

Die sonderbare Geschichte von Teilchen und Wellen*

– eine historisch verkürzte aber aktuelle Darstellung –

H. Dieter Zeh – www.zeh-hd.de – (Okt. 2011 – Version 2, Februar 2015)

Abstrakt: Nichttechnische aber begrifflich konsistente Darstellung der modernen Quantentheorie im historischen Kontext. Während der erste Teil keine speziellen Vorkenntnisse des Lesers voraussetzt, mag Abschnitt 5 vielen Quantenphysikern provokativ erscheinen. Ich versuche zu argumentieren, daß die üblichen „Einteilchenwellenfunktionen“ eigentlich klassische *Feldmodi* sind, die „einfach besetzt“ (d.h. im Falle von Bosonen erste angeregte Zustände der entsprechenden Quantenoszillatoren) sind. Mehrfachanregungen führen dann zu scheinbaren Mehrteilchenwellenfunktionen, während die wirklichen Quantenzustände als Wellenfunktionale auf dem Konfigurationsraum noch unbekannter fundamentaler Freiheitsgrade (etwa noch unbekannter Felder) anzusehen sind.

Abschnitt 1 und 2 dienen als kurzer Überblick der Geschichte des Themas unter Vernachlässigung vieler, hier unwichtiger Details, während die Abschnitte 3 und 4 sich auf einige m.E. wichtige Eigenschaften der nichtrelativistischen Quantenmechanik konzentrieren, die in Lehrbüchern zumeist unzureichend dargestellt werden. Abschnitt 5 beschreibt, wie dieses Programm konsequenterweise relativistisch zu verallgemeinern wäre, was jedoch für wechselwirkende Felder in der Praxis an der Vielzahl der jeweils beitragenden verschränkten Freiheitsgrade scheitert. Diese Tatsache mag erklären, warum die Quantenfeldtheorie (QFT) häufig nur als semi-phänomenologische oder scheinbar ganz neue Theorie auftritt bzw. verstanden wird. Abschnitt 6 beschreibt die weitere Verallgemeinerung auf die Quantengravitation, während Abschnitt 7 eine kurze Zusammenfassung darstellt.

* Eine englische Fassung dieses Textes mit dem Titel „The strange (hi)story of particles and waves“ findet sich in jeweils aktuellster Form auf meiner website unter der Rubrik „Quantum Theory“ sowie zitierbar unter arXiv.org/1304.1003. Änderungen für diese Version 2 der deutschen Fassung sind überwiegend aus der englischen v11 übernommen.

1. Vorgeschichte

Die begriffliche Unterscheidung zwischen einer diskreten oder kontinuierlichen Struktur der Materie (und vielleicht auch anderer „Substanzen“) geht mindestens bis auf die Vorsokratiker zurück. Ihre Vorstellungen von den Atomen waren jedoch rein qualitativer und spekulativer Art. Sie beschränkten sich auf einige formale Eigenschaften wie Symmetrien, während die begriffliche Beherrschung des Kontinuums in Raum und Zeit noch zwei Jahrtausende bis zur Entwicklung der Infinitesimalrechnung und der Verfügbarkeit praktikabler Uhren zu warten hatte. Daher gab es damals auch noch keine Bewegungsgesetze im heutigen Sinne, und das Konzept eines Massenpunktes entstammt erst den Anfängen der Mechanik.

Die physikalischen Objekte, auf welche die Mechanik der Neuzeit zunächst angewandt wurde, waren ausgedehnte „Materiekumpen“, wie Himmelskörper oder fallende Steine und Äpfel. Dabei war es eine überraschende Erkenntnis für Newton und seine Zeitgenossen (um 1680), daß diese sehr unterschiedlichen Objekte – oder genauer ihre Schwerpunkte – denselben Bewegungsgesetzen gehorchen.¹ Die Objekte bestanden aber weiterhin aus kontinuierlich verteilter Materie, wie es schien. Schon frühzeitig wurde der neue Begriff des Massenpunktes aber auch gelegentlich im Sinne eines Atomismus, also in Form von „Partikeln“ für die Struktur der Materie selber, benutzt. So erklärte Daniel Bernoulli bereits 1738 den Gasdruck durch die mittlere Dichte der kinetischen Energie von Gasparkeln – allerdings noch ohne deren Zusammenhang mit dem Phänomen der Wärme zu erkennen. Soweit man diese Partikel aber (im Gegensatz zu antiken Vorbildern) als kleine harte Kugeln betrachtete, stellte sich die Frage nach der letztendlichen Natur der Materie, aus der sie bestehen mußten, im Prinzip erneut.

Um diese Zeit entstand aber auch das Konzept einer Kontinuumsmechanik, beschrieben durch infinitesimale, mit einer Massendichte gewichtete Volumenelemente, die sich unter dem Einfluß direkter Wechselwirkung mit ihren Nachbarn individuell bewegen („fließen“ und sich verformen) können. Dabei wurde die Frage nach der Teilbarkeit dieser Elemente also mit „beliebig“ beantwortet, was jedenfalls ein formal konsistentes Modell ergab. Insbesondere erlaubte dieses die Möglichkeit von sich wellenartig ausbreitenden kontinuierlichen Dichteschwingungen (Schallwellen), womit die grundsätzliche Frage zunächst beantwortet zu sein schien. Diese Erweiterung der Newtonschen Mechanik wurde vorwiegend von Mathematikern vorangetrieben, da sie im rein formalen Übergang von diskreten Massenpunkten zum Kontinuum durch Weiterentwicklung der Newton-Leibnizschen Differentialrechnung (ohne grundsätzlich neue Physik) bestand.

Dabei ergab sich als Nebenprodukt dieses „substantiellen Bildes“ von sich individuell bewegenden Materieelementen auch das formal besonders elegante „lokale Bild“, in dem man die Materieelemente nicht individuell verfolgt, sondern nur ihre Dichte und Strömung an festen Orten betrachtet und dynamisch beschreibt. Im modernen Sprachgebrauch würde man eine lokal definierte Dichte als ein skalares *Feld*, die Strömungsdichte als Vektorfeld bezeichnen. Trotz des Verzichts auf die durch ihre Bahnen definierte individuelle Identität der Materieelemente mit Hilfe eines abstrakten Feldbegriffs lag diesem aber in der Kontinuumsmechanik noch ein Substanzbegriff zugrunde.

Dieser sollte allerdings an prinzipieller Bedeutung verlieren, wenn sich die Materieelemente unabhängig und unregelmäßig bewegen können, wie es von Daniel Bernoulli für ein Gas vermutet worden war. Da aber der von diesem angegebene Ausdruck für den Gasdruck allein durch die Dichte der kinetischen Energie, also durch das Produkt von Teilchenzahldichte und mittlerer kinetischer Energie der Teilchen gegeben war, erlaubte er immer noch einen fundamentalen Grenzübergang zum Kontinuum, bei dem die Anzahldichte der Teilchen gegen unendlich und ihre Masse zum Ausgleich gegen null geht. Diese Möglichkeit bestand weiterhin, als Chemiker begannen, Daltons und Avogadros Hypothesen über die molekulare Struktur der Materie vom Anfang des neunzehnten Jahrhunderts aufzugreifen, um die chemischen Eigenschaften der verschiedenen Substanzen zu erklären. Denn diese Vorstellungen wurden – ebenso wie das von Auguste Bravais stammende Konzept der Kristallgitter (um 1849) – vielfach nur als heuristische Hilfsbegriffe zur Charakterisierung eines strukturierten Kontinuums angesehen. Und sie blieb im Prinzip selbst noch nach Maxwells und Boltzmanns Begründung der thermodynamischen Eigenschaften mit Hilfe der Gaskinetik bestehen – auch wenn es immer wieder Ansätze gab, für die „Avogadrosche“ oder „Loschmidtsche Zahl“ einen endlichen Wert abzuschätzen. So hielten die „Energetiker“, wie Ostwald, Mach und ursprünglich auch Planck, noch bis nach 1900 an der Annahme fest, daß die innere Energie oder Wärme und die Entropie eigenständige, als Kontinua zu beschreibende Substanzen oder Felder seien. Dabei stand ihnen auch ein Argument zur Verfügung, das den Atomisten zunehmend Schwierigkeiten bereitete: das Gibbssche Paradoxon. Physiker begründen heute die empirisch korrekte Regel zum Abzählen von Mehrteilchenzuständen gewöhnlich nur unzureichend durch die „Ununterscheidbarkeit“ der Teilchen, obwohl sie mehr, nämlich die *Identität* der durch Teilchenvertauschungen definierten Zustände, verlangt. Diese steht aber im Gegensatz zum substantiellen Bild mit seiner durch die Bahnen definierten Individualität der Teilchen, während sie in einem lokalen Bild aus fundamentalen massiven Feldern (ohne substan-

tiellen Hintergrund) schon klassisch verständlich ist. Auch wenn wir heute ganz neue Theorien benutzen, bleiben diese begrifflichen Unterscheidungen relevant (s. Abschnitt 5).

Parallel zur Theorie der Materie wurde auch eine Theorie des Lichts entwickelt, das man aber wegen seiner Funktion eher als ein „Medium“ denn als eine Substanz ansah. Trotzdem schlug Newton entgegen den frühen Vorstellungen von Huygens über das Licht als einer Wellenerscheinung (ähnlich Schallwellen) seine Theorie von Lichtpartikeln vor, die sich auf bestimmten Bahnen in Abhängigkeit vom Brechungsindex der Materie zu bewegen hätten. Sie wurde aber durch diverse Interferenzexperimente (insbesondere von Thomas Young 1802) widerlegt, wobei offen blieb, welche Substanz, auch Licht-Äther genannt, denn hier schwingt. Diese Frage blieb auch nach Etablierung der Maxwell'schen Elektrodynamik und der Erklärung des Lichts als einer elektromagnetischen Schwingung durch Heinrich Hertz (1886) unbeantwortet, insbesondere weil die dort benutzten elektrischen und magnetischen Felder ursprünglich nur als Hilfsbegriffe zur Bestimmung von Kräften auf elektrische Ladungen eingeführt worden waren. Erst die Fähigkeit der Felder zu propagieren und dabei eigene Energiedichten und -ströme zu definieren, gab ihnen selber einen materiellen Charakter, der um so mehr nach einem Äther zu verlangen schien. Jedenfalls erschien die Welt der Kontinua den Energetikern trotz der Erfolge der statistischen Mechanik und der Molekülvorstellungen in der Chemie völlig ausreichend und angemessen. So pflegte Ernst Mach bei der Erwähnung von Atomen zu fragen: „Haben Sie jemals eins gesehen?“ Ich möchte später in diesem Artikel argumentieren, daß diese zweifelnde Frage noch heute eine Berechtigung hat – obwohl wir in modernen Experimenten einzelne Atome als Teilchen zu sehen *scheinen*.

