

H. Dieter Zeh

# PHYSIK OHNE REALITÄT:

Tiefsinn **ODER** Wahnsinn?



Springer

# Physik ohne Realität: Tiefsinn oder Wahnsinn?



H. Dieter Zeh

# Physik ohne Realität: Tiefsinn oder Wahnsinn?



Springer

Prof. Dr. H. Dieter Zeh  
Gaiberger Straße 38  
69151 Waldfilsbach  
Deutschland  
[www.zeh-hd.de](http://www.zeh-hd.de)

ISBN 978-3-642-21889-7

e-ISBN 978-3-642-21890-3

DOI 10.1007/978-3-642-21890-3

Springer Heidelberg Dordrecht London New York

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung, des Nachdrucks, des Vortrags, der Entnahme von Abbildungen und Tabellen, der Funksendung, der Mikroverfilmung oder der Vervielfältigung auf anderen Wegen und der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen, bleiben, auch bei nur auszugsweiser Verwertung, vorbehalten. Eine Vervielfältigung dieses Werkes oder von Teilen dieses Werkes ist auch im Einzelfall nur in den Grenzen der gesetzlichen Bestimmungen des Urheberrechtsgesetzes der Bundesrepublik Deutschland vom 9. September 1965 in der jeweils geltenden Fassung zulässig. Sie ist grundsätzlich vergütungspflichtig. Zu widerhandlungen unterliegen den Strafbestimmungen des Urheberrechtsgesetzes.

Die Wiedergabe von Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen usw. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutz-Gesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

*Einbandentwurf:* wsp design Werbeagentur GmbH, Heidelberg

Gedruckt auf säurefreiem Papier

Springer ist Teil der Fachverlagsgruppe Springer Science+Business Media ([www.springer.com](http://www.springer.com))

# Vorwort

Während ich die meisten meiner wissenschaftlichen Publikationen in englischer Sprache verfasst habe, sind auch eine ganze Reihe vorwiegend an ein allgemeineres Publikum gerichteter Arbeiten auf deutsch erschienen. Insbesondere in den letzten Jahren habe ich zudem diverse didaktisch gemeinte „WebEssays“ als Antworten auf häufig gestellte Fragen auf meine website gestellt. Sie scheinen sich dort inzwischen einer gewissen Beliebtheit zu erfreuen, so dass ich mich entschlossen habe, sie und andere deutschsprachigen Aufsätze über physikalische Grundlagenthemen in Buchform zusammenzufassen. Dabei habe ich auch einige zum Teil bereits publizierte ältere Arbeiten berücksichtigt, die nicht nur historisch von Interesse sein könnten. Als Ergänzung habe ich zudem drei Übersetzungen aus dem Englischen sowie zwei Arbeiten, die ich aus unterschiedlichen Gründen in ihrem originalen Englisch belassen habe, aufgenommen. Mehrere Beiträge habe ich für diesen Zweck überarbeitet, wobei ich jedoch „historische“ Arbeiten älteren Datums bis auf wenige Trivialkorrekturen und gelegentliche Querverweise in ihrem Ursprungszustand belassen habe.

Wegen ihrer unterschiedlichen Herkunft unterscheiden sich die Beiträge zum Teil auch in ihrer Form. Einige enthalten „wissenschaftliche“ Literaturangaben, andere enthielten ursprünglich weblinks, die ich hier weggelassen oder durch Hinweise in anderer Form ersetzt habe. In diesen Fällen verweise ich auch auf meine website [www.zeh-hd.de](http://www.zeh-hd.de), wo die Originale (zum Teil in einer früheren Version) vorerst noch zu finden und die links durch „Mausklicken“ leicht zu verfolgen sind.

Obwohl sich die Arbeiten auf verschiedene Gebiete der Physik beziehen oder zu unterschiedlichen Zeiten und für eine unterschiedliche Leserschaft geschrieben wurden, sind sie praktisch alle der Suche nach einer einheitlichen und begrifflich konsistenten Beschreibung der Natur in der modernen Physik gewidmet. Diese Suche nach konsistent anwendbaren und beobachterunabhängigen Begriffen wird häufig auch als das Problem einer *physikalischen Realität* verstanden, die für den Bereich der Mikrophysik bei vielen Physikern und Laien durch die quantenmechanischen Unschärferelationen oder den Begriff der Komplementarität als widerlegt gilt. Ich habe diese Betrachtungsweise allerdings stets als ein rein verbales Ausweichmanöver angesehen, das entweder der Verschleierung ungelöster Probleme oder der Vermeidung ungewöhnlicher und unerwünschter Konsequenzen dient. So eliminiert der Verzicht auf eine mikroskopische Realität einen der bis dahin methodisch erfolgreichsten Konsistenztests der theoretischen Physik: das Gedankenexperiment. Ist es

doch nun zum Beispiel nicht mehr erlaubt, den Ort eines Elektrons nur konsistent zu „denken“, obwohl man davon ausgeht, dass ein solcher bei einer entsprechenden Messung in Erscheinung tritt (was aber zweifelhaft ist).

Einige der Begründer der Quantentheorie wurden bei der Interpretation ihrer Entdeckungen offenbar nicht unerheblich von weltanschaulichen Motiven zur Überwindung eines mechanistischen Weltbildes geleitet, die – für Laien vielleicht überraschend – gerade bei den Physikern der zwanziger Jahre des vorigen Jahrhunderts sehr verbreitet waren (s. etwa das Buch von Karl von Meyenn über „Quantenmechanik und Weimarer Republik“, Vieweg 1994, das auf Thesen des amerikanischen Wissenschaftshistorikers Paul Forman beruht, oder Mara Bellers „Quantum Dialogue“, University of Chicago Press, 1992). Zwar hat auch Einstein für die in seiner Theorie formulierte Revolution physikalischer Grundbegriffe zunächst einen operationalistischen Zugang benutzt, der aber unter dem Einfluss von Hermann Minkowski bald durch die konsistente Annahme einer „objektiven“ oder „realen“ vierdimensionalen Raumzeit (damals ebenfalls „Welt“ genannt) ersetzt wurde. Da Einstein als Anhänger eines Humeschen Positivismus seine gekrümmte Raumzeit aber nicht als wirklich beweisbar sondern nur als durch ihre funktionale Nützlichkeit begründet (also im Prinzip als fiktiv) ansah, mag ihm das nicht einmal als ein wesentlicher Unterschied erschienen sein (s. a. die Beiträge Kap. 2, 5 und 15). Eine heuristische Fiktion als Kandidat für die Realität muss aber auf jeden Fall *konsistent* anwendbar sein.

Diese, meines Erachtens auch in der Quantentheorie erfolgreiche Suche nach einer (fiktiven aber konsistenten) realen Welt erklärt auch den Titel, unter den ich diese Sammlung von Aufsätzen gestellt habe. In diesem Sinne kann man vielleicht Hugh Everett als den Minkowski der Quantentheorie bezeichnen. Max Tegmark hat dessen Interpretation als die „Vogelperspektive“ dieser Theorie bezeichnet – im Gegensatz zu der unserer physikalischen Situation als Beobachter entsprechenden Froschperspektive, auf die sich etwa die Kopenhagener Deutung beschränkt.

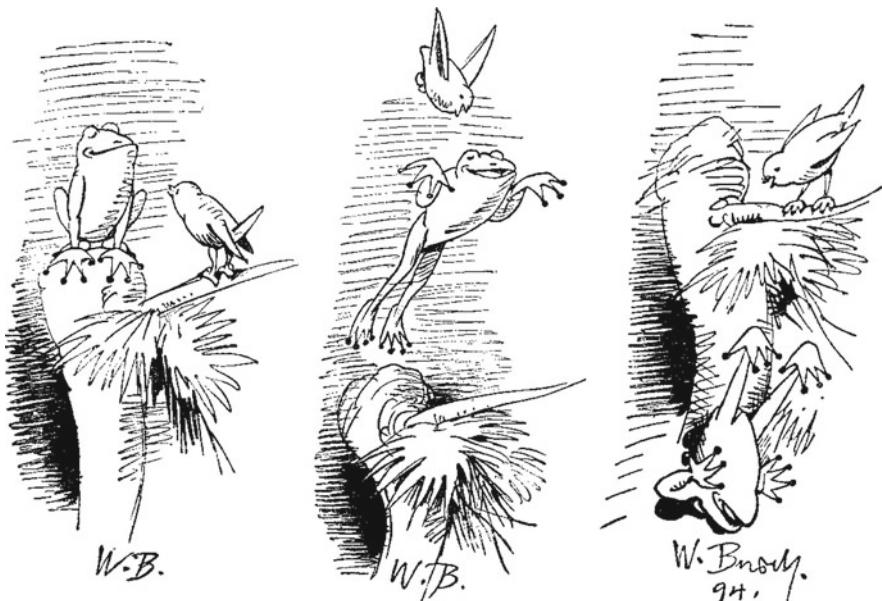
Am Ergebnis zeigt sich aber trotz der dabei angenommenen universellen und sogar deterministischen Naturbeschreibung, dass die von vielen Menschen als Bedrohung angesehene Berechenbarkeit „unserer“ Welt durch die Eigenheiten der Quantentheorie schon im Prinzip (also nicht nur praktisch, wie etwa in der Chaostheorie diskutiert) derart eingeschränkt ist, dass unser menschliches und persönliches Schicksal keineswegs durch die Naturgesetze festgelegt ist. Der Determinismus gilt lediglich für die uns eben nur teilweise zugängliche Quantenwelt im Ganzen. Diese muss sich jedoch auf Grund der unitären Quantendynamik ständig in viele nur separat wahrnehmbare „Welten“ aufteilen, was subjektiv viele beobachtbare „Zukünfte“ zulässt. Deren Realität ist zwar letztendlich eine Definitionsfrage, für die jedoch die Konsistenz der Gesamtbeschreibung eine entscheidende Bedingung sein sollte. Diese erfordert aber eine subtile Betrachtung jenseits aller Vorurteile, wobei jede Entscheidung über die so zu wählende Definition tiefgreifende Konsequenzen für das resultierende Weltbild haben muss (s. Kap. 18 und 22).

Ich danke vor allem Erich Joos sehr herzlich für diverse Korrekturvorschläge und seine sorgfältige Durchsicht des Manuskripts. Angela Lahee vom Springer-Verlag bin ich für Ihre Unterstützung des Projekts zu Dank verpflichtet. Für die Einwilligung, bereits veröffentlichte Arbeiten in zum Teil leicht modifizierter Form

in das Buch aufnehmen zu dürfen, danke ich dem Verlag Vittorio Klostermann, Frankfurt, (Kap. 2 und 15), dem Spektrum der Wissenschaft (Kap. 3 und 8), den Physikalischen Blättern (jetzt Physical Journal – Kap. 7 und 19), dem Verlag Duncker und Humblot, Berlin, (Kap. 16) und dem European Physical Journal H (Kap. 22).

### Vogelperspektive eines Frosches – so oder so?

- frei nach Wilhelm Busch<sup>1</sup> -



Wenn einer, der mit Mühe kaum  
Gekrochen ist auf einen Baum,

Schon meinte, daß er ein Vogel wär,

So irr' sich der.



Doch hat das Fröschlein Phantasie,  
gelenket vom Verstände,  
vermag's zu schauen vogelgleich  
weit über alle Lande.

<sup>1</sup> Wilhelm Busch: Der fliegende Frosch (Hernach)



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einführung als Lesehilfe . . . . .</b>	1
<b>Teil I Wellenfunktion und Realität</b>	
<b>2 Realität und Determinismus in der Quantentheorie . . . . .</b>	13
1 Vorbemerkungen . . . . .	13
2 Der Realitätsbegriff in der Quantenmechanik . . . . .	14
3 Weltanschauliche Hintergründe . . . . .	18
4 Positivismus . . . . .	19
5 Der Indeterminismus der Quantentheorie . . . . .	21
6 Operationalismus und/oder Fiktionalismus . . . . .	22
7 Die umstrittene Realität der Wellenfunktion . . . . .	24
Literatur . . . . .	25
<b>3 Wozu braucht man „Viele Welten“ in der Quantentheorie? . . . . .</b>	27
1 Worum geht es? . . . . .	27
2 Der Quanten-Messprozess . . . . .	32
3 Müssen <i>alle</i> „Welten“ tatsächlich existieren? . . . . .	36
4 Alles nur eine Frage der Interpretation? . . . . .	38
5 Haben die „anderen Welten“ irgendwelche Konsequenzen? . . . . .	42
<b>4 Von „Vielen Welten“ zur Quanten-Dekohärenz? . . . . .</b>	45
<b>5 Physik ohne Realität: Tiefsinn oder Wahnsinn? . . . . .</b>	47
1 Vorbemerkung . . . . .	47
2 Historisches zum Realitätsbegriff in der Physik . . . . .	47
3 Heisenberg, Schrödinger und Dirac . . . . .	51
4 Nichtlokalität und Dekohärenz . . . . .	55
5 John Stewart Bell und die Realität . . . . .	59
Literatur . . . . .	62
<b>6 Wie viele Everett-Welten gibt es eigentlich? . . . . .</b>	65
<b>7 Rezension zu „Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics“ . . . . .</b>	71

## Teil II Dekohärenz und Quantenmessprozess

<b>8 Ist das Problem des quantenmechanischen Messprozesses nun endlich gelöst? . . . . .</b>	75
<b>9 Dekohärenz und andere Quantenmissverständnisse . . . . .</b>	77
1 Heisenbergsche Schnitte . . . . .	77
2 Populäre Mißverständnisse über die Quantentheorie . . . . .	84
<b>10 Das Wesen des Dekohärenzkonzepts . . . . .</b>	89
<b>11 Wie groß ist ein Photon? . . . . .</b>	95
Literatur . . . . .	101
<b>12 Probleme der Quantentheorie . . . . .</b>	103
<b>13 Wurzeln des Dekohärenzkonzepts in der Kernphysik . . . . .</b>	109
1 Definitionen und Begriffe . . . . .	109
2 Historische Wurzeln in der Kernphysik . . . . .	111
3 Die Emergenz klassischer Eigenschaften in der Quantentheorie . . . . .	114
Literatur . . . . .	117
<b>14 Feynman's Interpretation of Quantum Theory (in englisch) . . . . .</b>	119
1 Introduction . . . . .	119
2 Commented Excerpts from Session 8 of WADC TR 57-216 . . . . .	120
3 Some Remarks from Session 9 . . . . .	128
References . . . . .	130

## Teil III Zeit und Raumzeit

<b>15 Die relativistische Raumzeit-Geometrie in räumlicher Veranschaulichung . . . . .</b>	135
1 Absoluter Raum und die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit . . . . .	135
2 Die formale Struktur der Minkowski-Welt . . . . .	142
3 Physikalische Implikationen der Minkowski-Metrik und des Relativitätsprinzips . . . . .	143
4 Die Raumzeit der Allgemeinen Relativitätstheorie . . . . .	148
<b>16 Über die „Zeit in der Natur“ . . . . .</b>	151
1 Vorbemerkungen . . . . .	151
2 Zeit und Bewegung . . . . .	153
3 Fluss der Zeit und Irreversibilität . . . . .	154
4 Die Zeit in der „neueren“ Physik . . . . .	158
5 Die verlorene Zeit . . . . .	162
Literatur . . . . .	164

<b>17 Was heißt: es gibt keine Zeit? . . . . .</b>	165
Literatur . . . . .	168
<b>18 Warum Quantenkosmologie? . . . . .</b>	169
1 Das Problem . . . . .	169
2 Quantentheorie erfordert Quantenkosmologie . . . . .	172
3 Einige Grundbegriffe und Konsequenzen der Quantengravitation . . . . .	174
Literatur . . . . .	180
<b>19 Die Suche nach dem Urzeitpfeil . . . . .</b>	181
Literatur . . . . .	186
<b>20 Der Zeitbegriff in der Quantentheorie . . . . .</b>	189
Literatur . . . . .	196
<b>21 Ist M-Theorie Physik? . . . . .</b>	197
<b>22 The Nature and Origin of Time-Asymmetric Spacetime Structures (in englisch) . . . . .</b>	201
1 Introduction . . . . .	201
2 Black Hole Spacetimes . . . . .	202
3 Black Hole Thermodynamics . . . . .	205
4 Expansion of the Universe . . . . .	208
5 Quantum Gravity . . . . .	211
References . . . . .	215
<b>Anhang: Liste wissenschaftlicher Publikationen des Autors zum Themenkreis des Buches . . . . .</b>	217



# Kapitel 1

## Einführung als Lesehilfe

*Unser Problem ist nicht, dass wir unsere Theorien zu ernst nehmen, sondern dass wir sie nicht ernst genug nehmen.*  
Stephen Weinberg

Fast alle Beiträge dieses Sammelbands sind unabhängig voneinander entstanden, so dass sie im Prinzip auch unabhängig voneinander gelesen werden können. Diese Tatsache erklärt auch einige Wiederholungen – vornehmlich jedoch von Argumenten, die in der Literatur immer wieder missverständlich oder falsch wiedergegeben werden. Es dürfte aber trotzdem hilfreich für den Leser sein, sich für eine bestimmte Reihenfolge zu entscheiden, die von seinen Interessen und seinem Vorwissen abhängen muss.

Ich habe die Arbeiten einerseits in drei Gebiete eingeteilt (s. das Inhaltsverzeichnis), die allerdings eng zusammenhängen und sich daher zum Teil thematisch überschneiden – insbesondere die Gebiete I und II. Andererseits sind sie im Ganzen und im Rahmen des Möglichen so angeordnet, dass ihre Voraussetzungen und Ansprüche im Verlauf des Buches wachsen, so dass diese Reihenfolge für den normalen Leser auch empfehlenswert sein dürfte (wobei man es sogar vorziehen mag, [Kap. 2](#) und [3](#) vor einigen Ausführungen in dieser Einführung zu lesen). Ein Physiker hingegen, dem die „Viele-Welten-Interpretation“ noch suspekt erscheint, mag es vorziehen, mit den Beiträgen zu Dekohärenz (Teil II) zu beginnen. Für historisch Interessierte mit entsprechendem Hintergrundwissen könnte es wiederum interessanter sein, zuerst die Arbeiten von Teil II in umgekehrter Reihenfolge (das ist bei den älteren Arbeiten auch die chronologische Reihenfolge) zu lesen und vielleicht sogar mit Feynmans Argumenten von 1957 aus [Kap. 14](#), die ich selber erst vor ein paar Jahren entdeckt und anschließend kommentiert habe, zu beginnen. Der erste Beitrag von Teil III ([Kapitel 15](#)) ist unabhängig von I und II; die nachfolgenden beziehen sich zunehmend auch auf Konsequenzen einer in I und II diskutierten universellen Quantentheorie.

Wie sich aus den Publikationsdaten der älteren Beiträge ergibt, begann meine eigene aktive Beschäftigung mit Grundlagenproblemen der Quantentheorie um 1967. Zwar hatten mich deren Merkwürdigkeiten schon vor Beginn meiner Studentenzeit gereizt, den konkreten Anlass bildeten jedoch einige Verständnisfragen aus meinem

damaligen Arbeitsgebiet: der theoretischen Niederenergie-Kernphysik. Obwohl dieses Gebiet zu jener Zeit rein pragmatisch betrieben wurde (alle Grundlagenprobleme der Quantentheorie galten als durch Niels Bohr gelöst), erwies es sich dadurch für mich als anregend, dass schwere Atomkerne zwar einerseits noch eindeutig mikroskopische Systeme sind, die aus Nukleonen – also Protonen und Neutronen – bestehen und genau wie Atome oder kleine Moleküle in Energieeigenzuständen auftreten, ihre Spektren aber andererseits auf gewisse makroskopische Freiheitsgrade, wie kollektive Schwingungen und Rotationen, hinweisen. So konfrontierte mich J.H.D. Jensen schon während meiner Diplomarbeit mit der Frage, wieso ein Atomkern denn überhaupt rotieren oder schwingen könne (was im Widerspruch zu seinem erfolgreichen Schalenmodell für sich in separaten Wellenfunktionen befindende Nukleonen zu stehen schien). Eine begriffliche Brücke dazu ergab sich aus Arbeiten von John Wheeler über Kernschwingungen sowie R. Peierls und J. Yoccoz über rotierende Kerne, wonach jeweils die Wellenfunktionen der individuellen Nukleonen den angenommenen kollektiven Bewegungen „folgen“. Diese Beschreibung, die der erfolgreichen Born-Oppenheimer-Methode bei Molekülen ähnelt, ist im Ansatz halbklassisch, doch lässt sich die klassische Zeitabhängigkeit der kollektiven Bewegung quantenmechanisch in eine *zeitunabhängige Superposition* der unterschiedlichen kollektiven Positionen, die einen Energieeigenzustand beschreiben kann, übersetzen. In anderen Anwendungsbereichen, wie bei Festkörpern, in der Hydrodynamik oder sogar schon bei großen Molekülen, wäre dieser kollektive Quantenaspekt gar nicht in Erscheinung getreten, weil diese Objekte tatsächlich in zeitabhängigen („klassischen“) Zuständen statt in diskreten Energieeigenzuständen beobachtet werden. Was aber macht diesen Unterschied aus?

Hier begegnete ich also zum ersten Mal dem Übergang von der Quantenmechanik zur klassischen Physik, für den das Dekohärenzkonzept so bedeutsam werden sollte. Überhaupt findet man in den Methoden zur Behandlung von Mehrteilchenproblemen eine merkwürdige Vermischung von klassischen und wellenmechanischen Konzepten, die praktizierende Physiker nicht zu stören scheint, zumal sie gewohnt sind, Wellenfunktionen als statistisch-dynamische Teilchenverteilungen zu interpretieren. Das ist auch der Grund, warum zeitunabhängige Quantenzustände gewöhnlich als „stationär“ und nicht als „statisch“ bezeichnet werden. Zum Beispiel wird die Impulsunschärfe in Energieeigenzuständen, obwohl sie als Konsequenz des Fouriertheorems für stehende Wellen zu verstehen ist, im Heisenbergbild traditionell als Argument für eine „Nullpunktsbewegung“ interpretiert. Das (erstmals wohl klar in Diracs Lehrbuch von 1930 formulierte) Superpositionsprinzip erschien mir dagegen als das eigentliche und fundamentale Prinzip der Quantentheorie, das überall in Erscheinung tritt und damals ganz aktuell in der Superposition eines *K*-Mesons mit seinem Antiteilchen zu *einem neuen Teilchen*, das die Verletzung der Spiegelungssymmetrie bei schwachen Wechselwirkungen erklärt, auf dramatische Weise bestätigt worden war. Diese Superposition von nur zwei Basiszuständen besitzt formal eine große Ähnlichkeit mit den Energieeigenzuständen chiraler (also nicht spiegelungssymmetrischer) Moleküle, wie Zucker oder Ammoniak, die makroskopisch den Superpositionen einer rechten und einer linken Hand als einem klassisch

unmöglichen, ganz neuartigen Zustand einer Hand entsprechen würden. (Schrödinger berühmte zwei Katzenzustände tot und lebendig sind dagegen *nicht* einfach durch eine Symmetrietransformation verknüpft.) Die sich ergebende grundsätzliche Frage lautet also: Wann und warum bricht das Superpositionsprinzip zusammen, wie es in der Kopenhagener Deutung stillschweigend für alle Quantenmessungen angenommen wird und in diversen axiomatischen Formulierungen der Quantentheorie in Form von „Superauswahlregeln“ auch explizit postuliert wurde.

Da eine meiner wissenschaftlichen Publikationen zu diesen Fragen aus der Kernphysik unter dem Titel „Symmetrieverletzende Modellzustände und kollektive Bewegungen“ als Habilitationsschrift noch in deutscher Sprache erschienen ist (Nummer 2 der Publikationsliste am Ende des Buches), hatte ich ursprünglich die Absicht, sie hier aufzunehmen. Für den Rahmen dieses Buches ist sie jedoch zu technisch. So habe ich mich stattdessen entschlossen, den ersten Teil eines im Jahre 2005 in Paris auf Einladung von T. Damour gehaltenen englischen Vortrags mit dem Titel „Roots and fruits of decoherence“, in dem ich auf dessen Wunsch auf diese Vorgeschichte eingegangen bin, für diesen Zweck auf deutsch zu formulieren ([Kap. 13](#)). Denn mich hatten diese Fragen aus der Kernphysik damals dazu geführt, analoge Betrachtungen spekulativ auf makroskopische Systeme, den Messprozess und dann konsequenterweise auf das ganze Universum anzuwenden. Das ist in dem unveröffentlichten Manuskript „Probleme der Quantentheorie“ von 1968 nachzulesen ([Kap. 12](#)), das seinerzeit von mehreren deutschsprachigen Journalen abgelehnt wurde. Fast alle Physiker waren damals der festen Überzeugung, dass „die Quantenmechanik dafür“ (also etwa für makroskopische Apparate und deren Umgebung) „nicht gemacht“ sei, wie sie sich ausdrückten. Mikro- und Makrophysik galten als zwei getrennte Regime der Physik. Meine Versuche, den Zusammenhang im Rahmen einer universellen Quantentheorie zu verstehen, galten demnach als „wilder Unsinn“. Dieses Manuskript enthält aber offensichtlich bereits sowohl den Grundgedanken der Dekohärenz als auch den der „Vielen Welten“. Obwohl es noch keine Zitate enthält, hätte ich damals selbstverständlich den Namen Everett erwähnt, wenn mir dessen Arbeit bereits bekannt gewesen wäre.

Auch die Anfang 1969 in einer ersten Version fertiggestellte und heute viel zitierte englische Fassung (Nummer 3 der Publikationsliste) wurde zunächst von mehreren Journalen abgelehnt, bis mir Eugene Wigner, dem ich einen Entwurf zugesandt hatte, zu Hilfe kam und eine Veröffentlichung im ersten Heft der Zeitschrift *Foundations of Physics* befürwortete, wo sie Ende 1970 schließlich erschien. Sie wurde zunächst aber kaum beachtet. Erst meine Arbeit mit Erich Joos von 1985 brachte einen gewissen Durchbruch, der im deutschsprachigen Bereich aber eher als ein störendes Leck aus einer unerwünschten Welt betrachtet wurde. Später wurde versucht, das Dekohärenzkonzept Wojciech Zurek zuzuschreiben, der es 1980 als erster ernsthaft aufgegriffen und sich in der Tat große Verdienste für seine Vervollständigung und Verbreitung erworben hat. In der Folge hat er jedoch eine Plethora von m. E. eher verwirrenden Vokabeln oder sprachlichen Bildern (wie existentielle Interpretation, Envarianz, predictability sieve, environment as a witness, quantum discord, Quanten-Darwinismus usw.) eingeführt, die alle nur mehr oder weniger unterschiedliche Aspekte der quantenmechanischen Verschränkung

und Dekohärenz bezeichnen, dabei aber deren eigentlicher Konsequenz (nämlich der einer universellen Wellenfunktion) rein verbal ausweichen. Weitere historische Details zur Entstehung des Dekohärenzbegriffs kann man in zwei Beiträgen von Olival Freire Jr. und Kristian Camilleri in Heft 4 der Zeitschrift *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, Vol. 40 (Dezember 2009) nachlesen.

Im Folgenden mache ich nun weitere Anmerkungen zum Ursprung und Zweck der einzelnen Beiträge in der Reihenfolge ihrer Anordnung im Buch:

**Kapitel 2** (Realität und Determinismus in der Quantentheorie) soll einen ersten Überblick über einige bei Physikern verbreiteten Auffassungen über die Quantentheorie und die von ihnen gezogenen Konsequenzen geben. Es ist der (für diesen Zweck überarbeitete) zweite Teil eines Beitrags, den ich 1990 unter dem Titel „Bedeutung und Problematik einiger Grundbegriffe der modernen Physik“ für die bei Vittorio Klostermann erschienenen und von Wolfgang Marx herausgegebenen Proceedings einer interdisziplinären Studiengruppe „Philosophische Grundlagen der Wissenschaften“ verfasst habe. Einige Bemerkungen darin beziehen sich daher auf diese Diskussionen. Der Beitrag beginnt mit einer einfachen Darstellung der Bedeutung der Bellschen Ungleichung. Da er sich vornehmlich an Philosophen richtete, habe ich meine eigenen Vorstellungen über die Interpretation der Quantentheorie hier nur im Schlussabschnitt kurz angedeutet. Der erste Teil der damaligen Publikation ist inhaltlich unabhängig und bezieht sich auf die relativistische Raumzeit. Er erscheint daher hier als erster Beitrag der Themengruppe III.

**Kapitel 3** (Wozu braucht man „Viele Welten“ in der Quantentheorie?) ist ein WebEssay, den ich im September 2007 auf meine website gestellt habe, als die auf Hugh Everett zurückgehende Viele-Welten-Interpretation aus Anlass des fünfzigjährigen Jahrestages ihrer Entstehung international (und außerhalb der Fachphysik nun auch in deutschen Journals) diskutiert zu werden begann. Er tauchte damals sogar im Roman „Schilf“ meiner Namenskollegin Juli Zeh auf, der sich mit zwei befreundeten, aber in ihren Auffassungen konkurrierenden Physikern beschäftigt. Leider wird der Begriff eines „Multiversums“ neuerdings aber häufig in relativ trivialer Form für diverse spekulativen Kosmologien missbraucht, wogegen sich dieser Aufsatz unter anderem richtet. Die „Vielen Welten“ im Sinne der Quantentheorie sind dagegen eine zwar extrem ungewöhnliche (und daher unerwünschte) aber völlig konsistente Konsequenz der bestbestätigten Gleichung der Physik, wenn man diese nur (im Gegensatz zur pragmatischen Tradition) als universell gültig annimmt. (Der Leser mag es vorziehen, die [Abschn. 3–5](#) dieses Beitrags bei der Lektüre des Buches zunächst zurückzustellen.)

**Kapitel 4** (Von „Vielen Welten“ zur Quantendekohärenz?) ist ein im April 2008 im Spektrum der Wissenschaft erschienener Kurzkommentar zur Übersetzung von Peter Byrnes Artikel über Hugh Everett im Scientific American. Bemerkenswerterweise bezeichnet der Autor darin Everetts Viele-Welten-Interpretation (wie sie eigentlich erst später genannt wurde) als einen Vorläufer der Dekohärenztheorie – offenbar weil diese im Gegensatz zu den Vielen Welten heute allgemein akzeptiert wird, während viele Physiker den naheliegenden Zusammenhang zwischen

den beiden Theorien immer noch nicht einzusehen bereit sind. (Es ist immer noch bequemer, einfach irgendwo eine begriffliche Grenze der Quantentheorie anzunehmen.) In meiner bereits 1970 erschienenen und heute oft zitierten Arbeit (s. deren deutschsprachigen Vorläufer [Kap. 13](#)) ergab sich dagegen umgekehrt und – wie mir schien – notwendigerweise ein Übergang von Dekohärenzargumenten zu der damals bei Physikern praktisch unbekannten Interpretation, die Everett schon im Jahr 1957 vorgeschlagen hatte. In meiner Arbeit mit Erich Joos von 1985 haben wir diesen Bezug geflissentlich unterdrückt, um unsere Arbeit publikationsfähig zu gestalten.

Der Aufsatz [Kap. 5](#), entstanden im Dezember 2009, ist der Namensgeber für dieses Buch, da er dessen übergreifendes Grundmotiv wiedergibt. Er entstand als Ergänzung zu [Kap. 3](#) und als Reaktion auf Argumente, die besagen sollen, dass die von Everett und anderen gezogenen Konsequenzen auf der unberechtigten *Voraussetzung* beruhen, wonach die Wellenfunktion „realistisch“ zu interpretieren sei. Gilt doch jede Annahme einer mikroskopischen Realität in der modernen Physik als *naiv*! Ich habe in diesem WebEssay daher das Realitätskonzept, wie es traditionell und erfolgreich für die Naturbeschreibung benutzt und erst im Rahmen der Kopenhagener Deutung für die Mikrophysik abgeschafft wurde, ausführlich diskutiert. Während klassische Konzepte, wie etwa das von Partikeln, zweifellos nicht mehr konsistent anwendbar sind, gilt dies eben nicht für die Wellenfunktion – auch wenn deren universelle Existenz, genauso wie Einsteins gekrümmte Raumzeit (s. [Kap. 15](#) und [16](#)) streng genommen nicht beweisbar ist.

Der weitere WebEssay [Kap. 6](#) (Wie viele Everett-Welten gibt es eigentlich?) versucht eine Frage zu beantworten, die mir Robert Czepel vom ORF im Oktober 2010 im Rahmen eines Interviews zu einer Sendung über Peter Byrnes Everett-Biographie (Oxford UP 2010 – eine deutsche Übersetzung ist bei Springer in Vorbereitung) stellte. [Kapitel 7](#) schließlich ist eine 1989 geschriebene Rezension zu John Bells Sammlung seiner Arbeiten zur Quantentheorie („*Speakable and unspeakable in quantum mechanics*“), in der ich Argumente wiedergebe, die ich mit ihm gegen Ende der siebziger Jahre ausführlich brieflich ausgetauscht hatte (s. a. [Abschn. 5](#) von [Kap. 5](#)).

Teil II beginnt mit [Kap. 8](#) (Ist das Problem des quantenmechanischen Messprozesses nun endlich gelöst?) als einem weiteren Kommentar aus dem Spektrum der Wissenschaften – diesmal vom April 2001 zum Artikel von Max Tegmark und John Wheeler über das Thema „100 Jahre Quantentheorie“, in dem die Autoren die Bedeutung des Dekohärenzkonzepts für das Verständnis der Theorie herausstellten, was damals für viele Physiker immer noch überraschend war.

[Kapitel 9](#) (Dekohärenz und andere Quantenmissverständnisse) ist die Niederschrift eines Vortrags, den ich im Juni 2009 bei einem Symposium für Lehramtskandidatenbetreuer an der Universität Karlsruhe gehalten habe. Hier und im folgenden kann der Nichtphysiker rein formale Argumente einfach übergehen – etwa wenn von der „Dichtematrix“ die Rede ist. Als Ergänzung zum Vortrag hatte ich damals für Diskussionszwecke noch einige der meines Erachtens „verbreitetsten Missverständnisse über die Quantentheorie“ aufgelistet. Da einzelne Punkte davon auch häufig von meinen Kollegen in Frage gestellt werden, habe ich hier zu allen Punkten

noch Begründungen meines Standpunkts oder Klarstellungen meiner Behauptungen angefügt. Danach (als Kap. 10) folgt ein aus dem Englischen übersetzter WebEssay mit dem Originaltitel „The Essence of the Concept of Decoherence“ vom Juni 2010, der das Wesen dieses Konzepts klarstellen und – ähnlich wie Kap. 9 – gegen Vereinfachungen und Missverständnisse abgrenzen soll.

Kapitel 11 (Wie groß ist ein Photon?), verfasst im Oktober 2010, bezieht sich auf eine Frage, die ebenfalls bei dem karlsruher Symposium (Kap. 9) aufkam und eng mit dem Thema Dekohärenz zusammenhängt, ohne dass der Zusammenhang bei der damaligen Gelegenheit diskutiert werden konnte. Er beleuchtet u.a. den Zusammenhang von Quantenmechanik und Quantenfeldtheorie.

Kapitel 12 (Probleme der Quantentheorie) von 1968 und Kap. 13 (Wurzeln der Dekohärenz in der Kernphysik) von 2005, das sich auf meine Arbeiten aus der Zeit von 1965–1967 bezieht, sind die zwei oben bereits ausführlich erwähnten „historischen“ Beiträge. Zwischen ihnen und den schon genannten späteren Aufsätzen besteht eine große zeitliche Lücke, während der die fachspezifische Diskussion des Dekohärenzkonzeptes und dessen Anwendung im Vordergrund standen (fast ausschließlich in englischer Sprache – s. die Publikationsliste am Schluss des Buches).

Kapitel 14 (Feynman’s Interpretation of Quantum Theory) enthält Kommentare zu einer ursprünglich nicht zur Publikation vorgesehenen (aber inoffiziell ausführlich dokumentierten) freien Diskussion zwischen führenden Theoretischen Physikern aus dem Jahre 1957 in Chapel Hill zum Thema Gravitation. Der von mir vollständig zitierte und dabei kommentierte Ausschnitt bezieht sich auf die Quantisierung der Gravitation und wird von Richard Feynman dominiert, wobei die Diskussion sich auf die Quantisierung makroskopischer Objekte im allgemeinen ausweitet. Damit gibt er einen wohl einmaligen Aufschluss über Feynmans Interpretation der Quantentheorie. Die Diskussion führt auf Fragestellungen, deren Beantwortung Dekohärenzargumente oder sogar die von Everett gezogene Konsequenz verlangen würde, dessen Dissertation kurz nach der Chapel-Hill-Konferenz erschien und Feynman bereits bekannt gewesen zu sein scheint. Ich habe diesen Beitrag nicht übersetzt, da er überwiegend aus Zitaten und meinen ebenso „spontanen“ Reaktionen darauf besteht.

Die Aufsätze in Teil III befassen sich mit dem Zeit- und Raumzeitkonzept. Die Relativitätstheorie war zwar nie mein eigentliches Arbeitsgebiet, aber einerseits ist der quantenmechanische Messprozess eng mit der allgemeinen Frage der Irreversibilität (also dem „Zeitpfeil“) verknüpft, während andererseits eine universelle Quantentheorie auch die Gravitation einschließen muss, was zu ganz neuartigen begrifflichen Problemen führt. Wegen der allgemeinen Verschränkung im Quantenuniversum sind die diversen Anwendungsgebiete der Quantentheorie grundsätzlich nicht zu trennen (s. Kap. 18). Aus diesem Grund habe ich zwischen 1980 und 1990 wiederholt Vorlesungen über das Problem der Zeitrichtung in verschiedenen Gebieten der Physik gehalten, was zunächst zur Publikation von *Lecture Notes* in deutscher Sprache (Die Physik der Zeitrichtung, Springer 1984) und anschließend zu dem englischsprachigen Buch „The Physical Basis of the Direction of Time“ (in fünf Auflagen von 1989 bis 2007, ebenfalls bei Springer) führte.

**Kapitel 15** (Räumliche Veranschaulichung der relativistischen Raumzeit) ist der in [Kap. 2](#) fehlende erste Teil der Publikation von 1990, der versucht, die relativistische Raumzeit und insbesondere den Inhalt des Relativitätsprinzips anschaulich aber nicht trivialisierend insbesondere für Nichtphysiker darzustellen. Die räumlich-geometrische Darstellung ist zwar elementar, erfordert aber eine gewisse Bereitschaft zur Abstraktion.

**Kapitel 16** (Über die „Zeit in der Natur“) ist ein Aufsatz für den Band „Evolution und Irreversibilität“ des *Jahrbuchs Selbstorganisation* von 1997. Der Titel soll den Gegensatz zu dem von Philosophen häufig vorausgesetzten subjektiven („unmittelbar zugänglichen“) Zeitbegriff betonen. Der letzte Abschnitt versucht, das Verschwinden eines formalen Zeitkonzepts bei Anwendung der Quantentheorie auf die Gravitation zu erläutern. Auch der WebEssay [Kap. 17](#) (Was heißt: Es gibt keine Zeit?) ist dieser fundamentalen Konsequenz der Quantengravitation gewidmet. Er entstand im Jahr 2000 aus Anlass der Popularität von Julian Barbour's Buch „The End of Time“ (Weidenfels and Nicolson, 1999), an dessen Entstehungsgeschichte Claus Kiefer und ich intensiv beteiligt waren. Dieses Thema wird daher auch sehr kompetent in Kiefers Buch „Der Quantenkosmos“ (bei S. Fischer, 2008) diskutiert.

Das Problem der Zeit in der Quantengravitation tritt auch wesentlich in [Kap. 18](#) (Warum Quantenkosmologie?) auf. Dieser Beitrag entstand aus einem Vortrag, den ich schon 1993 an der interdisziplinären Forschungsstätte der evangelischen Studiengemeinschaft (FEST) in Heidelberg gehalten habe, wo Ion-Olympiu Stamatescu ein sich über mehrere Jahre erstreckendes Seminar über Grundlagenprobleme der Physik (mit dem damals an deutschen Universitäten noch völlig unbeachteten Schwerpunktthema Dekohärenz) veranstaltete, das 1996 zu einer gemeinsamen Buchveröffentlichung von sechs Autoren führte (Nummer 25 der Publikationsliste). Der Titel meines hier wiedergegebenen Vortrags richtet sich gegen die damals und zum Teil auch heute noch von den meisten Physikern vertretenen Meinung, dass die Quantentheorie für Kosmologie nur indirekt (nämlich nur bei der Beschreibung bestimmter Eigenschaften der Materie) zuständig sei. Die Erwähnung einer Wellenfunktion des Universums hätte damals bestenfalls Heiterkeit, normalerweise aber energische Ablehnung hervorgerufen.

Danach folgen vier vornehmlich für Physiker geschriebene Beiträge (wobei [Kap. 21](#) aber auch problemlos für Nichtphysiker lesbar sein sollte). **Kapitel 19** (Die Suche nach dem Urzeitpfeil) ist eine Zusammenfassung des Problems der diversen, eng verknüpften physikalischen Zeitpfeile für die Physikalischen Blätter von 1986, seinerzeit ausgelöst durch meine deutschsprachigen Lecture Notes von 1984. Nichtphysiker sollten hier den etwas formalen Absatz im Zusammenhang mit kosmischen Phasenübergängen überspringen.

**Kapitel 20** (Der Zeitbegriff in der Quantentheorie) ist die Übersetzung eines Beitrags unter dem Titel „Time in Quantum Theory“ aus dem *Compendium of Quantum Physics* (D. Greenberger, K. Hentschel und F. Weinert, Hrsg., Springer 2008), der die diversen Facetten des Zeitbegriffs in der Quantentheorie einschließlich seiner, in [Kap. 18](#) ausführlicher diskutierten, eigenen Quantisierung anreißt.

**Kapitel 21** (Ist M-Theorie Physik?) fällt etwas aus dem Rahmen, denn es ist eine „Polemik“, die ich 1999 aus Anlass der euphorischen Medienkommentare über eine Konferenz über String-Theorien in Potsdam als E-Mail an eine Reihe von Kollegen gerichtet und später als WebEssay auf meine Website gestellt habe. Aus ihren Reaktionen konnte ich entnehmen, dass meine (sehr kritischen) Ansichten zu dieser Art von nach meiner Ansicht physikalisch völlig unbegründeten „Theorien“ von den meisten Kollegen (falls sie nicht selber über String-Theorie arbeiten) geteilt wurde. Keine nichttriviale Prophezeiung der String-Theoretiker ist bis heute eingetroffen. Erwähnenswert ist höchstens, dass meine damalige „offene E-Mail“ lange vor Peter Woits kritischem Buch „Not Even Wrong“ (Basic Books, 2006) geschrieben wurde. Ich glaube jedenfalls, dass solche Theorien heute überhaupt nur deshalb *als Physik* diskutiert werden können, weil man die Frage nach der einer Theorie zugrundeliegenden Realität kaum noch stellt oder sich auf naive klassische Vorstellungen zurückzieht (s. hierzu auch Feynmans abschließende Bemerkungen in **Kap. 14**). Dieses Gebiet der String-Theorien wird in der Tat fast nur von Mathematikern bevölkert, die es gewohnt sind, die Axiome ihrer Theorien frei für den jeweiligen Zweck definieren zu dürfen. Deswegen ist es auch nicht verwunderlich, dass sie gewöhnlich zur algebraischen Formulierung der Quantentheorie in Form reiner „Rechenrezepte“ im Heisenbergbild statt zum Schrödingerbild mit seinem konkreten dynamischen Zustandskonzept tendieren.

Für die des Englischen mächtigen Leser – und vermutlich ausschließlich für Physiker – habe ich als **Kap. 22** schließlich eine für einen anderen Zweck geschriebene, aber bisher noch nicht erschienene zusammenfassende Arbeit zum Thema „The Nature and Origin of Time-asymmetric Spacetime Structures“ aufgenommen, die einige drastische kosmologische Konsequenzen einer universellen Quantentheorie beleuchten soll. Dazu gehört das vieldiskutierte *information loss paradox* Schwarzer Löcher ebenso wie die Frage der Existenz einer Zeit vor dem Urknall. In beiden Fällen wird der Quantenaspekt dieser Fragestellungen sowie die Abhängigkeit ihrer Beantwortung von der am Ende des Vorworts erwähnten „Definition“ der physikalischen Realität von den meisten Kosmologen gewöhnlich einfach übergangen. Denn nur im Everettischen Multiversum kann die in Schwarzen Löchern verschwundene „Information“ bei deren Zerstrahlung wirklich erhalten bleiben, da sie bei unitärer Beschreibung im Wesentlichen in den normalerweise als irrelevant betrachteten Phasenbeziehungen zwischen den vielen „Welten“ steckt (was gerade deren Dekohärenz voneinander ausmacht und die Zunahme der effektiven Entropie erklärt). Ich sollte aber hier darauf hinweisen, dass meine hier zum Ausdruck gebrachte Vermutung der Nichtexistenz des Inneren Schwarzer Löcher allen traditionellen Vorstellungen widerspricht.

Es ist schon merkwürdig und bezeichnend für die gegenwärtige Situation der Physik, dass man ein Verschwinden von „Information“ bei der Zerstrahlung Schwarzer Löcher als Paradoxon diskutiert, während man im Labor einen Kollaps der Wellenfunktion ständig und bereitwillig akzeptiert. Aus ähnlichem Grund wie bei unitär beschriebenen Schwarzen Löchern könnte auch höchstens das Multiversum als Ganzes, also seine vollständige Wellenfunktion, unitär zeitlich rückwärts

nach jenseits des Urknalls fortgesetzt werden – nicht aber eine individuelle quasiklassische „Welt“. Der mathematisch weniger interessierte Leser mag in diesem Beitrag die formale Definition der Kruskal-Koordinaten in Abschn. 2 übergehen, sollte sich aber mittels der Figuren eine Vorstellung von der Raumzeit-Geometrie Schwarzer Löcher und der im letzten Absatz dieses Abschnitts beschriebenen, sich daraus ergebenden kausalen Zusammenhänge zwischen ihrem Inneren und Äußeren zu verschaffen suchen. Ergänzend zum Text, den ich in diesem Fall nicht verändern wollte, sei hier noch angemerkt, dass diese speziellen Koordinaten so gewählt sind, dass Vorwärtslichtkegel sich, wie in der Figur angedeutet, in dieser Darstellung überall mit  $\pm 45$  Grad um die Vertikale öffnen, während dafür Längenmaße (vgl. Abb. 15.12) entsprechend der exponentiellen Form der Metrik in Gl. (22.2) extrem ortsabhängig sind.



# **Teil I**

## **Wellenfunktion und Realität**



# Kapitel 2

## Realität und Determinismus in der Quantentheorie

### 1 Vorbemerkungen

Ähnlich wie die Relativitätstheorie legt die Quantentheorie einen allgemeinen begrifflichen Rahmen fest, in den sich alle physikalischen Theorien einzuordnen haben. Während Werner Heisenberg und seine Zeitgenossen anfangs noch glaubten, nur eine Theorie der Atome zu entwickeln, sind nach heutigem Wissen *alle* physikalischen Systeme zwecks korrekter Beschreibung zu „quantisieren“ (womit die Anwendung eines bestimmten formalen Schemas gemeint ist). Im Gegensatz zur Relativitätstheorie, deren neues Begriffssystem zu einer klar definierten, ganz neuartigen Raumzeitgeometrie führte, welche die vorher getrennten Begriffe von Raum und Zeit ersetzt, wird die Quantentheorie häufig aber nur als ein Werkzeug zur Berechnung von Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten bestimmter, weiterhin klassisch zu beschreibender Messergebnisse oder anderer, stochastisch auftretender *Ereignisse* verstanden. Anstelle von neuen kinematischen Konzepten zur Beschreibung der mikroskopischen Realität werden sich widersprechende Begriffe, abgeschirmt durch Unbegriffe wie „Dualität“ oder „Komplementarität“, benutzt oder nur Einschränkungen in der Anwendbarkeit eben der klassischen Begriffe (etwa durch die Heisenbergsche Unschärferelation) eingeführt. Auf die Frage, welche der alternativ benutzten Konzepte denn nun „wirklich“ beschreibe, was jeweils vor sich geht, wurde von der *Kopenhagener Interpretation* die Antwort gegeben, dass den mikrophysikalischen Objekten an sich *gar keine* realen Eigenschaften zukämen. Offenbar ist mit dieser Ablehnung einer mikroskopischen „Realität“ also der Verzicht auf eine konsistente Beschreibung der Mikrowelt gemeint. Je nach persönlicher Einstellung haben sich die Physiker mehr oder weniger pragmatisch mit dieser Situation abgefunden (was für die Mehrheit von ihnen zutrifft), oder sie betrachten sie als skandalös oder unhaltbar und somit vorläufig.

---

Überarbeitete und ergänzte Fassung des zweiten Teils eines Beitrags (mit dem Titel *Bedeutung und Problematik einiger Grundbegriffe der modernen Physik*) zu dem Band *Philosophische Grundlagen der Wissenschaften*, Wolfgang Marx, Hrsg., Klostermann 1990. Einige Bemerkungen beziehen sich auf Spezifika aus Diskussionen, die der ursprünglichen Publikation vorausgingen. Der erste Teil meines damaligen Beitrags betrifft die Relativitätstheorie und ist in diesem Buch als [Kap. 15](#) zu finden.

Da sich zudem große Schwierigkeiten ergeben, das Zustandekommen der in der Alltagswelt und insbesondere in Form von Messergebnissen beobachteten „klassischen“ Eigenschaften aus dem erfolgreichen Formalismus der Quantentheorie zu verstehen, wurde immer wieder versucht, dessen Gültigkeit irgendwie einzuschränken, was jedoch auf erhebliche Konsistenzprobleme führt. Im Verlauf der Entwicklung mussten die Grenzen seiner Anwendung vielmehr mehrfach ausgeweitet werden, so dass man vielleicht eher durch eine radikale Neuinterpretation der erfolgreichen formalen Theorie weiterkommen mag, was in diesem Buch ausführlich diskutiert werden soll.

## 2 Der Realitätsbegriff in der Quantenmechanik

Obwohl zu Beginn der dreißiger Jahre die formale Entwicklung der Quantenmechanik bereits abgeschlossen war und sich die Kopenhagener Deutung aufgrund des Verlaufs der Bohr-Einstein-Debatte (und vor allem deren Rezeption in den Lehrbüchern) weitgehend durchgesetzt hatte, begann in den Sechzigern erneut eine Diskussion unter einer Gruppe vornehmlich jüngerer Physiker. Um Missverständnissen vorzubeugen sei zunächst angemerkt, dass diese *neue Diskussion um die Quantenmechanik* keinen ernsthaften Einfluss auf die Anwendungen der Theorie durch den praktisch arbeitenden Physiker hatte, sondern außer einigen neuartigen experimentellen Tests nur ihre Interpretation und damit auch die Frage ihrer Extrapolation auf den bisher nicht experimentell zugänglichen Bereich (etwa die Kosmologie) betraf.

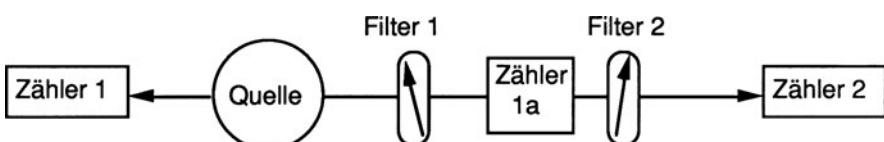
Eine zentrale Rolle bei dieser neuen Diskussion spielten zwei von John Bell im Jahr 1964 geschriebene Arbeiten. In der ersten konnte er zeigen, dass ein bis dahin allgemein akzeptierter, auf John von Neumann zurückgehender Beweis der Unmöglichkeit „versteckter Variablen“ zur Beschreibung einer noch unentdeckten Physik hinter der Quantenmechanik, die die Interpretationsprobleme möglicherweise auf einigermaßen traditionelle Weise lösen könnte, auf nicht gerechtfertigten Annahmen beruht. Im zweiten bewies er aber dafür zwingend, dass alle solchen und mit den nachprüfbarer Aussagen der Quantenmechanik verträglichen Theorien sehr ungewöhnliche Eigenschaften haben, nämlich in einem nichttrivialen Sinn „nichtlokal“ sein müssen. Die Beurteilung dieser Beiträge durch die Physikergemeinde variierte zwischen „Jahrhundertentdeckung“ und „nichts Neues“. Ich halte beide Standpunkte für überzogen, den ersten, weil schon die Entdecker der Quantenmechanik – wenn auch mehr intuitiv und in unterschiedlichem Maße – deren Ungewöhnlichkeit erkannten, den zweiten, weil ihre Wortführer mit der Kopenhagener Deutung (vielleicht voreilig) die radikalste, aber ihrem weltanschaulichen Wunschenken offenbar nächstliegende von drei wesentlich verschiedenen möglichen Konsequenzen zogen.

Der zweite Beitrag Bells wurde besonders populär, weil er eine experimentelle Überprüfung der Quantenmechanik an einer kritischen Stelle erlaubte. Obwohl deren Aussagen in den später durchgeführten Experimenten (für die Mehrheit der

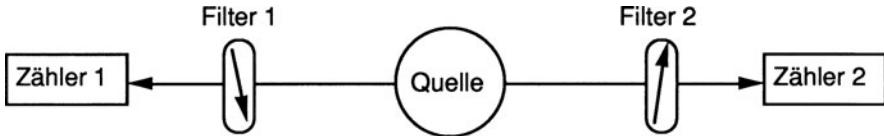
Beteiligten erwartungsgemäß) nur bestätigt wurden, brachte offenbar erst diese Diskussion viele Physiker dazu, sich der fundamentalen Merkwürdigkeiten der Quantenmechanik angemessen bewusst zu werden. Die Grundidee der Bell'schen Argumentation wurde in ihrer einfachsten mir bekannten Form in einem Buch des kürzlich auf einer Bergwanderung tödlich verunglückten Heinz Pagels [1] wie folgt beschrieben:

In einem Experiment werden Paare von „quantenmechanischen Objekten“ (in der Praxis irgendwelche Elementarteilchen) erzeugt, deren hierbei ausschließlich gemeinsames Auftreten in einander gegenüber aufgestellten Zählern nachgewiesen werden kann. (Dabei misst man auch näherungsweise den Ort, an dem die Objekte auftreten, weshalb man sie sich hier als „Partikel“ vorstellen darf. Das ist aber nicht immer der Fall – s. Kap. 3). Diesen Zählern können ein oder mehrere „Filter“ vorangestellt werden, die dadurch charakterisiert sind, dass sie jeweils nur einen Teil (normalerweise genau die Hälfte) der Objekte durchlassen. Diese Filter zeichnen durch ihre Struktur und ihre dadurch bedingte Funktion jeweils eine durch Drehung veränderbare Richtung im Raum aus. Als erstes stellt sich nun heraus, dass jedes der Quantenobjekte für sich, wenn es von *einem* Filter durchgelassen wird, *gleichgerichtete nachfolgende* Filter mit Sicherheit ebenfalls passiert (s. Abb. 2.1). In diesem Sinne kann man den einmal durchgelassenen Objekten also die „Eigenschaft des Durchgelassenwerdens“ für die gewählte Richtung der Filter (konkret eine „Polarisation“ oder einen „Spin“) zuschreiben. Wird ein nachfolgender Filter aber gegenüber dem ersten gedreht, so kann ihn ein mit dem Drehwinkel von 0 bis auf 100% zunehmender Teil der ihn noch erreichen (also durch den ersten Filter selektierten) Quantenobjekte *nicht* mehr passieren.

Die Objektpaare lassen sich nun derart produzieren, dass die beiden Partner (wie sich im Experiment bestätigen lässt) bei entgegengesetzten Filtern immer genau paarweise durchgelassen werden. Die Passage *eines* der Objekte selektiert also die Polarisationsrichtung des Partners wie ein diesem selber zugeordneter Filter (s. Abb. 2.2). Auch beim Drehen des zweiten Filters um den gleichen Winkel wie vorher gegenüber dem ersten wird wieder genau der gleiche Anteil von Objektpaaren weniger durchgelassen – gerade so, als ob statt des Partners das betreffende Objekt selber vorher „gemessen“ (selektiert) worden wäre. Auf diese (in etwas anderer Form schon 1935 von Einstein, Podolski und Rosen vorgeschlagene)



**Abb. 2.1** Experiment mit zwei aufeinanderfolgenden Filtern an *einem* Quantenobjekt. Der in allen Fällen zum Zähler 1 gelangende Partner ist hier noch ohne Belang. Der erste Zähler rechts hat die Nummer 1a, weil er die gleiche Funktion hat, wie der Zähler 1 im eigentlichen Bell-Experiment von Abb. 2.2



**Abb. 2.2** Von Bell vorgeschlagenes Experiment, das die Korrelation zwischen den Partnern ausnutzt, um die Polarisation des einen durch Messung derjenigen des anderen zu bestimmen. Nichttrivial sind erst deren Korrelationen bei nicht mehr genau entgegengesetzten Filtern

Weise wird – jedenfalls unter der Annahme rein lokaler Wechselwirkungen – ein beliebter Erklärungsversuch der Heisenbergschen Unschärferelation ausgeschaltet, wonach die Messung einer Eigenschaft eine nachfolgend am gleichen Objekt zu messende andere Eigenschaften (wie etwa seine Durchlasseigenschaft bezüglich einer anderen Orientierung) auf unkontrollierbare Weise verändert („stört“) [2]. Die drei zuletzt genannten Autoren zogen insbesondere den Schluss, dass eine auf diese Weise störungsfrei messbare Eigenschaft „ein Stück Realität“ beschreiben müsse.

Denkt man sich nun, dass bei der ursprünglichen Messreihe der rechte Filter um einen kleinen Winkel verdreht gewesen wäre, so hätte ein Teil der vorher beide Filter passierenden Paare dort nicht mehr gepasst; die Korrelationsrate wäre also etwas kleiner als 100%. (Letzteres lässt sich an neuen Messreihen auch bestätigen.) Denkt man sich *stattdessen* den linken Filter um den entgegengesetzten Winkel gedreht, so hätte ein anderer, aber aus Symmetriegründen im Mittel gleich großer Anteil von Objekten dort nicht mehr gepasst. Eine Teilmenge dieser beiden jeweils nicht mehr zusammenpassenden Paarereignisse könnte aber zufällig identisch sein (hätte also in *beiden* Fällen nicht mehr zusammengepasst). Wenn nun beide Filter gleichzeitig entgegengesetzt gedreht worden wären (oder nur einer um den doppelten Winkel, was wegen der Rotationsinvarianz des Experiments das gleiche ist), so sollte der Gesamtanteil der nicht mehr gemeinsam durchgelassen Paare nach diesen Vorstellungen kleiner oder höchstens gleich der Summe der beiden nicht mehr passenden Paare bei den Einzeldrehungen sein (s. Abb. 2.3).

Die mathematische Formulierung dieser Erwartung,  $F(2\Delta) \leq 2F(\Delta)$ , wobei  $\Delta$  der Winkelunterschied der Filterausrichtung ist, wird als „Bellsche Ungleichung“ bezeichnet. Das Experiment zeigt aber in Übereinstimmung mit der quantenmechanischen Vorhersage, dass sie nicht zutrifft: *Die anteilige Menge der nicht passenden Paare beim doppelten Winkel ist größer als deren Summe bei den Einzeldrehungen der Filter.* Das ist kein logischer Widerspruch, da verschiedene Stellungen desselben Filters nicht in einer Messreihe zu realisieren sind. Die Sperrfunktionen der Filter scheinen jedoch nicht unabhängig voneinander zu sein – so, als ob der Vorgang an einem Filter etwas davon wüsste, was am anderen passiert. Das muss nach den Vorhersagen der Quantentheorie auch dann gelten, wenn die beiden Filter astronomisch weit von der Quelle entfernt sind und wenn ihre Orientierungen erst im letzten Moment vor dem Eintreffen der Objekte eingestellt werden.

Eine konventionelle Beschreibung einer solchen Situation bestünde darin, eine unbekannte Wechselwirkung zwischen den beiden Teilsystemen „links“ und

(a)	L: - + + - - + - + + - + + + - - + - -	
	R: - + + - - + - + + - + + + - - + - -	F=0
(b)	L: - + + - - + + - + + - + + - + + -	
	R: - + + - - + - + + - + + + - - + - -	F=3
(c)	L: - + + - - + - + + - + + + - - + - -	
	R: - + + <u>+</u> - - + - + + - + + - - + <u>+</u> -	F=3
(d)	L: - + + - - <u>+</u> - + + - + + - - <u>+</u> - + -	
	R: - + + <u>+</u> - - + - + + - + + - - + <u>+</u> -	F=4

**Abb. 2.3** Beispiel einer Messreihe für das Bellsche Experiment für zwei exakt entgegengesetzte Filter (a) sowie die nach klassischen Vorstellungen zu *erwartenden* Abweichungen ( $\pm$  unterstrichen), falls die Richtung der Filter links oder rechts (b) bzw. (c) oder aber beide (d) eine etwas andere gewesen wäre.  $\pm$  steht für „durchgelassen“ oder „nicht durchgelassen“. F ist die Zahl der „Fehler“, also der Abweichungen von der Korrelation. Nach diesen Vorstellungen hätten im Fall (d) die Veränderungen der Reihen (b) und (c) gemeinsam auftreten müssen – die „Fehlerzahlen“ sich also höchstens addieren (einige aber auch aufheben) können

„rechts“ anzunehmen. Den unvoreingenommenen Nichtphysiker dürfte es dabei auch kaum beeindrucken, dass diese mit Überlichtgeschwindigkeit wirksam werden müsste, um der quantenmechanischen Vorhersage zu entsprechen, doch ergibt sich aus den Betrachtungen zur relativistischen Raumzeit-Struktur (s. Kap. 15), dass dann Ursache und Wirkung für verschiedene bewegte Beobachter ihre Rollen vertauschen müssten. Die Kopenhagener Deutung der Quantentheorie nimmt – wie schon erwähnt – statt dessen entgegen aller physikalischen Tradition an, dass mikroskopische Objekte gar keine „realen“ Eigenschaften (wie hier eine sie zum Durchgelassenwerden prädestinierende) unabhängig von deren Messung „besitzen“. So konstatierte schon Heisenberg: „Die Bahn des Teilchens entsteht erst dadurch, dass wir sie beobachten.“ Dann ist die oben benutzte Argumentation nämlich nicht mehr anwendbar. Eine dritte Möglichkeit der Erklärung (statt der Aufgabe von Lokalität oder Realität) bestünde in der Annahme, dass die Orientierung der Filter gar nicht unabhängig voneinander (etwa durch freie Willensentscheidung) gewählt werden kann, sondern beispielsweise durch eine geheimnisvolle gemeinsame Ursache in der Vergangenheit oder auf sonstige „konspirative Weise“ immer mit den Zuständen der Objektpaare korreliert sind. Keine der Möglichkeiten dieses sich empirisch ergebenden Trilemmas kann bereits deshalb als „nicht weiter erstaunlich“ angesehen werden, weil sie nicht *a priori* auszuschließen ist. Die Physiker würden sicher ein hinreichend einfaches Erklärungsmodell (eine hypothetische Realität) sofort akzeptieren, wenn es sich anbiete.

Die Väter der Quantentheorie wurden für die von ihnen gezogenen Konsequenzen zunächst durch andere, ähnlich erstaunliche aber nicht so klar zu analysierende Experimente geleitet (s. insbesondere das Doppelspalt-Experiment in Kap. 3). Zwingen uns diese deutlicher zu einer radikalen Lösung im Sinne der Kopenhagener Interpretation? Mit anderen Worten: Widerlegen irgendwelche Experimente, auf denen die Quantentheorie beruht, die *Annahme* (die „Fiktion“) der von ihrer Beobachtung unabhängigen Existenz physikalischer Eigenschaften, wie häufig behauptet wird?

Zu erkennen, dass das keineswegs der Fall ist, war die entscheidende Motivation für Bells erstgenannte Arbeit. Er entnahm diese Erkenntnis einer damals wenig beachteten Theorie von David Bohm aus dem Jahre 1952, die der Quantenmechanik in ihren Vorhersagen vollständig äquivalent ist, die Annahme einer von der Beobachtung unabhängigen physikalischen Realität explizit beibehält (indem sie ein Modell dieser Realität konstruiert) und dafür Wechselwirkungen von dem schon erwähnten „nichtlokalen“ Typ einführt. Um die Äquivalenz mit der Quantentheorie sicherzustellen, betrachtet Bohm die traditionell nur als Hilfsmittel für probabilistische Vorhersagen angesehene Wellenfunktion als ein physikalisches Objekt (Teil der Realität). Seine Theorie enthält aber auch lokale Elemente – nämlich einfach die klassischen Teilchen und Felder, die nun aber von der nichtlokalen Wellenfunktion „gelenkt“ werden. Ihre Bewegung kann aber nicht kontinuierlich beobachtet werden; daher sind diese lokalen Elemente völlig willkürlich und genauso gut durch etwas anderes ersetzbar. (Sie erscheinen nur unter klassischen Vorurteilen plausibel.)

Es gibt demnach viele Modelle einer „physikalischen Wirklichkeit“, die alle Aussagen der Quantenmechanik reproduzieren, aber nicht experimentell zu bestätigen oder voneinander zu unterscheiden sind. Keineswegs widerlegt die Quantenmechanik also zwingend die Annahme einer beobachterunabhängigen Realität in der Mikrophysik – nur hat sich bisher keines der Modelle als besonders nützlich (als eine *heuristische Fiktion*) erwiesen. Es ist also derzeit eine Geschmacksfrage ob man die (ja vielleicht nur vorläufige) Vieldeutigkeit bei der Modellierbarkeit physikalischer Vorgänge schon zum Anlass einer endgültigen Verzichtserklärung auf *irgendein* Modell, also auf den Realitätsbegriff in der Naturbeschreibung überhaupt, nimmt. Es gibt zudem noch einen Ausweg im Rahmen der nichtlokalen Wellenfunktion, der nicht die Beschreibung der beobachteten Objekte, sondern die der Beobachter betrifft, ohne dazu *irdendwelche* willkürlichen Elemente in die Theorie einführen zu müssen (s. Abschn. 6 und weitere Beiträge in diesem Buch).

### 3 Weltanschauliche Hintergründe

Es gibt klare Belege dafür, dass die jeweilige (wie es scheint zufällige) Weltanschauung bei den Begründern der Quantentheorie eine große Rolle für ihre eigene Interpretation der hierzu eben nicht zwingenden Experimente und des sie beschreibenden Formalismus gespielt hat (s.a. die im Vorwort genannte Literatur hierzu): Der junge Heisenberg „schwärmte“ vom platonischen Idealismus und suchte die ästhetische Schönheit der Beschreibung der Natur durch rein formale Ideen (z. B. Symmetrien). Bohr war vom dänischen Irrationalismus Kierkegård's und Sørensens geprägt und empfand die rationale Beschreibbarkeit der Natur als eine Fehlentwicklung. Born sah im Determinismus der klassischen Mechanik eine Bedrohung der Willensfreiheit, weshalb er seine statistische Interpretation als erlösend empfand. Von Neumanns Interpretation enthält deutlich subjektivistische Züge. Viele von ihnen sahen sich anscheinend in der Zeit nach dem ersten Weltkrieg zur Widerlegung des Materialismus herausgefordert. Pauli andererseits, der später auch als „Papst“

der Quantentheorie bezeichnet wurde (Bohr galt als der liebe Gott persönlich), begegnete jedem „naiven“ Lösungsversuch mit beißender Ironie, sympathisierte aber außerhalb seiner wissenschaftlichen Publikationen mit möglichen Erklärungen im psychischen Bereich. In der *neuen Diskussion* fanden sich als Reaktion darauf viele (vor allem italienische und französische) Marxisten. Für einige französische Rationalisten unter den Physikern ist Bohr einfach „der große Nebel aus dem Norden“. Diese unterschiedlichen Einstellungen resultieren nicht immer aus einer intensiven philosophischen Beschäftigung. Deshalb spreche ich von Weltanschauungen. Aber es ist erstaunlich, welchen Einfluss die der Mode unterliegenden Fluktuationen des Zeitgeistes zwischen den Extremen Aufklärung und Romantik (in der Neuzeit mindestens von Schelling bis zum New Age) auf die Vorstellungen der Physiker hatten und haben. So zeigt auch das in den letzten Jahren häufig angeführte Konzept einer fundamentalen, von jeder materiellen Realität unabhängigen *Quanteninformation* („it from bit“) eine erstaunliche Verwandtschaft mit Vorstellungen aus der Homöopathie.

Ich erwähne dies als Ergänzung zu den Bellschen Betrachtungen, um zu betonen, dass nicht alles, was die Physiker behaupten, aus ihren Beobachtungen folgt. Kann man nun sagen, dass sich eine dieser Weltanschauungen (also etwa die Bohrs, der selber gar nichts mehr zum endgültigen Formalismus der Quantentheorie mehr beigetragen hat) als überlegen oder gar einzig möglich erwiesen hätte? Mir scheinen vornehmlich andere Gründe verantwortlich gewesen zu sein: Bohrs frühes Erkennen – resultierend aus seinem vergeblichen Bemühen –, dass „eine einfache Antwort nicht möglich“ sein werde, Einsteins gescheiterte Versuche, die Quantentheorie durch ihre eigenen Konsequenzen zu widerlegen, die Außenseiterrolle Schrödingers unter den Begründern der Theorie, der bereits genannte Zeitgeist und nicht zuletzt die Tatsache, dass Bohr wegen seines alten Atommodells zum „geistigen dänischen Nationalhelden“ aufgestiegen war und über unvergleichbare Mittel und gesellschaftlichen Einfluss verfügte [3].

Bells Analyse beschränkt sich auf die unzweifelhaft realen Resultate der lokalen Messgeräte. Er selber ist wohl als „naiver Realist“ zu bezeichnen (s. den letzten Abschnitt von Kap. 5), der Zweifel an der Realität als völlig absurd betrachtete. Faktisch steht er damit Einstein nahe, den ich aber eher als „kritischen Realisten“ ansehen möchte. In einem Brief an Schrödinger bezeichnet letzterer rein positivistische Haltungen zur Quantenmechanik als „talmudisch“, was wohl soviel wie „sophistisch“ oder „rein formal“ bedeuten soll. Bernard d’Espagnat hat in jüngerer Zeit den Versuch unternommen, sich ohne alle weltanschaulichen Vorurteile mit den möglichen oder notwendigen philosophischen Implikationen der Quantentheorie auseinanderzusetzen [4].

## 4 Positivismus

Dieser Begriff hat gerade in der Diskussion um die Quantenmechanik unter Physikern eine große Rolle gespielt. In seiner gemäßigten Form, wie sie im Wiener Kreis vertreten wurde, bedeutet er vor allem den Verzicht auf jegliche Metaphysik im Kantschen Sinn. Wenngleich die meisten Naturwissenschaftler (anscheinend

im Gegensatz zur Mehrheit der Philosophen) wenig Schwierigkeiten hatten, sich mit Humes Erkenntniskritik *abzufinden*, wird der Positivismus aber auch von ihnen, unter denen sich traditionell viele Kantianer befanden, unterschiedlich interpretiert. Materialisten betrachten ihn gewöhnlich als verschleierten Idealismus (so etwa auch Lenin in seinem erkenntniskritischen Werk) – und ebenso umgekehrt. Dabei scheint mir gerade eine der stärksten Aussagen des Positivismus diejenige zu sein, dass es zwischen so extremen Standpunkten wie Realismus und Solipsismus keinen *sinnvollen* Unterschied gibt. *Wie soll dann aber eine Widerlegung des Realismus durch das Experiment überhaupt möglich sein*, wie es die häufig sich positivistischer Argumente bedienende Kopenhagener Deutung der Quantentheorie für die Mikrophysik behauptet?

Die Mathematik wird in diesem erkenntnistheoretischen Rahmen als ein System von reinen (wenn auch alles andere als trivialen) Tautologien, also analytischen Urteilen, betrachtet und sagt (so auch Einstein) daher „nichts über die Wirklichkeit“. Aus der Mathematik lassen sich demnach keine inhaltlichen Aussagen gewinnen, die man nicht in lediglich anderer Form hineingesteckt hat [5] – auch wenn Anhänger einer unbefleckten Erkenntnis durch reines Denken sich immer wieder der gegenteiligen Hoffnung hingeben. Inhaltliche Aussagen können dann also nur Substrat der Erfahrung sein – oder konsequenter: des subjektiven Erlebens, das erst „erfahrungsgemäß“ die Zeitrichtung der Erfahrung und Erinnerung auszeichnet. So mit wird es auch nur als eine spezielle Erfahrung angesehen, dass die Wahrnehmung uns zeitlich geordnet erscheint und mit Hilfe der empirischen Ordnungsregeln inter- und extrapolieren lässt. Lassen sich universelle Interpolationsregeln der Beobachtungen (oft auch Kausalität genannt) finden, so kann man das entstehende System aus Erfahrungen und deren Inter- und Extrapolation die Realität *nennen* – auch wenn es überwiegend Hypothese oder „heuristische Fiktion“ bleiben muss. Der „engere“ (und damit schon wieder dogmatische) Positivismus, etwa im Sinne Comptes, bestreitet den Sinn einer solchen Fiktion überhaupt und fühlt sich somit durch die Quantentheorie bestätigt – was den Positivismus in die physikalische Diskussion brachte.

Einstins kritischer Realismus kann ebenfalls im Sinne des gemäßigten Positivismus verstanden werden. Er erwähnte häufig, wie wichtig die Lektüre Humes für ihn gewesen sei. Dabei *glaubte* er aber offenbar im Gegensatz zum engeren Positivismus, dass diese Fiktion auch bei Erweiterung der physikalischen Erfahrung „heuristisch bleiben“ wird. Der Begriffs-Dualismus der Quantentheorie (zwischen Welle und Teilchen – aber mehr noch zwischen klassischen und quantenmechanischen Konzepten) ist im realistischen Sinne nichts weiter als eine Inkonsistenz der Beschreibung und wäre daher eine Widerlegung dieses Glaubens, wenn er zu überwinden ist. Deshalb sah Einstein darin ein Indiz für die Unvollständigkeit der Quantentheorie. Seine Erwartung, dass sich das bald experimentell erweisen würde, war aber offenbar schlechte Prophetie.

Der „fiktive Realismus“ verlangt auch eine Überwindbarkeit des Operationalismus (s. Abschn. 6). Denn Operationen müssen sich selber als physikalische Vorgänge mit den durch sie erst gewonnenen kinematischen Begriffen und Naturgesetzen beschreiben und somit nachträglich als Teil der fiktiven Realität bestätigen

lassen [6]. Die von Bohr als unumgänglich und fundamental erachtete Beschreibung der Operationen mit den nicht weiter zu erklärenden „Begriffen der Alltagssprache“ muss dagegen auf aus der Alltagserfahrung abgeleiteten Vorurteilen (etwa der Übernahme eines klassischen Partikel- oder Feldbegriffs) beruhen und kann kaum zu einem konsistenten physikalischen Weltbild führen. Diese Alltagsbegriffe sind zwar auch Derivate der Erfahrung, haben sich aber durch die zur Quantentheorie führenden Experimente als nicht universell anwendbar erwiesen. Somit ist Vorsicht geboten, wenn physikalische Grundbegriffe mit ihrer Hilfe „abgeleitet“ werden sollen – auch wenn das mit großem formalem Aufwand geschieht.

## 5 Der Indeterminismus der Quantentheorie

Wenn eine fiktive Wirklichkeit (ein empirisch begründetes *Weltmodell* unter Einschluss seiner dynamischen Gesetze) gegeben ist, so ist damit auch definiert ob sie deterministisch ist. Ein indeterministisches Modell ließe sich durch Einführung prinzipiell unbeobachtbarer Variablen (die die Rolle *rein* fiktiver Ursachen übernehmen) stets deterministisch vervollständigen. Das tut das erwähnte Modell von Bohm, und deswegen konnte von Neumann solche „versteckten“ Variablen als Ergänzung der Quantentheorie auch nicht ausschließen, wie er es versucht hatte. Die Frage ist nur, ob ein solches Modell unter heuristischen Gesichtspunkten gereffertigt ist – die neuen Variablen also zu irgendwelchen spezifischen Konsequenzen oder einer begrifflichen Vereinfachung führen. Daran sind bisher alle Versuche gescheitert, determinierende Ursachen für die quantenmechanischen Messergebnisse zu konstruieren.

Einstein betrachtete zwar in seiner populären Bemerkung über den „würfelnden Gott“, an den er nicht glauben mag, ein indeterministisches Weltmodell auch als Indiz für dessen Vorläufigkeit, hat das aber nie als seinen Haupteinwand gegen die Quantenmechanik erachtet. Die Frage nach einem allgemeinen, nicht auf ein spezifisches Modell bezogenen Determinismus in der Natur erscheint mir dagegen keine sinnvolle (beantwortbare) Frage zu sein. Der Determinismus eines erfolgreichen Weltmodells widerspräche deshalb auch *nicht* dem praktisch relevanten Indeterminismus der *beobachtbaren* Größen (die etwa das Wetter charakterisieren). Dieser phänomenologische Indeterminismus müsste sich dann vielmehr gerade *aus dem Modell* in Form einer sich ergebenden empfindlichen Abhängigkeit der Vorhersagen von den Anfangsbedingungen oder äußeren Einflüssen verstehen lassen, wobei übrigens erst weitere physikalische Bedingungen eine Asymmetrie in der Zeit (also eine Beschränkung des Indeterminismus auf *Vorhersagen*) auszeichnen können [7]. Der Begriff „deterministisches Chaos“ spielt daher eine wichtige Rolle in der Physik. Daher ist der Indeterminismus quantenmechanischer Messungen auch nicht das wesentliche Problem. Die Unschärferelation sagt ebenfalls nichts gegen einen Determinismus in der Natur, sondern nur gegen dessen *Anwendbarkeit* auf angenommene klassische Eigenschaften mikroskopischer Objekte, die aber ohnehin nicht Teil einer konsequenten quantenmechanischen Zustandsbeschreibung sind.

Der Quantenmechanik wird mangels eines deterministischen Modells gewöhnlich ein „fundamental“ Indeterminismus zugeschrieben, der nicht einfach auf

unzureichendem Wissen über die Anfangsbedingungen beruht. In der Kopenhagener Deutung macht diese Unterscheidung wegen des Verzichts auf die mikroskopische Realität, über die Wissen bestehen *könnte*, aber gar keinen Sinn. Im Normalfall benutzt die Quantenmechanik für Ihre Dynamik (also modellmäßig) die Schrödinger-Gleichung, die die zeitliche Entwicklung der Wellenfunktion deterministisch (eindeutig) voraus oder zurück zu berechnen gestattet. Zum Beispiel zerfällt ein Radiumkern nicht nach statistischen Gesetzen zu irgendeinem Zeitpunkt (falls dieser nicht irgendwie „gemessen“ wird), sondern deterministisch in *eine* genau bestimmte „Superposition“ (das ist dasselbe wie eine Wellenfunktion) von Zuständen, die *verschiedenen* Zerfallszeiten entsprechen, was in vielen Fällen auch experimentell nachprüfbar ist. Das Interpretationsdilemma besteht hier darin, dass die Wellenfunktion zwar einerseits als „Wahrscheinlichkeitswelle“, also ein Mittel zur Vorherbestimmung der Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der beobachteten Größen, betrachtet wird, ihr aber andererseits nicht einfach nur ein statistisches Ensemble dieser (und gegebenenfalls noch anderer, „versteckter“) Größen zugeordnet werden kann. Da sie überdies objektiv verstanden werden muss, hat etwa Heisenberg ihr „als Beschreibung menschlichen Wissens eine intermediäre Stufe der Realität“ zugebilligt, was wohl nur als Ausdruck der Verlegenheit anzusehen ist.

Die Antwort auf die Frage, ob der Indeterminismus der Quantentheorie nun phänomenologisch oder fundamental zu verstehen sei, hängt also ganz offensichtlich von deren strittiger Interpretation ab. Nur Größen, deren Existenz man zu jeder Zeit und unabhängig von ihrer Beobachtung annehmen darf, können in *einem Modell* eine wohldefinierte Dynamik besitzen, die dann entweder deterministisch oder indeterministisch sein muss. Weder Realismus noch Determinismus sind also durch die Quantenphysik widerlegt, wenngleich festzuhalten ist, dass die *vorherrschende Interpretation* der Quantenmechanik auf die Anwendung dieser Begriffe verzichtet. Erzwungen ist nur, *eine* der drei in Abschn. 2 genannten Annahmen, die zur Bell-schen Ungleichung führen und zu denen der Determinismus gar nicht gehört, fallen zu lassen.

## 6 Operationalismus und/oder Fiktionalismus

In den Diskussionen zwischen einigen Physikern und Philosophen, die der ursprünglichen Publikation dieses Textes vorausgingen, standen sich häufig ein operationalistischer und ein fiktionalistischer Aufbau physikalischer Theorien gegenüber. Der letztere entspricht dem konventioneller physikalischer Theorien, der erstere wurde besonders konsequent und systematisch von Günther Ludwig vertreten und steht in vieler Hinsicht der Kopenhagener Interpretation nahe (s.a. Kap. 9).

Bei der Konstruktion physikalischer Theorien sind normalerweise beide Aspekte von Bedeutung und durchaus miteinander vereinbar: Neue Theorien beruhen gewöhnlich auf neuen empirischen Ergebnissen, die mit Hilfe irgendwelcher „Operationen“ durch Experimentalphysiker (aber auch durch passive Beobachtungen,

z. B. durch Astronomen) gewonnen wurden. Für die Konstruktion und Beschreibung der Operationen werden dabei sowohl Begriffe aus bereits bekannten Theorien wie auch solche aus der Alltagswelt benutzt. Aus den Experimenten werden (meistens mit sehr viel Intuition und Phantasie) Eigenschaften der untersuchten Objekte und für sie geltende Gesetzmäßigkeiten abstrahiert und versuchsweise in eine exakte mathematische Form gebracht. Die dazu verwendeten Begriffe sind im allgemeinen nur durch ihre Funktion definiert. Bewähren sie sich, indem sie insbesondere nie zu unzutreffenden Aussagen führen, so werden diese mathematischen, aber häufig noch durchaus anschaulichen Begriffe als „Darstellungen“ von Eigenschaften der physikalischen Objekte betrachtet. Sie sind dann zu heuristischen Fiktionen geworden. So wurde das kopernikanische System schließlich als Bild der Realität anerkannt, weil es besser „funktionierte“ als das vorkopernikanische. Ich bin aber ganz entschieden der Meinung, dass das zwangsläufig Fiktive dieses Bildes der Wirklichkeit (wie wir ja eigentlich seit Descartes und Hume wissen) ebenso für die Alltagsbegriffe gilt, also keineswegs nur für ein *physikalisches* Weltbild charakteristisch ist. Andernfalls könnten wir nicht einmal zwischen realen Phänomenen und Sinnestäuschungen unterscheiden. Ihr fiktiver Charakter widerspricht deswegen keineswegs ihrer *möglichen* Realität; ihre Funktionalität ist andererseits auch kein Beweis. Viele Alltagsbegriffe sind aber, ebenso wie viele Begriffe der klassischen Physik, als nur beschränkt anwendbar erkannt worden, so dass sie nicht mehr als *heuristische* Fiktionen mit universellen Ansprüchen gelten können. Aus einer universellen physikalischen Theorie sollten sie sich *für den Bereich ihrer Anwendbarkeit ableiten* lassen.

Günther Ludwig hat sich in seinen wissenschaftstheoretischen Arbeiten die revolutionäre Aufgabe gestellt, nicht erst die angestrebte Theorie, sondern bereits die auf dem Wege dazu benutzten Operationen auf mathematisch exakte Weise zu formalisieren [8]. Sein Hauptziel ist dabei die „direkte“ Begründung der physikalischen Begriffe aus den Operationen (was im klassischen Bereich häufig funktioniert). Man könnte an diesen Weg vielleicht die Hoffnung knüpfen, dass er wieder zu einer Theorie im konventionellen Sinne *führen* wird, die dann die „klassische“ und die Quantenphysik als zwei Grenzfälle enthalten müsste.

