

Neueres zum Weltbild der Quantenmechanik¹

D. Flamm

Institut für Theoretische Physik, Universität Wien

1 Einleitung

Die beiden ursprünglichen Formulierungen der Quantenmechanik als Matrixmechanik durch Heisenberg, Born und Jordan bzw. als Wellenmechanik durch Schrödinger, deren Äquivalenz Schrödinger noch im gleichen Jahr zeigen konnte [Schrödinger 1927], waren für atomare Systeme maßgeschneidert. Es kamen dabei zahlreiche neue Aspekte atomarer Systeme zu Tage, die der klassischen Anschauung widersprachen und zu zahlreichen Paradoxien führten. Insbesondere ist diese Theorie auf abgeschlossene Hamiltonsche Systeme beschränkt. Da die Schrödinger-Gleichung eine lineare partielle Differentialgleichung ist, gilt in diesem Rahmen das Superpositionsprinzip uneingeschränkt für alle Zustände. Die Zustände eines solchen Systems können durch Wellenfunktionen dargestellt werden, die Lösungen der Schrödinger-Gleichung sind. Aus der Linearität der Gleichung folgt, daß jede beliebige Linearkombination von Wellenfunktionen wieder eine Lösung der Schrödinger-Gleichung ist und somit einen möglichen Zustand des Systems darstellt. Auf diese Weise können in der Praxis etwa durch eine kurzzeitige Wechselwirkung des Systems mit einer äußeren Störung Zustandsüberlagerungen, häufig Wellenpakete genannt, entstehen, deren Komponenten verschiedenen Werten meßbarer Größen entsprechen. Für solche Zustandsüberlagerungen haben eben diese meßbaren Größen keinen eindeutig bestimmten Wert. Ein solches Phänomen ist in der klassischen Physik unbekannt. Dort hat jede meßbare Größe zu jedem Zeitpunkt einen bestimmten Wert. Im Rahmen der klassischen Physik kann es lediglich vorkommen, daß uns der genaue Wert einer Meßgröße nicht bekannt ist und wir daher auf eine statistische Betrachtung angewiesen sind, die jedem möglichen Wert eine bestimmte Wahrscheinlichkeit zuweist. Trotzdem können wir klassisch immer davon ausgehen, daß zu jedem Zeitpunkt jede beobachtbare Größe einen bestimmten Wert hat, auch wenn wir ihn nicht kennen. Daß dies in der Quantenmechanik nicht der Fall ist beruht auf der möglichen Interferenz zwischen den verschiedenen Komponenten der Wellenfunktion, die bei jedem Beugungsexperiment wie z.B. am Doppelspalt auftritt. Das entsprechende Paradoxon im Rahmen einer klassischen Weltanschauung wird durch Schrödingers Katze [Schrödinger 1935, Audretsch 1990] veranschaulicht. Es handelt sich dabei um eine quantenmechanische Katze in einem nach außen abgeschlossenen System, die gleichzeitig tot und lebendig oder besser gesagt weder tot noch lebendig ist, bevor ihr Zustand nicht durch eine tatsächliche Beobachtung (Messung) sichergestellt ist. Um Paradoxa aufzulösen muß man sich auf eine höhere Reflexionsebene begeben. Das heißt in unserem Fall, man muß das Problem im Rahmen einer allgemeineren und umfassenderen Theorie analysieren. Eine solche Theorie gibt es, es ist die sogenannte verallgemeinerte algebraische Quantenmechanik², in der das Superpositionsprinzip durch sogenannte Superauswahlregeln eingeschränkt ist. Es gibt dann eine gewisse Anzahl von Meßgrößen, die auf Grund dieser Superauswahlregeln, wie im klassischen Fall immer bestimmte Werte haben. Für diese Meßgrößen treten in der Natur keine Zustandsüberlagerungen auf. Beispiele solcher

¹ Erscheint in „Naturwissenschaft und Weltbild“, Hrsg. E. Prat de la Riba u. H.-C. Reichel, Hölder-Pichler-Tempsky, Wien 1992

² Eine ausführliche Einführung in die verallgemeinerte algebraische Quantentheorie findet sich z.B. bei [Emch 1984], S. 361-415 und ein kurzer Abriss bei [Mainzer 1990], S. 277-286.

Meßgrößen für niederenergetische Systeme, wie sie z.B. in der Chemie auftreten, sind die Masse, das chemische Potential und die Temperatur. Auch für freie Elementarteilchen wie Elektron, Proton und Neutron etc. haben die Ruhmasse, der Betrag des Spins und die elektrische Ladung stets die gleichen für diese Teilchen charakteristischen Werte. Wenn keine Wechselwirkungen stattfinden, die Umwandlungen von Elementarteilchen bewirken, bleiben diese quasiklassischen Quantenzahlen der stabilen Elementarteilchen erhalten und sichern die Existenz des vorliegenden, aus Elementarteilchen aufgebauten materiellen Systems, auch wenn es nicht beobachtet wird. Dadurch ist ihm ein gewisses Maß von Realität garantiert.

Ein Nachteil dieser verallgemeinerten Quantenmechanik ist, daß sie mathematisch sehr anspruchsvoll ist und daher noch nicht einmal Allgemeingut aller Physiker geworden ist und schon gar nicht Allgemeingut interessierter Laien. Ich will versuchen die wichtigsten Züge dieser Theorie zu skizzieren. Diese verallgemeinerte Theorie erlaubt es sowohl reine Quantensysteme, als auch klassische Systeme, sowie thermodynamische Systeme in einem einheitlichen Formalismus zu beschreiben. Die Tatsache, daß es nach unserer Erfahrung in der Natur klassische Meßgrößen gibt, kann somit zwanglos berücksichtigt werden. Eben damit läßt sich aber, wie oben bereits gesagt, ein gewisses Maß von Realität verallgemeinerter quantenmechanischer Systeme begründen, auch wenn diese nicht gerade beobachtet werden. Diese Vorgangsweise kann man als mathematisch konsistente Verallgemeinerung des von Bohr intuitiv eingeschlagenen Weges betrachten.

Vorerst möchte ich aber noch ein wenig der historischen Entwicklung der Quantenmechanik folgen, um auf die Schwierigkeiten ihrer ursprünglichen Formulierung und die neuen Aspekte atomarer Systeme, die sich in diesem Zusammenhang ergeben, hinzuweisen. Angesichts der Unzahl von Aufsätzen auf diesem Gebiet kann ich in diesem kurzen Rahmen aber keineswegs eine umfassende Literaturliste geben, sondern werde nur einige wenige, mir wichtig oder interessant erscheinende Arbeiten als weiterführende Literatur erwähnen.

2 Die ursprüngliche Formulierung

Die ursprüngliche Formulierung der Quantenmechanik gilt nur für abgeschlossene hamiltonsche Systeme mit endlich vielen Freiheitsgraden. Sie gestattet es weder klassische makroskopische Systeme noch irreversible Prozesse zu behandeln. Damit liegen aber alle makroskopischen Meßapparate mit klassischen Zügen und der Meßprozeß selbst, der letztendlich ein irreversibler Prozeß ist, falls das Resultat der Messung in geeigneter Weise dauerhaft aufgezeichnet wird, außerhalb der Reichweite dieser Theorie. Folgerichtig hat Niels Bohr [Bohr 1958] die klassische makroskopische Welt einfach zusätzlich zur Quantenwelt postuliert. Die im Rahmen dieser Theorie nicht näher analysierbare Wechselwirkung zwischen klassischem Meßapparat und Quantensystem bewirkt in seinem Schema eine Reduktion des Wellenpakets des Objektsystems d.h. einen sprunghaften Übergang der Wellenfunktion dieses Systems von einer Überlagerung mehrerer Eigenfunktionen der zu messenden Größe in einen bestimmten Eigenzustand derselben. Dabei ist ein Eigenzustand einer Meßgröße definitionsgemäß gerade ein Zustand, in dem diese Größe einen bestimmten Wert hat. Welcher Eigenzustand das System bei der Messung annimmt, kann nicht vorhergesagt werden. Der aus der Messung resultierende Eigenzustand muß aber in der Zustandsüberlagerung des Systems vor der Messung enthalten gewesen sein. Die Wahrscheinlichkeit mit der ein bestimmter Eigenzustand als Ergebnis einer Messung zu erwarten ist, entspricht genau dem Quadrat des Absolutbetrages des Koeffizienten, mit dem die Komponente des Eigenzustandes in die Überlagerung eingeht. Da die Schrödingergleichung eine deterministische Gleichung für die zeitliche Änderung der Wellenfunktion darstellt, kommt der Wahrscheinlichkeitsaspekt der Quantenmechanik erst bei der sprunghaften Änderung der Wellenfunktion im Rahmen des Meßprozesses, der nicht durch die Schrödingergleichung be-

geschrieben werden kann, hinzu. Er resultiert aus der statistischen Deutung der Wellenfunktion, die in diesem Rahmen nur als Wahrscheinlichkeitsamplitude und nicht als echte physikalische Wellenamplitude interpretiert wird. Schrödinger hat diese sprunghafte Änderung der Wellenfunktion so irritiert, daß er einmal ausgerufen haben soll [Heisenberg 1956]: „Wenn es doch bei dieser verdammt Quantenspringerei bleiben soll, so bedaure ich, mich mit der Quantentheorie überhaupt beschäftigt zu haben.“

