

Dekohärenz

Teil 1

Melanie Müller

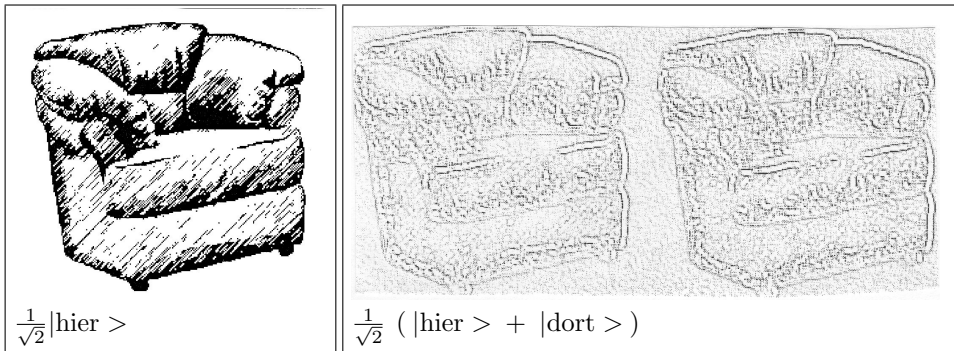
Seminar an der WWU Münster WS 01/02:
Grundlagen und Interpretation der Quantenmechanik
Vortrag vom 30. Januar 2002

Zusammenfassung

Wird ein System an einen Messapparat oder an die Umgebung angekop-
pelt, so sorgt Dekohärenz für das lokale Verschwinden von Interferenztermen
in der von der Kopplung ausgewählten Basis. Dadurch kann das Entstehen
klassischer Eigenschaften erklärt sowie die Grenze zwischen quantenmechani-
scher und klassischer Welt festgelegt werden.

1 Das Problem: Superpositionsprinzip und Superauswahlregeln

Üblicherweise befinden sich makroskopische Objekte - wie z. B. ein Sessel - in einem
lokalisierten Zustand. Den zugehörigen quantenmechanischen Zustandsvektor im
Hilbertraum kann man abkürzend mit “ $|\text{hier}\rangle$ “ bezeichnen; er ist eine Lösung der
Schrödingergleichung für das System “Sessel“.



Dann ist aber auch der Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{hier}\rangle + |\text{dort}\rangle)$ eine Lösung der
Schrödingergleichung für dieses System. Dies ist einfach eine Folge der universel-
len Gültigkeit des **Superpositionsprinzips**. Insofern sollte man eigentlich nicht
überrascht sein, wenn man einen Sessel in einem solchen nicht-lokalisierten Überla-
gerungszustand anträfe. Aber dies wurde noch nie beobachtet; das ist das berühmte
Schrödinger-Katzen-Problem.

Viele der üblichen Argumente, um dieses Problem zu lösen, sind nicht ausrei-
chend. Beispielsweise wird häufig argumentiert, dass bei makroskopischen Objekten
mit großen Massen das Breitfließen des das Objekt beschreibenden Gaußschen Wel-
lenpaketes vernachlässigbar sei. Dies ist auch richtig, erklärt aber immer noch nicht,

warum sich das Objekt nicht in einer Superposition aus zwei lokalisierten Gaußschen Wellenpaketen befindet.

