



# **Kausale Strukturen: Fiktion oder Realität?**

**Kausale Bayes-Netze von quantenmechanischen Experimenten**

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Philosophie (Dr. phil.)  
durch die Philosophische Fakultät der  
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

**Nina Retzlaff**

aus Berlin

Betreuung:

Erstbetreuer: Prof. Dr. Gerhard Schurz

Zweitbetreuer: Prof. Dr. Markus Schrenk

Düsseldorf, November 2020

D61

Für uns

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1. Einleitung</b> .....	<b>1-12</b>
1.1. Einleitung: Überblick .....	1
1.2. Problembereich & Fragestellung .....	4
1.3. Forschungsstand .....	7
1.4. Vorgehensweise & Ziel .....	10
<b>2. Kausalität</b> .....	<b>13-99</b>
2.1. Kausalität: Überblick .....	13
2.2. Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze.....	32
2.2.1 Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze: Metaphysischer & Empirischer Gehalt .....	38
2.2.2 Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze: Die Axiome dieser Theorie .....	42
2.2.3 Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze: Resümee .....	46
2.3. Die Verletzung der Grundannahmen. Faithfulness-Bedingung & Kausale Markov-Bedingung .....	48
2.3.1 Die Verletzung der Grundannahmen: Faithfulness-Bedingung .....	48
2.3.2 Die Verletzung der Grundannahmen: Kausale Markov-Bedingung .....	56
2.3.3 Die Verletzung der Grundannahmen: Resümee.....	62
2.4. Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen .....	64
2.4.1 Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen: Standardstrategien...	66
2.4.2 Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen: Strategie nach Schurz.....	74

2.4.3 Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen: Strategie nach Gebharter & Retzlaff.....	84
2.4.4 Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen: Resümee.....	92
<b>2.5. Kausalität: Resümee .....</b>	<b>95</b>
<b>3. Quantenmechanik.....</b>	<b>100-178</b>
<b>3.1. Quantenmechanik: Überblick.....</b>	<b>100</b>
<b>3.2. Physikalische Experimente. Welle oder Teilchen? .....</b>	<b>110</b>
3.2.1 Physikalische Experimente: Das Mach-Zehnder Interferometer ....	112
3.2.2 Physikalische Experimente: Das Doppelspaltexperiment .....	118
3.2.3 Pyhsikalische Experimente: Das EPR/B-Experiment.....	124
3.2.4 Physikalische Experimente: Resümee .....	134
<b>3.3. Mathematische Formalisierung. Quantenmechanik versus Bohmsche Mechanik.....</b>	<b>136</b>
3.3.1 Mathematische Formalisierung: Quantenmechanik.....	137
3.3.2 Mathematische Formalisierung: Bohmsche Mechanik.....	148
3.3.3 Mathematische Formalisierung: Resümee.....	152
<b>3.4. Interpretationen der Quantenmechanik .....</b>	<b>154</b>
3.4.1 Interpretationen der Quantenmechanik: Die Kopenhagener Deutung .....	157
3.4.2 Interpretationen der Quantenmechanik: Die GRW-Interpretation	164
3.4.3 Interpretationen der Quantenmechanik: Die De-Broglie-Bohm-Interpretation .....	169
3.4.4 Interpretationen der Quantenmechanik: Die Viele-Welten-Interpretation .....	170
3.4.5 Interpretationen der Quantenmechanik: Resümee .....	172
<b>3.5. Quantenmechanik: Resümee .....</b>	<b>175</b>

<b>4. Kausalität &amp; Quantenmechanik.....</b>	<b>179-229</b>
<b>4.1. Kausalität &amp; Quantenmechanik: Überblick.....</b>	<b>179</b>
<b>4.2. Kausale Netze. MZI-Experimente .....</b>	<b>181</b>
4.2.1 Kausale Netze: Modellierung von MZI-Experimenten .....	183
4.2.2 Kausale Netze: Strategien zur Beseitigung kausaler Markov- Verletzungen & MZI-Experimente mit einzelnen Photonen .....	192
<b>4.3. Kausale Netze. Doppelspaltexperimente.....</b>	<b>202</b>
4.3.1 Kausale Netze: Modellierung von Doppelspaltexperimenten .....	205
4.3.2 Kausale Netze: Strategien zur Beseitigung kausaler Markov- Verletzungen & Doppelspaltexperimente mit einzelnen Photonen .....	207
<b>4.4. Kausale Netze. EPR/B-Experimente.....</b>	<b>213</b>
4.4.1 Kausale Netze: Modellierung von EPR/B-Experimenten.....	216
4.4.2 Kausale Netze: Strategien zur Beseitigung kausaler Markov- Verletzungen & EPR/B-Experimente .....	220
<b>4.5. Kausalität &amp; Quantenmechanik: Resümee .....</b>	<b>226</b>
<b>5. Schluss .....</b>	<b>230-239</b>
<b>5.1. Schluss: Resümee.....</b>	<b>230</b>
<b>5.2. Fazit .....</b>	<b>236</b>
<b>5.3. Ausblick .....</b>	<b>237</b>
<b>6. Literaturverzeichnis.....</b>	<b>240-249</b>

# 1. Einleitung

---

## 1.1. Einleitung: Überblick

Sind kausale Strukturen Fiktion oder Realität? Es gibt gute Gründe anzunehmen, dass kausale Strukturen ontologisch real sind. Außerdem gibt es gute Gründe anzunehmen, dass neben kausalen Strukturen auch nicht-kausale Strukturen der Realität angehören. In dieser Arbeit präzisiere ich den Inhalt dieser beiden Hypothesen, um sie dann zu begründen. Doch zunächst möchte ich erklären, warum sich die Fragestellung ergibt.

Als Kausalität wird der Zusammenhang zwischen Ereignissen (oder Eigenschaften) bezeichnet, die in einer Ursache-Wirkungs-Relation zueinander stehen. Was Kausalität genau ausmacht und wie sie von anderen Relationen zwischen Ereignissen, z. B. der Korrelation, abzugrenzen ist, wurde bis heute noch nicht vollständig aufgeklärt (siehe Kapitel 2.1). Dennoch liegt es in der Natur des Menschen, Ereignisse nach Ursache und Wirkung zu ordnen. Im alltäglichen Gebrauch hinterfragen wir weder, dass eine Ursache zeitlich vor ihrer Wirkung eintritt, noch, dass eine Ursache ihre Wirkung hervorbringt, diese Wirkung aber nicht ihre Ursache, und genauso wenig, dass Ursache und Wirkung räumlich nahe beieinanderliegen (vgl. Hüttemann 2013, S. 7). Kausalität ist als Kategorie unseres Verstandes ein Fundament der Erkenntnis. Sie verleiht uns Ordnung und Struktur, ohne sie könnten wir unsere Umwelt nicht verstehen. Eine mutmaßlich evidenzbasierte Gewissheit gegenüber diesen Thesen wird dann ausgehebelt, sobald quantenmechanische Prozesse eine Rolle spielen. Hinsichtlich gewisser quantenphysikalischer Phänomene greifen kausaltheoretische Annahmen nicht. Als eines der am häufigsten in der Literatur diskutierte quantenphysikalische Phänomene, steht die Quantenverschränkung in einem Konflikt mit der kausaltheoretischen Annahme der Lokalität (vgl. Glymour 2006; Hausman & Woodward 1999, S. 564; Näger 2015; Wood & Spekkens 2015). Diese Annahme ist als ein Prinzip der Relativitätstheorie formuliert, die sogenannte (kausale) Einstein-Lokalität, und besagt, dass es kausale Prozesse schneller als Licht nicht gibt (vgl. Friebe et al. 2015, S. 128). Nun wirkt sich aber



eine lokale Operation an einem der Teilsysteme quantenverschränkter Gesamtsysteme auf die Zustände der anderen Teilsysteme mit der Besonderheit aus, dass dies unverzüglich und unabhängig von deren Distanz zueinander geschieht (vgl. Audretsch 2005, S. 110). In einem Experiment aus dem Jahr 2007 (Ursin et al. 2007) wurden polarisationsverschränkte<sup>1</sup> Photonenpaare (Gesamtsystem) auf den Kanarischen Inseln in La Palma am Roque de los Muchachos Observatorium in einem antiparallelen Zustand erzeugt. Wenn der verschränkte Gesamtzustand antiparallel ausgerichtet ist, dann postuliert die Theorie, dass man den Polarisationszustand des einen Photons (Teilsystem) instantan antiparallel zum gemessenen Zustand des verschränkten Partnerteilchens (Teilsystem) antrifft. Wird beispielsweise das eine Photon in einem horizontalen Polarisationszustand gemessen, dann ist das andere in der Theorie instantan vertikal polarisiert. Dieses Verhalten fand in dem Experiment Bestätigung, indem eines der polarisationsverschränkten Photonen zur über 144 km entfernten Nachbarinsel Teneriffa an das Teleskop OGS gesendet wurde, während die Messung der Polarisation am Partnerteilchen in La Palma stattfand. Zwischen den Eigenschaften der Teilsysteme besteht also ein Wirkzusammenhang, der mit kausaltheoretischen Überlegungen nicht vereinbar ist, da sonst die Existenz von überlichtschnellem Informationsaustausch angenommen würde.

Aus jenen Konflikten zwischen quantenphysikalischen Phänomenen und kausaltheoretischen Annahmen resultiert die Fragestellung, ob sich kausale Interpretationen tatsächlich rechtfertigen lassen: Drücken Wahrscheinlichkeitsaussagen gesetzliche Regelmäßigkeiten aus, die auf ontologisch real existierende kausale Strukturen basieren oder sind kausale Strukturen ein Konstrukt des menschlichen Geistes und der Begriff der Kausalität wird von uns lediglich in die Welt gelegt? Als eine der erfolgreichsten Theorien der Kausalität macht die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 1993) die metaphysische Annahme, dass stabile probabilistische Abhängigkeiten in der Welt auf kausale Strukturen zurückzuführen sind und nicht spontan erfolgen. Der Aufbau der

---

<sup>1</sup> Die Polarisation eines Photons gibt die Richtung seines elektrischen Feldvektors an, d. h. die Schwingungsrichtung seiner zugeordneten Wellenfunktion.

Theorie ermöglicht es, ihre metaphysische Annahme zu überprüfen und damit der einleitenden Fragestellung auf den Grund zu gehen, nämlich, ob kausale Strukturen Fiktion oder Realität sind.

## 1.2. Problembereich & Fragestellung

Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 1993) ist aus empirischer Sicht der derzeit vielversprechendste kausaltheoretische Ansatz auf dem Markt. Anders als klassische Theorien der Kausalität wie die von Lewis (1973a), Reichenbach (1956) oder Suppes (1970a), beansprucht die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze keine explizite Definition von Kausalität anzugeben. Vielmehr verbindet sie durch die Angabe mehrerer Axiome, wie viele erfolgreiche empirische wissenschaftliche Theorien, kausaltheoretische Vorstellungen mit empirischen Daten. Durch die Axiome der kausalen Bayes-Netz-Theorie ist uns ein mächtiges Werkzeug gegeben, mit dem sich einerseits kausale Hypothesen bilden und testen lassen, und das uns andererseits kausale Strukturen aus empirischen Daten zu gewinnen ermöglicht.

Die Idee, (Un-)Abhängigkeitsrelationen zwischen Ereignissen in der Welt durch eine kausale Struktur wiederzugeben, geht zurück auf Sewall Wright (1921) und auch Hans Reichenbach (1956) formuliert diese in seiner Arbeit. Die Entwicklung der graphischen Repräsentation kausaler Strukturen durch sogenannte Bayes-Netze<sup>2</sup> wurde durch Clark Glymour und seinen Studenten um 1990 (Glymour, Spirtes & Scheines 1991; Spirtes, Glymour & Scheines 1993) und später durch Judea Pearl (2000) etabliert. Ein Bayes'sches Netz ist dabei ein Kausalmodell  $(G, P)$ , das sich aus einem kausalen Graphen  $G$  und eine durch  $G$  repräsentierte Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  zusammensetzt. Das Herzstück der kausalen Bayes-Netz-Theorie bilden im Wesentlichen zwei Axiome, durch die vermittelt wird, wie kausale Graphen  $G$  mit Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $P$  zu verknüpfen sind: Die kausale Markov-Bedingung und die Faithfulness-Bedingung<sup>3</sup>. Während durch die kausale Markov-Bedingung eine

---

<sup>2</sup> Essentielle Arbeiten zu den Bayes-Netzen leistete Judea Pearl (1988). Richard E. Neapolitan (1990) fasste die bis dato verstreuten Arbeiten über Bayes-Netze in einem Gesamtwerk zusammen.

<sup>3</sup> An dieser Stelle möchte ich auf die folgenden zwei schwächeren Axiome gegenüber der Faithfulness-Bedingung verweisen: Die Bedingung der kausalen Minimalität als Gegenspieler zur lokalen Version der kausalen Markov-Bedingung und die Bedingung der Produktivität als Gegenspieler zur globalen Fassung der kausalen Markov-Bedingung (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 2.3). Die Nennung der Faithfulness-Bedingung wird dann relevant, sobald der empirische Gehalt der Theorie analysiert wird (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 3.1 und Abschnitt 3.2).

kausale Verbindung zwischen probabilistisch abhängigen Ereignissen gefordert wird, lässt die Faithfulness-Bedingung eine kausale Verbindung ausschließlich zwischen probabilistisch abhängigen Ereignissen zu. Die Konjunktion beider Bedingungen ermöglicht es somit, kausale Netze zu konstruieren, an denen sich alle probabilistischen (Un-)Abhängigkeiten eines Anwendungskontextes ablesen lassen.

Nun ist es ein Postulat der kausalen Bayes-Netz-Theorie, dass kausale Strukturen ontologischer Natur sind und so stellt sich die Frage, ob es sie tatsächlich in der Welt gibt oder ob sie nur von uns aufgrund von Wahrscheinlichkeitsaussagen, die aus unserer Perspektive gesetzliche Regelmäßigkeiten ausdrücken, über die Welt gelegt werden. Schurz und Gebharder (vgl. 2016, Abschnitt 2.2) zeigten, dass kausale Strukturen unerlässlich zur Erklärung von zwei stabilen probabilistischen Konditionalisierungseigenschaften sind: Screening off und Linking up. Die Eigenschaft „Screening off“ beschreibt das Phänomen der Abschirmung: Zwei probabilistisch abhängige Ereignisse  $E_1$  und  $E_2$  werden genau dann durch ein drittes Ereignis  $E_3$  abgeschirmt, wenn die Abhängigkeitsrelation zwischen  $E_1$  und  $E_2$  durch Konditionalisierung auf  $E_3$  verschwindet. Hingegen beschreibt die Eigenschaft „Linking up“ das Phänomen der Verknüpfung: Zwei probabilistisch unabhängige Ereignisse  $E_1$  und  $E_2$  werden genau dann durch ein drittes Ereignis  $E_3$  verknüpft, wenn sie gegeben  $E_3$  abhängig werden. Die beste Erklärung für diese beiden Phänomene besteht gemäß Schurz und Gebharder (2016, Abschnitt 2.2) erstens in der Annahme einer binären Abhängigkeitsbeziehung zwischen Ereignissen und zweitens in der Annahme, dass diese binären Abhängigkeitsbeziehungen gerichtet sind. Mit dem Schluss auf die beste Erklärung lassen sich daher kausale Strukturen als ontologisch real rechtfertigen. Damit besitzt die Konjunktion der Axiome – jedoch keines isoliert betrachtet – empirischen Gehalt (vgl. Schurz & Gebharder 2016), sodass nicht nur die durch die Theorie erzeugten Kausalmodelle, sondern die Theorie als Ganzes empirisch testbar ist. Diesen Test wird die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze nun bedingt durch den Anwendungskontext des Quantenkosmos durchlaufen müssen.

Quantenphysikalische Phänomene wie die Quantenverschränkung (vgl. Glymour 2006; Hausman & Woodward 1999, S. 564; Näger 2015, Wood & Spekkens 2015) oder

die durch die Quantenmechanik dualistisch beschriebene zeitliche Entwicklung von Quantensystemen (Retzlaff 2017) erzeugen kausaltheoretische Probleme. Nimmt man das mächtige Werkzeug der kausalen Bayes-Netz-Theorie in die Hand, um die kausale Struktur von quantenphysikalischen Phänomenen zu ergründen, erhält man Kausalmodelle, die mindestens eine der beiden wesentlichen Axiome (kausale Markov-Bedingung oder Faithfulness-Bedingung) dieser Theorie verletzen. Als Konsequenz können wir auf der Basis dieser beiden Axiome keine adäquate kausale Repräsentation des problematischen Anwendungskontextes erzeugen. Während bekannte Verletzungen der Faithfulness-Bedingung auf nicht robuste probabilistische Unabhängigkeiten zwischen Ereignissen zurückgeführt werden können (Schurz, Gebharder 2016, Abschnitt 3.2), wird mit einer Verletzung der kausalen Markov-Bedingung hingegen die durch sie zum Ausdruck gebrachte metaphysische Grundannahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie, dass stabile probabilistische Abhängigkeiten zwischen Ereignissen in der Welt das Resultat von kausalen Strukturen seien und nicht spontan erfolgen, in Frage gestellt. Müssen wir in der Konklusion diese metaphysische Grundannahme aufgeben oder zumindest im Bereich des Quantenkosmos fallen lassen? Oder ist es möglich, die Theorie der kausalen Bayes-Netze so zu modifizieren, dass sie auch den Bereich des Quantenkosmos erfasst?

### 1.3. Forschungsstand

Quantenphysikalische Phänomene stehen in einem Konflikt mit kausaltheoretischen Annahmen. Eine große Bedeutung in der Verknüpfung von Kausalität und Quantenmechanik besitzt die Quantenverschränkung. Die Quantenverschränkung steht in einem Konflikt mit der kausaltheoretischen Annahme der Lokalität: Befindet sich ein Gesamtsystem in einem verschränkten Zustand, so hat die lokale Operation an einem der Teilsysteme Auswirkung auf die Zustände der anderen Teilsysteme mit der Besonderheit, dass dies unverzüglich und unabhängig von deren Distanz geschieht (vgl. Audretsch 2005, S. 110). Als Konsequenz ist es nicht möglich, einen kausalen Graphen zu erzeugen, der den kausalen Kontext der Quantenverschränkung im Sinne der kausalen Bayes-Netz-Theorie adäquat repräsentiert: Eine der beiden Axiome, die kausale Markov-Bedingung oder die Faithfulness-Bedingung, ist verletzt (vgl. Glymour 2006; Hausman & Woodward 1999, S. 564; Näger 2015; Wood & Spekkens 2015). Das Phänomen der Quantenverschränkung stellt allerdings keine Ausnahme mit Konfliktpotential hinsichtlich kausaltheoretischer Annahmen dar. Wie ich zeigte (Retzlaff 2017), erzeugt auch die durch die Quantenmechanik dualistisch beschriebene zeitliche Entwicklung von Quantensystemen kausaltheoretische Probleme, indem eine Verletzung der kausalen Markov-Bedingung zu verzeichnen ist. Aber nicht nur im Mikrokosmos, sogar im Makrokosmos gibt es Gegenbeispiele mit Blick auf die kausale Markov-Bedingung. Das prominenteste der Gegenbeispiele ist Cartwrights Chemiefabrik (Cartwright 1999a, 1999b, 2007). In diesem fiktiven Beispiel produziert eine Chemiefabrik eine Chemikalie mit Wahrscheinlichkeit 0,8 und einen Schadstoff, der als Nebenprodukt bei der Produktion der Chemikalie anfällt. Die bestehende Abhängigkeitsrelation zwischen den beiden Ereignissen (Produktion der Chemikalie und Produktion des Schadstoffs) wird durch die gemeinsame Ursache (Aktivität der Chemiefabrik) nicht abgeschirmt: Die Aktivität der Chemiefabrik lässt nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.8 auf die Produktion der Chemikalie schließen. Sofern die aktive Fabrik allerdings Schadstoff erzeugt hat, lässt sich mit Sicherheit auf die Produktion der Chemikalie schließen. Infolgedessen besteht eine probabilistische

Abhängigkeitsrelation zwischen den beiden Effekten, die nicht vollständig auf die gemeinsame Ursache zurückzuführen ist. Sollte zwischen den Effekten allerdings keine andere Kausalverbindung vorliegen als jene, die über eine gemeinsame Ursache vermittelt wird, dann verletzt das Beispiel von Cartwright (Cartwright 1999a, 1999b, 2007) die kausale Markov-Bedingung. Die kausale Markov-Bedingung impliziert nämlich die Eigenschaft, dass Ursachen ihre Effekte voneinander abschirmen, sofern keine andere Kausalverbindung zwischen den Effekten vorliegt.

Nun existieren zwar Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung, doch bevor deswegen direkt die kausale Markov-Bedingung in Frage gestellt wird, die ja gerade die metaphysische Grundannahme der Theorie – stabile Abhängigkeiten seien das Resultat von einer zugrundeliegenden kausalen Struktur – bildet, hinterfragen Standardstrategien zur Auflösung des Problems der kausalen Markov-Verletzung die Kausalmodelle, die sie verletzen. Die meisten dieser Strategien nehmen an, dass Details in den Kausalmodellen fehlen, wie kausale Verbindungen, verborgene gemeinsame Ursachen, oder aber, dass die Variablen selbst nicht korrekt gewählt sind (vgl. Glymour 1999; Hausman & Woodward 1999; Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 2000). Problematisch an solchen Strategien ist, dass die resultierenden Kausalmodelle einen Determinismus postulieren. Eine deterministische Beschreibung würde die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung in den Gegenbeispielen zwar aufheben, allerdings ist die Quantenmechanik, auf die sich fast jeder Wissenschaftler zur Beschreibung quantenphysikalischer Phänomene bezieht, eine indeterministische Theorie. Als Ausweg bleibt entweder, einer deterministischen Theorie wie der Bohmschen Mechanik (Bohm 1952a, 1952b) zu folgen (vgl. Retzlaff 2017) oder aber die Gegenbeispiele zumindest im Quantenkosmos ernst zu nehmen.

Nimmt man die Gegenbeispiele ernst, so wie es Näger (2013) und Schurz (2017) als erste Autoren in dieser Debatte tun und Gebharder und Retzlaff (2018) fortführen, befindet man sich zunächst erneut in der Misere, die kausale Markov-Bedingung hinterfragen zu müssen und damit auch implizit die aus ihr resultierenden metaphysischen Annahme, dass stabile Abhängigkeiten auf kausale Strukturen zurückzuführen seien. In diesem Zusammenhang gibt es zwei unterschiedliche

Strategien, um mit jener kausalen Problematik umzugehen. Eine der beiden Strategien wurde von Schurz (2017), die andere von Gebharter und Retzlaff (2018) entwickelt. Schurz (2017) Lösungsstrategie besteht darin, die Klassen der bisher als ontologisch real gerechtfertigten Kausalstrukturen um eine weitere zu ergänzen. Dazu charakterisiert Schurz (2017) die bekannten Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung: Allesamt beschreiben sie Zerfallsprozesse, die spontan erfolgen und durch Erhaltungsgrößen begleitet werden, welche die stabile Abhängigkeitsrelation zwischen den Zerfallserzeugnissen prägen. Die kausaltheoretische Repräsentation dessen erfolgt gemäß Schurz (2017) durch eine sogenannte interaktive gemeinsame Ursachenstruktur, die im Unterschied zur gewöhnlichen gemeinsamen Ursachenstruktur auch dann probabilistische Korrelationseinflüsse zwischen den Effektvariablen transportiert, wenn auf gewisse Werte der interaktiven Ursachenvariablen konditionalisiert wird. Damit schirmt eine interaktive gemeinsame Ursachenvariable – im Gegensatz zur gewöhnlichen Ursachenvariable – ihre Effektvariablen nicht notwendigerweise voneinander ab. Um eine derartige kausaltheoretische Repräsentation zu gewährleisten, nimmt Schurz (2017) eine Revision der kausalen Markov-Bedingung vor, indem er ein schwächeres Abschirmkriterium formuliert, das nun auch interaktive gemeinsame Ursachenstrukturen mit einbezieht. Anknüpfend an Schurz' Hypothese (2017), die Kombination aus Indeterminismus und in einem weiter gefassten Sinne involvierte Distributionsprinzipien als Grund für die nicht-abschirmende Ursachenstruktur zu verstehen, besteht die Lösungsstrategie nach Gebharter und Retzlaff (2018) hingegen darin, die Einführung von spezifischen an gewisse Distributionseigenschaften von Erhaltungsgrößen gekoppelte nicht-kausale Strukturen zu motivieren. Dieser Ansatz erhält die allgemeine Fassung der kausalen Markov-Bedingung, die sogenannte Markov-Bedingung, nach welcher stabile probabilistische Abhängigkeiten in der Welt auf Strukturen im Allgemeinen basieren.



## 1.4. Vorgehensweise & Ziel

In dieser Arbeit wende ich die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 1993) auf quantenmechanische Experimente an, um die metaphysische Grundannahme dieser Theorie, dass stabile probabilistische Abhängigkeiten in der Welt auf zugrundeliegende kausale Strukturen basieren und nicht spontan erfolgen, zu überprüfen. Dazu untersuche ich die drei Typen von quantenmechanischen Experimenten kausaltheoretisch, durch welche die quantenmechanischen Phänomene bisher aufgedeckt wurden: Experimente im Mach-Zehnder Interferometer, Doppelspaltexperimente und EPR/B-Experimente. Als Resultat verletzen sie allesamt in den erzeugten Kausalmodellen die kausale Markov-Bedingung, durch welche die metaphysische Grundannahme dieser Theorie zum Ausdruck gebracht wird. Wie sollen wir mit einem solchen Resultat nun umgehen? Müssen wir in der Konklusion diese metaphysische Grundannahme aufgeben oder zumindest im Bereich des Quantenkosmos fallen lassen? Oder ist es möglich, die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze so zu modifizieren, dass sie auch den Bereich des Quantenkosmos erfasst?

Ich komme in dieser Arbeit zu dem Schluss, dass wir die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (Pearl 2009; Spirtes, Glymour & Scheines 2000) derart modifizieren können, sodass sie auch auf quantenmechanische Prozesse anwendbar ist. Für diesen Zweck sind die Klassen der bis dato als ontologisch real gerechtfertigten Kausalstrukturen um eine weitere zu ergänzen, entweder um die Klasse der interaktiven gemeinsamen Ursachenstruktur (vgl. Schurz 2017) oder um eine Klasse von spezifischen nicht-kausalen Strukturen (vgl. Gebharder & Retzlaff 2018). Eine Erweiterung der kausalen Bayes-Netz-Theorie um die Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache verlangt eine Revision der kausalen Markov-Bedingung, indem ein schwächeres Abschirmkriterium zu formulieren ist, um die Eigenschaften von interaktiven Ursachen mit einbeziehen zu können (vgl. Schurz 2017). Eine Erweiterung um jene nicht-kausale Strukturen würde hingegen das kausale Problem der Quantenphänomene vermeiden, indem sie sich auf die ursprüngliche Markov-Bedingung bezieht. Oder aber die

Quantenmechanik ist nur epistemisch wertvoll, da sie die korrekten Prognosen abbildet, allerdings das ontologische Spiegelbild so verzerrt, dass Alternativtheorien wie die Bohmsche Mechanik in Hinblick auf metaphysische Fragestellungen diskutiert werden sollten, um ein angemesseneres Weltbild zu schaffen. Verhält sich der Mikrokosmos so, wie es die Bohmsche Mechanik vermittelt, dann entstehen kausaltheoretische Probleme erst gar nicht.

Um das Resultat dieser Arbeit formulieren zu können, analysiere ich in einem ersten Kapitel unter Bezugnahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie das Prinzip der Kausalität, nachdem jedes Ereignis eine Ursache hat. Dazu skizziere ich zunächst die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (Kapitel 2.2), die zum Ziel die adäquate Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur eines beliebigen Kontextes aus der Welt hat, der uns nur über probabilistische Relationen zwischen Ereignissen oder Eigenschaften dieses Kontextes zugänglich ist. Nun ist es ein Postulat der Theorie, dass kausale Strukturen ontologischer Natur sind, das sich aber durch den Schluss auf die beste Erklärung rechtfertigen lässt (Kapitel 2.2.1). Das Erscheinungsbild der kausalen Struktur eines Kontextes wird durch die Axiome der Theorie aufgedeckt, die empirischen Gehalt für die Theorie erzeugen (Kapitel 2.2.2). Allerdings gibt es Fälle, in denen die Axiome dieser Theorie verletzt sind (Kapitel 2.3). Während die Fälle der Faithfulness-Verletzung als nicht-robust charakterisiert werden können (Kapitel 2.3.1), sind die der kausalen Markov-Verletzung als robust einzuordnen (Kapitel 2.3.2). Nun wird die metaphysische Grundannahme dieser Theorie, dass stabile Abhängigkeitsrelationen auf kausale Strukturen zurückzuführen sind und nicht zufällig erfolgen, durch die kausale Markov-Bedingung zum Ausdruck gebracht und insofern stellt eine robuste Verletzung dieser Bedingung die Grundannahme in Frage. Auf der anderen Seite gibt es aber gute Gründe, kausale Strukturen in der Welt anzunehmen, sodass bereits unterschiedliche Strategien zur Beseitigung der kausalen Markov-Verletzung entwickelt wurden (Kapitel 2.4). Während Standardstrategien die erzeugten Kausalmodelle als falsch erachten und sie um kausale Elemente vervollständigen (Kapitel 2.4.1), werden die Klassen der bisher als ontologisch real gerechtfertigten Kausalstrukturen durch Schurz (2017) um eine weitere ergänzt, was eine Revision der kausalen Markov-Bedingung nach sich zieht (Kapitel

2.4.2), und durch die Strategie nach Gebhardter & Retzlaff (2018) um nicht-kausale Elemente erweitert, wodurch auf die allgemeine Fassung der kausalen Markov-Bedingung verwiesen wird (Kapitel 2.4.3). In einem nächsten Kapitel stelle ich dann die Quantenmechanik vor und insbesondere drei Typen von quantenmechanischen Experimenten: MZI-Experimente, Doppelspaltexperimente und EPR/B-Experimente (Kapitel 3.2.). Die Ergebnisse der Experimente mit einzelnen Quantensystemen zeigen in Abhängigkeit des experimentellen Aufbaus einmal die Ergebnisse von Experimenten mit wellenartigen Entitäten und ein andermal die Ergebnisse von Experimenten mit teilchenartigen Entitäten. Dieser kontraintuitive Ausgang bietet Raum für Interpretationen, die ich in Kapitel 3.4. vorstelle, nachdem ich die mathematische Beschreibung dessen skizzierte (3.3.). In dem daran anschließenden dritten Teil dieser Arbeit führe ich die Resultate aus dem ersten Teil (Kausalität) und die Resultate aus dem zweiten Teil (Quantenmechanik) zusammen, um zu überprüfen, ob alle drei Typen von quantenmechanischen Experimenten kausaltheoretische Probleme erzeugen (Kapitel 4.1, 4.2 und 4.3). Es zeigt sich, dass sie allesamt in den erzeugten Kausalmodellen die kausale Markov-Bedingung verletzen, sofern die Quantenmechanik das wahre Verhalten von Quantensystemen beschreibt (Kapitel 4.1.1, 4.2.1 und 4.3.1). Daraufhin wende ich die Strategien zur Beseitigung der kausalen Markov-Verletzung an und erhalte eine Abbildung zwischen ihnen und den im zweiten Teil dieser Arbeit vorgestellten quantenphysikalischen Interpretationen (Kapitel 4.1.2., 4.2.2 und 4.3.2). So komme ich durch den Schluss auf die beste Erklärung zu dem Ergebnis (Kapitel 5), dass wir kausale Strukturen als ontologisch real annehmen können, sowohl im Makrokosmos als auch im Mikrokosmos. Nun ist es dann eine Frage der ontologischen Weltanschauung, ob die kausale Bayes-Netz-Theorie allgemeingültig ist (Bohmsche Mechanik) oder erweitert werden muss (Quantenmechanik), entweder um die Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache (vgl. Schurz 2017) oder um nicht-kausale Strukturen (vgl. Gebhardter & Retzlaff 2018), sodass sie Allgemeingültigkeit erlangt.

## 2. Kausalität

---

### 2.1. Kausalität: Überblick

Kausalität bezeichnet das Verhältnis von Ursache und Wirkung. Der etymologische Ursprung des Begriffs Kausalität liegt im Mittellateinischen und leitet sich von „causalitas“ ab, was so viel bedeutet wie Ursächlichkeit. Der Begriff Ursache wurde aus dem Lateinischen „causa“ übersetzt, dieser wiederum aus dem Griechischen „aitia“ und bedeutete ursprünglich so viel wie Schuld (vgl. Hüttemann 2013, S. 6). Kausalwissen ist wichtig, so Hüttemann (vgl. 2013, S.4-5), um Ereignisse erklären zu können – Warum ist ein Ereignis eingetreten und wie ist es eingetreten? —, sodass es möglich ist, sie vorherzusagen (um sich auf ein Ereignis einstellen zu können), gezielt einzugreifen (damit ein Ereignis verhindert oder zumindest hinausgezögert werden kann) und letztendlich jemanden für ein Ereignis verantwortlich zu machen. Kausalität ist damit von fundamentaler Bedeutung. Nun beobachten wir jedoch in der Welt keine modale Kraft einer Ursache, die ihre Wirkung erzwingt. Wir beobachten lediglich Ereignisse, die in Zeit und Raum derart zueinanderstehen, dass wir ihnen das Verhältnis von Ursache und Wirkung zuschreiben. Daher stellt sich die Frage, worauf wir uns genau beziehen, wenn wir von solch einem Verhältnis Gebrauch machen. Um sich einer Antwort auf diese Frage zu nähern, möchte ich in diesem Kapitelabschnitt einen Überblick über metaphysische Konzepte zum Thema der Kausalität geben. Dadurch werden wir die Komplexität dieses Themas erfassen und die Schwierigkeit erkennen, ad hoc eine adäquate Definition für den Begriff der Kausalität geben zu können.

Die metaphysischen Konzepte zum Thema der Kausalität bilden grob drei zueinander unterscheidbare Klassen: Die Klasse der Kausalkonzepte, die den Begriff der Kausalität als uns einen a priori gegebenen verstehen. Die Klasse der Kausalkonzepte, die den Begriff der Kausalität als einen aposteriorisch erlernten ausmachen und die derjenigen, die Kausalität als für ontologisch inexistent erklären und infolgedessen dafür plädieren, den Begriff der Kausalität aus unserem Sprachgebrauch zu eliminieren. Das

Kausalkonzept der erstgenannten Klasse entwickelte sich chronologisch betrachtet aus den Ideen der Rationalisten heraus, geprägt wurde es aber maßgeblich durch Immanuel Kant (1781/1787/1956). Ihm zufolge liegen die Grundbegriffe der Erkenntnis im reinen Verstand, zu denen auch der Begriff der Kausalität gehöre (vgl. Kant 1781/1787/1956, S. 118). Die Verstandeskategorie der Kausalität lege dabei als das Verhältnis von Ursache und Wirkung eine objektive Zeitfolge in die Anschauung, indem erst durch sie die Wahrnehmungseindrücke nach Ursache und Wirkung – wobei die Wirkung als Folge in der Zeit durch ihre Ursache bestimmt wird – geordnet werden; und nicht bloß durch die subjektive Zeitfolge der Wahrnehmungen. Denn während der Wahrnehmungseindruck eines den Strom abwärtsstrebenden Schiffes oberhalb des Stromes immer zeitlich vor jedem Wahrnehmungseindruck des Schiffes weiter unterhalb des Stromes erfolgen muss, ist die Reihenfolge der Wahrnehmungseindrücke eines Hauses beliebig (siehe Beispiel Kant 1781/1787/1956, S. 244-245). Die Verstandeskategorie der Kausalität begründe also eine Ordnungsrelation, vermittels dieser Veränderungen in der Zeitfolge von der Ursache hin zur Wirkung geschehen. Der Grundsatz der Zeitfolge findet in der zweiten Analogie Kants seinen Ausdruck:

*„Alle Veränderungen geschehen nach dem Gesetze der Verknüpfung der Ursache und Wirkung.“* (Kant 1781/1787/1956, S. 241)

Die Verstandeskategorie der Kausalität ist nach Kant damit unerlässlich, um Erfahrung zu generieren. Denn nur durch sie können die uns affizierenden Sinnesdaten in eine zeitliche Abfolge gebracht werden, sodass Wahrnehmungseindrücke strukturiert erfolgen.

Demgegenüber – und vor allem den Ideen der Rationalisten gegenüber - steht die Metaphysik des Kausalbegriffs David Humes (1739-40/1978, 1739-40/1978), welche Kant aus seinen „dogmatischen Schlummer“<sup>4</sup> erwachen lies. Hume meint, anders als

---

<sup>4</sup> Der Rationalismus gab Kant vorerst seine dogmatische Denkrichtung, bis er dieser, ausgelöst durch Humes Metaphysik – die Kant allerdings nicht unterzeichnete –, eine scharfe Kritik unterzog und die dualistische Tätigkeit vom reinen Verstand und der Sinnlichkeit ableitete (vgl. Schrenk 2017, S. 54): „Gedanken ohne Inhalt sind leer, Anschauungen ohne Begriffe sind blind.“ (Kant 1781/1787/1956, S. 95)

Kant, der Begriff der Kausalität sei aposteriorisch erlernt (vgl. Hume 1739-40/1978, S. 172) und ist damit als ein Vertreter der zweitgenannten Klasse der Kausalkonzepte zu benennen. Denn wäre uns die modale Kraft der Ursache bereits a priori gegeben, so müssten wir laut Hume (vgl. 1756/1984, S. 78) auch ohne Erfahrung von der Ursache auf die Wirkung schließen können; dies sei aber nicht der Fall:

*„Da ferner die Vorstellung der Kraft, vermöge welcher ein Gegenstand einen anderen hervorruft, niemals aus der bloßen Vorstellung der Gegenstände gewonnen werden kann, so ist klar, daß die Beziehungen von Ursache und Wirkung Relationen sind, von denen wir durch Erfahrung und nicht durch abstraktes Schließen, und Nachdenken Kenntnis erlangen.“* (Hume 1739-40/1978, S. 94)

Das Verhältnis von Ursache und Wirkung ist also gemäß Hume (vgl. 1739-40/1978, S. 104) nicht a priori erfahrbar. Ihm zufolge (vgl. Hume 1739-40/1978, S. 172) nötigt uns eine wiederkehrende zeitliche Abfolge von Ereignissen, diesen das Verhältnis von Ursache und Wirkung zu zuschreiben. Jene Nötigung des Geistes sei es, welche uns eine Vorstellung von der notwendigen Verknüpfung dieser Ereignisse aufdrängt (vgl. Hume 1739-40/1978, S. 211). So bildet Hume (1739-40/1978, S. 229-230), auf der Basis seiner Erkenntnis, eine Definition der Ursache:

*„[...] Ursache heißt ein Gegenstand, der einem anderen voraufgeht und räumlich benachbart ist, sofern zugleich alle Gegenstände, die jenem ersteren gleichen in der gleichen Beziehung der Aufeinanderfolge und räumlichen Nachbarschaft zu den Gegenständen stehen, die diesem letzteren gleichen.“* (Hume 1739-40/1978, S. 229-230)

Gemäß dieser Definition Humes gäbe es also drei Merkmale einer Kausalbeziehung: Die raumzeitliche Nähe, die zeitliche Priorität und die Regelmäßigkeit der Aufeinanderfolge von Vorstellungen. Zu den Merkmalen gehöre die Regelmäßigkeit aber nicht die

Notwendigkeit, da die Vorstellung von der Notwendigkeit nicht in den Dingen an sich zu finden sei, sondern, vom Geiste zum Ausdruck gebracht, aus der Gewohnheit heraus entstünde:

*„Den Anstoß der einen Billardkugel begleitet eine Bewegung der zweiten. Dies ist alles, was den äussern Sinnen erscheint. Der Geist empfindet von dieser Reihenfolge der Gegenstände kein Gefühl oder innern Eindruck; folglich liegt in irgend einem einzelnen, besondern Fall von Ursache und Wirkung nichts, was die Idee von Vermögen oder notwendiger Verknüpfung eingeben könnte.“ (Hume 1756/1984: S. 77)*

Mit seiner Kausalitätstheorie gilt Hume als Begründer einer Regularitätstheorie, an die John Stuart Mill (1872, 1891) und John Leslie Mackie (1965) anknüpfen. Nun fallen aber nicht alle Regularitäten unter eine Ursache-Wirkungsbeziehung, so der Einwurf von Thomas Reid (vgl. 1788, S. 342). Oder ist die Nacht Ursache für den Tag und der Tag Ursache für die Nacht? In einer Weiterentwicklung der Regularitätstheorie durch Mill (1872), versucht jener auf diesen Einwurf zu reagieren, indem er eine weitere Bedingung für Ursache-Wirkungsbeziehungen einführt, um sie von anderen Regularitäten abzugrenzen; und zwar die der Unbedingtheit einer unveränderlichen Abfolge:

*„Wenn wir die Ursache von Etwas (in dem einzigen Sinne, in dem die gegenwärtige Untersuchung mit Ursachen etwas zu schaffen hat) definieren als »das Antecedens, dem dies Etwas unveränderlich folgt«, so gebrauchen wir diesen Ausdruck nicht als genau synonym mit folgendem »das Antecedens, welchem es in unserer vergangenen Erfahrung beständig gefolgt ist«. Eine solche Auffassungsweise würde dem sehr plausiblen Einwurf ausgesetzt sein, den Reid ausgesprochen hat, dass nämlich nach dieser Lehre die Nacht die Ursache des Tages, und der Tag die Ursache der Nacht sein muss, indem seit dem Anfange der Welt diese Naturerscheinungen aufeinanderfolgten. Für unsern Gebrauch des Wortes*

*Ursache ist es aber nothwendig, zu glauben, nicht allein, dass dem Antecedens das Consequens immer gefolgt ist, sondern auch, dass es so lange die gegenwärtige Beschaffenheit der Dinge dauert, ihm folgen wird; dies wäre aber von Tag und Nacht nicht richtig. Wir glauben nicht, dass der Tag der Nacht unter allen denkbaren Umständen folgen wird, sondern dass dies nur der Fall ist unter der Bedingung, dass die Sonne am Horizont aufgehe. Wenn die Sonne nicht mehr aufginge, was, so viel wir wissen, mit den allgemeinen Gesetzen der Materie nicht in Widerspruch steht, so würde oder könnte die Nacht ewig währen. [...] Unveränderliche Sequenz ist daher nicht synonym mit Ursache wenn die Folge ausser unveränderlich nicht auch unbedingt ist.“ (Mill 1872, 3. Buch/ 5. Kapitel/ § 5)*

Wo es gemäß Hume (vgl. 1739-40/1978, S. 229-230) noch drei Merkmale einer Kausalbeziehung gab – raumzeitliche Nähe, zeitliche Priorität und Regelmäßigkeit –, wird sie hier durch Mill um eine vierte ergänzt, nämlich die der Unbedingtheit. Während nun aber durch Humes Definition einer Ursache zu viel an Kausalbeziehungen ausfindig gemacht werden konnte, wird durch die Fassung von Mill ausgegrenzt, was eigentlich als Kausalbeziehung erfasst werden sollte, so Hüttemann (vgl. 2013, S. 70). Als Beispiel führt Hüttemann (vgl. 2013, S. 70) den Kontext einer Viruserkrankung an, der von einer Regelmäßigkeit begleitet wird. Jene Regelmäßigkeit kann jedoch durch die evolutionäre Entwicklung abhandenkommen, sodass der Virus die Krankheit nicht weiter auslöst und das Kriterium der Unbedingtheit damit ungültig ist. Durch den Einwurf Hüttemanns lässt sich nun nicht sofort die Regularitätstheorie aushebeln, er selbst reißt einen möglichen Ausweg an (vgl. Hüttemann 2013, S. 70).

Es gibt allerdings einen viel bedeutsameren Einwand, als den gerade erwähnten Hüttemanns, der nicht nur die Theorie, sondern das bis dato gesamte philosophische Bemühen rund um das Thema der Kausalität in Frage stellte. Der Einwand betrifft das Merkmal der Regularität und das der zeitlichen Priorität. Und so nehme ich anhand dessen eine Skizzierung der eingangs erwähnten dritten Klasse von Kausalkonzepten vor, die den Begriff der Kausalität für haltlos erklärt. Als ein Vertreter dieser Klasse wird



durch Ernst Mach (1896, 1897) das Merkmal der Regularität hinterfragt. Ihm zufolge gäbe es kein einziges Ereignis, das sich in gleicher Weise wiederholen lässt:

*„[...] In der Natur gibt es keine Ursache und keine Wirkung. Die Natur ist nur einmal da. Wiederholungen gleicher Fälle, in welchen A immer mit B verknüpft wäre, also gleiche Erfolge unter gleichen Umständen, also das Wesentliche des Zusammenhangs von Ursache und Wirkung, existieren nur in der Abstraction, die wir zum Zweck der Nachbildung der Thatsachen vornehmen.“ (Mach 1897, S. 474)*

Das Merkmal der Regularität entstehe also erst durch eine Abstraktion der Tatsachen. Mit ihr beschränken wir uns auf die Inhalte unserer Eindrücke, die mit einer gewissen Stabilität einhergehen (vgl. Mach 1897, S. 473). Somit seien wir es, die erst durch das Verfahren der gedanklichen Nachbildung von Tatsachen eine Regelmäßigkeit in die Welt legen. Die Merkmale eines Sachverhaltes ließen sich daher nicht durch kausales Vokabular zum Ausdruck bringen. Vielmehr bezögen wir uns bei der „kausalen“ Beschreibung eines Sachverhaltes auf die Bestandteile einer Tatsache und drücken damit ein Verknüpfungsverhältnis zwischen diesen Bestandteilen aus (vgl. Mach 1896, S. 432-433):

*„Strebt man die Spuren von Fetischismus zu beseitigen, welche dem Begriff Ursache noch anhaften, überlegt man, dass eine Ursache in der Regel nicht angebbar ist, sondern dass eine Thatsache meist durch ein ganzes System von Bedingungen bestimmt ist, so führt dies dazu, den Begriff Ursache ganz aufzugeben. Es empfiehlt sich vielmehr, die begrifflichen Bestimmungselemente einer Thatsache als abhängig voneinander anzusehen, ganz in demselben Sinne wie dies der Mathematiker, etwa der Geometer thut.“ (Mach 1896, S. 433)*

Anknüpfend an Mach hält auch Bertrand Russell (1912-13) das kausale Vokabular für überflüssig. Seine Kritik ist aber um einiges schärfer formuliert als die von Mach. Während Mach (1896: S. 430-437, 1897: S. 474-476) das kausale Vokabular eliminiert, indem er funktionale Abhängigkeiten als die wesentliche Beschreibung erklärt, hält Russell (1912-13) das Kausalgesetz für substanzlos. Zum einen kritisiert Russell (1912-13, S. 7-8) das Merkmal der Regularität, das ihm zufolge nur dann erfüllt sei, sofern es keine Störfaktoren gäbe. Nun gibt es diese aber in der Natur, sodass durch ihre Anwesenheit die Wahrscheinlichkeit für eine Wiederholung verschwindend gering sei:

*“In order to be sure of the expected effect, we must know that there is nothing in the environment to interfere with it. But this means that the supposed cause is not, by itself, adequate to insure the effect. And as soon as we include the environment, the probability of repetition is diminished, until at last, when the whole environment is included, the probability of repetition becomes almost nil”.* (Russell, 1912-13, S. 7-8)

Darüber hinaus kritisiert Russell (vgl. 1912-13, S. 15) auch das Merkmal der zeitlichen Priorität. Dieses sei aufgrund der Asymmetrie unverträglich mit den Grundgesetzen der Physik:

*“The law makes no difference between past and future : the future "determines" the past in exactly the same sense in which the past "determines" the future. The word "determine" here, has a purely logical significance : a certain number of variables "determine" another variable if that other variable is a function of them.”* (Russell, 1912-13, S. 15)

Jene beiden Kritikpunkte von Mach (1896, S. 430-437; 1897, S. 474-476) und Russell (1912-13), durch die das Merkmal der Regularität und das Merkmal der zeitlichen Priorität haltlos erscheinen, sprächen dafür, den Begriff der Kausalität aus den wissenschaftlichen Kontext zu nehmen.

Doch wie kommt es dazu, dass unsere kausalen Urteile uns nicht allzu häufig trügen? Die Kritik von Mach (1896, S. 430-437; 1897, S. 474-476) und Russell (1912-13), nach der es Kausalrelationen nicht gäbe, scheint doch überspannt, sodass zwar zunächst die Begriffe der Kausalität bis Mitte des 20. Jahrhunderts keinen Platz in der Wissenschaftstheorie hatten (vgl. Hüttemann 2013, S. 71-72), dennoch der Betrieb rund um das Thema der Kausalität wiederaufgenommen wurde und Kausalitätstheorien unter dem Blickwinkel der vorhandenen Probleme nach wie vor gebildet werden; darunter eine Weiterentwicklung der Regularitätstheorie, probabilistische Theorien, kontrafaktische Theorien und interventionistische Theorien, von denen ich im Folgenden einen kurzen Überblick schaffe. Das Ziel dieser Theorien besteht darin, unsere Kausalurteile zu rechtfertigen und im Zuge dessen eine adäquate Definition einer Ursache anzugeben.

Eine einflussreiche Weiterentwicklung der Regularitätstheorie gelang John Leslie Mackie (1965), unter dem Blickwinkel der bis dato das Thema der Kausalität beherrschenden Probleme, indem er die Begriffe einer INUS-Bedingung und eines kausalen Feldes einführte. Eine INUS-Bedingung ist ein nicht hinreichender, aber notwendiger Bestandteil einer nicht notwendigen, aber hinreichenden Bedingung (,insufficient, but necessary part of an unnecessary but sufficient condition’):

*“A is an INUS condition of a result P if and only if, for some X and for some Y, (AX or Y) is a necessary and sufficient condition of P, but A is not a sufficient condition of P and X is not a sufficient condition of P.” (Mackie 1965, S. 246)*

Als Beispiel führt Mackie (vgl. 1965, §1) einen Hausbrand an: Ein Feuer sei in einem bestimmten Haus ausgebrochen, wurde aber rechtzeitig gelöscht, sodass Nachuntersuchungen getätigt werden konnten. Experten sind sich einig, ein elektrischer Kurzschluss sei die Ursache für den Hausbrand gewesen. – Nun meinen die Experten damit sicherlich nicht, dass durch den elektrischen Kurzschluss eine notwendige Bedingung gegeben ist, um einen Hausbrand zu entfachen. Denn dieser kann auf viele

verschiedene Arten und Weisen entstehen. Die Experten meinen aber auch sicherlich nicht, dass ein elektrischer Kurzschluss eine hinreichende Bedingung für den Hausbrand ist. Denn nicht jeder Kurzschluss entfacht ein Feuer, es müssen gewisse andere Bedingungen erfüllt sein. Beispielsweise muss brennbares Material in der Nähe liegen, derart, dass es von den Funken des Kurzschlusses getroffen wird. Weiterhin müssen die Umstände dazu führen, dass ein Feuer entsteht, welches sich zu einem Brand ausbreiten kann. Das Feuer darf vor Brandausbruch also nicht gelöscht werden, es darf somit niemand in der Nähe oder Löschmaterial vorhanden sein. Summa summarum, ein elektrischer Kurzschluss ist weder eine notwendige noch hinreichende Bedingung, um ein Hausbrand zu entfachen. Allerdings ist die gegebene Gesamtkonstellation eine hinreichende, wenn auch keine notwendige Bedingung, von der nun aber jener elektrische Kurzschluss ein notwendiger Bestandteil ist, um ein Feuer auszulösen. Damit stellt der elektrische Kurzschluss eine INUS-Bedingung für den Hausbrand dar.

Mit der Einführung der INUS-Bedingung erklärt Mackie (vgl. 1965, S. 247), was unter einer singulären Kausalaussage der Form „A verursacht P“ verstanden wird:

- (i) A ist mindestens eine INUS-Bedingung für P – d. h. es gibt eine notwendige und hinreichende Bedingung für P von einer der folgenden Formen: (AX oder Y), (A oder Y), AX, A.
- (ii) A findet statt.
- (iii) Die durch „X“ zum Ausdruck gebrachten Bedingungen finden ebenfalls statt.
- (iv) Jede disjunkte Teilbedingung von „Y“, die A nicht als konjunkte Bedingung zum Inhalt hat, findet nicht statt.

Mit Punkt (i) ist garantiert, dass es ein Ereignis gibt, welches P zur Wirkung hat. Durch die Angabe der Punkte (ii) und (iii) ist zusammen mit Punkt (i) garantiert, dass P stattfindet. Mittels der Angabe von Punkt (iv) ist gewährleistet, dass A als Ursache von P verstanden wird und nicht etwa Y. Unter Verwendung dieser Definition von einer Ursache, wird gemäß der Einführung der INUS-Bedingung weder von einer Ursache

verlangt, dass sie eine notwendige, noch, dass sie eine hinreichende Bedingung für das Eintreten einer Wirkung darstellt. Obgleich jene Ursache zumindest ein notwendiger Teil einer hinreichenden Bedingung zu sein hat. Mit diesem Verständnis von einer Ursache führt Mackie (vgl. 1965, S. 247-249) den Begriff des kausalen Feldes ein, auf das der Ursachenbegriff relativiert wird. Unter den Begriff des kausalen Feldes fallen jene Bedingungen, die als notwendige Bestandteile einen Kontext bilden, in dem A als Ursache für P benannt wird. Der Unterschied zwischen einer Ursache A und den Bedingungen des kausalen Feldes ist, dass A in dem Kontext, in dem P eintritt, als die wesentliche Bedingung für das Eintreten von P erachtet wird, während das kausale Feld die Hintergrundbedingungen repräsentiert. Damit ist die Benennung eines kausalen Feldes nicht objektiv. Allerdings kommt eine Bedingung für das Eintreten von P entweder als Teil des kausalen Feldes infrage oder als INUS-Bedingung (vgl. Mackie 1965, S. 249). Im Beispiel des Hausbrandes kann das Vorhandensein des brennbaren Materials, je nach Kontext, als Teil des kausalen Feldes oder aber auch als Ursache verstanden werden. So modifiziert Mackie (vgl. 1965, S. 249) den Punkt (i) in seiner Definition einer Ursache:

- (i') A ist innerhalb eines kausalen Feldes F mindestens eine INUS-Bedingung für P – d. h. es gibt, relativ zu F, eine notwendige und hinreichende Bedingung für P von einer der folgenden Formen: (AX oder Y), (A oder Y), AX, A.

Durch die Relativierung einer Ursache auf ein kausales Feld, besteht nun die Möglichkeit den Kontext so zu wählen, dass die durch Russell problematisierten Störfaktoren zu einem marginalen Thema werden. Innerhalb des Kontextes sind dann Wiederholungen sehr wohl möglich, womit das Problem der Wiederholbarkeit, welches durch Mach und Russell zum Ausdruck gebracht wurde, gelöst wäre. Allerdings schafft die Regularitätstheorie auch Probleme. Eine Theorie, die zur Rechtfertigung kausaler Urteile herangezogen wird, sollte ausschließlich in Übereinstimmung mit der Wirklichkeit eine Klassifizierung kausaler Relationen anbieten. Andernfalls ist eine

Rechtfertigung anhand dieser Theorie fraglich. Nun schafft es die Regularitätstheorie aber nicht, jeden Fall einer gemeinsamen Verursachung richtig zu klassifizieren. Gemäß dieser Theorie würde der Barometerstand eines Barometers in einer Wetterstation die Ursache für das Aufziehen eines Sturms sein. Denn immer dann, wenn sich der Luftdruck so verändert, dass der Barometerstand sinkt, zieht auch ein Sturm auf. Es besteht daher eine Regularität zwischen dem Sinken des Barometerstands und dem Aufziehen eines Sturms. Tatsächlich wissen wir natürlich, dass ein Tiefdruckgebiet die gemeinsame Ursache von dem sinkenden Barometerstand und dem Aufziehen eines Sturms ist.

Eine Methode zur Aufdeckung gemeinsamer Verursachungen wurde von Hans Reichenbach (1956, 157 ff.) im Rahmen einer probabilistischen Theorie der Kausalität vorgestellt, indem er ein Abschirmkriterium einführte: Wenn zwei Ereignisse A und B statistisch voneinander abhängen – d. h. das gemeinsame Auftreten von A und B ist wahrscheinlicher als das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten von A und B:  $P(A, B) > P(A) \cdot P(B)$ <sup>5</sup>, aber A weder B noch B das Ereignis A verursacht, dann gibt es eine gemeinsame Ursache C von A und B. Diese gemeinsame Ursache C schirmt die Ereignisse A und B voneinander ab, sofern sie sämtliche gemeinsame Ursachen dieser beiden Ereignisse umfasst. Wenn also A das Ereignis B und B das Ereignis A wahrscheinlicher machen, d. h.  $P(B|A) > P(B)$  und  $P(A|B) > P(A)$ , A und B aber füreinander irrelevant werden, sobald C in den Kontext mit aufgenommen wird, d. h.  $P(B|A, C) = P(B|C)$  und  $P(A|B, C) = P(A|C)$ , dann liegt der Fall einer gemeinsamen Verursachung vor. Das Ereignis C ist dann gemeinsame Ursache von A und B, während A und B nur miteinander korreliert sind.

Die probabilistische Formulierung von Ursache-Wirkungsbeziehungen wurde von Patrick Suppes (1970b) entwickelt. Er kritisiert Humes eingeführte Regelmäßigkeit zwischen Ursache und Wirkung und schlägt eine probabilistische Definition vor:

---

<sup>5</sup> Der Ausdruck  $P$  wird im Rahmen der probabilistischen Kausaltheorien als Wahrscheinlichkeitsverteilung verstanden. Was man sich unter einer Wahrscheinlichkeitsverteilung genau vorzustellen hat, wird in Kapitel 2.2. erklärt. Für eine Einführung in die Kausalität soll es genügen, den Wahrscheinlichkeitsausdruck  $P$  so zu verstehen, wie wir ihn auch im Alltag verwenden.

*“Hume follows this passage with an analysis of why the concept of constant conjunction is the appropriate one to replace the fallacious idea of a necessary connection existing between a cause and its effect. [...] Roughly speaking, the modification of Hume's analysis I propose is to say that one event is the cause of another if the appearance of the first event is followed with a high probability by the appearance of the second, and there is no third event that we can use to factor out the probability relationship between the first and second events.”* (Suppes 1970b, S. 10)

Suppes (1970b) begreift ein Ereignis des Typs U als Ursache eines in der Zeit später erfolgten zweiten Ereignisses des Typs W, wenn ein Ereignis des Typs U ein Ereignis des Typs W wahrscheinlicher macht und es keine dritte Größe C gemäß Reichenbach (1956) gibt, durch welche die probabilistische Abhängigkeitsbeziehung zwischen den Ereignissen des Typs U und des Typs W zustande kommt. Anhand dieser Kriterien führt Suppes (vgl. 1970b, S. 12-24) eine Definition einer echten Ursache ein:

Ein Ereignis  $A_{t'}$  ist genau dann eine echte Ursache von  $B_t$ , wenn die folgenden vier Punkte erfüllt sind:

- (i)  $t' < t$
- (ii)  $P(A_{t'}) > 0$
- (iii)  $P(B_t|A_{t'}) > P(B_t)$
- (iv) Zu keinem Zeitpunkt  $t'' < t'$  gibt es ein Ereignis  $C_{t''}$ , sodass
$$P(B_t|A_{t'}, C_{t''}) = P(B_t|C_{t''})$$

Mit dieser Definition einer Ursache erweitert Suppes die Regularitätstheorie Humes um einen probabilistischen Sprachgebrauch und integriert, unter Punkt (iv) aufgeführt, das Abschirmkriterium Reichenbachs. Jedoch gibt es Fälle von Verursachung, die durch diese Definition nicht eingefangen werden, sodass die hier aufgeführte Definition keine notwendigen Bedingungen für ein Ereignis angibt, um eine Ursache für ein anderes Ereignis zu sein: Beispielsweise soll Rauchen (A) das Eintreten eines Herzinfarktes (B)

begünstigen, sagen wir, Rauchen verursache sogar das Eintreten eines Herzinfarktes. Nehmen wir weiterhin an, dass durch den Genuss von Rotwein das Herzinfarktrisiko stärker gesenkt wird als durch das Rauchen erhöht und, dass alle Raucher auch Rotweintrinker sind. Damit wäre, aufgrund der stärker ins Gewicht fallenden positiven Wirkung des Rotweintrinkens, die Bedingung (iii) der Wahrscheinlichkeitserhöhung nicht erfüllt, obwohl ein Fall von Verursachung vorliegt (vgl. Hüttemann 2013, S. 94-95).

Nancy Cartwright (1979) reagierte auf diesen Umstand, indem sie den Begriff der kausalen Hintergrundkontexte verbalisierte. Gemäß ihrer Definition einer Ursache heißt es, dass ein Ereignistyp  $U$  genau dann einen Ereignistyp  $W$  verursache, wenn für alle kausal relevanten Hintergrundkontexte  $H$  gilt, dass  $P(W|U, H) > P(W|\neg U, H)$ .<sup>6</sup> Wenn man den Punkt (iii) in Suppes' (1970b) Definition durch diese Definition von Cartwright ersetzt, dann entfällt das soeben genannte Gegenbeispiel. Der kausal relevante Hintergrundkontext besteht hier in dem Genuss von Rotwein ( $H$ ). Während wir oben annahmen, dass jeder Raucher auch Rotweintrinker ist und der Genuss von Rotwein das Risiko eines Herzinfarktes ( $W$ ) stärker senkt als es das Rauchen ( $U$ ) erhöht, vergleichen wir bei der Beurteilung der Wahrscheinlichkeitserhöhung (iii), in Suppes' (1970b, S. 12-24) Definition einer Ursache, rotweintrinkende Raucher mit Nicht-Rauchern:  $P(W|U, H) < P(W|\neg U)$ . Durch die Definition von Cartwright (1979) wird deutlich, dass wir rotweintrinkende Raucher mit rotweintrinkenden Nicht-Rauchern hätten vergleichen müssen:  $P(W|U, H) > P(W|\neg U, H)$ . Rotweintrinkende Raucher tragen in der Tat im Kontext des Gegenbeispiels ein höheres Herzinfarktrisiko als rotweintrinkende Nichtraucher, sodass gemäß Cartwrights (1979) Definition einer Ursache das Rauchen als Ursache für das Eintreten eines Herzinfarktes in Betracht kommt.

Nun liegt uns damit eine probabilistische Formulierung einer Kausaltheorie vor, die dank Reichenbach (1956) und Suppes (1970b) einfache Fälle von Verursachung

---

<sup>6</sup> Unter dem Begriff Hintergrundkontexte werden jene Faktoren  $C_i$  zusammengefasst, die entweder  $W$  oder  $\neg W$  verursachen,  $U$  selbst aber nicht als Hintergrundkontext verstanden wird und auch keinen der Hintergrundkontexte  $C_i$  verursacht, sodass jeder Faktor, der  $W$  verursacht, entweder die Ursache  $U$  oder ein Hintergrundkontext ist (vgl. Cartwright 1979, S. 96). (Die Schreibweise  $\neg W$  meint dabei das Gegenteil von  $W$ , nämlich nicht- $W$ .)



aufzudecken vermag, und dank Cartwright (1979) sowohl notwendige als auch hinreichende Bedingungen für ein Ereignis anzugeben scheint, um Ursache für ein anderes Ereignis zu sein. Problematisch an Cartwrights (1979) Definition ist nun aber, dass sie den Begriff der Ursache bereits innerhalb der Hintergrundkontexte voraussetzt. Denn um ein Ereignis mittels Cartwrights (1979) Definition daraufhin zu überprüfen, ob es als Ursache in Frage käme, muss man von dem Ereignis bereits wissen, in welchem kausal relevanten Kontext es sich befindet. Dafür muss man aber schon den Begriff der Ursache erfasst haben. Dieser Aspekt macht diese hoffnungsvolle probabilistische Formulierung einer Kausaltheorie zirkulär.

Eine andere Formulierung einer Kausaltheorie, nämlich die durch David Lewis (1973a, 1973b) entwickelte kontrafaktische Theorie, kommt ohne kausales Vokabular aus. Innerhalb dieser Theorie werden Kausalbeziehungen auf kontrafaktische Konditionalaussagen reduziert. Eine kontrafaktische Konditionalaussage ist dabei eine Aussage der Form „Wenn A der Fall wäre, dann wäre auch B der Fall“. So heißen gemäß Lewis (vgl. 1973a, S. 562-563) zwei distinkte<sup>7</sup> Ereignisse  $u$  und  $w$  voneinander kausal abhängig, wenn die folgenden kontrafaktischen Konditionale wahr sind:

- (i) Wenn  $u$  der Fall wäre, dann wäre auch  $w$  der Fall.
- (ii) Wenn  $u$  nicht der Fall wäre, dann wäre auch  $w$  nicht der Fall.

Um kontrafaktischen Konditionalen einen Wahrheitswert zuordnen zu können, führt Lewis (1973a, 1973b) die Sprechweise der möglichen Welten ein. Eine kontrafaktische Konditionalaussage der Form „Wenn A der Fall wäre, dann wäre auch B der Fall“ ist genau dann in unserer Welt (oder allgemeiner in einer Welt  $w$ ) wahr, wenn eine  $A \& B$ -Welt unserer Welt (bzw. in der allgemeineren Formulierung der Welt  $w$ ) ähnlicher<sup>8</sup> ist als jede  $A \& \neg B$ -Welt.

---

<sup>7</sup> Würde Lewis sich nicht auf distinkte Ereignisse beschränken, so fielen gemäß Hüttemann (2013) auch folgende Fälle unter seine Definition: „Wenn ich nicht „Urs“ geschrieben hätte, dann hätte ich auch nicht „Ursache“ geschrieben.“ (Hüttemann 2013, S. 104)

<sup>8</sup> Für Lewis Verständnis des Begriffes der Ähnlichkeit siehe Lewis 1973b, S. 52-56.

Kausale Abhängigkeit impliziere nach Lewis (vgl. 1973a, S. 563) Verursachung unter tatsächlich eingetretenen Ereignissen, die umgekehrte Richtung gelte allerdings nicht, d. h. die Eigenschaft der kausalen Abhängigkeit stelle keine notwendige Bedingung für Verursachung dar. Als Beispiel führt Hüttemann (vgl. 2013, S. 104-105) das folgende an: Es stehe eine Vase (Vase 1) auf einen Sockel bis sie umgestoßen wird. Sie fällt zu Boden, es ist ein harter Steinfußboden, und zerbricht. Daraufhin wird eine neue Vase (Vase 2) auf den Sockel gestellt, die bis dato wohl behütet bei einem Händler in einer Vitrine stand. Außerdem wird ein weicher Teppich auf den Steinfußboden gelegt. Auch diese Vase wird umgestoßen, fällt zu Boden und zerbricht jedoch nicht. Laut Hüttemann (vgl. 2013, S. 105) würde man hier von einem Ursachen-Wirkungsverhältnis sprechen. Denn weil Vase 1 zu Bruch ging, wurde der Teppich verlegt, was dazu führte, dass Vase 2 nicht zu Bruch gegangen ist. Hingegen würde man die Aussage „Wäre Vase 1 nicht zu Bruch gegangen, dann wäre Vase 2 zu Bruch gegangen“ für falsch halten. Wäre Vase 1 nämlich nicht zu Bruch gegangen, so hätte es keinen Grund gegeben, Vase 2 auf den Sockel zu platzieren. Sie stünde dann vermutlich noch geschützt beim Händler in der Glasvitrine. Gemäß Lewis (vgl. 1973a, S. 563) lässt sich die asymmetrische Beziehung zwischen kausaler Abhängigkeit und Verursachung damit begründen, dass Verursachung – aber nicht kausale Abhängigkeit – transitiv sei: Denke man sich drei tatsächlich stattfindende Ereignisse c, d und e, wobei d nicht ohne c und e nicht ohne d eingetreten wäre, dann handelt es sich nach Lewis (vgl. 1973., S. 563) um eine Kausalkette, in der c eine Ursache für e ist, auch wenn das Ereignis e ohne c eingetreten wäre. Eine kausale Abhängigkeit zwischen e und c müsse demnach in einer sogenannten Kausalkette nicht vorliegen, das Ereignis e könne schließlich auch durch andere Ereignisse verursacht werden (vgl. Lewis 1973a, S. 563). Halten wir fest, dass mit Lewis (1973a, 1973b) kontrafaktischer Theorie uns eine Definition für kausale Abhängigkeitsbeziehungen gegeben ist, die zwar – anders als Cartwrights (1979) Definition – den Begriff der Ursache nicht bereits voraussetzt, allerdings keine notwendigen Bedingungen für kausale Verursachung angibt, sondern für kausale Abhängigkeitsbeziehungen.

Die interventionistische Theorie der Kausalität nach James Woodward (2003) stellt eine Ursachendefinition bereit, die sowohl hinreichende als auch notwendige Bedingungen anzugeben zu vermag. Im Zentrum dieser Theorie stehen keine singulären Kausalaussagen („Mein gestriger Radunfall verursachte diese Wunde“), sondern allgemeine Kausalaussagen („Radunfälle verursachen Wunden“). Dadurch verwendet Woodward (2003) in seiner Terminologie die Ausdrucksweise einer Variablen. In Kurzfassung ist eine Variable eine mathematische Größe, die im Kontext der Kausalität als Repräsentant für Ereignistypen herangezogen wird und unterschiedliche Werte annehmen kann. Was explizit unter dem Begriff einer Variablen zu verstehen ist, werde ich im kommenden Abschnitt dieses Kapitels darstellen. Für einen Überblick der Woodward'schen Interventionstheorie soll es genügen, sich eine Vorstellung von einem Ereignistyp zu machen wie beispielsweise „Wetter“, dem bestimmte Werte zuzuordnen sind. Im Fall des Wetters wären diese „sonnig, verregnet, bewölkt, ...“ oder aber auch „gut, nicht gut“. Die Wahl der Werte sollte derart erfolgen, dass sie den Ereignistyp in minimaler Weise durchdringend beschreibt. Anhand dieser Terminologie lässt sich dann auch angeben, was innerhalb der interventionistischen Theorie Woodwards (2013) unter dem Begriff einer Ursache zu verstehen ist: Eine Variable  $U$  ist genau dann eine Ursache einer anderen Variablen  $W$ , wenn es eine mögliche Intervention auf  $U$  gibt, die den Wert von  $U$  derart verändert, dass sich durch das Vorkommen dieser Intervention (und keiner anderen Intervention) auch der Wert von  $W$ , oder ihre zugehörige Wahrscheinlichkeitsverteilung, verändert.

*“If (i) there is a possible intervention that changes the value of  $X$  such that (ii) carrying out this intervention (and no other interventions) will change the value of  $Y$ , or the probability distribution of  $Y$ , then  $X$  causes  $Y$ . [...] If  $X$  causes  $Y$  then (i) there is a possible intervention that changes the value of  $X$  such that (ii) if this intervention (and no other interventions) were carried out, the value of  $Y$  (or the probability of some value of  $Y$ ) would change.” (Woodward 2013, S. 45)*

Nun ist auch an dieser Definition einer Ursache, die erneut so hoffnungsvoll daherkommt, ungünstig, dass sie, wie die Definition Cartwrights (1979), durch den Begriff der Intervention eine zirkuläre Note erhält. Eine Intervention auf eine Variable  $X$  hinsichtlich einer Variablen  $Y$  wird nämlich durch eine Interventionsvariable  $I$  zum Ausdruck gebracht, die die folgenden Bedingungen erfüllt (vgl. Woodward 2013, S. 98):

- (i)  $I$  verursacht  $X$
- (ii) Durch Intervention von  $I$  auf die Variable  $X$ , wird  $X$  vollständig festgelegt. In dem Fall hängt  $X$  ausschließlich von  $I$  und keiner anderen Variable ab.
- (iii) Jeder gerichtete Pfad von  $I$  nach  $Y$  verläuft durch  $X$ .
- (iv)  $I$  ist von jeder anderen Ursache von  $Y$  (statistisch) unabhängig, die auf einem gerichteten Pfad liegt, der nicht über  $X$  zu  $Y$  führt.

Um also den Begriff der Ursache zu erfassen, muss bereits die Vorstellung von einer Ursache präsent sein.

Was ist es nun, das den Begriff der Kausalität ausmacht, der uns auf eine fundamentale Art und Weise durch das Leben führt? Um uns einer Antwort auf diese Frage zu nähern, haben wir im ersten Teil dieses Kapitelabschnitts drei unterscheidbare Klassen von metaphysischen Kausalkonzepten festgehalten: (i) Die Klasse der Kausalkonzepte, die den Begriff der Kausalität als a priori begreift, durch den uns eine zeitliche Abfolge in die Wahrnehmung gelegt werde und damit Erfahrung erst möglich sei. (ii) Die Klasse der Kausalkonzepte, die den Begriff der Kausalität als a posteriori begreift, indem uns die Gewohnheit nötige, gewissen Ereignissen ein kausales Verhältnis zu zuschreiben und zwar solchen, die durch die Merkmale der raumzeitlichen Nähe, der zeitlichen Priorität und der regelmäßigen Aufeinanderfolge in der Vorstellung charakterisiert seien. (iii) Die Klasse der Kausalkonzepte, die das kausale Vokabular für überflüssig hält, ja, sogar für falsch erklärt. Weder könne die Natur eine regelmäßige

Aufeinanderfolge von Ereignissen garantieren, Wiederholungen gäbe es nämlich nicht, noch sei das Merkmal einer zeitlichen Priorität mit der Physik vereinbar.

Trotz der zuletzt genannten Klasse, die den Kausalbegriff eindrucksvoll für nichtig erklärte und damit auch einen großen Einfluss auf die Wissenschaftstheorie ausübte, wurden und werden – unter dem Blickwinkel der geäußerten Kritik an dem Kausalbegriff – weiterhin Kausalitätstheorien entwickelt, stets auf der Suche nach einer adäquaten Definition für den Begriff der Kausalität. Dieser Umstand prägte den zweiten Teil dieses Kapitelabschnitts. Im Laufe der Illustration der gängigsten Kausalitätstheorien zeichnete sich das Bild ab, dass es keine dieser Theorien schafft, sowohl notwendige als auch hinreichende Bedingungen anzugeben, um ein Ereignis als Ursache erkennen zu können, ohne schon selbst eine Vorstellung von dem Begriff der Kausalität inne haben zu müssen. Eine – von mir bisher noch vorenthaltene – Kausalitätstheorie ist davon jedoch ausgenommen, es ist die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 1993).

Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze ist den anderen Kausalitätstheorien überlegen, indem sie keine Definition von Kausalität im klassischen Sinne beansprucht zu liefern, sondern vielmehr im Aufbau, durch eine Abfolge von Axiomen, erfolgreichen empirischen Theorien entspricht. Die Axiome dieser Theorie bilden ein leistungsstarkes Werkzeug, um kausale Hypothesen zu formulieren, zu testen und kausale Strukturen aus empirischen Daten zu gewinnen. Rechtfertigen lassen sich die Axiome durch den Schluss auf die beste Erklärung bestimmter Phänomene (vgl. Schurz, Gebharder 2016). Die Konjunktion dieser Axiome bietet einen empirischen Gehalt, was bedeutet, dass analytisch mögliche Kausalmodelle ausgeschlossen werden können und nur solche mit Bezug zu dem Bezugssystem erzeugt werden, sodass neben den kausalen Strukturen auch die Theorie als Ganzes überprüfbar ist (vgl. Schurz, Gebharder 2016). Die metaphysische Grundannahme dieser Theorie, dass probabilistische Abhängigkeiten auf kausale Strukturen zurückzuführen sind und nicht zufällig erfolgen, wird durch ein Axiom zum Ausdruck gebracht, sodass es nicht nur möglich ist, die Theorie als Ganzes zu testen, sondern darüber hinaus auch ihre metaphysische Grundannahme. Aufgrund der genannten Leistungsmerkmale dieser Theorie wird sie Inhalt meiner Arbeit sein, wobei

ich meinen Blickwinkel immer auf die metaphysische Grundannahme richte. In diesem Kapitel werde ich zunächst die Theorie der kausalen Bayes-Netze skizzieren (Kapitel 2.2.), dann auf die Probleme dieser Theorie eingehen (Kapitel 2.3.) und letztendlich Strategien zur Problemlösung vorstellen (Kapitel 2.4.).

