

**Versuchsprotokoll
PG 268-II**

Der Rutherford'sche Streuversuch

klassisch

und im Chadwickaufbau



Der Versuch wurde aufgebaut und durchgeführt in Zusammenarbeit von
Fabian Fleischer, Matthias Sturm, Daniel Guyot, René Könecke, Ramin Torabi,
Heinrich Südmeyer und Diana Bednarczyk
der Gruppe **268-II**
mit **Cornelia Sing** als Tutorin.

Die Protokollanten waren: Diana Bednarczyk und Ramin Torabi.

INHALTSVERZEICHNIS

Inhalt	Seitenzahl
Inhaltsverzeichnis	2
Abstract	2
Einleitung	3
Theorie:	4
<i>Klassisch</i>	5
<i>Chadwick</i>	11
Versuchsaufbau:	
<i>Klassisch</i>	13
<i>Chadwick</i>	14
Durchführung:	
<i>Klassisch</i>	16
<i>Chadwick</i>	16
Beobachtung:	
<i>Klassisch</i>	16
<i>Chadwick</i>	17
Auswertung:	
<i>Klassisch</i>	17
Meßreihe	18
graphische Auswertung	18
Fehlerbetrachtung	19
<i>Chadwick</i>	20
Meßreihe	20
graphische Auswertung	21
Fehlerbetrachtung	23
Resümee & Tips	23
Literaturverzeichnis	23

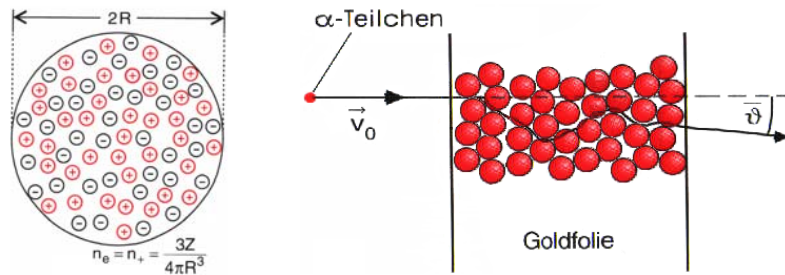
ABSTRACT

Im rutherford'schen Streuversuch klassisch sowie auch nach Chadwick wurde durch das Verhalten durch schweratomige Materie (z.B. Gold) hindurchtretender radioaktiver Teilchen mit elektrischer Ladung, hier α -Teilchen, die Existenz eines positiv geladenen Atomkerns bewiesen. Die größtenteils unbeeinflussten Bahnen der α -Teilchen die jedoch auch zu kleinen Teilen sehr stark abgelenkt werden können, können nur durch Streuung an einem kleinen Atomkern in Mitten eines ansonsten fast leeren Atoms entstehen. Dies wurde hier in zwei unterschiedlich aufgebauten Versuchen qualitativ gezeigt.

EINLEITUNG



Ernest Rutherford (1871-1937) zeichnete sich schon sehr früh durch herausragende schulische Leistungen aus, die ihn durch Stipendien von Neuseeland nach Cambridge brachten. Dort wurde Joseph John Thompson, der das damals populäre "Rosinenkuchenmodell" aufgestellt hatte, sein Mentor. Dieses Atommodell beschrieb es als eine homogen positiv geladene Kugel in die, zur Ausgleichung der Ladung kleine Elektronen eingebettet waren.



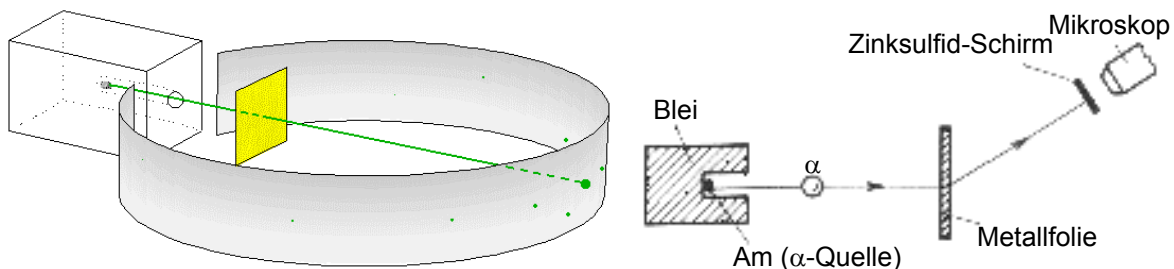
Nach Entdeckung der Radioaktivität durch Antoine Henri Becquerel 1896 und nach einigen Forschungsarbeiten Rutherfords bestimmte diese seine weiteren Untersuchungen.

Die ionisierende Wirkung radioaktiver Strahlung an Gasen, mit der er sich befaßte, stieß Rutherford auf zwei unterschiedliche Komponenten dieser Strahlung, α - und β -Teilchen. Nachdem er sich ausgiebig mit den α -Teilchen befaßt hatte, gelang ihm durch Ablenkung dieser im starken Magnetfeld 1903 der Beweis, daß sie positiv geladen sind, zwei seiner Mitarbeiter, einer davon Hans Geiger, der auch später eine entscheidende Rolle bei der Urform des hier vorgestellten Experimentes spielte, zeigten, daß es sich bei α -Teilchen um hochenergetische Heliumkerne handelt.

1902 fand Rutherford zusammen mit Frederick Soddy das Gesetz des radioaktiven Zerfalls, wofür er den Nobelpreis für Chemie erhielt.

Vier Jahre später beobachtete Rutherford die Schmalwinkelstreuung von α -Teilchen durch dünne Materieschichten. Nach dem Thomson'schen Atommodell konnte lediglich diese Art von Streuung auftreten, da die radioaktiven Teilchen durch die eng angeordneten Atome quasi "hindurchdiffundieren", also ihre Bahn in kleinen, nicht voraussagbaren Winkeln ändern sollten, damit sie sich an den "Atomkugeln" vorbei bewegen konnten (s.o.). Schmalwinkelstreuung wurde früher bereits von Philipp Lenard in Streuversuchen mit Elektronen beobachtet.

Später suchten der Praktikant Ernest Marsden und Dr. Hans Geiger in Rutherfords Labor nach einer potentiell möglichen Weitwinkelstreuung. Sie betteten ein α -Präparat in einen Bleiklotz und fokussierten so die radioaktive Strahlung, davor wurde eine dünne Goldfolie und darum ein Ring aus einem bei Einschlägen der α -Teilchen phosphorisierendem Photopapier positioniert. Sie entdeckten, das die meisten der radioaktiven Teilchen nahezu unbeeinflußt durch die Goldfolie kamen, aber auch durchaus, wenn auch in nur geringem Ausmaß, Weitwinkelstreuungen bis hin zur Rückstreuung auftraten. Dieses Ergebnis war damals so verblüffend, daß Rutherford es mit den Worten beschrieb: " Es war fast so unglaublich, als würde man eine 15-Zoll-Granate auf ein Stück Seidenpapier abfeuern, diese dort abprallen und zurückkommen würde und einen selbst trafe."



Fast zwei Jahre vergingen, bis er diese Beobachtung zu deuten wußte. Seine Lösung war ein grundlegend neues Atommodell, das einen nahezu punktförmigen Kern mit der gesamten positiven Ladung und dem weitaus größten Teil der Masse des Atoms beschreibt, der zentral in einem ansonsten fast leeren Raum existiert, während er von einer gleichmäßigen Ladungsverteilung mit umgekehrtem Vorzeichen und gleichem Betrag sphärisch umgeben ist.

Dieses Modell war noch keines falls ausgereift, denn es traten im Wesentlichen drei Probleme auf:

- I. Die genaue Gestalt der Elektronenbahnen war nicht festgelegt. Somit hätte jedes Atom, auch die, der selben Art, allein durch ungleichmäßige Verteilungen der Elektronen darin, also durch verschiedenen Aufbau, verschiedene Reaktionen gezeigt.
- II. Ein solches Atom wäre höchst instabil, da beschleunigte (kreisende) Elektronen Energie abgeben, würden sie irgendwann in den Kern stürzen. Ein Atom nach dem Rutherford'schen Modell hätte eine Lebensdauer von ungefähr 10^{-8} bis 10^{-10} Sekunden.
- III. Diskrete Linienspektren von Atomen wären nicht erklärbar. Es müßten sich nach dieser Theorie mit kontinuierlichen Elektronenenergien auch kontinuierliche Spektren ergeben.

Trotz dieser Ungeklärtheiten war diese Erkenntnis Rutherfords, die er 1911 publizierte, der Grundstein der Bohr-Sommerfeld'schen Atomtheorie.

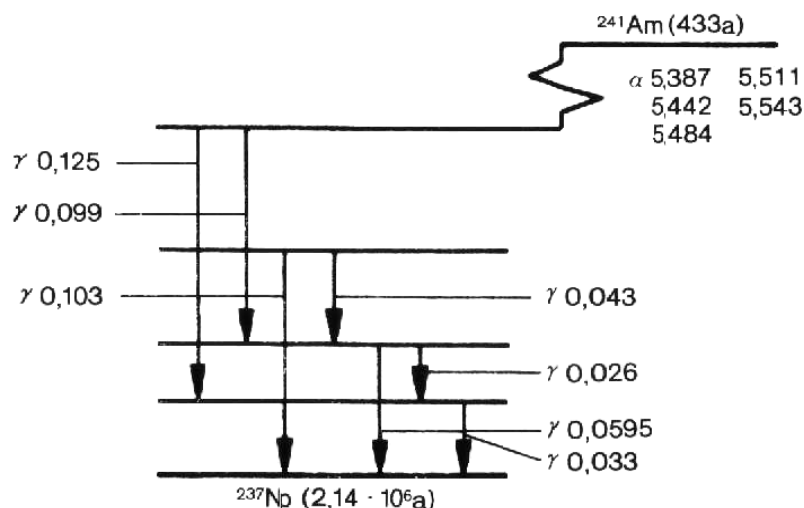
Rutherford war einer der erfolgreichsten Experimentatoren der Geschichte mit einer beachtlichen Anzahl großartiger Schüler, dies wurde ihm schon zu Lebzeiten anerkannt, so wurde er 1911 geadelt und 20 Jahre später baronisiert und damit zu **Lord Ernest Rutherford of Nelson**.

1932 gelang es einem ehemaligen Schüler Rutherfords, James Chadwick (1891-1974), dessen Aufbau zum Rutherford'schen Streuversuch hier ebenfalls beschrieben ist, das schon von Rutherford vermutete Neutron experimentell nachzuweisen.

