

# **Charakterisierung von Neutronen- Strahlungsfeldern hinter Abschirmungen an Hochenergiebeschleunigern**

Von der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften  
Dr. rer. nat

genehmigte Dissertation von

**Dipl. Phys. Eike Hohmann**

geboren am 15.02.1974 in Tübingen

2010

Gutachter:

Prof. Dr. R. Michel

Dir. u. Prof. Dr. H. Schuhmacher

Tag der Promotion: 19.11.2010

# Zusammenfassung

Die Europäische Organisation für Kernforschung (CERN) und das Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (GSI) betreiben Teilchenbeschleunigeranlagen für die Grundlagenforschung und angewandte Forschung. In der Zukunft werden sich neue Strahlenqualitäten ergeben durch den geplanten Bau von FAIR an der GSI beziehungsweise am neu gebauten LHC am CERN: Erhöhung der maximalen Teilchenenergien in Kombination mit deutlich höheren Teilchenintensitäten und/oder einer Pulsung des Primärstrahles. Dadurch ergeben sich auch veränderte Strahlenqualitäten der Sekundärteilchenfelder wie z. B. bei Neutronen. Die Bestimmung der durch Neutronen verursachten Ortsdosis in Gebieten außerhalb von Abschirmungen stellt hohe Anforderungen an Überwachungsmonitore. Für diese gibt es derzeit keine Möglichkeiten der Kalibrierung. Eine Feldkalibrierung durch die Bestimmung der Ortsdosis mithilfe spektrometrischer Verfahren stellt dabei eine geeignete Lösung dar.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden in einer Kooperation von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB), dem CERN und der GSI, zwei unterschiedliche Neutronenspektrometer entwickelt und in der PTB als Prototypen gebaut:

- Ein Neutronenspektrometer für den gesamten Energiebereich von thermisch bis zu einigen hundert MeV für den Einsatz in gepulsten Strahlungsfeldern hinter Abschirmungen
- Ein hochauflösendes Neutronenspektrometer für den Energiebereich von 10 MeV bis 200 MeV

Dabei basiert das neu entwickelte Spektrometer für den gesamten Energiebereich auf dem in der PTB vorhandenen und gut charakterisierten Bonnerkugel Spektrometer *NEMUS*. Das Spektrometer besteht aus unterschiedlich grossen Moderatorokugeln, in deren Zentrum sich ein  $^3\text{He}$ -Proportionalzähler als thermischer Neutronendetektor befindet. Dieser ist für die erwarteten hohen Neutronenflussdichten oder bei kurz gepulstem Primärstrahl totzeitbedingt nicht geeignet und wurde durch einen auf der Aktivierung von Silber basierenden Detektor ersetzt (AgBKS). Der Nachweis der Neutronen erfolgt dabei durch verzögert emittierte Elektronen, die durch Si-Detektoren nachgewiesen werden. Das Spektrometer wurde durch Monte-Carlo-Simulationsrechnungen und Kalibriermessungen in Referenzfeldern der PTB für Neutronen mit Energien von 70 keV und 565 keV charakterisiert und Methoden der Datenanalyse entwickelt. Die Funktionsweise und Kalibrierung wurde anhand von Messungen in zwei unterschiedlichen Strahlungsfeldern, der breiten Energieverteilung einer  $\text{D}_2\text{O}$  moderierten  $^{252}\text{Cf}$ -Neutronenquelle und eines simulierten Arbeitsplatzfeldes mit hochenergetischen Neutronen und gepulster Zeitstruktur überprüft.

Als hochauflösendes Spektrometer wurde ein aus zwei Szintillationsdetektoren bestehendes Protonenrückstoss-Spektrometer (RSPEC) entwickelt. In einem aktiven Radiator werden Rückstossprotonen erzeugt, deren Energie in einem Stoppdetektor bestimmt wird. Durch Flugzeit-Experimente an den *iThemba Laboratories* wurde das RSPEC für Neutronen mit Energien bis 200 MeV bezüglich seiner Grundeigenschaften charakterisiert. Die Messungen haben gezeigt, dass das RSPEC die gestellten Anforderungen prinzipiell erfüllt.

**Schlagwörter:** Hochenergetische Neutronen, Bonnerkugel Spektrometrie, gepulste Strahlung

## Summary

The European Organization for Nuclear Research (CERN) and the Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) operate particle accelerator facilities for fundamental and applied research. Recent developments like the construction of FAIR at GSI or the LHC construction at CERN lead to new qualities of the primary beam related to an increase of the maximum particle energy and intensity together with a pulsed time structure. As a result, the radiation field of secondary particles like neutrons have led to new challenges for radiation protection dosimetry such as missing calibration facilities for survey monitors to be used behind shielding. Therefore, it is desirable to measure the spectrum and do a field-calibration using the spectral information as a reference. Within this project, a cooperation of the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), the CERN and the GSI, two neutron spectrometers were developed and built, each for a different purpose:

- A spectrometer to measure neutrons with energies from thermal to several hundreds of MeV suitable for the use in pulsed radiation fields.
- A neutron spectrometer with a high energy resolution in the range from 10 MeV to 200 MeV.

The spectrometer for the broad energy region is based on the well characterized Bonner sphere spectrometer *NEMUS*, which is in operation at PTB. The  $^3\text{He}$  proportional counter used therein as thermal neutron detector in the center of the moderator spheres with different sizes is not suitable for measurements in pulsed fields due to dead-time effects. For this reason, it was replaced with a system based on the neutron induced activation of natural Silver and the detection of the delayed emitted electrons in Si-diodes (AgBKS). The spectrometer is characterized by Monte-Carlo-simulations adapted to calibration measurements in reference fields operated at PTB for neutrons with energies of 70 keV and 565 keV, respectively. The mode of operation and calibration was verified by measurements of the broad energy distribution of a  $\text{D}_2\text{O}$  moderated  $^{252}\text{Cf}$  neutron source and a simulated work place field with high-energy neutron component and pulsed time structure at GSI.

The spectrometer with high energy resolution is a proton recoil spectrometer (RSPEC) consisting of two scintillation-detectors. An active radiator is used to create recoil protons whose energies are determined in a second detector. The spectrometer is characterized for its basic functions with neutrons with energies up to 200 MeV by time-of-flight experiments at the *iThemba Laboratories* in South Africa. Due to the limited beam time, the measured data proved not sufficient for a full characterization. Hence, the measurements were used to verify the mode of operation. It showed that the RSPEC met the required properties.

**Keywords:** high-energy neutrons, Bonner sphere spectrometry, pulsed radiation

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Aufgabenstellung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
3.1	Wechselwirkung von Neutronen mit Materie . . . . .	5
3.2	Dosimetrie . . . . .	6
<b>4</b>	<b>Neutronenspektrometrie an Hochenergiebeschleunigern</b>	<b>11</b>
4.1	Eigenschaften von Neutronenstrahlungsfeldern hinter Abschirmungen . . . . .	11
4.2	Bonnerkugel Spektrometrie . . . . .	13
4.3	Das Bonnerkugel Spektrometer <i>NEMUS</i> . . . . .	16
<b>5</b>	<b>Bonnerkugel Spektrometer mit Aktivierungsdetektor (AgBKS)</b>	<b>21</b>
5.1	Detektorentwicklung und Randbedingungen . . . . .	21
5.2	Aktivierungsdetektor . . . . .	26
5.3	Monte-Carlo-Simulationsrechnungen . . . . .	29
5.3.1	Detektormodell . . . . .	29
5.3.2	Moderation . . . . .	32
5.3.3	Energieverlustspektren . . . . .	34
5.3.4	Aktivierung der Ag-Konverterfolien . . . . .	35
5.4	Datenauswertung . . . . .	36
5.4.1	Individuelle Kalibrierung . . . . .	37
5.4.2	Neutroneninduzierte Zählrate . . . . .	38
5.5	Kalibriermessungen mit monoenergetischen Neutronen . . . . .	40
5.6	Antwortfunktionen . . . . .	42
5.7	Zerfall nach Aktivierung . . . . .	42
<b>6</b>	<b>Protonenrückstoss-Spektrometer (RSPEC)</b>	<b>45</b>
6.1	Optimierung der Lichtsammlung im E-Detektor . . . . .	46
6.2	Signalverarbeitung und Funktionsweise . . . . .	48
6.3	Kalibrierung der Pulshöhenspektren und des Zeitverhaltens . . . . .	50
<b>7</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>55</b>
7.1	Informationsgehalt von Messungen mit dem AgBKS . . . . .	56

## Inhaltsverzeichnis

7.2	Parametrisierung der hinter Abschirmungen erwarteten spektralen Neutronenfluenz . . . . .	58
7.3	Entfaltung und Unsicherheitsanalyse . . . . .	60
<b>8</b>	<b>Messergebnisse</b>	<b>67</b>
8.1	Neutronenfeld einer D <sub>2</sub> O moderierten <sup>252</sup> Cf-Quelle . . . . .	67
8.2	Neutronenfeld aus der Reaktion 200 MeV/u <sup>12</sup> C → Fe . . . . .	71
8.3	Hochenergetische Neutronen mit Energien bis 200 MeV . . . . .	77
8.3.1	RSPEC . . . . .	80
8.3.2	AgBKS . . . . .	84
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>89</b>
	<b>Anhang</b>	<b>89</b>
<b>A</b>	<b>Einführung in die Bayes'sche Statistik</b>	<b>91</b>
A.1	Anpassen von Spektren durch Bayes'sche Parameterabschätzung . . . . .	92
<b>B</b>	<b>Entfaltungsmethoden</b>	<b>95</b>
B.1	Bayes'sche Parameterabschätzung . . . . .	95
B.2	Maximierung der Entropie (MAXED) . . . . .	98
B.3	Iterative Methode (GRAVEL) . . . . .	100
B.4	Monte-Carlo-Integration . . . . .	101
<b>C</b>	<b>Datenaufnahme</b>	<b>103</b>
<b>D</b>	<b>MCNPX-Simulationsrechnungen</b>	<b>105</b>
D.1	Grundlagen . . . . .	105
D.2	Varianzreduktion . . . . .	106
D.3	Pseudo-Zufallszahlen . . . . .	107
D.4	Input File . . . . .	108
<b>E</b>	<b>Prior-Wahrscheinlichkeitsverteilungen</b>	<b>113</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>115</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>119</b>

# 1 Einleitung

Die Europäische Organisation für Kernforschung CERN und das Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (GSI) betreiben Teilchenbeschleunigeranlagen für die Grundlagenforschung und angewandte Forschung. Bei der GSI werden alle Ionenarten bis zum Uran mit Energien bis ca. 2 GeV pro Nukleon im Schwerionensynchrotron SIS beschleunigt. Beim CERN werden Protonen bis 450 GeV oder Blei-Strahlen bis 157 GeV pro Nukleon erzeugt. Zukünftige Beschleunigeranlagen von CERN und GSI sollen Protonen und Ionen auf noch höhere Energien beschleunigen und höhere Teilchenströme mit einer gepulsten Zeitsstruktur erreichen.

Dies führt zu neuen Herausforderungen bei der für den Strahlenschutz notwendigen Monitorierung der Strahlungsfelder ausserhalb von Abschirmungen. Untersuchungen an der GSI haben gezeigt, dass das dort vorkommende Neutronenstrahlungsfeld eine breite Energieverteilung von thermisch bis einigen GeV besitzt [1]. Die Eigenschaften solcher Strahlungsfelder werden in Kapitel 4.1 diskutiert. Bei der Monitorierung wird grundlegend zwischen passiven und aktiven Messsystemen unterschieden. Passive Messsysteme bestehen aus nicht direkt anzeigenden Detektoren wie beispielsweise Thermolumineszenz- (TLD) oder Spaltspurdetektoren in Moderatoren [2, 3]. Die Auswertung solcher Messsysteme ist zeitaufwändig und somit nicht für eine direkte Aussage über das aktuelle Strahlungsfeld, wie sie im operativen Strahlenschutz benötigt wird, verwendbar. Aus diesem Grund werden elektronische, direkt anzeigende (auch aktiv genannte) Messsysteme verwendet.

Das Ansprechvermögen der bei der Überwachung des Neutronenstrahlungsfeldes eingesetzten Detektoren soll soweit möglich den energieabhängigen Fluenz-zu-Äquivalentdosis Konversionskoeffizienten (Abbildung 1.1, blau) entsprechen um Schutzgrößen wie die effektive Dosis abschätzen zu können (siehe Kapitel 3.2). In der Praxis wird dafür häufig eine Entwicklung von Anderson und Brown aus dem Jahr 1962, der so genannte REM-Counter, verwendet [4]. Weiterentwicklungen dieses Monitors, wie beispielsweise der LB6411 der Firma Berthold [5], werden mittlerweile im Routinebetrieb zur Umgebungsüberwachung an Hochenergie-Beschleunigern eingesetzt [6]. Nachteilig an dieser Detektorart ist der Abfall des Ansprechvermögens für Neutronen mit Energien grösser als 20 MeV (Abbildung 1.1, grün). Bei Messungen in Strahlungsfeldern mit hochenergetischen Neutronen führt dies zu einer nicht vernachlässigbaren Unterschätzung der Dosisleistung. Neuere Entwicklungen verwenden Schalen aus Materialien wie Blei [7] oder Wolfram [8] zur Erhöhung des Ansprechvermögens für hochenergetische Neutronen [9] (Abbildung 1.1, rot). Dafür wird die mit der Energie steigende Wahrscheinlichkeit von (n,xn)-Reaktionen zur Erzeugung von Neutronen mit geringeren Energien ausgenutzt (siehe auch Kapitel 4.2). Die während Beschleuniger- und Experimentierbetrieb sekundär erzeugte Neutronenstrahlung ausserhalb von Abschirmungen wurde bisher im Wesentlichen durch Strahlungstransportprogramme wie FLUKA [10] oder einfache Abschirm-

## 1 Einleitung

modelle abgeschätzt und mit den Ergebnissen eine Feldkalibrierung der eingesetzten Überwachungsmonitore durchgeführt. Hierbei wird die erzeugte Sekundärstrahlung in Bereiche mit potentiell Personenaufenthalt in der Simulation transportiert und über die ermittelten Spektren der Sekundärstrahlung eine Expositionsabschätzung vorgenommen. Die (Weiter-) Entwicklung von Monte-Carlo-Strahlungstransportprogrammen (FLUKA, PHITS [11], SHIELD [12], MCNPX [13]) für hochenergetische Teilchen (inkl. Nukleon-Nukleon-, Nukleon-Kern-, Kern-Kern-Wechselwirkung) ist mittlerweile soweit fortgeschritten, dass sie auch bei Strahlenschutzabschätzungen für Schwerionenstrahlen verwendet werden kann. Simulationen bilden die Grundlage der Planung von Strahlenschutzmassnahmen für neue Beschleuniger- und Experimentieranlagen. Die berechneten Dosisleistungen und Fluenzen basieren dabei auf vereinfachten geometrischen Modellen und Annahmen über die Materialzusammensetzung der Abschirmung. Falls Strukturen innerhalb der Abschirmung (wie beispielsweise Spalte) nicht einbezogen oder nicht realistische Materialien für die Simulation verwendet werden, kann dies zu Fehlern in den Ergebnissen der Berechnungen führen.

Weiterhin kann die bei einer hohen Neutronenfluenz mit gepulster Zeitstruktur erzeugte Dosisleistung von aktiven Überwachungsmonitoren bedingt durch Totzeiteffekte um einige Größenordnungen unterschätzt werden [14].

Deshalb ist es notwendig, eine experimentelle Feldkalibrierung von Überwachungsmonitoren durchzuführen, um die Ergebnisse der Simulationsrechnungen und die Auswirkungen des gepulsten Strahlungsfeldes auf die Messergebnisse der eingesetzten Überwachungsmonitore zu untersuchen und zu überprüfen.

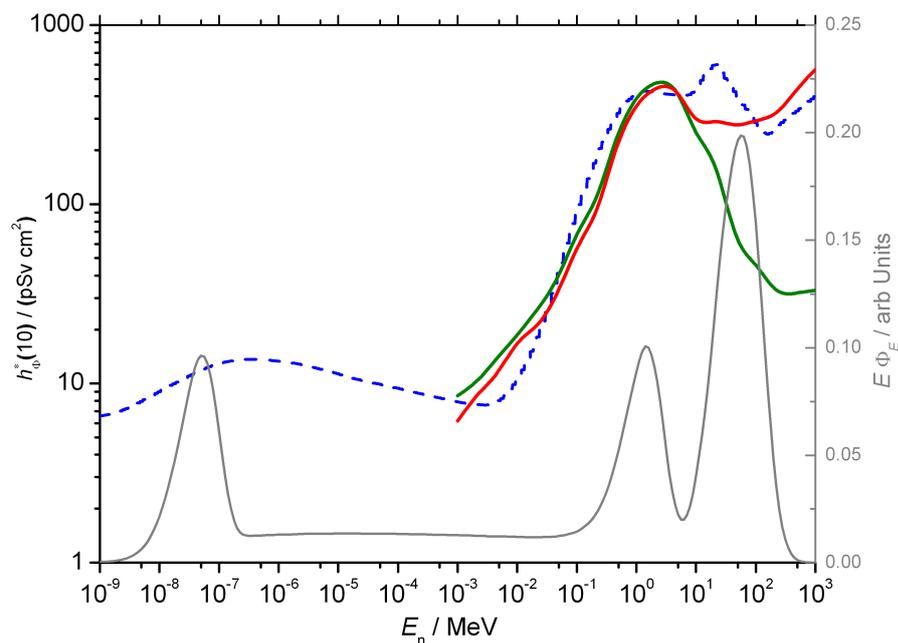


Abbildung 1.1: Energieabhängiges Fluenzansprechvermögen von Überwachungsmonitoren mit (rot) und ohne (grün) Metalleinlage [15], Fluenz-zu-Umgebungs-Äquivalentdosis Konversionskoeffizienten [16] (blau) und typische spektrale Verteilung von Neutronen hinter Abschirmungen (grau, rechte Ordinate).

## 2 Aufgabenstellung

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung von zwei Spektrometern, welche für die Messung von Neutronenstrahlungsfeldern hinter Abschirmungen an Hochenergiebeschleunigern geeignet sind, wobei die Priorität bei der Bestimmung der spektralen Neutronenfluenz liegt. Zusätzlich soll es möglich sein, Messungen einer gepulsten Zeitstruktur des Primärstrahles durchzuführen. Folgende Anforderungen sollen erfüllt werden:

- Entwicklung eines Spektrometers für den Energiebereich von thermisch bis einigen GeV für den Einsatz in gepulsten Strahlungsfeldern hinter Abschirmungen. Ausgangspunkt ist das in der PTB vorhandene Bonnerkugel Spektrometer *NEMUS* (siehe Kapitel 4.3). Der bisher verwendete  $^3\text{He}$ -Proportionalzähler als Detektor für thermische Neutronen ist allerdings bei sehr hohen Neutronenflussdichten oder bei kurz gepulstem Primärstrahl nicht einsetzbar. Durch die Verwendung von passiven Detektoren (Thermolumineszenzdetektoren, Aktivierungsfolien) oder aktiven Detektoren (z. B. einer Spaltkammer im Strombetrieb) soll das Spektrometer auch in Strahlungsfeldern einsetzbar sein, deren Teilchenintensität um zwei bis drei Größenordnungen höher ist als derzeit bei der GSI oder wie sie durch einen gepulsten Primärteilchenstrahl verursacht werden.
- Entwicklung eines hochauflösenden Neutronenspektrometers für den Energiebereich von einigen MeV bis 200 MeV : Die "beobachteten" Spektren hinter Abschirmungen basieren auf Rechnungen und zeigen in der Regel eine Struktur mit Peaks bei etwa 1 MeV und 100 MeV. Diese konnten bisher nicht mit unabhängigen Verfahren bestätigt werden. Hierzu bieten sich Szintillationsdetektoren an, bei denen die Pulshöheninformation über Entfaltungsverfahren in eine Energieverteilung umgewandelt wird.

Beide Spektrometer sind durch Messungen in Referenzfeldern, welche seitens der PTB zur Verfügung gestellt werden, und gegebenenfalls durch Simulationsrechnungen zu charakterisieren.

In Experimenten in geeigneten Strahlenumgebungen sollen die Funktionstüchtigkeit, die Stärken und die Grenzen der beiden neuen Spektrometer aufgezeigt werden. Die Parameter der Primärteilchenstrahlen sind dabei so zu wählen, dass auch Messungen mit dem sehr gut charakterisierten *NEMUS* (als Referenzsystem) durchgeführt werden können.

## 2 Aufgabenstellung

# 3 Grundlagen

## 3.1 Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

Der Energieverlust von geladenen Teilchen wie Protonen oder Ionen in Medien kann durch die Coulomb-Wechselwirkung anhand der Bethe-Bloch Formel beschrieben werden. Neutronen, die elektrisch neutral sind, wechselwirken mit den Atomkernen des durchquerten Mediums durch elastische, inelastische (für Neutronen mit Energien grösser 1 MeV) Streuung und durch Kernreaktionen [17]. Die Reaktionswahrscheinlichkeiten sind abhängig von der Energie des einfallenden Neutrons und dem Material des durchquerten Mediums. In der Kernphysik wird anstatt der Reaktionswahrscheinlichkeit üblicherweise das Konzept des Wirkungsquerschnitts mit der Einheit barn verwendet (1 barn entspricht  $10^{-24}$  cm), welches auf der Zuordnung einer zur Flugrichtung der einfallenden Teilchen senkrechten Fläche mit einer Grösse proportional zur Reaktionswahrscheinlichkeit basiert [18]. Neutronen höherer Energie erzeugen beim Eindringen in Materie nukleare Schauer, wodurch die Neutronenfluenz zunächst ansteigt (Aufbaueffekt) [19]. Bei den Kernreaktionen können weiterhin geladene Teilchen oder  $\gamma$ -Strahlung entweder prompt (Evaporation, Abregung) und verzögert (Aktivierung) emittiert werden [20]. Die Energieabgabe von Neutronen bei dem Durchqueren von Materie wird Moderation genannt. Wasserstoffhaltige Materialien wie Polyethylen (PE) sind bedingt durch das ähnliche Gewicht von Neutronen und Wasserstoffkernen für Neutronen mit Energien bis 20 MeV optimale Moderationsmaterialien, da die durch elastische Kollisionen übertragene Energie maximal ist. Die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung mit dem Atomkern ist proportional zur Aufenthaltsdauer in Kernnähe und somit umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit der Neutronen. Durch die Schalenstruktur des Kerns ist im Energiebereich von  $10^{-6}$  MeV bis  $10^{-1}$  MeV eine Resonanzabsorption mit einer um bis zu mehreren Grössenordnungen erhöhten Reaktionswahrscheinlichkeit möglich. Dies führt zu energieabhängigen Wirkungsquerschnitten, wie sie exemplarisch in Abbildung 3.1 gezeigt sind.

Bei dem Auftreffen von Neutronen auf Materie ist das Verhältnis der Neutronenfluenzen  $\Phi_0$  vor und  $\Phi_x$  nach Durchqueren des Mediums einer Dicke  $x$  ein Mass für die Abschwächwirkung und lässt sich durch

$$\frac{\Phi_x}{\Phi_0} = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (3.1)$$

anhand des als Schwächungslänge  $\lambda$  bezeichneten Parameters berechnen [21]. Die Schwächungslänge ist proportional zum totalen Wirkungsquerschnitt des durchquerten Materials und abhängig von der Energie der Neutronen (Tabelle 3.1).

