
1.3: Stern-Gerlach-Experiment

Versuchsanleitung zum Fortgeschrittenen-Praktikum

Philipp Bollinger

Bearbeitet von Phillip Imgram, Patrick Müller, Laura Renth (Juni 2021)



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Physikalisches Praktikum
für Fortgeschrittene
Abteilung C
Institut für Kernphysik

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
2	Physikalische Grundlagen	4
2.1	Kraftwirkung im magnetischen Feld	4
2.2	Das magnetische Moment	4
2.3	Magnetisches Zweidrahtfeld	4
2.4	Teilchenbahn	6
2.5	Geschwindigkeitsverteilung im Ofen	6
2.6	Zusammenhang zwischen Teilchenstromdichte und Aufenthaltsort bei infinitesimalem Strahlquerschnitt	6
3	Versuchsaufbau	8
3.1	Langmuir-Taylor-Detektor	8
4	Aufgaben	10
4.1	Vorbereitung	10
4.2	Durchführung	10
4.3	Auswertung	11
	Literaturverzeichnis	12

Ziel des Versuchs

In diesem Praktikumsversuch geht es darum, die Entdeckung des magnetischen Moments von Otto Stern und Walter Gerlach zu bestätigen und damit ein Phänomen zu erklären, das aus klassischer Sicht nicht zu erwarten ist, nämlich die Aufspaltung des Atomstrahls in einzelne, separierte Teilstrahlen in einem inhomogenen Magnetfeld aufgrund der Richtungsquantelung des magnetischen Moments. Außerdem erhält man Einblicke in die Erzeugung eines Kaliumatomstrahls sowie dessen Detektion mithilfe eines Wolframdrahtes. Schließlich können Rückschlüsse auf das magnetische Moment gezogen werden und das Bohr'sche Magneton kann aus der gemessenen Aufspaltung extrahiert werden.



1 Einführung



Otto Stern (1888-1969)



Walther Gerlach (1889-1979)

Bereits im Jahr 1916 sagten Peter Debye und Arnold Sommerfeld in ihren Untersuchungen zum Zeeman-Effekt eine „Richtungsquantelung“ voraus. Als Otto Stern zum ersten Mal davon hörte, hielt er diese Idee für „Unsinn“ [1], wie er in einer Befragung in Zürich verlauten lies. Dennoch erkannte er, dass er diese ziemlich unglaubliche Hypothese mit seiner Molekularstrahlmethode einem experimentellen Test unterziehen konnte. 1921 veröffentlichte er seine Ideen zur Verwirklichung des Experiments in der „Zeitschrift für Physik“. Die reale Umsetzung gestaltete sich jedoch zunächst aufgrund der fehlenden finanziellen Mittel als schwierig. Max Born und Albert Einstein, die ebenfalls sehr am Ergebnis des Experiments interessiert waren, organisierten schließlich die entsprechenden Mittel um insbesondere den starken Magneten zu beschaffen.

In der Nacht vom 7. auf den 8. Februar 1922 konnten Otto Stern und Walter Gerlach den Versuch mit einem Silberatomstrahl in einem inhomogenen Magnetfeld durchführen. Die Silberatome wurden in einem Ofen erzeugt und verdampften durch eine Öffnung ins Vakuum. Nach dem Durchlaufen eines inhomogenen Magnetfelds wurden sie auf einer Glasplatte kondensiert. Erstaunlicherweise konnten sie eine Aufspaltung des Atomstrahls in genau zwei Teilstrahlen mit eingeschaltetem Magnetfeld feststellen.