THEORIE

In beiden Versuchsaufbauten wurden α -Teilchen an extrem dünner Goldfolie gestreut. Als α -Quelle wurde Am-241 verwendet

Abb.1:



	HWZ	α -Energie [MeV]	Übergangs- wahrschein- lichkeit %	γ -Energie [MeV]	emittiert %	konver- tiert %
^{241}Am	433a	5,387	1,6	0,026	2,5	10
		5,442	12,5	0,033	0,1	20
		5,484	85,2	0,043	0,1	10
		5,511	0,20	0,0595	35,3	40
		5,543	0,34	0,099	0,02	
				0,103	0,02	
				0,125	0,004	

Die radioaktiven Teilchen werden hierbei lediglich von den Kernen der Targetatome (also der Atome der Streuschicht) beeinflusst, da Elektronen wegen ihres geringen Gewichtes, und im Gegensatz zu schweren Kernen geringen Ladung, nur sehr wenig Streuwirkungen (von bis zu $1/120^\circ$) aufweisen und deshalb nicht zu berücksichtigen sind.

Um unverfälschte Ergebnisse zu erhalten, sollten Materialien mit im Gegensatz zum Heliumkern (α -Teilchen) sehr schweren Atomkernen zur Streuung gebraucht werden. Diese gewährleisten beim "Stoß" (durch die wirkende Coulombkraft gleichorientierter Ladungen aufeinander erreicht ein α -Teilchen mit einer kinetischen Energie von unter 12 MeV den Kern natürlich nicht) eine sehr geringe Energieabgabe des α -Teilchens an den Targetkern. Der Streukern bleibt also nahezu stabil in seiner Position, während das gestreute Teilchen ohne großen Energieverlust abgelenkt wird.

Gold bietet diese Voraussetzung und ist hierfür deshalb sehr geeignet.

Klassisch:

(Viele von den hier erbrachten Herleitungen sind auch für die Anschauung der Chadwicktheorie wichtig, da diese lediglich eine Weiterführung der Rutherford'schen Streuformel ist.)

Allgemein gilt: Atomkerne sind positiv geladen und positive Ladungen stoßen sich gegenseitig mit der Coulombkraft $|F_C| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot Q}{R^2}$ (mit den hier charakteristischen

Ladungen $q = 2e$ der α -Teilchen und $Q = Ze$ der Targetkerne, wobei Z die Kernladungszahl, also die Anzahl der Protonen im Kern, ist) ab, es sei denn findet eine derartige Annäherung der Kerne statt, daß die starke Kraft die Coulombkraft übersteigt (dies ist bei einer kinetischen Energie des α -Teilchens über 12 MeV der Fall). Da α -Teilchen Heliumkerne, also zweifach positiv geladen sind, wirkt auf ihrer gesamten Bahn das Coulomb-Potential mit $\frac{1}{R}$, wobei R den Abstand beschreibt, genau wie am Targetkern.

Kommt eines dieser radioaktiven Teilchen einem anderen Atomkern nahe, so läuft es gegen dessen Potential an und wird durch den Charakter der Coulombkraft in einer Hyperbelbahn abgelenkt, deren entfernter, also äußerer Brennpunkt der Targetkern selbst ist (siehe **Abb.3/Abb.4**).

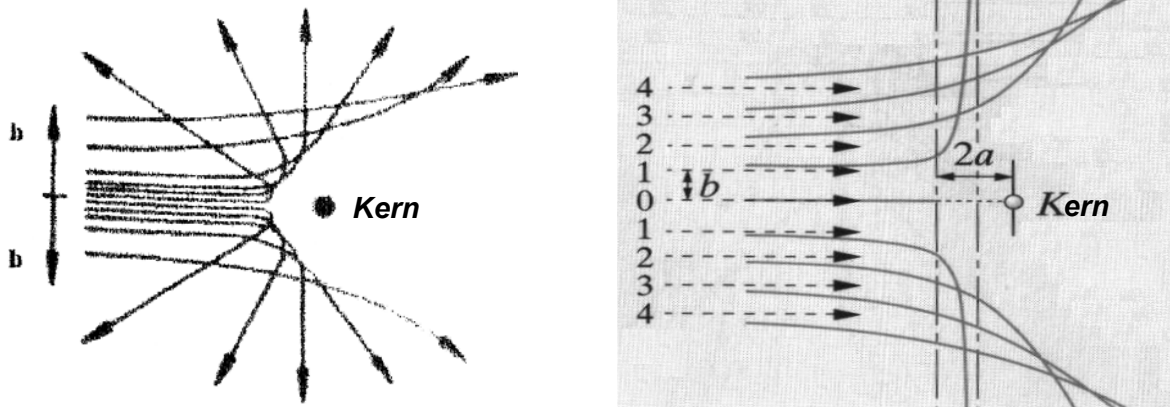
Eine Streuung am Kern fordert bei negativ geladenen Teilchen ebenfalls Hyperbelbahnen, bei denen jedoch dann der Streukern im nahen oder inneren Brennpunkt liegt, da sich Ladungen mit entgegengesetzten Vorzeichen nach dem Coulombgesetz gegenseitig anziehen.

Wegen der Ladungsneutralität des gesamten Atoms hat dessen Kern nur einen sehr geringen Wirkungsbereich, in dem ein Teilchen gestreut wird, dieser wird Stoßparameter b genannt. Er ist im Vergleich zum Kernabstand in den meisten Festkörpern sehr klein (ca. 10^{-14} m), dadurch wird auch die Wahrscheinlichkeit eines α -Teilchens in diesen Bereich zu gelangen und damit eine Ablenkung zu erfahren sehr gering. Es kann also behauptet werden, daß die Wahrscheinlichkeit dieses Teilchens in noch weitere Kerneinflußbereiche zu

treten, also mehrfach gestreut zu werden, gerade in extrem dünnen Materialien, so verschwindend gering ist, daß sie (bei mathematischer Erfassung) nicht betrachtet werden muß.

Der Stoßparameter gibt also an, wie weit ein α -Teilchen von Streukern entfernt sein muß, um gerade nicht mehr abgelenkt zu werden, d.h. je größer b ist, desto geringer ist das Ausmaß der Ablenkung (**Abb.2**).

Abb.2:



Sollte eines der Teilchen eines α -Strahlenbündels zentral auf einen Targetkern "stoßen", mit $b = 0$, so erreicht dieses an seinem Umkehrpunkt, also dort, wo es seine gesamte kinetische in potentielle Energie umgesetzt hat, den von allen möglichen Bahnen geringsten Abstand p (in den Abbildungen 2a) zum Kern. Da die Gesamtenergie an diesem Punkt also ausschließlich aus potentieller Energie besteht, die sich aus Coulombkraft durch p errechnet,

läßt sich p mit dem Energiesatz $E_{pot}(\infty) = E_{kin}(p)$ bestimmen:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_{\alpha} v_0^2 = \frac{2e \cdot Ze}{4\pi\epsilon_0 \cdot p} = E_{pot} \quad \Rightarrow \quad p = \frac{4 \cdot Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot m_{\alpha} v_0^2} \quad [1]$$

Wird vom Punkt p , also dem Minimalabstand zum Targetkern, senkrecht zur Richtung des ungestörten Teilchenstromes eine Gerade gezogen, so liegen die nahen Brennpunkte aller möglichen durch Streuung am Kern verursachten Hyperbelbahnen auf dieser Linie (siehe **Abb.3**).

Abb.3:

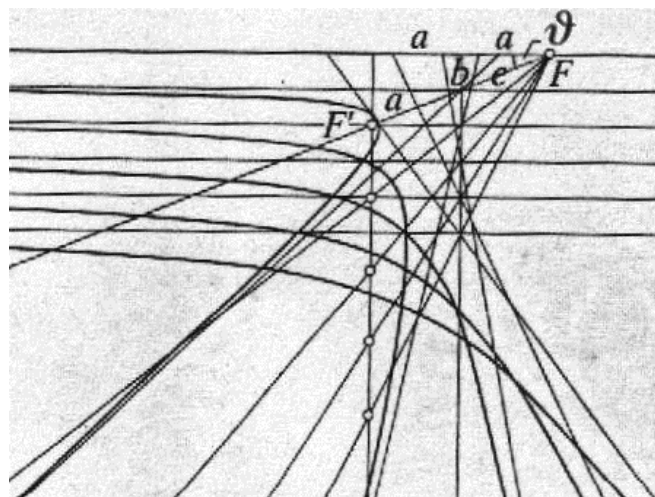
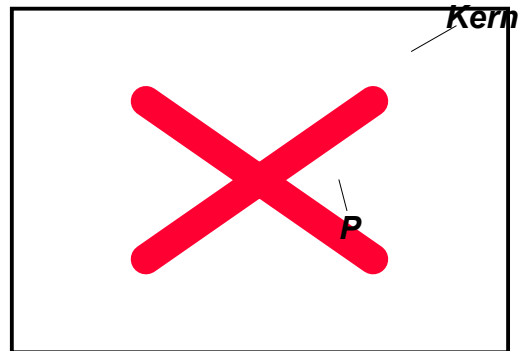
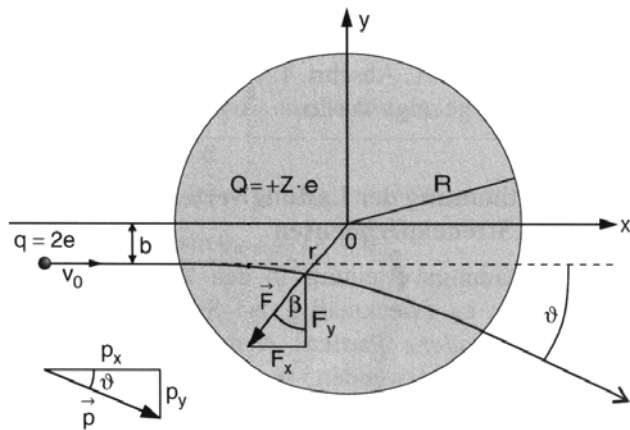


Abb.4:



Daraus folgt:

$$v = v_0 \cdot \frac{b}{k} \quad [3]$$

und nach Energiesatz ist:

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{2e \cdot Ze}{4\pi\epsilon_0 \cdot k} \quad [4]$$

