

Observable und Zustände

Kurztext im Rahmen von „Quanten auf Reisen“

Physikdidaktik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg



Weitere Kurztexte hier: <https://physikdidaktik.uni-freiburg.de/kurztexte/>

Gefördert durch:



Bundesministerium
für Forschung, Technologie
und Raumfahrt

universität freiburg



Inhaltsverzeichnis

1	Observable und Zustände	3
1.1	Observable	3
1.2	Zustand	5
1.2.1	Zustand als Erwartungswertfunktional	5
1.2.2	Reine und gemischte Zustände in der klassischen Mechanik	7
1.2.3	Reine und gemischte Zustände in der Quantenmechanik	8
1.3	Verschiedene Interpretationen des Zustandsbegriffs	9
1.3.1	Q-Bism – Quanten-Bayesianismus	9
1.3.2	„Neo-“Kopenhagener Deutung	10
1.3.3	„Viele Welten“-Interpretation	10
1.3.4	Bohm’sche Mechanik	11

Kapitel 1

Observable und Zustände

Autor: Thomas Filk, Version vom: 15.07.2025

In jeder physikalischen Theorie gibt es zwei Konzepte, auf denen die Theorie beruht: (1) das Konzept der Observablen, und (2) das Konzept des Zustands. In der Quantentheorie ergeben sich die teilweise riesigen Unterschiede in den verschiedenen Interpretationen oftmals aus den unterschiedlichen Vorstellungen über diese beiden Konzepte, insbesondere dem des Zustands. In diesem Kurzttext soll zumindest ein grober Überblick über die verschiedenen Vorstellungen zum Zustandsbegriff in der Quantentheorie gegeben werden.

1.1 Observable

Definition: *Observable sind physikalische Größen, die man an einem physikalischen System messen kann. Gelegentlich versteht man unter einer Observablen auch die mathematische Repräsentation dieser Größen.*

John von Neumann definiert ein physikalisches System durch die Menge der Observablen, die an diesem System beobachtet werden können [1]. Welche Observablen das sind, ist eine Erfahrungstatsache. Erst durch das Ergebnis des Stern-Gerlach-Experiments 1922 erkannte man, dass es neben Ort und Impuls noch einen weiteren Freiheitsgrad gibt, den man an einem Elektron messen kann, nämlich seine Spinorientierung entlang einer vorgegebenen Achse. Man kann daher nie behaupten, sämtliche an einem System messbaren Observablen zu kennen, bzw. es kann nie ausgeschlossen werden, dass in Zukunft noch weitere Observablen bekannt werden. Ein allgemeiner physikalischer Formalismus muss für eine Theorie zunächst klären, welche Observablen es gibt bzw. bekannt sind und wie diese Observablen mathematisch repräsentiert werden sollen. Observablen bilden jedoch nicht einfach nur eine strukturlose Menge, sondern es gibt auch Beziehungen zwischen den Observablen, die bekannt sein sollten und sich in der mathematischen Darstellung widerspiegeln müssen.

Die physikalische Realisierung einer Observablen erfolgt durch die Angabe des Messprotokolls, wie eine Messung dieser Observablen durchzuführen ist. Es ist eine Abfolge von Schritten, die angeben, in welcher Form ein System mit einer Messapparatur gekoppelt wird

und wie die Veränderungen an der Messapparatur (z.B. die Zeigerstellung) abgelesen werden. Aus diesen Veränderungen muss sich eine Zahl bestimmen lassen, die man als das Ergebnis der Messung bezeichnet und die eine Aussage über den Zustand eines Systems – wie es präpariert wurde – macht. In diesem Kapitel bezeichne ich die physikalische Observable als Messvorschrift in Anlehnung an von Neumann [1] mit kaligraphischen Buchstaben, z.B. \mathcal{R} , die zugehörige mathematische Darstellung dieser Observablen kennzeichne ich durch R . Sehr oft wird in der Literatur leider nicht zwischen diesen beiden Objekten unterschieden und es wird erwartet, dass man im Einzelfall entscheiden kann, ob die physikalische Messvorschrift oder die mathematische Darstellung gemeint ist.

