

Geschwindigkeitsmessung von α -Teilchen

In dem Versuch vom 08.06.1993 sind mit Hilfe einer Hall-Sonde die mag. Induktion \mathbf{B} eines Magnetfeldes und die Zählrate eines α -Strahlers gemessen worden, um daraus die Geschwindigkeit von α -Teilchen zu bestimmen. Zunächst werden einige grundlegende Gesetzmäßigkeiten bzgl. der Radioaktivität von Kernen, dem Verhalten von elektrisch geladenen Teilchen in \mathbf{E} - bzw. \mathbf{B} -Feldern und dem Nachweis von α -Teilchen mittels eines Zählrohrs vorangestellt.

1. Theoretische Grundlagen

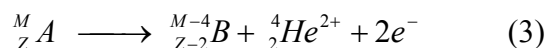
Betrachten wir das Periodensystem der Elemente, so finden wir dort eine fortlaufende Nummer Z , die sogenannte Ordnungs- oder Kernladungszahl. Sie ist für jedes Element charakteristisch und gibt an, wie viele Nukleonen¹ des Kerns Protonen sind. Alle Elemente mit $Z > 84$ sind radioaktiv; Atomkerne mit $Z > 100$ besitzen eine mittlere Lebensdauer kleiner als 3 Stunden. Bei der Radioaktivität handelt es sich um den spontanen Zerfall eines Atomkerns, d. h., um einen Kernprozeß bei dem sich ein Element A in ein anderes Element B umwandelt. Der Zerfall eines bestimmten Kerns ist *nicht vorhersagbar*. Lediglich eine statistische Aussage über das Verhalten von einer Anzahl N_0 von Kernen ist mit dem sogenannten Zerfallsgesetz möglich:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (1)$$

$N(t)$ ist die Anzahl der Kerne, die nach der Zeit t von der Ausgangsmenge N_0 noch nicht zerfallen sind. λ wird Zerfallskonstante genannt. Der Zeitraum, nach dem die Zahl der instabilen Kerne auf die Hälfte abgesunken ist, heißt Halbwertszeit $t_{1/2}$. Für sie gilt:

$$t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \approx \frac{1}{\lambda} \cdot 0.6931 \quad (2)$$

Nach diesen allgemeinen Bemerkungen über Radioaktivität wenden wir uns speziell dem α -Zerfall zu. Es gilt folgende Reaktionsgleichung:



Der Atomkern des Elementes A geht unter Beibehaltung der Gesamtladung in den Atomkern des Elementes B über, dessen Massenzahl M sich um 4 und die Kernladungszahl um 2 verringert. Dabei entsteht ein 2fach geladener Heliumkern, der als α -Teilchen bezeichnet wird. Man kann sich nun fragen, warum es nicht eher zur Emission einzelner Nukleonen kommt. Die sehr hohe Bindungsenergie von 28.295 MeV des α -Teilchens erlaubt folgende Deutung des α -Zerfalls. Finden sich am Kernrand vier Nukleonen zu einem α -Teilchen zusammen, wird die zuvor erwähnte Bindungsenergie frei. Ist in diesem Fall die Summe der Ablösearbeiten der zuletztgebundenen beiden Protonen und Neutronen kleiner 28.3 MeV, so ist der α -Zerfall energetisch möglich. Nun liegen bei Kernen mit Massenzahlen $M > 210$ die Bindungsenergie des „letzten“ Nukleons im Mittel bei 7 MeV, was für vier Nukleonen mit 28 MeV die