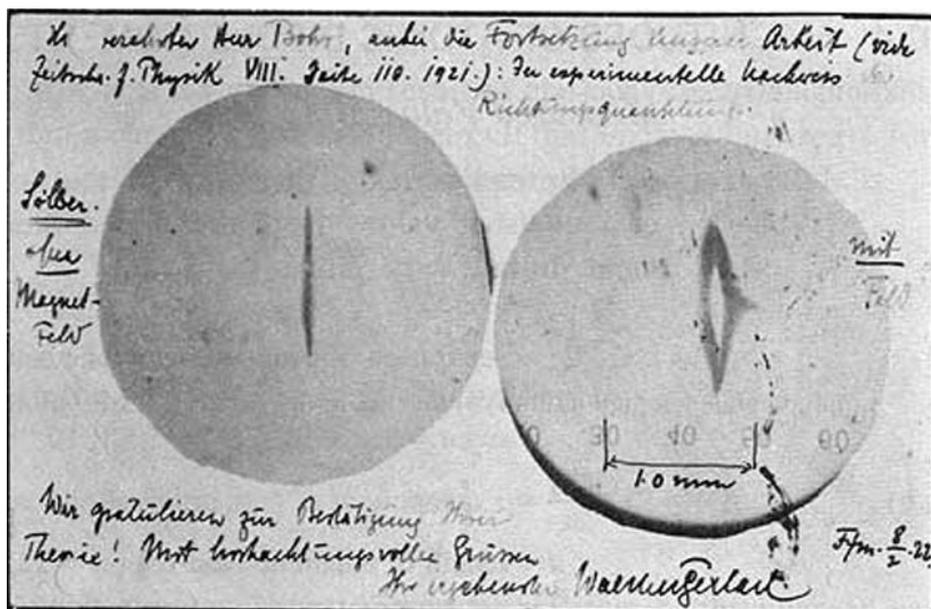


Abbildung 1.1: Postkarte von Walther Gerlach an Niels Bohr mit Originalaufnahmen der Messergebnisse.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Kraftwirkung im magnetischen Feld

Atome, die senkrecht in ein inhomogenes Magnetfeld eingeschossen werden, erfahren eine ablenkende Kraft, wenn sie ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$ mit einer Parallelkomponente zum Feld besitzen. Aus der Größe der Ablenkung lässt sich diese Komponente quantitativ bestimmen. In einem homogenen Magnetfeld besteht lediglich eine Ausrichtungswirkung auf die Atome. Durch das Gradientenfeld wird die Dichte der Magnetfeldlinien ortsabhängig, wodurch eine Kraft resultiert. Diese ist von der Stärke der Inhomogenität $\frac{\partial B}{\partial z}$ sowie vom magnetischen Moment der Atome $\vec{\mu}$ abhängig. Die Richtung des eintreffenden Atomstrahls sei die x-Richtung und ein inhomogenes Magnetfeld sei dazu senkrecht in z-Richtung angelegt. Es gelte $\frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial y} = 0$; $\frac{\partial B}{\partial z} \neq 0$. Ein Teilchen mit dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ erhält dann die potentielle Energie

$$E_{\text{pot}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_z B_z. \quad (2.1)$$

Es wird demnach folgende Kraft ausgeübt

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} E_{\text{pot}} = \mu_z \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z} \cdot \vec{e}_z. \quad (2.2)$$

Durch diese Gleichung kann man erkennen, warum ein inhomogenes Magnetfeld benutzt werden muss, um eine Kraft auf die Atome auszuüben. Diese Kraft kann durch die Ablenkung der Atome ermittelt werden, woraus schließlich die z-Komponente des magnetischen Moments bestimmt werden kann.

2.2 Das magnetische Moment

In Kalium wird der Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle S durch das äußere 4s-Elektron im Grundzustand bestimmt. Aufgrund des verschwindenden Bahndrehimpulses ist das magnetische Moment $\vec{\mu}_s$ des Atoms allein durch den Elektronenspin festgelegt

$$\vec{\mu}_s = g_s \cdot \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot \vec{S}, \quad (2.3)$$

wobei $g_s = -2.0023 \approx -2$ der Landé-Faktor des Elektronenspins und $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ das Bohr'sche Magneton ist. Die z-Komponente des Spins hat die Eigenwerte $S_z = m_s \hbar$ mit den Spinquantenzahlen $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Für die Projektion auf die z-Achse gilt demnach

$$\mu_z = g_s \mu_B m_s. \quad (2.4)$$

Nach Gleichung 2.2 ist dann $F_z(-m_s) = -F_z(m_s)$. Die Atome mit $m_s = +\frac{1}{2}$ werden also um den gleichen Betrag und entgegengesetzt zu Atomen mit $m_s = -\frac{1}{2}$ abgelenkt. Somit kann man experimentell den Landé-Faktor unter Vorgabe des Bohr'schen Magnetons bestimmen und umgekehrt.

2.3 Magnetisches Zweidrahtfeld

Um das inhomogene Magnetfeld zu erzeugen, benutzt man eine spezielle Form für die Polschuhe, wie sie in Abbildung 2.1 gezeigt ist. Es entsteht ein Feld wie es von zwei im Abstand $2a$ entfernten parallelen Leitern mit entgegengesetzter Stromrichtung erzeugt wird. Diese Art von Magnetfeld wird verwendet, da es zur Aufspaltung des Atomstrahls in der Durchlaufebene besonders gut geeignet ist. Die Feldinhomogenität ist nahezu konstant, das heißt es gibt eine Ebene mit nahezu konstantem Feldgradienten $\frac{\partial B}{\partial z}$. Es resultiert eine in guter Näherung konstante Kraft, die die Berechnung wesentlich vereinfacht.