Nun ergibt sich mit [1] bis [3] für $p = 2b \cdot \cot\varphi$

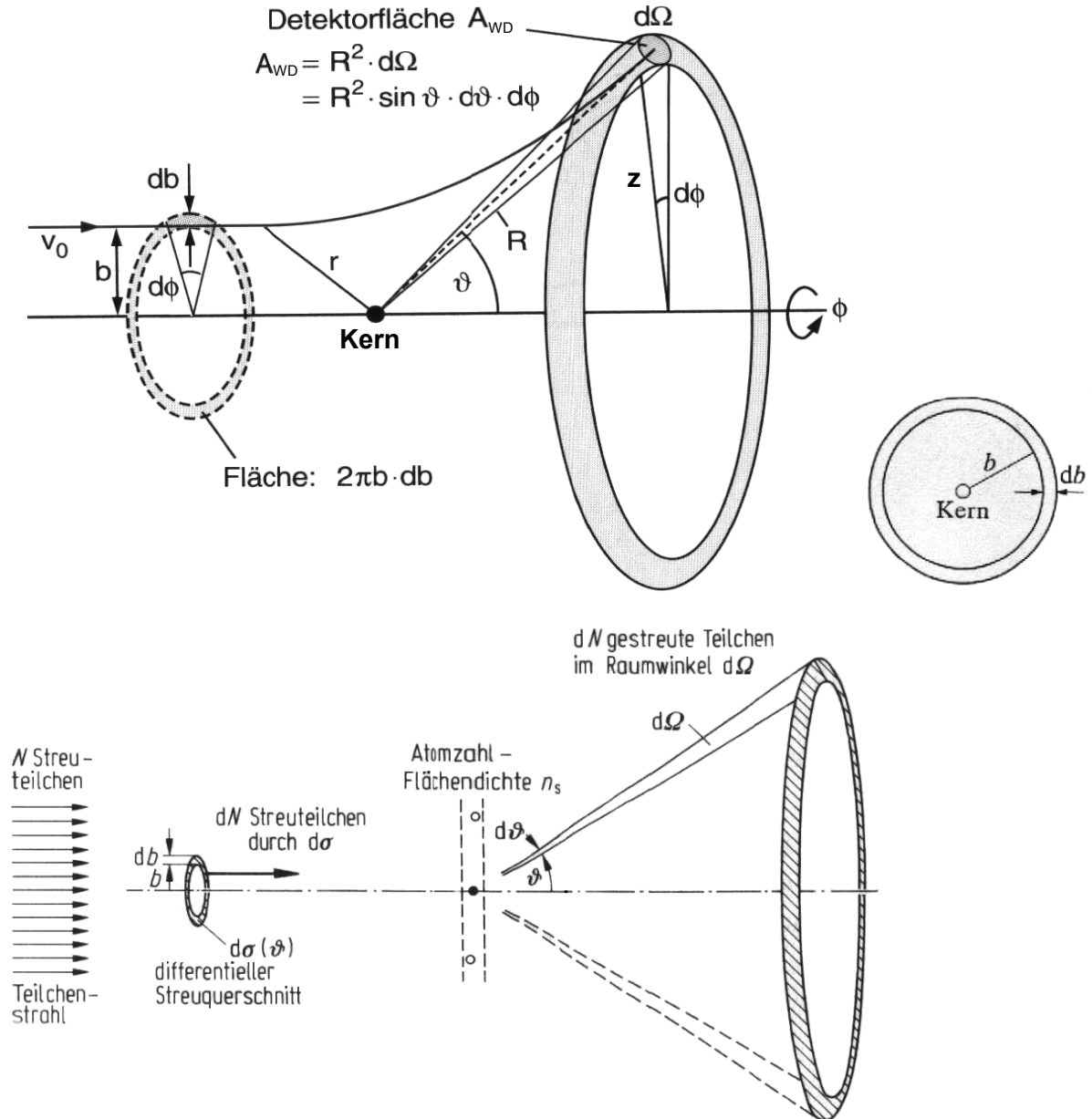
und nach Ersetzen des Winkels φ , dem Winkel zwischen Asymptote und reeller Halbachse der Hyperbelbahn, durch den eigentlichen Streuwinkel $\vartheta = \pi - 2\varphi$ (mit $2\varphi = \gamma$ in den Abbildungen) ergibt sich:

$$\cot \frac{\vartheta}{2} = \frac{2b}{p} \quad [5] \quad (\text{siehe Abb.})$$

Somit hängt der Streuwinkel ϑ noch vom Stoßparameter b und indirekt von der Ladung des Targetkerns Z und der Anfangsgeschwindigkeit v_0 des α -Teilchens ab. Da aber b , wie bereits erwähnt, sehr klein sein muß, um merkliche Ablenkungen zu erkennen, ist der Stoßparameter nicht meßbar, er muß also durch eine passende Statistik in der Formel ersetzt werden.

Eine Materieschicht mit der Dicke Δx , der Dichte n und der Fläche A enthält $n \cdot A \cdot \Delta x$ Atomkerne. Wird diese von einem Bündel von N α -Teilchen durchsetzt, treten dN' Teilchen durch das Abstandsintervall $(b, b + db)$ eines Kernes dieser Schicht um dort mit dem Raumwinkel $d\Omega$ den Doppelkegel, der sich hinter dem Kern auffächert und durch das Intervall $(\vartheta, \vartheta - d\vartheta)$ begrenzt wird, hineingestreut zu werden. Alle übrigen radioaktiven Teilchen in Bereich dieses Atoms werden entweder nicht, oder in andere Richtungen gestreut. Das Intervall $(b, b + db)$, bei dem b den inneren und db den äußeren Radius beschreibt, ist durch den sphärischen Kern und dem im Idealfall lediglich aus einer Richtung kommenden Teilchenstrom als Kreisring $2\pi \cdot db$ um den Kern und senkrecht zum Teilchenstrom gegeben; dieser wird auch als differentieller Streuquerschnitt $d\sigma$ bezeichnet. Somit ist auch jeder Schnitt durch den resultierenden Doppelkegel und auf einem dieser Schnitte im Abstand R befindet sich der Detektor.

Abb.7:



Da aber der Kreisring $(b, b + db)$ wegen seiner geringen Größe nicht "anvisiert" werden kann, werden lediglich statistische Aussagen über die Wahrscheinlichkeit $W(b)$ eines α -Teilchens dieses Abstandsintervall zu treffen gemacht. Diese ist das Verhältnis der Summe aller solcher Ringflächen (gleich der Anzahl der Targetatome) zur Gesamtfläche A der Streuschicht:

$$W(b) = \frac{n \cdot A \cdot \Delta x}{A} 2\pi \cdot b \cdot db = n \cdot \Delta x \cdot 2\pi \cdot b \cdot db$$

$$\Rightarrow dN' = N \cdot W(b) = N \cdot n \cdot \Delta x \cdot 2\pi \cdot b \cdot db,$$

es fallen also dN' Teilchen mit der Wahrscheinlichkeit $W(b)$ in den Doppelkegel $(\vartheta, \vartheta - d\vartheta)$ und sind somit detektierbar. Allerdings ist zu beachten, daß die wirksame Detektorfläche A_{WD} lediglich einen kleinen Teil ΔA_{WD} des durch R und $(\vartheta, \vartheta - d\vartheta)$ beschriebenen Kreisringes abdeckt. So ergibt sich:

$$A_{WD} = z \cdot d\phi \cdot \Delta A_{WD},$$

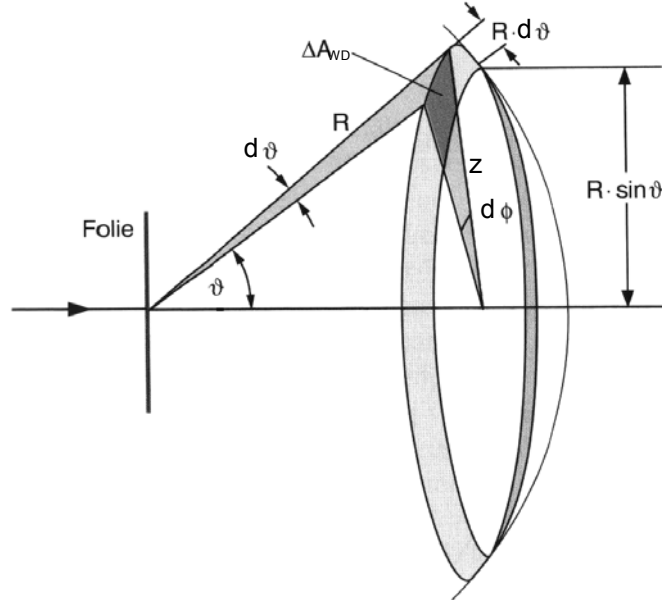
wobei ϕ der Winkel zwischen den vom Mittelpunkt der Kreisscheibe

$$z = R \cdot \sin \vartheta$$

$$\Delta A_{WD} = R \cdot d\vartheta$$

ausgehenden Schenkeln des ΔA_{WD} umfassenden Bereiches, der auf der Kreisscheibe im Abstand z liegt, ist.

Abb.8:



Der Raumwinkel $d\Omega$, in dem gestreut wird, ist definiert als Fläche pro Quadratabstand, er lässt sich durch $d\Omega = \frac{A_{WD}}{R^2} = \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\phi$ ausdrücken, wobei sich die Gesamtzahl der in das Raumwinkelelement $d\Omega$ gestreuten Teilchen dN innerhalb des Kegelintervalls $(\vartheta, \vartheta-d\vartheta)$ zu dN' genau wie $d\Omega$ selbst zum gesamten Raumwinkel verhält:

$$dN = dN' \frac{d\Omega}{2\pi \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta}$$

Mit $\sin \vartheta = 2 \cos \frac{\vartheta}{2} \cdot \sin \frac{\vartheta}{2}$ folgt dann die Rutherford'sche Streuformel:

$$dN = N \frac{n \cdot \Delta x}{16} \cdot \frac{p^2}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\Omega = N \cdot n \cdot \Delta x \frac{Z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_\alpha^2 v_0^4 \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2}} d\Omega$$

N	: emittierte Teilchen	ϑ	: Streuwinkel
n	: Dichte der Folie	ϵ_0	: elektrische Feldkonstante
Δx	: Dicke der Folie	m_α	: Masse des α -Teilchens
Z	: Ordnungszahl (Gold:79)	v_0	: Anfangsgeschwindigkeit
e	: Elementarladung	$d\Omega$: Raumwinkel

Da die meisten Faktoren konstant sind ergibt ein großer Teil dieser Formel eine Konstante C :

$$dN = N \cdot n \cdot \Delta x \cdot C \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} d\Omega \quad \text{mit} \quad C = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot m_\alpha v_0^2} \right)^2$$

Es ist zu erkennen, daß die Zahl der gestreuten α -Teilchen eine starke Winkelabhängigkeit aufweisen, dN ist direkt proportional zu $\frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}$, die lineare Beziehung zur Dicke Δx ist