Von Neumann [Neumann 1932] hat die Reduktion der Wellenfunktion bei der Messung später als sogenanntes Projektionspostulat in den mathematischen Formalismus aufgenommen. Sein Vorschlag den Meßapparat im Rahmen einer universellen Theorie ebenfalls quantenmechanisch zu behandeln, konnte das Meßproblem aber auch nicht lösen. Solange man nämlich dem Meßapparat nur endlich viele Freiheitsgrade zubilligt, überträgt sich die Unbestimmtheit des gemessenen Quantensystems einfach auf das Gesamtsystem aus Quantensystem plus quantenmechanischem Meßapparat. Weitere Messungen mit übergeordneten Meßapparaturen führen dann lediglich zu einem unendlichem Regreß. Durch Einschaltung einer außerhalb der Physik stehenden Größe nämlich des Bewusstseins des Beobachters kann man den Regreß beenden. Das liefert aber eine subjektivistische Interpretation der Quantenmechanik, in der erst der individuelle Beobachter die Realität erschafft. Eine Alternative ist ein Grenzübergang zu quantenmechanischen Meßgeräten mit unendlich vielen Freiheitsgraden.³ Wenden wir uns aber vorerst allgemein den begrifflichen Abstraktionen und Idealisierungen der Physik zu.

3 Abstraktion und Idealisierung in der Physik

Die Methode der Physik ist es alle für die vorliegende Problemstellung unwesentlichen Aspekte zu eliminieren und durch Abstraktion ein Modellsystem zu schaffen, das einer exakten mathematischen Behandlung zugänglich ist. Ein prominentes Beispiel ist die Himmelsmechanik, wo man von der räumlichen Ausdehnung von Sonne und Planeten absieht und diese in erster Näherung als Massenpunkte behandelt. Der Tatsache, daß die Durchmesser dieser Himmelskörper verschwindend klein gegenüber ihren Abständen sind, und daß sie außerdem nahezu kugelförmig sind, verdankt man es, daß diese Idealisierung hervorragende Resultate liefert. Solche idealisierte Bedingungen lassen sich auch im Laborexperiment meist sehr gut simulieren. Allerdings sollte man stets sowohl theoretisch als auch experimentell die Größe der Abweichungen des idealisierten Systems vom echten System überprüfen. Einige idealisierte Grundkonzepte haben sich im Laufe der Zeit besonders gut bewährt. Auf sie möchte ich im Folgenden ein wenig eingehen.

Die Grundkonzepte der klassischen Physik sind punktförmige Teilchen und kontinuierliche Medien. Beide Konzepte sind aus dem Mesokosmos stammende Abstraktionen. In Maxwells Elektrodynamik werden die Eigenschaften des Kontinuums schließlich von jeglichem materiellen Träger abstrahiert, und es entsteht der Begriff des elektromagnetischen Feldes, das auch im leeren Raum, im Vakuum, existiert und dessen wellenförmige Anregungen, wie das Licht, sich ohne jeden materiellen Träger im Vakuum ausbreiten können. Als anschauliche Analogie zu den elektromagnetischen Wellen stehen Wasserwellen und Schallwellen in kontinuierlichen Medien zur Verfügung. In je kleinere Bereiche unsere Naturerkenntnis aber vordringt, je weiter wir uns also vom Mesokosmos entfernen, um so inadäquater werden die aus der Makrowelt stammenden anschaulichen Bilder. Die Differentialgleichungen, die der Mikrophysik zugrunde liegen, sind in vielen Punkten den klassischen Gleichungen ähnlich. Im Rahmen der sogenannten ersten Quantisierung werden auch allen klassischen Teilchen Felder zugeordnet. Ein Beispiel ist

³ Eine klassische aber mathematisch anspruchsvolle Arbeit zu diesem Thema ist [Hepp 1972]. [Bell 1975] hat kritisch angemerkt, daß der dort verwendete Grenzübergang nur eine Idealisierung der tatsächlichen Verhältnisse darstellt. Siehe auch den Übersichtsartikel [Leggett 1986], S. 195. Es handelt sich allerdings um eine Idealisierung, die für alle praktischen Zwecke ausgezeichnet funktioniert. Vgl. dazu auch [Bell 1989].

das Schrödingerfeld, also die Wellenfunktion zum Beispiel eines Elektrons. Dieses Feld ist aber nicht direkt beobachtbar und hat üblicherweise nur eine Wahrscheinlichkeitsdeutung. Aber eine Welt, die nur aus Feldern besteht, liefert noch keine befriedigende Beschreibung der Realität, denn es fehlen die Teilchenaspekte. Die sogenannte zweite Quantisierung führt schließlich die diskreten Aspekte des Teilchenbildes in Form der Feldquanten wieder ein. Mathematisch ist die Synthese zwischen den beiden Grundbegriffen Teilchen und Feld somit vollständig realisiert. Was nachhinkt, ist die anschauliche Interpretation des Formalismus. Das mag damit zusammenhängen, daß eine anschauliche, detaillierte Beschreibung des Naturgeschehens in Raum und Zeit in der Quantentheorie nur mehr beschränkt möglich ist, weil Ort und Geschwindigkeit der Feldquanten auf Grund der Heisenbergschen Unschärferelation nicht gleichzeitig scharf sein können.

In der klassischen Physik nimmt man an, daß jede meßbare Größe eines physikalischen Systems zu jedem Zeitpunkt einen bestimmten Wert hat. Der Zustand des Systems ist durch die Werte der meßbaren Größen, die wir kurz Observable nennen wollen, eindeutig festgelegt. So ist etwa in der Punktmechanik der Zustand eines Systems festgelegt, wenn die Lagen und Geschwindigkeiten aller Teilchen, aus denen das System besteht, zu einem bestimmten Zeitpunkt bekannt sind.

Wenden wir uns nun einem prinzipiellen Unterschied zwischen klassischen und quantenmechanischen Systemen zu:

Bei einem quantenmechanischen System können auf Grund der Heisenbergschen Unschärferelationen prinzipiell *nicht* alle Observablen *gleichzeitig* scharfe Werte haben. Es ist dies eine Folge des Welle-Teilchen-Dualismus.

4 Der Welle-Teilchen-Dualismus

Den ersten Schritt tat hier Einstein, als er 1905 bei der Erklärung des Photoeffekts den Lichtwellen auch „Lichtteilchen“ sogenannte Photonen zuordnete und für deren Impuls p den Zusammenhang $p = h/\lambda$ mit der Wellenlänge λ der zugehörigen Lichtwellen postulierte, worin h das Plancksche Wirkungsquantum bedeutet⁴. De Broglie hat diese Relation dann verallgemeinert und in analoger Weise auch den „Materieteilchen“ Materiewellen zugeordnet. Die Wellenlänge ist aber nur wohldefiniert, wenn sich der Wellenzug über viele Wellenlängen erstreckt. Genau diese Ausdehnung des Wellenzuges bedingt aber gerade die Ortsunschärfe des zugehörigen Teilchens.

