

Einstein-Podolsky-Rosen-Experimente

Florian Jung
Fachbereich Physik, Universität Mainz
(16. Juni 2003)

Im Mai 1935 wurde von Albert Einstein, Boris Podolsky und Nathan Rosen (EPR) ein Artikel [6] publiziert, in dem die Autoren behaupten, dass die Beschreibung der physikalischen Realität durch eine quantenmechanische Wellenfunktion unvollständig ist.

Prinzipiell ging es dabei um Folgendes: Man kennt die Wellenfunktion eines Quantensystems zu einem Zeitpunkt t_0 . Dieses Quantensystem wird so in zwei Teilsysteme zerlegt, dass diese einen verschränkten Zustand bilden. Nun trennt man die Teilsysteme räumlich voneinander und führt an einem eine Messung durch. Der Ausgang der Messung legt bei einem verschränkten System sofort den Ausgang einer analogen Messung am anderen Teilsystem fest. Alle Experimente dieses Typs bezeichnet man auch als *EPR-Experimente*.

Das ursprüngliche EPR-Gedankenexperiment wurde 1957 von David Bohm aufgegriffen und in einer viel leichter überschaubaren Version formuliert [4], welche mit einem zweidimensionalen Zustandsraum – statt dem unendlichdimensionalen von EPR – auskommt. Abgesehen davon ist der Vorschlag von Bohm viel einfacher experimentell zu realisieren.

Im Folgenden wird deshalb eine Einführung in die Quantenmechanik von Zwei-Niveau-Systemen gegeben sowie kurz die Einstein-Kausalität erläutert. Darauf aufbauend wird die Theorie und die konkrete Umsetzung von EPR-Experimenten sowie deren Ergebnisse diskutiert.

1. ZWEI-NIVEAU-SYSTEME

In der Quantenmechanik werden Zustände eines Systems durch Wellenfunktionen beschrieben. Alle möglichen Wellenfunktionen, die das System annehmen kann, bilden den sogenannten Zustandsraum. Dieser ist ein (normalerweise) unendlichdimensionaler Vektorraum und die Wellenfunktionen ψ lassen sich als unendlichdimensionale Vektoren interpretieren. Dies sieht man folgendermaßen:

Aus der Schule kennt man sicher dreidimensionale Vektoren

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} .$$

Die Einträge des Vektors bezeichnet man als 1-, 2- und 3-Komponente v_1 , v_2 und v_3 . Hier ist z. B. $v_1 = a$. Für einen allgemeinen n -dimensionalen Vektorraum hat der Vektor n Komponenten v_i mit $i = 1, 2, 3, \dots, n$. Dies ist aber nichts anderes als eine Funktion ψ , die jedem

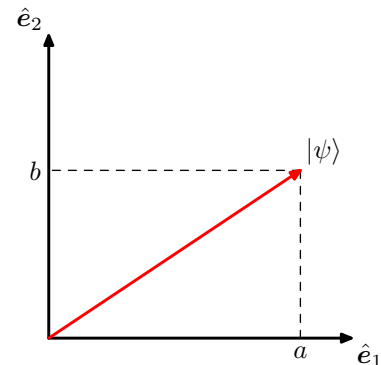


Abbildung 1: Zweidimensionaler Vektorraum.

$i = 1, 2, 3, \dots, n$ einen Wert $\psi(i) = v_i$ zuordnet. Im unendlichdimensionalen Fall übernimmt dann $r \in \mathbb{R}$ die Rolle des Index, mit welchem man die r -te Komponente $\psi(r)$ des unendlichdimensionalen Vektors ψ ansprechen kann. Physiker schreiben für diesen „Vektor“ ohne den Index auch gerne $|\psi\rangle$.

Für Zwei-Niveau-Systeme hat man es jetzt wirklich nur mit einem zweidimensionalen Vektorraum zu tun. Die Wellenfunktion wird dann zu einem deutlich einfacheren Vektor mit zwei Einträgen, in Physiker-Schreibweise:

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} .$$

An dieser Stelle muss man aufpassen, da in der Schule immer eine feste *Basis* gewählt wurde, bezüglich derer man die *Koordinaten* a und b angibt. Dies war die kartesische Basis (daher auch kartesisches Koordinatensystem) mit den Basisvektoren

$$\hat{e}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \hat{e}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} .$$

Den Vektor $|\psi\rangle$ schreibt man als Linearkombination der Basisvektoren:

$$|\psi\rangle = a \cdot \hat{e}_1 + b \cdot \hat{e}_2 .$$

Dies ist in Abbildung 1 dargestellt.

