



Physik-Institut der Universität Zürich

Messung der Gamma-Aktivität im Large Volume Detektor im Gran Sasso Untergrundlabor

Bachelor Arbeit

Yiea-Funk Te

Betreut von Professorin Laura Baudis

Dezember 2008

Einleitung

Viele ungeklärte Fragen stehen im Mittelpunkt der Astroteilchenphysik; Fragen, deren Beantwortung Auswirkungen auf fundamentale physikalische Modelle über die Grenzen dieses Forschungsgebietes hinaus haben. Eines der grössten Rätsel unserer Epoche ist die dunkle Materie.

Zu den vielversprechendsten Experimenten zur direkten Detektion der dunklen Materie gehört das XENON-Experiment im Gran Sasso Untergrundlabor. Das Ziel von XENON ist nach Wechselwirkung zwischen dunkler Materie mit flüssigem Xenon zu suchen [1]. XENON100 mit 170 kg flüssigem Xenon ist bereits in Betrieb. Die nächste Stufe XENON1t soll mit 2.7t flüssigem Xenon operieren, wovon 1t sensitive Masse zur Detektion und die restliche Masse als effektiver Schild vor Untergründereignisse verwendet werden soll [2]. Eine mögliche Position für XENON1t ist die Core Facility, der innerste Bereich des Large Volume Detectors LVD im Gran Sasso Untergrundlabor.

Um über den Standort eines low-background Experimentes wie XENON1t zu entscheiden, ist es unerlässlich, alle Alternativen eingehend zu prüfen.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein wichtiger Beitrag zu den dafür nötigen Untergrundstudien geleistet: Die Gamma-Aktivität wurde in der LVD Core Facility, Xenon-Box und Halle A mit einem 3×3 inches NaI-Detektor gemessen und miteinander verglichen. Das Ziel dieser Arbeit ist die Überprüfung der LVD Core Facility als geeigneter - also low-background - Standort für XENON1t.

Dazu ist die Arbeit wie folgt gegliedert: Im ersten Kapitel werden die Grundlagen der dunklen Materie und das Prinzip des XENON Experiments erläutert. Im zweiten Kapitel werden die wichtigsten Eigenschaften des LVD (Large Volume Detector) und die Untergrundsignale im LVD diskutiert. Das dritte Kapitel beinhaltet die theoretischen Grundlagen der Gammastrahlung und Gamma-Spektroskopie. Im vierten Kapitel werden einige der wichtigen Eigenschaften des NaI-Detektors analysiert. In den anschliessenden Kapiteln werden die Messungen der Gamma-Aktivität in der Core Facility, Xenon-Box und Halle A ausgewertet und diskutiert. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Fazit in Bezug auf das Projekt XENON1t gezogen.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	3
1 Theoretische Grundlagen	5
1.1 Dunkle Materie	5
1.1.1 Evidenz für dunkle Materie	5
1.1.2 Kandidat für nicht baryonische dunkle Materie	6
1.2 Das XENON Experiment	7
1.2.1 Prinzip des XENON Experiments: 2-Phasen Kammer	7
1.2.2 Resultate und Ziele der XENON Experimente	9
2 Large Volume Detector LVD	10
2.1 Das Szintillator System	10
2.2 Das Ortungssystem	12
2.3 Untergrundsignale im LVD	12
3 Die Gammastrahlung	14
3.1 Quellen von Gammastrahlung	14
3.2 Das Prinzip der Gamma-Spektroskopie	16
3.2.1 Photoelektrischer Effekt	17
3.2.2 Compton-Streuung	17
3.2.3 Paarbildung	18
4 Der NaI-Detektor	20
4.1 Eigenschaften und Einstellungen	21
4.2 Energie-Kalibrierung	22
4.3 Bestimmung der Energieauflösung	24
4.4 Intrinsischer Untergrund des Detektors	27
5 Messung der Gamma-Strahlung	29
5.1 Vorbereitung	29
5.2 Messungen in der Core Facility	29
5.3 Messung in der Xenon Box	32
5.4 Messung in der Halle A	33

6 Auswertung	34
6.1 Charakteristik der Spektren	34
6.2 Vergleich der Gamma-Aktivitäten in Core Facility, Xenon Box und Halle A	35
6.3 Analyse von besonderen Peaks in den Spektren	38
6.3.1 Analyse des Peaks bei der 2204 keV Gammalinie von ^{214}Bi	38
6.3.2 Messung in der Core Facility: Analyse des Doppelpeaks bei der 609 keV Gammalinie von ^{214}Bi	39
7 Zusammenfassung	41
8 Danksagung	41
Literaturverzeichnis	42

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Dunkle Materie

1.1.1 Evidenz für dunkle Materie

Mit dunkler Materie bezeichnet man in der Kosmologie eine Form von Materie, die so wenig optische Strahlung aussendet oder reflektiert, dass sie nicht direkt beobachtbar ist. Dunkle Materie zeigt sich durch ihre gravitative Wechselwirkung mit sichtbarer Materie. Bereits in den 30er Jahren des letzten Jahrhunderts hat der schweizer Astrophysiker Fritz Zwicky (1898 - 1974) die erste Evidenz für die Existenz dunkler Materie geliefert [4]. Die Galaxien bewegen sich so schnell, dass die Gravitation der sichtbaren Materie nicht ausreichen würde, um die Galaxien-Cluster zusammenzuhalten.

Ein Beweis für die Existenz dunkler Materie folgt bereits aus der keplerschen Bewegung der Sterne in Galaxien [5]. Spiralgalaxien sind Gebilde von Milliarden von Sternen, die in der Form einer rotierenden Scheibe mit einer zentralen Verdichtung angeordnet sind. Wenn man eine Kreisbahn der Sterne um das galaktische Zentrum betrachtet, so lässt sich die Rotationskurve v (Geschwindigkeit als Funktion des radialen Abstandes vom Zentrum) der einzelnen Sterne aus der Gleichheit von Gravitation und Zentrifugalkraft berechnen [5]:

$$F_Z = \frac{mv^2}{r} = G \frac{mM_r}{r^2} = F_G \quad (1)$$

Somit erhalten wir für die Rotationskurve v

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}} \quad (2)$$

wobei M_r die Masse innerhalb der Bahn mit Radius r ist. Wegen der zylinder- bzw. kugelsymmetrischen Anordnung der Sterne werden die Kräfte der aussen liegenden Massen gerade kompensiert. Nimmt man für die zentrale Verdichtung ein kugelförmiges Gebilde mit konstanter Dichte ρ an, so erhält man für M_r

$$M_r = \rho \cdot V_r = \rho \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (3)$$

Eingesetzt in Gl. (2) erhält man somit für den innersten Teil einer Galaxie eine Rotationskurve von

$$v(r) \propto r \quad (4)$$

Betrachtet man den Bereich ausserhalb der Galaxie, so entspricht M_r der Gesamtmasse der Galaxie M_{gal} . Folglich erhält man

$$v(r) \propto r^{-1/2}, \quad (5)$$

da $M_r = M_{gal}$ ist. Jedoch haben Messungen der Rotationskurven von Spiralgalaxien (Abb.1) gezeigt, dass für grosse Radien r die Rotationskurve

$$v(r) = \textit{konstant} \quad (6)$$

ist, was gleichbedeutend ist mit

$$M_r \propto r \quad (7)$$

Es muss also eine grosse Masse geben, die optisch nicht in Erscheinung tritt und linear mit dem Galaxienradius wächst. Diese Erkenntnisse und andere Beobachtungen wie Fluktuation der kosmischen Hintergrundstrahlung oder die Daten vom Hubble Teleskop [6] führten zum Modell der dunklen Materie.

1.1.2 Kandidat für nicht baryonische dunkle Materie

Gemäss dem heutigen Wissensstand besteht unser Universum aus 5% sichtbarer Materie (Atome), 22% dunkle Materie und 73% dunkle Energie. Man ist davon überzeugt, dass Elementarteilchen, die sogenannten WIMPs („Weakly Interacting Massive Particles“), eine glaubwürdige Erklärung für das Phänomen dunkler Materie sind. Der gegenwärtige Kandidat für nicht baryonische dunkle Materie ist das leichteste sogenannte supersymmetrische SUSY Teilchen (lightest supersymmetric particle LSP), das Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ [7].

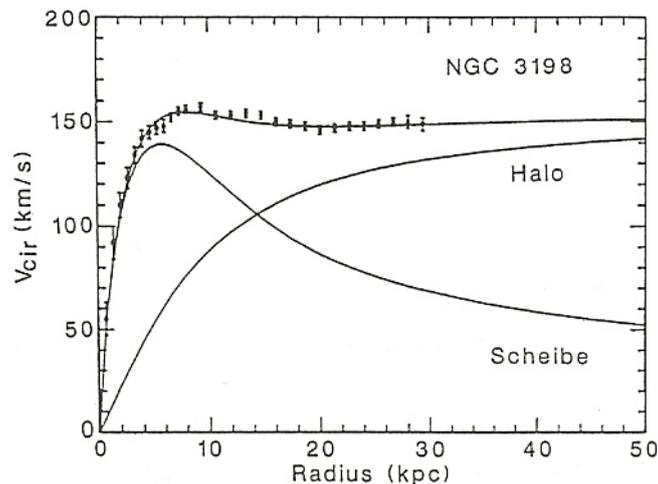


Abbildung 1: Verlauf der Rotationskurve der Spiralgalaxie NGC 3190 [5]

1.2 Das XENON Experiment

Das XENON Experiment befasst sich mit der Detektion dunkler Materie. Als Detektor Material wird flüssiges Xenon (LXe) verwendet. Die Vorteile von flüssigem Xenon sind:

- hohe Massenzahl ($A = 131$), günstig für die WIMP Wechselwirkung ($\sigma \propto A^2$)
- hohe Atomzahl ($Z=54$) und Dichte (3 g/cm^3), sorgt für eine selbstabschirmende und kompakte Geometrie
- in grossen Mengen verfügbar
- hohe Licht- und Ladungsausbeute
- keine radioaktiven Xe-Isotope

Ziel des XENON Experimentes ist es, kleine Ladungs- und Lichtsignale zu detektieren, nachdem ein WIMP mit einem Xenon Kern gewechselwirkt hat. XENON10 mit einer sensitiven Masse von 5 kg LXe operierte zwischen August 2006 und Februar 2007 im Untergrundlabor von Gran Sasso. Die zweite Phase XENON100 mit einer sensitiven Masse von 50 kg LXe ist bereits in Betrieb und die dritte Phase XENON1t mit ungefähr 1 Tonne sensitiver Masse befindet sich in der Entwicklungs- und Forschungsphase.

1.2.1 Prinzip des XENON Experiments: 2-Phasen Kammer

Das XENON Experiment beruht auf der Detektion von Szintillationslicht, welches durch Anregung und Ionisation des LXe entsteht. Dabei erfährt der Kern oder ein Hüllenelektron des LXe einen Rückstoss, der durch Teilchenwechselwirkung, zum Beispiel mit WIMPs und Neutronen, aber auch durch Wechselwirkung mit Gammastrahlung zustande kommt. Dies wird in Abbildung 4 veranschaulicht.

Das Untergrundsignal wird hauptsächlich durch Neutronen und Gammastrahlung verursacht. Die 2-Phasen Kammer ermöglicht die Unterscheidung zwischen dem WIMP-Signal und dem Untergrundsignal, welches durch Gammastrahlung verursacht wird. Neutronen-Untergrundsignale sind mit der 2-Phasen Kammer nicht unterscheidbar und müssen mit anderen Mitteln unterdrückt werden (siehe Kapitel 2.3). Wie in Abbildung 2 illustriert, ist der untere Teil der 2-Phasen Kammer mit flüssigem Xenon und der obere Teil mit gasförmigem Xenon gefüllt. Diese Kammer ermöglicht die Messung von Szintillations-signal $S1$ im flüssigen Xenon und anschliessendem Ionisationssignal $S2$ im gasförmigen Xenon mittels Proportional-Szintillationslicht [8]. Hüllenelektronen des Xenon-Atoms, die bei einer Teilchenwechselwirkung frei werden, werden mithilfe eines angelegten elektrischen Feldes vom flüssigen Xenon zum gasförmigen Xenon transportiert. Dort driften die Elektronen in einem höheren Feld ($\approx 7 \text{ kV/cm}$) durch das Gas und regen dabei Xe Atome an, was zur Produktion von Szintillationslicht führt. Die Anzahl der produzierten Photonen hängt vom Gasdruck p , vom angelegten elektrischen Feld E beim Gas und vom Elektronen-Drift Distanz d ab und ist durch die folgende empirische Gleichung gegeben [8]:

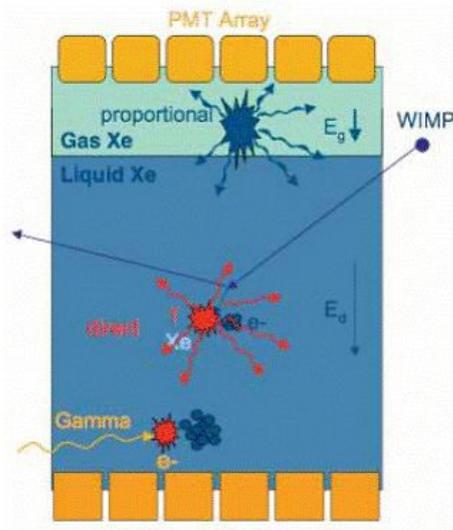


Abbildung 2: Das Prinzip des XENON Experiments: 2-Phasen Kammer



Abbildung 3: XENON100 in Gran Sasso Untergrundlabor

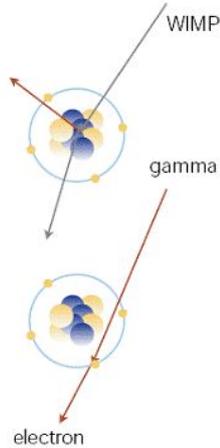


Abbildung 4: Ein Xenon Atom wechselwirkt entweder mit einem WIMP oder mit Gamma-Strahlung