Die Begriffe Welle und Teilchen sind der makroskopischen Alltagswelt entnommen, und jeder für sich ist nicht hinreichend, um die Eigenschaften der kleinsten Bestandteile unserer Welt, der sogenannten Quanten, zu beschreiben. Welle und Teilchen können jede für sich nur einen Teilaspekt der Quanten beschreiben. Zu einer vollen Beschreibung der Quanten sind beide Aspekte nötig, und Bohr nannte den Teilchen- und den Wellenaspekt zueinander komplementär, da sich diese beiden Aspekte gegenseitig ausschließen. Ein klassisches Teilchen, idealisiert ein Newtonscher Massenpunkt, hat immer einen wohldefinierten Ort und eine scharfe Geschwindigkeit. Im Gegensatz dazu ist eine klassische Welle immer über einen größeren Raumbereich ausgedehnt und ihre Komponenten bewegen sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Eine Welle impliziert also notwendig einen ganzen Raumbereich Δx und ein ganzes Spektrum von Geschwindigkeiten Δv , genau wie das die Heisenbergsche Unschärferelation $\Delta x \cdot m\Delta v \geq h/4\pi$ impliziert (m ist hier die Masse des Teilchens und $m\Delta v = \Delta p$ die Impulsunschärfe). Der Begriff eines klassischen Teilchens setzt hingegen geradezu einen einzigen scharfen Ort und eine einzige

⁴Es ist bemerkenswert, daß Albert Einstein den Nobelpreis für Physik im Jahre 1921 nicht für die Aufstellung der Relativitätstheorie, sondern für seine bahnbrechenden Beiträge zur Begründung der Quantentheorie erhielt.

scharfe Geschwindigkeit zu jedem gegebenen Zeitpunkt voraus. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, dieses Dilemma zu lösen. Bohr schlug vor, beide klassischen Begriffe beizubehalten, aber dabei immer daran zu denken, daß keiner von beiden die volle Wirklichkeit beschreibt. Seiner Meinung nach sollte man auch nicht versuchen, der Wirklichkeit besser angepaßte Konzepte zu entwickeln, da unsere Anschauung auf klassische Konzepte beschränkt sei. Was in der Mikrowelt wirklich vorliegt, kann nach Bohr nur durch eine Messung festgestellt werden, wobei er postuliert, daß Meßgeräte klassische Geräte sind, auf die unser klassisches Realitätsverständnis zutrifft. Damit erreicht er für die Messung eine vom Beobachter unabhängige klassische Inter-subjektivität. Diese Zweiteilung der Welt in einen klassischen und einen quantenmechanischen Bereich entspricht aber nicht unserem Streben nach einem universellen physikalischen Weltbild. Danach sollten auch die Meßgeräte, die ja letztlich aus Atomen und Molekülen bestehen, der Quantenmechanik unterliegen.

Durch die Wechselwirkung zwischen Quantensystem und Meßapparat würde aber dann die dem Quantensystem anhaftende Unschärfe auf das Gesamtsystem übertragen, und man müßte durch eine weitere Messung die Wellenfunktion von Quantensystem plus Meßapparat auf einen Eigenzustand reduzieren. Dies führt aber notwendig auf einen unendlichen Regreß, wenn das zweite Meßgerät auch der Quantenmechanik unterliegt. Ein möglicher Weg, diesen Gordischen Knoten zu zerschlagen, ist es, das Bewußtsein des Beobachters als „deus ex machina“ einzuführen. Letzteres soll außerhalb der Gültigkeit der Physik liegen und eindeutige Fakten schaffen. Dann ist zwar die Quantenmechanik die universelle Theorie der physikalischen Welt, aber erst der messende Beobachter schafft die physikalische Realität⁵.

Wird also ein Quant an einem Ort nachgewiesen, so steht dieser Ort erst fest, wenn ein Beobachter die Anzeige des Meßgeräts abliest und damit die quantenmechanische Unschärfe beseitigt. Bei dieser Interpretation spielt der Beobachter eine zentrale Rolle. Man kann etwa fragen, ob die Welt gar nicht existiert hat, bevor es Beobachter gegeben hat.

In der Kosmologie betrachtet man das ganze Universum als abgeschlossenes System. Der Beobachter ist in diesem Rahmen ein Teil der Welt und kann nicht von ihr getrennt werden, um sie von außen zu betrachten. Daher wurde von Everett, Wheeler und Graham⁶ eine Interpretation vorgeschlagen, die auf eine Reduktion der Wellenfunktion verzichtet. Vielmehr spaltet sich die Wellenfunktion des Universums bei jeder Wechselwirkung in verschiedene Zweige auf, die den verschiedenen möglichen Folgen eben dieser Wechselwirkung entsprechen und denen getrennt Realität zugeordnet wird. Daher wird diese Interpretation auch Vielweltskonzept genannt⁷. Gell-Mann und Hartle [Gell-Mann 1990] deuten diese verschiedenen Zweige der Wellenfunktion des Universums neuerdings anschaulicher als die möglichen verschiedenen nichtkohärenten Entwicklungsgeschichten des Universums.

Aber kehren wir zu Einstein zurück, dem Verfechter einer lokalen und kausalen, vom Beobachter unabhängigen Naturbeschreibung. Mit der allgemeinen Relativitätstheorie hatte Einstein das Newtonsche Fernwirkungskonzept auch für die Gravitation durch eine lokale Feldtheorie ersetzt. Aber Einstein hatte mit der Lichtquantenhypothese auch als erster den Stellen des elektromagnetischen Feldes Teilcheneigenschaften zuerkannt und das Teilchenkonzept schien ihm ebenfalls am Herzen zu liegen.

Da die Quantenmechanik aber dem Ort und der Geschwindigkeit solcher Teilchen nicht gleichzeitig scharfe Werte zuordnet, schloß er, daß die quantenmechanische Beschreibung der physikalischen Wirklichkeit nicht vollständig sei [Einstein 1935]. 1952 hat David Bohm eine Deutung der Quantenmechanik vorgeschlagen [Bohm 1952], die in Form sogenannter „verborgener“

⁵Für eine moderne Erörterung dieser als orthodox bezeichneten idealistischen Interpretation der Quantenmechanik, siehe z.B. [Hedrich 1990] S. 73.

⁶Für eine ausführliche Darstellung dieses Standpunktes siehe etwa [De Witt 1970]

⁷Siehe z.B. [Baumann 1984]

Variabler oder „verborgener“ Parameter rein formal allen Observablen scharfe Werte zuordnet. Diese „verborgenen“ Variablen können aber nicht direkt gemessen werden und stellen daher eigentlich ein metaphysisches Element dar. Formal führt Bohm also Teilchen und Wellen wie im klassischen Fall ein, der größte Teil dieser ad hoc konstruierten „Realität“ ist aber unbeobachtbar. Heisenberg schreibt dazu [Heisenberg 1959], „daß es sich bei der Rede von Teilchenbahnen um einen überflüssigen ideologischen Überbau handelt“. Die Bohmsche Interpretation kann man der idealistischen Interpretation als entgegengesetzte Extremposition gegenüberstellen; sie konstruiert zwar eine vom Beobachter unabhängige „Realität“, letztere ist aber keiner direkten Überprüfung zugänglich. Die Quanteneffekte werden bei Bohm durch das sogenannte Quantenpotential erzeugt, das aus der zweiten Ableitung von Schrödingers Wellenfunktion berechnet wird. Das Schrödingerfeld existiert hier neben den Teilchen und wirkt in dieser Deutung auf die Teilchen ähnlich wie ein klassisches elektrisches Feld auf geladene Teilchen.

Nelson hat versucht, dem Quantenpotential eine anschauliche stochastische Deutung zu geben [Nelson 1985]. Bei Nelson erhalten die Teilchen unregelmäßige Stöße durch ein unserer Wahrnehmung entzogenes Fluidum ähnlich wie Staubkörnchen bei der Brownschen Bewegung durch die Moleküle des Mediums. Bohms verborgene Variable erfüllen aber nicht Einsteins Forderung der Lokalität, auf die ich jetzt eingehen möchte.

5 Einstein – Realität und Lokalität

In der klassischen Physik nimmt man an, daß alle Observablen eines Systems gemessen werden können, ohne daß der Zustand des gemessenen Systems dadurch verändert wird. Die Störung des Systems durch eine Messung kann aus klassischer Sicht beliebig klein gemacht werden. Quantenmechanisch gilt das nicht, denn auch die kleinste Wechselwirkung kann die Phase der Wellenfunktion des Systems verändern⁸, so können z.B. auch ganz niederenergetische Quanten der elektromagnetischen Strahlung Phaseninformation in den fernen Raum wegtragen. Abgesehen von diesem Aspekt argumentiert man üblicherweise wie folgt: Die reale Welt ist aus Quanten aufgebaut und jedem Quant kommen bestimmte, für das Quant charakteristische, meist diskrete Werte von Masse, Ladung, Spin, Energie, Impuls etc. zu. Will man also etwa den Ort eines Elektrons messen, so ist eine Möglichkeit Lichtquanten daran zu streuen, deren Energie gleich der Planckschen Konstante mal ihrer Frequenz ist. Das Auflösungsvermögen eines solchen „Mikroskops“ ist aber durch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes begrenzt⁹. Je kürzer die Wellenlänge des verwendeten Lichtes ist, um so größer ist die Ortsauflösung des „Mikroskops“. Kurze Wellenlänge heißt aber hohe Frequenz und somit hohe Energie und großer Impuls. Die Streuung von Photonen mit großem Impuls an unserem Elektron bewirkt aber gemäß dem Compton-Effekt eine große Änderung von dessen Impuls. Somit impliziert also eine genaue Ortsmessung eine große Störung des Impulses, da bei einer Messung immer der Quantencharakter des Feldes, mit dem die Messung gemacht wird, zum Tragen kommt. So kann man sich anschaulich vorstellen, wie bei einer derartigen Messung die Unschärfe in der durch die Unschärferelation verknüpften Variablen zustande kommt. Der hier beschriebene Mechanismus für das Zustandekommen einer Impulsunschärfe bei einer Ortsmessung wird auch als „Heisenbergsches Mikroskop“ apostrophiert. Er beruht auf der inkohärenten Streuung von Photonen an Elektronen. Aber auch jede andere Art von lokaler Wechselwirkung des zu beobachtenden Systems kann zur Ortsmessung verwendet werden. Es ist interessant anzumerken, daß die ver-

⁸Der Autor ist Herrn Professor Kurt Baumann für den Hinweis auf dieses Faktum zu Dank verpflichtet. Einer konstanten Phase mißt man zumeist keine große Bedeutung zu, weil der Wert der Phase an sich keine beobachtbare Größe ist. Sehr wohl beobachtbar ist hingegen die relative Phase der Wellenfunktionen zweier Teilsysteme. Sie spielt bei Interferenzphänomenen eine wesentliche Rolle.