Die magnetische Flussdichte zweier langer, paralleler Leiter ist gegeben durch

$$\vec{B}_i = \mu_0 \frac{\vec{I}_i \times \vec{r}_i}{2\pi r_i^2} \quad \text{für } i = 1, 2 \quad (2.5)$$

Da durch beide Leiter der gleiche Strom fließt, gilt $\vec{I} := -\vec{I}_1 = \vec{I}_2 \perp \vec{r}_i$. Gleichung 2.5 vereinfacht sich dadurch zu

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 \vec{I}}{2\pi} \times \left(\frac{\vec{r}_2}{|\vec{r}_2|^2} - \frac{\vec{r}_1}{|\vec{r}_1|^2} \right) \approx \frac{\mu_0 I a}{\pi |\vec{r}_1| |\vec{r}_2|} \vec{e}_z. \quad (2.6)$$

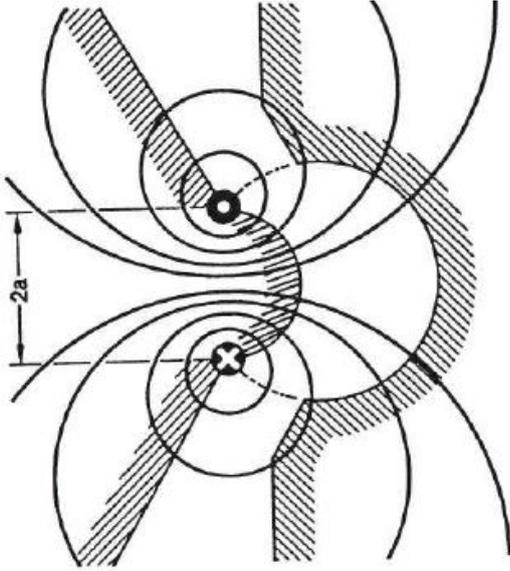


Abbildung 2.1: Polschuhe zur Erzeugung eines Zweidrahtfeldes.

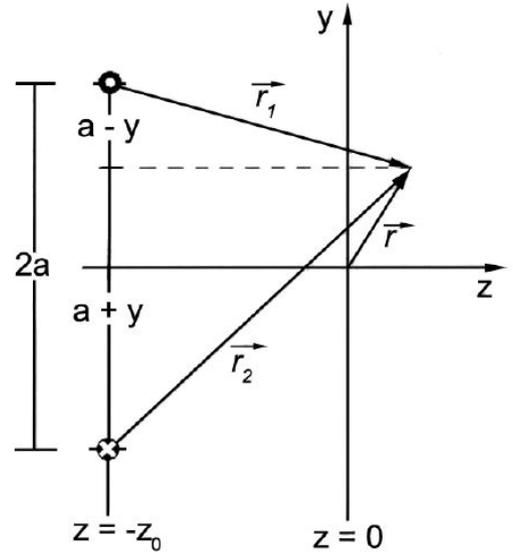


Abbildung 2.2: Koordinaten zur Berechnung der magnetischen Flussdichte an beliebigen Orten im Zweidrahtfeld.

Zur Berechnung von $\frac{\partial B}{\partial z}$ wird zunächst ein geeignetes Koordinatensystem (siehe Abbildung 2.2) definiert. Einfache geometrische Überlegungen liefern die Zusammenhänge für \vec{r}_1 und \vec{r}_2

$$\vec{r}_1^2 = (a - y)^2 + (z + z_0)^2 \quad (2.7)$$

$$\vec{r}_2^2 = (a + y)^2 + (z + z_0)^2. \quad (2.8)$$

Setzt man diese Relationen in 2.6 ein, erhält man für die z -Komponente

$$B(y, z) = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot a}{\pi} \cdot [(a^2 - y^2)^2 + 2(z + z_0)^2(a^2 + y^2) + (z + z_0)^4]^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.9)$$

Für die Feldinhomogenität erhält man durch Differentiation nach z

$$\frac{\partial B}{\partial z}(y, z) = -\frac{2 \cdot \mu_0 \cdot I \cdot a \cdot (z + z_0)}{\pi} \cdot \frac{a^2 + y^2 + (z + z_0)^2}{[(a^2 - y^2)^2 + 2(z + z_0)^2(a^2 + y^2) + (z + z_0)^4]^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.10)$$

In der $z = 0$ Ebene soll die Inhomogenität für jeden y -Wert gleich sein, die Abhängigkeit von y soll also verschwinden. Deshalb wird Gleichung (2.10) in erster Ordnung um y^2 an der Stelle $y = 0$ entwickelt. Man erhält

$$\frac{\partial B}{\partial z}(y, z) \approx -\frac{2\mu_0 \cdot I \cdot a \cdot (z + z_0)}{\pi \cdot (a^2 + (z + z_0)^2)^2} \cdot \left[1 + 2y^2 \cdot \frac{2a^2 - (z + z_0)^2}{(a^2 + (z + z_0)^2)^2} \right]. \quad (2.11)$$

