

Auswertung Versuch Nr. 2

# **Absolute Bestimmung der Aktivität eines Beta-Präparates**

CHRISTOPHER SCHWAN

und

DANIEL GÖTZ

Versuchstag 23.09.2008  
Abgabe 07.10.2008

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Vorbereitung</b>  | <b>3</b>  |
| 1.1      | Der Atomkern als Quelle für Beta-Strahlen . . . . .        | 3         |
| 1.1.1    | Das Tröpfchenmodell . . . . .                              | 3         |
| 1.1.2    | Zerfallsarten . . . . .                                    | 4         |
| 1.1.3    | Das Zerfallsgesetz . . . . .                               | 5         |
| 1.2      | Das Geiger-Müller-Zählrohr . . . . .                       | 6         |
| 1.3      | Funktionsweise von Zählrohren . . . . .                    | 6         |
| 1.3.1    | Korrekturen . . . . .                                      | 7         |
| <b>2</b> | <b>Versuchsdurchführung</b>                                | <b>9</b>  |
| 2.1      | Zählrohrcharakteristik . . . . .                           | 9         |
| 2.2      | Untergrundstrahlung: Nulleffekt . . . . .                  | 10        |
| 2.3      | Totzeitbestimmung . . . . .                                | 10        |
| 2.4      | Rückstreuung . . . . .                                     | 11        |
| 2.5      | Absorption . . . . .                                       | 15        |
| 2.6      | Geometrische Akzeptanz . . . . .                           | 16        |
| 2.7      | Absolute Aktivität und Masse des Sr-90-Präparats . . . . . | 19        |
| <b>A</b> | <b>Versuchsaufbau</b>                                      | <b>22</b> |
| <b>B</b> | <b>Tabellen</b>  | <b>25</b> |
| <b>C</b> | <b>Protokollbuchkopien</b>                                 | <b>28</b> |

# Kapitel 1

## Vorbereitung

### 1.1 Der Atomkern als Quelle für Beta-Strahlen

Radioaktive Zerfälle sind Prozesse, die im Atomkern stattfinden.  $\beta^-$ -Strahlung entsteht dadurch, dass ein Atomkern mit einem Überschuss an Neutronen ein solches in ein Proton umwandelt und um der Ladungs- und Energieerhaltung willens ein Elektron aussendet.

Eine mögliche empirische Beschreibung von Atomkernen bzw. deren Bindungsenergie ist durch das Tröpfchenmodell gegeben.

#### 1.1.1 Das Tröpfchenmodell

Für die Masse eines Atomkerns gilt laut der 1935 gefundenen *Weizsäckerschen Massenformel* näherungsweise

$$m(Z, A) = Zm_{\text{H}} + (A - Z)m_{\text{n}} - \frac{E_{\text{B}}}{c^2} \quad , \quad (1.1)$$

wobei  $Z$  die Protonenzahl,  $A = Z + N$  die Massenzahl (als Summe von Protonen- und Neutronenzahl) und  $E_{\text{B}}$  die Bindungsenergie des Kerns darstellt. Das Tröpfchenmodell beschreibt den Atomkern, bzw. die Bindungsenergie anhand von flüssigkeitsähnlichen Eigenschaften. Es gilt

$$E_{\text{B}} = E_{\text{V}} + E_{\text{S}} + E_{\text{C}} + E_{\text{A}} + E_{\text{P}} \quad . \quad (1.2)$$

Dabei ist

- $E_{\text{V}}$  die *Volumen-Energie*, welche frei wird, wenn sich die Nukleonen als Kern binden. Diese ist proportional zur Anzahl  $A$  der Teilchen und es gilt

$$E_{\text{V}} = a_{\text{V}} A \quad , \quad (1.3)$$

wobei  $a_{\text{V}}$  eine empirisch zu bestimmende Konstante ist. Anhand verschiedener Kerne lassen sich verschiedene solche Konstanten bestimmen. Eine mögliche Wahl ist  $a_{\text{V}} = 15,85 \text{ MeV}/c^2$ .

- $E_{\text{S}}$  die *Oberflächen-Energie*, die sich darin begründet, dass Nukleonen an der Oberfläche des Kerns weniger Bindungspartner haben und somit weniger stark gebunden sind. Da dieser Effekt die Bindungsenergie verringert, ist die Oberflächen-Energie negativ:

$$E_{\text{S}} = -a_{\text{S}} A^{\frac{2}{3}} \quad . \quad (1.4)$$

Der zu oben genanntem  $a_{\text{V}}$  gehörende empirische Wert ist  $a_{\text{S}} = 18,34 \text{ MeV}/c^2$ .

- $E_C$  die *Coulomb-Energie*, welche aus der Energie  $E$  einer gleichmäßig geladenen Kugel mit Radius  $R$  resultiert,  $E = \frac{3}{5} \frac{q^2}{R}$ . Im Fall des Kerns gilt  $q^2 = e^2 Z^2$  und empirisch  $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ , woraus folgt

$$E_C = -a_C \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} . \quad (1.5)$$

Für die Konstante gilt  $a_C = 0,71 \text{ MeV}/c^2$ .

- $E_A$  die *Asymmetrie-Energie* (manchmal auch *Symmetrie-Energie*), welche der Tatsache Rechnung trägt, dass die Bindungsenergie mit wachsender Differenz der Anzahl von Neutronen und Protonen abnimmt. Es gilt

$$E_A = -a_A \frac{(Z - \frac{A}{2})^2}{A} , \quad (1.6)$$

wobei  $a_A = 92,86 \text{ MeV}/c^2$ .

- $E_P$  die *Paarbindungs-Energie*, die im Rahmen des Flüssigkeitsmodells nicht erklärbar ist und daher rein empirischer Natur ist. Es ist

$$E_P = \begin{cases} +a_P A^{-\frac{1}{2}} & \text{gg-Kerne} \\ 0 & \text{ug- oder gu-Kerne} \\ -a_P A^{-\frac{1}{2}} & \text{uu-Kerne} \end{cases} , \quad (1.7)$$

mit  $a_P = 11,46 \text{ MeV}/c^2$ . Dieser Beitrag berücksichtigt den empirischen Fund, dass gg-Kerne besonders stabil sind, uu-Kerne jedoch besonders instabil.

Die Weizsäckerse Massenformel berücksichtigt keine intrinsischen Eigenschaften der Nukleonen, wie beispielsweise Spin, und erklärt daher viele Tatsachen nicht. Dennoch lässt sich damit ein Kriterium für die Stabilität des Atomkerns berechnen. Dazu betrachtet man den  $\alpha$ -Zerfall. Die Energie eines  $\alpha$ -Teilchens errechnet sich zu

$$E_\alpha = [m(Z, A) - m(Z - 2, A - 4) - m_\alpha] c^2 , \quad (1.8)$$

wonach  $\alpha$ -Zerfall nur für  $E_\alpha > 0$  möglich ist. Insbesondere für das kleinstmögliche  $m(Z, A)$  ist kein Zerfall möglich, d.h. der Kern ist stabil. Berechnet man also das Minimum von  $m(Z, A)$ ,

$$\left. \frac{\partial m(Z, A)}{\partial Z} \right|_{A=\text{konst.}} \stackrel{!}{=} 0 , \quad (1.9)$$

so erhält man

$$Z_0 = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{\frac{2}{3}}} . \quad (1.10)$$

Trägt man dies in einem Diagramm von  $N$  gegen  $Z$  auf, so erhält man das sogenannte *Tal der Stabilität*. Es ist in Abbildung 1.1 als schwarze Linie eingetragen. Auffällig ist, dass mit zunehmender Massenzahl ein Neutronenüberschuss bei den stabilen Kernen vorherrscht.

### 1.1.2 Zerfallsarten

Zuvor wurde bereits bemerkt, dass es verschiedene Arten von radioaktivem Zerfall gibt, welche auch in Abbildung 1.1 eingezeichnet sind. Die wichtigsten Zerfallsarten sind:

**$\alpha$ -Zerfall** Das Zerfallsprodukt ( $\alpha$ -Teilchen) ist ein Helium-Kern. Die allgemeine Zerfallsgleichung lautet



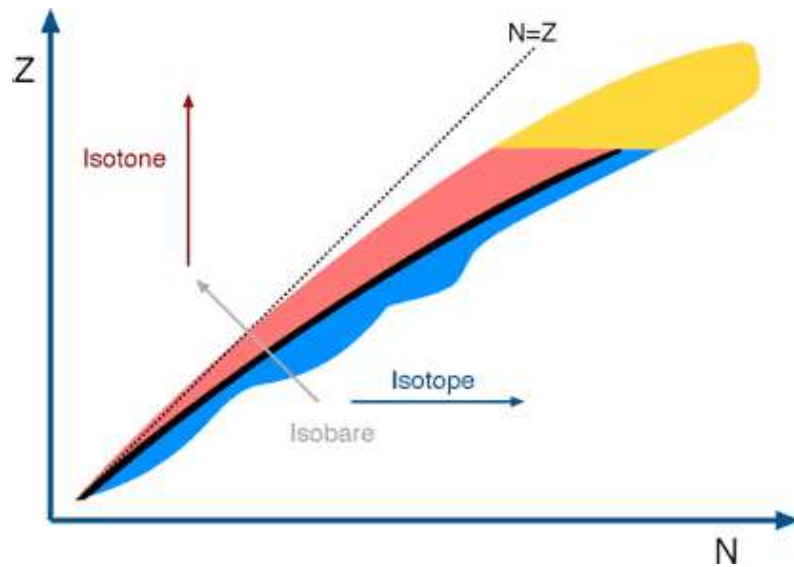


Abbildung 1.1: Nuklidkarte, schwarz: Tal der Stabilität, gelb:  $\alpha$ -Zerfall, blau:  $\beta^-$ -Zerfall, rot:  $\beta^+$ -Zerfall / EC

**$\beta^-$ -Zerfall** Eines der Neutronen zerfällt in ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino:



**$\beta^+$ -Zerfall** Eines der Protonen zerfällt in ein Neutron, ein Positron und ein Neutrino:



**Elektroneneinfang (electron capture)** Diese Zerfallsart ist verwandt mit dem  $\beta^+$ -Zerfall. Der Kern fängt dabei ein Hüllenelektron ein und sendet ein Neutrino aus:



**$\gamma$ -Zerfall** Es handelt sich dabei um keinen „Zerfall“ im eigentlichen Sinne, da es nicht zu einer Teilung des Kerns kommt. Stattdessen fällt, wie eingangs erwähnt, der Kern von einem energetisch angeregten Zustand in einen niedrigeren Zustand und sendet die überschüssige Energie in Form eines Photons aus. Energetisch angeregte Kerne kennzeichnet man normalerweise mit einem Stern:



Der  $\gamma$ -Zerfall tritt immer in Verbindung mit einer anderen Zerfallsart auf, so zerfällt ein Kern bspw. über  $\beta$ -Zerfall in einen anderen Kern in einem angeregten Zustand, welcher dann wiederum über  $\gamma$ -Zerfall in den nicht-angeregten Kern zerfällt.