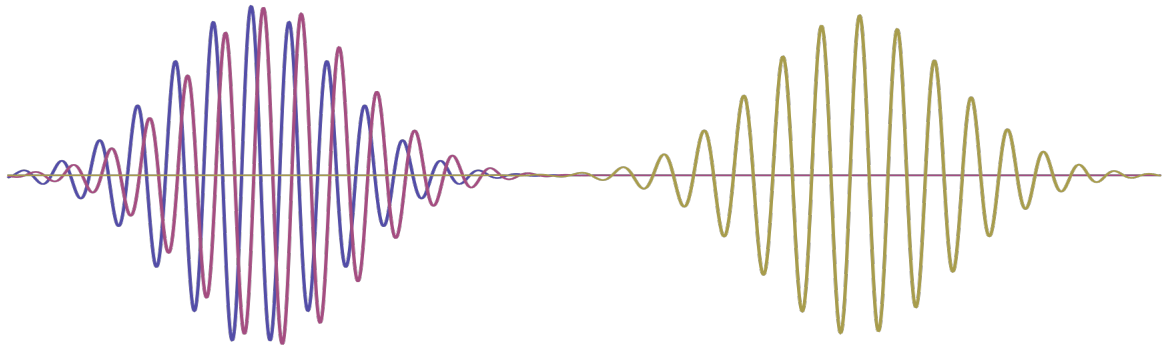
Zu Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts wurde die Ära des Kontinuums aber Schlag auf Schlag beendet. Zunächst wies J. J. Thomson 1897 die elektrische Elementarladung nach, dann postulierte Max Planck 1900 seine Strahlungsquanten, und schließlich konnte Einstein 1905 mit Hilfe seiner Theorie der Brownschen Bewegung einen endlichen Wert für die Loschmidtsche Zahl N_L bestimmen. Danach kapitulierten auch die letzten Energetiker. Schließlich führte Einstein sogar eine Hypothese von Lichtquanten als Partikel (später Photonen genannt) ein – wenn auch nur als einen „heuristischen Gesichtspunkt“, an den er selber nie richtig glauben mochte. Selbst die Bewegungsgesetze wurden von der Diskretisierung der Natur betroffen, als Niels Bohr im Jahre 1913, kurz nach Rutherford's Entdeckung der Kleinheit des Atomkerns, sein Atommodell einführte. Demnach sollte es nur bestimmte, diskrete Elektronenbahnen geben, zwischen denen stochastische „Quantensprünge“ auftreten, die damit Plancks und Einsteins probabilistische Vorstellungen vom Strahlungsprozeß erklären

würden. Daraus resultierte die auch heute noch gelegentlich anzutreffende Auffassung von der Quantenmechanik als einer rein stochastischen Theorie für ansonsten klassische Objekte (Teilchen).

Doch es ging bald auch wieder in die andere Richtung!² Zunächst versuchte Louis de Broglie 1923, den Schritt von elektromagnetischen Wellen zu Photonen für Elektronen umzukehren, indem er ihnen durch Anwendung der Planckschen Formel $E = h\nu$ Wellen einer Länge $\lambda = c/\nu = h/p$ zuordnete, wobei ν die Frequenz und p der Elektronenimpuls sind. Er konnte sich das aber nur so vorstellen, daß jedes dieser physikalischen Objekte aus einem Teilchen *und* einer Welle (einem raumzeitlich oszillierenden Feld) besteht, wobei die Welle das Teilchen „führt“. Dieses Feld müßte dabei aber mächtiger als ein übliches Kraftfeld sein, da es die Geschwindigkeit und nicht, wie jenes, nur die Beschleunigung an jedem Ort festlegt. Die Geschwindigkeit bliebe also keine freie Anfangsbedingung. Diese Theorie wurde nach dem Krieg von David Bohm wieder aufgegriffen. Dabei stellte sich aber heraus, daß die Führungswelle nicht lokal im Raum definiert sein konnte, da sie mit der in Abschnitt 4 zu beschreibenden verschränkten globalen Wellenfunktion identisch sein muß, was erhebliche Konsequenzen hat.

2. Wellenmechanik

Durch de Broglie angeregt entwickelte Erwin Schrödinger ab 1926 seine Wellentheorie für Elektronen, wobei er annahm, daß diese *ausschließlich* als Wellen zu beschreiben sind (räumliche Felder, wie er zunächst annahm). Damit konnte er auf sehr anschauliche Weise die Bohrschen Bahnen im Wasserstoffatom durch stehende Wellen („Energieeigenzustände“) ersetzen und weitere Dinge erklären, die mit Bohrs Modell der diskreten Bahnen nicht zu verstehen waren. Zudem konstruierte er für einen Spezialfall, den harmonischen Oszillator, schmale „Wellenpakete“, die sich wie Teilchen bewegen und solche somit vortäuschen können (s. Figur für den Fall *freier* Wellenpakete). Kurz danach wurde der Wellencharakter von Elektronen durch Interferenzerscheinungen in Streuexperimenten an Kristallgittern von Davisson und Germer explizit nachgewiesen. Felder können auch problemlos in Potentialschwellen eindringen und somit den beim alpha-Zerfall beobachteten „Tunneleffekt“ erklären. Ist das nicht sehr überzeugend, um die scheinbaren Teilchen durch solche „Schrödinger-Felder“ zu erklären?



Figur: Ein sich entsprechend der Schrödingergleichung *frei* bewegender Wellenzug (Realteil eines initialen, mit dem Faktor $e^{2\pi i x/\lambda}$ modulierten Gaußpakets in einer Raumdimension) zu drei verschiedenen Zeiten (blau: $t = 0$, rot: $t = 0,04$, gelb: $t = 1$ in willkürlichen Einheiten). Man kann beim Vergleich von blau und rot erkennen, daß sich das Paket als Ganzes schneller als die einzelnen Maxima bewegt, und beim Vergleich mit gelb, daß es dabei leicht auseinanderläuft (im Gegensatz zum erwähnten harmonischen Oszillator). In der Animation scheint der Wellenzug zu „krabbeln“. Das Paket als Ganzes bewegt sich dabei wie ein Teilchen mit einer durch seine mittlere Wellenlänge λ gegebenen „Gruppengeschwindigkeit“ $v = p/m = h/m\lambda$, wobei die Masse m hier nur ein Parameter der Wellengleichung ist. Deswegen wird in der Quantenmechanik der Impuls gewöhnlich durch h/λ definiert.

Tatsächlich kann man diesen „Impuls“ auch für ebene Wellen, die selber gar keine Gruppengeschwindigkeit besitzen, wegen des Erhaltungssatzes für Wellenzahlen („Impulserhaltung“ – hier eine räumliche Resonanzbedingung) bei Streuung oder Absorption durch gegebenenfalls auch makroskopische Objekte, die sich ihrerseits in lokalisierten Wellenpaketen befinden, durch deren Geschwindigkeitsänderung messen. Schon bei atomaren Massen und thermisch bedingten Geschwindigkeiten sind die deBroglie-Wellenlängen deutlich kleiner als der Radius eines Wasserstoffatoms, so daß sich sehr schmale Pakete für die Schwerpunktswellenfunktion konstruieren lassen. Die „Dispersion“ des Wellenpaketes (sein Auseinanderlaufen) nimmt zwar mit kleiner werdenden Wellenlängen (also größer werdender Masse) deutlich ab, bleibt aber auch für schwere Partikel (also bei sehr kleiner deBroglie-Wellenlänge) über längere Zeiten nicht mehr vernachlässigbar, weshalb die durch das Paket definierten „Kohärenzlängen“ bei Ortsmessungen entsprechend der jeweiligen Meßgenauigkeit ständig durch einen neuartigen Mechanismus wieder eingeschränkt werden müßten, um weiterhin eine teilchenähnliche Erscheinung zu beschreiben (s. dazu Abschnitt 4 unter „Dekohärenz“).

Kurz vor Schrödingers Arbeit zur Wellenmechanik hatte Heisenberg bereits seine Matrizenmechanik vorgestellt, die weiterhin von einem Teilchenbild für Elektronen ausging. Für deren Verhalten führte er dabei aber abstrakte „Rechenregeln“ ein, die ihre deterministischen Bahnen im Raum durch probabilistische Zusammenhänge, insbesondere bei von Menschen vorgenommene Messungen ersetzen. Für abgeschlossene Systeme, auf die man sich zunächst beschränkte, führte die Matrixmechanik auf dieselben beobachtbaren Konsequenzen wie Schrödingers Wellenmechanik, weshalb man beide Theorien als „äquivalent“ ansah. Zusammen mit Born und Jordan zeigte Heisenberg, daß seine neuen Regeln sich mittels einer formal sehr eleganten Algebra formulieren ließen. Das war ganz im Sinne seiner Vorstellung von Atomen aus einer Welt der platonischen Ideale – im Gegensatz zum „schmutzigen“ Empirismus der Phänomene – und entsprach dem Trend der Zeit, ein mechanistisches Weltbild zu überwinden. Ein gutes Jahr später ergänzte er seine formale Theorie durch seine *Unschärfe- (oder Unbestimmtheits-) Relationen* zwischen Ort und Impuls eines Elektrons. Diese Unschärfe widerspricht aber dem Begriff eines Teilchens, das zu jedem Zeitpunkt einen Ort *und* eine Geschwindigkeit besitzen würde, während sie sich für Felder einfach im Sinne eines

Fouriertheorems als Unschärfe zwischen der Lokalisierung eines Wellenpakets und der Bestimmtheit seiner Wellenlänge verstehen läßt, ohne daß die Welle selber deswegen „unbestimmt“ sein muß (also durchaus real sein könnte). Eine Teilcheneigenschaft wird auch nicht einfach durch die Messung einer anderen „gestört“, wie Heisenberg ursprünglich anzunehmen versuchte, sondern sie kann vor ihrer Messung gar nicht existiert haben. Ein weiteres Indiz für die Wahl unzutreffender Konzepte ist die Notwendigkeit einer „neuen Logik“ für sie. Aus all diesen Gründen wurde Schrödingers Theorie von den meisten Atomphysikern daher zunächst bevorzugt – vorübergehend sogar von Heisenbergs Mentor Max Born. Auch Arnold Sommerfeld schrieb bezeichnenderweise nur einen „Wellenmechanischen Ergänzungsband“ zu seinem richtungsweisenden Werk über „Atombau und Spektrallinien“.

Hätte es da nur nicht diese stochastischen Quantensprünge zwischen den stehenden Wellen im Wasserstoffatom gegeben, die sich mit Schrödingers ansonsten erfolgreicher Wellendynamik für die Elektronen überhaupt nicht erklären ließen! Überhaupt war es unverständlich, warum sich gebundene Elektronen stets in Energieeigenzuständen (Lösungen der Gleichung $H\psi = E\psi$) befanden, während Schrödingers Theorie auch Lösungen seiner allgemeineren Gleichung $i\hbar\partial\psi/\partial t = H\psi$ zuließ. Aber auch ausgedehnte Wellenzüge schienen sich sprunghaft in „teilchenartige“ lokale Ereignisse zu verwandeln, wenn man sie Messungen unterwarf. Selbst bahnartige Teilchenspuren ließen sich in der Wilsonschen Nebelkammer, wo man sie als eine dichte Folge von Ortsmessungen ansehen kann, beobachten.

Hier wußte auch Schrödinger nicht mehr weiter, und er schien zu kapitulieren, als Max Born unter dem Einfluß Paulis sein neues Postulat, das ursprünglich probabilistische Sprünge zwischen verschiedenen Wellenfunktionen (heute als deren „Kollaps“ bezeichnet) beschreiben sollte, nun dahingehend uminterpretierte, daß die Wellenfunktion nichts weiter als eine „Wahrscheinlichkeitsamplitude“ für das spontane Auftreten von Partikeleigenschaften darstellt. Dieses Konzept erwies sich als pragmatisch sehr erfolgreich und setzte sich daher allgemein durch, obwohl es niemals ganz ehrlich war. Denn die Wellenfunktion beschreibt nicht *nur* Wahrscheinlichkeiten; sie bestimmt vielmehr auch individuelle Eigenschaften mikroskopischer Objekte, wie etwa deren Energie oder den Drehimpuls. Im Prinzip definiert *jede* Wellenfunktion durch den zugehörigen Projektor auch formal eine „Observable“, die dann ein eindeutiges Ergebnis hätte – auch wenn die meisten solcher Messungen *praktisch* kaum zu realisieren wären.

