Was können wir messen?
Reflexionen über den quantenmechanischen Messprozess

Cord A. Müller

20. November 2009

1 Einleitung

In keiner Minute wissen wir wirklich, was die nächste bringen wird. Die kognitiven Fähigkeiten des Menschen sind nicht zuletzt darauf spezialisiert, aus mangelhaften Primärdaten möglichst zuverlässig auf zukünftige Ereignisse zu schließen. So ist es offenbar von erheblichem Nutzen, die Flugbahn von Wurfgeschossen oder den Zeitpunkt des nächsten Wintereinbruchs korrekt prognostizieren zu können. Es zeigt sich, dass diese Vorhersagen dann besonders verlässlich werden, wenn sie aufgrund von Naturgesetzen erfolgen. Ihrem Wesen nach dürfen Naturgesetze nicht davon abhängen, wer ihre Vorhersagen überprüft. Die wissenschaftliche Methode verlangt deshalb, von allen nur subjektiven Zuschreibungen abzusehen und ausschließlich objektiv überprüfbare Eigenschaften zu betrachten.

Während diese Methode in den Naturwissenschaften unbestreitbare Erfolge zeigt, ist die zweifelsfreie Überprüfung und Vorhersage von objektiven Eigenschaften in anderen Zusammenhängen offenbar problematisch, wenn nicht sogar faktisch unmöglich. So kann man beispielsweise die These vertreten, es gebe richtige und falsche Urteile über den ästhetisch-künstlerischen Wert von Musikstücken (siehe den Beitrag von Gerhard Ernst in diesem Band). Nur ist bei moderner Kunst in vielen Fällen gar nicht a priori klar, ob es sich bei diesem oder jenem Ding um Kunst handelt oder nicht. Es kommt offenbar ganz auf den Zusammenhang an, in dem die Betrachtung erfolgt. Ein Urinal mag in einer Galerie als ästhetisch zweifelhaftes Kunstobjekt wahrgenommen werden, aber es wird für die allermeisten Beobachter durch seine Ausstellung zweifellos zu einem Kunstobjekt, während Urinale in öffentlichen Bedürfnisanstalten diese Rolle in der Regel eben nicht spielen. Hier wird also ein dezidiert relativistischer Aspekt der Eigenschaftlichkeit deutlich: ob etwas überhaupt Kunst ist oder nicht, hängt ganz wesentlich von der Perspektive des Betrachters ab. Und auch die Antwort auf die dann folgende Frage, ob diese Kunst als gelungen gelten darf oder nicht, hängt ganz wesentlich von der Perspektive des Betrachters ab. Welche Perspektive ein typischer Betrachter einnimmt, wird erst durch die Umstände bestimmt, die sich im weiteren Sinne als sozialer Zusammenhang lesen lassen. Dieser Zusammenhang bestimmt also das Bezugssystem, das einerseits notwendig ist, um überhaupt etwas aussagen und verstehen zu können. Andererseits ist das Bezugssystem jedoch auch stets kontingent, denn verschiedenen Schichten, Kulturen oder Epochen einigen sich in der Regel auf dramatisch unterschiedliche Bezugssysteme. Deshalb muss der Versuch scheitern, Kunsthaftigkeit oder ästhetische Qualität zu definieren, ohne dabei der Abhängigkeit vom Bezugssystem explizit Rechnung zu tragen. Bei den etablierten Kunstformen wie gotischen Kathedralen oder Beethoven–Symphonien wird uns ein solcher Mangel kaum auffallen. Interessant sind im Gegenteil die schwierigen Zweifelsfälle, für die jedoch eine anspruchsvolle Theorie der Wahrnehmung auch nur gebraucht wird.

Die folgenden Überlegungen eines Physikers sollen zunächst aufzeigen, welche Schwierigkeiten sich auftun, wenn man etwas ganz genau wissen will. Insbesondere wird sich zeigen, dass die Quantentheorie nicht mit einem lokal realistischen Weltbild vereinbar ist. Ich werde dann allerdings argumentieren, dass diese Schwierigkeiten nicht der Quantentheorie angelastet werden dürfen, sondern die Folgen einer zu naiven Interpretation davon sind, was es heißt, objektiv gültige Aussagen über Dinge oder Ereignisse zu machen. Im Gegenteil, ich werde versuchen deutlich zu machen, dass die Quantentheorie so strukturiert ist, dass sie von vornherein mit der Bedingungen der Möglichkeit, ihre Vorhersagen objektiv zu überprüfen, konsistent ist. Mit anderen Worten, die Quantentheorie hat geradezu Wittgenstein'sche Qualitäten: sie macht nur diejenigen Vorhersagen, die auch tatsächlich überprüft werden können, während sie von allem anderen schweigt. Eine andere als eine solche, epistemisch konsistente Theorie der Naturbeobachtung würde mir nicht sinnvoll erscheinen. Insbesondere erübrigen sich damit Fragen nach dem sogenannten ontischen Status der Dinge „wie sie eigentlich sind“, d.h. unabhängig von ihrer möglichen Beobachtbarkeit.

2 Relativität und Zufall in der klassischen Physik

Theorien, die die Wahrheit von Aussagen davon abhängig machen, in welchem Bezugssystem diese gelten, werden relativistisch genannt. Im folgenden Abschnitt werden die beiden wichtigsten physikalischen Relativitätstheorien vorgestellt, die mit den Namen Galilei und Einstein verbunden sind. Im Vorgriff auf weitere Entwicklungen wird auch der Zufallsbegriff eingeführt.

2.1 Relativitätstheorie

Das Galileische Relativitätsprinzip ist einer der Grundpfeiler der modernen Physik. Im Widerspruch zu der aristotelischen Überzeugung, dass es einen intrinsischen Unterschied zwischen Bewegung und Ruhe gibt, zeigt Galilei am Beispiel der Kugel an Bord einen Schiffes, dass Ruhe und geradlinig-gleichförmige Bewegung derselbe Bewegungszustand sind, der lediglich in unterschiedlichen Bezugssystemen beschrieben wird. Viele verwickelte Probleme der Antike und des Mittelalters werden so als Scheinprobleme entlarvt, und die Mechanik kann sich der quantitativ-exakten Beschreibung der Naturvorgänge zuwenden, wie sie von Isaac Newton begründet wurde. Im Rahmen der klassischen Mechanik ist der physikalische Zustand eines mechanischen Systems von elementaren Punktmassen zu einem Zeitpunkt t vollständig durch die Angabe der Orte $x(t)$ und Impulse bzw. Geschwindigkeiten $p(t) = mv(t)$ bestimmt. Ausgehend von einem Anfangszustand $x(t_0), p(t_0)$ kann die genaue Zeitentwicklung berechnet werden, wenn die externen Kräfte und inneren Wechselwirkungen bekannt sind.

Die erfolgreichste relativistische Theorie aber ist die physikalische Relativitätstheorie. Ihrem Schöpfer Albert Einstein ist es nicht nur gelungen, für schnell bewegte Körper und elektromagnetische Felder eine relativistische Formulierung zu finden, die die ältere Galileische Beschreibung umfassend verbessert. Sondern Einstein hat darüber hinaus betont, dass die Abhängigkeit vom Beobachter-Bezugsystem ein fundamentales Konstruktionsprinzip sinnvoller physikalischer Theorien überhaupt ist. Während einzelne Aussagen für messbare physikalische Größen stets nur innerhalb eines wohldefinierten Bezugssystems gelten können, müssen die Naturgesetze gerade eine solche Form annehmen, die sich bei einem Wechsel der Bezugssysteme nicht ändert. So gelingt es, objektivierbare Eigenschaften zu definieren, die den jeweiligen Beobachtern zwar unterschiedlich erscheinen, sich aber ineinander transformieren lassen.

Diese zunächst harmlos scheinende Forderung führt dann zusammen mit dem experimentellen Faktum, dass die Lichtgeschwindigkeit in allen Bezugssystemen gleich ist, zu einigen haarsträubenden Konsequenzen, die uns dazu zwingen, unsere naiven Vorstellungen von Raum und Zeit zu verfeinern. Denn nach Einstein muss jede Aussage, z.B. die Behauptungen „die Länge des Tisches ist 1 m und das Pendel darauf hat eine Periode von 2 s“, zuammen mit ihrer experimentellen Überprüfbarkeit gedacht werden. Und während man die Länge des ruhenden Tisches mit einem Metermaß bestimmen kann und die Periode des Pendels mit einer Stoppuhr, ist das nicht mehr so einfach möglich bei einem Tisch, der schnell an uns vorüberfliegt. Nach Galilei und Einstein sind also sogar Eigenschaften wie Masse, Länge, Zeitdauer und dergleichen, die wir intuitiv als intrinsische Eigenschaften von Dingen anzusehen geneigt sind, abhängig vom Bewegungszustand des jeweiligen Bezugssystems. Bemerkenswert an der Einstein'schen Theorie ist dabei ihre innere epistemische Konsistenz: die Vorhersagen der Theorie gelten unter der expliziten Bedingung der Möglichkeit ihrer experimentellen Überprüfungen.

2.2 Zufallsexperimente und Wahrscheinlichkeit

Bevor wir uns den Zumutungen der Quantenwelt aussetzen, müssen wir noch ein Konzept einführen, das bereits im Rahmen der klassischen Physik von großem Nutzen ist: die statistische Beschreibung von Systemen, die aus vielen Teilchen bestehen. Die Dinge unserer Alltagswelt sind typischerweise 1 m lang, 1 kg schwer und verändern sich in einer Zeit von 1 s (hier reicht die Angabe einer Größenordnung, denn der Unterschied zwischen, sagen wir, Stecknadeln und Straßenbahnen ist für das folgende Argument völlig unerheblich). All diese Dinge bestehen aus einer unvorstellbar großen Zahl von Einzelmolekülen, und es wäre von vornherein völlig sinnlos, den sogenannten Mikrozustand, d.h. die genauen mechanischen Koordinaten $x(t), p(t)$ aller Konstituenten kennen zu wollen. Der Begründer der statistischen Mechanik, Ludwig Boltzmann, führte deshalb eine Funktion $w(x, p, t)$ ein, die die *Wahrscheinlichkeit* dafür angibt, dass sich ein beliebig herausgegriffenes Teilchen zum Zeitpunkt t im Mikrozustand x, p befindet. Der große Vorteil dieser statistischen Beschreibung ist, dass man zwar darauf verzichtet, volle Information über jedes einzelne Teilchen zu haben, dafür aber in der Wahrscheinlichkeitsverteilung genug Information besitzt, um die relevanten Größen des uns interessierenden Makrozustands abzuleiten.