⁹Solche Überlegungen wurden erstmals von Heisenberg [Heisenberg 1927] angestellt.

feinerten Meßtechniken es inzwischen erlauben Ortsmessungen an Atomen auszuführen, ohne deren Impuls nennenswert zu verändern. Atome kann man auf Grund ihrer inneren Freiheitsgrade sozusagen mit einer „Marke“ versehen, die sie dann in einem Detektor deponieren, ohne daß sich ihr Impuls nennenswert verändert. Die abgestreifte „Marke“ ist dann ein untrügliches Indiz dafür, daß das Atom den entsprechenden Ort passiert hat. Zu diesem Zweck bestrahlt man das Atom auf seinem Weg mit einem intensiven Laserstrahl, dessen Frequenz genau einer relativ niederfrequenten Anregung des Atoms entspricht. Dann geht das Atom unter Resonanz in den angeregten Zustand über und absorbiert dabei ein Photon der Laserstrahlung. Diese Anregungsenergie entspricht der „Marke“. Anschließend läßt man das Atom eine Anordnung von Hohlraumresonatoren passieren, die ebenfalls resonant auf die Anregungsfrequenz des Atoms abgestimmt sind, so daß das Atom diese Energie mit Sicherheit in einem der Resonatoren in Form eines Photons wieder abgibt. Das auslaufende Atom hat damit seinen Ort preisgegeben, ohne daß sich sein Impuls nennenswert verändert hätte. Anstatt dessen ist seine Wellenfunktion in Schrödingers Sprechweise [Schrödinger 1935] mit der Wellenfunktion der Hohlraumresonatoren „verschränkt“. Kürzlich wurde vorgeschlagen eine derartige Anordnung in ein Doppelspaltexperiment einzubauen [Scully 1991]. Die Ortsmessung zerstört natürlich auch in diesem Fall das Interferenzmuster, denn die Wellenfunktionen der Atome sind über die Gesamtwellenfunktion von Atom und Resonatoren mit den Wellenfunktionen der Resonatoren korreliert. Die Resonatorwellenfunktionen unterscheiden sich aber voneinander, da das Photon entweder im oberen oder im unteren Resonator ist. Daher gibt es auch ohne Impulsänderung keine Interferenz zwischen Atomen, die durch verschiedene Spalte gegangen sind. Einstein versuchte in sehr ähnlicher Weise durch Korrelationen zwischen zwei Systemen, in diesem Fall zwei Elementarteilchen, eine Methode zu entwickeln, die es ermöglicht, den Wert einer Observablen zu kennen, ohne das System durch eine Messung zu stören. Dabei richtete er es so ein, daß sich die durch eine Wechselwirkung korrelierten Elementarteilchen, nach ihrer Trennung sehr weit voneinander entfernten. 1935 stellte er mit Podolski und Rosen [Einstein 1935] folgende Thesen auf, die auch als EPR-Programm bezeichnet werden:

- (1) **Es gibt perfekte Korrelationen** zwischen Teilchen, etwa als Folge von Erhaltungssätzen wie Impulserhaltung oder Drehimpulserhaltung.
- (2) **Lokalität:** Eine Wirkung kann sich maximal mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Mißt man also eine Größe, für die ein Erhaltungssatz gilt, an einem von zwei korrelierten Teilchen, so kennt man die entsprechende Größe nach (1) auch für das korrelierte Teilchen. Wenn dieses aber räumlich weit genug entfernt ist, kann sein Zustand durch die Messung am anderen Teilchen nicht unmittelbar gestört werden, obwohl man die Größe mit Sicherheit kennt.
- (3) **Einstein Realität:** „Wenn wir, ohne auf irgendeine Weise ein System zu stören, den Wert einer physikalischen Größe mit Sicherheit (d.h. mit der Wahrscheinlichkeit gleich Eins) vorhersagen können, dann gibt es ein Element der physikalischen Realität, das dieser physikalischen Größe entspricht.“
- (4) **Vollständigkeit:** „Folgende Forderung an eine vollständige Theorie scheint unumgänglich zu sein: jedes Element der physikalischen Realität muß seine Entsprechung in der physikalischen Theorie haben.“

Aus diesen Prämissen gelangt Einstein zu dem Schluß, „ daß zwei physikalischen Größen mit nicht-kommutierenden Operatoren zugleich Realität zukommen kann.“ Ganz abgesehen von der Meßbarkeit gibt es aber in der Quantenmechanik gar keine Wellenfunktion, bei der nicht-kommutierende Observable gleichzeitig scharfe Werte haben. Jeder beliebige quantenmechani-

sche Zustand erfüllt automatisch die Heisenbergsche Unschärferelation einfach als Folge des mathematischen Formalismus der Quantenmechanik. Daher folgerte Einstein schließlich [Einstein 1935]: „Wir werden so gezwungen zu schließen, daß die durch die Wellenfunktion vermittelte quantenmechanische Beschreibung der physikalischen Realität nicht vollständig ist.“

Der Streit um die gleichzeitige Realität von zwei Größen, deren Werte durch direkte Messungen ohnehin nicht gleichzeitig überprüft werden können, da sich die beiden Messungen stören, schien vorerst rein akademisch zu sein. Aber 1964 konnte John S. Bell [Bell 1964] nachweisen, daß Theorien mit verborgenen Parametern, die Einsteins Lokalitätsforderung (2) erfüllen, also Theorien mit „lokalen verborgenen Parametern“ in bestimmten Fällen statistische Voraussagen machen, die deutlich von den Voraussagen der Quantenmechanik abweichen¹⁰. In den folgenden Jahren wurden mehrere Experimente ausgeführt, um die von Bell für Theorien mit verborgenen Parametern abgeleiteten Ungleichungen für statistische Korrelationen zu testen¹¹. Diese Experimente gingen alle zu Gunsten der Quantentheorie aus. Vor kurzem konnten Greenberger, Horne und Zeilinger [Greenberger 1989] Bells Theorem noch verschärfen. Für drei oder mehr durch Erhaltungssätze korrelierte Teilchen sind die Einschränkungen für Koinzidenzmessungen an allen Teilchen nämlich schon so stark, daß die Quantenmechanik in bestimmten Fällen sogar definitive Vorhersagen für Einzelereignisse macht, die den Vorhersagen von Theorien mit lokalen verborgenen Parametern widersprechen. Damit ist noch überzeugender gezeigt, daß die vier Prämissen des EPR-Programms mit der Quantenmechanik unverträglich sind.

