Quantenrepeater auf der Basis atomarer Ensemble

Rouven Diehm Universität Kaiserslautern

Die Quantenkommunikation leidet unter anderem daran, dass das Versenden von verschränkten quBits entlang eines verrauschten Quantenkanals sehr schwierig ist. Die Fehlerwahrscheinlichkeit der Übertragung wächst exponentiell mit der Wegstrecke. In diesem Vortrag wurde ein Schema präsentiert, welches diese Einschränkung umgehen kann. Die zentrale Idee hierbei ist es verschränkte Paare auf kurze Distanz zu erzeugen und diese Paare anschließend miteinander zu verschränken.

Wir hatten in den vorhergehenden Vorträgen bereits gesehen, dass verschränkte Teilchenpaare unabdingbar sind für die Quanteninformation und Quantenkommunikation. Z.B. für das Deutsch-Eckert-Protokoll,bei dem verschränkte Teilchenpaare benutzt werden, um einen zufälligen Schlüssel für die Quantenkryptographie zu erzeugen. Bei der Quantenteleportation zum Beispiel versucht man einen Quantenzustand über große Strecken zu übertragen, ohne ein einzelnes quBit zu senden. Das Problem dabei ist, dass zunächst einmal ein verschränktes Teilchenpaar erzeugt und die eine Hälfte zu dem Bestimmungsort hintransportiert werden muss, bevor der eigentliche Vorgang stattfinden kann. Dies geschieht über einen verrauschten Quantenkanal, wo die Absorptions- und Depolarisationwahrscheinlichkeit mit der Länge des Kanals zunimmt.

Daher werden hier zunächst zwei Schema präsentiert, mit denen Teilchenpaare erzeugt werden können. Danach wird das sog. Entanglement Swapping vorgestellt, ein Verfahren um zwei unabhänguge Teilchenpaare zu einem Teilchenpaar zusammenzufügen. Zum Schluss wird ein Repeaterprotokoll beschrieben, dass die behandelten Elemente kombiniert.

Eine Methode zur Verschränkung von flying quBits bedient sich der optisch parametrischen Frequenzkonversion. In einem Kristall mit optisch nichtlinearen Eigenschaften zerfällt ein Photon einer bestimmten Frequenz ω_p in ein Signalphoton der Frequenz ω_s und ein Idlerphoton der Frequenz ω_i. Dabei sind Signal- und Idlerphoton senkrecht zueinander polarisiert.Aufgrund der Impulserhaltung erfolgt die Abstrahlung der beiden Photonen in zwei Kegeln. Ein Kegel für die Signalstrahlung und einen für die Idlerstrahlung. Wenn wir nur Photonen mit $\omega_s = \omega_i$ betrachten können wir sie nur durch Polarisation und abstrahlrichtung unterscheiden. Nun schneiden sich die beiden Kegel in zwei Geraden. Photonen, die entlang dieser Geraden propagieren, können nicht mehr durch Abstrahlrichtung, sondern nur noch durch Polarisation unterschieden werden.

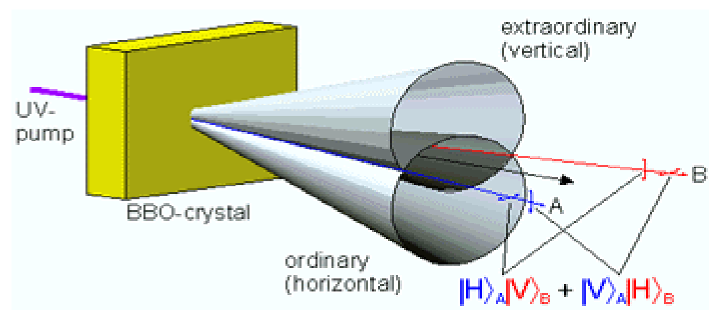

Abb.1: optisch parametrische Frequenzkonversion

Der Zustand des Systems lautet nun:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|H\rangle\ |V\rangle + |V\rangle\ |H\rangle \right)$$

Da man nicht sagen kann, ob das Photon entlang der Schnittgeraden das Signal- oder Idlerphoton ist, kann man den Zustand nicht eindeutig definieren. Man kann nur sagen, dass das jeweils andere Photon entsprechend Idler- bzw. Signalphoton ist.