Vorteil dieser Schreibweise ist, dass man sich die Basis nicht merken muss. Speziell wenn man verschiedene Basen verwendet, ist dies wichtig, da die Koordinaten a und b von der gewählten Basis abhängen, der abstrakte Vektor $|\psi\rangle$ (ein Punkt) soll aber der gleiche bleiben. Als Beispiel betrachte man zwei verschiedene Stadtpläne von Mainz: Auf dem einen liegt das Physikgebäude bei den Koordinaten $(1, 2)$, bei einem anderen vielleicht bei

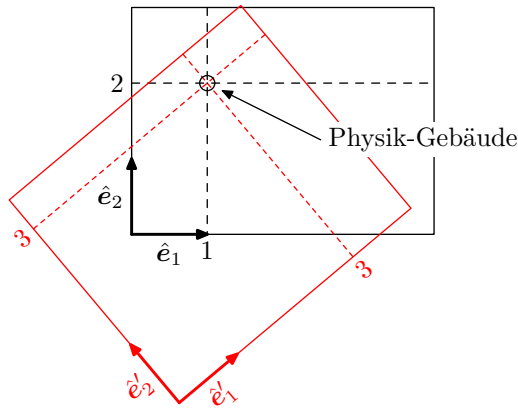


Abbildung 2: Verschiedene Stadtpläne von Mainz.

(3, 3); trotzdem steht das Haus immer an der gleichen Stelle, nur wurden unterschiedliche Perspektiven, d. h. Basen verwendet. Dieser Fall ist in Abbildung 2 gezeigt. Die eine Karte verwendet die Basisvektoren \hat{e}_1 und \hat{e}_2 , die andere Karte benutzt \hat{e}'_1 und \hat{e}'_2 als Basis.

Prinzipiell ist es egal, welche Basis man verwendet, da jede Basis per Definition eine vollständige Beschreibung liefert. Ziel ist es nun eine physikalisch sinnvolle Basis zu wählen. Dazu erinnern wir uns, dass Messungen durch Operatoren auf dem Zustandsraum realisiert werden. Im zweidimensionalen Fall ist dieser Operator A eine einfache 2×2 -Matrix, die auf Vektoren $|\psi\rangle$ wirkt. Die möglichen Messwerte sind die Eigenwerte der Matrix, von denen es hier höchstens zwei verschiedene gibt. Wählt man als Basis die Eigenvektoren des Operators $|\varphi_1\rangle$ und $|\varphi_2\rangle$, so schreibt man den obigen Vektor $|\psi\rangle$ als:

$$|\psi\rangle = a \cdot |\varphi_1\rangle + b \cdot |\varphi_2\rangle ,$$

mit geeignet gewählten Koordinaten a und b . Ein konkretes Beispiel wäre Schrödinger's Katze, die bei einer Messung die Eigenwerte tot oder lebendig hat. Man wählt also geschickterweise die Basis aus den Eigenvektoren $|\text{tot}\rangle$ und $|\text{lebendig}\rangle$. Die Katze befindet sich vor der Messung in einer Überlagerung der Eigenzustände:

$$|\text{Katze}\rangle = a \cdot |\text{tot}\rangle + b \cdot |\text{lebendig}\rangle .$$

Die Wahrscheinlichkeit für eine tote Katze ist dann $|a|^2$, die Wahrscheinlichkeit die Katze lebend vorzufinden ist $|b|^2$. Da man die Katze mit Sicherheit, d. h. Wahrscheinlichkeit 1, tot oder lebendig vorfindet fordert man $|a|^2 + |b|^2 = 1$. Misst man, den Eigenwert, der zum Eigenvektor $|\varphi_1\rangle$ gehört, so befindet sich das System nach der Messung im Eigenzustand $|\varphi_1\rangle$, die Wellenfunktion $|\psi'\rangle$ nach der Messung ist also $|\psi'\rangle = |\varphi_1\rangle$.

