$\frac{\text{Nebelkammer und}}{\text{Reichweitenbestimmung von } \alpha\text{-Teilchen}}$

Abstract:

Wir haben mit Hilfe der Nebelkammer, den Weg der α -Teilchen sichtbar gemacht. Es wurden Fotos gemacht und mit diesen wurde die mittlere freie Weglänge der α -Teilchen bestimmt. Aus dieser haben wir dann die Energie der Teilchen bestimmt mit E₀ = 3,9 ± 0,1 MeV.

Protokollanten: Hartmut Lentz Karolin Löser

PG 280: Robert Gladkich Tobias Arlt Philipp Kählitz Jochen Klar Hartmut Lentz Karolin Löser Tutorin: Beatrix Pollakowski

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1	Einleitung	3
2	Nebelkammer & α -Zerfall - Theorie	4
2.1	Radioaktivität	4
2.2	Das Zerfallsgesetz	4
2.3	Die α -Strahlung	5
2.3.1	Das Tröpfchenmodell	6
2.4	Funktionsweise und Aufbau einer Nebelkammer	6
3	Aufbau und Durchführung der Reichweitenbestimmung	8
4	Auswertung der Fotos	9
5	Diskussion der Ergebnisse	11
6	Anhang:	11
6.1	Literaturliste	11
6.2	Foto 1 - 8	12

1 Einleitung

Ständig wird in den Medien über Atom-Skandale berichtet. Sei es nun Atommüll, Atombomben oder Atomenergie. Mit der Radioaktiven Strahlung wird von den meisten Menschen stets etwas Negatives assoziiert. Dies liegt vermutlich in erster Linie daran, dass man Radioaktivität weder sehen noch hören noch fühlen noch schmecken kann.

Mit einer Nebelkammer jedoch kann die Strahlung tatsächlich sichtbar gemacht werden. (Jedoch nicht die γ -Strahlung).

Man unterscheidet zwischen drei Typen von Geräten, mit denen man radioaktive Strahlung sichtbar machen kann. Die Wilsonkammer, die Langsdorf-Kammer und die Blasenkammer. Die im Versuch verwendete Apparatur ist eine Langsdorf-Kammer. Sie erlaubt eine lange Beobachtungszeit und ist relativ leicht herstellbar.

Die Wilsonkammer war der erste Typ von Nebelkammer überhaupt. Ihre kurze Beobachtungszeit erschwert jedoch die Beobachtung. Auch die Langsdorf-Kammer wird heute eigentlich nicht mehr zur genauen Messung benutzt. Die heute am meisten verwendete Apparatur ist die Blasenkammer, die jedoch relativ aufwendig ist und deshalb hier nicht verwendet werden kann. Sie wird jedoch sehr häufig in Teilchenbeschleunigern eingesetzt, um Elementarteilchen sichtbar zu machen. Somit lassen sich Bahnen und Reichweiten der Teilchen bestimmen. Um einen Einblick in den in jüngster Zeit immer wichtiger gewordenen Forschungszweig der Elementarteilchenphysik zu bekommen, ist das Funktionsprinzip einer Nebelkammer eine der wichtigsten Grundlagen.

2 Nebelkammer & α-Zerfall - Theorie

2.1 Radioaktivität

Zerfällt ein Atomkern spontan unter Aussendung von Strahlung (α -, β - oder γ - Strahlung) so spricht man von Radioaktivität.

