Leibniz Online, Jahrgang 2013
Zeitschrift der Leibniz-Sozietät e. V.
ISSN 1863-3285
http://leibnizsozietaet.de/wp-content/uploads/2013/01/rherrmann.pdf

Rudolf Herrmann

Der Weg zum absoluten Nullpunkt

Vortrag in der Klasse für Naturwissenschaften am 9. Februar 2012

1. Einleitung

Die Idee vom absoluten Nullpunkt der Temperatur ist so alt wie die Leibniz-Sozietät. In den 90er Jahren des 17. Jahrhunderts untersuchte Guillaume Amontons (1663-1705) den Einfluss der Temperatur auf die Ausdehnung von Luft, indem er mit einer Anordnung, die einem heutigen Gasthermometer entspricht, die Abnahme des Luftdrucks bei der Verringerung der Temperatur unter 100°C bestimmte. Er fand heraus, dass der Druck linear mit der Temperatur abnimmt [1]. Mit der Erfahrung, dass der Druck nicht negativ werden kann, vermutete er, dass es eine Temperatur geben muss, unter die Luft oder jede andere Substanz nicht abgekühlt werden kann. Diese Temperatur schätzte er auf –240°C. Hundert Jahre später formulierte Gay Lussac (1778-1850) diese Abhängigkeit als Gesetz, nachdem er nachgewiesen hatte, dass der Druck eines Gases am Schmelzpunkt von Eis um 1/273 pro Grad Celsius abnimmt [2]. 1848 wurde durch William Thomson (Lord Kelvin 1824-1907) mit der allgemeinen Zustandsgleichung idealer Gase $pV = N k_B T$ die Temperatur von –273.15 °C als absoluter Nullpunkt präsentiert (Abbildung 1).

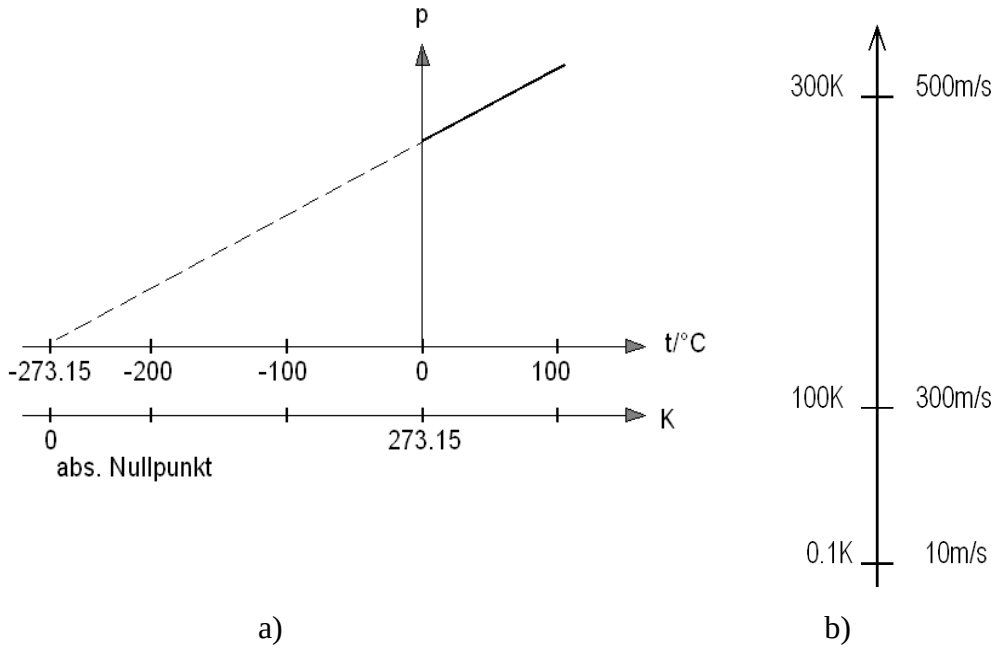


Abbildung 1:

a) Druckmessung von Amontons in der Kelvin-Darstellung. Die Messungen erfolgten im Temperaturbereich von 100 bis 0°C. b) Temperatur angegeben in Kelvin und als mittlere Geschwindigkeit von freien Atomen. Diese Geschwindigkeit ist der Wurzel der Temperatur proportional ($v \sim \sqrt{T}$).

Für Amontons war der absolute Nullpunkt ein Zustand vollkommener Ruhe, ohne jegliche Bewegung [3]. Das entspricht der klassischen Physik, für die am absoluten Nullpunkt keine Bewegung existiert. Für $T \rightarrow 0K$ geht klassisch die Energie $E = kT$ gegen Null.

Auf dem Weg zum absoluten Nullpunkt wird die Temperatur heute anschaulich auch durch die Geschwindigkeit der Teilchen, $v = (8kT/\pi m)^{1/2}$, ausgedrückt [4].

2. Die Verflüssigung der Atmosphäre

2.1 Cailletet und Pictet

Nachdem Michael Faraday (1791-1867) zwischen 1823 und 1845 eine Reihe von Gasen durch Kompression verflüssigt hatte, blieb die Verflüssigung der Atmosphäre als große Herausforderung. Das gelang Louis Cailletet (1832-1913) am 2. Dezember 1877 in Schatillon-sur-Seine mit Sauerstoff, den er in einem dicken Glasrohr auf 300bar komprimierte und mit verdampfendem Schwefeldioxid auf –29°C abgekühlte. Bei plötzlicher Druckverminderung beobachtete er die Bildung von kleinen Flüssigkeitströpfchen [5].

Dieses Experiment gelang ihm im Dezember 1877 auch mit Stickstoff, der mit flüssigem Äthylen bis auf –105°C vorgekühlt wurde. Bei Druckabnahme beobachtete er Tröpfchen und ein lebhaftes Wallen der halb flüssig, halb gasförmigen Masse.

Die Abkühlung der Gase vor der Entspannung ist notwendig, denn nur wenn die Temperatur unterhalb der kritischen Temperatur des Gases liegt, wird eine Verflüssigung erreicht.

Gleichzeitig mit den Experimenten von Cailletet beobachtete Raoul-Pierre Pictet (1846-1929) in Genf den Beginn einer Kondensation mit der Kaskaden-Methode, bei der verschiedene Gase nacheinander verflüssigt werden, indem das jeweils nächste Gas mit dem vorher verflüssigten Gas abkühlt wird [6].

2.2 Olszewski und von Wroblewski

Sechs Jahre später 1883 gelang es Karol Stanislaw Olszewski (1846-1915) und Zygmunt Florenty von Wroblewski (1845-1888) in Krakau durch Dampfdruckerniedrigung Äthylen auf –152°C abzukühlen. Da diese Temperatur unter der kritischen Temperatur der Luft von –140 °C liegt, konnten sie erstmals Sauerstoff und Stickstoff als klare wasserähnliche Flüssigkeiten gewinnen [7]. Es waren zwar nur geringe Mengen, aber genug, um die Forschungen mit Stickstoff auf 77.3K (–195.8°C) und mit Sauerstoff auf 90.1K (–183°C), auf einen bis dahin unzugänglichen Temperaturbereich, auszudehnen.

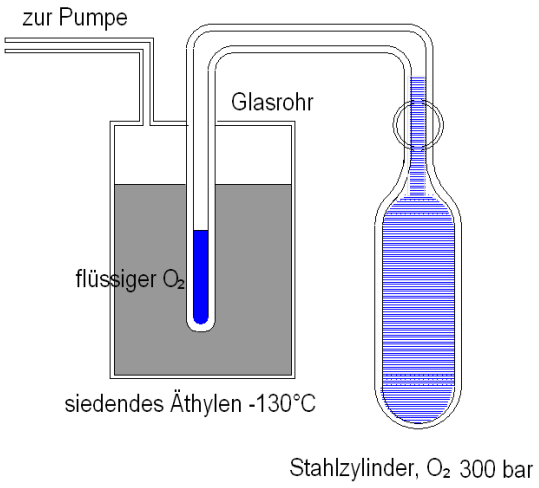


Abbildung 2

Luftverflüssigung von Olszewski und Wroblewski durch Entspannung bei 300bar und Vorkühlung mit Äthylen auf -139°C.

Cailletet und Pictet hatten gezeigt, dass sich die Atmosphäre verflüssigen lässt, Olszewski und von Wroblewski haben die Verflüssigung realisiert.

3. Kryogene Temperaturen

3.1 Dewar, Linde und Hampson

Am 1. September 1894 gab der Professor der Royal Institution in London, James Dewar (1842-1923), der Londoner Times ein Interview über seine Arbeiten auf dem Weg zum absoluten Nullpunkt. Nachdem es auch ihm gelungen war, Luft zu verflüssigen, arbeitete er intensiv an der Verflüssigung von Wasserstoff [8]. Seine Konkurrenten waren Olszewski und von Wroblewski, sowie der Holländer Kamerling Onnes.