Eine andere Methode dient zur Verschränkung von stationary quBits. Hier werden Raman-Übergänge ausgenutzt. Wir verwenden ein 3 Niveau-Schema, mit einem Grundzustand **g**, einem kurzlebigen angeregten Zustand **e** und einem metastabilen Spinzustand **s**. Ein Atom im Grundzustand wird mit einem Laserpuls fast resonant angeregt und zerfällt unter Aussendung eines Stokesphotons in den Spinzustand **s**.Dieser Prozess

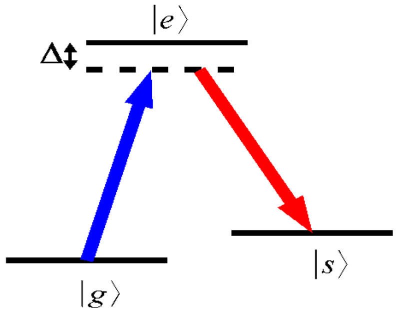

Abb.2: Niveauschema

findet mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit statt. Das eventuelle Stokesphoton wird nun zu einem Strahlteiler überführt. Dort kreuzt es ein Photon eines anderen Atoms. An dem Strahlteiler wird das Photon mit 50% Wahrscheinlichkeit reflektiert bzw. transmittiert. Hinter dem Strahlteiler sind entsprechend zwei Detektoren aufgestellt. Für ein detektiertes Photon kann man auf diese Weise nicht sagen, aus welcher Richtung, bzw. Von welchem Atom es emittiert wurde.
Um den Hong-Omang-Effekt zu vermeiden, lässt man einen der beiden Stokespulse mit einem λ-halbe-beide Plättchen in der Polarisationebene drehen. Wenn jetzt beide oder keines der Atome den Raman-Übergang mitmachen so kann man dies detektieren, da mit hoher Wahrscheinlichkeit beide (bzw. keine) Detektoren ansprechen. Diese Fälle ignoriert man. Für den Fall, dass genau ein Atom den Übergang macht, kann man wie bereits beschrieben, nicht genau sagen, welches Atom den Übergang macht. Daher sind die Atome miteinander verschränkt.

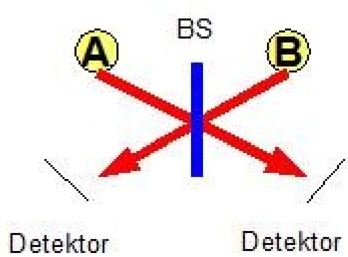

Abb.3: Verschränkung von stationary quBits

Wenn wir jetzt verschränkte Teilchenpaare haben, wollen wir nun diese miteinander verschränken. Dies funktioniert folgendermaßen: **A** sei verschränkt mit **C1** und **B** sei verschränkt mit **C2**. Man kann jetzt eine Bellmessung an **C1** und **C2** durchführen und den Bellzustand dieser beiden Teilchen zu bestimmen. Durch die Verschränkung zwischen **A** und **C1** bzw. **B** und **C2** ist nun ein Bellzustand zwischen **A** und **B** definiert. Um dies zu verstehen kann man sich ein Zahnradgetriebe vorstellen. Verschränkung bestehe jetzt darin, dass zwei Zahnräder verzahnt sind. Zahnrad **A** drehe sich jetzt in eine bestimmte Richtung, daher dreht sich **C1** in die andere Richtung. Entsprechend auch **B** und **C2**. Schiebt man jetzt **C1** und **C2** zusammen, so drehen sich beide Zahnräder gegenläufig. **A** dreht sich gegenläufig zu **C1** und daher mit **C2** und deshalb gegenläufig zu **B**, ohne dass explizit bekannt ist, in welche Richtung genau sich **A** dreht.

Wir wollen nun Entanglement Swapping an unserem Beispiel für stationary quBits demonstrieren. Dazu betrachten wir zwei verschränkte stationary quBits. **A** ⟷ **C1** und **B** ⟷ **C2**. Dabei befindet sich **C1** im Niveau **g** oder **s** unabhängig von **C2** und umgekehrt. Nun erzwingt man einen Übergang von **C1** und **C2** vom Spinzustand **s** in den angeregten Zustand **e**, der jetzt in den Grundzustand **g** zerfällt. Dabei wird ein Photon emittiert, dass wieder zu einem Strahlteiler überführt wird. Falls sich ein Atom bereits im Grundzustand befindet, passiert nichts. Wie bei der Verschränkung kann auch hier nur dann ein sinnvoller Zweiteilchenzustand erreicht werden, falls genau ein Übergang stattgefunden hat. Da der Strahlteiler eine 50% Wahrscheinlichkeit für Transmission und Reflektion hat, kann nicht genau bestimmt werden, ob das Photon von **C2** oder von **C1** kam. Somit hatten wir den wohldefinierten Bell-Zustand:

$$|\Psi_-\rangle$$

Wobei **C1** und **C2** jetzt definitiv im Grundzustand sind. Zu dem Bell-Zustand gehört nun auch der korrespondierende Bell-Zustand:

$$|\Psi_-\rangle = (\,|g\rangle_A\,|s\rangle_B - |s\rangle_A\,|g\rangle_B) \times |g\rangle_{C_1}\,|g\rangle_{C_2}$$

Auf diese Weise erreicht man Verschränkung zwischen den Atomen **A** und **B**.