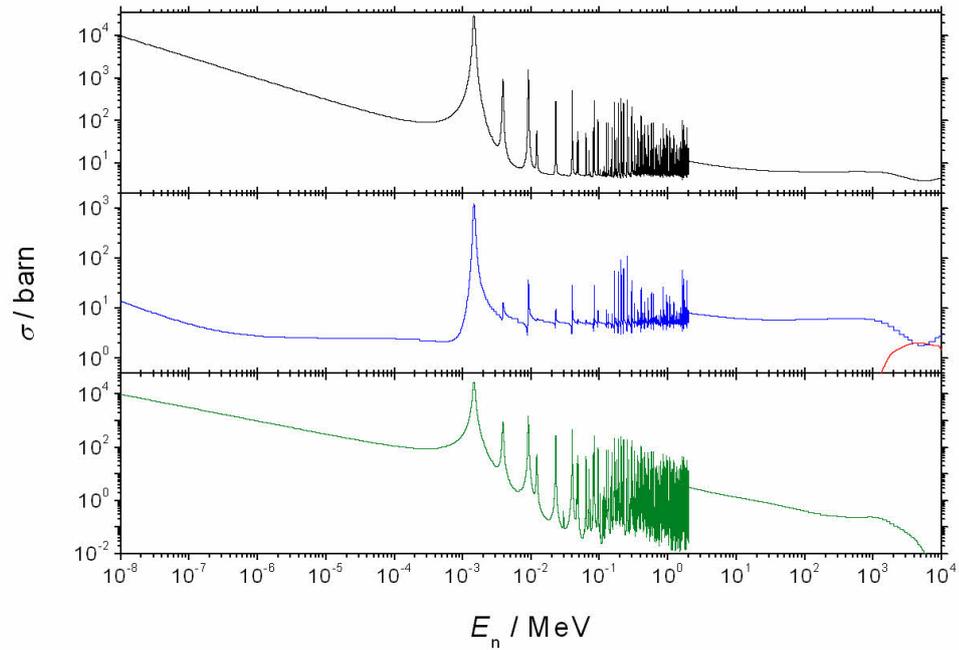


Abbildung 3.1: Energieabhängige Wirkungsquerschnitte des Elements  $^{115}\text{In}$  bei einer Bestrahlung mit Neutronen für alle Reaktionen (schwarz), elastische (blau) oder inelastische Streuung (rot) und der Aktivierung des Targetkerns (grün).

## 3.2 Dosimetrie

Für den Strahlenschutz werden dosimetrische Konzepte und Größen, welche von der *International Commission of Radiation Units and Measurements* (ICRU) und der *International Commission on Radiological Protection* (ICRP) entwickelt wurden, verwendet. Dabei wird zwischen Schutzgrößen und operativen Größen unterschieden.

### Schutzgrößen und effektive Dosis

Durch Schutzgrößen soll das Risiko bei einer Exposition mit ionisierender Strahlung (intern wie extern) unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Empfindlichkeiten einzelner Organe auf unterschiedliche Strahlenarten und Qualitäten durch eine einzige Größe beschrieben werden. Diese wird zur Festlegung von Grenzwerten verwendet und ist nicht direkt messbar. Die mittlere Äquivalentdosis  $H_T$  eines Gewebes oder Organs T mit der Masse  $m$  wird anhand der im Gewebe absorbierten Dosis  $D_{T,R}$  bei einer Bestrahlung mit ionisierender Strahlung der Art R, beschrieben durch

$$D_{T,R} = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} dm \overline{dE}, \quad (3.2)$$

mit der Empfindlichkeit  $w_R$  auf die Strahlung gewichtet:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R}. \quad (3.3)$$

Tabelle 3.1: Schwächungslängen  $\lambda$  von Neutronen in unterschiedlichen Abschirmmaterialien aus [22]

Material	$\rho / \text{g cm}^{-3}$	$\lambda / \text{cm}$	
		$E_n < 25 \text{ MeV}$	$E_n > 25 \text{ MeV}$
Beton	2.4	17	28-49
Schwerbeton	3.7	12	34
Blei	11.3	14	17
Eisen	7.8	13	18
Erde	1.6	21	56
PE	1.0	6	61

Der Wichtungsfaktor ist ein Mass für die relative biologische Wirksamkeit einer Strahlenart, gemittelt über den gesamten Körper. Dies bedeutet, dass lokale Veränderungen des Strahlungsfeldes und zusätzliche Auswirkungen von sekundär produzierter Strahlung nicht berücksichtigt werden [23]. Abbildung 3.2 zeigt Wichtungsfaktoren aus ICRP60 [24], welche durch eine Stufenfunktion (gepunktete Linie) interpoliert (schwarz), die Grundlage der zur Dosisberechnung verwendeten Konversionskoeffizienten aus ICRP74 [25] bilden. In ICRP103 werden neue Wichtungsfaktoren vorgeschlagen, insbesondere ändern sich die Werte für niedrige und hohe Neutronenenergien. Da die relative biologische Wirksamkeit für Neutronen mit hohen Energien vergleichbar zu Protonen ist und Neutronen mit geringen Energien hauptsächlich über sekundär erzeugte Photonen eine Dosis im Gewebe verursachen, wurden die Wichtungsfaktoren an die der Protonen und Photonen angepasst (Abbildung 3.2, rot).

Zur Unterscheidung der in  $\text{J kg}^{-1}$  angegebenen Dosis  $D$  wird für die Äquivalentdosis  $H_T$  die Einheit Sievert (Sv) verwendet.

Das Risiko eines Auftretens von stochastischen Strahlenschäden bei einer Ganzkörperbestrahlung kann durch eine effektive Dosis

$$E = \sum_T w_T H_T \quad (3.4)$$

als gewichtete Summe der Organäquivalentdosen mit  $w_T$  als Wichtungsfaktor, der die relative Empfindlichkeit der einzelnen Organe oder Gewebe auf die Entstehung von Krebs oder deren Sterbewahrscheinlichkeit berücksichtigt, abgeschätzt werden (siehe ICRP60 oder ICRP103).

### Operative Grössen

Die durch ionisierende Strahlung hervorgerufene Energiedeposition in den einzelnen Organen ist nicht direkt messbar. Von der ICRU wird das Konzept der Umgebungsäquivalentdosis  $H^*(d)$  als konservativer Schätzwert der effektiven Dosis vorgeschlagen [27]. Dafür wird eine aus gewebeähnlichem Material bestehende Kugel mit einem Durchmesser von 30 cm parallel und homogen bestrahlt und die Äquivalentdosis anhand der in einer Eindringtiefe  $d$  deponier-

### 3 Grundlagen

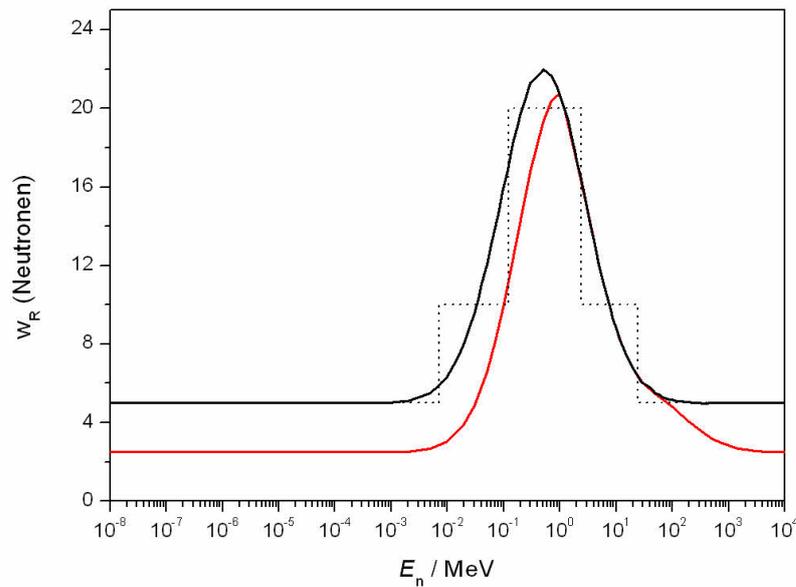


Abbildung 3.2: Strahlungswichtungsfaktoren  $w_R$  für Neutronen in Abhängigkeit von der Energie, entnommen ICRP60 [24] (schwarz) und ICRP103 [26] (rot).

ten Dosis durch

$$H^*(d) = Q \cdot D \quad (3.5)$$

berechnet. Der Qualitätsfaktor  $Q$  beschreibt die relative biologische Wirksamkeit und ist abhängig von dem linearen Energietransfer der Strahlung [25]. Für die Eindringtiefe  $d$  wird für kurz reichweitige Teilchen wie  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Strahlung 0.07 mm und für durchdringende Teilchen wie z.B. Neutronen 10 mm verwendet.

Im operativen Strahlenschutz ist es notwendig, die von Strahlungsfeldern hervorgerufene Dosis anhand von direkt messbaren Grössen wie der Fluenz (Neutronen) oder dem Luftkerma (Photonen) abzuschätzen. Für Neutronen stehen dafür durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmte Konversionskoeffizienten  $h_{\Phi}^*(E)$ , zur Verfügung, so dass bei gegebener spektraler Fluenz  $\Phi(E)$  die Umgebungsäquivalentdosis  $H^*(10)$  durch

$$H^*(10) = \sum_E h_{\Phi}^*(E) \Phi(E) \quad (3.6)$$

zu berechnen ist. Die im Rahmen dieser Arbeit angegebenen Dosiswerte sind mit den Fluenz-zu-Umgebungsäquivalentdosis Konversionskoeffizienten der ICRP74 [25] und der Evaluation für Neutronen mit Energien grösser als 150 MeV von Pellicioni [16] berechnet worden (Abbildung 3.3).

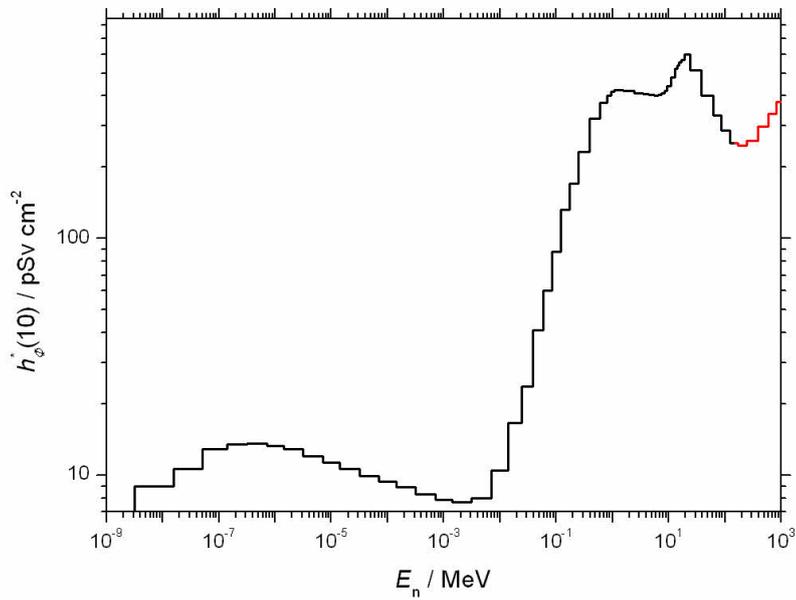


Abbildung 3.3: Fluenz-zu-Umgebungsäquivalentdosis Konversionkoeffizienten (schwarz) [25] mit der Evaluation für Neutronen mit Energien grösser 150 MeV von Pellicioni (rot) [16].

### 3 Grundlagen

# 4 Neutronenspektrometrie an Hochenergiebeschleunigern

## 4.1 Eigenschaften von Neutronenstrahlungsfeldern hinter Abschirmungen

In der Umgebung von Hochenergiebeschleunigern entsteht durch die Interaktion des Primärstrahls mit einem Target oder Strahlweegelementen in Abhängigkeit von der Energie, dem Material und der Teilchenart anisotrope Sekundärstrahlung, die aus unterschiedlichen Teilchenarten bis hin zu schweren Elementen bestehen kann und eine breite Energieverteilung besitzt [28]. Im weiteren Verlauf wird jedoch nur auf die Neutronenkomponente der Sekundärstrahlung eingegangen.

Die Orte, an denen Neutronen entstehen können, sind aus Strahlenschutzgründen von einer Abschirmung umgeben. Diese ist überwiegend aus Beton gefertigt und besitzt eine ausreichende Dicke, um der spektralen Verteilung der Neutronen eine charakteristische Form zu geben. Zur Verdeutlichung kann ein Szenario, wie es beispielsweise bei Experimenten oder einer Fehljustierung des Primärstrahls und anschließender Bestrahlung von Strahlwegkomponenten möglich ist, verwendet werden. Dafür werden Neutronen mit einer breiten Energieverteilung, wie sie bei der Bestrahlung eines Eisentargets mit hochenergetischen  $^{12}\text{C}$ -Ionen einer Energie von 1 GeV/u entstehen (Abbildung 4.1, rot) [29], anhand von Monte-Carlo-Simulationen (siehe Anhang D) durch eine 5 m dicke Abschirmung transportiert (Abbildung 4.1, rechts) und die spektrale Neutronenfluenz ausserhalb der Abschirmung berechnet (Abbildung 4.1, grün). Diese lässt sich in vier Bereiche, einen thermischen Peak, eine in Lethargiedarstellung flache intermediäre Region und zwei Peaks im Bereich von 1 MeV und 100 MeV unterteilen. Die Form ist auf die Energieabhängigkeit der an der Moderierung beteiligten Reaktionen zurückzuführen (Abbildung 4.1, schwarz).

Eine Veränderung von Bestrahlungsbedingungen wie der Energie oder der Teilchenart des Primärstrahles oder der Dicke der Betonwand ändert nicht die Form der spektralen Verteilung sondern nur die Intensitäten der oben beschriebenen Bereiche [1, 30].

Der die beiden Peaks bei 1 MeV und 100 MeV überdeckende Energiebereich trägt unabhängig von der Messposition mit mehr als 50 % zur totalen Neutronenfluenz und mit mehr als 95 % zur Dosis bei (exemplarisch in Abbildung 4.2 für die Bestrahlung eines Graphit-Targets mit 400 MeV/u  $^{12}\text{C}$ -Ionen an der GSI im Experimentierarral *Cave A* gezeigt [31]).

#### 4 Neutronenspektrometrie an Hochenergiebeschleunigern

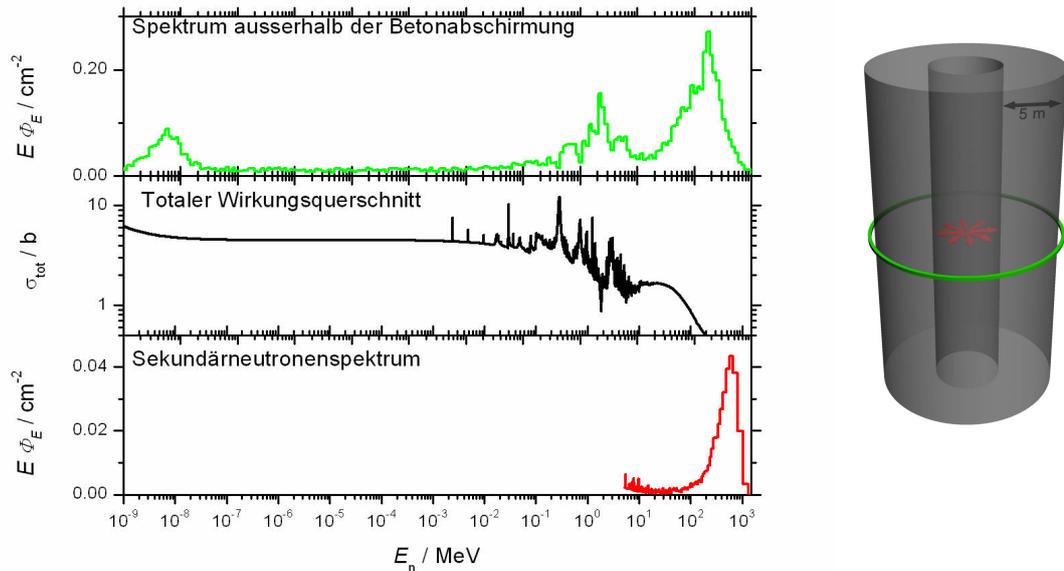


Abbildung 4.1: Simulierte spektrale Fluenz von Sekundärneutronen ausserhalb einer zylindrischen Betonabschirmung (grün), die bei der Bestrahlung eines Eisentargets mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen erzeugt wurden (rot) [29] und des totalen Wirkungsquerschnitts von Neutronen in Beton (schwarz). Die rechte Abbildung zeigt das der Simulation zugrunde liegende geometrische Modell.

#### Lethargiedarstellung

In der Neutronenphysik wird aus praktischen Gründen, wie der Darstellung von Wirkungsquerschnitten oder spektralen Verteilungen über einen oft mehrere Zehnerpotenzen umfassenden Energiebereich, eine logarithmische Energieskala verwendet. Zur Darstellung wird häufig eine als Lethargie bezeichnete Grösse  $L$  verwendet [32]:

$$L = \log \left( \frac{E_{\text{Ref}}}{E} \right). \quad (4.1)$$

Durch die Moderation in Materie verlieren Neutronen Energie, so dass die Lethargie mit der Zeit zunimmt. Da der Logarithmus eine dimensionslose Grösse ist, muss die Energie  $E$  anhand einer Referenzenergie  $E_{\text{Ref}}$  normiert werden, die je nach Anwendungsbereich variieren kann. Die Lethargiedarstellung ist eine Form der Darstellung, in der gleiche Flächen im Spektrum bei der Lethargie als natürliche Einheit der Energie gleichen Neutronenfluenzen entsprechen.

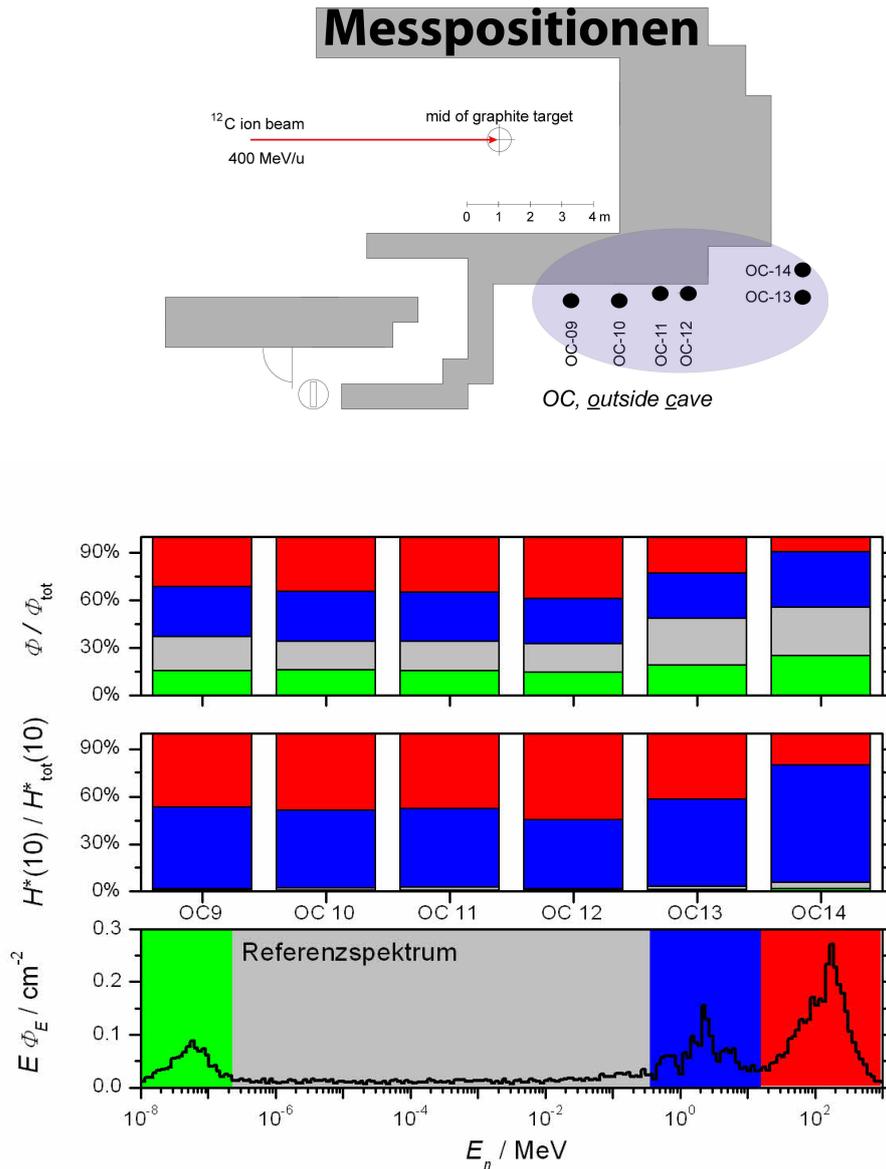


Abbildung 4.2: Anteile der einzelnen Energiebereiche (unten) zur Dosis (mitte) und zur Neutronenfluenz (oben) in Abhängigkeit von der Messposition (kleine Abbildung) für die Bestrahlung eines Graphit-Targets mit 400 MeV/u  $^{12}\text{C}$ -Ionen an der GSI im Experimentierareal *Cave A* [31].

## 4.2 Bonnerkugel Spektrometrie

Die Kombination eines thermischen Neutronendetektors in der Mitte von unterschiedlich dicken Moderatorkugeln aus PE wurde erstmalig von Bramblet, Ewing und Bonner im Jahr 1960 vorgestellt und ist seitdem unter dem Namen Bonnerkugel Spektrometer (BKS) bekannt [33].

#### 4 Neutronenspektrometrie an Hochenergiebeschleunigern

Durch die unterschiedlichen Moderatorokugeln werden Neutronen energieabhängig moderiert und über einem breiten Energiebereich von thermisch bis zu einigen GeV messbar. Darüber hinaus ist das Ansprechvermögen des Spektrometers durch den kugelsymmetrischen Aufbau nahezu richtungsunabhängig. Historisch bedingt werden die unterschiedlichen Moderatorokugeln anhand ihres Durchmessers in Inch (entspricht 2.54 cm) bezeichnet. Durch die Wahl unterschiedlicher thermischer Neutronendetektoren ist die Empfindlichkeit dieser Spektrometer variierbar. Dabei werden BKS mit aktiven Detektoren (Proportionalzählrohre [34, 35], Szintillationsdetektoren [36]) oder auch passiven Detektoren (CR39 [37], Thermolumineszenzdetektoren [38, 39] oder Aktivierungsfolien [40, 41]) eingesetzt.

Das Ansprechvermögen  $R_d(E)$  einer Moderatorokugel mit dem Durchmesser  $d$  lässt sich anhand

$$R_d(E) = \frac{M_d}{\Phi(E)} \quad (4.2)$$

bestimmen. Dabei beschreibt  $M_d$  den Messwert des thermischen Neutronendetektors, bei einem aktiven System (im Allgemeinen also die Anzahl von Messimpulsen) und  $\Phi(E)$  die spektrale Fluenz des Strahlungsfeldes. Diese Definition setzt eine vollständige und vor allem homogene Bestrahlung der gesamten Moderatorokugel voraus und hat zur Folge, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen

$$\varepsilon(E) = \frac{4R_d(E)}{\pi d^2} \quad (4.3)$$

auch abhängig vom Kugeldurchmesser ist [42].

Die Moderation von Neutronen im PE erfolgt hauptsächlich durch elastische Streuung am Wasserstoff und am Kohlenstoff. Weitere Reaktionskanäle wie beispielsweise  $C(n,\alpha)$ ,  $C(n,d)$  oder  $C(n,p)$  treten erst bei höheren Neutronenenergien auf. Abbildung 4.3 (rechts) zeigt die Reaktionswahrscheinlichkeiten der Hauptreaktionskanäle.

Bei der Bestrahlung einer Moderatorokugel sind hauptsächlich vier Interaktionsvarianten zu unterscheiden (Abbildung 4.3, links). Dabei können auftreffende Neutronen die Moderatorokugel nach einer (1) oder mehreren Wechselwirkungen (2) wieder verlassen. Neutronen, die durch eine hohe Anzahl von Wechselwirkungen nur noch eine thermische Energie besitzen, können bei Erreichen des Detektorvolumens nachgewiesen (3) oder vom umgebenden PE absorbiert werden (4). In letzterem Fall wird ein  $\gamma$ -Quant mit einer Energie von 2.2 MeV emittiert. Dies führt zu Detektorantwortfunktionen, wie sie in Abbildung 4.5 (oben) dargestellt sind. Die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung von Neutronen mit Energien grösser als 20 MeV in PE nimmt ab und führt zu einem Abfall des Ansprechvermögens. Für den Nachweis von Neutronen mit höheren Energien werden Moderatorokugeln mit Einlagen aus Metall, wie beispielsweise Kupfer, Blei oder Wolfram [43] verwendet. Diese Materialien besitzen einen hohen  $(n,xn)$ -Wechselwirkungsquerschnitt für höhere Neutronenenergien (Abbildung 4.4, rechts). Die Modifikation führt bei unterschiedliche Kombinationen von Blei und Kupferinlagen zu dem in Abbildung 4.5 (unten) dargestellten Ansprechvermögen. Die Nomenklatur der modifizierten Moderatorokugeln wird in Kapitel 4.3 erläutert.