1.1. Polarisation von Photonen

Misst man die Polarisation von Licht, so haben die Photonen die Auswahl zwischen zwei Möglichkeiten

nämlich horizontal (h) oder vertikal (v) polarisiert zu sein. Hierbei hat man schon heimlich eine Basis gewählt, nämlich horizontal und vertikal, welche durch die kartesischen Basisvektoren

$$|h\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad |v\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

beschrieben wird. Der Operator, der die Messung realisiert, ist dann gegeben durch

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

mit den Eigenwerten $h = +1$ und $v = -1$. Der Polarisationsfilter lässt das Licht nur passieren, wenn er den Eigenwert $+1$ feststellt, wenn das Photon also horizontal polarisiert ist.

Ist das Licht in einer beliebigen Richtung polarisiert, so kann man ihm einen Vektor $|\psi\rangle$ zuordnen. Wie oben schreibt man diesen als

$$|\psi\rangle = a \cdot |h\rangle + b \cdot |v\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} .$$

Die Photonen sind also mit einer Wahrscheinlichkeit von $|a|^2$ horizontal polarisiert und werden durchgelassen, sonst werden sie absorbiert. Die Intensität des Lichts nimmt bei Durchgang durch den Polarisator also auf $|a|^2$ mal den ursprünglichen Wert ab.

Wir wollen nun den Wert a irgendwie berechnen. Dazu verwenden wir Licht, dessen Polarisationsrichtung um den Winkel ϑ gedreht ist. Dies kann zum Beispiel durch einen Polarisationsfilter erreicht werden, der vor dem ersten kommt und um einen Winkel ϑ gedreht wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 3 dargestellt. Wie schon oben bemerkt gilt immer $|a|^2 + |b|^2 = 1$, der Vektor $|\psi\rangle$ hat also die Länge 1, genauso wie die Basisvektoren. Da die Basisvektoren senkrecht aufeinander stehen, kann man a sehr einfach ausrechnen, es gilt nämlich $a = \cos(\vartheta)$, da der Cosinus als $\cos(\vartheta) = \text{Ankathete}/\text{Hypotenuse}$ definiert wurde und die Hypotenuse eine Länge von 1 hat. Analog gilt $b = \sin(\vartheta)$. Die Intensität des Lichts nimmt beim Passieren des Polarisators also auf $\cos^2(\vartheta)$ ab. Das Licht

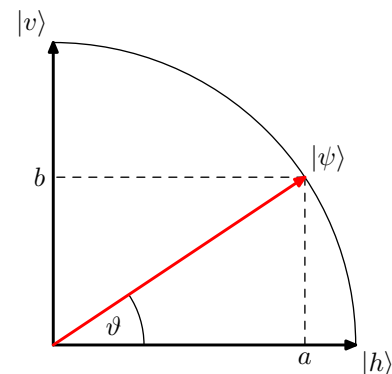


Abbildung 3: Zerlegung in eine Basis.

ist danach in der neuen Richtung $|h\rangle$ polarisiert, man hat die Polarisationsrichtung also um den Winkel ϑ gedreht, der Zustand wurde durch die Messung verändert.

Sehr eindrucksvoll wird diese Änderung des Zustands durch die Messung, wenn man zwei Polarisationsfilter A und B hintereinanderstellt, die um 90° verdreht sind. Da $\cos^2(90^\circ) = 0$ ist, wird kein Licht durchgelassen. Bringt man jetzt einen *zusätzlichen* Polarisationsfilter C mit einem Winkel von 45° zwischen die beiden anderen, so kommt plötzlich wieder Licht hindurch. Mit Hilfe der obigen Überlegungen ist dies sofort zu verstehen: Bei Durchgang durch den Filter C wird die Polarisationsrichtung des Lichts um 45° gedreht und die Intensität ist $\cos^2(45^\circ) = \frac{1}{2}$. Der Filter B ist nun wiederum nur um 45° gegenüber C gedreht, deshalb gilt hier das gleiche und man bekommt eine Intensität des Lichts von $\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{4}$ mal dem ursprünglichen Wert. Indem man weitere Polarisationsfilter in den Strahlengang bringt, kann man sogar erreichen, dass die Intensität fast gar nicht abnimmt. Schon mit 9 zusätzlichen Filtern, die jeweils um 9° gedreht sind, erreicht man eine Intensität von über 80%.