Nun wollen wir ein Repeaterprotokoll kennenlernen, das mit entanglement Swapping arbeitet. Zunächst müssen wir dazu die maximale Transportlänge l_{max} definieren. l_{max} ist diejenige Länge, nach der die Fidelity des Zustandes auf die mindestfidelity abfällt, dass heisst die größte Strecke, die zurückgelegt werden kann, nach der der Zustand noch gereinigt und verwendet werden kann. Nach diesem Abstand wird ein Knotenpunkt R eingerichtet. Naiv würde man jetzt von A ein Teilchenensemble zu **R1** senden. Dort wird das Ensemble gereinigt und zu **R2** weitergesendet usw. Diese Methode funktioniert zwar prinzipiell, um beliebige Reichweiten zu erzeugen, jedoch benötigt man exponentiell viele Resourcen, um diese Reichweite zu erreichen. Ein intelligenteres Protokoll besteht darin, dass **A** ein Teilchenensemble zu **R1** sendet, aber **R1** gleichzeitig ein eigenes Teilchenensemble zu **R2** sendet. Mittels entanglement Swapping wird jetzt **A** mit verschränkt und **R1** abgeschaltet. Sukzessive wird nun **R2** übersprungen usw. bis am Ende nur noch **A** mit **B** verSchränkt ist.

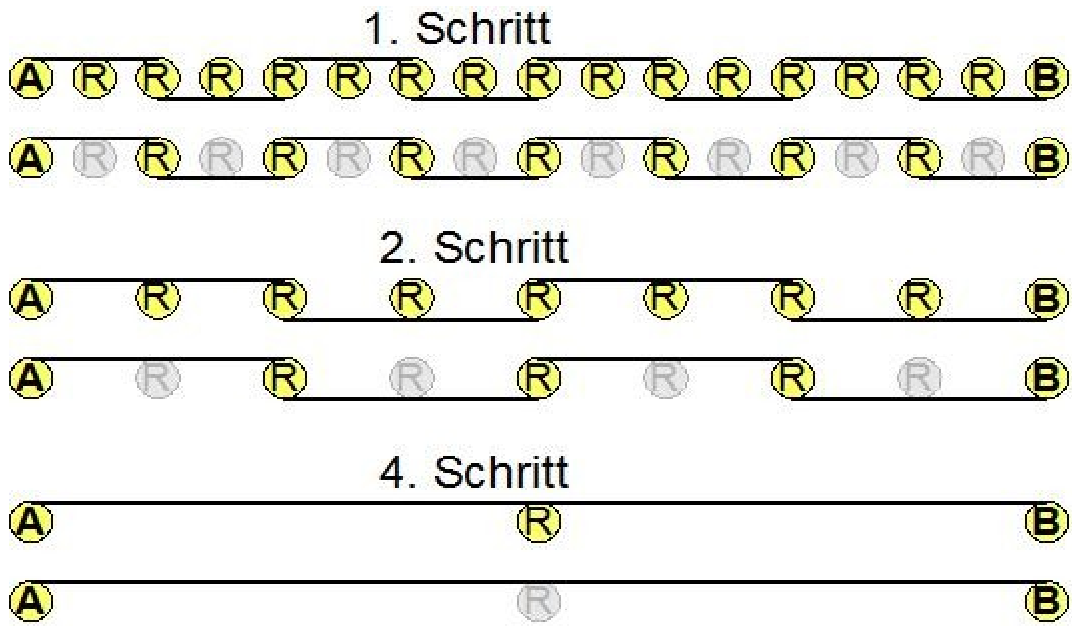

Abb.4: Chronologie imintelligenten Repeaterprotokoll

Der Vorteil von diesem Reapeaterprotokoll liegt darin, dass die Ressourcen exponentiell mit der Anzahl Schritte ansteigt. Da bei jedem Schritt die Anzahl aktiver Repeater in der Kette exponentiell abnimmt, skalieren die Ressourcen also polinomial mit der Repeateranzahl. Demnach skalieren die Ressourcen also linear mit dem Abstand zwischen **A** und B. Aufgrund der Gleichzeitigkeit der einzelnen Teilschritte können wir annehmen, dass die benötigte Zeit mit der Anzahl Schritte linear skaliert. Deshalb skaliert die benötigte Zeit logarithmisch mit dem Abstand.

Damit können wir mit polinomial vielen Ressourcen beliebig große Reichweiten zur Übertragung von Quanteninformationen erreichen.