

ALTES UND NEUES VON DER BOSE-EINSTEIN-KONDENSATION

GERT-LUDWIG INGOLD

1925 von Albert Einstein nach Vorarbeiten von Satyendra Nath Bose zum ersten Mal diskutiert, 1995 vom amerikanischen Wissenschaftsmagazin Science zum Molekül des Jahres gekürt, obwohl es sich nicht um ein Molekül handelt: die Bose-Einstein-Kondensation. Die experimentelle Untersuchung dieses Phänomens an schwach wechselwirkenden, sehr kalten Atomgasen hat in den letzten zwei Jahren für erhebliches Aufsehen in der physikalischen Fachwelt gesorgt und schlug sich neben vielfältigen Forschungsaktivitäten innerhalb kürzester Zeit auch in Preisverleihungen an Vertreter der beiden führenden experimentellen Gruppen nieder: Fritz-London-Preis, wohl der renommierteste Preis im Bereich der Tieftemperaturphysik, und König-Faisal-Preis für Eric Cornell und Carl Wieman vom Joint Institute of Laboratory Astrophysics in Boulder am Fuße der Rocky Mountains, sowie Gustav-Hertz-Preis der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für Wolfgang Ketterle, der eine Arbeitsgruppe am Massachusetts Institute of Technology in Cambridge leitet.

Der Bose-Einstein-Kondensation liegt einer der wesentlichsten Aspekte der Quantenmechanik zugrunde, nämlich die Ununterscheidbarkeit gleicher Teilchen. Die Diskussion dieser aus Sicht der klassischen Physik des 19. Jahrhunderts keineswegs leicht verständlichen Eigenschaft und einige interessante Begebenheiten im Zusammenhang mit der theoretischen Vorhersage der Bose-Einstein-Kondensation bilden den Ausgangspunkt dieses Artikels. Anschließend werden die physikalischen Eigenschaften der Bose-Einstein-Kondensation näher erläutert. Dabei wird sich unter anderem zeigen, daß zur Beobachtung dieses Phänomens extrem tiefe Temperaturen benötigt werden, die erst in jüngster Zeit erreichbar wurden. Die Beschreibung der hierfür erforderlichen Techniken sowie einiger experimenteller Aspekte bildet den Gegenstand des dritten und abschließenden Teiles.

In der klassischen Physik ist man gewohnt, zwischen Wellen und Teilchen zu unterscheiden. Zu ersteren gehören die elektromagnetischen Wellen, insbesondere auch Licht. Eines der Charakteristika von Wellen ist das Auftreten von Interferenzphänomenen (Abbildung 1), die uns von Wasserwellen her wohl bekannt sind und bei den elektromagnetischen Rundfunk- oder Fernsehsignalen mitunter störend in Erscheinung treten. Es gibt allerdings Situationen, in denen Licht nicht als Welle verstanden werden kann, sondern in denen ihm Teilchencharakter in Form des sogenannten Photons mit definierter Energie und Impuls zuzuordnen ist. Ein Beispiel ist der Photoeffekt, bei dem durch Lichteinstrahlung Elektronen aus einem Metall herausgeschlagen werden. Die zugehörige

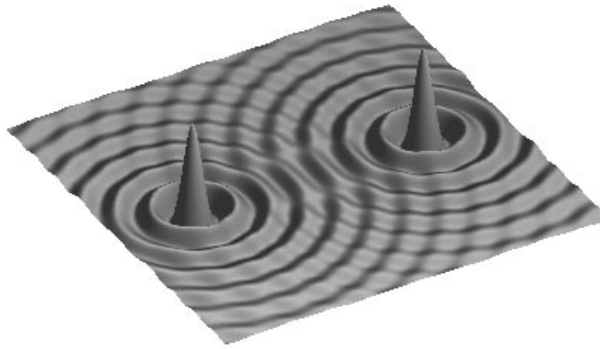


Abbildung 1: Interferenz zweier Wellen.

Erklärung durch Einstein wurde mit der Verleihung des Nobelpreises für Physik 1921 gewürdigt. Andererseits gibt es Experimente, in denen sich beispielsweise Elektronen, die üblicherweise als Teilchen betrachtet werden, wie Wellen verhalten, indem sie Interferenz zeigen.

Wenn aber physikalische Objekte, zumindest im mikroskopischen Bereich, je nach Experiment als Teilchen oder Welle in Erscheinung treten können, stellt sich die Frage, inwieweit es gerechtfertigt ist, zur Beschreibung typische Teilcheneigenschaften wie die momentane Position eines Teilchens zu verwenden. In der Tat folgt aus der Heisenbergschen Unschärferelation, daß in quantenmechanischen Systemen Ort und Geschwindigkeit eines Teilchens nicht gleichzeitig genau gemessen werden können. Als Konsequenz läßt sich die Bahn eines Teilchens nicht präzise verfolgen. Ebenso wird die Unterscheidung zwischen Teilchen schwierig, wenn sich diese nahe kommen. Es stellt sich also die Frage, wie es mit der Individualität von Teilchen in der Quantenmechanik bestellt ist.

