



Gammaspektroskopie im HERA-Tunnel

Diplomarbeit
Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg
(überarbeitete Version)

vorgelegt von
Jan Horst Karl Timm

Hamburg, 21. Januar 2011



Universität Hamburg
DER FORSCHUNG | DER LEHRE | DER BILDUNG

Gamma-ray spectroscopy in the HERA tunnel

Abstract

The COBRA experiment will be searching for the neutrinoless double beta decay in Cd and Te isotopes, focusing on ^{116}Cd . The expected half-life of these decay is very high, at about 10^{26} years. A reduction of the associated background is of crucial importance as well as the characterisation of materials in relation to their intrinsic radioactivity. The Storage of these materials under a covering of at least 15 m w.e. for shielding against the nucleonic component of cosmic radiation is required.

This diploma thesis examines with gamma-ray spectroscopy in the HERA tunnel in Hamburg. The HERA tunnel offers a coverage of about 40 m w.e. . An electrically cooled HP Ge-detector has been shielded using lead and equipped with a muon veto, to keep the background rate as low as possible. Integral background count rates of about 1.08 events/kg/s have been achieved in the energy range of 40 keV to 2.7 MeV.

Gammaskopie im HERA-Tunnel

Kurzfassung

Das COBRA-Experiment sucht nach dem neutrinolessen Doppel-Beta Zerfall in Cd und Te Isotopen, vornehmlich in ^{116}Cd . Die erwarteten Halbwertszeiten dieser Zerfälle sind mit 10^{25} Jahren sehr hoch. Für die damit verbundenen niedrigen Zählraten ist die Reduzierung der Untergrundrate von entscheidender Bedeutung. Charakterisierung von Materialien in Bezug auf ihre intrinsische Radioaktivität und Lagerung dieser Materialien unter einer Überdeckung von mindestens 15 m w.e. zur Abschirmung der nukleonischen Komponente der kosmischen Strahlung sind unbedingt notwendig.

Die Diplomarbeit befasst sich mit Gammaskopie im HERA-Tunnel. Der HERA-Tunnel in Hamburg bietet eine Überdeckung von etwa 40 m w.e. . Ein elektrisch gekühlter HPGe-Detektor wurde mit Blei und einem Myonveto abgeschirmt um die Untergrundrate möglichst gering zu halten. Damit ist im Energiebereich von 40 keV bis 2,7 MeV eine integrale Aktivität von etwa 1,08 Ereignisse/kg/s erzielt worden.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Radioaktiver Untergrund	3
2.1. Natürliche Radioaktivität	3
2.2. Kosmische Strahlung	10
2.3. Neutronen induzierter Untergrund	12
3. Neutrinos	15
3.1. Entdeckung und Eigenschaften der Neutrinos	15
3.2. Doppel-Betazerfall	16
3.3. Neutrinoloser Doppel-Betazerfall	17
4. Gammaspektroskopie und Halbleiterdetektoren	19
4.1. Grundsätzliche Überlegungen zur Spektroskopie	19
4.1.1. Photoeffekt	21
4.1.2. Compton-Streuung	22
4.1.3. Elektron-Positron-Produktion	22
4.2. Theoretisches Spektrum	24
4.3. Eigenschaften von Halbleitern	28
4.3.1. Bandstruktur	28
4.3.2. Elektrische Leitfähigkeit	29
4.3.3. Dotierung	29
4.3.4. Einfang und Rekombination	29
4.4. Halbleiter als Detektor	30
4.4.1. Von der Diode zum Detektor	30
4.4.2. Ionisation in Halbleitern	31
4.5. Detektor Eigenschaften	31
4.5.1. HPGe vs. CZT	33
5. Das COBRA-Experiment	35
6. Gammaspektroskopie im HERA-Tunnel	39
6.1. Aufbau und Standort	39
6.1.1. Aufbau	39
6.1.2. Aufnahmesoftware	48
6.1.3. Standort	50
6.2. Ergebnisse und Auswertung	52

6.2.1. Kalibrierung	52
6.2.2. Asymmetrischer Gauß-Fit	54
6.2.3. Identifizierung der Isotope	56
6.2.4. Ergebnisse	57
7. Zusammenfassung	67
A. Anhang	69
B. Abbildungsverzeichnis	75
C. Tabellenverzeichnis	77
D. Literaturverzeichnis	79

Kapitel 1.

Einleitung

Neutrinos spielen eine immer wichtigere Rolle in der modernen Physik und sind Mittelpunkt zahlreicher Experimente. Dennoch sind bis heute noch nicht alle Eigenschaften der Neutrinos bekannt und bieten daher die Möglichkeit, nach neuer Physik zu suchen. Aus Oszillations-Experimenten ist bekannt, dass Neutrinos zumindest zum Teil eine von Null verschiedene Masse besitzen müssen, eine Aussage über die absolute Masse ist nicht möglich. Auch ist offen, ob Neutrinos und Anti-Neutrinos identisch sind. Eine Möglichkeit, diese Fragen zu beantworten, bietet der neutrinolose doppelte β -Zerfall. Das COBRA¹-Experiment hat sich zur Aufgabe gemacht, diesen sehr seltenen Zerfall zu messen. Die damit verbundenen sehr niedrigen Zählraten machen das Abschirmen des Detektors vor natürlicher Radioaktivität, vor kosmischer Strahlung und weiterem Untergrund unentbehrlich. Dafür dürfen die Materialien, die zum Bau des Detektors verwendet werden, nur geringe radioaktive Verunreinigungen aufweisen. Auch die Lagerung der Materialien unter der Erdoberfläche zur Vermeidung einer möglichen Aktivierung durch die kosmische Strahlung ist bedeutend.

Der HERA-Tunnel in Hamburg verläuft bis zu 26 m unterhalb der Erdoberfläche. Dieser Beschleunigerring wurde in den 80er Jahren gebaut, um hochenergetische Elektronen und Protonen kollidieren zu lassen. Heutzutage sind alle Experimente im HERA-Tunnel abgeschlossen und somit ist der HERA-Tunnel zugänglich geworden. Da durch hochenergetische Teilchen über Spallationsprozesse Radionuklide entstehen können und der HERA-Tunnel einen Beschleunigerring beherbergt, wird in dieser Diplomarbeit gezeigt, dass keine langlebigen Radionuklide vorhanden sind.

Die Überdeckung von 26 m Sand schirmt die kosmische Strahlung ab und wird hier auf etwa 40 m w.e. bestimmt. Somit ist die Grundlage für eine mögliche Lagerung von Materialien gegeben.

Mit einfachsten Mittel wird die Untergrundrate auf etwa 1 Ereignis/kg/s reduziert und es wird gezeigt, dass dieser Wert ohne großen Aufwand noch deutlich vermindert werden kann, was Untersuchungen zur radioaktive Verunreinigung ermöglichen kann.

Dazu wurde ein elektrisch gekühlter Germanium-Detektor im Tunnel am Ort mit

¹ Cadmium-Zinc-Telluride 0-Neutrino Double-Beta Research Apparatus

der höchsten Überdeckung platziert. Germanium, sowie im COBRA-Experiment CZT, sind Halbleiter, die durch ihre sehr gute Energieauflösungseigenschaften für die Gammaskopie geeignet sind und machen so das Identifizieren von Radionukliden möglich.

Kapitel 2 befasst sich mit Zerfallsprozessen, wie dem γ -Zerfall und gibt eine Übersicht über den radioaktiven Untergrund. Kapitel 3 geht auf die bekannten Eigenschaften der Neutrinos ein und handelt von den doppelten β -Zerfall. Kapitel 4 befasst sich mit Wechselwirkungen von Photonen in Materie, stellt Überlegungen zur Spektroskopie allgemein an und erklärt die Funktionsweise von Halbleitern als Detektor. In Kapitel 5 wird das COBRA-Experiment und dessen Status vorgestellt. Kapitel 6 beschreibt den Aufbau des Germanium-Detektors im HERA-Tunnel, die Versuchsdurchführung und die Ergebnisse. Abschließend wird in Kapitel 7 die Diplomarbeit zusammengefasst.

Für die Lichtgeschwindigkeit gilt in dieser Arbeit $c = 1$. Somit werden die Massen in Elektronenvolt (eV) angegeben, desweiteren ist $\hbar = 1$.

Kapitel 2.

Radioaktiver Untergrund

Ein Experiment mit sehr niedrigen Zählraten ist von einer möglichst geringen Untergrundrate abhängig. Ein umfangreiches Verständnis des Untergrundes ist notwendig, um gezielt die Quellen des Untergrunds vom Detektor fernzuhalten. Im folgenden Kapitel wird auf die Hauptbestandteile des Untergrunds eingegangen und auf Möglichkeiten, diese abzuschirmen. Kapitel 2.1 handelt von der primordialen natürlichen Radioaktivität, in Kapitel 2.2 wird die kosmische Strahlung behandelt und in Kapitel 2.3 wird kurz auf den Neutronen induzierten Untergrund eingegangen.

2.1. Natürliche Radioaktivität

Ein instabiler Kern kann durch Emission von α -, β - oder γ -Strahlung in einen neuen Zustand übergehen. Dabei gibt es in der Natur drei vorrangige Prozesse [BWW08] :

Beim α -Zerfall emittiert ein Kern ${}^A_Z X$ einen He-Kern ${}^4_2\text{He}$ und geht in den Kern ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ über. Die Kernladungszahl Z verringert sich um 2 und die Massenzahl A um 4



Der Wärmewert Q , oder Q -Wert, ergibt sich aus der Massenbilanz zu

$$Q = m({}^A_Z X) - m({}^{A-4}_{Z-2} Y) - m({}^4_2\text{He}). \quad (2.2)$$

Vernachlässigt man die Bindungsenergien der Elektronen, sind die Ruhemassen der Kerne m_K und der Atome m_A in dieser Formel austauschbar, da sich die Anzahl der Elektronen hier nicht ändert. Für diesen Zweikörperzerfall ergibt sich die kinetische Energie des He-Kern E_{He} zu

$$E_{\text{He}} = Q \cdot \frac{m({}^{A-4}_{Z-2} Y)}{m({}^{A-4}_{Z-2} Y) + m({}^4_2\text{He})}. \quad (2.3)$$

Beim β^- -Zerfall emittiert ein Kern ${}^A_Z X$ ein Elektron und ein Anti-Neutrino und geht in den Kern ${}^A_{Z+1} Y$ über.



Wir vernachlässigen wieder die Bindungsenergien der Elektronen und zusätzlich die Ruhemasse des Anti-Neutrinos. Für den Q-Wert gilt

$$m_A({}^A_Z X) = m_A({}^A_{Z+1} Y^+) + m_e + Q \quad (2.5)$$

$$Q = m_A({}^A_Z X) - m_A({}^A_{Z+1} Y), \quad (2.6)$$

wobei $m_A({}^A_{Z+1} Y^+)$ die Ionenmasse ist. Die kinetische Energie des Elektrons ist wegen des Dreikörperzerfalls, also Kern, Elektron und Neutrino, kontinuierlich verteilt. Die größte mögliche kinetische Energie des Elektrons ist wegen der geringen Masse des Elektrons und dem damit verbundenen verschwindend kleinen Rückstoß des Folgekerns fast gleich dem Q-Wert $Q = E_{\max, \beta}$. Trägt das Anti-Neutrino zusätzlich eine Masse, verringerte sich die maximale Energie¹ des Elektrons entsprechend.

Man unterscheidet zwischen diesem β^- - und dem β^+ -Zerfall, bei dem ein Positron und ein Elektron-Neutrino emittiert wird, der aber in den natürlichen Zerfallsreihen nicht vorkommt und nur bei künstlichen Radionukliden mit kleiner Kernladungszahl Z auftritt [Sto05]. Für den β^+ -Zerfall gilt



$$m_A({}^A_Z X) = m_A({}^A_{Z-1} Y^-) + m_e + Q_{\beta^+}$$

$$Q_{\beta^+} = m_A({}^A_Z X) - m_A({}^A_{Z-1} Y) - 2 \cdot m_e = Q - 2 \cdot m_e. \quad (2.8)$$

Ist der Q-Wert kleiner als die doppelte Elektronenmasse (1022 keV) kann dieser Prozess nicht mehr statt finden. Dann kann ein Elektron aus der Atomhülle im Kern eingefangen werden



Durch die festen diskreten Bindungsenergien der Elektronen ist die Energie der Neutrinos ebenfalls fest. Dieser Elektroneneinfang, oder EC^2 , kann grundsätzlich mit jedem Elektron aus der Hülle stattfinden. Der Einfang eines Elektrons aus der K-Schale ist jedoch am wahrscheinlichsten, da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit dieser Elektronen im Kern am größten ist. Der Q-Wert entspricht in diesem Fall dem Q-Wert beim β^+ -Zerfall. Das eingefangene Elektron hinterlässt in der Hülle ein Loch, dass durch ein Elektron aus einer höheren Schale unter Röntgen-Emission oder Auger-Elektronen aufgefüllt wird. Siehe dazu Kapitel 4.1.1 über den Photoeffekt, bei dem eine ähnliche Situation vorliegt.

¹ Das Experiment KATRIN z.B. will diese maximale Energie messen.

² EC: electron capture, engl.: Elektroneneinfang

Die Prozesse in den Gleichungen 2.1, 2.4, 2.7 und 2.9 beschreiben Zerfälle, in denen der Folgekern jeweils in den Grundzustand übergeht. Meist entsteht beim α - oder β -Zerfall jedoch ein Folgekern im höherem Energiezustand. Beim β^- -Zerfall z.B. entspricht dann die maximale kinetische Energie des Elektrons nicht mehr fast dem Q-Wert, sondern ist um die Anregungsenergie vermindert. Bei der γ -Emission, auch γ -Zerfall genannt, emittiert dieser angeregte Kern ein γ -Quant und geht in einen energetisch tieferen Zustand desselben Kerns über.



Der Übergang kann auch in Kaskaden erfolgen. Die emittierten γ -Quanten sind charakteristisch für jedes Isotop und machen eine Identifizierung der Isotope möglich.

Die Lebensdauer eines angeregten Kerns ist meist zu kurz, um gemessen werden zu können. Aber in einigen Fällen kann die Lebensdauer einige Sekunden bis hin zu einigen Jahren betragen [Sto05]. Diese sogenannten metastabilen Zustände, oder Isomere, werden durch ein „m“ hinter dem oberen Index der Massenzahl A gekennzeichnet.

Angeregte Kernzustände können auch mit der Atomhülle wechselwirken. Die Anregungsenergie des Kerns E_{Kern} geht dann strahlungslos in die kinetische Energie E_e eines oder mehrere Elektronen aus der Hülle über, sodass $E_e = E_{\text{Kern}} - E_{\text{K,L,M,...}}$, wobei $E_{\text{K,L,M,...}}$ die Bindungsenergie des Elektrons aus der Schale K, L, M, ... ist. Diese sogenannte innere Konversion darf nicht wie ein innerer Photoeffekt aufgefasst werden, bei dem ein Photon im gleichen Atom Elektronen emittiert. Da kein Photon entsteht, sind auch Übergänge zwischen zwei Zuständen mit der Kernspinquantenzahl 0 möglich, man nennt sie 0-0-Übergänge. Wenn die Anregungsenergie größer als die doppelte Ruheenergie des Elektrons ist, kann in seltenen Fällen die Abregung eines angeregten Kerns auch durch Elektron-Positron-Bildung erfolgen (innere Paarbildung).

Betrachtet man nun eine Anzahl von instabilen Kernen N die mit fortschreitender Zeit dt zerfallen, muss dazu die Abnahme der Zahl dN proportional sein

$$-dN = N \lambda dt, \quad (2.11)$$

wobei λ die Zerfallskonstante ist. Nach der Integration und mit $\lambda = \ln 2/t_{1/2}$ ergibt sich

$$N(t) = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{t_{1/2}}} \quad (2.12)$$

mit N_0 die Anzahl der Kerne zur Zeit $t = 0$ und Halbwertszeit $t_{1/2}$, die Zeit nachdem die Hälfte von N_0 zerfallen ist. Die Halbwertszeit ist nicht zu verwechseln mit der mittleren Lebensdauer $\tau = 1/\lambda$.

Ein Kern X kann in einem Kern Y zerfallen, der auch instabil sein kann und in den Kern Z zerfällt. Bei dieser Mutter-Tochter-Enkel-Beziehung werden ständig durch den Zerfall des Mutter-Kerns neue instabile Tochter-Kerne erzeugt. Für die Änderung der Kernanzahlen gilt dann

$$dN_Y = N_X \lambda_X dt - N_Y \lambda_Y dt. \quad (2.13)$$

Nimmt man an, dass zur Zeit $t = 0$ keine Tochter- und Enkel-Kerne vorhanden sind, also $N_Y(t = 0) = N_Z(t = 0) = 0$, und die Anzahl der Mutter-Kerne $N_X(t = 0) = N_{X,0}$ ist, folgt daraus

$$N_X(t) = N_{X,0} \cdot e^{-\lambda_X t}, \quad (2.14)$$

$$N_Y(t) = N_{X,0} \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} [e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_Y t}] \quad \text{und} \quad (2.15)$$

$$N_Z(t) = N_{X,0} \left[1 - \frac{1}{\lambda_Y - \lambda_X} (\lambda_Y e^{-\lambda_X t} - \lambda_X e^{-\lambda_Y t}) \right]. \quad (2.16)$$

Ist die Zerfallskonstante der Mutter-Kerne λ_X groß gegenüber die der Tochter-Kerne λ_Y , oder $\tau_X < \tau_Y$, nimmt die Aktivität $A_X(t) = \lambda_X N_X(t)$ des Mutterkerns schnell ab und nach einer gewissen Zeit sind im wesentlichen nur noch die Tochter-Kerne vorhanden (s. Abbildung 2.1(a)). Ist aber die mittlere Lebensdauer der Mutter-Kerne viel größer als die betrachtete Zeit t und als die der Tochterkerne, also $\tau_X \gg t \gg \tau_Y$, bleibt die Aktivität A_X nahezu konstant (s. Abbildung 2.1(d)). Dieser Fall trifft für die primordial Radionuklide und die damit verbundenen natürlichen Zerfallsreihen zu. Ein radioaktives Nuklid bezeichnet man als primordial, wenn es schon bei der Entstehung der Erde vorhanden war, aber wegen seiner hohen Halbwertszeit noch nicht vollständig zerfallen ist und daher immer noch in der Natur vorkommt. In Tabelle 2.1 und 2.2 sind die beiden wichtigsten natürlichen Zerfallsreihen, Uran-Zerfallsreihe und Thorium-Zerfallsreihe, zu sehen. Zusammen mit ^{40}K bilden die Uran- und Thorium-Reihe den primordialen Hauptuntergrund. Zusätzlich kann das Edelgas Radon, das ein Zwischenprodukt in beiden Zerfallsreihen ist, aus Wänden und dem Boden austreten. Die höchste vorkommende Energie der dabei auftretenden α -Teilchen beträgt etwa 8,8 MeV (^{212}Po). Die höchste Energie der β -Teilchen beträgt etwa 3,3 MeV (^{214}Bi). Wegen der hohen Wirkungsquerschnitte³ lassen sich diese Teilchen leicht abschirmen. Die Wirkungsquerschnitte für Photonen oder besser γ -Quanten sind geringer. Eine genaue Beschreibung findet sich in Kapitel 4.1. Die höchste und intensivste Energie der γ -Quanten aus den natürlichen Zerfallsreihen stammt von ^{208}Tl aus der Thorium-Reihe mit 2614,533 keV. Das Isotops ^{214}Bi aus der Uran-Reihe weist zwar noch höhere Energien (bis etwa 3,3 MeV) auf, diese Zerfallskanäle sind jedoch stark unterdrückt, sodass die Intensität sehr gering ist.

³ Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass zwischen zwei Teilchen eine bestimmte Wechselwirkung stattfindet.

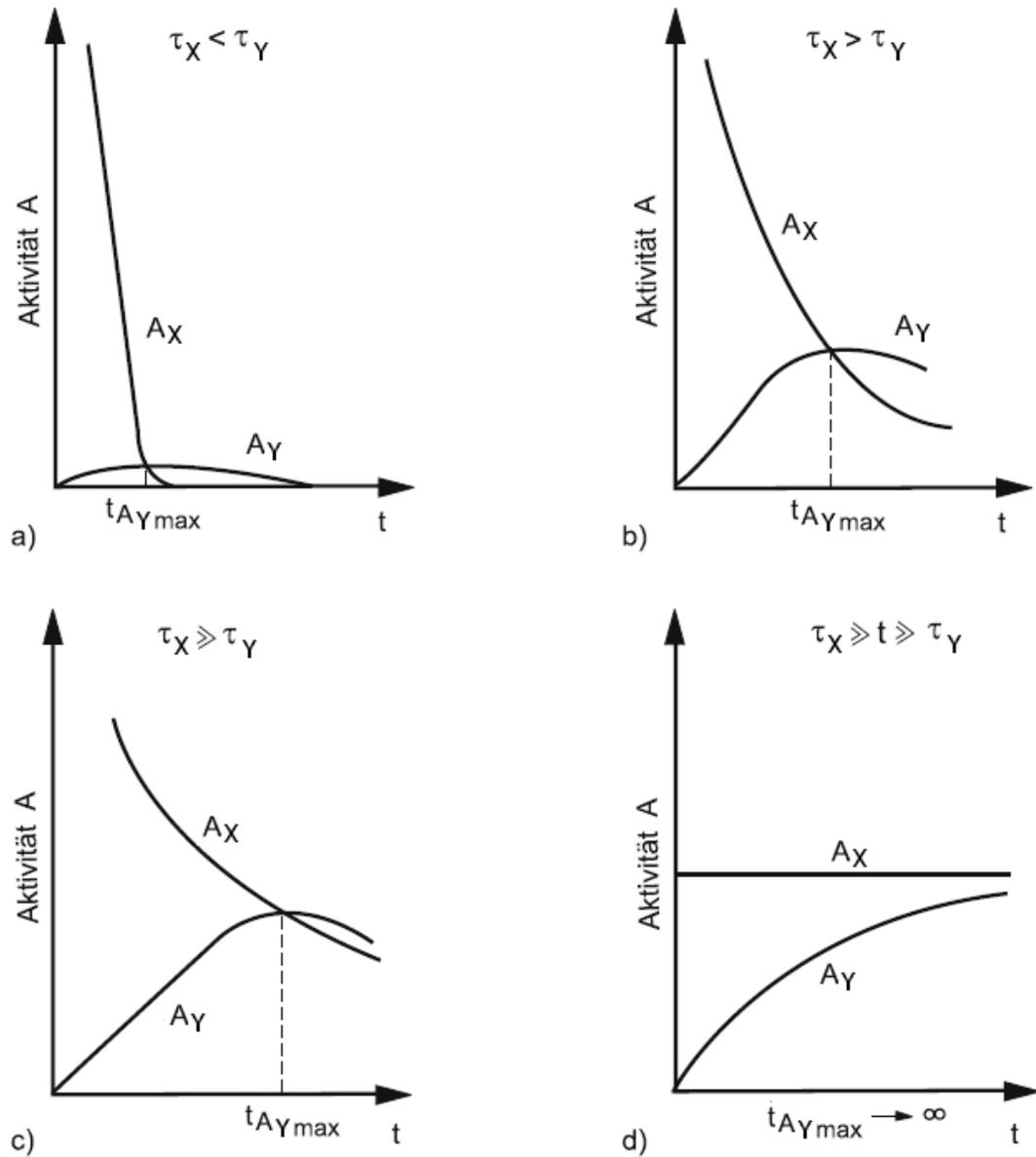


Abbildung 2.1.: Aktivitäten A der Mutter-Tochter-Zerfälle: (a) Die mittlere Lebensdauer der Mutter-Kerne τ_X ist kleiner als die der Tochter-Kerne τ_Y , oder $\lambda_X > \lambda_Y$, (b) $\tau_X > \tau_Y$, (c) $\tau_X \gg \tau_Y$, (d) $\tau_X \gg t \gg \tau_Y$. Das Maximum $t_{A,Ymax} = 1/(\lambda_Y - \lambda_X) \ln \lambda_Y/\lambda_X$ folgt aus $dN_X(t)/dt = 0$. [BWW08]

Tabelle 2.1.: Uran-Zerfallsreihe [Wah07]

Halbwertszeit	Isotop Zerfall Zweig [%]	α -Zerfall Energie [MeV] (Zweig [%])	β -Zerfall Energie [MeV] (Zweig [%])	γ -Zerfall Energie [keV] (Wahrs. [%])
4,468 · 10 ⁹ y	²³⁸ ₉₂ U 100 ↓ α	α : 4,197 (77) α : 4,147 (23)		γ : 49,55 (0,062)
24,1 d	²³⁴ ₉₀ Th 100 ↓ β		β : 0,199 (72,5) β : 0,104 (17,8) β : 0,060 (7,1)	γ : 92,37 (2,42) γ : 63,28 (4,1) γ : 92,79 (2,39)
1,175 m	^{234m} ₉₁ Pa 100 ↓ β		β : 2,29 (98,4) β : 1,53 (0,62) β : 1,25 (0,74)	γ : 766,37 (0,316) γ : 1001,03 (0,839)
2,45 · 10 ⁵ y	²³⁴ ₉₂ U 100 ↓ α	α : 4,775 (72,5) α : 4,723 (27,5)		γ : 53,20 (0,123)
7,538 · 10 ⁴ y	²³⁰ ₉₀ Th 100 ↓ α	α : 4,688 (76,3) α : 4,621 (23,4)		γ : 67,67 (0,38)
1600 y	²²⁶ ₈₈ Ra 100 ↓ α	α : 4,784 (94,5) α : 4,601 (5,55)		γ : 186,10 (3,51)*
3,8235 d	²²² ₈₆ Rn 100 ↓ α	α : 5,490 (99,9) α : 4,987 (0,08)		
3,05 m	²¹⁸ ₈₄ Po 0,018 99,98 β ↙ ↘ α	α : 6,002 (100)		
~2 s	²¹⁸ ₈₅ At ²¹⁴ ₈₂ Pb		β : 0,73 (40,5)	γ : 295,21 (18,15)
26,8 m	α ↘ ↙ β		β : 0,67 (46)	γ : 241,98 (7,12)* γ : 351,92 (35,1)
19,9 m	²¹⁴ ₈₃ Bi 0,021 99,979 α ↙ ↘ β		β : 3,275 (19,9) β : 1,88 (7,18) β : (17,5) β : (8,26) β : 1,51 (16,9) β : 1,02 (16,9)	γ : 609,32 (44,6)* γ : 768,36 (4,76)* γ : 1120,29 (14,7)* γ : 1238,11 (5,78)* γ : 1764,49 (15,1)* γ : 2204,21 (4,98)*
1,3 m	²¹⁰ ₈₁ Tl ²¹⁴ ₈₄ Po	α : 7,687 (100)		
164,3 μ s	β ↘ ↙ α			
22,3 y	²¹⁰ ₈₂ Pb ~100 ↓ β		β : 0,063 (19) β : 0,017 (81)	γ : 46,54 (4,24)
5,013 d	²¹⁰ ₈₃ Bi ~100 ↓ β		β : 1,161 (99)	
138,4 d	²¹⁰ ₈₄ Po 100 ↓ α	α : 5,305 (99)		
stabil	²⁰⁶ ₈₂ Pb			

Tabelle 2.2.: Thorium-Zerfallsreihe [Wah07]

Halbwertszeit	Isotop Zerfall Zweig [%]	α -Zerfall Energie [MeV] (Zweig [%])	β -Zerfall Energie [MeV] (Zweig [%])	γ -Zerfall Energie [keV] (Wahrs. [%])
1,405·10 ¹⁰ y	²³² ₉₀ Th 100 ↓ α	α : 4,012 (77,9) α : 3,954 (22,1)		γ : 63,81 (0,27)
5,75 y	²²⁸ ₈₈ Ra 100 ↓ β		β : 0,039 (60) β : 0,015 (40)	
6,15 h	²²⁸ ₈₉ Ac 100 ↓ β		β : 2,18 (10) β : 1,70 (11,6) β : 1,11 (31,0)	γ : 338,32 (11,3) γ : 968,97 (16,2)* γ : 911,21 (26,6)*
1,9131 y	²²⁸ ₉₀ Th 100 ↓ α	α : 5,423 (71,1) α : 5,340 (28,2) α : 5,221 (0,44)		γ : 84,37 (1,22) γ : 215,99 (0,28)
3,664 d	²²⁴ ₈₈ Ra 100 ↓ α	α : 5,685 (94,9) α : 5,449 (5,1)		γ : 240,99 (4,1)
55,6 s	²²⁰ ₈₆ Rn 100 ↓ α	α : 6,288 (99,9) α : 5,747 (0,11)		γ : 549,73 (0,11)
0,145 s	²¹⁶ ₈₄ Po 100 ↓ α	α : 6,778 (100)		
10,64 h	²¹² ₈₂ Pb 100 ↓ β		β : 0,569 (12) β : 0,331 (83) β : 0,159 (5)	γ : 300,09 (3,25) γ : 238,63 (43,5)
60,55 m	²¹² ₈₃ Bi 35,94 α ↙ ↘ β 64,06	α : 6,089 (27,1) α : 6,050 (69,9)	β : 2,248 (86,6) β : 1,521 (6,8)	γ : 1620,74 (1,5)* γ : 727,33 (6,7)
3,053 m 0,298 μ s	²⁰⁸ ₈₁ Tl ²¹² ₈₄ Po β ↘ ↙ α	α : 8,785 (100)	β : 1,80 (51) β : 1,52 (21,7) β : 1,29 (22,8) β : 1,52 (3,1)	γ : 583,19 (30,6)* γ : 860,56 (4,5)* γ : 511,77 (8,2) γ : 2614,53 (35,8)*
stabil	²⁰⁸ ₈₂ Pb			

2.2. Kosmische Strahlung

Die primäre kosmisch Strahlung besteht hauptsächlich aus Protonen p und α -Teilchen, die mit den Kernen der Luft der Erde wechselwirken und so einen Teilchenschauer auslösen [JW01]. Die sekundäre Strahlung, die hauptsächlich aus Protonen p , Neutronen n und Pionen $\pi^{\pm,0}$ besteht, kollidiert wiederum mit der Atmosphäre und produziert so mehr und mehr sekundäre Strahlung. Abgesehen von den Pionen entstehen so immer mehr Nuklide, weshalb dieser Teil der Teilchenschauer auch Nukleonenkomponente genannt wird.