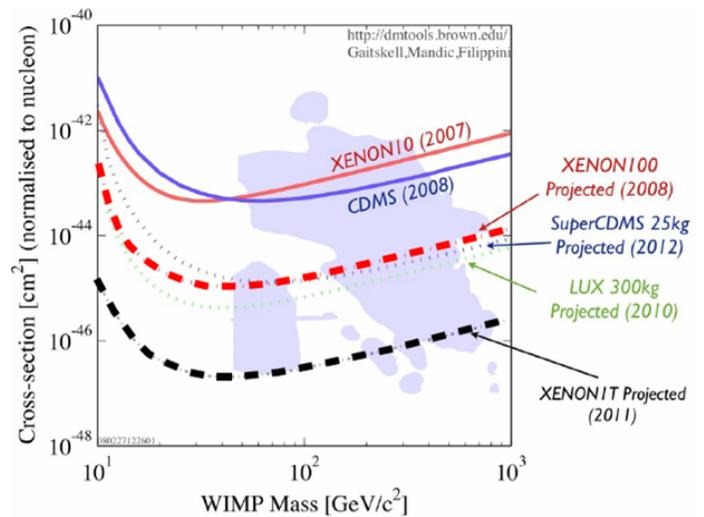


Abbildung 5: Grafische Darstellung der theoretisch vorhergesagten und der experimentell erwarteten WIMP-Sensitivität aus verschiedenen Experimenten.

$$N_\gamma = \alpha N_e \left(\frac{E}{p} - \beta \right) pd \quad (8)$$

wobei N_e die Anzahl der aus dem flüssigen Xenon zum gasförmigen Xenon extrahierten Elektronen und N_γ die Anzahl der durch Szintillation produzierten Photonen ist. α und β sind Parameter, die durch experimentellen Bedingungen gegeben sind (α ist der Verstärkungsfaktor und β ist die Schwelle für das elektrische Feld beim Gas). Bei einem konstanten Druck p und elektrischem Feld E liest man aus der Gleichung heraus, dass N_e proportional zu N_γ ist, daher der Name Proportional-(Szintillations-)Licht.

Ausschlaggebend für die Bestimmung und Unterdrückung des Untergrundsignals ist das Verhältnis von $S2$ und $S1$. Das Szintillationssignal $S1$ von Elektronen-Rückstoss (ER) und von Kern-Rückstoss (KR) kann man nicht voneinander unterscheiden. Jedoch ist das Ionisationssignal $S2$ sehr unterschiedlich für die beiden möglichen Rückstöße. Denn bei einem Kern-Rückstoss ist die Wahrscheinlichkeit für eine Ion-Elektron-Rekombination grösser als bei einem Elektronen-Rückstoss. Das führt dazu, dass $S2$, verursacht durch einen Kern-Rückstoss, viel kleiner ist als bei einem Elektronen-Rückstoss [8].

$$(S2/S1)_{KR} < (S2/S1)_{ER} \quad (9)$$

1.2.2 Resultate und Ziele der XENON Experimente

Das XENON10 Experiment erreicht eine WIMP-Sensitivität für den WIMP-Nukleon Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 0.9 \cdot 10^{-43} \text{cm}^2$ bei einer WIMP Masse von $100 \text{ GeV}/c^2$. Erwartet wird für XENON100 und XENON1t $\sigma = 2 \cdot 10^{-45} \text{cm}^2$ und $\sigma = 3 \cdot 10^{-47} \text{cm}^2$ (Abb.5). In der Tabelle 1 wird die angestrebte Entwicklung von XENON10 bis XENON1t zusammengefasst dargestellt.

Experiment	XENON10	XENON100	XENON1t
effektive Masse [kg]	5	50	1000
Gamma-Untergrund [events/kg/keV/Tag]	1	10^{-2}	$< 10^{-4}$
Neutron Untergrund [pro Jahr]	< 1	< 1	< 0.5
WIMP-Sensitivität bei 100 GeV [cm^2]	$0.9 \cdot 10^{-43}$	$2 \cdot 10^{-45}$	$3 \cdot 10^{-47}$

Tabelle 1: Die geplanten Ziele der XENON Experimente

2 Large Volume Detector LVD

Das LVD Experiment befindet sich in der Halle A des Gran Sasso Untergrundlabors, in den Abruzzen cirka 120 km nordöstlich von Rom entfernt. Der LVD Detektor ist 22.7 m lang, 13.2 m hoch und 12 m breit. Er besteht aus 2280 m³ Szintillationsmaterial (1800 t) und aus 1800 t Stahl (Szintillator-Behälter und Support Struktur). Das Hauptziel des LVD ist die Detektion von Neutrinos, die bei stellaren Kollapsen entstehen [10]. In der Tabelle 2 sind die Haupteigenschaften des LVD zusammengefasst.

Abbildung 6 zeigt eine allgemeine Darstellung des LVD, welcher 190 identische Module mit den Abmessungen 6.6 m × 2.1 m × 1.1 m beinhaltet. Jedes Modul enthält

- ungefähr 9.6 t flüssigen Szintillator aufgeteilt in 8 Tanks. Diese Tanks befinden sich in einem Behälter aus Eisen (Porta Tanks).
- eine L-förmige Kammer, welche 80 Streamer Tubes auf der unteren und einer vertikalen Seite enthält. Diese Kammer bilden das Ortungssystem der Ereignisse im LVD (siehe Kapitel 2.2).

Fläche	2332 m ²
Länge	22.7 m
Breite	13.2 m
Höhe	10.0 m
Volumen des Szintillators	2280 m ³
Masse des Szintillator	1800 t
Masse des Stahls	1800 t
Anzahl Streamer tubes	20 000
Anzahl Photomultiplier	2520
Energieauflösung	20%
Energieschwelle	ca. 3 MeV

Tabelle 2: Die Haupteigenschaften des LVD Detektors

2.1 Das Szintillator System

Das Szintillator System besteht aus 1520 1 m × 1 m × 1.5 m rostfreien Stahlbehältern (Tanks), welche mit flüssigen Szintillator gefüllt sind. Der Szintillator besitzt folgende Eigenschaften:

- C_nH_{2n+2} -Struktur mit $n=10$
- Dichte: 0.8 g/cm⁻³
- Absorptionslänge: 20m

- Lichtausgang: ungefähr 5 Photoelektronen pro Photomultiplier (PMT) bei Energieverlust von 1 MeV
- Energieauflösung: $20\%/\sqrt{E}$

Auf jedem Tank stehen drei PMTs mit einem Durchmesser von 15 cm. Diese werden für die Energiebestimmung und Flugzeitmessungen benutzt. In der Abbildung 6 (unten) ist der Porta Tank ersichtlich. Er enthält 8 Tanks und dient auch als Halterung für die vertikalen und horizontalen Abschnitte des Ortungssystems (siehe Kapitel 2.2). Die gesamte Masse des flüssigen Szintillators beträgt 1800 t [11].

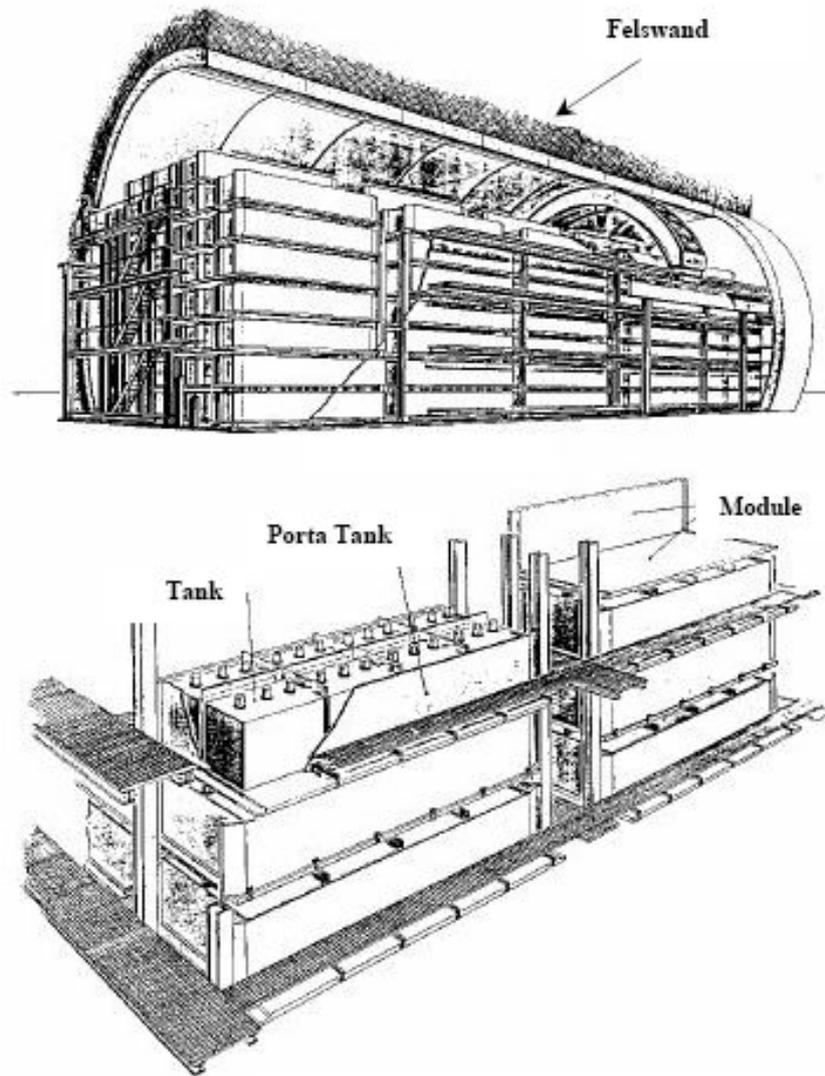


Abbildung 6: (oben) Allgemeine Ansicht der LVD. (unten) Detaillierte Ansicht der LVD Komponenten. Die Tanks bilden das Szintillator System und die L-förmige Module das Ortungssystem [11].

2.2 Das Ortungssystem

Das Ortungssystem besteht aus 190 L-förmigen Kammern, welche die sogenannten Streamer Tubes [12] enthält. Streamer Tubes sind gasgefüllte, unter Hochspannung stehende Detektoren. Die Funktionsweise ist ähnlich wie bei den Geigerzählern. In den Streamer Tubes werden durch (im allgemein geladene) Teilchen Entladungen ausgelöst. Diese Entladungen werden mit einer geeigneten Elektronik nachgewiesen. Jede Kammer besteht aus einer horizontalen und einer vertikalen Eisenplatte, die mit einem Drehgelenk miteinander verknüpft und an jedem Porta Tank befestigt sind (siehe Abbildung 6). Das Ortungssystem besitzt insgesamt 20'000 stark segmentierte Streamer Tubes. Jede Streamer Tube ist 6.3 m lang und $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ im Querschnitt, und ist mit Auslesebändern („readout strips“) in zwei Koordinaten ausgerüstet. Mithilfe des Ortungssystems wird die Ortsmessung von Ereignissen im LVD ermöglicht [11].

2.3 Untergrundsignale im LVD

Um optimale Forschungen an Neutrinos zu betreiben, sollten die Untergrundsignale möglichst klein gehalten werden. Im LVD gibt es hauptsächlich drei Quellen für Untergrundsignale [3]:

1. Gamma-Untergrund aus den radioaktiven Zerfällen von ^{238}U , ^{232}Th und ^{40}K im umgebenden Felsen. Sie werden grösstenteils durch die gelbe Stahl-Struktur und durch die Porta Tanks vom LVD absorbiert.
2. Neutronen, die bei der Wechselwirkung von kosmischen Myonen mit Felsen oder Detektormaterial entstehen. Um diesen Untergrund gering zu halten, befindet sich der LVD Detektor Gran Sasso Untergrundlabor in einer Tiefe von 3600 mwe (Meter Wasseräquivalent). In der Abbildung 7 wird die Tiefe in mwe gegen die minimale Myonen Energie E_μ für senkrecht einfallende Myonen dargestellt. Nur Myonen mit einer Energie oberhalb von E_μ können bis zum Untergrundlabor von Gran Sasso eindringen.
3. Untergrund verursacht durch Radon, welches in den Experimentierhallen natürlich vorhanden ist.

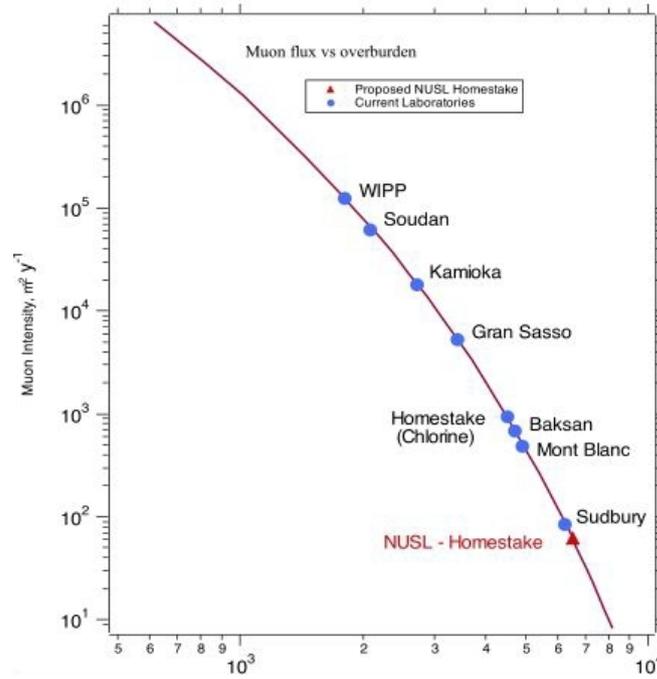


Abbildung 7: Die minimale Myonen Energie von senkrecht einfallende Myonen für Gran Sasso und andere Untergrundlabors. Die Tiefe wird in Meter Wasseräquivalent (mwe) gemessen [10].