## 2.2. Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze

Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 1993) stellt uns ein Werkzeug an Axiomen bereit, durch die zwei mathematische Konzepte miteinander verknüpft werden, sodass wir kausale Aussagen über die Welt in einer formalisierten und zugleich anschaulichen Ausdrucksweise erhalten. Eines der beiden mathematischen Konzepte wird uns im Laufe des Kapitelabschnittes als Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  begegnen, das andere als kausaler Graph  $G$ . Während das Konzept der Wahrscheinlichkeitsverteilung darin besteht, die in der Welt beobachteten (Un-)Abhängigkeiten zwischen Ereignissen (oder Eigenschaften) formalisiert zu erfassen, besteht das Konzept des kausalen Graphen darin, die von dieser Theorie in der Welt postulierten kausalen Strukturen in eine anschauliche Form zu bringen. Durch die Verknüpfung dieser beiden mathematischen Konzepte, ist uns eine Methode zur Übersetzung zwischen (Un-)Abhängigkeitsrelationen und kausalen Strukturen gegeben. Die Idee, (Un-)Abhängigkeitsrelationen zwischen Ereignissen in der Welt durch kausale Strukturen zu veranschaulichen, geht zurück auf Wright (1921) und auch Hans Reichenbach formulierte jene in seiner Arbeit (vgl. Reichenbach 1956). Die Entwicklung der graphischen Repräsentation kausaler Strukturen durch Bayes'sche Netze wurde durch Clark Glymour und seinen Studenten um 1990 (Glymour, Spirtes & Scheines 1991; Spirtes, Glymour & Scheines 1993) und später durch Judea Pearl (2000) etabliert. Für ein präzises Verständnis von dem Inhalt dieser Theorie, wollen wir uns zunächst mit den Begriffen dieser Theorie vertraut machen.

Bayes'sche Netze (Neapolitan 1990; Pearl 1988) gehören zur Familie der probabilistischen graphischen Modelle. Sie sind gerichtete azyklische Graphen  $G$  (DAGs; directed acyclic graphs), in denen die Knoten Zufallsvariablen und die Kanten (bedingte) (Un-)Abhängigkeitsrelationen zwischen ihnen verkörpern. Beginnen wir mit der Definition eines gerichteten azyklischen Graphen:

**Definition 2.2.1 (gerichteter azyklischer Graph):** Ein Graph  $G$  ist zunächst ein geordnetes Paar  $(V, E)$ , das sich aus einer Menge  $V$  von Knoten und

einer Menge  $E$  von Kanten zusammensetzt. Die Kanten aus  $E$  verbinden Knoten aus  $V$  miteinander, daher schreibt man auch  $E \subseteq V \times V$  als die Teilmenge des kartesischen Produkts  $V \times V = \{(v, w) | v \in V, w \in V\}$ . Verbindet also eine Kante  $e$  zwei Knoten  $v$  und  $w$  miteinander, dann kann die Kante  $e$  auch als Paar  $(v, w)$  aufgefasst werden:  $e = (v, w)$ . Dargestellt wird eine solche Kante  $e = (v, w)$  in einem Graphen durch einen Strich  $v - w$ . Eine Sequenz von Kanten  $(e_1 = (v_1, v_2), \dots, e_n = (v_n, v_{n+1}))$  wird als Pfad bezeichnet und graphisch wie folgt dargestellt:  $v_1 - v_2 - v_3 \dots - v_n - v_{n+1}$ . In einem gerichteten Graphen  $G = (V, E)$  geben die Kanten eine Richtung vor, genauer werden die Kanten dann als gerichtete Kanten bezeichnet und graphisch als Pfeile „ $\rightarrow$ “ zwischen zwei Knoten dargestellt. Verbindet eine gerichtete Kante  $e$  zwei Knoten  $v$  und  $w$  miteinander, dann gibt es dafür zwei Möglichkeiten:  $(v, w)$  oder  $(w, v)$  bzw. dargestellt durch  $v \rightarrow w$  respektive  $w \leftarrow v$ . Während ein gerichteter Graph  $G = (V, E)$  gerichtete Zyklen enthalten kann (aber keine Schleife  $v \rightarrow v$ ), d. h. er kann sowohl  $v \rightarrow w$  als auch  $w \leftarrow v$  aufweisen, heißt ein gerichteter Graph azyklisch, wenn er keine gerichteten Zyklen enthält. (vgl. Pearl 2009, S. 12-13)

Ein gerichteter azyklischer Graph  $G$  (DAG) setzt sich also aus Knoten und gerichteten Kanten (auch als Pfeile bezeichnet) zusammen, wobei jede gerichtete Kante zwei Knoten miteinander verbindet, sodass keine Zyklen entstehen. Während Knoten unabhängig von Kanten frei im Graphen vorliegen können, sind die Kanten als Relationen auf der Knotenmenge definiert. – In Bayes'schen DAGs  $G = (V, E)$  stellt jeder Knoten eine Zufallsvariable in  $V$  dar:

**Definition 2.2.2 (Zufallsvariable):** Es sei  $(\Omega, \mathcal{A}, P)$  ein Wahrscheinlichkeitsraum und  $(\Omega', \mathcal{A}')$  ein Messraum (auch Ereignisraum genannt)<sup>9</sup>. Dann ist

---

<sup>9</sup> Das Tripel  $(\Omega, \mathcal{A}, P)$  setzt sich zusammen aus dem Ergebnisraum  $\Omega$ , einer  $\sigma$ -Algebra  $\mathcal{A}$  über  $\Omega$  und einer Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P: \mathcal{A} \rightarrow [0,1]$ . Ein Wahrscheinlichkeitsraum  $(\Omega, \mathcal{A}, P)$  ist daher ein



jede  $(\mathcal{A}, \mathcal{A}')$ -messbare Funktion  $X: \Omega \rightarrow \Omega'$  eine  $\Omega'$  –Zufallsvariable auf  $\Omega$ . Eine Funktion  $X$  heißt messbar, wenn das Urbild jeder messbaren Menge  $A' \in \mathcal{A}'$  eine messbare Menge in  $(\Omega, \mathcal{A})$  ist:  $X^{-1}(A') \in \mathcal{A}$  für alle  $A' \in \mathcal{A}'$ . Eine reellwertige Zufallsvariable ist eine  $(\mathcal{A}, \mathcal{B})$ -messbare Funktion  $X: \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ , wobei  $\mathcal{B}$  die borelsche  $\sigma$ -Algebra auf  $\mathbb{R}$  ist. (vgl. Bauer 2002, S. 14; Schurz 2015, S. 114-116)

Salopp formuliert, ist eine Zufallsvariable eine Funktion – insofern eine Zuordnungsvorschrift –, die mit einer Wahrscheinlichkeitsverteilung zusammenhängt und jedem möglichen Ergebnis eines Zufallsexperiments einen Wert zuordnet. Beispiele für ein Zufallsexperiment sind der Münzwurf oder der Würfelwurf. Im Fall eines einmaligen Münzwurfs, besteht der Ergebnisraum aus den Ergebnissen  $K = \text{Kopf}$  und  $Z = \text{Zahl}$ :  $\Omega = \{K, Z\}$ . In diesem Fall wäre ein Beispiel für eine reellwertige Zufallsvariable eine Zuordnungsvorschrift, die das Ergebnis Kopf auf 0 abbildet und das Ergebnis Zahl auf 1. Würde sich das Zufallsexperiment aus einem zweimaligen Münzwurf zusammensetzen, so bestünde der Ergebnisraum aus vier Elementen, nämlich  $\Omega = \{KK, KZ, ZK, ZZ\}$ . Eine Geldwette, bei der man 2 Euro gewinnt, wenn zweimal hintereinander Kopf geworfen wird, ansonsten 1 Euro verliert, kann ebenfalls durch eine reellwertige Zufallsvariable modelliert werden. Sie könnte das Ergebnis  $KK$  auf 2 abbilden und alle anderen möglichen Ergebnisse  $(KZ, ZK, ZZ)$  auf -1. Aufgrund der durch den Wahrscheinlichkeitsraum  $(\Omega, \mathcal{A}, P)$  induzierten Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$ , ist es uns nun möglich, die Ergebnisse aus  $\Omega$  eines Zufallsexperiments mit Wahrscheinlichkeiten auszustatten. Ebenfalls ordnet die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  gewissen Teilmengen des Ergebnisraums  $\Omega$  Wahrscheinlichkeitswerte zu. Welche Teilmengen das sind, wird durch die Wahl der  $\sigma$ -Algebra  $\mathcal{A}$  bestimmt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  ist nämlich auf der  $\sigma$ -Algebra  $\mathcal{A}$ <sup>10</sup> definiert:

---

Messraum, auf dem zusätzlich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung gegeben ist. (vgl. Bauer 2002, S. 1 ff.; Schurz 2015, S. 20)

<sup>10</sup> Die  $\sigma$ -Algebra  $\mathcal{A}$  ist eine Menge, die sowohl die Grundmenge  $\Omega$  selbst als auch Teilmengen dieser Grundmenge enthält und abgeschlossen gegenüber der Komplementbildung und abzählbaren Vereinigung ist.

**Definition 2.2.3 (Wahrscheinlichkeitsverteilung):** Es sei  $(\Omega, \mathcal{A})$  ein Messraum, d. h.  $\Omega$  ist eine Grundmenge und  $\mathcal{A}$  eine  $\sigma$ -Algebra auf  $\Omega$ . Dann heißt eine Funktion  $P$  eine Wahrscheinlichkeitsverteilung oder ein Wahrscheinlichkeitsmaß, wenn sie die Kolmogorow-Axiome erfüllt. Eine Funktion  $P$  erfüllt die Kolmogorow-Axiome, wenn sie den folgenden drei Eigenschaften genügt: (i)  $P$  ordnet jedem Ereignis aus  $\mathcal{A}$  einen reellwertigen Wert – die Wahrscheinlichkeit – zwischen 0 und 1 zu.  $P$  ist damit eine Funktion  $P: \mathcal{A} \rightarrow [0,1]$ . (ii) Das sichere Ereignis  $\Omega \in \mathcal{A}$  hat die Wahrscheinlichkeit 1 (Eigenschaft der Normiertheit). (iii) Die Funktion  $P$  erfüllt die Eigenschaft der  $\sigma$ -Additivität, d. h. für jede abzählbare Folge paarweise disjunkter Ereignisse  $A_1, A_2, \dots$  aus  $\mathcal{A}$  gilt die Gleichung  $\sum_{i=1}^{\infty} P(A_i) = P(\bigcup_{i=1}^{\infty} A_i)$ . (vgl. Bauer 2002, S. 1 ff; Pearl 2000, S. 3)

Da eine Wahrscheinlichkeitsverteilung jedem Ereignis  $A \in \mathcal{A}$  eine Wahrscheinlichkeit zuordnet und eine Zufallsvariable  $X: \Omega \rightarrow \Omega'$  mit Wahrscheinlichkeitsraum  $(\Omega, \mathcal{A}, P)$  und Messraum  $(\Omega', \mathcal{A}')$  messbar ist – insofern ist das Urbild jeder messbaren Menge  $A' \in \mathcal{A}'$  eine messbare Menge in  $(\Omega, \mathcal{A})$  –, überträgt sich der Wahrscheinlichkeitsbegriff aus dem Wahrscheinlichkeitsraum in natürlicherweise auf den Messraum  $(\Omega', \mathcal{A}')$ .<sup>11</sup> So kann man für das oben eingeführte Beispiel eines zweimaligen Münzwurfs bestimmen, wie wahrscheinlich es ist, 2 Euro zu gewinnen, also zweimal hintereinander Kopf zu werfen. Bei einem fairen Münzwurf ist es genauso wahrscheinlich  $Z = Zahl$  zu werfen wie  $K = Kopf$ . Wirft man daher zweimal die Münze, ist jedes Ergebnis aus dem Ergebnisraum  $\Omega = \{KK, KZ, ZK, ZZ\}$  ebenso gleichwahrscheinlich. Um die Kolmogorow-Axiome zu erfüllen, muss daher gelten, dass  $P(KK) = 1/4$ . Insofern beträgt die Wahrscheinlichkeit 0.25, bei einem zweimaligen Münzwurf 2 Euro zu gewinnen.

---

<sup>11</sup> Die Zufallsvariable  $X$  ist messbar, deshalb gilt:  $X^{-1}(A') \in \mathcal{A}$  für alle  $A' \in \mathcal{A}'$ . Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  ist auf  $\mathcal{A}$  definiert, sodass  $P(X^{-1}(A'))$  eine Wahrscheinlichkeit ausdrückt.

An dem Beispiel eines zweimaligen Münzwurfs lässt sich erkennen, dass ein Wahrscheinlichkeitswert einer Zufallsvariable von den Wahrscheinlichkeitswerten anderer Zufallsvariablen abhängen kann. In dem Beispiel eines zweimaligen Münzwurfs ist der Wahrscheinlichkeitswert für ein beliebiges Ergebnis durch den Wahrscheinlichkeitswert für das Ergebnis eines einmaligen Münzwurfs festgelegt. Dies leitet den Begriff der bedingten (Un-)Abhängigkeitsrelation ein. Wie eingangs erwähnt, beschreiben innerhalb von Bayes'schen DAGs  $G = (V, E)$  die gerichteten Kanten aus  $E$  zwischen den Zufallsvariablen aus  $V$  (bedingte) (Un-)Abhängigkeitsrelationen. In dieser Arbeit beschränke ich mich zunächst auf kausale Bayes'sche Netze, weshalb ich die Definition einer (bedingten) (Un-)Abhängigkeitsrelation für kausale Kontexte angebe. Die für unsere Zwecke formale Ausdrucksform einer Zufallsvariable lautet  $X: \Omega \rightarrow Val(X)$ . Sie ordnet jedem Individuum  $\omega \in \Omega$  einen Wert aus der Wertemenge  $Val(X) = \{x_1, x_2, \dots\}$ <sup>12</sup> zu (vgl. Schurz & Gebharder 2016). Dann ist die (bedingte) (Un-)Abhängigkeitsrelation zwischen den Zufallsvariablen eines kausalen Kontextes wie folgt definiert:

**Definition 2.2.4 ((bedingte) (Un-)Abhängigkeitsrelation):** Zwei Zufallsvariablen  $X_1$  und  $X_2$  heißen (bedingt) unabhängig gegeben einer dritten Zufallsvariable  $X_3$ , wenn die Gleichheit  $P(X_1|X_2, X_3) = P(X_1|X_3)$  für alle Werte  $x_1, x_2$  und  $x_3$  von  $X_1, X_2$  respektive  $X_3$  erfüllt ist.<sup>13</sup> Dabei bezeichnet der Ausdruck  $P(x_1|x_2, x_3)$  die bedingte Wahrscheinlichkeit des Ereignisses  $X_1 = x_1$  unter der Bedingung, dass  $X_2 = x_2$  und  $X_3 = x_3$  eingetreten sind. Bedingte Wahrscheinlichkeiten lassen sich durch den Satz von Bayes  $P(x_1|x_2) = \frac{P(x_2|x_1) \cdot P(x_1)}{P(x_2)}, P(x_2) > 0$  ineinander überführen<sup>14</sup>.  
 Außerdem können via  $P(x_1|x_2) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{P(x_1, x_2)}{P(x_2)}, P(x_2) > 0$  die

<sup>12</sup> Die Wertemenge  $Val(X)$  ist eine Familie von Eigenschaften oder eine Zahlenmenge.

<sup>13</sup> Für  $X_3 \neq \emptyset$  heißen die Zufallsvariablen  $X_1$  und  $X_2$  bedingt unabhängig gegeben  $X_3$ . Für  $X_3 = \emptyset$  heißen die Zufallsvariablen  $X_1$  und  $X_2$  unabhängig.

<sup>14</sup> Für mehr als zwei Ereignisse stellt der allgemeine Multiplikationssatz  $P(x_1, \dots, x_n) = P(x_1) \cdot P(x_2|x_1) \cdot P(x_3|x_1, x_2) \dots \cdot P(x_n|x_1, \dots, x_{n-1})$  die Überführung von bedingten Abhängigkeitsrelationen zur Verfügung.

Wahrscheinlichkeiten gemeinsamer Ereignisse durch bedingte Wahrscheinlichkeiten ausgedrückt werden. Wenn zwei Zufallsvariablen  $X_1$  und  $X_2$  nicht (bedingt) unabhängig gegeben einer weiteren Zufallsvariable  $X_3$  sind, dann heißen sie (bedingt durch  $X_3$ ) abhängig. Sind zwei Zufallsvariablen  $X_1$  und  $X_2$  (bedingt) unabhängig gegeben einer dritten Zufallsvariable  $X_3$ , dann schreiben wir  $Indep(X_1, X_2 | X_3)$ . Sind zwei Variablen  $X_1$  und  $X_2$  (bedingt) abhängig gegeben  $X_3$ , dann schreiben wir  $Dep(X_1, X_2 | X_3)$ . (vgl. Pearl 2009, S. 11)

Vermittels dieser abschließenden Definition einer (bedingten) (Un-)Abhängigkeitsrelation, haben wir nun die darstellerischen Besonderheiten von Bayes'schen Netzen ( $G = (V, E), P$ ) kennengelernt: Die Kombination aus anschaulicher Form via  $G = (V, E)$  und formalisierten Ausdrucks via  $P$ . Die Methode, mit welcher Zufallsvariablen aus  $V$  durch gerichtete Kanten aus  $E$  verknüpft werden, um kausale Kontexte aus der Welt kompakt abzubilden, regeln die Axiome der Theorie der kausalen Bayes'schen Netze. Wir lernen sie in Kapitelabschnitt 2.2.2 kennen.

Zusammenfassend ermöglichen es Bayes'schen Netze ( $G = (V, E), P$ ), kausale Kontexte aus der Welt in eine formalisierte und anschauliche Form zu bringen, um so ein Abbild von kausalen Strukturen zu erhalten. Zu diesen ist uns nämlich kein direkter Zugang gegeben, wir beobachten keine kausalen Strukturen in der Welt. Wir beobachten lediglich Ereignisse (oder Eigenschaften) – in Bayes'schen Netzen repräsentiert durch Zufallsvariablen aus  $V$  –, die wir in probabilistische Relationen zueinander setzen können. Einen indirekten Zugang zu kausalen Strukturen ermöglichen uns deshalb die (Un-)Abhängigkeitsrelationen zwischen den Zufallsvariablen, die in Form von gerichteten Kanten aus  $E$  verkörpert werden. Verankert sind diese Relationen in der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$ , die über den Begriff der Zufallsvariable in die Theorie der Bayes'schen Netze eingegliedert ist. Dass kausale Strukturen tatsächlich ontologischer Natur sind, ist ein Postulat der Theorie. Mit der ontologischen

Fragestellung möchte ich mich in einem eigenen Kapitelabschnitt auseinandersetzen und so werden wir das Postulat im nachfolgenden Kapitelabschnitt durchdringen.

### 2.2.1 Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze:

#### Metaphysischer & Empirischer Gehalt

Der vorangegangene Abschnitt hat uns mit dem Begriff der kausalen Bayes'schen Netze vertraut gemacht. Ein kausales Bayes'sches Netz ist ein Kausalmodell  $(V, E, P)$ , das die kausale Struktur probabilistischer Einflüsse zwischen Ereignissen (oder Eigenschaften) aus einem beobachteten Bereich in der Welt graphisch darzustellen ermöglicht. Die große philosophische Frage besteht nun darin, ob kausale Strukturen ontologischer Natur sind oder von uns aufgrund von Wahrscheinlichkeitsaussagen, die gesetzliche Regelmäßigkeiten ausdrücken, über die Welt gelegt werden. Schurz und Gebharder (2016) konnten zeigen, dass kausale Strukturen – d. h. Ursache-Wirkungs-Relationen – unerlässlich zur Erklärung von zwei stabilen probabilistischen Konditionalisierungseigenschaften sind: Screening off und Linking up.

**Definition 2.2.1.1 (Screening off und Linking up):** Zwei Zufallsvariablen  $X_1$  und  $X_2$  werden genau dann durch eine dritte Zufallsvariable  $X_3$  abgeschirmt (screened off), wenn folgendes gilt:  $Dep(X_1, X_2)$  und  $Indep(X_1, X_2 | X_3)$ . Zwei Zufallsvariablen  $X_1$  und  $X_2$  werden genau dann durch eine dritte Zufallsvariable  $X_3$  verknüpft (linked up), wenn folgendes gilt:  $Indep(X_1, X_2)$  und  $Dep(X_1, X_2 | X_3)$ . (Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 2.2)

Die Eigenschaft „Screening off“ bezeichnet demnach das Phänomen der Abschirmung, d. h. die probabilistische Abhängigkeitsrelation zwischen zwei Zufallsvariablen verschwindet, sobald auf einen beliebigen Wert einer dritten Zufallsvariable konditionalisiert wird. Es gibt unzählige Beispiele, in denen fälschlicherweise durch das gemeinsame Auftreten von Ereignissen auf einen Kausalzusammenhang zwischen ihnen

geschlossen wird. Beispielsweise gibt es eine Korrelation zwischen dem Barometerstand und der Wahrscheinlichkeit, dass ein Sturm aufzieht. Eine weitere Korrelation besteht zwischen der Größe einer Storchenpopulation und der Geburtenrate von Menschenbabys. Bekanntlich ist aber weder der Barometerstand eine Ursache für das Aufziehen eines Sturms, noch bringen Storche die Babys. In beiden Fällen verschwinden die beobachteten Korrelationswerte nun auch, sobald zusätzliche Größen in die Beobachtung mit einfließen. Im Beispiel der Korrelation zwischen Barometerstand und der Wahrscheinlichkeit, dass ein Sturm aufzieht, stellt der Luftdruck die zusätzliche Größe dar. Sowohl der Barometerstand als auch die Windstärke sind mit Unterschieden im Luftdruck korreliert. Interveniert man hingegen – unter einem gleichbleibenden beliebigen Luftdruck – auf den Barometerstand, so lässt sich keine Veränderung in der Windstärke beobachten. Im Beispiel der Korrelation zwischen der Größe einer Storchenpopulation und der Geburtenrate von Menschenbabys verschwindet diese, sobald zusätzlich ein Maß für den Industrialisierungsgrad in die Beobachtung einfließt.

Wenn hingegen zwei zueinander probabilistisch unabhängige Zufallsvariablen durch Konditionalisierung auf einige Werte einer dritten Zufallsvariable probabilistisch abhängig werden, dann hat man es mit dem Phänomen der Verknüpfung zu tun, das die Eigenschaft „Linking up“ kennzeichnet. Ein Beispiel für das Phänomen der Verknüpfung ist eine Korrelation zwischen dem Sonnenstand und der Höhe eines Turms, bedingt durch die Länge des Turmschattens.

Die beste Erklärung für die beiden Eigenschaften – Screening off und Linking up –, so Schurz und Gebharder (2016), bestehe erstens in der Annahme einer binären Abhängigkeitsbeziehung zwischen Zufallsvariablen und zweitens in der Annahme, dass diese binären Abhängigkeitsbeziehungen gerichtet sind. Darunter ist der Ausdruck  $X_1 \rightarrow X_2$  zu verstehen, er entspricht *ceteris absentibus* (d. h. unter Deaktivierung aller anderen kausalen Einflüsse auf  $X_2$ ) einer probabilistischen Abhängigkeitsrelation zwischen  $X_1$  und  $X_2$  (Produktivität), die probabilistische Einflüsse von der Ursache  $X_1$  hin zum Effekt  $X_2$  transportiert und nicht andersherum (Markov-Kausalität). Dann gibt es genau drei kausale Strukturen, um die beiden Eigenschaften – Screening off und Linking up – zu erklären:

- (i) Die kausale Struktur der Kette  $X_1 \rightarrow X_3 \rightarrow X_2$  oder  $X_1 \leftarrow X_3 \leftarrow X_2$ : Hier ist  $X_3$  eine Mittlerursache zwischen  $X_1$  und  $X_2$ .
- (ii) Die kausale Struktur der Gabel  $X_1 \leftarrow X_3 \rightarrow X_2$ :  $X_3$  ist eine gemeinsame Ursache von  $X_1$  und  $X_2$ .
- (iii) Die kausale Struktur des Colliders  $X_1 \rightarrow X_3 \leftarrow X_2$ : Hier ist  $X_3$  ein gemeinsamer Effekt von  $X_1$  und  $X_2$ .

Die ersten beiden Strukturen (Kette und Gabel) zeigen das Phänomen der Abschirmung, d. h. die Screening off-Eigenschaft: Die Zufallsvariable  $X_3$  schirmt  $X_1$  und  $X_2$  voneinander ab. Durch die Annahme der Produktivität und einer zusätzlichen Annahme, dass Abhängigkeitsrelationen transitiv sind, gelangt man zu der Abhängigkeitsrelation  $Dep(X_1, X_2)$ . Die Annahme der Markov-Kausalität führt zu der Unabhängigkeitsrelation  $Indep(X_1, X_2 | X_3)$  (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 2.2). Das Phänomen der Verknüpfung, d. h. die Linking up-Eigenschaft, wird durch die dritte kausale Struktur (Collider) dargelegt. Die Zufallsvariable  $X_3$  verknüpft  $X_1$  und  $X_2$  miteinander. An dieser Stelle ist zu vermerken, dass auch ein Effekt von  $X_3$  die beiden Zufallsvariablen  $X_1$  und  $X_2$  verknüpfen würde. Die Unabhängigkeitsrelation  $Indep(X_1, X_2)$  erhält man durch die Annahme der Markov-Kausalität. Durch die Annahme der Produktivität und einer zusätzlichen Annahme der Abhängigkeitsüberlappung<sup>15</sup>, d. h.  $\exists x_1, x_2, x_3: Dep(x_1, x_3) \wedge Dep(x_2, x_3)$ , gelangt man zu der Abhängigkeitsrelation  $Dep(X_1, X_2 | X_3)$  (vgl. Schurz, Gebharder 2016, Abschnitt 2.2).

Wir halten fest, dass bestimmte Eigenschaften von Abhängigkeitsrelationen (Screening off und Linking up), die wir in der Welt beobachten, am besten durch die Annahme von kausalen Strukturen (Produktivität und Markov-Kausalität) zu erklären sind. Mit dem Schluss auf die beste Erklärung kann Verursachung daher, im Rahmen der

---

<sup>15</sup> Mit der Annahme der Abhängigkeitsüberlappung ist gemeint, dass es Werte der Zufallsvariablen gibt, durch die sowohl  $X_1$  und  $X_3$  als auch  $X_2$  und  $X_3$  gleichzeitig in einer Abhängigkeitsrelation zueinander stehen.

Theorie durch die Annahmen von Produktivität und Markov-Kausalität charakterisiert, als ontologisch real gerechtfertigt werden (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 2.2).

Nachdem die Frage nach der Ontologie kausaler Strukturen – gemäß dem Schluss auf die beste Erklärung – positiv zu beantworten ist, folgt unmittelbar das Bedürfnis, diese auch aufzudecken. Ob in der Medizin, in der Rechtswissenschaft, in der Wirtschaft oder für den alltäglichen Gebrauch, das Aufdecken kausaler Strukturen würde unsere Schlussfolgerung und unser Handeln wesentlich beeinflussen. Jedoch ist ein Kontext von (Un-)Abhängigkeitsrelationen im Allgemeinen durch mehrere, unterscheidbare Kausalmodelle darstellbar. Im Hinblick auf die Eigenschaften Screening off beschreibt sowohl die Struktur der Kette (siehe (i)) als auch die Struktur der Gabel (siehe (ii)) das Phänomen der Abschirmung. Und auch die Struktur zur Erklärung von Linking up ist nicht eindeutig. Die abschirmende Variable kann sowohl gemeinsamer Effekt (siehe (iii)) als auch Effekt des gemeinsamen Effekts sein.

Nun konnten Schurz und Gebharder (2016, Abschnitt 3) nicht nur plausibilisieren, dass kausale Strukturen ontologischer Natur sind, sondern auch, dass die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze empirischen Gehalt hat. Dies bedeutet, dass durch die Theorie analytisch mögliche Kausalmodelle ausgeschlossen werden können. Als kurze Rekapitulation sind Kausalmodelle  $(V, E, P)$  abstrakte Repräsentationen von kausalen Kontexten aus der Welt, die sich aus den beiden mathematischen Konzepten der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  und dem kausalen Graphen  $G = (V, E)$  zusammensetzen. Durch die Axiome der Theorie der kausalen Bayes'schen Netze wird uns eine Methode zur Übersetzung zwischen kausalen Graphen  $G = (V, E)$  und Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $P$  bereitgestellt. Aufgrund des empirischen Gehalts dieser Theorie ist es nicht möglich, eine beliebige Menge  $V'$  von empirisch messbaren Zufallsvariablen und eine auf  $V'$  bezogene Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P'$  zu generieren, sodass das Paar  $(V', P')$  zu einem aus der Theorie der kausalen Bayes'schen Netze gebildeten kausalen Modell  $(V, E, P)$  erweitert werden kann, in der  $V'$  eine Teilmenge von  $V$  und  $P'$  eine Einschränkung von  $P$  auf die Zufallsvariablenmenge  $V'$  ist (vgl. Schurz, Gebharder 2016, Theorem 3). Unter Verwendung der Axiome dieser



Theorie, können also Kausalmodelle  $(V, E, P)$  – zur Darstellung eines Kontextes von (Un-)Abhängigkeitsrelationen aus der Welt – auf jene mit Bezug zur Welt eingeschränkt werden. Um sich eine Vorstellung davon machen zu können, werden wir nun die Axiome der kausalen Bayes-Netz-Theorie kennenlernen.

### 2.2.2 Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze: Die Axiome dieser Theorie

Das Herzstück der Theorie der kausalen Bayes'schen Netze beinhaltet zwei Axiome, durch die uns eine Methode zur Verknüpfung von kausalen Graphen  $G = (V, E)$  und Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $P$  bereitgestellt wird, um empirisch gehaltvolle Kausalmodelle  $(V, E, P)$  zu generieren: die (globale) kausale Markov-Bedingung und die Bedingung der kausalen Minimalität bzw. die viel stärkere *Faithfulness*-Bedingung. Die metaphysische Grundannahme dieser Theorie, dass stabile Abhängigkeiten nicht zufällig sind, sondern von der zugrundeliegenden kausalen Struktur erzeugt werden, ist Inhalt der kausalen Markov-Bedingung. Sie kommt in zwei Versionen, einer lokalen und einer globalen Version<sup>16</sup>.

**Axiom 2.2.2.1 (lokale kausale Markov-Bedingung):** Ein Kausalmodell  $(V, E, P)$  erfüllt genau dann die lokale kausale Markov-Bedingung, wenn jede Zufallsvariable  $X_i \in V$  konditionalisiert auf ihre direkten Ursachen  $par(X_i)$  probabilistisch unabhängig von allen anderen Variablen  $X_j$  ist, die keine Wirkungen von  $X_i$  sind.<sup>17</sup> (vgl. Spirtes, Glymour & Scheines 2000, S. 26)

Durch die lokale kausale Markov-Bedingung lassen sich einerseits, für einen Kontext mit bekannten (Un-)Abhängigkeitsrelationen, kausale Graphen zur graphischen

---

<sup>16</sup> Wenn ich im weiteren Verlauf der Arbeit von der kausalen Markov-Bedingung spreche, so beziehe ich mich auf die globale Fassung, schließe aber die lokale nicht aus.

<sup>17</sup>  $par(X_i)$  bezeichnet die Menge der Eltern (parents) von  $X_i$ , d. h. ihre direkten Ursachen in einem entsprechenden kausalen Graphen.

Repräsentation der ontologisch wahren kausalen Struktur ausschließen. Andererseits lassen sich aber auch zu einem kausalen Graphen Wahrscheinlichkeitsverteilungen enger fassen, indem die durch direkte Ursachen bedingten Unabhängigkeitsrelationen bestimmt werden können. Eine mit Blick auf DAGs  $G = (V, E)$  zur lokalen Version äquivalente Formulierung, ist die folgende globale kausale Markov-Bedingung:

**Axiom 2.2.2.2 (globale kausale Markov-Bedingung):** Ein Kausalmodell  $(V, E, P)$  erfüllt genau dann die globale kausale Markov-Bedingung (auch d-connection Bedingung genannt), wenn für alle Zufallsvariablen  $X_i, X_j \in V$  und Mengen  $U \subseteq V \setminus \{X_i, X_j\}$  folgendes gilt: Wenn  $X_i$  und  $X_j$  konditionalisiert auf  $U$  probabilistisch abhängig in  $P$  sind, dann sind sie auch in  $G = (V, E)$  d-connected gegeben  $U$ .

Zwei Zufallsvariablen  $X_i, X_j \in V$  heißen genau dann d-connected gegeben  $U \subseteq V \setminus \{X_i, X_j\}$ , wenn sie durch einen Pfad  $\pi$  miteinander verbunden sind, der weder eine Mittlerursache<sup>18</sup> noch eine gemeinsame Ursache<sup>19</sup> in  $U$  hat, während jeder Collider<sup>20</sup> auf  $\pi$  in  $U$  ist oder einen Effekt in  $U$  hat.

Zwei Zufallsvariablen  $X_i, X_j \in V$  heißen genau dann d-separiert gegeben  $U \subseteq V \setminus \{X_i, X_j\}$ , wenn sie nicht d-connected gegeben  $U$  sind. (vgl. Schurz, & Gebharder 2016, condition of d-connection)

Die Äquivalenz beider Versionen in DAGs  $G = (V, E)$  wurde von Verma (1987), Pearl (1988, S. 119-120) und Lauritzen et al. (1990, S. 50) gezeigt (siehe auch Spirtes, Glymour & Scheines 2000, S. 46, Theorem 3.3; Pearl 2009, S. 18, Theorem 1.2.4). Dennoch hat die globale Version einen Vorteil gegenüber der lokalen Version. Die lokale Version macht eine Aussage über die durch direkte Ursachen bedingten Unabhängigkeitsrelationen.

---

<sup>18</sup> Eine Mittlerursache auf einem Pfad  $\pi$  zwischen zwei Variablen  $X_i$  und  $X_j$  ist eine Ursache  $U$ , die folgender Struktur genügt: Entweder  $X_i - \dots \rightarrow U \rightarrow \dots - X_j$  oder  $X_i - \dots \leftarrow U \leftarrow \dots - X_j$ .

<sup>19</sup> Eine gemeinsame Ursache auf einem Pfad  $\pi$  zwischen zwei Variablen  $X_i$  und  $X_j$  ist eine Ursache  $u$ , die folgender Struktur genügt:  $X_i - \dots \leftarrow U \rightarrow \dots - X_j$ .

<sup>20</sup> Ein Collider auf einem Pfad  $\pi$  zwischen zwei Variablen  $X_i$  und  $X_j$  ist ein gemeinsamer Effekt  $E$ , der folgender Struktur genügt:  $X_i - \dots \rightarrow E \leftarrow \dots - X_j$ .

Die globale kausale Markov-Bedingung besagt hingegen, dass jede (bedingte) Abhängigkeitsbeziehung zwischen zwei beliebig verschiedenen Zufallsvariablen einen kausalen Zusammenhang zwischen ihnen impliziert, der über einen Pfad vermittelt wird, welcher sie im Sinne der d-connection miteinander verbindet. Das ist die metaphysische Grundannahme der Theorie: Stabile Abhängigkeiten basieren auf kausalen Strukturen.

Die kausale Markov-Bedingung besagt also, dass probabilistische Abhängigkeit kausale Verbindung impliziert. Aber ob auch die andere Richtung gilt, d. h. ob kausale Verbindung probabilistische Abhängigkeit impliziert, erfordert eine weitere Bedingung, die Bedingung der kausalen Minimalität.

**Axiom 2.2.2.3 (Bedingung der kausalen Minimalität):** Ein Kausalmodell  $(V, E, P)$  erfüllt die Bedingung der kausalen Minimalität genau dann, wenn kein Pfeil aus  $E$  entfernt werden kann, ohne die kausale Markov-Bedingung zu verletzen.

Die Bedingung der kausalen Minimalität drückt aus, dass in jedem Teilmodell  $(V, E', P)$  des Kausalmodells  $(V, E, P)$  mit  $E' \subset E$  die kausale Markov-Bedingung verletzt ist. In jedem Teilmodell  $(V, E', P)$  existiert also eine (bedingte) Abhängigkeitsrelation zwischen zwei Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$ , ohne dass die beiden Zufallsvariablen d-connected sind. In einem Kausalmodell  $(V, E, P)$ , das die Bedingung der kausalen Minimalität erfüllt, transportiert daher jeder Pfeil aus  $E$  einen probabilistischen Einfluss. Die kausale Markov-Bedingung ist in solch einem Modell demnach in minimaler Weise erfüllt. In einem Kausalmodell, in dem die kausale Markov-Bedingung erfüllt ist, sind die Bedingung der Minimalität und die bereits im letzten Abschnitt 2.2.1 erwähnte Produktivität, die besagt, dass ceteris absentibus  $X_i \rightarrow X_j$  eine probabilistische Abhängigkeitsrelation zwischen  $X_i$  und  $X_j$  impliziert, äquivalent (Schurz, & Gebharder 2016, Theorem 2).

Die umgekehrte Implikation der (globalen) kausalen Markov-Bedingung, durch die von einer kausalen Struktur auf die Abhängigkeitsverhältnisse zwischen den einzelnen Zufallsvariablen geschlossen werden kann, wird in einem noch stärkeren Sinne als es

durch die Bedingung der kausalen Minimalität bzw. Produktivität geschieht, von der sogenannten Faithfulness-Bedingung zum Ausdruck gebracht.

**Axiom 2.2.2.4 (Faithfulness-Bedingung):** Ein Kausalmodell  $(V, E, P)$  erfüllt genau dann die Faithfulness-Bedingung, wenn es die umgekehrte Implikation der globalen kausalen Markov-Bedingung erfüllt. Sofern also für alle  $X_i, X_j \in V$  und  $U \subseteq V \setminus \{X_i, X_j\}$  gilt: Wenn  $X_i$  und  $X_j$  d-connected gegeben  $U$  sind, dann  $Dep(X_i, X_j|U)$ . (Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 3.2; Zhang & Spirtes 2008, S. 247)

Anders formuliert, ist die Faithfulness-Bedingung in einem Kausalmodell  $(V, E, P)$  genau dann erfüllt, wenn die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  nur die (bedingten) Unabhängigkeitsrelationen enthält, die durch die Anwendung der lokalen kausalen Markov-Bedingung auf den kausalen Graphen  $G = (V, E)$  erzwungen werden (Spirtes, Glymour & Scheines 2000, S. 31). Nach dieser Formulierung von Spirtes, Glymour und Scheines (2000) heißen eine Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  und ein kausaler Graph  $G = (V, E)$  genau dann faithful zueinander, wenn beide Bedingungen erfüllt sind, die Faithfulness-Bedingung und die lokale kausale Markov-Bedingung. Die hiesige Formulierung der Faithfulness-Bedingung nach Axiom 2.2.2.4 ermöglicht die getrennte Betrachtung beider Bedingungen (Markov und Faithfulness). Das ist insofern ein Gewinn, da es im Gegensatz zur (globalen) kausalen Markov-Bedingung mehrere Möglichkeiten gibt, die Faithfulness-Bedingung zu verletzen. Die Verletzung beider Bedingungen ist Thema des nächsten Kapitels.

In diesem Kapitelabschnitt haben wir die zwei wichtigsten Axiome der Theorie kennengelernt, die (globale) kausale Markov-Bedingung und die Faithfulness-Bedingung. Beide Bedingungen bilden eine Methode, mit der Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $P$  und kausale Graphen  $G = (V, E)$  ineinander überführt werden. Gemäß der (globalen) kausalen Markov-Bedingung implizieren probabilistische Abhängigkeiten in  $P$  kausale Verbindungen (im Sinne der d-connection)

in  $G = (V, E)$  und gemäß der Faithfulness-Bedingung implizieren kausale Verbindungen (im Sinne der d-connection) in  $G = (V, E)$  probabilistische Abhängigkeit in  $P$ . Die (globale) kausale Markov-Bedingung drückt daher die metaphysische Grundannahme der Theorie aus, dass probabilistische Abhängigkeiten nicht zufällig sind, sondern von einer zugrundeliegenden kausalen Struktur erzeugt werden. Um die ontologisch wahre kausale Struktur aufzudecken, ist die (globale) kausale Markov-Bedingung allerdings nicht hinreichend. Es ist möglich, dass in einem durch die (globale) kausale Markov-Bedingung erzeugten Kausalmodell  $(G = (V, E), P)$  Zufallsvariablen aus  $V$  kausal miteinander in  $G$  verbunden sind, obwohl sie sich in  $P$  (bedingt) probabilistisch unabhängig zueinander verhalten. Damit das Tripel  $(V, E, P)$  ein physikalisch mögliches Kausalmodell einer bestimmten Domäne ist, muss es neben der (globalen) kausalen Markov-Bedingung auch zusätzlich die Faithfulness-Bedingung erfüllen. Beide Bedingungen zusammen genommen erzeugen somit empirischen Gehalt für die Theorie der Bayes'schen Netze als Ganzes (vgl. Schurz, Gebharder 2016, Theorem 4). Dieses Resultat ist für hiesige Arbeit von Bedeutung, wenn es darum geht herauszufinden, ob Kausalität im Bereich des Quantenkosmos existiert.

### 2.2.3 Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze: Resümee

Die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 1993) verbindet kausale Strukturen mit (Un-)Abhängigkeitsrelationen. Während wir (Un-)Abhängigkeitsrelationen in der Welt beobachten, haben wir zu kausalen Strukturen keinen direkten Zugang. Mit dem Schluss auf die beste Erklärung ist es aber möglich, kausale Strukturen – so wie sie in der Theorie verstanden werden – als ontologisch real zu rechtfertigen (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 2.2). Innerhalb der Theorie sind kausale Strukturen binäre Abhängigkeitsrelationen zwischen Ereignissen (Produktivität), die von der Ursache hin zur Wirkung gerichtet sind (Markov-Kausalität). Die Repräsentation solcher Strukturen erfolgt mittels gerichteter azyklischer Graphen  $G$ . Die metaphysische Grundannahme dieser Theorie, dass probabilistische Abhängigkeiten

nicht zufällig sind, sondern durch eine kausale Struktur erzeugt werden, ist Inhalt der (globalen) kausalen Markov-Bedingung. Sie besagt, dass probabilistische Abhängigkeiten – mathematisch unter Zuhilfenahme einer Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  ausgedrückt – kausale Verbindungen in  $G$  implizieren. Zusammen mit der Faithfulness-Bedingung, die es gestattet, von kausalen Verbindungen in  $G$  auf probabilistische Abhängigkeiten in  $P$  zu schließen, ist die Theorie mit einer Methode ausgestattet, die es ermöglicht, kausale Graphen  $G$  und Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $P$  so miteinander zu verknüpfen, dass ein empirisch gehaltvolles Kausalmodell  $(G,P)$  entsteht (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 3). Welche Bedeutung es dann hat, wenn eine der Bedingungen verletzt ist, soll Thema des nächsten Kapitels sein.

## 2.3. Die Verletzung der Grundannahmen.

### Faithfulness-Bedingung & Kausale Markov-Bedingung

Im vorangegangenen Unterkapitel haben wir die Vorteile der kausalen Bayes-Netz-Theorie kennengelernt: Sie ist in Axiome gepackt, die zusammengenommen empirisch gehaltvolle Kausalmodelle erzeugt. Die metaphysische Grundannahme dieser Theorie, dass stabile Abhängigkeiten auf kausale Strukturen (repräsentiert durch die Kausalmodelle) zurückzuführen sind, lässt sich durch den Schluss auf die beste Erklärung rechtfertigen und kann durch ihre axiomatische Einbettung überprüft werden. Nun ist aber auch diese Theorie der Kausalität nicht vollkommen. Einerseits haben Algorithmen zur graphischen Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur, die auf Basis der Faithfulness-Bedingung und Markov-Bedingung aus einer Wahrscheinlichkeitsverteilung den entsprechenden gerichteten azyklischen Graphen modellieren sollen, in der Regel keinen eindeutigen Graphen als Output. Andererseits existieren Gegenbeispiele zu den Axiomen dieser Theorie. In einem ersten Kapitelabschnitt (2.3.1) skizziere ich Verletzungen der Faithfulness-Bedingung, die sich als nicht-robust charakterisieren lassen und so nur ein Modellierungsproblem darstellen. Eine Verletzung der kausalen Markov-Bedingung hingegen scheint beständiger zu sein, sodass, wie aus dem zweiten Kapitelabschnitt (2.3.2) hervorgeht, die metaphysische Grundannahme der Theorie, die sie zum Inhalt hat, geschwächt wirkt.

#### 2.3.1 Die Verletzung der Grundannahmen: Faithfulness-Bedingung

Die Faithfulness-Bedingung besagt, dass eine kausale Verbindung (im Sinne der d-connection, siehe Kapitel 2.2) zwischen Zufallsvariablen in einem kausalen Graphen  $G$  eine probabilistische (bedingte) Abhängigkeit zwischen ihnen in einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  impliziert. Die Faithfulness-Bedingung ist somit genau dann verletzt, wenn Zufallsvariablen in  $G$  d-connected und (bedingt) unabhängig in  $P$

sind. In dem Paper von Schurz und Gebharder (vgl. 2016, Abschnitt 3.2) sind die drei folgenden Typen von Faithfulness-Verletzungen zusammengetragen:

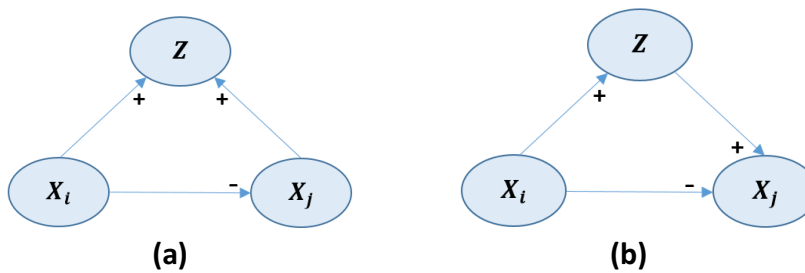
**(Typ 1) Unfaithfulness durch probabilistische Auslöschung:** Dieser Typ der Faithfulness-Verletzung hat zwei Untertypen: (1.1) Unfaithfulness durch Auslöschung von Pfaden und (1.2) Unfaithfulness durch Auslöschung von direkten Ursachen.

**(Subtyp 1.1) Unfaithfulness durch probabilistische Auslöschung von Pfaden:** Eine Faithfulness-Verletzung durch Auslöschung von Pfaden ist sowohl durch einen nicht-robusten Fall von Screening off als auch durch einen nicht-robusten Fall von Linking up charakterisiert. Ein nicht-robuster Fall von Screening off liegt vor, wenn eine bedingte Unabhängigkeitsrelation  $Indep(X_i, X_j|Z)$  zwischen zwei zueinander abhängigen Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  und einer dritten Zufallsvariable  $Z$ , aufgrund einer minimalen Veränderung in den Wahrscheinlichkeitswerten, verschwindet. Dieser Fall tritt im Rahmen einer Konstellation zwischen den Zufallsvariablen  $X_i$ ,  $X_j$  und  $Z$  ein, in der die Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  in einem kausalen Graphen  $G$  durch  $Z$  d-connected<sup>21</sup> sind, weshalb die Faithfulness-Bedingung verletzt ist. Ein nicht-robuster Fall von Linking up liegt vor, wenn eine bedingte Abhängigkeitsrelation  $Dep(X_i, X_j|Z)$  zwischen zwei zueinander unabhängigen Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$ , aufgrund einer minimalen Veränderungen in den Wahrscheinlichkeitswerten, verschwindet. Dieser Fall tritt im Rahmen einer Konstellation zwischen den Zufallsvariablen  $X_i$ ,  $X_j$  und  $Z$  ein, in der die Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  in einem kausalen Graphen  $G$  d-connected sind, weshalb die Faithfulness-Bedingung verletzt ist.

---

<sup>21</sup> Zur Begriffserläuterung siehe Axiom 2.2.2.2.





**Abbildung 2.3.1:** Unfaithfulness durch Auslöschung von Pfaden: (a) Ein nicht-robuster Fall von Screening off ( $Dep(X_i, X_j)$  und  $Indep(X_i, X_j|Z)$ ), (b) ein nicht-robuster Fall von Linking up ( $Indep(X_i, X_j)$  und  $Dep(X_i, X_j|Z)$ ).

(vgl. Schurz & Gebharder 2016, Fig. 3)

Im Fall einer nicht-robusten Abschirmung sind zwei Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  in einem kausalen Graphen  $G$  d-connected gegeben einer Zufallsvariablen  $Z$ , wie beispielsweise in Abb. 2.3.1(a):  $X_i \rightarrow Z \leftarrow X_j$ , und dennoch in einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  bedingt durch  $Z$  unabhängig:  $Indep(X_i, X_j|Z)$ . Dieser Fall kann eintreten, wenn zwischen den Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  eine negative<sup>22</sup> Abhängigkeitsrelation und zwischen  $X_i$  und  $Z$  sowie  $X_j$  und  $Z$  eine positive<sup>23</sup> Abhängigkeitsrelation besteht:  $Dep^-(X_i, X_j)$ ,  $Dep^+(X_i, Z)$  und  $Dep^+(X_j, Z)$ . Wenn die Wahrscheinlichkeitswerte dann derart sind, dass die bedingte positive Abhängigkeit zwischen  $X_i$  und  $X_j$  innerhalb des Teilgraphen  $X_i \rightarrow Z \leftarrow X_j$  und die negative Abhängigkeit zwischen  $X_i$  und  $X_j$  innerhalb des Teilgraphen  $X_i \rightarrow X_j$  sich gegenseitig im zusammengesetzten Graphen (a) auslöschen, dann resultiert die bedingte Unabhängigkeitsrelation  $Indep(X_i, X_j|Z)$ . Als Beispiel denke man sich einen Kontext aus drei Ereignissen, die Einnahme einer wirksamen Antibabypille ( $X_i = x_i$ ), das Ereignis einer Schwangerschaft ( $X_j = x_j$ ) und das Vorkommen einer Thrombose ( $Z = z$ ).

<sup>22</sup> Besteht zwischen zwei Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  eine negative Abhängigkeitsrelation, dann ist damit gemeint, dass durch Konditionalisierung auf eine der beiden Zufallsvariablen das Eintreten der anderen Zufallsvariablen unwahrscheinlicher wird:  $P(X_j|X_i) < P(X_j)$ .

<sup>23</sup> Besteht zwischen zwei Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  eine positive Abhängigkeitsrelation, dann ist damit gemeint, dass durch Konditionalisierung auf eine der beiden Zufallsvariablen das Eintreten der anderen Zufallsvariablen wahrscheinlicher wird:  $P(X_j|X_i) > P(X_j)$ .

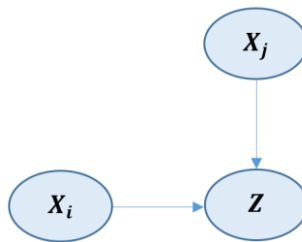
Sowohl die Einnahme der Antibabypille als auch eine Schwangerschaft begünstigen das Vorkommen einer Thrombose. Zugleich senkt jedoch die Einnahme der Antibabypille die Wahrscheinlichkeit, schwanger zu werden. Insofern kann es in Abhängigkeit der beteiligten Wahrscheinlichkeitswerte dazu kommen, dass unter Thrombosepatienten die Wahrscheinlichkeit einer Schwangerschaft unabhängig von der Einnahme einer Antibabypille ist:  $P(X_j = x_j | Z = z) = P(X_j = x_j | X_i = x_i, Z = z)$ . Oder anders formuliert: Das Einnehmen der Antibabypille erhöht die Wahrscheinlichkeit für das Vorkommen einer Thrombose, das Vorkommen einer Thrombose erhöht wiederum die Wahrscheinlichkeit einer Schwangerschaft. Das Einnehmen der Antibabypille würde daher, konditionalisiert auf das Thromboseereignis, die Wahrscheinlichkeit einer Schwangerschaft erhöhen, würde sie nicht gleichzeitig mit gleicher Wahrscheinlichkeit das Ereignis einer Schwangerschaft verringern. Die bedingte positive Abhängigkeitsrelation zwischen  $X_i$  und  $X_j$  und die gleichzeitig anwesende negative Abhängigkeitsrelation zwischen  $X_i$  und  $X_j$  löschen sich daher gegenseitig aus.

Im Fall eines nicht-robusten Linking up sind zwei Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  in einem kausalen Graphen  $G$  d-connected, wie beispielsweise in Abb. 2.3.1(b):  $X_i \rightarrow X_j$ , und dennoch in einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  unabhängig:  $Indep(X_i, X_j)$ . Dieser Fall kann eintreten, wenn zwischen den Zufallsvariablen  $X_i$  und  $Z$  sowie zwischen  $Z$  und  $X_j$  eine positive Abhängigkeitsrelation und zwischen  $X_i$  und  $X_j$  eine negative Abhängigkeitsrelation besteht:  $Dep^+(X_i, Z)$ ,  $Dep^+(Z, X_j)$  und  $Dep^-(X_i, X_j)$ . Wenn die Wahrscheinlichkeitswerte derart sind, dass die positive Abhängigkeitsrelation zwischen  $X_i$  und  $X_j$  innerhalb des Teilgraphen  $X_i \rightarrow Z \rightarrow X_j$  und die negative Abhängigkeitsrelation zwischen  $X_i$  und  $X_j$  innerhalb des Teilgraphen  $X_i \rightarrow X_j$  sich im zusammengesetzten Graphen (b) gegenseitig auslöschen, dann resultiert die Unabhängigkeitsrelation  $Indep(X_i, X_j)$ .<sup>24</sup>

<sup>24</sup> Als probabilistische Zahlenwerte könnte man für den nicht-robusten Fall von Linking up folgende wählen: Es seien alle drei Zufallsvariablen binär. Die Ereignisse oder Eigenschaften, die sie repräsentieren, treten entweder ein (T) oder nicht (F). Die Variable  $X_i$  nehme als exogene Variable beide Werte mit Wahrscheinlichkeit 0.5 an. Die Variable  $Z$ , gegeben dass  $X_i = T$ , nehme den Wert T mit Wahrscheinlichkeit 0.5 und gegeben  $X_i = F$  den Wert T mit Wahrscheinlichkeit 0.25 an. Die Variable  $X_j$ , gegeben dass  $X_i = T$  und  $Z = T$ , nehme den Wert T mit Wahrscheinlichkeit 0.875 an und gegeben dass  $X_i = T$  und  $Z = F$  den Wert T mit Wahrscheinlichkeit 0, sowie gegeben dass  $X_i = F$  und  $Z = T$ , den Wert

Eine Faithfulness-Verletzung durch Auslöschung von Pfaden ist nicht robust, sodass sie bei einer minimalen Veränderung von Wahrscheinlichkeitswerten verschwindet und die Faithfulness-Bedingung wieder erfüllt ist. Ein weiterer Typ einer nicht-robusten Faithfulness-Verletzung wird durch eine Auslöschung von direkten Ursachen bewirkt.

**(Subtyp 1.2) Unfaithfulness durch probabilistische Auslöschung von direkten Ursachen:** Eine Faithfulness-Verletzung durch Auslöschung von direkten Ursachen ist dadurch charakterisiert, dass zwei direkte Ursachen eines gemeinsamen Effekts in einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  unabhängig vom Effekt sind.



**Abbildung 2.3.2:** Unfaithfulness durch Auslöschung von direkten Ursachen:  $\text{Indep}(X_i, X_j)$ ,  $\text{Indep}(Z, X_i)$ ,  $\text{Indep}(Z, X_j)$  und  $\text{Dep}(Z, X_i|X_j)$  sowie  $\text{Dep}(Z, X_j|X_i)$ .

Unfaithfulness durch Auslöschung von direkten Ursachen erfolgt, wenn zwei direkte Ursachen eines gemeinsamen Effekts in einer Weise interagieren, sodass sich deren probabilistische Einflüsse auf den gemeinsamen Effekt gegenseitig auslöschen. Jene Ursachen des Effekts im kausalen Graphen  $G$  sind daher in einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  unabhängig vom Effekt. Ein Beispiel für diese Art der Unfaithfulness ist ein Münzwurf, bei dem zwei Münzen geworfen werden und immer genau dann, wenn beide Münzwurf-Ergebnisse übereinstimmen, d. h. beide Münzen

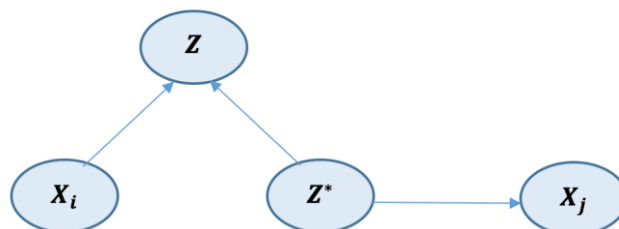
---

T mit Wahrscheinlichkeit 1 und gegeben  $X_i = F$  und  $Z = F$  nehme die Variable  $X_j$  den Wert T mit Wahrscheinlichkeit 0.25 an. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung beschreibt eine nicht-robuste Faithfulness-Verletzung.

Kopf (1) oder beide Münzen Zahl (0) zeigen, eine Glocke läutet ( $Z = T$ ). Somit beeinflusst das Wurf-Ergebnis  $X_i = 1$  das Läuten der Glocke  $Z = T$  positiv, wenn  $X_j = 1$ . Andernfalls, wenn  $X_j = 0$ , beeinflusst das Wurf-Ergebnis  $X_i = 1$  das Läuten der Glocke  $Z = T$  negativ. Diese beiden Einflüsse von  $X_i$  auf  $Z$  löschen sich gegenseitig aus, wenn  $P(Z = T|X_i = 1) = P(Z = T|X_j = 1) = P(Z = T) = 0.5$  (vgl. Pearl 1988, S. 256). Somit ist auch hier, wie im Fall der Faithfulness-Verletzung durch Auslöschung von Pfaden, die Faithfulness-Bedingung für bestimmte Wahrscheinlichkeitswerte verletzt. Minimale Änderungen in den Werten bewirken wiederum die Erfüllung der Faithfulness-Bedingung.

Die beiden soeben skizzierten Faithfulness-Verletzungen gehören zum Typ der Faithfulness-Verletzung durch probabilistische Auslöschung: Unfaithfulness durch Auslöschung von Pfaden und Unfaithfulness durch Auslöschung von direkten Ursachen. Ein anderer Typ einer nicht-robusten Unfaithfulness erfolgt durch Determinismus.

**(Typ 2) Unfaithfulness durch Determinismus:** Eine Verletzung der Faithfulness-Bedingung durch deterministische<sup>25</sup> Abhängigkeiten ist dadurch charakterisiert, dass zwei Variablen  $X_i$  und  $X_j$  durch einen Pfad  $\pi$  über eine Menge  $U$  im Sinne der d-connection deterministisch verbunden sind und dennoch die Unabhängigkeitsrelation  $Indep(X_i, X_j|U)$  gilt.



**Abbildung 2.3.3:** Unfaithfulness durch Determinismus:  $Dep(X_i, Z^*), Dep(Z^*, X_j), det(z^*: Z)$  für alle  $z^* \in Z^*$ , die einen probabilistischen Einfluss von  $X_i$  nach  $X_j$  tragen,  $Indep(X_i, X_j|Z)$ .

<sup>25</sup> Ein Wert  $x$  einer Zufallsvariablen  $X$  hängt genau dann deterministisch von einer Menge  $U$  mit Werten  $u$  ab, wenn  $P(x|u) \in \{0,1\}$  für alle  $u \in U$  gilt.

Unfaithfulness durch Determinismus erfolgt, wenn die Werte  $z^*$  einer Zufallsvariablen  $Z^*$ , welche einen probabilistischen Einfluss von einer Zufallsvariablen  $X_i$  auf eine andere  $X_j$  übertragen, deterministisch von einer Zufallsvariablen  $Z \in U$  abhängen:  $\det(z^*: Z)$  (vgl. Spirtes, Glymour, & Scheines 2000, S. 53ff). Ein Beispiel ist in Abb. 2.3.3 gegeben: In dem Graphen  $G$  sind die Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  gegeben  $Z$  d-connected. So käme man mit der Faithfulness-Bedingung auf die bedingte Abhängigkeitsrelation  $Dep(X_i, X_j | Z)$ . Um diese bedingte Abhängigkeit zu unterbinden, kann eine Zufallsvariable  $Z^*$  eingeführt werden, die so gewählt ist, dass sie den durch  $Z$  bedingten probabilistischen Einfluss zwischen  $X_i$  und  $X_j$  blockiert. Eine Zufallsvariable  $Z^*$  funktioniert als Blockade, indem sie wie in Abb. 2.3.3 gewählt ist und ihre Werte  $z^*$ , die konditionalisiert auf  $Z$  einen probabilistischen Einfluss zwischen  $X_i$  und  $X_j$  vermitteln, deterministisch von  $Z$  abhängen. Dann ist für sie die Eigenschaft der Abhängigkeitsüberlappung (siehe Kapitel 2.2.1) zwischen den Werten  $x_i$  von  $X_i$  und  $z$  von  $Z$  nicht erfüllt, d. h.  $\forall x_i, z^*, z: \neg(Dep(x_i, z) \wedge Dep(z, z^*))$ . So gilt die Relation  $Indep(X_i, X_j | Z)$ , obwohl  $X_i$  und  $X_j$  gegeben  $Z$  d-connected sind.

Eine letzte in diesem Kapitel vorgestellte nicht-robuste Faithfulness-Verletzung entsteht, wenn Abhängigkeitsrelationen für bestimmte Werte nicht – wie angenommen (vgl. Kapitel 2.2.1, Screening off) – transitiv sind.

**(Typ 3) Unfaithfulness durch Intransitivität:** Unfaithfulness durch Intransitivität ist dadurch charakterisiert, dass sich die Abhängigkeitsbeziehungen zwischen direkt miteinander verknüpften Zufallsvariablen nicht transitiv überträgt. Dann gibt es einen Pfad  $X_1 - X_2 - \dots - X_n$ , sodass  $X_1$  und  $X_n$  gegeben einer Menge  $U$  (die leere Menge ist auch denkbar) d-connected sind und obwohl alle benachbarten Zufallsvariablen voneinander abhängen, d. h.  $Dep(X_1, X_2), Dep(X_2, X_3), \dots, Dep(X_{n-1}, X_n)$ , die (bedingte) Unabhängigkeitsrelation  $Indep(X_1, X_n | U)$  gilt.

Unfaithfulness durch Intransitivität kann in allen drei möglichen Kausalstrukturen (Kette, Gabel und Collider) erfolgen. So sind die Struktur der Kette  $X_i \rightarrow \dots \rightarrow Z \rightarrow \dots \rightarrow X_j$  und die der Gabel  $X_i \leftarrow \dots \leftarrow Z \rightarrow \dots \rightarrow X_j$  nicht faithful, wenn  $X_i$  und jene Werte  $z \in Z$  voneinander abhängen, die nicht in einer Abhängigkeitsrelation zu  $X_j$  stehen, während die Werte  $z' \in Z$ , mit denen  $X_j$  in einer Abhängigkeitsrelation steht, unabhängig von  $X_i$  sind. Die Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  sind dann in beiden Strukturen (Kette und Gabel) im Sinne der d-connection miteinander verbunden und dennoch probabilistisch unabhängig zueinander:  $Indep(X_i, X_j)$ . Betrachten wir dazu ein Beispiel. Es seien zwei Zufallsvariablen  $X_i$  und  $X_j$  d-connected via  $X_i \rightarrow Z \rightarrow X_j$  oder  $X_i \leftarrow Z \rightarrow X_j$ . Die Zufallsvariable  $Z$  bestehe aus 4 Werten  $z_1, \dots, z_4$ . Die ersten beiden Werte stehen in einer Abhängigkeitsrelation zu  $X_i$  aber nicht zu  $X_j$ , während die letzten beiden Werte in einer Abhängigkeitsrelation zu  $X_j$  aber nicht zu  $X_i$  stehen:  $Dep(X_i, z_1), Dep(X_i, z_2)$  aber  $Indep(X_j, z_1)$  und  $Indep(X_j, z_2)$  sowie  $Dep(X_j, z_3), Dep(X_j, z_4)$  aber  $Indep(X_i, z_3)$  und  $Indep(X_i, z_4)$ . So sind  $X_i$  und  $X_j$  d-connected und denn erfüllen sie die probabilistische Relation  $Indep(X_i, X_j)$ . Die Struktur des Colliders  $X_i \rightarrow \dots \rightarrow Z \leftarrow \dots \leftarrow X_j$  ist unfaithful, wenn die Werte  $z \in Z$ , die von  $X_i$  abhängen, nicht von  $X_j$  abhängen. Dann sind  $X_i$  und  $X_j$  d-connected gegeben  $Z$ , aber es gilt die Unabhängigkeitsrelation  $Indep(X_i, X_j|Z)$ .

Zusammenfassend besteht die Verletzung der Faithfulness-Bedingung in den drei vorgestellten Typen (Unfaithfulness durch Auslöschung, Unfaithfulness durch Determinismus und Unfaithfulness durch Intransitivität) darin, dass zwei Zufallsvariablen im Sinne der d-connection in einem Graphen  $G$  miteinander verbunden sind, während sie in einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  eine (bedingte) Unabhängigkeitsrelation begründen. Die drei vorgestellten Typen der Faithfulness-Verletzung lassen sich allesamt als nicht-robust charakterisieren, sodass sie durch eine minimale Veränderung der Wahrscheinlichkeitswerte verschwinden und die Faithfulness-Bedingung dadurch wieder erfüllt ist. Eine Verletzung der Faithfulness-Bedingung, so wie ich sie in diesem Abschnitt vorgestellt habe, ist demnach ein Problem der Statistik und nicht der Theorie der Bayes'schen Netze. Tatsächlich soll mit einer

hohen Wahrscheinlichkeit jede Faithfulness-Verletzung auf eine der beiden Typen, Unfaithfulness durch Determinismus oder Unfaithfulness durch Intransitivität zurückzuführen sein (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Axiom of restricted faithfulness).

Werden hingegen robuste Abhängigkeitsrelationen in der Welt beobachtet, die man im kausalen Rahmen nicht einzuordnen weiß, so ist mutmaßlich mit einer Verletzung der kausalen Markov-Bedingung zu rechnen. Eine Verletzung der kausalen Markov-Bedingung schwächt die metaphysische Grundannahme dieser Theorie, dass stabile probabilistische Abhängigkeiten zwischen Ereignissen oder Eigenschaften in der Welt auf zugrundeliegenden kausalen Strukturen basieren. Im nächsten Abschnitt wenden wir uns der kausalen Markov-Verletzung zu.

### **2.3.2 Die Verletzung der Grundannahmen: Kausale Markov-Bedingung**

Die kausale Markov-Bedingung besagt, dass probabilistische Abhängigkeiten kausale Verbindungen implizieren. Die metaphysische Grundannahme dieser Theorie, dass probabilistische Abhängigkeiten auf kausalen Strukturen basieren und nicht zufällig sind, ist somit Inhalt der kausalen Markov-Bedingung. Doch im Gegensatz zu einer Verletzung der Faithfulness-Bedingung, die mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit auf nicht-robuste Unabhängigkeitsrelationen zurückzuführen sind (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Axiom of restricted faithfulness), können bekannte kausale Markov-Verletzungen nicht als nicht-robust charakterisiert werden. Sie resultieren nämlich aus einer bestimmten Kombination von physikalischen Prinzipien, durch welche Zerfallsprozesse bestimmt werden, und stellen so die metaphysische Grundannahme oder eine der Prinzipien in Frage. Nach Schurz (2017) ist es die Kombination aus Indeterminismus und Erhaltungsgesetzen, die eine Verletzung der kausalen Markov-Bedingung impliziert. Zerfallsprozesse werden durch eine gemeinsame Ursachenstruktur repräsentiert, in der die Kombination aus Indeterminismus und Erhaltungsgesetzen laut Schurz (2017) dazu führt, dass die Effekte, konditionalisiert auf ihre gemeinsame Ursache, nicht voneinander abgeschirmt werden. Wie aus dem letzten Kapitel 2.2. nun aber

hervorgeht, können Strukturen, charakterisiert durch die kausale Markov-Bedingung und die Faithfulness-Bedingung, als ontologisch real gerechtfertigt werden (vgl. Schurz & Gebharder 2016). Daher ist es nicht verwunderlich, dass, bevor die kausale Markov-Bedingung in Frage gestellt wird und damit auch implizit die metaphysische Grundannahme – Abhängigkeiten seien auf kausale Strukturen zurückzuführen –, zunächst die Kausalmodelle, welche die kausale Markov-Bedingung verletzen, hinterfragt werden (vgl. Glymour 1999; Hausmann & Woodard 1999; Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 2000).

Es gibt verschiedene Lösungsvorschläge, um eine Verletzung der kausalen Markov-Bedingung zu beheben. Innerhalb klassischer Strategien wird angenommen, dass Details in den kausalen Modellen fehlen, wie kausale Verbindungen, verborgene gemeinsame Ursachen oder dass die Variablen selbst nicht richtig gewählt sind (vgl. Hausmann & Woodard 1999; Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 2000). Im Allgemeinen haben die Lösungsvorschläge zum Resultat, dass die wahre kausale Struktur, die auf die ein oder andere Weise falsch repräsentiert wurde, deterministisch ist. Zwar verschwindet dadurch die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung, allerdings steht das Resultat in einem Konflikt mit dem als indeterministisch beschriebenen Zerfallsprozess. So wurden bereits auch Strategien entwickelt, die den Indeterminismus mit einbeziehen. Bevor wir nun genauer auf die Lösungsvorschläge eingehen, möchte ich in diesem Kapitel zunächst drei Gegenbeispiele vorstellen. Das erste Gegenbeispiel ist ein Gedankenexperiment, das zweite ein Gegenbeispiel aus dem Makrokosmos und das dritte eines aus dem Mikrokosmos.

Bei dem ersten Gegenbeispiel handelt es sich um ein fiktives, die berühmte Chemiefabrik Cartwrights (Cartwright 1999a, 1999b, 2007).

**Gegenbeispiel 2.3.2.1 (Cartwright's Chemiefabrik):** Zwei Fabriken konkurrieren in der Produktion einer bestimmten Chemikalie, die in einer nahegelegenen Kläranlage das Abwasser behandeln soll. Um zu entscheiden, welche der beiden Fabriken die Funktion der



Abwasserbehandlung übernimmt, führt die Stadt eine Studie durch. An einigen Tagen wird die Chemikalie von Clean/Green gekauft, an anderen von Cheap-but-Dirty. Zur Produktion der Chemikalie, verwendet Cheap-but-dirty einen echt probabilistischen Prozess. An jedem Tag, an dem die Fabrik aktiv ist, wird die gewünschte Chemikalie mit Wahrscheinlichkeit 0.8 produziert. Somit wird in 1/5 der Fälle, in denen die Stadt die Chemikalie von Cheap-but-Dirty kauft, das Abwasser nicht behandelt. Nun ist die Methode aber so günstig, dass sich die Stadt interessiert zeigt. Allerdings hält sich die Stadt mit ihrer Entscheidung noch zurück, denn bei der Produktion der Chemikalie von Cheap-but-Dirty entstehe wohl ein Schadstoff als Nebenprodukt. Dies streitet Cheap-but-Dirty ab. Sie unterstellt indes den Betreibern der Kläranlage, dass die Art des Gebrauchs der Chemikalie in der Kläranlage zur Entstehung des Schadstoffes führt. Cheap-but-Dirty stützt sich in ihrer Argumentation dieser Behauptung auf die Screening off-Eigenschaft<sup>26</sup>, die das Phänomen der Abschirmung beschreibt.

Würde Cheap-but-Dirty sowohl die Chemikalie als auch den Schadstoff produzieren, dann repräsentiert eine gemeinsame Ursachenstruktur den Kontext:  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$ . Eine binäre Ursachenvariable  $C$  repräsentiere die Aktivität der Fabrik mit Werten  $c1 = \text{aktiv}$  und  $c2 = \text{inaktiv}$ , eine Effektvariable  $E1$  repräsentiere die Produktion der Chemikalie mit Werten  $e11 = \text{produziert}$  und  $e12 = \text{nicht – produziert}$  und eine Effektvariable  $E2$  repräsentiere die Produktion des Schadstoffes mit Werten  $e21 = \text{produziert}$  und  $e22 = \text{nicht – produziert}$ . Durch die Struktur der gemeinsamen Ursache wird die Screening off-Eigenschaft dargestellt, aus der die bedingte Unabhängigkeitsrelation  $\text{Indep}(E1, E2|C)$  hervorgeht (vgl. Kapitel 2.2.1) und insbesondere  $\text{Indep}(E1 = e11, E2 = e21|C = c1)$ . Wenn die Fabrik also aktiv ist, dann erfolgt gemäß der Screening off-Eigenschaft die Produktion der Chemikalie unabhängig von der Produktion des Schadstoffes. Nun wird die Chemikalie aber nur mit Wahrscheinlichkeit 0.8 produziert, d. h.  $P(E1 = e11|C = c1) = 0.8$ , und gleichfalls soll

---

<sup>26</sup> Zur Begriffserläuterung siehe Abschnitt 2.2.1.

der Schadstoff als Nebenprodukt immer dann entstehen, wenn die Chemikalie produziert wurde, d. h.  $P(E1 = e11|E2 = e21, C = c1) = 1$ . Offensichtlich stimmen beide probabilistischen Werte nicht überein, sodass die Effektvariablen  $E1$  und  $E2$  bedingt durch  $C$  abhängig voneinander sind. Die bedingte Unabhängigkeitsrelation  $Indep(E1 = e11, E2 = e21|C = c1)$  ist daher nicht erfüllt, sodass  $C$  nicht gleichzeitig Ursache von  $E1$  und  $E2$  sein kann. Infolgedessen ist es nicht möglich, dass die Fabrik Cheap-but-Dirty als Produzent der Chemikalie zugleich das Nebenprodukt produziert.

Das erste hier vorgestellte Gegenbeispiel zur kausalen Markov-Bedingung von Cartwright (1999a, 1999b, 2007) kann durch eine indeterministische gemeinsame Ursachenstruktur beschrieben werden, indem eine Fabrik mit Wahrscheinlichkeit 0.8 sowohl eine Chemikalie als auch einen Schadstoff produziert. Sobald die Chemikalie produziert wird, entsteht auch der Schadstoff als Nebenprodukt. Diese Beschuldigung ist durch Gesetze der chemischen Reaktion wie das Masseerhaltungsgesetz motiviert. Als Resultat schirmt die gemeinsame Ursache (aktive Chemiefabrik) ihre beiden Effekte (Produktion der Chemikalie, Produktion des Schadstoffes) nicht voneinander ab, so wie es die kausale Markov Bedingung fordert. Ein nächstes Gegenbeispiel kommt aus dem Makrokosmos.

**Gegenbeispiel 2.3.2.2 (Steinschlag):** Das Steinschlag Gegenbeispiel geht zurück auf Schurz (2017). Ein Felsen mit Masse  $m=m1+m2$  sitzt zum Zeitpunkt  $t$  an einem Berg. Die Wahrscheinlichkeit, dass im nächsten Moment  $t+1$  spontan ein Felsbrocken der Masse  $m1$  abbricht und in die Tiefen fällt, ist gering. Wenn allerdings im Zeitpunkt  $t+1$  der Felsen, zuvor noch mit Masse  $m$ , nur noch mit Masse  $m2$  vorgefunden wird, dann kann mit einer nahezu Gewissheit auf einen abgebrochenen Felsbrocken der Masse  $m1$  geschlossen werden.