2.2 Das Zerfallsgesetz

Wir betrachten ein Ensemble von N Teilchen mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit $\lambda.$ Mit dem Ansatz

$$dN = -\lambda N dt$$

lässt sich das Zerfallsgesetz herleiten. Bei bekannter Zerfallskonstante λ kann daraus die Anzahl der vorhandenen Teilchen zu jedem Zeitpunkt t bestimmt werden. Trennung der Variablen liefert

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \text{ dt.}$$

$$\int_{N_0}^{N} dN \frac{1}{N} = -\lambda \int_{0}^{t} dt$$

$$\ln \left(\frac{N}{N_0}\right) = -\lambda \text{ t}$$

$$\mathbf{N(t)} = \mathbf{N_0} \, \mathbf{e}^{-\lambda t}.$$

Die Zeit, nach der nur noch die Hälfte aller Teilchen vorhanden ist, bezeichnet man als Halbwertszeit. Einsetzen von $N(t) = N_0/2$ liefert

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \, .$$

Für die mittlere Lebensdauer der Teilchen gilt

$$\tau=\frac{1}{\lambda}.$$

2.3 Die α-Strahlung

 α -Strahlung besteht aus zweifach positiv geladenen Heliumkernen. Sie besteht im Vergleich zu anderen Strahlungsarten aus relativ schweren und großen Teilchen. Dadurch wird die Zusammenstoßwahrscheinlichkeit mit anderen Teilchen erhöht, so dass die Reichweite der α -Strahlung relativ gering ist. In Luft liegt sie im Bereich von einigen cm. Das Ionisierungsvermögen von α -Teilchen ist im Vergleich zur β - und γ -Strahlung sehr hoch; jedoch ist die Reichweite der Teilchen sehr gering. α -Teilchen haben diskrete Energien, daher haben sie definierte Reichweiten. Sie verlieren ihre Energie durch eine Vielzahl von Ionisationsprozessen entlang ihrer Spur in der Nebelkammer.

Beim α -Zerfall wird also ein ${}_{2}^{4}He^{2+}$ - Teilchen aus dem Kern emittiert.

Allgemein gilt für einen Atomkern X, der unter Aussendung von α -Strahlung in einen neuen Kern Y zerfällt

$$^{A}_{Z}X \xrightarrow{\alpha} ^{A-4}_{Z-2}Y + ^{4}_{2}He_{.}$$

Hierbei ist A die Anzahl der Nukleonen und Z die Anzahl der Protonen. A wird auch als *Massenzahl*, Z als *Kernladungszahl* bezeichnet.

Verschiedene Zerfallsreihen des α -Zerfalls:

	Edukt	t _{1/2} / a
4n	Th-232	1,4 10 ¹⁰
(4n+1	Np-237	2,14
		10 ⁶)
4n+2	U-238	4,47 10 ⁹
4n+3	U-235	7,04 10 ⁸

In der ersten Spalte wird zugeordnet, ob ein Kernmasse jeweils ein Vielfaches von z.B.

(4n+1) ist. (Das Edukt Np-237 ist auf der Erde bereits nicht mehr vorhanden. Da die Halbwertszeit relativ gering ist, ist es schon komplett zerfallen.)

Als Beispiel soll hier der Zerfall von Th-232 angeführt werden, was wir ja auch verwenden (hierbei wird nicht die gesamte Zerfallsreihe berücksichtigt):

 $\overset{232}{_{90}}Th \xrightarrow{\alpha} \overset{228}{_{88}}Ra \xrightarrow{\beta} \overset{228}{_{89}}Ac \xrightarrow{\beta} \overset{228}{_{90}}Th \xrightarrow{\alpha} \overset{224}{_{88}}Ra \xrightarrow{\alpha} \overset{220}{_{86}}Rn \xrightarrow{\alpha} \overset{216}{_{84}}Po \rightarrow ... \rightarrow \overset{208}{_{82}}Pb.$

Die Endprodukte aller Zerfallsreihen sind in der Regel Blei-Isotope. Die in der Zerfallsreihe auftretenden β -Zerfälle ändern die Kernladung des Stoffes. Beim β -Zerfall werden Elektronen oder Positronen emittiert.