Während die konventionelle Axiomatisierung einer Theorie üblicherweise deren arbeitshypothetischen Anspruch auf allgemeine Gültigkeit zum Ausdruck bringen soll, kann die Formalisierung der Operationen (in einer allgemeinen „Theorie des Experimentierens“ oder „des physikalischen Handelns“) nur im approximativen Rahmen der Gültigkeit der dabei *zu benutzenden* klassischen Begriffe (oder gar Alltagsbegriffe) sinnvoll sein. Gerade eine Mathematisierung kann jedoch aufgrund der dabei auftretenden „Denkautomatismen“ leicht zu einer unkontrollierbaren Extrapolation über genau diesen Rahmen hinaus führen. Ludwig ist daher offenbar bereit, auf ein physikalisches Weltmodell (das von ihm gern als „Märchen“ bezeichnet wird) und damit auf die üblicherweise als Konsistenzbedingung geforderte nachträgliche Ableitbarkeit der Operationen ganz zu verzichten. Dieser Weg erfordert also eine nicht behebbare Aufteilung der Naturvorgänge in „Operationen“ (insbesondere Präparationen und Messungen) und „physikalische Vorgänge“, die es zu untersuchen gilt. Insbesondere ist die Bellsche Argumentation in ihrem Rahmen gar nicht möglich. Ein solcher Aufbau der Theorie verschleiert aber auch die Tatsache,

dass viele seiner dabei gemachten Annahmen erst durch die zur Quantenmechanik führenden Experimente motiviert wurden.

Wenn Herr Ludwig in einem seiner Aufsätze konstatiert [9] „die Katze ist tot“ so ist das (bei entsprechendem Ausgang des von Schrödinger konzipierten Gedankenexperiments) natürlich im operationalistischen oder phänomenologischen Sinne trivialerweise unstrittig. Es ist darüberhinaus auch unproblematisch, wenn man der Meinung ist, dass es keiner realistischen (konsistenten) Beschreibung der Mikrophysik bedarf. Probleme ergeben sich nur, wenn man an den *derzeitigen und erprobten* Formalismus der Quantentheorie weitergehende Erwartungen stellt als Herr Ludwig. Dafür gibt es aber m. E. recht gewichtige Gründe, die in den weiteren Beiträgen dieses Buches diskutiert werden sollen.

## 7 Die umstrittene Realität der Wellenfunktion

Ich denke nun hinreichend klar gemacht zu haben, in welchem Sinne ich den Begriff Realität verstehe. Genau in diesem Sinn aber ist die Realität der Wellenfunktion, die den Kern der quantenmechanischen Beschreibung bildet, umstritten. Wenn sie aber so erfolgreich zur Vorhersage all der überraschenden Phänomene geführt hat, muss sie dann nicht ganz wesentlich etwas mit einer Realität zu tun haben?

Wie schon bemerkt, müssen wir der Wellenfunktion eine „objektive“ Bedeutung zubilligen. Der Operationalist würde sagen: weil sie einer objektiven „Präparieroperation“ entspricht, die bei realistischer Interpretation ein Ensemble (eine Wahrscheinlichkeitsverteilung) der möglicherweise entstehenden Zustände festlegen würde. Nun ist aber die Beschreibung eines physikalischen Systems durch eine Wellenfunktion nach gegenwärtigem Wissen als *vollständig* zu bezeichnen, worauf sich auch die Kopenhagener Deutung in ihrem „Endgültigkeitsanspruch“ beruft. Alle messbaren Eigenschaften physikalischer Systeme lassen sich durch bestimmte Wellenfunktionen (Eigenfunktionen) beschreiben, und die Menge *aller* Messgrößen, die sich mit Sicherheit vorhersagen lassen, legt die Wellenfunktion fest. Auch die Struktur von Molekülen und Festkörpern kann durch Wellenfunktionen beschrieben werden. Darüberhinaus unterliegt die Wellenfunktion abgeschlossener Systeme der „autonomen Dynamik“ der Schrödinger-Gleichung, durch die sie sich selber eindeutig für alle Zeiten determiniert. Man kann auch *individuelle Systeme* (z. B. einzelne Atome) in Situationen beobachten und verfolgen, bei denen ihr Zustand zu jeder Zeit durch genau eine bestimmte Wellenfunktion beschreibbar ist und dabei unter Umständen einen (nicht determinierten und nicht durch die Schrödinger-Gleichung beschreibbaren) „Quantensprung“ in einen durch eine andere Wellenfunktion beschriebenen Zustand beobachtbar ausführen kann, dessen Natur noch zu diskutieren sein wird. Das sind klar heuristische Aspekte, die die Realität der Wellenfunktion in diesem Sinne stützen. Weiterhin schreibt die moderne Elementarteilchentheorie recht erfolgreich dem Vakuum einen Quantenzustand zu, der sich als Wellenfunktion für die unendlich vielen Freiheitsgrade fundamentaler Felder auffassen lässt (s. Kap. 11), und der sich nicht durch Wahrscheinlichkeitsaussagen, sondern nur durch die Eigenschaften der Elementarteilchen bestätigen

lässt. Selbst der Begriff einer Wellenfunktion des Universums wird in jüngster Zeit im Rahmen der Quantengravitation benutzt, um zu (im Prinzip) nachprüfbarer Aussagen zu kommen. Die Beschreibung von nur solchen Experimenten, die sich aus wiederholbarer Präparation mit nachfolgender Messung zusammensetzen und daher statistische Aussagen erlauben, ist offenbar ein viel zu enger Aspekt der Wellenfunktion.

Die empirisch begründete Dynamik der Wellenfunktionen führt aber zwangsläufig dazu, dass zwei wechselwirkende Systeme nicht einzeln, sondern nur gemeinsam eine solche „besitzen“ können. Genau diese *Nichtlokalität* hat zur Vorhersage der Ergebnisse der Bellschen Experimente geführt. Denn wenn die beiden Quantenobjekte, die ursprünglich in Wechselwirkung standen, nur einen gemeinsamen Zustand (eine gemeinsame Realität) besitzen, so ergibt sich daraus, dass die Messung an einem davon uns auch etwas über das andere Objekt sagt. Man muss also konstatieren, dass die Quantenmechanik bei dem Versuch, die Wirklichkeit zu beschreiben, den Begriff *lokaler* realer Zustände aufgeben muss – nicht aber den einer *global* definierten Realität.

Das neue Problem ist nun, dass offenbar *alle* Objekte dieser physikalischen Welt aus „Quantenobjekten“ aufgebaut sind – also auch Schrödingers hypothetische Katze und der Experimentator selbst. Da bei keiner der vielen Präzisionsmessungen jemals Abweichungen von der Quantentheorie nachgewiesen werden konnten (wie sie bei Existenz einer allgemeineren Theorie zu erwarten gewesen wären), sollte man auch solche komplexen makroskopischen Systeme in die universelle Wellenfunktion einbeziehen. Das scheint nun aber den Realitätsanspruch an die Wellenfunktion *empirisch* zu untergraben, da ja etwa ein Tisch offensichtlich nicht als Wellenfunktion im Raum verteilt ist. Im gleichen Sinne ergäbe sich auch aus der Theorie in dem erwähnten Gedankenexperiment zunächst formal die Konsequenz einer „Superposition“ der toten und lebendigen Katze, also eines Zustands, der weder als tot noch als lebendig zu interpretieren ist. (Wie schon beim radioaktiven Zerfall erwähnt, hat ein solcher quantenmechanischer Zustand eine eigenständige Bedeutung – ist also nicht einfach eine Umschreibung von „entweder tot oder lebendig“ –, so wie eine Wellenfunktion eine Superposition von verschiedenen Orten und nicht nur eine statistische Verteilung von *möglichen* Orten ist.) Daher hat man eine solche, mit traditionellen Begriffen uninterpretierbare und damit jeder Beobachtung widersprechende Konsequenz stets als Widerlegung der allgemeinen Darstellbarkeit der Realität durch Wellenfunktionen angesehen. Wie man sie trotzdem mit der uns zugänglichen Welt der Erscheinungen in Einklang bringen kann, soll also im folgenden diskutiert werden.

## Literatur

1. H. Pagels, *Der kosmische Code* (Ullstein, Berlin, 1982), S. 160–169.
2. Eine solche trivialisierende Fehlinterpretation der Heisenbergschen Unschärferelation hat historisch immer wieder eine Rolle gespielt. Für unterschiedliche „Spinkomponenten“, d.h. wohldefinierte Durchlasseigenschaften bzgl. verschiedener Richtungen, gilt nämlich eine ähnliche Unschärferelation wie zwischen Ort und Impuls eines Teilchens.

3. Für Einzelheiten s. M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics* (Wiley, New York, 1974).
4. B. d'Espagnat, *Auf der Suche nach dem Wirklichen* (Springer, Berlin, 1983).
5. Das entspricht auch M. Schlicks Interpretation der Axiome als implizite Definitionen oder Wittgensteins Auffassung von der Substitution als *der Methode der Mathematik*.
6. S. z.B. Einsteins an Heisenberg gerichtete Bemerkung, zitiert in W. Heisenberg, *Der Teil und das Ganze* (Piper, München, 1971), S. 92: „Aber Sie glauben doch nicht im Ernst, dass man in eine Theorie nur beobachtbare Größen aufnehmen kann .... Erst die Theorie entscheidet darüber, was man beobachten kann.“ Ganz offensichtlich meint Einstein hier *nicht*, dass die Theorie mit Hilfe *zusätzlicher Axiome* zu entscheiden hat, was beobachtet werden kann, sondern dass sich das aus der durch die Theorie zu beschreibenden Dynamik von Beobachtungsvorgängen „bis hin zum Bewusstsein“ zu ergeben hat.
7. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Berlin, 2007).
8. G. Ludwig, *Die Grundstrukturen einer physikalischen Theorie* (Springer, Berlin, 1990).
9. G. Ludwig, *Wie viele Leben hat Schrödingers Katze?* in J. Audretsch und K. Mainzer, *Zur Physik und Philosophie der Quantenmechanik* (BI Wissenschaftsverlag, 1990).

# Kapitel 3

## Wozu braucht man „Viele Welten“ in der Quantentheorie?

### 1 Worum geht es?

Die meisten Menschen werden davon gehört haben, dass im Bereich der Atome, der durch die Quantentheorie beschrieben wird, äußerst merkwürdige Dinge passieren. So soll ein einzelnes quantenmechanisches Teilchen (also ein Elektron, Photon, Atom oder auch ein komplexes Molekül) gleichzeitig an verschiedenen Orten sein können – was widersinnig erscheint. Nun bestehen aber auch die uns vertrauten Objekte des Alltags aus solchen Bausteinen, weshalb sie dann ebenfalls an mehreren Orten sein können müssten. Dabei wären die Alternativ-Orte der einzelnen atomaren Bausteine ganz unabhängig voneinander, so dass nicht nur der Schwerpunkt eines makroskopischen Objekts, sondern auch seine innere Struktur oder „Konfiguration“, also die oftmals stabile relative räumliche Anordnung seiner Bausteine, gleichzeitig auch eine andere sein könnte. Das ist bei Molekülen tatsächlich bestätigt worden. Warum zeigt sich dieses merkwürdige, hier noch genauer zu erläuternde Verhalten also nur an einzelnen Atomen oder Molekülen – und was würde es sonst überhaupt bedeuten?

Wenn etwa der Zustand einer Katze durch die Anordnung und Funktion seiner atomaren Bausteine bestimmt ist, sollte eine Katze theoretisch gleichzeitig lebendig und tot sein können, wie es Erwin Schrödinger an einem berühmt gewordenen Beispiel formuliert hat. Er hat sogar ein Gedankenexperiment beschrieben, mit dem man einen solchen Zustand der Katze erzeugen könnte, wenn die Quantentheorie allgemein gültig und ohne weitere Komplikationen auf die Katze anwendbar wäre. (Natürlich dient die Katze nur der Dramatisierung der Situation – sie ist keine Aufforderung zu einem wirklichen Experiment, dessen Ausgang ohnehin klar ist!) Wenn wir diese scheinbar absurde Extrapolation der Quantentheorie konsequent fortsetzen, müsste sogar die ganze Welt gleichzeitig in sehr vielen unterschiedlichen Zuständen existieren können. Es sind solche (zunächst rein theoretisch) gleichzeitig existierenden unterschiedlichen Zustände der Welt, auf die sich der Begriff „Viele-Welten-Theorie“ (Many Worlds Interpretation) bezieht, obwohl sie eigentlich alle

zusammen nur den einzigen Zustand *einer* Quantenwelt bilden würden (die daher auch *Multiversum* genannt wird). Damit ist der Grundgedanke bereits in sehr vager Form ausgedrückt. Das Interessante an dieser „extravaganten“ aber konsequenter Extrapolation des Anwendungsbereichs der Quantentheorie besteht nun darin, dass sie eine völlig konsistente Lösung des erwähnten Problems von Schrödingers Katze anbietet, ohne dass man dazu die experimentell bestens begründete Theorie modifizieren müsste. Aber wie ist das zu verstehen?

Dazu muss man zunächst einmal erklären, was denn mit einem „Teilchen an verschiedenen Orten“ gemeint ist. Das ist nicht einfach, denn die unseren Sinnen nicht direkt zugängliche Wirklichkeit tut uns leider nicht den Gefallen, sich den Begriffen unterzuordnen, die wir im Laufe der Evolution unseren Alltagssituationen angepasst haben. Wir müssen also erwarten, dass sich beim tieferen Eindringen in die Natur nur ganz neue Begriffe bewähren können.

Wenn man etwa ein einzelnes Elementarteilchen, also z. B. ein Photon oder Neutron, einen absorbierenden Schirm mit zwei (oder mehr) Schlitten passieren lässt, so kann man unter sehr allgemeinen Voraussetzungen zeigen, dass es bei einem Durchgang alle Slitze gleichzeitig passiert haben muss. Also kann es kein Teilchen im üblichen Sinne des Wortes sein! Andererseits wundern wir uns *nicht*, wenn eine Schall- oder Lichtwelle gleichzeitig mehrere Slitze passiert, denn eine Welle (ein „Feld“, wie der Physiker sagt) ist im Gegensatz zu einem Teilchen ein ausgedehntes Objekt. Seine lokalen Bestandteile (das Feld an verschiedenen Orten) existieren zwar gleichzeitig unabhängig voneinander, können aber bei entsprechender Fokussierung gemeinsam *wirken*, so dass sie gemeinsame Effekte, wie ein Interferenzmuster, verursachen können.

Das klingt auf den ersten Blick schon wie eine Erklärung dieser merkwürdigen Eigenschaft der mikroskopischen „Teilchen“, da sich etwa auch die diskreten Energien der Elektronen im Wasserstoffatom mit Hilfe stehender Wellen verstehen lassen, wie Schrödinger 1926 gezeigt hat. *Ist also* das vermeintliche Teilchen einfach in Wirklichkeit eine Welle? Leider beschreibt dieses Konzept *nicht alle* beobachteten Tatsachen, weshalb man der Natur einen „Dualismus“ von Teilchen *und* Wellen unterstellt hat. Das ist aber zunächst nichts anderes als eine Verlegenheitsvokabel für eine inkonsistente Beschreibung mit wechselnden Begriffen, die man je nach Bedarf verwendet. Die Physiker wenden diese Art von „doublethink“ ständig und mit Erfolg an, indem sie sich jeweils für die passende Alternative entscheiden. Wenn man etwa hinter dem Schirm mit den Slitzen eine flächendeckende Anordnung von kleinen Detektoren zum Nachweis aufstellt (es reicht auch ein Scintillationsschirm), wird jeweils nur einer davon ansprechen – so *als ob* ein lokales Objekt, wie ein Teilchen, ihn und deswegen keinen anderen getroffen hätte. Erst bei einer großen Zahl von Wiederholungen (also statistisch) zeigt sich ein Interferenzmuster in der räumlichen Verteilung der Ereignisse, welches durch die Existenz aller Slitze bedingt (also durch eine Welle zu beschreiben) ist. Diese empirische Situation führte Max Born zu seiner *statistischen Interpretation*, nach der Schrödingers Wellenfunktion sich zwar deterministisch im Raum ausbreitet, aber lediglich die *Wahrscheinlichkeit für das spontane Auftreten eines Teilchens* im Detektor bestimmt. Der Begriff einer *Bahn* des Teilchens wäre demnach aufzugeben.

Eine solche Vorstellung ist sicher unvereinbar mit der Annahme von wirklichen *Teilchen*, die sich definitionsgemäß auf bestimmten Bahnen bewegen müssen. Andererseits widerlegt der Befund aber noch nicht ein ausschließliches Wellenbild. Denn es wäre denkbar, dass die ausgedehnte Welle sich durch Wechselwirkung mit den Detektoren indeterministisch an einem nicht vorhersagbaren Ort auf ein lokales „Wellenpaket“ zusammenzieht, wodurch sie das Auftreten eines Teilchens nur vortäuscht. Ohne (oder bei ineffektiven) Detektoren bleibt sie nachweisbar eine ausgedehnte Welle, während bei zu 100% effektiven, aber nicht absorbierenden Detektoren tatsächlich nur genau der *Teil* der Welle übrigbleibt, der den ansprechenden Detektor passiert haben muss. Das hierfür zu postulierende dynamische Verhalten der Welle wird als „Kollaps der Wellenfunktion“ bezeichnet. Ein solcher würde aber eine erhebliche Modifikation der von Schrödinger eingeführten und vielfach bestätigten Wellendynamik verlangen, die noch an keinem zu diesem Zweck isolierten System jemals nachgewiesen werden konnte. Jedenfalls würde eine solche Beschreibung, *wenn* sie sich denn bestätigen ließe, kein zusätzliches Teilchenkonzept mehr benötigen.

Das Ersetzen von Teilchen durch Wellen *im Raum* führt aber nur auf einen unvollständigen und daher irreführenden Spezialfall der Wellenfunktion. Gerade bei der statistischen Interpretation sollte man erwarten, dass *viele* Teilchen durch eine Welle beschrieben werden. Tatsächlich „besitzt“ (oder „ist“?) aber jedes eine eigene Wellenfunktion, die im betrachteten Beispiel nur auf Grund einer fest vorgegebenen Präparation (z. B. nacheinander) bis auf die zeitliche Verschiebung alle gleich sind. Denn nur die Wellenfunktion des jeweils im Detektor nachgewiesenen Teilchens „kollabiert“ auf ein kleines Wellenpaket (oder verschwindet im Falle einer Absorption, dann aber *überall* im Raum). Die formale Addition verschiedener Wellenfunktionen würde daher nur eine andere Welle des *einen* „Teilchens“ ergeben. Mehr noch – bei (zum Beispiel) zwei Elektronen wäre deren jeweiliger Zustand (ihre „Konfiguration“) klassisch durch zwei Punkte im Raum, also durch zweimal drei Koordinaten zu beschreiben. Da beide Elektronen (ganz unabhängig voneinander) an verschiedenen Orten sein können, wird ihr quantenmechanischer Zustand durch eine Wellenfunktion in ihrem sechsdimensionalen *Konfigurationsraum* beschrieben, dessen Punkte den Positionen *beider* Teilchen entsprechen. Nur im Ausnahmefall zerfällt sie in ein Produkt oder ähnliches Gebilde aus zwei räumlichen Funktionen, so dass jedes „Teilchen“ durch eine eigene Wellenfunktion im Raum repräsentiert wird. Im allgemeinen sind somit auch die Wahrscheinlichkeiten für das Ansprechen zweier Detektoren miteinander korreliert – also nicht unabhängig voneinander.

Das sieht tatsächlich so aus, als ob die Wellenfunktion doch *nur* Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von Teilchen oder für andere lokale Ereignisse beschreibt. Entscheidend ist aber, dass es sich bei dieser Wellenfunktion nicht ausschließlich um eine statistische Korrelation, sondern um eine individuelle Eigenschaft des Zweielektronensystems handelt – die spezifisch quantenmechanische „Verschränkung“ der beiden Elektronen, für die es kein klassisches Analogon gibt. Nur die gemeinsame Wellenfunktion mit all ihren Korrelationen bestimmt etwa die individuell definierte und messbare Energie im Helium-Atom, das zwei Elektronen enthält (s. a. Fussnote 10 von [Kapitel 13](#)). Die beiden Elektronen *existieren* also gewissermaßen als *ein* Feld über einem sechs-dimensionalen Kontinuum: ihrem klassischen

Konfigurationsraum. Damit das Sinn macht, muss es einen fundamentalen Konfigurationsraum des ganzen Universums geben, der die Rolle des uns gewohnten dreidimensionalen Raums als „Bühne der Realität“ übernimmt. Das mag sehr abstrakt erscheinen, aber die individuellen Eigenschaften von separaten Atomen oder Molekülen lassen sich korrekt und nachweisbar nur durch Wellenfunktionen in ihren jeweiligen hochdimensionalen Konfigurationsräumen beschreiben. Dass mikroskopische Objekte im allgemeinen keine separaten Eigenschaften besitzen, wurde endgültig durch in den sechziger Jahren von John Bell initiierte Experimente bestätigt (vgl. Kap. 2). Wellenfunktionen im Raum, die aus lokalen Teilen bestehen, spielen zwar in vielen Anwendungen – vor allem historisch – eine wichtige Rolle, bilden aber eine wegen ihrer Popularität sehr irreführende Vereinfachung, die in allgemeineren Situationen auf Widersprüche zum Experiment führt.

Dieses *Superpositionsprinzip*, nach dem alle möglichen Zustände eines beliebigen Systems in Form einer Wellenfunktion, also in „gemeinsamer Realität“, wieder einen möglichen Zustand bilden, ist aber noch viel allgemeiner als bei dem genannten  $n$ -Teilchensystem. Um der Vielfalt der physikalischen Systeme gerecht zu werden, muss man auch andere klassische oder nichtklassische Konfigurationen einbeziehen. So ist ein klassisches Feld durch die Feldstärke an jedem Ort definiert, also durch ein ganzes Kontinuum von Zahlenangaben, die somit einen unendlich-dimensionalen Konfigurationsraum bilden. Quantenmechanisch ist diesem System eine Wellenfunktion über seinem bereits recht komplizierten Konfigurationsraum zuzuordnen. In einem formal wohldefinierten Sinne existieren dann *gleichzeitig verschiedene klassische Feldkonfigurationen* (nicht nur die eingangs genannten verschiedenen Orte eines oder mehrerer Teilchens), die aber im allgemeinen dynamisch miteinander gekoppelt sind – also zunächst noch keine getrennten „Welten“ beschreiben. Weiterhin können gleichzeitig sogar unterschiedlich viele „Teilchen“ in einer individuellen Superposition auftreten, was insbesondere bei Photonen meistens der Fall ist. Ihre Anzahl erweist sich dabei einfach als die Zahl der Null-durchgänge („Knoten“) einer allgemeinen Wellenfunktion (s. Kapitel 11)! Das Wort „gleichzeitig“ soll hier auch klarstellen, dass es sich nicht etwa um zeitabhängige *Fluktuationen* handelt. Aus mehr oder weniger bewusster Verlegenheit machen Physiker sich in solchen Fällen oft das Bild einer ständigen Erzeugung und Vernichtung „virtueller“ Teilchen. Eine solche Vorstellung ist nicht nur überflüssig, sondern auch falsch. Der verschränkte Quantenzustand kann absolut statisch sein.

Man darf sich die „vielen Welten“ der Quantentheorie also keineswegs als *räumlich* getrennte Teilwelten vorstellen. Sie existieren vielmehr als getrennte Wellenpakete in dem hochdimensionalen Raum, den wir nur in unserer klassischen Erfahrung als den Raum aller Möglichkeiten (Konfigurationen) interpretieren. Der Raum der *quantenmechanischen* Möglichkeiten ist dann der Raum aller möglichen Wellenfunktionen über diesem hochdimensionalen scheinbaren Konfigurationsraum, denn diese (und nicht mehr die einzelnen Punkte dieses Raumes) charakterisieren die „realen“ physikalischen Zustände, da sie als Ganzes *wirksam* sein können. Der formale Raum, den die Wellenfunktionen selber wegen ihrer Superponierbarkeit definieren, wird dagegen als „Hilbertraum“ bezeichnet. (In manchen kosmologischen Theorien wird dieser Raum als „Weltall“ bezeichnet.)

schen Modellen werden irreführenderweise auch *räumlich* getrennte Teiluniversen unter dem Namen Multiversum zusammengefasst. Dieses würde aber nur jeweils *eine* der vielen „Welten“ im Sinne der Quantentheorie, die jeweils sogar ihre eigene Raumzeit besitzen können, bilden.)

Die Vorstellung gleichzeitig existierender Welten (oder parallel existierender Historien) ist des öfteren in der Science-Fiction-Literatur benutzt worden. Sie hat dort aber eine relativ triviale und fragwürdige Bedeutung. Wenn nämlich jede der angenommenen Historien völlig unabhängig von den anderen eine „eigene Welt“ beschreibt, sind alle bis auf die von uns erlebte ohne jede Konsequenz und daher reine Phantasie. Das gilt auch noch dann, wenn die verschiedenen Historien indeterministisch aus derselben Vorgeschichte entstanden sein *könnten*. Die fundamentalen dynamischen Gesetze der klassischen Physik sind aber ohnehin deterministisch, so dass selbst dieser unzureichende Anlass für die Existenz „vieler Welten“ entfällt. Ein nicht langweilen wollender Science-Fiction-Autor wird daher stets irgendeine hypothetische Wechselwirkung zwischen seinen fiktiven Welten annehmen, bei der etwa ein Akteur aus einer Welt in eine andere wechselt. Damit wird ein solches Bild aber endgültig zur Science Fiction – steht also im Widerspruch zu den etablierten Naturgesetzen.

Wegen dieser äußerlichen Ähnlichkeit wird die Viele-Welten-Interpretation der Quantentheorie ebenfalls oft als Science Fiction bezeichnet. Genau diese Ansicht beweist aber ein elementares Unverständnis der Situation auf Seiten des Kritikers. Denn während Science Fiction sich über die bekannten Naturgesetze hinwegsetzt, sind die Vielen Welten gerade eine *Konsequenz* der allgemeinsten und bestgeprüften Gleichung der Physik (der Schrödinger-Gleichung). Um sie zu vermeiden, muss man diese Gleichung willkürlich abändern oder ergänzen, so dass man eigentlich eher die Kopenhagener Interpretation oder den hypothetischen Kollaps als Science Fiction bezeichnen sollte.

Die verschiedenen „Welten“ der Quantentheorie, die sich aus der Schrödinger-Gleichung ergeben, bilden also eine dynamische Einheit. Sie *werden erst als Konsequenz dieser Dynamik* näherungsweise unabhängig, wobei sie in scheinbar instantanen Ereignissen („Quantensprünge“) als danach unabhängige Welten entstehen – wie die Bruchstücke einer kontinuierlich ablaufenden Explosion. Somit ist es auch falsch, der Viele-Welten-Interpretation die Behauptung zu unterstellen, dass *alle denkbaren* Welten existieren. Nach dieser Interpretation existieren vielmehr nur solche Welten, die sich deterministisch aus einer bestimmten Anfangsbedingung der universellen Wellenfunktion (z. B. beim Urknall) gemäß der Schrödinger-Gleichung entwickelt haben. Wohlgemerkt gibt es an diesen Konsequenzen überhaupt keinen Zweifel, *wenn* man die Schrödinger-Gleichung uneingeschränkt akzeptiert (was wie jede Kosmologie eine Hypothese ist). Die von den meisten Physikern vertretenen gegenteiligen Ansichten beruhen dagegen auf ihren traditionellen, der klassischen Alltagserfahrung entstammenden pragmatischen Vorstellungen und nicht der empirisch begründeten Theorie (s. a. Abschn. 4).

Dass ein Kollaps der Wellenfunktion auf diese Weise überflüssig wird, wurde erstmals 1957 von Hugh Everett erkannt. Es spricht einiges dafür, dass er dazu durch einen Vortrag Albert Einsteins (den letzten seines Lebens) angeregt

wurde. Allerdings war Everett's Definition der dabei entstehenden „Zweige“ der Wellenfunktion noch etwas willkürlich. Er sprach auch nicht von vielen Welten, sondern von „relativen Zuständen“. Der Begriff vieler Welten wurde erst später von Bryce DeWitt eingeführt und danach von David Deutsch in einem reichlich verfremdeten Sinn popularisiert, wobei er in einem Artikel im *Scientific American* rein spekulativ und *entgegen der Theorie* sogar „*Zeitreisen*“ zwischen den Welten für möglich erachtet hat. (David liebt Science Fiction!) Wenn er in seinem Buch behauptet, dass Quantencomputer, zu deren Konzept er wesentlich beige tragen hat, gleichzeitig in parallelen Welten rechnen, oder dass ein Teilchen die Interferometerschlitzte in verschiedenen Welten passiert, hat er Everett missverstan den. Dessen „Welten“ entsprechen keineswegs allen möglichen klassischen Bahnen (oder „Feynman-Pfaden“), sondern vielmehr *dynamisch autonomen Komponenten einer sich deterministisch entwickelnden Wellenfunktionen*, die erst auf separate „Welten“ führt, wenn diese sich irreversibel voneinander getrennt (also in diesem Sinne „verzweigt“) haben, während wir die Ergebnisse von Quantencomputern voll und ganz in „unserer Welt“ beobachten müssen, wenn sie ihren Zweck erfüllen sollen.

## 2 Der Quanten-Messprozess

Die Messung einer physikalischen Größe spielt in der Quantentheorie eine besondere Rolle, weil dabei eine mikroskopische Eigenschaft, die zweifelsfrei der Quantentheorie unterliegt, durch Wechselwirkung mit dem Messgerät ein makroskopisches Messergebnis verursacht, so dass der Übergang zwischen diesen beiden Bereichen deutlich werden muss. Hierbei wird insbesondere die Wahrscheinlichkeits-Interpretation (als scheinbarer Gegensatz zur deterministischen Schrödinger-Gleichung) praktisch relevant. Viele andere Vorgänge in der Natur sind einem Messprozess ähnlich. Es sind solche messprozessartigen Vorgänge, die nach der Schrödinger-Gleichung auf Schrödingers Katze oder auf „Viele Welten“ führen würden.

Betrachten wir das Beispiel eines Photons oder Neutrons, das in Form einer räumlichen Welle auf die erwähnte Anordnung von zu 100% effektiven Detektoren trifft, von denen immer genau einer anspricht, wenn wir *eines* dieser Quantenobjekte einlaufen lassen. Wie schon gesagt soll hier angenommen werden, dass dieses dabei nur registriert, also nicht absorbiert und selber nur vernachlässigbar beeinflusst wird (was in vielen Fällen realisiert werden kann). Nach dem Klicken des Zählers mit der Nummer  $i$  ist somit anzunehmen, dass die zugehörige Welle genau diesen und keinen anderen Detektor durchlaufen hat. Tatsächlich kann man nachprüfen, dass *nach* der Messung immer nur der *Teil* der Welle existiert, der genau diesen Detektor passiert haben muss. Dies entspricht wieder ganz dem Bilde einer reinen Wahrscheinlichkeitsverteilung, denn die durch eine solche beschriebene unvollständige Information sollte sich durch die Messung vergrößern, was diese Verteilung in ihrer Ausdehnung reduzieren müsste. Die Addition aller dieser Teilwellen einer

flächendeckenden Anordnung von kleinen Detektoren ergibt formal genau wieder die ursprüngliche Welle, weshalb man bei den einzelnen Summanden dann auch von Partialwellen oder *Komponenten* spricht.

Diese Addition von Teilwellen ist ein einfaches und konkretes Beispiel für die Anwendung des *Superpositionsprinzips*, das also schon für klassische Wellen (im Raum) gilt. Man beachte, dass jede beliebige Welle sich auf vielerlei Art als Superposition von irgendwelchen anderen Wellen darstellen lässt. Der Begriff einer Superposition ist also „relativ“ (ebenso wie man 5 als 2+3 oder aber 3 als 5–2 darstellen kann). Sie darf insbesondere auch destruktiv sein (so dass ihre Komponenten sich ganz oder stellenweise aufheben). Da Superpositionen in der Quantentheorie sich auf Wellen im Konfigurationsraum beziehen, der nur im wichtigen Spezialfall von Streuexperimenten mit dem Ortsraum identisch ist, ergibt sich allerdings ein wesentlicher Unterschied: Bei klassischen Wellen bedeutet die Superposition stets ein „sowohl als auch“ (alle Anteile des Feldes existieren), bei einer Superposition im Konfigurationsraum (dem Raum aller klassischen *Möglichkeiten*) würde man dagegen ein „entweder oder“ erwarten, wie es die Messung ja auch zu belegen scheint. Wie im vorigen Abschnitt bereits angedeutet, beschreibt die quantenmechanische Superposition *vor einer Messung* (also solange sie zweifelsfrei existiert) aber trotzdem ein „sowohl als auch“ – worin genau das Problem liegt! Wenn Sie das als Laie widersinnig finden, liegt das auch daran, dass Sie noch nicht der „Hirnwäsche“ (Gell-Manns Bezeichnung für die in den Lehrbüchern der Quantentheorie präsentierte Kopenhagener Deutung) ausgesetzt wurden.

Berücksichtigen wir nun im nächsten Schritt aus Konsistenzgründen die Detektoren ebenfalls als Objekte der Quantentheorie. Auch wenn diese aus vielen Atomen bestehenden Gebilde durch sehr komplizierte Wellenfunktionen zu beschreiben sind, müssen wir hier nur zwischen solchen Wellenfunktionen, bei denen noch gar kein Detektor angesprochen hat, und denjenigen, bei denen ein bestimmter Detektor (etwa der mit der Nummer  $i$ ) geklickt hat, unterscheiden. Vor dem Eintreffen der Welle sind alle Detektoren in ihrem Ausgangszustand. Läuft nun nur die Partialwelle ein, die genau den Detektor  $i$  passiert, so ändert sich unter den gemachten Annahmen nur dessen Wellenfunktion (wodurch sie das Passieren registriert) – die räumliche Welle des Objekts läuft dagegen ungestört weiter. Dies kann exakt durch eine Schrödinger-Gleichung für das Gesamtsystem beschrieben werden. Läuft dagegen die volle Welle (also die Superposition aller Partialwellen) ein, so beobachtet man erstaunlicherweise trotzdem nur das Klicken eines *einzelnen* Detektors und findet danach nur die zugehörige räumliche Partialwelle (als ob *nur diese* eingelaufen wäre). Dieses beobachtete Ergebnis widerspricht aber der Schrödinger-Gleichung. Denn diese Gleichung verlangt, dass das Gesamtsystem nach wie vor in einer Superposition ist, wobei die einzelnen Partialwellen jetzt aber mit unterschiedlichen Detektorzuständen korreliert, die Systeme also „verschränkt“ wären. Ein solcher Zustand würde bedeuten, dass *gleichzeitig* (in verschiedenen Komponenten) verschiedene Detektoren (aber in jeder Komponente nur einer!) angesprochen haben. Da diese Situation bei makroskopischen Objekten niemals beobachtet wird, besitzen wir weder Anschauung noch Begriffe für sie.

Das „sowohl als auch“ scheint also *nach* der Messung nicht mehr zuzutreffen – sehr wohl aber im Falle von mikroskopischen „Detektoren“ (etwa einzeln anzuregenden Atomen, mit denen man ein völlig analoges Experiment durchführen kann). Es ist auch einfach, einen Detektor *gedanklich* mit einer Apparatur zu kombinieren, die genau bei dessen Ansprechen eine Katze umbrächte, so dass auch diese gemäß der Schrödinger-Gleichung in eine Superposition von tot und lebendig geriete. Das tatsächlich beobachtete Ergebnis (natürlich ohne Katze) entspricht dagegen einem Kollaps der Wellenfunktion auf eine einzelne Komponente – so, *als ob* wir nur unsere „Information“ vergrößert hätten. Aber diese Interpretation würde eben verlangen, dass schon vorher nur die eine *oder* die andere Komponente existiert hat.

Beweist das Resultat nicht trotzdem, dass entweder die Quantentheorie letztendlich nur Wahrscheinlichkeiten, etwa für die schließlich beobachteten klassischen Größen, beschreibt oder aber, dass es den stochastischen Kollaps der Wellenfunktion als einen realen physikalischen Prozess geben muss? Im ersten Fall wäre die begriffliche Konsistenz der Theorie (Teilchen oder Wellenfunktionen), im zweiten die dynamische (Schrödinger-Gleichung oder Kollaps) verletzt. Somit wäre die Theorie entweder unvollständig, da sie nicht erklärt, *was* wir letztendlich gemesen haben, oder das Ergebnis würde in einer Messung nicht *ermittelt*, sondern (als eine neue Wellenfunktion) erst zufallsbedingt *erzeugt*, was aber neue dynamische Gesetze erfordert.

Nun fehlt bei dieser Beschreibung des Messprozesses aber noch ein wesentliches Detail, das lange Zeit völlig übersehen wurde. Während man ein mikroskopisches System häufig als isoliert annehmen darf, steht ein makroskopisches ständig und unvermeidbar in wesentlicher Wechselwirkung mit seiner Umgebung. Zum Beispiel reflektiert ein realer Detektor ständig Licht, das anschließend von seinem Zustand abhängt und somit Information über den Zählerstand in alle Welt trägt. Das Licht „misst“ gewissermaßen ständig die Anzeige des Detektors – sonst könnten wir sie nicht *sehen*. Wegen der dadurch verursachten, sich ständig ausbreitenden Verschränkung der Quantenzustände ist diese Tatsache auch dann von Bedeutung für das beobachtete System (wie auch den Detektor), wenn dieses selber gar nicht dynamisch beeinflusst (also „gestört“) wird. Während man aber ein vollständig isoliertes Gesamtsystem aus Objekt und *mikroskopischem* Detektor im Prinzip immer noch als Ganzes messen und somit die nunmehr nichtlokale Superposition nachweisen könnte, ist das praktisch unmöglich für eine Superposition, an der eine unbeschränkte Umgebung teilhat – wie es notwendigerweise bei einem makroskopischen Detektor der Fall ist. Dazu ist es keineswegs nötig, dass diese Verschränkung *Information* darstellt (wie bei gestreutem Licht); es genügt eine Wechselwirkung mit thermischen (chaotischen) Gasmolekülen oder mit Wärmestrahlung.

Da die lokalen, beobachtbaren Subsysteme dann nicht mehr für sich allein in einer „*kohärenten*“ Superposition sind, bezeichnet man diesen praktisch unvermeidbaren Vorgang als *Dekohärenz* (vgl. Kap. 9 und 10). Ich habe ihn in einer um 1970 beginnenden Reihe von Publikationen als Argument für eine universell verschrankte Wellenfunktion (und damit jedenfalls für die formale Existenz von „Everett-Welten“) erstmals diskutiert. Dieses anfangs kaum beachtete Phänomen einer ständig zunehmenden globalen Verschränkung wurde ab 1981 von Wojciech

Zurek und Anthony Leggett aufgegriffen, ab 1984 von Erich Joos und anderen unter realistischen Bedingungen genauer analysiert und schließlich 1996 von Serge Haroche und Mitarbeitern experimentell bestätigt. Claus Kiefer hat in diversen Arbeiten seit 1987 die Bedeutung der Dekohärenz für die Quantenfeldtheorie und Quantenkosmologie herausgestellt.

Seit zwei Jahrzehnten ist die Dekohärenz zwar in aller Physiker Munde, ihre Bedeutung wird aber immer noch sehr häufig missverstanden. Verbreitet findet man sogar die Behauptung, dass Dekohärenz einen Kollaps der Wellenfunktion beschreibe und somit die Everett-Welten zu vermeiden gestatte. Das ist jedoch reines Wunschdenken, denn genau das Gegenteil ist richtig! Was bedeutet dann aber diese unkontrollierbare *Dislokalisierung* von Superpositionen, die als Dekohärenz bezeichnet wird, für einen lokalen Beobachter, der ja erfahrungsgemäß ein *bestimmtes* (klassisches erscheinendes) Messergebnis wahrnimmt?

Nach der Quantentheorie „misst“ der Beobachter die Zeigerstellung des Detektors nach dem gleichen Prinzip wie der Detektor das mikroskopische „Teilchen“. Das heißt, dass er mit dem Messergebnis und der unkontrollierbaren Umgebung genau so verschrankt wird wie Schrödingers Katze. Er muss zwar in diesem humangenen Experiment nicht teilweise sterben (wie die bedauernswerte Katze), existiert aber laut Schrödinger-Gleichung anschließend in diversen Zuständen, in denen er unterschiedliche Messergebnisse beobachtet und daraufhin vielleicht ganz unterschiedlich reagiert. Weil alle bekannten Wechselwirkungen in der Natur lokal sind, bleiben die nunmehr praktisch *überall* verschiedenen Komponenten der globalen Superposition dynamisch völlig voneinander getrennt – eben unabhängige „Welten“, die auch unterschiedlich reagierende Beobachter enthalten, wodurch diese in ihre „Froschperspektive“ gebracht werden. Sie entwickeln sich also *alle* gemeinsam aus jeweils nur *einem* Individuum als Folge der deterministischen „Verzweigung“ der Wellenfunktion (sie haben daher alle zunächst dieselbe Vergangenheit). Trotzdem sind sie verschiedene Beobachter aus dem gleichen Grunde wie zwei eineiige Zwillinge, die ja auch einen gemeinsamen Ursprung haben: Sie sind nach der (stetig ablaufenden) Verzweigung dynamisch unabhängige Objekte. Da sie aber gegebenenfalls auch mit dem Zustand der Katze verschrankt wären (ebenso wie mit den Zuständen anderer Beobachter in ihrer „Welt“), finden sie individuell stets nur eine tote *oder* eine lebende Katze vor, und dieser Katzenzustand wird ihnen laut Schrödingerdynamik auch durch andere Beobachter auf Rückfrage bestätigt. Er ist also – ebenso wie jedes makroskopische Messergebnis – separat in jedem Zweig „objektiviert“. Bevor diese Konsequenz des Superpositionsprinzips verstanden war, hat man das Auftreten von Dekohärenz regelmäßig als dessen fundamentale Gültigkeitsgrenze interpretiert.

Die Identifikation von (offenbar auch bewussten) Beobachtern mit Zuständen lokaler Systeme in individuellen, sich ständig kausal verzweigenden *Komponenten* einer universellen, ein Multiversum beschreibenden Wellenfunktion ist im Vergleich zu konventionellen Weltbildern sicher ganz neuartig. Sie ist jedoch konsistent mit allen Beobachtungen und durch die Nichtlokalität der Quantentheorie erzwungen, wenn diese denn tatsächlich universell gültig ist. Denn ein Beobachter kann in der *globalen* Wellenfunktion nicht nur *einen* bestimmten Zustand

besitzen (genau so, wie die beiden Zwillinge weder identisch sind noch einen gemeinsamen nichtlokalen Beobachter bilden). Der immer wieder bestätigte Formalismus der Quantentheorie verlangt, dass ein sich deterministisch entwickelndes Quantenuniversum nur solche Beobachter als Subsysteme enthalten kann, die sich ständig kausal verzweigen, was sie dann subjektiv als einen Indeterminismus der von ihnen wahrgenommenen Welt erleben. Trotz ihrer ungeheuren (nicht einmal klar definierten) Zahl belegen die so entstandenen Everett-Welten aber nur einen verschwindend kleinen Teil des hochdimensionalen Raums, der uns in der quasi-klassischen Alltagswelt als ein Konfigurationsraum erscheint (vgl. Kap. 5).

### 3 Müssen alle „Welten“ tatsächlich existieren?

Das *müssen* sie sicher nicht. Nur ihre Konsequenzen sowie Argumente der Ökonomie der Beschreibung können über die Berechtigung der Annahme ihrer Existenz entscheiden. Wenn wir innerhalb der Viele-Welten-Vorstellung die Tatsache akzeptieren, dass wir als lokale Beobachter nach dem Eintreten eines Dekohärenzereignisses (etwa bei der Messung eines mikroskopischen Objektes) subjektiv in *einer* der dabei voneinander unabhängig gewordenen Komponenten des Quantenuniversums leben, könnten wir „Frösche“ ebensogut auch annehmen, dass alle anderen *von nun an* nicht mehr „existieren“ – auch wenn wir im Experiment niemals eine objektive Modifikation der Schrödinger-Gleichung nachweisen können. Dies scheint sogar die ökonomischere Annahme zu sein, für die deswegen oftmals „Occams Rasiermesser“ ins Feld geführt wird, mit dem man alles Überflüssige und nicht Nachprüfbare aus unserem Weltbild entfernen soll.

Man wendet Occams Argument allerdings gewöhnlich auf die Naturgesetze und nicht auf die sich daraus ergebenden Tatsachen an. So hat sich das Weltbild erheblich vergrößert, seitdem wir die irdischen Naturgesetze universell anwenden, ohne dass wir die Milliarden von Galaxien oder eine unsichtbare „dunkle Materie“ als „ontologische Verschwendungsucht“ betrachten. Einige Philosophen haben in der Vergangenheit sogar die Existenz der Rückseite des Mondes oder des Inneren der Fixsterne angezweifelt, sind aber bald von der Entwicklung der technischen Möglichkeiten überholt worden (wenn auch nur in dem Sinne, dass heute die gegenteilige Annahme die ökonomischere ist – streng beweisen lässt sich in den empirischen Wissenschaften gar nichts). Eine noch treffendere Analogie zu den „anderen Welten“ ist das Innere Schwarzer Löcher, aus dem uns ebenfalls keine Information mehr erreichen kann. Tatsächlich hat man den Sinn und die Existenz solcher Raumzeitbereiche in den Anfängen der Allgemeinen Relativitätstheorie angezweifelt (Einstein selber eingeschlossen). Heute wird in allen Fachvorlesungen ausführlich erklärt, was einem Beobachter passieren würde, der in ein Schwarzes Loch fällt, obwohl er nie mehr zurückkehren und darüber berichten kann. Man nimmt dazu lediglich an, dass die Einsteinschen Gesetze, die man außerhalb des Schwarzen Loches immer bestätigt hat, auch in seinem Inneren gelten. Ist das unökonomisch? Vielleicht für die Menge der Fakten (man könnte ja die Realität am Rande des Schwarzen

Loches einfach abschneiden), nicht aber für die Einsteinschen Gesetze der Raumzeit, die man dazu ändern müsste. Beide Konsequenzen – das Innere Schwarzer Löcher und die anderen Welten – lassen sich jedoch durchaus im Popperschen Sinne falsifizieren, nämlich indem man Grenzen der bei der Extrapolation benutzten Gesetze empirisch nachweist. Die Vielen Welten bilden ja kein unabhängiges Postulat, sondern sind eine Konsequenz der Schrödinger-Gleichung, und letztere ließe sich sehr wohl falsifizieren – was bis heute aber nie geschehen ist.

Bei den Schwarzen Löchern gibt es allerdings nicht ganz unbegründete Argumente aus der Quantengravitation, wonach die erwähnte klassische Fortsetzung der Lösung fraglich erscheint, so dass es gar nicht zur Ausbildung eines inneren Bereiches käme (s. Kap. 22). Wissenschaftliche Kosmologie ist immer eine hypothetische Extrapolation der *jeweils bekannten* Naturgesetze. Es wäre aber allzu bequem und billig, deren Konsequenzen nur deswegen zu verwerfen, weil sie gänzlich unerwartet und daher unkonventionell sind. Die ungewohnte Nichtlokalität der quantenmechanischen Zustände hat viele Physiker mit ihrem traditionellen lokalen Weltbild zu dem erwähnten Irrtum verführt, dass Dekohärenz einen Kollaps der Wellenfunktion beschreibe. Es ist aber auch nicht völlig auszuschließen, dass dieser Prozess mit Hilfe einer noch unbekannten Modifikation der Schrödinger-Gleichung tatsächlich einen Kollaps *auslöst*. Ohne empirische Hinweise wäre eine solche Annahme allerdings nur durch klassische Vorurteile motiviert.

Viele in der Physik benutzte Begriffskonstruktionen sind operationalistisch. So hat man das Konzept eines (klassischen) elektromagnetischen Feldes durch dessen Wirkung auf elektrische Ladungen, die man „direkt“ beobachten kann, begründet. Das Feld galt daher ursprünglich nur als ein Hilfsbegriff zur Berechnung von Kräften auf elektrisch geladene Teilchen. Aus ähnlichen Gründen gilt die Wellenfunktion heute vielfach immer noch nur als ein theoretisches Instrument zur Berechnung von Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von „Ereignissen“. Operationalistisch kann man aber weder das Innere Schwarzer Löcher noch die anderen „Welten“ verifizieren, solange man sich – wie in einer kausalen Welt üblich – auf Konsequenzen der Operationen in der Zukunft beschränkt. In einem operationalistischen Weltbild würden also weder die inneren Bereiche Schwarzer Löcher noch die anderen Welten *existieren*. Das ist eine zwar konsistente aber sehr einschränkende Auslegung des Realitätsbegriffs, die zudem die Universalität der Naturgesetze verletzen würde – also im Sinne dieser Gesetze unökonomisch ist. Das Konzept einer Realität als „what you can kick and what kicks back“, das insbesondere experimentierenden Physikern naheliegt, greift hier offenbar zu kurz.

Zudem setzen Operationen stets Begriffe für ihre Formulierung voraus. Das ist solange unproblematisch, wie diese nicht selber in Frage stehen, sondern nur durch neue Konzepte *ergänzt* werden sollen. So bleibt der Begriff von (scheinbar direkt beobachtbaren) geladenen Teilchen bei der operationalistischen Begründung des elektromagnetischen Feldes unangetastet. Das ist aber anders, wenn man universell anzunehmende Quantenkonzepte operationalistisch begründen wollte, weil dann die Operationen selber quantenmechanisch beschrieben werden müssen. Klassisch beschriebene Operationen müssen dagegen zwangsläufig auf Zirkelschlüsse führen. In einer Situation, die die Revision *aller* grundlegenden Begriffe erfordert,

kann man diese nur in Form von geratenen Hypothesen postulieren, um sie dann auf ihren Erfolg bei konsistenter Anwendung (auch bei der Beschreibung der Operationen) zu prüfen. Gerade die Konsistenzfrage wird deshalb bei der operationalistischen Einführung der Quantentheorie zu Gunsten von „komplementären“ Beschreibungsweisen beiseite geschoben.

## 4 Alles nur eine Frage der Interpretation?

Richard Feynman hat einmal konstatiert, dass wohl niemand die Quantentheorie wirklich versteht. Damit hat er auf die diversen begrifflichen Probleme angespielt, die ich versucht habe, in den ersten beiden Abschnitten dieses Artikels anzudeuten. Obwohl seine Bemerkung sehr häufig zitiert wird, scheint die überwiegende Mehrheit der Physikdozenten, auch solche an führenden Universitäten weltweit, ihre Bedeutung noch immer nicht ausreichend zu würdigen. Das ergibt sich schon daraus, welche unterschiedlichen, weitgehend willkürlichen „Bilder“ und Interpretationen der formalen Theorie sie benutzen. Praktiker beschränken sich häufig auf sehr spezifische Vorstellungen, die nur für ihren Arbeitsbereich zutreffen, den Rest der Quantenphänomene aber vernachlässigen („Du gleichst dem Geist, den Du begreifst . . .“). Dabei wird die Theorie nicht selten auf eine Karikatur ihrer selbst reduziert. Es ist erstaunlich, wie zählebig etwa die Vorstellungen von Elektronen als Teilchen, die in den Atomen herumfliegen, oder von rein *räumlich* verstandenen Wellenfunktionen sind. Auch der radioaktive Zerfall wird immer wieder als Paradebeispiel spontaner Ereignisse dargestellt, obwohl unterschiedliche Zerfallszeiten in geeigneten Experimenten (bei denen sich Dekohärenz vermeiden lässt) interferieren können – also in einer Superposition gemeinsam existieren müssen. So werden immer wieder Konsequenzen der nun schon lange bekannten Theorie als sensationelle Neuentdeckungen herausgestellt – insbesondere wenn sie erstmals in den Bereich der experimentellen Möglichkeiten rücken (was natürlich für die technische Anwendung extrem interessant sein kann). Dazu gehört in erster Linie die längst bekannte, aber mangels Bereitschaft zur nötigen Abstraktion immer wieder auf ihren rein statistischen Inhalt reduzierte Eigenschaft der Zustandsverschränkung (Nichtlokalität).

Diese pragmatische Haltung beruft sich überwiegend auf die *Kopenhagener Deutung* von Niels Bohr, doch meistens ohne deren volle Konsequenzen zu erfassen. Bohr hatte auf Grund seiner langen und tiefen Erfahrung schon vor 1925 erkannt, dass es „keine einfache Lösung“ der Probleme der Quantenphysik geben könne. Damit erteilte er allen „naiven“ (traditionellen) Versuchen einer Interpretation eine auch nachträglich berechtigte Absage. Er ging aber weiter, indem er auf einem rein operationalistischen Umgang mit der Theorie bestand, der ausdrücklich begriffliche Inkonsistenzen („komplementäre“ klassische Beschreibungsweisen) zulässt. Dass dies die Aufgabe eines Realitätsbegriffes in der Mikrophysik verlangt, kam Bohr sogar entgegen, da er philosophisch nachweisbar vom Irrationalismus beeinflusst war, der damals auch für einige führende Naturwissenschaftler im Zeitgeist

lag. Tatsächlich ergab sich diese explizite Absage an eine „reale Quantenwelt“ aber als ein Ausweichen auf ganz konkreten Konsistenzfragen, etwa ob das Elektron nun „wirklich“ ein Teilchen oder eine Welle sei. In der operationalistisch begründeten Realität im Rahmen der klassischen Begriffe hat sich diese pragmatische Haltung außerordentlich bewährt, da sie sich hierfür nicht nur als ausreichend erwiesen hat, sondern die Physiker auch nicht von der Fortsetzung ihrer praktischen Arbeit abhielt. (Ich kenne eine ganze Reihe ausgezeichneter junger Physiker, die durch die unlösbar erscheinenden Konsistenzprobleme der Quantentheorie völlig blockiert wurden und dadurch in ihrer beruflichen Karriere scheiterten.) Andererseits führt sie aber zu einer „negativen natürlichen Auslese“ bezüglich möglicher Fortschritte im *Verständnis* der Theorie und damit unserer Welt. Die Kopenhagener Deutung wird heute in den meisten Lehrbüchern als Standardinterpretation (wenn es denn überhaupt eine ist) bezeichnet, aber ohne dass ihre volle Bedeutung und *Ungeheuerlichkeit* hinreichend klargestellt wird. Das führt dann leicht zu neuen Fehlinterpretationen.

Bohrs „Deutung“ der Theorie ist ihrerseits weitgehend durch Werner Heisenbergs fundamentale erste Arbeit zur Quantentheorie von 1925 beeinflusst. Diese bestand im Wesentlichen in der Einführung neuartiger „Rechenvorschriften“ (seiner Matrixmechanik), und selbst berühmte und formal ausgerichteten Physiker bestätigen heute, dass diese Arbeit eigentlich unverständlich ist. Soll heißen, dass sie keinerlei Interpretation dieser neuen Methoden durch ein konsistentes Modell enthält. Erst später schob Heisenberg eine „negative Interpretation“ in Form seiner Unschärferelationen nach. Dabei hielt er zwar immer noch am klassischen Begriff von Partikeln fest, nahm aber an, dass deren Orte und Impulse „unscharf“ sein müssen. Sein ursprünglicher Versuch, dies als Störung bei der Messung der jeweils komplementären Größe zu verstehen, schlug aber fehl. Die somit zu postulierende Unschärfe sollte man daher als ein grundsätzliches Versagen eben dieser Begriffe auffassen.

Heisenberg, sicherlich ein höchst genialer, aber damals noch verhältnismäßig unerfahrener Wissenschaftler, war nicht zuletzt durch anfängliche und noch nicht ganz ausgereifte Interpretationen der Relativitätstheorie (auch durch Albert Einstein selber, dem er es in seinem großen Ehrgeiz gleichzeitig wollte) beeinflusst. Einstein hatte darin den Begriff einer *momentanen* (gleichzeitigen) Realität, weil operationell nicht begründbar, abgeschafft. Erst Herrmann Minkowski stellte klar, dass dieser Begriff konsistent durch den einer hypothetischen vierdimensionalen, raumzeitlichen Realität ersetzt wird (s. [Kap. 15](#)). In dieser ist die scheinbare momentane Realität (ein globales Jetzt) nur aus der raumzeitlichen „Perspektive“ eines Betrachters, definiert durch seinen Bewegungszustand, zu verstehen. Heisenberg bestand aber unter Berufung auf Einsteins ursprünglicher Formulierung darauf, dass man nicht über das was *ist*, sondern nur über das was beobachtet wird, reden und eine Theorie formulieren kann. Dieser positivistische Standpunkt kam Bohr sehr entgegen. Heisenberg zitiert in seinen Erinnerungen Einsteins folgende Aussage aus einer Diskussion, die er mit ihm führte: „Erst die Theorie entscheidet darüber, was man beobachten kann“ (s. [6] von [Kap. 2](#)). Dieses Zitat wird häufig fälschlicherweise so verstanden, dass die Theorie durch Postulate *frei festlegen* (oder einschränken) darf, was beobachtbar ist. Heisenberg führte zu diesem Zweck in seinem „Bild“ den

formalen Begriff von „Observablen“ an Stelle von realen und objektiven Variablen ein. Aber Einstein fährt fort: „Auf dem ganzen langen Weg vom Vorgang“ (im Messapparat) „bis zur Fixierung in im Bewusstsein müssen wir wissen wie die Natur funktioniert, ... wenn wir behaupten wollen, dass wir etwas beobachtet haben.“ Das ist ein klares Bekenntnis zu einer beobachterunabhängigen Realität, die jedoch in der Kopenhagener Deutung der Quantentheorie bestritten wird. Daher wird diese auch so gern zur Rechtfertigung antireduktionistischer oder gar esoterischer Vorstellungen angeführt.

Kurz nach Heisenberg präsentierte Schrödinger seine Wellenmechanik, in der die Unschärferelationen erklärbar werden. Sie sind danach vergleichbar mit dem bekannten Kompromiss, den man bei Radiowellen zwischen Trennschärfe und Informationskapazität machen muss. Der vermeintliche Teilchenimpuls erweist sich dabei als inverse Wellenlänge (die „Wellenzahl“ je Längeneinheit): Ein Wellenpaket, dessen Fouriertransformierte um die Wellenzahl  $k = 2\pi/\lambda$  konzentriert ist, bewegt sich nach der Einteilchen-Schödinger-Gleichung mit der Geschwindigkeit  $v = h/m\lambda$ . Nur weil man den Impuls bis dahin in mechanischen Einheiten gemessen hat, benötigt man einen Umrechnungsfaktor, der sich als Plancksche Konstante erweist. Schrödingers Herleitung seiner Wellenmechanik führte ihn aber direkt auf Wellenfunktionen im hochdimensionalen Konfigurationsraum, was er zunächst umging, indem er sich mit großem Erfolg auf den Spezialfall einzelner Elektronen, also Wellenfunktionen im Raum, konzentrierte. Er wäre sonst direkt auf den erwähnten und entscheidend neuen Begriff der Zustandsverschränkung (und damit der Nichtlokalität) gestoßen. Viele Lehrbücher bezeichnen den dreidimensionalen Spezialfall auch heute noch fälschlicherweise als die eigentliche Schrödinger-Gleichung.

Tatsächlich bilden Everett „Welten“ eine gewisse Analogie zu inhaltlich voneinander unabhängigen und getrennt betrachtbaren Radio- oder Fernsehsendungen, die alle gleichzeitig als *eine* elektromagnetische Welle den (hier dreidimensionalen) Raum füllen – nur dass in der globalen Quantenwelt der Zuschauer selber Teil einer der „Sendungen“ oder „Welten“ ist (das ist die entscheidende neue Erkenntnis). Später versuchte Schrödinger die Wellenfunktion im Konfigurationsraum neu zu interpretieren, da für ihn (wie für die meisten seiner Zeitgenossen) nur eine Realität in Raum und Zeit denkbar war. Es waren insbesondere die scheinbaren Quantensprünge als allzu offensichtliche Abweichungen von der von ihm gefundenen Wellendynamik, die ihn von Borns Wahrscheinlichkeitsinterpretation überzeugten, obwohl er diese als Indiz für die Vorläufigkeit der Theorie ansah. Born hatte sich umgekehrt vorübergehend durch Schrödinger von Heisenbergs Matrixmechanik abbringen lassen und seine Wahrscheinlichkeiten zunächst als einen Kollaps der Wellenfunktion formuliert, den erst Wolfgang Pauli wieder als eine Informationsvermehrung über Teilchen umdeutete. Erst nach der Arbeit von Einstein, Podolsky und Rosen im Jahr 1935 bezeichnete Schrödinger den Begriff der Verschränkung als den wichtigsten der Quantentheorie, sprach aber im Titel seiner Arbeit immer noch von Wahrscheinlichkeitskorrelationen – nicht von einer Eigenschaft individueller Zustände. Immer wieder stieß man so auf die unlösbare Frage: Teilchen oder Welle?

So konnte sich die Kopenhagener Deutung trotz oder gerade wegen ihrer vagen Formulierung nahezu uneingeschränkt durchsetzen. Versuche, ihre begrifflichen Inkonsistenzen (gewöhnlich umschrieben als „Komplementarität“ – m.E. der größte Sophismus der Wissenschaftsgeschichte) zu überwinden, wurden vornehmlich von Außenseitern unternommen. Ihre erfolglosen Bemühungen stießen auf wenig Interesse und oft auf Spott, wovon selbst der „zu alte“ Einstein nicht ausgenommen wurde. Die meisten ihrer Ansätze scheitern in der Tat schon daran, dass sie nur bestimmte Aspekte erklären können, während sie zu anderen sogar in Widerspruch stehen. Es ist bezeichnend, dass alle existierenden *konsistenten* Theorien die nichtlokale Wellenfunktion als fundamentalen Teil der Realität ansehen (sie also „ontisch“ und nicht nur „epistemisch“ im Sinne einer unvollständigen Information verstehen). Neben den bisher erwähnten „Viele-Welten“ (besser sollte man sagen „Multiple Beobachter“ oder „Many Minds“) und den Kollapstheorien gibt es noch eine konsistente Theorie von David Bohm, der zusätzlich zu einer universellen Wellenfunktion noch klassische Teilchen- und Feldvariablen annahm, die von ersterer dynamisch „geleitet“ werden. Dadurch lässt sich eine solche Theorie in ihren beobachtbaren Konsequenzen exakt äquivalent zur üblichen Quantentheorie machen, jedoch nur auf Kosten der Tatsache, dass sich die so postulierten klassischen Objekte zwischen zwei Messungen völlig „abwegig“ verhalten (z. B. schneller als Licht sein können) und keinesfalls einigermaßen plausiblen Erwartungen entsprechen. Da ihre Existenz laut Konstruktion dieser Theorie niemals nachweisbar ist, haben sie nur den Zweck, auf notgedrungen skurrile Weise einen Determinismus für Messergebnisse wiederherzustellen. Verzichtet man auf solche konsequenzlosen Hypothesen, bleibt außer einem vorerst ebenfalls hypothetischen Kollaps nur Everett's Interpretation der Vielen Welten, die durch dynamisch autonome Komponenten der Wellenfunktion beschrieben sind.

In den letzten Jahrzehnten konnten die Experimentalphysiker mit unglaublich genialen Anordnungen den ursprünglich nur für Atome angenommenen Anwendungsbereich der Quantentheorie immer weiter als gültig nachweisen. Dabei wurde der von der Kopenhagener Deutung vorausgesetzte klassische Bereich ständig zurückgedrängt – beschreibt aber nach wie vor ausreichend unsere Alltagswelt. In allen untersuchten Fällen wird diese scheinbare Grenze ganz im begrifflichen Rahmen der Quantentheorie durch den erwähnten Dekohärenzmechanismus erklärt, der die Everett-Welten praktisch *irreversibel* voneinander trennt. Es gibt also keinen rationalen Grund, die Allgemeingültigkeit dieser Theorie, die dann zwangsläufig zu den „Vielen Welten“ führt, in Zweifel zu ziehen. Andererseits ist es natürlich nachvollziehbar, dass praktizierende Physiker eher den Begriffen trauen, die die ihnen zugängliche Laborsituation beschreiben. Diese können dann jedoch nur eine situationsbedingte „Oberfläche“ der Natur darstellen, die uns als Welt der Alltagsphänomene geläufig ist. Aber warum sollte die Realität auf diesen, unseren erweiterten Sinnen zugänglichen Teil beschränkt sein? Leider werden Interpretationsfragen der Quantentheorie gewöhnlich nicht mit Argumenten sondern mit Hilfe des angeblich so gesunden „Menschenverstandes“ beantwortet.

Die pragmatisch gerechtfertigte Interpretation der Wellenfunktion als Wahrscheinlichkeitsamplitude für klassische Eigenschaften ist so suggestiv, dass man neuerdings zu ihrer Rechtfertigung den ganz neuen Begriff einer fundamentalen „Quanteninformation“ eingeführt hat – ein Zwitterbegriff zwischen ontisch und epistemisch, der jeder Realität überzuordnen wäre. Dieser steht ganz in der Tradition der Kopenhagener Deutung mit ihrer irrationalistischen „Lösung“ von Problemen durch Einführung neuer Vokabeln (Many Words statt Many Worlds, wie es Max Tegmark auf den Punkt gebracht hat). Der Pragmatismus in der Physik erweist sich dabei als stärker als alle Konsistenzfragen. So akzeptiert man bereitwillig begriffliche Inkonsistenzen (wie einen „Dualismus“ von Teilchen und Wellen), solange diese nicht zu praktischen Problemen führen. Tegmarks Forderung, dass die Lehrbücher der Quantentheorie umgeschrieben werden müssen, dürfte also vorerst wenig Gehör finden, denn nur wenige Wissenschaftler sind jemals bereit, etwas zu widerrufen, was sie ein Leben lang gelehrt haben. Mir wurde früher bei Versuchen, die Konsequenzen einer universellen Quantentheorie zu diskutieren, von Kollegen gewöhnlich die Antwort zuteil, dass diese „dafür nicht gemacht“ sei! Wegen der oben erwähnten negativen natürlichen Auslese dürfen wir nicht einmal im Sinne Max Plancks erwarten, dass wenigstens das Aussterben der alten Physiker (wie er sich ausdrückte) einen Fortschritt bringen wird. Und so schleppen sich klassische Vorurteile und Vorstellungen mit ihren begrifflichen Inkonsistenzen „wie eine ewige Krankheit“ fort.

## 5 Haben die „anderen Welten“ irgendwelche Konsequenzen?

Wenn die anderen Welten tatsächlich existieren, ist das offenbar von elementarer Konsequenz für die darin dann ebenfalls existierenden Beobachter – auch wenn wir mit ihnen nicht kommunizieren können. Wesentlich sind sie natürlich auch für ein konsistentes und vollständiges *Bild*, das wir uns von der Welt zu machen versuchen (die „Vogelperspektive“). Denn die Schrödinger-Gleichung, durch deren Anwendung sich die Vielen Welten ergeben, ist ja immer wieder bestätigt worden – nicht zuletzt durch das Phänomen der Dekohärenz selber. Erstaunlicherweise betreiben aber viele Kosmologen ihr Metier auch heute noch so, als ob die Quantentheorie dafür nur von untergeordneter Bedeutung sei, während sie bereitwillig rein spekulative klassische Feldtheorien aufgreifen (vgl. den Schluss von Kap. 14).

Es bleibt aber noch die Frage, welche *praktischen* Konsequenzen die Vielen Welten für „uns“ haben könnten, also für das spezifische Kollektiv von individuellen Beobachtern, die miteinander in Informationsaustausch stehen, das heißt, zu einer „Welt“ gehören. In der Kollapsinterpretation müssten sich beobachtbare Konsequenzen aus den dazu nötigen Modifikationen der Schrödinger-Gleichung ergeben. Gibt es also außer deren Nichtauftreten weitere Konsequenzen der Viele-Welten-Interpretation? Ich möchte hier zwei erwähnen, obwohl sie derzeit kaum nachzuprüfen sind: (1) mögliche Abweichungen von einer universellen Richtung der Zeit und (2) das anthropische Prinzip.

Die Verzweigung der Everettischen „Welten“ ist offenbar ein zeit-asymmetrischer Vorgang, obwohl die Grundgleichungen der Theorie (insbesondere die Schrödinger-Gleichung) im wesentlichen zeitsymmetrisch sind (s.a. Kap. 19). Die Asymmetrie der Verzweigung ist in diesem Rahmen nur durch eine sehr spezifische *Anfangsbedingung* an die Wellenfunktion des Universums zu begründen, die dann für die Zeitrichtung *aller* Alltagsphänomene (physikalisch charakterisiert durch die Zunahme der Entropie) verantwortlich sein muss. Sie ist auch für die zeitgerichtete Kausalität (also den strukturellen Unterschied zwischen Ursachen und Wirkungen) verantwortlich. Im kopenhagener Pragmatismus ist diese Asymmetrie nicht einmal innerhalb der Theorie formulierbar – sie erscheint erst ad hoc in der aufgesetzten Interpretation oder in Form von vorausgesetzten zeit-asymmetrischen „Operationen“.

Es ist nun denkbar, dass unser sich ausdehnendes Universum einmal zum Stillstand kommt und in Umkehrung des Urknalls wieder einen Zustand unendlicher Dichte anstreben wird, was nach den Vorstellungen einiger Kosmologen in symmetrischer Weise geschehen sollte. In diesem Fall müsste sich auch die Zeitrichtung des Zusammenhangs zwischen Dokumenten oder Erinnerungen und ihren Quellen (oder allgemein die Richtung kausaler Zusammenhänge) umkehren, so dass auch Beobachter die Zeit nur in umgekehrter Richtung bewusst erleben könnten. Bei einem fundamental zeit-asymmetrischen Kollaps der Wellenfunktion wäre das allerdings nicht möglich: Eine Wiedervereinigung von Everett-Welten wäre ausgeschlossen, wenn diese bis auf jeweils eine durch den Kollaps aus der Realität verschwänden. Eine empirische Entscheidbarkeit liegt aber wohl in der sehr fernen Zukunft, selbst wenn sich das Universum nicht bis in alle Ewigkeit ausdehnen sollte.

Mit dem *anthropischen Prinzip* versucht man zu begründen, warum wir als subjektive und bewusste Beobachter eine objektiv gesehen unwahrscheinliche Situation vorfinden. Das kann sehr persönlich gemeint sein (warum Sie und ich gerade als hochentwickelte Wesen existieren, obwohl es viel mehr Individuen auf niederer Entwicklungsstufe gibt, bei denen wir auch ein Bewusstsein vermuten) oder sich auf die ganze Menschheit beziehen (warum finden wir uns gerade auf einem bewohnbaren Planeten, obwohl es viel mehr unbewohnbare gibt?). Die saloppe Antwort „andernfalls könnten wir nicht diese Fragen stellen“ mag befriedigend erscheinen, wenn es denn genügend Möglichkeiten im Universum gibt. (Sie hat trotzdem nichttriviale Konsequenzen für den von uns beobachteten Teil der Welt!) Man bezeichnet eine solche Art der Antwort als das *schwache anthropische Prinzip*. Das *starke anthropische Prinzip* versucht die gleiche Art von Antwort auf die Frage, warum es denn überhaupt bewohnbare Situationen im Universum gibt, oder warum die Welt gerade so ist, dass Evolution *irgendwo* zu intelligenten Wesen führen konnte. Eine quantitative Abschätzung der entsprechenden Wahrscheinlichkeiten ist aber sehr schwierig und stark abhängig von weiteren fundamentalen Annahmen.

Das schwache Prinzip akzeptieren wir gewöhnlich ohne uns dessen überhaupt bewusst zu sein, während das starke eher an kreationistische Vorstellungen erinnert. Ein Vorteil der Viele-Welten-Interpretation ist nun, dass sie von viel mehr *existierenden* Situationen ausgeht, so dass manche scheinbar nötige Anwendung des starken anthropischen Prinzips nur noch das schwache erfordert. Es ist sogar

denkbar, dass eine von einem Beobachter registrierte Häufung unwahrscheinlicher Quantenereignisse in seiner Vergangenheit, die für seine aktuelle Existenz nötig waren, als Hinweis auf die Vielen Welten dienen könnten – nämlich dann, wenn die Gesamtheit solcher Ereignisse so unwahrscheinlich ist, dass sie *nirgendwo* in einem als endlich angenommenen einzelnen Universum zu erwarten wäre. Ein solcher Hinweis wäre jedoch nur insoweit objektivierbar, wie diese Ereignisse zur Selektion *vieler* Beobachter beigetragen haben – etwa zur Evolution des homo sapiens in „unserer Welt“.

## Kapitel 4

# Von „Vielen Welten“ zur Quanten-Dekohärenz?

Im Artikel über „Die vielen Welten des Hugh Everett“ schreibt der Autor Peter Byrne, Everetts Vielewelten-Interpretation der Quantenphysik aus den 1950er Jahren nehme gewisse Züge der Quanten-Dekohärenz vorweg. Ein Zusammenhang besteht aber eher in umgekehrter Richtung. In meiner von ihm erwähnten Arbeit von 1970 habe ich bereits ausdrücklich für eine Everett-Interpretation plädiert (ursprünglich ohne Everetts Arbeit zu kennen). Das, was man heute Dekohärenz nennt, war dabei nur ein Hilfsargument. Deswegen betrachte ich die vielfache experimentelle Bestätigung der Dekohärenz auch als eine indirekte Bestätigung der „Vielen Welten“.

Ebenso wie Everett war ich nie bereit zu akzeptieren, dass man in der pragmatischen Kopenhagener Interpretation ständig nach Gutdünken zwischen Quantenzuständen und klassischen – das heißt nicht-quantenphysikalischen – Begriffen wechselt. Die breite experimentelle Bestätigung der Quantentheorie legte schon damals die Hypothese nahe, dass die Schrödingergleichung universell gültig sein müsse. So blieb nur noch die Frage nach den Konsequenzen dieser Annahme. Während Everett als erster die sich daraus ergebende quantenmechanische Verschränkung von mikroskopischem System, Messapparat und Beobachter ernstnahm, habe ich damals auch diejenige mit der jeweils unvermeidbaren „Umgebung“ berücksichtigt und dies vor allem als Argument für die Notwendigkeit einer einzigen, universellen Wellenfunktion (die dann viele pseudo-klassische „Welten“ beschreiben muss) benutzt.

Traditionell geht man davon aus, dass die Wellenfunktion nur eine beschränkte Bedeutung hat und etwa beim Klicken des Messzählers ihre weitere Berechtigung verliert. Das würde die bei der Messwechselwirkung entstehende Verschränkung immer wieder aufheben. Die Erweiterung der Quantentheorie auf die unkontrollierbare Umgebung eines jeden Systems macht dagegen die Verwendung klassischer Konzepte, etwa für Messapparate, überflüssig.

Diese erweiterte Anwendung der Theorie ist inzwischen vielfach bestätigt worden. Sie erscheint offenbar noch allgemein akzeptierbar, sofern man dazu die traditionelle Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Wellenfunktion lediglich um

---

Kurzkommentar aus dem Spektrum der Wissenschaft vom April 2008 zum Artikel von Peter Byrne.

einen Schritt verschiebt (s. [Kap. 9](#)), so dass letztere die Verschränkung mit der Umgebung einschließt. Damit ist aber nur wenig gewonnen! Geht man dagegen konsequenterweise noch einen Schritt weiter, indem man auch den Beobachter und den „Rest der Welt“ in die quantenmechanische Beschreibung einbezieht, landet man bei der Everett-Interpretation, nach der die Quantensuperposition *aller* Messergebnisse weiterhin existiert.

Wegen dieser Konsequenz verschwanden meine frühen Arbeiten – soweit sie überhaupt publiziert wurden – zunächst ebenso in der Versenkung wie die Everetts. Erst als andere Autoren in den achtziger Jahren die Idee einer für alle makroskopischen Variablen wesentlichen Wechselwirkung mit der Umgebung aufgriffen, begann das Dekohärenz-Argument populär zu werden. Diese Popularität beruht aber leider nicht zuletzt auf einer verbreiteten Fehlinterpretation, die nicht zwischen Verschränkung und unvollständiger Information unterscheidet und dadurch die Konsequenz der Vielen Welten zu vermeiden *scheint*. Eine Interpretation der Wellenfunktion als reines Informationskonzept könnte niemals deren Konsequenzen für die Realität erklären und bliebe auch selber unerklärt.

Der Dekohärenz-Mechanismus beschreibt mittels der Schrödinger-Gleichung eine irreversible Delokalisierung von Superpositionen in Form einer *globalen* Verschränkung, so dass diese für einen lokalen Beobachter unzugänglich werden. Dadurch erhält die beim Messprozess auftretende „Verzweigung“ der Wellenfunktion eine objektive Bedeutung – obwohl erst die dadurch bedingte Verzweigung der individuellen Beobachter verantwortlich für die Natur der von ihnen wahrgenommenen „Welt“ ist.

# Kapitel 5

## Physik ohne Realität: Tiefsinn oder Wahnsinn?

### 1 Vorbemerkung

Ich habe in letzter Zeit des öfteren bemerken müssen, dass mir in wissenschaftlichen Publikationen und in Internet-Foren unterstellt wird, ich setze bei gewissen Argumenten zur Interpretation der Quantentheorie voraus, dass die Wellenfunktion die Realität beschreibt, was aber „bekanntlich“ nicht zuträfe. Jedoch ist weder das eine noch das andere richtig, auch wenn die zweite Aussage noch immer ein verbreitetes Vorurteil unter Physikern ist. Denn die Wahrscheinlichkeitsinterpretation (insbesondere für das spontane Auftreten von Partikeleigenschaften) wird allen Physikstudenten als unumstößliches Dogma ins Gehirn gebrannt. Sie ist für viele Zwecke natürlich gerechtfertigt, beschreibt jedoch nur die halbe Wahrheit über die Wellenfunktion und überlässt die Anwendung der dabei zu benutzenden statistischen Regeln weitgehend der situationsbedingten Intuition (was neuerdings auch „Kontextualität“ genannt wird). Die erste Aussage habe ich dagegen nur als *möglich und konsistent* bezeichnet, wenn man bereit ist, den Realitätsbegriff unabhängig von traditionellen Vorurteilen zu verstehen. Keinesfalls ist sie *notwendig* für irgendwelche meiner Schlussfolgerungen. Deren Bedeutung für eine *mögliche* „Realität“ muss von den Subtilitäten der Definition dieses Begriffes abhängen. Die pragmatische Ablehnung einer Realität in der Quantenphysik ist dagegen nur ein Verzicht auf Konsistenz der Beschreibung (umschrieben durch Vokabeln wie Dualismus, Unschärfe usw.).

### 2 Historisches zum Realitätsbegriff in der Physik

„Es gibt keine Quantenwelt“ lautet ein bekanntes Zitat von Niels Bohr. Ein anderes besagt, dass „die Physik keine Aussagen darüber machen kann, wie die Welt *ist*, sondern nur darüber, was wir über sie wissen.“ Letzteres kann man mehr oder auch weniger trivial verstehen. Denn schon vorher hatte Heisenberg die keineswegs

---

WebEssay vom Dezember 2009.

triviale Behauptung aufgestellt, dass „die Bahn des Elektrons erst durch ihre Beobachtung entsteht“ – nämlich aus einer Folge von Messungen des Teilchenortes, der vorher jeweils „objektiv unbestimmt“ oder „unscharf“ war. Nach seiner später geäußerten Auffassung stellt die Wellenfunktion, die nach Schrödingers ursprünglichen Absichten das Elektron objektiv beschreiben sollte, lediglich „menschliches Wissen“ dar. Somit wäre auch der umstrittene Kollaps der Wellenfunktion bei einer Messung nur Ausdruck einer Informationsveränderung im Beobachter. All diese Unterscheidungsversuche setzen aber bereits eine in der Quantentheorie fragliche begriffliche Trennung der Zustände von beobachtetem System, Messapparat und Beobachter voraus.

Ist es denn nun die Messung als Vorgang im Messgerät oder die menschliche Wahrnehmung des Ergebnisses, die angeblich den Ort des Teilchens erzeugt? Nach Bohr ist das Messergebnis mit klassischen Begriffen zu beschreiben, sollte also nach Beendigung der Messung unabhängig von der Anwesenheit eines menschlichen Beobachters existieren. Das Wissen des Beobachters wird nach traditioneller Auffassung dagegen erst durch das Ablesen des Ergebnisses beeinflusst (und nicht etwa umgekehrt) – s. hierzu auch [Kap. 9](#).

Ursprünglich hatte Heisenberg mittels seines „Gedanken-Mikroskops“ versucht, seine Unbestimmtheitsrelation als Folge einer unvermeidlichen Störung des Objekts durch die Messung zu verstehen. Das wäre noch nicht mit der *Existenz* realer Partikel in Konflikt gewesen. Dieser Versuch ist aber gescheitert, so dass Pauli später ganz im Sinne Heisenbergs formulierte, der bei der Messung in Erscheinung treten-de Ort des Elektrons sei als eine „außerhalb der Naturgesetze stehende Schöpfung“ aufzufassen. Eine ähnliche Auffassung wird auch heute noch (scheinbar notgedrun-gen) in irgendeiner Form von den meisten Physikern vertreten, wie erst kürzlich wieder einer Diskussion in Form von Leserbriefen in der Zeitschrift der American Physical Society, Physics Today, zu entnehmen war [1]. Denn nach der Kopenhagener Deutung gilt der (irreversible) Messprozess als nicht dynamisch analysierbar, während die in den letzten Jahrzehnten entwickelte Dekohärenztheorie sehr wohl eine Möglichkeiten dazu bietet.

Nun erweist sich zwar der Realitätsbegriff bei einer tiefergehenden philosophischen Analyse als sehr schwer zu fassen, doch das erklärt keineswegs, warum seine Subtilität gerade in der Quantentheorie eine besondere Rolle spielen soll. Hier sind es also die ausdrücklichen Ablehner einer mikroskopischen Realität, die eine Bringschuld bei der Antwort auf die Frage „Was ist denn mit Realität gemeint?“ haben.

Die Realität neuer physikalischer Konzepte war häufig anfangs umstritten. Galilei wurde angeklagt, weil er das kopernikanische Weltbild als real und nicht nur als eine Rechenmethode ansah. Ähnliche Versuche einer Abwertung oder Verharmlosung naturwissenschaftlicher Erkenntnisse sind heute keineswegs nur bei Kreationisten, sondern auch bei vielen Philosophen (etwa bezüglich Einsteins Raumzeitkonzept) und sogar bei den meisten Physikern (bezüglich Schrödingers Wellenfunktion) verbreitet, obwohl *alle* Quantenphänomene mit deren Hilfe vorhergesagt werden konnten. Heute bedarf es zur Aufrechterhaltung einmal akzeptierter Begriffe und Denkmuster nicht einmal mehr der radikalen Maßnahmen

durch die Obrigkeit wie zu Galileis Zeiten, denn ganz demokratische akademische Entscheidungsprozesse (wie durch peer review, Forschungsgemeinschaften und Berufungsgremien) haben sich als sehr effizient erwiesen.

Im neunzehnten Jahrhundert wurde auch das elektrische Feld zunächst als ein rein formales Hilfskonstrukt zur Berechnung von Kräften auf Ladungen angesehen. Da wir das Feld nicht „direkt erblicken“ können, fragt sich, was wir unter seiner Realität verstehen. Bei der Begründung eines realen elektrischen Feldes spielt die konsistente „Denkbarkeit“ kleiner Probefeldungen, mit deren Hilfe man es überall operationell nachweisen könnte, ohne es merklich zu stören, eine wesentliche Rolle. Die mögliche Realität der Probefeldungen stellt man dabei nicht in Frage. Man kann also konsistent so tun, *als ob* das elektrische Feld überall auch ohne die Präsenz von Probefeldungen existierte, und, in seiner elektromagnetischen Verallgemeinerung, *als ob* es eine Energie- und Impulsdichte besäße. Als Folge der erkenntnikritischen Betrachtungen von Descartes und Hume ist dieses „*als ob*“ aber für den Realitätsbegriff ganz allgemein von entscheidender Bedeutung. Das unwiderlegbare Extrem dieser Kritik ist *Decartes Dämon*, der uns die Welt, die wir zu sehen glauben, nur vortäuschen könnte. Diese Hypothesen- (oder Theorien-) Abhängigkeit unseres gesamten Weltbildes betrifft die „gefühlte Realität“ von Objekten unserer Alltagserfahrung, die wir ständig zu bestätigen scheinen, offenbar geringer als die von solchen, die nur indirekt oder durch apparativen und theoretischen Aufwand zu erschließen sind, obwohl diese von sehr viel allgemeinerer Gültigkeit sein können. Die uneingeschränkte Extrapolation aktueller Theorien und Begriffe zu einer geschlossenen Kosmologie kann aber grundsätzlich nur als Konsistenzprüfung für das jeweilige Hypothesensystem verstanden werden.

