PAP 2.2
Versuch 253: "Absorption von α-, β-, und γ-Strahlen"

Jonas Schweer

15. Januar 2025

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **2**
- 1.1 Ziel des Versuchs . . . 2
- 1.2 Versuchsaufbau . . . 2
- 1.3 Physikalische Grundlagen . . . 3
  - 1.3.1 Radioaktivität und Aktivität . . . 3
  - 1.3.2 Bestimmung der Aktivität anhand eines Raumwinkels . . . 3
  - 1.3.3 Korrektur des Raumwinkels . . . 4
  - 1.3.4 Arten der Strahlung . . . 4

2 Messprotokoll **5**

3 Auswertung **9**
- 3.1 Aufgabe 1 . . . 9
- 3.2 Aufgabe 2 . . . 11
- 3.3 Aufgabe 3 . . . 12
- 3.4 Aufgabe 4 . . . 13

4 Zusammenfassung und Diskussion **14**

5 Anhang **16**

1 Einleitung

1.1 Ziel des Versuchs

In diesem Versuch wollen wir mit einem $^{90}Sr/^{90}Y$ Präparat die Absorption von β-Strahlen, mit einem ^{60}Co-Präparat die Absorption von γ-Strahlen und mit einem ^{241}Am-Präparat die Absorption von α-Strahlen untersuchen. Wir wollen zudem noch die Maximalenergie der β-Strahlung, sowie die Aktivität des γ-Strahlers ermitteln.

1.2 Versuchsaufbau

Für einen großen Teil der Aufgaben nutzen wir einen Versuchsaufbau bestehend aus einem Geiger-Müller-Zählrohr, welches wir an das dazugehörige Betriebsgerät anschließen, welches wir nutzen, um die Betriebsspannung einzustellen, sowie um die registrierten Ereignisse abzulesen. Vor dem Zählrohr ist können wir auf einer Schiene die Präparatehalterung (die auch als Kollimatoren fungieren) festmachen und so den Abstand variieren und die unterschiedlichen Strahler einlegen. Auch lässt sich vor den Präparaten verschiedene Absorber platzieren, vor dem β-Strahler Aluminiumplatten und vor dem γ-Strahler Bleiplatten. Wir platzieren die Bleiplatten vor den Kollimator, um unerwünschte Effekte zu minimieren, die Aluminium-Platten jedoch vor das Zählrohr, um die im Aluminium gestreuten β-Strahlen trotzdem zu registrieren.
Für die Messung der α-Strahlen nutzen wir einen anderen Aufbau. Dieser besteht aus einem Evakuierten Glaszylinder, welcher ein Zählrohr und das verwendete ^{241}Am Präparat eingebaut hat. Der Druck in dem Glaszylinder lässt sich mit einer externen Vakuumpumpe einstellen und über ein Manometer ablesen.

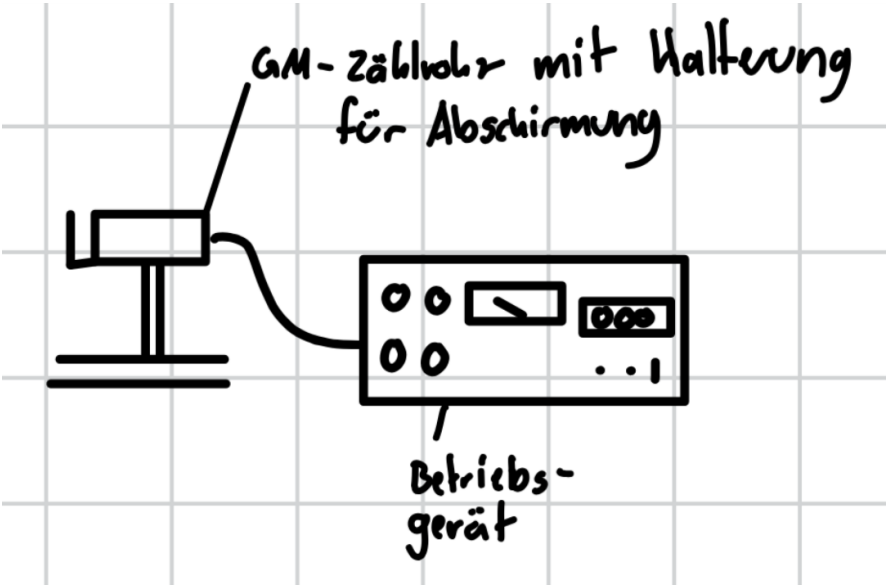


Abbildung 1: Messaufbau für β- und γ-Strahler

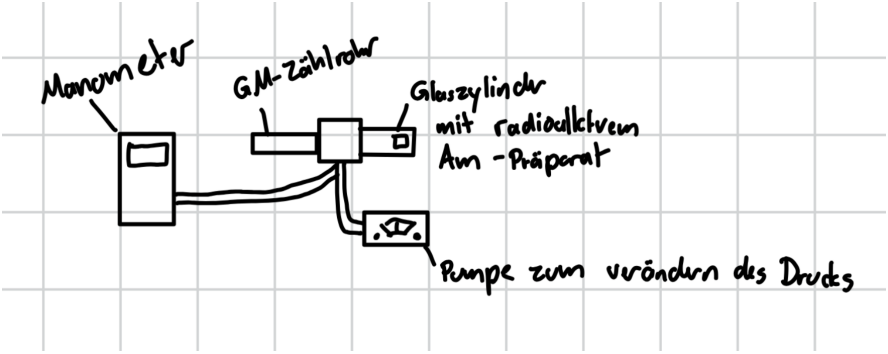


Abbildung 2: Messaufbau für α-Strahler

1.3 Physikalische Grundlagen

1.3.1 Radioaktivität und Aktivität

Radioaktivität beschreibt das Phänomen, dass instabile Atomkerne spontan unter Abgabe von Energie (radioaktive Strahlen) in einen energetisch günstigeren, stabileren Zustand übergehen. Die Strahlung tritt entweder als Materiestrahlung (α- und β-Strahlung) oder als elektromagnetische Strahlung (γ-Strahlung) auf. Die Aktivität eines Stoffes ist dann ein Maß dafür, wie oft in der Sekunde ein solcher Zerfall stattfindet. Das Zerfallsgesetz lautet:

$$n(t) = n_0 \exp\left[-\lambda t\right] \tag{1}$$

Dabei ist n_0 die Anfangsaktivität und λ die Zerfallskonstante. Die Zerfallskonstante steht in direktem Zusammenhang mit der Halbwertszeit, sie gehen so ineinander über:

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \tag{2}$$

1.3.2 Bestimmung der Aktivität anhand eines Raumwinkels

Da die Aktivität die Anzahl der Zerfälle unter Abgabe von Strahlung beschreibt, und diese in alle Raumrichtungen stattfinden können, müsste man (um alle Zerfälle aufzunehmen) auf der gesamten Kugeloberfläche messen. Da unser Zählrohr allerdings nur einen kleinen Bereich misst, dem Raumwinkel Ω, und auch nur mit einer Wahrscheinlichkeit ϵ die Strahlung registriert, müssen wir diese gemessene Rate auf die gesamte Aktivität hochrechnen. Der Raumwinkel selbst lässt sich Näherungsweise als

$$\Omega = \frac{\pi r^2}{d^2} \tag{3}$$

bestimmen, wobei r der Zählrohrradius ist und d der Abstand zwischen Präparat und Zählrohr. Wenn wir nun also die gemessenen Zerfälle n auf die gesamte Aktivität A hochrechnen, erhalten wir:

$$A = \frac{4\pi n}{\epsilon\Omega} = \frac{4nd^2}{\epsilon r^2} \tag{4}$$

1.3.3 Korrektur des Raumwinkels

Bei der Berechnung des Raumwinkels sind wir davon ausgegangen, dass die Detektion nur im Abstand d und im Radius r stattfindet. Da die Detektion aber tatsächlich entlang des gesamten Rohrs stattfindet, und der Raumwinkel am Beginn zwar der berechnete ist, der ganz am Ende des Zählrohrs mit Länge l eben $\Omega = \frac{\pi r^2}{(d+l)^2}$ ist, muss eine Abschätzung von Ω erfolgen, die sich mit der gemessenen Aktivität verträgt. Dafür nehmen wir an, dass die Detektion in der Mitte unseres Zählrohrs erfolgt. Der Raumwinkel und die Aktivität werden also zu:

$$\Omega = \frac{\pi r^2}{\left(d + \frac{l}{2}\right)^2} \tag{5}$$

$$A_{korr} = \frac{4n\left(d + \frac{l}{2}\right)^2}{\epsilon r^2} \tag{6}$$

1.3.4 Arten der Strahlung

Wie bereits besprochen, gibt es Strahlung in Form von Materie, und in Form von elektromagnetischen Wellen. α-Strahlung zum Beispiel besteht aus zweifach positiv geladenen Heliumkernen. Die Reaktion, bei der solch eine Strahlung entstehen würde sieht also wie folgt aus:

$$^{A}_{N}\mathrm{X} \longrightarrow {}^{A-4}_{N-2}\mathrm{X} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}^{2+} \tag{7}$$

β-Strahlen hingegen kommen in 2 Formen. Einmal β^+-Zerfall und einmal β^--Zerfall. Bei β^+-Zerfall wird ein Positron e^+ und ein Neutrino ν_e freigesetzt, und bei β^--Zerfall ein Elektron e^- und ein Antineutrino $\bar{\nu}_e$. Die Reaktionsgleichungen würden so aussehen:

$$\beta^+ : \ {}^{A}_{N}\mathrm{X}_P \longrightarrow {}^{A}_{N+1}\mathrm{X}_{P-1} + e^+ + \nu_e \tag{8}$$

$$\beta^- : \ {}^{A}_{N}\mathrm{X}_P \longrightarrow {}^{A}_{N-1}\mathrm{X}_{P+1} + e^- + \bar{\nu}_e \tag{9}$$

Da beim β-Zerfall noch Neutrinos bzw. Antineutrinos entstehen, und sich die Energie so auf drei Teilchen aufteilen kann, entsteht im Gegensatz zu α-Teilchen ein Energiespektrum welches Energien von 0 bis einem charakteristischen E^{β}_{max} aufweißt. Bei α-Strahlen würde sich nur ein Energieniveau sichtbar machen, welches ebenfalls charakteristisch ist.

Da diese beiden Strahlungen Materiestrahlungen sind, werden sie hauptsächlich durch Zusammenstöße mit anderen Atomen absorbiert, da sie dabei ihre Energie abgeben. Bei α-Strahlen machen diese Zusammenstöße einen großen Teil des Absorptionsverhaltens aus, da sie viel Massereicher sind als die Elektronen/Positronen der β-Strahlung. Dabei ist die Energie, die ein α-Teilchen beim Zusammenstoß verliert invers proportional zur Geschwindigkeit, also verlieren schnellere Teilchen weniger Energie, als langsame Teilchen. So kommt es, dass α-Teilchen in Materie eine bestimmte Reichweite haben, über die die Intensität nahezu konstant bleibt. Jedoch fällt sie nach dieser kritischen Dicke sehr rasch auf 0 ab. β-Strahlen hingegen sind viel leichter und verlieren so beim Zusammenstoß nicht ganz so viel Energie ($\rightarrow$ mehr Reichweite). Allerdings werden sie viel öfter umgelenkt und so legen sie in dem Material teilweise eine viel längere Strecke zurück. Damit erschwert sich die Auswertung der Absorptionskurve, da sie durch die variierenden Wege verwaschen wird. Auch das kontinuierliche Energiespektrum der Strahlen erschwert die Auswertung.

γ-Strahlung besteht aus elektromagnetischen Wellen und wird unter bestimmten Bedingungen als Nebenprodukt bei α- oder β-Zerfall gebildet. Beim Übergang eines Stoffes in einen energetisch niedrigeren Zustand, wird ein Photon mit der überschüssigen Energie freigegeben. Diese Energien, die davon abhängen, von welchem in welchen Zustand das Atom gesprungen ist, und die dann das Photon letztendlich hat, sind charakteristisch, aber diskret. So entsteht kein kontinuierliches Spektrum, sondern vereinzelte Linien, die zu den charakteristischen Energien gehören. Absorbiert werden sie nach dem Lambert-Beer-Gesetz:

$$n(x) = n_0 \exp\left[-\mu x\right] \tag{10}$$

μ ist hier der Schwächungskoeffizient und x die Dicke des Absorbers. Für die Absorption der γ-Strahlen gibt es im wesentlichen 3 Ursachen:

- Der Photoeffekt beschreibt den Prozess, bei dem ein Gammaquant seine Energie an ein gebundenes Elektron abgibt. Durch diese Energieübertragung wird das Elektron vollständig aus seiner Bindung gelöst. Dies führt dazu, dass Elektronen aus äußeren Schalen nachrücken, um die entstandene Lücke zu füllen. Beim Nachrücken geben diese Elektronen Energie in Form von Licht ab.
  Für den Photoeffekt gibt es bestimmte Energieschwellen: Ab einer bestimmten Strahlungsenergie können Gammaquanten auch Elektronen aus tieferliegenden Schalen herauslösen. Dadurch nimmt die Absorptionsfähigkeit des Materials sprunghaft zu, abhängig von der Energie der Strahlung. Vernachlässigt man die Energiedifferenzen zwischen den freien Außenorbitalen und der Ionisationsenergie, können Elektronen jede Energie aufnehmen, die oberhalb von $13.7eV \cdot (Z-1)^2$ liegt.

- Die Comptonstreuung bezeichnet den Prozess, in dem ein γ-Quant an einem Hüllenelektron gestreut wird. Es verliert bei diesem inelastischen ein Teil seiner Energie.

- Die Paarbildung ist das Zerfallen des γ-Photons in ein Elektron-Positron-Paar. Die überschüssige Energie, die nicht zur Bildung der beiden Teilchen beigetragen hat, wird in kinetische Energie für diese oder auch ein weiteres beteiligtes Teilchen wie zum Beispiel einen Kern verwandelt.