Um erfolgreich mit den tiefsiedenden Flüssigkeiten zu arbeiten, musste eine Lösung für eine sichere Aufbewahrung gefunden werden. Dazu baute Dewar 1892 ein doppelwandiges, zwischen den Wänden evakuiertes Glasgefäß, das er später auch noch an den Innenwänden verspiegelte.

(1)
(2)
(3)

Abbildung 3:

Experimentalvorlesung von James Dewar im Hörsaal des Royal Institution, mit Werner von Siemens mit Frau (1), Lord Rayleigh (2), Lord Kelvin (3), (Bild aus [3]).

Dewar sah in der Wasserstoffverflüssigung den letzten Schritt auf dem Weg zum absoluten Nullpunkt. Das Edelgas Helium war zwar zu dieser Zeit schon bekannt, aber nur aus dem Spektrum der Sonne. Auf der Erde wurde es erst 1895 gefunden.

Da die Sauerstoffverflüssigung in dieser Zeit für den technischen Fortschritt immer wichtiger wurde, insbesondere für die Stahlherstellung, wurde intensiv an der Entwicklung der Verflüssigungsverfahren gearbeitet. Im Sommer 1895 meldeten fast gleichzeitig W. Hampson (23.Mai 1895) in England und C.P. G. von Linde (5.Juni 1895) in Deutschland ein und dasselbe Patent zur Luftverflüssigung an.

Mit dem Verfahren entwickelte Carl von Linde eine Anlage zur Herstellung von flüssiger Luft für die Industrie und erreichte eine Leistung von 3 Liter pro Stunde.

Die Entspannung im Expander oder im Joule-Thomson-Ventil (s. Abbildung 4) führt jedoch nur zur Abkühlung, wenn die Gastemperatur kleiner als die Inversionstemperatur ist, welche das Sechsfache der kritischen Temperatur beträgt.

Mit diesem Linde-Hampson-Verfahren gelang es Dewar 1898 als Erstem, Wasserstoff zu verflüssigen und mit –253°C dem absoluten Nullpunkt bis auf 20.3 K nahe zu kommen. Durch Dampfdruckerniedrigung konnte er mit festem Wasserstoff eine Temperatur von –259°C (14K über dem absoluten Nullpunkt) realisieren.

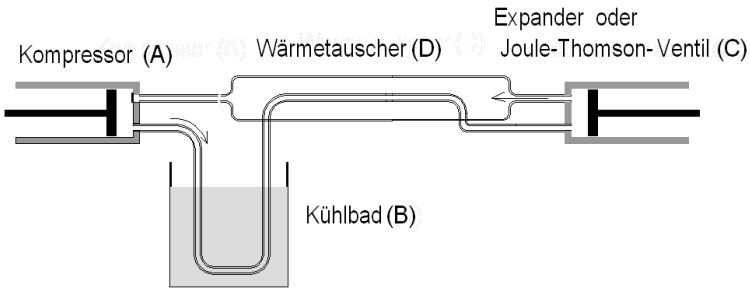


Abbildung 4:

*Linde-Hampson-Verfahren der kontinuierlichen Gaskühlung**:** Das Gas wird auf 200bar (A) komprimiert, in einem Kühlbad (B) abgekühlt und in einem Expander oder einem Joule-Thomson-Ventil (D) entspannt. Ein Gegenströmer als (Wärmetauscher) (C) kühlt mit dem nicht verflüssigten Gas das neue, einströmende Gas vor.*

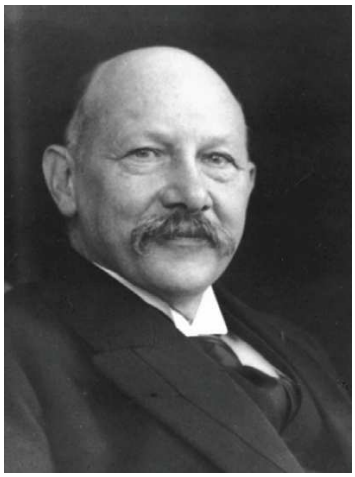
3.2 Heike Kamerling Onnes

Nach der erfolgreichen Wasserstoffverflüssigung begann zwischen Dewar und Kamerling Onnes aus Leiden in Holland ein Wettlauf um die Verflüssigung von Helium. Kamerling Onnes gelang es1908 als Erstem, mit einer Kaskadenmethode, die als vorletzte Stufe die Wasserstoffverflüssigung einsetzte, Helium zu verflüssigen. Er bestimmte die Siedetemperatur von Helium zu –268.94°C, 4.21K über dem absoluten Nullpunkt. Die anschließend durchgeführte Dampfdruckerniedrigung erbrachte eine Temperatur von –272.45°C (0.7K) [9].

Wenn diese Temperatur durch die Geschwindigkeit atomarer Teichen ausgedrückt wird, dann erhält man 10m/s. Die Temperatur 0.9K ist um 1.8K kleiner als die tiefste Temperatur im Universum, der Hintergrundstrahlung von 2.7K, einem Relikt des Urknalls [10].

Das flüssige Helium hielt noch weitere Überraschungen bereit. Es blieb auch bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt, wenn alle Stoffe fest werden, flüssig.

1911 entdeckte Kamerling Onnes, dass bei 4.2K der Widerstand von Quecksilber verschwindet und so auch die Supraleitung [11]. Als er 1926 starb, hatte er mit seinen Messungen die Tür zur Quantenwelt geöffnet. Den Nobelpreis erhielt Heike Kamerling Onnes 1913 für "his investigations on the properties of matter at low temperatures which led, inter alia, to the production of liquid helium".



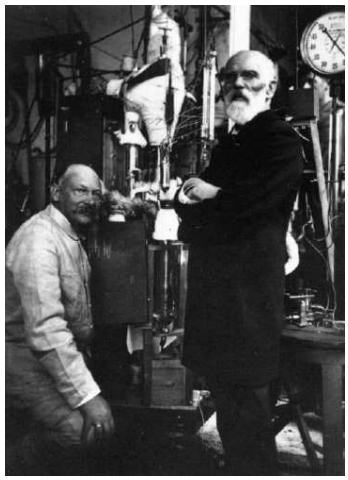


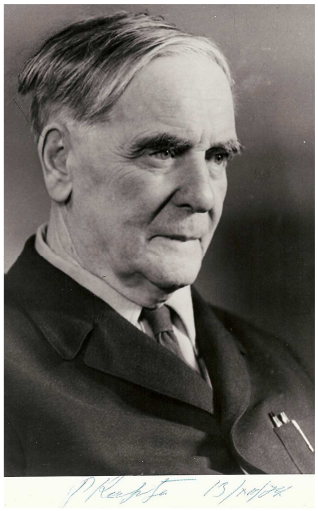
Abbildung 5

a) Heike Kamerling Onnes (1853-1926). Nobelpreis 1913, b) Heike Kamerling Onnes und van der Waals [12] vor dem Heliumverflüssiger. (Bilder aus dem Vortrag [12]).

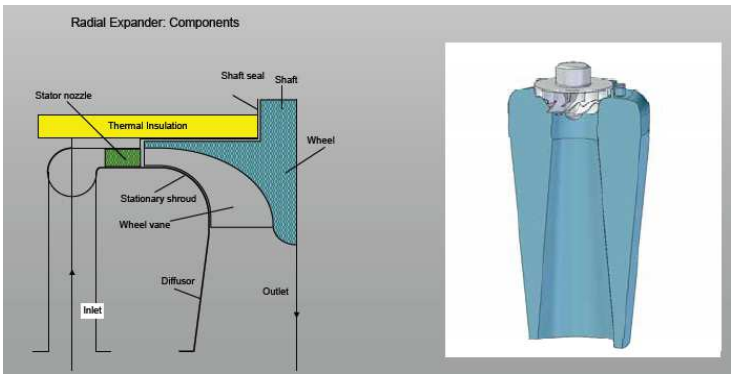
3.3 Pjotr Leonidovitch Kapitza

Nach der Oktoberrevolution 1917 in Russland reiste der Leningrader Physiker Abraham Joffe mit jungen Physikern nach Cambridge zu Rutherford. In einer lebhaften Diskussion fragte Kapitza Rutherford, wie groß das Institutsbudget sei. Als der erstaunte Gastgeber die Summe nannte, erwiderte Kapitza, dass bei dieser Höhe ein Stipendium für einen jungen Wissenschaftler doch nicht ins Gewicht fallen würde. Rutherford lud Kapitza ein, zu bleiben [13].