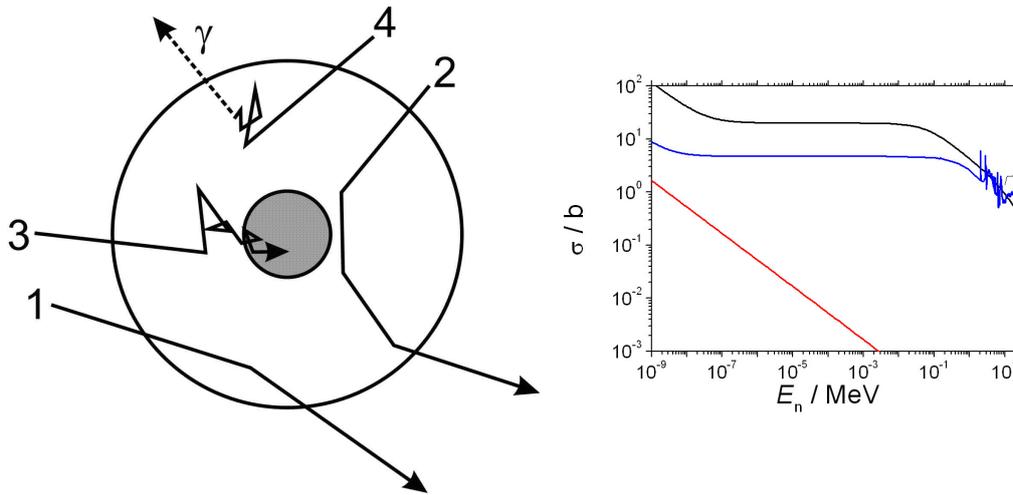


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Hauptinteraktionsmöglichkeiten von Neutronen mit einer PE-Moderatorkugel (links) und der beteiligten Wirkungsquerschnitte (rechts) für elastische Streuung am Wasserstoff (schwarz), am Kohlenstoff (blau) oder für eine Absorption (rot).

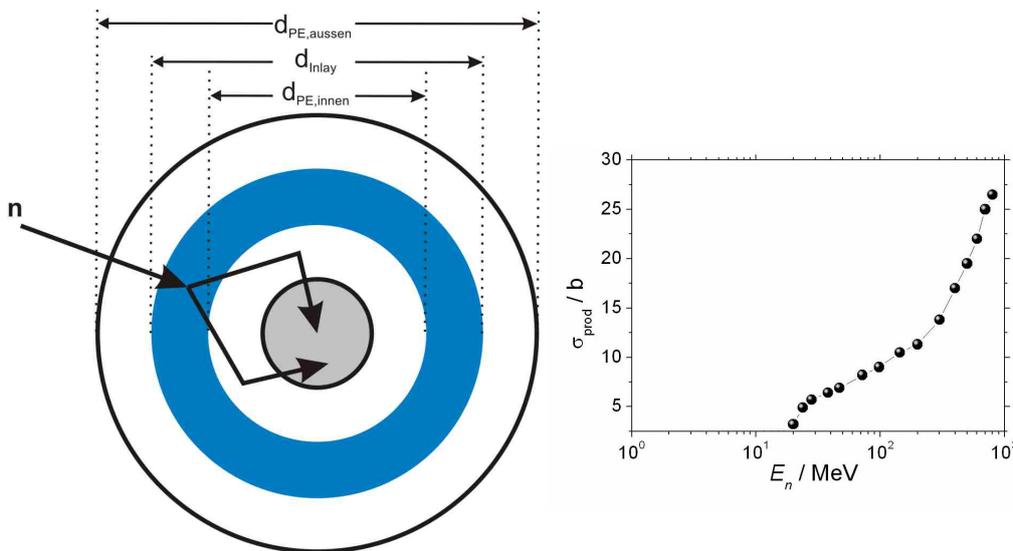


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Modifikation einer Moderatorkugel durch Einfügen einer Metallschicht (links) und dem  $(x,xn)$ -Wirkungsquerschnitt für Blei [43] (rechts).

### Moderierung von Neutronen

Die Moderierung und auch die Detektion von Neutronen, die auf eine Moderatorkugel treffen, ist abhängig vom Kugeldurchmesser und der Neutronenenergie. Abbildung 4.6 (oben) zeigt eine spektrale Neutronenverteilung, wie sie hinter Abschirmungen zu erwarten ist (siehe Kapitel 4.1). Bei einem Auftreffen auf einer Moderatorkugel erreichen nur wenige thermische

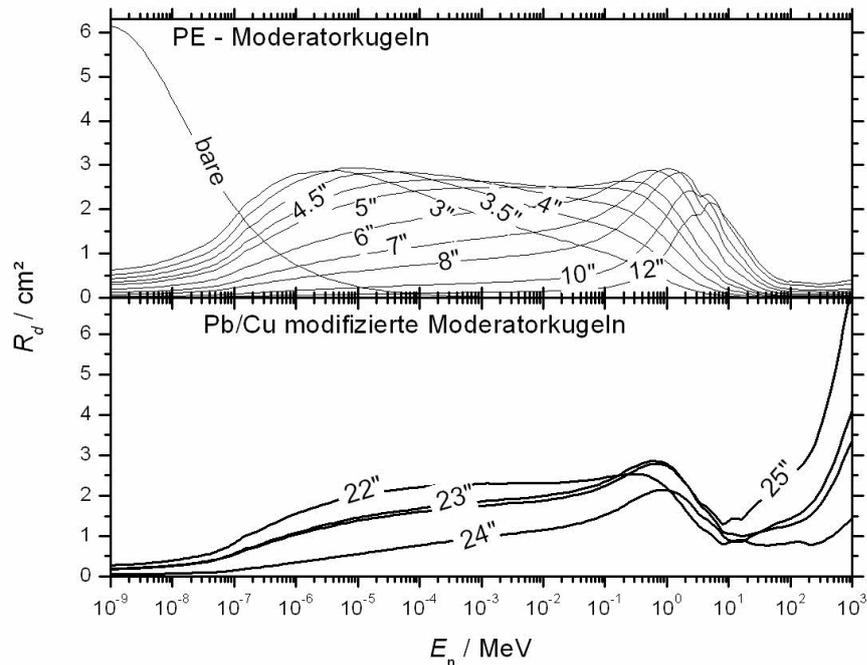


Abbildung 4.5: Detektorantwortfunktionen des *NEMUS* [35] in Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Die Nomenklatur wird in Kapitel 4.3 erläutert.

Neutronen das Kugelzentrum, da sie im Moderator zum Teil absorbiert werden. Neutronen mit Energien im Bereich von 100 keV - 20 MeV werden abgebremst und teilweise thermalisiert. Die Moderatororkugeln aus PE verändern die Fluenz von Neutronen mit Energien grösser als 20 MeV nur in geringem Umfang, da die Reaktionswahrscheinlichkeit gering ist (Abbildung 4.6, mitte). Bei einer Modifikation der Kugeln mit Pb oder Cu tragen auch hochenergetische Neutronen durch (n,xn)-Reaktionen mit anschliessender Moderation im umgebenden PE zum thermischen Anteil der Fluenz bei (Abbildung 4.6, unten). Für den Nachweis im Detektor sind hauptsächlich Neutronen mit thermischen Energien (grau unterlegt in Abbildung 4.6) massgeblich. Ein typisches Ergebnis von Messungen mit einem Bonnerkugel Spektrometer (also der Anzahl der gemessenen Ereignisse als Funktion des Kugeldurchmessers) in einem Strahlungsfeld mit hochenergetischen Neutronen zeigt Abbildung 4.7. Die Erhöhung des Ansprechvermögens der modifizierten Kugeln für Neutronen in diesem Energiebereich ist deutlich erkennbar (Abbildung 4.7, rot).

### 4.3 Das Bonnerkugel Spektrometer *NEMUS*

Das von der PTB betriebene Bonnerkugel Spektrometer *NEMUS* (Neutron multisphere spectrometer, Abbildung 4.8) [35] besteht aus 10 PE-Moderatororkugeln mit Durchmessern von 3'',

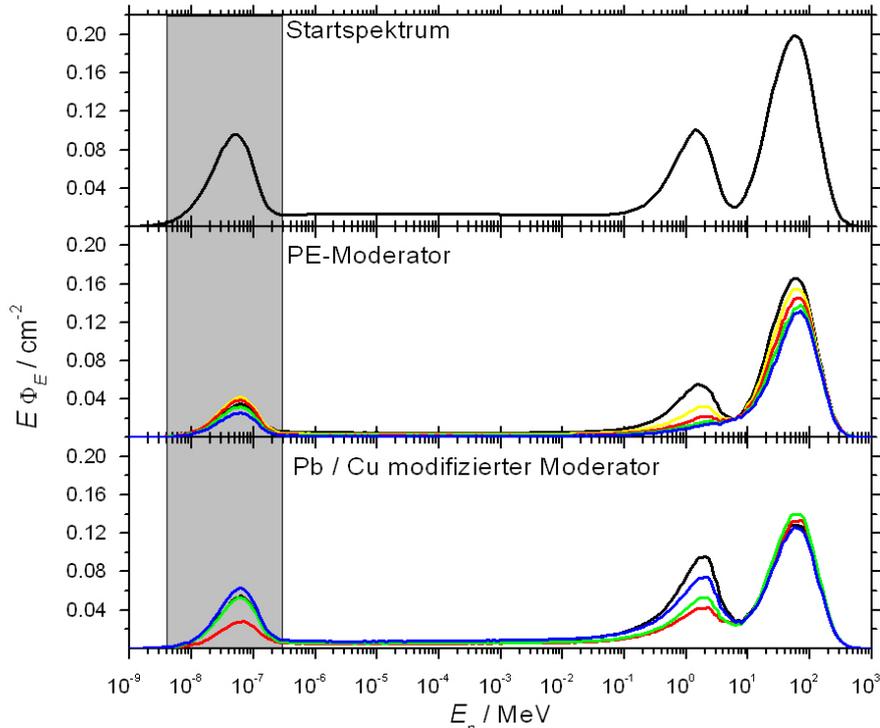


Abbildung 4.6: Spektrale Neutronenfluss im Zentrum der unterschiedlichen PE-Moderatorkugeln, 4" (schwarz), 6" (gelb), 8" (rot), 10" (grün), und 12" (blau) in der mittleren Abbildung und im Zentrum der mit metallischen Einlagen modifizierten Kugeln 22" (schwarz), 23" (rot), 24" (gelb), 25" (blau) in der unteren Abbildung (die Nomenklatur wird in Kapitel 4.3 erläutert), die durch eine Bestrahlung mit Neutronen erzeugt wird (obere Abbildung), die eine für Messungen hinter Abschirmungen typischen Energieverteilung besitzen. Für den Nachweis im Detektor (im Kugelzentrum) sind hauptsächlich Neutronen mit thermischen Energien (grau unterlegt) massgeblich.

3.5", 4", 4.5", 5", 6", 7", 8", 10" und 12". Die mittlere Dichte der PE-Moderatorkugeln beträgt  $0.95 \text{ g cm}^{-3}$ . Für hochenergetische Neutronen werden vier mit Blei und Kupferschalen (Wanddicken von 0.5" und 1") modifizierte Kugeln verwendet. Um die Benennung anhand der Durchmesser beizubehalten, werden diese Kugeln mit 22" bis 25" bezeichnet. Die Zuordnung erfolgt anhand Tabelle 4.1. Im Zentrum der Kugeln befindet sich ein sphärisches  $^3\text{He}$ -Proportionalzählrohr der Firma Centronic [44] vom Typ SP-9 als thermischer Neutronendetektor. Zur Charakterisierung des Spektrometers wurden anhand eines detaillierten geometrischen Modells Antwortfunktionen simuliert [45] und an Kalibriermessungen in Referenzfeldern angepasst. Dafür wurden Messungen in monoenergetischen Neutronenfeldern von 1.2 MeV bis 14.8 MeV [46] und bei 60 MeV [35] durchgeführt. Für die Datenanalyse stehen Antwortfunktionen für jede Moderatorkugel an 281 logarithmisch äquidistanten Stützstellen in einem Energiebereich von 1 meV bis zu 100 GeV zur Verfügung.

#### 4 Neutronenspektrometrie an Hochenergiebeschleunigern

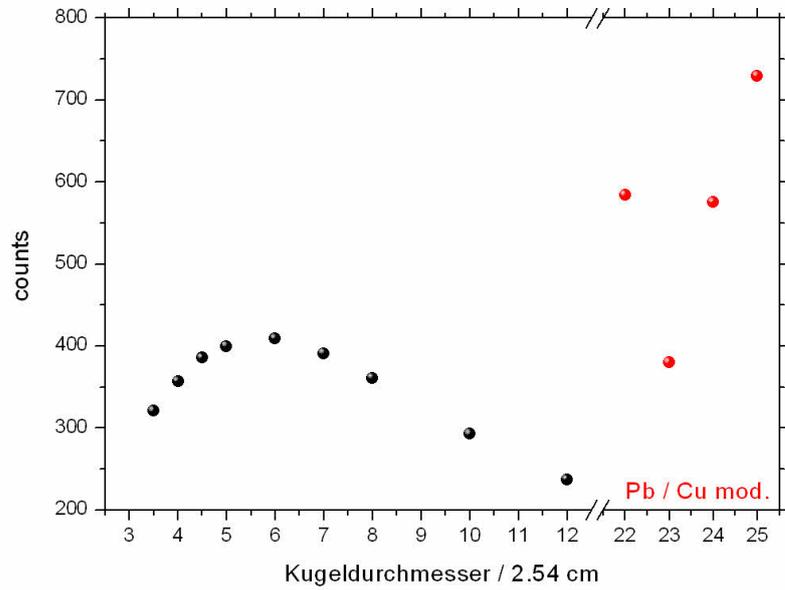


Abbildung 4.7: Typische Ergebnisse (Anzahl der gemessenen Ereignisse als Funktion des Kugeldurchmessers) von Messungen mit einem Bonnerkugel Spektrometer.

Tabelle 4.1: Bezeichnung der mit Pb / Cu modifizierten Moderatorokugeln des *NEMUS*. Die verwendeten Grössen werden in Abbildung 4.4 definiert.

Bezeichnung	$d_{PE,innen}$ / inch	Material	$d_{Inlay}$ / inch	$d_{PE,aussen}$ / inch
22"	3	Pb	5	7
23"	4	Cu	5	7
24"	4	Pb	5	7
25"	4	Pb	6	8

### 4.3 Das Bonnerkugel Spektrometer *NEMUS*

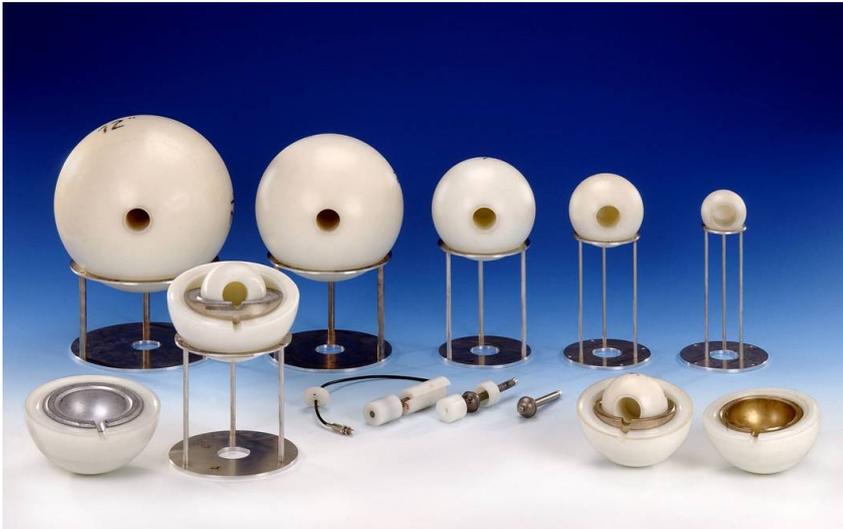


Abbildung 4.8: Das Bonnerkugel Spektrometer *NEMUS* [35], bestehend aus 10 PE-Moderatorkugeln, 4 mit Pb / Cu modifizierten Kugeln für hochenergetische Neutronen und <sup>3</sup>He-Proportionalzählrohr.

#### *4 Neutronenspektrometrie an Hochenergiebeschleunigern*

# 5 Bonnerkugel Spektrometer mit Aktivierungsdetektor (AgBKS)

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Neuentwicklung des thermischen Neutronendetektors für das in Kapitel 4.3 beschriebene Bonnerkugel Spektrometers *NEMUS*, um höhere Flussdichten mit gepulster Zeitstruktur messen zu können. Im ersten Teil des Kapitels werden die Randbedingungen und notwendigen Voruntersuchungen vorgestellt. Anschließend folgt die detaillierte Beschreibung des neu entwickelten thermischen Neutronendetektors und dessen Funktionsweise. Die zur Charakterisierung durchgeführten Monte-Carlo-Rechnungen und Kalibriermessungen werden in den Kapiteln 5.3 und 5.5 beschrieben. Abschließend wird die Funktionsweise des Detektors anhand eines Modells überprüft.

## 5.1 Detektorentwicklung und Randbedingungen

Für den Einsatzbereich des neuen Spektrometers wurden als Randbedingungen zwei unterschiedliche Szenarien betrachtet:

### Szenario CERN

Ein Protonenstrahl ( $10^{13}$  Protonen pro Spill) trifft mit einer Energie von 14 GeV auf einen Eisenzylinder ( $r=1$  cm,  $l=50$  cm). Dieser ist umgeben von einer 200 cm dicken Betonabschirmung mit Innenradius 150 cm. Eine zweite Betonwand umgibt das ganze Szenario mit einem Innenradius von 750 cm. Für die Simulation des Szenarios wurde FLUKA [10] verwendet [47].

### Szenario GSI

An der GSI wurden im Rahmen einer Messkampagne Neutronenfluenzen und deren spektrale Verteilung außerhalb des Experimentierareals *Cave A* an unterschiedlichen Positionen bei der Bestrahlung eines Graphit Targets mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen einer Energie von bis zu 1 GeV pro Nukleon gemessen [48]. Dieses Szenario verwendet die Position mit der höchsten Neutronenfluenz, die zusätzlich durch eine zu erwartende Anhebung der Strahlintensität um einen Faktor 1000 erhöht wurde.

Die anhand dieser Szenarien abgeschätzten Neutronenflussdichten betragen pro Spill  $7 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$  für die GSI und  $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$  für das CERN mit einer für Messungen hinter Abschirmungen charakteristischen spektralen Verteilung (Abbildung 5.1). Dabei ist zu beachten, dass die für

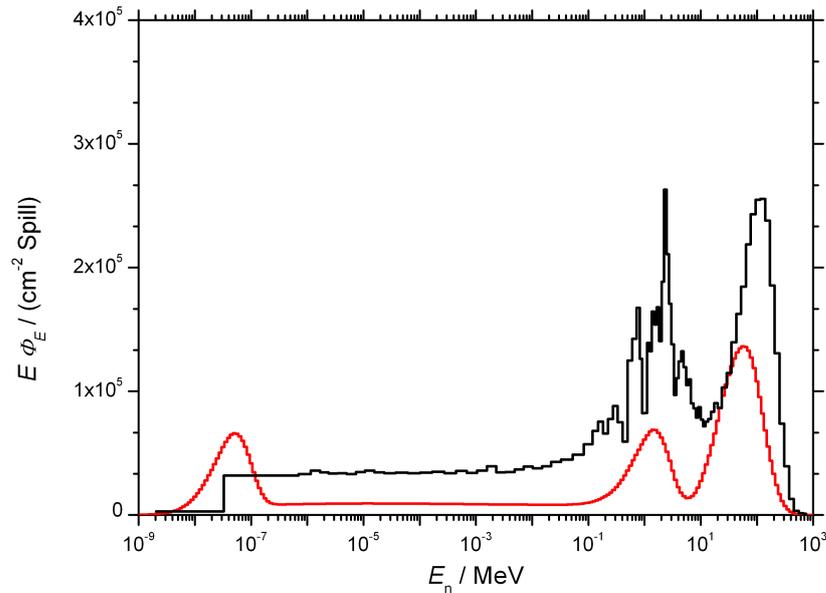


Abbildung 5.1: Spektrale Verteilungen von Neutronen für die untersuchten Szenarien GSI (schwarz) und CERN (rot).

die Simulation des Szenarios CERN verwendete Version des Programms FLUKA keine Neutronen mit thermischen Energien transportiert und diese Komponente somit im Spektrum fehlt. Die bei dem Szenario CERN erwartete spektrale Verteilung von Photonen besitzt eine breite Energieverteilung mit einer totalen Fluenz von  $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$  pro Spill (Abbildung 5.2).

Die Länge der Spills an der GSI ist variabel und kann von einigen Mikrosekunden (schnelle Extraktion) bis zu einigen Sekunden (langsame Extraktion) bei einer Wiederholrate zwischen 0.2 und 1.0 Hz betragen.

Die Eigenschaften der folgenden thermischen Neutronendetektoren bei Messungen mit Randbedingungen, wie sie bei den beschriebenen Szenarien auftreten, sollen untersucht werden:

### Proportionalzählrohre

Proportionalzählrohre zum Nachweis von Neutronen sind in vielen unterschiedlichen Dimensionen und Empfindlichkeiten erhältlich. Dabei sind Zählrohre mit  $^3\text{He}$ - oder  $\text{BF}_3$ -Gasfüllungen weit verbreitet. Der Nachweis von Neutronen erfolgt über die Kernreaktionen  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$  bzw.  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ .

Eine andere Möglichkeit, mit Proportionalzählrohren Neutronen nachzuweisen, wird durch die Beschichtung der Kathode mit spaltbarem Material wie  $^{235}\text{U}$  erreicht. Diese so genannten Spaltkammern zeichnen sich durch eine geringe Totzeit und geringe Empfindlichkeit für Photonenstrahlung aus [49] und werden häufig in Kernreaktoren zur Bestimmung der Neutronenflussdichte in Reaktorkernnähe eingesetzt.

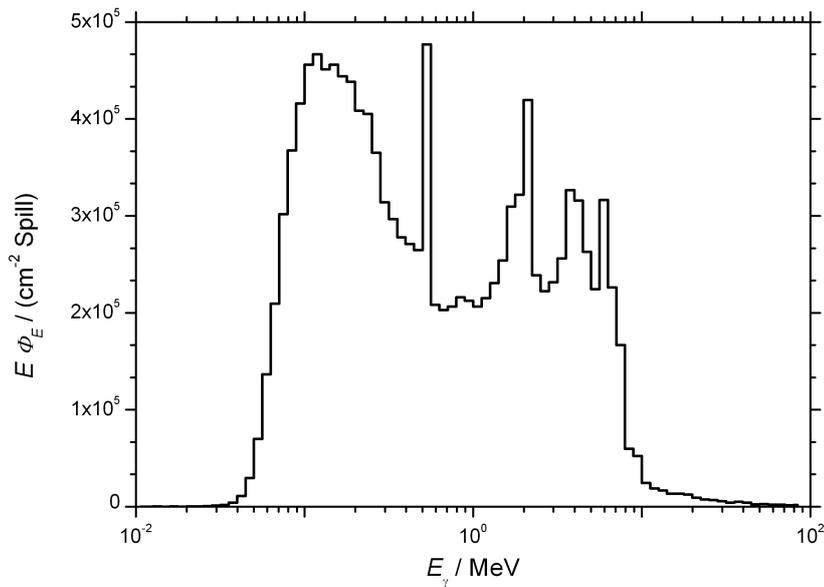


Abbildung 5.2: Berechnete spektrale Verteilung von Photonen für das Szenario CERN [47].

### Thermolumineszenzdetektoren

Thermolumineszenzdetektoren (TLD) sind als passive (nicht direkt anzeigende) Neutronendetektoren zur Messung von hohen Flussdichten geeignet und werden beispielsweise als Albedodosimeter im Strahlenschutz verwendet. Diese Dosimeter besitzen eine hohe Sensitivität auf  $\gamma$ -Strahlung. Zur Bestimmung der Neutronenflussdichte muss die durch  $\gamma$ -Strahlung hervorgerufenen Dosis abgezogen werden. Die Auswertung ist zeitaufwändig und eine Bestrahlung mit Dosen größer als  $500 \mu\text{Sv}$  ist erforderlich, damit eine für den Einsatz in Bonnerkugeln ausreichende Messunsicherheit erzielt wird.

Für den Einsatz des neu zu entwickelnden Bonnerkugel Spektrometers im praktischen Strahlenschutz sind aktive (direkt anzeigende) Detektorsysteme zu bevorzugen. Daher werden ausführliche Untersuchungen eines thermischen Neutronendetektors auf der Basis von Thermolumineszenzdetektoren nur dann durchgeführt, wenn keine der beschriebenen aktiven Detektortypen geeignet ist.