In der klassischen Physik wird, basierend auf der Alltagserfahrung, davon ausgegangen, daß sich Objekte, zumindest im Prinzip, voneinander unterscheiden lassen. Fassen wir den Begriff der physikalischen Objekte etwas weiter und betrachten beispielsweise Studenten in einer Klausur. Selbstverständlich ist es der Aufsicht möglich festzustellen, ob zwei Studierende den Platz getauscht haben, denn schließlich sehen sie verschieden aus. Selbst bei gleich angezogenen Zwillingen wird es der aufmerksamen Aufsicht nicht schwer fallen, einen Platzwechsel festzustellen. Gegebenenfalls könnte man zur Erleichterung der Aufsicht ja auch Namensschilder verwenden. Ähnliches würde man in der klas-

sischen Physik zunächst auch für irgendwelche Teilchen, sagen wir zum Beispiel Atome, erwarten. Zwar „sehen“ gleiche Atome auch gleich aus, aber wir können uns, zumindest im Prinzip, vorstellen, daß wir die Atome markieren können. Wenn sich die Bahn jedes Atoms in einem Gas lückenlos verfolgen läßt, könnte man zu einem anfänglichen Zeitpunkt in Gedanken Nummern verteilen und nach einer gewissen Zeit immer noch sagen, wo sich beispielsweise das Atom Nummer 42 gerade aufhält.

Nach dem was wir jedoch über die Quantenmechanik gesagt haben, ist die Verfolgung der Bahnen identischer Teilchen nicht möglich. Identische Teilchen sind in der Quantenmechanik prinzipiell nicht voneinander unterscheidbar. Dies hat unter anderem drastische Auswirkungen auf die Thermodynamik von Gasen und ist letztendlich die Ursache für die Bose-Einstein-Kondensation.

Zunächst wollen wir uns aber überlegen, wann der quantenmechanische Charakter von Teilchen wichtig wird. Wesentlich ist hierbei die sogenannte de Broglie-Wellenlänge, die von Louis de Broglie in seiner Doktorarbeit im Jahre 1924 eingeführt wurde. Je größer diese Wellenlänge ist, desto stärker kann der Wellencharakter in Erscheinung treten. Dies ist für ein Teilchen der Fall je kleiner dessen Masse und Geschwindigkeit sind. Die Übertragung dieser Idee auf ideale Gase führt zur thermischen de Broglie-Wellenlänge, die mit abnehmender Teilchenmasse und Temperatur zunimmt. Der Bereich der Quanteneffekte ist demzufolge bei kleinen Massen, also mikroskopischen Teilchen, und tiefen Temperaturen angesiedelt.

Die Situation wird dadurch etwas komplizierter, daß sich quantenmechanische Teilchen in ihrer Ununterscheidbarkeit dennoch verschieden verhalten können. Man unterscheidet zwei Klassen: die sogenannten Bosonen, benannt nach dem bereits erwähnten indischen Physiker Bose, und die Fermionen, die ihren Namen dem italienischen Physiker Enrico Fermi verdanken. Zu den Fermionen gehören insbesondere alle Bestandteile von Atomen, also Protonen, Neutronen und Elektronen. Photonen sind dagegen Bosonen.

Der Unterschied zwischen diesen beiden Teilchenklassen offenbart sich, wenn man versucht, Energiezustände mit diesen Teilchen zu besetzen. Wir können uns hier der Einfachheit halber vorstellen, Teilchen in Schachteln zu füllen. Während wir beliebig viele Bosonen in eine Schachtel geben dürfen, kann sich jeweils nur maximal ein Fermion einer Sorte in einer Schachtel aufhalten. Letzteres, auch als Pauli-Prinzip bekannt, ist unter anderem für das Periodensystem der Elemente verantwortlich und bildet damit eine wesentliche Grundlage der Chemie. Der Bosonencharakter spielt bei der Bose-Einstein-Kondensation, bei der sich fast alle Teilchen im Zustand niedrigster Energie befinden, eine zentrale Rolle. Die Zugehörigkeit zu einer der beiden Klassen, Fermionen und Bosonen, ist eine unveränderbare Eigenschaft der Teilchen, die durch einen Eigendrehimpuls, den sogenannten Spin, bestimmt ist. Dieser kann in Einheiten des Planckschen Wirkungsquantums nur halb- oder ganzzahlige Werte annehmen.

Ein sehr fundamentales Theorem besagt nun, daß sich Teilchen mit ganzzahligem Spin wie Bosonen, Teilchen mit halbzahligen Spin dagegen wie Fermionen verhalten.

Da Atome aus Fermionen zusammengesetzt sind, kann sich ein Atom nur dann effektiv wie ein Boson verhalten, wenn es insgesamt eine gerade Anzahl von Elektronen, Protonen und Neutronen enthält. Nur dann addieren sich die halbzahligen Spins zu einem ganzzahligen Gesamtspin auf. Ein neutrales Atom besteht immer aus gleich vielen Elektronen und Protonen, so daß für die Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation nur solche Isotope in Frage kommen, bei denen sich im Atomkern eine gerade Anzahl von Neutronen befindet.