Während die Newton'sche Mechanik ganz unmittelbar die tatsächliche Konfiguration $x(t), p(t)$ eines Objektes zu beschreiben sucht, tritt die statistische Mechanik sozusagen einen Schritt zurück und liefert nur mehr eine mittelbare Beschreibung. Das Konzept „Wahrscheinlichkeit“ tritt zwischen die Dinge selbst und die objektive Vorhersage ihrer Eigenschaften. Da wir uns hier besonders für die Rolle der Beobachterperspektive interessieren, lohnt es sich, das Konzept einer mittelbaren Beschreibung durch Wahrscheinlichkeiten einmal näher zu untersuchen. Wir behandeln diese Aspekte im folgenden in einer gewissen Ausführlichkeit, weil wir im Abschnitt 3.5.1 sehen werden, dass viele der dabei gewonnenen Erkenntnisse hilfreich sind, um den quantenmechanischen Messprozess zu verstehen.

2.2.1 Wahrscheinlichkeit

Der moderne, heute noch gebräuchliche wissenschaftliche Begriff der Wahrscheinlichkeit ist von Mathematikern wie Jakob Bernoulli und Pierre-Simon Laplace formalisiert worden, die Zufallsprozesse in Glücksspielen zu beschreiben suchten. Ein typisches Zufallsexperiment ist der Münzwurf. Eine faire Münze ist dabei dadurch charakterisiert, dass mit der Wahrscheinlichkeit $\frac{1}{2}$ „Kopf“ oder „Zahl“ fällt. Allgemeiner wird man es, z.B. beim Würfeln oder Roulettespiel, mit unterschiedlichen Ausgängen namens x zu tun haben, die mit Wahrscheinlichkeit $w(x)$ auftreten. Die Mathematik liefert uns dabei strikte Anweisungen, nach welchen Regeln wir zu rechnen haben, wenn es beispielsweise darum geht, die Wahrscheinlichkeit für komplexere Spielverläufe zu bestimmen. Sie liefert uns allerdings keine Vorschrift dafür, wie wir den Begriff „Wahrscheinlichkeit“ interpretieren sollen und, mehr noch, wie wir $w(x)$ zu bestimmen haben.

Nach der objektivistischen oder auch frequentistischen Interpretation, oft mit dem Namen Richard von Mises’ verbunden, ist $w(x)$ die relative Häufigkeit des Ereignisses x bei einem beliebig oft wiederholten Zufallsexperiment. Man stellt in der Tat fest, dass beim wiederholten Würfeln mit einem fairen Würfel alle sechs Augenzahlen mit nahezu gleicher relativer Häufigkeit auftreten, die dem „wahren“ Wert $w = \frac{1}{6}$ umso näher kommt, je öfter gewürfelt wird. Allerdings kann kein Experiment tatsächlich unendlich oft durchgeführt werden, und kein Würfel ist tatsächlich ideal. Die frequentistische Interpretation ist prinzipiell problematisch, weil es keine Möglichkeit gibt, ihre Hypothesen realiter zu testen. Mit anderen Worten, diese Interpretation der Wahrscheinlichkeit als einer den Ereignissen oder gar Objekten selbst zukommenden, idealen Verteilung, scheint mir nicht konsistent mit der faktischen Bedingung der Möglichkeit ihrer Überprüfbarkeit.

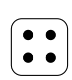
Nach einer subjektivistischen Interpretation, oft mit dem Namen Bruno de Finettis verbunden, steht $w(x)$ für die Wahrscheinlichkeit, die ein konkreter Beobachter dem konkreten einzelnen Ereignis x zuweist und z.B. durch einen Wetteinsatz quantifiziert. Zunächst einmal erlaubt diese Interpretation, selbst Einzelereignisse dem Wahrscheinlichkeitskalkül zu unterwerfen. Diese Anwendung ist jedem von uns vertraut, denn im alltäglichen Regelfall müssen wir unter einmaligen Umständen einmalige Entscheidungen treffen, die davon abhängig sind, wie stark wir mit dem Eintreten zukünftiger, kontingenter Ereignisse rechnen können.

Darüberhinaus erlaubt es die subjektivistische Interpretation ausdrücklich, den Kenntnisstand des Benutzers einer Wahrscheinlichkeitsverteilung in die Beschreibung einfließen zu lassen. Konkret heißt das, dass die Wahrscheinlichkeiten nicht eigentlich den Ereignissen zukommen, sondern den *aktuellen Kenntnisstand des jeweiligen Beobachters* beschreiben. Dies impliziert zum einen: Wenn sich der Kenntnisstand des Beobachters ändert, ändert sich in der Regel auch seine Wahrscheinlichkeitsverteilung. Mathematisch wird die Änderung der Wahrscheinlichkeitsverteilung bei Änderung der Hintergrundbedingungen durch das Bayes’sche Theorem beschrieben; deshalb wird die subjektivistische Interpretation auch oft als Bayes’scher Wahrscheinlichkeitsbegriff geführt. Zum andere heißt das aber auch: verschiedene Beobachter werden in der Regel verschiedene Wahrscheinlichkeitsverteilungen verwenden, ohne dass man ihnen daraus den Vorwurf eines Widerspruchs konstruieren könnte.

Ein konkretes Beispiel mag diese Zusammenhänge erläutern. Die Spielerin Alice beobachte bei einem einmaligen Würfelwurf eines sechsseitigen Würfels, dass die Augenzahl $x = 4$ fällt. Sobald sie das Ergebnis abgelesen hat, aktualisiert sie ihre Wahrscheinlichkeitsverteilung, d.h. den Katalog ihrer Erwartungen, wie folgt:

Alice vorher: $\boxed{?}$

x	1	2	3	4	5	6
$w_{\text{Alice}}(x)$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$

Alice nachher: 

x	1	2	3	4	5	6
$w'_{\text{Alice}}(x)$	0	0	0	1	0	0

Nun wollen wir annehmen, dass Alice ihrem Freund Bob per Telephon mitteilt: „Die Augenzahl ist gerade.“ Wie sollte Bob daraufhin seine Verteilungsfunktion aktualisieren? Genau:

Bob vorher: $\boxed{\textbf{?}}$

x	1	2	3	4	5	6
$w_{\text{Bob}}(x)$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$

Bob nachher: $\boxed{2n}$

x	1	2	3	4	5	6
$w'_{\text{Bob}}(x)$	0	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$

Wir erkennen an diesem einfachen Beispiel bereits: je nach Kenntnisstand haben die jeweiligen Beobachter unterschiedliche Erwartungskataloge. Sobald sie Zusatzinformationen erhalten, ändern sie ihren Erwartungskatalog. Sie können sich dabei mit ihren unterschiedlichen Katalogen ohne weiteres auf dasselbe Experiment und dasselbe Objekt beziehen. Sobald neue Informationen vorliegen, wird sich die Verteilungsfunktion typischerweise von anfänglich vielen möglichen Werten auf weniger Werte konzentrieren. Man könnte also davon sprechen, dass die Verteilungen „kollabieren“ — im obigen Beispiel ist der Kollaps komplett bei Alice und lediglich partiell bei Bob. Zugespitzt gesagt: Wahrscheinlichkeiten beschreiben nicht Ereignisse, sondern den Wissensstand von Menschen.

2.2.2 Zufallsexperimente

Selbst wenn wir nun den Bayes'schen Wahrscheinlichkeitsbegriff verwenden, den wir für den epistemisch konsistenteren halten, bleibt doch eine wichtige Frage: woher rührt überhaupt in den genannten Zufallsexperimenten der zufällige Charakter? Die benutzten Zufallsträger, seien es Münzen, Würfel oder Roulettekugeln, sind schließlich physikalische Objekte, von denen wir in diesem Abschnitt annehmen, dass sie sich gemäß den Gesetzen der Newton'schen Mechanik verhalten. Aus der Kenntnis der genauen Anfangsbedingungen sollte man also prinzipiell in der Lage sein, das Ergebnis des jeweiligen Wurfes vorherzusagen.

Die genannten Experimente haben folgendes gemeinsam:

(i) Es gibt (mindestens) einen Freiheitsgrad, der mehrere stabile Endzustände annehmen kann, so dass das Ergebnis zweifelsfrei abgelesen werden kann. Diese Zustände wollen wir *Zeigerzustände* nennen.

(ii) Das Experiment verläuft so, dass dieser Freiheitsgrad anfangs derart angeregt wird, dass jeder relevante Zeigerzustand erreicht werden kann. Dann wird die Bewegung durch Reibung abgebremst, bis der endgültige Zustand erreicht ist.

Diese beiden Bedingungen sind sicher notwendig, wie einfache Gegenbeispiele zeigen. Ein Würfel mit lauter identischen Augenzahlen wäre offensichtlich keine gute Wahl; auch würde es nicht reichen, eine perfekt elastische Roulettekugel in einen luftleeren Behälter mit einem perfekt elastischen Rad zu werfen, denn sie würde nie zur Ruhe kommen. Erst der Luftwiderstand und das Abbremsen durch plastische Verformungen führen dazu, dass die Kugel schließlich in einem bestimmten Fach liegen bleibt. Wir sehen daran, dass Reibung nötig ist, um zu einem feststehenden Resultat zu gelangen. Und während es deshalb beim eigentlichen Experiment eine gewisse Zeit dauert, bis der relevante Freiheitsgrad durch Reibung in den Zeigerzustand gelangt, erfolgt der „Kollaps“ der Verteilung instantan, denn dies ist kein physikalischer Prozess im Ortsraum, sondern ein epistemischer Prozess im Raum der beobachterabhängigen Verteilungen.

Worin besteht dann letztlich das spezifisch Zufällige in den Glücksspiel-Prozessen? Rein pragmatisch stellt man fest, dass diejenigen Freiheitsgrade gute Kandidaten für Zufallsergebnisse sind, die eine sogenannte chaotische Dynamik besitzen. Letztlich scheint mir jedoch, dass es keine hinreichende, konstruktive Definition von echter Zufälligkeit geben kann. Stattdessen ist es wohl lediglich möglich, Zufall als Abwesenheit von Regelhaftigkeit zu charakterisieren. Dabei ist diese Definition, so unbefriedigend sie zunächst scheinen mag, wiederum epistemisch konsistent. So kann dem einen Beobachter ein gewisses Phänomen zu Recht zufällig erscheinen (wie z.B. Sonnenfinsternisse), während seine Regelhaftigkeit dem anderen Beobachter klar vor Augen steht.

3 Quantentheorie

Auch wenn wir also einsehen, dass eine mittelbare, wahrscheinlichkeitsbasierte Beschreibung von zufälligen Ereignissen durchaus zweckmäßig sein kann, so hindert uns doch bislang nichts daran anzunehmen, dass die einzelnen Teilchen, aus denen Würfel, Stecknadeln und Straßenbahnen bestehen, den Gesetzen der klassischen Mechanik gehorchen und tatsächlich gewisse Orte und Impulse $x(t), p(t)$ besitzen. Allerdings macht die klassische Mechanik selbst keine Aussagen darüber, wie der physikalische Prozess einer genauen und gleichzeitigen Messung von Ort und Impuls zu realisieren wäre. Dies erscheint indes nicht besonders problematisch, denn dass Dinge stets einen wohldefinierten Ort und Impuls $x(t), p(t)$ besitzen, ist eine Erfahrungstatsache, die zunächst niemand bezweifeln würde.