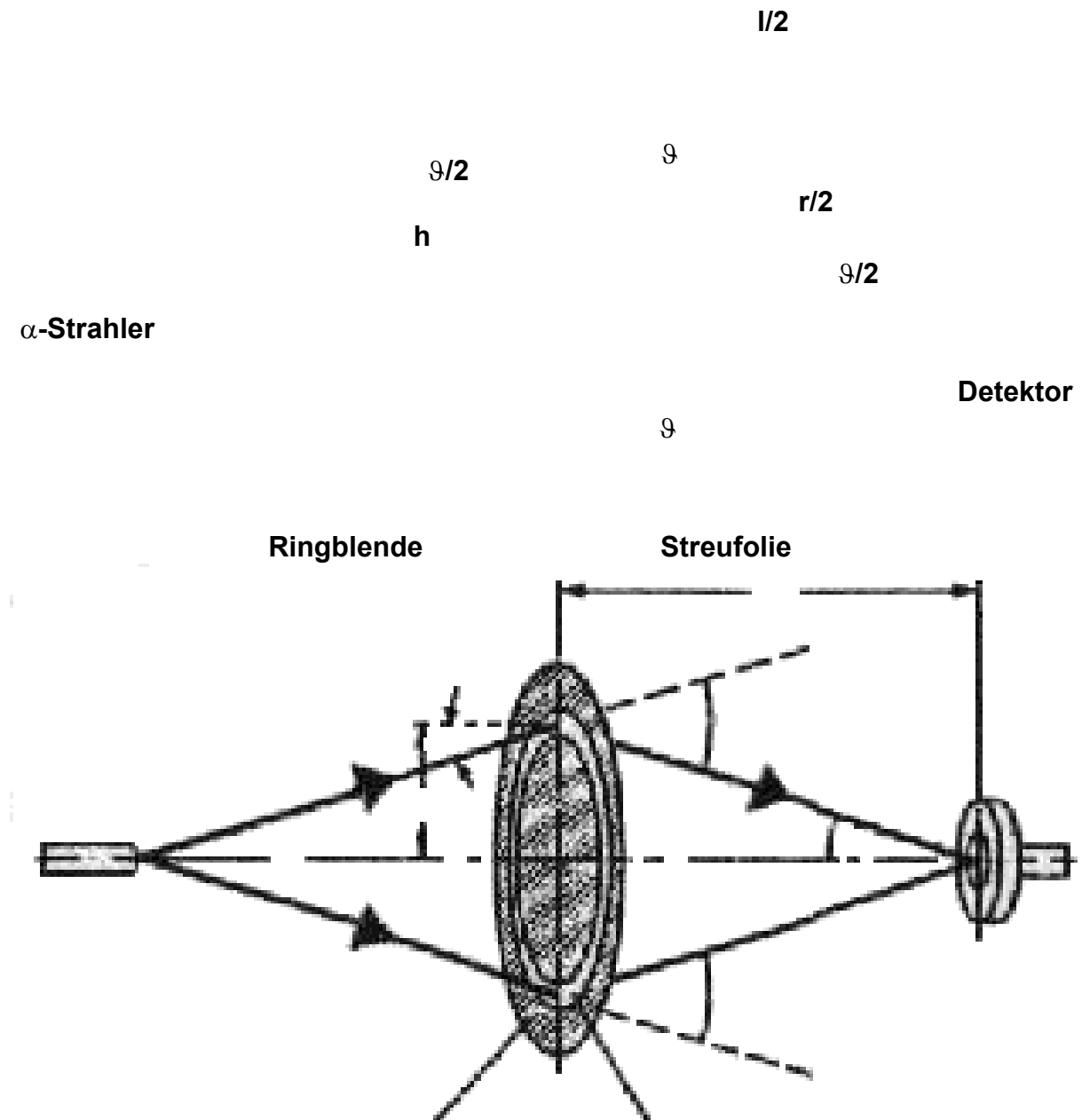
jedoch nur gültig, solange keine Mehrfachstreuung betrachtet wird.

Diese Streuformel leitete Rutherford zur Festigung seiner Theorie über den Atomaufbau ab, sie setzt die auf A_{WD} treffenden α -Teilchen zu ihren Ablenkwinkel in Beziehung und gestatte Rückschlüsse auf räumliche Ausdehnung, sowie Ladung des Kerns.

Chadwick:

Der Versuch im Chadwickaufbau zeichnet sich vor allem durch die Winkelunabhängigkeit der Anzahl detekierter α -Teilchen aus. Dies läßt sich nur schwer veranschaulichen, deshalb sei es hier mathematisch erfaßt.

Abb.9:



Der Streuwinkel wird nicht direkt gemessen, sondern setzt sich aus dem Abstand h , vom Mittelpunkt der Ringblende bis zur Mitte der Goldschicht, und dem variablen Abstand $r/2$ zusammen. Dieser ist die Hypotenuse des durch h und $l/2$ (dem geradlinigen Abstand Blende - Detektor) aufgespannten rechtwinkligen Dreiecks und entspricht dem Abstand R in der klassischen Herleitung. Daraus folgt die Beziehung:

$$\sin \frac{\vartheta}{2} = \frac{h}{r/2} \quad [6] \quad \text{mit} \quad r/2 = \sqrt{h^2 + l^2/4}$$

Da der Term, der den Streuwinkel ϑ enthält, in der Rutherford'schen Streuformel eine vierfache Potenz trägt, muß [6] ebenfalls mit vier potenziert werden um diesen Term dort ersetzen zu können:

$$\sin^4 \frac{\vartheta}{2} = 16 \frac{h^4}{r^4}$$

Dadurch wird die Zählrate vollständig winkelunabhängig.

Die Anzahl, der auf die Folie treffenden Teilchen setzt sich aus der Aktivität $a(t)$ des α -Strahlers mit

$$a(t) = a_0(t) \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad [7]$$

wobei $a_0(t)$ die anfängliche Aktivität, t das Alter

des Präparates und $\lambda = \frac{\ln 2}{\text{Halbwertszeit}}$ sind,

sowie der wirksamen Foliendicke A_{WF} (denn nur der Teil der α -Teilchen, der weder ausgeblendet wird, noch an der Ringblende vorbeigehen ist für die Betrachtung interessant) zusammen. Hieraus ergibt sich:

$$N = \frac{a(t) \cdot A_{WF}}{4\pi \cdot (r/2)^2} = \frac{a(t) \cdot A_{WF}}{\pi \cdot r^2} \quad [8]$$

Werden [7] und [8] in die Rutherford'sche Streuformel eingesetzt, so folgt für diese:

$$dN = \frac{a(t) \cdot A_{WF}}{\pi \cdot r^2} \Delta x \cdot n \frac{A_{WD}}{(r/2)^2} C \frac{r^4}{16h^4} = a(t) \cdot A_{WF} \cdot A_{WD} \cdot \Delta x \cdot C \cdot \frac{1}{4\pi \cdot h^4}$$

Nun ist noch zu berücksichtigen, daß die α -Teilchen schräg in die Folie eindringen und sich dadurch die tatsächlich zu durchdringende Dicke der Folie, sowie die Fläche des Detektors aus dem "Blickwinkel" der α -Teilchen ändern. Diese Größenverschiebung ist allerdings ebenfalls nicht meßbar, so daß die Größen ersetzt werden müssen durch:

$$A_{WD} = A_D \cdot \cos \frac{\vartheta}{2} \quad A_{WF} = A_F \cdot \cos \frac{\vartheta}{2} \quad \Delta x = \Delta x_F \cdot \frac{1}{\cos \frac{\vartheta}{2}},$$

wobei A_D die Gesamtfläche des Detektors, A_F die Gesamtfläche der Folie und Δx_F die tatsächliche Foliendicke ist.

Mit zunehmend schrägem Einfall des Teilchenstromes nimmt allerdings auch die mittlere kinetische Energie $E_{kin} = \frac{1}{2} m_\alpha v_0^2$ der α -Teilchen ab, ein zusätzlicher Faktor, der

berücksichtigt werden muß: $C = C_0 \cdot g$ mit $g = \frac{E_{kin}^2(0)}{E_{kin}^2(\vartheta/2)}$.

Über g kann keine allgemeingültige Aussage getroffen werden, charakteristisch für die Apparatur des PL's ist jedoch eine Näherung von

$$g \approx \frac{1}{\cos \vartheta / 2}$$

(da ohne diese Beziehung die Winkelunabhängigkeit nicht mehr gegeben wäre).

Nach Einsetzen folgt dann:

$$dN = a(t) \cdot A_D \cdot A_F \cdot \Delta x_F \cdot C_0 \frac{1}{4\pi \cdot h^4} = const.$$