### 1.1.3 Das Zerfallsgesetz

Mathematisch beschreibt man einen Zerfall mittels folgender Überlegung: Die zeitliche Änderung der Anzahl der Kerne  $\dot{N}(t)$  ist proportional zu der Anzahl der Teilchen  $N(t)$  zum Zeitpunkt  $t$ . Mit der Proportionalitätskonstante  $\lambda$  lässt sich dies schreiben als

$$\frac{\partial N}{\partial t}(t) = -\lambda N(t) \quad . \quad (1.16)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \quad , \quad (1.17)$$

wobei  $N_0$  die Anzahl der Kerne zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist.  $\lambda$  nennt man *Zerfallskonstante*. Sie lässt sich auch in Form einer anderen wichtigen Größe, der sogenannten *Halbwertszeit*  $t_{\frac{1}{2}}$ , ausdrücken:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{\frac{1}{2}}} \quad . \quad (1.18)$$

Die Halbwertszeit gibt an, nach welcher Zeit die Hälfte der Kerne zerfallen ist. Man erhält obige Beziehung durch einsetzen der Bedingung  $N(t_{\frac{1}{2}}) = \frac{1}{2}$  in Gleichung (1.17). Den Kehrwert der Zerfallskonstanten nennt man *mittlere Lebensdauer*  $\tau$ :

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad . \quad (1.19)$$

Mit diesen Größen lässt sich weiterhin die sogenannte *Zerfallsbreite*  $\Gamma$  definieren:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \hbar\lambda \quad . \quad (1.20)$$

Eine weitere wichtige Größe ist die sogenannte *Aktivität*  $A$ , welche definiert ist als die (negative) zeitliche Ableitung der Teilchenzahl  $N$ . Es gilt also mit Gleichung (1.16)

$$A(t) = -\frac{\partial N}{\partial t}(t) = \lambda N(t) \quad . \quad (1.21)$$

## 1.2 Das Geiger-Müller-Zählrohr

### 1.3 Funktionsweise von Zählrohren

Das Geiger-Müller-Zählrohr ist ein zylindrische gasgefüllte Kammer, die in der Mitte eine Elektrode besitzt, sodass gegenüber der Innenwand eine Spannung herrscht. Abhängig von der Höhe der Spannung erhält man das in Abbildung 1.2 gezeigte Verhältnis zum logarithmischen Strom. Wie eingezeichnet lässt sich der Verlauf in verschiedene Bereiche einteilen, die im folgenden erklärt werden.

**Rekombination** Dies ist der Bereich für sehr kleine Spannungen. Geladene Teilchen, die in das elektrische Feld des Zählrohrs gelangen fliegen ihrer Ladung entsprechend im Elektrischen Feld an die entsprechende Elektrode. Mit höherer Spannung erhöht sich die Geschwindigkeit der Ladungsträger, sodass die Wahrscheinlichkeit sinkt, dass die Ionen rekombinieren - der Strom steigt also mit der Spannung der einfallenden Teilchen. Der Strom ist weiterhin von der Ladung der Teilchen abhängig.

**Ionisationskammer** Erhöht man die Spannung weiter, so bewegt sich der Strom in einen Sättigungsbereich, in dem alle einfallenden Ionen zu den entsprechenden Elektroden wandern.

**Proportionalbereich** Eine weitere Erhöhung der Spannung bewirkt nun den Effekt der Sekundärionisation, d.h. die einfallenden Ionen stoßen mit dem Gas derart, dass weitere Ionen erzeugt werden. Da eine Verfielfachung der Ladungsträger stattfindet, kann man mit Hilfe des Strom die Ladung und die Anzahl ihrer Träger feststellen.

**Plateaubereich** Dies ist der Arbeitsbereich des Geiger-Müller-Zählrohrs. Hier ist die Zahl der erzeugten Sekundärionen so groß, dass diese ein elektrische Gegenfeld aufbauen, welches das Feld durch die angelegte Spannung kompensiert. Dadurch wird durch jedes einfallende Teilchen ein Spannungspuls ausgelöst, welcher unabhängig von Ladung und Energie des Teilchens ist.

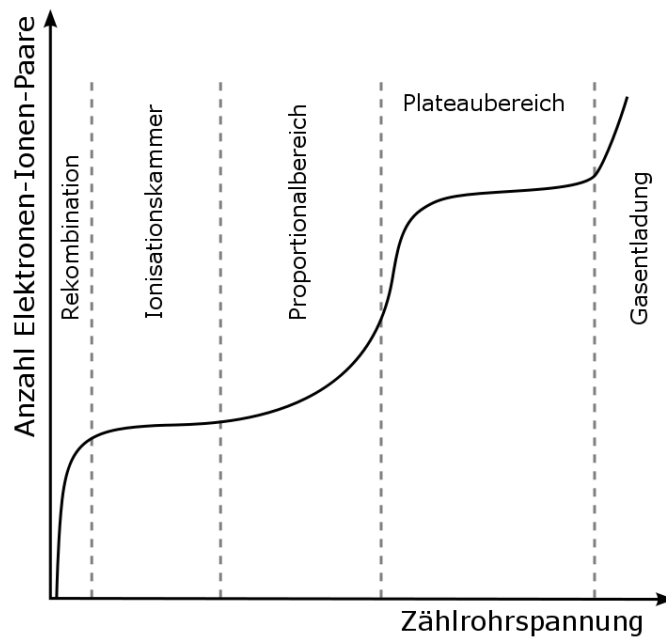


Abbildung 1.2: Abhängigkeit des Stroms eines Zählrohrs von der Spannung

**Gasentladung** Erhöht man die Spannung noch weiter, so kommt es irgendwann zu einer Gasentladung, welche unabhängig von den einfallenden Teilchen ist. Mit der Gasentladung lassen sich beispielsweise Lampen konstruieren.

### 1.3.1 Korrekturen

Da ein reales Geiger-Müller-Zählrohr sich nicht so ideal verhält, wie vorigen Abschnitt beschrieben, ist die mit dem Rohr gemessene Zählrate nicht die absolute Zählrate. Um die absolute Zählrate zu bestimmen, bedarf es einiger Korrekturen, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

#### Nulleffekt

Natürliche Radioaktivität und kosmische Strahlung bewirken, dass Zählereignisse registriert werden, die nicht von der zu untersuchenden Probe/des Präparats stammen. Durch eine Messung der Nullzählrate  $Z_0$  kann man diesen herausrechnen:

$$Z_1 = Z_{\text{gemessen}} - Z_0 \quad (1.22)$$

#### Totzeit

Totzeit ist eine intrinsische Eigenschaft jeden Detektors, die bewirkt dass schnell aufeinander folgende Ereignisse als einzelnes Ereignis gezählt werden.

Man kann im wesentlichen zwei verschiedene Detektoren unterscheiden:

**paralysierbare Detektoren** Innerhalb andauernder Totzeit verlängert ein vom paralysierbaren Detektor registriertes Ereignis die Totzeit um eine weitere Einheit - im Extremfall finden so viele Ereignisse statt, dass die Totzeit unendlich lange währt und der Detektor nur ein einzelnes Ereignis meldet.

**nicht-paralysierbare Detektoren** besitzen oben beschrieben Verhalten nicht, sodass eine lediglich die innerhalb von Totzeiten auftretenden Ereignissen nicht registriert werden.

Für den Versuch relevant ist die Korrekturfaktor

$$f_{\tau} = \frac{1}{1 - \tau Z} \quad (1.23)$$

### Absorption

Befindet sich Materie zwischen der zu messenden Probe und dem Detektor (dies ist durch Luft und dem Eintrittsfenster des Detektors immer der Fall), so wird eine bestimmte Zählrate nicht gezählt, da die ionisierende Strahlung vorher absorbiert wurde. Für die wiederum im Versuch wichtige  $\beta$ -Strahlung lässt sich der Korrekturfaktor angeben

$$f_A = e^{-NM} , \quad (1.24)$$

mit  $N$  als Absorptionskoeffizient und  $M$  der Massenbelegung der absorbierenden Materie.

### Geometrische Akzeptanz

Füllt der Detektor nur einen kleinen Raumwinkel aus, so hängen die registrierten Ereignisse zusätzlich noch vom Raumwinkel und vor allem vom Abstand des Detektors ab. Der Korrekturfaktor lautet

$$f_R = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}} \right) , \quad (1.25)$$

mit  $a$  dem Abstand des als punktförmig angenommenen Präparats vom Geiger-Müller-Zählrohrs und  $r$  den Radius des Zählers.

### Rückstreuung

Rückstreuung durch umliegende Materie führt dazu, dass in einem bestimmten Raumwinkel ausgesandte Strahlung in einen anderen Raumwinkel gestreut wird und so die Aktivität erhöht. Der Korrekturfaktor hierzu ist

$$f_R = \frac{Z_s - Z_0}{Z_{\text{ohne}} - Z_0} \quad (1.26)$$

---



# Kapitel 2

## Versuchsdurchführung

Ziel des Versuchs ist es, die absolute Aktivität des gegebenen Beta-Präparates zu bestimmen. Dazu müssen alle in Abschnitt 1.3.1 angegebenen Korrekturfaktoren anhand von Messungen bestimmt werden.

### 2.1 Zählrohrcharakteristik

Um überhaupt die Aktivität messen zu können, musste zunächst der Arbeitsbereich des Zählrohres bestimmt werden. Dazu wurde eine Zählrohrcharakteristik aufgenommen, indem für verschiedene Betriebsspannungen  $U$  die Anzahl der Zählereignisse  $N$  innerhalb von  $t = 60$  s aufgenommen wurde. Das Präparat befand sich dabei im oberen Einschubfach (also so nah wie möglich am Zählrohr; siehe auch Abbildung A.1), um die höchsten Zählraten zu erhalten.