Für $z = 0$ folgt daraus die Bedingung

$$2a^2 = z_0^2 \leftrightarrow z_0 = \sqrt{2}a. \quad (2.12)$$

Um später das magnetische Moment zu berechnen, ist eine gute Kenntnis über die Feldinhomogenität nötig. Da sie in der Praxis nicht gemessen werden kann, wird ein linearer Zusammenhang zwischen B und $\frac{\partial B}{\partial z}$ für kleine z angenommen. Zur Berechnung des Proportionalitätsfaktors

$$\epsilon = \left| \frac{\partial B}{\partial z} \right| \cdot \frac{a}{B} \quad (2.13)$$

wird wie oben um $y = 0$ in y^2 bis zur ersten Ordnung entwickelt und es ergibt sich

$$\epsilon(y, z) \approx \frac{2a(z + z_0)}{a^2 + (z + z_0)^2} \cdot \left(1 + \frac{3a^2 - (z + z_0)^2}{(a^2 + (z + z_0)^2)^2} \cdot y^2 \right). \quad (2.14)$$

Da der Korridor, durch den sich die Atome bewegen können, nur $\frac{4}{3}a$ lang ist, kann ϵ als Mittelwert aus den Werten für $y = 0$ und $y = \frac{2}{3}a$ bei $z = 0$ berechnet werden. Damit ergibt sich $\epsilon = 0.9661$.

2.4 Teilchenbahn

Da man den Ort der Teilchen auf der Detektionsebene misst, muss man einen Zusammenhang zwischen den Teilcheneigenschaften (Masse, Geschwindigkeit) und der resultierenden Ablenkung durch das Magnetfeld herstellen. Beim Eintritt der Kaliumatome in das Magnetfeld kann angenommen werden, dass sich alle Teilchen in x -Richtung bewegen. Die Position u auf dem Schirm ergibt sich zu

$$u = z_{\text{offset}} + \frac{L \cdot l}{M v^2} \cdot \left(1 - \frac{L}{2l}\right) \cdot \mu_z \frac{\partial B}{\partial z} \approx z_{\text{offset}} - 2 \frac{L \cdot l}{M v^2} \cdot \left(1 - \frac{L}{2l}\right) \cdot m_s \mu_B \frac{\partial B}{\partial z}, \quad (2.15)$$

wobei L die Länge des inhomogenen Magnetfeldes und l der Abstand des Detektors zum Eintrittspunkt der Teilchen in das Magnetfeld ist. An dieser Gleichung sieht man, dass schnelle Teilchen weniger stark abgelenkt werden als langsame Teilchen. Deshalb muss die Geschwindigkeitsverteilung der Atome beachtet werden.

2.5 Geschwindigkeitsverteilung im Ofen

Die Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten der Atome im Ofen ist wichtig, um auf die Ortsabhängigkeit der Teilchenstromdichte in der Detektorebene schließen zu können. Im Ofen kann eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung angenommen werden. In einem Einheitsvolumen dV' gilt somit für die Teilchenzahl dn' mit Geschwindigkeiten im Bereich von v bis $v + dv$

$$dn' \sim e^{-\frac{Mv^2}{2k_B T}} v^2 dv. \quad (2.16)$$

Nach dem Austritt spielen noch andere Aspekte eine Rolle. Betrachtet man ein kleines Zeitintervall und zählt, wie viele Teilchen in dieser Zeit durch die Austrittsöffnung des Ofens strömen, so können für höhere Teilchengeschwindigkeiten in gleicher Zeit mehr Teilchen durch die Öffnung. Nimmt man eine gleichförmige geradlinige Bewegung an, folgt für den Teilchenstrom außerhalb des Ofens [2]

$$\frac{d^2 n}{dt} \sim v dn', \quad (2.17)$$

wobei dn' die Teilchenzahl mit Geschwindigkeiten im Bereich von v bis $v + dv$ ist, also die in (2.16) genannte Maxwell-Boltzmann-Verteilung.