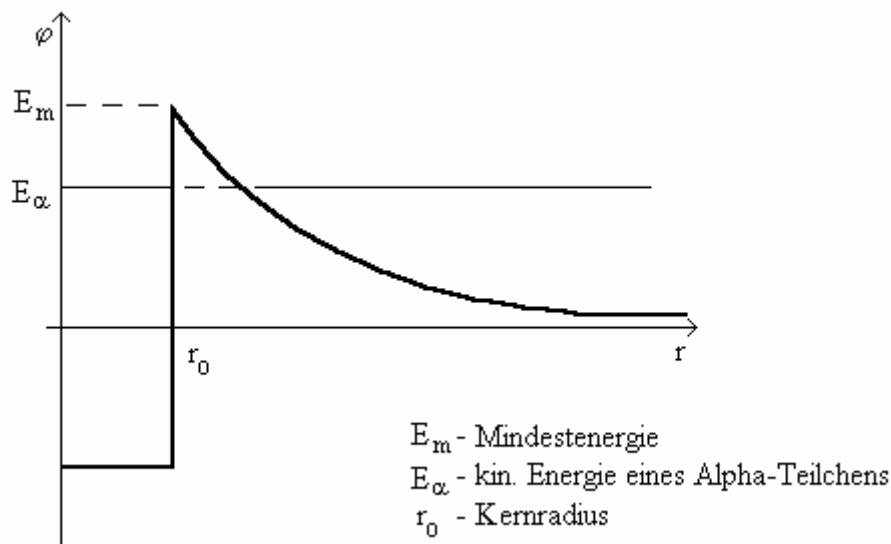
¹ Sammelbegriff für die Elementarteilchen Proton und Neutron. Das Proton trägt die Ladung e , während das Neutron elektrisch neutral ist.

Bindungsenergie des α -Teilchens unterschreitet. Die beim α -Zerfall freiwerdende Energie ΔE tritt als kinetische Energie von Restkern und α -Teilchen in Erscheinung. Es gilt:

$$\Delta E = \left[m\left(\begin{smallmatrix} M \\ Z \end{smallmatrix} A\right) - m\left(\begin{smallmatrix} M-4 \\ Z-2 \end{smallmatrix} B\right) - m_{\alpha} \right] \cdot c^2 \quad (4)$$

Die Energie ΔE liegt bei natürlichen Radionukliden ungefähr zwischen 2 und 8 MeV. Aufgrund der wesentlich größeren Masse des Restkerns wird diese Energie nach den Erhaltungssätzen hauptsächlich dem α -Teilchen in Form von kinetischer Energie übertragen. Die α -Teilchen besitzen also eine einheitliche Energie und somit stets die gleiche Geschwindigkeit. Vielfach zerfällt jedoch ein Atomkern A unter α -Zerfall in einen angeregten Zustand des Atomkerns B. Die Energiedifferenzen zwischen den einzelnen Anregungszuständen des Nuklids B machen sich bei den zuvor emittierten α -Teilchen in unterschiedlichen, kinetischen Energien bzw. Geschwindigkeiten bemerkbar, die für das Nuklid B charakteristisch sind. Werden die α -Teilchen daraufhin nach ihren Geschwindigkeiten selektiert, erhält man ein für B spezifisches Linienspektrum auf der Geschwindigkeitsskala. Außerdem kehren die angeregten Atomkerne nach kurzer Zeit in den Grundzustand zurück und senden die Energiedifferenz in Form von hochfrequenter elektromagnetischer Strahlung (γ -Quanten) aus. Deshalb wird der α -Zerfall oftmals von einem charakteristischen γ -Spektrum begleitet.

Warum aber sind gerade Atomkerne mit großen Massenzahlen $M > 210$ weniger stabil? Dies liegt an den Eigenschaften der Kräfte, die auf die Kernbausteine (Nukleonen) wirken. Zum einen verursacht die Coulomb-Kraft eine starke Abstoßung zwischen den Protonen im Kern, andererseits existieren zusätzlich die noch stärkeren anziehenden Kernkräfte. Sie sorgen dafür, daß sich die Nukleonen überhaupt zu stabilen Kernen zusammenschließen können. Allerdings nehmen die anziehenden Kernkräfte mit zunehmendem Abstand zwischen den Kernbausteinen wesentlich schneller ab als die abstoßende Coulomb-Kraft. Dies bedeutet, daß bei genügend großem Kernradius die elektrische Abstoßungskraft überwiegt und sich die Bindungsenergie pro Nukleon schon bei größeren Kernen verringert. Den typischen Potentialverlauf eines Atomkerns als Funktion des Kernabstands zeigt folgende Abbildung:



Im Bereich $r < r_0 \approx 10^{-14}$ m ist das Potential ϕ aufgrund der anziehenden Kernkräfte negativ (Potentialtopf). Die Kernkräfte halten den Kern zusammen. Für größere r überwiegt das Coulomb-Potential, das proportional zu r^{-1} ist. Damit positiv geladene Teilchen in den Bereich $r < r_0$ gelangen können, müssen sie die elektrische Abstoßung überwinden und somit ei-

ne Energie von E_m (Coulombwall) besitzen. Andererseits können im klassischen Sinne auch nur Kernbausteine mit der Mindestenergie E_m den Potentialtopf verlassen. Die Rutherford'schen Streuversuche mit α -Teilchen haben gezeigt, daß E_m etwa 20 MeV beträgt. Demnach müßten die beim α -Zerfall emittierten He-Kerne mindestens diese Energie besitzen. Ihre kin. Energie beträgt jedoch nur max. 8 MeV. Dieser Widerspruch läßt sich nur quantenmechanisch mit Hilfe des **Tunneleffekts** erklären. Danach beschreibt man das α -Teilchen mit der Energie $E_\alpha < E_m$ als Materiewelle und ordnet ihm eine Wellenfunktion Ψ zu. Das Betragsquadrat dieser Wellenfunktion $|\Psi|^2$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, das entsprechende Teilchen in einem bestimmten Raumbereich anzutreffen. Die Wahrscheinlichkeit, daß sich das α -Teilchen außerhalb des Potentials befindet, hängt stark von Höhe und Breite des Potentialwalls und von E_α ab, ist jedoch ungleich Null. Es kann also den Wall in Einzelfällen „durchtunneln“.

Die Reichweite R von α -Teilchen in Materie ist trotz ihrer relativ hohen kin. Energie E nur gering. Sie wird durch die sog. Geigersche Regel beschrieben:

$$R = C \cdot E^{\frac{3}{2}} = \propto v^3 \quad (5)$$

Durch ihr hohes Ionisierungsvermögen verlieren sie z. B. in Luft durch Stöße schon nach wenigen cm ihre gesamte kin. Energie. Sie können sogar dünne Festkörper nicht durchdringen.

Wie verhalten sich nun geladene Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern? Es wirkt auf sie zunächst eine elektrische Kraft, die unabhängig von ihrem Bewegungszustand ist. Sie wird durch das elektrische Feld \mathbf{E} beschrieben und lautet:

$$\mathbf{F}_{\text{Elektr.}} = q \cdot \mathbf{E} \quad (6)$$

Des weiteren wirkt auf jede Stromdichte \mathbf{j} in einem \mathbf{B} -Feld die Kraft:

$$\mathbf{F}_{\text{Mag.}} = \int [\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r})] d^3 r \quad (7)$$

Für eine bewegte Punktladung folgt daraus:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(\mathbf{r}) &= \mathbf{v}(\mathbf{r}) \cdot \rho(\mathbf{r}) = \mathbf{v}(\mathbf{r}) \cdot q \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \\ \Rightarrow \mathbf{F}_{\text{Mag.}} &= q \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}_0) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_0) \end{aligned} \quad (8)$$

Die Gesamtkraft auf ein geladenes, bewegtes Teilchen ist die Summe beider Anteile und heißt **Lorentzkraft**:

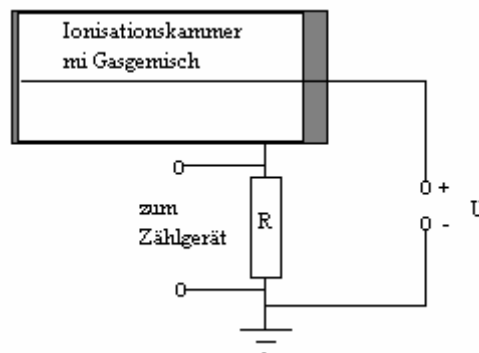
$$\mathbf{F}_L = q \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (9)$$