Das Spektrum für die Energie E_0 der α -Teilchen hat praktisch keine Ausdehnung. Jeder Stoff hat einen spezifischen Wert für die Energie der von ihm ausgesandten α - Teilchen. Mit dieser Energie ist die Anfangsenergie gemeint, d.h. die Energie, die die Teilchen haben, wenn sie gerade den Kern verlassen. Es können zwar auch andere Energien auftreten, jedoch ist die Wahrscheinlichkeit hierfür verschwindend gering. Die Energie E_0 des α -Teilchens berechnen wir mit der genäherten Formel:

$$E_o^2 = \frac{Z_\alpha^2 \cdot n \cdot Z_{medium} \cdot e^4 \cdot m_\alpha}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0^2 \cdot m_e} \cdot r$$

 $\begin{array}{l} Z_{\alpha} = 2: \text{Kernladungszahl des } \alpha \text{-Teilchens} \\ Z_{\text{medium}} = 14,4: \text{mittlere Kernladungszahl des Mediums} \\ n = 2,547 * 10^{25} / m^3: \text{Teilchendichte des Mediums} \\ e = 1,60217646 * 10^{-19} \text{ C}: \text{Elementarladung} \\ m_e = 9,1093819 * 10^{-31} \text{ kg}: \text{Masse des Elektrons mit dem das } \alpha \text{-Teilchen stößt} \\ m_{\alpha} = 6,646 * 10^{-27} \text{ kg}: \text{Masse des } \alpha \text{-Teilchens} \\ r: \text{Reichweite des } \alpha \text{-Teilchens} \\ \epsilon_0 = 8,85419 * 10^{-12} \text{ As } / \text{ Vm}: \text{Dielektrizitätskonstante} \end{array}$

2.3.1 Das Tröpfchenmodell des Atomkerns

Da Atomkerne nur aus neutralen und positiven Ladungen bestehen, sollte man erwarten, dass sich sie Nukleonen abstoßen und somit alle Kerne in ihre Bestandteile zerfallen würden. Dies ist nicht der Fall, weil zwischen den Nukleonen anziehende Kräfte wirken, die den Kern zusammenhalten. Ein analoges Beispiel hierfür ist ein Tröpfchen einer Flüssigkeit, das durch Kohäsionskräfte zusammengehalten wird. Die Oberflächenspannung z.B. ist eine weitere Komponente für den Zusammenhalt des Tröpfchens. Dieses Prinzip lässt sich auch auf den Atomkern anwenden; man spricht vom *Tröpfchenmodell* des Atomkerns. Die mathematische Betrachtung des Tröpfchenmodells geht auf v. WEIZSÄCKER zurück. Nach v. WEIZSÄCKER ist die Gesamtenergie im Atomkern

$$E = \underbrace{Zm}_{\substack{Pc} \text{Coulomb-Energie}}^{2} + \underbrace{Nm}_{\substack{Pc} \text{S}^{2}}_{\substack{Pc} \text{otonen}}^{2} - \underbrace{6eA}_{\substack{Bindeenergie}}^{2} + \underbrace{6eA}_{\substack{Spannung}}^{2/3} + \frac{3}{5} \frac{e^{2}Z^{2}}{4\pi \varepsilon r} \underbrace{4^{3}_{3}}_{\substack{Coulomb-Energie}}^{2} + \frac{\eta}{1} \frac{(N-Z)^{2}}{42243} + \begin{cases} gg \Rightarrow -\delta/A \\ gu \Rightarrow 0 \\ uu \Rightarrow \delta/A \\ gerade - ugerade-verteilung \end{cases}$$

Z ist die Protonenzahl, N die Neutronenzahl, A, η , ϵ und δ sind konstanten. A ist die Massenzahl mit A = N +Z.

Die Gesamtenergie wird also in sieben Komponenten zerlegt.