Die Spannung wurde direkt an dem Netzgerät über ein Drehpotentiometer eingestellt und an der eingebauten digitalen Anzeige abgelesen. Die kleinste Anzeigeeinheit des Displays betrug 1 V, dementsprechend wurde der Fehler der Spannung auf

$$\Delta U = 1 \text{ V} \quad (2.1)$$

gewählt. Die Zeit wurde mit einer herkömmlichen Stoppuhr gemessen, wodurch als Fehler die Reaktionszeit anfällt. Da jedoch der Zähler nicht an die Stoppuhr gekoppelt war, sondern dieser zusätzlich über einen Schalter gestoppt werden musste, wurde für die Messdauer eine Toleranz von  $\Delta t = 1$  s eingeräumt. Die Zählereignisse  $N$  wurden umgerechnet in Zählraten  $Z$  mittels

$$Z = \frac{N}{t} \quad \Delta Z = Z \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2}, \quad (2.2)$$

wobei der Fehler über die Poisson-Verteilung gegeben ist:

$$\Delta N = \sqrt{N}. \quad (2.3)$$

Die daraus resultierende Zählrohrcharakteristik ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Man kann gut erkennen, dass das Geiger-Müller-Plateau etwa zwischen 320 V und 420 V liegt. Dementsprechend wurde die Arbeitsspannung für alle weiteren Messungen auf

$$U_0 = (420 \pm 1) \text{ V} \quad (2.4)$$

eingestellt.

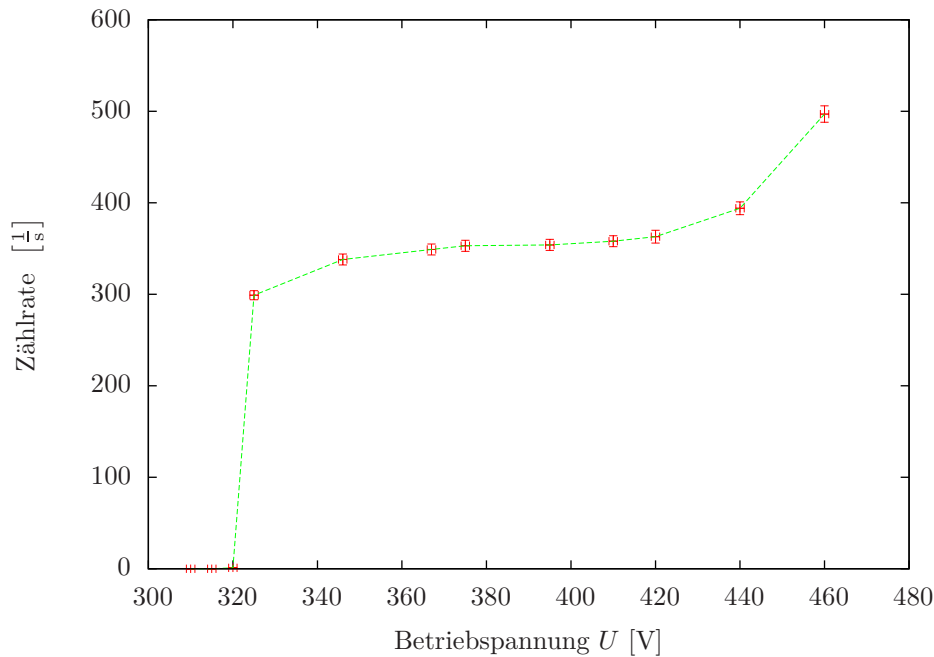


Abbildung 2.1: Zählrohrcharakteristik des für den Versuch verwendeten Geiger-Müller-Zählers

## 2.2 Untergrundstrahlung: Nulleffekt

Bedingt durch kosmische und natürliche Strahlung, andere Versuche in der Nähe Aufbaus und eventuell weitere Effekte gibt es einen gewissen Untergrund, der die folgenden Messungen beeinflusst. Der Untergrund hat jedoch nur einen kleinen Einfluss auf die Messungen, was man im Vergleich zu den Zählraten mit dem radioaktiven Präparat erkennen kann.

Um diesen Nulleffekt zu bestimmen, nahmen wir die Zählereignisse über etwas mehr als zwei Stunden auf. Die dabei gemessenen Werte sind:

$$t = 7960 \text{ s} \quad (2.5)$$

$$N = 2039 \quad (2.6)$$

Damit errechnet sich die Zählrate allgemein nach Gleichung (2.2), wobei hier speziell die Nullzählrate mit  $Z_0$  bezeichnet wird. Wie man am Ergebnis sieht, trägt der Nulleffekt ungefähr ein Zählereignis jede vier Sekunden zur Messung dazu:

$$Z_0 = 0,256 \pm 0,006 \frac{1}{s} \quad (2.7)$$

Für alle folgenden Zählraten wird der Nulleffekt herausgerechnet:

$$Z = Z_{\text{gemessen}} - Z_0 \quad \Delta Z = \sqrt{(\Delta Z_{\text{gemessen}})^2 + (\Delta Z_0)^2} \quad (2.8)$$

## 2.3 Totzeitbestimmung

Jeder reale Detektor ist mit einer Totzeit behaftet, d.h. nach Detektion eines Ereignisses dauert es eine gewisse Zeit  $\tau$ , bis der Detektor ein weiteres Ereignis registrieren kann.

Die Totzeit wird im folgenden durch zwei Methoden bestimmt, zuerst durch die sog. *Zwei-Präparate-Methode* und danach durch das direkte Ablesen an einem Digital-Oszilloskop (weiter unten).

Die Totzeitbestimmung durch die Zwei-Präparate-Methode geschah durch Messung der Zählereignisse von zwei verschieden stark strahlenden Präparaten. Zunächst wurde die Zählrate  $Z_1$  von Präparat 1 vermessen, dann Präparat 2 hinzugefügt und die Zählrate  $Z_{1\&2}$  beider Präparate bestimmt. Anschließend wurde Präparat 1 entfernt, so dass noch die Zählrate  $Z_2$  von Präparat 2 bestimmt werden konnte. Diese Messabfolge hat den Vorteil, dass die Geometrie während der Messungen konstant blieb, d.h. beide Präparate mussten nur einmal positioniert werden und hatten somit in allen Messungen exakt die gleiche Position. Zusammen mit der Untergrundzählrate  $Z_0$  bestimmt sich dann die Totzeit zu:

$$\tau = \frac{Z_1 + Z_2 - Z_{1\&2} - Z_0}{Z_{1\&2}^2 - Z_1^2 - Z_2^2}. \quad (2.9)$$

Der Fehler für diese Berechnung der Totzeit lautet

$$\begin{aligned} \Delta\tau = \frac{1}{[Z_{1\&2}^2 - Z_1^2 - Z_2^2]^2} & \left[ (Z_1^2 - Z_2^2 + Z_{1\&2}^2 + 2Z_1(Z_2 - Z_0 - Z_{1\&2}))^2 \Delta Z_1^2 \right. \\ & + (Z_2^2 - Z_1^2 + Z_{1\&2}^2 + 2Z_2(Z_1 - Z_0 - Z_{1\&2}))^2 \Delta Z_2^2 \\ & + (Z_1^2 + Z_2^2 + Z_{1\&2}^2 - 2Z_{1\&2}(Z_1 + Z_2 - Z_0))^2 \Delta Z_{1\&2}^2 \\ & \left. + (Z_{1\&2}^2 - Z_1^2 - Z_2^2)^2 \Delta Z_0^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.10) \end{aligned}$$

mit dem Ergebnis

$$\tau = (9,4 \pm 2,1) \text{ ms}. \quad (2.11)$$

Die zweite Messung (der selben!) Totzeit geschah durch direktes Ablesen an einem Digital-Oszilloskop, dessen Aufnahme sich in Abbildung 2.2 findet:

$$\tau = (0,232 \pm 0,008) \text{ ms} \quad (2.12)$$

Vergleicht man beide Werte, so stellt man eine zunächst nicht zu erwartende Abweichung von ca. 40000 % fest, was dafür spricht, dass mindestens eine der beiden Methoden versagt. Da auf dem Oszilloskop direkt die Totzeit abgelesen werden konnte und nichts über die Qualität der Zwei-Präparate-Methode bekannt ist, wird im weiteren der Wert durch die direkte Bestimmung verwendet.

Der Korrekturfaktor der Totzeit lautet damit

$$f_\tau = \frac{1}{1 - \tau Z} \quad \Delta f_\tau = f_\tau^2 \tau Z \sqrt{\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau}{\tau}\right)^2}, \quad (2.13)$$

die korrigierten Werte entsprechend

$$Z_\tau = f_\tau Z \quad \Delta Z_\tau = Z_\tau \sqrt{\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_\tau}{f_\tau}\right)^2}. \quad (2.14)$$

## 2.4 Rückstreuung

Um den Einfluß der Rückstreuung zu bestimmen, wurden direkt hinter dem Präparat Aluminiumfolien mit verschiedenen Massenbelegungen mit den dafür vorgesehenen Klammern befestigt und jeweils die zugehörige Zählrate gemessen. Der Abstand zwischen Präparat und Folien wurde dabei so klein wie möglich gewählt, um Absorptionseffekte an der Luft möglichst gering zu