Kennt man eine Observable \mathcal{R} , also die Vorschrift, wie man diese Observable an einem System messen kann, so kennt man auch die Observable $f(\mathcal{R})$ für eine Funktion f : Man misst die Observable \mathcal{R} an einem physikalischen System und bildet von dem erhaltenen Messwert r die Funktion $f(r)$. Insbesondere ist die Observable $\alpha\mathcal{R}$ (für eine beliebige reelle Zahl α) durch die Messvorschrift von \mathcal{R} gegeben, wobei jeder gemessene (an einer Zeigerstellung abgelesene Messwert) mit α multipliziert wird. Lassen sich zwei Observable \mathcal{R} und \mathcal{S} gleichzeitig an einem System messen (das bedeutet, es gibt ein Protokoll, bei dem man gleichzeitig einen Messwert sowohl für \mathcal{R} als auch für \mathcal{S} erhält – diese Werte seien r und s), dann ist die Observable $f(\mathcal{R},\mathcal{S})$ definiert als die Messvorschrift, bei der von den Messwerten die Funktion $f(r,s)$ gebildet wird.

Bei Observablen \mathcal{R} und \mathcal{S} , die sich nicht gleichzeitig an einem System messen lassen – solche Observablen bezeichnet man als nicht kompatibel –, sind allgemeine Funktionen $f(\mathcal{R},\mathcal{S})$ zunächst nicht definiert. Insbesondere sind auch Ausdrücke der Art $\mathcal{R} + \mathcal{S}$ oder $\mathcal{R} \cdot \mathcal{S}$ als Messvorschriften nicht definiert.

Die mathematische Darstellung (Repräsentation) einer Observablen hängt von der Theorie ab, die wir verwenden. In der klassischen Mechanik handelt es sich bei Observablen um Funktionen von Ort und Impuls (bzw. Geschwindigkeit), d.h. Funktionen auf dem Phasenraum. In der Quantenmechanik werden Observable durch sogenannte selbstadjungierte bzw. hermitesche Operatoren auf einem Hilbert-Raum – einem Vektorraum mit einem Skalarprodukt – dargestellt.

An dieser Stelle sollte man betonen, dass die mathematische Darstellung einer Observablen nicht den Messprozess repräsentiert, also den dynamischen Vorgang der Messung, sondern eher die Informationen, die man durch solche Messungen erlangen kann: die Menge der möglichen Messwerte sowie die Zustände, die mit diesen Messwerten verbunden sind. In diesem Sinne (und in Anlehnung an einen Ausdruck von Schrödinger [2] zum Begriff der Wellenfunktion) kann man von einer Observablen als einem „Katalog von möglichen Ergebnissen“ sprechen.

1.2 Zustand

1.2.1 Zustand als Erwartungswertfunktional

Auch bei Zuständen sollte man zwischen der physikalischen Realisierung und der mathematischen Darstellung unterscheiden. Sehr oft, insbesondere in mathematischen Texten (z.B. dem Buch „Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik“ von John von Neumann [1]) definiert man einen Zustand als ein „Erwartungswertfunktional auf der Menge der Observablen“. Diese zunächst mathematische Definition kann man durchaus wörtlich interpretieren: Wenn wir ein System durch einen Zustand beschreiben, erlaubt es dieser Zustand, jeder Observablen eine Zahl – ihren Erwartungswert in diesem Zustand – zuzuordnen. Ein Zustand beschreibt also unsere Erwartungen in Bezug auf die Ergebnisse, die bei einer Messung an einem System auftreten. Schrödinger bezeichnet einen Zustand als einen „Katalog von Erwartungen“ [2].