Entscheidend ist, dass eine solche „heuristische Fiktion“ einer realen Welt mit allen Erfahrungen im Einklang steht und keine überflüssigen Elemente enthält, die nicht aus Konsistenzgründen erforderlich sind (Occam's razor). Diese Konstruktion verlangt keinesfalls, realen Objekten auch „materielle“ Eigenschaften, wie Energie und Impuls, zuzuschreiben (wie es beim elektromagnetischen Feld noch möglich ist). Diese laut Vaihinger [2] somit *grundsätzlich fiktive Realität* gilt gewöhnlich als neokantisches Konzept, kann aber als ausdrückliche Fiktion sehr wohl auch als metaphysikfrei im Sinne eines Humeschen Positivismus verstanden werden – wenn das denn überhaupt ein Gegensatz ist.

Ein weiteres Objekt von strittiger Realität in der Physikgeschichte ist der Lichtäther als ursprünglich vermutetes materielles Medium für elektromagnetische Schwingungen. Er gilt gemeinhin als gescheitertes Konstrukt (insofern eben nicht als heuristisch), da er nicht zu mit den Experimenten konsistenten Vorhersagen geführt hat. Das ist allerdings nur richtig, solange man für den Äther irgendein Ruhesystem voraussetzt, während das Vakuum als Schwingungsmedium nach heutigen Vorstellungen durchaus eine physikalische, als real anzusehende Struktur, aber auch eine ungewöhnliche, relativistisch invariante Zustandsgleichung besitzt, die *kein* Ruhesystem auszeichnet.

Es ist sicher kein Zufall, dass sich Einstein als junger Mann intensiv mit erkenntnistheoretischen Überlegungen befasst hat [3]. Als Folge seiner positivistischen Grundauffassung entwickelte er seine Relativitätstheorie zunächst ausschließlich in

Form von Beziehungen zwischen Zeit- und Längenmessungen, was ihm half, Newtons absolute Begriffe von Raum und Zeit zu umgehen. Die „Realität“ der Raumzeit als neuem, einheitlichem Gebilde wurde erst von Minkowski klar erkannt (ganz offensichtlich im Sinne einer heuristischen Fiktion). Einstein hat oft betont, dass die Krümmung der Raumzeit nicht wirklich beweisbar, sondern eben nur eine sehr nützliche Hypothese ist. Minkowskis Standpunkt wird konsequent mit Hilfe von koordinatenunabhängigen (vierdimensionalen) geometrischen Objekten zur Darstellung physikalischer (realer) Objekte in dem bekannten Lehrbuch von Misner, Thorne und Wheeler vertreten [4]. (John Wheeler schlug dafür auch die Einführung neuer Namen, wie „momenergy“ an Stelle der operationell begründeten, aber nicht invarianten separaten Begriffe Impuls und Energie vor.) Als Heisenberg sich trotz Minkowskis Einsichten mit seinem operationalistischen Konzept auf Einstein berief, führte das zu Missverständnissen mit diesem [5].

Warum erscheint der Verzicht auf ein vordem so erfolgreiches Konzept wie das der Realität (also einer konsistenten, beobachterunabhängigen Beschreibung der Welt) nun vielen Physikern in der Quantentheorie geboten? Die Bereitschaft zu einer solchen Einstellung wurde zweifellos aus dem Zeitgeist der zwanziger Jahre geboren, als man sich aus den vermeintlichen Fesseln von Materialismus und Determinismus zu befreien suchte [6]. Dazu mussten aber ganz konkrete Argumente kommen. Sie ergaben sich zunächst aus Heisenbergs erfolgreicher formaler Umbeschreibung der Partikelmechanik auf seine Matrizenmechanik, die, wie er damals glaubte, nur für atomare Teilchen gelten könne, die für den jugendlichen Dränger und Humanisten zur Welt der Ideale gehören mussten. Die klassischen Teilchenvariablen wie Ort und Impuls werden dabei durch rein formale Größen ersetzt, denen *keine bestimmten Zahlenwerte* entsprechen, sondern denen solche nach seiner Auffassung erst bei menschlichen Eingriffen (Messungen) zukommen.

Diese Vorstellungen erschienen aber den meisten Physikern zunächst inakzeptabel. So wurde Schrödingers Wellenmechanik mit großen Erwartungen aufgenommen – vorübergehend selbst von Heisenbergs frühen Unterstützern, wie etwa Max Born. Ihre Anschaulichkeit, gestützt durch die neuen Interferenzexperimente mit Elektronen durch Davisson und Germer, beruhte jedoch auf einer starken Vereinfachung von Schrödingers Theorie (ihrer Beschränkung auf von einander unabhängige Elektronen), die wegen der Plausibilität *räumlicher* Wellenfunktionen zunächst auch natürlich erschien.

Der Anstoß zur endgültigen Absage an eine mikroskopische Realität ergab sich in der Quantentheorie erst aus Konsistenzfragen der Art: „Ist das Elektron denn nun *in Wirklichkeit* ein Teilchen oder eine (räumliche) Welle?“ Keine dieser beiden Möglichkeiten kann bekanntlich alle Beobachtungen beschreiben, weshalb Niels Bohr sein dem philosophischen Irrationalismus entlehntes *Komplementaritätsprinzip* einführt, das die Verwendung sich logisch ausschließender Begriffe je nach Art des durchgeföhrten Experiments explizit gestattet und sogar erfordert. Unter der (dann also bestrittenen) Realität eines quantenmechanischen Objekts wird hier offensichtlich die Existenz einer eindeutigen und konsistent anwendbaren formalen Beschreibung verstanden. Der grundsätzliche Verzicht auf eine „Quantenwelt“ entspricht daher der Erwartung, dass sich eine begrifflich konsistente und vollständige Beschreibung niemals finden lasse.

In dieser allgemeinen Form ist eine solche Erwartung durch Gegenbeispiele, wie etwa Bohms Theorie, längst widerlegt (s. Abschn. 5) [7]. Wenn Bohrs „Kopenhagener Deutung“ trotzdem von der Mehrheit der Physiker immer noch akzeptiert wird, so nicht zuletzt wegen dessen anhaltender Autorität, aber auch deswegen, weil fast alle der diversen Gegenvorschläge neue Elemente oder Annahmen enthalten, die nicht bestätigt werden konnten oder können. Es spielt sicher auch eine Rolle, dass die pragmatischen Regeln der Kopenhagener Deutung es erlauben, den darin postulierten begrifflichen Inkonsistenzen systematisch aus dem Wege zu gehen. Falls der Verzicht auf Realität denn Wahnsinn ist, so erfordert er jedenfalls Methode – und diese ist lehrreich. Wenn etwa ein Physiker behauptet, er wende konsistent die Kopenhagener Deutung an, so bedeutet das eigentlich nur, dass er sich konsistent immer auf dieselbe Art begrifflicher Inkonsistenz beruft – aber das ergibt noch keine konsistente Theorie. Man hat die Komplementarität daher zu Recht als einen „Unbegriff“ bezeichnet, und man könnte sie, einer Mode folgend, vielleicht sogar zum „Unwort der Wissenschaft des zwanzigsten Jahrhunderts“ ernennen.

### 3 Heisenberg, Schrödinger und Dirac

Heisenberg wurde noch von einer reinen Partikel-Vorstellung für Elektronen geleitet – auch wenn er erhebliche begriffliche Einschränkungen machen musste. Die wichtigste war seine erst eine Weile nach dem Formalismus eingeführte Unschärferelation. Als sich deren Begründung durch unvermeidbare Störungen bei einer Messung als unzureichend erwies, konnte die Unschärfe nur so verstanden werden, dass Ort und Impuls eines Elektrons nicht gleichzeitig *existieren*. Nach traditionellen Maßstäben würde das einen Partikelbegriff für das Elektron einfach ausschließen. Hier wird es gewöhnlich so interpretiert, dass lediglich die einem Partikel zukommenden Eigenschaften (Ort und Impuls) vor einer Messung „objektiv unbestimmt“ sind – was immer das heißen mag. Es gibt unzählige philosophische oder formale Versuche, dies zu begründen.

Als Schrödinger kurz darauf das Elektron durch eine räumliche Wellenfunktion beschrieb, schien sich die Unschärferelation sehr anschaulich durch das Fouriertheorem erklären zu lassen (also durch die Unmöglichkeit, Ausdehnung *und* Wellenlängenbereich eines Wellenpaketes gleichzeitig beliebig zu beschränken). Das Elektron wäre danach in Wirklichkeit kein Teilchen sondern ein Feld – und die von Heisenberg postulierte Unschärfe (ähnlich wie die in der Quantenmechanik gelegentlich eingeführte „neue Logik“) nur eine irreführende Krücke, die das Partikelkonzept auf seinen amputierten Beinen halten soll.<sup>1</sup> Dieser Auffassung scheinen jedoch diverse Partikelphänomene zu widersprechen, so dass Bohr die

---

<sup>1</sup> Schrödinger hat darauf hingewiesen, dass schon die klassischen Interferenzphänomene des Lichts auch mit Newtons Lichtteilchen vereinbar gewesen wären, wenn man diesen eine „Unschärfe“ zugebilligt hätte. In diesem Sinne lässt sich auch jede klassische Wellengleichung formal durch ein geeignetes dreidimensionales Feynmansches Pfadintegral für „Teilchen“ ersetzen.

Heisenbergsche Unschärfe von Ort und Impuls in Form seines Komplementaritätsprinzips noch verallgemeinerte: So wie das Elektron entweder einen Ort *oder* einen Impuls besitzen kann, kann es je nach Experiment auch entweder Partikel *oder* Welle sein. Ist das nun Tiefsinn oder die letzte Stufe des Wahnsinns? Jedenfalls haben sich die meisten Physiker damit abgefunden und betrachten jeden bei ihren Studenten oder Kollegen aufkommenden Zweifel gewöhnlich als mangelndes Verständnis für die moderne Physik – ein perfektes „Totschlagsargument“, das auf die Zeit von Bohr und Pauli zurückgeht, und der Grund, warum gerade professionelle Physiker davor zurückschreckten, Zweifel an Kopenhagen öffentlich zu äußern.

Schrödinger war bei seinem Versuch, eine Wellengleichung nach dem Vorbild der hamiltonschen partiellen Differenzialgleichungen zu konstruieren, zunächst direkt auf Wellenfunktionen im klassischen Konfigurationsraum geführt worden. Diese Form der Wellenfunktion, die ihre statistische Interpretation zu unterstützen scheint, ist vielfach bestätigt worden. Für Schrödinger (ebenso wie für Einstein) war aber nur eine Realität in Raum und Zeit denkbar. Daher beschränkte er sich zunächst auf Einelektronenprobleme, für die der Konfigurationsraum mit dem normalen Raum identisch ist. Das reichte aber nicht, um diskrete Phänomene wie Zählerklicks, Spuren in der Wilsonkammer oder Quantensprünge zu verstehen. Somit wurde das Komplementaritätsprinzip zusammen mit der Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Wellenfunktion von den meisten Physikern akzeptiert, auch wenn es niemand *verstehen* konnte. Genau das galt eben als ein Zeichen von „Tiefe“ [6]. In der Praxis benutzen die Physiker einfach die jeweils passenden Begriffe, die auf den zugehörigen „Kontext“ beschränkt bleiben müssen.

Hier führt Diracs allgemeines *Superpositionsprinzip* auf ähnliche Weise weiter wie Schrödingers Wellenfunktion mittels des Fouriertheorems zur Erklärung von Heisenbergs Unschärferelation – auch wenn das für Bohr nur eine rein technische Formalisierung seiner Vorstellungen war. Dieses Prinzip führte Dirac auf das Konstrukt des abstrakten Hilbertraums mit einer verallgemeinerten Schrödingergleichung für dessen Elemente (Hilbertraumvektoren), die beliebige Quantenzustände darstellen sollen. Um auch klassische Eigenschaften beschreiben zu können, wurde es oftmals durch Zusatzpostulate („Superauswahlregeln“) wieder eingeschränkt, was sich aber durch die Entdeckung der Dekohärenz erübriggt hat. Im Nachhinein muss man das Superpositionsprinzip als die eigentliche Grundlage der gesamten Quantentheorie ansehen. Dabei interessierte sich Dirac, der gern rein formal dachte, allerdings kaum für die Realitätsdebatte, die ja eigentlich eine Konsistenzdebatte über die physikalische Anwendbarkeit der formalen Begriffe ist. Im Gegenteil – er benutzte sogar die Wahrscheinlichkeitsinterpretation, um eine „Äquivalenz“ von Heisenberg- und Schrödingerbild zu begründen, die aber nur auf die Berechnung von Erwartungswerten für Observable in abgeschlossenen Systemen anwendbar ist. Heisenberg, Born und Jordans formale Observablenalgebra von 1925 mag zwar mathematisch elegant und konsistent sein – ohne ihre Funktion im Hilbertraum (insbesondere als auf Wellenfunktionen wirkende Differenzialoperatoren) fehlt ihr jedoch jede konkrete Interpretation.

Am einfachsten lässt sich das Superpositionsprinzip für Spinoren (oder auch Photonpolarisationen) erläutern. Die komplexwertige Superposition zweier beliebiger Spinoren ergibt einen ganz bestimmten anderen Spinor, wobei jeder davon eine bestimmte Raumrichtung charakterisiert (vgl. die „Filter“ in Kap. 2). Jede mögliche Superposition ist daher genau so oder genau so wenig „real“ wie die beiden Ausgangsspinoren bzw. – polarisationen, denn diese können selber als Superpositionen in jeder anderen Basis aufgefasst werden. Betrachtet man nun statt der beiden Basisspinoren alle möglichen Orte eines Elektrons als Basis eines Hilbertraums, so definieren deren Superpositionen Wellenfunktionen im Raum. Analogerweise sind daher auch Wellenfunktionen nicht mehr oder weniger reale Zustände als die Orte des Elektrons selber; sie können keinesfalls nur „Wahrscheinlichkeitsamplituden“ sein. Beim Vergleich mit den Spinoren fehlt lediglich das Analogon zu deren dynamischer Rotationsinvarianz, da die Ortseigenzustände durch die Lokalität aller Wechselwirkungen gegenüber allen anderen Zuständen auszeichnet sind. Dadurch wird auch die Möglichkeit von Messungen praktisch einschränkt. Diese Konsequenz des Superpositionsprinzips gilt dann auch für  $n$  Elektronen, so dass man automatisch Wellenfunktionen in deren Konfigurationsraum erhält. Diese sind aber „nichtlokal“, das heißt, sie sind im allgemeinen nicht durch Teilwellenfunktionen ihrer räumlich getrennten Subsysteme definiert. Trotzdem beschreiben sie auch individuell beobachtbare (also *nicht nur* statistische) Eigenschaften, wie etwa die Gesamtenergie. Zum Beispiel lassen sich die Drehimpulseigenzustände von Molekülen oder deformierten Atomkernen nur als kollektive Superpositionen, also verschränkte Zustände, darstellen [8]. Ein besonders drastischer Erfolg des Superpositionsprinzips ergab sich historisch im Zusammenhang mit der Paritätsverletzung bei schwachen Wechselwirkungen. Dort zeigte sich, dass man auch ein  $K$ -Meson und sein Antiteilchen superponieren kann, um je nach Phasenbeziehung ein langlebiges oder kurzlebiges  $K$ -Meson als *neue Teilchen* zu beschreiben. Ähnliches gilt für die Superposition unterschiedlicher Neutrinos, was begrifflich erst unproblematisch wird, wenn man diese „Teilchen“ durch mehrkomponentige Felder ersetzt.

Ein freies klassisches Feld lässt sich als ein Kontinuum gekoppelter harmonischer Oszillatoren auffassen. Deren Kopplung kann man durch eine Variablentransformation auf die Eigenschwingungen („Moden“) des Feldes eliminieren. Das ergibt ein System unabhängiger harmonischer Oszillatoren, die man durch ihre räumlichen Wellenzahlen unterscheiden kann. Deren Amplituden definieren, äquivalent zu den ortsabhängigen Feldern, eine Basis für den zugehörigen Konfigurationsraum (s. Kap. 11). Die quantenmechanische Superposition verschiedener Amplituden jeder vorgegebenen Eigenschwingung führt dann auf Oszillatorwellenfunktionen mit einem durch deren Knotenzahlen charakterisierten äquidistanten Energiespektrum mit Abständen  $\hbar\nu$ , wobei  $\nu$  die klassische Oszillatorkreisfrequenz ist. Dieses Resultat beschreibt genau die Planckschen Energiequanten als Eigenschaften des so konstruierten Quantenfeldes, jedoch zunächst noch keine lokal auftretenden „Photonen“.

Eine beliebige Superposition von Produkten all dieser Oszillatorwellenfunktionen definiert einen allgemeinen Quantenzustand des Feldes. Er ist äquivalent zu einem „Funktional“ des elektromagnetischen Feldes (genauer dessen Vektorpotentials, das die Feldkonfigurationen im hamiltonschen Sinne darstellt).<sup>2</sup> Auch Feynman-Integrale beschreiben nichts weiter als unitäre Propagatoren für solche verallgemeinerten Wellenfunktionen [9]. Lokalisierte einzelne „Photonen“ kann man als Superpositionen von sehr vielen unterschiedlichen Eigenschwingungen im ersten angeregten („einfach besetzten“) Quantenzustand konstruieren. Sie sind also aus diesen klassischen (räumlichen) Eigenschwingungen des Feldes gebastelte Wellenpakete, während Superpositionen von unterschiedlich angeregten Quantenzuständen, also von unterschiedlicher „Photonenzahlen“, (kohärente Zustände) klassisch schwingende Felder beschreiben können. Das eröffnet die Möglichkeit, die „komplementären“ Aspekte (Partikel und Welle) in *einem* konsistenten Formalismus zu verstehen [10]. In der Tat gibt es auch eine Unschärferelation im Sinne des Fouriertheorems zwischen Teilchenzahl und Feldstärke, die bedeutet, dass diese beiden klassischen Begriffe wieder nur unterschiedlichen Hilbertraumbasen (oder „Darstellungen“) entsprechen.

Diese Konstruktion lässt sich auf alle „Teilchen“ anwenden, wenn man diese entsprechend Schrödingers Erwartungen zunächst durch *räumliche* Felder beschreibt, was aus rein historischen Gründen als „erste Quantisierung“ bezeichnet wird [11]. Relativistisch muss dann also der fundamentale Konfigurationsraum der Quantenfeldtheorie durch die Amplituden oder Potentiale aller fundamentalen Felder definiert werden. Bei Fermionen muss man allerdings noch die Beschränkung der Quantenzahlen für alle Eigenschwingungen auf null und eins („Fermistatistik“) postulieren oder durch weitere Annahmen begründen [12]. Aber warum scheinen alle Quantenphänomene bei Messungen gewöhnlich in Form scheinbarer Teilchen oder diskreter Quantensprünge aufzutreten, wenn alles Geschehen doch durch sich kontinuierlich entwickelnde Wellenfunktionale beschrieben wird? Und warum findet man das Elektronenfeld (Diracfeld) nicht wie das elektromagnetische Feld auch als ein klassisches Feld? Um das zu verstehen, bedarf es des Konzepts der Dekohärenz. Während also die diskreten Energiewerte, insbesondere bei Photonen, Eigenschaften der Quantenfelder sind, werden deren lokale und spontane Erscheinungsformen erst durch realistische Messvorgänge verständlich.

---

<sup>2</sup> Diese Sicht der Quantenfeldtheorie als eine normale Anwendung der kanonischen Quantenmechanik auf klassische Felder wird nicht von allen Quantenfeldtheoretikern geteilt. Diese Ansicht röhrt aber wohl daher, dass die Theorie wechselwirkender Felder wegen der unendlich vielen Freiheitsgrade im allgemeinen zu kompliziert für eine exakte Behandlung ist, so dass man auf Näherungen, wie etwa eine Störungsentwicklung mit Hilfe von Feynman-Graphen, zurückgreifen muss. Hier hat man es also mit einer praktisch begründeten Beschränkung der Theorie auf Rechenmethoden für bestimmte Zwecke zu tun. Oftmals benutzte semiklassische Ansätze (wie ein symmetriebrechendes Vakuum) beruhen jedoch implizit auf Dekohärenzargumenten (s. Abschn. 4).

## 4 Nichtlokalität und Dekohärenz

Als John von Neumann 1932 sein berühmtes Buch über die mathematischen Grundlagen der Quantenmechanik veröffentlichte [13], war die Theorie wechselwirkender Quantensysteme längst entwickelt. Die dabei entstehende Verschränkung der Systeme, die schon seit Schrödingers Wellenfunktionen im Konfigurationsraum bekannt war, wurde nun auf Grund der bornschen Interpretation als rein statistische Korrelation angesehen. Das ist aber ungenügend, denn – wie schon gesagt – können auch verschränkte Zustände individuell messbare Eigenschaften, wie die Gesamtenergie oder den Gesamtdrehimpuls, beschreiben. In diversen modernen Experimenten werden etwa Spinopaares real oder „in Gedanken“ durch eine Messung nach Wahrscheinlichkeiten für verschränkte „Bell-Zustände“ analysiert – selbst wenn die beiden Spinoare zwischenzeitlich räumlich getrennt waren. Verschränkte Superpositionen können also *nicht nur* als Wahrscheinlichkeitsamplituden, sondern ebenso als mögliche Messergebnisse auftreten – was sich auch aus der phänomenologischen Interpretation allgemeiner innerer Produkte im Hilbertraum ergibt.

Von Neumann ging davon aus, dass der Messprozess eine physikalische Wechselwirkung zwischen System  $S$  und Apparat  $A$  sein muss (s. Kap. 9), und er entwarf sein bekanntes Modell, das zu einem verschränkten Endzustand von diesen führt:

$$\Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_0^A \rightarrow \Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_n^A. \quad (5.1)$$

Schrödinger ersetzte später in einer Grundsatzdiskussion die Zeigerstellungen  $\psi_n^A$  durch die Zustände seiner unglücklichen Katze, um die Absurdität dieses Ergebnisses herauszustellen. Von Neumann versuchte aber, dieses zu vermeiden, indem er eine zweite Art von Dynamik vorschlug – den stochastischen Kollaps der Wellenfunktion in *eine* der Komponenten von (5.1). Er bezeichnete sie als „ersten Eingriff“, weil man anfangs solche Quantensprünge (hier verursacht durch die Messung) als die eigentliche Dynamik mikroskopischer Zustände ansah. Angewandt auf den Messprozess würde das erlauben, die reale Zeigerstellung durch ein Wellenpaket darzustellen, während die mikroskopischen Bestandteile des Systems und des Apparats weiterhin verschränkt, also im allgemeinen in nichtlokalen Zuständen sein können. Ein solcher, geeignet zu postulierender Kollapsmechanismus müsste also die „Zeigerbasis“  $\psi_n^A$ , in die der Kollaps erfolgt, in Form schmaler Wellenpakete für die Zeigerstellungen (quasi-klassische Zustände) festlegen. Diese Beschreibung wird gelegentlich als Princeton-Schule bezeichnet, aber oft fälschlich mit der Kopenhagener Interpretation verwechselt.

Es ist wesentlich für die Argumentation mittels (5.1), dass die beiden Subsysteme  $S$  und  $A$  beliebig komplex sein dürfen. Man hat nämlich vielfach versucht, die Komplexität des Apparats und dessen damit verbundene thermodynamischen Eigenschaften auszunutzen, um die globale Superposition auf der rechten Seite von (5.1) zu vermeiden und einen Kollaps aus der Schrödingerdynamik zu begründen. Sie beruhen *alle* auf der Einführung irgendwelcher Approximationen, die für andere Zwecke geeignet sein mögen, sich aber an der entscheidenden (durch die

Komplexität nur verschleierten) Stelle von dem einfachen und exakten Argument (5.1) unterscheiden. Sie sind also *keine* für diesen Zweck geeigneten Näherungen.

Eine Wechselwirkung vom Typ (5.1) lässt sich formal auch zwischen Apparat und Beobachter konstruieren, um den Prozess der Ablesung des Ergebnisses zu beschreiben, wenn die unitäre Dynamik noch über den Messapparat hinaus gelten soll. Dann entsteht eine weitere Verschränkung mit dem Wahrnehmungs- und Gedächtniszustand des Beobachters  $B$ ,

$$\Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_0^A \psi_0^B \rightarrow \Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_n^A \psi_0^B \rightarrow \Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_n^A \psi_n^B. \quad (5.2)$$

Von Neumann begründete seinen Kollaps daher auch mit dem Ziel, einen „psycho-physischen Parallelismus“ zu ermöglichen, durch den man den Bewusstseinszustand des Beobachters eindeutig einem bestimmten Quantenzustand  $\psi_n^B$  in seinem Gehirn zuordnet. Das würde allerdings die Position des „Heisenbergschen Schnittes“, an dem der Kollaps passieren soll (vgl. Kap. 9), auf dem ganzen langen – in (5.2) nur symbolisch verkürzten – Weg zwischen mikroskopischem System und Beobachter weitgehend beliebig lassen. Eugene Wigner schlug daher vor [14], diesen Schnitt in den bewussten Beobachter selbst zu verlegen, da das Bewusstsein ohnehin eine besondere Rolle zu spielen scheint. Schließlich bemerkte erstmals Hugh Everett, dass man gar keinen Kollaps annehmen muss, wenn man stattdessen die Konsequenz einer universellen Schrödinger-Gleichung in der Form (5.2) einfach akzeptiert, so dass alle Komponenten des globalen Quantenzustands weiterexistieren würden. Diese Annahme ist zwar nicht verifizierbar (nur konsequent), wohl aber falsifizierbar – nämlich durch die Entdeckung einer Gültigkeitsgrenze der globalen Schrödinger-Gleichung, die einem Kollaps entsprechen könnte. Die „relativen Zustände“ der Welt in Bezug auf jeden der verschiedenen Beobachterzustände  $\psi_n^B$  würden nach Everett *alle*, aber eben unabhängig voneinander, wahrgenommen. Auch hier bleibt die Wahl der Beobachterbasis (analog zur Zeigerbasis) aber willkürlich, was diese Interpretation noch unvollständig lässt.

Wann und wieso dürfen wir die Komponenten in (5.2) überhaupt als eigenständige „Welten“ ansehen? Dazu müssen sie jedenfalls dynamisch voneinander unabhängig („autonom“) sein, so dass sie sich gegenseitig nicht mehr „bemerken“ oder beeinflussen können. Eine solche Unabhängigkeit trifft zum Beispiel näherungsweise schon in der geometrischen Optik, also dem Grenzfall kurzer Wellenlängen, auf lokalisierte Partialwellen (schmale Teilwellenpakete) einer ausgedehnten elektromagnetischen Welle zu. Nur deshalb konnte Newton sich Licht als aus unabhängigen Teilchen bestehend vorstellen. In der Quantentheorie entspricht diese Situation der sogenannten WKB-Näherung. Jedoch sind auch in der geometrischen Optik die Teile einer klassischen Welle nicht völlig unabhängig voneinander, da sie etwa durch Fokussierung zur Interferenz miteinander gebracht werden können. Wir können auch immer noch die Welle als Ganzes, also in Newtons Bild die Wirkung sehr viele Lichtteilchen gleichzeitig, beobachten. Ist der Beobachter dagegen selber Teil der wellenmechanischen Beschreibung, wird sein Zustand durch die sich ergebende Verschränkung (5.2) ebenfalls Mitglied der *unterschiedlichen*

Partialwellen, so dass er, anders als bei den Partialwellen der geometrischen Optik, jeweils nur *eine* dieser „Welten“ wahrnimmt. Dies ist die entscheidende begriffliche Neuerung der Wellenmechanik im Konfigurationsraum im Vergleich zu räumlichen Wellen.

Die in der Quantentheorie vieldiskutierte „untrennbare Kette zwischen Objekt und Subjekt“ für sich ist jedoch unrealistisch. Fast alle Glieder dieser Kette wechselwirken einzeln ganz entscheidend mit ihrer weiteren Umgebung, so dass sie auch mit dieser stark verschränkt sein müssen. Nur für mikroskopische oder sehr schwach wechselwirkende Systeme lässt sich das vorübergehend näherungsweise vermeiden. Wenn daher eine mikroskopische Superposition laut (5.1) durch Messung auf einen Apparat übertragen worden ist, muss sie nicht nur laut (5.2) den Beobachter einschließen, sobald dieser das Ergebnis abgelesen hat, sondern zunächst einmal das auch ohne Beobachter stets vorhandene Beobachtungsmedium (Licht) sowie andere, unkontrollierbare Freiheitsgrade, wie etwa gestreute Gasmoleküle [15]. Die Superposition wird dadurch ähnlich wie die bei Boltzmanns Stößen entstehenden statistischen Korrelationen irreversibel „dislokalisiert“. Sie ist somit einem lokalen Beobachter nicht mehr zugänglich. Daher nennt man diesen Vorgang auch „Dekohärenz“. Es ist also die unvermeidbare Wechselwirkung des Apparats mit seiner Umgebung, die dessen „Zeigerbasis“ festlegt und, in Verbindung mit der entsprechenden Wechselwirkung zwischen System und Apparat, eine „Kontextualität“ rein physikalisch und innerhalb der Theorie definiert.

Dekohärenz bedeutet also viel mehr als das Verschwinden von Interferenzmustern in der statistischen Verteilung stochastischer Messergebnisse [16], das auch das Resultat einer Mittelung über unterschiedliche Interferenzbilder auf Grund variierender Störungen sein könnte. Als Konsequenz einer Verschränkung mit der Umgebung betrifft sie jeden *individuellen* Prozess und erlaubt es gerade, fundamentale klassische Konzepte (und damit einen Teilchen-Welle-Dualismus) zu vermeiden. Was nützen die schönsten Dekohärenzexperimente, wenn sie unzureichend interpretiert werden und man letztendlich wieder auf die alten Zöpfe zurückgreift? Wenn Dekohärenz den scheinbar partikelhaften Schlitzdurchgang wellenmechanisch beschreiben kann, so muss das natürlich im gleichen Sinne auch für das nachfolgende Auftreten von lokalen Ereignissen (scheinbaren Teilchen) auf dem Bildschirm und für jeden anderen das Experiment abschließenden Messprozess gelten: Die *jeweils* zunächst existierende Superposition wird durch unitäre Wechselwirkung mit der Umgebung dislokalisiert, so dass sie für den lokalen Beobachter ein Ensemble von *potentiellen* quasi-klassischen Messergebnissen (ohne Inanspruchnahme eines Teichenkonzepts) darstellt.

Wellen im Konfigurationsraum lassen sich kaum jemals fokussieren. Sobald eine bestimmte Superposition in einer Beobachtungskette erstmals *irreversibel* dislokalisiert worden ist, kann sie im Effekt als ein Ensemble von unabhängigen, allein durch die unitäre Dynamik definierten Partialwellen angesehen werden. Für den potentiellen Beobachter scheint das Messergebnis nach diesem Dekohärenzprozess fixiert (Teil der Realität geworden) und ihm nur noch nicht bekannt zu sein. Genau genommen ist aber nur die subjektive Zukunft des Beobachters (nach seiner Zurkenntnisnahme des Ergebnisses) vielfältig. Das erste Auftreten von Dekohärenz bei

einer Messung definiert zwar eine natürliche und objektive Position des Heisenbergschen Schnittes, aber ohne eine Modifikation der Schrödingergleichung bleiben alle Partialwellen Teil der für dieses Argument benutzten hypothetischen Realität. Denn sie entwickeln sich gemäß ihrer Dynamik (der Grundannahme der Theorie im Sinne einer heuristischen Fiktion) deterministisch aus einem dokumentierten Anfangszustand. Deshalb können sie auch nicht mittels Occam's razor eliminiert werden, denn dies würde eine empirisch unbegründete Änderung der Dynamik eigens für diesen Zweck verlangen. Ein durch Dekohärenz gerechtfertigter „effektiver Kollaps“ benötigt gerade *keine* Modifikation der unitären Dynamik.

Aus den Details der Dekohärenztheorie [17] ergibt sich weiterhin, dass dieser irreversible Vorgang extrem schnell abläuft, sobald die Superposition makroskopische Variablen einschließt. Dieses Resultat erklärt das scheinbare Auftreten sowohl von spontanen Ereignissen (Quantensprünge) wie von Partikelaspekten (z. B. Spuren in der Nebelkammer) [18]. Die beobachteten Phänomene, deren Realität auch in der Kopenhagener Deutung unstrittig ist, sind also selber durch Wellenfunktionen beschreibbar. Obwohl man auf dem Weg zur Quantentheorie klassische Begriffe benutzen musste, kann man sie nachträglich wie eine Wittgensteinsche Leiter verwerfen.

Die hierdurch erschlossene hypothetische Quantenrealität ist jedoch sehr viel reichhaltiger als die der uns zugänglichen „Phänomene“, wie schon die ungeheure und nicht einmal klar definierte Zahl der Everett-Welten belegt (s. Kap. 6). Deren Existenz wird gewöhnlich deswegen bestritten, weil sie nicht dem traditionell erfolgreichen *operationalistischen Realitätskonzept* entspricht. Ein Beobachter in einer der Everett-Welten kann keine Operationen an den anderen Welten mehr durchführen, weshalb diese im Sinne einer operationalistischen Definition nicht „existieren“ würden. Zweifellos ist dies eine Realitätsauffassung, wie wir sie im Alltag oder im Labor benutzen. Ein ähnliches Realitätsproblem ist auch aus der Relativitätstheorie bekannt, wo das Innere eines Schwarzen Loches ein für „Außenstehende“ unbeobachtbarer Teil der hypothetischen Realität dieser Theorie ist. Tatsächlich hat man seine Existenz oder physikalische Bedeutung nach der Entdeckung der Schwarzschild-Metrik zunächst ebenfalls in Frage gestellt. Situationen dieser Art muss man durchaus auch als *mögliche* Hinweise auf Gültigkeitsgrenzen der jeweiligen Theorie ansehen, die dann aber in Form neuer Hypothesen zu spezifizieren und zu verifizieren wären [19].

Die auf Max Born zurückgehende Wahrscheinlichkeitsinterpretation hat im Laufe der Zeit erhebliche Veränderungen erfahren. Born hatte sie ursprünglich als eine stochastische dynamische Verknüpfung von stationären Elektronenwellenfunktionen (Quantensprünge zwischen gebundenen Zuständen oder ebenen Wellen) verstanden. Erst Pauli interpretierte sie als Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von Partikeleigenschaften. Bei Bohr wurden es später Wahrscheinlichkeiten für klassisch zu beschreibende Messergebnisse (die aber – um Einsteins Einwänden auf den Solvay-Konferenzen [20] von 1927 und 1930 zu entgehen – trotzdem der Unschärferelation unterworfen sein müssen). Der von Neumannsche Kollaps als ein dynamischer Prozess, der oben bereits diskutiert wurde, nähert sich wieder Borns ursprünglichen Auffassungen. Er postuliert stochastische Übergänge zwischen

allgemeinen Quantenzuständen (beliebigen Superpositionen klassischer Zustände). Heisenberg hatte zwischenzeitlich versucht, die Quantentheorie auf eine reine S-Matrix-Theorie zurückzuführen, wonach Streu- und Zerfallsprozesse stochastischer Natur sein sollen. Das funktioniert für asymptotisch isolierbare Fragmente, solange diese Prozesse unmittelbar durch Registrierung im Zähler abgeschlossen werden, scheitert aber schon bei kohärenten Mehrfachstreuungen, bei denen die Wahrscheinlichkeitsinterpretation erst nach Abschluss vieler Streuprozesse angewandt werden darf – nämlich wieder genau dann, wenn Dekohärenz aufgetreten ist, was aber nur mittels einer globalen Wellenfunktion konsistent beschrieben werden kann. Ersetzt man den (stetigen) Dekohärenzprozess durch einen stochastischen Kollaps, so leugnet man einfach die dabei entstandene Verschränkung. Unter den genannten unterschiedlichen Spezifizierungen des Heisenbergschen Schnittes kommt die Bohrsche Auffassung dem Ergebnis der Dekohärenz sicher am nächsten [21], während für Heisenberg die Beliebigkeit des Schnittes wesentlich war [22].

Alle Interpretationen *postulieren* die bornschen statistischen Wahrscheinlichkeiten gemäß dem Quadrat der Norm in irgendeiner Form. Versuche, sie aus der everettschen Interpretation abzuleiten, muss man als fehlgeschlagen ansehen. Ihr Ursprung liegt in einem zirkulären Argument in Everett's Dissertation, das andere Autoren zu der Hoffnung verleitete, diesen Fehler reparieren zu können. Zur Rechtfertigung der statistischen Gewichte muss man sich also, wie bei allen fundamentalen Gesetzen, auf die empirischen Befunde (hier die beobachteten Häufigkeiten) berufen. Sie verhalten sich so, *als ob* die beobachteten Zustände bei der Messung jeweils entsprechend der Bornschen Regel ausgewählt würden. Im Everettschen Weltbild ist das offenbar nur eine Aussage über „unsere Welt“, die aber für alle Everett-Zweige mit nicht allzu kleiner Norm zutrifft. Eine statistische Gewichtung der Zweige entsprechend dem Normquadrat ist aber plausibel, weil dieses (im Gegensatz zur ohnehin unzureichend definierten *Anzahl* von Everett-Welten – s. Kap. 6) unter der unitären Dynamik eine Erhaltungsgröße ist.

## 5 John Stewart Bell und die Realität

Man kann John Bell wohl im erkenntnistheoretischen Sinne als einen „naiven Realisten“ bezeichnen. Damit ist gemeint, dass er jeden Zweifel an der Realität einer physikalischen Welt als völlig indiskutabel und absurd ansah – sicher eine recht „gesunde“ Einstellung. Als ich Ende der siebziger Jahre in einer Diskussion mit ihm den Begriff der heuristischen Fiktion erwähnte, protestierte er energisch mit dem Argument, dass die Begriffe Fiktion und Realität Gegensätze seien. Als er deswegen nach einem Lexikon verlangte, hatte ich lediglich Glück, dass die dortige Definition auch das *mögliche* Zutreffen einer Fiktion explizit zuließ. Dies demonstriert noch einmal, dass Realität auch eine Sache der Definition ist. Aber Konsistenz verlangt dieser Begriff auf jeden Fall, was „komplementäre“ Begriffe der Beschreibung eben ausschließt. Bell lehnte auch ein rein abstraktes Informationskonzept, das in heutigen Darstellungen der Quantenmechanik verbreitet ist, ab, indem er regelmäßig

insistierte: „Information über *was*?“ Er verstand Information ausschließlich als eine Aussage oder Wahrscheinlichkeitsangabe *über* eine vorauszusetzende Realität. Ich betone das hier auch deswegen, weil die ja von Bell selbst erwartete Verletzung seiner Ungleichung gelegentlich gegen seine entschiedenen Absichten als Argument für die Kopenhagener Deutung missbraucht wird [23].

Ausgangspunkt unserer damaligen Diskussion waren die Theorien von Everett und deBroglie-Bohm. John Bell hatte letztere als ein erstes Beispiel dafür entdeckt, dass eine realistische Beschreibung der Quantenwelt im Gegensatz zur Kopenhagener Deutung keineswegs ausgeschlossen ist. Dabei betonte er, dass niemand diese Theorie wirklich verstehen könne, ohne die Realität der Wellenfunktion (die hier als Führungswelle betrachtet wird) etwa in Analogie zu einem elektrischen Feld zu akzeptieren. Diese Ansicht beruht auf dem plausiblen Konzept, dass etwas, das die Realität beeinflussen kann, selber real sein muss. Wie könnte die Wellenfunktion die Struktur physikalischer Objekte erklären, wenn sie nur menschliches Wissen oder Information darstellt? Wenn Bohm von *wholeness and implicate order* in der Quantenphysik spricht, so bedeutet das nichts anderes als die globale Verschränkung der Wellenfunktion. Die nach Bohms Theorie durch die Wellenfunktion „geführt“ Partikel und klassischen Felder betrachtete Bell nicht als verborgen, sondern als „offene“ Variablen, weil er damals davon überzeugt war, dass wir direkt nur diese wahrnehmen – und sei es durch ihr Verhalten in unserem Gehirn (etwa gemäß einem psycho-physicalen Parallelismus) [24]. Denn im Gegensatz zur Wellenfunktion sind sie lokal. Dies war es, was ich als *seine* damalige Fiktion – und als nicht einmal heuristisch (also ökonomisch) – kritisierte.

Ich sah und sehe keinen Grund, zwischen objektiv erfolgreicher Wellenfunktion und subjektiver Wahrnehmung noch irgendwelche anderen Variablen einzuschalten, wenn diese prinzipiell nicht zu bestätigen, also *rein* hypothetisch sind. Das gilt auch dann, wenn sie dabei formal einen Determinismus wiederherzustellen vermögen, was mit zusätzlichen, unbeobachtbaren Variablen natürlich immer möglich ist [25]. Insbesondere die Verwendung klassischer Variablen für diesen Zweck im Bohmschen Modell ist rein „traditionalistisch“ begründet (um einen von Bells bevorzugten Begriffe gegen ihn selber zu verwenden). Selbst unter Annahme der Bohmschen Theorie gäbe es ohne den rein wellenmechanischen Dekohärenzprozess nicht die Welt der klassischen Phänomene, durch welche die von Bohm angenommenen klassischen Trajektorien erst motiviert sind.

Everetts Theorie lehnte Bell dagegen wegen der Myriaden der sich daraus ergebenden Welten als „extravagant“ ab, obwohl er sie durchaus als konsistent anerkannte. Ich widersprach ihm, indem ich darauf hinwies, dass Bohms Theorie genau dieselbe, weit über alles für uns Beobachtbare hinausgehende Wellenfunktion wie Everetts Theorie benutzt. Denn beide Theorien betrachten die Schrödingergleichung als universell und exakt. In Bohms Theorie betrachtet man die sich durch Verzweigung ergebenden „anderen“ Komponenten einfach als „leer“. Sie haben dann etwa den Realitätsstatus wie ein elektrisches Feld in einem Gebiet, in dem sich keine Ladungen befinden.

Einige Jahre später begann Bell, sich für die Kollapsmodelle von Pearle und GRW [26] einzusetzen, die diese Konsequenz zu vermeiden suchen, aber die

Realität im Gegensatz zu Bohm *allein* durch eine (mikroskopisch weiterhin nichtlokale) Wellenfunktion beschreiben. Obwohl solche Theorien vielleicht möglich sind, steht ihre konsistent relativistische Formulierung und vor allem ihre experimentelle Bestätigung trotz intensiver Suche bisher aus. (Im Gegensatz zu Bohms Theorie sind sie falsifizierbar sobald sie konkretisiert werden.) In der Tat zeigte Erich Joos unmittelbar nach Erscheinen der ersten Arbeit von Ghirardi, Rimini und Weber, dass die von diesen postulierten Modifikationen der Schrödingergleichung in lokalen Systemen – soweit nachprüfbar – perfekt durch Dekohärenz simuliert werden [27]. Statt der angestrebten echten Ensemble von möglichen Messergebnissen (proper mixtures) beschreibt Dekohärenz jedoch nur scheinbare Ensemble (dislokalisierte Superpositionen), was genau auf Everetts Interpretation führt, aber eben mit allen Beobachtungen im Einklang steht. Selbstverständlich kann und will keine fundamental oder effektiv stochastische Theorie das individuelle Ergebnis determinieren, wie es merkwürdigerweise von einigen Gegnern der Everett-Theorie von dieser verlangt wird.

Während Einstein, Podolsky und Rosen noch versucht hatten, mittels verschrankter Zustände auf die Unvollständigkeit der quantenmechanischen Beschreibung zu schließen [28], zeigte Bell mit Hilfe seiner berühmten Ungleichung, dass *jede* beliebige Theorie mit lokalen Variablen und ohne Annahme einer nichtlokalen Fernwirkung zwischen diesen mit den Voraussagen der Quantentheorie in Widerspruch steht [29]. Es gibt eine Fülle von Literatur zu der Frage, ob man die experimentelle Bestätigung der Quantentheorie im Kontext dieser Ungleichung nun als Widerlegung der Lokalität oder der Realität anzusehen hat. Dabei ist Bells Präferenz eindeutig: Er hätte eine konsistent anzunehmende Realität nie in Frage gestellt. Nur wenn man von der Prämisse ausgeht, dass die Realität in dem genannten Sinne lokal sein *muss*, führt das auf Widersprüche zum Experiment. Aber auch ohne diese Prämisse bleibt noch immer die Entscheidung zwischen nichtlokalen Zuständen (etwa realen Wellenfunktionen in einem fundamentalen „Konfigurationsraum“) oder einer spukhaften Fernwirkung (zwischen noch unbekannten lokalen Variablen) offen.

*Alle* bisher vorgeschlagenen und mit den Experimenten kompatiblen realistischen Theorien benutzen bezeichnenderweise die universelle, also nichtlokale Wellenfunktion als Teil der von ihnen angenommenen Realität. Außer der Bohmschen Theorie setzen sie keine zusätzlichen klassischen Begriffe voraus. Nur in dieser werden die die Bellsche Ungleichung verletzenden Effekte durch eine Fernwirkung zwischen den „surrealen“ klassischen Bahnen [30], jedoch vermittelt durch die nichtlokale Führungswelle, erzeugt. Theorien, die auf rein lokalen Realitätskonzepten beharren, müssen dagegen die bekannten Paradoxien in Kauf nehmen. Deswegen auf eine mikroskopische Realität ganz zu verzichten, erscheint dann nur als ein Trick, der dazu dient, Konsistenzfragen oder unerwünschten Konsequenzen aus dem Wege zu gehen. Verwirft man aber in Bohms Theorie die klassischen Trajektorien als unbegründet und überflüssig (Occam's razor), so verbleibt genau Everett. Das gleiche gilt, wenn man in Kollapstheorien erkennt, dass es keinen zwingenden Grund gibt, die „anderen“ Komponenten durch Modifikation der Dynamik aus der Existenz zu verbannen. Neuartig ist als Folge der Nichtlokalität

lediglich die Lokalisierung von Beobachterzuständen in autonomen „Zweigen“ der Wellenfunktion.

Die Everett-Interpretation ist trotzdem für die meisten Physiker immer noch „ganz undenkbar“ oder ein rotes Tuch – in erster Linie wohl deshalb, weil sie weit über unsere traditionelle Vorstellungswelt hinausgeht. Den meisten Menschen, und selbst Astronomen, wäre es wohl vor ein paar Jahrhunderten ebenso undenkbar erschienen, dass unsere irdischen Naturgesetze auch auf die Himmelsobjekte zutreffen, denn es führt dazu, dass sich die bis dahin nur aus dem Sonnensystem bestehende „Welt“ vertrilliardenfacht. Wäre ihnen das nicht auch als „ontologische Verschwendungen“ vorgekommen, wie man es über die vielen Everett-Zweige gesagt hat? Es sei daher noch einmal betont, dass diese „vielen Welten“ (ob man sie nun real nennt oder nicht) *keine Spekulation* darstellen, sondern eine Konsequenz der bisher stets bestätigten Schrödingergleichung sind. Dies nicht wahrhaben zu wollen bedeutet, einfach den Kopf in den Sand zu stecken und auf irgendeine neue Entdeckung zu hoffen, nur um diese Konsequenz nicht ins Auge fassen zu müssen. Aber warum ist es so abwegig, die Existenz aller unbeobachteten Komponenten der Wellenfunktion aus Konsistenzgründen (und mit dem selbstverständlichen Zusatz „nach dem derzeitigem Stand der Theorie“) zu akzeptieren und dabei zu erkennen, dass „wir“ dank der praktisch autonomen Dynamik all dieser Komponenten nur jeweils *eine* davon wahrnehmen können, die wir dann als „unsere Welt“ ansehen? Unsere Vergangenheit kann aber nur als Superposition der deterministischen Vorgänger *vieler* „anderer Welten“ verstanden werden, was deren Realitätsanspruch unterstreicht.

Dieses (aber nur dieses) Bild würde die gesamte Kollapsdiskussion auf reine Dekohärenzargumente reduzieren. Somit ist es rein traditionalistisch, anzunehmen, dass die anderen Zweige nicht mehr existieren, sobald „wir“ von ihnen dynamisch entkoppelt sind. Im Rahmen einer universellen Quantentheorie ist „unsere Welt“ zwar ein praktisch sehr wichtiges, aber andererseits auch ein nur subjektiv begründetes und ungenau definiertes Konzept [10]. Ganz ähnlich verhält es sich mit dem trotz allgemeiner Gültigkeit des relativistischen Raumzeit-Konzepts praktisch oft nützlichen globalen „Jetzt“-Begriff (s. [Kap. 16](#)). Beides erscheint uns plausibel, weil wir die Welt im Alltag eben so wahrnehmen.

## Literatur

1. Physics Today, September 2009, S. 10ff.
2. H. Vaihinger: *Die Philosophie des Als Ob* (Scientia Verlag, Aalen, 1911). Das Konzept eines hypothetischen Realismus war jedoch in der Naturwissenschaft ziemlich verbreitet – s. etwa H. Poincaré: *Wissenschaft und Hypothese* (Teubner, Leipzig, 1906).
3. Th. Damour: *Einstein 1905–2005: His approach to physics*. In: *Einstein, 1905–2005*, Th. Damour, O. Darrigol, B. Duplantier, and V., Rivasseau, eds. (Birkhäuser, Basel, 2006).
4. C.W. Misner, K.S. Thorne, and J.A. Wheeler: *Gravitation* (Freeman, San Francisco, 1970).
5. W. Heisenberg: *Der Teil und das Ganze* (Piper, Muenchen, 1969), S. 92ff.
6. Karl von Mayenne, Hrsg.: *Quantenmechanik und Weimarer Republik* (Vieweg, Braunschweig, 1994); M. Beller: *Quantum Dialogue* (University of Chicago Press, 1999).

7. Eine nützliche Klassifikation möglicher ontischer Interpretationen findet sich bei N. Harrigan und R. W. Spekkens: *Einstein, Incompleteness, and the Epistemic View of Quantum States*, Found. Phys. **40**, 125 (2010).
8. H.D. Zeh: *Symmetrieverletzende Modellzustände und kollektive Bewegungen*. Z. Phys. **202**, 38 (1967).
9. F.J. Dyson: *The Radiation Theories of Tomonaga, Schwinger and Feynman*. Phys. Rev. **75**, 486 (1949); H.D. Zeh: Feynman's quantum theory – <http://arxiv.org/abs/0804.3348>.
10. H.D. Zeh: *Quantum Discreteness is an Illusion*. Found. Phys. (im Erscheinen – doi:10.1007/s10701-009-9383-9) – <http://arxiv.org/abs/0809.2904>.
11. H.D. Zeh: *There is no „first“ quantization*. Phys. Lett. **A309**, 329 (2003).
12. J.M. Leinaas and J. Myrheim: *On the theory of identical particles*. Nuovo Cim. **B37**, 1 (1977).
13. J. von Neumann: *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Springer, Berlin, 1932).
14. E.P. Wigner: *Remarks on the mind-body question*. In: *The Scientist Speculates*, L.G. Good, edt. (Heinemann, London, 1962); see also F. London and E. Bauer: *La théorie de l'observation en mécanique quantique* (Hermann, Paris, 1939).
15. E. Joos and H.D. Zeh: *The emergence of classical properties through interaction with the environment*. Z. Phys. **B59**, 223 (1985).
16. M. Arndt, O. Nairz, J. Vol-Andreae, C. Keler, G. van der Zouw, and A. Zeilinger: *Wave particle duality of C<sub>60</sub> molecules*. Nature, **401**, 680 (1999).
17. E. Joos, H.D. Zeh, C. Kiefer, D. Giulini, J. Kupsch, and I.-O. Stamatescu: *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory*, 2nd edtn. (Springer, 2003), Kap. 1–4; W.H. Zurek: *Decoherence, einselection, and the quantum origin of the classical*. Rev. Mod. Phys. **75**, 715 (2003); M. Schlosshauer: *Decoherence and the quantum-to-classical transition* (Springer, Berlin, 2007).
18. H.D. Zeh: *There are no quantum jumps, nor are there particles*. Phys. Lett. **A172**, 189 (1993).
19. H.D. Zeh: *Where has all the information gone?* Phys. Rev. **A347**, 1 (2005).
20. Eine sehr ausführliche Diskussion der Hintergründe und Begleitumstände findet sich bei G. Bacciagaluppi und A. Valentini: *Quantum Theory at the Crossroads: Reconsidering the 1927 Solvay Conference* (Cambridge University Press, Cambridge, 2009).
21. M. Schlosshauer and C. Camilleri: *The quantum-to-classical transition: Bohr's doctrine of classical concepts, emergent classicality, and decoherence*. <http://arxiv.org/abs/0804.1609>; O. Ulfbeck and A. Bohr: *Genuine fortuitousness: Where did that click come from?* Found. Phys. **31**, 757 (2001).
22. Siehe G. Bacciagaluppi und E. Crull: *Heisenberg (and Schrödinger, and Pauli) on hidden variables*. Stud. Hist. Phil. Mod. Phys. **40**, 374 (2009).
23. R.A. Bertlmann und A. Zeilinger, *Quantum (Un)speakables: From Bell to Quantum Information*. (Springer, Berlin, 2002).
24. J.S. Bell: *Quantum mechanics for cosmologists*. In: *Quantum Gravity II*, C.J. Isham, R. Penrose, and D.W. Sciama, eds. (Clarendon Press, Oxford, 1981).
25. H.D. Zeh: *Why Bohm's quantum theory?* Found. Phys. Lett. **12**, 197 (1999).
26. Ph. Pearle: *Reduction of the state vector by a non-linear Schrödinger equation*. Phys. Rev. **D13**, 857 (1976); G.C. Ghirardi, A. Rimini, and T. Weber: *Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems*. Phys. Rev. **D34**, 470 (1986).
27. E. Joos: *Comment on „Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems.“* Phys. Rev. **D36**, 3285 (1987).
28. A. Einstein, B. Podolski, and N. Rosen: *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?* Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
29. J.S. Bell: *On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox*. Physics **1**, 195 (1964).
30. B.G. Englert, M.O. Scully, G. Süssmann, and H. Walther: *Surrealistic Bohm trajectories*. Z. Naturf. **47a**, 1175 (1992).



## Kapitel 6

# Wie viele Everett-Welten gibt es eigentlich?

Diese Frage wird häufig gestellt, wenn jemand zum ersten Male etwas über die Viele-Welten-Theorie hört. Sie besitzt nicht einmal im Prinzip eine eindeutige Antwort, denn vom Standpunkt der „Vogelperspektive“ existiert nur eine einzige Quantenwelt. Da wir als Beobachter aber Teil dieser Welt sind, müssen wir uns mit der sich aus unserer Situation darin ergebenden „Froschperspektive“ begnügen, die im Rahmen einer universellen Quantentheorie erst die phänomenologischen (also separat wahrgenommenen) „Welten“ begründet. Wir existieren als Beobachter offenbar in einer dieser sich ständig verzweigenden Welten und können daher jeweils auch nur diese wahrnehmen. Es geht also hier um einen Zusammenhang zwischen den Welten der „klassischen“ Erscheinungen und einer Quantenwelt, über die uns nur die Theorie etwas sagen kann. Aber auch wenn dieser Zusammenhang gar nicht eindeutig definiert ist, ist es lehrreich, wenigstens die Gründe dafür genauer zu verstehen. Die theoretische Quantenwelt beruht dabei, wie jedes kosmologische Konstrukt, auf der hypothetischen Extrapolation der uns bekannten Naturgesetze – in diesem Falle der Schrödingerschen Quantendynamik. Ein psychologisches Problem ergibt sich aber gerade für Physiker aus der ursprünglichen Rezeption der formalen Theorie durch ihre Begründer, die eine nichtlokale Realität gar nicht in Erwägung zogen und das Zustandekommen der klassischen Begriffe, wie wir es heute verstehen, noch nicht erkannten. Daher postulierten sie die Existenz zweier grundsätzlich verschiedener Theorien für die Mikro- und die Makrowelt oder stellten gar die Existenz einer realen Welt ganz in Frage (s. [Kap. 5](#)).

Wie auch immer man die verschiedenen phänomenologischen „Welten“ innerhalb einer Quantenwelt begrifflich genau von einander trennt, ihre Zahl ist so ungeheuer groß, dass sie allein schon viele Menschen und, gemeinsam mit den genannten psychologischen Problemen, anscheinend auch die meisten Physiker davon abhält, die Existenz der anderen Welten ernsthaft für möglich zu halten. Dabei müsste uns die Geschichte der Kosmologie eigentlich eines Besseren lehren. Nur in rein absoluten Vorstellungen denkenden Menschen erscheint schon die Zahl  $N$  der Gasmoleküle in einem Kubikzentimeter (ca.  $10^{20}$ , also 100 Trilliarden) als „unvorstellbar“. Die Zahl der Fixsterne von  $10^{22}$  im uns zugänglichen Universum liegt

noch etwas höher und wird trotzdem heute keineswegs als absurd angesehen – auch wenn eine solche Zahl von potentiellen Kopien des ehemals als unsere Welt angesehenen Sonnensystems den Menschen zu Zeiten von Kopernikus oder Kepler als völlig extravagant erschienen wäre. Mit mangelnder Vorstellbarkeit sollte eine Ablehnung also nicht begründet werden, denn all diese Zahlen sind sehr wohl „denkbar“ (also logisch konsistent). Das gilt auch für die noch sehr viel größeren Zahlen  $Z$  der *möglichen* Mikrozustände eines physikalischen Systems, die wir aus der statistischen Physik kennen. Ihr Logarithmus definiert die Entropie  $S$ , wenn man die Boltzmannsche Konstante gleich eins setzt, also Temperaturen in Energieeinheiten misst. Somit gilt  $Z = e^S \equiv \exp(S)$ , wobei die normale thermodynamische Entropie additiv, also proportional zur Zahl der Teilchen im System ist. Man erhält also für einen Kubikzentimeter eines Gases eine Zustandszahl der Größenordnung  $Z = z^N = e^{Ns} \approx \exp(10^{20}s)$ , wobei  $s$  die Entropie je Molekül ist. Die Zahl  $z := e^s$  ist die Zahl der Planck-Zellen der Größe  $h^3$ , die jedem Molekül im Durchschnitt zur Verfügung stehen. Die molekulare Entropie  $s$  ist unter normalen Bedingungen numerisch etwa gleich 10 und hängt nur schwach (logarithmisch) von Temperatur und Dichte ab.

Doppelexponenten der Art  $e^{10^{20}}$  liegen aber wirklich jenseits unseres Vorstellungsvermögens, worauf sogar schon berühmte Physiker und Mathematiker hereingefallen sind. Wenn man etwa die obige Zahl  $Z$  mit dem gewaltigen Faktor einer Trilliarde ( $10^{18}$ ) multiplizieren will, muss man lediglich den Exponenten  $10^{20}$  auf  $10^{20.0043}$  erhöhen, was das enorme Größenpotenzial der Doppelexponenten zum Ausdruck bringt: Trotz des riesigen Faktors unterscheiden sich die Entropien also kaum merklich. Für kosmologische Zwecke, wie hier beabsichtigt, muss man zur Berechnung der Entropie für  $N$  sogar die Zahl der Teilchen im uns zugänglichen Universum (überwiegend Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung), nämlich  $10^{88}$  wählen. Obwohl nicht aufwändiger zu schreiben (also auch zu „denken“) ist das numerisch ein gigantischer Unterschied für  $Z$ .

Die Everett-Welten hängen eng mit diesen statistischen Möglichkeiten zusammen, denn die quantenmechanische Wellenfunktion beschreibt zu jeder Zeit eine Superposition aller möglichen „Konfigurationen“ (klassische Zustände der gerade gezählten Art). Gelegentlich wird daher behauptet, laut Everett existiere eben alles, was im Prinzip möglich ist. Superpositionen definieren jedoch *individuelle* quantenmechanische Zustände – daher gibt es aus der Vogelperspektive auch nur *eine* Quantenwelt. Aber selbst aus unserer Froschperspektive tragen immer noch sehr viele klassische Konfigurationen zu *einer einzigen* „effektiven Quantenwelt“ bei. So ist etwa ein Elektron im Wasserstoffatom oder im Streuversuch gleichzeitig an unendlich vielen Positionen, existiert aber in jeder „Welt“, in der seine Position nicht gerade gemessen wurde, nur in Form *einer* ausgedehnten Wellenfunktion als Ganzes. Seine verschiedenen Positionen darin sind also nicht separat als „Welten“ zu zählen. Die meisten der im Prinzip tatsächlich existierenden „Welten“ sind darüberhinaus als extrem unwahrscheinlich anzusehen, wie sich aus der sich dynamisch aus einer universellen Anfangsbedingung entwickelnden Wellenfunktion des Universums (eben der als eindeutig angenommenen Quantenwelt) ergibt. Dazu gehören etwa solche

Everett-Welten, in denen die Tröpfchen in einer Wilsonschen Nebelkammer nach einem  $\alpha$ -Zerfall nicht näherungsweise längs gerader Linien (scheinbarer Bahnen) liegen. Diese „Leere“ des fundamentalen Konfigurationsraums zeigt sich auch empirisch in der Abwesenheit von ansonsten zu erwartenden spontanen „Rekohärenzprozessen“ (das sind inverse Dekohärenzprozesse, also Vereinigungen von existierenden Everett-Welten).

Bei unterschiedlichen statistischen Gewichten  $w_i$  von Zuständen oder Welten kann man ihrer Gesamtheit immer noch eine effektive Zustands- oder Weltenzahl  $Z_{\text{eff}}$  durch das Inverse einer mittleren Wahrscheinlichkeit,  $Z_{\text{eff}} = 1/\langle w \rangle = 1/\sum_i w_i^2$ , zuordnen. (Die spitzen Klammern bezeichnen hier einen Mittelwert.) Das Hauptproblem bleibt aber, welche Teile („Komponenten“) der Wellenfunktion denn überhaupt separate „Welten“ bilden, also einen eigenen Indexwert  $i$  in der obigen Summe rechtfertigen, denn formal gibt es unendlich viele Komponenten. Laut Everetts Vorstellungen führen erst makroskopisch unterschiedliche Messergebnisse auf verschiedene Welten. Was aber macht den Unterschied aus?

Betrachten wir etwa eine Messung, die lediglich feststellt, ob ein Atomkern bereits zerfallen ist oder noch nicht (nicht unbedingt mittels einer dabei umzubringenden Katze). Das Ergebnis „ja“ oder „nein“ definiert jeweils eine verbleibende Partialwellenfunktion für das System Kern plus Messapparat plus Umgebung. Die Zahl der Everett-Welten hätte sich also verdoppelt, jedoch wird die Veränderung der Zahl  $Z_{\text{eff}}$  wegen der unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten im allgemeinen etwas geringer sein als ein Faktor 2. Wiederholen wir das Experiment mit einem zweiten Atomkern, und macht jemand in Australien gerade (einmal) das gleiche Experiment, so erhalten wir eine Zunahme der effektiven Zahl  $Z_{\text{eff}}$  von Everett-Welten um einen Faktor, der maximal  $2^3$  ist. Finden gleichzeitig sogar  $M$  Messungen statt, die im Durchschnitt auf  $m_{\text{eff}}$  verschiedene Ergebnisse führen, so erhalten wir bereits eine Vergrößerung von  $Z_{\text{eff}}$  um den Faktor  $m_{\text{eff}}^M$ . Für die Zahl der heute existierenden Everett-Welten muss  $M$  gleich der Zahl aller bisher im Universum durchgeführten irreversiblen Messungen sein, wobei wir unter „Messungen“ alle stochastischen Ereignisse zu verstehen haben, die man traditionellerweise durch einen Kollaps der Wellenfunktion beschreibt. Diese numerische Abschätzung könnte sich also ebenso gut auf die möglichen Endzustände einer rein stochastischen Theorie beziehen und ist somit ganz unabhängig von Everetts Annahme vieler „realer“ Welten.

Jedenfalls erhalten wir wieder Zahlen von der Form der oben diskutierten Doppelponenten, denn  $M$  muss ebenso wie die Teilchenzahl einer hohen Zehnerpotenz entsprechen, ist andererseits aber deutlich kleiner als diese. Denn wenn ein Messergebnis makroskopisch sein soll, kann  $Z_{\text{eff}}$  im Gegensatz zur oben betrachteten Zahl der mikroskopischen Zustände  $Z$  höchstens gleich der Zahl der *makroskopisch* verschiedenen möglichen Zustände sein, von denen, wie gesagt, die meisten sogar als unwahrscheinlich praktisch ausgeschlossen werden können. Während nun in der Kopenhagener Interpretation rein pragmatisch und ad hoc entschieden würde, wann eine „Messung“ vorliegt, gibt die Dekohärenztheorie, die gerade auf der Annahme einer Universalität der Schrödinger-Dynamik beruht, uns quantitative Kriterien, die jedoch nur sehr aufwändig allgemein auszuwerten wären. Dabei erkennt man aber unter anderem, dass Messungen einer kontinuierlichen Variablen keineswegs zu

unendlich vielen makroskopisch verschiedenen Ergebnissen  $m_{\text{eff}}$  führen, da durch den realistischen Dekohärenzprozess endliche „Kohärenzlängen“ verbleiben, innerhalb derer die Superposition auch lokal weiterbesteht. Die Kohärenz verschwindet zwar nur asymptotisch mit dem Abstand zwischen zwei Messwerten, man erhält aber mittels der Dekohärenzlängen eine *effektive Diskretisierung* der Messergebnisse, die endlichen Anzahlen  $m_{\text{eff}}$  von „Messergebnissen“ entspricht. Ähnliches gilt, wenn man Zerfallszeiten kontinuierlich registriert – also nicht, wie in obigem Beispiel, nur einmal misst –, wenngleich bereits die kontinuierliche Registrierung des Zerfallszustandes eines einzelnen Atomkerns auf eine recht große effektive Anzahl von Welten führt.

Wichtig ist, dass der Dekohärenzprozess stets und ohne Beteiligung eines menschlichen Beobachters abläuft und keine eigentliche Messung voraussetzt. Da Superpositionen aus der Vogelperspektive betrachtet immer erhalten bleiben, beschreibt ihre Dekohärenz also nur den Verlust ihrer Beobachtbarkeit für uns lokale „Frösche“. Die *potenziell* dabei auftretende Aufspaltung des Beobachterzustands ist also die eigentliche Motivation für die begriffliche Trennung der „Welten“ (den *scheinbaren Kollaps*).

In der statistischen Physik, in der es auf das Abzählen der möglichen verschiedenen (in der Quantentheorie zudem orthogonalen) Mikrozustände ankommt, betrachtet man die makroskopischen Eigenschaften gewöhnlich als vorgegeben (unabhängig von unserem tatsächlichen Wissensstand). Die Entropie ist etwa als eine Funktion von Temperatur und Volumen eines Gases definiert, auch wenn diese gar nicht bekannt sind. Sind für diese makroskopischen Größen also nur Wahrscheinlichkeiten bekannt, so bedingen diese keine thermodynamische Entropie, sondern nur „fehlende Information“, für die man formal aber noch eine *Informationsentropie*  $S_{\text{inf}}$  durch ihre („subjektive“) Wahrscheinlichkeitsverteilung definieren kann. Die physikalische Entropie  $S_{\text{phys}}$  bezieht sich dagegen nur auf die möglichen Mikrozustände für jeden Makrozustand. Somit erwartet man ihre durchschnittliche Zahl als  $\langle \exp(S_{\text{phys}}) \rangle = \exp(S) / \langle \exp(S_{\text{inf}}) \rangle \approx \exp(S - \langle S_{\text{inf}} \rangle) \approx \exp(S)$ . Die Bedeutung der Näherung ganz rechts trotz der erheblichen Größe des Nenners  $\langle \exp(S_{\text{inf}}) \rangle$  sollte deutlich werden, wenn man sich die anzunehmenden extrem unterschiedlichen Zehnerpotenzen für  $S$  und  $S_{\text{inf}}$  vergegenwärtigt. Unter deterministischen Dynamiken ist aber nur die totale Entropie  $S$  („Ensemble-Entropie“) eine Erhaltungsgröße, so dass man Information (über makroskopische Eigenschaften) und physikalische Entropie ineinander umwandeln kann (s. etwa Abschn. 3.3 in meinem Buch *The Physical Basis of the Direction of Time*).

Diese Zahlen  $\exp(S_{\text{inf}})$  der möglichen makroskopisch verschiedenen Zustände sind jedoch noch immer deutlich kleiner als die gesuchte Zahl  $Z_{\text{eff}}$  der Everettwelten, da die meisten durch Dekohärenz „klassisch“ gewordenen Variablen trotzdem „thermalisiert“ (also chaotisch und unkontrollierbar) werden und daher *nicht als makroskopisch gegeben* angesehen werden. Erst bei der Ablesung des Messergebnisses oder einer anderen tatsächlichen Beobachtung verzweigt sich auch der Beobachter in verschiedene Everett-Welten, wobei seine individuelle „Wahl“ nur subjektive Bedeutung haben kann (in jeder Welt eben anders ausgefallen ist). Deswegen ist klar, dass der durch einen objektiven Dekohärenzprozess beschriebene *scheinbare*

Kollaps der Wellenfunktion auch keine überlichtschnellen physikalischen Einflüsse darstellen kann, obwohl das Auftreten eines Teilchens „hier“ dessen Wellenfunktion überall sonst zum Verschwinden zu bringen scheint. Die scheinbar verschwindenden Anteile existieren gemäß der Schrödinger-Gleichung in „anderen Welten“ weiter.

Betrachten wir als Beispiel den Spin eines Neutrons oder die Polarisation eines Photons, zwei typische Realisierungen eines *q-bits*, das für das Konzept von Quantencomputern benutzt wird. Im Streuexperiment kann man den Strahl solcher Teilchen je nach Spin oder Polarisation mittels eines inhomogenen Magnetfeldes oder eines Polarisators aufspalten (mit Amplituden, die von der Ursprungspolarisation abhängen). Das definiert aber noch keine zwei neuen Welten, da man die beiden Teilstrahlen in derselben Welt wieder kohärent vereinen kann. Erst wenn die beiden Strahlen (in Form von Wellenpaketen) durch Wechselwirkung mit der weiteren Umgebung irreversibel dekohäriert werden – etwa durch eine Messung mit einem makroskopischen Apparat – entstehen zwei auf Grund der Schrödingergleichung autonome Welten, die gegebenenfalls auch den Beobachter in zwei verschiedenen Zuständen enthalten müssen.

Als nächstes betrachten wir nun eine Anordnung von  $N$  q-bits beliebiger Art als Elemente eines potenziellen Quantencomputers. Die Superposition ihrer Zustände führt auf  $2^N$  Komponenten, die aber wie die beiden obigen Strahlen vor ihrer Dekohärenz alle in *einer* Welt existieren müssen, wenn der Quantencomputer funktionieren soll. Bei handelsüblichen Computern oder im Nervensystem werden die Zustände aller dort im Prinzip ebenfalls vorhandenen q-bits ständig dekohäriert (sie werden damit zu klassischen bits), so dass man eine Aufspaltung in  $2^N$  Everett-Welten erhält, die nicht mehr miteinander interferieren können. Wenn David Deutsch davon spricht, dass ein Quantencomputer gleichzeitig in verschiedenen Welten rechnet, ist das vielleicht eine aufregende Vorstellung für Journalisten, widerspricht aber dem Konzept der Everett'schen Welten. Deutsch definiert Welten nicht als Wellenfunktionen, sondern als klassische Bahnen oder Feynman-Pfade, von denen es selbst in jeder Everett-Welt noch unendlich viele gäbe, die aber bestenfalls formale Hilfskonstrukte sind. Trotzdem scheint diese Fehlinterpretation oder, wenn man will, Trivialisierung der „Vielen Welten“ weit verbreitet zu sein.

Auch wenn die Größenordnung der effektiven Zahl von Everett-Welten durch den objektiven Dekohärenzprozess recht gut definiert ist, lässt sie sich schwer numerisch abschätzen. Sie liegt irgendwo im sehr weiten Bereich zwischen den Zahlen der möglichen Makro- und Mikrozustände dieser Welt. Zwar ließe sie sich mit etwas Mühe erheblich besser eingrenzen als hier geschehen, bliebe aber von rein akademischer Bedeutung und anscheinend ohne praktische Konsequenzen. Everett selber und in diesem Zusammenhang sogar Feynman (s. Kap. 14), denen das Dekohärenzkonzept unbekannt war, sprachen dagegen noch von der Notwendigkeit unendlich vieler in dieser Interpretation anzunehmender „Welten“.



## Kapitel 7

# Rezension zu „Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics“

Es ist ein sehr glücklicher Umstand, dass J.S. Bells Beiträge zur Interpretation der Quantenmechanik, die er in der Zeit von 1964 bis 1987 publiziert hat, jetzt in gesammelter Form vorliegen. Auch wenn heute wohl niemand mehr die Bedeutung der Bellschen Ungleichung für das Verständnis der Quantentheorie in Frage stellt, wird kaum eine Entdeckung auf dem Gebiet der Theoretischen Physik so unterschiedlich beurteilt wie diese. Als „Jahrhundertentdeckung“ bezeichnen sie die einen, „so ist eben die Quantentheorie“ sagen die anderen. Aber viele Physiker, auch solche von höchstem Rang und Ansehen, sind sich der Merkwürdigkeiten der Quantentheorie erst durch Bells Analyse bewusst geworden.

Die 22 Beiträge, denen eine einführende Hilfe des Autors über eine geeignete Reihenfolge des Lesens vorangeht, sind chronologisch geordnet. Die beiden ersten sind heute schon als historisch anzusehen: die Widerlegung des von Neumannschen Unmöglichkeitsbeweises versteckter Variablen und die Herausarbeitung der Quanten-Nichtlokalität anhand des Einstein-Podolski-Rosen-Paradoxons. Von besonderem Wert sind aber auch die späteren, z.T. vorwiegend didaktisch motivierten Publikationen. Niemand hat den Sinn des EPR-Arguments sorgfältiger gegen seine verbreiteten Missverständnisse abgegrenzt, kaum jemand die Kopenhagener Interpretation klarer und mit der dafür erforderlichen Naivität des Hinterfragens als des Kaisers neue Kleider durchschaut.

Die sich in der Kritik zeigende Sauberkeit der Argumente wird in den konstruktiven Ansätzen und bei der Verteidigung der eigenen Lieblingsideen nicht immer ganz erreicht. Beim wiederholten Plädoyer des Autors für die Bohmsche Theorie, die als ein in der Tat mögliches realistisches und der Quantenmechanik äquivalentes Modell den entscheidenden Anstoß für seine Argumente gab und die er in knappster Form darzustellen vermag, insbesondere aber bei seinen Angriffen auf deren Konkurrentin, die Everett-Interpretation, die ebenfalls die Wellenfunktion als real und daher nur der Schrödinger-Gleichung unterworfen ansieht, greift er des öfteren auch auf nicht ganz sachliche Argumente zurück, indem er letztere etwa als „science fiction“ oder als „romantisch“ qualifiziert. So nimmt er wiederholt Anstoß an deren „extravagant“ vielen (nicht beobachteten) „Zweigen“, obwohl die

---

Rezension zu J.S. Bells Buch in den *Physikalische Blätter* 45, 488 (1989) - genehmigter Nachdruck

Bohmsche Theorie genau dieselbe universelle Wellenfunktion beansprucht. Bemerkenswert erscheint mir dagegen die in Beitrag Nummer 15 geäußerte Auffassung, dass Bohms Theorie die versteckte Zusatzannahme enthält, wonach nur die darin angenommenen (lokalen) klassischen Variablen in einem psycho-physischen Parallelismus auftreten können. Darauf beruht auch der nachträglich von Bohm selber übernommene Sprachgebrauch, sie nicht mehr als „versteckte Variable“ zu bezeichnen.

Das Buch ist ein „Muss“ für jeden, der sich für die Grundlagen der Quantentheorie interessiert.

**Teil II**

**Dekohärenz und Quantenmessprozess**



## Kapitel 8

# Ist das Problem des quantenmechanischen Messprozesses nun endlich gelöst?

Diese Frage kann man ganz sicher nicht einfach mit „ja“ beantworten. Die Ansicht von Niels Bohr, der Quantenmessprozess sei grundsätzlich nicht dynamisch analysierbar, darf aber heute wohl als widerlegt gelten.

Dekohärenz ist eine zwingende Konsequenz der Schrödinger-Gleichung unter realistischer Berücksichtigung der natürlichen Umgebung eines Systems – unabhängig von Interpretationsfragen. Sie beruht auf einer universellen „Verschränkung“ praktisch aller physikalischen Systeme, die lange Zeit einfach übersehen oder fehlinterpretiert worden ist. Der Dekohärenzprozess ist inzwischen auch experimentell – zuerst durch Serge Haroche (Paris) – direkt nachgewiesen worden. Zur theoretischen Untersuchung dieses Phänomens haben neben Wojciech Zurek (Los Alamos) vor allem Erich Joos (früher Heidelberg) und Claus Kiefer (Freiburg) beigetragen. Max Tegmark, Koautor des Artikels, auf den sich dieser Kommentar bezieht, ist vornehmlich durch seine Anwendung der Dekohärenz auf Gehirnprozesse bekannt geworden; damit hat er den spekulativen Vorschlägen von Roger Penrose und Stuart Hameroff, wonach menschliches Denken auf kohärenten Quantenprozessen beruhe oder gar einen durch Gravitation induzierten „Kollaps der Wellenfunktion“ einschließe, den Boden entzogen. Tegmarks Arbeit beschreibt somit das „letzte Stück“ des von Einstein im Gespräch mit Heisenberg geforderten „ganzen langen Wegs vom Vorgang bis zur Fixierung in unserem Bewusstsein“ in rein quantenmechanischen Begriffen.

Diese Erfolge erlauben es nach meiner Überzeugung, nunmehr auf unabhängig vorzugebende klassische Begriffe und auf Verlegenheitsvokabeln wie Komplementarität, Dualismus oder Quantenlogik ganz zu verzichten. All die „erstaunlichen“ Experimente der letzten Jahrzehnte haben nur Konsequenzen der nichtlokalen Wellenfunktion bestätigt, wobei alle Messergebnisse durch Dekohärenz klassisch fixiert werden. Scheinbare „Quantensprünge“ sind demnach ebenso das Ergebnis von sehr schnellen aber stetigen Dekohärenzvorgängen wie die Lokalisierung von Quantenobjekten als scheinbare „Teilchen“ – sei es als Spuren in der Nebelkammer oder als Klicks in Zählern.

---

Kommentar aus dem Spektrum der Wissenschaft vom April 2001 zum Artikel von M. Tegmark und J.A. Wheeler über „100 Jahre Quantentheorie“ (s. a. Dossiers 4/2010) - genehmigter Nachdruck

Andererseits dürfte aber die von Everett gezogene Konsequenz von „Mehrfachwelten“ von den meisten Physikern weiterhin abgelehnt werden – vorwiegend aus emotionalen Gründen. Diese pragmatische Haltung ist aber auch im Rahmen einer universell gültigen Schrödingergleichung durchaus möglich, wenn man den Begriff der Realität „operationell“ versteht: Als real gilt jeweils nur das, was für die in jedem „Everett-Zweig“ separat existierenden Beobachter noch beobachtbar ist. Die Everett'sche Quantenwelt definiert hingegen eine „hypothetische Realität“, die der quantenphysikalischen Konsistenz zuliebe verlangt werden muss. Demzufolge kann man nicht erwarten, jemals einen Kollaps der Wellenfunktion zu beobachten, der nicht als rein quantenmechanischer Dekohärenzprozess erklärbar wäre. Der Kollaps auf ein bestimmtes Ergebnis reflektiert in diesem Bild der „relativen Zustände“ die sich in der Quantenwelt stetig verändernde Situation des Beobachters.

Der „große Nebel aus dem Norden“, wie man die Kopenhagener Deutung gelegentlich genannt hat, beginnt sich zu lichten. Die sichtbar werdende Landschaft zeigt eine unsere gewohnte Vorstellungswelt weit übersteigende Vielfalt, ergibt dafür aber erstmals ein konsistentes Bild.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup> Bei der Abfassung dieser Buchversion muss ich allerdings hinzufügen, dass in jüngster Zeit diverse Autoren erneut Nebelkerzen durch Berufung auf eine vorgeblich fundamentale und abstrakte „Quanteninformation“ zu werfen versuchen – ein Pseudo-Begriff, der nichts erklärt. Er ist ganz im Sinne von Max Tegmarks Alternative „Many Worlds or Many Words“ zu verstehen.

# Kapitel 9

## Dekohärenz und andere Quantenmissverständnisse

### 1 Heisenbergsche Schnitte

Ich möchte hier zunächst klarstellen, dass das Dekohärenzprogramm begrifflich vom Schrödingerbild ausgeht. Denn ihm liegt der Versuch zugrunde, der Schrödingergleichung – und damit dem Superpositionsprinzip – eine möglichst weitgehende (vielleicht sogar universelle) Gültigkeit zuzubilligen. Damit steht es in Gegensatz zur etablierten Kopenhagener Deutung, die klassische Begriffe zur Beschreibung von Messapparaten und Messergebnissen als eine unumgängliche Voraussetzung ansieht, was mit einer universellen unitären Dynamik aber unvereinbar ist.

Bei dieser Beschreibung führen Wechselwirkungen zwischen zwei physikalischen Systemen zwangsläufig zu deren Verschränkung. Es sei daher historisch angemerkt, dass Schrödinger seine Gleichung ursprünglich aus einer Analogie zu den hamiltonschen partiellen Differenzialgleichungen gewann, wodurch sich direkt eine Wellenfunktion im Konfigurationsraum ergab (wofür auch heute noch der Buchstabe  $q$  steht), die solche Verschränkungen als Normalfall enthält. Er wandte diese Gleichung zunächst jedoch erfolgreich auf Einteilchenprobleme wie das Elektron im Zentralpotential (Wasserstoffatom) an, wo der Konfigurationsraum ausnahmsweise mit dem Ortsraum identisch ist. Leider wird dieses plausibel erscheinende aber äußerst irreführende Vorbild heute noch in den meisten Vorlesungen übernommen. Da Schrödinger aber einerseits der Wellenfunktion realen Charakter zuschreiben wollte, andererseits davon überzeugt war, dass die Realität auf der Bühne von Raum und Zeit ablaufen müsse, versuchte er später seine Wellenfunktion für Mehrteilchenprobleme umzuinterpretieren. Erst 1935 (im Zusammenhang mit dem Erscheinen der Arbeit von Einstein, Podolski und Rosen) bezeichnete er die Verschränkung als die größte Herausforderung der Quantenmechanik. Es ist heute müßig zu spekulieren, wie er auf den Ausgang der Experimente zur Bell'schen Ungleichung (s. [Kap. 2](#)) reagiert hätte.

Die Verschränkung von Elektronen und Kernen in Atomen und Molekülen ist schon früh bestätigt worden (vgl. [Kap. 13](#)). Aber auch messprozessartige Wechselwirkungen zwischen System  $S$  und Apparat  $A$  vom von Neumannschen Typ

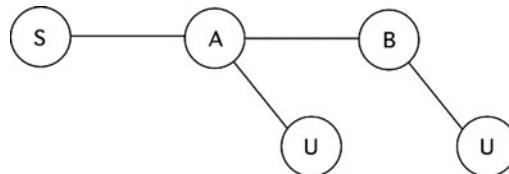
---

Beitrag zum Didaktik-Workshop Physik an der TU Karlsruhe (12. Juni 2009)

$\psi_n^S \psi_0^A \rightarrow \psi_n^S \psi_n^A$  führen dazu, dass eine ursprünglich in  $S$  lokalisierte Superposition  $\sum_n c_n \psi_n^S$  „dislokalisiert“ wird, was – wenn irreversibel – lokal für das System  $S$  als Dekohärenz wahrgenommen wird. Im Heisenbergbild wäre eine allgemeine Dynamik offener Systeme nur sehr umständlich zu beschreiben.