2. LICHTKEGEL UND EINSTEIN-KAUSALITÄT

EPR machten in ihrem Originalartikel [6] verschiedene ganz allgemeine Annahmen, die eine physikalische Theorie erfüllen muss. Dazu gehört auch das Konzept der *Lokalität*:

Wenn zwei Systeme nicht mehr miteinander wechselwirken, dann kann keine wirkliche Veränderung am zweiten System als Folge eines Eingriffs in das erste System auftreten.

Hinter dieser Aussage steckt natürlich das Prinzip der speziellen Relativitätstheorie, nach der Information maximal mit Lichtgeschwindigkeit übertragen werden kann. Die Vergangenheit, Zukunft und Gegenwart eines Systems kann man sich am einfachsten mit Hilfe von Raum-Zeit-Diagrammen erklären.

In der klassischen Physik ordnet man Objekten Ortsvektoren zu, die sich mit der Zeit ändern können. Trägt man nun den Ort des Objekts gegen die Zeit in einem Diagramm auf, so bekommt man ein Raum-Zeit-Diagramm wie in Abbildung 4, aus dem man ablesen kann, an welchem Ort x sich das Objekt zu einer Zeit t befunden hat. Die entstehende Kurve nennt man auch Weltlinie des Objekts. Trifft das Objekt zur Zeit $t_0 = 0$ mit dem Beobachter zusammen, der an der Stelle $x = 0$ steht, so geht die Weltlinie durch den Ursprung des Koordinatensystems.

Lichtstrahlen nehmen in Raum-Zeit-Diagrammen eine Sonderstellung ein, da sich Licht immer mit Lichtgeschwindigkeit c bewegt. Bei der in der SRT üblichen Normierung bewegt sich Licht, das beim Beobachter vorbeikommt auf den Diagonalen des Koordinatensystems (vgl. Abbildung 5). Man spricht auch vom Lichtkegel des

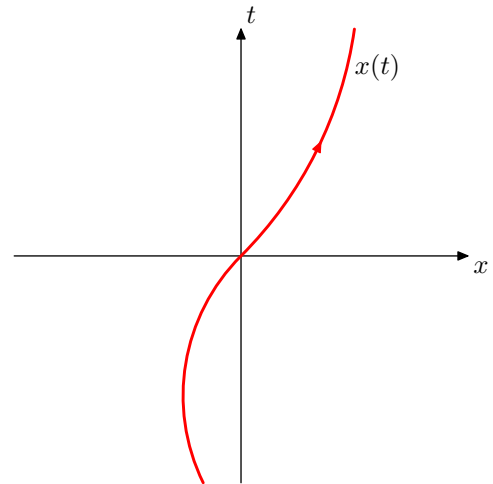


Abbildung 4: Weltlinie im Raum-Zeit-Diagramm.

Beobachters. Alle physikalisch realisierbaren Weltlinien liegen innerhalb des Lichtkegels. Da sich Information maximal mit Lichtgeschwindigkeit bewegen kann, liegen *alle* Ereignisse, über die der Beobachter etwas erfahren haben kann in der unteren Hälfte des Lichtkegels. Analog kann er natürlich nur auf Ereignisse Einfluss nehmen, die im oberen Teil des Lichtkegels liegen. Man spricht deshalb auch von der Vergangenheit und der Zukunft des Beobachters zum Zeitpunkt $t = 0$. Über die Ereignisse außerhalb des Lichtkegels hat der Beobachter keinerlei Information (diese müsste sich dazu ja schneller als Licht bewegt haben) noch kann er Einfluss auf diese nehmen, wohl kann dies aber ein anderer Beobachter, der sich an einem anderen Ort befindet und deshalb auch einen anderen Lichtkegel hat. Ein Beispiel ist der Punkt p , der raumartig von unserem Beobachter getrennt ist. Für einen anderen Beobachter, der sich etwas weiter rechts befindet, läge der Punkt p dagegen in der Zukunft, die er beeinflussen kann. Genau dieser Sachverhalt der raumar-