Dieser Katalog von Erwartungen beruht auf unserem Wissen über die Vergangenheit eines Systems bzw. eines Ensembles von Systemen. Im Wesentlichen bezieht sich dieses Wissen auf die Art, wie diese Systeme präpariert wurden. Unsere Erwartungen in Bezug auf mögliche Messergebnisse können nur auf diesem Wissen beruhen, und wenn uns bewusst ist, dass unser Wissen unvollständig ist, verwenden wir sogenannte gemischte Zustände (in der klassischen Mechanik sind das Wahrscheinlichkeitsverteilungen über einem Zustandsraum, beispielsweise dem Phasenraum; in der Quantentheorie sind das sogenannte Dichtematrizen). Unser Wissen über die Vergangenheit eines Systems muss nicht beliebig weit zurückreichen: Es reicht das Wissen über solche Aspekte, die für die Vorhersagen zukünftiger Messungen von Bedeutung sind. Das sind meist die letzten Präparationen, die an einem System vorgenommen wurden.¹ Es gibt aber auch physikalische Systeme mit einem „Gedächtnis“, beispielsweise Spinglassysteme oder neuronale Netzwerke.

Wir können einen Zustand somit definieren als eine Kodierung unserer Kenntnis über die Vergangenheit eines physikalischen Systems, soweit diese Kenntnis es uns erlaubt, zumindest statistische Vorhersagen über die Ergebnisse zukünftiger Messungen (von Observablen) zu treffen.

Die physikalische Realisierung eines Zustands erfolgt durch ein im Prinzip beliebig großes Ensemble gleichartig präparierter Systeme. Gewöhnlich führen wir ein Experiment nicht nur einmal durch sondern nach Möglichkeit unter denselben Ausgangsbedingungen genügend oft, sodass wir statistische Auswerteverfahren verwenden können. Außerdem können wir auf diese Weise an demselben Zustand verschiedene Observable messen, die sich an demselben System nicht gleichzeitig bestimmen lassen (beispielsweise Ort und Impuls bei quantenmechanischen Systemen oder allgemeiner zwei nicht kompatible Observable \mathcal{R} und \mathcal{S}). Man unterteilt dazu das Ensemble gleichartig präparierter Systeme in zwei ebenfalls große Teilensembles und misst an dem einen Teilensemble die Observable \mathcal{R} und an dem anderen Teilensemble die Observable \mathcal{S} . Auf diese Weise erhält man für einen Zustand – das

¹Die Physik ist hier in einer glücklichen Lage. Möchte man in der Psychologie den mentalen Zustand einer Person beschreiben, können beliebig weit zurückliegende Ereignisse oder Erfahrungen für die Vorhersage des zukünftigen Verhaltens wesentlich sein.

Ensemble gleichartig präparierter Systeme – die Erwartungswerte von nicht kompatiblen Observablen in diesem Zustand.

Gelegentlich wollen wir auch einem Einzelsystem einen Zustand zuschreiben. An diesem Punkt unterscheiden sich verschiedene Interpretationen, insbesondere die sogenannten Ensemble-Interpretationen von der Kopenhagener Deutung. Während Ensemble-Interpretationen den Begriff der Wahrscheinlichkeit vermeiden und nur von relativen Häufigkeiten sprechen – die Born'sche Regel besagt dann, dass das Absolutquadrat eines Skalarprodukts gleich der relativen Häufigkeit ist, mit der bei einer Messung einer Observablen an einem Ensemble gleichartig präparierter Zustände ein bestimmtes Resultat erzielt wird – wendet die Kopenhagener Interpretation den Zustandsbegriff auch auf Einzelsysteme an und spricht statt von relativer Häufigkeit von Wahrscheinlichkeit. Es gibt aber auch Situationen, bei denen der Unterschied relevant wird: Beispielsweise gilt das sogenannte No-Cloning Theorem, wonach ein unbekannter Zustand nicht dupliziert werden kann, nicht für Ensemblezustände. An einem Ensemble kann der Zustand bestimmt und dann beliebig oft kopiert werden. Diese Aussage gilt jedoch nicht für den Zustand, den wir einem einzelnen System zuschreiben.

