

HZDR-117

NEUTRONENFLUSS IN UNTERTAGELABOREN

Marcel Grieger

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-117 · 2022 · ISSN 219 1-8708

WISSENSCHAFTLICH-
TECHNISCHE BERICHTE

hzdr
HELMHOLTZ ZENTRUM
DRESDEN ROSSENDORF

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-117

Marcel Grieger

NEUTRONENFLUSS IN UNTERTAGELABOREN

Druckausgabe: ISSN 2191-8708

Elektronische Ausgabe: ISSN 2191-8716

Die elektronische Ausgabe erscheint unter Creative Commons License (CC BY 4.0):

<https://www.hzdr.de/publications/Publ-33500>

<urn:nbn:de:bsz:d120-qucosa2-769768>

Die vorliegende Arbeit wurde sowohl als Dissertation an der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden sowie als Wissenschaftlich-Technischer Bericht des Helmholtz-Zentrum Dresden – Rossendorf mit der Berichtsnummer **HZDR-117** veröffentlicht.

2022

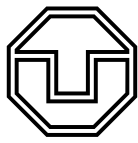
Herausgegeben vom

Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf

Bautzner Landstraße 400

01328 Dresden

Germany



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

HZDR
HELMHOLTZ ZENTRUM
DRESDEN ROSSENDORF

Neutronenfluss in Untertagelaboren

Dissertation

zur Erlangung des Hochschulgrades

Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von

Marcel GRIEGER, M. Sc.

geboren am 27.07.1990 in HALLE (SAALE)

der

Fakultät Physik
Technische Universität Dresden
2021

Eingereicht am 07. Mai 2021

1. Gutachter: Prof. Dr. Kai ZUBER
Technische Universität Dresden
2. Gutachter: PD Dr. Daniel BEMMERER
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
3. Gutachter: Prof. Dr. José Luis TAÍN
Universitat de València

Kurzdarstellung

Das Felsenkellerlabor ist ein neues Untertagelabor im Bereich der nuklearen Astrophysik. Es befindet sich unter 47 m Hornblende-Monzonit Felsgestein im Stollensystem der ehemaligen Dresdner Felsenkellerbrauerei.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Neutronenuntergrund in Stollen IV und VIII untersucht. Gewonnene Erkenntnisse aus Stollen IV hatten direkten Einfluss auf die geplanten Abschirmbedingungen für Stollen VIII. Die Messung wurde mit dem HENSA-Neutronenspektrometer durchgeführt, welches aus polyethylenmoderierten ^3He -Zählrohren besteht.

Mit Hilfe des Monte-Carlo Programmes FLUKA zur Simulation von Teilchentransport werden für das Spektrometer die Neutronen-Ansprechvermögen bestimmt. Für jeden Messort wird außerdem eine Vorhersage des Neutronenflusses erstellt und die Labore hinsichtlich der beiden Hauptkomponenten aus myoneninduzierten Neutronen und Gesteinsneutronen aus (α,n) -Reaktionen und Spaltprozessen kartografiert.

Die verwendeten Mess- und Analysemethoden finden in einer neuen Messung am tiefen Untertagelabor LSC Canfranc Anwendung. Erstmals werden im Rahmen dieser Arbeit vorläufige Ergebnisse vorgestellt.

Des Weiteren werden Strahlenschutzsimulationen für das Felsenkellerlabor präsentiert, welche den strahlenschutztechnischen Rahmen für die wissenschaftliche Nutzung definieren. Dabei werden die für den Sicherheitsbericht des Felsenkellers verwendeten Werte auf die Strahlenschutzverordnung 2018 aktualisiert.

Letztlich werden Experimente an der Radiofrequenz-Ionenquelle am Felsenkeller vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit technisch betreut wurde. Dabei werden Langzeitmessungen am übertägigen Teststand am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf präsentiert.

Teile der in dieser Arbeit vorgestellten Daten und Ergebnisse sind bereits durch Gutachter geprüft und publiziert:

- [1] **M. Grieger**, T. Hensel, J. Agramunt, D. Bemmerer, D. Degering, I. Dillmann, L. M. Fraile, D. Jordan, U. Köster, M. Marta, S. E. Müller, T. Szücs, J. L. Taín, und K. Zuber. "Neutron flux and spectrum in the Dresden Felsenkeller underground facility studied by moderated ^3He counters". *Phys. Rev. D*, Vol. 101: 123027, 2020.

Abstract

The Felsenkeller laboratory is a new underground site for nuclear astrophysics. It is located under 47 m of hornblende monzonite in the tunnel system of the former Dresden Felsenkeller brewery.

The neutron backgrounds in tunnel IV and VIII are investigated within the scope of this thesis. The conclusions of the tunnel IV measurement had direct impact on the planned shielding conditions for tunnel VIII. The measurement was carried out with the HENSA neutron spectrometer which consists of polyethylene moderated ^3He proportional counters.

The neutron responses for the spectrometer are calculated with the aid of the FLUKA Monte Carlo code for particle transport. For every measured location a prediction spectrum is calculated and the neutron flux is cartographed with respect to its two main components of muon induced neutrons and neutrons from (α, n) reactions and spallation processes.

The shown measurement and analysis techniques are applied to a new measurement in the deep underground laboratory of LSC Canfranc. Preliminary results are presented for the first time within this thesis.

Furthermore, radiation protection simulations for the Felsenkeller laboratory are presented which cover the scientific usage of the laboratory. The results of the Felsenkeller safety report are updated for Strahlenschutzverordnung 2018.

Lastly, experiments on the radiofrequency ion source at Felsenkeller will be presented. Longterm measurements at the overground test setup at Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf will be discussed.

Parts of the data presented within the scope of this thesis have already been published in a peer-reviewed journal:

- [1] **M. Grieger**, T. Hensel, J. Agramunt, D. Bemmerer, D. Degering, I. Dillmann, L. M. Fraile, D. Jordan, U. Köster, M. Marta, S. E. Müller, T. Szücs, J. L. Taín, und K. Zuber. "Neutron flux and spectrum in the Dresden Felsenkeller underground facility studied by moderated ^3He counters". *Phys. Rev. D*, Vol. 101: 123027, 2020.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Figurenverzeichnis	9
Tabellenverzeichnis	13
1 Einführung und Motivation	15
2 Grundlagen	17
2.1 Beeinflussung durch Untergrundstrahlung	17
2.2 Untergrundstrahlung in Untertagelaboren	18
2.2.1 Gammastrahlung	18
2.2.2 Myonenstrahlung	20
2.2.3 Neutronenstrahlung	23
2.3 Methoden zur Bestimmung des Neutronenflusses	25
2.3.1 Proportionalzählrohre	25
2.3.2 Szintillationsdetektoren	26
2.3.3 Proportionalzählrohre mit Moderatoren	27
2.4 Neutronenmessungen unter Tage im Überblick	30
2.4.1 Europa	32
2.4.1.1 Felsenkeller - Deutschland	32
2.4.1.2 Pyhäsalmi - Finnland	32
2.4.1.3 LSC Canfranc - Spanien	33
2.4.1.4 Boulby - Großbritannien	34
2.4.1.5 Gran Sasso - Italien	34
2.4.1.6 Modane - Frankreich	34
2.4.2 Amerika	35
2.4.2.1 WIPP - New Mexico, Vereinigte Staaten	35
2.4.2.2 Soudan - Minnesota, Vereinigte Staaten	35
2.4.2.3 SURF - South Dakota, Vereinigte Staaten	35
2.4.2.4 SNOLAB - Kanada	36
2.4.3 Asien	36
2.4.3.1 YangYang - Südkorea	36
2.4.3.2 Kamioka Mine - Japan	37
2.4.3.3 Baksan - Russland	37
2.4.3.4 CJPL - China	38
2.5 Verwendete Programme	38
2.5.1 FLUKA: a Multi-Particle Transport Code	39

2.5.2	WINBUGS	40
2.5.3	UMG 3.3	40
2.5.3.1	MAXED	40
2.5.3.2	GRAVEL	41
2.5.4	NEUCBOT	41
2.5.5	USD WEBTOOL	42
3	Der Dresdner Felsenkeller	43
3.1	VKTA Untertagelabor - Stollen IV	45
3.1.1	Messkammer 1	45
3.1.2	Messkammer 2	45
3.1.3	Werkstatt	46
3.2	Felsenkeller Beschleunigerlabor - Stollen VIII und IX	46
3.2.1	Targetraum	46
3.2.2	Aktivierungsmessraum	47
3.2.3	Datenraum	47
3.2.4	Spezifikationen des Beschleunigers	47
3.2.4.1	Externe 134 MC-SNICS-Sputterionenquelle	48
3.2.4.2	Interne Radiofrequenz-Ionenquelle	48
4	Neutronenflussmessungen am Felsenkeller	51
4.1	Experimenteller Aufbau	51
4.1.1	Kampagne A – 2014	52
4.1.2	Kampagne B – 2016	54
4.1.3	Kampagne C – 2018/19	55
4.2	Analyse der Messdaten	58
5	Auswertung der Neutronenraten	63
5.1	Bestimmung der Detektoransprechvermögen	63
5.1.1	Minimalbeispiel zur Bestimmung der thermischen Sensitivität	64
5.1.2	Reale Bestimmung des Ansprechvermögens	67
5.1.3	Anisotroper Neutroneneinfall	69
5.1.4	Systematische Unsicherheiten durch FLUKA	69
5.2	Simulation des Neutronenflusses	71
5.2.1	Gesteinsneutronenfluss	73
5.2.2	Myoneninduzierter Neutronenfluss	78
5.3	Entfaltung und Vergleich	85
5.3.1	Erstellung der Ausgangsspektren	85
5.3.2	Entfaltung der Neutronenspektren	88
5.4	Unsicherheiten der Entfaltung	92
5.5	Beurteilung der Analyseergebnisse	94
6	Messung am Lsc Canfranc	97
6.1	Vorangegangene Messung	98
6.2	Experimenteller Aufbau	99
6.3	Neutronenmessung LAB2400 - HALL A	99
6.4	Ansprechvermögen mit FLUKA und GEANT4	102
6.5	Entfaltung der Neutronenspektren	106

6.6	Diskussion der Ergebnisse	109
6.7	Ausblick	110
7	Strahlenschutz am Felsenkeller	111
7.1	Grundlagen	112
7.2	Verfügbare Strahlarten am Felsenkeller	113
7.3	Strahlenschutzzielsetzung am Felsenkeller	114
7.3.1	Bestimmung der Strahlungsquellterme der Einzelszenarien	114
7.3.2	Szenario S1 - 5 MeV ^4He -Ionen auf Kohlenstofftarget	116
7.3.3	Szenario S2 - 2 MeV ^1H -Ionen auf Hochenergiemagnet	118
7.3.4	Szenario S3 - 3 MeV ^1H -Ionen auf Hochenergiemagnet	120
7.3.5	Szenario S4 - 1,84 MeV ^1H -Ionen auf $\text{Ca}(\text{OH})_2$ -Target	122
7.4	Umgebungsaktivierung	124
7.5	Luftaktivierung	127
7.6	Ergebnisse und Folgerungen	128
7.7	Ortsdosisleistung während $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ -Bestrahlung	129
8	Die Radiofrequenz-Ionenquelle am Felsenkeller	133
8.1	Aufbau und Komponenten	134
8.2	Betrieb am Teststand	136
8.3	Erstbetrieb unter Tage bei geöffnetem Tank	141
8.4	Erstbetrieb unter Tage bei geschlossenem Tank	141
8.5	Umbau und bestehende Schwächen	144
9	Zusammenfassung	147
A	Technische Angaben zu den verwendeten Zählern	151
A.1	LND-252248	151
A.2	LND-252189	152
A.3	SP9	152
B	Aufbauskizzen der Moderatoren	153
B.1	Detektorset A	154
B.2	Detektorset B	155
B.3	Detektorset C	156
C	WinBUGS Pulshöhenspektren	159
C.1	Stollen IV - Messkammer 2	160
C.2	Stollen IV - Werkstatt	161
C.3	Stollen IV - Messkammer 1	162
C.4	Stollen VIII - Datentechnikraum	163
C.5	Stollen VIII - Targetraum	164
C.6	Stollen VIII - Aktivierungsmessraum	165
D	Savitzky-Golay-Filter Fits	167
D.1	Vorhersagen - Myoneninduzierte Neutronen	168
D.2	Vorhersagen - Gesteinsneutronen	169
D.3	Manuelle Anpassung - Summationsspektrum	170

E Entfaltung mit Gravel	171
F Ω-Variation mit Gravel	173
G Aktivierungssimulationen	175
G.1 S3 - Aktivierung Fels nach StrSchV 2001	176
G.2 S3 - Aktivierung Beton nach StrSchV 2001	177
Literaturverzeichnis	179
Danksagung	195
Erklärung	197

Abbildungsverzeichnis

2.1	Gammapektrum über und unter Tage	20
2.2	Myonenenergie und -intensität in Abhängigkeit der Überdeckung	21
2.3	Energieverlust von Myonen mit Bethe-Bloch	22
2.4	Vertikale Myonen- und Neutronenintensität in Abhängigkeit der Tiefe	23
2.5	Energieabhängige Neutroneneinfangquerschnitte für ^3He , ^6Li und ^{10}B	26
2.6	Energieabhängige mittlere freie Weglänge einiger Materialien	29
2.7	Übersichtskarte weltweiter Untertagelabore	30
3.1	Überblicksfoto Felsenkellergelände	43
3.2	Karte der Felsenkellerstollen	44
4.1	Detektorplatzierung in Stollen IV, 2014	52
4.2	Elektronikkette Neutronenmessung Kampagne A, 2014	53
4.3	Detektorplatzierung in Stollen IV, 2016	54
4.4	Elektronikkette Neutronenmessung Kampagne B, 2016	55
4.5	Detektorplatzierung in Stollen VIII, 2018/19 - Aktivierungsmess- und Targetraum	56
4.6	Detektorplatzierung in Stollen VIII, 2018/19 - Datentechnikraum	56
4.7	Elektronikkette Neutronenmessung Kampagne C, 2018/19	57
4.8	Pulshöhenspektren für Detektoren A3 und B8	61
4.9	Gefittete Zählraten Tunnel IV	62
4.10	Gefittete Zählraten Tunnel VIII	62
5.1	FLUKA-Minimalbeispiel Ansprechvermögen	65
5.2	FLUKA-Ausgabe des Minimalbeispiels	67
5.3	Simuliertes Ansprechvermögen der Detektoren	68
5.4	FLUKA-Geometrie Stollen IV	72
5.5	FLUKA-Geometrie Stollen VIII	72
5.6	FLUKA-Geometrie Stollen VIII - Eingang	72
5.7	Propagation Gesteinsneutronen Stollen IV	75
5.8	Propagation Gesteinsneutronen Stollen VIII	75
5.9	Propagation Gesteinsneutronen Stollen VIII - Datentechnikraum	75
5.10	Propagation Gesteinsneutronen Messkammer 1	76
5.11	FLUKA Gesteinsneutronenspektren in Stollen IV	77
5.12	FLUKA Gesteinsneutronenspektren in Stollen VIII	77
5.13	Verhältnis myoneninduzierter Neutronen aus Schauer und Einfang	79
5.14	Standorte REGARD-Myonenmessungen	80
5.15	Myoneninduzierte Neutronenspektren bei 21,3 GeV und 33 GeV	80

5.16	Myonenspektren bei 21,3 GeV, 33 GeV und FLUKA-Vorhersage Targetraum	81
5.17	Propagation myoneninduzierter Neutronen Stollen IV	82
5.18	Propagation myoneninduzierter Neutronen Stollen VIII	82
5.19	Propagation myoneninduzierter Neutronen Stollen VIII - Eingang	82
5.20	FLUKA myoneninduzierte Neutronenspektren in Stollen IV	84
5.21	FLUKA myoneninduzierte Neutronenspektren in Stollen VIII	84
5.22	Ausgangsspektrenerzeugung mit SAVITZKY-GOLAY Filter für Stollen IV	87
5.23	Ausgangsspektrenerzeugung mit SAVITZKY-GOLAY Filter für Stollen VIII	87
5.24	Entfaltungsspektren Stollen IV	90
5.25	Entfaltungsspektren Stollen VIII	90
5.26	Vergleich Entfaltung MAXED und GRAVEL	91
5.27	Entfaltungsspektren Stollen IV - Unsicherheiten	93
5.28	Entfaltungsspektren Stollen VIII - Unsicherheiten	93
6.1	Übersichtskarte Untertagelabor Canfranc	100
6.2	Detektoraufbau LSC Canfranc - HALL A	100
6.3	Elektronikkette Neutronenmessung LSC Canfranc, 2019	101
6.4	Neutronenzählraten am LSC Canfranc	102
6.5	Ansprechvermögen mit GEANT4	104
6.6	Ansprechvermögen mit FLUKA	104
6.7	Direkter Vergleich der Ansprechvermögen	105
6.8	Entfaltungsvergleich - FLUKA und GEANT4 mit MAXED	107
6.9	Entfaltungsvergleich - FLUKA und GEANT4 mit GRAVEL	107
6.10	Entfaltungsvergleich - MAXED u. GRAVEL mit FLUKA-Ansprechvermögen	108
6.11	Entfaltungsvergleich - MAXED u. GRAVEL mit GEANT-Ansprechvermögen	108
7.1	Überblick Kontrollbereich Stollen VIII/IX	111
7.2	Szenario S1 - Dosisleistung	117
7.3	Szenario S1 - Neutronenfluss	117
7.4	Szenario S2 - Dosisleistung	119
7.5	Szenario S2 - Neutronenfluss	119
7.6	Szenario S3 - Dosisleistung	121
7.7	Szenario S3 - Neutronenfluss	121
7.8	Szenario S4 - Dosisleistung	123
7.9	Szenario S4 - Neutronenfluss	123
7.10	Dosisleistung während ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ -Bestrahlung	131
8.1	Aufbau Ionenquelle	134
8.2	Klemmenpositionen der RF-Ionenquelle	135
8.3	Potentialschaltung der RF-Ionenquelle	135
8.4	Quellaufbau am Teststand	136
8.5	Strahlstrom RF-Quelle Teststand - 10 keV	139
8.6	Strahlstrom RF-Quelle Teststand - 15 keV	139
8.7	Strahlstrom RF-Quelle Teststand - 20 keV	139
8.8	Spannungsverlauf RF-Quelle Teststand - 10 keV	140
8.9	Spannungsverlauf RF-Quelle Teststand - 15 keV	140
8.10	Spannungsverlauf RF-Quelle Teststand - 20 keV	140
8.11	Quelle mit gezündetem Wasserstoffplasma	142

8.12	Quelle mit gezündetem Heliumplasma	142
8.13	Druckverlauf bei Ein- und Ausschalten der RF-Ionenquelle	143
8.14	Erster Test RF-Ionenquelle am Felsenkeller mit Heliumstrahl	143
8.15	Alter Deflektor nach Ausbau	145
8.16	Neuer Deflektor vor Einbau	145
A.1	Abmessungen LND-252248	151
A.2	Abmessungen LND-252189	152
A.3	Abmessungen SP9	152
B.1	Aufbauskizze Detektorset A	154
B.2	Aufbauskizze B9	155
B.3	Aufbauskizze C10	156
B.4	Aufbauskizze C12	157
C.1	Gefittete Pulshöhenspektren - Messkammer 2, Stollen IV	160
C.2	Gefittete Pulshöhenspektren - Werkstatt, Stollen IV	161
C.3	Gefittete Pulshöhenspektren - Messkammer 1, Stollen IV	162
C.4	Gefittete Pulshöhenspektren - Datentechnikraum, Stollen VIII	163
C.5	Gefittete Pulshöhenspektren - Targetraum, Stollen VIII	164
C.6	Gefittete Pulshöhenspektren - Aktivierungsmessraum, Stollen VIII	165
D.1	SAVITZKY-GOLAY Filter Stollen IV – Myonenvorhersage	168
D.2	SAVITZKY-GOLAY Filter Stollen VIII – Myonenvorhersage	168
D.3	SAVITZKY-GOLAY Filter Stollen IV – Gesteinsvorhersage	169
D.4	SAVITZKY-GOLAY Filter Stollen VIII – Gesteinsvorhersage	169
D.5	Manuelle Anpassung Stollen IV – Summationsspektrum	170
D.6	Manuelle Anpassung Stollen VIII – Summationsspektrum	170
E.1	Entfaltungsspektren Stollen IV	172
E.2	Entfaltungsspektren Stollen VIII	172
F.1	Entfaltungsspektren Stollen IV - Unsicherheiten	174
F.2	Entfaltungsspektren Stollen VIII - Unsicherheiten	174

Tabellenverzeichnis

2.1	Moderationsparameter verschiedener Materialien	28
2.2	Weltweite Neutronenflussmessungen im Überblick	31
2.3	Neutronenmessung im CUPP Untertagelabor	33
4.1	Abmessungen der verwendeten Moderatoren	52
4.2	Signal-zu-Rauschverhältnisse der Einzelmessungen	60
5.1	Vergleich ^{252}Cf Effizienz mit FLUKA	70
5.2	Typische Gesteinszusammensetzung - Hornblende-Monzonit	73
5.3	FLUKA-Vorhersagen des Gesteinsneutronenflusses	78
5.4	Myoneninduzierte Neutronenausbeute verschiedener Materialien	83
5.5	FLUKA-Vorhersagen des myoneninduzierten Neutronenflusses	83
5.6	Entfaltung mit MAXED und GRAVEL	88
5.7	FLUKA-Vorhersagen und Entfaltung im Vergleich	89
5.8	Unsicherheiten im Vergleich	94
6.1	Neutronenfluss LSC Canfranc HALL A	106
7.1	Verfügbare Strahlarten am Felsenkellerbeschleuniger	113
7.2	Wichtungsfaktoren w_R nach ICRP74	115
7.3	Quellterm - Szenario S1	116
7.4	Quellterm - Szenario S2	118
7.5	Quellterm - Szenario S3	120
7.6	Quellterm - Szenario S4	122
7.7	Aktivierung Beton nach 15 Jahren Dauerbetrieb S3 - StrSchV 2018	125
7.8	Aktivierung Gestein nach 15 Jahren Dauerbetrieb S3 - StrSchV 2018	126
7.9	Aktivierung Luft nach 17 Stunden Dauerbetrieb S3 - StrSchV 2018	127
7.10	Zusammenfassung der Strahlenschutzszenarien	128
8.1	Spannungs- und Stromwerte am Teststand - 10, 15 und 20 keV Testläufe	138
B.1	Abmessungen Detektorset A	154
B.2	Abmessungen Detektorset B	155
B.3	Abmessungen Detektorset C	156
G.1	Aktivierung Gestein nach 15 Jahren Dauerbetrieb S3 - StrSchV 2001	176
G.2	Aktivierung Beton nach 15 Jahren Dauerbetrieb S3 - StrSchV 2001	177

Kapitel 1

Einführung und Motivation

Dunkle Materie, Eigenschaften von Neutrinos, Prozesse im Inneren von Sternen – dies sind nur einige prägnante Schwerpunkte aktueller Forschung, bei der die Suche nach seltenen Ereignissen im Vordergrund steht. Das Verständnis von Störereignissen ist für Forschung in diesem Bereich unerlässlich; es stellt große Anforderungen an Präzision, Ausdauer und Fachwissen.

Weltweit steigt die Bedeutung von Forschungsstätten unter Tage, geschützt durch massive Felsdecken vor kosmischer Strahlung. Neben der Physik gibt es auch ein steigendes Interesse aus Biologie, die den Einfluss auf lebendes Gewebe bei verminderter kosmischer Strahlung untersucht, und Seismologie.

Trotz der massiven Überdeckung verbleibt ein Restuntergrund an Strahlung, bei der Neutronen einen entscheidenden Bestandteil darstellen. Diese erzeugen ähnliche Kernrückstöße wie Dunkle Materie und behindern somit deren Suche [2]. Bei der Detektion von Neutrinos entstehen im Neutralstrom-Sektor Neutronen, mit deren Messung sich die Sensitivität der Detektoren steigern lässt [3]. Durch inelastische Streuung entstehen auch in Reinstgermaniumdetektoren zusätzliche Ereignisse, die gesuchte Ergebnisse verdecken oder verfälschen können.

In Untertagelaboren wird der Neutronenuntergrund durch zwei Faktoren bestimmt. Die Tiefe des Labors bestimmt den verbleibenden Anteil kosmischer Myonen, welche wiederum Neutronen erzeugen können. Zusätzlich bestimmt die Zusammensetzung des Umgebungsgesteins den Anteil an Neutronen aus (α,n) -Reaktionen und Zerfallsprozessen, unabhängig von der Tiefe.

In dieser Arbeit werden zwei Themenschwerpunkte für solche Unterlabore behandelt. Am Beispiel des Dresdner Felsenkellers, einem Untertagelabor mit 140 Meter Wasseräquivalent (m.w.e.) Felsüberdeckung, wird das Mess- und Auswerteverfahren zur Bestimmung

des Neutronenflusses vorgestellt. Dabei werden verschiedenste Abschirmbedingungen in zwei Stollen des Felsenkellers untersucht.

Die dabei entwickelten Methoden finden anschließend Anwendung in einem weiteren Untertagelabor, dem *Laboratorio Subterráneo de Canfranc* in Spanien. Hierfür werden erste Ergebnisse für eine aktualisierende Messung gezeigt.

Abschließend folgen zwei Kapitel zum Betrieb des Felsenkellers. Hierbei werden Arbeiten an einer Radiofrequenz-Ionenquelle zur Erzeugung positiver Ionen für den Strahlbetrieb und Strahlenschutzsimulationen, welche für die Zulassung des Labors essentiell waren, vorgestellt.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für Untertagelabore relevanten Untergründe und die Möglichkeiten zur Messung des Neutronenflusses vorgestellt. Es wird ein Überblick über weltweit etablierte Untertagelabore und deren Neutronenmessungen gegeben. Außerdem werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Programme kurz vorgestellt.

2.1 Beeinflussung durch Untergrundstrahlung

Mit der Nullrate eines Detektors wird die Ereignisrate bezeichnet, welche unabhängig von der eigentlichen Messung auftritt. Dabei wird unterschieden zwischen

- Intrinsischen Effekten, z.B. Eigenradioaktivität des Detektors, Dunkelstrom oder Cross Talk und
- Externen Effekten, wie z.B. Strahlungsquellen in der Umgebung.

Intrinsische Effekte treten im Detektor selbst auf und sind vom Nutzer nur schwer kontrollierbar. Sie müssen bereits im Designprozess berücksichtigt werden, denn sie können die Nachweisgrenzen des Detektors limitieren und diesen so für bestimmte Anwendungsbereiche unbrauchbar machen.

Externe Effekte hingegen beschreiben am Messort auftretende Ereignisse, vor allem bedingt durch Radioaktivität und ionisierende Strahlung. Dabei kann unterschieden werden in

- primäre und sekundäre kosmische Strahlung,
- terrestrische Strahlung langlebiger Radionuklide wie ^{40}K , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U und

- Radon als radioaktives Edelgas in der Luft, entstammend aus den Zerfallsreihen von ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U .

Je nach Messort variiert der Einfluss der einzelnen Komponenten. Über Tage sind Einflüsse durch kosmische Strahlung relevanter als unter Tage, umgekehrt sind unter Tage terrestrische Strahlung und Radon von größerer Bedeutung.

Für die Untersuchung seltener physikalischer Prozesse ist es notwendig diese Einflüsse zu kennen und zielgerichtet zu minimieren. Dies wird unter anderem durch geeignete Standortwahl von neuen Untertagelaboren [4] oder die sorgfältige Auswahl von Detektorkomponenten [5] berücksichtigt.

2.2 Untergrundstrahlung in Untertagelaboren

Mit massiven Felsüberdeckungen bis zu einigen Tausend Metern Gestein bieten Untertagelabore eine natürliche Abschirmung gegen kosmische Strahlung. Dennoch dringen Myonen in große Tiefen vor und erzeugen dort Neutronen, die neben der natürlichen Radioaktivität für viele Experimente einen wichtigen Untergrund darstellen.

Die reine Abschirmwirkung von Untertagelaboren bezieht sich auf die Äquivalenttiefe in Metern Wasseräquivalent und entspricht dem Produkt aus Labortiefe und Gesteinsdichte. In der Praxis wird diese oft über die verbleibende Intensität des Myonenflusses bestimmt, da diese nur aus kosmischer Strahlung stammen können und über ihre elektrische Ladung leicht detektierbar sind.

Beim Durchdringen des Abschirmmaterials verlieren Neutronen ihre Energie vor allem über inelastische Streuung, während bei Myonen Ionisation, Paarbildung, Bremsstrahlung und nukleare Wechselwirkung von Bedeutung sind. Myonen besitzen eine typische mittlere Abschirmlänge von etwa 20 m.w.e., während diese für Neutronen nur 2 m.w.e. beträgt [6]. In den folgenden Unterkapiteln werden die einzelnen Untergrundarten genauer ausgeführt.

2.2.1 Gammastrahlung

Bei der Vermessung von Kernreaktionen durch Strahlungseinfang spielt Gammastrahlung eine wichtige Rolle. Über die Energie und Anzahl der einzelnen Gammaquanten lassen sich Rückschlüsse auf die Häufigkeit der zu Grunde liegenden Kernreaktion ziehen und so der zugehörige Wechselwirkungsquerschnitt bestimmen [7].

Im Detektor äußert sich der Gammauntergrund oberhalb und unterhalb von 2,6 MeV auf verschiedene Weise. Oberhalb dominieren myoneninduzierte Prozesse, während unterhalb individuelle Radionuklide der Umgebung entscheidend sind. Die Schwelle von 2,6 MeV wird dabei von ^{208}Tl vorgegeben, welches im Zuge der Zerfallsreihe von ^{232}Th auftritt.

Einzelne Kernreaktionen äußern sich im detektierten Gammaspektrum einerseits durch ihren markanten Vollenergiepeak bei E_γ und andererseits durch Ausbildung eines Compton-Kontinuums unterhalb dieser Energie auf Grund elastischer Stöße im Detektorvolumen. Dabei wird im Detektor die auf Elektronen übertragene Stoßenergie $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$ gemessen, welche mit Gleichung (2.1) bestimmt werden kann.

$$E'_\gamma(\theta) = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.1)$$

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right) \quad (2.2)$$

Damit bestimmte Reaktionen messbar sind, muss ihr Vollenergiepeak aus dem Rauschen des Untergrundes herausragen, d.h. es muss $N_{\text{mess}} \gtrsim \Delta N_{\text{bkg}} = \sqrt{N_{\text{bkg}}}$ gelten. Um diesen Untergrund zu minimieren, gilt es die drei Hauptquellen zu mindern:

- Radionuklide im Detektor,
- Radionuklide in Detektorumgebung und
- kosmisch induzierter Untergrund.

Auf die Zusammensetzung des Detektors hat der Experimentator nur wenig Einfluss, es spielen vor allem die verbauten Materialien und deren Radionuklidfreiheit eine Rolle.

Radionuklide in der Umgebung werden maßgeblich durch die Wände des Laborraums, also vorwiegend durch den Gehalt an ^{40}K , ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U , sowie den Radonanteil in der Luft bestimmt. Durch geeignete radionuklidarme Baumaterialien lässt sich der Einfluss der Umgebung reduzieren. Radon in der Luft lässt sich durch eine aktive Lüftung verringern.

Zur Reduktion des kosmisch induzierten Untergrundes sind Untertagelabore mit ihrer natürlichen Abschirmung ein geeigneter Standort. Zudem lassen sich durch aktive Vetos auch Effekte von Myonen weiter reduzieren, indem Zeitfenster mit Myoneneinfall aus der Auswertung ausgeschlossen werden.

Zwei Gammaspektren eines 60% HPGe-Detektors sind in Abbildung 2.1 zu sehen und zeigen den überragenden Einsatz am HZDR 620/001 im Vergleich zu Messkammer 1 am

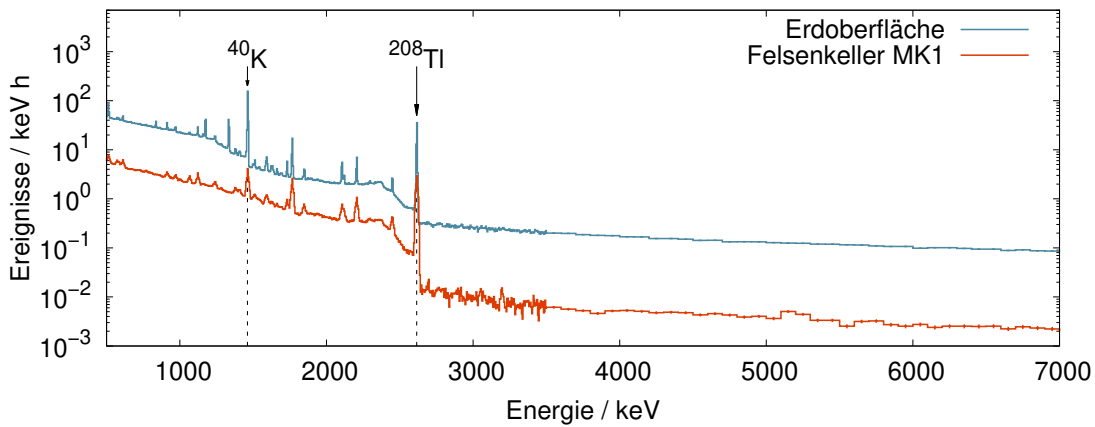


ABBILDUNG 2.1: Gammaspektrum über Tage und unter Tage aufgenommen mit einem 60% HPGe-Detektor [8]. Radionuklide wie ^{40}K und ^{208}Tl erzeugen unterhalb ihres Vollenergiepeaks ein Compton-Kontinuum und bestimmen unter 2,6 MeV den Untergrund. Durch die Wahl radionuklidarmer Baustoffe lässt sich die Untergrundrate reduzieren. Über 2,6 MeV bildet der Energieverlust durchlaufender Myonen den kompletten Untergrund, hier kommt der Abschirmungsvorteil von Untertagelaboren zum Tragen.

Felsenkeller. Im radionukliddominierten Bereich unterhalb von 2,6 MeV wird eine Reduktion um einen Faktor 10, oberhalb dessen im kosmisch induzierten Bereich sogar um einen Faktor 100 erreicht.

2.2.2 Myonenstrahlung

Myonen entstammen der Höhenstrahlung und entstehen in der Atmosphäre. Die Höhenstrahlung besteht zu 99% aus Nukleonen, davon überwiegend Protonen, und zu 1% aus Elektronen. Inelastische Stöße hochenergetischer Protonen mit Atomen der Atmosphäre produzieren u.a. Pionen und Kaonen, instabile Mesonen, die im Hauptzerfallskanal Myonen erzeugen.

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm \nu_\mu^{(-)} \quad (2.3)$$

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm \nu_\mu^{(-)} \quad (2.4)$$

Durch den breiten Energiebereich der Höhenstrahlung treten auch Myonen in einer Vielzahl von Energien auf. Da sie durch ihren geringen Wechselwirkungsquerschnitt große Felsüberdeckungen durchdringen, stellen sie einen nur schwer abschirmbaren Beitrag der ionisierenden Hintergrundstrahlung dar.

Beim Durchqueren von Materie geben Myonen ihre Energie durch Ionisation, Bremsstrahlung, Elektron-Positron-Paarbildung und elektromagnetische Wechselwirkung mit Atomkernen ab. Für tiefe Untertagelabore (ab 1500 m.w.e.) haben sich Gleichungen (2.5)

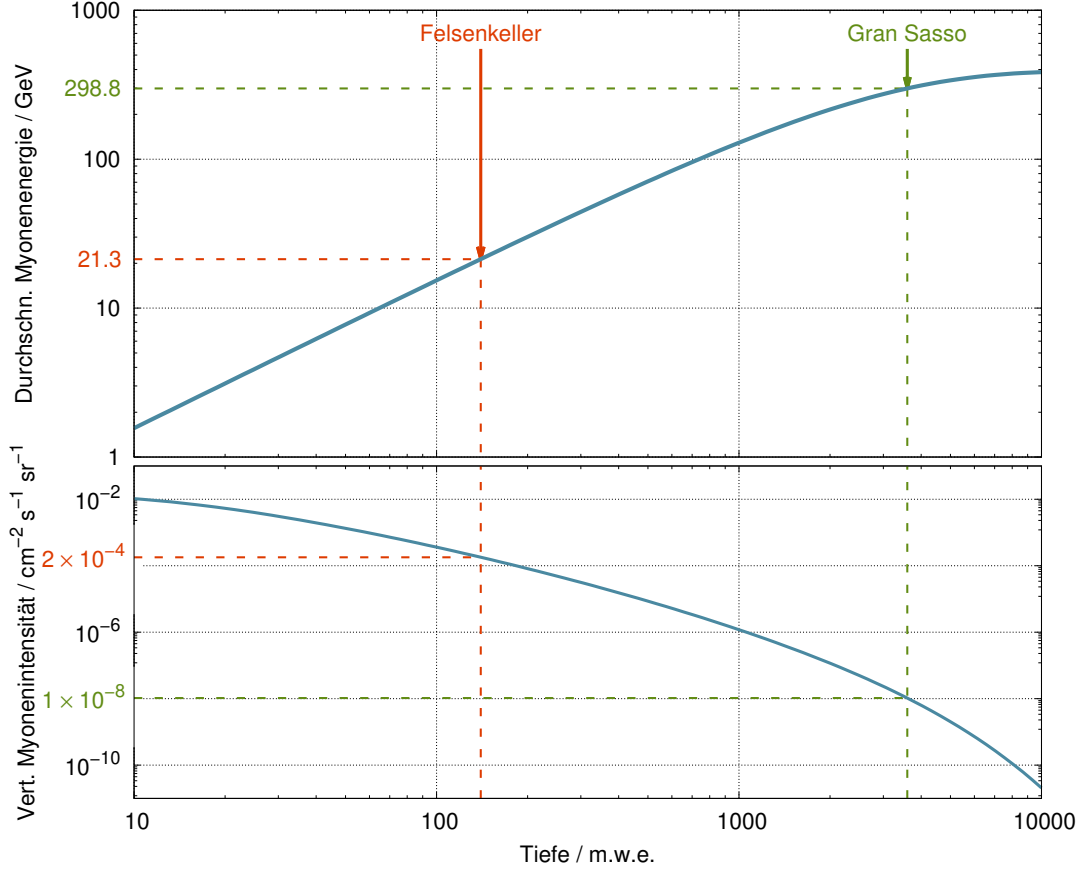


ABBILDUNG 2.2: Durchschnittliche Myonenenergie (oben) nach Gleichungen (2.5) [9] und vertikale Intensität (unten) gemäß Gleichung (2.7) [10] in Abhängigkeit von der Tiefe. Mit zunehmender Abschirmwirkung nimmt die durchschnittliche Energie zu. Als Beispiel für ein flaches und ein tiefes Untertagelabor sind der Felsenkeller (140 m.w.e.) sowie das Gran Sasso Labor (3600 m.w.e.) markiert.

für die Darstellung der durchschnittlichen Myonenenergie $\langle E_\mu \rangle$ und (2.6) für die Energieverteilung $\frac{dN}{dE_\mu}$ des in der Tiefe h verbleibenden Myonenflusses etabliert [9]. Für Standardgestein mit Dichte $\rho = 2,65 \text{ g cm}^{-3}$ wird in Abbildung 2.2 (oben) die durchschnittliche Myonenenergie abhängig von der Tiefe dargestellt. Dabei betragen Abschwächungskoeffizient $b = 4,0 \times 10^{-4} \text{ m.w.e.}^{-1}$; spektraler Index des einfallenden Myonenspektrums¹ $\gamma_\mu = 3,77$ und kritische Myonenenergie $\epsilon_\mu = 693 \text{ GeV}$.

$$\langle E_\mu \rangle = \frac{\epsilon_\mu(1 - e^{-bh})}{\gamma_\mu - 2} \quad (2.5)$$

$$\frac{dN}{dE_\mu} = e^{-bh(\gamma_\mu - 1)} \cdot \left(E_\mu + \epsilon_\mu (1 - e^{-bh}) \right)^{-\gamma_\mu} \quad (2.6)$$

¹Für $h = 0$ wird eine spektrale Energieverteilung von $\frac{dN}{dE_\mu} = E_\mu^{-\gamma_\mu}$ gemäß eines Powerspektrums angenommen, welche mit geeignetem γ_μ der Verteilung der aus Pionen und Kaonen erzeugten Myonen entspricht.

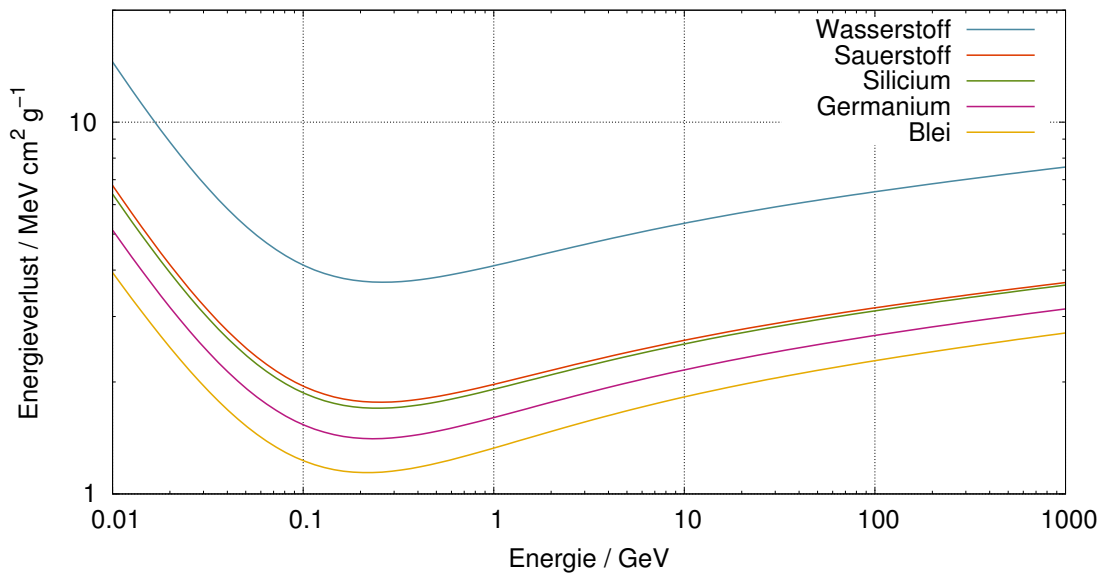


ABBILDUNG 2.3: Energieverlust pro Weg und Materialdichte für einfallende Myonen bei ausgewählten Materialien.

Die Darstellung der Myonenintensität in Abbildung 2.2 (unten) folgt der 1983 von Barbouti und Rastin [10] vorgeschlagenen Parametrisierung gemäß Gleichung (2.7).

$$I_{\mu}(h, 0^{\circ}) = \left(\frac{K}{(h^{\alpha} + a)(h + H)} \right) e^{-\beta h} \quad [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}] \quad (2.7)$$

Hier bezeichnen h die Tiefe in m.w.e. und $I_{\mu}(h, 0^{\circ})$ die vertikale Intensität in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Die weiteren Größen sind freie Parameter der empirisch bestimmten Formel und haben folgende Werte: $K = 270,7 \text{ m.w.e.}$; $\alpha = 1,68$; $\beta = 5,5 \cdot 10^{-4} \text{ m.w.e.}^{-1}$; $a = 75$ und $H = 200 \text{ m.w.e.}$ Insbesondere β ist ähnlich dem in Gleichung (2.6) verwendeten b . Auf Grund der unterschiedlichen Parametersätze sind diese jedoch nicht identisch.

Für den Energieverlust geladener, relativistischer Teilchen gilt die Bethe-Bloch Formel [11]. Diese ist in Gleichung (2.8) angegeben und für einige Materialien in Abbildung 2.3 dargestellt. In der Bethe-Bloch Formel beschreiben $k = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \approx 0,307075 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ die Koeffizienten aus Avogadrokonstante N_A , klassischem Elektronenradius r_e und der Elektronenmasse $m_e c^2$; $z = 1$ die Ladungszahl des einfallenden Myons; Z die Kernladungszahl und A die Masse des abschirmenden Materials; $\beta = v/c$ und $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ die bekannten relativistischen Größen; T_{max} den maximalen Energieübertrag durch Stoß mit einem freien Elektron; I das Ionisationspotential des abschirmenden Materials und δ die Dichtekorrektur.

$$-\frac{dE}{dx} = kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\text{max}}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.8)$$

Da niederenergetische Myonen besser abgeschirmt werden, steigt mit zunehmender Tiefe die Durchschnittsenergie der Myonen. Auch in großen Tiefen entstehen deshalb noch eine Vielzahl von Sekundärteilchen und Teilchenschauern. Die Verläufe von Silicium und Sauerstoff sind repräsentativ für die meisten Felsüberdeckungen. In Reinstgermaniumdetektoren ($\rho = 5,65 \text{ g/cm}^3$) äußert sich der Energieverlust von 8 bis 15 MeV/cm als zusätzlicher Detektoruntergrund und dominiert den Bereich oberhalb von 2,6 MeV, siehe hierzu auch Abbildung 2.1.

2.2.3 Neutronenstrahlung

Je nach Messort variiert der Hauptursprung von Neutronen zwischen Primärteilchen aus der Höhenstrahlung, Sekundärneutronen aus kosmischen Myonen oder Umgebung des Experiments. In Abbildung 2.4 sind diese in Abhängigkeit von der Tiefe dargestellt. Die Berechnung lehnt sich an Szücs *et al.* [12] an:

- Die blaue Myonenkurve verwendet die bereits vorgestellte empirische Parametrisierung nach Barbouti und Rastin aus Gleichung (2.7), gültig zwischen 10 und 10^4 m.w.e.

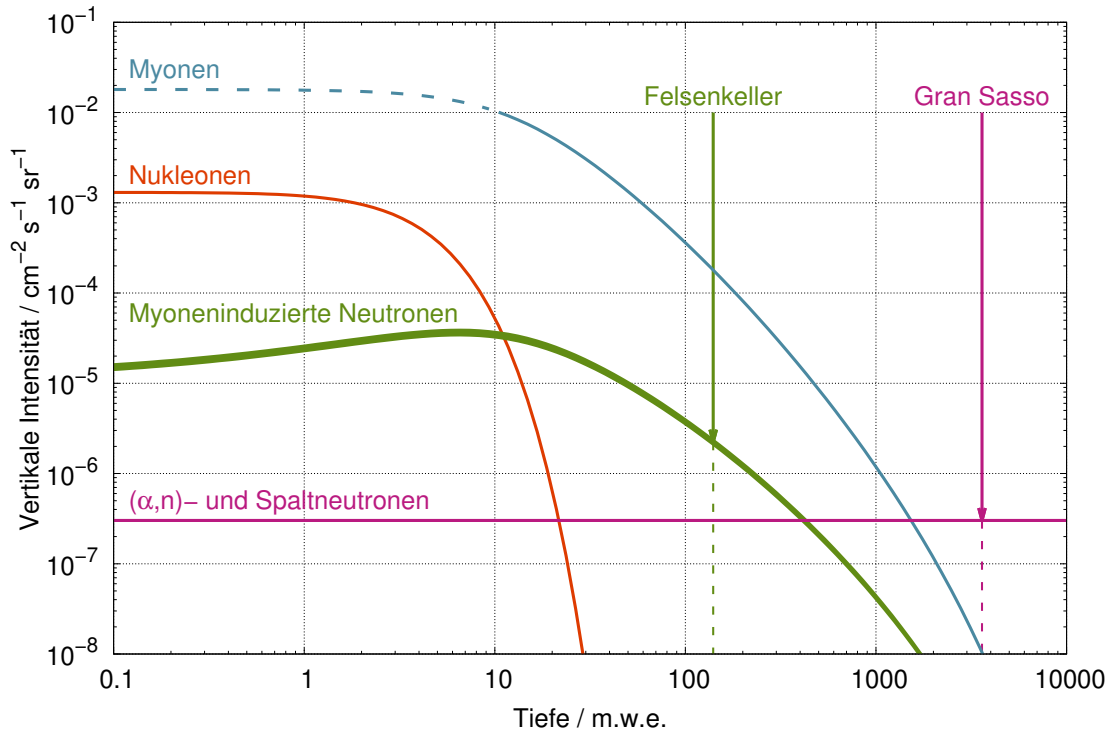


ABBILDUNG 2.4: Darstellung der vertikalen Intensitäten von Myonen und Neutronen in Abhängigkeit von der Tiefe. Über Tage sind nukleonische Neutronen, in geringen Tiefen myoneninduzierte Neutronen und in großen Tiefen Neutronen aus dem Umgebungsmaterial dominant. Details zur Bestimmung der Kurven im Text.

- In rot sind die Neutronen der Höhenstrahlung gemäß exponentiellem Abschirmgesetz dargestellt:

$$\Phi(X) = \Phi_0 e^{-X/\lambda_n}, \quad (2.9)$$

mit der Abschirmlänge für Neutronen $\lambda_n = 2 \text{ m.w.e.}$ und dem nukleonischen Neutronenfluss über Tage $\Phi_0 = 8,2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [13, S. 335]. Mittels GROSS-Transformation [13, S. 26] (2.10) werden diese überführt zur vertikalen Intensität

$$\text{mit: } I = \frac{1}{2\pi} \left(\Phi(X) - X \cdot \frac{d\Phi(X)}{dX} \right), \quad (2.10)$$

$$I_n(X, 0^\circ) = \frac{1}{2\pi} \Phi_0 \left(1 + \frac{X}{\lambda_n} \right) e^{-X/\lambda_n}. \quad (2.11)$$

- Durch die grüne Kurve wird das Produkt von Myonenintensität und Neutronenausbeute gemäß [9, Tabelle IV] dargestellt. Die Neutronenausbeute wurde mit einer Potenzfunktion $f(X) = c_0 X^{c_1} + c_2$ gefittet und anschließend auf das Ergebnis des totalen Neutronenflusses bei 1500 m.w.e. normiert. Das Maximum tritt erst nach etwa 10 m.w.e. auf, da zunächst die steigende Ausbeute die Abschirmwirkung übertrifft.
- Die untere Grenze (magenta) ist gegeben durch Beiträge der Umgebungsneutronen aus (α, n)- und Spaltreaktionen basierend auf Messungen und Simulationen im Gran Sasso Labor [14]. Der angegebene Neutronenfluss wird unter Annahme einer isotropen Verteilung im 4π Raumwinkel in die vertikale Intensität überführt.

Die untere Schranke ist dabei vom Radioaktivitätsgehalt und der chemischen Zusammensetzung des Gesteins abhängig und findet Ausdruck in der Spontanspaltung und der Neutronenausbeute für die (α, n)-Reaktionen. Hierbei sind überwiegend die innen liegenden Gesteinsschichten von Bedeutung, da typische Durchdringtiefen von Neutronen nur etwa 12 cm für Beton und 24 cm für Gestein betragen [14]. Innerhalb dieser Tiefe haben 63,8% der Neutronen ihren Ursprung. Radionuklidarme Betonmauern können somit den Neutronenfluss aus stark uran- und thoriumhaltigen Gesteinen effektiv abschwächen.

Für Neutronen aus Spontanzerfällen ist dabei nur die Zerfallsreihe von ^{238}U relevant, da deren Ausbeute pro Becquerel Aktivität mit $1,10 \times 10^{-6} \text{ n/s}$ die Ausbeuten von ^{235}U und ^{232}Th mit respektive $1,30 \times 10^{-10} \text{ n/s}$ und $3,85 \times 10^{-11} \text{ n/s}$ dominiert [15].

In flachen Untertagelaboren wie dem Felsenkeller spielen myoneninduzierte Neutronen eine größere Rolle. Deren Neutronenausbeute steigt mit zunehmender Kernladungszahl des durchlaufenen Materials [16], weshalb insbesondere in der Nähe von Bleiburgen erhöhte Neutronenflüsse auftreten. Die in Sektion 5.2.2 vorgestellten FLUKA-Simulationen zeigen diesen Effekt am Beispiel des Felsenkellers.

2.3 Methoden zur Bestimmung des Neutronenflusses

Eine direkte Messung von Neutronenenergien ist nur unter stark kontrollierten Bedingungen möglich. Dabei kann über die Flugzeit zwischen zwei bekannten Punkten die Energie bestimmt werden [17]. Für Untergrundmessungen, bei denen die Herkunft der Neutronen ungewiss ist und sich die Energie stets durch Stöße verändert, ist diese Methode nicht anwendbar. Dennoch existieren Möglichkeiten zur Messung von Neutronen, bei denen auch Informationen über deren Energie gewonnen werden können. In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Methoden zur Messung von Neutronenuntergründen vorgestellt.

2.3.1 Proportionalzählrohre

Neutronen sind elektrisch neutral und damit nur indirekt ionisierend. Zur Detektion mit Proportionalzählern muss daher zunächst eine Neutronen-Einfangreaktion vorangestellt werden, deren Reaktionsprodukte Ionisation im Zählrohr verursachen. Die entstandene Ladung wird dann über eine angelegte Hochspannung am Anodendraht gesammelt und ist direkt proportional zur Energie der detektierten Teilchen. Im Falle des Neutrons ist diese Energie durch die vorangestellte Kernreaktion jedoch um den Q -Wert verschoben. Dies erschwert eine direkte Energiebestimmung anhand des Pulshöhenspektrums, da die Neutronen einen zusätzlichen kinetischen Energiebetrag benötigen, um über den Vollenergiepeak am Q -Wert hinauszuragen. Dieser Energiebetrag ergibt sich aus der Energiebreite des jeweiligen Vollenergiepeaks und beträgt in der Regel einige keV. Gleichzeitig sinkt mit steigender Energie der Einfangquerschnitt mit $\sigma \propto E^{-\frac{1}{2}}$ ($1/v$ -Gesetz), wodurch sich nur Neutronen unterhalb von 1 keV mit ausreichender Wahrscheinlichkeit detektieren lassen. Als Folge dessen können in der Regel keine Aussagen über die Energie der einfallenden Neutronen gewonnen werden.

In der Neutronendetektion finden typischerweise die drei Isotope ^3He , ^6Li und ^{10}B Anwendung. Deren Einfangquerschnitte sind in Abbildung 2.5 visualisiert, wobei die nachstehenden Einfangreaktionen relevant sind:



Die $^{10}\text{B}(\alpha, n)^7\text{Li}$ Reaktion geht dabei zu 94% direkt in den Grundzustand und zu 6% in den ersten angeregten Zustand des ^7Li über. Bei letzterem Fall erhält das Alphateilchen nur noch 2,31 MeV. Auf Grund des höheren Einfangquerschnitts thermischer Neutronen

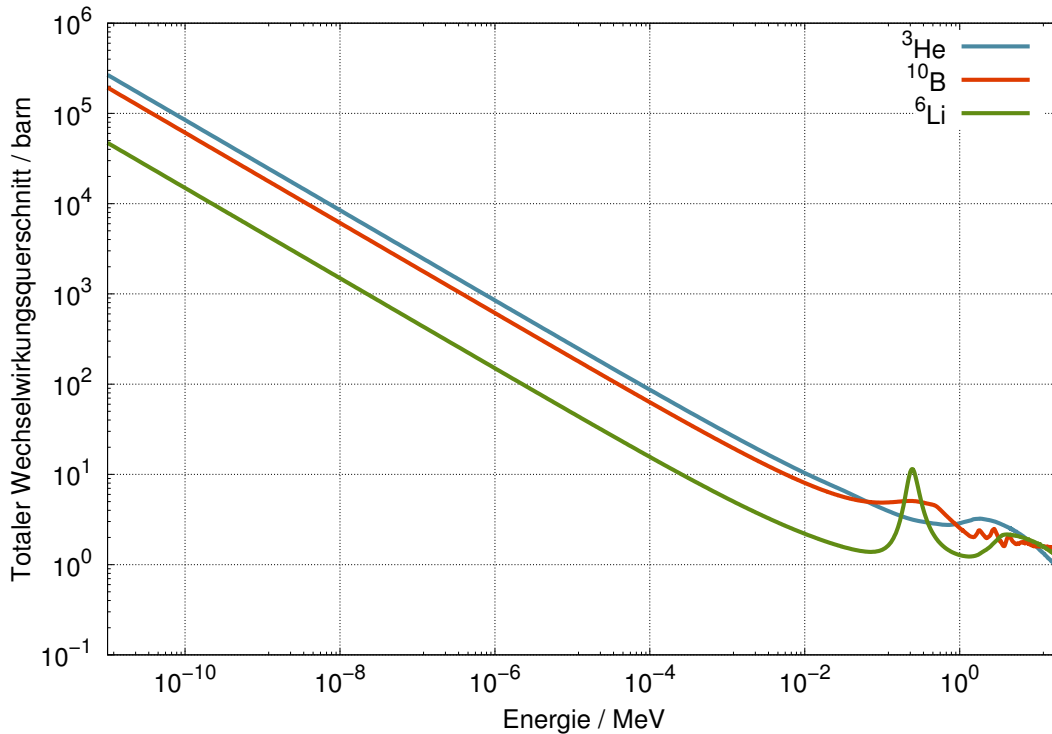


ABBILDUNG 2.5: Wechselwirkungsquerschnitt zum Einfang von Neutronen mit den gängigen Nachweiskernen ^3He , ^6Li und ^{10}B . Daten entnommen der ENDF/B-VIII.0 Datenbank [18].

von (5333 ± 7) barn ist ^3He das am meisten verwendete Gas, jedoch rücken wegen des hohen Preises Alternativen immer stärker in den Fokus [19].

2.3.2 Szintillationsdetektoren

Durch elastische Stöße regen schnelle Neutronen organische Materialien zur Aussendung von Szintillationslicht an. Photonenvervielfacher ermöglichen es, dieses Licht in elektrische Signale zu konvertieren und zu verstärken. Um dabei Neutronen und Gammateilchen voneinander trennen zu können, bedarf es zusätzlich einer Pulsformdiskriminierung. Hierfür eignen sich vor allem Stilbene und EJ-301 [20], bei denen eine Unterscheidung bereits durch einfache Integration der Ladungen möglich ist.

Neuartige Szintillatoren aus $\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6$ (CLYC) gehen noch einen Schritt weiter und beinhalten ^6Li , welches nicht nur die Detektion von schnellen Neutronen zulässt, sondern auch im thermischen Bereich sensitiv ist [21]. Bei Anwendung der Pulsformdiskriminierung zeigen sich thermische Neutronen durch einen zusätzlichen Spitzenwert im Diskriminationsspektrum.

2.3.3 Proportionalzählrohre mit Moderatoren

Die bisherigen Methoden beschränken sich bei der Detektion entweder auf schnelle oder auf thermische Neutronen. Durch eine Kombination von thermischen Detektoren mit Moderatoren lassen sich jedoch schnelle Neutronen zu thermischen Neutronen abbremesen, wodurch die Aufnahme eines großen Energiebereichs möglich wird.

Unter Moderation wird eine Abfolge von elastischen Stößen verstanden, bei welcher die Energie des einfallenden Teilchens herabgesenkt wird. Dafür gelten die bekannten Prinzipien des elastischen Stoßes, d.h. maximaler Impulsübertrag findet gemäß Gleichung (2.15) bei Partnern gleicher Masse und unter Rückstreuung mit $\theta = 180^\circ$ gemäß Gleichung (2.16) statt.

$$p'_1 = p_1 \cdot \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \quad (2.15)$$

$$|\Delta p_{\text{CM}}|^2 = 2p_{\text{CM}}^2 \cdot (1 - \cos \theta) \quad (2.16)$$

Für die wiederholte elastische Streuung innerhalb eines komplexen Körpers lässt sich jedoch nur die Masse A des Moderators kontrollieren. Bezeichnender für diesen statistischen Prozess sind die Größen der durchschnittlichen Energieabgabe $\langle \frac{E'_{\text{CM}}}{E_{\text{CM}}} \rangle$ (Gleichung (2.18)) und des durchschnittlichen logarithmischen Energieverlusts ξ (Gleichung (2.19)) [22, S.30f].

$$\frac{E'_{\text{CM}}}{E_{\text{CM}}} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} \quad (2.17)$$

$$\implies \langle \frac{E'_{\text{CM}}}{E_{\text{CM}}} \rangle = \frac{A^2 + 1}{(A + 1)^2} \quad (2.18)$$

$$\xi = 1 - \frac{(A - 1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A + 1}{A - 1} \right) \quad (2.19)$$

Mit Hilfe des Moderationsparameters ξ lässt sich damit für ein Neutron der Startenergie E_0 die durchschnittliche Anzahl an Stößen bis zur Endenergie E mit Gleichung (2.20) bestimmen.

$$\langle N_{\text{Stöße}} \rangle \simeq \frac{\ln[E_0/E]}{\xi} \quad (2.20)$$

Für den Fall der Moderation von 1 MeV Neutronen zu thermischen 25 meV zeigt Tabelle 2.1 einige Beispiele auf.

Material	Moderationsparameter ξ	mittl. Stoßzahl $\langle N \rangle$
H-1	1,000	13,8
H-2	0,725	19,1
He-4	0,425	32,5
C-12	0,158	87,4
Fe-56	0,035	395

TABELLE 2.1: Moderationsparameter und zugehörige Anzahl durchschnittlicher Stöße für die Moderation von 1 MeV Neutronen zu 25 meV thermischen Neutronen [22]. Mit steigender Nukleonenzahl steigt auch die Zahl der benötigten Stöße.

Die durchschnittliche Stoßanzahl eines einfallenden Neutrons lässt sich durch die Moderatorgröße beeinflussen. Für Neutronen ist der Energieübertrag bei leichten Materialien am höchsten, weshalb oft wasserstoffhaltige Moderatoren zum Einsatz kommen. Für Detektoren ist Polyethylen üblich, in Kernkraftwerken werden hingegen leichtes Wasser, schweres Wasser oder Graphit bevorzugt.

Ein wichtiger Parameter für die Moderation ist die mittlere freie Weglänge λ der einfallenden Neutronen im Moderator bis eine erste Wechselwirkung stattfindet. Sie ergibt sich aus der Teilchendichte des Moderators n und dem Wechselwirkungsquerschnitt für elastische Streuung σ_{elast} zu

$$\lambda = \frac{1}{n \cdot \sigma}. \quad (2.21)$$

Für einige Materialien ist diese in Abbildung 2.6 dargestellt. Für niedrige Energien sinkt die freie Weglänge durch Zunahme des Wirkungsquerschnitts $\sigma \propto E^{-\frac{1}{2}}$ und bildet ab 0,1–1 eV ein Plateau aus, welches je nach Material bis 1 MeV reicht. Oberhalb des Plateaus nimmt die mittlere freie Weglänge stark zu und beträgt bereits bei 10 MeV ca. 10 cm. Weiterhin treten im Verlauf einige lokale Minima auf, die durch Resonanzenergien der beteiligten Atome erzeugt werden.

Das breite Plateau ermöglicht einen einheitlichen Moderationsvorgang über einen großen Energiebereich. Durch Variation der Moderatormenge lässt sich die mittlere Zahl der Stöße bis zum Detektoreintritt effizient manipulieren. Typische Moderator-dicken für Polyethylen betragen zwischen 3 und 30 cm.

Für hochenergetische Neutronen reichen diese typischen Moderator-dicken jedoch nicht aus. Die steigende mittlere freie Weglänge sorgt für einen kompletten Abfall des Detektoransprechvermögens ab 20 MeV (siehe auch Abbildung 5.3). Stattdessen werden zusätzlich Metallschichten im Moderator verwendet, an denen über (n, xn) -Reaktionen aus hochenergetischen Neutronen jeweils mehrere sekundäre, geringer energetische Neutronen erzeugt werden.

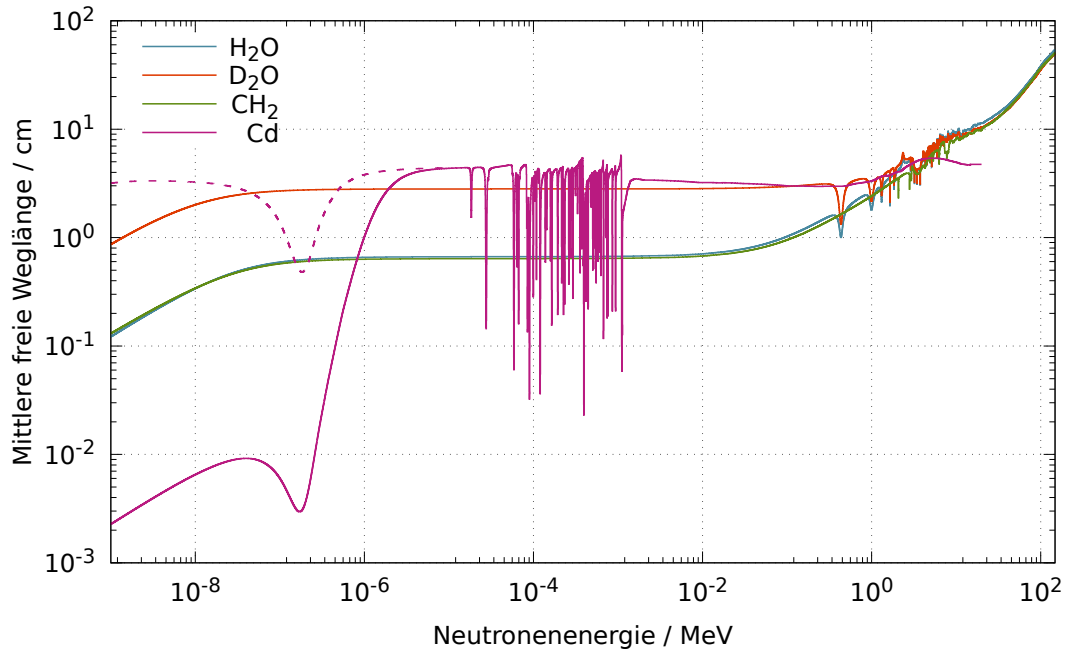


ABBILDUNG 2.6: Mittlere freie Weglänge einiger Materialien anhand der totalen Wirkungsquerschnitte. Für Cadmium ist der Verlauf rein elastischer Stöße unter 1 eV gestrichelt dargestellt. Querschnittsdaten der JANIS Datenbank entnommen [23]. Folgende Evaluationen wurden für eine breite Energieabdeckung verwendet: ¹H: JEFF-3.1.2, ²H: ENDF/B-VIII.0, ¹²C: ENDF/HE-VI, ¹⁶O: ENDF/B-VII.1 und Cd: ENDF/B-VI.

Bei Cadmium nimmt der Neutroneneinfangquerschnitt unterhalb von 1 eV stark zu, sodass dieses zur Eliminierung thermischer Neutronen zum Einsatz kommen kann. Es reichen bereits dünne Schichten von etwa 1 mm aus, die den weiteren Moderationsprozess nicht behindern.

2.4 Neutronenmessungen unter Tage im Überblick

Im folgenden Abschnitt wird eine Auswahl der weltweit bedeutendsten Untertagelabore und ihrer Neutronenflussmessungen kurz vorgestellt. Dazu sind in Abbildung 2.7 eine Übersichtskarte dargestellt und die wichtigsten Kenngrößen in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

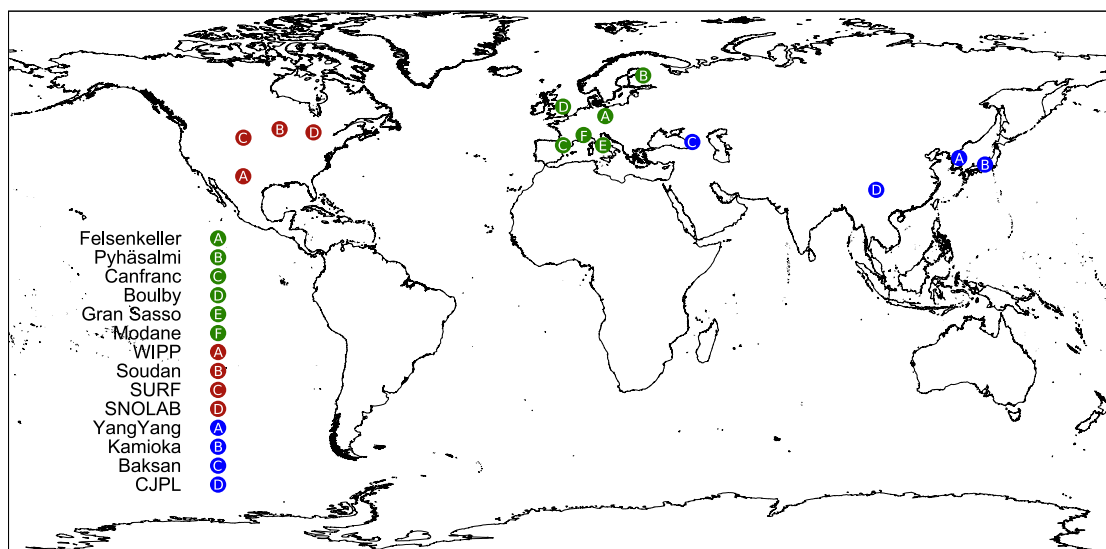


ABBILDUNG 2.7: Weltkarte der hier vorgestellten Untertage-Neutronenmessungen.

Ort	Tiefe / m.w.e.	^{232}Th / Bq/kg	^{238}U / Bq/kg	Thermisch / $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Schnell / $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Totaler Fluss / $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Verfahren
Über Tage (DE) [24]	0	-	-	-	-	12080 ± 60	Moderierte ^3He -Zähler
Felsenkeller (DE)	140	167 (30)	134 (34)	-	<i>Gegenstand dieser Arbeit</i>	-	Moderierte ^3He -Zähler
Pyhäsalmi (FI) [25, 26]	1410	0,97 (4)	0,31 (6)	-	1,68 ± 0,36	-	Flüssigszintillator
LSC Canfranc (ES) [27–29]	2400	8,5 (3) .. 76 (2)	4,5 (2) .. 31 (1)	-	2,45 ± 0,09	13,76 ± 1,40	Moderierte ^3He -Zähler
Boulby (UK) [30, 31]	2800	0,6 (1) .. 3,9 (1)	0,40 (9) .. 7,1 (2)	-	1,72 ± 0,72	-	Flüssigszintillator
Gran Sasso (IT) [14, 32]	3600	0,25 (8) .. 8,9 (3)	5,2 (12) .. 84 (8)	0,54 ± 0,13	-	-	^3He -Zähler
[33]	3600	-	-	-	0,42 ± 0,12	-	Flüssigszintillator
[34]	3600	-	-	1,08 ± 0,02	0,23 ± 0,07	3,82 ± 0,11	Moderierte BF_3 Zähler
Modane (FR) [35]	4800	10,0 (8)	10,4 (25)	1,6 ± 0,1	4,0 ± 1,0	-	^3He -Zähler, $^6\text{Li-Fl.}$ -Szint.
WIPP (US) [36]	1585	$6 (2) \times 10^{-3}$	$12 (6) \times 10^{-3}$	< 0,06	-	-	^3He -Zähler
Soudan (US) [36, 37]	2090	3,6 (8)	2,1 (7)	0,7 ± 0,1	-	-	^3He -Zähler
[38]	2090	-	-	-	2,23 ± 1,12	-	EJ-301 Flüssigszintillator
SURF (US) [36, 39]	4300	30 (17)	19 (11)	1,7 ± 0,2	-	-	^3He -Zähler
SNOLAB (CA) [40]	6010	22,8	13,8	4,6	4,7	-	Details unveröffentlicht
YangYang (KR) [41, 42]	2000	53 (5)	26 (5)	24,3	5,9	67,2 ± 2,2	Moderierte ^3He -Zähler
Kamioka (JP) [43]	2700	5,33	7,44	7,88	3,88	23,5 ± 2,2	Moderierter ^3He -Zähler
Baksan (RU) [44, 45]	4600	90 (12)	30 (11)	-	< 23	-	Flüssigszintillator
CJPL (CN) [46, 47]	6720	0,58 (6)	3,95 (26)	7,03 ± 1,81	3,63 ± 2,77	26,9 ± 10,2	Moderierte ^3He -Zähler

TABELLE 2.2: Weltweite Untertage Labore gruppiert nach Kontinent und sortiert nach Tiefe. Neutronenenergien variieren je nach Veröffentlichung: als thermisch zählen Neutronen bis etwa 1 meV, als schnell etwa ab 1 MeV.