3 Die Gammastrahlung

3.1 Quellen von Gammastrahlung

Unter Gammastrahlung versteht man hochenergetische elektromagnetische Strahlung mit Photonenenergien im Bereich von keV bis MeV. Zu den Möglichkeiten Gammastrahlung zu produzieren, gehören Paarvernichtung, Bremsstrahlung sowie Teilchenzerfälle. Auf letztere wird im Folgenden genauer eingegangen.

Gammastrahlung wird emittiert, wenn ein Kern im angeregten Zustand in den Grundzustand übergeht. Bei den (in der Forschung verwendeten) radioaktiven Quellen werden die angeregten Kernzustände durch den Zerfall des Mutterkernes erzeugt. In Abbildung 8 sind die Zerfallsschemen von radioaktiven Proben ersichtlich, welche für die Energie Kalibrierung eines Detektors verwendet werden (siehe Kapitel 4.1). In jedem Fall führt ein Beta-Zerfall (β^- , β^+) oder Elektronen Einfang (EC) zur Anreicherung von Tochterkernen, die sich im angeregten Zustand befinden. Die Kernabregung geschieht über die Emission eines Gammas, dessen Energie gleich der Energiedifferenz des Anfangs- und Endkernzustandes ist. Deshalb wird Gammastrahlung mit der charakteristischen Halbwertszeit des Beta Zerfalls erzeugt, aber mit einer Energie, welche die Energieniveau Struktur des Tochterkerns reflektiert. Nach demselben Prinzip wird Gammastrahlung nach einem Alpha-Zerfall erzeugt. Abbildungen 9 und 10 zeigen schematisch die Zerfallsketten von ^{238}U und ^{232}Th , und die produzierten Gammastrahlungen. Sie sind neben ^{40}K hauptsächlich für den Gamma-Untergrundstrahlung im LVD verantwortlich, was in Kapitel 2.3 bereits erläutert wurde.

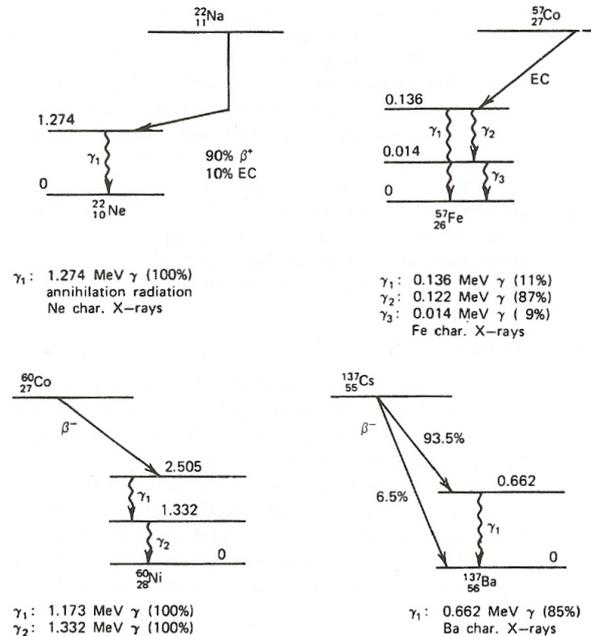


Abbildung 8: Die Zerfallsschemen einiger bekannter radioaktiver Proben. Nur die häufigsten Übergänge sind aufgezeigt [13, Kapitel 1].

3 DIE GAMMASTRAHLUNG

Nuclide	Half-life	Major radiation energies (MeV) and intensities*		
		α	β	γ
^{238}U	$4.468 \times 10^9 \text{y}$	4.15 (23%) 4.19 (77%)	–	–
\downarrow				
^{234}Th	24.1d	–	–0.103 (19%) 0.191 (81%)	0.063 (3.5%) 0.093 (4%)
\downarrow				
^{234}Pa	1.18m	–	2.29 (98%)	0.765 (0.30%) 1.001 (0.60%)
99.86% \downarrow 0.14% \downarrow				
^{234}Pa	6.7h	–	0.53 (66%) 1.13 (13%)	0.10 (50%) 0.70 (24%) 0.90 (70%)
\downarrow				
^{234}U	$2.48 \times 10^5 \text{y}$	4.72 (28%) 4.77 (72%)	–	0.053 (0.2%)
\downarrow				
^{230}Th	$7.52 \times 10^4 \text{y}$	4.62 (24%) 4.68 (76%)	–	0.068 (0.6%) 0.142 (0.07%)
\downarrow				
^{226}Ra	1602y	4.60 (5.5%) 4.78 (94.5%)	–	0.186 (4%)
\downarrow				
^{222}Rn	3.825d	5.49 (~100%)	–	0.510 (0.07%)
\downarrow				
^{218}Po	3.05m	6.11 (100%)	0.33 (100%)	–
99.98% \downarrow 0.02% \downarrow				
^{214}Pb	26.8m	–	1.03 (6%)	0.295 (19%) 0.352 (36%)
\downarrow				
^{218}At	2s	6.65 (6%) 6.70 (94%)	0.67 (94%)	–
\downarrow				
^{214}Bi	19.7m	5.61 (100%)	3.26 (100%)	0.609 (47%) 1.120 (17%) 1.764 (17%)
99.96% \downarrow 0.04% \downarrow				
^{214}Po	164 μs	7.83 (100%)	–	0.799 (0.014%)
\downarrow				
^{210}Tl	1.32m	–	2.3 (100%)	0.296 (80%) 0.795 (100%) 1.31 (21%)
\downarrow				
^{210}Pb	~22y	3.7 ($1.8 \times 10^{-8}\%$)	0.017 (85%) 0.064 (15%)	0.047 (4%)
\downarrow				
^{210}Bi	5.02d	4.93 (60%) 4.89 (34%) 4.59 (5%)	1.155 (100%)	–
~100% \downarrow ~0.0001% \downarrow				
^{210}Po	138.3d	5.30 (100%)	–	0.803 (0.0011%)
\downarrow				
^{206}Tl	4.19m	–	1.520 (100%)	–
\downarrow				
^{206}Pb	Stable	–	–	–

Abbildung 9: Die Zerfallskette von ^{238}U und die dabei produzierten Gammastrahlungen. Die Gammalinien von ^{214}Bi bilden den grössten Teil der Strahlung aus dieser Zerfallskette [14].

Nuclide	Half-life	Major radiation energies (MeV) and intensities*		
		α	β	γ
^{232}Th	$1.39 \times 10^{10}\text{y}$	3.95 (24%) 4.01 (76%)	–	–
\downarrow				
^{228}Ra	5.75y	–	0.055 (100%)	–
\downarrow				
^{228}Ac	6.13h	–	2.11 (100%)	0.34 (15%) 0.908 (25%) 0.96 (20%)
\downarrow				
^{228}Th	1.913y	5.34 (28%) 5.42 (71%)	–	0.084 (1.6%) 0.214 (0.3%)
\downarrow				
^{224}Ra	3.64d	5.45 (5.5%) 5.68 (94.5%)	–	0.241 (3.7%)
\downarrow				
^{220}Rn	55.6s	6.30 (~100%)	–	0.55 (0.07%)
\downarrow				
^{216}Po	0.145s	6.78 (100%)	–	–
\downarrow				
^{212}Pb	10.64h	–	0.580	0.239 (47%) 0.300 (3.2%)
\downarrow				
^{212}Bi	60.5m	6.05 (70%) 6.09 (30%)	2.25 (100%)	0.040 (2%) 0.727 (7%) 1.620 (1.8%)
\swarrow 64.0% \searrow 36.0%				
^{212}Po	304ns	8.78 (100%)	–	–
\downarrow				
^{208}Tl	3.1m	–	1.80 (100%)	0.511 (23%) 0.583 (86%) 0.860 (12%) 2.614 (100%)
\downarrow				
^{208}Pb	Stable	–	–	–

Abbildung 10: Die Zerfallskette von ^{232}Th und die dabei produzierten Gammastrahlungen [14].

3.2 Das Prinzip der Gamma-Spektroskopie

Ein Gammaquant ist elektrisch neutral und erzeugt keine direkte Ionisation oder Anregung des Materials, welches es durchquert. Das Prinzip der Gamma-Detektion beruht auf der Wechselwirkung der Photonen mit den Elektronen im Material. Dabei wird ein Teil oder die ganze Photonenenergie auf ein Elektron übertragen. Das Elektron erhält

dadurch kinetische Energie, welche maximal gleich der einfallenden Photonenenergie ist. Es verliert diese Energie durch Ionisation und Anregung der Atome im Absorbermaterial oder durch Bremstrahlung. Man unterscheidet verschiedene Wechselwirkungsarten von Gammastrahlung mit Materie: photoelektrische Absorption, Compton-Streuung und Paarbildung. Die photoelektrische Absorption dominiert hauptsächlich bei niederenergetischer Gammastrahlung (unterhalb 1 MeV), die Paarbildung bei hochenergetischer Gammastrahlung (oberhalb 5-10 MeV) und die Compton Streuung deckt den übrigen Energiebereich ab (1-5 MeV).

3.2.1 Photoelektrischer Effekt

Der photoelektrische Effekt ist ein inelastischer Prozess, bei dem ein Gammaquant unter Emission eines schwach gebundenen Hüllenelektrons vollständig absorbiert wird. Aufgrund des Impulserhaltungssatzes kann dieser Prozess nur im Coulombfeld eines Kerns verlaufen, da der Rückstoss vom Kern absorbiert werden muss. Für die kinetische Energie des emittierten Hüllenelektrons gilt

$$E_{e^-} = h\nu - E_B \quad (10)$$

wobei $h\nu$ die Energie des Gammas und E_B die Bindungsenergie des Hüllenelektrons ist. Die Rückstoss-Energie des Kerns ist im Allgemeinen sehr klein und kann vernachlässigt werden. Die durch Elektronemission entstandene Lücke in der Hülle wird durch Röntgenübergänge gefüllt, wobei die Röntgenstrahlen wieder Elektronen aus den höheren Schalen emittieren können (Auger-Elektronen). Die Energie des einfallenden Gammas entspricht somit der kinetischen Energie des emittierten Hüllenelektron, welches den grössten Teil der Photonenenergie wegträgt, und der kinetischen Energie der Auger-Elektronen. Im idealisierten Fall, bei dem keine Strahlung aus dem Detektormaterial entweicht, würde man einen scharfen Peak (Full Energie Peak) an der Stelle $h\nu$ als Detektorsignal erwarten (Abb. 11).

3.2.2 Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung wird das Gammaquant elastisch an einem Hüllenelektron gestreut. Die Energie $h\nu'$ des gestreuten Photons lässt sich in Abhängigkeit des Streuwinkels θ ausdrücken [13, pp. 310-311]:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (11)$$

wobei $m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ die Ruhemasse des Elektrons ist. Die kinetische Energie des rückgestreuten Elektrons ist gegeben durch

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{(h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)} \right) \quad (12)$$

Für $\theta \cong 0$ erhält man $h\nu' \cong h\nu$ und $E_{e^-} \cong 0$. In diesem Fall besitzt das Photon nach der Compton-Streuung beinahe die ganze Energie wie vor der Streuung. Für den anderen extremen Fall $\theta = \pi$ wird das Photon genau in die Richtung zurückgestreut, aus der es gekommen ist. In diesem Fall gelten die folgenden Gleichungen [13, pp.310-311]

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \quad (13)$$

$$E_{e^-}(\theta = \pi) = h\nu \left(\frac{2h\nu/m_0c^2}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \right) \quad (14)$$

Im Allgemeinen finden in einem Detektor Compton-Streuungen mit allen Streuwinkeln $\theta(0 \leq \theta \leq \pi)$ statt. Deshalb ist das Energiespektrum der gestreuten Elektronen kontinuierlich (Compton-Kontinuum) von Null bis zur maximalen Energie, welches durch Gleichung 14 gegeben ist. Abbildung 12 zeigt die Energieverteilung der Elektronen in der Compton-Streuung. Die Lücke zwischen der Compton-Kante (maximale kin. Energie des gestreuten Elektrons) und der einfallenden Gamma-Photonenenergie ist gegeben durch

$$E_C \equiv h\nu - E_{e^-}(\theta = \pi) = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \quad (15)$$

Für hohe Photonenenergie $h\nu \gg m_0c^2/2$ erhält man eine konstante Energie von

$$E_C \cong \frac{m_0c^2}{2} = 0.256 \text{ MeV} \quad (16)$$

Im idealisierten Fall, bei dem nichts aus dem Detektor entweicht (d.h. die ganze Photonenenergie $h\nu$ wird im Detektor deponiert), würde man wie beim photoelektrischen Effekt einen scharfen Peak an der Stelle $h\nu$ als Signal erhalten. In der Realität entweicht immer ein Teil der gestreuten Photonen aufgrund der endlichen Grösse des Detektors und man erhält somit Signale im Bereich des Compton-Kontinuums. Für einfallende Gamma-Strahlungen mit verschiedenen Energien $h\nu$ summieren sich die Compton-Kontinua auf. Dieser Compton-Untergrund ist unvermeidlich und hängt von der Grösse des Gamma-Detektors ab.