Wenn man indes mit immer feineren Messmethoden versucht, in der mikroskopischen Welt der Moleküle und Atome die derart postulierten objektiven Eigenschaften tatsächlich zu bestimmen, stellt man fest, wie Anfang des 20. Jahrhunderts geschehen, dass dabei prinzipielle Schwierigkeiten auftreten.

3.1 Interferenz eines Teilchens

3.1.1 Die Natur des Lichts

Seit der Antike gab es widerstreitende Ansichten darüber, von welcher Art das Licht sei: Welle oder Teilchen? Während Christiaan Huygens, der Entwickler der ersten leistungsfähigen Linsenoptiken für Mikroskope und Teleskope, in seinem "Traîté de la lumière" (1690) eine Wellentheorie erarbeitet hatte, verfocht Newton, der das Prisma erfunden und die Spektralzerlegung des Lichts entdeckt hatte, in seinem Standardwerk "Opticks" (1704) eine Korpuskulartheorie, nach der das Licht aus einem Strom feinster Partikel besteht. Der Streit über diese theoretische Frage währte fast ein weiteres Jahrhundert, bis 1801 der Arzt und Naturforscher Thomas Young ihn scheinbar endgültig mit einem genialen Experiment zugunsten der Wellentheorie entschied. Das Young'sche Doppelspaltexperiment beruht auf folgendem Prinzip: Aus einer Quelle fällt ein Strom aus Licht auf eine Blende mit zwei Spalten. Wird nur ein Spalt geöffnet, beobachtet man auf einem dahinter befindlichen Schirm einen ausgedehnt beleuchteten Bereich. Werden nun beide Spalte geöffnet, sieht man nicht etwa nur die Summe der einzelnen Intensitäten, sondern eine Folge von dunklen und hellen Streifen. Die Tatsache, dass sich die Lichtsignale beider Spalte an gewissen Stellen zu einem Nullsignal auslöschen, zeigt, dass es sich um Wellen handeln muss, denn ein Strom von Teilchen kann einen zweiten Strom von Teilchen nur verstärken, nicht aber verschwinden lassen. Dieser Einfluss einer Welle, die durch eine Schwingungsamplitude beschrieben wird, auf eine andere wird als *Interferenz* bezeichnet.

Die Frage nach der Natur des Lichts schien also für alle Zeiten entschieden, bis Ende des 19. Jahrhunderts neuartige experimentelle Ergebnisse zur Wechselwirkung zwischen Licht und Materie vorgelegt wurden, die Max Planck und Albert Einstein durch die Hypothese erklärten, dass das Licht tatsächlich aus einem Strom kleinster unteilbaren Einheiten besteht, den Lichtquanten oder *Photonen*. Makroskopische Lichtquellen wie Glühlampen und Leuchtdioden (mit deren Hilfe der geneigte Leser diesen Text wahrnimmt) senden dabei einen Strom von so vielen winzigen Photonen aus, dass der Eindruck eines Kontinuums entsteht. Um allerdings weiterhin das Young'sche Doppelspaltexperiment erklären zu können, muss man zudem annehmen, dass die Photonen auch einen Wellencharakter besitzen und somit interferenzfähig sind.

Kurz gefasst, gilt das *Superpositionsprinzip*: Solange ein Photon auf zwei verschiedenen Wegen zu einem Punkt gelangen kann, dann entsteht durch Überlagerung der Amplituden ein Interferenzmuster. In Formeln ausgedrückt, liest sich das recht einfach: wenn a_1 die Amplitude der einen Möglichkeit ist (z.B. durch Spalt 1 zu kommen) und a_2 die andere, dann ist die Gesamtamplitude die sogenannte *kohärente Überlagerung*

$$A = a_1 + a_2. \tag{1}$$

Die Intensität erhält man durch Bilden des Betragsquadrates:

$$|A|^2 = |a_1|^2 + |a_2|^2 + a_1^* a_2 + a_1 a_2^*, \tag{2}$$

wobei die beiden ersten Terme die inkohärente Summe der einzelnen Intensitäten ist, während die letzten beiden Terme die Interferenz beschreiben. Sobald allerdings Information darüber vorliegt, welchen dieser Wege das Photon nimmt — im Extremfall dadurch, dass nur ein Spalt geöffnet ist (z.B. $a_1 = 0$) —, dann verschwindet die Interferenz. Man spricht deshalb vom *Welle-Teilchen-Dualismus*: keine dieser einander ausschließenden Metaphern reicht aus, um das Verhalten von Photonen unter allen denkbaren Umständen zu beschreiben, sondern jede dieser Verhaltensweisen kann in den Vordergrund treten.

In jüngster Zeit sind Interferenzexperimente mit sorgfältig präparierten Ein-Photon-Zuständen realisiert worden, in denen man ein und dasselbe Photon mit sich selbst interferieren lässt. Jedes einzelne Photon liefert dabei genau einen Klick des Detektors, und erst in der Summe über viele Photonen ergibt sich wieder ein Interferenzmuster. Ob sich eher der Teilchen- oder eher der Wellencharakter offenbart, hängt also ganz von den experimentellen Umständen ab. In einem kürzlich realisierten Experiment[1] wird sogar die von John Archibald Wheeler vorgeschlagene „verzögerte Wahl“ realisiert, bei der der experimentelle Apparat erst dann zufallsgesteuert zwischen der Frage nach dem Wellen- bzw. Teilchencharakter entscheidet, wenn das einzelne Photon bereits den ersten Strahlteiler passiert hat!

3.1.2 Interferenz von Materiewellen

Diese Schlussfolgerungen gelten nicht nur für Licht, sondern auch für Materie. Louis de Broglie stellte 1924 in seiner Dissertation die These auf, dass auch jedes materielle Teilchen eine Wellenlänge besitzt, die umso größer ist, je leichter und langsamer das Teilchen ist. Erwin Schrödinger fand 1926 die nach ihm benannte Gleichung, die angibt, wie sich die Materiewelle in der Zeit bewegt, und Vorhersagen über die möglichen Zustände des Teilchens macht. Genauer gesagt, und dies ist eine kleine, aber wichtige Nuance, beschreibt die Schrödingergleichung, wie sich die Wellenfunktion $\psi(x,t)$ verhält. Traditionell wird die quantenmechanische Beschreibung mit dem griechischen Buchstaben ψ (sprich „psi“) verbunden, und so wollen wir es auch hier halten. Diese Wellenfunktion ist nach der kanonischen Interpretation von Max Born eine Wahrscheinlichkeitsamplitude, deren Betragsquadrat

$$w(x,t) = |\psi(x,t)|^2 \tag{3}$$

[1] V. Jacques, E Wu, F. Grosshans, F. Treussart, Ph. Grangier, A. Aspect, J.-F. Roch, “Experimental Realization of Wheeler's Delayed-Choice Gedanken Experiment”, Science **315**, 966-968 (2007).

die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, bei einer Ortsmessung zum Zeitpunkt t das Teilchen am Ort x zu finden.[2]

Wenn man nun einem Teilchen die Möglichkeit lässt, auf zwei verschiedenen Wegen zu einem Detektionsschirm zu gelangen, ohne dass irgendwo Welcher-Weg-Information gespeichert wird, dann gilt auch hier das Superpositionsprinzip: man beobachtet ein Interferenzmuster, genau wie für Photonen, welches sich aus vielen Einzeldetektionspunkten zusammensetzt. Diese geradezu absurd anmutende Vorhersage — ein und dasselbe Teilchen soll auf mehreren Wegen zugleich zu seinem Ziel gelangen — ist eindrucksvoll mit vielen verschiedenen Arten von Teilchen bestätigt worden. Ein historisch sehr frühes Experiment ist die von Davisson und Germer bereits 1927 nachgewiesene Beugung von Elektronen (den Kathodenstrahlen) an Kristallen, genau nach dem Beispiel der Beugung von elektromagnetischen Röntgenstrahlen. In jüngster Zeit sind in der Gruppe von Markus Arndt und Anton Zeilinger an der Universität Wien Interferenzexperimente mit gößeren Molekülen durchgeführt worden: besonders spektakulär ist dabei die Interferenz von einzelnen, als Buckminster-Fullerenen bekannten C_{60}-Molekülen.[3] Im Grunde genommen ist es bereits irreführend, ohne Angabe der genauen experimentellen Bedingungen von „Teilchen“ oder „Welle“ zu sprechen, und so ist vielleicht die neutrale Bezeichnung *Quanton* angebracht.

All diese experimentellen Resultate zwingen uns letzlich dazu, die zunächst nur epistemische Welle-Teilchen-Dualität zutiefst ontologisch zu interpretieren: das einzelne Quanton behält solange die volle Möglichkeit, Wellen- oder Teilcheneigenschaften zu zeigen, wie keinerlei weitergehende Information darüber vorliegt. Sobald jedoch die experimentellen Umstände dazu führen, dass eine Information über den zurückgelegte Weg gespeichert ist, kann keine Interferenz mehr erfolgen, und der Teilchencharakter tritt zutage. Und umgekehrt kann man durch Auslöschen von sogenannter *Welcher-Weg-Information* die Interferenz wieder herstellen, wie in „Quantenradierer“-Experimenten eindrucksvoll demonstriert wird.

Man sieht an diesen Zusammenhängen, dass es nicht möglich ist, eine sinnvolle Trennung zwischen einer unabhängigen Realität und dem Wissen darüber vorzunehmen. Die Quantentheorie ist inkompatibel mit einer einfachen Korrespondenztheorie naturwissenschaftlicher Erkenntnis, wonach unsere Beschreibung der „realen Welt dort draußen“ immer näher kommen kann. De facto kennt die Quantentheorie keine von unserer Beschreibung völlig unabhängige Welt dort draußen, der man mehr oder minder näher kommen könnte. Dafür hat diese Beschreibung den Vorteil der inneren epistemischen Konsistenz, denn die Theorie trifft Vorhersagen über Messergebnisse, die jederman unter völlig objektivierbaren Umständen jederzeit reproduzieren kann und falsifizieren könnte.

3.2 Verschränkung zwischen zwei Teilchen

3.2.1 Das Einstein-Podolski-Rosen Experiment

Als wäre die Welle-Teilchen-Dualität einzelner Quantonen nicht bereits bizarr genug, überraschen uns Systeme aus mindestens zwei Quantenobjekten mit einer weiteren, noch fremdartigeren Eigenheit. Im Jahr 1935 veröffentlichten Albert Einstein, Boris Podolski und Nathan Rosen (im folgenden kurz EPR) eine Arbeit, in der sie zeigten, dass die Beschreibung der Quantentheorie nicht verträglich mit einer lokal

[2] Und wenn man auch noch wissen möchte, wie schnell das Teilchen ist? In der Impulsdarstellung ist $|\psi(p,t)|^2 = w(p,t)$ die Wahrscheinlichkeit, bei einer Impulsmessung zum Zeitpunkt t den Wert p zu finden. Nach der Heisenberg'schen Unbestimmtheitsrelation können Ort und Impuls nicht zugleich gemessen werden, s. Abschnitt 3.3.