2.4.1 Europa

2.4.1.1 Felsenkeller - Deutschland

Mit dem NEMUS-Neutronenspektrometer der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig [48] fand 2012 eine erste ausführliche Messung des Neutronenflusses im Felsenkeller statt [49]. Dieses Bonner-Kugel-Spektrometer besteht aus 12 kugelförmigen Polyethylenmoderatoren (Dichte $0,95 \text{ g cm}^{-3}$) mit Durchmessern von 7,62 cm (3 Zoll) bis 45,72 cm (18 Zoll), die im Inneren jeweils einen Neutronendetektor vom Typ SP9 der Firma CENTRONIC LTD., UK, enthalten. Der Nominaldruck der Zähler beträgt 2 bar und setzt sich aus zwei Anteilen ^3He und einem Anteil Kr zusammen. Für die 44-stündige Messung in Stollen IV, Messkammer 2, kam nur ein Teilsatz aus unmoderierten, 3 Zoll, 6 Zoll und einem mit Bleischicht modifizierten Detektor zum Einsatz.

Wegen der für die Messaufgabe eher geringen Messdauer und nur geringen Ansprechvermögen des Spektrometers weisen die Pulshöhenspektren lediglich wenige Ereignisse auf. Trotzdem konnten mit Hilfe untergrundarmer Referenzspektren einer AmBe-Quellmessung unter Einsatz von WINBUGS 1.4.3 die Neutronenzählraten extrahiert werden. Durch Anwendung von MAXED mit einem einfachen gaußförmigen Vorhersagespektrum wurde der totale Neutronenfluss in Messkammer 2 auf $(5,7 \pm 0,7) \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Da nur vier Bonner-Kugeln zum Einsatz kamen, konnte kein energieaufgelöstes Neutronenspektrum erstellt werden.

Bereits in meiner Masterarbeit [50] habe ich den Neutronenfluss im Felsenkeller Stollen IV in der Messkammer 1, in der Werkstatt und Messkammer 2 vermessen. Dabei wurden die Neutronenflüsse mit Hilfe eines thermischen und sechs mit Polyethylen moderierten ^3He -Proportionalzählern auf respektive $7,24 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$; $2,02 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und $4,59 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Zusätzliche Details zu den Messorten und dieser Messkampagne sind in den Kapiteln 3.1 und 4.1.1 bzw. meiner Masterarbeit zu finden.

Weitere Messungen des Neutronenflusses im Felsenkeller sind Gegenstand dieser Arbeit und werden in Kapitel 4 beschrieben und in Kapitel 5 ausgewertet.

2.4.1.2 Pyhäsalmi - Finnland

Die Erzmine im finnischen Pyhäsalmi beherbergt vier Untertagelabore in 75, 660, 990 und 1430 m Tiefe und soll in Zukunft komplett wissenschaftlich genutzt werden [51]. Derzeit laufen Experimente zur Untersuchung kosmischer Strahlung [52] und das C14-Experiment zur Reinheit von Flüssigszintillatoren [53].

Energie MeV	Energierregion					
	0,0–1,5	1,5–3,0	3,0–6,0	6,0–12,0	12,0–25,0	> 25
Effizienz	$0,16 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,01$
400 m	$26,1 \pm 1,7$	$2,8 \pm 0,6$	$2,1 \pm 0,7$	$< 0,8$	$< 0,3$	$1,9 \pm 0,2$
660 m	$20,8 \pm 1,6$	$3,0 \pm 0,4$	$1,9 \pm 0,5$	$< 0,7$	$< 0,2$	$< 0,4$
990 m	$37,5 \pm 1,7$	$6,2 \pm 0,6$	$2,6 \pm 0,7$	$< 0,7$	$< 0,9$	$< 0,6$
1410 m	$42,2 \pm 5,0$	$10,5 \pm 2,4$	$3,0 \pm 1,9$	$3,3 \pm 1,5$	$< 0,9$	$< 0,7$

TABELLE 2.3: Neutronenmessung in verschiedenen Tiefen im CUPP Untertagelabor in Pyhäsalmi in $10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [25].

Der Neutronenfluss wurde 2002 in Tiefen von 410, 660, 990 und 1410 m mit einem Kombinationsdetektor aus Flüssigszintillator und 19 ^3He gefüllten Proportionalzählrohren vermessen [25]. Dies ermöglicht die Trennung von schnellen Neutronen- und Gammaereignissen durch die zusätzlichen Neutronensignale im Proportionalzähler. Langsame Neutronen zeigen keine Signale im Szintillator und werden komplett durch die ^3He -Röhren erfasst. Zufällige Koinzidenzen sind nicht unterscheidbar. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst.

2.4.1.3 LSC Canfranc - Spanien

Drei Untertagelabore befinden sich im Somport-Tunnel, der durch die Pyrenäen zwischen Frankreich und Spanien verläuft, im *Laboratorio Subterráneo de Canfranc* (LSC) [54] mit Felsüberdeckungen von 780, 2400 und 2500 m.w.e. Vor Ort werden Dunkle-Materie- [55–57], Neutrinoexperimente [58–60] und seismologische Untersuchungen [61] durchgeführt. Ein Untertagebeschleuniger wurde vorgeschlagen, bisher aber nicht umgesetzt [54].

Im Jahr 2013 wurde der Neutronenfluss mit sechs Polyethylen moderierten ^3He Proportionalzählrohren in HALL A von LAB2400 bestimmt [27, 28]. Die gleichen Röhren vom Typ LND-252248 wurden Ende 2014 im Felsenkeller genutzt, jedoch mit vermindertem Röhrendruck von 10 bar anstatt 20 bar. Im Zuge dieser Messung habe ich einen Normierungsfehler um einen Faktor 4 festgestellt, der den veröffentlichten Fluss im Nachhinein auf $(1,38 \pm 0,14)^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nach oben korrigiert hat.

Eine erneute Messung in HALL A wurde im Oktober 2019 begonnen und erweitert den Detektorsatz um einen unmoderierten Detektor für thermische Neutronen, ein mit Cadmium umwickeltes Zählrohr für epithermische Neutronen und zwei mit Blei modifizierte Polyethylenmoderatoren für Neutronen oberhalb von 10 MeV. Mehr dazu in Kapitel 6.

2.4.1.4 Boulby - Großbritannien

Das Salzgestein macht die Boulby Mine im Norden Englands auf Grund des niedrigen Radioaktivitätsgehalts zu einem hervorragendem Ort für ein Untertagelabor. Das Hauptaugenmerk liegt auf Experimenten zur Dunklen Materie [62, 63], Niederniveau-Gammaspektrometrie [64] und Astrobiologie [65, 66]. Weiterhin ist ein Neutrinodetektor zur Überwachung des 25 km entfernten Reaktors in Planung [67].

Der schnelle Neutronenfluss wurde mit Hilfe eines vor Ort erstellten Flüssigszintillators auf Gadoliniumbasis oberhalb von 0,5 MeV gemessen. Nach 4-monatiger Messzeit wurde dieser mit Hilfe von GEANT4 Monte-Carlo-Simulationen auf $(1,72 \pm 0,61_{\text{stat}} \pm 0,38_{\text{syst}}) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt [30].

2.4.1.5 Gran Sasso - Italien

Das Gran Sasso Massiv in den Abruzzen beherbergt parallel zum Gran-Sasso-Autobahntunnel mehrere unterirdische Labore des gleichnamigen *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* (LNGS) [68]. Mit 3600 m.w.e. ist es das zweittiefste Untertagelabor Europas. Mit einer Vielzahl von Neutrinoexperimenten [69–74], Versuchen zu Dunkler Materie [75–78] und Nuklearer Astrophysik [79] ist es gleichzeitig das größte Untertagelabor der Welt.

Einige Neutronenmessungen wurden mit Fokus auf thermischen Neutronen mit unmoderierten Zählern [32] oder schnellen Neutronen mit Flüssigszintillatoren [33] durchgeführt. Die einzige Komplettmessung fand mit moderierten BF_3 Proportionalzählern [34] bereits 1989 statt. Bedingt durch die Tiefe des Labors ist vor allem der (α, n) induzierte Neutronenfluss aus dem Gestein bzw. Beton des Labors entscheidend. Hierfür wurden 2004 durch Wulandari *et al.* [14] Monte-Carlo Simulationen erstellt und deren Ergebnisse mit Hilfe der experimentellen Literatur für die einzelnen Hallen des Labors diskutiert.

2.4.1.6 Modane - Frankreich

Im Alpen durchquerenden Fréjus-Tunnel an der französisch-italienischen Grenze befindet sich das *Laboratoire Souterrain de Modane* (LSM) [80], welches mit 4800 m.w.e. Europas tiefstes Untertagelabor ist. Hier finden Experimente zum neutrinolosen Doppel-Betazerfall [81] und zur Suche nach Dunkler Materie [82] statt.

Mit Hilfe zweier ^3He Zählrohre und einem ^6Li dotierten Flüssigszintillator wurden sowohl thermischer als auch schneller Neutronenfluss gemessen [35]. Diese wurden respektive auf

$(1,6 \pm 0,1) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und $(4,0 \pm 1,0) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Zusätzlich wurden im Rahmen der Messung Monte-Carlo Simulationen für (α, n) - und Spontanzerfall-Reaktionen im Gestein durchgeführt.

2.4.2 Amerika

2.4.2.1 WIPP - New Mexico, Vereinigte Staaten

Das *Waste Isolation Pilot Plant* (WIPP) [83] dient seit 1999 als Endlagerstätte radioaktiver Abfälle, wobei vor allem die Biegsamkeit unter äußeren Einflüssen und die Hitzebeständigkeit der umliegenden Salzformation zum Tragen kommen.

Durch die geringe Radioaktivität des Salzes bietet sich auch die Nutzung als Untertagelabor an, welches in 1585 m.w.e. Tiefe Experimente zum neutrinolosen Doppel-Betazerfall [84] beherbergt.

Auf Grund der Tiefe und geringen Radioaktivität wurde bei einer Messung des thermischen Neutronenflusses mit ^3He -Proportionalzählrohren nur ein oberes Limit von $0,06 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [36] bestimmt.

2.4.2.2 Soudan - Minnesota, Vereinigte Staaten

Die ehemalige Eisenerzmine in Minnesota beherbergt in 2090 m.w.e. Tiefe vorwiegend Experimente zu Neutrinophysik [85] und Dunkler Materie [86, 87].

In zwei unabhängigen Messungen wurde der thermische Neutronenfluss mit ^3He -Proportionalzählrohren auf $(0,7 \pm 0,05_{\text{syst}} \pm 0,08_{\text{stat}}) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [36] und der myoneninduzierte Neutronenfluss ($> 20 \text{ MeV}$) mit Hilfe eines 12 Liter EJ-301 Flüssigszintillatordetektors [38] auf $(2,23 \pm 0,52_{\text{syst}} \pm 0,99_{\text{stat}}) \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt.

2.4.2.3 SURF - South Dakota, Vereinigte Staaten

Die *Sanford Underground Research Facility* (SURF) [88] ist mit 4300 m.w.e. das tiefste Untertagelabor der Vereinigten Staaten. Die Homestake-Mine, welche das Labor beherbergt, ist vor allem durch das von 1970–1994 durchgeführte HOMESTAKE-Neutrinoexperiment [89] bekannt geworden. Dabei wurden erstmals solare Neutrinos detektiert, wofür Raymond Davis Jr. 2002 den Physiknobelpreis erhielt [90]. Heute finden hier neben Neutrinoexperimenten [91, 92] auch Versuche zur Entdeckung Dunkler Materie [93] und zur Nuklearen Astrophysik [94] statt.

Mit Hilfe von ^3He -Proportionalzählern wurde 2016 der thermische Neutronenfluss auf $(1,7 \pm 0,1_{\text{stat}} \pm 0,2_{\text{syst}}) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt [36].

2.4.2.4 SNOLAB - Kanada

Das 6010 m.w.e. tiefe SNOLAB [95] ist eine Erweiterung des *Sudbury Neutrino Observatory* (SNO), einem Schwerwasser-Neutrino-Detektor, der von 1999 bis Ende 2006 lief und für dessen Ergebnisse Arthur McDonald im Jahr 2015 ein Viertel des Nobelpreises für die Entdeckung der Neutrinooszillation zugesprochen wurde [96].

In Sudbury werden auch weiterhin Neutrinoexperimente durchgeführt [97, 98], aber auch Experimente zu Dunkler Materie [99–101] und biologische Untersuchungen [102].

Der thermische Neutronenfluss beträgt $4,7 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, der schnelle Neutronenfluss $4,6 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [40]. Details zu den Messungen sind nicht veröffentlicht. Weiterhin existiert eine Simulation myoneninduzierter Neutronen [103] zur Bestimmung der Neutronenausbeute aus kosmischen Myonen mit Hilfe von GEANT4.

Am SNO-Detektor kommt ein hoch spezieller Neutronendetektor zum Einsatz [5]. Für die Detektion von Neutrinos im Neutralstromsektor (Gleichung (2.22)) werden 36 Proportionalzähler verwendet, die mit einem Gemisch aus ^3He und CF_4 gefüllt sind und eine Länge von 398 m bei einem Durchmesser von 5 cm besitzen. Durch diesen Neutronendetektor wird die Sensitivität von SNO erheblich verbessert.



2.4.3 Asien

2.4.3.1 YangYang - Südkorea

Das *YangYang Untertagelabor* (Y2L) nutzt die Infrastruktur von Südkoreas größtem Pumpspeicherkraftwerk, dem Gangwon-do. Neben den Arbeitsräumen des Kraftwerks befinden sich in 2000 m.w.e. Tiefe die zwei Labore Y2L-A5 und Y2L-A6.

In YangYang finden derzeit noch Experimente zur Suche nach Dunkler Materie [104] und zum Neutrinoslosen Doppel-Betazerfall statt [105]. Ein größeres Untertagelabor zur Fortsetzung dieser Experimente in der nächsten Generation ist bereits in Planung [106].

Die in YangYang durchgeführte Neutronenmessung [41] fand mit einem erweiterten Satz Bonner-Kugeln statt. Für die Messung wurden SP9-Proportionalzähler (CENTRONIC,

UK) verwendet. Zum Einsatz kamen ein unmoderierter, sechs mit Polyethylen moderierte, drei mit Polyethylen und Blei-Einsatz moderierte sowie ein mit Polyethylen und Kupfer-Einsatz moderierter Zähler. Die Entfaltung wurde mit MAXED [107, 108] durchgeführt und der totale Neutronenfluss auf $(6,72 \pm 0,22) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt, ein Neutronenspektrum wurde ebenfalls publiziert.

2.4.3.2 Kamioka Mine - Japan

Die Kamioka Mine im Hida Gebirge, Japan, ist bekannt geworden durch das 1983 beendete Neutrinoexperiment KAMIOKANDE [109], welches eigentlich für die Entdeckung des Protonenzerfalls konzipiert wurde. Stattdessen wurde damit das von Ray Davis vorhergesagte solare Neutrino-Defizit bestätigt, wofür im Jahr 2002 auch Masatoshi Koshiba zusammen mit Ray Davis und Riccardo Giacconi mit einem Nobelpreis gewürdigt wurde [110]. Einen weiteren Nobelpreis erhielt Takaaki Kajita 2015 für die Entdeckung der Neutrinooszillation [111], gemeinsam mit Arthur McDonald. Die derzeitige Generation des Experiments, SUPERKAMIOKANDE, läuft in 2700 m.w.e. Tiefe.

Das Labor umfasst neben den Neutrinoexperimenten [112–114] auch Experimente zu Dunkler Materie [115, 116] und ein Gravitationswellen-Interferometer [117].

Im Lab-B des NEWAGE Komplexes [116] wurde 2018 der Neutronenfluss gemessen [43]. Hierfür wurde ein ^3He -Zählrohr (REUTER STOKES P4-1618-203) in drei Setups verwendet. Setup A umfasst nur das mit 10 bar gefüllte, 38 cm lange und 5,18 cm dicke Zählrohr. Setup B erweitert dies um einen 51 cm langen und 6,5 cm dicken Polyethylenmoderator (Außenradius: 9,9 cm) und eine 4 mm starke Borschicht zur Reduktion des thermischen Flusses. Im Setup C wurde der Moderator um weitere 5 cm verstärkt. Neben dem Neutronenspektrum im Bereich von 1 meV bis 10 MeV wird der totale Neutronenfluss mit $(23,52 \pm 0,68_{\text{stat}} \pm 2,13_{\text{syst}}^{1,87}) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ angegeben.

2.4.3.3 Baksan - Russland

Das *Baksan Neutrino Observatory* (BNO) [118] unterhält mehrere Untertagelabore in einem eigens für diesen Zweck angelegten 4 km langen Tunnel unter dem Berg Andyrchi. Dazu zählen das Baksan Underground Scintillation Telescope (BUST) [119] in 850 m.w.e. Tiefe, ein kleiner Gravitationswellendetektor OGRAN [120], das Soviet-American Gallium Experiment (SAGE) [121] in 4600 m.w.e. und ein Niederniveaumesslabor, das DULB-4900 [122], in 4900 m.w.e. Tiefe.

In den genannten Laboren wurde der Neutronenfluss mit unterschiedlichen Methoden bestimmt. Für BUST wurde der myoneninduzierte Neutronenfluss mit Hilfe von FLUKA-Simulationen der ^{12}B -Produktion im Detektor abgeschätzt [123]. Bei SAGE kam ein Kombinationsdetektor aus Flüssigszintillator und ^3He -Zählrohren zum Einsatz (siehe auch Kapitel 2.4.1.2) [44]. Hierbei wurde für den Hauptraum des Experiments das obere Limit des Neutronenflusses auf $2,3 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im Bereich von 1,0–11,0 MeV bestimmt.

Im Niederniveaumesslabor DULB-4900 [124] wird mit Hilfe von vier Sekundärelektronenvervielfachern und $^6\text{LiF}+\text{ZnS}(\text{Ag})$ Granulat-Szintillatoren die thermische Neutronenrate überwacht. Zusätzlich sind die Detektoren mit drei Sensoren zur Überwachung von Temperatur, Luftfeuchte und -druck ausgestattet. Über den gesamten Messzeitraum von 2,7 Jahren wurde eine jährlich periodische Schwankung der Neutronenrate von 5% in Abhängigkeit von der Luftfeuchte beobachtet.

2.4.3.4 CJPL - China

China Jinping Underground Laboratory (CJPL) [125] ist mit 6720 m.w.e. das tiefste UntertageLabor der Welt. Im Zuge einer Erweiterung des Jinping Damms wurde das Labor an einem Wartungstunnel durch den Jinping Berg eingerichtet. Ein zweites, größeres Labor befindet sich derzeit im Bau. Hier laufen Experimente zur Messung von Neutrinos [126] und Dunkler Materie [127].

Der Neutronenfluss im CJPL wurde mit einem Satz Bonner-Kugeln [46] bestimmt. Hierfür wurden acht ^3He -Proportionalzähler (Marke SP9, CENTRONIC, UK) und sieben kugelförmige Polyethylenmoderatoren mit Dicken zwischen 5 und 15 cm verwendet. Es wurde sowohl ein Spektrum als auch der totale Fluss auf $(2,69 \pm 1,02) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Für die Entfaltung wurde ein genetischer Algorithmus² verwendet [128].

2.5 Verwendete Programme

In diesem Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Programme und Tools näher vorgestellt. Auf die Vorstellung grundlegender Softwarepakete wie GNU PLOT oder PYTHON wird verzichtet.

²Genetische Algorithmen evaluieren eine mögliche Lösungsmenge anhand einer Fitnessfunktion, wählen die besten dieser aus und erlauben die Manipulation einzelner Teilmengen (Gene) der Lösungsmenge (Mutation, Crossover) um die nächste Generation von Lösungsmengen zu generieren.

2.5.1 FLUKA: a Multi-Particle Transport Code

FLUKA [129, 130] ist ein Monte-Carlo Code zur Simulation von Teilchentransport und dessen Interaktion mit Materie auf der Basis von FORTRAN und fällt damit in die gleiche Kategorie wie GEANT4 [131–133] und das auf Neutronen spezialisierte MCNP [134]. FLUKA wird am INFN entwickelt und in Version 2020.0.9 bereitgestellt für Linux und MacOS.

Der Einsatzbereich umfasst unter anderem Hochenergiephysik; Design von Detektoren, Abschirmungen und Teleskopen; Untersuchung kosmischer Strahlung; Dosimetrie; Medizinphysik und Radiobiologie.

Zur einfacheren Nutzung steht das auf PYTHON und TKINTER basierende Interface FLAIR zur Verfügung [135], welches FLUKA um nützliche Funktionen wie z.B. einen Geometrieditor erweitert.

FLUKA-Programme sind in einzelne Kommandokarten aufgeteilt, die als Gesamtes den Rahmen der Simulation festlegen. Hierzu zählen u.a. der Aufbau (die Geometrie), die verwendeten Materialien, die Quell- bzw. Strahlparameter, physikalische Einschränkungen an die Simulation (z.B. Verwerfen bestimmter Teilchen, Energiegrenzen, uvm.) und die Zahl der zu simulierenden Ereignisse.

Diese Struktur ermöglicht ein hohes Maß der Qualitätssicherung für die einfache Nutzung. Weiterführende Funktionen wie z.B. ein spezifisches Energieprofil für die Strahlungsquelle erfordern vom Nutzer einen Eingriff in die auf FORTRAN basierenden Simulationsroutinen. Ein solcher Einsatz übersteigt den Einsteigerbetrieb und ist für eine Vielzahl von Anwendungen nicht notwendig, u.a. für zahlreiche Verwendungen im Strahlenschutz. Für andere Anwendungen wie z.B. die Bestimmung des energieabhängigen Detektoransprechvermögens von moderierten Neutronendetektoren (siehe Kapitel 5.1) sind sie jedoch erforderlich. Diese Fortgeschrittenen-Nutzung wird durch die Entwickler unterstützt, u.a. durch alle 2-3 Jahre stattfindende Fortgeschrittenenkurse. Zusätzlich werden jährlich Anfängerkurse angeboten.

Die Simulationen dieser Arbeit wurden größtenteils mit den 2011.2x Versionen von FLUKA durchgeführt. Beginnend mit Version `fluka2020.0beta` sind u.a. Verbesserungen im Bereich nuklearer Myonenreaktionen zur Vorhersage kosmisch induzierter Untergründe inkludiert, Neutronenquerschnitte einiger Isotope auf überwiegend ENDF/B.VIII.R0 aktualisiert und vollständige punktweise Betrachtung der Neutronenquerschnitte unterhalb von 20 MeV für u.a. ^3He und ^{12}C aktiviert worden [136]. Diese Änderungen können Verbesserungen für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Simulationsergebnisse bewirken, von gravierenden Änderungen ist jedoch nicht auszugehen.

2.5.2 WinBUGS

WINBUGS [137] dient der Untersuchung statistischer Modelle mit Bayesscher Statistik anhand von Datensätzen. Der SATZ VON BAYES beschreibt das Verhältnis von bedingten Wahrscheinlichkeiten. Dabei lautet die Wahrscheinlichkeit $P(A|B)$ für das Eintreten von A , falls B bereits eingetreten ist, in Abhängigkeit von den Wahrscheinlichkeiten der Einzelereignisse $P(A)$, $P(B)$ und der inversen Bedingung $P(B|A)$

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)}. \quad (2.23)$$

Unter Ausnutzung dieser Relation lassen sich, im Gegensatz zur Beschreibung durch *frequentistische Wahrscheinlichkeit* (relative Häufigkeit bei großer Ereigniszahl), auch kleine Ereigniszahlen gut untersuchen. Dabei entstehen dementsprechend breitere, weniger lokalisierte Wahrscheinlichkeitsverteilungen.

WINBUGS ermöglicht somit auch gute Fits von Datensätzen geringer Statistik und wird in Anlehnung an eine frühere im Felsenkeller durchgeführte Messung [49] auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Hierbei kam Programmversion 1.4 zum Einsatz.

2.5.3 UMG 3.3

Das Programm UMG 3.3 [138] trägt die Paketnummer NEA-1665/03 und wird von der Nuclear Energy Agency auf Anfrage ausgegeben. UMG steht für “Unfolding with MAXED and GRAVEL” und beinhaltet die Programme MAXED [107, 108] und GRAVEL [139] zur Entfaltung von Spektrometernessdaten. Weiterhin ist das Programm IQU zur Berechnung des Integrals der Lösungsspektren von MAXED und GRAVEL enthalten, welches zudem Unsicherheiten für MAXED-Lösungen bereitstellt. Das zuletzt enthaltene UMG PLOT dient der Visualisierung der Lösungen beider Entfaltungsalgorithmen.

Anwendung finden beide Codes in Kapitel 5.3 bei der Entfaltung der gemessenen Neutronendaten für den Felsenkeller und in Kapitel 6.5 für das Untertagelabor in Canfranc.

2.5.3.1 MAXED

MAXED [107, 108] basiert auf der Methode der maximalen Entropie. Die Lösung der Entfaltung wird mit Hilfe eines Eingangsspektrums Φ (in der Regel eine auf physikalischen Grundlagen basierende Vorhersage) durch Maximierung der wie folgt definierten

Entropie erlangt:

$$S = - \sum_k (\Phi_k \ln(\Phi_k / \Phi_k^{\text{guess}}) + \Phi_k^{\text{guess}} - \Phi_k). \quad (2.24)$$

Dabei sind Φ_k die einzelnen Bins des jeweiligen Spektrums. Durch den Nutzer wird ein χ^2 -Parameter Ω festgelegt, der durch die Entfaltung mindestens erreicht werden soll. Dieser verknüpft den Algorithmus mit der Messung:

$$\Omega = \sum \Delta R_i^2 / \sigma_i^2. \quad (2.25)$$

Hierbei sind ΔR_i die Abweichungen zwischen den Einzelmessungen und den zugehörigen Entfaltungsvorhersagen sowie σ_i die Unsicherheiten der Einzelmessungen. Damit lässt sich kontrollieren, wie stark Eingangsspektrum und Ergebnisspektrum voneinander abweichen dürfen.

2.5.3.2 GRAVEL

GRAVEL [139] arbeitet iterativ und basiert auf einer modifizierten Version des SAND-II Codes [140]. Mit Hilfe des physikalisch motivierten Eingangsspektrums und des Ansprechvermögens wird für jeden Messwert R_i eine Vorhersage R_i^{pred} gemacht und mit der Messung verglichen. Das Verhältnis jedes Messwertes mit dessen Vorhersage wird zur Korrektur des Eingangsspektrums, mit Rücksicht auf das zugehörige Ansprechvermögen, genutzt.

Das hieraus gebildete Spektrum wird als Eingangsspektrum für die nächste Iteration verwendet. Die Iteration ist beendet sobald das vorher festgelegte Chi-Quadrat Ω (wie in Gleichung (2.25)) erreicht ist.

2.5.4 NeuCBOT

NEUCBOT (Neutron Calculator Based On TALYS) [15] erlaubt die Berechnung von (α, n) -Ausbeuten und deren Energiespektren für beliebige Materialien und beliebige Listen von Alphaenergien und stützt sich dabei auf eine von TALYS-1.6 [141] generierte Datenbank nuklearer Wirkungsquerschnitte. Listen für die Hauptzerfallsreihen von ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U und ^{210}Pb liegen dem Programm bereits bei. Dadurch lässt sich mit Definition des Gesteins und der Bestimmung der Anteile an Radionukliden eine Vorhersage für das (α, n) -Neutronenspektrum und die Neutronenausbeute treffen.

Der Anteil von Neutronen aus Spontanzerfällen muss gesondert betrachtet werden. Dieser spielt in den meisten Fällen eine untergeordnete Rolle und ist nur vom Urangehalt abhängig, nicht aber von der genauen Gesteinszusammensetzung.

2.5.5 USD Webtool

Ein weiterer Programmcode zur Berechnung von (α, n) -Ausbeuten steht mit dem USD WEBTOOL zur Verfügung [142]. Es basiert ebenso wie NEUCBOT auf der TALYS Datenbank und ermöglicht die Bestimmung der Neutronenausbeuten für ^{232}Th und ^{238}U . Entwickelt wurde das Tool für die Berechnung von Neutronenquelltermen bei Experimenten zur Dunklen Materie. Neutronen aus Spontanzerfällen müssen ebenfalls extra betrachtet werden.

Kapitel 3

Der Dresdner Felsenkeller

Im Dresdner Süden befindet sich das Gewerbegebiet des Felsenkellers, welches einst Deutschlands größte Brauerei nördlich von Bayern war. Das Gelände im Plauenschen Grund ist seit 1991 in Privatbesitz und beherbergt zahlreiche private und gewerbliche Mieter. Das Felsenkellerbier wird heute in der nahegelegenen Feldschlösschen Brauerei im Stadtteil Coschütz gebraut.



ABBILDUNG 3.1: Überblicksfoto des Felsenkellergeländes. Das Stollensystem befindet sich unter 47 m Felsgestein. Eigenes Foto.

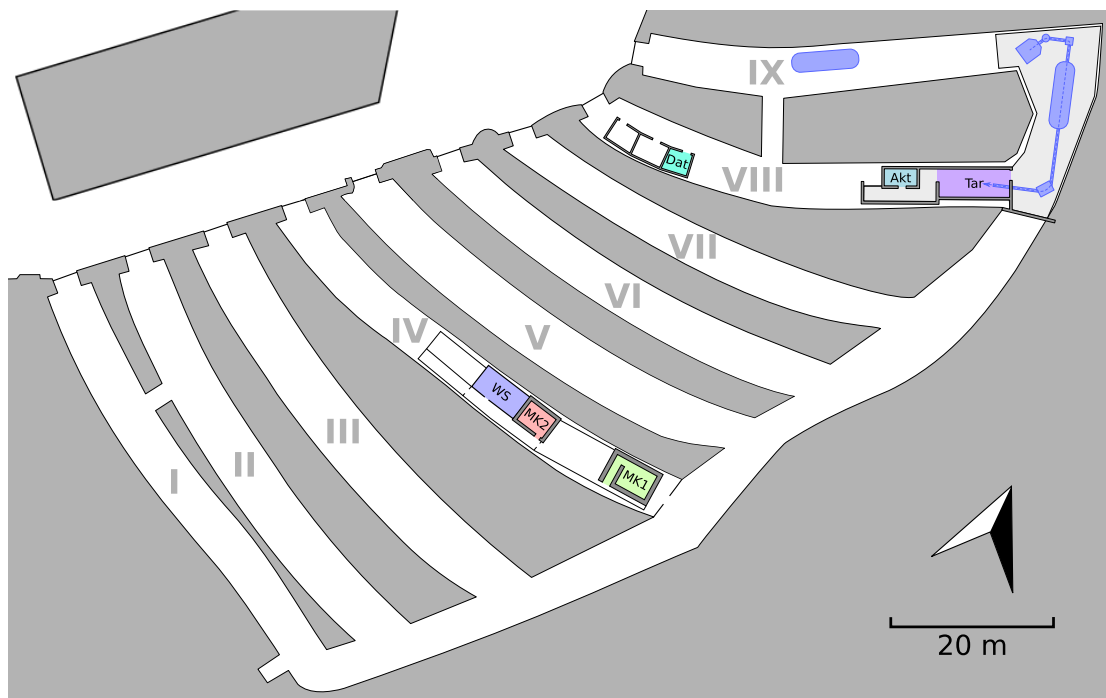


ABBILDUNG 3.2: Überblickskarte des Felsenkellers mit seinen neun kammartigen Stollen. Die Verbindung durch Stollen I wird zwischen Stollen VII und VIII durch eine 40 cm dicke Betonwand unterbrochen. Stollen IV beherbergt das Untertagelabor des VKTA, Stollen VIII und IX das Beschleunigerlabor des HZDR und der TU Dresden. Im Außenbereich ist der Gebäudekomplex angedeutet.

Ein Blick über das Gelände ist in Abbildung 3.1 zu sehen, wobei sich links der Gebäude die Stolleneingänge des untertägigen Bereichs andeuten. Dieser bildet ein kammartiges System aus neun verbundenen Gängen, die namensgebend für den Felsenkeller sind. Die etwa 50 Meter langen und von 47 Metern Hornblende-Monzonit überdeckten Gänge sind in Abbildung 3.2 gezeigt. Ursprünglich wurden diese für die Bier- und Eislagerung errichtet, da im gleichmäßig kühlen Stollenklima die zur Biergärung notwendigen, niedrigen Temperaturen erreicht werden konnten.

Die Felsüberdeckung der Stollen macht den Standort interessant für wissenschaftliche Nutzung, da diese eine natürliche Abschirmung gegen Höhenstrahlung bietet. Seit 1982 beherbergt Stollen IV ein Niederniveaumesslabor, welches vom Zentralinstitut für Kernforschung der Akademie der Wissenschaften der DDR errichtet wurde und seit der Wende vom VKTA – Strahlenschutz, Analytik & Entsorgung Rossendorf e. V. betrieben wird. Mit Schließung des Untertagelaboratoriums UDO [143] im Jahr 2011 befindet sich im Felsenkeller damit Deutschlands tiefstes Untertagelabor zur Gammaskpektrometrie.

Seit 2017 werden auch die Stollen VIII und IX wissenschaftlich genutzt, dort befindet sich ein Teilchenbeschleuniger des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf und der Technischen Universität Dresden.

3.1 VKTA Untertagelabor - Stollen IV

Neben den zwei übertägigen Büroräumen besitzt der VKTA Rossendorf ein untertägliches Labor in Stollen IV bestehend aus zwei abgeschirmten Messkammern, einer Werkstatt, einem Arbeitsraum und Sanitäranlagen [144, 145]. Die beiden Messkammern und die Werkstatt werden im Folgenden vorgestellt.

3.1.1 Messkammer 1

Die 1982 errichtete Messkammer 1 (MK1) befindet sich im hinteren Teil des Labors. Das Fundament bildet ein 0,8 m hoher Sockel, der eine Fläche von $6 \times 3,6 \text{ m}^2$ umfasst. Für den Sockelbau wurden strahlungsarmer Pz 7/375 Zement sowie Serpentinitsplit verschiedener Korngrößen als Zuschlagstoff verwendet. Darauf aufbauend wurde ein Stahlgerüst mit 3,4 m Höhe aus alten Eisenbahnschienen errichtet. Den Abschluss des Fundaments bilden innen 14 mm dicke Altstahlplatten aus dem Abriss einer Eisenbahnbrücke und außen 6 mm dickes Neustahl-Blech. Die 70 cm breiten Hohlräume wurden mit Serpentinitsplit aufgefüllt, der durch Rammen mechanisch verdichtet wurde. Die Dachbelegung der Kammer wurde lose mit Serpentinitsplit bis etwa 0,85 m aufgefüllt. Der Laborinnenraum besitzt eine lichte Höhe von 2 m auf einem Grundriss von $2,2 \times 3,1 \text{ m}^2$, welcher durch ein 0,95 m breites Eingangslabyrinth erreichbar ist. Die Flächendichte der Wände beträgt 160 g/cm^2 [145]. Bis zum Bau von Messkammer 2 gab es nur einen kleinen Vorraum von 1,5 m Breite an der rechten Längsseite. Zum Zeitpunkt der in dieser Arbeit vorgestellten Neutronenflussmessung befanden sich hier drei Bleiburgen mitsamt Reinstgermaniumdetektoren.

3.1.2 Messkammer 2

Das Untertagelabor wurde 1995 durch die Inbetriebnahme von Messkammer 2 (MK2) erweitert. Diese Messkammer hat einen Grundriss von $6 \times 3 \text{ m}^2$ und eine lichte Höhe von 2,2 m. Die Abschirmung besteht hauptsächlich aus schwereren Materialien wie Eisen und Blei. Von außen nach innen sind in der Abschirmung 10 mm Neustahl, 270 mm Eisengranulat, 36 mm Altstahl, 30 mm Blei und nochmals 12 mm Altstahl verbaut, wodurch eine Flächendichte von 210 g/cm^2 erzielt wird. Die zum Stollenausgang zeigende Wand besitzt mittig eine 1,2 m breite und 2,2 m hohe Aussparung, die außen mit 10 mm Neustahl verschlossen ist und innen mit zwei Reihen Bleiziegeln (insgesamt 20 cm) aufgefüllt wurde. Hier beträgt die Flächendichte 235 g/cm^2 . Der Zugang kann durch eine auf Rollen gelagerte Bleischiebetür verschlossen werden. Das Torblatt besteht aus 10 mm Neustahl,

150 mm Blei und 14 mm Altstahl mit einer Gesamtflächendichte von 190 g/cm^2 . Der Altstahl wird an der Innenseite bevorzugt, da dieser eine geringere ^{60}Co -Aktivität aufweist. Zum Zeitpunkt der hier durchgeführten Neutronenmessung befanden sich im Inneren sechs bleiabgeschirmte Reinstgermaniumdetektoren.

3.1.3 Werkstatt

Der Werkstatttraum (WS) entstand ebenfalls 1995 im Rahmen der Laborerweiterung und schließt direkt an Messkammer 2 an. An der hinteren Seite der Werkstatt liegt die mit Blei verfüllte Aussparung von Messkammer 2. Die linke und vordere Wand bestehen aus 24 cm starkem Ziegelmauerwerk, die rechte Wand ist eine etwa 12,5 cm starke Gasbetonwand. Hier befindet sich ebenfalls der Quellenschrank des Labors.

3.2 Felsenkeller Beschleunigerlabor - Stollen VIII und IX

Die feierliche Inbetriebnahme des Beschleunigerlabors fand am 04. Juli 2019 statt, rund drei Jahre nach Baubeginn. Das Labor ist ein Kooperationsprojekt der Technischen Universität Dresden und des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf. Die technische Leitung obliegt Dr. Daniel Bemmerer, während Prof. Dr. Kai Zuber für die wissenschaftliche Leitung zuständig ist.

Das Labor ist mit einem Teilchenbeschleuniger sowie zwei Aktivitätsmessplätzen zur Gammaskopimetrie ausgestattet. Über Tage stehen etwa 15 Arbeitsplätze für wissenschaftliches und technisches Personal zur Verfügung.

3.2.1 Targetraum

Im verbunkerten Bereich des Stollens, umgeben von 40 cm strahlungsarmen Beton mit einer Flächendichte von 90 g/cm^2 , liegt das Ziel des Ionenstrahls. Der Targetraum (Tar) hat eine Grundfläche von $9 \times 3,5 \text{ m}^2$ mit einer lichten Höhe von 3,5 m. Zum nicht abgeschirmten Beschleunigerraum besteht ein Durchgang von 1,5 m Breite und 3,5 m Höhe sowie ein kleiner Durchbruch für das Strahlrohr. Um das Target herum sind im Strahlbetrieb eine Vielzahl von Detektoren aufgebaut, um die jeweiligen Kernreaktionen zu untersuchen. Neben dem vorhandenen Festkörpertarget ist in Zukunft auch ein Gasjet-Target geplant.

3.2.2 Aktivierungsmessraum

Im Aktivierungsmessraum (Akt) befinden sich mit TU-1 ein bleiabgeschirmter Reinstgermaniumdetektor mit einer relativen Effizienz von 163% und ein Bohrlochdetektor, dem TU-2. Mit ihnen lassen sich auch am Beschleuniger aktivierte Proben mit geringen Aktivitäten und Halbwertszeiten untersuchen. Durch ein noch im Aufbau befindliches Myonvetosystem aus Plastiksintillatorplatten lässt sich der natürliche myoneninduzierte Strahlungsuntergrund weiter reduzieren, indem Koinzidenzereignisse ausgeschlossen werden. Der Aktivierungsmessraum hat eine Grundfläche von $4,2 \times 2,2 \text{ m}^2$ mit einer Deckenhöhe von 2,5 m und ist ebenfalls von 40 cm strahlungsarmen Beton umgeben. Somit wird ebenfalls eine Flächendichte von 90 g/cm^2 erreicht.

3.2.3 Datenraum

Der Datenraum (Dat) gehört zu den drei Technikräumen im Eingangsbereich des Felsenkellers. Der Raum ist von 25 cm Ziegelmauerwerk umgeben und besitzt eine Ausdehnung von etwa $3,1 \times 2,8 \text{ m}^2$ mit einer Raumhöhe von 2,9 m.

3.2.4 Spezifikationen des Beschleunigers

Der Teilchenbeschleuniger im Felsenkeller ist ein Pelletronbeschleuniger 15SDH-2 der Firma NATIONAL ELECTROSTATICS CORP., der von 1999–2012 bei XCELERON INC. in York, England, im Einsatz war. Die maximale Beschleunigungsspannung beträgt 5 MV und kann im Tandembetrieb doppelt genutzt werden. Dabei wird der negative Ionenstrahl zum Beschleunigerterminal hin beschleunigt, wo es durch Abzug der Außenelektronen im Stickstoff-Stripper zu einer Umladung kommt, sodass der nunmehr positive Strahl nochmals vom Terminal fort beschleunigt werden kann. Die benötigte Hochspannung wird über zwei Pelletketten erzeugt, die bei 60 Hz Versorgungsfrequenz einen maximalen Aufladestrom von $300 \mu\text{A}$ erreichen.

Entlang des gesamten Strahlverlaufs befinden sich mehrere Strahlprofilmonitore mit denen die Ausrichtung und Form des Strahls untersucht werden kann. Weiterhin lässt sich der Strahl über vier Faradycups in jedem Beschleunigerabschnitt stoppen und der propagierte Strahlstrom bestimmen. Die einzelnen Abschnitte lassen sich ebenfalls durch hydraulische Schieber schließen, sodass Wartungsarbeiten dort ohne Bruch des gesamten Vakuums erfolgen können.

Der Beschleuniger kann mit einer von zwei Ionenquellen gespeist werden. Es stehen eine externe 134 MC-SNICS -Sputterionenquelle zur Erzeugung negativer Ionen und eine

interne Radiofrequenz-Quelle auf dem Hochspannungsterminal für positive Ionenarten zur Verfügung.

3.2.4.1 Externe ^{134}Cs -SNICS-Sputterionenquelle

Die ^{134}Cs -SNICS ist eine Cäsium-Sputterquelle [146]. Sie verfügt über ein Kathodenrad mit 134 Steckplätzen, wodurch ein wartungsfreier Austausch der vorher präparierten Kathoden ermöglicht wird. Der Strahl wird erzeugt, indem Cäsium verdampft und ionisiert wird. Das ionisierte Cäsium schlägt aus den Kathoden negative Ionen aus, die als Strahl weiter propagiert werden. Den Prozess des Ausschlagens bezeichnet man auch als *Sputtering*. Der Strahl durchläuft bis hin zum Beschleuniger noch einen elektrostatischen Deflektor und einen Analyse magneten. Durch Letzteren wird die Reinheit des Strahls verbessert, da in Folge des Sputteringprozesses auch Fremdionen, z.B. aus der Kathodenummantelung, erzeugt werden können. Dabei können alle Strahlkomponenten mit verschiedenen Ladungszustand-zu-Masse-Verhältnissen Z/M voneinander getrennt werden.

Die erzeugten negativen Ionen nutzen die Beschleunigungsspannung doppelt aus. Obwohl im Sputteringprozess auch höhere Ladungszustände entstehen, sind die erreichten Strahlintensitäten von einfach negativen Ionenstrahlen am höchsten. Strahlenergien jenseits der doppelten Beschleunigerspannung werden vor allem durch höhere positive Ladungszustände nach dem Ladungsstripper auf dem Hochspannungsterminal ermöglicht.

Zur Untersuchung der ^{134}Cs -SNICS und deren erzeugten ^{12}C -Ionenstrahl wurden innerhalb der Arbeitsgruppe bereits einige Abschlussarbeiten erstellt [147–149].

3.2.4.2 Interne Radiofrequenz-Ionenquelle

Die Radiofrequenz-Ionenquelle auf dem Hochspannungsterminal im Inneren des Beschleunigertanks erzeugt positive Ionen durch hochfrequente Gasanregungen mit einem Oszillator mittels etwa 100 MHz Wechselfrequenz. Durch eine angelegte Extraktionsspannung wird dem so erzeugten Gasplasma ein konstanter Teilchenstrom entnommen. Das Gas wird über eine Druckflasche an der Seite des Terminals bereitgestellt und kann je nach Bedarf ausgetauscht werden. Der Gasverbrauch ist dabei so gering, dass ein komplett wartungsfreier kontinuierlicher Betrieb über viele Monate möglich ist. Die positiven Ionen nutzen die Hochspannung des Beschleunigers nur einfach aus. Höhere Ladungszustände werden in der Regel nicht mit ausreichender Intensität erzeugt, um eine sinnvolle wissenschaftliche Nutzung zu ermöglichen.

Einige Abschlussarbeiten zur Radiofrequenz-Ionenquelle und deren Prototypen wurden innerhalb der Arbeitsgruppe bereits erstellt [150–155].

Im Rahmen meiner Doktorarbeit habe ich die Radiofrequenz-Ionenquelle technisch betreut. In Kapitel 8 werden sowohl Quelle und als auch durchgeführte Tests näher vorgestellt.

Kapitel 4

Neutronenflussmessungen am Felsenkeller

In diesem Kapitel werden die Neutronenmessungen mit dem HENSA-Neutronenspektrometer (*High Efficiency Neutron Spectrometer*) im Felsenkeller vorgestellt. Der Lösungsansatz entspricht dem NEMUS-Ansatz mit moderierten ^3He -Proportionalzählrohren [49], jedoch wird dieser in mehreren Punkten optimiert. Die geringen Zählraten werden durch höhere Ansprechvermögen der Detektoren und längere Messdauern kompensiert. Es kommen mehrere Detektoren zum Einsatz, um eine vollständige Abdeckung des Energiebereichs zu erzielen. Die Messung wird an sechs Standorten in Stollen IV und VIII durchgeführt. Für die Auswertung in Kapitel 5 wird zusätzlich für jeden Messort ein eigenes Vorhersagespektrum mit FLUKA erstellt, auf dessen Basis die Entfaltung des zugehörigen Neutronenspektrums durchgeführt wird.

4.1 Experimenteller Aufbau

Für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Neutronenmessungen werden zylinderförmige ^3He -Proportionalzählrohre mit verschiedenen Moderatoren verwendet. Der gesamte Detektorsatz wird in Tabelle 4.1 vorgestellt.

Bezeichnung	Moderator $H \times B \times L$ / cm^3	Bemerkungen
A0	ohne	ohne Moderator
A1	$4,5 \times 4,5 \times 70$	-
A2	$7,0 \times 7,0 \times 70$	-
A3	$12,0 \times 12,0 \times 70$	-
A4	$18,0 \times 18,0 \times 70$	-
A5	$22,5 \times 22,5 \times 70$	-
A6	$27,0 \times 27,0 \times 70$	-
B7	$7,0 \times 7,0 \times 40,5$	-
B8	$22,5 \times 22,5 \times 40,5$	-
B9	$21,0 \times 21,0 \times 40,5$	0,5 cm Bleischicht
C10	$21,0 \times 21,0 \times 70$	0,5 cm Bleischicht
C11	ohne	0,05 cm Cadmium
C12	$25,0 \times 25,0 \times 70$	1,0 cm Bleischicht + 0,07 cm Cadmium

TABELLE 4.1: Über alle Messkampagnen verwendete Neutronendetektoren. Detektoren der Reihe A und C verwenden Zählrohre der Marke LND-252248 mit einer aktiven Länge von 60 cm. Reihe B verwendet kürzere Zählrohre LND-252189 mit einer aktiven Länge von 30,5 cm. Skizzen zum Aufbau sind im Anhang B zu finden.

4.1.1 Kampagne A – 2014

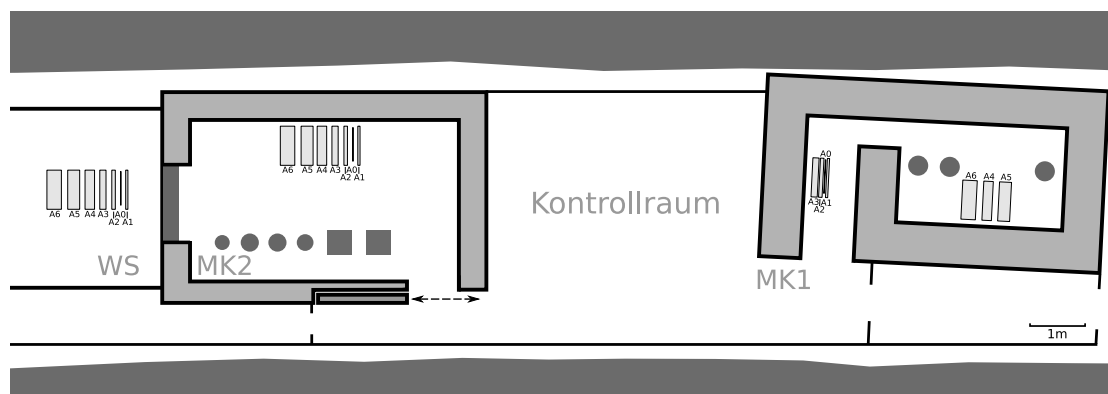


ABBILDUNG 4.1: Platzierung der Detektoren in Messkampagne A - 2014.

Kampagne A wurde bereits im Rahmen meiner Masterarbeit [50] durchgeführt und erstmals ausgewertet. Auf Grund der Bedeutung für die weiteren Messkampagnen in der darauf aufbauenden Doktorarbeit, wird sie an dieser Stelle nochmals kurz vorgestellt. Für weitere Details wird auf die Masterarbeit verwiesen.

In Vorbereitung auf die Errichtung des Felsenkeller-Untertagebeschleunigers in Stollen VIII und IX wurde in Stollen IV erneut eine Neutronenflussmessung durchgeführt,

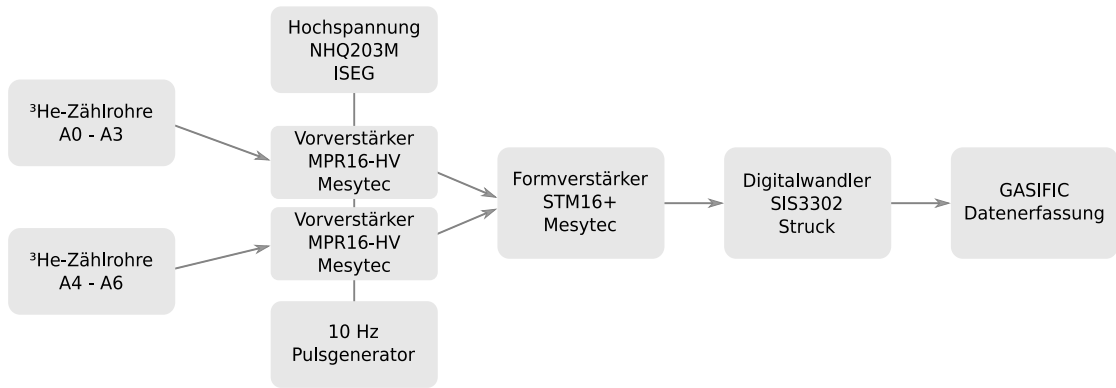


ABBILDUNG 4.2: Verknüpfung der verwendeten elektronischen Geräte in Kampagne A.

um eine Vorhersage für den zu erwartenden Neutronenfluss zu erhalten. Die Messung fand an drei Punkten in Stollen IV statt: vom 15.12.2014–16.01.2015 in Messkammer 2, vom 16.01.–03.02.2015 in der Werkstatt und vom 03.02.–12.02.2015 in Messkammer 1, und erreichte Livetimes von respektive 27,7; 12,5 und 7,5 Tagen. Die Spezifikationen der einzelnen Messorte sind in Kapitel 3.1 nachzulesen.

Der Messaufbau umfasst mit Detektoren A0–A6 einen thermischen, sowie sechs mit Polyethylen moderierte LND-252248¹ Proportionalzählrohre (siehe auch Anhang A.1) mit einer aktiven Länge von 60 cm, einem Durchmesser von 2,54 cm und einem Gasdruck von 10 bar. Als Detektionsgas wird 97% ³He mit 3% CO₂ Löschgas verwendet. Die Zählrohre waren eine Leihgabe der BELEN-Gruppe [156].

Die Detektoren wurden wie in Abbildung 4.1 dargestellt aufgebaut. Eine sternförmige Anordnung wie in Canfranc war auf Grund von Platzmangel nicht möglich, stattdessen wurden alle Detektoren mit steigender Moderatorstärke nebeneinander aufgestellt, wobei ein Abstand von 9 cm zwischen den einzelnen Detektoren eingehalten wurde.

Auf Grund der Größe von Messkammer 1 wurden dort als Kompromiss Detektoren A4–A6 im Inneren und die vier kleineren Detektoren A0–A3 in einem Regal im Labyrinth der Messkammer platziert. Hierdurch waren diese von einer Seite durch den Neutronenfluss des Vorraums exponiert.

Der Aufbau orientiert sich an der vorangegangenen Messung im LSC Canfranc [27, 28] (siehe auch Kapitel 2.4.1.3), jedoch mit von 20 bar auf 10 bar reduziertem Gasdruck und dem zusätzlichen unmoderierten Neutronendetektor A0.

Die Verknüpfung der elektronischen Geräte ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Jede Röhre wurde mit einem Kanal von zwei 16-Kanal Vorverstärkern MESYTEC MPR16-HV verbunden und mit 1450 V Hochspannung versorgt. Der Einsatz mehrerer Vorverstärker hat den Vorteil kürzerer Kabelverbindungen und geringerer Rauschinduktion zwischen

¹LND INC., Oceanside, New York, USA

den Detektoren. Das Signal der Vorverstärker wurde weitergeleitet an einen MESYTEC STM16+ zur Pulsformverstärkerung und anschließend mit einem selbst auslösenden STRUCK SIS3302 VME 16-bit 100 MS/s Digitalwandler auf das GASIFIC Datenerfassungssystem [157] zur späteren Analyse gespeichert. Zur Totzeitbestimmung kam zusätzlich ein 10 Hz Pulsgenerator zum Einsatz, die gemessene Totzeit betrug in allen Fällen weniger als 0,3%.

4.1.2 Kampagne B – 2016

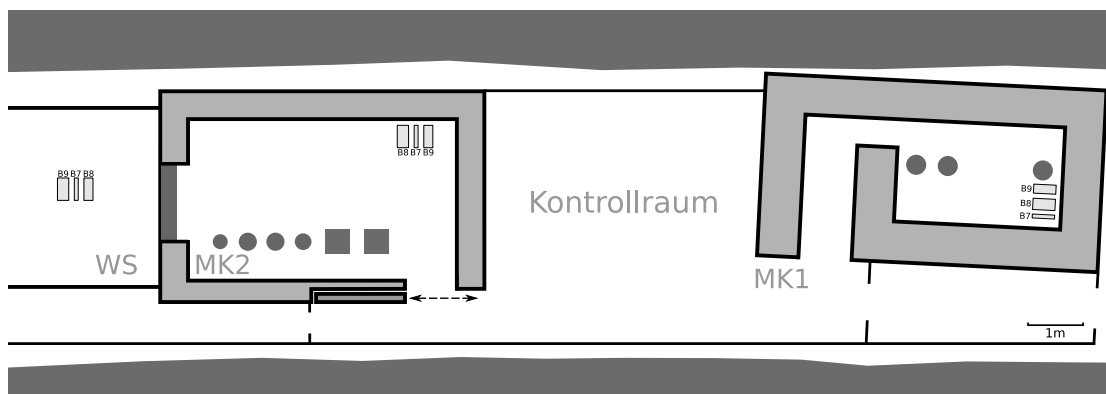


ABBILDUNG 4.3: Platzierung der Detektoren in Messkampagne B - 2016.

Mit der Verwendung reiner Polyethylenmoderatoren wie in Kampagne A lassen sich hochenergetische Neutronen ab 20 MeV kaum messen. Mit zunehmender Energie steigen die mittleren freien Weglängen zu stark an, um Neutronen effektiv zu thermalisieren, wie in Abbildung 2.6 gezeigt wurde. Als Folge dessen fällt auch das Ansprechvermögen komplett ab. In Kampagne B wurde deshalb ein Detektor mit einer 5 mm Bleischicht erweitert, an der über (n, xn) -Reaktionen eine Vervielfachung sehr hochenergetischer Neutronen zu mehreren vergleichsweise niederenergetischeren Neutronen stattfinden kann. Dabei entstehen energieabhängig bis zu 6 Neutronen pro Wechselwirkung am Blei [158]. Die entstandenen Neutronen besitzen selbst noch einige MeV an kinetischer Energie, sodass diese vor Einfang am ^3He noch moderiert werden müssen.

Der gesamte Moderatorsatz umfasst B7, B8 und B9. Das Ansprechvermögen von B7 wurde dabei dem von A2 nachempfunden, um beide Kampagnen verknüpfen zu können. Detektoren B8 und B9 haben unterhalb von 20 MeV ähnliche Verläufe der Ansprechvermögen, jedoch ist B9 in 5 cm Tiefe um eine Bleischicht erweitert. Dadurch soll bereits über die Zählratenunterschiede eine qualitative Aussage über den hochenergetischen Neutronenfluss ermöglicht werden. Die Detektoren wurden wie in Abbildung 4.3 aufgestellt.

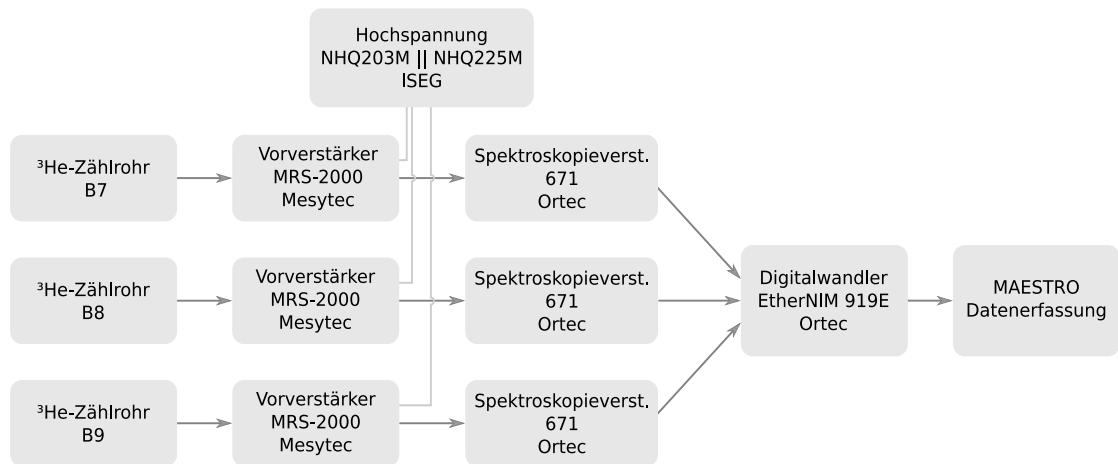


ABBILDUNG 4.4: Verknüpfung der verwendeten elektronischen Geräte in Kampagne B.

Als Proportionalzähler kamen LND-252189², eine Leihgabe vom Institut Laue-Langevin, Grenoble, Frankreich, zum Einsatz. Diese sind mit einer Länge von 30,5 cm kürzer als in Kampagne A, jedoch sind Durchmesser mit 2,54 cm und Gasdruck mit 10 bar gleich. Die Gaszusammensetzung ist ebenfalls 97% ³He und 3% CO₂. Die Detektoren wurden mit 1900 V Hochspannung betrieben und das Signal über drei Einkanal Vorverstärker MESYTEC MRS-2000, sowie einen ORTEC 671 Spektroskopieverstärker verarbeitet. Über einen ORTEC ETHERNIM 919E Analog-zu-Digital-Konverter wurden diese Signale digitalisiert und auf einem Messlaptop gespeichert. Hierbei wurden mittels MAESTRO direkt Histogramme aufgezeichnet und automatisch alle 30 Minuten abgespeichert. Die Verknüpfung der Geräte ist schematisch in Abbildung 4.4 dargestellt.

Die Messung lief vom 26.08.–09.09., 09.09.–13.10. und vom 13.10–27.10.2016 in Messkammer 2, Messkammer 1 und der Werkstatt. Hierbei begründen sich die längeren Messzeiten an den beiden letzteren Messorten durch die zuvor festgestellten geringeren ortsbedingten Neutronenzählraten – insgesamt wurden Livetimes von 10,6; 25,3 und 14,0 Tagen erreicht. Der GEDCKE-HALE Algorithmus [159, S.266–271] der 919E Einheit ermittelte hierbei für alle Messungen eine Totzeit von weniger als 0,2%.

4.1.3 Kampagne C – 2018/19

Für die Messungen in Stollen VIII und IX wurde das Beschleunigerlabor kurz nach dessen Fertigstellung untersucht. Zu diesem Zeitpunkt war die Strahlachse noch nicht vollständig, der Targetraum frei von Detektoren und im Aktivierungsmessraum nur der Aufbau des TU-1 Detektors inklusive 4 t Bleiburg vorhanden. Es wurde das Detektorset A0–A6 verwendet und um Detektor C10 erweitert, der ein ähnliches Ansprechvermögen

²LND INC., Oceanside, New York, USA

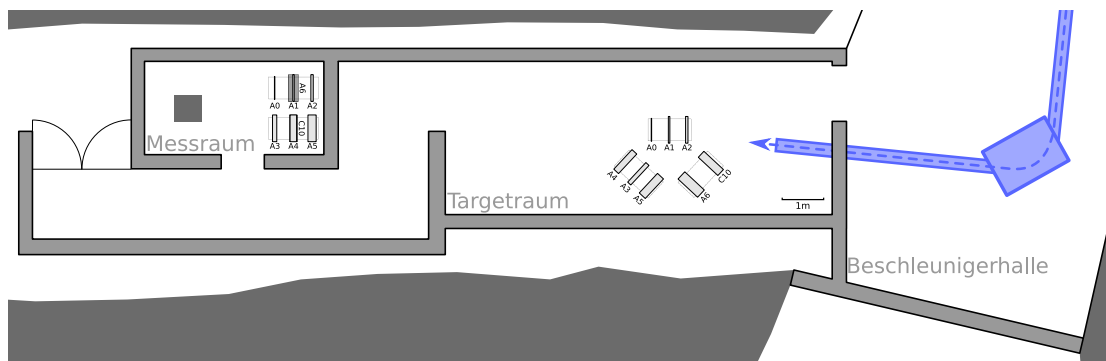


ABBILDUNG 4.5: Detektoranordnung 2018/19 im Target- und Aktivierungsmessraum, Stollen VIII. Die hier blau eingezeichnete Strahlführung war noch nicht fertiggestellt. Im Aktivierungsmessraum befindet sich links Detektor TU1 – ein 163% Reinstgermanium-Detektor inklusive 4 t Bleiburg.

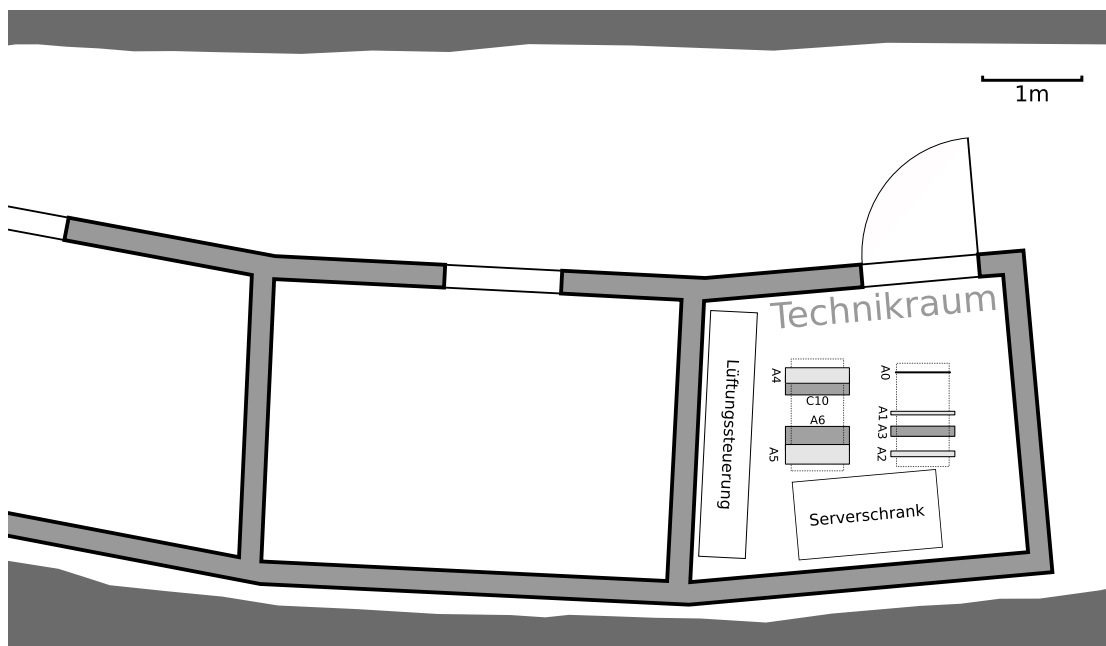


ABBILDUNG 4.6: Detektoranordnung 2018/19 im Datentechnikraum, Stollen VIII.

wie A5 besitzt, aber zusätzlich eine 5 mm Bleischicht beinhaltet (vergleichbar mit Detektorpaar B8-B9). In Stollen VIII wurde an drei Orten gemessen: im Targetraum vom 02.10.–07.11.2018, im Aktivierungsmessraum vom 07.11.2018–09.01.2019 und im Datentechnikraum vom 09.01.–17.01.2019. Damit wurden Livetimes von 32,6; 55,6 und 7,9 Tagen erreicht.

Im Targetraum wurden Abstand und Richtung der Detektoren so gewählt, dass diese sich möglichst wenig gegenseitig beeinflussen, während noch ein kleiner Durchgangsbereich

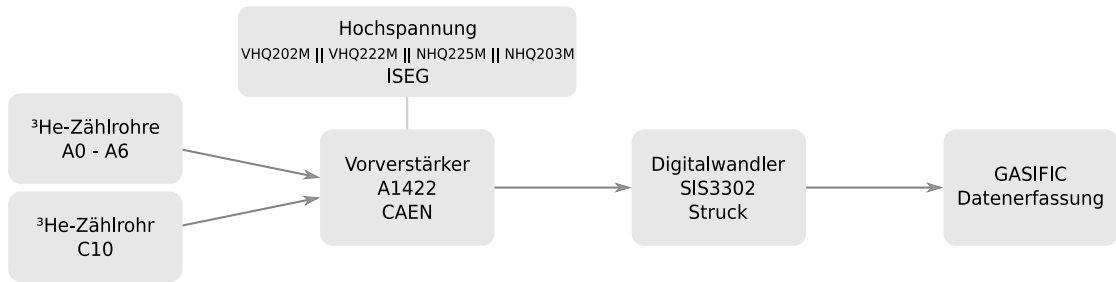


ABBILDUNG 4.7: Verknüpfung der verwendeten elektronischen Geräte in Kampagne C.

bestehen blieb. Durch den TU-1 Reinstgermaniumdetektor stand im Aktivierungsmessraum nur die rechte Raumseite zur Verfügung. Die Detektoren wurden deshalb auf zwei Etagen angebracht, wobei mit A6 und C10 die zwei schwersten auf der unteren Ebene platziert wurden. Die untere Ebene liegt 20 cm und die obere 100 cm über dem Fußboden. Die Anordnungen im Target- und im Aktivierungsmessraum sind in Abbildung 4.5 zu sehen.

Im Datentechnikraum wurden die Detektoren mittig vor dem Serverschrank platziert, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist. A6 und C10 wurden wiederum auf der untersten Ebene der beiden Gestelle installiert, während A3 auf der mittleren Ebene auf 50 cm Höhe angebracht wurde. Im Gegensatz zu den anderen beiden Messorten in Stollen VIII besitzt der Datentechnikraum nur eine Ziegelmauerwand von 25 cm Dicke und befindet sich nahe dem Stolleneingang.

Die in dieser Kampagne verwendeten Geräte und deren Verknüpfung sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Im Rahmen dieser Messung fand auch die von mir betreute Masterarbeit von Thomas Hensel [160] statt. Um die Anwendbarkeit von Pulsformdiskriminierung auf ^3He -Proportionalzählrohre zu untersuchen, wurde der ladungssensitive Vorverstärker CAEN A1422 eingesetzt. Damit lassen sich Neutronensignale von Rausch- und intrinsischen α -Signalen teilweise durch Analyse von Signalhöhe und -breite trennen.

Hierbei wird der Umstand ausgenutzt, dass bei der Neutronenreaktion zwei geladene Teilchen involviert sind. Dadurch werden in der ersten Ableitung der Signalform zwei Spitzen erkennbar, sofern beide Teilchen detektiert und zeitlich getrennt werden können. Mit einer ^{252}Cf -Quellmessung zeigt sich, dass 61,1% der Neutronensignale keine Doppelpeakstruktur aufweisen und deshalb verworfen werden. Im Gegenzug verbleiben 4% der Untergrundsignale. Zwar wird hierdurch das Signal-zu-Rauschverhältnis verbessert, jedoch geht dies mit steigenden Messdauern einher, um konkurrierende statistische Fehler zu erreichen. Als Ergebnis der Arbeit wird nur unterhalb von Zählraten $< 77,5(11) \times 10^{-6} \text{ s}$ eine Verbesserung erwartet, was im Felsenkeller nicht erreicht wird.

4.2 Analyse der Messdaten

Alle aufgezeichneten Pulsformen wurden detektorweise zu Pulshöhendiagrammen zusammengefasst und sind am Beispiel von A3 und B8 in Abbildung 4.8 dargestellt. Bedingt durch die zu Grunde liegende Kernreaktion ${}^3\text{He}(\text{n,p}){}^3\text{H}$ treten dabei drei markante Punkte auf, die dank der direkten Proportionalität von detektierter Ladung und deponierter Energie im ${}^3\text{He}$ -Gasproportionalzähler zur Energie-Kanal-Kalibrierung genutzt werden können. Der Vollenergiepeak bei 764 keV entsteht, wenn die komplette Energie des Neutrons im Zählgas abgegeben wird. Diese Energie teilt sich im Verhältnis 1:3 auf den entstehenden Tritiumkern und das Proton auf, sodass zum Vollenergiepeak noch zwei Stufen im Kontinuum bei 191 und 573 keV sichtbar sind, wenn die Tochterteilchen den Detektor vor Abgabe ihrer gesamten Energie wieder verlassen. Dieser Effekt wird als *Wandeffekt* bezeichnet.

Zur Bestimmung der Energie-Kanal-Beziehung ist ein lineares Gleichungssystem mit zwei Unbekannten zu lösen: der Verschiebung a_0 und dem Skalierungsfaktor a_1 ,

$$E(k) = a_1 \cdot k + a_0. \quad (4.1)$$

Hierfür werden für jeden Detektor Referenzmessungen verwendet, die mit einer ${}^{252}\text{Cf}$ -Neutronenquelle aufgenommen wurden. Zur Lösung des Gleichungssystems werden die Energiepaare (191 keV, 764 keV) und (191 keV, 573 keV) herangezogen und deren Ergebnisse gemittelt. Auf Grund der starken Extrapolation zu 191 keV wird (573 keV, 764 keV) nicht verwendet. In einigen Spektren ist auf Grund der Statistik die Position der 573 keV Stufe nicht genau bestimmbar. Hier wird lediglich das Energiepaar (191 keV, 764 keV) herangezogen.