2.4 Funktionsweise und Aufbau einer Nebelkammer

Man unterscheidet im Allgemeinen mehrere Typen von Nebelkammern, die jedoch in der grundlegenden Funktionsweise identisch sind. In der von uns verwendeten Nebelkammer befindet sich Ethanol. Das Prinzip der Nebelkammer ist nun, durch

PG 280

eine Temperaturdifferenz eine Übersättigung von Ethanoldampf zu schaffen. Die untere Seite der Kammer wird gekühlt und die obere Seite wird bei Zimmertemperatur gehalten. Durch das Temperaturgefälle entsteht eine übersättigte Grenzschicht des Ethanoldampfes. Dieser "will" in der Grenzschicht kondensieren. Dies kann er aber nur erreichen, wenn Kondensationskeime vorhanden sind. Trifft nun ein α -Teilchen auf ein "Luftmolekül" (eines der in der Luft vorhandenen Moleküle; z.B. N₂ oder O₂), so wird das "Luftmolekül" ionisiert. Dieses ionisierte "Luft-Molekül" dient als Kondensationskeim für das Ethanol. Hier bilden sich also Kondensstreifen, die dann in der Nebelkammer entlang der α -Spur sichtbar werden.

Die benötigten Temperaturdifferenzen lassen sich auf verschiedene Weisen erreichen. Der Urtyp der Nebelkammer ist die sog. Wilson-Kammer, in der Abkühlung durch adiabatische Druckänderung erfolgt. Der Nachteil der Wilson-Kammer ist jedoch die relativ kurze Beobachtungszeit, da sich schnell wieder ein thermisches Gleichgewicht einstellt. Die Langsdorf-Kammer benutzt eine kontinuierliche Kühlung der Kammer. Dies geschieht mit Trockeneis bzw. mit einem elektrischen Kühlaggregat (Peltier-Element).



Oberer Bereich: Zimmertemperatur

Grenzbereich: Kondensation Unterer Bereich: gekühlt (ca. –80°C)

Abb. 1: Aufbau einer Nebelkammer

Zusätzlich wird noch eine "Absaugspannung" angelegt, die die erzeugten Ionen nach unten hin absaugt, damit nicht in kürzester Zeit die gesamte Nebelkammer voll von Kondensstreifen ist.

Eine weitere Möglichkeit zur Visualisierung von Teilchen ist die Blasenkammer, die im großen und ganzen auf dem gleichen Effekt beruht, wie die Nebelkammer, nur wird anstatt von Übersättigung von Dampf der Siedeverzug benutzt. In der Blasenkammer wird jedoch eine Flüssigkeit über dem Siedepunkt überhitzt und wenn ein Teilchen durch die Flüssigkeit fliegt, werden Siedebläschen sichtbar. Durch die Verwendung von Flüssigkeiten wird eine wesentlich höhere Auflösung erreicht, da die Teilchendichte von Flüssigkeiten viel größer ist, als die von Gasen. Außerdem kann eine Flüssigkeit (durch stärkeres Abbremsen) auch hochenergetische Teilchen sichtbar machen, die in einer Nebelkammer nicht beobachtbar wären. Dies sind zum Beispiel schnelle β -Teilchen.

3 Aufbau und Durchführung der Reichweitenbestimmung



Zimmertemperatur Nebelspuren des α - Teilchens Kalte Schicht

Abb.2: Skizze zum Aufbau

Die Nebelkammer aus der Vorlesungssammlung funktioniert relativ einfach, eigentlich muss man sie nur einschalten, dann wird der untere Bereich gekühlt und der obere Bereich geheizt. Was man beachten muss ist, dass die obere Wanne für das Ethanol mit etwa 100 ml Ethanol gefüllt ist. Die Bodenplatte muss nicht unbedingt bedeckt werden.

Der Betrieb der Nebelkammer aus dem PL, die wir probeweise aufgebaut hatten, ist etwas komplizierter. Zuerst sollte man eine größere Menge Trockeneis herstellen, was auf eine Platte im Unterbau der Nebelkammer gelegt wird. Dann muss, genau wie bei der anderen Nebelkammer, Ethanol in die dafür vorgesehene Wanne gefüllt werden. Danach werden die Lampe und die Absaugspannung angeschlossen. Auch in dieser Nebelkammer haben wir sehr schöne Nebelspuren gesehen, allerdings hörten diese nach ca. fünf Minuten auf und danach haben wir die Kammer nicht mehr zum Laufen gekriegt...

