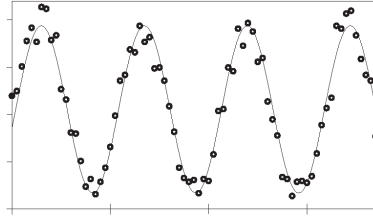


Pulsed energy-time entangled twin-photon source for quantum communication



Energie-Zeit-verschränkte Zweiphotonenpulsquelle für die Quantenkommunikation

Autor: J. Brendel et al.

Übersetzung: Dipl.-Ing. Björnstjerne Zindler, M.Sc.

www.Zenithpoint.de

Erstellt: 6. April 2023 – Letzte Revision: 30. Oktober 2024

Inhaltsverzeichnis

1 Pulsed energy-time entangled twin-photon source for quantum communication	3
2 Energie-Zeitverschränkte Zweiphotonenpulsquelle für die Quantenkommunikation	9

Literatur

- [J. 08] J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel and H. Zbinden. Pulsed energy-time entangled twin-photon source for quantum communication. arXiv:quant-ph/9809034v1 11 Sep 1998, February 9, 2008.
-

1 Pulsed energy-time entangled twin-photon source for quantum communication

[J. 08]

J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel and H. Zbinden

University of Geneva, Group of Applied Physics, 20, Rue de l'Ecole de Médecine,
CH-1211 Geneva 4, Switzerland

(February 9, 2008)

arXiv:quant-ph/9809034v1 11 Sep 1998

A pulsed source of energy-time entangled photon pairs pumped by a standard laser diode is proposed and demonstrated. The basic states can be distinguished by their time of arrival. This greatly simplifies the realization of 2-photon quantum cryptography, Bell state analyzers, quantum teleportation, dense coding, entanglement swapping, GHZ-states sources, etc. Moreover the entanglement is well protected during photon propagation in telecom optical fibers, opening the door to few-photon applications of quantum communication over long distances.

Quantum communication offers fascinating possibilities to the physicists. Some correspond to potential applications, like quantum cryptography, others explore the quantum world of entanglement, like dense coding, entanglement swapping (entangling particles that never interact) or teleportation (transferring the unknown quantum state from one particle to a distant one) [1–5]. In recent years, quantum communication, like all the field of quantum information processing, underwent an impressive flow of theoretical ideas. The experiments, however, were generally far behind. This unbalanced situation still remains, except for the 1-qubit quantum cryptography case (actually, pseudo-1-qubit, since weak coherent light pulses mimic the qubit) [5]. There is thus a clear need for original implementations of the general ideas. In this letter, we propose a compact, robust (and low cost) source producing energy-time entangled pairs of photons (twin-photons) at determined times. The source can be tuned to produce any desired 2-qubit state, in particular the four Bell states. Contrary to other Bell state sources [6], the basic states of our twin-photons are neither based on polarization, nor on momentum, but on time bins. This allows one to separate the basic state easily, without any optical element, and prevents crosstalk during the photon propagation.

We first introduce the basic states of our qubit space. Next, we present our source and an experimental demonstration is discussed. Finally, the potential of our source is illustrated by several examples.

To understand our source, it is useful to start with the simple device of Figure 1 which can be entirely understood in terms of classical linear optics. First, we analyse it as a preparation device. Let a 1-photon pulse enter the device from the left. Assuming the pulse duration is short compared to the arm length difference long-short of the Mach-Zehnder interferometer, the output consists of two well separated pulses. Let us denote them $|short\rangle$ and $|long\rangle$. They form the bases of our qubit space, similar to the usual vertical $|V\rangle$ and horizontal $|H\rangle$ linear polarization states. Hence the state at the output of our preparation device reads

$$\alpha |short\rangle + \beta |long\rangle \quad (1)$$

The relative norm and phase of the coefficients α and β are determined by the coupling ratio of the beam splitter and the phase shifter, respectively. Hence, any state of the 2-dimensional Hilbert space spanned by the basic states $|short\rangle$ and $|long\rangle$ can be prepared. The switch of the device recombines the pulses traveling through the short and the long arms without introducing any loss. It could be replaced by a passive 50–50% beam splitter, at the cost of 50% losses. Next, the same device can be used as an analyser. Simply, let the 2 pulses enter the device from the right. The switch is synchronized such that the pulse corresponding to the ket $|short\rangle$ takes the long path in the interferometer and vice-versa for the other pulse. Hence, at the output (left) of the analyzer, both pulses interfere. Depending on the phase shift and coupling ratio the interference is constructive or destructive and complete or incomplete, respectively, in full analogy with a polarization analyzer.

The correspondence between the polarization states and the states obtained by superposition of the $|short\rangle$ and $|long\rangle$ longi ones can be extended. For example, a polarization beam splitter that separates the basic vertical and horizontal polarization states corresponds to an optical switch between the short and the long pulses.

Our twin-photon source consists of a pulsed pump laser, a device similar to that described above

and a non-linear crystal where the twin-photons are created by spontaneous parametric downconversion. Each photon from the pump laser is split in two parts by the preparation device, and the two parts pass through the nonlinear crystal with a time delay. Thus, if a pump photon is split into a twin-photon, the time of creation of the latter is undefined. More precisely, the preparation device transforms the state of the pump photon in a superposition $\alpha|short\rangle_{pump} + \beta|long\rangle_{pump}$ and the downconversion process in the crystal transforms this state into [7]:

$$\alpha|short\rangle_s \otimes |short\rangle_i + \beta|long\rangle_s \otimes |long\rangle_i \quad (2)$$

This is similar to the entangled state used for Franson-type tests of Bell inequalities [8]. However, contrary to other sources of energy-time entangled photons [8–12], the coherence of the pump laser of our source is of no importance, as the necessary coherence is built by the preparation interferometer. In other words, the uncertainty of the pump photon's arrival time at the crystal (within the coherence length of the pump laser) is replaced by the two sharp values corresponding to $|short\rangle$ and $|long\rangle$ which form the basis of our qubit space. Hence, any standard laser diode, for instance, can be used as pump. Note that the pulse duration must be shorter than the arm length difference of the interferometer.