Das Steinschlag Gegenbeispiel wird durch eine indeterministische gemeinsame Ursachenstruktur beschrieben, indem spontan ein Felsen der Masse  $m=m1+m2$  in einen Felsbrocken der Masse  $m1$  und einen Felsen der Masse  $m2$  zerfällt. Um den Kontext

durch ein Kausalmodell  $(G, P)$  zu repräsentieren, beschreibe eine gemeinsame Ursachenvariable  $C$  den Felsen der Masse  $m=m_1+m_2$  im Zeitpunkt  $t$ . Der Felsen mit Masse  $m$  sitzt im Zeitpunkt  $t$  am Ort  $x$  auf einem Berg oder nicht, sodass die Zufallsvariable  $C$  eine binäre ist, mit Werten  $c_1 = (m, t, x)$  (ein Felsen der Masse  $m$  sitzt im Zeitpunkt  $t$  am Ort  $x$ ) und  $c_2 = (non - m, t, x)$  (kein Felsen der Masse  $m$  sitzt im Zeitpunkt  $t$  am Ort  $x$ ). Die beiden Effektvariablen  $E_1$  und  $E_2$  repräsentieren das Abbrechen eines Felsbrockens der Masse  $m_1$  im Moment  $t+1$  und das gleichzeitige Zurückbleiben des Felsen der Masse  $m_2$ . Die Werte der Effektvariable  $E_1$  lauten  $e_{11} = (m_1, t + 1, U(x))$  (ein Felsbrocken der Masse  $m_1$  befindet sich im Moment  $t+1$  in einer Bergschlucht in der Umgebung vom Ort  $x$ ) und  $e_{12} = (non - m_1, t + 1, U(x))$  (kein Felsbrocken der Masse  $m_1$  befindet sich im Moment  $t+1$  in einer Bergschlucht in der Umgebung vom Ort  $x$ ). Die Werte der Effektvariable  $E_2$  lauten dann  $e_{21} = (m_2, t + 1, x)$  (Ein Felsen der Masse  $m_2$  sitzt im Moment  $t+1$  am Ort  $x$ ) und  $e_{22} = (non - m_2, t + 1, x)$  (kein Felsen der Masse  $m_2$  sitzt im Moment  $t+1$  am Ort  $x$ ). Auch hier ist die kausale Markov-Bedingung verletzt, weil der Zufallsprozess durch die Masseerhaltung begleitet wird. Wenn ein Felsen der Masse  $m$  zur Zeit  $t$  am Ort  $x$  auf einem Berg sitzt, dann ist es eher unwahrscheinlich, dass ein Felsbrocken der Masse  $m_1$  im nächsten Moment  $t+1$  abbricht:  $P(E_1 = e_{11}|C = c_1) \sim 0$ . Hingegen ist es wegen der Masseerhaltung sehr wahrscheinlich, dass ein Felsbrocken der Masse  $m_1$  zum Zeitpunkt  $t+1$  am Ort  $x$  vom Felsen abgebrochen ist, wenn ein Felsen mit Masse  $m$  im Zeitpunkt  $t$  am Ort  $x$  auf einem Berg saß und im Moment  $t+1$  ein Felsen der Masse  $m_2 < m$  am Ort  $x$  sitzt:  $P(E_1 = e_{11}|E_2 = e_{21}, C = c_1) \sim 1$ . Offensichtlich werden die beiden Effektvariablen  $E_1$  und  $E_2$  konditionalisiert auf die gemeinsame Ursache  $C$  nicht voneinander abgeschirmt, so wie es aber die kausale Markov Bedingung fordert. Ein hier exemplarisch letztes vorgestelltes Gegenbeispiel kommt aus dem Mikrokosmos (vgl. Schurz 2017).

**Gegenbeispiel 2.3.2.3 (Radioaktiver Zerfall):** Instabile Atomkerne haben die Eigenschaft, sich in stabile Atomkerne umzuwandeln. Der Umwandlungsprozess wird als radioaktiver Zerfall oder Kernzerfall

bezeichnet. Er geschieht spontan, jedoch lässt sich eine Zerfallswahrscheinlichkeit über die radioaktive Halbwertszeit des Stoffes berechnen. Bei diesem Prozess wird Energie in Form der sogenannten ionisierenden Strahlung unter Impulserhaltung freigesetzt. Aufgrund der Impulserhaltung, erfährt der Atomkern beim Zerfall – durch die abstrahlende Energie – einen Rückstoß (vgl. Hahn 1909). Beobachtet man daher einen Atomkern zum Zeitpunkt  $t$  in einem instabilen Zustand mit Impuls  $p=p_1+p_2$  und zum Zeitpunkt  $t+1$  lässt sich ionisierende Strahlung im Bewegungszustand  $p_2$  messen, dann befindet sich der Atomkern zum Zeitpunkt  $t+1$  mit nahezu Sicherheit in einem neuen Zustand mit Impuls  $p_1$ .

So, wie die anderen beiden Gegenbeispiele, beschreibt auch das Gegenbeispiel des radioaktiven Zerfalls eine indeterministische gemeinsame Ursachenstruktur. Um diesen Kontext durch ein Kausalmodell  $(G, P)$  zu repräsentieren, sei der instabile Atomkern mit Impuls  $p=p_1+p_2$  zum Zeitpunkt  $t$  am Ort  $x$  durch eine Ursachenvariable  $C$  beschrieben, sein neuer Atomkernzustand mit Impuls  $p_1$  zum Zeitpunkt  $t+1$  in der Umgebung  $U_{p_1}(x)$  mit einer Effektvariable  $E_1$  und die ionisierende Strahlung mit Impuls  $p_2$  zum Zeitpunkt  $t+1$  in der Umgebung  $U_{p_2}(x)$  mit einer Effektvariable  $E_2$ . Die Werte der einzelnen Zufallsvariablen lassen sich ähnlich wie im Gegenbeispiel des Steinschlags wählen. Die Ursachenvariable  $C$  ist binär, mit Werten  $c_1 = (p, t, x)$  und  $c_2 = (non - p, t)$ . Die Werte der Effektvariable  $E_1$  lauten  $e_{11} = (p_1, t + 1, U_{p_1}(x))$  und  $e_{12} = (non - p_1, t + 1, U_{p_1}(x))$  und die der Effektvariable  $E_2$  sind  $e_{21} = (p_2, t + 1, U_{p_2}(x))$  und  $e_{22} = (non - p_2, t + 1, U_{p_2}(x))$ . Da der radioaktive Zerfall spontan passiert, ist ein zum Zeitpunkt  $t$  instabiler Atomkern zum Zeitpunkt  $t+1$  mit einer echten Wahrscheinlichkeit zerfallen:  $P(E_1 = e_{11}|C = c_1) < 1$ . Misst man nun aber zum Zeitpunkt  $t+1$  in der Umgebung des instabilen Atomkerns ionisierende Strahlung, dann kann aufgrund der Energie- und Impulserhaltung fast mit Sicherheit auf den eingetretenen Kernzerfall des instabilen Atomkerns geschlossen werden:  $P(E_1 = e_{11}|E_2 = e_{21}, C = c_1) \sim 1$ . Insofern werden auch in diesem Beispiel die

Effektvariablen  $E1$  und  $E2$  konditionalisiert auf die gemeinsame Ursache  $C$  nicht voneinander abgeschirmt, so wie es die kausale Markov-Bedingung fordert.

Zusammenfassend gibt es fiktive Beispiele, Beispiele aus dem Mikrokosmos und sogar Beispiele aus dem Makrokosmos, in denen die kausale Markov-Bedingung verletzt wird. Allesamt beschreiben sie spontane Zerfallsprozesse, die durch eine gemeinsame Ursachenstruktur repräsentiert werden, innerhalb derer die Effekte aufgrund von Erhaltungsgesetzen nicht durch ihre gemeinsame Ursache voneinander abgeschirmt werden. Die kausale Markov-Bedingung besagt nun aber, dass eine probabilistische Abhängigkeit eine kausale Verbindung im Sinne der d-connection impliziert. Insofern müssten – im Sinne der kausalen Markov-Bedingung – durch eine Zufallsvariable  $C$  bedingt abhängige Zufallsvariablen  $E1$  und  $E2$  über einen Pfad miteinander verbunden sein, auf dem  $C$  ein gemeinsamer Effekt oder ein Effekt des gemeinsamen Effekts ist und somit keine gemeinsame Ursache darstellt. Die kausale Markov-Bedingung fordert also, dass Effekte durch Konditionalisierung auf ihre gemeinsame Ursache voneinander abgeschirmt werden. Nun sind solche kausalen Markov-Verletzungen anders als Faithfulness-Verletzungen, die wir im letzten Abschnitt kennenlernten, keine nicht-robusten. Sie sind in der Struktur begründet, sofern diese überhaupt existiert. Denn eine Verletzung der kausalen Markov-Bedingung könnte ihren metaphysischen Inhalt, dass Abhängigkeiten nicht spontan, sondern aufgrund einer Struktur gegeben sind, und somit auch die Rechtfertigung kausaler Strukturen als ontologisch real falsifizieren. Welche Reaktionen es auf solch eine kausale Markov-Verletzung gibt, ist Thema des nächsten Kapitels.

### 2.3.3 Die Verletzung der Grundannahmen: Resümee

Während eine Verletzung der Faithfulness-Bedingung auf nicht-robuste Wahrscheinlichkeitswerte zurückzuführen ist, sind kausale Markov-Verletzungen in der Struktur begründet. Ein Kausalmodell  $(G, P)$  verletzt die Faithfulness-Bedingung, sobald

zwei Zufallsvariablen im Sinne der d-connection in einem Graphen  $G$  über einen Pfad miteinander kausal verbunden sind und dennoch in einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  eine (bedingte) Unabhängigkeitsrelation hinsichtlich dieses Pfades zwischen ihnen besteht. Da diese (bedingte) Unabhängigkeitsrelation jedoch nicht robust ist, besteht eine Faithfulness-Verletzung nur vorübergehend. Hingegen verletzt ein Kausalmodell  $(G, P)$  die kausale Markov-Bedingung, wenn zwei Zufallsvariablen durch eine dritte bedingt abhängig in  $P$  sind, durch diese aber nicht im Sinne der d-connection in  $G$  verbunden werden. Im Gegensatz zu den Wahrscheinlichkeitswerten einer Faithfulness-Verletzung, kennzeichnen jene bedingte Abhängigkeiten einer Verletzung der kausalen Markov-Bedingung stabile Relationen. Da nun aber sowohl die metaphysische Grundannahme dieser Theorie Inhalt der kausalen Markov-Bedingung ist, nämlich, dass Abhängigkeiten in der Welt auf zugrundeliegende kausale Strukturen zurückzuführen sind, und sich diese durch den Schluss auf die beste Erklärung als ontologisch real rechtfertigen lassen (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 2.2), wurden bereits mehrere Strategien entwickelt, um die kausale Markov-Bedingung zu retten. Diese werde ich im nächsten Kapitel skizzieren.

## 2.4. Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen

Kausale Markov-Verletzungen sind robust, sie lösen sich nicht ohne Weiteres auf, so geht es aus dem letzten Kapitel 2.3. hervor. Kausale Markov-Verletzungen liegen genau dann vor, wenn Abhängigkeitsrelationen zwischen Ereignissen in der Welt keine kausalen Verbindungen implizieren. Infolgedessen stellt ihre Existenz die metaphysische Grundannahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie in Frage, dass nämlich probabilistische Abhängigkeiten nicht zufällig bestehen, sondern das Resultat kausaler Strukturen seien. Kausale Strukturen lassen sich aber mit dem Schluss auf die beste Erklärung als ontologisch real rechtfertigen, denn durch sie können die stabilen probabilistischen Konditionalisierungseigenschaften Linking up und Screening off erklärt werden (vgl. Schurz & Gebharder 2016, Abschnitt 2.2).

Zwar existieren Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung, drei exemplarische haben wir im letzten Kapitelabschnitt 2.3.2 kennengelernt, doch bevor diese ernst genommen werden, hat die Literatur einige Strategien anzubieten, um die kausale Markov-Bedingung zu retten (vgl. Glymour 1999; Hausman & Woodward 1999; Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 2000). – Die Gegenbeispiele werden allesamt durch eine gemeinsame Ursachenstruktur repräsentiert, in denen die Effekte, konditionalisiert auf ihre gemeinsame Ursache, nicht voneinander abgeschirmt werden, so wie es die kausale Markov-Bedingung jedoch fordert. – Standardstrategien nehmen nun an, dass die Gegenbeispiele gar nicht in der Welt existieren (vgl. Glymour 1999), sondern eine Fiktion der problembehafteten Modellierung sind. Lediglich die kausale Struktur sei missinterpretiert, indem kausale Verbindungen oder verborgene gemeinsame Ursachen vergessen wurden oder die Zufallsvariablen selbst nicht korrekt gewählt worden sind (vgl. Hausman, & Woodward 1999; Pearl 2000; Spirtes, Glymour, & Scheines 2000).

Das Problem solcher Strategien ist nun aber, dass ihre Kausalmodelle in der Regel deterministisch sind, wie wir in diesem Kapitel sehen werden. Gemäß Schurz (2017) repräsentieren die bekannten kausalen Markov-Verletzungen allerdings allesamt indeterministische Zerfallsprozesse. Es mag vielleicht hinsichtlich fiktiver Gegenbeispiele wie Cartwrights Chemiefabrik (vgl. Cartwright 1999a, 1999b, 2007)

zutreffen, dass sie nicht der Realität entsprechen und ein angenommener indeterministischer Prozess in der Wirklichkeit keine Bestätigung fände. Der Mikrokosmos wird allerdings von der Quantenmechanik bestimmt und diese postuliert einen Indeterminismus (siehe Kapitel 3.3.1). Zwar gibt es Alternativtheorien wie die Bohmsche Mechanik (siehe Kapitel 3.3.2), die keinen Indeterminismus postuliert und dennoch im Allgemeinen gleiche Prognosen wie die Quantenmechanik erstellt, doch hat sie nicht viele Anhänger. Im Konsens wird von den Wissenschaftlern die Quantenmechanik vertreten.

Es gibt daher zwei mögliche Reaktionen auf kausale Markov-Verletzungen: Entweder nimmt man die Gegenbeispiele ernst oder nicht. Werden die Gegenbeispiele nicht ernst genommen – was bedeutet, dass der Kern der Theorie der kausalen Bayes'schen Netze keiner Prüfung unterzogen wird –, so müssten die Kausalmodelle dahingehend korrigiert werden, dass sie die problematische indeterministische Struktur übergehen. Diese Reaktion auf kausale Markov-Verletzungen steht allerdings im Allgemeinen in einem Konflikt mit dem von der Quantenmechanik postulierten Indeterminismus. Um diesen Konflikt nicht austragen zu müssen, könnte man hingegen die Gegenbeispiele ernst nehmen, so wie es von Gerhard Schurz (2017) und Paul Näger (2013) als erste Autoren in dieser Debatte ausgeführt und von Alexander Gebharter und mir (Gebharter & Retzlaff 2018) fortgeführt wird. Dann gilt es allerdings den Kern der kausalen Bayes-Netz-Theorie einer Prüfung zu unterziehen. Während Schurz (2017) die kausale Markov-Bedingung anpasst, sodass die Gegenbeispiele hinsichtlich seiner modifizierten Fassung keine Gegenbeispiele mehr darstellen, erweitern Gebharter und ich (vgl. Gebharter & Retzlaff 2018) die metaphysische Annahme, dass probabilistische Abhängigkeiten das Resultat von kausalen Strukturen seien, um nicht-kausale Elemente.

Beide Möglichkeiten von Reaktionen sind Thema dieses Kapitels. In einem ersten Kapitelabschnitt stelle ich die Standardstrategien vor, in einem zweiten Abschnitt stelle ich die Strategie von Schurz (2017) vor und in einem dritten Abschnitt stelle ich die Strategie von Gebharter und mir (vgl. Gebharter & Retzlaff 2018) vor.



### 2.4.1 Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen: Standardstrategien

Dieser Kapitelabschnitt hat die Standardstrategien zum Inhalt, welche die kausale Markov-Bedingung zu retten versuchen, indem sie unter der Annahme, dass die Kausalmodelle falsch gewählt sind, jene korrigieren. Aus Kapitel 2.3.2 geht hervor, dass alle bekannten Gegenbeispiele eine gemeinsame Ursachenstruktur  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  aufweisen, in der die Effekte, konditionalisiert auf ihre gemeinsame Ursache, nicht voneinander abgeschirmt werden. So fordert es allerdings die kausale Markov-Bedingung. Um dieser Forderung zu genügen, modifizieren Standardstrategien die gemeinsame Ursachenstruktur. Eine erste hier vorgestellte Strategie verbindet die Effektvariablen miteinander. Die zwei folgenden Strategien vervollständigen die gemeinsame Ursachenstruktur um eine verborgene Zufallsvariable und die zuletzt genannte behauptet, dass die Zufallsvariablen nicht korrekt gewählt seien. Nun beschreiben gemäß Schurz (2017) alle bekannten kausalen Markov-Verletzungen Zerfallsprozesse, innerhalb derer die Kombination aus Indeterminismus und Erhaltungsgrößen dazu führt, dass sich das Phänomen der Abschirmung nicht ereignet. Die Struktur der gemeinsamen Ursache dann so zu modifizieren, dass die kausale Markov-Bedingung erfüllt ist, wie es standardmäßig vorgeschlagen wird, hat daher vorwiegend deterministische Kausalmodelle zum Resultat. Gegenbeispiele aus dem Mikrokosmos werden allerdings durch die Quantenmechanik bestimmt, einer indeterministischen Theorie. Infolgedessen finden Standardstrategien zumindest nicht uneingeschränkte Anwendung, sofern die Postulate der Quantenmechanik nicht nur epistemisch zu verstehen sind, sondern auch ontologisch zutreffen. In diesem Kapitelabschnitt stelle ich die Standardstrategien vor und diskutiere sie anhand der im letzten Kapitel 2.3.2 exemplarisch vorgestellten Gegenbeispiele. Beginnen wir mit der ersten Strategie:

**Standardstrategie 2.4.1.1 (Verknüpfung der Effektvariablen):** Werden die Effektvariablen in der nicht abschirmenden gemeinsamen Ursachenstruktur miteinander durch eine gerichtete Kante verknüpft, dann gibt es einen

weiteren Pfad, über den die Effektvariablen probabilistische Einflüsse aufeinander ausüben können. Und so kann dieser Austausch auch stattfinden, wenn der gemeinsame Ursachenpfad durch Konditionalisierung auf die gemeinsame Ursache blockiert ist.

Die Strategie von der Verknüpfung der Effektvariablen versucht das Problem der kausalen Markov-Verletzung zu lösen, indem sie einen weiteren Pfad einführt, über den ein probabilistischer Korrelationsaustausch zwischen den Effekten erfolgen kann. Nun beschreiben aber alle bekannten Gegenbeispiele Zerfallsprozesse, innerhalb derer die Effekte simultan eintreten. In einem kausalen Graphen  $G = (V, E)$  geben jedoch alle Pfeile aus  $E$  eine zeitliche Richtung von der Ursache hin zum Effekt vor, sodass einerseits das Axiom der zeitlichen Vorwärtsgerichtetheit (vgl. Cartwright 1979; Reichenbach 1956; Schurz & Gebharder 2016, Axiom of temporal forward-directedness; Suppes 1970a) und andererseits das Axiom der (kausalen) Einstein-Lokalität (vgl. Friebe et al 2015, S. 128), nach der kausale Prozesse nicht schneller als Licht sind, verletzt werden. Ob das Axiom der zeitlichen Vorwärtsgerichtetheit in jedem physikalischen System zutrifft, ist eine empirische Annahme. Denn unsere Naturgesetze sind zeitinvariant, nur durch den aus der Erfahrung abgeleiteten zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, nach dem die Entropie niemals zunimmt, wird uns eine bevorzugte Zeitrichtung suggeriert. Es lassen sich aber auch Systeme denken, in denen das Axiom nicht gilt (vgl. Maxwell 1871; Reichenbach 1956, S. 135-143). Ebenfalls wird das Axiom der (kausalen) Einstein-Lokalität in der Quantenmechanik kontrovers diskutiert (vgl. Näger 2016; Wood & Spekkens 2012). In unserem Erfahrungsbereich, dem Makrokosmos, scheinen aber beide Axiome erfüllt zu sein, sodass sich in diesem Bereich die Strategie von der Verknüpfung der Effektvariablen nicht auf die Gegenbeispiele anwenden lässt. Aber auch innerhalb des Mikrokosmos bereitet die Strategie von der Verknüpfung der Effektvariablen Schwierigkeiten. Denn neben dem Argument, dass die Effekte in den Gegenbeispielen simultan eintreten, gibt es ein weiteres Problem: Keiner der beiden Effekte kann durch Intervention auf den anderen Effekt beeinflusst werden. Wird in Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) beispielsweise die Chemikalie von

außerhalb eingeführt, so entsteht nicht plötzlich mehr Schadstoff in der Fabrik. Es wird aber angenommen, dass Kausalbeziehungen Interventionseinflüsse von der Ursache hin zum Effekt transportieren (vgl. Pearl 2000, Woodward 2003)<sup>27</sup>. Summa summarum erfüllt die Strategie von der Verknüpfung der Effektvariablen zwar die kausale Markov-Bedingung, stellt allerdings, aufgrund erzeugter anderer Probleme im Hinblick auf die Gegenbeispiele, keinen Lösungsweg dar.

Auch die nächste hier vorgestellte Strategie versucht die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung zu vermeiden, indem sie einen weiteren Träger von Korrelationseinflüssen zwischen die Effektvariablen integriert:

**Standardstrategie 2.4.1.2 (Verborgene gemeinsame Ursache):** Die Strategie von der verborgenen gemeinsamen Ursache ergänzt die ursprüngliche Struktur  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  um eine verborgene Ursachenvariable  $C^*$ , um die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung zu vermeiden. Als exogene Ursachenvariable in das kausale Modell integriert, formt  $C^*$  einen zweiten Pfad zwischen den beiden Effekten. Infolgedessen gibt es nun zwei Pfade, die als Träger probabilistischer Einflüsse dienen. Der eine Pfad beinhaltet die schon bekannte gemeinsame Ursache  $C$  ( $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$ ) und der andere die verborgene Ursachenvariable  $C^*$  ( $E1 \leftarrow C^* \rightarrow E2$ ). Durch Konditionalisierung auf die Ursachenvariable  $C$  wird so zwar der Pfad  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  blockiert, aber nicht der Pfad  $E1 \leftarrow C^* \rightarrow E2$ . Daher besteht bei Konditionalisierung auf  $C$  auch weiterhin ein probabilistischer Korrelationseinfluss zwischen den Effekten; Nun nicht mehr über den blockierten Pfad  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$ , allerdings über den nicht blockierten Pfad  $E1 \leftarrow C^* \rightarrow E2$ . Zusammenfassend versucht die Strategie die Verletzung der

---

<sup>27</sup> Die zentrale Idee der Woodward'schen Interventionstheorie ist, dass eine Variable  $X_1$  genau dann eine direkte Ursache von einer anderen Variable  $X_2$  ist, wenn es eine mögliche Intervention auf  $X_1$  gibt, die den Wert oder die Wahrscheinlichkeitsverteilung von  $X_2$  verändert (vgl. Woodward 2003, S. 59). Dabei ist eine Intervention auf  $X_1$  bezüglich  $X_2$  eine Veränderung des Wertes von  $X_1$  und zwar unabhängig von den anderen Ursachen von  $X_1$ , sodass sich der Wert von  $X_2$  nur als Ergebnis der Intervention auf  $X_1$  verändert (vgl. Woodward 2003, S. 14).

kausalen Markov-Bedingung zu vermeiden, indem sie einen weiteren Träger von probabilistischen Korrelationseinflüssen zwischen die Effektvariablen  $E1$  und  $E2$  in die ursprüngliche Struktur  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  integriert. So müssen  $E1$  und  $E2$ , konditionalisiert auf die gemeinsame Ursachenvariable  $C$ , nicht mehr voneinander abgeschirmt werden.

Um das Problem der kausalen Markov-Verletzung innerhalb der Struktur  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  zu lösen, integriert die Strategie von der verborgenen gemeinsamen Ursache einen weiteren Träger von probabilistischen Korrelationseinflüssen zwischen die Effektvariablen  $E1$  und  $E2$ , in dem sie die ursprüngliche Struktur um eine gemeinsame Ursachenvariable  $C^*$  von  $E1$  und  $E2$  ergänzt. Infolgedessen ist es nicht mehr erforderlich, dass durch Konditionalisierung auf  $C$  die Effektvariablen  $E1$  und  $E2$  voneinander abgeschirmt werden. Nun ist es allerdings in den bekannten Gegenbeispielen so, dass durch Konditionalisierung auf den off-Wert der Ursachenvariable  $C$ , die Effektvariablen  $E1$  und  $E2$  voneinander abgeschirmt werden (vgl. Schurz 2017). – In Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) wird die Chemikalie nicht produziert, wenn die Fabrik nicht aktiv ist. Und so entsteht auch kein Schadstoff, wenn die Chemikalie von außerhalb eingeführt wird. Schurz Steinschlag (2017) erfolgt nicht, wenn kein Felsen auf dem Berg sitzt. Auch im Beispiel des radioaktiven Zerfalls wird man ohne einen radioaktiven Zerfall keine ionisierende Strahlung messen. – Insofern sollten auch in dem aus dieser Strategie hervorgehenden Kausalmodell die beiden Effektvariablen voneinander abgeschirmt werden, sobald auf die off-Werte der gemeinsamen Ursachenvariable  $C$  konditionalisiert wird. Da allerdings der neue Pfad  $E1 \leftarrow C^* \rightarrow E2$  nicht blockiert ist, können trotz blockiertem Pfad  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  weiterhin probabilistische Korrelationseinflüsse zwischen den Effektvariablen ausgetauscht werden. Die Strategie von der verborgenen gemeinsamen Ursache löst daher die Problematik innerhalb der Gegenbeispiele nicht auf.

Vielleicht ist es aber möglich, die verborgene gemeinsame Ursachenvariable  $C^*$  insofern zu kontrollieren, dass der Pfad  $E1 \leftarrow C^* \rightarrow E2$  durch Konditionalisierung auf

die off-Werte der eigentlichen gemeinsamen Ursachenvariable  $C$  ebenfalls blockiert ist. Mit dieser Idee beschäftigen wir uns innerhalb der nun vorgestellten Strategie:

**Standardstrategie 2.4.1.3 (Verborgene Mittlerursache):** Die Strategie von der verborgenen Mittlerursache führt eine verborgene Zufallsvariable  $C^*$  als Mittlerursache ein, um die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung zu vermeiden. Sie wird so in das Kausalmodell  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  integriert, dass sie die beiden Effekte  $E1$  und  $E2$  voneinander abschirmt und von der ursprünglichen gemeinsamen Ursachenvariable  $C$  deterministisch kontrolliert wird. Es resultiert das Kausalmodell  $C \rightarrow C^* \begin{matrix} \rightarrow E1 \\ \rightarrow E2 \end{matrix}$ . Aufgrund des erfüllten Abschirmkriteriums lässt sich die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung vermeiden. Die Kontrolleigenschaft von  $C$  soll gewährleisten, dass der Pfad  $E1 \leftarrow C^* \rightarrow E2$  blockiert ist, sobald auf die off-Werte der Zufallsvariablen  $C$  konditionalisiert wird.

Die Strategie von der verborgenen Mittlerursache hat gegenüber der Strategie von der verborgenen gemeinsamen Ursache den Vorteil, dass sie die Gegenbeispiele wahrheitsgetreuer abbildet. Die Strategie von der verborgenen gemeinsamen Ursache sorgt zwar dafür, dass die beiden Effektvariablen  $E1$  und  $E2$ , konditionalisiert auf die gemeinsame Ursache  $C$ , weiterhin probabilistische Korrelationseinflüsse austauschen können, nämlich über den Pfad  $E1 \leftarrow C^* \rightarrow E2$ . Allerdings besteht diese Möglichkeit auch dann, wenn auf die off-Werte der gemeinsamen Ursache  $C$  konditionalisiert wird, im Unterschied zu den Gegenbeispielen. Aufgrund der Einführung einer verborgenen Zufallsvariable  $C^*$  als Mittlerursache wird diese Möglichkeit annulliert, sodass hier die beiden Effektvariablen durch Konditionalisierung auf die off-Werte von  $C$  voneinander abgeschirmt werden, indem sie die Zufallsvariable  $C^*$  deterministisch kontrolliert.

Im Gegensatz zu den zuvor vorgestellten Standardstrategien, scheint diese Standardstrategie bei der Anwendung auf die Gegenbeispiele keinen allzu großen Widerstand auszulösen. Im Gegenbeispiel von Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) könnte man sich denken, dass die Chemikalie kein spontanes Produkt dieser

Fabrik ist, sondern nur dann entsteht, wenn ein chemischer Spaltvorgang die Chemikalie von dem Schadstoff löst, der infolgedessen als Nebenprodukt anfällt. Die verborgene Mittlerursache repräsentiere hier den Spaltvorgang, der nur dann ausgelöst wird, wenn die Fabrik auch tatsächlich aktiv ist und nicht inaktiv. In dem Gegenbeispiel von Schurz' Steinschlag (2017) könnte man sich ein ähnliches Szenario denken: Anstelle eines spontan erfolgten Steinschlags, tritt ein durch Verwitterung, Erosion oder ähnliches begründeter subjektive Zufall. Der Stein zerbricht entweder mit Sicherheit oder er zerbricht nicht, und er kann auch nur dann zerbrechen, wenn er tatsächlich existiert, also eine Masse besitzt (off- und on-Werte). Während also die ursprüngliche Ursachenvariable den Felsen mit Masse  $m$  zur Zeit  $t$  am Ort  $x$  beschreibt, repräsentiert die verborgene Mittlerursache das Zerbrechen des Steins. Allerdings löst die Strategie von der verborgenen Mittlerursache nicht das Problem der kausalen Markov-Verletzung im Mikrokosmos, sofern der durch die Quantenmechanik postulierte Indeterminismus ontologischer und nicht nur epistemischer Natur ist.

Abgesehen von der Problematik im Mikrokosmos, ist es nicht verwunderlich, dass die Strategie von der verborgenen Mittlerursache – neben der als nächste und hier letzte vorgestellte Standardstrategie – von Hausman und Woodward (1999, S. 562 f.) verfolgt und auf Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) angewendet wird.

**Standardstrategie 2.4.1.4 (Verfeinerung der gemeinsamen Ursachenvariable):** Die Strategie von der Verfeinerung der gemeinsamen Ursachenvariable behauptet, dass die nicht abschirmende gemeinsame Ursachenvariable  $C$  der beiden Effektvariablen  $E1$  und  $E2$  zu grob gewählt sei und deswegen die kausale Markov-Bedingung verletzt ist. Um die Markov-Verletzung zu vermeiden, müsse der Vorgang in der Welt richtig abgebildet werden. Dazu sei die zu grob gewählte Ursachenvariable durch eine feinkörnigere zu ersetzen, d. h. die Ursachenwerte seien nuancierter zu wählen. Die Wahl einer feinkörnigeren Zufallsvariable  $C$  hebe die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung auf, indem sie die Werte der Effektvariablen  $E1$  und  $E2$  mit Wahrscheinlichkeit 1 deterministisch festlegt

und infolgedessen die Effektvariablen voneinander abgeschirmt werden (vgl. Spirtes, Glymour & Scheines 2000, S. 36-37).

Angewendet auf Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007), in der eine fiktive Fabrik mit einer echten Wahrscheinlichkeit eine Chemikalie produziert und beschuldigt wird, immer dann, wenn sie die Chemikalie produziert, auch einen Schadstoff als Nebenprodukt zu produzieren, bestünde gemäß dieser Strategie die gemeinsame Ursachenvariable  $C$ , die zur Repräsentation der Aktivität der Fabrik herangezogen wird, aus mehr Werten als  $c1 = \text{aktiv}$  und  $c2 = \text{inaktiv}$  (siehe Gegenbeispiel 2.3.2.1). Diese Wahl der Ursachenvariable sei nämlich nicht detailliert genug. Würde die Ursachenvariable informativer gewählt, schirme sie ihre Effekte voneinander ab (vgl. Hausman & Woodward 1999, S. 562-563). Man könnte sich denken, dass die Chemikalie und das Nebenprodukt nur dann entstehen, wenn ein chemischer Spaltvorgang stattfindet, dieser aber nur in 8 von 10 Fällen erfolgt. Mit detailreicheren Werten der Ursachenvariable wie  $c1 = (\text{aktiv}, \text{gespalten})$ ,  $c2 = (\text{aktiv}, \text{nicht gespalten})$  und  $c3 = \text{inaktiv}$ , würden die Chemikalie und das Nebenprodukt entweder mit Sicherheit produziert (Wahrscheinlichkeit 1) oder mit Sicherheit nicht produziert (Wahrscheinlichkeit 0). Das Problem der kausalen Markov-Verletzung wäre somit gelöst.

Wäre allerdings die Aktivität der Fabrik kausal relevant für den Spaltzustand, so bildet die Strategie von der verborgenen Mittlerursache den Kontext wahrheitsgetreuer ab. In beiden Strategien – ob die Standardstrategie 2.4.1.3 oder 2.4.1.4 – tritt ein subjektiver Zufall an die Stelle des Indeterminismus und somit an die Stelle eines objektiven Zufalls. Die echten Wahrscheinlichkeitswerte sind demnach nur unserer Unwissenheit geschuldet und nicht der objektiven Unbestimmtheit gewisser Ereignisse<sup>28</sup>. Die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung entstehe in Cartwrights Chemiefabrik

---

<sup>28</sup> Wäre der Spaltvorgang durch einen objektiven Zufall charakterisiert, so müsste die Ursachenvariable um einen Wert ergänzt werden, der einen indefiniten Spaltzustand wie „noch nicht gespalten“ repräsentiert (Schurz 2017, Abschnitt 2). Würde man aber auf diesen konditionalisieren, dann wäre es nicht sicher, ob die Chemikalie produziert wird oder nicht und infolgedessen wären auch die Effekte nicht voneinander abgeschirmt.

(1999a, 1999b, 2007) also nur durch Fiktion und ist nicht Teil der Realität. Denn Cartwrights Chemiefabrik, so schreibt Glymour (vgl. 1999, S. 72), existiere – so wie sie konzipiert ist – nicht in der Realität. Man könne genauso, wie das Gegenbeispiel eine Hypothese über die Natur zu widerlegen vermag – nämlich die kausale Markov-Bedingung –, die Relativitätstheorie widerlegen: Man stelle sich eine positive Ruhemasse vor, die von weniger als die Lichtgeschwindigkeit auf mehr als die Lichtgeschwindigkeit beschleunigt wird (vgl. Glymour 1999, S. 72).

Die Anwendung der Strategie von der Verfeinerung der Ursachenvariable auf das Gegenbeispiel von Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) löst das Problem der kausalen Markov-Verletzung. Auch kann sie erfolgreich auf das Gegenbeispiel des Steinschlags angewendet werden. Durch die Strategie wird das Abbrechen eines Felsbrockens, wie im Fall der Strategie von der verborgenen Mittlerursache, nicht objektiv zufällig beschrieben. Der Spaltvorgang lässt sich durch Verwitterung, Erosion oder ähnliches begründen, sodass ein subjektiver Zufall an die Stelle eines objektiven tritt und der Felsbrocken entweder mit Sicherheit abbricht oder mit Sicherheit nicht abbricht. Der radioaktive Zerfall hingegen wird im Konsens durch einen objektiven Zufall beschrieben. Denn der Mikrokosmos wird durch die Quantenmechanik bestimmt, einer indeterministischen Theorie. Allerdings gibt es zur Quantenmechanik alternative Theorien, die deterministisch sind und so kann auch hier nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob der durch die Quantenmechanik beschriebene Indeterminismus tatsächlich ontologischer und nicht nur epistemischer Natur ist.

Zusammenfassend werden Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung durch eine gemeinsame Ursachenstruktur  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  repräsentiert, in der die Ursachenvariable  $C$  ihre Effektvariablen  $E1$  und  $E2$  nicht voneinander abschirmt, so wie es jedoch die kausale Markov-Bedingung fordert. Standardvorschläge zur Lösung des Problems unterstellen eine Fehlinterpretation des Kontextes und korrigieren den kausalen Graphen, sodass die Effekte, konditionalisiert auf  $C$ , voneinander abgeschirmt werden. Die hier vorgestellten Standardstrategien verknüpfen entweder die



Effektvariablen miteinander (Standardstrategie 2.4.1.1), führen eine verborgene gemeinsame Ursachenvariable (Standardstrategie 2.4.1.2) oder eine verborgene Mittlerursache ein (Standardstrategie 2.4.1.3) oder verfeinern die Ursachenvariable (Standardstrategie 2.4.1.4). Mit Ausnahme der Strategie von der Verknüpfung der Effektvariablen, resultiert aus all den vorgestellten Standardstrategien ein deterministisches Kausalmodell. Die Gegenbeispiele beschreiben jedoch gemäß Schurz (2017) indeterministische Zerfallsprozesse. Während im Makrokosmos zwar der Determinismus als Standard gilt, ist es im Mikrokosmos der durch die Quantenmechanik postulierte Indeterminismus. Letztendlich beruht der Erfolg der Standardstrategien darauf, ob der postulierte Indeterminismus ontologischer oder nur epistemischer Natur ist. Zumindest existieren alternative Theorien zur Quantenmechanik, die das Verhalten mikroskopischer Entitäten deterministisch beschreiben – wie beispielsweise die de Broglie Bohm Theorie (vgl. Bohm 1952a, 1952b; de Broglie 1927) – und im Allgemeinen die gleichen Vorhersagen leisten wie die Quantenmechanik (vgl. Kapitel 3.3).

Wenn der Indeterminismus aber tatsächlich ontologischer Natur ist, dann scheint es so, als würde die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze hier an ihre Grenzen stoßen. Ihre durch die kausale Markov-Bedingung zum Ausdruck gebrachte metaphysische Grundannahme, dass sich stabile Abhängigkeiten nicht zufällig ereignen, sondern auf zugrundeliegende kausale Strukturen zurückzuführen sind, kann dann daher nicht in jeder Domäne Bestätigung finden. In den nächsten Kapitelabschnitten werde ich zwei Strategien vorstellen, die den Zufall in den Gegenbeispielen als objektiv betrachten und zeigen, dass trotz Indeterminismus die kausale Markov-Bedingung nicht aufgegeben werden muss. Die eine Strategie geht auf Schurz (2017) zurück und die andere auf Gebharter und mich (vgl. Gebharter & Retzlaff 2018).

#### **2.4.2 Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen: Strategie nach Schurz**

Im letzten Kapitelabschnitt haben wir festgestellt, dass Standardstrategien die kausale Markov-Bedingung zu retten vermögen, wenn die Gegenbeispiele deterministische

Prozesse beschreiben. Gemäß Schurz (2017) beschreiben die bekannten Gegenbeispiele jedoch indeterministische Zerfallsprozesse. Nun wird der Makrokosmos zwar deterministisch beschrieben, sodass man sich über die Gegenbeispiele aus dem Makrokosmos streiten kann: Sind die Zerfallsprozesse im Makrokosmos auf mikroskopische Prozesse zurückzuführen oder können sie durchgängig mit der klassischen Mechanik beschrieben werden und der vermeintliche Indeterminismus ist nur ein subjektiver Zufall, unterliegt also unserer Unwissenheit? Der Mikrokosmos hingegen wird durch die Quantenmechanik bestimmt, einer indeterministischen Theorie, sodass Standardstrategien hier versagen. Nun gibt es aber auch deterministische Alternativtheorien zur Quantenmechanik, die im Allgemeinen die gleichen Vorhersagen tätigen, wie beispielsweise die de Broglie-Bohm Theorie (vgl. Bohm 1952a, 1952b; de Broglie 1927). Ob tatsächlich auch die Welt (in-)determiniert ist und nicht nur die sie repräsentierenden Modelle, ist daher bisher noch nicht geklärt.

Wenn die Welt determiniert ist, dann kann auch die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze als eine allgemeingültige Theorie der Kausalität anerkannt werden. Die Frage ist nun, ob die Theorie auch uneingeschränkt als allgemeingültige Theorie der Kausalität verstanden werden kann. Wenn tatsächlich Domänen in der Welt existieren, in denen Ereignisse objektiv zufällig eintreten und Gegenbeispiele wie Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007), Schurz' Steinschlag (2017) oder der radioaktive Zerfall auf Ereignisse aus solchen Domänen zurückzuführen sind, dann haben wir bisher noch keine Strategie kennengelernt, welche die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung beseitigt. Nehmen wir also die beschriebenen Gegenbeispiele ernst und gehen von einem indeterministisch beschriebenen Zerfallsprozess aus. Die erste Strategie in diesem Rahmen wurde von Schurz (2017) realisiert (siehe auch Näger 2013).

Schurz (2017) untersucht problematische gemeinsame Ursachenstrukturen und zeigt, dass es die Kombination aus Indeterminismus und das am Zerfallsprozess gekoppelte Erhaltungsgesetz ist, das die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung impliziert. In Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) zerfällt eine chemische Struktur gemäß dem Masseerhaltungsgesetz in eine Chemikalie und ihr Nebenprodukt, in Schurz' Gegenbeispiel vom Steinschlag (2017) bricht ein Gebirgsfelsen gemäß der

Masseerhaltung spontan in zwei Stücke und im Gegenbeispiel vom radioaktiven Zerfall zerfällt ein instabiler Atomkern gemäß der Impulserhaltung spontan in eine stabilere Form und ionisierende Strahlung (siehe Kapitel 2.3.2). Die Konsequenz einer Verletzung der kausalen Markov-Bedingung besteht laut Schurz (2017) in der Revision der kausalen Markov-Bedingung.

Um spontane Zerfallsprozesse kausal regelkonform wiedergeben zu können, unterscheidet Schurz (2017), inspiriert durch Salmon (1984), zwei unterschiedliche Arten von gemeinsamen Ursachen: Konjunktive und interaktive gemeinsame Ursachen. Konjunktive gemeinsame Ursachen haben die gleiche Funktion wie gewöhnliche gemeinsame Ursachen aus der Theorie der kausalen Bayes'schen Netze. Konjunktive gemeinsame Ursachen  $C$  verbinden ihre Effekte  $E1$  und  $E2$  miteinander gemäß  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  und konditionalisiert schirmen sie ihre Effekte voneinander ab. Aber auch interaktive gemeinsame Ursachen  $C^*$  verbinden ihre Effekte  $E1^*$  und  $E2^*$  miteinander, nun gemäß  $E1^* \leftarrow \widehat{C^*} \rightarrow E2^*$ . Die Einführung eines interaktiven Bogens „ $\widehat{\phantom{C^*}}$ “ als neues Element, charakterisiert den bedeutenden Unterschied zwischen den beiden Arten einer gemeinsamen Ursache. Dieser ist in der Konditionalisierungseigenschaft der beiden unterscheidbaren Arten von gemeinsamen Ursachen manifestiert. Zwei durch nur eine konjunktive gemeinsame Ursache  $C$  verknüpfte Effekte  $E1$  und  $E2$  werden durch Konditionalisierung auf  $C$  voneinander abgeschirmt. Interaktive gemeinsame Ursachen  $C^*$  hingegen schirmen durch Konditionalisierung die beiden Effekte nicht notwendigerweise voneinander ab.

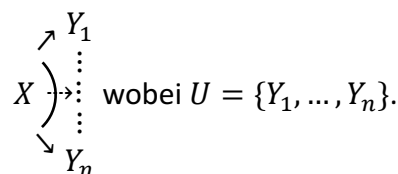
Interaktive gemeinsame Ursachen  $C^*$  werden durch Variablen repräsentiert, deren Werte in off- und on-Werte zu unterscheiden sind. Off-Werte kennzeichnen eine interaktive Ursache als abwesend und so sind auch die bei einem indeterministischen Zerfallsprozess involvierten Erhaltungsgrößen nicht präsent. Infolgedessen schirmen interaktive gemeinsame Ursachen, konditionalisiert auf ihre off-Werte, ihre Effekte voneinander ab, genauso wie es bei konjunktiven gemeinsamen Ursachen der Fall ist. Anders verhält es sich jedoch, wenn auf die on-Werte einer interaktiven gemeinsamen Ursache konditionalisiert wird. In diesem Fall können weiterhin probabilistische Korrelationseinflüsse zwischen den Effekten  $E1^*$  und  $E2^*$  ausgetauscht werden, sodass

sie hier nicht voneinander abgeschirmt werden, im Unterschied zu den Eigenschaften einer konjunktiven gemeinsamen Ursache. Die graphische Repräsentation einer interaktiven gemeinsamen Ursache erfolgt nach Schurz (2017) durch die Einführung des schon gerade erwähnten interaktiven Bogens, der die Kanten, einer interaktiven gemeinsamen Ursache entspringend, miteinander verbindet. So lassen sich gemäß Schurz (2017) durch die Einführung interaktiver Elemente auch indeterministische Zerfallsprozesse durch sogenannte interaktive Kausalmodelle modellieren. Ein interaktives Kausalmodell ist wie folgt definiert (Schurz 2017, Abschnitt 3, Definition 7):

**Definition 2.4.2.3 (Interaktives kausales Modell):** Ein interaktives Kausalmodell, kurz ICM, ist ein Quadrupel  $(V, E, I, P)$  mit den folgenden Eigenschaften:

- (i) Das Tripel  $(V, E, P)$  ist ein gewöhnliches Kausalmodell.
- (ii)  $I \subseteq V \times Pow(V)$  ( $Pow$  für Potenzmenge) ist eine nichtleere Menge von Paaren der Form  $(X, U)$  mit folgenden Eigenschaften:
  - a.  $X \in V$  und  $off \in Val(X)$  (Besitz eines abwesenden Wertes),
  - b. für alle  $Y \in U$  gilt, dass  $X \rightarrow Y \in E$ , und
  - c. für alle  $(X, U_i), (X, U_j) \in I$  gilt, dass  $U_i \cap U_j = \emptyset$  (Disjunktheit der Bögen).

Das Paar  $(X, U)$  wird als interaktive Gabel bezeichnet, in der die Zufallsvariable  $X$  eine interaktive Ursache und die Menge  $U$  einen interaktiven Bogen repräsentieren. Eine interaktive Gabel  $(X, U)$  wird graphisch wie folgt gestaltet:



- (iii) Das Tripel  $(V, E, I)$  heißt interaktiver kausaler Graph (ICG) des ICM.

Ein interaktives Kausalmodell  $(V, E, I, P)$  kann als Erweiterung eines Kausalmodelles  $(V, E, P)$  um interaktive Elemente verstanden werden, die durch die Menge  $I$  ihren

Ausdruck erhalten. Dabei spielen die interaktiven gemeinsamen Ursachen die zentrale Rolle hinsichtlich der kausalen Markov-Verletzung. Eine interaktive gemeinsame Ursache schirmt nämlich, konditionalisiert auf ihre on-Werte, ihre Effekte nicht voneinander ab, so wie es die kausale Markov Bedingung nun aber fordert. Durch Schurz' (2017) Einführung eines interaktiven Kausalmodells  $(V, E, I, P)$  muss die kausale Markov-Bedingung allerdings nicht ganz aufgegeben werden. Es genügt eine Revision derart, dass für interaktive gemeinsame Ursachen schwächere Screening off-Eigenschaften gelten. Daher motiviert Schurz (2017, Abschn. 3) die folgende modifizierte Definition der globalen kausalen Markov-Bedingung (in der Literatur auch unter dem Begriff d-connection-Bedingung aufgeführt):

**Definition 2.4.2.1 (kausale d\*-connection-Bedingung):** Ein interaktives Kausalmodell  $G = (V, E, I, P)$  erfüllt genau dann die d\*-connection-Bedingung, wenn für alle Zufallsvariablen  $X_i, X_j \in V$  und Mengen  $U \subseteq V \setminus \{X_i, X_j\}$  gilt, dass **(i)**  $X_i$  und  $X_j$  sind in  $G = (V, E, I)$  d\*-connected gegeben  $U$ , wenn sie konditionalisiert auf  $U$  probabilistisch abhängig in  $P$  sind und **(ii)**  $X_i$  und  $X_j$  sind in  $G = (V, E, I)$  d-connected gegeben  $U$ , wenn sie konditionalisiert auf  $U$  und  $I(U) = \text{off}$  abhängig in  $P$  sind<sup>29</sup>. (Schurz 2017, causal d\*-connection condition)

Zwei Zufallsvariablen  $X_i, X_j \in V$  heißen genau dann d\*-connected gegeben  $U \subseteq V \setminus \{X_i, X_j\}$ , wenn sie durch einen Pfad  $\pi$  miteinander verbunden sind, der weder eine Mittlerursache<sup>30</sup> noch eine konjunktive gemeinsame Ursache in  $U$  hat, während jeder Collider<sup>31</sup> auf  $\pi$  in  $U$  ist oder einen Effekt in  $U$  hat.

---

<sup>29</sup> Der Ausdruck  $I(U)$  bezeichnet die Menge der interaktiven Ursachen in  $U$ .

<sup>30</sup> Zur Begriffserklärung siehe Axiom 2.2.2.2.

<sup>31</sup> Zur Begriffserklärung siehe Axiom 2.2.2.2.

Demnach impliziert eine (bedingt) probabilistische Abhängigkeit zwischen zwei Ereignissen, im Unterschied zur (globalen) kausalen Markov-Bedingung, keine kausale Verbindung im Sinne der d-connection, sondern im Sinne der d\*-connection. Dies bedeutet, dass es nun nicht mehr nur möglich ist, eine bedingte Abhängigkeitsrelation zwischen zwei Ereignissen ausschließlich durch einen gemeinsamen Effekt oder Effekt des gemeinsamen Effekts zu erklären, sondern auch, und das ist neu, durch eine gemeinsame interaktive Ursache. Für die Erklärung von bedingten Abhängigkeitsrelationen können infolgedessen zwar Mittlerursachen aber nicht mehr gemeinsame Ursachen ausgeschlossen werden. Der Unterschied zwischen der (globalen) kausalen Markov-Bedingung und der Bedingung der kausalen d\*-connection liegt also in der Erklärung des Zustandekommens einer probabilistischen bedingten Abhängigkeit zwischen Ereignissen. Durch die Einführung von interaktiven Kausalmodellen nach Schurz (2017) ist nun auch eine gemeinsame Ursachenstruktur als Erklärungsmodell für eine probabilistisch bedingte Abhängigkeit adäquat, solange sie eine interaktive und keine konjunktive gemeinsame Ursache involviert. Als Resultat erfüllen die Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung die kausale d\*-connection Bedingung. Denn interaktive gemeinsame Ursachen schirmen ihre Effekte nur voneinander ab, wenn auf ihre off-Werte, nicht aber, wenn auf ihre on-Werte konditionalisiert wird. Genauso fordern es die Gegenbeispiele.

Wenn man die Gegenbeispiele ernst nimmt, dann kann dank Schurz (2017) nun auf eine Strategie zurückgegriffen werden, um das Problem der kausalen Markov-Bedingung zu lösen, ohne die Theorie der kausalen Bayes-Netze als Ganzes aufgeben zu müssen. Welche metaphysische Konsequenz eine Revision der kausalen Markov-Bedingung unterdessen nach sich zieht, analysieren wir jetzt.

Zunächst scheint die kausale d\*-connection-Bedingung ebenfalls wie die kausale Markov-Bedingung den metaphysischen Inhalt zu haben, dass probabilistische Abhängigkeiten auf in der Welt zugrundeliegende kausale Strukturen zurückzuführen sind. Doch, während kausale Verbindungen durch die kausale Markov-Bedingung im Sinne der d-connection verstanden werden, bringt sie die kausale d\*-connection-

Bedingung im Sinne der d\*-connection zum Ausdruck. Zwei zueinander bedingt abhängige Ereignisse sind genau dann durch ein drittes Ereignis miteinander im Sinne der d-connection verbunden, wenn dieses ein gemeinsamer Effekt der beiden Ereignisse oder ein Effekt eines gemeinsamen Effekts ist. Im Sinne der d\*-connection sind sie darüber hinaus nun auch verbunden, wenn das dritte Ereignis eine interaktive Ursache ist. Lassen sich Verbindungen im Sinne der d\*-connection ebenfalls wie Verbindungen im Sinne der d-connection als ontologisch real rechtfertigen oder sind sie nur epistemischer Natur?

Wie bereits in Kapitel 2.2.1 reproduziert, können kausale Strukturen durch den Schluss auf die beste Erklärung von den beiden stabilen probabilistischen Konditionalisierungseigenschaften Screening off und Linking up als ontologisch real gerechtfertigt werden (Schurz & Gebharder 2016). Zur Erklärung der zwei Eigenschaften ergibt sich die Klassifikation kausaler Strukturen in die Struktur der Kette ( $X_1 \rightarrow X_3 \rightarrow X_2$  oder  $X_1 \leftarrow X_3 \leftarrow X_2$ ), Struktur der Gabel ( $X_1 \leftarrow X_3 \rightarrow X_2$ ) und Struktur des Colliders ( $X_1 \rightarrow X_3 \leftarrow X_2$ ). Von diesen Strukturen ist es die Struktur der Gabel, welche die Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung am angemessensten beschreibt. Die Struktur der Gabel wurde bislang aber herangezogen, um die Screening off-Eigenschaft zu erklären. Zur Wiederholung, zwei Zufallsvariablen  $X_1$  und  $X_2$  werden genau dann durch eine dritte Zufallsvariable  $X_3$  abgeschirmt (screened off), wenn folgendes gilt:  $Dep(X_1, X_2)$  und  $Indep(X_1, X_2 | X_3)$  (siehe Definition 2.2.1.1). Die Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung genügen jedoch nur eingeschränkt der Screening off-Eigenschaft, denn sie sind durch die probabilistischen Abhängigkeitsbeziehungen  $Dep(X_1, X_2)$ ,  $Indep(X_1, X_2 | X_3 = off)$  und auch  $Dep(X_1, X_2 | X_3 = on)$  charakterisiert. Somit ist die Einführung der kausalen d\*-connection-Bedingung epistemisch wertvoll, durch die eine gemeinsame Ursache in konjunktive und interaktive gemeinsame Ursachen differenziert wird, um die Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung repräsentieren zu können und nicht die Rechtfertigung kausaler Strukturen als ontologisch real zu bezweifeln. Die Struktur der Gabel bezieht sich dann auf konjunktive gemeinsame Ursachen und ist so weiterhin unerlässlich zur Erklärung der Screening-off Eigenschaft. Um die eingeschränkte Screening off-

Eigenschaft erklären zu können, welche die bekannten Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung charakterisiert, wird die Einteilung der kausalen Strukturen in drei Klassen – Struktur der Kette, Struktur der Gabel und Struktur des Colliders – um eine vierte Klasse durch Schurz (2017) ergänzt, nämlich die Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache  $X_1 \leftarrow \widehat{X_3} \rightarrow X_2$ . Es bleibt zu analysieren, ob sich die Einführung einer Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache als ontologisch real rechtfertigen lässt.

Nach der Definition von Schurz (2017) eines interaktiven Kausalmodells  $(V, E, I, P)$  ist das Tripel  $(V, E, P)$  ein gewöhnliches Kausalmodell. Die Struktur der Gabel  $X_1 \leftarrow X_3 \rightarrow X_2$  ist daher die untergeordnete Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursachenstruktur  $X_1 \leftarrow \widehat{X_3} \rightarrow X_2$ . Somit implizieren die gerichteten Kanten  $X_3 \rightarrow X_1$  und  $X_3 \rightarrow X_2$  gemäß der Theorie der kausalen Bayes'schen Netze *ceteris absentibus* eine probabilistische Abhängigkeitsrelation zwischen  $X_3$  und  $X_1$  sowie  $X_3$  und  $X_2$ , die probabilistische Einflüsse von der Ursachenvariable  $X_3$  hin zu den Effektvariablen  $X_1$  und  $X_2$  transportiert (Schurz, Gebharder 2016, Abschnitt 2.2, Productivity & Markov-causality). Die probabilistischen Korrelationseinflüsse zwischen den Effektvariablen  $X_1$  und  $X_2$  erfolgen nur, weil Werte von  $X_3$  – je nach fixiertem Wert von  $X_1$  respektive  $X_2$  – wahrscheinlicher oder weniger wahrscheinlicher sind, sodass dann auch in Abhängigkeit der bedingten Wahrscheinlichkeitsverteilung für  $X_3$  die Wahrscheinlichkeitswerte für  $X_2$  respektive  $X_1$  variieren. Betrachten wir als Beispiel die Korrelation zwischen der Größe einer Storchenpopulation und der Geburtenrate von Menschenbabys, die über ein Maß für den Industrialisierungsgrad vermittelt wird: Eine große Storchenpopulation erhöht die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Industrialisierungsgrad gering ist. Ein geringer Industrialisierungsgrad erhöht wiederum die Wahrscheinlichkeit für eine starke Geburtenrate von Menschenbabys. Fixiert man hingegen den Wert für einen bestimmten Industrialisierungsgrad, so sind die Wahrscheinlichkeiten für die Effekte – Größe der Storchenpopulation und Geburtenrate von Menschenbabys – festgelegt und die Korrelationseinflüsse zwischen ihnen verschwinden. Durch Konditionalisierung auf einen beliebigen Wert der Ursachenvariable  $X_3$  werden daher die Effektvariablen  $X_1$  und  $X_2$  innerhalb der Struktur der Gabel voneinander abgeschirmt. Warum innerhalb



einer interaktiven gemeinsamen Ursachenstruktur trotz fixierter Ursachenvariable  $X_3 = on$  weiterhin ein probabilistischer Korrelationseinfluss zwischen  $X_1$  und  $X_2$  erfolgt, muss in den durch Schurz (2017) neu eingeführten interaktiven Elementen begründet sein. Denn in diesen unterscheidet sich die Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache von der Struktur der Gabel. Ob sich die Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache also ontologisch rechtfertigen lässt, hängt daher von der metaphysischen Funktion der neuen Elemente ab. In hiesigem Fall ist es die interaktive Gabel  $(X_3, \{X_1, X_2\})$ , bestehend aus der interaktiven gemeinsamen Ursache  $X_3$  und dem interaktiven Bogen  $\{X_1, X_2\}$ . Nun ist aber eine interaktive Ursache  $X_3 \in V$ , gemäß Schurz' (2017) Definition eines interaktiven Kausalmodells  $(V, E, I, P)$ , Element des gewöhnlichen Kausalmodells  $(V, E, P)$ . Insofern sollte der interaktive Bogen  $\{X_1, X_2\}$  als Träger der probabilistischen Korrelationseinflüsse dienen und so bleibt es noch, die metaphysische Funktion des interaktiven Bogens zu ergründen.

Gemäß Schurz (2017) ist die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung in den Gegenbeispielen der Konjunktion aus Indeterminismus und anwesenden Erhaltungsgesetzen geschuldet. Ein indeterministischer Zerfallsprozess erfolgt mit einer Wahrscheinlichkeit kleiner eins ( $P(X_1 = x_1 | X_3 = on) < 1$  und  $P(X_2 = x_2 | X_3 = on) < 1$ ) und wenn er erfolgt, dann bewirken die an den Zerfallsprozess gekoppelten Erhaltungsgesetze, dass alle Zerfallsprodukte entstehen ( $P(X_1 = x_1 | X_3 = on, X_2 = x_2) = 1$  und  $P(X_2 = x_2 | X_3 = on, X_1 = x_1) = 1$ ). Die metaphysische Funktion des interaktiven Bogens besteht demnach in der Repräsentation der anwesenden Erhaltungsgesetze. Damit ist der interaktive Bogen  $\{X_1, X_2\}$  Träger von probabilistischen Korrelationseinflüssen, die trotz fixiertem Wert  $X_3 = on$  zwischen den Effektvariablen bestehen.

Nun gibt es zwei Möglichkeiten, die Natur dieser probabilistischen Korrelationseinflüsse zu verstehen: Entweder ist sie kausaler oder nicht-kausaler Art. Wenn sie kausaler Art ist, dann stellt sich die Frage, woher die Korrelationseinflüsse kommen. Denn, während die Kanten zwischen den Zufallsvariablen in kausalen Bayes-Netzen probabilistische Informationen transportieren, ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  auf den Zufallsvariablen definiert. Sollte es tatsächlich interaktive

gemeinsame Ursachen in der Welt geben (das heißt Ursachen, die ihre Effekte nicht voneinander abschirmen), so führt eine kausale Story mit sich, dass die metaphysische Annahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie – Abhängigkeiten seien nicht zufällig, sondern auf zugrundeliegende Strukturen zurückführbar – nicht uneingeschränkt haltbar ist. Ist die Natur der probabilistischen Korrelationseinflüsse hingegen nicht-kausaler Art, dann lässt sie sich mit der metaphysischen Annahme dieser Theorie vereinen, wie uns der nächste Kapitelabschnitt verrät.

Zusammenfassend wird uns mit Schurz' Strategie (2017) eine Möglichkeit geboten, auf eine Verletzung der kausalen Markov-Bedingung unter der Annahme eines ontologischen Indeterminismus zu reagieren, ohne die Theorie der kausalen Bayes-Netze aufgeben zu müssen. Die Strategie besteht in der Revision der kausalen Markov-Bedingung, die zum Inhalt hat, dass probabilistische Abhängigkeiten in der Welt auf kausale Verbindungen im Sinne der d-connection zurückzuführen sind. Durch die revidierte Fassung, der d\*-connection-Bedingung, werden kausale Verbindungen nun im Sinne der d\*-connection verstanden. Im Unterschied zur d-connection erlaubt die d\*-connection, bedingt abhängige Ereignisse  $X_1$  und  $X_2$  durch eine interaktive gemeinsame Ursache  $X_3$  zu verknüpfen. Zur graphischen Repräsentation wird eine gewöhnliche gemeinsame Ursachenstruktur  $X_1 \leftarrow X_3 \rightarrow X_2$  um einen interaktiven Bogen „ $\widehat{\quad}$ “ zu einer interaktiven gemeinsamen Ursachenstruktur  $X_1 \leftarrow \widehat{X_3} \rightarrow X_2$  erweitert, die es im Unterschied zur gewöhnlichen gemeinsamen Ursachenstruktur erlaubt, trotz fixiertem Wert  $X_3 = on$ , probabilistische Korrelationseinflüsse zwischen  $X_1$  und  $X_2$  zu transportieren. Als Träger der probabilistischen Korrelationseinflüsse, die trotz fixierter gemeinsamer Ursachenvariable (ceteris absentibus) zwischen den Effektvariablen besteht, repräsentiert der interaktive Bogen jene an die modellierten indeterministischen Zerfallsprozesse gekoppelten Erhaltungsgesetze. Um diese Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache werden die drei bisher als ontologisch gerechtfertigten Klassen von kausalen Strukturen – die Struktur der Kette, die Struktur der Gabel und die Struktur des Colliders – ergänzt. Welche metaphysische Konsequenz die Einführung dieser neuen Struktur mit sich bringt, hängt davon ab, ob die Natur der

probabilistischen Korrelationseinflüsse zwischen den Effekten rein kausaler Art ist oder ob sie auch über nicht-kausale Elemente verfügt. Eine rein kausale Story würde die metaphysische Annahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie in Frage stellen, während sie mit einer gemischten Story (mit kausalen und nicht-kausalen Elementen) im Einklang steht (siehe Abschnitt 2.4.3).

Während Schurz (2017) diese Fragestellung unberührt lässt und somit beide Möglichkeiten erfasst, fokussieren Gebharter und ich (vgl. Gebharter & Retzlaff 2018) die gemischte Story. Wir greifen Schurz' Hypothese (2017) auf, er versteht die Kombination aus Indeterminismus und die an den Zerfallsprozess gekoppelten Erhaltungsgesetze als Grund für die nicht-abschirmende gemeinsame Ursachenstruktur. In diesem Zusammenhang machen wir die Kombination aus Indeterminismus und in einem erweiterten Sinne gewisse Distributionsprinzipien – die festlegen, wie Mengen, Eigenschaften oder Bestandteile auf verschiedene Objekte oder Orte verteilt werden, sobald die gemeinsame Ursache erfolgt – verantwortlich. Wir motivieren, diese Distributionsprinzipien durch eine nicht-kausale Verbindung zu repräsentieren.

### **2.4.3 Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen: Strategie nach Gebharter & Retzlaff**

Bisher haben wir zwei verschiedene Arten von Strategien kennengelernt, um auf die Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung zu reagieren. Entweder konstatiert man im Sinne der Standardstrategien (siehe Abschnitt 2.4.1) die Repräsentation der Gegenbeispiele für missglückt oder revidiert gemäß Schurz (2017) die kausale Markov-Bedingung (siehe auch Näger 2013). Die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung auf eine ungenügende Repräsentation zurückzuführen bedeutet, ein determiniertes Weltbild im Hinterkopf zu haben. Nun wird der Mikrokosmos aber von der Quantenmechanik beherrscht, einer indeterministischen Theorie, sodass die Auffassung einer determinierten Welt im Konsens nicht geteilt wird. Schurz' Strategie (2017) bietet hingegen eine Möglichkeit, auch auf die Gegenbeispiele im Mikrokosmos zu reagieren. Seine Strategie besteht in der Ergänzung der kausalen Bayes-Netz-Theorie um

interaktive Elemente, die er in die kausale Markov-Bedingung mit einfließen lässt. Kausale Verbindungen werden dann gemäß dieser Strategie nicht mehr im Sinne der *d*-connection verstanden, sondern im Sinne der *d\**-connection, sodass die Klasse der kausalen Strukturen – Struktur der Kette, Struktur der Gabel und Struktur des Colliders (siehe Kapitel 2.2) – um eine interaktive gemeinsame Ursachenstruktur erweitert wird. Die metaphysische Konsequenz dieser Erweiterung ist nun davon abhängig, ob sie rein kausaler Natur ist oder nicht-kausale Elemente einführt. Würde die Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache rein kausaler Natur sein, so ist nicht ganz klar, aus welcher Quelle jene Korrelationseinflüsse zwischen den Effektvariablen hervorgehen, die konditionalisiert auf die gemeinsame Ursache weiterhin bestehen. Damit scheint die metaphysische Annahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie – Abhängigkeiten seien nicht zufällig, sondern auf zugrundeliegende Strukturen zurückführbar – in Frage gestellt. Während Schurz (2017) sich in diesem Punkt nicht festlegt, haben Gebharder und ich (vgl. Gebharder & Retzlaff 2018) eine Strategie entwickelt, welche versucht, die Gegenbeispiele technisch und metaphysisch in den Griff zu bekommen. Dabei greifen wir Schurz' Hypothese (2017) auf, er versteht die Kombination aus Indeterminismus und die an den Zerfallsprozess gekoppelten Erhaltungsgesetze als Grund für die nicht-abschirmenden gemeinsamen Ursachenstruktur. Wir verstehen die Kombination aus Indeterminismus und in einem erweiterten Sinne gewisse Distributionsprinzipien – die bestimmen, wie Mengen, Eigenschaften oder Bestandteile auf verschiedene Objekte oder Orte verteilt werden, sobald die gemeinsame Ursache erfolgt – als Grund. Die kausale Markov-Bedingung ist daher im Rahmen unserer Strategie in den bekannten Gegenbeispielen verletzt, weil die involvierten Abhängigkeiten nicht nur auf kausale Strukturen zurückzuführen sind, sondern einige auch auf eine bestimmte Art von nicht-kausalen Strukturen. So ergänzen wir mit unserer Strategie (vgl. Gebharder & Retzlaff 2018) die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze um nicht-kausale Elemente und nicht, so wie Schurz (2017), um eine interaktive gemeinsame Ursachenstruktur.

Die Strategie von Gebharder und mir (Gebharder, Retzlaff 2018) stelle ich in mehreren Schritten vor. In einem ersten Schritt zeige ich, wie wir die Einführung nicht-kausaler Strukturen rechtfertigen. In einem zweiten Schritt erfolgt die metaphysische

Charakterisierung dieser nicht-kausalen Strukturen und in einem dritten und letzten Schritt ihre graphische Modellierung. Beginnen wir mit dem ersten Schritt: In den bekannten Gegenbeispielen zur kausalen Markov-Bedingung zerfällt eine Entität entzwei (vgl. Schurz 2017). In Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) erzeugt ein chemischer Prozess eine Chemikalie und als Nebenprodukt einen Schadstoff. In Schurz' Steinschlag (2017) bricht ein Felsen entzwei, sodass ein Felsbrocken und ein kleinerer Felsen hervorgehen. Im Gegenbeispiel des radioaktiven Zerfalls zerfällt ein instabiler Atomkern in einen stabileren Zustand und ionisierende Strahlung. Wenn Abhängigkeiten in der Welt durch zugrundeliegende kausale Strukturen erzeugt werden, dann ist die der Gegenbeispiele eine gemeinsame Ursachenstruktur  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$ . Allerdings werden die Effekte  $E1$  und  $E2$  in den Gegenbeispielen, konditionalisiert auf die gemeinsame Ursache  $C$ , nicht notwendigerweise voneinander abgeschirmt, infolgedessen die kausale Markov-Bedingung verletzt ist. In Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) wird die Chemikalie mit Wahrscheinlichkeit 0.8 produziert, sofern die Fabrik aktiv ist und immer dann, wenn sie erzeugt wird, entsteht auch der Schadstoff als Nebenprodukt. In Schurz' Steinschlag (2017) bricht ein Felsbrocken der Masse  $m1$  genau dann spontan vom Felsen der Masse  $m=m1+m2$  ab, wenn ein Felsen der Masse  $m2$  zurückbleibt. Im Gegenbeispiel des radioaktiven Zerfalls zerfällt ein instabiler Atomkern mit Impuls  $p=p1+p2$  genau dann spontan in einen stabileren Bewegungszustand  $p1$ , wenn ionisierende Strahlung mit Impuls  $p2$  freigesetzt wird. In den exemplarisch vorgestellten Gegenbeispielen gelten daher die bedingten Wahrscheinlichkeiten  $P(E1|C = on) < 1$  und  $P(E1|C = on, E2) \sim 1$ , sodass sich die Wahrscheinlichkeit für einen Wert von  $E1$  in Abhängigkeit von  $E2$  verändert, obwohl der Wert  $C = on$ <sup>32</sup> von der gemeinsamen Ursachenvariable  $C$  fixiert ist. In einer gemeinsamen Ursachenstruktur  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  werden aber alle probabilistischen Informationen, die man über einen der Effekte erhält, indem man den anderen Effekt beobachtet, über die gemeinsame Ursache  $C$  vermittelt. Wenn nun aber trotz fixiertem

---

<sup>32</sup> Die on-Werte sind im Sinne Schurz' (2017) zu verstehen und kennzeichnen die Anwesenheit der gemeinsamen Ursache. In Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) ist es die Aktivität der Fabrik, in Schurz' Steinschlag (2017) ist es der auf einem Berg sitzende Felsen und im Gegenbeispiel des radioaktiven Zerfalls ist es die Anwesenheit eines instabilen Atomkerns.

Wert  $C = on$  weiterhin probabilistische Korrelationseinflüsse zwischen den Effektivariablen ausgetauscht werden, dann können wir uns es nicht anders vorstellen, als dass unter der Grundannahme – Abhängigkeiten basieren auf Strukturen – noch eine weitere Verbindung zwischen ihnen besteht.

Gebharter und ich (vgl. Gebharter & Retzlaff 2018) deuten diese Verbindung aus zwei wesentlichen Gründen als eine nicht-kausale Verbindung. Einer der beiden Gründe hat zum Inhalt, dass sich die Effekte E1 und E2 simultan ereignen: Wenn in Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) eines der beiden Stoffe, Chemikalie oder Schadstoff, aus einem chemischen Prozess hervorgeht, dann ist es der andere Stoff instantan ebenfalls. Wenn in Schurz' Steinschlag (2007) ein Felsbrocken von einem Felsen abbricht, dann bleibt instantan ein Felsen mit kleinerer Masse zurück. Wenn im Gegenbeispiel des radioaktiven Zerfalls ein instabiler Atomkern ionisierende Strahlung abgibt, dann befindet sich dieser Atomkern instantan in einem stabileren Zustand. Würde man daher die bedingte Abhängigkeitsrelation  $(E1, E2|C = on)$  als eine kausale klassifizieren, so müsste die Annahme, dass Verursachung in der Zeit vorwärtsgerichtet ist (vgl. Cartwright 1979; Reichenbach 1956; Suppes 1970a), fallen gelassen werden. Und auch das Axiom der (kausalen) Einstein-Lokalität (vgl. Friebe et al. 2015, S. 128), das den zeitlichen Verlauf von kausalen Prozessen höchstens Lichtgeschwindigkeit gewährt, wäre verletzt. Der zweite Grund, warum wir die thematisierte Verbindung zwischen E1 und E2 als nicht-kausal begreifen, besteht darin, dass in allen genannten Gegenbeispielen die thematisierte Abhängigkeitsbeziehung zwischen E1 und E2 weder einen physikalischen Prozess noch eine physikalische Kraft beschreibt. In Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) entsteht die bedingte Abhängigkeitsrelation zwischen E1 und E2 dadurch, dass ein erfolgreicher Aufspaltungsprozess immer genau dann die Zielsubstanz hervorbringt, wenn der Schadstoff als Nebenprodukt entsteht. Es scheinen hier chemische Gesetze wie das Masseerhaltungsgesetz anwesend zu sein, nach denen eine chemische Substanz nur in die Zielsubstanz aufgespalten werden kann, sofern dabei auch der Schadstoff als Nebenprodukt entsteht. In Schurz' Steinschlag (2017) bricht ein Felsbrocken der Masse  $m_1$  genau dann von einem Felsen der Masse  $m$  ab, sofern dabei ein Felsen der Masse  $m_2 = m - m_1$  gemäß der Masse- und

Energieerhaltung zurückbleibt. Und im Gegenbeispiel des radioaktiven Zerfalls sind es die Energie- und Impulserhaltung, entsprechend dieser sich die Effekte E1 und E2 simultan ereignen. Als Folge ist es nicht möglich, einen der beiden Effekte durch Intervention auf den anderen Effekt zu beeinflussen. Allerdings wird angenommen, dass Kausalbeziehungen Interventionseinflüsse von der Ursache hin zum Effekt tragen (vgl. Pearl 2000, Woodward 2003).

Um also den folgenden drei Punkten gerecht zu werden, sehen wir keinen anderen Weg als jene Verbindung zwischen den Ereignissen E1 und E2 als nicht-kausale Relation zu verstehen:

- (i) Zwischen E1 und E2 besteht eine stabile Abhängigkeitsbeziehung. Diese Beziehung besteht auch dann, wenn eine gemeinsame Ursache C aktiv ist und wird unterbunden, sobald C inaktiv ist.
- (ii) Stabile Abhängigkeiten beruhen auf Strukturen und sind nicht zufällig.
- (iii) Der postulierte Indeterminismus, nach dem C die Effekte E1 und E2 spontan verursacht, ist ontologischer Natur.

Der erste Punkt (i) ist offensichtlich in den bekannten Gegenbeispielen zur kausalen Markov-Verletzung erfüllt. Der zweite Punkt (ii) wurde von Schurz und Gebharder (2016) durch den Schluss auf die beste Erklärung gerechtfertigt. Dann kann nur, sofern man die Gegenbeispiele ernst nimmt, d. h. von einem ontologischen Indeterminismus ausgeht (iii), eine gemeinsame Ursachenstruktur  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  die Abhängigkeitsbeziehungen in den Gegenbeispielen erzeugen. Nun wird die bedingte Abhängigkeitsbeziehung zwischen den Effekten E1 und E2 aber nicht vollständig durch eine gemeinsame Ursachenstruktur erklärt. Eine Ergänzung der Struktur um kausale Elemente würde die Vorgehensweise der Standardstrategien (siehe Abschnitt 2.4.1) spiegeln, welche die Gegenbeispiele durch die gemeinsame Ursachenstruktur für fehlrepräsentiert halten und in ihrer Vorgehensweise ein deterministisches Kausalmodell zum Resultat haben (mit Ausnahme der direkten Verknüpfung der Effektvariablen, die aus anderen genannten Gründen nicht in Frage kommt). Unter der Annahme eines ontologischen

Indeterminismus repräsentiert daher eine gemeinsame Ursachenstruktur die wahre zugrundeliegende kausale Struktur vollkommen. Um die Abhängigkeitsbeziehung zwischen den Effekten E1 und E2 vollständig zu erklären, ist diese um nicht-kausale Elemente zu ergänzen.