Geladene Pionen haben eine Lebensdauer von 10^{-8} s und zerfallen nach

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.17)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.18)$$

in Myonen, die wiederum durch

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.19)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.20)$$

in Elektronen und Neutrinos zerfallen. Aufgrund der langen Lebensdauer von etwa 10^{-6} s und wegen der sehr hohen Energie, die die Myonen tragen, erreichen viele Myonen die Erdoberfläche. Die Myonenrate auf der Erdoberfläche ist $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ und folgt einer $\cos^2 \varphi$ Verteilung, wobei φ der Zenitwinkel ist [N⁺10]. Dieser Teil der Teilchenschauer wird auch harte Strahlung genannt.

Neutrale Pionen zerfallen nach

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.21)$$

in zwei Photonen. Zusammen mit der Elektron-Positron-Produktion (s. Kapitel 4.1.3)

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.22)$$

und der Bremsstrahlung

$$e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma \quad (2.23)$$

bildet dies die weiche Komponente der Teilchenschauer.

In Abbildung 2.2 ist die Intensität der sekundären und tertiären kosmischen Strahlung in Abhängigkeit der Abschirmung gezeigt. Die Abschirmung wird hier in Meter Wasser Äquivalent (m w.e.) angegeben. Wasser hat die Dichte 1 g/cm^3 , während z.B. Blei die Dichte $11,3 \text{ g/cm}^3$ hat. Damit ist eine 1 m dicke Blei-Abschirmung äquivalent zu einer 11,3 m dicken Wasser-Abschirmung. Wie man erkennen kann, wird die nukleonische Komponente ab etwa 15 m w.e. nahezu komplett abgeschirmt. Die Intensität der Myonen bleibt dagegen fast unverändert. Da Myonen geladene Teilchen sind, lassen sie sich leicht detektieren. So kann man über ein aktives Veto wissen, wann ein Myon den Detektor trifft

und während dieser Zeit die Datenaufnahme stoppen. Allerdings verkürzt das die effektive Messzeit. Zusätzlich setzen die Myonen durch Spallation Neutronen frei, die zu weiteren Radionukliden führen können. Dafür wird im nächsten Kapitel 2.3 näher eingegangen. Diese Überlegungen machen klar, warum Experimente mit niedrigen Zählraten in Untergrundlaboren aufgebaut werden. Als Beispiel diene das Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), ein Untergrundlabor im Gran Sasso in Italien. Das Labor bietet eine Überdeckung von 1400 m Fels, also etwa 3600 m w.e.. Im Vergleich zur Erdoberfläche ist die kosmische Strahlung um den Faktor 10^6 reduziert und der Neutronenfluss aus den natürlichen Zerfallsreihen, dank dem geringen Gehalt von Uran und Thorium im Dolomit-Gestein, um den Faktor 10^3 geringer.

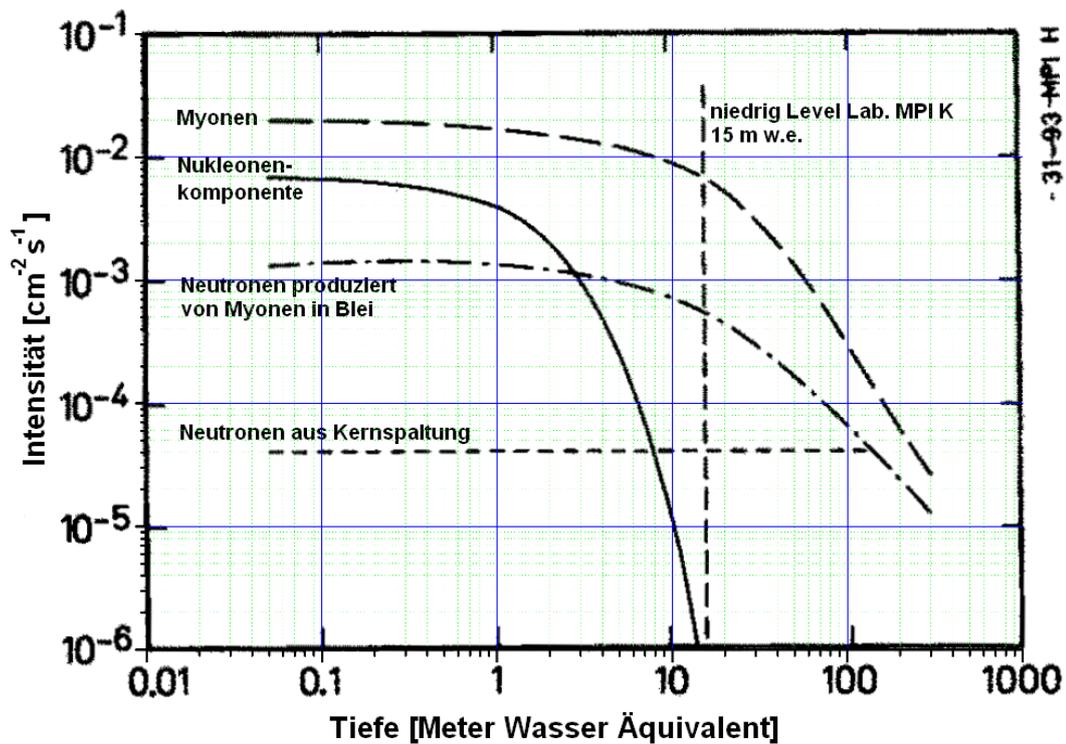


Abbildung 2.2.: Fluss der sekundären und tertiären kosmischen Strahlung im Bezug auf kosmisch induziertem Untergrund und Neutronen von primordialen Radionukliden von abgeschirmten Detektoren. [Hau93]

2.3. Neutronen induzierter Untergrund

Dieses Kapitel befasst sich mit Neutronen induziertem Untergrund. In Abbildung 2.3 ist beispielhaft die schematische Darstellung von Spallationsreaktionen zu sehen [BWW08]. Als Spallation bezeichnet man tiefinelastische Stöße von hochenergetischen (> 100 MeV) Neutronen, Protonen, Kernen oder Elementarteilchen mit einem schweren Kern. Dabei entsteht ein hochangeregter Kern, der meist durch Emission von Nukleonen, überwiegend Neutronen, zerfällt. Auch die Myonen aus der kosmischen Strahlung können solche Reaktionen hervorrufen. Schirmt man einen Detektor beispielsweise mit Blei ab, sind genügend Stoßpartner für solche Reaktionen vorhanden. Neutronen tragen keine elektrische Ladung, sie unterliegen nur der starken und der schwachen Wechselwirkung. In Detektoren, die auf Ionisation basieren, können Neutronen nicht direkt nachgewiesen werden. Gleichwohl können Neutronen an Reaktionen teilnehmen, die zur Emission von Gammastrahlung oder Elektronen führt. Beispielhaft sollen hier (n,x) -Reaktionen großer Emissionswahrscheinlichkeit mit Blei, Germanium und Cadmium vorgestellt werden, die eine unerwünschte Untergrundrate produzieren und zugleich als Indikatoren für den Neutronenfluss dienen können.

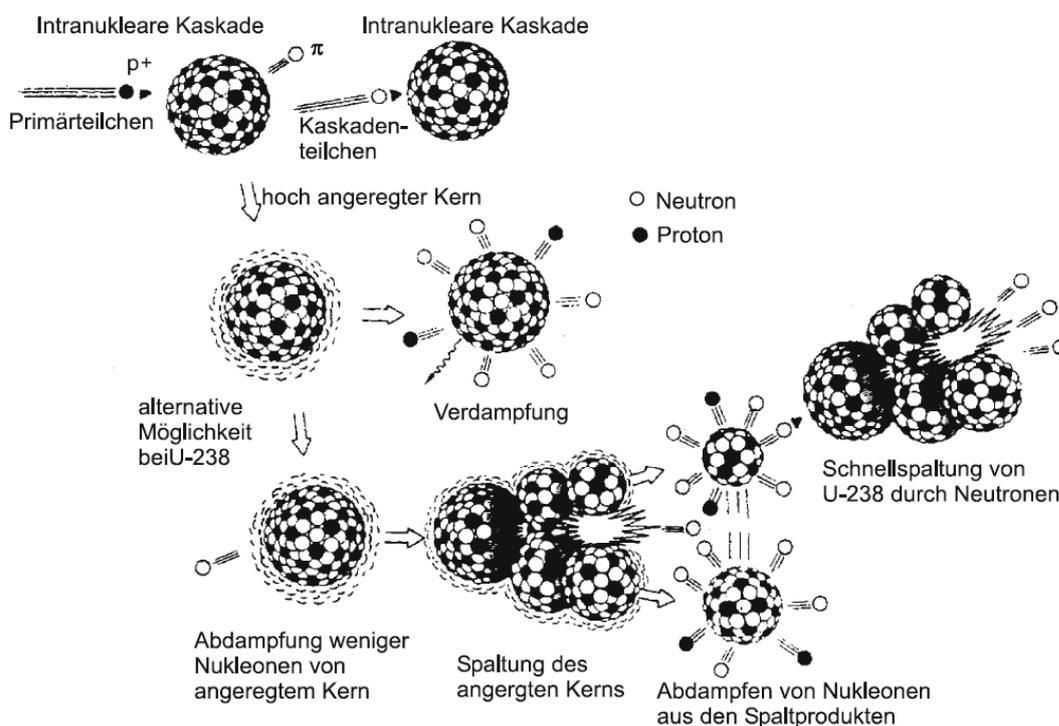


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung von Spallationsreaktionen. Ein primäres Teilchen, z.B. ein Proton oder ein Myon, trifft auf einen schweren Kern, z.B. Uran oder Blei, und setzt hauptsächlich Neutronen frei. [BWW08]

D. Mei und andere [MEH⁺08] haben eine ganze Reihe von $\text{Pb}(n, n'\gamma)$ und $\text{Ge}(n, n'\gamma)$ Reaktionen untersucht. Da Blei zu Abschirmungszwecken in die Nähe von Detektoren gebracht wird, können inelastische Stöße von Neutronen an Blei-Isotopen einen unerwünschten Untergrund hervorrufen. Diese $\text{Pb}(n, n'\gamma)$ -Reaktionen, an denen die Isotopen ^{208}Pb und ^{207}Pb beteiligt sind, können von Zerfällen der natürlichen Radionuklide ^{208}Tl und ^{207}Bi überdeckt werden. Daher sind Stöße an dem Isotop ^{206}Pb als Indikator für den Neutronenfluss interessanter. Die dabei entstehende Gammastrahlung mit den höchsten Emissionswahrscheinlichkeiten haben die Energien 537,5 keV und 1704,5 keV und sind somit gute Indikatoren für Neutronen mit mindestens der jeweiligen Energie.

Für Detektoren, die auf Germanium basieren, sind Reaktionen mit Germanium-Isotopen von Interesse. Es soll hier die $^{72}\text{Ge}(n, n'e^-)$ -Reaktion besondere Beachtung finden, bei der ein Neutron an dem Kern ^{72}Ge elastisch stößt. Dieser angeregte Kern zerfällt dann über eine 0-0-Reaktion durch innere Konversion (s. Kapitel 2.1) und emittiert ein Elektron der Energie 693,4 keV. Die Effizienz eines Germanium-Detektors für diesen Fall ist nahe zu 100 %, da ein Elektron direkt im Detektor entsteht und die Absorption des Elektrons sehr wahrscheinlich ist, s. Kapitel 4. Auch gehört diese Linie zu den stärksten durch Neutronen induzierten Linien in Germanium. Nach Knoll ist der Fluss der Neutronen mit mindestens der Energie von 693,4 keV gegeben durch [Kno00]

$$\frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2} = \frac{300 \cdot \text{Anzahl der Ereignisse bei der Energie 693,4 keV}}{\text{Detektorvolumen in cm}^3}. \quad (2.24)$$

In Abbildung 2.4 ist die Form dieses Peaks⁴ in einem Germaniumdetektor zu sehen. Auffallend ist die dreieckige Form, die untypisch für Photopeaks ist. Nach Stelson und anderen [SDRT72] sollte der Faktor in Gleichung 2.24 nicht 300, sondern 600 sein. G.Skoro [SAK⁺92] gibt für diesen Faktor 300 - 1000 an. Beachtung sollen hier noch die Neutronen induzierten Reaktionen in Cadmium finden. A. Martin-Martin und andere [MM⁺09] analysierten die Möglichkeit, einem CZT-Detektor als Neutronen-Detektor um medizinische Beschleuniger herum zu benutzen. Thermische Neutronen werden von dem Isotop ^{113}Cd eingefangen, das zu 12,3 % im natürlichen Cadmium vorkommt. Bei dieser $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ -Reaktion hat der Folgekern ^{114}Cd eine Anregungsenergie von etwa 9 MeV, die sich in Kaskaden über γ -Emission abregt. Dabei treten neben den Energien wie 576 keV (4 %), 651 keV (14 %), 725 keV (4 %) und 806 keV (5 %) auch die Energie 558 keV mit der Emissionswahrscheinlichkeit von 74 % auf. Wegen des hohen Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion werden etwa 95 % der Einfänge im CZT-Kristall an der Oberfläche mit bis zu einer Tiefe von 1 mm eingefangen. Damit ist diese 558 keV-Linie ein guter Indikator für thermische Neutronen in CZT-Detektoren, die z.B. im COBRA-Experiment verwendet werden.

⁴ Engl.: Gipfel

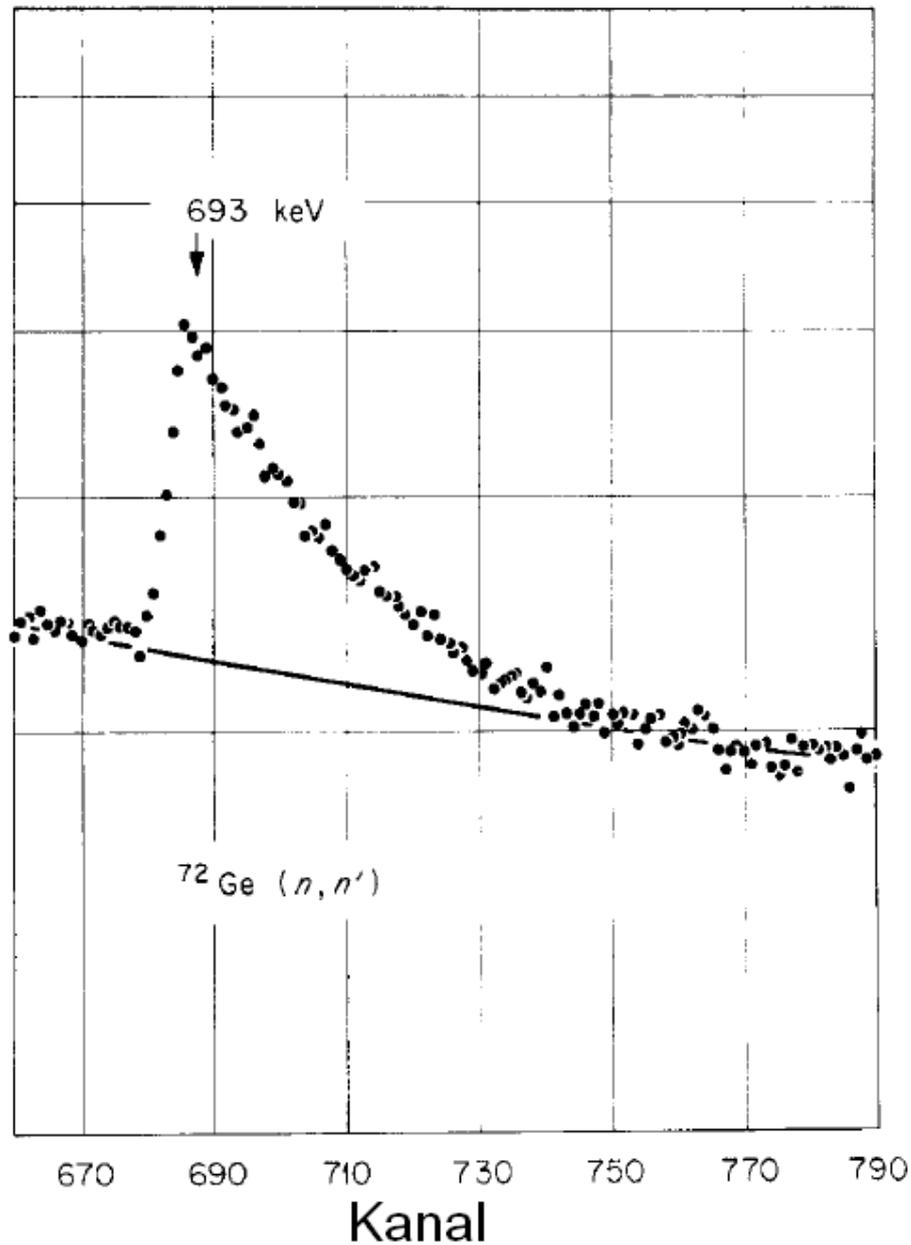


Abbildung 2.4.: Form des 693 keV Peaks induziert durch inelastische Streuung, $^{72}\text{Ge}(n, n')$, in einem Germanium-Detektor. Der angeregte ^{72}Ge -Kern zerfällt über eine 0-0-Reaktion durch innere Konversion und emittiert ein Elektron. Die Effizienz eines Germanium-Detektors für diesen Fall ist nahe zu 100%. Die Anzahl der Einträge unterhalb des dreieckigen Peaks multipliziert mit 20 gibt eine Abschätzung über den Fluss Neutronen von Neutronen mit der Energie größer als 693 keV. Die Größe des verwendeten Detektors betrug 30 cm^3 . [SDRT72]

Kapitel 3.

Neutrinos

Neutrinos werden im Standardmodell als masselose Dirac-Teilchen beschrieben, die keine elektrische Ladung tragen und nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Sie unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung und sind daher nur in seltenen Prozessen nachzuweisen. Die Eigenschaften der Neutrinos sind noch nicht vollständig bekannt. Die weitere Erforschung dieser Teilchen bietet die Möglichkeit, nach „Physik jenseits des Standardmodells“ zu suchen.

Kapitel 3.1 trägt die wichtigsten bekannten Eigenschaften der Neutrinos zusammen. Darüber hinaus wird in Kapitel 3.2 und 3.3 mit dem neutrinolosen Doppel-Betazerfall ein möglicher Zerfallsprozess vorgestellt. Dieser Zerfall dient als Grundlage für die Motivation des COBRA-Experiments und kann die Frage beantworten, ob Neutrinos und Anti-Neutrinos identisch sind.

3.1. Entdeckung und Eigenschaften der Neutrinos

Bei vielen radioaktiven Substanzen wurde die Emission von Elektronen und Positronen beobachtet. Ausgehend von einem Zweikörperzerfall erweckte die kontinuierliche Energieverteilung der Elektronen den Anschein, dass die Impuls- und Energieerhaltung verletzt sei. Pauli postulierte daher schon 1930 die Existenz eines neutralen Teilchen, der Neutrinos ν . Mit dem β^- -Zerfall

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.1)$$

konnte man somit die Impuls- und Energieerhaltung beibehalten. Der experimentelle Nachweis der Antielektronneutrinos gelang über den inversen β -Zerfall

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (3.2)$$

erst 1956 durch E. Reines und C.L. Cowan [RC56]. Das Myon neutrino wurde 1962 [D⁺62] entdeckt und das Tau neutrino konnte erst 2000 [Hos00] experimentell nachgewiesen werden.

Aus der Breite der Z^0 -Resonanz lässt sich experimentell die Existenz von drei leichten Neutrinos zeigen. Der aktuelle Wert ist nach [N+10]

$$N_\nu = 2,984 \pm 0,008. \quad (3.3)$$

Nachdem im Wu-Experiment 1956 die Verletzung der Raumspiegelungssymmetrie P in der schwachen Wechselwirkung gezeigt wurde, ist ein Jahr später durch das Goldhaber-Experiment die Helizität H

$$H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \quad (3.4)$$

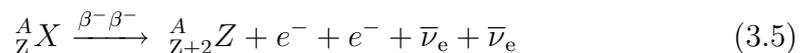
der Neutrinos bestimmt worden [GAWS57], wobei \vec{p} der Impuls und \vec{s} der Spin ist. Geht man von masselosen Fermionen aus, sind die Helizität und die Chiralität identisch und geben eine Art Drehsinn oder Händigkeit an. Da man von masselosen Neutrinos ausging, wurden die Ergebnisse so gedeutet, dass es nur linkshändige Neutrinos $H = -1$ und rechtshändige Antineutrinos $H = +1$ gibt.

Aus Experimenten, wie z.B. Super-Kamiokande, ist bekannt, dass Neutrinos sich in andere Neutrinoarten umwandeln können. Diese sogenannte Neutrinooszillation setzt mehrere, von Null verschiedene, Neutrinomassen und Neutrinomischungen voraus und fordert, dass das Standardmodell erweitert werden muss.

Ungeklärt ist auch, ob das Neutrino wirklich ein Dirac-Teilchen ist. Es besteht auch die Möglichkeit, dass das Neutrino ein Majorana-Teilchen ist. In diesem Fall wäre das Neutrino mit dem Anti-Neutrino identisch. Der neutrinolose Doppel-Betazerfall ist ein möglicher Zerfallsprozess um dieses experimentell nachzuweisen.

3.2. Doppel-Betazerfall

Betrachtet man den Kern ${}^A_Z X$, kann dieser über dem β^- -Zerfall in den Kern ${}^A_{Z+1} Y$ übergehen. Ist aber die Masse des Folgekerns $m({}^A_{Z+1} Y)$ größer als die Masse des Mutterkerns $m({}^A_Z X)$, ist der einfache β -Zerfall wegen der Energieerhaltung ausgeschlossen. Ist die Masse des nächsten Folgekerns $m({}^A_{Z+2} Z)$ kleiner als die Masse des Ausgangskerns $m({}^A_Z X)$, kann der Kern ${}^A_Z X$ unter Emission von zwei Elektronen und zwei Anti-Neutrinos in den Kern ${}^A_{Z+2} Z$ übergehen. Der Doppel-Betazerfall



ist somit energetisch erlaubt. Neben diesem $\beta^- \beta^-$ -Zerfall sind ebenso $\beta^+ \beta^+$ -, β^+ EC- und EC EC-Zerfälle möglich. Diese Zerfälle sind im Standardmodell erlaubt, da Neutrinos keine Masse benötigen, die Leptonenzahl erhalten bleibt

und Neutrinos für diesen Prozess nicht notwendigerweise Majorana-Teilchen sein müssen.

3.3. Neutrinoloser Doppel-Betazerfall

Wenn Neutrinos Majorana-Teilchen sind und eine Masse haben, ist der neutrino-lose Doppel-Betazerfall denkbar. Zunächst unterliegt ein Kern dem β^- -Zerfall

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (3.6)$$

Das $\bar{\nu}_e$ muss dann im Kern als ν_e absorbiert werden

$${}^A_{Z+1} Y + \nu_e \rightarrow {}^A_{Z+2} Z + e^-. \quad (3.7)$$

Der gesamte Prozess ergibt sich zu

$${}^A_Z X \xrightarrow{0\nu\beta^-\beta^-} {}^A_{Z+2} Z + e^- + e^-. \quad (3.8)$$

Erfolgt dieser Übergang in den Grundzustand des Folgekerns ${}^A_{Z+2} Z$, entspricht die Summe der kinetischen Energien der beiden Elektronen dem Q-Wert dieses Prozesses. Dieser Zerfall steht im Widerspruch zum Standardmodell, da die Neutrinos nicht nur Masse tragen und Majorana-Teilchen sein müssen, sondern auch die Leptonenzahlerhaltung gebrochen wird. Auch hier sind $\beta^+\beta^-$, β^+ EC- und EC EC-Zerfälle möglich. Für den $0\nu\beta^-\beta^-$ -Zerfall, bei dem der Folgekern ${}^A_{Z+2} Z$ in den Grundzustand übergeht, gilt für die Zerfallsrate $\lambda_{0\nu}$ bzw. Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}$ nach [D⁺85],[Zub03]

$$\frac{\lambda_{0\nu}}{\ln 2} = \left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu}(Q, Z) \cdot |M_{\text{GT}}^{0\nu} - M_{\text{F}}^{0\nu}|^2 \cdot \left(\frac{\langle m_{\nu_e} \rangle}{m_e}\right)^2, \quad (3.9)$$

wobei $G^{0\nu}(Q, Z)$ der Phasenraumfaktor ist. $M_{\text{GT}}^{0\nu}$ ist das Kernmatrixelement für Gamow-Teller-Übergänge mit der Auswahlregel $\Delta I = 0, 1$ und $M_{\text{F}}^{0\nu}$ ist das Kernmatrixelement für Fermi-Übergänge mit der Auswahlregel $\Delta I = 0$, wobei I der Kernspin ist. Die Halbwertszeit ist zusätzlich von der effektiven Majoranamasse

$$\langle m_{\nu_e} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| = \left| \sum_i |U_{ei}|^2 \eta_i m_i \right| \quad (3.10)$$

abhängig, wobei U_{ei} die Elemente der Mischungsmatrix und m_i die entsprechenden Masseneigenwerte sind und η_i die CP-Phase beinhaltet.