Figure 2 shows the twin-photon source that we used as demonstrator. It is pumped by a standard red laser diode (Sanyo DL-LS52, $\lambda = 655$ nm) operated in pulsed mode (300 ps pulses, peak power 30 mW, repetition rate 100 MHz). A dispersing prism P deflects any infrared emission of the laser from the entrance of the following bulk optics Michelson interferometer. At the exit of the interferometer the laser pulses are split into two pulses temporarily separated by 1.2 ns, as described above for our simple device. The aperture A guarantees that both pulses belong to the same spatial mode. These two pulses pass through a nonlinear $LiNbO_3$ crystal which is cut to produce wavelength degenerated twin-photons with a center wavelength of 1310 nm. Finally, these twin photons are coupled into a single mode fiber by the coupler $L2$, the red laser light being blocked by the filter F . The inset in Fig. 2 shows the results of a first experiment in an optical setup similar to the one proposed by Franson [8]. In principle each photon is analyzed by a different analyzer with equal path-length differences. In practice, it is simpler to direct both twin-photons to the same analyzer [13]. This does not affect the possibility to characterize our source by measuring the 2-photon interferences produced by the undistinguishable paths: pump photon in the short (long) arm and the two twin photons in the long (short) arms. The analyzer is an all fiber Michelson interferometer with Faraday mirrors (FM) to compensate polarization fluctuations [10,11]. The path difference corresponds exactly (within the coherence time of the pump laser) to the delay produced by the first interferometer. It can be varied changing the temperature of the whole interferometer. The optical circulator C at the input directs the backreflected photons to one detector, a second is located at the output of the interferometer. Both detectors are passively quenched Germanium APD's cooled to 77 K. We record threefold coincidences between the two detectors and the laser pulser within a 500 ps window. The measured interferogram is shown in the inset of Figure 2. The measured visibility of 84% clearly demonstrates that our source produces the quantum state (2). The difference to the ideal 100% visibility is attributed mainly to the mismatch between the two interfering modes at the output of the bulk interferometer. We estimate that with an all fiber interferometer, a stronger laser and by gating the detectors that a visibility of more than 95% should be achievable with no more than a few seconds integration time per data point. Note that the preparation and analyzer devices act on photons of different wavelengths.

Our twin-photon source uses standard components, is compact (in future it could be fully integrated on an optical chip) and is well adapted for quantum communication over optical fiber networks. Indeed, the separation between the long and short paths can be made large enough to eliminate all drawbacks due to dispersion of the pulses during transmission. Moreover, polarization fluctuations and depolarization, inevitable in optical fibers, have no effect on our system, as already demonstrated by our long distance quantum correlation experiments [11,12]. Another significant advantage of our pulsed source is that the detectors can be opened only during the short time windows when photons are expected. This allows to gate the detectors and increase the detector efficiency from a few percents to tens of percents. It also opens the door for InGaAs APD which can work at temperatures achievable with thermo-electric cooling, but only in such a gated mode [14].

Quantum cryptography could well be the first application of quantum communication. So far all demonstrations outside the lab used the 1-photon scheme [5,15–17]. Our source should allow a field demonstration of quantum cryptography using the 2-photon scheme [1]. This has the advantage, in addition to elegance, of increasing the distance, since one would start with 1-photon

states instead of 0.1 photon weak pulses. Moreover, as illustrated by Figure 3, our source provides a simple passive detection scheme. For each twin-photon, each detector can register a photon at 3 different times (relative to the emission time): short, medium, long. Short and long counts on Alice and Bob sides correspond to the $\{|short\rangle, |long\rangle\}$ basis and are 100% correlated. Medium counts correspond to the complementary basis $\{|short\rangle \pm |long\rangle\}$ and are also perfectly correlated (assuming $\varphi + \delta_A + \delta_B = 0$). Note that in the first basis, the correlation is in the detection times, whereas in the second basis the correlation is between the detectors that count the photons. We like to emphasize the relative simplicity of this implementation: usually, in order to avoid an external random number generator and a phase modulator, two analyzers are needed on each side. Here one of these is realized by simply measuring the time of arrival of the photons, hence this analyzer does not require any optical element!

Other fascinating possibilities of quantum communication are teleportation, entanglement swapping and dense coding, as already demonstrated in laboratory [18–21]. Our source provides means to achieve these tasks over much longer distances. For example, consider the setup of Figure 4. Two independent -but synchronized -twinphoton sources emit photon pairs [22]. One element of each pair is jointly analyzed by a so-called Bell-state analyzer. Ideally, the eigenstates of this analyzers are the 4 Bell states:

$$\psi^\pm = |short, long\rangle \pm |long, short\rangle \quad (3)$$

$$\phi^\pm = |short, short\rangle \pm |long, long\rangle \quad (4)$$

In practice however, the best analyzer that can be done using only linear optics separates unambiguously between 2 of 4 Bell states, leaving the 2 others undistinguished [23]. In our case, such an optimal linear analyzer is straightforward to implement: a 50% beam splitter and 2 detectors suffice! One couldn't dream of anything simpler! Indeed, consider first the case of an input state in the space spanned by the ϕ^\pm states, then both photons are detected in coincidence, either by one or by both detectors (the time of detection of these 2 photons allows to distinguish between the $|short, short\rangle$ and the $|long, long\rangle$ states). Next, if the input state is ψ^- , then necessarily both detectors get one photon, but with a time delay. Finally, if the input state is ψ^+ , then necessarily both photons propagate to the same detector, again with a time delay. The two ψ^\pm states can thus be unambiguously distinguished. This happens with a 50% probability and in these cases the photons of Bob and Charly get entangled, despite that they never interact directly. This is called entanglement swapping [3,21]. The same basic configuration could also be used for quantum teleportation [4,19].

