

Die Geschwindigkeit und die spezifische Ladung von emittierten α -Teilchen aus einem Am-241-Präparat (Americium) sind zu bestimmen.

1. Theoretische Grundlagen

1.1 Radioaktive Strahlung

Neben stabilen Atomkernen treten in der Natur auch Atomkerne auf, die ohne äußeren Einfluss unter Emission radioaktiver Strahlung spontan zerfallen. Die am häufigsten auftretenden Strahlungsarten sind α -, β - und γ -Strahlung.

Bei der α -Strahlung emittiert der Atomkern X einen He-Kern (α -Teilchen) und wandelt sich damit in den Tochterkern Y um (A : Massenzahl, Z : Kernladungszahl):



Da Mutter und Tochterkerne nur diskrete Energien annehmen können, haben auch die α -Teilchen nur diskrete kinetische Energien, die typisch zwischen 2 und 10 MeV liegen ($1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$).

β -Strahlung besteht aus schnellen Elektronen, die beim Zerfall eines Neutrons des Atomkerns entstehen. Bei jedem Zerfall entsteht neben einem Elektron und einem Proton noch ein Antineutrino:



Die frei werdende kinetische Energie kann sich auf das Elektron und auf das Antineutrino $\bar{\nu}$ verteilen. Demzufolge besitzt die β -Strahlung ein kontinuierliches Energiespektrum mit einer bestimmten Maximalenergie, die in der gleichen Größenordnung wie die Energie der α -Strahlen liegt.

Oft bleibt der Tochterkern nach einem α - oder β -Zerfall zunächst in einem angeregten Zustand zurück und gibt seine Energie mehr oder weniger verzögert als **energiereiches Photon** (Gammaquant) ab:



$$\begin{array}{ll} h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} & \text{Plancksches Wirkungsquantum} \\ f & \text{dem Photon zugeordnete Frequenz} \end{array}$$

Wie bei der Gammastrahlung handelt es sich auch bei der Röntgenstrahlung um elektromagnetische Strahlung. Die Unterscheidung zwischen beiden Strahlungsarten beruht lediglich auf der unterschiedlichen Herkunft der beiden Strahlungsarten. Röntgenstrahlung entsteht in den inneren Schalen der Atomhülle, Gammastrahlung hingegen im Atomkern. Auch im elektromagnetischen Spektrum können sie nicht scharf gegeneinander abgegrenzt werden.

Bei Röntgenstrahlung liegen die Photonenenergien etwa zwischen 1 keV und 0,5 MeV. Gammastrahlung besitzt Photonenenergien von etwa 0,1 MeV bis 5 MeV.

1.2 Geschwindigkeits-Monochromator (Ablenkammer)

Gekreuzte elektrische Felder der Feldstärke $\vec{E}$ und magnetische Felder der Flussdichte $\vec{B}$ besitzen die Eigenschaft, Teilchen der Ladung Q von nur einer einzigen (von den Feldgrößen abhängigen) Geschwin-

digkeit unabgelenkt, d.h. ohne Krafteinfluss, durchzulassen. Eine Ablenkammer mit Plattenkondensator wirkt daher bei angelegtem elektrischen Feld und darauf senkrecht stehendem Magnetfeld als Geschwindigkeits-Monochromator.

Die Durchlassbedingung für geladene Teilchen lautet:

$$\vec{F}_{el} + \vec{F}_{magn} = 0 \quad (4)$$

Die elektrische oder Coulomb-Kraft lautet

$$\vec{F}_{el} = Q \cdot \vec{E} \quad (5)$$

Mit $|\vec{E}| = U/d$ (U : Spannung, d : Plattenabstand) erhält man:

$$F_{el} = Q \cdot \frac{U}{d} \quad (6)$$

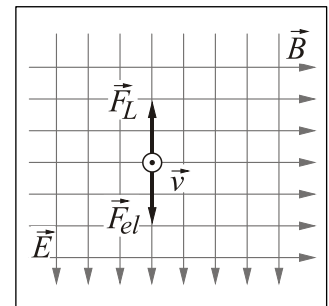


Bild 1: Skizze zur Richtungsorientierung

Die Kraft im magnetischen Feld (Lorentzkraft) $\vec{F}_L = Q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ ist im vorliegenden Fall:

$$F_L = Q \cdot B \cdot v \quad (7)$$

Bei senkrecht aufeinander stehenden Feldern bedeutet Gleichung (4) somit, dass sich eine maximale Anzahl von Teilchen entlang der Einschussrichtung bewegt, wenn die magnetische Flussdichte $B_{N(max)}$ so gewählt wird, dass:

$$Q \cdot \frac{U}{d} = Q \cdot B_{N(max)} \cdot v \quad (8)$$

Die Teilchengeschwindigkeit lässt sich dann bestimmen zu

$$v = \frac{U}{d} \cdot \frac{1}{B_{N(max)}} \quad (9)$$

Der Betrag der zur Kompensation der elektrischen Kraft erforderlichen magnetischen Flussdichte $B_{N(max)}$ ergibt sich graphisch aus der Messkurve $N = f(B)$ als Abszisse zum Zählratenmaximum N_{max} .

1.3 Charakterisierung der α – Teilchen

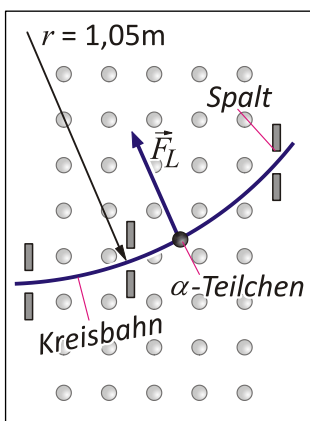


Bild 2: Skizze zur Richtungsorientierung

Ein weiterer Versuchsaufbau hat eine Ablenkammer mit versetzter Spaltanordnung im magnetischen Feld. Durch diese können nur α -Teilchen hindurchgelangen, die sich auf einer gekrümmten Bahn bewegen. Der Krümmungsradius wird durch die Lage der drei Spalte definiert und beträgt $r=1,05$ m.

Monochromatische α -Strahlen (z.B. von Am-241) können die Ablenkammer also nur passieren, wenn sie durch ein Magnetfeld entsprechender Stärke auf eine Kreisbahn der vorgegebenen Krümmung gezwungen werden.

Teilchen der Ladung Q und der Geschwindigkeit $\vec{v}$ werden in einem zu $\vec{v}$ senkrechten Magnetfeld der Flussdichte $\vec{B}$ auf eine Kreisbahn mit dem Radius r abgelenkt. Die auf die α -Teilchen wirkende Lorentzkraft steht im Gleichgewicht mit der Zentrifugalkraft:

$$Q \cdot v \cdot B_{N(max)} = \frac{m \cdot v^2}{r} \quad (10)$$

Daraus lässt sich die spezifische Ladung der α -Teilchen ermitteln:

$$\frac{Q}{m} = \frac{v}{B_{N(max)} \cdot r} \quad (11)$$

1.4 Nachweis ionisierender Strahlung

Mit einem **Geiger-Müller-Zählrohr** ist der Nachweis einzelner ionisierender Teilchen möglich. Es besteht aus einem Metallzylinder, in dem isoliert ein dünner Draht gespannt ist. Zwischen Draht und Gehäuse wird eine Spannung von einigen hundert bis tausend Volt angelegt, so dass der Draht positiv gegenüber dem Gehäuse geladen ist. Das Zählrohr ist mit einem Gas (z.B.: Argon) unter einem Druck von etwa 100mbar gefüllt. Am Ende des Rohres befindet sich ein sehr dünnes Fenster, durch das die Strahlung eindringen kann.