Man bezeichnet einen Zustand – realisiert als Ensemble – als rein, wenn es keine Unterteilung dieses Ensembles in (für statistische Auswertungen ebenfalls genügend große) Subensembles gibt, die für eines dieser Subensembles andere Erwartungswerte liefert als das gesamte Ensemble. Diese Vorstellung von reinen Zuständen entspricht auch unserer üblichen Vorstellung von reinen Zuständen als maximale bzw. nicht mehr erweiterbare Kenntnis über ein System. Entspricht ein Ensemble von Systemen einem Gemisch, so lässt es sich in Subensembles aufteilen, die weniger gemischten Zuständen (oder sogar reinen Zuständen) entsprechen. Reine Zustände lassen sich nicht mehr in noch reinere Zustände aufteilen.

Mathematisch wird ein Zustand repräsentiert durch die Angabe einer Abbildung, die jeder Observablen eine Zahl – ihren Erwartungswert in diesem Zustand – zuordnet. Ein Zustand ist somit eine mathematische Kodierung unserer Kenntnis über die Art, wie ein System präpariert wurde, sodass wir dieses Wissen für die Vorhersage zukünftiger Messungen – die Vorhersage eines Erwartungswerts für beliebige Observable – an diesem System nutzen können.

Elementare Eigenschaften dieser Abbildung sind:

1. Die Identitätsobservable, die immer nur den Messwert 1 als Ergebnis liefert, soll den Erwartungswert 1 haben,
2. eine positive Observable, die immer nur positive Ergebnisse als Messwerte liefert, soll auch einen positiven Erwartungswert haben, und
3. das λ -fache einer Observablen \mathcal{R} , die immer das λ -fache eines Messwerts von einer Messung von \mathcal{R} liefert, soll auch das λ -fache des Erwartungswerts haben.

Weitere Eigenschaften hängen davon ab, welche Strukturen auf der Menge der Observablen definiert sind.

Oft unterscheidet man (insbesondere in der Quantentheorie) den Zustand von dem Erwartungswertfunktional, das dieser Zustand definiert. Der Zustand wird in der Quantentheorie z.B. durch einen normierten Vektor $|\psi\rangle$ in einem Hilbert-Raum dargestellt, wohingegen die Abbildung $\mathcal{R} \rightarrow \text{Erw}(\mathcal{R})$ mathematisch durch $\text{Erw}(\mathcal{R}) = \langle \psi | R | \psi \rangle$ gegeben ist.

1.2.2 Reine und gemischte Zustände in der klassischen Mechanik

In der klassischen Mechanik der Punktteilchen ist ein reiner Zustand mathematisch durch einen Punkt im Phasenraum – dem Raum der möglichen Orte und Impulse eines oder mehrerer Teilchen – gegeben. Wenn wir von einem Teilchen den Ort und seinen Impuls zu einem Zeitpunkt kennen, haben wir das maximale Wissen, das wir über dieses Teilchen haben können. Ort und Impuls legen als Anfangsbedingung eine Trajektorie im Phasenraum fest (hierfür verwendet man meist die Hamilton'sche Formulierung der Bewegungsgleichungen). Die Menge der Observablen wird mathematisch durch die Menge der reell-wertigen Funktionen auf dem Phasenraum dargestellt. Sei $f(x,p)$ eine Funktion auf dem Phasenraum, dann ist der Funktionswert an einer bestimmten Stelle (x_0, p_0) der Erwartungswert, den wir der Funktion f im Zustand (x_0, p_0) zuordnen:

$$\text{Erw} : f \mapsto \langle f \rangle_{x_0, p_0} = f(x_0, p_0). \quad (1.1)$$

Ein gemischter Zustand entspricht in der klassischen Physik meist einer teilweisen Unkenntnis über den Zustand eines Systems und wird mathematisch durch eine Wahrscheinlichkeitsdichte $w(x,p)$ auf dem Phasenraum beschrieben. In diesem Fall ist der Erwartungswert für eine Observable f durch

$$\text{Erw} : f \mapsto \langle f \rangle_w = \int_P f(x,p) w(x,p) dx dp \quad (1.2)$$

gegeben. Ein gemischter Zustand ordnet also jedem Punkt im Phasenraum (also jedem reinen Zustand) eine gewisse Wahrscheinlichkeit zu und bildet dann den Mittelwert über die Funktionswerte an diesen Punkten.