A (pulsed) 3-photon source emitting GHZ-states [24] (i.e. maximally entangled triplets) could work as follows, generalizing the proposal [25]. Remove one of the detectors of figure 4 and consider the cases where the remaining detector registers a photon at the time short. Then, provided there is one photon in each of the 3 output ports, these 3 photons are in the GHZ-state: $|short, long_1, long_1\rangle + |long_2, long_2, short\rangle$, where $long_j$ refers to the long arm of the j th source. If $long_1$ and $long_2$ are sufficiently different, then this is a GHZ-state. Yet another analysis suggested by our source is illustrated on Figure 3. The symmetry of this figure is strikingly similar to that of a GHZ-state. Of course in a real GHZ-state all particles are produced at the center and propagate towards their analyzers, Alice, Bob and Charly. While in our case Charly's photon is the pump photon, and Alice and Bob receive the signal and idler photons. Nevertheless, the analogy can be pushed further: all correlations that hold for GHZ-states, hold also for the 3 photons of figure 3. An advantage of such states, for applications like three party quantum cryptography, is that no triple coincidence photon counting is needed, as the „third photon“ is in the bright laser pulse.

Note that our source can produce non-maximally entangled states, using a coupler with a coupling ratio different from 1/2 (see figure 1). This, together with the possibility to increase the detector's efficiency by timegating, may lead to a test of Bell inequality closing the annoying detection loophole [26]. Indeed, Eberhard has shown that, surprisingly, non-maximally entangled states are favorable for such a test [27].

Several generalizations of our proposal are worth to mention. One could use interferometers with more than 2 branches, providing thus entanglement of 3-dimensional quantum objects (qutrits) or even of higher dimensions [28]. Another generalization would be to prepare the train of coherent pulses that pump the nonlinear crystal from a coherent laser beam and an electro-optical switch. Appropriate electronic driving of such an intensity and phase modulator could allow one to explore entanglement of two objects of dimensions of up to several hundreds.

In conclusion, a compact and simple twin-photon source has been proposed and demonstrated and several applications in the field of quantum communication described. The use of time as a basis

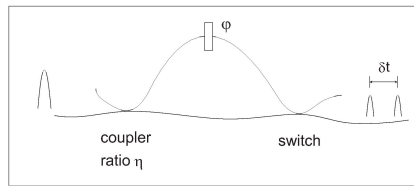
to encode qubits makes it possible to tailor the coherence of the pump beam, starting from any convenient light source. It also allows to discriminate between the basic states simply by the detection time, thus simplifying Bell state analyzers. Depolarization during the photon propagation has no effect and polarization fluctuations in the analyzing interferometers can be entirely compensated thanks to Faraday mirrors. All this greatly simplifies the practical implementation of quantum cryptography, teleportation and other protocols over large distances using telecom optical fibers.

Stimulating discussions with Bruno Huttner and financial support by the Swiss Priority Programme in Optics and by the European TMR network „The physics of quantum information“ are acknowledged.

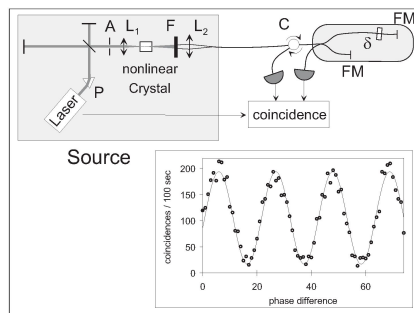
References

- [1] A.E. Ekert, Phys. Rev. Lett. **67**, 661 (1991).
- [2] C.H. Bennett and S.J. Wiesner, Phys. Rev. Lett. **69**, 2881 (1992).
- [3] M. Zukowsky et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 4287 (1993).
- [4] Ch. Bennett et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 1895 (1993).
- [5] see for example the Physics World issue of March 1998.
- [6] see in particular P.G. Kwiat et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 4337 (1995); and P.G. Kwiat and A.G. White, proceedings of IQEC'98 (International Quantum electronics Conference), eds OSA, p. 144, 1998.
- [7] Actually, the pump pulse consists of many photons in a coherent (i.e. classical) state. However, with high probability, at most one of them is downconverted into twinphotons. Hence, we effectively post-select one of the pump photons.
- [8] J.D. Franson, Phys. Rev. Lett., **62**, 2205 (1989).
- [9] J. Brendel et al., Europhys. Lett. **20**, 575 (1992); P. G. Kwiat et al., Phys. Rev. A **47**, R2475 (1993); P. R. Tapster et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1923 (1994).
- [10] W. Tittel et al., Europhys. Lett. **40**, 595 (1997).
- [11] W. Tittel et al., quant-ph 9806043, 1998.
- [12] W. Tittel et al, Phys. Rev. A **57**, 3229 (1998).
- [13] J. Brendel et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 1142, 1991.
- [14] G. Ribordy et al, Applied Optics **37**, 2272 (1998).
- [15] C. H. Bennett and G. Brassard, in *Proceedings of the IEEE International Conference on Computer, Systems, and Signal Processing, Bangalore, India* (IEEE, New York, 1984), pp. 175–179.
- [16] C. H. Bennett, Phys. Rev. Lett. **68**, 3121 (1992).
- [17] C. Marand et al., Opt. Lett. **20**, 1695 (1995); R. Hughes et al., Lecture Notes in Computer Science, **1109**, 329 (1996); H. Zbinden et al., Electron. Lett. **33**, 586 (1997).
- [18] K. Mattle et al, Phys. Rev. Lett. **76**, 4656 (1996).
- [19] D. Bouwmeester et al., Nature **390**, 575 (1997).
- [20] D. Boschi et al, Phys. Rev. Lett. **80**, 1121 (1998).
- [21] J.W. Pan et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 3891 (1998).
- [22] In practice the same laser could pump both sources. The main experimental difficulty would presumably be the requirement that the pulse duration is shorter than the coherence time of the downconverted photon.
- [23] H. Weinfurter, Europhys. Lett. **25**, 559 (1994).
- [24] D. M. Greenberger et al., Am. J. Phys. **58**,1131 (1990).
- [25] A. Zeilinger et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 3031 (1997).
- [26] E. Santos, Phys. Lett. A **200**, 1 (1995).
- [27] Ph.H. Eberhard, Phys. Rev. A **47**, R747 (1993).
- [28] M. Zukowsky et al., Phys. Rev. A **55**, 2564 (1997).