Die Stärke dieser Effekte sind unterschiedlich für die Energien der γ-Strahlen. Während bei kleinen Energien der Photoeffekt noch einen Großteil der Abschwächung ausmacht, dominiert bei steigender schnell der Compton-Effekt für die Absorption. Bei Energien von $> 1.022MeV$ tritt die Paarbildung das erste mal auf und überwiegt dann schnell. Der Schwächungskoeffizient sinkt zuerst mit höheren Energien, jedoch steigt er durch die Paarbildung ab einem gewissen Energiewert wieder an.

2 Messprotokoll

Messprotokoll: Absorption (253)

Harish Mahendran
Jonas Schweer

Messinstrumente:
- Geiger-Müller Zählrohr
- Zählgerät
- Evakuierbarer Glaszylinder mit Zählrohr und ^{241}Am-Präparat
- β-Präparat ($^{90}Sr/^{90}Y$)
- γ-Präparat (^{60}Co)
- Kollimatoren
- Verschiedene Absorber
- Vakuumpumpe

Nullmessung

Wir führen eine Untergrundzählratenmessung durch. Dafür lassen wir das Zählrohr bei $U = (540 \pm 5)V$ für 5 min zählen, ohne radioaktive Quellen im Raum. Wir messen:

$$n_{5min} = 112$$

Der Durchmesser des Zählrohres beträgt:

$$d = 14mm$$

Absorbtion von β-Strahlung in Aluminium

Wir spannen ^{90}Sr mit der Seriennummer CT871 in die Vorrichtung und messen die gezählten Klicks bei verschiedenen Dicken von Aluminium vor dem Präparat. (^{90}Sr: Nennaktivität: 74 kBq ; NDS = 15378 ; Abstand 6cm)

Dicke d[mm]	0	3	6	9	12	15	18	21	24	27
Messzeit t[s]	30	30	30	30	30	30	30	30	120	120
Klicks	935	565	344	236	189	100	78	23	91	72

30	34
120	300
54	132

Tabelle 1: Gezählte Klicks pro Aluminiumdicke (β-Strahlen)

Absorbtion von γ-Strahlen in Blei

Nun nutzen wir ein ^{60}Co Präparat, welches wir vor das Zählrohr spannen. Mit diesem zählen wir die eintreffenden γ-Strahlen pro Dicke an Blei, die wir vor dem Präparat platzieren. Der Anfang des Zählrohrs hat zum Präparat den Abstand $x = 15\,cm$. Seriennummer: SN372 ; Nennaktivität: 3,7 MBq ; Messzeit: 60s

Dicke d [mm]	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
Klicks	845	579	428	377	336	206	180	162	145	135	108

Tabelle 2: Absorbtion von γ-Strahlen in Blei

Aktivitätsbestimmung des γ-Strahlers

Nun schrauben wir das Präparat in den Bleizylinder und stellen verschiedene Abstände zum Zählrohr ein. Wir messen jeweils 60s die Klicks.

Abstand x [cm]	5,0	10,0	20,0	±0,3 cm
Klicks	4056	1665	500	

Tabelle 3: Klicks pro Zählrohrabstand

Absorptions und Energiemessung von α-Strahlung

Daten: Abstand Präparat Zählrohr: 4,2 cm;

Flächendichte des Glimmerfensters: 2,25 $mg\,cm^{-2}$

Wir schließen nun eine Vakuum-Pumpe an. Zunächst stellen wir den Druck auf 20 mbar und messen die Klicks, die von dem Alpha-Strahler ausgehend gemessen werden. Dann erhöhen wir den Druck in passenden Intervallen und messen erneut. Die Messzeit beträgt 60 s

Druck p [mbar]	20	137	218	325	435	517	628	738	818
Klicks	13012	12999	12688	12167	4976	418	232	217	244

918	1014	350	378	400	420	458	479	±3 mbar
224	220	11950	10721	8848	6454	2944	1406	

Tabelle 4: Klicks pro Luftdruck: α-Strahlen

Fehler Zählung: $\Delta n = \sqrt{n}$

Fehler Abstand Zählrohr jeweils $\Delta x = 91\,cm$

3 Auswertung

3.1 Aufgabe 1

In Aufgabe 1 nutzen wir Tabelle 1 um die gemessene Zählrate (minus dem Untergrund) $n - n_0^\beta$ gegenüber der Absorberdicke x aufzutragen. Wir wollen daraus die maximale Reichweite, die β-Strahlen in diesem Medium haben extrapolieren. Die geplotteten Ergebnisse sehen folgendermaßen aus:

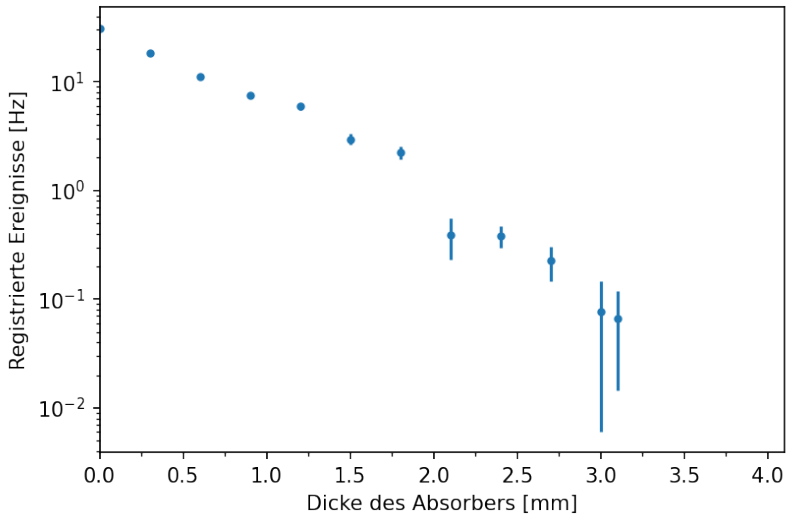


Abbildung 3: Messdaten der Tabelle 1 ohne Untergrund

Der Fehler wurde gemäß Gauß als

$$\Delta(n - n_0^\beta) = \sqrt{\Delta n + \Delta(n_0^\beta)^2} \tag{11}$$

berechnet. $\Delta n = \frac{\sqrt{N}}{t}$ wobei N die von uns in der Zeit t gemessenen Ereignisse sind. Da man hier noch keinen Abfall sieht, bei ein potentieller Graph senkrecht werden würde ($\rightarrow$ alle β-Strahlen absorbiert), allerdings am Ende schon ein stärkerer Abfall zu sehen ist, lässt sich (mit Hinblick auf den erwarteten Verlauf) der restliche Verlauf annehmen. Das ist allerdings sehr unpräzise. Eingezeichnet würde das so aussehen:

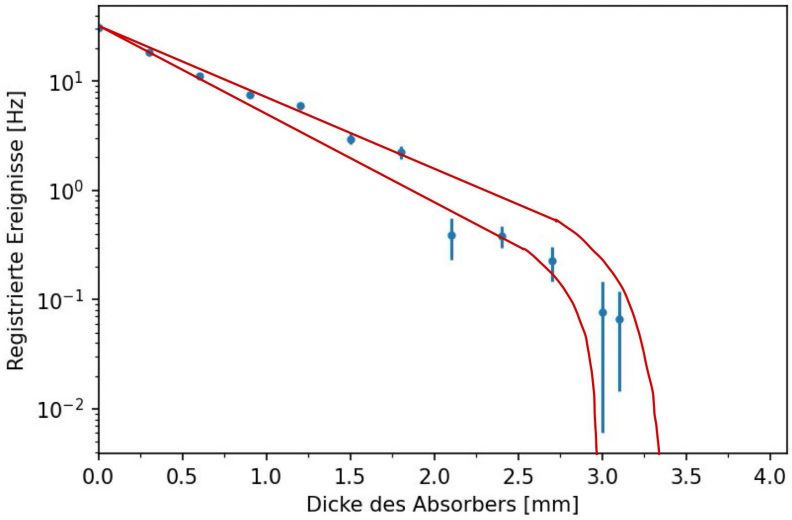


Abbildung 4: grob eingezeichneter, erwarteter Verlauf der Fehlerkurven in Abbildung 1

In dieser Zeichnung sind die geschätzten Extremfälle unseres Verlaufes eingezeichnet. Unser bester Wert wird also zwischen den beiden Punkten liegen, in dem die rote Linie die x-Achse trifft. Wir überschätzen den Fehler lieber und kommen so auf eine Reichweite von

$$\boxed{x_{max} = (3.25 \pm 0.5)mm}$$

Aus dieser Reichweite können wir nun mit:

$$R^\beta = \rho_{Al} x_{max} \tag{12}$$

$$\Delta R^\beta = \rho_{Al} \Delta x_{max} \tag{13}$$

und dem aus Wikipedia als fehlerlos angenommenen Richtwert $\rho_{Al} = 2.6989 \frac{g}{cm^3}$ berechnen. Die gesamte Flächendichte muss aber noch allgemein die des Fensters mitberücksichtigen. Diese lässt sich dem Praktikumsskript als $R^\beta_{ES} = 0.130 \frac{g}{cm^3}$ entnehmen. R^β_{ges} ist dann zu berechnen durch:

$$R^\beta_{ges} = R^\beta_{ES} + R^\beta \tag{14}$$

Der Fehler übernimmt sich einfach aus Formel (13) Wir erhalten so:

$$\boxed{R^\beta_{ges} = (1.00 \pm 0.13) \frac{g}{cm^3}}$$

Nun können wir anhand des im Skript beigelegten Diagramm die Maximalenergie unserer β-Strahlung bestimmen. Wir erhalten ungefähr:

$$\boxed{E^\beta_{max} = (2.10 \pm 0.20)MeV}$$

3.2 Aufgabe 2

Wir plotten erneut die Zählrate ohne die Untergrundzählrate, diesmal mit den Messwerten aus Tabelle 2 zur γ-Absorption. Mit Hilfe der curve-fit Funktion von Python lassen wir uns Automatisch eine gerade anpassen, dessen Steigung wir den Schwächungskoeffizienten μ_{Pb} für Blei erhalten. Der Plot der gefitteten Funktion sieht so aus:

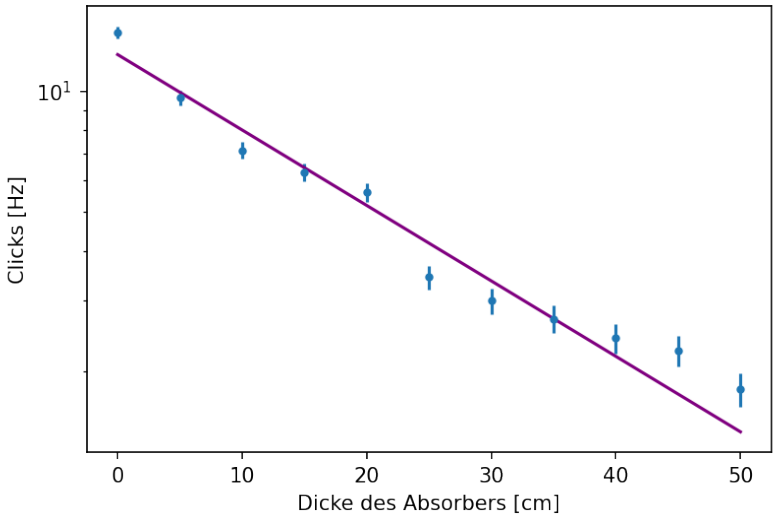


Abbildung 5: Gefittete Gerade in Messwerte der Tabelle 2

Der Wert für μ_{Pb} den wir so erhalten lautet:

$$\boxed{\mu_{Pb} = (0.434 \pm 0.029) cm^{-1}}$$

Diesen Wert wollen wir nun nutzen, um den materialunabhängigen Koeffizienten μ/ρ zu berechnen. Für ρ setzen wir die den Literaturwert von Wikipedia für die Dichte von Blei $\rho_{Pb} = 11.342 \frac{g}{cm^3}$ ein. Wir erhalten:

$$\boxed{\mu/\rho = (0.0383 \pm 0.0026) \frac{cm^2}{g}}$$

Der Fehler ergibt sich durch $\Delta\mu/\rho$. Diesen Wert nutzen wir nun, um mit einem weiteren Diagramm des Praktikumsskripts die Energie des γ-Photons auszuwerten. Wir erhalten:

$$\boxed{E_\gamma = (2.40 \pm 0.20) MeV}$$

Auch hier ist der Fehler aufgrund der schlechten Ablesbarkeit eher überschätzt als unterschätzt.

3.3 Aufgabe 3

In Aufgabe 3 wollen wir nun die Aktivität des γ-Strahlers bestimmen. Dies wollen mit drei verschiedenen Formeln erledigen, welche jeweils immer mehr korrigiert sind, als die vorhergehenden. Die erste Formel, die wir verwenden, ist Formel (4). Der Fehler dieser Formel ist nach Gauß:

$$\Delta A = A\sqrt{\left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta d}{d}\right)^2} \tag{15}$$

Wichtig ist, dass wir den Wert halbieren müssen, da pro Zerfall des verwendeten Isotops, zwei γ-Quanten entstehen. Das müssen wir später auch bei den weiteren Korrekturen beachten. Wir erhalten mit einem Wert für ϵ von 4% für jeden der Messwerte in Tabelle 3:

$$\boxed{A_{\gamma,1} = (172000 \pm 21000)s^{-1}}$$
$$\boxed{A_{\gamma,2} = (283000 \pm 18000)s^{-1}}$$
$$\boxed{A_{\gamma,3} = (340000 \pm 18000)s^{-1}}$$

Nun wollen wir mit Formel (6) die erste Korrektur vornehmen, indem wir versuchen so gut wie möglich zu kompensieren, dass ja entlang des kompletten Zählrohrs detektiert werden kann. Den Fehler können wir (mal wieder) mit Gauß berechnen:

$$\Delta A_{1.korr} = \sqrt{\left(\frac{4(d+\frac{l}{2})^2}{\epsilon r^2}\Delta n\right)^2 + \left(\frac{4n}{\epsilon r^2}\Delta d\right)^2} \tag{16}$$