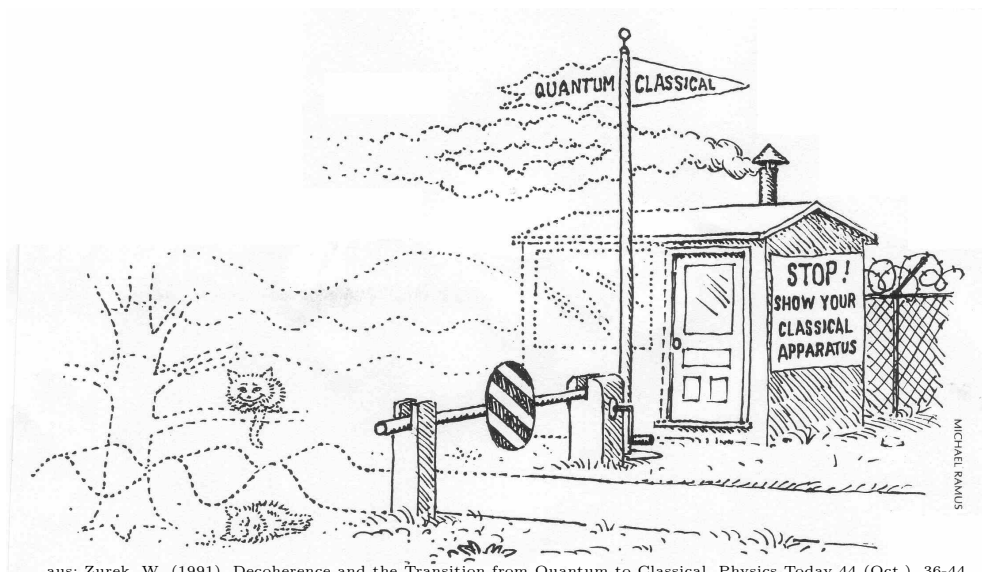
Eine weiterer Lösungsvorschlag sind so genannte **Superauswahlregeln**, die bestimmte Superpositionen verbieten. Damit werden nicht-erwünschte Superpositionen, wie z. B.

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|\text{hier} \rangle + |\text{dort} \rangle)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|\text{Apfel} \rangle + |\text{Birne} \rangle)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|\text{tote Katze} \rangle + |\text{lebende Katze} \rangle)$$

per Postulat ausgeschlossen.



aus: Zurek, W. (1991), Decoherence and the Transition from Quantum to Classical, Physics Today 44 (Oct.), 36-44

Dies ist der Lösungsweg, den die Kopenhagener Interpretation beschreibt. Sie unterscheidet scharf zwischen einer quantenmechanischen Welt, in der alle Arten von Superpositionen erlaubt sind, und einer klassischen Welt, die bestimmte Superpositionen nicht kennt. Dabei bleibt aber unklar, wo die Grenze zwischen den beiden Welten zu ziehen ist und wie genau die in der klassischen Welt auszuschließenden Superpositionen charakterisiert werden können.

Bei beiden Fragen kann die Dekohärenz Abhilfe schaffen. Dies lässt sich am besten anhand der idealen Messung erläutern, da das Problem der Grenze zwischen quantenmechanischer und klassischer Welt eng mit dem Messproblem verknüpft ist. Bei der Beschreibung von Messungen nimmt die Kopenhagener Interpretation ja an, dass das zu messende System quantenmechanisch ist, während der Messapparat sich klassisch verhält (ein "classical apparatus" ist) und so für das definite Messergebnis sorgt.

2 Die ideale Messung

Man betrachte also ein **System S**, an dem die Eigenschaft $|n \rangle$ gemessen werden soll. Dabei sei $\{|n \rangle\}$ ein vollständiges Orthonormalsystem. Der **Messapparat A** habe die Zeiger-Zustände $|\Phi_n \rangle$, die nach der Messung anzeigen, dass sich S im Zustand $|n \rangle$ befindet.

Die **ideale Messung** soll quantenmechanisch beschrieben werden. Mit Hilfe einer geeigneten Hamilton-Funktion kann man über die Schrödinger-Gleichung fol-

genden Messvorgang realisieren:

$$|n\rangle |\Phi_o\rangle \longrightarrow |n\rangle |\Phi_n\rangle .$$

Befindet sich also das System vorher in einem der Eigenschaftszustände $|n\rangle$ und der Apparat in einem beliebigen Zustand $|\Phi_o\rangle$, so ist das System nach der Messung unverändert im Zustand $|n\rangle$ (das macht die Messung zu einer "idealen" Messung), während der Apparat nun im Zustand $|\Phi_n\rangle$ ist und damit anzeigt, dass sich das System im Zustand $|n\rangle$ befindet.