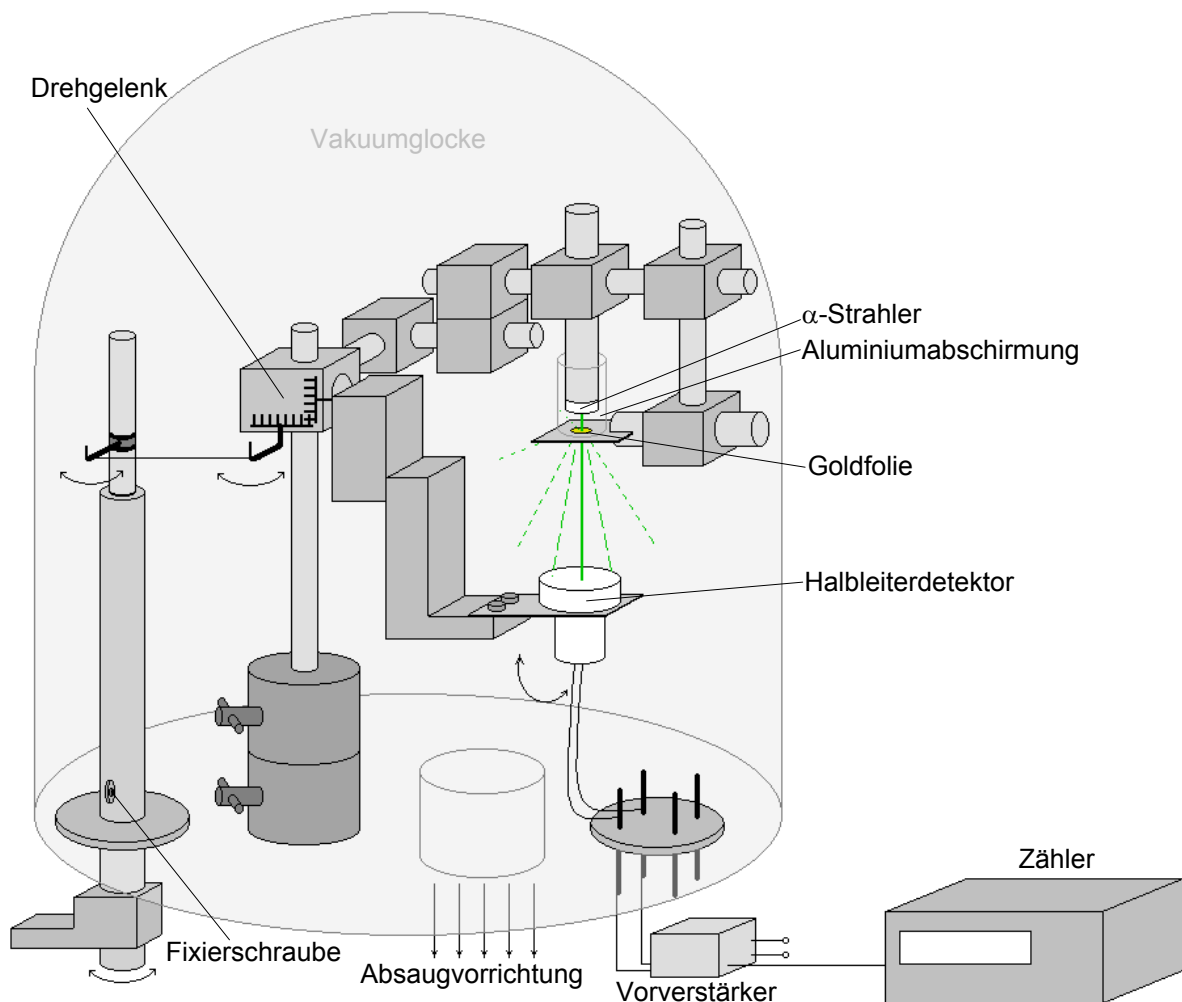
VERSUCHSAUFBAU

Klassisch:

Hierzu wurde folgende Ausrüstung benötigt:

ein α -Strahler (Am-241)	Phywe-Nr. 09090.11
ein Halbleiterdetektor (für α -Teilchen)	
mit zugehörigem Vorverstärker	653d
eine Vakuumglocke (Leybold)	313a
als Zählgerät:	
das Strahlenmeßgerät (Berthold)	655a
als Stromquelle:	
ein Pulshöhenanalysator (Phywe)651b	
ein Oszilloskop	023
ein Multichannelanalyser	
mehrere kleine Muffen, Stangen und Füße	

Abb.10:



Der Aufbau zur klassischen Rutherfordmessung wurde von dieser PL-Gruppe selbst entworfen und mit Hilfe zahlreicher mechanischer Kleinteile realisiert.

Auf ein Aluminiumplättchen mit einem ca. 1mm durchmessenden Loch wurde eine hauchdünne (ca. $3\mu\text{m}$ dicke) Goldfolie fixiert, so daß diese das Loch vollständig überdeckte. Das so präparierte Plättchen wurde nun an einer Stativstange befestigt und genau über dessen Loch das, mit einer zur seitlichen Abschirmung dienende, bis zum Plättchen

reichende Aluminiumummantelung umgebene, radioaktive Americium-241 Präparat fest aufgehängt. Unter dem Plättchen, direkt gegenüber des Präparates wurde der an einer leicht drehbar gelagerten Halterung befestigte Detektor so aufgestellt, daß sich die Drehachse der vorwiegend aus Muffen bestehenden Halterung exakt auf Höhe des mit Gold beschichteten Plättchens befand.

Dieser in sich stabile Aufbau kam nun unter die PL eigene Vakuumblocke, wobei der Halbleiterdetektor an eine leicht installierbare (allerdings nicht sehr störungsarme) elektrische Durchführung, die lediglich aus vier von innen nach außen gehenden Metallstäben bestand, mit Krokodilklemmen angeschlossen wurde. Auch die um die Goldfolie bewegliche Halterung des Detektors war mit einer Schnur an einer mechanischen Durchführung befestigt und somit von außen manipulierbar. Die mechanische Durchführung der Vakuumblocke besteht aus einem Metallstab, der von außen drehbar ist. Allerdings ist dieser nicht durchgängig, sondern steckt in einer Hülse, in der er mit einer winzigen Schraube fixiert ist, die sich allerdings sehr leicht aufdreht, was die Drehbewegung im inneren der Glocke hinfällig macht. Ein Griff wurde außen an diese Stange montiert, da sie sich sonst sehr unkomfortabel bewegen läßt und über die elektrische Durchführung, natürlich an den jeweils gleichen Stäben der Vorverstärker mit dem Halbleiterdetektor verbunden. Dies geschah über sehr kurze und zumeist BNC-Kabel, da diese am rauschfreisten sind. Vom Detektor selbst zur Durchführung wurde zu Gunsten der Beweglichkeit jedoch auf BNC-Kabel verzichtet.

Der Vorverstärker wurde nun noch an den Zähler und den Impulshöhenanalysator, der lediglich als Stromversorgung diente, angeschlossen, fertig war der Aufbau.

Chadwick:

Hierzu wurde folgende Ausrüstung benötigt:

ein α -Strahler (Am-241)	Phywe-Nr. 09090.11
ein Halbleiterdetektor (für α -Teilchen)	
mit zugehörigem Vorverstärker	653d
ein Glasrezipient	
(für α -Teilchenversuche)	653c
eine Kupferblende	
mit Goldbeschichtung (Dicke: 3 μ m)	
eine Vakuumpumpe (Leybold Trivac)	313a
als Zählgerät:	
das Strahlenmeßgerät (Berthold)	655a
als Stromquelle:	
ein Pulshöhenanalysator (Phywe)	651b
ein Vakuum-Manometer (DIAVAC)	313b
ein Permanentmagnet	
ein Oszilloskop	023

Abb.11:

Zähler

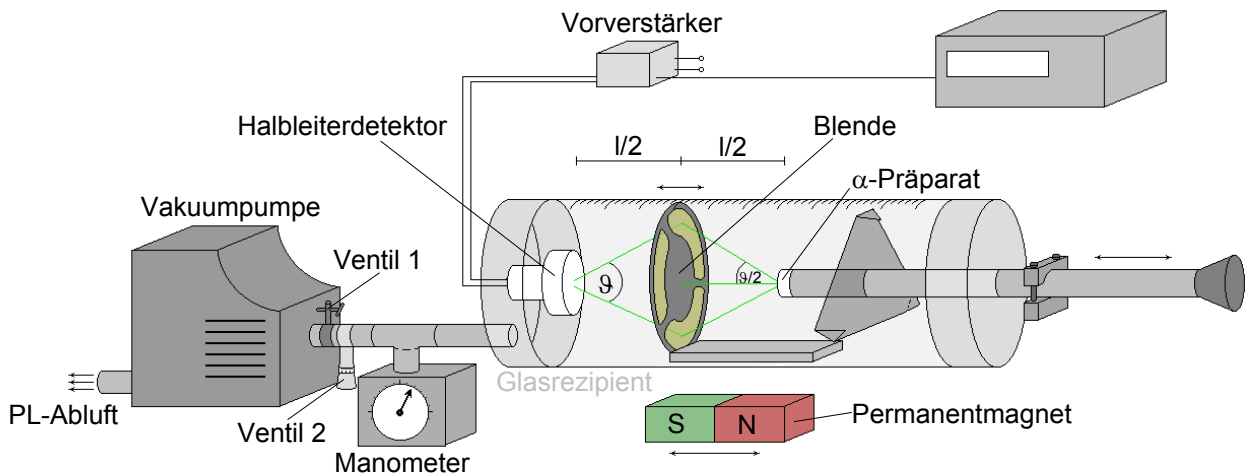
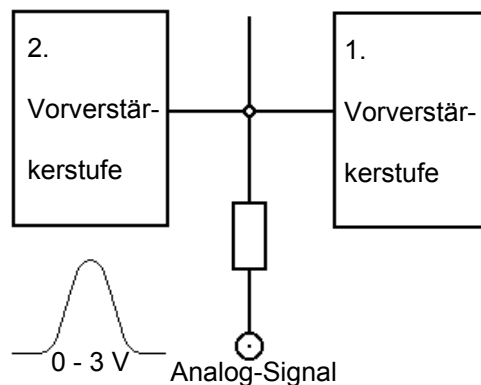


Abb.11a: Anschluß des Vorverstärkers an den Zähler



Der Versuch nach Chadwick ist im PL bereits als vollständiger Aufbau vorhanden. Er besteht aus einer luftdicht verschließbaren Glasröhre mit Skalierung in die passgenau eine verschiebbare Blende aus Aluminium oder Kupfer, befestigt an einem Metallklötzchen eingesetzt wird. Diese ist mit einer einige Atomdicken messenden Goldfolie beschichtet (siehe **Abb.12**).

An der einen Verschlusskappe der Röhre befindet sich ein fest installierter BNC-Anschluß, der für den Halbleiterdetektor vorgesehen ist, außerdem eine Öffnung, an der die Vakuumpumpe angeschlossen wird. Der Detektor wird mit Hilfe des erwähnten Anschlusses mit dem zugehörigen Verstärker verbunden, der gleichzeitig an eine Stromversorgung, sowie zwischen der ersten und zweiten Vorverstärkerstufe an das Zählgerät angeschlossen ist. (siehe **Abb.11a**)

An den Anschluß zwischen Vakuumpumpe und Röhre wurden noch zwei Ventile mit geringem Abstand zu einander angebracht sowie ein Manometer zwischen diesen Ventilen und der Glasröhre.

An der anderen Verschlusskappe ist eine verschiebbare, bis aus der Röhre reichende Metallstange mit Gewinde, zum Befestigen des α -Präparates angebracht. An dieser Stange befand sich zum fixieren dieser eine Muffe, da das Präparat wegen des Unterdrucks in die Glasröhre hinein gezogen werden kann. Außerdem wurde ein Permanentmagnet zum Verschieben der Blende verwendet.

DURCHFÜHRUNG

Klassisch:

Nachdem der Aufbau stand, wurden die jeweiligen Winkel zwischen der Ruhelage des Detektors direkt unter dem mit Goldfolie präparierten Loch und seiner Auslenkung mit Hilfe eines Geodreieckes vermessen und als Skala unterhalb der Vakuumglocke aufgetragen, so daß die Stellung des Griffes der mechanischen Durchführung den jeweiligen Winkel angab. (Wegen des kleinen Versuchsaufbaus waren die Abweichungen in der Skalierung sehr klein und damit auch sehr ungenau, wodurch der Winkel mit großen Fehlern behaftet ist.) Danach wurde die Vakuumglocke evakuiert, wobei ein Druck von etwa 3 Millibar erzeugt wurde.

