten Qubits im Augenblick fast gleich ist.

Jede Art von Plattform hat individuelle Stärken und Schwächen: Festkörperqubits sind tendenziell etwas leichter in großen Systemen herzustellen, sind aber herausfordernd beim Erhalten der Quantenkohärenz. Atomare Qubits sind oft viel kohärenter, aber langsamer und schwierig zu skalieren. Die Grenzen verschwimmen aber – Ionenfallen werden immer komplexer und die Oberflächenphysik der Falle wird relevant, Festkörperprozessoren kultivieren den Austausch einzelner Photonen zur Kopplung. Diese Vielfalt und Interdisziplinarität macht den Reiz des Gebietes aus.

Schlussbemerkungen

Die DiVincenzo-Kriterien sind gemessen am Alter des Arbeitsgebietes beinahe historisch, gliedern aber die Physik von Quantencomputing. Vor allen Dingen erlauben sie uns, die Grenze von quantenmechanischem zu klassischem Verhalten zu kartieren und so zu verstehen, dass wir eine Technologie darauf aufbauen können: Sei es bei der normalen Dekohärenz oder beim Messprozess. Dieser pragmatisch-angewandte Zugang vertieft auch das Verständnis der Quantenphysik. Dies bezieht sich vor allem auf Materie-Qubits wie Spins, Ionen oder Supraleiter. Photonische Qubits nutzen unkonventionelle Rechenmodelle und sind schwer im Rahmen dieses Artikels zu fassen. Die Kriterien konzentrieren sich auf das gatterbasierte Quantencomputing und sind nicht ohne Weiteres auf das adiabatische Quantencomputing übertragbar.

Literatur

- [1] D. P. DiVincenzo, Fortschritte der Physik **48**, 771 (2000)
- [2] L.-A. Wu und D. A. Lidar, Physics **43**, 4506 (2002)
- [3] E. Knill et al., Phys. Rev. A **77**, 012307 (2008)

Die Autoren



Frank K. Wilhelm-Mauch (FV Tiefe Temperaturen und FV Quanteninformation) studierte Physik bis zur Promotion an der Universität Karlsruhe (TH). Nach Stationen an der TU Delft, der LMU München, und der University of Waterloo (Kanada) ist er seit 2011 Professor für theoretische Physik an der Uni-

versität des Saarlandes, seit 2020 im Rahmen einer gemeinsamen Berufung mit dem Forschungszentrum Jülich. Er bewegt sich so weit es geht mit dem Fahrrad fort und engagiert sich für die Inklusion behinderter Menschen.

Alexander Simm (FV Quanteninformation) hat in Göttingen Physik studiert und arbeitet seit 2021 im Forschungszentrum Jülich. In seiner Freizeit ist er Musiker und engagiert sich für lokalen Klimaschutz.



Prof. Dr. Frank K. Wilhelm-Mauch und **Alexander Simm**, Institut für Quantencomputer-Analytik (PGI-12), Forschungszentrum Jülich GmbH, Wilhelm-Johnen-Straße, 52428 Jülich und FR Physik, Universität des Saarlandes, 66123 Saarbrücken