3.2.3 Paarbildung

Bei der Paarbildung wird ein e^+e^- -Paar (Positron-Elektron Paar) vom einfallenden Gamma-Photon im Coulombfeld der Kerne vom Absorbermaterial erzeugt. Bei diesem

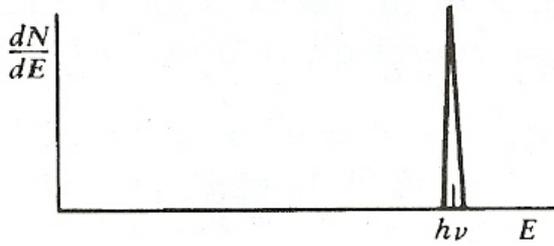


Abbildung 11: Full energy peak: Detektorsignal beim photoelektrischen Effekt.

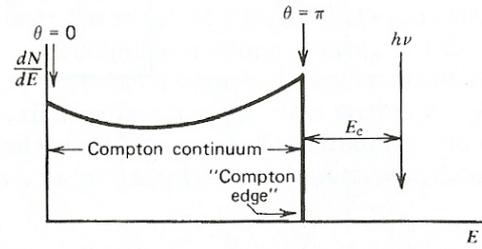


Abbildung 12: Energieverteilung der e^- in der Comptonstreuung.

Prozess verschwindet das Gamma-Photon vollständig, wobei die Photonenenergie minimal $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ sein muss. Wenn die Photonenenergie grösser als $2m_e c^2$ ist, wird die überschüssige Energie als kinetische Energie an das e^+e^- -Paar aufgeteilt:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_e c^2 \quad (17)$$

Dieses e^+e^- -Paar bewegt sich für typische Energien einige Millimeter durch das Absorbermaterial, bevor es seine kinetische Energie vollständig deponiert. Weil das Positron kein stabiles Teilchen ist, werden zwei Photonen mit einer totalen Energie von $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ durch die Annihilation von einem Positron mit einem Elektron erzeugt. Diese Photonen deponieren ihre Energie via Photoeffekt oder Compton-Streuung, falls sie nicht aus dem Absorbermaterial entweichen. In diesem Fall ist die Energie $h\nu$ des einfallenden Gammas vollständig im Absorbermaterial deponiert und man erhält wiederum einen scharfen Peak als Signal an der Stelle $h\nu$. Falls eines der beiden Photonen aus dem Material entweicht, dann erhält man einen Peak an der Stelle $h\nu - m_e c^2$ (single escape peak), wenn beide Photonen entweichen, einen Peak an der Stelle $h\nu - 2m_e c^2$ (double escape peak).

4 Der NaI-Detektor

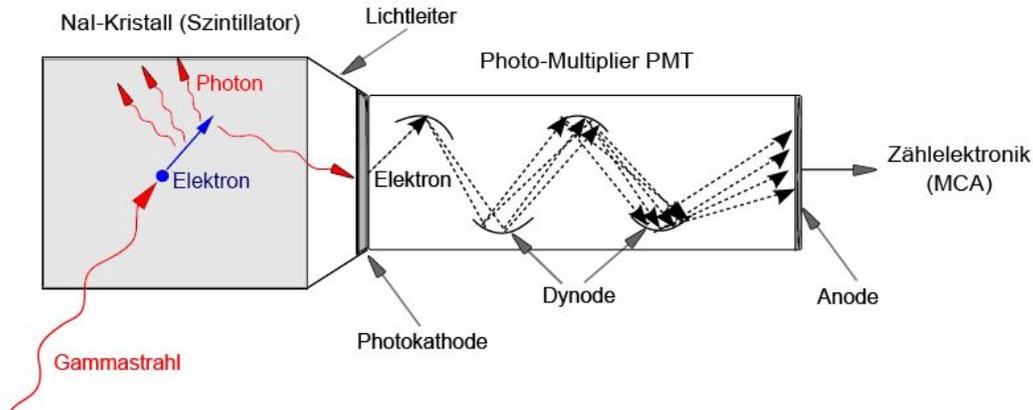


Abbildung 13: Schematischer Aufbau eines NaI-Detektors.

Die Gammastrahlung im LVD wurde mit einem Natriumiodid-Detektor (NaI-Detektor) gemessen. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit einigen wichtigen Eigenschaften des NaI-Detektors.

In der Abbildung 13 ist ein schematischer Aufbau des NaI-Detektors ersichtlich. Er besteht hauptsächlich aus dem mit Thallium dotierten Natriumiodidkristall (Szintillator), aus dem Photo-Multiplier (PMT) und einer Zähl Elektronik, dem Multichannel Analyzer (MCA). Ein Gammaquant dringt in den Szintillator ein und kann dabei seine ganze Energie oder ein Teil davon auf ein Elektron aus dem Szintillationsmaterial übertragen. Dieses Elektron verliert seine Energie, indem es im Szintillator entlang seiner Bahn andere Elektronen in energetisch höhere Energiezustände hebt. Diese Anregungen werden durch Emission von Photonen wieder abgebaut. Ein Teil der Photonen gelangt durch einen Lichtleiter auf die Photokathode des PMT und löst dort durch Photoeffekt Elektronen aus. Die Elektronen werden in einer Kette von Elektroden (Dynoden) auf die Anode hin beschleunigt, wobei bei jeder Dynode zwei bis fünf weitere Elektronen ausgelöst werden. Die Elektronen werden von der Anode aufgefangen und erzeugen an einem angelegten Widerstand einen Spannungsimpuls. Die Signalverstärkung durch den PMT beträgt bis zu 10^9 . Eine geringe Anzahl an Photonen, die im Szintillator entstehen, erzeugt am Ausgang des PMT einen messbaren elektrischen Impuls. Die Höhe des Impulses ist proportional zur Energie, die das einfallende Gammaquant im Szintillator an das Elektron abgeben hat. Mit dem MCA werden die eintreffenden Spannungsimpulse nach ihrer Höhe in 1024 Kanäle sortiert und somit ihre Häufigkeitsverteilung ermittelt. Diese Verteilung stellt dann das Spektrum der untersuchten Gammastrahlung dar.

4.1 Eigenschaften und Einstellungen

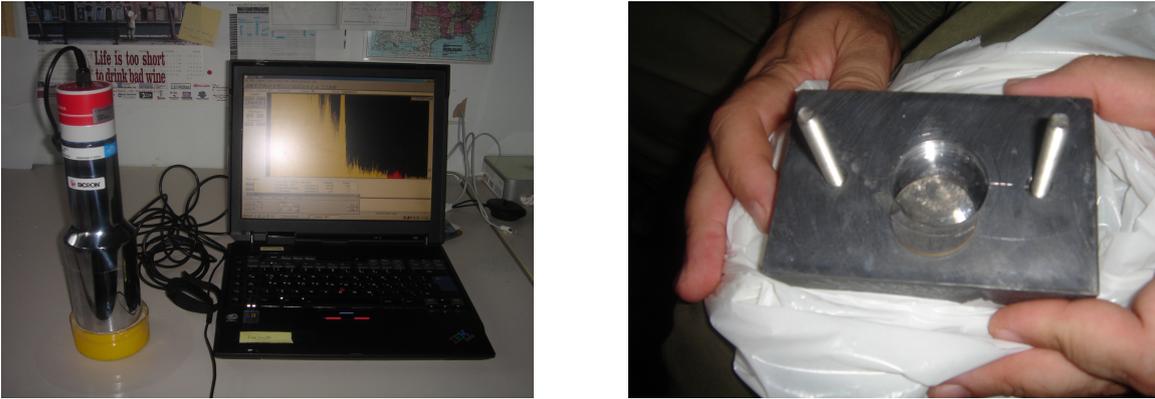


Abbildung 14: (links) Der NaI-Detektor und die Software Genie2000 zur Datenverarbeitung [15]. (rechts) Die ^{232}Th Probe zur Kalibrierung des Detektors

In Abbildung 14 ist der NaI-Detektor zu sehen, der für die Gamma-Messungen verwendet wurde. Die Datenerfassung wurde mit der Software Genie2000 durchgeführt [15]. In der Tabelle 3 sind die wichtigsten Eigenschaften des NaI-Detektors aufgelistet.

Natrium-Iodid [%]	99-100%
Thallium-Iodid [%]	< 1%
Dichte [g/cm^3]	3.67
Schmelztemperatur [K]	924
thermischer Expansionskoeffizient [$^{\circ}\text{C}^{-1}$]	$47.4 \cdot 10^{-6}$
hygroskopisch	Ja
max. Wellenlänge der Emission [nm]	415
Lichtausbeute [Photonen/ $\text{keV}\gamma$]	38
Temperaturkoeffizient der Lichtausbeute [$^{\circ}\text{C}^{-1}$]	-0.3

Tabelle 3: Die Haupteigenschaften des NaI-Detektors [16]

Für die Detektorkalibrierung wurde eine ^{232}Th Probe verwendet (Abbildung 14 rechts), da das Gammaspektrum von ^{232}Th im Energiebereich von 30 keV bis 2.614 MeV liegt. Für die Messung der Gammastrahlung im LVD wird dieser Energiebereich benötigt. Bei der Kalibrierung wird besonders darauf geachtet, dass das ganze Gammaspektrum von ^{232}Th aufgenommen wird. Mit der Regelung der Hochspannung bestimmt man den Energiebereich der Gammastrahlung, den der MCA aufnehmen soll. Wenn die Hochspannung zu hoch angelegt ist, dann wird ein kleinerer Energiebereich aufgenommen und der ^{208}Tl Peak mit Energie 2.614 MeV würde beispielsweise fehlen. Wenn die Hochspannung zu tief angelegt ist, dann nimmt der MCA Gammastrahlung in einem zu grossen Energiebereich auf. Der MCA würde Gammastrahlung weit oberhalb von 2.614 MeV detektieren,

die beispielsweise bei der ^{232}Th Probe nicht existieren. In diesem Fall wäre auch die Energieauflösung des Detektors stark beeinträchtigt, weil nicht alle Kanäle für Registrierung des Spektrums verwendet werden (siehe Kapitel 4.3). Die Hochspannung ist so eingestellt, dass der MCA Gammastrahlung mit einer Energie bis zu 3 MeV aufnehmen kann. Tabelle 4 zeigt die optimale Detektoreinstellungen. Alle Messungen wurden mit diesen Einstellungen durchgeführt.

High Voltage (HV)	680 V
Lower Level Discriminator (LLD)	2.06%
Upper Level Discriminator (ULD)	100.19%
Noise	2.35%
Amplifier	0.722 x
Gain Adjust	70 channels

Tabelle 4: Optimale Detektoreinstellungen zur Messung der Gammastrahlung im LVD

4.2 Energie-Kalibrierung

Die Energie-Kalibrierung erfolgt mit Hilfe der Gamma-Energien bekannter Nuklide einer Probe. Für die Kalibrierung wurden 4 radioaktive Proben verwendet. In Tabelle 5 sind die Gammaenergien der Nuklide aufgelistet, die zur Energie-Kalibrierung gebraucht wurden. Die Kanalnummer der Fotopeaks wurden mit Hilfe von GENIE2000 [15] bestimmt und der Fehler zu ± 4 Kanäle angenommen. Abbildung 15 zeigt die Kanalnummer der Fotopeaks aufgetragen als Funktion der Gammaenergie. Diese Punkte wurden mit einer linearen Funktion $y = a \cdot [\text{Kanäle}] - b$ gefittet, weil die Kanalnummer linear proportional zur Photonenenergie ist [13, pp. 441-443]. Für die Fitparameter erhält man:

$$a = 3.203 \pm 0.003 \text{keV/Kanäle}$$

$$b = -55.92 \pm 41.92 \text{keV}$$

Nuklid	Gammalinie [keV]	Channel
^{57}Co	122.061	49
^{137}Cs	661.657	223
^{60}Co	1173.237	384
^{60}Co	1332.501	433
^{208}Tl	583.191	199
^{208}Tl	2614.533	828
^{212}Bi	727.330	244

Tabelle 5: Gammalinien der verwendeten Proben. ^{208}Tl und ^{212}Bi gehören zur Zerfallskette von ^{228}Th Probe. Die Gamma-Spektren sind in Abbildung 16 dargestellt.

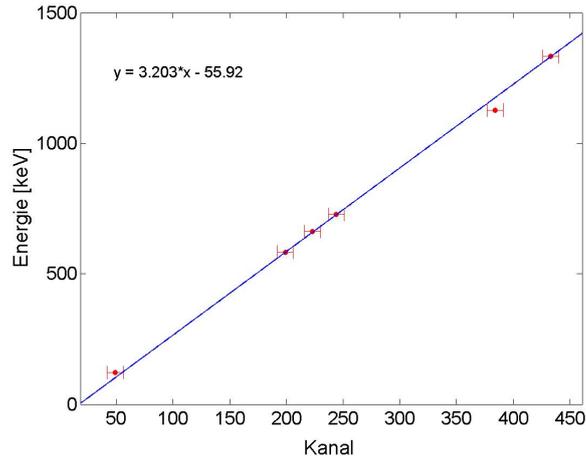


Abbildung 15: Die Energie-Kalibrierung des NaI-Detektors.