Neben der Energiekalibrierung dient die Quellmessung auch zur Extraktion der Neutronenereignisse aus den Einzelmessungen. Dafür wird ausgenutzt, dass hierbei der Untergrund vernachlässigbar klein gegenüber den durch Neutronen erzeugten Signalen ist. Die einzelnen Pulshöhenspektren werden in drei Regionen I–III unterteilt, wobei Region II das Cf-Referenzspektrum zwischen 180 und 820 keV enthält (siehe Abb. 4.8). Das gesamte Pulshöhenspektrum $D(E)$ lässt sich aufteilen in eine Neutronen- $N(E)$ und eine Untergrundkomponente $B(E)$

$$D(E) = c_0 N(E) + B(E), \quad (4.2)$$

$$B(E) = c_1 e^{-c_2 E} + c_3 e^{-c_4 E} + c_5 (1 + c_6 E). \quad (4.3)$$

Im Niederenergiebereich $D_I(E)$ wird das Pulshöhenspektrum durch elektronisches Rauschen dominiert, welches durch einen schnell und einen langsam abklingenden Exponentialterm

$$c_1 e^{-c_2 E} + c_3 e^{-c_4 E}$$

beschrieben werden kann. Im Hochenergiebereich $D_{III}(E)$ dominiert die Eigenaktivität des Detektorgehäuses durch Alphastrahlung, die durch

$$c_5 (1 + c_6 E)$$

mit $0 < c_6 \ll 1$ parametrisiert ist. Die einzelnen Regionen verlaufen in etwa von 80–180 keV, 180–820 keV und oberhalb von 820 keV. In Stollen IV hat der Einsatz eines Pulsers zusätzlich zu einer Linie im Pulshöhenspektrum geführt. Zwar konnte ein Teil des Pulsersignals nachträglich entfernt werden, jedoch blieb teils ein deutliches Rauschen zurück (z.B. A3 in Messkammer 1). Folglich wurde hier Region III nur verkürzt unterhalb der Pulserregion verwendet. Bei Detektoren B7–B9 endet Region III bei 1100 keV, bei der Messung in Stollen VIII generell bei 1500 keV.

Zur Bestimmung der einzelnen Koeffizienten c_0 – c_6 werden die drei Regionen $D_I(E)$ – $D_{III}(E)$ des Spektrums gemäß dem Literaturansatz von Reginatto *et al.* [49] beschrieben,

$$D_I(E) = c_1 e^{-c_2 E} + c_3 e^{-c_4 E} + c_5 (1 + c_6 E), \quad (4.4)$$

$$D_{II}(E) = c_0 N(E) + c_1 e^{-c_2 E} + c_3 e^{-c_4 E} + c_5 (1 + c_6 E), \quad (4.5)$$

$$D_{III}(E) = c_3 e^{-c_4 E} + c_5 (1 + c_6 E). \quad (4.6)$$

Dieser Ansatz wird mit Hilfe von WINBUGS 1.4 ausgewertet, sodass für jeden Detektor die Neutronenzählrate und deren Standardabweichung bestimmt werden. Neben der beispielhaften Darstellung in Abbildung 4.8 sind im Anhang C die Fits aller Detektoren zu finden.

Als Ergebnis dieser Fits sind in Tabelle 4.2 die Signal-zu-Rausch-Verhältnisse der Einzelmessungen und in den Abbildungen 4.9 und 4.10 die auf die jeweiligen Messdauern normierten Neutronenzählraten dargestellt. Anhand der Zählraten lassen sich die Messorte bereits in drei Gruppen zusammenfassen:

1. Niedrigniveau: Messkammer 1, Targetraum und Aktivierungsmessraum,
2. Mittelniveau: Werkstatt und Datenraum,
3. Hochniveau: Messkammer 2.

Detektor	MK2	WS	MK1	Datenraum	Targetraum	Akt.-Messraum
A0	9,5 (8)	3,41 (11)	1,20 (6)	5,79 (27)	5,14 (22)	4,30 (13)
A1	19,9 (21)	3,75 (15)	1,94 (13)	5,6 (15)	4,7 (7)	3,0 (3)
A2	11,4 (5)	3,95 (17)	0,89 (4)	3,83 (15)	4,12 (16)	2,63 (7)
A3	16,0 (7)	2,90 (12)	1,34 (9)	3,10 (12)	2,97 (12)	3,10 (10)
A4	11,9 (7)	1,36 (6)	2,08 (23)	1,06 (4)	2,13 (18)	1,79 (6)
A5	9,6 (7)	0,88 (4)	1,32 (13)	1,00 (6)	1,27 (10)	1,33 (5)
A6	7,4 (4)	0,35 (2)	1,39 (16)	0,53 (3)	0,93 (5)	0,92 (5)
B7	6,20 (26)	1,94 (5)	0,37 (1)	–	–	–
B8	2,81 (19)	0,58 (3)	0,68 (4)	–	–	–
B9	5,0 (5)	1,73 (9)	0,75 (3)	–	–	–
C10	–	–	–	2,31 (12)	2,10 (9)	1,99 (10)

TABELLE 4.2: Signal-zu-Rauschverhältnisse aller Teilmessungen definiert als Neutronenereignisse/Untergründereignisse in Region II.

Im niederenergetischen Neutronenbereich bricht Messkammer 2 den Trend der anderen Messorte, da hier trotz generell hoher Zählraten weniger Neutronen im blanken Detektor gemessen wurden. Dies deutet auf ein geringes Moderationspotential der Umgebung hin.

Anhand der Signal-zu-Rausch-Verhältnisse lassen sich die Grenzen der Detektoren ausloten. Hierbei verschlechtert vor allem das exponentielle Rauschen aus Region I, welches in Region II vorstößt, das Verhältnis. Dies ist besonders bei Messungen des Niedrigniveaus und bei Messungen mit zusätzlich erhöhten Untergründen (z.B. B7 in Werkstatt, B7 und B8 in Messkammer 1) relevant. In der Werkstatt weisen A4–A6 verschlechterte Werte auf, hier kam es im Laufe der Messung zum Defekt einer Messröhre, welcher für Rauschereignisse im gesamten Vorverstärker gesorgt hat. Zwar wurden diese Messdaten ausgeschlossen, jedoch scheint die Messung bereits vor dem akuten Störfall betroffen gewesen zu sein.

In Stollen VIII zeigt sich, trotz ähnlicher Zählraten für Detektoren A0–A3, ein deutlich verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Target- und Aktivierungsmessraum gegenüber Messkammer 1. Hier wurde bewusst auf den Einsatz eines Pulsers verzichtet, da die Totzeit in den durchgeführten Untergrundmessungen vernachlässigbar klein ist.

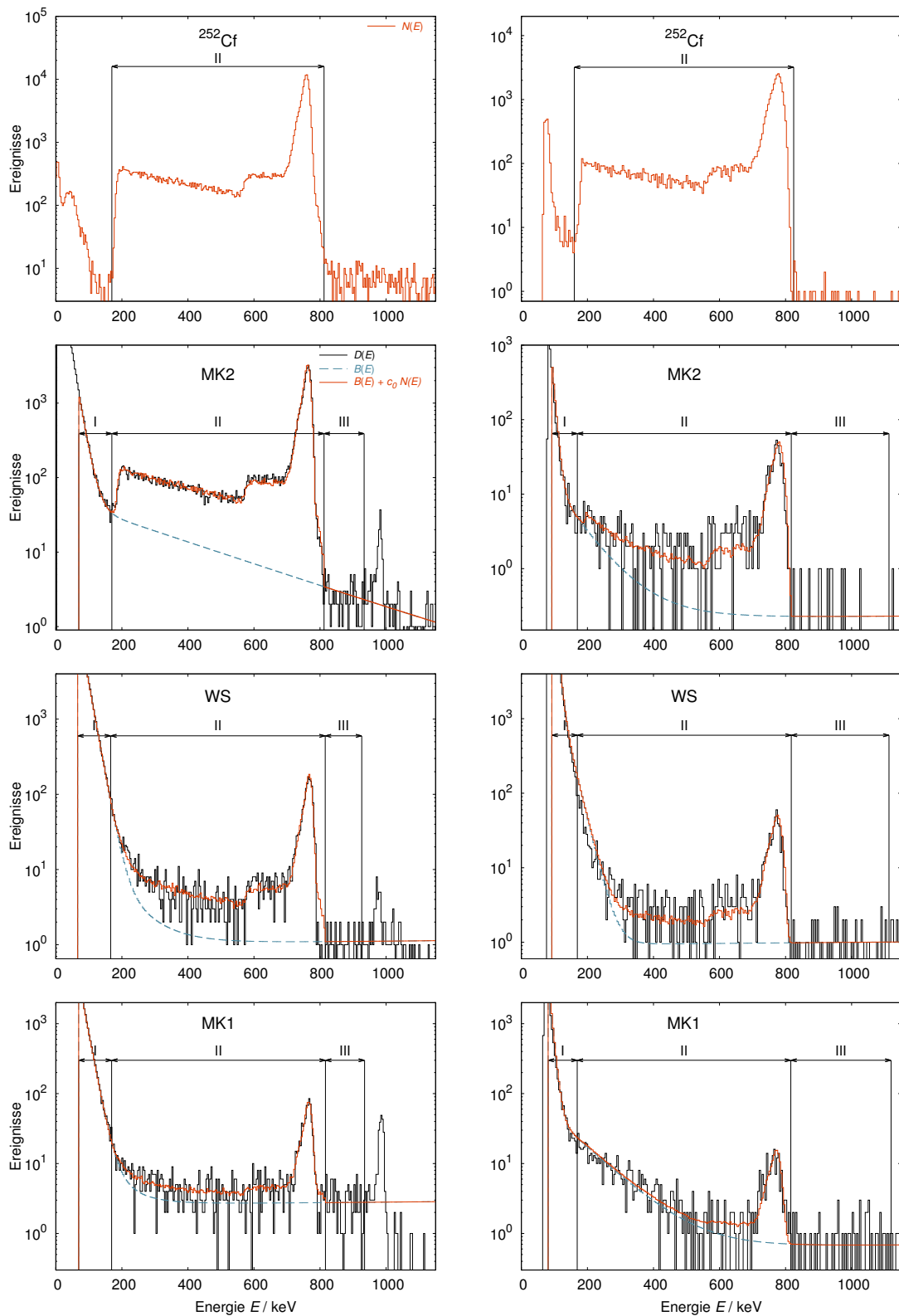


ABBILDUNG 4.8: Mit WINBUGS gefittete Pulshöhenspektren für Detektoren A3 (links) und B8 (rechts) in Stollen IV. Messung $D(E)$ in schwarz, gefitteter Untergrund $B(E)$ in blau und Untergrund mit Neutronenergieereignissen $B(E) + c_0 N(E)$ in rot. Fitregionen I–III gemäß Gleichungen (4.4)–(4.6). Weitere Detektoren in Anhang C.

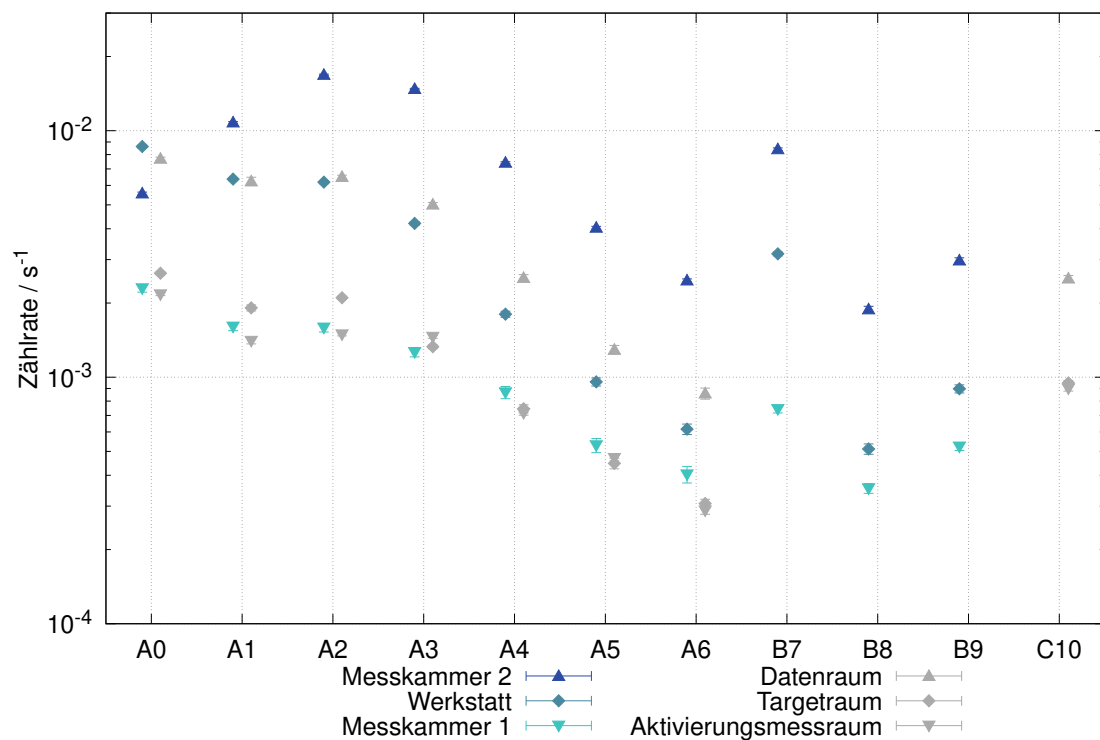


ABBILDUNG 4.9: Mit WINBUGS gefittete Neutronenzählraten in Stollen IV.

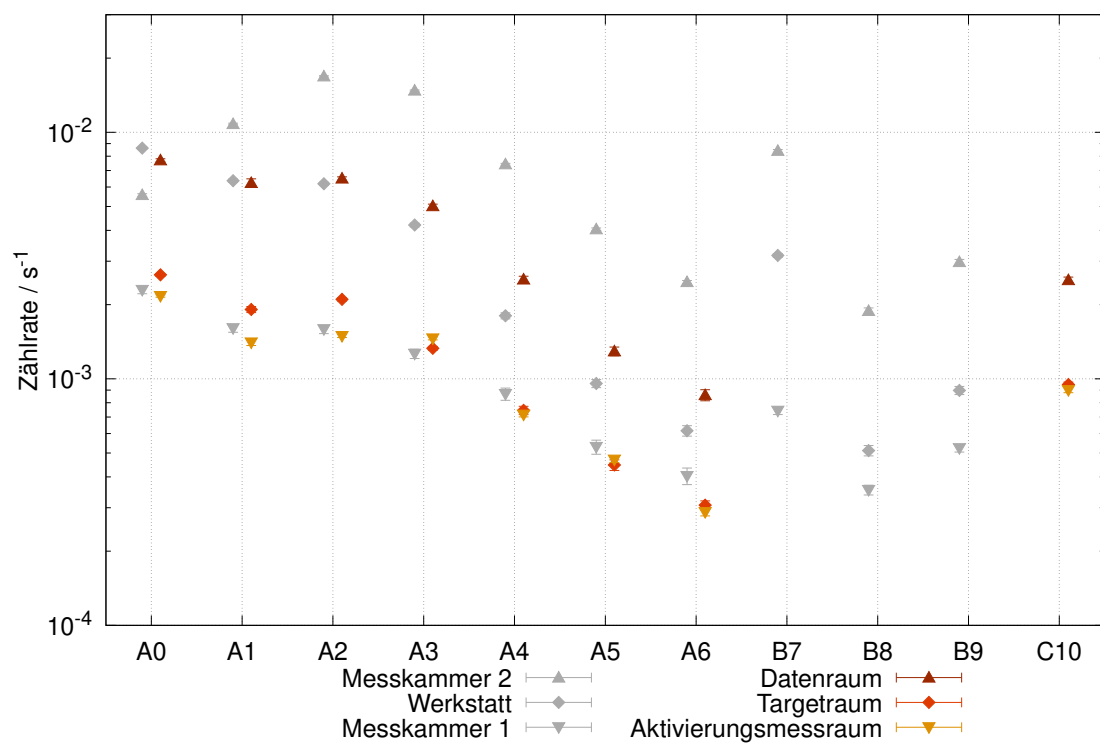


ABBILDUNG 4.10: Mit WINBUGS gefittete Neutronenzählraten in Stollen VIII.

Kapitel 5

Auswertung der Neutronenraten

Mit Hilfe der einzelnen Detektorzählraten werden in diesem Kapitel die energieaufgelösten Neutronenspektren erstellt. Dazu werden zwei Hauptschwerpunkte behandelt:

1. die Bestimmung des energieabhängigen Detektoransprechvermögens und
2. die Bestimmung des Vorhersagespektrums als Startspektrum der Entfaltung.

Mit Hilfe von FLUKA-Simulationen werden diese beiden Schwerpunkte bearbeitet. Für das Vorhersagespektrum werden dafür zunächst Gesteinsneutronen durch (α, n) -Reaktionen und Spontanzerfälle getrennt von myoneninduzierten Neutronen betrachtet und erst im Anschluss zusammengeführt. Für alle Messorte wird so ein geeignetes Vorhersagespektrum entwickelt.

5.1 Bestimmung der Detektoransprechvermögen

Die Ansprechvermögen $R_i(E)$ der Detektoren i verknüpfen die einzelnen Zählraten N_i mit dem vorherrschenden Neutronenfluss $\Phi(E)$. Dafür gilt der in Gleichung (5.1) dargestellte Zusammenhang. In der Regel liegen die Detektoransprechvermögen bedingt durch die zu Grunde liegende Simulation nur in diskreten Energieschritten vor, weshalb stattdessen Gleichung (5.2) Anwendung findet:

$$N_i = \int R_i(E) \cdot \Phi(E) dE, \quad (5.1)$$

$$N_i = \sum_j R_i(E_j) \cdot \Phi(E_j). \quad (5.2)$$

Die Ansprechvermögen aller Detektoren werden mit Hilfe von FLUKA simuliert. Dafür werden diese innerhalb einer Vakuumsphäre platziert und von außen mit einem isotropen Neutronenfluss beschossen. Über den im aktiven Volumen des Detektors verbleibenden Neutronenfluss lässt sich mit Hilfe des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts dann das Ansprechvermögen ermitteln.

5.1.1 Minimalbeispiel zur Bestimmung der thermischen Sensitivität

Zur besseren Veranschaulichung wird ein Minimalbeispiel zur Bestimmung des thermischen Ansprechvermögens vorgestellt. Als Grundlage dient ein LND-252248 mit 10 bar ^3He Gasdruck, wie im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Dabei werden Geometrie vereinfacht und Gaszusammensetzung als 100% ^3He angenommen.

Der FLUKA-Code für das Minimalbeispiel ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Zunächst werden die Simulationsstandards mit DEFAULTS, BEAM und BEAMPOS-Karten gesetzt. Hierbei wird die PRECISIO Option verwendet, die standardmäßig für Präzisionssimulationen genutzt wird. Die Energie wird auf $2,5 \cdot 10^{-11}$ GeV (25 meV) und Teilchenart auf Neutronen festgelegt, um thermische Neutronen zu simulieren. Mit der FLOOD-Option wird im Radius von 50 cm eine homogene und isotrope Neutronenfluenz erzeugt.

Mit der GEOBEGIN-Karte wird die Deklaration der Simulationsgeometrie eingeleitet. Es werden zwei sphärische Körper `blkbody` und `void` angelegt, die den Rand der Simulation und das fundamentierende Vakuumvolumen beschreiben werden. Im Inneren des Vakuumvolumens werden zwei Zylinder `case` (Gehäuse) und `target` (Zählgas) für den Detektor angelegt. Diese geometrischen Formen werden anschließend über REGION-Karten zu komplexeren Regionen zusammengefasst. Dabei können geometrische Formen durch logische Verknüpfungen mit '+' inkludiert und mit '-' exkludiert werden. Die Geometriebeschreibung wird durch die GEOEND-Karte abgeschlossen.

MATERIAL-Karten werden verwendet, um neben den standardmäßig vorhandenen die zusätzlich benötigten Materialien bereitzustellen. Dabei lassen sich einfache Elemente wie CHROMIUM oder He3 sowie komplexere Verbindungen wie `Stainles` erzeugen. Wechselwirkungsquerschnitte niederenergetischer Neutronen werden nicht für alle Elemente automatisch geladen, so müssen diese für Helium-3 mit einer LOW-MAT-Karte initialisiert werden. Über ASSIGNMA werden den zuvor definierten Regionen nun die passenden Materialien zugeordnet, womit die Geometriebeschreibung komplett abgeschlossen ist. Mit Hilfe von #DEFINE lassen sich Variablen erstellen, auf die später einfach zugegriffen werden kann. An dieser Stelle wird dies zur variablen Definition des Gasdrucks verwendet.

GLOBAL	Max #reg: Input: ▼	Analogue: ▼ Geometry: ▼	DNear: ▼ Flag: ?OLDFLAIR ▼
DEFAULTS	PRECISIO ▼		
BEAM	Beam: Energy ▼	E: 2.5e-11 Δφ: Flat ▼	Part: NEUTRON ▼ Δφ: Δy:
	Δp: Flat ▼ Shape(X): Rectangular ▼	Δp: Δx: Shape(Y): Rectangular ▼	Δy:
BEAMPOS	R: 50.		Type: FLOOD ▼
GEOBEGIN	Geometry: ▼	Acc: Out: ▼	Opt: ▼ Fmt: COMBNAME ▼
	Title:		
SPH	blkbody	x: 0.0 R: 100000.0	y: 0.0 z: 0.0
SPH	void	x: 0.0 R: 10000.0	y: 0.0 z: 0.0
RCC	target	x: -30. Hx: 60. R: 1.219	y: 0.0 Hy: 0.0 z: 0.0 Hz: 0.0
RCC	case	x: -33. Hx: 67.59 R: 1.27	y: 0.0 Hy: 0.0 z: 0.0 Hz: 0.0
END			
REGION	BLKBODY	expr: +blkbody -void	Neigh: 5
REGION	VOID	expr: +void -target -case	Neigh: 5
REGION	TARGET	expr: +target	Neigh: 5
REGION	CASE	expr: +case -target	Neigh: 5
END			
GEOEND	▼		
MATERIAL	Name: CHROMIUM	#	p: 7.18
	Z: 24. Am:	A:	dE/dx: ▼
MATERIAL	Name: Stainles	#	p: 8.0
	Z: Am:	A:	dE/dx: ▼
COMPOUND	Name: Stainles ▼	Mix: Atom ▼	Elements: 1..3 ▼
	f1: 18.0 f3: 8.0	M1: CHROMIUM ▼ f2: 74.0 M3: NICKEL ▼	M2: IRON ▼
#define	pressure	: 10.	
MATERIAL	Name: He3	#	p: =pressure*0.0001254
	Z: 2. Am: 3.0160	A: 3.	dE/dx: ▼
LOW-MAT	Mat: He3 ▼	LowMat: 3He. Helium 3, 296K ▼	
MAT-PROP	Type: ▼	Gas pressure: \$pressure	RHOR:
	Ionization: Mat: He3 ▼	to Mat: ▼	Step:
ASSIGNMA	Mat: BLCKHOLE ▼	Reg: BLKBODY ▼	to Reg: ▼
	Mat(Decay): ▼	Step:	Field: ▼
ASSIGNMA	Mat: VACUUM ▼	Reg: VOID ▼	to Reg: ▼
	Mat(Decay): ▼	Step:	Field: ▼
ASSIGNMA	Mat: He3 ▼	Reg: TARGET ▼	to Reg: ▼
	Mat(Decay): ▼	Step:	Field: ▼
ASSIGNMA	Mat: Stainles ▼	Reg: CASE ▼	to Reg: ▼
	Mat(Decay): ▼	Step:	Field: ▼
#define	scale	: =1/(pi*50.**2*6.023e23/3.*pressure*0.0001254*5320e-24)	
USRTRACK	Type: Log ▼	Reg: TARGET ▼	Unit: 21 BIN ▼
	Part: NEUTRON ▼	Emin: 1E-14	Name: Flux Vol: \$scale
		Emax: 1E-6	Bins:
RANDOMIZ	Unit 01 ▼	Seed:	
START	No.: 1E6	Core: ▼	
	Time:	Report: default ▼	
STOP			

ABBILDUNG 5.1: Minimalbeispiel zur Berechnung des Ansprechvermögens in einem aktiven Volumen mit FLUKA. Details siehe Text.

Über die USRTRACK-Karte wird die zeitunabhängige Neutronenfluenz $F = \int \Phi dt$ in der Targetregion aufgezeichnet und differentiell nach der Energie in $\text{cm}^{-2} \text{GeV}^{-1}$ bereitgestellt. Dabei wird die Beschreibung der Fluenz über die Spurlängen gemäß Gleichung (5.4) ausgenutzt.

$$\begin{aligned}\Phi &= n \cdot v & (5.3) \\ \Rightarrow F &= \int n \cdot dl \\ &= \int \frac{N}{V} \cdot dl \\ &= \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N l_i & (5.4)\end{aligned}$$

Die Vol-Option der USRTRACK-Karte kann genutzt werden, um das Ergebnis auf das richtige Volumen zu normieren, jedoch lässt sich damit auch sofort das gewünschte Ansprechvermögen ausgeben. Dafür wird vorher über ein #DEFINE der **scale** Faktor festgelegt, welchen man mit der Definition des Ansprechvermögens $R = N \cdot F_{\text{in}}^{-1}$ bestimmt. Dabei ist N die Ereigniszahl im Detektor und F_{in} die zur durchstrahlten Querschnittsfläche A indirekt proportionale Fluenz. Diese ist so definiert, dass sie für eine Querschnittsfläche von 1 cm^2 genau 1 cm^{-2} beträgt und sich damit durch $F_{\text{in}} = A^{-1}$ ersetzen lässt. Die Ereigniszahl N ergibt sich aus der im ${}^3\text{He}$ vorliegenden Neutronenfluenz $F_{3\text{He}}$ und dem makroskopischen Wirkungsquerschnitt $\Sigma_{3\text{He}} = \sigma_{3\text{He}} \cdot n_{3\text{He}} \cdot V_{3\text{He}}$. Hierbei ist $\sigma_{3\text{He}}$ der thermische Einfangquerschnitt am ${}^3\text{He}$ mit 5320 barn und $n_{3\text{He}}$ die Teilchendichte des ${}^3\text{He}$. Durch die USRTRACK-Karte wird $V_{3\text{He}} \cdot F_{3\text{He}}$ direkt bestimmt. Es gelten dafür die nachstehenden Gleichungen (5.5).

$$\begin{aligned}R &= \frac{N}{F_{\text{in}}} \\ &= A \cdot N \\ &= A \cdot \Sigma_{3\text{He}} \cdot F_{3\text{He}} \\ &= A \cdot \sigma_{3\text{He}} \cdot n_{3\text{He}} \cdot V_{3\text{He}} \cdot F_{3\text{He}} \\ &= A \cdot \sigma_{3\text{He}} \cdot \frac{N_{\text{A}}}{M_{3\text{He}}} \cdot \rho_{3\text{He}} \cdot V_{3\text{He}} \cdot F_{3\text{He}} \\ &= \text{scale} \cdot V_{3\text{He}} \cdot F_{3\text{He}} & (5.5)\end{aligned}$$

Abschließend werden mit einer RANDOMIZ-Karte der Simulation ein fester Startwert gegeben und mit der START-Karte die Zahl der zu simulierenden Primärteilchen festgelegt. Die STOP-Karte gibt das Ende des FLUKA-Programms an.

Der Durchlauf des Programms und die anschließende Kompilation der Ergebnisse erzeugt die `neutron_minbsp_21_sum.lis` Datei, welche die Ergebnisse des USRTRACK enthält

**** neutron_minbsp_21.trk ****

Total primaries run: 3000000

Total weight of the primaries run: 3000000.00

Detector n: 1 Flux
(Volume: 9.50625254E-05 cmc,
distr. scored: 8 ,
from reg. 3)

Tot. response (p/cm²/pr) 98.80021 +/- 0.1558211 %
(--> Track 1. (cm/pr) 9.3921972E-03 +/- 0.1558211 %)

ABBILDUNG 5.2: Auszug aus der von USRTRACK erzeugten `neutron_minbsp_21_sum.lis` Datei. Hinter `Tot. response` ist das gewünschte Ansprechvermögen, welches auf den `scale` Faktor normiert wurde. Die nachstehende Zeile zeigt die tatsächliche Spurlänge ohne Normierung an.

und auszugsweise in Abbildung 5.2 dargestellt ist. Das Minimalbeispiel sagt ein thermisches Ansprechvermögen von $(98,8 \pm 0,2) \text{ cm}^2$ voraus.

5.1.2 Reale Bestimmung des Ansprechvermögens

Eine komplette Charakterisierung der Detektoren ist mit dem Minimalbeispiel zwar möglich, aber unpraktisch, da nur monoenergetische Neutronen simuliert werden.

Für die fortgeschrittene Simulation wird der gesamte Energiebereich in 502 Bins von 10^{-14} bis 10^4 MeV aufgeteilt und jedem Bin über eine zusätzliche `fluscw.f` Routine genau einer von 502 USRTRACK-Zählern zugewiesen. Dabei sind die einzelnen Energiebins mit der inversen Wurzel des zu erwartenden Ansprechvermögens gewichtet, um überall eine gleichmäßige Fehlerstatistik zu erzeugen. Pro Teilchendurchlauf wird mit dieser Wichtung die Startenergie des Neutrons zufällig ausgewürfelt. Diese Energie bestimmt auch welcher USRTRACK-Zähler aktiv wird.

Nach Abschluss der Simulation werden alle Ergebnisse sortiert nach Energiebins in einer `sum.lis` Datei aufgelistet, die mit einem PYTHON-Skript extrahiert und in ein darstellbares Format übertragen werden.

In Abbildung 5.3 sind alle Ansprechvermögen dargestellt. Für die Geometrie wurden die im Anhang A und B stehenden technischen Zeichnungen und folgende Parameter verwendet:

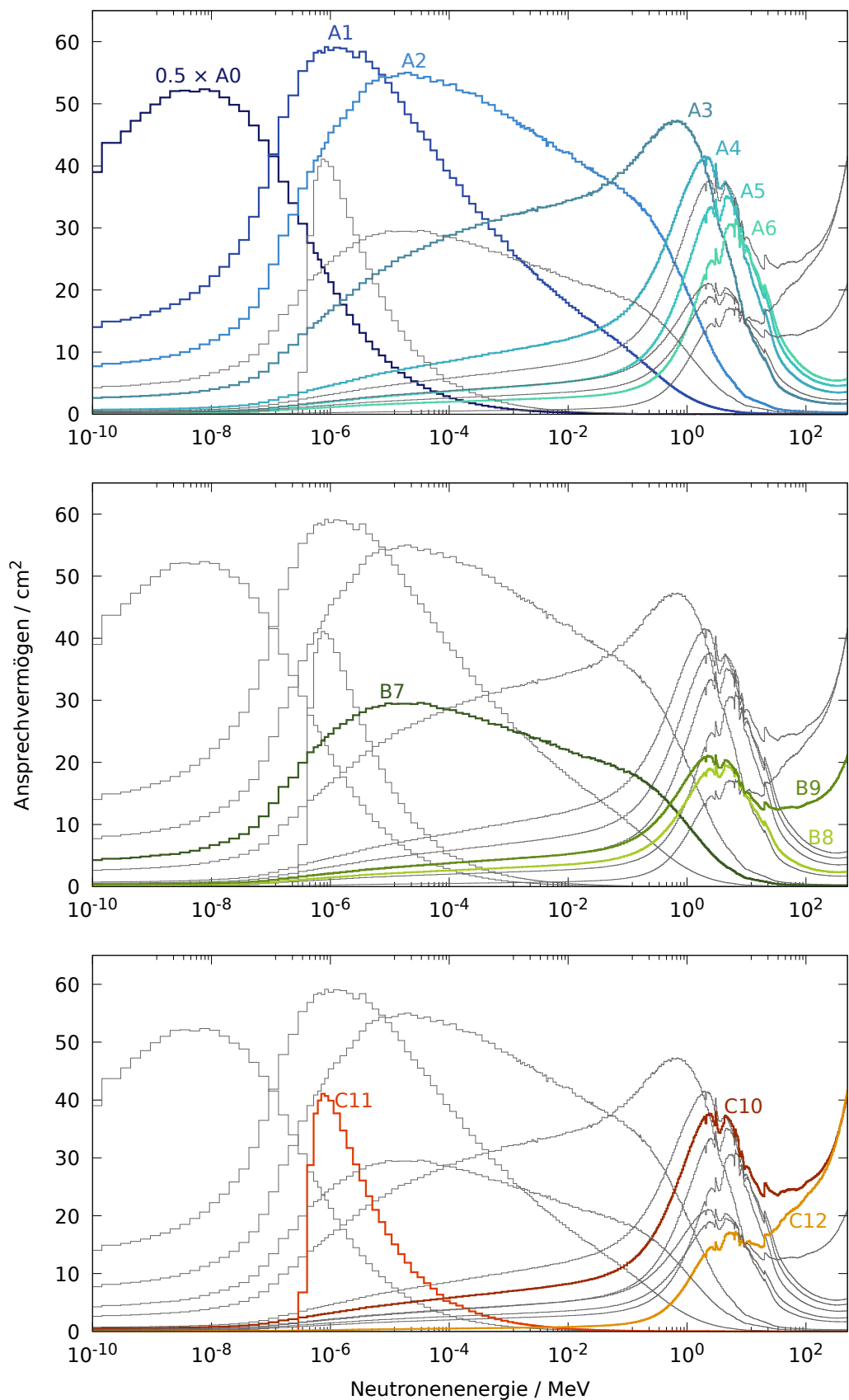


ABBILDUNG 5.3: Mit FLUKA simulierte Ansprechvermögen für A0–A6 (oben), B7–B9 (mitte) und C10–C12 (unten). Details zu den Parametern im Text.

-
- Dichte des Polyethylens: $0,948 \text{ g/cm}^3$,
 - Gasdruck im Zähler: 10 bar,
 - Gaszusammensetzung: 97% ^3He , 3% CO_2 (Löschgas) und
 - Zählrohrmaterial: Rostfreier Stahl ($\text{Fe}_{74}\text{Cr}_{18}\text{Ni}_8$) ohne Kohlenstoffkomponente.

Im Energiebin um 25 meV wird nun für den thermischen Detektor A0 ein Ansprechvermögen von $(99,7 \pm 0,6) \text{ cm}^2$ bestimmt. Die leichte Abweichung zum Minimalbeispiel ($(98,8 \pm 0,2) \text{ cm}^2$) liegt vor allem an der dafür verwendeten vereinfachten Detektorgeometrie.

5.1.3 Anisotroper Neutroneneinfall

Die Einfallsrichtung der Neutronen wirkt sich auf deren Moderationsweg bis zum Eingang aus. Ein Neutron, welches über eine Kante in den Detektor eindringt, durchläuft mehr Material bis zum ^3He -Proportionalzählrohr als eins, das mittig durch eine der Außenflächen eintritt. Die eingangs getroffene Annahme eines isotropen Neutronenflusses wird daher zur Voraussetzung. In der Realität ist dies nicht unbedingt haltbar, da z.B. Bleiburgen durch erhöhte (μ, n) -Ausbeuten oder Labyrinthstrukturen diese Isotropie brechen.

Am Beispiel von Messkammer 1 wurde dieser Effekt mit Hilfe von FLUKA-Simulationen untersucht, da hier der Neutronenfluss vor allem durch die in den Bleiburgen induzierten Neutronen dominiert wird. Es wurden sowohl eine Vorhersage für den Neutronenfluss im Inneren von Messkammer 1 als auch die Detektoransprechvermögen in 64 Raumrichtungen aufgelöst bestimmt. Dabei wurde die tatsächliche Ausrichtung der Detektoren in der Messkammer betrachtet. Die Ergebnisse zeigen eine Erhöhung des totalen Ansprechvermögens um bis zu 3,8% im Vergleich zu isotropem Neutroneneinfall.

Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wird auf die zur Entfaltung verwendeten statistischen Unsicherheiten ein zusätzlicher Beitrag von 4% über quadratische Fehlerfortpflanzung aufgetragen.

5.1.4 Systematische Unsicherheiten durch FLUKA

Um den systematischen Einfluss des verwendeten Monte-Carlo Programms mit der Messung zu verknüpfen, bietet sich die ^{252}Cf -Quellmessung als Vergleich an.

Dazu werden in der Simulation die Detektoren umgeben von Vakuum betrachtet und die ^{252}Cf -Quelle mittig zentriert auf einer der Außenflächen angebracht. Die Platzierung entspricht somit der Quellmessung. Als Energieverteilung der erzeugten Neutronen wird die Evaluation nach Mannhart [161] mit einer Peakenergie von 0,75 MeV verwendet. Zusätzlich erzeugte γ -Strahlung wird vernachlässigt, da die ^3He -Zähler wenig sensitiv für diese sind.

Kamp. A	A0	A1	A2	A3	A4	A5	A6
gemessen	0,055 (3)%	0,65 (1)%	2,05 (3)%	2,90 (5)%	1,89 (3)%	1,09 (2)%	0,63 (1)%
FLUKA	0,016 (1)%	0,447 (2)%	1,864 (2)%	2,756 (1)%	1,711 (1)%	1,002 (1)%	0,560 (1)%

Kamp. B	B7	B8	B9
gemessen	1,41 (21)%	0,59 (9)%	0,83 (12)%
FLUKA	1,331 (2)%	0,575 (1)%	0,799 (1)%

TABELLE 5.1: Effizienzmessung mit ^{252}Cf -Quelle im Vergleich mit FLUKA. Detektoren simuliert im Vakuum ohne Umgebung. Für A0–A6 kam eine Quelle mit 2%, für B7–B9 mit 15% Unsicherheit zum Einsatz. FLUKA-Unsicherheiten sind rein statistisch.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Wie erwartet zeigen A3 und B7 gemäß ihrer Ansprechvermögen (vgl. Abbildung 5.3) die höchsten Effizienzen. Die simulierten Ergebnisse liegen hier $(5 \pm 2)\%$ bzw. $(6 \pm 15)\%$ niedriger als die Messung. Hierzu tragen die Aktivitätsunsicherheiten der verwendeten ^{252}Cf -Quellen mit 2% (Kampagne A) bzw. 15% (Kampagne B) maßgeblich bei. Der Verlauf der Effizienzen ist mit der Simulation gut reproduzierbar, liegt jedoch für A2–B9 um bis zu 10% tiefer als bei der Messung. Dies liegt überwiegend an der in der Simulation fehlenden Umgebung, d.h. Laborwänden, anderen Messaufbauten und benachbarten Detektoren.

Für A0 und A1, die im thermischen bzw. epithermischen Bereich sensitiv sind, ist das unmoderierte Mannhart-Spektrum keine gute Annahme für den tatsächlich vorliegenden Neutronenfluss während der Messung. Für diese tragen vor allem die Moderationseffekte aus der Umgebung erheblich bei, sodass sie bei der Abschätzung der Unsicherheiten nicht berücksichtigt werden.

Als Ergebnis dieser systematischen Unterschätzung durch FLUKA werden im Folgenden weitere 6% auf die Unsicherheit der Entfaltung aufgeschlagen. Dies entspricht dem höheren Wert der Detektoren A3 und B7.

5.2 Simulation des Neutronenflusses

Bei der in Gleichung (5.2) vorgestellten Verknüpfung der Detektorzählraten mit dem vorliegenden Neutronenfluss über die einzelnen Detektoransprechvermögen handelt es sich um ein inverses Problem, d.h. der gesuchte Neutronenfluss ist Teil der Summe und muss durch Lösung des Gleichungssystems gefunden werden. Da jedoch die Anzahl an Energiebins größer ist als die Zahl der Detektoren, ist das Gleichungssystem stark unterbestimmt. Zur Konstruktion einer physikalisch relevanten Lösung wird daher auf eine Vorhersagelösung zurückgegriffen, die mit sogenannten Entfaltungscodes in eine mögliche Lösung überführt wird.

Zur Erzeugung solcher Vorhersagespektren wurden alle Messorte und deren Umgebung in FLUKA nachgestellt. Zur Optimierung der Rechenzeit wurden dafür drei Ausschnitte fokussiert, die alle sechs Messorte umfassen. Diese sind in den Abbildungen 5.4, 5.5 und 5.6 dargestellt. Die Geometrien beziehen sich dabei auf wesentliche Charakteristika der Messorte und Umgebung, d.h. vorhandene Möbelstücke oder leichte Detektoraufbauten wurden zugunsten der Generalisierung vernachlässigt. Gleichzeitig beziehen sich die Geometrien auf den Messzeitpunkt, d.h. insbesondere für Stollen VIII eine nicht geschlossene Strahlachse mit leerstehendem Targetraum und nur der Aufbau von Detektor TU-1 inklusive 4 t Bleiburg im Aktivierungsmessraum.

Die Simulationen von myoneninduzierten Neutronen und denen aus (α,n) -Reaktionen oder Spontanzerfällen finden separat voneinander statt, da die zu Grunde liegenden Prozesse vollständig unabhängig und deren Verhältnis zueinander unbekannt sind.

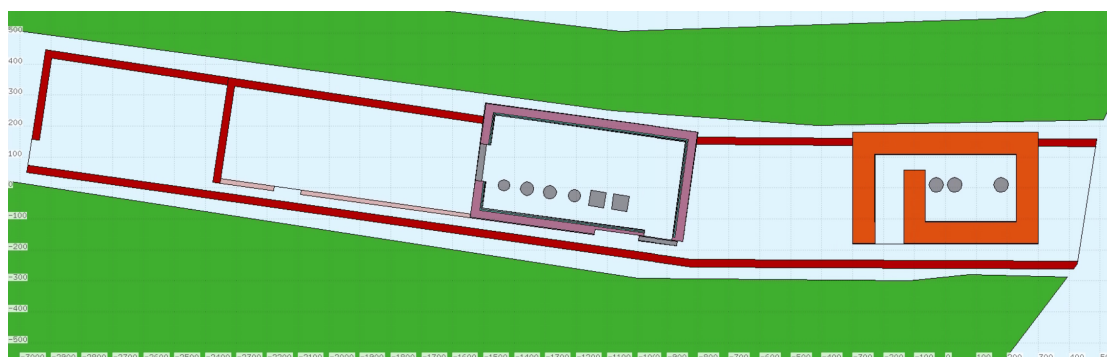


ABBILDUNG 5.4: FLUKA Geometrie zur Simulation des Neutronenflusses in Stollen IV. Verschiedene Materialien werden durch verschiedene Farben gekennzeichnet: Grün – Hornblende-Monzonit-Gestein, Hellblau – Luft, Rot – Ziegelmauerwerk, Rosa – Porenbeton, Lila – Eisengranulat, Grau – Blei, Türkis – Stahl, Orange – Serpentinogestein. Skala in cm.

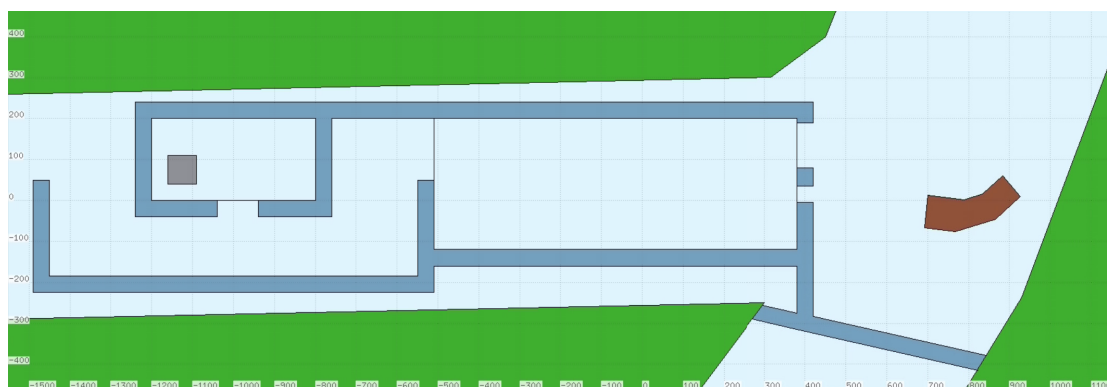


ABBILDUNG 5.5: FLUKA Geometrie zur Simulation des Neutronenflusses in Stollen VIII. Verschiedene Materialien werden durch verschiedene Farben gekennzeichnet: Grün – Hornblende-Monzonit-Gestein, Hellblau – Luft, Blau – Beton, Grau – Blei, Braun – Eisen. Skala in cm.

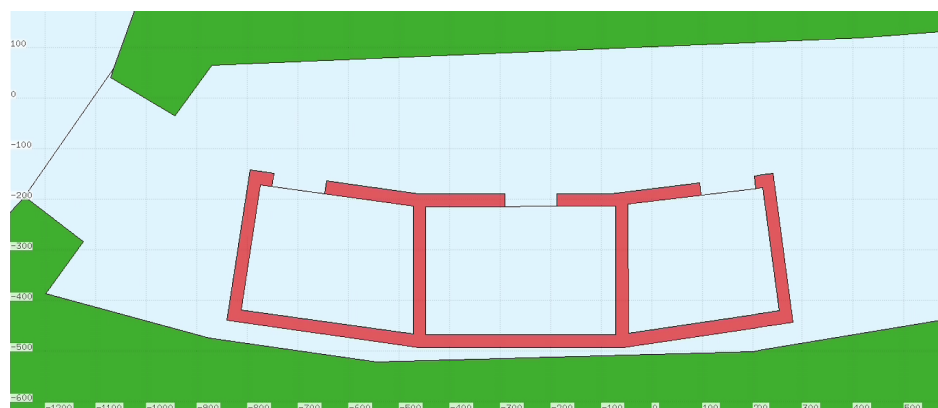


ABBILDUNG 5.6: FLUKA Geometrie zur Simulation des Neutronenflusses in Stollen VIII. Verschiedene Materialien werden durch verschiedene Farben gekennzeichnet: Grün – Hornblende-Monzonit-Gestein, Hellblau – Luft, Rot – Ziegelmauerwerk. Skala in cm.

5.2.1 Gesteinsneutronenfluss

Bereits im Rahmen meiner Masterarbeit habe ich das Hornblende-Monzonit-Gestein des Felsenkellers näher untersucht [50]. Die genaue Zusammensetzung wurde der Literatur entnommen und ist in Tabelle 5.2 dargelegt [162]. Durch Entnahme von Gesteinsproben an insgesamt 10 Orten wurden im Mittel Aktivitäten von (167 ± 30) Bq/kg ^{232}Th und (134 ± 34) Bq/kg ^{238}U bestimmt. Diese entsprechen respektive $(40,7 \pm 7,3)$ ppm und $(10,8 \pm 2,7)$ ppm. Die Menge an Uran ist damit etwa doppelt so hoch wie die Literaturangabe. Auch im Vergleich zu den in Kapitel 2.4, Tabelle 2.2, vorgestellten Untertagelaboren weist der Felsenkeller damit eine sehr hohe Konzentration an Uran und Thorium auf. Die Dichte des Hornblende-Monzonits wurde auf $2,75 \text{ g cm}^{-3}$ bestimmt.

Hauptelemente / Massen-%										
SiO ₂	Al ₂ O ₃	K ₂ O	CaO	Na ₂ O	Fe ₂ O ₃	MgO	FeO	P ₂ O ₅	TiO ₂	MnO
60,00	16,37	5,05	4,85	4,69	2,38	2,30	1,71	0,49	0,20	0,10
Summe		98,87 Massen-%						Glühverlust		0,73

Spurenelemente / mg/kg															
Ba	Sr	Zr	Rb	V	Zn	Nb	Pb	Y	Cu	Th	Cr	Ga	Ni	Sc	U
2233	1748	331	176	165	71	68	63	59	44	40	37	27	15	12	5
Summe:		5094 mg/kg													

TABELLE 5.2: Typische Haupt- und Spurenelementzusammensetzung von Hornblende-Monzonit [162, S.503].

Zur Bestimmung eines Energiespektrums der im Gestein erzeugten Neutronen bietet sich NEUCBOT an, welches für beliebige Gesteinszusammensetzungen die Neutronenausbeute und das Energiespektrum mit 100 keV Binbreite bereitstellt.

Die Energieverteilung wird zunächst in eine kumulierte Verteilung überführt, sodass mit Hilfe einer Zufallszahl zwischen 0 und 1 die Startenergie eines Primärteilchens gemäß dieser Verteilung bestimmt werden kann. Innerhalb der 100 keV breiten Bins wird dabei linear interpoliert.

Im nächsten Schritt wird der Startort des Neutrons bestimmt. Hierfür wird ein komplett zufälliger Ort der dreidimensionalen Stollengeometrie über seine x-, y- und z-Koordinaten ausgewürfelt und dessen Regionszugehörigkeit über die FLUKA-Routine `GEOREG(x,y,z,region,errorflag)` mit der Gesteinsregion abgeglichen. Dies wird solange wiederholt bis der Abgleich positiv ist.

Im letzten Schritt wird die Startrichtung über die zwei Raumwinkel ϕ und θ zufällig bestimmt. Dabei ist der Polarwinkel θ mit einem Cosinus gewichtet, um eine Häufung an den Polen zu unterbinden:

$$\begin{aligned}\phi &= 2\pi \cdot \text{random}(), \\ \theta &= \arccos(2 \cdot \text{random}() - 1).\end{aligned}$$

Die restliche Propagation läuft komplett innerhalb von FLUKA ab. Der Fluss wird an jedem Ort über eine eigene USRTRACK-Karte ausgelesen. Der Neutronenfluss ergibt sich letztlich indem man diesen Wert mit der gesamten Neutronenausbeute Y_{ges} und dem Gesteinsvolumen V_{Gestein} skaliert. Bei diesem Ansatz wird ausgenutzt, dass die FLUKA Ergebnisse stets auf die gestarteten Primärteilchen normiert sind. Wird die betrachtete Stollengeometrie vergrößert, steigt das Gesteinsvolumen in gleichem Maße wie die gestarteten Neutronen. Durch eine Vergrößerung werden weiter außen gestartete Primärteilchen betrachtet, die einen immer kleiner werdenden Einfluss auf den relevanten Bereich haben. Die hier gezeigten Stollenabschnitte sind so gewählt, dass die interessanten Bereiche unabhängig von weiteren Größenveränderungen sind.

In Abbildungen 5.7, 5.8, 5.9 und 5.10 werden mit Hilfe einer USRBIN-Karte die Propagationen der Neutronen für beide Stollen gezeigt. Die vorhergesagten Gesteinsneutronspektren sind in den Abbildungen 5.11 und 5.12 zu sehen.

Der simulierte Neutronenfluss ist dabei mit der Neutronenausbeute des Gesteins skaliert. Neben NEUCBOT sind für (α, n) -Neutronen noch USD WEBTOOL und SOURCES-4C [163] geläufig. USD WEBTOOL basiert ebenfalls wie NEUCBOT auf der TALYS 1.9 Datenbank, während SOURCES-4C die EMPIRE Datenbank nutzt. Da SOURCES-4C nur kommerziell vertrieben wird, stand dieses für die Auswertung nicht zur Verfügung. Die vorgestellten Ergebnisse beruhen daher nur auf den anderen beiden Softwarepaketen.

Im Mittel finden sich zwischen den beiden Codes bis zu 20–25% abweichende Neutronenausbeuten [164, 165]. In Einzelfällen können diese Ausbeuten jedoch auch deutlich höhere Abweichungen erreichen, so liegt z.B. für ^{27}Al die Ausbeute bei NEUCBOT um einen Faktor 2 höher. Für die Zusammensetzung des Felsenkellergesteins erhält man für NEUCBOT eine (α, n) -Neutronenausbeute von $Y_{\alpha} = 2,05 \times 10^{-6} \text{ g}^{-1}$ und für das USD WEBTOOL von $0,76 \times 10^{-6} \text{ g}^{-1}$. Hinzu kommt in beiden Fällen noch der Beitrag von Neutronen aus Spontanzerfällen mit $Y_{\text{SF}} = 1,46 \times 10^{-7} \text{ g}^{-1}$, der lediglich vom ^{238}U -Gehalt abhängt. Somit ergeben sich die Gesamtausbeuten zu $Y_{\text{ges}} = 2,20 \times 10^{-6} \text{ g}^{-1}$ und $0,90 \times 10^{-6} \text{ g}^{-1}$. Im Folgenden wird die Ausbeute des USD WEBTOOLS verwendet, da diese die Messergebnisse besser reproduziert. Auf Grund der großen Diskrepanz beider Codes ist jedoch auch das Ergebnis von NEUCBOT mit Vorsicht zu betrachten,

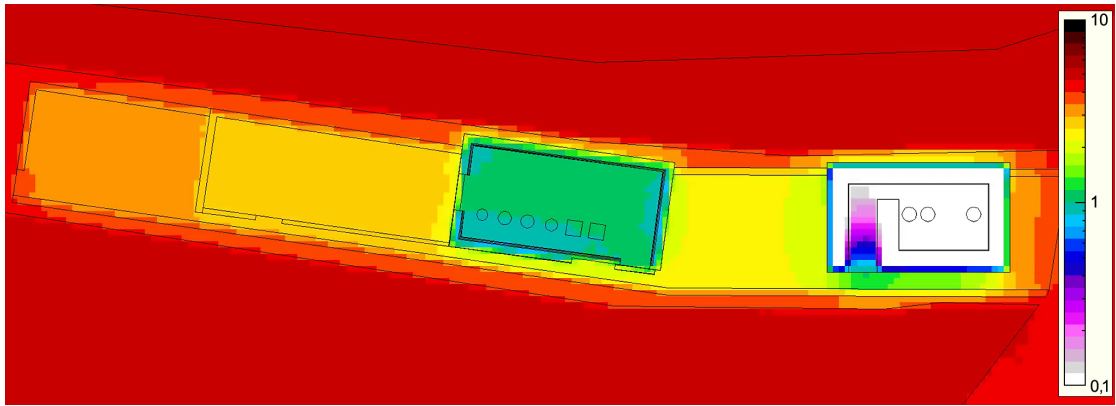


ABBILDUNG 5.7: Propagation der Gesteinsneutronen im Bereich von Stollen IV. Ausgabe mit Neutronenausbeute des USD WEBTOOLS Y_{ges} und Gesteinsvolumen V_{Gestein} auf den tatsächlichen Neutronenflussbeitrag Φ_n in Einheiten von $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ skaliert.

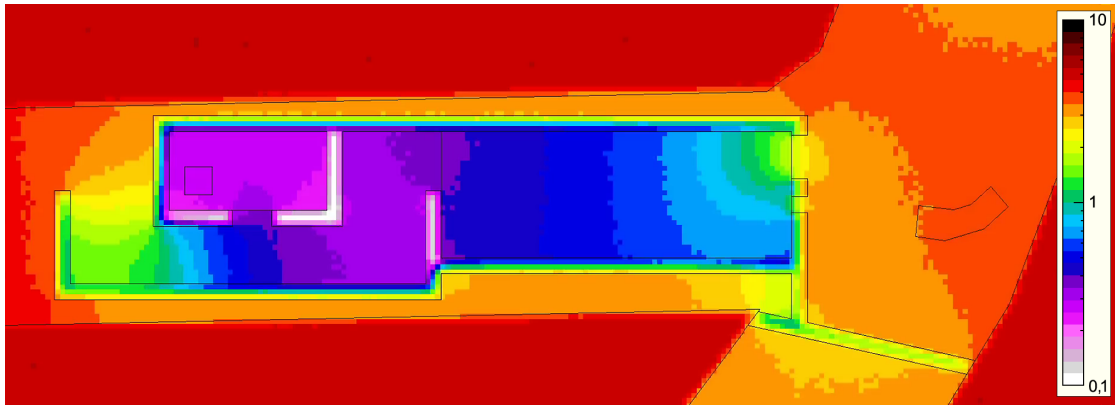


ABBILDUNG 5.8: Propagation der Gesteinsneutronen im Bereich von Stollen VIII. Ausgabe mit Neutronenausbeute des USD WEBTOOLS Y_{ges} und Gesteinsvolumen V_{Gestein} auf den tatsächlichen Neutronenflussbeitrag Φ_n in Einheiten von $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ skaliert.

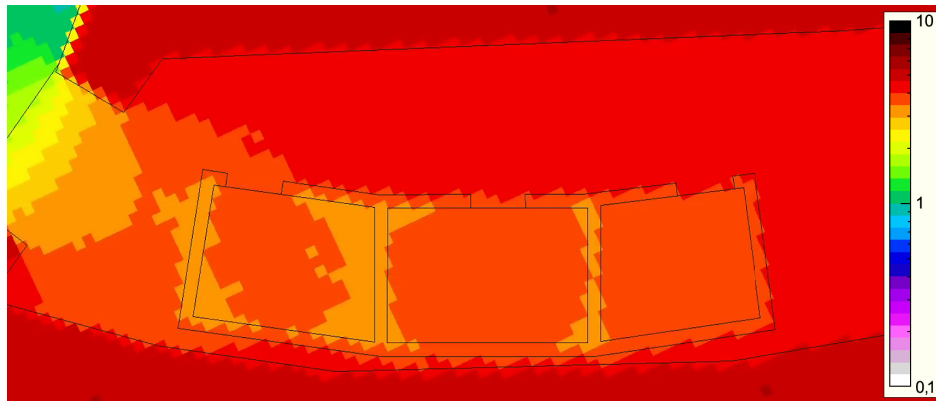


ABBILDUNG 5.9: Propagation der Gesteinsneutronen im Eingangsbereich von Stollen VIII. Ausgabe mit Neutronenausbeute des USD WEBTOOLS Y_{ges} und Gesteinsvolumen V_{Gestein} auf den tatsächlichen Neutronenflussbeitrag Φ_n in Einheiten von $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ skaliert.

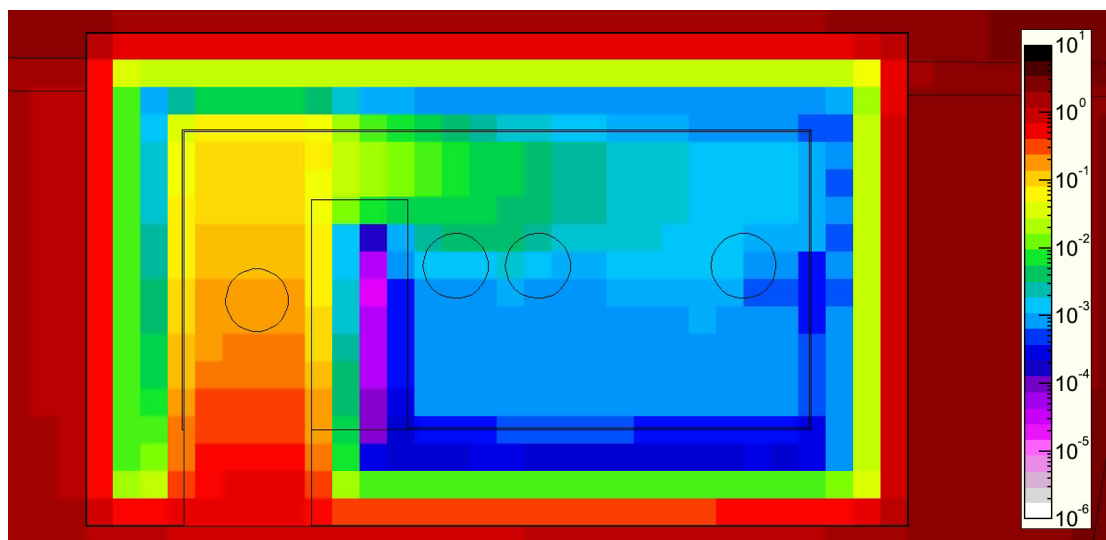


ABBILDUNG 5.10: Propagation der Gesteinsneutronen in Messkammer 1. Die Neutronen werden sehr effektiv durch die dicken Wände und das Labyrinth abgeschirmt.

was die Wichtung von Gesteinsneutronen und myoneninduzierten Neutronen zueinander erschwert.

Trotzdem ist die Simulation aussagekräftig, da mit geringem Rechenaufwand verschiedene Abschirmbedingungen verglichen werden können. Auf die tatsächliche Abschirmwirkung haben vor allem die Tiefe des Labyrinths und die Dicke der Abschirmung einen Einfluss. Insbesondere in der Messkammer 1 wird dies deutlich, da hier eine Abschirmung um bis zu einem Faktor 1000 erreicht wird. Da im Felsenkeller Uran- und Thoriumgehalt im Gestein sehr hoch sind, ist die Abschirmung der Gesteinsneutronen entscheidend.

In Tabelle 5.3 werden die erwarteten Gesteinsneutronenflüsse zusammengefasst. In Stollen IV zeigt sich, dass Messkammer 1 die besten Abschirmbedingungen bietet. Die Serpentinwände sind einerseits sehr dick und andererseits im Vergleich zur Messkammer 2 aus leichteren Materialien, wodurch sie Neutronen besser moderieren.

In Stollen VIII wandern die Gesteinsneutronen durch das komplette Betonlabyrinth. Mit der Nähe zum Beschleunigerraum liegt der Targetraum jedoch weniger tief im Labyrinth und zeigt deshalb einen höheren Gesteinsneutronenfluss als der Aktivierungsmessraum.

Da weder Werkstatt noch Datenraum mit einer wirksamen Abschirmung versehen sind, ist der Neutronenfluss hier am höchsten. Wenngleich in Stollen VIII die Bedingungen von Messkammer 1 nicht erreicht werden, ist die Abschirmung dennoch effektiver als im Vergleich zu Messkammer 2.

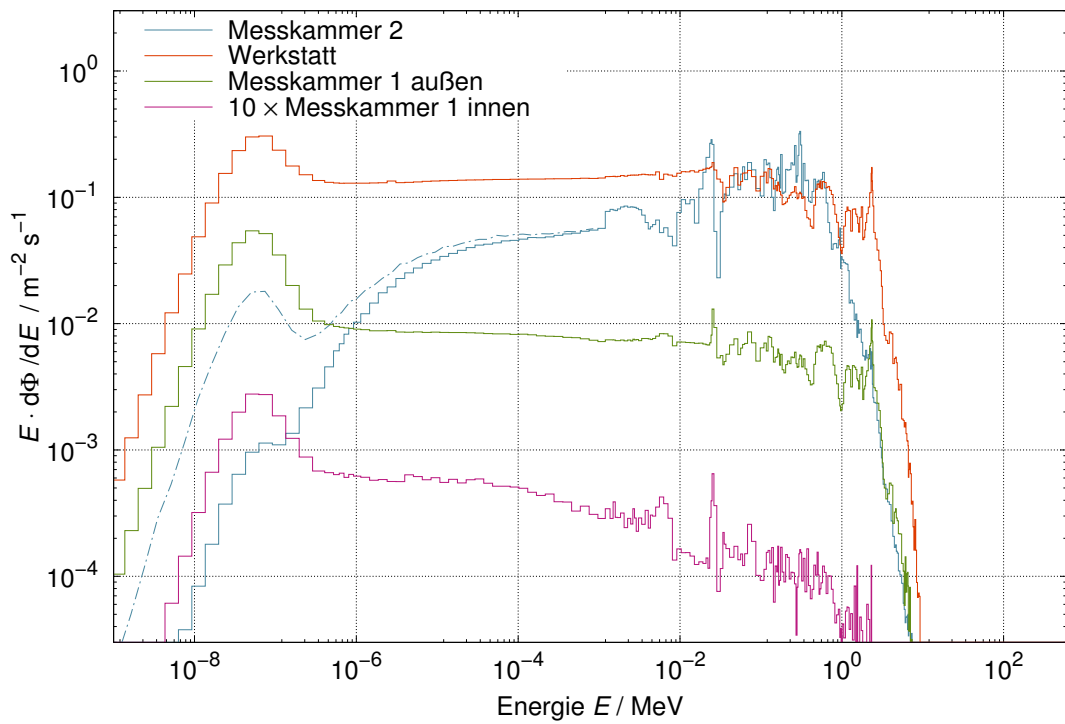


ABBILDUNG 5.11: Simulierte Neutronenspektren durch Aktivität des Gesteins in Tunnel IV. Für Messkammer 2 wurde die Simulation mit dem Detektorsatz wiederholt und gestrichelt dargestellt, da durch die vereinfachte Geometrie mit der schweren Abschirmung kaum Thermalisierung im Inneren stattfindet.

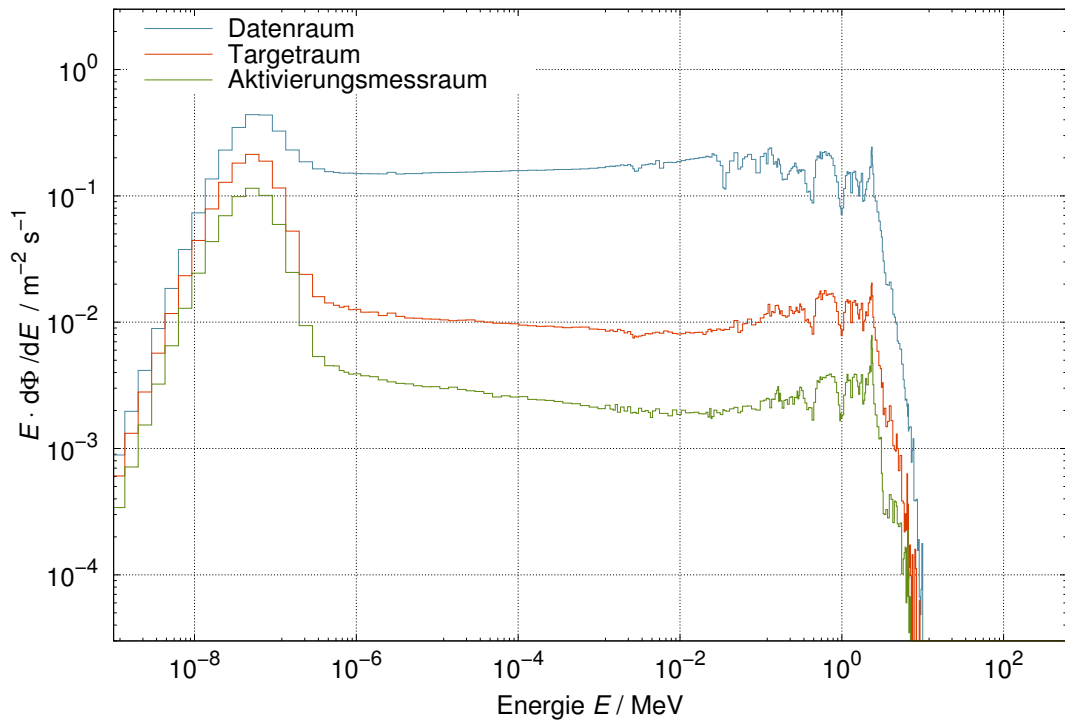


ABBILDUNG 5.12: Gesteinsneutronenspektren in Tunnel VIII. Wegen des mit Sandwichplatten abgeschlossenen Beschleunigerraums außerhalb des betonierten Bunkerbereichs ist der Fluss im Targetraum höher als im Aktivierungsmessraum, der zusätzlich durch ein Labyrinth verwinkelt ist. Der Datenraum besitzt kein abschirmendes Labyrinth.

Messort	USD WEBTOOL / m ⁻² s ⁻¹	NEUCBOT / m ⁻² s ⁻¹
Messkammer 2	1,03 (21)	2,5 (5)
Werkstatt	2,8 (6)	6,9 (14)
Messkammer 1 außen	0,23 (5)	0,56 (11)
Messkammer 1 innen	0,0011 (2)	0,0027 (5)
Datenraum	3,7 (7)	8,9 (18)
Targetraum	0,58 (11)	1,43 (29)
Aktivierungsmessraum	0,26 (5)	0,65 (13)

TABELLE 5.3: Mit FLUKA vorhergesagte Gesteinsneutronenflüsse auf Basis der beiden verfügbaren Neutronenausbeuten. Die Unsicherheiten sind dominiert durch die 20% Unsicherheit der ²³²Th- und ²³⁸U-Gehalte im Gestein. Die statistische Unsicherheit aus FLUKA beträgt in allen Fällen weniger als 0,1%.

5.2.2 Myoneninduzierter Neutronenfluss

Myonen können entweder durch Ausbildung von Teilchenschauern oder durch Einfangreaktionen mit Protonen zum Neutronenfluss beitragen. Für den myoneninduzierten Neutronenfluss in Messkammer 1 ist in Abbildung 5.13 das Verhältnis dieser beiden Prozesse in Abhängigkeit von der entstehenden Neutronenenergie dargestellt. Unterhalb von 10 MeV sind die Einfangreaktionen für drei Viertel des myoneninduzierten Neutronenflusses verantwortlich, während oberhalb davon der Anteil von Schauerneutronen ansteigt.

Einfangreaktionen setzen voraus, dass das einfallende Myon im elektrischen Feld des Kerns gebunden wird. Hierbei überschreiten die Myonenenergien selten 100 MeV. Der Großteil der frei werdenden Energie wird außerdem auf das entstehende Neutrino abgegeben, sodass z.B. für den Einfang $^{28}\text{Si}(\mu^-, n)^{28}\text{Al}$ im Mittel nur 5,2 MeV kinetische Energie an das Neutron übertragen werden [166].

Die Präferenz von niederenergetischen Myonen für die Einfangreaktionen sorgt mit zunehmender Abschirmung zudem für eine Reduktion des niederenergetischen Anteils des Myonenflusses. Für tiefe Untertagelabore nimmt damit die Durchschnittsenergie des verbleibenden Myonenflusses zu und Einfangreaktionen verlieren an Bedeutung.

Im Gegensatz dazu steigt mit zunehmender Myonenenergie die Anzahl an Sekundärteilchen in den Teilchenschauern, weshalb oberhalb von einigen MeV das Verhältnis zunehmend von Schauerneutronen dominiert wird. Außerdem können auch mehrere Neutronen gleichzeitig im Detektorset ankommen, wobei dann entweder einzelne Neutronen in der Detektortotzeit landen oder sich beide Detektorsignale überlagern. Für Messkammer 2

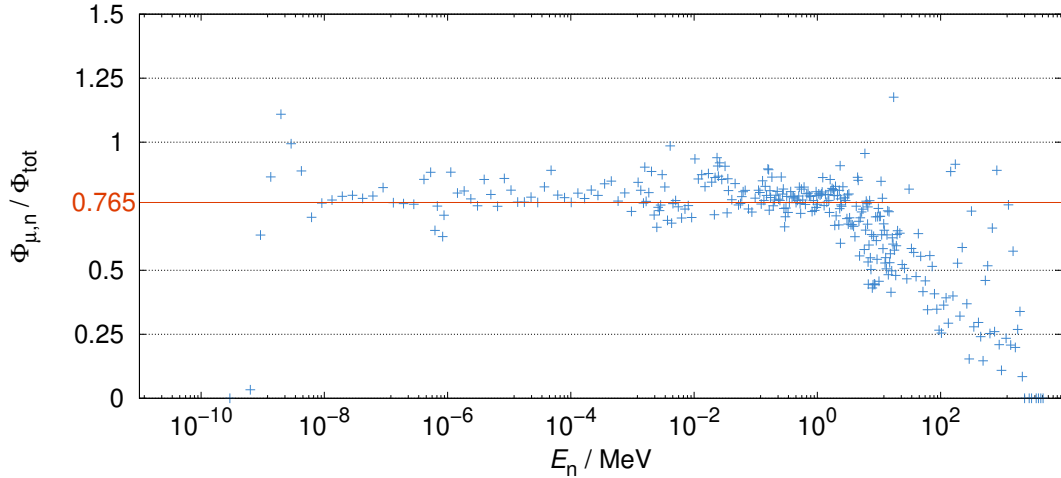


ABBILDUNG 5.13: Verhältnis myoneninduzierter Neutronen aus Myoneneinfang (μ,n) zur Summe aus Myoneneinfang und Teilchenschauern am Beispiel von Messkammer 1 mit einer durchschnittlichen Myonenenergie von 21,3 GeV.

zeigt die FLUKA-Simulation einen Anteil von 1,3% für zwei gleichzeitig detektierte Neutronen innerhalb eines Detektors und 1,6% für zwei verschiedene Detektoren. Ereignisse mit mehr als zwei Neutronen treten in 0,7% aller Fälle auf. Da es sich hierbei nicht um zufällige Koinzidenzen handelt, werden durch diesen Prozess die gemessenen Neutronenraten unterschätzt, da eine einfache Totzeitkorrektur nicht ausreicht.