Außerdem muss man berücksichtigen, dass Teilchen mit unterschiedlichen magnetischen Momenten entweder nach oben oder nach unten abgelenkt werden. Es hat also einen wesentlichen Einfluss darauf, wie viele Teilchen man im Bereich $z + dz$ detektiert. Dies wird durch die Funktion $\Phi_m(z)$ beschrieben mit dem Index m für die zwei unterschiedlichen Orientierungen, also

$$\frac{d^2 n}{dt} \sim \Phi_m(z) dz. \quad (2.18)$$

Mit geeigneter Normierung erhält man insgesamt für den Teilchenstrom somit

$$\frac{d^3 n}{dt} = \frac{\Phi_m(z) \cdot \exp\left\{-\frac{Mv^2}{2k_B T}\right\} \cdot v^3 dv dz}{2 \cdot \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{Mv^2}{2k_B T}\right\} v^3 dv}. \quad (2.19)$$

2.6 Zusammenhang zwischen Teilchenstromdichte und Aufenthaltsort bei infinitesimalem Strahlquerschnitt

In diesem Kapitel soll der Zusammenhang zwischen der Teilchenstromdichte I in der Detektionsebene $x = 0$ und dem Auftreffort u bestimmt werden. Alle Kaliumatome, die am Ort z in das Magnetfeld eintreten, werden um du an der Stelle u gestreut in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit dv . Es gilt

$$v^3 dv = \frac{1}{4} \left| \frac{\partial v^4}{\partial u} \right| du. \quad (2.20)$$

Aus Gleichung (2.15) folgt

$$v^4 = \left[\frac{lL}{M} \cdot \left(1 - \frac{L}{2l}\right) \cdot \mu_B \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \right]^2 \cdot \frac{1}{(u-z)^2}. \quad (2.21)$$

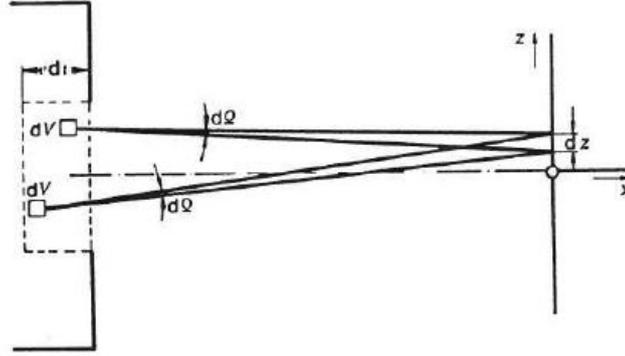


Abbildung 2.3: Veranschaulichung der geometrischen Beziehungen zur Herleitung der Verteilungsfunktion.

Einsetzen in Gleichung (2.20) ergibt

$$v^3 dv = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{lL}{M} \cdot \left(1 - \frac{L}{2l}\right) \cdot \mu_B \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \right]^2 \cdot \frac{du}{|u-z|^3}. \quad (2.22)$$

Zusätzlich ergibt sich aus Gleichung (2.15) der Zusammenhang

$$\frac{Mv^2}{2k_B T} = \frac{lL \cdot \left(1 - \frac{L}{2l}\right) \cdot \mu_B \cdot \left| \frac{\partial B}{\partial z} \right|}{2k_B T} \cdot \frac{1}{|u-z|}. \quad (2.23)$$

Einsetzen von Gleichung (2.22) und (2.23) in Gleichung (2.19) ergibt

$$\frac{d^3 n}{dt} = n_0 \Phi_m(z) \cdot e^{\frac{-q}{|u-z|}} \frac{du dz}{|u-z|^3}, \quad (2.24)$$

mit den Abkürzungen

$$q = \frac{lL \cdot \left(1 - \frac{L}{2l}\right) \cdot \mu_B \cdot \left| \frac{\partial B}{\partial z} \right|}{2k_B T} \quad \text{und} \quad n_0 = \frac{\left[lL \cdot \left(1 - \frac{L}{2l}\right) \cdot \mu_B \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \right]^2}{4M^2 \int_0^\infty e^{\frac{-Mv^2}{2k_B T}} v^3 dv}. \quad (2.25)$$

Integration über z und Summation über alle Orientierungen m liefert die Teilchenstromdichte

$$I(u) := \sum_m \int_{-D}^D \mathbb{1}_{\frac{F_z(m)}{u-z} > 0} \frac{d^3 n}{du dt} = \sum_m \int_{-D}^D \mathbb{1}_{\frac{F_z(m)}{u-z} > 0} \Phi_m(z) \cdot e^{\frac{-q}{|u-z|}} \frac{dz}{|u-z|^3}, \quad (2.26)$$

wobei $\mathbb{1}_{\frac{F_z(m)}{u-z} > 0}$ die Indikatorfunktion ist, welche die Kausalität der Flugbahn der Teilchen sicherstellt. Nähert man nun $\Phi_m(z)$ als beliebig kleinen Strahlkasten durch Verwendung der δ -Distribution an, lässt sich jede Position u eindeutig einem m zuordnen und die beiden Summanden in Gleichung (2.26) sind nur auf disjunkten Teilmengen des Definitionsbereichs verschieden von Null. Da die Verteilung der Teilchenzahlen auf die verschiedenen Orientierungen gleich ist, eignet sich die Definition

$$I_0^{(0)}(z) := \Phi_{+\frac{1}{2}}(z) \equiv \Phi_{-\frac{1}{2}}(z) =: 2DI_0 \delta(z). \quad (2.27)$$