### Aktivierungsdetektoren

Bei der Bestrahlung von Materialien mit thermischen Neutronen entstehen über Einfangreaktionen radioaktive Isotope mit unterschiedlich langen Halbwertszeiten. Dabei ist zwischen im Verhältnis zur Spilllänge langlebigen Isotopen wie  $^{198}\text{Au}$  ( $T_{1/2} = 65 \text{ h}$ ) und kurzlebigen wie  $^{110}\text{Ag}$  ( $T_{1/2} = 25 \text{ s}$ ) zu unterscheiden. Der Nachweis von Neutronen erfolgt über die während des Zerfallsprozesses ausgesendete Strahlung (meist  $\beta$  und  $\gamma$ ). Somit kann der Einfluss von Totzeiteffekten auch bei kurzen Spilllängen mit hohem Neutronenfluss deutlich verringert werden.

### Abschätzung der Zählraten

Durch den Einsatz in einem Bonnerkugel Spektrometer wird der zu entwickelnde thermische Neutronendetektor innerhalb unterschiedlicher Moderatorokugeln eingesetzt (siehe Kapitel 4.2). Dies führt zu unterschiedlichen Zählraten des Detektors. Für die Untersuchung der oben beschriebenen Detektorvarianten sind Abschätzungen der zu erwartenden Zählraten bei Messungen mit Randbedingungen, wie sie in den beschriebenen Szenarien zu erwarten sind, notwendig. Dafür ist mit dem Programm MCNPX (siehe Anhang D) eine Bestrahlung der unterschiedlichen Moderatorokugeln mit einer hinter Abschirmungen erwarteten spektralen Neutronenverteilung simuliert worden. Der Anteil an Neutronen mit thermischen Energien an der totalen Neutronenflussdichte innerhalb der Moderatorokugeln schwankt je nach Moderator zwischen 5 % und 12 %.

Die Faltung der berechneten Spektren innerhalb der Moderatorokugeln mit dem für den Nachweis von Neutronen relevanten Wirkungsquerschnitt (Abbildung 5.3) führt unter Einbeziehung von Randbedingungen wie Dichte und Masse des im Detektor zum Nachweis von Neutronen verwendeten Materials zu einer Abschätzung der zu erwartenden Zählraten der unterschiedlichen Detektorvarianten. Eine Zusammenfassung der für den Nachweis der Neutro-

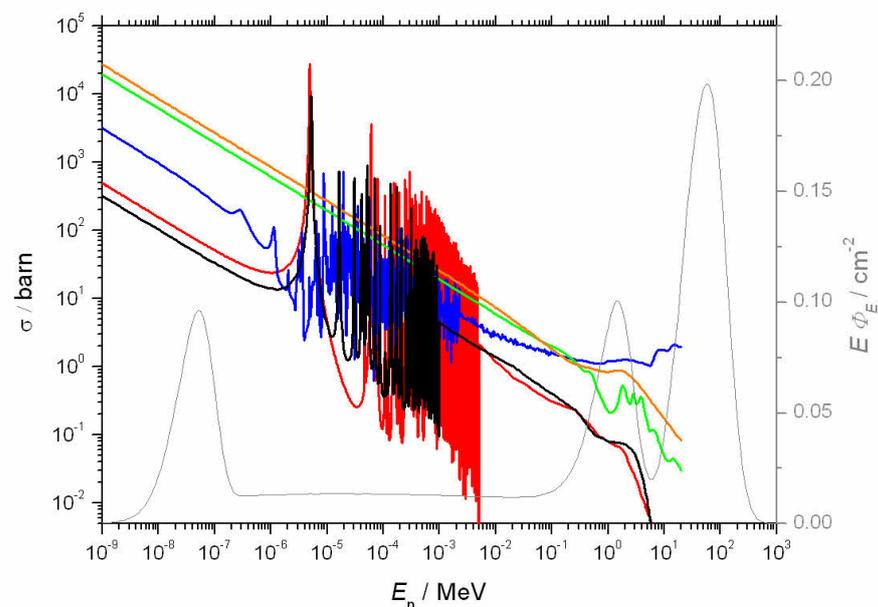


Abbildung 5.3: Für den Nachweis von Neutronen relevante Wirkungsquerschnitte der untersuchten Detektorvarianten:  $\sigma(n,p)^3\text{He}$  (orange),  $\sigma(n,\alpha)^{10}\text{B}$  (grün),  $\sigma(n,\gamma)^{197}\text{Au}$  (rot),  $\sigma(n,\gamma)^{\text{nat}}\text{Ag}$  (schwarz),  $\sigma(n,f)^{235}\text{U}$  (blau) und ein typisches Neutronenspektrum hinter Abschirmungen (grau, rechte Ordinate).

nen verwendeten Reaktionen und abgeschätzten Zählraten gibt Tabelle 5.1. Die angegebenen Zählraten der Aktivierungsdetektoren sind abhängig von der Halbwertszeit des verwendeten Materials und somit unabhängig von der Spilllänge.

Tabelle 5.1: Abschätzung der erwarteten Zählraten verschiedener Detektorvarianten

Reaktion	Erwartete Ereignisse pro Neutron pro $\text{cm}^{-2}$		Ereignisse pro SPILL			
	max	min	CERN		GSI	
			max	min	max	min
${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}^1$	$2 \cdot 10^0$	$4 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$
${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}^1$	$5 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^4$
${}^{197}\text{Au}(n,\gamma)^2$	$2 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^4$
$\text{nat}\text{Ag}(n,\gamma)^2$	$4 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^3$
${}^{235}\text{U}(n,f)^3$	$3 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^3$

<sup>1</sup>Gasdruck: 2 bar    <sup>2</sup>Masse: 1 mg    <sup>3</sup>Masse: 35 mg

### Überprüfung der Abschätzungen anhand des *NEMUS*

Für das *NEMUS* mit  ${}^3\text{He}$ -Proportionalzähler als thermischem Neutronendetektor sind validierte Antwortfunktionen vorhanden. Durch eine Faltung dieser Antwortfunktionen mit der auf die Kugeln auftreffenden Neutronenverteilung kann die "wahre" Anzeige des *NEMUS* simuliert und mit der Abschätzung der Zählraten verglichen werden. Dabei wurde für die Abschätzung ein  ${}^3\text{He}$ -Gasdruck wie in dem im *NEMUS* verwendeten Proportionalzähler angenommen. Die abgeschätzten Zählraten weichen weniger als 9 % von den anhand der Antwortfunktionen bestimmten Zählraten ab. Diese Genauigkeit ist zur Analyse der Eignung der oben beschriebenen Detektortypen ausreichend.

Proportionalzählrohre mit konventioneller Laborelektronik sind bei Zählraten in der Größenordnung von bis zu 10 kHz einsetzbar, wenn Totzeit- und Pile-up-Effekte berücksichtigt werden [50]. Hieraus folgt, dass Proportionalzählrohre selbst bei verringertem Zählgasdruck im Pulsbetrieb nicht für die Messung der erwarteten Flussdichten geeignet sind. Spaltkammern können wegen kürzerer Ladungssammelzeiten auch bei höheren Zählraten betrieben werden und sind auch für Messungen im Strombetrieb geeignet.

Für einen Eignungstest wurde daher eine  ${}^{235}\text{U}$ -Spaltkammer mit einem um einen Faktor 200 geringeren Ansprechvermögen als das im *NEMUS* verwendete  ${}^3\text{He}$ -Proportionalzählrohr bei der Firma LND [51] beschafft. Nach Lieferverzögerungen und anschließender Lieferung eines defekten Detektors mussten die Untersuchungen der Kammer im Rahmen dieser Arbeit eingestellt werden.

Daraufhin wurde ein auf Aktivierung von Silber basierender Detektor untersucht und es konnte gezeigt werden, dass diese Detektorvariante die in den Randbedingungen geforderten Eigenschaften erfüllt.

Ein thermischer Neutronendetektor, der die durch Neutronen hervorgerufene Aktivierung einer Ag-Folie durch die verzögert emittierte  $\beta$ -Strahlung in Si-Dioden nachweist, wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Im weiteren Verlauf wird das Bonnerkugel Spektrometer mit diesem Detektor im Zentrum der Moderatorkugeln als AgBKS bezeichnet.

## 5.2 Aktivierungsdetektor

Der thermische Neutronendetektor befindet sich in einem Aluminiumzylinder mit einem Durchmesser von 4 cm und einer Länge von 4 cm. Diese Abmessungen sind notwendig, damit der Detektor in den bereits existierenden Moderatorokugeln des *NEMUS* verwendet werden kann. Zum Nachweis von Neutronen werden zwei Konverterfolien aus natürlichem Silber mit einer Masse von jeweils 790 mg und einem Volumen von 78 mm<sup>3</sup> verwendet. Die Folien bestehen zu 52% aus <sup>107</sup>Ag und zu 48% aus <sup>109</sup>Ag und haben eine Dicke von 1 mm. Nach dem Einfang eines thermischen Neutrons mit 30 b (<sup>107</sup>Ag) und 90 b (<sup>109</sup>Ag) zerfallen die aktivierten Atome in den Hauptreaktionskanälen über einen  $\beta^-$ -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 142 s (<sup>108</sup>Ag) bzw. 25 s (<sup>110</sup>Ag) und einer  $\beta$ -Maximalenergie von 1650 keV (<sup>108</sup>Ag) bzw. 2892 keV (<sup>110</sup>Ag) zu Cadmium. Die zugehörigen Zerfallsschemata zeigt Abbildung 5.4.

Die Wirkungsquerschnitte für den Neutroneneinfang besitzen eine Resonanzstruktur im Energiebereich von 10<sup>-6</sup> bis 10<sup>-2</sup> MeV (Abbildung 5.5). Der Nachweis der bei einem Zerfall emittierten Elektronen erfolgt durch zwei Si-Pin Dioden der Firma Silicon Sensors [54]. Diese besitzen eine sensitive Oberfläche von 48 mm<sup>2</sup> und bei Anlegen einer Spannung von 70 V eine effektive Schichtdicke von 380  $\mu$ m. Untersuchungen haben gezeigt, dass durch einen Betrieb mit höheren Spannungen keine Vergrößerung der effektiven Schichtdicke zu erzielen ist. Um bei Messungen eine konstante Schichtdicke zu gewährleisten, werden die Dioden mit einer Spannung von 80 V betrieben. Halbleiterzähler wie die verwendeten Dioden sind ebenfalls sensitiv für  $\gamma$ -Strahlung. Aus diesem Grund enthält der Detektor zusätzlich zwei weitere Dioden ohne Neutronenkonverter zur Bestimmung der durch die  $\gamma$ -Strahlung erzeugten Ereignisse. Diese sind symmetrisch zu den Dioden mit Neutronenkonverter angeordnet. Zur Abschirmung niederenergetischer  $\gamma$ -Strahlung umgibt eine Bleischicht alle Dioden. Vier Vorverstärker [55] sind ebenfalls in die Detektorkapsel integriert. Abbildung 5.6 zeigt den schematischen Aufbau des Detektors.

Die Methode der Signalverarbeitung ist schematisch in Abbildung 5.7 gezeigt. Durch die räumliche Nähe der ersten Signalverstärkung zu den einzelnen Dioden werden störende äußere elektronische Einflüsse minimiert. Vor der Digitalisierung der Signale werden diese nochmals verstärkt und gefiltert. Hierfür wird Laborelektronik verwendet. Der Nachweis der  $\beta$ -Strahlung der aktivierten Silberisotope erfolgt durch die bei der Durchquerung des aktiven Volumens der einzelnen Dioden deponierten Energie. Zusätzlich werden in den Dioden Ereignisse registriert, die durch Photonen (genauer: deren Sekundärelektronen) ausgelöst werden. Zum einen handelt es sich um Photonen aus der (n, $\gamma$ )-Reaktion am Silber, zum anderen um Photonen aus

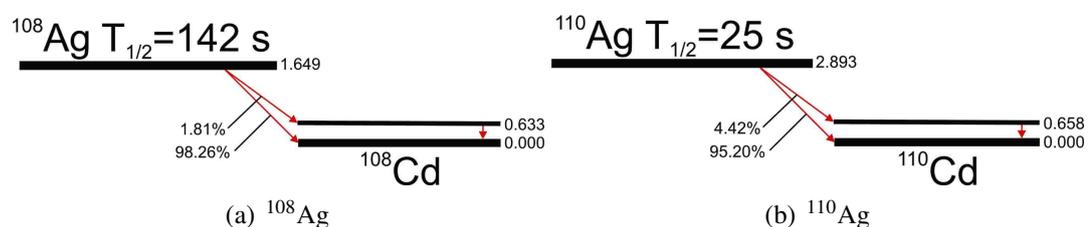


Abbildung 5.4: Zerfallsschemata der Hauptreaktionskanäle der Isotope von <sup>nat</sup>Ag [52].

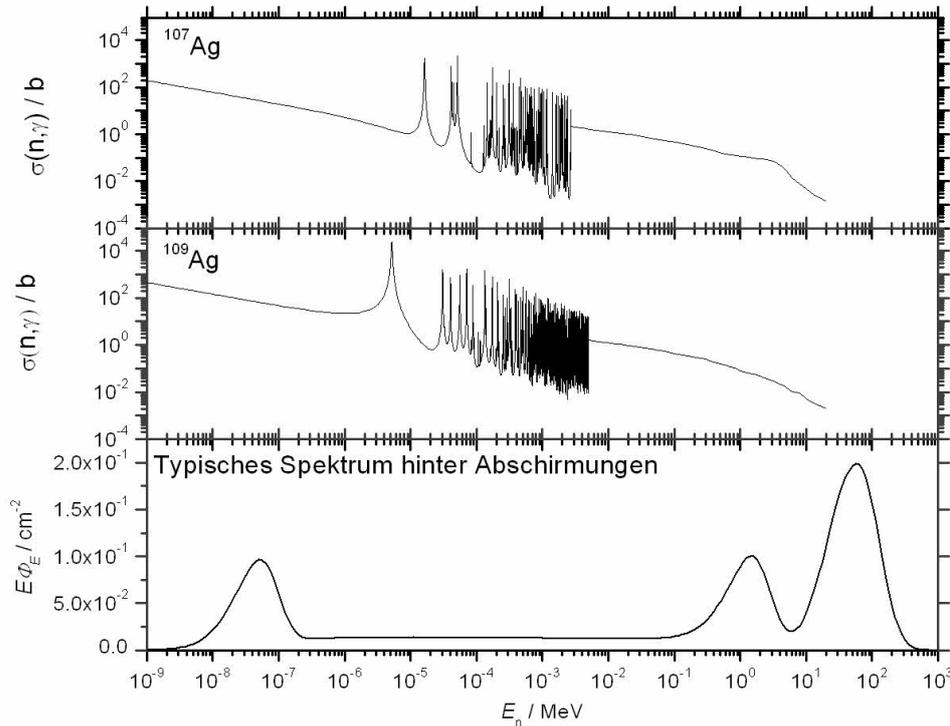


Abbildung 5.5: Wirkungsquerschnitte für den Neutroneneinfang von  $^{107}\text{Ag}$  (oben) und  $^{109}\text{Ag}$  (mitte) [53], und ein typisches Neutronenspektrum hinter Abschirmungen (unten).

dem externen Strahlungsfeld. Bei der erstgenannten Komponente handelt es sich um Ereignisse, die zwar einen geringen Anteil ausmachen, aber zur "Neutronenanzeige" beitragen. Die letztgenannte Komponente gehört nicht zur "Neutronenanzeige" und wird im Idealfall durch die Methode der Auswertung eliminiert (siehe Kapitel 5.4), da sie alle Dioden gleichermaßen betrifft.

Auf Grund der Geometrie der Konverterfolien und Dioden ergibt sich bei Messungen ein typisches Energieverlustspektrum, dessen Maximum in etwa dem Energieverlust von Elektronen mit Energien im Bereich um 1 MeV bei einer Schichtdicke von Silizium von  $380 \mu\text{m}$  entspricht [56] (Abbildung 5.8).

## 5 Bonnerkugel Spektrometer mit Aktivierungsdetektor (AgBKS)

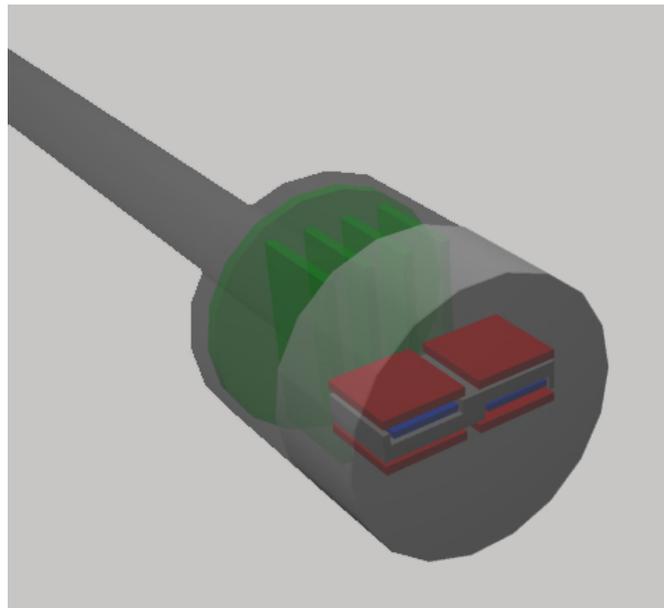


Abbildung 5.6: Aufbau des Detektors für thermische Neutronen mit Ag-Konverterfolien (blau) und vier Si-Dioden (rot) mit integrierten Vorverstärkern (grün) und Bleiabschirmung (grau).

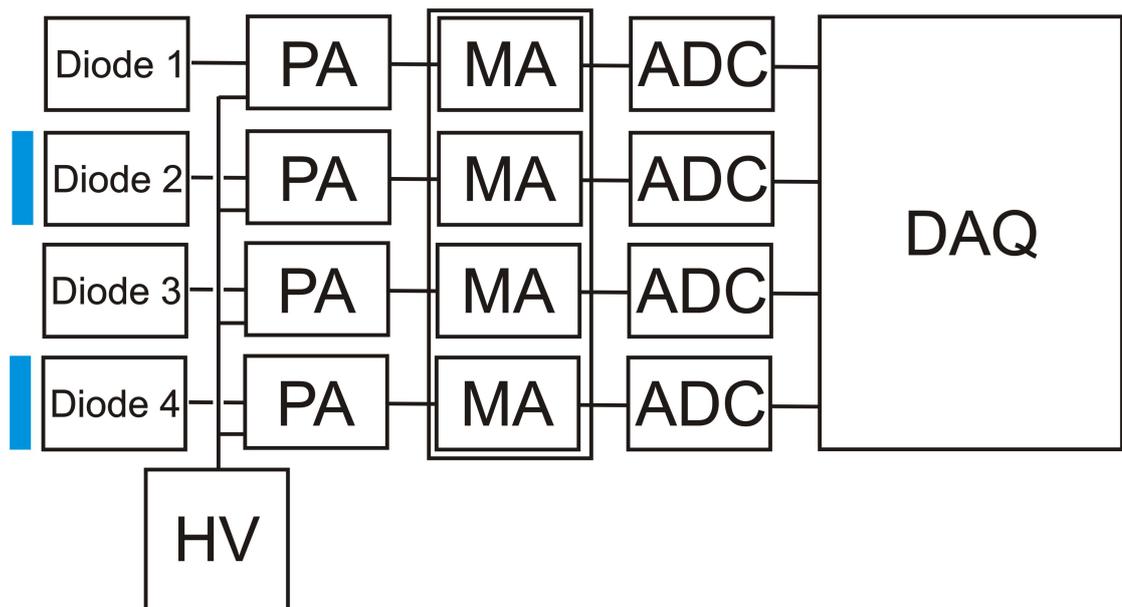


Abbildung 5.7: Blockschaltbild der Signalverarbeitung des Aktivierungsdetektors mit vier Dioden mit/ohne Ag-Konverter (blau), Vorverstärker (PA), Hauptverstärker (MA), Analog/Digitalwandler (ADC), Spannungsversorgung (HV) und Datenaufnahmesystem (DAQ).

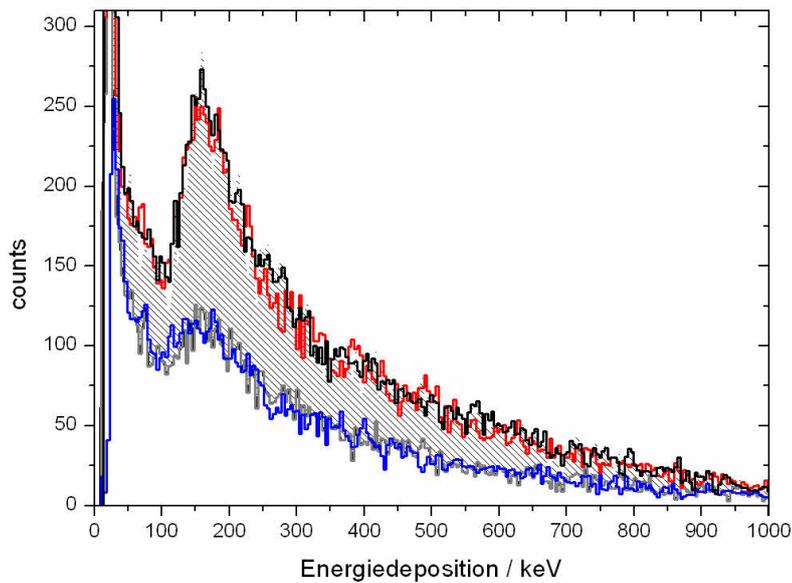


Abbildung 5.8: Mit den Si-Dioden gemessene Energieverlustspektren. Die von den Dioden mit (rot, schwarz) und ohne (blau, grau) Neutronenkonverter eingeschlossene Fläche entspricht dem durch Neutronen induzierten Signal.

## 5.3 Monte-Carlo-Simulationsrechnungen

Zur Untersuchung der Eigenschaften des neuen Detektorsystems und dessen Charakterisierung wurden umfangreiche Simulationsrechnungen mit MCNPX [13] durchgeführt. Eine allgemeine Einführung in die Thematik sowie die Beschreibung der varianzreduzierenden Maßnahmen erfolgt im Anhang D.

### 5.3.1 Detektormodell

Für die geometrische Beschreibung des Detektors wurde anhand von 91 Oberflächen (Ebenen, Kugel- und Zylinderflächen) mit einer Unterteilung in 25 separaten Zellen ein detailliertes Detektormodell erstellt (Abbildung 5.9). Die zwei Ag-Konverterfolien wurden durch eine Zelle mit einem mittleren Volumen von  $7.95 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$  beschrieben, welches um 2.5 % von dem gemessenen Volumen abweicht. Dieser Effekt wurde durch die Anpassung der Materialdichten der einzelnen Zellen korrigiert, so dass die Massen der einzelnen modellierten Ag-Konverterfolien mit den Messungen übereinstimmen. Als Material wurde eine natürlich vorkommende Isotopenzusammensetzung mit 52 %  $^{107}\text{Ag}$  und 48 %  $^{109}\text{Ag}$  verwendet.

Die Berechnung von Energieverlustspektren benötigt detailliertere Angaben über die Abmessungen der Si-Dioden. Der Hersteller gibt eine aktive Fläche von  $50 \text{ mm}^2$  und eine effektive

## 5 Bonnerkugel Spektrometer mit Aktivierungsdetektor (AgBKS)

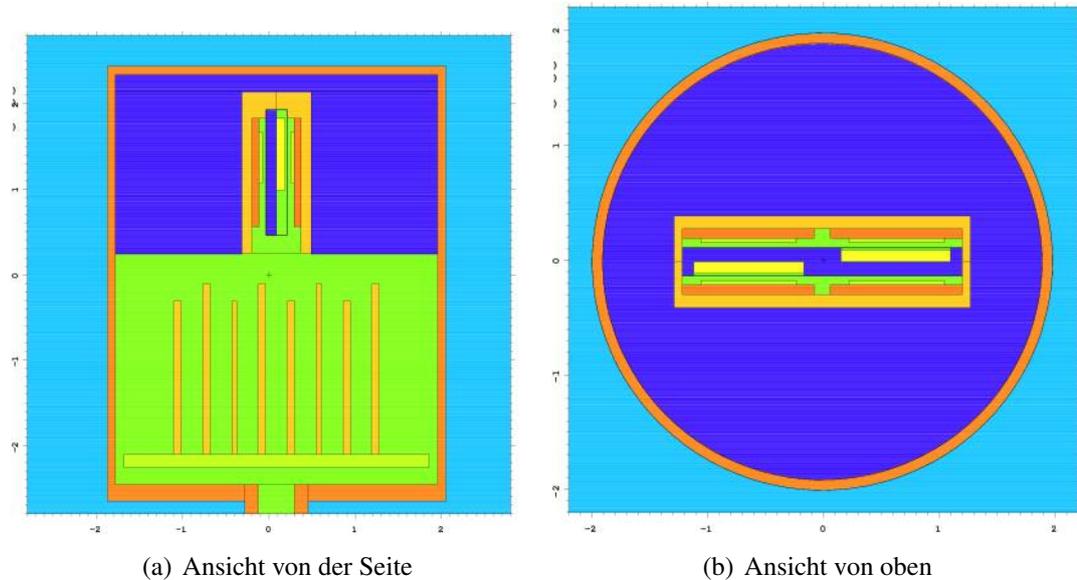


Abbildung 5.9: Schnitt des Detektormodells mit Bleiabschirmung (blau), Detektorhalterung aus Trovidur (orange), Si-Dioden mit Keramikhalter (rot), Ag-Konverter (gelb). Die Zwischenräume sind mit Luft gefüllt (grün).