Kommen wir daher zum zweiten Schritt und charakterisieren die nicht-kausale Verbindung zwischen den Effekten E1 und E2. So wie es auch schon Schurz (2017) erfasste, lassen sich die bedingten Abhängigkeitsbeziehungen zwischen den Ereignissen E1 und E2 aus bestimmten Distributionsprinzipien – die bestimmen, wie Mengen, Eigenschaften oder Bestandteile auf verschiedene Objekte oder Orte verteilt werden, wenn die gemeinsame Ursache eintritt – herleiten, bei ihm im engeren Sinne aus Erhaltungsgesetzen: In Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) ist es ein chemisches Gesetz wie das Masseerhaltungsgesetz, in Schurz' Steinschlag (2017) ist es das Prinzip der Energie- und der Masseerhaltung und im Gegenbeispiel des radioaktiven Zerfalls ist es das Prinzip der Energie- und der Impulserhaltung. Diese Art der bedingten Abhängigkeitsrelation, nennen wir sie  $A(E1, E2|C = on)$ , hat die Eigenschaft, symmetrisch, transitiv und reflexiv zu sein. Die Relation zwischen E1 und E2 ist symmetrisch, da sie als Ereignisse simultan aus ihrer gemeinsamen Ursache C hervorgehen. Sie ist außerdem transitiv, denn wenn C drei Ereignisse E1, E2 und E3 verursacht, sodass E1 und E2 sowie E2 und E3 in der thematisierten bedingten Abhängigkeitsrelation  $A(E1, E2|C = on)$  und  $A(E2, E3|C = on)$  zueinanderstehen, dann müssen auch die Effekte E1 und E3 der Relation  $A(E1, E3|C = on)$  genügen. Letztendlich ist sie auch reflexiv, denn ein Effekt wird genau dann von einer Ursache verursacht, wenn sie verursacht wird. Durch ihre Eigenschaften lässt sich diese Art der nicht-kausalen Abhängigkeitsrelation zwischen E1 und E2 von anderen bekannten nicht-kausalen Relationen unterscheiden, wie der konzeptuellen oder den bekannten metaphysischen Abhängigkeiten (Konstitution, Supervenienz, Teil-Ganzes Beziehung, metaphysische Notwendigkeit, Grounding, Emergenz usw.).

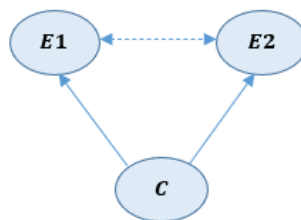
Die Theorie der konzeptuellen Abhängigkeit geht v. a. auf Roger Schank zurück, der ein Modell des natürlichen Sprachverständnisses für Systeme künstlicher Intelligenz entwickelte (Schank, Tesler 1969). Sein Ziel war es, die Bedeutung einer sprachlichen



Einheit von den Wörtern abzuspalten, sodass eine künstliche Intelligenz für zwei Bedeutungsgleiche Sätze nur eine einzige Repräsentation ausgibt. Dabei werden die Begriffe einer sprachlichen Einheit grammatikalisch charakterisiert und mit denen einer anderen sprachlichen Einheit auf konzeptuelle Abhängigkeiten verglichen. So sind die Sätze „Bei einem Münzwurf zeigte eine Münze Kopf“ und „Bei einem Münzwurf zeigte eine Münze nicht Zahl“ konzeptuell voneinander abhängig, da die Begriffe „Kopf“ und „nicht Zahl“ im Kontext eines Münzwurfs bedeutungsgleich sind. In den bekannten Gegenbeispielen zur kausalen Markov-Bedingung ist die bedingte Abhängigkeitsrelation  $A(E1, E2|C = on)$  zwischen E1 und E2 allerdings nicht konzeptuell, da sie auf Naturgesetzen basiert. Daher lassen sich Welten denken, in denen die bedingte Abhängigkeitsrelation zwischen E1 und E2 nicht besteht, wohingegen analytische Relationen allgemeingültig sind. Stelle man sich eine Welt vor, in der beispielsweise das Masseerhaltungsgesetz nicht gilt, so ließe sich in Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) eine chemikalische Substanz möglicherweise nur auf die Chemikalie reduzieren. In einer Welt, in der weder das Prinzip der Energie- noch das der Masseerhaltung gilt, würde möglicherweise in Schurz' Steinschlag (2017) ein Felsbrocken von einem Felsen abbrechen, ohne dass sich die Masse des Felsens verändert. In einer Welt, in der das Prinzip der Energie- und das der Impulserhaltung nicht gilt, würde sich möglicherweise im Gegenbeispiel des radioaktiven Zerfalls der Impuls der stabileren Form nicht verändern, welche aus dem Zerfall eines instabilen Atomkerns resultiert. Genauso wenig, wie die bedingte Abhängigkeitsrelation  $A(E1, E2|C = on)$  konzeptuell ist, ist sie auch eine der bekannten metaphysischen Abhängigkeiten zuzuordnen. Die bekannten metaphysischen Abhängigkeiten sind im Allgemeinen nicht symmetrisch und auch nicht reflexiv, im Gegensatz zu der Relation  $A(E1, E2|C = on)$ . So ist die Art der nicht-kausalen Relation zwischen E1 und E2 also durch bestimmte Naturgesetze charakterisiert, die sich von einer konzeptuellen und den bekannten metaphysischen Relationen abgrenzen lässt.

Nachdem in einem ersten Schritt die Einführung nicht-kausaler Strukturen gerechtfertigt wurde und in einem zweiten Schritt die metaphysische Charakterisierung dieser nicht-kausalen Strukturen erfolgte, fehlt nun noch die Repräsentation der nicht-

kausalen Strukturen, um die Strategie nach Gebharter und mir (Gebharter, Retzlaff 2018) abschließend zu vermitteln. Die Abhängigkeitsrelationen, die aus indeterministischen Prozessen hervorgehen und auf bestimmte Distributionsprinzipien zurückzuführen sind, haben in unserer Repräsentation die gleichen formalen Eigenschaften wie verborgene gemeinsame Ursachen. Verborgene gemeinsame Ursachen werden in der Regel durch Doppelkopfpfeile  $\leftrightarrow$  repräsentiert. Zur Unterscheidung wählen wir für die Darstellung der thematisierten Abhängigkeitsrelationen gestrichelte Doppelkopfpfeile  $\longleftrightarrow$ . Dann repräsentiert gemäß unserer Strategie (vgl. Gebharter & Retzlaff 2018) die folgende Struktur die wahre zugrundeliegende Struktur:



**Abbildung 2.4.3.1:** Gemischter Graph  $G_{Mix}$

zur Repräsentation der Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung. (vgl. Gebharter & Retzlaff 2018, Fig. 1 (a))

Es gibt zwei Gründe, diese formalen Eigenschaften von verborgenen gemeinsamen Ursachen auf die gegebenen Szenarien zu übertragen. Erstens können wir so die ursprüngliche Markov-Bedingung beibehalten, die sich nicht auf kausale Strukturen, sondern auf Strukturen im Allgemeinen bezieht (vgl. Spirtes, Glymour & Scheines 2000, S. 11). Denn durch das Setzen eines derartig gestrichelten Doppelkopfpfeils zwischen die Effektvariablen  $E1 \longleftrightarrow E2$  sind  $E1$  und  $E2$ , auch bei fixierter UrsachenvARIABLE  $C$ , d-connected. Der zweite Grund besteht darin, dass Doppelkopfpfeile die korrekten Interventionseigenschaften erfüllen: In den Gegenbeispielen wirkt sich eine Intervention auf eine der beiden Effekte nicht auf den anderen Effekt aus. Wird in Cartwrights Chemiefabrik (1999a, 1999b, 2007) beispielsweise von außerhalb

Schadstoff eingeführt, dann entsteht nicht plötzlich die Zielsubstanz. In Schurz' Steinschlag (2017) wird ein am Berghang sitzender Felsen nicht um die Masse eines eingeführten Felsenbrockens leichter, sobald jener Felsbrocken in der Umgebung des Felsens in die Schlucht geworfen wird. Und auch im Gegenbeispiel des radioaktiven Zerfalls wird keine ionisierende Strahlung von einem instabilen Atomkern abgestrahlt, sobald man eine entsprechende stabilere Form in die Nähe platziert. Eine Interventionsvariable  $I$ , die auf eine der beiden Effektvariablen  $E1$  oder  $E2$  wirkt, soll daher keine Wirkung auf den anderen Effekt haben. Diese Eigenschaft ist in einem gemischten Graphen  $G_{Mix}$  erfüllt. Mit dem letzten Schritt der Repräsentation nicht-kausaler Abhängigkeitsrelationen  $Dep(E1, E2|C = on)$  habe ich die Strategie nach Gebharter und mir (vgl. Gebharter & Retzlaff 2018) vollends beschrieben.

Zusammenfassend besteht die Strategie nach Gebharter und mir (vgl. Gebharter & Retzlaff 2018) darin, die Relation  $Dep(E1, E2|C = on)$  zwischen den Effekten  $E1$  und  $E2$  auf eine nicht-kausale Struktur zurückzuführen, die auf Distributionsprinzipien basiert. Diese Art der Struktur stellen wir durch einen gestrichelten Doppelkopfpfeil  $E1 \dashrightarrow E2$  dar, der die gleiche formale Eigenschaft hat wie eine verborgene gemeinsame Ursachenstruktur. So repräsentieren wir die von uns postulierte gemischte zugrundeliegende Struktur durch einen Graphen  $G_{Mix}$  (Abb. 2.4.3.1), mit dem sowohl kausal, über die kausale Struktur der Gabel  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$ , als auch nicht-kausal, über den Pfad  $E1 \dashrightarrow E2$ , erklärt werden kann, warum ein Ereignis  $E1$  oder  $E2$  präsent ist. Die Einführung dieser nicht-kausalen Strukturen ermöglicht es uns, die Grundannahme der Theorie der kausalen Bayes-Netze in einer allgemeineren Fassung zu erhalten: Stabile Abhängigkeiten basieren auf Strukturen und erfolgen nicht spontan. Das Mix-Modell  $(G_{Mix}, P)$  erfüllt die Markov-Bedingung.

#### 2.4.4 Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen: Resümee

In dem Kapitel über die Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen habe ich drei Arten von Strategien vorgestellt, um auf die Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung zu reagieren. In allen bekannten Gegenbeispielen werden zwei Ereignisse  $E1$  und  $E2$  simultan von einem Ereignis  $C$  verursacht, sodass zunächst auf die kausale Struktur der Gabel  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  geschlossen wird, aus welcher die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  hervorgehen soll. Nun schirmt aber gemäß der kausalen Markov-Bedingung eine gemeinsame Ursachenvariable  $C$  ihre Effektvariablen  $E1$  und  $E2$  voneinander ab, sobald ein Wert von ihr fixiert wird. In den Gegenbeispielen sind die Effekte  $E1$  und  $E2$  jedoch weiterhin voneinander abhängig, auch wenn  $C$  realisiert ist. Es besteht nämlich die Abhängigkeitsrelation  $Dep(E1, E2 | C = on)$ , sodass hieraus die Verletzung der kausale Markov Bedingung resultiert.

Eine erstvorgestellte Möglichkeit, auf die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung zu reagieren, habe ich unter Standardstrategien (Abschnitt 2.4.1) zusammengefasst. Standardstrategien behaupten, dass die Repräsentation des Kontextes fehlerhaft ist und vervollständigen die kausale Struktur der Gabel  $E1 \leftarrow C \rightarrow E2$  um kausale Elemente wie gerichtete Kanten, verborgene Variablen oder verfeinern die Ursachenvariable  $C$ , sodass im Resultat ein kausaler Graph  $G$  entsteht, der zusammen mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  die kausale Markov-Bedingung erfüllt. Als Konsequenz sind die resultierenden Modelle  $(G, P)$  deterministisch (mit Ausnahme der Standardstrategie von der Verknüpfung der Effektvariablen, die aus anderen genannten Gründen in den bekannten Fällen nicht angewendet werden kann). Einige der Gegenbeispiele beziehen sich allerdings auf den Mikrokosmos, der durch die Quantenmechanik, einer indeterministischen Theorie, bestimmt wird.

Schurz (2017) beschreibt nun alle Gegenbeispiele als indeterministische Zerfallsprozesse, in denen die bedingte Abhängigkeitsrelation  $Dep(E1, E2 | C = on)$  zwischen den Effekten  $E1$  und  $E2$  aufgrund eines involvierten Erhaltungsgesetzes besteht (Abschnitt 2.4.2). Daraufhin revidiert er die kausale Markov-Bedingung dahingehend, dass kausale Verbindungen nicht im Sinne der d-connection, sondern im

Sinne der d\*-connection zu verstehen sind. Im Sinne der d\*-connection können Effektvariablen  $E_1$  und  $E_2$  in einer gemeinsamen Ursachenstruktur, trotz fixierter Ursachenvariable  $C = on$ , Korrelationseinflüsse austauschen. Die gemeinsame Ursache  $C$  wird dann als interaktive Ursache bezeichnet und durch die Einführung eines Bogens „ $\widehat{\phantom{C}}$ “ gekennzeichnet. Damit ergänzt Schurz (2017) die drei bekannten Klassen kausaler Strukturen – Struktur der Kette, Struktur der Gabel und Colliderstruktur – um eine weitere Klasse, nämlich die der interaktiven gemeinsamen Ursache. Aus dieser Strategie resultiert dann der folgende interaktive kausale Graph  $E_1 \leftarrow \widehat{C} \rightarrow E_2$ . Um die Struktur einer interaktiven gemeinsamen Ursache jedoch als ontologisch real zu rechtfertigen, müssen die eingeführten interaktiven Elemente noch metaphysisch interpretiert werden. Daran anknüpfend greifen Gebharter und ich (Gebharter & Retzlaff 2018) in unserer Strategie zwar Schurz' Hypothese (2017) auf, die Kombination aus Indeterminismus und in einem weiter gefassten Sinne involvierte Distributionsprinzipien als Grund der nicht-abschirmenden gemeinsamen Ursachenstruktur zu verstehen. Wir motivieren jedoch, die auf diesen Prinzipien der Verteilung – von Mengen, Eigenschaften oder Bestandteile auf verschiedene Objekte oder Orte, sobald die gemeinsame Ursache erfolgt – basierende Abhängigkeitsrelation  $Dep(E_1, E_2 | C = on)$  auf eine nicht-kausale Struktur, repräsentiert durch  $E_1 \longleftrightarrow E_2$ , zurückzuführen (Abschnitt 2.4.3). Somit vervollständigen wir die Theorie der kausalen Bayes'schen Netze nicht um interaktive kausale Elemente gemäß Schurz (2017), wir vervollständigen sie um nicht-kausale Elemente, die wir durch den Schluss auf die beste Erklärung als ontologisch gerechtfertigt halten. Die Stärke unserer Strategie besteht in zwei Punkten: Erstens erhalten wir die ursprüngliche Markov-Bedingung und teilen daher die Grundannahme insofern, als dass stabile Abhängigkeiten nicht zufällig erfolgen, sondern auf Strukturen basieren. Und zweitens repräsentiert der gemischte Graph  $G_{Mix}$  die nicht-kausale Abhängigkeit  $Dep(E_1, E_2 | C = on)$  direkt, sodass wir ein metaphysisch kompletteres Bild von dem erhalten, was in den Gegenbeispielen passiert.

## 2.5. Kausalität: Resümee

Das zweite Kapitel dieser Arbeit begannen wir mit einem historischen Einblick in das Thema der Kausalität. Als das Verhältnis von Ursache und Wirkung ist der Begriff der Kausalität von fundamentaler Bedeutung, obgleich wir keine modale Kraft einer Ursache in der Welt beobachten, die ihre Wirkung erzwingt. Worauf stützen wir dann aber unsere Kausalschlüsse? Die metaphysischen Konzepte zum Thema der Kausalität packte ich grob in drei Klassen. Gemäß einer der Klassen, mit Immanuel Kant (1781/1787/1956) als den von mir benannten Vertreter, sei uns der Begriff der Kausalität a priori gegeben. Als einer der Verstandesbegriffe sei Kausalität wesentlich, um Wahrnehmungseindrücke strukturiert zu erhalten. Eine andere Klasse, mit David Hume (1739-40/1978, 1756/1984) als den von mir benannten Vertreter, meint den Begriff der Kausalität a posteriori zu finden. Durch eine wiederkehrende zeitliche Abfolge von Ereignissen sei der Geist genötigt, das Verhältnis von Ursache und Wirkung als eine notwendige Verknüpfung zu empfinden. Die dritte Klasse, mit Ernst Mach (1896, 1897) und Bertrand A. W. Russell (1912-13) als die von mir benannten Vertreter, hält das kausale Vokabular für haltlos. Aufgrund von Störfaktoren sei eine wiederkehrende zeitliche Abfolge von Ereignissen sehr unwahrscheinlich. Darüber hinaus wäre die Asymmetrie von Ursache-Wirkungsbeziehungen mit den Grundgesetzen der Physik nicht vereinbar.

Das durch Mach und Russell formulierte Problem hatte großen Einfluss auf die Wissenschaftstheorie, sodass der Begriff der Kausalität bis Mitte des 20. Jahrhunderts aus ihr verbannt wurde. Bald galt die Kritik doch als zu scharf formuliert und das Thema der Kausalität wurde wieder in das Programm der Wissenschaftstheorie aufgenommen. Nun ging es darum eine Theorie der Kausalität zu entwickeln, die uns eine adäquate Rechtfertigung von Kausalurteilen vermittelt. So haben wir uns einen Überblick über unterschiedliche Kausaltheorien und ihre Probleme verschaffen.

Eine einflussreiche Weiterentwicklung der von Hume begründeten Regularitätstheorie durch John Leslie Mackie (1965) löst zwar das durch Mach und Russell formulierte Problem, erweist sich aber im Umgang mit Strukturen einer

gemeinsamen Verursachung als schwierig. Eine durch Patrick Suppes (1970b) entwickelte probabilistische Theorie kann indes im Allgemeinen, mithilfe des Abschirmkriteriums von Hans Reichenbach (1956), Strukturen einer gemeinsamen Verursachung erkennen. Allerdings stellt Suppes' (1970b, S. 12-24) Definition von einer Ursache keine notwendigen Bedingungen zur Verfügung, sodass nicht alle Ursachen durch diese Definition gekennzeichnet werden. Cartwright (1979, S. 96) reagierte auf diesen Umstand, indem sie eine Ursachendefinition mit der Angabe von notwendigen Bedingungen bereitstellte. Nun ist der Ursachenbegriff in ihrer Definition jedoch mit kausalem Vokabular definiert, was dem Ganzen eine zirkuläre Note verleiht. Die durch David Lewis (1973a, 1973b) formulierte kontrafaktische Theorie kommt ohne kausales Vokabular aus. Er definiert allerdings, wann Ereignisse in einer kausalen Abhängigkeitsbeziehung zueinanderstehen (vgl. Lewis 1973a, S. 562-563). Diese Definition impliziert zwar Verursachung, die umgekehrte Richtung gelte aber nicht (vgl. Lewis 1973a, S. 563). Als Folge finden wir auch innerhalb der kontrafaktischen Theorie von Lewis (1973a, 1973b) wiederum keine Formulierung einer Ursachendefinition mit der Angabe von notwendigen Bedingungen. Die interventionistische Theorie von James Woodward (2003) stellt uns hingegen eine Ursachendefinition bereit, die sowohl hinreichende als auch notwendige Bedingungen anzugeben vermag. Allerdings muss auch hier, wie in Cartwrights Definition (1979, S. 96), bereits die Vorstellung von einer Ursache präsent sein, um den Begriff einer Ursache erfassen zu können.

Erst durch die Formulierung der kausalen Bayes-Netz-Theorie durch Peter Spirtes, Clark Glymour und Richard Scheines (1993) sowie Judea Pearl (2000) scheint das Definitionsproblem gelöst. Der große Vorteil von der Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 1993) gegenüber allen anderen Kausalitätstheorien besteht in der Herangehensweise an das Thema der Kausalität. Sie beansprucht es nicht, eine Definition von Kausalität im eigentlichen Sinne anzugeben, sondern entspricht in ihrem Aufbau, durch eine Abfolge von Axiomen, vielmehr erfolgreichen empirischen Theorien. Die Axiome dieser Theorie lassen sich durch den Schluss auf die beste Erklärung bestimmter Phänomene rechtfertigen und zeigen in

einer Konjunktion empirischen Gehalt, sodass neben ihren Kausalmodellen, welche die kausale Struktur eines Kontextes repräsentieren sollen, auch die Theorie als Ganzes überprüfbar ist (vgl. Schurz & Gebharder 2016). Ihre metaphysische Grundannahme lautet: Stabile probabilistische Abhängigkeiten zwischen Ereignissen oder Eigenschaften in der Welt basieren auf einer zugrundeliegenden kausalen Struktur und sind nicht zufällig.

Nach dieser Einführung in die Kausalität skizzierte ich dann im weiteren Verlauf des Kapitels die Theorie der kausalen Bayes-Netze und fand zur eigentlichen Fragestellung zurück: Sind Kausalstrukturen ontologischer Natur oder gibt es keine Rechtfertigung für Kausalurteile? Durch das Axiom der kausalen Markov-Bedingung, das die metaphysische Grundannahme dieser Theorie zum Ausdruck bringt – Abhängigkeiten seien auf kausale Strukturen zurückzuführen – kann die Beantwortung jener Fragestellung auf eine Weise erarbeitet werden, die mehr den erfolgreichen empirischen Theorien entspricht. Infolgedessen widmete ich mich dann der kausalen Markov-Bedingung und den sie mutmaßlich ausgesetzten Problemen.

Ich skizzierte Gegenbeispiele zur kausalen Markov-Bedingung, ein fiktives, eines aus dem Makrokosmos und eines aus dem Mikrokosmos und gleich darauf stellte ich unterschiedliche Strategien vor, um die Probleme zu beseitigen. Jedes der Gegenbeispiele wird durch eine gemeinsame Ursachenstruktur erfasst, in der die Effekte nicht notwendigerweise durch ihre gemeinsame Ursache voneinander abgeschirmt werden. Nun impliziert die kausale Markov-Bedingung allerdings diese Notwendigkeit, sodass sie verletzt ist. Standardstrategien nehmen die Gegenbeispiele nicht ernst, sondern bezweifeln die Richtigkeit der erzeugten Kausalmodelle und korrigieren diese, indem sie die Kausalmodelle um kausale Elemente wie gerichtete Kanten oder verborgene Zufallsvariablen vervollständigen oder die Wahl bestimmter Zufallsvariablen verfeinern (vgl. Glymour 1999; Hausman & Woodward 1999; Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 2000). Damit erzeugen sie aber im Allgemeinen



deterministische Kausalmodelle und geraten so in einen Konflikt mit der Quantenmechanik.

Gemäß Schurz (2017) repräsentieren die bekannten kausalen Markov-Verletzungen allesamt indeterministische Zerfallsprozesse, deren Verlauf durch Erhaltungsgesetze bestimmt wird, sodass die Notwendigkeit eines Abschirmkriteriums verletzt ist. Daraufhin revidiert Schurz (2017) die kausale Markov-Bedingung, indem er das Abschirmkriterium abschwächt. Während zuvor Effekte innerhalb einer gemeinsamen Ursachenstruktur durch die Fixierung eines beliebigen Wertes ihrer gemeinsamen Ursache voneinander abgeschirmt wurden, werden sie dies nun nur noch notwendigerweise durch die Fixierung von off-Werten der gemeinsamen Ursache. Solche gemeinsamen Ursachen, die nicht notwendigerweise ihre Effekte voneinander abschirmen, werden als interaktive Ursachen bezeichnet. Die Revision der kausalen Markov-Bedingung wird also durch die Einführung von interaktiven Elementen begleitet, sodass aus dieser Strategie eine neue kausale Struktur hervorgeht, die Struktur von der interaktiven gemeinsamen Ursache.

Welche metaphysische Konsequenz die Erweiterung der kausalen Bayes-Netz-Theorie um die Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache mit sich führt, hängt von der metaphysischen Interpretation der neu eingeführten interaktiven Elemente ab. Die Strategie nach Gebharder und Retzlaff (2018) setzt an dem Punkt der metaphysischen Interpretation an und findet keine bessere Erklärung für solche stabilen Abhängigkeitsbeziehungen, als dass sie zusätzlich durch nicht-kausale Strukturen erzeugt werden. Die Repräsentation dieser nicht-kausalen Strukturen erfolgt durch die Einführung von Doppelkopfkanten als nicht-kausale Elemente. So können wir die ursprüngliche Markov-Bedingung erhalten, durch welche stabile Abhängigkeiten nicht nur auf kausale Strukturen, sondern auf Strukturen im Allgemeinen zurückgeführt werden.

In den nächsten Kapiteln dieser Arbeit werden wir die bisher zusammengetragenen Erkenntnisse heranziehen, um das Thema der Kausalität im Bereich des Quantenkosmos

zu ergründen. Dazu werden wir uns im nächsten Kapitel zunächst dem Bereich des Quantenkosmos zuwenden: Ich skizziere drei wesentliche Typen von quantenmechanischen Experimenten, um den kontraintuitiven Charakter quantenmechanischer Systeme zu veranschaulichen. Dann stelle ich Theorien zur mathematischen Beschreibung vor, die Quantenmechanik und die Bohmsche Mechanik, und im Anschluss daran eine Auswahl ihrer metaphysischen Interpretationen. Das Ziel dieser Arbeit ist es, eine Charakterisierung der kausalen Probleme innerhalb des Quantenkosmos vorzunehmen. Die Grundlagen dazu legten wir in diesem Kapitel.

## 3. Quantenmechanik

---

### 3.1. Quantenmechanik: Überblick

Als eine physikalische Theorie, beschreibt die Quantenmechanik einen Ausschnitt aus der unbelebten Natur. Die unbelebte Natur, so steht es jedenfalls in dem Standardwerk über die Quantenmechanik von Messiah (1991, S. 16), besteht aus zwei unterschiedlichen Kategorien von Objekten: Materie und Strahlung. Eigenschaften und Verhalten dieser beiden Objekte wurde lange Zeit durch die klassische Physik mit großem Erfolg beschrieben.

Die Grundlagen zur Beschreibung der Materie schuf Isaac Newton in seinem Werk ‚Philosophiae Naturalis Principia Mathematica‘ (1687) mit seiner Formulierung von drei Gesetzen über die Bewegung von Körpern (bzw. Massen) und legte damit das Fundament der klassischen Mechanik, auch Newtonsche Mechanik genannt. Der Begriff des Körpers (oder der Masse) umfasst die Menge an seiner Materie, die Newton als das Produkt aus Volumen und Dichte bestimmte. Wobei er beide Größen so verstand, wie sie heute verstanden werden: Das Volumen eines Körpers als seinen räumlichen Inhalt und seine Dichte als die Anzahl seiner Teile pro räumlichen Inhalt. So stellte es Newton in seinem Werk den Gesetzen als Erklärungen voran (vgl. Newton, 1687, Übersetzung 1872, S. 21). Die Gesetze sagen zusammenfassend aus, dass kräftefreie Körper in Ruhe verharren oder sich gleichförmig geradlinig bewegen (1. Gesetz), eine Änderung ihrer Bewegung proportional zu einer einwirkenden Kraft ist und in die Richtung der Wirkung der einwirkenden Kraft erfolgt (2. Gesetz), letztendlich der einwirkende Körper nach dem dritten Gesetz ‚actio gleich reactio‘ aber dieselbe Änderung in seiner Bewegung in entgegengesetzter Richtung, durch die Kraft des anderen Körpers, erfährt (vgl. Newton, 1687, Übersetzung 1872, S. 32-33).

Nach der klassischen Theorie ist Materie aus diskreten Materieteilchen aufgebaut, die in jedem Moment lokalisierbar sind und der klassischen Mechanik gehorchen (vgl. Messiah 1991, S. 16-17). Ob Strahlung aus Teilchen oder Wellen besteht, war historisch

gesehen recht kontrovers. Zur Zeit Newtons gab es zwei Lager, die Verfechter der Korpuskeltheorie mit Newton als Initiator und auf der anderen Seite die Verfechter der Wellentheorie mit dem Begründer Christiaan Huygens, der, inspiriert durch die Fortpflanzung des Schalls und die Wellenausbreitung von Oberflächenwellen des Wassers, die Ausbreitung des Lichts nach dem sogenannten Huygensschen Prinzip erklärte. Demnach breitet sich Licht kugelförmig aus, indem jeder Punkt einer Wellenfront Ausgangspunkt einer neuen Welle ist, die als Elementarwelle bezeichnet wird. Die Elementarwellen einer Wellenfront wirken in Ausbreitungsrichtung jener Lichtwelle und ergeben in einer Überlagerung eine neue Wellenfront (vgl. Huyghens 1678, S. 9-26).

So kann die Wellentheorie, im Gegensatz zur Korpuskeltheorie, Brechungsphänomene an Grenzflächen elegant beschreiben. Die Lichtbrechung an einem optisch dichteren Medium erfolgt nach Huygens in einem gewissen Winkel zum Lot hin, da die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Lichtwellen in durchsichtigen Körpern wie Wasser im Vergleich zur Luft geringer sei (vgl. Huyghens 1678, S. 33-43). Newton führte die Brechungsphänomene auf die Dichte bzw. gravitative Wirkung des jeweiligen Körpers zurück. Ihm zufolge ist die refraktive Kraft eines Körpers proportional zu seiner Dichte (bis auf Ausnahmen) (vgl. Newton 1730, S. 245-251). Damit wäre die refraktive Kraft von Wasser größer als die der Luft (siehe Tabelle Newton 1730, S. 247), sodass die Lichtgeschwindigkeit nach Newtons Korpuskeltheorie, im totalen Widerspruch zur Wellentheorie Huygens, in Wasser größer ist als in Luft. Zu jener Zeit waren die technischen Möglichkeiten noch nicht gegeben, um die Lichtgeschwindigkeit zu messen und zu entscheiden, welche Theorie nun die wahre ist. Und so war es Newton, der sich vorerst weniger durch seine Theorie als vielmehr durch seine Autorität behauptete (vgl. Hoffmann 2015, S. 87).

Erst ein Jahrhundert später, im Jahr 1801, schuf der Physiker Thomas Young, mithilfe des von ihm entworfenen und nach ihm benannten Young'schen Doppelspalt-experiments (vgl. Young 1804), deutliche Argumente für die Wellennatur des Lichts. In seinem Experiment (Young 1804, Exper. 1.) lies Young Sonnenlicht durch ein nadelspitzengroßes Loch fallen. Den einfallenden Lichtstrahl lenkte er so, dass er

waagrecht auf eine Wand zulief und spaltete ihn, indem er eine Karte mit einer Breite von einem dreißigstel eines Zolls in den Lichtstrahl hielt. Das Muster, welches Young dann an der Wand beobachtete war nicht von der Art, welches das Auftreffen nach Newtons Korpuskeltheorie vermuten ließ. Demnach müsste der Schatten von der Karte auf die Wand projiziert werden und links und rechts vom Schatten zwei Lichtflecken zu sehen sein. Das Muster war von der Art, wie es die Wellentheorie nach Huygens postulierte, der Schatten der Karte selbst war abwechselnd in Schatten- und Lichtstreifen eingeteilt. Die Anzahl der Lichtstreifen, so beobachtete Young, variiert in Abhängigkeit von der Distanz zwischen Karte und Wand. Der mittlere Bereich des Schattens von der Karte bleibt dabei konstant ausgeleuchtet. Es war das sogenannte Interferenzmuster, welches Young als Ergebnis seines Experiments erhielt und auf das Beugungsverhalten des Lichts an der Karte zurückführte.

Nach dem Huygens'schen Prinzip (vgl. Huyghens 1678, S. 9-26) bildet sich an jeder Seite der Karte eine Wellenfront, die zur Mitte der Karte hin gebeugt wird. Die vielen in Ausbreitungsrichtung wirkenden Elementarwellen beider Wellenfronten superponieren nun derart, dass sie sich an gewissen Stellen auslöschen und an anderen verstärken. Die hellen Lichtstreifen am Beobachtungsschirm entstehen demnach durch konstruktive Interferenz und die Schattenbereiche durch destruktive Interferenz der einzelnen Elementarwellen.

Nachdem die Wellenhypothese nach Huygens (vgl. Huyghens 1678, S. 9-26) durch das Young'sche Doppelspaltexperiment Bestätigung fand, stellte 1855 der Physiker James Clerk Maxwell zur Beschreibung der Strahlung ein Satz von Gleichungen auf, die sogenannten Maxwell-Gleichungen, mit denen er die Grundlagen der Elektrizitätslehre und des Magnetismus schuf. Aufbauend auf den Ideen von Michael Faraday zum elektromagnetischen Feld, beschrieb Maxwell die Ausbreitung des elektromagnetischen Felds als wellenartig und mit Lichtgeschwindigkeit, sodass er Licht selbst als elektromagnetische Welle postulierte (vgl. Maxwell 1865, (20)). Durch ein Experiment von Heinrich Hertz im Jahre 1886 wurde die Existenz der elektromagnetischen Welle bestätigt (vgl. Wagner 1953, S. 11-12). Laut klassischer Theorie wird so das Verhalten von Strahlung als kontinuierliche Entität beschrieben, die an mehreren Orten

gleichzeitig wirken kann und somit, im Gegensatz zur Materie, die Eigenschaft der Lokalisierbarkeit nicht zeigt, sondern sich wellenartig verhält und die typischen Phänomene der Interferenz und Beugung zum Ausdruck bringt (vgl. Messiah 1991, S. 16-18).

Zur Jahrhundertwende um 1900 rückte die Natur der elektromagnetischen Strahlung, ob Wellen- oder Teilchennatur, erneut ins Augenlicht der Physik. Während die Korpuskulartheorie der Materie sich auch mit fortschreitender Technik, die es erlaubte, immer mehr Experimente im mikroskopischen Bereich stattfinden zu lassen, mit Näherungen bestätigte, lieferten Experimente in dieser Größenordnung zur Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlung andere Ergebnisse als es die klassische Mechanik vorhersagt. Jene Experimente, wie das zur Hohlraumstrahlung von schwarzen Körpern, leiteten den Sprung von der klassischen Physik zur Quantenmechanik ein.

Körper emittieren in Abhängigkeit ihrer Temperatur elektromagnetische Strahlung, auch unter dem Begriff Wärmestrahlung oder thermische Strahlung geläufig. Wärmestrahlung entsteht aus der Schwingungsenergie eines Körpers, das ist die Energie der thermisch angeregten Schwingungen von Ladungen wie Atomkernen, Elektronen und Ionen. Je höher die Temperatur eines Körpers, desto größer seine Schwingungsenergie, also auch seine emittierte Wärmestrahlung. Wärmestrahlung kann aber nicht nur emittiert, sondern von Körpern auch absorbiert und reflektiert werden. Nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz (vgl. Demtröder 2016, S. 73) stehen das Absorptionsvermögen, d. h. die absorbierte Strahlungsleistung pro einfallender Strahlung, und das Emissionsvermögen eines Körpers, d. h. die emittierte Strahlungsleistung pro abstrahlender Wärmestrahlung, in einem engen Zusammenhang. Beide Größen sind stets proportional. Befindet sich ein Körper im thermischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung, so strahlt er genauso viel Wärmeenergie ab wie er absorbiert. Dies folgt aus dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik (vgl. Baehr, Stephan 2016: S. 640). Ein Körper, der das maximale Absorptionsvermögen aufweist und daher alle einfallende Strahlung jeglicher Wellenlänge absorbiert, wird als schwarzer Körper bezeichnet. Schwarze Körper werden durch Hohlräume realisiert, deshalb auch der Begriff der Hohlraumstrahlung.

Hohlräume stehen mit ihren umschließenden Wänden im thermischen Gleichgewicht, sodass ihre Innenwände im gleichen Maße Strahlung emittieren wie absorbieren. Durch eine kleine Öffnung in der Wand kann Wärmestrahlung aus dem Hohlraum austreten, die als Hohlraumstrahlung bezeichnet wird. Die Energie dieser Strahlung hängt nur von der Temperatur ab, sodass durch die Realisierung eines Schwarzen Körpers das Strahlungsspektrum mittels seiner Temperatur charakterisiert werden kann. Im klassischen Bild gemäß dem Rayleigh-Jeans-Gesetz soll die spektrale spezifische Ausstrahlung umso größer sein, je kleiner die Wellenlänge der Strahlung ist (vgl. Demtröder 2016, S. 74-76), sodass für jede Temperatur  $T > 0$  die Gesamtenergie der Hohlraumstrahlung damit gegen unendlich streben würde. Dieses Resultat bezeichnete Paul Ehrenfest als „Rayleigh-Jeans-Katastrophe im Ultravioletten“ (vgl. Ehrenfest 1911, S. 92). Während das Gesetz für große Wellenlängen mit den experimentellen Daten übereinstimmt, findet es im kleinen Wellenlängenbereich glücklicherweise keine experimentelle Bestätigung. Experimente vermitteln stattdessen eine Spektralverteilung mit einem Maximum, das mit zunehmender Temperatur in den kurzwelligeren Bereich wandert (vgl. Baehr & Stephan 2016: S. 645, Abb. 5.24).

Der Physiker Max Planck (1900) war es im Jahre 1900, der mit einer ad hoc-Hypothese die klassische Beschreibung über die Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlung aufgab und postulierte, dass der Energieaustausch nicht kontinuierlich verläuft, sondern in diskreten, unteilbaren Einheiten, den sogenannten Energiequanten. Demnach ist ein Energiequant  $\epsilon_\nu$  proportional zur Frequenz  $\nu$  der Strahlung:  $\epsilon_\nu = h \cdot \nu$ . Die Konstante  $h$  hat die Dimension einer Wirkung und wird als Planck'sches Wirkungsquantum bezeichnet. Mit der Planck'schen Hypothese fand die daraus zum Rayleigh-Jeans Gesetz abweichend kalkulierte spektrale spezifische Ausstrahlung von schwarzen Körpern, für jede Wellenlänge experimentelle Bestätigung. Die Oszillatoren eines Körpers, d. h. seine schwingungsfähigen Ladungen, können Energie nicht in beliebiger Größe aufnehmen und abgeben, sondern nur in bestimmten Energiequanten. Die Energiequanten sind ganzzahlige Vielfache eines kleinsten Quants  $h \cdot \nu$  und hängen von der Frequenz  $\nu$  der Eigenschwingungen ab (vgl. Demtröder 2016, S. 75). Je höher also die Temperatur eines schwarzen Körpers und somit die Frequenz  $\nu$  der Eigenschwingungen, desto größer die

spezifische Ausstrahlung. Allerdings steigt die spezifische Ausstrahlung für keine Temperatur nicht ins Unendliche, sondern erreicht stets ein Maximum. Dieses Maximum wird bei einer bestimmten Wellenlänge in Abhängigkeit der Temperatur erreicht. Im Gegensatz zur klassischen Mechanik, in der ein kontinuierlicher Austausch angenommen wird, kann die Quantisierung des Energieaustauschs durch Planck dieses Ergebnis erklären.

Während man nun versuchte, die Planck'sche Hypothese mit der Wellentheorie in Übereinstimmung zu bringen, läutete Albert Einstein mit seiner Abhandlung über den photoelektrischen Effekt<sup>33</sup> (1905) eine neue Ära in der Physikgeschichte ein. Albert Einstein postulierte, dass nicht nur Materie, sondern auch Strahlung aus Korpuskeln, den sogenannten Photonen mit Energie  $h \cdot \nu$  und Geschwindigkeit  $c$ , besteht.

Doch viele experimentelle Beobachtungen des photoelektrischen Effekts konnten zunächst semiklassisch erklärt werden und waren somit keine Garantie für die quantenmechanische Natur des Lichts. Angelehnt an den Experimenten von Ádám, Jánossy und Varga (1955) und Hanbury Brown und Twiss (1956, 1957, 1958), in denen die Autoren zeitliche Korrelationen von Photonen derselben Quelle überprüften, erfolgten erste Experimente zur Bestätigung der Quantisierung von Licht. Während Hanbury Brown und Twiss (1956, 1957, 1958) als erstes beobachteten, dass Photonen eines Strahls derselben Quelle nach Aufspalten des Strahls zeitlich korreliert sind – deshalb ist dieser Effekt des Photon Bunchings auch unter dem Hanbury Brown-Twiss-Effekt bekannt – demonstrierten Experimente von Clauser (1974) und Kimble, Dagenais und Mandel (1977) unter der Verwendung einer Einzelphotonenquelle Photon Antibunching anstelle des Photon Bunchings, sodass auf die Quantisierung des Lichts geschlossen werden konnte. Als annähernde Einzelphotonenquelle machte Clauser (1974) in seinem Experiment von einer Atomkaskade Gebrauch. Dabei werden durch die Anregung eines Atoms zwei Photonen gleichzeitig durch ein virtuelles atomares

---

<sup>33</sup> Der (äußere) photoelektrische Effekt wurde von Heinrich Hertz (1887) entdeckt und bezeichnet, unter Bestrahlung, das Herauslösen eines Elektrons aus einer Halbleiter- oder Metalloberfläche. Dabei hängt der Vorgang nicht von der Intensität der elektromagnetischen Strahlung ab, sondern von der Wellenlänge  $\lambda$  und somit von der Frequenz  $f$  der Strahlung ( $\lambda = \frac{c}{f}$  mit  $c$  als die Lichtgeschwindigkeit).



Zwischenniveau erzeugt. Clauser verwendete als Quelle Quecksilberatome und beobachtete, dass die angeregten Atome die jeweiligen Photonenpaare in entgegengesetzte Richtungen emittierten. Er sendete die in entgegengesetzte Richtung emittierten Photonen auf jeweils einen Strahlteiler. Ein Strahlteiler ist ein Bauelement, welches einen Lichtstrahl in zwei Teile splittet, einen reflektierten und einen transmittierten. So waren im Experiment letztlich vier Lichtstrahlen erzeugt worden, von denen jeder auf einen Detektor gerichtet wurde. Clauser maß die Koinzidenzraten der vier Detektoren und untersuchte, ob Photonen am Strahlteiler in zwei Teile gesplittet werden. Für das Resultat war das Messergebnis über die Koinzidenzraten der zwei Detektoren ausschlaggebend, von denen der eine das emittierte und der andere das reflektierte Licht auffing, das vom selben Strahlteiler kam. Als experimentelles Ergebnis ergab sich, dass nie zwei Koinzidenzen der vom selben Strahlteiler reflektierten und transmittierten Photonen gemessen wurde, man daher schlussfolgerte, dass Photonen nicht teilbar sind, daher Licht quantisiert ist.<sup>34</sup>

Derweil fand Einsteins Photonentheorie also experimentelle Bestätigung, doch blieb noch die Frage offen, wie die wellenartige Natur von Licht in Einklang mit dessen teilchenartigen Bestandteilen, den Photonen, gebracht werden kann. Zeigen Photonen nur im Zusammenschluss wellenartiges Verhalten oder können Eigenschaften wie Beugung und Interferenz auch schon bei einzelnen Photonen beobachtet werden? Um eine Antwort auf die Frage zu finden, wurden Experimente zur Interferenz von einzelnen Photonen durchgeführt. Ein erstes dieser Experimente lieferten Grangier, Roger und Aspect (1986).

In einem weniger aufwendigen Experiment wird ein Reflexionsgitter mit monochromatischem Licht bestrahlt und das reflektierte Licht auf eine Photoplatte gelenkt (vgl. Messiah 1991, S. 27-29). Das bekannte Resultat der Beugung zeigt sich, indem auf der Photoplatte ein Interferenzbild sichtbar wird. Verringert man die Intensität des Lichts, so baut sich das Interferenzbild nach einer gewissen Zeit auf. Es

---

<sup>34</sup> Noch genauer gelang es Mandel und seinen Mitarbeitern 1977 (vgl. Kimble, Dagenais & Mandel 1977) den Photon Antibunching-Effekt zu beobachten, d. h. das Nicht-Auftreten einer zeitlichen Korrelation von Photonen aus einer Quelle.

spielt daher keine Rolle, ob  $N$  Photonen auf einmal Richtung Photoplatte geschickt werden oder einzeln nacheinander, das Interferenzbild ist das gleiche. Kann Beugung von Licht mittels Korpuskulartheorie erklärt werden? Nein, denn wenn das Gitter verändert wird, dann verändert sich auch die Interferenzfigur auf der Photoplatte bedeutend. Wird beispielsweise die eine Hälfte des Reflexionsgitters abgedeckt, sodass die einzelnen Photonen nur von der nicht abgedeckten Fläche reflektiert werden können, dann würde man nach der Korpuskulartheorie erwarten, dass die Photoplatte in Bereichen zur abgedeckten Fläche weniger Aufschläge verzeichnet, sich aber der Bereich zur nicht abgedeckten Fläche annähernd beständig zeigt. Diese Erwartung deckt sich aber nicht mit den experimentellen Ergebnissen. Das Photon scheint also über das gesamte Gitter ausgedehnt zu sein und eine bestimmte Bahn ist ihm nicht zuzuordnen.

Experimente mit einzelnen Photonen zeigen also einerseits Ergebnisse, die man von Experimenten mit teilchenartigen Entitäten erwarten würde und andererseits Ergebnisse, die man von Experimenten mit wellenartigen Entitäten gewohnt ist. Je nach experimenteller Durchführung erscheint das einzelne Photon mal teilchenartig und mal wellenartig. Dieses Verhalten beschränkt sich nun nicht nur auf Photonen, sondern kann auf die Bestandteile der Materie wie Elektronen übertragen werden. Zur Beschreibung des Verhaltens solcher physikalischen Systeme wurde sodann ein Formalismus entwickelt, dessen Grundlagen im Zeitraum von 1925 bis 1935, aufbauend auf den Arbeiten von Niels Bohr, Wolfgang Pauli und Louis de Broglie, durch u. a. Erwin Schrödinger, Werner Heisenberg, Max Born und Pascual Jordan sowie Paul Dirac und John von Neumann, geschaffen wurden.

Beeinflusst durch die Arbeiten von Max Planck (1900) zur Schwarzkörperstrahlung und Albert Einstein (1905) zum photoelektrischen Effekt, entwickelte Niels Bohr (1913a, 1913b, 1913c) das nach ihm benannte Atommodell, durch welches das Atom als aus einem Atomkern und einer Atomhülle aufgebaut verstanden wird. Elektronen bilden die Atomhülle, welche in diskreten Energieniveaus eingeteilt ist. Elektronen können also nur diskrete Energiewerte annehmen und durch Energieabgabe oder Energieaufnahme, in Form von elektromagnetischer Strahlung, von einem Energieniveau zu einem anderen

Energieniveau springen (Quantensprung). Das Modell erwies sich aber als problematisch und stand unter anderem in einem Konflikt mit der Heisenbergschen Unschärferelation, gemäß dieser sich komplementäre Größen wie Impuls und Ort nicht gleichzeitig exakt bestimmen lassen (Heisenberg 1927). Nach ersten Erweiterungen des Atommodells wurde es dann im Jahre 1928 durch das Orbitalmodell abgelöst, in welchem die Atomhülle in kugelförmige Schalen unterteilt ist und jeder Schale gewisse Orbitale zugeordnet werden. Orbitale sind geometrische Objekte, deren Formen durch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen gemäß der durch Louis de Broglie (1925) eingeführten Theorie der Materiewellen und dem durch Wolfgang Pauli (1925) formulierten Pauli-Prinzip bestimmt werden. Nach dem Pauli-Prinzip können nur maximal zwei Elektronen ein Orbital besetzen und durch die Theorie der Materiewelle wird der Materie Wellencharakter zugeschrieben, sodass es im Orbitalmodell keine scharfe Abgrenzung zwischen einzelnen Bereichen gibt, im Gegensatz zum Bohrschen Atommodell.

Ausgehend von de Broglies' Theorie (1925) über die Materiewellen, formulierte Erwin Schrödinger (1926a, 1926b, 1926c, 1926d) eine Wellenmechanik mittels der Aufstellung der berühmten Schrödingergleichung. Eine dazu äquivalente Formulierung wurde kurz zuvor von Werner Heisenberg, Max Born und Pascual Jordan in Form einer Matrizenmechanik entwickelt (Born & Jordan 1925; Born, Heisenberg & Jordan 1926, Heisenberg 1925). Durch Paul Dirac wurde sobald die Vereinigung von Quantenmechanik und spezieller Relativitätstheorie in den Gang gesetzt. In seinem Buch „The Principles of Quantum Mechanics“ schrieb Dirac (1958) die Erkenntnisse zusammen und führte dabei eine Operator-Theorie und die heute bekannte Bra-Ket Notation ein. Ebenfalls erfasste auch John von Neumann (1932) die mathematische Grundlage der Quantenmechanik, dies im Kalkül der linearen Operatoren auf Hilberträumen. Die wesentlichen Bestandteile zur Charakterisierung von quantenmechanischen Systemen sind laut von Neumann die Zustände, Observablen und Dynamik. Die Formulierung der Quantenmechanik war geboren.

Zusammenfassend wurde das Verhalten der unbelebten Natur, d. h. von Materie und Strahlung, eine lange Zeit durch die klassische Mechanik mit großem Erfolg beschrieben. Während man im Konsens die Materie als aus diskreten Materieteilchen aufgebaut verstand, war man sich jedoch bei der Beschreibung von Strahlung nicht einig, ob sie aus Teilchen oder Wellen aufgebaut ist. Erst 1801 wurden deutliche Argumente für die Wellennatur des Lichts geschaffen. Mit zunehmend besserer Technik erfolgten immer mehr Experimente im mikroskopischen Bereich, sodass der Charakter der Strahlung detailgetreuer überprüft werden konnte. So kam es dazu, dass experimentelle Ergebnisse verzeichnet wurden, die sich mit der Theorie nicht deckten, bis letztendlich im Jahre 1905 Strahlung als aus unteilbaren Einheiten, den Photonen, aufgebaut postuliert wurde. Diese Hypothese fand durch den photoelektrischen Effekt und den Compton-Effekt experimentelle Bestätigung. Nun zeigen aber die experimentellen Ergebnisse von Beugungsexperimenten mit einzelnen Photonen, dass ihnen gleichermaßen die Eigenschaften von wellenartigen Entitäten und die von teilchenartigen Entitäten zugeschrieben werden müssen. Photonen wären demnach gleichermaßen über den Raum verteilt und wirken an mehreren Orten gleichzeitig wie auch auf einen Raumpunkt begrenzt. Diese kontraintuitive Charakterisierung lässt sich auf andere mikroskopische Bestandteile der Materie übertragen. Die kontraintuitive Charakterisierung werde ich in einem ersten Abschnitt dieses Kapitels veranschaulichen, indem ich drei exemplarische Typen von quantenmechanischen Experimenten skizziere (3.2). Die mathematische Beschreibung dessen wurde durch die Quantenmechanik begründet, welche ich in einem nächsten Kapitelabschnitt (3.3) komprimiert wiedergebe. In jenem Kapitelabschnitt werde ich auch einen alternativen Formalismus, den der Bohmschen Mechanik, abbilden. Wie sich nun aber einzelne Quantensysteme wirklich verhalten, ist eine Frage der metaphysischen Interpretation solcher experimentellen Ausgänge. Zwei zueinander komplementäre Verhaltensweisen in einer einzigen Entität vereint, bietet zumindest reichlich Stoff zum Austoben, sowohl für kreative als auch analytische Köpfe. Zahlreiche Interpretationen existieren bereits, von denen ich eine Auswahl in einem letzten Kapitelabschnitt (3.4) vorstelle.

### 3.2. Physikalische Experimente. Welle oder Teilchen?

Laut klassischer Mechanik gibt es zwei Arten von Entitäten in der unbelebten Natur: wellenartige und teilchenartige (vgl. Messiah 1991, S. 16-18). Wellenartige Entitäten wie Wasserwellen breiten sich aus und können an mehreren Orten gleichzeitig wirken, sie zeigen die typischen Eigenschaften wie Beugung und Interferenz. Teilchenartige Entitäten (oder auch: Massenpunkte) wie Kugeln wirken lokal und nur an einem einzigen Ort pro Zeitpunkt, sie geben weder Beugungs- noch Interferenzphänomene zu erkennen. Beide Arten von Entitäten lassen sich somit ganz klar voneinander abgrenzen. Nun können wir das Verhalten makroskopischer Objekte mit den uns zur Verfügung gestellten Sinnen direkt beobachten und sie daher klassifizieren, ob wellenartig oder teilchenartig. Für mikroskopische Systeme benötigen wir hingegen Instrumente, um ihr Verhalten zu erschließen. Wenn wir über Objekte wie Photonen oder Elektronen sprechen, dann beziehen wir uns also nicht auf empirische Dispositionsbegriffe, sondern auf theoretische Begriffe. Unter gewissen Testbedingungen zeigen Experimente mit Quantensystemen wie Photonen oder Elektronen die gleichen Ergebnisse wie Experimente mit wellenartigen Entitäten und unter anderen Testbedingungen zeigen sie die gleichen Ergebnisse wie Experimente mit teilchenartigen Entitäten. Infolgedessen schreiben wir solchen Systemen sowohl wellen- als auch teilchenartige Eigenschaften zu. Ist diese Schlussfolgerung gerechtfertigt? Welche experimentellen Ergebnisse von Experimenten mit theoretischen Entitäten lassen welche Konklusion zu?

Experimente mit wellenartigen Entitäten werden unter Ausnutzung ihres Beugungs- und Interferenzverhaltens derart angeordnet, dass im Ergebnis ein charakteristisches Bild entsteht, welches Experimente mit teilchenartigen Entitäten nicht zeigen. Teilchenartige Entitäten zeigen in solchen Experimenten ein anderes für sie charakteristisches Bild. Es gibt zwei wesentliche Bauelemente, mit denen physikalische Systeme am Ende eines Experiments aufgefangen werden: Beobachtungsschirme und Detektoren. Das charakteristische Bild von Experimenten mit wellenartigen Entitäten – in denen Beobachtungsschirme zum Einsatz kommen – ist das Interferenzmuster, das durch wellenartige Entitäten auf Beobachtungsschirmen erzeugt wird.

Interferenzmuster sind das Resultat von Beugungs- und Interferenzverhalten, sodass sie in Experimenten mit teilchenartigen Entitäten nicht erscheinen. Teilchenartige Entitäten erzeugen hingegen in bestimmten Bereichen von Beobachtungsschirmen lokale Einschlagstellen. In Experimenten mit einzelnen Quantensystemen wie Photonen führt der photoelektrische Effekt zunächst dazu, dass jeder Entität eine lokale Einschlagstelle auf dem Beobachtungsschirm zuzuordnen ist, eine Eigenschaft von teilchenartigen- und nicht wellenartigen Entitäten. Allerdings baut sich nach einer gewissen Anzahl der experimentellen Durchführungen, in denen nacheinander einzelne Photonen Richtung Beobachtungsschirm gesendet werden, ein Interferenzmuster auf; das charakteristische Bild von Experimenten mit wellenartigen Entitäten. Möchte man den Weg solcher Systeme verfolgen, um ihr Verhalten zu analysieren, dann entsteht unerwarteterweise kein Interferenzmuster, sondern das charakteristische Bild von Experimenten mit teilchenartigen Entitäten. Es wirkt sich also auf ein experimentelles Ergebnis aus, ob wir das Verhalten von physikalischen Systemen direkt mit unseren Sinnen beobachten können oder Hilfsmittel verwenden müssen. Infolgedessen ist es uns in einem gleichbleibenden Kontext nur möglich, auf das Verhalten von Quantensystemen zu schließen. Wenn ein Interferenzmuster entsteht, dann schließen wir abduktiv auf wellenartiges Verhalten. Von einem Interferenzmuster am Beobachtungsschirm wird somit Beugungs- und Interferenzverhalten als Eigenschaft des physikalischen Systems abgeleitet. Sind hingegen an bestimmten Stellen lokale Einschlagstellen zu verorten und das Interferenzmuster bleibt aus, so wird auf das teilchenartige Verhalten des physikalischen Systems geschlossen. Gleiches Resultat ergibt sich, wenn Detektoren im Einsatz sind. Reagieren Detektoren in einem Experiment genauso, als seien wellenartige Entitäten im Experiment, so schließt man auf das wellenartige, andernfalls auf teilchenartiges Verhalten. Auch hier ist das charakteristische Bild der Teilchen- oder Wellennatur erst nach einer gewissen Anzahl von experimentellen Durchführungen mit einem Ensemble von identisch präparierten Quantensystemen erkennbar.

Die typischen Experimente zur Demonstration der dualistisch beschriebenen zeitlichen Entwicklung von Quantensystemen, sind Experimente im Mach-Zehnder Interferometer (MZI) und Doppelspaltexperimente. Aus diesem Grund werde ich sie in

diesem Kapitel vorstellen. Ein weiteres klassisch nicht erklärbares Phänomen, nämlich das der Quantenverschränkung, wurde innerhalb von EPR/B-Experimenten beobachtet, sodass auch dieser Typ von quantenmechanischen Experimenten Inhalt des Kapitels ist.

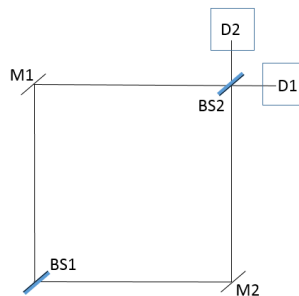
### 3.2.1 Physikalische Experimente: Das Mach-Zehnder Interferometer

Das Mach-Zehnder Interferometer (MZI) ist ein optisches Gerät, mit dem Interferenzphänomene analysiert werden. Interferenzphänomene lassen sich in MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen beobachten, die das wellenartige Verhalten von Licht demonstrieren<sup>35</sup>. Nun ist es durch den Austausch einiger Bauelemente des MZI auch möglich, MZI-Experimente mit Teilchen (Massepunkte) durchzuführen. Im Gegensatz zu Licht, wirken Teilchen zu jeder Zeit nur an einem einzigen Ort. Experimente mit Teilchen zeigen daher keine Interferenzphänomene. Wegen dieser verschiedenartigen Eigenschaften von Lichtstrahlen und Teilchen, resultieren unterscheidbare Messergebnisse von Experimenten mit Lichtstrahlen und Experimenten mit Teilchen. MZI-Experimente mit einzelnen Photonen zeigen hingegen, in Abhängigkeit der Testbedingungen, einmal die gleichen Messergebnisse wie MZI-Experimente mit Lichtstrahlen und ein andermal die gleichen Messergebnisse wie MZI-Experimente mit Teilchen. Insofern sind wir dazu verleitet, dem einzelnen Photon beide komplementären Eigenschaften von wellenartigen- und teilchenartigen Entitäten zuzuschreiben. Um eine genauere Vorstellung zu bekommen, werde ich in diesem Abschnitt MZI-Experimente mit Lichtstrahlen, Teilchen und einzelnen Photonen skizzieren und ihre Resultate miteinander vergleichen.

Der Aufbau des MZI beinhaltet zwei 50/50-Strahlteiler (BS1, BS2), zwei Spiegel (M1, M2) und zwei Detektoren (D1, D2) wie in Abb. 3.2.1.1 dargestellt.

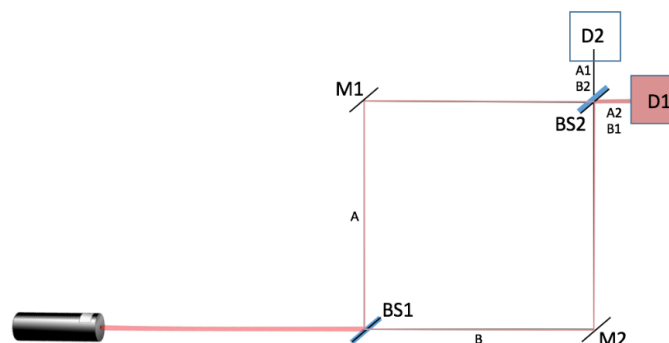
---

<sup>35</sup> Auch wenn sich Lichtstrahlen in geraden Linien ausbreiten, können sie dennoch aufspalten und überlagern, sodass Welleneigenschaften sichtbar werden.



**Abbildung 3.2.1.1:** Aufbau des Mach-Zehnder Interferometers (MZI). (Retzlaff 2017, Figure 1.1.)

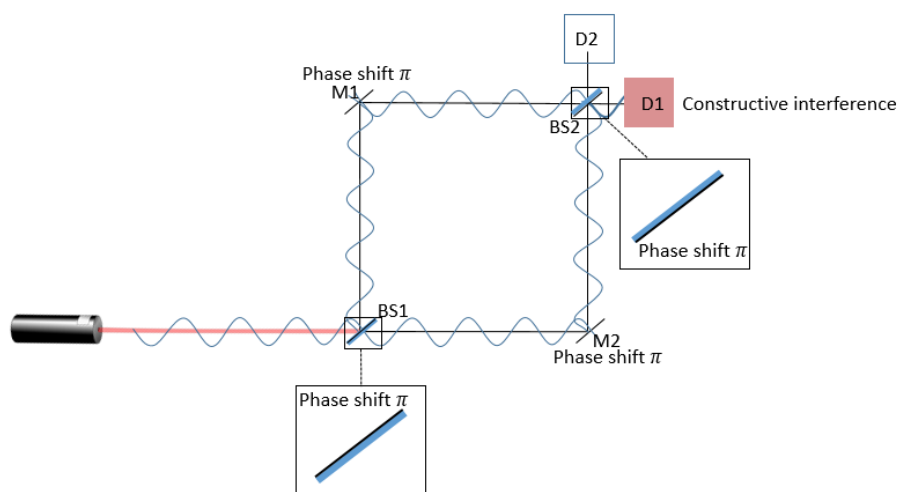
**Lichtstrahlen im MZI:** Im Experiment mit Lichtstrahlen (siehe Abbildung 3.2.1.2) treffen Lichtstrahlen von links kommend auf einen Strahlteiler BS1. Der 50/50-Strahlteiler BS1 teilt den Lichtstrahl gleichmäßig in zwei Komponenten A und B. 50% des ursprünglichen Lichtstrahls reflektiert am Strahlteiler BS1 und trifft auf den Spiegel M1 (Teilstrahl A), die anderen 50% transmittieren am Strahlteiler BS1 und treffen auf den Spiegel M2 (Teilstrahl B). Beide Teilstrahlen reflektieren an den jeweiligen Spiegeln M1 und M2 derart, dass sie an einem zweiten Strahlteiler BS2 aufeinandertreffen. Dort teilt der 50/50-Strahlteiler BS2 erneut die einfallenden Teilstrahlen A und B gleichmäßig in jeweils zwei Komponenten, A1 und A2 sowie B1 und B2. So laufen letztendlich vier Teilstrahlen Richtung Detektoren D1 und D2, die Teilstrahlen A2 und B1 Richtung Detektor D1 und die Teilstrahlen A1 und B2 Richtung Detektor D2. Als Resultat antwortet nur D1, während D2 immer stumm bleibt (vgl. Pade 2014, S. 73-74).



**Abbildung 3.2.1.2:** Lichtstrahlen im MZI. (Retzlaff 2017, Figure 1.2.)

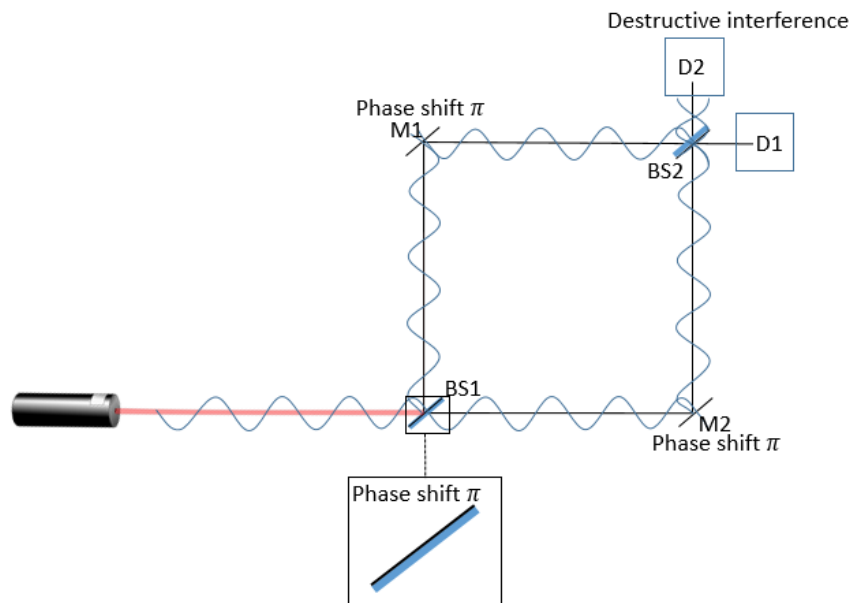


Das Resultat lässt sich durch Interferenzphänomene am Strahlteiler BS2 erklären: Sowohl Strahlteiler, die in ihrem Aufbau symmetrisch sind, als auch Strahlteiler, die in ihrem Aufbau asymmetrisch sind, führen in einem Aufbau wie dem aus Abbildung 3.2.1.2 zu einer Phasendifferenz von  $\pi$  zwischen den Teilstrahlen A1 und B2, während A2 und B1 in Phase sind. Die Bedeutung dessen werden ich kurz am Beispiel eines MZI mit asymmetrischen Strahlteilern erläutern. Strahlteiler, die in ihrem Aufbau asymmetrisch sind, bestehen aus einem Stück Glas, auf dessen eine Seite eine metallische Schicht aufgebracht ist. Auf der Seite der metallischen Schicht erfährt der reflektierte Anteil (aber nicht der transmittierte) einen Phasensprung von  $\pi$  (für weitere Erklärungen siehe beispielsweise, Träger 2012, S. 125). In solch einem Phasensprung wird die Welle umgekehrt. Damit ist gemeint, dass beispielsweise anstelle eines Wellenmaximums in einem Phasensprung  $\pi$  ein Wellenminimum erfolgt. Wenn ein Teilstrahl einen Spiegel trifft, dann erfährt er ebenfalls einen Phasensprung von  $\pi$ . Somit ergibt sich für den am Strahlteiler BS2 transmittierten Teilstrahl A2 und den reflektierten Teilstrahl B1 eine Phasendifferenz von insgesamt  $2\pi$ . Beide Teilstrahlen A2 und B1 sind daher in Phase und interferieren infolgedessen konstruktiv, sodass Detektor D1 ein Signal erhält und antwortet (siehe Abbildung 3.2.1.3).



**Abbildung 3.2.1.3:** Lichtstrahlen im MZI. Konstruktive Interferenz der Teilstrahlen A2 und B1 zwischen Strahlteiler BS2 und Detektor D1. (Retzlaff 2017, Figure 1.3.)

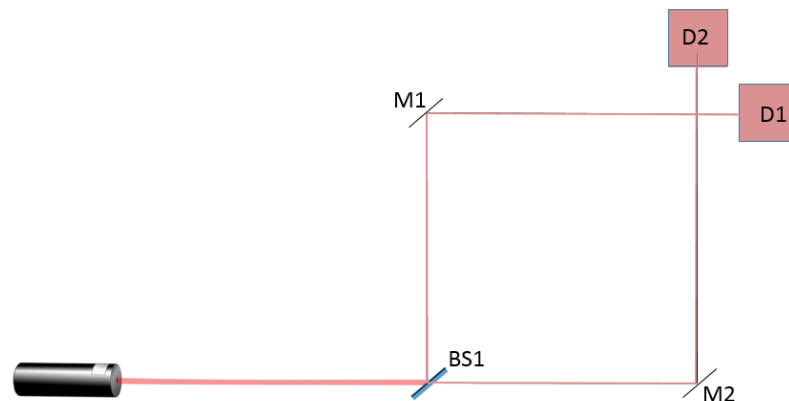
Die anderen beiden Teilstrahlen A1 und B2 haben eine Phasendifferenz von  $\pi$ , sodass sie am Strahlteiler BS2 destruktiv interferieren und am Detektor D2 daher kein Signal ankommt, D2 also auch nicht antwortet (siehe Abb. 3.2.1.4).



**Abbildung 3.2.1.4:** Lichtstrahlen im MZI. Destruktive Interferenz der Teilstrahlen A1 und B2 zwischen Strahlteiler BS2 und Detektor D2. (Retzlaff 2017, Figure 1.4.)

Die Wellennatur des Lichts zeigt sich auch, wenn der Strahlteiler BS2 aus dem experimentellen Aufbau entfernt wird (siehe Abb. 3.2.1.5). In einem MZI ohne Strahlteiler BS2 werden Teilstrahlen A und B nicht erneut geteilt, sodass auch keine Interferenzen entstehen. Der Teilstrahl A trifft Detektor D1 und der Teilstrahl B Detektor D2. In diesem Fall antworten daher beide Detektoren, allerdings mit jeweils halber relativer Lichtintensität<sup>36</sup>.

<sup>36</sup> Die Lichtintensität des einstrahlenden Lichts wird durch den 50/50-Strahlteiler BS1 gleichmäßig auf die beiden Pfade (reflektierender und transmittierender) verteilt. Der Strahlteiler reflektiert 50% des einfallenden Lichts und transmittiert die anderen 50%. Im modellierten MZI, ohne zweiten Strahlteiler BS2, erreicht auch folglich nur Licht halber Lichtintensität relativ zum in das Experiment eingestrahlte Licht, sowohl den Detektor D1 als auch den Detektor D2.



**Abbildung 3.2.1.5:** Lichtstrahlen im MZI ohne Strahlteiler BS2. Beide Detektoren D1 und D2 antworten. (Retzlaff 2017, Figure 1.5.)

**Teilchen im MZI** (vgl. Pade 2014, S. 75): Im Experiment mit Teilchen müssen Bauteile des MZI ausgetauscht werden. Beide Strahlteiler BS1 und BS2 werden durch Bauteile ersetzt, die formal die gleiche Funktion haben wie die originalen Strahlteiler. Im Unterschied zu den originalen Strahlteilern, teilen sie allerdings keine Lichtstrahlen, sondern reflektieren entweder Teilchen (mit Wahrscheinlichkeit 0.5) oder transmittieren Teilchen (mit Wahrscheinlichkeit 0.5). Aus Gründen der Einfachheit, werde ich diese Bauteile ebenfalls als Strahlteiler bezeichnen. Im Gegensatz zum Experiment mit Lichtstrahlen, ist es in der experimentellen Durchführung mit Teilchen möglich, dass auch D2 antwortet. Während Lichtstrahlen an den Strahlteilern geteilt werden und somit gleichzeitig in verschiedenen räumlichen Bereichen koexistieren (sie laufen gleichzeitig entlang der beiden Pfade BS1—M1—BS2 und BS1—M2—BS2), werden Teilchen entweder reflektiert oder transmittiert. Teilchen sind zu einem Zeitpunkt nur an einem Ort, entweder auf dem Reflexionsweg BS1—M1—BS2 oder auf dem Transmissionswegs BS1—M2—BS2. Teilchen können daher genau auf zwei Wegen zu D2 gelangen: Entweder werden sie an beiden Bauteilen BS1 und BS2 reflektiert oder transmittiert. Da die Ereignisse Reflexion und Transmission mit jeweils Wahrscheinlichkeit 0.5 erfolgen, erreicht ein Teilchen mit der Produktwahrscheinlichkeit von 0.25 den Detektor D2 über den Reflexionsweg BS1—

M1—BS2. Gleiches gilt für ein Teilchen auf dem Transmissionsweg BS1—M2—BS2. Aus diesen Gründen trifft ein Teilchen mit der Gesamtwahrscheinlichkeit von 0.5 Detektor D2. Aus den gleichen Gründen registriert Detektor D1 ein Teilchen ebenfalls mit einer Gesamtwahrscheinlichkeit von 0.5. Im Experiment mit Teilchen antworten daher beide Detektoren D1 und D2 mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.5. Aufgrund der Tatsache, dass sich Teilchen nur entlang einer der vier möglichen Wege bewegt, antwortet auch nur genau ein Detektor.

Auch in einem MZI ohne Bauteil BS2 bleibt die Teilchennatur erhalten: Während in dem Experiment mit Lichtstrahlen beide Detektoren D1 und D2 antworten, reagiert im Experiment mit Teilchen nur einer der beiden Detektoren, entweder D1 oder D2.

**Einzelne Photonen im MZI:** Es zeigt sich, dass die Ergebnisse von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen andere sind, als die von MZI-Experimenten mit Teilchen. Die experimentellen Ergebnisse von Lichtstrahlen – im originalen Aufbau des MZI antwortet nur D1 und im modifizierten Aufbau des MZI ohne BS2 antworten beide Detektoren gleichzeitig – würden wir mit Welleneigenschaften wie das gleichzeitige Wirken an verschiedenen Orten und Interferenzerscheinungen erklären. Die experimentellen Ergebnisse von Teilchen – sowohl im originalen als auch im modifizierten Aufbau des MZI antwortet entweder D1 oder D2 (aber nicht beide) – würden wir hingegen mit Teilcheneigenschaften erklären. Nun können, durch die Modifikation des MZI, in MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen beide unterschiedlichen Ergebnisse erzeugt werden. In MZI-Experimenten des originalen Aufbaus mit einzelnen Photonen antwortet nur D1 und nicht D2, es scheint so, als zeige dieses Ergebnis die Wellennatur von Photonen (vgl. Pade 2014, S. 76). In MZI-Experimenten ohne Strahlteiler BS2 mit einzelnen Photonen antwortet hingegen entweder D1 oder D2 (aber nicht beide), hier kann das Resultat von teilchenartigem Verhalten beobachtet werden (vgl. Pade 2014, S. 330).

Zusammenfassend zeigen MZI-Experimente mit einzelnen Photonen, in Abhängigkeit der Versuchsanordnung, mal die gleichen Ergebnisse wie MZI-Experimente mit

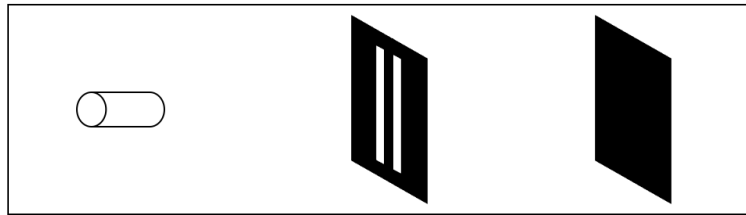
Lichtstrahlen und mal die gleichen Ergebnisse wie MZI-Experimente mit Teilchen. Nun würden wir die Messergebnisse von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen durch wellenartige Eigenschaften erklären und die der MZI-Experimente mit Teilchen durch teilchenartige Eigenschaften. So ist man dazu verleitet, dem einzelnen Photon zwei sich gegenseitig ausschließende Verhaltensweisen zuzuschreiben: Das wellenartige Verhalten, das die Teilung des einzelnen Quantensystems suggeriert und somit das Phänomen der Selbstinterferenz zulässt und das teilchenartige Verhalten, das zu jedem Zeitpunkt die Ortsangabe nur auf genau einen Raumpunkt beschränkt.

Ein anderes Experiment zur Demonstration der dualistisch beschriebenen zeitlichen Entwicklung von Quantensystemen, nutzt den Aufbau des berühmten Doppelspaltexperiments von Thomas Young (1804). Dieses Experiment möchte ich im nächsten Unterkapitel vorstellen.

### **3.2.2 Physikalische Experimente: Das Doppelspaltexperiment**

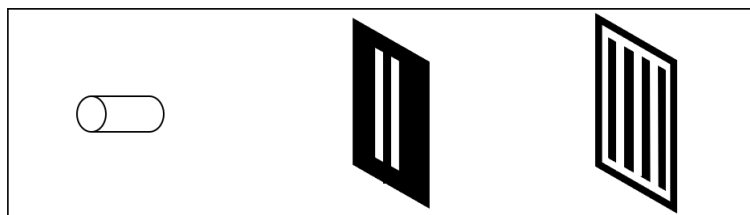
Während am Mach-Zehnder Interferometer (MZI), das wir im vorherigen Unterkapitel 3.2.1 kennenlernten, zum ersten Mal das scheinbar wellenartige Verhalten von einzelnen Photonen demonstriert wurde (vgl. Grangier, Roger & Aspect 1986), zeigte Thomas Young (1804) mit dem von ihm entworfenen Doppelspaltexperiment als erster deutliche Argumente für die Wellennatur des Lichts. Beide Experimente sind daher historisch von Bedeutung. Nun lässt sich die dualistisch beschriebene zeitliche Entwicklung von Quantensystemen, genauso wie in MZI-Experimenten, auch in Doppelspaltexperimenten demonstrieren.

Ein Doppelspaltexperiment besteht neben der Quelle aus einem Doppelspalt und einem Beobachtungsschirm (siehe Abb. 3.2.2.1).