Bei einem Mess- oder Beobachtungsprozess sind aber noch mehr Systeme beteiligt. Schon von Weizsäcker sprach von der „untrennbaren Kette zwischen Objekt und Subjekt“, die man aber ursprünglich immer isoliert betrachtet hat. Erst im Zusammenhang mit dem Dekohärenzprogramm hat man realisiert, dass alle Systeme stets auch wesentlich mit ihrer weiteren Umgebung wechselwirken müssen. Nur bei mikroskopischen Systemen unter bestimmten Laborbedingungen mag das vernachlässigbar sein. Es ist z. B. ohne Rechnung unmittelbar einzusehen, dass wir eine makroskopische Zeigerstellung nur dadurch ablesen können, dass der Zeiger ständig Photonen reflektiert, deren Zustand nach der Reflektion vom Zeigerstand abhängen muss (auch ohne dass wir sie wahrnehmen). Das ist also wieder eine Wechselwirkung vom von Neumannschen Typ. Es ist aber für das Dekohärenzphänomen *nicht nötig*, dass diese Abhängigkeit Information beschreibt, denn der gleiche Effekt ist auch durch Streuung thermischer Photonen zu erreichen. Es ist nur nötig, dass die aus zwei verschiedenen Zeigerstellungen resultierenden finalen Photonenzustände orthogonal zueinander sind. Ist das nur annähernd der Fall, kann Dekohärenz noch immer praktisch vollständig durch eine größere Anzahl von Photonestreuungen erreicht werden.

### Vollständiger Quantenmessprozess

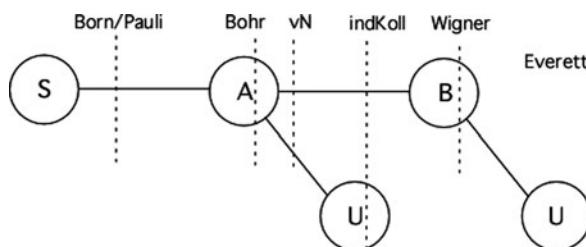


Ein vollständiges System für eine Beobachtung unter Vernachlässigung zwischengeschalteter Informationsmedien würde etwa wie in obiger Figur aussehen, wobei  $B$  der Beobachter und  $U$  die jeweilige Umgebung ist. Die Umgebung ist dabei für ein makroskopisches System  $A$  auch unabhängig von einem Messprozess wesentlich, um dessen klassische Eigenschaften in diesem quantenmechanischen Schrödingerbild zu verstehen. Die einheitliche Behandlung aller Systeme macht noch einmal den begrifflichen Gegensatz dieses Programms zur Kopenhagener Interpretation deutlich.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Nachtrag: Der Erfolg des Dekohärenzprogramms sollte auch dazu beitragen, die unsägliche, in Deutschland immer noch recht populäre Ludwigsche Aufteilung der Welt in Präparationen, Messungen und eine nur dazwischen gültige Quantenmechanik ad absurdum zu führen. Als ich in den siebziger Jahren versuchte, meinen Kollegen die Dekohärenzidee näher zu bringen, erhielt ich die stereotype Antwort: „Dafür ist die Quantentheorie nicht gemacht.“ Eine solche „handwerkliche“ Auffassung mag praktizierenden Physikern entgegenkommen, sie ist aber auch bei

Gewöhnlich stellt man hier die Frage, welche der Wechselwirkungen in der Figur man mit der Schrödinger-Gleichung beschreiben muss und wo man die Wahrscheinlichkeitsinterpretation in irgendeiner Form anzuwenden hat – nämlich entweder als einen Kollaps der Wellenfunktion oder durch einen begrifflichen Sprung von quantenmechanischen zu vorausgesetzten klassischen Begriffen. Diese Grenze wird auch als Heisenbergscher Schnitt bezeichnet, dessen Position in der „untrennbaren Kette“ von ihm als frei wählbar angesehen wurde. Allerdings darf er nicht bereits zwei Teile von S trennen, die auf relevante Weise verschränkt sind, wie beim radioaktiven Zerfall mit innerer Konversion, im Falle von „delayed choice“ oder bei den Bell-schen Experimenten (eben solange noch keine irreversible Dekohärenz aufgetreten ist).

### Heisenbergsche Schnitte



Die zweite Figur zeigt eine Auswahl von möglichen Heisenbergschen Schnitten für das obige Schema. Die traditionelle Wahrscheinlichkeitsinterpretation von Born und Pauli (Born hatte sie ursprünglich als einen Kollaps der Wellenfunktion im Schrödingerbild postuliert) wendet diese direkt auf mikroskopische Systeme an. So formulierte Pauli, dass das Auftreten von Ort oder Impuls eines Elektrons als ein „außerhalb der Naturgesetze stehendes Ereignis“ anzusehen sei. Bohr forderte dagegen klassische Eigenschaften erst für makroskopische Messapparate. Das wird besonders deutlich in einer jüngeren Arbeit von Ulfbeck und Aage Bohr (Niels Bohrs Sohn), in der sie schreiben, dass der Klick im Zähler „out of the blue“ geschehe – „ohne dass ihm ein Ereignis in der Quelle vorangeht“ (also etwa ein

Antireduktionisten sehr beliebt. Es ist viel zu wenig bekannt, dass solche Motive bei einigen Vätern der Quantentheorie eine wichtige Rolle gespielt haben. Nicht umsonst berufen sich bis heute esoterische Kreise gern auf die kopenhagener Deutung. Mich erinnert etwa die Behauptung, die Wellenfunktion sei nicht real, beschreibe aber „Information“, an Argumente, die in der Homöopathie verbreitet sind. Der wesentliche Unterschied bei diesem Vergleich ist allerdings, dass die „Wirksamkeit“ der Wellenfunktion unstrittig ist – nach normalen Maßstäben ein klares Indiz für ihre Realität. Anstatt aus der experimentellen Bestätigung der Dekohärenz nun zu lernen, dass die Schrödinger-Gleichung sehr wohl auch auf makroskopische Objekte anwendbar ist, verschieben die meisten beteiligten Physiker die traditionelle Interpretation, also den Heisenbergschen Schnitt, nur um einen Schritt. Die Situation sollte aber andererseits auch kein Grund sein, einfach zusätzliche, prinzipiell unbeobachtbare Variablen einzuführen, die nur den Zweck haben, mittels einer obskuren Dynamik Messergebnisse durch prinzipiell unbeobachtbare Ursachen zu determinieren – wie es in der Bohmschen Theorie geschieht.

Zerfallsereignis im Atom). Nach dem Klick soll dann aber die Wellenfunktion „ihre Bedeutung verlieren“, was offenbar Ludwigs Vorstellungen nicht unähnlich ist. Von Neumann (vN) schließlich beschrieb auch den Zeiger des Messgeräts durch ein Wellenpaket.

Wenn man etwa das Verschwinden von Interferenzen beim Beobachten des Schlitzdurchgangs in einem Doppelpaltexperiment beschreiben will, so kann man das innerhalb der Quantentheorie entweder durch einen Kollaps der Wellenfunktion in ein Ensemble, das aus den beiden Partialwellen als *möglichen* Endzuständen besteht und über das man dann zu mitteln hat, oder aber „effektiv“ (s.u.) durch die unitär entstehende Verschränkung mit dem den Schlitzdurchgang „messenden“ Objekt – das kann schon ein gestreutes Gasmolekül sein – tun. Wichtig ist aber, festzustellen, dass die gleiche Entscheidung bei der abschließenden Messung der Einzelereignisse auf dem Interferenzbildschirm erneut ansteht.

Die Verlegung des Heisenbergschnittes in das Bewusstsein des Beobachters wird oft Wigner zugeschrieben, aber der Beobachter hatte schon bei Heisenberg eine wichtige Rolle gespielt („die Bahn des Teilchens entsteht erst dadurch, dass wir sie beobachten“). Auch von Neumann nahm den Beobachter in die quantenmechanische Beschreibung auf, wobei er durch einen stochastischen Kollaps in Produktzustände einen psycho-physischen Parallelismus zu ermöglichen suchte, für den der Beobachter einen *bestimmten* Zustand annehmen müsste. Wigners Vorschlag führte zu einem Disput, ob die Rolle des Beobachters subjektiv oder objektiv zu verstehen sei, das heißt, ob ein zwischengeschalteter weiterer Beobachteter („Wigners Freund“) bereits einen Kollaps auslöst oder erst (von seinem Standpunkt aus) der subjektive Endbeobachter, dem sein „Freund“ nur das Ergebnis berichtet. Um diese Fragen überhaupt stellen zu können, musste von Neumann aber zunächst eine explizite Wechselwirkung zwischen System und Apparat im Rahmen der Schrödinger-Gleichung formulieren, womit er in Kopenhagen nicht gerade auf Gegenliebe stieß.

Nachdem die Bedeutung der Umgebung (etwa bestehend aus unvermeidbaren Gasmolekülen) im Zusammenhang mit Dekohärenz offensichtlich geworden war, wurden auch diverse Dynamiken vorgeschlagen, nach denen die Umgebung selber einen realen Kollaps der Wellenfunktion auslöst (oder induziert: „indKoll“ in der Figur). Dies verlangt ebenfalls eine stochastische Modifikation der Schrödinger-Gleichung, die aber bisher niemals bestätigt werden konnte. Der vollständige Verzicht auf einen Kollaps und auf jede andere Modifikation der Schrödinger-Gleichung führt schließlich zwangsläufig auf die extreme Viele-Welten-Konsequenz von Everett (s. Kap. 3).

Hier seien nun einige dieser Heisenbergschnitte explizit im Schrödingerbild formuliert. Der ideale („non-demolition“) Messprozess hätte dabei die Form

$$\text{traditionell: } \Sigma_n c_n \psi_n^S \rightarrow: \quad \psi_k^S \quad \text{mit } p_k = |c_k|^2,$$

wobei die Basis  $\psi_n^S$  phänomenologisch (durch Wahl einer „Observablen“) zu bestimmen ist. Ein Pfeil mit Doppelpunkt bezeichnet den probabilistischen Kollaps,

ein nackter Pfeil im folgenden die Schrödingerdynamik. Bei von Neumann benötigt dieser Prozess zwei Schritte,

$$\text{vN: } (\Sigma_n c_n \psi_n^S) \psi_0^A \rightarrow \Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_n^A \rightarrow: \psi_k^S \psi_k^A,$$

wobei nun die Messwechselwirkung die Basis  $\psi_n^S$  festlegt. Sie kann also durch Konstruktion des Apparates verändert werden, wodurch das Konzept „komplementärer“ Messapparate physikalisch verständlich wird. Die „Zeigerbasis“  $\psi_n^A$  wird hier aber nach wie vor ad hoc eingeführt. Es ist der erste Schritt dieser Beschreibung allein, der auf Schrödingers berühmte Katze führen würde, wenn man eine solche perverserweise als „Zeiger“ benutzte. Ganz wesentlich ist aber, dass man in diesem Schrödingerbild Zeigerstellungen durch schmale Wellenpakete  $\psi_n^A$  und nicht durch fundamental vorauszusetzende klassische Variablen beschreibt. Bekanntlich hat auch Schrödinger das gleich nach Einführung seiner Wellenmechanik zur Beschreibung scheinbarer Teilchen versucht, was aber wegen der Dispersion des Wellenpaketes nur für harmonische Oszillatoren erfolgreich war.

Bei Wigner haben wir noch einen weiteren Schritt einzufügen,

$$\begin{aligned} \text{Wigner: } & (\Sigma_n c_n \psi_n^S) \psi_0^A \psi_0^B \rightarrow (\Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_n^A) \psi_0^B \\ & \rightarrow \Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_n^A \psi_n^B \rightarrow: \psi_k^S \psi_k^A \psi_k^B \end{aligned}$$

Die Zeigerstellung (oder Katze) bliebe also *bis zu ihrer Beobachtung* in einer Superposition. Die Basis für den Kollaps des Bewusstseinszustandes  $\psi_n^B$  wird aber weiterhin *ad hoc* bestimmt.

Betrachten wir nun die Messung gefolgt von einem Dekohärenzprozess unter dem Einfluss der Umgebung, wobei der Beobachter zunächst keine Rolle spielt:

$$\begin{aligned} \text{Dekohärenz: } & (\Sigma_n c_n \psi_n^S) \psi_0^A \psi_0^U \rightarrow \Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_n^A \psi_0^U \\ & \rightarrow \Sigma_n c_n \psi_n^S \psi_n^A \psi_n^U \quad (\text{kein Kollaps}). \end{aligned}$$

Dieser quantenmechanische Vorgang beschreibt eine Dislokalisierung der Superposition – weiter nichts! Man kann auch unkontrollierbare Freiheitsgrade *im Apparat* schon als Teil der „Umgebung“ ansehen. Dabei gilt diese Form der Beschreibung unabhängig von allen Komplikationen – etwa von thermodynamisch irreversiblen Verstärkerprozessen im Apparat. Häufig werden solche Komplikationen – auch wenn sie im Prinzip realistisch sind – nur eingeführt um vermeintliche Näherungen zu rechtfertigen, die die in Wahrheit angenommenen Abweichungen von der Schrödingerdynamik verschleiern sollen. Die immer wiederkehrende Behauptung, Dekohärenz bringe einzelne Komponenten der nichtlokalen Superposition (oder alle bis auf eine) zum Verschwinden, ist nicht nur reines Wunschdenken, sondern ganz offensichtlich auch falsch. Man darf Dekohärenz auch nicht mit einem schon klassisch möglichen Mitteln über ein Ensemble aus unvollständig

bestimmten Anfangszuständen  $\psi^S$  oder  $\psi^A$  verwechseln, denn sie betrifft jeden quantenmechanischen Einzelprozess.

Alle Prozesse, die durch die Schrödinger-Gleichung beschrieben werden, laufen kontinuierlich ab und erfordern eine ausgedehnte, wenn auch im wesentlichen begrenzte Zeit. Es ist aber entscheidend, dass die Wechselwirkung zwischen Apparat und Umgebung normalerweise unvermeidbar ist und somit die Zeigerbasis  $\psi_n^A$  festlegt. Das bedeutet, dass uns lokalen Wesen keine Superpositionen unterschiedlicher Zeiger- oder Katzenzustände zugänglich sind. Man sagt, diese gemäß der Wellenmechanik für zusammengesetzte Systeme dekohärierten Eigenschaften seien „quasi-klassisch“. Bei makroskopischen Objekten oder etwa  $\alpha$ -Teilchen in der Nebelkammer sorgt die permanente Dekohärenz auch dafür, eine Dispersion der quasi-klassischen Wellenpakete zu kompensieren, jedoch auf Kosten einer inkohärenten Streuung, die bei Objekten geringer Masse (mit nicht vernachlässigbarem Rückstoß) auch spürbar ist.

Nun sind in dem oben angegebenen Endzustand des Dekohärenzprozesses aber gar keine Zustände der Subsysteme definiert, die wir im klassischen Sinne beobachten könnten. Was kann denn dann die globale Superposition überhaupt bedeuten? Denn jede Art von Wahrscheinlichkeitsinterpretation würde einen Eingriff in die globale Unitarität bedeuten. Da solche nichtlokalen Zustände uns nicht als Ganzes zugänglich sind, haben wir auch keine Begriffe für sie. Trotzdem haben sie oftmals auch eine *nachprüfbar* individuelle (also nicht nur statistische) Bedeutung, wie z. B. die des Gesamtspins zweier räumlich getrennter Photonen oder Atome.

In solchen Fällen verschränkter Zustände benutzt man häufig ein formales Hilfskonzept für die Subsysteme: die reduzierte Dichtematrix. Sie ist ein wichtiges Instrument in der Theorie der Dekohärenz, gibt allerdings auch Anlass zu wesentlichen Missverständnissen. Zum Beispiel ist die Dichtematrix für den Messapparat A durch das „Ausspurenen“ aller übrigen Systeme, mit denen er verschränkt ist, definiert gemäß

$$\rho^A := \text{Spur}_{\text{Rest}} \left\{ |\psi^{\text{total}}\rangle \langle \psi^{\text{total}}| \right\} \approx \sum_n |c_n|^2 |\psi_n^A\rangle \langle \psi_n^A|.$$

Die auf der rechten Seite ersichtliche Dekohärenz gilt, sobald die n-Zustände im „Rest“ orthogonal zueinander sind. Die reduzierte Dichtematrix sieht genau so aus, als ob sie das gewünschte statistische Ensemble von Zeigerstellungen  $\psi_n^A$  darstellte. Damit scheint das Problem des Messprozesses gelöst! Diese plausibel erscheinende Interpretation stellt aber vielmehr das verbreitetste Missverständnis über die Dekohärenztheorie dar. Zwar ist es richtig, dass

1. die Orthogonalisierung der Umgebung sehr schnell erfolgt, so dass sie trotz ihres kontinuierlichen Charakters einen Quantensprung in einen der Zustände des scheinbaren Ensembles vortäuscht, und
2. die normale Wechselwirkung zwischen Apparat und Umgebung die Ortsdarstellung bevorzugt, so dass dies zu quasiklassischen Zeigerstellungen führt, aber

3. schon die Spur über das System  $S$  allein würde danach ausreichen, wenn nach der Messung nur der Apparat  $A$  betrachtet wird. Wozu braucht man dann noch die Umgebung? Der Grund für das Missverständnis röhrt daher, dass
4. eine Dichtematrix schlichtweg nicht zwischen Verschränkung und einem Ensemble unterscheiden kann, wie man an der globalen Wellenfunktion ersieht.
- Die Dichtematrix wurde eingeführt als eine Größe, die alle am Subsystem zu messenden Eigenschaften *im Sinne der Wahrscheinlichkeitsinterpretation* richtig und vollständig wiedergeben kann. Sie würde zu deren Begründung selber aber auf ein zirkuläres Argument führen und unzutreffende Voraussagen für solche Messungen machen, die nicht nur das Subsystem betreffen (wie etwa bei Bellschen Experimenten). Anderseits bleibt aber festzustellen, dass
5. die Dichtematrix für alle *praktischen* Zwecke im genannten Sinne ein gerecht fertigtes Instrument ist,
6. die Wechselwirkung mit der Umgebung praktisch irreversibel ist (sich in dieser Beziehung also wie ein echter Kollapsprozess verhält), wodurch sie nachfolgende *state vector revival, delayed choice* oder Quantenradierer-Experimente unmöglich macht und
7. die dekohärierten  $n$ -Komponenten der obigen globalen Wellenfunktion fortan dynamisch völlig unabhängig voneinander („autonom“) sind.
8. Man darf also *so tun, als ob* ein Kollaps in eine der autonomen Komponenten schon beim ersten irreversiblen Dekohärenzvorgang stattgefunden *hätte* – auch wenn man es vom Standpunkt der „Vogelperspektive“ besser weiß.

Dekohärenz beschreibt also einen *scheinbaren* Kollaps in quasi-klassische Zustände. Die Frage ist: Genügt das, wenn wir nur beschreiben wollen, was wir beobachten? Dazu müssen wir zwar akzeptieren, dass „wir“ nur eine der  $n$ -Komponenten wahrnehmen, aber ob und wann die übrigen durch einen Kollaps aus der Realität verschwinden, bleibt uns verborgen. Das Postulat irgendeines (späteren) Kollaps-Prozesses dient somit nur der Vermeidung der ansonsten unvermeidbaren aber ungeliebten Everettischen Konsequenz „Vieler Welten“, während sich die Dekohärenz aus der selben unitären Dynamik ergab, die diese gerade *verlangen* würde.

Als Beispiel sei noch einmal der radioaktive Zerfall eines initialen Atomkerns  $N_i$  in einen finalen Zustand  $N_f$  plus auslaufende Kugelwelle  $\psi_{aus}^e(r, t)$  eines emittierten Teilchens  $e$  betrachtet. Bei Beschreibung mittels der Schrödinger-Gleichung hat er die Form

$$a(t) \psi_i^N + \psi_{aus}^e(r, t) \psi_f^N \text{ mit } a(0) = 1 \text{ und } \psi_{aus}^e(r, 0) = 0,$$

wobei  $e$  für  $\gamma, \alpha$  usw. stehen kann. Die auslaufende Welle ist hier offenbar eine kohärente Superposition verschiedener Zerfallszeiten (Partialwellen), was etwa durch *state vector revival* nachprüfbar ist, solange keine Dekohärenz eingetreten ist. Diese Kohärenz führt auch zu Abweichungen vom exponentiellen Zerfall, die z. B. für emittierte Photonen im Hohlraum messbar sind. Wenn aber die Wechselwirkung zwischen emittiertem Teilchen oder Restkern und deren Umgebung wesentlich wird (z. B. für  $\alpha$ -Teilchen oder für Photonen in absorbierender Materie),

müssen diese Partialwellen voneinander dekohärieren. (Die Umgebung „registriert“ die Zerfallszeit.) Das führt nicht nur zu einem scheinbar stochastischen, sondern damit auch zu einem praktisch exakt exponentiellen Zerfall. In diesem Sinne lassen sich alle scheinbaren „Quantensprünge“ durch einen schnellen aber stetigen Dekohärenzprozess beschreiben, was mehrfach experimentell bestätigt worden ist.

## 2 Populäre Mißverständnisse über die Quantentheorie

Als Einladung zur weiteren Diskussion hatte ich im Anschluss an den Vortrag noch einige verbreitete Fehlinterpretationen der Quantentheorie aufgelistet, die auch im Lehrbetrieb immer noch eine Rolle spielen und häufig auch als „richtige“ Antworten im Examen erwartet werden (soviel als Warnung!). Da ich mit einigen meiner Behauptungen aber auch häufig bei Kollegen auf Zweifel stoße, habe ich für diese Buchversion noch kurze Begründungen hinzugefügt:

1. *Die Schrödinger-Gleichung beschreibt eine Wellenfunktion in Raum und Zeit.*
  - 1a. *Jedes Elektron besitzt eine Wellenfunktion.*
  - 1b. *Quantennichtlokalität bedeutet, dass die Wellenfunktion räumlich ausgedehnt ist.*

Richtig ist vielmehr: Die Wellenfunktion ist im Konfigurationsraum definiert. Nur für Massenpunkte (einzelne „Teilchen“) ist dieser ausnahmsweise zum Ortsraum isomorph. Diese Eigenschaft der Wellenfunktion definiert auch die spezifisch quantenmechanische „Nichtlokalität“, die aber durchaus im Einklang mit einer lokalen Dynamik (auch „Einstein-Lokalität“ oder „relativistische Kausalität“ genannt) steht.

2. *Mikroskopische Systeme existieren in Eigenzuständen ihres Hamiltonoperators (historisch als Bohrsche Bahnen interpretiert).*

Richtig ist vielmehr: Mikroskopische Systeme können in beliebigen Lösungen der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung existieren. Ihr bevorzugtes Auftreten in Energieeigenzuständen ist eine spezifische Konsequenz von Dekohärenz für mikroskopische Systeme.

3. *Verschränkung ist eine gelegentlich auftretende, aber normalerweise instabile Quanteneigenschaft, die speziell präpariert werden muss.*

Richtig ist vielmehr: Verschränkung ist eine ganz allgemeine Eigenschaft quantenmechanischer Systeme, die im Prinzip immer als Subsysteme des ganzen Universums zu betrachten sind. Daher müssen umgekehrt *separierende* Zustände speziell präpariert werden. Sie sind normalerweise instabil – umso mehr, je dichter die Energiespektren der wechselwirkenden Systeme sind. Das lässt die Konstruktion von makroskopischen Quantencomputern ziemlich aussichtslos erscheinen.

4. *Verschränkung beschreibt eine statistische Korrelation zwischen Quantensystemen.*

Richtig ist vielmehr: Verschränkung ist eine Eigenschaft individueller Quantenzustände. Sie wird aber gewöhnlich durch die Dekohärenz bei Messungen

in „effektive“ statistische Korrelationen umgewandelt, wobei die Interpretation dieses Vorgangs eines der strittigen Grundprobleme darstellt.

5. (*Anti-*)*Symmetrisierung der Wellenfunktion ist eine Form von Verschränkung.*

Richtig ist vielmehr: Die (*Anti-*)*Symmetrisierung* der Wellenfunktion beschreibt lediglich eine rein *formale* (unphysikalische) Verschränkung mit bedeutungslosen Teilchennummern, die man einfach eliminieren kann, indem man den Formalismus der zweiten Quantisierung (Besetzungszahldarstellung) benutzt. Physikalisch sinnvoll sind dagegen Einteilchenwellenfunktionen (eigentlich Feldmoden), die aber normalerweise untereinander und mit den zugehörigen Spinvariablen verschränkt sind (s. insbesondere Fußnote 10 in Kap. 13).

6. *Die Dirac-Gleichung ist eine relativistische Verallgemeinerung der Schrödingergleichung.*

Richtig ist vielmehr: Da die Schrödingergleichung im Konfigurationsraum definiert ist, kann die Dirac-Gleichung nicht ihre Verallgemeinerung darstellen. Relativistische Quantenmechanik verlangt vielmehr eine Quantenfeldtheorie, bei der die Feldamplituden an allen Orten (gekoppelte Oszillatoren) den Konfigurationsraum bilden. Spinorfelder (wie das Diracfeld) können jedoch nicht als *klassische* Felder auftreten, da sie z. B. unter Drehungen um  $2\pi$  ihr Vorzeichen wechseln. Deshalb wurde das Elektronenfeld (zunächst in nichtrelativistischer Form) als „Einelektronenwellenfunktion“ entdeckt. Diese ist aber eigentlich eine Superposition verschiedener Feldmoden im einfach angeregten Oszillatorzustand (was man als „ein Teilchen“ interpretiert – s. Kap. 11).

7. *Atome verändern ihren Zustand (nur oder gelegentlich) durch diskrete Quantensprünge.*

Richtig ist vielmehr: Atomzustände verändern sich stetig gemäß der zeitabhängigen Schrödingergleichung. Falls diese Dynamik auch Wechselwirkungen mit anderen Systemen (wie Messapparaten) oder mit der Umgebung einschließt, kann die Veränderung wegen der Schnelligkeit des Dekohärenzprozesses lokal als spontaner Quantensprung erscheinen.

8. *Makroskopische Eigenschaften (insbesondere Messergebnisse) müssen mit vorauszusetzenden klassischen Begriffen beschrieben werden.*

Richtig ist vielmehr: Quasi-klassische Begriffe lassen sich durch Dekohärenz begründen und rein quantenmechanisch verstehen.

9. *Der Heisenbergschnitt ist beliebig zwischen Objekt und Beobachter positionierbar.*

Richtig ist vielmehr: Das ist nur praktisch möglich, solange man klassische Konzepte (wie Partikeleigenschaften) nicht schon im mikroskopischen Bereich verwendet und dadurch relevante Superpositionen ausschließt. Laut Bohr ist der Schnitt jedoch an das Ende des Messprozesses zu legen, wo er mittels Dekohärenz auch *effektiv* begründbar ist. Weitergehende Superpositionen sind deswegen zwar phänomenologisch nicht mehr erforderlich, ergeben sich aber notwendigerweise aus einer als allgemein angenommenen Unitarität der Dynamik.

**10. Heisenberg- und Schrödingerbild sind äquivalent.**

Richtig ist vielmehr: Eine Äquivalenz gilt lediglich für phänomenologische Erwartungswerte bei abgeschlossenen Systemen, deren Hamilton-Operator wohldefiniert ist. Auf keinen Fall betrifft sie die Dynamik von Messprozessen, wie sie erstmals konsequent durch von Neumann formuliert wurde, oder die Dynamik anderer offener Systeme mit unbestimmtem (weil verschränktem) Umgebungszustand. Der Begriff eines zeitabhängigen Hamilton-Operators ist ein in der Quantentheorie grundsätzlich nicht mehr gerechtfertigtes klassisches Relikt.

**11. Dekohärenz entsteht durch einen störenden Einfluss der Umgebung auf das System.**

Richtig ist vielmehr: Bei reiner Dekohärenz „stört“ (beeinflusst) das System die Umgebung und nicht umgekehrt. Der Dekohärenzeffekt am System selber ergibt sich nur als Konsequenz der daraus resultierenden Verschränkung.

**12. Dekohärenz erklärt den indeterministischen Kollaps der Wellenfunktion, wie man z. B. mit Hilfe der Dichtematrix sieht.**

Richtig ist vielmehr: Die Dichtematrix ist lediglich ein formales Werkzeug, das selber auf der statistischen Interpretation beruht und diese daher nicht erklären kann.

**13. Die von Einstein und Bell diskutierte Nichtlokalität erfordert eine „geisterhafte Fernwirkung“.**

Richtig ist vielmehr: Der Quantenzustand *ist* bereits nichtlokal und erfordert daher *keine* Fernwirkung mehr. Das Problem lautet eher umgekehrt: Wieso können wir diese nichtlokalen Zustände makroskopisch durch lokale (klassische) Eigenschaften beschreiben? Der kopenhagener Verzicht auf jede Quantenrealität erscheint mir u.a. als ein Versuch, diese Nichtlokalität zu „vertuschen“.

**14. Bei der „Quantenteleportation“ wird**

- (a) *ein Objekt von einem Ort zum anderen transportiert oder aber*
- (b) *der Zustand eines entfernten Objekts (instantan?) verändert.*

Richtig ist vielmehr: Wegen der Nichtlokalität des Quantenzustands *ist* die zu teleportierende Eigenschaft (oder eine kausale Vorstufe dazu) bereits nach dessen Präparation in einer seiner Komponenten am gewünschten Ort. Diese Komponente muss dann nur noch durch Dekohärenz zu einer eigenständigen „Welt“ werden (ähnlich wie eine Spinkomponente im Bellschen Experiment durch Messung des entfernten Spinors).

**15. Beim „Quantenradierer“ wird die Information über ein früheres Messergebnis vernichtet („ausradiert“), wodurch die komplementäre Eigenschaft, z. B. in Form eines Interferenzbildes, wieder beobachtbar wird.**

Richtig ist vielmehr: Ein „Radieren“ (also eine Transformation der physikalisch vorliegenden Information in unkontrollierbare, also etwa thermische Freiheitsgrade) würde die Dekohärenz nur verstärken. Der sogenannte Quantenradierer erfordert eine Refokussierung der Superposition auf das lokale System – also den physikalischen Vorgang einer Rekohärenz, der nur bei mikroskopischen Systemen realisierbar ist.

16. *Linien in Feynman-Diagrammen repräsentieren Partikel.*

Richtig ist vielmehr: Diese Linien symbolisieren ebene Wellen oder andere Feldmoden in bestimmten Integralen, welche S-Matrixelemente oder andere Übergangsamplituden im Sinne der unitären Schrödinger-Gleichung darzustellen vermögen.

17. *Zähler-Klicks, Spuren in der Wilson-Kammer, usw. sind Indizien für das Auftreten von mikroskopischen Partikeln oder Ereignissen.*

Richtig ist vielmehr: Diese Phänomene lassen sich mit Hilfe von Dekohärenz als Konsequenzen einer globalen Wellenfunktion verstehen.

18. *Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren beschreiben diskrete Ereignisse.*

Richtig ist vielmehr: Diese Operatoren treten dynamisch im Hamiltonoperator auf, der eine kontinuierliche, unitäre Entwicklung zu beschreiben gestattet. Diese führt zu Superpositionen unterschiedlicher Teilchenzahlen („virtuelle“ Teilchenerzeugung). Erst deren irreversible Dekohärenz vermag das Phänomen „realer“ Teilchenerzeugung in Form scheinbar diskreter Ereignisse zu erklären.

19. *Im Vakuum oder in anderen Grundzuständen wechselwirkender Systeme treten wegen der Unschärferelation ständig Fluktuationen, z. B. in Form virtueller Teilchen, auf.*

Richtig ist vielmehr, dass Energieeigenzustände absolut statisch sind. Das Bild von zeitabhängigen Fluktuationen ist ein irreführender klassischer Hilfsbegriff, der nur dazu dient, die Nichtanwendbarkeit klassischer Begriffe, die Existenz verschränkter Zustände oder die Unbestimmtheit der Ergebnisse potenzieller Messungen klassisch aber keineswegs konsistent zu umschreiben.

20. *Quantentheorie und (allgemeine?) Relativitätstheorie sind inkompatibel.*

Richtig ist vielmehr: Die Allgemeine Relativitätstheorie wurde (in ihrer erst später entwickelten Hamiltonschen Formulierung) im gleichen Sinne wie etwa die Mechanik oder die Elektrodynamik quantisiert, was auf die Wheeler-DeWitt-Gleichung führt (auch Einstein-Schrödinger-Gleichung genannt). Dabei treten allerdings neuartige (wenngleich lösbar) Interpretationsprobleme auf (vgl. Kap. 16, 17, and 18). Dass die Quantengravitation bei hohen Energien eine Modifikation der Theorie (etwa im Zusammenhang mit einer Vereinigung aller Kräfte) zu erfordern scheint, ist kaum überraschend und kein Argument gegen ihre kanonische Niederenergiennäherung, verstanden als eine „effektive Theorie“ wie die QED.



# Kapitel 10

## Das Wesen des Dekohärenzkonzepts

Der Begriff Dekohärenz wird in jüngster Zeit häufig mit gewissen *Phänomenen* identifiziert, die entweder direkt experimentell beobachtet werden oder von denen man einen merklichen störenden Einfluss auf neuartige Anwendungen der Quantentheorie erwartet. Das wäre durchaus im Einklang mit einem instrumentalistischen Zugang zur Quantentheorie, sagt uns aber wenig über die Begründung dieses Konzepts aus dem etablierten Formalismus der Theorie und damit insbesondere über deren hierdurch bestätigte Gültigkeit über den mikroskopischen Bereich hinaus.

Dekohärenzphänomene der zweiten Art werden vorwiegend für Quantencomputer diskutiert, wo Dekohärenz als eine *durch die Umgebung verursachte* unerwünschte Störung angesehen wird. Dieses Bild hat zu verschiedenen unzureichenden Versuchen geführt, Fehlerkorrekturmechanismen mit Hilfe redundanter Informationsspeicherung zu konstruieren, wie man sie bei klassischer Informationsverarbeitung verwenden würde. Sie können aber schwerlich jemals zum Erfolg führen, da (1) Quantenzustände nicht „geclont“ werden können und (2) echte Dekohärenz ein irreversibler Prozess ist. Höchstens „virtuelle Dekohärenz“ durch eine normalerweise unrealistische mikroskopische Umgebung kann praktisch wieder aufgehoben werden. Diese mikroskopische Reversibilität wird etwa bei *delayed choice* Experimenten oder sogenannten Quantenradierern benutzt, wo lediglich eine *virtuelle* Messung ungeschehen gemacht wird. Das lässt sich mit Hilfe einer konsequent unitären Beschreibung leicht nachvollziehen.

Experimente zum direkten Nachweis von Dekohärenz demonstrieren andererseits das stetige Verschwinden von zunächst noch sichtbaren Interferenzstrukturen in Streuexperimenten – etwa am Doppelspalt. Das geschieht für mesoskopische Objekte, deren relevante „Umgebung“ sich derart manipulieren lässt, dass Dekohärenz sowohl auftreten als auch vermieden werden kann. Auch wenn dieses Verschwinden eines *statistischen* Phänomens in der Tat eine Konsequenz von Dekohärenz ist, kann es nur an Ensembles von vielen Messergebnissen (z. B. vielen Punkten auf dem Bildschirm) beobachtet werden, während der unitär beschriebene Dekohärenzprozess bereits jedes individuelle System betrifft. Bei dieser Art von Experimenten tritt Dekohärenz tatsächlich zweifach auf: Zuerst während die Objekte die Schlitze

---

Übersetzung des WebEssays *The Essence of the Concept of Decoherence* vom Juni 2010

eines Interferometers passieren bzw. als „mesoskopische Schrödinger-Katzen“ für kurze Zeit in einem isolierten Hohlraum existieren und zum zweiten Mal bei der abschließenden und eigentlichen Messung, die zum spontanen Auftreten von individuellen Flecken, Bläschen oder Zählerklicks mit ihrem Interferenzmuster führt. Nur das erste Auftreten von Dekohärenz wird bei diesen Experimenten untersucht, während das zweite für die individuellen (quasi-klassischen) Ereignisse verantwortlich ist. Viele Physiker, die diese Experimente analysieren, vergessen gern für den zweiten Teil des Experiments was sie für den ersten Teil gerade gelernt haben und kehren für diesen kommentarlos zu einer pragmatisch statistischen Interpretation (z. B. im Teilchenbild) zurück – vgl. Kap. 9. Einige von ihnen gehen sogar soweit, dass sie ihre eigene Inkonsistenz als eine Bestätigung der Komplementarität oder für einen Teilchen-Welle-Dualismus ansehen.

Für die theoretische Beschreibung aller Dekohärenzphänomene ist die reduzierte Dichtematrix, die sich durch „Ausspure“ des Umgebungs Zustands aus einer vollständigen wellenmechanischen Beschreibung ergibt, ein sehr nützliches Werkzeug. Man kann damit im Detail beschreiben, wie bestimmte relative Phasen aus dem System verschwinden und somit einen reinen Zustand für dieses allein betrachtet in ein „statistisches Gemisch“ übergehen lassen. Bei Vorgabe einer realistischen Umgebung können wir somit sehr erfolgreich erklären, welche Variablen uns klassisch erscheinen, weil ihre Superpositionen nie auftreten, oder in welchen Situationen wir praktisch instantane „Quantensprünge“ oder andere stochastische „Ereignisse“ (wie Zählerklicks) zu erwarten haben. Es scheint also, dass wir weder fundamentale klassische Begriffe noch eine indeterministische Dynamik benötigen. Dieser offensichtliche Erfolg, der wesentlich zur Popularität der Dekohärenz beitrug, beruht jedoch *teilweise* auf einer Zweideutigkeit des Konzepts der Dichtematrix und des daraus abgeleiteten Begriffs eines „gemischten Zustands“. (Die Dichtematrix eines reinen Zustands ist eindeutig, da sie, abgesehen von einem irrelevanten globalen Phasenfaktor, äquivalent zum Begriff des Zustandsvektors oder der Wellenfunktion selber ist.)

Diese Zweideutigkeit röhrt daher, dass die Dichtematrix definitionsgemäß nur den Zweck hat, die Bornschen Wahrscheinlichkeiten für die Ergebnisse aller Messungen, die sich *an dem betrachteten System allein* durchführen lassen, in verkürzter Form zu beschreiben. Das bedeutet zunächst einmal, dass sie *nicht* dazu verwendet werden darf, die dabei benutzte statistische Interpretation selber abzuleiten. Letzteres ist in der Tat ein beliebter Zirkelschluss. Aber bereits die Abgrenzung des jeweils betrachteten „Systems“ ist wegen der quantenmechanischen Nichtlokalität ein reines Hilfskonzept, das nur wegen unserer klassischen Lokalitätsvorstellungen natürlich erscheint. Die Dichtematrix kann formal einen reinen Zustand (in Form eines Projektionsoperators) oder einen gemischten Zustand darstellen. Ein gemischter Zustand kann aber *entweder* für ein Ensemble aus reinen (potenziell „realen“) Zuständen des Systems mit den ihnen zugeschriebenen Wahrscheinlichkeiten stehen *oder* aber ein Subsystem eines verschränkten globalen Systems charakterisieren. Im ersten Fall könnte man einen Zustand aus dem Ensemble durch eine reine Informationsvergrößerung „auswählen“ (so wie es für ein klassisches Ensemble von möglichen Zuständen geschieht), im zweiten müsste man dagegen zuerst eine

statistische Interpretation auf den globalen Zustand anwenden, um ein Ensemble für diesen Zweck zu erhalten. (Ein gemischter Zustand für das gesamte Universum kann *nur* im Sinne einer unvollständigen Information aufgefasst werden.) Obwohl der Unterschied zwischen Verschränkung und unvollständiger Information bei Quantenphysikern heute eigentlich hinreichend bekannt sein sollte, ist seine Nichtbeachtung noch immer für die meisten Missverständnisse des Dekohärenzkonzeptes verantwortlich. Letzteres ergab sich aber gerade aus der Einsicht, dass die quantenmechanische Verschränkung eine fundamentale kinematische Nichtlokalität und nicht etwa eine statistische Korrelation beschreibt.

Die vollständige Situation kann also begrifflich ausreichend nur mit Hilfe der Wellenfunktion des dynamisch benötigten globalen Systems beschrieben werden. Falls eines seiner Subsysteme entweder einer Messung durch einen Apparat oder einer unkontrollierbaren Wechselwirkung mit seiner Umgebung unterworfen wird, erzeugt das gemäß der unitären Dynamik eben eine Verschränkung mit dem jeweiligen Partnersystem. Ein faktorisierender Zustand würde dabei in einen reinen aber normalerweise verschränkten Zustand des globalen Systems umgewandelt. Eine anfängliche Superposition im Subsystem würde somit „dislokalisiert“: Sie ist anschließend weder im System noch im Apparat noch in der Umgebung zu finden, was nur in einer kinematisch nichtlokalen Welt möglich ist. Der Quantenformalismus war in diesem Sinne schon immer als nichtlokal bekannt – lange bevor John Bell seine Argumente publizierte (s. [Kap. 2](#)), welche aber zeigten, dass diese Nichtlokalität kein Artefakt unvollständigen Wissens über immer wieder vermutete lokale („versteckte“) Variable sein kann. Man beachte auch, dass diverse in der Literatur verbreitete „Verschränkungsmaße“ für gemischte Zustände lediglich den kontrollierbaren Teil der Verschränkung berücksichtigen, während sie die überwiegend auftretende unkontrollierbare Verschränkung, die auf Dekohärenz führt, gerade außeracht lassen. Verschränkung ist primär als eine Eigenschaft von reinen Quantenzuständen definiert, die in gemischten Zuständen durch Phasenmittelung nur verdeckt und daher *scheinbar* reduziert wird. Die erwähnten Maße sind daher reine Augenwischerei, denn ein verschränkter Zustand kann diese Eigenschaft nicht dadurch verlieren, dass er wegen unvollständiger Information nur mit Hilfe von Mittelwerten über mögliche andere verschränkten Zustände (hier in Form einer Dichtematrix) betrachtet wird.

Wie oben gesagt, enthält die reduzierte Dichtematrix eines Subsystems die maximale Information über alles, was an ihm gemessen werden kann. In diesem Sinne beschreibt Dekohärenz den für alle praktischen Zwecke irreversiblen Übergang eines Systemzustands in ein *scheinbares Ensemble* von Zuständen. Diese Irreversibilität beruht auf dem in der dabei aktiven Umgebung realisierten Zeitpfeil. Solange etwa ein Messapparat als ein mikroskopisches System betrachtet werden kann, ist die Messung reversibel (sie könnte „ungeschehen“ gemacht werden). Im Gegensatz dazu muss ein makroskopischer Zeiger nach jeder individuellen Messung unvermeidbar und irreversibel mit seiner unkontrollierbaren Umgebung wechselwirken, was zu Dekohärenz führt. Daher wäre es völlig unmotiviert, einen *fundamental* irreversiblen Prozess gerade dort zu postulieren, wo die Irreversibilität der beobachteten Phänomene bereits im Rahmen der reversiblen Quantenmechanik beschrieben

wird. Insbesondere die klassischen Eigenschaften, die jeweils eine „Zeiger-Basis“ charakterisieren, entstehen dynamisch durch den objektiv irreversiblen Dekohärenzprozess, während darüberhinaus verschiedene Möglichkeiten verbleiben, zu verstehen, warum wir subjektiv nur ein individuelles Messergebnis *beobachten*. Falls keine neue Physik irgendwo zwischen Messapparat und Beobachter jemals entdeckt wird, müssen wir letztendlich wohl die Konsequenz von „Vielen Welten“ akzeptieren. Aber während ein Kollaps als physikalischer Prozess überlichtschnell ablaufen müsste, beweist allein die *Möglichkeit* einer Interpretation auf der Basis von sich durch Dekohärenz verzweigenden Beobachtern, dass er nicht mit der Existenz überlichtschneller Signale vereinbar sein kann.

Diverse Behauptungen in der Literatur, wonach die Beschreibung des Messprozesses durch Dekohärenz unzureichend sei, beruhen *alle* entweder auf der trivialen Fehlinterpretation, dass der erwähnte Zirkelschluss wesentlicher Teil dieses Konzeptes sei, oder die Autoren kritisieren bei genauer Betrachtung lediglich, dass die so erzielte Lösung des Problems nicht von der von ihnen erhofften und erwünschten Art ist. Denn die Gegner des Dekohärenzkonzepts stehen nicht nur auf der traditionellen Seite der Bohr-Anhänger, sondern finden sich in besonders leidenschaftlicher Form gerade unter solchen „Dissidenten“, denen ein ungelöstes Problem der Messung gerade zur Rechtfertigung ihrer eigenen neuartigen Lösungsversuche dient.

Das Wesen der Dekohärenz besteht also in nichts anderem als der permanenten Zunahme von Verschränkung zwischen allen Teilsystemen des Universums, was einer ständigen Dislokation von zunächst lokalen Superpositionen entspricht. Dies verlangt einen globalen Quantenzustand, der sehr weit von einem Gleichgewichtszustand entfernt ist (wie jedes sich in der Zeit „entwickelnde“ Universum). Dieser irreversible Mechanismus ist formal ganz analog der Erzeugung von „irrelevanten“ statistischen Korrelationen in Boltzmannschen Stoßprozessen. Das Vernachlässigen dieser klassischen Korrelationen, etwa durch Verwenden einer  $\mu$ -Raum-Verteilung, entspricht einer Vergrößerung der Ensemble-Entropie und führt dynamisch daher auf das *H*-Theorem. Diese Konsequenz in Form einer Entropiezunahme gilt ebenso im quantenmechanischen Fall, wenn man statt der statistischen Korrelationen nunmehr Verschränkungen vernachlässigt, indem man nur die reduzierten Dichtematrizen der Subsysteme verwendet. Jedoch ist Verschränkung eine Eigenschaft individueller Systeme und nicht Ausdruck unvollständiger Information oder Beschreibung (wie bei Boltzmann). Verschränkte Systeme haben etwa als Drehimpulseigenzustände (auch von räumlich getrennten Teilsystemen) sehr wohl individuelle physikalische Bedeutung. Im Gegensatz zu den analogen statistischen Korrelationen entspricht die Vernachlässigung von Verschränkung also einer *Änderung* der individuellen physikalischen Zustände und nicht nur der Vernachlässigung von Information. Diese physikalische Veränderung der Zustände kann aber im Sinne von Everett „relative states“ auch durch den sich verzweigenden Zustand der Beobachter erklärt werden. Ganz wie im klassischen Fall kann die dynamische Kopplung an einen subjektiven Beobachter das echte oder scheinbare Ensemble auch wieder verkleinern. Der im allgemeinen Dekohärenzprozess auftretende Zeitpfeil verlangt

eine spezielle Anfangsbedingung für die universelle Wellenfunktion (nämlich keine oder vernachlässigbare anfängliche Verschränkung). Das ist offensichtlich eine physikalische Bedingung – nicht nur eine Bedingung an anfängliches „menschliches Wissen“ oder an irgendeine begründbare Art von „Information“.



# Kapitel 11

## Wie groß ist ein Photon?

Die obige Frage wurde zu meiner Überraschung bei einem von Friedrich Herrmann im Jahre 2009 veranstalteten Symposium für Ausbilder von Lehramtskandidaten, zu dem ich selber einen Beitrag leisten durfte [1], als ein wichtiges offenes Problem erwähnt. Mir war damals aber auch ganz neu, dass Experimente mit separaten Photonen, die unter anderem deren Bose-Statistik demonstrieren können, heute schon im normalen Schulunterricht durchgeführt werden. Das sagt aber wohl eher etwas über meine inzwischen recht große zeitliche Ferne zur Praxis der Lehre. Ich erinneere mich noch an wissenschaftliche Konferenzen vor etwa zwanzig Jahren, bei denen erstaunlich fundierte (wenn auch letztendlich nicht ausreichende) Zweifel an der Notwendigkeit einer eigenständigen Quantisierung des elektromagnetischen Feldes vorgebracht wurden. Und Albert Einstein drückte es kurz vor seinem Tode besonders drastisch aus: „Jeder Hinz und Kunz meint heute, er habe verstanden, was ein Photon ist – aber sie irren sich.“

Es überraschte mich aber auch, als eine Teilnehmerin beim Symposium von „klassischer“ elektromagnetischer Strahlung sprach, obwohl sie oder ihre Schüler explizit Photonen zählten. Ich vergaß in meiner Überraschung zu fragen, ob Schüler heute gar nichts mehr über die Maxwellschen Gleichungen erfahren, denn was sie meinte war der Grenzfall, in dem Photonen Boltzmann-Statistik zu erfüllen scheinen. Anscheinend ist heute (nicht nur unter Schülern und Lehrern) die Vorstellung verbreitet, dass Licht „in Wirklichkeit“ aus Teilchen besteht, während das Maxwell-Feld – ähnlich wie die Wellenfunktion des Elektrons – nur Wahrscheinlichkeiten für solche beschreiben soll. Dann wäre die im Titel gestellte Frage gar nicht so abwegig, denn schließlich kann man für massive Teilchen ihre Ausdehnung sogar messen oder eine obere Grenze für sie bestimmen. Darauf werde ich gegen Ende noch einmal zurückkommen. Bei der damaligen Diskussion ging es aber eher um die Vorstellung, dass ein Photon mindestens so groß wie der Abstand zwischen den Schlitten eines Interferometers sein müsse, was jedoch offenbar schon für Teilchen mit messbaren Radien gar nicht zutrifft.

Nun weiß man aus der relativistischen Quantentheorie, dass auch für Elektronen das Dirac-Feld (historisch als relativistische Verallgemeinerung von Schrödingers

Einelektronen-Wellenfunktion entdeckt) – und nicht etwa ein Teilchen – das eigentliche Objekt der formalen Quantisierung sein muss, was notwendigerweise zur Quantenfeldtheorie führt. Nur wegen der historischen Entwicklung bezeichnet man diese für Elektronen als *zweite* Quantisierung. Die zugehörige Wellenfunktion sollte also in der üblichen Auffassung formale Wahrscheinlichkeitsamplituden für Felder oder deren kanonischen Impulse beschreiben, und der Teilchenaspekt sollte sich in allen Fällen erst als ein abgeleitetes Phänomen aus der Theorie ergeben. Wie das möglich sein kann, will ich im folgenden auszuführen versuchen. Man benötigt dazu keinerlei neuartige Annahmen, die über die „kanonische Quantisierung“ (insbesondere im Schrödingerbild) hinausgehen, muss sich aber von einigen historisch bedingten Vorurteilen befreien.

In der Tat benötigt man zunächst (bei Beschränkung auf freie elektromagnetische Felder) nur die Quantisierung des harmonischen Oszillators. Allerdings sind die Oszillatoren nun die Amplituden von Feldmoden – sagen wir  $A_k$  – und nicht die Auslenkungen oszillierender Massenpunkte (oder Teilchen) aus ihrer Ruhelage. Die durch den Index  $k$  unterschiedenen Moden sind entweder ebene Wellen mit der Wellenzahl  $k$  oder andere, durch Randbedingungen definierte klassische Eigenschwingungen – etwa solche im Hohlraum. Davon gibt es zwar jeweils unendlich viele, aber für freie Felder sind sie glücklicherweise ganz unabhängig voneinander, so dass sie einzeln betrachtet (und quantisiert) werden können. Für jede Amplitude erhält man also eine Schrödingersche Oszillatorenwellenfunktion  $\psi_k^n(A_k)$  mit der „Quantenzahl“ (also der Zahl der Knoten oder Nulldurchgänge dieser Wellenfunktion)  $n_k$  und ein äquidistantes Spektrum der Form  $h\nu_k(n_k + 1/2)$ . Sein diskreter Charakter wird ganz anschaulich durch diese Knotenzahl (zu unterscheiden von der Knotenzahl der Moden) erklärt, während die Äquidistanz spezifisch für den harmonischen Oszillator ist. Die zugehörigen Wellenfunktionen kann man vorerst im üblichen Sinne als Wahrscheinlichkeitsamplituden für die Feldamplituden  $A_k$  betrachten. Die Frage ihrer Interpretation wird sich ernsthaft erst bei der Analyse einer Messung stellen. Wichtig ist vorerst nur, dass die Form des Oszillatorspektrums genau auf die von Planck postulierten Energiequanten  $h\nu$  führt, die man erst später mit den Energien von Lichtteilchen identifiziert hat.

Schrödinger hatte bei dem frühen Versuch, seine Einelektronwellenfunktion mit dem Phänomen von räumlich lokalisierten Teilchen in Einklang zu bringen, zeitabhängige Gaußsche Wellenpakete für den harmonischen Oszillator konstruiert, die ihre Form stabil beibehalten und deren Schwerpunkt sich gemäß der Newtonschen klassischen Dynamik bewegt [2]. Das erschien ihm vielversprechend, doch erwies sich der harmonische Oszillator als eine Ausnahme: In allen anderen Fällen erfüllen Wellenpakete zwar die Ehrenfestschen Theoreme, zeigen aber die bekannte Dispersion, so dass sie nicht dauerhaft als Teilchen erscheinen können. Sein Modell kann jedoch auf die freien Feldoszillatoren übertragen werden, wo die „kohärenten Zustände“ (also Superpositionen unterschiedlicher Oszillatorquantenzahlen – jetzt als „Photonenzahlen“ bezeichnet) quasi-klassische Felder für jeden Modus, also klassisch schwingende Gaußpaket für Feldamplituden beschreiben [3]. Die Superposition zweier unterschiedlicher solcher quasi-klassischen Feldzustände im gleichen Modus, wie sie sich in Hohlräumen konstruieren lassen, wird dann sogar

als mesoskopische Schrödinger-Katze gehandelt – analog zur Superposition zweier merklich verschiedener Positionen eines makroskopischen Objekts.

Als mögliche Quantenzustände des *gesamten* freien Feldes hat man somit die Produktzustände von Wellenfunktionen aller verfügbaren Moden sowie deren Superpositionen zu betrachten (das entspricht einem allgemeinen Feldfunktional). Beschränkt man sich dabei auf solche Produktzustände, bei denen jeweils nur ein Modus einfach angeregt ist und alle anderen im Grundzustand sind (so dass sie insgesamt genau „ein Photon“ enthalten), so erhält man als deren Superposition den einfach angeregten (oder „besetzten“) Quantenzustand eines beliebigen klassischen Feldzustands, so dass man dieses Feld auch als „Einphotonen-Wellenfunktion“ bezeichnet. Sind die Moden ebene Wellen, so definiert diese Superposition gerade die Fourierdarstellung dieser räumlichen Wellenfunktion. Sie beschreibt alle statistisch beobachtbaren räumlichen Interferenzmuster für unabhängig voneinander auftretende Photonen, aber *noch nicht* diese spontanen und lokalen Ereignisse selber, die üblicherweise als Argument für die Existenz von Partikeln interpretiert werden. Für die Superposition von Produkten mit jeweils zwei einfach angeregten Moden benötigt man sechsdimensionale Wellenfunktionen usw., von denen aber jeweils nur der unter Permutationen symmetrische Teil definiert ist.

Die obige Argumentation lässt sich auf *beliebige* freie Felder anwenden. Bei massiven Teilchen (mit Oszillatorkräften  $\omega^2 = k^2 + m^2$ ) führt das im nichtrelativistischen Grenzfall,  $k^2 \ll m^2$ , zum bevorzugten Auftreten von Zuständen fester „Teilchen“-Zahl, die sogar die Behandlung von Wechselwirkungen zulassen. Für elektrisch geladene Teilchen gelten zudem durch Dekohärenz bedingte Superauswahlregeln, die Superpositionen unterschiedlicher Ladungszahlen, also etwa deren „kohärente Zustände“, ganz verbieten. Bei Fermionen erfordert die empirisch begründete Beschränkung der Knotenzahlen je Feldmodus auf Werte von null und eins weitere Annahmen [4], die m.E. zwar noch nicht vollkommen verstanden sind, aber dadurch nicht die hier geschilderte Begründung von scheinbar auftretenden Teilchen grundsätzlich in Frage stellen. Dagegen ergibt sich ganz allgemein und auf sehr natürliche Weise das Prinzip der Ununterscheidbarkeit dieser „Teilchen“, da die Permutation von zwei Feldmoden eine Identität ist. Die Interpretation von Photonenzahlen als Knotenzahlen der Wellenfunktionen für die Amplituden des elektromagnetischen Feldes wurde kürzlich auf elegante Weise sogar direkt experimentell bestätigt [5]. Es ist aber bemerkenswert, dass sich die effektiven Ein- oder Mehrteilchenwellenfunktionen der Quantenmechanik als Superpositionen der *klassischen Feldmoden* ergeben, die nichts mit den eigentlichen Wellenfunktionen der Quantenfeldamplituden und deren in diesen Fällen *fest vorgegebener* Knotenzahl zu tun haben [6]. Trotzdem definieren sie noch *keine* quasi-klassischen Feldzustände, denn diese verlangen große „Photonenzahlen“ – insbesondere in Form von kohärenten Superpositionen nach dem Vorbild von Schrödingers Wellenpaketen, um wie klassische Felder zeitabhängig schwingen zu können.

Diese Konstruktion im Formalismus der kanonischen Quantenfeldtheorie reproduziert also den *formalen* Teil einer  $n$ -Teilchen-Quantenmechanik ohne jede Voraussetzung eines Teilchenkonzepts. Die dem Quantenfeld somit inhärenten Planckschen „Quanten“ erklären aber nur das Phänomen äquidistanter Energien

(„Besetzungszahlen“) für jeden Schwingungsmodus – bei massiven Teilchen einschließlich der jeweils durch die Feldgleichung definierten „Ruhenergie“ – nicht aber Zählerclicks, Bahnen in der Wilsonkammer oder andere scheinbare Indizien für lokal auftretende Teilchen. Jedes Lehrbuch und fast jeder Physikprofessor verweist hier auf einen nicht weiter erklärbaren „Welle-Teilchen-Dualismus“. In Form der beschriebenen Superposition einfach besetzter Feldmoden lassen sich zwar auch räumlich lokalisierte Wellenpakete konstruieren (etwa Gaußpakete multipliziert mit  $e^{ikx}$ , die sich entsprechend den Ehrenfest-Theoremen mit einer Geschwindigkeit  $v = \hbar k / 2\pi m$  bewegen und für die bei Stößen eine entsprechende Impulserhaltung gilt), aber sie würden wegen der bekannten Dispersion der Wellenfunktion im Laufe der Zeit zerfließen. Auch wenn ein Photon in einer ebenen Welle, die gar nicht lokalisiert ist, durch ein anderes Quantenobjekt absorbiert wird, welches aber seinerseits durch ein solches Wellenpaket beschrieben wird, so ändert sich dessen Geschwindigkeit entsprechend dem Impulssatz. Ist dieses „andere Objekt“ hinreichend makroskopisch um direkt beobachtbar zu sein (s. unten), so erscheint dieser Vorgang als eine Messung des Photonenimpulses. Niels Bohr hat des öfteren darauf hingewiesen, dass Erhaltungssätze dieser Art wesentlich für das Verständnis von Quantenmessungen seien, aber im Gegensatz zu der hier angedeuteten strikt wellenmechanischen Beschreibung musste er diese explizit voraussetzen, da er eine Wechselwirkung zwischen Mikrosystemen und seinen grundsätzlich *klassischen* Messapparaten nicht für dynamisch formulierbar hielt.

Zwar wurde von Max Born eine Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Schrödingerischen Wellenfunktion eingeführt, aber erst Wolfgang Pauli wollte sie ausschließlich als Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Teilchen verstanden wissen. Er formulierte ganz im Sinne von Heisenberg, dass „das Erscheinen eines bestimmten *Teilchenortes* bei der Beobachtung als eine außerhalb der Naturgesetze stehende Schöpfung aufgefasst werden muss“. Die genaue Natur dieses „Eingriffs in die Naturgesetze“ war stets strittig [1], aber sie benutzte vorwiegend Teilchenkonzepte. Bei der Quantisierung von Feldern – wie hier geschehen – muss man die quantenmechanischen Wellenfunktionen dagegen konsequenterweise als Wahrscheinlichkeitsamplituden für Feldstärken interpretieren.

Eine Beschränkung der Wahrscheinlichkeitsinterpretation auf klassische Teilchenorte *oder* Feldstärken und deren kanonische Impulse ist aber keineswegs angebracht, und sie entspricht nicht einmal Borns ursprünglicher Formulierung. John von Neumann formulierte sie später sehr allgemein (nämlich entsprechend Borns erstem Vorschlag als Wahrscheinlichkeiten für neue Wellenfunktionen – also als einen Kollaps), während Niels Bohr in deutlichem Gegensatz zu Heisenberg und Pauli forderte, dass erst die makroskopischen Ergebnis-Indikatoren an den Messinstrumenten („Zeiger“) klassisch zu beschreiben seien. Nur in diesem Sinne konnten Ole Ulfbeck und Aage Bohr kürzlich behaupten, dass dem spontanen Klick im Zähler kein spontanes Zerfallsereignis im Atomkern ursächlich vorausgeht [7]. Denn ohne eine ständige Messung des Zerfallszustandes, welche die permanente Anwendung der Wahrscheinlichkeitsinterpretation verlangt, lassen sich auch Superpositionen von unterschiedlichen Zerfallszeiten nachweisen. Eine quasiklassische Beschreibung der Messergebnisse im Apparat ist zwar im Prinzip auch in Form

enger Wellenpakete für die Zeigerstellungen möglich (wie bei von Neumann angenommen), doch steht ihre dann geforderte stochastische Kollapsdynamik auch weiterhin im Gegensatz zur deterministischen Schrödingergleichung.

Einen wesentlichen Schritt zur Überwindung dieser Diskrepanzen leistet die Theorie der Dekohärenz [8], die auf der quantenmechanischen Berücksichtigung der jeweils unvermeidbaren Umgebungen und der sich daraus ergebenden Verschränkung beruht. Diese Konsequenz der Quantentheorie unter realistischen Umständen wurde lange Zeit entweder schlicht übersehen oder mit der Begründung abgelehnt, dass die Quantentheorie nur auf mikroskopische Systeme anwendbar sei, da sie sonst zu Paradoxien der Art von Schrödingers Katze führt. Die Dekohärenz besagt aber, dass sich die relevanten Superpositionen bei Messungen praktisch irreversibel auf verschränkte Zustände von System, Apparat *und Umgebung* ausdehnen, also nicht mehr nachzuweisen sind, wenn man „lokal“ nur den Apparat betrachtet. Dessen formale Dichtematrix gleicht dann genau derjenigen des aus empirischen Gründen erhofften und im Kollaps der Wellenfunktion frei postulierten statistischen Ensembles von verschiedenen Messergebnissen, also etwa eines Ensembles von Klicks zu verschiedenen Zeiten, von unterschiedlich positionierten Flecken auf der Photoplatte oder auch von verschiedenen Bahnen in der Nebelkammer. Dazu gehört auch die oben erwähnte Absorption eines einzelnen Photons durch ein „anderes Quantenobjekt“, da unitär nur eine Superposition von dessen ursprünglichem Wellenpaket plus existierendem Photon und dem gestoßenen Wellenpaket in einem Photonenvakuum entstehen könnte. In diesem Sinne muss man also schließen, dass all diese scheinbaren Teilchenphänomene erst durch die zwangsläufig von Dekohärenz begleitete Messung *entstehen*, was die intuitiven Behauptungen der Begründer der Quantentheorie im Ergebnis erklärt – aber eben innerhalb der Naturgesetze anstatt durch zusätzliche „Axiome“ [9]. Dekohärenz erklärt auch alle Superauswahlregeln, sowie die stabilen, scheinbar klassischen Positionen von Atomen oder Ionen im Laserlicht oder unter dem Elektronenmikroskop, wo man sie direkt als Teilchen zu sehen glaubt. Deren effektive Größen entsprechen den unter den jeweiligen Umständen verbleibenden Kohärenzlängen, denn in diesen Situationen können keine räumlich ausgedehnten Superpositionen existieren. Photonen werden bei der Messung gewöhnlich absorbiert, aber auch für sie sind „ideale“ Messungen (hier als „non-demolition-Experimente“ bezeichnet) möglich. Bei in diesem Sinne „reiner“ Dekohärenz bleiben auch die Ehrenfest-Theoreme intakt [8].

Mit anderen Worten: Weder gibt es Teilchen noch treten wirkliche Quantensprünge auf – jedenfalls nicht dort, wo man sie zu beobachten scheint [10]. Ein Welle-Teilchen-Dualismus ist überflüssig, und die scheinbaren Sprünge sind in Wirklichkeit schnell aber stetig ablaufende Dekohärenzvorgänge. Alle Welt spricht zwar heute von Dekohärenz (sogar über die Physik hinaus), aber deren zentrale Botschaft scheint bei den meisten Physikern auch nach vier Jahrzehnten noch immer nicht angekommen zu sein – am allerwenigsten an deutschen Universitäten! Anderseits erfordert die global weiterexistierende Superposition entweder doch noch irgendwo einen stochastischen Kollaps auf ein *bestimmtes*, wenn auch nicht vorher-sagbares Ergebnis, oder der Beobachter muss schließlich auch in die Superposition

einbezogen werden. Das würde aber unweigerlich auf die Everetttsche Viele-Welten-Interpretation führen. Sie ist völlig konsistent und vom üblichen (bisher aber nie genau definierten) Kollaps nicht zu unterscheiden, weil die dekohärierten Komponenten nach der Messung dynamisch autonom sind und in genau diesem Sinne eigene „Welten“ bilden (s. [Kap. 6](#)). Nach dieser Interpretation liegt der Quanten-Indeterminismus nicht objektiv in der Natur, sondern in der sich verzweigenden Identität des Beobachters in einer universellen, sich deterministisch entwickelnden Wellenfunktion begründet – auch wenn diese Verzweigung durch den Dekohärenzprozess (also die irreversible Dislokalisierung von bei der Messung entstehenden Superpositionen) objektiviert wird.

Was bedeuten dann aber die tatsächlich gemessenen Radien von Atomen oder Nukleonen? Das kann man sich am besten am Beispiel eines Wasserstoffatoms klarmachen. Da Wellenfunktionen im Konfigurationsraum definiert sind, lässt sich diejenige des Wasserstoffatoms in eine (in diesem Fall auch dreidimensionale) interne und eine Schwerpunktswellenfunktion separieren. Erstere definiert eine messbare Größe des Atoms, während die zweite die möglichen Streu- und Interferenzexperimente beschreibt. Diese ist eine beliebig ausgedehnte räumliche Welle (die insbesondere den Durchgang durch beide Schlitze des Interferometers wiedergibt), da der Konfigurationsraum eines Schwerpunktes mit dem gewöhnlichen Raum identisch und der Schwerpunktzzustand bei Streuexperimenten nicht gebunden ist. Ein interner Zustand, der es erlaubt, eine Ausdehnung zu definieren, existiert auch für Mehrteilchensysteme sowie im Prinzip für wechselwirkende Quantenfelder, bei denen man von „dressing“ statt von gebundenen Zuständen spricht.

Aber auch die Schwerpunktswellenfunktion kann nur bei mikroskopischen Systemen und nur vorübergehend als separat existierend betrachtet werden. Unter den meisten Umständen wird sie zwangsläufig mit der Umgebung und dadurch häufig auch mit der internen Wellenfunktion verschränkt. Stark wechselwirkende „Teilchen“, wie Elektronen, besitzen daher im Vergleich zu Photonen oder neutralen Atomen selbst bei Streuexperimenten im Vakuum eine recht kleine Kohärenzlänge [11], die aber normalerweise immer noch deutlich größer als der klassische Elektronenradius oder die Compton-Wellenlänge ist. Bei wechselwirkenden Quantenfeldern (statt der beim Wasserstoff noch angenommenen, aber ebenfalls zu quantisierenden Teilchen) müssen die internen Energieeigenzustände durch eine stabil verschränkte Feldkonfiguration beschrieben werden – eine Situation, die sich wegen ihrer Komplexität gewöhnlich einer quantitativen oder gar exakten Behandlung entzieht. Das ist auch der Grund, warum in der „algebraischen Quantenfeldtheorie“ der Nachkriegszeit versucht wurde, Rechenmethoden anstelle von Naturgesetzen zu axiomatisieren – begründet durch die Überzeugung, dass es ja ohnehin keine ihnen unterliegende mikroskopische Realität gäbe. Aber kein noch so großer mathematischer Aufwand vermag ein physikalisches Defizit einer Theorie zu heilen.

Bei Feldern, die eine elektrische Ladung tragen, führt ihre Verschränkung mit dem langreichweitigen Coulombfeld zu unüberwindbaren Ladungssuperauswahlregeln [12]. Sie verbieten z. B. kohärente Zustände auch für elektrisch geladene Bosonen, die im Prinzip beliebige „Teilchenzahlen“ für jeden Feldmodus erlauben.

Ob auch Photonen eine innere Struktur besitzen, ist wegen ihrer verschwindenden Masse zweifelhaft, aber vorerst auch irrelevant. Insofern verhalten sich Photonen wie „intern punktförmige“ Objekte der Masse null und mit einem festen internen Spin  $h/2\pi$ . Sie sind quantenmechanisch aber durch eine räumlich beliebig ausgedehnte effektive „Photonenwellenfunktion“ zu beschreiben, die erst durch eine Messung in lokale Pakete oder, bei Absorption, in lokalisierte Anregungen oder „Klicks“ dekohäriert. Da die Photonenzahl keine Erhaltungsgröße ist, sind Zustände fester Photonenzahl bei Anwesenheit von Materie recht instabil. Sie dekohärieren, anders als bei massiven „Teilchen“, schnell in kohärente Feldzustände (einschließlich des Vakuums).

## Literatur

1. [Kapitel 9.](#)
2. E. Schrödinger, „Der stetige Übergang von der Mikro- zur Makromechanik“, *Naturwissenschaften* **14**, 664 (1926).
3. R. J. Glauber, „Coherent and Incoherent States of the Radiation Field“, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
4. J. M. Leinaas and J. Myrheim, „On the Theory of Identical Particles“, *Nuovo Cim.* **B37**, 1 (1977).
5. S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, „Reconstruction of Non-classical Cavity Fields with Snapshots of Their Decoherence“, *Nature* **455**, 510 (2008); vgl. a. Fig. 3.14 in E. Joos et al. *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin, 2003); M. Schlosshauer, *Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition* (Springer, Berlin, 2007).
6. H. D. Zeh, „Quantum Discreteness Is an Illusion“, *Found. Phys.* **40**, 1476 (2010).
7. O. Ulfbeck and A. Bohr, „Genuine Fortuitousness: Where Did That Click Come From?“, *Found. Phys.* **31**, 757 (2001).
8. E. Joos, H. D. Zeh, C. Kiefer, D. Giulini, J. Kupsch, and I.-O. Stamatescu, *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin, 2003); M. Schlosshauer, *Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition* (Springer, Berlin, 2007).
9. M. Schlosshauer and C. Camilleri, „The Quantum-to-Classical Transition: Bohr’s Doctrine of Classical Concepts, Emergent Classicality, and Decoherence“. <http://arxiv.org/abs/0804.1609>.
10. H. D. Zeh, „There Are No Quantum Jumps, Nor Are There Particles“, *Phys. Lett.* **A172**, 189 (1993).
11. P. Sonnentag and F. Hasselbach, „Measurement of Decoherence of Electron Waves and Visualization of the Quantum-Classical Transition“, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 200402 (2007).
12. D. Giulini, C. Kiefer, and H. D. Zeh, „Symmetries, Superselection Rules, and Decoherence“, *Phys. Lett.* **A199**, 291 (1995).



# Kapitel 12

## Probleme der Quantentheorie

Die Quantentheorie hat seit ihrer Entdeckung Anlass zur Diskussion von „Widersprüchen“ gegeben; solchen, die durch Weiterverwendung klassischer Begriffe künstlich geschaffen wurden, und anderen, die anscheinend auch heute noch unverstanden sind.

Zur ersten Gruppe dieser Probleme gehören Widersprüche, die auftreten, wenn man Observable, also Messgrößen, wie Ort und Impuls eines Teilchens, als Eigenschaften des beobachteten Systems betrachtet. Messgrößen müssen ihrer Natur nach als gemeinsame Eigenschaft des beobachteten Systems und des Messapparates angesehen werden, und nur, wenn die Rückwirkung des Apparates auf das System vernachlässigbar ist, wird die Messgröße zu einer approximativen Eigenschaft des Systems selbst. Genau das ist bei mikroskopischen Systemen aber nicht der Fall. Die „Komplementarität“ zweier Messgrößen ist daher auch nur eine Aussage über Messapparate. Sie drückt die prinzipielle Unmöglichkeit aus, zwei komplementäre Messapparate zur Messung an einem System gleichzeitig zu realisieren.

Komplementär in diesem Sinn sind etwa auch der Gesamtspin eines Zweiteilchensystems und die Spinprojektionen der einzelnen Teilchen auf irgendeine Richtung im Raum. Im allgemeinen existiert also der Zustand des einzelnen Teilchens gar nicht – auch wenn die Teilchen räumlich getrennt sind – sondern allenfalls ein Gesamtzustand. Dies ist ein Beispiel für eine wichtige Konsequenz des die Quantentheorie kennzeichnenden Superpositionsprinzips: Die Angabe, dass ein Subsystem des betrachteten Systems (in obigem Beispiel der Spin eines Teilchens) in irgendeinem Zustand ist (ohne Angabe in welchem), bedeutet bereits eine sehr einschränkende Aussage über den Zustand des Gesamtsystems. Offensichtlich gilt diese Konsequenz des Superpositionsprinzips aber auch bezüglich des „Gesamtsystems“, wenn es als Subsystem des nächst umfassenderen Systems und schließlich des gesamten Universums betrachtet wird. Es soll aber vorläufig einmal angenommen werden, dass die betrachteten „Gesamtsysteme“ vom „Rest des Universums“ separieren, also in einem bestimmten Zustand sind. Mindestens für mikroskopische Systeme scheinen solche Situationen realisierbar zu sein.

---

Unveröffentlichte deutschsprachige Vorgängerarbeit zu Ref. 3 der Publikationsliste (ca. Januar 1968)

Die zweite Gruppe von Widersprüchen tritt auf bei dem Versuch, den Prozess der Messung im Rahmen der Quantentheorie zu verstehen. Eine Messung besteht in einer Wechselwirkung zwischen zu messendem System und Messapparat. Würde man den Zustand des Gesamtsystems vor der Messung ebenso wie den Hamiltonoperator  $H$  des Gesamtsystems kennen, so wäre man im Prinzip in der Lage, den Zustand zu jeder Zeit und damit nach Ablauf des Messprozesses mit Hilfe der Bewegungsgleichung  $\psi(t) = e^{-iHt}\psi(0)$  zu berechnen. Nun soll aber die Messgröße nach Ablauf der Messung „makroskopisch realisiert“ sein, d. h. ihrerseits ohne merkliche (d. h. makroskopisch merkliche) Beeinflussung des Gesamtsystems beobachtbar (ablesbar) sein. Mindestens der Messapparat muss also makroskopisch sein. Sein Mikro-Zustand ist dann aber notwendig so kompliziert, dass diese Beschreibung des Messprozesses undurchführbar bleibt. Aus diesem Grunde konnte die Quantentheorie überhaupt nur erfunden werden, indem der Effekt einer Messung postuliert wurde. Dieses (eigentlich überflüssige) Messaxiom, das sich empirisch immer wieder bewährt hat, scheint aber in klarem Widerspruch zu der obigen Beschreibung des Messprozesses zu stehen. Es besagt nämlich (für eine bestimmte Gruppe von Messungen), dass die Messung ein mögliches Ergebnis  $a_n$  mit der Wahrscheinlichkeit  $|c_n|^2$  ergibt, wenn  $\psi = \sum_n c_n \psi_n$  die Entwicklung des Zustands, des gemessenen Systems vor der Messung nach den Eigenzuständen  $\psi_n$  eines die Messung phänomenologisch beschreibenden hermitischen Operators A (der „Observablen“) ist. Damit wird also ein nichtkausales, statistisches Element eingeführt, das die lineare Bewegungsgleichung  $\psi(t) = e^{-iHt}\psi(0)$  – angewandt auf das Gesamtsystem – nicht zu beschreiben vermag.

Zur Aufhebung dieses Widerspruchs sind sehr verschiedene Vorschläge gemacht worden. Sie reichen von Änderungen in den Naturgesetzen (Einschränkung des Superpositionsprinzips durch „Superauswahlregeln“, Aufhebung der linearen Bewegungsgleichung, Einführung „versteckter Variabler“ d. h. neuer dynamischer Freiheitsgrade) über reine Erweiterungen des Vokabulariums (mehrwertige Logik) bis zur Revision der erkenntnistheoretischen Grundlagen (subjektivistische Interpretation des Zustandsvektors).

Solche Vorschläge – sofern sie überhaupt sinnvolle Aussagen bedeuten – bedürfen einer Begründung durch zusätzliche empirische Evidenz. Da diese bis heute aussteht – und es andererseits doch sehr merkwürdig wäre, wenn sich z. B. neue Naturgesetze nicht wenigstens als Korrekturen in der Mikrophysik bemerkbar gemacht hätten – muss man solche Theorien vorerst als Spekulationen betrachten.

Andererseits sind gerade in jüngster Zeit wieder Versuche unternommen worden, den Messprozess im Rahmen der akzeptierten Quantentheorie zu verstehen. Dabei wird die makroskopische Natur des Messapparates ausgenutzt und das Messaxiom als eine statistische Aussage über Ensemble von Messungen verstanden. Die Elemente des Ensembles unterscheiden sich dabei durch die (nicht vollständig der Beobachtung zugänglichen) Mikrovariablen des Messapparates, die sozusagen die Rolle der „versteckten Variablen“ übernehmen.

Formal kann man diese Vorstellung ausdrücken, indem man das Ensemble von Messapparaten durch eine Dichtematrix  $\sum_{\alpha} p_{\alpha} \phi_{\alpha} \phi_{\alpha}^*$  beschreibt, wobei  $\phi_{\alpha}$  einen Mikrozustand des Messapparates bedeutet. Befindet sich das gemessene System vorher im Zustand  $\varphi = \sum c_n \varphi_n$ , so ist die Dichtematrix des Gesamtsystems

$$\rho = \varphi \varphi^* \sum_{\alpha} p_{\alpha} \Phi_{\alpha} \Phi_{\alpha}^* = \sum_{\alpha, n'} p_{\alpha} c_n c_{n'}^* \varphi_n \varphi_{n'}^* \Phi_{\alpha} \Phi_{\alpha}^*.$$

Nimmt man für die Messung die von Neumannsche Wechselwirkung

$$e^{-iHt} \varphi_n \Phi_{\alpha} = \sum_{\beta} u_{\alpha\beta}^n(t) \varphi_n \Phi_{\beta}$$

an, die so gewählt ist, dass sie die Messung im Spezialfall  $c_n = \delta_{nn_0}$  richtig beschreibt, so ist die Dichtematrix nach der Messung

$$\rho(t) = e^{-iHt} \rho e^{iHt} = \sum_{\alpha n' \beta \beta'} p_{\alpha} c_n c_{n'}^* u_{\alpha\beta}^n u_{\alpha\beta'}^{*n'} \varphi_n \varphi_{n'}^* \Phi_{\beta} \Phi_{\beta'}^*.$$

Wird nun weiter angenommen, dass die Phasen der unitären Matrizen  $u_{\alpha\beta}^n$  statistisch verteilt sind, so gilt näherungsweise

$$\sum_{\alpha} p_{\alpha} u_{\alpha\beta}^n u_{\alpha\beta'}^{*n'} \approx \delta_{nn'} q_{\beta\beta'}^n$$

und damit

$$\rho(t) \approx \sum_n |c_n|^2 \varphi_n \varphi_n^* \sum_{\beta \beta'} q_{\beta\beta'}^n \Phi_{\beta} \Phi_{\beta'}^*$$

Das ist aber genau die Aussage des Messaxioms, falls die Dichtematrix  $\sum_{\beta \beta'} q_{\beta\beta'}^n \phi_{\beta} \phi_{\beta'}^*$  nur Mikrozustände enthält, die makroskopisch einer Zeigerstellung  $n$  entsprechen.

Gegen diese Deutung des Messprozesses kann man jedoch ein Argument anführen, das am eindringlichsten von Eugene Wigner formuliert wurde. Betrachtet man nämlich eine individuelle Messung (fester Index  $\alpha$ ), so ist der Zustand nach der Messung

$$e^{-iHt} \varphi \Phi_{\alpha} = \sum_{n\beta} c_n u_{\alpha\beta}^n \varphi_n \Phi_{\beta}.$$

Wenn nun  $\sum_{\beta} u_{\alpha\beta}^n \phi_{\beta}$  einen Mikrozustand zur Zeigerstellung  $n$  bezeichnet, so enthält der Endzustand Superpositionen von makroskopisch verschiedenen Zuständen. Solche sind aber nie beobachtet worden; mehr noch, unser makroskopisches Weltbild enthält gar keine Interpretationsmöglichkeit für sie.

Um diesem Einwand zu entgehen, sind andere statistische Deutungen vorgeschlagen worden, die davon ausgehen, dass der Messapparat *bei der Ablesung* unvollständig bestimmt wird. Dabei wird insbesondere die makroskopisch realisierte Messgröße als Zeitmittelwert definiert, so dass zunächst dieses Zeitmittel über das Ergodentheorem auf Zustandsmittel zurückgeführt werden muss. Diese Theorien würden jedoch nicht das beweisen, was sie zu beweisen vorgeben, sondern statt dessen, dass der Zeiger zeitlich zwischen verschiedenen Stellungen fluktuiert, also offensichtlich etwas Unsinniges.

Wie ist es nun möglich, dass die statistischen Theorien zu unsinnigen Ergebnissen führen oder in Widerspruch zu Wigners Einwand stehen? Vermutlich deshalb, weil sie Zirkelschlüsse enthalten. Sie benutzen nämlich das Messaxiom entweder direkt durch Verwendung der Wahrscheinlichkeitsinterpretation oder indirekt durch Verwendung des Dichtematrixformalismus. Die letzte Behauptung muss noch erklärt werden.

Bei realistischer Interpretation des Zustandsvektors wäre ein statistisches Gemisch dadurch zu beschreiben, dass man jedem möglichen Zustandsvektor  $\psi$  eine Wahrscheinlichkeit  $p(\psi)$  zuordnet. In einer speziellen Darstellung  $\psi = \sum_n c_n \psi_n$  kann  $p$  auch als Funktion der Koeffizienten  $c_n$  aufgefasst werden:  $p(\{c_n\})$ . Nach dem Messaxiom ist der Erwartungswert einer Observablen  $A$  für den reinen Zustand gleich  $\langle \psi | A | \psi \rangle$  und demnach für ein solches Gemisch gegeben durch das Funktionalintegral

$$\begin{aligned} \int D\psi \ p(\psi) \langle \psi | A | \psi \rangle &\equiv \int dc_1 \dots dc_{\infty} \sum_{mm'} c_m c_{m'}^* \langle \psi_{m'} | A | \psi_m \rangle \\ &= \sum_{mm'} \rho_{mm'} \langle \psi_{m'} | A | \psi_m \rangle \quad \text{mit} \quad \rho_{mm'} = \int dc_1 \dots dc_{\infty} p(\{c_m\}) c_m c_{m'}^* \end{aligned}$$

Die Dichtematrix  $\rho_{mm'}$  enthält also sehr viel weniger Information als die Wahrscheinlichkeitsdichte  $p(\{c_n\})$ . So besitzt beispielsweise ein Strahl aus mit gleicher Wahrscheinlichkeit nach oben und unten bezüglich der  $z$ -Achse polarisierten Elektronen die gleiche Dichtematrix wie ein solcher mit entsprechender Gleichwahrscheinlichkeit bezüglich der  $x$ -Achse. (Beide heißen unpolarisiert.) Bei realistischer Interpretation des Quantenzustands sind die beiden *Ensemble* aber offensichtlich verschieden. Um den Dichtematrixformalismus zu benutzen, setzt man also entweder das Messaxiom voraus, oder man ersetzt die realistische Interpretation („der Zustandsvektor ist ein Abbild der Wirklichkeit“) durch eine andere (etwa „die Menge aller bilinearen Funktionale auf dem Zustandsvektor ist ein Abbild der Wirklichkeit“).

Man kann diese statistische Betrachtung nicht einmal als Konsistenzbeweis des Messaxioms ansehen. Denn dazu müsste man die Ablesung als Messung im Sinne des Messaxioms interpretieren, d. h. nicht im Einklang mit der Annahme, dass die Messgröße nach der ursprünglichen Messung makroskopisch realisiert ist.