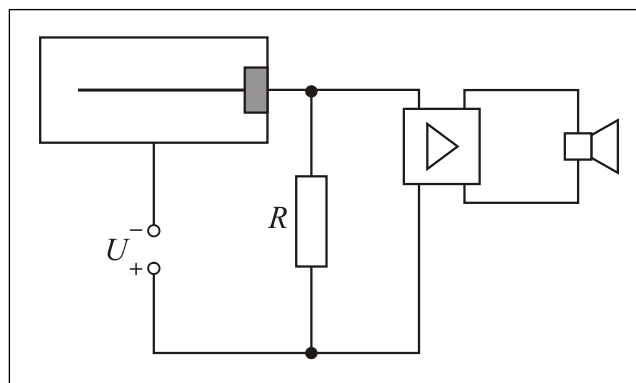


Bild 3: Schaltung des GM-Zählrohrs

Durch eindringende Strahlung werden wie bei der Ionisationskammer einige Gasatome ionisiert. Wegen der großen Feldstärke in Drahtnähe tritt jedoch **Stoßionisation** auf, d. h. freigesetzte Elektronen werden beschleunigt, stoßen mit anderen Gasteilchen zusammen und setzen dabei weitere Elektronen und Ionen frei. Dadurch wird eine ganze Lawine neuer Ionen gebildet, die sich längs des Drahtes ausbreitet. Durch diese Verstärkung, die je nach Zählrohrspannung einige Zehnerpotenzen beträgt, entsteht ein Stromstoß durch den hochohmigen Widerstand R . Der Spannungsabfall am Widerstand R kann über eine geeignete Elektronik (*Verstärker, Zähler, Lautsprecher*) registriert werden. Wegen der gleichzeitigen Verminderung der Zählrohrspannung reicht die Feldstärke in Drahtnähe für weitere Stoßionisationen nicht mehr aus, und die gezündete Gasentladung verlöscht wieder.

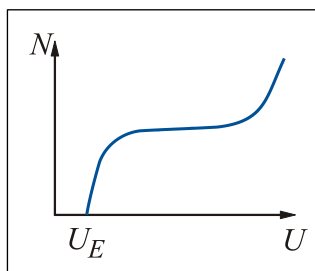


Bild 4: Kennlinie eines Zählrohrs

Während der Entladung spricht das Zählrohr auf weitere ionisierende Teilchen nicht an. Diese **Totzeit des Zählers** kann verringert werden, indem man dem Füllgas eine geringe Menge Dampf mehratomiger Moleküle (z.B. Alkohol) zugibt.

Bei gegebener Intensität der ionisierenden Spannung hängt die mit dem Zählrohr gemessene Zählrate von der Betriebsspannung ab. **Bild 4** zeigt den charakteristischen Verlauf dieser Kennlinie eines Zählrohrs. Unterhalb der Einsatzspannung U_E kann keine Entladung ausgelöst werden. Sobald die Betriebsspannung U_E übersteigt, wächst die Zählrate annähernd linear zur Spannung an. Im sich anschließenden Plateaubereich ist die Zählrate unab-

hängig von der Spannung, da jedes einfallende Teilchen eine Ionenlawine auslöst. In diesem Bereich wird das Zählrohr üblicherweise betrieben. Bei weiterer Erhöhung der Spannung zündet eine selbständige Gasentladung, die das Zählrohr zerstört.

1.5 Statistische Auswertung von Zählergebnissen

Zum Verständnis der folgenden Betrachtungen ist es unumgänglich, **Kapitel 4** der „Einführung in das physikalische Praktikum“ bearbeitet zu haben.

Praktisch alle diskreten Zählergebnisse bei Messungen der Radioaktivität unterliegen nicht der Gauß- und der **t-Verteilung**, die in der „Einführung...“ ausführlich beschrieben werden, sondern der Poissonverteilung mit einem Mittelwert (*Erwartungswert*) $\bar{n}$:

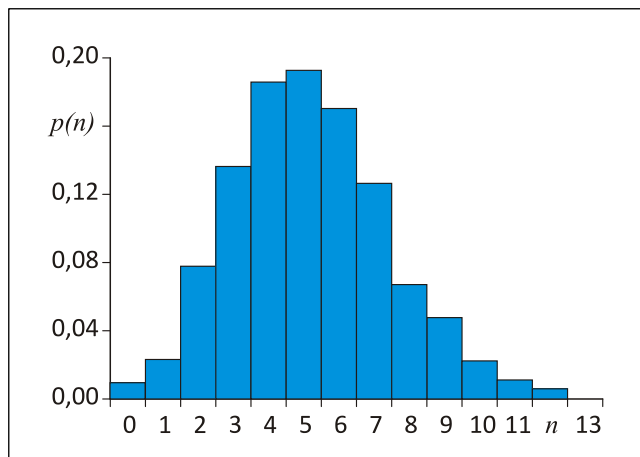


Bild 5: Poissonverteilung für $\bar{n}=5,0$

$$p(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} \cdot e^{-\bar{n}} \quad (12)$$

$p(n)$ gibt die relative Häufigkeit an, n Impulse im Zählrohr zu registrieren.