Für den neutrinolosen Doppel-Betazerfall wird eine Halbwertszeit ab 10^{26} Jahren erwartet. Experimente, die auf so einen seltenen Zerfall sensitiv sein wollen, müssen folgende Gleichung für die Nachweisgrenze der Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}$ berücksichtigen:

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} = a \cdot \epsilon \cdot \sqrt{\frac{M \cdot t}{B \cdot \Delta E}}, \quad (3.11)$$

wobei a die Anreicherung des zerfallenden Materials, M dessen Masse, ϵ die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors, ΔE dessen Energieauflösung, t die Messzeit und B die Untergrundrate ist. Damit sind neben großen hochangereicherte Massen des zerfallenden Materials, eine sehr gute Energieauflösung und eine niedrige Untergrundrate nötig, um sehr große Halbwertszeiten nachweisen zu können. Große Massen und lange Messzeiten sind eine Kostenfrage und lassen sich nicht beliebig steigern. Aus Gleichung 3.11 ist ersichtlich, dass eine größtmögliche Reduzierung der Untergrundrate entscheidender Bedeutung solche Experimente ist. Das Heidelberg-Moscow-Experiment hat den neutrinolosen Doppel-Betazerfall an Hand von 86 % angereichertem ${}^{76}\text{Ge}$ untersucht. Dabei diente der Halbleiter Germanium gleichzeitig als Quelle und Detektor. Nach [A⁺02] wurde ein untere Grenze für die Halbwertszeit mit

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1,9 \cdot 10^{25} \text{ Jahre} \quad (3.12)$$

bestimmt. Die Untergrundrate lag bei [KKK06]

$$B = 0,11 \frac{\text{Ereignisse}}{\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{Jahr}}. \quad (3.13)$$

Die Inanspruchnahme eines Nachweises des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls wird kontrovers diskutiert.

Das Experiment IGEX benutzte hochangereichertes Germanium und fand [KK⁺01]

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 1,6 \cdot 10^{25} \text{ Jahre}. \quad (3.14)$$

Zurzeit nimmt das Experiment GERDA, das auch auf Germanium basiert, erste Daten und kann diese Grenze weiter verbessern [A⁺10].

Unterschiede in der Berechnung der Kernmatrixelemente, Aufgrund unterschiedlicher Modelle, machen die Suche des neutrinolosen Doppel-Betazerfall auch bei anderen Isotopen erforderlich. Das COBRA-Experiment bietet die Möglichkeit bei ${}^{116}\text{Cd}$ und ${}^{130}\text{Tl}$ nach dem neutrinolosen Doppel-Betazerfall zu suchen.

Kapitel 4.

Gammaspektroskopie und Halbleiterdetektoren

Zur Bestimmung der Verunreinigung mit radioaktiven Isotopen ist Gammaspektroskopie eine nützliche Methode. Beim α - und β -Zerfall tritt fast immer begleitend Gammastrahlung auf, siehe dazu Kapitel 2.1. Das Gammaspektrum enthält eine für jedes Isotop einzigartige Folge von Linien.

In Kapitel 4.1 wird kurz auf die physikalischen Effekte, die bei der Gammaspektroskopie eine Rolle spielen, eingegangen. Das resultierende theoretische Spektrum wird in Kapitel 4.2 erklärt.

Vergleicht man Halbleiter-Detektoren mit anderen spektroskopischen Detektorsystemen wie z.B. Plastik- oder Flüssigszintillatoren, fällt die hervorragende Energieauflösung auf, die es möglich macht, dicht beieinander liegende Linien zu messen. In Kapitel 4.3 und 4.4 werden die wichtigsten Eigenschaften von Halbleitern sowie von Halbleiterstrukturen besprochen. Abschließend werden in Kapitel 4.5 Vergleichskriterien von Germanium-Detektoren vorgestellt.

4.1. Grundsätzliche Überlegungen zur Spektroskopie

Gammastrahlung besteht aus Photonen mit einer Energie höher als 100 keV. Ist die Energie der Photonen zwischen einigen hundert eV und 100 keV spricht man von Röntgenstrahlen. Diese Werte variieren in der Literatur ein wenig.

Die Intensität

$$I = I_0 e^{-\mu_M x} \quad (4.1)$$

eines Röntgen- und Gammastrahls wird in Materie exponentiell abgeschwächt [Gru93]. I_0 ist die Anfangsintensität und x der Weg durch das Material. Der Massenabsorptionskoeffizient μ_M ist durch

$$\mu_M = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i \quad (4.2)$$

gegeben, wobei A die Massenzahl, N_A die Avogadro-Konstante und σ_i ¹ die Wirkungsquerschnitte für den Prozeß i ² ist. Im Folgenden werden die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse von Photonen in Materie kurz erklärt. Die elastische Streuung (Thomson- und Rayleighstreuung) spielt für Energien oberhalb von 3 keV keine Rolle [Dem98]. Der Photoeffekt ist bis etwa 100 keV dominierend, zwischen 100 keV und einigen MeV überwiegt der Comptoneffekt und darüber hinaus die Elektron-Positron-Bildung. In Abbildung 4.1 ist zu sehen, dass diese Werte stark von der Kernladungszahl Z abhängig sind.

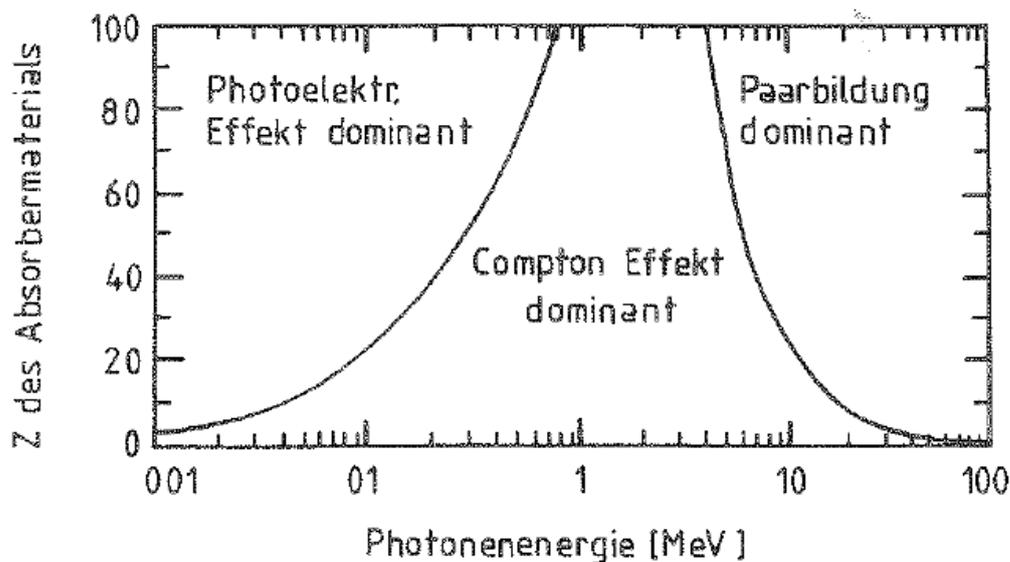


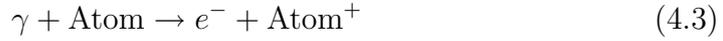
Abbildung 4.1.: Dominierende Bereiche des γ -Energieverlustes in Materie als Funktion von der Kernladungszahl Z und der Photonenenergie E_{ph} . [Gru93]

¹ σ_i ist nicht zu verwechseln mit der elektrische Leitfähigkeit σ in Kapitel 4.3.2

² $i = ph$ für den Photoeffekt, $i = C$ für die Compton-Streuung und $i = p$ für die $e^+ e^-$ -Produktion.

4.1.1. Photoeffekt

Der Photoeffekt ist die vollständige photoelektrische Absorption des Photons von einem gebundenen Elektron.



Mit freien Elektronen geht dies aus Impulserhaltungsgründen nicht, da kein Stoßpartner für den Rückstoß vorhanden ist. Betrachtet man den Wirkungsquerschnitt genauer, stellt man fest, dass er von den Elektronen der K-Schale dominiert wird. Das liegt hauptsächlich an der Nähe der K-Elektronen zum Atomkern, der den Rückstoß aufnehmen kann. Ist die Energie des Photons E_{ph} kleiner als die Bindungsenergie der K-Schale $E_b(K)$, bricht die Absorption der K-Schalen-Elektronen wegen der Energieerhaltung ab. Trägt man den Wirkungsquerschnitt gegen die Energie der Photonen auf, ist an dieser Stelle eine Kante zu sehen (s. Abbildung 4.2). Gleiches geschieht auch bei Elektronen der L-, M-, ... Schale. Der Wirkungsquerschnitt σ_{ph} ist proportional zu der Kernladungszahl Z und der Energie des Photons E_{ph} . Für $E_{\text{ph}} > E_b(K)$ gilt [Dem98]

$$\sigma_{\text{ph}} \propto Z^5 E_{\text{ph}}^{-\frac{7}{2}} \quad (4.4)$$

und für $E_{\text{ph}} \gg E_b(K)$

$$\sigma_{\text{ph}} \propto Z^5 E_{\text{ph}}^{-1} . \quad (4.5)$$

Es sei hier zu erwähnen, dass nach dem Photoeffekt Elektronen aus höheren Schalen in diese freie, energetisch niedrigere Schale übergehen können. Die freiwerdende Energie kann als Röntgenstrahlung ausgesendet werden. Diese sogenannte Fluoreszenz ist für das jeweilige chemische Material charakteristisch, aber unabhängig von den Isotopen. Die freiwerdende Energie kann auch durch einen strahlungslosen Übergang charakteristische Auger-Elektronen emittieren. Für den Fall, dass ein Elektron aus der K-Schale mit der Bindungsenergie E_K photoionisiert wird und ein Elektron aus der L-Schale mit der Bindungsenergie E_L diese Lücke füllt, kann die Anregungsenergie der Hülle $E_K - E_L$ auf ein Elektron der L-Schale übertragen werden. Ist die Anregungsenergie $E_K - E_L$ größer als die Bindungsenergie E_L des Elektrons aus der L-Schale kann dieses Elektron als Auger-Elektron das Atom mit der Energie $E_K - 2E_L$ verlassen. Die Energien der Röntgenstrahlen oder Auger-Elektronen sind aber eher klein gegenüber der ursprünglichen Photonenergie und die Absorption dieser Röntgenstrahlen im Material ist sehr wahrscheinlich.

4.1.2. Compton-Streuung

Ein Photon mit der Energie E_{ph} streut elastisch an einem Elektron. Das Elektron bekommt kinetische Energie E_e , die das Photon verliert, sodass das Photon danach die Energie E'_{ph} trägt.

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^- \quad (4.6)$$

Die Energie des gestreuten Photons in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ ist [Kno00]

$$E'_{\text{ph}} = \frac{E_{\text{ph}}}{1 + (1 - \cos \theta)(E_{\text{ph}}/m_{0,e})}, \quad (4.7)$$

und $m_{0,e} = 511 \text{ keV}$ ist die Ruheenergie des Elektrons. Die kinetische Energie des Elektrons ist dann

$$E_e = E_{\text{ph}} - E'_{\text{ph}} = E_{\text{ph}} \frac{(1 - \cos \theta)(E_{\text{ph}}/m_{0,e})}{1 + (1 - \cos \theta)(E_{\text{ph}}/m_{0,e})}. \quad (4.8)$$

Die höchste mögliche Energie des Elektrons ergibt sich bei einem frontalen Aufprall mit $\theta = \pi$

$$E_e|_{\theta=\pi} = E_{\text{ph}} \frac{E_{\text{ph}}/m_{0,e}}{1/2 + E_{\text{ph}}/m_{0,e}}. \quad (4.9)$$

Entkommt dieses gestreute Photon ohne Wechselwirkung aus dem Detektor, bildet sich die sogenannte Comptonkante aus (s. Abbildung 4.3). Der Abstand zum Peak der vollen Energieabsorption (Photopeak) ist

$$E_C \equiv E_{\text{ph}} - E_e|_{\theta=\pi} = \frac{E_{\text{ph}}}{1 + 2E_{\text{ph}}/m_{0,e}}. \quad (4.10)$$

Bei hoher Energie $E_{\text{ph}} \gg m_e$ gilt für den Wirkungsquerschnitt [Dem98]

$$\sigma_C \propto ZE_{\text{ph}}^{-1}. \quad (4.11)$$

4.1.3. $e^+ e^-$ -Produktion

Ist die Energie des einfallendes Photons größer als die doppelte Ruheenergie des Elektrons, so kann im Coulombfeld eines Kerns die Reaktion

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (4.12)$$

stattfinden. Sobald das entstandene Positron e^+ zur Ruhe kommt, zerstrahlt es mit einem Elektron unter Aussendung zweier Photonen. Beide Photonen

besitzen im Schwerpunktsystem eine Energie von je 511 keV. Für den Wirkungsquerschnitt der Elektron-Positron-Produktion gilt

$$\sigma_p \propto Z^2 E_{ph}. \quad (4.13)$$

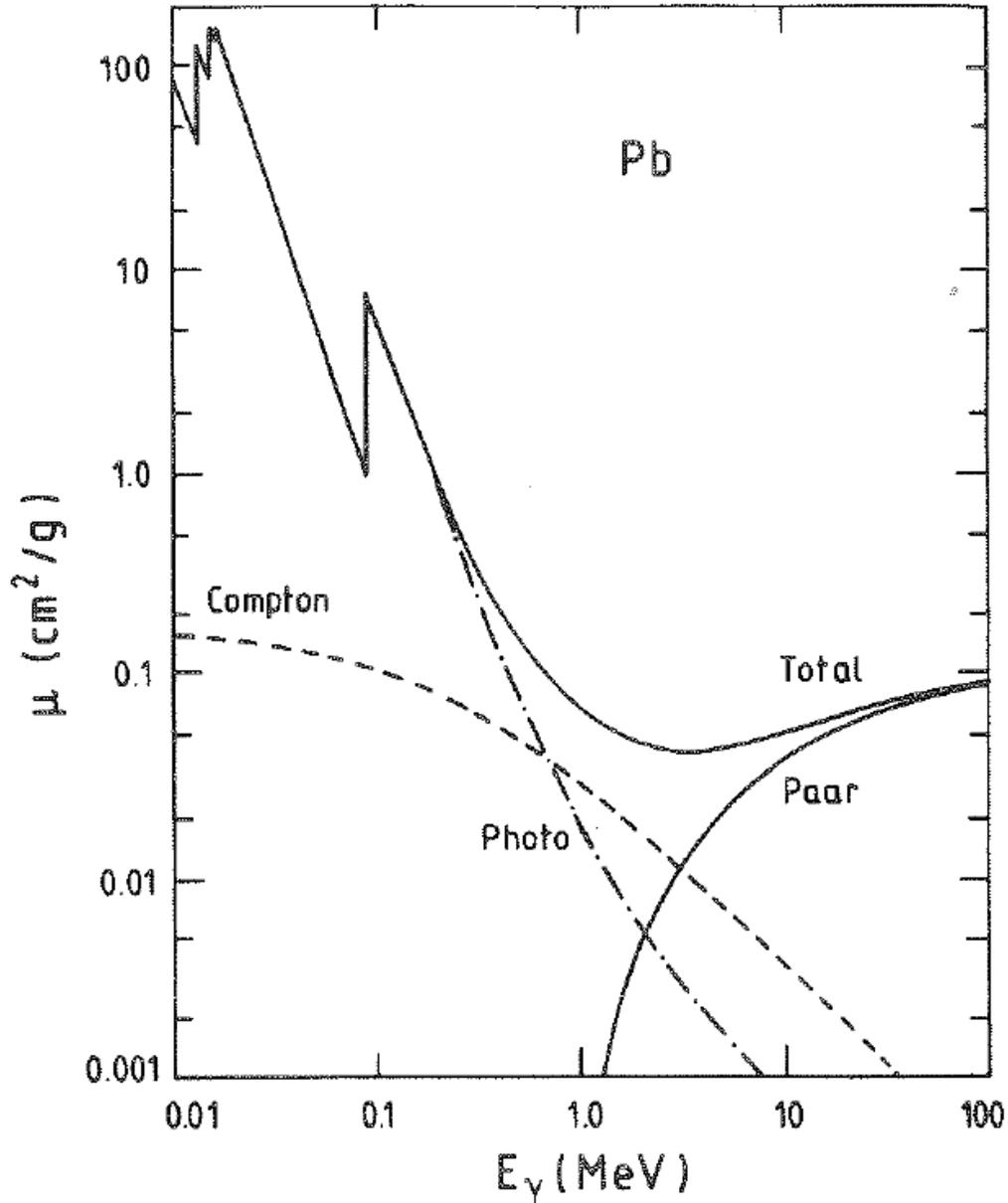


Abbildung 4.2.: Zu sehen ist der Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei, bestehend aus der Compton-Streuung, der Paarbildung und dem Photoeffekt mit der K-Kante bei etwa 0,1 MeV. [Kle92]

4.2. Theoretisches Spektrum

Das theoretische Spektrum, oder besser die differentielle Verteilung der kinetischen Energie der Elektronen einer Serie von Absorptionsprozessen im Detektor, ist stark von der Detektorgröße abhängig [Kno00]. Die freien Weglängen der sekundären Photonen aus Compton-Streuung oder Paarerzeugung betragen einige Zentimeter in Materie. Ist ein Detektor eher klein, 1 bis 2 cm, können diese sekundären Photonen leicht entkommen. Ist der Detektor einige 10 cm groß, sodass nicht nur die sekundären Photonen aus der Compton-Streuung, sondern auch die Photonen aus der Annihilation absorbiert werden, so spricht man von einem großen Detektor. Die freien Weglängen, und damit verbunden auch diese Größeneinteilung, sind über dem Massenabsorptionskoeffizienten μ_M und die jeweiligen Wirkungsquerschnitte σ_i , wie aus Kapitel 4.1 hervorgeht, von der Kernladungszahl Z des Detektormaterials abhängig.

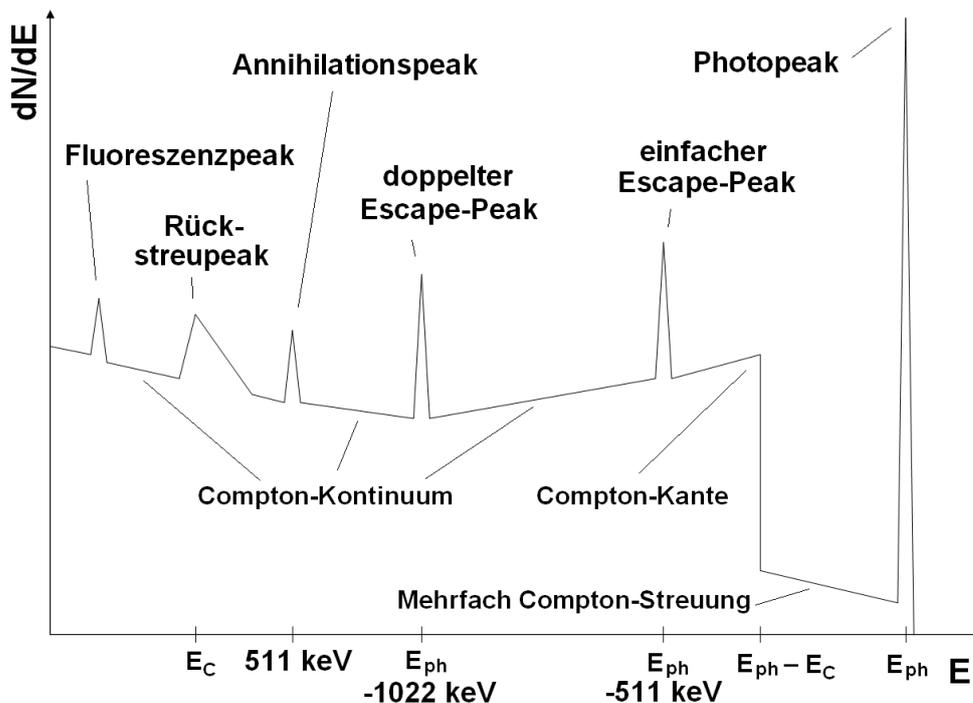


Abbildung 4.3.: Zu sehen ist das theoretische Spektrum einer monoenergetischen Quelle mit der Energie E_{ph} (Photopeak), aufgenommen von einem mittelgroßen Detektor der von Materie umgeben ist. Neben dem kontinuierlichen Untergrund aus einfachen und mehrfachen Compton-Ereignissen sind weitere Artefakte wie der einfache und doppelte Escape³-Peak zu sehen. Bedingt durch die umgebende Materie zeigen sich Fluoreszenz-, Rückstreu- und Annihilationspeak. (s. auch Abbildung 4.6(a) und 4.6(b))

In Abbildung 4.3 ist das theoretische Spektrum eines mittelgroßen Detektors zu sehen, der von Materie umgeben ist. Wird ein Photon und alle sekundären Teilchen vollständig im Detektormaterial absorbiert, entsteht der Peak der vollen Energieabsorption. Das kann durch mehrfach gestreute Ereignisse geschehen, da aber dieses meist über den Photoeffekt geschieht nennt man den Peak auch Photopeak. Verlässt allerdings ein sekundäres Photon den Detektor, fehlt dessen Energie. Geschieht dies mit einem Compton-gestreuerten Photon niedrigster Energie, so dass das Elektron die höchst mögliche Energie besitzt, s. dazu Gleichung 4.9, erscheint im Spektrum die in 4.1.2 beschriebene Compton-Kante. Solche Ereignisse werden als einfach gestreute Ereignisse bezeichnet. Nach der Paar-Produktion können ein oder beide 511 keV Photonen aus dem Detektor entkommen. Dadurch erscheint der Peak um 511 keV (einfacher Escape³-Peak) oder 1022 keV (doppelter Escape-Peak) verschoben. Ein weiterer Beitrag entsteht bei mehrfacher Comptonstreuung, bei der Energien im Detektor verbleiben können, die auch zwischen der Compton-Kante und dem vollen Energiepeak liegen. Damit sind allerdings nicht alle Ereignisse im Comptonkontinuum einfach gestreute Ereignisse. Nur direkt aus der Comptonkante lassen sich überwiegend einfachgestreute Ereignisse finden. Das Entkommen von einzelnen Photonen und somit auch das resultierende Spektrum ist, wie schon erwähnt, stark von der Detektorgröße abhängig.

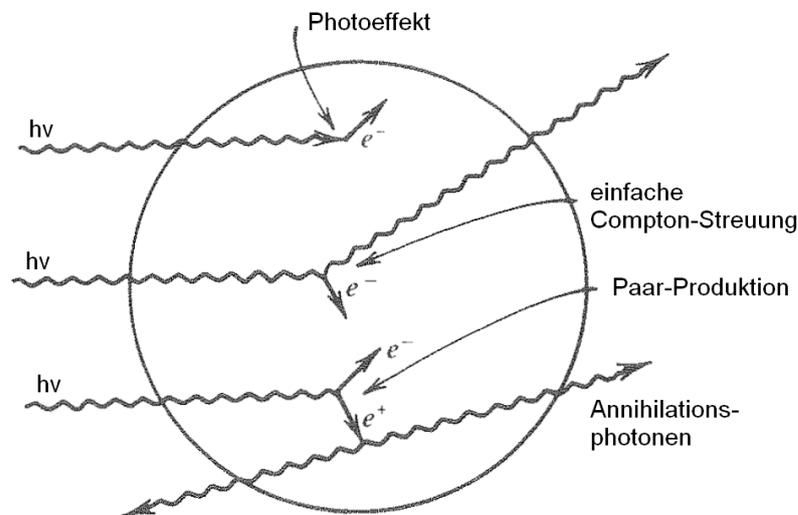


Abbildung 4.4.: In einem kleinen Detektor, 1 bis 2 cm, sind beispielhaft eine photoelektrische Absorption, ein einfach gestreutes Photon und eine Elektron-Positron-Produktion mit Annihilation dargestellt. Der Detektor ist so klein, dass die sekundären Photonen ohne Wechselwirkung entkommen können. [Kno00]

³ Engl.: das Entkommen

In sehr kleinen Detektoren, 1 bis 2 cm, (Abbildung 4.4) gibt es ein hohes Compton-Kontinuum, da die gestreuten Photonen keine großen Wege mehr im Material zurücklegen müssen. Eine weitere Wechselwirkung ist unwahrscheinlich. Gleiches gilt für beide 511 keV Photonen aus der Paar-Produktion.

Ist der Detektor einige 10 cm groß, s. Abbildung 4.5, wird im Idealfall die gesamte Energie absorbiert und es erscheint nur der Photopeak im Spektrum.

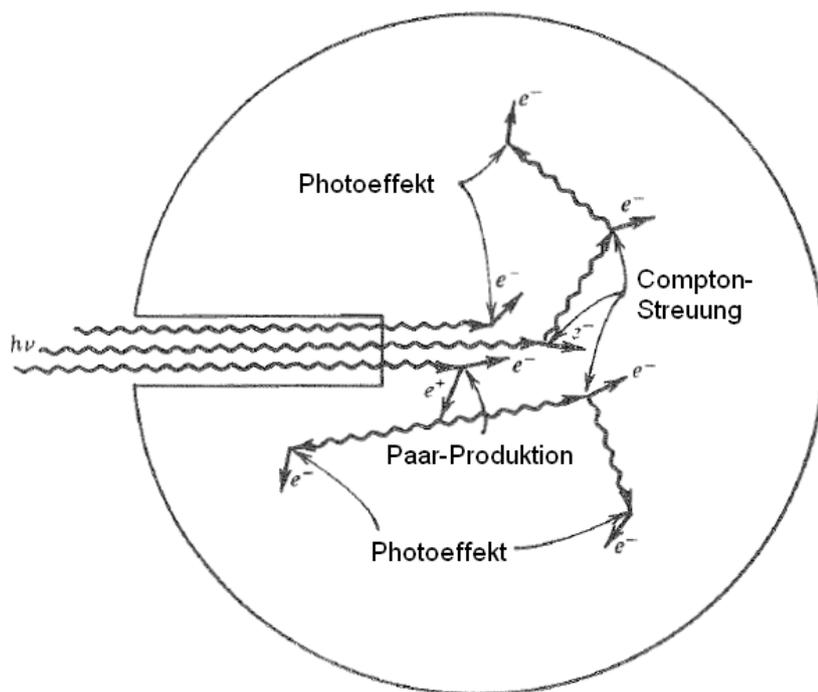
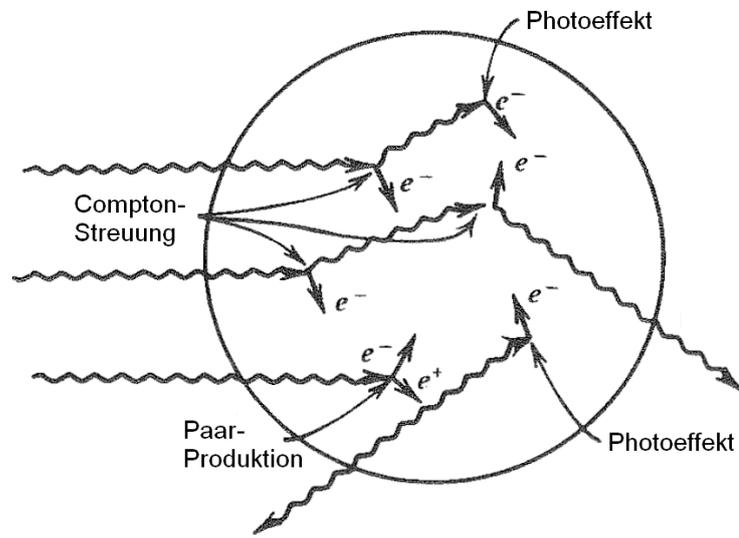


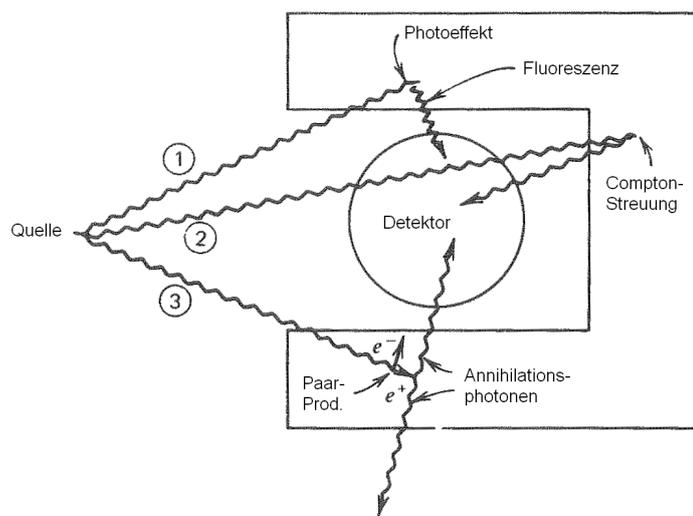
Abbildung 4.5.: In einem großen Detektor, einige 10 cm, sind beispielhaft der Photoeffekt, die Compton-Streuung und die Paar-Produktion mit anschließender Annihilation und weiterer Photoabsorption dargestellt. Die freien Weglängen sind viel kleiner als die Ausdehnung des Detektors. [Kno00]

Hat der Detektor eine mittlere Größe, s. Abbildung 4.6(a), können Photonen öfter im Material wechselwirken. Das kann mehrfache Compton-Streuung zur Folge haben oder z.B. ein 511 keV Photon, s. Abbildung 4.1.3, entkommt aus dem Detektor.