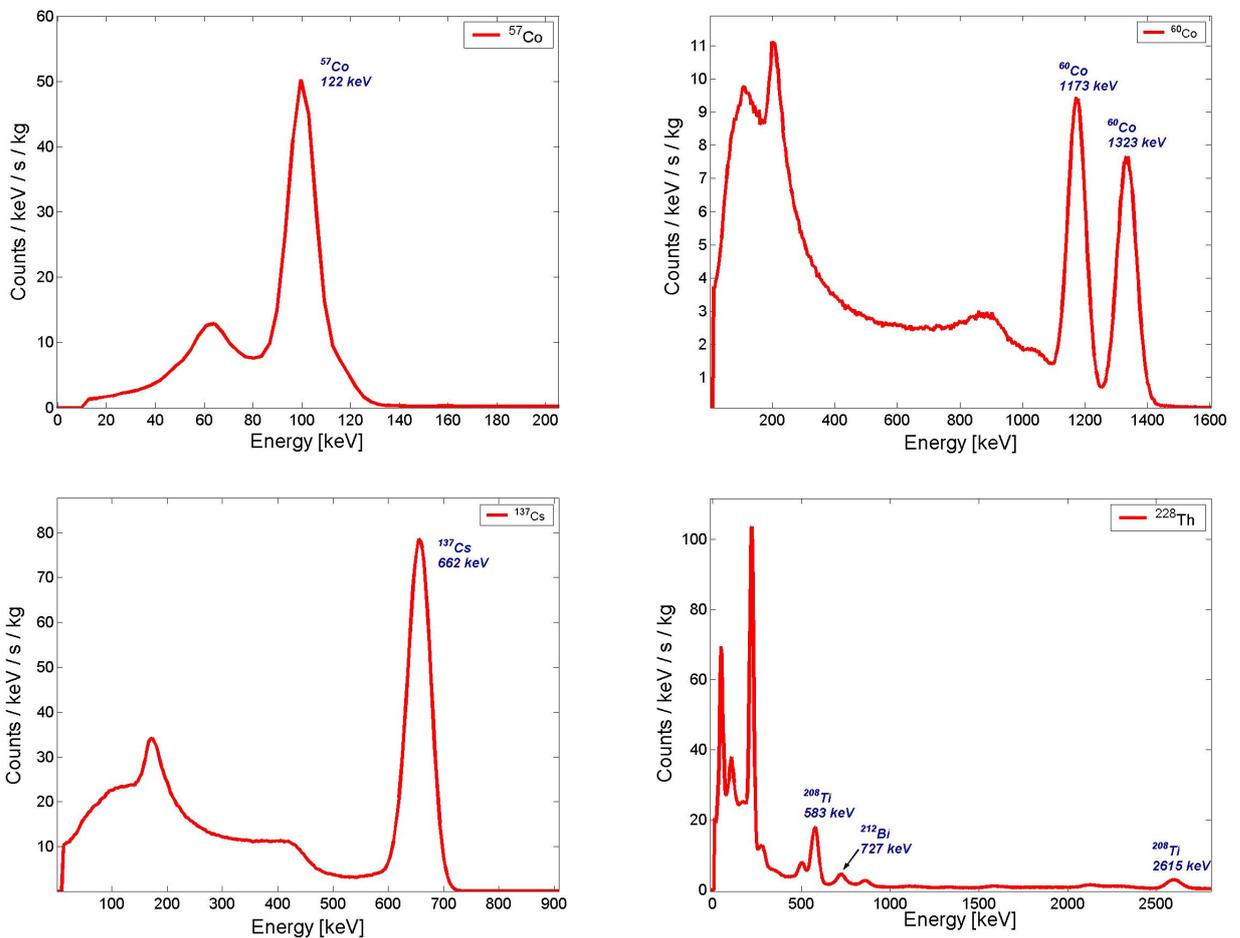


Abbildung 16: (links oben) Das Gammaspektrum der ^{57}Co Probe. (rechts oben) Das Gammaspektrum der ^{60}Co Probe. (links unten) Das Gammaspektrum der ^{137}Cs Probe. (rechts unten) Das Gammaspektrum der ^{228}Th Probe. Die Gammalinien, welche für die Energie-Kalibrierung und Bestimmung der Energie-Auflösung verwendet wurden, sind in den Spektren eingetragen.

4.3 Bestimmung der Energieauflösung

Die Energieauflösung R des Detektors ist ein Mass für das Vermögen, zwei Photonen mit minimaler Energiedifferenz aufzulösen. R ist definiert durch [13, pp. 329-331]

$$R \equiv \frac{FWHM}{H_0} = K \cdot \frac{\sqrt{E}}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}} \quad (18)$$

wobei $FWHM$ die Halbwertsbreite, H_0 der Peakschwerpunkt und K eine Proportionalitätskonstante ist. Die Energieauflösung ist umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Gammaenergie. Ein kleiner Wert für die Energieauflösung R bedeutet, dass ein Detektor zwei Peaks, die energetisch nahe beieinander liegen, identifizieren kann. Ein Detektor mit grossem Wert für R würde einen einzigen Peak für dieselben Energien produzieren. Der Fotopeak kann gut mit einer Gauss'schen Kurve angenähert werden aufgrund der statistischen Fluktuationen beim Prozess der Registrierung der Gammas. In Abbildung 17 (links) ist eine Gauss'sche Kurve dargestellt. Der grösste Beitrag zur Fluktuation liefert die Schwankung in der Anzahl produzierten Elektronen bei der Fotokathode des PMT [13, pp. 329-331]. Aus Gleichung 18 erhält man mit $H_0 = E$

$$FWHM = K \cdot \sqrt{E} \quad (19)$$

Aus Gleichung 19 folgt, dass die Halbwertsbreite der Photopeaks linear mit \sqrt{E} zunimmt. Mit den experimentellen Daten modifiziert sich Gleichung 19 zu

$$FWHM = K \cdot \sqrt{E} + C \quad (20)$$

wobei C eine Konstante ist. $C \neq 0$ bedeutet, dass $FWHM \neq 0$ ist bei $E=0$ keV und folgt aus dem intrinsischen Rauschen der Elektronik [17]. Setzt man Gleichung 20 in Gleichung 18 ein, so erhält man mit $H_0 = E$

$$R \cdot E = K \cdot \sqrt{E} + C \quad (21)$$

$$R = \frac{K}{\sqrt{E}} + \frac{C}{E} \quad (22)$$

Abbildung 18 zeigt die Halbwertsbreite $FWHM$ als Funktion von \sqrt{E} . Dabei wurden dieselben Gamma-Energien wie bei der Energie-Kalibrierung verwendet (siehe Tabelle 5). Die Daten wurden anschliessend mit einer linearen Funktion gefittet. Die $FWHM$ bestimmt man, indem man die Photopeaks mit einer Gaussfunktion fittet. Dies wird in Abbildung 17 (rechts) exemplarisch gezeigt. Die $FWHM$ aus den Gaussfits sind in der Tabelle 6 zusammengefasst.

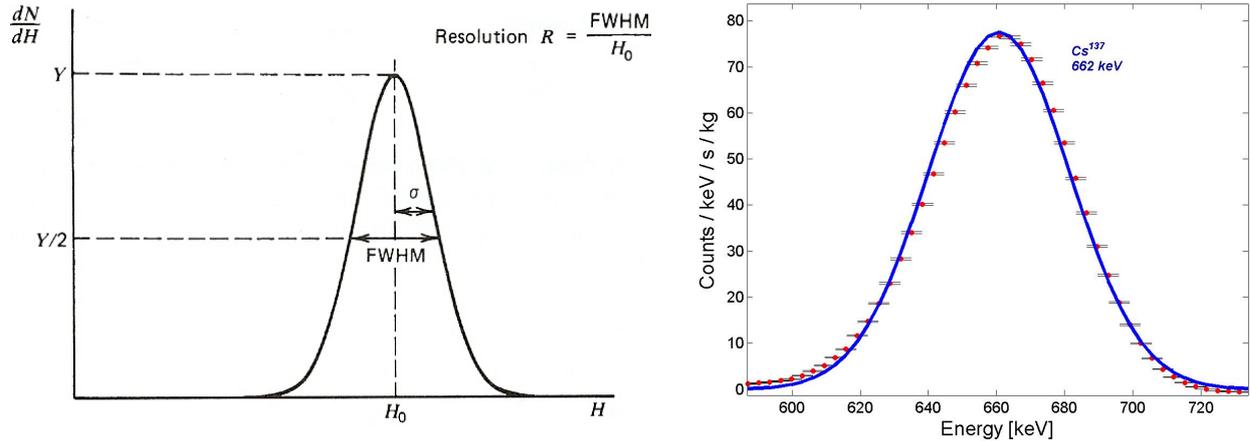


Abbildung 17: (links) Eine Gauss'sche Kurve mit ihren charakteristischen Eigenschaften. (rechts) Der Gamma-Peak aus dem ^{137}Cs -Spektrum wird mit einer Gaussfunktion gefittet. Dadurch erhält man $FWHM$, σ und H_0 .

Nuklid	Gammalinie [keV]	Halbwertsbreite $FWHM$ [keV]
^{57}Co	122.061	12.33(± 0.18)
^{137}Cs	661.657	47.74(± 0.56)
^{60}Co	1173.237	62.36(± 0.63)
^{60}Co	1332.501	67.07(± 0.86)
^{208}Tl	583.191	41.16(± 0.86)
^{208}Tl	2614.533	89.93(± 1.06)
^{212}Bi	727.330	44.38(± 1.58)

Tabelle 6: Die Peaks in Abbildung 16 wurden mit einer Gaussfunktion gefittet. Die Halbwertsbreiten $FWHM$ der Gaussfits sind in der Tabelle aufgelistet und werden zur Bestimmung der Energie-Auflösung benötigt.

Man erhält für K und C der Gleichung 20

$$K = (1.77 \pm 0.308)\sqrt{\text{keV}}$$

$$C = (1.33 \pm 10.021)\text{keV}$$

Die Energieauflösung R ist in Abbildung 19 mit einem \log_{10} - \log_{10} Plot dargestellt. Auswertung der Gleichung 22 liefert Werte für die Auflösung zwischen 7.56% und 3.51% für Gammaenergien von 583 keV bis 2614 keV.

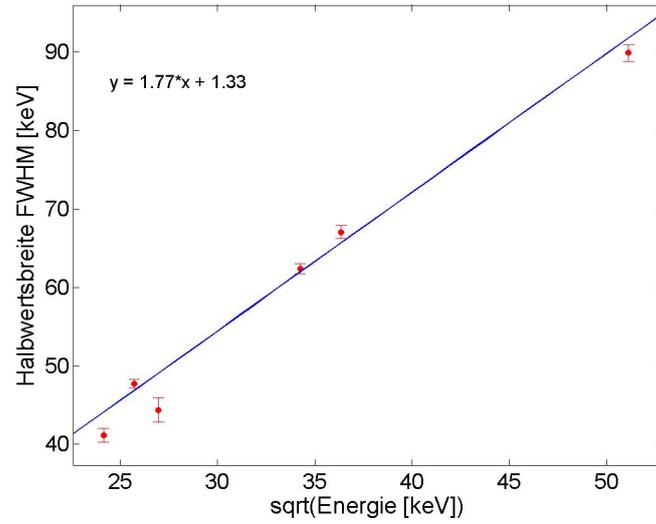


Abbildung 18: Die Halbwertsbreite $FWHM$ der Peaks als Funktion von \sqrt{E} .

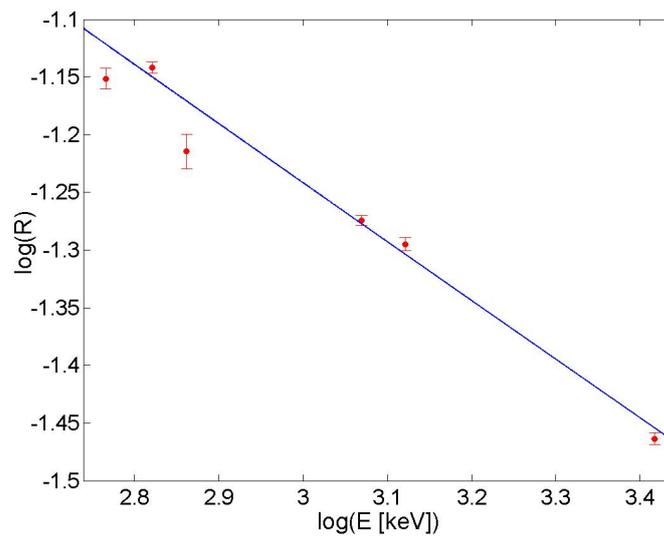


Abbildung 19: Experimentell gemessene Energie-Auflösung R des NaI-Detektors bei verschiedenen Gamma-Energien.

4.4 Intrinsischer Untergrund des Detektors

Bei der Herstellung des NaI-Detektors wird er unvermeidbar mit einer geringen Menge an natürlichem, radioaktivem Material verunreinigt [13, pp. 758-760]. Bei Messungen mit sehr niedriger Gamma-Aktivität wie im LVD ist es deshalb wichtig, den intrinsischen Gamma-Untergrund des NaI-Detektors zu kennen, um dessen Beitrag zur Messung abschätzen zu können.

Abbildung 20 zeigt den Aufbau der Messung. Um den intrinsischen Untergrund zu bestimmen, wurde der NaI-Detektor mit ca. 1 Tonne Blei von externen Radioaktivitäten abgeschirmt. Die Dicke der Bleiabschirmung beträgt auf allen Seiten 15 cm. Die ganze Abschirmung wurde mit Plastik umhüllt und in den inneren Raum der Abschirmung permanent Stickstoff gepumpt, um Gammastrahlung von Radon ^{222}Rn zu minimieren, welches natürlich in der Luft enthalten ist [13, pp. 758-760]. Die Messzeit betrug 26 Tage, um statistische Fluktuationen möglichst gering zu halten.