Zur Einstellung und Abstimmung der Geräte sowie zur Isolation der α -Peaks wurden noch mal der MCA und ein Oszilloskop hinzugezogen. Nachdem die größten Störfaktoren (wie etwa die Betätigung des Lichtschalters) eliminiert waren (um ca. 3 Uhr morgens), wurden die Zählraten in Abhängigkeit vom Winkel bestimmt, also der Detektor in Position gebracht und in einer bestimmten Zeit die detektierten α -Teilchen gezählt (dies geschah wieder mit der integrierten Stoppuhr des gebrachten Zählgerätes). Dieser Vorgang wurde mit verschiedenen Detektorpositionen wiederholt.

Chadwick:

Die Glasröhre wird nach Installation aller Geräte luftdicht verschlossen und evakuiert, wobei die Abgase der Vakuumpumpe durch die PL Abluft entsorgt wurden. Der Evakuierungsvorgang muß sehr langsam erfolgen, da sonst die hauchdünne an der Blende fixierte Goldfolie sofort reißen würde. Dies war durch die beiden Ventile direkt vor der Pumpe gewährleistet, wobei das erste einen Verschuß zur Pumpe bildete, also den Absaugvorgang steuerte, während das zweite (eine Millimeterschraube) die Außenluftzufuhr regelte, also zum Druckausgleich diente. An dem Manometer war der Druck innerhalb der Röhre abzulesen, der bei diesem Versuch deutlich unter ein Millibar sank, wo die Skalierung des Manometers endete.

Die Blende innerhalb der Röhre wurde mit einer an der Präparathalterung angebrachten Vorrichtung zum Detektor hin in Position gebracht und bei Bedarf mit dem zur Feineinstellung ungeeigneten Magneten zurückgeholt. Danach wurde das α -Präparat selbst in Stellung gebracht, wobei darauf zu achten ist, daß der Abstand vom Strahler zur Blende, dem Blende - Detektor gleicht. (Durch die Skalierung auf der Röhre selbst war die Position der einzelnen Objekte sehr genau bestimmbar.)

Nach einigen Voreinstellungen mit Hilfe eines Oszilloskops und des MCA (Multichannelanalyzer) wurden nun die in einer bestimmten Zeit detektierten Ereignisse gezählt und notiert. Dies wurde mit verschiedenen Abständen Detektor - Blende - α -Strahler, die verschiedenen Winkeln entsprechen, wiederholt.

BEOBACHTUNG

Klassisch:

Wie schon in der Durchführung bemerkt, war auch hierbei die Extrahierung der α -Peaks von Störfaktoren, die sich beträchtlich auf den Zähler auswirkten eine zeitaufwendige und nervenaufreibende Sache. Anhand des störungsempfindlichen elektrischen Durchganges der Vakuumpumpe und der störanfälligen Kabel daran mußte diese Verbindung lediglich geringfügig bewegt werden, um eine überhöhte Zählrate zu erhalten. Erschwerend kam hinzu, daß das Ein- und Ausschalten der Deckenbeleuchtung (die um 22:00 vom Hausmeister abgeschaltet wird) ca. 1000 - 3000 falsche Ereignisse brachte. Da Samstags

nach 3:00 Uhr morgens allerdings kaum noch Leute in der Reichweite des PL's störten, konnten dann doch noch einige brauchbare Ergebnisse erzeugt werden, deren Richtigkeit an Ort und Stelle überprüft wurde.

Chadwick:

Es kostete viel Mühe und Zeit alle Geräte so einzustellen, daß sie alle α -Teilchen (im Rahmen der Meßgenauigkeit) registrierten, allerdings keine Störungen angezeigt wurden. Als dies bewältigt war, trat ein neues Problem auf: eigentlich sollte im Chadwickaufbau die Zählrate unabhängig von der Winkeleinstellung sein, diese nahm allerdings mit wachsendem Winkel ab. Dies ist wahrscheinlich mit der Abschirmung des Americium-241 Präparates zu erklären, die sich etwas über den Strahler stülpt. Das Präparat ist somit in seine abschirmende Halterung etwas eingelassen, was es dem radioaktiven Material nicht ermöglicht in alle Richtungen zu strahlen, so, wie in der Theorie betrachtet, sondern den α -Strahl "fokussiert". Dieser fächert sich natürlich wieder auf (nach den Regeln des Abstandsgesetzes), dazu benötigt er jedoch eine gewisse Strecke. Dies ist in der Auswertung mathematisch erfaßt.

AUSWERTUNG

Da beide Versuche in abgedichteten Behältern durchgeführt wurden, muß die Nullrate N_0 (Messung ohne Strahler) bei α -Teilchen Null betragen, deshalb wurde hier auf eine Nullratenmessung verzichtet.

Klassisch:

Alle Messungen wurden mehrmals in kleineren Zeitabständen als in der Tabelle angegeben durchgeführt. Die jeweils zu einer Winkeleinstellung des Detektors gehörenden Werte wurden zusammengefaßt, da sich durch die nun längeren Meßzeiten die Fehler von N verringerten.

Wegen der oben erwähnten Probleme (z.B. Betätigung des Lichtschalters) und der Tatsache, daß durch die Größe der wirksamen Detektorfläche ($A_{WD}=1,35 \cdot 10^{-2} \pm 0,05 \cdot 10^{-2}m$) bei einer Auslenkung des selben um 5° alle ungestreuten α -Teilchen ebenfalls noch auf den Detektor treffen, sind in der graphischen Darstellung lediglich fünf Werte wiederzufinden, diejenigen von $10^\circ - 40^\circ$.

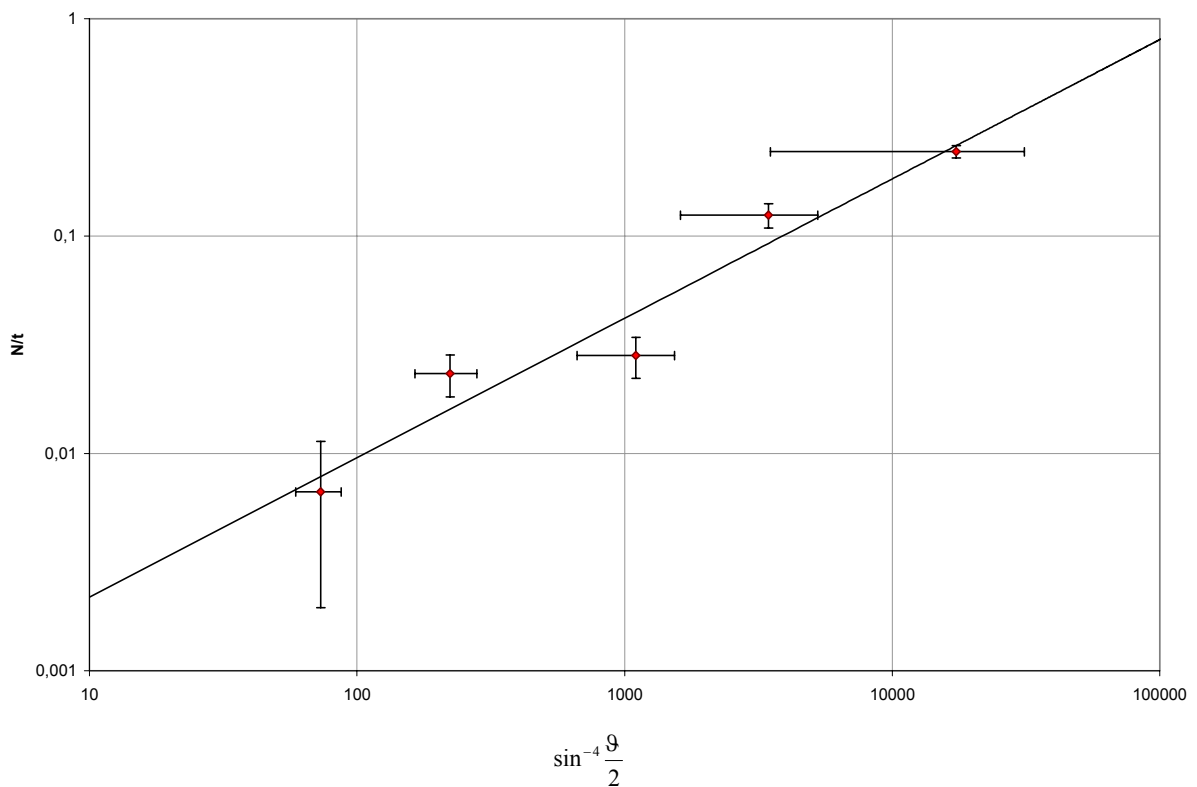
Die beiden untersten (rot markierten) Eintragungen in der Tabelle (15° und 40°) sind Fehlmessungen die durch den instabilen Aufbau verursacht wurden. Sie sollten aber wenigstens in der Tabelle festgehalten werden, um etwas von den Schwierigkeiten wiederzugeben, die es zu bewältigen galt.

Die Messung bei 50° Detektoreinstellung wurde allerdings nicht mit in die Tabelle aufgenommen, da hier kein Ereignis mehr gemessen werden konnte.

ϑ [°]	$\frac{1}{\sin^4 \vartheta/2}$	$\Delta\left(\frac{1}{\sin^4 \vartheta/2}\right)$	$\Delta\left(\frac{1}{\sin^4 \vartheta/2}\right)$ [%]	N	t [s]	$\frac{N}{t}$	$\frac{\sqrt{N}}{t}$	$\frac{\sqrt{N}}{t}$ [%]
5	200000	400000	160	824	60	137	0,48	3,5
10	17000	14000	80	235	960	0,245	0,016	6,5
15	3400	1800	53	60	480	0,125	0,016	13
20	1100	440	39	22	780	0,028	0,006	21
30	220	58	26	21	900	0,023	0,005	22
40	73	14	19	2	300	0,007	0,005	71
15	3000	2000	53	224	60	3,7	0,3	7
40	73	14	19	46	600	0,077	0,011	15

Da trotz Auslassens extrem störender Werte die Meßpunkte in Graph 1 sehr weit auseinander liegen, was eine Häufung der meisten Punkte um den Ursprung nach sich zieht, so daß der Graph lediglich zwischen zwei Punkten sichtbar aufgespannt wird (das ergibt immer eine Gerade), ist der lineare Zusammenhang dieser Meßwerte nur in doppelt logarithmischer Skalierung wirklich erkennbar.