Wir benutzen ein Thorium-Präparat, bei dem durch radioaktiven Zerfall Radon und Polonium (α-Strahler) entstehen. Radon ist ein Gas Dieses Gas wird durch ein Loch in der oberen Glasplatte in die Kammer geblasen, wo es sich verteilt, und die Luft ionisiert, so dass in der ganzen übersättigten Schicht Nebelspuren zu sehen sind. Diese Nebelspuren nehmen wir mit der Kamera auf einen Schwarzweißfilm auf. Die Kamera stellen wir mit dem dazugehörigen Stativ senkrecht zur Kondensationsebene auf. Die auswertbaren Fotos haben wir mit einer Belichtungszeit von mehreren Sekunden und der kleinsten Blende aufgenommen.

Als Referenzlänge messen wir die Seiten des inneren Kastens der Nebelkammer (23 cm), damit wir die Länge der Nebelspuren auf den Fotos ausrechnen können.

PG 280 Tutorin Beatrix Pollakowski Protokoll zur Nebelkammer

<u>Geräteliste:</u> Nebelkammer aus der Vorlesungssammlung Fotokamera aus dem PL (Assi-Zimmer) 400ter Film (Assi-Zimmer)

Radioaktives Präparat:**Th-232** Halbwertszeit: 1,405 *10¹⁰ aZerfall: 100% αWeitere Kerne: Rn-220 $t_{1/2} = 55,6 \text{ s}$
Po-216 $t_{1/2} = 0,15 \text{ s}$ Wichtigste α-Energien: 6,28808 MeV zu 99,886 % aus Rn-220
6,77830 MeV zu 99,9981 % aus Po-216

4 Auswertung der Fotos

Zur Auswertung der Nebelspuren benutzen wir nur die längsten Spuren, da man bei ihnen davon ausgehen kann, dass sie senkrecht zur Beobachtungsrichtung (d.h. in der übersättigten Ebene) verlaufen, so dass wir die ganze Reichweite des α -Teilchens beobachten können.

Die V-förmigen Spuren repräsentieren Po-216 Kerne, die auf Grund ihrer geringen Halbwertszeit (0,15 s) direkt wieder zerfallen.

Messergebnisse:

Die Energie E_0 des α -Teilchens berechnen wir mit:

$$E_o^2 = \frac{Z_\alpha^2 \cdot n \cdot Z_{medium} \cdot e^4 \cdot m_\alpha}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0^2 \cdot m_e} \cdot r$$

 $\begin{array}{l} Z_{\alpha} = 2: \text{Kernladungszahl des } \alpha \text{-Teilchens} \\ Z_{\text{medium}} = 14,4: \text{mittlere Kernladungszahl des Mediums} \\ n = 2,547 * 10^{25} / m^3: \text{Teilchendichte des Mediums} \\ e = 1,60217646 * 10^{-19} \text{ C: Elementarladung} \\ m_e = 9,1093819 * 10^{-31} \text{ kg: Masse des Elektrons, mit dem das } \alpha \text{-Teilchen stößt} \\ m_{\alpha} = 6,646 * 10^{-27} \text{ kg: Masse des } \alpha \text{-Teilchens} \\ \epsilon_0 = 8,85419 * 10^{-12} \text{ As } / \text{ Vm : Dielektrizitätskonstante} \end{array}$