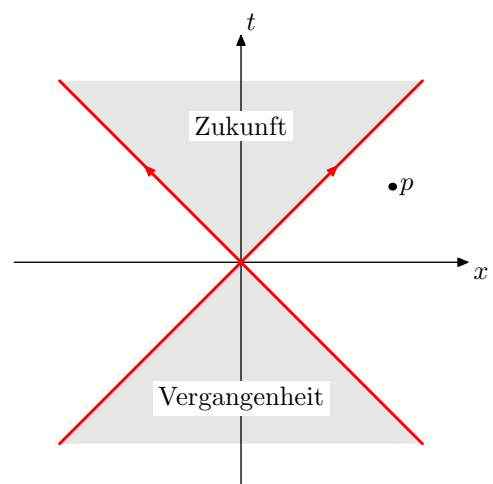


Abbildung 5: Lichtkegel und Kausalität.

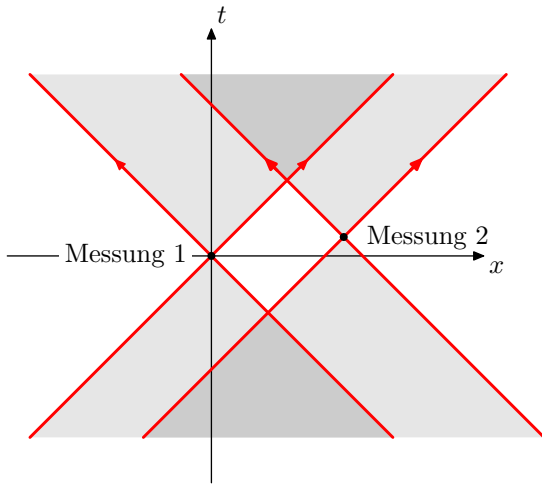


Abbildung 6: Raumartig getrennte Messungen.

tigen Trennung der Messung an zwei Systemen ist unter der anfangs erwähnten Lokalitätsannahme zu verstehen. Ein Raum-Zeit-Diagramm für zwei raumartig voneinander getrennte Messungen findet man in Abbildung 6.

3. DAS PRINZIP VON EPR-EXPERIMENTEN

In die Argumentation des Artikels [6] von EPR gehen im Wesentlichen drei zentrale Annahmen über eine physikalische Theorie ein, die dann zum Widerspruch geführt werden. Dies sind im einzelnen:

Vollständigkeit Eine vollständige physikalische Theorie muss für jedes Element der physikalischen Realität ein entsprechendes theoretisches Gegenstück (Konzept, Begriff, etc.) haben.

Realität Wenn wir, ohne ein physikalisches System zu stören, mit Sicherheit (d. h. mit Wahrscheinlichkeit 1) den Wert einer physikalischen Größe vorhersagen können, dann gibt es ein dieser Größe entsprechendes Element der physikalischen Realität.

Lokalität Wenn zwei Systeme nicht mehr miteinander wechselwirken, dann kann keine wirkliche Veränderung am zweiten System als Folge eines Eingriffs in das erste System auftreten.

Wir betrachten nun ein System aus zwei Photonen in einem Zustand mit Gesamtdrehimpuls Null. Dies bedeutet einfach, dass die Photonen senkrecht zueinander polarisiert sind. In der mathematischen Sprache von oben lautet die Wellenfunktion des Gesamtsystems dann:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|h\rangle_1|v\rangle_2 - |v\rangle_1|h\rangle_2) ,$$

für *alle* Richtungen h und v , die senkrecht zueinander sind. Wenn man nun eine Messung an Photon 1 macht

und feststellt, dass es horizontal polarisiert ist, sich also im Zustand $|h\rangle_1$ befindet, so hat die Messung den ersten Term der Wellenfunktion ausgewählt. Nun kann man an der Wellenfunktion ablesen, dass sich dann das zweite Photon im Zustand $|v\rangle_2$ befinden muss. Misst man andererseits das erste Photon im Zustand $|v\rangle_1$, also vertikal polarisiert, so ist dies der zweite Term der Wellenfunktion, das zweite Photon ist demnach sicher horizontal polarisiert. Einen solchen Zustand, bei dem man nach einer Messung am einen Teilsystem definitiv sagen kann, in welchem Zustand sich das andere Teilsystem befindet, nennt man einen *verschränkten Zustand*.