Dieser Effekt beschränkt sich vollständig auf myoneninduzierte Neutronen und ist dadurch vor allem relevant für Untertagelabore geringer Tiefe. In großen Tiefen stellen hingegen Gesteinsneutronen den überwiegenden Anteil des Neutronenflusses dar, sodass dieser Effekt nicht zum Tragen kommt. Dies wird in der Entfaltung als weitere 2% Unsicherheit berücksichtigt.

Für den Felsenkeller liegt der Myonenfluss für alle Neutronenmessorte vor (siehe Abbildung 5.14). Die Messungen wurden mit dem REGARD-Myonenteleskop [167, 168] durchgeführt und zeigen die komplette Intensität der oberen Hemisphäre mit einer Winkelauflösung von $0,85^\circ$.

Zusätzlich zu dieser Messung liegt eine GEANT4-Simulation von Felix Ludwig zur Erzeugung des Energiespektrums der Myonen vor. Es zeigt sich, dass die in Kapitel 2.2.2 erwartete Durchschnittsenergie von 21,3 GeV nicht reproduziert wird, sondern stattdessen 33 GeV vorhergesagt wird. Dies liegt daran, dass der Felsenkeller mit nur 140 m.w.e. den Gültigkeitsbereich von Gleichung (2.5) unterschreitet.

Zur Untersuchung des Energieeinflusses wurde die Simulation für Stollen VIII mit sonst gleichen Parametern für 21,3 GeV und 33 GeV durchgeführt. Abbildung 5.15 zeigt die

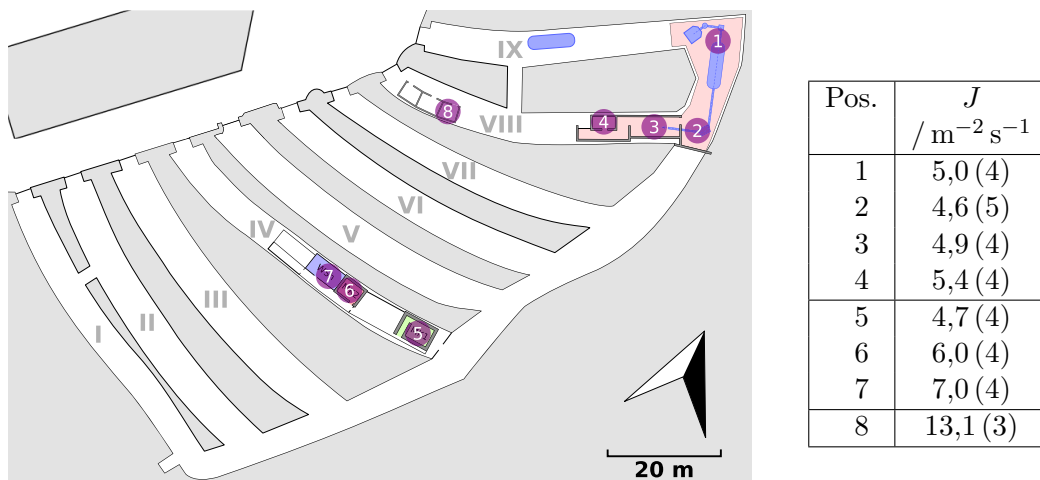


ABBILDUNG 5.14: Myonenmessungen im Felsenkeller und zugehörige Myonenintensität J in $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ [167, 169].

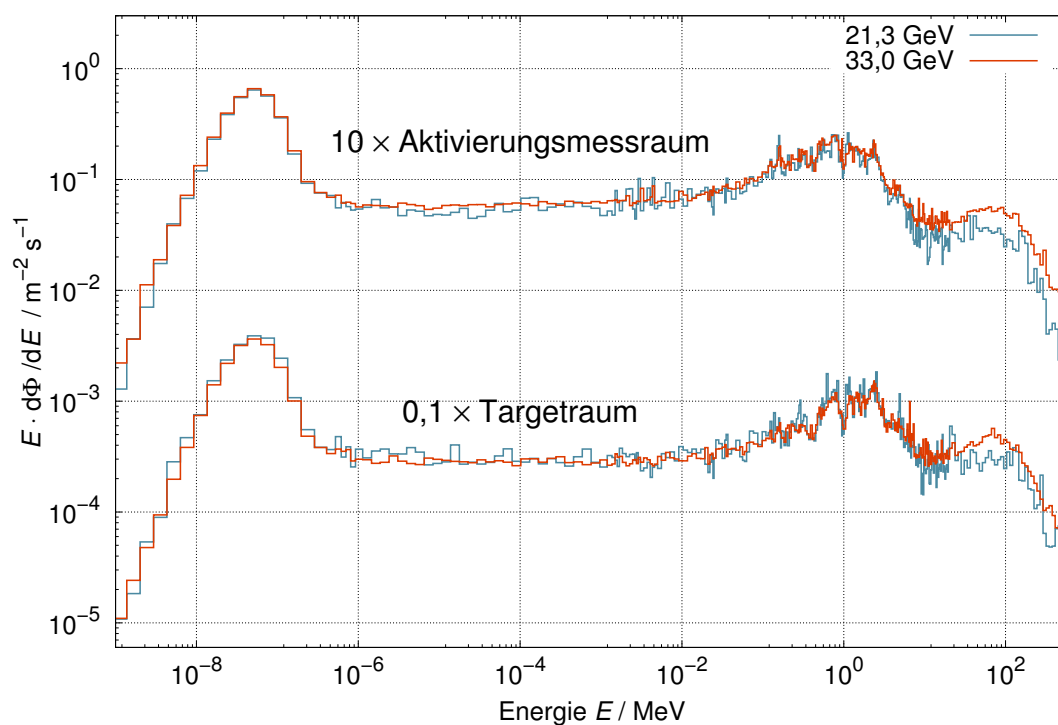


ABBILDUNG 5.15: Mit FLUKA vorhergesagte Neutronenspektren für Aktivierungsmessraum und Targetraum bei durchschnittlichen Myonenenergien von 21,3 GeV und 33 GeV im Vergleich.

so vorhergesagten Neutronenspektren im Aktivierungsmessraum und Targetraum. Eine sichtbare Abweichung der Spektren ist nur oberhalb von 10 MeV zu erkennen, wo Schauerneutronen stärker ausgeprägt sind. Insgesamt übt vor allem die Myonenintensität, die ebenfalls mit der Felsüberdeckung skaliert, den entscheidenden Einfluss auf den induzierten Neutronenfluss aus.

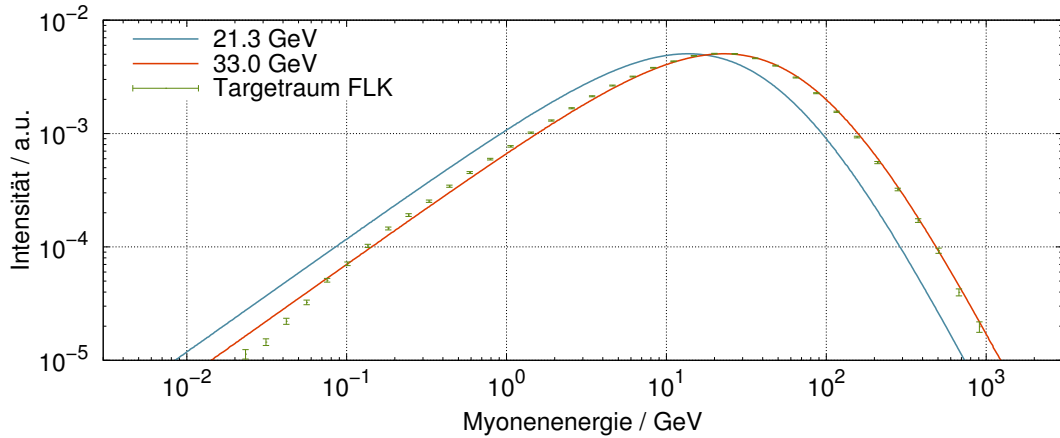


ABBILDUNG 5.16: Eingehendes und propagiertes Myonenspektrum bei 33 GeV am Beispiel des Targetraums. Zusätzlich ist 21,3 GeV gezeigt.

Zur Vorhersage des myoneninduzierten Neutronenflusses wird die gleiche FLUKA-Geometrie wie für die Gesteinsneutronen aus Kapitel 5.2.1 verwendet. Die Startenergie der Myonen wird gemäß der kumulierten Verteilung zufällig zugewiesen. Für die Bestimmung des Startpunktes wird im Stollen zunächst ein relevanter Bereich festgelegt, in dem der Einfluss der Myonen betrachtet werden soll. Daraus wird ein zufälliger Punkt O ausgewählt über dem im Abstand von 600–800 cm eine Himmelskarte gemäß der Myonenmessung inklusive der Winkelverteilung aufgespannt wird. Über die Himmelskarte wird ein möglicher Startpunkt des Myons bestimmt, welches auf O gerichtet wird. Durch diese Prozedur wird im relevanten Bereich ein gleichmäßiger Myonenfluss erzeugt, wobei auch Umgebungseffekte wie z.B. durch Bleiburgen nicht vernachlässigt werden.

Nachteilig ist, dass der gemessene Myonenfluss bereits vollständig abgeschirmt und somit als Quellterm, der noch zusätzliche Abschirmung durchläuft, nicht genau ist. Bedingt durch den Stollenquerschnitt werden maximal 3 m Gestein durchlaufen. Diese Strecke reicht aus, um alle tiefen Neutronen zu betrachten [14], während gleichzeitig die Myonenabschirmung gering gehalten wird. Abbildung 5.16 zeigt für den Targetraum das in FLUKA zum Messort propagierte Myonenenergiespektrum zusammen mit dem Eingangsspektrum. Es ist keine deutliche Verschiebung erkennbar, sodass dieser Effekt vernachlässigbar ist.

Über die Normierung des simulierten Myonenflusses mit dem tatsächlich Gemessenen wird die Neutronenflussvorhersage skaliert. Die Abbildungen 5.17, 5.18 und 5.19 zeigen die Propagation in den beiden Stollen. Für die grafische Darstellung wurde respektive auf die Intensitäten für Messkammer 2, Targetraum und den Datentechnikraum normiert. Die Zusammenfassung in Tabelle 5.5 verwendet für alle Orte die eigentlich zugehörigen Myonenflüsse als Normierungsgrundlage. Die vorhergesagten Neutronenspektren sind für alle Messorte in den Abbildungen 5.20 und 5.21 dargestellt.

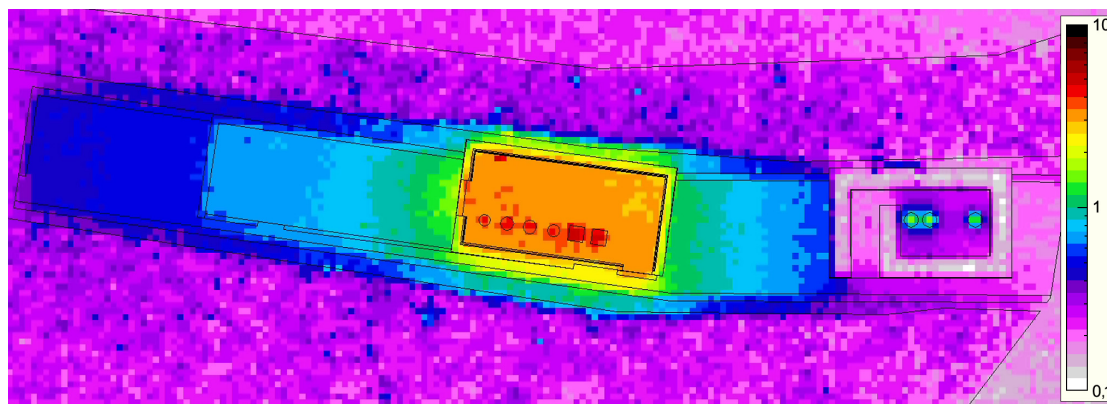


ABBILDUNG 5.17: Propagation myoneninduzierter Neutronen im Bereich von Stollen IV. Über die gemessenen Myonenintensitäten [167] wird der totale Neutronenfluss in Einheiten von $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ dargestellt. Um Materialien höherer Ordnungszahlen (Bleiburgen, eisenhaltige Messkammer-2-Abschirmung) zeigt sich ein erhöhter Neutronenfluss.

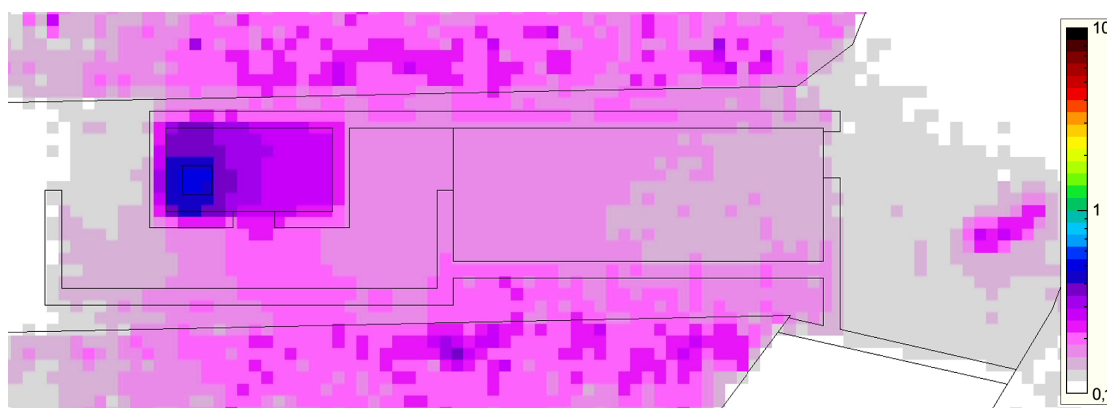


ABBILDUNG 5.18: Propagation myoneninduzierter Neutronen im Bereich von Stollen VIII. Über die gemessenen Myonenintensitäten [167] wird der totale Neutronenfluss in Einheiten von $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ dargestellt. Insbesondere die Bleiburg und der Hochenergiemagnet wirken als Neutronenquellen. Ohne solche Quellen beträgt der Neutronenfluss etwa $0,2 \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$

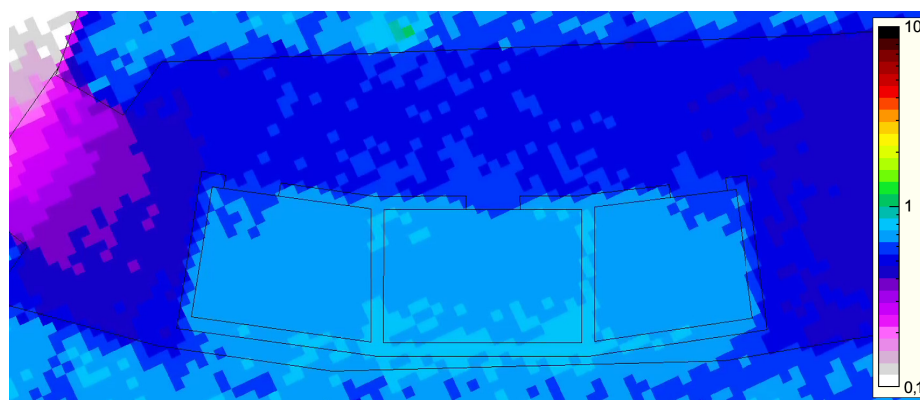


ABBILDUNG 5.19: Propagation myoneninduzierter Neutronen im Eingangsbereich von Stollen VIII. Über die gemessenen Myonenintensitäten [167] wird der totale Neutronenfluss in Einheiten von $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ dargestellt. Der Untergrundfluss beträgt etwa $0,7 \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Material	(μ,n) -Ausbeute [<i>a.u.</i>]			
	Total	10^{-9} – 10^{-6} MeV	10^{-6} – 10 MeV	10 – 300 MeV
Wasser	1	0,102 (2)	0,726 (4)	0,171 (2)
Serpentinitgestein	3,124 (13)	0,218 (4)	2,520 (12)	0,377 (3)
Verstärkter Beton	3,511 (15)	0,011 (1)	3,086 (7)	0,401 (3)
Stahl	21,2 (2)	0,0	19,9 (2)	1,25 (2)
Blei	46,5 (5)	0,0	44,6 (5)	1,94 (2)

TABELLE 5.4: Auf Wasser normierte myoneninduzierte Neutronenausbeute ausgewählter Materialien mit FLUKA. Entsprechend Gleichung (2.5) wurden 17 GeV Durchschnittsenergie angenommen. Die Myonen werden aus 5 m Radius auf eine Kugel mit 10 cm Radius des jeweiligen Materials geschossen und die entstandenen Neutronen im Abstand von 1 m im vollen Raumwinkel aufgenommen. Niederenergetische Neutronen stammen dabei vorwiegend aus Eigenmoderation.

Im Gegensatz zu Gesteinsneutronen wirken bei myoneninduzierten Prozessen auch Teile der Abschirmung selbst als Neutronenquellen. Hierbei sind vor allem Materialien hoher Ordnungszahl wie Blei oder Eisen kritisch, was für einige relevante Materialien in Tabelle 5.4 angegeben wird. Dies zeigt sich sehr deutlich am hohen Neutronenfluss in Messkammer 2. In Messkammer 1 und dem Aktivierungsmessraum macht sich der Einfluss der Bleiburgen durch eine lokale Erhöhung des Flusses bemerkbar. Für die Planung von Stollen VIII wurde versucht, diesen Effekt zu berücksichtigen, jedoch sind für die effektive Abschirmung von Gammastrahlung Bleiburgen unersetzlich. Ohne den Einsatz von schweren Abschirmungen ist im Felsenkeller ein Neutronenfluss-Grundniveau von $0,1$ – $0,2 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ durch Myonen zu erwarten.

Messort	Myonenfluss [167, 169] / $\text{m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Neutronenfluss / $\text{m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Messkammer 2	6,0 (4)	3,09 (21)
Werkstatt	7,0 (4)	1,03 (6)
Messkammer 1 außen	–	0,16 (1)
Messkammer 1 innen	4,7 (4)	0,26 (2)
Datenraum	13,1 (3)	0,67 (2)
Targetraum	4,9 (4)	0,16 (1)
Aktivitätsmessraum	5,4 (4)	0,29 (2)

TABELLE 5.5: Gemessener Myonenfluss und daraus resultierender simulierter Neutronenfluss der einzelnen Messorte. Der Neutronenfluss von Messkammer 1 außen basiert auf der Myonenflussmessung innerhalb der Kammer. Die Unsicherheiten des Neutronenflusses werden durch die Unsicherheiten der Myonenmessung dominiert.

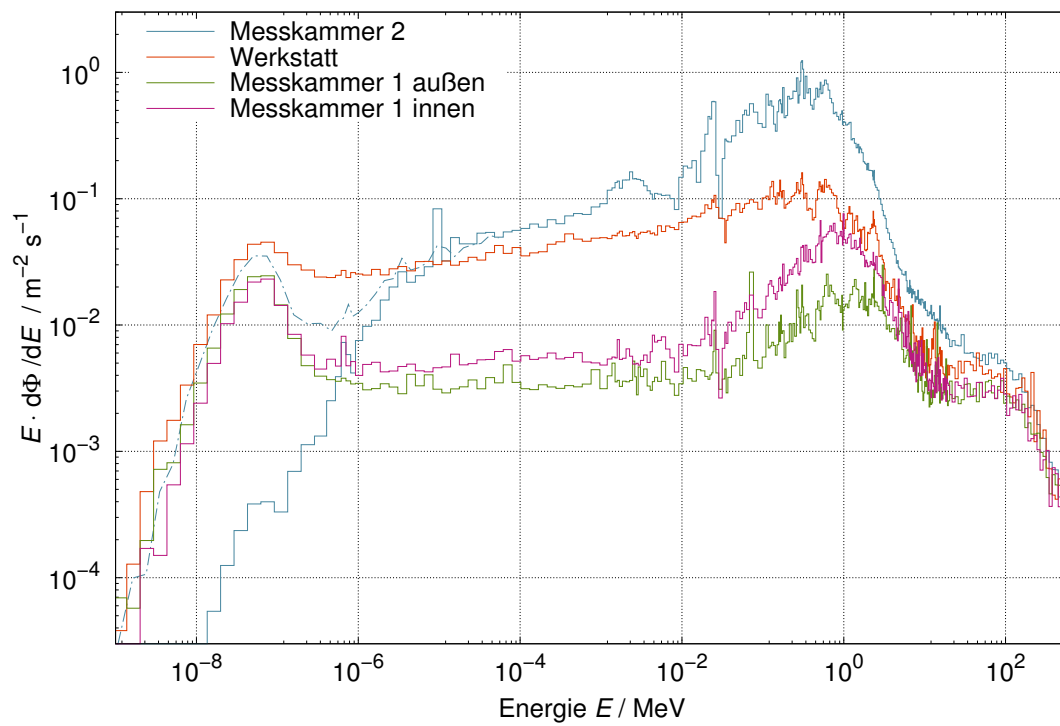


ABBILDUNG 5.20: Spektrum der myoneninduzierten Neutronen in Tunnel IV. Messkammer 2 zeigt zusätzlich gestrichelt den Neutronenfluss mit den Detektoren zur Thermalisierung.

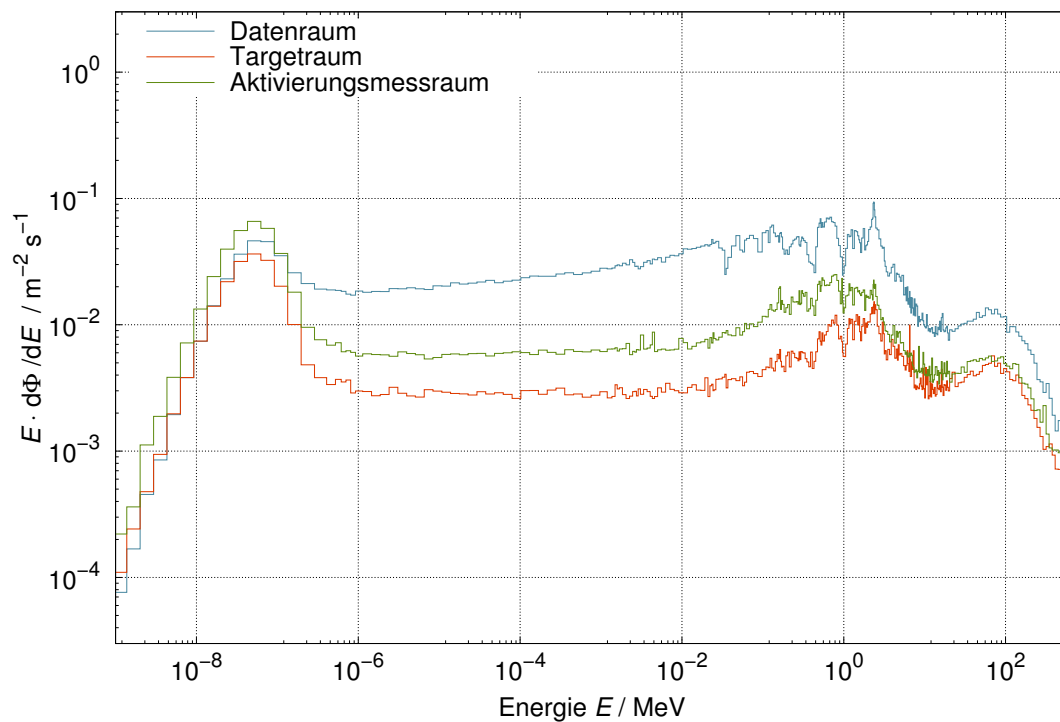


ABBILDUNG 5.21: Spektrum myoneninduzierter Neutronen in Tunnel VIII. Durch die Bleiburg im Aktivierungsmessraum ist trotz ähnlichem Myonenfluss der Neutronenfluss höher als im Targetraum. Im Datenraum ist der Myonenfluss ca. 2,5 mal höher, weshalb hier auch mehr Neutronen auftreten.

5.3 Entfaltung und Vergleich

Zur Bestimmung des energieaufgelösten Neutronenflusses ist ein mathematisches Gleichungssystem zu lösen, bei dem die Zahl der Energiebins die Freiheitsgrade des Systems darstellt. Jede unabhängige Messung reduziert dabei den Freiheitsgrad um 1 und schränkt damit die Lösungsmenge ein. Die einzelnen Detektoren sind nicht komplett unabhängig voneinander, das Gleichungssystem ist stark unterbestimmt. In Anlehnung an Gleichung (5.2) gilt

$$N_i = \sum_{j=1}^{502} R_i(E_j) \Phi(E_j), \quad (5.6)$$

$$\begin{pmatrix} N_0 \\ \dots \\ N_9 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_0(E_1) & \dots & R_0(E_{502}) \\ \dots & \dots & \dots \\ R_9(E_1) & \dots & R_9(E_{502}) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Phi(E_1) \\ \dots \\ \Phi(E_{502}) \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

Zur weiteren Einschränkung bieten sich Entfaltungsalgorithmen wie MAXED und GRAVEL an (siehe Kapitel 2.5.3), bei denen basierend auf einem physikalisch motivierten Ausgangsspektrum mit Hilfe der Messdaten schrittweise ein angepasstes Spektrum erzeugt wird. Die Anpassung erfolgt über die Ansprechvermögen der einzelnen Detektoren, d.h. Details im Ausgangsspektrum werden nicht verändert, sondern grundsätzlich nur in deren Höhe angepasst, da die generelle Auflösung der Detektoren nur dies zulässt.

Neben dem energieaufgelösten Spektrum ist auch der totale Neutronenfluss entscheidend. Da dieser aus der Integration der einzelnen Bins erzeugt wird, hängt er weniger stark von der Form des Spektrums ab und ist robuster gegenüber Veränderungen des Ausgangsspektrums.

5.3.1 Erstellung der Ausgangsspektren

Alle Ausgangsspektren basieren auf den vorgestellten FLUKA-Vorhersagen und werden in Vorbereitung auf die Entfaltung so angepasst, dass deren Energiebins mit denen der Ansprechvermögen übereinstimmen. Für jeden Messort werden drei Ausgangsspektren erzeugt:

1. D_{Gest} : als Vorhersage aus der Gesteinssimulation,
2. D_{Myon} : als Vorhersage aus der Myonensimulation und
3. D_{Summe} : aus der Summation der beiden anderen Vorhersagen.

Die Konvertierung erfolgt mit Hilfe eines PYTHON-Skripts, welches mit einem SAVITZKY-GOLAY-Filter das Spektrum glättet. Dieser fittet jeden Energiepunkt E im Spektrum $\Phi(E)$ mit einem Polynom n -ten Grades im Bereich $E + dE$ und bestimmt einen neuen Wert $\tilde{\Phi}(E)$. Dabei sind n und dE freie Parameter des Filters.

Zur Konvertierung ist dieser spezielle Filter nicht unbedingt notwendig, eine einfache Durchschnittsbildung ist ebenfalls möglich. Die im FLUKA-Spektrum auftretenden Resonanzen äußern sich dann jedoch ebenfalls im konvertierten Spektrum, da alle Bins gleich gewichtet werden. Der Polynomialansatz des SAVITZKY-GOLAY-Filters lässt hingegen eine Glättung zu, bei der trotzdem die generelle Form und der integrierte Neutronenfluss beibehalten werden. Insbesondere entfernt die Glättung feine Strukturen im Vorhersagespektrum, die eine höhere Genauigkeit des Auswertepinzips suggerieren als eigentlich vorliegt.

Für die Summationsvorhersagen D_{Summe} sind in den Abbildungen 5.22 und 5.23 die Anwendungen des Filters dargestellt. Für Vorhersagen von D_{Gest} und D_{Myon} wird auf den Anhang D verwiesen.

Einige Strukturen können durch die Filteranwendung nicht richtig geglättet werden, wie zum Beispiel bei etwa 2×10^{-2} MeV in Messkammer 2 oder 1 MeV im Datenraum. In der Werkstatt und im Datenraum zeigen sich um 3 MeV deutliche Schultern, die auf ein Schwächeln des Polynomialfits hindeuten. Diese entstehen durch die starke Variation des Flusses auf der logarithmischen Skala innerhalb weniger Bins. Solche Strukturen lassen sich durch Änderung des Fitbereichs und des Polynomgrades nur bedingt optimieren.

Für die Erzeugung vollständiger Neutronenspektren wird nun eine händische Nachbesserung nötig. Die Vorteile der Filteranwendung sind jedoch nicht zu unterschätzen, da diese sofort automatisierte Ausgangsspektren für eine Entfaltung bereitstellt und damit bereits präzise Vorhersagen des totalen Neutronenflusses ermöglicht. Zuvor musste selbst für eine solche Vorhersage bereits ein händisches Spektrum erstellt werden. Alle manuell angepassten Ausgangsspektren sind in Anhang D.3 zu finden.

Der Filter scheitert an einigen Strukturen im Spektrum, die u.a. aus Resonanzen oder statistischen Schwankungen rühren. Eine weitere Überarbeitung des zu Grunde liegenden Skriptes könnte diese Probleme beheben, ist aber wegen deren geringer Häufigkeit derzeit nicht vorgesehen.

Alle Anpassungen an das FLUKA-Vorhersagespektrum lassen die generellen Schlussfolgerungen unverändert, da sowohl Form als auch totaler Fluss beibehalten werden.

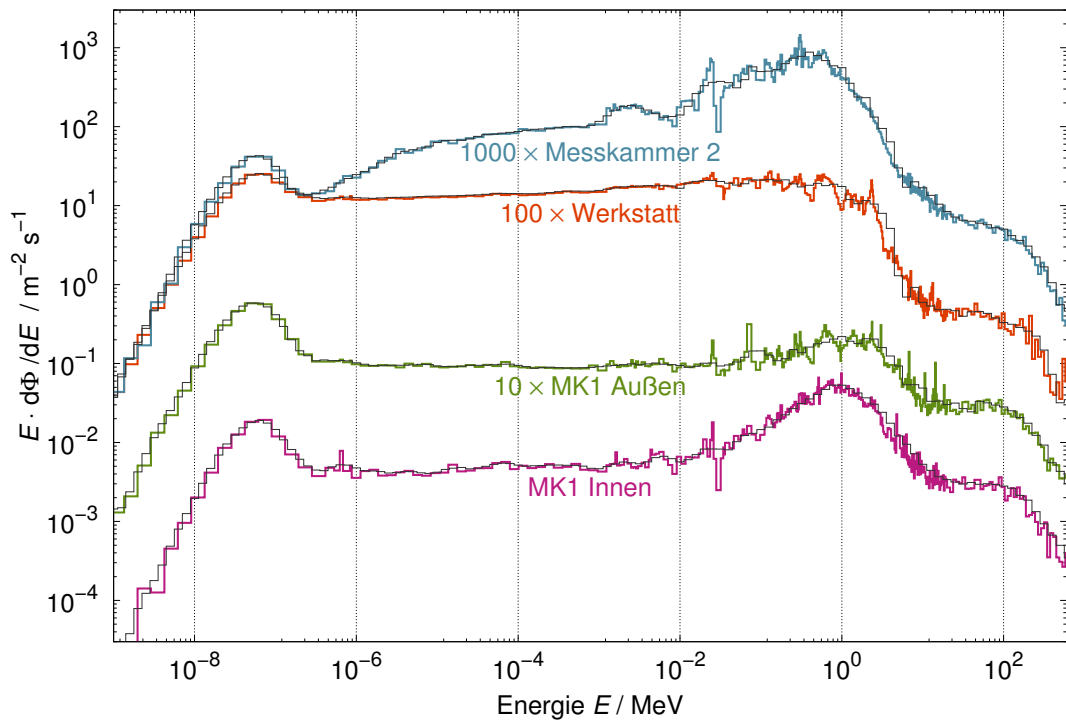


ABBILDUNG 5.22: Anwendung des SAVITZKY-GOLAY Filters in Stollen IV für das Summationsspektrum D_{Summe} . Farbige ist die jeweilige Vorhersage und dunkelgrau hinterlegt sind die Spektren nach Anwendung des Filters.

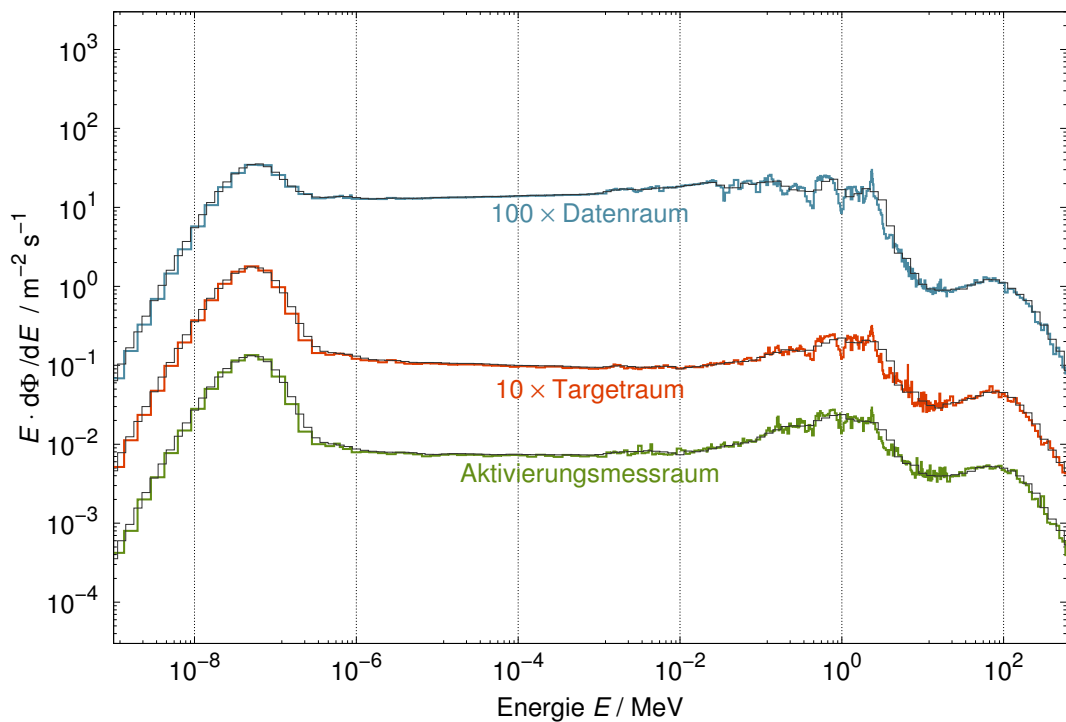


ABBILDUNG 5.23: Anwendung des SAVITZKY-GOLAY Filters in Stollen VIII für das Summationsspektrum D_{Summe} . Farbige ist die jeweilige Vorhersage und dunkelgrau hinterlegt sind die Spektren nach Anwendung des Filters.

5.3.2 Entfaltung der Neutronenspektren

Mit den erzeugten Ausgangsspektren werden sowohl mit MAXED als auch GRAVEL Entfaltungen durchgeführt, deren Ergebnisse in Tabelle 5.6 zusammengefasst sind. Mit Ausnahme von Messkammer 2 erzeugen dabei alle Vorhersagen nahezu identische Flüsse.

In Messkammer 2 macht sich der fehlende Anteil hochenergetischer Neutronen in D_{Gest} bemerkbar. Durch die hohe Anzahl an Freiheitsgraden mit wenigen Detektoren lässt sich mathematisch zwar eine Lösung bilden, jedoch können dann in einzelnen Regionen physikalisch nicht motivierbare Artefakte wie Spitzen oder Bäuche auftreten. Im Fall von Messkammer 2 wird dabei ein falscher totaler Neutronenfluss bestimmt.

Generell ist der durch die Entfaltung bestimmte totale Fluss robust gegenüber verschiedenen Eingangsspektren. Um sich der richtigen Lösung anzunähern, bietet sich daher stets an verschiedene Spektren zu prüfen.

Messort	MAXED			GRAVEL		
	D_{Gest} / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	D_{Myon} / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	D_{Summe} / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	D_{Gest} / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	D_{Myon} / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	D_{Summe} / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$
MK2	4,77 (14)	4,42 (20)	4,44 (18)	4,87	4,47	4,50
WS	1,86 (5)	1,85 (16)	1,86 (11)	1,95	1,92	1,92
MK1	0,61 (5)	0,58 (4)	0,58 (4)	0,61	0,61	0,61
Dat	2,24 (8)	2,18 (17)	2,19 (15)	2,26	2,20	2,22
Tar	0,70 (4)	0,69 (1)	0,72 (3)	0,72	0,71	0,74
Akt	0,58 (5)	0,62 (1)	0,61 (3)	0,60	0,61	0,62

TABELLE 5.6: Zusammenfassung der entfalteten Neutronenflüsse für MAXED und GRAVEL. Unsicherheiten für MAXED werden mit Hilfe der UMG 3.3 IQU Routine erstellt, für GRAVEL wird diese nicht unterstützt.

Messort	Gestein	Myonen	Summe		Entfaltung	
	Total / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Total / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Total / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	10 MeV+ / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Total / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	10 MeV+ / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$
MK2	1,03 (21)	3,09 (21)	4,12 (30)	0,022 (1)	4,44 (18)	0,026 (1)
WS	2,8 (6)	1,03 (6)	3,8 (6)	0,015 (2)	1,86 (11)	0,009 (1)
MK1 _a	0,23 (5)	0,16 (1)	0,39 (5)	0,010 (1)	0,58 (4)	0,024 (2)
MK1 _i	0,0011 (2)	0,26 (2)	0,26 (2)	0,010 (1)	0,58 (4)	0,024 (2)
Dat	3,7 (7)	0,67 (2)	4,4 (7)	0,034 (5)	2,19 (15)	0,033 (7)
Tar	0,58 (11)	0,16 (1)	0,74 (11)	0,013 (2)	0,72 (3)	0,024 (2)
Akt	0,26 (5)	0,29 (2)	0,55 (5)	0,016 (2)	0,61 (3)	0,029 (3)

TABELLE 5.7: Neutronenvorhersage mit FLUKA im Vergleich zur Entfaltung durch MAXED. Für Messkammer 1 kann bei der Entfaltung nicht zwischen außen und innen unterschieden werden.

In Tabelle 5.7 werden die beiden FLUKA Vorhersagen mit der MAXED Entfaltung des Summationsspektrums verglichen. In Messkammer 1 und Messkammer 2 liegen die Vorhersagen gegenüber der Entfaltung zurück, was auf eine Unterschätzung der hier dominanten myoneninduzierten Neutronen hinweist. Dem gegenüber steht eine Überschätzung der Messorte Werkstatt und Datenraum, hier spielt neben den örtlichen Schwankungen der Radioaktivität vor allem die ungewisse (α, n) -Neutronenausbeute eine Rolle. Obwohl diese beim USD WEBTOOL dreimal kleiner als bei NEUCBOT ausfällt, scheint sie immer noch zu hoch zu sein.

In den Abbildungen 5.24 und 5.25 sind die entfalteteten Neutronenspektren mit MAXED im Vergleich zu deren Vorhersagen dargestellt, die entsprechenden Grafiken für GRAVEL sind in Anhang E zu finden.

In der Simulation zeigt sich für Stollen IV vor allem ein zu geringer thermischer Neutronenfluss bei Messkammer 1 und Messkammer 2. Für Letztere wird die Moderationswirkung durch die vereinfachte Simulationsgeometrie unterschätzt, da diese vorwiegend aus umliegenden Aufbauten und nicht der Messkammerwand stammt. Für Messkammer 1 hingegen scheint die Gangposition von A0–A3 eine stärkere Auswirkung zu haben, da von außen vorwiegend niederenergetische Neutronen in die Messkammer eindringen. In der Werkstatt hingegen zeigt sich abgesehen vom thermischen Neutronenfluss eine tendenziell überhöhte Vorhersage bedingt durch die bereits erwähnte hohe (α, n) -Neutronenausbeute.

Auch in Stollen VIII sorgt diese für eine Überhöhung in der Datenraumvorhersage. Für Targetraum und Aktivierungsmessraum fallen die Vorhersagen generell etwas niedriger

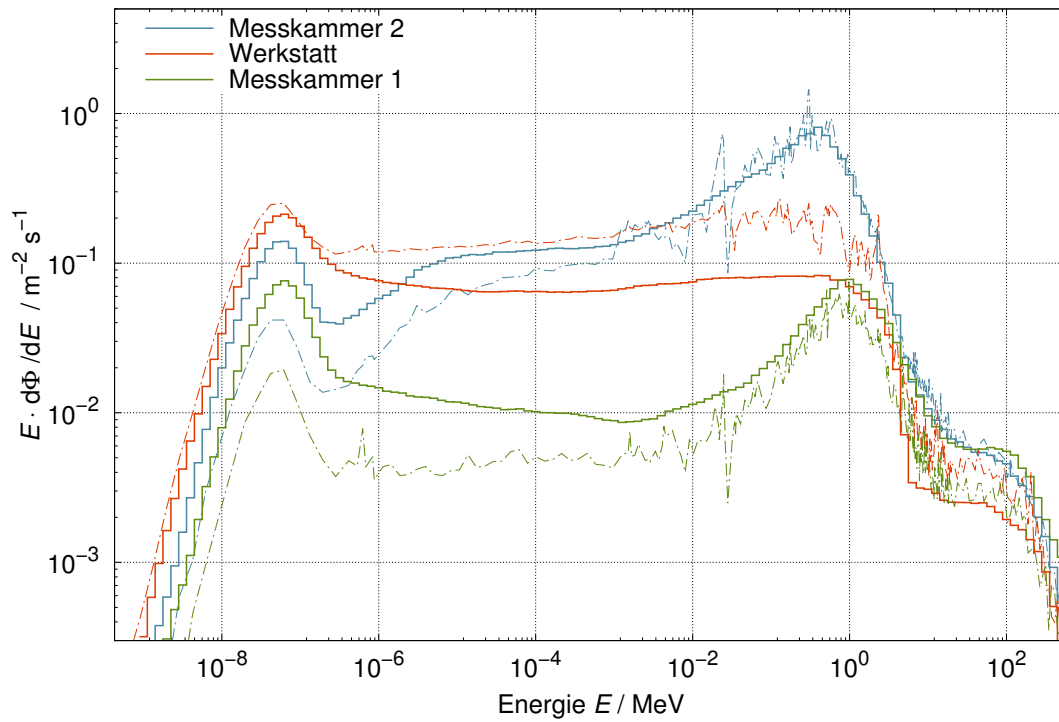


ABBILDUNG 5.24: Durch MAXED entfaltete Neutronenspektren für Stollen IV mit Hilfe der Summationsvorhersage. Gestrichelt hinterlegt sind die FLUKA-Vorhersagen.

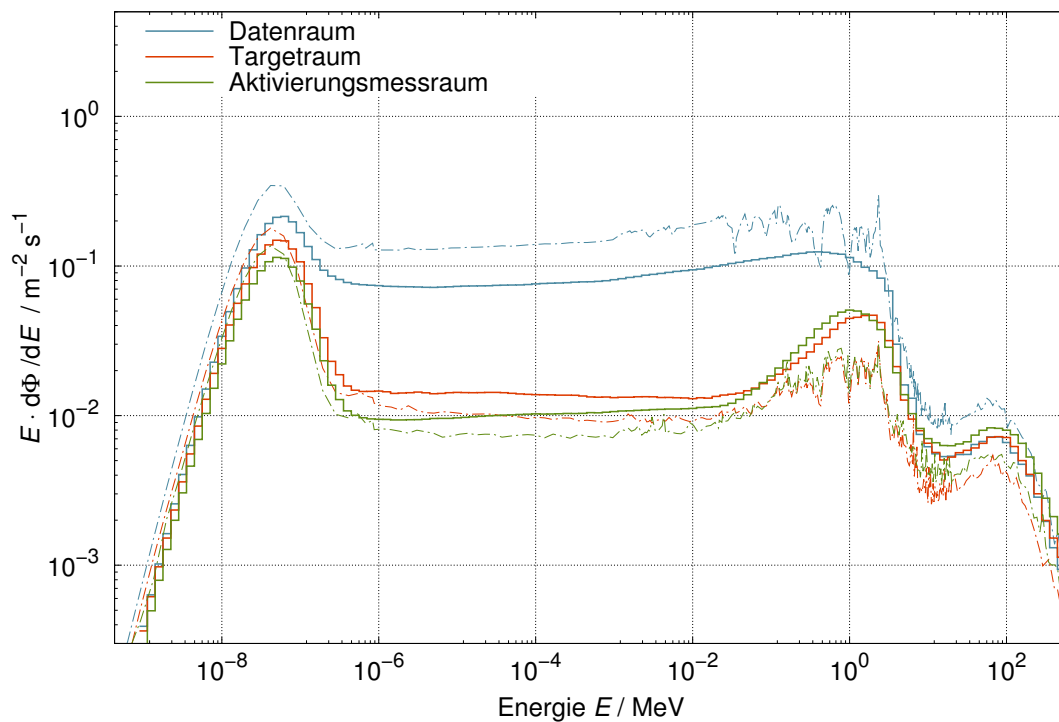


ABBILDUNG 5.25: Durch MAXED entfaltete Neutronenspektren für Stollen VIII mit Hilfe der Summationsvorhersage. Gestrichelt hinterlegt sind die FLUKA-Vorhersagen.

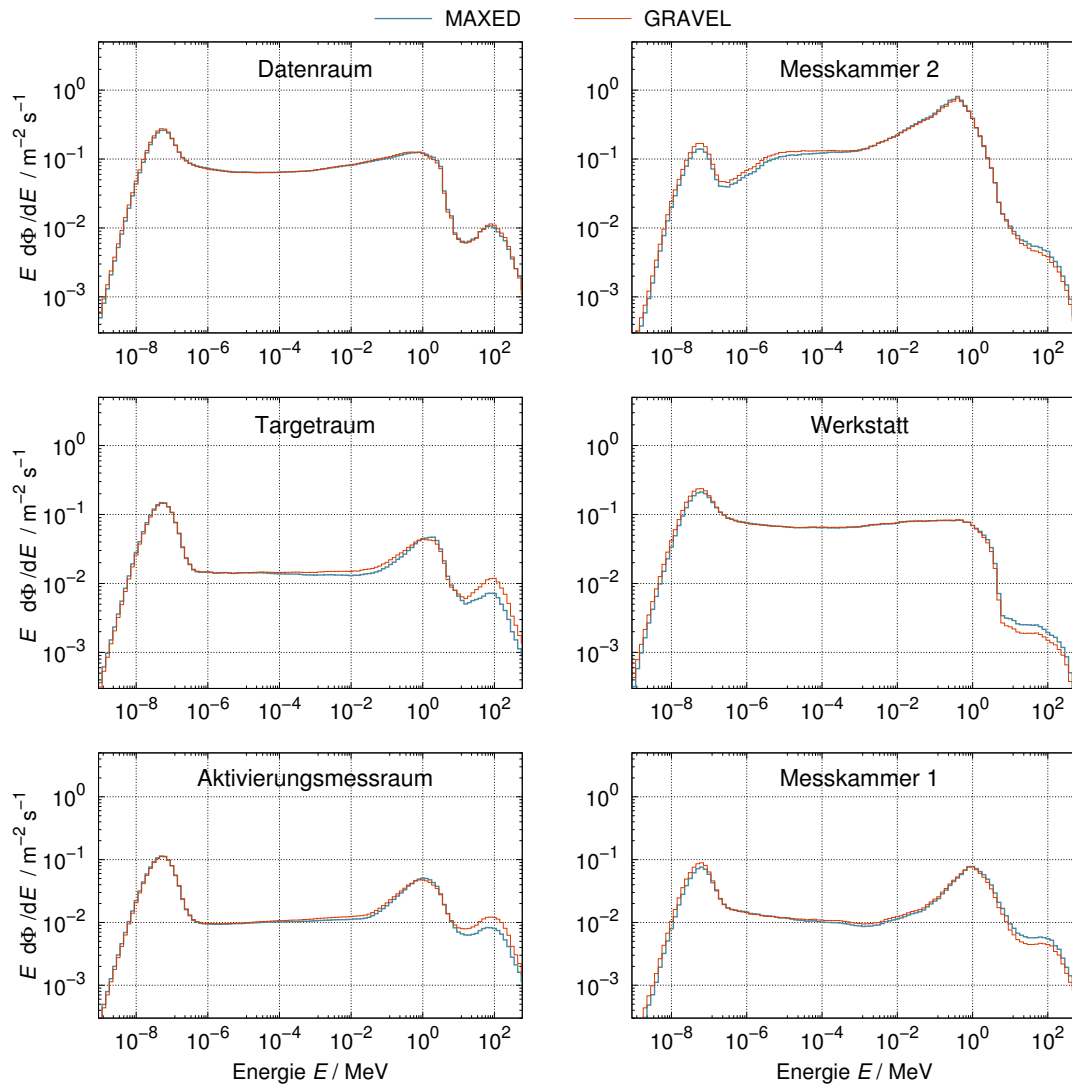


ABBILDUNG 5.26: Vergleich der beiden Entfaltungscodes MAXED und GRAVEL.

aus, dabei sind die größten Abweichungen im Verdampfungspeak bei etwa 1 MeV zu sehen.

Im Hochenergiebereich oberhalb von 10 MeV zeigen sich ebenfalls Abweichungen zwischen FLUKA-Vorhersage und Entfaltung. Tendenziell entsprechen die Simulationsergebnisse der naiven Erwartung, d.h. schwere Abschirmmaterialien (Messkammer 2) oder deutlich höhere Myonenflüsse (Datenraum) bedingen mehr hochenergetische Neutronen. In Stollen IV zeigt die Entfaltung für Messkammer 1 und Messkammer 2 vergleichbare Flüsse, während die Werkstatt deutlich niedriger liegt. In Stollen VIII ist zwar der Datenraum leicht erhöht gegenüber den anderen zwei Messorten, jedoch trotzdem recht ähnlich. Dieser Energiebereich wird nur von jeweils einem Detektor getragen, eine Diskussion der Unsicherheiten aus der Entfaltung erfolgt im nächsten Abschnitt.

In Abbildung 5.26 sind abschließend alle entfalteten Spektren im Vergleich von MAXED mit GRAVEL dargestellt. Für Stollen IV sind die Ergebnisse sehr ähnlich, MAXED schätzt den Anteil hochenergetischer Neutronen leicht höher ein. Für Stollen VIII zeigen nur Target- und Aktivierungsmessraum Abweichungen, hier liegt im Hochenergiebereich GRAVEL höher.

5.4 Unsicherheiten der Entfaltung

Für die Beurteilung der Entfaltungsunsicherheiten spielen verschiedene Faktoren eine Rolle. Entscheidend dabei sind die verwendeten Ausgangsspektren, die bestimmten Detektoransprechvermögen und die Wahl des Entfaltungsparameters Ω (vgl. Kapitel 2.5.3). Für MAXED ist eine Abschätzung der Unsicherheiten durch die zu UMG 3.3 gehörige Routine IQU möglich.

Der Einfluss der Ausgangsspektren ist objektiv schwer zu quantifizieren, da dessen Auswahl stets eine subjektive Entscheidung ist. Die Wahl eines unpassenden Ausgangsspektrums eignet sich nicht für eine Betrachtung von Unsicherheiten. Dies kann in Einzelfällen zu schlicht falschen entfalteten Flüssen führen, wie es für D_{Gest} in Messkammer 2 der Fall ist (vgl. Tabelle 5.6). Dieser Einfluss soll an dieser Stelle nicht weiter untersucht werden, für eine Diskussion mit drei verschiedenen Testspektren sei auf Grieger *et al.* [1] verwiesen.

Wie sich verschiedene Detektoransprechvermögen auswirken können, ist in Kapitel 6.4 anhand der Messung am LSC Canfranc in HALL A genauer diskutiert. Hier findet ein Vergleich zwischen den mit Hilfe von FLUKA und GEANT4 bestimmten Ansprechvermögen statt. Dabei ist vor allem der Hochenergiebereich ab 10 MeV betroffen.

An dieser Stelle soll der Einfluss durch den freien Parameter Ω genauer untersucht werden. Dieser bestimmt wie stark die Zählraten der einzelnen Detektoren durch das Entfaltungsspektrum reproduziert werden müssen. Ein geringer Wert führt zu stärkeren Eingriffen in das Startspektrum bis hin zur Entstehung von Artefakten, z.B. lokalisierten Spitzen, um die Zählraten perfekt abzubilden. Mathematisch ist dies immer möglich, da die Zahl der Freiheitsgrade die Zahl der Detektoren überwiegt. Ein hoher Wert hingegen führt nur zu geringen Veränderungen am Ausgangsspektrum, wodurch dann die Form des Entfaltungsspektrums nur durch die Simulation und nicht durch die Messung bestimmt wird.

Zur Quantifizierung dieses Effekts wird der zuvor verwendete Ω -Parameter um $\pm 40\%$ variiert, sodass zu der bereits gezeigten Entfaltung noch zwei weitere erstellt werden.

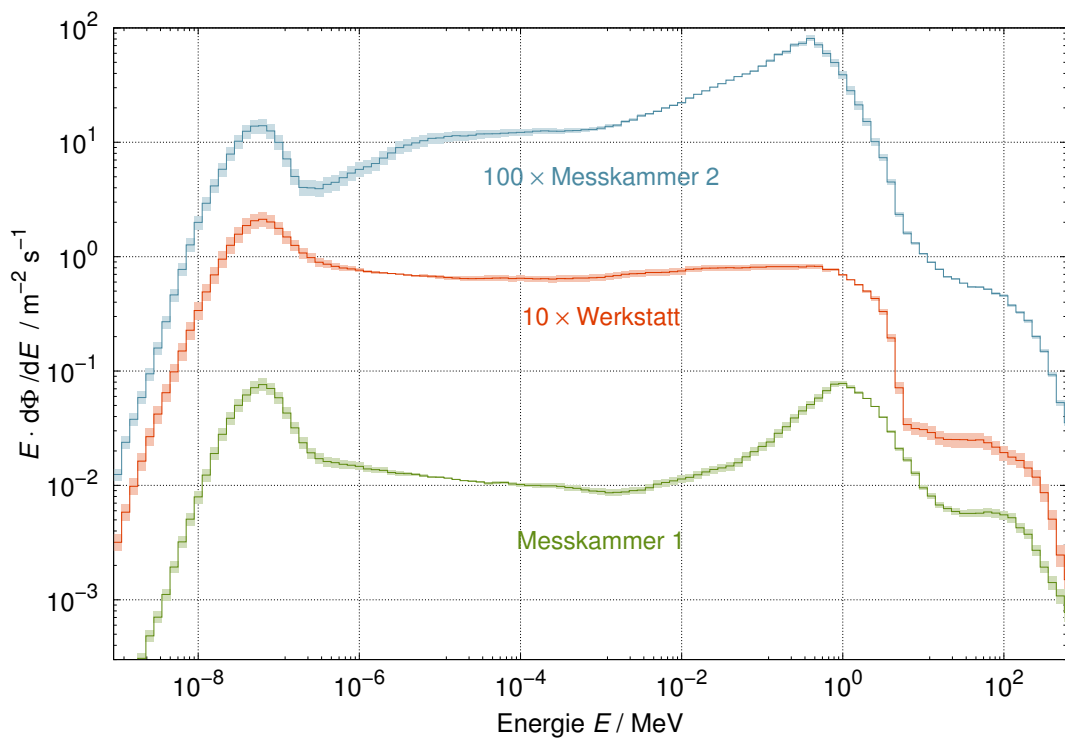


ABBILDUNG 5.27: Unsicherheiten durch Variation des freien Ω -Parameters um $\pm 40\%$ in Stollen IV am Beispiel MAXED.

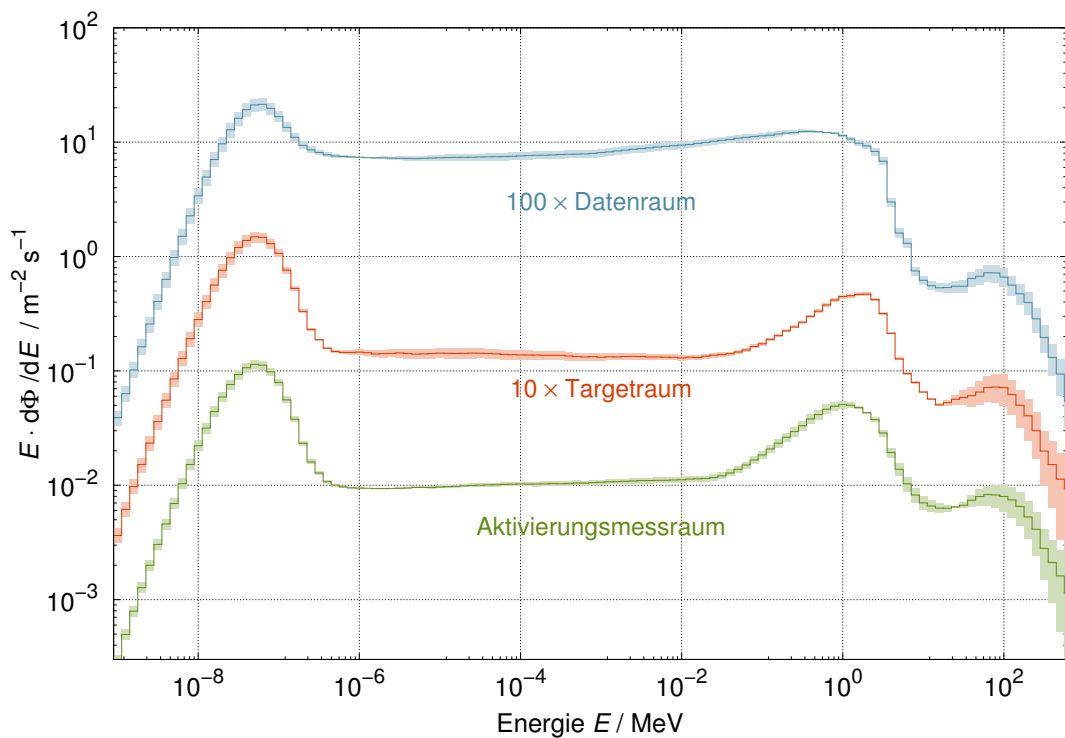


ABBILDUNG 5.28: Unsicherheiten durch Variation des freien Ω -Parameters um $\pm 40\%$ in Stollen VIII am Beispiel MAXED.

	MK2	WS	MK1	Dat	Tar	Akt
MAXED	5,1%	7,5%	7,2%	7,2%	8,2%	7,6%
GRAVEL	2,4%	3,2%	2,9%	5,6%	3,8%	4,7%
IQU	4,1%	5,9%	6,9%	6,8%	4,2%	4,9%

TABELLE 5.8: Unsicherheiten des totalen Flusses durch Variation von Ω und der IQU-Routine im Vergleich. Letztere liefert nur Unsicherheiten für MAXED.

Bei diesen drei Entfaltungen wird für jedes Energiebin die Standardabweichung gebildet und in den beiden Abbildungen 5.27 und 5.28 als schattierter Bereich dargestellt.

Einheitlich für alle Messorte lässt sich erkennen, dass unterhalb von 1 MeV lediglich kleinere Unsicherheiten entstehen. Dort bestimmen viele Detektoren mit ihren überlappenden Ansprechvermögen die spektrale Form.

Für Stollen IV zeigt sich, dass mit Ausnahme von Messkammer 1 auch die Hochenergiebereiche ab 10 MeV robust gegen die Variation von Ω sind. In Stollen VIII sind alle Messorte ab 10 MeV abhängig von Ω . Besonders stark ist dieser Effekt für den Aktivierungsmessraum, wo schon ab 1 MeV die Unsicherheit erhöht ist.

Für GRAVEL sind die Spektren in Anhang F zu finden. In Stollen IV zeichnet sich dort eine deutlich robustere Entfaltung ab, insbesondere der Hochenergiebereich ist in allen drei nahezu identisch. Auch für Stollen VIII sind die Fehlerbalken im Hochenergiebereich kleiner, jedoch besitzen sie einen ähnlichen Trend wie bei MAXED. Der gewählte Ansatz zur Abschätzung der Unsicherheiten zeigt folglich weniger Einfluss bei GRAVEL.

In Tabelle 5.8 sind die prozentualen Unsicherheiten für die totalen Flüsse zusammengefasst. Generell zeigt GRAVEL eine im Schnitt nur etwa halb so hohe Unsicherheit wie MAXED. Als Vergleich werden ebenfalls die Unsicherheiten der IQU-Routine angegeben, welche nur für MAXED anwendbar ist. Diese zeigt leicht geringere, aber trotzdem ähnliche Unsicherheit wie der Variationsansatz. Die größten Abweichungen sind dabei im Target- und Aktivierungsmessraum zu erkennen, wo der Variationsansatz besonders im Hochenergiebereich starke Unsicherheiten zeigt. Diese werden durch die IQU-Routine weniger gut abgebildet.

5.5 Beurteilung der Analyseergebnisse

Die in diesem Kapitel vorgestellten Simulationen und Entfaltungen verdeutlichen den starken Einfluss der verschiedenen Abschirmbedingungen innerhalb flacher Untertagelabore wie dem Felsenkeller. Im Vergleich zu tiefen Untertagelaboren ist der Neutronenfluss

stärker geprägt von myoneninduzierten Neutronen, die gerade in der Nähe von schweren Abschirmungen wie Blei dominieren.

Ebenfalls ist für den Felsenkeller im Vergleich zu anderen Untertagelaboren der Radioaktivitätsgehalt im Gestein sehr hoch. Durch geeignete Abschirmung wie dem Serpentinitsplit in Messkammer 1 oder dem radionuklidarmen Beton in Stollen VIII lässt sich dessen Einfluss sehr gut abschwächen. Eine labyrinthartige Bauweise verlängert dabei effektiv den Moderationsweg der Gesteinsneutronen.

Würden die Gesteinsneutronen so vollkommen abgeschirmt, verbliebe ein Grundniveau von $0,3 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ durch myoneninduzierte Neutronen. Minimal erreicht werden im Felsenkeller $0,6\text{--}0,7 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Messkammer 1 und im Aktivierungsmessraum, die durch die vorhandenen Bleiburgen limitiert werden, sowie im Targetraum, bei dem die geringere Labyrinthtiefe ausschlaggebend ist.

Das oberste Ziel der vorgestellten FLUKA-Simulationen ist die Erstellung eines guten Vorhersagespektrums. Dabei ist vor allem die Form entscheidend, welche überwiegend vom dominanten Beitrag aus entweder Gesteinsneutronen oder myoneninduzierten Neutronen bestimmt wird. Daher stellen die Vorhersagen trotz abweichender Gesamtflüsse zur Entfaltung kein Hindernis dar.

Zur weiteren Präzisierung der Vorhersagen verbleiben zwei Schwerpunkte. Die Messergebnisse für die Hochniveauorte Werkstatt und Datenraum suggerieren eine immer noch zu hohe Neutronenausbeute durch das USD WEBTOOL. Im Gegensatz dazu zeigen die anderen Messorte eine unterschätzte Vorhersage, was auf eine Unterschätzung der myoneninduzierten Prozesse durch FLUKA hindeutet.

Weiterhin zeigt sich, dass gerade im Bereich der Hochenergieneutronen große Unsicherheiten verbleiben. Um dies zu verbessern, wäre der Einsatz von weiteren modifizierten Detektoren denkbar, z.B. mit Kupfereinsatz statt Blei oder mit kleineren Bleischichten. Zur Überprüfung der von FLUKA bereitgestellten Ansprechvermögen wäre eine Messung denkbar und vor allem für den Hochenergiebereich auch sinnvoll. Eine solche Messung ließe sich z.B. an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig durchführen, wo Neutronenreferenzfelder von bis zu 200 MeV erreicht werden können [170].

Kapitel 6

Messung am LSC Canfranc

Der Untertagekomplex des LSC Canfranc umfasst drei Untertagelabore mit 780, 2400 und 2500 m.w.e. Überdeckung, wodurch alle Labore zu den tiefen Untertagelaboren zählen.

Der integrierte Myonenfluss in HALL A von LAB2400 wurde auf $5,26 (21) \times 10^{-3} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt [171] und liegt somit um einen Faktor 875 unter dem niedrigsten im Felsenkeller gemessenen Myonenfluss.

Die Untersuchungen von Gesteinsproben an verschiedenen Stellen des Labors [29] ergaben verschiedene Gesteinszusammensetzungen und folglich verschiedene Radioaktivitäten von Uran und Thorium. Diese liegen für ^{238}U zwischen 4,5 (2) und 31 (1) Bq/kg, für ^{232}Th zwischen 8,5 (3) und 76 (2) Bq/kg. Im Vergleich zum Felsenkeller ist damit der Uran-238- um einen Faktor 4,3–30 und der Thorium-232-Gehalt um einen Faktor 2,2–20 geringer.

Als Teil der HENSA-Kollaboration (*High Efficiency Neutron Spectrometer Array*) habe ich im Oktober 2019 eine neue Messung in HALL A gestartet. Mit den Erkenntnissen aus dem Felsenkeller wurde der Detektorsatz auf 10 Detektoren erweitert und umfasst mit A0–A6 herkömmliche Polyethylenmoderatoren, sowie mit C10–C12 modifizierte Moderatoren.

In diesem Kapitel werden die aus Phase-I des Experiments bestimmten vorläufigen Zählraten [172] genutzt, um eine erste Abschätzung des Neutronenflusses zu erstellen. Dabei werden zusätzlich zu den von mir bestimmten FLUKA-Ansprechvermögen die durch Ariel Tarifeño-Saldivia bestimmten GEANT4-Ansprechvermögen [173] zur Auswertung herangezogen. Weiterhin werden Effekte der einzelnen Entfaltungscodes MAXED und GRAVEL genauer untersucht.

6.1 Vorangegangene Messung

Eine erste Messung des Neutronenflusses in HALL A fand 2011 statt [27, 28] als diese noch nicht für Experimente genutzt wurde und deshalb leer stand. Dabei kamen mit den Detektoren A1–A6 nur durch Polyethylen moderierte ^3He -Proportionalzähler LND-252248 mit 20 bar Gasdruck zum Einsatz. Alle sechs Detektoren wurden einen Meter über dem Boden in einer sternförmigen Anordnung platziert. Diese ermöglicht maximale Distanz zwischen den Detektoren, um gegenseitige Beeinflussung zu unterbinden während gleichzeitig die Kabellängen zwischen Detektor und Vorverstärker gering gehalten werden.

Die Ansprechvermögen der Detektoren wurden mit Hilfe von MCNPX in 24 Energiebins zwischen 10^{-10} und 100 MeV durch isotropen Neutroneneinfall bestimmt. Die Detektoren A1, A3 und A5 wurden zusätzlich im planaren Neutronenfeld der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig vermessen, um die Ergebnisse der Simulation zu bestätigen [174]. Dabei kam es jedoch zu einem Skalierungsfehler.

Für das Ansprechvermögen R gilt mit der Neutronenrate N und dem Neutronenfluss Φ vereinfacht die nachstehende Gleichung (6.2):

$$N = R \cdot \Phi, \quad (6.1)$$

$$R = \frac{N}{\Phi} = \frac{A\epsilon j_+}{\Phi} = \frac{A\epsilon}{4}. \quad (6.2)$$

Hierbei ist A die durchstrahlte Querschnittsfläche, ϵ die Detektionseffizienz eines einfallenden Neutrons und j_+ der wie in Gleichung (6.3) definierte gerichtete Neutronenstrom mit der mittleren freien Weglänge λ_s im umgebenden Moderatormaterial,

$$j_+ = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^\infty dr \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{\Phi}{\lambda_s} e^{-r/\lambda_s} \frac{|\cos \theta|}{r^2} r^2 \sin \theta \quad (6.3)$$

$$= \frac{\Phi}{4}. \quad (6.4)$$

Im Fall der PTB-Messung wurden die Messergebnisse mit der gesamten Außenfläche des quaderförmigen Detektors multipliziert, anstatt die Querschnittsfläche zu verwenden. Dabei wurde das Ansprechvermögen um einen Faktor 4 überkompensiert.

Dank meiner Vergleichssimulationen mit FLUKA für den Felsenkeller konnte dieser Normierungsfehler entdeckt und korrigiert werden. Der korrigierte Neutronenfluss in HALL A beträgt somit $0,138(14) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Ein Nachteil dieser Messung sind die fehlenden thermischen und modifizierten Detektoren. Vor allem ein thermischer Detektor ist notwendig, um dort den Neutronenfluss

korrekt abzubilden. In der im Folgenden vorgestellten Nachfolgemessung werden beide Mängel behoben.

6.2 Experimenteller Aufbau

Die Messung findet in HALL A von LAB2400 nahe dem Eingangsbereich statt, siehe dazu auch die Übersichtskarte in Abbildung 6.1. Die Position stimmt nicht überein mit der 2011 durchgeführten Messung, da die Halle mittlerweile auch für andere Experimente genutzt wird. Weiterhin wurde die damalige sternförmige Anordnung zur Vermeidung von gegenseitiger Beeinflussung ebenfalls nicht genutzt, um den Platzbedarf der Messung gering zu halten. Stattdessen wurden die Detektoren auf drei Metallregalen platziert, wovon zwei doppelstöckig waren. Bei der Platzierung wurde darauf geachtet, dass kleine Detektoren möglichst weit von großen entfernt sind, da diese zusätzliche Moderation bedingen. Des Weiteren sind die Regale so platziert, dass sich die Moderatoren nur mit den kleinen Grundflächen gegenüberstehen. Da die großen Außenflächen mit den Längsseiten der Zählrohre übereinstimmen, soll mit dieser Positionierung eine gegenseitige Beeinflussung reduziert werden. Der Aufbau ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

Die verwendete Messelektronik ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Es werden die gleichen Zählrohre wie im Felsenkeller verwendet, LND-252248 mit 10 bar Druck. Die Röhren sind mit ladungssensitiven Vorverstärkern CAEN A1422 (8 Kanäle) und zwei CANBERRA MOD. 2006 verbunden. Sie werden durch ein CAEN SY127 HV Modul mit 1450 V Hochspannung versorgt. Über einen VME SIS3302 14-bit 250 MHz Digitalwandler von STRUCK wird das Signal digitalisiert und über die für jeden Kanal selbstauslösende GASIFIQ DAQ auf einem Linux-Computer aufgezeichnet. Eine Remoteschaltung auf diesen Computer ermöglicht den Zugriff von außen für die Dauer der Messung. Lassen sich Störungen nicht per Remoteschaltung beheben, stehen am LSC einige eingewiesene Mitarbeiter zur Verfügung, um das System neu zu starten.

Eine dauerhafte Überwachung der Messung erfolgt per Schichtsystem innerhalb der Kolaboration. Täglich wird der Zustand der Messung überprüft und die Zwischenergebnisse in ein elektronisches Logbuch eingetragen.