Die Verlegenheit war so groß, daß Heisenberg von der Wellenfunktion als einer „neuen Form menschlichen Wissens als einer intermediären Stufe der Realität“ sprach und Niels

Bohr sein irrationalistisches Komplementaritätsprinzip einführte, wonach zur Beschreibung der Natur je nach Bedarf „komplementäre“ (also sich eigentlich widersprechende) Begriffe wie Teilchen und Wellen notwendig seien. Von da an war die Forderung nach konsistenten Begriffen in einer Theorie der Mikrophysik nicht mehr erlaubt. Man sagt auch, es gäbe gar keine mikrophysikalische Realität, was gemeinhin als eine besonders tiefe Erkenntnis gilt. Nur wenige wagten einzuwenden, daß dieser „Kaiser gar keine Kleider“ anhat und diese Aussage nur zur Verschleierung von Inkonsistenzen dient. Die Vielfalt „philosophischer“ oder rein formaler Argumente zu ihrer Rechtfertigung in der Literatur ist um so bemerkenswerter. Zudem bleibt offen, wo genau die Wahrscheinlichkeitsinterpretation anzuwenden ist, also wohin man den dadurch definierten „Heisenbergschen Schnitt“ zu legen hat. Der Ungar Eugene Wigner prägte daraufhin den Ausdruck von einer „Balkanisierung der Physik“ und meinte damit ihre begriffliche Zerrissenheit.

3. Wellenfunktionen im Konfigurationsraum

Nun sollte man sich Schrödingers Wellenmechanik aber noch einmal genauer ansehen. Als er sie entwarf, ging er von einer von Hamilton stammenden Form der klassischen Mechanik mit Hilfe partieller Differentialgleichungen aus. Diese führten bereits auf eine Art Wellenfunktion, jedoch nur, um auf einen Schlag ganze Kontinua von lokal parallelen klassischen Bahnen zu beschreiben, also ohne daß diese interferieren können. Dabei interessierte ihn aber weniger die Anwendung als die elegante Form der Theorie, was sich jetzt auszahlt. Schrödinger wurde auf seine neue Wellengleichung geführt indem er annahm, daß Hamiltons Gleichungen in Wirklichkeit nur eine Näherung kleiner Wellenlängen (nämlich den Grenzfall $h \rightarrow 0$) einer realen Wellentheorie darstellen. Eine ähnliche Näherung kann man auch zur Begründung der geometrischen Optik in Maxwells Feldtheorie benutzen, wonach sich Licht längs „Bahnen“ oder längs durch Brechung gekrümmter „Lichtstrahlen“ ausbreitet. Er merkte daher später in Bezug auf Heisenberg süffisant an, daß auch Newtons hypothetische Lichtpartikel mit Interferenzexperimenten vereinbar gewesen wären, wenn man ihnen einfach eine „Unschärfe“ zugebilligt hätte. Der Grenzfall der geometrischen Optik bedeutet jedoch nur, daß sich lokale Teile der Welle unabhängig voneinander längs Bahnen fortpflanzen, nicht aber, daß sie Partikel darstellen. Alle Teile der Welle können dann bei entsprechender Fokussierung noch miteinander interferieren, also kohärent *wirken*. Im Gegensatz zu Hamiltons Kontinuum von *möglichen* Bahnen müssen sie also alle gemeinsam als *ein* reales Feld existieren. Ganz ähnlich be-

schreibt auch Feynmans Pfadintegral nur *eine* kohärente Wellenfunktion und kein Ensemble unabhängig existierender oder potentieller Bahnen.

Aber während sich Lichtwellen im dreidimensionalen Raum ausbreiten, war Hamiltons Theorie für einen allgemeinen Konfigurationsraum definiert (den Raum aller möglichen Zustände des jeweils betrachteten Systems). Somit erhielt Schrödinger ebenfalls eine Wellenfunktion $\psi(q,t)$ in einem durch q definierten vieldimensionalen Raum, der uns klassisch als ein Konfigurationsraum erscheint. Dies erwies sich später tatsächlich als die einzig korrekte Wellenmechanik. Sie ergibt sich auch aus Diracs später postuliertem Superpositionsprinzip, da die Superposition aller klassischen Konfigurationen gerade eine solche Wellenfunktion definiert. Dirac verstand diese im Sinne von Born als Wahrscheinlichkeitsamplituden für Heisenbergs „Observablen“, also keineswegs nur für einzelne Punkte im Konfigurationsraum (klassische Zustände). Da man Observable in ihrer „Spektraldarstellung“ als Summen über dyadische Produkte ihrer Eigenzustände beschreiben kann, sind diese Wahrscheinlichkeiten äquivalent zu solchen für entsprechende Quantenspünge (Projektionen der Wellenfunktion im Hilbertraum als Teil der Dynamik).

Da Schrödinger aber das reale Elektron beschreiben wollte und fest von einer Realität in Raum und Zeit überzeugt war, beschränkte er sich anfangs mit großem Erfolg auf stationäre Einteilchenprobleme (einzelne Massenpunkte), bei denen der Konfigurationsraum mit dem Ortsraum identisch ist. Er sprach daher auch zunächst von einem „ ψ -Feld“. Damit ließen sich auch Streuprobleme behandeln, die dreidimensionale Wellenfunktionen entweder für die Schwerpunkte der Streuobjekte in einem äußeren Potential oder für die Relativkoordinaten in einem Zweikörperproblem erfordern. Hier ist Borns Wahrscheinlichkeitsinterpretation wegen der das Experiment normalerweise abschließenden Ortsmessungen im Detektor besonders nützlich, so daß gewöhnlich diese dreidimensionale Welle gemeint ist, wenn vom „Welleilchen-Dualismus“ die Rede ist. Leider folgen viele Lehrbücher und Vorlesungen aus vermeintlich didaktischen, aber eigentlich grob irreführenden Gründen auch heute noch diesem suggestiven Programm, indem sie etwa das Doppelspaltexperiment als *den* Generalschlüssel zur Quantenmechanik darstellen.

Der Übergang – oder besser die Rückkehr – zum Konfigurationsraum, der entscheidende Konsequenzen für die Anwendung der Theorie hat, geschah im allgemeinen Durcheinander der frühen Quantentheorie (und für manchen Physiker bis heute) fast unbemerkt. Das erklärt auch immer wiederkehrende Versuche, die Schrödingergleichung in Analogie zur Hydrodynamik zu verstehen. Im Konfigurationsraum beschreiben jedoch selbst dreidimensionale

Einteilchenwellenfunktionen – im Gegensatz zu Feldern oder räumlichen Kontinua – etwa keine additiven Ladungs- oder Energieverteilungen: Blendet man etwa einen Teil einer freien Wellenfunktion durch einen absorbierenden Schirm aus, so beschreibt jede verbleibende Restwelle noch die volle Ladung und Energie. Das entspricht zwar der klassischen Idee eines Konfigurationsraumes, stünde dann aber im Widerspruch zur gleichzeitigen Existenz aller Partialwellen bei Interferenzphänomenen.

Seine Wellenfunktion im allgemeinen Konfigurationsraum versuchte Schrödinger daher zunächst mühsam umzuinterpretieren, obwohl gerade sie Plancks Strahlungsquanten erklärt, wenn man die Amplituden des freien elektromagnetischen Feldes, q_i , die in diesem Fall den Konfigurationsraum bilden, als Argumente der Wellenfunktion benutzt. Denn das sich ergebende Oszillatorspektrum $E = nh\nu$ für die klassischen Schwingungsmoden der Frequenz ν beschreibt gerade ganzzahlige Vielfache von hierdurch definierten „Energiequanten“ $h\nu$, was später als Anwesenheit von n Photonen interpretiert wurde.

Die Quantenzahlen n zählen aber nichts weiter als die Nulldurchgänge der Wellenfunktion in deren jeweils eindimensionalem Konfigurationsraum unter bestimmten Randbedingungen. (Gekoppelte Oszillatoren, wie freie Felder, haben die bequeme aber leider pathologische Eigenschaft, daß ihre Energieeigenfunktionen in den Amplituden q_i der Eigenmodi, also etwa ebener Wellen, faktorisieren – also separat bestimmt werden können.) Bei dieser Wellenfunktion handelt es sich hier also um keine *räumliche* Welle wie in der obigen Figur, sondern um eine, im allgemeinen zeitlich variierende, Funktion der einzelnen Feldamplituden q_i .³ Zwar läßt sich das Oszillatorspektrum nach Heisenberg auch aus der Algebra der „Observablen“ berechnen, aber die auch Knoten genannten Nulldurchgänge im Konfigurationsraum (die nichts mit der durch den Feldmodus definierten räumlichen Welle und deren Wellenlänge zu tun haben) konnten kürzlich in einem eleganten Experiment sogar sichtbar gemacht und ihre physikalische Existenz somit sichergestellt werden.⁴ Es ist erstaunlich, wie unzureichend die Bedeutung dieses wichtigen Experiments für die Teilchen-Welle-Diskussion bisher gewürdigt wird – auch von den Autoren dieser Arbeit selber (s. a. Abschnitt 5). Diese Anwendung der Quantenmechanik auf den Konfigurationsraum der Felder wurde oft übergangen, weil man historisch die Strahlungsquanten gewöhnlich nur als eine Konsequenz der Emissions- und Absorptionsvorgänge durch oszillierende Ladungsträger angesehen hatte.

Wie sich Schrödingers Theorie von klassischen Feldtheorien unterscheidet, sieht man in diesem Fall also sehr deutlich daran, daß die Amplituden der Eigenschwingungen des klassischen Feldes nun anstelle von Ortsvariablen als *Argumente* in Schrödingers Wellenfunktion

auftreten, während die Ortskoordinaten nurmehr die Felder an verschiedenen Orten unterscheiden. Die Verwechslung von Ortskoordinaten mit dynamischen Ortsvariablen hat erstaunliche Verwirrung gestiftet – etwa bei der Einführung eines „Zeitoperators“, obwohl die Zeit außerhalb der Allgemeinen Relativitätstheorie niemals eine dynamische Variable ist (s. Abschnitt 6). Während man eine beliebige „Einphotonen-Wellenfunktion“ (im Raum) als Überlagerung verschiedener „besetzter“ Schwingungsmoden (im jeweils ersten angeregten quantenmechanischen Oszillatorzustand, wobei alle anderen im Grundzustand sind) verstehen muß, entspricht ein quasiklassischer Feldzustand einer bestimmten Überlagerung *unterschiedlich* angeregter Oszillatorzustände („Photonenzahlen“) im selben Feldmodus (s. Abschnitt 5). Solche „kohärenten Zustände“ laufen, wie schon Schrödinger wußte, nicht auseinander, sondern folgen als starres Wellenpaket (hier also im Konfigurationsraum der Amplitude) der klassischen Bewegung eines Oszillators. In diesem Sinne vermögen sie *exakt* eine klassisch oszillierende Feldstärke zu simulieren – also besser als bei der Simulation eines Teilchens durch ein Wellenpaket im Raum in der Figur.