**Abbildung 3.2.2.1:** Aufbau eines Doppelspaltexperiments: links ist eine Quelle dargestellt, in der Mitte der Doppelspalt und rechts der Beobachtungsschirm.

**Das Doppelspaltexperiment mit Lichtstrahlen:** Sendet eine Lichtquelle Licht aus, welches auf einen lichtundurchlässigen Schirm mit zwei zur Lichtquelle spiegelsymmetrischen lichtdurchlässigen Spalten  $S_1$  und  $S_2$  – dem sogenannten Doppelspalt – fällt, dann ist auf dem dahinter platzierten Beobachtungsschirm ein Muster zu erkennen. Unter gewissen Voraussetzungen ist dieses Muster das berühmte Interferenzmuster, welches die Wellennatur des Lichts widerspiegelt. Das Interferenzmuster besteht aus abwechselnd hellen und dunklen Streifen. Die hellen Streifen entstehen durch konstruktive Interferenz, die dunklen durch destruktive Interferenz (siehe Abb. 3.2.2.2).



**Abbildung 3.2.2.2:** Das Doppelspaltexperiment mit Lichtstrahlen. Konstruktive Interferenz werden durch weiße Streifen und destruktive Interferenz durch schwarze Streifen am Beobachtungsschirm dargestellt.

Die Voraussetzung für das Interferenzmuster sind das Beugungsverhalten des Lichts am Doppelspalt sowie die Interferenz danach. Damit Licht an einem Spalt den Gesetzen

der Wellenoptik gehorcht und nicht mehr denen der Strahlenoptik genügt, d. h. Beugung stattfindet, darf die Spaltbreite nicht viel größer als die Wellenlänge sein (vgl. Halliday & Resnick 1994, S. 1285-1286). Nach dem von Christiaan Huygens benannten Huygens'schen Prinzip fungieren die schmalen Spalte als neue Lichtquellen und senden kugelförmige Elementarwellen aus (vgl. Huyghens 1678, S. 9-26). Damit die fortpflanzenden Kugelwellen interferieren, sollten ihre Wellenzüge räumliche Kohärenz aufweisen (vgl. Bronner 2010, S. 77). Eine punktförmige Lichtquelle strahlt räumlich kohärentes Licht aus. Ist diese Eigenschaft nicht gegeben, muss zumindest die sogenannte Kohärenzbedingung erfüllt sein, um das Interferenzmuster zu erhalten. Die Kohärenzbedingung lautet bei einem Durchmesser  $d'$  einer ausgedehnten Lichtquelle der Wellenlänge  $\lambda$  sowie dem Öffnungswinkel  $\eta$ , welcher zwischen Symmetrieachse und Öffnungsstrahl liegt (vgl. Lüders & Pohl 2010, S. 273 - 274):

$$d' \cdot \sin(\eta) \ll \frac{\lambda}{2}.$$

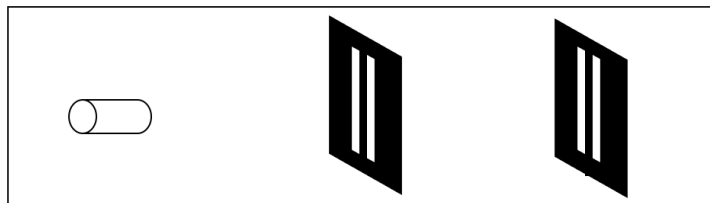
Neben der Kohärenz muss auch das Verhältnis des mittleren Spaltabstands von  $S_1$  und  $S_2$  zum Abstand von Doppelspalt und Beobachtungsschirm stimmen. Je größer der Spaltabstand  $d$ , desto länger sollte der Abstand zwischen Doppelspalt und Beobachtungsschirm sein, da die Kugelwellen, mit zunehmender Spaltbreite, sich länger fortpflanzen müssen, um miteinander interferieren zu können. Bezeichnen wir den Beugungswinkel mit  $\theta$ , so liegt genau dann konstruktive Interferenz respektive destruktive Interferenz vor, wenn

$$d \cdot \sin(\theta) = n \cdot \lambda \quad \text{resp.} \quad d \cdot \sin(\theta) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda, \quad (n = \pm 0, 1, 2, \dots).$$

Der Buchstabe  $n$  heißt Interferenzordnungszahl und symbolisiert die Ordnung der Maxima und Minima. Mit dem linken Term lassen sich daher die Beugungsmaxima berechnen, mit dem rechten Term die Beugungsminima. Bei einem idealen Interferenzmuster liegt das Maximum 0ter Ordnung genau spiegelsymmetrisch zu den

beiden Spalten, dann folgen davon links und rechts die Minima 0ter Ordnung, jeweils neben den Minima befinden sich die Maxima 1ter Ordnung etc. (vgl. Giancoli 2006, S.1165 f.). So ergibt sich das berühmte Interferenzmuster.

**Das Doppelspaltexperiment mit Teilchen:** Werden Teilchen Richtung Doppelspalt mit Spalten S1 und S2 geschickt, so passieren sie entweder den Spalt S1 oder den Spalt S2. Die Teilchen schlagen entweder hinter dem Spalt S1 auf oder hinter dem Spalt S2. In einem Experiment mit Teilchen sind, anstelle eines Interferenzmusters wie im Experiment mit Lichtstrahlen, zwei Häufungen auf dem Beobachtungsschirm zu beobachten, eine Häufung hinter Spalt S1 und eine Häufung hinter Spalt S2.



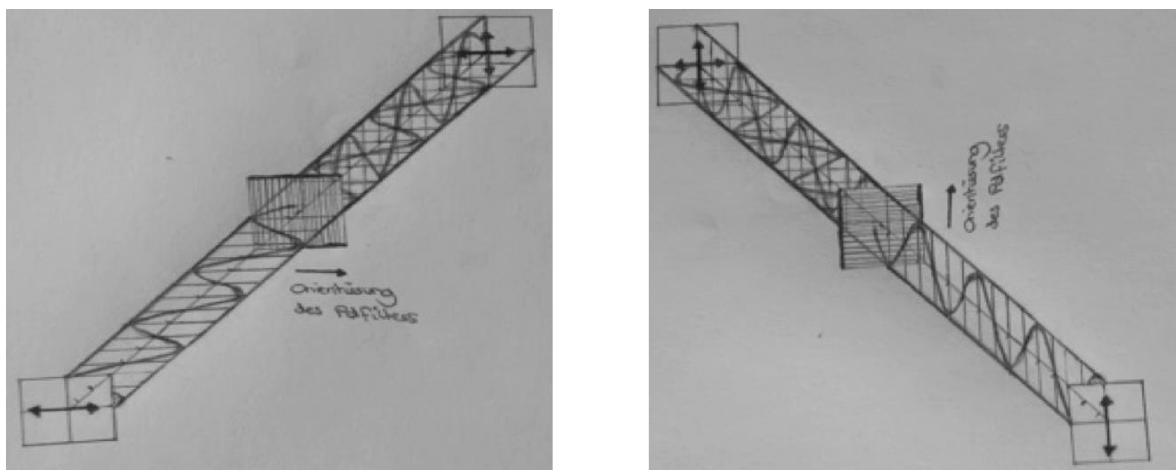
**Abbildung 3.2.2.3:** Das Doppelspaltexperiment mit Teilchen. Hinter jedem Spalt ist eine Häufung von Teilchen zu beobachten.

**Das Doppelspaltexperiment mit einzelnen Photonen:** Schickt man einzelne Photonen durch einen Doppelspalt, dann baut sich mit zunehmender Anzahl an Photoneneinschlägen das berühmte Interferenzmuster am Beobachtungsschirm auf. Einerseits wird pro Photon ein Einschlag am Beobachtungsschirm gemessen, was den postulierten Teilchencharakter bestärkt und vermuten ließe, dass ein einzelnes Photon entweder den einen oder den anderen Spalt passiert. Andererseits steht das Interferenzmuster für den Wellencharakter einer Entität, sodass ein einzelnes Photon beide Spalte gleichzeitig passieren müsste, um jene Interferenzerscheinungen hinter dem Doppelspalt zu entwickeln, die notwendig zur Erzeugung des Interferenzmusters sind. Beleuchtet man daher das Geschehen am Doppelspalt, um zu erfahren wie sich ein einzelnes Photon dort verhält und markiert damit einhergehend den Weg des Photons,



dann verändert sich das Bild am Beobachtungsschirm. Wenn das Experiment mit einem Ensemble von einzelnen Photonen durchgeführt wird, die nacheinander Richtung Schirm gesendet werden, dann ergeben sich bei einer sogenannten Welcher-Weg-Markierung zwei Häufungen von Photoneneinschlägen auf dem Beobachtungsschirm, je eine Häufung hinter jedem der beiden Spalte. Das ist das Bild, welches man als Resultat erwartet, würde das Experiment mit Teilchen erfolgt sein.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, den Weg eines Photons zu markieren. Die einfachste aller Möglichkeiten besteht darin, einen der beiden Spalte abzudecken. So sind die einzelnen Quantensysteme gezwungen, nicht mehr als einen der beiden Spalte zu passieren. Eine andere Möglichkeit besteht darin, zueinander senkrecht stehende Polarisationsfilter an den Doppelspalt zu befestigen, jeweils einen Polarisationsfilter pro Spalt. Polarisationsfilter (auch: Polfilter, Polarisatoren) sind Bauteile, die nur Feldvektoren bestimmter Richtung durchlassen. Ein horizontal polarisierender Polfilter transmittiert daher nur Licht mit horizontal ausgerichteten Feldvektoren, ein vertikal polarisierender Polfilter hingegen nur Licht mit vertikal ausgerichteten Feldvektoren (Abb. 3.2.2.3).



**Abbildung 3.2.2.3:** Unpolarisiertes Licht trifft von oben kommend auf einen Polfilter und wird polarisiert. Abgebildet sind ein horizontal polarisierender Polfilter (links) und ein vertikal polarisierender Polfilter (rechts).

Wenn ein Photon einen Polfilter passiert, dann zeigt der elektrische Feldvektor des Photons, d.h. die Schwingungsrichtung seiner zugeordneten Wellenfunktion, danach in genau die Richtung, die der Polfilter vorgegeben hat. Nach dem Gesetz von Malus lässt sich die Lichtintensität  $I$  des durch den Polarisationsfilter transmittierenden Lichts aus der Lichtintensität des am Polarisationsfilter ankommenden Lichts  $I_0$  und dem Winkel  $\theta$  zwischen Polarisationsrichtung des ankommenden Lichts und der Ausrichtung des Polarisationsfilters berechnen:  $I = I_0 \cos^2(\theta)$  (vgl. Giancoli 2006: S. 1208). Wenn nur ein einzelnes Photon im Experiment ist, dann wird es entweder transmittiert oder absorbiert (Elementareigenschaft des Photons). Ist seine Richtung senkrecht zur Polarisationsrichtung polarisiert, so wird es absorbiert. Ist seine Richtung parallel zur Polarisationsrichtung polarisiert, so wird es transmittiert. Wenn daher zwei zueinander senkrecht stehende Polfilter am Doppelspalt angebracht sind, d. h. der Winkel zwischen den zwei Polfiltern  $90^\circ$  beträgt und das Photon zu dem einen Polfilter parallel ausgerichtet ist, so ist es zum anderen Polfilter senkrecht ausgerichtet; und so passiert es auch nur einen der beiden Spalte. Beide der beschriebenen Wegmarkierungen führen dazu, dass hinter jedem Spalt jeweils eine Häufung an Photoneneinschlägen erfolgt und kein Interferenzmuster sichtbar wird.

Der Effekt der Wegmarkierung kann durch den sogenannten Quantenradierer aufgehoben werden. Sind am Doppelspalt zwei zueinander senkrecht stehende Polarisationsfilter angebracht, dann würde ein zu beiden Polarisationsfiltern  $45^\circ$  stehender Polfilter zwischen Doppelspalt und Beobachtungsschirm als Quantenradierer agieren (vgl. Scully, Englert & Walther 1991; Holladay 1993; Herzog et al. 1995; Walborn et al. 2002).

Zusammenfassend zeigen einzelne Photonen in Doppelspaltexperimenten, genauso wie in MZI-Experimenten, (siehe Kapitel 3.2.1) in Abhängigkeit der Versuchsanordnung, mal die Ergebnisse von Experimenten mit Lichtstrahlen und mal die Ergebnisse von Experimenten mit Teilchen. Es scheint nun so, als zeige sich das einzelne Quantensystem im Teilchenbild, sobald Weginformation vorliegt und ansonsten im Wellenbild. In MZI-Experimenten liegt Weginformation dann vor, sobald der Strahlteiler BS2 nicht Teil des

Experiments ist. In Doppelspaltexperimenten wird Weginformation durch die Wegmarkierung am Doppelspalt erzeugt. Weginformation kann aber auch durch die Einführung eines Quantenradierers vernichtet werden.

Bis hierhin habe ich zwei Typen von Experimenten vorgestellt, die das quantenmechanische Phänomen der dualistisch beschriebenen zeitlichen Entwicklung demonstrieren. Ein weiteres quantenmechanisches Phänomen, nämlich das der Quantenverschränkung, werde ich nun durch die Skizzierung des EPR/B-Experiments vorstellen.

### **3.2.3 Physikalische Experimente: Das EPR/B-Experiment**

In den zwei vorigen Unterkapiteln habe ich anhand der beiden unterschiedlichen optischen Baugeräte – dem Mach-Zehnder Interferometer (MZI) und dem Doppelspaltexperiment – demonstriert, welche experimentellen Ergebnisse welche Schlussfolgerungen über das Verhalten physikalischer Systeme herbeiführt. Ob dem Quantensystem tatsächlich die Eigenschaften mal einer wellenartigen Entität und mal einer teilchenartigen Entität zugesprochen werden kann, d. h. wie diese Ergebnisse tatsächlich zu interpretieren sind, werden wir in den nächsten Kapiteln näher beleuchten. In diesem Unterkapitel möchte ich noch ein weiteres Experiment vorstellen, das EPR/B-Experiment. EPR/B-Experimente zeigen das Phänomen der Quantenverschränkung. Das Phänomen der Quantenverschränkung beschreibt eine bestimmte Klasse von Korrelationen.

In der klassischen Physik können Systeme zu einem Gesamtsystem zusammengefügt und in ihre Teilsysteme zerlegt werden. Das Gesamtsystem ist vollständig durch seine Teilsysteme beschreibbar. In der Quantenmechanik ist dieser Sachverhalt bezüglich der Quantenverschränkung nicht gegeben. Wenn sich hier ein Gesamtsystem in einem verschränkten Zustand befindet, dann ist es nicht vollständig durch seine Teilsysteme beschreibbar. Bezüglich verschränkter Systeme hat die lokale Operation an einem der Teilsysteme Auswirkung auf die Zustände der anderen Teilsysteme mit der

Besonderheit, dass dies unverzüglich und unabhängig von deren Distanz geschieht (vgl. Audretsch 2005, S. 109–131). Ein verschränktes System (z.B. verschränkte Photonen oder Elektronen) ist daher definiert als ein System, dessen verschränkter Quantenzustand nicht als Produkt der Quantenzustände der lokalen Teilsysteme faktorisiert werden kann. Damit ist gemeint, dass wenn eine Quelle ein verschränktes Paar von Quantenobjekten emittiert und an einem der Quantenobjekte eine verschränkte physikalische Eigenschaft wie die Polarisation oder der Spin gemessen wird, dann ist das Ergebnis einer lokalen Messung am verschränkten Partnerteilchen mit dem Ergebnis dieser lokalen Messung assoziiert. Eine lokale Messung an einem Teilsystem scheint den totalen Quantenzustand des Gesamtsystems zu beeinflussen, und zwar instantan und unabhängig von der Distanz zwischen den Quantenobjekten.

Ist dieses Phänomen ein Beleg für den gleichzeitigen Besitz komplementärer Eigenschaften, zum einen eine einzelne lokale Entität zu sein, sodass in einem solchen Experiment Quantenobjekte unterscheidbar sind, und zum anderen über den Raum verteilt zu sein? Im Rahmen der Relativitätstheorie gilt die (kausale) Einstein-Lokalität, nach der kausale Prozesse nicht schneller als Licht sind (vgl. Friebe et al. 2015, S. 128). Werden nun aber zwei verschränkte Quantenobjekte in ausreichender Distanz zueinander gemessen und sind dennoch in ihren lokalen Messergebnissen so stark korreliert, als würden sie sich über ihren Messausgang abstimmen, dann scheint unter der Annahme des Realismus, dass jede Entität feste Eigenschaften besitzt, diese (kausale) Einstein-Lokalität innerhalb der Quantenmechanik verletzt. So kam es in einem Paper von Albert Einstein, Boris Podolsky und Nathan Rosen (1935) zu der Annahme, dass die Quantenmechanik unvollständig sei und es verborgene Variablen über Informationen gebe, die zur Vervollständigung der Quantenmechanik führe.

In diesem sogenannten EPR-Paper, damals noch als Gedankenexperiment vorgestellt und benannt nach den drei Autoren Einstein, Podolsky und Rosen, veranlasste sie dieser sogenannte EPR-Effekt die Vollständigkeit der Quantenmechanik anzuzweifeln (vgl. Einstein, Podolsky & Rosen 1935). Eine Theorie ist nach Einstein, Podolsky und Rosen (1935) vollständig, wenn sie zu jedem Element der physikalischen Realität (aus ihrem Gültigkeitsbereich) ein korrespondierendes theoretisches Element besitzt. Als

hinreichend, für eine physikalische Größe (d. h. eine durch eine Messung quantifizierte Eigenschaft eines physikalischen Systems) Element der physikalischen Realität zu sein, gilt den drei Autoren zur Folge die Bedingung, dass sie unabhängig von einer Messung mit Sicherheit vorhergesagt werden kann. In der Quantenmechanik wird jede messbare physikalische Größe durch einen hermiteschen Operator beschrieben<sup>37</sup> (vgl. Pade 2014, S. 192). Nach der Heisenbergschen Unschärferelation (vgl. Heisenberg 1927) können nun aber physikalische Größen, deren zugehörige Operatoren nicht miteinander kommutieren, nicht gleichzeitig scharf bestimmt werden. Insofern schließt das exakte Wissen über die eine physikalische Größe das exakte Wissen über die andere aus.

In dem EPR-Paper wird der Zweifel anhand der nicht miteinander kommutierenden Operatoren für die Größen Ort und Impuls in Form des Gedankenexperiments allgemein bekundet.

**EPR/B-Experiment mit Spin-verschränkten Elektronen:** Zu Demonstrationszwecken führte Bohm (vgl. Bohm 1951, S. 611-622; Bohm & Aharonov 1957) als Beispiel die Verschränkung von zwei Quantensystemen in ihren Spins, d. h. ihren Eigendrehimpulsen, an. Zerfällt ein System mit Gesamtspin null in zwei verschränkte Teilsysteme mit jeweils Spin  $\hbar/2$ , die in entgegengesetzte Richtung fliegen (wobei  $\hbar$  das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum ist), dann erhält man durch die Messung der Spinausrichtung des Teilsystems auf der einen Seite das Wissen über die Spinausrichtung des Teilsystems auf der anderen Seite. Allerdings sind die Teilsysteme nur in dem Spin gleicher Raumrichtung korreliert. Wenn der Zustand eines Gesamtsystems beispielsweise derart präpariert ist, dass beide Teilsysteme antiparallel korreliert sind, dann ist damit folgendes gemeint: Wird auf der einen Seite am Teilsystem Spin up ( $+\hbar/2$ ) entlang der z-Achse gemessen, dann befindet sich das Teilsystem auf der anderen Seite instantan im Zustand Spin down ( $-\hbar/2$ ) entlang der z-Achse. Das Resultat ist unabhängig von der Distanz zwischen den beiden Teilsystemen,

---

<sup>37</sup> Die Eigenschaft der Hermitizität stellt sicher, dass alle Eigenwerte (Werte, die gemessen werden) reellwertig sind. Zur theoretischen Beschreibung des Quantenkosmos kommen wir allerdings im nächsten Kapitel.

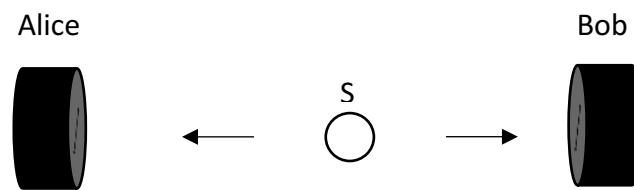
sodass das Ergebnis auch erfolgt, wenn die Teilsysteme raumartig getrennt sind, die Messung an dem einen System das andere also nicht lokal beeinflussen kann. Im Sinne des EPR-Papers (vgl. Einstein, Podolsky & Rosen 1935) ist dann im besagten Beispiel der Spin  $s_z$  mit Ausrichtung  $-\hbar/2$  Element der physikalischen Realität. Die gleiche Argumentation kann nun auch auf die anderen beiden Spinkomponenten  $s_x$  und  $s_y$  angewendet werden. Wenn also der Spinzustand am einen Teilsystem entlang einer der drei Achsen (x, y, z) gemessen wird, dann kann unabhängig von einer Messung der Spinzustand des Teilsystems auf der anderen Seite mit Sicherheit vorhergesagt werden. Demnach sind diese drei Spinkomponenten  $s_x$ ,  $s_y$ ,  $s_z$  Elemente der physikalischen Realität, im Widerspruch zur Quantenmechanik. Da die drei Komponenten des Spinoperators nicht miteinander kommutieren, können sie laut Quantenmechanik nicht alle gleichzeitig scharf bestimmt werden. Dann, so argumentieren Einstein, Podolsky und Rosen (1935) in dem EPR-Paper, muss entweder (i) die Beschreibung des Zustands eines quantenmechanischen Systems durch die Wellenfunktion unvollständig sein oder (ii) die beiden Größen, beschrieben durch die nicht miteinander kommutierenden Operatoren, sind nicht simultan Elemente der Realität. Würde der Zustand eines quantenmechanischen Systems vollständig durch die Wellenfunktion beschrieben werden, so wäre diese physikalische Größe vorhersagbar und damit Element der Realität. Demnach müssten aber auch die Größen, deren Operatoren nicht miteinander kommutieren, simultan Elemente der Realität sein. Die Negation von (i) führt zur Negation von (ii). Einstein, Podolsky und Rosen (1935) kommen damit zu dem Schluss, dass die Quantenmechanik unvollständig sei.

In der Argumentation von Einstein, Podolsky und Rosen (1935) geht sowohl eine Realitätsannahme als auch eine Lokalitätsannahme mit ein. Die Realitätsannahme ist jene, nach der eine physikalische Größe Element der Realität ist, wenn deren Wert mit Sicherheit vorhergesagt werden kann. Und somit die physikalische Größe als feststehende Eigenschaft eines physikalischen Systems unabhängig von einer Messung existiert. Die Lokalitätsannahme ist die Annahme, in der raumartig getrennte Systeme keinen Einfluss aufeinander ausüben. In der Literatur sind die Annahmen unter den Begriffen Einstein-Realität und Einstein-Lokalität zu finden (vgl. Audretsch 2005, S. 167;

Pade 2014(2), S. 89). In diesem Sinne gelte die Quantenmechanik als lokalrealistische Theorie, die um sogenannte verborgene Variablen zu vervollständigen sei.

Die Annahme theoretischer Elemente als verborgene lokale Variablen, um welche die Quantenmechanik vervollständigt werden müsse, so zeigt Bell (vgl. 1964; 1975; 1987a, S. 52-62), endet in einem Widerspruch. Dazu leitet Bell eine Ungleichung ab, die unter der Annahme des lokalen Realismus eine obere Schranke für Korrelationswerte angibt. Diese sogenannte Bell-Ungleichung wird durch das EPR-Experiment verletzt, daher ist das EPR-Experiment auch nicht mit einem lokalen Realismus vereinbar. Was genau darunter zu verstehen ist, werden wir uns innerhalb des EPR/B-Experiments mit polarisationsverschränkten Photonen veranschaulichen.

**EPR/B-Experiment mit polarisationsverschränkten Photonen:** In einem EPR/B-Experiment mit Photonen, kann der Polarisationszustand verschränkt werden. Die parametrische Fluoreszenz beschreibt eine Möglichkeit, die Polarisationseigenschaft von Photonen miteinander zu verschränken (vgl. Kurtsiefer, Oberparleiter & Weinfurter 2001). Ein einfallendes Photon mit höherer Energie wird von einem nichtlinearen Kristall absorbiert, sodass dieser ein verschränktes Photonenpaar unter Energie- und Impulserhaltung emittiert. Beide Photonen werden in entgegengesetzte Richtungen emittiert, eines nach links Richtung Alice und eines nach rechts Richtung Bob. Alice und Bob sind die in der Literatur typisch gewählten Protagonisten in einem solchen EPR/B-Experiment, die auf ihrer jeweiligen Seite den Polarisationszustand des ankommenden Photons messen (vgl. Audretsch 2007, S. 116). Um den Polarisationszustand zu messen, stehen auf beiden Seiten des Experiments präparierte Detektoren. Sie sind insofern präpariert, als dass jeweils ein Polfilter vor ihrer Linse angebracht ist. So muss ein ankommendes Photon zunächst den Polfilter passieren, bevor es vom Detektor registriert werden kann:



**Abbildung 3.2.3.1:** EPR/B-Experimente mit einzelnen Photonen. Eine Photonenquelle S emittiert quantenverschränkte Paare, von denen eines nach links Richtung Alice und eines nach rechts Richtung Bob fliegt. Alice und Bob messen jeweils auf ihrer Seite mit einem präparierten Detektor, in welcher Richtung das ankommende Photon polarisiert ist, indem sie eine bestimmte Winkeleinstellung am jeweiligen Polfilter vornehmen.

Wenn der Detektor ein Signal erhält, dann ist das signalgebende Photon in die Richtung polarisiert, die der Polfilter vorgibt. Wird es hingegen vom Polfilter absorbiert, sodass am Detektor kein Signal ankommt, dann war das absorbierte Photon senkrecht zur Ausrichtung des Polfilters polarisiert. Je nachdem, wie der Gesamtzustand des Photonenpaares zu Beginn des Experiments verschränkt ist, ob parallel oder antiparallel, erhalten Alice und Bob in Abhängigkeit ihrer Winkeleinstellung am Polfilter zueinander korrelative Messwerte. Befindet sich das emittierte Photonenpaar in einem parallel verschränkten Gesamtzustand, dann messen Alice und Bob bei gleicher Winkeleinstellung eine perfekte Korrelation, d. h. ihre Messergebnisse stimmen mit Sicherheit überein. Wenn ihre Winkeleinstellungen um  $30^\circ$  zueinander verdreht sind, dann messen Alice und Bob eine nicht-perfekte Korrelation erster Art, d. h. die Messergebnisse stimmen in 75% der Fälle überein. Bei einer Winkeleinstellung um  $60^\circ$  zueinander verdreht, messen Alice und Bob eine nicht-perfekte Korrelation zweiter Art, d. h. die Messergebnisse stimmen in 25% der Fälle überein (vgl. Friebe et al. 2015, S. 126-127). Ist der Gesamtzustand eines verschränkten Photonenpaares hingegen antiparallel präpariert, dann erhalten Alice und Bob bei gleicher Winkeleinstellung mit Sicherheit kein übereinstimmendes Messergebnis. Jedoch messen sie eine perfekte Korrelation, wenn ihre Winkeleinstellungen um  $90^\circ$  zueinander verdreht sind. Gemäß



dem Gesetz von Malus<sup>38</sup> ist eine nicht-perfekte Korrelation erster Art zu erwarten, wenn ihre Winkeleinstellung um  $120^\circ$  zueinander verdreht sind und eine nicht-perfekte Korrelation zweiter Art, wenn ihre Winkeleinstellungen um  $150^\circ$  zueinander verdreht sind.

Die Verschränkung des Polarisationszustandes beider Photonen führt also dazu, dass Korrelationswerte entstehen, die nicht klassisch erklärt werden können. Mithilfe der Bellschen Ungleichung lässt sich nun demonstrieren, dass jene starken Korrelationswerte nicht mit einer lokalrealistischen Theorie vereinbar sind. Zur Demonstration der Bellschen Ungleichung (vgl. Audretsch 2005, S. 168-169) sei ein parallel verschränkter Zustand gegeben. Dann nehmen wir an, dass es einen Satz an verborgenen Parametern gibt, die den totalen aber lokalen Zustand bezüglich der Polarisations-eigenschaften des verschränkten Photonenpaares an der Quelle angeben, bevor das Paar als zwei unterschiedliche Entitäten auseinanderfliegt (Realitätsannahme). Diesen Satz an verborgenen Parametern können wir durch eine Zufallsvariable  $\lambda$  repräsentieren. Da die Zufallsvariable  $\lambda$  unendlich viele Werte annehmen kann, haben wir es mit einer kontinuierlichen Zufallsvariable zu tun. Die verborgenen Parameter lassen sich natürlich nicht konkret angeben. Allerdings können wir zumindest sagen, dass es laut unserer Annahme möglich ist, ein verschränktes Photonenpaar zu erzeugen, von dem ein vollständiger Datensatz an Eigenschaftsmerkmalen in Bezug auf die Polarisation (verborgen) existiert. Ein Photonenpaar wird mit den genannten Eigenschaften von der Quelle mit einer Wahrscheinlichkeitsdichte  $p(\lambda)$  emittiert. Für solch eine Wahrscheinlichkeitsdichte gilt folgendes:

$$\int p(\lambda)d\lambda = 1 \text{ mit } p(\lambda) \geq 0.$$

Dieser mathematische Term bringt zum Ausdruck, dass eine Wahrscheinlichkeitsdichte keine negativen Werte annehmen kann und ein Photonenpaar, das durch einen Satz an

---

<sup>38</sup> Nach dem Gesetz von Malus passiert ein einzelnes Photon einen zu seiner Polarisationsrichtung um den Winkel  $\theta$  verdrehten Polfilter mit Wahrscheinlichkeit  $\cos^2(\theta)$  (vgl. Giancoli 2006, S. 1208)

verborgenen Parametern über den totalen aber lokalen Zustand der Polarisation an der Quelle – zusammengefasst in der Repräsentation  $\lambda$  – bestimmt ist, mit Sicherheit erzeugt wird. Wenn ein solcher Datensatz an verborgenen Parametern existiert, dann dürfte das experimentelle Ergebnis, ob die zwei miteinander verschränkten Photonen von den Detektoren registriert werden oder nicht, ausschließlich von der verborgenen Variable  $\lambda$ , die alle Eigenschaften über den verschränkten Zustand des Photonenpaares in sich trägt, und der Winkeleinstellung am entsprechenden Polfilter, durch die das Photon entweder mit passendem polarisationszustand transmittiert oder mit nicht passendem polarisationszustand absorbiert wird, abhängen.

Ein nach links emittiertes Photon passiert also entweder den linken Polfilter mit Winkeleinstellung  $a$  und bekommt das Messergebnis  $+1$  oder es wird vom Polfilter absorbiert und bekommt das Messergebnis  $-1$ . Für das rechte Photon gilt das gleiche, nur bezeichnen wir die Winkeleinstellung mit  $b$ . Somit können wir den Messergebnissen auf beiden Seiten eine eindeutige Funktion zuordnen, die von den totalen Eigenschaften des verschränkten Photonenpaares abhängt – repräsentiert durch  $\lambda$  – und den entsprechenden Winkeleinstellungen. Die Funktion für das Messergebnis auf der linken Seite bezeichnen wir einfach mit  $E_l$  und die Funktion für das Messergebnis auf der rechten Seite mit  $E_r$ . Beide Funktionen können in Abhängigkeit von  $\lambda$  und der entsprechenden Winkeleinstellung  $a$  oder  $b$  entweder den Wert  $+1$  oder  $-1$  annehmen:

$$E_l(\lambda, a) = \begin{cases} +1, & \text{bei Transmission links} \\ -1, & \text{bei Absorption links} \end{cases} \text{ und } E_r(\lambda, b) = \begin{cases} +1, & \text{bei Transmission rechts} \\ -1, & \text{bei Absorption rechts} \end{cases} .$$

Uns interessiert der Korrelationswert der beiden lokalen Messergebnisse. Dieser Wert lässt sich durch das folgende Integral bestimmen:

$$\mathcal{E}(a, b) = \int p(\lambda) E_l(\lambda, a) E_r(\lambda, b) d\lambda$$

Mit dem Korrelationskoeffizienten  $\mathcal{E}(a, b)$  ist uns eine lokalrealistische Formulierung gegeben. Die Realitätsannahme wird durch die verborgene Variable  $\lambda$  ausgedrückt und die Lokalitätsannahme findet Ausdruck in dem Produkt der beiden Funktionen  $E_l(\lambda, a)$  und  $E_r(\lambda, b)$  für die lokalen Messergebnisse. Nun zeigen die Experimente im Fall der parallelen Verschränkung, dass bei gleich ausgerichteten Polfiltern beide Photonen entweder transmittiert oder absorbiert werden. Stimmen demnach beide Winkeleinstellungen überein ( $b = a$ ), so beträgt der Korrelationswert  $\mathcal{E}(a, a) = 1$ . Dann müssen aber auch die beiden Funktionen  $E_l(\lambda, a)$  und  $E_r(\lambda, a)$  für gleich ausgerichtete Polfilter ( $b = a$ ) gleich sein:

$$E_l(\lambda, a) = E_r(\lambda, a) = E(\lambda, a).$$

Betrachten wir drei Winkeleinstellungen  $a, b, c$ , dann gilt die folgende Gleichung:

$$E(\lambda, a)E(\lambda, b) - E(\lambda, a)E(\lambda, c) = E(\lambda, a)E(\lambda, b)[1 - E(\lambda, b)E(\lambda, c)].$$

Diese Gleichung ist erfüllt, weil die rechte Seite sich ausformulieren lässt als  $E(\lambda, a)E(\lambda, b)[1 - E(\lambda, b)E(\lambda, c)] = E(\lambda, a)E(\lambda, b) - E(\lambda, a)E^2(\lambda, b)E(\lambda, c)$  und der Term  $E^2(\lambda, b)$  immer 1 ergibt ( $(+1) \cdot (+1) = 1$  und  $(-1) \cdot (-1) = 1$ ). Durch Integration folgt dann:

$$\int p(\lambda)[E(\lambda, a)E(\lambda, b) - E(\lambda, a)E(\lambda, c)]d\lambda = \int p(\lambda)E(\lambda, a)E(\lambda, b)[1 - E(\lambda, b)E(\lambda, c)]d\lambda.$$

Der Betrag dieses Integrals führt uns auf folgende Ungleichung:

$$|\int p(\lambda)E(\lambda, a)E(\lambda, b)[1 - E(\lambda, b)E(\lambda, c)]d\lambda| \leq \int p(\lambda)|[1 - E(\lambda, b)E(\lambda, c)]d\lambda|.$$

Mit  $\int p(\lambda)|[1 - E(\lambda, b)E(\lambda, c)]d\lambda| = 1 - \int p(\lambda)E(\lambda, b)E(\lambda, c)d\lambda$  und der letzten Ungleichung, erhalten wir die Bellsche Ungleichung:

$$|\mathcal{E}(a, b) - \mathcal{E}(a, c)| \leq 1 - \mathcal{E}(b, c).$$

Für die Winkeleinstellungen  $a = 0^\circ, b = 30^\circ, c = 60^\circ$  nehmen die Korrelationskoeffizienten folgende Werte an:

$$\mathcal{E}(a, b) = 0.75, \mathcal{E}(a, c) = 0.25, \mathcal{E}(b, c) = 0.75.$$

Die Korrelationskoeffizienten bedeuten, dass, wenn die Polfilter um  $30^\circ$  zueinander verdreht sind, dann das Photonenpaar mit 75%iger Wahrscheinlichkeit entweder gemeinsam absorbiert oder transmittiert wird. Sind die Polfilter um  $60^\circ$  zueinander verdreht, so werden beide Photonen mit 25%iger Wahrscheinlichkeit entweder zusammen absorbiert oder transmittiert. Eingesetzt in die Bellsche Ungleichung, ergeben die gewählten Korrelationskoeffizienten einen Widerspruch:

$$0.75 - 0.25 = 0.5 \leq 1 - 0.75.$$

Unter der Annahme eines lokalen Realismus existieren daher Werte, welche zusammen die Bellsche Ungleichung verletzen. Das EPR/B-Experiment ist mit einem lokalen Realismus also nicht vereinbar.

Zusammenfassend, so zeigte Bell (vgl. 1964; 1975; 1987a, S. 52-62), vermittelt das Phänomen der Quantenverschränkung eine so starke Korrelation zwischen den verschränkten Systemen, dass es im Rahmen der Quantenmechanik nicht möglich ist, einem physikalischen System eine physikalische Größe als feste Eigenschaft zuzuschreiben, die unabhängig von einer Messung existiert (Einstein-Realität), und gleichzeitig überlichtschnelle Kausalprozesse auszuschließen (Einstein-Lokalität). Sind womöglich beide Quantensysteme derart über den Raum verteilt, sodass es gar nicht zu überlichtschnellem Informationsaustausch kommt, sondern wir zwei Entitäten messen, während zwischen Quelle und Detektor eine delokalisierte Einheit unterwegs ist? Oder

ist es möglich, beide Quantensysteme durchgängig zu unterscheiden, nur dass sie gemeinsam durch ein skalares Feld geführt werden? Auch hier, genauso wie in MZI- und Doppelspaltexperimenten, fokussiert sich die Fragestellung letztendlich darauf, wie sich die komplementären Eigenschaften einer wellenartigen und einer teilchenartigen Entität in einer einzigen Entität vereinen lassen.

#### **3.2.4. Physikalische Experimente: Resümee**

In der Einleitung zu diesem Kapitel 3.2. haben wir uns die Frage gestellt, welche experimentellen Ergebnisse von Experimenten mit theoretischen Entitäten welche Konklusion zulässt. Sodann habe ich drei unterschiedliche Typen von Experimenten vorgestellt, MZI-Experimente, Doppelspaltexperimente und EPR/B-Experimente, dessen experimentelle Ergebnisse uns dazu veranlassen, dem einzelnen Quantensystem zwei zueinander komplementäre Verhaltensweisen zuzuschreiben. Nun ist es fragwürdig, ob jener abduktive Schluss Gültigkeit besitzt. Während es möglich ist, Makrosysteme direkt zu beobachten, können Quantensystem nur indirekt beobachtet werden. Wellenartige Entitäten wie Wasserwellen oder Lichtstrahlen zeigen andere Verhaltensweisen als teilchenartige Entitäten wie Kugeln. Im Gegensatz zu teilchenartigen Entitäten sind wellenartige Entitäten im Raum ausgebreitet und können daher an mehreren Stellen gleichzeitig wirken. So kommt es bei wellenartigen Entitäten im Gegensatz zu teilchenartigen Entitäten zu Phänomenen wie das der Beugung oder Interferenz. Diese unterschiedlichen Verhaltensweisen führen in Experimenten zu unterscheidbaren Ergebnissen. Beispielsweise erscheint auf einem Beobachtungsschirm in Experimenten mit Lichtstrahlen ein Interferenzbild, mit Teilchen hingegen ein einziger lokaler Einschlag. Werden Experimente mit einzelnen Quantensystemen (z. B. Photonen oder Elektronen) durchgeführt, was bedeutet, dass über die physikalische Theorie beispielsweise einer Atomkaskade Energie in Form eines Photons in das Experiment emittiert und am Ende eines Experiments diese Energie von Geräten wie Detektoren oder Auffangschirmen absorbiert wird, dann schließt man bei Ergebnissen vergleichbar

zu den experimentellen Ergebnissen von Experimenten mit wellenartigen Entitäten auf wellenartige Verhaltensweisen und bei Ergebnissen vergleichbar zu den experimentellen Ergebnissen von Experimenten mit teilchenartigen Entitäten auf teilchenartige Verhaltensweisen. Da in Abhängigkeit der experimentellen Durchführung ein Quantensystem mal zu teilchenartigen Entitäten und mal zu wellenartigen Entitäten vergleichbare experimentelle Ergebnisse liefert, scheint es so, als vereine ein Quantensystem in sich beide zueinander komplementäre Verhaltensweisen. Und genau diese Tatsache eröffnet nun eine Bandbreite an metaphysischen Interpretationen, von denen ich eine Auswahl in Kapitel 3.4. vorstelle, nachdem wir uns einen Überblick über den mathematischen Formalismus verschafften.

### 3.3. Mathematische Formalisierung.

#### Quantenmechanik versus Bohmsche Mechanik

Quantensysteme wie Photonen oder Elektronen zeigen in Experimenten, von denen wir drei unterschiedliche Typen im letzten Kapitel 3.2. kennenlernten, im abduktiven Schluss Verhaltensweisen, als seien sie in Abhängigkeit des experimentellen Aufbaus einmal wellenartig und ein andermal teilchenartig. Genauer zeigen solche Experimente Messergebnisse, die man entweder von wellenartigen Entitäten wie Wasserwellen oder teilchenartigen Entitäten wie Kugeln kennt. Nun scheinen Quantensysteme beide komplementären Eigenschaften in sich zu vereinen, die Eigenschaft einerseits ausgebreitet zu sein und so an unterschiedlichen Orten gleichzeitig zu wirken (wellenartige Eigenschaft) und andererseits die Eigenschaft nur lokal in genau einem Raumpunkt pro Zeiteinheit wirken zu können (teilchenartige Eigenschaft).

Bisher gibt es keinen allgemeinen Konsens, wie die unterschiedlichen Resultate von manchmal teilchenartiger und manchmal wellenartiger Natur zu interpretieren sind. Es ist aber mathematisch möglich, diese scheinbar kontraintuitive Natur von Quantensystemen in einen allgemeinen theoretischen Rahmen zu betten. Das Ziel eines solchen theoretischen Regelwerks ist es, das Verhalten eines physikalischen Systems abzubilden. Die Theorie sollte also angeben, in welchem Zustand sich ein physikalisches System zu einem bestimmten Zeitpunkt befindet und wie sich der Zustand zur Zeit  $t$  aus seinem Anfangszustand zur Zeit  $t_0$  bestimmen lässt. Dazu müssen die messbaren Größen festgelegt und eine Vorschrift angegeben werden, um die möglichen Messergebnisse dieser Größen zu berechnen (vgl. Pade 2014, S. 189). Die prominenteste Theorie für solch ein Vorhaben ist die Quantenmechanik. Wir werden aber auch eine andere mathematische Formalisierung kennenlernen, die der Bohmschen Mechanik, mit der diese Natur ebenfalls erfassbar ist. Die Bohmsche Mechanik bzw. ihre entsprechende De-Broglie-Bohm-Interpretation wird in der Literatur als eine der möglichen Interpretationen der Quantenmechanik verstanden und die Bohmsche Mechanik als mathematische Anpassung dieser Interpretation. Aufgrund der deutlichen

Unterschiede im mathematischen Apparat, verstehe ich die Bohmsche Mechanik neben der Quantenmechanik allerdings als eigenes Framework. Da beide Theorien im Allgemeinen die gleichen Vorhersagen tätigen, ist die Quantenmechanik bezüglich der Vorhersage von experimentellen Ergebnissen nach Ockhams Rasiermesser der Bohmschen Mechanik vorzuziehen. Ihre Ontologien von Quantensystemen könnte allerdings nicht unterschiedlicher sein, sodass es auch lohnt, der Bohmschen Mechanik Beachtung zu schenken. Während die Quantenmechanik einen großen Spielraum für Interpretation lässt, ist die der Bohmschen Mechanik eindeutig. Der grundlegende Unterschied zur Quantenmechanik besteht darin, einen Determinismus zu postulieren, indem Wellenfunktion und Quantensystem als zwei verschiedene real existierende Entitäten verstanden werden, die jeweils einer deterministischen Bewegungsgleichung genügen. Dazu aber mehr im Kapitel zu den Interpretationen der Quantenmechanik. In diesem Kapitel möchte ich den Unterschied zwischen Interpretation und Mathematik verdeutlichen. Während uns die experimentellen Ergebnisse von Experimenten an Quantensystemen bis heute kein evidentes Verständnis von der Ontologie von Quantensystemen vermittelt, steckt die Unsicherheit des mathematischen Kalküls in den Wahrscheinlichkeitsaussagen. Die Diskrepanz der experimentellen Resultate geben Anlass für die immense Interpretationsvielfalt, in der mathematischen Formalisierung hingegen scheinen sie sich aufzulösen. Um ein Verständnis dafür zu bekommen, werde ich die Einführung der Postulate der Quantenmechanik mit den experimentellen Beispielen aus dem letzten Kapitel 3.2. (MZI-Experimente, Doppelspaltexperimente, EPR/B-Experimente) erläutern.

### **3.3.1 Mathematische Formalisierung: Quantenmechanik**

Die mathematische Formulierung der Quantenmechanik ist in Postulate gepackt, die ein mögliches Regelwerk zur Beschreibung des kontraintuitiven Verhaltens von Quantensystemen bildet. Nach den Postulaten der Quantenmechanik (vgl. Pade 2014,



S. 190-196) ist der Zustand eines quantenmechanischen Systems (z. B. eines Photons oder Elektrons) zu jedem Zeitpunkt durch einen entsprechenden Zustandvektor  $|\psi\rangle$  in einem Hilbertraum<sup>39</sup> (oder: Wellenfunktion  $\psi$  auf diesem Hilbertraum) vollständig festgelegt. Nun ist die Linearkombination von Zustandsvektoren wieder ein Zustandsvektor, denn Zustandsvektoren  $|\psi_1\rangle, |\psi_2\rangle, |\psi_3\rangle, \dots, |\psi_n\rangle$  können nach den Regeln der linearen Algebra addiert werden, sodass deren Linearkombination eine Summe ergibt:  $c_1|\psi_1\rangle + c_2|\psi_2\rangle + c_3|\psi_3\rangle + \dots + c_n|\psi_n\rangle = |\psi_+\rangle$ . Diese mathematische Tatsache erfasst das Superpositionsprinzip, das Prinzip der additiven Überlagerung gleichzeitig möglicher physikalischer Zustandsgrößen. Ein Gesamtzustand kann daher durch die Superposition seiner Eigenvektoren beschrieben werden, das sind die Vektoren, die den Zuständen entsprechen, welche man innerhalb einer Messung erhält.

**Beispiel Doppelspaltexperiment:** Betrachtet man beispielsweise den Weg eines einzelnen Photons am Doppelspalt mit Spalten S1 und S2 im Doppelspaltexperiment (siehe Kapitel 3.2.2), dann ist der Gesamtzustand  $|\psi_{S1+S2}\rangle$  die Linearkombination aus den Zustandsvektoren  $|\psi_{S1}\rangle$  und  $|\psi_{S2}\rangle$ , die jeweils den Zustand eines Photons festlegen, das den Spalt S1 respektive Spalt S2 passiert:  $|\psi_{S1+S2}\rangle = c_1|\psi_{S1}\rangle + c_2|\psi_{S2}\rangle$ , wobei  $c_1^2 + c_2^2 = 1$ . Würde man eine Ortsbestimmung am Quantensystem durchführen, durch welchen der beiden Spalte das System transmittiert wird, so wäre das Resultat immer auf genau eines der beiden Möglichkeiten beschränkt: Entweder passiert das System Spalt S1 oder S2. Laut Quantenmechanik befindet sich das Quantensystem vor dieser Ortsbestimmung mathematisch in einer Überlagerung aus den beiden entsprechenden Eigenzuständen, repräsentiert durch die Zustandsvektoren  $|\psi_{S1}\rangle$  und  $|\psi_{S2}\rangle$ . Im Kapitel zu den Interpretationen der Quantenmechanik (Kapitel 3.4.) werde ich einige

---

<sup>39</sup> Ein Hilbertraum ist ein Vektorraum über dem Körper der reellen oder komplexen Zahlen, auf dem ein Skalarprodukt definiert ist. Dieser Raum hat die Eigenschaft, vollständig bezüglich der durch das Skalarprodukt induzierten Norm zu sein.

Möglichkeiten angeben, wie man solch einen Überlagerungszustand deuten kann.

Während also ein isoliertes Quantensystem (d. h. ohne Interaktion mit der Umgebung) durch die Superposition seiner möglichen Zustände beschrieben werden kann, führt eine Zustandsmessung dazu, dass das System dann nur durch einen einzigen Eigenvektor erfasst wird, der einen dieser möglichen Zustände beschreibt. Dieses Resultat fängt das scheinbar dualistische Verhalten von Quantensystemen ein und bietet Raum für unterschiedliche Interpretationen. So gibt es laut Quantenmechanik zwei unterschiedliche Zeitentwicklungen zur Beschreibung der Dynamik eines Quantensystems: Ein isoliertes System gehorcht einer deterministischen und reversiblen Dynamik, der sogenannten Schrödingergleichung. Die Dynamik der Zustandsmessung ist hingegen indeterministisch und irreversibel und gehorcht dem sogenannten Projektionspostulat. Die Schrödingergleichung besagt, dass die zeitliche Entwicklung eines isolierten Systems durch seinen zugehörigen Hamiltonoperator bestimmt wird, der mit der Gesamtenergie des Systems assoziiert ist:<sup>40</sup>

$$i\hbar \frac{d|\psi(t)\rangle}{dt} = H|\psi(t)\rangle$$

Eine in einem Experiment gemessene physikalische Größe (z. B. Polarisation, Spin, Ort), auch als Observable bezeichnet, wird durch einen hermiteschen<sup>41</sup> Operator  $O$  beschrieben. Das resultierende Messergebnis kann nur ein zum Operator  $O$  korrespondierender sogenannter Eigenwert sein und das System befindet sich dann in dem entsprechenden Eigenzustand. Der Eigenzustand ist der Zustand, in dem die physikalische Größe einen wohlbestimmten Wert hat. Befindet sich ein System bereits

---

<sup>40</sup> In der Schrödingergleichung bezeichnen die Symbole  $i$ ,  $\hbar$  und  $H$  die imaginäre Einheit der komplexen Zahlen ( $i$ ), die reduzierte planck'sche Konstante ( $\hbar$ ) und den Hamiltonoperator ( $H$ ).

<sup>41</sup> Die Eigenschaft der Hermitizität stellt sicher, dass nur reellwertige Eigenwerte berechnet werden können.

in einen Eigenzustand, so erhält man als Messergebnis immer den zugehörigen Eigenwert und das System befindet sich weiterhin in diesem Eigenzustand.

**Beispiel Polarisationsmessung:** Möchte man beispielsweise den Polarisationszustand eines Photons messen und sendet es dazu auf einen Polfilter als Analysator, dann kann man einen von genau zwei Messergebnissen erhalten. Entweder wird das Photon transmittiert, und befindet sich dann genau in dem zum Polfilter parallel orientierten Polarisationszustand, oder es wird absorbiert. Ob das Photon transmittiert wird oder nicht, kann durch einen hinter dem Polfilter aufgestellten Detektor nachgewiesen werden. So sind die zwei möglichen Messergebnisse folgende: Entweder wird das Photon vom Detektor registriert oder nicht.

Mathematisch ausgedrückt wirkt der Operator  $O$  auf den Zustandsvektor  $|\psi(t)\rangle$  und wenn dieser ein Eigenvektor ist, also den Eigenzustand beschreibt, dann gilt die folgende Eigenwertgleichung:<sup>42</sup>

$$O|\psi_{i,j}\rangle = \lambda_i|\psi_{i,j}\rangle, i = 1, 2, \dots; j = 1, 2, \dots, g_i.$$

Wenn eine physikalische Größe eines Quantensystems (beschrieben durch  $O$ ) gemessen wird, das mit dem Zustand  $|\psi\rangle = \sum_i \sum_{j=1}^{g_i} c_{i,j}|\psi_{i,j}\rangle$  korreliert ist, dann wird der Zustand gemäß dem Neumannschen Projektionspostulat derart reduziert, dass sich das System in der normierten Projektion von  $|\psi\rangle$  auf den zum gemessenen Eigenwert  $\lambda_i$  von  $O$  gehörenden Eigenraum befindet (vgl. Pade 2014, S. 182-193):

$$|\psi\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{\sum_{j=1}^{g_i} |c_{i,j}|^2}} \sum_{j=1}^{g_i} c_{i,j}|\psi_{i,j}\rangle$$

<sup>42</sup> Hier ist  $g_i$  der Entartungsgrad vom Eigenwert  $\lambda_i$  (vgl. Pade 2014, S. 175).

Laut Bornscher Regel wird der Eigenwert  $\lambda_i$  mit Wahrscheinlichkeit  $(\langle \psi_i | \psi \rangle)^2 = |c_{i,1}|^2$  gemessen, wenn der Entartungsgrad vom Eigenwert  $\lambda_i$  gleich 1 ist:  $g_i = 1$  (vgl. Friebe et al. 2015, S. 47). Somit ist der Zustandsvektor von einem gemessenen System ein zum gemessenen Eigenwert assoziierter Eigenzustand. Der Übergang von einem Überlagerungszustand (Superposition) in einen Eigenzustand wird als Kollaps der Wellenfunktion (oder Zustandsreduktion) bezeichnet.

**Beispiel MZI-Experimente:** Zur Erinnerung besteht der Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers (MZI) aus zwei 50/50-Strahlteilern (BS1, BS2), zwei Spiegeln (M1, M2) und zwei Detektoren (D1, D2) (siehe Abb. 3.2.1.1). Die Ergebnisse von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen decken sich mit denen von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen und nicht mit Teilchen, ausschließlich Detektor D1 antwortet. Sobald der Strahlteiler BS2 jedoch aus dem Experiment genommen wird, antwortet genau einer der beiden Detektoren, so wie es in MZI-Experimenten mit Teilchen geschieht, nicht aber mit Lichtstrahlen. Es scheint so, als würde sich das Quantensystem in Abhängigkeit des Experimentators einmal wellenartig und ein andermal teilchenartig verhalten, zueinander komplementäre Verhaltensweisen. Durch die Quantenmechanik wird das scheinbar Unmögliche mathematisch durch die Einführung von Zustandsvektoren (bzw. Wellenfunktionen) möglich. Gemäß der Quantenmechanik befindet sich der Quantenzustand in einer Superposition, bis er am Detektor reduziert wird. Unser Ziel ist es, mithilfe der Postulate mathematisch zu berechnen, welcher der beiden Detektoren ein Signal registriert und zwar in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Es sei dazu der Anfangszustand eines einzelnen Quantensystems durch den Zustandsvektor  $|\psi(t_0)\rangle$  beschrieben. Wenn das Photon auf den Strahlteiler BS1 trifft, dann wird der Zustandsvektor im Falle eines 50/50-Strahlteilers zu gleichen Anteilen auf

beide Wege, den Reflexionsweg A und den Transmissionsweg B, aufgeteilt (vgl. Abbildung 3.2.1.2):

$$|\psi(t_0)\rangle \xrightarrow{BS1} \frac{1}{\sqrt{2}}(-|\psi_A(t_{BS1})\rangle + |\psi_B(t_{BS1})\rangle).$$

Der Vorfaktor  $1/\sqrt{2}$  ergibt sich aufgrund des 50/50-Strahlteiler, denn gemäß der Bornschen Regel befindet sich das Quantensystem mit Wahrscheinlichkeit  $|c|^2$  sowohl auf dem Reflexionsweg A als auch auf dem Transmissionsweg B und um die Wahrscheinlichkeit 0.5 zu erhalten, muss  $|c| = 1/\sqrt{2}$  ergeben. Das negative Vorzeichen für den reflektierten Teilzustand  $|\psi_A(t_{BS1})\rangle$  ergibt sich, da der reflektierte Anteil der Wellenfunktion durch den Strahlteiler BS1 einen Phasensprung von  $\pi$  erfährt bzw.  $e^{i\pi} = -1$ . Der transmittierte Zustand  $|\psi_B(t_{BS1})\rangle$  deckt sich mit dem Anfangszustand und so bleibt das Vorzeichen positiv. An den Spiegeln werden beide Teilzustände reflektiert und erfahren einen Phasensprung von  $\pi$  bzw.  $e^{i\pi} = -1$  (vgl. Pade 2012, S. 76):

$$|\psi_A(t_{BS1})\rangle \xrightarrow{M1} -|\psi_A(t_{M1})\rangle \text{ und } |\psi_B(t_{BS1})\rangle \xrightarrow{M2} -|\psi_B(t_{M2})\rangle.$$

Am Strahlteiler BS2 werden beide Teilzustände, wie am Strahlteiler BS1, gleichmäßig auf den Transmissions- und Reflexionsweg verteilt. Der Teilzustand  $|\psi_A(t_{M1})\rangle$  spaltet daher in einen reflektierten Anteil  $|\psi_{A1}(t_{BS2})\rangle$  Richtung D2 und einen transmittierten Anteil  $|\psi_{A2}(t_{BS2})\rangle$  Richtung D1 auf. Der Teilzustand  $|\psi_B(t_{M2})\rangle$  spaltet ebenfalls in einen reflektierten Anteil  $|\psi_{B1}(t_{BS2})\rangle$  und einen transmittierten Anteil  $|\psi_{B2}(t_{BS2})\rangle$  auf, wobei der reflektierte Anteil Richtung D2 einen Phasensprung von  $\pi$  bzw.  $e^{i\pi} = -1$  erfährt:

$$|\Psi_A(t_{M1})\rangle \xrightarrow{BS2} \frac{1}{\sqrt{2}}(|\Psi_{A1}(t_{BS2})\rangle + |\Psi_{A2}(t_{BS2})\rangle) \text{ und } |\psi_B(t_{M2})\rangle \xrightarrow{BS2} \frac{1}{\sqrt{2}}(-|\psi_{B1}(t_{BS2})\rangle + |\psi_{B2}(t_{BS2})\rangle).$$

Insgesamt ergibt sich daher folgendes Resultat:

$$\begin{aligned} |\psi(t_0)\rangle &\xrightarrow{BS1} \frac{1}{\sqrt{2}}(-|\psi_A(t_{BS1})\rangle + |\psi_B(t_{BS1})\rangle) \\ &\xrightarrow{M1,M2} \frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_A(t_{M1})\rangle - |\psi_B(t_{M2})\rangle) \\ &\xrightarrow{BS2} \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(|\Psi_{A1}(t_{BS2})\rangle + |\Psi_{A2}(t_{BS2})\rangle)\right) - \frac{1}{\sqrt{2}}(-|\psi_{B1}(t_{BS2})\rangle + |\psi_{B2}(t_{BS2})\rangle)\right) \\ &= \frac{1}{2}(|\Psi_{A1}(t_{BS2})\rangle - |\Psi_{B2}(t_{BS2})\rangle + |\Psi_{A2}(t_{BS2})\rangle + |\psi_{B1}(t_{BS2})\rangle). \end{aligned}$$

Nun beschreiben  $|\Psi_{A1}(t_{BS2})\rangle$  und  $|\Psi_{B2}(t_{BS2})\rangle$  sowie  $|\Psi_{A2}(t_{BS2})\rangle$  und  $|\psi_{B1}(t_{BS2})\rangle$  den selben Zustand, sofern ihre optischen Wege gleichlang sind, was ich stillschweigend vorausgesetzt habe. Mathematisch erhalten wir daher für den Gesamtzustand folgendes Endresultat:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2}(|\Psi_{A1}(t_{BS2})\rangle - |\Psi_{B2}(t_{BS2})\rangle + |\Psi_{A2}(t_{BS2})\rangle + |\psi_{B1}(t_{BS2})\rangle) \\ &= |\Psi_{A2+B1}(t_{BS2})\rangle \\ &\xrightarrow{D1,D2} |\Psi_{A2+B1}(t_{D1})\rangle. \end{aligned}$$

Durch die Postulate der Quantenmechanik werden uns also genau die Ergebnisse vermittelt, welche auch in den MZI-Experimenten zu verzeichnen sind.

Für MZI-Experimente ohne BS2 vermitteln die Postulate der Quantenmechanik ein Ergebnis, das den postulierten Indeterminismus zum Ausdruck bringt. Berechnen wir dazu das Resultat für das modifizierte MZI.

Die Terme der vorherigen Rechnung können bis zum Strahlteiler BS2 übernommen werden:

$$\begin{aligned}
 |\psi(t_0)\rangle &\xrightarrow{BS1} \frac{1}{\sqrt{2}} (-|\psi_A(t_{BS1})\rangle + |\psi_B(t_{BS1})\rangle) \\
 &\xrightarrow{M1,M2} \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi_A(t_{M1})\rangle - |\psi_B(t_{M2})\rangle) \\
 &\xrightarrow{D1,D2} \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi_A(t_{D1})\rangle - |\psi_B(t_{D2})\rangle).
 \end{aligned}$$

Der letzte Term drückt aus, dass beide Detektoren D1 und D2 das Quantensystem mit Wahrscheinlichkeit  $\frac{1}{2}$  registrieren (Bornsche Regel). Nun führt die Zustandsreduktion dazu, dass nur der zu einem der beiden Teilzustände assoziierte Eigenwert gemessen wird. Die mathematische Berechnung endet hier in einer Wahrscheinlichkeitsaussage mit dem Resultat, dass wir wissen wie hoch die Wahrscheinlichkeit dafür ist, einen Zustand in einer Messung vorzufinden, in unserem Fall  $\frac{1}{2}$ .

In Übereinstimmung mit den Postulaten der Quantenmechanik werden einem isolierten Quantensystem also mathematisch wellenartige Eigenschaften zugeschrieben (Schrödingergleichung), sodass es sich in MZI-Experimenten mathematisch zwischen Quelle und Detektoren in Superposition befindet. Sobald der Zustand eines Quantensystems gemessen wird, werden ihm mathematisch teilchenartige Eigenschaften zugeschrieben (Zustandsreduktion), sodass in MZI-Experimenten immer nur ein Detektorsignal zu verzeichnen ist. Der Vorgang der Zustandsreduktion wird von der Quantenmechanik als indeterministisch beschrieben, sodass sie im Allgemeinen keine sichere Prognose anbieten kann. Nun ist es aber auch gar nicht möglich, eine genauere Prognose zu erstellen, denn zwei zueinander komplementäre Größen können nicht gleichzeitig exakt bestimmt werden, so steht es in der berühmten Heisenbergschen Unschärferelation (vgl. Heisenberg 1927).

In seiner ersten Formulierung (vgl. Heisenberg 1927) nimmt Heisenberg Bezug auf die komplementären Größen Ort und Impuls eines Quantensystems. Er erklärt die Unschärfe des Impulses bei exakter Ortskenntnis am Beispiel der Ortsmessung an einem Elektron. Die Ortsbestimmung eines Elektrons kann durch die Messung mit Licht erfolgen. Über die Wellenlänge des verwendeten Lichts ist es möglich, den Ort des Elektrons zu bestimmen: Je kleiner die Wellenlänge, desto exakter die Ortsbestimmung. Nun ist es aber wohl so (vgl. Heisenberg 1927, S. 174-175), dass die Ortsmessung mit Licht den Impuls des Elektrons verändert. Dabei ist die Impulsveränderung umso größer, je kleiner die Wellenlänge des verwendeten Lichts ist, d. h. je exakter die Ortsbestimmung. Genauso umgekehrt, je genauer der Impuls bekannt ist, desto größer ist die Unschärfe der Ortsbestimmung. Die Unschärfe  $\Delta$  beider Größen Ort  $q$  und Impuls  $p$  bedingen also einander und genügen einer unteren Schranke, so steht es in der berühmten Heisenbergschen Unschärferelation:

$$\Delta q \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}.$$

In dieser Ungleichung bezeichnet  $\hbar$  das reduzierte plancksche Wirkungsquantum. Eine weitere Unschärferelation besteht zwischen den Größen Energie und Zeit (vgl. Heisenberg 1927, S. 177-179). Im Allgemeinen, so zeigt Heisenberg (vgl. 1927, Paragraph 2), gilt diese Unschärferelation für alle zueinander kanonisch konjugierten, d. h. komplementären Größen.

**Beispiel Doppelspaltexperiment:** Warum im Doppelspaltexperiment die Ortsbestimmung am Doppelspalt, welchen der beiden Spalte das Quantensystem passiert, die Impulsungenauigkeit eines einzelnen Quantensystems und damit auch das Ausbleiben eines Interferenzmusters nach sich zieht und die Ortsungenauigkeit am Doppelspalt die Schärfe des Impulses begünstigt, kann mithilfe der Heisenberg'schen Unschärferelation erklärt werden. Die zwei komplementären Größen Ort  $q$  und Impuls  $p$



können im quantenmechanischen Bereich nicht gleichzeitig beliebig genau bestimmt werden, es gilt nach Heisenberg die Ungleichung  $\Delta q \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} = \frac{h}{4\pi}$  (vgl. Heisenberg 1927). Der Impuls  $p$  eines Quantensystems steht über seine entsprechende Wellenfunktion mit der Wellenlänge  $\lambda$  in Zusammenhang:  $p = \frac{h}{\lambda}$ . Sind wir nun an der Ortsbestimmung am Doppelspalt interessiert, welchen der beiden Spalte das Quantensystem passiert, dann muss die Ortsunschärfe kleiner sein als ein halber Doppelspaltabstand  $d$ :  $\Delta q < \frac{d}{2}$ . Eingesetzt in die Heisenberg'sche Unschärferelation erhalten wir für die Unschärfe des Impulses also demnach folgende Abschätzung:  $\Delta p > \frac{h}{4\pi \frac{d}{2}} = \frac{p\lambda}{2\pi d}$ . Es folgt durch Umstellung der Ungleichung die folgende Formulierung:  $\frac{\Delta p}{p} > \frac{\lambda}{2\pi d}$ . Für den Abstand  $D$  zwischen Doppelspalt und Beobachtungsschirm erhalten wir mittels trigonometrischer Überlegungen  $\frac{\Delta p}{p} = \sin(\theta)$  die Ortsunschärfe am Beobachtungsschirm:  $D \frac{\Delta p}{p} > D \frac{\lambda}{2\pi d}$ . Die Ortsunschärfe am Beobachtungsschirm ist diejenige, mit welcher das Quantensystem in einem bestimmten Bereich auf dem Beobachtungsschirm auftritt. Wie ich im letzten Kapitel zum Doppelspaltexperiment bereits schrieb (siehe Kapitel 3.2.2), besteht das Interferenzmuster am Beobachtungsschirm abwechselnd aus Bereichen, in denen die Quantensysteme auftreten (Maxima), und Bereichen, in denen sie nicht auftreten (Minima). Die Bereiche, in denen ein einzelnes Quantensystem mit Sicherheit auftritt, erhalten wir über die Formel zur Berechnung der Maxima  $n$ -ter Ordnung:  $d \cdot \sin(\theta) = n \cdot \lambda$  mit ( $n = \pm 0, 1, 2, \dots$ ). Wenn die Ortsunschärfe am Beobachtungsschirm  $D \frac{\Delta p}{p} > D \frac{\lambda}{2\pi d}$  nun aber größer ist als der Abstand zwischen zwei benachbarten Maxima pro  $2\pi$ , dann verwischt als Folge das Interferenzmuster. Die Bereiche von Maxima und Minima können dann nicht mehr voneinander abgegrenzt werden. Der Abstand von zwei benachbarten Maxima beträgt für den Beugungswinkel  $\theta$ :  $D |\sin(\theta_n) -$

$$|\sin(\theta_{n+1})| = D \left| \left( n \cdot \frac{\lambda}{d} \right) - \left( (n+1) \cdot \frac{\lambda}{d} \right) \right| = D \frac{\lambda}{d} |n - (n+1)| = D \frac{\lambda}{d}$$
 Die Ortsunschärfe am Schirm  $D \frac{\Delta p}{p} > D \frac{\lambda}{2\pi d}$  wird daher bei großer Impulsunschärfe größer als der Abstand von zwei benachbarten Maxima pro  $2\pi: D \frac{\lambda}{2\pi d}$ . Als Folge verschwindet das Interferenzmuster.

Die Heisenbergsche Unschärferelation ist also ein Argument für die Wahrscheinlichkeitsaussagen über die Werte komplementärer Größen. Je exakter die eine Größe bestimmt wird, desto ungenauer kann die komplementäre Größe festgelegt werden. Und so tritt uns das einzelne Quantensystem mal wellenartig (mit scharfem Impulszustand) und mal teilchenartig (mit scharfem Ortszustand) in Erscheinung, je nach Versuchsdurchführung.

Zusammenfassend besteht der quantenmechanische Formalismus darin, den Zustand eines Quantensystems vollständig durch eine entsprechende Wellenfunktion  $\psi$  zu beschreiben, die im isolierten Zustand die Schrödingergleichung löst und somit dem Superpositionsprinzip genügt (Welleneigenschaft). Durch eine Zustandsmessung wird der Zustand indeterministisch auf einen der möglichen Messergebnisse gemäß dem Neumannschen Projektionspostulat reduziert (Teilcheneigenschaft). Mit welcher Wahrscheinlichkeit ein mögliches Messergebnis zu erwarten ist, wird durch die Bornsche Regel ausgedrückt. Die Heisenbergsche Unschärferelation vermittelt, dass nie zwei zueinander komplementäre Größen gleichzeitig beliebig genau bestimmt werden können.

Nun ist die Unschärferelation prinzipieller Natur, sodass wir keine genaueren Resultate erwarten können, als es die Quantenmechanik formuliert. Wie es dennoch möglich ist, eine Theorie zu formulieren, die im Allgemeinen exakt die gleichen Prognosen erzeugt wie die Quantenmechanik, sich aber dennoch von ihr abhebt, indem sie die Annahme eines Indeterminismus vermeiden kann, erfahren wir im folgenden Unterkapitel.

### 3.3.2 Mathematische Formalisierung: Bohmsche Mechanik

In der (nicht-relativistischen<sup>43</sup>) Bohmschen Mechanik – oder auch De-Broglie-Bohm-Theorie genannt – (vgl. Bohm 1952a, 1952b; de Broglie 1927) wird das Quantensystem, anders als in der Quantenmechanik, als System von Punktteilchen verstanden. Seine zugehörige Wellenfunktion  $\psi$  dient als Feld, das die Dynamik des Teilchens bestimmt. In der Bohmschen Mechanik werden Wellenfunktion und entsprechendes Quantensystem als zwei verschiedene real existierende Entitäten verstanden. Im Unterschied zur Quantenmechanik wird der Zustand eines Teilchens nicht alleine durch eine entsprechende Wellenfunktion  $\psi$ , sondern zusätzlich durch die Teilchenkoordinaten  $Q(t)$  mit  $Q: t \rightarrow \mathbb{R}^3$  beschrieben. Die Bewegung der Teilchen wird über zwei Bewegungsgleichungen, die Grundgleichungen der Bohmschen Mechanik, definiert. Die Bewegungsgleichung der Wellenfunktion  $\psi$  ist die Schrödingergleichung aus der Quantenmechanik:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(Q(t), t) = -\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 \psi(Q(t), t) + V(Q(t)) \psi(Q(t), t).$$

Die Schrödingergleichung kann aus der Hamiltonfunktion  $E = \frac{p}{2m} + V(r, t)$  für ein Teilchen der Masse  $m$ , welches sich nicht-relativistisch in einem Potential  $V$  bewegt, abgeleitet werden, indem die Größen Energie  $E$ , Impuls  $p$  und Ort  $r$  nach dem Korrespondenzprinzip in die entsprechenden quantenmechanischen Operatoren  $\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ ,  $\hat{p} = -i\hbar \nabla$  (mit dem Nabla-Operator  $\nabla$ ) und  $\hat{r} = r$  überführt werden. Angewendet auf die Wellenfunktion  $\psi(Q(t), t) = -\frac{\hbar}{2m}$  mit Teilchenort  $Q(t)$  erhält man die oben genannte Schrödingergleichung. Die Schrödingergleichung zu lösende Wellenfunktion  $\psi$  wird in dieser Theorie als skalares Feld interpretiert, in welchem sich die Teilchen

---

<sup>43</sup> In relativistischer Raumzeit ist die Ontologie der Bohmschen Mechanik nicht mehr auf Teilchen beschränkt. Die Entitäten, von denen angenommen wird, dass sie in der Realität existieren, werden durch sogenannte Beable (engl. beable) dargestellt. Die Beable dieser Theorie können Teilchenpositionen aber auch Felder sein (Für mehr Details, siehe Struyve 2015).

bewegen. Die Teilchenbewegung im  $\psi$ -Feld wird durch eine als Führungsgleichung bezeichnete Bewegungsgleichung bestimmt:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{\nabla S(Q,t)}{m}.$$

Für eine Wellenfunktion  $\psi = Re^{(iS/\hbar)}$  mit reellen Werten  $R$  und  $S$ ,  $R$  als Amplitude und  $S$  als Phase<sup>44</sup> der Wellenfunktion  $\psi$ , ist die Teilchengeschwindigkeit eines Teilchens der Masse  $m$  und einem Ort  $Q(t)$  proportional zum Gradienten  $\nabla$  der Phase  $S$  (vgl. Bohm 1952a, S. 169-170). Die Teilchen in dieser Theorie werden also durch die Phase  $S$  der Wellenfunktion geführt. Die möglichen Trajektorien eines Teilchens erhält man über das Integral der Geschwindigkeit:

$$Q(t) = \int \frac{\nabla S(Q,t)}{m} dt.$$

Nun ist uns über dieses Integral eine Schar an Trajektorien gegeben, für jeden möglichen Anfangswert  $Q(t_0)$  erhalten wir eine eindeutige Bahnkurve. Da die Schrödingergleichung die Bewegung der Wellenfunktion determiniert, würde durch die Festlegung eines Anfangswerts auch die Teilchenbahn deterministisch festgelegt sein. Die Bohmsche Mechanik ist daher, anders als die Quantenmechanik, eine deterministische Theorie. Nun ist es in dieser Theorie nur möglich, den Anfangswert einer Teilchenbahn über eine statistische Verteilung  $p$  zu bestimmen (vgl. Bohm 1952a, S. 171):

$$p(Q(t), t) = |\psi(Q(t), t)|^2.$$

---

<sup>44</sup> Die Phase einer Wellenfunktion kennzeichnet den Schwingungszustand ihrer Schwingung in einem bestimmten Zeitpunkt.

Dies ist die sogenannte Quantengleichgewichtshypothese der Bohmschen Mechanik. Formal entspricht die Hypothese der Bornschen Regel aus der Quantenmechanik (siehe Kapitel 3.3.1). Ihre Bedeutung ist jedoch eine andere: Die Bornsche Regel gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit man bei einer Zustandsmessung ein bestimmtes Messergebnis erhält. Die Zustandsmessung ist demnach erforderlich, damit aus einem möglichen Zustand ein definierter wird. Anders in der Bohmschen Mechanik, hier ist der Zustand eines Systems immer eindeutig definiert. Die Quantengleichgewichtshypothese gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich das System am Ort  $Q(t)$  zur Zeit  $t$  aufhält, und zwar unabhängig davon, ob der Zustand dieses Systems gemessen wird oder nicht. Durch eine Zustandsmessung an einem System wird nach dieser Theorie der Zustand des Systems also nicht reduziert, die Zustandsmessung reduziert stattdessen die Unkenntnis über den Zustand, so wie es auch in der klassischen Mechanik der Fall ist.

Aufgrund dieser Wahrscheinlichkeitsaussage der Quantengleichgewichtshypothese, ist auch die Heisenbergsche Unschärferelation (Heisenberg 1927) in der Bohmschen Mechanik nicht verletzt. Befindet sich nun einmal ein beliebiges System im Quantengleichgewicht, so ist über die quantenmechanische Kontinuitätsgleichung (vgl. Bohm 1952a, S. 172)

$$\frac{\partial p(Q(t), t)}{\partial t} + \nabla \left[ p(Q(t), t) \frac{\nabla S}{m} \right] = 0$$

gesichert, dass sich das System zu jedem beliebigen Zeitpunkt im Quantengleichgewicht befunden hat und befinden wird. Wenn es also einen Zeitpunkt  $t_i$  gibt, für die die Quantengleichgewichtshypothese gilt, dann gilt sie für alle Zeitpunkte  $t_j$  mit  $j < i$  und gilt für alle Zeitpunkte  $t_j$  mit  $j > i$ .