Soll sich nun ein geladenes Teilchen in einem gekreuzten \mathbf{E} - bzw. \mathbf{B} -Feld geradlinig, d. h., kräftefrei bewegen, so muß die Lorentzkraft gleich Null ($\mathbf{F}_L = 0$) sein. Dies ist nur der Fall,

wenn $\mathbf{E} \perp \mathbf{B} \perp \mathbf{v}$ ist. Es folgt für den Geschwindigkeitsbetrag der sich geradlinig bewegenden geladenen Teilchen im \mathbf{E} -Feld eines Plattenkondensators (Spannung U , Plattenabstand d)

$$v = \frac{E}{B} = \frac{U}{d \cdot B} \quad (10).$$

Man hat somit die Möglichkeit, durch Variation der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} oder der mag. Induktion \mathbf{B} geladene Teilchen nach ihrer Geschwindigkeit zu selektieren. Dies machen wir uns in dem Versuch zunutze, um die Geschwindigkeitsverteilung der α -Teilchen mit der Ladung $q = 2e$ des Radionuklids $^{241}\text{Am}^2$ zu bestimmen. Dazu variiert man E oder B und mißt mit einem Zählrohr lediglich die Anzahl der sich geradlinig ausbreitenden Teilchen mit charakteristischer Geschwindigkeit. Alle anderen Teilchen werden ja aufgrund der Lorentzkraft mehr oder weniger abgelenkt und erreichen den Detektor nicht. Den schematischen Aufbau eines Zählrohres zeigt die folgende Abbildung:

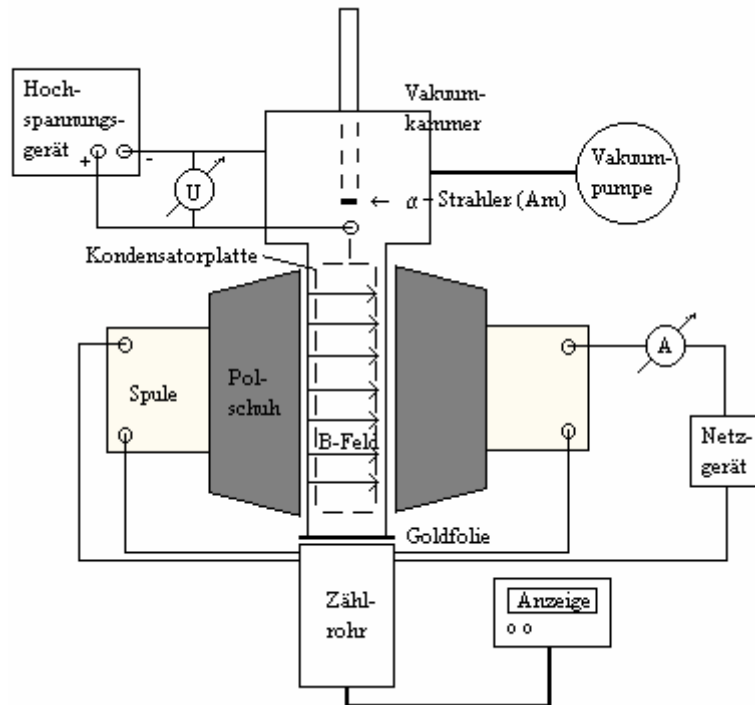


Dringen α -Teilchen in die Kammer ein, ionisieren sie das darin befindliche Gas. Die entstehenden Elektronen bzw. Kationen werden in dem \mathbf{E} -Feld zwischen den Elektroden, an denen eine Spannung von einigen 100 V liegt, beschleunigt. Die Elektronen erreichen den zentralen dünnen Draht, die positiv geladenen Ionen die Außenwand der Ionisationskammer. Es fließt kurzzeitig ein Strom I , der über den Widerstand R als Spannung abgegriffen und dem Zählgerät zugeführt wird. Beim oben gezeigten *Geiger-Müller-Zählrohr* wird das elektrische Feld in der Nähe des Drahtes so hoch gewählt, daß die primär erzeugten Elektronen durch Stoß sekundäre Elektronen (Vielfach-Lawinenbildung) erzeugen. Der so entstehende Ladungsstoß erlischt nach etwa 10^{-6} s. Der Zählerstrom ist in diesem Fall von der primär erzeugten Ladungsmenge unabhängig. Jedes in die Kammer eintretende α -Teilchen löst somit einen Stromimpuls aus und wird gezählt. Allerdings bleibt das Zählrohr nach jedem Ladungsstoß während einer bestimmten Totzeit (ca. 10^{-4} s) gegen neu eintretende Teilchen unempfindlich. Erst nachdem die am Draht entstandene Ionenlawine gelöscht ist, spricht das Zählrohr wieder an.

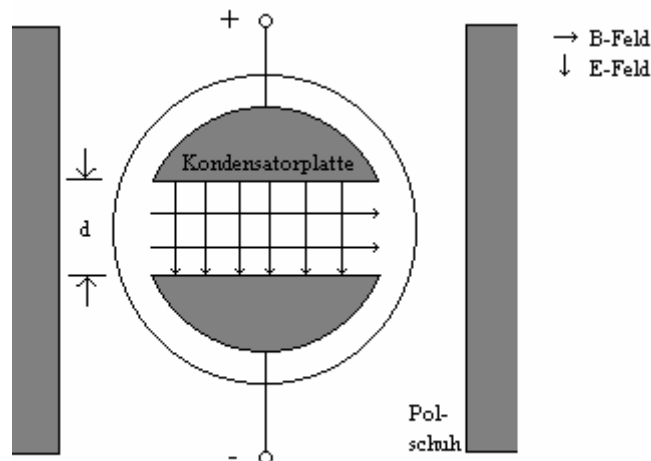
² Americium, Ordnungszahl 95, entsteht durch Beschuß von Plutonium mit Neutronen

2. Versuchsaufbau und -durchführung

Den verwandten Versuchsaufbau zeigt folgende Abbildung:



Ein Querschnitt durch die Vakuumkammer zwischen den Polschuhen des Elektromagneten gibt näheren Aufschluß über den Feldverlauf:



Das unter α -Zerfall instabile Radionuklid Americium (Am) wird mittels eines zylinderförmigen Stabs in das Innere der Kammer gebracht. Eine angeschlossene Vakuumpumpe evakuiert sie bis auf einen Minimaldruck von ca. 10^{-2} mbar, so daß die α -Teilchen fast ohne Energie-

verlust durch Stöße mit Luftmolekülen³ die sich anschließende etwas schmalere Ablenkammer durchqueren können. In der Ablenkammer wird durch die anliegende Hochspannung zwischen den Kondensatorplatten mit dem Abstand d ein homogenes \mathbf{E} -Feld erzeugt. Dazu senkrecht steht ein ebenfalls homogenes \mathbf{B} -Feld. Dies entsteht durch den vom Netzgerät gelieferten Spulenstrom I , der mit dem Ampèremeter gemessen werden kann (siehe Abb.). Nach Gleichung (10) können sich nur α -Teilchen einer bestimmten Geschwindigkeit kräftefrei und damit geradlinig in einer solchen Feldanordnung bewegen. Diese erreichen das Ende der Kammer und werden mit dem Zählrohr registriert.