Dies ist alles noch so, wie man es auch von einer klassischen Messung erwarten würde. Auf das typische quantenmechanische Messproblem stößt man erst, wenn man annimmt, dass sich das System vor der Messung in einem Superpositionszustand $\sum_n c_n |n\rangle$ befindet. Aufgrund der Linearität der Schrödinger-Gleichung erhält man dann:

$$\left(\sum_n c_n |n\rangle \right) |\Phi_o\rangle \longrightarrow \sum_n c_n |n\rangle |\Phi_n\rangle .$$

Der Zustand der Gesamtsystems SA nach der Messung enthält die erwartete Korrelationen zwischen den Zuständen $|n\rangle$ und den Zeigerzuständen $|\Phi_n\rangle$, aber auch zwei wesentliche quantenmechanische Eigenschaften: Es ist ein verschränkter Zustand (mehr dazu s. u.) sowie eine Superposition. Beides macht eine "klassische" Interpretation der Messung unmöglich. Insbesondere bedeutet die Superposition, dass man kein definites Messergebnis hat: Der Zeiger zeigt sozusagen gleichzeitig in mehrere Richtungen.

Obiger Vorgang beschreibt also die Messung noch nicht vollständig; er wird deshalb in der Literatur oft als "**premeasurement**" bezeichnet; das ist der Teil der Messung, der noch mittels Schrödinger-Dynamik beschrieben werden kann. Um einen kompletten Messvorgang zu erhalten, wird in der Kopenhagener Interpretation an das premeasurement noch ein **Kollaps** angeschlossen:

$$\sum_n c_n |n\rangle |\Phi_n\rangle \longrightarrow |n_o\rangle |\Phi_{n_o}\rangle .$$

Hierbei kollabiert der Superpositionszustand aus dem premeasurement in den Zustand $|n_o\rangle |\Phi_{n_o}\rangle$ und man hat ein definites Messergebnis, dass vom Apparat angezeigt wird.

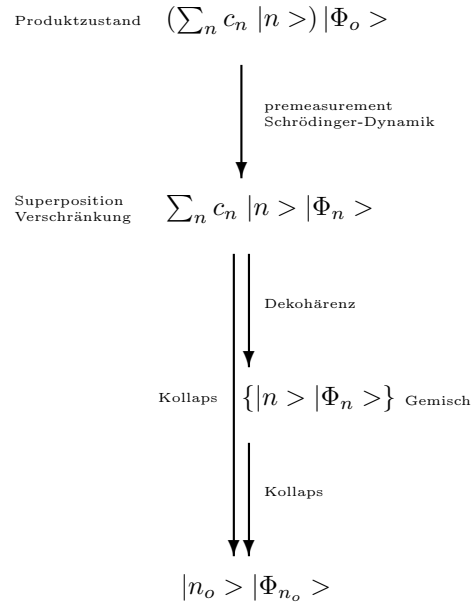
Es ist allerdings nicht möglich, diesen Kollaps durch eine Schrödinger-Gleichung zu beschreiben. Auch bleibt unklar, wann ein solcher Kollaps auftritt und wie er verläuft.

Die Dekohärenztheorie kann es nicht leisten, diesen Kollaps zu erklären - aber sie kann einen Schritt näher an ihn herankommen und ihn (vielleicht) überflüssig machen. Denn sie erklärt, wie aus dem schwierig zu interpretierenden Superpositionszustand $\sum_n c_n |n\rangle |\Phi_n\rangle$ nach dem premeasurement ein Gemisch wird:

$$\sum_n c_n |n\rangle |\Phi_n\rangle \longrightarrow \{|n\rangle |\Phi_n\rangle, p_n = |c_n|^2\}.$$

Dabei treten in dem Gemisch die Zustände $|n\rangle |\Phi_n\rangle$ mit den richtigen quantenmechanischen Wahrscheinlichkeiten $p_n = |c_n|^2$ auf.

Insgesamt hat man also folgendes Diagramm:



Es ist bereits der Begriff ‘‘Gemisch‘‘ aufgetreten, was bedeutet, dass man zum Verständnis der Dekohärenz mit Ensembles, also im

3 Dichtematrix-Formalismus

arbeiten muss.