Bei der thermodynamischen Beschreibung eines Gases kommt es nun unter anderem auf die Zahl der Möglichkeiten an, Teilchen auf verschiedene Energiezustände, die in Abbildung 2 als Kästchen gezeigt sind, zu verteilen. Wir beschränken uns der Übersichtlichkeit wegen auf drei Teilchen, die in drei Kästchen zu verteilen sind. Falls alle Teilchen unterscheidbar sind, also im klassischen Fall, gibt es insgesamt die gezeigten 27 Möglichkeiten. Für Fermionen dagegen gibt es genau eine Möglichkeit. Zwar gibt es 6 Konfigurationen, in denen jeweils ein Teilchen pro Kästchen zu finden ist, aber da die Fermionen ununterscheidbar sind, dürfen wir diese Konfigurationen nur als eine einzige zählen. Für Bosonen gibt es wieder mehr Möglichkeiten, da ein Kästchen mehrfach belegt sein darf. Unter Beachtung der Ununterscheidbarkeit gibt es 10 verschiedene Konfigurationen, stimmt's?

Versetzen wir uns nun zurück in das Jahr 1924, als die Ununterscheidbarkeit von Teilchen noch keineswegs ein etabliertes Konzept war. In diesem Jahr publizierte Satyendra Nath Bose in der Zeitschrift für Physik eine bemerkenswerte Arbeit,¹ in der er für Photonen, also Lichtquanten, zum ersten Mal das eben beschriebene Abzählverfahren für Bosonen verwendet. Damit gab er einen wesentlichen Anstoß für die Entwicklung der Quantenstatistik. Neben der physikalischen Bedeutung dieser Arbeit sind einige andere Aspekte bemerkenswert. Entgegen des sonst üblichen Verfahrens wurde im Kopf der Arbeit nur der Nachname des Autors genannt, Vorname oder Initialen fehlen. Dies mag ein Indiz für eine hastige Bearbeitung sein. Des weiteren findet sich am Ende der Arbeit folgende Anmerkung des Übersetzers:

„Boses Ableitung der Planckschen Formel bedeutet nach meiner Meinung einen wichtigen Fortschritt. Die hier benutzte Methode liefert auch die Quantentheorie des idealen Gases, wie ich an anderer Stelle ausführen möchte.“

Wer möchte nicht eine solche Bemerkung am Ende seiner Arbeit finden, insbesondere, wenn es sich, wie in diesem Fall, bei dem Übersetzer um Albert

¹ Bose, Z. Phys. **26**, 178 (1924).