Die Poissonverteilung hat die Eigenschaft, dass bei ihr Erwartungswert und Varianz σ^2 übereinstimmen

$$\sigma_{\bar{n}} = \sqrt{\bar{n}}. \quad (13)$$

Bei vielen Ereignissen ($\bar{n} > 10$) geht die Poissonverteilung in die Gaußverteilung mit diesem approximierten Erwartungswert $\bar{n}$ über, wobei Gleichung (13) näherungsweise erhalten bleibt. Dann liegen

ca. 68% aller Messwerte in der einfachen bzw. 95% innerhalb der doppelten Standardabweichung um diesen Mittelwert. Es ist daher zu erwarten, dass bei einer Einzelmessung von n_1 Ereignissen (*innerhalb einer beliebigen Messzeit*) der unbekannte Mittelwert $\bar{n}$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 68% innerhalb des Intervalls $(n_1 - \sqrt{n_1}), (n_1 + \sqrt{n_1})$ liegt.

Für das Messergebnis eines durch eine einzige Messung bestimmten Mittelwertes schreibt man:

$$\bar{n} = n_1 \pm \sqrt{n_1} \quad (14)$$

Die relative Abweichung $u(\bar{n}) = \frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}}$ bei Gleichung (14) nimmt mit wachsender Anzahl der gemessenen Ereignisse ab:

$$\frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{n_1}}. \quad (15)$$

Werden k Einzelmessungen mit den Ergebnissen n_i ($i=1, \dots, k$) durchgeführt, kann der Mittelwert als Ergebnis angegeben werden:

$$\bar{n} = \frac{1}{k} \cdot \sum_{i=1}^k n_i. \quad (16)$$

Die relative Abweichung dieses Mittelwertes wird nun nicht durch die Standardabweichung der Einzelmessung bestimmt, sondern ausschließlich von der Gesamtzahl der **registrierten Zählereignisse**:

$$\frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^k n_i}} \neq \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}. \quad (17)$$

Soll beispielsweise eine relative Abweichung von 10% erreicht werden, so müssen insgesamt 100 Ereignisse gezählt werden. Dabei spielt es keine Rolle, ob dies in mehreren Einzelerperimenten oder in einem einzigen Experiment geschieht.

2. Versuch

2.1 Vorbetrachtung

Aufgabe: Mit einem Geschwindigkeits-Monochromator (*siehe Versuchsaufbau*) kann man die Teilchengeschwindigkeit von Alpha-Teilchen eines strahlenden Präparates bestimmen, in dem man die elektrostatische Kraft durch die Lorenzkraft kompensiert.

Die Kondensatorspannung beträgt dabei $U=3\text{ kV}$, der Plattenabstand $d=1\text{ mm}$ und der Spulenstrom $I=3\text{ A}$.

Berechnen Sie die magnetische Flussdicht B (*siehe Anstiegssfunktion der Kalibrierkurve Versuchsanleitung Seite 8*) und die Teilchengeschwindigkeit v .

2.2 Versuchsdurchführung

2.2.1 Verwendete Geräte

Transformator mit Aufbausatz, Ablenkkammer mit Am-241-Präparat, Vakuumpumpe, Hochspannungsgnetzgerät, Labornetzteil, Digitalzähler, Stoppuhr, Multimeter, Zählrohr

2.2.2 Versuchshinweise

Aufgabe 1: Messung mit Hochspannung

- Messen Sie mit dem Geschwindigkeits-Monochromator die Zählrate bei konstanter Kondensatorspannung ($U=3\text{ kV}$) in Abhängigkeit vom Spulenstrom I .
- Vergleichen Sie die vorgefundene Installation mit der Skizze des Versuchsaufbaus (**Bild 6**). Der α -Strahler befindet sich bereits zu Versuchsbeginn in der Ablenkkammer (*Geschwindigkeits-Monochromator*).

Hinweis:

Bereitstellung des ersten α -Präparates (Am-241) durch das Laborpersonal

- Positionierung der Ablenkkammer im Magnetfeld
- Inbetriebnahme der Vakuumpumpe

Das notwendige Vakuum ($p < 4 \cdot 10^{-2}\text{ mbar}$) ist erst nach **ca. 5min** erreicht.

Hinweis:

Die Vakuumpumpe muss während der gesamten Messung in Betrieb bleiben!