[3] M. Arndt, L. Hackermüller, und K. Hornberger: „Wann wird ein Quantenobjekt klassisch? Interferenzexperimente mit molekularen Quantenwellen,“ Physik in unserer Zeit **37** (Jan 2006) 24-29.

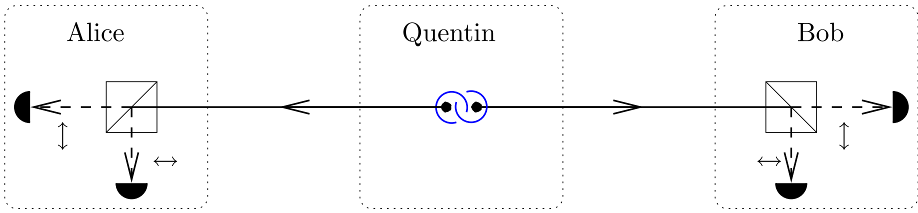


Abbildung 1: *Schema eines EPR-Experimentes mit Photonen: Quentin erzeugt Paare verschränkter Photonen, von denen je eins zu Alice und Bob geschickt wird. Sie können die Polarisationsrichtung (entweder $\updownarrow$ oder $\leftrightarrow$) des Photons messen, indem sie es durch einen polarisierenden Strahlteiler schicken und in einem Detektor registrieren.*

realistischen Interpretation aller vorhergesagten Eigenschaften ist.[4] Das nach ihnen benannte EPR-Gedankenexperiment verläuft mit Photonen folgendermaßen (s. Abb. 1): der Experimentator Quentin erzeugt Paare von je zwei Photonen, die er zu den weit voneinander entfernten Experimentatoren Alice und Bob schickt. Wenn wir die Ausbreitungsrichtung der Photonen als z-Achse bezeichnen, dann haben diese Photonen als sogenannte Transversalwellen eine Polarisierung in der x-y-Ebene. Alice und Bob messen diese Polarisation, indem sie hinter den beiden Ausgängen eines polarisierenden Strahlteilers Detektoren aufstellen; wird ein Photon bei Alice hinter dem Strahlteiler im x-Ausgang detektiert, dann ist es in diese Richtung polarisiert, und wir schreiben dies als $\psi_{\text{Alice}}(\updownarrow)$. Kommt ein Photon durch den Strahlteiler im y-Ausgang, dann schreiben wir $\psi_{\text{Alice}}(\leftrightarrow)$, und ebenso bei Bob, der also Photonen entweder mit $\psi_{\text{Bob}}(\updownarrow)$ oder $\psi_{\text{Bob}}(\leftrightarrow)$ erhält. Quentin schickt Alice und Bob nun eine ganze Reihe mit jeweils genau einem Photon zur Zeit, und weil sie ihrem Photon eine teilchenartige Frage stellen, gibt es nur diese beiden Möglichkeiten!

Alice und Bob, die nur ihre je eigenen Detektoren beobachten, können nun die Abfolge der Ergebnisse notieren. Welche Ergebnisse sie aufzeichnen, hängt vom Zustand der beiden Photonen ab, die die Quelle verlassen. Quentin erzeugt jetzt, zum Beispiel durch parametrische Resonanz in einem nichtlinearen Kristall, den von EPR vorgeschlagenen Zustand, der die folgende Eigenschaften besitzt: Zum einen sind die beiden Photonen stets orthogonal zueinander polarisiert; dafür gibt es zwei Möglichkeiten, $\psi_{\text{Alice}}(\updownarrow)\psi_{\text{Bob}}(\leftrightarrow)$ und $\psi_{\text{Alice}}(\leftrightarrow)\psi_{\text{Bob}}(\updownarrow)$. Der EPR-Zustand hat nun aber zum anderen die Besonderheit, dass er wie in Gl. (1) die kohärente Überlagerung dieser beiden Amplituden ist, [5]

$$\psi_{\text{EPR}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\psi_{\text{Alice}}(\updownarrow)\psi_{\text{Bob}}(\leftrightarrow) - \psi_{\text{Alice}}(\leftrightarrow)\psi_{\text{Bob}}(\updownarrow)\right]. \tag{4}$$

Einer Bezeichnung Erwin Schrödingers folgend, nennt man die Teilchen eines EPR-Paares *verschränkt*.[6]

> Wenn zwei getrennte Körper, die einzeln maximal bekannt sind, in eine Situation kommen, in der sie aufeinander einwirken, und sich wieder trennen, dann kommt regelmäßig das zustande, was ich eben Verschränkung unseres Wissens um die beiden Körper nannte.

Diese Verschränkung äußert sich in spezifisch quantenmechanischen Korrelationen zwischen Messergebnissen, die an den Einzelteilchen gewonnen werden. Wir wollen das EPR-Argument einmal im Detail nachvollziehen.

[4] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen: "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?", Phys. Rev. **47**, 777 (1935).

[5] Das Minuszeichen (des sogenannten „Singulett-Zustandes") hat hier keine tiefere Bedeutung, sondern ist deshalb gewählt, damit der unten verwendete Zustand (6) die gleiche Form hat.

[6] E. Schrödinger, „Zur gegenwärtigen Situation in der Quantenmechanik", Naturwiss. **49**, 823-828 (1935):

Zunächst einmal gilt, dass beide Möglichkeiten mit Wahrscheinlichkeit $\frac{1}{2}$ auftreten (um das einzusehen, erinnern wir uns an die Born'sche Regel (3) und freuen uns sodann darüber, dass wir den Sinn des seltsamen Vorfaktors $\frac{1}{\sqrt{2}}$ in der Definition (4) verstehen). In diesem quantenmechanische Münzwurfexperiment notieren Alice und Bob deshalb mit ihren Detektoren eine Zufallsfolge von Ergebnissen, die so aussehen kann:

$$\begin{array}{r|cccccccccc} \text{Alice} & \updownarrow & \leftrightarrow & \leftrightarrow & \leftrightarrow & \updownarrow & \updownarrow & \leftrightarrow & \updownarrow & \updownarrow & \dots \\ \hline \text{Bob} & \leftrightarrow & \updownarrow & \updownarrow & \updownarrow & \leftrightarrow & \leftrightarrow & \updownarrow & \leftrightarrow & \leftrightarrow & \dots \end{array} \tag{5}$$

Die Resultate von Alice und Bob sind genau antikorreliert, wie sie feststellen können, wenn sie ihre Ergebnisse telephonisch vergleichen. Das ist nichts Beunruhigendes, denn der gleiche Effekt ergäbe sich, wenn Quentin statt zweier Photonen stets ein Handschuhpaar nehmen und zufällig den linken bzw. den rechten zu Alice schicken würde und den anderen zu Bob. John Stuart Bell prägte für diese einfache Art von klassischen Korrelationen das einprägsame Bild von „Bertlmanns Socken“:[7]

> Dr. Bertlmann likes to wear two socks of different colours. Which colour he will have on a given foot on a given day is quite unpredictable. But when you see that the first sock is pink you can be already sure that the second sock will not be pink. Observation of the first and experience of Bertlmann, gives immediate information of the second. There is no accounting for tastes, but apart from that there is no mystery here. And is not the EPR business just the same?

Die Antwort auf diese rhetorische Frage ist ein emphatisches „Nein!“ Wie kommt das zustande?

Sobald Alice bei ihrer Messung das Ergebnis $\updownarrow$ sieht, kann Quentin wegen der perfekten Antikorrelation des EPR-Zustandes mit Sicherheit vorhersagen, wie das Resultat der Messung bei Bob ausfallen wird. EPR definieren als ein „Element der Realität“ genau solche Eigenschaften, die mit Sicherheit vorhergesagt werden können, ohne sie durch die Messung zu stören. In diesem Sinne können Alice, Quentin und Bob bis hierhin von der lokal-realistischen Annahme ausgehen, dass jedes einzelne Photon tatsächlich eine bestimmte Polarisation besitzt (so wie eine Münze tatsächlich einen „Kopf“ und eine „Zahl“ besitzt), die bei der Detektion dann nur festgestellt wird.

Alice findet nun allerdings dieses einfache Experiment etwas langweilig und beschließt, die Polarisation des ankommenden Photons nicht in x- und y-Richtung zu zerlegen, sondern im 45°-Winkel dazu, indem sie ihren ablenkenden Filter entsprechend dreht, und notiert jetzt die Ergebnisse bezüglich dieser neuen Basis als ⤢ und ⤡. Der EPR-Zustand (4) hat die Besonderheit, auch in dieser neuen Basis die Superposition antikorrelierter Zustände zu sein:[8]

$$\psi_{\mathrm{EPR}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\psi_{\mathrm{Alice}}(\text{⤢}) \psi_{\mathrm{Bob}}(\text{⤡}) - \psi_{\mathrm{Alice}}(\text{⤡}) \psi_{\mathrm{Bob}}(\text{⤢}) \right]. \tag{6}$$

Dadurch ergibt sich die folgenden Situation: Alice kann durch ihre Messung im 45°-Winkel feststellen, welche Polarisation ihr Photon hat, und Quentin kann dann mit Sicherheit vorhersagen, dass Bob bei einer Messung in der gleichen Basis sein Photon genau senkrecht dazu polarisiert finden wird.

Bob seinerseits ist vollauf mit seinem gut funktionierenden Experiment zufrieden und misst weiterhin horizontale bzw. vertikale Polarisationen. EPR argumentieren

[7] J.S. Bell: *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1987. Siehe auch den Artikel in J. Phys. Colloques **42** (1981) C2-41-C2-62, der frei online erhältlich ist, z.B. unter `http://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00220688/`.

[8] Bis auf einen globalen Phasenfaktor, der hier keine Rolle spielt und deshalb nicht notiert wird.

nun, dass wir konsequenterweise davon ausgehen müssen, dass Bobs Photon sowohl eine bestimmte Polarisation horizontal/vertikal besitzt, die er direkt selbst messen kann, als auch eine bestimmte Polarisation $\pm 45°$, indirekt durch Alice gemessen.

Nach den grundlegenden Gesetzen der Quantentheorie kann die Polarisation des einzelnen Photons jedoch nur in höchstens eine Richtung festgelegt sein. Denn wenn man ein Photon vertikal polarisiert, also im Zustand $\updownarrow$ präpariert hat, dann eine Messung in Richtung $\pm 45°$ durchführt, und nun nachprüft, wie die horiontale/vertikale Polarisation ist, findet man nicht einfach das eingangs präparierte Resultat $\updownarrow$, sondern ein völlig zufälliges Ergebnis $\updownarrow$ oder $\leftrightarrow$ mit Wahrscheinlichkeit $\frac{1}{2}$. Messungen in verschiedene Richtungen schließen einander in einem sehr fundamentalen Sinne aus: sobald die eine Richtung festgelegt ist, wird die andere wieder maximal unbestimmt und umgekehrt.