Damit lässt sich Gleichung (2.26) vereinfachen zu

$$I(u) = n_0 \cdot \int_{-D}^D I_0^{(0)}(z) e^{\frac{-q}{|u-z|}} \frac{dz}{|u-z|^3} \quad (2.28)$$

$$= 2D \cdot n_0 \cdot I_0 \cdot e^{\frac{-q}{|u|}} \cdot \frac{1}{|u|^3} \quad (2.29)$$

und beschreibt damit den erwarteten Verlauf der Teilchenstromdichte I an der Detektorposition u unter den oben gemachten Annahmen. Ableiten und Nullsetzen liefert schließlich die gewünschte Bedingung für die Maxima

$$u_0^{1,2} = \pm \frac{q}{3} = \pm \frac{lL \cdot \left(1 - \frac{L}{2l}\right) \cdot \mu_B \cdot \frac{\partial B}{\partial z}}{6k_B T}. \quad (2.30)$$

Es gibt also einen linearen Zusammenhang zwischen Lage der Maxima und der Feldinhomogenität. Außerdem kann man unter Kenntnis beider Größen das Bohr'sche Magneton bestimmen.

3 Versuchsaufbau

Die Stern-Gerlach Apparatur besteht in ihren wesentlichen Bestandteilen aus einem Ofen, der zur Produktion des Kaliumatomstrahls dient, einem Vakuumsystem, einem Magneten, der für das inhomogene Magnetfeld sorgt, sowie einem Detektor zur Datenaufnahme. Im Ofen werden Kaliumatome bei etwa 180-190°C ausgedampft. Durch Blenden wird der Strahl gebündelt und durch das speziell geformte (Zweidrahtfeld) inhomogene Magnetfeld geführt. Dadurch erfahren sie die im Theorieteil diskutierte Ablenkung orthogonal zu ihrer Bewegungsrichtung aufgrund ihres magnetischen Moments. Ein schematischer Aufbau mit den drei Schaltkreisen für Ofen, Magnet und Detektor ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Am Ofen ist ein Netzgerät angeschlossen, das die nötige Heizspannung liefert. Außerdem dient ein Thermoelement zur

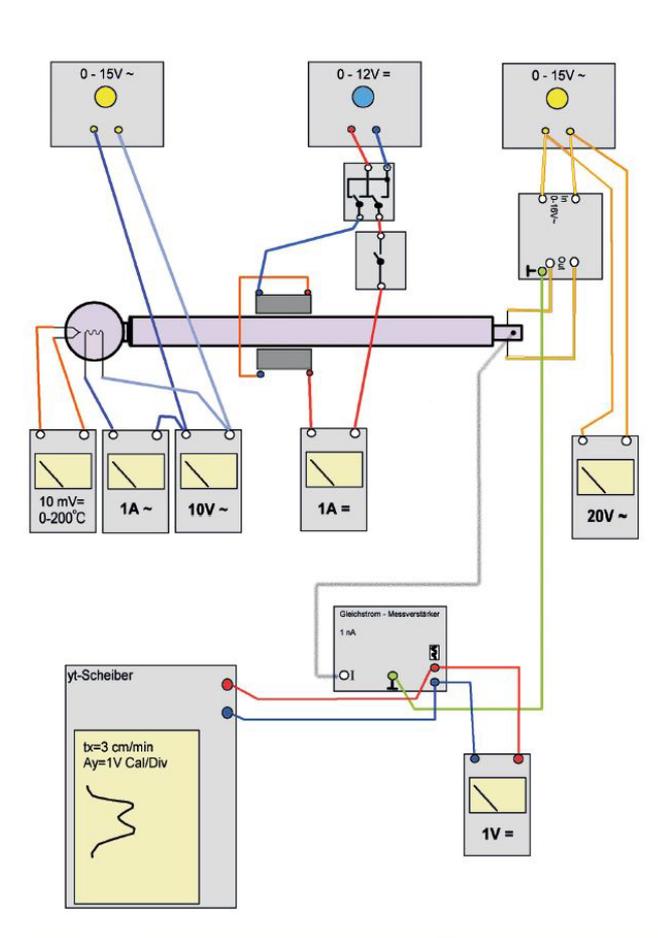


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau und Schaltung der einzelnen Komponenten des Stern-Gerlach Versuchs.