Wellenfunktionale von Feldern können daher nicht nur „Teilchenzahlen“ sondern auch quasi-klassische Feldstärken beschreiben – wechselseitig eingeschränkt durch ein Fouriertheorem. In diesem wohldefinierten Sinne beschreiben sie also einen „Dualismus“ dieser *abgeleiteten* Größen. Diese Tatsache ist auch die Ursache für die beiden Grenzfälle des Planckspektrums bei großen oder kleinen Wellenlängen.

4. Verschränkung und Quantenmeßprozeß

Vor dem Studium *wechselwirkender* Quantenfelder (s. Abschnitt 5) interessierte man sich aber zunächst einmal für quantenmechanische Mehrteilchensysteme, wie Moleküle und Mehrelektronenatome. Sie ließen sich näherungsweise dadurch beschreiben, daß man etwa jedem Elektron im Atom eine eigene (jeweils eine andere, wechselseitig orthogonale) räumliche Wellenfunktion zuschrieb, während die schweren Kerne klassische Positionen zu besitzen schienen. Damit konnte man das Periodensystem der Elemente erklären. Bei genauerer Betrachtung bestätigte sich allerdings, daß man *alle* „Teilchen“ (hier Atomkerne und Elektronen) tatsächlich mit *einer gemeinsamen* (normalerweise auch zeitabhängigen) Wellenfunktion in ihrem Konfigurationsraum von $3N$ Dimensionen beschreiben muß, die im allgemeinen nicht einfach ein Produkt von Einteilchenfunktionen sein kann. Diese Eigenschaft bezeichnet man heute als *Verschränkung* der Teilchenzustände.

Jeder Physikstudent benutzt bereits eine Verschränkung von Elektron und Proton, wenn er das Wasserstoffproblem auf Relativ- und Schwerpunktskoordinaten umschreibt. Für den einfachsten nichttrivialen Fall, das Heliumatom mit seinen zwei Elektronen, studierte Hylleraas die Verschränkung in einer Reihe von Arbeiten ab 1929 erfolgreich numerisch, indem er ein Variationsverfahren mit geeigneten Variationsparametern für die (bei festgehaltenem Proton) sechs Koordinaten benutzte. Arnold Sommerfeld stellte in seinem Wellenmechanischen Ergänzungsband fest, daß „Heisenbergs Methode“, die lediglich „Austauschterm“ für antisymmetrisierte Produktfunktionen einführt, hierfür nicht ausreichend ist. Die Antisymmetrisierung einer Produktwellenfunktion wird oft mit einer Verschränkung verwechselt, betrifft als solche aber nur die physikalisch bedeutungslosen Teilchennummern. Eine Wellenfunktion im jeweiligen hochdimensionalen Konfigurationsraum ist dagegen heute für alle Vielteilchenprobleme als die korrekte Form der nichtrelativistischen Quantenmechanik akzeptiert. So kennt man bereits aus der frühen Atomphysik die Notwendigkeit von „Konfigurationsmischungen“ oder das Auftreten von kollektiven Freiheitsgraden, wozu auch die Schwerpunktsbewegung gehört. Eine wichtige Konsequenz der Verschränkung ist auch, daß offene Systeme keine wohl definierten Hamiltonoperatoren besitzen, die ein lokales Heisenberg- oder ein Wechselwirkungsbild definieren würden.

Aber wie kann ein Konfigurationsraum, der ja sogar für jedes System ein anderer ist, unseren gewohnten, dreidimensionalen Raum als Bühne für eine individuell zu interpretierende Wellenfunktion ersetzen? Bestünde unser Universum aus N Teilchen (und keinen anderen Dingen), so müßte dieser Raum $3N$ Dimensionen besitzen. In der Frühzeit der Quantenmechanik war das undenkbar – auch für Schrödinger. Der Konfigurationsraum war doch klassisch gerade als Raum aller *möglichen Zustände* eines Systems definiert. Das scheint hervorragend zu Borns Wahrscheinlichkeitsinterpretation zu passen, da sie die Verschränkung bei Messungen in statistische Korrelationen zwischen den gemessenen Größen verwandelt. Aber eben nur bei Messungen! Im Heliumatom von Hylleraas (wie in allen Mehrteilchensystemen) beschreibt erst die verschränkte Wellenfunktion die genaue individuelle Grundzustandsenergie – ohne jede statistische Interpretation. Genau das ist die oben erwähnte Unehrlichkeit, die man aber allgemein verdrängte (bis heute). Selbst bei Streuvorgängen benötigt man oftmals kohärente Streuamplituden, die eine Verschränkung aller beteiligten Streufragmente zulassen. Erst als Einstein, Podolsky und Rosen im Jahre 1935 zeigten, daß die Verschränkung zweier voneinander entfernter Teilchen zu nachprüfaren Konsequenzen führen kann, erkannte Schrödinger, daß diese Eigenschaft die größte begriffliche Herausforderung seiner Theorie darstellt, obwohl er sie weiterhin fälschlich als eine *statistische* Korrelation bezeichnete. In

der Tat hatten die drei genannten Autoren aus ihren Betrachtungen geschlossen, daß die Beschreibung der Mikrophysik durch Wellenfunktionen nicht vollständig sein könne, so daß man dahinter noch unbekannte („versteckte“) Variablen vermuten müßte.⁵ Diese Vorstellung ist bis heute verbreitet, z.B. in Form von als lokal angenommenen Bellschen „beables“.

Obwohl die Ansicht vorherrschte, daß man solche versteckten Variablen vielleicht nie nachweisen könne, war es für viele Physiker eine große Überraschung, als John Bell im Jahre 1964 zeigte, daß *jede* lokale Theorie (enthalte sie nun Partikel, Felder oder etwas ganz Neues) mit den Konsequenzen verschränkter Wellenfunktionen unvereinbar ist. Bell benutzte in seinem Beweis ganz beliebige Variablen (nichts weiter als Namen für etwas Unbekanntes), von denen er nur annahm, daß sie zu jeder Zeit an einem bestimmten Ort definiert sind und ausschließlich lokalen Wechselwirkungen unterliegen. Die meisten Physiker hatten sich inzwischen aber so sehr an Bohrs als tiefsinnig geltende Absage an eine mikroskopische Realität gewöhnt, daß sie Bell sofort vorwarfen, eine „als widerlegt geltende Annahme“ gemacht zu haben. Da die Konsequenzen verschränkter Wellenfunktionen bis heute aber stets bestätigt wurden, schwelt nun ein Streit, ob diese Tatsache die Lokalität oder aber die Realität der Mikrophysik ausschließt. Denn weder die konsequenten Anhänger einer realen aber nichtlokalen Wellenfunktion noch solche Bohrs sehen in diesen Konsequenzen ein Problem – wenn auch aus unterschiedlichen Gründen. Die Entscheidung zwischen der Aufgabe der Realität oder aber der Lokalität entspricht weitgehend der zwischen Heisenberg- und Schrödingerbild, was immer wieder zu Mißverständnissen führt.

Wenn man begrifflich konsistent bleiben will, muß man also von einer Wellenfunktion des ganzen Universums ausgehen, während Heisenberg und Bohr auf begriffliche Konsistenz verzichten und einfach annehmen, daß die Wellenfunktion nach einer abschließenden Messung „ihre Bedeutung verliert“. Aber was zeichnet diesen „Abschluß“ eines Meßprozesses unter anderen physikalischen Vorgängen aus? Wenn die Wellenfunktion dagegen stets gültig bleiben und der Schrödingergleichung genügen soll, führt das notwendig auf ein völlig neuartiges Weltbild, das allein wegen seiner Ungewöhnlichkeit viele Physiker abschreckt. Wenn man etwa eine Eigenschaft eines mikroskopischen Objekts mißt, die zunächst in einer Wellenfunktion über mehrere ihrer möglichen Werte verteilt ist, so entsteht daraus ein verschränkter Zustand mit dem Meßgerät, in dem auch dessen Zeigerstellung über verschiedene Werte verteilt ist, was gegebenenfalls auch auf Schrödingers Katzensuperposition führt. Traditionell würde man daher gemäß von Neumanns Vorschlag unter Außerkräftsetzen der Schrödingergleichung eine sprunghafte Veränderung dieser verschränkten Wellenfunktion in

eine Produktwellenfunktion annehmen, in der sich der Zeiger in einem schmalen Wellenpaket (wie in der Figur) und das gemessene System im Eigenzustand der Observablen befindet, während man in der Kopenhagener Interpretation ebenso spontan und unbegründet einfach von Wellenfunktionen zu klassischen Begriffen übergeht. Diese unbefriedigende Situation bezeichnet man auch als das Problem des Meßprozesses in der Quantenmechanik.

Wenn man also an einer universellen Schrödingergleichung festhalten will, muß man die Frage stellen, was denn eine verschränkte Wellenfunktion von mikroskopischem Objekt und Meßgerät bedeuten kann. Dazu muß man untersuchen, was passiert, wenn man einen solchen Zustand beobachten würde, wozu auch der Beobachter konsequenterweise in die quantenmechanische Beschreibung einzubeziehen ist. Liest er etwa das Ergebnis ab, wird er zwangsläufig selber mit der Zeigerstellung des Apparats verschränkt – wäre also objektiv gleichzeitig in Zuständen unterschiedlicher Wahrnehmung. Obwohl wir aber im Gegensatz dazu (im Rahmen der Ablesegenauigkeit) stets nur *bestimmte* Zeigerstellungen wahrnehmen, müssen wir diese Konsequenz nicht verwerfen, wie zuerst Hugh Everett im Jahre 1957 bemerkt hat. Wir müssen aber den Schluß ziehen, daß „wir“ als *subjektive* Beobachter *jeweils nur einer* der faktorisierten Komponenten der universellen Wellenfunktion entsprechen – ähnlich wie der Begriff „ich“ sich auf nur einen unter vielen objektiv gleichermaßen existierenden Beobachtern bezieht. Denn sowohl räumlich getrennte Beobachter im üblichen Sinne wie auch deren im Konfigurationsraum getrennten unterschiedlichen „Versionen“ würden als Teile einer globalen Realität dynamisch hinreichend stabile und komplexe Partialsysteme des Universums definieren (s. die nachfolgenden Bemerkungen über Dekohärenz). Ein völlig neues Weltbild erfordert eben völlig neue Zuordnungen zur subjektiven Wahrnehmung! Zwar ist das ein ungewöhnliches, aber jedenfalls ein völlig konsistentes Bild, das keine über die Schrödingersche Theorie hinausgehenden Begriffe oder dynamischen Annahmen erfordert. Jeder Ausweg aus dieser Konsequenz würde dagegen irgendwelche Gültigkeitsgrenzen der Quantentheorie mit ihrer unitären Dynamik verlangen, die bis heute jedoch niemand nachgewiesen hat – ganz im Gegenteil.

Tatsächlich glaubte man noch bis vor kurzem, überall solche Grenzen zwischen Mikro- und Makrophysik zu erkennen, auch wenn sie sich niemals scharf definieren ließen. Gerade deswegen schloß Bohr, daß die Quantenbegriffe (Wellenfunktionen) auf makroskopische Objekte nicht anwendbar seien. Denn andernfalls sollte es im Prinzip etwa möglich sein, andere Beobachtungen an dem Objektpaar Elektron plus Apparat statt der Ablesung der „bevor-

zugten“ Zeigerstellung vorzunehmen, mit denen sich deren Verschränkung im individuellen Zustand genauso nachweisen lassen müßte, wie die der beiden Elektronen im Heliumatom.