Abbildung 21 (links) zeigt das gemessene Gamma-Spektrum. Um den tatsächlichen intrinsischen Untergrund des NaI-Detektors zu bestimmen, muss man die Radioaktivität des verwendeten Bleis mitberücksichtigen, welches mit radioaktivem Material verunreinigt ist. Die Radioaktivität des Bleis wurde mit einem HPGe-Spektrometer am LNGS gemessen und sind in Tabelle 7 aufgelistet. Abbildung 22 (links) zeigt das Spektrum einer Monte Carlo Simulation von den Radioaktivitäten des Bleis [18]. Es ist klar ersichtlich, dass der Peak im Spektrum bei 46 keV vom Blei ^{210}Pb stammt. Führt man eine Subtraktion der simulierten Spektren des Bleis vom gemessenen Spektrum (rot) durch, so erhält man den tatsächlichen intrinsischen Untergrund des NaI-Detektors. Dies ist in Abbildung 22 (rechts) dargestellt. Die rote Kurve ist das gemessene Spektrum und die schwarze Kurve der tatsächliche Untergrund des NaI-Detektors. In Abbildung 22 (rechts) ist ersichtlich, dass der Beitrag von Blei zur Gamma-Aktivität nur unterhalb von 1 MeV signifikant ist.



Abbildung 20: Messung der intrinsischen Gamma-Aktivität des NaI-Detektors.

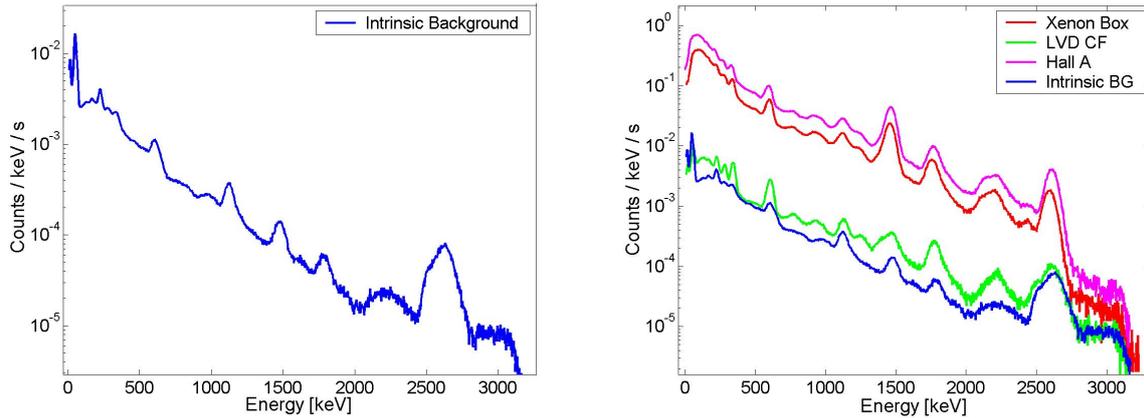


Abbildung 21: (links) Messung der intrinsischen Gamma-Aktivität des NaI-Detektors. (rechts) Vergleich mit den Gamma Messungen im Gran Sasso Untergrundlabor.

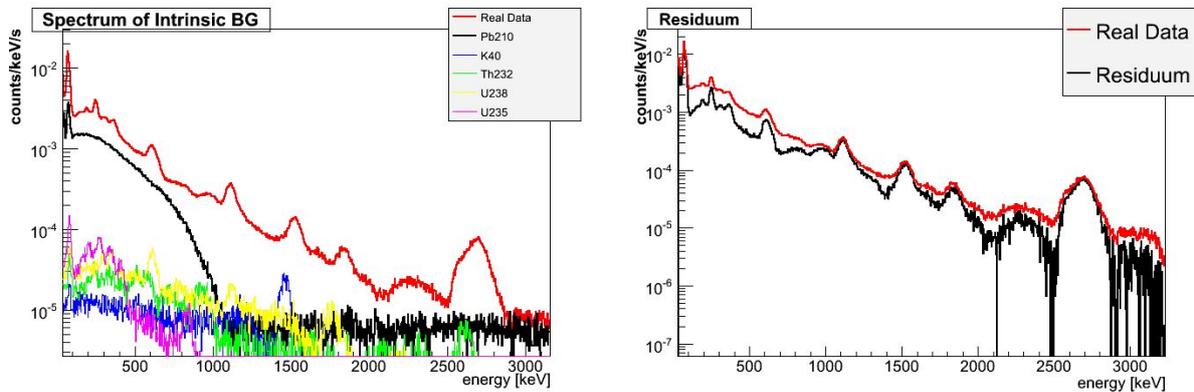


Abbildung 22: (links) Monte Carlo Simulation des verwendeten Bleis. (rechts) Tatsächlicher intrinsischer Untergrund (schwarz) im Vergleich zum gemessenen Untergrund (rot) [18].

^{232}Th	3.9 mBq/kg
^{238}U	6.8 mBq/kg
^{235}U	20 mBq/kg
^{40}K	28 mBq/kg
^{210}Pb	17.5 mBq/kg
^{137}Cs	0.85 mBq/kg
^{60}Co	0.19 mBq/kg

Tabelle 7: Radioaktivität des verwendeten Bleis für die Messung der intrinsischen Gamma-Aktivität des NaI-Detektors

Abbildung 21 (rechts) zeigt einen Vergleich des intrinsischen Untergrundes des NaI-Detektors mit den Gamma-Untergrund Messungen aus LVD Core, Xenon Box und Hall A (siehe Kapitel 5). Der intrinsische Untergrund ist im Vergleich zur Gamma-Aktivität in der Halle A und Xenon Box um 2 Größenordnungen kleiner und somit vernachlässigbar. Ein Vergleich des intrinsischen Untergrundes mit der LVD Core Facility Messung zeigt, dass der intrinsische Untergrund einen bemerkbaren Anteil zur LVD Core Messung beiträgt. Um jedoch den intrinsischen Untergrund vom Spektrum der Core Facility Messung zu subtrahieren, muss man den intrinsischen Untergrund mithilfe von Monte Carlo Simulationen besser verstehen. Daran wird zur Zeit gearbeitet.

Vergleicht man den Verlauf der Spektren (Abbildung 21), so merkt man, dass bei der intrinsischen Messung der ^{208}Tl Peak bei 2614 keV besonders hoch ist. Eine Monte Carlo Simulation hat gezeigt, dass sich die Quelle der Verunreinigung nicht ausserhalb der Abschirmung befinden kann [18]. Möglicherweise ist der Detektor in höherer Konzentration mit ^{232}Th verunreinigt als mit ^{238}U und ^{40}K .

5 Messung der Gamma-Strahlung

5.1 Vorbereitung

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, wird die LVD Core Facility (Kernbereich der LVD) als optimaler Ort für das Forschungsprojekt XENON1t angenommen aufgrund der aktiven Abschirmung des LVD-Detektors für Myonen-induzierte Neutronen, die den ultimativen Untergrund eines Dunkle-Materie-Experiments darstellen könnten. Unklar bisher war jedoch die Gamma- und Neutronen-Aktivität in der LVD Core Facility und Ziel dieser Arbeit ist es, die Gamma-Aktivität zu messen. Weil die Core Facility zur Zeit mit 2 Tanks besetzt ist, welche radioaktive Kontaminationen aufweisen, ist es nur möglich, die Gamma-Aktivität abzuschätzen. Dafür wurden Messungen an verschiedenen Orten der Core Facility durchgeführt. Zusätzlich wurden Messungen in der Halle A und in der Xenon Box durchgeführt. Diese Messungen dienen als direkten Vergleich zur Core Facility Messung und sollen zeigen, dass die Gamma-Aktivität in der Core Facility tatsächlich niedriger ist.

5.2 Messungen in der Core Facility

Die Gamma-Aktivität der Core Facility wurde an 3 verschiedenen Stellen gemessen. Abbildung 23 (Ansicht von oben) zeigt die Positionierung des NaI-Detektors an der Core Facility. Ein Einfluss der LVD Komponenten auf die Gamma-Aktivität ist nicht auszuschliessen. Aus diesem Grund wurde bei der Auswahl der Positionen die folgenden Materialien mitberücksichtigt, damit man die Gamma-Aktivität der Core Facility besser verstehen kann:

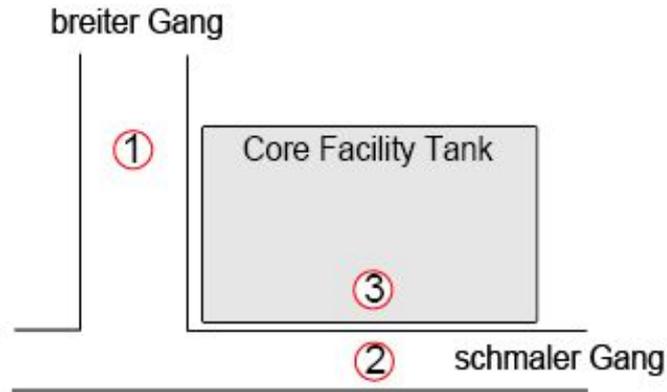


Abbildung 23: Ansicht der Core Facility von oben. Die Gamma-Aktivität der Core Facility wurde an drei Stellen gemessen.

- Die Gelbe Stahlstruktur der LVD
- Die Tanks mit Szintillationsmaterial
- Photomultiplier (PMT)

Abbildung 24 (links) zeigt die erste Messung. Der NaI-Detektor befand sich im breiten Gang und wurde mit einem Seil an der Decke nahe der gelben Stahlstruktur befestigt. Die Messzeit betrug 10 Tage. Bei dieser Messung wurde festgestellt, dass die Gamma-Aktivität der Felsen möglicherweise auch mitgemessen wurde, weil Gammas aus den Felsen sich ungehindert durch den breiten Gang ausbreiten können. Diese Erkenntnis führte zur Positionierung des NaI-Detektors für die zweite Messung.

Abbildung 24 (rechts) zeigt die zweite Messung. Der NaI-Detektor befand sich im schmalen Gang und wurde mit Klebeband und einem Holzstück an der Decke befestigt. Im Vergleich zur ersten Messung befand sich der NaI-Detektor näher bei den Tanks und weit weg von der gelben Stahlstruktur. Aus zeitlichen Gründen betrug die Messzeit 3 Tage. Bei dieser Messung wurde erwartet, dass die Gamma-Aktivität niedriger sein würde als bei der ersten Messung, da der Detektor besser von Gammas aus den Felsen und vom gelben Stahl geschützt ist. Wo sich die Felswand befindet, ist in Abbildung 6 (oben) illustriert.

Bei der dritten Messung wurde der NaI-Detektor direkt auf den Tank gestellt (siehe Abbildung 24 rechts). Die Messzeit betrug 8 Tage. Dabei wurde beachtet, dass er möglichst weit weg von den PMTs der Tanks plazierte war. In dieser Position war der Detektor auf allen Seiten von Gammastrahlungen aus der Umgebung (zB. aus Felsen) abgeschirmt, ausser von Gammastrahlung der PMTs und den Tanks der Core Facility selbst.

In Abbildung 25 sind die Spektren aller drei Core Facility Messungen aufgezeigt. Die Annahme, dass die Messung im schmalen Gang (rotes Spektrum) eine niedrigere Gamma-Aktivität als die Messung im breiten Gang (blaues Spektrum) liefert, hat sich bestätigt. Die Messung zwischen den Tanks (grünes Spektrum) liefert die niedrigste Gamma-

Aktivität von allen drei Messungen. Ein möglicher Grund dafür ist die gute Abschirmung auf allen Seiten durch die Tanks. XENON1t wird die zwei Tanks der Core Facility ersetzen und wird ebenfalls allseitig durch die umgebenden Tanks abgeschirmt. Deshalb kann man annehmen, dass das grüne Spektrum die Gamma-Aktivität der Core Facility am besten beschreibt.



Abbildung 24: (links) Die erste Core Facility Messung. (rechts) Die zweite Messung. Bei der dritten Messung wurde der NaI-Detektor zwischen den Tanks der Core Facility gestellt (roter Pfeil).

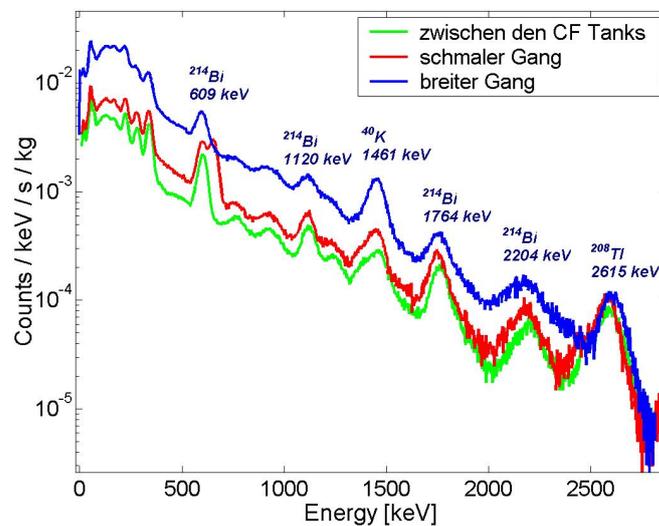


Abbildung 25: Die Gammaspektren der drei Messungen an der Core Facility. Der ^{208}Tl -Peak ist bei allen drei Messungen gleich hoch. Dies deutet darauf hin, dass dieser Peak vom intrinsischen Untergrund des NaI-Detektors stammt (siehe Kapitel 4.4).

5.3 Messung in der Xenon Box

In dieser Messung wurde die Gamma-Aktivität in der Xenon Box bestimmt, wo sich das Forschungsprojekt XENON100 befindet. Sie dient auch zum direkten Vergleich mit den Messungen in der Core Facility. Abbildung 27 (links) zeigt die genaue Positionierung des NaI-Detektors. Bei der Wahl der Platzierung wurde darauf geachtet, dass der NaI-Detektor der XENON Kollaboration nicht an der Arbeit hinderte. Die Messzeit betrug 2 Tage.