Dies ist genau, was wir für das Realitätskriterium von EPR brauchen: Man trennt die verschränkten Photonen raumartig voneinander. Nach dem Lokalitätsprinzip kann dann eine Messung am ersten Photon keinen Einfluss mehr auf den Zustand des zweiten Photons haben, da sich die Information vom Ausgang der Messung am ersten System mit Überlichtgeschwindigkeit hätte ausbreiten müssen, was ja unmöglich ist. Trotzdem können wir nach einer Messung am ersten Photon mit Sicherheit vorhersagen, wie eine Messung am zweiten Photon ausgehen wird. Der Zustand des zweiten Photons liegt also fest, auch wenn diese Messung nie durchgeführt würde. Anders formuliert: Wir können, ohne das zweite Photon zu stören (ohne Messung), mit Sicherheit den Wert einer physikalischen Größe – nämlich der Polarisation – vorhersagen. Also gibt es nach EPR ein Element der physikalischen Realität, welches dieser Größe entspricht. Da die Theorie vollständig sein soll, muss diese Größe ein theoretisches Gegenstück besitzen, d. h. die Information über die Polarisationsrichtung muss in der Wellenfunktion zum Zeitpunkt der Erzeugung der verschränkten Photonen vorhanden sein.

Dies stellt bis jetzt noch kein Problem dar: Es gibt einfach zwei verschiedene Arten von Photonenpaaren, die durch die Quelle erzeugt werden. Bei der einen Art ist das erste Photon horizontal, das zweite vertikal polarisiert, bei der anderen Art ist es genau umgekehrt. Diese sehr einfache Erklärung führt bis dahin zu den richtigen Ergebnissen und lässt sich auch mit der Quantenmechanik vereinbaren, im Folgenden ergeben sich aber Widersprüche, wie wir nun aufzeigen wollen:

Wie oben erwähnt, gilt die Wellenfunktion für alle Richtungen, die senkrecht aufeinander stehen, also auch für eine beliebige andere Richtung h' und eine dazu senkrechte Richtung v' . Die Wellenfunktion lautet dann:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|h'\rangle_1|v'\rangle_2 - |v'\rangle_1|h'\rangle_2) .$$

Man kann sich jetzt erst sehr kurz vor der Messung des ersten Photons festlegen, welche Richtung (h oder h') man messen will, so dass diese Entscheidung raumartig von der Messung des zweiten Photons getrennt ist. Entscheidet man sich für h bzw. v , so kann man bei Erfolg sicher sagen, dass sich bei der Messung des zweiten Photons v bzw. h ergibt, entscheidet man sich für h' bzw. v' , so ergibt eine Messung des anderen Photons, dass

es in Richtung v' bzw. h' polarisiert ist. Da aufgrund des Lokalitätsprinzips keine Information übertragen werden kann, muss das Ergebnis nach der Argumentation von EPR schon vor der Messung in der Wellenfunktion gesteckt haben. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von *versteckten Variablen*.

Genau dies führt zum Widerspruch mit der Quantenmechanik: Wie wir aus der Heisenberg'schen Unbestimmtheitsrelation gelernt haben, können nie zwei verschiedene Eigenschaften, die zu nichtkommutierenden Observablen gehören, scharf festgelegt werden. Dies ist aber hier der Fall. Aufgrund des Widerspruchs muss eine der grundlegenden Annahmen falsch sein. Da EPR sowohl Realität als auch Lokalität als absolut grundlegend ansahen, konnte die Quantenmechanik ihrer Meinung nach nicht vollständig sein.

4. EXPERIMENTELLE UMSETZUNG

Im Jahr 1965 leitete John S. Bell eine Ungleichung her, die alle lokal-realistischen Theorien mit versteckten Variablen erfüllen müssen [3], die von der Quantenmechanik aber verletzt wird. Somit gab es einen Weg, zu entscheiden, ob die Quantenmechanik richtig ist, oder ob sie durch eine Theorie im Sinne von EPR ersetzt werden muss. Aufgabe der Physiker war es nun die Forderungen von EPR experimentell umzusetzen und das Ergebnis in Bezug auf die Bell'sche Ungleichung zu überprüfen. Das erste wirklich ernstzunehmende Experiment, welches diese Forderungen erfüllt, wurde 1982 von der Gruppe um Alain Aspect in Frankreich durchgeführt [1]. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 7 dargestellt.