6 Folgerungen aus dem Bellschen Theorem

Nach H.P. Stapp [Stapp 1982]¹² ist schon die Lokalitätsannahme allein auch ohne verborgene Parameter mit der Quantenmechanik unverträglich. Demnach ist jede Art eines lokal-mechanistischen Weltbildes nicht mit der Quantenmechanik und den experimentellen Daten vereinbar. Dies gilt gleichermaßen für lokale stochastische wie für lokale deterministische Modelle, da sich für jedes lokale stochastische Modell ein äquivalentes lokales deterministisches Modell konstruieren läßt [Stapp 1980 u. Fine 1982]¹³. Beim Bellschen Theorem handelt es sich somit um eine allgemeine Aussage über die Korrelationen innerhalb jeder strukturalen Beschreibung des Substrats unserer Realität. Die Objekthaftigkeit der Mikroentitäten, d.h. der Quanten der fundamentalen Felder, die man auch als Fundamentarteilchen bezeichnet, ist verglichen mit dem Objektbegriff der klassischen Physik wesentlich eingeschränkt. Haben etwa zwei Fundamentarteilchen die gleichen Quantenzahlen, so sind sie ununterscheidbar. Wenn sich ihre Wellenfunktionen in einem Bereich überlappen, und man weist dort ein solches Teilchen nach, so kann man nicht sagen, welches von beiden es ist. Diese Ununterscheidbarkeit der Fundamentarteilchen ist offensichtlich eine Folge des in Abschnitt 2 skizzierten Abstraktionsverfahrens der Physik. Bei der Suche nach allgemeingültigen Konzepten werden dabei alle einem einzelnen Fall anhaftenden Details eliminiert und das physikalische Geschehen wird auf das Wechselspiel idealisierter Modellsysteme zurückgeführt. Auf der Ebene der Fundamentarteilchen sind diese idealisierten Systeme dann bereits bar jeglicher Individualität. Die Unterscheidbarkeit makroskopischer Systeme z.B. von Staubkörnern oder größeren Dingen beruht auf ihrem unterschiedlichem Aufbau aus den Konstituenten. So bestehen etwa zwei Staubkörner fast nie aus

¹⁰ Für eine eingehende Erörterung des Bellschen Theorems, siehe z. B. [Flamm 1988 u. Greenberger 1989]

¹¹ Eine Besprechung der Polarisationsmessungen an korrelierten Photonenpaaren findet sich z. B. bei [Flamm 1988].

¹² Für eine eingehende Erörterung des Nichtlokalitätsproblems in Zusammenhang mit dem von Greenberger, Horne und Zeilinger vorgeschlagenen Experiment siehe [Stapp 1990].

¹³ In diesem Zusammenhang ist die kritische Erörterung einer von Karl Popper vorgeschlagenen Variante des EPR-Experiments von Interesse, siehe [Sudberry 1988].

genau der gleichen Zahl von Atomen. Überdies befindet sich jedes dieser Systeme in einem etwas anderen der unzähligen möglichen kollektiven Zustände seiner Fundamentarteilchen.

Ein Teil der Eigenschaften quantenmechanischer Systeme hängt vom jeweiligen Zustand ab, und es sind nicht alle Eigenschaften gleichzeitig bestimmt. Es besteht eine Eigenschaftsrelativität bezüglich der Festlegung ihres Zustands durch eine Messung oder durch eine Wechselwirkung mit der Umgebung. So ist etwa der Ort eines Fundamentarteilchens nur dann genau festgelegt, wenn er gerade gemessen wird. Der Ortsoperator kommutiert nämlich nicht mit der kinetischen Energie und für ein freies Teilchen wächst die Ortsunschärfe mit der Zeit an, was als Auseinanderlaufen des Wellenpakets bezeichnet wird. Während es in der nichtrelativistischen Quantenfeldtheorie prinzipiell noch möglich ist, ein Fundamentarteilchen wie etwa ein Elektron beliebig genau zu lokalisieren, ist dies in der relativistischen Quantenfeldtheorie nicht mehr der Fall. Je genauer nämlich der Ort des Elektrons gemessen oder präpariert werden soll, um so größere Impulse sind nach der Unschärferelation erforderlich und damit um so größere Energien. In der relativistischen Quantenfeldtheorie kann sich aber Energie in Teilchen-Antiteilchenpaare umwandeln, wenn die aufgewendete Energie E größer als zwei Teilchenruhenenergien ist, also wenn nach der Einsteinrelation $E > 2mc^2$ gilt. Will man ein Teilchen auf kleineren Radius als seine Comptonwellenlänge $\lambda_c = h/mc$ lokalisieren, so hat man es daher gar nicht mehr mit einem einzelnen Teilchen, sondern, wegen der dabei möglicherweise entstehenden Teilchen-Antiteilchenpaare, mit mehreren Teilchen zu tun. Trotzdem findet man in der Literatur gelegentlich die mißverständliche Behauptung, Elektronen und Quarks, letztere sind die Konstituenten von Proton und Neutron, seien punktförmig. Dabei ist aber gar keine Aussage über die tatsächliche Größe dieser Fundamentarteilchen gemeint, sondern vielmehr, daß es nach gegenwärtigen Stand keinen experimentellen Hinweis dafür gibt, daß diese Fundamentarteilchen aus noch fundamentalen Konstituenten aufgebaut sind. Oder anders ausgedrückt, daß man die Wechselwirkung mit anderen Feldern, wie etwa mit dem elektromagnetischen Feld, durch eine lokale Wechselwirkung, d.h. das Produkt der Feldoperatoren am selben Ort beschreiben kann. Da die Teilchen aber in der Natur gewöhnlich nicht scharf lokalisiert sind, muß man diese lokale Wechselwirkung dann über Raum und Zeit integrieren.

R.P. Feynmans Pfadintegralformalismus¹⁴ bringt eine interessante Alternative zum Operatorformalismus der üblichen Quantenmechanik. Man kann nämlich den Fundamentarteilchen ähnlich wie in der klassischen Physik Wege oder Pfade zuordnen, wenn man ihnen ganz entgegen der klassischen Vorstellung zugesteht, daß sie an mehreren Orten gleichzeitig sein können. Danach kann man die Wahrscheinlichkeitsamplitude, daß ein Teilchen von einem Punkt zu einem anderen gelangt, auch so berechnen, daß man es sämtliche denkbaren Wege und Umwege, die diese beiden Punkte verbinden können, durchlaufen läßt. Für jeden solchen Weg führt man dann als Wichtung einen durch das klassische Wirkungsintegral gegebenen Phasenfaktor ein und summiert über alle diese Wege. Für quasiklassische Probleme ändert sich die Wirkung so stark bei einer kleinen Änderung des Weges, daß nur ganz wenige, in unmittelbarer Nähe der klassischen Bahn befindliche Wege beitragen. Dort hat nämlich die klassische Wirkung ein Minimum und ändert sich daher nur relativ wenig, weswegen sich diese Beiträge addieren. Für alle anderen Wege ergeben sich so stark verschiedene Phasen, daß sich die Beiträge gegenseitig aufheben. Für typisch quantenmechanische Probleme ändert sich der Phasenfaktor hingegen nur sehr wenig mit dem Pfad und daher trägt eine Unzahl verschiedener Wege bei, was die Unbestimmtheit des Ortes in der Quantenmechanik bewirkt. Dieser Konstruktion liegt natürlich auch wieder die Ausbreitung von Wellen zugrunde. Es gibt also offensichtlich verschiedene mögliche Beschreibungen des quantenmechanischen Geschehens zwischen zwei festgelegten Zuständen. Alle diese Beschreibungen verlangen aber eine Verallgemeinerung der klassischen Grundkonzepte. Diese Darstellungsabhängigkeit der Zwischenschritte des quantenmechanischen Geschehens bereitet

¹⁴Eine anschauliche Beschreibung dieses Formalismus gibt R.P. Feynman in seinem Buch [Feynman 1989].

so manchem Schwierigkeiten, da wir aus der klassischen Physik eine ganz eindeutige Beschreibung in Raum und Zeit gewohnt sind.

7 Wie kommt die klassische Welt zustande?

Es stellt sich nun die Frage: Wie ist es möglich, daß für die Objekte der klassischen Physik eine eindeutige Beschreibung in Raum und Zeit verwendet werden kann, wo doch die Fundamentarteilchen, aus denen diese Objekte bestehen, eine Ortsunschärfe aufweisen? Natürlich haben nach der Quantenmechanik auch makroskopische Objekte eine Ortsunschärfe, aber diese Unschärfe ist so klein, daß sie unbeobachtbar ist. Ein wesentlicher Grund, warum makroskopische Objekte lokalisiert sind, liegt daran, daß sie nicht wie Mikrosysteme als isoliert betrachtet werden können, sondern dauernd in Wechselwirkung mit ihrer Umgebung, insbesondere mit der elektromagnetischen Strahlung, stehen. Diese Wechselwirkung wirkt sich so aus, als ob dauernd Ortsmessungen an den makroskopischen Objekten ausgeführt würden, die ein Auseinanderlaufen des ihnen zugeordneten Wellenpakets verhindern. Man kann zeigen [Joos 1985 u. 1986], daß alle „makroskopischen“ Objekte allein durch ihre thermische Wechselwirkung mit der Umgebung auf einen Ortsbereich von der Größenordnung ihrer thermischen de Broglie Wellenlänge lokalisiert sind. Das ist ein sehr kleiner Bereich, er entspricht zum Beispiel für ein Staubkorn bei Zimmertemperatur einer Lokalisierung auf etwa 10^{-14} cm, die durch die dauernden Stöße durch die umgebenden Luftmoleküle zustande kommt.