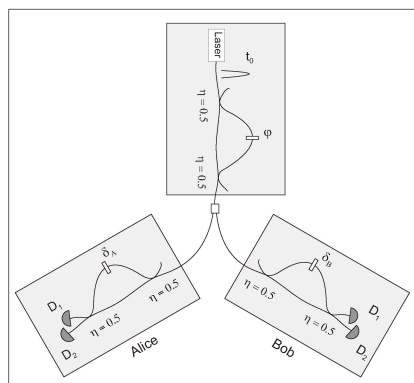
Figure Captions



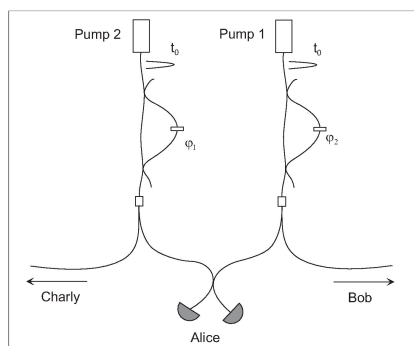
1 Schematic of the preparation and analyzer device (using optical fibers and fiber couplers). By adjusting the coupling ratio η of the coupler (beam splitter) and the phase φ of the phase shifter, any superposition (1) of the basic states $|short\rangle$ and $|long\rangle$ can be prepared and analyzed ($\frac{|\alpha|^2}{|\beta|^2} = \frac{1-\eta}{\eta}$). The arm length difference δt of this Mach-Zehnder interferometer should be much longer than the pulse duration. The (optional) optical switch allows to couple or separate the basic states without losses.



2 Schematic of the experiment to demonstrate the twin-photon source. The measured 2-photon interference visibility of 84% establishes the nonclassical nature of the 2-photon field (see inset).



3 Implementation of the twin-photon source for quantum cryptography. Alice and Bob require only one interferometer each and no modulators (see text). Note also the analogy between the 3-particle GHZ-states and the pump+twin-photon state of this configuration.



4 Application of the two twin-photon source for entanglement swapping or for quantum teleportation. If Alice's detectors find the 2 photons out of coincidence, then Bob and Charly's photon get entangled (entanglement swapping). If furthermore Charly measures his photon (with the analyzer of figure 1), then he effectively prepares the twin-photon that is in Alice hands and Alice measurement transfers (teleports) that state to Bob's photon (up to a unitary transformation which is determined by Alice results). The Bell analyzer (for 2 out of the 4 Bell states) is realized by a simple coupler.

2 Energie-Zeitverschränkte Zweiphotonenpulsquelle für die Quantenkommunikation

J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel und H. Zbinden

*Universität Genf, Gruppe für Angewandte Physik, 20, Straße der Medizinischen Hochschule,
CH-1211 Genf 4, Schweiz*

(9. Februar 2008)

arXiv:quant-ph/9809034v1 11 Sep 1998

Es wird eine gepulste Quelle von Energie-Zeit-verschränkten Photonenpaaren, die von einer Standard-Laserdiode gepumpt werden, vorgeschlagen und demonstriert. Die Grundzustände können anhand ihrer Ankunftszeit unterschieden werden. Dies vereinfacht die Realisierung der 2-Photonen-Quantenkryptographie, Bell-Zustandsanalysatoren, Quantenteleportation, dichter Kodierung, Verschränkungsvertauschung, GHZ-Zustandsquellen usw. erheblich. Darüber hinaus ist die Verschränkung während der Ausbreitung der Photonen in optischen Telekommunikationsfasern gut geschützt, was die Tür zur Anwendung der Quantenkommunikation mit wenigen Photonen über große Entfernungen öffnet.

Die Quantenkommunikation bietet den Physikern faszinierende Möglichkeiten. Einige entsprechen potenziellen Anwendungen wie der Quantenkryptographie, andere erforschen die Quantenwelt der Verschränkung, wie die dichte Kodierung, den Verschränkungs austausch (Verschränkung von Teilchen, die nie miteinander wechselwirken) oder die Teleportation (Übertragung des unbekannt Quantenzustands von einem Teilchen zu einem entfernten) [1-5]. In den letzten Jahren hat die Quantenkommunikation, wie der gesamte Bereich der Quanteninformationsverarbeitung, einen beeindruckenden Strom theoretischer Ideen erfahren. Die Experimente hinkten jedoch im Allgemeinen weit hinterher. Diese unausgewogene Situation besteht nach wie vor, außer im Fall der 1-Qubit-Quantenkryptographie (eigentlich Pseudo-1-Qubit, da schwache kohärente Lichtimpulse das Qubit nachahmen) [5]. Es besteht also ein deutlicher Bedarf an originellen Implementierungen der allgemeinen Ideen. In dieser Veröffentlichung schlagen wir eine kompakte, robuste (und kostengünstige) Quelle vor, die Energie-Zeit-verschränkte Paare von Photonen (Zwillingsphotonen) zu bestimmten Zeiten erzeugt. Die Quelle kann so eingestellt werden, dass sie jeden gewünschten 2-Qubit-Zustand darstellt, insbesondere die vier Bell-Zustände. Im Gegensatz zu anderen Bell-Zustandsquellen [6] basieren die Grundzustände unserer Zwillingsphotonen weder auf der Polarisation noch auf dem Impuls, sondern auf Zeitbins. Dies ermöglicht eine einfache Trennung der Grundzustände ohne optisches Element und verhindert ein Übersprechen während der Photonenausbreitung.

Wir stellen zunächst die Grundzustände unseres Qubit-Raums vor. Anschließend präsentieren wir unsere Quelle und diskutieren eine experimentelle Demonstration. Schließlich wird das Potential unserer Quelle anhand mehrerer Beispiele veranschaulicht.