Im Zusammenhang mit dem Messprozess muss man also notwendigerweise auch die Makrophysik im Rahmen der Quantentheorie zu verstehen versuchen. Diese ergibt sich keineswegs einfach durch einen Grenzübergang  $h \rightarrow 0$ ; eine Änderung von  $h$  würde vielmehr nur die Grenze zwischen Mikro- und Makrophysik verschieben. Insbesondere muss die eingangs angeschnittene Frage wieder aufgegriffen werden, inwieweit die Zustände zweier Systeme separieren können, d. h. der Gesamtzustand  $\psi$  als  $\psi_1 \psi_2$  geschrieben werden darf. Nun kann man sich überlegen, dass das Energiespektrum eines makroskopischen Systems normalerweise so dicht liegt, dass die geringe Wechselwirkung zwischen zwei makroskopischen Systemen auch bei deren räumlicher Trennung den Zustand der Systeme innerhalb sehr kurzer Zeit korreliert (verschränkt), auch wenn er zu einer bestimmten Anfangszeit separiert gewesen wäre. Das bedeutet aber, dass der Mikrozustand eines Makrosystems gar nicht existieren kann. Es kann höchstens ein Zustandsvektor für das ganze Universum existieren.

Wenn zwei Systeme nicht einzeln in einem bestimmten Zustand sind, wird aber auch der mit der Messung oder Beobachtung verknüpfte Begriff der Informationsübertragung zwischen zwei Systemen sehr problematisch. Diese Bemerkung schließt auch den bewussten Beobachter als System ein, falls man sich Bewusstseinsinhalte physikalisch realisiert vorstellt.

Wie können wir dann überhaupt Systeme als solche unterscheiden? Wenn man den korrelierten Zustand zweier Systeme (von denen eines gegebenenfalls der „Rest des Universums“ ist) in der allgemeinen Form  $\psi = \sum_{n_1 n_2} c_{n_1 n_2} \psi_{n_1}^{(1)} \psi_{n_2}^{(2)}$  schreibt, so besitzen die Systeme immerhin dann noch definierte Makrozustände, wenn die Summen über  $n_1$  und  $n_2$  auf solche Quantenzahlen beschränkt bleiben, deren Zustände  $\psi_{n_1}^{(1)}$  bzw.  $\psi_{n_2}^{(2)}$  gleichen Makrozuständen entsprechen. Tatsächlich sind makroskopisch verschiedene Zustände schwierig zu korrelieren, da die Matrixelemente des Hamiltonoperators zwischen solchen Zuständen bei großer Teilchenzahl extrem klein werden. ( $H$  enthält im wesentlichen nur Ein- und Zweiteilchenoperatoren.) So kann z. B. ein an irgendeinem Ort befindliches Makro-Objekt kein Eigenzustand des Impulsoperators und demnach auch nicht des Hamiltonoperators sein. Die Mikrozustände des Objekts müssen daher zeitabhängig sein, der Schwerpunkt des Systems muss einer Dispersion unterliegen. Wegen der Kleinheit der Matrixelemente von  $H$  wäre diese Dispersion aber erst nach Zeiten merklich, die sehr groß gegen das „Weltalter“ sind. Dies scheint der wesentliche Unterschied zwischen Mikro- und Makrophysik zu sein. In diesem Sinne ist z. B. auch das Molekül eines rechts- oder linksdrehenden Zuckers bereits makroskopisch, da beide erst nach sehr großer Zeit merklich ineinander übergehen würden. Man muss akzeptieren, dass auch Bewusstseinsinhalte höchstens makroskopisch realisiert sein können, sofern sie in einem Organismus lokalisiert angenommen werden.

Es scheint also, als könne man die Frage nach dem Nichtauftreten von Superpositionen makroskopisch verschiedener Zustände durch die Anfangsbedingung

verstehen: Waren solche Superpositionen zu Beginn des Universums nicht vorhanden, so können Sie auch heute nicht auftreten.

Aber wiederum ist es Wigners Einwand, der diese Vorstellung widerlegt. Denn die v. Neumannsche Wechselwirkung führt genau zu solchen Superpositionen. (Man muss nach den obigen Betrachtungen die Zustände  $\Phi_\alpha$  des Messapparates nun als solche des „Restes des Universums“ verstehen.)

Wie kann man diese Superpositionen aber interpretieren? Wenn sich (z. B. durch eine Messung) eine Superposition von (der Einfachheit halber) zwei Zeigerstellungen gebildet hat ( $\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2$ ), so werden sich die Zustände  $\psi_1$  und  $\psi_2$  danach praktisch unabhängig voneinander zeitlich entwickeln, da das Matrixelement  $\langle\psi_1|H|\psi_2\rangle$  verschwindend klein ist. Man hat es daher nach der Messung mit zwei praktisch voneinander unabhängigen „Welten“ zu tun. Es erscheint unmöglich, dieser Konsequenz zu entgehen, solange man die universelle Gültigkeit der Quantentheorie akzeptiert. Diese beiden Welten unterscheiden sich makroskopisch – den beobachtenden Organismus eingeschlossen. Man muss es aber als Erfahrung hinnehmen, dass „das“ Bewusstsein nur in *jeweils* einer dieser Welten realisiert ist. Diese Feststellung ist ähnlich derjenigen, die uns sagt, dass das Bewusstsein *jeweils* in einer Person realisiert ist. Den Zustand dieser Teilwelt kann man aber in sehr guter Näherung durch  $\psi_1$  oder  $\psi_2$  allein beschreiben. Das ist die „Reduktion der Wellenfunktion“! In diesem Sinne würde Schrödingers Experiment mit der Katze die Welt in ein Kontinuum von Welten aufspalten, in deren jeder die Katze zu einer anderen Zeit gestorben ist.

Wegen ihrer Unbeobachtbarkeit kann man die Existenz der übrigen Teilwelten natürlich leugnen. Sie existieren im gleichen Sinne wie alle „heuristischen Fiktionen“ der Physik.

Die realistische Interpretation einer universal gültigen Quantentheorie führt also dazu, dass Superpositionen zweier Zustände dann nicht beobachtbar sind, wenn der Unterschied ihrer Wechselwirkungen mit dem „Rest der Welt“ effektiv genug ist, um den Zustand makroskopisch zu fixieren. Insbesondere haben Zustände, die sich durch die Ladungszahl unterscheiden, eine hinreichend verschiedene Wechselwirkung mit der Umwelt, um stets „automatisch gemessen“ zu werden. Das erklärt die Superauswahlregeln, die Superpositionen zwischen solchen Zuständen verbieten. Auch zwei Komponenten eines zerfallenden Systems, die sich durch eine makroskopische Differenz in der Zerfallszeit unterscheiden, werden automatisch durch Messung getrennt, (d. h. die Zerfallszeit wird unmittelbar nach der Messung makroskopisch fixiert).

Betrachtet man ein Universum, das unter einer bestimmten Symmetrietransformation  $U_\Omega$ , nicht invariant ist ( $U_\Omega\psi \neq \psi$  für  $\Omega \neq 0$ ), so kann man formal ein invariantes Universum durch  $\psi_0 = \int d\Omega U_\Omega \psi$  konstruieren. Die Zustände  $\psi$  und  $\psi_0$  sind aber nicht durch direkte Beobachtung zu unterscheiden, da jede Komponente  $U_\Omega \psi$  auch in der Superposition eine makroskopisch verschiedene Teilwelt darstellt.

Nimmt man Invarianz gegen Zeitumkehr an, so ergibt sich auch die Möglichkeit einer „Vereinigung von Welten“. Es würde hier zu weit führen, die Konsequenzen dieser Möglichkeit zu diskutieren.

# Kapitel 13

## Wurzeln des Dekohärenzkonzepts in der Kernphysik

### 1 Definitionen und Begriffe

Das Dekohärenzkonzept ist in den letzten beiden Jahrzehnten recht populär geworden. Während seine beobachtbaren Konsequenzen inzwischen auch experimentell bestätigt werden konnten [1, 2], ist seine Bedeutung für die Theorie in der Literatur noch immer umstritten. Obwohl das Dekohärenzphänomen offensichtlich unabhängig von irgendeiner speziellen Interpretation der Quantentheorie ist, variiert seine Bedeutung für diese erheblich [3, 4]. Mich hat das mangelnde Interesse der meisten Physiker für die potenziellen Konsequenzen der Dekohärenz für die Interpretation der Quantentheorie immer überrascht, denn das Konzept ergab sich ursprünglich als ein Nebenprodukt von Argumenten, die den Anwendungsbereich der unitären Dynamik erheblich erweitern. Das steht im Gegensatz zum Heisenbergbild und zur Kopenhagener Deutung, die beide klassische Begriffe voraussetzen [5].

Lassen Sie mich daher zunächst betonen, dass ich unter Dekohärenz weder einfach das Verschwinden von Interferenzen in statistischen Verteilungen von Messergebnissen verstehe, noch behaupte, dass Dekohärenz ohne weitere Zusatzannahmen das berüchtigte Messproblem lösen kann, indem es etwa eine stochastischen Dynamik des Messprozesses unter der Annahme einer universellen Schrödingergleichung erklären würde. Vielmehr meine ich damit nicht mehr (und nicht weniger) als die *dynamische Dislokalisierung quantenmechanischer Superpositionen*, die einen abstrakten Hilbertraum mit einer lokalen Basis, gegeben etwa durch Teilchenpositionen oder räumliche Felder, definieren. Die ultimative Struktur dieser Hilbertraumbasis (die Bühne für eine universelle Wellenfunktion) kann zwar erst in einer ultimativen „Theorie für alles“ gefunden werden, muss aber für Argumente allgemeiner Art nicht explizit bekannt sein.

Die Dislokalisierung ergibt sich in Form einer Verschränkung zwischen irgendeinem betrachteten System (mit Zuständen  $\varphi$ ) und einem anderen, etwa dem seiner

---

Deutsche Teilverision eines Vortragsmanuskripts zum Thema *Roots and Fruits of Decoherence* (Séminaire Poincaré, Paris 2005). Die englischen Proceedings des Seminars sind unter dem Titel *Quantum Decoherence* (T. Damour, B. Duplantier, and V. Rivasseau, Hrsg.) bei Birkhäuser (2006) erschienen. Eine leicht überarbeitete Fassung meines Beitrags darin findet sich auch unter arxiv:quant-ph/0512078.

Umgebung (mit Zuständen  $\Phi$ ). Dies kann etwa durch eine Wechselwirkung vom Typ einer von Neumannschen „Messung“

$$\left( \sum c_i \phi_i \right) \Phi_0 \rightarrow \sum c_i \phi_i \Phi_i \quad (13.1)$$

erreicht werden. Sie entspricht übrigens für den Spezialfall  $i = 1, 2$  und  $\Phi_0 = \Phi_1$  der logischen Operation eines „controlled-not“, das für Quantencomputer eine wichtige Rolle spielt. Ideale Messungen dieser Art, das sind solche mit vernachlässigbarem Rückstoß oder einer sonstigen Änderung des Systemzustands  $\phi_i$ , erzeugen „reine Dekohärenz“, für die es kein klassisches Analogon gibt. Nach der Messung existiert die ursprüngliche Superposition zwar noch, aber sie ist nicht mehr „da“ [6, 7]. Der Unterschied zwischen diesen beiden, im traditionellen Sprachgebrauch äquivalenten Ausdrucksweisen beleuchtet die grundlegende Eigenschaft der Quantennichtlokalität. Ich bin davon überzeugt, dass man die Bedeutung der Dekohärenz mehr als vierzig Jahre lang nur deswegen übersehen konnte, weil man den Begriff der Verschränkung als eine rein statistische Korrelation zwischen lokal definierten Eigenschaften missverstanden hat. Bei Verzicht auf eine mikroskopische „Realität“ (also auf begriffliche Konsistenz) verschwinden solche Unterschiede gänzlich.

Die Dislokalisierung von Superpositionen kann entweder reversibel oder praktisch irreversibel sein. Man bezeichnet sie entsprechend als „virtuelle“ bzw. als „reale“ Dekohärenz. Im ersten Fall lässt sich die Superposition durch eine Art Fokussierung im Konfigurationsraum „relokalisieren“ (lokal zurückgewinnen), was irreführenderweise auch als „Ausradieren“ eines konjugierten Messergebnisses, das zur ursprünglichen Dislokalisierung geführt haben kann, bezeichnet wird. Irreversible Dekohärenz erklärt ganz allgemein das Auftreten von „realen“ (im Gegensatz zu virtuellen) Quanteneignissen, wie radioaktiven Zerfällen, Teilchenerzeugungen, oder Quantensprüngen – etwa zwischen verschiedenen Energieeigenzuständen. Beispielsweise bleiben zerfallende Systeme nachweisbar in einer Superposition mit ihrer unzerfallenen Quelle, bis die Partialwellen zu unterschiedlichen Zerfallszeiten irreversibel voneinander dekohäriert worden sind. Erst deren ständige Dekohärenz führt auf ein exakt exponentielles Zerfallsgesetz [8].

Nach Gl. (13.1) ergibt sich die Dislokalisierung einer Superposition in Form einer  $i$ -abhängigen Störung der Umgebung durch das betrachtete System – und nicht etwa umgekehrt, wie bei klassischen Störungen. Das hat die wichtige Konsequenz, dass Quantencomputer nicht mit Hilfe von redundanter Informationsspeicherung auf durch Dekohärenz verursachte Fehler korrigiert werden können. Die Hinzunahme weiterer physikalischer Quantenbits, wie sie zur Korrektur von stochastischen Spin- oder Phasenänderungen vorgeschlagen wurden, würden die Empfindlichkeit der Quanteninformation gegen Dekohärenz normalerweise nur vergrößern – ähnlich wie die Vergrößerung eines Objekts es normalerweise zunehmend klassisch erscheinen lässt.

Nur in speziellen Situationen kann man Dekohärenz experimentell als ein Verschwinden von räumlichen Interferenzstrukturen direkt beobachten. Denn nur die Wellenfunktionen für klassische Massenpunkte oder die Schwerpunkte von ausgedehnten Objekten sind isomorph zu räumlichen Wellen, und nur nach der

Ortsmessung vieler gleich präparierter Objekte erhält man eine *statistische Verteilung*. Eine solche könnte auch durch eine leicht variierende Präparation (etwa verursacht durch ein unbekanntes klassisches Rauschen) verursacht werden, während Dekohärenz laut Gl. (13.1) *individuelle* Quantenzustände betrifft. Wegen der sich ergebenden (ebenfalls individuellen) Nichtlokalität führt das lokal zu einer reduzierten Dichtematrix, die formal ein *Ensemble* von Zuständen darstellt (ein solches also nicht wie in der statistischen Interpretation voraussetzt). Dieser begrifflich wesentliche Unterschied zwischen echtem und scheinbarem Ensemble wurde von Bernard d’Espagnat mittels seiner Unterscheidung von „proper“ und „improper mixtures“ deutlich charakterisiert [9]. Im Fall von virtueller Dekohärenz kann man den Unterschied sogar durch Rekohärenz nachweisen, die für ein echtes Ensemble natürlich ausgeschlossen wäre.

Superpositionen definieren somit „reine“ Zustände, die *individuelle* physikalische Eigenschaften beschreiben, welche in keiner ihrer Komponenten vorhanden sind. Zum Beispiel ist die Superposition von zwei Spin-Zuständen ein anderer, erst durch die Koeffizienten definierter *individueller* Spin-Zustand, die Superposition eines K-Mesons und seines Antiteilchens definiert ein neues Teilchen mit ganz neuen Eigenschaften, und die Superposition eines Kontinuums von Teilchenpositionen kann einen Impuls definieren. Ganz ähnlich definiert auch die Superposition von Produkten der Spinzustände zweier Teilchen (auch an verschiedenen Orten) mit Hilfe von Clebsch-Gordon-Koeffizienten einen individuellen Gesamtspin, obwohl jedes Teilchen wegen der virtuellen Dekohärenz durch seinen Partner in einer „improper mixture“ ist. Ich wiederhole hier diese wohlbekannten Tatsachen, da man unter Physikern immer wieder die Behauptung findet, die Wellenfunktion beschreibe nichts weiter als Wahrscheinlichkeiten. Unter unitären Transformationen (also unter der Schrödinger-Gleichung) verbleiben die Gesamtzustände aber stets rein und können niemals echte Ensemble von unterschiedlichen Endzuständen für Messungen darstellen. Eine unitär beschriebene Wechselwirkung mit der Umgebung kann jedoch auf scheinbare Ensemble (improper mixtures) für *lokale* Systeme führen (Dekohärenz), die genau die erwarteten Ensemble von Messergebnissen erklären würden, wenn sie echte Ensemble wären. Das kann aber kaum ein Zufall sein!

## 2 Historische Wurzeln in der Kernphysik

Die Kernphysik bietet einige hübsche Beispiele für Vielteilchensysteme, die sich noch eindeutig mikroskopisch verhalten (also in Energieeigenzuständen auftreten). Während ich in den sechziger Jahren mit Problemen der Niederenergie-Kernphysik zu tun hatte, irritierten mich einige Methoden, die damals in diesem Gebiet recht erfolgreich angewandt wurden. Eine davon ist die zeitabhängige Hartree-Fock-Näherung, die „stationäre“ Zustände von schweren Kernen durch Determinanten von zeitabhängigen Ein-Nukleon-Wellenfunktionen zu beschreiben versucht. Aber nach welcher Logik kann die Lösung der zeitlosen Gleichung  $H\psi = E\psi$  „näherungsweise“ von der Zeit abhängen? Ganz ähnlich wurden

bestimmte deformierte Kerne oft mit Hilfe des zeitabhängigen „cranking“ Modells beschrieben, um effektive Trägheitsmomente oder Corioliskräfte auf individuelle Nukleonen zu berechnen, obwohl beide Größen die Spektren zeitunabhängiger Energieeigenzustände charakterisieren! Es stellt sich heraus, dass die Zeit hier nur als ein irreführendes Hilfsmittel benutzt wird, um zeitunabhängige Superpositionen einparametrischer Kontinua von unterschiedlichen Determinanten zu konstruieren, die dann näherungsweise Energieeigenzustände für die entsprechenden kollektiven Freiheitsgrade (Schwingungen oder Rotationen um eine Achse) beschreiben können.

Andere kollektive Freiheitsgrade benötigen mehr als einen Parameter. Dazu gehören allgemeine Rotationen, die durch eine nichtabelsche Gruppe mittels der drei Eulerschen Winkel  $\phi, \theta, \chi$  darzustellen sind. Ihre Superpositionen nehmen dann die Form

$$\Psi = \int d\Omega f(\phi, \theta, \chi) U(\phi, \theta, \chi) \Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) \quad (13.2)$$

an, wobei  $U(\phi, \theta, \chi)$  die unitäre Transformation einer Drehung und  $d\Omega$  das Volumenelement auf deren Parameterraum ist, während  $\Phi$  eine deformierte Determinante oder eine andere symmetrieverletzende Modellwellenfunktion darstellt. Es gibt viele andere Beispiele, in denen eine quantenmechanische Verschränkung klassisch durch eine zeitabhängige Terminologie umschrieben wird. Dazu gehören insbesondere „Vakuum-Fluktuationen“ zur Umschreibung von verschrankten Quantenfeldern. In der Vielteilchenphysik haben sich Verschränkungen schon immer als wichtig für die Beschreibung der physikalischen Zustände erwiesen. In der Atomphysik tragen sie in Form von „Konfigurationsmischungen“ zum Verständnis der Spektren bei, während sie beim Helium-Atom quantitativ für die real messbare Bindungsenergie ganz wesentlich sind [10].

Falls ein Variationsverfahren

$$\delta \langle \Phi | (H - E) | \Phi \rangle = 0 \quad (13.3)$$

mit Determinanten  $\Phi$  aus zu variierenden Einteilchenwellenfunktionen  $\phi_i, i = 1 \dots n$ , (oder mit einem allgemeineren Näherungsansatz) auf eine deformierte Lösung führt, wie es bei schweren Kernen abseits von magischen Schalen regelmäßig der Fall ist, muss man zunächst schließen, dass diese Lösung *keine* Näherung für die gesuchte Energieeigenfunktion darstellen kann, da sie weit von einem Drehimpulseigenzustand entfernt ist. Benutzt man nun aber die Vieldeutigkeit (Entartung) dieser „falschen“ Lösung, die durch ihre unterschiedlichen Orientierungen im Raum gegeben ist, so liegt es nahe, deren Superposition (13.2) als den nächstbesseren Ansatz zu betrachten. Die simultane Variation der Einteilchenwellenfunktionen, die die Determinante bilden, und der Amplituden  $f(\phi, \theta, \chi)$  ihrer Superposition führt dann sowohl auf Drehimpulseigenzustände als auch auf Coriolis-Effekte für die Einteilchen-Wellendynamik als Korrektur zum reinen Hartree-Fock-Verfahren [11].

Die Superposition ist nun offenbar derart über alle Nukleonen „dislokalisiert“, dass diese stark miteinander verschrankt sind. Man definiert insbesondere eine

*starke Symmetrieverletzung* der Modellwellenfunktion  $\Phi$  dadurch, dass nur geringfügig gedrehten Zustände näherungsweise orthogonal auf den ursprünglichen stehen:

$$\langle \Phi | U(\phi, \theta, \chi) | \Phi \rangle \approx 0 \text{ falls nicht } U \approx 1 \quad (13.4)$$

Das ist gerade so, *als ob* die durch die Eulerschen Winkel beschriebene kollektive Orientierung eine Observable und  $f(\phi, \theta, \chi)$  deren Wellenfunktion darstellten. Diese Näherung führt auf das bekannte Spektrum des starren Rotators (obwohl Kerne oder Moleküle keineswegs starr sind). Ganz ähnlich ergeben sich auch Phonenzustände im Festkörper als kollektive Schwingungen, ohne dass man dafür fundamentale Teilchen oder Felder einführen muss.

Die starke Symmetrieverletzung verlangt aber keineswegs eine starke *geometrische Asymmetrie* (bei Drehungen „needle limit“ genannt). Sie ist vielmehr das kollektive Ergebnis von vielen nur leicht asymmetrischen Einteilchenfunktionen. Zum Beispiel würde man für deren Produktwellenfunktion  $\Phi = \prod_i \phi_i(\vec{r}_i)$  das innere Produkt

$$\langle \Phi | U(\phi, \theta, \chi) | \Phi \rangle = \prod_i \langle \phi_i | U(\phi, \theta, \chi) | \theta_i \rangle = \prod_i (1 - \varepsilon_i) \approx \exp\left(-\sum_i \varepsilon_i\right) \quad (13.5)$$

erhalten, was auch für kleine  $\varepsilon_i$  sehr viel kleiner als 1 sein kann. (Für Determinanten fällt dieser kollektive Effekt etwas geringer aus.) Diese approximative Orthogonalität ist der Dekohärenz sehr ähnlich, die häufig ebenfalls die Konsequenz einer großen Zahl von vielen nur leicht gestörten Umgebungsteilchen (Subsystemen) ist. Bei einer solchen starken Symmetrieverletzung „spürt“ das einzelne Nukleon dynamisch in niedriger Näherung jedoch trotz der globalen Superposition nur das deformierte (scheinbar fest ausgerichtete) selbstkonsistente Potenzial der übrigen Nukleonen. Während die Rotationssymmetrie des exakten Hamiltonoperators keine Auszeichnung einer *absoluten* Orientierung erlaubt, führt dessen Auszeichnung von Inertialsystemen jedoch in höherer Ordnung auf eine Coriolis-Kopplung zwischen den Nukleonen und der kollektiven Bewegung (also dem Gesamtdrehimpuls).

Eine ähnliche verschränkte Superposition ergibt sich auch, wenn man quantenmechanische Messungen und die nachfolgende Streuung von Umgebungsteilchen am makroskopischen Zeiger durch von Neumanns unitäre Wechselwirkung (13.1) beschreibt. Es war diese Analogie, die mich zu der „wilden Spekulation“ eines gigantischen „Atomkerns“ führte, der so groß ist, dass er komplexe Subsysteme enthalten kann, die als Messapparate oder sogar als bewusste Beobachter fungieren können. Diese wären dann mit dem Rest ihrer „Welt“ (also dem Rest des gigantischen Kerns) verschränkt. Bedeutet die oben erläuterte dynamische Konsequenz dann nicht eine Möglichkeit, das Messproblem zu lösen? Denn wenn die Nukleonen trotz der Superposition aller Orientierungen nur eine feste Orientierung spüren, würde ein interner Beobachter dann trotz der Superposition verschiedener Messergebnisse wegen seiner Verschränkung mit diesen nicht ebenfalls nur eine scheinbar bestimmte davon wahrnehmen?

Dieses Bild war auch mein erster Versuch einer (nichtrelativistischen) Quantenkosmologie – einer Art Everett-Multiversum, wie ich später erfuhr. Als ich die zeitunabhängige Wheeler-DeWitt-Gleichung  $H\Psi = 0$  kennenlernte, half mir diese Vorgeschichte auch, den Zeitbegriff wie jedes andere klassische Konzept als „emergent“ zu verstehen [12, 13]. Obwohl diese Wellenfunktion eine Superposition der Zustände aller Zeiten ist, nehmen wir eine *bestimmte* Zeit wahr, weil wir mit ihr verschränkt sind. Im Gegensatz zu einem makroskopischen Objekt, wie einem Festkörper, stellt ein sich in einem Energiedeckengenzustand befindender Atomkern ein abgeschlossenes „Quantenuniversum“ dar. Es war in jener Zeit jedoch absolut unmöglich, eine solche Anwendung der Quantentheorie auf das Universum mit Kollegen zu diskutieren oder gar zu publizieren. Ein einflussreicher heidelberger Nobelpreisträger kündigte mir klipp und klar an, dass jede weitere Beschäftigung mit diesem Thema das Ende meiner akademischen Karriere bedeuten würde! Dieser Überzeugung waren sicher *alle* meiner Seniorkollegen, denn ein Physiker, der an der Kopenhagener Deutung zweifelt, hatte etwa die gleiche Reputation wie jemand, der ein *perpetuum mobile* konstruieren will.

Makroskopische Objekte findet man also nicht in Energiedeckengenzuständen, sondern stets in Zuständen einer bestimmten (gewöhnlich zeitabhängigen) Orientierung, Position oder einer sonstigen klassischen „Konfiguration“. Daraus hat man traditionell geschlossen, dass die Quantentheorie nicht für makroskopische Objekte oder gar das Universum „gemacht“ sei. Laut Niels Bohr sollen sie (und somit auch Messapparate) mit unabhängig vorauszusetzenden klassischen oder Alltagsbegriffen beschrieben werden – auch wenn diese rätselhafterweise trotzdem der Unschärferelation genügen müssen.

### 3 Die Emergenz klassischer Eigenschaften in der Quantentheorie

Der Übergang von der Quanten- zur klassischen Physik ist seit der Einführung des Dekohärenzkonzepts viel diskutiert worden. Er ist offenbar von fundamentaler Bedeutung für eine Theorie, die die Realität ausschließlich mit quantenmechanischen Konzepten beschreiben will, während er nur von zweitrangiger Bedeutung ist, wenn man klassische Begriffe für eine Wahrscheinlichkeitsinterpretation bereits voraussetzt.

Ich fand eine solche fundamentale, aber trotzdem nur vage definierte Trennlinie zwischen unterschiedlichen kinematischen Konzepten in der Physik stets inakzeptabel. Man muss dann aber das unterschiedliche *Erscheinungsbild* von Atomen, Kernen und kleinen Molekülen usw. auf der einen Seite sowie makroskopischen Objekten auf der anderen aus der Theorie heraus verstehen können. Wenn man beide Objektgruppen quantenmechanisch beschreibt, unterscheiden sie sich vor allem in ihren Energiespektraten ganz erheblich. Zum Beispiel würden die Drehimpulseigenzustände eines makroskopischen Objekts wegen dessen großen Trägheitsmoments sehr dicht liegen. Als Folge davon können sie einer Verschränkung mit der Umgebung selbst dann nicht entgehen, wenn die Wechselwirkung nur recht schwach

ist [14]. Ihre reduzierten Dichtematrizen befinden sich also stets in „gemischten Zuständen“, wobei die Lokalität aller Wechselwirkungen zum bevorzugten Verschwinden von Nichtdiagonalelementen in der Orts- oder „Zeiger“-Darstellung führt. Genau diese Konsequenz der Quantentheorie nennt man heute Dekohärenz.

Auch wenn diese Bezeichnung erst mehr als zehn Jahre später entstand (wahrscheinlich wurde sie zuerst in Vorträgen von Jim Hartle und Murray Gell-Mann in der zweiten Hälfte der achtziger Jahre benutzt), habe ich von Anfang an darauf hingewiesen (vgl. Kap. 12), dass dieses Verschwinden bestimmter Nichtdiagonalelemente der Dichtematrix zu *Superauswahlregeln* führt, wie sie vor allem in axiomatischen Formulierungen der Quantenmechanik als fundamentale Einschränkungen des Superpositionsprinzips postuliert wurden. Demnach sollten sie Superpositionen von unterschiedlichen Werten bestimmter Eigenschaften, wie etwa elektrischer Ladungen oder Konfigurationen kollektiver Freiheitsgrade makroskopischer Systeme, ausschließen.

In meinen frühen Arbeiten in englischer Sprache kommt das Wort „entanglement“ deswegen gar nicht vor, weil dieser Begriff damals eine so geringe Rolle spielte, dass mir die Übersetzung von Schrödingers „Verschränkung“ schlichtweg unbekannt war. Ich benutzte daher den Ausdruck „quantum correlations“ (um sie von statistischen Korrelationen zu unterscheiden). Noch in seinem berühmten Papier von 1935 hatte Schrödinger [15] die von ihm diskutierte Verschränkung als eine mysteriöse Wahrscheinlichkeits-Korrelation bezeichnet, da er (wie auch Einstein in der Arbeit mit Podolsky und Rosen) davon überzeugt war, dass die Realität nur in Raum und Zeit definiert sein könne. So kam für beide eine ontische Interpretation der sich aus der Verschränkung ergebenden Nichtlokalität gar nicht in Betracht, weshalb Schrödinger sich mit seiner Gleichung anfangs auf Einteilchenwellenfunktionen beschränkt hat.

Was mir wegen der Analogie mit den kernphysikalischen Anwendungen vorschwebte, ging deutlich über das hinaus, was man heute Dekohärenz nennt, denn ich wurde von der oben angedeuteten Vorstellung eines innerhalb des Formalismus zu beschreibenden Beobachters geleitet. Ein äußerer Beobachter, der *Teil der Quantenumgebung* ist, wird aber selber mit der Eigenschaft verschränkt, die er beobachtet hat – genau wie mein spekulativer interner Beobachter im Atomkern. Er ist ja Teil eines viel größeren geschlossenen Systems: des Quantenuniversums. Somit kann er sich nur *bestimmter* Werte der Größen, die er beobachtet und mit denen er deswegen stark verschränkt ist, bewusst sein. Man muss lediglich die fundamentale Annahme einführen, dass seine *diversen* faktorisierenden Zustände, die in unterschiedlichen Komponenten der globalen Superposition existieren, *separate* Träger eines Bewusstseins sind. Wegen ihrer dynamischen Unabhängigkeit ist das aber in diesem begrifflichen Rahmen ziemlich plausibel. Denn diese Faktorzustände in den Komponenten sind völlig identisch mit den in einer Kollapstheorie *allein* weiterexistierenden Exemplaren eines jeden Quantenbeobachters, da von Neumann den Kollaps ja gerade vorgeschlagen hatte, um einen psycho-physicalen Parallelismus nach klassischem Vorbild zu ermöglichen. Ich vermag aber nicht einzusehen, warum eine solche Modifikation der Schrödinger-Gleichung, die lediglich die „anderen“, für

uns ohnehin nicht wahrnehmbaren Welten eliminieren soll, nötig ist. Ein derartiger Eingriff in die empirisch begründete Dynamik erscheint mir als ein eklatanter Verstoß gegen Occams Rasiermesser-Argument, auch wenn ein Festhalten an der empirisch begründeten Dynamik die anzunehmende Quantenwelt enorm vergrößert.

Die wichtigste Konsequenz der Dekohärenz (das heißt, der Annahme einer realen Verschränkung mit der Umgebung) ist also zweifellos, dass man nunmehr keine klassischen Begriffe zur Interpretation der Quantentheorie mehr vorauszusetzen hat. Somit benötigt man als Basis der Theorie auch keine formalen „Observablen“, die angeblich bei Messungen (was immer die von normalen Wechselwirkungen unterscheiden mag) bestimmte Werte aus ihrem Spektrum annehmen. Die Unschärferelationen werden dann also genau wie ähnliche Phänomene bei Radiowellen durch das Fourier-Theorem erklärt. Bei hinreichend von der Umgebung isolierten mikroskopischen Objekten hat der Experimentalphysiker durch Konstruktion seines Apparats (der die phänomenologische Observable bestimmt) die Wahl zwischen sich ausschließenden „konjugierten“ Messungen, während makroskopische Eigenschaften unvermeidbar durch ihre Umgebung auf eine ganz spezifische Weise decohäriert werden, so dass eine solche Wahl praktisch nicht mehr möglich ist. Das erklärt das klassisches Erscheinungsbild dieser Objekte, indem es etwa die Beobachtung von Interferenzmustern bei Streuexperimenten mit Staubkörnern ausschließt. Erst nach Berücksichtigung der Dekohärenz erscheint uns die sich ergebende quasi-klassische Hilbertraumbasis somit als ein klassischer Konfigurationsraum, während die üblichen Quantisierungsregeln in der formalen Wiedereinführung der durch Dekohärenz verloren gegangenen Superpositionen bestehen. Nur wegen der Lokalität der fundamentalen Wechselwirkungen ist auch die durch Dekohärenz definierte quasi-klassische Basis lokal.

Um den Unterschied zur Kopenhagener Deutung noch einmal deutlich zu machen, möchte ich hier aus einer Arbeit von Ole Ulfbeck und Aage Bohr über die ihrer Meinung nach fundamentale Natur von *Quantenereignissen* zitieren, wobei sie offenbar neuere Ergebnisse über kohärente Zerfallsprozesse zu berücksichtigen suchen. Sie schreiben: [16] „Dem Klicken des Zählers geht kein Ereignis in der Quelle voraus . . .“ Es gäbe demnach also weder ein Zerfallsereignis im Atomkern noch einen Quantensprung im Atom! Dieses Bild entspricht einer unitären Beschreibung, die erst am Zähler endet (vgl. Kap. 12), was beobachteten kohärenten Zerfallsprozessen Rechnung trägt. Man vergleiche diese Interpretation etwa mit Paulis Bemerkung aus den fünfziger Jahren, wonach „das Auftreten eines bestimmten Teilchenortes oder -impulses eine außerhalb der Naturgesetze stehende Schöpfung“ ist. Aber Ulfbeck und Bohr setzen ihren Satz fort: „. . . wo bei die Wellenfunktion ihre Bedeutung verliert.“ Also die unitäre Dynamik wird bis zum Zähler akzeptiert, aber dann kommt eben doch eine „Schöpfung“ außerhalb der Naturgesetze! Dabei ist es doch gerade die unitäre Berücksichtigung des Apparats und seiner Umgebung, die in Form von Dekohärenz *scheinbare* Ereignisse beschreibt und diesen Schein sogar begründet, sobald (aber nur wenn) man auch den Beobachter in die Quantenwelt einbezieht.

Natürlich ist es weiterhin pragmatisch gerechtfertigt, klassische Konzepte für makroskopische Größen wie Messergebnisse so zu benutzen, *als ob* sie real wären – selbst wenn man Dekohärenz als ein experimentelles Phänomen studiert. Man kann nicht erwarten, dass praktizierende Physiker ab heute nur noch mit Hilfe einer universellen, sich unitär entwickelnden Wellenfunktion argumentieren. Sie sollten aber vielleicht die Idee im Hinterkopf behalten (und ihren Studenten erklären), dass es eine konsistente Beschreibung (also eine „Quantenrealität“) gibt, aus der sich ihre klassischen Begriffe rechtfertigen lassen. Ganz ähnlich benutzt ja auch ein Hochenergiephysiker für seine Laborobjekte Begriffe wie Energie und Impuls, obwohl er aus globalen Betrachtungen weiß, dass nur deren vierdimensionale Kombination (englisch manchmal als „momenergy“ bezeichnet) einer objektiven Realität entsprechen kann.

## Literatur

1. M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, Y. Moali, C. Wunderlich, J.M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4887 (1996).
2. M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keler, G. van der Zouw, and A. Zeilinger, *Nature* **401**, 680 (1999).
3. M. Schlosshauer, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 1267 (2004); *Ann. Phys. (N.Y.)* **321**, 112 (2006) – quant-ph/0506199.
4. G. Bacciagaluppi, <http://plato.stanford.edu/entries/qm-decoherence/>.
5. H.D. Zeh, in: *Science and Ultimate Reality*, J.D. Barrow, P.C.W. Davies, and C.L. Harper, eds. (Cambridge University Press, Cambridge, 2004) – quant-ph/0204088.
6. E. Joos and H.D. Zeh, *Z. Phys.* **B59**, 223 (1985).
7. E. Joos, H.D. Zeh, C. Kiefer, D. Giulini, J. Kupsch, and I.-O. Stamatescu, *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory*, 2nd edn. (Springer, Berlin, 2003).
8. E. Joos, *Phys. Rev.* **D29**, 1626 (1984).
9. B. d’Espagnat, in: *Preludes in Theoretical Physics*, A. De-Shalit, H. Feshbach, and L. van Hove, eds. (North-Holland, Amsterdam, 1966).
10. E.A. Hylleraas, *Z. Phys.* **54**, 347 (1929). A. Sommerfeld weist im 2. Band seines Buchs „Atombau und Spektrallinien“ (Vieweg, 2. Abdruck 1943), S. 678, darauf hin, dass „Heisenbergs Methode“ für diesen Zweck versagt. Bei der von Heisenberg allein benutzten Antisymmetrisierung der Elektronen handelt es sich nur um eine Pseudo-Verschränkung mit den unphysikalischen und in der Besetzungszahldarstellung entfallenden Teilchennummern – nicht aber um eine echte Verschränkung der Elektronenzustände.
11. H.D. Zeh, *Z. Phys.* **202**, 38 (1967).
12. H.D. Zeh, *Die Physik der Zeitrichtung*, Springer Lecture Notes (Springer, Berlin, 1984), §6.
13. H.D. Zeh, *Phys. Lett.* **A116**, 9 (1986); **A126**, 311 (1988).
14. H.D. Zeh, *Found. Phys.* **1**, 69 (1970).
15. E. Schrödinger, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **31**, 555 (1935).
16. O. Ulfbeck and A. Bohr, *Found. Phys.* **31**, 757 (2001).



# Chapter 14

## Feynman's Interpretation of Quantum Theory

### 1 Introduction

Richard Feynman is most famous for his unprecedented mastery in applying the quantum theory to complex situations, such as quantum field theory and quantum statistical mechanics, by means of novel and mainly intuitive methods and concepts. However, he is also known for his remark “I think I can say that nobody understands Quantum Mechanics.” So he evidently distinguished between being able to use a theory and understanding it.

Let me, therefore, first point out that Feynman explained on several occasions that he had originally hoped his path integral formalism [1] would represent a new and possibly self-explanatory quantum theory, but that he soon had to realize (not least because of Dyson’s arguments [2]) that this formalism was but a new method to calculate the propagation of wave function(al)s for particles and fields in the Schrödinger picture. This will also become evident in the discussion that is quoted below. It thus appears inappropriate to use the path integral formalism for an attempt of justifying unitarity [3]. In particular, Feynman’s famous graphs, which seem to contain particle lines, are exclusively used as an intuitive means to construct terms of a perturbation series, where the symbolic particle lines are immediately replaced by plane waves or free field modes appearing under an integral. His paths in configuration space, on the other hand, are often entirely misunderstood as forming *ensembles* (claimed to be required by Heisenberg’s uncertainty relations), from which subensembles could then be picked out by a mere increase of knowledge. Such a “conventional” statistical interpretation of quantum mechanical superpositions is sharply rejected by Feynman in the following discussion (when answering Bondi’s comparison of quantum measurement with the throwing of dice).

As far as I know, Feynman never participated in the published debate about interpretational problems, such as quantum measurements. So I was surprised when I recently discovered a little known report about a conference regarding the rôle of

---

Genehmigter Nachdruck aus European Physical Journal **H36**, 147 (2011). Um die Spontaneität der historischen Diskussion und meiner eigenen Kommentare dazu nicht zu beeinträchtigen, habe ich diesen Beitrag nicht übersetzt.

gravity and the need for its quantization, held at the University of North Carolina in Chapel Hill in 1957 [4], since it led at some point to a discussion of the measurement problem and of the question about the existence and meaning of macroscopic superpositions. This session was dominated by Feynman's presentation of a version of Schrödinger's cat, in which the cat with its states of being dead or alive is replaced by a macroscopic massive ball being centered at two different positions with their distinguishable gravitational fields.

I found this part of the report so remarkable for historical reasons that I am here quoting it in detail for the purpose of discussing and commenting it from a modern point of view. Let me emphasize, though, that one has to be careful when drawing conclusions about Feynman's or other participants' true and general opinions on the matter, since the report, edited by Cecile DeWitt-Morette, is according to her Foreword partly based on tape recordings, and partly on notes taken by herself and others, or provided by the participants. Some remarks may furthermore crucially depend on the specific circumstances of the conference. However, the text appears very carefully prepared and consistent, so I will here take it for granted. The discussion to be quoted below certainly deserves to become better known and discussed because of the influence it seems to have had on several later developments. Because of its spontaneous nature, I have decided to present most of my comments in a similar form of spontaneous remarks – even though they are 50 years late!

## 2 Commented Excerpts from Session 8 of WADC TR 57-216

I shall begin on page 135 of Cecile DeWitt's report with two contributions which directly preceded Feynman's first remark in this context. This session of the conference had started with several other contributions on various subjects, in particular the meaning and validity of the equivalence principle in quantum gravity. Quotations from the report are indented in order to make them easily readable independently of my comments:

Salecker then raised again the question why the gravitational field needs to be quantized at all. In his opinion, charged quantized particles already serve as sources for a Coulomb field which is not quantized. [Editor's note: Salecker did not make completely clear what he meant by this. If he meant that some sources could be represented by actions-at-a-distance, then, although he was misunderstood, he was right. For the corresponding field can then be eliminated from the theory and hence remain unquantized. He may have meant that to imply that one should try to build up a completely action-at-a-distance theory of gravitation, modified by the relativistic necessities of using both advanced and retarded interactions and imbedded in an "absorber theory of radiation" to preserve causality. In this case, gravitation per se could remain unquantized. However, these questions are not discussed until later in the session.]

This question of whether quantization must be applied to the electromagnetic field or only to its sources dates back to Max Planck's proposal of the quantum of action. It is still under dispute today, though mainly for the (topological) *Coulomb constraint* (Gauss's law), while the vector potential represents dynamical degrees of freedom

that must be quantized (see the further discussion). The kinematical Coulomb constraint, too, could alternatively be understood as a *dynamical* (retarded *or* advanced) causal consequence of charge conservation.

**Belinfante** insisted that the Coulomb field *is* quantized through the  $\psi$ -field. He then repeated DeWitt's argument that it is not logical to allow an "expectation value" to serve as the source of the gravitational field. There are two quantities which are involved in the description of any quantized physical system. One of them gives information about the general dynamical behavior of the system, and is represented by a certain operator (or operators). The other gives information about our knowledge of the system; it is the state vector. Only by combining the two can one make predictions. One should remember, however, that the state vector can undergo a sudden change if one makes an experiment on the system. The laws of Nature therefore unfold continuously only as long as the observer does not bring extra knowledge of his own into the picture. This dual aspect applies to the stress tensor as well as to everything else. The stress tensor is an operator which satisfies certain differential equations, and therefore changes continuously. It has, however, an expectation value which can execute wild jumps depending on our knowledge of the number and behavior of mass particles in a certain vicinity. If this expectation value were used as the source of the gravitational field then the gravitational field itself – at least the static part of it – would execute similar wild jumps. One can avoid this subjective behavior on the part of the gravitational field only by letting it too become a continuously changing operator, that is, by quantizing it. These conclusions apply at least to the static part of the gravitational field, and it is hard to see how the situation can be different for the transverse part of the field, which describes the gravitational radiation.

The "static part" of a classical field would not be well defined if the source were accelerating. The " $\psi$ -field" here seems to be meant to describe matter only (such as individual electrons). Quantum states of matter and radiation would in general be entangled – a consequence of Schrödinger's theory that was not yet sufficiently appreciated at the time of the conference, even though entanglement between distant systems had been discussed ever since the paper of Einstein, Podolski and Rosen of 1935 had become known.

Belinfante's description appears typical for the Heisenberg picture, and in this way, as we shall see, forms an illustrative contrast to Feynman's understanding of quantization and the rôle of the wave function. The click of a counter, for example, can hardly be attributed to a sudden increase of our knowledge – although it may *cause* such an increase. Belinfante, who is known for supporting hidden variables [5], here clearly understands the wave function as an epistemic concept (corresponding to Heisenberg's "human knowledge"), so it must change for reasons beyond the system's physical dynamics. He does *not* refer to ensembles of wave functions or a density matrix in order to represent incomplete knowledge. Note, however, that Belinfante is only using the word "knowledge" in an epistemic sense, while his "information" seems to refer to an objective representation or description (of dynamics or knowledge).

**Feynman** then made a series of comments of which the following is a somewhat condensed but approximately verbatim transcript:

"I'd like to repeat just exactly what Belinfante said with an example – because it seems clear to me that we're in trouble if we believe in quantum mechanics but *don't* quantize

gravitational theory. Suppose we have an object with spin which goes through a Stern-Gerlach experiment. Say it has spin 1/2, so it comes close to one of two counters".

This text is accompanied by a simple schematic drawing.

Connect the counters by means of rods, etc., to an indicator which is either up when the object arrives at counter 1, or down when the object arrives at counter 2. Suppose the indicator is a little ball, 1 cm in diameter.

"Now, how do we analyze this experiment according to quantum mechanics? We have an amplitude that the ball is up, and an amplitude that the ball is down. That is, we have an amplitude (from the wave function) that the spin of an electron in the first part of the equipment is either up or down. And if we imagine that the ball can be analyzed through the interconnections up to this dimension (1 cm) by the quantum mechanics, then before we make an observation we still have to give an amplitude that the ball is up and an amplitude that the ball is down".

This is the standard von Neumann measurement and registration device [6], which connects a microscopic variable unitarily with macroscopic ones. In contrast to Belinfante, Feynman is here evidently using "amplitudes" (wave functions) rather than operators as the dynamical objects of the theory. This description of a measurement is closer to that of the "Princeton school" (von Neumann, Wigner) than to Copenhagen (Heisenberg or Bohr, who would both have used observables and classical variables at some point). Note that the famous formal "equivalence" between the Schrödinger and the Heisenberg picture is well defined and unproblematic only for closed systems, where the Hamiltonian that has to be used for the transformation between "pictures" would not affect the environment.

"Now, since the ball is big enough to produce a *real* gravitational field (we know there's a field there, since Coulomb measured it with a 1 cm ball), we could use that gravitational field to move another ball, and amplify that, and use the connections to the second ball as the measuring equipment".

Shifting the Heisenberg cut. It is interesting that according to recent historical studies [7], Heisenberg and Bohr seem to have differed about its precise meaning. While Heisenberg insisted on the free variability of its position anywhere between object and observer, Bohr placed it at the end of the quantum measurement proper (the first one in Feynman's chain of measurements or interactions) that in his opinion would create objective classical values. In the following, Feynman sticks to further tradition in neglecting the unavoidable environment in his description.

We would then use that gravitational field to move another ball, and amplify that, and use the connections to the second ball as the measuring equipment. We would then have to analyze through the channel provided by the gravitational field itself via the quantum mechanical amplitudes.

"Therefore, there must be an amplitude for the gravitational field"...

This formulation is remarkable, since (1) his "must be" already indicates some ontic interpretation of the wave function, and (2) it refers to a wave functional (a Schrödinger picture for fields – in distinction to time-dependent field operators carrying the dynamics). This will be further illustrated below. Ten years

later, the concept of wave functionals for gravitational fields led to the Wheeler-DeWitt equation [8, 9] – in spite of its technical and interpretational problems the only conventional (“canonical”) quantization of gravity as an empirically founded “effective” quantum theory that does not add any speculative novel elements.

*provided* that the amplification necessary to reach a mass which can produce a gravitational field big enough to serve as a link in the chain, does not destroy the possibility of keeping quantum mechanics all the way. There is a *bare* possibility (which I shouldn’t mention!) that quantum mechanics fails and becomes classical again when the amplification gets far enough, because of some minimum amplification which you can get across such a chain.

So Feynman considers a modification of the Schrödinger equation or any other limitation of quantum mechanics as bare possibilities that should not even be mentioned! Note that this problem here logically precedes the question whether *gravity* has to be quantized or not.

But aside from that possibility, if you believe in quantum mechanics up to any level then you have to believe in gravitational quantization in order to describe this experiment.

“You will note that I use gravity as part of the link in a system on which I have not yet made an observation. The only way to avoid quantization of gravity can *in principle* no longer play a role beyond a certain point in the chain, and you are not allowed to use quantum mechanics on such a large scale. But I would say that this is the only “out” if you don’t want to quantize gravity”.

In this part of the discussion, Feynman seems to consider the observer as the ultimate link in the chain that must lead to a unique measurement result. This is again tradition. It corresponds to Heisenberg’s early idealistic ideas as well as to von Neumann’s and Wigner’s “orthodox” interpretation – but not to Bohr’s one, who would presume objective classical concepts to describe the pointer states (“indicators”) of a measurement device. The question is then only, *where* unitarity would break down.

**Bondi:** “What is the difference between this and people playing dice, so that the ball goes one way or the other according to whether they throw a six or not?”

**Feynman:** “A very *great* difference. Because I don’t really have to measure whether the particle is here or there. I can do something else: I can put an inverse Stern-Gerlach experiment on and bring the beams back together again. And if I do it with great precision, then I arrive at a situation which is not derivable simply from the information that there is a 50% probability of being here and a 50% probability of being there. In other words, the situation at this stage is *not* 50–50 that the die is up or down, but there is an *amplitude* that it is up and an *amplitude* that it is down – a *complex* amplitude – and as long as it is still possible to put those amplitudes together for interference you have to keep quantum mechanics in the picture”.

This is the standard argument against an epistemic interpretation of the wave function (so he says “*there is* an amplitude”). It also excludes an interpretation of the Feynman path integral as representing an ensemble of “potential” paths. The reduction of the wave function can thus *not* be regarded as a mere increase of information. In fact, Feynman’s remarks in these conference proceedings seem to have later caused Roger Penrose to suggest a gravity-induced collapse as a modification of

the Schrödinger equation [10]. It is remarkable that Feynman has here to repeat this well-known argument, but the insufficient, merely statistical interpretation of the wave function is still very popular today, since it is convenient for describing the situation *after* an irreversible measurement. It is used in most textbooks, and usually expected as an answer from physics students in their examination. Feynman's last half-sentence seems to allow for decoherence as a solution of the problem, since a macroscopic gravitational field (precisely as its macroscopic source) is permanently being "measured" by environmental particles [11, 12] – but because of his further arguments I doubt that he would have accepted this explanation as a complete one.

"It may turn out, since we've never done an experiment at this level, that it's not possible – that by the time you amplify the thing to a level where the gravitational field can have an influence, it's already so big that you can't reverse it – that there is something the matter with our quantum mechanics when we have too much *action* in the system, or too much mass – or something".

He is again talking about a real collapse process as a modification of the Schrödinger equation – not of environmental decoherence [13].

"But that is the only way I can see which would keep you from the necessity of quantizing the gravitational field. It's a way that I don't want to propose. But if you're arguing legally as to how the situation stands..."

**Witten:** "What prevents this from becoming a practical experiment?"

**Feynman:** "Well, it's a question of what goes on at the level where the ball flips one way or the other..."

Or when Schrödinger's cat dies!

In the amplifying apparatus there's already an uncertainty – loss of electrons in the amplifier, noise, etc., – so that by this stage the information is completely determined. Then it's a *die* argument.

"You might argue this way: Somewhere in your apparatus this idea of amplitudes has been lost. You don't need it any more, so you *drop* it. The wave packet would be reduced (or something). Even though you don't know *where* it's reduced, it's reduced. And then you can't do an experiment which distinguishes *interfering* alternatives from just plain odds (like with dice)".

Sounds much like decoherence. But wait – he has not yet made clear what exactly he means!

"There is certainly nothing to prevent this experiment from being carried out at the level at which I make the thing go "clink-clank", because we do it every day: We sit there and we wait for the count in the chamber – and then we publish, in the Physical Review, the information that we've obtained *one pi meson*. And then it's printed (bang!) on the printing presses – stacked and sent down to some back room – and *it moves the gravitational field!*"

"There's no question that if you have allowed that much amplification you have reduced the wave packet. On the other hand it may be that we can think of an experiment – it may be worth while, as a matter of fact, to try to design an experiment where you can invert such an enormous amplification".

**Bergmann:** "In other words, if it is established that nobody reads the Physical Review, then there is a definite 50% uncertainty..."

**Feynman:** "Well, some of the copies get lost. And if some copies get lost, we have to deal with probabilities again".

Here the “other copies” are indeed used as an uncontrollable (though macroscopic) environment, even though entanglement (which is responsible for quantum decoherence) is not mentioned. So he overlooks the unavoidable microscopic environment (the other copies could simply be replaced by thermal photons or molecules, for example). Completely inverting the amplification process in practice would require the coherent return of all chaotically scattered particles.

**Rosenfeld:** “I do not see that you can conclude from your argument that you must quantize the gravitational field. Because in this example at any rate, the quantum distinction here has been produced by other forces than gravitational forces”.

**Feynman:** “Well, suppose I could get the whole thing to work so that there would be some kind of interference pattern. In order to describe it I would want to talk about the interaction between one ball and the other. I could talk about this as a direct interaction like  $\psi^2/r_{ij}$ . (This is related to the discussion of whether electrostatics is quantized or not.) However, if you permit me to describe gravity as a field then I must in the analysis introduce the idea that the field has *this* value with a certain *amplitude*, or *that* value with a certain *amplitude*”.

Feynman is again using the superposition principle as the essential aspect of quantization – but neither the uncertainty principle nor any nonclassical algebra of formal “observables” which would represent uncertain *classical* variables.

“This is a typical quantum representation of a field. It can’t be represented by a classical quantity. You can’t say what the field *is*. You can only say that it has a certain amplitude to be this and a certain amplitude to be that, and the amplitudes may even interfere again . . . possibly. That is, if interference is still possible at such a level”.

Does this not mean (for Feynman, too) that quantum amplitudes – in contrast to classical fields – represent *real* properties in any reasonable sense (not just probabilities for something else)?

**Rosenfeld:** “But what interferes has nothing to do with gravitation”.

Rosenfeld is right. This is a general discussion of classicality – not just of quantum gravity. This confusion may also later have misled Penrose to relate his collapse proposal to gravity. Bohr would neither have been happy with amplitudes for balls nor for gravitational fields.

**Feynman:** “That’s true . . . when you finish the whole experiment and analyze the results. *But*, if we analyze the experiment in time by the propagation of an amplitude – saying there is a certain amplitude to be here, and then a certain amplitude that the waves propagate through there, and so on – when we come across this link – if you’ll permit me to represent it by a gravitational field – I must, at this stage in time, be able to say that the situation is represented now *not* by a particle here, *not* by a result over there, but by a certain amplitude for the field to be this way and a certain amplitude to be that way. And if I have an amplitude for a field, that’s what I would define as a quantized field”.

In order to understand Feynman’s cumbersome arguments to answer Rosenfeld, one has to remember that the need to quantize even the electromagnetic field was still questioned long after this debate – until lasers and cavity electrodynamics became available. In contrast to quantum fields, classical forces-at-a-distance would not lead to decoherence before causing effects on quantum matter, for example, since they would not be “traced out”.

**Bondi:** “There *is* a little difficulty here (getting onto one of my old hobby horses again!) if I rightly understand this, which I’m not sure that I do: The *linkage* must not contain any irreversible elements. Now, if my gravitational link radiates, I’ve had it!”

**Feynman:** “Yes, you have had it! Right. So, as you do the experiment you look for such a possibility by noting a decrease of energy of the system. You only take those cases in which the link doesn’t radiate. The same problem is involved in an electrostatic link, and is not a relevant difficulty”.

Real (contrasted to virtual) decoherence is now known to be the most efficient irreversible process in Nature [14]. However, Bondi and Feynman here argue in terms of classical irreversibility (radiation and energy loss) – not in terms of an irreversible spread of phase relations and entanglement (dislocalization of superpositions). The paper by Feynman and Vernon, which *could* have described decoherence, would appear in 1963 [15], but its authors applied it only to microscopic degrees of freedom – not to explain classicality – and they did not appropriately distinguish decoherence from dissipation. (As Wojciech Zurek once told me, Feynman became very interested in the concept of decoherence shortly before his death.)

The discussion of whether radiation effects can be avoided now continues:

**Bondi:** “Oh yes, because in the electrostatic case I can put a conducting sphere around it . . .”

**Feynman:** “It doesn’t make any difference if it radiates. If every once in a while the particle which is involved is deflected *irreversibly* in some way, you just remove those cases from your experiment. The occurrence could be observed by some method outside”.

This “removal” might already require a collapse, however.

**Bergmann:** “Presumably the cross section for gravitational radiation is extremely . . .”

**Feynman:** “And furthermore, we can estimate what the odds are that it will not happen”.

**Bondi:** “I am just trying to be difficult”.

**Gold:** “Well, it could still be that some irreversible process is necessarily introduced by going to a thing as big as that”.

**Feynman:** “Precisely what I said was the only way out”.

**Gold:** “But that need not mean that there is some profound thing wrong with your quantum theory. It can mean merely that when you go into the details of how to make an op. . .”

Gold here applies an argument that has very often been used in attempts to solve the measurement problem: introduce sufficient complications which appear similar to a complex classical amplification process. However, the linearity argument which leads to Schrödinger’s cat superposition is impeccable within quantum theory (as has been explained and emphasized by von Neumann, Wigner, and others). So Feynman counters:

**Feynman:** “There would be a *new principle!* It would be *fundamental!* The principle would be – roughly: Any piece of equipment able to amplify by such and such a factor ( $10^{-5}$  g or whatever it is) necessarily *must be of such a nature that it is irreversible*”.

Here he evidently refers again to a fundamentally irreversible collapse of the wave function as a modification of the Schrödinger equation.

“It might be true! But at least it would be fundamental because it would be a new principle. There are two possibilities. Either this principle – this missing principle – is right, or you can

amplify to any level and still maintain interference, in which case it's absolutely imperative that the gravitational field is quantized . . . *I believe!* Or there's another possibility which I haven't thought of'.

Quantum gravity, which was the subject of the discussion, appears here only as a secondary consequence of the assumed absence of a collapse, while the major one is that "interference" (superpositions) must always be maintained according to quantum theory. There is hence *no ensemble* of possible states that would represent incomplete knowledge as for the die. Because of Feynman's last arguments it is remarkable that nobody here mentioned Everett's ideas, since some of his early drafts must have been known to some participants at this time, and his thesis would be accepted by Reviews of Modern Physics just a few weeks after the conference [16]. Feynman himself seems to have known it already, as he referred to the "universal wave function" when it was mentioned by John Wheeler in Session 9 – see below.

**Buckingham:** "The second possibility lands you back in the same difficulty again. If you could amplify to any factor, you could reduce to a negligible proportion an additional signal to take an observation on, say, those balls".

**Feynman:** "No!"

**Buckingham:** "Because you only need one light quantum".

**Feynman:** "No!"

**Buckingham:** "If you could amplify up to any factor this becomes negligible".

Decoherence arguments would immediately have proven this statement wrong. For Feynman it does not appear that easy.

**Feynman:** "It depends! . . . You see [pointing to a blank space on the blackboard] this statement that I have written here is not written very precisely – as a matter of fact if you look at it you probably can't even see the words. I haven't thought out how to say it properly. It isn't simply a matter of amplifying to any factor. It's too crude – I'm trying to feel my way".

This simple analogy is remarkable: a property to be measured is either initially absent and must hence be "created" in the measurement, or the measurement is reversible in principle. A reversal of decoherence would require a recombination of all "branches" of the universal wave function.

We know that in any piece of apparatus that has ever been built it would be a phenomenally difficult thing to arrange the experiment so as to be reversible. But is it *impossible*? There is nothing in quantum mechanics which says that you can't get interference with a mass of  $10^{-5}$  g – or *one gram*.

**Buckingham:** "Oh, yes. What I'm saying, though, is that the laws have to be such that the effect of one light quantum is sufficient to determine which side the ball is on, and would be enough to disturb the whole experiment".

Here is the typical confusion between decoherence by uncontrollable entanglement and a *distortion* of the considered system that could indeed be neglected on the level of a single photon. But Feynman does not see that point either:

**Feynman:** "Certainly! That's always true. That's just as true no matter what the mass is".

**Anderson:** "Suppose a neutral elementary particle really has a gravitational field associated with it which you could actually use in the causal link. The thing that bothers you is that you may be getting something that is too small to produce a gravitational field".

**Feynman:** "It's a question of design. I made an assumption in this analysis that if I make the mass too small the fields are so weak I can't get the experiment to operate. That might be wrong too. It may be that if you analyze it close enough, you'll see that I can make it go through a gravitational link without all that amplification – in which case there is no question. At the moment all I can say is that we'd better quantize the gravitational field, or else find a new principle".

A similar problem has survived in decoherence theory: at what mass difference is a superposition of two different masses decohered by their own gravitational field in analogy to charge superselection rules [17]? Evidently, there *are* time-dependent quantum states, which must be superpositions of slightly different energies – in conflict with an *exact* analogy. So this seems to be a quantitative question that has not yet been sufficiently analyzed.

**Salecker:** "If you assume that gravitation arises as a sort of statistical phenomenon over a large number of elementary particles, then you also cannot perform this experiment".

**Feynman:** "Yes, it depends what the origin is. One should think about designing an experiment which uses a gravitational link and at the same time shows quantum interference – what dimensions are involved, etc. Or if you suppose that every experiment of this kind is impossible to do, you must try to *state* what the general principle is, by trying a few examples. But you have to state it right, and that will take some thinking".

Since the time of the conference, many collapse mechanisms and corresponding experiments have been designed – some of them based on gravity. No deviation from unitarity has ever been confirmed, while quantum interference has been demonstrated for pretty large systems.

### 3 Some Remarks from Session 9

Session 8 continued with some further comments on the quantization of gravity. Toward the end of the conference (in the final Session 9),

**John Wheeler** mentioned that there exists another proposal that there is one "universal wave function". This function has already been discussed by Everett, and it might be easier to look for this "universal wave function" than to look for all the propagators.

We now understand that, for most systems, separate propagators would not even exist because of their unavoidable entanglement (which locally leads to decoherence).

**Feynman** said that the concept of a "universal wave function" has serious conceptual difficulties. This is so since this function must contain amplitudes for all possible worlds depending on all quantum-mechanical possibilities in the past and thus one is forced to believe in the equal reality [sic!] of an infinity of possible worlds.

Well said – although we may restrict ourselves *in practice* to an individual autonomous branch of this wave function ("our world"). The total number of such

branches must indeed be extremely large, but it need not be infinite, since coherence lengths for continuous variables never vanish exactly. Reality *is* conceptually difficult and complex, and we should not be surprised that it seems to go far beyond what *we* will ever be able to observe. But Feynman is not ready to draw this ultimate conclusion from the superposition principle that he always defended during this discussion. Why should a superposition not be maintained even when it includes an observer? Why “*is*” there not an amplitude for me (and you) observing this and an amplitude for me (and you) observing that in a quantum measurement – just as it would be required by the Schrödinger equation for a gravitational field?

Quantum amplitudes represent more than just probabilities. Bondi’s question “What is the difference to people playing dice” probably represents the most frequent misunderstanding of quantum theory. Feynman answered it by using an inverse Stern-Gerlach device. This experiment would not be possible any more if the two wave packets into which the wave function has split had been irreversibly decohered from one another, as it must always happen when they are measured by means of a macroscopic device. Unless the unitary dynamics were changed, this would necessarily lead to different autonomous “worlds”. But even if there was something like a stochastic collapse occurring *after* decoherence, Feynman’s argument could still be applied backwards in time by using the original Stern-Gerlach device. For a die in a deterministic world, one would assume the existence of different unknown causes for its different final states, while the past of the Stern-Gerlach experiment is quantum mechanically described by *one and the same* individually meaningful superposition of both outcomes (the same superposition that would indeed be recovered by means of the inverse device in the future when used before an irreversible measurement had been performed). So the quantum situation can *not* be explained in terms of lacking information about any causes (an initial ensemble), while the modernistic talk about some fundamental “quantum information” does not explain anything, remains purely formal, and only adds to the confusion.

Feynman then gave a resumé of the conference, adding some “critical comments”, from which I would like to quote a remark addressed to mathematical physicists (p. 150):

**Feynman:** “Don’t be so rigorous or you will not succeed”.

(He explains in detail how he means it.) It is indeed a big question what mathematically rigorous theories can tell us about reality, since their axioms can never be *exactly* empirically founded (as emphasized already by Henry Poincaré [18]). This question is particularly pressing if the formal theory does not even contain the most general axiom of quantum theory: the superposition principle. So towards the end of his resumé (p. 154), he said

**Feynman:** “Even if one believes in exhausting the classical problems first and also believes in unification, there is some question as to whether the unified theories are the correct starting point. At the end of the list of classical problems there is the real problem of the feasibility of separating the strictly classical questions from the quantum questions”.

Doesn't this warning perfectly apply to the present search for a unified theory (see also [Chap. 21](#) in this book)? The important lesson from decoherence theory was that the superposition principle holds even where it did not seem to hold, and that classical concepts emerge from a universal *quantum* theory: their superpositions cannot be observed locally even if they persist in the global wave function. Nonetheless, many modern field theorists and cosmologists seem to regard quantization as of secondary or merely technical importance (just providing certain "quantum corrections") for their endeavors, which are essentially based on classical terms – such as classical fields – (see also [Chap. 6](#) of [14]). It is then not surprising that the measurement problem never comes up to them. How can anybody even argue about unified quantum field theories or cosmology (which must both *include* a description of observers) without first defining his interpretation, that is, without clarifying whether he/she is using Everett's interpretation or some kind of collapse mechanism (or something even more speculative than a collapse – see [Chap. 22](#))?

**Acknowledgment** I wish to thank Claus Kiefer for drawing my attention to the Chapel Hill report, and in particular to Feynman's remarks on the meaning of quantization. I am also grateful to Charles Misner for correcting two of my comments concerning the relation of the discussion to Everett's work in an early version of the manuscript, and to Wolf Beiglböck for suggesting some additional comments.

## References

1. R.P. Feynman, Rev. Mod. Phys. **20**, 367 (1948).
2. F. Dyson, Phys. Rev. **75**, 486 (1949).
3. S.W. Hawking, Phys. Rev. **D72**, 084013 (2005).
4. C.M. DeWitt, edt., *Conference on the Role of Gravitation in Physics*, Wright Air Development Center Report WADC TR 57-216 (University of North Carolina, Chapel Hill, 1957) – Public Stinet Acc. Number AD0118180, pp. 135–140, 149, 150, 154. Fortunately, the proceedings are now also available in a slightly revised form (ordered by chapters rather than sessions), in C.M. DeWitt and D. Rickles (edts.), *The Role of Gravitation in Physics: Report from the 1957 Chapel Hill Conference* (Edition Open Access, Berlin, 2011, Sources of Max Planck Research Library for the History and Development of Knowledge; 5) – see [http://www.edition-open-access.de/downloads/files/Sources\\_5\\_published\\_V1.pdf](http://www.edition-open-access.de/downloads/files/Sources_5_published_V1.pdf). My quotations can be found therein on pp. 249–256, 270, 272, 278.
5. F.J. Belinfante, *A Survey of Hidden Variables Theories* (Pergamon Press, Oxford, 1973).
6. J.v. Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Springer, Berlin, 1932), Chap. 6.
7. M. Schlosshauer and K. Camilleri, Report arxiv:0804.1609; G. Bacciagaluppi and E. Crull, Stud. Hist. Phil. Mod. Phys. **40**, 374 (2009).
8. B.S. DeWitt, Phys. Rev. **160**, 1113 (1967).
9. J.A. Wheeler, in: B.S. DeWitt and J.A. Wheeler (edts.), *Battelle Rencontres* (Benjamin, New York, 1968).
10. R. Penrose, in: C.J. Isham and R. Penrose, (edts.), *Quantum Concepts in Space and Time* (Clarendon Press, Oxford, 1986).
11. E. Joos, Phys. Lett. **116**, 6 (1986).
12. C. Kiefer, *Quantum Gravity*, 2nd edn. (Clarendon Press, Oxford, 2007).
13. E. Joos, H.D. Zeh, C. Kiefer, D. Giulini, J. Kupsch, and I.O. Stamatescu, *The Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin, 2003).

14. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time*, 5th edn. (Springer, Berlin, 2007) – see also [www.time-direction.de](http://www.time-direction.de).
15. R.P. Feynman and F.L. Vernon, Ann. Phys. (N.Y.) **24**, 118 (1963).
16. H. Everett III, Rev. Mod. Phys. **29**, 454 (1957).
17. D. Giulini, C. Kiefer, and H.D. Zeh, Phys. Lett. **A199**, 291 (1995).
18. H. Poincaré, *La science et l'hypothèse* (Flammarion, Paris, 1902).



## **Teil III**

# **Zeit und Raumzeit**



# Kapitel 15

## Die relativistische Raumzeit-Geometrie in räumlicher Veranschaulichung

Die Relativitätstheorie ist nicht in dem gleichen Sinn eine physikalische Theorie wie etwa Mechanik oder Elektrodynamik. Diese beschreiben jeweils eine bestimmte Klasse physikalischer Systeme, indem sie in ihrer *Kinematik* die geeigneten formalen Begriffe zur Charakterisierung ihrer möglichen Zustände und in der *Dynamik* deren beobachtete und über die erreichte Beobachtungsgenauigkeit hinaus idealisierte Zeitunabhängigkeit gesetzmäßig beschreiben. Sie besteht vielmehr in einer ebenfalls empirisch begründeten Revision der prärelativistisch „trivialen“, weil separaten und räumlich euklidischen, Geometrie von Raum und Zeit. Damit vereint sie diese zu einem Ganzen, der *Raumzeit* in der sich nach heutigem Wissen *alle* Naturvorgänge abspielen (von noch sehr spekulativen Erweiterungen dieses Konzepts durch Vergrößerung der Zahl der Dimensionen um solche, die makroskopisch nicht in Erscheinung treten, einmal abgesehen). Entsprechend sind insbesondere *alle* physikalischen Theorien im obigen Sinne in die neue Raumzeit „einzubetten“, bevor sie Anspruch auf Gültigkeit erheben können. Bei Beibehaltung der alten Raum- und Zeitkonzepte wäre die Beschreibung ungeheuer kompliziert und in Grenzfällen sogar singulär (nicht mehr formulierbar). In diesem Sinne ist die Raumzeit mit ihrer „relativistischen Struktur“ eine *heuristische Fiktion* und somit im üblichen und einzigen möglichen Sinne Kandidat der Darstellung einer raumzeitlichen Wirklichkeit, während die prärelativistisch separaten Begriffe von Raum und Zeit nur noch als (weiterhin praktisch wichtige) Näherungen der Beschreibung angesehen werden können.

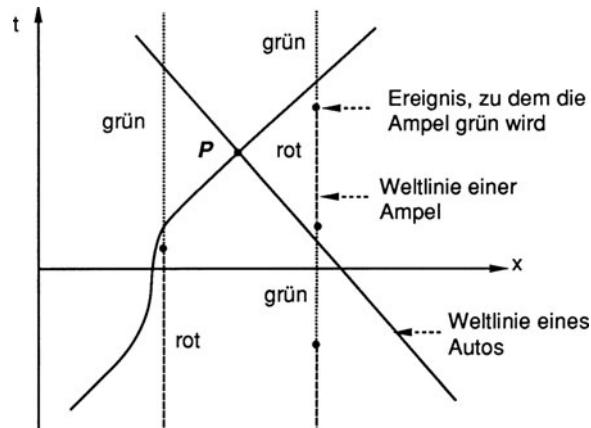
### 1 Absoluter Raum und die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit

Die prärelativistischen Naturgesetze fundamentaler Art gelten im Rahmen dieser Näherung für alle Bezugssysteme, die sich mit konstanter Geschwindigkeit gegenüber dem von Newton überflüssigerweise postulierten *absoluten* (d. h. absolut

---

Überarbeiteter Teil I von „Bedeutung und Problematik einiger Grundbegriffe der modernen Physik“ (aus Philosophische Grundlagen der Wissenschaften, Wolfgang Marx, Hrsg., V. Klostermann 1990) – Teil II ist in diesem Buch als [Kap. 2](#) zu finden.

**Abb. 15.1** Räumliche Darstellung von Vorgängen in Raum und Zeit (s. Text)



ruhenden) Raum bewegen. Denn physikalisch (soll heißen: durch beobachtete Gesetzmäßigkeiten irgendwelcher Art) ist nur die ganze Klasse aller „Inertialsysteme“ ausgezeichnet, die relativ zueinander nicht beschleunigt sind – nämlich durch die Abwesenheit von andernfalls auftretenden „Scheinkräften“ (wie Fliehkräften). Es ist möglich und zur Veranschaulichung dieser Situation auch nützlich, räumlich eindimensionale Bewegungsvorgänge in einem zweidimensionalen „Raum-Zeit-Diagramm“ räumlich darzustellen, wozu zwei in diesen Fällen uninteressante Raumdimensionen unterdrückt werden. Die Abb. 15.1 stellt als Beispiel den Vorgang zweier sich auf einer Straße entgegenkommender Autos dar, von denen das von links kommende vorübergehend vor einer von zwei Verkehrsampeln hält. Sie scheinen im Punkt **P** – das ist eine Orts- und Zeitangabe – zusammenzustoßen, da die Breite der Straße ebenso wie die Höhe über ihr (beide sind senkrecht zum Papier zu denken) nicht dargestellt sind; die wirklichen „Weltlinien“ der Autos würden also unterschiedlich hoch über dem Papier liegen. Der Zustand der Ruhe, der (wie etwa für die Ampeln) durch vertikale Weltlinien dargestellt wird, ist hier relativ zur Erdoberfläche definiert, die sich aber ihrerseits bekanntlich mit großer Geschwindigkeit gegen andere Sternsysteme bewegt. Offensichtlich bedeutet eine Krümmung der Weltlinie des Autos eine Beschleunigung *relativ* zur Erdoberfläche, die jeweilige Neigung gegen die t-Achse die entsprechende Geschwindigkeit. (Wegen der Erddrehung definiert die Erdoberfläche kein exaktes Inertialsystem in Bezug auf den von Newton postulierten absoluten Raum, jedoch sind die dadurch bedingten Scheinkräfte für die Autos vernachlässigbar.)

Weltlinien bedürfen keiner Richtungsangabe, da sie nicht „durchlaufen“ werden; im Bild der Raumzeit sind sie „fest“. Eine Bewegung (oder Reise) in der Raumzeit könnte nur relativ zu einer *zusätzlich* angenommenen „Zeit“ definiert sein (etwa der „erlebten Zeit“ des Betrachters der Figur). Wenn man aber die Zeit räumlich darstellt, darf man konsequenterweise auch nur auf diese Darstellung Bezug nehmen. Ein Raumzeit-Punkt **P** wird als ein „Ereignis“ bezeichnet (auch wenn dort keines stattfindet) und ist unabhängig von der Wahl eines Koordinatensystems x,t

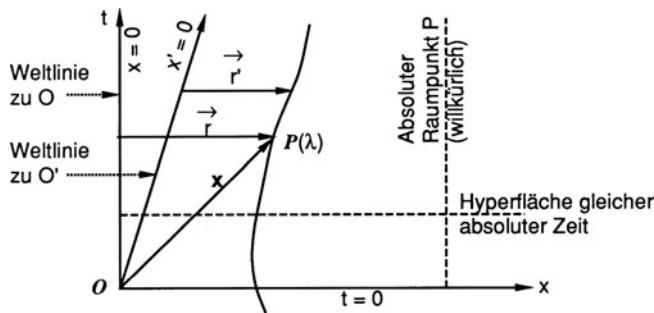
(„invariant“, „absolut“ oder „real“) zu interpretieren. Ein Raum-Punkt  $P$  (unabhängig von der Zeit gedacht) wäre in Newtons absolutem Ruhesystem daher eine vertikale Linie, ist aber ohne die willkürliche Auszeichnung eines solchen Systems gar nicht mehr definiert. Dagegen bleibt eine beliebige Weltlinie  $\mathbf{P}(\lambda)$  (mit einem Kurvenparameter  $\lambda$ ) als eine kontinuierliche Folge von Ereignissen ein sinnvoller (weil invarianter) Begriff. Sie kann deshalb die Weltlinie eines realen Massenpunktes (dessen *Bahn* in der Raumzeit) darstellen, wenn sich der Kurvenparameter  $\lambda$  eindeutig durch die Zeit  $t$  ersetzen lässt (wenn also die Kurve nicht in der Zeit umkehrt oder irgendwo waagerecht verläuft).

In der Abb. 15.2a ist der üblicherweise benutzte zeitabhängige Ortsvektor  $\vec{r} := \mathbf{P} - \mathbf{O}$  (als in Wirklichkeit dreidimensional gerichtetes Objekt durch einen Pfeil charakterisiert), der vom willkürlichen Ursprung  $O$  eines räumlichen Koordinatensystems zu einem zeitgleichen Ereignis  $\mathbf{P}$  zeigt, in der Raumzeit dargestellt. Er erscheint hier stets horizontal („raumartig“), während ein Zeitintervall durch den Höhenunterschied (vertikalen Abstand) dargestellt wird, was den hier noch separaten Konzepten von Raum und Zeit entspricht. Die Weltlinien der beiden in dieser Figur betrachteten räumlichen Ursprünge  $O$  und  $O'$  sind durch eine „Galilei-Transformation“  $O' = O + \vec{v} t$  (also durch eine konstante Geschwindigkeit) verknüpft. Die hier gewählte  $t$ -Achse ist die Weltlinie des räumlichen Ursprungs  $O$ , die Weltlinie des relativ dazu bewegten Ursprungs  $O'$  ( $t'$ -Achse) liegt dann in diesem Diagramm schräg. Die absolute Ruhe wäre formal durch die physikalisch bedeutungslose Gleichung  $dO/dt = 0$  charakterisiert.

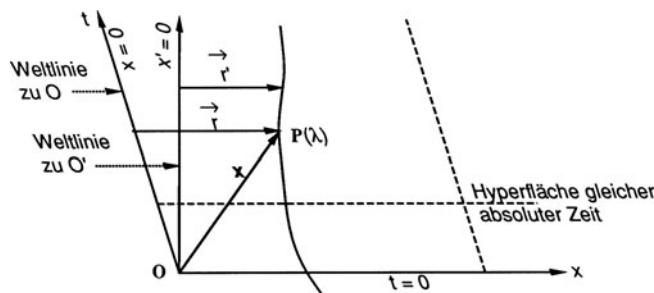
Man kann aber auch raumzeitliche *Ereignisvektoren*  $\mathbf{x} := \mathbf{P} - \mathbf{O}$  (Vierervektoren) einführen, die vom raumzeitlichen Ursprung  $\mathbf{O}$  zu einem nicht zeitgleichen Ereignis  $\mathbf{P}$  zeigen, woraus sich der von ersterem unabhängige Begriff einer nichtrelativistischen *Vierergeschwindigkeit*  $\mathbf{v} := dx/dt = d\mathbf{P}/dt$  als Tangentenvektor an jeden Punkt der Weltlinie ergibt. Seine hier redundante vierte Komponente  $dt/dt = 1$  stellt das ortsunabhängige „Fortschreiten“ der *absoluten Zeit* dar. Die Unabhängigkeit der Vierergeschwindigkeit vom Ursprung steht im Gegensatz zu der bei entsprechender Definition ursprungsabhängigen Dreiergeschwindigkeit  $\vec{v} := d\mathbf{P}/dt - d\mathbf{O}/dt$  (bei gleichem  $t$ ).

Da Inertialsysteme physikalisch nicht unterscheidbar sind, hat der in der Darstellung gewählte Winkel zwischen  $x$ -Achse und  $t$ -Achse keinen physikalischen Sinn. Die Weltlinie für  $O'$  kann genausogut senkrecht dargestellt und als  $t$ -Achse benutzt werden. Das Diagramm erfährt dann insgesamt eine Scherung (s. Abb. 15.2b). In der newtonschen Raumzeit sind also im Gegensatz zur räumlichen Darstellung auf dem euklidischen Papier keine raum-zeitlichen Winkel und keine „schrägen“ Längen definiert, was ihr eine „singuläre Metrik“ verleiht. Dadurch sind *horizontale* Hyperflächen als Unterräume gleicher absoluter Zeit und *gerade* Linien als unbeschleunigte Weltlinien, nicht aber unter letzteren die *vertikalen* Geraden ausgezeichnet. Von den Unterschieden zwischen Abb. 15.2a und 15.2b muss man also zum Verständnis der nichtrelativistischen Raumzeit gerade absehen.

Auch die wesentlichen Aspekte der Relativitätstheorie lassen sich auf diese Weise an nur einer Raumdimension erläutern und somit auf einer *Raumzeit-Fläche*



**Abb. 15.2a** Absoluter Raum (willkürlich) und absolute Zeit (für kleine Geschwindigkeiten durch ihre Funktion in den Newtonschen Bewegungsgleichungen empirisch begründet)



**Abb. 15.2b** Dieselbe Situation wie in Abb. 15.2a in anderer Darstellung. (Horizontalen bleiben fest, während vorher ruhende Punkte in Linien gleichförmiger Bewegung (Geraden) übergehen)

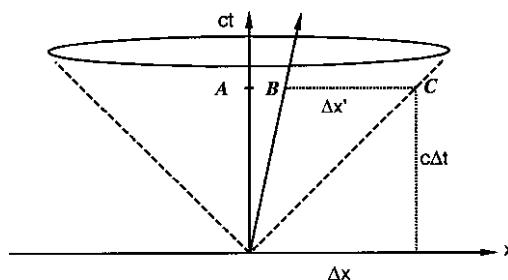
veranschaulichen, die nun aber eine wohldefinierte (nicht mehr singuläre) Geometrie erhält. Die Unanschaubarkeit eines vierdimensionalen Raumes ist dabei also ganz ohne Belang. Diese „Verräumlichung“ der Zeit ist nur ein nützliches Hilfsmittel der Darstellung, da die Anschauung für den formalen Raumbegriff keine Rolle spielt. Es ist aber bezeichnend für die Methode der theoretischen Physik, dass sich aus solchen zunächst „trivialen“ Methoden der Darstellung anschaulicher oder rein formaler Art tiefe Konsequenzen ergeben können, wenn man nur scheinbar wenig ändert. Natürlich kann und soll die formale Darstellung der Zeit nichts darüber aussagen, wie wir diese Zeit („subjektiv“) wahrnehmen. Man versucht dadurch vielmehr die Zeit (bzw. die Raumzeit) gerade als ein beobachterunabhängiges („objektives“) Konzept zu verstehen, deren Wahrnehmung erst durch die sich auf dieser *Bühne* der Raumzeit abspielenden materiellen Vorgänge (etwa die von physiologischen „inneren“ Uhren) möglich wird. Erst in der Allgemeinen Relativitätstheorie wird auch die Bühne selber zum dynamischen Mitspieler. Es wäre aber erstaunlich, wenn bei der biologischen Evolution unserer Anschauungen die nur für kleine Geschwindigkeiten geltenden und daher für uns wichtigen Eigenschaften der Raumzeit – insbesondere ihre scheinbar objektive Zerlegbarkeit in Raum und Zeit – nicht genetisch fixiert worden wären.

Einsteins Ausgangspunkt für seine Revision des Raum-Zeit-Konzepts war das durch Experimente nahegelegte Postulat, dass die Lichtgeschwindigkeit in allen Inertialsystemen gleich und daher auch unabhängig von der Geschwindigkeit ihrer Quelle sei. Er verallgemeinerte diese Aussage noch durch das äußerst kraftvolle

**Relativitätsprinzip:** Alle physikalischen Gesetze sind in allen Inertialsystemen gleich und in dem jeweiligen Ruhesystem der betrachteten Materie durch die bekannten nichtrelativistischen Gesetze gegeben.