Wenn wir das für alle Werte ausrechnen, erhalten wir:

$$\boxed{A_{\gamma,1.korr,1} = (338000 \pm 11000)s^{-1}}$$
$$\boxed{A_{\gamma,1.korr,2} = (408000 \pm 20000)s^{-1}}$$
$$\boxed{A_{\gamma,1.korr,3} = (410000 \pm 40000)s^{-1}}$$

Die zweite Korrektur wird vorgenommen, indem wir den Absorptionsfaktor der Präparatkapsel mit berücksichtigen. Der Absorptionskoeffizient dieser können wir mit

$$\mu_{absorb} = \frac{\mu_{Pb}}{\rho_{Pb}}\rho_{absorb} \tag{17}$$
$$\Delta\mu_{absorb} = \frac{\Delta\mu_{Pb}}{\rho_{Pb}}\rho_{absorb} \tag{18}$$

bestimmen. Die dafür korrigierte Formel der Aktivität lautet:

$$A = A_{1.korr} \cdot \exp\left[-\mu_{absorb}x\right] \tag{19}$$
$$\Delta A = \sqrt{\left(\Delta A_{1.korr}\exp\left[-\mu_{absorb}x\right]\right)^2 + \left(xA_{1.korr}\exp\left[-\mu_{absorb}x\right]\Delta\mu_{absorb}\right)^2} \tag{20}$$

Sowohl $\frac{\mu_{Pb}}{\rho_{Pb}}$ als auch $\frac{\Delta\mu_{Pb}}{\rho_{Pb}}$ lassen sich aus Aufgabe 2 übernehmen. Rechnen wir nun die Aktivität ein drittes mal aus, erhalten wir folgende Werte:

$$\boxed{A_{\gamma,2.korr,1} = (338000 \pm 11000)s^{-1}}$$
$$\boxed{A_{\gamma,2.korr,2} = (408000 \pm 20000)s^{-1}}$$
$$\boxed{A_{\gamma,2.korr,3} = (410000 \pm 40000)s^{-1}}$$

3.4 Aufgabe 4

Zuerst wollen wir aus den Messwerten in Tabelle 4 herausfinden, bei welchem Druck die Zählrate halbiert worden ist. Dafür tragen wir sie in ein Diagramm ein, und zeichnen eine horizontale bei der Hälfte der anfänglichen Zählrate:

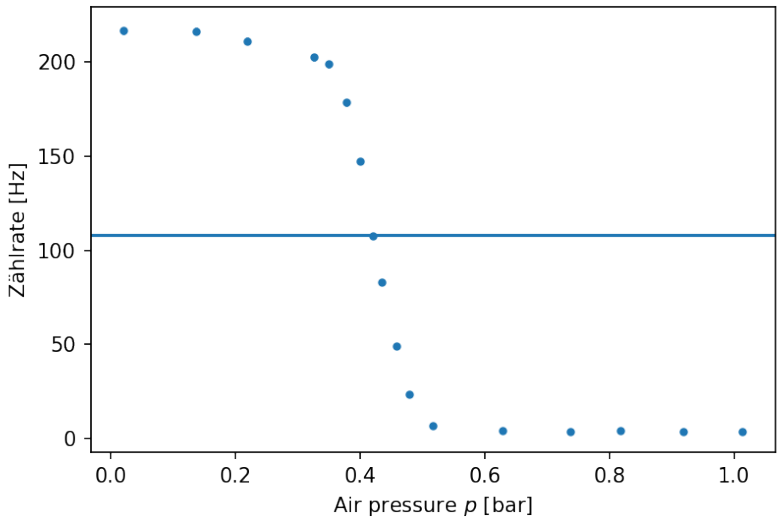


Abbildung 6: Messwerte aus Tabelle 3 + horizontale Linie

Wir können nun ungefähr den Druck ablesen:

$$\boxed{p = (420 \pm 10)mbar}$$

Um die Reichweite s_1 der α-Strahlen bei Normaldruck berechnen, nutzen wir folgende Formel:

$$s_1 = \frac{p}{p_0} s_0 \tag{21}$$

$$\Delta s_1 = s_1 \sqrt{(\frac{\Delta p}{p})^2 + (\frac{\Delta s_0}{s_0})^2} \tag{22}$$

s_0 ist der Abstand zwischen Zählrohr und Präparat mit $s_0 = (3.95 \pm 0.05)cm$ und p_0 ist der Normaldruck von $p_0 = 1013mbar$. Mit dieser Formel erhalten wir für die Reichweite:

$$\boxed{s_1 = (1.64 \pm 0.04)cm}$$

Wir nehmen nun wieder einige Korrekturen vor. Die erste kommt daher, dass wir die Dicke Zählrohrfensters mitberücksichtigen müssen. Wir können s_2 gemäß:

$$s_2 = \frac{\rho_{Gl}}{1.43 \frac{mg}{cm^2}} \cdot 1cm \tag{23}$$

berechnen. Dabei werden die Größen als Fehlerlos betrachtet. Wir erhalten:

$$\boxed{s_2 = 1.57cm}$$

ρ_{Gl} haben wir dabei aus dem Messprotokoll genommen.
Die letzte Korrektur wird aufgrund der Goldschicht, welche aufgedampft wurde, vorgenommen. Der Korrekturfaktor entspricht laut Skript:

$$\boxed{s_3 = 0.68cm}$$

Addieren wir nun die drei Terme, erhalten wir:

$$\boxed{R_\alpha = s_1 + s_2 + s_3 = (3.89 \pm 0.04)cm}$$

Wenn wir nun in dem Diagramm des Skriptes nachschauen, welchem Energiewert an α-Strahlen entspricht, erhalten wir so (durch Ableseungenauigkeiten) einen groben Wert von:

$$\boxed{E_\alpha = (5.50 \pm 0.10)MeV}$$

4 Zusammenfassung und Diskussion

Um abschließend noch einmal zusammenzufassen haben wir zuerst durch die sinkende Zählrate bei steigender Dicke der Aluminiumabsorber die maximale Reichweite eines β-Strahlers bestimmt. Mit Hilfe dieser Reichweite konnten wir auf die maximale Energie dieser Teilchen schließen. Wir kamen auf:

$$\boxed{E^\beta_{max} = (2.10 \pm 0.20)MeV}$$

Daraufhin haben wir für einen γ-Strahler den Abschwächungskoeffizienten bestimmt, indem wir die Dicke eines Bleiabsorbers ansteigen lassen haben. Wir konnten damit den materialunabhängigen Koeffizienten berechnen und so die Energie des Quants erschließen. Erhalten haben wir:

$$\boxed{E_\gamma = (2.40 \pm 0.20)MeV}$$

In der dritten Auswertungsaufgabe haben wir die Aktivität dieses γ-Strahlers für drei verschiedene Abstände zum Zählrohr und mit drei verschiedenen Korrekturstufen bestimmt. Unsere Werte lauteten:

$\boxed{A_{\gamma,1} = (172000 \pm 21000)s^{-1}}$
$\boxed{A_{\gamma,2} = (283000 \pm 18000)s^{-1}}$
$\boxed{A_{\gamma,3} = (340000 \pm 18000)s^{-1}}$
$\boxed{A_{\gamma,1.korr,1} = (338000 \pm 11000)s^{-1}}$
$\boxed{A_{\gamma,1.korr,2} = (408000 \pm 20000)s^{-1}}$
$\boxed{A_{\gamma,1.korr,3} = (410000 \pm 40000)s^{-1}}$
$\boxed{A_{\gamma,2.korr,1} = (338000 \pm 11000)s^{-1}}$
$\boxed{A_{\gamma,2.korr,2} = (408000 \pm 20000)s^{-1}}$
$\boxed{A_{\gamma,2.korr,3} = (410000 \pm 40000)s^{-1}}$

Als letztes haben wir dann noch durch Ändern des Druckes in einem Glaszylinder die maximale Reichweite von α-Strahlen bestimmt. Nachdem wir noch zwei Korrekturen hinzuaddierten, konnten wir mit dem Ergebnis die Energie der α-Teilchen ablesen. Diese lautete:

$\boxed{E_\alpha = (5.50 \pm 0.10)MeV}$

Vergleichen wir nun unseren Wert für E^β_{max} mit dem theoretischen Wert, welcher auf einer der Abbildungen im Versuchsskript vermerkt ist. Dieser lautet $E^\beta_{max,theo} = 2.274MeV$. Nutzen wir die Formel

$$\sigma = \frac{|x - y|}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}} \tag{24}$$

um die Abweichungen zu erhalten (x und y sind die zu vergleichenden Ergebnisse), so so sehen wir:

$\boxed{\sigma_\beta = 0.87}$

Da dieser Fehler nicht wirklich Signifikant ist, sind die Abweichungen wahrscheinlich von statistischer Natur oder stammen von Ablesefehlern. Das ist überraschend, denn eigentlich war unser Graph nicht sehr aussagekräftig, was das Darstellen der maximalen Reichweite angeht. Es kann also auch reiner Zufall gewesen sein, dass unser Messwert so gut herausgekommen ist. Jedoch war das weiterführen des Graphen ja auch nicht ganz unbegründet, er war ja schon etwas am sinken.
Einer weiteren Abbildung können wir auch theoretische Werte für die γ-Quantenenergie entnehmen. Diese sind: $E^\gamma_{1,theo} = 1.173MeV$ und $E^\gamma_{2,theo} = 1.333MeV$
Vergleichen wir diese Werte, erhalten wir:

$\boxed{\sigma_{\gamma,1} = 6.1}$
$\boxed{\sigma_{\gamma,2} = 5.3}$

Diese Abweichungen sind beide sehr signifikant. Sie weisen darauf hin, dass bei dem Versuchsaufbau oder bei der Durchführung grobe Fehler passiert sind. Speziell bei dem

γ-Strahler ergeben alle unsere Ergebnisse wenig Sinn. Schauen wir uns zum Beispiel an, was in Aufgabenteil 3 herausgekommen ist. Zwar ist es uns nicht möglich, die eigentlich erwartete Aktivität des Strahlers zu bestimmen, da wir nicht das Aktivierungsdatum und die Halbwertszeit des Strahlers notiert haben, jedoch haben wir eine Nennaktivität von $3.7MBq$ notiert, was bei einer Halbwertszeit von 5.27 Jahren (Quelle: Wikipedia) bedeuten würde, dass der Strahler vor ca. 17 Jahren aktiviert wurde (berechnet mit Formel (1) und (2) und $A_{\gamma,2.korr,3}$). Das kann natürlich sein, jedoch bin ich eigentlich eher von einer zeitnäheren Aktivierung ausgegangen (< 10 Jahre). Die Tatsache, dass die Messwerte von $A_{\gamma,1}$ und $A_{\gamma,3}$ egal bei welcher Korrektur immer relativ weit auseinanderliegen, bestätigt ebenfalls, dass bei dem γ-Strahler von unserer Seite aus ein Fehler in der Durchführung aufgetreten ist. Ob es nun ein falsches Messen der Abstände, ein falsches Platzieren des Präparates oder doch ein simpler Übertragungsfehler aufs Messprotokoll war, kann ich leider nicht genau sagen, da uns beim Durchführen selbst nichts großes aufgefallen ist.
In Aufgabe 4 sieht das ganze jedoch wieder anders aus. Der theoretische Wert der Energie, der im Skript angegeben ist, lautet: $E^{\alpha}_{theo} = 5.48MeV$. Wenn wir uns hier nun die Abweichung anschauen kommen wir auf:

$$\boxed{\sigma_{\alpha} = 0.2}$$

Das ist eine sehr geringe Abweichung, sie ist nicht signifikant. Wir können als davon ausgehen, dass zumindest in diesem Versuchsteil nur statistische Abweichungen aufgetreten sind.
Wir haben also die Energien des β- und des α-Strahlers erfolgreich mit nur geringen statistischen Abweichungen bestimmen können. Die Versuche, in denen wir mit dem γ-Strahler gearbeitet haben, ließen aber eher unglaubwürdige Ergebnisse aufzeigen. Zwar konnte man sehen, dass die Korrekturen bei der Aktivitätsbestimmung wie gewünscht die Werte näher aneinander gebracht haben und die Unsicherheiten kleiner geworden sind, egal um welche Zählrate es geht, jedoch ist anzuzweifeln, dass wir die richtige Aktivität bestimmt haben. Außerdem sind sie auch nicht nah genug aneinander gekommen, um sie als den gleichen Wert sehen zu können. Würde ich den Versuch also erneut durchführen, würde ich zum einen bei der Aufnahme der β-Absorption noch weitere Messwerte bei der Dicke hinzufügen, aber vor allem auf eine saubere Durchführung, Dokumentierung und Ausmessung des γ-Versuchsaufbau achten. Dann sollten die Ergebnisse hoffentlich brauchbarer aussehen.

5 Anhang

Versuch_253_Absorption

January 15, 2025

[1]:
```
import numpy as np
import math
import matplotlib.pyplot as plt
from numpy.core.function_base import linspace
from scipy.optimize import curve_fit
```

[2]:
```
#genutzte Funktionen
def lin(x,a,b):
    return a*x+b

def expfit(x,a,b):
    return a*np.exp(-b*x)
```