Ein Beispiel für einen klassischen Zustand ist die kanonische Verteilung in der statistischen Mechanik: Sei (x,p) der Phasenraum für ein System von N Teilchen (d.h., x und p sind jeweils $3N$ -Vektoren) und sei $E(x,p)$ die Energie dieser Teilchen im Zustand (x,p) , dann ist die Wahrscheinlichkeitsdichte des kanonischen Zustands durch die Boltzmann-Verteilung

$$w(x,p) = \frac{1}{Z} e^{-\beta E(x,p)} \quad (1.3)$$

gegeben. Hierbei ist $\beta = 1/k_B T$ die inverse Temperatur (mit der Boltzmann-Konstanten k_B) und Z die Zustandssumme

$$= \int_P e^{-\beta E(x,p)} dx dp, \quad (1.4)$$

die in diesem Fall die Wahrscheinlichkeitsdichte normiert.

Der reine Zustand ist ein Spezialfall, bei dem die Wahrscheinlichkeitsdichte auf den Punkt (x_0, p_0) konzentriert ist:

$$w(x,p)_{x_0, p_0} = \delta(x - x_0) \delta(p - p_0). \quad (1.5)$$

In diesem Fall gilt für eine Observable f :

$$\langle f \rangle = \int_P f(x,p) w(x,p)_{x_0,p_0} dx dp = f(x_0,p_0). \quad (1.6)$$

1.2.3 Reine und gemischte Zustände in der Quantenmechanik

In der Quantenmechanik werden reine Zustände mathematisch durch Strahlen (1-dimensionale Untervektorräume) in einem Hilbert-Raum (einem Vektorraum mit Skalarprodukt) dargestellt. Meist wählen wir für diese Strahlen einen normierten Vektor als Repräsentanten. In der Quantenmechanik von Punktteilchen ist dieser normierte Vektor oft eine Wellenfunktion $\psi(x)$, die einen bestimmten Zustand (z.B. einen bestimmten Energiezustand oder einen bestimmten Zustand zu anderen Quantenzahlen) eines Teilchens beschreibt. Bei Systemen, die nur endlich viele Zustände einnehmen können – dazu zählen die Polarisationsfreiheitsgrade von Photonen oder die Spinfreiheitsgrade von Elektronen oder Atomen – schreiben wir diesen Vektor meist als Ket-Vektor $|h\rangle$ (für ein Photon mit horizontaler Polarisierung), $|\uparrow_z\rangle$ (für ein Elektron mit Spin „up“ bezüglich der z -Richtung) etc. Auch eine Wellenfunktion kann als Ket-Vektor geschrieben werden, allerdings geben wir die Wellenfunktion meist durch ihr Argument an einem beliebigen Ort x an, sodass wir die Beziehung $\psi(x) = \langle x|\psi\rangle$ erhalten.

Observable werden in der Quantentheorie mathematisch durch selbstadjungierte lineare Operatoren auf dem Hilbert-Raum dargestellt. Handelt es sich bei dem Hilbert-Raum um den Raum der quadratintegrierbaren Funktionen, also dem Raum der Wellenfunktionen, so handelt es sich bei den selbstadjungierten Operatoren meist um Differentialoperatoren. Sei A ein selbstadjungierter Operator auf einem Hilbert-Raum und ψ ein reiner Zustand, beschrieben durch einen normierten Ket-Vektor $|\psi\rangle$, dann ist das Erwartungswertfunktional gegeben durch:

$$A \rightarrow \langle A \rangle_\psi = \langle \psi | A | \psi \rangle. \quad (1.7)$$

Für Wellenfunktionen $\psi(x)$ und lineare Differentialoperatoren $A(x, -i\hbar\nabla)$ bedeutet dies:

$$A \rightarrow \langle A \rangle_\psi = \int_{\mathbb{R}^3} \psi^*(x) A(x, -i\hbar\nabla) \psi(x) dx. \quad (1.8)$$