Die räumliche Lokalisierung ist also keine Eigenschaft, die den Objekten an sich zukommt, sondern sie wird ihnen durch die Wechselwirkung mit ihrer Umgebung aufgezwungen. Daraus erklärt sich auch, wieso man die Spuren hocheenergetischer geladener Teilchen in Wilson- und Blasenkammern ähnlich gut beobachten kann wie die Bahn eines Düsenflugzeugs am Himmel. Jedes Tröpfchen in der Wilsonkammer resultiert aus einer Wechselwirkung des geladenen Teilchens mit den Gasmolekülen. Dabei entstehen Ionen, die es dem übersättigten Dampf ermöglichen, aus seinem Nichtgleichgewichtszustand durch Tröpfchenbildung für die, die Ionen als Kondensationskerne dienen, in einen thermodynamischen Gleichgewichtszustand überzugehen. Die bei der Ionisierung durch das geladene Teilchen abgegebene Energie ist dabei minimal verglichen mit der bei der Kondensation der Tröpfchen freiwerdenden thermischen Energie. Es handelt sich also energetisch um einen riesigen Verstärkungseffekt. Außerdem ist der Prozeß irreversibel, da die bei der Kondensation frei werdende Wärme an die Umgebung dissipiert wird. Andererseits haben die Tröpfchen makroskopische Größe und erlauben nur einen sehr ungenauen Rückschluß auf den Ort und die Zeit der Wechselwirkung, die die Ionen hervorgerufen hat, was einer weit größeren Unschärfe entspricht, als sie durch die Heisenbergschen Unschärferelationen gefordert wird.

Ich habe diesen speziellen Prozeß so ausführlich geschildert, weil er ein gutes Beispiel für alle wesentlichen Schritte eines herkömmlichen Meßprozesses darstellt. Bei einer Messung wird zumeist der Effekt einer Wechselwirkung um ein Vielfaches verstärkt, etwa indem diese Wechselwirkung den Übergang eines metastabilen Systems in einen stabilen Zustand induziert, und gleichzeitig wird das Ergebnis durch einen irreversiblen Prozeß festgehalten. Die These, daß ein Informationsgewinn stets auch von einem Entropiezuwachs begleitet ist, wurde schon 1929 im Zusammenhang mit Maxwells Dämon von L. Szilard aufgestellt¹⁵. Eine konzeptionelle Schwierigkeit bei der Deutung der Quantenmechanik liegt nun gerade in der Irreversibilität. Irreversible Prozesse sind mit einem Informationsverlust verbunden. Die Quantenmechanik endlicher abgeschlossener Systeme kennt aber keinen Informationsverlust. Ist das System zu Beginn in einem

¹⁵ Eine allgemeinverständliche Darstellung dieser These gibt [Bennet 1988]. Für den Zusammenhang mit dem Meßproblem in der Quantenmechanik siehe [Zurek 1986a].

sogenannten reinen Zustand präpariert, d.h. daß seine Wellenfunktion bekannt ist, so kann bei der folgenden zeitlichen Entwicklung der Wellenfunktion nach der Schrödingergleichung keine Information verlorengehen.

Als partielle Differentialgleichung erster Ordnung in der Zeit ordnet die Schrödingergleichung einem eindeutigen Anfangszustand auch einen eindeutigen Endzustand zu, der die volle Information enthält. Dieser eindeutige Endzustand muß aber keine scharfen Werte der Observablen vorsehen, die uns interessiert, sondern könnte ebenso wie der Anfangszustand eine kohärente Überlagerung mehrerer Wellenfunktionen mit verschiedenen Werten der Observablen sein. Das bedeutet aber eine Unschärfe der uns interessierenden Observablen. Dieser Observablen kann kein bestimmter Wert zukommen, solange die den verschiedenen Werten der Observablen zugeordneten Komponenten der Wellenfunktion noch zur Interferenz gebracht werden können. Im Laufe des Meßprozesses muß eben diese Interferenzfähigkeit zerstört werden, und es müssen wie in der klassischen Physik Alternativen mit vorgegebener Wahrscheinlichkeit geschaffen werden. Diese Wahrscheinlichkeit beruht auf einer Unkenntnis des Zustandes, die auf den Informationsverlust beim Wegfallen der Interferenzfähigkeit zurückgeht. Ein solcher unvollständig bekannter Zustand heißt gemischter Zustand. Er kann nicht mehr durch eine Wellenfunktion dargestellt werden, sondern wird durch eine sogenannte Dichtematrix beschrieben. Im letzten Schritt des Meßprozesses stellt der Beobachter fest, welche Alternative wirklich vorliegt, damit wird die Unkenntnis wieder behoben. In der orthodoxen Deutung von Neumanns werden diese Schritte einfach postuliert. In Bohrs Kopenhagener Deutung dagegen entsteht die Unkenntnis durch die unkontrollierbare Wechselwirkung zwischen klassischem Meßgerät und Mikrosystem. Eleganter ist es aber, wenn man das Meßgerät sehr wohl quantenmechanisch behandelt, aber berücksichtigt, daß dieses als makroskopisches System nicht getrennt von seiner Umwelt betrachtet werden kann. Eliminieren wir aber die Umwelt, indem wir ihren Einfluß nur im Mittel berücksichtigen, so ergibt sich für alle praktischen Zwecke dieselbe Sachlage, wie aus Neumanns Postulaten oder aus Bohrs klassischem Meßgerät¹⁶.

8 Eine moderne Formulierung der Kopenhagener Deutung

Einer modernen Fassung der Quantenmechanik muß man die verallgemeinerte Quantenmechanik für Systeme mit unendlich vielen Freiheitsgraden zugrunde legen. In ihrem Rahmen können sowohl rein quantenmechanische (d.h. nichtklassische) wie klassische und verallgemeinerte Systeme mit klassischen und nichtklassischen Eigenschaften behandelt werden. Das Superpositionsprinzip gilt hier nur für die quantenmechanischen Eigenschaften. Die kohärente Überlagerung klassischer Eigenschaften ist durch sogenannte Superauswahlregeln verboten. Das heißt, es gibt in der Natur keine Wechselwirkung, durch die ein solcher Übergang hervorgerufen werden könnte. Zur Beschreibung des Meßprozesses ist noch eine wichtige Erweiterung gegenüber der herkömmlichen Quantenmechanik nötig, die es gestattet, auch offene Systeme zu behandeln. Erst dadurch werden die irreversiblen Aspekte des Meßprozesses zugänglich. Im Rahmen der konventionellen Quantenmechanik abgeschlossener Systeme mit endlich vielen Freiheitsgraden gibt es ja, wie schon oben erwähnt wurde, keine irreversiblen Prozesse. Aber nicht jedes offene System kann durch einen Zustandsvektor im Sinne des herkömmlichen Formalismus beschrieben werden. Im Rahmen der algebraischen Quantenmechanik gibt es aber das Theorem [Primas 1990, S.233]: „Ein mit der Umgebung in Wechselwirkung stehendes offenes Quantensystem mit endlich vielen Freiheitsgraden kann dann und nur dann durch einen Zustandsvektor beschrieben werden, wenn die für die Wechselwirkung relevanten Dinge und Vorgänge der Umgebung in klas-

¹⁶Die effektive Reduktion der Wellenfunktion durch die Wechselwirkung mit der Umgebung wurde von Zurek eingehend behandelt. Siehe [Zurek 1986b] und dort zitierte Arbeiten.

sischen Begriffen beschreibbar sind.“ Das heißt aber nicht, daß die Umgebung klassisch sein muß, was der Bohrschen Annahme gleichkäme. Ganz im Gegenteil verwendet man als einfaches Modell der Umgebung oft ein System aus unendlich vielen quantenmechanischen Oszillatoren¹⁷. Wohl aber muß die Wechselwirkung dieser Umgebung mit dem offenen Quantensystem so schwach sein, daß sie keine EPR-artigen quantenmechanischen Korrelationen zwischen den Wellenfunktionen von Objektsystem und Umwelt induziert. Sind diese Voraussetzungen erfüllt, so kann das Objektsystem durch eine Wellenfunktion beschrieben werden, deren zeitliche Änderung dann aber nicht mehr durch die übliche lineare Schrödingergleichung abgeschlossener Systeme, sondern durch eine „nichtlineare Schrödingergleichung“ mit einem stochastischen Term bestimmt wird. Diese Gleichung vermag die von Bohr postulierte und mit dem Schlagwort Reduktion des Wellenpakets bezeichnete Konkretisierung oder Aktualisierung bestimmter Beobachtungsgrößen beim Meßprozeß zu beschreiben. Die nichtlinearen Terme müssen dabei nicht postuliert werden, sondern folgen zumindest im Prinzip aus der Rückkopplung des Objektsystems mit der Umgebung. Die speziellen Eigenschaften des Objektsystems sind daher nur zum Teil durch dieses System selbst begründet, zum Teil werden sie erst durch dessen Wechselwirkung mit der Umgebung beziehungsweise mit einem Meßapparat aktualisiert. Dabei ist es im allgemeinen nicht erforderlich alle Details des Meßapparats in die Betrachtungen einzubeziehen. Meist ist es hinreichend nur einige wenige für die Messung und deren Aufzeichnung wesentliche Freiheitsgrade des Meßapparates als offenes System herauszugreifen und alle übrigen Freiheitsgrade zusammen mit der tatsächlichen Umgebung des Meßapparats als Modellumgebung zu idealisieren.