Als Kurt Mendelson, ein Tieftemperaturphysiker (s. [3]), der in den 30-er Jahren mit seinen Kollegen Franz Simon und den Brüdern Fritz und Hans London von der Berliner Universität verjagt wurde, Kapitza in Cambridge besuchte, sah er einige Metallpressstücke herumliegen, die für eine Kühlvorrichtung gedacht waren. Mit diesen Pressstücken baute Kapitza seine berühmte Turbine, mit der er die Gasverflüssigung revolutionierte.



a)



b)

Abbildung 6

a) Pjotr Leonidovich Kapitza (1894-1984), Nobelpreis 1974, b) Strömungsprofil und Turbine des Detanderverflüssigers [12]. Das Gas strömt von außen unter die Turbine, wodurch es unter Entspannung Arbeit leistet. Wesentlich dabei ist eine optimale Lagerung der Turbine direkt auf dem Gasstrom.

c) Ehrenpromotion von Peter Leonidovich Kapitza, mit Frau Prof. Liselotte Herforth, Rektorin der TU Dresden und Prof. Ludwig Bewilogua

Peter Kapitza war der erste, der 1937 eine Turbine als Expander für eine Luftzerlegungsanlage realisierte. 1950 wurde diese Technologie, nach längeren Kontroversen in der Großindustrie, als Technologie akzeptiert und erfolgreich eingesetzt. Neben den umfangreichen Entwicklungen auf dem Gebiet der Sauerstoff- und Heliumverflüssigung waren es die Quanteneigenschaften des flüssigen Heliums, die Suprafluidität, für die Kapitza 1974 den Nobelpreis bekam [14]. In der Abbildung 6b sind die Turbine und die Strömung in die Turbine dargestellt.

4. Superfluidität und die Isotope ^{3}He, ^{4}He

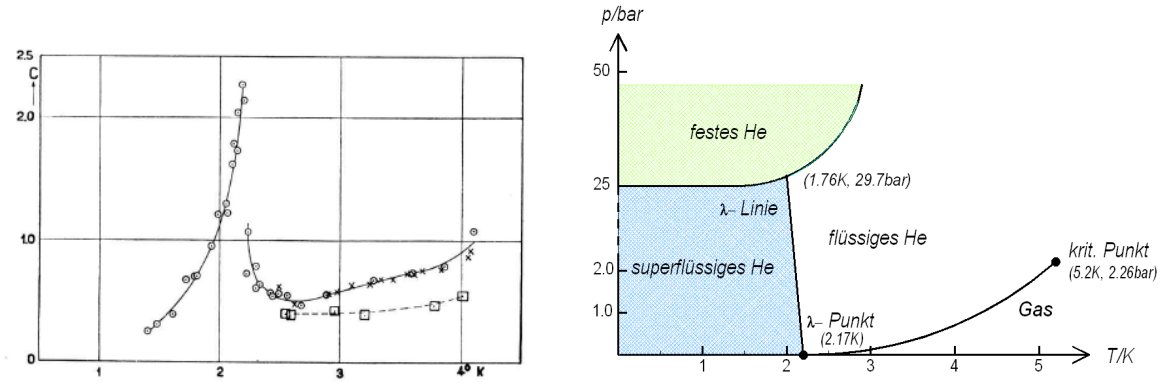
4.1 Superfluides Helium

Der Begriff Superfluidität stammt von Kapitza, der in seiner Arbeit "Viscosity of liquid helium below the λ-point" diese Bezeichnung für den neuen Phasenzustand prägte [15]. Beim Erreichen des Lambda-Punktes von 2.17K wird die Viskosität von flüssigem Helium unmessbar klein und die Wärmeleitfähigkeit verschwindet schlagartig.

Zum gleichen Resultat kamen J. F. Allen and A. D. Misener in England bei der Untersuchung des Strömungsverhaltens von Helium unterhalb des λ-Punktes, wo sie ebenfalls eine verschwindend kleine Viskosität beobachteten [16].

Kamerling Onnes und Dana bemerkten schon 1924 beim Abkühlen von Helium durch Verringerung des Dampfdruckes über der Flüssigkeit, dass bei T = 2.2K die Dichte ein Maximum aufweist. Kamerling Onnes sprach darüber in seinem Nobelpreisvortrag und äußerte auch die Vermutung, dass dieses Verhalten mit der von Max Planck entwickelten Energiequantelung zusammenhängen könnte.

Gründliche Messungen von W.H. Keesom, K. Clusius 1932 im Leidener Laboratorium ergaben eine Kurve der spezifischen Wärme in Form eines Lambdas. So wurde der λ-Punkt geboren.



a) b)

Abbildung 7

a) λ-Kurve der spezifischen Wärme. Bei Temperaturabnahme Übergang von der normalfluiden Phase zur suprafluiden Phase des ^{4}He. (W.H. Keesom und K. Clusius [17]), b) Phasendiagramm von ^{4}He. Bis zu Drücken von 25 bar bleibt ^{4}He bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt flüssig. Der λ-Punkt(2.17K bei 1bar) verschiebt sich in Abhängigkeit vom Druck entlang der λ-Linie zu niedrigeren Temperaturen. Die λ-Linie endet bei einem Druck von 29.7bar und T = 1.76K. Sie ist die Grenze zwischen dem superflüssigen He II und dem normalflüssigen He I. Der kritische Punkt liegt bei T_k = 5.20 K, P_k =2.291bar.

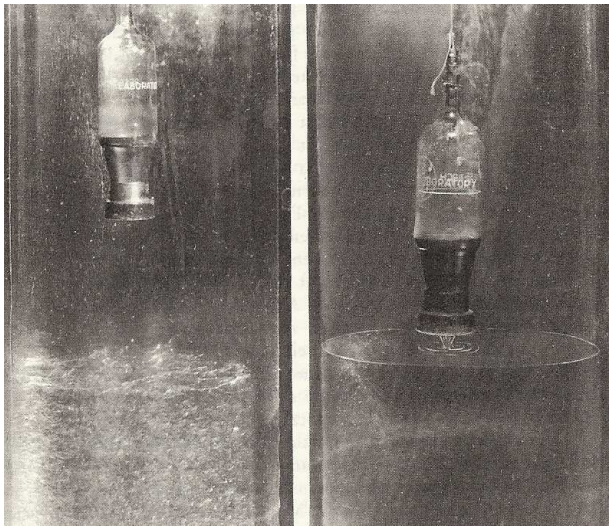


Abbildung 8

Flüssiges Helium in einem durchsichtigen Dewargefäß: Links: bei einer Temperatur über dem λ-Punkt siedet die normale Flüssigkeit. Im kleinen, im oberen Teil durchsichtigen Becher mit feinporösem Boden befindet sich flüssiges Helium. Rechts: Beim Unterschreiten des λ-Punktes verschwindet das Sieden schlagartig. Das superflüssige Helium hat eine nicht messbare Wärmeleitung. Durch den feinporösen Boden strömt das superfluide He II heraus[3].

Trotz großer experimenteller Anstrengungen konnte kein Erstarrungspunkt bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt beobachtet werden. Am λ-Punkt findet ein Phasenübergang II. Art statt. (Sprung der spezifischen Wärme). Wenn sich Helium bei einer Temperatur unterhalb des λ-Punktes befindet, durchdringt es kleinste Poren und Spalten. Diese Erscheinung ist in der Abbildung 8 dargestellt.

Die hier vorgestellten superfluiden Eigenschaften beziehen sich auf das Heliumisotop Helium-4 (^{4}He). Das in geringen Mengen im Helium vorhandene Isotop Helium-3 (^{3}He) hat diese Eigenschaft erst bei wesentlich tieferen Temperaturen.

4.2. Fritz London und Lew Landau

Nach der Entdeckung der Suprafluidität durch Kapitza 1938 erkannte Fritz London, dass ^{4}He unterhalb des λ-Punktes einen makroskopischen Quantenzustand bildet und veröffentlichte diese Idee 1938 unter dem Titel „The λ-phenomenon of liquid helium and the Bose-Einstein degeneracy". [18]. Ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) ist ein makroskopischer Quantenzustand, der durch eine einzige Wellenfunktion beschrieben wird. 1924 hatte Einstein gezeigt, dass eine weitgehende Kondensation von Bosonen im Grundzustand schon bei endlichen Temperaturen auftritt [19].

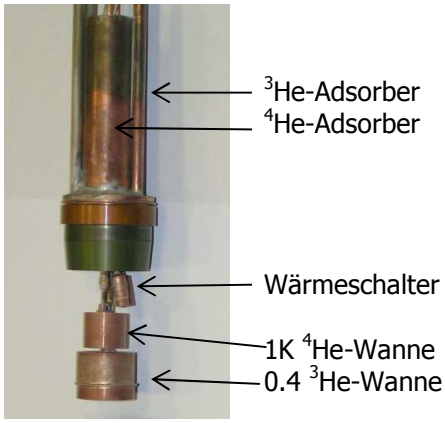
Erst 60 Jahre später, als die Bose-Einstein-Kondensation (BEC) von Ketterle, Cornell und Wieman an kaltem Alkalidampf beobachtet wurde, akzeptierte man, dass London Recht hatte [20]. Der Unterschied zwischen der BEC des Alkalidampfes und dem flüssigen Helium unterhalb des λ-Punktes besteht darin, dass die kalten Alkalidämpfe ideale Bose-Einstein-Kondensate sind, wogegen Helium am Bose-Einstein-Kondensationspunkt schon flüssig ist, woraus sich eine stärkere Wechselwirkung der Atome als in einem reinen Bose-Einstein-Kondensat ergibt.