Ist der Detektor von anderen Materialien umgeben, s. Abbildung 4.6(b), können natürlich alle in Kapitel 4.1 beschriebenen Wechselwirkungen auch in diesem Material stattfinden. Gelangen danach die entstandenen Photonen in den Detektor, werden auch diese registriert. Man kann für das umgebende Material typische Fluoreszenzlinien sehen, einen Rückstreupeak bei der Energie nach Gleichung 4.10 und den Annihilationspeak aus der Vernichtung eines Positrons.



(a) Wechselwirkungen in einem mittelgroßen Detektor



(b) Detektor mit umgebender Materie

Abbildung 4.6.: Zu sehen sind ein mittelgroßer Detektor und ein Detektor, der mit Material umgeben ist. In (a) ist die Detektorgrößen bedingte Entstehung von mehrfach gestreuten Compton-Ereignissen zu sehen. Neben dem einfachen Escape-Peak ist auch der doppelte Escape-Peak denkbar, nicht im Bild. In (b) sieht man die Entstehung 1. der Fluoreszenzpeaks, 2. weiterer Compton-Ereignisse und 3. des Annihilationspeaks. [Kno00]

4.3. Eigenschaften von Halbleitern

4.3.1. Bandstruktur

In festen Materialien können die Atome in einem Kristallgitter angeordnet sein. Das resultierende periodische elektrische Potenzial bildet Bänder beschränkter, aber quasikontinuierlicher Energien aus (s. Abbildung 4.7). Zwischen diesen Energiebändern liegen Energielücken. Elektronen können die Energien dieser Lücken nicht annehmen. Abstand und Dicke der Bänder sind von dem Material abhängig und die Bänder können überlappen, wie es z.B. in Metallen der Fall ist. Als Valenzband bezeichnet man das höchste besetzte Band bei 0° K. Das energetisch nächsthöhere Band bezeichnet man als Leitungsband und der Bereich zwischen diesen beiden Bändern heißt Bandlücke⁴. In Halbleitern können Elektronen z.B. durch ionisierende Strahlung aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben werden und so zur Leitung beitragen. Das Fehlen eines Elektrons im Valenzband stellt die äquivalente Beschreibung eines positiven beweglichen Ladungsträger dar und als Loch bezeichnet wird [Kno00].

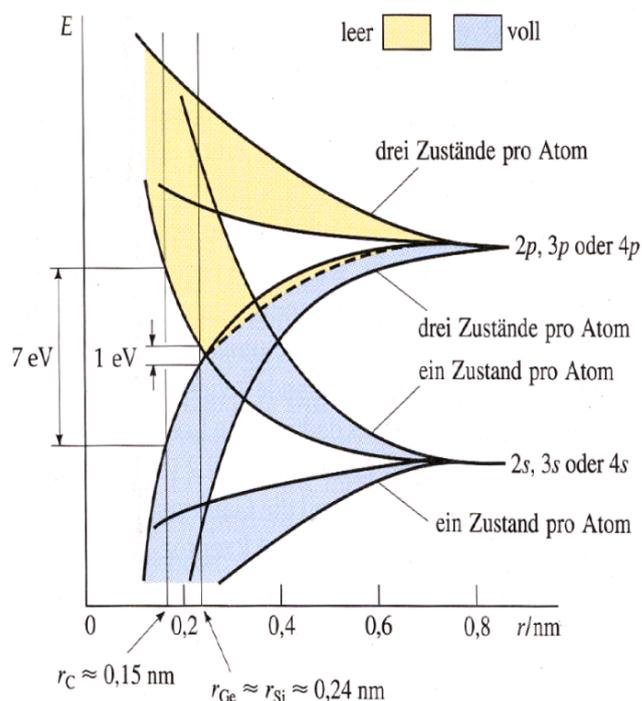


Abbildung 4.7.: Aufspaltung der Orbitale zu Bändern als Funktion des Atomabstandes, Abstände: r_C , Diamant; r_{Ge} , Germanium; r_{Si} , Silizium. Die Anzahl der Orbitale pro Unterschale ist auf $2l + 1$ begrenzt, wobei die Nebenquantenzahl l auch mit Buchstaben bezeichnet wird, wie z.B. $s : l = 0$ oder $p : l = 1$. [Tip94]

⁴ Bandgap

4.3.2. Elektrische Leitfähigkeit

Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen über die Materialgleichungen für lineare, räumlich und zeitlich homogene Medien ist die elektrische Leitfähigkeit σ ⁵ definiert über [Kop89]

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (4.14)$$

wobei \vec{j} die Stromdichte und \vec{E} die elektrische Feldstärke ist. Man beachte, dass die elektrische Leitfähigkeit umgekehrt proportional zum spezifischen Widerstand ρ ist

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = e \cdot (n\mu_n + p\mu_p) \quad (4.15)$$

und von der Beweglichkeit der Löcher μ_p und Elektronen μ_n sowie der Ladungsträgerdichte der Elektronen n und der Löcher p abhängig ist. e ist die elektrische Elementarladung.

4.3.3. Dotierung

Als Dotieren bezeichnet man das Einbringen von fremdartigen Atomen in ein Halbleitermaterial. Auf diese Art lassen sich zusätzliche Ladungsträger in den Halbleiter einbringen und die Ladungsträgerdichten erhöhen sich. Donatoren sind eingebaute Atome mit einem Elektron mehr als das Hauptmaterial. Sie schaffen ein zusätzliches diskretes Energieniveau in der Nähe des Leitungsbandes. In diesem Fall spricht man von Elektronenleitung oder n-Leitung. Die Ladungsträgerdichte der Elektronen n erhöht sich. Akzeptoren sind zusätzliche Löcher und erzeugen ein Energieniveau in der Nähe des Valenzbandes und man spricht von Löcherleitung oder p-Leitung. Die Ladungsträgerdichte der Löcher p erhöht sich.

In einem intrinsischen Halbleiter sind die Ladungsträgerdichten von Löchern und Elektronen gleich. Daher beteiligen sich beide Ladungsträgerarten zu gleichen Teilen am Ladungstransport. Durch das Einbringen von Donatoren und Akzeptoren lässt sich dieses Gleichgewicht gezielt manipulieren. Man kann Donatoren und Akzeptoren auch zu gleichen Teilen in den Halbleiter einbringen. Das hat zur Folge, dass der Halbleiter ein quasi intrinsischer Halbleiter bleibt, sich aber die Ladungsträgerdichten erhöhen und somit der elektrische Widerstand sinkt.

4.3.4. Einfang und Rekombination

Elektronen und Löcher können an Haftstellen (Fremdatomen oder Verunreinigungen) eingefangen werden. Genau wie bei der Dotierung erzeugen Haftstellen

⁵ σ ist nicht zu verwechseln mit dem Wirkungsquerschnitt σ_i in Kapitel 4.1

weitere Energieniveaus, die aber relativ weit von dem jeweiligen Band entfernt liegen. Das hat zur Folge, dass die dort eingefangenen Ladungsträger relativ lange verweilen, bevor sie wieder thermisch emittiert werden können. Die Beweglichkeit μ sinkt und der elektrische Widerstand erhöht sich.

Erzeugen Fremdatome Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke, spricht man von Rekombinationszentren. Sie sind in der Lage sowohl Elektronen als auch Löcher einzufangen und vernichten so Ladungsträger.

4.4. Halbleiter als Detektor

4.4.1. Von der Diode zum Detektor

Der p-n-Übergang ist die Grenzschicht zwischen einer p-dotierten Zone (Akzeptoren) und einer n-dotierten Zone (Donatoren). Die daraus resultierende Ladungsträger-Konzentrationsdifferenz bewirkt eine Ladungsträgerdiffusion. Elektronen fließen in die p-Zone, wo sie mit Löchern rekombinieren oder von Akzeptoren eingefangen werden. Die Löcher rekombinieren entsprechend in der n-Zone mit Elektronen. Dadurch entsteht eine Verarmungszone, auch Sperrschicht genannt, in der keine Ladungsträger vorhanden sind. Legt man eine Spannung zwischen Kathode und Anode in Sperrrichtung an, vergrößert sich diese Verarmungszone. Es fließt quasi kein Strom durch diese Schicht, ausgenommen von einem sehr kleinen Leckstrom (Dunkelstrom oder Rauschen), der klein gehalten werden kann, wenn der Widerstand (bzw. der spezifische Widerstand) groß ist. Wird die Verarmungszone mit Licht bestrahlt, wie das z.B. bei Solarzellen oder Photodioden, s. Abbildung 4.8, vorgesehen ist, werden durch den schon erwähnten Photoeffekt Elektron-Loch-Paare (Ladungsträger) erzeugt, s. Kapitel 4.1.1, und die Diode wird leitend.

Um möglichst hochenergetische Photonen nachweisen zu können, braucht man eine sehr große Sperrschicht, siehe dazu Kapitel 4.2. In Abbildung 4.9 ist eine Möglichkeit dafür dargestellt. Die p-i-n-Struktur zeichnet sich durch eine in der Verarmungszone integrierte intrinsische Schicht aus. In der intrinsischen Schicht befinden sich gleich viele Donatoren wie Akzeptoren. Legt man zwischen Kathode und Anode in Sperrrichtung eine Spannung an, bildet sich die intrinsische Schicht zur Verarmungszone aus. Das so entstehende Volumen wird auch aktiver Bereich genannt. Ideale intrinsische Halbleiter sollten gar nicht dotiert sein, dies ist in der Praxis sehr schwer herzustellen. Heutzutage kann man hochreines Germanium mit nur 10^{10} Fremdatomen pro cm^3 herstellen. Das hat den Vorteil, dass die Ladungsträgerdichten n und p relativ klein sind und somit der spezifische Widerstand ρ groß, was den Leckstrom verringert. Man könnte zwar auch die Beweglichkeit μ verringern⁶, das hätte aber zur

⁶ z.B. durch Einbringen von Haftstellen

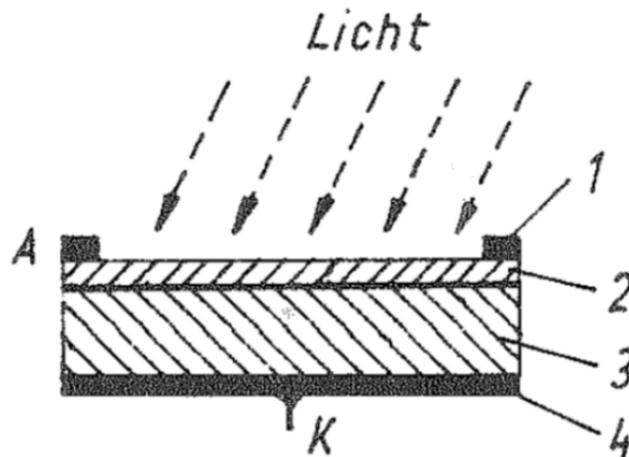


Abbildung 4.8.: Photodiode, 1/A: Anode, 2: p-Silizium, 3: n-Silizium, 4/K: Kathode [HL88].

Folge, dass die erzeugten Elektron-Loch-Paare nicht schnell genug voneinander getrennt werden können, da sie sonst rekombinieren, s. Abbildung 4.3.4.

4.4.2. Ionisation in Halbleitern

Aus Kapitel 4.1 geht hervor, dass Photonen in einem Festkörper quasi freie Elektronen erzeugen. Elektronen und auch Myonen sind geladene Teilchen, die durch Stöße mit anderen Elektronen Elektron-Loch-Paare entlang ihrer Trajektorie erzeugen können. Das geschieht solange bis die Energie der Elektronen oder Myonen nicht mehr ausreicht, die Elektron-Loch-Paar-Erzeugungenergie zu überwinden oder sie den aktiven Bereich verlassen. Die Anzahl der so freiwerdenden Ladungsträger ist proportional zur deponierten Energie. Der große Vorteil bei Halbleiterdetektoren ist die geringe Paar-Erzeugungenergie. Diese Energie ist etwas größer als der Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband, da ein Teil der notwendigen Energie in konkurrierende Effekte, wie zum Beispiel die Anregung von Phononen, fließt. Verglichen mit der Ionisationsenergie von z.B. Gas ist diese Paar-Erzeugungenergie um Faktor 10 bis 100 kleiner. Das bewirkt eine zugleich höhere Ausbeute an messbaren Ladungsträgern und die Energieauflösung steigt im Vergleich zu Proportionalzählern.

4.5. Detektor Eigenschaften

Zum Vergleich von Germanium-Detektoren gibt es zwei standardisierte Werte, die beide anhand des 1,33 MeV Photopeaks von ^{60}Co ermittelt werden [Kno00].

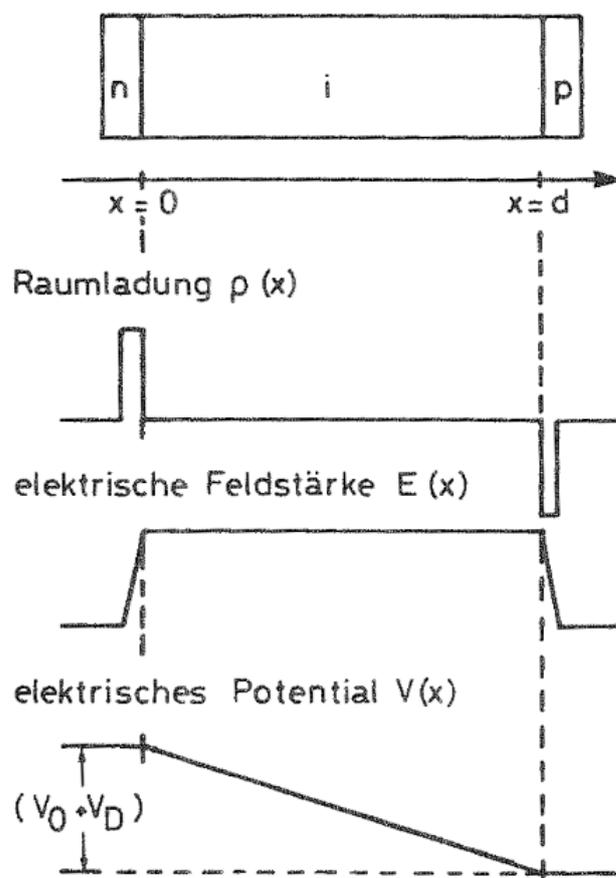


Abbildung 4.9.: Räumlicher Verlauf der Raumladung, der elektrischen Feldstärke und des Potentials in einer p-i-n-Struktur [Gru93]

Energieauflösung

Die wichtigste Kenngröße eines Detektor ist die relative Energieauflösung $R(E)$

$$R(E) = \frac{\Delta E}{E}, \quad (4.16)$$

wobei ΔE bei einer Gaußverteilung die Halbwertsbreite ist (FWHM = Full Width at Half Maximum). Beim Germanium-Detektor wird dieser Wert oft anhand des 1,33 MeV Photopeaks von ^{60}Co angegeben und liegt typischerweise bei etwa 0,1 % bis 0,2 % .

Peak-to-Compton Verhältniss

Das Peak-to-Compton Verhältniss wird oft als Charakteristikum vom Germanium-Detektor-Spektrum verzeichnet. Es ist definiert als der Quotient aus

der Zählrate des 1,33 MeV Photopeaks von ^{60}Co und der Zählrate aus einem typischen Bereich aus dem Compton-Kontinuum, 1040 keV bis 1096 keV. Typischerweise liegt das Verhältnis zwischen 50 und 100.

4.5.1. HPGe vs. CZT

High-Purity Germanium Detektoren haben eine sehr gute Energieauflösung. Nicht nur die hohe Beweglichkeit der Elektronen (ca. $4000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), sondern auch die der Löcher (ca. $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), verhindern in sehr großen Detektoren eine übermäßige Rekombination (Detektormassen von 1 kg sind keine Seltenheit). Die Lebensdauer von Elektronen und Löchern liegt bei 10^{-3} s . Damit ist die Lebensdauer von High-Purity Germanium Detektoren um den Faktor 1000 höher als von CZT-Detektoren. Dort sind auch die Beweglichkeiten schlechter. Die Beweglichkeit der Elektronen beträgt ca. $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und die der Löcher sogar nur $50\text{-}80 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Hier kann aber das koplanare Gitter Abhilfe schaffen. Sehr große Detektormassen sind mit CZT nicht möglich. Relativ große Bandlücken (etwa $1,5 \text{ eV}$) und Ionisationsenergien machen in CZT-Detektoren zwar ein aufwendiges Kühlen unnötig, wie es in HPGe-Detektoren der Fall ist (Bandlücken: etwa $0,7 \text{ eV}$), verschlechtern aber zusätzlich die Energieauflösung. Erwähnenswert ist hier noch die Kernladungszahl der verschiedenen Materialien. Die höhere Kernladungszahl Z von Cadmium ($Z = 48$), Zink ($Z = 30$) und Tellur ($Z = 52$) bewirkt eine bessere Absorption der Photonen als in Germanium ($Z = 32$).

Kapitel 5.

Das COBRA-Experiment

Das COBRA-Experiment wurde 2001 von Kai Zuber vorgeschlagen und beabsichtigt, den neutrinolosen Doppel-Betazerfall nachzuweisen. COBRA steht für

„Cadmium-Zinc-Telluride 0-Neutrino Double-Beta Research Apparatus“¹,

und sucht bei insgesamt 9 Isotopen, vornehmlich beim Zerfall des Isotops ¹¹⁶Cd, nach dem neutrinolosen Doppel-Betazerfall.

Tabelle 5.1.: Doppel-Beta-Isotope in CZT-Detektoren

Isotop	Zerfallsmode	Q-Wert [keV]	nat. Häufigkeit [%]
⁷⁰ Zn	$\beta^-\beta^-$	1001	0,6
¹¹⁴ Cd	$\beta^-\beta^-$	534	28,7
¹¹⁶ Cd	$\beta^-\beta^-$	2809	7,5
¹²⁸ Te	$\beta^-\beta^-$	868	31,7
¹³⁰ Te	$\beta^-\beta^-$	2529	33,8
¹⁰⁶ Cd	$\beta^+\beta^+$	2771	1,2
⁶⁴ Zn	β^+EC	1096	48,6
¹²⁰ Te	β^+EC	1722	0,1
¹⁰⁸ Cd	ECEC	231	0,9

In Tabelle 5.1 sind alle Isotope zusammengetragen und in Abbildung 5.1 ist ein Spektrum der natürlichen Radioaktivität zu sehen, das im Rahmen dieser Arbeit mit einem Germanium-Detektor im Labor aufgenommen wurde. Zusätzlich

¹ Engl.: Cadmium-Zinc-Tellur 0-Neutrino Doppel-Beta Recherche Apparat

sind die erwarteten Peakenergien einiger Doppel-Beta-Isotope eingezeichnet. Das COBRA-Experiment wird im LNGS aufgebaut und bietet eine Überdeckung von 3600 m w.e., s. Kapitel 2.2.

Das Isotop ^{116}Cd unterliegt dem $\beta^-\beta^-$ -Zerfall mit einem Q-Wert von 2809 keV. Damit liegt die Energie oberhalb des sehr intensiven höchsten natürlichen Photopeaks von ^{208}Tl bei 2614,533 keV, s. Abbildung 5.1. Wie beim Heidelberg-Moscow-Experiment ist der Detektor zugleich die Quelle. Die Detektormasse soll ca. 420 kg betragen und aus modularen CZT-Detektoren bestehen. CZT-Detektoren sind Halbleiterdetektoren, die nicht aufwendig gekühlt werden müssen. Die angestrebte Energieauflösung bei 2,8 MeV soll 2 % betragen und die Untergrundrate nicht höher als

$$B = 0,001 \frac{\text{Ereignisse}}{\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{Jahr}} \quad (5.1)$$

sein. Damit ist man auf eine Halbwertszeit von

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 10^{26} \text{ Jahre} \quad (5.2)$$

sensitiv, was einer Majoranamasse von

$$\langle m_{\nu_e} \rangle \approx 50 \text{ meV} \quad (5.3)$$

entspricht.

Das COBRA-Experiment befindet sich zurzeit in der R&D-Phase². Im experimentellen Aufbau sind zur Zeit acht Detektoren von je ca. 6,53 g Masse installiert und weitere 56 Detektoren werden zur Zeit hinzugefügt. In Abbildung 5.2 ist der schematische Aufbau des Prototyps zu sehen. Im inneren Nest finden 4 x 4 Detektoren auf je vier strahlungsarmen Delrin-Kunststoffhaltern Platz. Das Nest ist direkt mit hochreinem Kupfer umgeben, sodass in der Nähe der Detektoren nur wenig radioaktive Verunreinigungen vorhanden sind. Nach dem Kupfer folgt eine 15 cm dicke Bleiabschirmung, die die Detektoren vor Gammastrahlung schützen soll. Ein Faradaykäfig soll unerwünschte elektromagnetische Signale fern halten. Zur Abschirmung von Neutronen dient eine 7 cm dicke Schicht aus Bor dotiertem Polyethylen. Gegen die Restaktivität in der Luft, vor allem Radon, wird der Innenraum mit gefiltertem Stickstoff gespült. Dieser Aufbau erzielt eine Untergrundrate von

$$B = 8 \frac{\text{Ereignisse}}{\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{Jahr}} \quad (5.4)$$

² Engl.: research and development, kurz R&D, Erforschung und Entwicklung

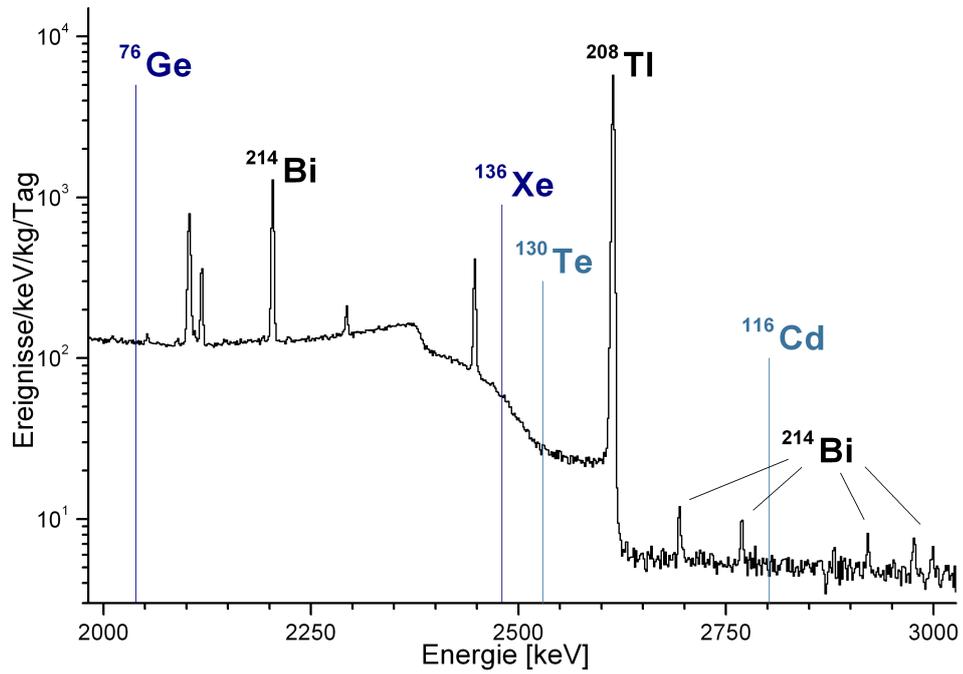


Abbildung 5.1.: Natürlicher radioaktiver Untergrund und die wichtigsten erwarteten Peakenergien einiger Doppel-Beta-Isotope.

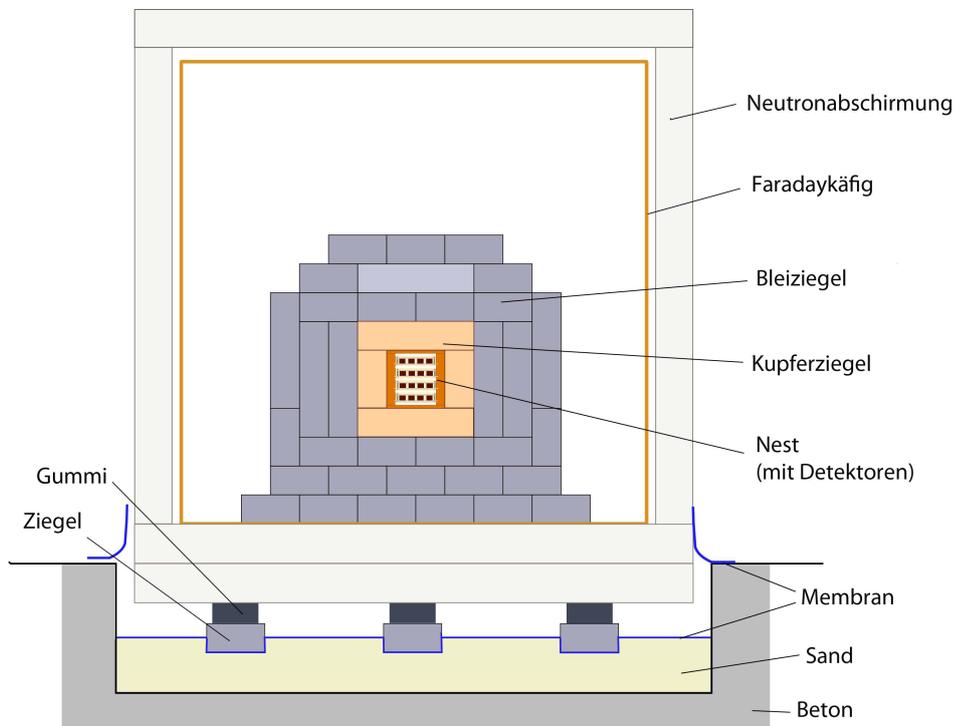


Abbildung 5.2.: Schematischer Aufbau des COBRA-Prototyps. [Ree09]

Kapitel 6.

Gammaskpektroskopie im HERA-Tunnel

Für Experimente mit sehr niedrigen Zählraten braucht man hochreine Materialien für den Aufbau, da sonst die Restaktivität von Verunreinigungen der Werkstoffe das eigentliche Signal überdecken würde, s. Kapitel 2. Dies macht Materialuntersuchungen unverzichtbar. Auch das rechtzeitige Lagern dieser Materialien unter der Erde ist sehr wichtig, s. Kapitel 2.3. Die Gammaskpektroskopie ist nicht nur zur Bestimmung dieser radioaktiven Verunreinigungen, sondern auch zur Bestimmung des Untergrundes ein sehr gutes Mittel.

6.1. Aufbau und Standort

In Kapitel 6.1.1 sind die verwendeten Apparaturen und ihre Eigenschaften erklärt, sowie der Aufbau im Allgemeinen. Kapitel 6.1.2 geht auf die Aufnahmesoftware und deren Modifikationen ein. Kapitel 6.1.3 beschreibt die Überdeckung des HERA-Tunnels als Standort einiger Messungen.

6.1.1. Aufbau

Germaniumdetektor

Für die Messungen wurde ein Germaniumdetektor, siehe Abbildung 6.1, der Firma Ortec vom Typ GEM Profile Series HPGe Coaxial Detektor GEM30P4-76-S benutzt. Der Detektor hat eine Masse von 0,8207 kg, eine Länge von 6 cm und einen Durchmesser von 5,72 cm. Ein besonderer Dank gilt der TU Dresden für diese Leihgabe. Das Besondere an diesem Detektor ist die elektrische Kühlung, was ein aufwändiges Kühlen mit flüssigem Stickstoff erübrigt. Die Hochspannung von 4,8 kV liefert ein ORTEC Model 659 5 kV Detector Bias Supply.