Stodolsky hat vor Kurzem [Stodolsky 1991] über einige interessante neue Messverfahren bei sehr tiefen Temperaturen berichtet. Mit diesen ist es möglich die Auswirkungen von winzigen Energien in der Größe einzelner atomarer Übergänge auf makroskopische Körper direkt zu beobachten. Da die spezifische Wärme in Supraleitern bei tiefen Temperaturen äußerst klein ist, genügen wenige Elektronvolt um die Temperatur eines supraleitenden Kügelchens von etwa 10 Mikron (ein hundertstel Millimeter) Durchmesser, was etwa 10^{13} Atomen entspricht, um einige Milli-Kelvin zu erhöhen. Stellt man die Temperatur des Kügelchens, bevor eines seiner Atomkerne etwa durch Streuung eines einzelnen Neutrinos diese kleine Energie als Rückstoßenergie übertragen bekommt, knapp unterhalb der kritischen Temperatur zum normalleitenden Zustand ein, so kann diese winzige Energiezufuhr den entsprechenden Phasenübergang im makroskopischen Kügelchen auslösen. Mit einem SQUID-Magnetometer kann das damit verbundene Eindringen eines vorher angelegten Magnetfeldes in das Kügelchen registriert werden und damit diese winzige Energiezufuhr direkt nachgewiesen werden. Für die Temperaturerhöhung ist gar keine Verstärkung der Energiezufuhr nötig. Irreversibel ist der Vorgang aber natürlich durch die Umwandlung der mechanischen Rückstoßenergie in Wärme. Die damit verbundene Temperaturerhöhung des Kügelchens ist bereits etwas klassisches, denn wie bereits weiter oben erwähnt, ist die Temperatur eine Größe, die durch Superauswahlregeln gegen Zustandsüberlagerungen geschützt ist.

Beschränkt man sich auf abgeschlossene Systeme, so kann der Übergang von reinen zu gemischten Zuständen, der den ersten Schritt zur Aktualisierung von Eigenschaften darstellt, nur als eine gute Näherung für große Systeme betrachtet werden, die für alle praktischen Zwecke gut geeignet ist. Die Interferenzterme verschwinden in diesem Fall nur dann exakt, wenn ein Grenzübergang und eine Mittelung durchgeführt wird. Andernfalls können die Interferenzterme durch sehr exakte Messungen am ganzen System doch noch nachgewiesen werden. Dieses Faktum ist aber insofern nicht von großer praktischer Relevanz, als zum Nachweis dieser Interferenzterme bei einem großen System mit, sagen wir N Freiheitsgraden, ein Supermeßgerät mit der unfaßbaren Zahl von e^N Freiheitsgraden nötig wäre. Ein solches Supermeßgerät würde aber für durchschnittliche makroskopische Systeme bei weitem den Rahmen unseres Univer-

¹⁷Für ein explizites Beispiel siehe z.B. [Leggett 1986], S. 220.

sums sprengen. Für die meisten makroskopischen Systeme wird man daher reine und gemischte Zustände experimentell gar nicht unterscheiden können. Ausnahmen bilden nur sehr spezielle Systeme, die sogenannten makroskopischen Quanteneffekte, wie z.B. Josephson- und Quanten-Hall-Effekt, die im allgemeinen sehr tiefe Temperaturen erfordern. Die kurzzeitige Existenz reiner Zustände für makroskopische Quantensysteme ist bereits bereits durch die experimentelle Beobachtung des makroskopischen Quanten-Tunneleffekts [Leggett 1986] gesichert. Wenn man diese Systeme sehr gut von der Umwelt abschirmt, könnte es möglich sein, daß eine Überlagerung zweier makroskopisch unterscheidbarer reiner Zustände für diese makroskopischen Systeme für längere Zeit bestehen bleibt. Es müßte dann zu Schwingungen der Wahrscheinlichkeitsamplituden dieser Zustände kommen. Durch Messungen der entsprechenden Beobachtungsgröße zu verschiedenen Zeiten könnten die Interferenzterme der Amplituden nachgewiesen werden. Im Gegensatz zu den quantenmechanischen Korrelationen der Meßergebnisse müßten nämlich im klassischen Fall (ohne Interferenz) Ungleichungen, ähnlich denen, die Bell für Polarisationsmessungen abgeleitet hat, erfüllt sein¹⁸.

Legt man Anfangs- und Endzustand des Systems fest, so läßt sich auch innerhalb eines idealisierten Modells für abgeschlossene Systeme, wie insbesondere R. Omnes [Omnes 1990] gezeigt hat, eine auf die klassische Logik aufbauende Sprache für die Zwischenschritte im Ablauf des quantenmechanischen Geschehens entwickeln. Diese Sprache hat die Heisenbergschen Unschärferelationen bereits eingebaut. In dieser Sprache darf man die Fundamentaltelchen dann allerdings nicht auf einen Punkt festnageln, sondern man muß ihnen von Anfang an einen gewissen Orts- und Impulsspielraum einräumen, der mit den Unschärferelationen verträglich ist. Man kann in dieser Sprache die zeitliche Entwicklung eines beliebigen Systems, also auch eines makroskopischen Systems, in diskreten Zeitschritten verfolgen, ähnlich wie bei der Bildfolge eines Kinofilms. Man wird natürlich den Anfangszustand des makroskopischen Systems nicht durch einen Eigenzustand, sondern etwa durch ein Wellenpaket festlegen, das eine Überlagerung mehrerer stationärer Zustände darstellt oder gleich durch einen gemischten Zustand. Für makroskopische Systeme ergeben sich dann aus den Gesetzen der Quantenmechanik die klassischen Gesetze, aber mit einer gewissen quantenmechanischen Unsicherheit behaftet, die im allgemeinen mit wachsender Größe des Systems abnimmt. Diese Unsicherheit läßt sich aber genau berechnen. Betrachtet man etwa das Keplerproblem und fragt, wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Sonne morgen wieder aufgeht, so gibt es z.B. auf Grund des quantenmechanischen Tunneleffekts eine kleine Wahrscheinlichkeit, daß die Erde zum Sirius wegtunnelt und die Sonne morgen nicht wieder aufgeht. Diese Wahrscheinlichkeit ist aber außerordentlich klein. Für die Praxis spielt es keine Rolle ob sich der genaue Wert auf $10^{-10^{27}}$ oder nur auf $10^{-10^{37}}$ beläuft, solange er nur hinreichend klein ist [Gell-Mann 1990, S.322]. Aus dieser Sicht sind alle physikalischen Vorhersagen Wahrscheinlichkeitsvorhersagen. Für klassische Fragestellungen ist aber die Wahrscheinlichkeit so nahe bei Eins, daß wir praktisch von Sicherheit sprechen können.

Der Zustand makroskopischer Systeme wird also durch die Wechselwirkung mit der Umgebung im allgemeinen so verändert, daß er sich von einem gemischten Zustand praktisch nicht mehr unterscheiden läßt. Ein gemischter Zustand entspricht aber derselben Sachlage, wie wenn in der klassischen Physik der Wert der zu messenden Größe unbekannt ist. Gell-Mann und Hartle [Gell-Mann 1990] erweitern schließlich auch noch den Begriff des Beobachters bis hin zu einem informationsspeichernden und verwertenden System. So ein informationsspeicherndes System ist nach ihrer Ansicht auch ein Glimmerplättchen, das tief unter der Erde die Spur eines radioaktiven Zerfalls festgehalten hat, der vor einer Milliarde Jahre stattgefunden hat, lange bevor es Beobachter mit Bewußtsein gegeben hat. Auf diese Art und Weise kann man sich eine

¹⁸An einem Stromkreis aus einem durch eine dünne Oxydschicht unterbrochenen supraleitenden Ring, einem sogenannten SQUID versucht man ein derartiges Experiment durchzuführen. Siehe z.B. [Leggett 1986, Flamm 1989 u. Tesche 1990].

eingeschränkte, vom Beobachter unabhängige Realität verwirklicht denken. Das einzige wirklich abgeschlossene makroskopische System wäre dann das Universum als Ganzes. Für Teilbereiche des Universums wäre aber die Lokalisierbarkeit etwa durch die Wechselwirkung mit der kosmischen Hintergrundstrahlung gegeben. Für das Universum als Ganzes könnte man einen reinen Zustand annehmen und es trotzdem in groben Zügen quasiklassisch beschreiben, denn bei einer groben Beschreibung wählt man von den unendlich vielen Freiheitsgraden des Universums nur ganz wenige, wie die mittlere Massendichte, den mittleren Radius etc., aus und mittelt über alle anderen. Die vielen unberücksichtigten Freiheitsgrade des Universums stellen dann sozusagen die „Umgebung“ dar, auf Grund derer die grobe Beschreibung effektiv quasiklassisch wird [Halliwell 1989 u. Gell-Mann 1990].