Nach dem premeasurement befindet sich das Gesamtsystem SA im Zustand

$$|\Psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle |\Phi_n\rangle .$$

Dies ist ein reiner Zustand mit der Dichtematrix

$$\begin{aligned}
 \rho &= |\Psi\rangle\langle\Psi| \\
 &= \left(\sum_n c_n |n\rangle |\Phi_n\rangle \right) \left(\sum_m c_m^* \langle m| \langle \Phi_m| \right) \\
 &= \sum_{mn} c_n c_m^* |n\rangle |\Phi_n\rangle \langle m| \langle \Phi_m|.
 \end{aligned}$$

Die **Diagonalelemente** der Dichtematrix geben die ‘‘**Besetzungen**‘‘ der Basiszustände an, d. h. die Wahrscheinlichkeit, das Gesamtsystem SA in diesem Zustand zu finden. Die **Nichtdiagonalelemente** werden häufig auch ‘‘**Kohärenzen**‘‘ genannt; sie sind verantwortlich für die Interferenzen zwischen den Basiszuständen (genau genommen sind sie ein Ensemble-Mittel über die Interferenzterme).

Obige Dichtematrix ρ besitzt offenbar nichtverschwindende Diagonalelemente. Dies ist eine Konsequenz der Tatsache, dass $|\Psi\rangle$ ein Superpositionszustand ist, der Interferenzen zwischen den einzelnen Summanden enthält.

Interessiert man sich nun nur für das System S, so ist die relevante Größe die **reduzierte Dichtematrix** ρ_S , die alle quantenmechanischen Informationen für Messungen an S enthält. Man erhält sie durch Spurbildung über das Apparat-System A:

$$\begin{aligned}
\rho_S &= Tr_A(\rho) = \sum_k \langle \Phi_k | \rho | \Phi_k \rangle \\
&= \sum_{mnk} c_n c_m^* \langle \Phi_k | \Phi_n \rangle \langle \Phi_m | \Phi_k \rangle |n\rangle \langle m| \\
&= \sum_{mn} c_n c_m^* \underbrace{\langle \Phi_m | \Phi_n \rangle}_{=\delta_{mn}} |n\rangle \langle m| \\
&= \sum_n |c_n|^2 |n\rangle \langle n|
\end{aligned}$$

Dabei wurde von der zweiten zur dritten Zeile angenommen, dass die $\{|\Phi_n\rangle\}$ ein vollständiges System bilden und deshalb $1 = \sum_k |\Phi_k\rangle \langle \Phi_k|$ weggelassen werden kann. In der darauf folgenden Zeile wurde die Orthogonalität der Zeigerpositionen angenommen:

$$\langle \Phi_m | \Phi_n \rangle = \delta_{mn}.$$

Diese Orthogonalität ist das, was man bei einer vollständigen Messung, in der die Zeiger die Messergebnisse eindeutig diskriminieren, erwartet. Es ist zudem recht anschaulich, dass z. B. bei einem Voltmeter die räumlichen Wellenfunktionen zweier verschiedener Zeigerstellungen nicht überlappen.

Man sieht nun, dass die reduzierte Dichtematrix ρ_S diagonal ist - sie enthält keine Nichtdiagonalelemente, d. h. keine Interferenzen zwischen den Basiszuständen $\{|n\rangle\}$, mehr. Die Kohärenzen sind verschwunden! ρ_S ist die Dichtematrix eines Gemischs, in dem jeder Zustand $|n\rangle$ mit der Wahrscheinlichkeit $p_n = |c_n|^2$ vorkommt. Dies ist das, was man nach einer Messung an einem Ensemble von Systemen S erwartet.

Hierbei wurde kein Kollaps o. ä. angenommen; es hat nur das premeasurement, das mit Schrödinger-Dynamik beschrieben werden kann, stattgefunden. Man kann sich nun fragen:

4 Wo sind die Interferenzen hin?

Natürlich sind sie nicht komplett verschwunden - denn schließlich wurde nichts gemacht außer den Blick statt auf das Gesamtsystem SA nur auf das Teilsystem S zu richten. Die Information über die Interferenzen sind noch enthalten im Zustand des Gesamtsystems SA (beschrieben durch ρ), und bei einer Messung diesem können sie auch noch festgestellt werden. Lediglich bei *lokalen* Messungen an S (beschrieben durch ρ_S) ist dies nicht mehr möglich; lokal sind die Interferenzen verschwunden. Joos formuliert dies in dem paradox klingenden Satz:

Die Interferenzen existieren noch, aber sie sind nicht mehr *da*.