- Um einen eventuell vorhandenen Restmagnetismus des Elektromagneten zu beseitigen, legen Sie zunächst eine bis *ca. 25V langsam* ansteigende Wechselspannung an die Spulen an, die Sie dann ebenfalls *langsam* wieder auf *Null* stellen.
- Nehmen Sie dazu den Strommesser aus der Schaltung und schließen Sie die Spulen an den Wechselspannungsausgang des Labornetzteiles an.
- Danach verbinden Sie wieder die Spulen über den Strommesser mit dem Gleichspannungsausgang des Labornetzteiles (*siehe Bild 6*).

- Nach einer Abpumpzeit von **ca. 5 min** wird das Hochspannungsnetzgerät bei Linksanschlag des Stellknopfes **durch das Laborpersonal** eingeschaltet. Die Kondensatorspannung wird dabei langsam **auf 3 kV** erhöht.

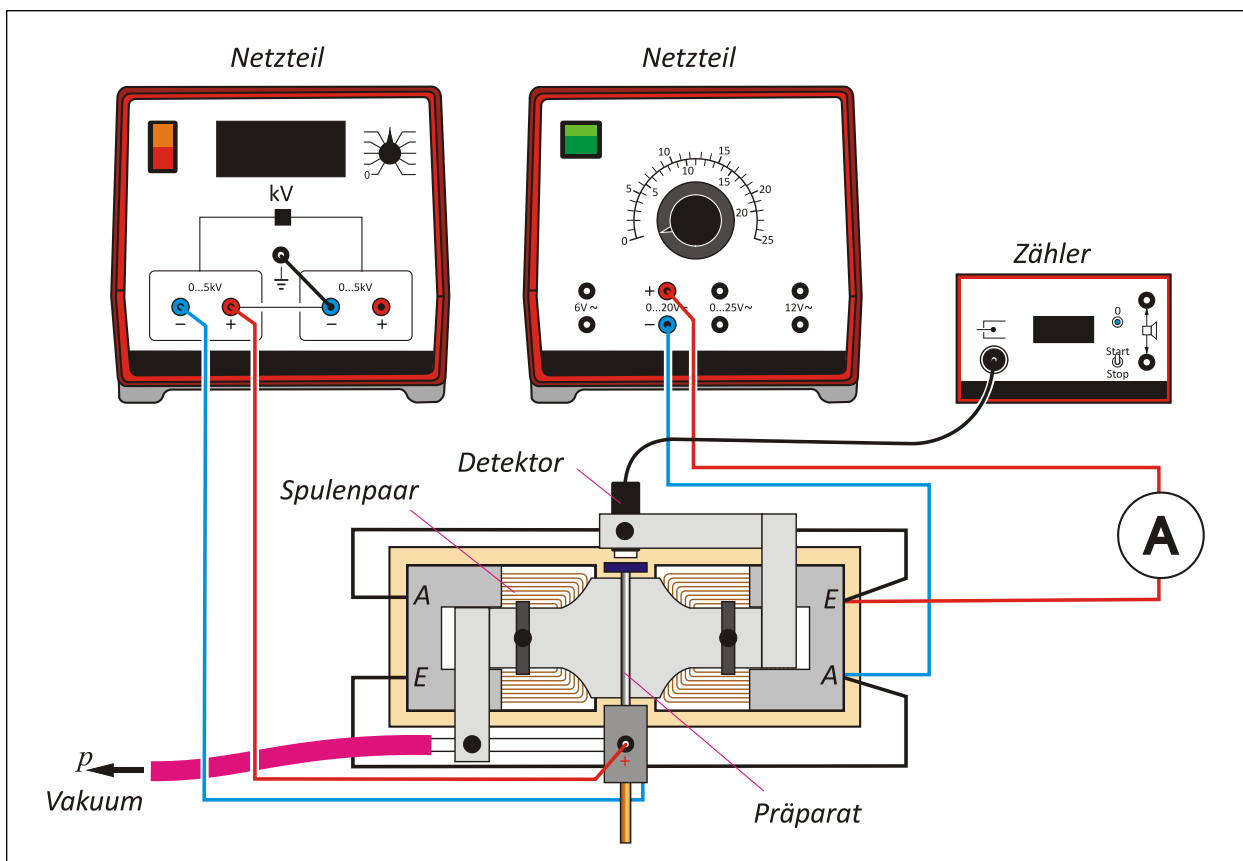


Bild 6: Versuchsaufbau mit Geschwindigkeits-Monochromator

Achtung:

Bei einer Gasentladung in der Kammer bzw. einem Rückgang der Spannungsanzeige schalten Sie die Hochspannung **sofort** ab und sorgen Sie für ausreichendes Vakuum!