Nun kann aber der „Rest“ des durch die Wellenfunktion beschriebenen Quantenuniversums (also die „Umgebung“ der betrachteten Systeme) unter realistischen Bedingungen nicht unbeeinflusst bleiben, sobald man in den Bereich der Makrophysik kommt – also etwa eine mikroskopische Eigenschaft durch Messung auf eine makroskopische Zeigerstellung „verstärkt“. Denn im Rahmen der universellen Wellenfunktion muß jede makroskopische Eigenschaft wegen der Effizienz ihrer Wechselwirkung mit der Umgebung unvermeidbar und praktisch irreversibel auch mit dieser verschränkt werden – noch bevor irgendein Beobachter die Szene betritt. Das geschieht bereits dadurch, daß jedes permanent sichtbare (und dadurch unzweifelhaft real erscheinende) Objekt ständig Lichtquanten streut, die in diesem Falle Information über seinen Ort enthalten. Für die folgenden Konsequenzen reichen aber auch thermische Photonen; die „Information“ ist also nicht entscheidend – nur die Verschränkung mit der Umgebung als eine offenbar reale Eigenschaft.

Wegen der Vielzahl der beitragenden Freiheitsgrade einer realistischen Umgebung wäre eine vollständige Beschreibung dieser Situation zwar viel zu komplex, jedoch läßt sich im Prinzip sehr gut verstehen, wie hierdurch ein ständiger Übergang von Wellenfunktionen lokaler Systeme zu „effektiven“ statistischen Verteilungen aus schmalen Wellenpaketen im Konfigurationsraum zustande kommt, die jeweils, wie in der Figur angedeutet, klassische Eigenschaften, wie etwa Teilchenorte, imitieren können.⁶ Einem lokalen Beobachter ist das verschränkte Gesamtsystem einschließlich seiner unkontrollierbaren Umgebung nicht zugänglich, während sich das beobachtete individuelle Meßergebnis nur im Everettschen Sinne verstehen läßt. Man bezeichnet diese Konsequenz der Schrödingergleichung als Dekohärenz,⁷ da die unzugänglich gewordenen Aspekte der Wellenfunktion im wesentlichen durch Phasenbeziehungen zwischen seinen faktorisierten Partialwellen gegeben sind.[†] Die irreversible Dislokalisierung entspricht einer sich retardiert ausbreitenden Welle im Konfigurationsraum.

Der experimentelle Nachweis von Dekohärenz war die erste Bestätigung der Existenz von Verschränkung über mikroskopische Systeme hinaus. Obwohl dieser Prozeß unkontrollierbar bleiben muß, um irreversibel („real“ statt „virtuell“) zu sein, hat die Dekohärenz viele praktisch wichtige Konsequenzen – etwa das Phänomen von scheinbaren Quantensprüngen

[†] Ein *Mitteln* über lediglich unbekannte Phasen wäre unzureichend für diesen Zweck, da jedes Element dieses Ensembles unterschiedlicher Superpositionen weiterhin einen verschränkten Zustand darstellen würde.

oder die Erscheinung einer klassischen Welt. Sie ist auch dafür verantwortlich, daß man einzelne Atome in einer Paul-Falle oder Spuren in einer Nebelkammer *als einzelne Teilchen* zu beobachten scheint (wobei es sich aber um Wellenpakete handelt). Da diese Konsequenz der Umgebung für makroskopische Systeme wegen der pragmatischen Beschränkung der Quantentheorie auf die Beschreibung mikroskopischer Systeme lange Zeit einfach übersehen wurde, hat man diese Theorie für unvereinbar mit der klassischen Welt gehalten und für diese eine eigenständige („klassische“) Beschreibung angenommen. Genau das ist nun überflüssig: Dekohärenz erlaubt eine einheitliche Beschreibung der Welt durch die Wellenfunktion. Die übliche „Quantisierung“ eines bisher als klassisch beobachteten Systems entspricht einfach der begrifflichen Zurücknahme seiner dafür verantwortlichen Dekohärenz (also der Einführung möglicher Superpositionen).

Auch die Beobachtung eines radioaktiven Zerfalls entspricht der Messung einer kontinuierlichen Variablen (nämlich der Zerfallszeit). Die Zeitauflösung kann dabei nicht besser sein als die verbleibende zeitliche Kohärenz (die normalerweise sehr viel kleiner als die Halbwertszeit ist). Die Kohärenzzeit hängt von der Effektivität der jeweiligen Wechselwirkung mit der Umgebung ab. Bei Zerfall durch Emission schwach wechselwirkenden Photonen kann man dagegen sogar Superpositionen verschiedener Zerfallszeiten beobachten, weshalb es sich dabei also nicht, wie häufig angenommen, um diskrete Ereignisse (echte „Quantensprünge“) handeln kann.

Viele führende Theoretiker, die die Kopenhagener Deutung zunehmend unbefriedigend finden, erhoffen sich jedoch immer noch die Entdeckung einer bisher unbekanntes Dynamik der Wellenfunktion, um der Konsequenz der „Vielen Welten“ entgegen zu können. Das wäre zweifellos ebenfalls eine Möglichkeit, das Meßproblem im Rahmen einer universell anwendbaren und ontisch zu verstehenden Wellenfunktion zu lösen. Man muß sich dabei aber eingestehen, daß alle bisher konkret beobachtbaren *scheinbaren* Abweichungen von der Schrödingergleichung (wie Quantensprünge oder Meßprozesse) quantitativ durch den unvermeidlichen Dekohärenzprozess beschrieben werden. Falls es also einen wirklichen Kollaps gäbe, so müßte dieser wohl durch den Dekohärenzprozess *ausgelöst* werden – sollte aber trotzdem bei hinreichender Abschirmung von der Umgebung irgendwo nachweisbar sein.

Wenn man zum Beispiel eine Messung an *einem* von zwei räumlich getrennten, aber verschränkten mikroskopischen Systemen durchführt, wird deren Gesamtzustand bei unitärer Wechselwirkung mit dem entsprechenden Meßapparat auch mit diesem und somit irreversibel mit dessen unkontrollierbarer Umgebung, verschränkt – zunächst weiter nichts. Ein Beobach-

ter, etwa am Ort des anderen, entfernten Objekts, würde erst beim Empfang eines Signals in diese Verschränkung einbezogen und von da an bei global unitärer Dynamik in mehreren Versionen in verschiedenen, dynamisch autonomen Komponenten der Wellenfunktion existieren. Ein Kollaps bei der Messung müßte dagegen instantan (wie immer das relativistisch zu definieren ist) auch das entfernte Objekt auf eine Weise betreffen, die sich nicht als reine Informationsvermehrung verstehen läßt, wie man spätestens seit den durch John Bell inspirierten Experimenten weiß. (Einstein bezeichnete das als „geisterhafte Fernwirkung“.) Führt der entfernte Beobachter an dem an seinem Ort befindlichen zweiten System nun ebenfalls eine Messung durch, würde sich sein Zustand gemäß der dabei auftretenden Dekohärenz erneut aufspalten, um die Ergebnisse *beider* Experimente registrieren zu können – wobei die Reihenfolge der Messungen keine Rolle spielt. Auch wenn objektiv weiterhin nur *eine* Superposition aller Meßergebnisse vorliegt, kann man von einem Ensemble verschiedener *subjektiver Versionen* des Beobachters reden, da diesen aus dynamischen Gründen (ihrer Autonomie) getrennte Bewußtseinsinhalte entsprechen müssen. Wenn man zudem die durch ihre Dekohärenz getrennten unterschiedlichen „Welten“ (autonome Zweige der Wellenfunktion) formal mit den empirisch begründeten Bornschen Wahrscheinlichkeiten gewichtet – nur zu dem Zweck, eine subjektive Beobachtersversion entsprechend diesem Maße zufällig herausgreifen zu können –, ergeben sich für längere Beobachtungsreihen gleichartiger Messungen mit *in diesem subjektiven* Sinne überwältigender Wahrscheinlichkeit Häufigkeiten entsprechend der Bornschen Regel. Somit erhält man auch die statistischen Korrelationen zwischen Meßergebnissen, welche Bells Ungleichung verletzen. Obwohl sich diese Gewichtung nicht aus dem objektiven Teil der Theorie ableiten läßt, erscheint sie als die einzig konsistente Annahme, da nur sie unter der Schrödingergleichung dynamisch erhalten bleibt. Bei anderer Gewichtung (etwa der Gleichgewichtung aller Zweige) müßten sich die in Meßreihen aufgetretenen Häufigkeiten durch spätere Meßprozesse, wenn diese etwa nur in einzelnen Zweigen durchgeführt werden, nachträglich ändern. Da das für einen dynamischen Wahrscheinlichkeitsbegriff auszuschließen ist, betrachtete Everett dieses Argument als *Ableitung* der Bornschen Regel.⁸

Auf diese ungewohnte aber konsequente Weise lassen sich *alle* der vieldiskutierten „Absurditäten“ der Quantenmechanik verstehen. Denn genau so wurden sie alle vorhergesagt – außer daß man diese konsistent unitäre Beschreibung nach der „letzten“ jeweils relevanten Messung, die eine natürliche Position für den Heisenbergschen Schnitt definiert, gewöhnlich abbricht. Absurditäten, wie etwa „wechselwirkungsfreie Messungen“ ergeben sich nur, wenn man die ontische Natur der globalen Wellenfunktion wie bei Born durch die alleinige Realität von Meßergebnissen ersetzt. So können „postselektierte“ einzelne Komponenten einer Wel-

lenfunktion nicht mehr alle früher beobachteten Eigenschaften beschreiben, wie es für eine epistemische Interpretation bei reiner Informationsvermehrung der Fall sein müßte.

Ich überlasse es dem mit dem Formalismus vertrauten Leser, als weiteres Beispiel unitärer Dynamik das Protokoll der sogenannten „Quantenteleportation“ als Dynamik der auftretenden Verschränkungen zu analysieren, um zu erkennen, daß dabei nichts teleportiert wird, was nicht schon vorher (in mindestens einer Komponente der vorab präparierten Wellenfunktion) am entfernten Ort vorhanden war. Verschränkung kann also nicht „nur Information“ beschreiben, obwohl man so tun *kann* (und dies in der Praxis sicher auch in Zukunft tun wird), *als ob* bereits beim ersten Eintreten von Dekohärenz nach einer Messung ein irreversibler Kollaps mit unbekanntem Ausgang stattgefunden hätte oder das Meßergebnis auf sonstige, mysteriöse Weise objektiv zustande gekommen *wäre*. Genau die Möglichkeit rechtfertigt erst den üblichen pragmatischen Umgang mit der Quantentheorie (einschließlich der „Kopenhagener Deutung“). Da diesem „Kollaps per Konvention“ aber kein physikalischer Vorgang entspricht, darf er sogar als überlichtschnell angenommen werden, während die Beobachtung eines bestimmten Ergebnisses dann als reine Informationsvermehrung *erscheint*. Es bedarf also keiner geisterhaften Fernwirkung, denn die durch die Wellenfunktion beschriebenen Quantenzustände *sind* von vornherein (kinematisch) nichtlokal.

Der in der Natur beobachtete Indeterminismus der Quantenphänomene ist also wegen der unter den beschriebenen Annahmen weiter existierenden Gesamtwellenfunktion nicht objektiv, sondern nur subjektiv durch die multiple Zukunft aller potentiellen Beobachter („many minds“) bedingt – wenn auch objektivierbar unter verschiedenen Beobachtern innerhalb einer „Welt“, zu denen auch „Wigners Freund“ oder Schrödingers Katze gehören würden. Wegen deren Verschränkung nicht nur untereinander sondern auch mit den von ihnen gemessenen Mikroobjekten erlaubt dieser subjektive Indeterminismus auch die Präparation von reinen Quantenzuständen im Labor für deren entsprechende „Welt“.