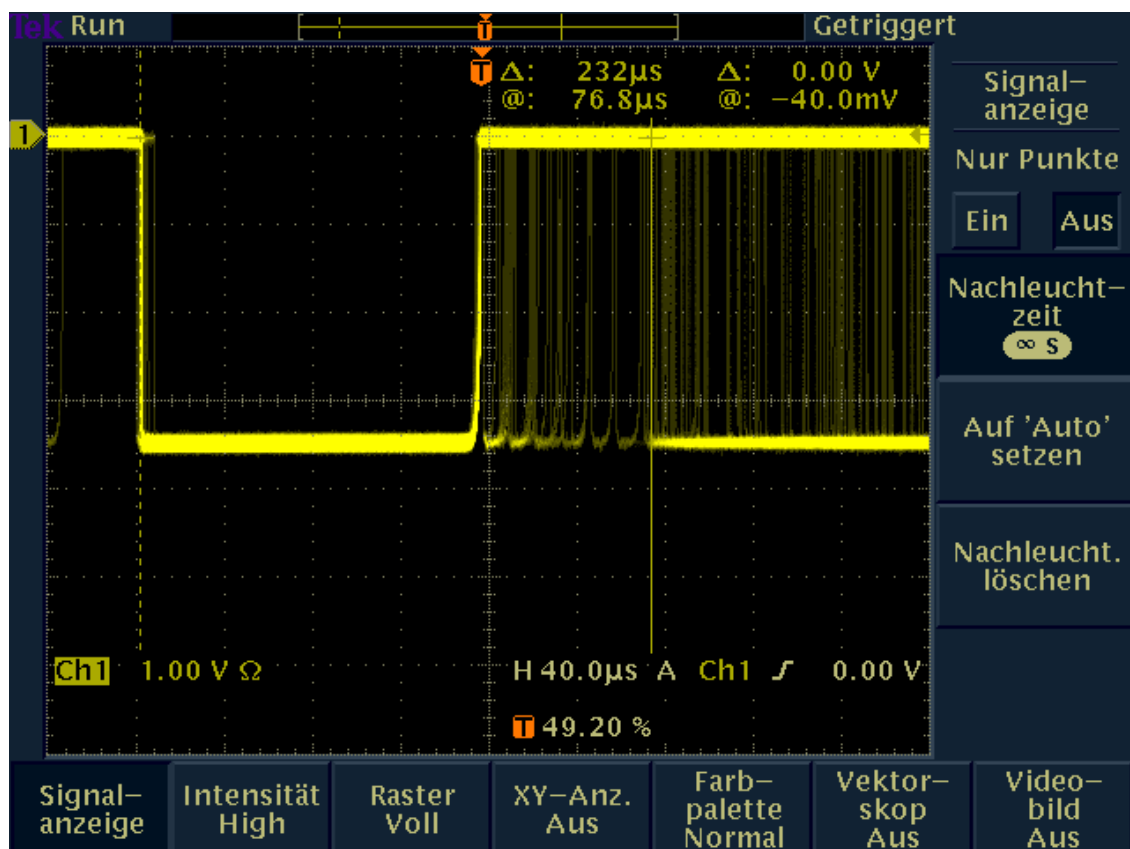


Abbildung 2.2: Bild des digitalisierten Signals des Geiger-Müllers-Zählers. Zu erkennen ist die 3,3 V-TTL-Flanke, die ein Ereignis signalisiert. Man beachte, dass die Breite dieses Signals nichts mit der Totzeitzeit des Zählers gemein hat, sondern nur ausschlaggebend für die Elektronik des Zählers (siehe auch in Abbildung A.2). Die Totzeit ist nun der Abstand dieser Flanke zur nächsten (mit senkrechten Strichen markiert).

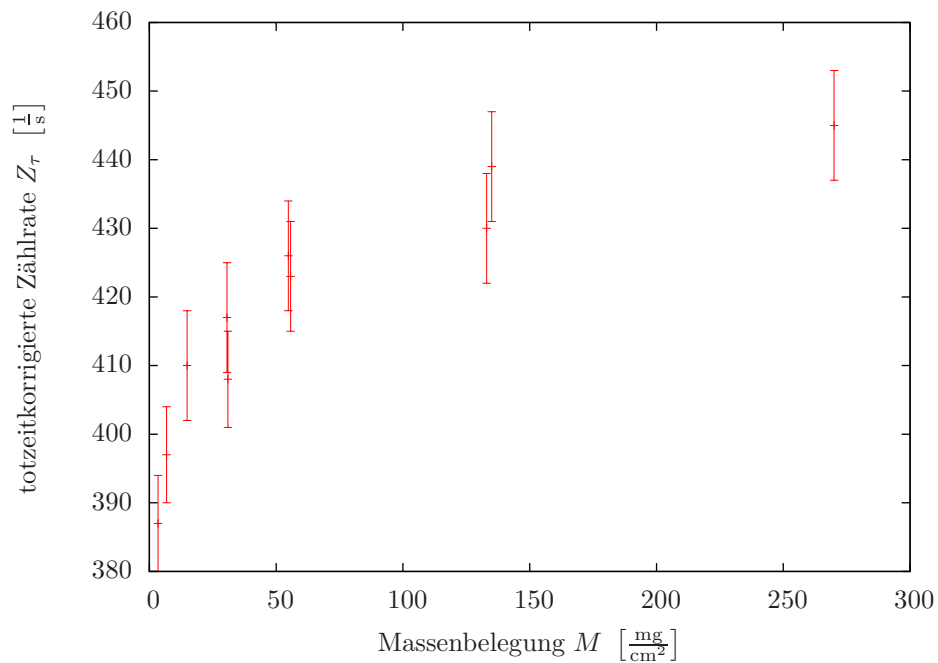


Abbildung 2.3: Zählrate in Abhängigkeit der Massenbelegung der Folien; zum Fit wurden nur die drei Werte mit  $M > 100 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  verwendet

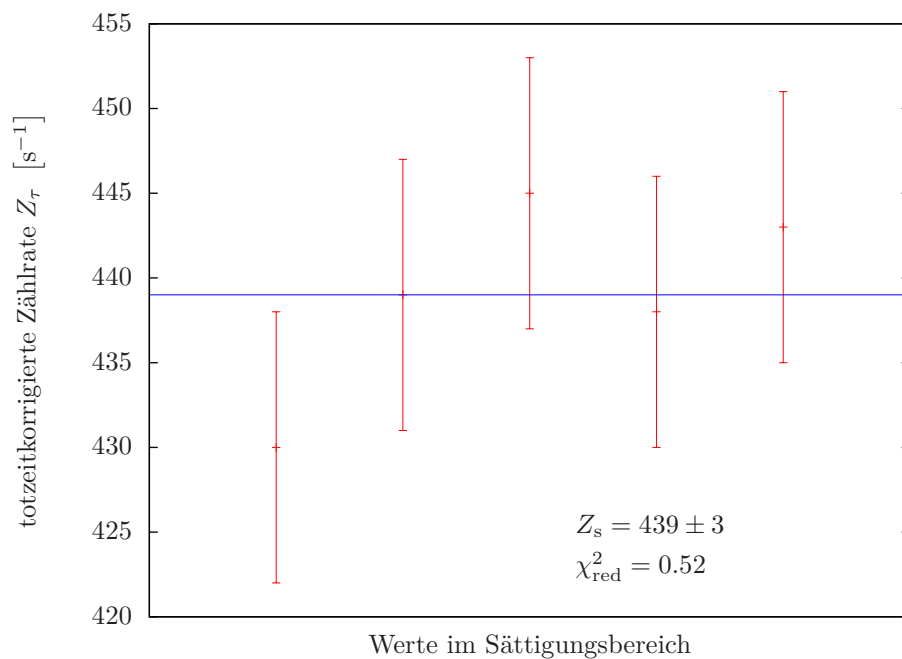


Abbildung 2.4: Mittelung der Zählrate im Sättigungsbereich; diese wurde durch einen konstanten Fit der Funktion  $f(x) = Z_s$  realisiert.

halten. Aus dem gleichen Grund wurde das Präparat in das oberste Einschubfach gesteckt, also mit möglichst kleinem Abstand zum Zählrohr. Allerdings versagt an dieser Stelle die Näherung, dass die Strahlenquelle punktförmig ist. Im Hinblick auf die spätere Bestimmung der geometrischen Akzeptanz wäre es sinnvoller gewesen, einen mittleren Abstand zum Zählrohr zu wählen, an dem die Punktquellen-Näherung besser erfüllt ist und trotzdem noch von nicht allzu großen Absorptionseffekten ausgegangen werden kann.

Trägt man die totzeitkorrigierte Zählrate gegenüber der Massenbelegung auf, so erhält man Abbildung 2.3. Mit zunehmender Massenbelegung nahm auch die Foliendicke zu. Die erwartete Sättigung, die mit zunehmender Foliendicke erreicht wird, ist ansatzweise beobachtbar. Da definierte Rückstreuverhältnisse geschaffen werden sollen, ist für den Versuch die Zählrate im Sättigungsbereich interessant. Dazu muss also zunächst bestimmt werden, bei welcher Foliendicke der Sättigungsbereich beginnt. Diese ist nicht leicht festlegbar, da die Sättigung nur asymptotisch erreicht wird.

Um eine etwas genauere Aussage zu machen, wurden zwei weitere Messwerte verwendet: Außer den Werten in Abbildung 2.3 wurden zwei weitere Messwerte mit zwei zusätzlichen Folien aufgenommen, deren Massenbelegungen allerdings unbekannt sind. Die Foliendicke einer dieser Folien war aber als 1 mm angegeben - somit liegt diese eindeutig im Sättigungsbereich. Die Dicke der anderen Folie war nach Augenmaß eindeutig größer als die aller anderen Folien, wodurch diese auch im Sättigungsbereich liegen muss.