Die Interferenzterme sind gewissermaßen "delokalisiert" worden; vor der Messung steckten sie in dem Superpositionszustand $\sum_n c_n |n\rangle$ des Systems S; nach dem premeasurement stecken sie in der Verschränkung des Zustandes $\sum_n c_n |n\rangle |\Phi_n\rangle$ des Gesamtsystems SA und können lokal nicht mehr beobachtet werden.

5 Der Systembegriff

Bei dem bisher Gesagten gibt es ein Problem, das die Interpretation des Dekohärenz-Vorganges erschwert. Die Ursache dafür liegt im Begriff des “Systems“.

Dieser ist schon in der klassischen Mechanik ein Problem. Man muss sich überlegen, welche Freiheitsgrade der Welt man als relevant und damit als das zu betrachtende System ansieht und welche Freiheitsgrade als irrelevant vernachlässigt werden können. Das Problem dabei ist, dass i. A. diese Freiheitsgrade nicht entkoppeln: Der “Rest der Welt“ wechselwirkt mit dem System und beeinflusst so die Freiheitsgrade, die man gerne isoliert betrachten würde.

Dass dies ein durchaus ernstzunehmendes Problem ist, zeigt ein Beispiel von Borel von 1914. Er berechnete den Einfluss einer Masse von einigen Gramm auf dem Sirius auf die Trajektorien von Gasmolekülen hier auf der Erde - und bemerkte, dass innerhalb kürzester Zeit der Verlauf der Trajektorien völlig unterschiedlich war, wenn sich die Masse auf dem Sirius an verschiedenen Stellen befand. Selbst eine Wechselwirkung, die üblicherweise als schwach angesehen wird (wie die Gravitation auf große Entfernungen bei kleinen Massen) hat also große Effekte und macht damit die Abgrenzung eines “Systems“ extrem schwierig.

Noch schlimmer ist es in der Quantenmechanik, wo zusätzlich zu diesem Problem noch Verschränkungen auftreten können. Falls das Gesamtsystem sich nicht in einem Produktzustand befindet:

$$|\Psi\rangle \neq |n\rangle |\Phi\rangle,$$

so *gibt* es keinen Zustand des Systems S. Man hat somit nicht nur das “klassische“ Problem der Abgrenzung des Systems S, sondern man kann eigentlich noch nicht einmal von dem System S sprechen!

Dies ist genau der Fall, den man bei oben beschriebenem Dekohärenz-Vorgang vorliegen hat. Der Zustand $|\Psi\rangle$ des Gesamtsystems SA ist ein verschränkter Zustand, der nicht als Produkt geschrieben werden kann. Das System S besitzt also keinen eigenen Zustand; ρ_S beschreibt somit nicht wirklich ein Gemisch eines Ensembles von Systemen S. In der Literatur wird deshalb häufig von einem “**uneigentlichen Gemisch**“ gesprochen. Dies ist ein durchaus ernstzunehmendes interpretatorisches Problem, aber kein praktisches Problem. Denn ρ_S beschreibt zwar kein “echtes“ Gemisch, aber bei allen Messungen an S *verhält* es sich *so wie* ein echtes Gemisch; es gibt keine Möglichkeit, die beiden Fälle durch eine lokale Messung an S voneinander zu unterscheiden.

Es sieht also lokal so aus, als sei S in die Basis $\{|n\rangle\}$ kollabiert; man spricht von einem “**scheinbaren Kollaps**“. Dieser ist streng zu unterscheiden von einem echten Kollaps, der dafür sorgt, dass das einzelne System S in den wohldefinierten Zustand $|n_o\rangle$ kollabiert. Das Messproblem ist nicht gelöst worden! Es handelt sich lediglich um einen scheinbaren Kollaps eines Ensembles von Systemen S, der dafür sorgt, dass lokal keine Interferenzen zwischen den Zuständen $|n\rangle$ mehr beobachtet werden können.