5. Quantenfeldtheorie

Eine universelle Wellenfunktion erlaubt also durchaus eine konsistente und einheitliche (wenn auch ungewohnte) Beschreibung der Natur, aber damit ist die merkwürdige Geschichte von Teilchen und Wellen keineswegs zu Ende. Es sind ja nun Wellen in einem hochdimensionalen Raum und nicht die erwarteten räumlichen Felder, die eine konsistente Quantenwelt darstellen, so daß die „Bühne“ der globalen Wellenfunktion etwa durch den $3N$ -

dimensionalen Konfigurationsraum eines N -Teilchen-Universums gegeben wäre. Zu seiner Vervollständigung hatten wir aber bereits den Konfigurationsraum der elektromagnetischen Felder kennengelernt, der durch deren Amplituden (genauer ihre Vektorpotentiale) an allen Raumpunkten oder, nach einer linearen Transformation, durch die ihrer klassischen Eigenschwingungen (zum Beispiel ebener Wellen im Raum) definiert ist. Das Produkt der Wellenfunktionen der Amplituden aller Feldmodi war ausreichend, um Plancks Strahlungsquanten durch die Zahl ihrer Knoten zu erklären. Das spontane Auftreten von Photonen in Form von Zählerklicks ist dann nur die Konsequenz schneller Dekohärenzprozesse im Detektor.

Nun ergibt sich aber aus der relativistischen Quantentheorie des Elektrons, daß man dieses ebenfalls durch ein zu quantisierendes Feld beschreiben muß, was dann auch auf den nichtrelativistischen Grenzfall zutreffen muß. Die relativistische Verallgemeinerung der Eielektronen-Wellenfunktion wird als Dirac-Feld bezeichnet (wieder eine Konfusion von Raum und Konfigurationsraum) und dementsprechend, ähnlich wie das elektromagnetische Feld, als Funktion der Raumzeit betrachtet. Es läßt sich aber nicht einfach in Analogie zur N -Elektronen-Wellenfunktion auf ein „ N -Elektronenfeld“ auf einer „Konfigurationsraumzeit“ mit $4N$ Dimensionen verallgemeinern, obwohl das gelegentlich versucht wurde. Es gibt nur einen Zeitparameter, der klassisch die Dynamik der Felder oder quantenmechanisch die ihrer Quantenzustände kontrolliert. Tatsächlich dient das Dirac-Feld im Rahmen der Quantenfeldtheorie im Schrödingerbild, zusammen mit dem elektromagnetischen Feld, dem Zweck, die Bühne für die relativistische (also korrekte) Wellenfunktion der Quantenelektrodynamik in Form eines zeitabhängigen „Feldfunktional“ zu definieren, das entsprechend der Begründung der Wellenmechanik aus dem Hamiltonschen Formalismus wieder einer verallgemeinerten Schrödingergleichung zu genügen hat.⁹ Damit läßt sich jedenfalls die Abhängigkeit des Konfigurationsraums von der jeweiligen Teilchenzahl vermeiden, und für Bosonen ergibt sich das dynamische Konzept einer „Teilchenerzeugung“ durch Veränderung der Knotenzahl. Da Schrödinger ursprünglich die jetzt als Feld verstandene Eielektronen-Wellenfunktion selber durch seine Quantisierungsprozedur gefunden hatte, spricht man aus diesem rein historischen Grund auch von einer „zweiten Quantisierung“. Wie oben erläutert ist das Teilchenkonzept – und somit dann auch der erste Schritt dieses historischen Weges – aber eigentlich überflüssig, wenn wir vor der Quantisierung an Stelle der Elektronen als Teilchen von vornherein nur ein Dirac-Feld postulieren.¹⁰

Die von Freeman Dyson konstatierte „Äquivalenz“ der Quantenfeldtheorien¹¹ mittels Feldfunktionalen (Tomonaga) oder Feldoperatoren (Feynman) entspricht weitgehend der zwi-

schen Schrödinger- und Heisenbergbild, die jedoch allgemein nur für abgeschlossene Systeme gilt. Dabei ist das Heisenbergbild aber kaum in der Lage, die komplexe Situation einer ständig wachsenden globalen Verschränkung begrifflich zu erfassen. Wie könnte man etwa Dekohärenz ohne zeitabhängige Feldfunktionale konsistent beschreiben?

Der kanonische Formalismus des Dirac-Feldes ist ungewöhnlich, weil der kanonische Impuls nicht mehr durch die Zeitableitung der Feldvariablen gegeben ist. Die relativistische Verallgemeinerung der Schrödingergleichung kann aber ohnehin nur durch die Funktionalgleichung von Tomonaga mit ihrer „vielfingrigen“ Zeit (und eben nicht durch die Dirac-Gleichung mit ihrem globalen Zeitparameter) gegeben sein. Die beiden sich dann aus den als antikommutierend *angenommenen* Feldoperatoren[‡] ergebenden allein möglichen „Besetzungszahlen“ null und eins einer jeden Eigenschwingung werden aber auch ohne Oszillatorspektrum weiterhin als „Teilchenzahlen“ interpretiert. Die einfach besetzten Eigenschwingungen des räumlichen Feldes und ihre Überlagerungen entsprechen dann wieder dem, was man normalerweise als Einteilchenwellenfunktionen bezeichnet. Im Gegensatz zu Photonen lassen sich allerdings bei Elektronen keine Superpositionen (Wellenfunktionale) von *unterschiedlichen* Elektronenzahlen beobachten. Deren Fehlen wurde lange Zeit als eine fundamentale Einschränkung des quantenmechanischen Superpositionsprinzips (eine „Superaus-

[‡] Ich möchte hier aber nicht verhehlen, daß das für Fermionen gültige Pauli-Prinzip noch nicht ausreichend verstanden zu sein scheint. Zwar genügt das Dirac-Feld komponentenweise auch der Klein-Gordon-Gleichung, aber deren Quantisierung würde wieder auf alle bosonischen Besetzungszahlen $n = 0, 1, \dots, \infty$ führen. Die Einführung antikommutierender Feldoperatoren durch Jordan und Wigner, die auf antisymmetrische Mehrteilchenwellenfunktionen führt, geschah rein *ad hoc* und erschien zunächst selbst Dirac sehr künstlich. Das Ergebnis beschreibt eigentlich anstelle eines zu quantisierenden räumlichen Kontinuums gekoppelter Oszillatoren ein solches von gekoppelten bits („leer“ oder „besetzt“). Der n -te Anregungszustand dieses bit-Kontinuums (das heißt, n besetzte Orte) entspricht n an unterschiedlichen Orten befindlichen punktförmigen „Objekten“, die sich wegen der dynamischen Kopplung aber bewegen können. Erst durch Anwendung des quantenmechanischen Superpositionsprinzips – also *nach* der Quantisierung – würden sich daraus propagierende *Wellen* im zugehörigen Konfigurationsraum ergeben, während gekoppelte Oszillatoren, die das einer Schwingungsgleichung gehorchende freie Feld bilden, schon klassisch einem Superpositionsprinzip (im Raum statt im Konfigurationsraum) genügen. In diesem Sinne wären also alle Bosonen quantisierte Felder, Fermionen dagegen quantisierte gekoppelte bits. Diese kinematischen Prä-Quantisierungs-Konzepte haben aber keine eigenständige physikalische Bedeutung, sondern dienen nur der Konstruktion einer (lokalen) Basis des entsprechenden Hilbertraums für die eigentlichen physikalischen Zustände. Dirac hat dagegen nach einer relativistischen Einteilchen-Schrödingergleichung gesucht – daher auch der Name „zweite Quantisierung“ für die daraus konstruierte Quantenfeldtheorie. Es gibt jedoch bezeichnenderweise keine zweite Quantisierung einer Zwei- oder Mehrelektronenwellenfunktion. Wollte man konsequent Diracs ursprünglicher Logik der Linearisierung der Schrödingergleichung folgen, müßten *alle* „Teilchen“ Spin $\frac{1}{2}$ besitzen, den er ja durch seine fragwürdige (wenn auch für das Elektron erfolgreiche) Argumentation *entdeckt* zu haben glaubte.

In diesem relativistischen Zusammenhang irritiert zudem häufig, daß Lorentz-Invarianz in der hamiltonischen Formulierung nicht manifest sein kann oder muß. So führt die kanonische Quantisierung des Maxwellfeldes auf ein zeitabhängiges Wellenfunktional $\Psi\{\mathbf{A}(\mathbf{x});t\}$, dessen Argumente durch das Vektorfeld \mathbf{A} an allen Raumpunkten \mathbf{x} auf einer beliebigen Simultaneität t gegeben sind.

wahlregel“) angesehen, läßt sich aber bei geladenen Teilchen ebenfalls durch Dekohärenz erklären, wobei in diesem Fall das elektrostatische Feld als eine „Umgebung“ mit ihrer unvermeidbaren Konsequenz der nichtlokalen Verschränkung zu berücksichtigen ist.¹²

Aus relativistischen Gründen müssen *alle* bekannten elementaren physikalischen Objekte (wegen ihrer normalen, sich aus der Dekohärenz ergebenden Erscheinungsform weiterhin „Elementarteilchen“ genannt) als Quantenfelder beschrieben werden. Bei Bosonen öffnet der Gegensatz zwischen der zweiten Ordnung in der Zeit der klassischen Schwingungsgleichung (mit den sich ergebenden negativen Frequenzen) und der ersten Ordnung der Schrödingergleichung dann das Tor zum Konzept von „Antiteilchen“, während dieser Zusammenhang bei Fermionen eine andere Form annimmt (abhängig vom Ausgangspunkt vor der Quantisierung – s. die obige Fußnote).

Die traditionelle Aussage, ein Teilchen befinde sich in einer Wellenfunktion ψ_1 , ein anderes in ψ_2 , nimmt jetzt also die Form an, daß zwei klassische Feldmoden ψ_1 und ψ_2 je einmal „besetzt“ sind, das heißt, sich jeweils im ersten (bei Fermionen einzigen) angeregten Quantenzustand befinden. Danach ist eine Permutation der beiden Feldmoden eine Identitätstransformation, so daß der so beschriebene Gesamtzustand statistisch nur einmal zu zählen ist. Dadurch hat sich das Gibbssche Paradoxon der auf dem Teilchenbild beruhenden aber empirisch falschen Zustandszählung erledigt. Obwohl die Quantenfeldtheorie seit langem als die korrekte Theorie anerkannt ist, hält sich eisern die Vorstellung, daß Elektronen und Baryonen „eigentlich“ (ununterscheidbare) Teilchen seien. Es wäre aber zum Beispiel möglich, daß sehr schwach wechselwirkende Quantenfelder, wie dunkle Materie oder dunkle Energie, praktisch nie dekohärieren. Ihr Zustand würde dann stets einem Bose-Einstein-Kondensat ähneln und ein Teilchenaspekt niemals auftreten.