Kontrolle der Temperatur. Zusätzlich kann der elektrische Strom gemessen werden. Der Magnet wird ebenfalls durch ein DC-Netzgerät versorgt und besitzt einen Schalter zur Umpolung des Spulenstroms. Der Detektor wird über einen Anpassungstransformator versorgt. Dieser beinhaltet eine 50 V DC-Spannungsquelle, die die ionisierten Kaliumatome beschleunigt. Der Detektor ist über ein BNC-Kabel mit dem Gleichstrommessverstärker verbunden. Dieser ist wiederum an ein Voltmeter angeschlossen. 10 V entsprechen der maximal eingestellten Skala auf dem Messverstärker. Dieser Umrechnungsfaktor ist bei der Messung stets zu beachten.

3.1 Langmuir-Taylor-Detektor

Zur Messung der Kaliumatome wird ein Langmuir-Taylor Detektor verwendet (siehe Abbildung 3.2). Ein Wolframdraht wird auf 800-1000 °C erhitzt und ist an eine 50V-Spannungsquelle angelegt. Auftreffende Kaliumatome werden verdampft und ionisiert, da die Austrittsarbeit eines Elektrons höher ist als die Ionisationsenergie. Durch die Spannung werden die Ionen zu einem Nickelzylinder (Elektrode) hin beschleunigt, an dem ein elektrischer Strom gemessen werden kann, der wiederum proportional zu den auftreffenden Kaliumatomen ist. Ablagerungen am Wolframdraht können

für ein zusätzliches Signal sorgen. Deshalb ist es notwendig, diese vor der Messung abzdampfen, indem man die Spannungsquelle für etwa 20-30 Sekunden voll (16 V) aufdreht (sog. „flashen“).

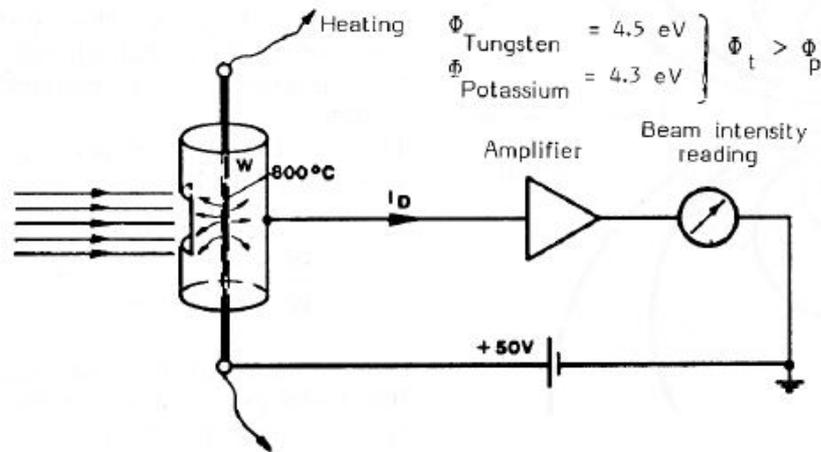


Abbildung 3.2: Aufbau eines Langmuir-Taylor-Detektors zur Messung von Kaliumatomen.

4 Aufgaben

Im folgenden Abschnitt sind alle Aufgaben aufgeführt, die während der Vorbereitung, Durchführung und Auswertung zu bearbeiten sind.

4.1 Vorbereitung

Eine gründliche Vorbereitung auf den Versuch ist **zwingend notwendig** für die erfolgreiche Durchführung des Versuchs. Bearbeiten Sie deshalb die folgenden Aufgaben **vollständig**.

- 1) Beschäftigen Sie sich zur Vorbereitung auf den Versuch mit folgenden Themen:
 - Magnetisches Moment des Atoms
 - Bohr'sches Magneton
 - Quantisierung
 - Landé-Faktor
 - Elektronenspin
 - Wolframdetektor (Langmuir-Taylor-Detektor)
 - Eigenschaften von Kalium
 - Atomofen als Strahlquelle
 - Erzeugung eines inhomogenen Magnetfelds und Bestimmung des Feldgradienten
 - Erzeugung von Vakuum
- 2) Leiten Sie Gleichung (2.15) her und fertigen Sie eine geeignete Skizze an.
- 3) Machen Sie sich über folgende Fragestellungen Gedanken:
 - Was spricht dagegen, den Stern-Gerlach Magneten zur Erzeugung von Elektronenstrahlen mit einer einheitlichen Spinorientierung zu verwenden, d.h. zur Erzeugung polarisierter Elektronen?
 - Wieso wird in diesem Versuch Kalium statt Silber verwendet? Gibt es auch Nachteile?
 - Welche Elemente könnte man noch verwenden?
 - Was für einen Verlauf des gemessenen Ionenstroms in Abhängigkeit von der Detektorposition erwarten Sie? Durch welche Funktion wird er (annähernd) beschrieben?
 - Welche Näherungen/Annahmen liegen der Gleichung (2.29) zu Grunde?
 - Wie können Sie aus den gemessenen Spektren das Bohr'sche Magneton bestimmen?