6.3 Neutronenmessung Lab2400 - Hall A

Die vorläufigen Zählraten sind im Vergleich zu den vorherigen Kampagnen in Abbildung 6.4 gezeigt. Diese umfassen Phase-I, welche zwischen dem 3. Oktober 2019 und 25. Februar 2020 lief. Damit beträgt die Livetime insgesamt 113,16 Tage. Dabei wurde die

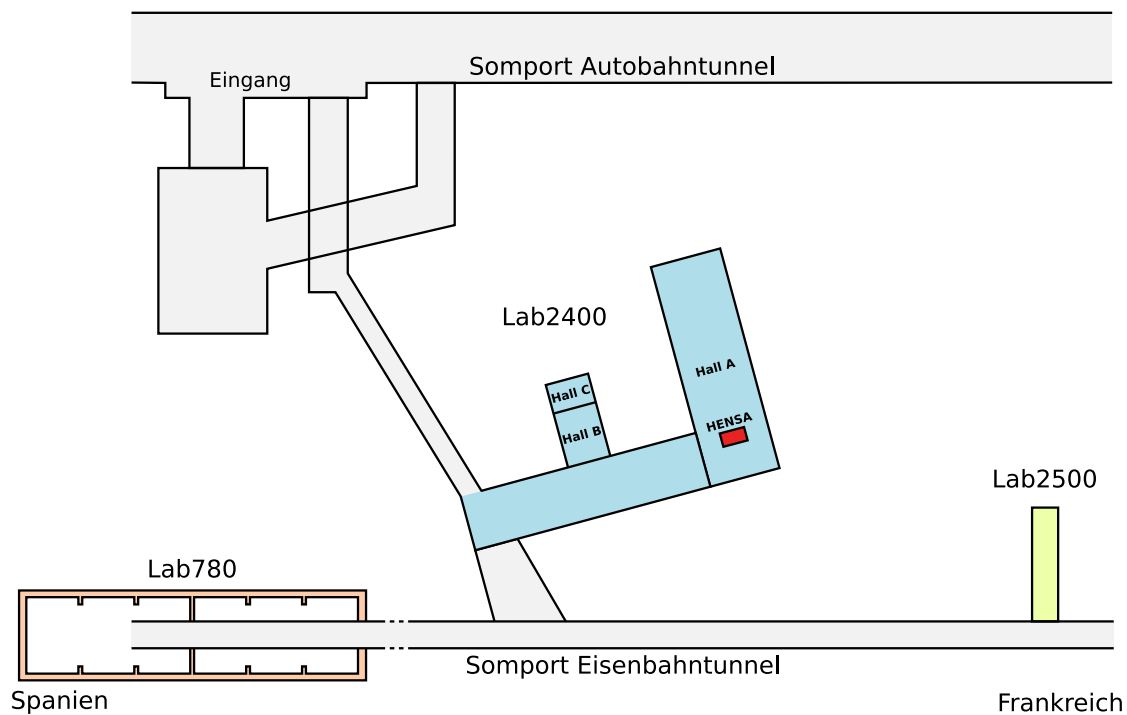


ABBILDUNG 6.1: Übersichtskarte des Untertagelabors in Canfranc. Die Neutronenmessung fand in HALL A von LAB2400 statt.



ABBILDUNG 6.2: Detektoranordnung in HALL A.

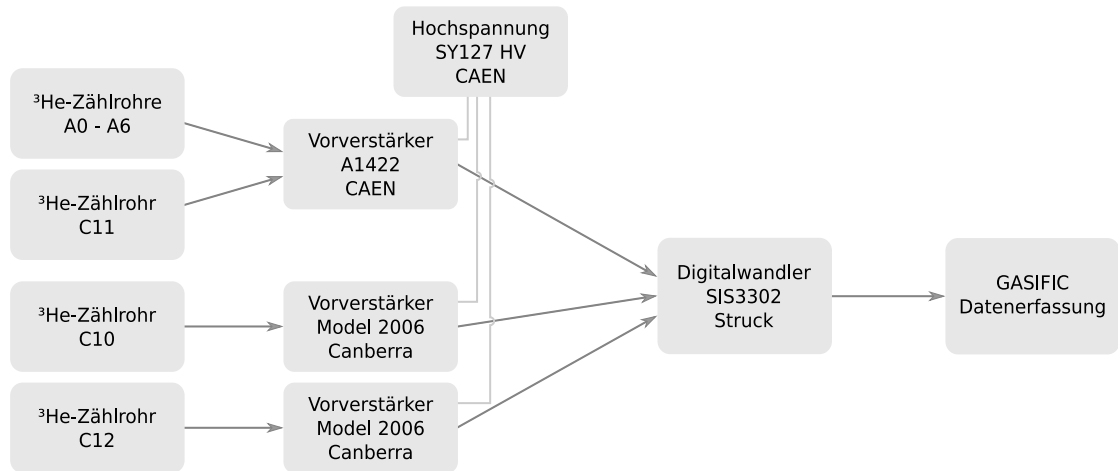


ABBILDUNG 6.3: Verknüpfung der verwendeten elektronischen Geräte am LSC Canfranc.

Messaufnahme mehrfach kurzzeitig ausgesetzt, um von Arbeiten im Labor unbeeinflusst zu sein. Nach leichten Änderungen an der Elektronikette schloss sich Phase-II an und lief bis Juli 2020.

Ein Vergleich der Zählraten zwischen HENSA-2011 und HENSA-2019 zeigt, dass beide Messungen konsistent zueinander sind. Lediglich Detektor A3 weist eine größere Zählrate auf, deren Ursache noch nicht genau bekannt ist. Der Verlauf der Zählraten ist ähnlich dem der niedrigen Raten im Felsenkeller. Für A1–A6 sind die Raten dreimal geringer als im Aktivierungsmessraum, für A0 und C10 sogar viermal. Dies deutet auf einen verhältnismäßig kleineren thermischen und hochenergetischen Neutronenfluss hin.

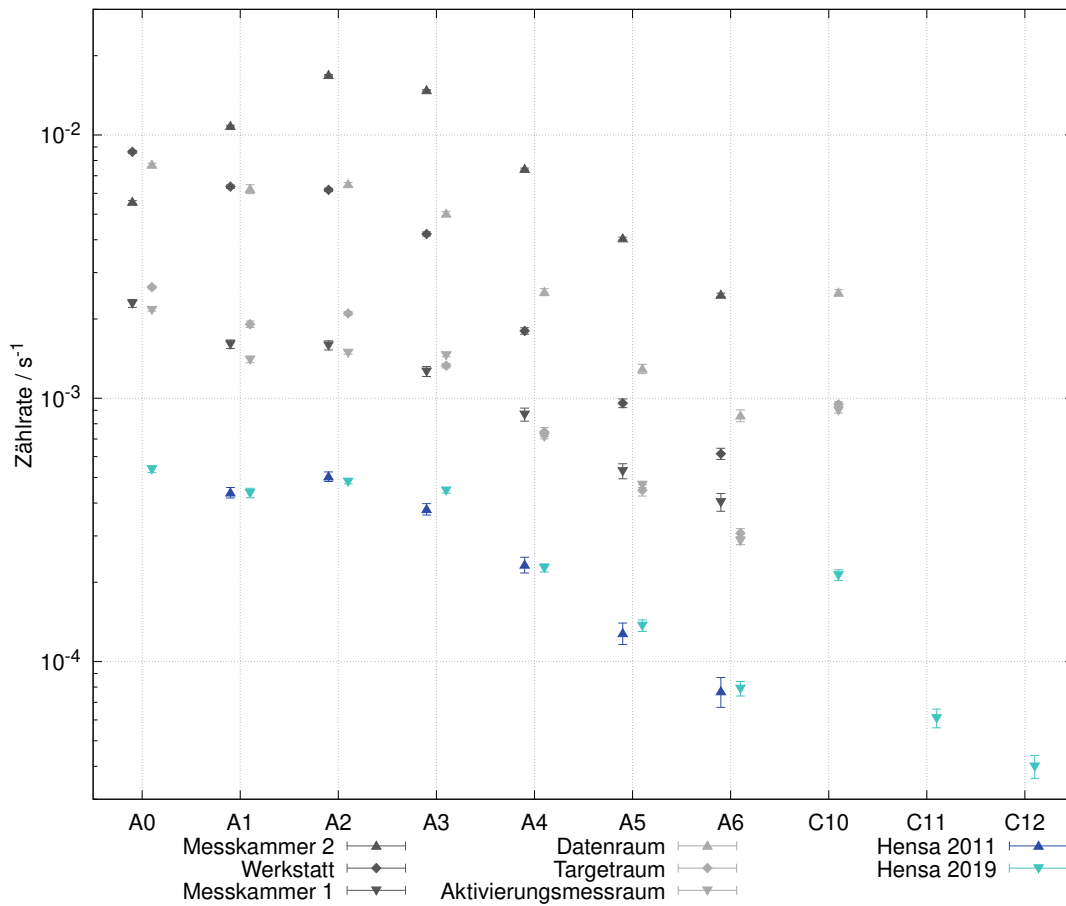


ABBILDUNG 6.4: Neutronenzählraten in LAB2400 - HALL A am LSC Canfranc Phase-I im Vergleich zu den Felsenkellermessungen. Bis auf A3 sind alle Einzelraten konsistent mit der Messung von 2011. Dort ist die Neutronenrate um 18% erhöht.

6.4 Ansprechvermögen mit FLUKA und GEANT4

In den Abbildungen 6.5 und 6.6 sind die Ansprechvermögen aller in Canfranc eingesetzten Detektoren dargestellt. Die GEANT4-Simulation wurde erstellt von Ariel Tarifeño-Saldivia [173] und basiert auf Version 10.01.03 und der Datenbibliothek G4NDL4.5. Dabei werden für Neutronen unterhalb 20 MeV die Modelle *High Precision Data* und *Thermal Scattering*, sowie für höherenergetische Neutronen die Modelle *FTFP* und *Incl++* genutzt. Ebenfalls wie in FLUKA sind die Detektoren im Vakuum platziert und werden von außen sphärisch isotrop mit Neutronen beschossen.

Beide Ansprechvermögen sind sehr ähnlich, wie Abbildung 6.7 zeigt. Vor allem A0 und C11 sind nahezu identisch, was für äquivalente Behandlung des Neutroneneinfangs am ^3He spricht. Generell fallen die Ansprechvermögen bei GEANT4 leicht höher aus, zudem sind diese für A1–A4 leicht zu niedrigeren Energien verschoben. Dies deutet einerseits auf eine leicht geringere Moderationswirkung und andererseits auf geringere Einfangwahrscheinlichkeiten am Polyethylen hin.

Zwar wird in FLUKA mit $0,948 \text{ g/cm}^3$ gegenüber $0,95 \text{ g/cm}^3$ in GEANT4 eine leicht geringere Polyethyldichte verwendet, jedoch würde dies eine Verschiebung hin zu höheren Energien bewirken. Die Ursache ist folglich als systematischer Unterschied der beiden Monte-Carlo Programme zu verstehen.

Die Abweichungen der Ansprechvermögen zwischen FLUKA und GEANT4 betragen in den meisten Bins weniger als 10%. Dies sind typische Abweichungen bei verschiedenen Monte-Carlo Codes u.a. durch den Einsatz verschiedener Modelle und Kerndatenbanken. Im Fall von C10 und C12 nehmen die FLUKA-Werte oberhalb von 10 MeV stärker zu. Studien zu photonuklearen und myon nuklearen Reaktionen am Blei haben gezeigt, dass GEANT4 deren Neutronenproduktion unterschätzt während FLUKA bessere Ergebnisse liefert [175]. Der Schluss liegt nahe, dass dies für die Neutronenmultiplikation am Blei ebenso ist.

Zusammenfassend sind allein durch die unterschiedlichen Ansprechvermögen folgende Effekte zu erwarten:

1. ein geringerer totaler Neutronenfluss der GEANT4-Entfaltung, auf Grund generell höherer Ansprechvermögen und
2. ein höherer Anteil energetischer Neutronen über 10 MeV im GEANT4-Spektrum, wegen hier geringerer Ansprechvermögen.

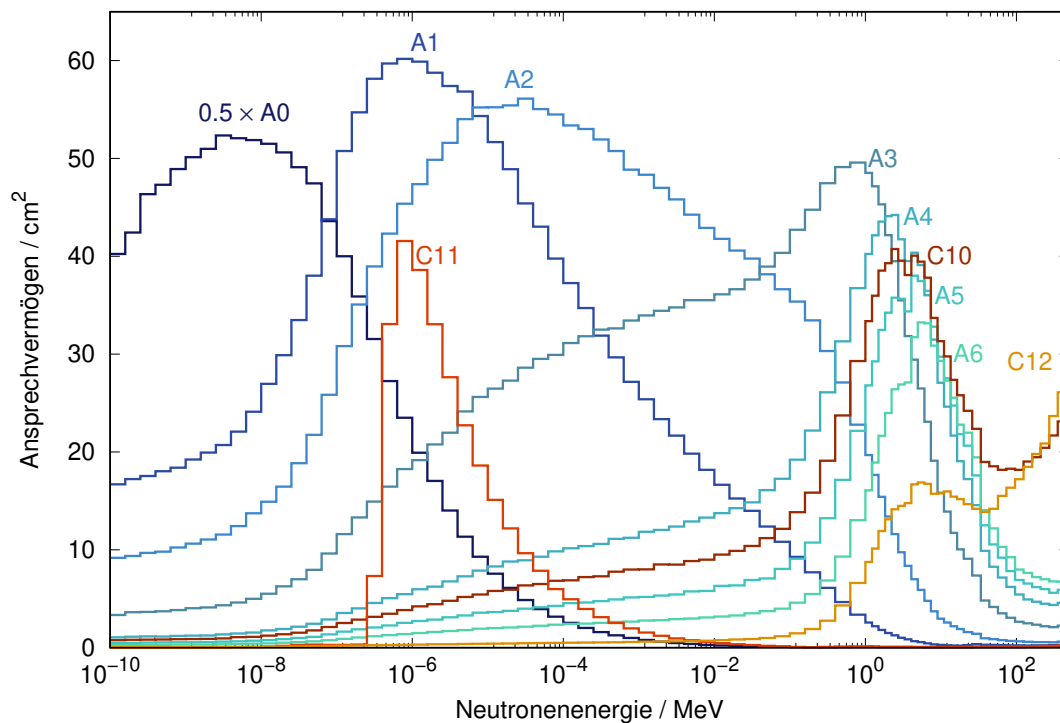


ABBILDUNG 6.5: Mit GEANT4 simulierte Detektoransprechvermögen. Simulation durchgeführt durch Ariel Saldivia-Tarifeño [173]. Unsicherheiten je Bin sind unterhalb von 2%, im Mittel 1,1%. Die Ansprechvermögen wurden in 90 Bins mit fünf Bins je Dekade von 0,1 meV–10 GeV berechnet.

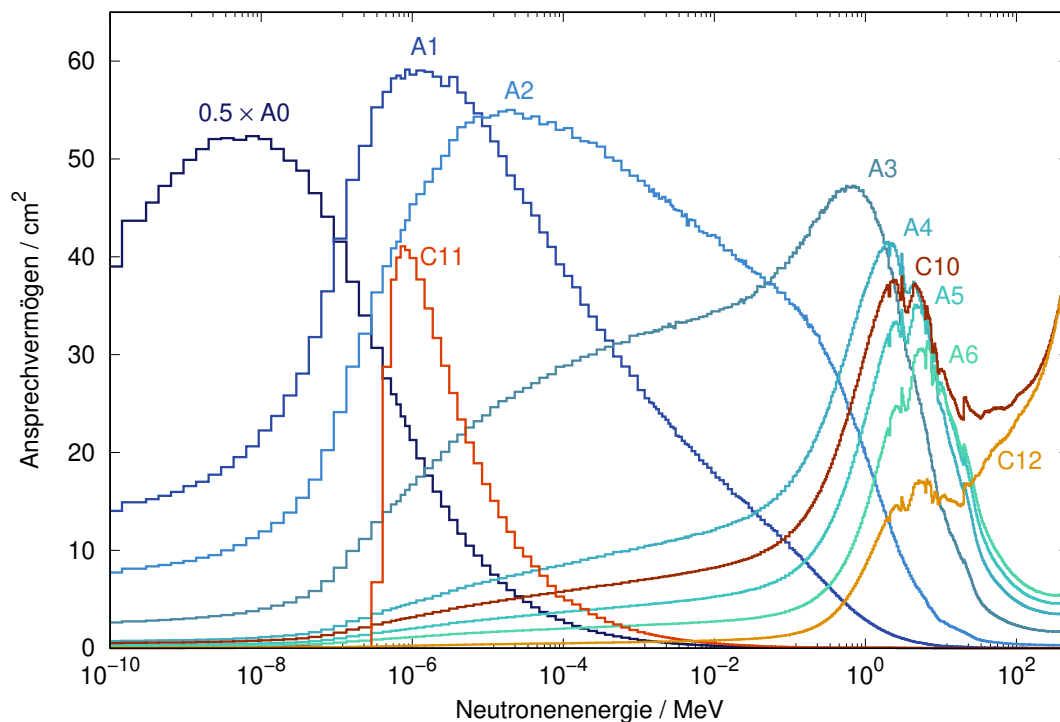


ABBILDUNG 6.6: Mit FLUKA simulierte Detektoransprechvermögen. Die statistischen Simulationsunsicherheiten betragen für alle Bins weniger als 0,5%. Bis 20 MeV kommen die 260 Standard-Neutronenbins von FLUKA zum Einsatz. Bis 10 GeV werden weitere 242 logarithmisch äquidistante Bins verwendet.

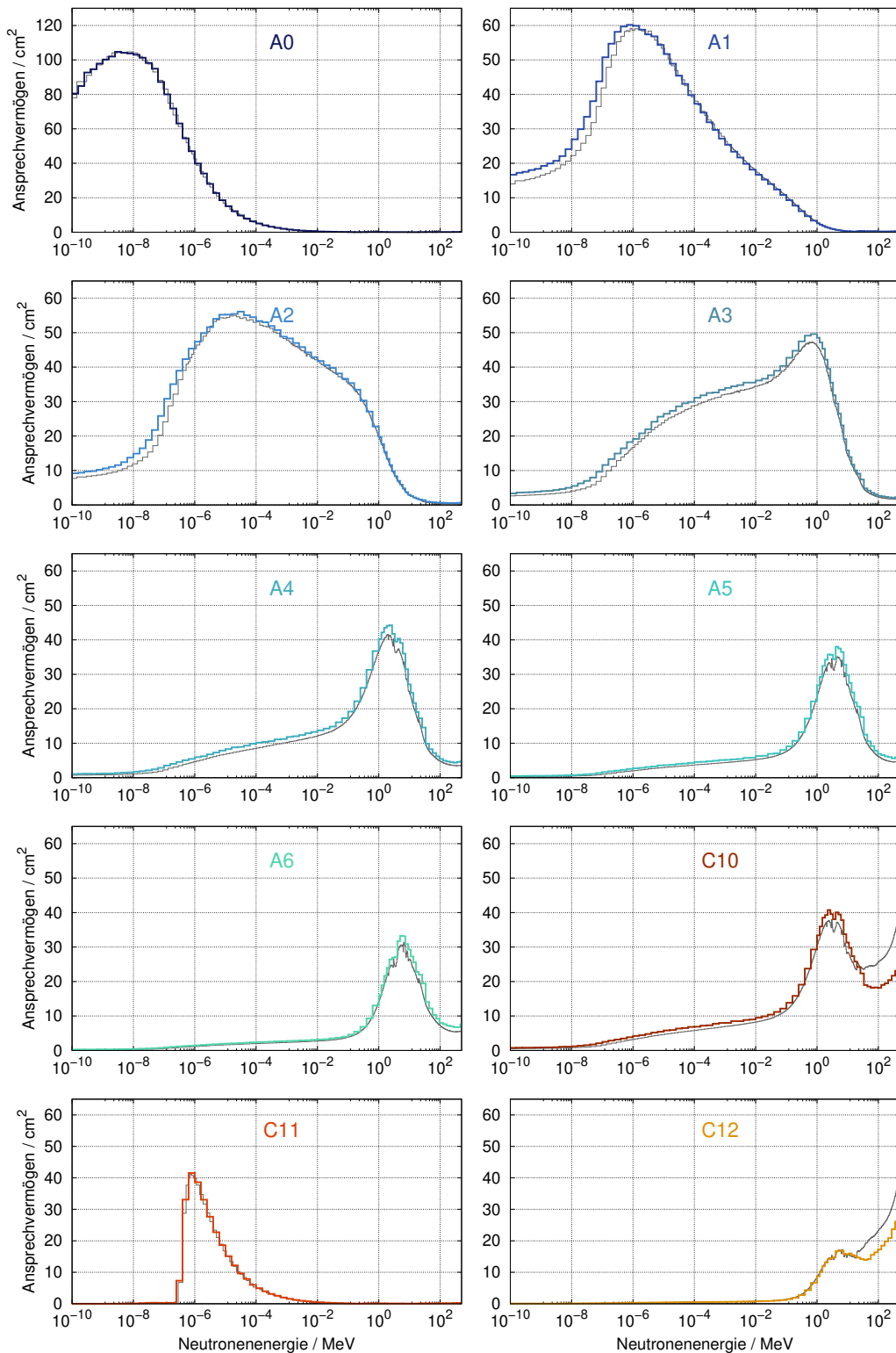


ABBILDUNG 6.7: GEANT4 und FLUKA-Anspruchvermögen im direkten Vergleich. Die FLUKA-Anspruchvermögen sind grau hinterlegt und leicht nach rechts verschoben. Dies deutet auf stärkere Moderationswirkung hin.

6.5 Entfaltung der Neutronenspektren

Die Auswertung erfolgt ähnlich wie in Kapitel 5.3. Da für Canfranc kein eigenes Vorhersagespektrum simuliert wurde, wird mit Hilfe des Targetraums eines erstellt.

Der integrierte Myonenfluss in HALL A ist um einen Faktor 875 geringer als im Targetraum. Gleichzeitig ist auch der Radioaktivitätsgehalt im Gestein im Durchschnitt um einen Faktor 8 für ^{238}U und einen Faktor 4 für ^{232}Th verringert [29]. Damit ist der Anteil myoneninduzierter Neutronen am Gesamtneutronenspektrum etwa 150-fach niedriger. Durch Kombination des für den Targetraum bestimmten Gesteinsneutronenspektrums und des Spektrums myoneninduzierter Neutronen mit diesem Faktor wird die Entfaltung für LSC Canfranc HALL A durchgeführt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Unsicherheiten wurden aus der Standardabweichung der Entfaltungen mit den anderen vom Felsenkeller verfügbaren Vorhersagespektren gebildet. Auf Grund der fehlenden Anpassung im Hochenergiebereich dieser Spektren wird für diesen keine Unsicherheit angegeben.

	MAXED		GRAVEL	
	Total / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	10 MeV+ / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Total / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	10 MeV+ / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$
FLUKA	0,180 (6)	$6,0 \times 10^{-6}$	0,184 (2)	$1,3 \times 10^{-4}$
GEANT4	0,163 (4)	$2,8 \times 10^{-4}$	0,159 (2)	$1,8 \times 10^{-4}$

TABELLE 6.1: Totaler Neutronenfluss in HALL A am LSC Canfranc.

Wie erwartet zeigt sich für FLUKA mit 10,4% bzw. 15,7% ein höherer totaler Neutronenfluss als für GEANT4. MAXED und GRAVEL zeigen vergleichbare Ergebnisse.

In den Abbildungen 6.8 und 6.9 sind die einzelnen Entfaltungen mit den verschiedenen Ansprechvermögen für beide Entfaltungscodes gegenübergestellt.

Generell ist in allen vier Entfaltungen eine Änderung der Form des Eingangsspektrums zu sehen. Während im thermischen Bereich der Beitrag nach unten korrigiert wird, dreht sich dieses Verhalten bis zum Verdampfungspeak bei 1 MeV um. Trotzdem zeigen alle vier Entfaltungen mit Ausnahme des Hochenergiebereichs ähnliche Verläufe. Der höhere totale Neutronenfluss bei FLUKA äußert sich im intermediären Bereich zwischen 10^{-7} –1 MeV und ist durch die verschiedenen Ansprechvermögen von A1–A4 begründet.

Für MAXED wird mit den FLUKA-Ansprechvermögen der Beitrag hochenergetischer Neutronen abgesenkt, während dies für GEANT4 nicht geschieht. Für GRAVEL tritt dieser Effekt hingegen nicht auf, hier ist der Hochenergiebereich für GEANT4 auf Grund der geringeren Ansprechvermögen wie erwartet leicht erhöht.

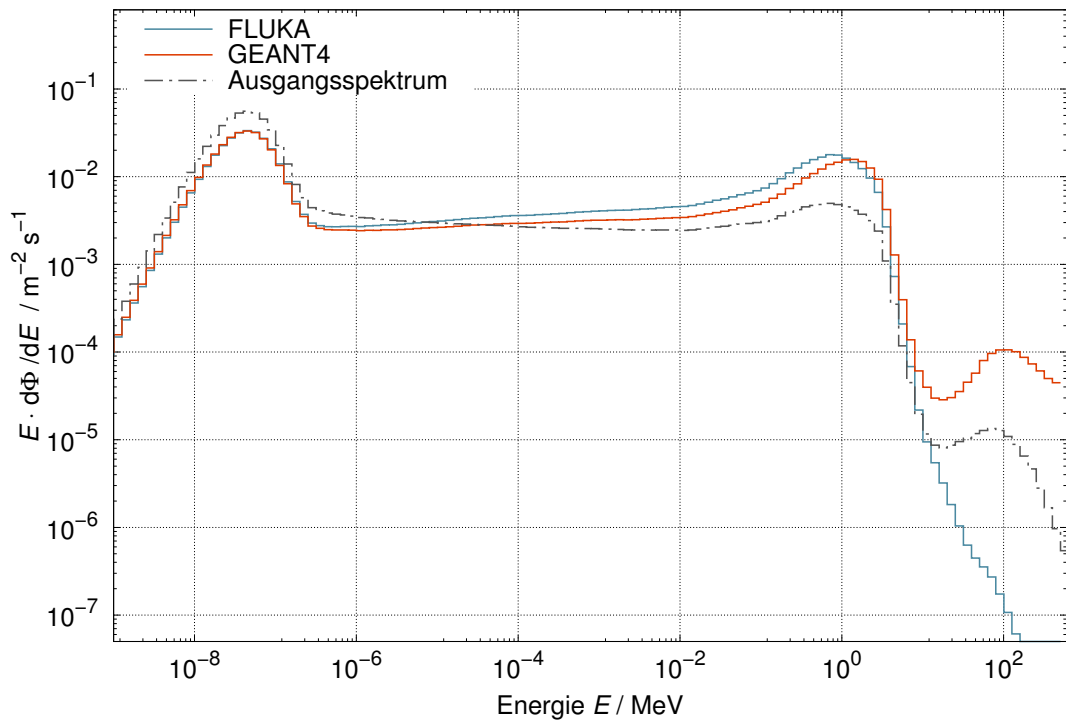


ABBILDUNG 6.8: Vergleich der Entfaltungen mit Hilfe von MAXED mit den Ansprechvermögen aus FLUKA und GEANT4.

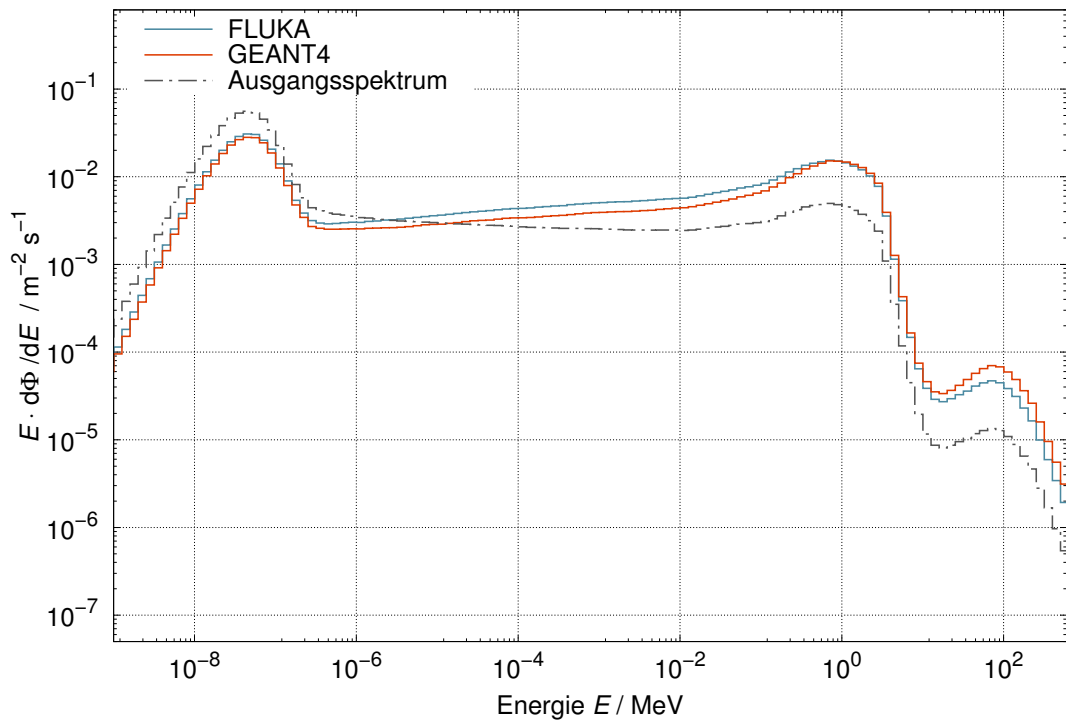


ABBILDUNG 6.9: Vergleich der Entfaltungen mit Hilfe von GRAVEL mit den Ansprechvermögen aus FLUKA und GEANT4.

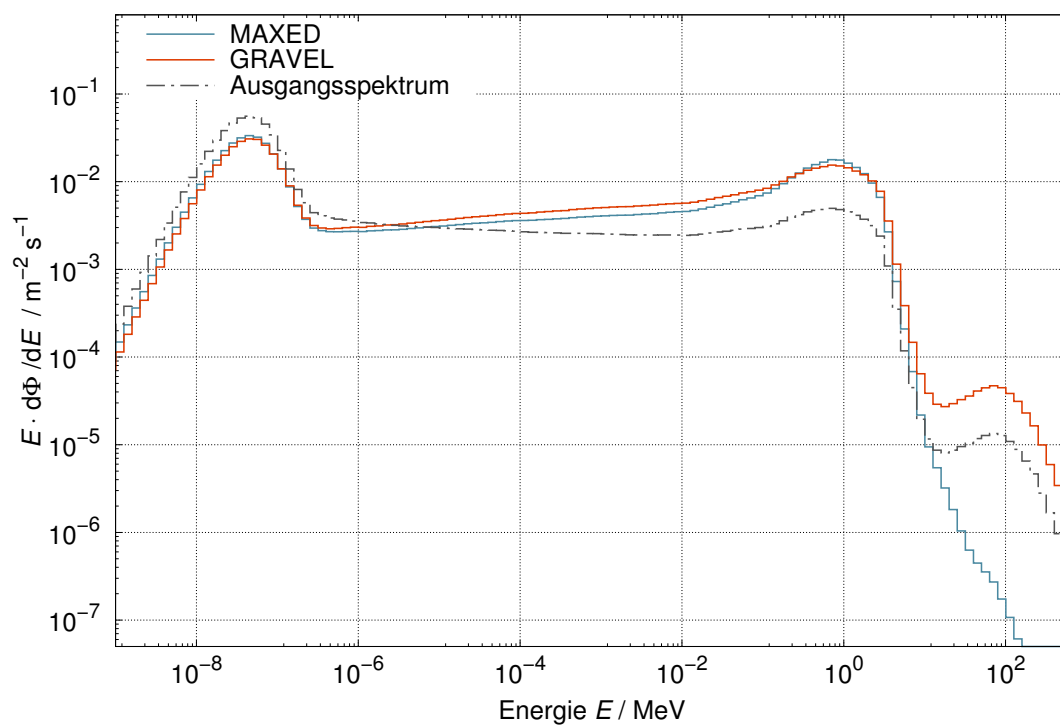


ABBILDUNG 6.10: Vergleich der Entfaltungen mit Hilfe von MAXED und GRAVEL mit den Ansprechvermögen aus FLUKA.

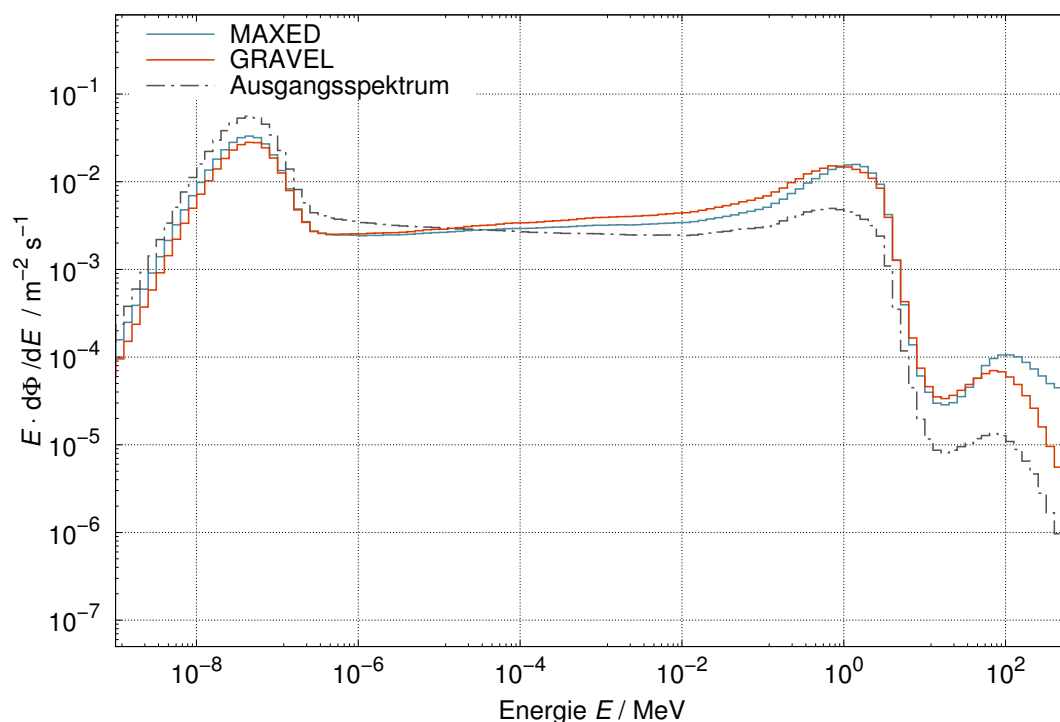


ABBILDUNG 6.11: Vergleich der Entfaltungen mit Hilfe von MAXED und GRAVEL mit den Ansprechvermögen aus GEANT4.

In den Abbildungen 6.10 und 6.11 sind nochmals die gleichen Entfaltungen, aber in Gegenüberstellung der Entfaltungscodes dargestellt. GRAVEL behält gerade im Hochenergiebereich die Form des Eingangsspektrums bei während MAXED hier große Änderungen gemäß der verfügbaren Ansprechvermögen vornimmt.

6.6 Diskussion der Ergebnisse

Anhand der vorläufigen Neutronenzählraten aus Phase-I wurde mit Hilfe von MAXED und GRAVEL ein vorläufiges Neutronenspektrum für LSC Canfranc HALL A erzeugt. Dabei wurden zusätzlich zu den Detektoransprechvermögen aus meinen FLUKA-Simulationen die Ansprechvermögen von Ariel Tarifeño-Saldivia [173] basierend auf GEANT4 verwendet. Beide Ansprechvermögen weisen leichte Unterschiede auf, die sich im Entfaltungsspektrum vorhersagbar widerspiegeln.

Basierend auf FLUKA wurde ein totaler Neutronenfluss von $0,180 (6) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt, mit GEANT4-Ansprechvermögen von $0,163 (4) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Damit wird das Ergebnis aus 2011 [27, 28] von $0,138 (14) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ aktualisiert. Die bestimmten Zählraten sind in beiden Messungen konsistent zueinander. Der nun höhere totale Neutronenfluss liegt am zusätzlichen Einsatz der thermischen und modifizierten Detektoren, wobei der thermische Detektor A0 bereits die komplette Differenz erklärt. Der Beitrag der hochenergetischen Neutronen am Gesamtfluss fällt nur gering aus.

Bei der Entfaltung zeigt sich die Bedeutung eines geeigneten Vorhersagespektrums. Sowohl Myonenflussmessungen [171] als auch Gesteinsaktivitäten [29] liegen bereits vor, sodass mit deren Hilfe ein Eingangsspektrum abgeschätzt wurde. Die Entfaltungsergebnisse zeigen dennoch zum Teil große Abweichungen zu diesem Eingangsspektrum, sodass der Simulation einer neuen Vorhersage hohe Priorität eingeräumt werden sollte. Hierbei ist vor allem der Anteil an Gesteinsneutronen entscheidend, da die Myonen durch die größere Felsüberdeckung hinreichend gut abgeschirmt werden. Zur verlässlichen Bestimmung des Hochenergiebereichs sind diese dennoch nötig.

Weiterhin zeigt sich im Hochenergiebereich eine Diskrepanz durch die verwendeten Ansprechvermögen. Hier bietet sich eine Messung z.B. an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig an, um zu entscheiden ob in FLUKA oder GEANT4 die Ansprechvermögen besser simuliert werden. Für myonennukleare und photonukleare Reaktionen zeigt FLUKA bereits bessere Übereinstimmung mit Messdaten [175].

6.7 Ausblick

Die Messung in HALL A ist im Juli 2020 abgeschlossen worden. Ein reduzierter Detektorsatz verbleibt in HALL A mit dem Ziel einer Langzeitmessung. Der komplette Detektorsatz wird im Rahmen einer Übertagemesskampagne auf dem spanischen Festland verwendet, um eine kartographierte Neutronenmessung während des Minimums des 25. Solarzyklus zu erstellen [176].

Eine weitere Langzeitmessung soll in HALL B des Untertagelabors eingerichtet werden und 2021 starten. Hierfür soll in zwei Etappen zunächst mit dem vollen Setup das Neutronenspektrum bestimmt und anschließend mit einem verminderten Monitorsetup der Neutronenfluss dauerhaft überwacht werden. Für das dortige Dunkle Materie Experiment ANAIS [55] ist eine solche Messung von großer Bedeutung.

Weiterhin ist ein Einsatz in weiteren Untertagelaboren nicht auszuschließen, zum aktuellen Zeitpunkt jedoch nicht festgelegt.

Kapitel 7

Strahlenschutz am Felsenkeller

Abbildung 7.1 zeigt den Aufbau des untertägigen Felsenkellerlabors. In dessen Planungs- und Bauphase wurden bereits wichtige Anforderungen an den Strahlenschutz untersucht. Die verfügbaren Quellen erreichen Strahlströme von bis zu $100 \mu\text{A}$, welche über die verfügbare Beschleunigungsspannung von bis zu 5 MV einfach (Single Ended Mode) oder doppelt (Tandem Mode) beschleunigt werden können.

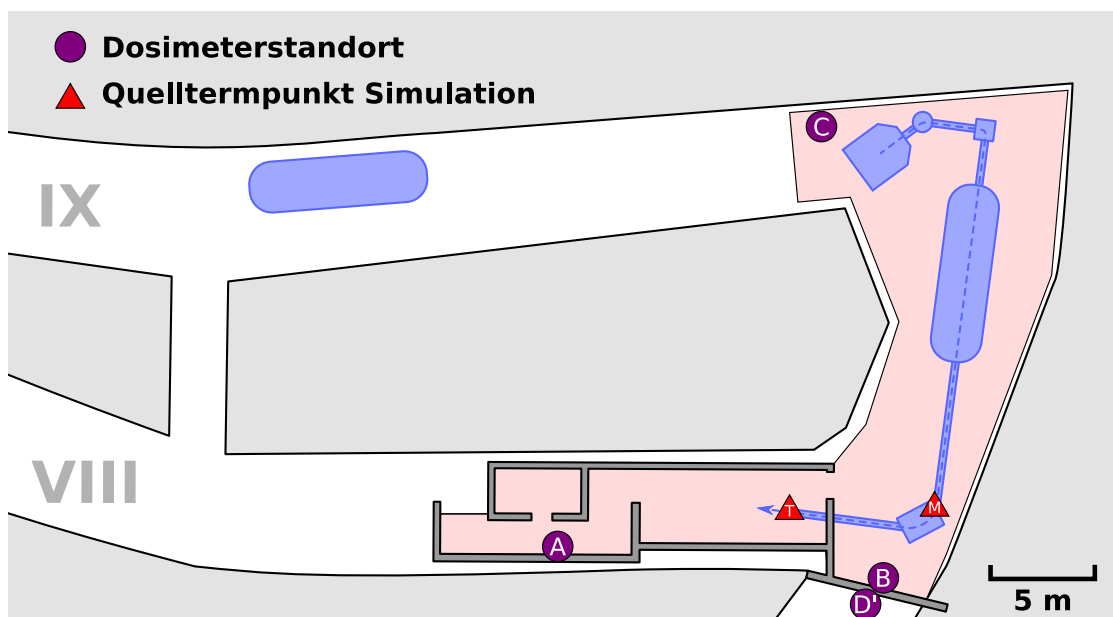


ABBILDUNG 7.1: Überblick des rot hinterlegten Kontrollbereichs in Stollen VIII und IX. Dosimeterstandorte *A* und *B* verfügen über Neutronen- und Gammamessungen, *C* nur über eine Gammamessung und *D'* wird nur in der Simulation betrachtet. Mögliche Entstehungspunkte von Strahlung *T* und *M* in den FLUKA-Szenarien sind ebenfalls markiert.

In diesem Kapitel werden Vorüberlegungen zum Strahlenschutz vorgestellt. Dafür durchgeführte FLUKA-Simulationen veranschaulichen verschiedene Nutzungs- und Störszenarien, um das geplante wissenschaftliche Programm strahlenschutztechnisch abzudecken. Hierfür werden die induzierte Dosisleistung, der zusätzlich erzeugte Neutronenfluss, sowie die Umgebungs- und Luftaktivierung berücksichtigt.

Die vorgestellten Rechnungen zur Strahlenschutzplanung des 5 MV Ionenbeschleunigers [177] wurden auf Basis der StrSchV 2001 [178] durchgeführt und sind in dieser Arbeit auf die Aktualisierung der StrSchV 2018 [179] angepasst. Die Simulation selbst wurde jedoch nicht wiederholt, weshalb auch Änderungen vom geplanten zum tatsächlichen Laboraufbau nicht berücksichtigt werden.

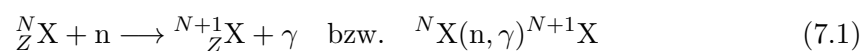
7.1 Grundlagen

Die durch Beschleuniger verursachte ionisierende Strahlung wird in zwei Arten unterschieden:

1. Prompte Strahlung, die sofort während des Strahlbetriebs auftritt bzw. auftreten kann und
2. Verzögerte Strahlung als Folge von Aktivierung.

Im laufenden Strahlbetrieb ist mit zusätzlicher Dosisleistung durch prompt auftretende Strahlung entlang des gesamten Strahlgangs zu rechnen. Diese tritt vor allem am Target auf, wo der Strahl gestoppt wird. Durch die genaue Lokalisierung kann hier eine zusätzliche Abschirmung verwendet werden. Des Weiteren tragen auch ungewollte, teils unvermeidbare, Strahlverluste zu einer erhöhten Dosisleistung bei. Diese entstehen entlang des Strahlverlaufs an strahloptischen Elementen (Schlitze, Blenden), bei Fädung des Strahls oder bei Ausfall einzelner Strahlkomponenten.

Strahlart, Strahlenergie und das wechselwirkende Material bestimmen maßgeblich wie sich die prompte Strahlung äußert. Für den am Felsenkeller typischen Energiebereich einiger MeV/Nukleon ist überwiegend mit zusätzlicher Dosisleistung durch auftretende Neutronen zu rechnen. Gleichzeitig sind diese auch treibender Faktor der Umgebungsaktivierung.



Über den in Gleichung (7.1) notierten Neutroneneinfang entstehen energetisch angeregte Kerne, die sich über Aussendung von Gammaquanten in den Grundzustand abregen.

Oftmals entstehen hierbei auch radioaktive Isotope, welche im Anschluss weiter zerfallen. Diese Umgebungsaktivierung stellt das größte Risiko für den Nutzer dar. Die Menge an durch Aktivierung erzeugter Dosis ist dabei proportional zur aktivierenden Strahlung, welche im Strahlbetrieb durch die verschiedenen Ortsdosismessungen überwacht wird. Damit kann die Aktivierung durch geeignete Störfallbehandlung, wie z.B. zeitnahe Abschaltung bei erhöhter prompter Strahlung, minimiert werden.

7.2 Verfügbare Strahlarten am Felsenkeller

Die Planung des Felsenkellerlabors umfasst die in Tabelle 7.1 aufgeführten Strahlarten. Bei den verfügbaren Strahlarten ist überwiegend mit sekundären Neutronen zu rechnen. Sekundärelektronen werden im Beschleuniger durch Sekundärelektronenunterdrückungsringe bereits vor der Entstehung vermieden, wodurch auch Bremsstrahlungseffekte reduziert werden. Zur Vermeidung erhöhter Ortsdosisleistung gelten zudem folgende Begrenzungen, welche durch die Steuersoftware geregelt sind:

1. Begrenzung des Strahlstroms auf maximal 100 μA zum Schutz der Pelletketten mit 300 μA Ladekapazität und
2. Ausschluss von ^2H - und ^3He -Strahl, sowie ^1H -Strahl oberhalb von 3 MeV, da deren induzierter Untergrund eine wissenschaftliche Nutzung ausschließt und die zulässige Ortsdosisleistung übersteigt.

Ionenart	Quelle	Intensität [μA]	Energie [MeV]
$^1\text{H}^+$	intern, extern	50	0,4 – 3,0
$^4\text{He}^+$	intern	50	0,5 – 5,0
$^{12}\text{C}^+$	extern	50	1,0 – 10,0
$^{13}\text{C}^+$	extern	10	0,5 – 10,0
$^{14}\text{N}^{2+}$	extern	20	0,5 – 15,0
$^{15}\text{N}^{2+}$	extern	20	0,5 – 15,0
$^{20-22}\text{Ne}^+$	intern	20	0,5 – 15,0
X^{2+}	extern	20	0,5 – 15,0

TABELLE 7.1: Auflistung möglicher Strahlarten am Felsenkeller. Erste Experimente zu $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Li}$ und $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ fanden bereits statt. Weitere Experimente zu $^2\text{H}(p,\gamma)^3\text{He}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\text{Mg}$ sind unter Nutzung der verfügbaren Strahlarten geplant.

7.3 Strahlenschutzzielsetzung am Felsenkeller

Der hintere Bereich von Stollen VIII und IX ist als dauerhafter Kontrollbereich ausgewiesen. Dort erfolgen an drei Orten Ortsdosisleistungsmessungen, damit die für den Beschleunigerbetrieb festgelegten Ziele Z1 und Z2 erreicht werden können.

Z1 Die zusätzliche Strahlendosis für Personen der Bevölkerung ist durch Tätigkeiten am Beschleuniger auf unter 1 mSv pro Kalenderjahr zu reduzieren (gemäß § 80 (1) StrSchG [180]). Da der angrenzende Bereich kein Wohngebiet ist, wird dies bei 2000 h/Jahr Aufenthalt bereits bei einer Ortsdosisleistung außerhalb der beiden Betriebsstollen VIII und IX von weniger als 0,5 μ Sv/h gewährleistet.

Z2 Die Begrenzung des zusätzlich verursachten Neutronenflusses in Stollen IV auf Werte, die den natürlich vorliegenden Fluss deutlich unterschreiten.

Die zu erwartende Strahlenexposition wurde im Vorfeld mit Hilfe von konservativ ausgelegten FLUKA-Simulationen bestimmt. Dafür wurden umfassende Regelbetriebs- und Störfallannahmen gemacht und zudem die Betonstruktur von 40 cm auf 32 cm verringert, um auftretende Betonbohrungen zu berücksichtigen. Getroffene Annahmen erhöhen stets die bestimmten Dosen mit dem Ziel einer möglichst umfassenden Problembetrachtung. Da die Simulationen vor Fertigstellung des Laborbaus durchgeführt wurden, gibt es weiterhin leichte Abweichungen zum endgültigen Aufbau. In der Nähe des Hochenergiemagneten fehlt eine weitere, den Kontrollbereich abschließende, Betonwand und außerdem wurden die Sandwichelemente, welche den Beschleunigerraum begrenzen, in der Simulationsgeometrie ausgelassen. Da diese eine Verbesserung der Abschirmwirkung erzielen würden, sind die getroffenen strahlenschutztechnischen Folgerungen im Sinne einer konservativen Abschätzung nicht gestört. Weiterhin ist in der Simulation der Eingangsbereich des Aktivierungsmessraums nicht mittig, was strahlenschutztechnisch jedoch von vernachlässigbarer Bedeutung ist.

7.3.1 Bestimmung der Strahlungsquellterme der Einzelszenarien

Für die Untersuchung wurden vier Szenarien festgelegt, die den gesamten wissenschaftlichen Umfang des Labors abdecken sollen. Für die dazu bestimmten Strahlungsquellterme wurde explizit auf die Nutzung der FLUKA internen Wirkungsquerschnitte verzichtet und diese stattdessen mit Hilfe der EXFOR-Datenbank [181] und des TALYS-Codes [141] berechnet. Der Grund hierfür sind die geringen Strahlenergien und die fehlende Anpassungsfähigkeit der Niederenergiequerschnitte für variierende Isotopenverhältnisse. Die

mit beiden Methoden bestimmten Quellterme waren bis auf einen Faktor 2 zueinander konsistent, in allen Fällen wurde der höhere Wert weiter genutzt.

Die so berechneten Neutronen- und Gammaquellterme sind als isotrop strahlende Punktquellen an den entsprechenden Orten der in den folgenden Abschnitten vorgestellten Simulationsszenarien platziert, d.h. am Target T für Szenarien S1 und S4 und am Magneten M für Szenarien S2 und S3. Die jeweiligen Quellterme werden bei den Szenarien aufgeführt. Da FLUKA auf die Zahl der Primärteilchen normiert, wird abschließend auf einen Strahlstrom von $50 \mu\text{A}$ skaliert.

Über den gesamten Stollen wird mit Hilfe von FLUKA die Äquivalentdosis und der Neutronenfluss bestimmt. Für die Äquivalentdosis werden die Flüsse mit den durch ICRP74 [182, S. xiii] vorgeschlagenen Umrechnungsfaktoren verrechnet. Hierbei sind die einzelnen Teilchenarten wie in Tabelle 7.2 gewichtet. Eine Aktualisierung durch ICRP103 [183, S. 64] aus dem Jahr 2007 ist derzeit nicht in FLUKA implementiert. Diese überführt für Neutronen die diskrete Verteilung der Wichtungsfaktoren unter Beibehaltung der generellen Struktur in einen funktionalen Zusammenhang.

Teilchenart	Wichtungsfaktor w_R
Photonen	1
Elektronen	1
Myonen	1
Neutronen	
< 10 keV	5
10 – 100 keV	10
0,1 – 2 MeV	20
2 – 20 MeV	10
> 20 MeV	5
Protonen	5
Alphateilchen	20

TABELLE 7.2: In FLUKA implementierte Wichtungsfaktoren einzelner Teilchenarten gemäß ICRP74 [182].

7.3.2 Szenario S1 - 5 MeV ^4He -Ionen auf Kohlenstofftarget

Dieses Szenario umfasst ein Regelbetriebsexperiment des Felsenkellerlabors. Statt eines ^{13}C abgereicherten Graphittargets (200 nm Dicke) kommt bei 50 μA ^4He -Strahl eines mit natürlicher Isotopenzusammensetzung (1,07% ^{13}C) zum Einsatz. Die durch $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ induzierte Neutronenrate dominiert in diesem Fall die Gammarate von $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, wodurch auch der experimentelle Nutzen verloren geht. Für abgereicherte Kohlenstofftargets werden Isotopenverhältnisse von $^{13}\text{C}/\text{C} = 10^{-6}$ erreicht. Der vorgestellte Fall ist folglich sehr konservativ ausgelegt.

Teilchenart	n
E / MeV	6,039
Anteil	100%

TABELLE 7.3: Neutronenquellterm durch Beschuss eines nicht abgereicherten Kohlenstoff-Targets mit 5 MeV Alphateilchen. Gammastrahlung tritt in diesem Szenario nicht auf.

Die Abbildungen 7.2 und 7.3 zeigen die Verteilung der in diesem Fall auftretenden Dosisleistung und des Neutronenflusses. Da ausschließlich Neutronen propagiert werden, lässt sich der Zusammenhang zwischen Dosis und Neutronenfluss gut verdeutlichen. Im Nahbereich kommt der größere Wichtungsfaktor höherenergetischer Neutronen zum Tragen, während im Fernbereich die Dosisleistung stärker abnimmt als der zugehörige Neutronenfluss. Dies liegt am Energieverlust durch Moderation entlang des Weges, weshalb im Fernbereich vor allem mit thermalisierten Neutronen zu rechnen ist, weniger mit hochenergetischen.

Im Bereich der Messkammer 1 in Stollen IV beträgt der Restneutronenfluss bereits weniger als $0,1 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ohne dass die zusätzliche Abschirmung der Messkammer berücksichtigt wird. Basierend auf den Messungen im Datenraum und der Werkstatt, die sich als Vergleich für den natürlichen Neutronenuntergrund verwenden lassen, ist dieser damit bereits um das Zwanzigfache unterschritten.

Die Ortsdosisleistung unterschreitet an Punkt A bereits das durch Z1 gesetzte Ziel von $0,5 \mu\text{Sv/h}$ mit $0,34 \mu\text{Sv/h}$. Hinter der Betontrennwand zu Stollen VII ist die Ortsdosisleistung noch geringer mit $5,6 \times 10^{-3} \mu\text{Sv/h}$, in Stollen IV beträgt sie nur noch $6,5 \times 10^{-7} \mu\text{Sv/h}$. Die Ergebnisse dieses und aller nachfolgenden Szenarien sind abschließend in Tabelle 7.10 zusammengetragen. Da die statistischen Unsicherheiten der Monte-Carlo-Simulationen vernachlässigbar klein sind, werden diese nicht angegeben.

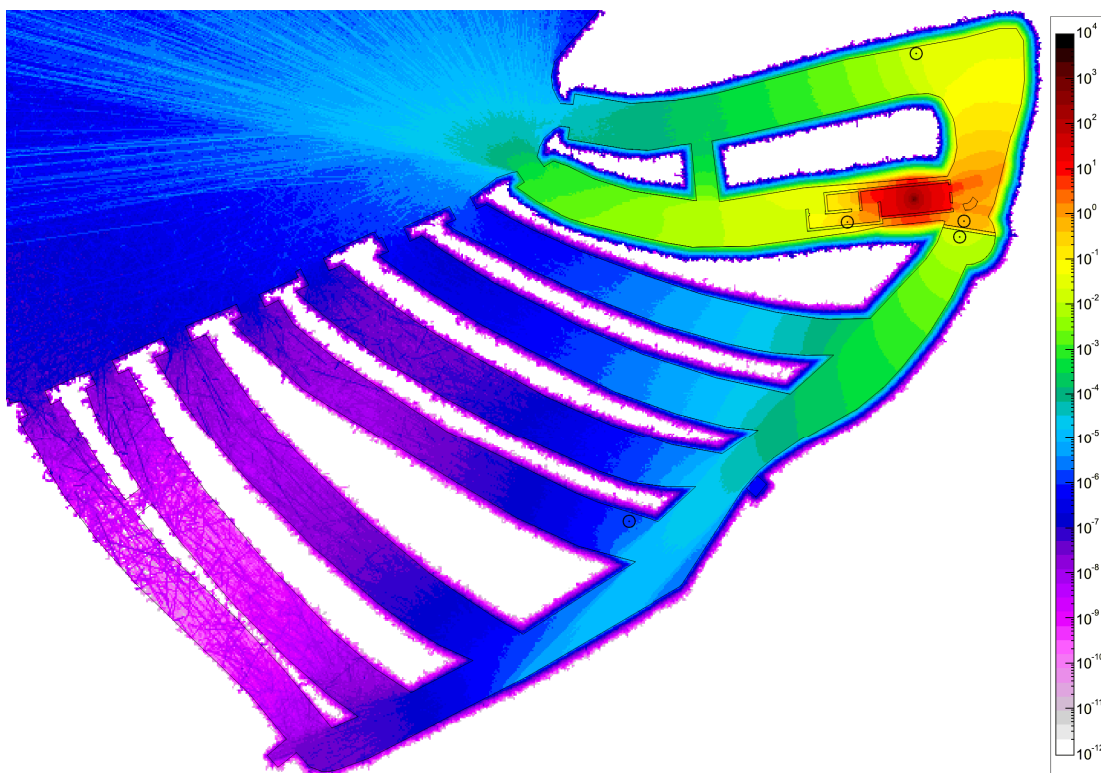


ABBILDUNG 7.2: Im Szenario S1 zusätzlich erzeugte Dosisleistung durch Neutronenstrahlung in $\mu\text{Sv/h}$.

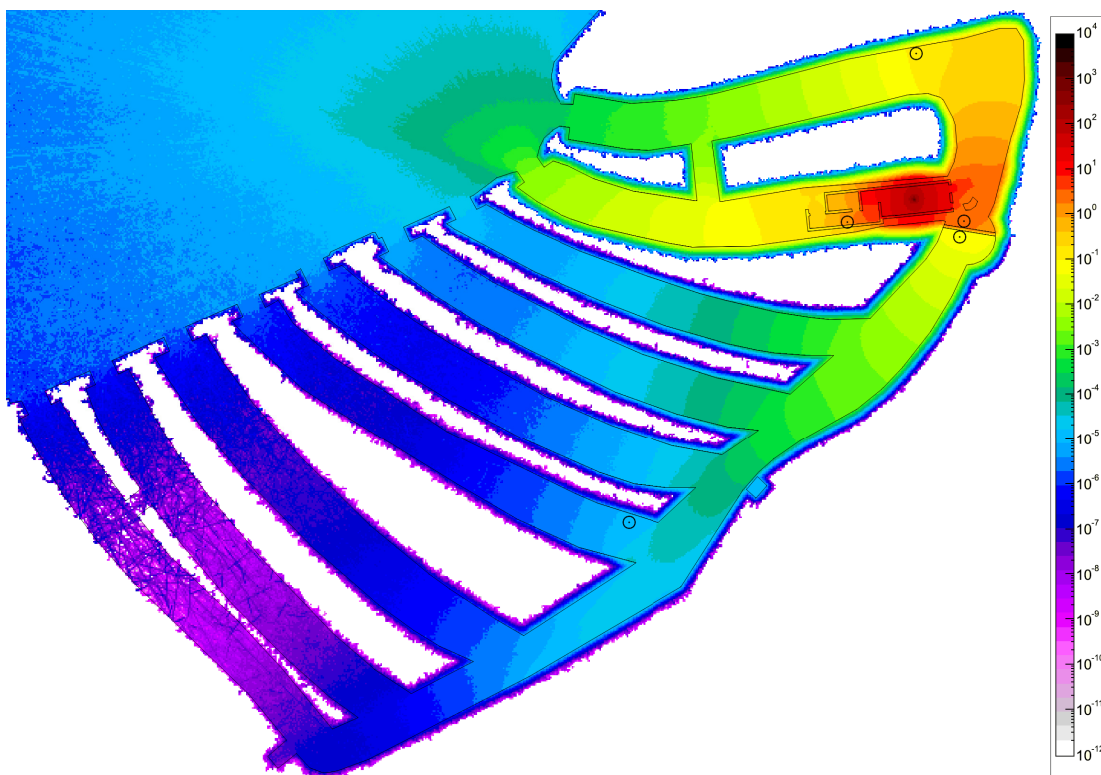


ABBILDUNG 7.3: Im Szenario S1 zusätzlich erzeugter Neutronenfluss in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

7.3.3 Szenario S2 - 2 MeV ^1H -Ionen auf Hochenergiemagnet

In diesem Szenario wird ein möglicher Ausfall des Hochenergiemagneten, z.B. durch Ausfall der Stromversorgung oder Magnetkühlung, im Regelbetrieb des Beschleunigers simuliert. Der gesamte 50 μA Strahlstrom wird auf dessen Edelstahl-Vakuumwand geschossen. Ein solcher Störfall ist durch eine Sicherungsschaltung überwacht und führt zur Abschaltung des Beschleunigers, sofern er nicht innerhalb von sechs Minuten behoben ist.

Teilchen	γ	γ	n	n	γ
E / MeV	7,992	8,523	0,584	0,346	6,767
Anteil	53,2%	23,0%	17,3%	4,6%	1,9%

TABELLE 7.4: Neutronen- und Gammaquellterm am Magneten durch Beschuss von 2 MeV Protonen.

In den beiden Abbildungen 7.4 und 7.5 sind die in diesen sechs Minuten auftretenden Ortsdosisleistungen und Neutronenflüsse zu sehen. In direkter Umgebung des Magneten wird eine Ortsdosisleistung von 42 $\mu\text{Sv/h}$ erreicht, innerhalb der Vakuumkammer sogar von 540 $\mu\text{Sv/h}$. Den größten Beitrag liefert dabei ^{53}Cr im Edelstahl, welches durch Protoneneinfang ein hochenergetisches Neutron freisetzt. Den höchsten Beitrag zur Gammadosis besitzt die (p,γ) -Reaktion des ^{56}Fe . Die erhöhte Dosisleistung im Gesamtstollensystem wird von Neutronen hervorgerufen, da diese durch Stöße ihre Richtung ändern und somit Hindernissen ausweichen können, während sich Gammateilchen nur geradlinig ausbreiten und so durch das verwinkelte Stollensystem abgeschirmt werden.

An Punkt A ist die Ortsdosisleistung schon auf $2,4 \times 10^{-3}$ $\mu\text{Sv/h}$ abgefallen, in Stollen IX an Punkt C auf 0,071 $\mu\text{Sv/h}$. Hinter der Trennwand zu Stollen VII beträgt diese nur noch 0,036 $\mu\text{Sv/h}$, im Stollen IV sogar nur noch $7,8 \times 10^{-7}$ $\mu\text{Sv/h}$. Im Gegensatz zu S1 ist der Neutronenfluss an D' zwar fast fünfmal höher, jedoch nimmt dieser bis zum Messpunkt in Stollen IV wegen der geringeren Neutronenenergien stärker ab, sodass er dort nur noch etwa doppelt so hoch wie in S1 ist. Auch hier ist der zusätzliche Neutronenfluss gegenüber dem natürlichen Fluss vernachlässigbar.

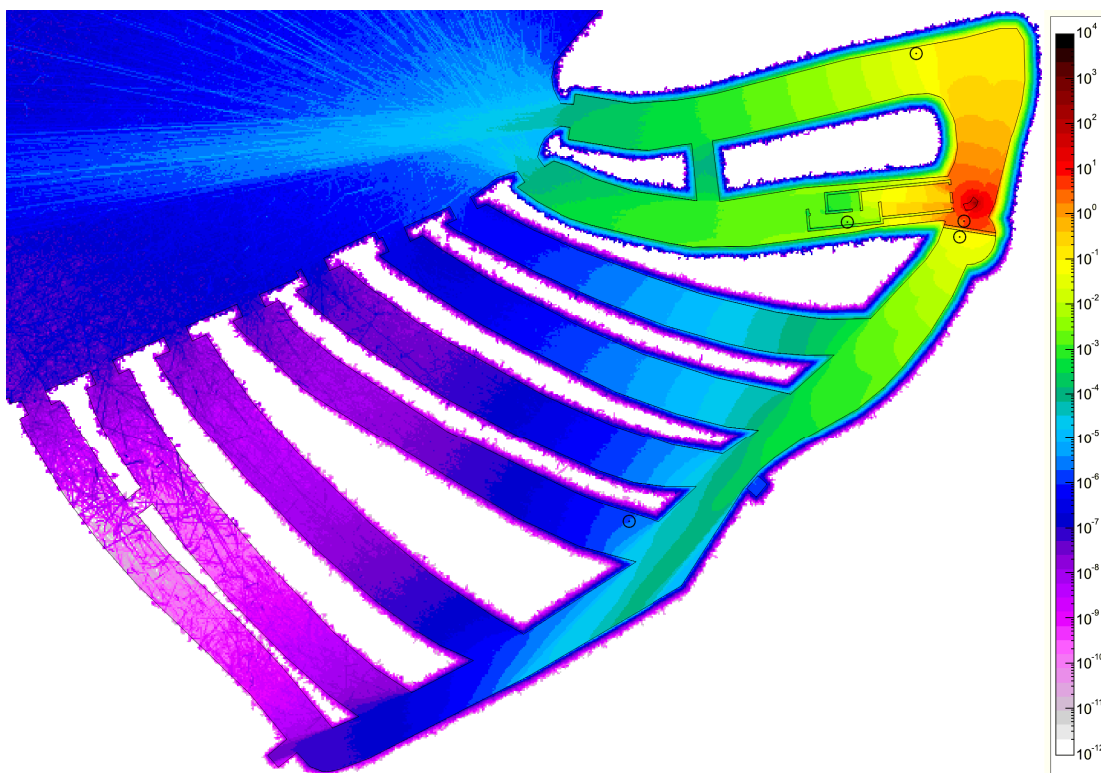


ABBILDUNG 7.4: Im Szenario S2 zusätzlich erzeugte Dosisleistung durch Neutronen- und Gammastrahlung in $\mu\text{Sv/h}$.

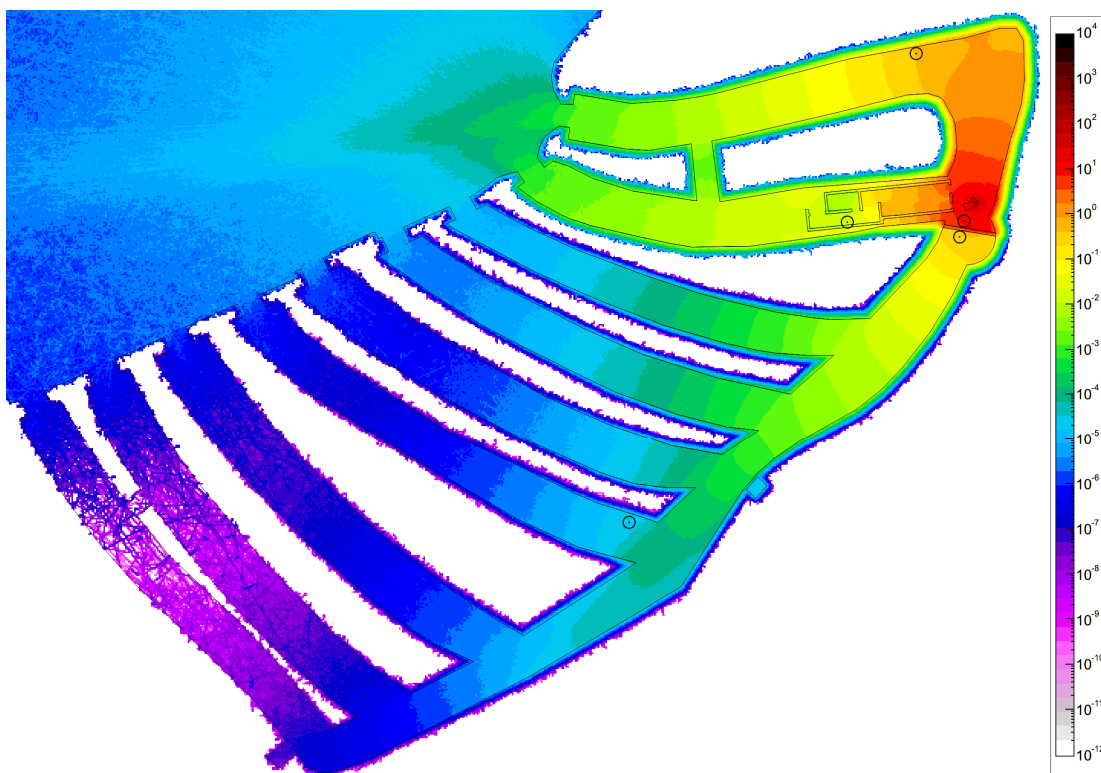


ABBILDUNG 7.5: Im Szenario S2 zusätzlich erzeugter Neutronenfluss in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

7.3.4 Szenario S3 - 3 MeV ¹H-Ionen auf Hochenergiemagnet

Mit Szenario S3 wird S2 erneut mit der maximal zulässigen Protonenenergie von 3 MeV betrachtet, wodurch auch die zu erwartende Ortsdosisleistung in der Umgebung ansteigt. Die Sicherheitsvorkehrungen aus Szenario S2 greifen hier ebenfalls.

Teilchen	γ	γ	n	n	γ	n
E / MeV	1,565	8,975	1,329	9,504	7,751	0,494
Anteil	50,5%	22,2%	13,8%	11,9%	1,0%	0,6%

TABELLE 7.5: Neutronen- und Gammaquellterm am Magneten durch Beschuss von 3 MeV Protonen.

Abbildung 7.6 zeigt die zusätzlich Ortsdosisleistung in diesem Szenario. In der Vakuumkammer des Magneten erreicht diese 5300 $\mu\text{Sv/h}$ und stammt vor allem aus den (p,n)-Reaktionen von ⁵³Cr und ⁵⁷Fe im Edelstahl. An der Oberfläche wird eine Dosisleistung von 410 $\mu\text{Sv/h}$ erreicht. Dies ist gleichzeitig der höchste Wert aller Szenarien, dem eine Person ausgesetzt sein könnte. Der Schwellwert zum Sperrbereich von 3 mSv/h (§52 StrSchV [179]) ist dabei trotzdem unterschritten.

Die an *A* und *C* gemessenen Dosisleistungen betragen 0,029 und 0,80 $\mu\text{Sv/h}$. An Punkt *B* wird mit 40 $\mu\text{Sv/h}$ die Schwelle von 10 $\mu\text{Sv/h}$ überschritten, bei der eine zweite Sicherungsschaltung die Abschaltung des Beschleunigers nach sechs Minuten durchführt, sofern die Ursache nicht behoben wurde.

Der zusätzliche Neutronenfluss in Stollen IV überschreitet mit $3,8 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ den natürlichen Fluss, jedoch auf Grund der beiden Abschaltsicherungen nur für maximal sechs Minuten. Der zusätzliche Neutronenfluss im Stollensystem ist in Abbildung 7.7 zu sehen.

In den Szenarien S2 und S3 ist außerdem zu beobachten, dass Punkt *A* geringere Dosisleistung und Neutronenfluss aufweist als der angrenzende Stollenbereich, da die erzeugte Strahlung den abschirmenden Betonbunker im Bereich des Magneten umgeht. Im realen Labor befindet sich zusätzlich eine Verbindungsmauer zwischen Targetraum und Trennwand, die diesen Effekt verringert. Die anderen Abgrenzungen des Kontrollbereichs sind aus Sandwichelementen, die ebenfalls nicht in der Simulation integriert sind, und diesen Effekt weiter reduzieren.