- Messen Sie zunächst die Zählrate N ohne Magnetfeld ($I = 0$),
- Bestimmen Sie danach die Zählrate N durch eine Variation des Spulenstromes I **von (0,5 ... 7) A in 0,5A-Schritten**.
- Notieren Sie die Zählergebnisse **pro 120 s** (Stoppuhr und Zählgerät mit Handschaltung).
- Nach erfolgreicher Messung stellen Sie die Hochspannung U und den Spulenstrom I auf **Null** zurück. Schließen Sie den Kugelhahn (a). Schalten Sie die Vakuumpumpe ab und öffnen Sie das Belüftungsventil (b).

Aufgabe 2: Messung ohne Hochspannung

Hinweis:

Bereitstellung des zweiten α -Präparates (Am-241) durch das Laborpersonal

- Positionierung der Ablenkammer im Magnetfeld
- Inbetriebnahme der Vakuumpumpe

- Bereiten Sie in gleicher Weise die Messung, wie bei **Aufgabe 1** vor.
- Messen Sie zunächst wieder die Zählrate N ohne Magnetfeld ($I = 0$),
- Bestimmen Sie danach die Zählrate N bei einer Variation des Spulenstromes I von (0,5 ... 7) A in **0,5A-Schritten**. Für Ihre Messungen benötigen Sie diesmal keine Hochspannung, d. h. die Kondensatorspannung ist immer $U = 0$.
- Notieren Sie bei dieser Aufgabe die Zählergebnisse **pro 60 s** (Stoppuhr und Zählgerät mit Handschaltung).
- Nach erfolgreicher Messung stellen Sie den Spulenstrom I auf **Null** zurück. Schließen Sie den Kugelhahn (a). Schalten Sie die Vakuumpumpe ab und öffnen Sie das Belüftungsventil (b).

2.3 Versuchsauswertung

Aufgabe 1: Messung mit Hochspannung

- Stellen Sie in einem Diagramm die Funktion $N = f(B)$ graphisch dar.
- Tragen Sie in das Diagramm die nach **Abschnitt 1.5** ermittelten Abweichungen ein und berechnen Sie nach Gleichung (9) die Geschwindigkeit der α -Teilchen.
(geg.: Abstand der Kondensatorplatten $d = (0,90 \pm 0,05) \text{ mm}$)
- Bestimmen Sie die Messunsicherheit (absolut und relativ) durch eine Fehlerrechnung für die Geschwindigkeit unter Verwendung des erstellten Diagramms.

Aufgabe 2: Messung ohne Hochspannung

- Stellen Sie in einem Diagramm die Funktion $N = f(B)$ graphisch dar.
- Tragen Sie in das Diagramm die nach **Abschnitt 1.5** ermittelten Abweichungen ein und berechnen Sie nach Gleichung (11) die spezifische Ladung der α -Teilchen.
(gegebener Radius der Spaltanordnung $r = (1,05 \pm 0,01) \text{ m}$)
- Bestimmen Sie die Messunsicherheit (absolut und relativ) durch eine Fehlerrechnung für die spezifische Ladung unter Verwendung des erstellten Diagramms.
- Verwenden Sie zur Bestimmung der Flussdichte B in beiden Aufgaben die im Anhang befindliche Kalibrierkurve $B = f(I)$.

3. Ergänzung

Abweichungen der Messwerte von den Tabellenwerten sind im Wesentlichen bedingt durch die Energieabsorption in der Präparatabdeckung sowie in den Fenstern von Zählrohr und Ablenkammern. Der experimentelle Wert ist daher zu klein. Am-241 emittiert α - und γ -Teilchen. Eine Korrektur der Zählraten ist jedoch nicht erforderlich, da die nicht ablenkbaren γ -Teilchen ohne Einfluss auf den Wert $B_{N(max)}$ sind. Der γ -Untergrund ist in allen Versuchsteilen gleich.

Tabellenwerte:

$$v = 16,0 \cdot 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$Q/m = 44,6 \cdot 10^6 \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$$