Abschließend möchte ich Herrn Professor Kurt Baumann für einen anregenden Briefwechsel zu diesem Thema und wertvolle Bemerkungen zu diesem Manuskript danken.

Literatur

- J. Audretsch (1990) u. K. Mainzer Hrsg.: „Wieviele Leben hat Schrödingers Katze? : Zur Physik und Philosophie der Quantenmechanik“, BI-Wiss.-Verl., Mannheim 1990.
- K. Baumann (1984) u. R.U. Sexl: „Die Deutungen der Quantentheorie“, Vieweg, Braunschweig 1984.
- J.S. Bell (1964): „On the Einstein Podolski Rosen Paradox“; *Physics* 1, 195–200 (1964).
- J.S. Bell (1975): „On Wave Packet Reduction in the Coleman-Hepp Model“, *Helvet.Phys.Acta* 48, 93–98 (1975).
- J.S. Bell (1989): „Against ‘measurement’“, *Physics World*, August 1990, S. 33–40.
- C.H. Bennet (1988): „Maxwells Dämon“, *Spektrum der Wissenschaft* 1/1988, S. 48–55.
- D. Bohm (1952): „Vorschlag einer Deutung der Quantentheorie durch „verborgene“ Variable“, deutsche Übersetzung in [Baumann 1984] S. 163–192.
- N. Bohr (1958): „Über die Erkenntnisfragen der Quantenphysik“, deutsch in [Baumann 1984] S. 156–162 oder in N. Bohr: „Atomphysik und menschliche Erkenntnis“, Hrsg. K. von Meyenn, Vieweg, Braunschweig 1985, S. 31–75.
- B. S. De Witt (1970): „Quantenmechanik und Realität“ in [Baumann 1984] S. 206–220.
- A. Einstein (1935), B. Podolski u. N. Rosen: „Kann man die quantenmechanische Beschreibung der physikalischen Wirklichkeit als vollständig betrachten“, deutsch in [Baumann 1984] S. 80–86.
- G.G. Emch (1986): „Mathematical and conceptual foundations of 20th-century physics“, in *North-Holland Mathematics Studies* 100, North Holland, Amsterdam 1986.
- R.P. Feynman (1989): „QED – Die seltsame Theorie des Lichts und der Materie“, Piper, München 1989.
- A. Fine (1982): „Joint distributions, quantum correlations and commuting observables“, *J. Math. Phys.* 23, 1306–1310 (1982)
- D. Flamm (1988): „Das Realitätsproblem in der Quantenmechanik“, in *Das Realismusproblem*, Hrsg. E. Oeser u. E.M. Bonet, Österr. Staatsdruckerei, Wien 1988.
- D. Flamm (1989): „Will Schrödinger's Cat be Experimentally Realized?“ in *Philosophie der Naturwissenschaften, Akten des 13. Internat. Wittgenstein Symposiums*, Hrsg. P. Weingartner u. G. Schurz, Hölder-Pichler-Tempsky, Wien 1989, S. 137–147.
- M. Gell-Mann (1990) u. B. Hartle: „Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology“, in *Proceedings of the 3rd International Symposium Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology*, S. Kobayashi et al. Hrsg., The Physical Society of Japan, Tokyo 1990.
- D.M. Greenberger (1989), M. Horne und A. Zeilinger: „Going beyond Bell's theorem“, in *Bell's Theorem, Quantum Theory and Conceptions of the Universe*, Hrsg. M. Kafatos, Kluwer Academic, Dordrecht 1989, S. 73–76.

- D.M. Greenberger (1990), M.A. Horne, A. Shimony und A. Zeilinger: "Bell's theorem without inequalities", *Am. J. Phys.* 58 (12), 1131–1143 (1990).
- J.J. Halliwell (1989): "Decoherence in quantum cosmology", *Phys. Rev. D* 39, 2912–2923 (1989).
- R. Hedrich (1990): „Komplexe und Fundamentale Strukturen – Grenzen des Reduktionismus“, Bibliographisches Inst., Mannheim 1990.
- W. Heisenberg (1927): „Über den anschaulichen Inhalt der quantenmechanischen Kinetik und Mechanik“, siehe etwa [Baumann 1984] S. 53–79.
- W. Heisenberg (1956): „Die Entwicklung der Deutung der Quantentheorie“, *Phys. Blätter* 12, 289–304 (1956) oder [Baumann 1984], S. 140–155.
- W. Heisenberg (1959): „Physik und Philosophie“, S. Hirzel, Stuttgart 1959, S.123.
- K. Hepp (1972): "Quantum Theory of Measurement and Macroscopic Observables", *Helvet.Phys.Acta* 45 (1972) 237–248.
- E. Joos (1985) u. H.D. Zeh: "The Emergence of Classical Properties Through Interaction with the Environment", *Z. Phys. B* 59, 223–243 (1985).
- E. Joos (1986): "Quantum Theory and the Appearance of a Classical World" in *New Techniques and Ideas in Quantum Measurement Theory*, Hrsg. D.M. Greenberger, *Ann. N.Y. Acad. Sci.* 480, 6–13 (1986).
- A.J. Leggett (1986): "Quantum Mechanics at the Makroskopic Level" in *Directions in Condensed Matter Physics*, Hrsg. G. Grinstein u. G. Mazenko, World Scientific, Singapore 1986, S. 187–248.
- K. Mainzer (1990): „Naturphilosophie und Quantenmechanik“ in [Audretsch 1990], S. 245–299.
- G.T. Moore (1986) u. M.O. Scully Hrsg.: "Frontiers of Nonequilibrium Statistical Physics", Plenum Press, New York 1986.
- E. Nelson (1985): „Quantum Fluctuations“, Princeton University Press, Princeton New Jersey 1985.
- J. von Neumann (1932): „Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik“, Springer, Berlin 1932.
- R. Omnes (1990): "From Hilbert space to common sense: A synthesis of recent progress in the interpretation of quantum mechanics", *Ann. Phys. (USA)* 201, 354–447 (1990).
- H. Primas (1990): „Zur Quantenmechanik makroskopischer Systeme“ in [Audretsch 1990], S. 209–243.
- E. Schrödinger (1927): „Abhandlungen zur Wellenmechanik“, Barth, Leipzig 1927.
- E. Schrödinger (1935): „Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik“, siehe z.B. [Baumann 1984], S. 98–129.
- M.O. Scully (1991), B.-G. Englert u. H. Walther: "Quantum optical tests of complementarity", *Nature* 351 (1991), S. 111–116.

- H.P. Stapp (1980): "Locality and reality", *Found. Phys.* *10*, 767-795 (1980).
- H.P. Stapp (1982): "Bell's Theorem as a nonlocality property of Quantum Theory", *Phys. Rev. Lett.* *49*, 1470-1474 (1982).
- H.P. Stapp (1990): "Quantum Measurement and Mind-Brain Connection", Lawrence Berkeley Laboratory preprint, LBL-29594, October 17 (1990)
- L. Stodolsky (1991): "Neutrino and Dark-Matter Detection at Low Temperature", *Phys.Today*, August 1991, S. 24-32.
- A. Sudberry (1988): "Testing interpretations of quantum mechanics" in *Microphysical Reality and Quantum Formalism*, Hrsg. A. van der Merwe et al. Kluwer Academic, Dordrecht 1988, S. 267-277.
- C.D. Tesche (1990): "Can a Noninvasive Measurement of Magnetic Flux be Performed with Superconducting Circuits?" *Phys. Rev. Lett.* *64*, 2358-2361 (1990).
- W.H. Zurek (1986a): "Maxwell's Demon, Szilard's Engine and Quantum Measurements" in [Moore 1986] S. 151-161.
- W.H. Zurek(1986b): "Reduction of the Wavepacket: How Long Does it Take?" in [Moore 1986] S. 145-149.