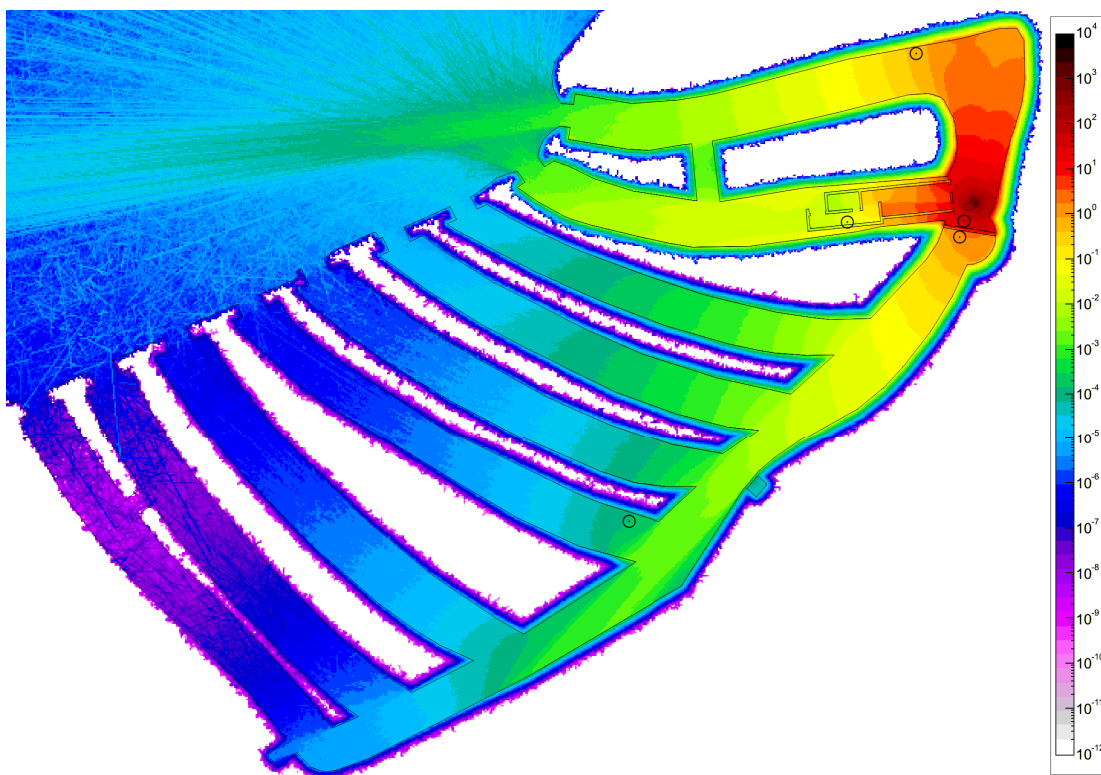


ABBILDUNG 7.6: Im Szenario S3 zusätzlich erzeugte Dosisleistung durch Neutronen- und Gammastrahlung in $\mu\text{Sv/h}$.

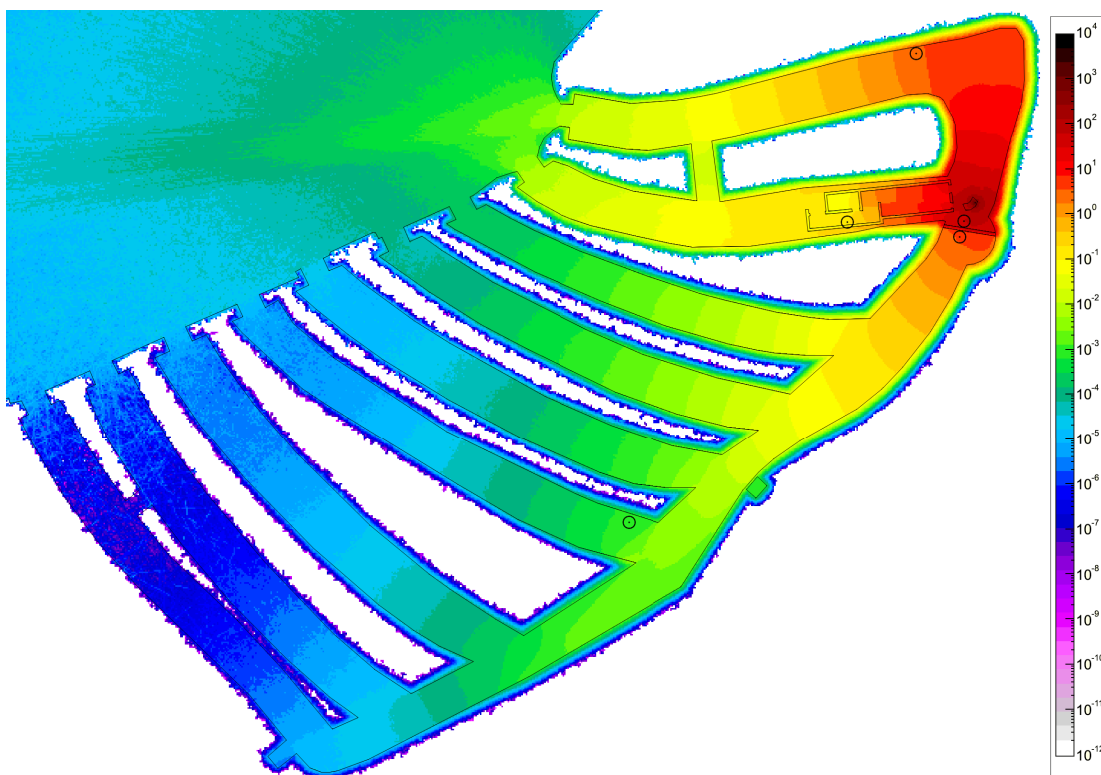


ABBILDUNG 7.7: Im Szenario S3 zusätzlich erzeugter Neutronenfluss in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

7.3.5 Szenario S4 - 1,84 MeV ^1H -Ionen auf $\text{Ca}(\text{OH})_2$ -Target

Szenario S4 deckt ein reales Experiment ab, welches im März 2012 am 3 MV Tandetron-Beschleuniger am HZDR über Tage durchgeführt wurde. In erster Linie dient dieses Szenario als Abgleich mit der damaligen Messung, bei der sich eine Strahlintensität von jeweils 10 μA Blenden- und Targetstrom ergaben. In dieser Simulation wird entsprechend der am Felsenkeller zu erwartenden höheren Strahlströme eine Strahlintensität von jeweils 25 μA betrachtet.

Teilchen	n	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ
E / MeV	1,336	8,731	8,536	6,770	11,465	10,326	2,925	2,440	9,797	7,333	7,447
Anteil	54,3%	40,7%	2,8%	1,0%	0,4%	0,3%	0,3%	0,08%	0,07%	0,006%	0,001%

TABELLE 7.6: Neutronen- und Gammaquellterm durch Beschuss eines $\text{Ca}(\text{OH})_2$ -Targets mit 1,84 MeV Protonen.

Bei der damaligen Messung wurde in 17 cm Abstand zum Target eine Ortsdosisleistung von bis zu 6 $\mu\text{Sv/h}$ bestimmt, welche vollständig durch Gammastrahlung erklärt werden kann. Mit der Simulation dieses Szenarios zeigt sich, dass trotzdem ein 2%-Anteil Neutronendosis vorhergesagt wird, welcher aus der (p,n)-Reaktion von ^{48}Ca stammt. Die simulierten Ergebnisse sind unter Berücksichtigung der höheren Strahlintensität konsistent mit der damaligen Messung und in den Abbildungen 7.8 sowie 7.9 dargestellt.

Selbst mit dem höheren Strahlstrom aus der Simulation liegen alle Ortsdosisleistungen in einem für Kontrollbereiche angemessenen Rahmen.

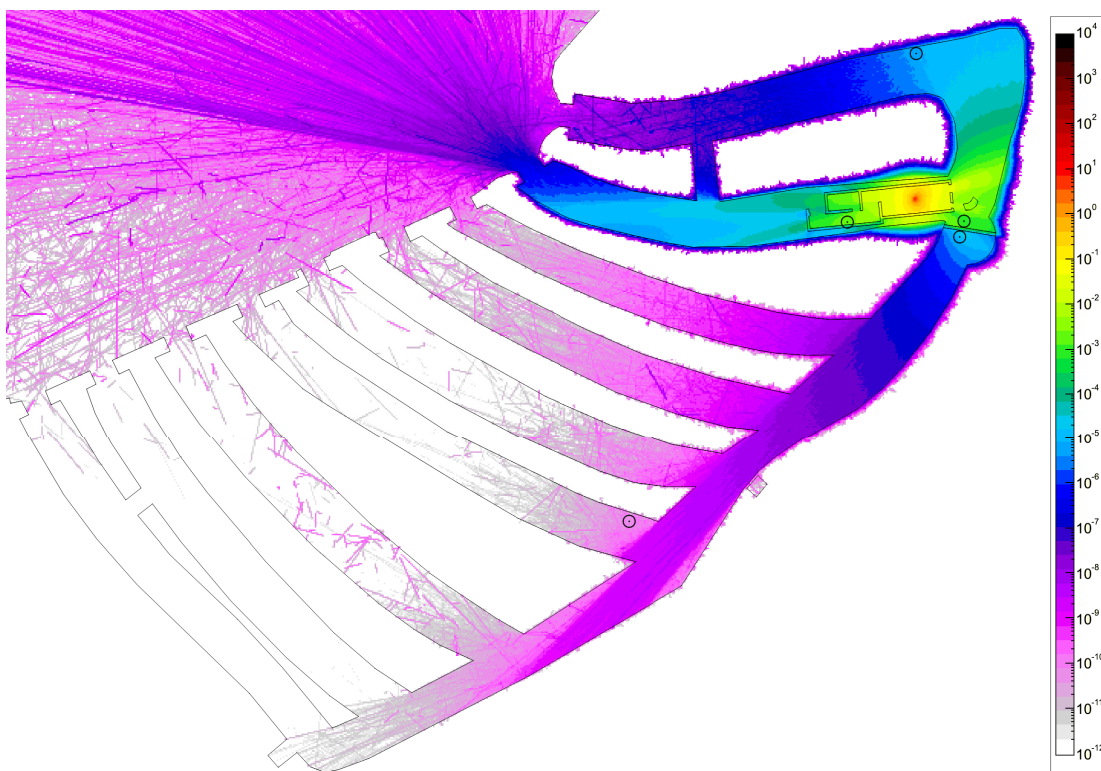


ABBILDUNG 7.8: Im Szenario S4 zusätzlich erzeugte Dosisleistung durch Neutronen- und Gammastrahlung in $\mu\text{Sv/h}$.

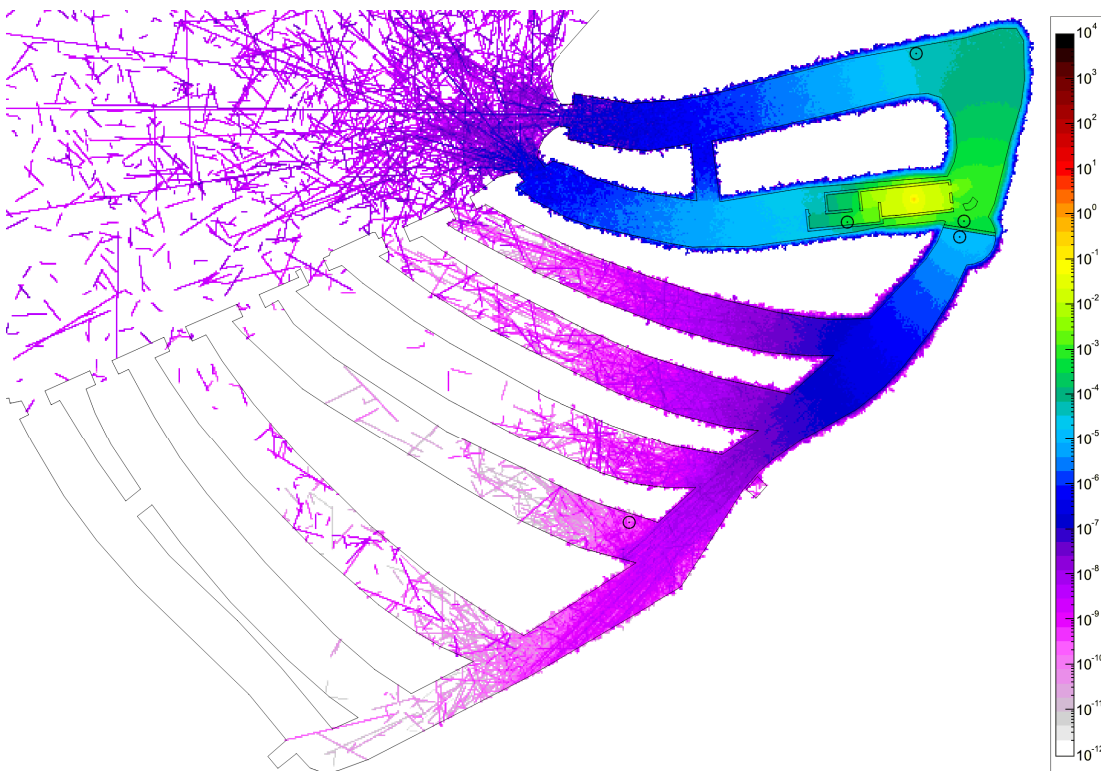


ABBILDUNG 7.9: Im Szenario S4 zusätzlich erzeugter Neutronenfluss in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

7.4 Umgebungsaktivierung

Die Aktivierung der Umgebung erfolgt vor allem durch Neutronen. Da Szenario S3 die höchsten Neutronenflüsse aufweist, wird dieses an dieser Stelle übergreifend betrachtet. Dabei wird ein Dauerbetrieb von 15 Jahren angenommen, was in etwa der geplanten Lebensdauer des Beschleunigers entspricht. Gleichzeitig wird dadurch das Erreichen der Sättigungskonzentration kurzlebiger Radionuklide ermöglicht, während langlebigere Nuklide nicht komplett vernachlässigt werden. Nach StrSchV Anl. 4 [179] gilt

$$\sum_i \frac{A_i}{FG_i} = X, \quad (7.2)$$

wobei hier die Summe mehrerer Radionuklide i mit deren vorhandenen spezifischen Aktivitäten A_i und Freigabegrenzen FG_i betrachtet werden. X beschreibt so den Ausschöpfungsgrad nach der betrachteten Freigabegrenze. Im Folgenden wird die uneingeschränkte Freigabegrenze von Feststoffen und Flüssigkeiten gemäß StrSchV Anl. 4, Tab. 1, Sp. 3 verwendet.

Sind die Nuklidanteile n des freizugebenen Materials bekannt, ergibt sich für die zulässige Freigabegrenze FG_{total} der nachstehende Zusammenhang

$$FG_{\text{total}} = \frac{\sum A_i}{X} = \frac{\sum A_i}{\sum A_i \cdot \sum \frac{n}{FG_i}} \quad (7.3)$$

$$= \left(\sum \frac{n}{FG_i} \right)^{-1}. \quad (7.4)$$

Die spezifischen Aktivitäten A_i wurden mit FLUKA bestimmt und so die Ausschöpfung der uneingeschränkten Freigabegrenze für Beton in Tabelle 7.7 und für Felsgestein in Tabelle 7.8 berechnet.

Für Beton wird über die nach StrSchV Anlage 4 maximal zulässige Mittelungsmasse von 300 kg gemittelt. Damit wird die tatsächliche Menge an Beton, auf die sich die Aktivität verteilt, unterschätzt. Dies ergibt im Sinne einer konservativen Abschätzung jedoch keinen Nachteil. Die für Beton untypischen Isotope Eisen und Mangan stammen aus den Stahlverstrebungen im Inneren. Insgesamt wird die uneingeschränkte Freigabegrenze zu 17,9% ausgeschöpft.

Im Falle des Felsgesteins wird die Aktivierung im Intensitätsmaximum der Ortsdosisleistung nahe dem Hochenergiemagneten untersucht. Hierfür wird ein zylinderförmiges Volumen an der Oberfläche mit Radius 10 cm und 5 cm Tiefe betrachtet. Mit einer Gesamtaktivität von 0,205 Bq/g direkt nach Strahlende wird die Freigabegrenze nach StrSchV 2018 zu 17,6% ausgeschöpft.

Radio-nuklid	Anlage 4, Tab. 1, Sp. 3 FG_i / Bq/g	Spez. Aktivität A_i / Bq/g	Nuklidanteil n	n/A_{StrSchV} / (Bq/g) ⁻¹
²³ Ne	$1,0 \times 10^2$	$2,2 \times 10^{-4}$	0,0005	0,0000
²⁴ Na	$1,0 \times 10^0$	$1,3 \times 10^{-2}$	0,0265	0,0265
²⁵ Na	$1,0 \times 10^2$	$3,8 \times 10^{-4}$	0,0008	0,0000
²⁷ Mg	$1,0 \times 10^1$	$4,7 \times 10^{-3}$	0,0097	0,0010
²⁸ Al	$1,0 \times 10^0$	$1,4 \times 10^{-1}$	0,2959	0,2959
²⁹ Al	$1,0 \times 10^2$	$4,2 \times 10^{-3}$	0,0087	0,0001
³¹ Si	$1,0 \times 10^3$	$3,0 \times 10^{-2}$	0,0613	0,0001
⁴² K	$1,0 \times 10^2$	$6,3 \times 10^{-4}$	0,0013	0,0000
⁴³ K	$1,0 \times 10^1$	$5,8 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0000
⁴⁴ K	$1,0 \times 10^1$	$1,0 \times 10^{-4}$	0,0002	0,0000
⁴¹ Ca	$1,0 \times 10^2$	$2,5 \times 10^{-4}$	0,0005	0,0000
⁴⁵ Ca	$1,0 \times 10^2$	$1,2 \times 10^{-1}$	0,2412	0,0024
⁴⁷ Sc	$1,0 \times 10^2$	$1,9 \times 10^{-4}$	0,0004	0,0000
⁴⁹ Sc	$1,0 \times 10^3$	$1,3 \times 10^{-2}$	0,0265	0,0000
⁵¹ Cr	$1,0 \times 10^2$	$8,5 \times 10^{-2}$	0,1749	0,0017
⁵⁴ Mn	$1,0 \times 10^{-1}$	$1,7 \times 10^{-3}$	0,0036	0,0359
⁵⁶ Mn	$1,0 \times 10^1$	$2,3 \times 10^{-3}$	0,0048	0,0005
⁵⁵ Fe	$1,0 \times 10^3$	$6,8 \times 10^{-2}$	0,1396	0,0001
⁵⁹ Fe	$1,0 \times 10^0$	$1,8 \times 10^{-3}$	0,0037	0,0037
Summe:	-	0,487 Bq/g	1,0000	0,3680
Uneingeschränkte Freigabe bis				2,7 Bq/g
Ausschöpfungsgrad uneingeschränkte Freigabe				17,91%

TABELLE 7.7: Aktivierung des gesamten FLUKA-Betons direkt nach 15 Jahren Dauerbetrieb S3 mit einer Mittelungsmasse von 300 kg gemäß StrSchV 2018 [179]. ²⁴Na, ²⁸Al und ⁵⁴Mn treiben die Freigabegrenze nach unten, wobei deren Halbwertszeiten 14,96 h; 2,246 min und 312,2 d betragen. Weiterhin treten ⁴⁵Ca, ⁵¹Cr und ⁵⁵Fe verstärkt auf, wenngleich diese mit ihren höheren Freigrenzen weniger von Bedeutung sind. Sie besitzen Halbwertszeiten von 163,0 d; 27,7 d und 2,7 a. Nuklide, deren Anteil weniger als 0,1% beträgt, sind nicht dargestellt.

Im Anhang G sind zusätzlich die Aktivierungstabellen G.1 und G.2 auf Basis der StrSchV 2001 zu finden, mit denen die Aktivierungsüberlegungen zur Einrichtung des Felsenkellerslabors durchgeführt wurden. Mit der Neuauflage wurden vor allem die Freigabegrenzen der kurzlebigen Nuklide ²⁴Na und ²⁸Al auf ein Zehntel reduziert. Für den Rückbau des Beschleunigers sind diese mit 14,96 h und 2,246 min Halbwertszeit sehr kurzlebigen Nuklide nicht mehr relevant, da zwischen Strahlungsstopp und Rückbaubeginn ein Zeitabstand von mindestens einem Monat zu erwarten ist. Dadurch sind die Ausschöpfungsgrade im Sinne der StrSchV 2001 mit 2,6% beziehungsweise 2,1% sowohl für Beton als auch für Felsgestein konsistent mit den Ergebnissen der neuen StrSchV 2018.

Radio-nuklid	Anlage 4, Tab. 1, Sp. 3 $FG_i / \text{Bq/g}$	Spez. Aktivität $A_i / \text{Bq/g}$	Nuklidanteil n	n/A_{StrSchV} $/ (\text{Bq/g})^{-1}$
^{20}F	$1,0 \times 10^2$	$5,4 \times 10^{-3}$	0,0262	0,0003
^{23}Ne	$1,0 \times 10^2$	$3,2 \times 10^{-3}$	0,0157	0,0002
^{24}Na	$1,0 \times 10^0$	$4,4 \times 10^{-2}$	0,2141	0,2141
^{25}Na	$1,0 \times 10^2$	$1,5 \times 10^{-4}$	0,0008	0,0000
^{27}Mg	$1,0 \times 10^1$	$1,1 \times 10^{-2}$	0,0556	0,0056
^{28}Al	$1,0 \times 10^0$	$1,2 \times 10^{-1}$	0,5909	0,5909
^{29}Al	$1,0 \times 10^2$	$2,5 \times 10^{-3}$	0,0121	0,0001
^{31}Si	$1,0 \times 10^3$	$3,9 \times 10^{-3}$	0,0190	0,0000
^{32}P	$1,0 \times 10^3$	$3,6 \times 10^{-4}$	0,0017	0,0000
^{38}Cl	$1,0 \times 10^1$	$1,9 \times 10^{-4}$	0,0009	0,0001
^{42}K	$1,0 \times 10^2$	$2,2 \times 10^{-3}$	0,0108	0,0001
^{45}Ca	$1,0 \times 10^2$	$5,5 \times 10^{-4}$	0,0027	0,0000
^{46}Sc	$1,0 \times 10^{-1}$	$5,1 \times 10^{-4}$	0,0025	0,0248
^{47}Sc	$1,0 \times 10^2$	$1,4 \times 10^{-4}$	0,0007	0,0000
^{48}Sc	$1,0 \times 10^0$	$2,2 \times 10^{-4}$	0,0011	0,0011
^{49}Sc	$1,0 \times 10^3$	$2,2 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0000
^{51}Cr	$1,0 \times 10^2$	$9,5 \times 10^{-5}$	0,0005	0,0000
^{54}Mn	$1,0 \times 10^{-1}$	$3,9 \times 10^{-4}$	0,0019	0,0189
^{56}Mn	$1,0 \times 10^1$	$6,2 \times 10^{-3}$	0,0301	0,0030
^{55}Fe	$1,0 \times 10^3$	$7,4 \times 10^{-4}$	0,0036	0,0000
^{65}Zn	$1,0 \times 10^{-1}$	$2,1 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0010
^{85}Sr	$1,0 \times 10^0$	$4,5 \times 10^{-5}$	0,0002	0,0002
^{87}Sr	$1,0 \times 10^2$	$2,4 \times 10^{-4}$	0,0012	0,0000
^{131}Cs	$1,0 \times 10^3$	$4,7 \times 10^{-5}$	0,0002	0,0000
^{131}Ba	$1,0 \times 10^1$	$7,1 \times 10^{-5}$	0,0003	0,0000
^{135}Ba	$1,0 \times 10^2$	$2,2 \times 10^{-4}$	0,0011	0,0000
^{136}Ba	$1,0 \times 10^2$	$7,6 \times 10^{-4}$	0,0037	0,0000
^{137}Ba	$1,0 \times 10^1$	$3,4 \times 10^{-4}$	0,0016	0,0002
^{139}Ba	$1,0 \times 10^2$	$10,0 \times 10^{-5}$	0,0005	0,0000
Summe:	-	0,205 Bq/g	1,0000	0,8612
Uneingeschränkte Freigabe bis				1,2 Bq/g
Ausschöpfungsgrad uneingeschränkte Freigabe				17,61%

TABELLE 7.8: Aktivierung des Gesteins im Intensitätsmaximum der Ortsdosisleistung im Szenario S3 nach 15 Jahren Dauerbetrieb gemäß StrSchV 2018 [179]. Vor allem ^{28}Al und ^{24}Na senken die Freigabegrenze, besitzen jedoch geringe Halbwertszeiten von 2,246 min und 14,96 h. Nuklide, deren Anteil weniger als 0,1% beträgt, sind nicht dargestellt.

7.5 Luftaktivierung

Neben der Umgebungsaktivierung spielt auch die Aktivierung der Luft eine Rolle. Hier fanden von StrSchV 2001 [178, Anl. VII, Tab. 5] zu StrSchV 2018 [179, Anl. 11, Tab. 7] keine Änderungen statt.

Das in FLUKA betrachtete Luftvolumen beträgt 1700 m^3 und umfasst den kompletten Kontrollbereich und Stollen VIII. Dieses Volumen wird mit $500\text{ m}^3/\text{h}$ Außenluft getauscht, jedoch ist eine Simulation dieses Austauschprozesses in FLUKA leider nicht möglich. Um trotzdem eine gute Abschätzung zu erhalten, werden als Kompromiss für ein Langzeitexperiment die Dauer von 5 kompletten Luftaustauschzyklen, also 17 h, in Szenario S3 angenommen. Dieser Zeitraum ermöglicht die Sättigung kurzlebiger Radionuklide und verhindert dies bei langlebigeren. In der Realität wird der Aufbau der langlebigen Radionuklide durch den stetigen Luftaustausch unterbunden, sodass dieser Ansatz hinreichend konsistent ist.

In Tabelle 7.9 wird die Luftaktivierung auf das Volumen von 1700 m^3 gemittelt angegeben. Es wird ausschließlich Argon in relevanter Menge aktiviert, wobei lediglich ^{41}Ar einen wesentlichen Beitrag liefert. Insgesamt liegt eine Aktivierung von 359 Bq vor, was einer mittleren Aktivitätskonzentration von $0,211\text{ Bq}/\text{m}^3$ im betrachteten Volumen und somit auch der Abluft entspricht. Nach StrSchV sind bis zu $200\text{ Bq}/\text{m}^3$ zulässig. ^{41}Ar besitzt eine Halbwertszeit von 1,8 h und zerfällt damit rasch nach Ausschalten des Beschleunigers. Der Aufbau des langlebigeren ^{37}Ar mit 35,04 d Halbwertszeit wird durch den stetigen Luftaustausch unterbunden. Beide Isotope entstehen durch Neutroneneinfang am Argon, wobei dieses sich in der Natur zu 99,6% aus ^{40}Ar und nur 0,336% ^{36}Ar zusammensetzt.

Radio-nuklid	Anlage 11, Tab. 7 $FG_i / \text{Bq}/\text{m}^3$	Spez. Aktivität $A_i / \text{Bq}/\text{m}^3$	Nuklidanteil n
^{37}Ar	$2,0 \times 10^8$	$7,4 \times 10^{-5}$	0,0004
^{41}Ar	$2,0 \times 10^2$	$2,1 \times 10^{-1}$	0,9996
Summe:	-	$0,211\text{ Bq}/\text{m}^3$	1,0000

TABELLE 7.9: Aktivierung der Luft im Strahlenschutzbereich und Stollen VIII nach 17 Stunden Dauerbetrieb S3. Die gesamte Aktivität wird über das betrachtete Stollenvolumen von 1700 m^3 gemittelt.

7.6 Ergebnisse und Folgerungen

Ortsdosisleistung / $\mu\text{Sv/h}$	S1	S2	S3	S4
Punkt A	0,34	$2,4 \times 10^{-3}$	0,029	$1,9 \times 10^{-3}$
Punkt B	0,46	3,7	40	$4,7 \times 10^{-4}$
Punkt C	0,027	0,071	0,80	$4,3 \times 10^{-6}$
Punkt D'	$5,6 \times 10^{-3}$	0,036	0,76	$3,0 \times 10^{-6}$
Stollen IV	$6,5 \times 10^{-7}$	$7,8 \times 10^{-7}$	$7,2 \times 10^{-5}$	$1,5 \times 10^{-11}$
Max. ODL im Kontrollbereich	180	42	410	0,36
Neutronenfluss / $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$	S1	S2	S3	S4
Punkt A	$1,1 \times 10^4$	150	1500	3,9
Punkt B	$2,0 \times 10^4$	$8,2 \times 10^4$	$5,6 \times 10^5$	5,7
Punkt C	1200	4100	$2,8 \times 10^4$	0,38
Punkt D'	690	3400	$4,2 \times 10^4$	0,13
Stollen IV	0,042	0,079	3,8	$9,8 \times 10^{-7}$

TABELLE 7.10: Zusammenfassung der zusätzlich zur natürlichen Exposition auftretenden Ortsdosisleistungen und Neutronenflüsse in den simulierten Szenarien.

Die Ergebnisse der untersuchten Strahlenschutzszenarien sind in Tabelle 7.10 zusammengefasst. Für die Übergänge vom Kontrollbereich zum normalen Stollenbereich wird an den Punkten A, C und D' nur bei Szenario S3 die geforderte Dosisleistung von $0,5 \mu\text{Sv/h}$ (1 mSv/a bei 2000 Stunden Aufenthalt im Kalenderjahr) überschritten. Dieser betrachtete Störfall wird jedoch durch eine sechsminütige Sicherheitsabschaltung begrenzt, weshalb sich nur eine integrierte Dosis von maximal $0,08 \mu\text{Sv}$ ergibt. Für die Sicherheitsabschaltung des Beschleunigers sind vier dosisbezogene Bedingungen eingerichtet, bei denen nur die zweite im Fall von Szenario S3 erreicht wird:

1. Abschaltung nach 6 Minuten: ODL an Punkt A oder C größer als $0,5 \mu\text{Sv/h}$,
2. Abschaltung nach 6 Minuten: ODL an Punkt B größer als $10 \mu\text{Sv/h}$,
3. Sofortabschaltung: ODL an Punkt A oder C größer als $5 \mu\text{Sv/h}$ und
4. Sofortabschaltung: ODL an Punkt B größer als $100 \mu\text{Sv/h}$.

Die zusätzlich erzeugten Neutronenflüsse liegen für Stollen IV nur bei S3 über dem natürlichen Fluss. Dabei ist der Ort von Messkammer 1 als Bezugspunkt gewählt, die selbst noch eine effektive Abschirmung gegen äußere Neutronen aufweist. Zusammen mit der Sicherheitsabschaltung ist daher nicht von einer signifikanten Beeinflussung des dortigen Niederniveaumesslabors auszugehen.

7.7 Ortsdosisleistung während ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ -Bestrahlung

Ein erstes am Felsenkeller durchgeführtes Experiment untersucht die ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ -Reaktion, bei der ein ${}^4\text{He}$ -Strahl mit Hilfe der internen Radiofrequenzquelle erzeugt und beschleunigt wird. Letztere wird in Kapitel 8 näher vorgestellt.

In Abbildung 7.10 ist der Ortsdosisverlauf auszugsweise für eine Woche des Experiments dargestellt. Im Felsenkeller sind an den drei Positionen *A* bis *C* jeweils ein LB112 der Firma Berthold verbaut. ODL *A* und *B* verfügen sowohl über eine Gammamesssonde als auch ein Neutronendosimeter, ODL *C* nur über eine Gammamesssonde zur Bestimmung der Gammadosisleistung. Die beiden Neutronendosimeter wurden nach einer Wartung erst am 15.12. zwischen 7:30 und 7:40 Uhr installiert.

Der Beschleuniger wurde am Montag, dem 14.12.2020 um 12:25 Uhr in Betrieb genommen und bis Dienstag, dem 15.12. um 9:23 Uhr, ohne Quellbetrieb auf eine Hochspannung von 3,2 MV konditioniert. In diesem Zeitraum trat mit Ausnahme eines Peaks in ODL *C* keine erhöhte Ortsdosisleistung auf. Der Peak am Montagnachmittag entstand voraussichtlich durch rückbeschleunigte Elektronen aus Überschlägen im Beschleuniger, welche wiederum Bremsstrahlung erzeugt haben.

Der in ODL *A* am Dienstag sichtbare Peak stimmt mit der Installation des Neutronendosimeters nach der Wartung überein und entspricht daher vermutlich nicht einem realen Effekt. In ODL *B* trat ein solcher Peak nach Einbau jedoch nicht auf.

Der eigentliche Strahlbetrieb wurde am Dienstag aufgenommen und ist gut erkennbar durch die erhöhte Ortsdosisleistung in ODL *B* mit bis zu $0,17\ \mu\text{Sv/h}$. Hierbei wurden Strahlströme bis $20\ \mu\text{A}$ auf Faradaycup 3 direkt hinter dem Beschleuniger bei einer Beschleunigungsspannung von 2,9 MV gemessen. Dies sind auch die im weiteren Verlauf der Woche auftretenden Strahleigenschaften.

Am Dienstagabend wurde die Radiofrequenzquelle ausgeschaltet und erst am Folgetag wieder in Betrieb genommen. In diesem Zeitraum zeigt sich ein kompletter Abfall der Ortsdosisleistung auf das Untergrundniveau. Zwischen Mittwochmorgen und Donnerstagabend fanden weitere Strahltests statt, wobei der Strahl über Nacht auf Faradaycup 3 gehalten wurde. Am Donnerstagabend fiel der Strahlstrom der Quelle unerklärlich ab, sodass diese bis Freitag abgeschaltet wurde. Am Freitag fanden erneut Quelltests statt, die sich durch die erhöhte Ortsdosisleistung bemerkbar machen.

Die einzelnen Peaks in ODL *B* stimmen mit durchgeführten Strahlscans am Hochenergiemagneten überein. Hierbei wird der komplette Feldstärkebereich des Magneten einmal durchgeföhren, um die einzelnen Komponenten des Strahls zu analysieren. Dabei kommt

es außerdem zu starken Strahlverlusten am Hochenergiemagneten, in dessen Nähe sich auch ODL B befindet. Dies erklärt die bis zu $0,31 \mu\text{Sv/h}$ auftretende Ortsdosisleistung.

In ODL C macht sich der Quellbetrieb ebenfalls bemerkbar. Der zweite Peak am Mittwoch ist vermutlich erneut Resultat von Bremsstrahlung durch rückbeschleunigte Elektronen. Ansonsten ist das Grundniveau nur leicht erhöht.

In ODL A hingegen lässt sich während des Experiments keine erhöhte Ortsdosisleistung feststellen. Der Messort ist zu weit entfernt und zusätzlich durch das Betonlabyrinth gut abgeschirmt.

Im Experimentzeitraum vom 15.12. bis 19.12. wurden im Mittel Ortsdosisleistungen von $0,020 (9) \mu\text{Sv/h}$; $0,07 (4) \mu\text{Sv/h}$ und $0,014 (7) \mu\text{Sv/h}$ für ODL A, B und C gemessen. Für das im Felsenkeller vorherrschende Grundniveau lässt sich der Zeitraum vom 20.12. bis 31.12.2020 betrachten, da hier kein Betrieb am Standort stattfand. Zu dieser Zeit betragen die Ortsdosisleistung im Mittel $0,020 (7) \mu\text{Sv/h}$; $0,030 (9) \mu\text{Sv/h}$ und $0,011 (3) \mu\text{Sv/h}$.

Die Effekte des Experimentiervorgangs sind in ODL B und leicht in ODL C zu sehen. Die zusätzliche Ortsdosisleistung stammt fast vollständig aus Neutronen, in ODL C spielen auch rückbeschleunigte Elektronen eine Rolle. Trotzdem ist die Gammadosisleistung im Zuge dieses Experiments nicht wesentlich erhöht.

In diesem für den Felsenkeller typischen Experiment wurden die zuvor angeführten Abschaltbedingungen alle weit unterschritten. Die aufgetretenen Ortsdosisleistungen lagen alle weit unter den in Szenarien S1 bis S3 getroffenen Vorhersagen, sodass sich eine Orientierung an diesen im Sinne einer strahlenschutztechnischen Beurteilung als umfassend und somit sinnvoll erweist.

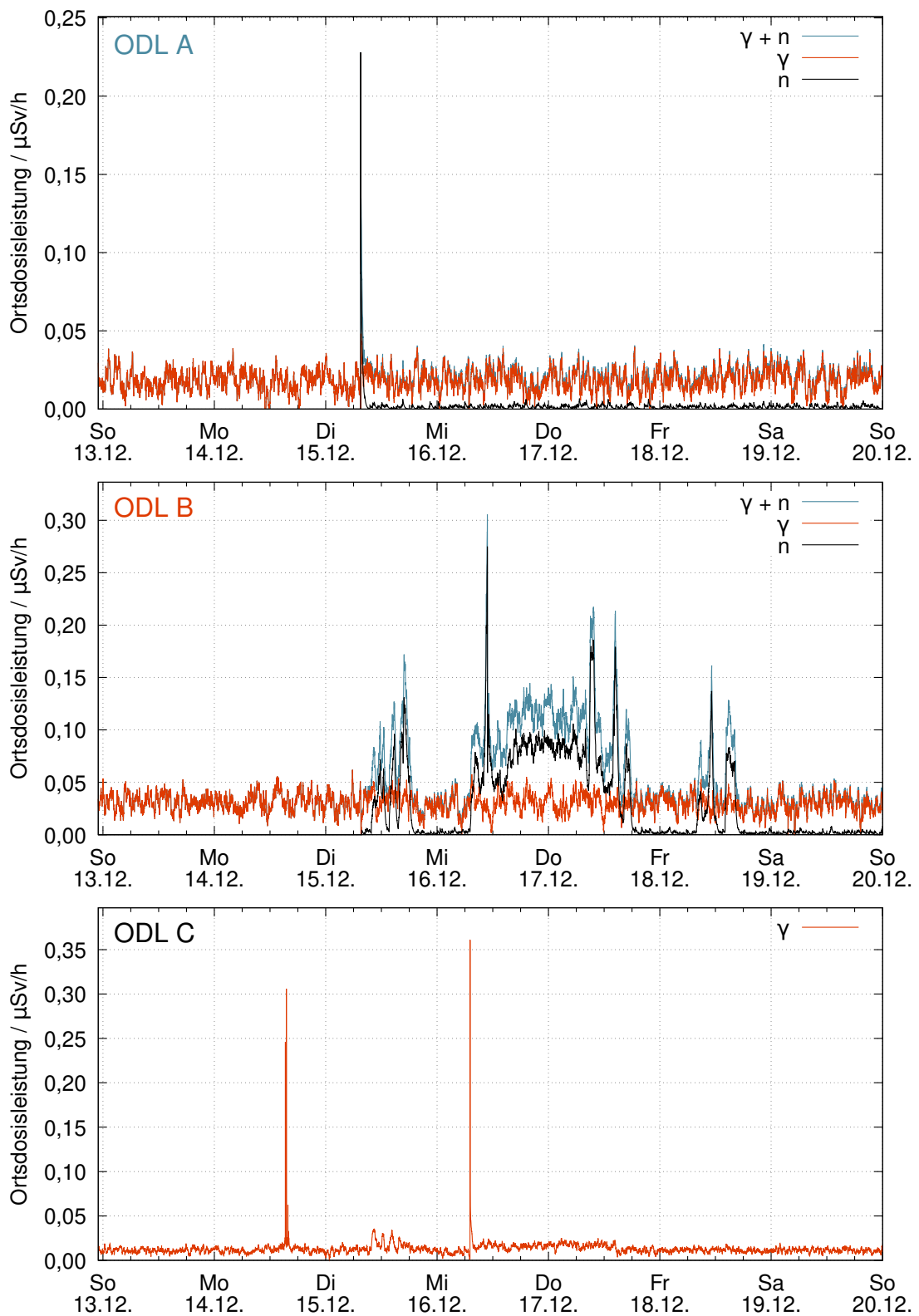


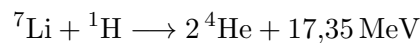
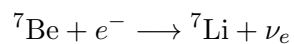
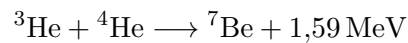
ABBILDUNG 7.10: Ortsdosisleistung während des ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ -Experiments am Felsenkellerbeschleuniger vom 15.12. bis 19.12.2020. Für die drei Messorte sind die Gamma- und Neutronendosisleistungen separat und als Summe dargestellt.

Kapitel 8

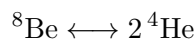
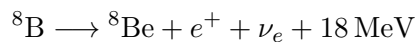
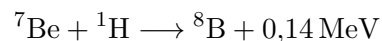
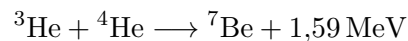
Die Radiofrequenz-Ionenquelle am Felsenkeller

Für die Erzeugung positiver Ionen ist im Beschleunigertank eine Radiofrequenz-Ionenquelle verbaut. Sie ergänzt dadurch die externe Sputterionenquelle, die zur Erzeugung von Kohlenstoff- und Stickstoff-Ionenstrahlen verwendet werden kann, um nennenswerte Intensitäten von Wasserstoff- und Heliumstrahl. Als erstes Experiment wird dabei die Reaktion ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ untersucht, welche als Teil der Proton-Proton-II- und Proton-Proton-III-Kette direkt zur Erzeugung von ${}^4\text{He}$ in der Sonne beiträgt.

Proton-Proton-II:



Proton-Proton-III:



Die am Felsenkeller verwendete Quelle wird von NEC vertrieben [184] und basiert auf dem Design von Professor H.T. Richards [185]. Im Unterschied zu Richards Modell wird dabei auf einen anschließenden Ladungstauscher zur Umwandlung des positiven Ionenstrahls in einen negativen verzichtet.

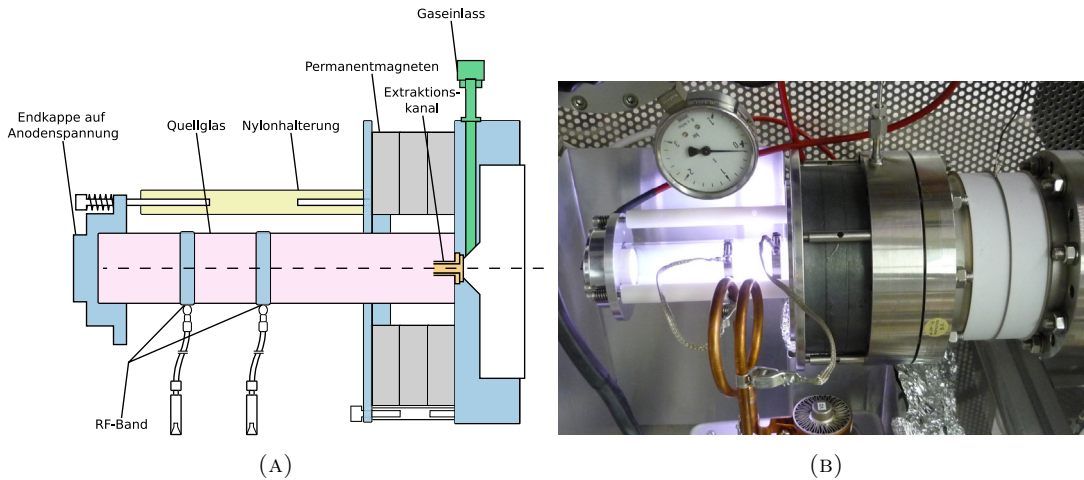


ABBILDUNG 8.1: Schematischer Aufbau der Radiofrequenz-Ionenquelle (links) und Aufbau am Teststand am HZDR Geb. 620/001 (rechts).

8.1 Aufbau und Komponenten

Die am Felsenkeller eingesetzte Radiofrequenz-Quelle (Abbildung 8.1, [186]) besteht aus einem Glasgefäß, das über einen Spannverschluss mit drei federgelagerten Teflonhalterungen an der Beamline montiert ist. Für den Betrieb muss dieses zunächst auf niedriges Hochvakuum von 10^{-6} – 10^{-7} mbar evakuiert sein. Über den Gaseinlass wird die Quelle mit Gas befüllt, welches durch den RF-Sender zu einem Plasma angeregt wird. Am Glasgefäß sind hierfür zwei Ringelektroden angebracht, die mittels RF-Leitungsbändern über zwei Klemmen mit dem kupferfarbenen RF-Sender [187] verbunden sind. Der Sender hat eine Frequenz von etwa 100 MHz, sowohl die Position der Klemmen (90° versetzt an den zwei Windungen des Senders, siehe Abbildung 8.2) als auch der Abstand der beiden Ringelektroden haben Einfluss auf den letztendlichen Strahlstrom.

Mit der zwischen Anode und Extraktionskanal angelegten Hochspannung wird der Strahl über eine kleine Öffnung am Ende des Glasgefäßes aus der Quelle beschleunigt. Drei Permanentmagneten in der Nähe des Extraktionskanals verdichten hier das Plasma und erhöhen damit den entstehenden Strahlstrom. Durch einen elektrostatischen Deflektor wird der Strahl aus der unter 30° sitzenden Quelle in das Hauptstrahlrohr abgelenkt. Für dessen Design wurden ionenoptische Simulationen mit SIMION [188] durch Stefan Reinicke [153] durchgeführt und später durch Simon Rümmler [154] weiterentwickelt und optimiert.

In Abbildung 8.3 ist die Anordnung der einzelnen Komponenten von RF-Quelle und Deflektor schematisiert. Insgesamt sind sechs Hochspannungsversorgungen in einer abgeschirmten Box an der Unterseite des Hochspannungsterminals verbaut.

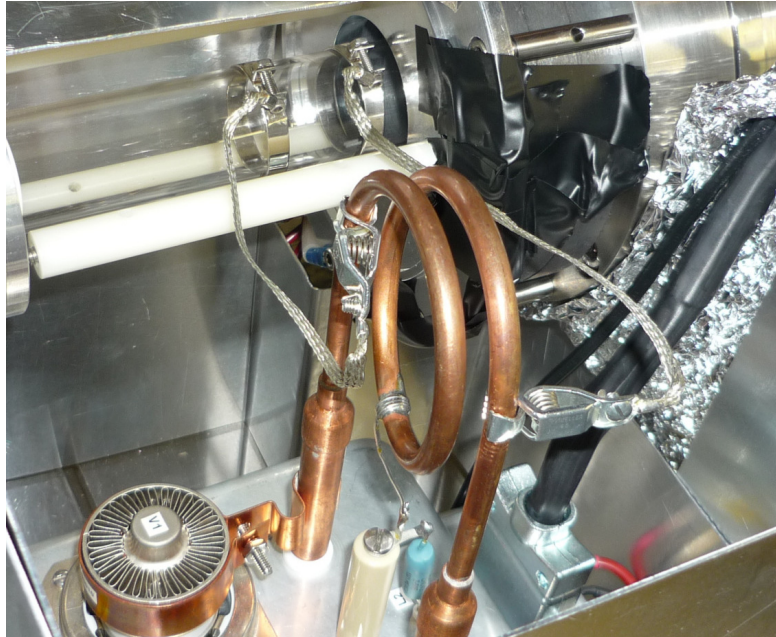


ABBILDUNG 8.2: Klemmenposition am Teststand im HZDR.

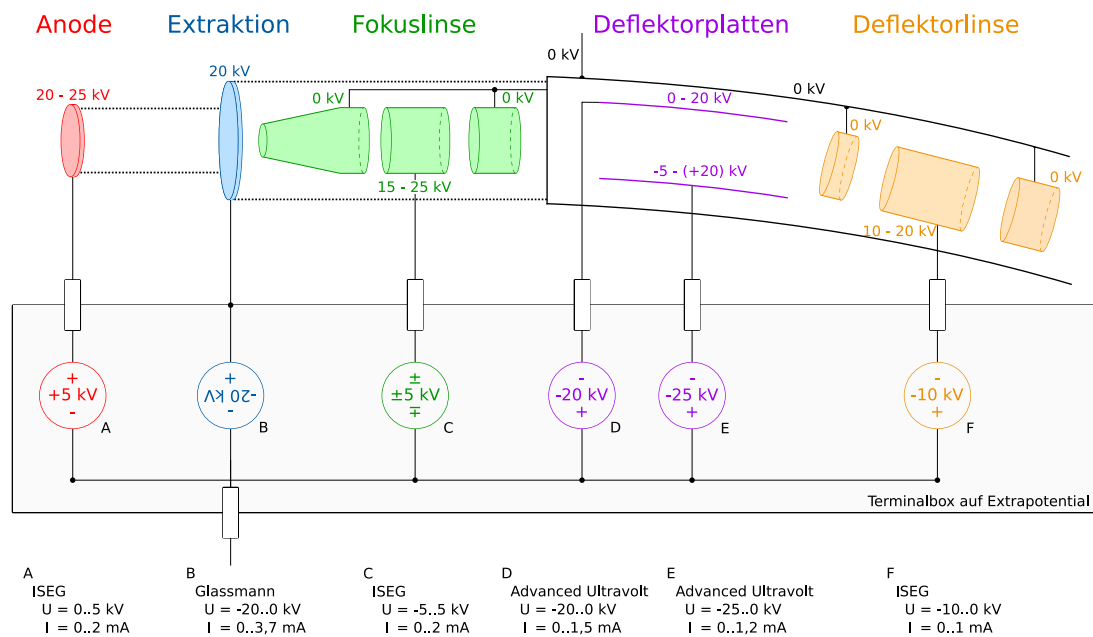


ABBILDUNG 8.3: Potentialschaltung der RF-Ionenquelle. Der gesamte Aufbau wird auf Extrapotential gehoben, die Potentiale einzelner Elemente werden durch zusätzliche Hochspannungsversorgungen dann angehoben oder abgesenkt. Teile von Fokus- und Deflektorlinse sind von der Potentialschaltung entkoppelt und befinden sich auf Nullpotential.

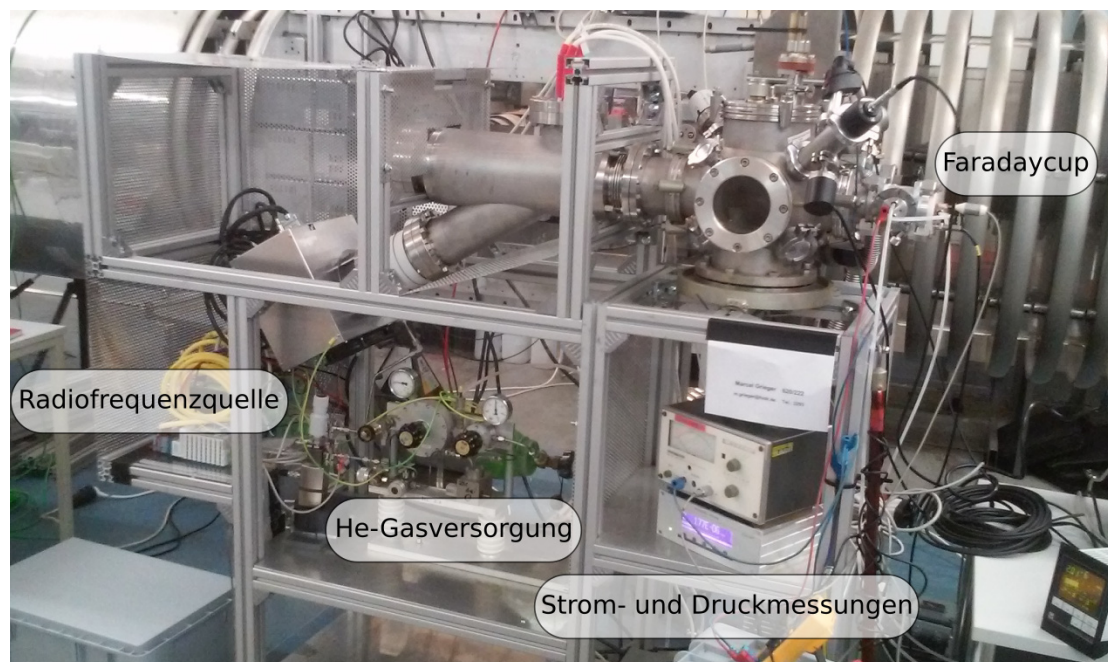


ABBILDUNG 8.4: Teststandaufbau der Radiofrequenzquelle in HZDR Geb. 622. Im Hintergrund ist das ausgefahrene Terminal des Beschleunigers zu sehen.

Zur Plasmaerzeugung ist die Quelle mit zwei Gasflaschen verbunden, die jeweils über ein elektronisches Ventil Typ EVR 116 von PFEIFFER VACUUM angesteuert werden können. Die Steuersoftware unterbindet das gleichzeitige Öffnen beider Ventile. Derzeit stehen Wasserstoff- und Heliumgas zur Verfügung, durch Austausch wären auch andere Strahlarten möglich. Ein Wechsel der Gasflaschen erfordert Zugang zum Tankinneren, was entweder während einer Wartungsphase stattfinden oder gesondert initiiert werden kann. Dazu muss das SF_6 Isoliergas im Tank abgepumpt und der Tank gelüftet werden. Durch das elektronische Ventil nahe der Gasflasche wird ein Bruch des Vakuums vermieden, ein reiner Wechsel der Gasflaschen dauert daher nur 2–3 Werktage. Dabei fallen vor allem Ein- und Auslassen des SF_6 -Isoliergases mit jeweils einem Werktag ins Gewicht. Der eigentliche Wechsel dauert nur einige Minuten.

8.2 Betrieb am Teststand

Bevor die Quelle am Hochenergieterminal verbaut wurde, fanden zahlreiche gesonderte Tests an einem Testaufbau statt. Es wurden verschiedene Quellaufbauten und Konfigurationen getestet. An dieser Stelle sei auf die Diplomarbeit von Stefan Reinicke [150] sowie die Bachelorarbeiten von Felix Ludwig [151] und Ferdinand Rath [152] verwiesen. In letzterer Arbeit wird das aktuelle Quelledesign verwendet, während sich die anderen beiden noch mit einem Vorläufermodell beschäftigt haben.

Im März 2017 wurde der Teststand in das Gebäude 622 des HZDR verlegt, wo sich zu diesem Zeitpunkt der Ionenbeschleuniger befand. Abbildung 8.4 zeigt den dortigen Aufbau direkt vor dem ausgefahrenen Beschleunigerterminal. Das 30° abgewinkelte Y-Stück ist linksseitig verschlossen und besitzt rechtsseitig ein Sichtfenster, kapazitive Druckmessungen und einen Faradaycup auf dem der Strahlstrom gemessen wird. Auf der Oberseite des Y-Stücks sind die Hochspannungsdurchführungen für die einzelnen Deflektorkomponenten zu sehen. Deren Spannungsversorgungen sind bereits auf dem dahinter stehenden Beschleuniger installiert, werden aber extern durch einen Generator mit 400 Hz Frequenzwandler angetrieben. Die Quelle wird über eine Helium-Gasflasche versorgt, welche mit einer Kombination aus einem manuellen Nadelventil und einem elektronischen Ventil geregelt werden kann. Diese Kombination sollte eine feinere Justierung des Quelldrucks ermöglichen, jedoch war die Wirkung geringer als erwartet, weshalb in der finalen Konfiguration auf das Nadelventil verzichtet wurde.

Da sich am Teststand technische Änderungen schnell durchführen lassen, wurden die optimale Position der RF-Klemmen bestimmt (vgl. Abbildung 8.2), verschiedene Größen für den Extraktionskanal getestet und das Design des Quellgehäuses an die Platzbeschränkungen im Beschleuniger angepasst. Weiterhin fanden Tests zur Langzeitstabilität des Strahls bei 10, 15 und 20 keV Teilchenenergie statt, wobei die Abbildungen 8.5–8.7 deren Intensitätsverläufe und Abbildungen 8.8–8.10 die zugehörigen Spannungsverläufe zeigen.

Bei diesen Tests wurden auf dem Faradaycup Helium-Strahlintensitäten von bis zu $114 \mu\text{A}$ bei 20 keV Teilchenenergie erreicht, eine Ergebnisübersicht ist in Tabelle 8.1 zu finden. Die Tests verliefen ohne Nachregelung von Hochspannungen oder Gasdruck und zeigen trotzdem nur geringe Schwankungen des Strahlstroms. Dies ist für den Einsatz im Felsenkeller-Labor maßgeblich von Bedeutung, da ein Teil der geplanten Bestrahlung ohne anwesendes Personal über Nacht oder an Wochenenden stattfinden kann.

Die Hochspannungsverläufe sind ebenfalls sehr stabil. Lediglich bei 20 keV sind zwei kleine Einbrüche zu sehen, die mit zwei Einbrüchen des Strahlstroms übereinstimmen. Während des Quellbetriebs waren gelegentlich Knack- und Knallgeräusche zu vernehmen, die auf Überschläge im Quell- und Deflektorbereich hindeuten. Die kurzzeitigen Spannungseinbrüche bestätigen diese Annahme. Beim Strahlstrom zeigen sich mehr solcher Einbrüche als im Spannungsverlauf, was eventuell am 0,2 s Protokollierungsabstand liegt. Während die Regelspannung bereits wiederhergestellt ist, hat der Strahlstrom noch nicht wieder Normalniveau erreicht. Strahlstromänderungen, die sich über einen längeren Zeitraum ausbilden, hängen vor allem mit der Stabilität des Gasplasmas zusammen, welches sich vor allem durch den stetigen Gasfluss beeinflussen lässt. Eine gelegentliche Anpassung ist daher ratsam, wurde für diese Tests aber explizit nicht durchgeführt. Die

Teststand	10 keV		15 keV		20 keV	
	U / V	I / mA	U / V	I / mA	U / V	I / mA
Extraktor	7028	0,28	11876	0,31	16775	0,28
Anode	2974	0,37	3124	0,36	3224	0,31
Deflektor positiv	1511	0,22	2354	0,18	3184	0,10
Deflektor negativ	1515	0,036	2359	0,055	3189	0,066
RF-Linse	6783	0,057	10684	0,047	14826	0,059
Deflektorlinse	25,4	0,0022	31,9	0,0023	37,6	0,0024
max. Strahlintensität	83,4 μ A		105,8 μ A		114,1 μ A	

TABELLE 8.1: Gemittelte Rücklesewerte der einzelnen RF-Quellenkomponenten während der Testläufe für 10 keV, 15 keV und 20 keV Teilchenenergie mit Heliumstrahl. Siehe Abbildungen 8.5–8.7.

bei 10 keV auftretenden Treppen sind vermutlich ein Messartefakt durch interne Messbereichsumschaltungen. Ohne äußeren Einfluss sind solche spontanen Änderungen nicht zu erwarten.

Ein Problem der kurzen Protokollierungszeit sind die Zugriffszeiten auf die wegzuschreibenden Dateien. Diese steigen mit zunehmender Laufzeit des Experiments, einerseits durch wachsende Dateigrößen und andererseits durch größere Anzahl an Dateien im Zielordner. Dadurch kann es zu Störverhalten innerhalb der Protokollierung kommen, wie z.B. bei 20 keV am 23.03. zwischen 20:15–21:06 Uhr und am 24.03. zwischen 6:10–7:06 Uhr. Hier steigt das Zeitintervall der Zwischenspeicherung von 0,2 s auf 5 s an.

Mit Abschluss der Tests wurde das Y-Stück am 03.04.2017 mitsamt Quelle im Beschleuniger verbaut. Ab diesem Zeitpunkt fanden bis zur Fertigstellung des untertägigen Bereichs im Felsenkeller keine weiteren Tests statt.

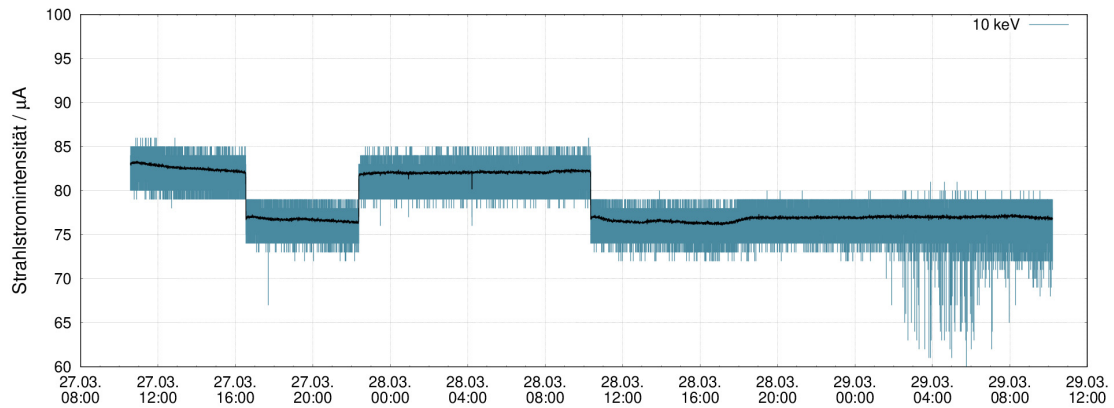


ABBILDUNG 8.5: Testlauf mit 10 keV. Messwerte wurden alle 0,2s abgespeichert, die schwarze Kurve zeigt zusätzlich den über je 100 Werte gemittelten Verlauf an. In der Nacht vom 29.03. treten einige kurze Einbrüche des Strahlstroms auf, womöglich durch in der Protokollierung nicht sichtbare kurze Überschläge.

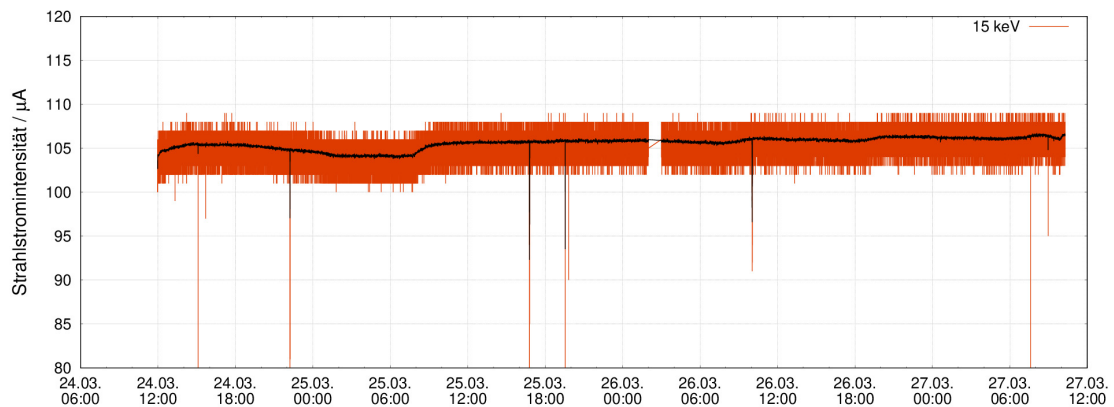


ABBILDUNG 8.6: Testlauf mit 15 keV. Die starken kurzzeitigen Abfälle sind Überschläge im Deflektorbereich. Am 26.03.2017 fand um 2 Uhr die Umstellung zur Sommerzeit statt. Messwertprotokollierung alle 0,2s, Mittelung über je 100 Werte in schwarz.

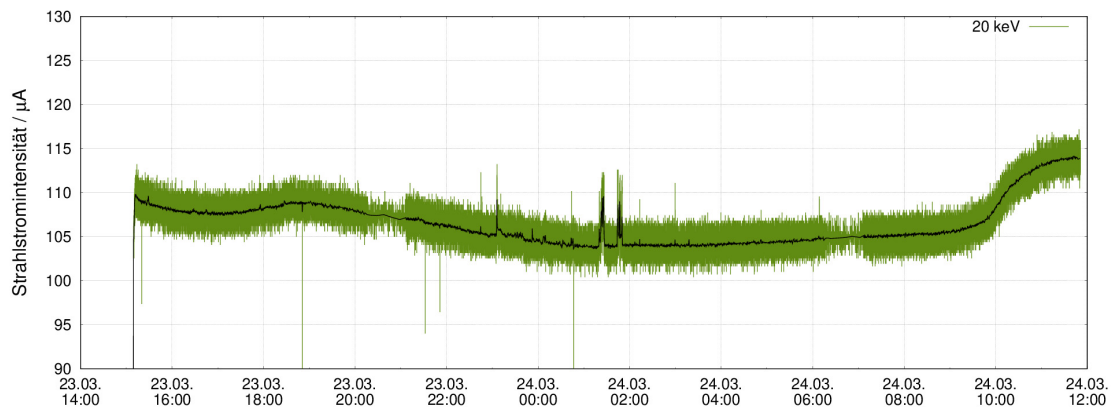


ABBILDUNG 8.7: Testlauf mit 20 keV. Am 23.03. gegen 20:15 Uhr und am 24.03. gegen 6:15 Uhr verlangsamt sich der Speicherprozess der Protokollierung durch zu große Dateigröße. Messwertprotokollierung alle 0,2s, Mittelung über je 100 Werte in schwarz.

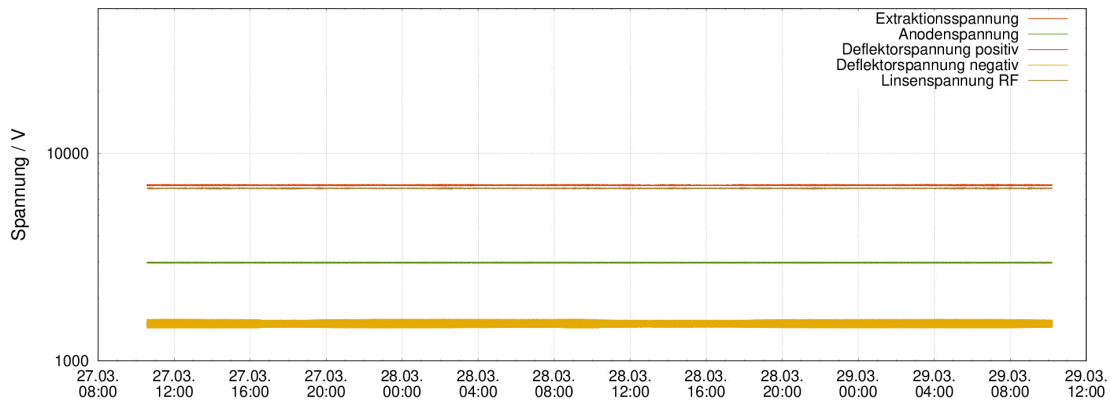


ABBILDUNG 8.8: Spannungsverläufe beim 10 keV Testlauf mit 0,2s Datenerfassung.

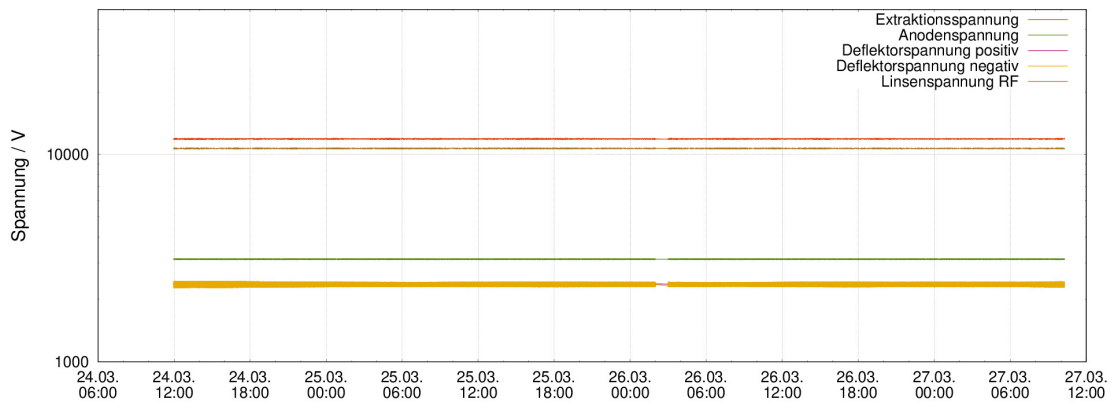


ABBILDUNG 8.9: Spannungsverläufe beim 15 keV Testlauf mit 0,2s Datenerfassung. Umstellung auf Sommerzeit am 26.03.2017 von 2 auf 3 Uhr.

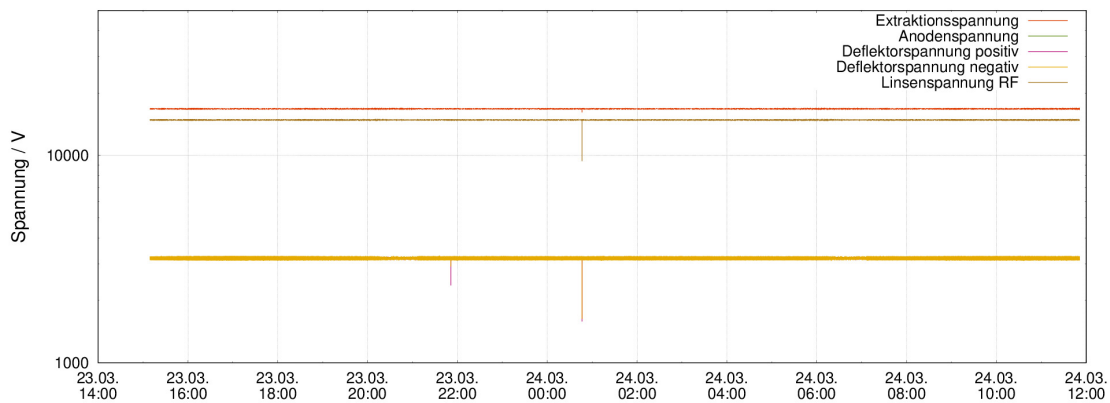


ABBILDUNG 8.10: Spannungsverläufe beim 20 keV Testlauf mit 0,2s Datenerfassung. Zwei einzelne Spannungseinbrüche sind erkennbar.

8.3 Erstbetrieb unter Tage bei geöffnetem Tank

Erste Tests fanden im November 2018 bei geöffnetem Beschleunigertank statt. Dabei wurden die Plasmazündungen mit Wasserstoff- und Heliumgas beobachtet. Die am Teststand beobachteten Plasmafarben konnten verifiziert werden, wie in Abbildungen 8.11 und 8.12 zu sehen ist.

Um den exakten Punkt der Plasmazündung festzustellen, wurde das elektronische Ventil schrittweise geöffnet. Da die eigentliche Zündung etwa ein bis zwei Minuten zeitversetzt auftritt, wird nach jedem Schritt etwas gewartet. Über eine Seitenöffnung des Beschleunigertanks ist ein Blick auf die Quelle möglich, sofern das Gehäuse vorher leicht geöffnet wurde. Neben dem Leuchteffekt der Quelle ist zeitgleich zur Zündung eine Verringerung der Motorfrequenz des Beschleunigers zu vernehmen. Der Motorgenerator versorgt den Beschleuniger mit Energie und wird durch die momentane Leistungsaufnahme der Plasmazündung beeinflusst. Mit den laufenden Vakuumpumpen ist dieser Effekt leicht zu überhören und deswegen nicht sehr zuverlässig.

Um die Plasmazündung auch von außen überprüfen zu können, wurde von der Quelle aus ein einzelner Lichtleiterstrang über die Hochenergieseite des Beschleunigers gelegt, der über eine externe Kamera überwacht wird. Dieser verläuft parallel zu anderen Lichtleitern, weshalb es in Folge von Lichteinkoppelung zu einer rötlichen Färbung kommt, welche die eigentliche Quellfärbung verfälscht. Mit dem Lichtleiter lässt sich auch bei verschlossenem Tank der Plasmazustand überprüfen.

In dieser Phase wurde kein Strahl extrahiert. Zwar lässt sich mit Deflektor der Quellstrahl auf die Hauptachse des Beschleunigers lenken, jedoch fehlt die notwendige Fokussierung durch die Beschleunigerelemente. Da ein erster Strahlprofilmonitor erst etwa 8 m entfernt zur Verfügung steht, ist vorher mit nahezu vollständigen Strahlverlust zu rechnen. Mögliche Schäden übertreffen den Nutzen eines solchen Extraktionstests.

8.4 Erstbetrieb unter Tage bei geschlossenem Tank

Die allerersten Beschleunigertests fanden im Sommer 2019 statt und wurden zunächst nur mit der externen Sputterquelle durchgeführt. Am 02.07.2019 konnte der Strahl erstmals bis auf das Target propagiert werden.