Lew Davidovich Landau erkannte 1942 im Gegensatz zu London, dass im supraflüssigen Helium zwei kollektive Elementaranregungen, nämlich Phononen und Rotonen mit Anregungen einzelner Atome mit einer Mindestenergie Δ existieren [21]. Die Rotonen sind thermische Anregungen des supraflüssigen Heliums. Sie haben anders als die Phononen, die mit kontinu-

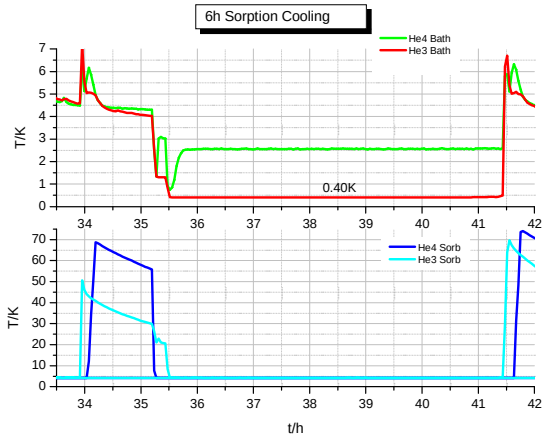
ierlichem Spektrum im supraflüssigen Helium existieren, wie die Supraleiter eine energetische Anregungsschwelle.

4.3 Sorptions- oder Verdampfungskühlung

Wie Kamerling Onnes schon feststellte, kann bei der Dampfdruckerniedrigung von ^{4}He eine Temperatur von 1K (0.7K) erreicht werden. Neben dem Isotop ^{4}He, das in der Natur vorherrscht, gibt es, wie im Abschnitt 4.1 bemerkt, noch das Isotop ^{3}He. Dieses Isotop kühlt sich bei der Dampfdruckerniedrigung bis auf 0.3K ab. In der Abbildung 9 ist ein Verdampfungskühler mit ^{4}He für 1K und mit ^{3}He für 0.4K dargestellt. Das ^{4}He-Bad kühlt das 3He-Bad vor. Die Verdampfung wird mit Kohleadsorptionspumpen realisiert [22]. Die Messkurven zeigen, dass mit diesem Gerät die Temperatur von 0.4K über 6 Stunden stabil gehalten werden kann.



a)



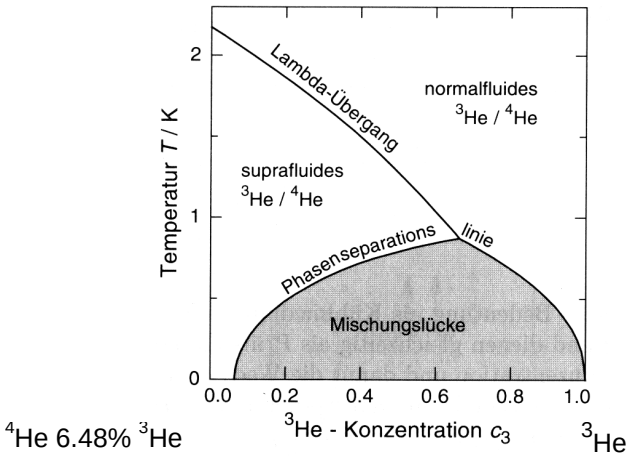
b)

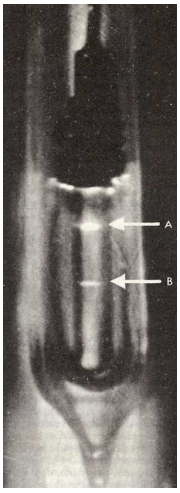
Abbildung 9

a) ^{4}He- und ^{3}He-Sorptionskühler (Entwicklung des Instituts für angewandte Photonik e.V. Berlin, 2007/2008). Im oberen Teil des Bildes befinden sich die Adsorptionspumpen, unten die Flüssigkeitsbäder und Wärmeschalter. b) Die oberste Kurve zeigt den Temperaturverlauf der ^{4}He-Sorption, die Kurve darunter den Verlauf der ^{3}He-Sorption. Die beiden anderen Kurven zeigen die Regeneration der Adsorber. Der Kühler erreicht Temperaturen zwischen 300 und 400mK.

4.4 Verdünnungskühlung von ^{3}He in ^{4}He

Die Verdünnungskühlung, bei der das Isotop ^{3}He gezwungen wird, sich in ^{4}He zu lösen, wurde 1962 von Hans London, G.R. Clarke und E. Mendoza vorgeschlagen und 1965 erstmals in der Universität in Leiden mit einer Endtemperatur von 220mK realisiert. Die tiefste Temperatur, die mit der Mischkühlung erreicht wird, beträgt 2mK [23].





a) b)

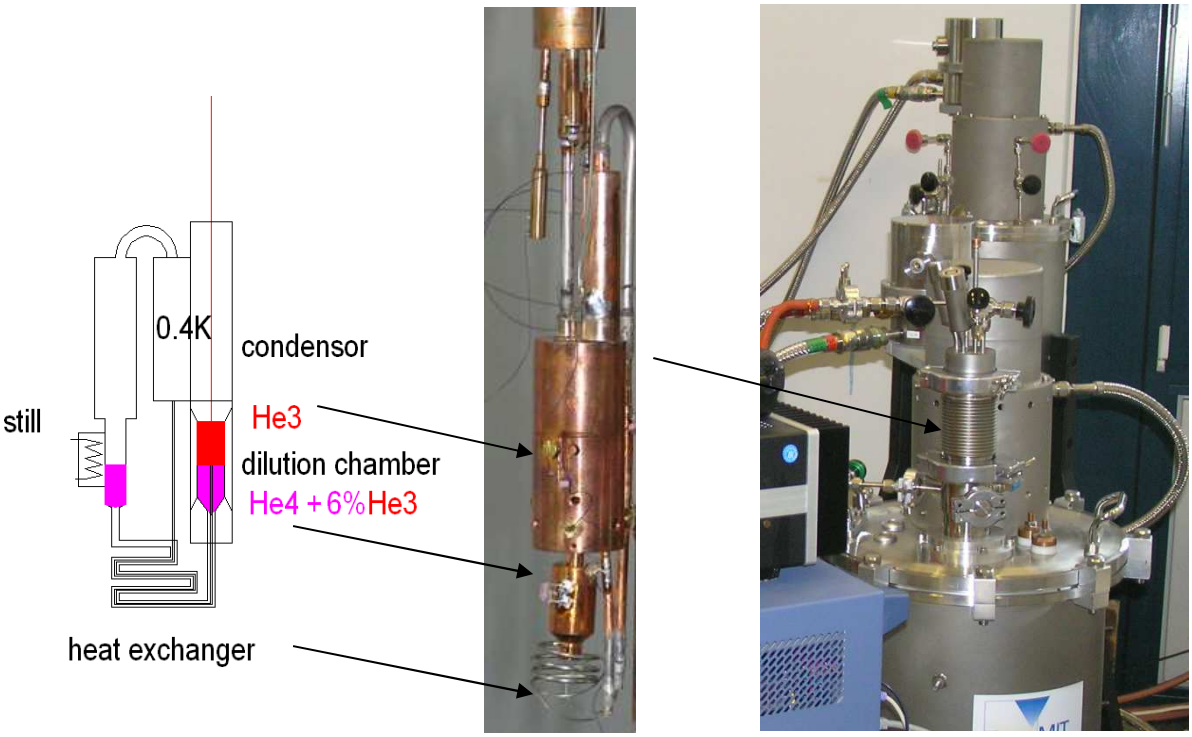
Abbildung 10

a) Phasendiagramm der Mischung von ^{3}He in ^{4}He unterhalb von 2K. b) Unter 0.83K entmischen sich diese Isotope und teilen sich in zwei übereinander geschichtete flüssige Phasen auf, deren Minisken klar zu sehen sind. (nach Peschkov und Zinovjewa, Kapitza-Institut 1957).

Aus dem Phasendiagramm folgt, dass bei T gegen 0K nur noch 6.48% ^{3}He in ^{4}He gelöst sind. Das Mischverhalten der beiden Isotope wurde von Peschkov untersucht und das Phasendiagramm (Abbildung10) bestimmt [24].

In der Mischkammer des in Abbildung 11a) dargestellten Verdünnungskühlers befindet sich eine Mischung von ^{4}He mit etwa 6-7% ^{3}He. Sie ist über einen Wärmetauscher mit einem Verdampfer verbunden, in dem das ^{3}He aufgrund seines höheren Dampfdruckes bei etwa 0.7K aus dem Gemisch verdampft. Es wird in einem mit 0.4K gekühlten Kondensator wieder verflüssigt und strömt in die Mischkammer zurück, wo es sich über das ^{4}He schichtet. Bei diesem Vorgang verarmt das Gemisch an ^{3}He. Dadurch wird ^{3}He in der Mischkammer gezwungen, sich unter Energieaufwand im ^{4}He zu lösen. Der Energieaufwand kühlt die Mischkammer ab. Dieses Gerät wurde im Institut für angewandte Photonik e.V. in Berlin- Adlershof für Temperaturen <50mK entwickelt.