Aufgrund der Interpretation der Wellenfunktion als skalares Feld, durch welches das entsprechende System gemäß der Führungsgleichung entlang einer eindeutigen Trajektorie geführt wird, erhält die Bohmsche Mechanik einen nicht-lokalen Charakter. Bei einem Einteilchensystem fallen Ortsraum und Konfigurationsraum, auf dem die Wellenfunktion definiert ist, zwar zusammen, die Wellenfunktion eines N-

Teilchensystems ist jedoch auf dem Konfigurationsraum  $\mathbb{R}^{3N}$  definiert und wird an der Stelle  $Q(t) = (Q_1(t), \dots, Q_N(t))$  ausgewertet, sodass die Teilchenorte der N Entitäten zu jedem Zeitpunkt t voneinander abhängen. Diese Beeinflussung kann nicht als Nahwirkung erklärt werden, sie ist eine nicht-lokale Beeinflussung (vgl. Friebe et al. 2015, S. 186). Die Wellenfunktion überträgt demnach das Resultat der Messung an einem verschränkten Teilchen augenblicklich auf die Partnerteilchen.

Zusammenfassend ist die Bohmsche Mechanik, im Gegensatz zur Quantenmechanik (siehe Kapitel 3.3.1), eine deterministische nicht-lokale Theorie. Der Zustand eines Quantensystem wird hier nicht wie in der Quantenmechanik alleine durch die Wellenfunktion  $\psi$ , sondern durch das Paar  $(\psi, Q(t))$  mit den Teilchenorten  $Q(t)$  vollständig festgelegt. Damit bewegt sich jedes einzelne Quantensystem entlang einer eindeutig bestimmten Trajektorie, geführt durch die als Vektorfeld interpretierte Wellenfunktion. Die Trajektorie eines Teilchens ist durch den Anfangswert  $Q(t_0)$  deterministisch bestimmt, sodass der von der Quantenmechanik postulierte indeterministische Kollaps vermieden wird. Den Anfangswert können wir jedoch nicht mit Sicherheit vorhersagen, wir können gemäß der Quantengleichgewichtshypothese  $p(Q(t), t) = |\psi(Q(t), t)|^2$  nur über eine statistische Verteilung  $p$  die Wahrscheinlichkeit ermitteln, mit welcher sich das System am Ort  $Q(t)$  zur Zeit  $t$  aufhält, sodass auch hier, genauso wie in der Quantenmechanik, die Heisenbergsche Unschärferelation erfüllt ist.

Wie wir sehen, gibt es gravierende Unterschiede zwischen dem Formalismus der Bohmschen Mechanik und dem der Quantenmechanik. Gemäß der Bohmschen Mechanik ist der Zustand eines quantenmechanischen Systems auch ohne Zustandsmessung eindeutig festgelegt, gemäß der Quantenmechanik befindet sich der Zustand eines isolierten Quantensystems in Superposition. Die Bohmsche Mechanik postuliert einen (nichtlokalen) Determinismus, die Quantenmechanik einen (lokalen) Indeterminismus. Laut Bohmscher Mechanik besteht keine Möglichkeit einer sicheren Prognose, da die Anfangswerte einer Teilchenbahn nicht exakt genau bestimmt werden

können. Laut Quantenmechanik ist die Prognose unsicher, weil der Kollaps der Wellenfunktion auf einen bestimmten Messwert indeterministisch ist. Dennoch erstellen beide Formalismen im Allgemeinen die gleichen Prognosen, sodass sich die Ergebnisse von quantenmechanischen Experimenten auf unterschiedliche Weisen zum Ausdruck bringen lassen.

Nun besteht der Unterschied letztendlich darin, eine Aussage über den ontologischen Status quantenmechanischer Systeme zu treffen. Während die Bohmsche Mechanik eine Ontologie zugrunde legt – Quantensysteme seien (in der nicht-relativistischen Theorie) Punktteilchen, die durch das Feld der Wellenfunktion geführt werden –, legt sich die Quantenmechanik nicht fest. So sind zahlreiche Interpretationen der Quantenmechanik entwickelt worden, von denen ich im nächsten Kapitel 3.4. ausgewählte skizziere.

### 3.3.3 Mathematische Formalisierung: Resümee

In diesem Kapitel 3.3. habe ich zwei Frameworks vorgestellt, mit denen sich das Verhalten quantenmechanischer Systeme beschreiben lässt: die Quantenmechanik und die Bohmsche Mechanik. Während der Zustand eines Quantensystems gemäß der Quantenmechanik zu jeder Zeit vollständig durch die Wellenfunktion  $\psi$  (oder den Zustandsvektor) bestimmt wird, postuliert die Bohmsche Mechanik eine zweite Größe, nämlich die der Teilchenorte  $Q(t)$ . So besteht die Vollständigkeit der Zustandsbeschreibung gemäß der Bohmschen Mechanik in der Angabe des Paares  $(\psi, Q(t))$ . Dies hat nun unterschiedliche Auffassungen über den Vorgang einer experimentellen Zustandsmessung zur Folge.

Da sich die Vorhersagen beider Theorien im Allgemeinen mit den Ergebnissen von quantenmechanischen Experimenten decken, müssen sie auch beide mit der Tatsache umgehen können, dass diese in Abhängigkeit der experimentellen Durchführung mal die gleichen sind, als seien wellenartige Entitäten im Experiment und mal die gleichen, als

seien teilchenartige Entitäten im Experiment; Entitäten mit zwei zueinander komplementäre Verhaltensweisen (siehe Kapitel 3.2.). Laut Quantenmechanik lässt sich die Tatsache erklären, indem sich die Wellenfunktion  $\psi$  eines isolierten Quantensystems gemäß der Schrödingergleichung verhält und sich somit in Superposition befindet (Welleneigenschaft), während der Superpositionszustand in einer Zustandsmessung auf einen eindeutigen Wert gemäß dem Neumannschen Projektionspostulat kollabiert (Teilcheneigenschaft). Laut Bohmscher Mechanik wird hingegen nicht der Zustand, sondern unser Unwissen durch eine Messung reduziert. Das Quantensystem hat hier (in dem nicht-relativistischen Ansatz) den Status eines Punktteilchens, welches auf einer eindeutigen Trajektorie deterministisch durch das Vektorfeld der Wellenfunktion geführt wird.

Die Bohmsche Mechanik hat in ihrer mathematischen Formalisierung bereits eine ontologische Anschauung integriert, während sich die Quantenmechanik nicht festlegt. Es resultieren unterschiedliche Interpretationen der Quantenmechanik, eine Auswahl an Interpretationen stelle ich im nächsten Kapitel 3.4. vor.



### 3.4. Interpretationen der Quantenmechanik

In den vorangegangenen Kapiteln über die Quantenmechanik habe ich mich auf den scheinbar kontraintuitiven Charakter quantenmechanischer Systeme fokussiert, indem ich zunächst an drei exemplarischen Experimenten aufzeigte (MZI-, Doppelspalt- und EPR/B-Experimente), was darunter verstanden werden kann und dann den physikalischen Umgang damit skizzierte.

Bislang habe ich mich auf das Verhalten von quantenmechanischen Systemen begrenzt; Systeme, zu denen wir nur Zugang über physikalische Theorien haben. Wir können einzelne Quantensysteme nicht sehen und wenn wir sie in Experimenten mithilfe von Instrumenten beobachten möchten, verändert sich das experimentelle Ergebnis relativ zu den Experimenten, in denen das System nicht direkt beobachtet wird.

Während physikalische Systeme in unserer Größenordnung alle unsere Sinne ansprechen und wir zu ihren Eigenschaften wie Beschaffenheit einen direkten Zugang haben, müssen wir auf die Eigenschaften von Quantensystemen schließen. In quantenmechanischen Experimenten wird Energie in den experimentellen Aufbau emittiert und am Ende des Experiments absorbiert. Die absorbierte Energie löst dann ein Signal aus, welches man mithilfe von Computern messen kann und darüber Schlussfolgerungen über das beobachtete System ausführt. Warum es so interessant ist, Eigenschaften und Verhalten von Systemen zu verstehen, zu denen wir keinen bewusst direkten Zugang haben, expliziert u. a. die berühmte Katze des Physiker Erwin Schrödinger (1935, S. 812). In Schrödingers Gedankenexperiment wird eine Katze zusammen mit einer „Höllmaschine“ in eine Stahlkammer gesperrt. Die Höllmaschine besteht aus einem Geigerschen Zählrohr, in dem sich eine kleine Menge radioaktiver Substanz befindet, und einem mit Blausäure gefüllten Kolben. Würde ein Atom zerfallen, dann zertrümmert ein Hämmerchen den Kolben und die Blausäure wird frei, sodass in Folge dessen die Katze stirbt. Hält man die Menge der radioaktiven Substanz nun aber so beschränkt, dass die Wahrscheinlichkeit, mit der eines der Atome innerhalb einer Stunde zerfällt, gleichgroß der Wahrscheinlichkeit ist, mit der kein Atom

zerfällt, dann erweckt es den Eindruck, als würde diese Unbestimmtheit die Zustandsunbestimmtheit der Katze zur Folge haben. Quantenmechanisch wäre die Wellenfunktion aus einer Überlagerung aus zerfallen und nicht-zerfallen zusammengesetzt und erst durch eine Zustandsmessung eindeutig bestimmt. Befindet sich die Katze dann genauso in einer Superposition, ist sie gleichzeitig lebendig und nicht-lebendig, solange keine Zustandsmessung (Öffnen der Stahlkammer) erfolgt? Die Übertragung quantenmechanischer Begriffe auf unsere wahrnehmbare Welt wird wohl auch die Neugier derjenigen geweckt haben, die zuvor keinen Zugang empfanden.

Die klassische Mechanik lässt eine Katze in Superposition nicht zu. Ob sich hingegen ein isoliertes quantenmechanisches System in Superposition befindet, ist abhängig von der metaphysischen Bedeutung der Wellenfunktion. Ist sie ein rein physikalisches Konzept und als mathematisches Pendant zum Quantensystem der epistemischen Rechtfertigung geschuldet, oder weilt sie, verflochten mit dem Quantensystem, als real existierende Entität? Beide Positionen haben wir im letzten Kapitel kennengelernt, in dem ich die Postulate der Quantenmechanik und die der Bohmschen Mechanik vorstellte. Im Unterschied zur Quantenmechanik nimmt die Bohmsche Mechanik eine ganz klare Stellungnahme zur ontologischen Fragestellung hinsichtlich der Wellenfunktion. Ihr mathematisches Konzept lässt es nur zu, die Wellenfunktion als skalares Feld zu interpretieren, durch welches das entsprechende Quantensystem als Teilchen geführt wird. Interpretationen der Quantenmechanik hingegen erstrecken sich von instrumentalistischen Vorstellungen bis hin zu realistischen Überzeugungen.

Der Philosoph Tim Maudlin (1995) hat das Spektrum an Interpretationsspielraum in einem Trilemma zum Ausdruck gebracht. Er zeigte, dass die folgenden drei sinngemäß wiedergegebenen für sich widerspruchsfreien Aussagen zusammengenommen inkonsistent sind:

- 1. Aussage:** Die Wellenfunktion eines Systems ist vollständig, d. h. sie bestimmt alle physikalischen Eigenschaften des Systems.

**2. Aussage:** Die zeitliche Entwicklung der Wellenfunktion entspricht einer linearen zeitlichen Dynamik, z. B. gemäß der Schrödingergleichung.

**3. Aussage:** Das Resultat einer Zustandsmessung ist ein bestimmter, definiter Wert. Nach einer Messung befindet sich dann das System in einem Eigenzustand.

Wäre die Wellenfunktion eines Systems vollständig und entwickle sich zeitlich gemäß einer linearen Dynamik, dann kann das Resultat einer Zustandsmessung kein definiter Wert sein. Ergäbe eine Zustandsmessung einen definiten Wert, dann ist die Wellenfunktion des Systems nicht vollständig oder entwickelt sich nicht gemäß einer linearen Dynamik. Die Konjunktion aus zwei der genannten Aussagen führt demnach zur Negation der dritten. So ergeben sich insgesamt drei unterschiedliche Interpretationsansätze. Die in diesem Kapitel vorgestellte Auswahl an Interpretationen zur quantenmechanischen Wellenfunktion und ihrer zeitlichen Entwicklung, bildet jeden der drei möglichen Ansätze ab.

Beginnen möchte ich mit einer der bekanntesten Interpretationen der Quantenmechanik, der Kopenhagener Deutung. Die Kopenhagener Deutung geht zurück auf Niels Bohr (1948) und Werner Heisenberg (1927, 1956), die eine eher pragmatische Sichtweise einnahmen. Die Wellenfunktion stellt gemäß dieser Deutung keine Abbildung der physikalischen Realität dar, sondern tritt im Rahmen der Quantenmechanik als ein Werkzeug zur Berechnung der experimentellen Ergebnisse auf. Sie beschreibt die möglichen Quantenzustände, von denen sich ein entsprechendes Quantensystem in genau einem nach einer Zustandsmessung befinden wird. Um dies zu gewährleisten, impliziert eine Zustandsmessung den, nach dieser Interpretation abstrakt zu verstehenden, Kollaps der Wellenfunktion. Demnach ist die Realität eines Quantensystems gemäß der Kopenhagener Deutung an die Messapparatur gekoppelt. Die Kopenhagener Deutung bildet so den Interpretationsansatz ab, in welcher die erste und dritte Aussage aus Maudlins Trilemma (vgl. Maudlin 1995) zur Negation der zweiten führt. Aber auch die sogenannte GRW-Interpretation bildet diesen Ansatz ab. In der

nach Ghirardi, Rimini und Weber (1984, 1986) benannten GRW-Interpretation wird die Wellenfunktion nicht mehr rein instrumentalistisch verstanden, sie beschreibt einen realen Vorgang und dem Quantensystem wird unabhängig von der Messapparatur Realität zugesprochen. Der Kollaps der Wellenfunktion erfordert hier keinen Messprozess, sondern erfolgt spontan und kann so realistisch gedeutet werden. Für den Zweck der spontanen Dynamik wird die lineare Schrödingergleichung um einen nicht-linearen Term ergänzt. Auch nach der De-Broglie-Bohm-Interpretation (vgl. Bohm 1952a, 1952b; de Broglie 1927) ist die Wellenfunktion eine reale Entität, die jedoch nicht mit der eines Teilchens zusammenfällt, sondern als skalares Feld die Dynamik eines Teilchens bestimmt. Die Wellenfunktion beschreibt gemäß dieser Interpretation den Zustand des quantenmechanischen Systems nicht vollständig, sondern wird um die Angabe der Teilchenorte erweitert (Verneinung der 1. Aussage in Maudlins Trilemma). So kann man die Interpretation der Bohmschen Mechanik in die Kategorie der Nicht-Kollaps Interpretationen packen, genauso, wie die an letzter Stelle in diesem Kapitel vorgestellte Viele-Welte Interpretation. Die Viele-Welten-Interpretation geht zurück auf den Physiker Hugh Everett III (1957). Nach ihr sind die ersten beiden Aussagen in Maudlins Trilemma (vgl. Maudlin 1995) erfüllt, das Resultat einer Zustandsmessung hingegen ist kein definiter Wert. Anstelle des Kollapses der Wellenfunktion geht Everett von einer Verzweigung der Welt in viele Ausprägungen aus, von denen jede einem möglichen Messergebnis entspricht.

#### **3.4.1 Interpretationen der Quantenmechanik: Die Kopenhagener Deutung**

Die Kopenhagener Interpretation ist eine der bekanntesten Interpretationen der Quantenmechanik und geht zurück auf Niels Bohr und Werner Heisenberg. Beide waren sich nicht immer einig und so ist die Kopenhagener Deutung, auch durch ihre Weiterentwicklung, nicht einheitlich in der Literatur reproduziert. Die Kopenhagener Deutung hat zum Hauptinhalt die Interpretation von der Wechselwirkung zwischen Quantensystem und makroskopischem Messinstrument während einer

Zustandsmessung. Heisenberg (1927, 1956) hält es für unmöglich, ein Quantensystem ohne Intervention zu beobachten. Laut Bohr (1928, 1948) hat das Quantensystem überhaupt gar keine unabhängige Realität. Ein quantenmechanisches Verhalten kann nicht von der Wechselwirkung mit einem Messinstrument getrennt werden. Was dann unter einer Beobachtung im Sinne der Kopenhagener Deutung verstanden wird, werden wir in diesem Unterkapitel in Erfahrung bringen.

In seiner Arbeit von 1927 leitet Heisenberg die bekannte Unschärferelation u. a. zwischen Ort  $q$  und Impuls  $p$  am Beispiel des Elektrons her:  $\Delta q \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$ . Die Unschärferelation besagt, dass je genauer eine der beiden Größen (Ort oder Impuls) von einem beliebigen physikalischen System bestimmt wird, je ungenauer kann die andere der beiden Größen bestimmt werden. Heisenberg (vgl. 1927) erklärt dieses Phänomen dadurch, dass die Zustandsmessung der einen Größe die andere verändert:

*“[...] An solchen Experimenten, die im Prinzip den ‘Ort des Elektrons’ sogar beliebig genau zu bestimmen gestatten, ist kein Mangel, z. B.: Man beleuchtet das Elektron und betrachte es unter einem Mikroskop. Die höchste erreichbare Genauigkeit der Ortsbestimmung ist hier im wesentlichen durch die Wellenlänge des benutzten Lichtes gegeben. [...] Es ist indessen bei dieser Bestimmung ein Nebenumstand wesentlich: der Comptoneffekt. Jede Beobachtung des vom Elektron kommenden Streulichtes setzt einen lichtelektrischen Effekt (im Auge, auf der Photographischen Platte, in der Photozelle) voraus, kann also auch so gedeutet werden, daß ein Lichtquant das Elektron trifft, an diesem reflektiert oder abgelenkt wird und dann durch die Linsen des Mikroskops nochmal abgelenkt den Photoeffekt auslöst. Im Augenblick der Ortsbestimmung, also dem Augenblick, in dem das Lichtquant vom Elektron abgelenkt wird, verändert das Elektron seinen Impuls unstetig. Diese Änderung ist um so*

*„größer, je kleiner die Wellenlänge des benutzten Lichtes, d. h. je genauer die Ortsbestimmung ist.“ (Heisenberg 1927, S. 174-175)*

Die Ortsbestimmung eines physikalischen Systems verändert laut Heisenberg also den Impuls des Systems. Genauso erklärt Heisenberg, dass bei Impulsmessung die Position des quantenmechanischen Systems beeinflusst wird. Diese Unbestimmtheitsrelation, so Heisenberg (vgl. 1927, Paragraph 2), gilt zwischen allen kanonisch konjugierten Größen. Im Unterschied zu mikroskopischen Systemen, wirkt sich die Unbestimmtheitsrelation auf makroskopische Systeme aber nicht aus. Dazu schreibt Bohr (1936):

*„[...] die ganze Beschreibungsart der klassischen Physik mit Einschluß der Relativitätstheorie [behält] ihre Zweckmäßigkeit nur solange [bei], als alle in die Beschreibung eingehenden Wirkungen groß sind im Vergleich zum Planckschen Quantum.“ (Bohr 1936, S. 294)*

Als Beispiel vergleichen wir die Ortsbestimmungen eines Baseballs und Elektrons miteinander (vgl. Giancoli 2006, S. 1309-1310):

**Beispiel Ortsbestimmung Baseball versus Elektron:** Wenn ein 150 g schwerer Baseball mit einer Geschwindigkeit von  $(42 \pm 1) \text{ m/s}$  geworfen wird, dann beträgt seine Impulsunschärfe  $\Delta p = m \cdot \Delta v = 0,15 \text{ kg} \cdot \text{m/s}$ . Gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation ergibt die Ortsunschärfe  $\Delta q \approx \frac{1,06 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{2\Delta p} \approx 3,5 \cdot 10^{-34} \text{ m}$  und ist daher ca.  $10^{36} \text{ m}$  kleiner als der Baseballdurchmesser. Bewegt sich hingegen ein Elektron mit einer Geschwindigkeit von  $(1,10 \cdot 10^6 \pm 1,10 \cdot 10^3) \text{ m/s}$  (0,10% Ungenauigkeit), dann beträgt seine Impulsunschärfe  $\Delta p = m \cdot \Delta v = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot 1,10 \cdot 10^3 \text{ m/s} = 1,0021 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$ . Gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation folgt für die Ortsunschärfe der Wert  $\Delta q \approx 0,53 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ , welcher ca.  $10^8 \text{ m}$  größer ist als der Elektronendurchmesser.

Das Beispiel zeigt den Unterschied zwischen der Bedeutung einer Unschärferelation in Bezug auf Makrosysteme (Baseball) und Mikrosysteme (Elektron). Anders als beim Baseball, ist der klassische Elektronendurchmesser sehr viel kleiner als die Ortsunschärfe, sodass demnach keine hinreichend genaue Angabe zur Ortsbestimmung erfolgen kann. Während in einem Experiment mit makroskopischen Systemen eine hinreichend genaue Angabe seiner physikalischen Größen gewonnen wird, klassifiziert ein Experiment zur Bestimmung quantenmechanischer Größen die bekannten und unbekanntes Größen. Um es mit Heisenbergs Worten wiederzugeben:

*„Ein bestimmtes Experiment kann also niemals über alle quantentheoretischen Größen genaue Auskunft geben, vielmehr teilt es in einer für das Experiment charakteristischen Weise die physikalischen Größen in „bekannte“ und „unbekannte“ (oder: mehr und weniger genau bekannte Größen) ein.“* (Heisenberg 1927, S. 182)

Man könne sich nun die Frage stellen, ob die Übertragung der Begriffe aus der klassischen Mechanik in die Quantenmechanik Sinn ergibt. Worüber spricht man hinsichtlich der Größe Impuls, während der Ortszustand eines Quantensystems so genau wie möglich bestimmt wird? Im Gegensatz zu Bohr (1928, 1948) vertrat Heisenberg (1927, Paragraph 2) die Ansicht, dass sich die Begriffe zur Beschreibung eines quantenmechanischen Systems analog zur klassischen Mechanik definieren lassen. Im Unterschied zur klassischen Mechanik entsteht nach Heisenberg (1927) allerdings der Zustand eines Quantensystems erst durch die Zustandsbestimmung:

*„Ich glaube, daß man die Entstehung der klassischen „Bahn“ prägnant so formulieren kann: Die „Bahn“ entsteht erst dadurch, daß wir sie beobachten: [...].“* (Heisenberg 1927, S. 185)

Die Aussage ist im Kontext zur Bahnbestimmung eines atomgebundenen Elektrons gefallen und damit ist folgendes gemeint. Unter der Bahn eines Elektrons versteht man

eine Ansammlung von Raumpunkten, die das Elektron nacheinander passiert. Eine Zustandsmessung in der Größe Ort verändere nun aber den Impuls des Elektrons und lenke es somit von seiner Bahn ab (vgl. Heisenberg 1927, S. 176). Die „Bahn“ eines Elektrons macht daher in diesem Kontext begrifflich keinen Sinn. Möchte man die Bahn eines Elektrons bestimmen, beispielsweise die 1S-Bahn des Elektrons im Wasserstoffatom, kann immer nur ein Raumpunkt definiert werden. Eine zweite Ortsmessung könnte ein ganz anderes Ergebnis erzielen, als es die 1S-Bahn an Möglichkeiten erlaubt. Was dann aber unter der 1S-Bahn zu verstehen ist, kann durch die Ortsmessung an einem Ensemble von Atomen im 1S-Zustand bestimmt werden. So muss es nach Heisenberg (1927) für einen bestimmten Zustand, hier den 1S-Atomzustand, eine Wahrscheinlichkeitsfunktion für die Orte eines Elektrons geben, die dem *„Mittelwert der klassischen Bahn über alle Phasen entspricht und die durch Messungen beliebig genau feststellbar ist“* (Heisenberg 1927, S. 176). Die Wahrscheinlichkeitsfunktion ist die zur Schrödingers Wellenfunktion  $\psi_{1S}(q)$  uns schon bekannte Funktion  $(\langle \psi_{1S}(q) | \psi_{1S}(q) \rangle)^2$  gemäß der Bornschen Regel (Born 1926). Um es noch deutlicher zu machen, stelle man sich ein Atom im tausendsten Anregungszustand vor; ich zitiere Heisenberg:

*„Wenn die Bestimmung des Ortes nicht allzu ungenau sein soll, so wird der Comptonrückstoß zur Folge haben, daß das Atom sich nach dem Stoß in irgend einem Zustand zwischen, sagen wir, dem 950. und 1050. befindet; [...] Das so gegebene experimentelle Faktum kann man durch ein Wellenpaket – besser Wahrscheinlichkeitspaket – im q-Raum von einer durch die Wellenlänge des benutzten Lichtes gegebenen Größe, zusammengesetzt im Wesentlichen aus Eigenfunktionen zwischen der 950. und der 1050. Eigenfunktion, [...] charakterisieren. [...] Die zweite Ortsbestimmung wählt aus der Fülle der Möglichkeiten eine bestimmte „q“ aus und beschränkt für alle folgenden Bestimmungen die Möglichkeiten.“* (Heisenberg 1927, S. 185-186)



In diesem Zitat lassen sich zwei der für die Kopenhagener Deutung wesentlichen Aussagen herausfiltern. Erstens ist die Wellenfunktion ein Instrument zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit, mit der sich das entsprechende Quantensystem in einem bestimmten Zustand befinden möge: In der Kopenhagener Deutung ist die Wellenfunktion zunächst nur ein abstraktes Objekt, das erst durch den Bezug auf experimentelle Resultate physikalisch wird (vgl. Heisenberg 1956, S. 303). – Zweitens können wir nur mit einer Wahrscheinlichkeit den gegenwärtigen Gesamtzustand eines Quantensystems bestimmen: Gemäß der Heisenberg'schen Unschärferelation ist es nicht möglich, den Gegenstand eines Experiments in all seinen ausmachenden Größen exakt zu erfassen. Möchte man das Quantensystem in einem seiner Zustandsgrößen exakt erfassen, so muss man ihn in dieser Größe messen. Durch den Messakt werden aber sämtliche dazu kanonisch konjugierte Größen verändert. Dies sei gemäß Heisenberg (1927, S. 197) der Grund, warum sich die Zukunft nicht vorhersagen lässt.

*“Aber an der scharfen Formulierung des Kausalgesetzes: “Wenn wir die Gegenwart genau kennen, können wir die Zukunft berechnen”, ist nicht der Nachsatz, sondern die Voraussetzung falsch. Wir können die Gegenwart in allen Bestimmungstücken prinzipiell nicht kennenlernen. Deshalb ist alles Wahrnehmen eine Auswahl aus seiner Fülle von Möglichkeiten und eine Beschränkung des zukünftig Möglichen.”* (Heisenberg 1927, S. 197)

Durch den Messakt wird also der gegenwärtige Gesamtzustand eines Quantensystems reduziert, nämlich von all den möglichen Zuständen, die das Quantensystem in der gemessenen Größe – gemäß der Wellenfunktion – vor Messung einnehmen konnte, auf den durch die Messung exakt bestimmten Zustand in dieser gemessenen Größe. So gibt es nach Heisenberg (1927, 1956) zwei Dynamiken, die Dynamik des Möglichen und die Dynamik des Faktischen. Die Dynamik des Möglichen ist durch die Schrödingergleichung gegeben und die des Faktischen durch eine Messung gemäß dem Neumannschen Projektionspostulat (siehe Kapitel 3.3.1). Der Messakt reduziert aber nicht nur den gegenwärtigen Gesamtzustand eines Quantensystems, sondern beschränkt auch

dadurch den Bereich der bis dato möglichen Zustandsausprägungen auf diejenigen, die nur mit der exakt gemessenen Größe in einem Zusammenhang stehen. Beide Dynamiken hängen also insofern miteinander zusammen, dass die Anzahl an Möglichkeiten durch das Eintreten des Faktischen (aus einer Reihe an Möglichkeiten) reduziert wird; sowohl in der Gegenwart als auch in der Zukunft. Das Verhalten eines Quantensystems wird daher laut Heisenberg (1927) durch die Messapparatur erzeugt und ist laut Bohr (1948) zumindest an die Wechselwirkung mit der Messapparatur gekoppelt.

*„[...] Dieses zunächst paradox erscheinende Ergebnis findet indessen seine Aufklärung darin, daß auf diesem Gebiet nicht länger scharf unterschieden werden kann zwischen dem selbständigen Verhalten eines physikalischen Objekts und seiner Wechselwirkung mit anderen als Meßinstrumente dienenden Körpern, die mit der Beobachtung unvermeidlich verknüpft ist und deren direkte Berücksichtigung nach dem Wesen des Beobachtungsbegriffs selber ausgeschlossen ist.“ (Bohr 1936, S. 294)*

Was dann unter einem isolierten Quantensystem zu verstehen ist – also einem System, welches sich ohne Messakt gemäß der Schrödingergleichung entwickelt –, verrät uns die Kopenhagener Deutung nicht. Denn die zugehörige Wellenfunktion, die uns als einziges Mittel zur Bestimmung des Quantenzustands ohne Messakt zur Verfügung steht, ist nur ein Instrument zur Beschreibung des Möglichen und entspricht innerhalb der Kopenhagener Deutung nicht durchgängig einem realen Objekt.

Zusammenfassend vertreten die Anhänger der Kopenhagener Deutung eine eher instrumentalistische Position. Die Wellenfunktion ist Instrument zur Beschreibung des Möglichen, während das Faktische den Raum des Möglichen un stetig einschränkt. So ist das Verhalten von Quantensystemen an die Wechselwirkung mit der Messapparatur gekoppelt. Die Messapparatur, die das Mögliche faktisch macht und somit das zukünftig Mögliche bestimmt. Und so macht eine Aussage über das Verhalten von Schrödingers Katze gemäß der Kopenhagener Deutung erst dann Sinn, wenn eine Wechselwirkung

mit einem Messinstrument erfolgt, in dem Fall das Öffnen der Kiste. Die Kopenhagener Deutung lässt uns also mit dem unbefriedigten Ergebnis zurück, Aussagen ontologischer Natur nur über das Faktische leisten zu können.

*„Denn die kleinsten Einheiten der Materie sind tatsächlich nicht physikalische Objekte im gewöhnlichen Sinne des Wortes; sie sind Formen, Strukturen, oder – im Sinne Platons – Ideen, über die man unzweideutig nur in der Sprache der Mathematik reden kann.“* (Heisenberg 2000, S. 38)

Anders wird es in der GRW-Interpretation gehandhabt, die wir im folgenden Unterkapitel kennenlernen. Gemäß dieser gibt es sehr wohl einen von der Messapparatur unabhängigen ontologischen Status.

### **3.4.2 Interpretationen der Quantenmechanik: Die GRW-Interpretation**

Die GRW-Interpretation ist eine von Giancarlo Ghirardi, Alberto Rimini und Tullio Weber (1986) im Jahre 1985 entwickelte Deutung der Quantenmechanik, die teilweise in den mathematischen Apparat der Quantenmechanik eingreift. Im Gegensatz zur gerade skizzierten Kopenhagener Deutung hat die Wellenfunktion in dieser Deutung ein reales Gegenstück. Die Wellenfunktion wird hier also nicht pragmatisch zur Wahrscheinlichkeitsberechnung eines experimentellen Ergebnisses herangezogen, sondern beschreibt den realen Zustand eines Systems. Dies hat – anders als man in die Versuchung geraten könnte zu denken – keine bizarren makroskopischen Eigenschaften zur Konsequenz, Schrödingers Katze befindet sich nicht in einer Kontradiktion. Um makroskopische Superpositionen zu vermeiden, wird die Schrödingergleichung durch eine nicht-lineare dynamische Gleichung ersetzt, die einen stochastischen Term enthält. Dieser stochastische Term entspricht einem Lokalisierungsprozess. Die Idee dieser Deutung ist, Makrosysteme als aus Mikrosystemen zusammengesetzt zu verstehen, welche an einer zufälligen Position spontanen Lokalisierungsprozessen unterworfen

sind. Der Kollaps der Wellenfunktion tritt also spontan ein und ein messender Beobachter ist so nicht vonnöten, im Gegensatz zur Kopenhagener Deutung. Die Frequenz eines Lokalisierungsprozesses innerhalb eines Systems ist dabei proportional zur Systemgröße, d. h. der Anzahl seiner mikroskopischen Bestandteile. Damit ist gesichert, dass sich ein isoliertes einzelnes Quantensystem sehr lange gemäß der Schrödingergleichung entwickelt und sich ein aus vielen einzelnen Quanten zusammengesetztes System sehr unwahrscheinlich in Superposition befindet.

Die Deutung eines Makrosystems als ein Ensemble aus Mikrosystemen zusammengesetzt, führt zu einer Erweiterung des Zustandsbegriffs. Bisher hatte die Wellenfunktion die Aufgabe, den Zustand eines Systems vollständig zu beschreiben, was so viel heißt, als dass die maximal mögliche Information über den Systemzustand vorliegt. Das System befindet sich in diesem Fall in einem reinen Zustand und kann durch einen Vektor  $|\psi\rangle$  aus dem Hilbertraum beschrieben werden (vgl. Kapitel 3.3). Liegt allerdings nicht die maximal mögliche Information über den Systemzustand vor, dann befindet sich das System nicht in einem reinen, sondern in einem gemischten Zustand. Ein gemischter Zustand ist im Zusammenhang mit der Zustandsbeschreibung eines nach dieser Deutung verstandenen Makrosystems relevant. Die mathematische Beschreibung gemischter Zustände erfordert die Einführung einer allgemeineren Form der Zustandsbeschreibung, nämlich die des Zustandsoperators  $\rho$ , der als Dichteoperator oder statistische Operator bezeichnet wird (vgl. Pade 2014(2), S. 117-131).

Im Hinblick auf die Zustandsbeschreibung eines quantenmechanischen Systems, ist der Dichteoperator das dyadische Produkt  $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ . Ein quantenmechanisches System kann daher zwar nach wie vor durch einen Zustandsvektor  $|\psi\rangle$  beschrieben werden, aber genauso auch durch die allgemeinere Form des Dichteoperators  $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ ; der Informationsgehalt ist der gleiche (vgl. Pade 2014(2), S. 117-118). Der Dichteoperator  $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$  erfüllt die Gleichungen  $\rho^2 = \rho$  und  $\rho^\dagger = \rho$ , er ist daher ein Projektionsoperator<sup>45</sup>. Als Projektionsoperator hat  $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$  die Eigenschaft,

---

<sup>45</sup> Operatoren  $\rho$ , die  $\rho^2 = \rho$  erfüllen, heißen idempotent. Operatoren  $\rho$ , die  $\rho^\dagger = \rho$  erfüllen, heißen selbstadjungiert.

Vektoren auf den durch  $|\psi\rangle$  aufgespannten eindimensionalen Unterraum des Hilbertraums  $H$  zu projizieren, die ja gerade den reinen Zuständen entsprechen (vgl. Pade 2014, S. 179-181; Pade 2014(2), S. 117).

In Bezug auf einen gemischten Zustand, der zur Beschreibung eines zusammengesetzten Systems herangezogen wird, hat der Dichteoperator  $\rho$  nicht die Form  $|\psi\rangle\langle\psi|$ . Ein Ensemble von Mikrosystemen befindet sich mit den statistischen Wahrscheinlichkeiten  $p_i$  in den normierten Zuständen  $|\psi_i\rangle$ , wobei  $0 \leq p_i \leq 1$  und  $\sum_i p_i = 1$ . Ein solches System wird dann durch den Dichteoperator  $\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i|$  beschrieben (vgl. Pade 2104(2), S. 121). Dieser Dichteoperator erfüllt nur dann die Gleichung  $\rho^2 = \rho$ , wenn alle Wahrscheinlichkeiten  $p_i$  bis auf eine einzige verschwinden. Er ist also nur dann ein Projektionsoperator, wenn er die Form  $|\psi\rangle\langle\psi|$  hat und damit einen reinen Zustand beschreibt.

Der Dichteoperator  $\rho$  des Systems löst die neue nicht-lineare Bewegungsgleichung (vgl. Ghirardi, Rimini & Weber 1986):<sup>46</sup>

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \rho(t)] - \lambda(\rho(t) - T[\rho(t)])$$

bzw. für ein zusammengesetztes System aus N Teilchen

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \rho(t)] - \sum_{i=1}^N \lambda_i(\rho(t) - T_i[\rho(t)]).$$

Die Formalisierung dieser Idee erfolgt durch die Einführung eines Lokalisationsoperators  $T$  bzw.  $T_i$ :

$$T_i[\rho(t)] = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/2} \int dx e^{-\left(\frac{\alpha}{2}\right)(\hat{q}_i-x)^2} \rho(t) e^{-\left(\frac{\alpha}{2}\right)(\hat{q}_i-x)^2}.$$

---

<sup>46</sup> Mit dem Hamiltonoperator  $\hat{H}$ , der imaginären Einheit  $i$ , der eckigen Klammer  $[, ]$  als Kommutator und dem reduzierten Planck'schen Wirkungsquantum  $\hbar$ .

Der Lokalisierungsoperator  $T_i$  beschreibt den schon oben eingeführten Lokalisierungsprozess um den Ort(soperator)  $\hat{q}_i$  des i-ten Teilchens, der mit der Frequenz  $\lambda$  stattfindet. Mit dem Parameter  $\alpha$  wird die Lokalisierungsdistanz  $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$  eingeführt. Die Lokalisierungsdistanz repräsentiert die Distanz, nach der eine lineare Superposition (reiner Zustand) in eine statistische Mixtur (gemischter Zustand) übergeht (vgl. Ghirardi, Rimini & Weber 1986, S. 480). Die in dieser Deutung eingeführten Parameter  $\lambda$  und  $\alpha$  können nun so gewählt werden, dass makroskopische Superpositionen unterdrückt werden, mikroskopische Systeme sich hingegen ungestört verhalten. Die Lokalisierungsdistanz  $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$  muss dabei größer als die Atomdimension sein, darf aber auch nicht zu groß sein, um noch Trajektorien identifizieren zu können. So wählten die Autoren (vgl. Ghirardi, Rimini & Weber 1986, S. 480-481) für die Lokalisierungsfrequenz  $\lambda \simeq 10^{-16} \text{ sec}^{-1}$  und für die Lokalisierungsdistanz  $\frac{1}{\sqrt{\alpha}} \simeq 10^{-5} \text{ cm}$ . Die Lokalisierung eines Mikrosystems erfolgt dann ungefähr alle  $10^8 - 10^9$  Jahre, die eines Makrosystems unter Bezugnahme auf die Avogadro-Konstante<sup>47</sup> ungefähr alle  $10^{-7}$  Sekunden. Schrödingers Katze befindet sich somit nicht mal für einen Augenblick in Superposition.

Zusammenfassend modifiziert die GRW-Deutung die Quantenmechanik dahingehend, dass sich zwar für mikroskopische Systeme keine Veränderung ergibt, sie aber für Makrosysteme als stochastische Mechanik auftritt und somit klassische Merkmale zeigt. Makroskopische Superpositionen werden so verhindert. Im Gegensatz zur Kopenhagener Deutung, gibt diese Deutung eine Antwort darauf, wie sich ein isoliertes Quantensystem verhält. Ein isoliertes Quantensystem befindet sich in Superposition, wenn es denn nicht zufällig lokalisiert. Nun erhebt sich an dieser Stelle die Frage, welche Bedeutung dieser Superposition zukommt. Ein Quantensystem werden wir sehr wahrscheinlich nicht in Superposition erleben, denn bei einer Messung befindet es sich in einem statistischen Gemisch. Wird das dem Realitätsanspruch

---

<sup>47</sup> Die Avogadro-Konstante gibt die Teilchenzahl pro Stoffmenge an und beträgt ungefähr  $6 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  (vgl. Mohr, Newell & Taylor 2015).

gerecht? Bell (1987b) zeichnete nur die „GRW-jumps“ (d. h. die Lokalisierungen) als reale Ereignisse aus. Sie sind in unserem 3-dimensionalen Anschauungsraum lokalisiert, anders als die Superpositionszustände. Die Wellenfunktion für ein N-Teilchensystem existiert durch den nach Ghirardi, Rimini und Weber (1986) ontologisch ausgezeichneten Ortsraum in einem  $3N$ -dimensionalen Konfigurationsraum, der laut Bell (1987b) ein nur abstrakter, mathematischer Raum ist und von unserem realen-physikalischen Raum zu unterscheiden sei. Beide Räume haben als Schnittmenge die „GRW-jumps“ als reale Ereignisse:

*„A piece of matter then is a galaxy of such events.“* (Bell 1987b, S. 205)

Dieser nicht durchgängige Realismus ist dann aber nicht im Sinne der GRW-Interpretation (vgl. Ghirardi, Rimini & Weber 1986). Dorato und Esfeld (vgl. 2010) geben einen Vorschlag, wie man den laut der GRW-Deutung erhofften Realismus retten kann. Man könne dem Mikrosystem eine dispositionale Eigenschaft zusprechen, nämlich die der spontanen Lokalisierung. Die Eigenart einer solch verstandenen Disposition ist es dann aber, keinen äußeren Trigger zur Manifestation zu gebrauchen, denn die Lokalisierungen sind spontan. So setzt die Disposition keine Ursachen voraus, wird aber von Dorato und Esfeld (2010) als probabilistische Ursache der Lokalisierung verstanden, indem sie Dispositionen als Kräfte begreifen. Ein Superpositionszustand im Konfigurationsraum repräsentiere dann eine dispositionale Eigenschaft im realen-physikalischen Raum. Superpositionen sind demnach als metaphysische Kräfte zu verstehen, die spontane Lokalisierungen hervorrufen.

Einen durchgängig realistischen Ansatz schaffen de Broglie und Bohm (vgl. Bohm 1952a, 1952b; de Broglie 1927). Sie deuten Wellenfunktion und Quantensystem als reale Entitäten, die nicht von gleicher Art sind und vermeiden so das Kollapsproblem; dazu aber mehr im nächsten Unterkapitel.

### 3.4.3 Interpretationen der Quantenmechanik: Die De-Broglie-Bohm-Interpretation

In der Literatur wird die De-Broglie-Bohm-Interpretation (Bohm 1952a, 1952b; de Broglie 1927) als Interpretation der Quantenmechanik verstanden. Aufgrund der mathematischen und metaphysischen Unterschiede habe ich sie bereits in Kapitel 3.3.2 als eigene Theorie vorgestellt. Der grundlegende Unterschied zur Quantenmechanik besteht darin, dass Wellenfunktion und Quantensystem als zwei unterschiedlich real existierende Entitäten aufgefasst werden, sodass die Bohmsche Mechanik mit zwei deterministischen Bewegungsgleichungen ausgestattet ist und damit den indeterministischen Kollaps der Wellenfunktion vermeidet. Während die Wellenfunktion als skalares Feld interpretiert wird und auch in dieser Theorie die Schrödingergleichung löst, werden Quantensysteme als Punktteilchen aufgefasst (zumindest in der nicht-relativistischen<sup>48</sup> Bohmschen Mechanik), die durch das skalare Feld geführt werden. Die Teilchenbewegung wird durch eine als Führungsgleichung bezeichnete Bewegungsgleichung bestimmt. Den Punktteilchen dieser Theorie sind eindeutige Trajektorien zugeordnet, sodass eine Messung keine Zustandsreduktion herbeiführt, sondern den Zustand offenbart. Schrödingers Katze befindet sich nach dieser Interpretation folglich zu keinem Zeitpunkt in Superposition.

Auch die Bohmsche Mechanik zeigt wie die GRW-Interpretation klassische Merkmale. Im Unterschied zur klassischen Mechanik ist die Bewegung der Teilchen in der Bohmschen Mechanik allerdings an die Wellenfunktion gekoppelt und im Unterschied zur GRW-Interpretation deterministisch festgelegt. Nun sind die Vorhersagen der Bohmschen Mechanik im Allgemeinen identisch zu denen der Quantenmechanik. Insofern sind die Prognosen der Bohmschen Mechanik ebenfalls mit einer Wahrscheinlichkeit behaftet. Die Wahrscheinlichkeitsaussage steckt hier allerdings in der Unwissenheit über den Anfangswert der entsprechenden Trajektorie.

---

<sup>48</sup> In relativistischer Raumzeit ist die Ontologie der Bohmschen Mechanik nicht mehr auf Teilchen beschränkt. Die Entitäten, von denen angenommen wird, dass sie in der Realität existieren, werden durch sogenannte Beable (engl. beable) dargestellt. Die Beable dieser Theorie können Teilchenpositionen aber auch Felder sein (Für mehr Details, siehe Struyve 2015).



Darum wird die De-Broglie-Bohm-Theorie auch als ‚hidden variable theory‘ bezeichnet. Die verborgenen Variablen dieser Theorie sind die Anfangswerte.

Die Bohmsche Mechanik löst das Kollapsproblem der Kopenhagener Deutung und auch der GRW-Interpretation also damit, Wellenfunktion und Quantensystem als zwei unterschiedliche Entitäten zu postulieren, deren Zustand jeweils durch eine deterministische Bewegungsgleichung bestimmt wird. Allerdings hängt die Bewegung eines Quantensystems von der entsprechenden Wellenfunktion ab, sodass die Teilchenentität hier eine scheinbar nicht-lokale Wirkung der Wellenentität erbt.

Genauso wie die De-Broglie-Bohm-Interpretation vertritt auch die Viele-Welten-Interpretation nach Everett (1957) und später fortgesetzt durch DeWitt und Graham (1973) einen deterministischen Ansatz, in dem das Kollapsproblem kein Begriff ist. Im Gegensatz zur De-Broglie-Bohm-Interpretation wird der mathematische Apparat der Quantenmechanik dafür aber nicht wesentlich modifiziert. Diesen Ansatz möchte in einem letzten Unterkapitel skizzieren.

#### **3.4.4 Interpretationen der Quantenmechanik: Die Viele-Welten-Interpretation**

Die Viele-Welten-Interpretation geht zurück auf Hugh Everett (1957) und wurde von Bryce DeWitt und Neil Graham (1973) neu belebt. Die Schwierigkeiten eines indeterministischen Wellenkollapses bestehen genauso wenig in dieser Interpretation wie in der De-Broglie-Bohm-Interpretation. Doch während die Bohmsche Mechanik eine zweite deterministische Dynamik postuliert, versteht die Viele-Welten-Interpretation die Schrödingergleichung als einzige Bewegungsgleichung. Damit ist sie ebenfalls eine deterministische Interpretation. Die Wellenfunktion wird hier, wie in der GRW-Interpretation erhofft und in der De-Broglie-Bohm-Interpretation durchgezogen, als realistisch interpretiert. Dabei beschreibt die Wellenfunktion, im Unterschied zur Bohmschen Interpretation, das physikalische System vollständig. Insofern ist das

Resultat einer Zustandsmessung gemäß des Trilemmas von Maudlin (vgl. Maudlin 1995) kein bestimmter, definiter Wert.

*„Throughout all of a sequence of observation processes there is only one physical system representing the observer, yet there is no single unique state of the observer [...]. Nevertheless, there is a representation in terms of a superposition, each element of which contains a definite observer state and a corresponding system state. Thus with each succeeding observation (or interaction), the observer state „branches“ into a number of different states. Each branch represents a different outcome of the measurement and the corresponding eigenstate for the object-system state. All branches exist simultaneously in the superposition after any given sequence of observations.“ (Everett 1957, S. 459)*

DeWitt und Graham (1973, S. 161) deuten diese Verzweigung der Wellenfunktion als Aufspaltung der Welt in unzählige Kopien derselben, sodass in jeder Kopie eine mögliche Beobachtung faktisch wird. Diese Idee der Interpretation untermauert David Wallace (2010, S. 4-5) mit folgender Analogie: Es sei  $F_1(x, t)$  eine elektromagnetische Feldkonfiguration, die einen Lichtpuls zwischen Erde und Mond beschreibt. Eine weitere elektromagnetische Feldkonfiguration  $F_2(x, t)$  möge einen anderen Lichtpuls zwischen Venus und Mars beschreiben. Als Analogie zum Superpositionszustand betrachtet Wallace (vgl. 2010, S. 5) die zusammengesetzte Konfiguration  $F(r, t) = 0.5F_1(x, t) + 0.5F_2(x, t)$ . Diese beschreibe nun keinen Lichtpuls, der sich gleichzeitig zwischen Erde und Mond sowie Venus und Mars bewegt. Stattdessen beschreibe die Konfiguration  $F(r, t)$  zwei Lichtpulse an unterschiedlichen Orten.

*„And this, in a nutshell, is what the Everett interpretation claims about macroscopic quantum superpositions: they are just states of the world in which more than one macroscopically definite thing is happening at once.“*

*Macroscopic superpositions do not describe indefiniteness, they describe multiplicity.*“ (Wallace 2010, S. 5)

Gemäß der Viele-Welten-Interpretation befindet sich Schrödingers Katze demnach in Superposition. Schrödingers Katze nimmt aber nicht nur einen Superpositionszustand ein, solange die Kiste ungeöffnet ist, sondern auch, nachdem die Kiste geöffnet wird. Dann allerdings befindet sich der Beobachter ebenfalls in einer Superposition. In der einen Kopie der Welt öffnet der Beobachter die Kiste und sieht eine lebendige Katze, in der anderen Kopie der Welt ist die Katze nicht lebendig.

#### **3.4.5 Interpretationen der Quantenmechanik: Resümee**

Die Interpretationen der Quantenmechanik erstrecken sich von instrumentalistischen Vorstellungen bis hin zu realistischen Überzeugungen, die zum Teil mit mathematischen Modifikationen der Quantenmechanik einhergehen. Während die Kopenhagener Deutung der Wellenfunktion erst ontologischen Status im Messvorgang zuschreibt, begreifen sie die anderen vorgestellten Interpretationen (GRW-Interpretation, De-Broglie-Bohm-Interpretation und Viele-Welten-Interpretation) als durchgängig realistisch. Gemäß der Kopenhagener Interpretation könnte man sich das isolierte Quantensystem als im klassischen Sinne zustandslos vorstellen, wobei es die Information über die möglichen Ausprägungen in sich trägt, von denen genau eine in der Zustandsmessung faktisch wird. Gemäß der Viele-Welten-Interpretation ist der Zustand eines Quantensystems durchgängig faktisch, eine Zustandsreduktion der Wellenfunktion existiert nicht. Die Verzweigung der Wellenfunktion wird als Aufspaltung der Welt in unzählige Kopien derselben verstanden, sodass in jeder Kopie eine der möglichen Ausprägungen besteht. Auch in der De-Broglie-Bohm-Interpretation ist der Zustand eines Quantensystems durchgängig faktisch. Allerdings ist er auch zu jeder Zeit eindeutig bestimmt, die Welt ist einmalig. Die Wellenfunktion wird in dieser Interpretation als skalares Feld gedeutet, durch das ein Quantensystem (in der nicht-

relativistischen Fassung) als Punktteilchen entlang einer eindeutigen Trajektorie deterministisch geführt wird. Zur mathematischen Beschreibung dieser ontologischen Auffassung, weicht der Formalismus der De-Broglie-Bohm-Interpretation erheblich von dem der Quantenmechanik ab. Quantensystem und Wellenfunktion werden in dieser Interpretation als zwei unterschiedlich real existierende Entitäten verstanden, die jeweils einer deterministischen Bewegungsgleichung genügen. Auch die GRW-Interpretation deutet die Wellenfunktion als realistisch, allerdings ist sie gemäß GRW mit dem entsprechenden Quantensystem identisch. Nun wird der Kollaps der Wellenfunktion aber nicht durch eine Zustandsmessung induziert, wie in der Kopenhagener Deutung, sondern geschieht spontan nach den Gesetzen der Natur. Dazu führt diese Interpretation zwei neue Naturkonstanten, die Lokalisierungsfrequenz  $\lambda \approx 10^{-16} \text{ sec}^{-1}$  und die Lokalisierungsdistanz  $\frac{1}{\sqrt{\alpha}} \approx 10^{-5} \text{ cm}$ , ein, sodass makroskopische Superpositionen unterdrückt werden, mikroskopische Systeme sich hingegen ungestört verhalten.

In Bezug auf Maudlins Trilemma und Schrödingers Katze entspricht die zeitliche Entwicklung der Wellenfunktion in der Kopenhagener Deutung nicht durchgängig einer linearen Dynamik und eine Aussage über den Zustand von Schrödingers Katze macht erst dann Sinn, wenn die Kiste geöffnet wird. Auch die GRW-Interpretation bezweifelt die zweite Aussage aus Maudlins Trilemma, allerdings ist ihr zufolge der Zustand von Schrödingers Katze zu jedem Zeitpunkt realistisch bestimmt, auch bevor die Kiste geöffnet wird. Schrödingers Katze befindet sich als makroskopisches Objekt zu jedem Zeitpunkt in einem eindeutigen Zustand. Ebenfalls trifft diese Aussage auf die De-Broglie-Bohm-Interpretation zu, nach der sich sogar ein Mikrosystem zu jedem Zeitpunkt in einem eindeutigen Zustand befindet, und zwar unabhängig von einer Beobachtung. Der Unterschied zur GRW-Interpretation besteht hier in der Verneinung der ersten Aussage aus Maudlins Trilemma, die Wellenfunktion beschreibt ihr zufolge nicht vollständig den Zustand eines Quantensystems. Die Viele-Welten-Interpretation stellt die dritte Aussage in Frage. Ihr zufolge ist das Resultat einer Zustandsmessung insofern kein bestimmter, definiter Wert, als dass jeder mögliche Wert in

unterschiedlichen Welten im gleichen Moment faktisch ist. Schrödingers Katze befindet sich damit in einem Überlagerungszustand, indem sie in der einen Welt tot und in der anderen lebendig ist.

### 3.5. Quantenmechanik: Resümee

Das dritte Kapitel zum Thema Quantenmechanik führte ich mit einem Einblick in die Entstehungsgeschichte der Quantenmechanik ein. Die Jahrhundertwende um 1900 kann als Wendepunkt der klassischen Mechanik hin zur Quantenmechanik verzeichnet werden. Experimentelle Ergebnisse wie die der Hohlraumstrahlung deckten sich nicht mit den Vorhersagen und konnten klassisch nicht erfasst werden. Mit einer ad hoc Hypothese postulierte Max Planck (vgl. 1900), dass der Energieaustausch zwischen Materie und Strahlung in diskreten, unteilbaren Energieeinheiten erfolgt. Letztendlich war es aber Albert Einstein (vgl. 1905), der nicht nur den Energieaustausch, sondern die Strahlung an sich als aus diskreten, unteilbaren Energieeinheiten, den Photonen, aufgebaut verstand. Nun zeigen aber Experimente mit diskreten, unteilbaren Energieeinheiten wie Photonen oder die der Materie wie Elektronen nicht nur experimentelle Ergebnisse wie man sie von Experimenten mit teilchenartigen Entitäten gewohnt ist, sondern auch mal jene, die man von Experimenten mit wellenartigen Entitäten kennt. Drei Typen von Experimenten stellte ich im ersten Teil (Kapitel 3.2.) dieses Kapitels vor: MZI-Experimente, Doppelspaltexperimente und EPR/B-Experimente. In den ersten beiden Experimenten veranschaulichte ich den Kontrast zwischen experimentellen Ergebnissen von wellenartigen und teilchenartigen Entitäten, sodass ich dann daraufhin zeigen konnte, was eigentlich unter dem Begriff des Welle-Teilchen Dualismus zu verstehen ist: Wenn in Experimenten mit Quantensystemen die gleichen Ergebnisse zu verzeichnen sind wie in Experimenten mit wellenartigen Entitäten, so schließt man unter gegebenen Bedingungen abduktiv auf das wellenartige Verhalten von Quantensystemen. Werden hingegen gleiche Ergebnisse verzeichnet wie von Experimenten mit teilchenartigen Entitäten, so wird unter jenen Bedingungen abduktiv auf das teilchenartige Verhalten geschlossen. Nun scheinen zwei zueinander komplementäre Verhaltensweisen in einer einzigen Entität vereint zu sein, das ist der kontraintuitive Charakter solcher Systeme.

Bisher wurde das ontologische Problem um den kontraintuitiven Charakter nicht aufgelöst. Zumindest wurde aber durch die Begründung der Quantenmechanik ein

Formalismus geschaffen, der es erlaubt, das physikalische Verhalten mathematisch abzubilden. Diese mathematische Formalisierung stellte ich neben dem Formalismus der Bohmschen Mechanik in Kapitel 3.3. vor. Beide Formalismen geben im Allgemeinen die gleichen Prognosen ab, auch wenn sie inhaltlich deutliche Unterschiede zeigen. Während die Bohmsche Mechanik nicht so viele Anhänger hat, wird die Quantenmechanik im Konsens zur Hand genommen. Wenn es nur um den epistemischen Gehalt einer solchen Theorie geht, dann ist es auch aufgrund von Ockhams Rasiermesser richtig, die Quantenmechanik der Bohmschen Mechanik vorzuziehen. Geht es jedoch um den ontologischen Gehalt, so lohnt es sich, auch die Bohmsche Mechanik zu studieren.

Im Unterschied zur Quantenmechanik ist die Bohmsche Mechanik eine deterministische Theorie, die den Zustand eines Quantensystems nicht nur allein durch eine Wellenfunktion  $\psi$  beschreibt, sondern durch das Paar  $(\psi, Q(t))$  mit den Teilchenorten  $Q(t)$  vollständig festlegt. Die Quantenmechanik kommt hingegen ohne die Annahme solcher Teilchenorte aus und schafft es in ihrer Formulierung, nur die Wellenfunktion  $\psi$  als eine vollständige Beschreibung anzugeben. Allerdings fängt sie sich damit auch die Schwierigkeiten ein, eine Interpretation des daraus resultierenden Superpositionsprinzips und der indeterministisch postulierten Zustandsreduktion anzugeben. Die Bohmsche Mechanik wurde hingegen unter dem Gesichtspunkt einer zugrundeliegenden Ontologie formuliert. Sie begreift (in ihrer nicht-relativistischen Fassung) Quantensysteme als Punktteilchen. Durch die Einführung der Teilchenorte  $Q(t)$  kann sie den Punktteilchen Teilchenbahnen zuordnen, entlang derer die Teilchen durch die als Vektorfeld aufgefasste Wellenfunktion  $\psi$  geführt werden. Die Teilchenbahnen sind durch die Angabe eines Anfangswertes  $Q(t_0)$  eindeutig und deterministisch bestimmt. Allerdings können die Anfangswerte nicht präzise genug kontrolliert werden, sodass die Bohmsche Mechanik im Endeffekt – genauso wie die Quantenmechanik – nur Wahrscheinlichkeitsaussagen angeben kann. Nun sind die Wahrscheinlichkeitsaussagen der Quantenmechanik aber durch die indeterministische Zustandsreduktion begründet, während in der Bohmschen Mechanik nicht der Zustand, sondern die Unkenntnis über den Zustand durch eine Zustandsmessung reduziert wird.

Diese sogenannte De-Broglie-Bohm-Interpretation wird oftmals als Interpretation der Quantenmechanik aufgeführt und die Bohmsche Mechanik wird dann als mathematische Anpassung der Quantenmechanik an die Interpretation verstanden.

Ausgewählte Interpretationen der Quantenmechanik stellte ich im letzten Teil dieses Kapitels (Kapitel 3.4.) vor, darunter auch die De-Broglie-Bohm-Interpretation, darüber hinaus die erstformulierte und bis heute dominierende Kopenhagener Deutung, die GRW-Interpretation und die Viele-Welten-Interpretation. Die Anhänger der Kopenhagener Deutung vertreten eine eher instrumentalistische Position, indem sie die Wellenfunktion erst in einer Zustandsmessung als realistisch begreifen und sie ansonsten als Instrument zur Beschreibung des Möglichen nützen. Hingegen wird die Wellenfunktion gemäß der GRW-Interpretation als durchgängig realistisch aufgefasst, die unabhängig von einer Zustandsmessung spontan kollabiert. Dazu führt sie zwei neue Naturkonstanten ein, die Lokalisierungsfrequenz  $\lambda \simeq 10^{-16} \text{ sec}^{-1}$  und die Lokalisierungsdistanz  $\frac{1}{\sqrt{\alpha}} \simeq 10^{-5} \text{ cm}$ , sodass makroskopische Superpositionen unterdrückt werden und sich mikroskopische Systeme ungestört verhalten. Gemäß der Viele-Welten-Interpretation existiert der Kollaps der Wellenfunktion nicht. Der mathematische Superpositionszustand wird nicht auf das Quantensystem übertragen, sondern auf die Welt. Vier Interpretationen über das Verhalten von Quantensystemen, deren wesentliche Unterschiede durch Maudlins Trilemma zum Ausdruck gebracht werden. So schließe ich das Kapitel zum Thema der Quantenmechanik mit ausgewählten Interpretationen zum kontraintuitiven Charakter quantenmechanischer Systeme, das ich im ersten Teil des Kapitels durch eine Darstellung von den drei charakteristischen Typen quantenmechanischer Experimente veranschaulichte und im zweiten Teil mathematisch skizzierte. Nun scheint es so, als sei der Quantenkosmos ein abgeschlossenes System und die Probleme in diesem Bereich bleiben auch Probleme dieses Bereichs. Durch Schrödingers Katze wird die Übertragung quantenmechanischer Begriffe auf makroskopische Systeme problematisiert. Nach quantenmechanischen Regeln befindet sich die Katze in einem Überlagerungszustand aus tot und lebendig, solange keine Zustandsmessung erfolgt. Nach den Regeln der Bohmschen Mechanik



befindet sie sich hingegen zu jedem Zeitpunkt in einem eindeutig definiten Zustand, auch ohne Messung.

Nachdem wir in diesem Kapitel das ontologische Problem des kontraintuitiven Charakters quantenmechanischer Systeme darlegten, können wir uns dem wichtigsten Ziel dieser Arbeit zuwenden und eine Charakterisierung kausaler Probleme innerhalb des Quantenkosmos vornehmen. Dazu analysieren wir im nächsten Kapitel die hier diskutierten quantenmechanischen Experimente (MZI-Experimente, Doppelspaltexperimente, EPR/B-Experimente) mithilfe der im zweiten Kapitel skizzierten Theorie der kausalen Bayes-Netze und erörtern sie unter dem Gesichtspunkt der vorgestellten quantenmechanischen Interpretationen kausaltheoretisch.

## 4. Kausalität & Quantenmechanik

---

### 4.1. Kausalität & Quantenmechanik: Überblick

Ist Kausalität mit einem ontologischen Indeterminismus vereinbar? Gemäß der Theorie der Bayes'schen Netze (siehe Kapitel 2.2.) basieren stabile Abhängigkeiten auf kausalen Strukturen und erfolgen nicht spontan. Diese Grundannahme der Theorie ist Inhalt der kausalen Markov-Bedingung; Jene Bedingung, die in bestimmten Kontexten als Folge eines angenommenen objektiven Zufalls verletzt ist (siehe Kapitel 2.3.). Ist es tatsächlich der Zufall, der eine Verletzung der kausalen Markov-Bedingung impliziert, oder ist es der isolierte Kontext, den wir kausaltheoretisch zu interpretieren versuchen? Beide Perspektiven des Problems wurden bereits kausaltheoretisch erfasst, drei unterschiedliche Klassen von Strategien zur Beseitigung der kausalen Markov-Verletzung haben wir kennengelernt (siehe Kapitel 2.4). Gemäß den Standardstrategien (siehe Kapitel 2.4.1) ist das Problem der kausalen Markov-Verletzung epistemischer Natur, gemäß Schurz' Strategie (siehe Kapitel 2.4.2) und der Strategie nach Gebharder und Retzlaff (siehe Kapitel 2.4.3) ist es ontologischer Natur. Wie die kausale Markov-Verletzung im quantenmechanischen Rahmen charakterisiert werden kann, durch den ja gerade der Indeterminismus postuliert wird, ist Thema dieses Kapitels.

Zu diesem Zweck analysieren wir die drei wesentlichen Typen quantenmechanischer Experimente – MZI-Experimente, Doppelspaltexperimente und EPR/B-Experimente (vorgestellt in Kapitel 3.2.) – kausaltheoretisch und erzeugen unter Verwendung der kausalen Bayes-Netz-Theorie von jedem der drei Experimente kausale Graphen  $G$ . Würden wir die experimentellen Ergebnisse auf kausale Strukturen zurückführen können, müssten alle durch die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  implizierten probabilistischen Abhängigkeitsrelationen vollständig aus den entsprechenden kausalen Graphen  $G$  hervorgehen. Wie uns dieses Kapitel zeigen wird, erhalten wir aber im Resultat nicht-abschirmende gemeinsame Ursachenstrukturen, sodass die kausale Markov-Bedingung verletzt ist, also nicht jede probabilistische Abhängigkeitsrelation

vollständig aus den erzeugten kausalen Graphen  $G$  hervorgeht. Als Konsequenz des Resultats, erörtern wir die drei Typen von Strategien zur Beseitigung der kausalen Markov-Verletzung in Anbetracht der vorgestellten quantenmechanischen Experimente. Wir werden feststellen, dass die Strategien an quantenmechanische Interpretationen gekoppelt sind, von denen ich in Kapitel 3.4. ausgewählte zusammengetragen habe. Wäre es uns daher möglich Strategien auszuschließen, so könnten wir den Interpretationsspielraum in der Quantenmechanik einschränken.

## 4.2. Kausale Netze. MZI-Experimente

Das Mach-Zehnder Interferometer (MZI) habe ich in Kapitel 3.2.1 vorgestellt. In dem Kapitel haben wir zum Vergleich die experimentellen Ergebnisse von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen, MZI-Experimenten mit Teilchen und MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen fixiert. Im Resultat zeigen MZI-Experimente mit einzelnen Photonen, je nach experimentellem Aufbau – ob der Strahlteiler BS2 im Experiment steht oder nicht –, einmal die gleichen Messergebnisse wie MZI-Experimente mit Lichtstrahlen und ein andermal die gleichen Messergebnisse wie MZI-Experimente mit Teilchen.

Steht der Strahlteiler BS2 im Experiment, dann registriert ausschließlich D1 ein Signal; genauso wie es auch in MZI-Experimenten mit wellenartigen Entitäten, aber nicht mit teilchenartigen Entitäten zu beobachten ist. So ist man dazu verleitet zu schlussfolgern, dass quantenmechanische Systeme – wie beispielsweise einzelne Photonen – wellenartig sind und ihnen so die Eigenschaften einer wellenartigen Entität anhaften. Ein einzelnes Photon wäre somit über den Raum verteilt und könnte an mehreren Orten gleichzeitig wirken, im Widerspruch zu seiner elementarartigen Eigenschaft. Allerdings reagieren in MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen beide Detektoren D1 und D2, sobald der Strahlteiler BS2 aus dem Experiment genommen wird (siehe Abbildung 3.2.1.5). In MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen antwortet hingegen in diesem Aufbau (ohne BS2) immer nur einer der beiden Detektoren D1 oder D2, so wie es aus MZI-Experimenten mit teilchenartigen Entitäten bekannt ist, die nur über einen lokalen Wirkbereich verfügen.

In Abhängigkeit der Versuchsanordnung verhalten sich Quantensysteme scheinbar einmal wellen- und ein andermal teilchenartig. Quantensysteme hätten demzufolge die Eigenschaft, zwei sich gegenseitig ausschließende Verhaltensweisen zu zeigen: Das wellenartige Verhalten, das die Teilung des einzelnen Quantensystems suggeriert und somit das Phänomen der Selbstinterferenz zulässt und das teilchenartige Verhalten, das zu jedem Zeitpunkt die Ortsangabe nur auf genau einen Raumpunkt beschränkt. Wie aber können wir die experimentellen Ergebnisse von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen kausal verstehen, welche uns dazu veranlassen, dem Quantensystem eine

dualistische Verhaltensweise zuzuschreiben? Warum also reagiert im Fall, dass BS2 im Experiment steht ausschließlich D1 (Wellenbild) und sobald BS2 aus dem Experiment genommen wird, einmal D1 und ein andermal D2 (Teilchenbild)?

Je nachdem, welche (quantenmechanische) Interpretation den wahren Charakter von Quantensystemen erfasst, kommen unterschiedliche Erklärungsmodelle zustande, wie wir die widersprüchlich anmutenden experimentellen Ergebnisse, durch welche dem einzelnen Quantensystem die dualistische Verhaltensweise – wellenartig und teilchenartig – zugesprochen wird, verstehen können: Mathematisch wird das Verhalten eines einzelnen Quantensystems in jeder der in Kapitel 3.4. vorgestellten Interpretationen durch eine Wellenfunktion beschrieben. Erst die ontologische Deutung dieser Wellenfunktion bedingt unterschiedliche Erklärungsmodelle hinsichtlich der widersprüchlich anmutenden Messergebnisse.

Gemäß der Kopenhagener Deutung (siehe Kapitel 3.4.1) ist die Wellenfunktion instrumentalistisch zu verstehen und so wird der mutmaßliche Widerspruch aufgelöst, indem dem Quantensystem erst durch einen beobachterinduzierten Messakt an den Detektoren aus einer Schar an möglichen Zuständen ein faktischer Zustand zugesprochen wird. Im Fall, dass BS2 im Experiment steht, besteht die Möglichkeit der Zustandsreduktion des Ortes ausschließlich bei D1, während im Fall, dass BS2 nicht im Experiment steht, die Zustandsreduktion sowohl bei D1 als auch bei D2 erfolgen kann.

Innerhalb der GRW-Interpretation (siehe Kapitel 3.4.2) wird die Wellenfunktion realistisch verstanden. Die Auflösung des mutmaßlichen Widerspruchs erfolgt durch die Wahl der Naturkonstanten  $\lambda$  (Lokalisierungsfrequenz) und  $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$  (Lokalisierungsdistanz), die einen Lokalisierungsprozess – der dem Kollaps der Wellenfunktion entspricht – mit hoher Wahrscheinlichkeit erst an den Detektoren zulässt. Während BS2 im Experiment steht, ist es sehr unwahrscheinlich, dass der Lokalisierungsprozess am Detektor D2 erfolgt. Steht hingegen BS2 nicht im Experiment, dann besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass ein Quantensystem sowohl am Detektor D2 als auch D1 lokalisiert.

Die De-Broglie-Bohm-Interpretation (siehe Kapitel 3.4.3) versteht hingegen das einzelne Quantensystem als durchgängig auf einen Raumpunkt beschränkt, das als

lokale Entität durch ein skalares Feld gemäß seiner entsprechenden Wellenfunktion  $\psi$  geführt wird. Besagtes erfolgt nun in MZI-Experimenten mit BS2 immer nur Richtung D1 und in MZI-Experimenten ohne BS2 einmal Richtung D1 und ein andermal Richtung D2.

Gemäß der Viele-Welten-Interpretation (siehe Kapitel 3.4.4) befindet sich das einzelne Quantensystem zu jeder Zeit in Superposition. Die Dynamik des Systems genügt durchgängig der Schrödingergleichung. So ist es auch nicht verwunderlich, dass ausschließlich D1 antwortet, wenn BS2 im Experiment steht. Hinsichtlich des experimentellen Aufbaus ohne BS2 sieht es zunächst jedoch danach aus, als würden nicht beide Detektoren gleichzeitig antworten. Um dennoch die Dynamik der Schrödingergleichung aufrecht zu erhalten, postuliert die Viele-Welten-Interpretation eine Aufspaltung der Welt, in welcher eine Messung stattfindet, in alle möglichen Realisierungen der Messgröße, den vielen Welten. Sobald also der Zustand des Systems in einem MZI ohne BS2 an den Detektoren gemessen wird, spaltet die Welt in zwei Kopien ihrer selbst auf. In der einen Kopie der Welt antwortet Detektor D1 und in der anderen antwortet Detektor D2.

Der mutmaßliche Widerspruch der Messergebnisse lässt sich also nicht nur mathematisch auflösen – beispielsweise mittels Quantenmechanik oder Bohmscher Mechanik (siehe Kapitel 3.3.) –, es steht uns eine Interpretationsvielfalt zur Verfügung, um ihn auch metaphysisch in den Griff zu bekommen. Ob die zeitliche Entwicklung quantenmechanischer Systeme in MZI-Experimenten aber tatsächlich einer kausalen Struktur unterliegt oder spontane Ereignisse die metaphysische Grundannahme, dass stabile Abhängigkeitsrelationen auf kausalen Strukturen basieren, in Frage stellen, werden wir im nächsten Abschnitt analysieren.

#### **4.2.1 Kausale Netze: Modellierung von MZI-Experimenten**

Basiert die zeitliche Entwicklung von Quantensystemen auf kausalen Strukturen? Um den Inhalt dieser Frage zu erörtern, wenden wir in diesem Abschnitt die Theorie der

kausalen Bayes'schen Netze (siehe Kapitel 2.2.) auf die in Kapitel 3.2.1 beschriebenen MZI-Experimente mit Lichtstrahlen, Teilchen und einzelnen Photonen an. Dazu ermitteln wir dem Kontext entsprechend (Lichtstrahlen, Teilchen oder einzelnes Photon im MZI) alle probabilistischen Abhängigkeitsrelationen und erzeugen mithilfe der kausalen Markov-Bedingung kausale Graphen  $G = (V, E)$ , welche die wahre kausale Struktur repräsentieren sollen. Wenn die zeitliche Entwicklung des entsprechenden Systems (Lichtstrahlen, Teilchen oder einzelnes Photon) und damit einhergehend die experimentellen Ergebnisse kausal erzeugt würden, dann müssten alle durch die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  implizierten probabilistischen Abhängigkeitsrelationen vollständig aus den erzeugten kausalen Graphen  $G = (V, E)$  hervorgehen.

In einem Vergleich der drei MZI-Experimente mit unterschiedlichen Entitäten (Lichtstrahlen, Teilchen, einzelnes Photon) werden wir feststellen, dass weder die MZI-Experimente mit Lichtstrahlen noch jene mit Teilchen Modellierungsprobleme bereiten, hingegen der erzeugte kausale Graph  $G = (V, E)$  des MZI-Experiments mit einzelnen Photonen die kausale Markov-Bedingung verletzt. So scheint nicht der experimentelle Aufbau, sondern das einzelne Quantensystem kausale Probleme hervorzurufen. Ob wir deswegen die metaphysische Grundannahme dieser Theorie – dass stabile Abhängigkeiten auf kausalen Strukturen basieren –, die ihren Ausdruck in der kausalen Markov-Bedingung findet, innerhalb des Quantenkosmos aufgeben müssen, ist Thema des nächsten Abschnitts. In diesem Abschnitt wenden wir zunächst die kausale Bayes-Netz-Theorie auf MZI-Experimente mit Lichtstrahlen an, dann auf MZI-Experimente mit Teilchen und schließlich auf MZI-Experimente mit einzelnen Photonen. Beginnen wir dafür zuallererst mit der Festlegung der Variablenmenge.

Die unterschiedlichen Messergebnisse von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen, in Abhängigkeit dessen, ob der Strahlteiler BS2 Bestandteil des experimentellen Aufbaus ist oder nicht, veranlassen uns dazu, dem einzelnen Quantensystem eine dualistische Verhaltensweise zuzuschreiben. Einzelne Photonen zeigen die gleichen Messergebnisse wie Lichtstrahlen (aber nicht Teilchen) in Experimenten mit BS2 und wie Teilchen (aber nicht Lichtstrahlen) in Experimenten ohne

BS2. Somit besitzt der Strahlteiler BS2 eine essenzielle Rolle, indem er scheinbar zueinander komplementäre Verhaltensweisen sichtbar macht. Ist BS2 im Experiment, dann zeigt sich das Quantensystem im Wellenbild und nur Detektor D1 antwortet. Wird der Strahlteiler BS2 hingegen aus dem Experiment genommen, dann antwortet mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit auch der Detektor D2 und das Quantensystem zeigt sich im Teilchenbild. Die relevanten Größen zur Problemerkennung, welche wir in einem kausalen Graphen  $G = (V, E)$  als Zufallsvariablen repräsentieren, sind demzufolge der Strahlteiler BS2 und die beiden Detektoren D1 und D2. Die anderen Größen wie der Strahlteiler BS1 und die Spiegel M1 und M2 sind als Hintergrundinformation fest integrierte Bauteile des MZI. Alle Zufallsvariablen  $BS2$ ,  $D1$  und  $D2$  sind zweiwertig: Der Strahlteiler BS2 ist im Aufbau integriert „on“ oder nicht „off“, die Detektoren antworten „yes“ oder bleiben stumm „no“. Zusammengefasst besteht unser Kausalmodell  $(V, E, P)$  aus den drei Zufallsvariablen

$BS2$  mit Wertemenge  $Val(BS2) = \{on, off\}$ ,

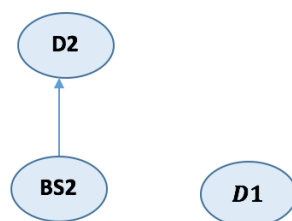
$D1$  mit Wertemenge  $Val(D1) = \{yes, no\}$ ,

$D2$  mit Wertemenge  $Val(D2) = \{yes, no\}$ .