Diese im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie auch als *Starkes Äquivalenzprinzip* bezeichnete, bisher immer bestätigte Hypothese entspricht der Galilei-Invarianz der Newtonschen Gleichungen, da diese ebenfalls alle Inertialsysteme als physikalisch gleichberechtigt postuliert. Es legt (wenn auch nicht immer eindeutig) die Einbettung der nichtrelativistischen physikalischen Gesetze in die neue Raumzeit-Geometrie fest und hat dabei wichtige Konsequenzen für die durch physikalische Längen- und Zeitmaße definierte Raumzeit-Metrik, also für die physikalisch zu interpretierende Geometrie selbst.

Man muss sich zunächst davon überzeugen, dass diese Hypothese der Universalität der Lichtgeschwindigkeit widersinnig erscheint, um dann diesen Widersinn Einstein folgend durch eine (operationalistisch motivierte) Modifikation des raumzeitlichen Längsbegriffs, der ja nichtrelativistisch überhaupt nur separat für horizontale und für vertikale (räumliche bzw. zeitliche) Strecken definiert war, auszuräumen. In Abb. 15.3 ist bequemerweise statt der Zeit  $t$  die Länge  $ct$  aufgetragen, die das Licht in dieser Zeit zurücklegt. Die Weltlinien des Lichts verlaufen dann unter  $45^\circ$  (gestrichelt). Bei Hinzunahme der übrigen zwei Raumdimensionen (zweiparametrische Rotation um die  $t$ -Achse) entsteht der vierdimensionale *Vorwärts-Lichtkegel* (in der Figur als dreidimensionaler Kegel angedeutet). Die Punkte, aus

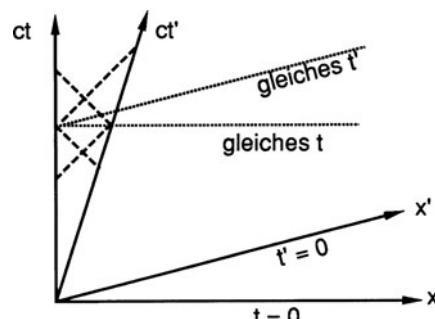


**Abb. 15.3** Nichtrelativistische Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit durch verschiedene bewegte Beobachter. Die Ellipse soll hier als Projektion eines Kreises in die Zeichenebene eine räumliche Zusatzdimension andeuten: den „Lichtkegel“. Bei drei Raumdimensionen wird dieser Kreis zur Kugeloberfläche, die das von einem Ereignis ausgehende Licht vom Standpunkt des ruhenden Beobachters in einer bestimmten Zeit erreicht hat

denen er besteht, müssen unabhängig vom Bezugssystem definiert sein, da sie etwa durch Lichtreflektion an Staubteilchen als physikalische (reale) Ereignisse beobachtet werden können. Eine Messung der Lichtgeschwindigkeit im „ruhenden“ Koordinatensystem ergäbe daher  $\Delta x/\Delta t = c$ , in einem relativ dazu bewegten System dagegen  $\Delta x'/\Delta t = c' \neq c$ , im Widerspruch zu obigem Postulat.

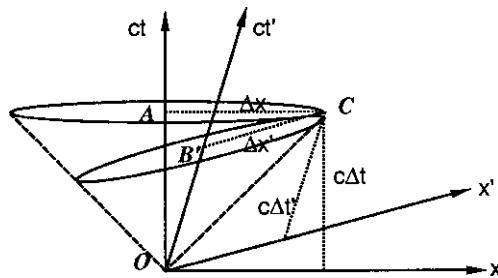
Einsteins Kritik setzt hier an, indem er bemerkt, dass zur Bestimmung von Längen  $\Delta x$  oder  $\Delta x'$  in diesem Diagramm die Abstände von *zeitgleichen* Ereignissen **A**, **B** oder **C** in der Raumzeit benutzt werden. Klassisch (d. h. für unendliche Lichtgeschwindigkeit) hat Zeitgleichheit entfernter Ereignisse eine klare operationelle Bedeutung: Man *sieht* die Ereignisse gleichzeitig, d. h. man kann unendlich schnelle Signale senden (oder sich gesendet denken) und das Absende- und Ankunftsereignis zeitlich identifizieren. Bei einer endlichen Signalgeschwindigkeit müsste man jedoch die Signallaufzeit von der Ankunftszeit subtrahieren und zu dem Zweck erst einmal die Entfernung messen. Statt dessen könnte ein *ruhender* Beobachter aber auch einen Lichtblitz zu einem entfernten Objekt senden, dort reflektieren lassen, die Rückkehr registrieren und den Zeitpunkt auf seiner Uhr in der Mitte zwischen Absendezeit und Rückkehrzeit des Signals als gleichzeitig mit dem Zeitpunkt der Reflexion des Signals am entfernten Spiegel *definieren*. Dieses Experiment ist in Abb. 15.4 gleich für zwei (relativ zueinander gleichförmig bewegte und daher nach dem Relativitätsprinzip gleichberechtigte, nämlich jeweils in ihrem eigenen Bezugssystem ruhende) Beobachter skizziert. Es führt zu dem vom traditionellen Standpunkt überraschenden Resultat, dass die Mengen aller Ereignisse mit der nach dieser Definition *gleichen Zeit* (in der vierdimensionalen Raumzeit dreidimensionale raumartige Hyperflächen) vom Bewegungszustand des definierenden Beobachters abhängig sind. Das liegt zwar zunächst einfach daran, dass diese neue Definition der Gleichzeitigkeit im Grunde willkürlich ist, hat aber wegen des Relativitätsprinzips überraschende Konsequenzen (s. Abschn. 3), da sie für die in diesem Prinzip verwendeten nichtrelativistischen Begriffe implizit benutzt wird.

Nun können aber die (im allgemeinen ja zeitabhängigen) Abstände zwischen bewegten Objekten nur als die Abstände zwischen deren Orten *zu gleichen Zeiten* verstanden werden. Damit wird aber auch der Begriff *räumlicher Strecken* beobachterabhängig, da solche ja als *zu fester Zeit betrachtete Linienstücke in der Raumzeit*



**Abb. 15.4**  
Beobachterabhängige  
Definition der  
Gleichzeitigkeit räumlich  
entfernter Ereignisse

**Abb. 15.5a** Relativistische Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit durch zwei verschiedene (physikalisch gleichberechtigte) Beobachter

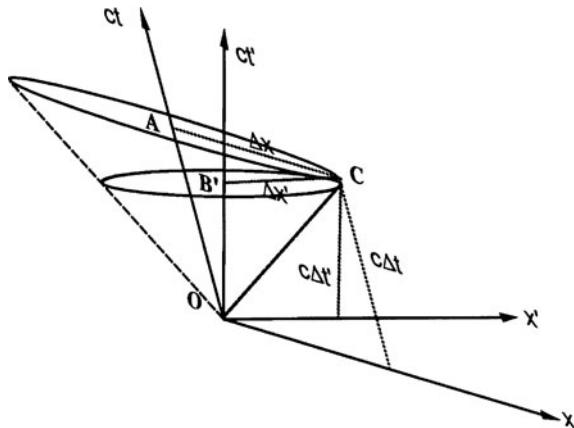


zu verstehen sind. So sind z. B. längs der  $x'$ -Achse definierte Abstände durch die Gleichzeitigkeit  $t' = 0$  charakterisiert. Für den bezüglich des räumlichen Ursprungs  $O'$  ruhenden Beobachter ergibt sich also ein schiefwinkeliges Koordinatensystem zum Ausmessen (Vergleichen) von Längen und Zeiten, das aber – wie es aussieht und sich auch bestätigt – mit der postulierten Beziehung  $\Delta x/\Delta t = \Delta x'/\Delta t' = c$  vereinbar ist (s. Abb. 15.5a). Wie man anschaulich sieht, gehen die  $t$  und die  $t'$ -Achse durch die Mittelpunkte der Lichtkegelschnitte mit den zugehörigen „Hyperebenen“ (Räumen) gleicher Zeit, nämlich der Kugeloberflächen um das Quellereignis (oder bei Beschränkung auf nur zwei Raumdimensionen Kreise, die sich in der Figur perspektivisch als Ellipsen darstellen).

Diese Form einer *geschwindigkeitsabhängigen Perspektive in der Raumzeit* mit den daran anknüpfenden Längenbegriffen ist zunächst nur die Folge der willkürlichen Definition der Gleichzeitigkeit. Wegen des Anspruchs des Relativitätsprinzips, dass alle Perspektiven gleichberechtigt seien („Relativität“), hat sie aber auch physikalische Konsequenzen. In konventionellen Einheiten mit  $c = 3 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$  (mit der Koordinate  $t$  statt  $ct$ ) öffnet sich der Lichtkegel sehr weit und lässt die „raumzeitliche Gegenwart“ *relativ* zum Koordinatenursprung, also das Äußere des Lichtkegels als die Menge aller Ereignisse, die für irgendwelche Beobachter gleichzeitig mit dem Ursprung sein können, scheinbar zu einer Hyperfläche gleicher absoluter Zeit entarten, was der Grund unserer nichtrelativistischen Raum- und Zeitvorstellung ist. Es ist wesentlich für das Verständnis der Relativitätstheorie, dass nur *invariante* (unabhängig von der Perspektive in der Raumzeit darstellbare) geometrische Objekte – wie etwa raumzeitliche, nicht aber räumliche Vektoren – Eigenschaften realer Objekte darstellen können. Es „gibt“ in diesem Sinne in einer relativistischen Begriffswelt keine Objekte einer bestimmten räumlichen Ausdehnung, sondern nur deren invariante vierdimensionale „Schläuche“ durch die Raumzeit, deren Querschnitte mit verschiedenen Ebenen gleicher Zeit (verschieden bewegten Beobachtern) unterschiedliche Formen und Ausdehnungen bedeuten.

Allerdings *scheint* durch Abb. 15.5a nun wieder die spezielle Perspektive eines absoluten Ruhesystems ausgezeichnet zu sein, da es als einziges rechtwinklige Koordinaten besitzt. Diesem Mangel kann aber abgeholfen werden, wenn man den zweidimensionalen euklidischen Raum des Zeichenpapiers durch einen nicht-euklidischen (jedoch ungekrümmten, sogenannten pseudo-euklidischen) Raum ersetzt. Diese Freiheit besteht, da raumzeitliche Winkel mangels eines absoluten

**Abb. 15.5b** Dieselbe Situation wie in Abb. 15.5a in scheinbar anderer Darstellung. (Vgl. die Galilei-Transformation von Abb. 15.2a nach 15.2b)



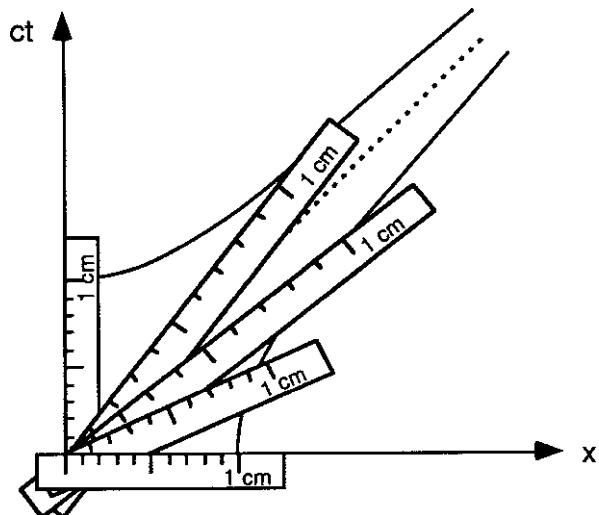
Raums nicht definiert waren (vgl. Abb. 15.5b). Dabei kann der größte Teil der Anschauung dieser Raumzeit-Diagramme beibehalten werden. Lediglich dürfen Längen und Zeiten nicht mehr einfach auf dem Papier abgemessen werden, sondern ihr Zusammenhang mit der Länge auf dem Papier wird winkelabhängig (s. Abschn. 2). Parallele Strecken sind also noch immer direkt in ihren Längen zu vergleichen.

## 2 Die formale Struktur der Minkowski-Welt

Die formale Beschreibung dieser Zusammenhänge in der Raumzeit führt auf die „Lorentz-Transformationen“ und eine *pseudo-euklidische Metrik*. Das bedeutet, dass raumzeitliche „Längen“ in diesen zweidimensionalen Raumzeit-Diagrammen durch den „Minkowski-Pythagoras“  $x \cdot x = x^2 - c^2 t^2$  bestimmt sind, der sich vom normalen Pythagoras durch das Minuszeichen unterscheidet. Raumzeitliche Winkel erhalten jetzt eine physikalische Bedeutung. Ein Vierer-Vektor der Minkowski-Welt, wie man diese Raumzeit auch nennt, kann also ein Längenquadrat  $x \cdot x$  größer, gleich oder kleiner als 0 haben, je nachdem, ob sein Winkel  $\alpha$  zur t-Achse größer, gleich oder kleiner als  $45^\circ$  ist. Man bezeichnet ihn beziehentlich als *raumartig* (weil er dann in einem bestimmten Bezugssystem eine räumliche Länge bezeichnet), als *lichtartig* (weil sich das Licht längs solcher Vektoren ausbreitet) oder *zeitartig* (weil in diesem Fall die Bahn einer „Uhr“ mit ihm zusammenfallen kann). Zum Beispiel ist in dem gezeichneten Raumzeit-Diagramm  $x \cdot x = x^2 - c^2 t^2 = (x^2 + c^2 t^2) (2 \sin^2 \alpha - 1)$ . Da  $\sqrt{x^2 + c^2 t^2}$  die gezeichnete Länge ist, genügt die Maßstabskorrektur  $\sqrt{|2 \sin^2 \alpha - 1|}$  zur vollständigen Interpretation der anschaulichen Diagramme (Abb. 15.6). Der Winkel  $\alpha$  ist aber nur ein Hilfsmittel bei der Darstellung auf dem euklidischem Papier und ohne jede physikalische Bedeutung. (Man wird ihn daher auch in keinem Buch über die Relativitätstheorie finden!).

Ein physikalisch sinnvolles Winkelmaß  $\phi$  ist dagegen in dieser Minkowski-Raumzeit nicht auf dem üblichen Kreis sondern auf den in der Figur angedeuteten

**Abb. 15.6** Maßstäbe der Raumzeit erscheinen auf dem euklidischen Papier winkelabhängig. Da die schrägen Maßstäbe gestreckt werden (unter  $45^\circ$  unendlich), sind die mit ihnen gemessenen Längen kürzer als sie auf dem Papier erscheinen



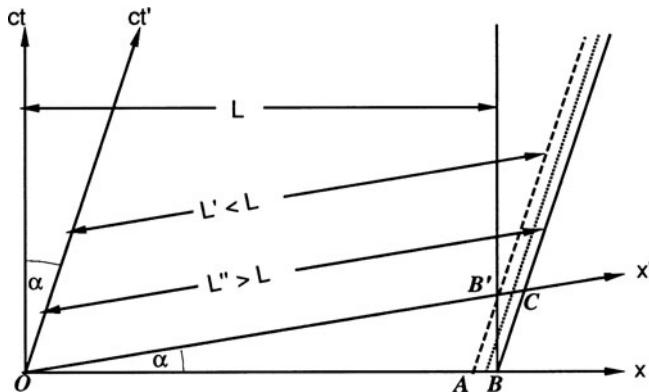
Hyperbeln abzulesen. Raum- und Zeitachse sind bei einer solchen *Pseudo-Drehung* (oder Lorentz-Transformation) aber nicht in der *gleichen* Richtung (also starr), sondern entgegengesetzt zu drehen, wie sich auch aus der Konstruktion der Gleichzeitigkeitslinien in Abb. 15.4 ergibt. Wie schon im nichtrelativistischen Raumzeit-Diagramm abzulesen, bedeutet eine Lorentztransformation in unserer üblichen Interpretation eine Beschleunigung um eine bestimmte Relativgeschwindigkeit.

### 3 Physikalische Implikationen der Minkowski-Metrik und des Relativitätsprinzips

Die den Lorentztransformationen zugrundeliegende Metrik gibt dem vierdimensionalen Raumzeit-Kontinuum eine geometrische Struktur, die aber ohne das Relativitätsprinzip physikalisch bedeutungslos bliebe. Wie bereits erwähnt, gestattet dieses Prinzip die Umformulierung aller nichtrelativistisch bekannten physikalischen Gesetze. Hier sollen nur einige spezielle Konsequenzen für Maßstäbe und Uhren diskutiert werden, die eine sehr konkrete Bedeutung haben.

#### (a) Die Lorentz-Fitzgerald-Kontraktion

Vergleicht man zwei parallele Maßstäbe, die sich aneinander vorbei bewegen, so wird man sie dann als gleich lang bezeichnen, wenn die beiden Endpunkte *gleichzeitig* koinzidieren. Die Gleichzeitigkeit zweier entfernter Ereignisse ist aber beobachterabhängig, so dass auch der Längenvergleich beobachterabhängig wird. Der Vorbeiflug zweier paralleler Maßstäbe in der Raumzeit ist in Abb. 15.7 skizziert.

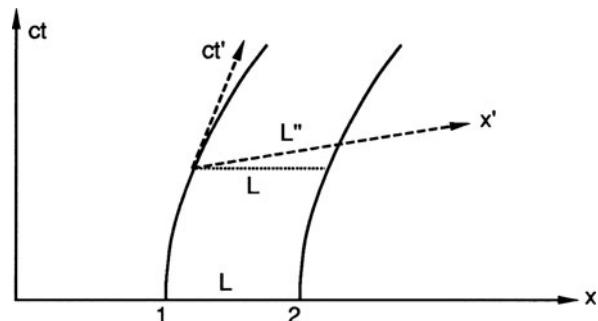


**Abb. 15.7** Die Darstellung realer ausgedehnter Objekte in der Raumzeit (hier als recht breite „Weltschlüche“ zwischen den jeweils parallelen Weltlinien ihrer Eckpunkte) ist *keine* Sache der Perspektive, wohl aber ihr *Größenvergleich* (in der zweidimensionalen Figur ein Längenvergleich). Die Längen physikalisch wohlbestimmter Objekte in der Raumzeit (etwa mit einer vorgegebenen Zahl von Gitteratomen eines Kristalls bei bestimmten Bedingungen wie Temperatur und Druck) werden dagegen durch das Relativitätsprinzip festgelegt

Die  $t$ -und  $t'$ -Achsen seien hier die Weltlinien der linken Endpunkte der beiden Maßstäbe, die sich im Ereignis  $O$  treffen mögen. Jeweils parallel dazu verlaufen die Weltlinien der rechten Eckpunkte, wenn die Maßstäbe starr sind. Schneiden sich die rechten Weltlinien im Punkt  $B$  (durchgezogene Weltlinie des „bewegten“ rechten Eckpunktes), so erscheinen sie dem Beobachter im ungestrichenen („ruhenden“) System gleich lang, schneiden sie sich dagegen im Punkt  $B'$  (gestrichelte Weltlinie), so haben sie für den gestrichenen Beobachter die gleiche Länge. Soweit ist der unterschiedliche Längenvergleich nichts weiter als eine Sache der „Perspektive“. Man kann aber die *physikalische* Frage stellen, wie lang in diesem Diagramm ein realer, relativ zur  $t$ -Achse bewegter Maßstab erscheinen muss, der unter gleichen physikalischen Bedingungen aus der gleichen Anzahl von Atomen zusammengesetzt ist wie ein ruhender. Die Antwort darauf gibt das Relativitätsprinzip: Er muss in *seinem* Ruhesystem (längs der  $x'$ -Achse) die gleiche Länge im Sinne der Metrik (mit dem zugehörigen Maßstab aus Abb. 15.6 gemessen) haben wie dieser. Ist die Länge des ursprünglichen Maßstabs  $OB = L$ , so ergeben sich aus der Ähnlichkeit der in der Figur auftretenden Dreiecke und dem *Minkowski-Pythagoras* sowie den in der Relativitätstheorie üblichen Abkürzungen  $\beta := v/c < 1$  und  $\gamma := 1/\sqrt{1 - \beta^2} \geq 1$  in einer rein geometrischen Betrachtung die Beziehungen  $OB' = L/\gamma =: L'$  und  $OC = OB' \cdot OB/OA = L\gamma =: L''$ , denn wegen  $BB' = L\beta$  und  $AB = L\beta^2$  folgt  $OA = L(1 - \beta^2)$ . Der rechte Rand eines bewegten Maßstabs der Länge  $L$  verläuft also zwischen den Ereignissen  $B$  und  $B'$  hindurch. Er ist durch die gepunktete Weltlinie bezeichnet.

Ein physikalisch gleicher, aber relativ zu dem Vergleichsmaßstab bewegter Maßstab erscheint also im Ruhesystem des Vergleichsmaßstabs (d. h. längs der  $x$ -Achse gemessen) um einen Faktor  $1/\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$  verkürzt, in seinem eigenen

**Abb. 15.8** Wenn die beiden gleichzeitig gezündeten Raketen physikalisch identisch sind, muss ihre Verbindung „wirklich“ reißen, was offenbar keine Sache der Perspektive sondern eine absolute Feststellung ist



Ruhesystem ( $x'$ -Achse) um einen Faktor  $\gamma > 1$  verlängert. Allgemein erscheint also jeweils der bewegte Maßstab, gemessen mit einem physikalisch gleichen aber vom Standpunkt des Beobachters ruhenden Maßstab, verkürzt.

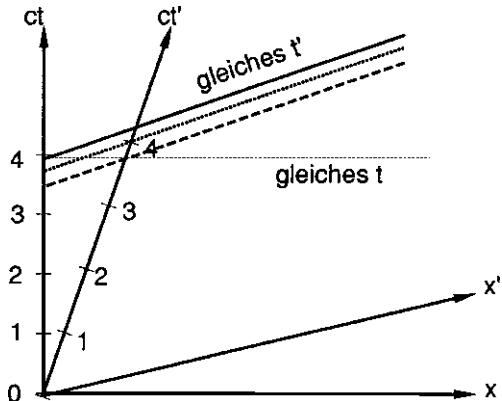
### Beispiel: Das Raketenproblem von J.S. Bell

Zwei identische Raketen seien im kräftefreien Raum im Abstand  $L$  bei abgeschalteten Triebwerken hintereinander angeordnet. Zur gleichen Zeit  $t = 0$  in ihrem zunächst gemeinsamen *momentanen Ruhesystem* (MRS) werden beide Raketenmotoren gezündet. Die Bahnen im Raumzeit-Diagramm müssen dann wegen der Translationssymmetrie der Anordnung parallel in der Raumzeit verlaufen. Das ist in Abb. 15.8 skizziert. Der Abstand der Raketen bleibt also im ursprünglichen Ruhesystem konstant. Dieses ist aber verschieden von einem späteren MRS ( $x', t'$ ). Vom späteren Standpunkt der Raketen ist ihr Abstand  $L''$  (vgl. Abb. 15.7), also größer. Ihr Ruhesystem ist aber nach dem Relativitätsprinzip das physikalisch entscheidende Maß: Denkt man sich die Raketen durch ein Gummiband verbunden, so muss dieses irgendwann reißen. (Im ihrem späteren MRS haben die Raketen *nicht mehr gleichzeitig* die gleiche Beschleunigung!) Umgekehrt kann man sagen, dass die Starrheit eines ausgedehnten Objekts unterschiedliche Kräfte an all seinen Punkten erfordern würde. Dieses Beispiel, mit dem John Bell selbst seine Hochenergiekollegen am CERN überraschen konnte, demonstriert besonders drastisch, dass die Lorentz-Fitzgerald-Kontraktion wegen des durch Einstein postulierten Relativitätsprinzips *nicht nur* eine Sache der Perspektive ist. Vor Einstein hatte man zur Erklärung der schon früher aus der Universalität der Lichtgeschwindigkeit geschlossenen Kontraktion hypothetische neue Kräfte einführen wollen. Das Relativitätsprinzip verlangt aber gerade, dass im MRS *keine* neuen Kräfte auftreten.

### (b) Die Zeitdilatation

Die  $t$ -und  $t'$ -Achsen seien die Weltlinien zweier physikalisch identischer Uhren. Nach dem Relativitätsprinzip müssen sie „in Wirklichkeit“ im Sinne der Raumzeit-Metrik gleichen Abständen ticken. Die Uhrenticks sind in Abb. 15.9 längs

**Abb. 15.9**  $t$ - und  $t'$ -Achse als Weltlinien zweier Uhren (oder Zwillinge). Beide Zwillinge stellen aus ihrer unterschiedlichen Perspektive fest, dass der jeweils andere jünger ist („Relativität der Zeit“). Das ist kein Widerspruch, da sie wie in Abb. 15.7 unterschiedliche Ereignisse als zeitgleich ansehen

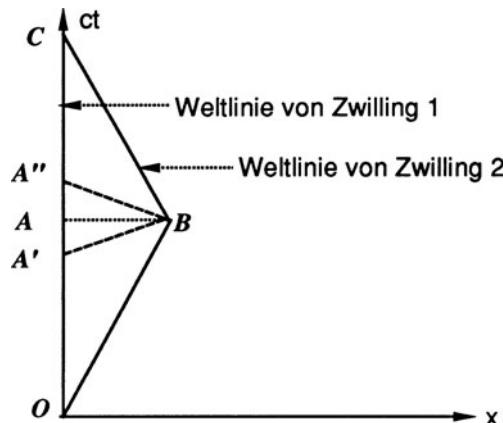


dieser Weltlinien angedeutet. Die drei angegebenen Linien gleicher Zeiten  $t'$  entsprechen durch Spiegelung an der  $45^\circ$ -Geraden vollständig den Linien gleichen Orts  $x'$  in Abb. 15.7. Insbesondere erscheint ein Tick der gestrichenen Uhr dem ungestrichenen Beobachter später als der entsprechende Tick seiner eigenen Uhr und umgekehrt. Die Zeit im relativ zu ihm bewegten System erscheint also jedem von ihnen (perspektivisch) um den Faktor  $1/\gamma$  langsamer zu vergehen.

Die Zeit auf einer längs einer Weltlinie bewegten (wirklichen oder gedachten) Uhr bezeichnet man als die *Eigenzeit*  $\tau$ . Es gilt also  $\tau = t/\gamma$  bezüglich der Koordinatenzeit  $t$ , wenn die Uhr sich gleichförmig mit  $v$  bewegt. Auch für beschleunigte Bewegungen (gekrümmte Weltlinien) definiert die metrische Länge  $d\tau = \sqrt{1 - \beta^2} dt$  das Maß für den zeitlichen Verlauf aller lokalen physikalischen Vorgänge *separat längs jeder möglichen Bahn  $P(\lambda)$* . Man spricht daher auch von der „vielfingrigen Zeit“, die an jedem Punkt in jeder Richtung anders fortschreitet. Die Eigenzeit muss also *für jede Weltlinie* als die *wirkliche physikalische Zeit* angesehen werden, da sie alle Bewegungsvorgänge (und somit sicher auch unser Zeitempfinden) kontrolliert. Diese Konsequenz des Relativitätsprinzips ist experimentell u.a. für die Zerfallszeit schneller Teilchen und für Atomuhren in Flugzeugen und Raketen – neuerdings auch alltäglich durch das GPS-System – bestätigt worden.

### Beispiel: Das Zwillingssparadoxon

Von zwei Zwillingen möge einer in unserem als räumlichem Ursprung dienenden Sonnensystem verbleiben, der zweite sich mittels einer Rakete weit daraus entfernen, bei **B** um- und zur Erde zurückkehren, wo er im Ereignis **C** wieder eintreffe (s. Abb. 15.10). Wegen des Minkowski-Pythagoras ist seine auf dem Papier länger aussehende Weltlinie (d. h. seine Eigenzeit) in Wirklichkeit kürzer. Er ist also jünger, wenn er seinen Zwillingssbruder wiedertrifft. Da sich nun beide Brüder am gleichen Ort befinden, ist ihr Uhren- und Altersvergleich aber keine Sache der Perspektive mehr. Die Situation erscheint deswegen paradox, weil sich jeder Zwilling relativ zum anderen bewegt hat. Also warum ist einer gegenüber dem anderen



**Abb. 15.10** Zwillingsparadoxon: Bei der Rückkehr ist der Altersvergleich keine Sache der Perspektive mehr. Die Historien der Zwillinge sind nicht mehr gleichberechtigt, auch wenn der durch die Alterungsprozesse definierten „Uhr“ während der Beschleunigung bei **B** nichts passiert. Die mit den entsprechenden Maßstäben aus Abb. 15.6 gemessene metrische Länge der Bahnen ist invariant (stellt also eine reale physikalische Eigenschaft dar)

ausgezeichnet? Das Paradoxon löst sich jedoch im Rahmen der rein geometrischen Betrachtung, wenn man die Linien gleicher Zeit bezüglich des reisenden Zwilling vor bzw. nach Arbeiten der Raketenmotoren am Umkehrpunkt **B** betrachtet. Es sind die voneinander *verschiedenen* Linien **A'B** bzw. **A''B**. Die vom Standpunkt des reisenden Zwilling „gleichzeitig“ mit den beiden Schenkeln der Reise **OB** und **BC** ablaufenden Lebensabschnitte des zurückgebliebenen Zwilling sind also durch die Strecken **OA'** und **A''C** gegeben. Das dabei außer acht gebliebene Zeitintervall **A'A''**, das während des im Prinzip verschwindend kurzen Beschleunigungsvorgangs bei **B** abläuft, ist also für das *wirklich* größere Alter dieses Zwilling verantwortlich. Nicht die Beschleunigung selber, sondern die durch sie bedingte unsymmetrische Bahngometrie ist also der Grund für den Altersunterschied.

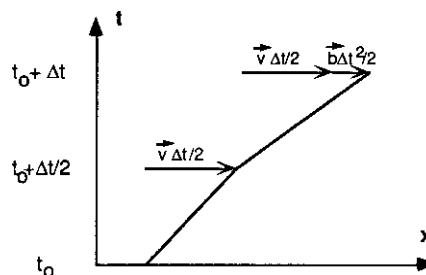
Diese physikalischen Konsequenzen für wirkliche Maßstäbe und Uhren lassen sich somit aus der von Einstein und Minkowski vorgeschlagenen Raumzeit-Geometrie ableiten, womit deren „heuristische Natur“ überprüfbar ist. Insbesondere ist es das *raumzeitliche* Konzept der (vielfingrigen) Eigenzeit, das alle materiellen Bewegungen anstelle der newtonschen absoluten Zeit kontrolliert. In diesem geometrischen Sinne vermag die Relativitätstheorie die Realität einer objektiven Raumzeit *darzustellen*. Die Unterscheidung zwischen einem „nur nützlichen Denkmodell“ und der Darstellung einer angenommenen Wirklichkeit, die ursprünglich auch gegen den Realitätsanspruch des kopernikanischen Weltbilds vorgebracht wurde, erweist sich als fragwürdig oder inhaltsleer. Im Rahmen des somit gewonnenen *relativistischen Weltbildes* müssen wir aber die Zerlegbarkeit der Raumzeit in Raum und Zeit als eine auf der *raumzeitlichen Perspektive* aus dem uns menschlichen Beobachtern näherungsweise gemeinsamen Ruhsystems beruhende Täuschung unserer Anschauung erkennen.

## 4 Die Raumzeit der Allgemeinen Relativitätstheorie

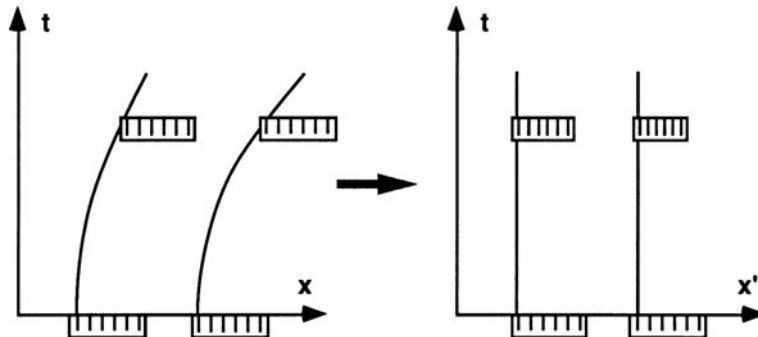
Die Abwesenheit von absolutem Raum und Zeit bietet noch weitere Freiheiten bei der sinnvollen Konstruktion einer Raumzeit-Geometrie. Das lässt sich am einfachsten am Beispiel der newtonischen Theorie der Gravitation (also zunächst bei Beibehaltung der absoluten Zeit) verständlich machen (vgl. auch Abb. 15.2a und 15.2b).

Ist ein Massenpunkt auf einer Bahn  $P(t)$ , die zur Zeit  $t_0$  relativ zu einem inertialen räumlichen Ursprung  $\mathbf{O}$  den Ort  $\vec{r}$  und die Geschwindigkeit  $\vec{v}$  habe, einer Beschleunigung  $\vec{b}$  unterworfen, so befindet er sich nach einem kleinen Zeitintervall  $\Delta t$  an der Stelle  $\vec{r} + \vec{v} \Delta t + \vec{b} \Delta t^2/2$  (bei Vernachlässigung von Termen der Ordnung  $\Delta t^3$ ). Die Bahn ist dann in der galileischen Raumzeit gekrümmt (in einer Darstellung mit endlichen Intervallen geknickt). Diese Entwicklung nach Leibnizschen Differentialen  $\Delta t$  ist in Abb. 15.11 dargestellt. Die Anfangsgeschwindigkeit  $\vec{v}$  ließe sich durch eine Galileitransformation auf ein mit  $\vec{v}$  bewegtes Koordinatensystem zum Verschwinden bringen. Wegen der Abwesenheit eines absoluten Raumes kann man aber den Raum zur Zeit  $t_0 + \Delta t$  um weitere  $\vec{b} \Delta t^2/2$  verschieben, wenn man auch auf den Begriff des *galileischen Inertialsystems* verzichtet. Dadurch wird aus der geknickten Bahn eine senkrechte Gerade (ohne die Galileitransformation eine schräge Gerade). Anders formuliert sind auch Beschleunigungen (also die Krümmungen von Bahnen in der Raumzeit) und Inertialsysteme nur *relativ* zueinander definiert.

Eine *Umdefinition aller Inertialsysteme* auf im Gravitationsfeld frei fallende Systeme erfordert, dass *alle* Massenpunkte immer dem gleichen Beschleunigungsfeld  $\vec{b}(\vec{r}, t)$  unterworfen sind. Genau das ist wegen der Äquivalenz von träger und schwerer Masse für Gravitationsbeschleunigungen aber der Fall. Deswegen *definiert* man in der Allgemeinen Relativitätstheorie einfach Raumzeit-Bahnen im Gravitationsfeld (bei Abwesenheit anderer Kräfte) als „Geraden“ (allgemeiner: als Geodäten) in der Raumzeit. Man beachte, dass dies wieder keineswegs erzwungen, sondern für die Formulierung der Gravitation nur „bequem“ ist. In Abb. 15.12 ist eine solche (nichtlineare) Transformation  $x \rightarrow x'(x, t)$  für zwei anfangs parallele Bahnen (mit  $\vec{v}_1 = \vec{v}_2 = 0$ ) skizziert. Ist das Beschleunigungsfeld nicht homogen (hängt  $\vec{b}$  also nicht nur von der Zeit sondern auch vom Ort ab, wie es im allgemeinen der



**Abb. 15.11** Beschleunigte Bewegung (dargestellt in infinitesimalen diskreten Zeitschritten  $\Delta t/2$ ) ist nur bezüglich vorgegebener Inertialsysteme (d. h. einer bis auf gleichförmige Bewegungen definierten Identität der Räume zu verschiedenen Zeiten) definiert



**Abb. 15.12** Umdefinition von durch Gravitationsfelder beschleunigten Bahnen in der Raumzeit zu „Geraden“ (oder von frei fallenden Bezugssystemen zu neuen „Inertialsystemen“) durch eine neue, i. a. verzerrnde „Einbettung“ der Räume zu verschiedenen Zeiten (hier der Horizontalen) in die Raumzeit. Bei dieser Geometrisierung der Newtonschen Gravitation, die erst nach Einstein von Emile Cartan eingeführt wurde, sind nur (getrennt) horizontale und vertikale Maßstäbe definiert, wobei letztere wegen der Beibehaltung der absoluten Zeit unverändert bleiben

Fall ist), so muss sich allerdings der Abstand der auf diese Weise zu „Parallelen“ ernannten Kurven im allgemeinen ändern. Das ist jedoch nur in einer gekrümmten Raumzeit möglich. Die Räume (Hyperebenen) zu verschiedenen Zeiten (in der Figur Horizontalen) werden dann zur Umformung der parallelen Bahnen in senkrechte Geraden nicht nur gegeneinander verschoben sondern auch (bei der Darstellung auf dem euklidischen Papier) in sich verzerrt. Die Änderung der Abstände zwischen den Parallelen wird somit durch diese euklidische Darstellung der Raumzeit gerade verschleiert (vgl. das Bellsche Raketenproblem): Statt wie in Abb. 15.6 nur winkelabhängige muss man nun in der rechten Abb. 15.12 orts- und zeitabhängige Längenmaßstäbe (ein „metrisches Feld“) zur korrekten Darstellung einführen. Eine längentreue Darstellung würde gewölbtes („gekrümmtes“) Papier verlangen.

Wegen der Nichtanwendbarkeit des Begriffes der absoluten Zeit (also wegen der Möglichkeit von lokalen Lorentztransformationen, die Raum und Zeit vermischen) muss in der *relativistischen* Theorie der Gravitation konsequenterweise auch eine Krümmung der dreidimensionalen Räume - also insgesamt eine Krümmung der Raumzeit - zugelassen werden. Dabei sind die Maßstabsänderungen aus Abb. 15.6 und 15.12 miteinander zu kombinieren, was mathematisch recht aufwendig ist. Die Raumkrümmung für Räume zu beliebig gewählten Zeitkoordinaten unterliegt dabei einer durch die *Einstinschen Feldgleichungen* beschriebenen Zeitabhängigkeit (Dynamik), die ein deterministisches Anfangswertproblem für den Krümmungszustand definiert und u.a. Anlass zu Gravitationswellen gibt. Einstein konnte bei der Entwicklung seiner Theorie auf den bereits vollständig entwickelten „Denkapparat“ der Riemannschen Geometrie zurückgreifen, während die Mathematik für die anschaulich einfachere Geometrisierung der Newtonschen Gravitation erst in den zwanziger Jahren des zwanzigsten Jahrhunderts durch Cartan entwickelt wurde. Mit dem Werkzeug der Riemannschen Geometrie lassen sich erstaunliche Konsequenzen aus den relativistischen Grundannahmen (im wesentlichen aus dem nach wie vor anwendbaren Relativitätsprinzip) ableiten.



# Kapitel 16

## Über die „Zeit in der Natur“

### 1 Vorbemerkungen

Der Begriff der Zeit ist den philosophierenden Menschen von jeher rätselhaft erschienen. Einige dieser Rätsel mögen vorwiegend auf der Verwendung traditioneller Vorurteile, Sprechweisen und unangebrachter Analogien oder auf unangemessenen Erwartungen an diesen Begriff beruhen. Falsche Erwartungen kommen häufig durch ein traditionsbehaftetes Vokabular zustande. Sie sollten sich dann bei sorgfältiger Argumentation vermeiden lassen. Andere Probleme sind dagegen erst im Rahmen einer Diskussion der Zeit im Rahmen der modernen Physik sichtbar geworden. Wieder andere betreffen, wie sich bei genauerer Betrachtung zeigt, gar nicht den Begriff der Zeit selbst.

Einige Scheinprobleme, die in der Geschichte des Zeitbegriffs oftmals in die Irre geführt haben, beruhen auf einer mangelhaften Unterscheidung zwischen der „Zeit in der Natur“ und der Art, wie diese uns direkt („in der Seele“) bewusst wird. Nach Kurt Flasch [1] geht eine solche Trennung und damit der Begriff einer Zeit in der Natur erst auf Albertus Magnus zurück („Ergo esse temporis non dependet ad anima, sed temporis perceptio“), was bei ersterem aber wohl eher einen Mangel dieses Konzepts andeuten soll. Davon kann beim gegenwärtigen Stand der Erkenntnis aber keine Rede sein. (In Flaschs zitiertem Buch kommt zum Beispiel Einsteins Raumzeit bezeichnenderweise überhaupt nicht vor, während er Galileis oder Newtons Zeit als einen rein „kalkulatorischen Aspekt“ der Zeit einordnet.)

Nun erscheint uns die Zeit zwar unmittelbar (ohne ein offensichtliches Sinnesorgan) gegeben – und wir ihrem „Fluss“ absolut unterworfen. Dieser subjektiv empfundene Aspekt der Zeit gibt ihr epistemologisch einen fundamentalen Charakter, während unser „objektives Weltbild“ grundsätzlich fiktiv bleiben muss – auch wenn diese Fiktion keineswegs willkürlich, sondern *heuristisch* und damit empirisch begründet ist. (Merkwürdigerweise haben außer unkritischen Menschen gerade Philosophen die größten Schwierigkeiten, sich ein für allemal mit dieser grundsätzlich hypothetischen Natur unseres Bildes der Realität abzufinden.) Doch

---

Genehmigter Nachdruck aus Evolution und Irreversibilität, (Jahrbuch Selbstorganisation, Band 8) H.-J. Krug und L. Pohlmann, Hsg. (Duncker & Humblot, Berlin, 1997)

verstehen wir innerhalb des fiktiven Weltbildes, das uns die Naturwissenschaft bietet, zumindest ansatzweise, wie das Zeitempfinden durch *dynamische Prozesse* (also Bewegungsabläufe) im Gehirn kontrolliert wird. Solche Prozesse zu formulieren setzt natürlich einen in ebendiesem Sinne fiktiven physikalischen Zeitbegriff voraus.

Das soll keineswegs die Ansicht zum Ausdruck bringen, dass wir das Bewusstsein selbst erklären (d. h. aus physikalischen Phänomenen und Gesetzen *ableiten*) könnten, sondern lediglich, dass der Begriff der „Zeit in der Natur“ ebensowenig in der Art ihrer Wahrnehmung begründet ist, wie etwa der Begriff des Lichtes in der Wahrnehmung von Farbe oder der Temperatur in dem eines Wärmeempfindens. Die wahrgenommene Farbe ist weder eine Eigenschaft des Lichtes noch eine solche reflektierender Objekte. Zwar lässt sich neurobiologisch (also innerhalb des fiktiven Bildes der Realität) weitgehend verstehen, warum etwa bestimmte Frequenzmischungen für das Auge oder das Sehzentrum ununterscheidbar sind, aber nicht, wie oder warum daraus der subjektive Eindruck der Farbe „rot“ entsteht. Für eine objektive Naturbeschreibung ist das jedoch irrelevant.

Ähnlich ist die *Gegenwart* (und somit auch ihr vermeintliches „Fließen“ in Richtung auf die dadurch definierte Zukunft) offenbar keine Eigenschaft der Zeit selbst, soweit diese als ein die Natur charakterisierender Begriff verstanden werden kann. Dagegen lässt sich neurobiologisch nachweisen, dass über Zeiträume von Zehntelsekunden oder gar Sekunden getrennte Vorgänge im Gehirn zu „Wahrnehmungspaketen“ zusammengefasst werden (also vor ihrer Wahrnehmung ein physikalisch zu interpretierender Informationsverlust über die zeitliche Einordnung stattfindet) [2]. Insofern ist auch das „reale“ Zeitkontinuum genauso Teil der fiktiven Realität wie das (eben nicht von violett zu rot zusammenhängende) kontinuierliche Spektrum des Lichts. Aber es sei noch einmal betont, dass dieser fiktive Charakter keine Zweitrangigkeit gegenüber etwas Fundamentalerem oder (vom rein Subjektiven abgesehen) besser Begründbarem bedeutet.

Dieser Beitrag eines Physikers soll sich ausschließlich mit dem Begriff der *Zeit in der Natur* (und insbesondere ihrer „Richtung“) beschäftigen, aber eine Abgrenzung von *anderen* (möglicherweise auch weitergehenden) Begriffen oder Begriffsversuchen erscheint angebracht. Ob und inwieweit das eine Einschränkung des Zeitbegriffes bedeutet, mag zunächst offen bleiben. Dagegen müsste ein direkt auf dem bewussten Erleben beruhender Zeitbegriff qualitativ bleiben und sich auf unsere vermutlich sehr spezielle „Situation in der Welt“ beschränken (auch „in der Zeit“ – sofern dieser Begriff dann noch Sinn macht).

Empirische (also heuristische) Begriffe werden dadurch in ihrem Wahrheitsanspruch gerechtfertigt, dass sie zum Zwecke einer ökonomischen Beschreibung der Natur „funktionieren“. Das Empirische wird gewöhnlich im Sinne von Erfahrung *mit der Zeit*, also als eine Zeitrichtung voraussetzend, verstanden. Das ist zwar in der Welt in der wir leben zutreffend, aber es ist keineswegs eine unumgängliche Voraussetzung für empirische Erkenntnis. So hat Huw Price erst kürzlich über durchaus *denkbare* Einflüsse aus der Zukunft spekuliert [3]. Zusammenhänge zwischen der Natur und deren partizipierenden Beobachtern wären aber selbst unter viel allgemeineren Zeitkonzepten (verstanden nur als Aufteilungen einer „überzeitlichen“

Realität in mögliche Träger von „instantanen“ physikalischen *Zuständen* der Beobachter) möglich. Eine Extrapolation aus unserer spezifischen Situation mit Hilfe empirisch erschlossener und im üblichen Sinne konsequent hypothetisch fortgesetzter Gesetzmäßigkeiten in gänzlich andere Situationen ist nicht nur möglich, sondern im Rahmen moderner kosmologischer Modelle durchaus üblich.

## 2 Zeit und Bewegung

Ein enger begrifflicher Zusammenhang von *Zeit und Bewegung* wurde bereits von Aristoteles betont. Dieser bezeichnete Zeit als ein Maß für Bewegung, während Newton eher Bewegung als ein Maß für die von ihm postulierte *absolute Zeit* ansah. Der Zusammenhang zwischen Bewegung und Zeit erschien Aristoteles jedoch problematisch – vor allem, weil er das Messen (oder quantitative Erfassen) als eine Aufgabe der „Seele“ ansah, das er sich nur als ein Abzählen von periodischen Vorgängen mit Hilfe der natürlichen Zahlen vorstellen konnte. Die reellen Zahlen als Grundlage der kontinuierlichen räumlichen Bewegung galten ihm noch als unfaßbar – ein Problem, das auch zu einigen der Zenonschen Paradoxien Anlass gab. Erstaunlicherweise findet man diesen Einwand gegen die formale Beschreibbarkeit einer kontinuierlichen Zeit bei Philosophen gelegentlich auch heute noch, obwohl er gar nicht auf die Zeit beschränkt, rein mathematischer Natur und insofern längst überwunden ist.

Leibniz scheint als erster die Zeit konsequent durch die Bewegung des ganzen Universums *definiert* zu haben, wie es später Mach als Programm für die Mechanik gefordert hat [4]. Ein sich exakt wiederholender Zustand der Welt würde dann  *dieselbe Zeit* bedeuten. Eine zeitliche Verschiebung oder eine Umkehr des gesamten Weltlaufes sind danach inhaltsleere begriffliche Konstruktionen, weil sie eine anderweitig definierte („absolute“) Zeit voraussetzen würden. In der Tat würde ein sich wiederholender Zustand der Welt nicht nur dieselben Uhrenstände, sondern auch dieselben Gedächtnisinhalte implizieren. Mit dieser relationalen Auffassung verpasste Leibniz allerdings Newtons Bewegungsgleichungen, die eine absolute Zeit voraussetzen. Mach griff die Leibnizsche Motivation wieder auf, wobei er wichtige begriffliche Vorarbeit zur Allgemeinen Relativitätstheorie leistete. Leibniz war also konsequenter als Newton in der Verwendung eines mechanistischen Zeitkonzeptes, auch wenn Newton zunächst Erfolg hatte und rein logisch hätte recht behalten können. Es bleibt aber die Frage, ob die empirisch gefundenen Naturgesetze die Wiederholung eines Zustandes (also nach Leibniz eine Wiederkehr derselben Zeit) erlauben oder nur ein irreversibles Geschehen zulassen.

Diese „mechanistische“ Definition der Zeit durch Bewegung im Sinne von Leibniz und Mach wird oft als deren *Eliminierung* aus der Naturbeschreibung angesehen, was aber nur für den Begriff einer *absoluten* Zeit zutrifft. Wenn wir etwa formal die Zeitvariable aus der Bewegungsbeschreibung  $r(t)$ ,  $\phi(t)$  eines Planeten eliminieren, bleibt nur seine zeitlose Bahn  $r(\phi)$ . Systeme, die nicht einem einfachen Massenpunkt entsprechen, wie reale Planeten, auf denen komplexe Dinge geschehen, beschreiben Bahnen in hochdimensionalen *Konfigurationsräumen*. Fügen wir etwa vor dem obigen Eliminieren der Zeit noch den Zeiger einer geeigneten Uhr als

dynamische Variable im Konfigurationsraum hinzu (wobei eine Uhr immer einen hinreichend umfangreichen Kalender einschließen soll), so bleibt die durch sie definierte „physikalische Zeit“ bei der Elimination von  $t$  erhalten. Nach Leibniz müsste man für diesen Zweck *alle* physikalischen Uhren (also alle Bewegungsvorgänge) im Universum berücksichtigen, während sich nach Machs Erwartungen dabei auch Newtons scheinbar absolute Zeit aus den globalen Bewegungsvorgängen des Universums (etwa seiner Expansion) ergeben sollte. Ein nichtrelativistisches Modell solcher Art wurde erst in jüngerer Zeit von Barbour und Bertotti konstruiert [5].

Dieses begriffliche Vorgehen zur Definition zeitloser Bahnen setzt aber eine Zuordnung der Werte verschiedener Variablen voraus, die wir als ihre „Gleichzeitigkeit“ interpretieren. Das ist sicher auch ohne die zur Relativitätstheorie führenden Konsequenzen einer universellen Lichtgeschwindigkeit ein nichttrivialer Teilaspekt des Zeitbegriffs, der somit *nicht* eliminiert wird. Er bleibt im Normalfall auch nach den durch die Relativitätstheorie erzwungenen Modifikationen zur Definition von globalen „Zuständen“ oder „Konfigurationen“ (auf willkürlich gewählten raumartigen Hyperflächen in der Raumzeit) möglich. Das soll aber nicht das Thema dieses Beitrags sein.

Es muss unser Misstrauen erwecken, dass Uhren nicht immer „genau“ gehen – denn welche Uhr entscheidet über diese Genauigkeit? Auch astronomische Bewegungen sind Störungen unterworfen. Erst das Universum als Ganzes kann nicht gestört werden; es definiert seine eigene Zeit. Bahnen in einem Konfigurationsraum der möglichen Zustände, die in diesem Fall *alle* (mehr oder weniger genauen) physikalischen Uhren einschließen, lassen sich rein formal durch willkürliche Bahnpараметer  $\lambda$  in der Form  $q(\lambda)$  beschreiben. Gleiche  $\lambda$  drücken hier nur die Gleichzeitigkeit aus, aber Abstände in  $\lambda$  weder ein Zeitmaß noch eine Richtung. In den fundamentalen Bewegungsgesetzen dürfte die spezifische Wahl eines solchen Parameters dann aber keine Rolle spielen. Das wird in modernem Sprachgebrauch als „Reparametrisierungsinvarianz“ (der Gesetze) bezeichnet. Newton postulierte jedoch gerade einen bis auf lineare Transformationen definierten Zeitparameter, den er als *absolute Zeit* interpretieren musste. Diese absolute Zeit „kontrolliert“ laut Newtons Gesetzen alle Bewegungsvorgänge. Diese Tatsache bildete also den Ansatzzpunkt für Machs Kritik, die er als Konsequenz aus Leibnizschen Argumenten zog. Newtons funktionale Definition der Zeit entspricht nach Poincaré einer heuristischen Fiktion zur Vereinfachung der Bewegungsgesetze, die bis zur Entdeckung der Relativitätstheorie auch allgemein gerechtfertigt erschien. Seitdem ist sie in der Tat nur noch als Näherung gültig.

### 3 Fluss der Zeit und Irreversibilität

Das formal Wesentlichste an dem empirisch begründeten mechanistischen Zeitbegriff (sei er nun absolut oder relativ) ist seine Eindimensionalität. Die Zeit ist ebenso durch die reellen Zahlen *darstellbar*, wie eine einzelne Raumdimension. Das wird oft dazu benutzt,  $N$ -dimensionale Bewegungsvorgänge in  $(N+1)$ -dimensionalen Räumen „statisch“ (wie ein „Blockuniversum“) darzustellen – etwa eindimensionale Vorgänge auf dem zweidimensionalen Papier (s. Kap. 15). Natürlich ist dabei

nur die Darstellung, nicht aber das Dargestellte, statisch. Die Vorstellung, Kurven in diesem ( $N+1$ )-dimensionalen Raum würden „durchlaufen“, würde der Einführung einer unabhängigen *zweiten* (äußereren) Zeitvariablen entsprechen.

Ähnliches gilt für die in der Science-Fiction-Literatur beliebten „Zeitreisen“, so weit sie nicht nur die in der Relativitätstheorie wegabhängigen *Eigenzeiten* lokaler Objekte beschreiben sollen. Es gilt aber auch für die überflüssige Metapher eines „Zeitflusses“, die nur eine Tautologie bedeuten kann. Denn Fließen, wie jede Bewegung, bedeutet funktionale Abhängigkeit von (d. h. Korrelation mit) der Zeit. Somit kann auch die *Richtung der Zeit* entgegen allen metaphorisch begründeten Vorurteilen nur eine Asymmetrie des Geschehens *in der Zeit* bedeuten. Die Weylsche Formulierung, dass die Welt „sei“ und nicht „werde“, drückt nur die *Möglichkeit* einer statischen Darstellung aus (oder betrifft sprachliche Konventionen). Darüber hinaus ist sie genau so leer wie ihr Gegenteil. Sie bedarf weder der relativistischen Raumzeit, auf die sie sich ursprünglich bezog, noch einer deterministischen Dynamik.

Das Fehlen eines Flusses im formalen Zeitkonzept wird leider auch von manchen Physikern, die es besser wissen sollten, als ein Defizit dieses Konzepts angesehen. Den logischen Fehler einer solchen Kritik zu erkennen bedarf es nicht eines Wissenschaftlers, denn: „Time goes, you say? Ah no! Alas, time stays, we go“ (Austin Dobson). Was wir beobachten ist nur die als „Gleichzeitigkeit“ verstandene Korrelation von momentanen Zuständen verschiedener Bewegungsvorgänge – beim subjektiven Zeitgefühl auch mit denen einer (recht ungenauen) „inneren Uhr“ als Teil des neurophysiologischen Bewusstseinsträgers. Eine solche (zeitlich asymmetrische) innere Uhr mag sich zwar im allgemeinen schwer genau nachweisen lassen, ihre Existenz ist aber innerhalb des fiktiven wissenschaftlichen Weltbildes kaum zweifelhaft (ohne dabei die Funktion des „kleinen Männchens im Gehirn“, das seine eigene Armbanduhr dabei hat, zu übernehmen).

Als Newton seine Gesetze postulierte, welche die absolute Zeit funktional definieren, sah er Reibungskräfte noch als fundamental an. Dazu musste die absolute Zeit auch eine absolute Richtung haben. Das entsprach seiner Vorstellung, dass sie „vermöge ihrer Natur dahinfließt“ ebenso wie dem traditionellen, zeitgerichteten Konzept von Kausalität, nach dem unterschiedliche Ereignisse verschiedene Ursachen haben müssen – aber nicht notwendigerweise umgekehrt. So können verschiedene Bewegungsvorgänge bei Anwesenheit von Reibung zum selben Ruhpunkt führen. Heute nennt man solche Punkte im Zustandsraum *Attraktoren*.

Erst nach der statistisch-thermodynamischen Interpretation der Reibungskräfte empfand man eine Diskrepanz zwischen den zeitumkehrsymmetrischen Naturgesetzen und den zeitgerichteten Phänomenen, die diese Welt dominieren. Im Gegensatz zu der von der „Physik des Werdens“ [6] häufig vertretenen Position handelt es sich bei dieser Diskrepanz aber *nicht um einen Widerspruch*. Die Asymmetrie der Phänomene ist, wie Boltzmann und seine Nachfolger gezeigt haben, mit den symmetrischen dynamischen Gesetzen durchaus im Einklang. Sie verlangt nur einen durch die Gesetze der Mechanik und ähnlicher Theorien nicht weiter erklärbaren (aber mit diesen vereinbaren) sehr unwahrscheinlichen kosmischen Anfangszustand

(s. Kap. 19). Wegen ihrer kosmischen Natur hat diese Asymmetrie einen nahezu naturgesetzlichen Charakter. Die Anfangsbedingung unterscheidet sich von den Gesetzen nur aufgrund der Aufteilung der formalen Bewegungsbeschreibung in Differenzialgleichungen (Gesetze) und Integrationskonstanten. Diese Struktur der Beschreibung geht im wesentlichen erst auf Newton zurück.

Es gibt andererseits einige Argumente, die möglicherweise auf eine naturgesetzliche Asymmetrie (oder gar eine Revision des formalen Zeitbegriffes) hinweisen. Solche Indizien aus Experimenten oder den sie beschreibenden Theorien sind bisher aber nur ungenügend verstanden und insoweit spekulativ. Gerade deshalb sollten sie nicht durch unzutreffende oder schlicht falsche Argumente, die vielleicht dem irrationalen Wunsch nach einem zielgerichteten Universum entstammen, verschleiert werden. Einige der oft benutzten unzureichenden Argumente sollen daher im folgenden erwähnt werden.

Die Vereinbarkeit der beobachteten Asymmetrie in der Zeit mit der Symmetrie der Begriffe und Gesetze beruht also darauf, dass die Naturgesetze in der Form von Differenzialgleichungen das Geschehen in der Natur keineswegs vollständig festlegen. Sie schränken es lediglich ein, wobei sie etwa die Anfangsbedingungen offen lassen. Insbesondere besitzen die den Gesetzen genügenden Vorgänge nur in Ausnahmefällen die Symmetrien der Gesetze selber. So erlaubt ein rotationssymmetrisches Bewegungsgesetz nicht nur Kreisbahnen. Dieses Argument ist ausreichend, um den angeblichen Widerspruch zwischen der Symmetrie der Gesetze unter Zeitumkehr und der Asymmetrie des kosmischen Geschehens zu widerlegen. In dynamisch isolierten Systemen lassen sich in der Tat exakt entgegengesetzte Abläufe beobachten, sobald man die dazu erforderlichen Anfangszustände präparieren kann. Das asymmetrische kosmische Gesamtgeschehen erklärt überdies, warum das in den meisten Fällen aber schwierig ist. Normalerweise müsste der benötigte Anfangszustand eine astronomische Umgebung einschließen, da sich ein makroskopisches System niemals ausreichend isolieren lässt. Trotz des unerklärten und statistisch sogar unwahrscheinlichen kosmischen Anfangszustands ist das eine ausreichende und konsistente Erklärung der beobachteten Asymmetrien.

Ein Determinismus der dynamischen Gesetze ist dabei ganz unabhängig von seiner Anwendbarkeit zum Zwecke einer praktischen Vorhersage definiert [7]. Das im Rahmen der *Chaostheorie* vieldiskutierte exponentielle Anwachsen anfänglicher Ungenauigkeiten gilt zudem *in jeder Zeitrichtung* gleichermaßen: Rechenoperationen müssen nicht in Richtung des Bewegungsablaufs (also der konventionellen Zeitrichtung) durchgeführt werden. Nur wird gewöhnlich angenommen, dass über die makroskopische Vergangenheit verwertbare Dokumente vorliegen oder vorliegen könnten, so dass sie in einem operationellen Sinne „fixiert“ ist. Umgekehrt erlaubt die Abwesenheit entsprechender Dokumente über die Zukunft das *praktische* Konzept der Willensfreiheit lokaler Experimentatoren. Das verlangt jedoch eine stark asymmetrische Relation zwischen Dokumenten und deren Quellen, welche Teil der Asymmetrie des kosmischen Geschehens *in der Zeit* ist. Es entspricht der traditionellen, zeitgerichteten Kausalität, nach der alle nicht zufälligen Korrelationen eine gemeinsame *lokale* Ursache haben müssen [8]. Diese Form der

Kausalität wird in der Physik zum Beispiel auch für Boltzmanns Stoßzahlansatz benötigt. Sie muss sich daher aus der kosmischen Anfangsbedingung ergeben – eine Forderung, die erfüllbar erscheint.

Von Poincaré stammt der Einwand, dass die meisten mechanischen Systeme näherungsweise periodisch sein müssen und deswegen nicht allgemein durch Boltzmanns asymmetrische Stoßgleichungen beschrieben werden können. Das ist zwar mathematisch korrekt, aber ebenso wie viele andere mathematische Theoreme für die Physik völlig irrelevant. Die Betonung liegt nämlich auf „nicht allgemein“. Unter den erwähnten (letztendlich kosmischen) Anfangsbedingungen sind Boltzmanns dynamische Gleichungen zwar nur für beschränkte Zeit eine Näherung, jedoch in Grenzen, die sehr, sehr viel größer als das derzeitige Weltalter sind. Obwohl das seit langem bekannt ist, wird dieses Argument immer wieder gegen Boltzmann in die Debatte geworfen.

Die Asymmetrie des zeitlichen Verlaufs der Naturvorgänge allein bietet also keinerlei Hinweise darauf, dass eine Asymmetrie des Zeitkonzeptes selber nötig wäre. Die Naturgesetze zur Beschreibung aller ohne äußere Einflussnahme ablaufenden Naturvorgänge benötigen ebenfalls keine Asymmetrie unter Zeitumkehr, die thermodynamisch relevant sein könnte. Stark asymmetrisch ist allein das *faktisch vorliegende Naturgeschehen*, das jedenfalls im Rahmen der klassischen Physik durch eine angemessene Anfangsbedingung *im Einklang mit den Naturgesetzen* beschreibbar ist. Der Anfang der kosmischen Entwicklung wird dabei allein durch die hier diskutierten Konsequenzen dieser Bedingung von ihrem möglichen „Ende“ unterschieden, während die klassische Allgemeine Relativitätstheorie uns sagt, dass eine formale Fortsetzung der dynamischen Beschreibung in die Vergangenheit über einen allem Anschein nach durch die Anfangsbedingung verlangten „singulären“ Zeitpunkt hinaus im Rahmen ihrer Begriffe nicht existiert und somit sinnlos wäre. (Ob die Zukunft unbegrenzt ist, ist noch immer nicht endgültig entschieden.)

Ob das in der Zeit asymmetrische Geschehen auch das Erleben (oder den Eindruck) der fortschreitenden Zeit erklären kann, muss einer Theorie des Zusammenhangs von Natur und Bewusstsein (die sicher *grundsätzlich* neue Begriffe einführen muss) vorbehalten bleiben. Der von Philosophen oft erhobene Vorwurf einer „Verräumlichung“ der Zeit durch ihre formale Darstellung, insbesondere innerhalb der Raumzeit, kann jedenfalls nicht den Begriff der *Zeit in der Natur* treffen; er umschreibt eher eine Enttäuschung über nicht bestätigte Erwartungen und Vorurteile. Was hier zur Debatte steht ist nur die Asymmetrie der Vorgänge *in der Zeit* (also die Asymmetrie der Historie allen Geschehens, einschließlich der Historie allen „Werdens“). Wie schon gesagt, kann diese aber sehr wohl durch deterministische und symmetrische Gesetze beschrieben werden. Statistische Argumente erweisen sich dabei wegen der speziellen Anfangsbedingung als äußerst nützlich, stehen allerdings in Kontrast zu dieser, rein statistisch extrem unwahrscheinlichen Bedingung. Die Asymmetrie durch ihr (zeitliches) Zustandekommen (ein „Werden“) selber zu begründen wäre eine Tautologie. Es verbleiben höchstens mit Traditionen belastete sprachliche Differenzen.

Die Asymmetrie physikalischer Vorgänge in der Zeit wird quantitativ durch das Anwachsen der Entropie beschrieben. Auch chemische, biologische und physiologische Vorgänge stehen mit dem zweiten Hauptsatz der Wärmelehre, der in angemessen erweiterter Form auch auf soziales und kulturelles Geschehen anwendbar ist, im Einklang. Boltzmann verstand bereits sehr gut, wie dieses *globale* Gesetz der Entropiezunahme auch eine *lokale Entropieabnahme* durch Wärmeabgabe an die Umgebung offener Systeme beschreiben kann, und ansatzweise, wie das etwa durch den Wärmefluss von der Sonne ins kalte Weltall zur Entstehung von Ordnung hier auf der Erde führt. Die modernen Theorien zur Selbstorganisation gehen sicher im Detail erheblich weiter, bleiben dabei aber oftmals rein phänomenologisch und behaupten gelegentlich ganz unangemessenerweise, *fundamental* neue Physik zu beschreiben.

Der hierbei benutzte Entropiebegriff ist aber nicht eindeutig definiert [8, 9]. Er hängt vielmehr von einer etwas willkürlichen makroskopischen Betrachtungsweise ab, bei der nur die verbleibenden („irrelevanten“) mikroskopischen Vorgänge statistisch betrachtet werden. Diese Flexibilität des Entropie-Konzeptes erlaubt es gerade, die große Vielfalt von irreversiblen Prozessen zu beschreiben, die in verschiedenen Situationen auftreten. Sowohl sehr einfache wie auch sehr komplexe Zustände können niedrige Entropie besitzen, und ein allgemeines (vorurteilsfreies) Maß für Komplexität existiert kaum. Es liegt in der Natur der Komplexität, dass sie schwer fassbar ist. Wenn „der Herr bösartig sein“ wollte [10], hätte er hier reichlich Gelegenheit dazu. Allein die Undurchschaubarkeit des Komplexen ist jedoch kein Grund, Wunder für erwiesen zu halten oder sich auf einen modischen Wissenschaftspessimismus zurückzuziehen. Andererseits sind wohl kaum bedeutende Physiker jemals dem Irrtum von Nichtphysikern wie Marx und Freud erlegen, hochkomplexe Systeme für praktisch determinierbar zu halten.

Der im Prinzip unpräzise und zum Teil willkürliche Charakter der Entropiedefinition kann sich etwa bei Fluktuationen der verschiedensten Art bemerkbar machen. Das Auftreten eines *bestimmten* Fluktuationszustands und seine (dadurch verminderte) Entropie sind nur beobachterabhängig zu begründen, auch wenn das Resultat objektivierbar ist [8]. Dagegen sollte die erwähnte kosmische Anfangsbedingung niedriger Entropie objektiv und eindeutig definiert (und offenbar vom Typ „einfach“) sein. Wie noch zu diskutieren sein wird, scheint sie eng mit der Gravitation und der zu dieser diskrepanten Homogenität des Universums zusammenzuhängen.

## 4 Die Zeit in der „neueren“ Physik

Hinweise auf möglicherweise notwendig werdende Modifikationen der für den mechanistischen Zeitbegriff relevanten Grundbegriffe und Naturgesetze ergeben sich erst aus neueren *empirischen* Erkenntnissen oder den daraus gewonnenen Theorien – also nicht aus einer *logischen* Kritik an der Boltzmannschen oder Laplaceschen Sicht der Dinge. Dazu gehört in erster Linie die Quantentheorie, die in ungezählten Anwendungen immer wieder bestätigt wurde, deren Interpretation

aber trotzdem noch umstritten ist. Die Problematik der Quantentheorie kann hier nicht angemessen dargestellt werden, aber sicher wäre es ganz unzureichend, sie auf einen reinen Indeterminismus in der Natur zu reduzieren, wie es häufig (auch unter Physikern) geschieht. Sie verlangt vor allem neue Begriffe zur Darstellung von Zuständen physikalischer Systeme, die „nichtlokal“ in dem eigentümlichen Sinn sein müssen, dass sie sich nicht aus lokalen Eigenschaften zusammensetzen lassen (so wie sich etwa noch eine ausgedehnte Dichtevertteilung aus den Dichten an allen Raumpunkten ergäbe). Bei bestimmten Vorgängen ist *zudem* ein fundamental indeterministisches Verhalten zu berücksichtigen, das aber möglicherweise gar nicht das System selbst, sondern seine potenziellen Beobachter (also uns) betrifft. Ob dieser Indeterminismus eine absolute Zeitrichtung auszeichnet oder wieder durch die kosmische Anfangsbedingung geprägt wird, ist interpretationsabhängig.

Beispielsweise kann nach der Quantenmechanik ein „Teilchen“ (so nennt man es jedenfalls noch) gleichzeitig verschiedenen Wegen folgen (vgl. Kap. 3). Obwohl diese verschiedenen Wege allgemein durch den *Konfigurationsraum*, also den Raum der klassischen *Möglichkeiten* verlaufen, tragen sie alle in Form einer gemeinsamen „Superposition“ zum beobachteten Ergebnis bei, wenn sie wieder zusammengeführt werden können. Sie müssen dann also im üblichen Wortsinn auch *alle existieren* (denn eine reine Möglichkeit kann ihrer Definition nach keinen realen Einfluss ausüben). Wenn man diese Konsequenz auf makroskopische Objekte überträgt, führt das auf offensichtliche Absurditäten, von denen Schrödingers Katze, die nach diesem Formalismus in einer Superposition von gleichzeitig tot und lebendig sein kann (ebenfalls zwei *Möglichkeiten* in ihrem klassischen Konfigurationsraum), die bekannteste ist.

Erst in den letzten ein oder zwei Jahrzehnten hat man verstanden, dass makroskopische Objekte (im Gegensatz zu mikroskopischen) ständig und unvermeidbar ihre natürliche Umgebung derart beeinflussen, dass die verschiedenen Wege im *gesamten Konfigurationsraum* praktisch niemals wieder *zur lokalen Beobachtung* zusammengeführt werden können; sie werden *praktisch* irreversibel getrennt. Die Art dieser Wirkung auf die Umgebung ist kausal ähnlich dem Boltzmannschen Stoßzahlansatz mit den dabei *entstehenden*, aber für alle Zukunft irrelevanten Korrelationen. Obwohl stetig, läuft sie so schnell ab, dass sie spontane *Quantensprünge* vortäuscht. Bei „mesoskopischen Objekten“ (die aber noch im atomaren Bereich liegen) ist die Stetigkeit eines solchen, als „Dekohärenz“ [11] bezeichneten Vorgangs kürzlich experimentell nachgewiesen worden [12]. Dekohärenz führt dazu, dass jeweils nur ein einziger, nicht im voraus determinierter Weg (oder dabei erreichter Zustand) zu existieren *scheint*. Sie tritt zum Beispiel immer auf, wenn eine mikroskopische Größe durch ihre Messung mit einer makroskopischen „Zeigerstellung“ (z. B. einem Schwärzung-Korn auf der Fotoplatte) korreliert wurde. In diesem Sinne erklärt die Dekohärenz auch Heisenbergs oft zitierte, in einem von ihm erhofften konkreten Idealismus begründete Bemerkung, wonach „die Bahn des Teilchens erst durch ihre Beobachtung zustandekommt“, auf dynamisch reale Weise.

Legt man oben die Betonung auf „scheint“, so verwendet man bereits die Interpretation der *Vielweltentheorie*, nach der alle möglichen Wege – auch wenn

sie sich irreversibel getrennt haben – als quasiklassische Zustände der Welt weiterexistieren (genauer aber: ihre Superposition als eine *einige* und dynamisch determinierte Quantenwelt). Da sich das Wort „scheint“ auf die *Wahrnehmung* der Situation bezieht, zu deren physikalisch vollständiger Beschreibung die „*Wege*“ den Zustand der Beobachter einschließen müssen, hat man auch zutreffender von einer *Theorie des multiplen Bewusstseins* gesprochen. Bevorzugt man dagegen die Ansicht, dass nur jeweils einer, nämlich der schließlich beobachtete Zustand der Welt nach dem Ablauf des Dekohärenzprozesses noch existiert, so postuliert man einen fundamental stochastischen, *in der Zeit asymmetrischen* dynamischen Vorgang. Er wird im Gegensatz zur Schrödinger-Dynamik durch eine nichtlineare Gleichung beschrieben, die wieder eine absolute Zeitrichtung voraussetzt. Da seine Existenz aber bisher niemals nachgewiesen werden konnte – die Linearität der Dynamik wurde vielmehr mit sehr großer, wenn auch für diese Zwecke noch immer nicht ausreichender Genauigkeit bestätigt –, kann er auch nicht genauer lokalisiert werden. Die überwiegende Mehrheit der Physiker bevorzugt trotzdem diese zweite, pragmatische Interpretation – meistens aber reichlich inkonsistent unter Vernachlässigung ihrer (normalerweise geringfügigen, aber prinzipiell wesentlichen) Auswirkungen auf die Dynamik der Entropie (nicht nur bei Fluktuationen und Messungen). Hier besteht noch reichlich Bedarf für fundierte Analysen.

Es mag für den Nichtphysiker überraschend sein, dass die Gravitation eine wichtige Rolle für den Begriff der Zeit spielt. Sie zeigt sich schon darin, dass Gravitation im Rahmen der Relativitätstheorie durch die Krümmung der vierdimensionalen Raumzeit beschrieben wird. Während die Spezielle Relativitätstheorie die Begriffe von Raum und Zeit in dem neuen Begriff einer vierdimensionalen Raumzeit vereint, behält sie das Konzept einer im dynamischen Sinne absoluten Zeit (zu unterscheiden von dem aufzugebenden Begriff einer absoluten Gleichzeitigkeit) in Form von *Eigenzeiten* längs Weltlinien, also Bahnen punktförmiger Objekte in der Raumzeit, noch bei. Denn ihrzufolge sind die Eigenzeiten auch in Abwesenheit materieller „Uhren“ durch die vorgegebene Metrik absolut definiert und wie bei Newton durch Bewegungsvorgänge nur zu messen, d. h. materiell sichtbar zu machen.

Die Sonderrolle der Zeit (im Vergleich zu den räumlichen Dimensionen der Raumzeit), die uns als ihr unvermeidbares Fortschreiten erscheint, ist mathematisch durch den „hyperbolischen“ Charakter der die Materiefelder beschreibenden Feldgleichungen auf der Raumzeit bedingt. Obwohl er sich nur in einem Vorzeichen ausdrückt, ist er verantwortlich für die Existenz aller (exakten und approximativen) Erhaltungssätze und somit letztendlich selbst für die kausal verstandene „Identität“ eines Objekts und insbesondere auch einer Person zu verschiedenen Zeiten. Er ist also im Rahmen der raumzeitlichen Dynamik der Grund, warum wir in der Zeit nicht eine ähnliche Freiheit haben wie im Raum.

In der Allgemeinen Relativitätstheorie wird auch die räumliche Geometrie zu einer dynamischen Größe. Das zeigt sich etwa im Auftreten von Gravitationswellen. Diese Dynamik wird durch Einsteins Gleichungen unabhängig von der Wahl einer absoluten Zeit (man nennt das auch „reparametrisierungsinvariant“) beschrieben. Aber sich verändernde Größen können selber als „Uhrzeiger“

verstanden werden. Weder muss oder kann die durch sie definierte Zeit unabhängig gemessen werden, noch kann Zeit in einem abgeschlossenen Universum unabhängig von der zugehörigen Raumkrümmung definiert sein: Die heutige Krümmung bestimmt die „vielfingrige Zeit“ (d. h. die Eigenzeiten längs aller raumzeitlichen Wege, die heute enden); sie kann daher nicht die Krümmung von morgen sein! Die Konsequenzen der Relativitätstheorie bezüglich der physikalischen Zeit sind vielfach und unzweifelhaft nachgewiesen. Sie müssen aus Konsistenzgründen natürlich auch für physiologische Vorgänge und somit sicher auch für die subjektiv wahrgenommene Zeit gelten. Bekannt ist das „Zwillings-Paradoxon“, welches besagt, dass sich wiederbegegnende Zwillinge mit unterschiedlicher Bewegungsgeschichte im allgemeinen verschieden alt sein müssen (vgl. Abb. 15.10). Nur wegen der Beschränkung unserer Alltagserfahrungen auf die uns zugängliche Winzecke des Universums sowie die beschränkte Genauigkeit unserer Sinne haben wir uns offenbar unzureichende Begriffe von Raum und Zeit angeeignet.

Die Einsteinschen Gleichungen, die die Dynamik der Raumkrümmung erfolgreich beschreiben, zeichnen aber, genau wie Newtons Gleichungen, keine Richtung der Zeit aus. Auch wenn die Gravitation anziehend wirkt, erlaubt sie Expansion ebenso wie Kontraktion (abhängig nur von der Anfangs- oder Endgeschwindigkeit). Ein verbreiteter Denkfehler besteht darin, dynamische Betrachtungen nur auf die Zukunft anzuwenden. Die Symmetrie gilt auch für den Extremfall Schwarzer Löcher, deren Gravitation nichts mehr entkommen kann (s. Kap. 22). Innerhalb ihres raumzeitlichen Sichtbarkeithorizontes, der als solcher für jeden äußeren Beobachter existiert, läuft die Zeit selbst auf das vermeintlich räumliche Zentrum des Loches zu. Der Abstand davon wird zur negativen Zeit, das „Zentrum“  $r = 0$  zu deren Ende für jedes ins Innere gelangte Objekt. Schwarze Löcher sind somit zwar zeitasymmetrische Gebilde, aber die symmetrischen Gesetze aus Einsteins Theorie erlauben ebenso Objekte, aus denen umgekehrt *nur* etwas herauskommen kann, bei denen der Abstand vom Zentrum also zur *positiven* Zeit wird, und die manchmal (nicht besonders sinnvoll) als „Weiße Löcher“ bezeichnet werden.

Was hat das nun mit der durch die Thermodynamik definierten *Richtung in der Zeit* zu tun, die uns als Irreversibilität erscheint? Zwar ist auch der Gravitationskollaps, der zu einem Schwarzen Loch führt, ein irreversibler Vorgang, aber erstaunlicherweise scheinen Schwarze Löcher echte thermodynamische Eigenschaften zu besitzen, nämlich (eine sehr große) Entropie und eine (normalerweise sehr kleine) Temperatur. Das ergibt sich jedenfalls recht zwingend aus theoretischen Überlegungen von Bekenstein und Hawking, womit wir allerdings das Gebiet der experimentell direkt bestätigten Physik verlassen. Für hinreichend große Massen überwiegt diese Entropie Schwarzer Löcher jede anderweitig realisierbare Entropie [13].

Das gibt uns aber eine Möglichkeit, der genauen Natur der gesuchten unwahrscheinlichen kosmischen Anfangsbedingung auf die Spur zu kommen. Die Unwahrscheinlichkeit des heutigen Kosmos besteht in seiner (trotz der Existenz von Sternen und Galaxien) approximativen Homogenität – insbesondere in der weitgehenden Abwesenheit Schwarzer oder Weißer Löcher. Penrose hat daher die völlige Abwesenheit solcher Löcher als kosmische Anfangsbedingung postuliert und die

Unwahrscheinlichkeit dieser Hypothese abgeschätzt. Sie ergibt sich für ein Standardmodell des Universums endlicher Größe als die unvorstellbar kleine Zahl von  $\exp\{-10^{123}\}$  (vgl. Kap. 6). Das ist sehr, sehr viel unwahrscheinlicher als jede Form von Komplexität, wie wir sie auf der Erde oder auf anderen Planeten im Universum finden, relativ zu einem chaotischen aber noch homogenen Universum. Wir sind danach nur Zwischenprodukte auf dem langen Marsch des Universums in einen thermodynamisch wahrscheinlichen inhomogenen Zustand mit einem ständig zunehmenden Anteil von Materie in Schwarzen Löchern. Erst nach einer extremen Ausdehnung des Universums könnte wieder ein homogener Zustand durch Zerstrahlung aller Schwarzen Löcher wahrscheinlich werden (s. Kap. 22).

## 5 Die verlorene Zeit

Auch an diesen vorwiegend theoretischen Betrachtungen ist vermutlich noch das meiste *im Wesentlichen* zutreffend, obwohl zu erwarten ist, dass unsere Grundbegriffe, mit denen wir bisher die Welt erfolgreich beschrieben haben, nicht für alle Zeit ausreichen können. Solches deutet sich in der Tat bereits aus Konsistenzbetrachtungen im Rahmen des uns bisher empirisch Bekannten an, also unabhängig von einer stets zu erwartenden Entdeckung völlig neuer Dinge und Gesetzmäßigkeiten, über die die theoretischen Physiker vorher (selten erfolgreich) nur spekulieren können (vgl. Kap. 21).

So muss die Quantentheorie nach bisherigem Wissen auf *alle* anderen Theorien angewandt (ihnen als eine „Quantisierung“ übergestülpt) werden. Das gilt dann auch für die Gravitation, obwohl die sich daraus ergebenden direkt beobachtbaren Konsequenzen (z. B. Gravitonen) mit den derzeit *vorstellbaren* experimentellen Methoden kaum jemals nachzuweisen sind. Die Quantengravitation hat aber fundamentale begriffliche Konsequenzen, die bei kosmologischen Betrachtungen sehr zu beachten sind. Die wichtigsten davon lassen sich vielleicht ansatzweise auch anschaulich darstellen.

Wie schon erwähnt, kann die Einsteinsche Theorie als die Dynamik (das bedeutet hier die Abhängigkeit von einer beliebigen, also auch reparametrisierbaren Zeitkoordinate) der *räumlichen* Krümmung von Hyperflächen in der Raumzeit verstanden werden. Die sich daraus ergebenden „zeitlosen“ Bahnen durch den Konfigurationsraum dieser Krümmungen (also die kontinuierlichen Folgen von gekrümmten dreidimensionalen Hyperflächen) definieren dann die Krümmung der vierdimensionalen Raumzeit, die ihrerseits alle materiellen Uhren dynamisch kontrolliert. Diese dynamische Interpretation der allgemeinen Relativitätstheorie wurde übrigens erst lange nach Einstein entwickelt, während man früher fast ausschließlich das statische Bild eines „Blockuniversums“ bevorzugte. Nun verlangt aber die Quantentheorie, wie schon erwähnt, dass Bahnen im Konfigurationsraum grundsätzlich nicht mehr existieren. Dann kann es auch keinen Bahnpараметer, der die Rolle der Zeit übernimmt, und keine mit ihm formulierte Dynamik mehr geben. Für eine allgemeine (zeitabhängige) Schrödinger-Gleichung der Gravitation, wie sie bei der Quantisierung zu erwarten wäre, müsste man dagegen wieder einen *absoluten* (äußeren) Zeitparameter voraussetzen. Wie ist dieses Dilemma zu lösen?

Es gehört für mich zu den erstaunlichsten Ergebnissen der jüngeren theoretischen Physik, dass tatsächlich die „Schrödinger-Gleichung der allgemeinen Relativitätstheorie“ (bekannt als *Wheeler-DeWitt-Gleichung*) einerseits zwangsläufig die *stationäre* Form,  $H\psi = 0$ , annimmt (eine äußere Zeit also gar nicht mehr vor kommt), aber andererseits und im Gegensatz zur stationären Schrödinger-Gleichung der Quantenmechanik von der oben erwähnten hyperbolischen Form ist. Dabei spielt der Logarithmus des kosmischen Expansionsparameters, der die Ausdehnung des Universums misst, die Rolle der zeitartigen Koordinate im Konfigurationsraum (s. Kap. 18). Er bestimmt somit eine „innere Dynamik“ des zunächst zeitlos erscheinenden Quantenuniversums.

Die fundamentale Bedeutung dieser formalen Konsequenz ist sicher nicht ohne Weiteres zu würdigen. Ein Zeitparameter, der ohnehin keine physikalische Rolle mehr spielen würde, aber wenigstens noch die Darstellung einer zeitlichen Sukzession (einer Bahn oder Trajektorie ohne absolutes Zeitmaß) erlauben würde, existiert als fundamentaler Begriff überhaupt nicht mehr. Stattdessen wird die Ausdehnung des Universums, also eine physikalische „Variable“, zu einem Parameter der *inneren Dynamik*, die zumindest formal ein deterministisches Anfangswertproblem für die Wellenfunktion definiert. Die hyperbolische Natur dieser formal zeitlosen Wheeler-DeWitt-Gleichung bedingt eine *Stetigkeit aller Vorgänge*, die deren begriffliche Erfassbarkeit überhaupt erst ermöglicht. Die zeitartige Variable besitzt dabei in der durch ihre Interpretation bedingten Form ihrer potenziellen Energie im Hamiltonoperator eine fundamentale dynamische Vorzeichen-Asymmetrie, die sogar mit der Asymmetrie Scharzer Löcher und der ihres Auftretens korreliert zu sein scheint [14].