Es stimmt demnach auch nicht, wenn gelegentlich behauptet wird, daß man an Bose-Einstein-Kondensaten die Wellenfunktion direkt beobachten könne. Was man in diesen Fällen sieht, ist eine vielfach besetzte Eigenschwingung des Bosonenfeldes – auch wenn man gerade die massiven Bosonen wegen ihrer durch Wechselwirkung mit der Umgebung erzwungenen *normalen* Erscheinungsform gewöhnlich als Teilchen betrachtet. Anstelle einer Eigenschwingung des freien Feldes benutzt man in diesem Fall aber besser einen „selbstkonsistenten“ Feldmodus unter Berücksichtigung einer effektiven Selbstwechselwirkung (ähnlich einem Hartree-Fock-Potential für Fermionen – jedoch im Grundzustand ohne die Notwendigkeit von

Konfigurationsmischungen). Das führt auch hier zu einer nichtlinearen effektiven Feldgleichung – der Gross-Pitaevskii-Gleichung.[§] Die eigentliche Schrödingergleichung für die Wellenfunktionale (stets im Sinne von Tomonaga zu verstehen⁹) bleibt dabei natürlich jeweils linear. Die Wellenfunktion für die Amplitude q eines einzelnen, vorgegebenen Schwingungsmodus des elektromagnetischen Feldes im Hohlraum wurden tatsächlich, wie bereits in Abschnitt 3 erwähnt, in Ref. 4 für verschiedene „Photonenzahlen“ (Knotenzahlen) in Form der zugehörigen Wigner-Funktionen durch Messungen rekonstruiert. Die Wigner-Funktion für einen solchen reinen Zustand ist eine partielle Fouriertransformierte des dyadischen Produkts $\Psi(q)\Psi^*(q')$ und somit der Wellenfunktion bis auf deren Phasenfaktor äquivalent. In dem zitierten Experiment läßt sie deutlich die Knoten der Wellenfunktionen $\Psi_n(q)$ erkennen, deren Zahl die „Photonenzahl“ n im vorgegebenen klassischen Feldmodus (hier im Hohlraum) definiert. Photonenerzeugungs- und Vernichtungsoperatoren sind demgemäß auch nichts weiter als Differentialoperatoren, welche die Knotenzahl der Oszillatorwellenfunktion um eins verändern. Da sie dynamisch im Hamiltonoperator auftreten, beschreiben sie aber kontinuierliche Quantenprozesse und keineswegs spontane „Ereignisse“, während die beobachteten Klicks im Detektor auf schnell ablaufenden Dekohärenzprozessen beruhen.

Wegen des anscheinend universellen Konzepts einer Quantenfeldtheorie sucht man auch nach einer fundamentalen „Theorie für alles“ in Form einer einheitlichen Feldtheorie. Es ist aber derzeit nicht mehr als die nächstliegende Annahme, daß die fundamentale Bühne der Wellenfunktion tatsächlich durch den Konfigurationsraum irgendwelcher fundamentalen Felder gegeben ist. Der allgemeine Rahmen der Schrödingerschen Quantentheorie, also der Begriff von verallgemeinerten Wellenfunktionen noch unbekannter Argumente mit ihrer „unitären“ Dynamik, scheint dagegen weiterhin wohlbegründet zu sein. Es existieren auch keinerlei plausible und erfolgversprechende Ansätze, das Grundprinzip der Quantentheorie, nämlich das Superpositionsprinzip mit seiner Wahrscheinlichkeitsinterpretation, aus völlig neuen Konzepten *abzuleiten*. Solche Versuche sind zudem durch diverse no-go-Theoreme eingeschränkt.

Im allgemeinen ist die Quantentheorie *wechselwirkender* Felder wegen der Vielzahl der dann beitragenden und miteinander verschränkten Freiheitsgrade allerdings so kompli-

[§] Bei normalen Dichten und Temperaturen führt die wechselseitig verursachte Dekohärenz durch Molekülstöße dagegen auf ein Ensemble von schmalen Wellenpaketen der einzelnen Moleküle, das ein aus klassischen Teilchen bestehendes Gas imitiert. Wegen des dabei (im Gegensatz zu makroskopischen Objekten, bei denen näherungsweise „reine“ Dekohärenz auftritt) nicht vernachlässigbaren Rückstoßes folgen diese Wellenpakete jedoch keinen quasi-deterministischen Bahnen, sondern scheinen stochastischen Stößen zu unterliegen – genau wie es Boltzmann für seinen Stoßzahlansatz angenommen hat.

ziert, daß sie sich einer expliziten, auch nur approximativen Behandlung weitgehend entzieht. (Nur im Spezialfall der Hohlraum-QED lassen sich noch verschränkte Zustände von individuellen Feldmodi und nichtrelativistischen „Teilchen“ explizit studieren.) Daher werden an Stelle einer konsequenten Übertragung der aus der Quantenmechanik bewährten Konzepte (Wellenfunktionen) auf die neuen „Variablen“ (Feldamplituden) überwiegend halbphänomenologisch begründete Rechenprozeduren für bestimmte Zwecke – zumeist eine probabilistische Beschreibung von Streuprozessen zwischen asymptotisch als frei angenommenen Fragmenten – benutzt. Deren Konstruktion und Interpretation greift wesentlich wieder auf intuitive Teilchenbilder (etwa in Feynman-Diagrammen oder bei der Interpretation von Messungsergebnissen) zurück, obwohl das Teilchen-Konzept nur die Konsequenz einer globalen unitären Wellenfunktionsdynamik ist. So stehen auch die Partikellinien in Feynman-Diagrammen nur symbolisch für bestimmte Feldmoden (z.B. ebene Wellen), durch welche die symbolischen „Teilchen“ umgehend etwa in den Integralen zur Berechnung von Streuamplituden ersetzt werden. Geschlossene Linien („virtuelle Teilchen“) beschreiben nichts weiter als eine Verschränkung der entsprechenden Quantenfelder, aber keinerlei „Vakuumfluktuationen“, die oft aus Verlegenheit als klassische Umschreibung im Sinne einer hier überhaupt nicht angebrachten Wahrscheinlichkeitsinterpretation herhalten müssen.

Ähnliche halbphänomenologisch begründete Methoden wie in der Quantenfeldtheorie finden sich auch verbreitet in der Festkörpertheorie, selbst wenn man diese als ein vorgegebenes N -Teilchen-Problem betrachtet. Das führt beispielsweise auch auf „effektive“ Phononenfelder oder andere „Quasiteilchen“. Effektive Felder können also normalerweise (und somit auch in der Feldtheorie) nicht den fundamentalen Variablen entsprechen, die lediglich noch zu „renormieren“ wären. So beruhen manche der effektiven Grundzustände eines Vielteilchensystems auf einer stabilen Verschränkungen unterschiedlich vieler der hier angenommenen Teilchen – zum Beispiel der Elektronen in einem Metall. Das bekannteste Modell ist die BCS-Theorie der Superleitung, die später auch zur Vorhersage des Higgs-Teilchens verallgemeinert wurde. Auf einem ähnlichen Konzept beruhen die von beschleunigten Detektoren registrierten „Rindler-Teilchen“, deren Vakuum einen verschränkten Zustand von inertialen „Teilchen“ (freien Feldmoden) darstellt.¹³ Viele moderne Physiker und in der Physik aktive Mathematiker, die sich den Umweg über die Atomphysik weitgehend offenbar erspart haben, scheinen jedoch nur noch die jeweiligen Rechenregeln ihrer QFT – aufgesetzt auf klassische Konzepte – zu kennen und sie für die eigentliche Quantentheorie zu halten. Warum soll man auch nach einer konsistenten Beschreibung suchen, wenn es angeblich ohnehin keine mikroskopische Realität zu beschreiben gibt, wie es die Kopenhagener Deutung behauptet!

Bei mikroskopischen Mehrteilchensystemen (wie größeren Atomen, Molekülen oder Atomkernen), die näherungsweise als isoliert angesehen werden dürfen, können symmetriebrechende effektive Grundzustände mittels ihrer Superpositionen sogar wieder auf in diesem Fall in der Natur beobachtbare Symmetrie- und Energieeigenzustände (wie etwa Rotationspektren) führen.¹⁴ Da darin alle Teilchen „kollektiv“ miteinander verschränkt sind, entspricht das formal der „Vogelperspektive“ eines abgeschlossenen Quantenuniversums, für das es aber im Gegensatz zu diesen mikroskopischen Systemen keinen äußeren Beobachter gibt. Das Quantenuniversum muß seinen Beobachter als Teilsystem enthalten, was der Grund für dessen Froschperspektive (und einen „subjektiven Kollaps“) ist – s. Abschnitt 4. Ähnlich dem internen Beobachter „fühlt“ auch ein Nukleon trotz der symmetrischen kollektiven Superposition in erster Näherung dynamisch nur das unsymmetrische, selbstkonsistente Potential der übrigen – analog Everetts „relativem Zustand“ für den Rest der Welt. Für deformierte Atomkerne führt das beispielsweise auf das deformierte Nielsen-Modell für die Nukleonen.

Daß die Begründung des Partikelaspekts der Felder allein auf dem Niederenergiephänomen der Dekohärenz beruht, ist für die praktische Arbeit des Experimentators verständlicherweise von geringem Interesse, aber offenbar auch vielen Theoretikern noch unbekannt. Deshalb bezeichnen sie die Objekte ihrer Theorien gelegentlich immer noch mit vermeintlichem Tiefsinn als „wavicles“, da sie sich nicht zwischen Wellen (waves) und Teilchen (particles) entscheiden können, ohne in Widersprüche zu geraten. („Denn wo Begriffe fehlen, da stellt ein Wort zur rechten Zeit sich ein.“) Mit Wellen sind in diesem Zusammenhang aber stets die räumlichen Wellen der einzelnen Streuframente gemeint – nicht die hochdimensionale Wellenfunktion. Wie wir gesehen haben, ist das für eine konsistente Quantentheorie aber ganz unzureichend.

6. Quantengravitation und Quantenkosmologie

Ich möchte diese Kurzdarstellung über Teilchen und Wellen nicht abschließen, ohne die Quantengravitation zu erwähnen.¹⁵ Zwar wird in absehbarer Zeit kaum jemand „Gravitonen“ oder ähnliche Konsequenzen einer solchen Theorie direkt nachweisen können, sie ist aber in Analogie zur Quantisierung aller anderen Felder nahezu eine Notwendigkeit, da die raumzeitliche Metrik, die der Allgemeinen Relativitätstheorie zugrunde liegt, als ein „normales“ (Tensor-) Feld betrachtet werden kann. Ihre Freiheitsgrade müssen dann auch unter den Argumen-

ten der universellen Wellenfunktion auftreten und somit mit allen anderen verschränkt sein – wie sich herausstellt sogar in einem ganz wesentlichen Sinne.

Die Hamiltonsche Form der Einsteinschen Theorie wurde erst 1962 von Arnowitt, Deser und Misner (ADM) zu einem Abschluß gebracht – zu verstehen als Niederenergie-Grenzfall im Sinne einer „effektiven Theorie“. Dabei ergab sich, daß der Konfigurationsraum der Gravitation sehr anschaulich durch die räumlichen Geometrien aller möglichen dreidimensionalen Räume (Hyperflächen in der Raumzeit mit beliebig definierten Koordinatenzeiten t) gegeben ist. Daraus ließ sich im Sinne von Tomonaga eine Schrödingergleichung für eine Wellenfunktion all dieser Geometrien, die somit die Bühne einer „Quanten-Geometrodynamik“ bilden, ableiten.