Schichtdicke von  $380 \mu\text{m}$  an [54]. Diese Angaben konnten durch Messungen der aktiven Fläche nicht bestätigt werden. Als Material wurde natürlich vorkommendes Silizium verwendet. Die Dioden sind auf einem Keramikuntergrund befestigt und befinden sich in einer Halterung aus Trovidur. Da die elementspezifische Zusammensetzung für Trovidur nicht zur Verfügung stand, wurde für die Simulationen mit PVC ein Material mit vergleichbarer Zusammensetzung verwendet. Die Bleiabschirmung besteht aus einer natürlich vorkommenden Isotopenzusammensetzung.

Durch den relativ grossen Abstand der Vorverstärker zu den Konverterfolien und deren geringe Volumina ist der Einfluss der Vorverstärker auf die Aktivierung der Konverterfolien vernachlässigbar. Aus diesem Grund wurden die Vorverstärker nur als PVC modelliert. Alle Zwischenräume sind mit trockener Raumluft (Temperatur:  $20^\circ\text{C}$ , Luftdruck:  $10^5 \text{ P}$ ) gefüllt. Die für die Simulation notwendigen Wirkungsquerschnitte wurden bevorzugt den ENDF B-VI.6 [57] Evaluationen entnommen. Da diese für Argon nicht verfügbar waren, wurde hier eine Evaluation der Nuclear Data Group der Los Alamos National Laboratories verwendet [58]. Aufgrund der verfügbaren Daten zur prompten Photonproduktion wurden in der Simulation für Silber die Evaluationen der Nuclear Data Group des Lawrence Livermore National Laboratories [59] verwendet. Die für Photonen relevanten Wirkungsquerschnitte entstammen den ENDF/B-VI.8-Evaluationen, welche auf EPDL97 [60] basieren.

Eine Zusammenfassung der in der Simulationsrechnung verwendeten Isotopenzusammensetzungen, Materialdichten und verwendeten Wirkungsquerschnittsbibliotheken gibt Tabelle 5.2.

Tabelle 5.2: Für die MCNPX-Rechnungen verwendeten Materialkompositionen und Wirkungsquerschnittsbibliotheken

Material	Dichte $\text{g cm}^{-3}$	Zusammensetzung		Bibliothek	
Polyethylen <sup>1</sup>	$9.5 \cdot 10^{-1}$	<sup>1</sup> H	14.38 %	1001.66c	ENDF B-VI.6
		<sup>12</sup> C	85.62 %	6012.50c	ENDF B-V.0
Luft <sup>2</sup>	$1.2 \cdot 10^{-3}$	<sup>12</sup> C	0.01 %	6012.50c	ENDF B-V.0
		<sup>14</sup> N	75.53 %	7014.66c	ENDF B-VI.6
		<sup>16</sup> O	23.18 %	8016.66c	ENDF B-VI.6
		Ar	1.28 %	18000.59c	LANL/T <sup>4</sup>
Bleiabschirmung <sup>3</sup>	11.2	<sup>206</sup> Pb	23.81 %	82206.66c	ENDF B-VI.6
		<sup>207</sup> Pb	22.91 %	82207.66c	ENDF B-VI.6
		<sup>208</sup> Pb	53.28 %	82208.66c	ENDF B-VI.6
Aluminiumhülle	2.8	<sup>27</sup> Al	100.00 %	13027.66c	ENDF B-VI.6
PVC	1.4	<sup>1</sup> H	4.84 %	1001.66c	ENDF B-VI.6
		<sup>12</sup> C	38.41 %	6012.50c	ENDF B-V.0
		Cl	56.75 %	17000.66c	ENDF B-VI.6
Silber <sup>3</sup>	10.5	<sup>107</sup> Ag	51.84 %	47107.42c	LLNL <sup>5</sup>
		<sup>109</sup> Ag	48.16 %	47109.42c	LLNL <sup>5</sup>
Silizium <sup>3</sup>	2.4	<sup>28</sup> Si	92.23 %	14028.66c	ENDF B-VI.6
		<sup>29</sup> Si	4.67 %	14029.66c	ENDF B-VI.6
		<sup>30</sup> Si	3.10 %	14030.66c	ENDF B-VI.6
Keramik	4.0	<sup>27</sup> Al	52.93 %	13027.66c	ENDF B-VI.6
		<sup>16</sup> O	47.07 %	8016.66c	ENDF B-VI.6
Kupfer <sup>2</sup>	9.0	<sup>63</sup> Cu	69.17 %	29063.66c	ENDF B-VI.6
		<sup>65</sup> Cu	30.83 %	29065.66c	ENDF B-VI.6

<sup>1</sup> Modifiziert für thermische Neutronenenergien (poly.01t)<sup>2</sup> Temperatur: 20°C, Luftdruck: 10<sup>5</sup> P<sup>3</sup> Natürliche vorkommende Isotopenverhältnisse<sup>4</sup> Evaluation der Nuclear Data Group der Lawrence Livermore National Laboratories [59]<sup>5</sup> Evaluation der Nuclear Data Group der Los Alamos National Laboratories [58]

### 5.3.2 Moderation

Anhand der Simulationsrechnungen wurde das Neutronenspektrum innerhalb der Konverterfolien, welches bei der Bestrahlung verschiedener Moderator­kugeln mit monoenergetischen Neutronen erzeugt wird, bestimmt. In Abbildung 5.10 sind exemplarisch die Ergebnisse für den nackten Detektor, drei PE-Moderator­kugeln mit Durchmessern von 3, 8 und 12 Inch und eine für den Nachweis von hochenergetischen Neutronen mit Blei modifizierte Moderator­kugel dargestellt. Diese Spektren, gewichtet mit dem Aktivierungswirkungsquerschnitt von  $^{nat}\text{Ag}$ , sind die Grundlage der berechneten Antwortfunktionen des Spektrometers. Das den

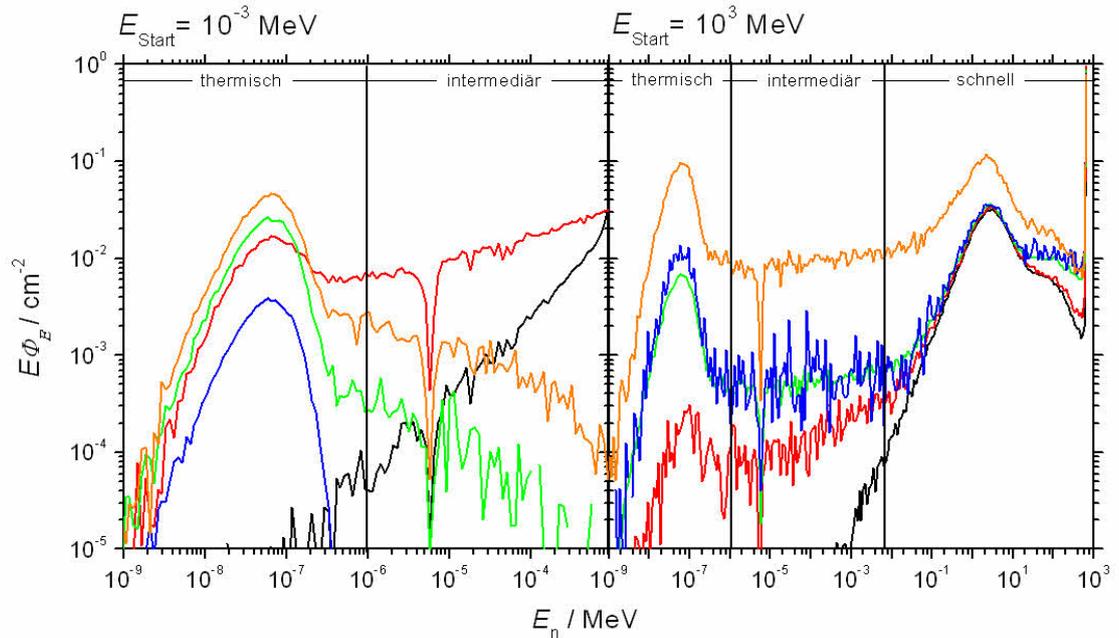


Abbildung 5.10: Neutronenspektren im Ag-Konverter für eine Bestrahlung mit monoenergetischen Neutronen von  $10^{-3}$  MeV (links) und  $10^3$  MeV (rechts) des Detektors ohne Moderator (schwarz), in unterschiedlichen PE-Moderator­kugeln mit Durchmessern von 3" (rot), 8" (grün), 12" (blau) und in einem mit Blei modifizierten Moderator (orange) unterteilt in drei Energiebereiche, thermisch, intermediär und schnell (vertikale Linien).

Detektor umgebende PE sorgt für die Moderation der einfallenden Neutronen und führt bei ausreichender Dicke zu einer Energieverteilung der moderierten Neutronen in den Konverterfolien mit einem Maximum im thermischen Energiebereich. Für Neutronen mit einer Startenergie von  $E_{\text{Start}} = 10^{-3}$  MeV fehlt dieses Maximum für den Detektor ohne Moderator. Bei Moderator­kugeln mit geringen Durchmessern werden die Neutronen nur teilweise moderiert, so dass ein hoher Anteil davon Energien größer als 0.1 keV besitzt. Ab einer ausreichenden Moderatordicke kann durch Streuprozesse genügend Energie abgegeben werden, damit sich die moderierten Neutronen bei niedrigen Energien sammeln. Bei hochenergetischen Neutronen (Abbildung 5.10, rechts) erhält die Energieverteilung der Neutronen in den Konverterfo-

lien weitere Maxima bei 1 MeV und 100 MeV. Dies ist eine Folge der beteiligten Wirkungsquerschnitte. Die Anzeige des Spektrometers für Neutronen in diesem Energiebereich ist fast unabhängig von dem Kugeldurchmesser. Durch das Einfügen einer Schale aus Blei oder Kupfer werden durch (n,xn)-Reaktionen zusätzliche Neutronen mit niedrigeren Energien, erzeugt. Nach der Moderation dieser Neutronen im PE, welches sich zwischen den Metallschalen befindet, können sie vom thermischen Neutronendetektor im Zentrum der Kugeln nachgewiesen

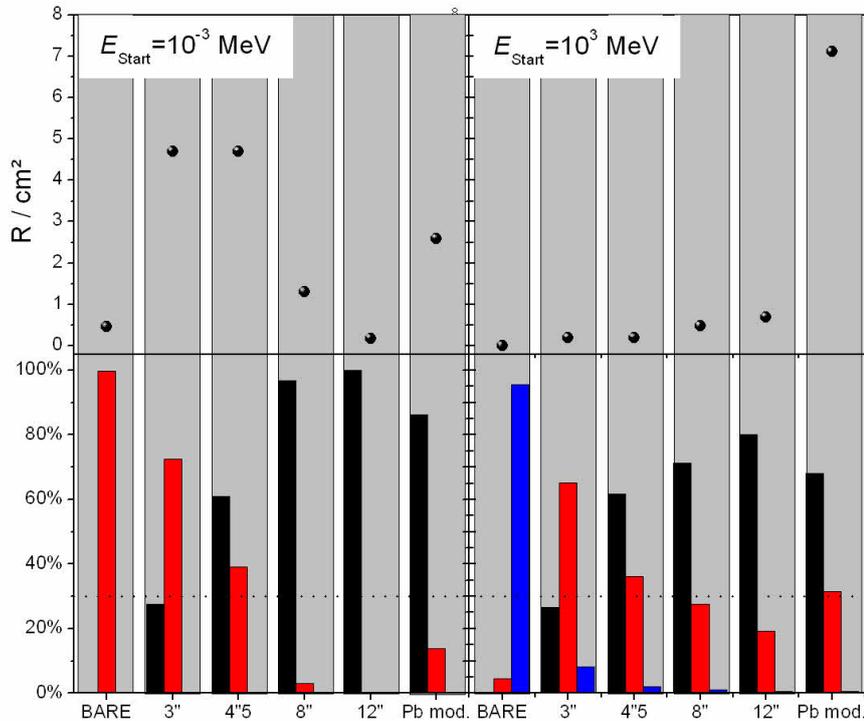


Abbildung 5.11: Detektorantwort bei Bestrahlung mit monoenergetischen Neutronen (obere Abbildung) einer Energie von  $10^{-3}$  MeV (links) und  $10^3$  MeV (rechts), welche im Detektor durch Neutronen mit thermischen Energien (schwarz), intermediären Energien von  $10^{-6}$  MeV bis  $5 \cdot 10^{-3}$  MeV (rot) und hohen Energien (blau) hervorgerufen wird.

werden.

Der Einfangwirkungsquerschnitt für Neutronen in natürlichem Silber weist starke Resonanzen im Energiebereich von  $10^{-6}$  MeV bis  $5 \cdot 10^{-3}$  MeV auf (siehe auch Abbildung 5.5). Nach dem Abbremsen von schnellen Neutronen durch Moderation auf thermische Energien, ist durch die große Anzahl von erfolgten Wechselwirkungen die Bestrahlung des Ag-Konverters quasi isotrop. Dies gilt nicht für Neutronen, welche durch Resonanzabsorption eingefangen werden. Für geringe Neutronenergien wird ein Grossteil der Anzeige von Messungen mit Moderator-kugeln mit Durchmessern kleiner als 10 cm (4''), welche in diesem Energiebereich ein hohes Ansprechvermögen besitzen, durch Resonanzabsorption hervorgerufen (Abbildung 5.11, links). Bei Moderator-kugeln mit einem Durchmesser größer als 10 cm, welche eher für den

## 5 Bonnerkugel Spektrometer mit Aktivierungsdetektor (AgBKS)

Nachweis von schnellen Neutronen geeignet sind, trägt dieser Effekt mit  $\sim 30\%$  zur Neutronenanzeige bei (Abbildung 5.11, rechts).

Der Aktivierungsdetektor besitzt keinen sphärischen Aufbau und ist nicht vollständig symmetrisch zum Kugelzentrum aufgebaut (Abbildung 5.12). Um Anisotropieeffekte zu verringern werden für Messungen nur Moderatorkugeln mit Durchmessern grösser als 10 cm verwendet.

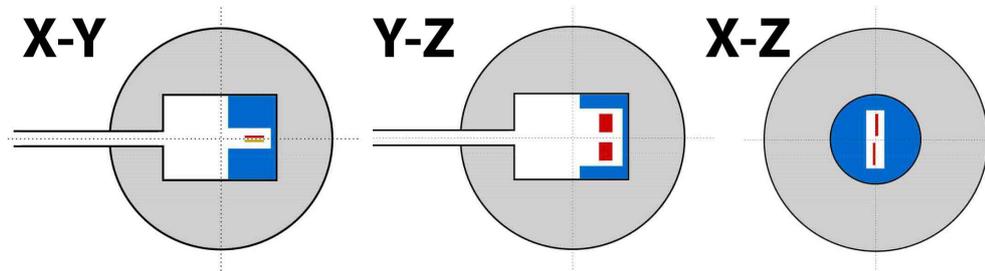


Abbildung 5.12: Schematische Anordnung der Ag-Konverterfolien (rot) und der umgebenden Bleiabschirmung (blau) in Bezug auf das Kugelzentrum (schwarze Linie).

### 5.3.3 Energieverlustspektren

Um die Energieverlustspektren der einzelnen Dioden zu simulieren, wurde der gesamte Energieverlust einer Teilchenkaskade in den einzelnen Si-Dioden berechnet und in ein Pulshöhenspektrum einsortiert.

Zwei unterschiedliche Bestrahlungen wurden simuliert:

#### Kalibrierspektrum

Die Energiekalibrierung der einzelnen Dioden wird mit einer  $^{137}\text{Cs}$ -Punktquelle durchgeführt, welche sich zentriert auf der Detektoroberseite befindet. Nach einer Skalierung durch Bayes'sche Parameterabschätzung (siehe Anhang A.1) zeigen das berechnete und gemessene Energieverlustspektrum eine gute Übereinstimmung in der Form (Abbildung 5.13).

#### Neutroneninduziertes Spektrum

Das durch Neutronen induzierte Spektrum in den Si-Dioden wird hauptsächlich durch den  $\beta$ -Zerfall der aktivierten Ag-Konverterfolien erzeugt, während der Einfluss der prompten Ereignisse durch  $(n,\gamma)$ -Prozesse gering ist. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Elektrons ist abhängig von seiner kinetischen Energie und kann mit der Fermi-Theorie [61] durch

$$P(E_{\text{kin}}) \propto \sqrt{E_{\text{kin}} + 2E_{\text{kin}}m_0c^2} (E_{\text{max}} - E_{\text{kin}})^2 (E_{\text{kin}} + m_0c^2) F(Z, E_{\text{kin}}) \quad (5.1)$$

berechnet werden. Der von der Kernladungszahl  $Z$  abhängige Korrekturfaktor für die Coulomb-Abstoßung  $F(Z, E_{\text{kin}})$  wird in ausreichender Näherung durch

$$F(46, E) = \sqrt{12.9 + \frac{8.6}{\frac{E_{\text{kin}}}{m_0c^2}}} \quad (5.2)$$

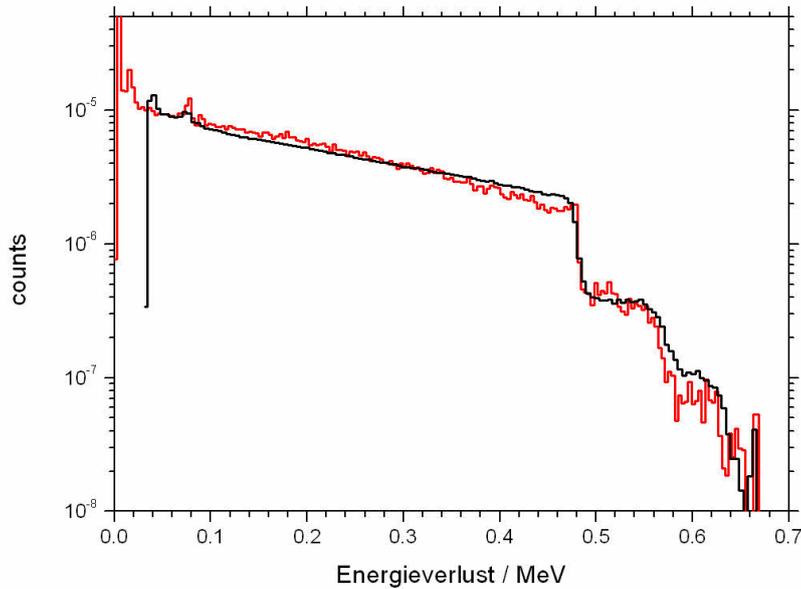


Abbildung 5.13: Vergleich von berechnetem (rot) und gemessenem (schwarz) Energieverlustspektrum, das durch eine Bestrahlung mit  $^{137}\text{Cs}$  erzeugt wurde, angepasst durch Bayes'sche Parameterabschätzung.

beschrieben [62]. Für eine realistische Simulation der  $\beta$ -Emission der aktivierten Konverterfolien muss neben den einzelnen Zerfallszweigen und dem Isotopenverhältnis auch der Quotient der Aktivierungswirkungsquerschnitte der einzelnen Isotope berücksichtigt werden (Abbildung 5.14). Der Aktivierungsprozess wird hauptsächlich durch thermalisierte Neutronen hervorgerufen (siehe auch Kapitel 5.3.3). In diesem Energiebereich unterscheiden sich die Aktivierungswirkungsquerschnitte der einzelnen Ag-Isotope um einen Faktor ( $2.4 \pm 0.05$ ). Für die Simulation wurde eine isotrope Verteilung der Aktivierungsorte in den Konverterfolien und der Emissionsrichtung der  $\beta$ -Strahlung angenommen. Zusätzlich sind die Auswirkungen der prompten  $\gamma$ -Emission zu berücksichtigen. Dabei werden Photonen mit Energien von einigen keV bis 1.1 MeV und von 4.5 MeV bis 7.5 MeV emittiert [57]. Die Form des berechneten Energieverlustspektrums (Abbildung 5.15) stimmt gut mit dem evaluierten Messspektrum (siehe Kapitel 5.4) überein. Die Abweichungen im Bereich von 0.3 MeV bis 0.8 MeV resultieren aus der ungenauen Kenntnis der effektiven Fläche der Si-Dioden und der exakten Platzierung der Ag-Konverterfolien.

### 5.3.4 Aktivierung der Ag-Konverterfolien

Die verfügbare Version von MCNPX kann Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall nicht direkt simulieren, sondern nur eine Anzahl an Aktivierungen in den Konverterfolien bestimmen. Aus

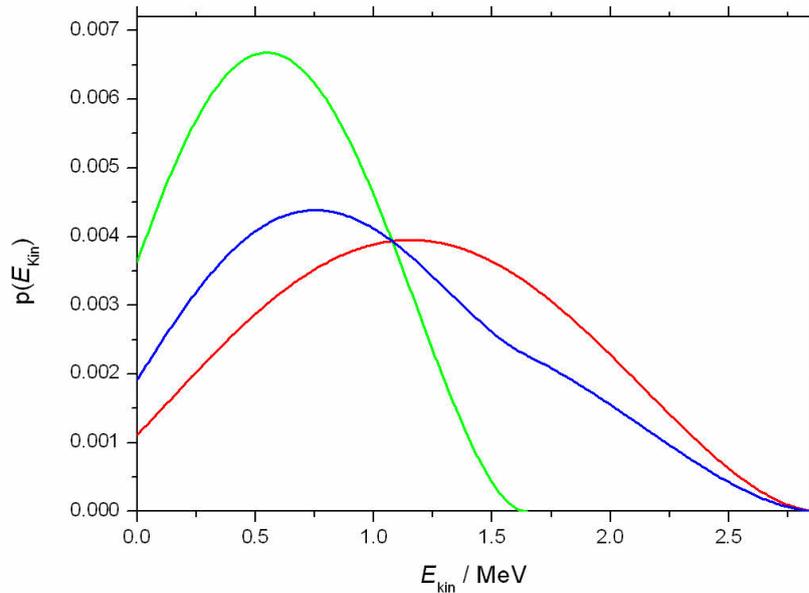


Abbildung 5.14: Energieabhängige Emissionswahrscheinlichkeiten für Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall von  $^{108}\text{Ag}$  (grün),  $^{110}\text{Ag}$  (rot) und  $^{nat}\text{Ag}$  (blau).

diesem Grund wurden zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall in den Si-Dioden Kalibriermessungen verwendet (siehe Kapitel 5.5).

Die Aktivierung der Ag-Konverterfolien wurde mit MCNPX für Neutronenenergien von  $10^{-9}$  MeV bis  $10^4$  MeV mit jeweils 5 Energien pro Zehnerpotenz für eine homogene Bestrahlung von jeder der 15 Moderatorkugeln von der Vorderseite mit monoenergetischen Neutronen berechnet. Die Ergebnisse bilden die Grundlage der energieabhängigen Detektorantwortfunktionen. Der Anteil der Neutronenanzeige von unmodifizierten PE-Moderatorkugeln für Neutronenenergien größer 100 MeV ist gering. Um die Rechenzeit zu optimieren wurde hier eine Monte-Carlo-Unsicherheit der Simulationen kleiner 5 % verwendet, während die weiteren Berechnung mit einer statistischen Unsicherheit kleiner 1 % durchgeführt wurden. Weitere Optimierungen beschreibt Anhang D.2.