ρ_S gehorcht keiner von Neumann-Gleichung (wie ρ dies tut); die Dynamik von ρ_S ist i. A. sehr kompliziert. Dies macht es möglich, dass “Schrödinger-untypisches“ Verhalten auftritt: Unter einer Schrödinger-Zeitentwicklung bleiben Interferenzterme aus Superpositionen aufgrund der Linearität erhalten; in der Dynamik von ρ_S gehen sie verloren!

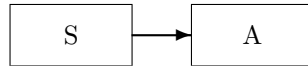
6 Erklärung klassischer Eigenschaften

Wir haben gesehen, dass Messen zu einem scheinbaren Kollaps des Systems S in die Basis $\{|n\rangle\}$ führt; die Interferenzen zwischen diesen Zuständen verschwinden (zumindest lokal). Damit ist $|n\rangle$ eine **“klassische Eigenschaft“**; diese Nicht-Beobachtbarkeit von Interferenzen kann gewissermaßen zur Definition einer klassischen Eigenschaft verwendet werden.

Dieser scheinbare Kollaps tritt auf, obwohl eine ideale Messung angenommen wurde:

$$|n\rangle |\Phi_o\rangle \longrightarrow |n\rangle |\Phi_n\rangle .$$

Das System S scheint unverändert zu bleiben; lediglich der Apparat A wird beeinflusst.



Ist S jedoch in einem Superpositionszustand, so führt das Auftreten der Verschränkung von S und A zu einer “Rückwirkung“ auf das System S:

$$\sum_n c_n |n\rangle \longrightarrow \{|n\rangle, p_n = |c_n|^2\},$$

die für den scheinbaren Kollaps sorgt - und damit dafür, dass $|n\rangle$ eine klassische Eigenschaft ist.

Glücklicherweise muss man nun aber für das Auftreten klassischer Eigenschaften nicht die ganze Zeit mit einem Messapparat neben dem System S stehen und messen - die Umgebung nimmt diese Aufgabe ab. Sie kann nämlich über die Wechselwirkung mit dem System ebenfalls eine ideale Messung realisieren. Diese “Messung“ ist zwar u. U. unkontrollierbar, d. h. man kann die Zeigerzustände $|\Phi_n\rangle$ nicht (oder nur begrenzt) ablesen, aber sie führt zu dem gewünschten scheinbaren Kollaps von S.

Ein Beispiel ist die Streuung von Photonen an einem Sessel. Die Photonen beeinflussen den Sessel kaum (ideale Messung), tragen selbst aber nach dem Streuvorgang die Information über den Zustand des Sessels fort (wirken also als Messapparat A).

Insgesamt gilt also:

S hat klassische Eigenschaften nicht als makroskopisches Objekt, sondern als nicht-isoliertes System.

Diese klassischen Eigenschaften sind keine Eigenschaften des Systems S an sich, sondern *entstehen* erst durch die Wechselwirkung mit A. Dabei ist es unwichtig, ob A einen Messapparat oder die Umgebung darstellt.

Dies alles wurde ohne Annahme eines Kollapses erreicht, lediglich mit Schrödinger-Dynamik in realistischer Situation: unter Berücksichtigung der Tatsache, dass ein quantenmechanisches System i. A. nicht als isoliert betrachtet werden kann.

7 Robuste Zustände

Der Dekohärenzvorgang sorgt also für das Verschwinden der Interferenzterme in der Basis $\{|n\rangle\}$. Damit zeichnet er diese Basis aus, denn in einer beliebigen anderen Basis $\{|s\rangle\}$ verschwinden die Interferenzterme i. A. nicht. Ursache dafür ist die Struktur des Wechselwirkungsoperators H_{SA} zwischen System S und Apparat bzw. Umgebung A.