Um unsere Quelle zu verstehen, ist es sinnvoll, mit dem einfachen Gerät in Abbildung 1 zu beginnen, das ganz im Sinne der klassischen linearen Optik verstanden werden kann. Zunächst analysieren wir sie als Präparationsvorrichtung. Ein 1-Photonen-Puls tritt von links in die Vorrichtung ein. Angenommen, die Pulsdauer ist kurz im Vergleich zur Armlängendifferenz (lang Arm - kurzer Arm) des Mach-Zehnder-Interferometers, so besteht der Ausgang aus zwei gut getrennten Pulsen. Bezeichnen wir sie als $|short\rangle$ und $|long\rangle$. Sie bilden die Basen unseres Qubit-Raums, ähnlich wie die üblichen vertikalen $|V\rangle$ und dem horizontalen $|H\rangle$ linearen Polarisationszuständen. Der Zustand am Ausgang unserer Präparationsvorrichtung lautet also

$$\alpha |short\rangle + \beta |long\rangle \quad (1)$$

Die relative Norm und Phase der Koeffizienten α und β werden durch das Kopplungsverhältnis des Strahlteilers bzw. des Phasenschiebers bestimmt. Daher kann jeder Zustand des 2-dimensionalen Hilbert-Raums, der von den Grundzuständen $|short\rangle$ und $|long\rangle$ aufgespannt wird, vorbereitet werden. Der Schalter des Bauelements rekombiniert die Impulse, die den kurzen und den langen Arm durchlaufen, ohne Verluste zu verursachen. Er könnte durch einen passiven 50/50%-Strahlenteiler ersetzt werden, was mit 50% Verlusten verbunden wäre. Das gleiche Gerät kann dann als Analysator verwendet werden. Man lässt einfach die 2 Pulse von rechts in das Gerät eintreten. Der Schalter wird so synchronisiert, dass der dem Ket $|short\rangle$ entsprechende Impuls den langen Weg im Interferometer nimmt und umgekehrt für den anderen Impuls. Am Ausgang (links) des Analysators überlagern

sich daher beide Impulse. Je nach Phasenverschiebung und Kopplungsverhältnis ist die Interferenz konstruktiv oder destruktiv bzw. vollständig oder unvollständig, ganz in Analogie zu einem Polarisationsanalysator.

Die Entsprechung zwischen den Polarisationszuständen und den Zuständen, die durch Überlagerung der Zustände $|short\rangle$ und $|long\rangle$ entstehen, lässt sich erweitern. So entspricht beispielsweise ein Polarisationsstrahlteiler, der die grundlegenden vertikalen und horizontalen Polarisationszustände trennt, einem optischen Schalter zwischen den kurzen und den langen Impulsen.

Unsere Zwillingsphotonenquelle besteht aus einem gepulsten Pumplaser, einem Gerät ähnlich dem oben beschriebenen und einem nichtlinearen Kristall, in dem die Zwillingsphotonen durch spontane parametrische Abwärtskonversion erzeugt werden. Jedes Photon des Pumplasers wird durch das Präparationsgerät in zwei Teile aufgespalten, und die beiden Teile durchlaufen den nichtlinearen Kristall mit einer Zeitverzögerung. Wenn also ein Pumpphoton in ein Zwillingsphoton aufgespalten wird, ist der Zeitpunkt der Erzeugung des letzteren undefiniert. Genauer gesagt transformiert das Präparationsgerät den Zustand des Pumpphotons in eine Überlagerung $\alpha|short\rangle_{pump} + \beta|long\rangle_{pump}$ und der Abwärtskonversionsprozess im Kristall transformiert diesen Zustand in [7]:

$$\alpha|short\rangle_s \otimes |short\rangle_i + \beta|long\rangle_s \otimes |long\rangle_i \quad (2)$$

Dies ist dem verschränkten Zustand ähnlich, der für Franson-Tests von Bell-Ungleichungen verwendet wird [8]. Im Gegensatz zu anderen Quellen von energiezeitlich verschränkten Photonen [8-12] ist die Kohärenz des Pumplasers unserer Quelle jedoch nicht von Bedeutung, da die notwendige Kohärenz durch das Präparationsinterferometer hergestellt wird. Mit anderen Worten wird die Unsicherheit der Ankunftszeit des Pumpphotons am Kristall (innerhalb der Kohärenzlänge des Pumplasers) durch die beiden scharfen Werte ersetzt, die $|short\rangle$ und $|long\rangle$ entsprechen und die Grundlage unseres Qubit-Raums bilden. Daher kann beispielsweise jede Standardlaserdiode als Pumpe verwendet werden. Beachten Sie jedoch, dass die Pulsdauer kürzer sein muss als die Armlängendifferenz des Interferometers.

Abbildung 2 zeigt die Zwillingsphotonenquelle, die wir als Demonstrator verwendet haben. Sie wird von einer Standard-Rotlaserdiode (Sanyo DL-LS52, $\lambda = 655\text{nm}$) gepumpt, die im gepulsten Modus betrieben wird (300ps-Pulse, Spitzenleistung 30mW, Wiederholungsrate 100MHz). Ein Zerstreuungsprisma P lenkt jegliche Infrarotemission des Lasers vom Eingang des nachfolgenden Michelson-Interferometers ab. Am Ausgang des Interferometers werden die Laserpulse in zwei Pulse aufgeteilt, die zeitlich um 1, 2ns getrennt sind, wie oben für unser einfaches Gerät beschrieben. Die Blende A garantiert, dass beide Pulse zum gleichen räumlichen Modus gehören. Diese beiden Pulse passieren einen nichtlinearen LiNbO_3 -Kristall, der so geschnitten ist, dass wellenlängendegenerierte Zwillingsphotonen mit einer Mittenwellenlänge von 1310nm erzeugt werden. Schließlich werden diese Zwillingsphotonen durch den Koppler L_2 in eine Einmodenfaser eingekoppelt, wobei das rote Laserlicht durch den Filter F blockiert wird. Der Messgraf in Abb. 2 zeigt die Ergebnisse eines ersten Experiments in einem optischen Aufbau ähnlich dem von Franson [8] vorgeschlagenen. Im Prinzip wird jedes Photon von einem anderen Analysator mit gleichen Weglängenunterschieden analysiert. In der Praxis ist es einfacher, beide Zwillingsphotonen auf denselben Analysator zu richten [13]. Dies hat keinen Einfluss auf die Möglichkeit, unsere Quelle durch Messung der 2-Photonen-Interferenzen zu charakterisieren, die durch die nicht unterscheidbaren Pfade erzeugt werden: Pumpphoton im kurzen (langen) Arm und die beiden Zwillingsphotonen in den langen (kurzen) Armen. Der Analysator ist ein vollständig faserbasiertes Michelson-Interferometer mit Faraday-Spiegeln (FM) zur Kompensation von Polarisationschwankungen [10,11]. Der Wegunterschied entspricht genau (innerhalb der Kohärenzzeit des Pumplasers) der durch das erste Interferometer erzeugten Verzögerung. Sie kann durch Änderung der Temperatur des gesamten Interferometers variiert werden. Der optische Zirkulator C am Eingang leitet die zurückreflektierten Photonen zu einem Detektor, ein zweiter befindet sich am Ausgang des Interferometers. Beide Detektoren sind passiv gedämpfte, auf 77K gekühlte Germanium-APDs. Wir zeichnen dreifache Übereinstimmungen zwischen den beiden Detektoren und dem Laserpulser innerhalb eines Fensters von 500ps auf. Das gemessene Interferogramm ist im Messgraf von Abbildung 2 dargestellt. Die gemessene Sichtbarkeit von 84% zeigt deutlich, dass unsere Quelle den Quantenzustand (2) erzeugt. Der Unterschied zur idealen Sichtbarkeit von 100% ist hauptsächlich auf die Nichtübereinstimmung zwischen den beiden interferierenden Modi am Ausgang des Vollinterferometers zurückzuführen. Wir schätzen, dass mit einem reinen Faserinterferometer, einem stärkeren Laser und durch Gating der Detektoren eine Sichtbarkeit von mehr als