## 5.4 Datenauswertung

Die aufgenommen Energieverlustspektren entstehen durch den Nachweis von Elektronen, die zum einen aus dem  $\beta$ -Zerfall von aktivierten Ag-Atomen stammen, aber auch durch  $\gamma$ -Strahlung hervorgerufen werden. Diese Signale sind nicht unterscheidbar. Die Hauptaufgabe der Datenauswertung ist die Identifikation der durch Neutronen induzierten Signale und deren Trennung von den durch  $\gamma$ -Strahlung hervorgerufenen durch ein Differenzverfahren. Der Unterschied in den Anzeigen der Dioden mit und ohne Neutronenkonverter, welche je-

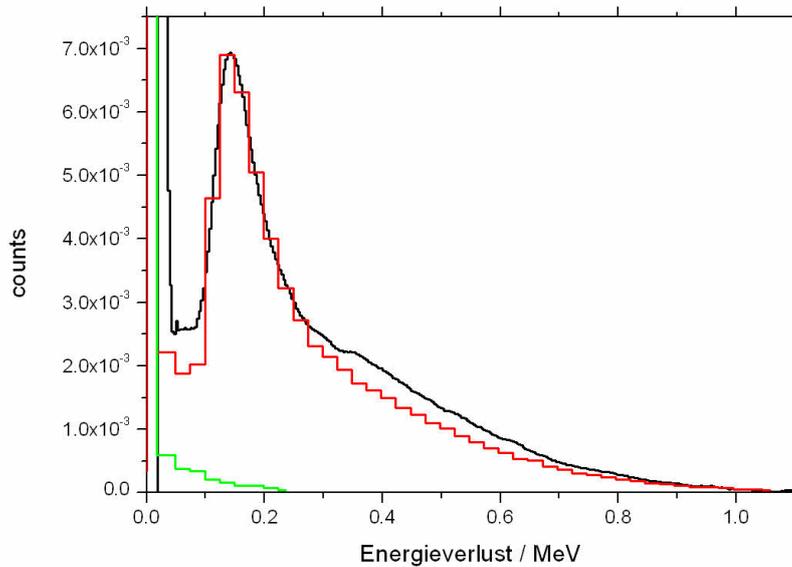


Abbildung 5.15: Vergleich von berechnetem (rot) und gemessenem (schwarz) Energieverlustspektrum bei einer Bestrahlung mit Neutronen. Das durch die prompten (n,γ)-Emission verursachte berechnete Energieverlustspektrum (grün) ist vernachlässigbar.

weils dem selben Strahlungsfeld ausgesetzt worden sind, gibt den durch Neutronen induzierten Anteil wieder (schraffiert in Abbildung 5.8). Diese Differenzmethode setzt eine einheitliche Kalibrierung aller Dioden voraus, die vor jeder Messkampagne neu durchzuführen ist.

### 5.4.1 Individuelle Kalibrierung

Zur Kalibrierung der einzelnen Dioden wird die 662 keV  $\gamma$ -Emission einer <sup>137</sup>Cs-Punktquelle verwendet. Hierfür wird die Detektorkapsel von der Detektoroberseite in reproduzierbarer Geometrie zentral bestrahlt. Die einzelnen Dioden haben so eine vergleichbare Geometrie bezüglich Winkel und Abstand zur Quelle. Die Kalibrierung erfolgt anhand der charakteristischen Energien der Comptonkante bei 477 keV und der  $k_1\alpha$ -Röntgenlinie des umgebenden Bleis bei 72 keV.

Die erste Diode wird dabei als Referenzdiode verwendet. In einem ersten Schritt wird die Verstärkung der anderen drei Dioden auf diese normiert (Abbildung 5.16, unten). Die dazu notwendigen Korrekturen liegen im Bereich weniger Prozent. Durch die Anpassung eines von der Referenzdiode gemessenen Energieverlustspektrums an das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation dieser Bestrahlung erfolgt die Kalibrierung der Energieachse. (Abbildung 5.16, oben). Die Methode zur Anpassung der Spektren basiert auf Bayes'scher Parameterabschätzung und wird im Anhang A.1 beschrieben.

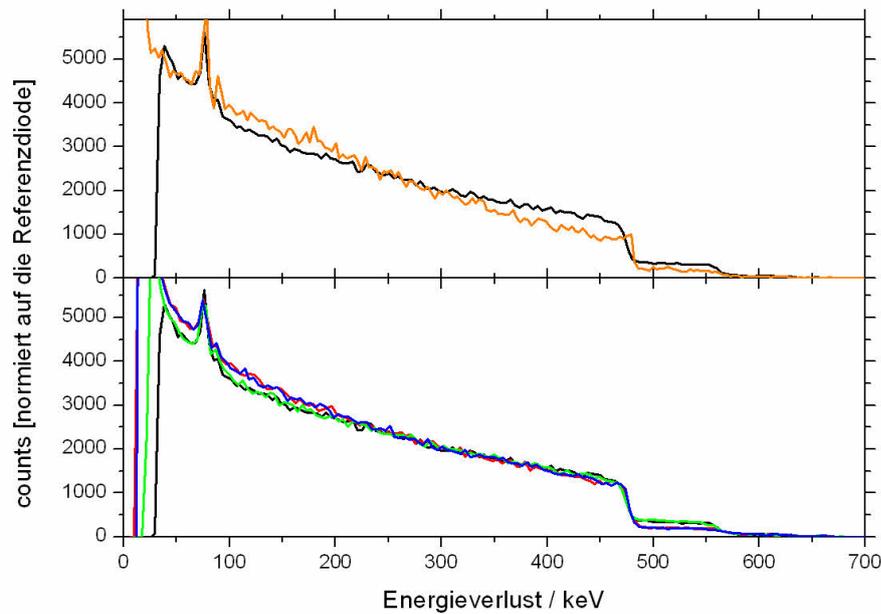


Abbildung 5.16: Berechnete (orange) und gemessene  $^{137}\text{Cs}$ -Energieverlustspektren der Referenzdiode 1 (schwarz), Diode 2 (rot), Diode 3 (blau) und Diode 4 (grün) nach Kalibrierung, normiert auf Diode 1 (unten).

### 5.4.2 Neutroneninduzierte Zählrate

Zur Bestimmung der neutroneninduzierten Anzeige des Detektors wird das Differenzspektrum der Dioden mit und ohne Neutronenkonverter verwendet (schraffiert in Abbildung 5.8). Damit dieses repräsentativ für die neutroneninduzierten Ereignisse ist, muss es unabhängig von der verwendeten Moderatorkugel sowie von der Energie der einfallenden Neutronen sein. Dafür wurde die Form der Differenzspektren bei Messungen in Strahlungsfeldern mit unterschiedlichen spektralen Verteilungen der Neutronen- und  $\gamma$ -Strahlung untersucht. Für einen Vergleich wurden alle Differenzspektren einer Messkampagne normiert und kanalweise gemittelt (Abbildung 5.17, unten). Die Form dieser mittleren Differenzspektren bei Messungen in einem reinen Neutronenfeld am Forschungsreaktor in Geesthacht [63], der breiten Energieverteilung einer von  $\text{D}_2\text{O}$  moderierten  $^{252}\text{Cf}$ -Spaltneutronenquelle (siehe Kapitel 8.1) und einem simulierten Arbeitsplatzfeld mit hochenergetischen Neutronen an der GSI (siehe Kapitel 8.2) zeigt eine gute Übereinstimmung. Das aus diesem Messungen erhaltene mittlere Differenzspektrum (schwarz in Abbildung 5.18) wurde als Referenzspektrum verwendet und stimmt in der Form mit Ergebnissen der in Kapitel 5.3.3 beschriebenen Simulationen überein (Abbildung 5.17, oben).

Die Anzahl der Impulse bei einer Messung hängt von den Eigenschaften des Strahlungsfeldes und der verwendeten Moderatorkugel ab. In der Praxis hat man es häufig mit einer geringen Zahl von Impulsen zu tun, d.h. Pulshöhenspektren besitzen eine kanalweise hohe statistische

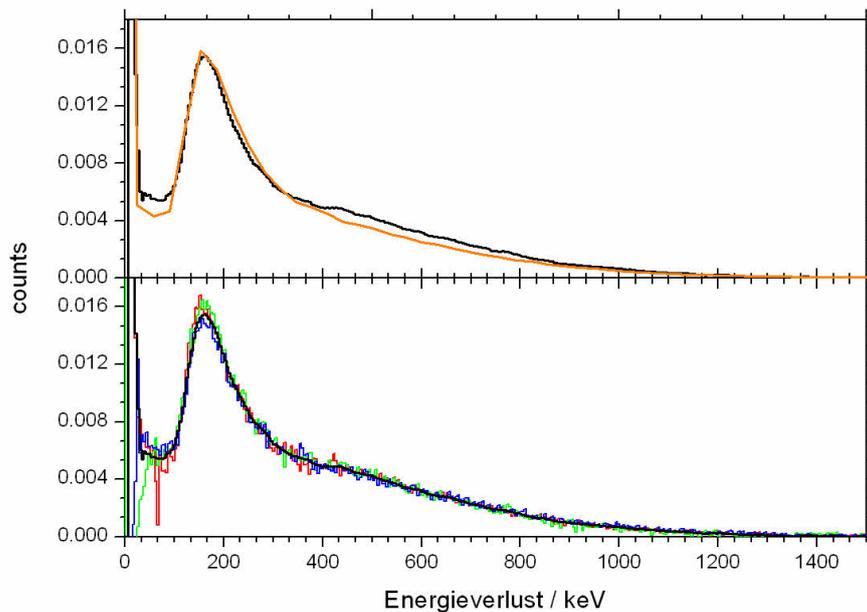


Abbildung 5.17: Berechnetes (orange) und aus Messungen in Strahlungsfeldern einer  $D_2O$  moderierten  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle (rot), eines Reaktorspektrums (blau) und eines simulierten Arbeitsplatzfeldes (grün) kanalweise gemittelte Differenzspektren im Vergleich mit dem evaluierten Referenzspektrum (schwarz).

Schwankung (Abbildung 5.18, rot). Zur Auswertung wird das Referenzspektrum an das Messspektrum durch Bayes'sche Parameterabschätzung angepasst (siehe Anhang A.1) und für die Anzahl der neutroneninduzierten Ereignisse das Integral von 66 keV bis 711 keV des angepassten Referenzspektrums verwendet (grau unterlegt in Abbildung 5.18). Die Wahl der Grenzen ist empirisch begründet.

### Messunsicherheit

Die Unsicherheit der neutroneninduzierten Anzeige lässt sich nur teilweise analog zum GUM [64] berechnen, da aus der kanalweisen statistischen Unsicherheit der Energieverlustspektren der einzelnen Dioden die Unsicherheit für ein integrales Ergebnis zu bestimmen und die Energiekalibrierung ebenfalls zu berücksichtigen ist. Die Bayes'sche Methode der Anpassung führt zu einer Wahrscheinlichkeitsverteilung der neutroneninduzierten Anzeige, welche die einzelnen Unsicherheitsbeiträge mathematisch korrekt propagiert [65]. Durch das zweite statistische Moment dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung lässt sich ein realistischer Schätzwert für die Unsicherheit der neutroneninduzierten Anzeige für Messungen mit dem AgBKS von  $\sim 5\%$  berechnen. Die folgenden Beiträge wurden bei der Datenanalyse berücksichtigt:

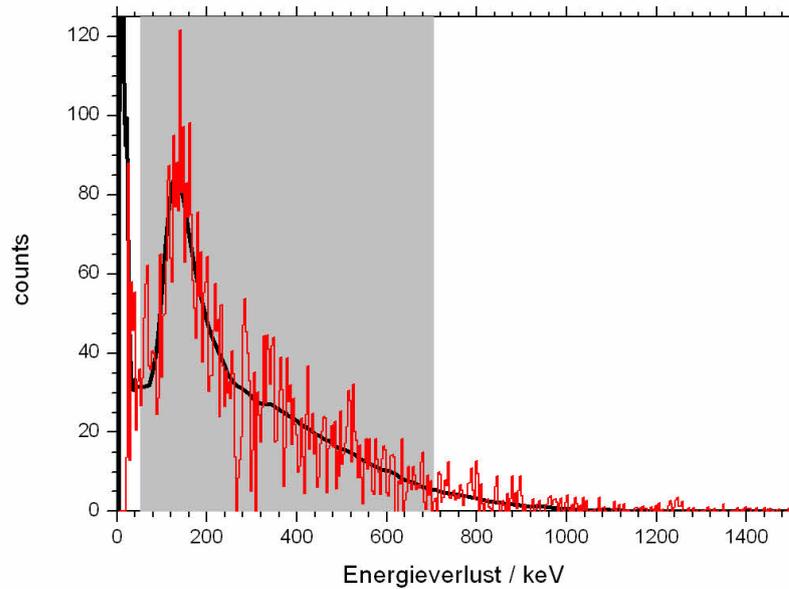


Abbildung 5.18: Evaluierter Referenz (schwarz) und gemessene spektrale Neutronenflussdichte mit hoher statistischer Schwankung (rot) nach Anpassung durch Bayes'sche Parameterabschätzung. Als neutroneninduzierte Anzeige wird das Integral der Kanalinhalt des evaluierten Spektrums innerhalb der grau unterlegten Region verwendet.

**Statistische Unsicherheit der einzelnen Kanäle:** Berechnung analog zum GUM, letztlich durch Gauss'sche Fehlerfortpflanzung und Anwenden der Poissonstatistik.

**Kalibrierung:** Die Kalibrierung der einzelnen Dioden wirkt sich bei der Energiekalibrierung auf das Integrationsintervall und bei der individuellen Kalibrierung auf das Differenzspektrum aus. Zur Untersuchung der Auswirkungen wurden die zur Kalibrierung berechneten Parameter durch Monte-Carlo-Verfahren mit Algorithmen aus [66] mit einer Unsicherheit von 5 % variiert und die neutroneninduzierte Anzeige berechnet. Die Schwankung dieser Ergebnisse ist ein konservativer Schätzwert für die zu erwartende Unsicherheit der Kalibrierung und liegt im Bereich von 4 %.

## 5.5 Kalibriermessungen mit monoenergetischen Neutronen

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall in den Si-Dioden sind Messungen an den Neutronenreferenzfeldern der PTB bei Neutronenenergien von 565 keV und 70 keV durchgeführt worden. Detaillierte Angaben zu den Referenzfeldern

## 5.5 Kalibriermessungen mit monoenergetischen Neutronen

der PTB gibt [67].

Der Aktivierungsdetektor wurde in jeder Moderatorokugel in einem festen Abstand zum Target bestrahlt. Um den Anteil an gestreuten Neutronen an der Anzeige zu bestimmen, wurden Messungen mit Schattenkegeln durchgeführt. Diese bestehen aus Polyethylen und Eisen und schirmen das direkte Strahlungsfeld des Targets ab, so dass nur gestreute Teilchen den Detektor erreichen. Der Anteil der gestreuten Neutronen an der Anzeige ist sehr gering, er liegt für Moderatorokugeln mit Durchmessern größer als 10 cm im Bereich der Messunsicherheit des Detektors. Die Ergebnisse der Kalibriermessungen zeigt Abbildung 5.19 (oben). Das Verhält-

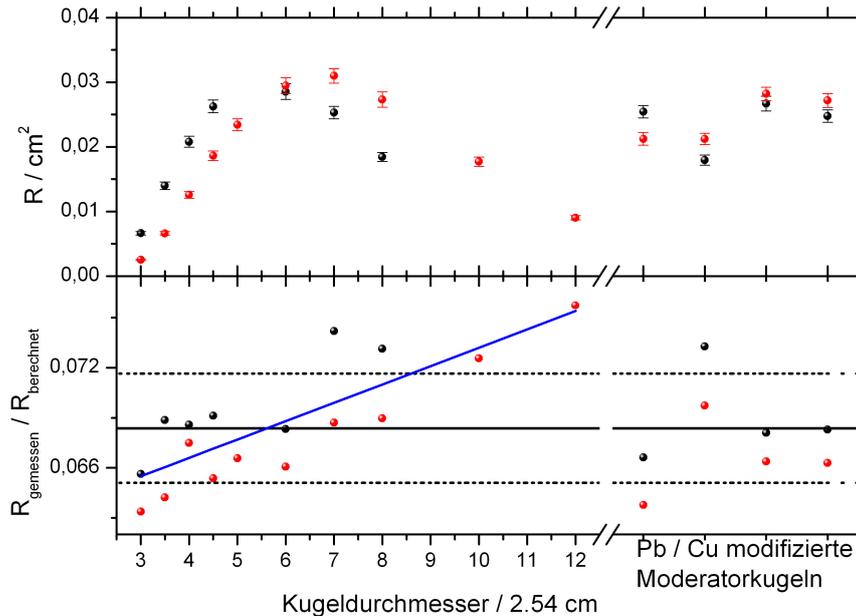


Abbildung 5.19: Gemessenes Detektoransprechvermögen  $R$  bei einer Bestrahlung mit quasi monoenergetischen Neutronen einer Energie von 70 keV (schwarz) und 565 keV (rot) und das Verhältnis von gemessener und mit MCNPX berechneter Detektorantwort (unten), dass für die PE-Moderatorokugeln mit zunehmendem Kugeldurchmesser ansteigt (blaue Linie). Die schwarzen Linien geben die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall von  $(6.8 \pm 0.3) \%$  an.

nis der nach der Datenauswertung erhaltenen gemessenen und der durch MCNPX berechneten Anzahl von Aktivierungen in den Konverterfolien (siehe Kapitel 5.3.4) ( $R_{\text{gemessen}}/R_{\text{berechnet}}$ ) ist ein Maß für die Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall in den Si-Dioden und liegt für das AgBKS bei  $(6.8 \pm 0.3) \%$ .

Das Verhältnis der gemessenen und der berechneten Detektorantwort steigt in Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser der PE-Moderatorokugeln an (blaue Linie in Abbildung 5.19). Bei der Simulation der Antwortfunktionen für das AgBKS wurden nominelle Werte für die Dichte und den Durchmesser der PE-Moderatorokugeln verwendet. Auch den Simulationen der Antwort-

funktionen des *NEMUS* liegen diese Werte zugrunde und verursachen einen vergleichbaren Effekt. Umfangreiche Untersuchungen von Alevra und Thomas [42] haben gezeigt, dass dieser Trend bei einem kugelsymmetrischen Detektor anhand einer effektiven Moderatorstärke gewichtet mit einer empirisch bestimmten Formel zu korrigieren ist. Durch die unterschiedlichen Detektorgeometrien im Vergleich zum *NEMUS* führen ähnliche Korrekturen bei dem AgBKS jedoch nicht zu einer Verbesserung. Der Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit beeinflusst jedoch nicht die modifizierten Moderatorstärken, die für höhere Neutronenenergien den wesentlichen Beitrag zum Messergebnis liefern. Weil das AgBKS primär für Messungen von hochenergetischen Neutronen ausgelegt ist und Messungen gezeigt haben, dass die Auswirkungen des beschriebenen Trends in solchen Strahlungsfeldern vernachlässigbar sind, wurde auf weitere Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

## 5.6 Antwortfunktionen

Die Detektorantwortfunktionen des AgBKS basieren auf den in Kapitel 5.3 beschriebenen Monte-Carlo-Simulationsrechnungen und der aus Kalibriermessungen bestimmten mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall (siehe Kapitel 5.5).

Die Antwortfunktionen des AgBKS wurden im Energiebereich von  $10^{-9}$  MeV bis  $10^3$  MeV für jeweils fünf Datenpunkte pro Zehnerpotenz berechnet und durch eine Spline-Interpolation auf zehn Datenpunkte pro Zehnerpotenz erweitert (Abbildung 5.20). Untersuchungen der Antwortfunktionen des *NEMUS* zeigen, dass diese Anzahl an Energiestützstellen ausreichen und eine Interpolation möglich ist [45]. Moderatorstärken mit einem Durchmesser kleiner als 10.16 cm (grau in Abbildung 5.20) und der Detektor ohne Moderator (blau in Abbildung 5.20), werden für Messungen mit hochenergetischen Neutronen nicht verwendet (siehe Kapitel 5.3.2). Bis auf den Detektor ohne Moderator sind die Antwortfunktionen des AgBKS in der Form vergleichbar mit denen des *NEMUS* aus Abbildung 4.5. Die Hauptunterschiede befinden sich im Energiebereich 0.1 MeV bis 30 MeV und nehmen mit zunehmendem Kugeldurchmesser ab (Abbildung 5.21).

## 5.7 Zerfall nach Aktivierung

Die Funktionsweise des Aktivierungsdetektors lässt sich anhand gemessener Abklingzeiten und des Zerfalls der beiden aktivierten Ag-Isotope überprüfen. Für diesen Fall lautet das Zerfallsgesetz:

$$A(t) = A_0 \left( p_{\text{rel}}(^{108}\text{Ag}) \cdot e^{\frac{\ln(2)}{142\text{s}}t} + p_{\text{rel}}(^{108}\text{Ag}) \cdot e^{\frac{\ln(2)}{24\text{s}}t} \right) \quad (5.3)$$

mit den relativen Emissionswahrscheinlichkeiten nach dem Einfang thermischer Neutronen

$$p_{\text{rel}}(^{108}\text{Ag}) = \frac{p_{\text{I}}(^{108}\text{Ag})}{p_{\text{I}}(^{108}\text{Ag}) + \frac{p_{\text{I}}(^{110}\text{Ag}) \cdot \epsilon_{\text{rel}}}{f_{\text{XS}}}}$$

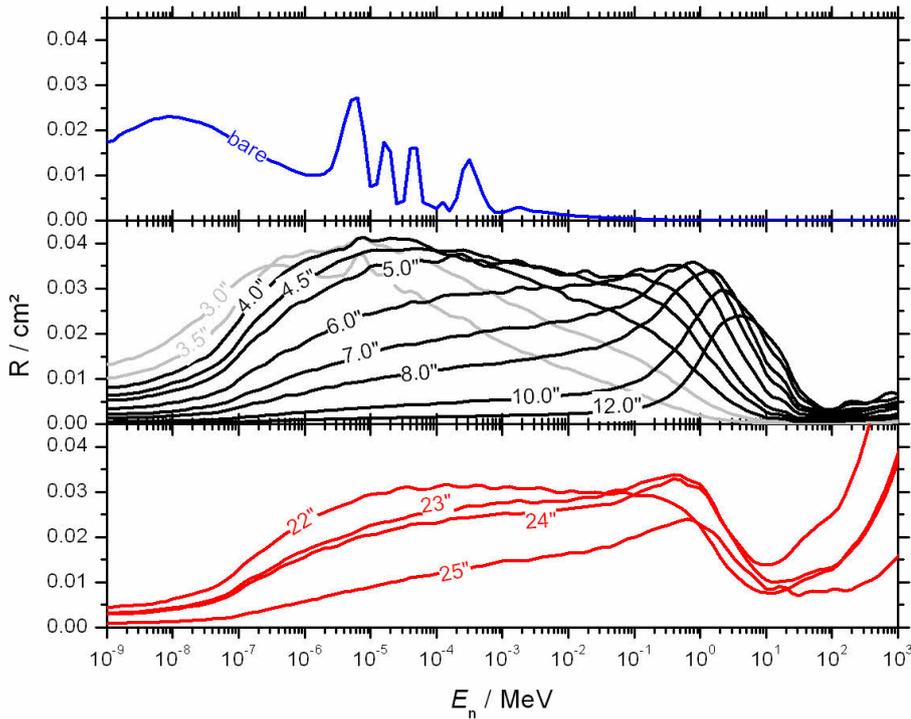


Abbildung 5.20: Detektorantwortfunktionen für den Detektor ohne Moderator (blau), PE-Moderatorokugeln mit Durchmessern von 10.16 cm bis 30.48 cm (schwarz), wobei die Kugeln kleiner als 10.16 cm (grau) nicht zur Auswertung genutzt werden. Zum Nachweis von Neutronen mit Energien größer als 20 MeV werden mit Cu und Pb modifizierte Moderatorokugeln verwendet (rot).

$$p_{\text{rel}}(^{110}\text{Ag}) = \frac{\frac{p_{\text{I}}(^{110}\text{Ag}) \cdot \epsilon_{\text{rel}}}{f_{\text{XS}}}}{p_{\text{I}}(^{108}\text{Ag}) + \frac{p_{\text{I}}(^{110}\text{Ag}) \cdot \epsilon_{\text{rel}}}{f_{\text{XS}}}} \quad (5.4)$$

Zusätzlich zu der prozentualen Isotopenhäufigkeit  $p_{\text{I}}$  aus Tabelle 5.2 und dem Verhältnis der Einfangwirkungsquerschnitte für thermische Neutronen  $f_{\text{XS}} = 2.4$  ist die unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen aus dem Zerfall der einzelnen Ag-Isotope in den Si-Dioden zu berücksichtigen, da diese eine unterschiedliche spektrale Verteilung besitzen. Anhand von Monte-Carlo-Rechnungen lässt sich das Verhältnis der relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten für Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall der einzelnen Ag-Isotope von  $\epsilon_{\text{rel}} = 47.5\%$  berechnen.