Diese Schrödingergleichung der Gravitation ist unter dem Namen Wheeler-DeWitt-Gleichung bekannt, hat aber eine bemerkenswerte Eigenschaft: Sie ist formal zeitunabhängig (unabhängig von einem Zeitparameter t). Das rührt daher, daß die Metrik der Raumzeit selber alle raumzeitlichen Abstände bestimmt, eine Zeitkoordinate t also keine physikalische Bedeutung haben kann. Physikalisch ist die Wheeler-DeWitt-Wellenfunktion also sehr wohl zeitabhängig, da die räumliche Geometrie eine (im allgemeinen „vielfingrige“) physikalische Uhr definiert – bei exakt homogenen Friedmann-Universen sogar „einfingrig“ allein durch den Expansionsparameter a definiert. Aber im Bornschen Sinne wäre sie eine Wahrscheinlichkeitsamplitude *für* jeden möglichen Wert eines physikalischen Zeitmaßes – kein *von* einem absoluten, äußeren Zeitparameter abhängendes dynamisches Objekt.

Umso bemerkenswerter ist, daß die verbleibende Wheeler-DeWitt-Gleichung der Form $H\Psi = 0$ dem neuen (unendlich-dimensionalen) Konfigurationsraum der Geometrodynamik selber eine hyperbolische Metrik verleiht, die daher derjenigen der Raumzeit ähnlich ist (nun etwa mit a als zeitartiger Koordinate). Sie erlaubt insbesondere, ein Anfangswertproblem für Ψ am Urknall $a=0$ vorzugeben. Wegen der Asymmetrie des Hamiltonoperators unter a -Umkehr wäre sogar eine symmetrische Randbedingung, wie etwa die übliche Quadratintegrabilität in a , mit einer drastischen Asymmetrie der Lösung vereinbar, was einen universellen „Zeitpfeil“ erklären könnte.¹⁶ Wie Claus Kiefer darüberhinaus zeigen konnte, läßt sich sogar eine zeitabhängige Schrödingergleichung *für die mit der Geometrie verschränkte Materie* aus der WDW-Gleichung ableiten, wenn man für die geometrischen Freiheitsgrade eine Näherung kurzer Wellenlängen einführt. Diese Näherung wird hier in Analogie zur Born-Oppenheimer-Näherung bei Molekülen durch die Größe der Planck-Masse nahegelegt (s. Kiefers Kapitel 4 aus Joos et al. in Ref. 7 oder Ref. 15). Dieses Argument zeigt aber auch, daß

die Wheeler-DeWitt-Wellenfunktion tatsächlich nur ein ganzes Everett-Multiversum beschreiben kann, denn jede dabei benutzte „Bahn“ durch den Konfigurationsraum der räumlichen Geometrien (im Sinne der geometrischen Optik) stellt eine Raumzeit dar. Wellenpakete, die sich längs solcher Bahnen bewegen, werden dabei durch Materievariablen voneinander dekohäriert – ähnlich wie Atomkerne in großen Molekülen durch permanente Stöße von Luft-Molekülen dekohäriert werden und sich daher aus der Frosch-Perspektive eines Beobachters auf klassischen Bahnen zu bewegen scheinen (s. Abschnitt 4).

Verallgemeinert man diese Quantenkosmologie noch auf ein Multiversum von „Landschaften“ (Tegmarks¹⁷ Level 2 von Multiversen), wie es einige noch spekulative Kosmologien mit global sehr inhomogenen Lösungen nahelegen, so verlangt das Herausgreifen eines beliebigen subjektiven Beobachters mit seiner für alle Beobachtungen so wichtigen Frosch-Perspektive grob gesprochen eine Hierarchie von fünf Schritten: (1) die Auswahl *einer* quasi-klassischen Landschaft (im Sinne von Tegmarks Level 3 – also Everett) aus deren hier erforderlicher Superposition, (2) die Auswahl einer bestimmten, räumlich begrenzten Region in dieser drei- oder höher dimensional Landschaft (gegebenenfalls mit ihren nur dort gültigen Werten für bestimmte „Naturkonstanten“) – Tegmarks Level 2, (3) die Auswahl einer quasi-klassischen Raumzeitgeometrie (wie oben beschrieben – wieder im Sinne von Level 3), (4) die Auswahl eines spezifischen Beobachters aus der Menge geeigneter komplexer Organismen und eines subjektiven Zeitpunkts für ihn (was näherungsweise ein subjektives „Hier-und-Jetzt“ begründet), und (5) die Auswahl einer einer durch weitere Everett-Verzweigung entstandenen „Version“ dieses Beobachters. Jeder Schritt außer dem vierten erzeugt seine eigene Art von Anfangsbedingungen für die weitere Evolution des auf diese Weise stochastisch entstandenen Zweiges der Welt (also einer autonomen Partialwelle). Solche Anfangsbedingungen und Konstanten der von uns wahrgenommenen „relativen Welt“ können also nicht aus der fundamentalen Theorie abgeleitet werden; sie sind vielmehr Antworten auf die nur empirisch zu beantwortende Frage: *Wo* leben wir in der globalen Quantenwelt, die sich aus einer fundamentalen Theorie ergibt? Die Entropie kann sich in einigen dieser Auswahlsschritte durchaus verkleinern (oder die globale Entropiekapazität, etwa durch Erzeugung neuer effektiver Freiheitsgrade, auch vergrößern).¹⁸

Ich möchte aber betonen, daß Tegmarks Level 1 und 2 für Multiversen rein klassische Konzepte sind, auf die dieser Name reichlich mißverständlich von Everetts „Welten“ übertragen wurde. Sie bezeichnen lediglich unterschiedliche räumliche Regionen anstatt solcher im „Konfigurationsraum“ (getrennte Komponenten der Wellenfunktion). Die Bedeutung von

Tegmarks Level 4 ist zudem äußerst fragwürdig, da dieser sich nur auf multiple *Möglichkeiten* mathematischer Formalismen bezieht, für deren physikalische Realisierung es gar kein Argument gibt. Eine solche Erweiterung des Begriffes „Multiversum“ würde gerade die entscheidende Begründung der Everettschen Welten als einer Extrapolation der empirischen Realität mit Hilfe der darin entdeckten Gesetze unterlaufen.

7. Zusammenfassung

Damit ist die seltsame Geschichte von Teilchen und Wellen im Prinzip zu einem (vorläufigen) Abschluß gekommen, wobei sich die immer wieder in Erscheinung tretenden Teilchen zu einer reinen Illusionen verflüchtigt haben. Auch wenn klassische Vorstellungen, wie die von Teilchen und Feldern, wegen der gewöhnlich unvermeidbaren Dekohärenz der Quantenzustände (also Wellenfunktionen) als *effektive* Konzepte weiterhin eine wichtige Rolle spielen, dürfen nur letztere in einem konsistenten physikalischen Weltbild auftreten. Dagegen hat sich die historisch bedeutsame Matrixmechanik mit ihrem operationellen Konzept von „Observablen“ auf eine pragmatisch probabilistische Rechenmethode für die nicht konsistent anwendbaren klassische Konzepte reduziert.

Allerdings blieb die genaue Struktur einer fundamentalen Hilbertraum-Basis, die wir mangels besseren Wissens vorerst gewöhnlich mit einem klassischen Konfigurationsraum (etwa dem irgendwelcher fundamentalen Felder) zu identifizieren suchen, dabei weitgehend offen. Wegen der bekannten Renormierungsproblematik und der zu erwartenden komplexen Verschränkung jeweils vieler beitragender Freiheitsgrade können jedenfalls die *beobachteten* Felder, die vermeintliche Elementarteilchen beschreiben sollen, nicht in diesem Sinne fundamental sein. Sie dürften eher effektiven Feldern entsprechen (vergleichbar mit kollektiven Anregungen, wie etwa Phononen in Festkörpern), was den traditionellen Zugang zu einer vermeintlich fundamentalen Quantenfeldtheorie aber grundsätzlich in Frage stellt.

Literatur:

¹ E. Segrè, *Die großen Physiker und ihre Entdeckungen* (Piper 1984)

² M. Jammer, *The Conceptual Development of Quantum Mechanics* (McGraw-Hill 1966)

-
- ³ H. D. Zeh, Wie groß ist ein Photon?, Kap. 11 aus *Physik ohne Realität: Tiefsinn oder Wahnsinn?* (Springer 2012)
- ⁴ S. Deléglise et al., Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence, *Nature* **455**, 510 (2008) – vgl. a. Fig. 3.14 aus Joos et al. in Ref. 6
- ⁵ C. Kiefer, Hrsg., *A. Einstein, B. Podolsky, und N. Rosen, Kann man die quantenmechanische Beschreibung der Wirklichkeit als vollständig betrachten?* (Springer 2015)
- ⁶ H. D. Zeh, Quantum Discreteness is an Illusion, *Found. Phys.* **40**, 1476 (2010)
- ⁷ H. D. Zeh, On the interpretation of measurement in quantum theory, *Found. Phys.* **1**, 69 (1970); E. Joos and H. D. Zeh, The emergence of classical properties through interaction with the environment. *Z. Phys.* **B59**, 223 (1985); W. H. Zurek, Decoherence and the transition from quantum to classical, *Physics Today* **44** (Oct), 36 (1991); E. Joos et al., *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer 2003), Kap. 1-4; M. Schlosshauer, *Decoherence and the quantum-to-classical transition* (Springer 2007)
- ⁸ P. Byrne, *Viele Welten: Hugh Everett III – ein Familiendrama zwischen kaltem Krieg und Quantenphysik* (Springer 2012), Kap. 21
- ⁹ S. Tomonaga, On a Relativistically Invariant Formulation of the Quantum Theory of Wave Fields, *Progr. Theor. Phys.* **1**, 27 (1946); E. C. G. Stückelberg, Die Wechselwirkungskräfte in der Elektrodynamik und in der Feldtheorie der Kernkräfte, *Helv. Phys. Acta* **11**, 225 (1938)
- ¹⁰ H. D. Zeh, There is no ‚first‘ quantization, *Phys. Lett.* **A309**, 329 (2003)
- ¹¹ F.J. Dyson, The Radiation Theories of Tomonaga, Schwinger and Feynman, *Phys. Rev.* **75**, 486 (1949)
- ¹² D. Giulini, C. Kiefer, and H. D. Zeh, Symmetries, superselection rules, and decoherence, *Phys. Lett.* **A199**, 291 (1995)
- ¹³ N. D. Birrel and P. C. W. Davies, *Quantum Fields in Curved Space* (Cambridge UP, 1983)
- ¹⁴ H. D. Zeh, Symmetry violating trial wave functions, *Z. Phys.* **188**, 361 (1965); Symmetrieverletzende Modellzustände und kollektive Bewegungen, *Nucl. Phys.* **202**, 38 (1967)
- ¹⁵ C. Kiefer, *Der Quantenkosmos* (Fischer 2008)
- ¹⁶ H. D. Zeh, Emergence of classical time from a universal wave function, *Phys. Lett.* **A116**, 9 (1986); The nature and origin of time-asymmetric spacetime structures, arxiv:1012.4708
- ¹⁷ M Tegmark, The Multiverse Hierarchy, arxiv:0905.1283
- ¹⁸ H. D. Zeh, *The physical basis of the direction of time*, 5th edn. (Springer, 2007); M. Tegmark, How unitary cosmology generalizes thermodynamics and solves the inflationary entropy problem, *Phys. Rev.* **D85**, 123517 (2012); H. D. Zeh, The role of the observer in the Everett interpretation, *NeuroQuantology* **11**, 97 (2013) – arxiv:1211.0196