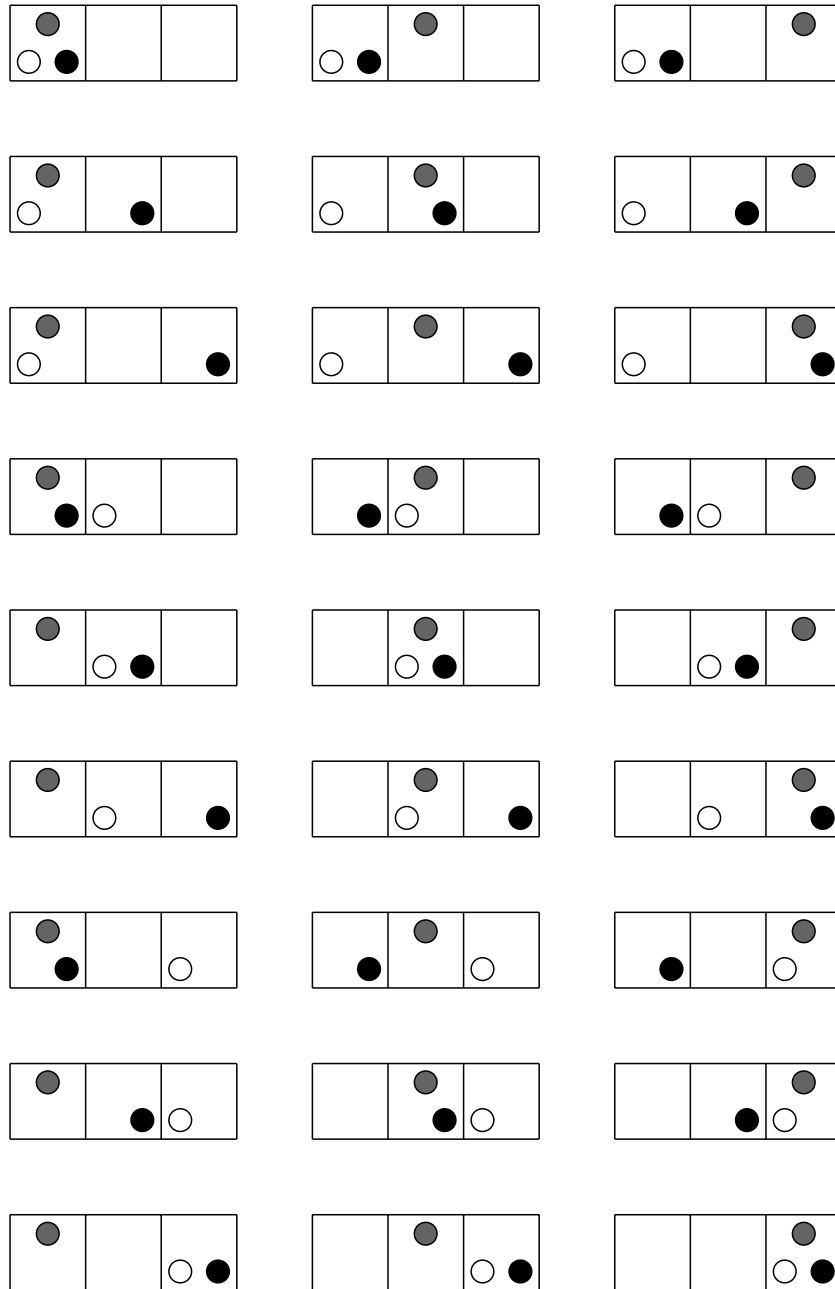


Abbildung 2: Verteilung von drei Teilchen auf drei Kästchen.

Einstein handelt?

Wie wichtig Boses Arbeit, die als Eingangsdatum den 2. Juli 1924 trägt, für Einstein war, zeigt die Tatsache, daß dieser bereits 8 Tage später, am 10. Juli 1924, der Preußischen Akademie der Wissenschaften einen Aufsatz mit dem Titel „Quantentheorie des einatomigen idealen Gases“ vorlegt.² Hierin benutzt er die Abzählmethode von Bose, um die Thermodynamik eines idealen Gases, in dem also die Atome nicht miteinander wechselwirken, herzuleiten.

Weder Bose noch Einstein geben eine besondere Rechtfertigung für die unkonventionelle Art, Zustände abzuzählen. Dies führt Max Delbrück, Nobelpreisträger für Medizin 1969 und um 1924 als Theoretischer Physiker in Göttingen tätig, dazu, zu fragen: „Was Bose-Einstein statistics arrived at by serendipity?“³ Offensichtlich waren auch einige von Einsteins Kollegen erstaunt. Am 8. Januar 1925 schreibt Einstein in einer Fortsetzung der Abhandlung des Vorjahres:⁴

„Von Hrn. EHRENFEST und anderen Kollegen ist an BOSES Theorie der Strahlung und meiner analogen der idealen Gase gerügt worden, daß in diesen Theorien die Quanten bzw. Moleküle nicht als voneinander statistisch unabhängige Gebilde behandelt werden, ohne daß in unseren Abhandlungen auf diesen Umstand besonders hingewiesen worden sei.“

Anschließend erläutert er ausführlich die Unterschiede zwischen klassischer und quantenmechanischer Statistik und geht auf die Ununterscheidbarkeit der Teilchen ein.

In der gleichen Arbeit setzt Einstein die Analyse des idealen Quantengases im Rahmen der Bosestatistik fort. Für uns ist dabei die Besetzung der einzelnen Energiezustände, von denen es unendlich viele gibt, von besonderem Interesse. Ordnet man die Gasteilchen den Energiezuständen zu, so stellt man fest, daß normalerweise die Verteilung so erfolgt, daß in keinem der Zustände ein signifikanter Anteil der Gesamtteilchenzahl vorliegt. Einstein stellt aber fest, daß

„... etwas Ähnliches eintritt wie beim isothermen Komprimieren eines Dampfes über das Sättigungsvolumen. Es tritt eine Scheidung ein; ein Teil »kondensiert«, der Rest bleibt ein »gesättigtes ideales Gas« ...“

² A. Einstein, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. **1924**, 261 (1924).

³ M. Delbrück, J. Chem. Education **57**, 467 (1980). Serendipity, eine Wortschöpfung von Horace Walpole aus dem Jahr 1754 nach dem Märchen „Die Prinzen von Serendip“, bezeichnet die Fähigkeit, etwas zu finden, das man gar nicht gesucht hatte. Serendip ist ein früherer Name von Sri Lanka.

⁴ A. Einstein, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. **1925**, 3 (1925).

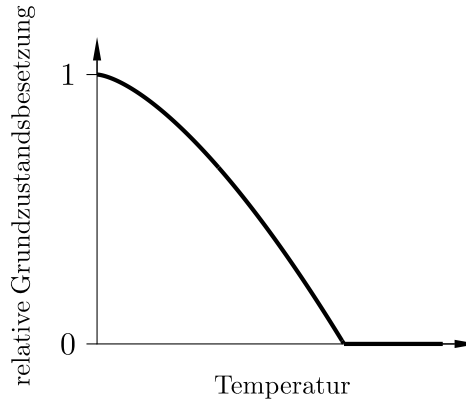


Abbildung 3: Relative Besetzung des Grundzustands eines idealen Bosegases.

Mit diesen Worten beschreibt Einstein zum ersten Mal das Phänomen, das später Bose-Einstein-Kondensation getauft wird. Mit dem Begriff der Kondensation verbindet man häufig den Übergang von einem Gas in eine Flüssigkeit. Bei der Bose-Einstein-Kondensation entsteht zwar keine Flüssigkeit, dennoch geht unterhalb einer bestimmten Temperatur ein wesentlicher Anteil der Gasatome in eine neue Phase über. Diese ist dadurch gekennzeichnet, daß sich alle Atome im Grundzustand, also dem Zustand niedrigster Energie, befinden und dabei ein kollektives Verhalten zeigen. Das Verhalten der Grundzustandsbesetzung bezogen auf die Gesamtteilchenzahl ist als Funktion der Temperatur in Abbildung 3 schematisch dargestellt. Die restlichen Teilchen verteilen sich auf sehr viele Zustände, von denen jeder nur sehr schwach besetzt ist. Die Besetzung aller anderen Zustände wäre in diesem Bild also gleich Null zu setzen.