95% mit nicht mehr als einigen Sekunden Integrationszeit pro Datenpunkt erreichbar sein sollte. Beachten Sie, dass die Aufbereitungs- und Analysegeräte auf Photonen unterschiedlicher Wellenlänge einwirken.

Our twin-photon source uses standard components, is compact (in future it could be fully integrated on an optical chip) and is well adapted for quantum communication over optical fiber networks. Indeed, the separation between the long and short paths can be made large enough to eliminate all drawbacks due to dispersion of the pulses during transmission. Moreover, polarization fluctuations and depolarization, inevitable in optical fibers, have no effect on our system, as already demonstrated by our long distance quantum correlation experiments [11,12]. Another significant advantage of our pulsed source is that the detectors can be opened only during the short time windows when photons are expected. This allows to gate the detectors and increase the detector efficiency from a few percents to tens of percents. It also opens the door for InGaAs APD which can work at temperatures achievable with thermo-electric cooling, but only in such a gated mode [14].

Die Quantenkryptographie könnte die erste Anwendung der Quantenkommunikation sein. Bisher wurden bei allen Demonstrationen außerhalb des Labors das 1-Photonen-Schema [5,15-17] verwendet. Unsere Quelle sollte eine Felddemonstration der Quantenkryptographie mit dem 2-Photonen-Schema [1] ermöglichen. Dies hat neben der Eleganz den Vorteil, dass die Distanz vergrößert wird, da man mit 1-Photonen-Zuständen statt mit schwachen 0,1-Photonen-Impulsen beginnen würde. Darüber hinaus bietet unsere Quelle, wie in Abbildung 3 dargestellt, ein einfaches passives Detektionsschema. Für jedes Zwillingensphoton kann jeder Detektor ein Photon zu 3 verschiedenen Zeiten (relativ zur Emissionszeit) registrieren: kurz, mittel, lang. Kurze und lange Zählungen auf Alice- und Bob-Seite entsprechen der Basis $\{|short\rangle, |long\rangle\}$ und sind zu 100% korreliert. Mittlere Zählungen entsprechen der komplementären Basis $\{|short\rangle \pm |long\rangle\}$ und sind auch perfekt korreliert (unter der Annahme, dass $\varphi + \delta_A + \delta_B = 0$). Beachten Sie, dass in der ersten Basis die Korrelation in den Detektionszeiten liegt, während in der zweiten Basis die Korrelation zwischen den Detektoren besteht, die die Photonen zählen. Wir möchten die relative Einfachheit dieser Implementierung hervorheben: Um einen externen Zufallszahlengenerator und einen Phasenmodulator zu vermeiden, werden normalerweise auf jeder Seite zwei Analysatoren benötigt. Hier wird einer davon durch einfaches Messen der Ankunftszeit der Photonen realisiert, daher benötigt dieser Analysator kein optisches Element!

Weitere faszinierende Möglichkeiten der Quantenkommunikation sind Teleportation, Verschränkungsaustausch und dichte Kodierung, wie sie bereits im Labor demonstriert wurden [18-21]. Unsere Quelle bietet die Möglichkeit, diese Aufgaben über viel größere Entfernungen zu erfüllen. Betrachten wir beispielsweise den Aufbau in Abbildung 4. Zwei unabhängige, aber synchronisierte Zwillingensphotonenquellen emittieren Photonenpaare [22]. Ein Element jedes Paares wird gemeinsam von einem sogenannten Bell-Zustandsanalysator analysiert. Im Idealfall sind die Eigenzustände dieses Analysators die 4 Bell-Zustände:

$$\psi^\pm = |short, long\rangle \pm |long, short\rangle \quad (3)$$

$$\phi^\pm = |short, short\rangle \pm |long, long\rangle \quad (4)$$

In der Praxis jedoch trennt der beste Analysator, der nur mit linearer Optik realisiert werden kann, eindeutig zwischen 2 von 4 Bell-Zuständen und lässt die 2 anderen ununterscheidbar [23]. In unserem Fall ist ein solcher optimaler linearer Analysator einfach zu implementieren: Ein 50%-Strahlteiler und 2 Detektoren genügen! Etwas Einfacheres kann man sich nur erträumen! Betrachten wir zunächst den Fall eines Eingangszustands im Raum, der von den ϕ^\pm -Zuständen aufgespannt wird. Dann werden beide Photonen gleichzeitig detektiert, entweder von einem oder von beiden Detektoren (der Zeitpunkt der Detektion dieser 2 Photonen ermöglicht es, zwischen den Zuständen $|short, short\rangle$ und $|long, long\rangle$ zu unterscheiden). Wenn der Eingangszustand ψ^- ist, erhalten notwendigerweise beide Detektoren ein Photon, allerdings mit einer Zeitverzögerung. Wenn der Eingangszustand schließlich ψ^+ ist, dann bewegen sich beide Photonen zwangsläufig zum selben Detektor, wiederum mit einer Zeitverzögerung. Die beiden ψ^\pm -Zustände können somit eindeutig unterschieden werden. Dies geschieht mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% und in diesen Fällen verschränken sich die Photonen von Bob und Charly, obwohl sie nie direkt interagieren. Dies wird als Verschränkungsaustausch bezeichnet [3,21]. Die gleiche Grundkonfiguration könnte auch für die Quantenteleportation verwendet werden [4,19].