Der Mischkühler bzw. Verdünnungskühler ist schematisch in der Abbildung 11a dargestellt. Die Abbildung 11b) zeigt den realisierten Kühler, der (von unten nach oben) aus dem Wärmetauscher, der Mischkammer und einem ^{3}He-Sorptionskühler besteht. Die Anlage wird nicht wie üblich mit flüssigem Helium auf 4.2k vorgekühlt, sondern die Vorkühlung erfolgt mit einem vibrationsarmen Pulsrohrkühler auf eine Temperatur von 2.9K.



a) b) c)

Abbildung 11

a) Schema des Verdünnungskühlers mit 0.4K-Vorkühlung, ^{3}He-Verdampfer (still), ^{3}He-Kondensator, Lösungskammer (dilution chamber), und Gegenströmer (heatexchanger), b) Verdünnungskühler nur mit einem ^{3}He-Sorptionskühler zur Vorkühlung. c) Pulsrohrkühler mit einer Endtemperatur von 2.7K. Der Pulsrohrkühler kühlt eine He-Wanne und diese kühlt den Verdünnungskreislauf [25].

5. Die Magnetische Kühlung

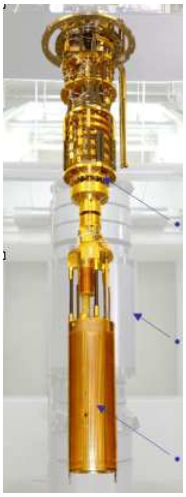
^{4}He und ^{3}He waren die letzten Gase, die verflüssigt wurden. Mit der Mischkühlung wurde für Gase als tiefste Temperatur 2mK erreicht.

Aber schon 1926, wenige Monate nach dem Tod von Kamerling Onnes, wurde von Peter Debye [26] und etwas später unabhängig davon von Francis Giauque [27] eine magnetische Methode zum Erreichen noch tieferer Temperaturen vorgeschlagen.

Die magnetischen Momente in der Atomhülle, die Spins der Elektronen, können in einem paramagnetischen Salz durch ein Magnetfeld in eine starre Ordnung gezwungen werden. Wenn die dabei entstehende Wärme in einem Heliumbad von 1K abgeführt wird, erniedrigt sich die Entropie. Wird das Magnetfeld nach der Abkühlung ausgeschaltet, dann entziehen die jetzt vom Magnetfeld befreiten Spins dem Kristallgitter Wärme, und das Salz kühlt sich ab. Giauque erreichte so 1933 die Temperatur von 0.25K.

1936 entdeckten die russischen Physiker Shubnikow und Lasarew in Charkow den Paramagnetismus der Atomkerne. Um aber Kerne auszurichten, werden starke Magnetfelder über 5T und tiefe Ausgangstemperaturen von 0.01 K benötigt. 1956 wurde, von Sir Francis Simon vorbereitet, in Oxford mit der Kernentmagnetisierung von Kupfer kurzzeitig eine Temperatur von weniger als zwei Hunderttausendstel, 0.000016K = 16µK erreicht [28].

Heute sind mehrstufige Magnetsysteme mit supraleitenden Magneten im Einsatz. Die Abbildung 12 zeigt die Anlage der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Berlin [29]. Mit einem ^{3}He/^{4}He-Mischskryostaten, mit einer Kühlleistung von 3µW bei 10mK wird ein zweistufiges Magnetsystem mit den Feldern 2 x 9T vorgekühlt, das 6.6 kg Kupfer magnetisiert und dabei eine Temperatur von 23µK erreicht.

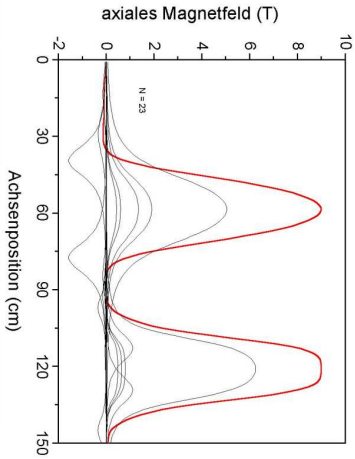


^{3}He/^{4}He- Entmischungskryostat

2-stufiges Magnetsystem

6.6kg Cu (105Mol)

a)



b)

Abbildung 12

a) Kernentmagnetisierungsanlage der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Berlin [28]. Vorkühlung mit flüssigem Helium, ^{3}He/^{4}He-Lösungskryostat, b) zweistufiges Magnetsystem. (Bilder von der PTB, mit Genehmigung vom Autor Prof. P. Strehlow, vermittelt über Dr. Th. Schurig, den zuständigen Abteilungsleiter).

1997 wurden von Frank Pobell in Bayreuth [30] mit der Kernentmagnetisierung durch den Einsatz von PtFe als Kernsubstanz als tiefste Temperatur 1.5µK (0.0000015 K) erreicht. Das ist die tiefste Temperatur, auf die ein Festkörper auf der Erde bisher abgekühlt werden konnte.

Im selben Jahr bekamen die Physiker Steven Chu, Claude Cohen und William D. Phillips für eine völlig neue Kühlmethode, die Laserkühlung und das Einfangen von Atomen in einer magneto-optischen Falle (MOT) den Nobelpreis [31].

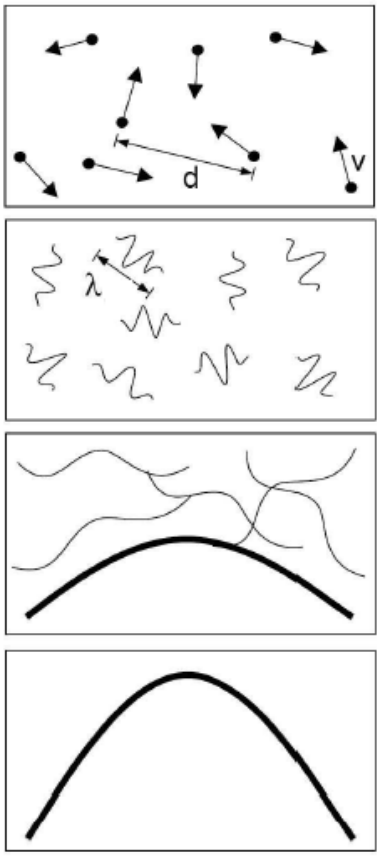
Zur gleichen Zeit waren Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle und Karl E. Wiemann auf dem Weg, die Bose-Einstein-Kondensation in einem nicht wechselwirkenden Atomgas zu realisieren..

6. Die Bose-Einstein Kondensation, (BEC)

Die Bose-Einstein Kondensation aus einem Gas schwach wechselwirkender Alkaliatome wurde 1995 von zwei Forschergruppen in den USA, der Gruppe um Carl Wieman und Eric Cornell vom Joint Institute for Laboratory Astrophysics in Boulder (JILA) [32], mit 20 000 Rubidiumatomen und der Gruppe des Deutschen W. Ketterle mit 500 000 Natriumatomen am Massachusetts Institute of Technology (MIT) nachgewiesen [33].

Dieses Kondensat bildet einen neuen Aggregatzustand (neben der Gasphase, der flüssigen Phase, der festen Phase und dem Plasma). Es ist ein kohärentes System ununterscheidbarer Quantenteilchen, die aufgrund ihrer großen De Broglie-Wellenlänge delokalisiert sind.

In der Abbildung 13 ist der Übergang von einem Gas klassischer Teilchen zu einem De Broglie-Wellenpaket in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt.



Hohe Temperaturen, Verdampfung der Teilchen im Ofen. Klassische Teilchen mit großer thermischer Geschwindigkeit.

T<< ZT (Zimmertemperatur)
Niedrige Temperaturen, die Teilchen gehen in Wellenpakete der Ausdehnung **λ** (De Broglie- Wellenlänge) über.

T = Tc
Kritische Wellenlänge, **λ ~ d** (mittlerer Teilchenabstand), Wellenpakete überlappen.

T → 0K
Nur noch ein Wellenpaket.

Abbildung 13

Bei hohen Temperaturen bewegen sich die in einem Ofen erzeugten Atome als klassische Teilchen bei Zimmertemperatur (ZT) mit einer Geschwindigkeit von 100 bis 300m/s. Bei niedrigen Temperaturen bilden sich Wellenpakete mit der Ausdehnung der De Broglie- Wellenlänge. Bei der kritischen Temperatur überlappen sich die Wellenpakete, um bei T gegen Null eine zusammenhängende, kohärente Welle bzw. ein kohärentes Kondensat zu bilden [33].

Wie von Elektronen oder Photonen bekannt, hat jedes Teilchen sowohl Korpuskel- als auch Welleneigenschaften. Nach der de Broglie-Beziehung ist die Wellenlänge

$$\lambda_{dB} = h/p, \text{ (h – Plancksches Wirkungsquantum) (1)}$$

dem Impuls des Teilchens umgekehrt proportional, und das Teilchen bildet ein Wellenpaket.