Man kann sagen, dass die formal zeitlose Wheeler-DeWitt-Wellenfunktion des Universums über dem hochdimensionalen Konfigurationsraum *an die Stelle der Zeit* als einer nur eindimensionalen Kette von globalen Zuständen (einer Trajektorie) tritt. Sie kann somit als eine neue Art von „*yieldimensionaler Dynamik*“ verstanden werden und führt nur im Rahmen der sogenannten WKB-Näherung (oder geometrischen Optik) und unter Berücksichtigung der erwähnten Dekohärenz auf die uns vertrauten eindimensionalen kausalen Verknüpfungen längs Trajektorien (für *jede* der sich dabei immer weiter verzweigenden „vielen Welten“). Für diese approximativen kausalen Zusammenhänge ergibt sich die dem Physiker vertraute Form einer zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung für die Materie: die verlorene Zeit findet sich als Näherung wieder [15]. Auf diese Weise erhalten alle Konfigurationen mit nicht vernachlässigbaren Werten der Wellenfunktion eine „Erinnerung“ an eine näherungsweise eindimensionale Historie. Julian Barbour hat solche Zustände daher als „Zeitkapseln“ bezeichnet [16]. Nach dieser neuartigen Interpretation der Wellenfunktion als dynamisches Instrument *vermeinen* wir mikroskopische Systeme auf Grund des leicht diffusen Charakters der kausalen Historien im *Zustand* einer Wellenfunktion zu beobachten.

Diese zum Schluss angedeuteten Konsequenzen gehen sicher sehr weit und über alles in absehbarer Zeit Nachprüfbare hinaus. Auch die meisten Physiker schrecken daher vor ihnen zurück und versuchen sich auf traditionelle Vorstellungen (insbesondere die Beibehaltung eines fundamentalen Zeitkonzeptes) zurückzuziehen, was aber Eingriffe in die bekannten Theorie erfordert. Es sei daher noch einmal betont,

dass es sich bei diesen Konsequenzen um solche aus einer Kombination der beiden derzeit bestbestätigten fundamentalen Theorien der Physik (nämlich Quantentheorie und Allgemeine Relativitätstheorie) handelt, wenn auch vielleicht nicht völlig unabhängig von Interpretationsfragen. Selbst Stephen Hawking [17], der viel zur Quantisierung der Gravitation beigetragen hat, bleibt hier halbherzig, indem er den Begriff von Bahnen (oder parametrisierbaren „Pfaden“) noch ganz wesentlich für seine Interpretation der Quantengravitation beibehält [18].

Die Erforschung der Natur ist alles andere als abgeschlossen. Unsere Kenntnis der Grundbegriffe, die sie uns zugänglich macht, ist vorläufig. Aber *die Welt* weiterhin mit Begriffen aus unserer beschränkten Alltagserfahrung beschreiben zu wollen, wäre naiv. Ihre Anpassung an die weitestgehenden Erkenntnisse über die Natur mag uns einen kleinen Schritt weiterbringen, der uns aber aus der Perspektive unserer alltäglichen Welt riesig und ungewohnt – vielleicht sogar absurd – erscheint.

## Literatur

1. K. Flasch, Was ist Zeit? (Klostermann, Frankfurt, 1993).
2. E. Pöppel, K. Schill, und N.V. Steinbüchel, Sensory Integration Within Temporally Neutral System States, *Naturwissenschaften* 77 (1990), S. 89.
3. H. Price, Time's Arrow & Archimedes' Point: A View from Nowhen (Oxford University Press, Oxford, 1996).
4. J.B. Barbour und H. Pfister, Mach's Principle (Birkhäuser, Basel, 1995).
5. J.B. Barbour, Leibnizian Time, Machian Dynamics and Quantum Gravity, in: *Quantum Concepts in Space and Time*, R. Penrose and C.J. Isham, Hsg. (Clarendon Press, London, 1986).
6. I. Prigogine, Vom Sein zum Werden (Piper, München, 1979).
7. J. Bricmont, Science of Chaos or Chaos in Science?, in: *The Flight from Science and Reason*, P.R. Gross, N. Levitt, and M.W. Lewis, Hsg. (New York Academy of Science, New York, 1996).
8. H.D. Zeh, The Physical Basis of the Direction of Time (Springer, Berlin, Heidelberg, 1989 – 5. Auflage 2007).
9. H. Grad, The Many Faces of Entropy, *Comm. Pure Appl. Math.* XIV (1961), S. 323.
10. Einstein hat seine Bewunderung für die Großartigkeit und Erfäßbarkeit der Natur ausgedrückt mit den Worten: „Raffiniert ist der Herr – aber bösartig ist er nicht.“
11. D. Giulini, E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, I.-O. Stamatescu, und H.D. Zeh, Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory (Springer, Berlin, 1996).
12. M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, Y. Maali, C. Wunderlich, J.M. Raimond, und S. Haroche, Observing the Progressive Decoherence of the „Meter“ in a Quantum Measurement, *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), S. 4887.
13. C. Kiefer, Quanteneigenschaften Schwarzer Löcher, *Physik in unserer Zeit* 28 (1997), S. 22.
14. C. Kiefer und H.D. Zeh, Arrow of Time in a Recollapsing Quantum Universe, *Phys. Rev.* D51 (1995), S. 4145.
15. C. Kiefer, The Semiclassical Approximation to Quantum Gravity, in: *Canonical Gravity: From Classical to Quantum*, J. Ehlers und H. Friedrich, Hsg. (Springer, Berlin, 1994).
16. J.B. Barbour, The Emergence of Time and Its Arrow from Timelessness, in: *Physical Origins of Time Asymmetry*, J.J. Halliwell, J. Pérez-Mercader, und W.H. Zurek, Hsg. (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
17. S.W. Hawking, *A Brief History of Time* (Bantam, London, 1988).
18. Siehe die Diskussion im Anschluss an: H.D. Zeh, Time (A-)Symmetry in a Recollapsing Quantum Universe, in: *Physical Origins of Time Asymmetry*, J.J. Halliwell, J.P. Perez-Mercader, und W.H. Zurek, Hsg. (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).

# Kapitel 17

## Was heißt: es gibt keine Zeit?

Die Behauptung aus Kreisen der modernen Physik, dass es eigentlich gar keine Zeit gäbe, hat in den letzten Jahren einiges Aufsehen erregt. Julian Barbour's Buch „The End of Time“ ist gerade zu einem Bestseller geworden, während der Deutschlandfunk schon im Jahre 1994 ein Feature mit dem Titel „Die Abschaffung der Zeit“ zu diesem Thema brachte. Stephen Hawkings erfolgreiche „Kurze Geschichte der Zeit“ ist im Vergleich dazu eine recht konventionelle Angelegenheit. Doch um es vorweg zu nehmen: der Zeit, wie sie sich uns „für alle praktischen Zwecke“ darstellt, können wir damit nicht entrinnen. Dagegen scheint diese neue Erkenntnis uns ein wenig mehr über die inneren Geheimnisse unserer Welt verraten zu können.

Was ist gemeint? Bei Newton heißt es: „Die *absolute Zeit* verfließt an sich und vermöge ihrer eigenen Natur gleichförmig und ohne Beziehung auf einen äußeren Gegenstand.“ Auch wenn uns das plausibel vorkommen mag, war es historisch ein Rückschritt, denn eine begriffliche Abhängigkeit der Zeit von Bewegungsvorgängen oder sonstigen regelmäßigen Veränderungen, die ihren *rein relativen* Charakter bedingen würde, wurde bereits in der Antike (vor allem von Aristoteles), aber auch von Newtons Zeitgenossen und Konkurrenten Leibniz, betont. Was soll bei Newton das Adjektiv „gleichförmig“ überhaupt bedeuten? Definiert man die Zeit durch Bewegungsvorgänge (wie es für quantitative Zwecke mit Hilfe von Uhren ohnehin geschieht), so sollten nur relative Bewegungen (also etwa der *Vergleich* einer Flugbahn mit der Bewegung eines Uhrzeigers – aber auch mit der ungenauen „inneren Uhr“ eines Beobachters) sinnvoll sein. Die Existenz vergleichbarer Bewegungsabläufe (also einer *Gleichzeitigkeit* verschiedener Ereignisse) rechtfertigt nur einen rein vergleichenden aber ansonsten willkürlichen gemeinsamen „Parameter“ für alle zeitlichen Abläufe (Bahnen durch den Raum aller möglichen Zustände), aber nicht die ausgezeichnete Rolle einer „absoluten“ Zeit.

Trotzdem ist Newtons Konzept außerordentlich erfolgreich gewesen. Wie kann es das, wenn es gar nicht sinnvoll sein soll? Sein Erfolg (und seine Berechtigung) beruht auf der *empirischen* Tatsache, dass eine bestimmte Wahl dieses Parameters (die dann mit Newtons absoluter Zeit identifiziert wird) die Bewegungsgleichungen

---

WebEssay vom September 2000

(zum Teil eine Kurzfassung von Argumenten aus [Kap. 18](#) aus seinerzeit aktuellem Anlass)

*einfach* macht. Der Physiker weiß, dass jede nichtlineare Transformation von Newtons Zeit auf komplizierte „Pseudokräfte“ führt. Das erschien historisch als ein starker *empirischer* Hinweis auf die Existenz einer absoluten Zeit (als einer heuristische Fiktion).

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts äußerte Ernst Mach Zweifel an dieser Interpretation der Newtonschen Gesetze und schlug stattdessen vor, dass diese (insbesondere die Trägheit) nur relativ zur Materie des Gesamtuniversums definiert seien. Zudem soll auch die Eigenschaft der Newtonschen Zeit, alle lokalen Bewegungsabläufe zu kontrollieren, nur relativ zu einer globalen Bewegung, etwa der Expansion des gesamten Universums, definiert sein. Einstein hat seine Allgemeine Relativitätstheorie unter dem Einfluss dieser Ideen entwickelt, jedoch beruht diese vor allem auf einer davon unabhängigen weiteren Erkenntnis: der Invarianz der Lichtgeschwindigkeit. Nur in Bezug auf diese Theorie hat sich der Name „relativistisch“ eingebürgert, während man im Machschen oder Leibnizschen Sinne (also „nichtrelativistisch“) von „relational“ spricht. Eine nichtrelativistisch relationale Theorie wurde konsequent erst von Barbour und Bertotti im Jahre 1982 formuliert. Sie enthält also keine absolute Zeit, was Barbour als *Zeitlosigkeit* bezeichnet, führt aber näherungsweise und im Machschen Sinne auf Newtonsche Gesetze. Barbours Bezeichnung ist aber nur dann angebracht, wenn man Zeit ausschließlich als absolute Zeit im Newtonschen Sinn versteht (als eine unabhängig von aller Materie definierte Eigenschaft). Denn solange es eine „Bahn“ des Universums durch dessen Zustandsraum gibt (eine vollständig definierte Historie), definieren deren Bahnpunkte (Zustände) auch diverse *vergleichbare* „Uhrenstände“. Die praktische Rolle der Zeit bleibt also unverändert erhalten, solange dynamische Gesetze für die Relativbewegungen gelten.

Wie wir seit Heisenbergs Entdeckung wissen, gibt es in der Quantentheorie nun aber gar keine klassischen Bahnen (also im Prinzip auch keine zeitlichen Folgen von Uhrzeigerstellungen) mehr. Die beobachteten Bahnen makroskopischer Objekte *entstehen* erst näherungsweise durch einen als *Dekohärenz* bekannten Prozess unter dem Einfluss ihrer natürlichen Umgebung. Deswegen kann eine Theorie ohne absolute Zeit, wie die von Barbour und Bertotti, nach ihrer Quantisierung auch keinen „Zeitparameter“ zur Charakterisierung von dynamischen Veränderungen mehr enthalten. In der Tat beschreibt die Grundgleichung der relativistischen *Quantengravitation*, die sogenannte Wheeler-DeWitt-Gleichung, überhaupt keine Zeitabhängigkeit mehr. Diese gemeinsame Konsequenz der Abwesenheit einer absoluten Zeit *und* der Quantentheorie bedingt also eine *viel weitergehende Zeitlosigkeit* als die in der Theorie von Barbour und Bertotti, wie ich bereits in meinen im Jahre 1984 publizierten Springer-Lecture-Notes über „Die Physik der Zeitrichtung“ ausgeführt habe. Fast alle Wissenschaftler, die zur Entwicklung der Quantengravitation beigetragen haben, scheinen diesen Aspekt der Zeitlosigkeit (wie so viele Konsequenzen der Quantentheorie) als „rein formal“ aufgefasst zu haben, indem sie die Zeit bei der von ihnen dann benutzten Interpretation wieder in irgendeiner Form einführten (zum Beispiel in einem Heisenberg-Bild oder einer semiklassischen Beschreibung). Die von uns wahrgenommene Zeit als eindimensionale Folge von Zuständen lässt sich aber nur noch näherungsweise für spezielle Lösungen

der Wheeler-DeWitt-Gleichung (und nur in einem ganz bestimmten Sinn) begründen. Dieses erstaunliche Ergebnis ist aber ausreichend, um das „Phänomen“ der wahrgenommenen Zeit zu verstehen.

Die rigorose Zeitlosigkeit der Quantengravitation ist also kein spezifisch relativistischer Aspekt (im Einsteinschen Sinne dieses Begriffs). So enthält die *Spezielle Relativitätstheorie*, wie jede Theorie mit vorgegebener Raumzeitgeometrie, noch immer ein in obigem Sinne *absolutes* (wenn auch wegabhängiges) Zeitkonzept. Ihre Raumzeitgeometrie bestimmt die dynamisch relevanten Eigenzeiten aller lokalen Objekte noch immer absolut („ohne Beziehung auf einen äußeren Gegenstand“). Allerdings ist nun der Gleichzeitigkeitsbegriff für entfernte Ereignisse willkürlich und nur auf „raumartig“ zueinanderliegende Ereignisse eingeschränkt. Trotzdem können noch dynamische Folgen von *globalen* Zuständen („Zustandsbahnen“ einschließlich der Zustände aller lokalen Uhren) durch eine beliebige „raumartige Foliation“ der Raumzeit definiert werden. Sie lassen sich dann eindimensional (wie man es normalerweise von einer Zeit verlangt) parametrisieren. Bei einer Quantisierung nach bewährten Mustern erhält man dann Wellenfunktionen als globale Zustände in Abhängigkeit von einer solchen willkürlich gewählten Zeitkoordinate (einer verallgemeinerten Schrödinger-Gleichung gehorchend). Wegen der Willkür der Foliation entspricht die *physikalische*, durch die Geometrie noch absolut bestimmte Zeit im Gegensatz zu diesem willkürlichen Zeitparameter nun aber einer ganzen *Funktion* über dem Raum. Sie schreitet an jedem Ort und in jeder vorgegebenen Richtung in der Raumzeit entsprechend der Raumzeitgeometrie und „ohne Beziehung auf einen äußeren Gegenstand“ fort.

Erst die *Allgemeine Relativitätstheorie* verzichtet auf eine absolute Zeit, indem die Raumzeitmetrik selber ein dynamisches Objekt wie die Materie wird. Das führt aber auf eine „Zwangbedingung“ fester Gesamtenergie des Universums,  $H=0$ , so dass die „Einstein-Schrödinger-Gleichung“ (die Wheeler-DeWitt-Gleichung) zeitunabhängig wird – obwohl die klassischen Lösungen unter dieser Zwangbedingung weiterhin „zeitabhängige“ (wenn auch reparametrisierbare) Bahnen darstellen. Statt einer eindimensionalen *Historie* (Folge von Zuständen) des Universums erhält man also in der Quantengravitation eine zeitunabhängige Wellenfunktion über seinem gesamten Zustandsraum, so dass man auch sagen kann, dass die Wellenfunktion, die ja die klassischen Bahnen ersetzt, auch die Rolle der Zeit übernimmt. Eine sogenannte Born-Oppenheimer-Näherung (gültig nur für bestimmte Variablen in bestimmten Bereichen) führt dann auch dazu, dass *dynamische Zusammenhänge* innerhalb der Wellenfunktion auf Grund der Zwangbedingung  $H\Psi = 0$  näherungsweise klassischen Bahnen folgen – wie in der geometrischen Optik. Zur Rechtfertigung scheinbar separater existierender Bahnen (im Zustandsraum) bedarf es quantentheoretisch aber noch deren Dekohärenz. Zwar gibt es für das Universum als Ganzes keine „Umgebung“, wohl aber innerhalb des Universums für die entscheidenden globalen Parameter wie etwa den Expansionsparameter oder eine globale Massenverteilung.

Die bei Barbour noch wesentliche Annahme von globalen Zuständen im Sinne einer fundamentalen Gleichzeitigkeit scheint jedoch ein Relikt aus dessen nichtrelativistischer Theorie zu sein. Eine relativistische Theorie sollte das von Barbour

fundamental benutzte globale „Jetzt“ durch ein „Hier und Jetzt“ ersetzen. Die Wheeler-DeWitt-Wellenfunktion erlaubt in der Tat die Definition von geeigneten *lokalen* Systemen, die dann auch das Konzept der Dekohärenz rechtfertigen – möglicherweise ein Hinweis auf den in der Quantentheorie unumgänglichen *lokalen Beobachter* (mit seinem subjektiven Hier-und-Jetzt) als Interpretationsbezug.

## Literatur

1. J. Barbour, *The End of Time* (Weidenfeld & Nicolson, London, 1999).
2. C. Kiefer, Der Zeitbegriff in der Quantengravitation, *Philosophia Naturalis* 27, 43–65 (1990).
3. Über die Zeit in der Natur (Kap. 16).
4. H. Genz, *Wie die Zeit in die Welt kam* (Hanser, München, 1996).
5. Sections 5.4 und 6.2 meines Buchs „The Physical Basis of the Direction of Time“ – s.a. dessen Kap. 1 und den Epilog (5. Auflage, Springer, Berlin, 2007).

# Kapitel 18

## Warum Quantenkosmologie?

### 1 Das Problem

Unter Quantenkosmologie versteht man die Anwendung der Quantentheorie auf das Universum als Ganzes. Traditionell wird das Universum als ein klassisches System behandelt, etwa im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie, und die Quantentheorie lediglich auf die Berechnung von Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten mikroskopisch bedingter „Ereignisse“ beschränkt.

Die Motivation, Kosmologie konsistent allein im begrifflichen Rahmen der Quantentheorie zu betreiben, hat im wesentlichen zwei Wurzeln: eine im begründeten Anspruch der Quantentheorie (und hierbei insbesondere des ihr zugrundeliegenden Superpositionsprinzips) auf universelle Gültigkeit und die zweite im Programm einer Quantisierung der Allgemeinen Relativitätstheorie als eines „ganz normalen“ Tensorfeldes der Masse null (Quantengravitation). Dieser *Teilaspekt* der Quantenkosmologie führt notwendigerweise zu einer Verflüchtigung des relativistischen (vierdimensionalen) Konzepts einer wohldefinierten Raumzeitgeometrie. Damit kann auch die oft als „Kausalität“ bezeichnete formale Eigenschaft des Verschwindens der Kommutatoren zwischen Feldoperatoren an raumartig zu einander gelegenen Raumzeitpunkten mangels wohl definierter Lichtkegel nicht mehr, wie sonst üblich, einfach postuliert werden, und man muss auf die kanonische Quantentheorie für Felder – vorzugsweise im Schrödingerbild – zurückzugreifen. Wie sich dabei andeutet, scheint aber die Quantengravitation erstaunlicherweise die uns vertraute Raumzeitgeometrie durch eine dynamisch bedeutsame Geometrie des ihr zugrundeliegenden Konfigurationsraums (auch „Superraum“ genannt) zu ersetzen.

Den Gesetzen der Quantentheorie sind nach heutigem Wissen *alle* physikalischen Objekte unterworfen. Wenn man Kosmologie betreibt, sollte dies daher heute ausschließlich mit den Begriffen und gemäß den Gesetzen dieser Theorie geschehen – genau so, wie man seit der vielfachen Bestätigung der Relativitätstheorie konsequenterweise praktisch nur noch relativistische Kosmologie betreibt. Es

---

Vortrag beim dritten Philosophie-und-Physik Workshop der Forschungsstätte der Evangelischen Studiengemeinschaft (FEST) vom Mai 1993 zum Thema „Physical and philosophical aspects of our understanding of space and time“

verbriebe dann höchstens die Frage, ob die vorwiegend für mikroskopische Vorgänge relevante Quantentheorie im Gegensatz zur Relativitätstheorie für kosmologische Fragestellungen überhaupt *nötig* ist, d. h. ob die „klassischen Näherungen“ für die Welt im Großen nicht ausreichen. Die Ergebnisse dürften dann aber jedenfalls nicht in Widerspruch zu einer rein quantenmechanischen Beschreibung stehen.

Das *begriffliche* Konsistenzargument für eine Quantenkosmologie gewinnt erheblich an Bedeutung durch die aus der *Nichtlokalität* der Quantentheorie folgende Konsequenz, dass diese Theorie aus *dynamischen* Gründen eigentlich nur in Ausnahmefällen – nämlich gerade den üblicherweise zu ihrem experimentellen Nachweis benutzten – in ihrer Lehrbuch-Form einer der Schrödinger-Gleichung unterliegenden Wellenfunktion auf *separate Systeme* angewandt werden kann. Die meisten Systeme sind aber kinematisch und dynamisch miteinander „verschränkt“, so dass den Subsystemen gar kein eigener Zustand mehr zukommt. Daher darf die Quantentheorie über die Ausnahmefälle hinaus konsequenterweise *nur* auf das als abgeschlossen definierte (wenn auch möglicherweise unendliche) Universum – also nur in der Form einer Wellenfunktion des ganzen Universums – angewandt werden! Das ist auch der Tenor einer Arbeit von Gell-Mann und Hartle [1]: „Quantum mechanics is best and most fundamentally understood in the framework of quantum cosmology.“ Und weiter: „It is the initial condition of the universe that . . . explains the origin of quasiclassical domains within quantum theory itself.“ Dieser *dynamische* Teil des Konsistenzarguments soll im zweiten Abschnitt dieses Aufsatzes näher diskutiert werden.

Hier liegt zunächst die Frage nahe, warum denn eine Wellenfunktion des Universums nicht schon längst eingehender diskutiert wurde. Das hat sicher eine Ursache darin, dass das Argument der unvermeidbaren Verschränkung bisher zu wenig beachtet wurde. Darüberhinaus waren es aber ganz sicher die bekannten Interpretationsprobleme der Quantentheorie, die dies verhindert haben. Ein Quantenuniversum muss ja nicht nur das Zustandekommen der klassischen Physik als Grenzfall der Quantenphysik erklären, sondern auch den für ihre konventionelle Interpretation wichtigen „äußeren Beobachter“ konsistent einbeziehen.

Wegen der Schwierigkeiten, diese Aufgabe begrifflich zu beherrschen, gibt es verbreitete Zweifel, ob eine Quantenkosmologie überhaupt sinnvoll sei. So lehnt die Kopenhagener Deutung der Quantentheorie eine „Quantenwelt“ kategorisch ab und verlangt zusätzlich zu den Begriffen der Quantentheorie weiterhin die Beibehaltung von fundamentalen klassischen Begriffen zur Interpretation von Messergebnissen. Obwohl auch makroskopische Objekte, wie Messapparate, aus wohlverstandenen „Quantenobjekten“ (Atomen) bestehen und viele aus dieser Tatsache resultierende makroskopische Quantenphänomene bekannt sind, wird die Kopenhagener Interpretation von den meisten Physikern erstaunlicherweise für akzeptierbar oder gar für unvermeidbar angesehen. Ein Weltbild, das man traditionellerweise schlichtweg als „inkonsistent“ bezeichnet hätte, wird hier unter dem – wie es aussieht – Zwang der Experimente (und wohl auch der noch immer nachwirkenden Autorität Bohrs) durch rein verbale Konstrukte wie „Komplementarität“ oder „Dualismus“ sanktioniert. Gelegentlich spielt auch der immer noch verbreitete Irrglaube, dass

die Quantentheorie nichts weiter als eine stochastische Dynamik oder eine Ensembletheorie nach klassischem Vorbild sei, eine Rolle. Eine solche Annahme führt aber auf kaum lösbare Probleme, wie sie etwa mit Hilfe des Bellschen Theorems herausgestellt wurden.

Die Quantengravitation als zweite Motivationsquelle führt wegen der langreichweiten Natur der Gravitation genau wie schon die klassische Allgemeine Relativitätstheorie zwangsläufig auf kosmologische Anwendungen. Nicht nur ist die globale Dynamik des Universums im wesentlichen durch die Gravitation bestimmt, die Allgemeine Relativitätstheorie enthält auch durch die Inkorporation des Machschen Prinzips von vornherein einen kosmologischen Aspekt. Die oft gestellte Frage, ob die Gravitation überhaupt quantisiert werden muss, kann nur unter Berufung auf die bisher stets bestätigte Gültigkeit der Quantentheorie beantwortet werden: Es gibt keinen Anlass, eine Sonderrolle des für die Gravitation verantwortlichen metrischen Feldes unter anderen Feldern anzunehmen. Zwar wird sich die Quantennatur der Gravitation auf absehbare Zeit nicht direkt (etwa durch Nachweis von Gravitonen) experimentell verifizieren lassen, aber die Quantengravitation ist als Kombination zweier bestbestätigter Theorien eine äußerst „konservative“ Hypothese, und eine unquantisierte Gravitation würde ohne gänzlich neue Ansätze wegen der dynamischen Kopplung zu Konsistenzproblemen mit einer Quantentheorie der Materie führen. Wenn sie bis in die achtziger Jahre unter den meisten Physikern kaum ernsthaft diskutiert wurde, so einerseits, weil Quanteneffekte der Gravitation schwerlich direkt im Experiment nachprüfbar sind, und andererseits wegen der sich ergebenden Renormierungsprobleme, die die störungstheoretische Behandlung von Streuvorgängen ohne Korrekturen an der Theorie unmöglich zu machen scheinen. Die daraus abgeleitete weitergehende Frage, ob die kanonische Quantentheorie der Gravitation überhaupt *mathematisch konsistent definiert* ist, sollte hier jedenfalls keinen Anlass zur Resignation geben, da eine Heilung dieser Probleme am ehesten im Rahmen der Quantenkosmologie zu erwarten ist, während andererseits die in der Quantengravitation zu diskutierenden neuartigen begrifflichen Probleme von so allgemeiner Natur sind, dass sie in jeder konsistenten „theory of everything“, die die Gravitation einschließt und mathematisch wohldefiniert ist, gleichermaßen auftreten sollten.

Es kann nach allen bisher existierenden Ansätzen als sicher gelten, dass eine die Gravitation enthaltende Quantenkosmologie zu einer Revision fundamentaler Begriffe führen *muss*. So ist in ihrem Rahmen mit der Raumzeit-Metrik der einer jeden Dynamik zugrunde liegende Zeitbegriff ebenso einer „Quantisierung“ zu unterwerfen wie auch im Prinzip der Beobachter als ein physikalisches System. Wie schon häufig in der Geschichte der theoretischen Physik mag es sich trotz des Mangels an neuen empirischen Erkenntnissen als sinnvoll erweisen, den Formalismus zunächst nach bewährten Mustern zu konstruieren, um erst anschließend (soweit es sich als nötig erweist) die sich ergebenden formalen Begriffe zu interpretieren. Hierbei wurden neuerdings vielversprechende Fortschritte erzielt. Sich ergebende, lediglich ungewohnte Konsequenzen sollte man dabei nicht schon wegen ihrer Neuartigkeit verwerfen, sondern zunächst einmal kritisch aber aufgeschlossen allein auf ihre mögliche Bedeutung hin prüfen.

## 2 Quantentheorie erfordert Quantenkosmologie

Die Kinematik der Quantentheorie erlaubt Quantenkorrelationen („Verschränkungen“) zwischen zwei beliebigen Systemen mit möglichen Zuständen  $\phi_i$  und  $\Phi_k$  in der Form von Superpositionen der Art

$$\Psi = \sum c_{ik} \phi_i \Phi_k.$$

Diese *nichtlokale Kinematik* beschreibt den wohl wichtigsten Unterschied zur klassischen Physik, indem der Gesamtzustand eines zusammengesetzten Quantensystems im allgemeinen keine Zustände der Teilsysteme mehr definiert. Er kann dann also seinerseits auch nicht durch solche bestimmt sein. Trotz der bewährten statistischen Aspekte der Quantenmechanik sind diese Korrelationen *nicht* als rein statistisch bedingt zu deuten. Sie bestimmen vielmehr auch eindeutig objektiv nachprüfbare („reale“) Eigenschaften des individuellen Gesamtzustands (wie z. B. einen Gesamtdrehimpuls).

Normalerweise (und aus klassischer Tradition begründet) studiert man die Quantenphysik an den Ausnahmesituationen, in denen ein mikroskopisches System nach entsprechender Präparation in einem bestimmten Zustand ist (also die obige Summe aus Produktzuständen für dieses System und den „Rest der Welt“ durch einen einzigen Term darstellbar ist). Jedoch ergibt sich aus der daraus abgeleiteten Dynamik, dass Korrelationen zwischen den meisten Quantensystemen vorhanden sein und umso bedeutender werden müssen, je komplexer diese Systeme sind.

Korrelationen sind in der Tat bereits extrem stark für alle nur einigermaßen makroskopischen Systeme (schon für größere Moleküle) und – wie sich ergibt – gerade verantwortlich für das Auftreten ihrer klassischen Eigenschaften. Dieses als Dekohärenz des lokalen Systems bezeichnete Verhalten (vgl. [2]) ist einer der Gründe für das aktuelle Interesse an einer universellen Quantentheorie. Das Vorhandensein von Korrelationen zwischen *allen* Systemen bedeutet nämlich, dass es letztlich nur eine gemeinsame Wellenfunktion für das ganze Universum geben kann. Diese darf (und muss aus Konsistenzgründen) unabhängig von ihrer Beobachtbarkeit angenommen werden, so dass man ihr im üblichen Sinne den Status der Realität zusprechen kann. Als „Universum“ ist hier alles zu verstehen, was jemals miteinander in Wechselwirkung treten konnte oder gegebenenfalls noch kann.

Was kann nun ein solches  $\Psi_{\text{Universum}}$  bedeuten, wenn sich doch kein Ensemble von Universen zwecks Prüfung probabilistischer Vorhersagen gemäß der üblichen Interpretation der Quantentheorie präparieren lässt? Seine Bedeutung ist ähnlich der der Wellenfunktion eines Festkörpers  $\Psi_{\text{Festkörper}}$ , die es erlaubt, dessen Struktur und seine sonstigen Eigenschaften (wie z. B. sein Anregungsspektrum) zu bestimmen. Ähnlicherweise wird in der Quantenfeldtheorie ein Zustandsvektor des Vakuums  $\Psi_{\text{Vakuum}}$  (also eines unendlich ausgedehnten Universums im Grundzustand der Materie) benutzt, um Aussagen über die Eigenschaften der Elementarteilchen zu erhalten – nicht aber, um statistische Untersuchungen mit einem Ensemble von Exemplaren eines gleichermaßen präparierten Vakuums zu beschreiben. Eine

Wellenfunktion des Universums sollte insbesondere in der Lage sein, durch ihre raumzeitliche Struktur den thermodynamischen Zeitpfeil zu beschreiben. Da sie auch das Gravitationsfeld enthalten muss, kann das aber nicht mittels eines absoluten Zeitparameters geschehen, sondern nur noch mittels *Korrelationen* zwischen physikalischen „Uhren“ (*relativen* Bewegungsvorgängen aller Art – s. den folgenden Abschnitt).

Die diversen *Subsysteme* des Universums besitzen unter der Annahme der Existenz einer universellen Wellenfunktion statt „reiner“ Quantenzustände nur noch *Dichtematrizen*  $\rho$ , die durch „Ausspuren“ der Umgebung definiert sind und formal den Phasenraumverteilungen  $\rho(p,q)$  von Zuständen der klassischen Physik zur Darstellung einer unvollständigen Information entsprechen. Sie können aber keiner unitären Dynamik (entsprechend einem Determinismus der Einzelzustände) mehr unterliegen. Zwar können sie zu jeder festen Zeit durch (verschiedene) Ensemble von Wellenfunktionen dargestellt werden, sind hier aber durch den als real anzunehmenden reinen Gesamtzustand und nicht mehr durch unvollständige Information bestimmt. Insbesondere wären auch die Dichtematrizen *aller* Subsysteme einer vollständigen Partitionierung des Universums unzureichend, um den Gesamtzustand zu bestimmen, da sie nicht die wesentlichen Quantenkorrelationen beschreiben können.

Die formale Analogie verleitet häufig zu dem Fehlschluss, dass die Dichtematrizen der Subsysteme eine statistische Interpretation der Quantenmechanik *begründen*, zumal die unvermeidbare Dekohärenz dazu führt, dass die Wellenfunktionen makroskopischer Messapparate bei rein *lokaler* (das heißt hier immer unvollständiger) Betrachtung gerade in solche scheinbaren Ensemble von Wellenpaketen übergehen, die genau deren klassischen Eigenschaften (Zeigerstellungen) mit den beobachtbaren Wahrscheinlichkeiten entsprechen. So wichtig diese Erkenntnis zum Verständnis klassischer Eigenschaften auch ist, entspräche dieses Argument hier einem Zirkelschluss, da das Konzept der Dichtematrizen selber nur durch die Wahrscheinlichkeitsinterpretation (etwa zur Berechnung von Erwartungswerten) zu begründen ist. Zum Beispiel werden eben *alle* zur Darstellung einer lokalen („reduzierten“) Dichtematrix benötigten Wellenfunktionen zur Rekonstruktion des Gesamtzustands benötigt, so dass keine davon durch reine Informationsvermehrung „herausgegriffen“ werden kann, wie häufig irreführend behauptet wird.

Der Messprozess stellt sich vielmehr im Rahmen der quantenmechanischen Dynamik so dar, dass aus dem beliebigen Zustand der Form  $\sum c_n \phi_n$  eines mikroskopischen Systems durch Wechselwirkung mit dem „Rest der Welt“  $\Phi_0$ , (der den Messapparat sowie den Beobachter einschließt) ein korrelierter Gesamtzustand  $\sum c_n \phi_n \Phi_0$  entsteht. Sobald die im Zustand  $\Phi_n$  enthaltene „Zeigerstellung  $n$ “ makroskopisch geworden ist – und erst recht, wenn der Beobachter das Ergebnis wahrgenommen hat – sind die diversen Komponenten der Wellenfunktion des Universums, die sich durch dieses Messergebnis unterscheiden, dynamisch beliebig gut voneinander unabhängig. Die Zustände ihrer lokalen Subsysteme „spüren“ dann nichts mehr voneinander (vgl. Kap. 13). Von ihrem Standpunkt verhalten sich die Komponenten wie unabhängige quasi-klassische „Welten“, obwohl sie nur in ihrer vollständigen Superposition eine „Quantenwelt“ bilden. Dieses Ergebnis stellt die beobachtete Situation völlig ausreichend dar; der *Kollaps der Wellenfunktion*, d.h.

die Annahme des Verschwindens aller übrigen Komponenten aus der hier angenommenen „Quantenrealität“ ist genauso überflüssig wie diejenige eines Verschwindens von Gegenständen aus der klassischen Realität beim Beenden ihrer Beobachtbarkeit (etwa wenn sie für immer „hinter den Mond“ oder in moderner Form in ein Schwarzes Loch geschossen werden).

„Aus den Augen – aus dem Sinn“ ist aber kein kosmologisch brauchbares Konzept. Niemand käme auf die Idee, die Naturgesetze so abzuändern, dass ein Gegenstand durch das Schließen der Augen vorübergehend aus der Realität verschwände! Zur Erklärung des Phänomens genügt auch hier die Berücksichtigung der Tatsache, dass der Zustand der Netzhaut und damit des Sehzentrums vom Gegenstand dynamisch entkoppelt. Analoges passiert mit den verschiedenen Komponenten der Wellenfunktion des Universums nach einem messprozessartigen Vorgang. Die Interpretation einer Quantenkosmologie verlangt also nur eine neuartige Einordnung des physikalischen *Beobachters* in die neuartige physikalische Realität. Das „Restproblem“ des Messprozesses, welches über die Dekohärenz hinausgeht, erscheint also epistemologischer und nicht dynamischer Natur.

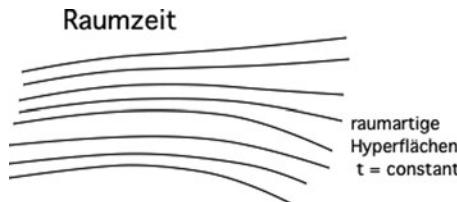
Ein quantitativer Unterschied besteht allerdings darin, dass es beim quantenmechanischen Messprozess nur in der Ausnahmesituation „mikroskopischer Messapparate“ (bei denen eine Wechselwirkung, aber noch keine Dekohärenz durch die Umgebung stattgefunden hat) praktisch möglich ist, noch einmal zu prüfen, ob die anderen Komponenten noch da sind (in der Analogie: die Augen noch einmal zur Kontrolle zu öffnen). Daher hat es sich als *pragmatisch* erwiesen, die Existenz der „anderen“ Komponenten erst dann zu leugnen, wenn die Dekohärenz praktisch irreversibel geworden ist. Das geht allerdings nur auf Kosten der dynamischen Konsistenz der Theorie.

Wann immer man es praktisch noch nachprüfen konnte (also bei einer realisierbaren Abschirmung gegen Dekohärenz), hat sich die fortdauernde Existenz aller Komponenten durch Interferenzphänomene auch bestätigen lassen. Da der *Kollaps der Wellenfunktion* einem Außerkraftsetzen der Schrödingergleichung entspräche, wird er in einigen Interpretationen als ein reiner Akt der Informationsvermehrung angesehen. Diesem könnte dann aber im Widerspruch zu physikalischen Theorien der Information kein realer physikalischer Vorgang mehr zugeordnet werden (s. z. B. [3]). Durch die Beschränkung der Betrachtung auf solche Subsysteme des Universums, die den Beobachter ausschließen, verschiebt man das Problem lediglich nach außerhalb des jeweiligen Betrachtungshorizonts (Heisenbergscher Schnitt – s. Kap. 9).

### 3 Einige Grundbegriffe und Konsequenzen der Quantengravitation

Wesentlicher Teil des Universums ist sein Gravitationsfeld, d. h. seine metrische Raumzeitstruktur. Zur kanonischen Quantisierung der Gravitation hat man zunächst die elegante, Raum und Zeit zu einer Einheit zusammenfassende Formulierung

der Allgemeinen Relativitätstheorie zugunsten einer „zeitabhängigen“ hamiltonschen Formulierung aufzugeben (ohne dabei den Inhalt der Theorie zu ändern). Dazu führt man eine (beliebige) raumartige „Foliation“ (oder „3+1-Zerlegung“) der Raumzeit in raumartige Hyperflächen ein, die konstanten Werten einer willkürlichen Zeitkoordinate  $t$  entsprechen.



Bei vorgegebener Raumzeit-Geometrie  ${}^{(4)}G$  induziert diese Prozedur auf allen Hyperflächen räumliche (dreidimensionale) Geometrien  ${}^{(3)}G(t)$ , worunter man jeweils die abstrakten (koordinatenunabhängigen) Geometrien versteht (das sind die Topologien und inneren Krümmungen). Diese „Dreiergeometrien“  ${}^{(3)}G$  stellen sich dann als die Zustandsvariablen der Allgemeinen Relativitätstheorie heraus (entsprechend den Ortsvariablen  $q$  der Mechanik, wo etwa  $N$  zeitabhängige Punkte im dreidimensionalen Raum den dynamischen Zustand von  $N$  Partikeln darstellen).

Eine *Bahn* im Zustandsraum (analog zu  $q(t)$ ) ist dann durch eine *Funktion*  ${}^{(3)}G(t)$  der willkürlichen Zeitkoordinate gegeben, die eine Raumzeitgeometrie  ${}^{(4)}G$  festlegt. Da die Foliation willkürlich ist, entsprechen einer  ${}^{(4)}G$  jedoch *viele*, jeweils beliebig parametrisierbare Bahnen  ${}^{(3)}G(t)$ . Wie in der Mechanik muss man zunächst zwischen einer zeitabhängigen Bahn, z.B.  $x(t)$ ,  $y(t)$  für eine zweidimensionale Bewegung, und der zeitfreien Bahn, hier  $y(x)$ , unterscheiden. Letztere enthält keine Information, wie diese in Abhängigkeit von einer vorgegebenen Zeit  $t$  durchlaufen wird, jedoch ist in der Allgemeinen Relativitätstheorie die Zeitkoordinate  $t$  ohne jede physikalische Bedeutung. Mach hat als einer der ersten Physiker gefordert, dass im Gegensatz zu Newtons Postulat kosmologisch nur zeitlose Bahnen, also nur *Vergleiche* von Bewegungsvorgängen, sinnvoll sein sollten.<sup>1</sup> Jede Foliation von  ${}^{(4)}G$  (ohne Festlegung der numerischen Werte der jeweiligen Zeitkoordinate  $t$ ) entspricht aber einer solchen zeitfreien Bahn.

Das Machsche Prinzip drückt sich in der Allgemeinen Relativitätstheorie durch die „Reparametrisierungsinvarianz“ aus, d. h. durch die Invarianz der Einstein-Gleichungen unter Koordinatentransformationen – darunter auch den (sinnvollerweise monotonen) Zeittransformationen  $t \rightarrow t' = f(t)$ . Diese bedeutsame Eigenschaft sollte in einer vereinheitlichten Theorie aller Kräfte erhalten bleiben.

<sup>1</sup> Die Gültigkeit dieses Machschen Prinzips für die Allgemeine Relativitätstheorie wird häufig deswegen bestritten, weil Mach es – bei seinem Kenntnisstand ganz natürlich – für die Dynamik der Materie als alleiniger Quelle der Gravitation formuliert hat. Es erscheint aber als Haarspaltereи, seinem Prinzip die Verallgemeinerung unter Einbeziehung der erst später entdeckten nichtlinearen Dynamik der Geometrie (als eines „physikalischen Objekts“ wie die Materie, das wegen der Nichtlinearität selber Quelle ist) zu verweigern.

Wie stets in der Quantentheorie würden aber auch in der Quantengravitation *Bahnen* der Unschärferelation widersprechen. Es kann also in ihr keine wohl definierte Raumzeit  ${}^{(4)}G$  mehr geben! Stattdessen wäre die Existenz einer Wellenfunktion  $\Psi[{}^{(3)}G, Materie; t]$ , die einer Schrödinger-Gleichung  $i\partial\Psi/\partial t = H\Psi$  genügt, zu erwarten. Sie würde dann in der traditionellen Interpretation eine Wahrscheinlichkeitsamplitude für alle Dreiergeometrien (unabhängig von der Wahl einer Foliation) und für alle möglichen Materiefelder auf diesen bestimmen. Die Quantisierung der Gravitation führt also wegen deren universeller Bedeutung ebenfalls auf das Konzept einer Wellenfunktion des Universums, wie es allein aus Konsistenzgründen auch ohne Gravitation notwendig erschien.

Die Reparametrisierungsinvarianz der klassischen Theorie lässt sich bei Quantisierung aber nur noch mit Hilfe einer Zwangsbedingung der Form  $H\Psi = 0$  erfüllen, da eine Reparametrisierung ohne die klassische Bedingung  $H = 0$  bahnabhängig wäre. Diese *Wheeler-DeWitt-Gleichung* (auch *Einstein-Schrödinger-Gleichung* genannt) erzwingt also zeitunabhängige (stehende) Wellen  $\Psi[{}^{(3)}G, Materie]$  und erlaubt *keine* zeitabhängige solche Wellenfunktion. Wie ist dann aber noch irgendeine *Veränderung* der Welt möglich? Wie lässt sich insbesondere eine zeitliche Asymmetrie zwischen Vergangenheit und Zukunft mit ihren diversen physikalischen „Zeitpfeilen“ formulieren (s.a. [3] und Kap. 19)?

Die Lösung dieses Dilemmas ergibt sich aus der Struktur der Theorie selber. Klassisch wären alle *physikalischen Zeiten* (die Eigenzeiten längs Weltlinien durch die Raumzeitgeometrie  ${}^{(4)}G$  – zu unterscheiden von den Bahnen durch den Konfigurationsraum) unabhängig von der Wahl irgendwelcher Foliationen und Zeitkoordinaten  $t$  definiert. Andererseits bestimmen aber zwei räumliche Geometrien,  ${}^{(3)}G_0$  und  ${}^{(3)}G$ , im allgemeinen eine zugehörige Lösung  ${}^{(4)}G$  der Einstein-Gleichungen und damit bereits ihren zeitlichen Abstand längs aller sie verbindenden Bahnen durch die Raumzeit. Im Gegensatz dazu würden zwei Zustände der Mechanik, z. B. zwei die Erddrehung charakterisierende Winkel  $\phi_0$  und  $\phi$ , zusätzlich die Kenntnis einer Anfangsgeschwindigkeit erfordern, um Information über die Zeitdifferenz zwischen ihnen geben zu können.

Mit anderen Worten:  ${}^{(3)}G$  trägt das physikalische Zeitmaß bereits in sich. Eine formal stationäre Wellenfunktion  $\Psi[{}^{(3)}G, Materie]$  ist physikalisch zeitabhängig vermöge ihres ersten Arguments!  ${}^{(3)}G$  ist aber eine dynamische Variable – kein klassischer Parameter mehr – so dass die Zeit mit der Gravitation quantisiert worden ist.  $\Psi$  ist nach konventioneller Interpretation eine Wahrscheinlichkeitsamplitude für das Zeitmaß, nicht mehr eine *Funktion* von einer vorgegebenen Zeit. Anstelle von *Zeitabhängigkeiten* sind durch die Wellenfunktion  $\Psi$  nur *Quantenkorrelationen* (Verschränkungen) aller dynamischen Variablen mit geeigneten physikalischen Zeitmaßen („Uhren“) definiert. Diese Verschränkung ersetzt also die durch eine zeitfreie Bahn beschriebenen Korrelationen zwischen allen physikalischen Variablen einschließlich physikalischer Uhren.

Die Situation wird konkreter (und geht gleichzeitig über das bisher Gesagte hinaus), wenn man sie explizit für friedmannartige Kosmologien betrachtet. In diesem Fall wird erstaunlicherweise die formale Masse, die dem Expansionsparameter  $a$  des

Gesamtuniversums zuzuordnen ist, wegen der universellen Attraktion der Gravitation negativ. Wenn  $\alpha = \ln a$  den Logarithmus des Expansionsparameters bedeutet und  $x_i$  für die übrigen (unendlich vielen) Freiheitsgrade steht, nimmt der Hamiltonoperator aus der Wheeler-DeWitt-Gleichung bei geeigneter Wahl dieser Variablen die Form

$$H = + \left( \frac{\partial}{\partial \alpha} \right)^2 - \sum_i \left( \frac{\partial}{\partial x_i} \right)^2 + V(\alpha, \{x_i\})$$

an. (Die formalen Massen sind hier als positive Maßstabsfaktoren in die Variablen hineingezogen worden.) Der üblicherweise auftretende Laplace-Operator der kinetischen Energie wird dadurch zum d'Alembertschen Operator einer Wellengleichung. Dieses Vorzeichen gibt dem Konfigurationsraum also eine lorentzsche Metrik, die ihm zur Bezeichnung „Superraum“ verhalf.  $\alpha$  erscheint in diesem Sinne als eine zeitartige Variable. Die Struktur dieser Gleichung erlaubt keine in  $\alpha$  lokalisierten, sondern nur noch mit  $\alpha$  propagierende Wellenpakete („Wellenschläuche“). Man kann in diesem Sinne von der Wiedergewinnung der durch die quantisierte Reparametrisierungsinvarianz verlorengegangenen Zeit sprechen.

Diese Eigenschaft führt zu der wichtigen Konsequenz, dass das übliche Randwertproblem der scheinbar stationären Schrödinger-Gleichung  $H\Psi = 0$  zu einem Anfangs- (oder End-)wertproblem in  $\alpha$  wird. So lässt sich insbesondere ein universelles Anfangswertproblem bei  $a \rightarrow 0$  ( $\alpha \rightarrow -\infty$ ) definieren: Die Wellenfunktion und ihre Ableitung nach  $a$  determiniert die Wellenfunktion im gesamten Superraum. Der Wert  $a = 0$  charakterisiert aber sowohl den Big Bang als auch den Big Crunch – im Sinne der intrinsischen Zeit  $\alpha$  also nur einen einzigen Zustand, (den „Big Brunch“). Qantenkosmologisch (in der Vogelperspektive) gibt es nur die Superposition von expandierendem und kollabierendem Universum in Form einer stehenden Welle, wobei „dynamische Korrelationen“, die die klassische Zeitabhängigkeit ersetzen, durch die Wheeler-DeWitt-Gleichung bestimmt werden. Das führt insbesondere auch zur Dekohärenz zwischen den komplexen Anteilen  $e^{ik\alpha}$  und  $e^{-ik\alpha}$  einer stehenden Welle der Form  $\sin(k\alpha)$ .

Viele Quantenkosmologen (so etwa auch Hawking und Vilenkin) interpretieren die Wellenfunktion des Universums wesentlich in einem semiklassischen Sinn, indem sie (gegebenenfalls auch umkehrende) Bahnen nach dem Vorbild der geometrischen Optik im Superraum betrachten, denen sie dann (mittels des Vorzeichens eines willkürlichen Bahnparameters) eine Richtung geben. Eine solche Interpretation widerspricht jedoch den Prinzipien der Quantentheorie abgeschlossener Systeme. Die Wheeler-DeWitt-Wellenfunktion ergibt überhaupt nur aus Everetts Vogelperspektive einen Sinn.

Insgesamt sind in der Quantengravitation des Friedmann-Universums *drei* Zeitkonzepte zu unterscheiden:

erstens ein *Zeitparameter*  $t$ , der in der Einstein-Schrödinger-Gleichung zu erwarten wäre, aber wegen der Reparametrisierungsinvarianz automatisch eliminiert wird,

zweitens die *zeitartige Variable*  $\alpha$  der Ausdehnung des Universums, die eine intrinsische Dynamik der exakten Wheeler-DeWitt-Gleichung definiert, und drittens eine *WKB-Zeit*, die sich nur gebiets- und näherungsweise im Sinne der geometrischen Optik längs Bahnen der globalen Geometrie  ${}^{(3)}G$  durch ihren Konfigurationsraum ergibt. Sie kann durch Dekohärenz zu einer „quasiklassischen“ Eigenschaft werden und im Rahmen dieser Näherung die Rolle eines *Kontrolleurs aller materiellen Bewegungen* (z. B. materieller Uhren) sowie aller höheren Multipole der Geometrie übernehmen (s. Banks [4]). Sie erklärt den von uns normalerweise benutzten Zeitparameter in der Dynamik lokaler Systeme.

Wie in dieser Konferenzreihe schon von Claus Kiefer diskutiert wurde, führt der Unterschied zwischen dem zweiten und dritten Zeitbegriff bei rekollabierenden Universen auf eine Diskrepanz zwischen dem quantenmechanischen Wellen- und dem klassischen Bahndeterminismus, die durch eine (übliche) intrinsische „Endbedingung“ der Normierbarkeit der Wellenfunktion mit  $\alpha \rightarrow +\infty$  erklärt werden kann. Denn nur diese führt zu einer Reflexion der Wellenpakete an einem positiven Potenzialwall.

Im Gegensatz zur üblichen Dynamik bezüglich einer klassischen Zeit  $t$  ist die intrinsische Dynamik bezüglich  $\alpha$ , definiert durch die Gleichung

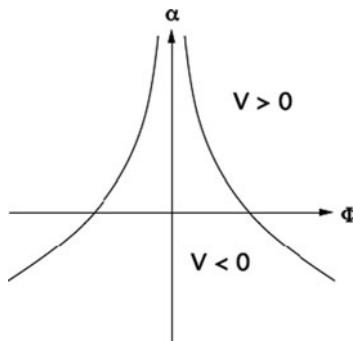
$$-(\partial/\partial\alpha)^2\Psi = \left\{ -\sum_i (\partial/\partial x_i)^2 + V(\alpha, \{x_i\}) \right\} \Psi =: H_{\text{red}}^2 \Psi,$$

nicht mehr symmetrisch unter einer Transformation  $\alpha \leftrightarrow -\alpha$ . Diese Asymmetrie unter intrinsischer Zeitumkehr röhrt daher, dass das Potenzial  $V(\alpha, \{x_i\})$  wegen der physikalischen Bedeutung von  $\alpha$  nicht mehr invariant unter dieser Transformation ist. Es gibt also eine *dynamische* Auszeichnung der intrinsischen Zeitrichtung. Sie bildet den vielleicht aussichtsreichsten Kandidaten für den gesuchten „Urzeitpfeil“ (s. Kap. 19). Als Folge davon wird nämlich die Lösung  $\Psi$  der Wheeler-DeWitt-Gleichung selbst bei einer symmetrischen Randbedingung *nicht* symmetrisch unter dieser „intrinsischen Zeitumkehr“ sein. (Eine andere Zeitumkehr ist nicht mehr definiert.) Eine formal symmetrische Randbedingung wäre z. B. durch die übliche Quadrat-Integrabilität der Wellenfunktion bezüglich der dynamischen Variablen  $\alpha$  für  $\alpha \rightarrow \pm\infty$  gegeben. Das resultierende Eigenwertproblem ist durchaus mit einem intrinsischen Anfangswertproblem vereinbar, da der „intrinsische“ oder „reduzierte“ Hamiltonoperator  $H_{\text{red}}$  wegen des unbestimmten Vorzeichens von  $V$  nicht hermitesch zu sein braucht. Das Eigenwertproblem (zum Eigenwert 0 des Wheeler-DeWitt-Hamiltonoperators) schränkt die zulässigen Lösungen des intrinsischen Anfangswertproblems allerdings auf eine Weise ein, die empfindlich von der globalen Natur der Lösung abhängt, einer approximativen Lösung also unzugänglich ist.

Ein einfaches zweidimensionales Modell lässt sich als ein homogenes geschlossenes Friedmann-Universum mit einem reellen massiven Skalarfeld  $\Phi$  definieren. Sein Potenzial ist

$$V(\alpha, \Phi) = -e^{4\alpha} + e^{6\alpha} m^2 \Phi^2 \left( -c e^{-2\alpha} \right),$$

wobei der ad hoc eingeführte spekulativen Zusatzterm in Klammern (das „Planck-potenzial“, mit  $c > 0$ ) eine Normierbarkeit für  $\alpha \rightarrow -\infty$  erzwingen soll. Die exponentielle Abhängigkeit des Potenzials von der zeitartigen Variablen  $\alpha$  (s. die in der Figur skizzierten Nulllinien) führt dann zu einer starken Asymmetrie der Lösungen in  $\alpha$ . Das Verschwinden der  $\Phi$ -Abhängigkeit des Potenzials für  $\alpha \rightarrow -\infty$  (s. Figur) erlaubt Lösungen der Form  $\Psi(\alpha, \Phi) \rightarrow \Psi_0(\alpha) \rightarrow 0$ . Genauer ergibt sich [5], dass dieses Verhalten so erreicht werden kann, dass  $\Psi(\alpha, \Phi)$  für Ausdehnungen des Universums im Bereich der Plancklänge viel breiter als die selber in der Breite divergierenden  $\alpha$ -abhängigen Eigenzustände des durch  $-(\partial/\partial\Phi)^2 + V(\alpha, \Phi)$  definierten Oszillators in  $\Phi$  wird. Das Universum ist also „anfänglich“ (für  $\alpha \rightarrow -\infty$ ) in einer symmetrischen Superposition aller Amplituden des Materiefeldes  $\Phi$  und damit in einer Superposition aller entsprechenden Anregungen. Es erfüllt dann eine sehr einfache und unstrukturierte symmetrische Anfangsbedingung (*symmetric initial condition = SIC*). Dagegen muss sich seine Wellenfunktion für  $\alpha \rightarrow +\infty$  wegen des dort extrem unterschiedlichen Potenzials  $V$  ganz anders verhalten, was eine *intrinsische Zeitrichtung* (nämlich die Richtung der Expansion des Universums) auszeichnet.



Ähnliches gilt auch für andere Freiheitsgrade als  $\Phi$ , d.h. für alle  $x_i$ . Bei zunehmendem  $\alpha$  (wachsendem Universum) gehen diese dann zunächst in die Grundzustände über und werden später (insbesondere in der vermuteten „inflationären Phase“ des noch sehr jungen Universums, in der sich dieses exponentiell mit jedem physikalischen Zeitmaß ausgedehnt haben soll) teilweise stark angeregt. Das beschreibt den Übergang zur Komplexität dieser Welt, die sich quantenkosmologisch durch ihre Aufspaltung in sehr viele dynamisch unabhängige (quasiklassische) Komponenten ausdrückt.

Da keine absolute Zeit existiert, kann nach dieser Theorie nur die Struktur der den Beobachter enthaltenden Wellenfunktion darüber entscheiden, wie zeitliche Veränderung erlebt wird (offenbar nur als ein *expandierendes* Universum). In der Tat sind alle propagierenden Wellenpakete, die Bahnen im Superraum im Sinne der geometrischen Optik approximieren und damit Raumzeitgeometrien darstellen können, nicht über den Umkehrpunkt der kosmischen Expansion fortsetzbar

(s. aber in Kap. 22 erwähnte jüngere Vorschläge, etwa von Bojowald, die kein Planck-Potenzial annehmen und dafür negative Werte von  $a$  zulassen).

Die SIC bedeutet also, dass das früheste (noch extrem dichte) Universum noch gar keine effektiven Freiheitsgrade besitzten würde. Die in deterministischen Theorien ganz unverständliche (weil extrem unwahrscheinliche) Anfangsbedingung niederer Entropie, die den thermodynamischen Zeitpfeil erklären soll, ist hier auf sehr einfache Weise erfüllt, da die Entropie zwar null aber trotzdem maximal bezüglich der vorhandenen Freiheitsgrade ist. Die mit wachsendem  $\alpha$  ohne determinierende Ursachen („aus dem Nichts“) und gewöhnlich durch Symmetriebrechung erst entstehenden Freiheitsgrade liefern dann die für die Irreversibilität nötige, anfangs leere Entropie-Kapazität.

Diese Konsequenzen lassen den im Grunde „konservativen“ (weil nur aus wohlbestätigten Theorien extrapolierten) Begriff einer Wellenfunktion des Universums äußerst vielversprechend erscheinen. So vermag er bei entsprechenden Randbedingungen das Auftreten von Horizonten und Singularitäten in der Raumzeit zu vermeiden (ähnlich wie im Wasserstoffatom). In einem geschlossenen (rekontrahierenden) Universum, zum Beispiel, würde die sich dem potenziellen Horizont eines Schwarzen Loches nähernde Materie eine divergierende Zeitdilatation erfahren, die sie gegebenenfalls rechtzeitig vor dessen Erreichen unter den Einfluss des inversen thermodynamischen Zeitpfeil in der Kontraktionsphase des Universums zwingt (vgl. Kap. 22). Dort müssten dem Schwarzen Loch bei Beibehaltung eines klassischen Zeitparameters unter dem Einfluss der avancierten Strahlung „Haare wachsen“, die es wieder expandieren lassen, wie es in einem zeitsymmetrischen Universum auch erforderlich ist [6].

## Literatur

1. Gell-Mann, M., and Hartle, J.B., Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology. In: W.H. Zurek (Hsg.), Complexity, Entropy and the Physics of Information (Addison Wesley, Boston, 1990).
2. Zurek, W.H., Decoherence and the Transition from Quantum to Classical. Phys. Today **44**(Oct.), 36 (1991).
3. Zeh, H.D., The Physical Basis of the Direction of Time (Springer, Berlin, 1989; 5. Auflage 2007).
4. Banks, T., TCP, Quantum Gravity, the Cosmological Constant and All That. Nucl. Phys. **B249**, 332 (1985).
5. Conradi, H.D., and Zeh, H.D., Quantum Cosmology as an Initial Value Problem. Phys. Lett. **A154**, 321 (1991).
6. Zeh, H.D., Time (A-)Symmetry in a Recollapsing Quantum Universe. In: Halliwell, J.J., Perez-Mercader, J.P., and Zurek, W.H. (Hrsg.), Physical Origins of Time Asymmetry (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).

# Kapitel 19

## Die Suche nach dem Urzeitpfeil

Die Zeitrichtung der Naturphänomene ist tief in unserem Kausalitätsdenken verwurzelt: Ursachen haben stets der Wirkung vorauszugehen. Demgegenüber sind die fundamentalen dynamischen Gesetze der Physik deterministisch, d. h. sie bestimmen einen Zustand gleichermaßen eindeutig aus Anfangs- wie aus Endbedingungen.<sup>1</sup> Das gilt auch dann, wenn diese Gesetze nicht symmetrisch unter Zeitumkehr sind, wie bei Lorentzkräften.

Seit Eddington bezeichnet man Klassen von Phänomenen, die die Zeitrichtung auszeichnen als „Zeitpfeile“. Beispiele sind die retardierte, von Quellen auslaufende Strahlung (mit den Konsequenzen der Strahlungsdämpfung und des exponentiellen Zerfalls), die dem Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik genügenden Wärme- und Diffusionsströme (mit ihren Konsequenzen für die Nichtgleichgewichtsthermodynamik und insbesondere die Entstehung von Strukturen und die Evolution), die kosmische Expansion und der gravitative Kollaps (mit den daraus in der Allgemeinen Relativitätstheorie resultierenden zeitgerichteten Raumzeit-Strukturen wie „Ereignishorizonten“ und zeitartigen Singularitäten).

All diese Phänomene hängen miteinander zusammen. So sind makroskopische Systeme in der Zeitabhängigkeit ihrer mikroskopischen Zustände auf äußerst empfindliche Weise noch über astronomische Distanzen empfindlich miteinander verknüpft und können daher nur einen gemeinsamen thermodynamischen Zeitpfeil besitzen. Der retardierte Charakter der Strahlung (auch als „Sommerfeldsche Ausstrahlungsbedingung“ formuliert) kann wiederum auf den thermodynamischen Zeitpfeil in absorbierenden Raumzeit-Gebieten zurückgeführt werden, wenn solche die Rückwärtslichtkegel der Strahlungsquellen vollständig schneiden. Insbesondere liegt der heute transparente Weltraum dieserart im „Lichtschatten“ der heißen, ionisierten Materie der Frühphase des Universums (der „Strahlungsära“), deren thermische Strahlung durch die kosmische Expansion inzwischen auf die eines Absorbers von 3 K abgekühlt ist. Hier macht sich die Ausstrahlungsbedingung als Schwärze des Nachthimmels bemerkbar. Des weiteren haben nichttriviale

---

Genehmigter Nachdruck aus *Physikalische Blätter* **42**, 80 (1986).

<sup>1</sup> Der Sprachgebrauch in der Literatur ist nicht einheitlich. Häufig werden Kausalität und Determinismus synonym benutzt.

Raumzeit-Strukturen wie Schwarze Löcher als Konsequenz der daran gekoppelten Quantenfelder thermische Eigenschaften (Temperatur und Entropie). Diese verlangen eine Synthese thermodynamischer und geometrischer Begriffe in einem verallgemeinerten Zweiten Hauptsatz, welcher nur die Summe von thermodynamischer Entropie und der mit einer Konstanten multiplizierten Gesamtoberfläche aller Schwarzen Löcher als niemals abnehmende Größe postuliert [1]. Er beschreibt neben dem thermodynamischen Zeitpfeil auch den der Bildung und der vorhergesagten Zerstrahlung Schwarzer Löcher. Wegen des Äquivalenzprinzips drückt sich diese Synthese lokal darin aus, dass jedes gegenüber einem inertialen Vakuum mit  $b$  beschleunigte physikalische System von jenem wie von einem Wärmebad mit der fundamentalen „Unruh-Temperatur“  $T_U = \hbar b / 2\pi kc$  angeregt werden muss.

Als *Physik der Zeitrichtung* [2, 3] wird das Programm bezeichnet, alle Zeitpfeile aus einem gemeinsamen „Urzeitpfeil“ im Rahmen eines physikalischen Weltmodells abzuleiten ohne dabei auf konventionelle Kausalitätsvorstellungen zurückzugreifen, also vielmehr diese ebenfalls physikalisch (im wesentlichen thermodynamisch) zu begründen. Entgegen einem verbreiteten Vorurteil ist es aber *nicht* möglich, den thermodynamischen Zeitpfeil rein statistisch zu erklären. Aus rein statistischen Gründen sollten wir eigentlich nur thermodynamische Gleichgewichte vorfinden. Selbst Vorgänge mit abnehmender Entropie sind noch genauso „wahrscheinlich“ wie die gewohnten mit zunehmender Entropie, d. h. genauso häufig unter allen *möglichen* Vorgängen. Es gibt beispielsweise genau so viele mikroskopische Realisierungen für das Ausströmen eines Gases ins Vakuum wie für den umgekehrten Vorgang, dagegen sehr viel mehr für einen Makrozustand homogener Dichte. Daher ist der thermodynamische Zeitpfeil statistisch erst nach Vorgabe von speziellen (niederentropischen, d. h. unwahrscheinlichen) Anfangsbedingungen, wie hier der räumlichen Trennung von Vakuum und Gas, zu begründen. Sie müssen letztlich kosmologischer Natur sein, wenn die Entropie stets und überall zugenommen haben soll.

Eine besondere Rolle spielt der quantenmechanische Messprozess, verbunden mit dem Kollaps der Wellenfunktion, da umstritten ist, ob er lediglich als eine neue Klasse von zeitgerichteten Phänomenen oder als Repräsentant eines fundamentalen indeterministischen dynamischen Gesetzes anzusehen ist. Beim Kollaps wird die Wellenfunktion des beobachteten Systems unter Umgehung der durch die Schrödinger-Gleichung beschriebenen Dynamik spontan durch die Eigenfunktion zum gefundenen Eigenwert ersetzt, während gleichzeitig der Zeigerstellung des Messapparats ein entsprechendes Wellenpaket zugeschrieben wird [4]. Ein fundamentaler dynamischer Indeterminismus (in „positiver“ Zeitrichtung) entsprach zweifellos Max Borns Absichten (während ein retrograder Indeterminismus zu Schwierigkeiten bei der Deutung der „Geschichtlichkeit“ der Welt führen kann – also der Tatsache, dass uns die Vergangenheit im Gegensatz zur Zukunft festgelegt erscheint). Auch Heisenbergs Interpretation („Die Bahn entsteht erst dadurch, dass wir sie beobachten“) enthält ein zeitgerichtetes und darüber hinaus beobachterbezogenes Konzept, das ganz bewusst der konventionellen Auffassung von Kausalität Ausdruck geben soll.

Demgegenüber sahen Anhänger des Determinismus wie Boltzmann oder Einstein nur eine scheinbare Indeterminiertheit der Zukunft, bedingt durch menschlich unzureichendes Wissen über die determinierenden mikroskopischen Ursachen. In der Tat wäre ein Determinismus für mikroskopische Zustände praktisch nicht anwendbar, da deren zeitliche Entwicklung so extrem empfindlich von Anfangsbedingungen und äußeren Störungen abhängt, wie es z. B. in jüngster Zeit in der „Theorie des Chaos“ diskutiert wird. Die hieraus zu ziehenden Konsequenzen wären jedoch ohne die unwahrscheinlichen Anfangsbedingungen zeitumkehrsymmetrisch, und daher ist die Schlussfolgerung, die Entropiezunahme sei „subjektiv“ zu verstehen, falsch: Zwar ist die für den Entropiebegriff wichtige „Relevanz“ (vorrangige oder ausschließliche Bedeutung) bestimmter makroskopischer physikalischer Eigenschaften – häufig ausgedrückt durch ein „coarse-graining“ – letztendlich durch deren Relevanz für den Betrachter gegeben, das zeitgerichtete dynamische Verhalten dieser Eigenschaften (und unseres Wissens darüber – sofern wir es physikalisch realisiert annehmen) muss aber in deterministischen Theorien durch den speziellen (Anfangs-) Zustand des Universums bestimmt sein. Daher sind auch die informationstheoretischen Begründungen der Thermodynamik grundsätzlich zirkulär, falls man nicht ein außerphysikalisches Informationskonzept, wie bei einem außerhalb der physikalischen Gesetze existierenden Maxwellsehen Dämon, einführen wollte.

Diese Betrachtungen über deterministische Theorien gelten in ihrem Kern auch für die Schrödinger-Dynamik quantenmechanischer Zustandsvektoren; die Formalismen sind weitgehend übertragbar. Allerdings kommt dem Relevanzbezug weitergehende Bedeutung zu: Quantenzustände sind „nichtlokal“, da sie im allgemeinen einem Subsystem keinen bestimmten Zustand zuordnen (nicht einmal seine Wellenfunktion bestimmen). Ein Gesamtzustand  $\psi$  lässt sich zwar formal aus Zuständen  $\varphi^{(1)}$  und  $\varphi^{(2)}$  der Subsysteme als

$$\psi = \sum_{mn} c_{mn} \varphi_m^{(1)} \varphi_n^{(2)}$$

superponieren, diese besäßen einen eigenen Zustand aber nur, wenn die Summe zu einem Produkt  $\varphi^{(1)}\varphi^{(2)}$  entartet wäre.<sup>2</sup>

Beobachter sind aber stets lokale Systeme, hätten also aufgrund der Schrödinger-Dynamik keinen eigenen Quantenzustand. Wie sich am klarsten aus dem Bellschen Theorem ergibt [5], kann die durch obige Superposition beschriebene Nichtlokalität nicht „im Sinne Borns“ durch die Annahme erklärt werden, dass sie nur statistische Korrelationen zwischen dynamisch indeterminierten lokalen (z. B. klassischen) Größen beschreibe. Ihr kommt vielmehr eine Realität insofern zu, als ihre über bloße statistische Korrelationen hinausgehenden individuellen dynamischen Wirkungen experimentell nachzuweisen sind. Das erwähnte empfindliche dynamische

---

<sup>2</sup> Die gängigen Quantentheorien „offener Systeme“ sind wie Boltzmanns Stoßzahlansatz phänomenologischer Art und versuchen nicht, die im Dichtematrixformalismus lokaler Systeme enthaltene Vernachlässigung nichtlokaler, hier aber kinematischer Korrelationen, die ohnehin nur zum Vorwärtsrechnen in der Zeit berechtigt ist, irgendwie zu begründen.

Zusammenwirken aller makroskopischen Systeme erfordert aus Konsistenzgründen quantenmechanisch die Betrachtung einer Wellenfunktion des ganzen Universums [6] und damit ein Überschreiten der selbstgesetzten Grenzen der „Kopenhagener Deutung“.

Im Rahmen der gegenwärtigen Quantentheorie wird dem Beobachter (oder der Zeigerstellung des Messapparates) ein bestimmter (aber nicht dynamisch determinierter) Zustand durch den Kollaps des Zustandsvektors bei der Messung zugewiesen. Tatsächlich ließe sich damit auch das lokale Zustandekommen klassischer Eigenschaften im begrifflichen Rahmen der Quantentheorie (nämlich durch entsprechende Wellenpakete) verstehen [7]. Der Kollaps stellt aber (unabhängig von allen Interpretationsfragen) eine irreversible Dynamik des Zustandsvektors dar, welche insbesondere die aus diesem bestimmte extensive (additive) Entropie absenkt [3]. Ihn „nur“ als Informationsvermehrung anzusehen, widersprüche nicht nur seiner praktischen Verwendung und den Konsequenzen des Bellschen Theorems, demzufolge die dabei verschwindenden Korrelationen nicht auf fehlender Information über lokale Größen beruhen können, sondern würde auch Maxwells Dämon durch die quantenmechanische Hintertür wieder einführen. Daher ist auch die Gültigkeit des „Negentropie-Prinzips“ über die Kompensation des Informationsgewinns durch die Entropievermehrung bei den begleitenden Verstärkerprozessen im Prinzip fraglich. Der Kollaps als Repräsentant des quantenmechanischen Indeterminismus muss vielmehr unabhängig von seiner Interpretation als ein möglicher Kandidat für den Urzeitpfeil angesehen werden.<sup>3</sup>

Quantitativ ist diese Entropieverminderung bei Messungen thermodynamisch fast immer vernachlässigbar. Es ist jedoch lehrreich, sie für einen symmetriebrechenden Phasenübergang des Vakuums, wie er bei sehr hohen Dichten nach dem Urknall stattgefunden haben soll, zu betrachten. Im Gegensatz etwa zu einem Festkörper gibt es für das Universum keinen „äußeren Beobachter“, den man für den Entropieentzug verantwortlich machen könnte. Nach solchen Theorien ist ein unter bestimmten Transformationen symmetrisches Vakuum  $|0\rangle$  in ein unsymmetrisches  $|\Omega\rangle$  übergegangen, wobei  $\Omega$  die erzeugenden Parameter der betreffenden Symmetriegruppe sind. Eine Schrödinger-Dynamik mit einem symmetrischen Hamilton-Operator könnte aus  $|0\rangle$  jedoch nur zu einer symmetrischen Superposition  $\int d\Omega |\Omega\rangle$  solcher unsymmetrischen Vakua führen. Diese Superposition ist aber im oben diskutierten Sinne nichtlokal: Schreibt man das Vakuum  $|\Omega\rangle$  für eine Aufspaltung des Universums in ein Teilgebiet  $G^{(1)}$  und sein Komplement  $G^{(2)}$  näherungsweise als  $|\Omega\rangle^{(1)} |\Omega\rangle^{(2)}$ , so wäre die der globalen Superposition entsprechende lokale Dichtematrix für ein jedes Teilgebiet  $\rho^{(1)} = \int d\Omega |\Omega\rangle^{(1)} \langle \Omega|^{(1)}$ . Das entspräche einer kanonischen Verteilung der

---

<sup>3</sup> Merkwürdigerweise gehen fast alle Begründungen irreversibler Prozesse im Rahmen der Quantenmechanik von einer unitären (Schrödinger-) Dynamik aus, die den Indeterminismus gar nicht enthält. Letzterer wird dann häufig als vorgeblieche Näherung bei der Ableitung von Master-Gleichungen eingeführt, erscheint dabei aber nicht mehr spezifisch quantenmechanisch. So entsteht auch gelegentlich der falsche Eindruck einer Konsistenz des Messprozesses mit der unitären Dynamik.

lokalen Vakua mit unendlicher Temperatur. Ortsabhängige  $\Omega$ -Schwingungen um einen Vakuumwert  $\Omega_0$  sind dabei als Bosonen der Masse 0 („Goldstone-Bosonen“) zu interpretieren. Der Kollaps von  $\int d\Omega |\Omega>$  in ein bestimmtes symmetriebrechendes Vakuum  $|\Omega_0> \approx |\Omega_0>^{(1)} |\Omega_0>^{(2)}$  führt aber auch lokal zum reinen Goldstone-Vakuum. Die Symmetriebrechung erzeugt daher unbesetzte Freiheitsgrade, die dann Entropie der übrigen Materie aufnehmen können. Wäre die Entropiekapazität des Goldstone-Feldes groß genug, so könnte dieser symmetriebrechende Kollaps den Urzeitpfeil darstellen, indem er einen hinreichend niederentropischen Anfangszustand produziert.

Tatsächlich dominieren masselose Teilchen die Entropiekapazität des Universums. Gegenwärtig besitzen die Photonen der Hintergrundstrahlung trotz ihrer niedrigen Temperatur eine Entropie von  $S_{\text{ph}} \approx 10^{88} k$ , verglichen mit der Entropie der Materie  $S_M \approx 10^{80} k$  (bezogen auf ein Universum von  $10^{80}$  Baryonen). Das Gravitationsfeld hat sogar eine Entropiekapazität von  $S_G \approx 10^{123} k$  durch die Möglichkeit der Versammlung aller Materie in einem einzigen Schwarzen Loch, denn dessen Entropie ist dem Quadrat seiner Masse proportional. Das Unwahrscheinliche des gegenwärtigen und frühen Universums liegt also vor allem in dessen Homogenität!

Wäre dagegen – wie häufig vermutet wird – die Expansion des Universums der Urzeitpfeil, so müsste sich der Zweite Hauptsatz umkehren, wenn das Universum nach Erreichen einer maximalen Ausdehnung kontrahiert. Für Beobachter in dieser Epoche sollte sich dann auch der subjektiv empfundene Zeitpfeil umkehren, so dass sie genau wie wir eine Expansion wahrnehmen würden. Für eine Umkehrung aller Vorgänge müsste jedoch nicht nur der Zustand des Universums am Umkehrpunkt einer sehr einschränkenden Symmetriebedingung unterliegen, es wäre auch eine zeitinverse (genauer: CPT-inverse) Dynamik nötig. Quantenmechanisch heißt das, dass der Kollaps der Wellenfunktion in der Kontraktionsphase ebenfalls umgekehrt verlaufen müsste, wofür es keinen Grund gäbe, wenn dieser einen fundamental zu postulierenden dynamischen Prozess darstellte.

Für eine Quantentheorie des Universums muss aber konsequenterweise auch die Raumzeit-Metrik quantisiert werden. Eine zugehörige Wellenfunktion des Universums kann dann keinen äußeren Zeitparameter  $t$  mehr sinnvoll enthalten. Die verbleibende Schrödinger-Gleichung des Universums von der Form  $H\psi = 0$ , die „Wheeler-DeWitt-Gleichung“ [8] ist aber (nach Elimination aller Eichfreiheitsgrade) vom hyperbolischen Typ im unendlich-dimensionalen Konfigurationsraum, erlaubt also die Formulierung eines Anfangswertproblems bezüglich einer „zeitar-tigen“ inneren (dynamischen) Variablen. Als ein solches inneres Zeitmaß (enthalten in der Metrik), tritt z. B. in einem isotropen und homogenen Universum dessen Ausdehnung  $a$  auf, bezüglich derer die Expansion zu einer Tautologie wird. Die erwähnte Symmetriebedingung bei maximaler Ausdehnung ist auf diese Weise trivial erfüllt. Nur in einer das Zeitmaß betreffend klassischen Extrapolation kann die Zeit noch über den Punkt maximaler Ausdehnung im Sinne einer Kontraktion fortgesetzt werden. Hawking, der die Wellenfunktion des Universums für diesen Zweck diskutiert hat, hat kürzlich Argumente vorgebracht [9], wonach eine geeignet definierte Entropie in dieser, nur einer trivialen Anfangsbedingung bei  $a = 0$  unterworfenen Wellenfunktion mit der Ausdehnung monoton wachsend

korreliert ist, so dass man die Expansion in der Tat als den Urzeitpfeil ansehen müsste.<sup>4</sup> Eine solche Korrelation führt nach einer Vermutung von Hawking auch dazu, dass sich der thermodynamische Zeitpfeil im Inneren Schwarzer Löcher – also auch bei einer lokalen Kontraktion – umkehren muss. Eine andere Möglichkeit wäre, dass die Bildung Schwarzer Löcher in einem makroskopisch aksausal („konspirativ“) erscheinenden Vorgang ganz vermieden würde [10].

Wie ist diese Begründung der Entropiezunahme mit dem Kollaps des Zustandsvektors als Urzeitpfeil vereinbar? Mangels äußerem Zeitparameter lässt sich kein Kollaps für die Wheeler-DeWitt-Wellenfunktion formulieren. Das bedeutet für ein daraus *abgeleitetes* Zeitkonzept, dass auch die abgeleitete zeitabhängige Schrödinger-Gleichung stets gültig sein muss und somit auch deren nicht beobachteten Komponenten weiterexistieren. Eine solche Interpretation der Quantentheorie wurde schon 1957 von Everett vorgeschlagen [11]. Alle Komponenten der Gesamtwellenfunktion des Universums können und müssen dann (in zeitlich klassischer Sprechweise) in der Kontraktionsphase wieder miteinander interferieren. (Zur Bildung Schwarzer Löcher mit ihren Singularitäten könnten dagegen die dazu nötigen Komponenten fehlen.) Die wahrgenommene und näherungsweise klassisch beschriebene „Welt“ entspricht aber in diesem Bild jeweils nur einer einzigen, sich mit der Ausdehnung des Universums ständig weiterverzweigenden *Komponente* des Quantenzustands. So stellt die Wellenfunktion des Universums eine symmetrische Superposition aller in Betracht zu ziehenden Metriken, korreliert mit den jeweiligen Materiezuständen und damit auch anderen Zeitmaßen wie Uhren, dar. Erst durch symmetriebrechende „Verzweigung“ in entsprechende Komponenten gehen daraus Quantenzustände mit (annähernd) bestimmter Metrik und damit Zeit hervor. Die Metrik wird im Sinne von Ref. [7] „ständig“ (d. h. in stetiger Korrelation mit  $a$ ) durch die Materie gemessen – ganz analog zur irreversiblen Bildung einer Teilchenbahn in der Blasenkammer. Bei einer Ausdehnung von der Größenordnung der Planck-Länge von  $10^{-33}$  cm besitzt das Universum praktisch noch keine räumlichen Freiheitsgrade und somit keine Vielfalt von möglichen Anfangszuständen. Alle späteren Entropieangaben über die klassische Welt und damit deren thermodynamischen Zeitpfeil beziehen sich aber auf die jeweilige Komponente, unterliegen also auch in diesem Modell einer effektiven Kollapsdynamik mit ihren oben beschriebenen Konsequenzen. Der diesen effektiven Kollaps der Wellenfunktion charakterisierende Zeitpfeil ist dabei mit dem der Expansion des Weltraums korreliert.

## Literatur

1. J. D. Bekenstein, *Physics Today* **33**, 24 (1980).
2. P. C. W. Davies, *The Physics of Time-Asymmetry* (Surrey University Press, London, 1977).

---

<sup>4</sup> Nachtrag: Hawking hat diese Vorstellung später revidiert. S. hierzu aber den Schluss von Kap. 16 und die dortige Ref. [18].

3. H. D. Zeh, *Die Physik der Zeitrichtung*. Springer Lecture Notes in Physics, Bd. **200** (Springer, Berlin, 1984).
4. J. von Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Springer, Berlin, 1932).
5. B. d'Espagnat, *Phys. Reports* **110**, 201 (1984).
6. H. D. Zeh, *Found. Phys.* **1**, 69 (1970); nachgedruckt in: J. A. Wheeler and W. H. Zurek: Quantum Theory and Measurement. (Princeton University Press, Princeton, 1983).
7. E. Joos und H. D. Zeh, *Z. Physik* **B 59**, 223 (1985).
8. B. S. DeWitt, *Phys. Rev.* **160**, 1113 (1967).
9. J. J. Halliwell and S. W. Hawking, *Phys. Rev.* **D 31**, 1777 (1985); S. H. Hawking, *Phys. Rev.* **D 32**, 2489 (1985).
10. H. D. Zeh, in: A. van der Merwe (Hrsg.): *Old and New Problems*. (Plenum, New York, 1983), S. 517.
11. B. S. DeWitt, *Phys. Today* **23**, 30 (1970); **24**, 36 (1971).



# Kapitel 20

## Der Zeitbegriff in der Quantentheorie

**I.** Normalerweise erscheint die Zeit in der Quantentheorie als ein externes (klassisches) Konzept. Es dient wie in klassischen Theorien als ein empirisch begründeter „Kontrolleur aller Bewegungen“ – sei es als absolute Zeit oder in Form der durch die klassische Raumzeitmetrik gegebenen Eigenzeiten. In diesem Falle ist es auf lokale Quantensysteme längs ihrer Weltlinien anwendbar. Gemäß dieser Voraussetzung kann man die Zeit an geeigneten klassischen oder quasi-klassischen „Uhren“, also regelmäßigen Bewegungsvorgängen, ablesen.