Eine (gepulste) 3-Photonenquelle, die GHZ-Zustände [24] (d.h. maximal verschränkte Triplets) emittiert, könnte, verallgemeinernd zum Vorschlag [25], wie folgt funktionieren. Entfernen Sie einen der Detektoren aus Abbildung 4 und betrachten Sie die Fälle, in denen der verbleibende Detektor zum Zeitpunkt „short“ ein Photon registriert. Vorausgesetzt, es gibt in jedem der 3 Ausgänge ein Photon, befinden sich diese 3 Photonen im GHZ-Zustand: $|short, long_1, long_1\rangle + |long_2, long_2, short\rangle$, wobei sich $long_j$ auf den langen Arm der j -ten Quelle bezieht. Wenn $long_1$ und $long_2$ ausreichend unterschiedlich sind, dann handelt es sich um einen GHZ-Zustand. Eine weitere von unserer Quelle vorgeschlagene Analyse ist in Abbildung 3 dargestellt. Die Symmetrie dieser Abbildung ist der eines GHZ-Zustands auffallend ähnlich. Natürlich werden in einem echten GHZ-Zustand alle Teilchen im Zentrum erzeugt und breiten sich in Richtung ihrer Analysatoren, Alice, Bob und Charly, aus. Während in unserem Fall Charlys Photon das Pump Photon ist und Alice und Bob die Signal- und Leerlaufphotonen empfangen. Dennoch kann die Analogie weiter getrieben werden: Alle Korrelationen, die für GHZ-Zustände gelten, gelten auch für die 3 Photonen in Abbildung 3. Ein Vorteil solcher Zustände für Anwendungen wie die Dreiparteien-Quantenkryptographie besteht darin, dass keine dreifache Koinzidenzphotonenzählung erforderlich ist, da sich das dritte Photon im hellen Laserpuls befindet.

Beachten Sie, dass unsere Quelle nicht-maximal verschränkte Zustände erzeugen kann, indem sie einen Koppler mit einem von $1/2$ abweichenden Kopplungsverhältnis verwendet (siehe Abbildung 1). Dies, zusammen mit der Möglichkeit, die Effizienz des Detektors durch Zeitfensterung zu erhöhen, könnte zu einem Test der Bell-Ungleichung führen, der die lästige Detektionslücke schließt [26]. Tatsächlich hat Eberhard überraschenderweise gezeigt, dass nicht-maximal verschränkte Zustände für einen solchen Test günstig sind [27].

Einige Verallgemeinerungen unseres Vorschlags sind erwähnenswert. Man könnte Interferometer mit mehr als zwei Zweigen verwenden und so die Verschränkung von 3-dimensionalen Quantenobjekten (Qutrits) oder sogar von noch höheren Dimensionen erreichen [28]. Eine weitere Verallgemeinerung wäre die Herstellung einer Folge kohärenter Pulse, die den nichtlinearen Kristall aus einem kohärenten Laserstrahl und einem elektrooptischen Schalter pumpen. Die geeignete elektronische Ansteuerung eines solchen Intensitäts- und Phasenmodulators könnte es ermöglichen, die Verschränkung zweier Objekte mit Dimensionen von bis zu mehreren Hundert zu untersuchen.

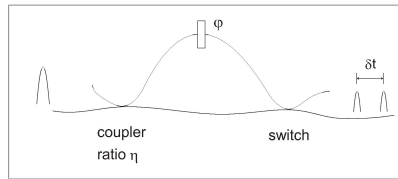
Zusammenfassend wurde eine kompakte und einfache Doppelphotonenquelle vorgeschlagen und demonstriert und mehrere Anwendungen im Bereich der Quantenkommunikation beschrieben. Die Verwendung der Zeit als Grundlage zur Kodierung von Qubits ermöglicht es, die Kohärenz des Pumpstrahls ausgehend von jeder beliebigen geeigneten Lichtquelle anzupassen. Außerdem können die Grundzustände einfach anhand der Detektionszeit unterschieden werden, was Bell-Zustandsanalysatoren vereinfacht. Die Depolarisation während der Photonen ausbreitung hat keinen Effekt und Polarisationschwankungen in den analysierenden Interferometern können dank Faraday-Spiegeln vollständig kompensiert werden. All dies vereinfacht die praktische Umsetzung von Quantenkryptographie, Teleportation und anderen Protokollen über große Entfernungen mithilfe von Telekommunikations-Glasfasern erheblich.

Wir danken Bruno Huttner für die anregenden Diskussionen und die finanzielle Unterstützung durch das Schweizer Schwerpunktprogramm für Optik und das europäische TMR-Netzwerk „Die Physik der Quanteninformation“.