**Lichtstrahlen im MZI:** Aus dem Kapitel 3.2.1 geht hervor, dass in ursprünglichen MZI-Experimenten (mit BS2) mit Lichtstrahlen der Detektor D1 mit Wahrscheinlichkeit 1 antwortet, während Detektor D2 nie reagiert. Wird der Strahlteiler BS2 aus dem Experiment entfernt, antworten beide Detektoren mit Sicherheit. So ändert sich je nach Kontext, ob der Strahlteiler BS2 im Experiment steht ( $BS2 = on$ ) oder nicht ( $BS2 = off$ ), nur die bedingte Wahrscheinlichkeit  $P(D2|BS2)$ : Wenn  $BS2 = on$ , dann antwortet Detektor D2 nie, d. h.  $P(D2|BS2 = on) = 0$  und wenn  $BS2 = off$ , dann antwortet Detektor D2 mit Sicherheit, d. h.  $P(D2|BS2 = off) = 1$ . Diese Abhängigkeitsrelation zwischen  $D2$  und  $BS2$  verschwindet auch nicht, wenn auf  $D1$  konditionalisiert wird:  $Dep(BS2, D2|D1)$ . Somit sind die Abhängigkeitsrelationen  $Dep(BS2, D2)$  und  $Dep(BS2, D2|D1)$  die einzigen unter den Zufallsvariablen in  $V = \{BS2, D1, D2\}$  im Kontext von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen. Weil Verursachung



im Allgemeinen als vorwärtsgerichtet in der Zeit verstanden wird (vgl. Cartwright 1979, Reichenbach 1956, Schurz, & Gebharder 2016, Suppes 1970a), erhalten wir durch die Anwendung der kausalen Markov-Bedingung den kausalen Graphen dargestellt in Abbildung 4.2.1.1:



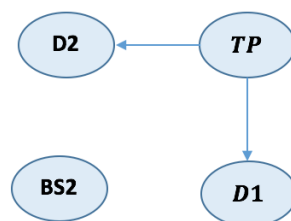
**Abbildung 4.2.1.1:** Kausaler Graph  $G = (V, E)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen:  $Dep(BS2, D2)$ ,  $Dep(BS2, D2|D1)$  & Annahme der Vorwärtsgerichtetheit kausaler Relationen in der Zeit. (Retzlaff 2017, Figure 3.1)

**Teilchen im MZI:** Im Unterschied zu MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen, antworten in MZI-Experimenten mit Teilchen beide Detektoren D1 und D2 mit Wahrscheinlichkeit 0.5, unabhängig davon, ob der Strahlteiler BS2 im Experiment integriert ist oder nicht (siehe Kapitel 3.2.1). Somit hat der Strahlteiler BS2 keinen probabilistischen Einfluss auf die Detektorantworten:  $Indep(BS2, D1)$ ,  $Indep(BS2, D2)$ . Genau dann, wenn einer der beiden Detektoren antwortet, bleibt der andere Detektor stumm. Somit besteht eine Abhängigkeitsrelation zwischen den beiden Detektoren D1 und D2:  $Dep(D1, D2)$ . Diese Abhängigkeitsrelation verschwindet nicht durch Konditionalisierung auf BS2:  $Dep(D1, D2|BS2)$ . Man beachte, dass die genannten Abhängigkeitsrelationen die einzigen unter den Variablen aus  $V = \{BS2, D1, D2\}$  sind. Bezüglich der (globalen) kausalen Markov-Bedingung müssten wir die Zufallsvariablen D1 und D2 durch einen direkten kausalen Pfad miteinander verbinden. Dieser Pfad kann aber kein gerichteter Pfad sein, da beide Ereignisse simultan eintreten: In dem Moment, in dem einer der beiden Detektoren antwortet, weiß man, dass der andere nicht mehr antworten wird.

Ein direkter kausaler Einfluss von dem einen Detektor auf den anderen würde das Prinzip der (kausalen) Einstein-Lokalität (vgl. Friebe et al 2015, S. 128) verletzen, gemäß welchem kausale Prozesse nicht schneller als Licht sind. Wie sollen wir nun aber diese Abhängigkeitsrelation zwischen den beiden Detektoren  $D1$  und  $D2$  darstellen?

Eine Möglichkeit der Reaktion besteht darin zu überprüfen, ob relevante Informationen über das Experiment fehlen. Solche Informationen könnten dann als verborgene Variable integriert werden. Stellen wir uns also die Frage, warum genau einer der beiden Detektoren nicht reagiert, sobald der andere reagierte? Um eine Antwort auf die Frage zu finden, lassen wir Revue passieren, warum einer der beiden Detektoren ein Signal erhält und warum einer der beiden Detektoren kein Signal erhält. In MZI-Experimenten mit Teilchen wird ein Teilchen in den experimentellen Aufbau entsendet. Anders als im Experiment mit Lichtstrahlen, stehen im Experiment mit Teilchen – anstelle der Strahlteiler – Bauteile, die das Teilchen entweder reflektieren (mit Wahrscheinlichkeit 0.5) oder transmittieren (mit Wahrscheinlichkeit 0.5) (siehe Kapitel 3.2.1). Hätten wir also volles Wissen über das System – gleiche Crux wie im Fall eines Münzwurfs –, dann könnten wir das Ergebnis mit Sicherheit vorhersagen; Wir würden wissen, ob die Münze Kopf oder Zahl zeigt bzw. ob das Teilchen reflektiert oder transmittiert wird. Mit vollem Wissen über das System könnten wir also vorhersagen, welchen Weg das Teilchen geht und somit, ob es entweder Detektor  $D1$  oder Detektor  $D2$  trifft. Die Antwort auf die Frage „Warum einer der beiden Detektoren genau dann nicht antwortet, wenn der andere ein Signal erhält?“ fällt daher wie folgt aus: Einer der beiden Detektoren bleibt deshalb stumm, weil das Teilchen sich auf dem Weg zu dem Detektor befand, welcher es registrierte. Und einer der beiden Detektoren registriert das Teilchen, weil das Teilchen sich auf dem Weg zu diesem Detektor entlang bewegte. Die Ursache der Teilchenregistrierung an einem der beiden Detektoren hängt somit nicht von dem anderen Detektor ab, sondern vom Teilchenweg. Der Teilchenweg stellt daher zusätzliche probabilistische Informationen zur Verfügung. Wir können ihn durch eine Zusatzvariable  $TP$  (Teilchenpfad) mit Wertemenge  $Val(TP) = \{\text{auf dem Weg zu } D1, \text{auf dem Weg zu } D2\}$  repräsentieren. Die Zusatzvariable ist somit eine gemeinsame Ursachenvariable von  $D1$  und  $D2$ , welche die Werte dieser

Detektorvariablen determiniert:  $P(D1|TP), P(D2|TP) \in \{0,1\}$ . Diese gemeinsame Ursache  $TP$  erfüllt die Abschirmbedingung der kausalen Markov-Bedingung, sodass die Unabhängigkeitsrelation  $Indep(D1, D2|TP)$  gilt. Durch die Anwendung der kausalen Markov-Bedingung, erhalten wir dann den folgenden kausalen Graphen, der die kausale Struktur von MZI-Experimenten mit Teilchen repräsentiert:



**Abbildung 4.2.1.2:** Kausaler Graph  $G = (V \cup \{TP\}, E)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von MZI-Experimenten mit Teilchen, unter der Zusatzannahme einer verborgenen Zufallsvariable  $TP$ :  $Dep(TP, D1), Dep(TP, D2)$  und  $Dep(D1, D2)$ , aber  $Indep(D1, D2|TP)$ . (Retzlaff 2017, Figure 3.2)

Im ersten Augenblick scheint es verwunderlich, dass der Strahlteiler BS2 keinen Einfluss auf den Teilchenpfad nimmt. Jedoch macht in dem Kontext, dass BS1 fest installiert ist, der Strahlteiler BS2 weder den Pfad D1 noch den Pfad D2 (un-)wahrscheinlicher. Man vergegenwärtige sich an dieser Stelle, dass die Werte der Variable BS2 nicht festlegen, ob BS2 reflektiert oder transmittiert, sondern lediglich, ob BS2 im Experiment steht oder nicht.

Bevor wir nun die kausale Struktur von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen repräsentieren, halten wir fest, dass die beiden kausalen Graphen aus Abbildung 4.2.1.1 und Abbildung 4.2.1.2 Unterschiede zeigen. Die kausalen Zusammenhänge im Experiment mit Lichtstrahlen sind also andere als die im Experiment mit Teilchen. Gemäß der kausalen Markov-Bedingung können wir ihre Repräsentation mittels

kausaler Graphen zur kausalen Erklärung der Abhängigkeitsrelationen heranziehen<sup>49</sup>. Insofern ist es uns durch die Theorie der kausalen Bayes-Netze auch erlaubt, die experimentellen Ergebnisse, d. h. die Ursachen für die Detektorantworten „yes“ und „no“, von den kausalen Graphen abzulesen. In MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen sind es mögliche Interferenzphänomene am Strahlteiler BS2, weshalb entweder nur Detektor D1 antwortet (MZI mit BS2) oder beide Detektoren D1 und D2 antworten (MZI ohne BS2), sodass die Abhängigkeitsrelation  $Dep(BS2, D2)$  entsteht. Hingegen ist die Ursache der Detektorantworten im Experiment mit Teilchen der eindeutige Teilchenpfad, sodass, wenn das Teilchen sich auf dem Pfad Richtung Detektor D1 respektive D2 bewegt, es auch von dem Detektor D1 respektive D2 und nicht dem anderen Detektor registriert wird ( $Dep(TP, D1)$ ,  $Dep(TP, D2)$ ).

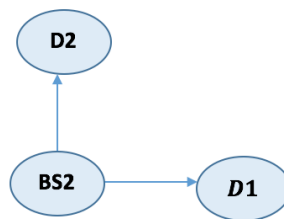
Die unterschiedlichen experimentellen Ausgänge von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen und MZI-Experimenten mit Teilchen zeigen sich also in der Repräsentation durch kausale Graphen, welche ja gerade die zugrundeliegenden kausalen Strukturen darstellen, durch die jene probabilistischen Abhängigkeitsrelationen erzeugt werden. Insofern erwartet man nun auch, dass die Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von MZI-Experimenten mit Quantensystemen – wie einzelnen Photonen – eine Erklärung für ihr kontraintuitives Verhalten bereitstellt.

**Einzelne Photonen im MZI:** Wie wir bereits im Kapitel 3.2.1 festgehalten haben, zeigen MZI-Experimente mit einzelnen Photonen in Abhängigkeit dessen, ob der Strahlteiler BS2 im Experiment steht oder nicht, das Resultat von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen oder MZI-Experimenten mit Teilchen. Wenn der Strahlteiler BS2 im Experiment steht, dann erhalten wir das Ergebnis von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen: Nur Detektor D1 antwortet, während Detektor D2 immer stumm bleibt. Wenn BS2 nicht im Experiment steht, dann erhalten wir das Ergebnis von MZI-Experimenten mit Teilchen: Die Antwortwahrscheinlichkeit jedes Detektors beträgt 0.5

---

<sup>49</sup> Die metaphysische Grundannahme der Theorie der kausalen Bayes-Netze, dass stabile Abhängigkeitsrelation auf kausalen Strukturen basieren, findet Ausdruck in der kausalen Markov-Bedingung (siehe Axiom 2.2.2.2).

und genau dann, wenn einer der beiden Detektoren antwortet, bleibt der andere stumm. Infolgedessen ist uns – wie im Fall des Teilchenexperiments – die Abhängigkeitsrelation  $Dep(D1, D2)$  gegeben. Aber dadurch, dass sich die Antwortwahrscheinlichkeiten verändern, sobald auf  $BS2$  konditionalisiert wird, bestehen ebenso die Abhängigkeitsrelationen  $Dep(BS2, D1)$  und  $Dep(BS2, D2)$ . Unter der Annahme der zeitlichen Vorwärtsgerichtetheit kausaler Relationen (vgl. Cartwright 1979; Reichenbach 1956; Schurz & Gebharder 2016; Suppes 1970a), erzeugt die Anwendung der kausalen Markov-Bedingung den folgenden kausalen Graphen:



**Abbildung 4.2.1.3:** Kausaler Graph  $G = (V, E)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen:  $Dep(BS2, D1)$ ,  $Dep(BS2, D2)$  und  $Dep(D1, D2)$  & Annahme der Vorwärtsgerichtetheit kausaler Relationen in der Zeit. (Retzlaff 2017, Figure 3.3)

Der kausale Graph zur Repräsentation der kausalen Struktur von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen aus Abbildung 4.2.1.3 zeigt die Form einer gemeinsamen Ursachenstruktur. Nun ist aber eine Konsequenz der kausalen Markov-Bedingung (siehe Axiom 2.2.2.2), dass gemeinsame Ursachen ihre Effekte voneinander abschirmen:  $Indep(D1, D2|BS2)$ . Diese Unabhängigkeitsrelation impliziert, dass die Wahrscheinlichkeiten  $P(D1 = yes|BS2 = no)$  und  $P(D1 = yes|BS2 = no, D2 = yes)$  gleich sein sollten. Allerdings sind sie es gemäß der experimentellen Beschreibung in MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen nicht, aus dieser gehen nämlich die bedingten Wahrscheinlichkeitswerte  $P(D1 = yes|BS2 = no) = 0.5$  und  $P(D1 = yes|BS2 = no, D2 = yes) = 0$  hervor. (Der zweite bedingte

Wahrscheinlichkeitswert ergibt sich aus der Tatsache, dass einer der beiden Detektoren genau dann nicht antwortet, wenn der andere ein Signal registriert.) Somit ist die aus der kausalen Markov-Bedingung resultierende Abschirmbedingung verletzt.

Nun könnte man dazu veranlasst sein anzunehmen, dass, ähnlich wie im Fall der Teilchenexperimente, relevante Informationen über den Weg eines einzelnen Photons fehlen. Aber, während ein Teilchen sich entlang einer eindeutigen Trajektorie bewegt und somit entweder einen Strahlteiler passiert oder nicht, ist es kontrovers, was wirklich im Quantenbereich passiert. Können einem einzelnen Photon feststehende, lokale Eigenschaften zugeschrieben werden wie die der Ortseindeutigkeit von Teilchen (De-Broglie-Bohm-Interpretation, siehe Kapitel 3.4.3) oder werden die lokalen Eigenschaften erst durch eine Wechselwirkung mit makroskopischen Systemen hervorgerufen (Kopenhagener Deutung, siehe Kapitel 3.4.1) bzw. entstehen am wahrscheinlichsten durch eine Interaktion mit makroskopischen Systemen (GRW-Interpretation, siehe Kapitel 3.4.2)?

Würde einem einzelnen Photon die Eigenschaft der lokalen Eindeutigkeit anhaften, wie kann dann allerdings die Abhängigkeitsrelation  $Dep(BS2, D2)$  erklärt werden, welche in MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen und nicht mit Teilchen gegeben ist? Würde hingegen einem einzelnen Photon nicht durchgängig die Eigenschaft der lokalen Eindeutigkeit anhaften, wie kann dann sein ontologischer Status, ein Elementarteilchen zu sein, verstanden werden?

Zusammenfassend können wir zwar in der Anwendung der Theorie der kausalen Bayes-Netze die experimentellen Ergebnisse von MZI-Experimenten mit Lichtstrahlen und MZI-Experimenten mit Teilchen kausal erklären, allerdings erklärt die kausale Repräsentation von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen die probabilistischen Abhängigkeitsrelationen nicht vollständig. Es steht die Erklärung für die stabile Abhängigkeitsrelation zwischen den Detektoren D1 und D2 noch aus. Insofern ist entweder die kausale Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur nicht vollkommen (siehe Kapitel 2.4.1) oder es gibt tatsächlich Ursachen in der Welt, die ihre Effekte (*ceteris absentibus*) aufgrund von Erhaltungsgesetzen nicht voneinander

abschirmen (siehe Kapitel 2.4.2) oder es basieren nicht alle stabilen Abhängigkeiten auf kausalen Strukturen, sondern auf Strukturen, bestehend aus kausalen und nicht-kausalen Elementen (siehe Kapitel 2.4.3). In Kapitel 2.4. habe ich unterschiedliche Strategien vorgestellt, die das Problem aus den drei genannten Perspektiven verfolgen. Diese möchte ich im nächsten Abschnitt am MZI-Experiment mit einzelnen Photonen analysieren und zeige, dass die Strategien mit quantenmechanischen Interpretationen verflochten sind.

#### **4.2.2 Kausale Netze: Strategien zur Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen & MZI-Experimente mit einzelnen Photonen**

Die kausale Repräsentation von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen (Abb. 4.2.1.3) weist eine gemeinsame Ursachenstruktur auf:  $D2 \leftarrow BS2 \rightarrow D1$ . Die Detektoren D1 und D2 antworten in Abhängigkeit dessen, ob der Strahlteiler BS2 im Experiment steht oder nicht. Jedoch kann dadurch die Abhängigkeitsrelation zwischen den Detektoren D1 und D2 nicht vollständig erklärt werden, sodass die aus der kausalen Markov-Bedingung resultierende Abschirmbedingung verletzt ist. Im Kapitel 2.4. haben wir bereits drei verschiedene Arten von Strategien zur Beseitigung der kausalen Markov-Verletzung kennengelernt, die wir in diesem Kapitel hinsichtlich der MZI-Experimente mit einzelnen Photonen analysieren, um möglicherweise das Problem der kausalen Markov-Verletzung zu lösen.

Gemäß den vorgestellten Standardstrategien (siehe Kapitel 2.4.1) könnte es sich um eine Fehlrepräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur handeln, sodass es sich bei der kausalen Markov-Verletzung nicht um ein ontologisches, sondern um ein epistemisches Problem handelt. Für eine adäquate Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur und implizit dann auch für die Vermeidung der kausalen Markov-Verletzung, müsse der kausale Graph (Abb. 4.2.1.3) um kausale Elemente ergänzt werden oder die Zufallsvariablen an sich seien feiner zu wählen. Gemäß der Strategie nach Schurz (siehe Kapitel 2.4.2) sollte ebenfalls in Erwägung

gezogen werden, dass es in der Welt tatsächlich Ursachen gibt, die (*ceteris absentibus*) ihre Effekte nicht voneinander abschirmen. Die Strategie bestünde dann in der Revision der kausalen Markov-Bedingung (vgl. Schurz 2017). Gemäß der Strategie nach Gebharter und Retzlaff (siehe Kapitel 2.4.3) könnte es sich bei der Abhängigkeitsrelation zwischen  $D_1$  und  $D_2$  aber auch um eine nicht-kausale Relation handeln, sodass die Theorie der kausalen Bayes-Netze um nicht-kausale Strukturen zu ergänzen sei.

Im Verlauf der Untersuchung des Problems der kausalen Markov-Verletzung wird sich zeigen, dass die Möglichkeit, jene Strategien zu verfolgen, an gewisse (quantenmechanische) Interpretationen gekoppelt ist. Beginnen wir unsere Untersuchung mit der Standardstrategie von der Verfeinerung der gemeinsamen Ursachenvariable, schreiten mit der Standardstrategie von der verborgenen Mittlerursache fort, analysieren dann Schurz' (2017) Strategie und abschließend die Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018)<sup>50</sup>.

**Verfeinerung der gemeinsamen Ursachenvariable:** Die in Kapitel 2.4.1 als zweite Standardstrategie vorgestellte Strategie von der Verfeinerung der Ursachenvariable behauptet, dass eine nicht abschirmende gemeinsame Ursachenvariable  $C$  der beiden Effektvariablen  $E_1$  und  $E_2$  zu grob gewählt sei und deswegen die kausale Markov-Bedingung verletzt ist. Um die kausale Markov-Verletzung zu vermeiden, müsse der Vorgang in der Welt richtig abgebildet werden, indem die zu grob gewählte Ursache durch eine feinkörnigere ersetzt wird. Durch die Wahl einer feinkörnigeren Ursachenvariable  $C$  werden die Effektvariablen  $E_1$  und  $E_2$  voneinander abgeschirmt. Angewendet auf das MZI hieße dies, dass die Zufallsvariable  $BS2$  feiner zu wählen sei. Die Ursachenvariable  $BS2$  zu verfeinern, wäre aber nur dann gerechtfertigt, wenn die feineren Werte eine Entsprechung in der Welt hätten. Die bisherigen Werte vom Strahlteiler  $BS2$  repräsentieren, dass er vom Experimentator in das Experiment gesetzt oder aus dem Experiment genommen wird. Nehmen wir an, es gäbe eine zusätzliche

---

<sup>50</sup> Wie wir bereits in Kapitel 2.4.1 feststellten, können die Standardstrategie von der Verknüpfung der Effektvariablen und die von der verborgenen gemeinsamen Ursache aus den dort genannten Gründen ausgeschlossen werden.

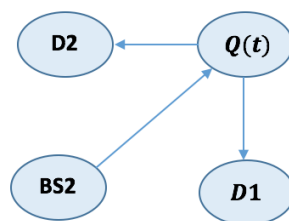


Information über BS2, nämlich ob der Strahlteiler reflektiert oder transmittiert. Die Wertemenge der Ursachenvariable BS2 würde dann wie folgt gewählt sein:  $Val(BS2) = \{off, (on, reflected), (on, transmitted)\}$ . Anders als zuvor – mit Wertemenge  $Val(BS2) = \{off, on\}$  –, wären die Effektvariablen nun durch BS2 voneinander abgeschirmt; auch wenn er als Strahlteiler im Experiment steht. Denn die Wahrscheinlichkeit, dass der eine Detektor das einzelne Photon registriert und der andere nicht, hängt mit der neuen Wertemenge einzig davon ab, ob BS2 dieses Photon entweder reflektiert oder transmittiert. Anhand der neuen Wertemenge erhalten wir also die Information über den eindeutigen Weg des Photons. Dann aber, müsste uns auch bereits am Strahlteiler BS1 die Information über einen eindeutigen Weg vorliegen, nämlich ob das Photon durch BS1 transmittiert oder reflektiert wird. Nun zeigt uns der experimentelle Ausgang von MZI-Experimenten jedoch, dass ausschließlich D1 antwortet, sofern BS1 im Experiment steht und BS2 nicht. Würde allerdings ein einzelnes Photon am Strahlteiler BS1 entweder transmittiert oder reflektiert, dann müsste mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch D2 antworten. Damit steht der experimentelle Ausgang von MZI-Experimenten mit der Wahl einer verfeinerten Ursachenvariable BS2 im Widerspruch. Die Strategie mit Blick auf das MZI ist infolgedessen als unattraktiv zu bewerten.

**Verborgene Mittlerursache:** Die im Kapitel 2.4.1 unter der dritten Standardstrategie aufgeführte Strategie von der verborgenen Mittlerursache führt eine verborgene Zufallsvariable  $C^*$  als Mittlerursache ein, um die zugrundeliegende kausale Struktur wahrheitsgetreu abzubilden und vermeidet somit eine Verletzung der kausalen Markov-Bedingung. In der Strategie wird  $C^*$  als endogene Variable in die Struktur der gemeinsamen Ursache  $E_1 \leftarrow C \rightarrow E_2$  integriert, mit der Idee, dass die kausale Struktur  $C \rightarrow C^* \begin{matrix} \rightarrow E_1 \\ \rightarrow E_2 \end{matrix}$  im Resultat die wahre kausale Struktur repräsentiert. Da nun die verborgene Mittlerursachenvariable  $C^*$  die Effektvariablen  $E_1$  und  $E_2$  voneinander abschirmen soll, muss sie so gewählt sein, dass sie die Werte von  $E_1$  und  $E_2$  mit der sicheren Wahrscheinlichkeit festlegt. Denn wenn einer der Effektvariablen einen Wert annimmt, sagen wir "yes", dann darf dieser Wert nur deshalb erfolgt sein, weil  $C^*$  einen

ganz bestimmten Wert eingenommen hat, der zugleich die andere Effektvariable auf den Wert „no“ setzte. Daher ist die Strategie von der verborgenen Mittlerursache auch nicht kompatibel mit indeterministischen Interpretationen der Quantenmechanik wie der Kopenhagener- oder der GRW-Interpretation. Aber auch die (in der Außenperspektive) deterministische Viele-Welten-Interpretation und die hiesige Strategie stehen in einem nonkonformen Bezug zueinander: Laut der Viele-Welten-Interpretation entwickelt sich das einzelne Quantensystem gemäß der Schrödingergleichung deterministisch in der Zeit, sodass es an einem Strahlteiler – wie ein Lichtstrahl – sowohl reflektiert als auch transmittiert wird. Warum wir dann bei einem integrierten Strahlteiler BS2 nur einen Messwert erhalten – entweder antwortet D1 oder D2 –, liege gemäß der Interpretation an der Realisierung von nicht miteinander korrelierenden Welten, erzeugt durch den Messakt. In der einen Welt antworte ausschließlich D1 und in der anderen Welt antworte ausschließlich D2. Auf der Metaebene sind die Detektorantworten allerdings unabhängig voneinander, beide werden realisiert, nur in unterschiedlichen Ausprägungen der Wellenfunktion – den vielen Welten. Eine verborgene Zufallsvariable zwischen Strahlteiler BS2 und Detektoren D1 und D2 würde diese Art der Interpretation nicht auffangen, weil gemäß der Viele-Welten-Interpretation erst durch den Messprozess an den Detektoren die unterschiedlichen Welten aufgemacht werden und damit auch die Innenperspektive, aus der jeweiligen Welt heraus, als würde nur einer der beiden Detektoren antworten. Anders als die deterministische Viele-Welten-Interpretation, bestreitet die deterministische De-Broglie-Bohm-Interpretation die Vollständigkeit der Wellenfunktion (siehe Kapitel 3.3.2). Gemäß dieser Interpretation kann dem einzelnen Photon auch ohne Zustandsmessung zu jedem Zeitpunkt ein eindeutiger Ort zugeordnet werden. Die mathematische Realisierung dessen erfolgt durch eine Ergänzung der Zustandsbeschreibung mittels Wellenfunktion  $\psi$  um den Teilchenort  $Q(t)$ , sodass das Photon innerhalb der De-Broglie-Bohm-Interpretation vollständig durch das Paar  $(\psi, Q(t))$  beschrieben wird. Während die Wellenfunktion  $\psi$  im Bild dieser Interpretation die möglichen Messwerte festlegt, könnte anhand des Anfangswerts  $Q(t_0)$  – in Abhängigkeit der Bauteile (Strahlteiler und Spiegel) – der eindeutige Messwert bestimmt werden. Nun

unterliegen aber die Anfangswerte, entsprechend der Quantengleichgewichtshypothese, einer statistischen Verteilung, sodass der Teilchenort  $Q(t)$  ohne Zustandsmessung nicht exakt bestimmbar sei. Anders als in der Quantenmechanik, ist die Trajektorie eines einzelnen Photons in der De-Broglie-Bohm-Theorie allerdings zu jedem Zeitpunkt scharf definiert; hier reduziert also eine Zustandsmessung nur die Unkenntnis über den Zustand und nicht den Zustand selbst. Der Teilchenort  $Q(t)$  würde gemäß der De-Broglie-Bohm-Interpretation als verborgene Mittlerursache das Kausalmodell  $(V, E, P)$  mitbestimmen, sodass wir den folgenden kausalen Graphen erhielten:



**Abbildung 4.2.2.1:** Kausaler Graph  $G = (V \cup \{Q(t)\}, E)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen gemäß der De-Broglie-Bohm-Interpretation und der Standardstrategie von der verborgenen Mittlerursache.

**Interaktive gemeinsame Ursache:** Gemäß Schurz (vgl. 2017) verletzen die bekannten Gegenbeispiele die kausale Markov-Bedingung, da sie spontane Zerfallsprozesse repräsentieren, die durch Erhaltungsgrößen bestimmt werden. Die Strategie besteht dann in der Revision der kausalen Markov-Bedingung (siehe Kapitel 2.4.2), dazu unterscheidet Schurz zwischen konjunktiven und interaktiven gemeinsamen Ursachen. Im Gegensatz zu konjunktiven gemeinsamen Ursachen, welche als die gewöhnlichen gemeinsamen Ursachen der kausalen Bayes-Netz-Theorie ihre Effekte voneinander abschirmen, werden die Effekte einer interaktiven Ursache nicht notwendigerweise voneinander abgeschirmt. Interaktive gemeinsame Ursachen werden durch Variablen repräsentiert, deren Werte in off- und on-Werte zu unterscheiden sind. Off-Werte

charakterisieren eine interaktive Ursache als abwesend, was bedeutet, dass die involvierten Erhaltungsgrößen nicht präsent sind. Findet hingegen ein spontaner Zerfallsprozess statt, dann ist die interaktive gemeinsame Ursache aktiv und nimmt einen on-Wert an. Durch Konditionalisierung auf einen off-Wert, werden die Effekte der interaktiven gemeinsamen Ursache voneinander abgeschirmt. Wird hingegen ein on-Wert fixiert, dann kann immer noch ein Einfluss von der einen Effektvariable hinzu anderen Effektvariable erfolgen.

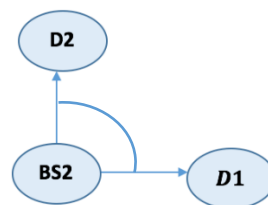
In MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen besteht die problematische Abhängigkeitsrelation zwischen den beiden Detektoren D1 und D2, sobald der Strahlteiler BS2 nicht im Experiment steht: Genau dann, wenn einer der beiden Detektoren antwortet, antwortet der andere Detektor nicht. Wenn diese Abhängigkeitsrelation, bedingt durch  $BS2 = off$ , tatsächlich einen durch Naturgesetze begleiteten indeterministischen Prozess ausdrückt, dann scheiden, als eine mögliche (quantenmechanische) Interpretation dessen, sowohl die deterministische De-Broglie-Bohm-Interpretation als auch die deterministische Viele-Welten-Interpretation aus. Im Bild der Kopenhagener Deutung (Kapitel 3.4.1) wird eine entsprechende Wellenfunktion  $\psi$  am Strahlteiler BS1 gleichmäßig in einen transmittierten Anteil  $\psi_{transm}$  und einen reflektierten Anteil  $\psi_{reflek}$  aufgespalten. Die Wellenfunktion erhalte erst im Augenblick der Zustandsreduktion einen ontologischen Status und wird zuvor instrumentalistisch zur Beschreibung des möglichen Zustands herangezogen. Insofern würde die Energie  $E$  des einzelnen Photons, aufgrund des Spaltvorgangs, zunächst indeterministisch über die möglichen Wege verteilt sein:  $E = E_{trans} + E_{reflek}$ . Erst im Augenblick des Messvorgangs an den Detektoren D1 und D2 würde die Zustandsreduktion unter Energieerhaltung spontan herbeigeführt, sodass nur einer der beiden Detektoren die Energie  $E$  des einzelnen Photons registriert und auch erst dann Wellenfunktion und Photon übereinstimmen. Diese Art Zerfallsprozess (der Wellenfunktion), im Bild der Kopenhagener Deutung, lässt sich mittels der durch Schurz' (2017) eingeführten Strategie von der interaktiven gemeinsamen Ursache repräsentieren<sup>51</sup>. Im Unterschied

---

<sup>51</sup> Hierbei ist zu beachten, dass Schurz' Strategie (2017) sowohl einfache indeterministische Zerfallsprozesse als auch verallgemeinerte indeterministische Zerfallsprozesse umfasst. Im Unterschied

zur Kopenhagener Deutung, wird der Wellenfunktion innerhalb der GRW-Interpretation ein ontologischer Status zugeschrieben; das physikalische System und seine entsprechende Wellenfunktion sind ein und dasselbe. Bezüglich des MZI-Experiments mit einzelnen Photonen hat dies zum Resultat, dass die Energie  $E$  eines einzelnen Photons – anders als innerhalb der Kopenhagener Deutung – gleichmäßig über die Wege verteilt ist, bis es zu einer Zustandsreduktion kommt.

Der interaktive kausale Graph zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen ist dann der folgende:



**Abbildung 4.2.2.2:** Interaktiver kausaler Graph  $ICG = (V, E, I)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen gemäß Schurz' (2017) Strategie.

**Nicht-kausale Abhängigkeitsrelation:** Die Strategie nach Gebhardter und Retzlaff (Kapitel 3.4.2) baut auf der Strategie nach Schurz (2017) auf, sodass sie sich ebenfalls auf die kausale Repräsentation von indeterministisch verstandenen Zerfallsprozessen bezieht und die problematische Abhängigkeitsrelation zwischen den Effekten auf eine nicht-kausale Struktur zurückführt. Die Strategie besteht dann darin, die gemeinsame Ursachenstruktur  $E_1 \leftarrow C \rightarrow E_2$  um eine nicht-kausale Verbindung  $E_1 \leftarrow \dots \rightarrow E_2$  zwischen den Effektvariablen zu erweitern. Die nicht-kausale Verbindung zwischen den Effektvariablen repräsentiert die auf einem Distributionsprinzip basierende Verknüpfung der Effekte. Damit kann die ursprüngliche Markov-Bedingung erhalten

---

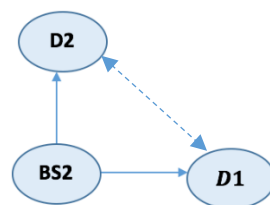
zum einfachen indeterministischen Zerfallsprozess, erlaubt der verallgemeinerte indeterministische Zerfallsprozess eine deterministische Ursache, allerdings ist die Erhaltungsgröße eines nicht reduzierten Systems indeterministisch über die Zerfallsprodukte verteilt.

bleiben, die zum metaphysischen Inhalt hat, dass stabile Abhängigkeiten durch Strukturen im Allgemeinen erzeugt werden.

Inwiefern diese Strategie mit (quantenmechanischen) Interpretationen im Einklang steht, ist natürlich in erster Linie davon abhängig, ob solche Interpretationen gewissen Distributionsprinzipien – wie das Prinzip der Energieverteilung über die möglichen Wege in MZI-Experimenten – eine nicht-kausale Eigenschaft zuzusprechen erlauben. Davon unberührt steht die Strategie von der nicht-kausalen Abhängigkeitsrelation offensichtlich den deterministischen Interpretationen, wie der De-Broglie-Bohm-Interpretation oder der Viele-Welten-Interpretation, aufgrund des indeterministisch verstandenen Zerfallsprozesses, entgegen. Mit Blick auf die Kopenhagener Deutung und die GRW-Interpretation haben wir im letzten Absatz einen entscheidenden Unterschied festgestellt. Die Kopenhagener Deutung und die GRW-Interpretation variieren in einer relevanten Eigenschaft des Distributionsprinzips, wie gewisse physikalische Eigenschaften auf ein physikalisches System verteilt sind. Nämlich, ob die Verteilung physikalischer Eigenschaften indeterministischer Natur ist oder nach deterministischen Regeln erfolgt. Eine Relevanz erhält diese Eigenschaft – ob deterministischer oder indeterministischer Natur – in dem Moment, in dem wir ihr entweder einen kausalen oder nicht-kausalen Ursprung unterstellen können. Denn dann wäre es uns möglich, zwischen den quantenmechanischen Interpretationen und den kausaltheoretischen Strategien eine noch eindeutigeren Zuordnungsvorschrift zu definieren. Im ontologischen Bild der GRW-Interpretation (siehe Kapitel 3.4.2) wird die dem Photon entsprechende Zustandsfunktion  $|\psi\rangle$  an den Strahlteilern BS1 und BS2 gleichmäßig in einen transmittierten Anteil  $|\psi_{transm}\rangle$  und einen reflektierten Anteil  $|\psi_{reflek}\rangle$  aufgespalten. Die Wellenfunktion wird in dieser Interpretation nicht nur instrumentalistisch zur Zustandsbeschreibung herangezogen, so, wie es in der Kopenhagener Deutung geschieht, sondern stimmt durchgängig mit dem entsprechenden Quantensystem überein. So ist die Energie  $E$  eines einzelnen Photons gleichmäßig über die möglichen Wege verteilt:  $E = E_{trans} + E_{reflek}$ . Innerhalb der Kopenhagener Deutung ist die Energie  $E$  eines einzelnen Photons hingegen indeterministisch über die möglichen Wege verteilt (sonst wäre ja das physikalische System identisch mit seiner Wellenfunktion). Im

Unterschied zur Kopenhagener Deutung, kollabiert die Wellenfunktion nicht beobachterinduziert, sondern von Zeit zu Zeit spontan, mit einer Frequenz proportional zur Systemgröße. Damit sich makroskopische Systeme, die innerhalb der GRW-Interpretation aus mikroskopischen Systemen zusammengesetzt verstanden werden, sehr unwahrscheinlich in Superposition befinden und sich ein isoliertes einzelnes Quantensystem sehr lange gemäß der Schrödingergleichung entwickelt, werden zwei neue Naturkonstanten  $\lambda$  (Lokalisierungsfrequenz) und  $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$  (Lokalisierungsdistanz) eingeführt. Eine Zustandsreduktion tritt dann mit hoher Wahrscheinlichkeit an einem der beiden Detektoren D1 und D2 unter Energieerhaltung wegen involvierter Naturgesetze ein. Einer der beiden Detektoren antwortet also und der andere nicht, weil das einzelne Photon innerhalb dieses Systems spontan an dem einen und nicht an dem anderen Detektor entsprechend den Naturkonstanten kollabierte.

Die zugrundeliegende kausale Struktur mit nicht-kausalen Elementen von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen ist dann der durch Gebharter und Retzlaff (2018) eingeführte gemischte Graph:



**Abbildung 4.2.2.3:** Gemischter Graph  $G_{Mix}$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden Struktur von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen gemäß der Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018).

Zusammenfassend haben wir uns in diesem Kapitelabschnitt der Frage gewidmet, wie die Abhängigkeitsrelation zwischen den Detektoren zu erklären ist, die innerhalb des MZI-Experiments mit einzelnen Photonen erzeugt wird, während der durch die kausale Bayes-Netz-Theorie erzeugte Graph  $G$  eine solche Abhängigkeitsrelation nicht aufweist und deshalb die kausale Markov-Bedingung verletzt ist. Dazu haben wir die Strategien –

Standardstrategie (Kapitel 2.4.1), Strategie nach Schurz (Kapitel 2.4.2) und Strategie nach Gebharder und Retzlaff (Kapitel 2.4.3) –, die sich in dieser Arbeit als die möglichen Strategien zur Auflösung des Problems der kausalen Markov-Verletzung herauskristallisierten, auf den Graphen  $G$  angewendet. Es stellte sich heraus, dass die Anwendungsmöglichkeit dieser Strategien einerseits mit der Ontologie eines einzelnen Quantensystems und andererseits mit gewissen Eigenschaften der Distributionsprinzipien von Erhaltungsgrößen, ob kausaler oder nicht-kausaler Art, einhergeht. Unter den Standardstrategien ist es die Strategie der verborgenen Mittlerursache, die innerhalb der De-Broglie-Bohm-Interpretation Anwendung findet. Die Strategie nach Schurz (2017) lässt sich im Bild der Kopenhagener Deutung oder der GRW-Interpretation anwenden, sofern die Distributionseigenschaft der Energieverteilung kausaler Art ist. Ist sie hingegen nicht-kausaler Art, dann findet die Strategie nach Gebharder und Retzlaff (2018) ihre Anwendung.



### 4.3. Kausale Netze. Doppelspaltexperimente

Doppelspaltexperimente mit einzelnen Photonen zeigen, analog zu MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen, in Abhängigkeit der Versuchsanordnung, einmal die experimentellen Ergebnisse von Doppelspaltexperimenten mit Lichtstrahlen und ein andermal die von Doppelspaltexperimenten mit Teilchen (siehe Kapitel 3.2.2). Während in MZI-Experimenten die unterschiedlichen experimentellen Ausgänge in Abhängigkeit dessen auftreten, ob der Strahlteiler BS2 im Experiment steht oder nicht (siehe Kapitel 3.2.1 und 4.2.), sind diese Unterschiede in Doppelspaltexperimenten in Abhängigkeit dessen zu beobachten, ob der Weg eines einzelnen Photons durch eine Welcher-Weg Markierung markiert ist oder nicht.

Denken wir uns den Welcher-Weg Markierer als zwei zueinander um  $90^\circ$  gedrehte lineare Polfilter, die am Doppelspalt befestigt sind. Damit simuliert man die Versuchsdurchführung mit teilchenartigen Entitäten, die entweder den linken oder den rechten Spalt passieren. Denn wie bereits aus Kapitel 3.2.2 hervorgeht, passiert ein einzelnes Photon, gemäß dem Gesetz von Malus, einen zu seiner Polarisationsrichtung um den Winkel  $\theta$  verdrehten Polfilter mit Wahrscheinlichkeit  $\cos^2(\theta)$ . Sind daher am linken Spalt ein um  $0^\circ$  polarisierender Polfilter und am rechten Spalt ein um  $90^\circ$  polarisierender Polfilter angebracht, so passieren um  $0^\circ$  polarisierte Photonen mit Sicherheit den linken, aber nicht den rechten Spalt. Genauso passieren um  $90^\circ$  polarisierte Photonen mit Sicherheit den rechten, aber nicht den linken Spalt. Ist dem einzelnen Photon eine Polarisationsrichtung aufgeprägt, sodass es bei einem anwesenden Welcher-Weg Markierer entweder den linken oder den rechten Spalt passiert, dann resultiert das experimentelle Ergebnis, als seien Teilchen im Doppelspaltexperiment. Nach mehreren Wiederholungen einer experimentellen Durchführung sind nur hinter dem linken oder rechten Spalt mehrere Einschläge auf dem Beobachtungsschirm zu verorten. Das Ergebnis resultiert nun auch, wenn dem einzelnen Photon zu Beginn des Experiments keine Polarisationsrichtung aufgeprägt wurde. Infolgedessen könnte man meinen, dass ein einzelnes Photon auch in diesem Fall entweder den linken oder den rechten Spalt passiert.

Das Doppelspaltexperiment ohne Welcher-Weg Markierer erzeugt in einer Wiederholung mit gleich präparierten Photonen am Beobachtungsschirm ein Interferenzmuster, so wie man es von gewöhnlichen Doppelspaltexperimenten mit Lichtstrahlen und nicht mit teilchenartigen Entitäten gewöhnt ist. Das Interferenzmuster wird nun aber auch dann sichtbar, wenn der Welcher-Weg Markierer am Doppelspalt angebracht ist und zwischen Doppelspalt und Beobachtungsschirm ein weiterer Polfilter (in unserem Fall ein um  $45^\circ$  polarisierender Polfilter) als Quantenradierer agiert (vgl. Scully, Englert & Walther 1991; Holladay 1993; Herzog et al. 1995; Walborn et al. 2002). Gleiches Ergebnis ist zwar auch mit Lichtstrahlen zu erwarten, jedoch meint man, dem einzelnen Photon durch die Welcher-Weg Markierung einen Spalt zugeteilt zu haben, während ein Lichtstrahl am Doppelspalt in zwei Strahlen aufgeteilt wird und diese durch den Quantenradierer wieder so zusammengeführt werden, dass sie hinter dem Quantenradierer miteinander interferieren.

Wie können wir die experimentellen Ergebnisse von Doppelspaltexperimenten mit einzelnen Photonen kausal verstehen, die uns ebenfalls wie MZI-Experimente dazu veranlassen, dem einzelnen Quantensystem eine dualistische Verhaltensweise zuzuschreiben?

Muss man sich ein einzelnes Photon entsprechend der Quantenmechanik (siehe Kapitel 3.3.1) so vorstellen, dass es in Form seiner Wellenfunktion  $|\psi_{S_1+S_2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\psi_{S_1}\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|\psi_{S_2}\rangle$  beide Spalte am Doppelspalt passiert und bei anwesendem Welcher-Weg Markierer ihm beide zueinander senkrechten Polarisationsrichtungen aufgeprägt sind gemäß  $|\psi_{(S_1,0^\circ)+(S_2,90^\circ)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\psi_{S_1,0^\circ}\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|\psi_{S_2,90^\circ}\rangle$ , diese dann durch den Quantenradierer so zueinander verdreht werden, dass ein einzelnes Photon das Phänomen der Selbstinterferenz zeigt und sich daher das Interferenzmuster aufbaut? Hingegen sein Ortszustand durch die Zustandsmessung am Beobachtungsschirm bei

abwesendem Quantenradierer so reduziert wird, dass es entweder hinter dem linken Spalt oder hinter dem rechten Spalt einschlägt?<sup>52</sup>

Oder hat ein einzelnes Quantensystem gemäß der Bohmschen Mechanik (siehe Kapitel 3.3.2) von vorneherein einen lokalen Ortszustand und passiert somit genau einen der beiden Spalte? Das Interferenzmuster ließe sich dann dadurch erklären, dass sich bei einem gewöhnlichen Doppelspaltexperiment (ohne Welcher-Weg Markierer) die entsprechende Wellenfunktion  $|\psi_{S_1+S_2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\psi_{S_1}\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|\psi_{S_2}\rangle$  in Superposition befindet und es dem einzelnen Quantensystem, das durch die als skalares Feld interpretierte Wellenfunktion geführt wird, daher nicht nur möglich ist, hinter einem der beiden Spalte am Beobachtungsschirm aufzutreffen, sondern auch in Bereichen dazwischen. Sobald durch die Anwesenheit eines Welcher-Weg Markierers Weginformation vorliegt, verschwindet die Interferenzfähigkeit der Wellenfunktion mit sich selbst und das Quantensystem schlägt entweder hinter dem linken oder rechten Spalt ein. Die Anwesenheit eines Quantenradierers führt hingegen dazu, dass die erzeugte Weginformation ausstrahlt wird und die Wellenfunktion daher die Eigenschaft der Selbstinterferenz wiedererlangt. Nach einer gewissen Anzahl von Wiederholungen der Versuchsdurchführung zeigt sich dann das Interferenzmuster.

Genauso wie im Beispiel des MZI-Experiments (siehe Kapitel 4.2.1), verletzt das gemäß der kausalen Bayes-Netz-Theorie modellierte Kausalmodell  $(V, E, P)$  zur Repräsentation der Doppelspaltexperimente mit einzelnen Photonen die kausale Markov-Bedingung. Darum werden wir auch, in Anlehnung an den vorangegangenen Kapitelabschnitt (4.2.2), in hiesigem eine Zuordnung zwischen Strategien zur

---

<sup>52</sup> Gemäß der Bornschen Regel lässt sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines einzelnen Photons quantenmechanisch durch das Betragsquadrat seiner Wellenfunktion  $\psi$  berechnen (siehe Kapitel 3.3.1). Die Zustandsfunktion eines einzelnen Photons, das den Doppelspalt passiert, haben wir bislang als  $|\psi_{S_1+S_2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|\psi_{S_1}\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|\psi_{S_2}\rangle$  notiert. Somit ist seine Aufenthaltswahrscheinlichkeit  $|\psi_{S_1+S_2}|^2 = |\psi_{S_1}|^2 + |\psi_{S_2}|^2 + |\psi_{S_1}^*\psi_{S_2} + \psi_{S_2}^*\psi_{S_1}|$ . Der letzte Term  $|\psi_{S_1}^*\psi_{S_2} + \psi_{S_2}^*\psi_{S_1}|$  wird auch als Interferenzterm bezeichnet und repräsentiert das Interferenzverhalten. Sobald der Welcher-Weg Markierer im Experiment integriert ist, fällt dieser Interferenzterm weg (vgl. Scully, Englert & Walther 1991).

Beseitigung der kausalen Markov-Verletzung und quantenmechanischen Interpretationen herstellen.

### 4.3.1 Kausale Netze: Modellierung von Doppelspaltexperimenten

Um ein Kausalmodell  $(G = (V, E), P)$  des Doppelspaltexperiments mit einzelnen Photonen gemäß der kausalen Bayes-Netz-Theorie (siehe Kapitel 2.2.) zu modellieren – das Ziel dieses Kapitelabschnitts –, müssen wir zunächst die Menge  $V$  der Zufallsvariablen festlegen. Relevante Größen sind die beiden Bauteile Welcher-Weg Markierer und Quantenradierer sowie der Ort am Beobachtungsschirm, an dem das Photon in Abhängigkeit der Bauteile einschlägt. Als Welcher-Weg Markierer agieren zwei zueinander senkrecht stehende Polfilter, die am Doppelspalt mit Spalten  $S_1$  und  $S_2$  angebracht sind: ein um  $0^\circ$  polarisierender Polfilter soll am Spalt  $S_1$  und ein um  $90^\circ$  polarisierender Polfilter am Spalt  $S_2$  befestigt sein. Der Quantenradierer ist dann ein um  $45^\circ$  polarisierender Polfilter, der zwischen Doppelspalt und Beobachtungsschirm platziert wird. In Abhängigkeit dessen, ob Welcher-Weg Markierer oder Quantenradierer Teil des Experiments sind oder nicht, trifft das Photon entweder mit Sicherheit hinter Spalt  $S_1$  oder Spalt  $S_2$  am Beobachtungsschirm auf oder es wird ein Einschlag in einem Bereich der Maxima, die zusammen das Interferenzmuster ergeben, verortet (vgl. Kapitel 3.2.2). Unsere Zufallsvariablen sind dann folgende:

$WWM$  mit Wertemenge  $Val(WWM) = \{on, off\}$ ,

$Q$  mit Wertemenge  $Val(Q) = \{on, off\}$ ,

$Obs_{S_1}$  mit Wertemenge  $Val(Obs_{S_1}) = \{yes, no\}$ ,

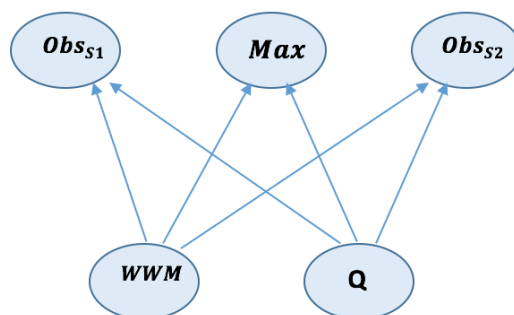
$Obs_{S_2}$  mit Wertemenge  $Val(Obs_{S_2}) = \{yes, no\}$ ,

$Max$  mit Wertemenge  $Val(Max) = \{yes, no\}$ .

Mit  $WWM$  wird der Welcher-Weg Markierer repräsentiert, der entweder am Doppelspalt angebracht ist (*on*) oder nicht (*off*). Mit  $Q$  repräsentieren wir den

Quantenradierer, er steht entweder zwischen Doppelspalt und Beobachtungsschirm (*on*) oder nicht (*off*). Die Variable  $Obs_{S1}$  repräsentiert das Ereignis, dass ein Photon hinter Spalt S1 einschlägt (*yes*) oder nicht (*no*).  $Obs_{S2}$  repräsentiert das Ereignis, dass ein Photon hinter Spalt S2 einschlägt (*yes*) oder nicht (*no*) und  $Max$  repräsentiert das Ereignis, dass ein Photon in einem Bereich der Maxima auftritt (*yes*) oder nicht (*no*).

Wenn der Weg des einzelnen Photons markiert ist, dann schlägt es entweder hinter Spalt S1 oder Spalt S2 am Beobachtungsschirm ein und nicht in einem Bereich der Maxima, während es in einem Bereich der Maxima einschlägt, sobald keine Welcher-Weg Markierung vorliegt. Der Weg des einzelnen Photons ist in unserem Fall nur dann markiert, wenn der Welcher-Weg Markierer am Doppelspalt angebracht und der Quantenradierer nicht Teil des Experiments ist. In allen anderen möglichen Fällen ist der Weg nicht markiert. Es bestehen daher die folgenden Abhängigkeitsrelationen:  $Dep(WWM, Obs_{S1})$ ,  $Dep(WWM, Obs_{S2})$ ,  $Dep(WWM, Max)$  und  $Dep(Q, Obs_{S1})$ ,  $Dep(Q, Obs_{S2})$ ,  $Dep(Q, Max)$ . Unter der Annahme der zeitlichen Vorwärtsgerichtetheit kausaler Relationen (vgl. Cartwright 1979; Reichenbach 1956; Schurz, & Gebharder 2016; Suppes 1970a), erzeugt die Anwendung der kausalen Markov-Bedingung dann den folgenden kausalen Graphen:



**Abbildung 4.3.1.1:** Kausaler Graph  $G = (V, E)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von Doppelspaltexperimenten mit einzelnen Photonen.

Der kausale Graph  $G = (V, E)$  zur Repräsentation der Doppelspaltexperimente mit einzelnen Photonen weist zwei gemeinsame Ursachen auf, nämlich  $WWM$  und  $Q$ . Nun verlangt die kausale Markov-Bedingung, dass gemeinsame Ursachen ihre Effekte voneinander abschirmen, sobald alle anderen Pfade zwischen ihnen blockiert sind. Wenn allerdings  $WWM = on$  und  $Q = off$  gesetzt sind, so erhalten wir die bedingten Wahrscheinlichkeiten  $P(Ob_{S_1} = yes | WWM = on, Q = off) = 0.5$  und  $P(Ob_{S_1} = yes | WWM = on, Q = off, Ob_{S_2} = yes) = 0$ . Die bedingten Wahrscheinlichkeitswerte sind ungleich, sodass die Abhängigkeitsrelation  $Dep(Ob_{S_1}, Ob_{S_2} | WWM, Q)$  gilt, im Widerspruch zur kausalen Markov-Bedingung.

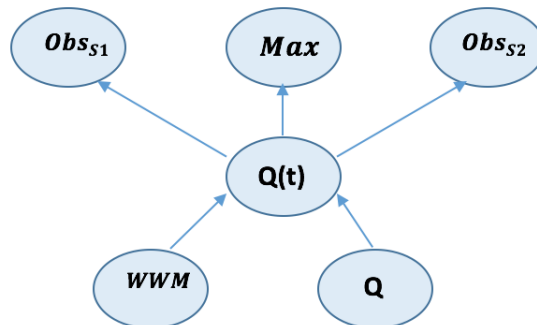
Genauso wie im Fall der Repräsentation von MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen (siehe Kapitel 4.2.1), verletzt das Kausalmodell  $(G, P)$  mit dem kausalen Graphen  $G$  aus Abbildung 4.3.1.1 die kausale Markov-Bedingung, weil eine Abhängigkeitsrelation zwischen den Effektvariablen  $Ob_{S_1}$  und  $Ob_{S_2}$  besteht, die durch  $G$  nicht vollständig repräsentiert wird. Nun wird die Grundannahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie, nämlich, dass stabile Abhängigkeiten auf kausalen Strukturen beruhen, durch die kausale Markov-Bedingung zum Ausdruck gebracht. Müssen wir die Grundannahme infolge der kausalen Markov-Verletzung im Quantenkosmos aufgeben, oder können wir Strategien aus Kapitel 2.4. anwenden und erhalten ein weniger drastisches Resultat? Wie die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung charakterisiert werden kann, ist Inhalt des nächsten Abschnitts.

#### **4.3.2 Kausale Netze: Strategien zur Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen & Doppelspaltexperimente mit einzelnen Photonen**

Die kausale Repräsentation (Abb. 4.3.1.1) von Doppelspaltexperimenten mit einzelnen Photonen weist zwei gemeinsame Ursachenstrukturen  $Ob_{S_1} \leftarrow WWM \rightarrow Ob_{S_2}$  und  $Ob_{S_1} \leftarrow Q \rightarrow Ob_{S_2}$  auf, die im Fall, dass  $WWM = on$  und  $Q = off$ , ihre Effekte  $Ob_{S_1}$  und  $Ob_{S_2}$  nicht voneinander abschirmen. Daher verletzt das Kausalmodell die kausale

Markov-Bedingung, sodass ihr metaphysischer Inhalt – stabile Abhängigkeiten beruhen auf kausalen Strukturen – zunächst in Frage gestellt scheint. In Kapitel 2.4. lernten wir Strategien zur Beseitigung der kausalen Markov-Verletzung kennen, von denen wir nun diejenigen im Hinblick auf hiesige kausale Markov-Verletzung analysieren, die wir nicht schon in Kapitel 2.4. ausgeschlossen haben. Analog zu MZI-Experimenten mit einzelnen Photonen (siehe Kapitel 4.2.2) werden wir dabei feststellen, dass jede der Strategien mit (quantenmechanischen) Interpretationen verflochten sind. Die Herangehensweise erfolgt genauso wie in Kapitel 4.2.2. Die Strategie von der Verfeinerung der gemeinsamen Ursachenvariable werde ich in diesem Abschnitt überspringen, da sie auch hier aus Gründen analog zu Kapitel 4.2.2 als unattraktiv zu bewerten ist. Beginnen wir also mit einer Analyse der Strategie von der Verborgenen Mittlerursache:

**Verborgene Mittlerursache:** Die Integration einer verborgenen Mittlerursache  $C^*$  in das Kausalmodell  $(G = (V, E), P)$  gemäß Kapitel 2.4. erfüllt unter der Ontologie der Bohmschen Mechanik als Repräsentant der eindeutigen Trajektorie eines einzelnen Photons den Zweck, die kausale Markov-Verletzung aufzuheben. Der De-Broglie-Bohm-Interpretation zufolge beschreibe die Wellenfunktion  $\psi$  den Zustand eines entsprechenden Photons nicht vollständig, wie es etwa in der Quantenmechanik postuliert wird, sondern erst das Paar  $(\psi, Q(t))$  aus Wellenfunktion  $\psi$  und Teilchenort  $Q(t)$  genüge der vollständigen Zustandsbeschreibung. Der eindeutige Teilchenort  $Q(t)$ , als verborgene Variable integriert, schirmt die beiden Zufallsvariablen  $Obs_{S1}$  und  $Obs_{S2}$  voneinander ab, sodass die kausale Markov-Bedingung erfüllt ist. Analog zu Kapitel 4.2.2 resultiert der folgende kausale Graph mit einer zusätzlichen Variablen  $Q(t)$ , die den Teilchenort des einzelnen Photons zu jeder Zeit  $t$  festlegt:



**Abbildung 4.3.2.1:** Kausaler Graph  $G = (V \cup \{Q(t)\}, E)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von Doppelspaltexperimenten mit einzelnen Photonen gemäß der De-Broglie-Bohm-Interpretation und der Standardstrategie von der verborgenen Mittlerursache.

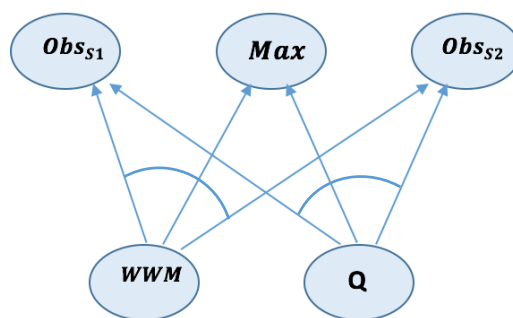
**Interaktive gemeinsame Ursache:** Die Strategie nach Schurz (siehe Kapitel 2.4.2) ist analog zu Kapitel 4.2.2 anzuwenden. Sie bezieht sich auf indeterministische Zerfallsprozesse, in denen eine gemeinsame Ursache ihre beiden Effekte aufgrund einer involvierten Erhaltungsgröße nicht voneinander abschirmt. Sie ist aus den genannten Gründen in Kapitel 4.2.2 weder mit der De-Broglie-Bohm-Interpretation und noch mit der Viele-Welten-Interpretation vereinbar.

In Doppelspaltexperimenten mit einzelnen Photonen besteht eine kausal problematische Abhängigkeitsrelation zwischen den Bereichen hinter  $S1$  und  $S2$  am Beobachtungsschirm, sobald der Welcher-Weg Markierer in Form der zueinander senkrecht stehenden Polfilter am Doppelspalt angebracht und der Quantenradierer abwesend ist. Im Bild der Kopenhagener Deutung (siehe Kapitel 3.4.1) wird eine entsprechende Wellenfunktion  $\psi_{S1+S2}$  am Doppelspalt gleichmäßig in einen Anteil  $\psi_{S1}$ , der den linken Spalt  $S1$  „passiert“, und einen Anteil  $\psi_{S2}$ , der den rechten Spalt  $S2$  „passiert“, aufgespalten. Die Wellenfunktion wird bis zum Zeitpunkt der Zustandsreduktion instrumentalistisch zur Zustandsbeschreibung herangezogen und hat keinen ontologischen Status. Bei anwesendem Welcher-Weg Markierer besteht keine Möglichkeit einer Selbstinterferenz, sodass, aufgrund des Spaltvorgangs, die



Energie  $E$  des einzelnen Photons indeterministisch über beide Doppelspaltwege verteilt ist:  $E = E_{S_1} + E_{S_2}$ . Eine Zustandsmessung am Beobachtungsschirm reduziert sodann den Gesamtzustand  $|\psi_{S_1+S_2}\rangle = \sqrt{1/2}|\psi_{S_1}\rangle + \sqrt{1/2}|\psi_{S_2}\rangle$  der Wellenfunktion spontan auf einen der beiden möglichen Eigenzustände  $|\psi_{S_1}\rangle$  oder  $|\psi_{S_2}\rangle$ . Instantan befindet sich das Photon im selben Zustand wie seine entsprechende Wellenfunktion: entweder wird seine Gesamtenergie  $E$  im Bereich hinter  $S_1$  oder im Bereich hinter  $S_2$  gemessen. Die Einschlagstelle des Photons ist auf einen eindeutigen Raumpunkt unter Energieerhaltung beschränkt, so wie es die Eigenschaft von Elementarteilchen fordert. Analog zu Kapitel 4.2.2 lässt sich diese Art Zerfallsprozess (der Wellenfunktion), im Bild der Kopenhagener Deutung, mittels der durch Schurz' (2017) eingeführten Strategie von der interaktiven gemeinsamen Ursache repräsentieren. Im Unterschied zur Kopenhagener Deutung, wird der Wellenfunktion innerhalb der GRW-Interpretation ein ontologischer Status zugeschrieben; das physikalische System und seine entsprechende Wellenfunktion sind ein und dasselbe. Bezüglich des Doppelspaltexperiments mit einzelnen Photonen hat dies zum Resultat, dass die Energie  $E$  eines einzelnen Photons – anders als innerhalb der Kopenhagener Deutung – gleichmäßig über beide Doppelspaltwege verteilt ist, bis es spontan zu einer Zustandsreduktion kommt.

Der gemäß Schurz' Strategie (2017) resultierende interaktive kausale Graph  $ICG$  hat  $WWM$  und  $Q$  als interaktive Ursachen:



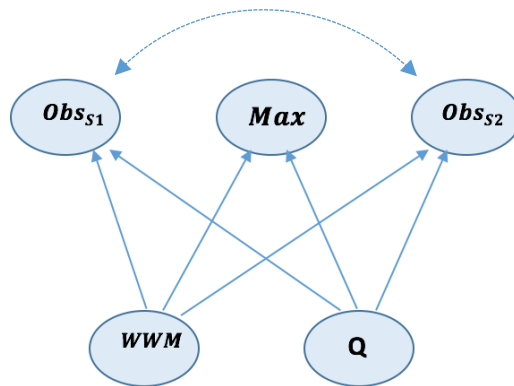
**Abbildung 4.3.2.2:** Interaktiver kausaler Graph  $ICG = (V, E, I)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von Doppelspaltexperimenten mit einzelnen Photonen gemäß Schurz' (2017) Strategie.

**Nicht-kausale Abhängigkeitsrelation:** Innerhalb der Strategie gemäß Gebharter und Retzlaff (siehe Kapitel 2.4.3) wird die Abhängigkeitsrelation zwischen  $Obs_{S_1}$  und  $Obs_{S_2}$  auf eine nicht-kausale Struktur zurückgeführt. Inwiefern es möglich ist, eine Zuordnungsvorschrift zwischen dieser Strategie und eine der indeterministischen<sup>53</sup> quantenmechanischen Interpretationen zu definieren, hängt analog zu Kapitel 4.2.2 davon ab, ob solche Interpretationen den Distributionsprinzipien – wie der Energieverteilung über die Doppelspaltwege gemäß dem Energieerhaltungssatz – eine nicht-kausale Eigenschaft zuzuschreiben erlauben. Im Bild der GRW-Interpretation (siehe Kapitel 3.4.2) wird die Gesamtenergie eines Photons gleichmäßig auf die Doppelspaltwege verteilt, bis das einzelne Photon wegen eingeführter Naturkonstanten  $\lambda$  (Lokalisierungsfrequenz) und  $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$  (Lokalisierungsdistanz) sehr wahrscheinlich spontan unter Energieerhaltung am Doppelspalt auf einen einzigen Raumpunkt kollabiert. Hingegen ist die Gesamtenergie eines einzelnen Photons im Bild der Kopenhagener Deutung indeterministisch auf die Doppelspaltwege verteilt, bis seine Gesamtenergie am Doppelspalt – aufgrund einer experimentellen Zustandsmessung – an einem einzigen Raumpunkt gemessen wird.

Gemäß der Strategie von Gebharter und Retzlaff (2018) resultiert der folgende gemischte Graph  $G_{Mix}$  mit einem nicht-kausalen Element für die Repräsentation der Abhängigkeitsrelation  $Dep(Obs_{S_1}, Obs_{S_2} | WWM, Q)$  zwischen  $Obs_{S_1}$  und  $Obs_{S_2}$ :

---

<sup>53</sup> Aufgrund des hier indeterministisch verstandenen Zerfallsprozesses, können wir deterministische (quantenmechanische) Interpretation von der Definition einer Zuordnungsvorschrift ausschließen.



**Abbildung 4.3.2.3:** Gemischter Graph  $G_{Mix}$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden Struktur von Doppelspaltexperimenten mit einzelnen Photonen gemäß der Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018).

Zusammenfassend erhalten wir in diesem Kapitelabschnitt, genauso wie in Kapitel 4.2.2, das Resultat, dass sich einerseits in Abhängigkeit der ontologischen Interpretation quantenmechanischer Systeme und andererseits in Abhängigkeit gewisser Eigenschaften der Distributionsprinzipien von Erhaltungsgrößen, ob kausaler oder nicht-kausaler Art, eine der drei Strategien – Einführung einer verborgenen Mittlerursache, Einführung interaktiver Elemente oder Einführung nicht-kausaler Elemente – auf die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung anwenden lässt. Innerhalb der De-Broglie-Bohm-Interpretation findet die Strategie von der verborgenen Mittlerursache ihre Anwendung. Im Bild der Kopenhagener Deutung oder der GRW-Interpretation lässt sich die Strategie nach Schurz (2017) anwenden, sofern die Distributionseigenschaft der Energieverteilung kausaler Art ist. Ist sie hingegen nicht-kausaler Art, dann findet die Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018) ihre Anwendung.

#### 4.4. Kausale Netze. EPR/B-Experimente

EPR/B-Experimente demonstrieren die Eigenschaft von Quantensystemen, in einem Zustand (z.B. Polarisation oder Spin) so stark korreliert sein zu können, dass sie die Bellsche Ungleichung verletzen (siehe Kapitel 3.2.3) und somit klassisch nicht zu beschreiben sind. Diese Klasse von Korrelationen wird durch das Phänomen der Quantenverschränkung beschrieben, dass wir bereits in Kapitel 3.2.3 kennengelernt haben. Zur Wiederholung: anders als klassisch beschreibbare physikalische Systeme, haben miteinander quantenverschränkte physikalische Systeme einen Einfluss aufeinander, auch wenn sie nicht lokal zueinander liegen – es daher keine Möglichkeit der Absprache besteht zu realisieren –. Mathematisch ausgedrückt, lässt sich ein quantenverschränkter Gesamtzustand nicht faktorisieren, ein klassisch beschreibbarer physikalischer Gesamtzustand hingegen schon.

Um die Bedeutung dessen zu verstehen, denken wir uns zwei in einem Zustand quantenverschränkte physikalische Systeme, die in entgegengesetzte Richtung emittiert und experimentell gemessen werden. Im Fall von polarisationsverschränkten Photonen, wird auf beiden Seiten des Experiments der Polarisationszustand des jeweils ankommenden Photons gemessen. Dazu steht auf jeder der beiden Seiten ein Detektor, vor dessen Linse ein linear polarisierender Polfilter angebracht ist (siehe Kapitel 3.2.3). Wenn ein Photon den Polfilter passiert, wird es vom Detektor registriert. Ein Photon, das einen Polfilter passiert, ist immer in Richtung der Winkeleinstellung des Polfilters polarisiert. Wenn der Detektor hingegen kein Signal erhält, wurde das Photon vom Polfilter absorbiert und war daher senkrecht zur Winkeleinstellung des absorbierenden Polfilters polarisiert. Je nach Winkeleinstellung der Polfilter, nennen wir sie  $\alpha$  auf der linken Seite (Alice' Seite) und  $\beta$  auf der rechten Seite (Bobs Seite), lässt sich daher ein allgemeiner Zustand  $|\psi_{\alpha\beta}\rangle$  eines Photonenpaares folgendermaßen ausdrücken:

$$|\psi_{\alpha\beta}\rangle = c_{++}|+\alpha\rangle|+\beta\rangle + c_{+-}|+\alpha\rangle|-\beta\rangle + c_{-+}|-\alpha\rangle|+\beta\rangle + c_{--}|-\alpha\rangle|-\beta\rangle.$$

Der Zustandsvektor  $|+\alpha\rangle$  bezeichnet dabei einen Polarisationszustand in Richtung  $\alpha$ . Er wird gemessen, wenn ein Photon den Polfilter mit Winkeleinstellung  $\alpha$  passiert. Der Zustandsvektor  $|-\alpha\rangle$  wird hingegen gemessen, wenn der Polfilter mit Winkeleinstellung  $\alpha$  ein Photon absorbiert, sodass sich dieses im Polarisationszustand senkrecht zu  $\alpha$  befand. Der Polarisationszustand  $|+\alpha\rangle|+\beta\rangle$  beschreibt dann denjenigen eines Photonenpaares, von dem das eine Photon den Polfilter mit Winkeleinstellung  $\alpha$  passiert und damit auch in Richtung  $\alpha$  polarisiert ist, während das andere Photon den Polfilter mit Winkeleinstellung  $\beta$  passiert und dann auch in Richtung  $\beta$  polarisiert ist. Der Koeffizient  $c_{++}$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der das Photonenpaar in diesem Zustand gemessen wird, sie beträgt  $|c_{++}|^2$  (vgl. Pade 2012, S. 21). Der Ausdruck eines allgemeinen Polarisationszustands eines Photonenpaares bedeutet also, dass das Photonenpaar in einem der Polarisationszustände  $|+\alpha\rangle|+\beta\rangle$ ,  $|+\alpha\rangle|-\beta\rangle$ ,  $|-\alpha\rangle|+\beta\rangle$  oder  $|-\alpha\rangle|-\beta\rangle$  gemessen wird, und zwar mit der entsprechenden Wahrscheinlichkeit  $|c_{++}|^2$ ,  $|c_{+-}|^2$ ,  $|c_{-+}|^2$  respektive  $|c_{--}|^2$ . Beide Photonen passieren somit entweder die jeweiligen Polfilter ( $|+\alpha\rangle|+\beta\rangle$ ), der linke Detektor erhält nur ein Signal ( $|+\alpha\rangle|-\beta\rangle$ ), der rechte Detektor erhält nur ein Signal ( $|-\alpha\rangle|+\beta\rangle$ ) oder weder der eine noch der andere Detektor erhalten ein Signal ( $|-\alpha\rangle|-\beta\rangle$ ).

Anhand des gerade erzeugten Bildes von einem in entgegengesetzte Richtung emittierten Photonenpaares, möchte ich nun die Bedeutung der Aussage, dass sich ein quantenverschränkter Gesamtzustand nicht faktorisieren lässt, ausführen. Der Gesamtzustand eines klassisch beschreibbaren Photonenpaares geht vollständig aus den Einzelzuständen hervor, was bedeutet, dass wir ihn als das Produkt der Einzelzustände  $|\psi_\alpha\rangle = c_+|+\alpha\rangle + c_-|-\alpha\rangle$  und  $|\psi_\beta\rangle = c_+|+\beta\rangle + c_-|-\beta\rangle$  schreiben können (vgl. Pade 2014(2), S. 79):

$$|\psi_\alpha\rangle|\psi_\beta\rangle = c_+c_+|+\alpha\rangle|+\beta\rangle + c_+c_-|+\alpha\rangle|-\beta\rangle + c_-c_+|-\alpha\rangle|+\beta\rangle + c_-c_-|-\alpha\rangle|-\beta\rangle.$$

Im Vergleich mit dem Gesamtzustand

$$|\psi_{\alpha\beta}\rangle = c_{++}|+\alpha\rangle|+\beta\rangle + c_{+-}|+\alpha\rangle|-\beta\rangle + c_{-+}|-\alpha\rangle|+\beta\rangle + c_{--}|-\alpha\rangle|-\beta\rangle$$

folgt daraus:

$$c_+c_+ = c_{++}$$

$$c_+c_- = c_{+-}$$

$$c_-c_+ = c_{-+}$$

$$c_-c_- = c_{--}$$

und zusammenfassend:

$$c_{++}c_{--} = c_{+-}c_{-+}.$$

Wir können demnach die Aussage formulieren, dass wenn sich ein Gesamtzustand als das Produkt der Einzelzustände schreiben lässt – oder anders ausgedrückt „faktorisieren“ lässt –, dann ist die Gleichheit  $c_{++}c_{--} = c_{+-}c_{-+}$  erfüllt. Ein quantenverschränkter Gesamtzustand erfüllt nun diese Gleichheit nicht. Ein quantenverschränkter Gesamtzustand ist somit dadurch charakterisiert, dass er sich nicht faktorisieren lässt. Insgesamt gibt es vier maximal verschränkte Zustände, die sogenannten Bell-Zustände (vgl. Audretsch 2007, S. 118):<sup>54</sup>

$$|\psi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+\alpha\rangle|+\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle|-\alpha\rangle)$$

$$|\phi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+\alpha\rangle|-\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle|+\alpha\rangle)$$

Wir halten fest, dass quantenverschränkte Zustände nicht klassisch beschreibbar sind, sie faktorisieren nicht. Ein quantenverschränkter Gesamtzustand lässt sich nicht vollständig durch die Zustände seiner Teilsysteme beschreiben. Die Korrelation zwischen quantenverschränkten Teilsystemen ist so stark, dass ein Messzustand an einem der Teilsysteme die Zustände der anderen Teilsysteme beeinflusst, und zwar

---

<sup>54</sup> Hinsichtlich des Bellzustands  $|\psi_{+}\rangle$  ist beispielsweise  $c_{++}c_{--} = 1/2$  und  $c_{+-}c_{-+} = 0$ .

unverzüglich und unabhängig von deren Distanz (siehe Kapitel 3.2.3). Bell (1964; 1975; 1987a, S. 52-62) konnte also anhand der Verletzung seiner aufgestellten Ungleichung zeigen, dass die Korrelationswerte dieser Klasse von Korrelationen nicht mit einer lokalrealistischen Theorie vereinbar sind. Im Rahmen der Quantenmechanik ist es daher nicht möglich, einem physikalischen System eine physikalische Größe als feste Eigenschaft zuzuschreiben, die unabhängig von einer Messung existiert (Einstein-Realität), und gleichzeitig überlichtschnelle Kausalprozesse auszuschließen (Einstein-Lokalität).

Wie können wir diese experimentellen Ergebnisse kausal interpretieren? Werden die starken Korrelationen durch eine zugrundeliegende kausale Struktur erzeugt oder werden wir eine kausale Markov-Verletzung erhalten, sodass jene Grundannahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie – stabile Abhängigkeiten seien das Ergebnis von kausalen Strukturen – in Zweifel gezogen wird? Dieser Frage widmen wir uns im folgenden Kapitelabschnitt, in dem wir mithilfe der kausalen Bayes-Netz-Theorie das EPR/B-Experiment mit verschränkten Photonenpaaren modellieren.