Dieses abrupte Einsetzen einer makroskopischen Besetzung des Grundzustands steht in Zusammenhang mit einem Phasenübergang.⁵ Während hierfür normalerweise Wechselwirkungen verantwortlich sind, zum Beispiel die Anziehungskräfte zwischen Wassermolekülen bei der gewöhnlichen Kondensation, tritt bei der Bose-Einstein-Kondensation ein Phasenübergang sogar für ein nicht wechselwirkendes Gas auf. Eine genauere Betrachtung der kritischen Temperatur zeigt, daß die Ursache in diesem Fall vielmehr im Übergang vom klassischen zum quantenmechanischen Verhalten des Gases liegt, wobei sich die bereits diskutierte Bose-Statistik direkt auswirkt. Am Phasenübergang wird der typische Abstand der Gasatome von der Größenordnung der thermischen de Broglie-Wellenlänge, womit gemäß unseren obigen Überlegungen der Quantencharakter der Teilchen zum Tragen kommt. Für höhere Temperaturen dagegen ist die

⁵ Zum Thema Phasenübergänge siehe auch: P. Hänggi, Jahrbuch der Universität Augsburg (1988).

de Broglie-Wellenlänge zu klein, und das System verhält sich wie ein klassisches Gas.

Aus der Tatsache, daß der Phasenübergang durch das Verhältnis zwischen typischem Teilchenabstand und thermischer de Broglie-Wellenlänge bestimmt wird, ergeben sich Konsequenzen für die experimentelle Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation. Eine Möglichkeit, zum Phasenübergang zu gelangen, besteht in der Verwendung kleiner Teilchenabstände oder damit gleichbedeutend einer relativ großen Teilchendichte. Ist die Dichte jedoch zu hoch, so können Wechselwirkungen zwischen den Teilchen im allgemeinen nicht vernachlässigt werden, und die Bose-Einstein-Kondensation tritt nicht in Reinkultur auf. Dies ist beispielsweise bei der Suprafluidität des Helium4 und bei der Supraleitung der Fall. Dieses Problem läßt sich durch die Wahl einer großen thermischen de Broglie-Wellenlänge umgehen. Die Erzeugung der dazu benötigten extrem tiefen Temperaturen stellt eine große experimentelle Herausforderung dar und wurde erst vor kurzem realisiert.

Bevor wir jedoch die modernen experimentellen Entwicklungen beschreiben, wollen wir noch einige theoretische Aspekte der Bose-Einstein-Kondensation diskutieren. Eine genauere Untersuchung der thermodynamischen Eigenschaften des Phasenübergangs wurde 1938 von dem bereits erwähnten Fritz London durchgeführt.⁶ Eine interessante Größe stellt in diesem Zusammenhang die spezifische Wärme dar, die angibt, wieviel Energie dem Gas zugeführt werden muß, um eine gewisse Temperaturänderung zu erzielen. Während die spezifische Wärme normalerweise eine glatte Funktion der Temperatur ist, zeigt sie bei der Bose-Einstein-Kondensation in einem dreidimensionalen Schachtelpotential als Konsequenz des Phasenübergangs eine deutliche Spitze, die in Abbildung 4 zu sehen ist. Für die gegenwärtig in den Experimenten verwendeten Potentiale erwartet man sogar einen Sprung in der spezifischen Wärme.⁷

Wenden wir uns nun einer Modellbetrachtung zu, die bei der Beschreibung von Phasenübergängen häufig Anwendung findet und bei der Bose-Einstein-Kondensation auch die, experimentell immer vorhandene, Wechselwirkung zwischen den Atomen berücksichtigt. Hierzu führen wir den Begriff des Ordnungsparameters ein, der in unserem Falle durch den Anteil der Atome im Kondensat gegeben ist. Dieser Ordnungsparameter hilft uns unter anderem, die Temperaturbereiche ober- und unterhalb des Phasenübergangs zu unterscheiden. Nach dem oben Gesagten ist der Ordnungsparameter oberhalb der kritischen Temperatur gleich Null, während er unterhalb einen von Null verschiedenen Wert annimmt. Die Tatsache, daß sich ein wesentlicher Teil der Teilchen im Grundzustand befindet, bedeutet eine größere Ordnung. Dies findet seine Entsprechung

⁶ F. London, *Phys. Rev.* **54**, 947 (1938).

⁷ Für eine etwas ausführlichere Diskussion der Thermodynamik der Bose-Einstein-Kondensation siehe beispielsweise: A. Lambrecht und G.-L. Ingold, *Physik in unserer Zeit* **27**, 200 (1996).