Ein reiner Zustand ψ lässt sich auch durch einen Projektionsoperator P_ψ auf den 1-dimensionalen Vektorraum, der diesem Zustand entspricht, darstellen. In diesem Fall ist das Erwartungswertfunktional gegeben durch:

$$A \rightarrow \langle A \rangle_\psi = \text{Spur } P_\psi A. \quad (1.9)$$

Gemischte Zustände werden in der Quantenmechanik ganz analog zur klassischen Mechanik formuliert: Jeder reine Zustand, beschrieben durch einen Projektionsoperator P_i , der mit einer Wahrscheinlichkeit p_i in einem Ensemble vertreten ist, wird mit dieser Wahrscheinlichkeit gewichtet und es wird über alle reinen Zustände summiert:

$$\rho = \sum_i p_i P_i \quad p_i \geq 0, \quad \sum_i p_i = 1. \quad (1.10)$$

ρ bezeichnet man als Dichtematrix. Ist eine solche Dichtematrix gegeben, ist das Erwartungswertfunktional für einen Operator A gegeben durch:

$$A \rightarrow \langle A \rangle_\rho = \text{Spur } \rho A = \sum_i p_i \text{Spur } P_i A. \quad (1.11)$$

Auch für diesen Fall betrachten wir den kanonischen Zustand in der statistischen Mechanik. Die Dichtematrix ist gegeben durch (H ist der Hamilton-Operator, also der Energieoperator in der Quantentheorie, und E_i sind die Eigenwerte von H):

$$\rho = \frac{1}{Z} e^{-\beta H} \quad Z = \text{Spur } e^{-\beta H} = \sum_i e^{-\beta E_i}. \quad (1.12)$$

Der Erwartungswert einer Observablen ist gegeben durch

$$\langle A \rangle_\rho = \frac{1}{Z} \text{Spur } e^{-\beta H} A = \frac{1}{Z} \sum_i e^{-\beta E_i} \langle E_i | A | E_i \rangle. \quad (1.13)$$

1.3 Verschiedene Interpretationen des Zustandsbegriffs

Bisher haben wir einen Zustand als „Kenntnis über ein System zur Vorhersage von Erwartungswerten“ bezeichnet. Physikalisch realisiert ist ein Zustand durch ein Ensemble gleichzeitig präparierter Systeme, mathematisch wird ein Zustand in der Quantentheorie durch eine Dichtematrix – ein reiner Zustand durch einen eindimensionalen Projektionsoperator bzw. einen Vektor (Wellenfunktion) als Repräsentanten – dargestellt. Dies ist eine sehr „vorsichtige“ Interpretation des Zustandsbegriffs, die in etwa der Kopenhagener Deutung entspricht.

1.3.1 Q-Bism – Quanten-Bayesianismus

Noch etwas extremer als die Kopenhagener-Deutung in Richtung einer subjektiven Interpretation ist der Quanten-Bayesianismus oder kurz QBism [3] (sowie die dortigen Literaturangaben), der unter einem Zustand ganz konkret „meine Kenntnis“ über ein System versteht. Damit ist man zwar auf der sicheren Seite, und – wenn man ehrlich ist – auf der Seite der Praxis, denn mehr als meine Kenntnis kann ich zur Formulierung eines Zustands nicht einbringen. Allerdings gibt man auch fast jede Form von Realismus auf. Das wird von den Anhängern zwar bestritten, sie sprechen gerne von einem „participatory realism“, so wirklich überzeugend ist dieser Realismus nicht.

QBism führt insbesondere zu folgender seltsamer Situation: Alice und Bob befinden sich an zwei weit voneinander entfernten Orten und haben jeder in ihrem Labor einen Teil eines verschränkten Systems, beispielsweise ein Photon von einem im EPR-Zustand verschränkten Photonenpaar. Wenn Alice nun an ihrem Photon eine Messung vornimmt, erhält sie ein konkretes Messergebnis und reduziert entsprechend den Zustand des Systems in einen separablen Zustand. Sie kann nun vorhersagen, was Bob bei einer Messung an diesem Zustand entlang derselben Orientierung als Ergebnis erhalten wird. Das bedeutet, Alice beschreibt das System nun durch einen anderen Zustand als Bob, der nach wie vor den EPR-Zustand verwendet, solange er keine weiteren Informationen hat.