Die Beschreibung des Zerfallsprozesses anhand von Gleichung 5.3 zeigt gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten (Abbildung 5.22). Die Untersuchungen haben ergeben, dass die Messung des Zerfalls bis 300 s nach Bestrahlungsende ausreichend ist (gepunktete Linie in Abbildung 5.22).

## 5 Bonnerkugel Spektrometer mit Aktivierungsdetektor (AgBKS)

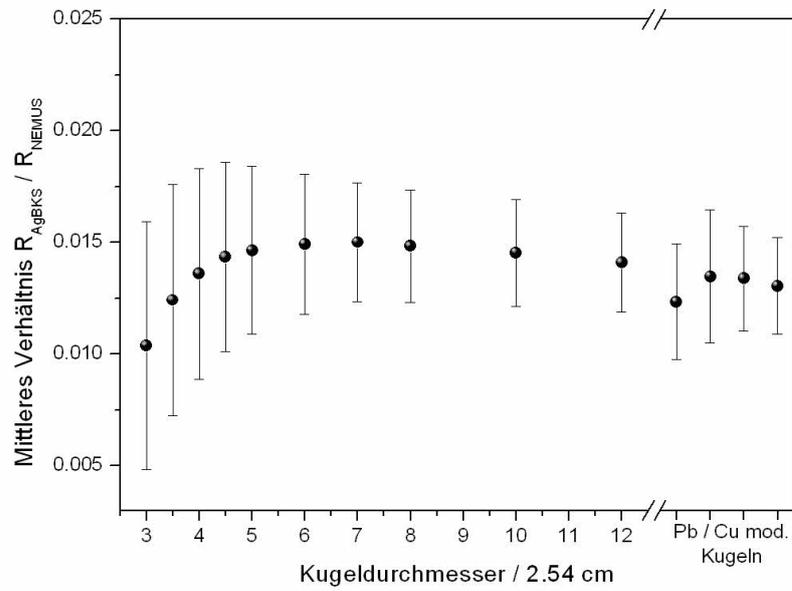


Abbildung 5.21: Kanalweise gemittelt Verhältnis der Antwortfunktionen des AgBKS und des NEMUS mit Standardabweichung.

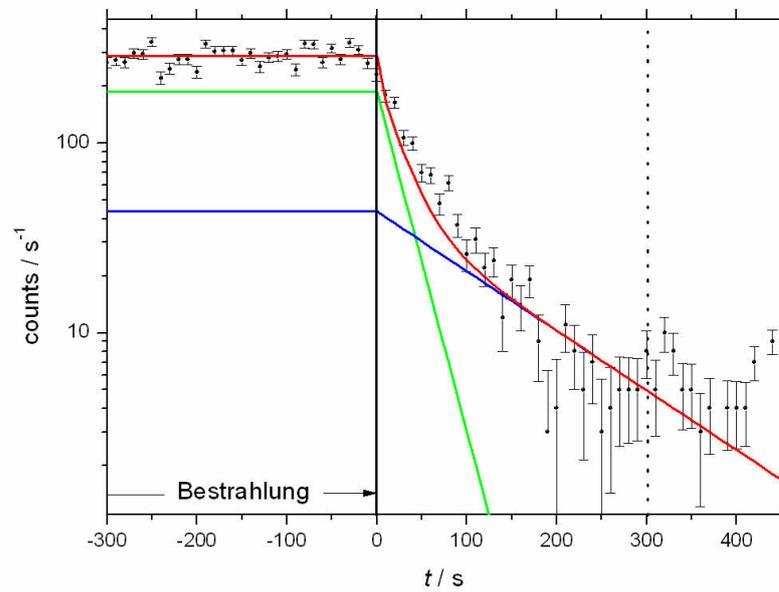


Abbildung 5.22: Anteile von  $^{\text{nat}}\text{Ag}$  (rot),  $^{108}\text{Ag}$  (blau) und  $^{110}\text{Ag}$  (grün) an dem Zerfall von aktivierten Ag-Atomen im Vergleich mit gemessenen Daten (schwarz).

## 6 Protonenrückstoss-Spektrometer (RSPEC)

Entsprechend der im Kapitel 2 beschriebenen Aufgabenstellung wurde ein hochauflösendes Spektrometer für Neutronen mit Energien von 10 MeV bis 200 MeV entwickelt und als Prototyp aufgebaut. Szintillationsspektrometer eignen sich für diese Aufgabe [68]. Neutronen erzeugen im Szintillatormaterial geladene Sekundärteilchen, die beim Durchqueren desselben Energie verlieren. Dieser Energieverlust im Szintillatormaterial erzeugt Licht, welches durch einen Photomultiplier verstärkt wird. Das daraus resultierende elektrische Signal ist weitgehend proportional zu der Energiedeposition der Sekundärteilchen [49].

Wie beim Bonnerkugel Spektrometer werden auch hier energieabhängige Antwortfunktionen für die Datenanalyse benötigt. Wenn jedoch Teilchen den Szintillator verlassen ohne ihre gesamte Energie dort deponiert zu haben, werden sie in den Pulshöhenspektren als Teilchen mit geringerer Energie registriert. Buffler et al. beschreiben eine Methode zur Verringerung dieser Verluste anhand der Kopplung mehrerer Szintillatoren [69]. Ein ähnlicher Aufbau wurde für das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Rückstossprotonen-Spektrometer (im weiteren Verlauf RSPEC genannt) verwendet. Es besteht aus zwei Szintillationsspektrometern, einem aktiven Radiator (im weiteren Verlauf  $\Delta E$ -Detektor genannt), in dem Rückstossprotonen erzeugt werden, deren restliche Energie in einem weiteren Detektor (im weiteren Verlauf E-Detektor genannt) bestimmt wird. Einen schematischen Aufbau des Spektrometers zeigt Abbildung 6.1. Als Szintillatormaterial wurde ein Plastikszintillator vom Typ EJ-212 der Firma *Eljen Technology* [70] mit einer Anstiegszeit des Szintillationslichts von 0.9 ns und einer Zerfallszeit von 2.4 ns verwendet. Für den Nachweis des emittierten Lichtes mit einer maximalen Emission bei 423 nm eignen sich Photomultiplier der Firma *Photonis* [71]. Beide Detektoren sind mit einer in der PTB standardmäßig verwendeten LED-Stabilisierung zur Korrektur der Temperatur- und Intensitätsabhängigkeit der Verstärkung ausgestattet [72].

### $\Delta E$ -Detektor

Für den  $\Delta E$ -Detektor wurde ein zylindrischer Szintillator mit einem Durchmesser von 3 cm und einer Länge von 3 cm verwendet. Die Registrierung des emittierten Lichtes erfolgt durch einen Photomultiplier vom Typ XP2020 mit einem Durchmesser der sensitiven Fläche von 51 mm. Bei der Ankopplung von Szintillator und Photomultiplier wurde auf einen Lichtleiter verzichtet, da der für die emittierte Wellenlänge geeignete Lichtleiter aus Plastik, also wasserstoffhaltigen Material besteht und somit ebenfalls Rückstossprotonen erzeugen würde. Das Signal des  $\Delta E$ -Detektors wird nicht zur Bestimmung der Teilchenenergie sondern als Trigger-signal verwendet. Experimente mit radioaktiven Quellen haben gezeigt, dass die verminderte Effizienz der Lichtsammlung für die Verwendung des Signals als Trigger ausreicht.

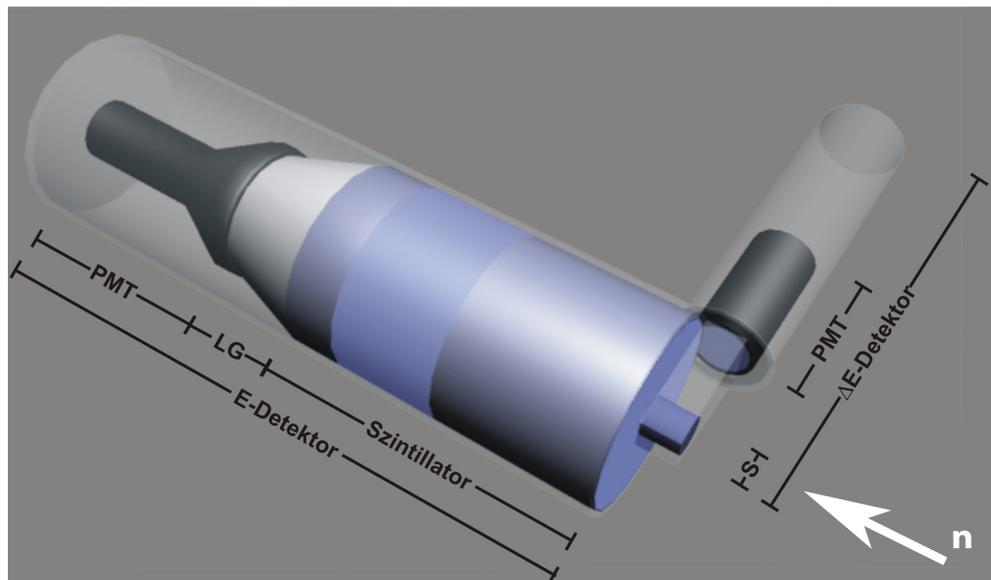


Abbildung 6.1: Aufbau des Protonenrückstoss-Spektrometers mit Plastikszintillatoren (S), Photomultipliern (PMT) und Lichtleiter (LG).

### E-Detektor

Das Spektrometer soll zum Nachweis von Neutronen mit einer Energie bis zu 200 MeV geeignet sein und muss somit die durch Neutronen erzeugten Rückstossprotonen mit einer maximalen Energie von 200 MeV stoppen. Dies ist notwendig, um die Energieabhängigkeit der Detektorantwort zu gewährleisten. Der Energieübertrag bei der Erzeugung von Rückstossprotonen ist abhängig vom Streuwinkel  $\alpha$  relativ zur Flugrichtung der erzeugenden Neutronen [73]. Für die Berechnung der energieabhängigen Reichweite von Protonen im Szintillatormaterial wurde das Programm PSTAR [56] verwendet. Die Dimensionen des E-Detektors ergeben sich aus der maximalen Reichweite der Rückstossprotonen, die abhängig von der Energie, die bei der Erzeugung übertragen wird, und dem Streuwinkel ist (Abbildung 6.2).

Dies führt zu einem Szintillator für den E-Detektor mit einer Länge von 25.5 cm bei einem Durchmesser von 7.5 cm. Die Lichtsammlung erfolgt durch einen Photomultiplier vom Typ XP2050 mit einem Durchmesser der sensitiven Fläche von 130 mm.

## 6.1 Optimierung der Lichtsammlung im E-Detektor

Die Beschichtung und Dimension der Szintillatoren sowie des Lichtleiters beeinflussen die Lichtsammlung im Photomultiplier [74]. Zur Optimierung dieser Parameter wurde das Monte-Carlo-Simulationsprogramm Electron Gamma Shower (EGS) [75] verwendet und die relative Lichtsammlung bei einer Bestrahlung mit Photonen entlang der Zylinderachse des Szintillators für unterschiedliche Konfigurationen berechnet. Die Grundlage dieser Simulation wurde in der PTB entwickelt [76]. Die den Simulationen zugrunde liegenden optischen Eigen-

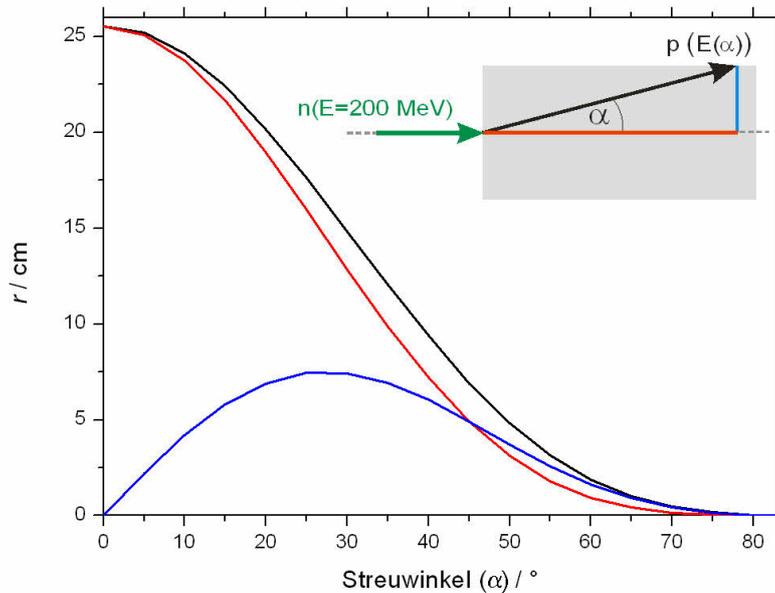


Abbildung 6.2: Reichweite von bei der (n,p)-Streuung durch Neutronen ( $E_n=200 \text{ MeV}$ ) erzeugten Rückstossprotonen in Szintillatormaterial in Abhängigkeit von ihrem Streuwinkel (schwarz) projiziert auf den Zylinderquerschnitt (blau) und die Zylinderachse (rot).

schaften basieren auf vereinfachten Annahmen der Materialeigenschaften wie Reflektions- und Brechungsindizes und lassen nur eine grobe Abschätzung einer optimalen Geometrie zu, die experimentell zu validieren ist. Für die Beschichtung wurde reflektierende Farbe der Firma *Bicron* [77] vom Typ BC620 verwendet.

Die Simulationen haben ergeben, dass bei einer geeigneten Wahl der Detektorkonfiguration die Lichtsammlung unabhängig vom Entstehungsort der Photonen entlang der Symmetrieachse des Szintillators ist und die Effizienz sich homogenisieren und um 40 % steigern lässt. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde der Szintillator des E-Detektors in einem Bereich von 5 cm nicht beschichtet und ein total beschichteter Lichtleiter mit einer Länge von 12 cm verwendet. Die Lichtsammlung des E-Detektors wurde experimentell durch eine Bestrahlung des Szintillators an verschiedenen Positionen mit einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle untersucht und auf die Ergebnisse einer zentralen Bestrahlung von der Detektorvorderseite normiert. Die Anzahl der bei einer Bestrahlung entlang der Symmetrieachse des Szintillators registrierten Ereignisse nimmt bedingt durch den bestrahlten Raumwinkel an den Detektorrändern ab (Abbildung 6.3, rot), während sie für den restlichen Bereich und bei einer Bestrahlung von der Detektorvorderseite mit einer Schwankung von 3 % konstant bleibt (Abbildung 6.3, schwarz). Der dominierende Teil des Lichtes, das durch im  $\Delta E$ -Detektor erzeugten Protonen bis 200 MeV im Szintillator des E-Detektors erzeugt wird, liegt somit im Bereich einer konstanten Lichtsammlung (Abbildung 6.4).

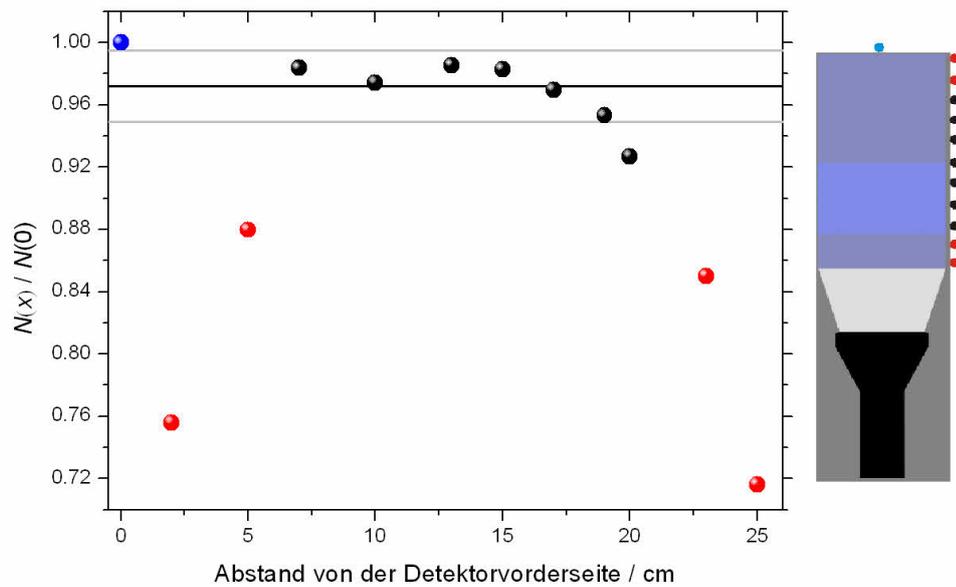


Abbildung 6.3: Registrierte Ereignisse  $N(x)$  bei einer Bestrahlung des E-Detektors mit einer  $^{60}\text{Co}$ -Punktquelle von oben für verschiedene Positionen, normiert auf die Ereignisse  $N(0)$  bei einer zentralen Bestrahlung von der Detektorvorderseite (blau).

## 6.2 Signalverarbeitung und Funktionsweise

Das Spektrometer besteht aus zwei Detektoren, deren Photomultiplier (PMT) über einen vom Hersteller empfohlenen Spannungsteiler betrieben werden. Das zur Energiebestimmung der detektierten Teilchen verwendete Signal wird von der letzten Dynode des Spannungsteilers extrahiert und über einen Vorverstärker (PA) und Hauptverstärker (MA) ausgelesen und von einem Analog-Digital-Wandler (ADC) analysiert (schwarzer Zweig in Abbildung 6.6).

Bei den verwendeten elektronischen Komponenten handelt es sich um Laborelektronik. Weiterführende Informationen über die Funktionsweise gibt beispielsweise [78].

Um die Signale der im  $\Delta E$ -Detektor erzeugten und im E-Detektor gestoppten Protonen von anderen zu diskriminieren, wird die Zeitdifferenz der Anodensignale der einzelnen Photomultiplier, aufbereitet von einem Constant-Fraction-Discriminator (CFD), mit einem Time-to-Amplitude-Converter (TAC) analysiert (blauer Zweig in Abbildung 6.6). Die gültigen Signale besitzen eine gaussförmige Häufigkeitsverteilung mit einer Halbwertsbreite von 1.1 ns (Abbildung 6.5).

Die Signale der zur Stabilisierung verwendeten LED (grau unterlegt in den Abbildungen 6.7 und 6.8), welche sich störend in den Pulshöhenspektren auswirken und zu zufälligen Koinzidenzen und somit scheinbar gültigen Signalen führen können, werden anhand einer Antikoinzidenzschaltung diskriminiert (grüner Zweig in Abbildung 6.6). Eine Koinzidenzschaltung

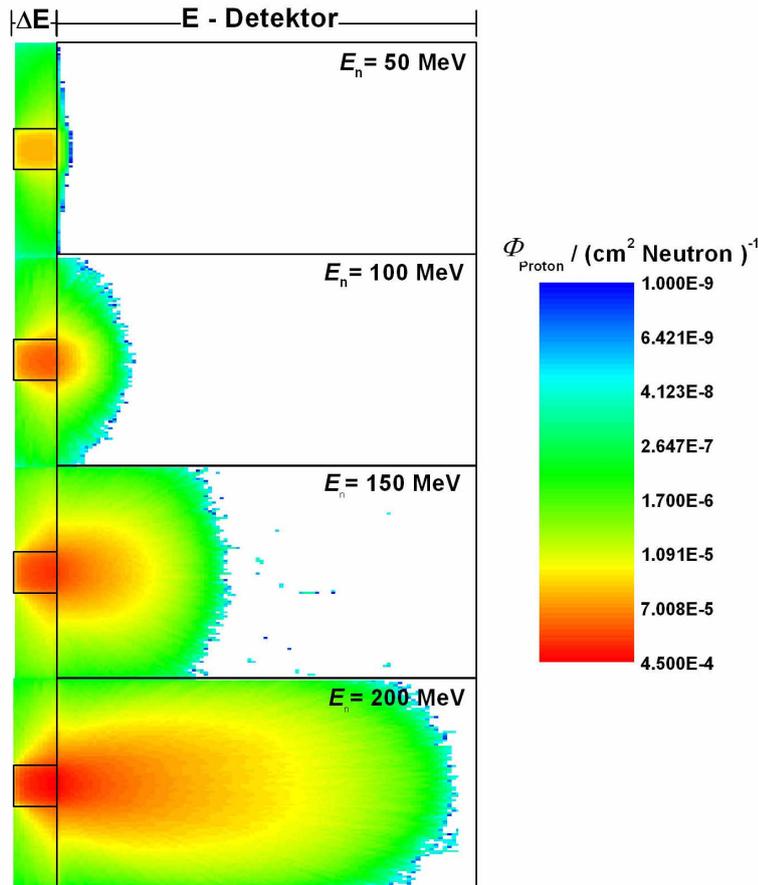


Abbildung 6.4: Simulation der durch eine zentrale Bestrahlung des  $\Delta E$ -Detektors mit monoenergetischen Neutronen hervorgerufenen Protonenfluss im RSPEC.

der Flugzeit-Analyse mit den verstärkten Signalen der einzelnen PMT, aufbereitet durch einen Single-Channel-Analyzer (SCA), vermeidet durch elektronische Artefakte erzeugte scheinbar gültige Ereignisse (grauer Zweig in Abbildung 6.6) und liefert das Startsignal für die Datenaufnahme. Dieses erlaubt das Speichern der einzelnen Ereignisse und deren zeitliche Zuordnung. Das dafür notwendige Zeitverhalten der einzelnen Signale untereinander ist für jede Messkampagne erneut einzustellen.

Die Lichtausbeute von Szintillationsdetektoren ist abhängig von der Detektorkonfiguration und nur experimentell zu bestimmen. Darüber hinaus bieten verfügbare Monte-Carlo-Simulationsprogramme von Sailor et al [79], Cecil et al [80] oder auch MCNPX keine ausreichende Implementierung der für die Funktion des Detektors verwendeten Koinzidenzbedingung. Somit ist eine Charakterisierung nur experimentell über Flugzeit-Experimente möglich (siehe Kapitel 8.3).

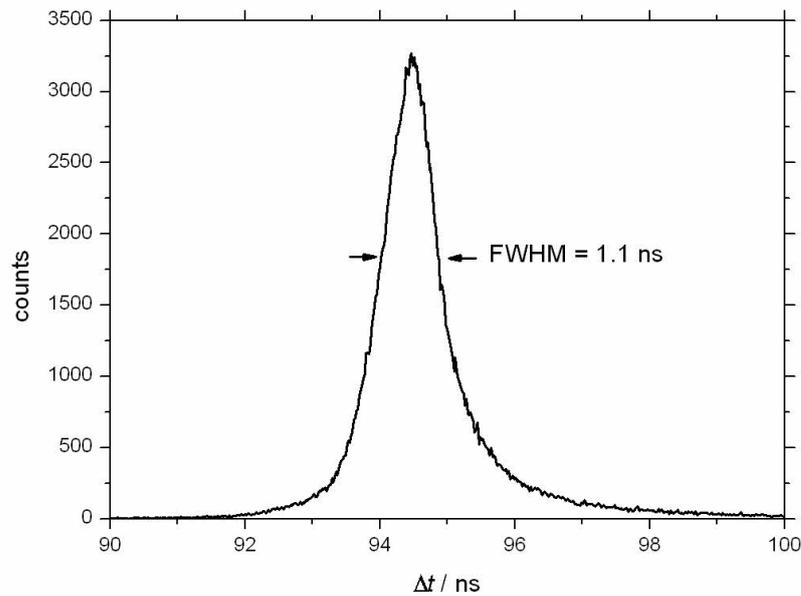


Abbildung 6.5: Relative Zeitdifferenz der Signale von Protonen im  $\Delta E$ -Detektor und im E-Detektor.