Während die Quantentheorie also dem einzelnen Teilchen keine bestimmte Polarisation in zwei verschiedene Richtungen zuweisen kann, erlaubt die EPR-Korrelation die Vorhersage der einen Polarisierung, während die andere direkt bestimmt wird. EPR folgern daraus, dass die Beschreibung der Quantentheorie unvollständig ist. Und zwar unvollständig in dem Sinne, in dem die statistische Mechanik zwar probabilistische Aussagen macht, letztlich aber davon ausgeht, dass es einen Satz von mikroskopischen Variablen gibt, die das Verhalten des Systems im Prinzip eindeutig determinieren. Für EPR spricht also alles dafür, dass es einen Satz von grundlegenderen, uns zur Zeit noch unbekannten „verborgenen Variablen“ gibt, die letztlich eine lokal-realistische Beschreibung der Welt liefern können, während die Quantentheorie lediglich die behelfsmäßige Beschreibung unseres Unwissens ist.

3.2.2 Verletzung der Bell'schen Ungleichungen

John Stuart Bell ist es in den oben zitierten Arbeiten gelungen, ein experimentell überprüfbares Kriterium zu finden, bei dem die Vorhersagen der Quantentheorie von den Vorhersagen einer beliebigen Theorie mit lokal-realistischen verborgenen Variablen abweichen. Durch eine sogenannte Bell'sche Ungleichung wird ausgesagt, dass gewisse Korrelationen von Polarisationsmessungen bei Alice und Bob einen Schwellenwert nicht überschreiten können, wenn es einen Satz verborgener Variablen gibt – und zwar völlig unabhängig davon, durch welche Theorie diese Variablen beschrieben werden! Die Quantentheorie sagt jedoch voraus, dass die Korrelationen stärker sein können als klassisch erlaubt.

Diese Experimente sind mit verschiedensten Techniken in verschiedenen Laboren unabhängig duchgeführt worden, und in allen Fällen fand man die von der Quantentheorie vorhergesagten Verletzungen der Bell'schen Ungleichungen![9] Das bedeutet im Klartext, dass wir heute gezwungen sind anzunehmen, dass die QT eine Beschreibung der messbaren Größen liefert, die so vollständig ist wie irgend möglich. Dass die dadurch vorhergesagten Phänomene sich nicht mit unserem Alltagsverständnis vertragen, ist eine Erfahrungstatsache, die man je nach Temperament entweder bedauern oder begrüßen mag. Sobald man jedoch die experimentellen Verdikte akzeptiert, wird man mit faszinierenden Einsichten und auch Chancen technischer Neuerung belohnt. Die stärker-als-klassischen Korrelationen von verschränkten Systemen sind die Basis für zahlreiche technische Anwendungen, die zum Teil sogar schon kommerzialisiert sind, wie in der Quantenkryptographie, bei der Alice und Bob einen geheimen Schlüssel von Zufallszahlen austauschen können, ohne dass sie dabei abgehört werden können.[10]

[9] Wer selbst einmal ein solches Experiment simulieren möchte, kann dies auf der sehr empfehlenswerten Internet-Seite `http://www.quantumlab.de/` tun, die von der Physikdidaktik der Universität Erlangen betreut wird.

[10] Zur ersten Einführung sei empfohlen: D. Bruß, *Quanteninformation* (Fischer, Frankfurt 2003).

3.3 Zur Struktur der QT: Observablen und Zustände

Die vorstehenden Überlegungen lassen sich substantiieren, indem wir die Struktur der Quantentheorie (QT) selbst ins Auge fassen. Im Gegensatz zur klassischen Beschreibung durch Orte und Impulse $x(t), p(t)$, die man auch als messbare Eigenschaften betrachtet, zeichnet sich die Quantentheorie durch eine grundlegende Dichotomie aus: Sie unterscheidet zwischen *Observablen* und *Zuständen*. Diese Unterscheidung ersetzt die naive Ansicht, dass der Zustand eines Dinges einfach das ist, was man messen kann, durch ein wesentlich leistungsfähigeres Konzept: die Observablen drücken aus, was grundsätzlich messbar ist, während der Zustand bestimmt, welche Vorhersagen der einzelne Beobachter unter Maßgabe der ihm zur Verfügung stehenden Informationen machen kann.

Die zu beobachtenden Objekte sind durch ihre Observablen bestimmt, die somit den Charakter der *Eigenschaftlichkeit* erhalten. Diese Observablen sind zum Beispiel der Ort x, der Impuls p und der Drehimpuls J. Diese Observablen sind konstitutiv dafür, was dieses Objekt überhaupt ausmacht, und wie wir es identifizieren können. Sie sind beobacht*bar*, nicht jedoch einfach identisch mit den tatsächlich beobachteten Resultaten von Messungen. Wesentlich für die Struktur der Quantentheorie sind algebraische Beziehungen zwischen diesen Observablen, wie zum Beispiel die Heisenberg'sche Vertauschungs-Relation zwischen Ort und Impuls: $xp-px = [x,p] = i\hbar$ ($\hbar = h/2\pi$ ist das nach Max Planck benannte Wirkungsquantum). Diese Relation impliziert, dass Ort und Impuls nicht gleichzeitig messbar sind, sondern dass bei jeder Ortsmessung der Impuls unbestimmt wird, so wie auch jede Impulsmessung die Kenntnis des genauen Orts unmöglich macht.[11]

Mathematisch können der Ort x und der Impuls p nicht einfache Zahlen sein, denn das Produkt aus zwei Zahlen ist kommutativ, und man hätte dann $xp-px = 0$. Diese Größen können durch Matrizen (in der durch Heisenberg entwickelten Formulierung) oder aber Differentialoperatoren (in der äquivalenten, durch Schrödinger entwickelten Formulierung) dargestellt werden. Nur wie ist dann der Zusammenhang zwischen diesen mathematisch etwas anspruchsvolleren Objekten und der Zahlangabe einer Messungen wie „das Atom hat einen Impuls von $3\,\mathrm{kg\,m/s}$"? Hier kommen die Zustände ins Spiel: der Zustand gibt an, wie groß der *Erwartungswert* $\langle X\rangle$ der Observablen X ist. Wenn die Observable die möglichen Werte $x_1, x_2, \ldots$ annehmen kann, die in einem klassischen Zustand W mit Wahrscheinlicheit $w_1, w_2, \ldots$ auftreten, dann ist der Erwartungswert durch

$$\langle X\rangle = w_1 x_1 + w_2 x_2 + \ldots \tag{7}$$

gegeben, und man schreibt das etwas allgemeiner und kompakter

$$\langle X\rangle = \sum_i w_i x_i = \mathrm{Sp}\{WX\}. \tag{8}$$

Wie bereits ausgeführt, ist es im allgemeinen jedoch nicht möglich, alle möglichen Messergebnisse mit klassischen Wahrscheinlichkeiten zu beschreiben, so dass der Zustand W selbst als Matrix geschrieben werden muss, was in der letzten Schreibweise der Gleichung (8) zum Ausdruck kommt.[12] Ein sogenannter reiner Quantenzustand ψ ist ein Spezialfall: er ist ein Projektor mit der Eigenschaft $W_\psi^2 = W_\psi$. In einem

[11] Ein ganz analoger Effekt ist bereits aus der klassischen Akustik bekannt, wie von Andreas Keil in seinem Beitrag erwähnt, denn bei der Frequenzanalyse eines Tonsignals gilt ebenfalls, dass man bei der Messung der Tonintensität zu einem einzigen Zeitpunkt keinerlei Information über die Frequenz erhält, während man die genaue Frequenz nur durch eine unendlich lange Messung bestimmen kann.

[12] Das Produkt zweier Matrizen A_{ij} und B_{kl} ist $(AB)_{il} = \sum_j A_{ij} B_{jl}$, und die Spur einer Matrix ist die Summe ihrer Diagonalelemente, $\mathrm{Sp}\, A = \sum_i A_{ii}$.

reinen Quantenzustand ψ ist deshalb die Wahrscheinlichkeit, durch Messung der Observablen X den Wert x zu erhalten,

$$w(x) = |\psi(x)|^2. \tag{9}$$

Einer Zeitabhängigkeit kann ebenfalls Rechnung getragen werden, woraus sich für die Wahrscheinlichkeit, im reinen Zustand $\psi(t)$ den Messwert x zu erhalten, die Born'sche Regel (3) ergibt.

Weil viele Observablen nicht miteinander kommutieren, können nicht alle möglichen konkreten Messergebnisse lokal realistisch vorliegen. Der Zustand ψ bzw. W kann also gar keine ontische Größe sein; die ψ-Funktion darf nicht als eine verschmierte Materiewelle betrachtet werden, so wie Nutella auf dem Brot. Mit dieser Sichtweise handelt man sich nämlich groteske interpretatorische Schwierigkeiten ein, denn man muss dann einen instantanen „Kollaps der Wellenfunktion" akzeptieren, bei dem sich schlagartig eine gesamte, womöglich über astronomische Distanzen verteilte Materiewelle in dem einen Punkt verdichtet, in dem das Atom beobachtet wird.Des weiteren scheint es dann „spukhafte Fernwirkungen" bei EPR-Korrelationsexperimenten zu geben, weil die Messung bei Alice den Kollaps der Verteilung bei Bob zur Folge hat — und zwar vielleicht ebenfalls über astronomische Distanzen. Eine solche, ontische Interpretation der Wellenfunktion steht deshalb im eklatanten Widerspruch zu dem fundamentalen Prinzip, dass Wechselwirkungen stets lokal sind und sich Signale höchstens mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten können. Man erinnere sich in diesem Zusammenhang an van Kampens *"Theorem IV: Whoever endows ψ with more meaning than is needed for computing observable phenomena is responsible for the consequences."*[13]

Der Zustand ist ein Katalog von Erwartungen, der von den genauen experimentellen Bedingungen und insbesondere auch vom Vorwissen des Betrachters abhängt. Aber eben weil wir den Zustand als epistemische Größe betrachten, erhalten wir damit alle Freiheit, ihn als beobachter- und bezugssystemabhängig zu behandeln. Darüberhinaus ist der Zustand nie eindeutig, sondern es ist generell möglich, dass verschiedene Darstellungen mit völlig konträrem ontischem Gehalt exakt *dieselben* Vorhersagen ergeben.[14]

Bezogen auf das in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Experiment von Alice und Bob heißt das konkret: der quantenmechanische Zustand enthält die Information, die dem jeweiligen Beobachter des Quantons zugänglich ist, s. Abb. 2. Verschiedene Beobachter können dabei durchaus verschiedene Informationen besitzen und müssen deshalb auch verschiedene Zustandsbeschreibungen verwenden. Quentin erzeugt das Photonpaar, überblickt als privilegierter Beobachter das gesamte Experiment und kann die Korrelationen zwischen den Messungen vorhersagen. Solange Alice und Bob das Photon aus einer "black box" erhalten und nicht von Quentin über die verschränkte Natur des Zwei-Photonen-Zustandes aufgeklärt werden, haben sie keinerlei Vorwissen über das Photon, und müssen deshalb den reduzierten Zustand $W_{\text{Alice}} = \text{tr}_{\text{Bob}}|\psi_{\text{EPR}}\rangle\langle\psi_{\text{EPR}}| = \frac{1}{2}$ (und vice versa für Bob) verwenden: die Gleichverteilung des fairen Münzwurfs. Die vollständige statistische Mischung hat aber in jeder Basis die gleiche Darstellung mit einfachen Wahrscheinlichkeiten $\frac{1}{2}$, d.h. Alice und Bob sind auch nicht auf eine bestimmte Basis festgelegt (was bei großen Abständen ohnehin problematisch ist), sondern können für beliebige Orientierung des Strahlteilers die Gleichverteilung ansetzen.