Die verschränkten Photonenpaare werden durch eine Quelle S erzeugt und sind mit ν_1 und ν_2 bezeichnet. Das Problem im Experiment ist vor allem das schnelle Drehen des Polarisators um die Entscheidungen, welche Richtung (hier mit a und a' bzw. b und b' bezeichnet) gemessen wird, raumartig voneinander zu trennen. Da sich Licht extrem schnell bewegt, ist mechanisches Drehen des Polarisators unmöglich. Aspect verwendet daher zwei verschieden ausgerichtete Polarisationsfilter auf jeder Seite (I, I' und II, II'), zwischen denen mit einem opti-

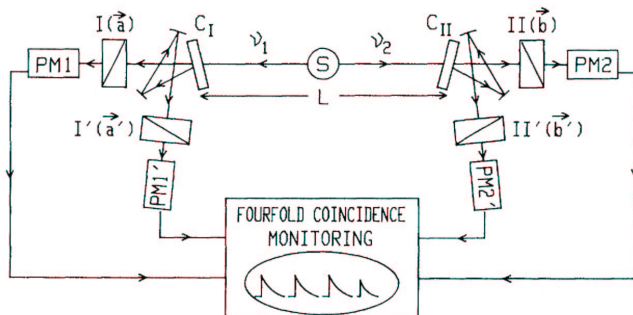


Abbildung 7: Experiment von Aspect (1982).

schen Schalter (C_I bzw. C_{II}) umgeschaltet werden kann. Die optischen Schalter wurden durch Bragg-Beugung an Ultraschallwellen in Wasser realisiert. Während einer Periode der Ultraschallwelle wird das Licht zweimal komplett durchgelassen und zweimal komplett abgelenkt. Da die beiden Ultraschallwellen unabhängig voneinander erzeugt werden, schalten die Schalter mit unterschiedlichen Frequenzen, wodurch alle möglichen Kombinationen von Polarisationsmessungen vorkommen. Wenn der Polarisator ein Photon durchlässt, wird es danach von einem Photomultiplier registriert. Die Ergebnisse (Spannungsimpulse) werden dann mit Hilfe einer Koinzidenzeinheit betrachtet, da einen ja immer nur gleichzeitig emittierte Photonenpaare interessieren. Mit Hilfe dieses Aufbaus konnte die Verletzung der Bell'schen Ungleichung im Experiment nachgewiesen werden. Mit Hilfe der Quantenmechanik konnten die Ergebnisse dagegen erklärt werden.

Ob dieses Experiment eine saubere Trennung der Messungen realisiert, wurde kontrovers diskutiert. Kritikpunkt ist hier vor allem, dass die optischen Schalter periodisch arbeiten und somit deterministisch sind. Abgesehen davon wird das Messergebnis erst in der Koinzidenzeinheit festgestellt, was einen weiteren gemeinsamen Kontext für die Messungen ergibt.

Diese beiden Kritikpunkte wurden 1998 durch ein Experiment in der Arbeitsgruppe von Anton Zeilinger beseitigt [10, 11]. Das Experiment von Zeilinger verwendet eine Quelle für verschränkte Photonenpaare und zwei komplett voneinander getrennte Beobachter, die die Messungen durchführen. In der Quanteninformationstheorie heißen die Beobachter übrigens Alice und Bob. Eine der beiden Messstationen ist in Abbildung 8 abgebildet. Hier sieht man einige Veränderungen gegenüber dem Experiment von Aspect. Zum ersten verwendet Zeilinger ein Wollaston-Prisma um den Polarisationsfilter zu realisieren. Dieses ist in der Lage horizontal und vertikal po-