Zur Messung der mag. Induktion dient eine Hallsonde. Sie besteht im wesentlichen aus einem dünnen Plättchen Metall oder Halbleitermaterial, das von einem Strom durchflossen wird. Durch die mag. Induktion wirkt die Lorentz-Kraft auf diese bewegten Ladungsträger. Dadurch entsteht eine Spannungsdifferenz U_H an dem Plättchen, über die \mathbf{B} bestimmt werden kann. Für U_H gilt:

$$U_H = R_H \frac{B \cdot I}{d}, \quad R_H - \text{Hallkonstante} \quad (11)$$

Der Versuch wird nun folgendermaßen durchgeführt. Zunächst muß die mag. Induktion B in Abhängigkeit vom Spulenstrom I bestimmt werden. Dazu wird die Hallsonde zwischen den auf 11mm Abstand justierten Polschuhen plaziert. Die Polschuhe und der Kern des Elektromagneten bestehen aus ferromagnetischem Material, d. h., selbst bei Spulenstrom $I=0$ weisen sie eine Restmagnetisierung (Remanenz) auf. Deshalb werden vor Beginn einer jeden Meßreihe die Spulen kurzzeitig mit einem entgegengesetzt geschalteten Strom von 2.5 A entmagnetisiert. Danach mißt man B für Spulenströme von 0 bis 2.5A in 0.5A-Schritten. Die Meßreihe wird wiederholt. Aus den Mittelwerten der Meßwerte erstellt man eine Eichkurve $B(I)$ für die mag. Induktion für beliebige Spulenströme.

Nun beginnt die eigentliche Geschwindigkeitsmessung der α -Teilchen. Dazu wird die Ablenkammer zwischen den Polschuhen plaziert. Danach wird das radioaktive Americium in die Kammer eingeführt und der Druck mit der Vakuumpumpe auf 10^{-2} mbar gesenkt. Nun wird für die feldfreie Kammer in Zeitintervallen von 10s die Anzahl N_0 der α -Teilchen bestimmt, die in diesem Zeitraum das Zählrohr erreichen. Aus den jeweils 15 Messungen werden der niedrigste und der höchste Wert gestrichen und von den verbleibenden Werten der Mittelwert gebildet.

Danach legt man zur Erzeugung des \mathbf{E} -Feldes die Hochspannung von 2 kV an und bestimmt ebenfalls, nach zuvor beschriebenem Muster, für die verschiedenen Spulenströme von 0 bis 2.5A in 0.5A-Schritten die Zählraten der ankommenden α -Teilchen. In der Nähe des zu erwartenden Maximums N_{Max} wird der Spulenstrom zur Erhöhung der Genauigkeit in diesem Bereich um lediglich 0.25A variiert.

Die Zählraten werden anschließend in einem Diagramm als Funktion der mag. Induktion $N(B)$ dargestellt. Aus der Lage von N_{Max} ermittelt man B_{Max} , woraus mit dem Plattenabstand $d=0.9\text{mm}$ nach Gleichung (10) die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v der α -Teilchen berechnet werden kann.

³ Luft ist ein Gemisch von Gasen, d. h., im strengen Sinne gibt es keine Luftmoleküle, sondern lediglich Moleküle der beteiligten Gase ($\text{O}_2, \text{N}_2, \text{CO}_2, \text{Ar}, \text{H}_2\text{O}$).

3. Auswertung und Fehlerrechnung

3.1 Bestimmung der Eichkurve B(I):

Unsere Messungen von B in Abhängigkeit zum Spulenstrom I ergeben:

I in A	B ₁ in mT	B ₂ in mT	$\langle B \rangle = \frac{B_1 + B_2}{2}$ in mT
0.0	3.00	3.00	3.00
0.5	55.0	57.0	56.00
1.0	115.0	115.0	115.00
1.5	172.5	172.0	172.25
2.0	227.0	228.0	227.50
2.5	280.0	280.0	280.00

Die graphische Darstellung der mag. Induktion B als Funktion des Spulenstroms I zeigt Diagramm 1.