Graph 1:



In diesem Versuch wurde lediglich der Winkel verändert, also ist in der Rutherford'schen Streuformel auch nur die Winkelabhängigkeit $\sin^{-4} \frac{\theta}{2}$ entscheidend und somit sind alle weiteren Variablen in einer Konstanten zusammenfaßbar:

$$const. = N \cdot n \cdot \Delta x \cdot \left(\frac{Z \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot m_\alpha v_0^2} \right)^2 \cdot d\Omega$$

N ist aus der Aktivität $a(t) = a_0 \cdot e^{-\lambda t}$ (siehe Seite 12) zu schließen und beträgt hier bei einer Anfangsaktivität $a_0 = 370 \text{ kBq}$, einem Alter der Präparates von $t = 26 \text{ a}$ (Kaufzeitpunkt: 1975) und einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 432,2 \text{ a}$: $a(t) = 354,9 \text{ kBq} \triangleq N$.

n, die Dichte der Folie, ist im Literaturwert Dichte von Gold $n_G = 19,3 \cdot 10^6 \frac{\text{g}}{\text{m}^3}$ zu entnehmen und ihre Dicke Δx betrug $3 \mu\text{m}$.

Der Raumwinkel $d\Omega$ lässt sich wie erläutert durch $d\Omega = \frac{A_{WD}}{R^2}$ berechnen, wobei die wirksame

Detektorfläche $A_{WD} = 100 \text{ mm}^2$ dem zum Halbleiterdetektor gehörigen Manual entnommen, während R grob als Abstand zwischen Goldfolie und Detektor zu $R = 0,07 \pm 0,01 \text{ m}$ abgeschätzt wurde.

Aus der kinetischen Energie eines α -Teilchen aus dem Am-241 Zerfall (es wurde der Mittelwert $\overline{E_{kin}} = 5,45 \text{ MeV}$ der fünf Energiewerte genommen, da diese sehr dicht beieinander

liegen) ist $v_0 = 16,15 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ mit der Formel $v_0 = \sqrt{\frac{2E_{kin}}{m_\alpha}}$ zu bestimmen. Da die

Anfangsgeschwindigkeit dieser Teilchen nur einen kleinen Bruchteil (*ca.* $\frac{1}{19}$) der Lichtgeschwindigkeit ausmacht, genügt hier die nichtrelativistische Betrachtung.

Alle weiteren Elemente der Konstante sind Naturkonstanten oder aus Tabellen, wie dem Periodensystem, zu entnehmen.

Hieraus ergibt sich eine theoretische Konstante von $\text{const}_{\text{Theo}} = N \cdot n \cdot \Delta x \cdot C \cdot d\Omega$, während die Steigung der durch die Meßpunkte gelegten Geraden eine durch die Meßwerte gegebene

Konstante von $\text{const}_{\text{Meß}} = \frac{dN}{\sin^{-4} \frac{\vartheta}{2}}$ ergibt, da $\frac{dN}{\sin^{-4} \frac{\vartheta}{2}} = N \cdot n \cdot \Delta x \cdot C \cdot d\Omega$ die Steigung der

Geraden durch die Hypotenuse eines angelegten Steigungsdreieckes beschreibt.

$\text{const}_{\text{Meß}}$	$\Delta \text{const}_{\text{Meß}}$	$\Delta \text{const}_{\text{Meß}} [\%]$	$\text{const}_{\text{Theo}}$	$\Delta \text{const}_{\text{Theo}}$	$\Delta \text{const}_{\text{Theo}} [\%]$
$1,5 \cdot 10^{-5}$	$0,88 \cdot 10^{-6}$	6	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$2,15 \cdot 10^{-4}$	287

FEHLERBETRACHTUNG:

In der Messung selbst wurde nur ein einziger Fehler abgeschätzt, der des Streuwinkels ϑ mit $\Delta\vartheta = 2^\circ$ und der Fehler von $\frac{\sin^{-4} \frac{\vartheta}{2}}{2}$ mit Hilfe des Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes

$$\Delta\vartheta = \frac{2 \cdot \cos \frac{\vartheta}{2}}{\sin^5 \frac{\vartheta}{2}} \quad \text{bestimmt.}$$

Der Fehler der gemessenen Teilchen N ergibt sich aus $\Delta N = \sqrt{N}$, wie auch in der Tabelle selbst zu sehen ist.

In der Messung hängt der Fehler der Konstanten von den einzigen hier bekannten Größen

N/t und ϑ ab, er wurde mit der Formel $\Delta \text{const}_{\text{Meß}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N/t}{N/t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\sin^{-4} \frac{\vartheta}{2})}{\sin^{-4} \frac{\vartheta}{2}}\right)^2} \cdot \text{const}_{\text{Meß}}$

errechnet, wobei dieser Fehler, wie auch der Wert der Konstanten selbst, gemittelt wurde.

Leider ist auch der Theoriewert durch die zu grobe Abschätzung bei R fehlerbehaftet ($\Delta R = 0,01 \text{ m}$) die ebenfalls mit Hilfe des Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes berechnet

wurden: $\Delta \text{const}_{\text{Theo}} = \sqrt{\left((-2) \cdot \frac{\Delta R}{R}\right)^2} \cdot \text{const}_{\text{Theo}}$

Chadwick:

Während die Blende zu $r = 0,068 \pm 0,005\text{m}$ (Radius), $u = 0,035 \pm 0,005\text{m}$ (Strecke von der Mitte der Blende bis zum unteren Rand der Goldfolie) und einer Breite der Goldfolie von $0,05 \pm 0,005\text{m}$, woraus sich der Wert $h = 0,0375\text{m}$ (von der Mitte der Blende bis zur Mitte der Goldfolie) ergab, vermessen wurde, fand eine Messung der einfallenden α -Teilchen mit Präparat aber ohne Blende in evakuierten Glasrezipienten statt. Es ergab sich in 0,2m Abstand des α -Strahlers vom Detektor eine Zählrate von 40 Einschlägen pro Sekunde.

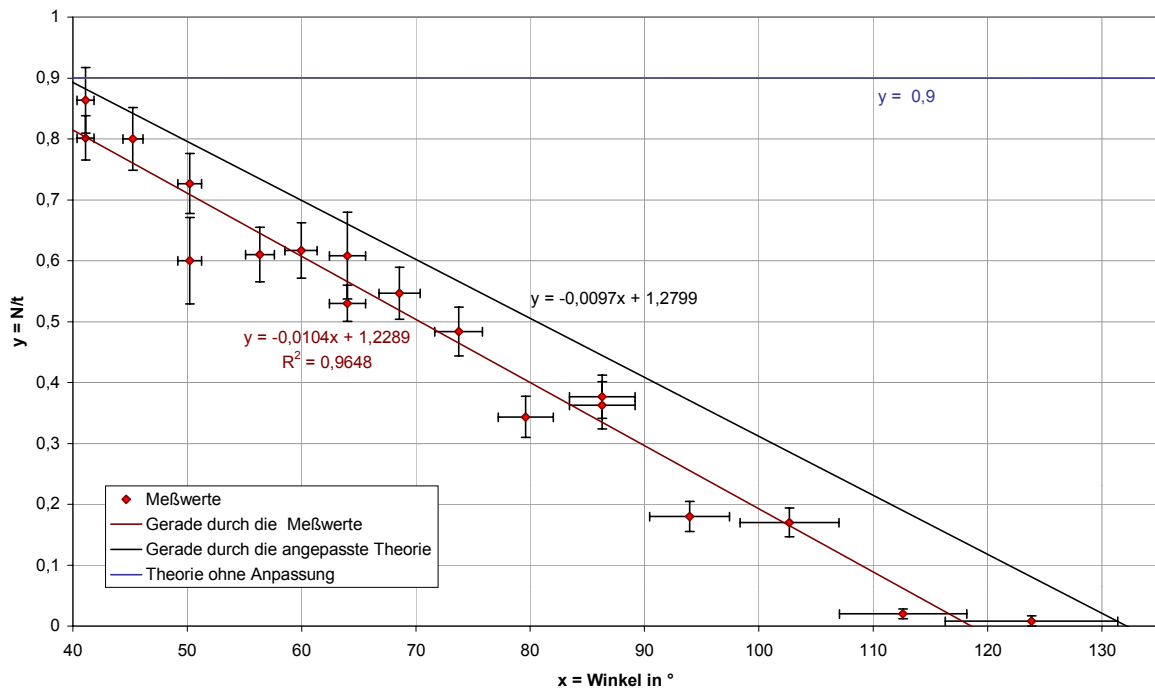
Der in der Tabelle auftretenden Streuwinkel ϑ ergibt sich durch eine einfache geometrische

Betrachtung: $\tan \frac{\vartheta}{2} = \frac{l/2}{h}$, wobei $l/2$, wie bereits erwähnt, den Abstand zwischen Strahler und Blende, sowie auch den zwischen Blende und Detektor beschreibt.

$l/2$ [m]	ϑ [°]	$\Delta\vartheta$ [°]	$\Delta\vartheta$ [%]	N	t [s]	$\frac{N}{t}$ [1/s]	$\frac{\sqrt{N}}{t}$ [1/s]	$\frac{\sqrt{N}}{t}$ [%]
0,100	41,1	0,8	1,8	740	900	0,82	0,03	3
0,090	45,2	0,9	1,9	240	300	0,80	0,05	7
0,080	50,2	1,0	2	290	420	0,69	0,04	6
0,070	56,4	1,3	2	183	300	0,61	0,05	7
0,065	60,0	1,4	2	185	300	0,62	0,05	7
0,060	64,0	1,6	3	391	720	0,54	0,03	5
0,055	68,6	1,8	3	164	300	0,55	0,04	8
0,050	74	2,1	3	145	300	0,48	0,04	8
0,045	80	2,4	3	103	300	0,34	0,03	10
0,040	86	2,9	3	200	540	0,37	0,03	7
0,035	94	3,5	4	54	300	0,18	0,02	14
0,030	103	4,3	4	51	300	0,17	0,02	14
0,025	113	5,6	5	6	300	0,020	0,008	40
0,020	124	7,5	6	1	120	0,008	0,008	100

Aus diesen Meßwerten ist die bereits erwähnte annähernd lineare Winkelabhängigkeit erkennbar. Als angepaßte Theorie wurde die Geometrie des Präparates mit berücksichtigt, die Theorie selbst ist konstant.