Das Hinzunehmen dieser beiden Werte liefert ein genaueres Bild dafür, wie die Zählraten im Sättigungsbereich aussehen. Da diese Zählraten großen Schwankungen unterliegen (siehe dazu die Protokollbuchkopien in Kapitel C), wurde als Sättigungsrückstreuendicke

$$D_s \approx 0,5 \text{ mm} \quad (2.15)$$

gewählt. Damit tragen zum Sättigungsbereich aus Abbildung 2.3 die letzten drei Messwerte und zusätzlich die beiden anderen Messwerte mit unbekanntem Massenbelegungen bei. Die Mittelung dieser fünf Zählraten wurde grafisch durchgeführt, was in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Daraus ergibt sich für die Zählrate im Sättigungsbereich

$$Z_s = (439 \pm 3) \frac{1}{\text{s}} \quad (2.16)$$

Der Rückstreufaktor ergibt sich über

$$f_R = \frac{Z_s - Z_0}{Z_{\text{ohne}} - Z_0} \quad (2.17a)$$

$$\Delta f_R = \frac{1}{Z_{\text{ohne}} - Z_0} \sqrt{(\Delta Z_s)^2 + (f_R \Delta Z_{\text{ohne}})^2 + \left( \frac{Z_s - Z_{\text{ohne}}}{Z_{\text{ohne}} - Z_0} \Delta Z_0 \right)^2} \quad (2.17b)$$

Die Zählrate ohne Rückstreufole  $Z_{\text{ohne}}$  kann der Messung zur Zählrohrcharakteristik bei  $U = 420 \text{ V}$  entnommen werden, da diese Messung unter gleichen Voraussetzungen durchgeführt wurde. Allerdings muss diese Zählrate nach Gleichung (2.14) noch bezüglich der Totzeit korrigiert werden, wodurch sich

$$Z_{\text{ohne},\tau} = (396 \pm 8) \frac{1}{\text{s}} \quad (2.18)$$

ergibt. Den Nulleffekt entnimmt man Gleichung (2.7). Dieser muss auch totzeitkorrigiert werden, jedoch ergibt diese Korrektur nur eine Änderung ab der fünften Nachkommastelle, so dass man im Rahmen der Messgenauigkeit  $Z_{0,\tau} = Z_0$  setzen kann. Schließlich erhält man für den Rückstreufaktor

$$f_R = (1,11 \pm 0,02) \quad (2.19)$$

Im Folgenden werden die Zählraten zusätzlich mit dem Rückstreufaktor korrigiert:

$$Z_{\tau R} = \frac{f_{\tau}}{f_R} Z \quad \Delta Z_{\tau R} = Z_{\tau R} \sqrt{\left(\frac{\Delta f_{\tau}}{f_{\tau}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_R}{f_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)^2}. \quad (2.20)$$

## 2.5 Absorption

Um eine definierte Rückstreuung für die folgenden Messungen zu gewährleisten (Rückstreuung an Luft ist im Rahmen des Versuchs kein definierter Effekt), wurde die Aluminiumfolie mit der größten Dicke hinter das Präparat geklemmt. Dadurch ist sichergestellt, dass die Rückstreuung im oben beschriebenen Sättigungsbereich liegt und somit die Sättigungskorrektur verwendet werden kann.

Die Absorption von  $\beta$ -Strahlung durch Materie kann mit folgenden Beziehung beschrieben werden:

$$Z(M) = Z(M=0)e^{-NM}. \quad (2.21)$$

Die Zählrate  $Z$  nimmt exponentiell mit der Massenbelegung  $M$  ab,  $N$  ist der Absorptionskoeffizient. Eine geeignete Auftragungsart ist deshalb eine einfach logarithmische, mit der sich aus einem Geradenfit die Parameter bestimmen lassen:

$$\ln Z(M) = -NM + \ln Z(M=0). \quad (2.22)$$

Das Diagramm findet sich in Abbildung 2.5, wobei die Zählraten nach Gleichung (2.20) korrigiert wurden. Man kann deutlich erkennen, dass kein linearer Zusammenhang über den vollen Massenbelegungsbereich vorliegt, jedoch für zwei Intervalle. Der Grund für zwei Geradensteigungen ist die Tatsache, dass das untersuchte  $^{90}\text{Sr}$  einen Mutter-Tochter-Zerfall macht und so der Detektor die Zählraten von Mutter und Tochter aufnimmt. Es ist nun zu klären, welche Steigung bzw. welchen Absorptionskoeffizient für die folgenden Rechnungen verwendet werden soll. Dazu betrachtet man sich die Zerfallsenergien vom

- Mutter-Zerfall: 535 keV und vom
- Tochter-Zerfall: 2260 keV

Da hier interessante Fall ist der Mutter-Zerfall, also der mit der kleineren Energie. Diese wird schon bei kleinerer Massenbelegung absorbiert, sodass für die weiteren Rechnungen die Steigung  $N_1$  der Geraden aus Abbildung 2.5 verwendet wird.

Der Absorptionskoeffizient  $N$  für Glimmer (Material des Eintrittfensters des Geiger-Müller-Zählrohrs), Aluminium (Material, mit dem die Messreihe aufgenommen wurde) und Luft (die sich zwischen Zählrohr und Präparat befindet) ist ungefähr gleich, sodass der Korrekturfaktor für die Absorption lautet:

$$f_A = e^{N(M+d\rho)} \quad \Delta f_A = f_A \sqrt{(\rho\Delta d)^2 + (M\Delta N)^2}, \quad (2.23)$$

wobei  $M$  die Massenbelegung des Eintrittfensters ist,  $\rho$  die Dichte von Luft und  $d$  die Entfernung des Präparats von Eintrittsfenster. Die Werte sind in Gleichung (2.24) gegeben.

$$\begin{aligned} N &= 0,0094 \pm 0,0007 \\ M_{\text{Fenster}} &= 2 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2} \\ \rho_{\text{Luft}} &= 1,293 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Die Zählraten damit auch zusätzlich bezüglich der Absorption korrigiert werden:

$$Z_{\tau RA} = \frac{f_{\tau} f_A}{f_R} Z \quad \Delta Z_{\tau RA} = Z_{\tau RA} \sqrt{\left(\frac{\Delta f_{\tau}}{f_{\tau}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_R}{f_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_A}{f_A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)^2}. \quad (2.25)$$

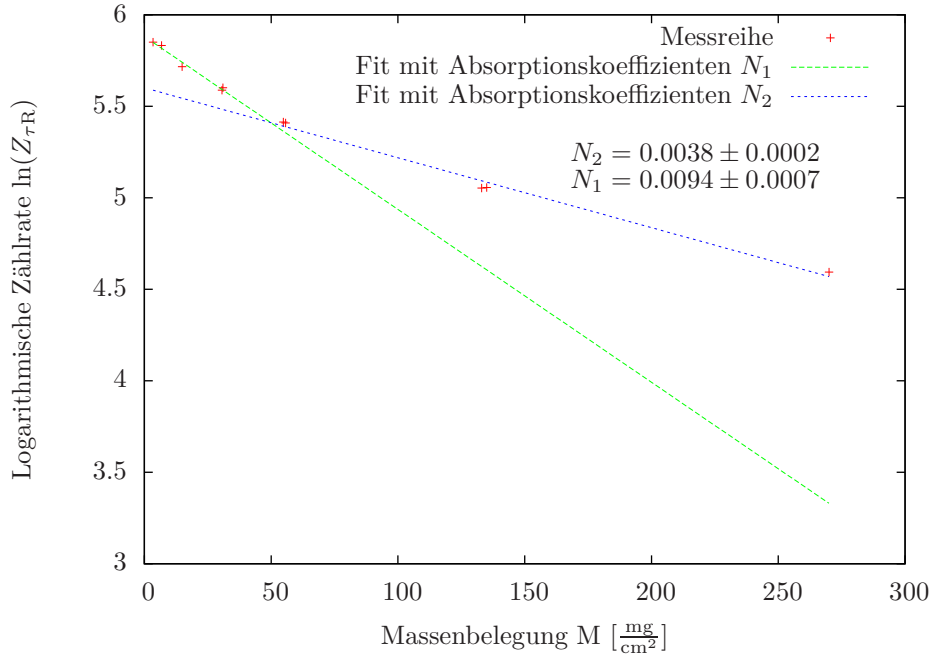


Abbildung 2.5: Logarithmische Auftragung der Absorptionsmessung mit verschiedenen Massenbelegungen

## 2.6 Geometrische Akzeptanz

Um die geometrische Akzeptanz der Anordnung zu bestimmen, wurden Zählerereignisse in Abhängigkeit des Abstands zwischen Präparat und Zählrohr aufgenommen. Die Abstände  $d$  wurden mit einem üblichen Lineal gemessen, als Fehler wurde daher die kleinste Skaleneinheit,  $\Delta d = 1$  mm, gewählt. Zwei benachbarte Einschubfächer hatten einen Abstand von 1 cm, der Abstand des obersten Fachs vom Zählrohr wurde ebenfalls zu 1 cm bestimmt. Insgesamt gab es 15 Fächer, so dass Abstände im Bereich von 1 cm bis 15 cm nachgemessen werden konnten.

Trägt man nun die nach Gleichung (2.25) korrigierte Zählrate in Abhängigkeit des Abstands auf, so erhält man Abbildung 2.6. Da die Strahlenquelle idealisiert als Punktquelle angenommen wird, nimmt die Intensität - also die Zählrate - quadratisch mit dem Abstand ab. Um dies nachzuprüfen, wurde die Zählrate zusätzlich gegenüber dem inversen Quadrat des Abstandes aufgetragen (siehe Abbildung 2.7). Man erkennt anhand der blauen Fitgeraden, dass die Punktquellennäherung für kleine  $\frac{1}{d^2}$  (und damit für große  $d$ ) gut erfüllt ist. Der einzige Wert, der aus der Reihe fällt ist beim kleinsten Abstand  $d = 1$  cm zu finden. Dies ist jedoch nicht verwunderlich, da die Punktquellennäherung nur für größere Abstände gut erfüllt ist, wie zuvor schon erwähnt.

Der Geometriefaktor ist für eine Punktquelle gegeben durch

$$G = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}} \right) \quad (2.26a)$$

$$\Delta G = \frac{r^2}{2 \sqrt{d^2 + r^2}^3} (\Delta d)^2 \quad , \quad (2.26b)$$

wie man durch geometrische Überlegungen ermittelt. Nähert man diesen für kleine Radien  $r$ , so ergibt sich