Backgrounddaten

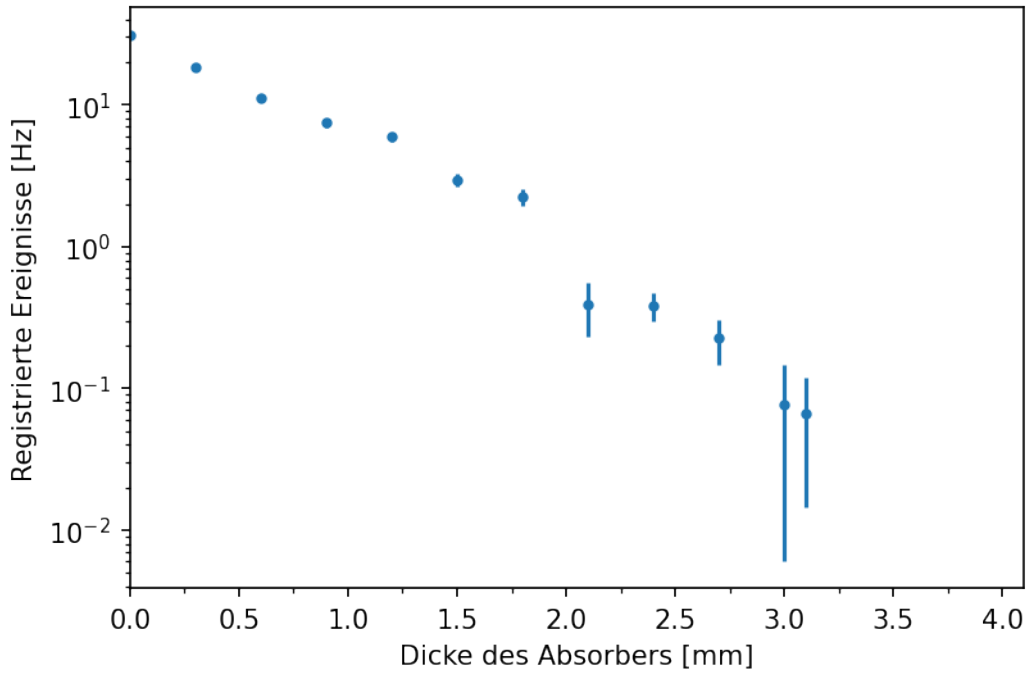
[3]:
```
t0_clicks = 112
t0_clicks_delta = np.sqrt(t0_clicks)
t0_time = 300
t0_clicks_frequency = t0_clicks/t0_time
t0_clicks_frequency_delta = t0_clicks_frequency*(t0_clicks_delta/t0_clicks)
diameter_gm = 0.014
```

Erste Messreihe:

[4]:
```
t1_thickness = np.array([ 0,  3,  6,  9, 12, 15, 18, 21, 24, 27, 30, 31]) * 0.1
t1_time = np.array([30] * 8 + [120] * 3 + [300])
t1_clicks = np.array([935,565,344,236,189,100,78,23,91,72,54,132])
t1_clicks_delta = np.sqrt(t1_clicks)
t1_clicks_frequency = t1_clicks/t1_time
t1_clicks_frequency_delta = t1_clicks_delta/t1_time
t1_distance_from_detector:float = 0.06
t1_distance_from_detector_delta:float = 0.001
```

[5]:
```
#korrektur mit untergrund
t1_clicks_frequency_corrected = t1_clicks_frequency - t0_clicks_frequency
t1_clicks_frequency_corrected_delta = np.sqrt(t1_clicks_frequency_delta**2 +␣
↪t0_clicks_frequency_delta**2)
```

[6]:
```
plt.figure(dpi=150)
plt.xlabel('Dicke des Absorbers [mm]')
plt.ylabel('Registrierte Ereignisse [Hz]')
plt.errorbar(t1_thickness, t1_clicks_frequency_corrected,␣
 ↪yerr=t1_clicks_frequency_corrected_delta, fmt='.')
plt.yscale('log')
plt.xlim([0, max(t1_thickness)+1])
plt.gca().xaxis.set_minor_locator(plt.MultipleLocator(0.25))  # Minor-Ticks bei␣
 ↪0.25er-Schritten
plt.savefig("Plot1Absorb.png")
```



[7]:
```
rho = 2.6989
Res = 0.13
x = 0.325
deltax = 0.05
Rges = Res + rho * x
deltaRges = rho * deltax
print(Rges,deltaRges)
```

```
1.0071425 0.134945
```

Zweite Messreihe:

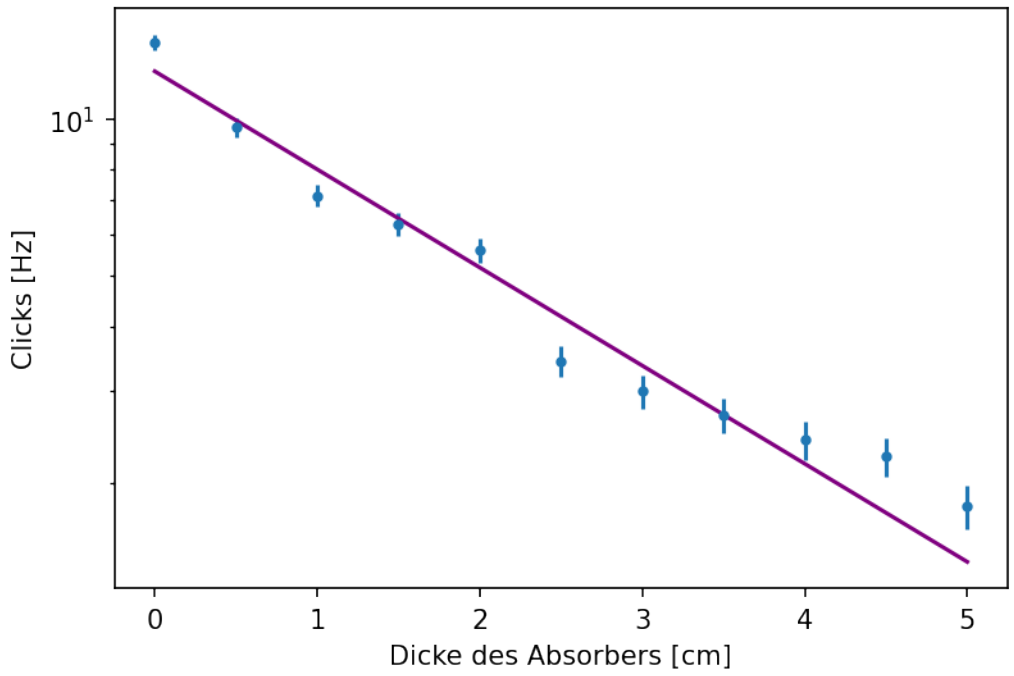
[8]:
```
t2_thickness = np.array([0,5,10,15,20,25,30,35,40,45,50])*0.1
t2_clicks = np.array([845,579,428,377,336,206,180,162,145,135,108])
```

```
t2_clicks_delta = np.sqrt(t2_clicks)
t2_time:float = 60.0
t2_distance_from_detector:float = 0.15
```

[9]:
```
xfit = np.linspace(0, np.max(t2_thickness), 1000)
popt, pcov = curve_fit(expfit, t2_thickness, t2_clicks/t2_time,␣
↪sigma=t2_clicks_delta, p0=[0.1,0.1])
```

[10]:
```
plt.figure(dpi=150)
plt.xlabel('Dicke des Absorbers [cm]')
plt.ylabel('Clicks [Hz]')
plt.errorbar(t2_thickness, t2_clicks/t2_time, yerr=t2_clicks_delta/t2_time,␣
↪fmt='.')
plt.plot(xfit,expfit(xfit,popt[0],popt[1]),color = 'purple', label = 'Klicks/
↪dicke')
plt.yscale('log')
plt.savefig("Plot2Absorb")
print(popt[1], np.sqrt(pcov[1][1]))
```

```
0.43441304857123564 0.02941095192131274
```



[11]:
```
rho = 11.342
coeff = popt[1]/rho
deltacoeff = np.sqrt(pcov[1][1])/rho
print(coeff, deltacoeff)
```

```
0.038301273899773905 0.0025931010334431966
```

Dritte Messreihe:

[12]:
```
t3_distance = np.array([5,10,20])
t3_distance_delta:float = 0.3
t3_clicks = np.array([4056,1665,500])
t3_clicks_delta = np.sqrt(t3_clicks)
t3_time:float = 60.0
t3_clicks_frequency = t3_clicks/t3_time
t3_clicks_frequency_delta = t3_clicks_delta/t3_time
```

[13]:
```
def activityNoCorr(n,d,e,r):
    a = 2*n*(d**2)/(e*(r**2))
    return a
def activityNoCorrDelta(n,d,e,r,deltan, deltad):
    deltaa = activityNoCorr(n,d,e,r) * np.sqrt((deltan/n)**2 + (2*deltad/d)**2)
    return deltaa

def activityFirstCorr(n,d,e,r):
    l=4
    a = 2*n*((d+(l/2))**2)/(e*(r**2))
    return a
def activityFirstCorrDelta(n,d,e,r,deltan,deltad):
    l=4
    deltaa = np.sqrt((4*deltan*(d+l/2)**2/(e*r**2))**2 + (4*n*deltad/
 ↪(e*r**2))**2)
    return deltaa

def activitySecondCorr(n,d,e,r,mu,x):
    a = activityFirstCorr(n,d,e,r) * np.exp(-mu * x)
    return a
def activitySecondCorrDelta(n, d, e, r, mu, x, deltan, deltad, deltamu):
    term1 = np.exp(-mu * x) * activityFirstCorrDelta(n, d, e, r, deltan, deltad)
    term2 = activityFirstCorr(n, d, e, r) * (-x) * deltamu * np.exp(-mu * x)
    deltaa = np.sqrt(term1**2 + term2**2)
    return deltaa
```

[14]:
```
epsilon = 0.04
radius = 0.7
rhoabsorb = 7.9
mu =coeff * rhoabsorb
dicke =1.4e-3
deltamu = deltacoeff * rhoabsorb
activity = np.array([activityNoCorr(t3_clicks_frequency, t3_distance, epsilon,␣
 ↪radius),
                     activityFirstCorr(t3_clicks_frequency, t3_distance,␣
 ↪epsilon, radius),
```

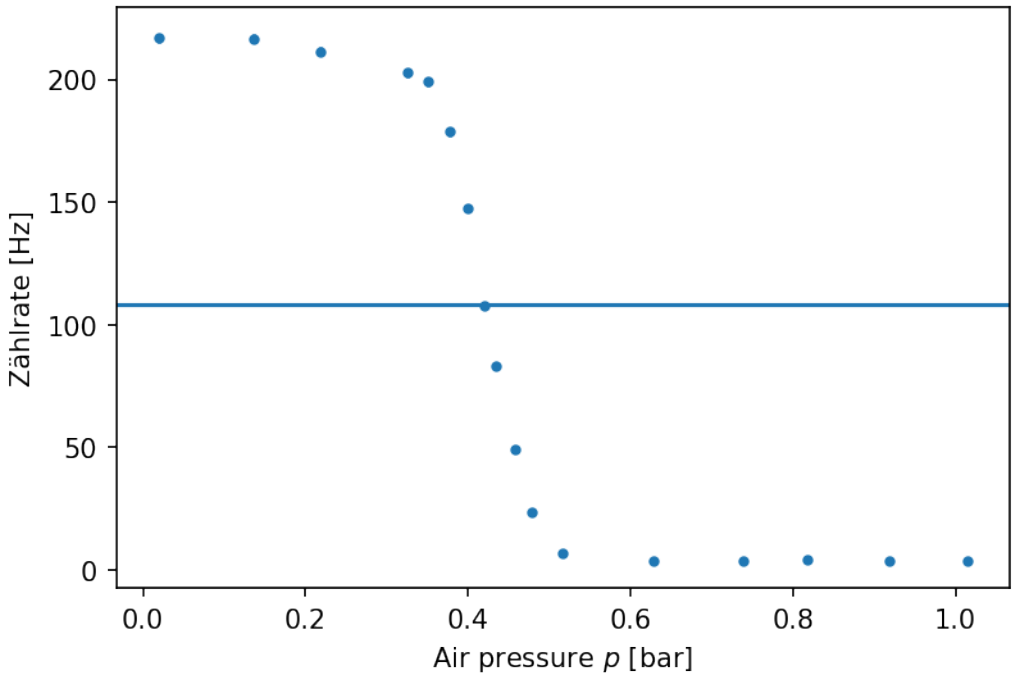
```
                    activitySecondCorr(t3_clicks_frequency, t3_distance,␣
 ↪epsilon, radius, mu, dicke)])
deltaactivity = np.array([activityNoCorrDelta(t3_clicks_frequency, t3_distance,␣
 ↪epsilon, radius,t3_clicks_frequency_delta,t3_distance_delta),
                    activityFirstCorrDelta(t3_clicks_frequency, t3_distance,␣
 ↪epsilon, radius,t3_clicks_frequency_delta,t3_distance_delta),
                    activitySecondCorrDelta(t3_clicks_frequency, t3_distance,␣
 ↪epsilon, radius, mu,␣
 ↪dicke,t3_clicks_frequency_delta,t3_distance_delta,deltamu)])
print(activity)
print(deltaactivity)
```

```
[[172448.97959184 283163.26530612 340136.05442177]
 [338000.         407755.10204082 411564.62585034]
 [337856.8494361  407582.4086302  411390.31902114]]
[[20870.27988636 18352.38903405 18316.8870991 ]
 [11392.81042546 20057.91866071 36814.99474692]
 [11387.98943758 20049.42709089 36799.4046642 ]]
```

Vierte Messreihe:

[15]:
```
t4_distance_from_detector:float = 0.042
t4_distance_from_detector_delta:float = 0.001
t4_time:float = 60.0
t4_density:float = 22.5
t4_pressure = np.
 ↪array([20,137,218,325,435,517,628,738,818,918,1014,350,378,400,420,458,478])*0.
 ↪001
t4_pressure_delta:float = 3*0.001
t4_clicks = np.
 ↪array([13012,12999,12688,12167,4976,418,232,217,244,224,220,11950,10721,8848,6454,2944,1406
t4_clicks_delta = np.sqrt(t4_clicks)
t4_clicks_frequency = t4_clicks/t4_time
t4_clicks_frequency_delta = t4_clicks_delta/t4_time
```

[19]:
```
plt.figure(dpi=150)
plt.xlabel('Air pressure $p$ [bar]')
plt.ylabel('Zählrate [Hz]')
plt.errorbar(t4_pressure, t4_clicks_frequency,xerr = np.full_like(t4_pressure,␣
 ↪t4_pressure_delta), yerr=t4_clicks_frequency_delta, fmt='.')
plt.axhline(y=np.max(t4_clicks_frequency) / 2)
plt.savefig("Plot3Absorb.png")
```



[17]:
```
p = 420e-3
deltap = 10e-3
p0 = 1013e-3
s0 = 3.95e-2
deltas0 = 0.05e-2

s1 = s0*p/p0
deltas1 = s1 * np.sqrt((deltap/p)**2 + (deltas0/s0)**2)
print(s1,deltas1)
```

```
0.01637709772951629 0.00044161236714587536
```