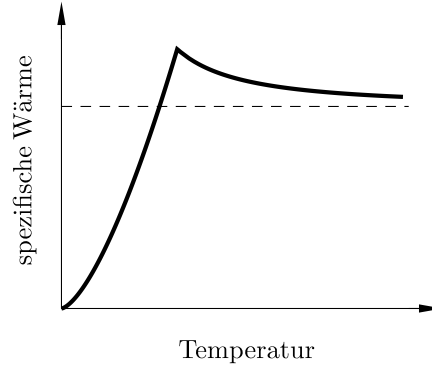


Abbildung 4: Spezifische Wärme eines idealen Bosegases als Funktion der Temperatur. Die gestrichelte Linie gibt den klassischen Hochtemperaturwert an.

zum Beispiel beim Ferromagneten, bei dem oberhalb des Phasenübergangs die einzelnen Elementarmagnete unabhängig voneinander in beliebige Richtungen zeigen, so daß der Mittelwert der Magnetisierung verschwindet. Unterhalb des Phasenübergangs sind die Elementarmagnete dagegen zumindest teilweise in die gleiche Richtung ausgerichtet. Die Magnetisierung, die hier die Rolle des Ordnungsparameters übernimmt, ist dann als Zeichen einer größeren Ordnung von Null verschieden.

Ohne auf die theoretische Begründung hier genauer einzugehen, stellen wir uns vor, daß der Wert des Ordnungsparameters durch das Minimum eines Potentials festgelegt ist, so wie sich eine Kugel in Ruhe im Minimum eines Potentialgebirges befindet. Die Form des Potentials ändert sich am Phasenübergang drastisch, wie in Abbildung 5 zu sehen ist. Für hohe Temperaturen trifft das rechte Bild zu, bei dem das Minimum in der Mitte liegt. Da der Betrag des Ordnungsparameters durch den Abstand vom Potentialmittelpunkt gegeben ist, ist der Ordnungsparameter entsprechend gleich Null. Am Phasenübergang bildet sich jedoch am Mittelpunkt ein Maximum heraus, und man erhält für tiefere Temperaturen das linke Potential, das wegen seiner charakteristischen Form auch häufig als Mexikanerhut bezeichnet wird. Der nichtverschwindende Ordnungsparameter äußert sich jetzt darin, daß das Potentialminimum einen endlichen Abstand vom Mittelpunkt besitzt. Interessant ist hier, daß das Minimum nicht eindeutig ist, vielmehr sind die tiefsten Punkte durch einen ganzen Kreis gegeben. Bei einem Ferromagneten beispielsweise hängt dies damit zusammen, daß die Elementarmagnete, auch wenn sie alle in die gleiche Raumrichtung zeigen, doch noch die Wahl haben, in welche. Ähnlich, aber weniger anschaulich, führt dies bei der Bose-Einstein-Kondensation dazu, daß der Ordnungsparameter durch eine Phase charakterisiert wird, deren Wert einem Winkel auf dem Kreis des Potentialminimums entspricht. Diese feste Phase bedeutet, daß die

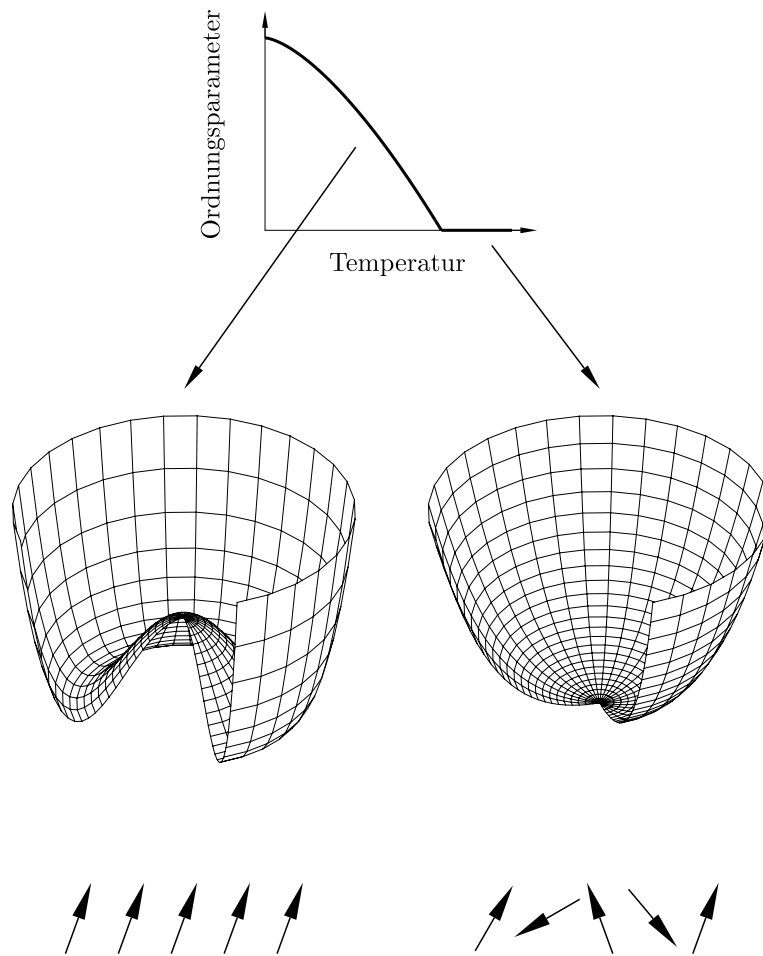


Abbildung 5: Verhalten des Ordnungsparameters bei einem Phasenübergang, rechts die Situation für Temperaturen oberhalb der kritischen Temperatur, links die Situation unterhalb der kritischen Temperatur. Das in der Mitte gezeigte Potential ist zur deutlicheren Darstellung aufgeschnitten gezeigt. Ganz unten ist der Ordnungsparameter mit Hilfe der Ausrichtung von Elementarmagneten veranschaulicht.