$$G = \frac{r^2}{4d^2} + \mathcal{O}(r^4) \quad . \quad (2.27)$$



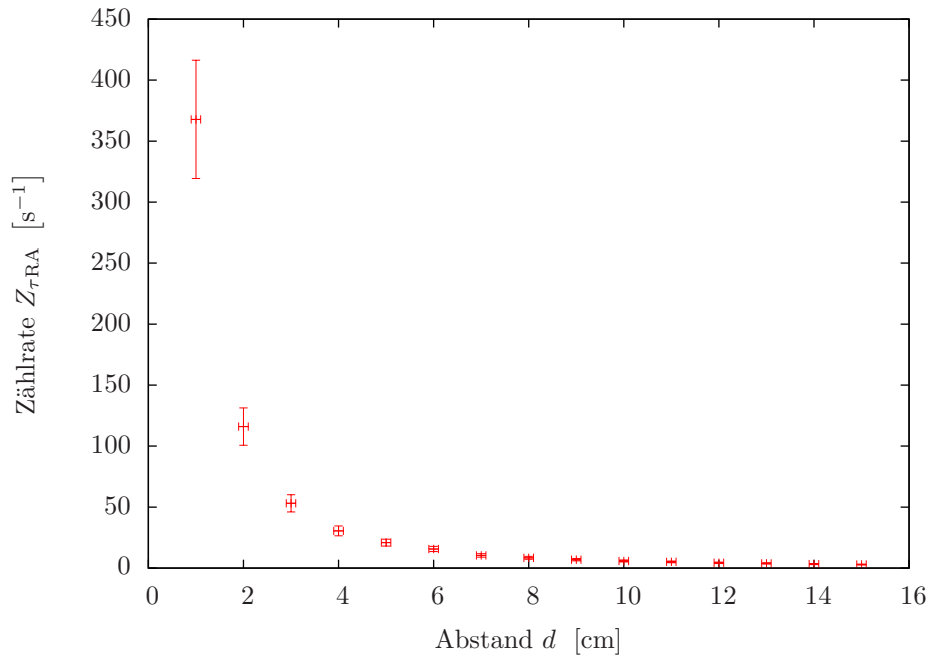


Abbildung 2.6: Zählrate in Abhängigkeit des Abstands

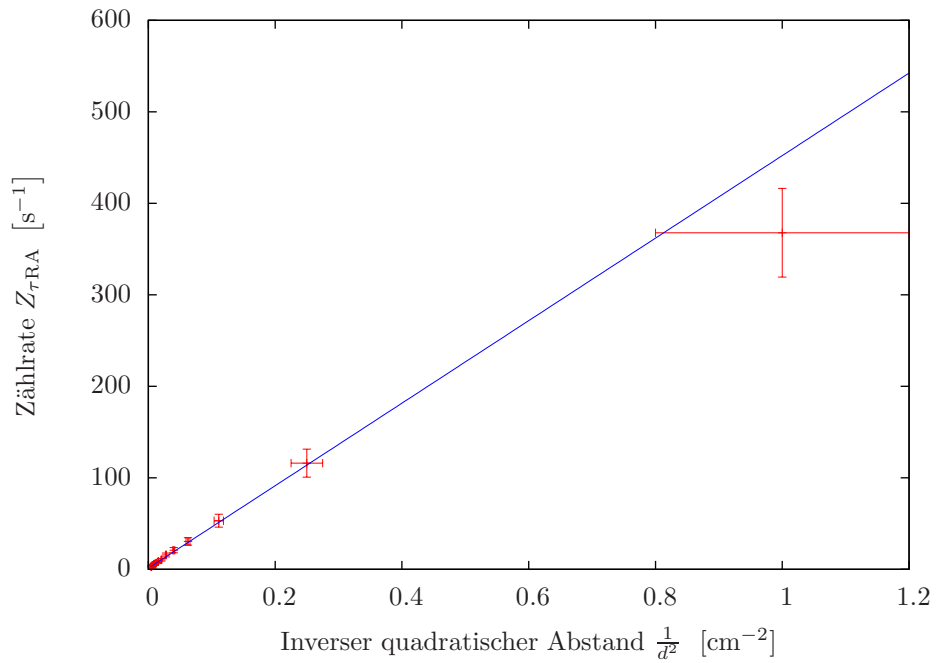


Abbildung 2.7: Zählrate in Abhängigkeit des inversen quadratischen Abstands; gut zu erkennen: Der Verlauf ist für größere Abstände  $d$  linear, jedoch versagt die Näherung als Punktquelle für kleine Abstände (also große  $\frac{1}{d^2}$ ).

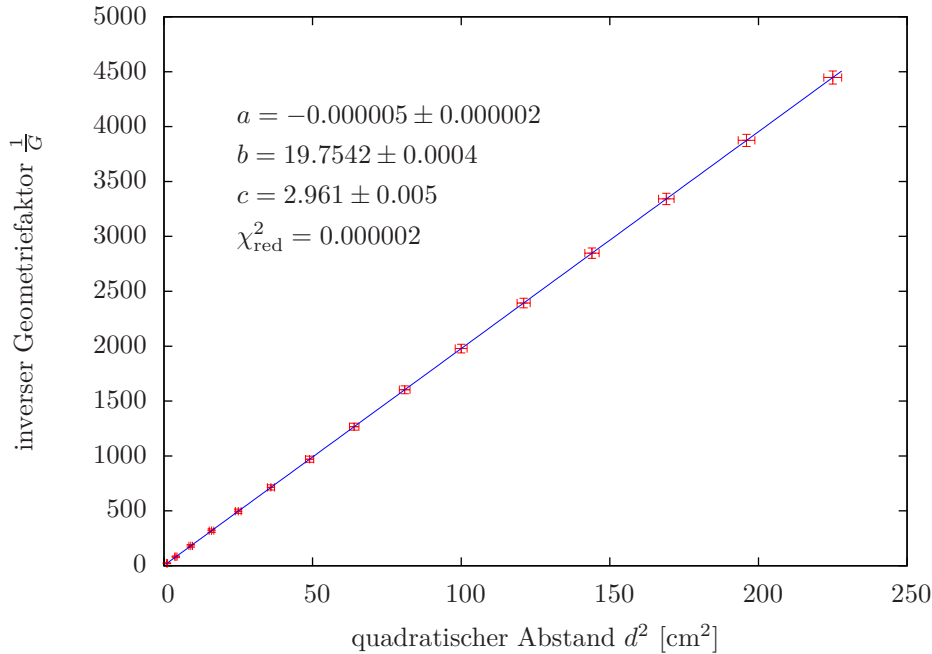


Abbildung 2.8: Inverser Geometriefaktor in Abhängigkeit des quadratischen Abstands; um den Verlauf zu überprüfen, wurde das quadratische Polynom  $f(x) = ax^2 + bx + c$  gefittet; die Koeffizienten bestätigen eindeutig einen linearen Verlauf

Trägt man also  $\frac{1}{G}$  gegen das Abstandsquadrat  $d^2$  auf, so müsste sich für Punktquellen näherungsweise ein linearer Verlauf ergeben. Dies wurde in Abbildung 2.8 überprüft, indem ein quadratisches Polynom,  $f(x) = ax^2 + bx + c$ , an die Messpunkte gefittet wurde. Das Ergebnis bestätigt den linearen Verlauf sehr gut, der Koeffizient des quadratischen Terms,  $c$ , ist vernachlässigbar klein.

Man kann also davon ausgehen, dass Gleichung (2.26) eine zuverlässige Korrektur der Geometrie im Rahmen des Versuchs liefert.

Da Beta-Strahlung isotrop im Raum ausgesandt wird, ist das Verhältnis der Raumwinkel identisch mit dem Verhältnis der darin registrierten Zählraten:

$$G = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} = \frac{Z}{Z_G} \quad (2.28)$$

$$\Rightarrow Z_G = \frac{1}{G} Z \quad (2.29)$$

Führt man also den Geometriekorrekturfaktor

$$f_G = \frac{1}{G} \quad , \quad \Delta f_G = \frac{\Delta G}{G^2} \quad (2.30)$$

ein, so ergibt sich für die geometrische Korrektur der Zählrate

$$Z_G = f_G Z \quad , \quad (2.31)$$

welche vom Abstand von Zählrohr und Präparat, sowie dem Radius der Öffnung des Zählrohrs abhängt. Der Durchmesser der Öffnung des Zählrohrs ist angegeben als 9mm, woraus man direkt den Radius abliest:

$$r = 0,45 \text{ cm} \quad (2.32)$$

| $d$ [cm]   | $Z_{\tau\text{RAG}}$ [ $\frac{1}{\text{s}}$ ] |
|------------|---|
| 1,0 ± 0,1  | 8352 ± 1826                                   |
| 2,0 ± 0,1  | 9511 ± 1556                                   |
| 3,0 ± 0,1  | 9603 ± 1422                                   |
| 4,0 ± 0,1  | 9729 ± 1387                                   |
| 5,0 ± 0,1  | 10380 ± 1457                                  |
| 6,0 ± 0,1  | 11202 ± 1564                                  |
| 7,0 ± 0,1  | 10112 ± 1423                                  |
| 8,0 ± 0,1  | 10676 ± 1511                                  |
| 9,0 ± 0,1  | 11089 ± 1584                                  |
| 10,0 ± 0,1 | 11539 ± 1594                                  |
| 11,0 ± 0,1 | 12241 ± 1699                                  |
| 12,0 ± 0,1 | 12369 ± 1730                                  |
| 13,0 ± 0,1 | 12922 ± 1821                                  |
| 14,0 ± 0,1 | 12669 ± 1807                                  |
| 15,0 ± 0,1 | 12921 ± 1863                                  |

Tabelle 2.1: Bestimmung der absoluten Zählraten  $Z_{\tau\text{RAG}}$  in Abhängigkeit des Abstands  $d$  zwischen Präparat und Zählrohr

## 2.7 Absolute Aktivität und Masse des Sr-90-Präparats

Mit der geometrischen Korrektur ergibt sich schlussendlich die Formel zur Bestimmung der absoluten Aktivität des Präparats:

$$Z_{\tau\text{RAG}} = \frac{f_{\tau} f_A f_G}{f_R} Z \quad (2.33a)$$

$$\Delta Z_{\tau\text{RA}} = Z_{\tau\text{RA}} \sqrt{\left(\frac{\Delta f_{\tau}}{f_{\tau}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_R}{f_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_A}{f_A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_G}{f_G}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)^2} . \quad (2.33b)$$

Die damit errechneten absoluten Aktivitäten sind in Tabelle 2.1 zu sehen. Im Idealfall würde man identische Werte für alle Abstände erwarten. Diese sind natürlich nicht haltbar, da in die Berechnung verschiedene nicht-reale Annahmen eingingen. Hauptverantwortlich ist wohl die Annahme, es handle sich bei dem Präparat um eine punktförmige Strahlenquelle. Diese Näherung ist nur für größere Abstände gültig. Andererseits sinken die Zählraten für große Abstände rapide ab, so dass kleinere Abstände die Statistik des Zerfalls besser wiedergeben.