Abbildung 6.1.: Bild vom Detektor im Tunnel. Der Detektor liegt in der 10 cm dicken Bleiburg. Das Myonveto ist hier noch nicht installiert.

Der Germaniumdetektor besitzt einen ladungsempfindlichen Vorverstärker vom Typ A257P. Im wesentlichen ist dieser wie ein Integrierer oder Tiefpass aufgebaut. In Abbildung 6.2 ist eine schematische Darstellung eines Vorverstärkers zu sehen. Der Ladungsimpuls wird am Rückkopplungskondensator aufintegriert, sodass die Anstiegszeit des Ausgangssignals der Ladungspulsbreite entspricht

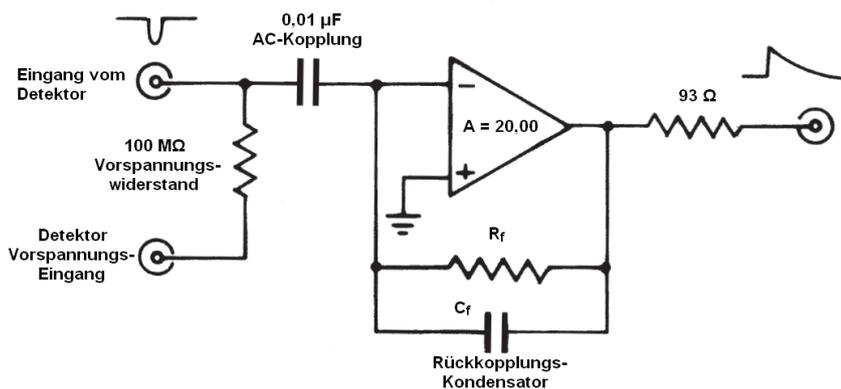


Abbildung 6.2.: Schematische Darstellung eines Ortec Vorverstärkers. Der Strom wird am Rückkopplungskondensator aufintegriert. Die Ausgangsspannung ist proportional zur Ladungsmenge. [Ort]

und die Ausgangsspannung proportional zum Ladungspuls ist. Damit ist die Ausgangsspannung proportional zur Energie, die im Detektor deponiert wurde.

Verstärker

Als Verstärker dient ein Canberra Spectroscopy Amplifier Model 2020. In Abbildung 6.3 ist die schematische Darstellung eines spektroskopischen Verstärkers, oder CR-RC-Verstärker, zu sehen. Abbildung 6.4 zeigt die Pulsform nach dem ladungsempfindlichen Vorverstärker (dunkel blau) und nach dem Verstärker (hell blau). Der wesentliche Signalverlauf ist folgender: Das Signal passiert einen CR-Hochpass, wodurch die kleinen Frequenzen gedämpft werden und das Signal-zu-Rausch-Verhältniss verbessert wird. Die Abfallszeit wird verkürzt. Dann wird das Signal verstärkt und passiert einen RC-Tiefpass. Hier werden die hohen Frequenzen gedämpft und die Anstiegszeit vergrößert. Die Abfalls- und Anstiegszeit werden durch die Widerstände und Kapazitäten der CR- und RC-Glieder bestimmt. Durch die sogenannte *shaping time*¹ werden diese Parameter variiert. Zur Bestimmung der besten *shaping time* von $4 \mu\text{s}$ sind in Tabelle 6.1 die Ergebnisse der Testmessungen angegeben.

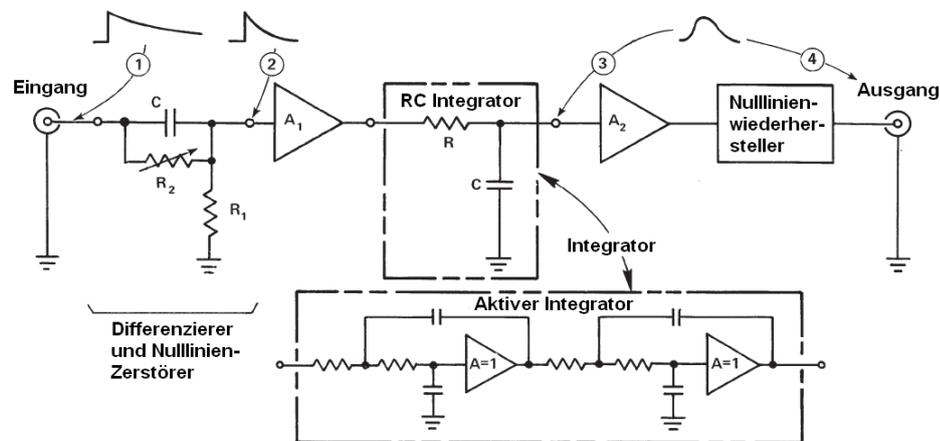


Abbildung 6.3.: Schematische Darstellung eines spektroskopischen Verstärkers der Firma Ortec. Der wesentlichen Bestandteile eines solchen Verstärkers sind die CR- und RC-Glieder. Der CR-Hochpass verkürzt die Abfallszeit und der RC-Tiefpass verlängert die Anstiegszeit. Die Widerstände und Kapazitäten der CR- und RC-Glieder bestimmen so die Form des Pulses (*shaping time*¹). [Ort]

¹ Engl.: „formgebende Zeit“

Die Abbildung 6.3 des spektroskopischen Verstärkers zeigt ein weiteres Bauteil, den Nulllinienwiederhersteller. In Abbildung 6.4 ist der Zweck dieses Bauteils gut ersichtlich. Dort sind zwei Photopeaks enthalten, die innerhalb von nur wenigen $100 \mu\text{s}$ auftreten. Ohne den Nulllinienwiederhersteller erschiene der zweite Photopeak bei einer zu hohen Energie, da dieser noch während der Abfallszeit des ersten Ereignisses auftritt. Dieser Effekt nennt man Pile-up-Effekt². Bei höheren Zählraten kann dieser Effekt trotz Nulllinienwiederhersteller vermehrt auftreten. Auch bei Experimenten mit niedrigen Zählraten kann man diesen Effekt nicht vernachlässigen, da immer eine Kalibrierung mit radioaktiven Quellen von hoher Aktivität nötig ist. Eine gute Abwägung zwischen Kalibrierungszeit, die kostbare Messzeit verkürzt, und Aktivität der Quelle ist wichtig.

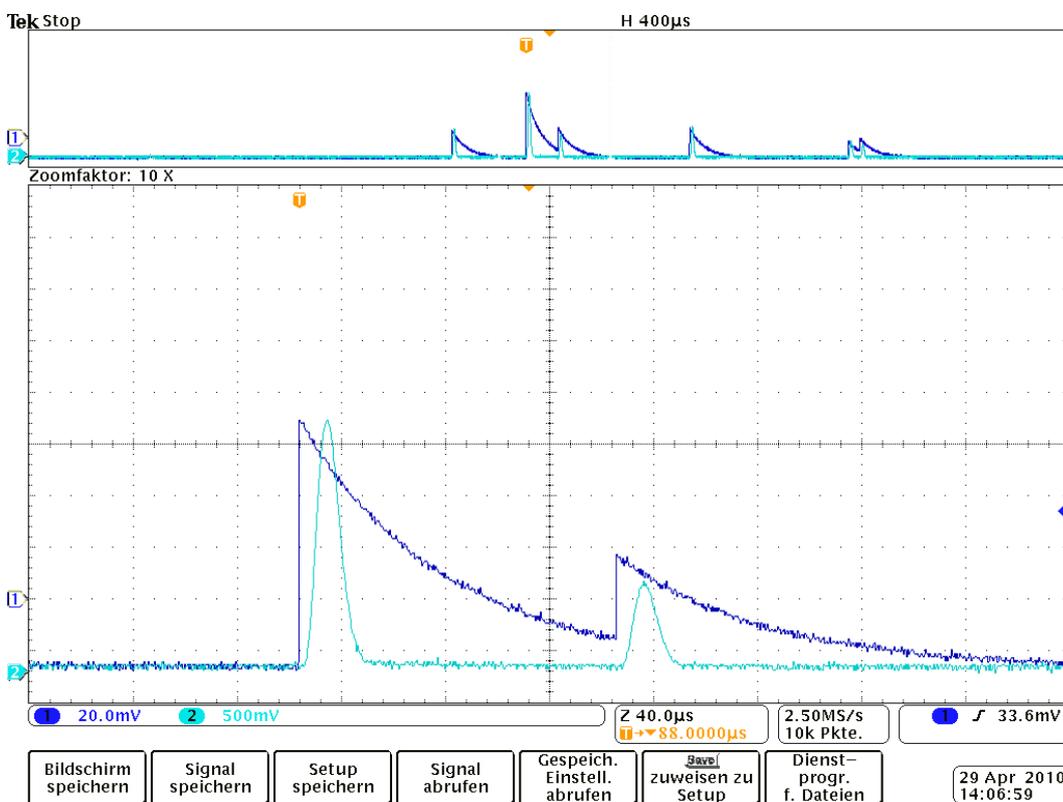


Abbildung 6.4.: Die Pulsform vor (dunkelblau) und nach (helblau) dem spektroskopischen Verstärkers wurde mit einem Oszilloskop aufgenommen. Die Höhe der Signale ist direkt proportional zu der im Detektor deponierten Energie, wie aus Kapitel 4.4 hervorgeht. Der zweite Puls setzt noch während der Abfallszeit des ersten Ereignisses ein. Dieser Aufstau-Effekt wird durch den spek. Verstärker deutlich unterdrückt.

² Engl.: Aufstau oder Übersättigung

Tabelle 6.1.: Zur Bestimmung der besten shaping time an Hand des 1,33 MeV Photopeaks von ^{60}Co wird jeweils ein Gauß-Fit verwendet. Ziel ist es, die beste Auflösung zu finden. Die Auflösung ist definiert als der Quotient aus der Halbwertsbreite (FWHM) und der Peak-Position. Hochspannung: 4800 V. Verglichen werden zwei Verstärker, Ortec: gain³20 x 1,28, Canberra: gain 30 x 0,6. Der y-Achsenabschnitt der Kalibrierungsgraden wurde als sehr klein gegenüber der Peak-Position angenommen. Die Dauer der Messungen ist jeweils 1 min. Die besten Resultate wurden mit dem Canberra Verstärker und einer shaping time von 4 μs erreicht.

Verstärker	shaping time [μs]	Peak-Position [Kanalnummer]	FWHM [Kanalnummer]	Auslösung [%]
Ortec	0,5	3580,1	24,2	0,68
	1	3763,9	9,6	0,255
	2	3784,5	5,8	0,155
	3	3626,5	6,01	0,17
	6	3472,8	6,2	0,179
	10	3243,2	6,4	0,198
Canberra	1,5	3722	6,7	0,18
	4	3494,7	5,3	0,151
	5	3464,3	5,3	0,153
	6	3368,9	5,4	0,16

³Engl.: Verstärkung

Analog-Digital-Wandlung

Die Analog-Digital-Wandlung setzt der CAEN 8k Multi-Channel Analyzer Model NIM N957 um. Das eingehende Signal kann eine Spannung zwischen 0 und 10 Volt haben [CAE09]. Die Wandlung kann automatisch über einen internen Diskriminator ausgelöst werden. Die Schwelle des Diskriminators kann in Schritten von 5 mV von 0 bis 500 mV eingestellt werden. Die Umwandlung endet mit dem Unterschreiten dieser Schwelle. Der in der Zeit höchste aufgetretene Spannungswert wird mit 13 Bit digitalisiert. Der N957 ist über eine USB-Schnittstelle mit dem PC verbunden. Die Datenaufnahme erfolgt mit dem frei erhältlichen DEMO-Programm von CAEN für den N957. Näheres dazu sowie Erweiterungen des Programms findet sich in Kapitel 6.1.2.

Abschirmungen

Zur Abschirmung des Detektors vor Radioaktivität in der Luft und den umgebenden Materialien, wie in Abbildung 6.1 zu sehen, wurde eine Bleiburg von 10 cm Dicke in jede Richtung aufgestellt. Die Bleiburg hat eine Öffnung, die mit weiteren 10 cm bis 15 cm Blei umgeben ist. Dadurch wird der verbleibende Einstreuwinkel, der sich aufgrund des Kühlschlauchs nicht vermeiden lässt, etwas verkleinert. Zu erwarten ist ein deutlicher Rückgang der Untergrundrate, dennoch kann auch das Blei einen weiteren Untergrund hervorrufen. Bei der Herstellung des Bleis können langlebige Isotope, wie z.B. ^{210}Pb mit einer Halbwertszeit von 22,3 Jahren, eingebaut werden. ^{210}Pb unterliegt nicht nur dem β^- -Zerfall, siehe Tabelle 2.1, sondern kann auch mit der Wahrscheinlichkeit von $1,9 \cdot 10^{-6} \%$ ein α -Teilchen mit der Energie 3720 keV emittieren. In Experimenten mit sehr niedrigen Zählraten kann das eine bedeutende Untergrundrate produzieren. Deshalb benutzt man häufig Blei aus sehr alten gesunkenen Schiffen oder Kanonenkugeln. Auch das putzen ist relevant, da sich viele Ablagerungen, z.B. Staub, an der Oberfläche befinden können.

Um den Detektor vor Radioaktivität in der Luft zu schützen, wurde im Labor zusätzlich zum Blei eine Stickstoffspülung installiert. Dazu wurde ein Dewar⁴-Gefäß mit flüssigem Stickstoff befüllt. Um den Detektor und das Blei wurde eine Plastiktüte gewickelt und mit Hilfe eines Schlauchs mit dem Dewar-Gefäß verbunden. Die Umgebungstemperatur im Labor reichte aus, den Stickstoff langsam verdunsten zu lassen und den Inhalt der Plastiktüte mit Stickstoff zu spülen. Ein Sauerstoffmessgerät wurde ebenfalls innerhalb der Plastiktüte platziert. Während der Messungen mit Spülung wurde darauf geachtet, dass der Sauerstoffgehalt nicht über 2% stieg.

⁴ Ein nach Sir James Dewar (1893) benanntes aus verspiegeltem, doppelwandigem und evakuiertem Glas bestehendes Transport- und Lagergefäß für flüssige Gase.

Zur Verwirklichung eines Myonvetos, s. Abbildung 6.5, kann der CAEN N957 ADC auch über ein externes Gate⁵ betrieben werden. Solange das Gate des ADC's offen ist, also eine logische 1 aufweist, wird das Signal umgewandelt. Dabei ist es egal, ob eine NIM- oder TTL-Logik anliegt. Es werden zwei übereinanderliegende Szintillatoren über zwei Diskriminatoren und einem logischem UND in Koinzidenz geschaltet. Das Signal geht dann in einen Gategenerator, der eine $10\ \mu\text{s}$ lange logische 0 verursacht. Spricht diese Koinzidenz nicht an, geht eine logische 1 weiter an ein zweites UND, das zusätzlich mit dem Detektor verbunden ist. So wird die Aufnahmezeit für $10\ \mu\text{s}$ gestoppt, wenn beide Szintillatoren ansprechen. Die Szintillatoren überdecken sich auf einer Fläche von $20\ \text{cm} \times 74\ \text{cm}$ und sind mittig über dem Detektor platziert.

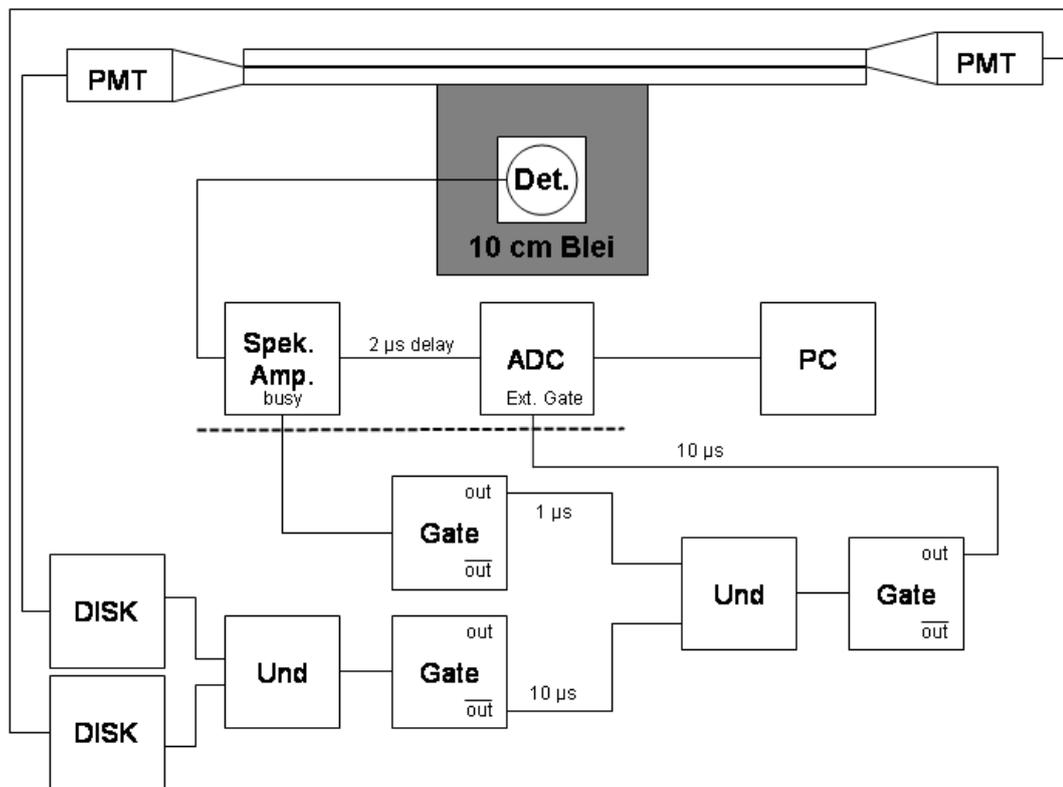


Abbildung 6.5.: Schematischer Aufbau mit Veto: in der Mitte ist der hochreine Germanium-Detektor(Det.) umgeben von 10 cm Blei, darüber die Szintillatoren mit den Photomultipliern(PMT). Bei Messungen ohne Veto werden nur der Verstärker (Spek. Amp.), ohne Verzögerung: $2\ \mu\text{s}$ delay, der Analog-Digital-Wandler (ADC) mit internem Trigger⁶ sowie der PC gebraucht. Bei Messungen mit Veto erzeugt die zusätzliche elektronische Logik das externe Gate für den ADC.

⁵ Engl.: Tor

⁶ Engl.: Auslöser

Die Geometrie des Myonvetos ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Zusätzlich wurden Myonspuren impliziert, die in der Schnittebene liegen, die die geringste Breite der Szintillatoren aufweist. Werden die Spuren parallel verschoben, gibt es für jeden denkbaren Einfallswinkel die Situation, dass zwar die Szintillatoren getroffen werden, der Detektor aber nicht. Solche Ereignisse haben den Effekt, dass die Totzeit unnötig vergrößert wird. Größere Abstände des Vetos vom Detektor verschlimmern diesen Effekt noch. Wird die Spur mit dem Einfallswinkel φ_{\max} parallel verschoben, ist ein Treffen alleine des Detektors ausgeschlossen, selbes gilt für Winkel, die kleiner sind als φ_{\max} . Die rote Myonspur trifft zwar den Detektor, aber die Szintillatoren werden verfehlt, sodass das Veto nicht greift. Ereignisse mit Einfallswinkeln $\varphi > 21,8^\circ$ werden somit in die Daten aufgenommen. Ist der Winkel kleiner als $21,8^\circ$, wird das Ereignis von der Datenaufnahme ausgeschlossen.

Nimmt man einen punktförmigen Detektor an, der auf dem Lot 25 cm unter den Szintillatoren und auf dem Kreuzungspunkt vom Lot der Szintillatoren und einer Myonspur mit dem Einfallswinkel $\varphi_{\max} = 21,8^\circ$ steht, und nimmt man runde Szintillatorplatten mit einem Durchmesser von 20 cm an, werden tatsächlich alle Myonen $\varphi > 21,8^\circ$ ausgesondert. Aus Kapitel 2.2 ist bekannt, dass die Myonen einer $\cos^2(\varphi)$ -Verteilung folgen. Der gesamte Myonfluss durch den Detektor entspricht dann einem Winkel von $\varphi = \pi/2$, also 90° . Kommt man nun zur realen Geometrie zurück gibt das Verhältnis von

$$\frac{\int_0^{\varphi_{\max}} \cos^2 \varphi d\varphi}{\int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi d\varphi} = \frac{\left. \frac{\varphi_{\max}}{2} + \frac{\sin(2\varphi_{\max})}{4} \right|_0^{\varphi_{\max}}}{\left. \frac{\varphi}{2} + \frac{\sin(2\varphi)}{4} \right|_0^{\pi/2}} \approx 40\% \quad (6.1)$$

eine untere Grenze für die Effizienz des Vetos an. Somit ist zu erwarten, dass mindestens 40 % der Myonen vom Veto erfasst werden.

Mit diesem Aufbau wird ein Peak-to-Compton Verhältnis, s. Kapitel 4.5, von 55/1 und eine Energieauflösung, s. Kapitel 4.5, von 0,15 % erreicht.

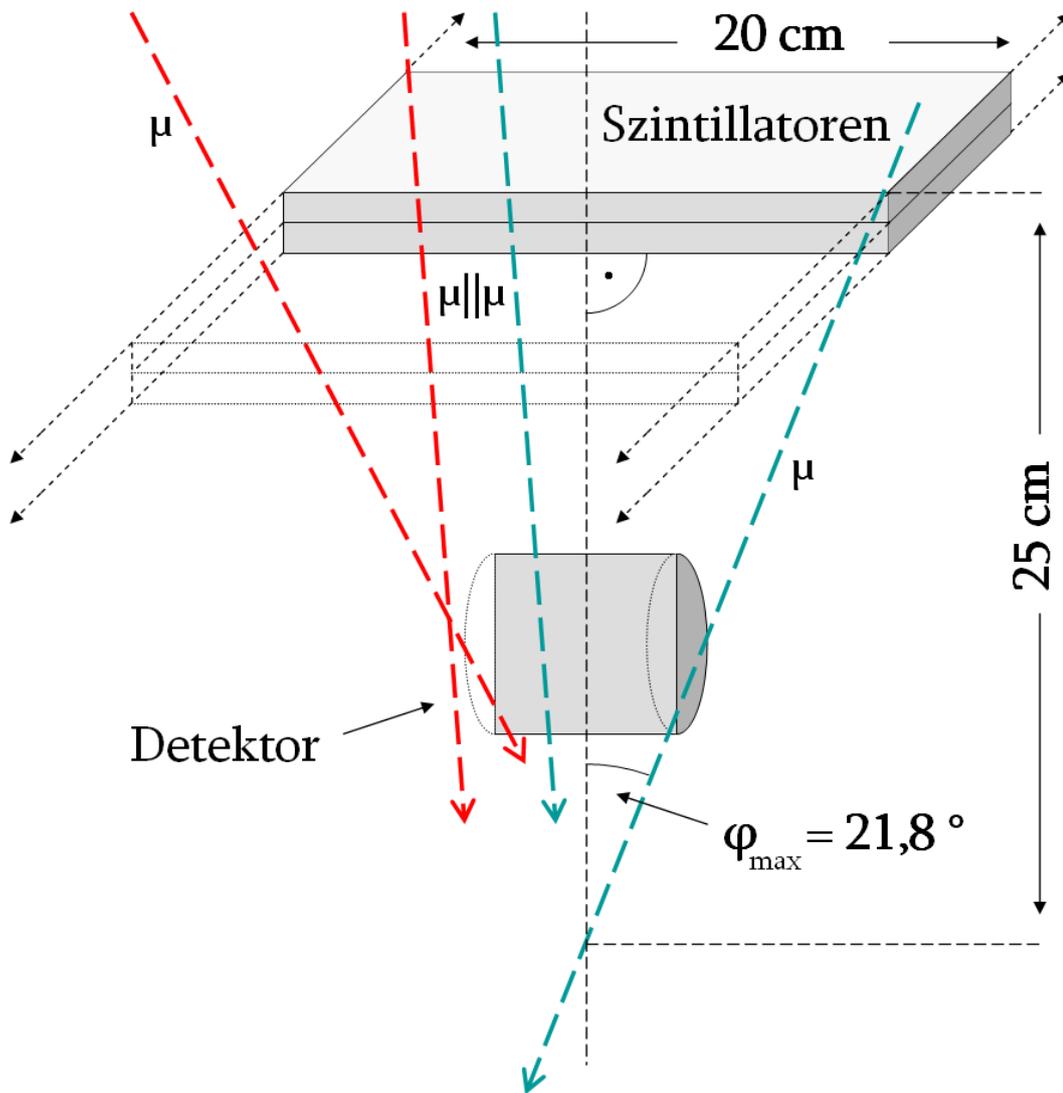


Abbildung 6.6.: Schematische Darstellung der Geometrie des Myonvetos und Myonspuren in der Schnittebene mit der geringsten Szintillatortbreite von 20 cm. Die Szintillatoren (Szi.) sind jeweils 2 cm dick. Der Detektor hat hier einen Durchmesser und eine Länge von 6 cm und steht 10 cm mittig unter den Szi. . Die linke rote Myonspur geht zwar durch den Detektor, aber nicht durch die Szi. und wird somit nicht vom Veto erfasst. Die rechte mittlere Myonspur geht durch beide Komponenten und wird vom Veto erfasst. Die ganz rechte Spur stellt die Grenze mit dem maximalen Einfallswinkel φ_{\max} für die Myonen dar, die grade noch vom Veto erfasst werden. Damit werden mindestens 40 % der Myonen von der Datenaufnahme ausgeschlossen.

6.1.2. Aufnahmesoftware

Wie schon erwähnt setzt der CAEN 8k Multi-Channel Analyzer Model NIM N957 die Analog-Digital-Wandlung um. Zu der Hardware gibt es eine frei erhältliche Software „N957Demo“ von CAEN, die eine Grundausstattung an Funktionen bietet. Das Eingangssignal kann eine Spannung zwischen 0 und 10 Volt haben. 8k Multi-Channel bedeutet, dass die Höhe des Signals linear in 8192 Kanälen, also 13 Bit, umgewandelt wird. Damit entspricht jeder Kanal einem Spannungsintervall von etwa 1,2 mV. Hat ein Signal z.B. eine maximale Höhe von 5 V innerhalb der Umwandlungsspanne, erfolgt daraus eine Erhöhung des Eintrages im Kanal Nummer 4096⁷ um 1. So entsteht über die Messzeit ein Histogramm, das als ASCII-Datei gespeichert wird. Die erste Zeile dieser Datei enthält den Eintrag für den Kanal Nummer 0, die zweite Zeile für den Kanal Nummer 1 u.s.w. . Damit sind die Zeilennummern proportional zu der deponierten Energie, oder besser Energie-Intervall, und die Einträge geben die Anzahl der Ereignisse innerhalb dieses Energie-Intervalls an.

Es gibt aber eine Reihe an Funktionen, die innerhalb dieser Software nicht zur Verfügung stehen, zu die der N957 aber grundsätzlich in der Lage ist. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Einstellen der internen Triggerschwelle, oder Diskriminatorschwelle, und die Laufzeitmessung in das Programm integriert. Außerdem wurde die Software um rein programmiertechnische Merkmale wie das selbstständige Speichern von Sicherheitskopien oder das automatische Benennen der Dateien mit dem aktuellen Datum und Uhrzeit erweitert. Die Software „N957Demo“ enthält eine Struktur „user_setting_data“, in der alle wichtigen Variablen zusammen gefasst sind. Der Befehl

```
user_setting_data user_setting;
```

öffnet diese Struktur mit dem Namen „user_setting“. Als Beispiel einer Variable dieser Struktur diene hier der Ausdruck „user_setting.m_N957_handle“, mit diesem auf das Handle⁸ des N957 zugegriffen werden kann. Der Befehl

```
N957_SetLLD(user_setting.m_N957_handle,user_setting.m_lld);
```

setzt die Diskriminatorschwelle, wobei die Variable „user_setting.m_lld“ der Struktur „user_setting_data“ hinzugefügt wurde und mit 8 Bit den Wert der Schwelle trägt.