Dieses Konzept einer klassischen Zeit muss erst aufgegeben werden, wenn die Allgemeine Relativitätstheorie, in der die räumliche Metrik selber ein dynamisches Objekt ist, quantisiert wird, was aus Konsistenzgründen notwendig erscheint (s. IV) [1]. Die dadurch erzielte „Quantisierung der Zeit“ führt aber nicht zwangsläufig zu ihrer Diskretisierung – genau wie die Quantisierung einer freien Bewegung nicht zur Diskretisierung des Raums führt. Allerdings definiert die Kombination aus Lichtgeschwindigkeit, Planckscher Konstante und Gravitationskonstante eine natürliche *Planck-Zeit* der Größe  $5,4 \cdot 10^{-44}$  sec, die die Notwendigkeit einer ganz neuen Theorie ankündigen könnte. Eine traditionelle (kanonische) Quantisierung der Zeit wäre aber auch in jeder nichtrelativistisch Machschen („relationalen“) Theorie, die das absolute Zeitkonzept konsistent mit Hilfe von rein relativen Bewegungsvorgängen eliminiert, verlangt [2]. Denn falls die Quantentheorie universell ist, müssen im Prinzip alle dynamischen Vorgänge (auch solche, die als Uhren oder zur Definition der Zeit dienen) einer Quantisierung unterworfen werden. Was bedeutet das aber für den Zeitbegriff selber?

In den Anfängen der Quantentheorie herrschte die Meinung vor, dass die Dynamik mikroskopischer Systeme aus stochastischen „Quantensprüngen“ zwischen ansonsten „stationären“ Zuständen (Energieeigenzuständen) besteht [3]. Sie treten insbesondere bei Quantenmessungen auf. So bezeichnete noch von Neumann die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung als „zweite Intervention“ [4], da Schrödinger sie ursprünglich ausschließlich zur Behandlung zeitabhängiger externer Störungen

---

Übersetzung von „Time in Quantum Theory“ aus *Compendium of Quantum Physics – Concepts, Experiments, History and Philosophy* (D. Greenberger, F. Weinert, und K. Hentschel, Hrsg., Springer 2008)

benutzten wollte. (Äußere und insbesondere zeitabhängige Potenziale sind aber bereits ein klassisches Konzept, da sie für ihre Quelle einen separaten definierten Zustand voraussetzen. Quantenmechanisch gibt es nur Wechselwirkungsoperatoren.) Daher sei hier auch angemerkt, dass Atomuhren gerade *nicht* auf stochastischen Quanteneignissen beruhen, obwohl sie zwecks ständiger Ablesbarkeit als offene Systeme konzipiert sind (s. IV).

In einem konsistenten Schrödingerbild wird die gesamte Dynamik als Zeitabhängigkeit der Quantenzustände verstanden, während Observable als fest definierte formale Bezugsbegriffe dienen (vgl. Abschn. 2.2 von Ref. [5]). Die unitäre Dynamik entsprechend der Schrödinger-Gleichung kann dann als ein reines Interferenzphänomen zwischen verschiedenen Energieeigenzuständen  $|m\rangle$  mit ihren unterschiedlichen Phasenfaktoren der Form  $\exp(i\omega_m t)$  verstanden werden. Ihre Superpositionen beschreiben zeitabhängige Zustände  $|\alpha(t)\rangle$  in der Form

$$|\alpha(t)\rangle := \int dq \psi_\alpha(q, t) |q\rangle = \sum_m c_m^\alpha \exp(i\omega_m t) |m\rangle. \quad (20.1)$$

Die zeitabhängige Wellenfunktion  $\psi_\alpha(q, t)$  wurde hier eingeführt, um den abstrakten Hilbertraumzustand  $|\alpha(t)\rangle$  in der festen Basis  $|q\rangle$  darzustellen. Diese diagonalisiert eine entsprechende Observable  $Q$ . Die Zeitabhängigkeit eines Quantenzustands ist in der Tat nur *relativ* zu einer als fest angenommenen Basis sinnvoll zu definieren.

In der nichtrelativistischen Quantenmechanik wird der in der Wellenfunktion  $\psi_\alpha(q, t)$  auftretende Zeitparameter  $t$  mit Newtons absoluter Zeit identifiziert. Man nimmt dabei also an, dass eine Zeit unabhängig davon existiert, ob und wie sie gemessen wird. Der Buchstabe  $q$  steht hier für alle Variablen  $q_1 (i = 1, \dots, I)$ , die den entsprechenden Konfigurationsraum bilden. Der Spezialfall eines Massenpunktes, in dem  $q \equiv x, y, z$  einen einzelnen Raumpunkt darstellt, hat oft zur Verwechslung von Wellenfunktionen mit zeitabhängigen räumlichen *Feldern* (relativistisch Feldern über der Raumzeit) geführt. Dieses Missverständnis ist auch der Hauptgrund für die ungerechtfertigte Suche nach einem *Zeitoperator*  $T$  in Analogie zum Ortsoperator eines Teilchens. Der Parameter  $t$  ist hier jedoch *keine* dynamische Variable. Für ein  $N$ -Teilchenproblem zum Beispiel ist der Konfigurationsraum isomorph zu  $N$  Raumpunkten (also  $I = 3N$  Variablen), was gelegentlich sogar zur Annahme von  $N$  Zeitoperatoren geführt hat. In der Quantenfeldtheorie bilden dagegen die Amplituden  $\Phi(x, y, z)$  aller Felder an allen Raumpunkten ein Kontinuum von Variablen. Sie werden durch ihr räumliches Argument voneinander unterschieden, das nun also die Rolle des „Index“  $i$  übernimmt [6]. Daher werden Raum und Zeit hier trotz ihres unterschiedlichen Auftretens im Formalismus *gleichermaßen* als absolut gegebene Vorbedingungen der Kinematik und Dynamik behandelt, was in einer relativistischen Theorie auch angemessen ist.

Im Falle der Quantenfeldtheorie führt die kanonische Quantisierung von  $n$  Feldern auf ein Wellenfunktional  $\Psi[\Phi_1(x, y, z), \dots, \Phi_n(x, y, z), t]$  und nicht primär auf  $n$  Feldoperatoren als Funktionen der Raumzeit. Das gilt trotz dieser unterschiedlichen Behandlung auch relativistisch (s. III) [7]. Der von den Feldamplituden aufgebaute Hilbertraum enthält automatisch auch Superpositionen unterschiedlicher

Teilchenzahlen (Besetzungszahlen). Für Bosonen sind das in diesem Falle einfach die Oszillatorquantenzahlen für die klassischen Eigenmoden des Feldes, die zuerst von Planck postuliert und später von Schrödinger als Knotenzahlen der entsprechenden Wellenfunktionen erklärt wurden (vgl. Kap. 11). Die Oszillatoren mögen dabei nur Näherungen für kleine Auslenkungen darstellen, während man die ultimative Form der vermutlich weiterhin lokalen Hilbertraumbasis (traditionellerweise identisch mit dem klassischen „Konfigurationsraum“) und die dazugehörige Dynamik in einer vereinheitlichten Feldtheorie zu finden hofft.

Man kann Schrödingers allgemeine Wellenfunktion  $\psi_\alpha(q, t)$  bezüglich jeder ihrer Variablen nach Fourier transformieren. Das definiert Wellenzahlen  $k$  im Konfigurationsraum und Frequenzen  $\omega$ . Sie können mit Hilfe der Planckschen Konstanten auf kanonische Impulse und Energien skaliert werden, wobei erstere im allgemeinen von räumlichen Impulsen zu unterscheiden sind. Daraus ergibt sich auch ein *formaler Zeitoperator*  $T = i\partial/\partial\omega$ , der eine kontinuierliche Frequenzverschiebung  $U(\Delta\omega) = \exp(-i\Delta\omega T)$  definiert. Diese führt allerdings normalerweise keine Lösung der Schrödingergleichung in eine ebensolche über, denn dies würde ein kontinuierliches und unbeschränktes Energiespektrum voraussetzen. Paare von Fourier-Variablen genügen dem Fourier-Theorem

$$\Delta q \Delta k \geq 1 \text{ und } \Delta t \Delta \omega \geq 1, \quad (20.2)$$

das für alle Funktionen  $\psi(q, t)$  ganz unabhängig von der Existenz einer dynamischen Gesetzmäßigkeit und insbesondere eines Hamiltonoperators gilt. Diese „Unschärfe-Relationen“ zwischen zusammengehörigen Fourier-Variablen haben erst physikalische Konsequenzen, wenn man sie auf Lösungen der Schrödingergleichung und deren Interpretation anwendet. Diejenige zwischen Zeit und Frequenz wird dann gewöhnlich als Energie-Zeit-Unschärferelation bezeichnet [8]. Eine ihrer Konsequenzen ist der Zusammenhang zwischen Breite der Spektrallinien und Lebensdauer eines metastabilen Zustands. Eine „Zeitschärfe“ kann auch durch die endliche Dauer einer Präparation oder eines Messprozesses realisiert sein.

**II.** Im Heisenbergbild ist die Situation weniger klar. In der algebraischen Born-Heisenberg-Jordan-Quantisierung werden zeitabhängige Observable in formaler Analogie zu den klassischen Variablen  $q(t)$  und  $p(t)$  eingeführt. Sie tragen also die Dynamik, während Quantenzustände *nicht* als dynamische Objekte angesehen werden. Observable sollen bestimmte Werte dann nur bei entsprechenden Messungen oder in spontanen Quanteneignissen annehmen (entsprechend von Neumanns „erster Intervention“, die Bohrs Quantensprünge zwischen seinen diskreten klassischen Bahnen nachempfunden war). *Zeitintervalle* werden dann oft operationell durch Paare solcher Ereignisse definiert – nicht durch stetige Entwicklungen gemäß der Schrödingergleichung. Letztere wird dabei nur als ein Mittel zur Berechnung von Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von Ereignissen als den einzigen „realen“ Quantenphänomenen betrachtet.

Einige formale Objekte scheinen im Heisenbergbild eine versteckte Zeitabhängigkeit vorauszusetzen. Beispielsweise ist der Operator der kinetischen Energie

im Schrödingerbild (der Laplace-Operator) im wesentlichen das Krümmungsmaß der Wellenfunktion  $\psi(q,t)$  als Funktion von  $q$  zu einer gegebenen Zeit  $t$  – aber keine Eigenschaft, die etwas mit Bewegung zu tun hat (wie die klassische kinetische Energie). Das nichtverschwindende Minimum des Erwartungswertes der kinetischen Energie – realisiert für eine Wellenfunktion, die ihr Vorzeichen nicht wechselt – wird daher im Heisenbergbild als „Nullpunktsfluktuation“ der Variablen  $q$  interpretiert, obwohl dieser Quantenzustand völlig statisch ist. Dieses Bild hat zu allerlei Konfusionen geführt und zur Suche nach einem „Zeitoperator“  $T$ , der eine Kommutatorrelation

$$[T, H] = i\hbar \quad (20.3)$$

mit dem Hamiltonoperator *des jeweiligen Systems* erfüllen soll, beigetragen. Da realistische Hamiltonoperatoren einen Grundzustand besitzen, ist ihr Spektrum aber nach unten beschränkt, und ein so definierter Zeitoperator könnte nicht das Spektrum der reellen Zahlen besitzen [9]. Er kann zwar etwas mit Zeitintervallen zwischen gewissen Ereignispaaren zu tun haben, die an einem System gemessen werden, das durch diesen Hamiltonoperator  $H$  charakterisiert ist, nicht aber mit der allgemein in der unitären Dynamik vorausgesetzten Zeit.

Die vielzitierte Äquivalenz zwischen Schrödinger- und Heisenbergbild gilt tatsächlich auch nur für die Berechnung von *Erwartungswerten* für Messergebnisse an isolierten und sich unitär entwickelnden Systemen, die in der Realität eine Ausnahme bilden. Bei vor und nach einem Streuprozess *asymptotisch* isolierten Fragmenten lässt sich noch die Wechselwirkungsdarstellung verwenden, wobei Teile des Hamiltonoperators in die Zeitabhängigkeit der Observablen absorbiert werden, welche die Streufragmente charakterisieren. Diese Prozedur schließt das „dressing“ von Quantenfeldern ein. Makroskopische Objekte bilden jedoch stets offene Systeme; sie können trotz dressing niemals als isoliert betrachtet werden. Solche Objekte können höchstens einer effektiven nicht-unitären Dynamik (einer Master-Gleichung) genügen, die aus der globalen unitären Dynamik ableitbar sein und im Prinzip auch alle externen „Interventionen“ einschließen müsste. Unter realistischen Bedingungen führt diese Wechselwirkung global betrachtet zu einer ständig wachsenden Verschränkung mit der Umgebung, was lokal als Dekohärenz beobachtet wird [5].

Dieser extrem schnelle und in der Praxis irreversible Vorgang beschreibt eine Diskolalisation von quantenmechanischen Superpositionen. Dadurch täuscht er spontane Ereignisse (Quantensprünge) vor: Sobald in einer Messung eine Superposition unterschiedlicher Zeigerstellungen entsteht, werden deren Komponenten praktisch sofort dynamisch voneinander entkoppelt – wobei aber keine von ihnen als die *einzig* existierende ausgewählt wird. Pauli, der im Heisenberg-Bild dachte, betrachtete Messungen und Quantensprünge dagegen als „Ereignisse außerhalb der Naturgesetze“, da sie allen Versuchen einer dynamischen Beschreibung widerstanden. In einem globalen Schrödingerbild kann dieser zeitlich asymmetrische Vorgang des Entkoppelns im Rahmen der zeitsymmetrischen Dynamik mittels einer geeigneten Anfangsbedingung für die Wellenfunktion des Universums beschrieben werden

– die gleiche Bedingung, die auch für die Zunahme der Entropie und andere „Zeitpfeile“ verantwortlich ist [10]. Im Wesentlichen verlangt diese Bedingung, dass am Anfang keinerlei nichtlokale Verschränkung vorlag, diese sich demnach also erst dynamisch („kausal“) bilden muss. Die resultierende Asymmetrie in der Zeit vermittelt dann den Eindruck einer *Richtung der Zeit*.

**III.** In der Quantenfeldtheorie kann die Schrödinger-Gleichung, die dort die Dynamik von Wellenfunktionalen beschreibt, trotz ihrer nichtrelativistischen Form relativistisch invariant sein. Das heißt insbesondere, dass sie nur lokale Wechselwirkungen zwischen den räumlichen Feldvariablen enthält und somit eine *Hamilton-dichte* definiert. Ein Wellenfunktional über lokalen Feldern, das einer relativistischen Schrödinger-Gleichung genügt, kann keine überlichtschnellen Wirkungen in Bezug auf die dabei vorausgesetzte Raumzeit beschreiben. Jüngere Berichte über scheinbar beobachtete superluminale Phänomene waren entweder das Ergebnis ungeeigneter Zeitvergleiche oder einer fragwürdigen Interpretation der Wellenfunktion. Beispielsweise wäre die Wellenfunktion eines Teilchens mit der Bindungsenergie  $B$  asymptotisch von der Form  $\exp(-B^{1/2}r)/r$  und somit unendlich weit ausgedehnt. Es ist daher behauptet worden, dass sie unter Verletzung der relativistischen Kausalität im Prinzip Wirkungen in beliebiger Entfernung innerhalb jeder endlichen Zeit hervorrufen könne [11]. Wenn sich die Wellenfunktion jedoch dynamisch (also unitär und relativistisch statt durch Quantensprünge) erst aufbauen muss, kann sie sich nur asymptotisch in der Zeit und subluminal dem exakten Energiediagramm mit dem obigen exponentiellen Schwanz annähern. Diese Zeitabhängigkeit erfordert eine Energieunscharfe, die mit der Frequenz-Zeit-Unschärferelation in Einklang steht. Ähnliche Argumente gelten relativistisch auch für Teilchenzahleigenzustände, die wegen des Casimir-Effekts keine scharfe räumliche Begrenzung besitzen können; alle räumlich begrenzten Systeme müssen relativistisch in Superpositionen leicht unterschiedlicher Teilchenzahlen sein, wenn man „Teilchen“ mit Hilfe von ebenen Wellen definiert. (Abgeschnittene ebene Wellen haben eine nichttriviale Fourier-Entwicklung, während nichtinertiale Feldmoden, wie die gleichförmig beschleunigten Rindler-Moden, negative Frequenzen – verstanden als „Antiteilchen“ – bei ihrer Entwicklung nach inertialen Moden in der Raumzeit verlangen.)

In der Relativitätstheorie übernehmen die Eigenzeiten die Rolle von Newtons absoluter Zeit für alle lokalen Systeme, die einer bestimmten Weltlinie in der Raumzeit folgen. Quantenzustände sind jedoch normalerweise nichtlokal (verschränkt), so dass sie weder aus lokalen Subsystemszuständen bestehen noch solche definieren. Man kann dann jedoch willkürliche zeitartige Foliationen der Raumzeit (Zeitkoordinaten) einführen, um auf diesen eine *globale* Dynamik zu definieren. Ein zugehöriger Hamiltonoperator existiert also im Prinzip, ist aber im allgemeinen sehr komplex, da er außer in einfachen Fällen ganze Felder von Coriolis-artigen Kräften (einschließlich Teilchenerzeugung und -vernichtung) enthalten muss. Da diese willkürlichen „Simultaneitäten“ somit auch willkürlich (also etwa nur lokal) propagieren dürfen, spricht man von einer „vielfingrigen Zeit“. Die Quantendynamik ist aber wegen der nichtlokalen Verschränkung des sich unitär entwickelnden globalen Zustands im allgemeinen *lokal nichtunitär* (bestenfalls durch Mastergleichungen zu

beschreiben). Daher konnte die Unitarität auch nur an speziellen, quasi-isolierten mikroskopischen Systemen experimentell bestätigt werden.

**IV.** Laut Ernst Machs Vorstellungen sollte das Konzept einer absoluten Zeit weder nötig noch sinnvoll sein. Es müsste sich also durch *Relationen* zwischen unterschiedlichen Variablen (einschließlich geeigneter Uhren) ersetzen lassen, was nur eine Definition von Gleichzeitigkeit für diese – nicht aber ein Zeitmaß – voraussetzt (s. Ref. [2] und Kap. 1 von Ref. [10]). Klassisch sind dann nach wie vor zeitlose Trajektorien  $q(\lambda)$  definiert, wobei  $\lambda$  ein willkürlicher und physikalisch bedeutungsloser Parameter für *alle* Variablen ist. Machs Prinzip verlangt dann nur, dass die fundamentalen dynamischen Gesetze invariant unter Reparametrisierungen von  $\lambda$  sind. In einer universellen Quantentheorie gibt es aber keine Trajektorien mehr, also auch keinen eine Zeitordnung definierenden Parameter  $\lambda$ . In der Quantengravitation hat man somit nicht einmal mehr eine dynamische Folge von räumlichen Geometrien, die die Foliation einer Raumzeit bilden würden. Andererseits muss jede Variable  $q_o$ , die einen Uhrzeiger definieren soll, Teilargument der universellen Wellenfunktion sein. Diese beschreibt also auch *Superpositionen verschiedener Uhrzeiten*, die *einen* realen physikalischen Zustand bilden müssen.

In der normalen Quantenmechanik sind Superpositionen verschiedener Zeiten für ein bestimmtes „Ereignis“ wohl bekannt. Zum Beispiel ist ein kohärent zerfallender, metastabiler Zustand, dessen Existenz man durch Interferenzphänomene seiner diversen Komponenten bestätigen kann, eine Superposition unterschiedlicher Zerfallszeiten. Der gemeinsame Quantenzustand einer einzelnen Variablen  $x$  und einer „Quantenuhr“  $u$  wäre demnach als  $\psi(x,u)$  zu beschreiben. Das bedeutet, dass die klassische „Zeitabhängigkeit“  $x(u)$  einer Variablen  $x$  von der Uhrzeit  $u$  durch die weniger stringente Verschränkung zwischen  $x$  und  $u$  in der Wellenfunktion  $\psi$  ersetzt wird [12]. Die Uhrenvariable  $u$  wird nur dann quasi-klassisch, wenn ihre Superpositionen permanent dekohäriert und somit dislokalisiert werden (lokal unzugänglich bleiben). Dasselbe gilt für unterschiedliche Zerfallszeiten eines Objekts, wenn die entsprechenden Partialwellen (schmale radiale Wellenpakete) voneinander dekohäriert werden.

Atomuhren beruhen auf der zeitabhängigen Superposition zweier benachbarter molekularer Energiedifferenzzustände, die sogenannte „beats“ (durch die Energiedifferenz bestimmte Schwebungen) definieren. Diese würden jedoch sofort selber dekohäriert, wenn man versuchte, ihre Amplitude (die Uhrzeit) abzulesen. Deshalb muss man sie zunächst dynamisch mit dem kohärenten Zustand eines resonanten Maserfeldes korrelieren. Solche kohärenten Oszillatorenzustände aus vielen Photonen sind robust gegen Dekohärenz – auch bei Messungen [13]. Somit erlauben sie die Konstruktion einer atomaren Uhr, die sich regelmäßig ablesen lässt.

Die oben beschriebenen Konsequenzen des Machschen Prinzips bezüglich der Zeit gelten vor allem in der Allgemeinen Relativitätstheorie für ein geschlossenes Universum. Räumliche Geometrien, die klassisch alle Eigenzeiten in der Raumzeit festlegen würden [14], befinden sich nun unter den *dynamischen Variablen*  $q$  (den Argumenten der Wellenfunktion) – ähnlich der erwähnten Uhrvariablen  $u$ . Materielle Uhren, die diese Eigenzeiten mit einer vorgegebenen Genauigkeit messen sollen, müssen wegen der Unschärferelation zwischen  $u$  und seinem kanonischen

Impuls (die die Existenz einer Bahn  $u(\tau)$  ausschließt) eine Mindestmasse besitzen, die ihrerseits die Metrik stören würde [15].

Eine Zeitkoordinate  $t$  ist in der Allgemeinen Relativitätstheorie ein physikalisch bedeutungsloser Parameter (entsprechend  $\lambda$ , aber im Gegensatz zu  $u$  oder  $\tau$ ). Die Invarianz der Theorie unter Reparametrisierungen  $t \rightarrow t' = f(t)$  verlangen aber eine „Hamiltonsche Zwangsbedingung“  $H = 0$  [1, 16]. In ihrer quantenmechanischen Form,  $\partial\Psi/\partial t = 0$ , führt sie auf die triviale Schrödingerdynamik  $\partial\Psi/\partial t = 0$  im Einklang mit der Abwesenheit jeder äußeren Zeit, wobei  $\Psi$  nun ein Wellenfunktional über einem Konfigurationsraum ist, der aus räumlichen Geometrien und Materiefeldern besteht. Da diese Konsequenz für alle vereinheitlichten Theorien gelten muss, die die Quantengravitation enthalten, kann auf fundamentaler Ebene kein Zeitbegriff mehr definiert sein; die gesamte Dynamik wird durch die statische Verschränkung gemäß der Zwangsbedingung beschrieben. Erstaunlicherweise nimmt diese zeitlose *Wheeler-DeWitt-Gleichung*

$$H\Psi = 0 \quad (20.4)$$

(auch als Einstein-Schrödinger-Gleichung bezeichnet) für Universen vom Friedmann-Typ eine hyperbolische Form an. Das bedeutet, dass der Operator der kinetischen Energie zu einem d'Alembert-Operator wird. In diesem Falle kann man aber eine vollständige Randbedingung in Form einer „intrinsischen Anfangsbedingung“ stellen [17]. Sie besteht aus der Wellenfunktion  $\Psi$  und ihrer ersten Ableitung auf einer „raumartigen“ Hyperfläche in diesem universalen Konfigurationsraum (deWitts „Superraum“). Diese Randbedingungen können zum Beispiel auf einer Hyperfläche vorgegeben werden, die durch einen festen Wert des Expansionsparameters  $a$  definiert ist. Eine Bedingung sehr kleiner Entropie (bezogen auf ein physikalisch übliches *coarse graining* – s. Ref. [10]) für  $a \rightarrow 0$  führt dann auf einen „intrinsischen Zeitpfeil“: Die totale Entropie auf raumartigen Hyperflächen muss aus statistischen Gründen mit zunehmender Ausdehnung des Universums wachsen – eine Aussage, die keinen Zeitparameter  $t$  verlangt.

Eine quasi-klassische Zeit lässt sich dann nur noch im Rahmen einer Born-Oppenheimer-Näherung bezüglich der inversen Wurzel aus der Planckmasse begründen [16], wobei für die „schweren“ (gravitativen) Freiheitsgrade in großen Bereichen eine WKB-Näherung kleiner Wellenlänge gilt. Analog zu einem Ensemble von Lichtstrahlen, das im Grenzfall der geometrischen Optik die Ausbreitung einer kohärenten Lichtwelle beschreiben kann, sind für eine Wellenfunktion im Superraum dann ebenfalls in guter Näherung zeitartige raumzeitliche Abstände *getrennt längs aller Quasi-Trajektorien* definiert. Diese „WKB-Zeiten“ werden ständig durch die Materiefreiheitsgrade dekohäriert [18] und begründen somit dynamisch autonome, quasi-klassische Bahnen durch den Superraum, also auch Raumzeiten. Da sich durch die unitäre Evolution der Materiefelder längs dieser Quasi-Trajektorien aber weiterhin „Schrödinger-Katzen“ der Materiefreiheitsgrade durch messprozessartige Wechselwirkungen entwickeln, spaltet jede dieser „Welten“ durch Dekohärenz ständig weiter auf. Insbesondere materielle Uhren (wie Atomuhren) erfordern also weitere Dekohärenzprozesse, um selber quasi-klassisch sein zu können.

## Literatur

1. B.S. DeWitt: Quantum Theory of Gravity. Phys. Rev. **160**, 1113 (1967).
2. J.B. Barbour: *The End of Time* (Weidenfeld & Nicolson, London, 1999).
3. W. Pauli: In Handbuch der Physik, ed. by H. Geiger and K. Scheel, 2nd edn., Vol. 24 (Springer, Berlin, 1933).
4. J.J. von Neumann: *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Springer, Berlin, 1932).
5. E. Joos, H.D. Zeh, C. Kiefer, D. Giulini, J. Kupsch, and I.-O. Stamatescu: *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory*, 2nd edn. (Springer, Berlin, Heidelberg, 2003).
6. J. Hilgevoord: The Uncertainty Principle for Energy and Time. Am. J. Phys. **64**, 1451 (1996).
7. F. Dyson: The Radiation Theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman. Phys. Rev. **75**, 486 (1949).
8. P. Busch: *The Time Energy Uncertainty Relation*, in *Time in Quantum Mechanics*, ed. By J.G. Muga, R. Sals Mayato, and I.L. Egusquiza (Springer, Berlin, Heidelberg, 2002).
9. J.G. Muga, R. Sals Mayato, and I.L. Egusquiza: *Time in Quantum Mechanics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2002).
10. H.D. Zeh: *The Physical Basis of the Direction of Time*, 5th edt. (Springer, Berlin, 2007).
11. G. Hegerfeldt: Causality Problems for Fermi's Two-Atom System. Phys. Rev. Lett. **72**, 596 (1994).
12. D.N. Page and W.K. Wootters: Evolution Without Evolution: Dynamics Described by Stationary Observables. Phys. Rev. **D27**, 2885 (1983).
13. O. Kübler and H.D. Zeh: Dynamics of Quantum Correlations. Ann. Phys. (N.Y.) **76**, 405 (1973).
14. R.F. Baierlein, D.H. Sharp, and J.A. Wheeler: Three-Dimensional Geometry as Carrier of Information About Time. Phys. Rev. **126**, 1864 (1962).
15. H. Salecker and E.P. Wigner: Quantum Limitations of the Measurement of Space-Time Distances. Phys. Rev. **109**, 571 (1958).
16. C. Kiefer: *Quantum Gravity*, 2nd edn. (Clarendon Press, Oxford, 2007).
17. H.D. Zeh: Emergence of Classical Time from a Universal Wave Function. Phys. Lett. **A116**, 9 (1986).
18. E. Joos: Why Do We Observe a Classical Spacetime? Phys. Lett. **A116**, 6 (1986).

# Kapitel 21

## Ist M-Theorie Physik?

Liebe Kollegen,

seitdem ich seinerzeit Wittens Bemerkung gehört und gelesen habe, wonach die „M-Theorie“ die Quantentheorie vielleicht abzuleiten (und somit zu erklären) gestatte, versuche ich immer wieder einmal zu verstehen, was diese Theorie eigentlich physikalisch beinhaltet. Denn dann könnte ich ja endgültig erfahren, ob das Superpositionsprinzip wirklich allgemein gilt oder man doch fundamental klassische Konzepte braucht, was Verschränkung (Nichtlokalität) eigentlich bedeutet, wie die unitäre Dynamik mit dem Messprozess (probabilistischer Kollaps oder Ensemble von irgendwas) vereinbar ist und vieles mehr. Natürlich bin ich nicht so vermesssen, die hohe Mathematik dieser Theorien verstehen zu wollen, aber ich stimme normalerweise mit Feynmans Bemerkung überein, dass man einen Beweis ohnehin erst glauben soll, wenn man ihn anschaulich nachvollziehen kann, oder gar mit Wheelers Rat, wonach man als Physiker erst dann mit dem „Rechnen“ beginnen solle, wenn man das Ergebnis geraten (also verstanden) hat.

Im Science-Heft vom 23.7.1999 steht nun aus Anlass der kürzlichen Potsdam-Konferenz wieder mal ein „allgemeinverständlicher“ Kommentar über die String-Theorien (von einem Garry Taubes). Darin werden extreme Schwarze Löcher als der neue Rosetta-Stein der M-Theorie gefeiert, wobei sich Allgemeine Relativitätstheorie und Quantenfeldtheorie als „zwei Seiten derselben Medaille“ erweisen. Wow – nicht gerade eine bescheidene Behauptung (von Strominger)! In beiden Theorien meine ich gerade noch zu verstehen, was man damit gewöhnlich meint, aber eine Äquivalenz konnte ich bisher noch nirgends erahnen – zumal dann ja die Quantisierung der Gravitation überflüssig wäre.

Aber leider, so muss man lesen, entspricht der M-Theorie bisher kein (verstehbares) „fundamentales Prinzip“, was Witten als ein „großes Rätsel“ bezeichnet. Trotzdem soll sie eine „theory of everything“ sein (noch mehr Rätsel!). Aber es gibt „absolutely no tie to experiment“. Und dabei habe ich bisher immer gedacht, Physik sei eine empirische Wissenschaft. Dennoch führt diese Theorie zu „new physical(!)

---

Eine Polemik anlässlich der Potsdam-Konferenz 1999 –  
als Email an einige Kollegen versandt und später als WebEssay öffentlich gemacht.

insights and beautiful things“ (wie das?). Jedenfalls ist es für mich durchaus nachvollziehbar, wenn Strominger die ganze Beschäftigung auf einen „certain amount of herd mentality“ zurückführt. Dabei hilft es sicherlich, dass „sich derzeit die großen Universitäten die string-Theoretiker gegenseitig abwerben“. (Falls das eine Anwendung von bootstrap<sup>1</sup> sein soll: Das können die Philosophen schon länger und besser, nachdem sie ebenfalls jegliche Empirie für irrelevant erklärt haben.)

Nun zum Rosetta-Stein (der ja eigentlich als empirischer oder historischer Befund etwas Unbekanntes auf etwas bereits Verstandenes zurückführen sollte): Über Schwarze Löcher gibt es das (zweifellos) fundamentale Bekenstein-Hawkingsche Theorem über ihre Entropie und Temperatur. Dies gilt ja ganz unabhängig von sonstigen Eigenschaften der Materie (insbesondere in ihrem Innern). Was ist denn dann so überraschend (oder gar eine Bestätigung), wenn auch die M-Theorie auf diese Entropie führt? Es kann doch höchstens etwas aussagen, *falls* die M-Theorie gilt.

Die endliche Entropie Schwarzer Löcher ergibt sich übrigens erst, wenn man Feldquantisierung *per Hand* (in phänomenologischer Form) auf klassischen Schwarzen Löchern betreibt (was man ja ohne die Erfahrung mit der Quantenfeldtheorie gar nicht täte). Kann man die Quantentheorie also (wie Witten mutig aber wenig verständlich andeutet) aus der M-Theorie ableiten? Das Wesentliche der Quantentheorie wird offenbar immer noch sehr unterschiedlich verstanden (mal das diskrete Element, mal die Unitarität der Dynamik und häufig nur irgendwelche sekundären formalen Eigenschaften wie Kommutator-Relationen). Was genau kann man aus der M-Theorie ableiten (und was ist die nun eigentlich)? Haben die Mathematiker, welche diese Theorie vornehmlich betreiben, jemals die enormen begrifflichen Probleme der Quantenmechanik verstanden und verinnerlicht? Nehmen sie die bedeutenden Experimente, die derzeit von Niederenergiephysikern (vor allem auf dem Gebiet der Laserphysik) durchgeführt werden, überhaupt zur Kenntnis? Quantenmechanik *ist* eine empirisch begründete Theorie (sonst wäre niemand auf so etwas Abwegiges gekommen). Aber offenbar könnten die Resultate der vorliegenden Experimente die Erkenntnisse des reinen Geistes nur stören! Und leider scheint der reine Geist sich mangels begrifflicher Phantasie eher klassisch zu bewegen.

Soweit ich es verstehen kann, sind auch viele Betrachtungen zu Strings rein klassisch (obwohl man von einer neuen Quantenfeldtheorie spricht). Es werden dann „stehende Wellen“ auf solchen Strings betrachtet, was natürlich zu diskreten Eigenschwingungen führt. Solche gibt es aber auch für klassische Kontinuumsaspekte. (Ähnliches gilt für die rein klassische Knotenstruktur der Diffeomorphismen, die – analog zur Multipolentwicklung klassischer Wellen – auf diskrete Zahlen führt, ohne eine Quantentheorie darzustellen. Das quantenmechanische Superpositionsprinzip wird kaum jemals auf diese Objekte angewandt.)

Man weiß ja seit längerem, dass viele allgemeine Modelle (so auch Strings) Spin=2/Masse=0-Felder enthalten. Ist es dann so verwunderlich (wenn auch durchaus ein bedeutender mathematischer Erfolg), dass sie jenseits der Störungstheorie

---

<sup>1</sup> Bootstrap ist die in der Physik verbreitete englische Bezeichnung für Baron von Münchhausens „am eigenen Zopf aus dem Sumpf ziehen“.

auf Objekte führen, die Schwarzen Löchern entsprechen? Nur – was sagt das über die „real existierende“ Physik, mit der wir uns doch beschäftigen sollten?

Nun gibt es von Maldecena noch die Entdeckung, dass Theorien im Innern eines Gebietes anderen Theorien auf dessen Rand entsprechen. Weiß der etwas von Quantennichtlokalität und Zustandsverschränkung, die eine solche Trennung in der Quantentheorie gar nicht erlauben? Einen Quantenzustand kann man nicht durch *räumliche* Randbedingungen festlegen. Immerhin Callen: „... the combined system of what's inside and what's outside looks like a perfectly standard quantum mechanical system“. Finde ich auch (aber auch ohne M-Theorie)! Der Informationsverlust ist dann einfach das, was man gewöhnlich *decoherence* nennt (und auch ohne „coherence down the wormhole“ beschreiben kann und weithin beobachtet). Aber man weiß auch (oder sollte wissen), dass *decoherence* aufgrund einer unitären Dynamik nur auf *scheinbare* Ensemble führen kann (FAPP und bei Voraussetzung der Wahrscheinlichkeitsinterpretation – diese wird also *nicht* abgeleitet).

Lassen Sie sich den letzten Absatz von Taubes auf der Zunge zergehen: „String theorists have no idea where that progress(!) is leading them.“ According to Harvey, they „still have to figure out what the hell it all has to do with reality“. Diese Frage lässt immerhin die mögliche Antwort „gar nichts“ zu. Nur – woher wissen dann die Herren eigentlich, dass sie Physik betreiben? Vorerst sollte man ihre Beschäftigung als das bezeichnen, was sie bisher ist: ein sehr interessantes Gebiet der Mathematik unter Benutzung von Begriffen, die vage der Physik entlehnt sind.

Besten Gruß

H. Dieter Zeh



# Chapter 22

## The Nature and Origin of Time-Asymmetric Spacetime Structures

### 1 Introduction

Since gravity is attractive, most gravitational phenomena are asymmetric in time: objects fall down or contract under the influence of gravity. In General Relativity, this asymmetry leads to drastically asymmetric spacetime structures, such as future horizons and future singularities, which would occur, in particular, in black holes.<sup>1</sup> However, since the relativistic and nonrelativistic laws of gravitation are symmetric under time reversal, all asymmetries must arise as consequences of specific (seemingly “normal”) *initial* conditions, for example a situation of rest that can be prepared by means of other arrows of time, such as friction. Otherwise the argument would apply in both directions of time. Indeed, the symmetry of the gravitational laws does allow objects to be thrown up, where their free motion could end by another external intervention, or the possible existence of “white holes”, which would have to contain past singularities and past horizons.

The absence of past horizons and past singularities from our universe (except for a possible big bang singularity) can be regarded as a time arrow characterizing our global spacetime (Sect. 2), while Einstein’s field equations would not only allow the opposite situation, but also many solutions with mixed or undefined arrows of time – including closed time-like curves and non-orientable spacetimes. Therefore, the mere possibility of posing an “initial” condition is exceptional from a general point of view. I will here not discuss such mathematically conceivable solutions that do not seem to be realized in Nature, but instead concentrate on situations that come close to our universe – in particular those which are globally of Friedmann type. A specific arrow characterizing a Friedmann universe is given by its expansion (unless this would be reversed at some time of maximum extension) – see Sect. 4.

In many cases, non-gravitational arrows of time remain relevant for gravitating bodies even after the latter have been prepared in an appropriate initial state. This

---

Dieser Beitrag wurde 2010 für das *Oxford Handbook of Spacetime* (Hrsg. Vesselin Petkov) geschrieben, dessen Erscheinen derzeit nicht absehbar ist. Aus diesem Grunde, und da er vorwiegend an Physiker gerichtet ist, habe ich ihn hier nicht übersetzt. S. a. arxiv/1012.4708.

<sup>1</sup> By “lead to” I mean here a (timeless) logical inference – not a causal relation that might already require an arrow of time.

applies, in particular, to strongly gravitating objects, such as stars, whose evolution is essentially controlled by thermodynamics (emission of heat radiation into the cold universe). The relation between the electrodynamic and thermodynamic arrows (retardation and the second law, respectively) [1] is quite obvious in this case.

Gravitating systems are nonetheless thermodynamically quite unusual: they possess negative specific heat [2]. This means, for example, that stars become hotter when losing energy through emitting heat, or that satellites accelerate as a consequence of friction in the earth's atmosphere. It can best be understood by means of the virial theorem, which states in the nonrelativistic limit, for example, that, for all forces varying with the second negative power of distance (that is, gravitational and Coulomb forces), bound states have to obey the relation  $\overline{E_{pot}} = -2\overline{E_{kin}}$ , where the overbar means averaging over (quasi) periods of time. Therefore,

$$E = E_{pot} + E_{kin} = \overline{E_{pot}} + \overline{E_{kin}} = \frac{1}{2}\overline{E_{pot}} = -\overline{E_{kin}} \propto -T. \quad (22.1)$$

So these systems must gain twice as much (negative) gravitational energy than they are losing by radiation or by friction in order to keep up a state of equilibrium. Nonrelativistically, this negative heat capacity could be bounded by means of other (repulsive) forces that become relevant at high densities, or by the Pauli principle, which controls the density of electrons in white dwarfs or solid bodies, for example. Relativistically, even these limits will break down at a certain mass, since (1) relativistic degeneracy must ultimately lead to the creation of other particles, while (2) the potential energy of repulsive forces will itself gravitate, and for a sufficiently large mass overcompensate any repulsion. Therefore, it is the thermodynamic arrow that controls the irreversible evolution of gravitating systems towards the formation of black holes. Classically, black holes would thus define the final states in the evolution of such systems.

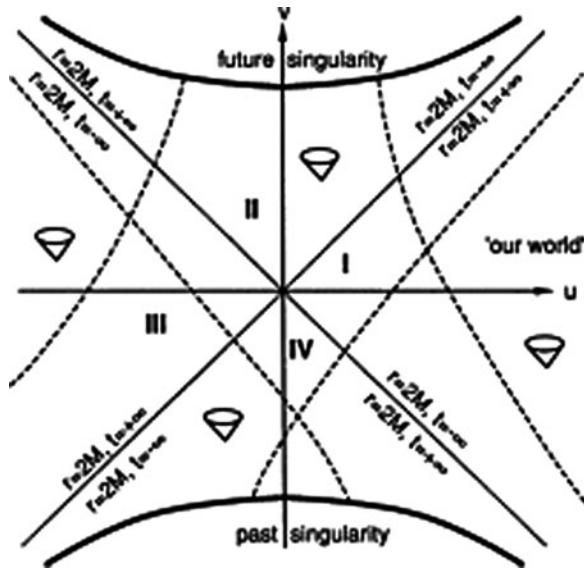
## 2 Black Hole Spacetimes

The metric of a spherically symmetric vacuum solution for non-zero mass is shown in Fig. 22.1 in Kruskal coordinates  $u$  and  $v$ . This diagram represents the uniquely completed Schwarzschild metric

$$ds^2 = \frac{32M^2}{r} e^{-r/2M} \left( -dv^2 + du^2 \right) + r^2 \left( d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2 \right), \quad (22.2)$$

where the new coordinates  $u$  and  $v$  are in the external region ( $r > 2M$ ) related to conventional Schwarzschild coordinates  $r$  and  $t$  by

$$u = e^{r/4M} \sqrt{\frac{r}{2M} - 1} \cosh \left( \frac{t}{4M} \right) \quad (22.3a)$$



**Fig. 22.1** Complete continuation of the Schwarzschild solution by means of unique Kruskal coordinates. Quadrants I and II represent external and internal parts of a black hole. III is another asymptotically flat region, while IV would describe the interior of a “white hole” (see Fig. 22.2b). In this diagram, fixed (non-unique) Schwarzschild coordinates  $r$  and  $t$  are represented by hyperbola and straight lines through the origin, respectively. Proper times of local objects could start at  $t = -\infty$  in I or at  $t = +\infty$  in III, or at  $r = 0$  on the past singularity in IV, while they must end either at  $t = +\infty$  or  $-\infty$  in I or III, or at a second singularity with coordinate value  $r = 0$  in II. On time-like or light-like curves intersecting one of the horizons at the Schwarzschild radius  $r = 2M$ ,  $t$  jumps from  $+\infty$  to  $-\infty$  at the rim of quadrant I, or from  $-\infty$  to  $+\infty$  at the rim of quadrant III, where  $t$  decreases in the physical time direction

$$v = e^{r/4M} \sqrt{\frac{r}{2M}} = 1 \sinh\left(\frac{t}{4M}\right). \quad (22.3b)$$

Each point in the diagram represents a sphere with surface  $4\pi r^2$ . Note that  $r$  and  $t$  interchange their roles as space and time coordinates for  $r < 2M$ , where  $2M$  is the Schwarzschild radius. All parameters are given in Planck units  $\hbar = G = c = 1$ .

As Nature seems to provide specific initial conditions, it may thereby exclude all past singularities, and hence all past horizons. This initial condition would immediately eliminate the Schwarzschild-Kruskal vacuum solution that is shown in Fig. 22.1, but we may instead consider a spherically symmetric initial mass distribution at rest, such as a dust cloud, which would freely collapse into a black hole, as quantitatively described by the Oppenheimer-Snyder scenario [3] (see left part of Fig. 22.2). The vacuum solution (22.1) is then valid only outside the surface of the dust cloud, but this surface must at some finite proper time fall through the arising horizon and a bit later onto the future singularity.

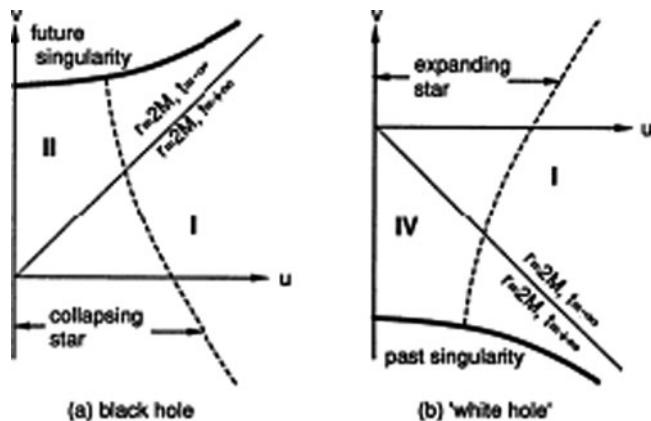


Fig. 22.2 Kruskal diagrams of a black and a “white” hole

For an interacting gas cloud, this free collapse would be thermodynamically delayed by the arising pressure, as indicated in the Introduction. Gravitational radiation would finally lead to a further loss of order and structure, while whatever remains would become unobservable to an external observer. Although thermodynamic phenomena control the loss of energy by radiation during most of the time, the asymmetric absence of past singularities only represents a *cosmological* initial condition. However, a white hole initiated by a past singularity and *exactly* representing a time-reversed black hole would require anti-thermodynamics and coherently incoming advanced radiation. So one may wonder whether these various arrows are related to one another in order to define a common “master arrow”.

Since it takes infinite Schwarzschild coordinate time for matter to reach the horizon, any message from the close vicinity of the horizon would not only be extremely red-shifted, but also be dramatically delayed by the gravitational field. The message could reach an observer only at increasingly later stages of the universe. (An observer falling into or circling a galactic size black hole could live happily and send off messages for a considerable length of proper time before he might approach the horizon.) So all objects falling into the black hole must completely disappear from the point of view of mortal external observers, including the latters’ descendants, even though these objects never seem to reach the horizon. The only properties to remain observable are some conserved quantities that have consequences for the asymptotic metric or other asymptotic fields, namely angular momentum and electric charge. This time-asymmetric conclusion is known as the “no-hair theorem” for black holes. Over very long times, a black hole accumulating ionized interstellar matter may even lose its charge and angular momentum, too, for statistical and dynamical reasons [4]. Only its mass and its center of mass motion would then remain observationally meaningful. A black hole is usually described in its center of mass system and in terms of its long-lasting properties: its mass  $M$ , charge  $Q$ , and angular momentum  $J$ , in which case its “Kerr-Newman metric” is explicitly known.

The internal topological structures of these metrics for  $J \neq 0$  and/or  $Q \neq 0$  are radically different from that of the Kruskal geometry, thus raising doubts on the validity of these unobservable consequences of the classical theory of General Relativity.

It is important, though, to keep in mind the causal structure of a Schwarzschild black hole: its interior spacetime region II never enters the past of any external observer, that is, it will never become a historical “fact” for him. While the exterior region  $r > 2M$  can be completely foliated in terms of space-like slices according to increasing Schwarzschild or similar time coordinates with  $-\infty < t < +\infty$ , the interior can then be regarded as its *global future* continuation beyond the horizon, where it can be time-labeled by the Schwarzschild coordinate  $r$  decreasing from  $r = 2M$  to  $r = 0$ . This structure must be essential for all causal considerations that include black holes. In this classical scenario, the internal state of a black hole would be completely determined by the infalling matter, and so might even depend on our “free” decisions. Nonetheless, all properties of this matter become “irrelevant” for external observers – an adjective that is related to the generalized concept of coarse graining used in the definition of physical entropy in statistical thermodynamics [5].

### 3 Black Hole Thermodynamics

In the classical picture described so far, a black hole would be a perfect absorber at zero temperature. This picture had to be corrected when Bekenstein and Hawking demonstrated [6], the latter by taking into account quantum fields, that black holes must possess finite temperatures and entropies proportional to their surface gravity  $\kappa$  and surface area  $A$ , respectively:

$$T = \frac{\hbar\kappa}{2\pi k_B} \rightarrow \frac{\hbar c^3}{8\pi G k_B} \frac{1}{M}, \quad (22.4a)$$

$$S = \frac{k_B c^3 A}{4\hbar G} \rightarrow \frac{4\pi k_B G}{\hbar c} M^2. \quad (22.4b)$$

Here,  $\kappa$  and  $A$  are functions of  $M$ ,  $Q$  and  $J$ , while the explicit expressions given on the right of the arrow hold for Schwarzschild black holes ( $Q = J = 0$ ) and with respect to spatial infinity (that is, taking into account the gravitational red-shift). This means, in particular, that a black hole must emit thermal radiation (Hawking radiation) proportional to  $T^4 A$  according to Stefan-Boltzmann’s law, and therefore, that it could live only for a finite time of about  $10^{65} (M/M_{\text{sun}})^3$  years. For astrophysical objects this is very much longer than the present age of the universe of  $10^{10}$  years.

Even these large evaporation times would apply only after the black hole has for a very long time *grown* in mass by accreting matter [7] – at least until the cosmic background temperature has dropped below the corresponding black hole temperature because of its increasing Hubble red-shift. Although the resulting time scales

are extremely large, they are always less than the infinite Schwarzschild coordinate time required for a horizon to form. These coordinate times represent physical times for asymptotic observers in the rest frame of the black hole, and they may be consistently used as global dynamical time parameters in the external region. However, according to black hole causality, the interior region will *never* form, since its mass must have been radiated away before this could ever happen. Schwarzschild simultaneities may be counterintuitive. For example, one may use time translation invariance to define a Kruskal diagram (Figs. 22.1 or 22.2) after defining the time coordinate  $v = t = 0$  to coincide with an external time close to the peak of the Hawking radiation (in the very distant future from our point of view). Assuming that one can neglect any quantum uncertainty of the metric (which must in principle arise in quantum gravity) for this purpose, all infalling matter that had survived so far would at this coordinate time  $v = 0$  be in the very close vicinity of the origin at  $u = 0$ , while most of the remaining black hole mass must already exist in the form of outgoing Hawking radiation for all kinds of fields.

Black hole radiation is again based on the radiation arrow, but it also depends on the quantum arrow in using a statistical description for the emission. Accordingly, a pure quantum state gravitationally collapsing into a black hole would be transformed into a mixed state in a way quite similar to an unread measurement, or to the statistical description of the decay of a highly excited pure quantum state of a complex object [8]. Such a “representative ensemble” may be defined for a pure state again by means of some appropriate coarse graining. In quantum theory, one usually neglects (that is, one regards as irrelevant) the entanglement that would arise between all decay products according to a unitary description. This irrelevance is not just a matter of an arbitrarily chosen macroscopic point of view, but it must be dynamically consistent in allowing the application of a corresponding master equation. It does then not only permit the definition of an objective concept of non-trivial “physical” entropy [5], but it would also justify an objective concept of decoherence. In contrast to the global ensemble entropy  $-\text{trace}(\rho \ln \rho)$  that would be conserved under unitary dynamics, physical entropy is additive (that is, in accordance with an entropy density). The major difference between the decay of highly excited complex matter states and the evaporation of black holes is that the latters’ unitary description is not explicitly known (and often even questioned to exist), while the fundamental interpretation of quantum probabilities forms an open problem by its own.

The thus described situation is nonetheless known and much discussed as the “information loss paradox for black holes” [9]. A unitary description would require that the “information” that defined the initial pure state is transformed into non-local entanglement (formally analogous to the statistical correlations arising in deterministic Boltzmann collisions), which in the quantum case must give rise, in particular, to a superposition of “many worlds”. Its replacement by an ensemble of many *possible* worlds according to a fundamental statistical interpretation (a collapse of the wave function) would not only neglect the information contained in their unobservable (even though formally existing) relative phases, but also *change* the quantum state in a stochastic and time-asymmetric way. Note that this argument does not specifically depend on the quantization of gravity (cf. Chap. 14). If the two entropy

concepts (black hole and thermodynamic) are to be compatible, the entropy of the final (thermal) radiation must be greater than that of the black hole, while the latter has to exceed that of any kind of infalling matter. Smaller than solar mass “primordial” black holes might also have formed from exceptional density fluctuations during the radiation era of the Friedmann universe, but they seem to be rare and, because of their origin, can hardly have stored much “information”.

Roger Penrose compared black hole entropy numerically with that of matter under normal conditions [10]. Since the former is proportional to the square of the black hole mass, macroscopic black hole formation leads to a tremendous increase of entropy. As thermodynamic entropy is proportional to the particle number, it is dominated in the universe by photons from the primordial cosmic radiation (whose number exceeds baryon number by a factor of  $10^9$ ). If our observable part of the universe of about  $10^{79}$  baryons consisted completely of solar mass black holes, it would possess an entropy of order  $10^{98}$  (in units of  $\text{kg}^{-1}$ ), that is,  $10^{10}$  times as much as the present matter entropy represented by the  $10^{88}$  photons. Combining all black holes into one huge one would even raise this number to  $10^{121}$ , the highest conceivable entropy for this (perhaps partial) universe unless its volume would tremendously increase [4, 7, 11]. If entropy is indeed a measure of probability, any approximately homogenous matter distribution would statistically be extremely improbable except at a very late stage of an eternally expanding universe. For this reason, the homogeneity of the initial universe is usually regarded as “*the* fundamental improbable initial condition” that would give rise to a global master arrow of time for statistical reasons (see Sect. 4). However, its relationship to the thermodynamically important condition of absent or “dynamically irrelevant” non-local initial correlations (or entanglement in the quantum case) is as yet not fully understood.

The information loss paradox has mostly been discussed by using other foliations than those according to Schwarzschild time (when appropriately continued into the collapsing matter region but remaining outside the horizon). They are often assumed to consist of space-like slices of the black hole spacetime of Fig. 22.2a that intersect the horizon at some point, so it would become questionable how the information and energy of infalling matter may ever be transferred back into the outgoing Hawking radiation. However, if neither the horizon nor the interior region ever entered existence, the presumption of such a foliation would simply be wrong. Recall that the Oppenheimer-Snyder model does not dynamically take into account any mass loss by Hawking radiation. Although the corresponding (“back”) reaction of the metric in response to the radiation loss may in principle require quantum gravity, the argument is here based on no more than the conservation of energy in a situation where it does not have to be questioned.

Instead of using a vacuum metric when calculating the arising Hawking radiation, one should take into account the presence of infalling matter, in which case some kind of internal conversion may lead to the annihilation of this matter. Note that the *local* Bekenstein-Hawking temperature diverges close to the horizon, while the high-energy tail of the external Hawking radiation may turn out to be asymmetric with respect to particles and antiparticles in order to preserve lepton and baryon numbers. As long as such a rather conventional possibility does not have to

be excluded, there is no really convincing motivation for speculating about black hole remnants, a gravitational violation of conservation rules, superluminal tunneling through an existing horizon, or a fundamental violation of unitarity that would go beyond conventional quantum measurements or phase transitions [12]. Authors talking about “black hole complementarity” seem to have overlooked that the “non-concept” of complementarity can and must be avoided if quantum theory is assumed to be universally valid, as done in decoherence theory. Note also that the concept of an S-matrix is inapplicable to macroscopic objects because of their never-ending interaction with the environment. Because of the extreme lifetimes of black holes, the information loss problem is at any rate a rather academic one: any “lost” information would remain hidden at least for the next  $10^{65}$  years, and it could hardly ever be used even if it finally came out in the form of entangled radiation.

Several authors (including myself) have seen a problem in the equivalence principle, which seems to require that observers or detectors freely falling into the black hole should *not* register any black hole radiation. They have therefore concluded that the disappearance of black holes, too, must be observer-dependent. However, this conclusion appears to be wrong. The equivalence between a black hole and a uniformly accelerated detector is not complete, since an observer or detector external to a black hole is not immersed in *isotropic* heat radiation. Radiation comes only from the black hole surface. Even if the infalling detector does not register it, its effect on detectors at fixed distance from the black hole, or its flux through a fixed sphere around the black hole, must exist just as objectively as the clicks of an accelerated detector in an inertial vacuum (attributed to Unruh radiation) can be observed by an inertial observer, too. When using Schwarzschild simultaneities, the infalling observer would describe these events as happening in an extreme quick motion movie with respect to his proper time – including an extreme blue-shift. Nonetheless, all phenomena accompanying black holes from the point of view of external observers must be compatible with the fate of an infalling observer, who may either soon (in his proper time) himself have to be affected by the internal conversion process, or otherwise have to experience the black hole radius as very rapidly shrinking and disappearing before he would arrive at the expected horizon. If he could survive, he would have travelled far into the future by this spacetime detour through the vicinity of a black hole. However, no theory that is compatible with the equivalence principle can explain baryon number non-conservation in the absence of a singularity, although all symmetries can in principle be broken by the stochastic evolution of an *individual* Everett branch (an experienced “world”).

## 4 Expansion of the Universe

The expansion of the universe (or its observable part) is time-asymmetric, but in contrast to all other arrows it forms an individual process rather than a whole class, such as black holes, radiation emitters, or steam engines. It may even change its direction at some time of maximum extension, although present astronomical observations seem to indicate that the expansion will last forever. A homogeneous and isotropic

Friedmann universe is described by the dynamics of the expansion parameter  $a(t)$  according to the time-symmetric “energy theorem”

$$\frac{1}{2} \left( \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \right)^2 = \frac{4\pi}{3} \rho(a) + \frac{\Lambda}{6} - \frac{k}{2a^2}, \quad (22.5)$$

where  $\rho$  is the energy density of matter,  $\Lambda$  the cosmological constant, and  $k$  the sign of the spatial curvature. The value of the “total energy” in Eq. (22.5) is fixed in general-relativistic cosmology. Penrose’s estimates demonstrate that this homogeneity requires an extremely improbable initial condition at least from a classical statistical point of view [10]. Therefore, it must be highly unstable under the influence of gravity.

In addition to a homogeneous initial matter distribution, Penrose postulated that free gravitational fields vanished at the Big Bang. These free fields are described by the *Weyl tensor*, that is, the trace-free part of the curvature tensor. The trace itself (the Ricci tensor) is locally fixed by the stress-energy tensor of matter by means of the Einstein field equations. The Weyl tensor, on the other hand, is analogous to the divergence-free part of the electrodynamic field tensor  $F^{\mu\nu}$ , since its divergence  $\partial_\mu F^{\mu\nu}$  (the trace of the tensor of its derivatives) is given by the charge current  $j^\nu$ . Therefore, the *Weyl tensor hypothesis* is analogous to the requirement of the absence of any free initial electromagnetic radiation, a condition that would leave only retarded electromagnetic fields of all sources of the past in the universe. This retardation had indeed been proposed by Planck (in a discussion with Boltzmann) [13] and again by Ritz (in a discussion with Einstein) [14] as an explanation of the thermodynamic arrow. Here, Boltzmann and Einstein turned out to be right, since the retardation observed in reality is instead a consequence of thermodynamic absorbers [1] – cosmologically of an absorber formed by the radiation era, which does not allow us to observe any conceivable earlier electromagnetic radiation. In contrast, the universe seems to be “transparent” to gravitational fields, including those that might have been present at the Big Bang.

Note that the initial homogeneity can *not* be explained by an early cosmic inflation (as has occasionally been claimed) if this inflation is described as a unitary process that would have to conserve the number of states in an effective ensemble that may represent entropy.

Although our universe seems to expand forever, the idea of a recontracting one is at least conceptually interesting. Thomas Gold first proposed that the low entropy condition should not be based on an absolute direction of time, and hence be valid at a conceivable Big Crunch as well [15]. The latter would then be observed as another Big Bang by observers living during the contraction era. This scenario would not only require a transition era with an undefined arrow in our distant future, but it would also pose serious consistency problems, since the extremely low initial probability would have to be squared if the two conditions are statistically independent of one another [16]. If nonetheless true, it would have important consequences for the unobservable fate of matter falling into massive black holes. If such black holes survived the thermodynamic transition era that must accompany the turning point,

they would enter an era with reversed arrows of time. Because of the transparency of the late universe to light, they would receive coherent advanced radiation from their formal future even before that happens. This advanced radiation must then “retro-cause” black holes to expand again in order to approach a state of homogeneity in accordance with the final condition [17].

A reversal of the arrow of time may not only occur in the distant future, but also in the past. Several *pre-big-bang* scenarios have been discussed in novel and so far speculative theories, which are not the subject of this article. In them, one usually identifies the direction of the formally continued time parameter with the direction of all physical arrows of time. For example, according to arguments first used in loop quantum gravity [18], the configuration space for Friedmann type universes may be doubled by interpreting negative values of the cosmic expansion parameter  $a$  as representing formally negative volume measures. The cosmic expansion can then be continued backwards in time beyond the Big Bang into its mirror image by “turning space inside out” (turning right-handed triads into left-handed ones) while going through  $a = 0$  even in a classical picture. For this purpose, the classical dynamical description (22.5) would have to be modified close to the otherwise arising singularity at  $a = 0$  – as it is indeed suggested by loop quantum gravity. However, if the “initial” conditions responsible for the arrow of time are still assumed to apply at  $a = 0$ , this arrow would change direction at this time, and  $|a|$  rather than  $a$  would represent a physical clock. Observers on both temporal sides of the Big Bang could only remember events in the direction towards  $a = 0$  – but not beyond. Another possibility to avoid the singularity is a repulsive force acting at small values of  $a$  [19], which would lead to a Big Bounce with similar conceivable consequences for the arrow of time as the above model that involves space inversion.

In cosmology, quantum aspects of the arrow of time must again play an important role. According to the Copenhagen interpretation, there is no quantum world – so any consistent cosmic history would end when quantum aspects become relevant. In other orthodox interpretations, the unitary evolution of the quantum state is repeatedly interrupted by measurements and similar events, when the wave function “collapses” indeterministically, while being assumed always to exist. The consequences of such stochastic events on quantum cosmology would be enormous, but as long as no general dynamical formulation of a collapse has been confirmed, one has again arrived at a dead end. Going forward in time may be conceptually simple in such theories, since one just has to “throw away” certain components of the wave function, while going backwards would require all those lost components to contribute. So one has at least to keep them in the cosmic bookkeeping – regardless of whether they are called “real” (as in the Everett interpretation) or not. Going back to the Big Bang would require *all* those “many worlds” that have ever been thrown away in the orthodox description during the past of our universe, while one would have to throw away others when going beyond the Big Bang in order to obtain an individual quasi-classical “pre-big-bang history”. In other words, a unitary continuation beyond the Big Bang can only relate the complete Everett superposition of worlds on both sides of the Big Bang, but *not* any individual quasi-classical worlds. The master arrow of time is not only universal – it must even be “multiversal”. The

same multiversality was required in a unitary black hole evolution (Sect. 3), and it does, in fact, apply to the unitary quantum description of all macroscopic objects, when irreversible decoherence mimics a collapse of the wave function, and thereby explains classicality.

The time direction of this branching of the wave function requires a highly symmetric initial state (presumably at  $a = 0$ ), which does not contain any nonlocal entanglement that could later have local effects (recoherence). Quantum dynamics will then lead to decoherence (the in practice irreversible dislocalization of superpositions), and it would “intrinsically” break various global symmetries – thus producing a symmetric superposition of many different asymmetric “landscapes” in recent terminology.

## 5 Quantum Gravity

General Relativity has traditionally been considered in a block universe picture, but because of the hyperbolic type of Einstein’s field equations it is a dynamical theory just as any other field theory. An explicit dynamical description, which requires a non-Lorentz-invariant *form*, has been derived by Arnowitt, Deser and Misner (ADM) [20]. This Hamiltonian formulation is a prerequisite for the canonical quantization of the theory.

The ADM formalism is based on an arbitrary foliation of spacetime that has to be chosen “on the fly”, that is, *while* solving an initial value problem. The spatial metric on these space-like slices represents the dynamical variables of the theory, and it has to be described by a symmetric matrix  $h_{kl}(x_m)$  (with  $k,l,m$  running from 1 to 3). Three of its six independent matrix elements represent the choice of physically meaningless coordinates, two would in the linear limit correspond to the spin components of a gravitational wave ( $\pm 2$  with respect to the direction of propagation for a plane wave), while the remaining one can be regarded as a measure of “many-fingered” physical time (metric distance between slices as a function on space). The corresponding canonical momenta  $\pi^{kl}$  define the embedding of the spatial metric into spacetime and the propagation of spatial coordinates. The dynamics can then be formulated by means of the Hamiltonian equations with respect to an arbitrary time parameter  $t$  that formally distinguishes between different slices in a given foliation. They are equivalent to Einstein’s field equations. In contrast to metric time, the parameter  $t$  is geometrically or physically meaningless, and can therefore be arbitrarily replaced by any monotonic function  $t' = f(t)$ , including its inversion.

Note that when one says that Special Relativity abandoned the concept of absolute time, this statement refers only to the concept of absolute simultaneity, while proper times, which control all motion according to the principle of relativity, are here assumed to be given absolutely by the Lorentz metric. This remaining absoluteness is dropped only in General Relativity, where the metric itself becomes a dynamical object, as indicated above. The absence of an absolute time parameter (here represented by its reparametrizability) had already been required by Ernst Mach. Julian Barbour, who studied its consequences in much historical detail

[21], called it “timelessness”. A complete absence of time would remove any possibility to define its arrow, while a remaining time parameter (characterizing a one-dimensional succession of states) still allows one to define time asymmetric trajectories (histories).

The invariance of the theory under spatial coordinate transformations and time reparametrization is warranted by four constraints for the matrix  $h_{kl}(t)$ , called momentum and Hamiltonian constraints, respectively. They may be regarded as initial conditions, but are conserved in time. In particular, the Hamiltonian constraint assumes the form

$$H(h_{kl}, \pi_{kl}) = 0. \quad (22.6)$$

When quantized [22], and when also taking into account matter variables, this constraint translates into the Wheeler-DeWitt equation,

$$H \Psi(h_{kl}, \text{matter}) = 0, \quad (22.7)$$

which means that the corresponding Schrödinger equation becomes

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0. \quad (22.8)$$

Even the time parameter  $t$  has now disappeared, because there are no parametrizable trajectories representing cosmic histories in quantum theory any more. Only this drastic quantum consequence of classical reparametrizability can be regarded as *genuine timelessness*.

The timelessness of the Wheeler-DeWitt wave function has been known at least since 1967, but it seems to have usually been regarded as a merely formal aspect. Time was often smuggled in again in various ways – for example in terms of parametrizable Feynman paths, by means of semi-classical approximations, or by attempts of reintroducing a Heisenberg picture in spite of the Hamiltonian constraint [23]. However, the problem became pressing in connection with realistic interpretations of the wave function [24].

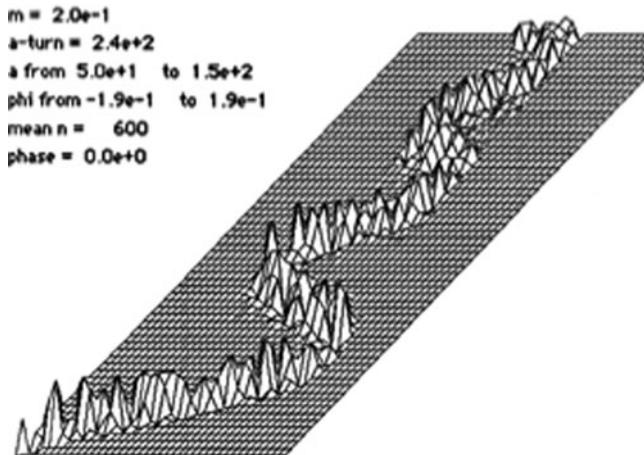
The wave functional  $\Psi(h_{kl}, \text{matter})$  describes general entanglement of geometry and matter. If we still had a succession of such quantum states (forming a quantum trajectory or quantum history), an appropriate unentangled initial state could explain the arrow of growing entanglement and decoherence, as described above. The resulting branching of the wave function according to a corresponding parameter  $t$  would then include branching spacetime geometries. There are no such quantum trajectories any more, but the metric  $h_{kl}$  does contain a measure of metric time regardless of the existence of any trajectories. Therefore, it describes a *physical* time dependence by means of the entanglement of this measure with all other degrees of freedom even for a solution of (22.7) [25]. For Friedmann universes, the expansion parameter  $a$ , which is part of the metric  $h_{kl}$ , is such an appropriate measure of time, but how does that help us to define an initial value problem for the static wave (22.7)? The surprising answer is that this equation is globally hyperbolic for Friedmann type

universes – now not on spacetime, as would be the case for classical fields, but on its infinite-dimensional configuration space. The expansion parameter  $a$  appears as a time-like variable because of the unusual negative sign of its formal kinetic energy component [26]. Therefore, the Wheeler-DeWitt equation allows one to define an initial value problem at a small value of  $a$ , for example. For a modified Wheeler-DeWitt equation this possibility might even be extended to  $a = 0$ . There is then no difference between a (multiversal) Big Bang and a Big Crunch any more, since in the absence of a time parameter the wave function can only be a standing wave on configuration space.

A metric tensor and other fields defined on a Friedmann sphere may be represented by a four-dimensional multipole expansion, which is quite useful for describing the very early, approximately homogeneous and isotropic universe [27]. In this case, one may conveniently model matter quantum mechanically by a massive scalar field  $\Phi(x_k)$ . The wave functional of the universe then assumes the form  $\Psi(a, \Phi_0, \{x_n\})$ , where  $\Phi_0$  is the homogeneous part of the scalar field, while  $\{x_n\}$  are all higher monopoles of geometry and matter. For the metric, only the tensor modes are geometrically meaningful, while the rest represents gauge degrees (spatial coordinates). The global hyperbolic nature then becomes obvious.

In a simple toy model one neglects all higher multipoles in order to solve the Wheeler-DeWitt equation on the remaining two-dimensional “mini-superspace” formed by the two monopoles only. The remaining Hamiltonian represents an  $a$ -dependent harmonic oscillator for  $\Phi_0$ , which allows one to construct adiabatically stable Gaussian wave packets (“coherent states”) [28]. Figure 22.3 depicts the propagation of such a wave packet with respect to the “time” variable  $\alpha = \ln a$ . This standing wave on mini-superspace mimics a timeless classical trajectory. However, the complete wave functional has to be expected to form a broad superposition of many such dynamically separate wave packets (a cosmologically early manifestation of “many worlds”). If the higher multipoles are also taken into account, the Wheeler-DeWitt equation may describe decoherence progressing with  $a$  – at first that of the monopoles  $\Phi_0$  and  $a$  itself, although this mechanism requires effective renormalization procedures [29].

This intrinsic dynamics with respect to the expansion parameter  $a$  has nothing as yet to do with the local dynamics in spacetime (controlled by proper times along time-like curves) that must be relevant for matter as soon as the metric becomes quasi-classical (except for microscopic gravitational waves). In order to understand the relation between these two dynamics, one may apply a Born-Oppenheimer expansion in terms of the inverse Planck mass, which is large compared to all particle masses, in order to study the Wheeler-DeWitt wave function [22, 30]. The Planck mass occurs in the kinetic energy terms of all geometric degrees of freedom (their part in the Laplacean of the Hamiltonian constraint). The formal expansion in terms of powers of  $m_{\text{Planck}}^{-1/4}$  defines an “adiabatic approximation” in analogy to the theory of molecular motion (light electrons versus heavy nuclei). In most regions of configuration space (depending on the boundary conditions) one may then further apply a WKB approximation to the “heavy” degrees of freedom  $Q$ , and in this way one obtains an approximate solution of the type



**Fig. 22.3** Wave packet for a homogeneous massive scalar field amplitude  $\Phi_0$  (plotted along the horizontal axis) dynamically evolving as a function of the time-like parameter  $\alpha = \ln a$  that is part of the metric (second axis in this mini-superspace). The classical trajectory possesses a turning point above the plot region – at about  $a = 240$  in this example that represents an expanding and recontracting universe. Wave mechanically, this corresponds to a reflection of the wave packet by means of a repulsive potential in (22.5) at this value of  $a$  (reflected component not contained in the Figure). This reflection leads to considerable spreading of the “incoming” wave packet. The causal order of the two legs of the trajectory is arbitrary, however, and the phase relations defining coherent wave packets could alternatively be chosen to fit the second leg instead. So this spreading does *not* represent a physical arrow of time (From Ref. [1], sect. 6.2.1.)

$$\Psi(h_{kl}, \text{matter}) \equiv \Psi(Q, q) \approx e^{iS(Q)} \chi(Q, q), \quad (22.9)$$

where  $S(Q)$  is a solution of the Hamilton-Jacobi equations for  $Q$ , while  $\chi(Q, q)$  depends only slowly on  $Q$ , and  $q$  describes all “light” (matter) variables. Under these approximations one may derive from the Wheeler-DeWitt equation the adiabatic dependence of  $\chi(q)$  on  $Q$  in the form

$$i\nabla_Q S \cdot \nabla_Q \chi(Q, q) = h_Q \chi(Q, q). \quad (22.10)$$

The operator  $h_Q$  is the weakly  $Q$ -dependent Hamiltonian for the matter variables  $q$ . This equation defines a new time parameter  $t_{WKB}$  separately along all WKB trajectories (classical spacetimes) by the directional derivative

$$\frac{\partial}{\partial t_{WKB}} := \nabla_Q S \cdot \nabla_Q. \quad (22.11)$$

In this way one obtains from (22.10) a time-dependent global Schrödinger equation for matter with respect to the *derived* WKB time  $t_{WKB}$  [24]. This parameter defines a time coordinate in spacetime, since the classical trajectories  $Q(t)$  in the superspace of spatial geometries  $Q$  define spacetime geometries. Equation (22.10) would also

lead to the decoherence of superpositions of different WKB components, such as they would be present in a real wave function  $e^{iS}\chi_+ + e^{-iS}\chi_-$  that has to be expected for the real Wheeler-DeWitt equation with real boundary conditions.

In order to solve this derived time dependent Schrödinger equation along a given WKB trajectory, hence with respect to a classical spacetime that does in turn adiabatically depend on the evolving matter, one needs a (low entropy) initial condition (small value of  $a$ ) in the region where the WKB approximation applies. For this purpose one would in principle first have to solve the exact Wheeler-DeWitt equation (or its generalized version that may apply to some as yet elusive unified theory) with respect to  $a$  by using its fundamental cosmic initial condition at  $a = 0$ . This might be done, for example, by using the multipole expansion until one enters the WKB region (at some distance from  $a = 0$ ), where this solution must provide initial conditions for the matter wave functions  $\chi$  on all arising WKB trajectories. The derived time-dependent Schrödinger equation with respect to  $t_{WKB}$  may then be expected to describe further decoherence (the emergence of classical properties), and thereby explain the origin of all other arrows of time. In particular, it must enforce decoherence of superpositions of different spacetimes, which would form separate quasi-classical “worlds” [22]. This decoherence would even eliminate conceivable *CPT* symmetric superpositions of black and white holes – in analogy to parity eigenstates of chiral molecules if they had ever existed [12].

**Acknowledgement** I wish to thank Claus Kiefer for his comments on an early draft of this manuscript.

## References

1. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time*, 5th edn. (Springer, 2007), Chap. 2.
2. dto., Chap. 5.
3. J.R. Oppenheimer and H. Snyder, *Phys. Rev.* **56**, 455 (1939).
4. F.J. Dyson, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 447 (1979).
5. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time*, 5th edn. (Springer, 2007c), Sect. 3.2.
6. J.D. Bekenstein, *Phys. Rev.* **D7**, 2333 (1973); S.W. Hawking, *Comm. Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
7. F.C. Adams and G. Laughlin, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 337 (1997).
8. D.N. Page, *Phys. Lett.* **B95**, 244 (1980); see also Ya.B. Zel'dovich, *Usp. Fiz. Nauk* **123**, 487 (1977) [*Sov. Phys. Usp.* **20**, 945 (1977)].
9. S.W. Hawking, *Phys. Rev.* **D14**, 2460 (1976); D.N. Page, in R.B. Mann and R.G. McLenaghan (edts.), *Proc. 5th Can. Conf. Gen. Rel. and Relat. Astrophys.* (World Scientific, Singapore, 1994), and Refs. therein; D. Gottesmann and J. Preskill, *JHEP* **0403**, 026 (2004); S.W. Hawking, *Phys. Rev.* **D72**, 084013 (2005); S.D.H. Hsu and D. Reeb, *Phys. Rev.* **D79**, 124037 (2009); C. Barceló, S. Liberati, S. Sonego, and M. Visser, arXiv 1011.5911v1.
10. R. Penrose, in C.J. Isham, R. Penrose, and D.W. Sciama (edts.), *Quantum Gravity II* (Clarendon Press, Oxford, 1981); see also C. Kiefer, arXiv 0910.5836.
11. S.W. Hawking, *Phys. Rev.* **D13**, 191 (1976).
12. C. Kiefer, *Class. Quant. Grav.* **18**, L151 (2001); in H.T. Elze (edt.), *Decoherence and Entropy in Complex Systems* (Springer, Berlin, 2004); H.D. Zeh, *Phys. Lett.* **A347**, 1 (2005).
13. L. Boltzmann, *Berliner Berichte* 1016 (1897).
14. A. Einstein and W. Ritz, *Phys. Z.* **10**, 323 (1911).

15. T. Gold, Am. J. Phys. **30**, 403 (1962).
16. H.D. Zeh, Entropy **8**, 44 (2006).
17. C. Kiefer and H.D. Zeh, Phys. Rev. **D51**, 4145 (1995).
18. M. Bojowald, Gen. Rel. Grav. **35**, 1877 (2003).
19. H.D. Conradi and H.D. Zeh, Phys. Lett. **A151**, 321 (1991); A. Ashtekar, M. Campiglia, and A. Henderson, Report arXiv 1011.1024v1.
20. R. Arnowitt, S. Deser, and C.W. Misner, in L. Witten (edt.) *Gravitation: An Introduction to Current Research* (Wiley, New York, 1962).
21. J. Barbour, in R. Penrose and C.J. Isham (eds.), *Quantum Concepts in Space and Time* (Cambridge Press, Cambridge, 1986); Class. Quant. Grav. **11**, 2853 (1994); *The End of Time* (Weidenfeld and Nicolson, London, 1999).
22. See C. Kiefer, *Quantum Gravity* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007), for a review.
23. K. Kuchar, in G. Kunstatter, D. Vincent, and J Williams (eds.), *Proc. 4th Can. Conf. Gen. Rel. and Rel. Astrophys.* (World Scientific, Singapore, 1992); C.J. Isham, in L.A. Ibort, and M.A. Rodriguez (eds.), *Integrable Systems, Quantum Groups and Quantum Field Theory* (Kluwer, Dordrecht, 1993).
24. H.D. Zeh, *Die Physik der Zeitrichtung*, Springer Lecture Notes. (Springer, Berlin, 1984), §6; Phys. Lett. **A116**, 9 (1986); **A126**, 311 (1988).
25. D.N. Page and W.K. Wootters, Phys. Rev. **D27**, 2885 (1983).
26. D. Giulini and C. Kiefer, Phys. Lett. **A193**, 21 (1994).
27. J.J. Halliwell and S.W. Hawking, Phys. Rev. **D31**, 1777 (1985); C. Kiefer, Class. Quant. Grav. **4**, 1369 (1987).
28. C. Kiefer, Phys. Rev. **D38**, 1761 (1988).
29. A.O. Barvinsky, A. Yu. Kamenshchik, C. Kiefer, and I.V. Mishakov, Nucl. Phys. **B551**, 374 (1999).
30. V.G. Lapchinsky and V.A. Rubakov, Acta Phys. Polonica **10**, 1041 (1979); T. Banks, Nucl. Phys. **B249**, 332 (1985); R. Brout and G. Venturi, Phys. Rev. **D39**, 2436 (1989); see also J.J. Halliwell and S.W. Hawking, Phys. Rev. **D31**, 1777 (1985); C. Kiefer, Class. Quant. Grav. **4**, 1369 (1987).

# Anhang: Liste wissenschaftlicher Publikationen des Autors zum Themenkreis des Buches

1. Symmetry Violating Trial Wave Functions. *Z. Phys.* **188**, 361–373 (1965).
2. Symmetrieverletzende Modellzustände und kollektive Bewegungen. *Z. Phys.* **202**, 38–48 (1967).
3. On the Interpretation of Measurement in Quantum Theory. *Found. Phys.* **1**, 69–76 (1970).
4. On the Irreversibility of Time and Observation in Quantum Theory. In: *Foundations of Quantum Mechanics* (Varenna, Italy, 1970) B. d'Espagnat, edt., 263–273 (Academic Press, New York, 1971).
5. Dynamics of Quantum Correlations (mit O. Kübler). *Ann. Phys. (N.Y.)* **76**, 405–418 (1973).
6. Toward a Quantum Theory of Observation. *Found. Phys.* **3**, 109–116 (1973).
7. Symmetry-Breaking Vacuum and State Vector Reduction. *Found. Phys.* **5**, 371–373 (1975).
8. Quantum Theory and Time Asymmetry. *Found. Phys.* **9**, 803–818 (1979).
9. Why Hidden Variables (Now)? *Epist. Letters* **49.0** (Ferdinand-Gonseth Association, Biel, 1980).
10. The Problem of Conscious Observation in Quantum Mechanical Description. *Epist. Letters* **63.0** (Ferdinand-Gonseth Association, Biel, 1981) – s.a. *Found. Phys. Lett.* **13**, 221–233 (2000).
11. Information and Determinism. *Epist. Lett.* **65.0** (Ferdinand-Gonseth Association, Biel, 1981).
12. Einstein Nonlocality, Spacetime Structure, and Thermodynamics. In: *Old and New Questions in Physics, Cosmology, Philosophy, and Theoretical Biology*, A. van der Merwe, edt. (Plenum, New York, 1983).
13. Springer Lecture Notes. *Die Physik der Zeitrichtung*, **200** (Springer, Berlin, 1984).
14. The Emergence of Classical Properties Through Interaction with the Environment (mit E. Joos). *Z. Phys.* **B59**, 223–243 (1985).
15. Emergence of Classical Time from a Universal Wave Function. *Phys. Lett.* **A116**, 9–12 (1986).
16. Time in Quantum Gravity. *Phys. Lett.* **A126**, 311–317 (1988).
17. *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Berlin, 1989 – 5. Auflage 2007).
18. The „Realiy“ of the Wave Function: Measurements, Entropy, and Quantum Cosmology. *Philos. Nat.* **28**, 76–96 (1991).
19. Quantum Cosmology as an Initial Value Problem (mit H.D. Conradi). *Phys. Lett.* **A154**, 321–326 (1991).
20. There Are No Quantum Jumps, Nor Are There Particles! *Phys. Lett.* **A172**, 189–192 (1993).
21. Decoherence and Measurements. In: *Stochastic Evolution of Quantum States in Open Systems and the Measurement Process*, D. Diósi and B. Lukács, eds., 128–141 (World Scientific, Singapore, 1994).

---

– soweit sie nicht im Buch nachgedruckt oder übersetzt sind –  
(Einige Arbeiten sind im Internet unter <http://www.zeh-hd.de> verfügbar.)

22. Time (A-)Symmetry in a Recollapsing Quantum Universe. In: *Physical Origins of Time Asymmetry*, J.J. Halliwell, J.P. Perez-Mercader, and W.H. Zurek, Hsg., 390–404 (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
23. Arrow of Time in a Recollapsing Quantum Universe (mit C. Kiefer). *Phys. Rev.* **D51**, 4145–4153 (1995).
24. Symmetries, Superselection Rules, and Decoherence (mit D. Giulini und C. Kiefer). *Phys. Lett.* **A199**, 291–298 (1995).
25. *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (mit D. Giulini, E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, und I.-O. Stamatescu). (Springer, Berlin, 1996 – 2. Auflage 2003).
26. What Is Achieved by Decoherence? In: *New Developments on Fundamental Problems in Quantum Physics*, M. Ferrero and A. van der Merwe, eds., 441–451 (Kluwer, Dordrecht, 1997).
27. Note on the Time Reversal Asymmetry of Equations of Motion. *Found. Phys. Lett.* **12** 193–196 (1999).
28. Why Bohm's Quantum Theory? *Found. Phys. Lett.* **12**, 197–200 (1999).
29. The Meaning of Decoherence. In: *Decoherence: Theoretical, Experimental and Conceptual Problems*, Ph. Blanchard et al., eds., 19–42 (Springer, Berlin, 2000).
30. There Is No „First“ Quantization. *Phys. Lett.* **A309**, 329–334 (2003).
31. The Wave Function: It or Bit. In: *Science and Ultimate Reality*, J.D. Barrow, P.C.W. Davies, and C.L. Harper Jr., eds., 103–120 (Cambridge University Press, Cambridge, 2004).
32. Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time. *Entropy* **7**[4], 221–233 (2005).
33. Where Has All the Information Gone? *Phys. Lett.* **A347**, 1–7 (2005).
34. Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time II. *Entropy* **8**(2), 44–49 (2006).
35. Roots and Fruits of Decoherence. In: *Quantum Decoherence*, B. Duplantier, J.-M. Raimond, and V. Rivasseau, eds., 151–175 (Birkhäuser, Basel, 2006).
36. Quantum Discreteness is an Illusion. *Found. Phys.* **40**, 1476–1493 (2010).
37. Open Questions regarding the Arrow of Time. In: *The Arrow of Time*, L. Mersini-Houghton and R. Vaas, eds. (Springer, Berlin, 2011).