#### 4.4.1 Kausale Netze: Modellierung von EPR/B-Experimenten

Eine kausaltheoretische Modellierung von EPR/B-Experimenten mit polarisationsverschränkten Photonenpaaren erfordert zunächst die Festlegung der Zufallsvariablenmenge. Die gemessenen Korrelationswerte von polarisationsverschränkten Photonen hängen von der Art der Verschränkung ab, ob parallel oder antiparallel, und den Winkeleinstellungen der Polarisatoren auf Alice' und Bobs Seite. Die relevanten Größen zur Modellierung von EPR/B-Experimenten sind daher der gemeinsame Polarisationszustand beider Photonen, die Winkeleinstellungen an den Polfiltern und die Detektorsignale. Um den präparierten Gesamtzustand des Photonenpaares an der Photonenquelle zu repräsentieren, ob parallel oder antiparallel verschränkt, wählen wir eine Zufallsvariable  $TS$  (total state) mit Wertemenge

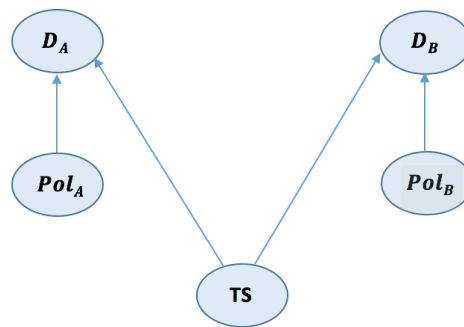
$Val(TS) = \{on_{parallel}, on_{antiparallel}, off\}$ . Dabei repräsentiert der Wert  $TS = on_{parallel}$  einen parallel verschränkten Gesamtzustand, der Wert  $TS = on_{antiparallel}$  einen antiparallel verschränkten Gesamtzustand und der Wert  $TS = off$  einen Gesamtzustand, der nicht verschränkt ist. Die Winkeleinstellungen an den Polfiltern auf Alice' und Bobs Seite repräsentieren wir jeweils mit  $Pol_A$  respektive  $Pol_B$ , ihre Werte sind alle möglichen Winkeleinstellungen  $\alpha$  auf Alice' Seite respektive  $\beta$  auf Bobs Seite. Die Detektorantworten repräsentieren wir durch  $D_A$  respektive  $D_B$  mit Werten „yes“ und „no“. Die Werte geben an, ob ein Detektor ein Signal registriert (yes) oder nicht (no). Insgesamt besteht unsere Zufallsvariablenmenge  $V$  dann aus den folgenden Zufallsvariablen:

$$\begin{aligned}
 TS & \text{ mit Wertemenge } Val(TS) = \{on_{parallel}, on_{antiparallel}, off\}, \\
 Pol_A & \text{ mit Wertemenge } Val(Pol_A) = \{\alpha_i, i \in \mathbb{R}\}, \\
 Pol_B & \text{ mit Wertemenge } Val(Pol_B) = \{\beta_i, i \in \mathbb{R}\}, \\
 D_A & \text{ mit Wertemenge } Val(D_A) = \{yes, no\}, \\
 D_B & \text{ mit Wertemenge } Val(D_B) = \{yes, no\}.
 \end{aligned}$$

Anders als in MZI-Experimenten (siehe Kapitel 4.2.1) und Doppelspaltexperimenten (siehe Kapitel 4.3.1), werden in EPR/B-Experimenten Photonenpaare emittiert. Infolgedessen haben die relevanten Größen – Gesamtzustand, Einstellungen an den Polfiltern – keinen direkten Einfluss auf das einzelne Detektorsignal. Ein einzelnes Photon erreicht den Detektor nach dem Gesetz von Malus mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.5, unabhängig davon wie der Gesamtzustand präpariert ist und die Winkeleinstellungen an den Polfiltern gewählt sind. Entscheidend für EPR/B-Experimente sind jedoch auch nicht die einzelnen Detektorsignale, sondern die Übereinstimmungen der Detektorantworten und diese hängen vom präparierten Gesamtzustand ( $TS$ ) und den gewählten Winkeleinstellungen ( $Pol_A, Pol_B$ ) ab. Daher bestehen zwischen den gewählten Zufallsvariablen die folgenden Abhängigkeitsrelationen:  $Dep(TS, D_A | Pol_A, Pol_B, D_B)$ ,  $Dep(Pol_A, D_A | TS, Pol_B, D_B)$  und  $Dep(TS, D_B | Pol_A, D_A)$ ,  $Dep(Pol_B, D_B | TS, Pol_A, D_A)$ . Unter der Annahme der (kausalen)



Einstein-Lokalität<sup>55</sup> (vgl. Friebe et al. 2015, S. 128) und der zeitlichen Vorwärtsgerichtetheit kausaler Relationen (vgl. Cartwright 1979; Reichenbach 1956; Schurz & Gebharder 2016; Suppes 1970a), erhalten wir mit der kausalen Markov-Bedingung den folgenden kausalen Graphen:



**Abbildung 4.4.1.1:** Kausaler Graph  $G = (V, E)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von EPR/B-Experimenten mit Photonenpaaren, unter der Annahme der (kausalen) Einstein-Lokalität und der Vorwärtsgerichtetheit kausaler Relationen.

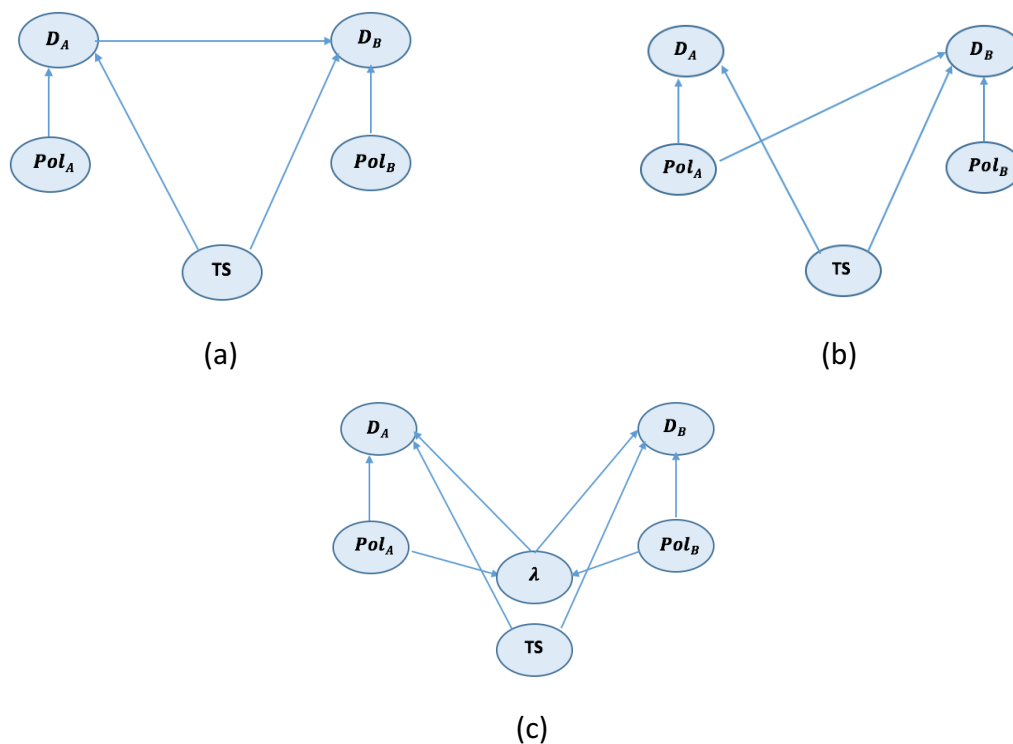
Die kausale Repräsentation von EPR/B-Experimenten mit Photonenpaaren weist eine gemeinsame Ursachenstruktur auf:  $D_A \leftarrow TS \rightarrow D_B$ . Unter der Annahme der (kausalen) Einsteinlokalität stehen die Zufallsvariablen  $D_A$  und  $D_B$  nur über  $TS$  miteinander kausal in Verbindung. Gleichzeitig besteht aber die Abhängigkeitsrelation  $Dep(D_A, D_B | TS, Pol_A, Pol_B)$ , sodass analog zur Repräsentation von MZI-Experimenten (siehe Kapitel 4.2.1) und Doppelspaltexperimenten (siehe 4.3.1) die kausale Markov-Bedingung verletzt ist.

In der Literatur (vgl. Healey 2009; Glymour 2006; Näger 2016; Wood & Spekkens 2012) wurden bereits unterschiedliche Modelle diskutiert, um eine kausaltheorietische Erklärung für die starken Korrelationswerte zwischen den beiden Detektorereignissen geben zu können. Die Verletzung der Bellschen Ungleichung suggeriert, dass solch eine

---

<sup>55</sup> (Kausale) Einstein-Lokalität: Kausale Prozesse sind nicht schneller als Licht. (vgl. Friebe et al. 2015, S. 128)

Erklärung nicht mit einem lokalen Realismus vereinbar ist (siehe Kapitel 3.2.3). Die Lokalitätsannahme aufzugeben bedeutet, dass kausale Einflüsse schneller als mit Lichtgeschwindigkeit propagieren. Es gibt in der Tat unterschiedlich diskutierte Modelle, die einen überlichtschnellen Einfluss erlauben. Eines der Modelle erlaubt einen überlichtschnellen Einfluss direkt zwischen den Detektoren (outcome dependence), ein anderes Modell erlaubt einen überlichtschnellen Einfluss zwischen einer Winkeleinstellung auf der einen Seite und dem Messergebnis auf der anderen Seite (parameter dependence) und ein weiteres Modell erlaubt solch einen Einfluss zwischen den Winkeleinstellungen, vermittelt über eine verborgene gemeinsame Ursachenvariable  $\lambda$ :



**Abbildung 4.4.1.2:** Nicht-lokale kausale Modelle  $G = (V, E)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von EPR/B-Experimenten mit Photonenpaaren. (a) Outcome dependence, (b) parameter dependence und (c) nicht-lokaler Einfluss zwischen den Winkeleinstellungen, vermittelt durch eine verborgene Zufallsvariable  $\lambda$ .

Die ersten beiden Modelle stehen nun aber in einem Konflikt mit der Annahme, dass kausale Pfade Interventionseinflüsse transportieren (vgl. Pearl 2000; Woodward 2003). Denn das würde im ersten Fall (a) bedeuten, dass sich eine Intervention am Detektor auf Alice' Seite auf die Detektorantwort des Detektors auf Bobs Seite auswirkt. Im zweiten Fall (b) würde sich, sofern die Annahme über Interventionseinflüsse gilt, eine Intervention am Polfilter auf Alice' Seite auf die Detektorantwort des Detektors auf Bobs Seite auswirken. Das dritte Modell bildet EPR/B-Experimente nicht ganz wahrheitsgetreu ab. Denn sobald der Gesamtzustand nicht verschränkt ist ( $TS = \text{off}$ ), sind keine stabilen Korrelationen der Detektorereignisse zu erwarten, sodass der Pfad  $D_A \leftarrow \lambda \rightarrow D_B$  zwischen den Detektorvariablen, der über die verborgene gemeinsame Ursache  $\lambda$  verläuft, blockiert sein müsste (vgl. Kapitel 2.4.1). Mithin wurden bereits speziellere Modelle diskutiert, wie beispielsweise superdeterministische Modelle, in denen eine verborgene Zufallsvariable auf die Winkeleinstellungen wirkt, oder retrokausale Modelle, in denen die Winkeleinstellungen auf eine verborgene Zufallsvariable wirken, die den Zustand an der Quelle beschreibt (vgl. Wood & Spekkens 2012).

Hier möchte ich die kausalen Probleme von EPR/B-Experimenten unter dem Blickwinkel der in dieser Arbeit vorgestellten Strategien zur Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen (Kapitel 2.4.) erörtern. Im nächsten Abschnitt werden wir deshalb, analog zu den vorangegangenen Kapitelabschnitten 4.2.2 und 4.3.2, die Strategien aus Kapitel 2.4. mit Blick auf EPR/B-Experimente diskutieren.

#### **4.4.2 Kausale Netze: Strategien zur Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen & EPR/B-Experimente**

Die kausale Repräsentation  $G$  (Abb. 4.4.1.1) von EPR/B-Experimenten mit Photonenpaaren weist eine gemeinsame Ursachenstruktur  $D_A \leftarrow TS \rightarrow D_B$  auf, in der die Effekte  $D_A$  und  $D_B$ , konditionalisiert auf die on-Werte der gemeinsamen Ursache  $TS = \text{on}_{parallel}$  oder  $TS = \text{on}_{antiparallel}$ , je nach Winkeleinstellung der Polfilter, nicht

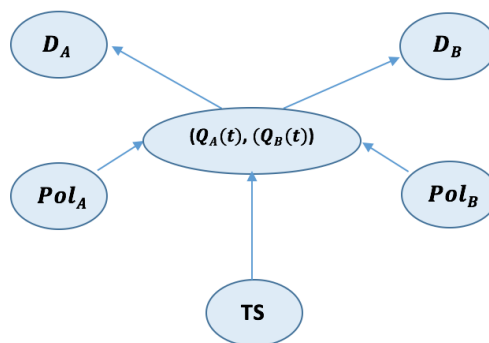
voneinander abgeschirmt werden. Das Kausalmodell  $(G, P)$  verletzt daher die kausale Markov-Bedingung, sodass die metaphysische Grundannahme der Theorie – stabile Abhängigkeiten seien das Ergebnis von einer zugrundeliegenden kausalen Struktur und treten nicht zufällig auf – bestreitbar scheint. Nun haben wir in Kapitel 2.4. bereits Strategien kennengelernt, um auf eine kausale Markov-Verletzung zu reagieren. Drei von ihnen wollen wir in diesem Abschnitt analog zu Kapitel 4.2.2 und 4.3.2 in Bezug auf EPR/B-Experimenten mit Photonenpaaren diskutieren. Wir beginnen mit der Standardstrategie von der verborgenen Mittlerursache, diskutieren dann Schurz' (2017) Strategie und letztendlich die Strategie nach Gebharder und Retzlaff (2018).

**Verborgene Mittlerursache:** Die Standardstrategie von der verborgenen Mittlerursache (siehe Kapitel 2.4.1) bezweifelt die Richtigkeit der kausalen Repräsentation eines Kontextes und führt zur Korrektur eine verborgene Mittlerursache ein, durch welche die beiden Effekte in einer nicht-abschirmenden gemeinsamen Ursachenstruktur voneinander abgeschirmt werden. Diese Strategie hat ein deterministisches Kausalmodell  $(G, P)$  zum Resultat, sodass sie nicht mit der Quantenmechanik vereinbar ist. Aus den Kapiteln 4.2.2 und 4.3.2 geht hervor, dass sie aber mit der Metaphysik der Bohmschen Mechanik (siehe Kapitel 3.3.2) im Einklang steht. Der Bohmschen Mechanik zufolge bestimmt nicht nur eine entsprechende Wellenfunktion  $\psi$  ein Quantensystem vollständig, sondern das Paar  $(\psi, Q(t))$  mit  $Q(t)$  als der eindeutige Teilchenort. In der kausalen Repräsentation von MZI- und Doppelspaltexperimenten (siehe Kapitel 4.2.2 oder 4.3.2) haben wir diese als verborgene Mittlerursache integriert und somit das Problem der kausalen Markov-Verletzung gelöst.

Anders als in MZI- und Doppelspaltexperimenten mit einzelnen Photonen, werden in EPR/B-Experimenten zwei Signale gemessen. Dies erweckt den Eindruck, als befinden sich zwei Entitäten im Experiment, zwischen denen eine Verbindung besteht, die wir uns unter der Annahme der (kausalen) Einstein-Lokalität nicht erklären können. Es bestehen in Abhängigkeit des Gesamtzustands und den Winkeleinstellungen an den Polfiltern auf Alice' und Bobs Seite Korrelationswerte, welche die Bellsche Ungleichung unter der Annahme des lokalen Realismus verletzen (siehe Kapitel 3.2.3). Als Resultat ist das

EPR/B-Experiment nicht mit einem lokalen Realismus vereinbar, sodass es keinen Satz an verborgenen Parametern zur Erzeugung der Korrelationswerte geben kann, der den totalen aber lokalen Polarisationszustand des verschränkten Photonenpaares an der Quelle bestimmt, bevor das Paar als zwei Entitäten auseinanderfliegt.

Nun ist die Bohmsche Mechanik zwar eine realistische, aber keine lokale Theorie (siehe Kapitel 3.3.2). Die Teilchenorte eines Mehrteilchensystems beeinflussen sich gemäß der Bohmschen Mechanik in einem nicht-lokalen Sinne. In Bezug auf das EPR/B-Experiment kann die Abhängigkeitsrelation der Teilchenorte  $Q_A(t)$  und  $Q_B(t)$  von den quantenverschränkten Photonen auf Alice' und Bobs Seite somit durch eine verborgene Zufallsvariable  $(Q_A(t), Q_B(t))$  beschrieben werden. Diese legt in Abhängigkeit des präparierten Gesamtzustands  $TS$  und der Winkeleinstellungen  $Pol_A$  und  $Pol_B$  fest, ob die Photonen auf die Detektoren  $D_A$  und  $D_B$  treffen oder nicht. Damit erhalten wir gemäß der Bohmschen Mechanik den folgenden kausalen Graphen, der die kausale Markov-Bedingung erfüllt:



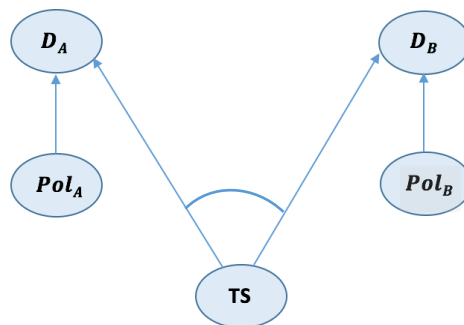
**Abbildung 4.4.2.1:** Kausaler Graph  $G = (V \cup \{(Q_A(t), Q_B(t))\}, E)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von EPR/B-Experimenten mit Photonenpaaren gemäß der De-Broglie-Bohm-Interpretation und der Standardstrategie von der verborgenen Mittlerursache.

**Interaktive gemeinsame Ursache:** Analog zu Kapitel 4.2.2 und 4.3.2 ist die Strategie gemäß Schurz (siehe Kapitel 2.4.2) nicht mit deterministischen Interpretationen vereinbar, da sie sich auf indeterministische Zerfallsprozesse bezieht. Als interaktive

Ursache von den Detektorereignissen ( $D_A$  und  $D_B$ ) ließe sich der präparierte Gesamtzustand ( $TS$ ) des Photonenpaares, den es zu Beginn eines Experiments einnimmt, interpretieren. Während eine Fixierung des off-Wertes  $TS = off$  den Pfad  $D_A \leftarrow TS \rightarrow D_B$  blockiert, besteht trotz Konditionalisierung auf die on-Werte von  $TS$  ein probabilistischer Informationsaustausch zwischen den beiden Effekten  $D_A$  und  $D_B$  (in Abhängigkeit der Winkeleinstellungen auf beiden Seiten). Gemäß der Kopenhagener Deutung befindet sich die Wellenfunktion  $\psi$  eines verschränkten Photonenpaares in Superposition, ein möglicher Superpositionszustand sei der folgende:  $|\psi_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\alpha\rangle|+\alpha\rangle + |-\alpha\rangle|-\alpha\rangle)$ . In diesem Fall würden beide Photonen entweder in Richtung  $\alpha$  oder senkrecht zu  $\alpha$  polarisiert sein, sobald sie die Polfilter mit Winkeleinstellung  $\alpha$  passieren oder von ihnen absorbiert werden. Zuvor, bevor die Photonen einen Messzustand an den Detektoren auslösen, wird die Wellenfunktion instrumentalistisch zur Beschreibung eines möglichen Zustands herangezogen. Nun hängt die Polarisationsrichtung eines Photons mit seinem intrinsischen Drehimpuls zusammen, Photonen sind Spin-1 Systeme. Der Drehimpuls ist eine Erhaltungsgröße, gemäß der Kopenhagener Deutung ist der totale Spin des Gesamtsystems zunächst indeterministisch über das Zweiteilchensystem verteilt. Eine Zustandsmessung an den Detektoren führt den Kollaps der Wellenfunktion unter Drehimpulserhaltung herbei, die sodann mit dem realen Gesamtzustand des Photonenpaares übereinstimmt. In Abhängigkeit der Winkeleinstellungen an den Polarisatoren werden Korrelationswerte gemessen, die sich im Fall des Zustands  $|\psi_+\rangle$  darin äußern, dass bei in Richtung  $\alpha$  ausgerichteten Polarisatoren entweder beide Photonen von den entsprechenden Detektoren registriert werden oder nicht. Diese Art eines Zerfallsprozesses (der Wellenfunktion), im Bild der Kopenhagener Deutung, lässt sich mittels der durch Schurz (2017) eingeführten Strategie von der interaktiven gemeinsamen Ursache repräsentieren. Im Unterschied zur Kopenhagener Deutung, wird der Wellenfunktion innerhalb der GRW-Interpretation ein ontologischer Status zugeschrieben; das physikalische System und seine entsprechende Wellenfunktion sind ein und dasselbe. Bezüglich der EPR/B-Experimente mit Photonen hat dies zum Resultat, dass der Spin eines verschränkten Photonenpaares – anders als innerhalb der Kopenhagener Deutung

– gleichmäßig über beide Doppelspaltwege verteilt ist, bis es spontan zu einer Zustandsreduktion kommt.

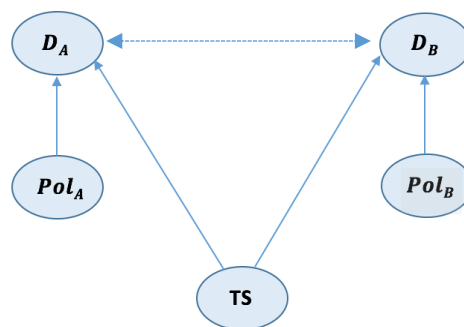
Die Strategie gemäß Schurz (2017) besteht in der Revision der kausalen Markov-Bedingung und der Erweiterung des problematischen kausalen Graphen um interaktive Elemente. Der interaktive kausale Graph  $ICG$  ist damit der folgende:



**Abbildung 4.4.2.2:** Interaktiver kausaler Graph  $ICG = (V, E, I)$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von EPR/B-Experimenten mit Photonenpaaren gemäß Schurz (2017) Strategie.

**Nicht-kausale Abhängigkeitsrelation:** Gemäß der Strategie nach Gebharder und Retzlaff (siehe Kapitel 2.4.3) würde die Abhängigkeitsrelation zwischen den Effektvariablen  $D_A$  und  $D_B$  als eine nicht-kausale klassifiziert werden. Inwiefern eine indeterministische quantenmechanische Interpretation mit dieser Strategie einhergeht, hängt daher davon ab, ob den involvierten Distributionsgesetzen – wie der Verteilung des Drehimpulses über das Photonenpaar gemäß dem Drehimpulserhaltungssatz – eine nicht-kausale Eigenschaft zugeschrieben wird. Im Bild der GRW-Interpretation (siehe Kapitel 3.4.2) wird der totale Spin des Gesamtsystems gleichmäßig auf das Photonenpaar verteilt, bis der Gesamtzustand entsprechend der eingeführten Naturkonstanten  $\lambda$  (Lokalisierungsfrequenz) und  $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$  (Lokalisierungsdistanz) unter Spinerhaltung kollabiert, sodass zwei Entitäten mit jeweils einem eigenen Polarisationszustand hervorgehen. Hingegen ist der totale Spin des Gesamtsystems im Bild der Kopenhagener Deutung indeterministisch auf das Photonenpaar verteilt, bis jeweils ein eindeutiger

Polarisationszustand – aufgrund einer experimentellen Zustandsmessung – unter Spinerhaltung an den Detektoren gemessen wird. Es resultiert der gemischte Graph  $G_{Mix}$  gemäß der Strategie von Gebharter und Retzlaff (2018) mit einem nicht-kausalen Element für die Repräsentation der Abhängigkeitsrelation  $Dep(D_A, D_B | TS, Pol_A, Pol_B)$  zwischen  $D_A$  und  $D_B$ :



**Abbildung 4.4.2.3:** Gemischter Graph  $G_{Mix}$  zur Repräsentation der zugrundeliegenden kausalen Struktur von EPR/B-Experimenten mit Photonenpaaren gemäß der Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018).

Zusammenfassend erhalten wir in diesem Kapitelabschnitt analog zu Kapitel 4.2.2 und 4.3.2 das Resultat, dass die ontologische Interpretation quantenmechanischer Systeme einerseits und gewisse Eigenschaften der Distributionsprinzipien von Erhaltungsgrößen, ob kausaler oder nicht-kausaler Art, andererseits bestimmen, welche der drei Strategien – Einführung einer verborgenen Mittlerursache, Einführung interaktiver Elemente oder Einführung nicht-kausaler Elemente – sich auf die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung anwenden lässt. Die Strategie von der verborgenen Mittlerursache findet innerhalb der De-Broglie-Bohm-Interpretation ihre Anwendung. Die Strategie nach Schurz (2017) lässt sich im Bild der Kopenhagener Deutung oder der GRW-Interpretation anwenden, sofern die Distributionseigenschaft der Energieverteilung kausaler Art ist. Ist sie hingegen nicht-kausaler Art, dann findet die Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018) ihre Anwendung.



## 4.5. Kausalität & Quantenmechanik: Resümee

In der Einleitung zum vierten Kapitel (Kapitel 4.1.) haben wir uns die Frage gestellt, ob Kausalität mit einem ontologischen Indeterminismus vereinbar sei. Dieser wird nämlich von der Quantenmechanik postuliert, um die experimentellen Ergebnisse von quantenmechanischen Experimenten mathematisch formalisieren zu können. Quantenmechanische Experimente zeigen, je nach Versuchsanordnung, einmal das experimentelle Ergebnis von Experimenten mit wellenartigen Entitäten und ein andermal das experimentelle Ergebnis von Experimenten mit teilchenartigen Entitäten. Diese experimentellen Ergebnisse erzeugen daher den Eindruck, als vereine ein einzelnes Quantensystem zwei sich ausschließende Eigenschaften intrinsisch. Innerhalb der Quantenmechanik werden zwei unterschiedliche Zeitentwicklungen zur Beschreibung dieser kontraintuitiv wirkenden Dynamik eines einzelnen Quantensystems herangezogen. Demnach befindet sich ein isoliertes Quantensystem (d. h. ohne Interaktion mit seiner Umgebung) solange in Superposition – in der mathematischen Formalisierung ausgedrückt durch eine Überlagerung seiner möglichen Zustände –, bis es durch eine Zustandsmessung einen Kollaps seiner Wellenfunktion erfährt und damit mathematisch einen eindeutigen Zustand einnimmt (siehe Kapitel 3.3.1). Diese Dynamik der Zustandsmessung prägt den ontologischen Indeterminismus, der durch die Quantenmechanik postuliert wird. Nun bereitet genau jener ontologische Indeterminismus Probleme in der kausalitätstheoretischen Erfassung solcher physikalischen Experimente. Gemäß der Theorie der kausalen Bayes'schen Netze (siehe Kapitel 2.2.) basieren stabile Abhängigkeiten auf kausalen Strukturen und erfolgen nicht spontan. Diese Grundannahme ist Inhalt der kausalen Markov-Bedingung, die als Folge eines angenommenen objektiven Zufalls verletzt ist. Wie die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung in einem quantenmechanischen Rahmen charakterisiert werden kann, ist Thema des vierten Kapitels gewesen. Dazu modellierten wir die drei wesentlichen Typen quantenmechanischer Experimente – MZI-Experimente, Doppelspaltexperimente und EPR/B-Experimente – zunächst kausaltheoretisch, um die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung herauszuarbeiten und dann die

unterschiedlichen Strategien zur Beseitigung kausaler Markov-Verletzungen kontextbezogen analysieren zu können.

Die kausaltheoretische Modellierung der quantenmechanischen Experimente erfolgte mittels der kausalen Bayes-Netz-Theorie, die ich in Kapitel 2.2. vorstellte. Wie ich zeigen konnte, involviert die kausale Repräsentation jedes dieser quantenmechanischen Experimente eine gemeinsame Ursachenstruktur<sup>56</sup>, innerhalb dieser nun aber die Ursachen ihre Effekte nicht voneinander abschirmen, sodass die kausale Markov-Bedingung verletzt ist. Fixiert man nämlich bestimmte Werte der gemeinsamen Ursachen, dann findet trotzdem ein probabilistischer Informationsaustausch zwischen den Effekten statt. In einer gemeinsamen Ursachenstruktur sind aber – gemäß der kausalen Bayes-Netz-Theorie – alle probabilistischen Abhängigkeiten auf die gemeinsame Ursache zurückzuführen, sodass, wenn diese fixiert ist, es nicht zu jenem Austausch zwischen den Effektvariablen kommen dürfte. Dies ist das aus der kausalen Markov-Bedingung resultierende Abschirmkriterium. Um zu überprüfen, dass sich die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung auf die kausaltheoretische Erfassung quantenmechanischer Eigenschaften bezieht, habe ich zum Vergleich MZI-Experimente und Doppelspaltexperimente ebenfalls mit Lichtstrahlen und mit teilchenartigen Entitäten kausaltheoretisch modelliert. Es stellte sich heraus, dass die Modellierung solcher experimentellen Versuchsdurchläufe keine kausaltheoretischen Probleme erzeugt. Die Verletzung der kausalen Markov-Bedingung beruht daher in den hier kausaltheoretisch nachgebildeten Experimenten auf die kausaltheoretische Erfassung quantenmechanischer Eigenschaften.

---

<sup>56</sup> In MZI-Experimenten repräsentiert eine gemeinsame Ursachenvariable  $BS2$  der Detektorantworten von den Detektoren  $D1$  und  $D2$ , ob ein Strahlteiler  $BS2$  im Experiment steht oder nicht:  $D2 \leftarrow BS2 \rightarrow D1$  (siehe Kapitel 4.2.1). In Doppelspaltexperimenten sind Wegmarkierer ( $WWM$ ) und Quantenradierer ( $Q$ ) gemeinsame Ursachen dafür, ob das einzelne physikalische System hinter dem linken  $S1$  ( $Obs_{S1}$ ) oder dem rechten Spalt  $S2$  ( $Obs_{S2}$ ) auftritt oder irgendwo dazwischen:  $Obs_{S1} \leftarrow WWM \rightarrow Obs_{S2}$  und  $Obs_{S1} \leftarrow Q \rightarrow Obs_{S2}$  (siehe Kapitel 4.3.1). In EPR/B-Experimenten ist es der präparierte Gesamtzustand ( $TS$ ), der zusammen mit den Winklereinstellungen der Polarisatoren die Korrelationswerte der beiden Detektorereignisse ( $D_A$  und  $D_B$ ) bestimmt:  $D_A \leftarrow TS \rightarrow D_B$ .

In Kapitel 2.4. haben wir drei unterschiedliche Arten von Strategien kennengelernt, um auf eine Verletzung des Abschirmkriteriums zu reagieren: Gemäß der Standardstrategien handele es sich um eine fehlerhafte Repräsentation der wahren kausalen Struktur, sodass kausale Elemente zur Vervollständigung der Struktur zu integrieren seien. Gemäß Schurz' Strategie (2017) handele es sich um eine neue Art von Kausalstruktur, in der das Abschirmkriterium der kausalen Markov-Bedingung nicht uneingeschränkt gilt und diese damit revidiert werden müsse. Gebharter und Retzlaff (2018) hingegen verweisen auf die ursprüngliche Markov-Bedingung, die auch das Einbetten von nicht-kausalen Elementen erlaubt, sodass ein Mix aus kausalen und nicht-kausalen Elementen die wahre Struktur bilden. Jede dieser Strategien habe ich in Bezug auf die drei vorgestellten Typen von Experimenten in diesem vierten Kapitel analysiert. Dabei stellten wir fest, dass die Verwirklichung der Strategien an (quantenmechanische) Interpretationen gekoppelt ist, von denen ich eine Auswahl in Kapitel 3.4. skizzierte: Die Standardstrategie von der verborgenen Mittlerursache könnte im ontologischen Bild der Bohmschen Mechanik ausgeführt werden. Die Strategie nach Schurz (2017) lässt sich im Bild der Kopenhagener Deutung oder der GRW-Interpretation anwenden, sofern die Distributionseigenschaft von Erhaltungsgrößen kausaler Art ist. Ist sie hingegen nicht-kausaler Art, dann findet die Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018) ihre Anwendung.

In Abhängigkeit der Ontologie eines einzelnen Quantensystems einerseits und in Abhängigkeit gewisser Distributionseigenschaften von Erhaltungsgrößen (kausal oder nicht-kausal) andererseits, wirkt sich die entsprechende kausale Erklärung auf die Grundannahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie – stabile Abhängigkeiten seien das Resultat kausaler Strukturen – aus. Sollte der durch die Quantenmechanik postulierte Indeterminismus tatsächlich ontologischer Natur sein, dann stehen uns dank Schurz (2017) sowie Gebharter und Retzlaff (2018) zwei Strategien zur Verfügung, mithilfe derer wir nun im Stande sind, jenen Indeterminismus mit der Theorie der kausalen Bayes-Netze zusammenzuführen. Die eine Strategie passt das Abschirmkriterium innerhalb der kausalen Markov-Bedingung an (Strategie nach Schurz), die andere Strategie bezieht sich auf die ursprüngliche Markov-Bedingung und hantiert mit einem

Mix aus nicht-kausalen und kausalen Elementen (Strategie nach Gebharder & Retzlaff).  
Sofern aber jener Zufall nur unserer Unwissenheit geschuldet ist, so wie es die Bohmsche Mechanik postuliert (siehe Kapitel 3.3.2), findet die Grundannahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie ohne Einschränkung Bestätigung.

## 5. Schluss

---

### 5.1. Schluss: Resümee

In dieser Arbeit bin ich der Fragestellung auf den Grund gegangen, ob kausale Strukturen Fiktion oder Realität sind. Dazu setzte ich mich mit dem Thema der Kausalität innerhalb des Quantenkosmos auseinander. Der Quantenkosmos wird im Konsens von der Quantenmechanik beherrscht, einer Theorie, die zur Beschreibung von quantenmechanischen Verhaltensweisen einen Indeterminismus postuliert. Können indeterministische Prozesse im Einklang mit dem kausalen Prinzip stehen, nach dem jedes Ereignis eine Ursache hat?

Um dieser Fragestellung auf den Grund gehen zu können, haben wir zunächst das Thema der Kausalität abgehandelt (siehe Kapitel 2). In einem historischen Blickwinkel betrachtet, war es recht kontrovers, ob der Begriff der Kausalität in der Welt zu finden ist oder nur von uns in die Welt gelegt wird. Während Immanuel Kant (vgl. 1781/1787/1956) den Begriff der Kausalität als einen unserer Verstandesbegriffe begreift, durch den wir das Vermögen erlangen, Wahrnehmungseindrücke strukturiert zu erfassen, verortet ihn David Hume (vgl. 1739-40/1978, 1756/1984) in der Erfahrung. Ihm zufolge nötige uns eine wiederkehrende zeitliche Abfolge von Ereignissen, diesen das Verhältnis von Ursache und Wirkung aufzuprägen. Drei Merkmale einer Kausalbeziehung machte Hume ausfindig: die raumzeitliche Nähe, die zeitliche Priorität und die Regelmäßigkeit. Die resultierende Regularitätstheorie Humes setzten Stuart Mill (1872, 1891) und John Leslie Mackie (1965) fort. Allerdings, so der Einwand von Thomas Reid (vgl. 1788, S. 342), fielen nicht alle Regularitäten unter eine Ursache-Wirkungsbeziehung. Als Beispiel nennt Reid die regelmäßige Abfolge von Tag und Nacht. Mill reagierte auf diesen Kritikpunkt, indem er die von Hume benannten Merkmale einer Kausalbeziehung um eine vierte erweitert: die Unbedingtheit. Dadurch würde nun allerdings zu viel an Ursache-Wirkungsbeziehungen ausgegrenzt, so Hüttemann (vgl. 2013, S. 70). Während sich die Problematik in jenem Diskurs darauf beschränkt, eine

passende Ursachendefinition zu finden, gab es einen sehr einflussreichen Beitrag von Ernst Mach (1896, 1897) und Bertrand A. W. Russell (1912-13), durch den der Kausalbegriff für nichtig erklärt wurde. Ihnen zufolge sei jeder Zustand einmalig, eine regelmäßige Abfolge von Ereignissen gäbe es nicht. So wurde das kausale Vokabular vorerst aus der Wissenschaftstheorie verbannt, bis es John Leslie Mackie (1965) gelang, in einer Erweiterung der Regularitätstheorie das durch Mach und Russell benannte Problem zu bewältigen. Aber auch diese Erweiterung der Regularitätstheorie sollte nicht die letzte gewesen sein. Der Schwierigkeit, eine passende Ursachendefinition zu finden, nach der eine korrekte Klassifikation von Kausalstrukturen erfolgt, mussten sich auch andere Kausaltheorien stellen. Unter ihnen eine Formulierung der probabilistischen Theorie nach Patrick Suppes (1970b), die auf dem Abschirmkriterium von Hans Reichenbach (1956) aufbaut, ebenfalls ist die kontrafaktische Theorie nach David Lewis (1973a, 1973b) zu nennen und eine Formulierung der Interventionstheorie nach James Woodward (2003). Allesamt schaffen sie es nicht, eine Ursachendefinition bereitzustellen, die sowohl hinreichende als auch notwendige Bedingungen für kausale Verursachung bereitstellt, ohne bereits den Begriff der Verursachung vorauszusetzen.

In meiner Arbeit beschäftigte ich mich mit einer Theorie der Kausalität, die sich dem Thema der Kausalität anders nähert, als wir es von den anderen genannten Kausalitätstheorien gewohnt sind. Die Theorie der kausalen Bayes-Netze (Pearl 2000; Spirtes, Glymour & Scheines 1993) hat gegenüber den anderen Theorien der Kausalität den Vorteil, dass sie keine Definition von Ursache und Wirkung zu geben beansprucht, sondern in ihrem Aufbau, durch eine Abfolge von Axiomen, vielmehr erfolgreichen empirischen Theorien entspricht. Die Axiome dieser Theorie lassen sich durch den Schluss auf die beste Erklärung bestimmter Phänomene rechtfertigen und zeigen in einer Konjunktion empirischen Gehalt, sodass neben ihren Kausalmodellen, welche die kausale Struktur eines Kontextes repräsentieren sollen, auch die Theorie als Ganzes überprüfbar ist (vgl. Schurz & Gebharder 2016).

Die Formulierung der kausalen Bayes-Netz-Theorie basiert auf der metaphysischen Grundannahme, dass stabile Abhängigkeiten auf eine zugrundeliegende Struktur

zurückzuführen sind und nicht spontan erfolgen. So nahm ich den empirischen Gehalt der Theorie zum Anlass, diese Weltanschauung einer Prüfung zu unterziehen, indem ich die Theorie der kausalen Bayes-Netze innerhalb des Quantenkosmos anwendete, d. h. auf einen Bereich der Natur, der durch die indeterministische Theorie der Quantenmechanik bestimmt wird (siehe Kapitel 3). Dazu stellte ich drei repräsentative quantenmechanische Experimente vor (siehe Kapitel 3.2) – MZI-Experimente, Doppelspaltexperimente und EPR/B-Experimente – und leitete die wesentlichen Abhängigkeitsbeziehungen ab. Als wesentlich erachtete ich jene Relationen, die zusammen das kontraintuitive Verhalten quantenmechanischer Systeme offenbaren: Quantenmechanische Experimente zeigen, in Abhängigkeit der Versuchsanordnung, mal das Ergebnis von Experimenten mit wellenartigen Entitäten und mal das Ergebnis von Experimenten mit teilchenartigen Entitäten. Während Wellen sich aber im Raum ausbreiten und daher an mehreren Ortspunkten gleichzeitig wirken, sind Teilchen in einem Raumzeitpunkt lokalisiert und können infolgedessen nur an einem einzigen Ort wirken. Es resultiert der Schluss, dass Quantensysteme komplementäre Verhaltensweisen in sich vereinen.

Das kontraintuitive Verhalten quantenmechanischer Systeme erweist sich nun innerhalb der formulierten Experimente als problematisch für die Theorie der kausalen Bayes-Netze. Allesamt erfassen die mithilfe der Theorie modellierten Kausalmodelle eine gemeinsame Ursachenstruktur, die ihre Effekte nicht voneinander abschirmt (siehe Kapitel 4.1.1, 4.2.1 und 4.3.1). Es gibt demnach Werte einer gemeinsamen Ursachenvariable, die man fixiert und sich dennoch der Wahrscheinlichkeitswert für die eine Effektvariable durch Konditionalisierung auf die andere Effektvariable verändert. Das Abschirmkriterium verbietet solch einen probabilistischen Informationsaustausch jedoch, sofern alle Pfade zwischen den Effektvariablen blockiert sind. Dies resultiert aus der kausale Markov-Bedingung (siehe Kapitel 2.2.2), welche die Grundannahme der Theorie innehat: Wenn zwei Zufallsvariablen in einer entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  (bedingt) abhängig sind, dann müssen sie in dem kausalen Graphen  $G$ , der die wahre kausale Struktur repräsentieren soll, auch im Sinne der d-connection miteinander kausal verbunden sein. Sofern diese Implikation keine

universelle Gültigkeit hat, stellt sich die Frage, woraus jene Abhängigkeitsrelationen dann hervorgehen und ob zudem die Grundannahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie überhaupt haltbar ist.

Das Problem der kausalen Markov-Verletzung zeigt sich in den hier formulierten quantenmechanischen Experimenten nun nicht zum ersten Mal, sodass es nicht als Ausnahmephänomen zu behandeln ist: Im Kapitel 2.3.2 stellte ich ein fiktives Gegenbeispiel zur kausalen Markov-Bedingung, eines aus dem Makrokosmos und eines aus dem Mikrokosmos vor. Auch in jenen Gegenbeispielen schirmt eine gemeinsame Ursache ihre Effekte nicht voneinander ab, obwohl es keine weiteren Verbindungen zwischen den Effektvariablen zu geben scheint. Sind stabile Abhängigkeiten doch nicht auf kausale Strukturen zurückzuführen, so wie es die kausale Markov-Bedingung impliziert?

Da sich kausale Strukturen als ontologisch real rechtfertigen (siehe Kapitel 2.2.1) lassen, wird die kausale Markov-Bedingung nun nicht, aufgrund der Gegenbeispiele, ohne weiteres aufgegeben. Vielmehr wurden bereits einige Strategien entwickelt, um eine kausale Markov-Verletzung zu beseitigen. In dieser Arbeit habe ich sie so klassifiziert, dass sich drei unterschiedliche Arten herauskristallisierten: (i) Standardstrategien, nach denen die Repräsentation  $E_1 \leftarrow C \rightarrow E_2$  der wahren zugrundeliegenden kausalen Struktur fehlerhaft ist und somit um kausale Elemente wie gerichtete Kanten oder verborgene Variablen zu ergänzen sind oder die Ursachenvariable  $C$  an sich zu verfeinern ist, sodass im Resultat ein kausaler Graph  $G$  entsteht, der zusammen mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P$  die kausale Markov-Bedingung erfüllt (siehe Kapitel 2.4.1). (ii) Die Strategie nach Schurz (2017), nach der die bekannten Gegenbeispiele indeterministische Zerfallsprozesse beschreiben, aus denen, aufgrund involvierter Erhaltungsgrößen, die bedingte Abhängigkeitsrelation  $Dep(E_1, E_2 | C = on)$  zwischen den Effekten  $E_1$  und  $E_2$  hervorgeht. Die Strategie besteht dann in der Revision der kausalen Markov-Bedingung, indem ein schwächeres Abschirmkriterium formuliert wird. Dazu führt die Strategie eine neue Art einer gemeinsamen Ursache ein, die sogenannte interaktive gemeinsame Ursache  $\hat{C}$ . Solchen



gemeinsamen Ursachen ist es nun erlaubt, ihre Effektvariablen nicht mehr notwendigerweise voneinander abzuschirmen, sofern auf ihre „on“-Werte konditionalisiert wird. Die Strategie besteht daher in der Einführung von interaktiven Elementen, um einen objektiven Zufall in die kausale Modellierung zu integrieren:  $E_1 \leftarrow \widehat{C} \rightarrow E_2$  (siehe Kapitel 2.4.2). (iii) Die Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018), nach der die problematischen Abhängigkeitsrelationen in den bekannten Gegenbeispielen auf eine nicht-kausale Verbindung  $E_1 \longleftrightarrow E_2$  zurückgeführt werden und so die ursprüngliche Markov-Bedingung erhalten bleibt, nach welcher stabile Abhängigkeiten auf Strukturen im Allgemeinen basieren (siehe Kapitel 2.4.3).

Es zeigte sich nun im Hinblick auf die kausale Problematik innerhalb der hier vorgestellten quantenmechanischen Experimente (MZI-Experimente, Doppelspaltexperimente, EPR/B-Experimente), dass sich je nach (quantenmechanischer) Interpretation eine der Strategien zur Problemlösung anwenden lässt (siehe Kapitel 4). Gemäß der Quantenmechanik (siehe Kapitel 3.3.1) würde die Zustandsfunktion eines isolierten quantenmechanischen Systems solange in Superposition sein (wellartig), bis sie durch eine Zustandsmessung indeterministisch auf einen eindeutigen Zustand reduziert wird (teilchenartig). Wenn der durch die Quantenmechanik postulierte Indeterminismus tatsächlich ontologischer Natur ist, dann scheiden alle Standardstrategien aus, die wir nicht schon in Kapitel 2.4.1 ausgeschlossen haben, da sie ein deterministisches Kausalmodell erzeugen. So bleiben uns die Strategie nach Schurz (2017) und die Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018). Gemäß der Kopenhagener Deutung (siehe Kapitel 3.4.1) bestehen die problematischen Abhängigkeiten in den quantenmechanischen Experimenten, da der Kollaps der Wellenfunktion unter Erhaltung einer involvierten Erhaltungsgröße – aufgrund eines Messaktes – indeterministisch auf einen der möglichen Eigenzustände erfolgt. Dagegen führt die GRW-Interpretation (siehe Kapitel 3.4.2) den indeterministischen Kollaps der Wellenfunktion auf neu eingeführte Naturkonstanten zurück, die beobachterunabhängig definiert sind. Ob sich die Strategie nach Schurz (2017) oder die nach Gebharter und Retzlaff (2018) zur Lösung des kausalen Problems

beweht, hängt davon ab, wie die Natur der Distributionsprinzipien von Erhaltungsgrößen beschaffen ist: Sofern sie kausaler Art ist, findet die Strategie nach Schurz (2017) uneingeschränkte Anwendung. Ist sie hingegen nicht-kausaler Art, dann bewährt sich die Strategie nach Gebharder und Retzlaff (2018). Ist hingegen der durch die Quantenmechanik postulierte Indeterminismus nur epistemischer Natur und würde sie darum für die metaphysische Richtigkeit einer Theorie wie der deterministischen Bohmschen Mechanik (Kapitel 3.3.2) weichen müssen, dann käme die Strategie von der verborgenen Mittlerursache zur Problemlösung in Frage. Je nachdem, wie sich das einzelne Quantensystem wirklich verhält, fällt also auch die kausale Erklärung aus.

## 5.2. Fazit

Das Kausalprinzip, nach dem jedes Ereignis eine Ursache hat, wird durch einen postulierten Zufall in Frage gestellt. Sofern dieser Zufall allein auf Unwissenheit beruht, so wie es die Bohmsche Mechanik annimmt, dann sind die kausalen Probleme auf fehlerhafte Modellierungen zurückzuführen, bestehen also nur innerhalb der Kausalmodelle und beziehen sich daher nicht auf die Realität. In diesem Fall ist die Theorie der kausalen Bayes-Netze keiner fundamentalen Revision ausgesetzt. Aber auch, wenn der durch die Quantenmechanik postulierte Indeterminismus ontologischer Natur ist, müssen wir die Grundannahme der kausalen Bayes-Netz-Theorie, dass stabile Abhängigkeiten auf kausale Strukturen beruhen, nicht aufgeben. Dank der Strategie nach Schurz (2017), lässt sich jener Indeterminismus durch interaktive Elemente in die kausale Modellierung integrieren. Dank der Strategie nach Gebharder und Retzlaff (2018), lässt er sich durch nicht-kausale Elemente formalisieren.

Kausale Strukturen können damit auch weiterhin als ontologisch real gerechtfertigt werden, sowohl im Makrokosmos als auch im Mikrokosmos. Nun ist es dann eine Frage der ontologischen Weltanschauung, ob die kausale Bayes-Netz-Theorie allgemeingültig ist (Bohmsche Mechanik) oder erweitert werden muss (Quantenmechanik), entweder um die Struktur der interaktiven gemeinsamen Ursache (vgl. Schurz 2017) oder um nicht-kausale Strukturen (vgl. Gebharder & Retzlaff 2018), sodass sie Allgemeingültigkeit erlangt.

### 5.3. Ausblick

In meiner Arbeit konnte ich eine Brücke zwischen Geisteswissenschaft und Naturwissenschaft schlagen, indem ich eine Abbildung zwischen dem philosophischen Thema der Kausalität und dem physikalischen Thema der Quantenmechanik bereitstellte. Vermittels der Theorie der kausalen Bayes-Netze sind uns auf der einen Seite drei kausaltheoretische Strategien zur Lösung des Problems der gemeinsamen Ursachenstruktur gegeben, während uns auf der anderen Seite drei physikalische Interpretationen zur Natur des Quantenkosmos vorliegen. Beide Seiten lassen sich durch das Problem der gemeinsamen Ursachstruktur verknüpfen, das zum Inhalt die metaphysische Interpretation der probabilistischen Abhängigkeitsbeziehung zwischen Ereignissen hat, die nicht durch Konditionalisierung auf ihre gemeinsame Ursache (*ceteris absentibus*) abgeschirmt werden. Dieses Problem ist das Resultat von indeterministisch beschriebenen Prozessen, die zumindest im Konsens durch die Formulierung der Quantenmechanik innerhalb des Quantenkosmos einen ontologisch real existierenden Charakter erhalten. Der Lösungsansatz besteht darin, entweder die durch die kausale Bayes-Netz-Theorie aufgedeckte kausale Struktur durch bekannte kausale Elemente zu vervollständigen (Standardstrategien) oder sie um eine kausale Struktur zu erweitern und damit einhergehend ihre Axiome anzupassen (Strategie nach Schurz (2017)) oder auf die ursprüngliche Fassung der Theorie zu verweisen, indem nicht-kausale Elemente hinzugezogen werden (Strategie nach Gebhardter und Retzlaff (2018)). Nun ist es so, dass die Wahl jedes der genannten Lösungsansätze mit einer bestimmten physikalischen Interpretation zur Natur des Quantenkosmos einhergeht. Die Standardstrategie von der verborgenen Mittlerursache lässt sich im Bild der Bohmschen Mechanik realisieren. Die Strategie nach Schurz (2017) lässt sich im Bild der Kopenhagener Deutung oder im Bild der GRW-Interpretation anwenden, sofern gewisse Distributionseigenschaften von Erhaltungsgrößen kausaler Natur sind. Die Strategie nach Gebhardter und Retzlaff (2018) lässt sich ebenfalls im Bild der Kopenhagener Deutung oder im Bild der GRW-Interpretation anwenden, allerdings nur, sofern die

Distributionseigenschaften von Erhaltungsgrößen nicht-kausaler Natur sind. An dieser Stelle bestehen Anknüpfungspunkte an die zentralen Ergebnisse dieser Arbeit:

1. Lässt sich eine 1:1-Abbildung zwischen den kausaltheoretischen Strategien zur Lösung des Problems gewisser gemeinsamer Ursachenstrukturen und physikalischen Interpretationen zur Natur des Quantenkosmos angeben? – Mit einer bejahenden Antwort auf diese Frage können wir physikalische Konzepte kausaltheoretisch untersuchen und kausaltheoretische Strategien klarer formulieren, insofern, dass der interaktiven gemeinsamen Ursache oder der nicht-kausalen Struktur ein physikalisches Pendant gegenübersteht.
2. Ist die Welt determiniert und die kausale Bayes-Netz-Theorie findet uneingeschränkt Bestätigung oder hat sie indeterministische Anteile, sodass die Theorie der kausalen Bayes-Netze gegebenenfalls um die Struktur der interaktiven Ursache oder um nicht-kausale Elemente zu ergänzen ist? – Mit einer Antwort auf diese Frage wäre es möglich, kausaltheoretische Strategien zur Lösung des Problems der gemeinsamen Ursache, die ihre Effekte nicht voneinander abschirmt, auszuschließen. Entweder finden die Standardstrategien ihre Anwendung oder einer der beiden anderen davon zu unterscheidenden Strategien (Strategie nach Schurz (2017) oder Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018)) ihre Anwendung.
3. Sofern die Welt mit indeterministischen Anteilen ausgestattet ist, stellt sich die Frage, ob die Natur der Abhängigkeitsbeziehung zwischen den Größen, die durch die Effektvariablen repräsentiert werden, rein kausaler Art ist oder durch sie auch nicht-kausale Elemente begründet werden. – Mit einer Antwort auf diese Frage wäre es möglich, die beiden bisher relevanten Strategien (Strategie nach Schurz (2017) oder Strategie nach Gebharter und Retzlaff (2018)) auf eine zu reduzieren und Methoden auf dem Gebiet von Discovery gezielt zu entwickeln, um

(kausale) Strukturen mithilfe von Algorithmen abzubilden: interaktive Ursachen sollten von konjunktiven Ursachen bzw. kausale von nicht-kausalen Strukturen unterschieden werden können, insbesondere damit auch klar zu charakterisieren sein.

## 6. Literaturverzeichnis

---

- Ádám, A., Jánossy, L., & Varga, P. (1955): „Coincidences between photons contained in coherent light rays“. In: *Acta physica Academiae Scientiarum Hungaricae* 4(4), S. 301-315.
- Audretsch, J. (2005): *Verschränkte Systeme: Die Quantenphysik auf neuen Wegen*. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- Audretsch, J. (2007): *Entangled Systems: New Directions in Quantum Physics*. Weinheim: WILEY-VCH Verlag.
- Baehr, H.D., Stephan, K. (2016): *Wärme- und Stoffübertragung*, 9. Auflage. Berlin/Heidelberg: Springer Vieweg.
- Bauer, H. (2002): *Wahrscheinlichkeitstheorie*. 5. Auflage. Berlin; New York: Walter de Gruyter.
- Bell, J. S. (1964): „On the Einstein Podolsky Rosen Paradox“. In: *Physics* 1(3), S. 195-200.
- Bell, J. S. (1975): „The Theory of Local Beables“. In: *Ref. TH. 2053-Cern*, S. 1-13. (Wiederabgedruckt in: Bell 1987, S. 52-62)
- Bell, J. S. (1987a): *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics: Collected Papers on Quantum Mechanics*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Bell, J. S. (1987b): „Are there quantum jumps?“. In: *Speakable and Unspeakable in Quantum*
- Bohm, D. (1951): *Quantum Theory*. New York: Prentice Hall.
- Bohm, D. (1952a): „A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of „Hidden“ Variables I“. In: *Physical Review* 85(2), S. 166–179.
- Bohm, D. (1952b): „A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of „Hidden“ Variables II“. In: *Physical Review* 85(2), S. 180–193.
- Bohm, D., Aharonov, I. (1957): „Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky“. In: *Physical Review* 108(4), S. 1070-1076.
- Bohr, N. (1913a): „On the Constitution of Atoms and Molecules, Part I“. In: *Philosophical Magazine* 26, S. 1–25.

- Bohr, N. (1913b): „On the Constitution of Atoms and Molecules, Part II: Systems containing only a Single Nucleus“. In: *Philosophical Magazine* 26, S. 476–502.
- Bohr, N. (1913c): „On the Constitution of Atoms and Molecules, Part III: Systems containing Several Nuclei“. In: *Philosophical Magazine* 26, S. 857–875.
- Bohr, N. (1928): “The Quantum Postulate and the Recent Development of Atomic Theory<sup>1</sup>“. In: *Nature* 121, S. 580-590.
- Bohr, N. (1936): “Kausalität und Komplementarität“. In: *Erkenntnis* 6, S. 293-303.
- Bohr, N. (1948): “On the notions of causality and complementarity“. In: *Dialectica* 2(3-4), S. 312-319.
- Born, M. (1926): “Zur Quantenmechanik der Stoßvorgänge“. In: *Zeitschrift für Physik* 37(12), S. 863-867.
- Born, M., Jordan, P. (1925): „Zur Quantenmechanik“. In: *Zeitschrift für Physik* 34(1), S. 858–888.
- Born, M., Heisenberg, W., Jordan, P. (1926): „Zur Quantenmechanik II“. In: *Zeitschrift für Physik* 35(8-9), S. 557–615.
- de Broglie, L. (1925): „Recherches sur la théorie des Quanta“. Doktorarbeit, Paris 1924.  
In: Englische Übersetzung (übers. A.F. Kracklauer), *Ann. de Physique* 3(10), S. 22-128.
- de Broglie, L. (1927): „La structure atomique de la matière et du rayonnement et la mécanique ondulatoire“. In: *Journal de Physique Radium* 8(5), S. 225-241.
- Bronner P. (2010): *Quantenoptische Experimente als Grundlage eines Curriculums zur Quantenphysik des Photons*. Berlin: Logos Verlag Berlin GmbH.
- Cartwright, N. (1979): “Causal Laws and Effective Strategies“. In: *Noûs* 13(4): 419–437.
- Cartwright, N. (1999a): „Causal diversity and the Markov condition“. In: *Synthese* 121(1/2), S. 3-27.
- Cartwright, N. (1999b): *The dappled world*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Cartwright, N. (2007). *Hunting causes and using them*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Clauser, J. F. (1974): “Experimental Distinction Between the Quantum and Classical Field Theoretical Predictions for the Photoelectric Effect“. In: *Physical Review D* 9(4), S. 853-860.



- Cohen-Tannoudji C., Diu B., Laloe F. (1999): *Quantenmechanik, Band 1*. 2. Auflage. New York: de Gruyter.
- Compton, A. H. (1923): „A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements“. In: *Physical Review* 21(5), S. 483–502.
- Demtröder, W. (2016): *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. 5. Auflage. Berlin/Heidelberg: Springer Spektrum.
- Descartes, R. (1641/1986): *Meditationes de Prima Philosophia. Meditationen über die erste Philosophie*. Übersetzt von Gerhart Schmidt (1986), Stuttgart: Reclam.
- Descartes, R. (1677/1989): *Le monde ou traité de la lumière. Die Welt oder Abhandlung über das Licht*. Übersetzt von Günter Matthias Tripp (1989), Weinheim: VCH, Acta humaniora.
- DeWitt, B. S. & Graham, N. (Hg.) (1973). *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*. Princeton: Princeton University Press.
- Dirac, P. A. M. (1958): *Principles of Quantum Mechanics*. 4. Auflage. Oxford: Oxford University Press.
- Ehrenfest, P. (1911): „Welche Züge der Lichtquantenhypothese spielen in der Theorie der Wärmestrahlung eine wesentliche Rolle?“ In: *Annalen der Physik* 341(11), S. 91-118.
- Einstein, A. (1905): „Ueber einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt“. In: *Annalen der Physik* 17, S. 132-148.
- Einstein, A., Podolsky, B., & Rosen, N. (1935): "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?". In: *Physical Review* 47(10), S. 777–780.
- Everett III, H. (1957): "Relative State" Formulation of Quantum Mechanics. In: *Reviews of modern physics* 29(3), S. 454–462.
- Friebe, C., Kuhlmann, M., Lyre, H., Näger, P., Passon, O., Stöckler, M. (2015): *Philosophie der Quantenmechanik: Einführung und Diskussion der zentralen Begriffe und Problemstellungen der Quantentheorie für Physiker und Philosophen*. Berlin; Heidelberg: Springer.
- Gebharder, A., Retzlaff, N. (2018): "A new proposal how to handle counterexamples to Markov causation à la Cartwright, or: Fixing the chemical factory". In: *Synthese* 197, S. 1467-1486.

- Ghirardi, G.C., Rimini, A., and Weber, T. (1984). "A Model for a Unified Quantum Description of Macroscopic and Microscopic Systems". In: *Quantum Probability and Applications II*, L. Accardi & W. von Waldenfelds (eds), S. 223-240. Springer: Berlin.
- Ghirardi, G.C., Rimini, A., and Weber, T. (1986). "Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems". *Physical Review D* 34(2), S. 470-491.
- Giancoli D. C. (2006): *Physik*. 3. Auflage. München: Pearson Studium.
- Glymour, C. (1999): "Rabbit hunting". In: *Synthese* 121(1/2), S. 55-78.
- Glymour, C. (2006): „Markov Properties and Quantum Experiments“. In: *W. Demopoulos and I. Pitowsky* (Eds.), *Physical Theory and Its Interpretation: Essays in Honor of Jeffrey Bub*, S. 117–125. Dordrecht: Springer.
- Glymour, C., Spirtes, P., Scheines, R. (1991): „Causal inference“. In: *Erkenntnis* 35(1/3), 151-189.
- Grangier, P., Roger, G., Aspect, A. (1986): "Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A new Light on Single-Photon Interferences". In: *Europhysics Letters* 1(4), S. 173-179.
- Hahn, O. (1909): „Über eine neue Erscheinung bei der Aktivierung von Aktinium“. In: *Physikalische Zeitschrift* 10(3), S. 81–88.
- Halliday D., Resnick R. (1994): *Physik* 2. Berlin: Walter de Gruyter & Co.
- Hanbury Brown, R., Twiss, R. Q. (1956): „A Test of a new Type of Stellar Interferometer on Sirius“. In: *Nature* 178, S. 1046-1048.
- Hanbury Brown, R., Twiss, R. Q. (1957): „Interferometry of the Intensity Fluctuations in Light. I. Basic Theory: The Correlation between Photons in Coherent Beams of Radiation. In: *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences* 242(1230), S. 300-324.
- Hanbury Brown, R., Twiss, R. Q. (1958): Interferometry of the Intensity Fluctuations in Light II. An Experimental Test of the Theory for Partially Coherent Light. In: *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences* 243(1234), S. 291-319.
- Hausman, D. M., Woodward, J. (1999): „Independence, Invariance and the Causal Markov Condition“. In: *British Journal for the Philosophy of Science* 50(4), S. 521-583.

- Healey, R. (2009): „Causation in quantum mechanics“. In: H. Beebe, C. Hitchcock, & P. Menzies (Eds.), *The oxford handbook of causation*. Oxford: Oxford University Press.
- Heisenberg, W. (1925): „Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen“. In: *Zeitschrift für Physik* 33(1), S. 879–893.
- Heisenberg, W. (1927): „Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik“. In: *Zeitschrift für Physik* 43(3), S. 172–198.
- Heisenberg, W. (1956): „Die Entwicklung der Deutung der Quantentheorie“. In: *Physikalische Blätter* 12(7), S. 289-304.
- Heisenberg (2000): *Physik und Philosophie*. 6. Auflage. Stuttgart: S. Hirzel Verlag.
- Hertz, H. (1887): „Ueber den Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electriche Entladung“. In: *Annalen der Physik* 267(8), S. 983–1000.
- Herzog, T. J., Kwiat, P. G., Weinfurter, H., & Zeilinger, A. (1995): „Complementarity and the Quantum Eraser“. In: *Physical Review Letters* 75(17), S. 3034-3037.
- Hoffmann, D. (2015): *Einsteins Relativitätstheorie: Eine geführte Reise durch Raum, Zeit und die Geschichte der Physik*. Norderstedt: Books on Demand.
- Holladay W. (1993): „A simple quantum eraser“. In: *Physics Letters A* 183, S. 280-282.
- Hume, D. (1739-40/1978): *Ein Traktat über die menschliche Natur*. Übersetzt und hrsg. von Theodor Lipps (1978), 2 Band, Hamburg: Meiner.
- Hume, D. (1756/1984): *Eine Untersuchung über den menschlichen Verstand*. Übersetzt von Raoul Richter, hrsg. von Jens Kulenkampff (1984). 11. Auflage; Hamburg: Meiner.
- Huyghens, C. (1678): *Abhandlung über das Licht: Worin die Ursache der Vorgänge bei seiner Zurückwerfung und Brechung und besonders bei der eigenthümlichen Brechung des isländisches Spathes dargelegt sind*. Herausgegeben von E. Lommel (1890). Leipzig: Verlag von Wilhelm Engelmann.
- Hüttemann, A. (2013): *Ursachen*. Berlin; Boston: Walter de Gruyter.
- Kant, I. (1781/1787/1956): *Die Kritik der reinen Vernunft*. Hrsg. von Raymund Schmidt (1956). Hamburg: Felix Meiner.
- Kimble, H. J., Dagenais, M., & Mandeln, L. (1977): „Photon Antibunching in Resonance Fluorescence“. In: *Physical Review Letters* 39(11), S. 691-695.

- Kurtsiefer, C., Oberparleiter, M., Weinfurter, H. (2001): „High-efficiency entangled photon paircollection in type-II parametric fluorescence“. In: *Physical Review A* 64 (2), S. 1-4.
- Lauritzen, S. L., Dawid, A. P., Larsen, B. N., & Leimer, H.-G. (1990): „Independence properties of directed Markov-fields“. In: *Networks* 20, S. 491–505.
- Leibnitz, G. W. (1714/1998): *Monadologie: Französisch/Deutsch*. Übersetzt und herausgegeben von Hartmut Hecht (1998). Stuttgart: Reclam.
- Lewis, D. (1973a): „Causation“. In: *Journal of Philosophy* 70(17), S. 556–567.
- Lewis, D. (1973b): *Counterfactuals*. Oxford: Blackwell.
- Lewis, D. (1986): *Philosophical Papers, Vol. II*. Oxford: Oxford University Press.
- Lewis, D. (1994): „Humean Supervenience Debugged“. In: *Mind* 103(412), S. 473–490.
- Löffler-Mang, M. (2012): *Optische Sensorik: Lasertechnik, Experimente, Light Barriers*. Wiesbaden: Vieweg + Teubner Verlag.
- Lüders K., Pohl R. O. (2010): *Pohls Einführung in die Physik, Band 2: Elektrizitätslehre und Optik*. 23. Auflage. Berlin; Heidelberg: Springer Verlag.
- Mach, E. (1896): *Die Principien der Wärmelehre: Historisch-kritisch entwickelt*. Leipzig: Verlag von Johann Ambrosius Barth.
- Mach, E. (1897): *Die Mechanik in ihrer Entwicklung: Historisch-kritisch dargestellt*. 3. Auflage. Leipzig: F. A. Brockhaus.
- Mackie, J. L. (1965): „Causes and Conditions“. In: *American Philosophical Quarterly* 2, S. 245-264.
- Maudlin, T. (1995): „Three measurement problems“. In: *Topoi* 14(1), S. 7-15.
- Maxwell, J. C. (1865): „A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 155, S. 459-512.
- Maxwell, J. C. (1871): *Theory of Heat*. London: Longman.
- Messiah, A. (1991): *Quantenmechanik. Band 1*. 2., verbesserte Auflage. Berlin/New York: Walter de Gruyter.
- Mill, J. S. (1872): „System der deduktiven und induktiven Logik. Eine Darlegung der Grundsätze der Beweislehre und der Methoden der wissenschaftlichen Forschung“. In: *John Stuart Mill's Gesammelte Werke*, hrsg. und übersetzt von Theodor Comperz, Band 3. Leipzig: Fues's Verlag.

- Mill, J. S. (1891): *A System of Logic. Ratiocinative and Inductive*. London: Longman.
- Mohr, P. J., Newell, D. B., Taylor, B. N.: „CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014“. In: *Zenodo*, doi:10.5281/zenodo.22826.
- Näger, P. M. (2013): „Causal graphs for EPR experiments“. Retrieved from <http://philsci-archive.pitt.edu/id/eprint/9915>
- Näger, P. (2016): „The Causal Problem of Entanglement“. In: *Synthese* 193(4), S. 1127-1155.
- Neapolitan, R. E. (1990): *Probabilistic reasoning in expert systems*. Wiley.
- von Neumann, J. (1932): *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*. Berlin: Springer.
- Newton, I. (1687): *Philosophiae naturalis principia mathematica*. London: Jussu Societatis Regiae ac Typis Josephi Streater.
- Newton, I. (1687, Übersetzung 1872): *Mathematische Principien der Naturlehre: Mit Bemerkungen und Erläuterungen*. Herausgegeben von Prof. Dr. J. Ph. Wolfers (1872). Berlin: Verlag von Robert Oppenheim.
- Newton, I. (1730): *Opticks: Or, a Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of Light*. 4. Auflage. London: Innys.
- Pade, J. (2012): *Quantenmechanik zu Fuß 1, Band 1*. Heidelberg; Dordrecht; London; New York: Springer.
- Pade, J. (2014): *Quantum Mechanics for Pedestrians 1: Fundamentals*. Cham/Heidelberg/New York/Dordrecht/London: Springer.
- Pade, J. (2014(2)): *Quantum Mechanics for Pedestrians 2: Applications and Extensions*. Cham/Heidelberg/New York/Dordrecht/London: Springer.
- Pauli, W. (1925): „Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronenbahnen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren“. In: *Z. Phys.* 31, S. 765-785.
- Pearl, J. (1988). *Probabilistic reasoning in intelligent systems: Networks of plausible inference*. San Mateo, CA: Morgan Kaufmann.
- Pearl, J. (2000): *Causality*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Pearl, J. (2009): *Causality: models, reasoning, and inference*. 2. Auflage. New York: Cambridge University Press.

- Planck, M. (1900): „Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum“. In: *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft* 2(17), S. 237-245.
- Reichenbach, H. (1956): *The direction of time*. Berkeley: University of California Press.
- Reid, T. (1788): *Essays on the Active Powers of Man*. Edinburgh: John Bell.
- Russell, B. (1912-13): „On the Notion of Cause“. In: *Proceedings of the Aristotelian Society*, S. 1-26.
- Retzlaff, N. (2017): „Another Counterexample to Markov Causation from Quantum Mechanics: Single Photon Experiments and the Mach-Zender Interferometer.“ In: *Kriterion – Journal of Philosophy* 31(2), S. 17-42.
- Salmon, W. (1984): *Scientific explanation and the causal structure of the world*. Princeton University Press.
- Schank, R., Tesler, L. (1969): „A Conceptual Dependency Parser for Natural Language“. In: Proceedings of the 1969 conference on Computational linguistics, Sång-Säby, Sweden, S. 1-3.
- Schrödinger, E. (1926a): „Quantisierung als Eigenwertproblem I“. In: *Annalen der Physik* 384(4), S. 361–376.
- Schrödinger, E. (1926b): „Quantisierung als Eigenwertproblem II“. In: *Annalen der Physik* 384(6), S. 489-527.
- Schrödinger, E. (1926c): „Quantisierung als Eigenwertproblem III“. In: *Annalen der Physik* 385(13), S. 437–490,
- Schrödinger, E. (1926d): „Quantisierung als Eigenwertproblem IV“. In: *Annalen der Physik* 386(18), S. 109–139.
- Schrödinger, E. (1935): „Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik“. In: *Die Naturwissenschaften* 23(48), S. 807-812.
- Schurz, G. (2015): *Wahrscheinlichkeit*. Berlin; Boston: de Gruyter.
- Schurz, G. (2017): „Interactive Causes: Revising the Markov Condition“. In: *Philosophy of Science* 84(3), S. 456-479.
- Schurz, G., Gebharder, A. (2016): „Causality as a Theoretical Concept“. In: *Synthese* 193, S. 1073-1103.

- Scully, M. O., Englert, B.-G., & Walther, H. (1991): "Quantum optical tests of complementarity". In: *Nature* 351, S. 111-116.
- Spirtes, P., Glymour, C., Scheines, R. (1993): *Causation, prediction, and search*. Dordrecht: Springer.
- Spirtes P., Glymour C., Scheines R. (2000): *Causation, Prediction, and Search*. 2. Auflage. Cambridge: MIT Press.
- Struyve, W. (2010): "Pilot-wave theory and quantum fields". In: *Reports on progress in physics* 73, S. 1-30.
- Suppes, P. (1970a): *A probabilistic theory of causality*. North-Holland.
- Suppes, P. (1970b): „A Probabilistic Theory of Causality“. In: *Acta Philosophica Fennica XXIV*, S. 1-130.
- Träger, F. (2012): *Springer Handbook of Lasers and Optics*. 2nd Edition. Dordrecht/Heidelberg/London/New York: Springer.
- Ursin et al. (2007): Entanglement-based quantum communication over 144 km. In: *Nature Physics* 3, S. 481-486.
- Verma, T. S. (1987): „Causal networks: Semantics and expressiveness“. In: *Technical Report R-65*. Cognitive Systems Laboratory, University of California, Los Angeles.
- de Vries, A. (2012): *Quantenrechnen: Eine Einführung in Quantum Computation für Ingenieure und Informatiker*. Norderstedt: Books on Demand.
- Wagner, K. W. (1953): *Elektromagnetische Wellen: Eine Einführung in die Theorie als Grundlage für die Anwendung in der elektrischen Übertragungstechnik*. Basel: Springer Basel AG.
- Walborn, S. P., Terra Cunha, M. O., Pádua S., & Monken C. H. (2002): "Double-slit quantum eraser". In: *Physical Review A* 65(3), S. 033818-1-6.
- Wallace, D. (2010): „The Everett interpretation“. In: Batterman (Hg.) *The Oxford Handbook of Philosophy of Physics*.
- Wood, C. J., & Spekkens, R. W. (2012): „The lesson of causal discovery algorithms for quantum correlations: Causal explanations of Bell-inequality violations require fine-tuning“. In: *arXiv.org*.

- Wood, C. J., Spekkens, R. W. (2015): „The lesson of causal discovery algorithms for quantum correlations: Causal explanations of Bell-inequality violations require fine-tuning”. In: arXiv.org.
- Woodward, J. (2003): *Making Things Happen*. Oxford: Oxford University Press.
- Wright, S. (1921): “Correlation and causation”. In: *Journal for Agricultural Research* 20(7), S. 557-585.
- Young T. (1804): „The Bakerian Lecture: Experiments and Calculations Relative to Physical Optics“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 94, S. 1-16.
- Zhang, J., & Spirtes, P. (2008): „Detection of unfaithfulness and robust causal inference“. In: *Minds and Machines* 18, S. 239–271.



# Danksagung

---

Danke für die Möglichkeit, mich frei entwickeln und entfalten zu können;

Danke für die Förderung und Forderung;

Danke für die Hilfe und den Support;

Danke für die Integration und das Gemeinschaftsgefühl;

Danke für die Leidenschaft und den Ehrgeiz.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Gerhard Schurz. Ich danke Dir, dass du es mir ermöglicht hast, einen Einblick in die Wissenschaft zu gewinnen; dass ich mich thematisch und menschlich in deinem Team entfalten durfte und die vielen wissenschaftlichen Reisen erleben konnte. Ich danke Dir für deinen Geist und die Betreuung meiner Arbeit.

Ich danke Herrn Prof. Markus Schrenk für den Support und die wissenschaftliche Betreuung meiner Arbeit als Zweitgutachter, für die persönlichen Gespräche und zahlreichen wunderbaren Seminare.

Ich danke Herrn Prof. Gottfried Vosgerau für die Aufnahme in seinem Team, wodurch ich einen weiteren Zugang zum Thema der Kausalität erfuhr.

Mein außerordentlicher Dank gilt den Menschen, die mir die Zeit an der HHU als ein unvergessliches Abenteuer in Erinnerung halten. Die Reihenfolge der Aufzählung erfolgt alphabetisch: Alexander Gebharter, Annika Schuster, Arne Weber, Christian Feldbacher-Escamilla, Jessica Struchhold, Karim Baraghith, Sara Ipakchi, Till Gallasch.

Ich möchte meiner Familie danke sagen: Danke für die Fürsorge, den Schutz und den Halt, danke für die Unterstützung, die Sensibilität und die Aufmerksamkeit. Speziell möchte ich meiner Schwester Alexandra, meinem Papa Andreas, meiner Mama Kirsten und meiner verstorbenen Oma Renate danken (Reihenfolge alphabetisch).

Von ganzem Herzen danke ich meiner Freundin Alexandra, die mein Leben zu etwas Wundervollem macht und meiner verstorbenen Hündin Buffy, die mir auf einem Teilstück meines Lebens treu zur Seite stand.

Und zu guter Letzt möchte ich dem Menschen danken, der mich für die Quantenmechanik begeisterte: Dan Kerr.