Eine ideale Messung wird realisiert durch einen Wechselwirkungsoperator in von Neumann-Form:

$$H_{SA} = \sum_n |n\rangle\langle n| \otimes A_n,$$

denn man hat

$$|n\rangle |\Phi_o\rangle \longrightarrow e^{-iH_{SA}t} |n\rangle |\Phi_o\rangle = |n\rangle e^{-iA_n t} |\Phi_o\rangle =: |n\rangle |\Phi_n\rangle.$$

In einer anderen Basis $\{|s\rangle\}$ führt obiger Vorgang nur zu

$$|s_o\rangle |\Phi_o\rangle \longrightarrow \sum_{sn} c_{sn} |s\rangle |\Phi_n\rangle.$$

ρ_S wird also diagonal in der Basis $\{|n\rangle\}$, nicht aber in der Basis $\{|s\rangle\}$.

H_{SA} legt fest, in welche Basis das System S scheinbar kollabiert.

Klassische Zustände können damit definiert werden als Zustände, die **robust** gegen Dekohärenz sind. Ist das System S in einem solchen Zustand, so bleibt er erhalten (wie man das ja auch von einer "soliden" klassischen Eigenschaft erwartet); ist S dagegen in einem anderen Zustand, so kollabiert S scheinbar in ein Gemisch der robusten Zustände. Interferenzterme zwischen diesen robusten Zuständen können lokal nicht beobachtet werden.

8 Die Grenze zwischen quantenmechanischer und klassischer Welt

Die Wechselwirkung zwischen System und Umgebung sorgt also für das Auftreten klassischer Eigenschaften. Damit kann die Stärke dieser Wechselwirkung benutzt werden, um die Grenze zwischen quantenmechanischer und klassischer Welt festzulegen.

In gut isolierten Systemen mit schwacher Wechselwirkung kommen quantenmechanische Eigenschaften voll zum tragen. Alle Superpositionen sind erlaubt, Interferenzen können auch lokal beobachtet werden. Es ist die Eigendynamik des Systems, beschrieben durch den Hamiltonoperator von S, die dessen Verhalten bestimmt.

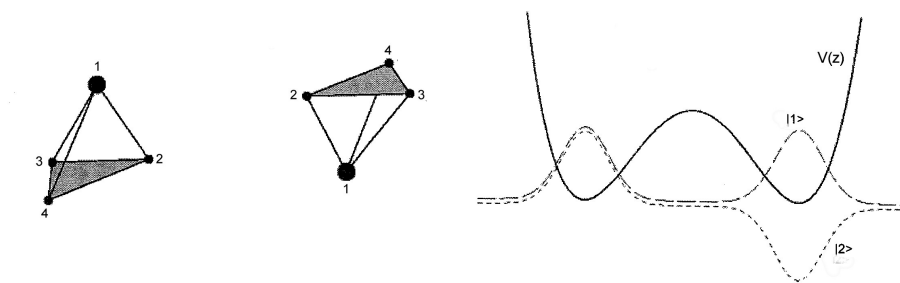
Bei Systemen mit starker Ankopplung an die Umgebung dominiert hingegen der Wechselwirkungs-Hamiltonoperator, und die Dekohärenz sorgt für das Verschwinden von Interferenzen und somit für das Auftreten klassischer Eigenschaften.

Mikroskopische Systeme sind i. A. recht gut von ihrer Umgebung isoliert; dies erklärt das Auftreten der vollständigen Quantenphänomene in der Mikrowelt. **Makroskopische** Systeme sind hingegen kaum von ihrer Umgebung isolierbar; dies erklärt das klassische Verhalten der makroskopischen Welt. **Mesoskopische** Systeme bilden einen Grenzfall.

9 Moleküle

Ein Beispiel, an dem man diese Grenze zwischen quantenmechanischer und klassischer Welt studieren kann, sind Moleküle.

Üblicherweise geht man davon aus, dass sich Moleküle in wohldefinierten Konfigurationen befinden: die Atomkerne sind lokalisiert und befinden sich nicht in räumlichen Superpositionszuständen. Beispielsweise zeichnet man für ein optisch aktives Molekül aus vier verschiedenen Atomen 1, 2, 3 und 4 die zwei unten gezeichneten Tetraeder-ähnlichen Strukturen. Eine davon ist linkshändig, die andere rechtshändig; beide drehen die Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht - allerdings in entgegengesetzte Richtungen.