Bei normalen Temperaturen treten die Teilchen eines Gases als Korpuskeln auf, die mit der klassischen Mechanik und der Boltzmann-Statistik beschrieben werden.

Die thermische De Broglie-Wellenlänge ergibt sich aus

$$E = (m/2)\, p^2 = k_B T$$

$$\text{über } p = \sqrt{2m\, k_B T}$$

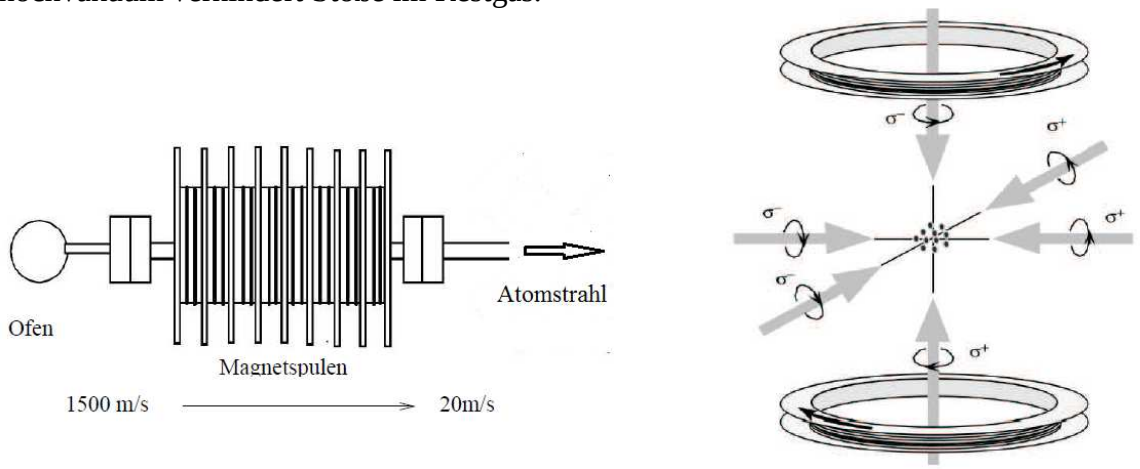
$$\text{zu } \lambda_{dB} = h/\sqrt{2m\, k_B T}. \text{ (2)}$$

Sie ist der Wurzel der Temperatur umgekehrt proportional. Wird die Temperatur erniedrigt, so werden damit Energie und Impuls der Gasteilchen kleiner, und es beginnt sich die Wellennatur der Teilchen zu zeigen. Bei weiterer Abkühlung wird, mit immer kleiner werdender Energie und kleinerem Impuls, die de Broglie-Wellenlänge immer größer. Sie erreicht schließlich den mittleren Abstand der Gasteilchen, wodurch die Wellenpakete sich zu überlappen beginnen und auf Grund ihrer Ununterscheidbarkeit ein zusammenhängendes Wellenpaket bilden. Dieses Wellenpaket ist ein kohärenter Quantenzustand. Alle Atome haben die gleiche Phase und den gleichen Ort. Damit verbunden ist eine immer stärkere Besetzung des

Grundzustandes. Bei dem theoretischen Wert T = 0 ist die Eigenständigkeit der Teilchen aufgehoben (s. Abbildung 13).

6.1 Laserkühlung

Die Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensats erfolgt in mehreren Schritten. Zu Beginn werden die Alkaliatome in einem Ofen als heißes Gas hergestellt. Die Atome verlassen den Ofen mit einer Geschwindigkeit um 1500m/s (Abbildung 14). Das Gas strömt durch einen Magnetfeldgradienten, in dem es auf 20m/s abgebremst wird und gelangt in einen Ultrahochvakuumbehälter mit einem Druck von $p = 10^{-11}$ mbar in das Zentrum der Anlage. Das Ultrahochvakuum verhindert Stöße im Restgas.



a) b)

Abbildung 14

a) Abbremsung der schnellen Atome durch wechselseitig hintereinander geschaltete Magnetfelder von 1500m/s auf 20m/s [34]. b) Magnetooptische Falle (MOT) [35].

In der Magneto-Optischen Falle (MOT) wird die Atomwolke durch ein inhomogenes Magnetfeld von zwei Spulen in einer Anti-Helmholtz-Konfiguration in einem harmonischen Potential, das im Zentrum der Falle sein Minimum hat, konzentriert. Eine weitere Laserkühlung erfolgt jetzt durch Photonen von 6 Lasern (Abbildung 14b). Wobei jeweils zwei Laserstrahlen aufeinander gerichtet sind.

Die drei Paare stehen senkrecht aufeinander. Ihre Strahlen treffen auf die Atomwolke. Wobei das Lichtfeld mit dem inhomogenen Magnetfeld der Helmholtz-Spulen gekoppelt ist. Die Laserstrahlen werden so polarisiert, dass nur die Photonen absorbiert werden, die den Atomen entgegenfliegen und sie mit einem gerichteten Stoß abbremsen. Die dabei übertragene Energie wird danach richtungslos emittiert, so dass die Abbremsung erhalten bleibt (Abbildung 15).

Da die Photonen und die Atome aufeinander zu fliegen, tritt Dopplereffekt auf. Um für die den Photonen entgegen fliegenden Atome Resonanzabsorption zu realisieren, muss das einfallende Laserlicht geringfügig in den roten Spektralbereich verschoben werden. Deshalb wird dieser Vorgang auch als Dopplerkühlung bezeichnet. Diese optische Kühlung bremst die Atome bis auf eine Geschwindigkeit von 50cm/s ab, was einer Temperatur von 200µK entspricht.

Die Dopplerkühlung ist durch thermische Fluktuationen der Atome begrenzt (Dopplerlimit). Diese Begrenzung liegt für Natrium bei 240µK, für Rb bei163µK. In der Falle entsteht in einem Volumen von wenigen Kubikmillimetern eine kalte Atomwolke mit rund 10^9 Teilchen. Mit speziellen Anordnungen kann das Dopplerlimit noch um den Faktor 5 reduziert werden, so dass für Natrium eine Minimaltemperatur um 50µK (20cm/s) erreicht wird.

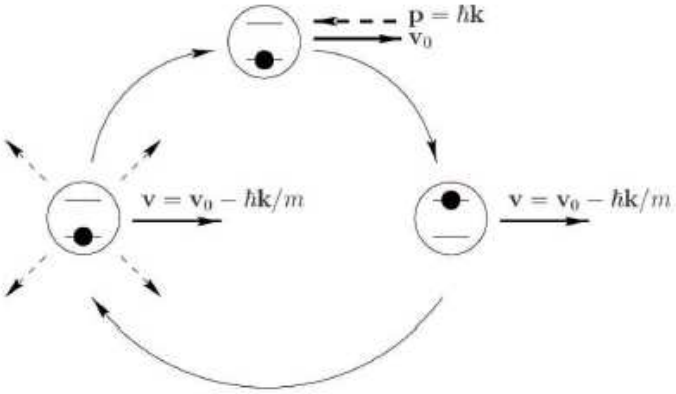


Abbildung 15

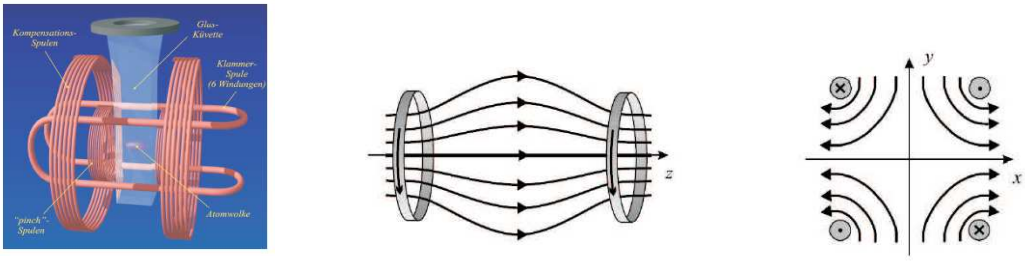
Schema der optischen Kühlung. Im oberen Zustand trifft ein Photon auf das entgegenfliegende Atom, verringert die Geschwindigkeit des Atoms und regt es energetisch an (rechts). Das angeregte Atom mit reduzierter Geschwindigkeit geht, die aufgenommene Energie richtungslos emittierend, wieder in seinen Grundzustand zurück (links)[36].

Für die Entwicklung der Laserkühlung wurde 1997 den Physikern Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips der Nobelpreis verliehen [31].