Teilchen im Bose-Kondensat Kohärenz aufweisen, sie befinden sich gewissermaßen im Gleichtakt.

Siebzig Jahre nach Einsteins Vorhersage berichteten nun zwei Gruppen über die experimentelle Beobachtung von Bose-Einstein-Kondensation.⁸ Um Wechselwirkungseffekte weitestgehend auszuschalten, wurden die Experimente an Alkaliatomgasen, Rubidium und Natrium, von nicht zu großer Dichte durchgeführt. Zur Kondensation sind dann extrem tiefe Temperaturen von etwa einem Millionstel Grad über dem absoluten Nullpunkt erforderlich. Bei diesen Temperaturen ist die feste Phase stabil, wogegen die gasförmige Phase nur metastabil ist. Es zeigt sich jedoch, daß die Experimente durchgeführt werden können, bevor sich das Gas in einen Festkörper umwandelt.

In den letzten zwanzig Jahren wurden verschiedene Verfahren entwickelt, um sehr kalte Atome herzustellen.⁹ Dies ist nicht nur für die Bose-Einstein-Kondensation von Interesse. Generell sind kalte Atome wegen der stark unterdrückten thermischen Bewegung extrem langsam, und es läßt sich aufgrund der verringerten thermischen Verbreiterung der Energieniveaus sehr präzise mit ihnen arbeiten. Die genannten experimentellen Gruppen verwendeten zur Kühlung ihrer Atomgase ein zweistufiges Verfahren, und zwar Laserkühlung mit anschließender Verdampfungskühlung.

Die Kühlung eines Atomgases ist gleichbedeutend damit, die mittlere Geschwindigkeit der Atome zu verringern. Schnelle Atome müssen also abgebremst werden. Dies kann zum Beispiel dadurch geschehen, daß ein Atom ein Photon absorbiert, dessen Geschwindigkeit in die entgegengesetzte Richtung zeigt. Wie bei der Kollision zweier entgegengesetzt laufender Kugeln wird die Geschwindigkeit des Atoms verkleinert. Allerdings muß man dabei die richtigen Atome treffen, da es sonst auch zu einer Vergrößerung der Geschwindigkeit kommen kann. Das Verfahren kann also nur funktionieren, wenn man den Atomen selektiv einen Stoß versetzt.

Um Atome auswählen zu können, ist zunächst festzustellen, daß ein Atom entsprechend seiner inneren Energieniveaustruktur nur Photonen ganz bestimmter Frequenzen absorbieren kann. Eine Konsequenz davon ist zum Beispiel die Existenz von Spektrallinien. Dies reicht jedoch noch nicht zur Selektion aus, da wir es mit lauter gleichen Atomen zu tun haben. Hier kommt uns der Dopplereffekt zu Hilfe, der dazu führt, daß Atome, die sich verschieden schnell im gleichen Lichtfeld bewegen, eine unterschiedliche Lichtfrequenz sehen.

⁸ M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995);
K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).

⁹ Für einen Überblick hierzu siehe zum Beispiel: W. Petrich, *Physik in unserer Zeit* **27**, 206 (1996).

Um diesen Effekt zu verstehen, stellen wir uns statt einer Lichtwelle einen langen Güterzug vor, der an uns vorbeifährt. Dabei sehen wir in gewissen Zeitabständen einen neuen Wagen. Bewegen wir uns in Fahrtrichtung des Zuges, so werden diese Zeitabstände länger, die zugehörige Frequenz wird kleiner. Umgekehrt werden die Zeitabstände kürzer und die Frequenz höher, wenn wir uns in entgegengesetzter Richtung bewegen. Dieser Effekt wird in Radarfällen benutzt, um die Geschwindigkeit von Fahrzeugen festzustellen (wobei die schnellen Fahrzeuge häufig durch Polizeikontrollen direkt zum Stillstand gebracht werden). Er kann aber genauso eingesetzt werden, um Atome geschwindigkeitsselektiv zu verlangsamen. Dazu bestrahlt man die Atome mit einem Laser, dessen Frequenz so eingestellt ist, daß schnelle Atome, die sich auf die Lichtquelle zu bewegen, die richtige Frequenz sehen und durch die Absorption eines Photons abgebremst werden. Zwar wird das Photon nach einer gewissen Zeit wieder emittiert, wobei das Atom durch den Rückstoß eine erneute Geschwindigkeitsänderung erfährt. Es gibt hierfür jedoch keine Vorzugsrichtung, so daß dieser Vorgang, zumindest im Mittel, die vorher erfolgte Abbremsung nicht wieder aufhebt.