[13] N.G. van Kampen, "Ten theorems about quantum mechanical measurements", Physica A **153**, 97-113 (1988)

[14] Ein sehr instruktives Beispiel ist ein sogenanntes Bose-Einstein-Kondensat, in dem sich viele Atome zu einer einzigen makroskopischen Wellenfunktion vereinigt haben, wie von Stefan Dürr in "The Phase of a Bose-Einstein condensate" diskutiert: Physics and Philosophy 2006, ID:04, `http://hdl.handle.net/2003/23109`.

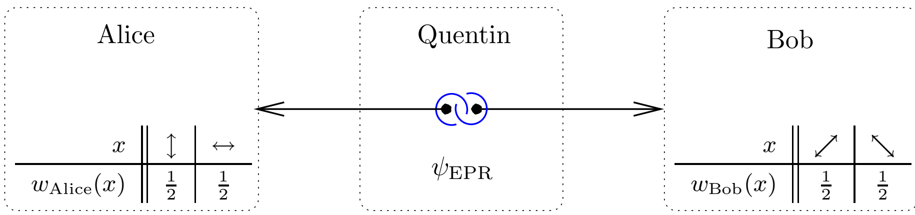


Abbildung 2: *Zur Beobachterabhängigkeit des Zustands: Quentin erzeugt Paare verschränkter Photonen im reinen Zustand ψ_{EPR}. Alice und Bob erhalten je ein Photon, wissen jedoch nichts über dessen Herkunft. Sie können jeweils nur lokale Messungen durchführen und müssen für die Vorhersage der Ergebnisse die reduzierte Beschreibung durch den vollständig gemischten Zustand verwenden, in dem jedes Ergebnis mit Wahrscheinlichkeit $\frac{1}{2}$ auftritt, und zwar für eine beliebig gewählte lokale Basis.*

Es ist deshalb völlig richtig zu behaupten, dass Alices Photon *wirklich* ein unpolarisiertes Photon ist und, einer perfekt fairen Münze gleich, durch eine statistische Mischung beschrieben werden muss — und zwar im Bezugssystem von Alice. Es aber eben auch völlig richtig zu behaupten, dass Alices und Bobs Photonen die beiden Teile eines EPR-Paares sind und sich damit in einem reinen Zustand befinden — und zwar in Quentins Bezugssystem. Was der einzelne Beobachter als Wirklichkeit oder Realität betrachtet, hängt davon ab, welche experimentellen Möglichkeiten er hat und über welche gesicherten Informationen er verfügt.

Die Quantentheorie verbietet es, in einem unbedachten Sinne von einer Hintergrundrealität auszugehen, die es zu erkennen gälte. Die „reale Welt dort draußen“ und die Information, die wir darüber erlangen können, sind eins. Der irreduzible Unterschied zur klassischen Welt ist, dass nicht alle (inkompatiblen) Größen gleichzeitig feststehen können, sondern dass man aufgrund der Unmöglichkeit ihrer Messbarkeit bzw. auch nur Wissbarkeit auch zugleich ihre Existenz bestreiten muss. Dies ist aber nur konsequent und das Verdienst einer Theorie, die diese innere epistemische Konsistenz besitzt.

3.4 Ein Messproblem?

Aber selbst wenn man akzeptiert, dass in der Welt der Atome und Photonen seltsame Gesetze herrschen, kann man sich noch lange nicht beruhigt zurücklehnen, denn immerhin erhebt die Quantenmechanik den Anspruch, die grundlegende Beschreibung der unbelebten Natur zu sein. Wo auf dem Weg vom Atom über die Moleküle bis hin zu Stecknadeln und Straßenbahnen ist die Grenze zu ziehen zwischen einer Welt, in der Materiewellen interferieren und Teilchen verschränkt werden, und der Welt, wie wir sie täglich mit unseren Sinnen wahrnehmen? Schrödinger hat für diese Herausforderung ein unvergessliches Bild geprägt:[15]

> Man kann auch ganz burleske Fälle konstruieren. Eine Katze wird in eine Stahlkammer gesperrt, zusammen mit folgender Höllenmaschine (die man gegen den direkten Zugriff der Katze sichern muß): in einem GEIGERschen Zählrohr befindet sich eine winzige Menge radioaktiver Substanz, so wenig, daß im Lauf einer Stunde *vielleicht* eines von den Atomen zerfällt, ebenso wahrscheinlich aber auch keines; geschieht es, so spricht das Zahlrohr an und betätigt über ein Relais ein Hämmerchen, das ein Kölbchen mit Blausäure zertrümmert. Hat man dieses ganze System eine Stunde lang sich selbst überlassen, so wird man sich sagen, daß die Katze noch lebt, *wenn* inzwischen

[15] E. Schrödinger, „Zur gegenwärtigen Situation in der Quantenmechanik“, Naturwiss. **49**, 807-812 (1935)

> kein Atom zerfallen ist. Der erste Atomzerfall würde sie vergiftet haben. Die ψ-Funktion des ganzen Systems würde das so zum Ausdruck bringen, daß in ihr die lebende und die tote Katze (s. v. v.) zu gleichen Teilen gemischt oder verschmiert sind.

Schrödingers Katze steht hier stellvertretend für alle makroskopischen Objekte, die mit den Objekten der Mikrowelt wechselwirken, und somit insbesondere auch für alle Messapparate. Nach dem Argument Schrödingers gelangen ein Quantenobjekt, das in der Überlagerung

$$\psi_{\text{Quanton}}(\swarrow\!\!\!\nearrow) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\psi_{\text{Quanton}}(\updownarrow) + \psi_{\text{Quanton}}(\leftrightarrow)\right] \tag{10}$$

aus zwei Polarisationsrichtungen präpariert wurde, und ein Messapparat, dessen relevanter Zeigerfreiheitsgrad durch die Wellenfunktion $\psi_{\text{Messapparat}}$ beschrieben werde, durch ihre Wechselwirkung in den EPR-artigen Zustand

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\psi_{\text{Quanton}}(\updownarrow)\psi_{\text{Messapparat}}(\updownarrow) + \psi_{\text{Quanton}}(\leftrightarrow)\psi_{\text{Messaparat}}(\leftrightarrow)\right]. \tag{11}$$

Auf den ersten Blick tut das Messgerät genau das, wofür es eingerichtet worden ist: es nimmt denjenigen Zeigerzustand an, der der jeweiligen Polarisation genau entspricht, und die Wahrscheinlichkeit für jedes einzelne Resultat ist $\frac{1}{2}$. Allerdings beschreibt der Zustand nur eine kohärente Überlagerung, in der die beiden möglichen Ausgänge „zu gleichen Teilen verschmiert" sind. Zu welchem Zeitpunkt erfolgt denn nun der „Kollaps der Wellenfunktion" in das eine definitive Endresultat, das der Beobachter wahrnimmt?

Der kanonische Formalismus der Quantentheorie, in dem der Messapparat und seine Beobachter kein Teil der quantenmechanischen Beschreibung sind, behilft sich hier mit einem Postulat, das lakonisch besagt, dass der Zustand des gemessenen Objektes bei einer Messung sprunghaft in die neue Wellenfunktion übergeht.

Kritiker der Quantentheorie sehen hier ein Problem, das auf (mindestens) zweierlei Weisen konstruiert werden kann: Entweder fallen Messgeräte als Teil der Natur ebenfalls unter die Gesetze der Quantentheorie, und es kommt zu einem infiniten Regress der Verschränkung, dessen erster Schritt durch die Gleichung (11) beschrieben ist, und in dem konsequenterweise sogar der bewusste Beobachter in kohärente Überlagerungen gebracht würde. Oder aber Messgeräte sollen als makroskopische Geräte von einer quantenmechanischen Beschreibung ausgenommen werden. Dann besteht innerhalb der Quantentheorie ein hässlicher Widerspruch zwischen der (unitären) Dynamik, die durch die Schrödingergleichung beschrieben wird, und der (nichtunitären) Projektion auf einen definitiven Zustand nach der Feststellung eines Resultates. Zudem verliert die Quantentheorie damit den Rang einer grundlegenden Beschreibung aller Naturvorgänge; und wo soll der sogenannte „Heisenberg-Schnitt" zwischen ihrem Geltungsbereich und dem der klassischen Beschreibung gesetzt werden?

Dieser Problemkomplex wird als das sogenannte „Messproblem" gehandelt, und es gibt eine Vielzahl von Aufsätzen zu diesem Thema. Spätestens hier gibt es keine Übereinstimmung selbst unter den professionellen Physikern, die ansonsten völlig vorbehaltlos die Gültigkeit der Quantentheorie anerkennen. Die Bandbreite der möglichen Äußerungen reicht von "there is no measurement problem " (Anton Zeilinger) bis hin zu "This whole issue goes under the name of *foundational problems* of quantum mechanics. It is the second great problem of contemporary physics." (Lee Smolin)[16]

Ein Großteil dessen, was historisch zuweilen als „Messproblem" gehandelt wurde, beruht auf einem Missverständnis darüber, was eine Messung ausmacht. Bei einer

[16] L. Smolin, *The trouble with physics*, First Mariner Books, New York (2007)

sorgfältigen Analyse des Messprozesses wird klar, dass es weder zu einem infiniten Regress der Verschränkung kommt (und deshalb Viele-Welten-Interpretationen unnötig sind) noch dass es innerhalb der Quantentheorie einen Widerspruch zwischen der unitären Dynamik einerseits und dem Projektionspostulat andererseits gibt. Im Gegenteil, wir werden sehen, dass Realität und Objektivität im wesentlichen emergente Phänomene sind, die mit dem epistemisch konsistenten Vokabular der Quantentheorie erklärt werden können.