Der N957 ist auch in der Lage, die Aufnahmezeit und die Echtzeit zu erfassen. Die Echtzeit ist die Zeit vom Starten bis zum Stoppen der Aufnahme. Die Aufnahmezeit ist die Echtzeit minus die Totzeit. Der N957 benötigt für jede

⁷ Das gilt nur für einen idealen AD-Wandler mit 13 Bit und 0 bis 10 Volt Eingangsspannung. Die Steigung und der Y-Achsenabschnitt kann von Gerät zu Gerät stark schwanken.

⁸ Engl.: Griff oder Henkel

Umwandlung eines Signals Zeit zum Digitalisieren (etwa $5 \mu\text{s}$). Diese Zeit plus die Zeit, die zwischen höchster Spannung und Unterschreiten der Triggerschwelle vergeht, wird hier Totzeit genannt. Die Echtzeit wird mit dem Befehl

```
N957_GetTimer(user_setting.m_N957_handle,timer)
```

und die Aufnahmezeit mit

```
N957_GetLiveTime(user_setting.m_N957_handle,live_time)
```

abgerufen. Auch dazu wurde das Programm erweitert, sodass die Echtzeit in ms in der vorletzten Zeile und die Aufnahmezeit in ms in der letzten Zeile der Daten-ASCII-Datei gespeichert werden.

Zur Steuerung der Einstellungen gibt es zu der Software „N957Demo“ eine Konfigurationsdatei „N957Demo.conf“. Diese Datei ist im ASCII-Format und wurde wie folgt erweitert:

```
#
# Histo Output Filename ( default "histo.dat" / "COBRA" for specials)
HISTO_FILENAME      "COBRA"

#
# Acquisition mode: (0= Ext Gate 1= Auto)
ACQ_MODE            1

#
# low level detection / threshold value (0..99) = (0..500)[mV]
LLD                 1

#
# histo save rate (hours)
SAVE_RATE           24
```

Der Ausdruck „COBRA“ nach dem Einstellungskommando „HISTO_FILENAME“ aktiviert die vorgenommenen Änderungen an dem Programm „N957Demo“. Beim Starten des Programms erscheint dann ein Menü, in dem man die Einstellungen zur Triggerschwelle, internes/externes Gate und den Dateinamen ändern kann. Dem Dateinamen wird dann immer das aktuelle Datum und die aktuelle Zeit vorangestellt. Einige Einstellungen kann man auch in der Konfigurationsdatei vornehmen. „ACQ_MODE“ stellt den Aufnahmemodus zwischen internem Diskriminator und externem Gate ein. „LLD“ setzt die Triggerschwelle (nur aktiv, wenn der Aufnahmemodus auf internes Gate gesetzt ist). „SAVE_RATE“ stellt die Zeit in Stunden ein, in der eine Sicherheitskopie des Histogramms gespeichert wird. Der Dateiname der neuen Datei ändert sich dann jeweils mit der aktuellen Zeit.

6.1.3. Standort

Der Detektor stand unter anderem im HERA-Tunnel (s. Abbildung 6.7) am Ort mit der höchsten Überdeckung. In Abbildung 6.8, die das geologische Profil des HERA-Tunnels zeigt, befindet sich der Ort etwa bei 5600 m.

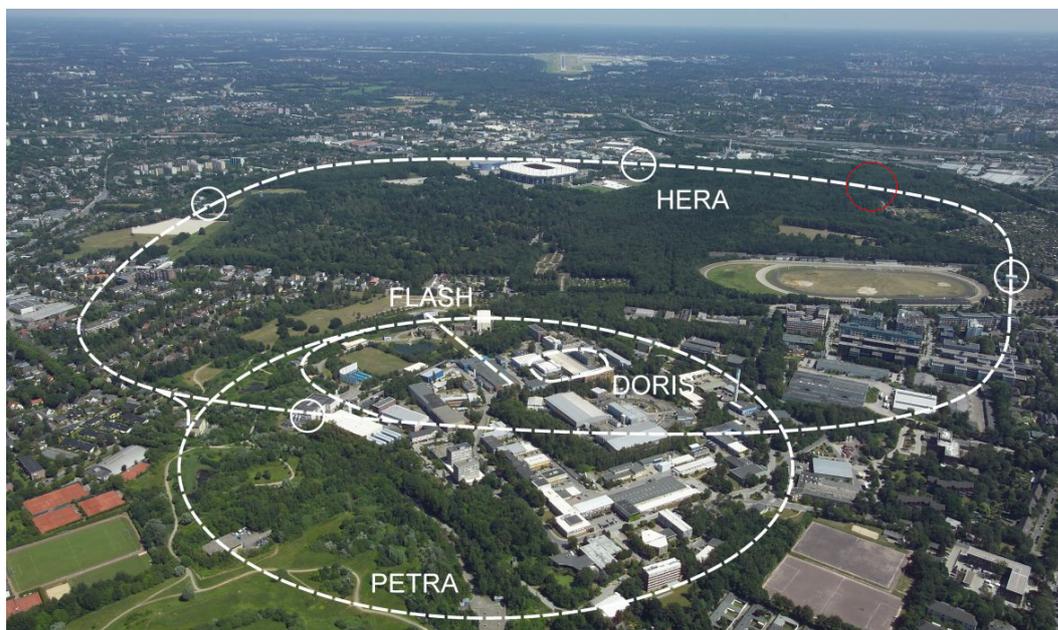


Abbildung 6.7.: Ein Luftbild vom DESY in Hamburg. Der rote Kreis markiert den ungefähren Standort des Detektors im Tunnel [DES].

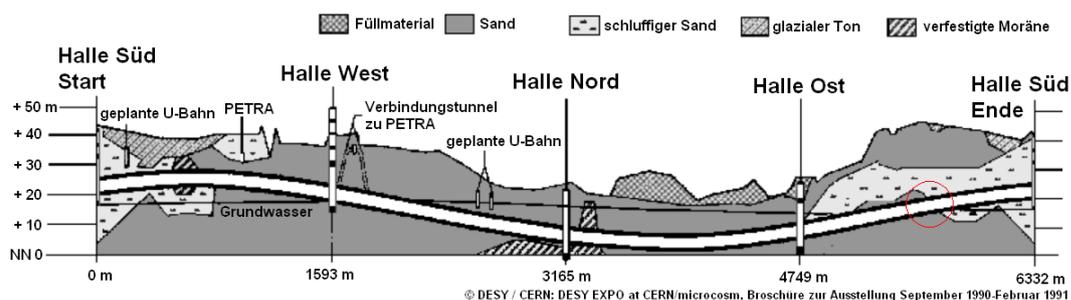


Abbildung 6.8.: Geologische Profil vom HERA-Tunnel. Der rote Kreis markiert den ungefähren Standort des Detektors im Tunnel [DES90].

Die Überdeckung am Ort des Detektors besteht aus etwa 16 m Sand und 10 m schluffiger Sand. Schluff hat eine Körnergröße von 0,002 mm bis 0,063 mm und Sand hat eine von 0,063 mm bis 2 mm. Beide Kornfraktionen haben ein Porenvolumen von etwa 50 %, sodass naiv gesehen bis zu 75 % des Volumen

vom schluffigen Sand aus Quarz besteht (s. Tabelle 6.2). In der Regel wird Quarz, oder SiO_2 , als Dichte ($2,65 \text{ g/cm}^3$) der Mineralpartikel eingesetzt, weil dieses Mineral häufig im Boden vorliegt [SS10]. Bei starken Regenfällen könnte man auch davon ausgehen, dass die verbleibenden Poren zeitweise vollständig mit Wasser gefüllt sind.

16 Meter Sand mit der Dichte $2,65 \text{ g/cm}^3$ mit einem Volumen von 50 % ergibt 21,2 m w.e., und 10 Meter schluffiger Sand mit der Dichte $2,65 \text{ g/cm}^3$ mit einem Volumen von 50 % ergibt 13,25 m w.e.. Für diese sehr konservative Rechnung ergibt sich so eine Überdeckung von 34,45 m w.e.

10 Meter schluffiger Sand mit einem Volumen von 75 % ergibt etwa 19,9 m w.e. also insgesamt eine Überdeckung von etwa 41 m w.e..

Geht man von Wasser gefüllten Poren durch Regen aus: 16 Meter Sand mit einem Porenvolumen von 50 % gefüllt mit Wasser der Dichte 1 g/cm^3 ergibt 8 m w.e., und 10 m schluffiger Sand mit einem Porenvolumen von 25 % ergibt 2,5 m w.e. also insgesamt etwa 52 m w.e.. Die Abschirmung durch die 10 cm Blei können bei dieser Rechnung vernachlässigt werden.

Tabelle 6.2.: Zusammensetzung der verschiedenen Bodenarten in Gewichtprozent und Angaben zum Porenvolumen. Der Großteil der mineralischen Zusammensetzung ist Quarz (Siliciumdioxid SiO_2 mit einer Dichte von $2,65 \text{ g/cm}^3$) [SS10].

Bodenarten	Kornfraktion und Größe [mm]		
	Ton bis 0,002	Schluff 0,002 - 0,063	Sand 0,063 - 2
„sandiger“ Sand	0 - 5	0 - 10	85 - 100
schluffiger Sand	0 - 8	10 - 50	42 - 90
sandiger Schluff	0 - 8	50 - 80	12 - 50
„schluffiger“ Schluff	0 - 8	80 - 100	0 - 20
Porenvolumen [%]	50 ± 15	47 ± 9	46 ± 10

6.2. Ergebnisse und Auswertung

Dieses Kapitel beschreibt die Strategien und Vorgehensweisen, die bei der Auswertung angewandt wurden, sowie die Ergebnisse der einzelnen Messungen. Kapitel 6.2.1 befasst sich mit der Energie-Kalibrierung der Spektren. Kapitel 6.2.2 zeigt exemplarisch, wie die asymmetrischen Gauß-Fits verwirklicht wurden. Die Vorgehensweise der Identifikation der Isotope wird in Kapitel 6.2.3 beschrieben. In Kapitel 6.2.4 werden schließlich die Ergebnisse präsentiert.

6.2.1. Kalibrierung

Zur Energie-Kalibrierung vor und nach jeder Messung standen verschiedene radioaktive Quellen zur Verfügung, ^{60}Co mit den Energien 1173 keV und 1333 keV, ^{137}Cs mit der Energie 662 keV, ^{22}Na mit den Energien 511 keV und 1275 keV sowie später auch das Isotop ^{152}Eu mit diversen Energien. Auch wurden die größten Photopeaks aus den natürlichen Zerfallsreihen der Isotope ^{40}K mit der Energie 1461 keV und der ^{208}Tl mit der Energie 2614,5 keV genutzt. Diese Quellen sind alle nicht in ihrer Aktivität geeicht, sodass eine Messung zur Nachweiswahrscheinlichkeit nicht möglich war. Die Energien der Photopeaks dieser Isotope sind gut bekannt. Mit Hilfe der asymmetrischen Gauß-Fits, die im nächsten Kapitel 6.2.2 näher beschrieben werden, lassen sich die Kanal-Positionen der Photopeaks ermitteln. Mit einer linearen Regression lässt sich dann zu jedem Kanal ein entsprechendes Energie-Intervall zuordnen. Der lineare Zusammenhang ergibt sich durch

$$\text{Kanal} = p_0 + p_1 \cdot \text{Photopeak-Energie} . \quad (6.2)$$

Als Beispiel der Vorgehensweise einer Kalibrierung dient hier die 17 Tage Messung im Labor ohne Abschirmungen. Die lineare Regression ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Die Kalibrierung für die Messung im Labor mit den Quellen, ^{60}Co und ^{137}Cs , zeigten trotz der Nulllinienwiederherstellung den Pile-up-Effekt, der in Abbildung 6.4 zu sehen ist. Die relativ hohe Aktivität dieser Quellen, aber auch das zu nahe Platzieren am Detektor, produziert eine zu hohe Aufnahme rate im Detektor. Die Kalibrierung dieser Messung im Labor erfolgt mit dem K-Photopeak und dem Tl-Photopeak bei 2614,533 keV. Zusätzlich wurde eine ^{22}Na -Quelle vor der Messung und danach aufgenommen und zur Kalibrierung genutzt. Diese Quelle hat eine sehr niedrige Aktivität, so dass diese Messungen zur Kalibrierung genutzt werden können. Dabei zeigte sich auch, dass die Energiezuordnung zeitlich sehr konstant ist. Der 1274,53 keV Photopeak von ^{22}Na erschien vor der Messung bei Kanal $3348,11 \pm 0,14$ und nach der Messung bei $3347,26 \pm 0,05$. Diese Verschiebung von 0,85 Kanälen entspricht nach Gleichung 6.2 etwa 0,33 keV in 17 Tagen oder 19,4 eV/Tag. Im Vergleich zu den vorkommenden Halbwertsbreiten der Labor-Messung von

1,5 keV bis 3 keV, s. Tabelle A.1, ist die zeitliche Verschiebung sehr gering. Die einzelnen Kanäle der Kalibrierung, auch Bin⁹ genannt, sammeln alle Ereignisse, die in einem bestimmten Energiebereich fallen. Stellt man Gleichung 6.2 nach Photopeak-Energie um, stellt die Steigung $\frac{1}{p_1}$ die Breite dieses Energiebereichs dar. Für die Kalibrierung aus Abbildung 6.9 gilt somit

$$\text{Bin} \hat{=} \frac{1}{p_1} \approx 0,3857 \text{ keV}. \quad (6.3)$$

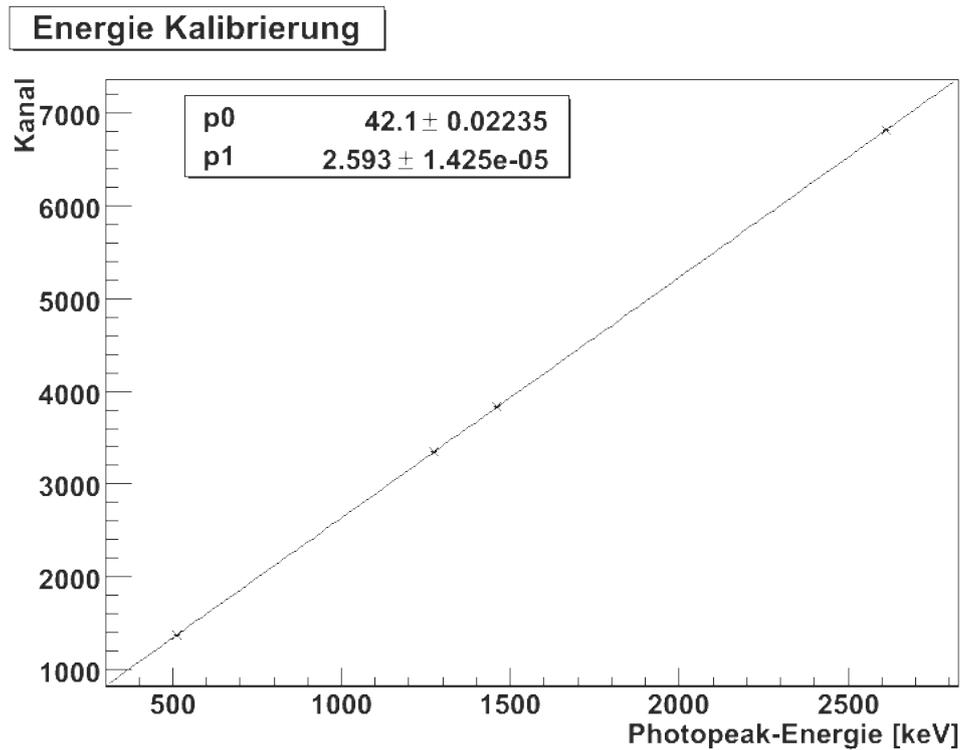


Abbildung 6.9.: Lineare Regression zur Energie-Kalibrierung des Spektrums im Labor ohne Abschirmungen. Als Quelle diente ^{22}Na vor und nach der Messung, sowie die ^{40}K -Linien und die ^{208}Tl bei 2614,533 keV. Die ^{152}Eu -Quelle stand zu diesem Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung. Es gilt: $\text{Bin} \hat{=} \frac{1}{p_1} \approx 0,3857 \text{ keV}$.

⁹ Engl.: Sammelbehälter

6.2.2. Asymmetrischer Gauß-Fit

Es werden für alle Fits, auch die im Anhang A zu finden sind, asymmetrische Gauß-Funktionen angenommen:

$$f(x) = m \cdot x + b + \begin{cases} H \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x-x_c}{\sigma_1}\right)^2\right) & , \text{ für } x < x_c \\ H & , \text{ für } x = x_c \\ H \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x-x_c}{\sigma_2}\right)^2\right) & , \text{ für } x > x_c, \end{cases} \quad (6.4)$$

wobei x die Kanalnummer, x_c der Erwartungswert und H die Höhe ist. Für den Untergrund wird jeweils mit $m \cdot x + b$ eine lineare Funktion verwendet. Die Standardabweichung σ ergibt sich aus

$$\sigma = (\sigma_1 + \sigma_2)/2$$

der Asymmetrie dieser Gauß-Funktion und der Fehler ergibt sich aus

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\Delta\sigma_1^2 + \Delta\sigma_2^2}.$$

Die Zählrate der Photopeaks entspricht dem Integral über der Gauß-Funktion und wird mit

$$A = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot H \cdot (\sigma_1 + \sigma_2)$$

berechnet und der Fehler wird mit

$$\begin{aligned} \Delta A &= \sqrt{\frac{\pi}{2} ((\sigma_1 + \sigma_2)^2 \Delta H^2 + H^2 (\Delta\sigma_1^2 + \Delta\sigma_2^2))} \\ &= \sqrt{2\pi (\sigma^2 \Delta H^2 + H^2 \Delta\sigma^2)} \end{aligned}$$

berechnet.

Die Fits werden alle mit einem selbst geschriebenen Programm in ROOT¹⁰ durchgeführt. Zum Fitten selbst wird die Klasse "TF1" genutzt. Dafür sind Anfangsparameter für diese Funktion nötig, da sonst die Iterationsschritte ins Leere laufen. Um die Peak-Position zu finden, wird der Befehl "s->Search" aus der ROOT-Klasse "TSpectrum" benutzt. Der Untergrund wird mit dem Befehl "s->Background" bestimmt, um weitere Anfangsparameter für den linearen Untergrund der Fit-Funktion "peakDaw", Gleichung 6.4, zu ermitteln. Im Folgenden sind kurze Ausschnitte mit den wichtigsten Befehlen aus diesem Programm zu sehen.

¹⁰ Ein objektorientiertes Framework (engl.: Rahmenstruktur) für große Datenvolumen.

```

Double.t peakDaw(Double.t *x, Double.t *par) {
  Double.t result = par[0] + par[1]*x[0];
  for (Int.t p=0;p<nfound;p++) {
    Double.t norm = par[FREEPARAMETER*p+2];
    Double.t mean = par[FREEPARAMETER*p+3];
    Double.t sigma = par[FREEPARAMETER*p+4];
    Double.t sigma2 = par[FREEPARAMETER*p+5];
    if (x[0] <= mean) result += norm*TMath::Gaus(x[0],mean,sigma,kFALSE);
    if (x[0] = mean) result += norm;
    if (x[0] > mean) result += norm*TMath::Gaus(x[0],mean,sigma2,kFALSE);
  }
  return result;
}

```

```

TSpectrum *s = new TSpectrum();
s->Background(source,8192,80,s->kBackIncreasingWindow,s->kBackOrder8,
  kTRUE,s->kBackSmoothing3,kTRUE);
Int.t nfound = s->Search(h2,SIGMA, "noMarkov",threshold);
fit[i-nop+1] = newTF1(Form("fit%i",i-nop+1),peakDaw,0,8200,
  2+nop*FREEPARAMETER);
h2->Fit(Form("fit%i",i-nop+1),"R+"); fit[i-nop+1]->Draw("same");

```

Als Beispiel eines Fits diene eine ^{60}Co Quelle, zu sehen in Abbildung 6.10.

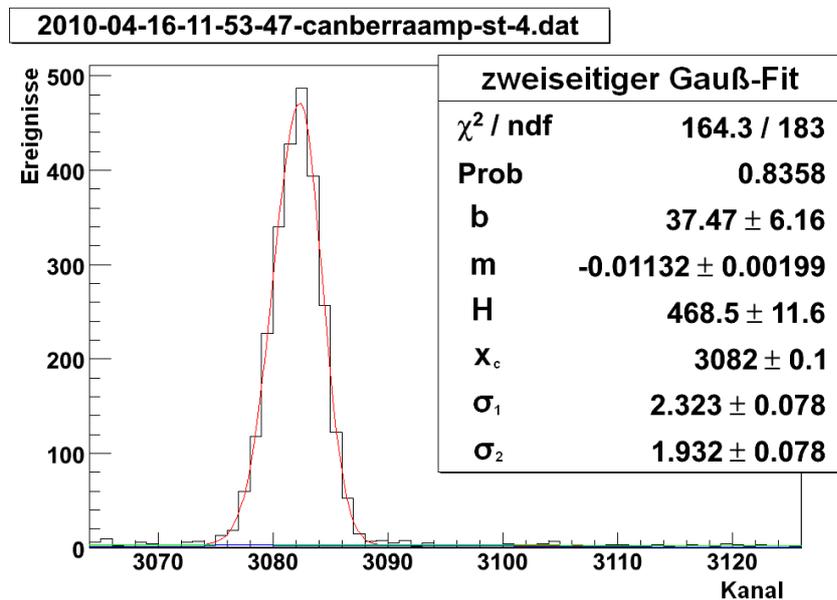


Abbildung 6.10.: Zweiseitiger Gauß-Fit am Beispiel des 1,17 MeV Peaks von ^{60}Co .

6.2.3. Identifizierung der Isotope

Zur Identifikation der Photopeaks der Isotope allgemein wird die Datenbank von „The Lund/LBNL Nuclear Data Search“ (<http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>) herangezogen. Ausgehend von den Peaks mit der höchsten Energie werden zur Peak-Position passende Isotope gesucht. Zu jedem Isotop gibt es Listen mit allen Photopeakenergien und dazu gehöriger Intensität. Hat man ein „falsches“ Isotop identifiziert, kann man das leicht an im Spektrum fehlenden Peaks erkennen. In Tabelle 6.3 wird beispielhaft die Liste für das Isotop ^{208}Tl dargestellt. Der Photopeak bei 2614,5 keV ist deutlich im Spektrum zu sehen. Auch bei 1282,8 keV ist im Spektrum klar ein Photopeak zu erkennen. Stammt dieser Photopeak von ^{208}Tl , sollte auch bei 1093,9 keV mit einer viermal größeren Intensität ein Peak zu sehen sein. Oder anders gesagt, die erwartete Intensität dieses Peaks ist offenkundig zu gering, um im Spektrum gesehen zu werden. Untersucht man weitere Isotope fällt dann auf, dass andere Isotope innerhalb der Energieauflösung an dieser Stelle den Peak produzieren, wie bei diesem Beispiel ^{214}Bi . Auf diese Weise kann man nach und nach alle Peaks identifizieren.

Tabelle 6.3.: Alle Photopeaks von ^{208}Tl

Energie keV	Intensität pro Zerfall	Zu sehen	andere Isotope	Energie keV	Intensität pro Zerfall	Zu sehen	andere Isotope
211,4	0			860,56	0,12	x	
233,36	0			883,3	0		
252,61	0,01			927,6	0		
277,36	0,06	x		982,7	0		
485,95	0			1004	0		
510,77	0,23	x		1093,9	0		
583,19	0,85	x		1125,7	0		
587,7	0			1160,8	0		
650,1	0			1185,2	0		
705,2	0			1282,8	0	x?	^{214}Bi
722,04	0			1381,1	0		
748,7	0			1647,5	0		
763,13	0,02	x		1744	0		
821,2	0	x?	^{214}Bi	2614,53	0,99	x	

6.2.4. Ergebnisse

Es wurden Messungen an verschiedenen Standorten und mit verschiedenen Verstärkungen durchgeführt. Bei einigen Messungen ist die Verstärkung so eingestellt, dass der Messbereich bis etwa 3 MeV geht. Dazu ist die Verstärkung auf $0,6 \times 30$ eingestellt. Für die Messungen bis etwa 30 MeV wurde die Verstärkung auf das mögliche Minimum eingestellt. Neben den Messungen im Labor und im Tunnel ohne jede Abschirmung wurde schrittweise versucht, den Detektor von äußerer Radioaktivität abzuschirmen. Dazu wurde die bereits erklärte Bleiburg und das Myonveto aufgebaut. In Tabelle 6.4 sind alle Messungen zusammengefasst.

Tabelle 6.4.: Vergleiche zwischen den Standorten.

Ort	Abschirmung	Messbereich
Labor	keine	bis 3 MeV
Tunnel	Blei, Veto und Spülung	
Labor	keine	bis 30 MeV
Tunnel	Blei	
Labor	Blei und Veto	
Tunnel	Blei und Spülung	
Labor	Blei, Veto und Spülung	
Tunnel	Blei	
	Blei und Veto	

Vergleich von Labor und HERA-Tunnel ohne Abschirmung

Im Anhang A sind alle Isotope zusammengetragen, die im Labor und im Tunnel zu beobachten sind. In Abbildung 6.11 ist das gesamte Spektrum zu sehen und in den Abbildungen 6.13, 6.14 und 6.15 finden sich die dazugehörigen vergrößerten Spektren. Bis auf die erwarteten Isotope aus den natürlichen Zerfallsreihen von Uran und Thorium (s. Kapitel 2.1) sowie ^{40}K , ist ^{137}Cs im Labor, nicht aber im Tunnel zu sehen. ^{137}Cs gelangte durch oberirdische Kernwaffenversuche und vor allem durch das Reaktorunglück von Tschernobyl 1986 in die Umwelt. Der Bau des HERA-Tunnels begann zwar schon zwei Jahre früher, aber erst im September 1990 wurde der letzte Protonenmagnet installiert. Eine gründliche Reinigung der Bauteile des Ringes und eine Filterung der Zuluft scheint wahrscheinlich. Weitere Isotope, die durch eventuelle Spallation von Protonen aus dem Beschleuniger resultieren könnten, sind nicht zu erkennen.

In Tabelle 6.5 und 6.6 sind die wichtigsten Isotope aus der Uran- und Thorium-Zerfallsreihe zusammengetragen. Es wurde darauf geachtet, dass keine weiteren Photopeaks in der Nähe sind. Auffällig ist die um ca. 50% erhöhte Aktivität der gesamten Thorium-Reihe im Tunnel, wobei die Uran-Reihe unverändert ist. Ein erhöhtes Auftreten des Edelgases Radon im Tunnel gegenüber dem im Labor, das beide Zerfallsreihen durch Austreten durch die Wände aus dem Gleichgewicht bringen kann, ist nicht zu beobachten.

In Tabelle 6.7 sind zum Vergleich integrierte Werte über verschiedene Bereiche zu sehen. Im niederenergetischen Bereich bis 2,7 MeV bemerkt man eine Erhöhung von etwa 10% im Tunnel gegenüber dem im Labor die, wie oben schon erwähnt, hauptsächlich aus der Thorium-Reihe stammt.

Weitere Messungen mit Abschirmung

Für die weiteren Spektren, die man in Abbildung 6.11 sieht, wurde der Detektor mit 10 cm Blei umgeben und das in Kapitel 6.1.1 beschriebene Veto installiert. Das Blei wurde nicht geputzt und so sind weitere Linien im Spektrum erschienen. Von der Sauberkeit des Bleis unabhängig sieht man deutlich die Bleifluoreszenzlinien etwa bei 73 keV und 85 keV. Mit der Abschirmung von 10 cm Blei sinkt die integrale Aktivität im Bereich von 40 keV bis 2,7 MeV um etwa zwei Größenordnungen. Das macht es schwer, eine zusätzliche Aktivität von ^{210}Pb festzustellen, da eine nötige Vergleichsmessung ohne Blei, aber mit vergleichbarer Abschirmung, nicht möglich ist. Das Veto macht in diesem Energiebereich kaum einen Unterschied, da die Aktivität der natürlichen Zerfallsreihen immer noch dominierend ist. Erst ab Energie oberhalb des höchsten natürlichen Peaks von ^{208}Tl bei der Energie 2614,53 keV macht sich das Veto bemerkbar, und reduziert die integrale Aktivität um etwa 44%. Im Energiebereich von 2,6 MeV bis etwa 9 MeV sind neben einigen Peaks des Isotops ^{214}Bi mit geringer Intensität geladene Teilchen, wie α -Teilchen aus den natürlichen Zerfallsreihen und Myonen, dominierend.