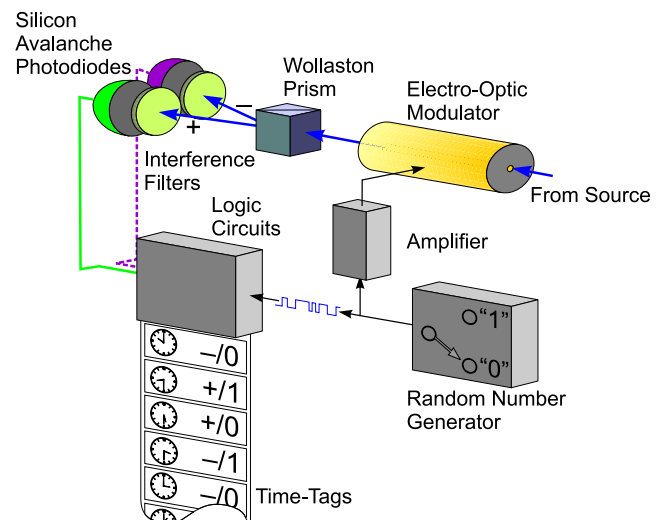


Abbildung 8: Messstation beim Experiment von Zeilinger.

larisierte Photonen zu trennen. Dadurch wird die Messung sowohl horizontal als auch vertikaler Polarisation möglich, wogegen das Aspect-Experiment nur horizontal polarisierte Photonen nachweisen konnte. Statt dem optischen Schalter benutzt Zeilinger einen Elektrooptischen Modulator (EOM). Bei Anliegen einer Spannung am Modulator dreht dieser die Polarisationsrichtung des Photons um einen vorgegebenen Winkel, was äquivalent zur Drehung des Polarisationsfilters um diesen Winkel ist. Die wirklich entscheidenden Punkte sind nun aber die Ansteuerung des EOM über einen Quantenzufallsgenerator, der in der Lage ist, echte, nichtdeterministische Zufallszahlen zu erzeugen im Gegensatz zu mathematisch generierten Zufallszahlen, die prinzipiell vorhersagbar wären. Der andere Punkt ist die Tatsache, dass Zeilinger auf eine Koinzidenzeinheit verzichtet. Stattdessen werden die Ergebnisse der Messungen mit einem ultrapräzisen Zeitstempel versehen und diese Time-Tags auf

der Festplatte eines Computers gespeichert, wo sie sich definitiv nicht mehr verändern können. Damit schafft es Zeilinger die kompletten Messungen von Alice und Bob inklusive Speicherung der Daten auf dem Rechner räumlich voneinander zu trennen. Erst im Nachhinein werden die Datensätze anhand der Zeitstempel miteinander verglichen. Auch Zeilinger fand beim Experiment heraus, dass die Bell'sche Ungleichung verletzt wurde.

Als Ergebnis beider Experimente kann man festhalten, dass Realität und Lokalität nicht miteinander vereinbar sind. Speziell ist zu beachten, dass das Experiment von Zeilinger keine Nichtlokalität impliziert, sondern das Wissen über das Quantensystem einfach auf die beiden Teile des Systems verteilt ist. Die Tatsache, dass es sich ursprünglich um einen verschränkten Zustand handelte, kann man nur durch Vergleich *beider* Teile rekonstruieren.

-
- [1] A. Aspect, J. Dalibard, and Gérard Roger, *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982), no. 25, 1804.
- [2] A. Aspect, P. Grangier, and Gérard Roger, *Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem*, Phys. Rev. Lett. **47** (1981), no. 7, 460.
- [3] J. S. Bell, *On the Einstein Podolsky Rosen Paradox*, Physics **1** (1965), 195.
- [4] D. Bohm and Y. Aharonov, *Discussion of Experimental Proof of the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky*, Phys. Rev. **108** (1957), 1070.
- [5] N. Bohr, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?*, Phys. Rev. **48** (1935), 696.
- [6] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?*, Phys. Rev. **47** (1935), 777.
- [7] N. D. Mermin, *Is the moon there when nobody looks? Reality and the quantum theory*, Physics Today (1985), 38.
- [8] J. J. Sakurai, *Modern quantum mechanics*, Addison-Wesley, 1994.
- [9] Hendrik van Hees, *Deutsche Physik-FAQ*, <http://theory.gsi.de/~vanhees/faq/index.html>.
- [10] G. Weihs, *Ein Experiment zum Test der Bell'schen Ungleichung unter Einsteinscher Lokalität*, Ph.D. thesis, Universität Wien, 1999, <http://www.quantum.univie.ac.at>.
- [11] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Violation of Bell's Inequality under Strict Einstein Locality Conditions*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), no. 23, 5039.