Damit erhebt sich die Frage, welchen Zustand die beiden Photonen „wirklich“ haben. Für einen QBisten ist diese Frage sinnlos (wie übrigens auch für andere, sogenannte „relative“ oder auch „relationale“ Interpretationen). Ein Zustand ist immer definiert in Bezug auf einen Beobachter; es handelt sich nicht um ein absolutes Objekt oder etwas, das dem Quantensystem unabhängig vom Beobachter zugeschrieben werden kann.

1.3.2 „Neo-“Kopenhagener Deutung

Während einige Äußerungen der Entwickler der Quantentheorie (beispielsweise Bohr und Sommerfeld) darauf hindeuten, dass auch die ursprüngliche Kopenhagener Deutung einen sehr subjektiven Zustandsbegriff hatte, denkt man heute bei der Kopenhagener Deutung eher an einen objektivere Interpretation: Ein System wird durch einen Zustand beschrieben, der sich auf das prinzipiell vorhandene Wissen über das System bezieht. Ob tatsächlich ein Beobachter dieses Wissen hat, ist dabei eher nebensächlich. Beispielsweise spielt es bei einem Interferenzexperiment keine Rolle, ob wir tatsächlich für jedes Quantenobjekt die „Welcher Weg“-Information haben oder nicht: Wenn diese Information im Prinzip zugänglich ist, beobachtet man kein Interferenzmuster. Es ist also keine subjektive Unkenntnis, die das Interferenzmuster hervorruft, sondern eine prinzipielle Unmöglichkeit, die Kenntnis zu erlangen.

Während sich im QBism der Zustand ausschließlich im Bewusstsein des Beobachters befindet und keinerlei objektive Bedeutung hat, versucht man in der Neo-Kopenhagener Deutung den Zustandsbegriff zu objektivieren und eher dem betrachteten System zuzuschreiben. Die Reduktion des Quantenzustands beruht im QBism ausschließlich auf dem persönlichen geänderten Wissen über ein System, wohin sie in der Kopenhagener Deutung eher damit zusammenhängt, ob eine bestimmte Form von Information prinzipiell vorhanden ist.

1.3.3 „Viele Welten“-Interpretation

In der „Viele Welten“-Interpretation (bzw. „Many-Worlds“-Interpretation) definiert der Quantenzustand ψ die Realität. Diese Realität umfasst sämtliche Universen, die seit dem Big Bang theoretisch möglich sind. ψ lässt sich beschreiben als ein Funktional sämtlicher Teilchenorte (oder – in einer Quantenfeldtheorie – sämtlicher Feldkonfigurationen) sowie sämtlicher Raumgeometrien, die sich aus dem Urknall hätten entwickeln können. Die zeitliche Entwicklung dieses Zustands folgt im Wesentlichen einer Schrödinger-Gleichung (bzw. in einem allgemein relativistischen Rahmen einer sogenannten Wheeler-de Witt-Gleichung). Es findet kein Kollaps (bzw. keine Reduktion) der Wellenfunktion statt. Der Quantenzustand ist eine Superposition aller möglichen Anteile, die ein konsistentes Universum beschreiben, und in jedem Augenblick wird aus jedem dieser Anteile wiederum eine Superposition von allen Möglichkeiten.

Die Dekohärenz zwischen den verschiedenen Anteilen in dieser Superposition bezüglich der uns zur Verfügung stehenden Observablen bewirkt, dass wir keine Superpositionen oder Interferenzen zwischen den verschiedenen Anteilen wahrnehmen. Es ist also unser subjektiver Eindruck, in einer ausgezeichneten Welt zu leben.

Die Viele-Welten-Interpretation ist sehr verbreitet und Physikerinnen und Physikern, die sich mit Quantenkosmologie beschäftigen. Sie geht ursprünglich auf den Physiker Hugh Everett zurück, der eine Interpretation der Quantentheorie formulieren wollte, bei der der Beobachter Teil des Quantensystems sein kann und dass keinen Bezug zu einer äusseren klassischen Welt benötigt [4]. Die Bezeichnung Viele-Welten-Interpretation wurde erst später von Bryce deWitt geprägt [5].