3.2 Geschwindigkeitsmessung der α -Teilchen:

Wir messen zunächst im feldfreien Raum im Zeitintervall $\Delta t = 10$ s die Anzahl der das Zählrohr erreichenden Teilchen N_{feldfrei} . Danach mit $U = 2000$ V und den verschiedenen Spulenströmen I die Zählraten N_I . Unsere Messungen ergeben:

N_{feldfrei}	N_0	$N_{0.5}$	$N_{0.75}$	$N_{1.0}$	$N_{1.25}$	$N_{1.5}$	$N_{2.0}$	$N_{2.5}$
54	29	56	41	51	57	65	67	54
57	40	54	54	63	71	65	74	42
75	38	56	65	70	83	51	66	47
57	36	47	56	55	77	72	57	43
69	37	65	59	49	68	59	51	53
69	39	49	71	67	61	57	46	43
62	29	47	55	55	59	63	65	35
63	29	37	50	68	54	52	51	56
66	21	57	49	62	57	55	67	41
52	36	52	19	71	69	58	69	54
63	32	49	55	68	53	61	63	50
58	38	36	59	51	56	51	56	46
55	46	58	53	65	53	65	68	48
57	40	55	59	61	60	51	47	48
42	27	74	66	52	57	73	60	45

Aus diesen Werten erhalten wir:

I in A	B in mT	$\langle N_i \rangle = \frac{1}{k} \cdot \sum_{i=1}^k N_{i,i}$	$\sigma_{k-1,i} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^k \langle N_i \rangle - N_{i,i}}{k-1}} \cdot h$
feldfrei	0.30	60.2	5.60
0.00	0.30	34.6	4.74
0.50	56.00	52.5	6.86
0.75	85.20	55.5	6.64
1.00	115.00	60.6	6.99
1.25	144.40	62.2	7.26
1.50	172.25	61.1	5.65
2.00	227.50	60.5	7.45
2.50	280.00	47.6	4.50

Den Graphen $N(B)$ zeigt Diagramm 2. Die Standardabweichungen σ_{k-1} sind dort als Fehlerbalken eingezeichnet. Tatsächlich ist, wie wir erwartet haben, $N_{\text{feldfrei}} \approx N_{\text{Max}} \approx 61$. Für B_{Max} können wir Diagramm 2 folgenden Wert entnehmen:

$$B_{\text{Max}} \approx 147.6 \text{ mT}$$

Nach Gleichung (10) erhalten wir somit für die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v der α -Teilchen:

$$v_\alpha = \frac{E}{B} = \frac{U}{d \cdot B_{\text{Max}}} = \frac{2000}{0.9 \cdot 10^{-3} \cdot 147.6 \cdot 10^{-3}} \frac{\text{V} \cdot \text{m}^2}{\text{m} \cdot \text{V} \cdot \text{s}} \approx 1.51 \cdot 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Zuletzt wollen wir noch nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz den größtmöglichen Fehler von v_α bestimmen. Es gilt:

$$\begin{aligned} \Delta v_\alpha &= \left| \frac{\partial v_\alpha}{\partial U} \right| \cdot \Delta U + \left| \frac{\partial v_\alpha}{\partial d} \right| \cdot \Delta d + \left| \frac{\partial v_\alpha}{\partial B} \right| \cdot \Delta B \\ &= \frac{1}{d \cdot B} \cdot \Delta U + \frac{U}{B \cdot d^2} \cdot \Delta d + \frac{U}{d \cdot B^2} \cdot \Delta B \end{aligned}$$

Mit $\Delta U = 2\text{V}$, $\Delta d = \pm 0.05 \text{ mm}$ und $\Delta B = \pm 5 \text{ mT}$ erhält man:

$$\Delta v_\alpha = \left(\frac{10^6}{0.9 \cdot 147.6} \cdot 2 + \frac{2000 \cdot 10^9}{147.6 \cdot 0.81} \cdot 5 \cdot 10^{-5} + \frac{2000 \cdot 10^9}{0.9 \cdot 147.6^2} \cdot 5 \cdot 10^{-3} \right) \frac{\text{m}}{\text{s}} \approx 1.36 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Damit erhalten wir als Endergebnis für die Geschwindigkeit der α -Teilchen:

$$v_\alpha = (15.1 \pm 1.36) \cdot 10^3 \text{ km/s}$$

4. Fehlerdiskussion

Vergleichen wir unseren Meßwert v_α mit dem Literaturwert v_{Lit} , so stimmen sie recht gut überein. Als relativen Fehler erhalten wir:

$$\frac{\Delta v_\alpha}{v_{Lit}} = \frac{v_{Lit} - v_\alpha}{v_{Lit}} = \frac{1.62 - 1.51}{1.62} \approx 6.8\%$$