Aus diesen Gründen wurden zur Bestimmung der absoluten Aktivität die Resultate der mittleren Abstände ( $d \in [5, 10]$  cm) gemittelt und als Fehler die Standardabweichung verwendet. Es ergibt sich demnach als *absolute Aktivität des Präparats*

$$A = (10833 \pm 492) \frac{1}{\text{s}} . \quad (2.34)$$

Mit diesem Ergebnis lässt sich schließlich auch die Masse des strahlenden  $^{90}\text{Sr}$  angeben. Diese berechnet sich zu

$$m = MN = \frac{M}{\lambda} A = \frac{MT_{\frac{1}{2}}}{\ln 2} A \quad \Delta m = m \frac{\Delta A}{A} \quad (2.35)$$

mit  $M$  der Atommasse von  $^{90}\text{Sr}$ ,  $N$  der Teilchenanzahl,  $\lambda$  der Zerfallskonstante,  $A$  der Aktivität

und  $T_{\frac{1}{2}}$  der Halbwertszeit.

$$M = 89,9077 \text{ u} \cdot 1,6605 \cdot 10^{-24} \frac{\text{g}}{\text{u}} \quad (2.36)$$

$$T_{\frac{1}{2}} = 28,79 \text{ a} \quad (2.37)$$

Daraus berechnet sich die Masse zu

$$m = (2,12 \pm 0,10) \cdot 10^{-9} \text{ g} . \quad (2.38)$$

Da keine detaillierten Informationen über das verwendete Präparat verfügbar sind, kann keine Abgabe über die Korrektheit der ermittelten Werte gemacht werden.

---

# Literaturverzeichnis

- [1] *Table of Nuclides*, <http://atom.kaeri.re.kr>, Korea Atomic Energy Research Institute, 2000
- [2] *The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty*,  
<http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>

Anhang A

Versuchsaufbau

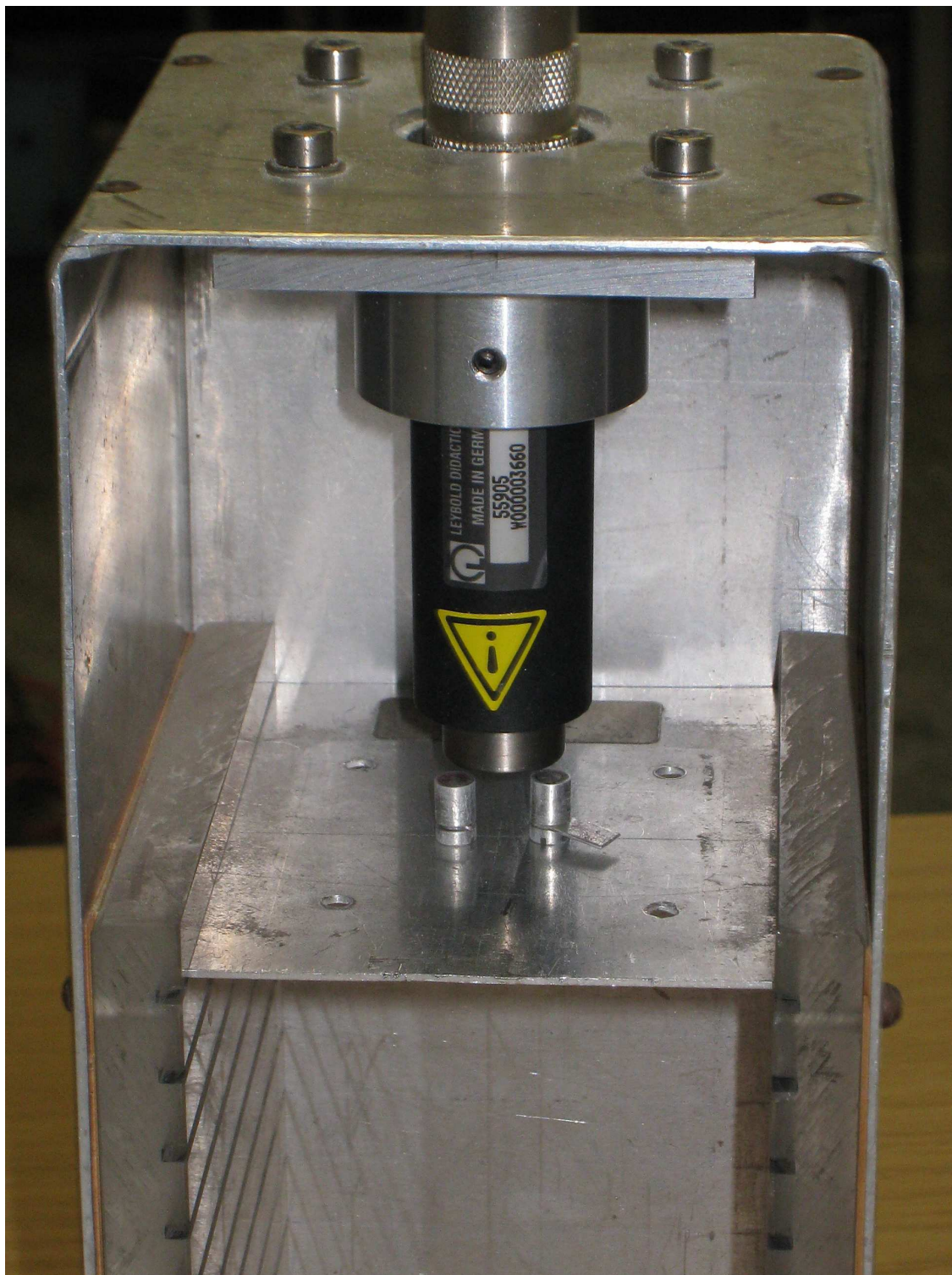
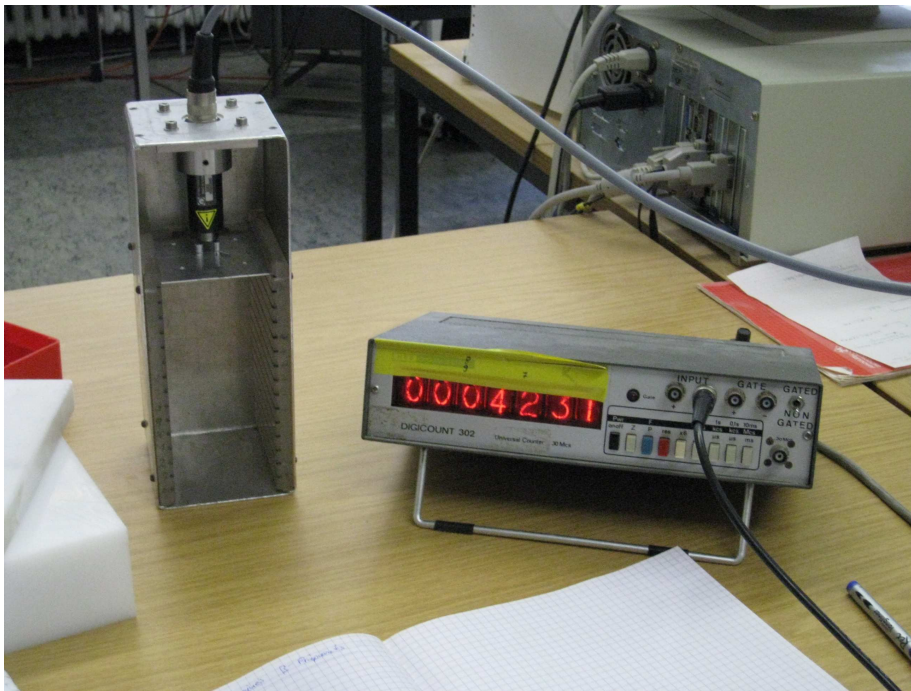
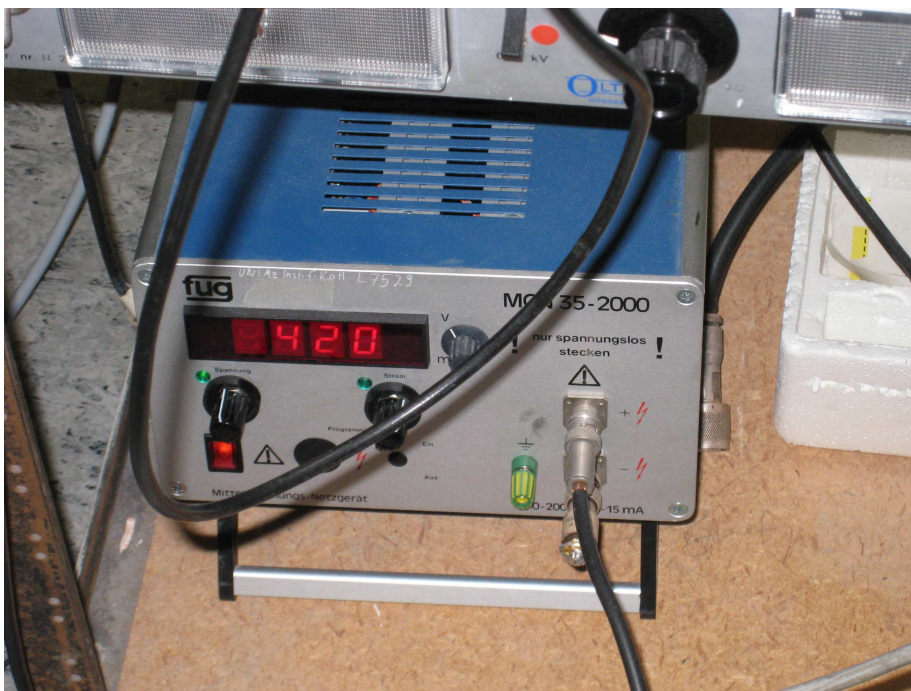


Abbildung A.1: Einschubfächer mit dem Geiger-Müller-Zähler. Im obersten Einschub sieht man die Messung mit der Totzeit mit der Zwei-Präparate-Methode. Die beiden Präparate sind durch das Fähnchen (rechts) zu unterscheiden und wurden auf die dafür vorgesehenen Markierungen gestellt.



(a) Versuchsaufbau. Links die Einschubfächer mit Geiger-Müller-Zähler, rechts der Zähler. Der Zähler empfängt das digitalisierte Signal des Geiger-Müller-Zählrohrs, welches nicht im Bild ist.



(b) Netzteil für den Versuchsaufbau. Eingestellt ist die Arbeitsspannung von 420 V, bei der der Zähler im Plateaubereich arbeitet. Bei einstellen des Netzteils war zu beachten, dass die Spannung mit großer Verzögerung auf den Drehknopf reagiert, sodass man langsam drehen musste, um Spannungen einzustellen. Oberhalb des Netzteils befindet sich der Digitalisierer für das analoge Zählrohrsignal.

Abbildung A.2: Für den Versuch relevante Geräte.