6.2 Verdampfungskühlung

Die Temperatur, die mit der optischen Kühlung für die in der MOT gefangenen Atomwolke erreicht wird, ist aber immer noch um das 1000fache für eine Bose-Einstein Kondensation zu groß. Um zu tieferen Temperaturen zu kommen, muss eine Kühlung eingesetzt werden, die die Begrenzung der Dopplerkühlung durch thermische Fluktuationen umgehen kann. Das erfolgt mit der Verdampfungskühlung. Die kalte Atomwolke wird in eine Magnetfalle mit der Joffe-Pritchard-Konfiguration geschoben, in der sie thermisch völlig isoliert wird. Die Joffe-Pritchard-Konfiguration ist eine Kombination von Magnetspulen, einer „pinch“-Spule, einer Klammerspule und Kompensationsspulen (Abbildung 16). Die Pinchspule bildet eine magnetische Flasche, die Klammerspule ein radiales zweidimensionales Quadrupolfeld. Die Überlagerung beider Felder ergibt eine zigarrenförmige Falle.

Die Verdampfungskühlung entspricht der Sorptionskühlung, wie sie zur Abkühlung von Helium beschrieben wurde. Dabei wird für das Entfernen der energiereichen Atome aus der Magnetfalle ein selektiver Weg eingeschlagen. So werden durch einen „Maxwellschen Dämon“ die Atome mit höherer Energie, die sich an der Oberfläche der Atomwolke befinden, entfernt.

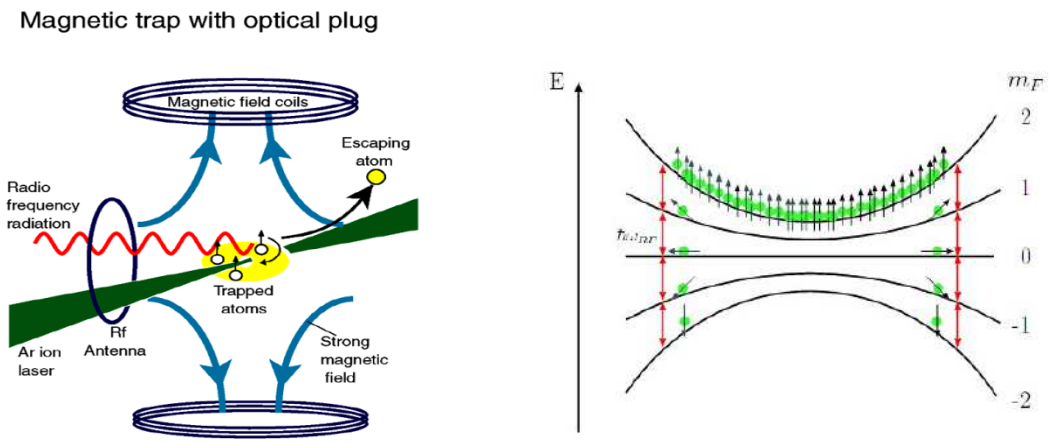


a) b)

Abbildung 16

a) Die Joffe-Pritchard-Konfiguration mit den Kompensationsspulen (große Ringspulen), den „pinch“-Spulen (kleine Spulen) und der Klammerspule (langgezogene Schleife). Im Zentrum ist der Ultra-Hochvakuum-Behälter mit der Atomwolke zu sehen. b) Magnetische Flasche und Klammerfeld.

Dieser Dämon senkt die Potentialschwelle, die die Atome in der Falle hält, dadurch ab, dass er eine Verdampfung nutzt, die durch Resonanz mit einer Radiofrequenz induziert wird. Das magnetische Resonanzfeld ist so eingestellt, dass die an der Oberfläche der Wolke gefangenen, energiereichen Atome durch die Radiowellen in Resonanz aus den gebundenen Zuständen (m = 2) in magnetisch nichtgebundene Zustände (m = –2) gebracht werden und dadurch aus der Falle herausfallen.



a) b)

Abbildung 17

a) Schematische Darstellung der Verdampfungskühlung. Die rote Wellenlinie zeigt die eingestrahlte Hochfrequenz Welle. Die gekrümmten Pfeile deuten das Magnetfeld an, das im Zentrum der Falle null ist [33]. b) Darstellung der Spinresonanz mit den Übergängen von energiereichen Atomen aus dem gebundenen Zustand (m_F = 2) in die ungebundenen Zustände (m =-2), aus denen sie die Gaswolke verlassen („verdampfen“)[38].

Nur die kälteren Atome im Zentrum werden zurückgelassen. Auf diese Weise werden noch 99.9% der Atome von den ganz kalten Atomen abgetrennt, was zu einer Abkühlung um drei Größenordnungen der Temperatur führt.

6.3 Das Bose-Einstein-Kondensat

Ein Bose-Einstein-Kondensat ist eine Wolke von Bosonen, d.h. Teilchen mit ganzzahligem Spin, die sich alle im Grundzustand befinden und gemeinsam eine kohärente Welle bzw. ein Quantenkondensat bilden.

Ein Bose-Einstein-Kondensat entsteht, wie in 6.1 beschrieben, aus einem Atomstrahl, der in einem Ofen aus einem Alkalimetall erzeugt wird und sich in einem Hochvakuum ausbreitet. Er erreicht durch die optische Kühlung auf Temperaturen um 50µK und durch nachfolgende Verdampfungskühlung 10nK (Abbildung 17) [39]. Unter diesen Bedingungen kondensieren die Atome und bilden das Bose-Einstein-Kondensat.

Mit dieser Methode erreichte Wolfgang Ketterle 2004 mit Natriumatomen 1nK. Das entspricht einer Teilchengeschwindigkeit von 3mm/s.

Abbildung 18

Für die Herstellung eines Bose-Einstein-Kondensats erhielten Wolfgang Ketterle, Eric A. Cornell und Carl E. Wieman 2001 den Nobelpreis für Physik [aus 40].

Wie kann aber diese extrem tiefe Temperatur an den wenigen Atomen der Wolke gemessen werden? Wie schon in der Einleitung (Punkt 1.) bemerkt, kann die Temperatur eines Gases auch durch die Geschwindigkeit der Gasteilchen angegeben werden.

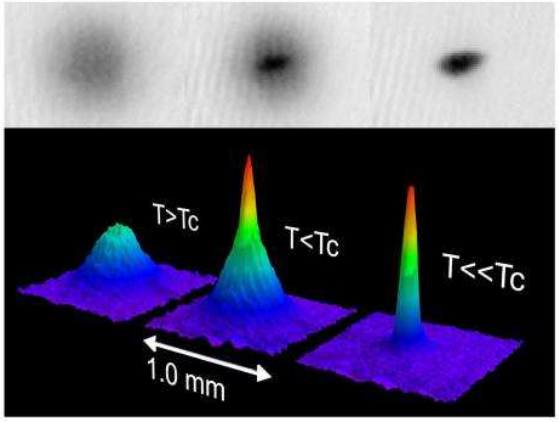


Abbildung 19

Beobachtung der Bose-Einstein-Kondensation durch eine zweidimensionale Absorption. In der oberen Reihe ist die Veränderung des Schattens dargestellt; in der unteren Reihe die Dichteverteilung in den Schattenbildern. Die scharfe Spitze im zweiten Bild (T <Tc) ist der Eintritt der Kondensation nach 6ms Flugzeit. Links (T >Tc) zeigt die Ausdehnung der Wolke direkt vor dem Übergangspunkt und rechts (T << Tc) die Ausprägung des reinen Kondensats durch die Verdampfungskühlung [33].

Wie tief auch die Temperatur sein mag, die Atome haben immer noch eine thermische Energie, die versucht die Atome gegen das Magnetfeld auseinander zu treiben. Wird das Magnetfeld ausgeschaltet, dann streben die Atome mit einer Geschwindigkeit auseinander, die der thermischen Energie entspricht. Die Vergrößerung der Atomwolke in der Zeit ist also ein Maß für die Geschwindigkeit und entsprechend für die Temperatur. Im Experiment wird die Veränderung der Atomwolke durch den Schattenwurf von Laserlicht verfolgt, woraus sich die Geschwindigkeit und somit auch die Temperatur ermitteln lässt.

Wenn die Kondensation eintritt, zeigt der schrumpfende Schatten der Atomwolke plötzlich einen dichten Kern von Atomen mit extrem tiefer Temperatur.

6.4 Atomlaser

Der Übergang von einzelnen Atomen mit Wellencharakter zu einem reinen Bose-Einstein-Kondensat wird ähnlich revolutionäre Folgen haben, wie der Übergang vom normalen inko-

härenten Licht zur kohärenten Laserstrahlung vor 40 Jahren. Einen großen Schritt auf diesem Weg stellen Atomlaser dar.

Ein Atomlaser entsteht, wenn ein Kondensat durch Abschalten des Magnetfeldes oder durch einen Radiofrequenzstrahl aus einem Bose-Einstein-Kondensat ausgekoppelt wird und strahlend im Gravitationsfeld nach unten fällt [41]. Das geht ohne Besetzungsinversion, die beim Laser die Kohärenz erzeugt. Deshalb hat das kohärente Kondensat viel mehr Ähnlichkeit mit dem supraflüssigen Helium als mit einem optischen Laser.

7. Zusammenfassung

1908 am Anfang des 20. Jahrhunderts stellte Heike Kamerling Onnes zum ersten Mal flüssiges Helium her, das bei 4.2K siedet aber auch noch bei Temperaturen um 0.9K nicht fest wurde.