Ein solches Molekül kann beschrieben werden durch ein Doppelmulden-Potenzial $V(z)$. Löst man die zugehörige Schrödinger-Gleichung, so erhält man als niedrigste Energie-Eigenzustände die oben gezeichneten Wellenfunktionen $|1\rangle$ und $|2\rangle$. Diese sind (aufgrund der Symmetrie des Potentials) Paritätseigenzustände; sie sind nicht in den Mulden lokalisiert! Insbesondere würden Moleküle in diesen Zuständen keine optische Aktivität zeigen.

In den Potenzial-Minima lokalisierte Zustände erhält man mittels der Superpositionen

$$\begin{aligned} |L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle + |2\rangle) \\ |R\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle - |2\rangle). \end{aligned}$$

Diese beschreiben in den Mulden lokalisierte links- bzw. rechtshändige Moleküle - sie sind jedoch nicht stabil! Denn es handelt sich ja nicht um Energie-Eigenfunktionen. Befände sich das Molekül zu einem Zeitpunkt in einem der Zustände $|L\rangle$ oder $|R\rangle$, so würde es im Folgenden mit der Bohr-Frequenz zwischen diesen Zuständen hin- und her oszillieren. Dies würde wiederum die Erklärung der optischen Aktivität unmöglich machen.

Es bleibt also die Frage: Warum befinden sich Moleküle in lokalisierten Zuständen und nicht in Energie-Eigenzuständen? Die Dekohärenz-Theorie gibt darauf die Antwort: wegen der Wechselwirkung mit der Umgebung. Streuen Teilchen (z. B. andere Moleküle oder Photonen) an den Molekülen, so hängt der Zustand der gestreuten Teilchen von der Chiralität ab ("Ortsmessung"):

$$|R, L\rangle |\Phi_o\rangle \longrightarrow |R, L\rangle |\Phi_{R,L}\rangle$$

Damit sind $|L\rangle$ und $|R\rangle$ robuste Zustände, $|1\rangle$ und $|2\rangle$ jedoch nicht. Sollte sich also das Molekül aus irgendeinem Grund in einem der Zustände $|1\rangle$ oder $|2\rangle$ befinden, so sorgt Dekohärenz dafür, dass das Molekül innerhalb kürzester Zeit in ein (scheinbares) Gemisch aus $|L\rangle$ und $|R\rangle$ (scheinbar) kollabiert. Befindet sich das Molekül hingegen im Zustand $|L\rangle$ oder $|R\rangle$, so verbleibt es darin. Superpositionen von diesen robusten Zuständen sowie Übergänge zwischen ihnen werden durch Dekohärenz unterdrückt.

Die Effektivität der Dekohärenz hängt dabei von der Stärke der Wechselwirkung ab. So findet man große Moleküle wie Zucker nur in lokalisierten rechts- bzw. linkshändigen Zuständen $|R\rangle$ bzw. $|L\rangle$, während man kleine Moleküle wie z. B. Ammoniak auch in Energieeigenzuständen $|1\rangle$ bzw. $|2\rangle$ präparieren kann.

10 Literatur

Ein recht umfassender Überblick über Dekohärenz befindet sich in

- Giulini, D., Joos, E., Kiefer, C., Kupsch, J., Stamatescu, I.-O., Zeh, H.D. (1996): Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory (Springer)

Einführende Übersichts-Artikel mit weiterführenden Referenzen sind z. B.:

- Joos, E. (1999), Elements of Environmental Decoherence, eprint quant-ph/9908008
- Kiefer, C., Joos, E. (1998), Decoherence: Concepts and Examples, eprint quant-ph/9803052
- Zurek, W. (1991), Decoherence and the Transition from Quantum to Classical, Physics Today 44 (Oct.), 36-44
- Zurek, W. (1998), Decoherence, Einselection, and the Existential Interpretation, eprint quant-ph/9805065