PG 280	
Tutorin Beatrix Pollakowski	

Foto Nr.	r' [m]	а	r [m]	E [MeV]
1	$0,015 \pm 0,001$	2,67	$0,040\pm0,003$	$\textbf{3,3}\pm\textbf{0,1}$
2	$0,017 \pm 0,001$	2,67	$0,045\pm0,003$	$\textbf{3,6} \pm \textbf{0,1}$
2	$0,014 \pm 0,001$	2,67	$0,037 \pm 0,003$	$\textbf{3,2}\pm\textbf{0,1}$
3	$0,020\pm0,001$	2,67	$0,053\pm0,003$	$\textbf{3,9}\pm\textbf{0,1}$
3	$0,019\pm0,001$	2,67	$0,051 \pm 0,003$	$\textbf{3,8}\pm\textbf{0,1}$
3	$0,015\pm0,001$	2,67	$0,040\pm0,003$	$\textbf{3,3}\pm\textbf{0,1}$
4	$0,016 \pm 0,001$	2,67	$0,043\pm0,003$	$\textbf{3,5}\pm\textbf{0,1}$
4	$0,013\pm0,001$	2,67	$0,035\pm0,003$	$\textbf{3,1}\pm\textbf{0,1}$
5	$0,018 \pm 0,001$	2,67	$0,048 \pm 0,003$	$\textbf{3,7}\pm\textbf{0,1}$
5	0,017 ± 0,001	2,67	$0,045 \pm 0,003$	$3,6\pm0,1$
5	$0,014 \pm 0,001$	2,67	$0,037 \pm 0,003$	$\textbf{3,2}\pm\textbf{0,1}$
5	$0,016 \pm 0,001$	2,67	$0,043\pm0,003$	$\textbf{3,5}\pm\textbf{0,1}$
5	$0,016 \pm 0,001$	2,67	$0,043 \pm 0,003$	$3,5\pm0,1$
5	$0,015 \pm 0,001$	2,67	$0,040\pm0,003$	$\textbf{3,3}\pm\textbf{0,1}$
7	$0,020 \pm 0,001$	2,09	$0,042 \pm 0,002$	$3,\!42\pm0,\!09$
7	$0,019 \pm 0,001$	2,09	$0,040 \pm 0,002$	$\textbf{3,33} \pm \textbf{0,09}$
8	$0,020 \pm 0,001$	2,09	$0,042 \pm 0,002$	$3,\!42\pm0,\!09$
8	$0,020 \pm 0,001$	2,09	0,042 ± 0,002	$3,\!42\pm0,\!09$
8	$0,019 \pm 0,001$	2,09	$0,040 \pm 0,002$	$\textbf{3,33} \pm \textbf{0,09}$

r': Länge der Nebelspur auf dem Foto

a: Faktor zur Umrechnung der Spurlänge (kleine Vergrößerung: 23/11=2,09; große Vergrößerung: 23/8,6=2,67)

r: Reichweite der α -Teilchen

 $\Delta r'$: Geschätzt auf 0,001 m

 $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{a} \Delta \mathbf{r}'$

$$\Rightarrow \frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta r'}{r'}$$

 ΔE wird nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung bestimmt:

$$\Delta \mathsf{E} = \frac{\sqrt{\frac{Z_{\alpha}^{2} \cdot n \cdot Z_{medium} \cdot e^{4} \cdot m_{\alpha}}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_{0}^{2} \cdot m_{e}} \cdot \Delta r}}{2\sqrt{r}} = \frac{E \cdot \Delta r}{2 \cdot r}$$
$$\Rightarrow \frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta r}{r} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta r'}{r'}$$

5 Diskussion

Die Energie der α -Teilchen liegt bei ungefähr 6 MeV, selbst unser größter Wert liegt mit 3,9 ± 0,1 MeV weit darunter. Insgesamt liegen unsere Werte zwischen 3,1 ± 0,2 MeV und 3,9 ± 0,1 MeV. Diese schlechten Werte sind zum Teil damit zu erklären, dass es sich bei unserer Formel nur um eine Näherung handelt, allerdings sind sie trotzdem viel zu klein.

Fazit:

Der Versuch ist auf jeden Fall zu empfehlen, weil er auf einfache Weise radioaktive Strahlung sichtbar macht.

6 Anhang

6.1 Literaturliste

- G. Hertz, Lehrbuch der Kernphysik I Experimentelle Verfahren, S. 152 158
- E. W. Schpolski, Atomphysik I, S. 79 82
- D. Meschede, Gerthsen Physik, 21. Auflage, S. 840 und "wichtige physikalische Konstanten"