Anhang B

Tabellen

| N           | Z [s <sup>-1</sup> ] | U [M]   |
|-------------|----------------------|---------|
| 0 ± 0       | 0 ± 0                | 310 ± 1 |
| 0 ± 0       | 0 ± 0                | 315 ± 1 |
| 88 ± 9      | 1 ± 0                | 320 ± 1 |
| 17936 ± 134 | 299 ± 5              | 325 ± 1 |
| 20291 ± 142 | 338 ± 6              | 346 ± 1 |
| 20928 ± 145 | 349 ± 6              | 367 ± 1 |
| 21162 ± 145 | 353 ± 6              | 375 ± 1 |
| 21266 ± 146 | 354 ± 6              | 395 ± 1 |
| 21465 ± 147 | 358 ± 6              | 410 ± 1 |
| 21787 ± 148 | 363 ± 7              | 420 ± 1 |
| 23655 ± 154 | 394 ± 7              | 440 ± 1 |
| 29811 ± 173 | 497 ± 9              | 460 ± 1 |

Tabelle B.1: Zur Berechnung der Zählraten für die Zählrohrcharakteristik

| N           | Z [s <sup>-1</sup> ] | f <sub>r</sub> | Z <sub>r</sub> [s <sup>-1</sup> ] | M [mg cm <sup>-2</sup> ] |
|-------------|----------------------|----------------|-----------------------------------|--------------------------|
| 21787 ± 148 | 363 ± 7              | 1,092 ± 0,004  | 397 ± 7                           | 6,8                      |
| 21287 ± 146 | 355 ± 6              | 1,090 ± 0,004  | 387 ± 7                           | 3,4                      |
| 22444 ± 150 | 374 ± 7              | 1,095 ± 0,004  | 410 ± 8                           | 14,9                     |
| 22814 ± 151 | 380 ± 7              | 1,097 ± 0,004  | 417 ± 8                           | 30,6                     |
| 22371 ± 150 | 373 ± 7              | 1,095 ± 0,004  | 408 ± 7                           | 31,0                     |
| 23271 ± 153 | 388 ± 7              | 1,099 ± 0,004  | 426 ± 8                           | 54,8                     |
| 23133 ± 152 | 386 ± 7              | 1,098 ± 0,004  | 423 ± 8                           | 55,7                     |
| 23471 ± 153 | 391 ± 7              | 1,100 ± 0,004  | 430 ± 8                           | 133,0                    |
| 23894 ± 155 | 398 ± 7              | 1,102 ± 0,004  | 439 ± 8                           | 135,0                    |
| 24204 ± 156 | 403 ± 7              | 1,103 ± 0,004  | 445 ± 8                           | 270,0                    |

Tabelle B.2: Zur Bestimmung des Rückstrefaktors

| N           | Z [s <sup>-1</sup> ] | f <sub>r</sub> | Z <sub>rR</sub> [s <sup>-1</sup> ] | M [mg cm <sup>-2</sup> ] |
|-------------|----------------------|----------------|------------------------------------|--------------------------|
| 21248 ± 146 | 354 ± 6              | 1,090 ± 0,004  | 347 ± 9                            | 3,4                      |
| 20895 ± 145 | 348 ± 6              | 1,088 ± 0,004  | 341 ± 9                            | 6,8                      |
| 18786 ± 137 | 313 ± 6              | 1,078 ± 0,003  | 304 ± 8                            | 14,9                     |
| 16663 ± 129 | 278 ± 5              | 1,069 ± 0,003  | 267 ± 7                            | 30,6                     |
| 16868 ± 130 | 281 ± 5              | 1,070 ± 0,003  | 271 ± 7                            | 31,0                     |
| 14146 ± 119 | 236 ± 4              | 1,058 ± 0,002  | 224 ± 6                            | 54,8                     |
| 14085 ± 119 | 235 ± 4              | 1,058 ± 0,002  | 223 ± 6                            | 55,7                     |
| 10038 ± 100 | 167 ± 3              | 1,040 ± 0,002  | 157 ± 4                            | 133,0                    |
| 10062 ± 100 | 168 ± 3              | 1,040 ± 0,002  | 157 ± 4                            | 135,0                    |
| 6436 ± 80   | 107 ± 2              | 1,026 ± 0,001  | 99 ± 3                             | 270,0                    |

Tabelle B.3: Zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten

Tabelle B.4: Zur Bestimmung des Geometriefaktors

| N           | t [s]   | Z [s <sup>-1</sup> ] | f <sub>T</sub> | f <sub>A</sub> | Z <sub>TRA</sub> [s <sup>-1</sup> ] | d [cm]     | 1/d <sup>2</sup> [cm] | G                 | f <sub>G</sub> = 1/G | d <sup>2</sup> [cm <sup>2</sup> ] | Z <sub>TRAG</sub> [s <sup>-1</sup> ] |
|-------------|---------|----------------------|----------------|----------------|-------------------------------------|------------|-----------------------|-------------------|----------------------|-----------------------------------|--------------------------------------|
| 21767 ± 148 | 60 ± 1  | 363 ± 7              | 1,092 ± 0,004  | 1,03 ± 0,13    | 368 ± 48                            | 1,0 ± 0,1  | 1,0000 ± 0,2000       | 0,04404 ± 0,00768 | 22,7 ± 4,0           | 1,0 ± 0,2                         | 8352 ± 1826                          |
| 7208 ± 85   | 60 ± 1  | 120 ± 2              | 1,029 ± 0,001  | 1,04 ± 0,14    | 116 ± 15                            | 2,0 ± 0,1  | 0,2500 ± 0,0250       | 0,01220 ± 0,00118 | 82,0 ± 7,9           | 4,0 ± 0,4                         | 9511 ± 1556                          |
| 3320 ± 58   | 60 ± 1  | 55 ± 1               | 1,013 ± 0,001  | 1,06 ± 0,14    | 53 ± 7                              | 3,0 ± 0,1  | 0,1111 ± 0,0074       | 0,00553 ± 0,00036 | 180,8 ± 11,9         | 9,0 ± 0,6                         | 9603 ± 1422                          |
| 1900 ± 44   | 60 ± 1  | 32 ± 1               | 1,007 ± 0,000  | 1,07 ± 0,14    | 30 ± 4                              | 4,0 ± 0,1  | 0,0625 ± 0,0031       | 0,00313 ± 0,00016 | 319,0 ± 15,8         | 16,0 ± 0,8                        | 9729 ± 1387                          |
| 1294 ± 36   | 60 ± 1  | 22 ± 1               | 1,005 ± 0,000  | 1,08 ± 0,14    | 21 ± 3                              | 5,0 ± 0,1  | 0,0400 ± 0,0016       | 0,00201 ± 0,00008 | 496,8 ± 19,8         | 25,0 ± 1,0                        | 10380 ± 1457                         |
| 965 ± 31    | 60 ± 1  | 16 ± 1               | 1,004 ± 0,000  | 1,10 ± 0,14    | 16 ± 2                              | 6,0 ± 0,1  | 0,0278 ± 0,0009       | 0,00140 ± 0,00005 | 714,1 ± 23,7         | 36,0 ± 1,2                        | 11202 ± 1564                         |
| 639 ± 25    | 60 ± 1  | 11 ± 0               | 1,002 ± 0,000  | 1,11 ± 0,14    | 10 ± 1                              | 7,0 ± 0,1  | 0,0204 ± 0,0006       | 0,00103 ± 0,00003 | 970,9 ± 27,7         | 49,0 ± 1,4                        | 10112 ± 1423                         |
| 514 ± 23    | 60 ± 1  | 9 ± 0                | 1,002 ± 0,000  | 1,12 ± 0,15    | 8 ± 1                               | 8,0 ± 0,1  | 0,0156 ± 0,0004       | 0,00079 ± 0,00002 | 1267,2 ± 31,6        | 64,0 ± 1,6                        | 10676 ± 1511                         |
| 420 ± 20    | 60 ± 1  | 7 ± 0                | 1,002 ± 0,000  | 1,14 ± 0,15    | 7 ± 1                               | 9,0 ± 0,1  | 0,0123 ± 0,0003       | 0,00062 ± 0,00001 | 1603,0 ± 35,6        | 81,0 ± 1,8                        | 11089 ± 1584                         |
| 705 ± 27    | 120 ± 1 | 6 ± 0                | 1,001 ± 0,000  | 1,15 ± 0,15    | 6 ± 1                               | 10,0 ± 0,1 | 0,0100 ± 0,0002       | 0,00051 ± 0,00001 | 1978,3 ± 39,5        | 100,0 ± 2,0                       | 11539 ± 1594                         |
| 615 ± 25    | 120 ± 1 | 5 ± 0                | 1,001 ± 0,000  | 1,16 ± 0,15    | 5 ± 1                               | 11,0 ± 0,1 | 0,0083 ± 0,0002       | 0,00042 ± 0,00001 | 2393,1 ± 43,5        | 121,0 ± 2,2                       | 12241 ± 1699                         |
| 521 ± 23    | 120 ± 1 | 4 ± 0                | 1,001 ± 0,000  | 1,18 ± 0,15    | 4 ± 1                               | 12,0 ± 0,1 | 0,0069 ± 0,0001       | 0,00035 ± 0,00001 | 2847,4 ± 47,4        | 144,0 ± 2,4                       | 12369 ± 1730                         |
| 462 ± 21    | 120 ± 1 | 4 ± 0                | 1,001 ± 0,000  | 1,19 ± 0,15    | 4 ± 1                               | 13,0 ± 0,1 | 0,0059 ± 0,0001       | 0,00030 ± 0,00000 | 3341,3 ± 51,4        | 169,0 ± 2,6                       | 12922 ± 1821                         |
| 391 ± 20    | 120 ± 1 | 3 ± 0                | 1,001 ± 0,000  | 1,21 ± 0,16    | 3 ± 0                               | 14,0 ± 0,1 | 0,0051 ± 0,0001       | 0,00026 ± 0,00000 | 3874,6 ± 55,3        | 196,0 ± 2,8                       | 12669 ± 1807                         |
| 347 ± 19    | 120 ± 1 | 3 ± 0                | 1,001 ± 0,000  | 1,22 ± 0,16    | 3 ± 0                               | 15,0 ± 0,1 | 0,0044 ± 0,0001       | 0,00022 ± 0,00000 | 4447,4 ± 59,3        | 225,0 ± 3,0                       | 12921 ± 1863                         |

Anhang C

Protokollbuchkopien