Während einer Wartungsphase der Sputterquelle konnte am 10.07.2019 auch eine kurze Messkampagne für die Radiofrequenzquelle durchgeführt werden. In Abbildung 8.13 sind Druckverläufe des Stripperdrucksensors am Hochspannungsterminal und der ersten Druckmessung auf der Hochenergieseite des Beschleunigers zu sehen. Dabei lassen sich

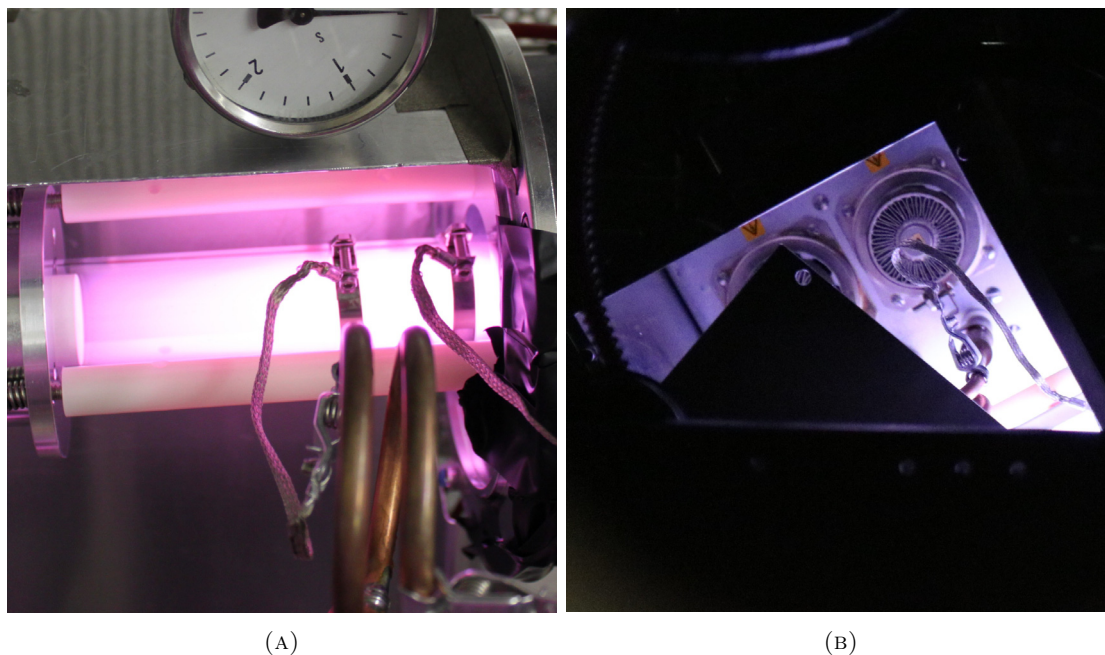


ABBILDUNG 8.11: Wasserstoffplasma über Tage am Teststand im HZDR Geb. 620/001 (links) und unter Tage im Beschleunigertank (rechts).

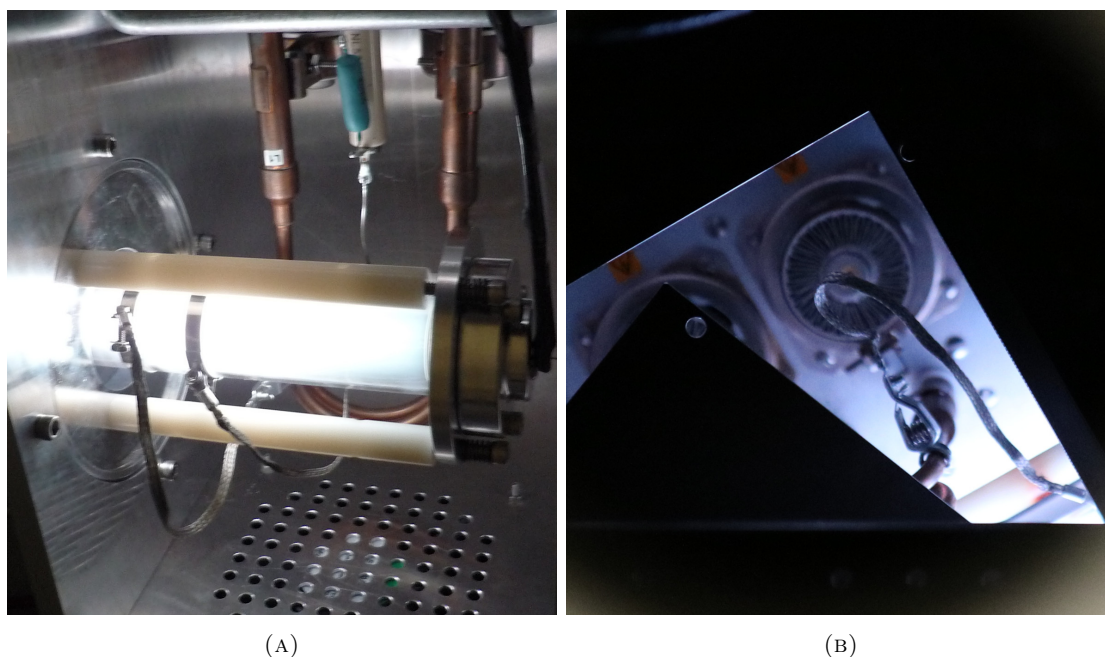


ABBILDUNG 8.12: Heliumplasma über Tage am Teststand im HZDR Geb. 620/001 (links) und unter Tage im Beschleunigertank (rechts).

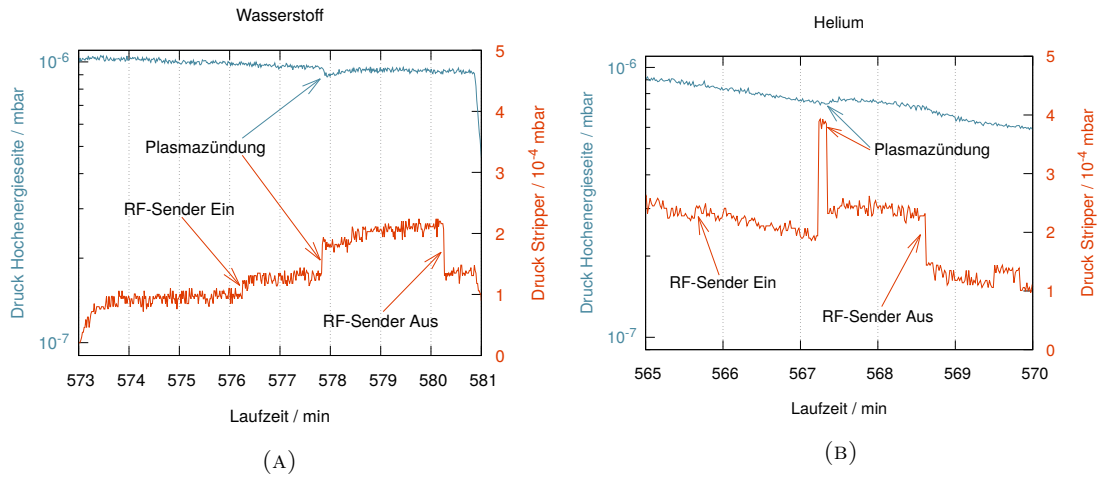


ABBILDUNG 8.13: Gasdruckverlauf während Ein- und Ausschalten der Radiofrequenzquelle mit Wasserstoffplasma (links) und Heliumplasma (rechts). Markante Punkte wie Ein- und Ausschalten, sowie die Plasmazündung sind klar im Druckverlauf zu erkennen.

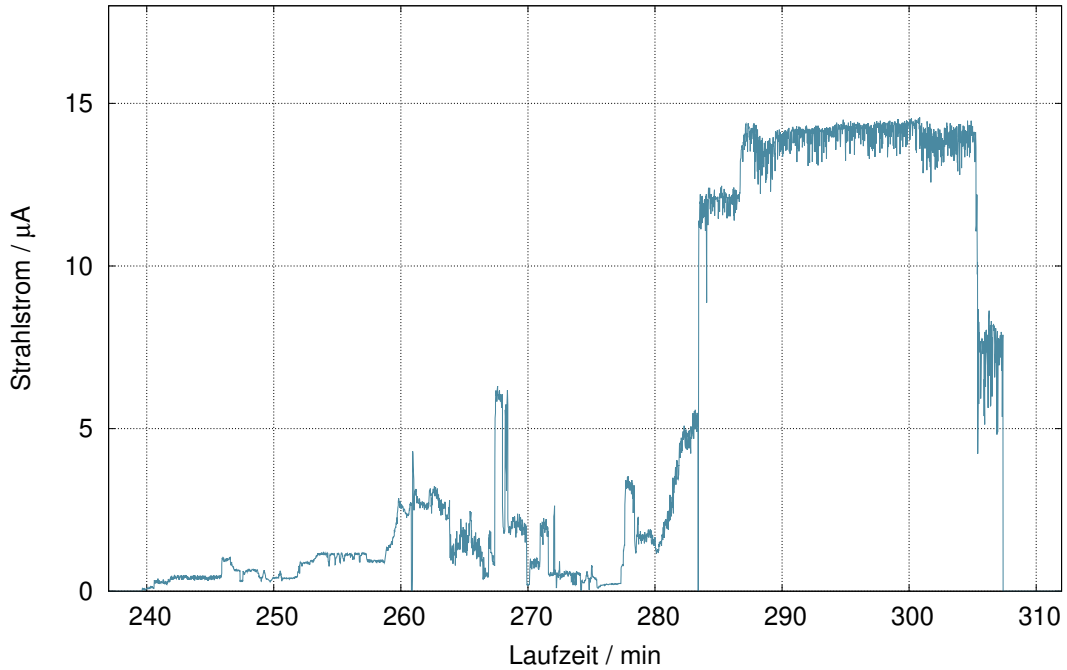


ABBILDUNG 8.14: Erster Strahltest mit der internen Radiofrequenzquelle unter Tage. Auf Faradaycup 3 konnte ein Strahlstrom von bis zu $14 \mu\text{A}$ Helium erreicht werden. Dabei wurde mit einer Terminalspeisung von 1 MV gearbeitet.

markante Sprünge erkennen, sobald der RF-Sender ein- und ausgeschaltet wird oder das Plasma zündet. Für beide Gasarten ist mit eingeschalteter Quelle eine Erhöhung des Strippergasdrucks zu erkennen. Insbesondere bei Helium ist der Zeitpunkt der Plasmazündung durch eine starke kurzzeitige Spitze zu sehen. Auch auf der Hochenergieseite ist eine Änderung zu beobachten, hierbei tritt beim Wasserstoff ein kleiner Abfall und beim Helium ein leichter Anstieg auf. Während dieser Tests konnte ein Strahlstrom von bis zu $14\ \mu\text{A}$ bis auf Faradaycup 3 direkt hinter dem Beschleuniger erzielt werden, siehe auch Abbildung 8.14.

In den Folgetagen wurden die Tests mit der Sputterquelle fortgesetzt. Im Zuge dieser Tests kam es zu einigen Überschlügen im Terminalbereich, wodurch die Hochspannungsversorgungen der RF-Quelle beschädigt wurden. Der Defekt wurde am 05.08.2019 festgestellt, die RF-Quelle war zuvor zuletzt am 22.07.2019 betriebsbereit.

8.5 Umbau und bestehende Schwächen

Die Instandsetzung und Umsetzung von Präventionsmaßnahmen der RF-Quelle dauerte bis zum Frühjahr 2020. Hierfür wurden die Hochspannungsversorgungen der Quelle in eine neue Terminalbox an der Unterseite des Hochspannungsterminals versetzt. Gleichzeitig wurden einige Änderungen an der Quelle vollzogen. Die Ansteuerung der Gaszufuhr erfolgt nicht mehr über das elektronische EVR 116 Ventil, sondern über ein NEC Schrittmotorventil. Durch den Schrittmotor sind feinere Druckabstufungen innerhalb der Quelle und damit eine bessere Kontrolle über das Plasma möglich. Der Gasdruck im Quellglas ist der maßgebliche Faktor, der den letztlich verfügbaren Strahlstrom beeinflusst. Als weiterer Vorteil gegenüber dem EVR 116 ist das Schrittmotorventil unabhängig vom außen vorherrschenden Gasdruck, weshalb es unter allen Bedingungen die gleiche Funktionsweise hat. Im Herbst 2020 stand vorerst nur Heliumgas zur Verfügung.

Des Weiteren wurde der alte elektrostatische Deflektor durch Simon Rümmler [154] neu entworfen und verbaut. Der alte Deflektor, siehe Abbildung 8.15, besteht aus gebogenen Blechstücken, die im Bereich der Aufhängung minimal verzogen sind. Dadurch ist der Strahldurchlass am anderen Ende nicht mehr zentriert und der Strahl wird auf das Blech propagiert. Durch die asymmetrische Bauweise, bei der eine Seite des Deflektors offen steht, ist auch das elektrische Feld im Inneren leicht asymmetrisch. Der neue Deflektor, Abbildung 8.16, ist massiver gebaut und vollständig umschlossen. Durch einzelne Unterlegscheiben wurde er beim Einbau so justiert, dass der Strahl nun exakt mittig hindurch läuft. Zur Überprüfung der Ausrichtung wurde ein Kunststoffstab durch die Quellöffnung von unten eingeführt.

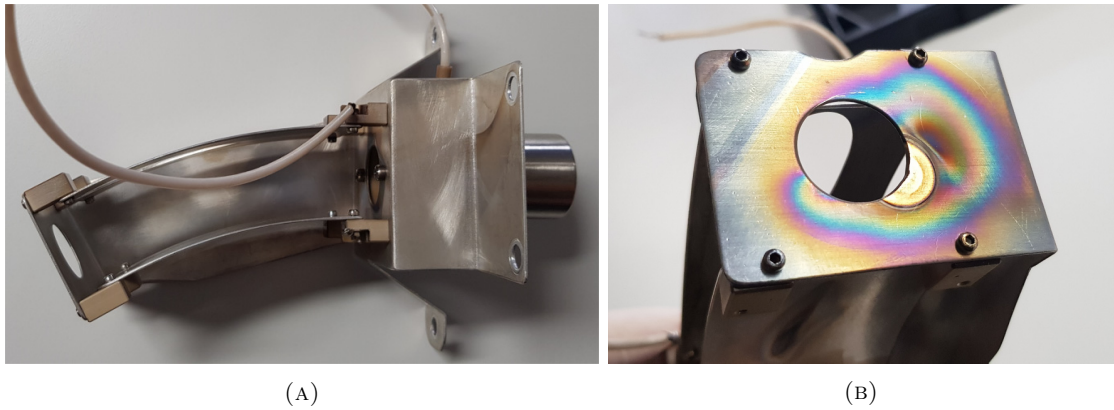


ABBILDUNG 8.15: Alter Deflektor aus Leichtbauweise mit gebogenen Blechen und einer geöffneten Seite. Im rechten Bild ist der Strahlleck am Durchlass zur RF-Quelle durch die dezentrierte Strahlposition zu erkennen.

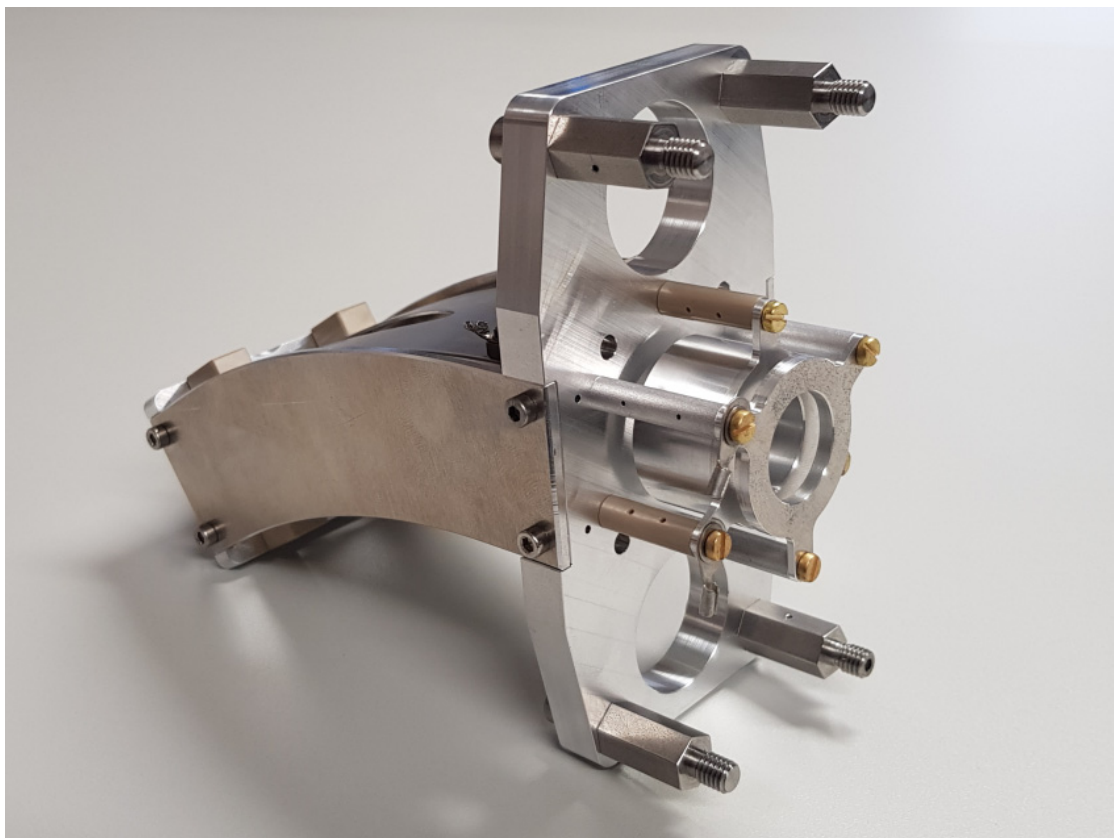


ABBILDUNG 8.16: Neuer Deflektor mit stabilerer Bauweise und umschlossenen Potentialbereich. Diese Bauweise ermöglicht eine bessere Ausrichtung. Design von Simon Rümmler [154].

Im Herbst 2020 fanden erstmals Experimente zu ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ statt, die den Heliumstrahl der internen Quelle verwenden. Im Zuge erster Tests wurde hierfür ein Strahlstrom von bis zu $32\ \mu\text{A}$ auf Faradaycup 3 direkt nach dem Beschleuniger und bis zu $12\ \mu\text{A}$ auf dem Target erreicht. Zudem stellte sich beim Quellbetrieb heraus, dass die Ansteuerung einzelner Hochspannungskomponenten bei zu großem Gasdruck innerhalb der Quelle nicht mehr möglich war. Diese ließen sich nicht mehr unter Extraktorpotential senken, wodurch der Strahl nicht mehr ordnungsgemäß durch den Deflektor geführt werden konnte.

Durch Reduktion des Gasdrucks kann dieser Störfall behoben werden, jedoch nimmt damit die Leuchtkraft des Plasmas, die im Lichtleiter erkennbar ist, stark ab. Möglicherweise wird in diesem Fall ein niederes Plasmaniveau angeregt, welches trotzdem eine Strahlextraktion zulässt.

Darunter leidet womöglich jedoch die Strahlintensität. Im Vergleich zu den Teststandexperimenten wird nur etwa 20-30% der Strahlintensität erreicht. Mit dem alten Deflektor wurden bereits $14\ \mu\text{A}$ auf Faradaycup 3 gemessen, wenngleich auch keine optimalen Strahlparameter zur Verfügung standen. Hier trat dieses Problem nicht auf.

Die Ursache dieses Störfalls ist bisher nicht voll verstanden. Eventuell sind die Abstände im Deflektor zu klein und ermöglichen einen internen Kurzschluss. Zur genaueren Untersuchung könnte in Zukunft wieder ein Teststand errichtet werden, mit dem die RF-Quelle mitsamt Deflektor außerhalb des Tanks untersucht werden kann. Dies kann zum Beispiel stattfinden, während mit der externen Sputterquelle experimentiert wird.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Der Felsenkeller soll sich als Untertagelabor für die nukleare Astrophysik etablieren. Die Neutronenflussmessung mit dem HENSA-Neutronenspektrometer in Stollen IV brachte wichtige Erkenntnisse für den Laborbau in Stollen VIII. Dabei wurden die drei unterschiedlich abgeschirmten Messorte Messkammer 1, Werkstatt und Messkammer 2 untersucht. Durch den im Vergleich zu tiefen Untertagelaboren höheren Myonenfluss wird der Neutronenfluss stärker durch myoneninduzierte Prozesse wie Schauer und Myoneneinfang dominiert. So zeigt die mit Eisen und Blei abgeschirmte Messkammer 2 durch hohe Neutronenausbeuten dieser Prozesse mit $(4,44 \pm 0,18) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ einen höheren Fluss als die fast gar nicht abgeschirmte Werkstatt mit $(1,86 \pm 0,11) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Wände aus Serpentinitsplit der Messkammer 1 hingegen wirken sich positiv auf den Neutronenfluss aus, sodass hier $(0,58 \pm 0,04) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden.

Mit diesen Erkenntnissen wurde in Stollen VIII auf die Verbauung schwerer Abschirmwände verzichtet und stattdessen strahlungsarmer Beton verwendet. Damit werden sowohl im Target- als auch im Aktivierungsmessraum mit respektive $(0,72 \pm 0,03) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und $(0,61 \pm 0,03) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vergleichbare Neutronenflüsse wie am besten Standort von Stollen IV, der Messkammer 1, erreicht.

Mit FLUKA-Simulationen wurden die Ausbreitung der zwei Hauptneutronenquellen kartografiert und für die einzelnen Messorte Vorhersagen erstellt. Gesteinsneutronen, die aus (α, n) -Reaktionen und Spontanzerfällen im Gestein stammen, sind durch den hohen Uran- und Thoriumgehalt im Felsenkeller ebenfalls von Bedeutung, werden jedoch durch die verfügbaren Labyrinthtiefen effektiv abgeschirmt. Zwar stehen mit NEUCBOT und USD WEBTOOL zwei Programme zur Vorhersage der Neutronenausbeute des Gesteins zur Verfügung, jedoch weichen deren Ergebnisse für den Felsenkeller um einen Faktor 3 voneinander ab. Die Messergebnisse deuten darauf hin, dass selbst der niedrigere USD

WEBTOOL-Wert die (α,n) -Neutronenausbeute noch überschätzt, da die Vorhersagen für Datenraum und Werkstatt beide zu hoch ausfallen.

Im Gegensatz dazu treten myoneninduzierte Neutronen vor allem in der Nähe schwerer Abschirmungen auf. Obwohl Messkammer 1 die effektivste Abschirmung gegen von außen eindringende Neutronen besitzt, entsteht hier der gemessene Neutronenfluss durch die vorhandenen Bleiburgen direkt im Inneren. Da diese für Niederniveaugammaspektrometrie jedoch unverzichtbar sind, kommen in Stollen VIII zusätzlich Myonenvetos zum Einsatz. Durch diese werden Zeitfenster mit Myonendurchlauf aus der Messung ausgeschlossen und so die Untergrundrate weiter gesenkt.

Neben den erwähnten Ergebnissen für den Felsenkeller hat die Weiterführung der Mess- und Auswertemethode zur Verbesserung des HENSA-Spektrometers beigetragen. Die Ansprechvermögen der Detektoren wurden mit FLUKA in 502 Energiebins von 0,01 meV bis 10 GeV bestimmt und der Detektorsatz um einen mit einer Bleischicht modifizierten Detektor erweitert. Dank der höheren Neutronenraten im Felsenkeller ist die Messung für den Einsatz am tiefen Untertagelabor LSC Canfranc eine gute Vorbereitung gewesen.

Im Oktober 2019 startete in Canfranc eine neue Neutronenmessung in HALL A des LAB2400. Die erstmals in dieser Arbeit vorgestellten vorläufigen Neutronenraten deuten auf sehr konsistente Messergebnisse verglichen mit einer weiteren HENSA-Messung aus 2011 [27, 28] hin. Trotz dessen wird in der Aktualisierungsmessung ein leicht höherer Neutronenfluss von $(0,180 \pm 0,006) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mit FLUKA- bzw. $(0,163 \pm 0,004) \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mit GEANT4-Ansprechvermögen bestimmt. Ursache hierfür ist der Einsatz eines thermischen und drei modifizierter Detektoren, die eine bessere Abbildung des Neutronenflusses ermöglichen.

In 2021 ist für Canfranc eine weitere Messung in HALL B in Kollaboration mit dem Dunkle Materie Experiment ANAIS geplant. Dafür soll in zwei Etappen zunächst mit dem kompletten HENSA-Satz die Form des Neutronenspektrums bestimmt und anschließend mit einem verminderten Setup für längere Zeit überwacht werden. Weiterhin wird das HENSA-Spektrometer übertägig auf dem spanischen Festland verwendet, um dieses während des aktuellen Minimums des 25. Solarzyklus zu kartografieren.

Neben der Neutronenflussmessung für den Felsenkeller wurden Strahlenschutzsimulationen mit Hilfe von FLUKA durchgeführt. Anhand vier übergreifender Szenarien wird der gesamte wissenschaftliche Rahmen des Labors abgedeckt und strahlenschutztechnisch bewertet. Dabei werden sowohl alle Ziele zum Schutz der am Beschleuniger arbeitenden Personen als auch der allgemeinen Bevölkerung erreicht. Weiterhin führt der vom Beschleuniger verursachte Neutronenfluss zu keinerlei Beeinflussung des Niederniveaumesslabors in Stollen IV. Die Simulation umfasst die Kartografierung der Ortsdosisleistung

und des erzeugten Neutronenflusses sowie die Aktivierung einzelner Laborkomponenten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle Ergebnisse auf die aktualisierte Fassung der StrSchV 2018 angepasst.

Außerdem fanden Arbeiten an der im Felsenkeller eingesetzten Radiofrequenz-Ionenquelle von NEC statt. Hierfür wurden bereits vor Verbringung des Beschleunigertanks in das Stollensystem übertägige Tests durchgeführt, welche die Langzeitstabilität und den maximal zu erwartenden Strahlstrom untersucht und somit zum Verständnis der Quelle beigetragen haben. Der eigens dafür eingerichtete Teststand ermöglichte schnelle technische Änderungen, so wurden die RF-Klemmenpositionen optimiert und das Quellgehäuse an die Bedingungen im Beschleuniger angepasst. Am Teststand wurden bis zu $114\ \mu\text{A}$ bei $20\ \text{keV}$ Heliumstrahl erreicht. Beim bisherigen Untertageeinsatz wurden bis zu $32\ \mu\text{A}$ erzielt, jedoch liegt dabei der Messpunkt einige Meter weiter entfernt, sodass von höheren Strahlverlusten auszugehen ist.

Zusammenfassend wurden im Rahmen dieser Arbeit der für die Errichtung des Felsenkellerbeschleunigers wichtige natürliche Neutronenfluss an sechs Messorten in Stollen IV und VIII vermessen und zusätzlich die Ausbreitung von Gesteins- und myoneninduzierten Neutronen mit FLUKA simuliert. Darüber hinaus wurde am tiefen Untertagelabor LSC Canfranc eine weitere Neutronenmessung durchgeführt und vorläufig ausgewertet. Für das Felsenkellerlabor in Stollen VIII wurden Strahlenschutzrechnungen präsentiert sowie Tests und konzeptionelle Arbeiten an der Radiofrequenz-Ionenquelle des Beschleunigers beschrieben.

Anhang A

Technische Angaben zu den verwendeten Zählern

A.1 LND-252248

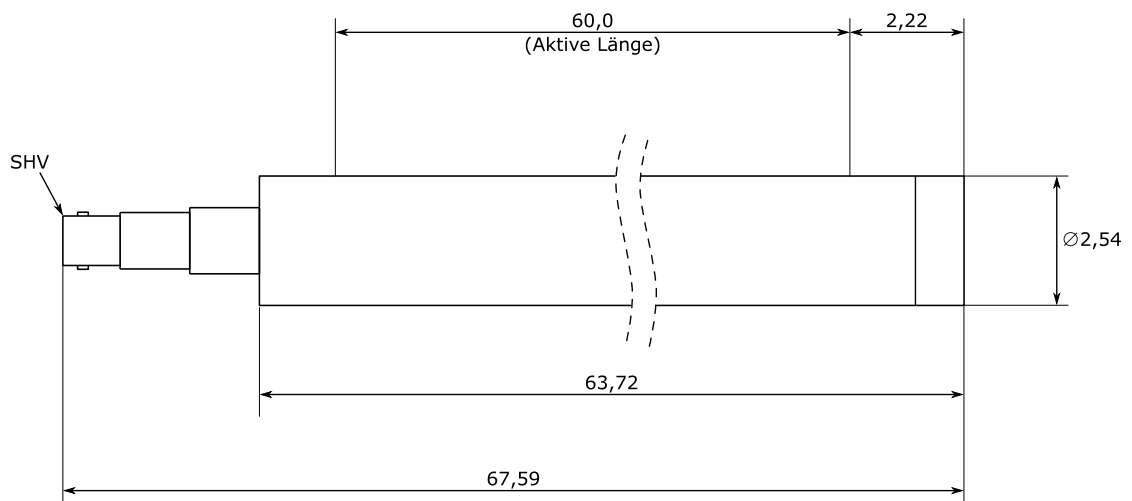


ABBILDUNG A.1: Abmessungen LND-252248 [189]. Angaben in cm.

A.2 LND-252189

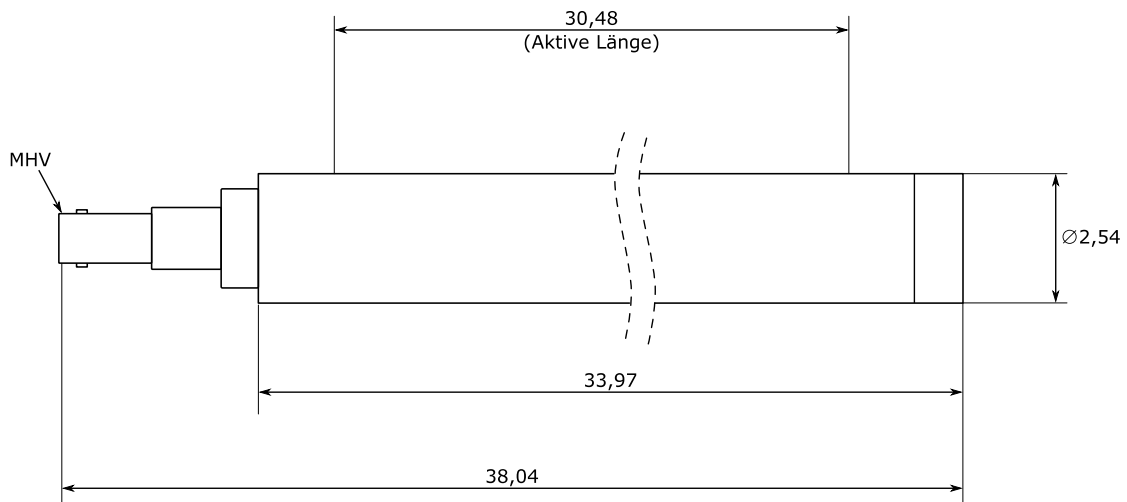


ABBILDUNG A.2: Abmessungen LND-252189 [190]. Angaben in cm.

A.3 SP9

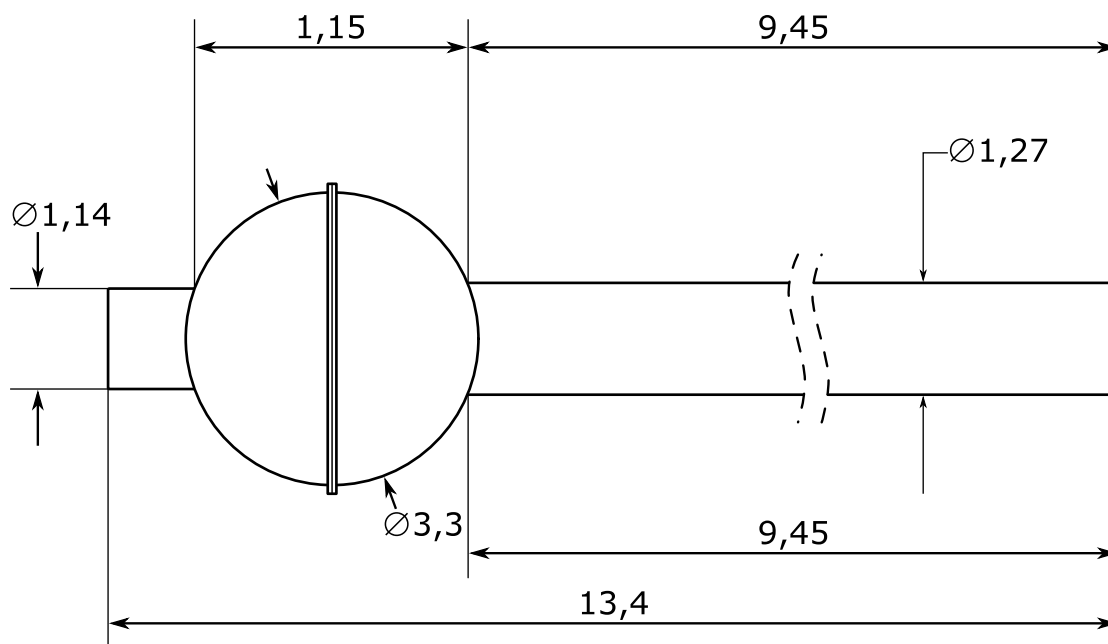


ABBILDUNG A.3: Abmessungen eines SP9 (Maße entnommen aus [191]). Angaben in cm.

Anhang B

Aufbauzeichnungen der Moderatoren

B.1 Detektorset A

Bezeichnung	Moderatorgröße / cm ³	Bemerkungen
A0	ohne	-
A1	4,5 × 4,5 × 70	-
A2	7,0 × 7,0 × 70	-
A3	12,0 × 12,0 × 70	-
A4	18,0 × 18,0 × 70	-
A5	22,5 × 22,5 × 70	-
A6	27,0 × 27,0 × 70	-

TABELLE B.1: Abmessungen von Detektorset A.

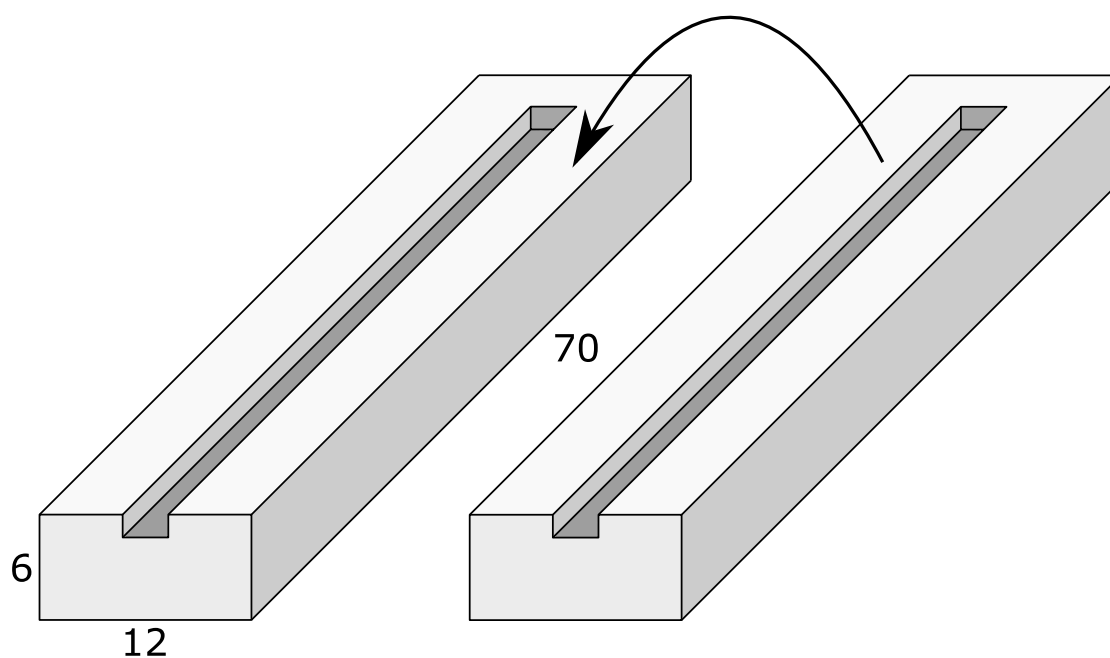


ABBILDUNG B.1: Aufbau der Moderatoren in Set A. Alle Moderatoren bestehen aus zwei übereinander zu legenden Polyethylen-Halbquadern, die im Inneren eine Spur für ein Zählrohr besitzen. Die Skizze zeigt Detektor A3, alle Angaben in cm. Zur Fixierung wurden die Halbschalen zusätzlich mit Klebeband aneinander befestigt.

B.2 Detektorset B

Bezeichnung	Moderatorgröße / cm ³	Bemerkungen
B7	7,0 × 7,0 × 40,5	-
B8	22,5 × 22,5 × 40,5	-
B9	21,0 × 21,0 × 40,5	0,5 cm Bleischicht

TABELLE B.2: Abmessungen von Detektorset B.

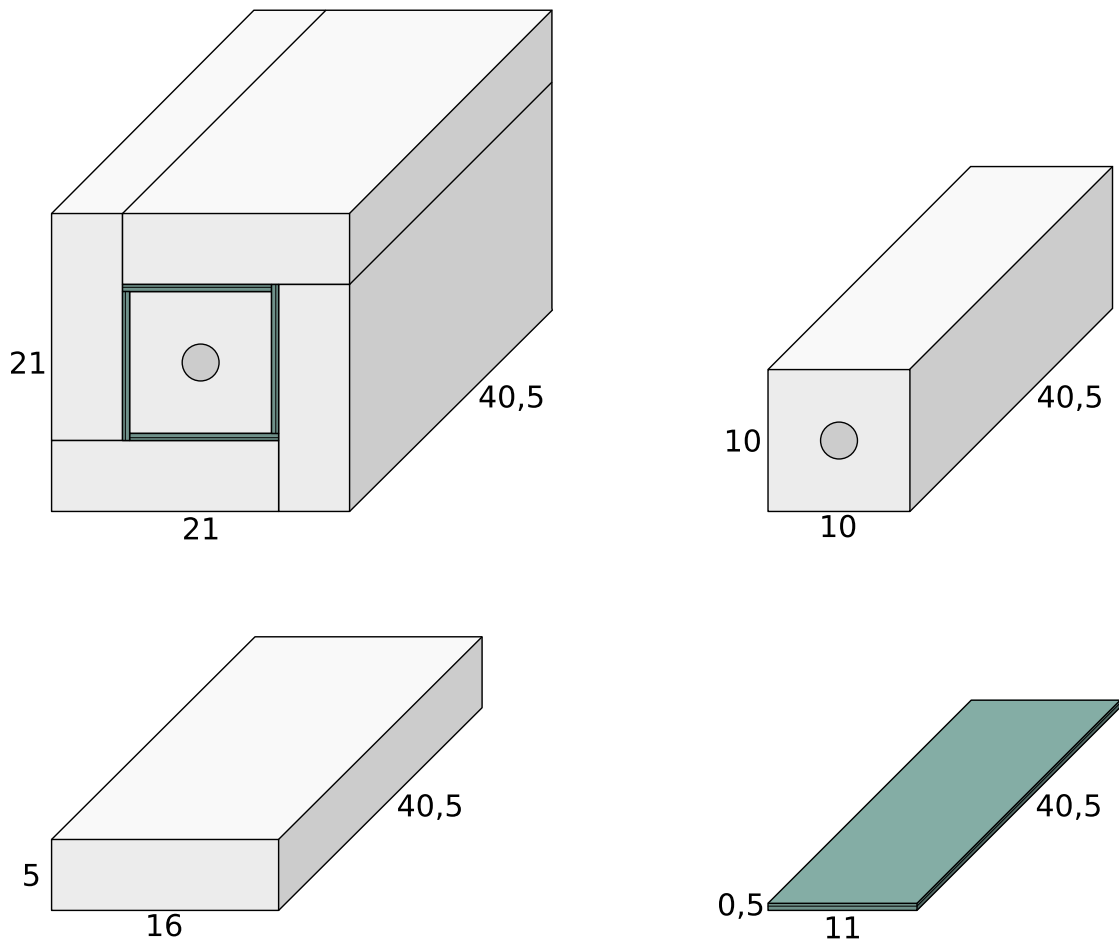


ABBILDUNG B.2: Aufbau für Moderator B9. Im Inneren befindet sich ein eigenständiger Polyethylen-Moderator mit 10 cm Maßen, der nach außen hin mit je vier 0,5 cm Blei (grün) und 5 cm Quadern erweitert wird. Alle Angaben in cm. Eine zusätzliche Fixierung mit Klebeband oder Kabelbindern ist erforderlich.

B.3 Detektorset C

Bezeichnung	Moderatorgröße / cm ³	Bemerkungen
C10	21,0 × 21,0 × 70	0,5 cm Bleischicht
C11	ohne	0,05 cm Cadmium
C12	25,0 × 25,0 × 70	1,0 cm Bleischicht + 0,07 cm Cadmium

TABELLE B.3: Abmessungen von Detektorset C.

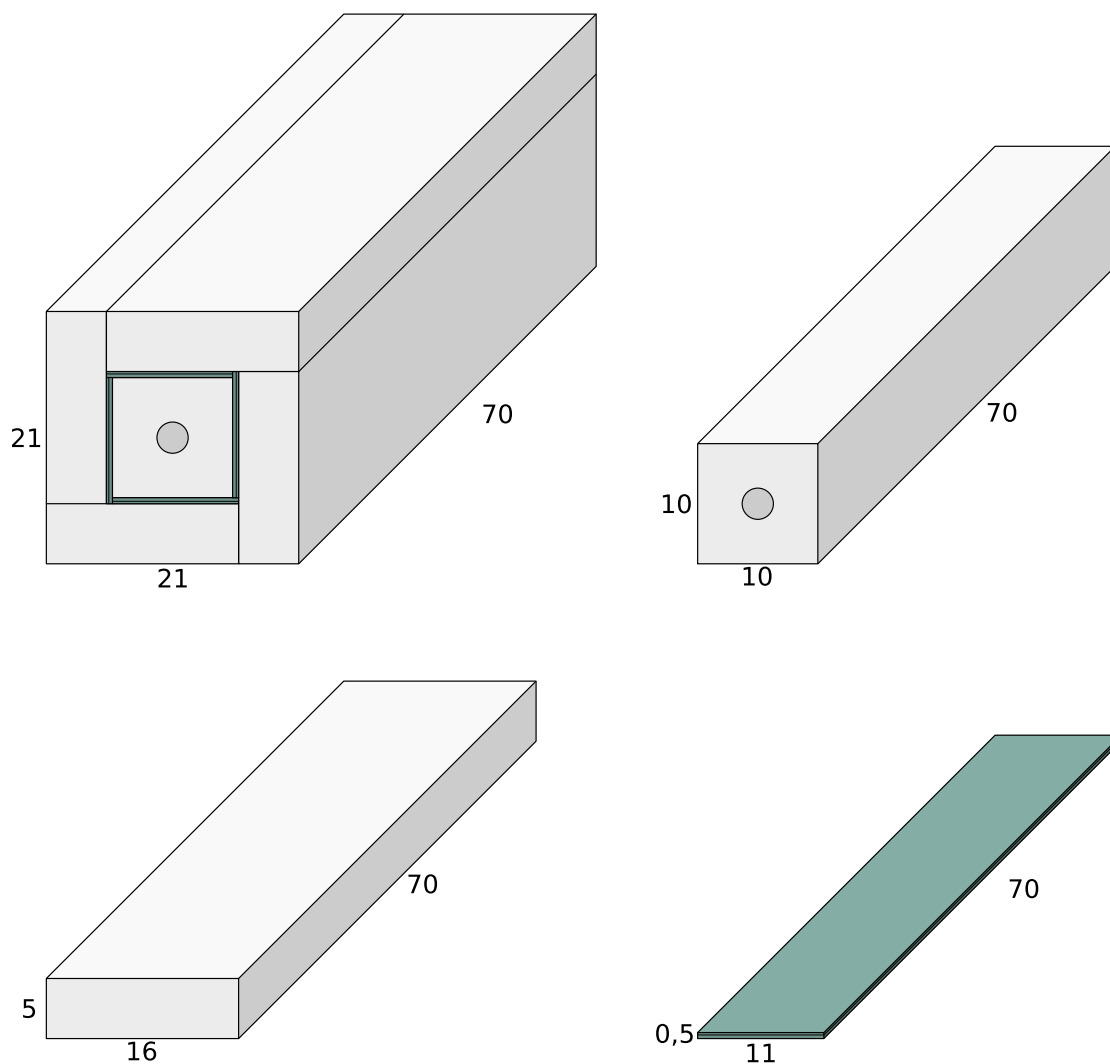


ABBILDUNG B.3: Aufbau für Moderator C10. Im Inneren befindet sich ein eigenständiger Polyethylen-Moderator mit 10 cm Maßen, der nach außen hin mit je vier 0,5 cm Blei (grün) und 5 cm Quadern erweitert wird. Alle Angaben in cm. Eine zusätzliche Fixierung mit Klebeband oder Kabelbindern ist erforderlich.

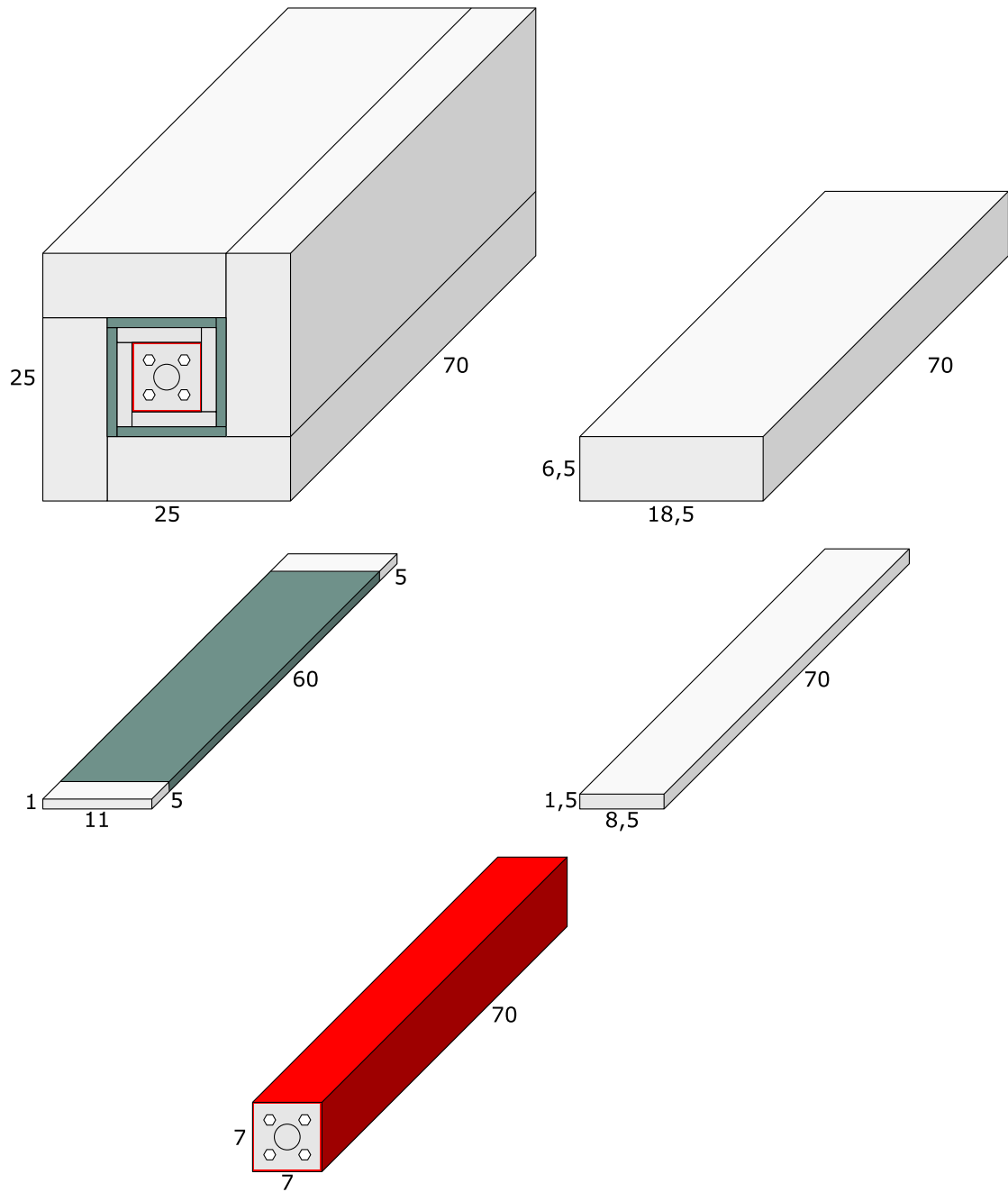


ABBILDUNG B.4: Aufbauskizze für Detektor C12. Zusammenbau aus Quadereinzeln mit je 4 Quadern pro Schicht. Die zweite Schicht von außen besteht aus 5 cm PE - 60 cm Pb - 5 cm PE mit einer Dicke von 1 cm. Der Quader im Inneren besitzt eine 0,7 mm starke Cadmiumschicht (rot) zum Einfang thermischer Neutronen und eine Öffnung für das Zählrohr. Der innere Quader ist zusätzlich durch M8 Schrauben fixiert. Der gesamte Detektor wurde während der Messung mit Klebeband fixiert. Angaben in cm.

Anhang C

WinBUGS Pulshöhenspektren

C.1 Stollen IV - Messkammer 2

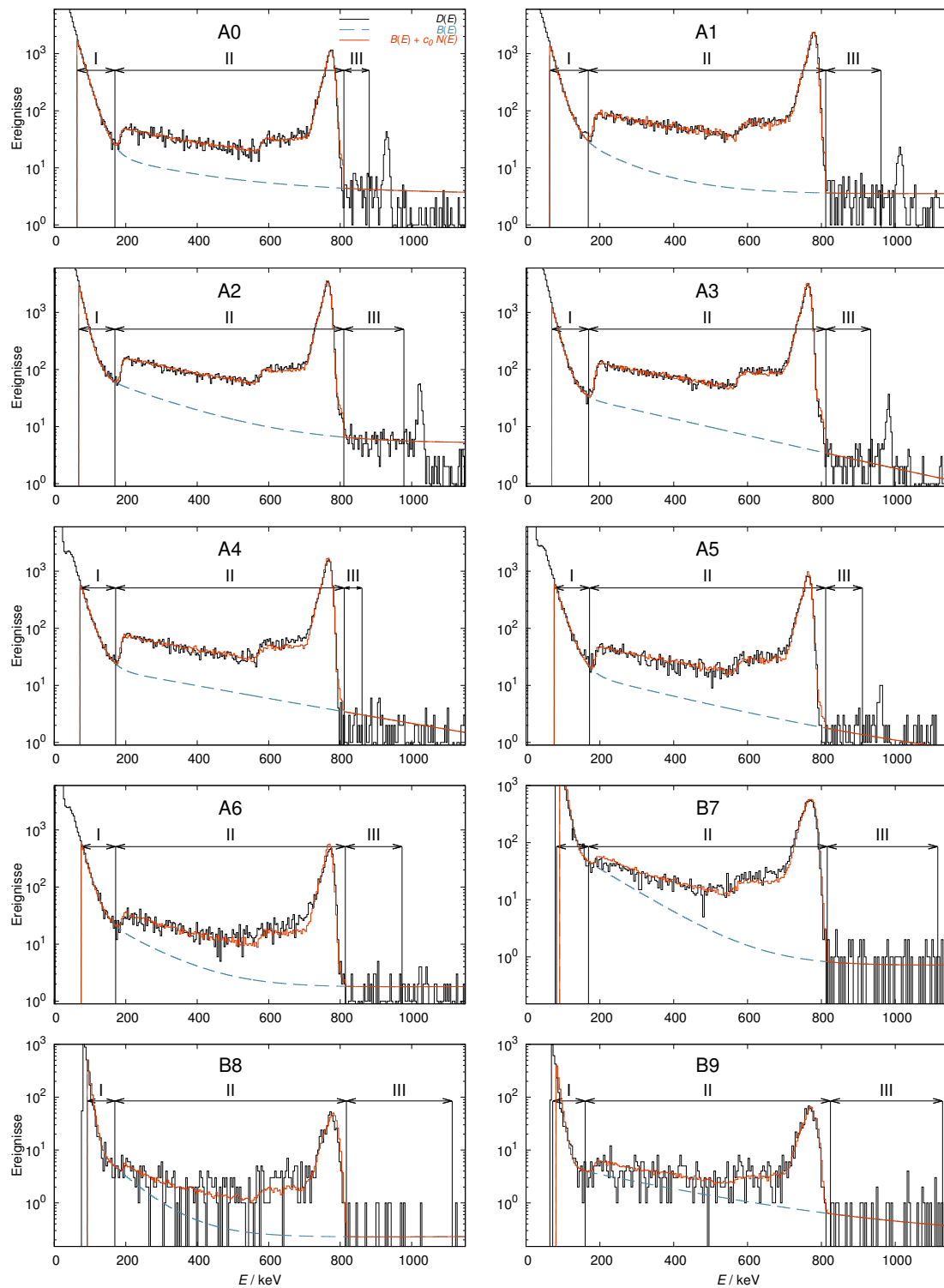


ABBILDUNG C.1: In Messkammer 2 aufgezeichnete und mit WINBUGS 1.4 gefittete Pulshöhenspektren. Kampagne A lief 27,7 und B 10,6 Tage.

C.2 Stollen IV - Werkstatt

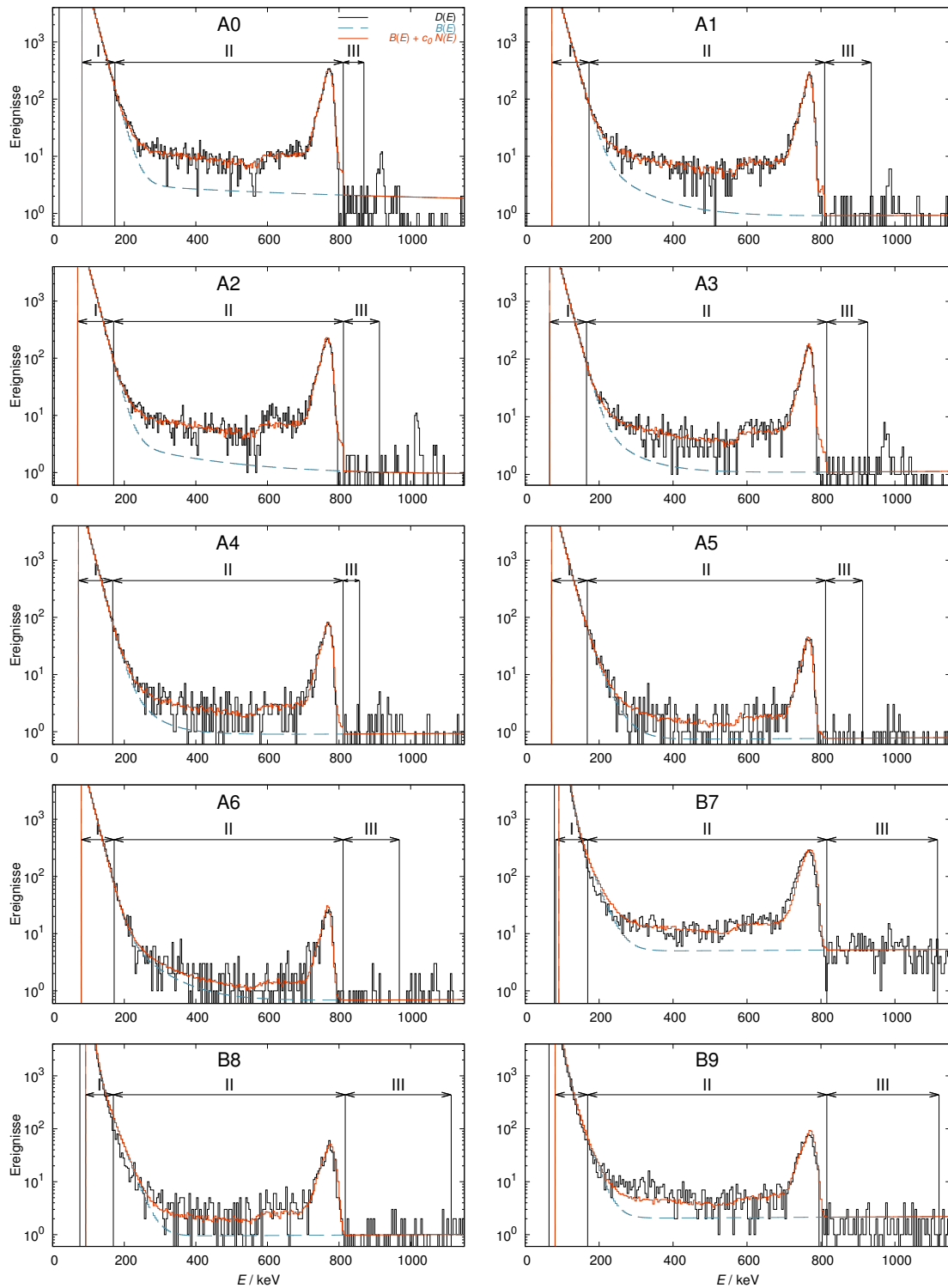


ABBILDUNG C.2: In der Werkstatt aufgezeichnete und mit WINBUGS 1.4 gefittete Pulshöhenspektren. Kampagne A lief 12,5 und B 14,0 Tage.

C.3 Stollen IV - Messkammer 1

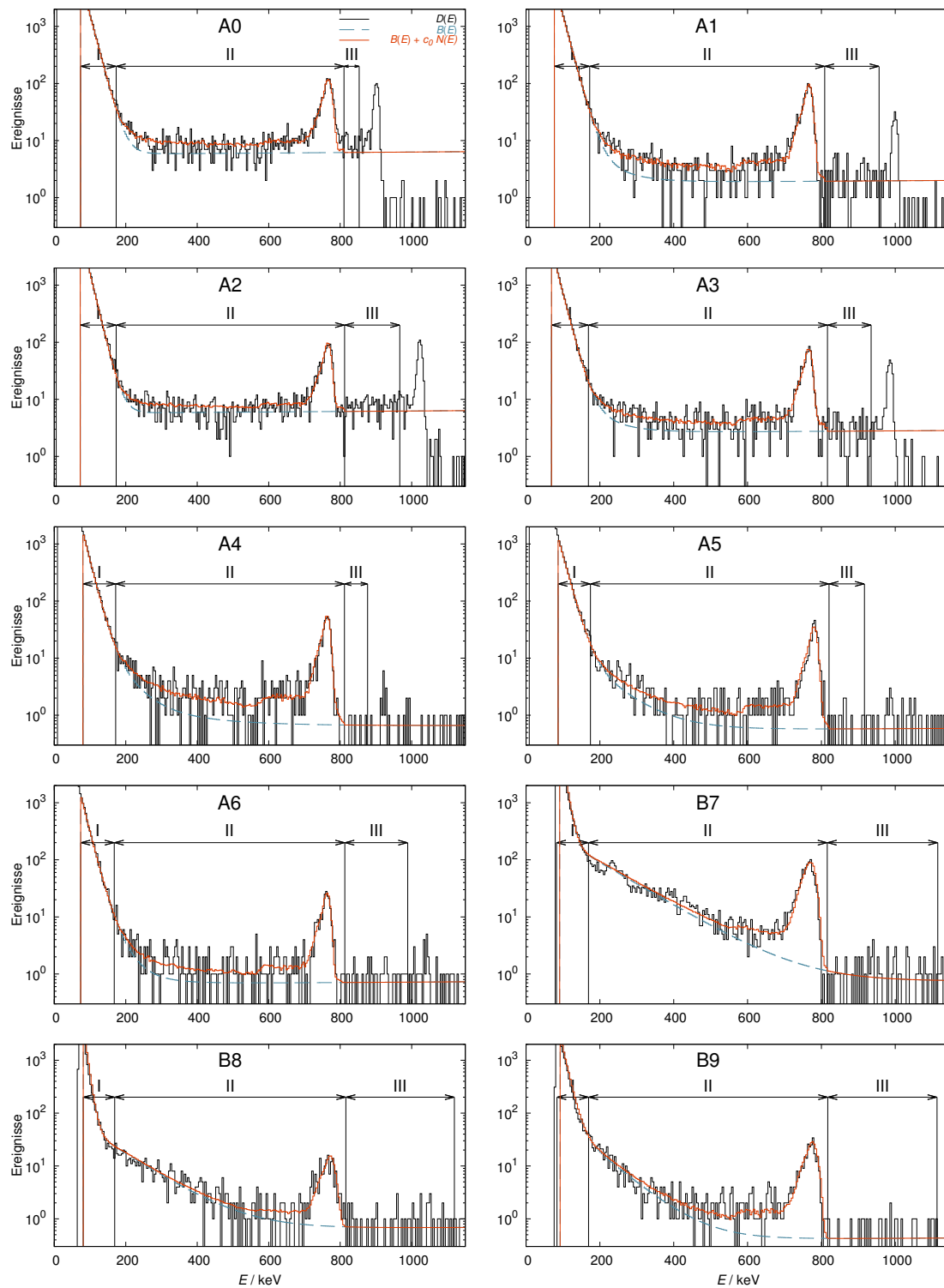


ABBILDUNG C.3: In Messkammer 1 aufgezeichnete und mit WINBUGS 1.4 gefittete Pulshöhenspektren. Kampagne A lief 7,5 und B 25,3 Tage. Für Detektor B7 wurden 7,0 Tage wegen zu hohen Rauschens verworfen.

C.4 Stollen VIII - Datentechnikraum

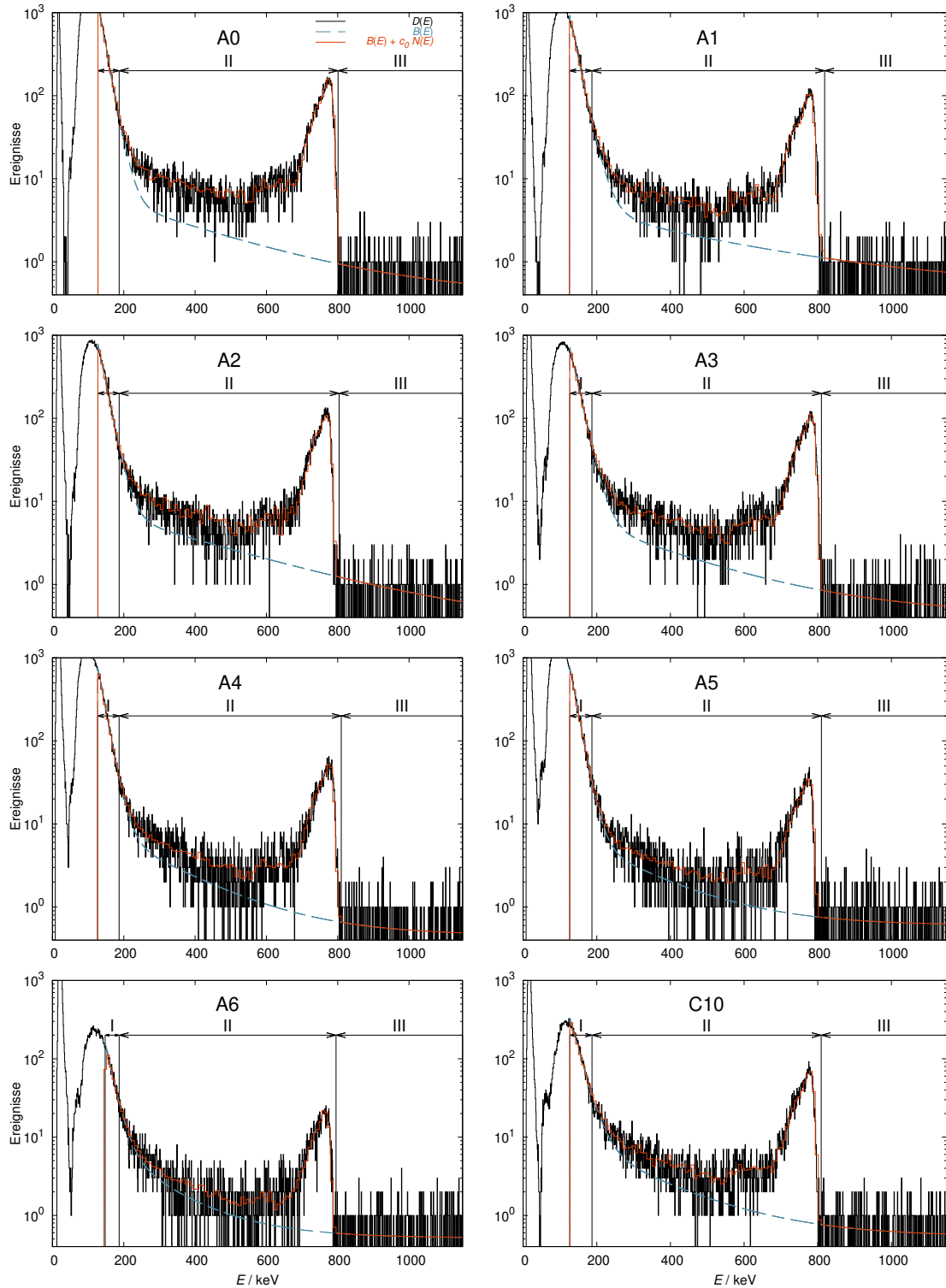


ABBILDUNG C.4: Im Datenraum aufgezeichnete und mit WINBUGS 1.4 gefittete Pulshöhenspektren. Für Darstellungszwecke wurden bei $B(E) + c_0 N(E)$ jeweils 8 Bins zusammengefasst und gemittelt dargestellt. Die Messdauer betrug 7,9 Tage.

C.5 Stollen VIII - Targetraum

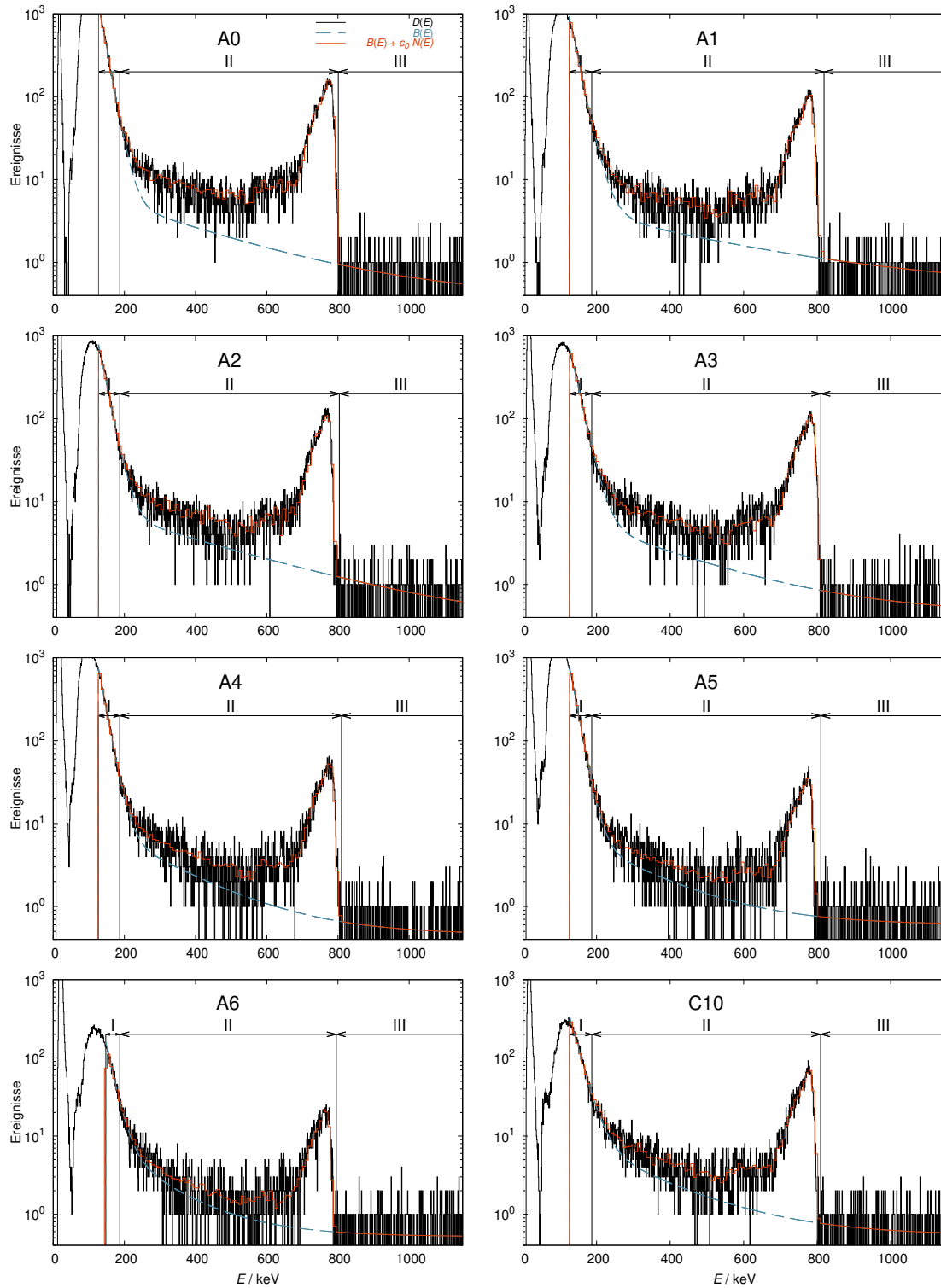


ABBILDUNG C.5: Im Targetraum aufgezeichnete und mit WINBUGS 1.4 gefittete Pulshöhenspektren. Für Darstellungszwecke wurden bei $B(E) + c_0 N(E)$ jeweils 8 Bins zusammengefasst und gemittelt dargestellt. Die Messdauer betrug 32,6 Tage.

C.6 Stollen VIII - Aktivierungsmessraum

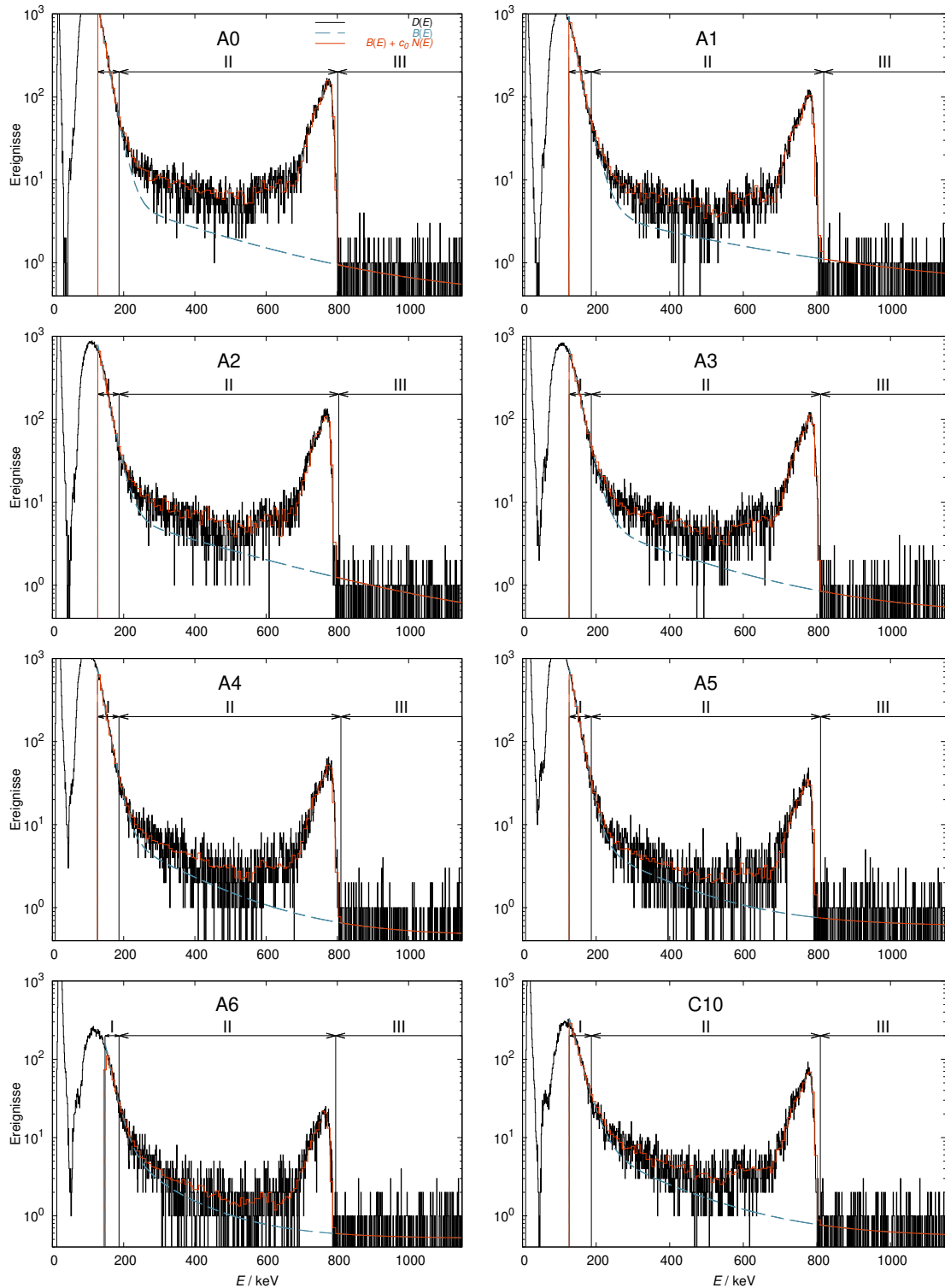


ABBILDUNG C.6: Im Aktivierungsmessraum aufgezeichnete und mit WINBUGS 1.4 gefittete Pulshöhenspektren. Für Darstellungszwecke wurden bei $B(E) + c_0 N(E)$ jeweils 8 Bins zusammengefasst und gemittelt dargestellt. Die Messdauer betrug 55,6 Tage.