Die Viele-Welten-Interpretation ist eine rein deterministische Interpretation der Quantentheorie, da es keinen Kollaps bzw. keine Reduktion der Wellenfunktion gibt. Außerdem definiert diese Interpretation eine – wenn auch etwas seltsame – Ontologie: Die objektive Realität ist die Wellenfunktion des Universums, die alle möglichen Universen umfasst.

1.3.4 Bohm'sche Mechanik

In der Bohm'schen Mechanik gibt es sowohl die Wellenfunktion $\psi(t)$ – und hier ist es von Bedeutung, dass wir von der Wellenfunktion im Ortsraum sprechen, d.h. der Abbildung $\psi(t) : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{C}$ mit $x \mapsto \psi(x,t)$ – als auch das zugehörige Teilchen, beschrieben durch seinen Ort $x(t)$. Das bedeutet, der momentane Zustand eines Systems ist durch das Paar $(\psi(t), x(t))$ gegeben. Der Ort $x(t)$ hat in der herkömmlichen Interpretation der Quantenmechanik keine Bedeutung und entspricht einem sogenannten „verborgenen Parameter“.

Das Feld $\psi(x,t)$ ist eine Lösung der Schrödinger-Gleichung. Ist zu einem Anfangszeitpunkt t_0 die statistische Verteilung der möglichen Orte des Teilchens (d.h., die Wahrscheinlichkeit, das Teilchen bei einer Messung an einem Ort x zu finden) durch $|\psi(x,t_0)|^2$ gegeben, so bleibt dies auch für alle Zeiten so. Simulationen solcher Systeme deuten darauf hin, dass eine anfängliche von $|\psi(x,t_0)|^2$ abweichende Verteilung im Allgemeinen sehr schnell gegen diese Verteilung konvergiert.

In der Bohm'schen Mechanik gibt es keinen Kollaps der Wellenfunktion, aber da sich das Teilchen an einem ganz bestimmten Ort befindet, kann man Teile der Wellenfunktion, die für das weitere Verhalten des Teilchens nicht mehr relevant sind, „vergessen“. Der genaue ontische Status des Feldes bleibt offen und hier gibt es unterschiedliche Auffassungen. Für Bohm handelte es sich um ein Führungsfeld, das die Information darüber enthält, wie sich das Teilchen bewegen soll. Manche sehen darin eine Art Potenzial. In jedem Fall handelt es sich bei der Wellenfunktion um ein objektives Feld, dessen Existenz unabhängig von einem Beobachter ist. Auch die Bohm'sche Mechanik definiert eine Ontologie, d.h., sie macht keinen Bezug zu einer „klassischen Umgebung“ und der Messprozess kann unabhängig von einem Beobachter innerhalb der Theorie interpretiert werden.

Einen objektiven Charakter hat allerdings nur die Wellenfunktion des gesamten Kosmos. Wellenfunktionen für einzelne Teilchen, wie man sie oft in Publikationen dargestellt sieht (z.B. für das Doppelspaltexperiment) sind Idealisierungen, sofern die Teilchen nicht mit anderen Objekten verschränkt sind.

Literaturverzeichnis

- [1] von Neumann, John; *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, Verlag von Julius Springer, Berlin 1935.
- [2] Schrödinger, E.; *Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik*; Die Naturwissenschaften 23 (1935) 807–812, 823–828, 844–849.
- [3] Fuchs, Christopher A., Mermin, N. David, Schack, Ruediger; *An Introduction to QBism with an Application to the Locality of Quantum Mechanics*; Am. J. Phys., Vol. 82, No. 8, 2014, 749–754.
- [4] Everett, H., *Relative State Formulation of Quantum Mechanics*, Rev. Mod. Phys. **29** (1957) 454–462.
Theory of the Universal Wavefunction; Thesis, Princeton University, Princeton (1956).
- [5] DeWitt, B.S., *Quantum Mechanics and Reality: Could the solution to the dilemma of indeterminism be a universe in which all possible outcomes of an experiment actually occur?* Physics Today 23 (1970) 30–40.