3.5 Dekohärenz

Während noch die orthodoxe Kopenhagener Interpretation der Quantenmechanik (QM) einen klaren Schnitt zwischen den Objekten der Mikrowelt und makroskopischen Messapparaten macht, ist in den letzten Jahrzehnten klar geworden, dass auch makroskopische Objekte prinzipiell durch die Gesetze der QM beschrieben werden können. Weil sie aber nicht ausreichend gut gegen Einflüsse ihrer Umwelt geschützt werden können, braucht man eine Beschreibung der Dynamik *offener Quantensysteme*, die zu *Dekohärenz* führt. Als Faustregel muss gelten, dass fast die gesamte Literatur zum Messprozess der Quantentheorie als veraltet zu betrachten ist, wenn sie vor der Entwicklung des Dekohärenzkonzeptes verfasst wurde. Der aktuelle Stand der Forschung ist in der Monographie von Maximilian Schlosshauer[17]und den Lecture Notes von Klaus Hornberger [18] festgehalten.

3.5.1 Reflexionen über den Messprozess

Was geschieht eigentlich bei einem Messprozess? Im Abschnitt 2.2.2 hatten wir bereits bemerkt, dass bei einem klassischen Zufallsexperiment die durch Reibung induzierte irreversible Dynamik eine entscheidene Rolle spielt, um das Ergebnis des Würfel- oder Roulettekugelwurfs endgültig und ablesbar festzuhalten. Ganz genauso verhält es sich auch mit Messungen, die an mikroskopischen Objekten gemacht werden. Nach einem fundamentalen Postulat der Quantentheorie entwickelt sich ein perfekt isoliertes System (aus wievielen Teilchen auch immer) nach der Schrödingergleichung, und es entsteht eine Verschränkung aller wechselwirkender Freiheitsgrade; dies ist die sogenannte „unitäre“ Dynamik. Nun reicht es aber gerade nicht, ein mikroskopisches Teilchen (wie Atom oder Photon) an einen, aus anderen Atomen bestehenden Apparat mit einem Zeiger zu koppeln, um eine Messung zu machen. Denn das Gesamtsystem aus beobachtetem Teilchen und beobachtendem Apparat geriete eben in die Überlagerung (11), wie in Abb. 3(b) gezeigt.

Eine *Messung* im eigentlichen Sinn erfolgt nur dann, wenn der Messapparat gerade kein abgeschlossenes System ist, sondern seinerseits an eine Umgebung gekoppelt ist, die ein Bad an Freiheitsgraden liefert. Unter diesem Bad an Freiheitsgraden können wir uns beispielsweise die Luftmoleküle des Labors vorstellen, in dem das Messgerät steht, oder auch das Bad an thermischen Photonen, dass uns bei jeder endlichen Temperatur umgibt. Dieses Bad an Freiheitsgraden interessiert uns nicht als solches, denn wir wollen ja nichts über die Laborluft herausfinden. Es spielt aber eine fundamentale Rolle beim Messprozess, denn erst die Kopplung an diese Badfreiheitsgrade führt dazu, dass das Messgerät in einem irreversiblen Prozess in einen definitiven Zeigerzustand gelangt, der dann ausgelesen werden kann. Dabei spielt es absolut keine Rolle, wie das Festhalten und Auslesen genau vonstatten geht; das Messresultat kann genauso gut durch einen Roboter als Magnetisierungsmuster auf

[17] M. Schlosshauer: *Decoherence and the quantum-to-classical transition*, (Springer, Belin und Heidelberg, 2007)

[18] K. Hornberger, “Introduction to Decoherence Theory”, in *Entanglement and Decoherence*, Hrsg. A. Buchleitner et al. (Springer, Berlin und Heidelberg, 2009); online unter `http://arxiv.org/abs/quant-ph/0612118`

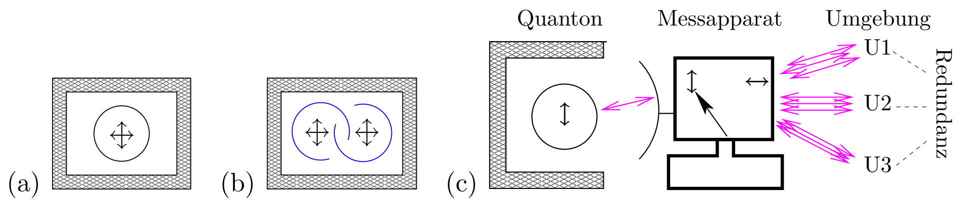


Abbildung 3: *(a) Isolierte Quantenobjekte zeigen Interferenz, d.h. kohärente Überlagerung mehrerer klassischer Alternativen. (b) Zwei oder mehr Quantenobjekte werden durch Wechselwirkung verschränkt. (c) Der Messprozess: Ein elementares Quantenobjekt wird mit einem Messgerät beobachtet. Dieses System ist nicht isoliert, sondern offen, und wird seinerseits von einer Umgebung beobachtet. Quantenmechanische Superpositionen zerfallen schnell in klassische Mischungen aus robusten Zeigerzuständen. Die Umgebung besteht aus einer Vielzahl unabhängiger Komponenten, so dass das Messergebnisses irreversibel festgehalten wird und hochgradig redundant in der Umgebung kodiert ist.*

einer Festplatte abgespeichert wie von einem Zen-Meister mit einer Tuschefeder auf ein Seidentuch gezeichnet werden. Entscheidend ist nicht die Tatsache, dass es durch ein bewusstes Wesen wahrgenommen wird, sondern allein, dass die Aufzeichnung irreversibel im thermodynamischen Sinne erfolgt.[19]

Ein gutes Messgerät ist ein Apparat, der einerseits sensibel genug ist, um auf die Kopplung an das zu vermessende Objekt zu reagieren, andererseits aber auch offen genug gegenüber einer Umgebung, um das Ergebnis der Messung dann definitiv festzuschreiben. Teilchendetektoren, Kamera-Photochips, und auch der gute alte Rollfilm, dies sind allesamt Systeme, die in einem metastabilen Zustand präpariert worden sind und buchstäblich nur darauf warten, dass ein Photon des Wegs kommt und eine Kettenreaktion mit einer Ladungslawine auslöst, die dann als elektrisches oder chemisches Signal in der Makrowelt festgehalten wird.

Wir müssen also den Messprozess wie folgt modellieren: Das zu betrachtende Gesamtsystem besteht aus Q+M+U = Quantenobjekt + Messapparat + Umgebung und kann als abgeschlossen betrachtet werden (falls nicht, wird solange jede weitere Umgebung hinzugenommen, bis ein Abschluss erreicht ist). Während der Messung koppelt das Messgerät an das Objekt und geht in den jeweiligen Zeigerzustand über. Die Umgebung wiederum koppelt an das Messgerät und wird ebenfalls in einen entsprechenden Zustand überführt. Zur Illustration verwenden wir nocheinmal das obige Beispiel der Polarisationsmessung eines Quantons im anfänglichen Zustand (10). Der Zustand des Gesamtsystems vor der Messung sei durch den Zustandsvektor $\Psi_{\mathrm{Q+M+U}} = \psi_{\mathrm{Q}}\psi_{\mathrm{M}}\psi_{\mathrm{U}}$ gegeben, wobei ψ_{U} jetzt den Zustand der Umgebung bezeichne. Die unitäre Schrödingerdynamik führt dann deterministisch zu einem weiteren reinen Zustand, den wir symbolisch wie folgt notieren können:

$$\Psi'_{\mathrm{Q+M+U}} = \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left[\psi_{\mathrm{Q}}(\updownarrow)\psi_{\mathrm{M}}(\updownarrow)\psi_{\mathrm{U}}(\updownarrow) + \psi_{\mathrm{Q}}(\leftrightarrow)\psi_{\mathrm{M}}(\leftrightarrow)\psi_{\mathrm{U}}(\leftrightarrow)\right]. \tag{12}$$

Auf den ersten Blick haben wir gegenüber (11) nichts gewonnen, weil lediglich M durch M+U ersetzt worden ist. Noch immer haben wir eine kohärente Überlagerung zwischen den einander ausschließenden klassischen Alternativen; die Katze ist weiterhin in einem prekären Zustand zwischen Leben und Tod.

Nun können wir aber ausnutzen, dass wir keine Information über die Umgebung gewinnen wollen, sondern lediglich eine Vorhersage für die Zeigerposition des Messgerätes. Wir müssen also alle überflüssige Information über die Um-

[19] Eugene Wigner vertrat zeitweise die Auffassung, das menschliche Bewusstsein spielte eine maßgebliche Rolle beim „Kollaps der Wellenfunktion“, die bei der Registrierung des Resultats auftritt. Dies forderte die Gegenfrage heraus, wie intelligent der Beobachter mindestens sein müsse, um den Kollaps auszulösen: “Could it be necessary to have a PhD in theoretical physics?”

gebung aus dem Zustandsvektor herausstreichen. Dies wird mathematisch durch die Bildung der „partiellen Spur“ bezüglich der Umgebungsfreiheitsgrade geleistet: $W'_{\mathrm{Q+M}} = \mathrm{Sp}_{\mathrm{U}} \left\{ |\Psi'_{\mathrm{Q+M+U}}\rangle\langle\Psi'_{\mathrm{Q+M+U}}| \right\}$ In diesem einfachen Fall wird dann der reduzierte Zustand von Objekt und Messapparat allein vollständig durch Wahrscheinlichkeiten für die klassischen Alternativen beschrieben:

$$\begin{array}{r||c|c|c|c|} x & \updownarrow_{\mathrm{Q}}\updownarrow_{\mathrm{M}} & \updownarrow_{\mathrm{Q}}\leftrightarrow_{\mathrm{M}} & \leftrightarrow_{\mathrm{Q}}\updownarrow_{\mathrm{M}} & \leftrightarrow_{\mathrm{Q}}\leftrightarrow_{\mathrm{M}} \\ \hline w'_{\mathrm{Q+M}}(x) & \frac{1}{2} & 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{array} . \tag{13}$$

Wir sehen an dieser Wahrscheinlichkeitstabelle zunächst, dass das Messgerät nie das falsche Resultat anzeigt, sondern wunderbarerweise immer genau diejenige Stellung einnimmt, die der Objektpolarisation entspricht; diese wünschenswerte Eigenschaft eines idealisierten Messgeräts hatten wir bereits bei Gleichung (11) hineingesteckt. Wir können nun auch noch konsequenterweise vom Messgerät abstrahieren und eine Vorhersage für die Polarisation des Objektes allein machen:

$$\begin{array}{r||c|c|} x & \updownarrow_{\mathrm{Q}} & \leftrightarrow_{\mathrm{Q}} \\ \hline w'_{\mathrm{Q}}(x) & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{array} . \tag{14}$$

Wir bestätigen also die in Abschnitt 3.2.1 genannte Regel, wonach ein auf 45° polarisiertes Photon genau mit Wahrscheinlichkeit $\frac{1}{2}$ in vertikaler bzw. horizontaler Richtung polarisiert gefunden wird. Das gleiche Resultat finden wir übrigens, wenn wir die Objektfreiheitsgrade herausspuren, um die Vorhersage für das Messgerät allein abzulesen:

$$\begin{array}{r||c|c|} x & \updownarrow_{\mathrm{M}} & \leftrightarrow_{\mathrm{M}} \\ \hline w'_{\mathrm{M}}(x) & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{array} . \tag{15}$$

Wir halten als wichtiges Zwischenergebnis fest: *Irreversibilität ist konstitutiv für eine Messung*. Eine Diskussion des Messprozesses auf der Grundlage abgeschlossener Systeme und mit unitärer Dynamik allein ist sinnlos, denn sie missversteht, was eine Messung eigentlich ausmacht. Wir müssen auf die in den Badfreiheitsgraden gespeicherte Information verzichten, wenn wir sinnvoll über die Ergebnisse von Messungen sprechen wollen, d.h. über definitive Detektorklicks und Zeigerpositionen. Wenn wir aber die Badfreiheitsgrade ausspuren, dann verschwinden die kohärenten Interferenzterme im gemeinsamen Zustand von Objekt und Messgerät, um einer Verteilung mit inkohärenten, klassischen Wahrscheinlichkeiten Platz zu machen. Man nennt deshalb diesen Effekt *Dekohärenz*.