In Abbildung 6.11 wird die Effektivität der Stickstoffspülung deutlich, da die Rate beim 2,6 MeV-Peak von ^{208}Tl hin zu niedrigeren Energien geringer ansteigt als bei den Messungen ohne Spülung. Zusammen mit der Bleiabschirmung und dem Veto konnte damit die geringste integrale Aktivität im Energiebereich von 40 keV bis 2,7 MeV von $(0,986 \pm 0,001)$ Ereignisse/kg/s im Labor erzielt werden. Dieser Bereich ist relevant für Restaktivitätsmessungen von Materialien, die zum Bau eines Detektors verwendet werden. Die Dortmund Low Background Facility mit einer Überdeckung von 15 m w.e., eigens erbaut zur Untersuchung von geringen Aktivitäten, gibt für die integrale Aktivität von 0,071 Ereignisse/kg/s mit Myonveto an. M. Köhler und andere [K⁺09] haben im Felsenkeller in Dresden, der eine Überdeckung von 110 m w.e. bietet, eine Untergrundrate von 0,034 Ereignisse/kg/s ohne Myonveto erzielen können. Mit der Stickstoffspülung ist ein Peak bei der Energie $(1781,4 \pm 0,6)$ keV aufgetreten, der keinem Isotop zugeordnet werden konnte.

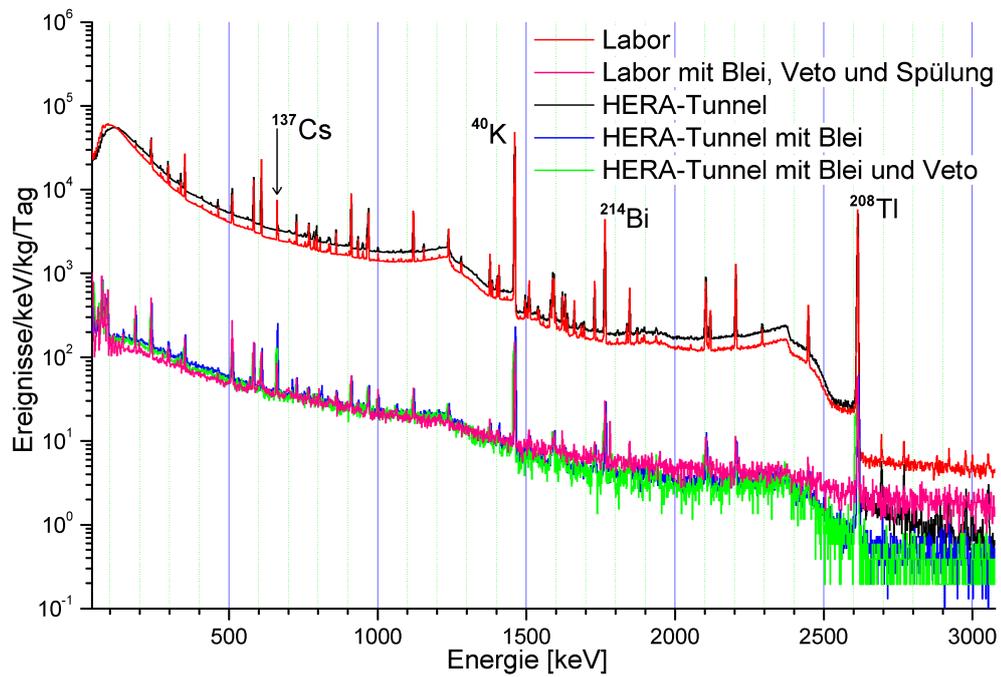


Abbildung 6.11.: Alle Spektren bis ca. 3 MeV

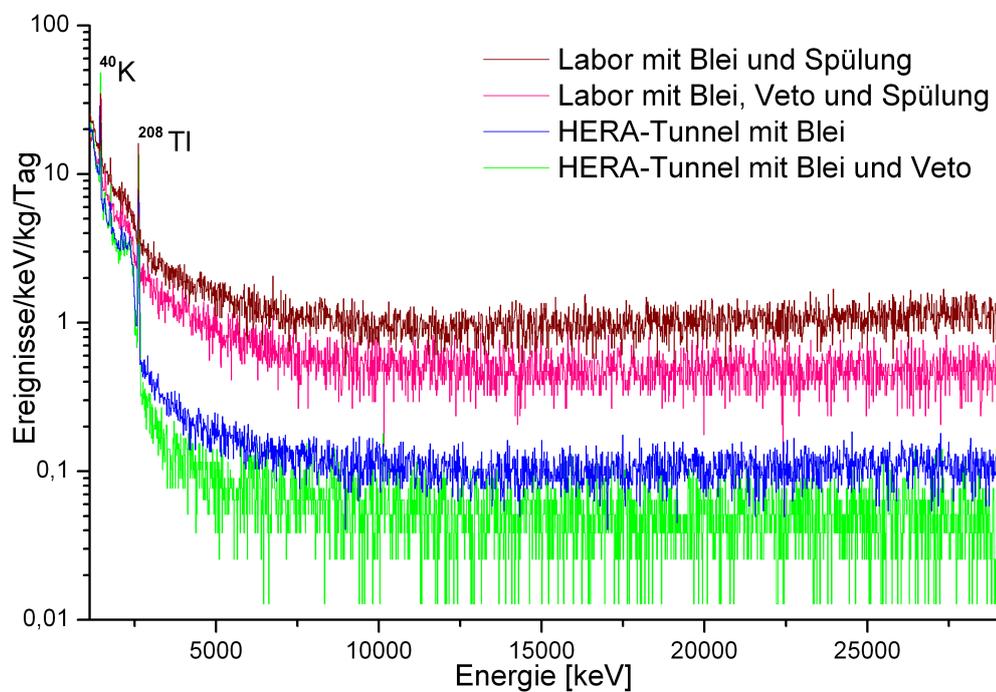


Abbildung 6.12.: Alle Spektren bis ca. 30 MeV

Tabelle 6.5.: Uran-Zerfallsreihe.

Isotop	Energie [keV]	Labor [Ereignisse/Tag]	Tunnel [Ereignisse/Tag]	Tunnel/Labor
^{234m}Pa ¹¹	1001	553 ± 45	695 ± 79	1,26
^{226}Ra ¹²	186	6403 ± 171	6961 ± 274	1,09
^{214}Pb	241	8665 ± 157	9399 ± 882	1,08
^{214}Bi	609	36798 ± 153	37821 ± 206	1,03
^{214}Bi	768	3644 ± 73	4143 ± 139	1,14
^{214}Bi	1120	10380 ± 89	10746 ± 123	1,04

Tabelle 6.6.: Thorium-Zerfallsreihe

Isotop	Energie [keV]	Labor [Ereignisse/Tag]	Tunnel [Ereignisse/Tag]	Tunnel/Labor
^{228}Ac	969	8404 ± 84	11438 ± 532	1,36
^{228}Ac ¹³	911	13902 ± 100	20994 ± 154	1,51
^{212}Bi	1621	731 ± 29	1216 ± 37	1,66
^{208}Tl	583	18501 ± 120	27447 ± 190	1,48
^{208}Tl	861	2477 ± 61	3761 ± 108	1,52
^{208}Tl	2614	15080 ± 85	22711 ± 122	1,51

Myonfluss

In den Spektren in Abbildung 6.12 dominieren die Myonen und α -Teilchen etwa ab Energien größer 2,7 MeV und ab etwa 10 MeV nur noch die Myonen. Vergleicht man die Messungen mit und ohne Veto, bemerkt man eine Reduzierung von etwa einer halben Größenordnung. Das stimmt gut mit den Überlegungen zur Geometrie des Vetos aus Kapitel 6.1.1 überein, aus denen eine scheinbare Reduzierung von mindestens 40 % des Myonflusses resultiert.

¹¹ ^{228}Ac hat auch einen nicht unbedeutenden Peak bei dieser Energie.

¹² Mutter von ^{222}Rn : Radon.

¹³ Danach kommt in dritter Generation Radon ^{220}Rn und weitere drei Generationen: ^{212}Bi .

Tabelle 6.7.: Vergleiche zwischen den Standorten.

Ort	integrale Zählraten in den Energiebereichen		
	[Ereignisse/kg/s] (0,04 - 2,7) MeV	[Ereignisse/kg/keV/Tag] (2,7 - 3) MeV	[Ereignisse/kg/keV/Tag] (3 - 8,5) MeV
Labor	$124 \pm 0,01$	$5,19 \pm 0,04$	—
Blei und Spülung	—	—	$1,52 \pm 0,01$
Blei, Veto und Spülung	$0,986 \pm 0,001$	$1,79 \pm 0,03$	$0,88 \pm 0,01$
Tunnel	$159 \pm 0,01$	$1,11 \pm 0,02$	—
mit Blei	$1,1 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,01$	$0,153 \pm 0,001$
und Veto	$1,078 \pm 0,002$	$0,27 \pm 0,02$	$0,097 \pm 0,001$
DLB mit Veto	0,071	0,025	—
15 m w.e.			
Felsenkeller ohne Veto	0,034	—	—
110 m w.e.			

Die gesamte Energie, die ein Myon im Germanium-Detektor deponiert, ist hauptsächlich von der Länge der Wegstrecke der Myonen durch den Detektor abhängig. Die zylindrische Form des Detektors und die quadratische \cos^2 -Verteilung der Myonen machen eine rechnerische Bestimmung der deponierten Energie schwierig. Vernachlässigen wir aber den Einfluss der Bleiabschirmung auf die Myonen, wurde die deponierte Energie der Myonen im Labor gemessen. Da aber einige Wegstrecken bevorzugt vorkommen können und andere Längen vielleicht benachteiligt sind, folgt die Verteilung der deponierten Energien einer komplizierten Funktion, die von der Geometrie des Problems dominiert wird. Monte-Carlo-Simulationen könnten zukünftig hilfreich sein, dieses besser zu verstehen. Dennoch könnte man davon ausgehen, dass diese Funktion durch eine homogene Überdeckung gleichmäßig durch einen Reduzierungsfaktor skaliert wird. Vergleicht man die Spektren im Tunnel mit dem im Labor, bemerkt man eine Reduzierung um etwa eine Größenordnung. Diese Reduzierung des Myonflusses wird noch durch folgendes unterstützt.

Das Koinzidenzsignal des Myonvetos wurde parallel zu dem Messungen mit einem Zähler aufgenommen. Die beiden 20 cm breiten Szintillatorplatten überdecken sich auf einer Länge von (74 ± 1) cm. Damit ergibt sich eine Fläche von 1480 cm^2 . Im Tunnel wurden 3318610 Ereignisse in 1458488 Sekunden aufgenommen. Das ergibt einen Fluss von $(15,4 \pm 0,2) \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Im Labor wurden 1675133 Ereignisse in 87635 Sekunden aufgenommen. Das ergibt einen Fluss von $(129 \pm 2) \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Fehler resultieren hauptsächlich aus der ungenauen

Überdeckung der Szintillatorplatten. Aus Kapitel 2.2 ist bekannt, dass an der Erdoberfläche ein Fluss von $167 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ zu erwarten ist. Der etwas geringere Fluss im Labor kann nicht nur mit den drei Stockwerken oberhalb des Labors begründet werden. Auch eine schlechte Effizienz dieses Aufbaus kann zu diesem Wert führen. Gleichwohl kann man eine Abnahme des Myonenflusses um etwa eine Größenordnung feststellen. Nimmt man Abbildung 2.2 zur Hilfe, lässt sich daraus eine Abschätzung der Überdeckung im HERA-Tunnel von etwa 40 m w. e ablesen. Dies bestätigt die Überlegungen zur Überdeckung im HERA-Tunnel aus Kapitel 6.1.3.

Anzeichen von Neutronen induziertem Untergrund

In keiner Messung wurden Anzeichen von Neutronen induziertem Untergrund gefunden. Weder die in Kapitel 2.3 beschriebene $^{72}\text{Ge}(n, n'e^-)$ -Reaktion, die ein Peak bei einer Energie von 693,4 keV verursacht, noch die $\text{Pb}(n, n'\gamma)$ -Reaktionen, bei Energien von 537,5 keV und 1704,05 keV, konnten nachgewiesen werden.

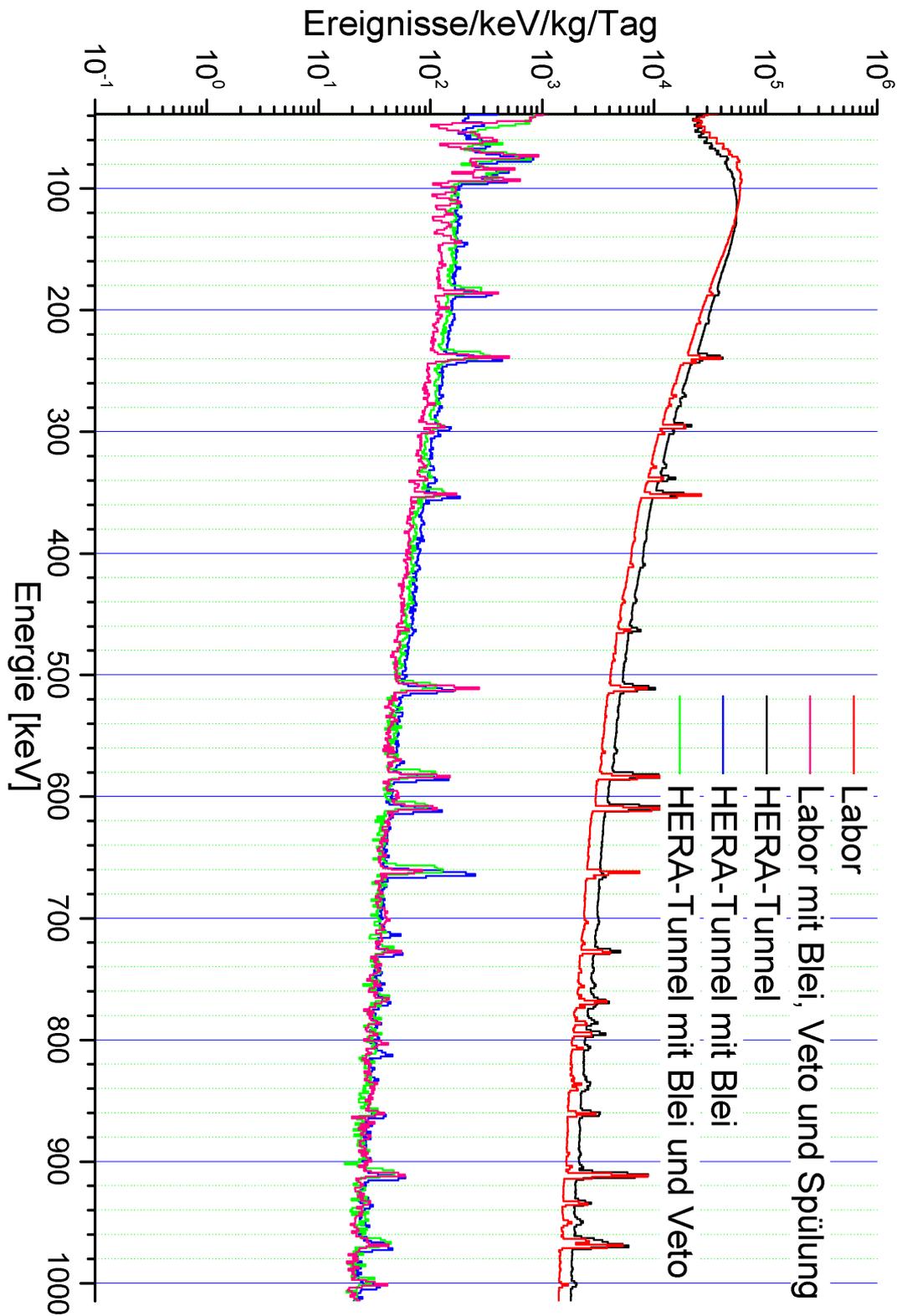


Abbildung 6.13.: Alle Spektren von 0 MeV bis 1 MeV

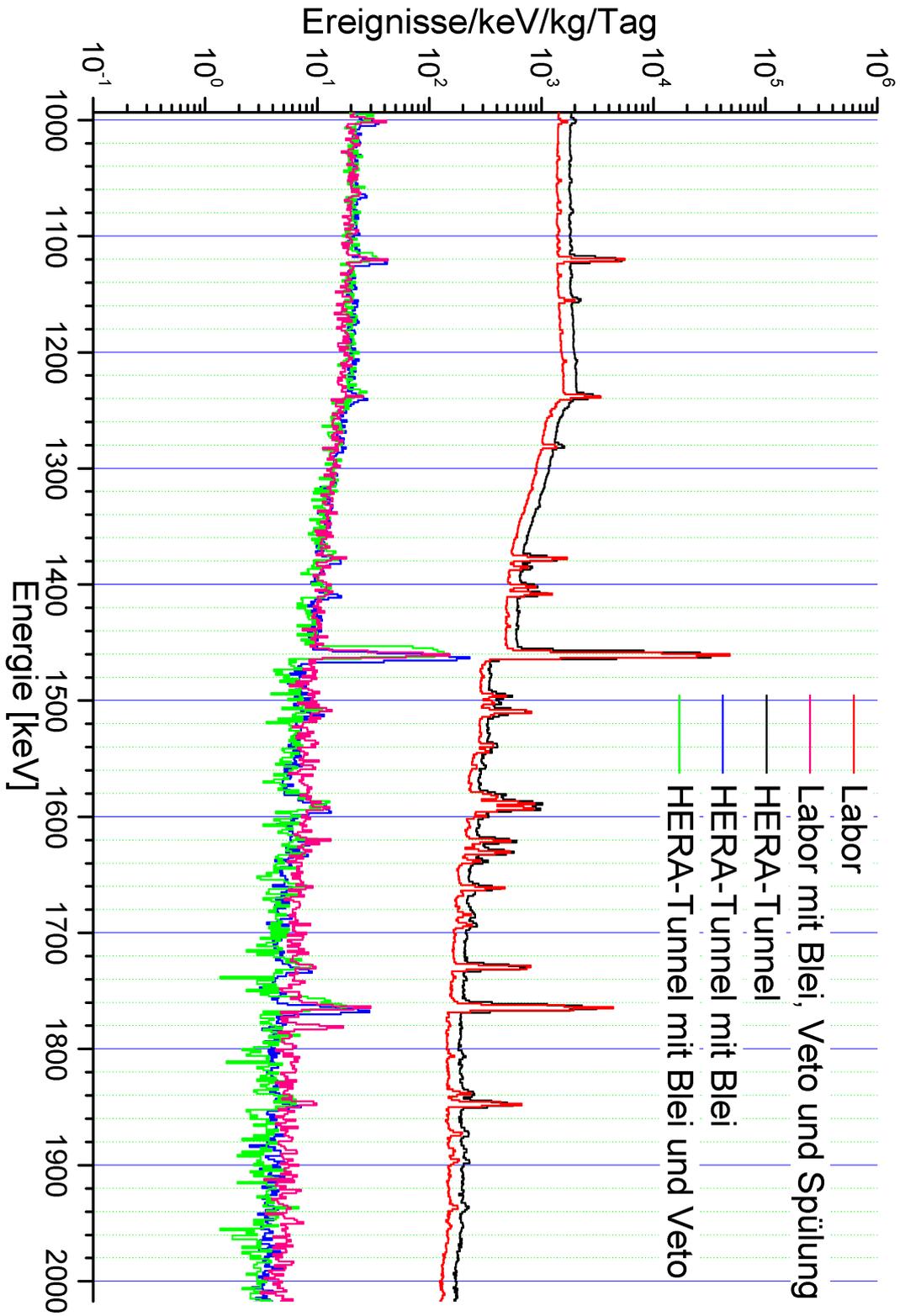


Abbildung 6.14.: Alle Spektren von 1 MeV bis 2 MeV

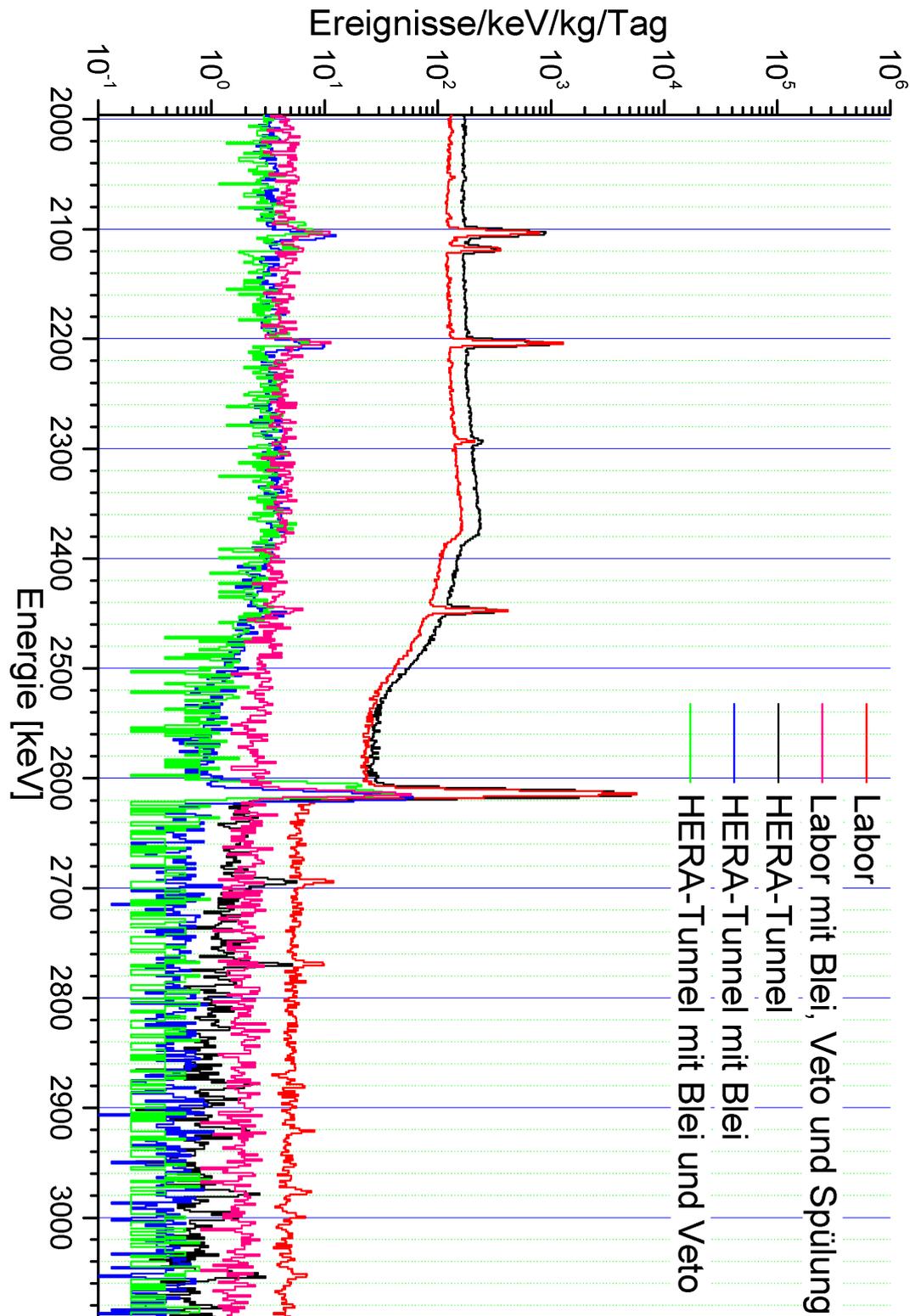


Abbildung 6.15.: Alle Spektren von 2 MeV bis 3 MeV

Kapitel 7.

Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde mit einem elektrisch gekühlten Germanium-Detektor der radioaktive Untergrund im HERA-Tunnel mit dem Untergrund an der Erdoberfläche verglichen. In dem Zusammenhang wurde eine bestehende Aufnahmesoftware erweitert und ein Analyseprogramm im ROOT geschrieben sowie der dazu nötige experimentelle Aufbau installiert. Der HERA-Tunnel weist im Vergleich zum Labor eine um etwa 50 % erhöhte Aktivität bezüglich der Thorium-Zerfallsreihe auf. Die Uran-Zerfallsreihe bleibt unverändert. Ein erhöhtes Auftreten von Radon im Tunnel, das als Edelgas aus den Wänden austreten kann, ist nicht festzustellen. Die integrale Aktivität im Energiebereich von 40 keV bis 2,7 MeV ist nur etwa um 10 % erhöht. ^{137}Cs , das im Labor noch vom Tschernobyl-Unfall und oberirdischen Nuklearwaffentests vorhanden ist, ist im HERA-Tunnel nicht nachzuweisen. Die Myonenrate aus der kosmischen Strahlung ist um etwa eine Größenordnung reduziert und bestätigt die Rechnung, nach der der Ort im HERA-Tunnel eine Überdeckung von etwa 40 m w.e. ausweist. Damit ist der Tunnel trotz der etwas erhöhten integralen Aktivität bis 2,7 MeV prinzipiell geeignet, Materialien vor kosmischer Strahlung zu schützen.

Des Weiteren wurde mit einfachsten Mitteln versucht, die Untergrundrate zu reduzieren. Dazu wurde eine Bleiabschirmung von 10 cm Dicke aufgebaut, die innerhalb des Energiebereichs von 40 keV bis 2,7 MeV die integrale Aktivität um etwa zwei Größenordnungen reduziert hat. Aufgrund der immer noch dominierenden Radioaktivität aus den natürlichen Zerfallsreihen hat in diesem Energiebereich die Installation des Myonvetos fast keine Auswirkung. Erst bei höheren Energien stellt man eine Reduzierung der Rate im Detektor fest. Die Stickstoffspülung, die im Labor installiert werden konnte, nicht aber im HERA-Tunnel, reduziert den Untergrund in dem Energiebereich sehr effektiv und wäre für zukünftige Messungen im HERA-Tunnel zur Bestimmung radioaktiver Verunreinigungen erstrebenswert. Die Untergrundrate im Energiebereich von 40 keV bis 2,7 MeV konnte auf $(0,986 \pm 0,001)$ Ereignisse/kg/s im Labor mit Stickstoffspülung und $(1,078 \pm 0,002)$ Ereignisse/kg/s im Tunnel ohne Stickstoffspülung reduziert werden.

Vom physikalischen Standpunkt aus könnten zukünftig Materialien, die für

des COBRA-Experiment verwendet werden sollen, im HERA-Tunnel gelagert werden. Auch könnten mit einer Stickstoffspülung und einer verbesserten Bleiabschirmung im Tunnel Messungen zu radioaktiven Verunreinigungen der Materialien erfolgen. Monte-Carlo-Simulationen zum besseren Verständnis der Energiedeponierung in Halbleitern könnten Helfen, die Prozesse im Detektor und die resultierenden Spektren besser zu verstehen.

A. Anhang

Tabelle A.1.: Zu sehen ist eine Liste mit alle Photopeaks aufgenommen im Labor. Für jeden Fit ist ein zweiseitiger Gauß.