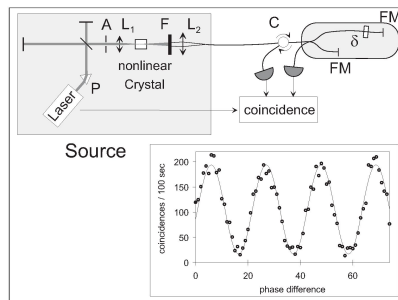
Referenzen

- [1] A.E. Ekert, Phys. Rev. Lett. **67**, 661 (1991).
- [2] C.H. Bennett and S.J. Wiesner, Phys. Rev. Lett. **69**, 2881 (1992).
- [3] M. Zukowsky et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 4287 (1993).
- [4] Ch. Bennett et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 1895 (1993).
- [5] see for example the Physics World issue of March 1998.
- [6] see in particular P.G. Kwiat et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 4337 (1995); and P.G. Kwiat and A.G. White, proceedings of IQEC'98 (International Quantum electronics Conference), eds OSA, p. 144, 1998.
- [7] Tatsächlich besteht der Pumpimpuls aus vielen Photonen in einem kohärenten (d. h. klassischen) Zustand. Mit hoher Wahrscheinlichkeit wird jedoch höchstens eines davon in Zwillingenphotonen umgewandelt. Daher wählen wir effektiv eines der Pumpphotonen nachträglich aus.
- [8] J.D. Franson, Phys. Rev. Lett., **62**, 2205 (1989).
- [9] J. Brendel et al., Europhys. Lett. **20**, 575 (1992); P. G. Kwiat et al., Phys. Rev. A **47**, R2475 (1993); P. R. Tapster et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1923 (1994).
- [10] W. Tittel et al., Europhys. Lett. **40**, 595 (1997).
- [11] W. Tittel et al., quant-ph 9806043, 1998.
- [12] W. Tittel et al, Phys. Rev. A **57**, 3229 (1998).
- [13] J. Brendel et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 1142, 1991.
- [14] G. Ribordy et al, Applied Optics **37**, 2272 (1998).
- [15] C. H. Bennett and G. Brassard, in *Proceedings of the IEEE International Conference on Computer, Systems, and Signal Processing, Bangalore, India* (IEEE, New York, 1984), pp. 175–179.
- [16] C. H. Bennett, Phys. Rev. Lett. **68**, 3121 (1992).
- [17] C. Marand et al., Opt. Lett. **20**, 1695 (1995); R. Hughes et al., Lecture Notes in Computer Science, **1109**, 329 (1996); H. Zbinden et al., Electron. Lett. **33**, 586 (1997).
- [18] K. Mattle et al, Phys. Rev. Lett. **76**, 4656 (1996).
- [19] D. Bouwmeester et al., Nature **390**, 575 (1997).
- [20] D. Boschi et al, Phys. Rev. Lett. **80**, 1121 (1998).
- [21] J.W. Pan et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 3891 (1998).
- [22] In der Praxis könnte derselbe Laser beide Quellen pumpen. Die größte experimentelle Schwierigkeit wäre vermutlich die Anforderung, dass die Pulsdauer kürzer sein muss als die Kohärenzzeit des herunterkonvertierten Photons.
- [23] H. Weinfurter, Europhys. Lett. **25**, 559 (1994).
- [24] D. M. Greenberger et al., Am. J. Phys. **58**, 1131 (1990).
- [25] A. Zeilinger et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 3031 (1997).
- [26] E. Santos, Phys. Lett. A **200**, 1 (1995).
- [27] Ph.H. Eberhard, Phys. Rev. A **47**, R747 (1993).
- [28] M. Zukowsky et al., Phys. Rev. A **55**, 2564 (1997).

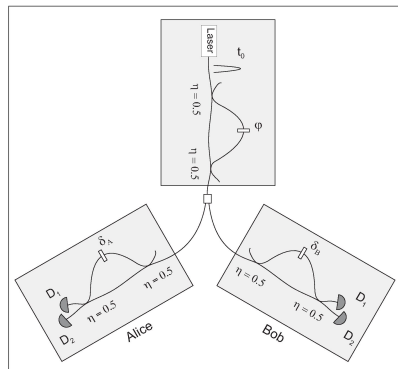
Abbildungen



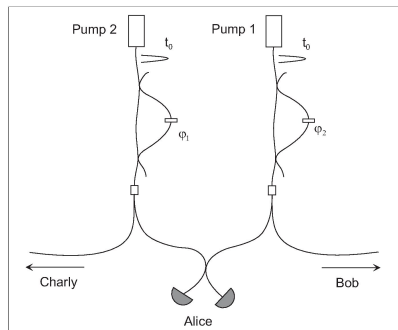
1 Schematische Darstellung der Präparations- und Analysevorrichtung (unter Verwendung von Lichtleitfasern und Faserkoplern). Durch Einstellung des Kopplungsverhältnisses η des Koplern (Strahlteilers) und der Phase ϕ des Phasenschiebers, kann eine beliebige Überlagerung der Grundzustände $|short\rangle$ und $|long\rangle$ präpariert und analysiert werden ($\frac{|\alpha|^2}{|\beta|^2} = \frac{1-\eta}{\eta}$). Die Armlängendifferenz δt dieses Mach-Zehnder-Interferometers sollte viel größer sein als die Pulsdauer. Der (optionale) optische Schalter erlaubt es, die Grundzustände verlustfrei zu koppeln oder zu trennen.



2 Schematische Darstellung des Experiments zur Demonstration der Zweiphotonenquelle. Die gemessene 2-Photonen-Interferenzsichtbarkeit (Visibilität) von 84% belegt die nichtklassische Natur des 2-Photonenfeldes.



3 Implementierung der Zweiphotonenquelle für die Quantenkryptographie. Alice und Bob benötigen nur je ein Interferometer und keine Modulatoren (siehe Text). Man beachte auch die Analogie zwischen den 3-Teilchen-GHZ-Zuständen und dem Pump+Zwillingsphotonenzustand dieser Konfiguration.



4 Anwendung der Zweiphotonenquelle zum Verschränkungs-austausch oder zur Quantenteleportation. Wenn Alices Detektoren die beiden Photonen nicht zufällig finden, dann werden Bobs und Charlys Photonen verschränkt (Entanglement Swapping). Wenn Charly außerdem sein Photon misst (mit dem Analysator aus Abbildung 1), dann bereitet er das Zwillingsphoton vor, das sich in den Händen von Alice befindet. Alices Messung überträgt (teleportiert) diesen Zustand auf Bobs Photon (bis zu einer unitären Transformation, die von Alices Ergebnissen bestimmt wird). Der Bellanalysator (für 2 der 4 Bellzustände) wird durch einen einfachen Koppler realisiert.

Alle Rechte und Pflichten bei den Verfassern,
Übersetzung: Dipl.- Ing. Björnstjerne Zindler, M.Sc.
Im Zweifel gilt die englische Fassung.
Keine kommerzielle Nutzung!

L^AT_EX 2 ϵ