Betrachtet man jedoch in Diagramm 2 den großen Fehlerbereich (Fehlerbalken), mit dem jeder Meßwert behaftet ist, so stellt man fest, daß das Maximum der Kurve durchaus ganz irgendwo anders liegen kann. Die Kurve würde trotzdem noch alle Fehlerbalken schneiden und damit innerhalb des Toleranzbereichs liegen. Wir wollen nun anhand zweier ebenfalls denkbarer Kurven exemplarisch abschätzen, wie groß der Fehlerbereich unseres Meßwerts ungefähr ist. In Diagramm 2 könnten wir ebenfalls Kurven einzeichnen, die für B_{Max} Werte von 100 bzw. 225 mT liefern. Berechnet man damit nach Gleichung (10) die Geschwindigkeit v_α , so erhält man:

$$v_{\alpha, \max} = \frac{E}{B} = \frac{U}{d \cdot B_{Max}} = \frac{2000}{0.9 \cdot 10^{-3} \cdot 100 \cdot 10^{-3}} \frac{V \cdot m^2}{m \cdot V \cdot s} \approx 2.22 \cdot 10^7 \frac{m}{s}$$

$$v_{\alpha, \min} = \frac{E}{B} = \frac{U}{d \cdot B_{Max}} = \frac{2000}{0.9 \cdot 10^{-3} \cdot 225 \cdot 10^{-3}} \frac{V \cdot m^2}{m \cdot V \cdot s} \approx 0.99 \cdot 10^7 \frac{m}{s}$$

Daher kann man aus dieser Messung nur entnehmen, daß die Geschwindigkeit v_α zwischen diesen beiden Werten liegen muß. Wir haben also einen ziemlich großen Fehlerbereich.

In Diagramm 2 beobachten wir noch eine weitere Abweichung von der Theorie. Wir behaupteten, daß alle emittierten α -Teilchen eine einheitliche Geschwindigkeit haben, d. h., wir erwarteten ein Linienspektrum, also lediglich einen Peak oder ein extrem scharfes Maximum. Unsere Kurve hat jedoch Parabelform; sie zeigt dieses Verhalten nicht.

Wie muß die Versuchsanordnung und -durchführung also verbessert werden, um ein genaueres Ergebnis zu erzielen? Zunächst beruht unsere Eichkurve $B(I)$ auf nur 6 Meßpunkten. Um ihre Genauigkeit zu verbessern, muß die Anzahl erhöht und der Spulenstrom in kleineren Schritten vergrößert werden. Des weiteren haben wir uns bei der Messung der Zählraten auf ein relativ kurzes Zeitintervall von 10s beschränkt. Da beim radioaktiven Zerfall jedoch nur statistisch Aussagen möglich sind, werden diese bei Messung über längere Zeitintervalle genauer. Eine weitere Fehlerquelle liegt bei den \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Feldern. Sie müssen genau senkrecht zueinander stehen und homogen sein. Beides ist nur näherungsweise zu erfüllen, was somit zu geringen Ablenkungen der Teilchen in der Kammer führt. Zuletzt sei noch auf die Stöße der α -Teilchen hingewiesen. Obwohl in der Ablenkkammer nur ein Druck von 10^{-2} mbar herrscht, befinden sich trotzdem noch Luftmoleküle darin. Die α -Teilchen können durch Stöße mit ihnen Energie verlieren. Sie ändern damit geringfügig ihre Geschwindigkeit. Damit ändert sich auch die Lorentzkraft, und sie bewegen sich dann nicht mehr kräftefrei; sie werden abgelenkt.