4.2 Durchführung

Aufzeichnungen während der Versuchsdurchführung sind unerlässlich. Machen Sie sich möglichst viele Notizen während des Versuchs, dann geht die Ausarbeitung wesentlich leichter von der Hand. Machen Sie sich an jeder Stelle, an der sie etwas Ablesen/Messen Gedanken über **Messunsicherheiten!** Auch Messgeräte selbst haben eine Messunsicherheit (→ Messbereichsendwert)!

Aufgaben:

- 1) Verkabeln Sie den gesamten Aufbau. Beginnen Sie mit der Quelle und nehmen Sie diese in Betrieb. Die Temperatur sollte während des Versuchs eine Temperatur ca. 190 °C möglichst stabil halten. **Achtung: Die Temperatur darf niemals 200 °C übersteigen und muss deshalb immer überwacht werden, solange sie eingeschaltet ist!** Verkabeln Sie den Rest des Aufbaus und stellen Sie alle Volt- und Amperemeter, sowie den Messverstärker passend ein.
- 2) Drehen Sie die Versorgungsspannung für den Detektor für 20-30 s voll auf.

-
- 3) Nehmen Sie ein Spektrum **ohne** Magnetfeld auf. Dazu kann es hilfreich sein zunächst den Detektor zu verschieben und gleichzeitig die Ausgabe des Messverstärkers zu beobachten, um ein „Gefühl“ für die Lage des Peaks zu bekommen. **Generieren Sie genügend Datenpunkte (mind. 30) pro Spektrum, vor allem vom interessanten Bereich des Peaks!**
 - 4) Nehmen Sie mind. 5 Spektren mit jeweils verschiedenen $\frac{\partial B}{\partial z} > 150$ T/m auf. Auf Grund der Hysterese solcher Magnetspulen sollten Sie dafür mit dem niedrigsten Spulenstrom anfangen und ihn anschließend nur noch erhöhen.
 - 5) Entmagnetisieren Sie die Spule. Gehen Sie dazu wie folgt vor: Starten Sie beim höchsten verwendeten Spulenstrom und kehren Sie die Stromrichtung (\rightarrow Kreuzschalter) um. Warten Sie 5 s und reduzieren Sie anschließend den Strom um 10%. Wiederholen Sie die Prozedur solange, bis kein Strom mehr anliegt.
 - 6) Schalten Sie alle Geräte aus und bringen Sie die Apparatur wieder in Zustand, in dem Sie sie vorgefunden haben.

4.3 Auswertung

- 1) Werten Sie das Spektrum ohne Magnetfeld aus. Fitten Sie dazu eine Normalverteilung an Ihre Datenpunkte inkl. der entsprechenden Unsicherheiten. Erklären Sie dabei, wie Sie diese bestimmt haben, welche Fitroutine Sie verwendet haben und stellen Sie das Ergebnis grafisch dar.
- 2) Werten Sie die Spektren mit Magnetfeld aus und bestimmen Sie die Positionen der Maxima. Verwenden Sie dazu einmal zwei unabhängige Gaußkurven und einmal Gleichung (2.29). Da ihre Spektren nur teilweise durch Gauß-Funktionen beschrieben werden, müssen Sie passende Datenpunkte für die Fits auswählen. Erklären Sie, nach welchem Kriterium Sie Datenpunkte dazu genommen/weggelassen haben. Optional: Überlegen Sie sich eine weitere geeignete Methode die Positionen der Maxima zu bestimmen (z.B. „per Hand“) und führen Sie diese durch.
- 3) Bestimmen Sie für alle Methoden μ_B inkl. der Unsicherheit indem sie $\Delta u = u_0^2 - u_0^1$ gegen $\frac{\partial B}{\partial z}$ auftragen und eine Geradenfit $f(x) = mx + b$ durchführen.
- 4) Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit dem Literaturwert $\mu_{B, \text{Lit}}$ vergleichen und diskutieren Sie mögliche Einflüsse auf das Ergebnis.

Literaturverzeichnis

- [1] Horst Schmidt-Böcking, Lothar Schmidt, Hans Jürgen Lüdde, Wolfgang Trageser, Alan Templeton, and Tilman Sauer. The stern-gerlach experiment revisited. *The European Physical Journal H*, 41(4):327–364, Nov 2016.
- [2] Otto Stern. Nachtrag zu meiner Arbeit: „Eine direkte Messung der thermischen Molekulargeschwindigkeit“. *Zeitschrift für Physik*, 3(5):417–421, 1920.