Mit der soeben beschriebenen Methode ist es zwar möglich, Atome abzubremesen. Um mit ihnen experimentieren zu können, müssen sie jedoch auch in einem Volumen lokalisiert werden. Es zeigt sich, daß dies alleine mit Hilfe der Laserkühlung nicht geht. Man verwendet daher sogenannte magneto-optische Fallen, auf die hier allerdings nicht weiter eingegangen werden soll. Wir wenden uns jetzt vielmehr dem nächsten Kühlungsschritt, der Verdampfungskühlung, zu, der nötig ist, weil die mit der Laserkühlung erreichbaren Temperaturen für die Bose-Einstein-Kondensation nicht ausreichen.

Das Prinzip der Verdampfungskühlung wollen wir mit Hilfe einer Analogie zu einer zur Hälfte mit heißem Kaffee gefüllten Thermoskanne erläutern. Das Volumen über dem Kaffee wird dabei mit Wasserdampf der gleichen Temperatur gefüllt sein. In der Thermoskanne befinden sich nun Wassermoleküle verschiedenster Energie, wobei sich die schnelleren im Wasserdampf befinden. Wenn wir die Thermoskanne kurzzeitig öffnen, wird ein Teil des hochenergetischen Wasserdampfes entweichen und damit die mittlere Energie des Inhalts der Thermoskanne absenken. Nach einigem Abwarten stellt sich erneut ein thermisches Gleichgewicht in der Thermoskanne ein, jetzt jedoch mit einer niedrigeren Temperatur. Bei der Kühlung von Atomgasen befindet sich das Gas in einer Potentialfalle, wobei sich nur die hochenergetischen Atome in den Bereichen hohen Potentials befinden können. Sorgt man immer wieder dafür, daß genau diese Atome aus dem Gas entfernt werden, so wird entsprechend auch in diesem Fall die Temperatur immer weiter abnehmen.

Mit den hier nur grob beschriebenen Kühltechniken ist es möglich, in den für die Bose-Einstein-Kondensation benötigten Temperaturbereich vorzustoßen. In den ersten Experimenten wurde in Abhängigkeit von der Temperatur die Ge-

schwindigkeitsverteilung des Atomgases studiert. Dabei stellte sich heraus, daß sich unterhalb einer gewissen Temperatur ein Kern langsamer Atome bildet, der als Bose-Einstein-Kondensat interpretiert wird. In Folgeexperimenten wurde der Anteil der Kondensatatome gemessen,¹⁰ wobei sich der Abbildung 3 entsprechende Kurven ergaben. Des weiteren wurden Messungen der inneren Energie des Atomgases durchgeführt, um daraus Informationen über thermodynamische Größen wie die spezifische Wärme zu gewinnen.¹¹

Die im Zusammenhang mit dem Ordnungsparameter diskutierte Kohärenz des Kondensats wurde ebenfalls kürzlich in einem Experiment der Gruppe um Wolfgang Ketterle nachgewiesen.¹² Dabei wurden in Analogie zur Abbildung 1 die Interferenzstreifen bei der Durchdringung zweier Bose-Kondensate beobachtet. Man spricht in diesem Zusammenhang bereits von einem Atomlaser, wobei auf die Tatsache Bezug genommen wird, daß ein Laser eine Quelle kohärenten Lichtes darstellt, auch wenn die verstärkenden Eigenschaften des Lasers nicht genau in dieser Weise beim Atomlaser realisiert sind.

Diese Experimente stellen sicher nur den Ausgangspunkt für eine weitere interessante Entwicklung dar, und die mannigfaltigen experimentellen wie theoretischen Anstrengungen lassen interessante Ergebnisse erwarten. Für den Physiker ergibt sich hier die Möglichkeit, eine der fundamentalsten Auswirkungen der durch die Quantenmechanik modifizierten Statistik im Detail zu studieren. Dabei wird es eventuell sogar möglich sein, die Wechselwirkung zwischen den Gasatomen zu regulieren und auf diese Weise die Brücke von der Bose-Einstein-Kondensation in schwach wechselwirkenden Gasen hin zu Phänomenen wie Supraleitung und Suprafluidität genauer zu untersuchen. Die möglichen Auswirkungen beschränken sich dabei nicht nur auf die genannten Gebiete, sondern reichen potentiell bis hin zu Kern- und Elementarteilchenphysik und den Neutronensternen der Astrophysik.¹³ Aber auch praktischere Anwendungen werden bereits diskutiert. So könnte eine intensive Quelle kohärenter Atome, die sich mit atomoptischen Methoden manipulieren läßt, in der Nanolithographie zum Einsatz kommen. Eine andere Möglichkeit wäre die Konstruktion genauerer Atomuhren mit Hilfe sehr kalter Atome.¹⁴ Man darf gespannt sein, was die Zukunft der Bose-Einstein-Kondensation bringen wird.

¹⁰ M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee und W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).

¹¹ J. R. Ensher, D. S. Jin, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4984 (1996).

¹² M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, *Science* **275**, 637 (1997).

¹³ A. Griffin, D. W. Snoke und A. Stringari (Hrsg.), *Bose-Einstein Condensation* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).

¹⁴ W. Ketterle und M.-O. Mewes, *Phys. Bl.* **52**, 573 (1996).