Graph 2:



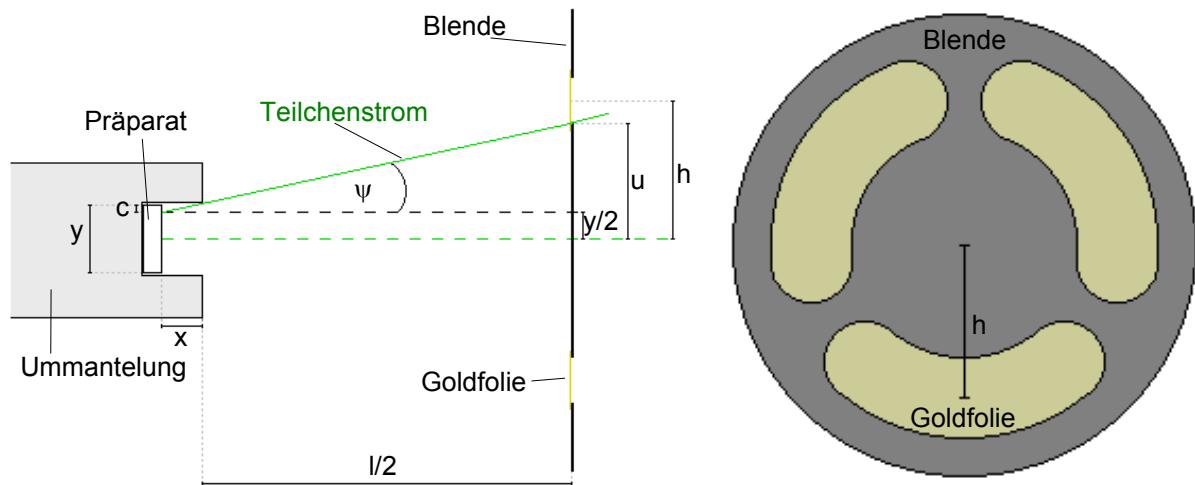
Aus der angepassten Theorie kann zumindest ein gewisser Zusammenhang zu unseren Meßwerten erkannt werden.

Eigentlich sollte die Anzahl der in den Detektor fallenden Teilchen, wie in der Theorie gezeigt winkelunabhängig sein.

Allerdings ist wie in der Beobachtung erwähnt und hier skizziert ein nahezu linearer Abfall der detektierten α -Teilchen mit steigendem Winkel (also wachsender Nähe Quelle - Folie - Detektor) zu erkennen. Dieser beruht auf der Geometrie des in die Ummantelung leicht

vertieft eingebetteten Präparates, welche die α -Strahlung in die meisten Raumrichtungen hin abschirmt und sie so "fokussiert".
 Zweidimensional ist diese geometrische Gesetzmäßigkeit leicht zu erfassen:

Abb.12:



Die hier skizzierte Teilchenbahn ist diejenige, die noch gerade so an der Ummantelung vorbei durch die Goldfolie fällt.

Zwischen dieser und der verlängerten unteren Kante des Mantels liegt der Winkel ψ . x beschreibt die Tiefe in der sich das Präparat befindet und y dessen Durchmesser, da im Idealfall der Mittelpunkt des Präparates genau auf den Mittelpunkt der Blende zeigt, ist der Radius des Präparates $y/2$ annähernd von dessen Mitte bis zum unteren Rand der Ummantelung auch auf der Blende auftragbar.

Das Stückchen c beschreibt den Bereich in dem jede α -Strahlung von dem Mantel abgeschirmt wird, dessen untere Grenze natürlich der oben beschriebene Strahl ist und u die Strecke zwischen Mitte der Blende bis zur unteren Kante der Goldfolie.

h und $l/2$ sind aus dem Theorieteil bekannte Größen.

Die gesuchte Größe c ergibt sich zu:

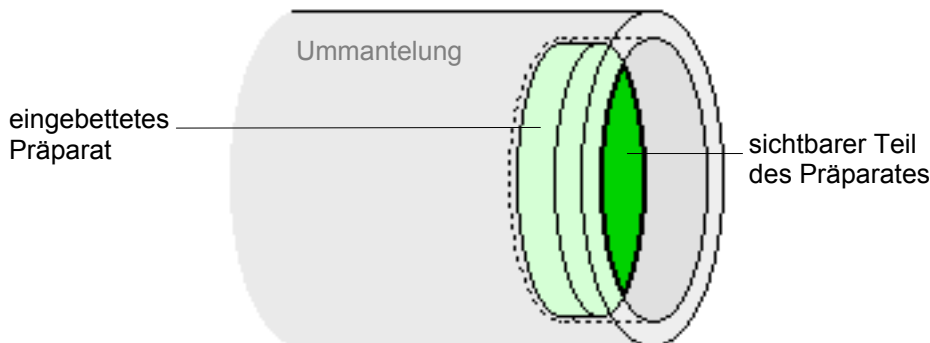
$$\frac{c}{x} = \tan\psi = \frac{u - y/2}{l/2} \Leftrightarrow c = \frac{x \cdot \left(u - \frac{y}{2}\right)}{l/2},$$

dabei sind u , y und x konstante Größen, nur c und $l/2$ sind variabel, damit ist auch der Ausdruck $u - \frac{y}{2} = \text{const.}$

c ist antiproportional zum Abstand: $c \propto \frac{1}{l/2}$ und somit auch zur detektierten Teilchenzahl.

Da aber die Größen x und y nicht meßbar waren, denn niemand wollte einen aktiven α -Strahler (den stärksten, den das PL besitzt) genau vermessen (falls dies möglich gewesen wäre) muß sich mit der theoretischen Erfassung des Problems zufrieden gegeben werden. Diese ist allerdings auch nur genähert einsetzbar, da das hier verwendete Präparat rund war und dadurch eine komplexere Geometrie berücksichtigt werden müßte, wie z.B. die Linsenförmige Ausdehnung des sichtbaren Präparatstückes.

Abb.13:



Deshalb wurde hier die Größe c geschätzt und das Ergebnis auf eine Gerade angenähert,

deren Punkte mit $\frac{N}{t} = \frac{l/2}{\text{const.}}$ mit $\text{const.} = 0,1\text{m}$ errechnet wurden, so daß sie relativ gut mit

den erworbenen Meßwerten übereinstimmt. Ein konstanter Theoriegraph befindet sich ebenfalls in der graphischen Darstellung zu diesem Versuch, wobei die Anzahl der einfallenden Teilchen den höchsten Wert der gleich über deren Meßgeraden verlaufenden Theoriegerade entspricht. Leider kann hier keine Aussage darüber getroffen werden, ob hier die Abschirmung tatsächlich keine Rolle mehr spielt, da der Glasrezipient nur eine begrenzte Länge besitzt und somit nicht jeder beliebige Abstand eingestellt werden kann. Wahrscheinlich ist jedoch, daß das nicht der Fall ist, so daß die tatsächliche Anzahl der einfallenden α -Teilchen unbekannt bleibt.

FEHLERBETRACHTUNG:

Abgeschätzt wurden die statistischen Fehler für die Abmessungen der Blende mit $\Delta h = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ und der Fehler vom Abstand mit $\Delta l/2 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

Daraus ergibt sich als Fehler für den Streuwinkel $\Delta \vartheta = \sqrt{\frac{4 \cdot (\Delta l/2)^2}{(h + l/2)^2} + \frac{4 \cdot (l/2)^2 \cdot (\Delta h)^2}{(h^2 + l/2 \cdot h)^2}}$.

Der Fehler der Zählrate N ist wieder $\Delta N = \sqrt{N}$.

RESÜMEE

Radioaktive Strahlung ist sehr chaotisch. Wann ein Atom zerfällt, oder nicht bleibt dem Zufall überlassen und ist auf keinen Fall vorhersagbar. Damit sind alle Versuche mit Radioaktivität schon mit einem, im Gegensatz zu anderen Messungen, ziemlich großen Fehler behaftet, der erst nach einer Vielzahl von Meßwerten überschaubar wird. Kommen hierzu noch andere schwerwiegende Probleme, wie z.B. das nicht gerade optimal ummantelte Präparat im Chadwickaufbau oder die ungenauen Winkelabmessungen im klassischen Aufbau, von der Sensibilität der Meßapparatur ganz zu schweigen, ist es schwer, brauchbare Meßwerte zu erlangen, deren Fehler nicht alle Grenzen übersteigen. Hinzu kommt, daß durch Unwissenheit in klassischen Aufbau viel zu große Winkeländerungen gemacht wurden, die dazu führten, daß kein vernünftiger Graph angefertigt werden konnte, da die Meßpunkte viel zu weit von einander entfernt liegen. Deshalb ist es ratsam einen sehr präzise einzustellenden Aufbau zu entwerfen und lediglich kleine Schritte in einem Bereich von etwa $10^\circ - 20^\circ$ zu machen.

Auch die Theorie ist nicht ohne Schwierigkeiten zu ergründen, was viel Vor- und Nacharbeit erfordert. Speziell im Aufbau nach Chadwick ist es anschaulich nur schwer einzusehen, daß die Zählrate winkelunabhängig sein soll.

TIPS:

Es sei hier angeraten, sich vor allen Dingen für einen Versuchsaufbau zu entscheiden, da beide wegen der langen Meßzeiten, sowie der möglicherweise ebenfalls langwierigen Einstellungen, sehr viel Zeit in Anspruch nehmen. Ferner ist die Ausarbeitung der Theorie vor dem Versuch genau und verständlich zu diskutieren, da diese keinesfalls trivial ist und sich auch nicht aus einfachen Formeln leicht herleiten läßt, so daß jeder einen groben Überblick über das Geschehen behalten kann.

Wird sich für den klassischen Versuch entschieden, so sollten auf jeden Fall zwei Versuchstermine dafür veranschlagt werden, einer für die Konzeption und den Aufbau (sollte unser Aufbau nicht bestehen bleiben) und einer für die eigentliche Messung, die spät Nachts, wie bereits erwähnt, am genauesten wird.

Viel Spaß dabei!

LITERATURVERZEICHNIS

1. Wolfgang Nolting: "Grundkurs Theoretische Physik", Band 5.1; Vieweg Verlag; 4. Auflage; S. 31ff
2. Helmut Vogel: "Gerthsen Physik", Springer Verlag; 20. Auflage; S. 669ff
3. Wolfgang Demtröder: "Experimentalphysik 3", Springer Verlag; 2. Auflage; S. 63ff
4. Heinz Niedrig: "Physik", Springer Verlag; 1992; S. 308ff
5. Armin Hermann: "Lexikon - Geschichte der Physik A-Z", Aulis Verlag Deubner und Co. KG; 1978