Peak Posittion	Ereignisse	FWHM	Isotop	weitere Isotpe
186,13 ± 0,02	108851 ± 2576	1,48 ± 0,03	²²⁶ Ra	
209,56 ± 0,02	36700 ± 1224	1,21 ± 0,02	²²⁸ Ac	
238,76 ± 0,01	584582 ± 2744	1,45 ± 0,01	²¹² Pb	²¹⁴ Pb
242,09 ± 0,02	147312 ± 2286	1,60 ± 0,02	²¹⁴ Pb	²²⁴ Ra
270,40 ± 0,01	49593 ± 1277	1,62 ± 0,03	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi
277,52 ± 0,01	23422 ± 1114	1,36 ± 0,05	²⁰⁸ Tl	
295,38 ± 0,01	323512 ± 2026	1,49 ± 0,01	²¹⁴ Pb	
300,87 ± 0,01	36351 ± 1004	1,18 ± 0,02	²¹² Pb	²¹⁴ Pb
328,67 ± 0,01	29621 ± 1004	1,09 ± 0,03	²²⁸ Ac	²¹² Bi
338,48 ± 0,01	132691 ± 1612	1,52 ± 0,02	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi
352,08 ± 0,01	587387 ± 2097	1,53 ± 0,00	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Bi
410,41 ± 0,02	19160 ± 934	1,45 ± 0,06	²²⁸ Ac	
439,02 ± 0,01	10012 ± 680	1,48 ± 0,07	DE ⁴⁰ K	
463,20 ± 0,03	47915 ± 1174	1,64 ± 0,03	²²⁸ Ac	
510,91 ± 0,01	189587 ± 1544	2,35 ± 0,02		
562,72 ± 0,13	6907 ± 895	1,51 ± 0,17	²²⁸ Ac	
583,37 ± 0,01	314514 ± 1479	1,69 ± 0,01	²⁰⁸ Tl	
609,50 ± 0,01	625560 ± 1806	1,71 ± 0,00	²¹⁴ Bi	
661,82 ± 0,01	152373 ± 1165	1,75 ± 0,01	¹³⁷ Cs	²¹⁴ Bi
665,66 ± 0,05	19290 ± 874	1,66 ± 0,07	²¹⁴ Bi	
702,93 ± 0,15	10110 ± 1212	2,62 ± 0,28	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
720,17 ± 0,06	4188 ± 467	1,55 ± 0,12	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
727,44 ± 0,02	68549 ± 926	1,77 ± 0,02	²¹² Bi	²¹⁴ Bi ²²⁸ Ac
742,66 ± 0,17	3048 ± 593	1,39 ± 0,23	DE ²¹⁴ Bi	²¹⁴ Bi ^{234m} Pa
755,54 ± 0,02	10740 ± 239	2,10 ± 0,05	²²⁸ Ac	
763,18 ± 0,17	12226 ± 1351	4,20 ± 0,46	²⁰⁸ Tl	
768,57 ± 0,02	61941 ± 991	1,89 ± 0,03	²¹⁴ Bi	
772,43 ± 0,04	12711 ± 454	1,73 ± 0,06	²²⁸ Ac	
781,78 ± 0,01	2694 ± 268	1,47 ± 0,15	²²⁸ Ac	

Fortsetzung, Tabelle A.1.: Alle Peaks im Labor

Peak Posittion	Ereignisse	FWHM	Isotop	weitere Isotope
785,91 ± 0,03	24144 ± 526	1,84 ± 0,04	²¹² Bi	²¹⁴ Bi ^{234m} Pa ²²⁸ Ac
795,09 ± 0,01	39063 ± 243	1,81 ± 0,01	²²⁸ Ac	
806,36 ± 0,01	14797 ± 248	1,70 ± 0,03	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
821,72 ± 0,23	1085 ± 334	1,09 ± 0,29	²¹⁴ Bi	²⁰⁸ Tl
825,60 ± 0,11	1103 ± 408	1,21 ± 0,34		²¹⁴ Bi ²²⁸ Ac ^{234m} Pa
830,80 ± 0,12	6503 ± 681	2,33 ± 0,20	²²⁸ Ac	
835,94 ± 0,06	14508 ± 753	1,80 ± 0,08	²²⁸ Ac	
840,18 ± 0,09	15472 ± 945	2,46 ± 0,14	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Bi ²²⁸ Ac
860,75 ± 0,02	42116 ± 834	1,88 ± 0,03	²⁰⁸ Tl	
904,17 ± 0,10	8431 ± 716	2,08 ± 0,15	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac
911,37 ± 0,01	236339 ± 1222	1,90 ± 0,01	²²⁸ Ac	
934,23 ± 0,03	37494 ± 776	1,90 ± 0,03	²¹⁴ Bi	
949,91 ± 0,10	17488 ± 913	3,44 ± 0,16	SE ⁴⁰ K	
964,85 ± 0,02	49352 ± 850	1,99 ± 0,03	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi
969,15 ± 0,01	142860 ± 1055	1,92 ± 0,01	²²⁸ Ac	
1001,25 ± 0,08	9401 ± 670	1,89 ± 0,12	^{234m} Pa	²²⁸ Ac
1052,08 ± 0,15	3649 ± 548	1,83 ± 0,23	²¹⁴ Bi	
1079,11 ± 0,15	4212 ± 621	1,79 ± 0,23	²¹² Bi	
1120,48 ± 0,01	176460 ± 1087	2,02 ± 0,01	²¹⁴ Bi	
1155,39 ± 0,05	19419 ± 719	2,08 ± 0,07	²¹⁴ Bi	
1182,51 ± 0,21	3040 ± 617	1,90 ± 0,33	DE ²¹⁴ Bi	
1207,95 ± 0,13	4180 ± 493	1,67 ± 0,19	²¹⁴ Bi	
1238,29 ± 0,02	69453 ± 921	2,12 ± 0,02	²¹⁴ Bi	
1247,03 ± 0,20	2831 ± 608	1,87 ± 0,35	²²⁸ Ac	
1254,11 ± 0,22	2956 ± 544	2,19 ± 0,34	SE ²¹⁴ Bi	
1281,07 ± 0,05	16009 ± 657	2,10 ± 0,08	²¹⁴ Bi	²⁰⁸ Tl
1377,81 ± 0,02	45080 ± 630	2,17 ± 0,03	²¹⁴ Bi	
1385,48 ± 0,07	8694 ± 455	2,12 ± 0,10	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac
1401,71 ± 0,04	14929 ± 490	2,18 ± 0,06	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac
1408,16 ± 0,03	27149 ± 546	2,22 ± 0,04	²¹⁴ Bi	
1425,81 ± 0,18	812 ± 251	1,15 ± 0,30	DE ²¹⁴ Bi	
1435,79 ± 0,22	1378 ± 313	1,77 ± 0,33		^{234m} Pa ²²⁸ Ac ²³⁸ La
1461,01 ± 0,01	1814740 ± 2504	2,27 ± 0,00	⁴⁰ K	²²⁸ Ac
1496,00 ± 0,07	6961 ± 368	2,19 ± 0,10	²²⁸ Ac	
1501,75 ± 0,13	4045 ± 377	2,42 ± 0,20	²²⁸ Ac	^{234m} Pa
1509,41 ± 0,03	23257 ± 558	2,23 ± 0,05	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1513,27 ± 0,20	2692 ± 616	2,40 ± 0,52	²¹² Bi	
1538,49 ± 0,10	5090 ± 369	2,40 ± 0,15	²¹⁴ Bi	
1543,43 ± 0,12	3215 ± 324	2,03 ± 0,18	²¹⁴ Bi	

Fortsetzung, Tabelle A.1.: Alle Peaks im Labor

Peak Position	Ereignisse	FWHM	Isotop	weitere Isotpe
1557,00 ± 0,26	1178 ± 275	2,03 ± 0,41	²²⁸ Ac	
1580,47 ± 0,15	8723 ± 904	4,54 ± 0,44	²²⁸ Ac	
1583,32 ± 0,09	4193 ± 457	1,77 ± 0,16	²¹⁴ Bi	
1588,26 ± 0,03	25561 ± 564	2,32 ± 0,05	²²⁸ Ac	
1592,56 ± 0,03	28256 ± 500	2,54 ± 0,04	DE ²⁰⁸ Tl	^{234m} Pa
1599,39 ± 0,10	3227 ± 304	2,04 ± 0,17	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1620,89 ± 0,04	12423 ± 383	2,28 ± 0,06	²¹² Bi	
1625,59 ± 0,18	1984 ± 314	2,07 ± 0,29	²²⁸ Ac	
1630,75 ± 0,04	12834 ± 355	2,29 ± 0,05	²²⁸ Ac	
1638,34 ± 0,12	3907 ± 314	2,42 ± 0,17	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi
1661,47 ± 0,04	10922 ± 346	2,28 ± 0,06	²¹⁴ Bi	
1667,05 ± 0,34	1065 ± 292	2,28 ± 0,56	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi ^{234m} Pa?
1683,80 ± 0,33	2636 ± 465	2,59 ± 0,44	²¹⁴ Bi	
1693,58 ± 0,19	3271 ± 323	3,00 ± 0,26	SE ²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1729,81 ± 0,02	29805 ± 427	2,32 ± 0,03	²¹⁴ Bi	
1764,71 ± 0,02	164722 ± 823	2,43 ± 0,01	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1838,81 ± 0,12	3590 ± 281	2,61 ± 0,18	²¹⁴ Bi	
1847,60 ± 0,03	21277 ± 382	2,50 ± 0,04	²¹⁴ Bi	
1873,45 ± 0,17	2383 ± 292	2,52 ± 0,27	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1886,58 ± 0,02	835 ± 175	1,69 ± 0,27	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi
1890,23 ± 0,24	552 ± 169	1,41 ± 0,37	²¹⁴ Bi	
1895,10 ± 0,14	1776 ± 228	2,93 ± 0,30	²¹⁴ Bi	
1936,61 ± 0,26	1675 ± 278	3,23 ± 0,46	SE ²¹⁴ Bi	²¹⁴ Bi ^{234m} Pa
2052,60 ± 0,49	683 ± 258	2,46 ± 0,83	²¹⁴ Bi	
2103,55 ± 0,03	36179 ± 482	3,49 ± 0,04	SE ²⁰⁸ Tl	
2118,72 ± 0,05	11508 ± 320	2,61 ± 0,06	²¹⁴ Bi	
2204,18 ± 0,02	48327 ± 507	2,65 ± 0,02	²¹⁴ Bi	
2293,33 ± 0,15	2958 ± 299	2,57 ± 0,23	²¹⁴ Bi	
2447,73 ± 0,04	14652 ± 324	2,76 ± 0,05	²¹⁴ Bi	
2614,51 ± 0,02	256353 ± 932	2,93 ± 0,01	²⁰⁸ Tl	
2694,43 ± 0,36	312 ± 63	2,78 ± 0,48	²¹⁴ Bi	
2769,53 ± 0,43	244 ± 65	3,05 ± 0,70	²¹⁴ Bi	
2921,62 ± 0,70	148 ± 64	2,62 ± 1,03	²¹⁴ Bi	
2977,24 ± 0,75	202 ± 56	4,07 ± 0,96	²¹⁴ Bi	

Ende, Tabelle A.1.: Alle Peaks im Labor

Tabelle A.2.: Zu sehen ist eine Liste mit alle Photopeaks aufgenommen im Tunnel. Für jeden Fit ist ein zweiseitiger Gauß.

Peak Position	Ereignisse	FWHM	Isotop	weitere Isotope
186,40 ± 0,05	76574 ± 2741	2,60 ± 0,08	²²⁶ Ra	
209,78 ± 0,09	33178 ± 2205	2,23 ± 0,13	²²⁸ Ac	
239,08 ± 0,01	533574 ± 7131	2,68 ± 0,02	²¹² Pb	²¹⁴ Pb
242,08 ± 0,05	103393 ± 9376	2,98 ± 0,27	²¹⁴ Pb	
270,58 ± 0,06	44726 ± 1925	2,51 ± 0,09	²¹⁴ Bi	
277,91 ± 0,11	20835 ± 1617	2,37 ± 0,15	²⁰⁸ Tl	
295,66 ± 0,02	206644 ± 2016	2,63 ± 0,02	²¹⁴ Pb	
300,61 ± 0,06	32009 ± 1677	2,35 ± 0,10	²¹² Pb	²¹⁴ Pb
328,27 ± 0,08	38716 ± 1979	3,04 ± 0,14	²²⁸ Ac	²¹² Bi
339,46 ± 0,01	125740 ± 1306	2,52 ± 0,02	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi
352,35 ± 0,01	398089 ± 1928	2,74 ± 0,01	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Bi
410,07 ± 0,19	16928 ± 1954	2,49 ± 0,27	²²⁸ Ac	
439,57 ± 0,17	12577 ± 1354	3,03 ± 0,28	DE ⁴⁰ K	
463,38 ± 0,04	47554 ± 1266	2,83 ± 0,06	²²⁸ Ac	
510,91 ± 0,02	177748 ± 1658	3,45 ± 0,03		
562,73 ± 0,20	8887 ± 1074	2,84 ± 0,30	²²⁸ Ac	
583,60 ± 0,02	301914 ± 1542	2,92 ± 0,01	²⁰⁸ Tl	
609,71 ± 0,01	416026 ± 1625	2,90 ± 0,01	²¹⁴ Bi	
666,06 ± 0,11	14207 ± 1020	3,09 ± 0,19	²¹⁴ Bi	
702,43 ± 0,44	8585 ± 1653	5,96 ± 1,01	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
727,73 ± 0,03	64714 ± 1030	2,92 ± 0,04	²¹² Bi?	²¹⁴ Bi ²²⁸ Ac
742,96 ± 0,06	4086 ± 716	3,32 ± 0,45	DE ²¹⁴ Bi	²¹⁴ Bi ^{234m} Pa
755,92 ± 0,16	10519 ± 1294	3,84 ± 0,43	²²⁸ Ac	
763,04 ± 0,24	3124 ± 769	1,78 ± 0,39	²⁰⁸ Tl	
768,78 ± 0,05	45574 ± 1318	3,40 ± 0,09	²¹⁴ Bi	
772,72 ± 0,14	11363 ± 1418	2,61 ± 0,31	²²⁸ Ac	
783,68 ± 0,13	6165 ± 1268	2,58 ± 0,36	²²⁸ Ac	
785,93 ± 0,10	17762 ± 1590	2,61 ± 0,22	²¹² Bi	^{234m} Pa ²¹⁴ Pb ²¹⁴ Bi
795,30 ± 0,04	39569 ± 930	3,08 ± 0,06	²²⁸ Ac	
806,52 ± 0,13	10511 ± 839	3,01 ± 0,21	²¹⁴ Bi	
830,85 ± 0,21	6632 ± 1217	3,49 ± 0,52	²²⁸ Ac	
836,18 ± 0,14	16122 ± 2476	3,95 ± 0,39	²²⁸ Ac	
840,03 ± 0,13	16960 ± 2541	4,56 ± 0,63	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Bi ²²⁸ Ac
860,94 ± 0,04	41375 ± 985	3,12 ± 0,06	²⁰⁸ Tl	
893,70 ± 0,33	1933 ± 668	1,54 ± 0,48	²¹² Bi	
904,80 ± 0,19	7139 ± 801	2,88 ± 0,28	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac

Fortsetzung, Tabelle A.2.: Alle Peaks im Tunnel

Peak Position	Ereignisse	FWHM	Isotop	weitere Isotope
911,52 ± 0,02	230934 ± 1217	3,12 ± 0,01	²²⁸ Ac	
934,49 ± 0,06	25868 ± 834	3,21 ± 0,09	²¹⁴ Bi	
949,93 ± 0,13	15111 ± 955	4,06 ± 0,22	SE ⁴⁰ K	
964,97 ± 0,12	57869 ± 5040	4,07 ± 0,32	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi
969,37 ± 0,02	125816 ± 5496	2,94 ± 0,12	²²⁸ Ac	
1001,07 ± 0,19	7646 ± 782	3,13 ± 0,28	^{234m} Pa	²²⁸ Ac
1078,87 ± 0,31	3984 ± 679	2,92 ± 0,43	²¹² Bi	
1120,59 ± 0,02	118210 ± 1005	3,29 ± 0,02	²¹⁴ Bi	
1155,57 ± 0,12	14031 ± 781	3,40 ± 0,16	²¹⁴ Bi	
1207,65 ± 0,28	2669 ± 745	2,41 ± 0,58	²¹⁴ Bi	
1238,41 ± 0,04	50974 ± 976	3,65 ± 0,06	²¹⁴ Bi	
1281,39 ± 0,12	10561 ± 682	3,39 ± 0,19	²¹⁴ Bi	²⁰⁸ Tl
1377,98 ± 0,05	30953 ± 639	3,54 ± 0,06	²¹⁴ Bi	
1385,47 ± 0,16	6462 ± 502	3,55 ± 0,24	²¹⁴ Bi	²²⁸ Ac
1401,91 ± 0,12	10593 ± 612	3,53 ± 0,18	²¹⁴ Bi	
1408,40 ± 0,06	18957 ± 572	3,60 ± 0,09	DE ²¹⁴ Bi	
1461,02 ± 0,02	1568260 ± 2168	3,45 ± 0,00	⁴⁰ K	²²⁸ Ac
1496,37 ± 0,12	6813 ± 447	3,46 ± 0,20	²²⁸ Ac	
1502,06 ± 0,20	3510 ± 431	3,88 ± 0,41	²²⁸ Ac	^{234m} Pa
1509,22 ± 0,08	17008 ± 551	3,97 ± 0,11	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1538,23 ± 0,32	4041 ± 608	4,34 ± 0,61	²¹⁴ Bi	
1543,63 ± 0,29	1313 ± 327	2,31 ± 0,52	²¹⁴ Bi	
1581,00 ± 0,14	11208 ± 888	6,11 ± 0,46	²²⁸ Ac	
1588,48 ± 0,02	28022 ± 1549	3,97 ± 0,21	²²⁸ Ac	
1592,82 ± 0,02	23237 ± 1386	3,19 ± 0,18	DE ²⁰⁸ Tl	^{234m} Pa
1599,41 ± 0,05	3726 ± 549	5,43 ± 0,74	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1620,88 ± 0,02	13380 ± 291	3,91 ± 0,06	²¹² Bi	
1631,15 ± 0,07	13326 ± 411	4,20 ± 0,11	²²⁸ Ac	
1638,43 ± 0,16	3111 ± 272	3,33 ± 0,24	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi
1661,42 ± 0,11	7672 ± 377	3,76 ± 0,16	²¹⁴ Bi	
1685,25 ± 0,45	2002 ± 325	5,65 ± 0,77	²¹⁴ Bi	
1693,15 ± 0,42	2097 ± 364	4,08 ± 0,64	SE ²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1729,84 ± 0,05	20264 ± 396	3,71 ± 0,06	²¹⁴ Bi	
1764,70 ± 0,02	110228 ± 676	3,75 ± 0,02	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1839,33 ± 0,34	3042 ± 355	4,85 ± 0,51	²¹⁴ Bi	
1847,73 ± 0,06	14405 ± 362	3,83 ± 0,08	²¹⁴ Bi	
1873,72 ± 0,46	1789 ± 296	5,17 ± 0,72	²¹⁴ Bi	^{234m} Pa
1886,74 ± 0,80	1018 ± 340	5,18 ± 1,53	²²⁸ Ac	²¹⁴ Bi
1896,80 ± 0,54	1157 ± 345	3,01 ± 0,84	²¹⁴ Bi	

Fortsetzung, Tabelle A.2.: Alle Peaks im Tunnel

Peak Position	Ereignisse	FWHM	Isotop	weitere Isotope
1936,35 ± 0,55	1370 ± 268	4,94 ± 0,81	SE ²¹⁴ Bi	²¹⁴ Bi ^{234m} Pa
2103,39 ± 0,05	36065 ± 487	4,74 ± 0,05	SE ²⁰⁸ Tl	
2118,54 ± 0,10	8065 ± 322	4,34 ± 0,15	²¹⁴ Bi	
2204,23 ± 0,04	33046 ± 444	4,13 ± 0,04	²¹⁴ Bi	
2293,30 ± 0,33	2150 ± 290	4,23 ± 0,49	²¹⁴ Bi	
2447,58 ± 0,08	10290 ± 298	4,47 ± 0,11	²¹⁴ Bi	
2614,44 ± 0,03	249823 ± 846	4,36 ± 0,01	²⁰⁸ Tl	
2693,71 ± 0,56	210 ± 40	4,98 ± 0,78	²¹⁴ Bi	
2769,48 ± 0,39	135 ± 28	3,77 ± 0,60	²¹⁴ Bi	
2977,97 ± 0,57	79 ± 20	4,30 ± 0,82	²¹⁴ Bi	
3052,84 ± 0,83	105 ± 29	4,76 ± 1,12	²¹⁴ Bi	

Ende, Tabelle A.2.: Alle Peaks im Tunnel

B. Abbildungsverzeichnis

2.1. Aktivitäten Mutter-Tochter-Zerfälle	7
2.2. Fluss der sekundären und tertiären kosmischen Strahlung	11
2.3. Spallationsreaktionen	12
2.4. Form des 693 keV Peaks von $^{72}\text{Ge}(n,n')$	14
4.1. Dominierende Bereiche des Energieverlustes von Photonen in Materie	20
4.2. Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei	23
4.3. Das theoretische Spektrum	24
4.4. Wechselwirkungen in einem kleinen Detektor	25
4.5. Wechselwirkungen in einem großen Detektor	26
4.6. Wechselwirkungen in einem mittelgroßen Detektor und umgeben von Materie	27
4.7. Aufspaltung der Orbitale zu Bändern	28
4.8. Photodiode	31
4.9. Räumlicher Verlauf der Raumladung in einer p-i-n-Struktur	32
5.1. Spektrum mit Doppel-Beta-Isotopen	37
5.2. Schematische Aufbau des COBRA-Prototyps	37
6.1. Bild vom Detektor im HERA-Tunnel	40
6.2. Schematische Darstellung eines Ortec Vorverstärkers	40
6.3. Schematische Darstellung eines Ortec Spek. Verstärkers	41
6.4. Pulsform vor und nach Verstärkung	42
6.5. Schematischer Aufbau des Detektors mit Veto	45
6.6. Schematischer Aufbau des Vetos mit Myonenspuren	47
6.7. Luftbild vom DESY	50
6.8. Geologische Profil vom HERA-Tunnel	50
6.9. Lineare Regression zur Energie-Kalibrierung	53
6.10. Zweiseitiger Gauß-Fit am Beispiel des 1,17 MeV Peaks von ^{60}Co	55
6.11. Spektren bis 3 MeV	59
6.12. Spektren bis 30 MeV	59
6.13. Alle Spektren von 0 MeV bis 1 MeV	63
6.14. Alle Spektren von 1 MeV bis 2 MeV	64
6.15. Alle Spektren von 2 MeV bis 3 MeV	65

C. Tabellenverzeichnis

2.1. Uran-Zerfallsreihe	8
2.2. Thorium-Zerfallsreihe	9
5.1. Doppel-Beta-Isotope in CZT	35
6.1. Messungen zur Bestimmung der besten shaping time	43
6.2. Bodenarten	51
6.3. Photopeaks von ^{208}Tl	56
6.4. Vergleiche zwischen den Standorten	57
6.5. Uran-Zerfallsreihe	60
6.6. Thorium-Zerfallsreihe	60
6.7. Vergleiche zwischen den Standorten	61
A.1. Alle Peaks im Labor	69
A.2. Alle Peaks im Tunnel	72

D. Literaturverzeichnis

- [A⁺02] AALSETH, C. E. u. a.: Comment on „evidences for neutrinoless double beta decay“. In: *Modern Physics Letters A* (2002), Nr. 22, S. 1477 – 1478
- [A⁺10] AGHAEI, H. u. a.: Progress report to the LNGS scientific committee. 2010. – Forschungsbericht
- [BWW08] BETHGE, K. ; WALTER, G. ; WIEDEMANN b.: *Kernphysik*. 2008
- [CAE09] CAEN (Hrsg.): *Technical Information Manual: Mod. N957*. CAEN, 2009
- [D⁺62] DANBY, G. u. a.: Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. In: *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962), S. 36
- [D⁺85] DIO, M. u. a.: Double Beta Decay and Majorana Neutrino. In: *Prog. Theor. Phys. Supplement* (1985), Nr. 83, S. 1 – 175
- [Dem98] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 4*. 1998
- [DES] DESY (Hrsg.): *DESY Homepage / Bildarchiv*. DESY
- [DES90] DESY / CERN (Hrsg.): *Broschüre zur Ausstellung September 1990 - Februar 1991*. DESY / CERN, 1990
- [GAWS57] GOLDHABER, M. ; A. W. SUNYAR, L. G.: Helicity of Neutrinos. In: *Physical Review* 109 (1957), Nr. 3, S. 1015 – 1017
- [Gru93] GRUPEN, Claus: *Teilchendetektoren*. 1993
- [Hau93] HAUSSER, G.: Cosmic ray-induced background in Ge-spectrometry. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 83 (1993), Nr. 1-2, S. 223 – 228
- [HL88] HELMUT LINDNER, Constans L. Harry Brauer B. Harry Brauer: *Elektrotechnik - Elektronik*. 1988
- [Hos00] HOSHINO, K.: Result from donut: First direct evidence for tau-neutrino. (2000)

- [JW01] JACKSON, D. ; WELKER, M.: Measuring and modeling cosmic ray showers with an MBL system: An undergraduate project. In: *Am. J. Phys.* 69 (2001), Nr. 8
- [K⁺09] KÖHLER, M. u. a.: A new low-level gammaray spectrometry system for environmental radioactivity at the underground laboratory Felsenkeller. In: *Applied Radiation and Isotopes* 67 (2009), S. 736 – 740
- [KK⁺01] KAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V. u. a.: Evidences for neutrinoless double beta decay. In: *Modern Physics Letters A* (2001), Nr. 37, S. 2409 – 2420
- [KKK06] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V. ; KRIVOSHEINA, I. V.: The evidence for the observation of $0\nu\beta\beta$ decay: The identification of $0\nu\beta\beta$ events from the full spectra. In: *Mod. Phys. Lett. A* 21 (2006), S. 1547–1566
- [Kle92] KLEINKNECHT, Konrad: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 1992
- [Kno00] KNOLL, Glenn F.: *Radiation Detection and Measurement*. 3. 2000
- [Kop89] KOPITZKI, Konrad: *Einführung in die Festkörperphysik*. 1989
- [MEH⁺08] MEI, D.-M. ; ELLIOTT, S. R. ; HIME, A. ; GEHMAN, V. ; KAZKAZ, K.: Neutron inelastic scattering processes as a background for double-beta decay experiments. In: *Phys. Rev. C* 77 (2008), May, Nr. 5, S. 054614
- [MM⁺09] MARTIN-MARTIN, A. u. a.: Evaluation of CdZnTe as neutron detector around medical accelerators. In: *Radiation Protection Dosimetry* 133 (2009), Nr. 4, S. 193 – 199
- [N⁺10] NAKAMURA, K. u. a.: *Particle Physics Booklet*. 2010
- [Ort] ORTEC (Hrsg.): *Preamplifier Introduction and Introduction to Amplifiers*. Ortec, ?
- [RC56] REINES, F. ; COWAN, C. L.: The Neutrino. In: *Nature* 178 (1956), S. 446
- [Ree09] REEVES, C. J.: *Data Analysis and Background Studies for the COBRA neutrinoless Double-Beta Decay Experiment*, Diss., 2009
- [SAK⁺92] SKORO, G. P. ; ANICIN, I. V. ; KUKOC, A. H. ; KRMPOTIC, Dj. ; ADZIC, P. ; VUKANOVIC, R. ; ZUPANCIC, M.: Environmental neutrons as seen by a germanium gamma-ray spectrometer. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 316 (1992), Nr. 2-3, S. 333 – 336

- [SDRT72] STELSON, P. ; DICKENS, J. ; RAMAN, S. ; TRAMMELL, R.: Deterioration of large Ge(Li) diodes caused by fast neutrons. In: *Nucl. Instrum. Methods* 98 (1972), S. 481 – 484
- [SS10] SCHEFFER, F. ; SCHACHTSCHABEL, P.: *Lehrbuch der Bodenkunde*. 2010
- [Sto05] STOLZ, W.: *Radioaktivität: Grundlagen, Messung, Anwendungen*. 2005
- [Tip94] TIPLER, Paul A.: *Physik*. 1994
- [Wah07] WAHL, W.: *Radionuklid-Handbuch für den Anwender in der Spektrometrie im Strahlenschutz und der Medizin*. 2007
- [Zub03] ZUBER, K.: *Neutrino Physics*. 2003