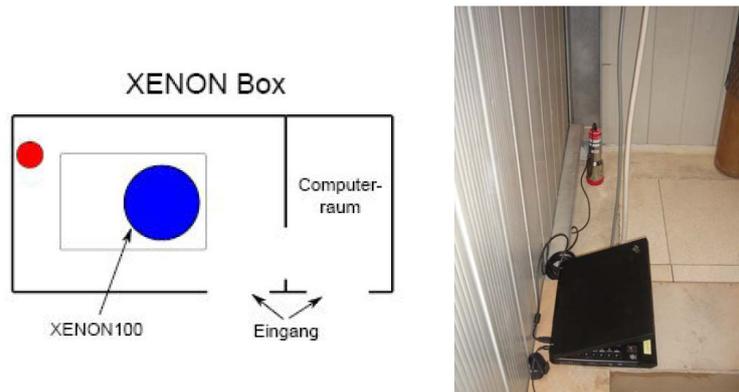


Abbildung 26: (links) Der rote Kreis zeigt die genaue Positionierung des NaI-Detektors in der Xenon Box. (rechts) Die Gamma-Messung in der Xenon Box.

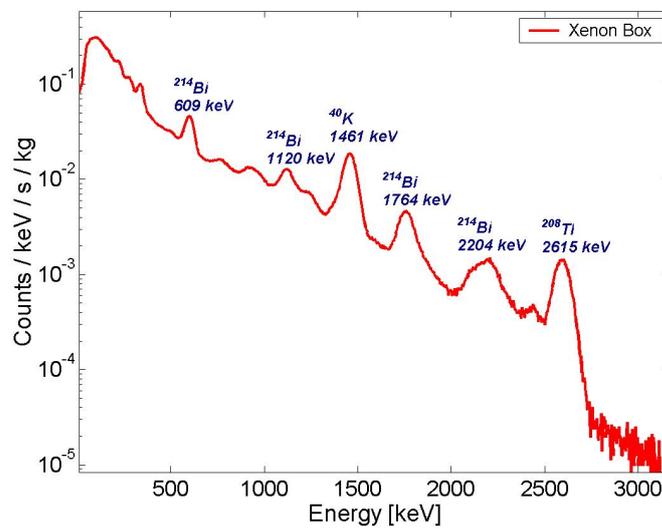


Abbildung 27: Das Gammaspektrum der Messung in der Xenon Box.

5.4 Messung in der Halle A

Um die Gamma-Aktivität in der LVD Core Facility zu interpretieren, wurde eine Messung ausserhalb der LVD in der Halle A durchgeführt. In der Abbildung 28 ist die Positionierung des NaI-Detektors ersichtlich. Die Wahl der Position war von der Stromversorgung abhängig. Deshalb konnte man den Detektor nicht planmässig direkt vor den LVD platzieren. Die Messzeit betrug 4 Tage.

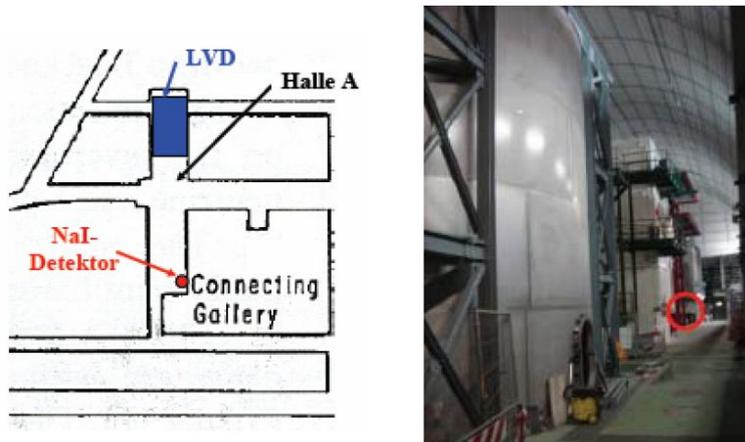


Abbildung 28: (links) Übersichtskarte der Halle A. (rechts) Die Positionierung des NaI-Detektors in der Halle A ist durch den roten Kreis angedeutet.

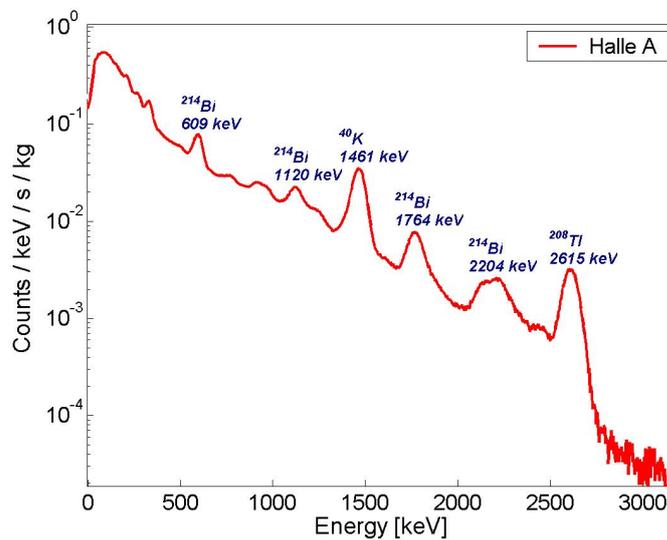


Abbildung 29: Das Gammaspektrum der Messung in der Halle A.

6 Auswertung

6.1 Charakteristik der Spektren

In der Abbildung 30 werden die Spektren der LVD Core Facility, Xenon Box und Halle A verglichen. Dabei stammt das Spektrum der Core Facility aus der Messung, bei dem sich der NaI-Detektor zwischen den Tanks befand (dritte Messung in der Core Facility). Konventionell werden die Spektren logarithmisch dargestellt. Charakteristisch für alle Spektren der Halle A, Xenon Box und LVD Core Facility Messungen sind die Peaks der folgenden Gammalinien:

- ^{214}Bi : 609.312 keV
- ^{214}Bi : 1120.287 keV
- ^{214}Bi : 1764.494 keV
- ^{214}Bi : 2204.21 keV
- ^{40}K : 1460.830 keV
- ^{208}Tl : 2614.533 keV

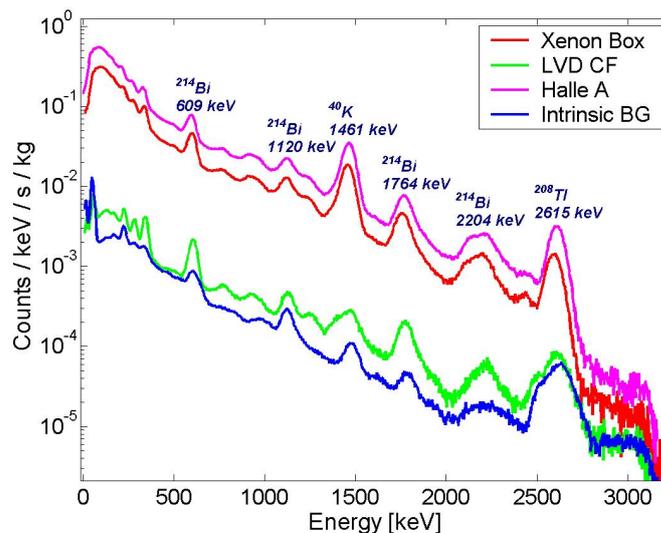


Abbildung 30: Vergleich der Gammaspektren aus Halle A, Xenon Box und LVD Core Facility.

Die ^{214}Bi Gammalinien stammen aus der Zerfallskette von ^{238}U (Abb. 9). Die ^{208}Tl Gammalinie stammt aus der Zerfallskette von ^{232}Th (Abb. 10), welche neben ^{40}K und ^{238}U hauptsächlich für den Gamma-Untergrund im Gran Sasso Untergrundlabor verantwortlich ist (Kapitel 2.3). Die drei Peaks unterhalb 500 keV stammen vom ^{214}Pb - und ^{212}Pb -Zerfall ebenfalls aus den Zerfallsketten von ^{238}U und ^{232}Th (Abb. 9, 10).

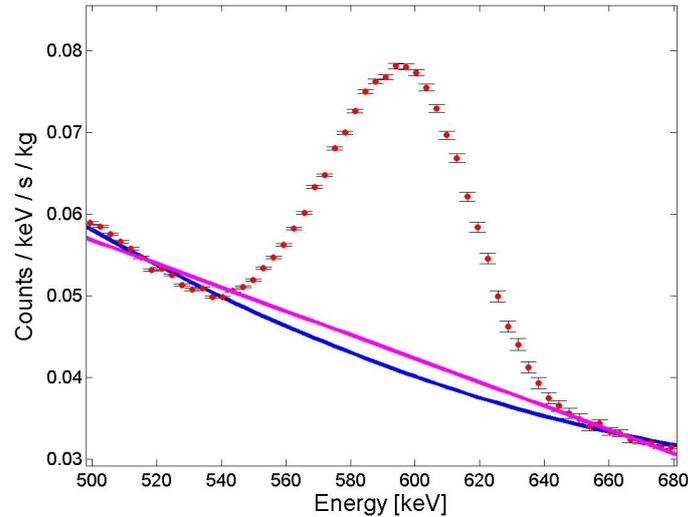


Abbildung 31: Der Untergrund unterhalb des Peaks wird mit einem linearen Fit (violett) und einem quadratischen Fit (blau) beschrieben. Eine quadratische Funktion beschreibt den Untergrund optimal.

In Abbildung 30 ist zu erkennen, dass die Peaks mit einem Untergrund behaftet sind, welcher durch verschiedene Prozesse bei der Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie zustande kommt (Kap. 3.2). Um aus dem Spektrum die Anzahl Gammas einer bestimmten Gammalinie zu bestimmen, muss der Untergrund unter dem betrachteten Peak abgezogen werden. Dabei wird der Untergrund durch eine geeignete Funktion approximiert. In Abbildung 31 wird der Untergrund des 609 keV Peaks aus der Messung in der Halle A mit einer linearen und einer quadratischen Funktion approximiert. Der Untergrund wird durch eine quadratische Funktion optimal beschrieben.

6.2 Vergleich der Gamma-Aktivitäten in Core Facility, Xenon Box und Halle A

In Abbildung 30 ist ersichtlich, dass die Gamma-Aktivität in der Halle A (rosarot) am höchsten ist und sich nur sehr wenig von der Gamma-Aktivität in der Xenon Box (rot) unterscheidet. Die Gamma-Aktivität der LVD Core Facility (grün) ist um etwa zwei Größenordnungen kleiner als die von Halle A und Xenon Box.

Um die relativen Verhältnisse der Gamma-Aktivität der drei Messungen zu bestimmen, werden die charakteristischen Peaks der Spektren betrachtet (siehe Abbildung 30).

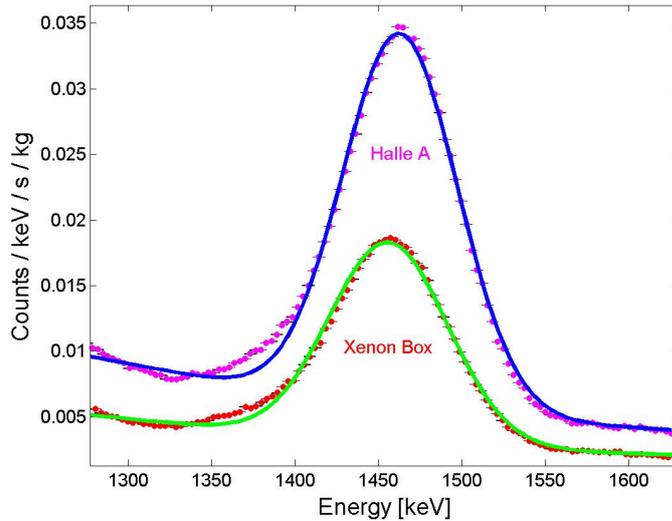


Abbildung 32: Die Peaks der 1460 keV Gammalinie von ^{40}K aus der Halle A und Xenon Box Messung. Diese werden mit einer Gauss- und quadratischen Funktion gefittet (blaue und grüne Kurve).

Das Verhältnis der Gamma-Aktivität von „Halle A / Core Facility“ und „Xenon Box / Core Facility“ wird für jede Gammalinie einzeln bestimmt. Dazu fittet man die Peaks der Linien mit einer Gaussfunktion (Gleichung 23) und einer quadratischen Funktion (Gleichung 24).

$$F_{gauss}(x) = a_1 \cdot \exp \left[- \left(\frac{x - b_1}{c_1} \right)^2 \right] \quad (23)$$

$$F_{quadr.}(x) = p_1 \cdot x^2 + p_2 \cdot x + p_3 \quad (24)$$

mit

$$a_1 = \frac{\lambda_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} ; c_1 = \sqrt{2}\sigma_1 \quad (25)$$

wobei b_1 Erwartungswert und σ die Standardabweichung ist. Die Breite der Gaussverteilung ist durch die Beziehung $FWHM = 2.35\sigma$ gegeben. λ ist die Höhe der Gausskurve und entspricht der totalen Anzahl gemessenen Gammas bei Integration der Kurve von $-\infty$ bis $+\infty$.

In Abbildung 32 ist ein Beispiel illustriert. In dem Beispiel werden die Peaks der 1460 keV Gammalinie von ^{40}K gefittet. Die Werte der Fitparameter sind in Tabelle 8 aufgelistet.