Anhang D

Savitzky-Golay-Filter Fits

D.1 Vorhersagen - Myoneninduzierte Neutronen

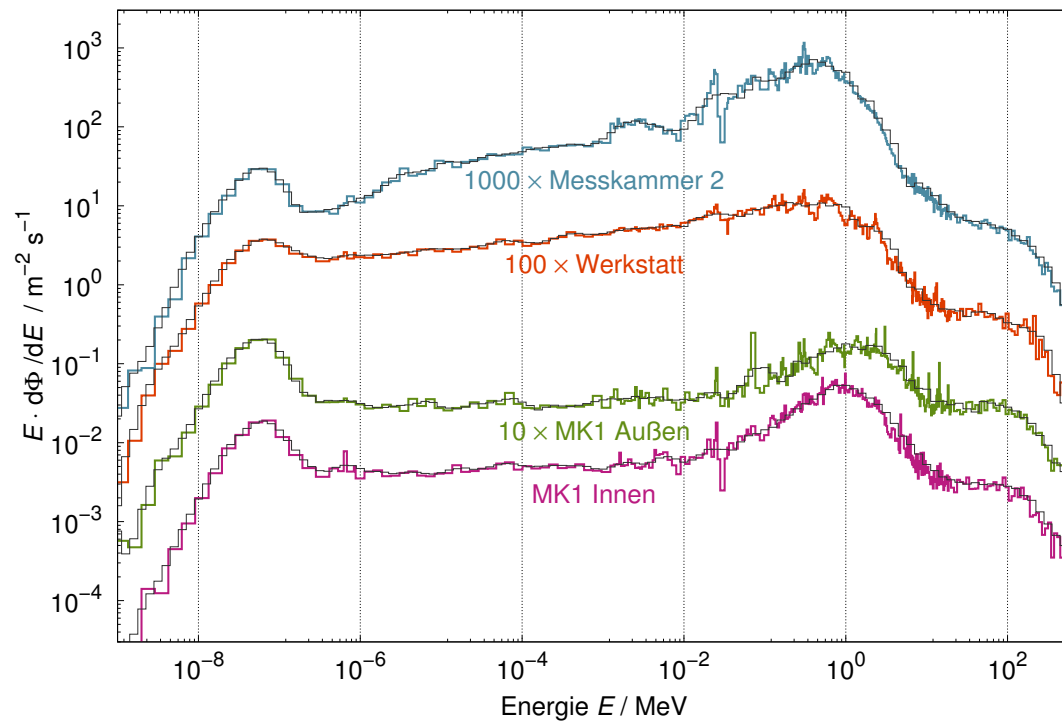


ABBILDUNG D.1: Anwendung des SAVITZKY-GOLAY Filters in Stollen IV für das Myonenspektrum. Vorhersage in Farbe, Filteranpassung dunkelgrau hinterlegt.

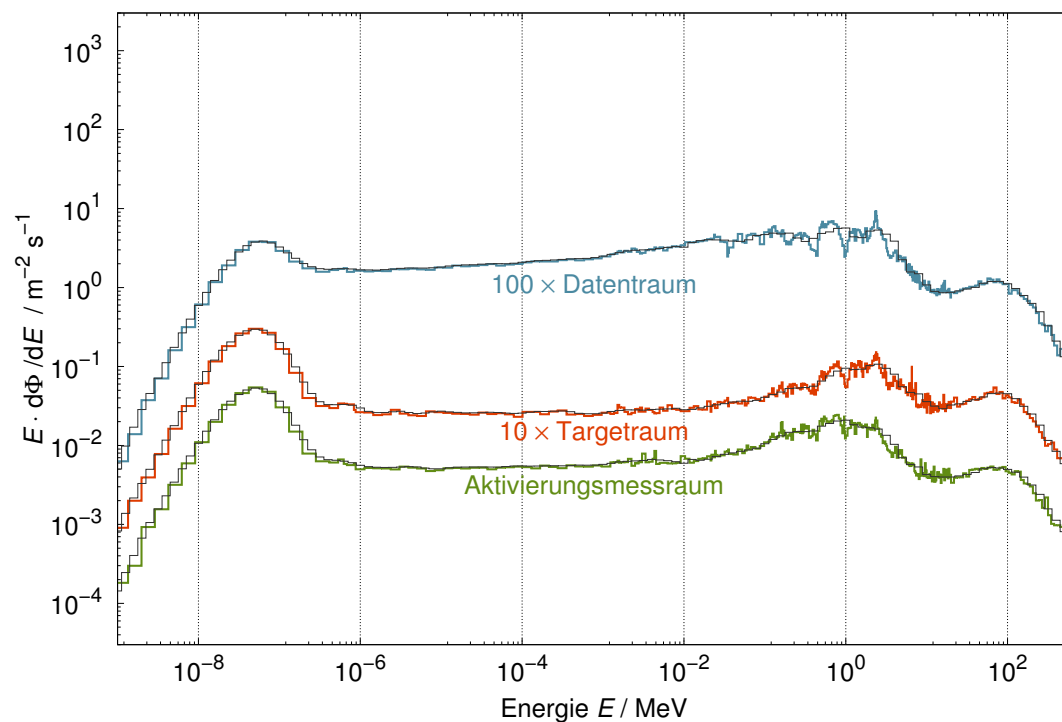


ABBILDUNG D.2: Anwendung des SAVITZKY-GOLAY Filters in Stollen VIII für das Myonenspektrum. Vorhersage in Farbe, Filteranpassung dunkelgrau hinterlegt.

D.2 Vorhersagen - Gesteinsneutronen

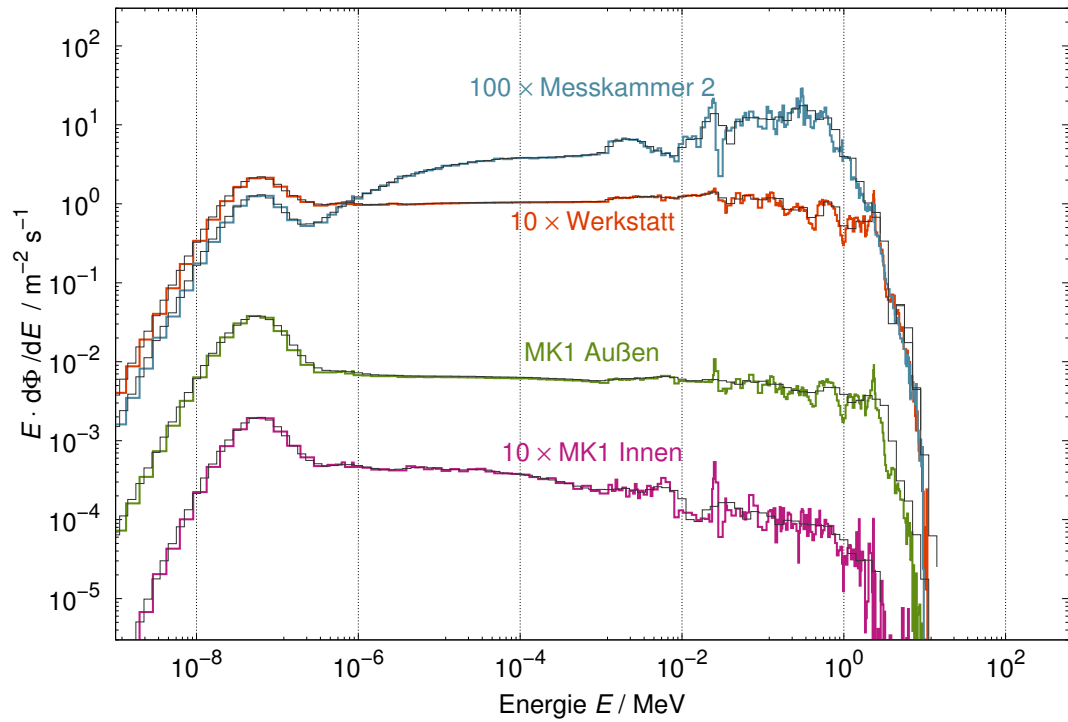


ABBILDUNG D.3: Anwendung des SAVITZKY-GOLAY Filters in Stollen VIII für das Gesteinsspektrum. Vorhersage in Farbe, Filteranpassung dunkelgrau hinterlegt.

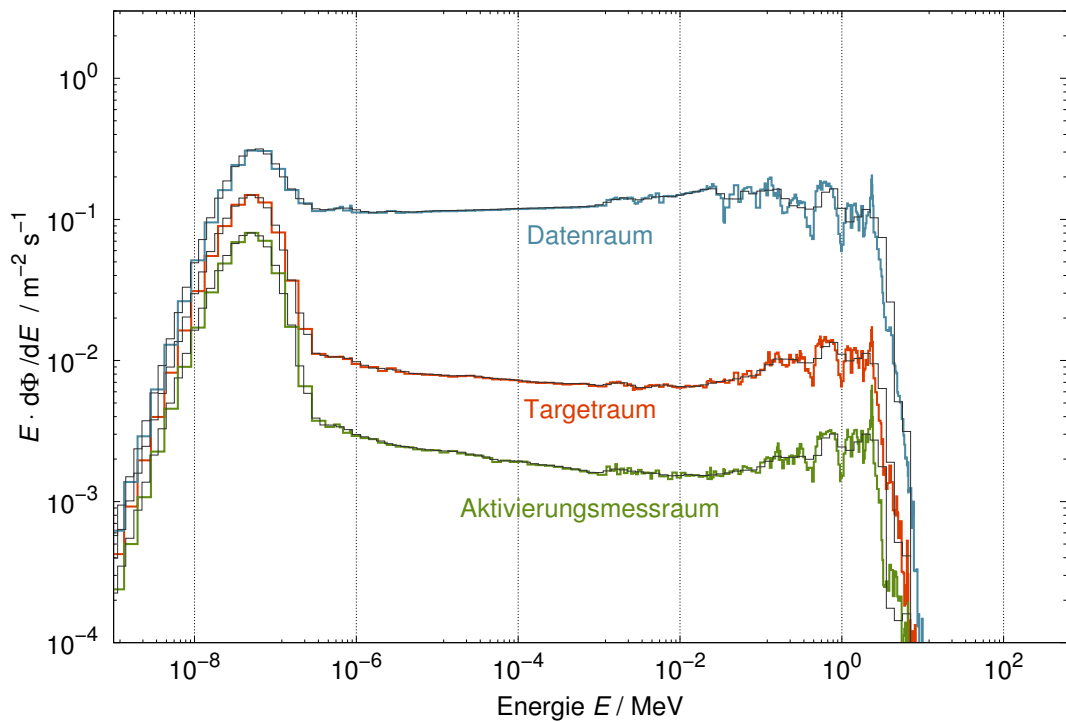


ABBILDUNG D.4: Anwendung des SAVITZKY-GOLAY Filters in Stollen VIII für das Gesteinsspektrum. Vorhersage in Farbe, Filteranpassung dunkelgrau hinterlegt.

D.3 Manuelle Anpassung - Summationsspektrum

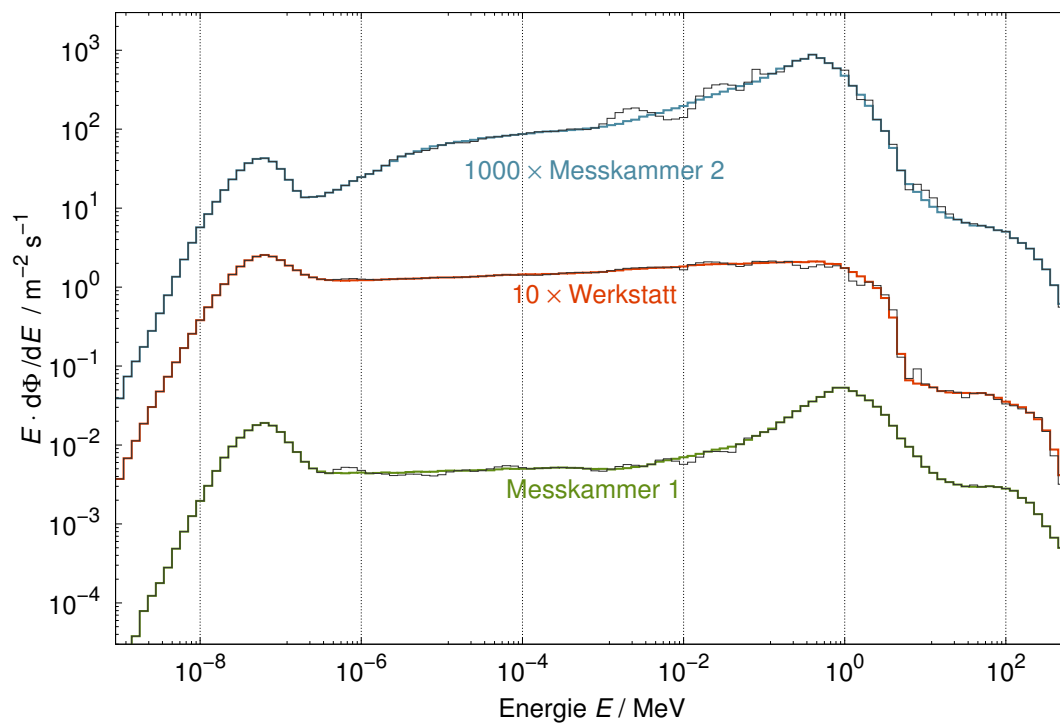


ABBILDUNG D.5: Ausgangsspektren für die Entfaltung nach manueller Anpassung für Stollen IV. Grau hinterlegt ist das Ergebnis des SAVITZKY-GOLAY Filters.

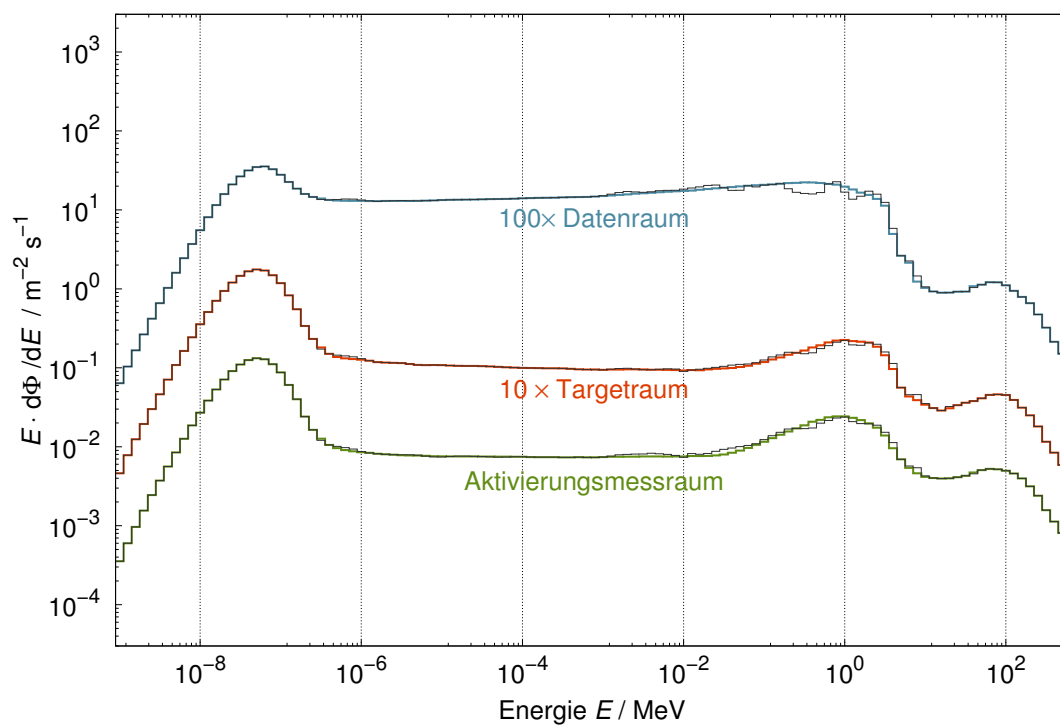


ABBILDUNG D.6: Ausgangsspektren für die Entfaltung nach manueller Anpassung für Stollen VIII. Grau hinterlegt ist das Ergebnis des SAVITZKY-GOLAY Filters.

Anhang E

Entfaltung mit GRAVEL

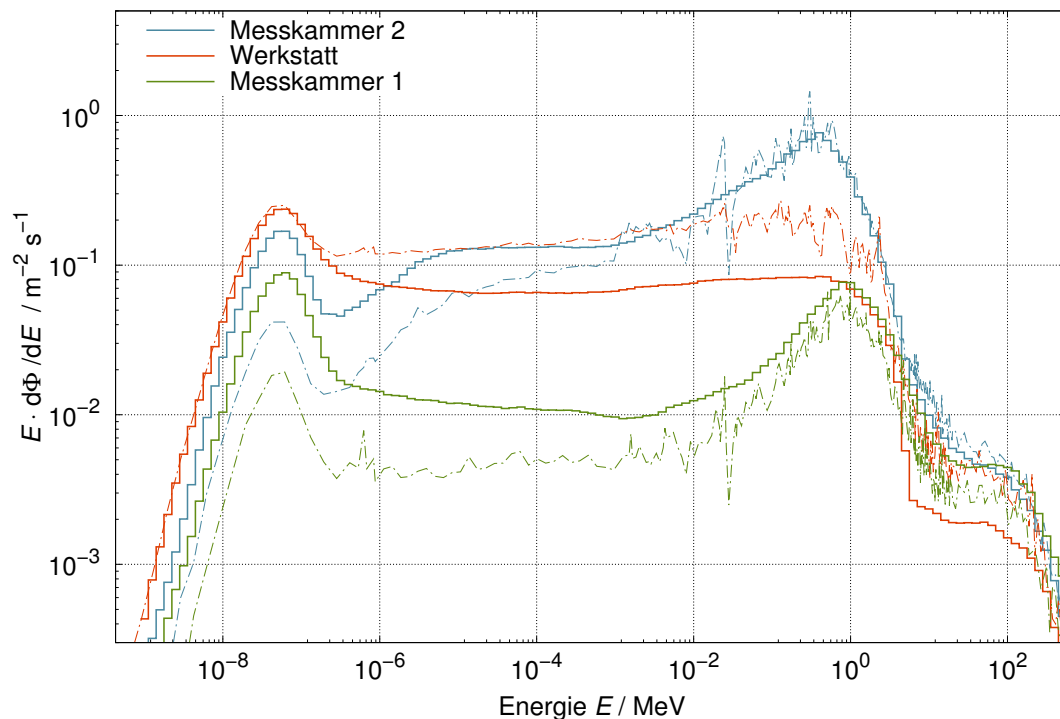


ABBILDUNG E.1: Mit GRAVEL entfaltete Neutronenspektren für Stollen IV mit Hilfe der Summationsvorhersage. Gestrichelt hinterlegt sind die FLUKA-Vorhersagen.

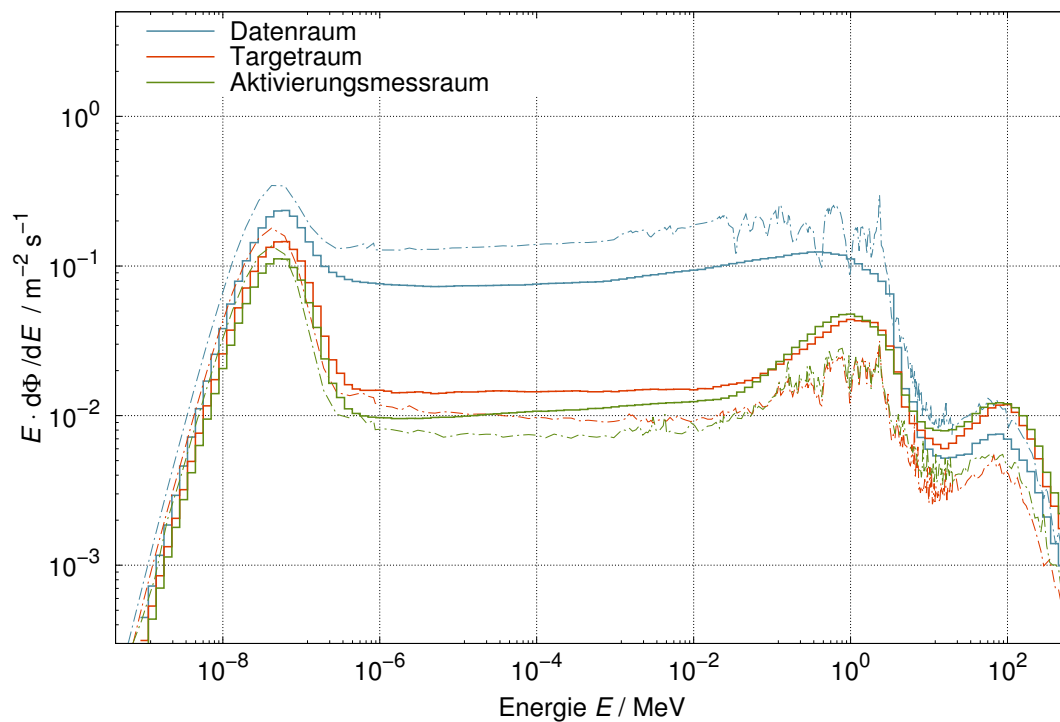


ABBILDUNG E.2: Mit GRAVEL entfaltete Neutronenspektren für Stollen VIII mit Hilfe der Summationsvorhersage. Gestrichelt hinterlegt sind die FLUKA-Vorhersagen.

Anhang F

Ω -Variation mit GRAVEL

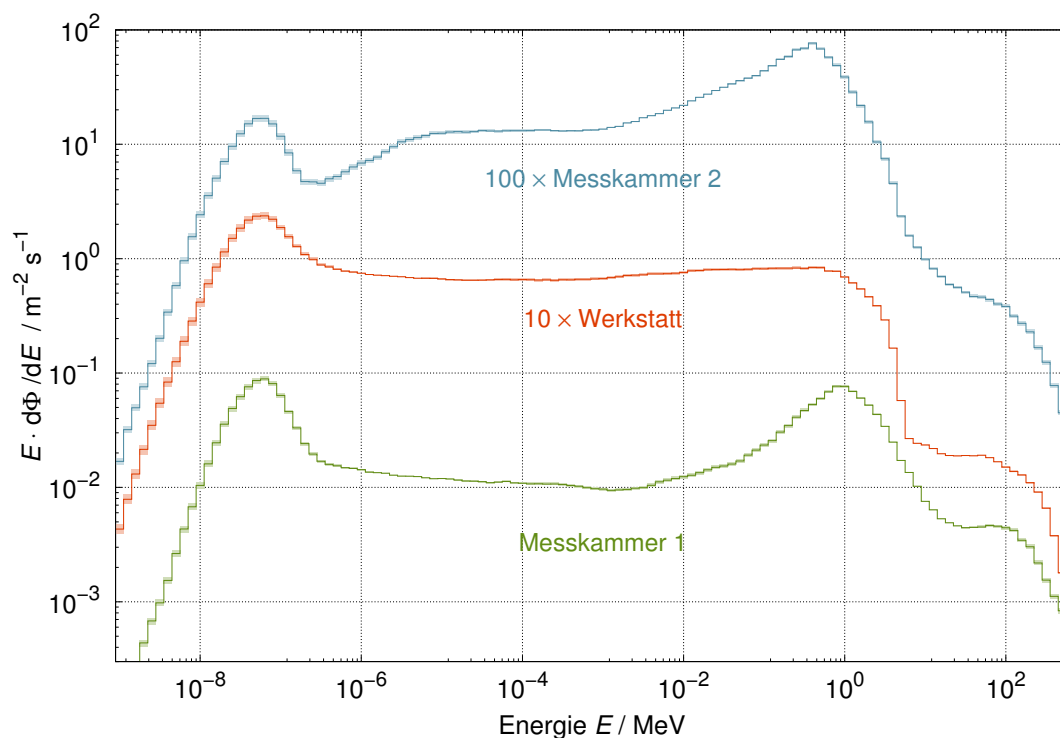


ABBILDUNG F.1: Unsicherheiten durch Variation des freien Ω -Parameters um $\pm 40\%$ in Stollen IV am Beispiel GRAVEL.

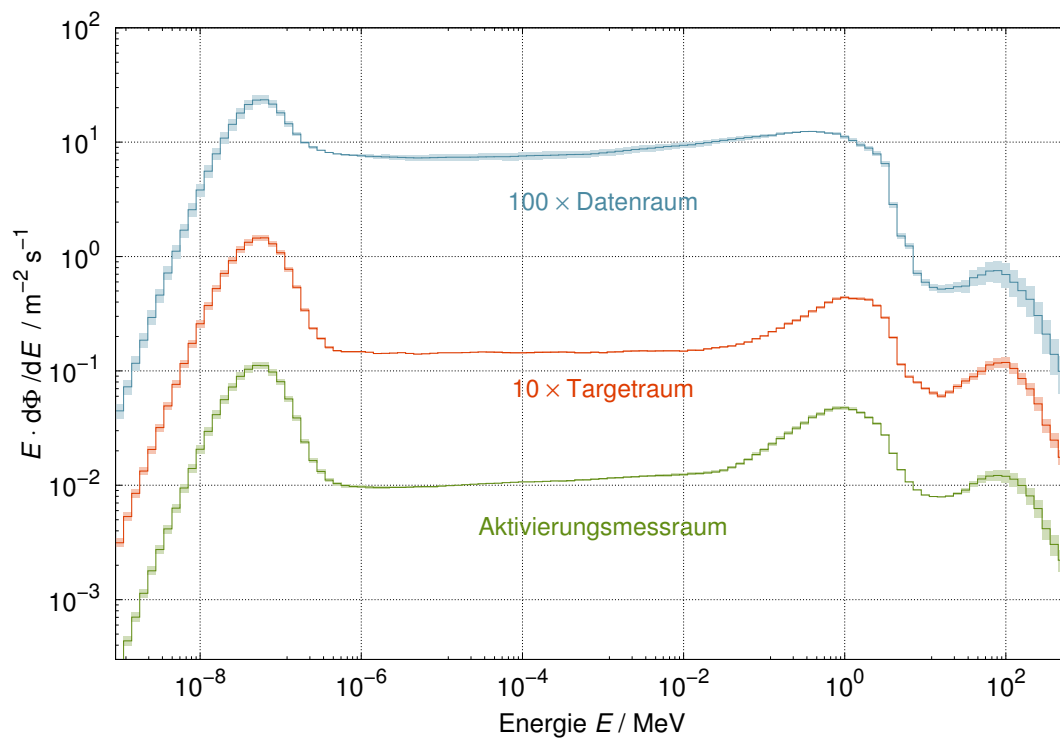


ABBILDUNG F.2: Unsicherheiten durch Variation des freien Ω -Parameters um $\pm 40\%$ in Stollen VIII am Beispiel GRAVEL.

Anhang G

Aktivierungssimulationen

G.1 S3 - Aktivierung Fels nach StrSchV 2001

Radio-nuklid	Anlage III, Tab. 1, Sp. 5 $FG_i / \text{Bq/g}$	Spez. Aktivität $A_i / \text{Bq/g}$	Nuklidanteil n	n/A_{StrSchV} $/ (\text{Bq/g})^{-1}$
^{20}F	$1,0 \times 10^2$	$5,4 \times 10^{-3}$	0,0262	0,0003
^{23}Ne	$1,0 \times 10^2$	$3,2 \times 10^{-3}$	0,0157	0,0002
^{24}Na	$1,0 \times 10^1$	$4,4 \times 10^{-2}$	0,2142	0,0214
^{25}Na	$1,0 \times 10^2$	$1,5 \times 10^{-4}$	0,0008	0,0000
^{27}Mg	$1,0 \times 10^1$	$1,1 \times 10^{-2}$	0,0556	0,0056
^{28}Al	$1,0 \times 10^1$	$1,2 \times 10^{-1}$	0,5909	0,0591
^{29}Al	$1,0 \times 10^2$	$2,5 \times 10^{-3}$	0,0121	0,0001
^{31}Si	$1,0 \times 10^3$	$3,9 \times 10^{-3}$	0,0190	0,0000
^{32}P	$2,0 \times 10^1$	$3,6 \times 10^{-4}$	0,0017	0,0001
^{38}Cl	$1,0 \times 10^1$	$1,9 \times 10^{-4}$	0,0009	0,0001
^{42}K	$1,0 \times 10^2$	$2,2 \times 10^{-3}$	0,0108	0,0001
^{45}Ca	$7,0 \times 10^1$	$5,5 \times 10^{-4}$	0,0027	0,0000
^{46}Sc	$3,0 \times 10^{-1}$	$5,1 \times 10^{-4}$	0,0025	0,0083
^{47}Sc	$1,0 \times 10^2$	$1,4 \times 10^{-4}$	0,0007	0,0000
^{48}Sc	$1,0 \times 10^1$	$2,2 \times 10^{-4}$	0,0011	0,0001
^{51}Cr	$1,0 \times 10^2$	$9,5 \times 10^{-5}$	0,0005	0,0000
^{54}Mn	$4,0 \times 10^{-1}$	$3,9 \times 10^{-4}$	0,0019	0,0047
^{56}Mn	$1,0 \times 10^1$	$6,2 \times 10^{-3}$	0,0301	0,0030
^{55}Fe	$2,0 \times 10^2$	$7,4 \times 10^{-4}$	0,0036	0,0000
^{65}Zn	$5,0 \times 10^{-1}$	$2,1 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0002
^{85}Sr	$1,0 \times 10^0$	$4,5 \times 10^{-5}$	0,0002	0,0002
^{87}Sr	$1,0 \times 10^2$	$2,4 \times 10^{-4}$	0,0012	0,0000
^{131}Cs	$9,0 \times 10^2$	$4,7 \times 10^{-5}$	0,0002	0,0000
^{131}Ba	$1,0 \times 10^1$	$7,1 \times 10^{-5}$	0,0003	0,0000
^{135}Ba	$1,0 \times 10^2$	$2,2 \times 10^{-4}$	0,0011	0,0000
^{136}Ba	$1,0 \times 10^2$	$7,6 \times 10^{-4}$	0,0037	0,0000
^{137}Ba	$1,0 \times 10^1$	$3,4 \times 10^{-4}$	0,0016	0,0002
^{139}Ba	$1,0 \times 10^2$	$10,0 \times 10^{-5}$	0,0005	0,0000
Summe:	-	0,204 Bq/g	1,0000	0,1039
Uneingeschränkte Freigabe bis				9,6 Bq/g
Ausschöpfungsgrad uneingeschränkte Freigabe				2,13%

TABELLE G.1: Aktivierung des Gesteins im Intensitätsmaximum der Ortsdosisleistung im Szenario S3 nach 15 Jahren Dauerbetrieb gemäß StrSchV 2001 [178]. Vor allem ^{28}Al und ^{24}Na senken die Freigabegrenze, besitzen jedoch geringe Halbwertszeiten von 2,246 min und 14,96 h. Nuklide, deren Anteil weniger als 0,1% beträgt, sind nicht dargestellt.

G.2 S3 - Aktivierung Beton nach StrSchV 2001

Radio- nuklid	Anlage III, Tab. 1, Sp. 5 $FG_i / \text{Bq/g}$	Spez. Aktivität $A_i / \text{Bq/g}$	Nuklidanteil n	n/A_{StrSchV} $/ (\text{Bq/g})^{-1}$
^{23}Ne	$1,0 \times 10^2$	$2,2 \times 10^{-4}$	0,0005	0,0000
^{24}Na	$1,0 \times 10^1$	$1,3 \times 10^{-2}$	0,0272	0,0027
^{25}Na	$1,0 \times 10^2$	$3,8 \times 10^{-4}$	0,0008	0,0000
^{27}Mg	$1,0 \times 10^1$	$4,7 \times 10^{-3}$	0,0099	0,0010
^{28}Al	$1,0 \times 10^1$	$1,4 \times 10^{-1}$	0,3039	0,0304
^{29}Al	$1,0 \times 10^2$	$4,2 \times 10^{-3}$	0,0089	0,0001
^{31}Si	$1,0 \times 10^3$	$3,0 \times 10^{-2}$	0,0630	0,0001
^{42}K	$1,0 \times 10^2$	$6,3 \times 10^{-4}$	0,0013	0,0000
^{43}K	$1,0 \times 10^1$	$5,8 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0000
^{44}K	$1,0 \times 10^1$	$1,0 \times 10^{-4}$	0,0002	0,0000
^{41}Ca	$2,0 \times 10^1$	$2,5 \times 10^{-4}$	0,0005	0,0000
^{45}Ca	$7,0 \times 10^1$	$1,2 \times 10^{-1}$	0,2478	0,0035
^{47}Sc	$1,0 \times 10^2$	$1,9 \times 10^{-4}$	0,0004	0,0000
^{51}Cr	$1,0 \times 10^2$	$8,5 \times 10^{-2}$	0,1796	0,0018
^{54}Mn	$4,0 \times 10^{-1}$	$1,7 \times 10^{-3}$	0,0037	0,0092
^{56}Mn	$1,0 \times 10^1$	$2,3 \times 10^{-3}$	0,0049	0,0005
^{55}Fe	$2,0 \times 10^2$	$6,8 \times 10^{-2}$	0,1434	0,0007
^{59}Fe	$1,0 \times 10^0$	$1,8 \times 10^{-3}$	0,0038	0,0038
Summe:	-	0,474 Bq/g	1,0000	0,0539
Uneingeschränkte Freigabe bis				18,5 Bq/g
Ausschöpfungsgrad uneingeschränkte Freigabe				2,56%

TABELLE G.2: Aktivierung des gesamten FLUKA-Betons direkt nach 15 Jahren Dauerbetrieb S3 mit einer Mittelungsmasse von 300 kg gemäß StrSchV 2001 [178]. ^{28}Al und ^{54}Mn treiben die Freigabegrenze nach unten, wobei ^{54}Mn eine Halbwertszeit von 312,2 d besitzt. Weiterhin treten ^{45}Ca und ^{55}Fe verstärkt auf, wenngleich diese mit ihren höheren Freigrenzen weniger von Bedeutung sind. Sie besitzen Halbwertszeiten von 163,0 d und 2,7 a. Nuklide, deren Anteil weniger als 0,1% beträgt, sind nicht dargestellt.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Grieger et al. “Neutron flux and spectrum in the Dresden Felsenkeller underground facility studied by moderated ^3He counters”. *Phys. Rev. D*, Vol. 101: 123027, Jun 2020.
- [2] E. Aprile et al. “Light Dark Matter Search with Ionization Signals in XENON1T”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123: 251801, Dez 2019.
- [3] Q.R. Ahmad et al. “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89: 011301, Jun 2002.
- [4] X. Bertou. “The ANDES Deep Underground Laboratory”. In Proceedings: *33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, 2.-9. Jul 2013*.
- [5] J. Amsbaugh et al. “An array of low-background ^3He proportional counters for the Sudbury Neutrino Observatory”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 579(3): 1054–1080, 2007.
- [6] G. Heusser. “Low-Radioactivity Background Techniques”. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Vol. 45(1): 543–590, 1995.
- [7] C. Iliadis. *Nuclear Physics of Stars*. Wiley-VCH, 2. Ausgabe, 2015.
- [8] T. Szücs et al. “Background in γ -ray detectors and carbon beam tests in the Felsenkeller shallow-underground accelerator laboratory”. *Eur. Phys. J. A*, Vol. 55(10): 174, Okt 2019.
- [9] D.M. Mei und A. Hime. “Muon-induced background study for underground laboratories”. *Phys. Rev. D*, Vol. 73: 053004, Mär 2006.
- [10] A.I. Barbouti und B.C. Rastin. “A study of the absolute intensity of muons at sea level and under various thicknesses of absorber”. *J. Phys. G*, Vol. 9(12): 1577–1595, Dez 1983.

- [11] P. Zyla et al. “Review of Particle Physics”. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, Vol. 2020(8): 083C01, 2020.
- [12] T. Szücs et al. “Cosmic-ray-induced background intercomparison with actively shielded HPGe detectors at underground locations”. *Eur. Phys. J. A*, Vol. 51(3): 33, 2015.
- [13] P.K.F. Grieder. *Cosmic rays at earth: Researcher’s reference, manual and data book*. Elsevier, 1. Ausgabe, 2001.
- [14] H. Wulandari et al. “Neutron flux at the Gran Sasso underground laboratory revisited”. *Astropart. Phys.*, Vol. 22(3): 313–322, 2004.
- [15] S. Westerdale und P. Meyers. “Radiogenic neutron yield calculations for low-background experiments”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 875: 57–64, 2017.
- [16] K.V. Manukovsky et al. “Neutron production by cosmic-ray muons in various materials”. *Phys. At. Nucl.*, Vol. 79(4): 631–640, Jul 2016.
- [17] R. Beyer et al. “Proton-recoil detectors for time-of-flight measurements of neutrons with kinetic energies from some tens of keV to a few MeV”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 575(3): 449–455, 2007.
- [18] D. Brown et al. “ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data”. *Nucl. Data Sheets*, Vol. 148: 1–142, 2018.
- [19] R.T. Kouzes, A.T. Lintereur und E.R. Siciliano. “Progress in alternative neutron detection to address the helium-3 shortage”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 784: 172–175, 2015.
- [20] C. Kim, J.Y. Yeom und G. Kim. “Digital n- γ Pulse Shape Discrimination in Organic Scintillators with a High-Speed Digitizer”. *J. Radiat. Prot. Res.*, Vol. 44(2): 53–63, 2019.
- [21] L. Pellegrini et al. “Thermal and fast neutron detection with two CLYC scintillators”. In *Proceedings: 2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC): Seattle, USA, 8.-15. Nov 2014*.
- [22] W.M. Stacey. *Nuclear Reactor Physics*. Wiley-VCH, 1. Ausgabe, 2001.
- [23] N. Soppera and M. Bossant and E. Dupont. “JANIS 4: An Improved Version of the NEA Java-based Nuclear Data Information System”. *Nucl. Data Sheets*, Vol. 120: 294–296, 2014.

-
- [24] B. Wiegel et al. “Spectrometry using the PTB neutron multisphere spectrometer (NEMUS) at flight altitudes and at ground level”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 476(1): 52–57, 2002.
- [25] J. Abdurashitov et al. “Measurement of Neutron Background at the Pyhäsalmi mine for CUPP Project, Finland”. In Proceedings: *12th International Baksan School on Particle and Cosmology: Kabardino Balkaria, Russland, 21.-26. Apr 2003*.
- [26] L.B. Bezrukov et al. “New Low-Background Laboratory in the Pyhäsalmi Mine, Finland”. *Phys. Part. Nucl.*, Vol. 49(4): 769–773, Jul 2018.
- [27] D. Jordan et al. “Measurement of the neutron background at the Canfranc Underground Laboratory LSC”. *Astropart. Phys.*, Vol. 42: 1–6, Feb 2013.
- [28] D. Jordan et al. “Corrigendum to ‘Measurement of the neutron background at the Canfranc Underground Laboratory LSC’ [Astroparticle Physics 42 (2013) 1–6]”. *Astropart. Phys.*, Vol. 118: 102372, 2019.
- [29] J. Amaré et al. “Neutrons from rock radioactivity in the new Canfranc underground laboratory”. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 39: 151–153, 2006.
- [30] E. Tziaferi et al. “First measurement of low intensity fast neutron background from rock at the Boulby Underground Laboratory”. *Astropart. Phys.*, Vol. 27(5): 326–338, 2007.
- [31] D. Malczewski, J. Kisiel und J. Dorda. “Gamma background measurements in the Boulby Underground Laboratory”. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, Vol. 298(3): 1483–1489, 2013.
- [32] Z. Dębicki et al. “Thermal neutrons at Gran Sasso”. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, Vol. 196: 429–432, Dez 2009.
- [33] F. Arneodo et al. “Neutron background measurements in the Hall C of the Gran Sasso Laboratory”. *Nuovo Cim. A*, Vol. 112: 819, Aug 1999.
- [34] P. Belli et al. “Deep underground neutron flux measurement with large BF_3 counters”. *Il Nuovo Cim. A*, Vol. 101(6): 959–966, Jun 1989.
- [35] V. Chazal et al. “Neutron background measurements in the Underground Laboratory of Modane”. *Astropart. Phys.*, Vol. 9(2): 163–172, 1998.
- [36] A. Best et al. “Low energy neutron background in deep underground laboratories”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 812: 1–6, 2016.

- [37] K. Ruddick. “Underground particle fluxes in the Soudan mine”. Technischer Bericht NuMI-L-210, University of Minnesota, 1996.
- [38] C. Zhang und D.M. Mei. “Measuring muon-induced neutrons with liquid scintillation detector at Soudan mine”. *Phys. Rev. D*, Vol. 90: 122003, Dez 2014.
- [39] D.M. Mei et al. “Early results on radioactive background characterization for Sanford Laboratory and DUSEL experiments”. *Astropart. Phys.*, Vol. 34(1): 33–39, 2010.
- [40] N.J.T. Smith. “The SNOLAB deep underground facility”. *Eur. Phys. J. Plus*, Vol. 127(9): 108, Sep 2012.
- [41] H. Park et al. “Neutron spectrum at the underground laboratory for the ultra low background experiment”. *Appl. Radiat. Isot*, Vol. 81: 302–306, 2013.
- [42] M. Lee et al. “Radon Environment in the Korea Invisible Mass Search Experiment and Its Measurement”. *Journal of Korean Physical Society*, Vol. 58(4): 713–718, Apr 2011.
- [43] K. Mizukoshi et al. “Measurement of ambient neutrons in an underground laboratory at the Kamioka Observatory”. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, Vol. 2018(12), Dez 2018.
- [44] J. Abdurashitov et al. “High-sensitive spectrometer of fast neutrons and the results of fast neutron background flux measurements at the Gallium–Germanium Solar Neutrino Experiment”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 476(1): 322–326, 2002.
- [45] V. Kornoukhov. “Baksan Neutrino Observatory as a complex of underground laboratories. Deep underground low background laboratory for SAGE experiment”. Vortrag beim *International Workshop on Underground Laboratories and Facilities, Seoul, Südkorea, 12.-13. Okt 2016*.
- [46] Q. Hu et al. “Neutron background measurements at China Jinping underground laboratory with a Bonner multi-sphere spectrometer”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 859: 37–40, 2017.
- [47] Z. Zeng et al. “Environmental gamma background measurements in China Jinping Underground Laboratory”. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, Vol. 301(2): 443–450, Aug 2014.
- [48] B. Wiegel und A. Alevra. “NEMUS—the PTB Neutron Multisphere Spectrometer: Bonner spheres and more”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 476(1): 36–41, 2002.

-
- [49] M. Reginatto et al. “Neutron fluence rate measurements at an underground laboratory: A Bayesian approach”. *AIP Conf. Proc.*, Vol. 1553(1): 77–83, 2013.
- [50] M. Grieger. “Neutron Background in the Underground Facility Felsenkeller”. Masterarbeit, Technische Universität Dresden, 2016.
- [51] P. Jalas et al. “Callio Lab, a new deep Underground Laboratory in the Pyhäsalmi mine”. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 888: 012156, Sep 2017.
- [52] P. Kuusiniemi et al. “Underground multi-muon experiment EMMA”. *Astrophys. Space Sci. Trans.*, Vol. 7(2): 93–96, 2011.
- [53] T. Enqvist et al. “Towards ^{14}C -free liquid scintillator”. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 888: 012098, Sep 2017.
- [54] A. Ianni. “The Canfranc Underground Laboratory: a multidisciplinary underground facility”. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 675(1): 012002, Feb 2016.
- [55] J. Amaré et al. “First Results on Dark Matter Annual Modulation from the ANAIS-112 Experiment”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123: 031301, Jul 2019.
- [56] J. Calvo et al. “Commissioning of the ArDM experiment at the Canfranc underground laboratory: first steps towards a tonne-scale liquid argon time projection chamber for Dark Matter searches”. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, Vol. 2017(03): 003, Mär 2017.
- [57] F.J. Iguaz et al. “TREX-DM: a low-background Micromegas-based TPC for low-mass WIMP detection”. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 76(10): 529, 2016.
- [58] A. Laing. “The NEXT double beta decay experiment”. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 718(6): 062033, Mai 2016.
- [59] A. Barabash et al. “The BiPo-3 detector for the measurement of ultra low natural radioactivities of thin materials”. *J. Instrum.*, Vol. 12: P06002, Jun 2017.
- [60] P. Fernandez. “GADZOOKS! (SuperK-Gd): status and physics potential”. In *Proceedings: 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015): Den Haag, 30. Jul - 6. Aug 2015*.
- [61] L. Crescentini et al. “Installation of two high-sensitivity laser strainmeters in a new underground geodynamical observatory (GEODYN) at Canfranc (Spain)”. *Geophys. Res. Abstr.*, Vol. 14: 3663, Apr 2012.
- [62] G. Alner et al. “First limits on WIMP nuclear recoil signals in ZEPLIN-II: A two-phase xenon detector for dark matter detection”. *Astropart. Phys.*, Vol. 28(3): 287–302, 2007.

- [63] J. Battat et al. “Low threshold results and limits from the DRIFT directional dark matter detector”. *Astropart. Phys.*, Vol. 91: 65–74, 2017.
- [64] P. Scovell et al. “Low-background gamma spectroscopy at the Boulby Underground Laboratory”. *Astropart. Phys.*, Vol. 97: 160–173, 2018.
- [65] S.J. Payler et al. “Planetary science and exploration in the deep subsurface: results from the MINAR Program, Boulby Mine, UK”. *Int. J. Astrobiol.*, Vol. 16(2): 114–129, 2017.
- [66] J. Wadsworth et al. “There’s Plenty of Room at the Bottom: Low Radiation as a Biological Extreme”. *Front. Astron. Space Sci.*, Vol. 7: 50, 2020.
- [67] C. Grant on behalf of the AIT-WATCHMAN Collaboration. “WATCHMAN: A Remote Reactor Monitor and Advanced Instrumentation Testbed”. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 1468: 737–741, 2019.
- [68] L. Votano. “The Gran Sasso Laboratory”. *Eur. Phys. J. Plus*, Vol. 127, Sep 2012.
- [69] G. Alimonti et al. “The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 600(3): 568–593, 2009.
- [70] K. Zuber. “COBRA—double beta decay searches using CdTe detectors”. *Phys. Lett. B*, Vol. 519(1): 1–7, 2001.
- [71] N.Y. Agafonova et al. “Measurement of the Velocity of Neutrinos from the CNGS Beam with the Large Volume Detector”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 109: 070801, Aug 2012.
- [72] The OPERA collaboration et al. “Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam”. *J. High Energy Phys.*, Vol. 2012(10): 93, Okt 2012.
- [73] M. Cribier et al. “Results of the whole GALLEX experiment”. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, Vol. 70(1): 284–291, 1999.
- [74] K.H. Ackermann et al. “The Gerda experiment for the search of $0\nu\beta\beta$ decay in ^{76}Ge ”. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 73(3): 2330, Mär 2013.
- [75] R. Bernabei et al. “The DAMA/LIBRA apparatus”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 592(3): 297–315, 2008.
- [76] C. Arnaboldi et al. “CUORE: a cryogenic underground observatory for rare events”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 518(3): 775–798, 2004.

-
- [77] R.F. Lang und W. Seidel. “Search for dark matter with CRESST”. *New J. Phys.*, Vol. 11(10): 105017, Okt 2009.
- [78] E. Aprile et al. “The XENON100 dark matter experiment”. *Astropart. Phys.*, Vol. 35(9): 573–590, 2012.
- [79] C. Brogini et al. “LUNA: Status and prospects”. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, Vol. 98: 55–84, 2018.
- [80] F. Piquemal. “Modane underground laboratory: Status and project”. *Eur. Phys. J. Plus*, Vol. 127(9): 110, Sep 2012.
- [81] R. Arnold et al. “Probing new physics models of neutrinoless double beta decay with SuperNEMO”. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 70(4): 927–943, Dez 2010.
- [82] E. Armengaud et al. “Performance of the EDELWEISS-III experiment for direct dark matter searches”. *J. Instrum.*, Vol. 12(08): P08010, Aug 2017.
- [83] L.J. Barrows, D.D. Gonzalez und W.D. Weart. “Geotechnical Field Measurements for Evaluation of the WIPP Site”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 29(1): 239–241, Feb 1982.
- [84] J.B. Albert et al. “Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data”. *Nature*, Vol. 510(7504): 229–234, 2014.
- [85] P. Adamson et al. “Search for Sterile Neutrinos in MINOS and MINOS+ Using a Two-Detector Fit”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 122: 091803, Mär 2019.
- [86] R. Agnese et al. “Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 112: 241302, Jun 2014.
- [87] C.E. Aalseth et al. “Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a p -Type Point Contact Germanium Detector”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 106: 131301, Mär 2011.
- [88] K. Lesko. “The Sanford Underground Research Facility at Homestake (SURF)”. *Phys. Procedia*, Vol. 61: 542–551, 2015.
- [89] B.T. Cleveland et al. “Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector”. *Astrophys. J.*, Vol. 496(1): 505–526, Mär 1998.
- [90] R. Davis. “Nobel Lecture: A half-century with solar neutrinos”. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 75: 985–994, Aug 2003.
- [91] N. Abgrall et al. “The MAJORANA DEMONSTRATOR Neutrinoless Double-Beta Decay Experiment”. *Adv. High Energy Phys.*, Vol. 2014: 18, 2014.

- [92] R. Acciarri et al. “Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report Volume 1: The LBNF and DUNE Projects”. arXiv: 1601.05471, 2016.
- [93] D. Akerib et al. “The Large Underground Xenon (LUX) experiment”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 704: 111–126, 2013.
- [94] Robertson, Daniel et al. “Underground nuclear astrophysics studies with CASPAR”. *EPJ Web Conf.*, Vol. 109: 09002, 2016.
- [95] C. Jillings. “The SNOLAB Science Program”. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 718: 062028, Mai 2016.
- [96] A.B. McDonald. “Nobel Lecture: The Sudbury Neutrino Observatory: Observation of flavor change for solar neutrinos”. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 88: 030502, Jul 2016.
- [97] S. Andringa et al. “Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment”. *Adv. High Energy Phys.*, Vol. 2016: 21, 2016.
- [98] C.A. Duba et al. “HALO – the helium and lead observatory for supernova neutrinos”. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 136(4): 042077, Nov 2008.
- [99] M. Settimo. “The DAMIC experiment at SNOLAB”. In *Proceedings: 53rd Rencontres de Moriond on Cosmology: La Thuile, Italien, 17.-24. Mär 2018*.
- [100] P.A. Amaudruz et al. “Design and construction of the DEAP-3600 dark matter detector”. *Astropart. Phys.*, Vol. 108: 1–23, 2019.
- [101] C. Amole et al. “Dark matter search results from the complete exposure of the PICO-60 C₃F₈ bubble chamber”. *Phys. Rev. D*, Vol. 100: 022001, Jul 2019.
- [102] C. Thome et al. “The REPAIR Project: Examining the Biological Impacts of Sub-Background Radiation Exposure within SNOLAB, a Deep Underground Laboratory”. *Radiat. Res.*, Vol. 188(4.2): 470–474, 2017.
- [103] B. Aharmim et al. “Cosmogenic neutron production at the Sudbury Neutrino Observatory”. *Phys. Rev. D*, Vol. 100: 112005, Dez 2019.
- [104] G. Adhikari et al. “An experiment to search for dark-matter interactions using sodium iodide detectors”. *Nature*, Vol. 564(7734): 83–86, 2018.
- [105] H. Bhang et al. “AMoRE experiment: a search for neutrinoless double beta decay of ¹⁰⁰Mo isotope with ⁴⁰Ca¹⁰⁰MoO₄ cryogenic scintillation detector”. *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 375(4): 042023, Jul 2012.
- [106] S.H. Seo. “Neutrino Telescope at Yemilab, Korea”. arXiv: 1903.05368, 2019.

-
- [107] M. Reginatto und P. Goldhagen. “MAXED, A Computer Code For Maximum Entropy Deconvolution of Multisphere Neutron Spectrometer Data”. *Health Phys.*, Vol. 77(5): 579–583, 1999.
- [108] M. Reginatto, P. Goldhagen und S. Neumann. “Spectrum unfolding, sensitivity analysis and propagation of uncertainties with the maximum entropy deconvolution code MAXED”. *Nucl. Inst. Meth. A*, Vol. 476: 242–246, Jan 2002.
- [109] K. Hirata et al. “Observation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande”. *Phys. Lett. B*, Vol. 280(1): 146–152, 1992.
- [110] M. Koshiba. “Nobel Lecture: Birth of neutrino astrophysics”. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 75: 1011–1020, Aug 2003.
- [111] T. Kajita. “Nobel Lecture: Discovery of atmospheric neutrino oscillations”. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 88: 030501, Jul 2016.
- [112] S. Fukuda et al. “The Super-Kamiokande detector”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 501(2): 418–462, 2003.
- [113] K. Abe et al. “The T2K experiment”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 659(1): 106–135, 2011.
- [114] S. Abe et al. “Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100(22), Jun 2008.
- [115] K. Abe et al. “Search for Bosonic Superweakly Interacting Massive Dark Matter Particles with the XMASS-I Detector”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 113: 121301, Sep 2014.
- [116] K. Nakamura et al. “NEWAGE - Direction-sensitive Dark Matter Search Experiment”. *Phys. Procedia*, Vol. 61: 737–741, 2015.
- [117] T. Akutsu et al. “Construction of KAGRA: an underground gravitational-wave observatory”. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, Vol. 2018(1), Jan 2018.
- [118] V.V. Kuzminov. “The Baksan Neutrino Observatory”. *Eur. Phys. J. Plus*, Vol. 127(9): 113, 2012.
- [119] E.N. Alekseev et al. “BAKSAN UNDERGROUND SCINTILLATION TELESCOPE”. In *Proceedings: 16th International Cosmic Ray Conference (ICRC1979): Kyoto, Japan, 6.-18. Aug 1979*.
- [120] S.N. Bagaev et al. “A high frequency resonance gravity gradiometer”. *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 85(6): 065114, Jun 2014.

- [121] V. Gavrin et al. “Current status of new SAGE project with ^{51}Cr neutrino source”. *Phys. Part. Nucl.*, Vol. 46(2): 131–137, 2015.
- [122] J. Gavriljuk et al. “Working characteristics of the New Low-Background Laboratory (DULB-4900)”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 729: 576–580, 2013.
- [123] M.M. Boliev et al. “The neutron flux at a depth of 850 m.w.e., according to BUST data”. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.*, Vol. 81(4): 509–511, 2017.
- [124] V.V. Alekseenko et al. “The study of the thermal neutron flux in the deep underground laboratory DULB-4900”. *Phys. Part. Nucl.*, Vol. 48(1): 34–37, Jan 2017.
- [125] J. Li et al. “The Second-phase Development of the China JinPing Underground Laboratory”. *Phys. Procedia*, Vol. 61: 576–585, 2015.
- [126] K.J. Kang et al. “Introduction to the CDEX experiment”. *Front. Phys.*, Vol. 8(4): 412–437, 2013.
- [127] X. Cao et al. “PandaX: a liquid xenon dark matter experiment at CJPL”. *Sci. China-Phys. Mech. Astron.*, Vol. 57(8): 1476–1494, Aug 2014.
- [128] W. Xin et al. “Development of spectrum unfolding code for multi-sphere neutron spectrometer using genetic algorithms”. *Nucl. Sci. Tech.*, Vol. 25(S1): 6, 2014.
- [129] A. Ferrari et al. “FLUKA: A Multi-Particle Transport Code”. Technischer Bericht CERN-2005-10; INFN/TC_05/11; SLAC-R-773, 2005.
- [130] T.T. Böhlen et al. “The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications”. *Nucl. Data Sheets*, Vol. 120: 211–214, Jun 2014.
- [131] S. Agostinelli et al. “Geant4—a simulation toolkit”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 506(3): 250–303, 2003.
- [132] J. Allison et al. “Geant4 developments and applications”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 53(1): 270–278, 2006.
- [133] J. Allison et al. “Recent developments in Geant4”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 835: 186–225, 2016.
- [134] C.J. Werner et al. “MCNP6.2 Release Notes”. Technischer Bericht LA-UR-18-20808, Los Alamos National Laboratory, 2018.

-
- [135] V. Vlachoudis. “FLAIR: A Powerful But User Friendly Graphical Interface For FLUKA”. In Proceedings: *International Conference on Mathematics, Computational Methods, and Reactor Physics (M&C 2009): Saratoga Springs, USA, 3.-7. Mai 2009*.
- [136] “Release notes for Fluka2020.0-beta -”. URL http://www.fluka.org/fluka.php?id=release_notes, Feb 2020. Besucht am: 25.01.2021.
- [137] D.J. Lunn et al. “WinBUGS - A Bayesian modelling framework: Concepts, structure, and extensibility”. *Stat. Comput.*, Vol. 10(4): 325–337, Okt 2000.
- [138] OECD Nuclear Energy Agency. “Software UMG 3.3, Analysis of data measured with spectrometers using unfolding techniques”. URL <https://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1665>, 2004.
- [139] M. Matzke. “Unfolding of pulse height spectra: the HEPRO program system”. Technischer Bericht PTB-N-19, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Okt 1994.
- [140] W.N. McElroy et al. “A COMPUTER-AUTOMATED ITERATIVE METHOD FOR NEUTRON FLUX SPECTRA DETERMINATION BY FOIL ACTIVATION. VOLUME 1. A STUDY OF THE ITERATIVE METHOD”. Technischer Bericht AFWL-TR-67-41, Air Force Weapons Laboratory, 1967.
- [141] A. Koning et al. “TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology”. *Nucl. Data Sheets*, Vol. 155: 1–55, 2019.
- [142] D.M. Mei, C. Zhang und A. Hime. “Evaluation of (α, n) induced neutrons as a background for dark matter experiments”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 606(3): 651–660, 2009.
- [143] H. Dombrowski und S. Neumaier. “Traceability of the PTB low-dose rate photon calibration facility”. *Radiat. Prot. Dosim.*, Vol. 140(3): 223–233, Mai 2010.
- [144] W. Helbig, S. Niese und D. Birnstein. “Untergrundlaboratorium für die Messung geringer Radioaktivität”. *Isotopenpraxis*, Vol. 20: 60–64, 1984.
- [145] S. Niese, M. Köhler und B. Gleisberg. “Low-level counting techniques in the underground laboratory ‘Felsenkeller’ in Dresden”. *Radioanal. Nucl. Chem.*, Vol. 233: 167–172, 1998.
- [146] National Electrostatics Corp. *Instruction Manual for Operation and Service of 134 MC-SNICS Ion Source Model 2JA036540*.
- [147] M. Koppitz. “Charakterisierung der Sputter-Ionenquelle für den Felsenkellerbeschleuniger”. Bachelorarbeit, Technische Universität Dresden, 2017.

- [148] J. Steckling. “Determination of the ideal operating parameters for ^{12}C - ion beam at Felsenkeller underground laboratory”. Bachelorarbeit, Technische Universität Dresden, 2019.
- [149] T. Meier. “Transmission und Ladungszahlverteilung des Kohlenstoffstrahls am Felsenkeller-Beschleuniger”. Bachelorarbeit, Technische Universität Dresden, 2020.
- [150] S. Reinicke. “Experimente zur Reaktion $^{15}\text{N}(\text{p},\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ und Anpassung und Erprobung einer hierfür geeigneten Radiofrequenz-Ionenquelle”. Diplomarbeit, Technische Universität Dresden, 2014.
- [151] F. Ludwig. “Charakterisierung des Prototyps der Hochfrequenz-Ionenquelle für den Felsenkeller-Beschleuniger”. Bachelorarbeit, Technische Universität Dresden, 2014.
- [152] F. Rath. “Anpassung der internen Radiofrequenz-Ionenquelle für das Felsenkeller-Pelletron”. Bachelorarbeit, Technische Universität Dresden, 2016.
- [153] S. Reinicke. “Wasserstoffbrennen in der Sonne: Die $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ -Reaktion und die Radiofrequenz-Ionenquelle für den Felsenkeller-Beschleuniger”. Doktorarbeit, Technische Universität Dresden, 2018.
- [154] S. Rümmler. “Ionenoptische Simulationen und Tests der internen Ionenquelle am Felsenkeller-Pelletron”. Masterarbeit, Technische Universität Dresden, 2019.
- [155] T. Lossin. “Inbetriebnahme und ^4He -Strahl-Charakterisierung der Terminalionenquelle am Felsenkeller-Beschleuniger”. Bachelorarbeit, Technische Universität Dresden, 2020.
- [156] A. Tarifeño-Saldivia et al. “Conceptual design of a hybrid neutron-gamma detector for study of β -delayed neutrons at the RIB facility of RIKEN”. *J. Instrum.*, Vol. 12(04): P04006, Apr 2017.
- [157] J. Agramunt et al. “Characterization of a neutron–beta counting system with beta-delayed neutron emitters”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 807: 69–78, 2016.
- [158] B. Pritychenko und A. Sonzogni. “Q-value Calculator (QCalc)”. URL <https://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>. Besucht am: 31.01.2021.
- [159] R. Jenkins, R. Gould und D. Gedcke. *Quantitative X-ray spectrometry*. Marcel Dekker Inc., 1. Ausgabe, 1981.

-
- [160] T. Hensel. “Messung des natürlichen Neutronenspektrums unter Tage bei niedrigem Untergrund”. Masterarbeit, Technische Universität Dresden, 2019.
- [161] W. Mannhart. “Evaluation of the Cf-252 fission neutron spectrum between 0 MeV and 20 MeV”. Technischer Bericht IAEA-TECDOC-410, International Atomic Energy Agency (IAEA), 1987.
- [162] W. Pälchen und H. Walter. *Geologie von Sachsen I: Geologischer Bau und Entwicklungsgeschichte*. E. Schweizerbart, 2008.
- [163] W.B. Wilson et al. “SOURCES 4C: a code for calculating (α ,n), spontaneous fission, and delayed neutron sources and spectra”. Technischer Bericht LA-UR-02-1839, Los Alamos National Laboratory, Jan 2002.
- [164] B. Easeman und V.A. Kudryavtsev. “Neutron production in radioactive process relevant to underground experiments”. Vortrag beim *12th International Workshop on the Identification of Dark Matter, Providence, USA, 23.-27. Jul 2018*.
- [165] P. Zakhary, B. Easeman und V. Kudryavtsev. “Neutron production in (α ,n) reactions using SOURCES4”. Vortrag beim *Workshop on (α ,n) reactions, Madrid, Spanien, 21.-22. Nov 2019*.
- [166] D. Measday. “The nuclear physics of muon capture”. *Phys. Rep.*, Vol. 354(4): 243–409, 2001.
- [167] F. Ludwig et al. “The muon intensity in the Felsenkeller shallow underground laboratory”. *Astropart. Phys.*, Vol. 112: 24–34, 2019.
- [168] G.G. Barnaföldi et al. “Portable cosmic muon telescope for environmental applications”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 689: 60–69, 2012.
- [169] A. Ferrero. “Measurements of the Muon Flux at Felsenkeller”. Ergebnisse des Sommerstudentenprogramms am HZDR, 2020.
- [170] R. Nolte et al. “Quasi-monoenergetic neutron reference fields in the energy range from thermal to 200 MeV”. *Radiat. Prot. Dosim.*, Vol. 110(1-4): 97–102, Aug 2004.
- [171] W.H. Trzaska et al. “Cosmic-ray muon flux at Canfranc Underground Laboratory”. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 79(8): 721, Aug 2019.
- [172] S. Orrigo. Vorläufige Ergebnisse zu HENSA LSC2019 Phase-I. Private Kommunikation, 2020.
- [173] A. Tarifeño-Saldivia. HENSA-Detektor Ansprechvermögen mit GEANT4. Private Kommunikation, 2020.

- [174] P. Calvo. “Caracterización y análisis de medidas de neutrones”. Masterarbeit, Universidad Complutense de Madrid, 2015.
- [175] R. Kneißl et al. “Muon-induced neutrons in lead and copper at shallow depth”. *Astropart. Phys.*, Vol. 111: 87–99, 2019.
- [176] A. Tarifeño-Saldivia. “Underground and ground-based neutron background spectrometry with HENSA”. Vortrag bei *XI CPAN DAYS, Madrid, Spanien, 21.-23. Okt 2019*.
- [177] D. Bemmerer und M. Grieger. “Vorüberlegungen und Rechnungen zum Strahlenschutz am neuen 5 MV Ionenbeschleuniger im Felsenkeller”. Technischer Bericht, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Dez 2016.
- [178] *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen*. Erlassen am 20. Juli 2001. BGBl. I S. 1714, 2002 I S. 1459.
- [179] *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlung*. Erlassen am 31. Dezember 2018. BGBl. I S. 2034.
- [180] *Gesetz zum Schutz vor der schädlichen Wirkung ionisierender Strahlung*. Erlassen am 27. Juni 2017. BGBl. I S. 1966. Letzte Änderung Art. 248 VO vom 19. Juni 2020 (BGBl. I S. 1328, 1357).
- [181] N. Otuka et al. “Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC)”. *Nucl. Data Sheets*, Vol. 120: 272–276, 2014.
- [182] ICRP. “Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation”. ICRP Publication 74. Ann. ICRP 26 (3-4), 1996.
- [183] ICRP. “The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection”. ICRP Publication 103. Ann. ICRP 37 (2-4), 2007.
- [184] National Electrostatics Corp. “RF Positive Ion Source”. URL <https://www.pelletron.com/products/rf-positive-ion-source/>, 2020. Besucht am: 06.02.2020.
- [185] F.A. Rose, P.B. Tollefsrud und H.T. Richards. “Modified He Ion Source Using Cs Vapor Charge Exchange”. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 14(3): 78–81, Jun 1967.
- [186] National Electrostatics Corp. *Instruction Manual No. 2JT066280 for Operation & Service of the POSITIVE ION R.F. SOURCE*.

-
- [187] National Electrostatics Corp. *Instruction Manual No. 2HT075130 for Operation and Service of R. F. Oscillator Model 2HA075130 R.F. Oscillator Power Supply Model 2HA075140*.
- [188] D.A. Dahl. “SIMION for the personal computer in reflection”. *Int. J. Mass Spectrom.*, Vol. 200(1): 3–25, 2000.
- [189] LND, Inc. “Specifications LND-252248”. URL <https://www.lndinc.com/products/neutron-detectors/252248>, 2020. Besucht am: 12.10.2020.
- [190] LND, Inc. “Specifications LND-252189”. Private Kommunikation, 2016.
- [191] W. Rühm et al. “Comparison of Bonner sphere responses calculated by different Monte Carlo codes at energies between 1 MeV and 1 GeV – Potential impact on neutron dosimetry at energies higher than 20 MeV”. *Radiat. Meas.*, Vol. 67: 24–34, 2014.

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich allen Personen meinen Dank einräumen, die diese erst ermöglicht und mich während dieser Zeit unterstützt haben.

Allen voran PD Dr. Daniel Bemmerer, dessen Arbeitsgruppe zur nuklearen Astrophysik am HZDR meinen wissenschaftlichen Werdegang eingeleitet hat. Er stand mir als Mentor und Betreuer stets zur Verfügung und hat mir so den Weg bereitet.

Ebenso möchte ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Kai Zuber danken, der mich durch seine Vorlesungen erst zur Vertiefung in das Gebiet der Kern- und Teilchenphysik und später zur nuklearen Astrophysik gebracht hat.

Für viele Diskussionen über und um FLUKA möchte ich mich bei Dr. Stefan Müller bedanken. Durch diese Gespräche sind oftmals erst die richtigen Lösungsansätze der verschiedensten FLUKA Probleme entstanden.

I want to thank my international colleagues from the HENSA collaboration with honorable mention of Prof. Dr. José Luis Taín and Dr. Ariel Tarifeño-Saldivia for sharing expertise in the field of neutron flux measurements and encouraging discussions. I also want to thank them for inviting me to Canfranc and being able to publish preliminary results of HALL A phase-I.

Ich danke Dr. Detlev Degering für die Möglichkeit am Felsenkeller zu messen und die Unterstützung bei der Erstellung der Simulationen durch Bereitstellung von Bauplänen und -unterlagen.

Ich danke meinen beiden Studenten und Kollegen Thomas Hensel und Simon Rümmler, die ich während ihrer Abschlussarbeiten betreut habe und die nun Doktoranden in der Arbeitsgruppe von PD Dr. Daniel Bemmerer sind, für die tatkräftige Zusammenarbeit.

Mein Dank gilt unseren Technikern, allen voran Bernd Rimarzig, Maik Görler und Toralf Döring, ohne die ein wissenschaftliches Arbeiten undenkbar wäre.

Ich möchte mich bei allen Kollegen der Strahlenphysik amHZDR für Diskussionen und die Bewältigung vielseitiger Aufgaben bedanken. Ebenso gilt mein Dank allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe um PD Dr. Daniel Bemmerer.

Ich danke der Graduiertenakademie für die finanzielle Unterstützung durch ein Abschlussstipendium zur Fertigstellung dieser Arbeit im Zeitraum von Oktober bis Dezember 2020.

Zu guter Letzt gilt mein Dank meinen Freunden Lisa Hübinger, Thomas Hensel, Martina Koppitz, Klaus Stöckel und Thu Trang Trinh, die ich erst durch meine Arbeit amHZDR kennengelernt habe und mit denen ich abseits der Arbeit viel Zeit verbringen konnte.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Nutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommene Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde an der TU Dresden und am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf unter wissenschaftlicher Betreuung von PD Dr. Daniel Bemmerer angefertigt und ist weder im In- noch Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich erkenne hiermit die Promotionsordnung der Technischen Universität Dresden im Bereich Mathematik und Naturwissenschaften vom 23.02.2011 an.

Dresden, 07.05.2021

Marcel Grieger



Bautzner Landstr. 400
01328 Dresden, Germany
Phone +49 351 260-3581
Fax +49 351 260-13581
Email d.bemmerer@hzdr.de
<http://www.hzdr.de>