3.5.2 Dekohärenz bei der Arbeit

Die in den letzten Jahren entwickelte Theorie der Dekohärenz beschreibt im Detail, wie sich die quantenmechanischen Überlagerungen durch Kopplung an die Umgebung in klassische Wahrscheinlichkeitsverteilungen verwandeln. Dekohärenz schlägt für makroskopische Objekte unter normalen Bedingungen (Raumtemperatur, Luftdruck, usw.) stets auf extrem kurzen Zeitskalen zu, so dass sie gar keine Chance haben, sich in Schrödinger-Katzen-artige Überlagerungen zu entwickeln. Kein lebendes Wesen, dass notwendigerweise mit einer Umwelt in Kontakt steht, Luft zum Atmen benötigt, thermische Photonen und andere Teilchen streut, usw., kann gut genug isoliert werden, um in einen Überlagerungszustand zu gelangen.

Die präzisen Vorhersagen der Dekohärenztheorie sind in den Fulleren-Interferenz-Experimenten von Markus Arndt und Mitarbeitern hervorragend bestätigt worden (s. dazu die unter Fußnote 3 auf S. 8 zitierte Arbeit). In diesem Experiment können zwei Mechanismen der Dekohärenz beobachtet werden (s. Abbildung 4). Zum einen stoßen die Fullerene in der Vakuumkammer immer mal wieder

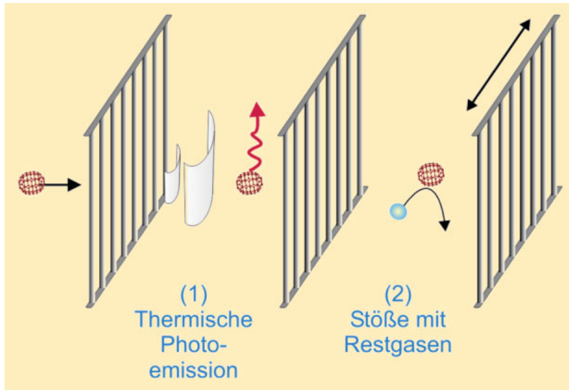


Abbildung 4: *Schematische Darstellung eines Materiewellen-Interferenz-Experimentes: ein Fullerenmolekül C_{70} tritt an einer zufälligen Stelle durch einen Spalt im ersten Gitter, wo durch Beugung eine elementare Materiewelle erzeugt wird (weiß skizziert). Diese Welle überdeckt viele Spalte des zweiten Gitters. Dahinter überlagern sich die Ausgangsamplituden kohärent, und ein Interferenzsignal kann duch Verschieben des dritten Gitters, das als Detektormaske dient, aufgezeichnet werden. Dekohärenz durch Kopplung an unkontrollierte Freiheitsgrade zerstört die kohärente Überlagerung und führt dazu, dass keine Interferenz mehr sichtbar ist. Zwei Mechanismen sind gezeigt: (1) die Aussendung von thermischen Photonen durch die Fullerene selbst und (2) die Streuung von Teilchen aus dem Hintergrundgas. Mit freundlicher Genehmigung des Autors verwendet aus: M. Arndt et al., „Wann wird ein Quantenobjekt klassisch? Interferenzexperimente mit molekularen Quantenwellen," Physik in unserer Zeit* ***37*** *(Jan 2006) 24-29.*

auf Hintergrund-Gasteilchen. Durch diese Stöße erfährt das Bad des Hintergrundgases, wo das Fulleren ist, was dazu führt, dass die Interferenz bei höherem Gasdruck verschwinden muss. Zum anderen gibt es auch die Wärmestrahlung, die von den Fulleren selbst emittiert wird: je heißer die Fullerene, desto mehr thermische Photonen mit kürzerer Wellenlänge geben sie ab und desto mehr Welcher-Weg-Information entsteht, so dass die Interferenz unmöglich wird.

Die experimentellen Umstände entscheiden also darüber, wann ein Quanton ein Teilchen ist und wann eine Welle!

3.5.3 Die Emergenz von Realität und Objektivität durch Redundanz

Abgesehen davon, dass Dekohärenz in einigen konkreten Fällen die experimentellen Daten erklärt, leistet dieses Konzept auf einer grundsätzlichen, interpretatorischen Ebene noch mehr.

Erstens laufen wir nicht mehr Gefahr, bei der Beschreibung des Messprozesses in einen infiniten Regress zu geraten, in dem wir immer mehr Umgebungen in die Beschreibung durch kohärente Zustände einbeziehen müssen, so dass zum Schluss wir selbst und das ganze Universum in Myriaden kohärenter Überlagerungen gebracht werden. Dies macht de facto sogenannte „Viele-Welten-Interpretationen" überflüssig, und wir können uns wieder der einen Welt zuwenden, zu deren Beschreibung die Quantentheorie dient.

Zweitens erklärt Dekohärenz, warum es so außerordentlich aufwendig ist, Überlagerungen von Zuständen zu erzeugen, die sich an räumlich unterschiedlichen Orten konzentrieren. Makroskopische Objekte besitzen stets einen wohldefinierten Ort, weil die Kopplung an Badfreiheitsgrade in der Regel lokal ist, da sie über direkte Stöße, Austausch von Photonen, usw. erfolgt. Die Orts-Eigenzustände für massive Teilchen sind also dadurch ausgezeichnet, dass sie besonders robust gegenüber

Dekohärenz sind. Dieses Konzept wird als „Quanten-Darwinismus“ popularisiert. Man kann also in diesem Sinne sagen, dass örtliche Anwesenheit ein emergentes Phänomen ist: eine Vase steht *wirklich* mitten auf dem Tisch, weil unzählige Luftmoleküle sie durch ihre Stöße ständig dort lokalisieren. Und deshalb kommt es eben auch nicht darauf an, ob es zufällig gerade einen menschlichen Beobachter gibt. Der Mond ist auch da, wenn niemand guckt — weil allein schon die kosmische Hintergrundstrahlung ausreicht, für alle Zeiten genug Information über die Position des Erdtrabanten zu sammeln, um den Mond wirklich da sein zu lassen. Allgemeiner bevorzugt die Kopplung an Badfreiheitsgrade eine besondere Basis von Zeigerzuständen, d.h. die Kopplung an die Umgebung bestimmt, welche Art von Zustand makroskopisch stabil ist.

Drittens gelingt es der Dekohärenztheorie zu beschreiben, was eine gute Umgebung oder Bad ausmacht. Eine gute Umgebung besteht per Definition stets aus sehr, sehr vielen Freiheitsgraden. Dies hat zur Folge, dass ihre Dynamik im klassischen Sinne de facto irreversibel ist, so dass also die Zeitentwicklung der Dekokärenz ebenfalls irreversibel erfolgt. Anders ausgedrückt: prinzipiell würde die Quantentheorie erlauben, aus höchst geschickt ausgeführten Interferenzexperimenten die Existenz kohärenter Superpositionen zwischen Bad- und Objektfreiheitsgraden nachzuweisen, nur ist dies praktisch völlig unmöglich, wenn man dafür mehr als eine Handvoll von Freiheitsgraden kontrollieren muss.

Des weiteren wird eine gute Umgebung aus einer Vielzahl *unabhängiger* Freiheitsgrade gebildet. Diejenigen Zustände erweisen sich als besonders robust unter Dekohärenz, die möglichst redundant in unabhängigen Teilsystemen der Umgebung gespeichert werden. Es reicht also, nur eine kleine Untermenge der Umgebung zu befragen, um bereits die maximale Information über den Zustand des Objektes zu erfahren. Hier erweist sich *Redundanz* als ein Schlüsselkonzept: diejenigen Eigenschaften eines Objektes sind real bzw. liegen objektiv vor, die von einer möglichst großen Zahl unabhängiger Beobachter bezeugt werden können. Nach der Öffnung des Quantensystems an die Umgebung werden seine Eigenschaften *objektiv* in dem Sinne, dass sich jetzt alle Beobachter widerspruchsfrei darauf einigen können, in welchem Zustand sich das betrachtete Objekt befindet, denn jede ihrer Messungen wird stets dasselbe, in der Umgebung kodierte Resultat liefern. In dieser Weise wird also der zunächst rein epistemische quantentheoretische Zustandsbegriff überführt in die Beschreibung der „Welt dort draußen“ mit berechtigtem Anspruch auf ontische Verbindlichkeit, wie sie unserem Alltagsverständnis entspricht. Klassische Objektivität und Realität sind mithin emergente Konzepte, die nicht im Widerspruch zur Quantentheorie stehen, sondern von ihr selbst erklärt werden können!

Woher wissen wir denn nun aber, ab welcher Zahl eine bestimmte Menge an Freiheitsgraden als Umgebung zu betrachten ist? Wo auf dem Weg vom Atom zum Oszilloskop ist der sogeannnte „Heisenberg-Schnitt“ zu setzen, der die mikroskopische Welt von der makroskopischen Welt trennt? Eine eindeutige Antwort kann es hier nicht geben, oder vielmehr, die einzig sinnvolle Antwort muss sein: „das kommt auf die Umstände an!“ Ebenso wie Tag und Nacht durch die Dämmerung getrennt sind, ohne dass es möglich wäre, genau zu sagen, wann der Tag vergangen ist und die Nacht begonnen hat, und ohne dass dies infrage stellt, dass Tag und Nacht für sich jeweils wohldefinierte Konzepte sind, so zeigen die Materiewellen-Experimente ja genau, dass der Übergang von der Quantenwelt zur klassischen Beschreibung nicht willkürlich und sprunghaft, sondern graduell erfolgt und mit entsprechendem Aufwand in die eine oder andere Richtung verschoben werden kann. Die Tatsache, dass es bis heute nicht gelungen ist, eine eindeutige Grenze zu ziehen, jenseits deren die Quantentheorie nicht mehr gültig ist, zeigt einmal mehr die überragende innere Konsistenz dieser Beschreibung, in der die zu erkennende Realität und unser Wissen darüber unter der Bedingung der Möglichkeit seiner experimentellen Überprüfung ein und dasselbe sind.