Theoretisch ist $FWHM$ (und somit σ) für zwei Peaks bei derselben Energie gleich, weil die Energieauflösung des Detektors bei einer bestimmten Energie gleich und unabhängig

Gaussfit	Halle A	Xenon Box
a ₁	0.03617(±7.7e-4)	0.0193(±4.1e-4)
b ₁	1463(±1.0)	1456(±1)
c ₁	48.52(±1.61)	(±1.21)
quadratischer Fit	Halle A	Xenon Box
p ₁	3.254e-8(±2.4895e-8)	1.813e-8(±1.290e-8)
p ₂	-0.0001149(±7.25e-5)	-6.384e-5(±3.756e-5)
p ₃	0.1059(±0.05237)	0.05855(±0.02708)

Tabelle 8: Die Fitresultate des 1460.830 keV Peaks. Die Fitparameter beziehen sich auf Gleichungen 23 & 24. Die Fits sind in Abbildung 32 dargestellt.

von der Zählrate ist (Gleichung 18). Das Verhältnis der Gammas bei einer bestimmten Gammalinie kann somit durch die folgende Gleichung bestimmt werden [17]:

$$\frac{f \text{ Peak}_1}{f \text{ Peak}_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{\lambda_1 / \sqrt{2\pi\sigma_1}}{\lambda_2 / \sqrt{2\pi\sigma_2}} = \frac{a_1}{a_2} \quad ; \quad \sigma_1 = \sigma_2 \quad (26)$$

Praktisch erhält man beim Fitten der experimentellen Daten nicht exakt gleiche Werte für σ_1 und σ_2 (bzw. c_1 und c_2 aus Gleichung 25). Für das Verhältnis der Gammas gilt [17]:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{a_1 \cdot \sigma_1}{a_2 \cdot \sigma_2} = \frac{a_1 \cdot c_1}{a_2 \cdot c_2} \quad ; \quad \sigma_1 \neq \sigma_2 \quad (27)$$

	Halle A / CF	Xenon Box / CF	Halle A / XenonBox
²¹⁴ Bi: 609.312 keV	23.89(±1.32)	15.85(±0.93)	1.51(±0.09)
²¹⁴ Bi: 1120.287 keV	37.57(±4.70)	28.65(±3.22)	1.31(±0.06)
⁴⁰ K: 1460.830 keV	115.39(±10.50)	63.36(±5.77)	1.82(±0.04)
²¹⁴ Bi: 1764.494 keV	37.58(±3.49)	24.69(±2.32)	1.52(±0.06)
²¹⁴ Tl: 2204.21 keV	85.99(±23.20)	42.37(±9.88)	2.03(±0.47)
²⁰⁸ Tl: 2614.533 keV	34.45(±3.32)	15.92(±1.61)	2.16(±0.09)

Tabelle 9: Verhältnisse der gemessenen Gammas in Halle A, Xenon Box und Core Facility (CF). Für die Auswertung wird Gleichung 27 verwendet.

Im obigen Beispiel (Abbildung 32 und Tabelle 8) erhält man für das Verhältnis der Gammas von „Halle A / Xenon Box“ bei der 1460 keV Gammalinie 1.82(±0.04). Das bedeutet, dass die Gamma-Aktivität in der Halle A fast zweimal höher ist als in der Xenon Box. In der Tabelle 9 sind die Resultate der Auswertung zusammengefasst.

Aus der Tabelle 9 ist ersichtlich, dass die Gamma-Aktivität in der LVD Core Facility ungefähr 40 mal tiefer als in der Halle A und 20 mal tiefer als in der Xenon Box ist.

6.3 Analyse von besonderen Peaks in den Spektren

6.3.1 Analyse des Peaks bei der 2204 keV Gammalinie von ^{214}Bi

FWHM [keV]	Halle A	Xenon Box	Core Facility	Energieauflösung
^{214}Bi : 609.312 keV	50(\pm 2)	50(\pm 2)	50(\pm 1)	45(\pm 13)
^{214}Bi : 1120.287 keV	72(\pm 5)	79(\pm 4)	63(\pm 4)	60(\pm 14)
^{40}K : 1460.830 keV	81(\pm 2)	83(\pm 2)	143(\pm 9)	68(\pm 15)
^{214}Bi : 1764.494 keV	88(\pm 3)	87(\pm 3)	81(\pm 5)	76(\pm 16)
^{214}Tl : 2204.21 keV	202(\pm 20)	185(\pm 14)	145(\pm 20)	84(\pm 17)
^{208}Tl : 2614.533 keV	92(\pm 1)	99(\pm 3)	104(\pm 8)	92(\pm 19)

Tabelle 10: Vergleich der Halbwertsbreiten $FWHM$ aus den Gaussfits mit $FWHM$ aus der Energieauflösung

In der Tabelle 10 werden die Halbwertsbreiten $FWHM$ der gefitteten Peaks mit den Halbwertsbreiten verglichen, welche man aus der Energieauflösung des NaI-Detektors berechnen kann (Gleichung 20). Dabei fällt auf, dass die Halbwertsbreiten der Fitkurven bei der 2204 keV Gammalinie von ^{214}Tl zweimal so gross ist wie die Halbwertsbreiten aus der Energieauflösung berechnete Halbwertsbreite. Die Halbwertsbreiten der anderen Peaks stimmen unter Berücksichtigung der Fehler gut mit der Energieauflösung überein.

Abbildung 33 zeigt einen vergrösserten Ausschnitt der Messung in der Halle A bei 2204 keV. Man erkennt ein Anzeichen von zwei Peaks, die sich teilweise überlagern und dadurch als einen einzigen Peak erscheinen. Der Grund dafür liegt in der unzureichenden Energieauflösung bei dieser Energie (Kapitel 4.3). Dieser Doppelpeak wird mit 2 Gaussfunktionen und einer quadratischen Funktion gefittet (Gleichung 23, 24). Die Werte der Fitparameter sind in der Tabelle 11 aufgelistet. Man erhält für die unbekanntes Gammastrahlung einen Energiebereich von 2121(\pm 5) keV. Mögliche Gammaenergien sind ^{214}Bi mit 2118.55 keV und der single escape Peak von ^{208}Tl mit 2104 keV. Möglicherweise kommt dieser Peak von der Summation der Gammas mit diesen Gammaenergien her, weil die Energieauflösung nicht hoch genug, um diese Energien aufzulösen.

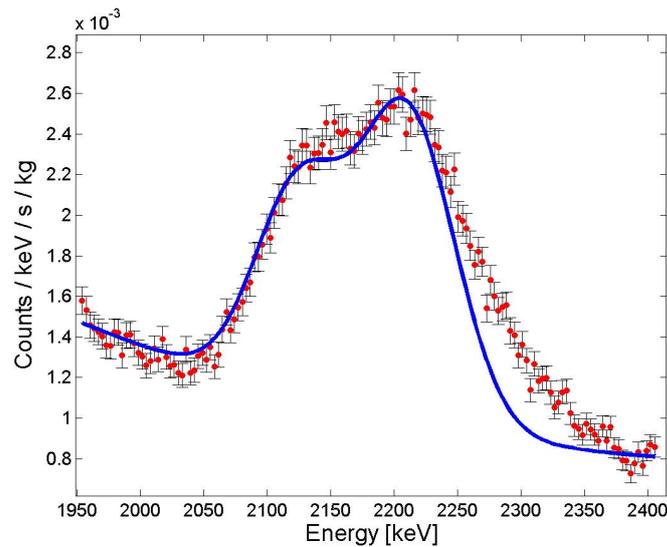


Abbildung 33: Der Doppelpeak bei 2204 keV aus der Halle A Messung. Die blaue Kurve zeigt den Fit dieses Peaks.

Gaussfit 1	
a1	0.00195 (festgesetzt)
b1	2204 (festgesetzt)
c1	53 (festgesetzt)
Gaussfit 2	
a2	0.00129 (festgesetzt)
b2	2121(± 5)
c2	49 (festgesetzt)
quadratischer Fit	
p1	$2.853e-9(\pm 2.182e-9)$
p2	$-1.429e-5(\pm 9.017e-6)$
p3	$0.0189(\pm 0.0093)$

Tabelle 11: Die Fitresultate des Peaks aus der Abbildung 33. Die Fitparameter beziehen sich auf die Gleichungen 23 & 24.

6.3.2 Messung in der Core Facility: Analyse des Doppelpeaks bei der 609 keV Gammalinie von ^{214}Bi

Im roten Spektrum in der Abbildung 25 ist ein seltsamer Doppelpeak bei der Energie um 600 keV zu sehen. Der linke Peak dieses Doppelpeaks ist bekanntlich die 609 keV Gammalinie von ^{214}Bi . Um zu verstehen, woher der rechte Peak kommen könnte, wird

der Doppelpeak mit zwei Gaussfunktionen und einer quadratischen Funktion gefittet (Abbildung 34).

Die Werte der Fitparameter sind in der Tabelle 12 aufgelistet. Gaussfit 1 beschreibt die 609 keV Gammalinie von ^{214}Bi . Gaussfit 2 liefert einen Energiebereich von 663.3 ± 1.4 keV für den zweiten unbekanntem Peak. Sehr wahrscheinlich ist dieser Peak die 661 keV Gammalinie von ^{137}Cs . ^{137}Cs kann als lokale Verunreinigung auftreten (anthropogene Aktivität).

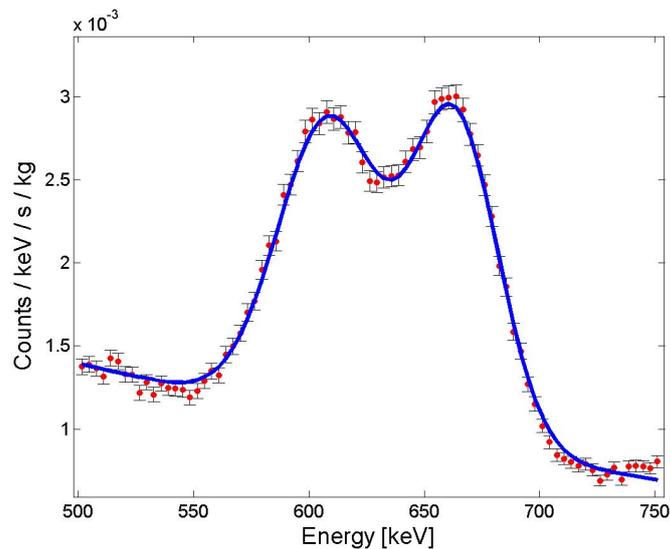


Abbildung 34: Der Doppelpeak bei 600 keV wird gefittet (blaue Kurve).

Gaussfit 1	
a1	$0.002283(\pm 7.3e-5)$
b1	$608.7(\pm 1.1)$
c1	$31.12(\pm 1.91)$
Gaussfit 2	
a2	$0.002478(\pm 7.5e-5)$
b2	$663.3(\pm 1.4)$
c2	$26.64(\pm 1.31)$
quadratischer Fit	
p1	$1.954e-9(\pm 3.999e-9)$
p2	$-6.013e-6(\pm 4.817e-6)$
p3	$0.004295(\pm 0.001401)$

Tabelle 12: Die Fitresultate des Doppelpeaks aus der Abbildung 34. Die Fitparameter beziehen sich auf die Gleichungen 23 & 24.

7 Zusammenfassung

In der Arbeit wurde der Gamma-Untergrund in der LVD Core Facility, Xenon-Box und Halle A des Gran Sasso Untergrundlabors mit einem 3×3 inch NaI-Detektor gemessen und miteinander verglichen. Im Vergleich stellt sich heraus, dass die Gamma-Aktivität in der LVD Core Facility ungefähr 40 mal tiefer als in der Halle A und 20 mal tiefer als in der Xenon Box (aktuelle Position der XENON100) ist (Tabelle 9). Die Gamma-Aktivität der Core Facility wurde an drei verschiedenen Stellen gemessen, um den Gamma-Fluss der Core Facility besser zu verstehen (Abbildung 23). Dabei hat sich herausgestellt, dass die Gamma-Aktivität im Bereich zwischen den Core Facility Tanks am niedrigsten ist (Abbildung 25). Im aktuellen Standpunkt der Forschung kann man sagen, dass es sich aus der Sicht der Gamma-Aktivität lohnt, XENON1t in die LVD Core Facility zu plazieren. Um den Einfluss der Gamma-Aktivität in der Core Facility auf XENON1t besser zu verstehen, bedarf es noch weitere Forschung auf dem Gebiet. Die gemessenen Aktivitäten werden als Input für Monte Carlo Simulationen benutzt, mit dem Ziel, den externen Gamma-Untergrund in XENON1t zu bestimmen. Dafür werden die Gamma-Messungen dieser Arbeit als Input benötigt.

Neben den Gamma-Messungen im Gran Sasso Untergrundlabor wurden die wichtigsten Eigenschaften des 3×3 inches NaI-Detektors bestimmt. Die optimalen Detektor-Einstellungen für Gamma-Messungen im Gran Sasso Untergrundlabor sind in der Tabelle 4 aufgelistet. Die Energie-Kalibrierung und Energie-Auflösung wurden mithilfe von vier radioaktiven Proben bestimmt. Die Energie-Auflösung ist in Abbildung 19 in einem log-log Plot dargestellt. Für die Energie-Auflösung R erhält man Werte zwischen 7.56% und 3.51% für Gammaenergien von 583 keV und 2614 keV. Ein gewöhnlicher NaI-Detektor besitzt eine Auflösung von 8% bis 9% bei 1 MeV [19, pp. 117]. Der verwendete NaI-Detektor besitzt bei dieser Energie eine Auflösung von 5.73% und ist somit ein guter Detektor.

8 Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle allen danken, die es mir ermöglicht haben, diese Bachelor-Arbeit zu schreiben. Mein ganz besonderer Dank geht an Prof. Dr. Laura Baudis, die immer zu Diskussionen bereit war und Marijke Haffke für die angenehme Betreuung und Verbesserungsvorschläge. Ich möchte mich ebenfalls bei Tobias Bruch für die Hilfe bei der Auswertung und Dr. Alfredo Davide Ferella für die Unterstützung am Gran Sasso Untergrundlabor bedanken.