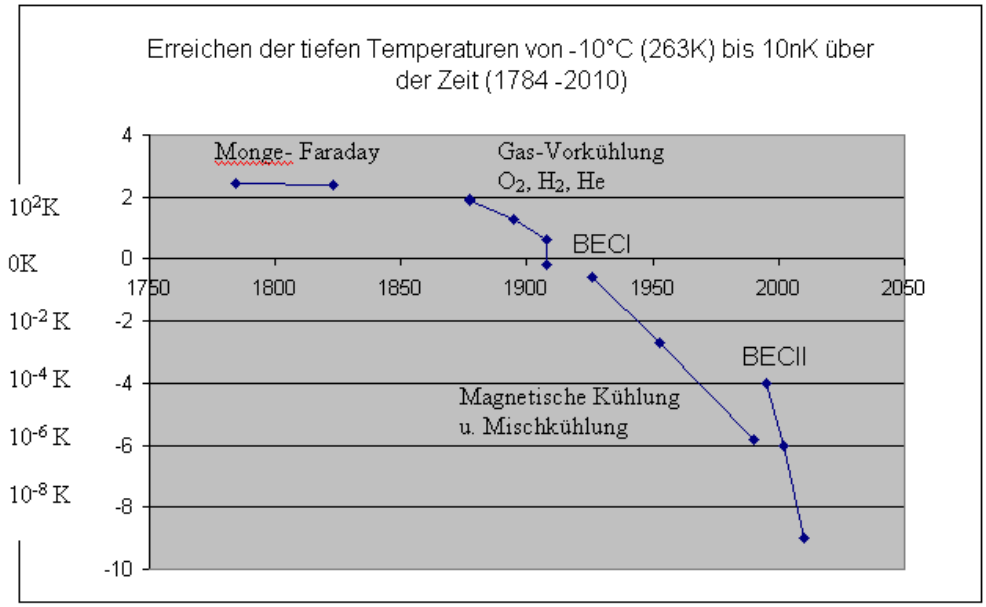


Abbildung 20

Darstellung der erreichten tiefen Temperaturen über drei Jahrhunderte von Gaspard Monge (1784) mit 263K (–10°C) bis Wolfgang Ketterle (2008) mit 1nK. BEC I (1908) bezeichnet das Kondensat im Helium, BEC II (1995) bezeichnet das Kondensat reiner Atomgase.

Wie Kapitza, Allen und Misener sowie Landau und Fritz London herausfanden, hatte Kamerling Onnes einen neuen Zustand der Materie und zwar die Suprafluidität gefunden, einen makroskopischen Quantenzustand. Kamerling Onnes sprach 1913 die Vermutung aus, dass dieses Verhalten des flüssigen Heliums etwas mit der von Max Planck theoretisch entdeckten Quantelung der Materie zu tun haben müsse.

Die Abbildung 20 zeigt den zeitlichen Rahmen, in dem immer tiefere Temperaturen seit dem 17. Jahrhundert bis zum 21. Jahrhundert erreicht wurden. In der Zeit von 1784 bis 1826 wurden durch Druckentspannung von Gaspard Monge Schwefeldioxid und von Michael Faraday Chlor, Kohlendioxid, Schwefelwasserstoff verflüssigt und Temperaturen von –10°C bis –78.5°C erreicht. Sauerstoff und Stickstoff wurden durch Abkühlung unter ihre kritischen Temperaturen flüssig. Die letzten Gase waren Wasserstoff und Helium. Mit der magnetischen Kühlung, der Kernentmagnetisierung gelang eine Temperaturerniedrigung auf 1.5µK. Mit der Bose-Einstein-Kondensation wurden bisher Temperaturen um 1nK erreicht.

Der Weg zum absoluten Nullpunkt zeigt zwei charakteristische Temperatursprünge. 1908 den Übergang in den suprafluiden Zustand und 1995 die Bildung eines reinen Bose- Einstein-Kondensats.

Jedoch mit gravierenden Unterschieden. Mit der Bode-Einstein-Kondensation konnten bei den ersten Versuchen 10^4 bis 10^5 Atome abgekühlt werden, heute sind es schon mehr als 10^6 Atome. Mit der Abkühlung von mehreren Kubikzentimetern flüssigem Helium auf Temperaturen unter 2K gehen mindestens 3 x 10^{23} Atome in den suprafluiden Zustand über. Das sind 10^{17} mal mehr Atome als bei der BEC erhalten werden.

Für die Thermodynamik, d.h. die Kühlung von Materie ist der quantitative Zugang über supraflüssiges Helium unumgänglich. Mit der reinen Bose-Einstein-Kondensation von Atomen eröffnet sich dagegen ein völlig neuer qualitativer Zugang zu den Geheimnissen der Quantenwelt.

8. Literatur

[1] Guillaume Amontos (1663-1705), Französischer Physiker und Stadthalter von Lille.
[2] Gay-Lussac, J. L. (L'An X – 1802), Annales de chimie XLIII: 137
[3] K. Mendelson, „ Die Suche nach dem absoluten Nullpunkt“, Kindlers Universitätsbibliothek, (1966)
[4] D. Leibfried, T. Pfau und C. Monroe, Physics Today 51, (1998) 22
[5] L. Cailletet, Comt Rend 85, (1877) 1213
[6] R.-P. Pictet, Brief an die Akademie der Wissenschaften in Paris vom 22.12.(1877)
[7] K. Olszewski, Z. Wrobrewski, Ann. Physik u. Chem. 3. F20, 58-74
[8] J. Dewar, Proc. Roy. Soc. (London) 14 (1898a) 129, J. Chem. Soc. 73, (1898b) 528. Ann. Chim. Phys. 18 (1899) 145
[9] Kamerlingh Onnes, H., Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden; No. 159, (1922)
[10] Penzias, A.A.; R. W. Wilson (1965). Astrophysical Journal Letters 142: 419–421
[11] Kamerlingh Onnes, H., Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden; No. 120b, (1911)
[12] H. Quack, TU Dresden, Vortrag 02.09.2010 bei CERN.
[13] V.S. Edelman, Kapitza-Institut, RAS, Moskau, Privatmitteilung
[14] P.L. Kapitza, „Experiment, Theorie, Praxis“, Isdatelsvo Nauka, (1977)
[15] P.L. Kapitza, Nature 141, (1938) 74
[16] J.F. Allen, A.D. Misener, Nature 141 (1938) 75
[17] W.H. Keesom und K. Clusius, Communication N0. 21ge Kamerlingh-Onnes-Lab., Leiden
[18] F. London, Nature 141, 643 (1938), Phys. Rev. 54, 947 (1938)
[19] A. Einstein, ADW, Berlin, Sitzungsberichte 261 (1924), 3 (1925)
[20] S. Balibar, Seminaire Poincare 1 (2003) 11
[21] L.D. Landau, J. Phys.UDSSR 5 (1941) 71, 8 (1944) 1 und 11 (1947) 91
[22] F. Hermann et al., Instruments and Exp. Techniques, (2009), Vol. 52, No.5, p. 758
[23] O.V. Lounasmaa, “Experimental Principles and Methods below 1K”, Academic Press London and New York 1974
[24] V. P. Peshkov, Soviet Physics JETP 11, 580 (1960)
[25] R. Herrmann et al., Instruments and Exp. Techniques, (2005), Vol. 48, No. 5,p. 693
[26] P. Debye, Ann. Phys. 81 **(**1926) 1154
[27] W.F. Giauque, J. Am.Chem. Soc. 49 (1927) 1864
[28] N. Kurti, F.E. Simon, Proc. Roy. Soc. Ser. A 149, (1935) 819
[29] P. Strehlow, 233 PTB-Seminar, 05.06.2007, Berlin
[30] W. Wendler, T. Herrmannsdörfer, F. Pobell, Europhys. Lett. 38, (1997) 619
[31] E. L. Raab, et al., Phys. Rev.Lett.,59(23) (1987) 2631. S. Chu, Rev. Mod. Phys. 70, 685 (1998), C. Cohen-Tannoudji, ibid. 707, W.D. Phillips, ibid. 721
[32] C. Wieman, American Journal of Physics 64 (7), 847 (1996).
[33] W. Ketterle: Nobel Lecture, Rev. of Mod. Phys**.** 74, (2002) 1132
[34] W. Korolewski, Diplomarbeit TU Berlin (2009)

[35] A. Görlitz, Universität Stuttgart, (2002)
[36] C. Hodapp et al., Appl. Phys. B 60, 135 (1995)
[37] William D. Phillips, Nobel Lecture 1998
[38] R. Dinter, Diplomarbeit, Institut für Laserphysik an der Universität Hamburg (2004)
[39] M. H. Anderson et al., Science, 269, 198–201, 2 (1995)
[40] Nobelpreis.org, coppyright @ nobel media AB (2012)
[41] I. Bloch, Th. Hänsch, T. Esslinger, Physical Review Letters 82 (15) 3008 (2001)

Adresse des Verfassers: rkf.herrmann@gmx.de