### 6.3 Kalibrierung der Pulshöhenspektren und des Zeitverhaltens

Die Kalibrierung der Pulshöhenspektren und des Zeitverhaltens des Spektrometers erfolgt anhand der Bestrahlung mit zwei radioaktiven Quellen. Zum einen wird eine AmBe-Neutronenquelle verwendet, welche Neutronen mit einer breiten Energieverteilung bis 10 MeV [81] und Photonen mit einer Energie von 60 keV und 4.4 MeV emittiert. Weiterhin wird  $^{22}\text{Na}$  verwendet. Dieses Isotop zerfällt über einen  $\beta^+$ -Zerfall zu  $^{22}\text{Ne}$  und emittiert bei dem Übergang in den Grundzustand Photonen mit einer Energie von 1.3 MeV. Zusätzlich werden durch Anihilation zwei 0.511 MeV  $\gamma$ -Quanten erzeugt, die in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Die Kalibrierung lässt sich in zwei Abschnitte unterteilen:

**Timing:** Bedingt durch den Aufbau und die Funktionsweise des Spektrometers ist die Einstellung des Timings der unterschiedlichen elektronischen Komponenten für jede Messkampagne zu überprüfen und zu optimieren. Dafür wird ein koinzidentes Signal in beiden Detektoren benötigt.

**Pulshöhenspektren:** Für eine absolute Kalibrierung der von den Dynodensignalen des Photomultipliers erzeugten Pulshöhenspektren in Energieeinheiten ist eine genaue Kenntnis der Lichtausbeuten für geladene Teilchen in beiden Szintillatoren über einen weiten Energiebereich notwendig. Die Lichtausbeutefunktion muss experimentell bestimmt

### 6.3 Kalibrierung der Pulshöhenspektren und des Zeitverhaltens

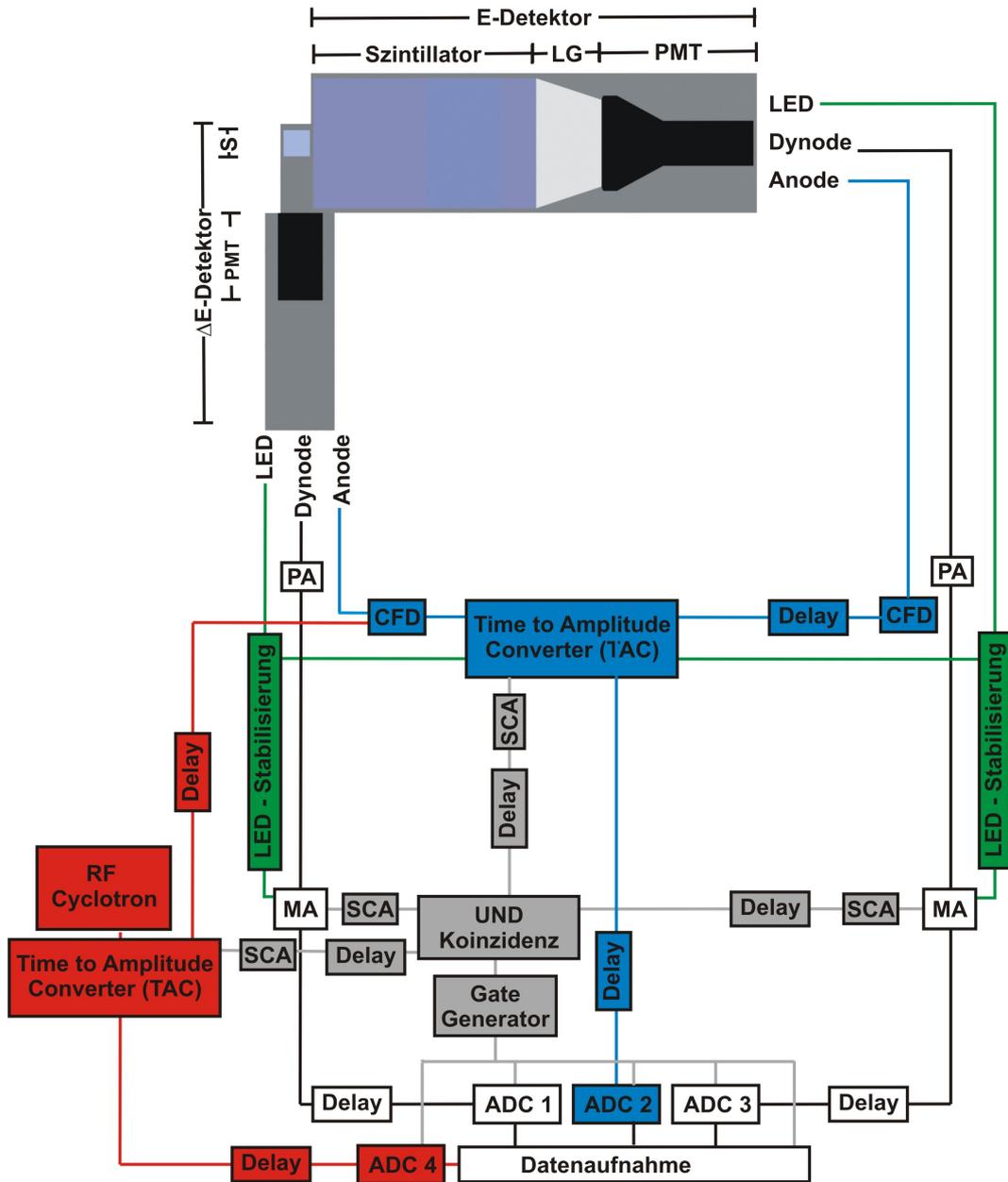


Abbildung 6.6: Schematischer Aufbau der Signalverarbeitung des Protonenrückstoss-Spektrometers RSPEC.

werden. Dies geschieht im Zusammenhang mit der experimentellen Charakterisierung des Spektrometers anhand von Flugzeit-Experimenten (siehe Kapitel 8.3). Daher wird auf eine absolute Energiekalibrierung der Pulshöhenspektren verzichtet und auf ohne Koinzidenzbedingung bei dem zur Charakterisierung durchgeführten Experiment gemessene Pulshöhenspektren kalibriert.

## 6 Protonenrückstoss-Spektrometer (RSPEC)

Die zur Kalibrierung verwendeten Pulshöhenspektren von einer Bestrahlung mit einer AmBe-Neutronenquelle und einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle zeigen die Abbildungen 6.7 und 6.8. Eine Bestrahlung mit radioaktiven Quellen überdeckt nur einen kleinen Energiebereich der Pulshöhenspektren, da die Verstärkung für eine Messung von Neutronen mit Energien bis 200 MeV ausgelegt ist. Aus diesem Grund wird das Signal der zur Stabilisierung verwendeten LED ebenfalls zur Kalibrierung verwendet (grau unterlegt in den Abbildungen 6.7 und 6.8). Erfahrungen der PTB zeigen, dass anhand der Versorgungsspannung des Treibermoduls der LED reproduzierbare Signale in den Pulshöhenspektren erhalten werden [82].

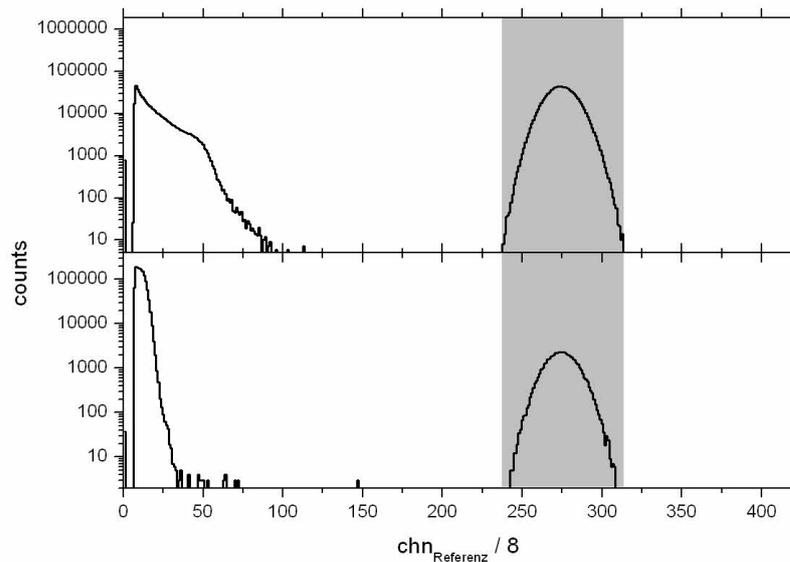


Abbildung 6.7: Für die Kalibrierung des  $\Delta E$ -Detektors verwendete Pulshöhenspektren, die durch die Bestrahlung mit einer AmBe-Neutronenquelle (obere Abbildung) und einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle (untere Abbildung) erzeugt werden ohne Koinzidenzbedingung. Das zur Stabilisierung der Verstärkung ebenfalls verwendete LED-Signal ist grau unterlegt.

Abbildung 6.9 zeigt exemplarisch das Ergebnis der Kalibrierung des E-Detektors bei einer Messkampagne an der GSI (siehe Kapitel 8.2). Das an der GSI gemessene Pulshöhenspektrum stimmt in der Form und der Lage der LED (grau unterlegt) gut mit dem bei der Charakterisierung gemessenen überein. Die Anpassung erfolgt anhand Bayes'scher Parameterabschätzung (siehe Anhang A.1).

### 6.3 Kalibrierung der Pulshöhenspektren und des Zeitverhaltens

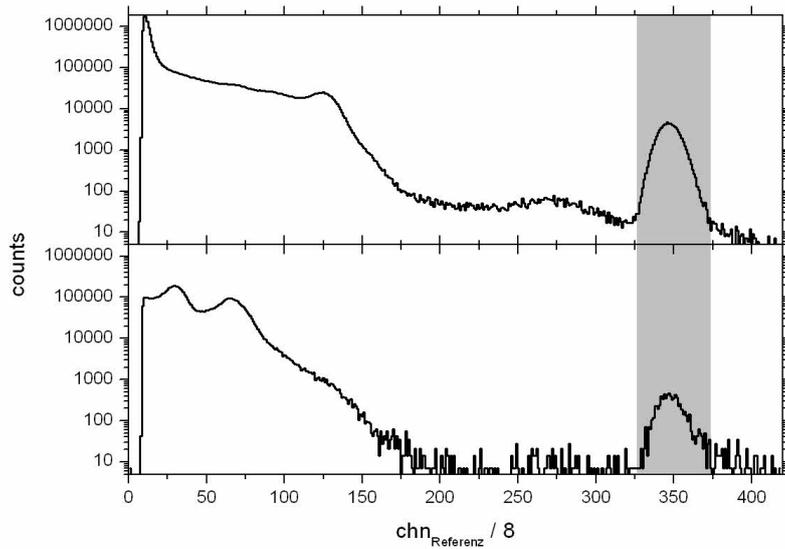


Abbildung 6.8: Für die Kalibrierung des E-Detektors verwendete Pulshöhenspektren, die durch die Bestrahlung mit einer AmBe-Neutronenquelle (obere Abbildung) und einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle (untere Abbildung) erzeugt werden ohne Koinzidenzbedingung. Das zur Stabilisierung der Verstärkung ebenfalls verwendete LED-Signal ist grau unterlegt.

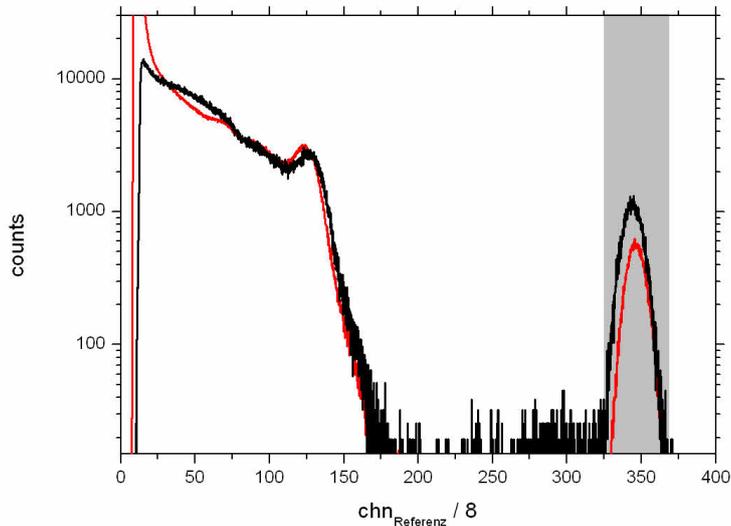


Abbildung 6.9: Kalibrierung des E-Detektors durch die Anpassung eines während einer Messkampagne an der GSI bei der Bestrahlung mit AmBe gemessenen Pulshöhenspektrums (rot) an das bei der Charakterisierung gemessene Referenzspektrum (schwarz).

## 6 Protonenrückstoss-Spektrometer (RSPEC)

## 7 Datenanalyse

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Spektrometer lassen keine direkte Messung der Neutronenfluenz zu. Bei Messungen mit Bonnerkugel Spektrometern sind bei einer Bestrahlung der  $i$ -ten Moderatorkugel die registrierten Ereignisse  $N_i$  durch

$$N_i = \int_0^{\infty} dE \mathcal{R}_i(E) \Phi(E) \quad (7.1)$$

mit der Neutronenfluenz  $\Phi(E)$  und der "wirklichen" Detektorantwort  $\mathcal{R}_i(E)$  verknüpft. Diese ist jedoch nur anhand von physikalischen Modellen, Monte-Carlo-Simulationsrechnungen oder Experimenten zu bestimmen, so dass Antwortfunktionen  $R_i(E)$  an diskreten Energiestützstellen  $E = \{E_1, \dots\}$  für die Datenanalyse zur Verfügung stehen. Die Bestimmung der spektralen Neutronenfluenz  $\Phi = \{\Phi(E_1), \dots\} = \{\Phi_1, \dots\}$  aus

$$N_i + \varepsilon_i = R_{ij} \Phi_j \quad \forall i \quad (7.2)$$

mit  $R_{ij} = R_i(E_j)$  wird Entfaltung genannt. Dabei beschreibt  $\varepsilon_i$  die aus den für die Bestimmung der Antwortfunktionen notwendigen Approximationen resultierende Abweichungen und liegt in der Größenordnung der Messunsicherheit. Es wird die Einstein'sche Summenkonvention verwendet.

Bei einer ähnlichen Anzahl an gemessenen Datenpunkten wie Energiestützstellen der Antwortfunktionen wird die Datenanalyse in der Literatur als Vielkanal-Entfaltung beschrieben. Messungen mit Bonnerkugel Spektrometern ergeben durch die limitierte Anzahl der verwendeten Moderatorkugeln eine im Verhältnis zu den Energiestützstellen der Antwortfunktionen geringe Anzahl an Messergebnissen. Dies führt zu einem mathematisch stark unterbestimmten Problem, welches ohne zusätzliche Informationen nicht eindeutig lösbar ist und Wenigkanal-Entfaltung genannt wird.

Für Messungen hinter Abschirmungen ist es möglich, die spektrale Neutronenfluenz anhand eines Modelles  $M(E, \lambda)$  durch

$$\phi(E) \approx \Phi^M(E, \lambda) \quad (7.3)$$

mit einem Satz von Variablen  $\lambda = \{\lambda_1, \dots\}$  zu parametrisieren. Durch die geringere Anzahl an Parametern als Energiestützstellen lässt sich Gleichung 7.2 unter Verwendung von  $\Phi_j^M(\lambda) = \Phi^M(E_j, \lambda)$  wie folgt vereinfachen:

$$N_i + \varepsilon_i \approx R_{ij} \Phi_j^M(\lambda) \quad \forall i, \quad (7.4)$$

so dass nur die zur Beschreibung der spektralen Neutronenfluenz verwendeten Parameter  $\lambda$  durch die Entfaltung zu bestimmen sind. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird ausschließlich auf die Wenigkanal-Entfaltung genannte Datenanalyse von Messungen mit Bonnerkugel

Spektrometern hinter Abschirmungen eingegangen, da darin ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt. Die in diesem Kapitel zur Beschreibung der Datenanalyse verwendeten massgeblichen Grössen sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der für die Entfaltung von Messdaten massgeblichen Grössen

$N = \{N_1, N_2, \dots\}$	Registrierte Ereignisse bei Messungen mit unterschiedlichen Moderatorokugeln
$E = \{E_1, E_2, \dots\}$	Energiestützstellen <sup>1</sup>
$\Phi = \{\Phi_1, \Phi_2, \dots\}$	Spektrale Neutronenfluenz mit $\Phi_j = \Phi(E_j)$
$\phi_j^M(\lambda)$	Anhand eines Modelles $M(E, \lambda)$ berechnete spektrale Neutronenfluenz an der Energiestützstelle $E_j$ . Es wird ein Satz von Parametern $\lambda = \{\lambda_1, \lambda_2, \dots\}$ verwendet.
R	Antwortfunktionen des Spektrometers, gegeben durch die Antwort $R_{ij} = R_i(E_j)$ bei Messungen der $i$ -ten Moderatorokugel an der Energiestützstelle $E_j$

<sup>1</sup> Anzahl und Lage sind abhängig von Randbedingungen wie beispielsweise der Energieauflösung von zur Bestimmung der Antwortfunktionen verwendeten Monte-Carlo Rechnungen

## 7.1 Informationsgehalt von Messungen mit dem AgBKS

Eine für die Entfaltung optimale Detektorantwort bestünde aus sich nicht überlappenden  $\delta$ -Funktionen, die den gesamten zu messenden Energiebereich überdecken. Die Antwortfunktionen der einzelnen Moderatorokugeln des AgBKS überdecken sich jedoch teilweise (Abbildung 5.20). Zusätzlich fallen alle Antwortfunktionen für Moderatorokugeln aus PE für Neutronenenergien grösser als 20 MeV stark ab und nur die vier mit Pb / Cu Schalen modifizierten Kugeln besitzen in diesem Energiebereich ein signifikantes Ansprechvermögen. Aus diesem Grund sind die mit unterschiedlichen Moderatoren erhaltenen Messergebnisse korreliert. Bei Messungen mit PE-Moderatorokugeln (schwarz in Abbildung 7.1) kann dies anschaulich verdeutlicht werden. Für eine Interpolation der Messwerte in Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser wird ein Polynom fünften Grades benötigt (blaue Linie in Abbildung 7.1), so dass die Anzahl an unabhängigen Datenpunkten anhand der Anzahl der für die Anpassung benötigten Parameter abzuschätzen ist. Eine mathematisch fundierte Methode, die auch die Messergebnisse der Pb / Cu modifizierten Kugeln mit einbezieht (rot in Abbildung 7.1), wird von Matzke [83] beschrieben. Ist der in Gleichung 7.2 beschriebene Fehler  $\varepsilon_i$  zu vernachlässigen, sind die Messdaten  $N_i$  von Messungen mit der  $i$ -ten Moderatorokugel durch

$$N_i \approx R_{ij} \Phi_j \quad (7.5)$$

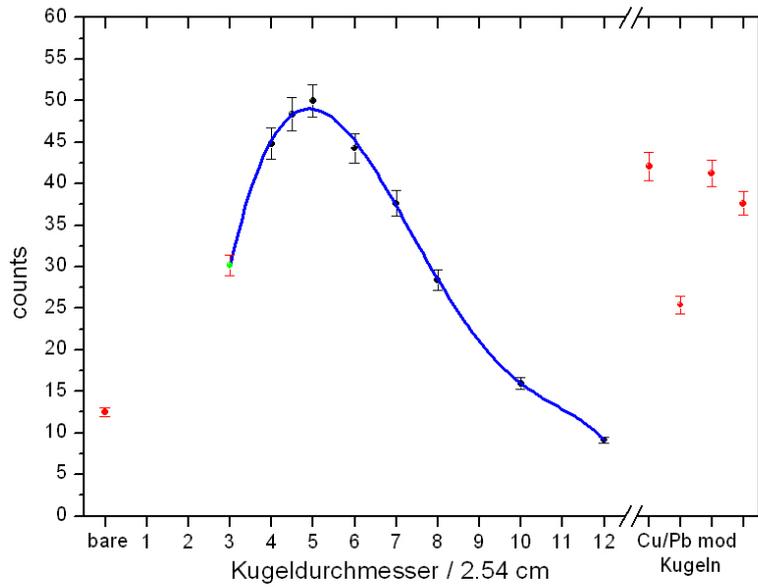


Abbildung 7.1: Interpolation (blau) von Daten, die mit den PE-Moderatorokugeln des AgBKS gemessen wurden (schwarz).

mit den Antwortfunktionen  $R$  und der Neutronenfluenz  $\Phi$ , die anhand

$$\Phi_j \approx \underbrace{\left( R_{jk}^T R_{km} \right)^{-1}}_B R_{mi}^T N_i, \quad (7.6)$$

zu berechnen ist, verknüpft. Hierbei ist zu beachten, dass diese Transformation nur bei vollem Rang von  $B$  möglich ist. Anhand einer Eigenwertzerlegung von  $B$  durch

$$B = U \Sigma V^T \quad (7.7)$$

mit einer Zeilen-orthogonalen Matrix  $U$  ( $UU^T=1$ ), einer Drehmatrix  $V$  ( $V^TV = VV^T = 1$ ) und einer diagonalen Matrix  $\Sigma$  mit positiv definiten Eigenwerten  $\sigma_i$  ist die Anzahl der unkorrelierten Datenpunkte abzuschätzen. Für das AgBKS führt dies zu sechs Eigenwerten oberhalb einer Schwelle von 1 % des maximalen Eigenwertes (schwarz in Abbildung 7.2). Die drei folgenden Eigenwerte sind nahezu konstant und liegen nur wenig unterhalb dieser Schwelle (grau in Abbildung 7.2). Somit kann die Anzahl der unkorrelierten Datenpunkte mit 6-9 abgeschätzt werden. Diese Zerlegung wurde mit Algorithmen aus [66] durchgeführt.

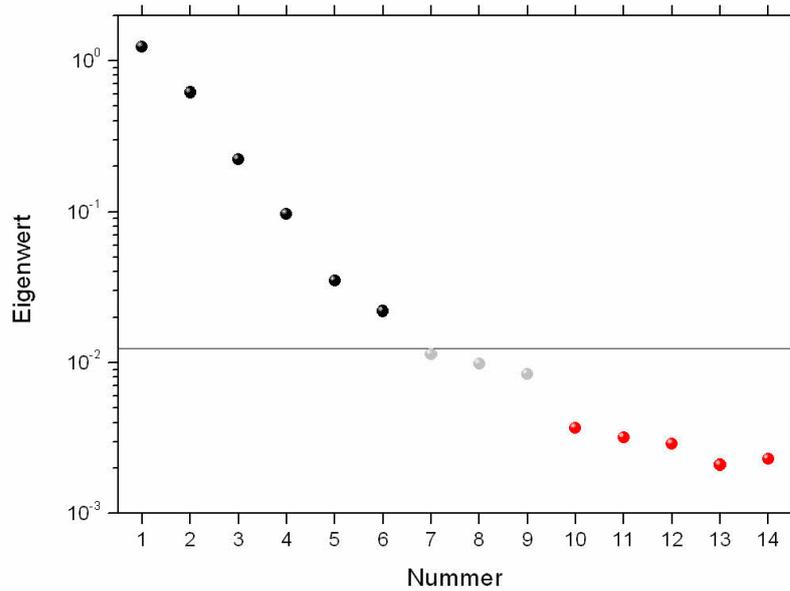


Abbildung 7.2: Eigenwertzerlegung der Antwortfunktionen des AgBKS.

## 7.2 Parametrisierung der hinter Abschirmungen erwarteten spektralen Neutronenfluenz

Die hinter Abschirmungen erwartete spektrale Neutronenfluenz  $\Phi(E)$  lässt sich anhand eines Modelles M durch

$$\Phi^M(E; \lambda) = \Phi^t(E; \lambda^t) + \Phi^i(E; \lambda^i) + \Phi^{p1}(E; \lambda^{p1}) + \Phi^{p2}(E; \lambda^{p2}) \quad (7.8)$$

in vier Bereiche unterteilen, einen thermischen Peak, eine flache intermediäre Region und je einen Peak bei mittlerer Energie im Bereich von 1 MeV und bei hoher Energie im Bereich von 100 MeV (Abbildung 7.3, oben) [84]. Dabei beschreibt  $\lambda$  die zur Parametrisierung verwendeten Parameter, die im folgenden erläutert werden.

Die Fluenz  $\Phi^t$  im Bereich thermischer Neutronenenergien (1 meV bis 0.4 eV) kann durch eine Maxwell-Verteilung der Form

$$\Phi^t(E; a_t) \sim a_t e^{-\frac{E}{kT}} \quad (7.9)$$

mit einer Temperatur  $T = 25$  meV, der Boltzmannkonstante  $k$  und der Peakhöhe  $a_t$  als Parameter beschrieben werden.

Für die Fluenz  $\Phi^i$  im intermediären Energiebereich (0.4 eV bis 100 keV) wird eine Gerade in Lethargiedarstellung der Form

$$\Phi^i(E; a_i, b_i) \sim a_i E^{-1+b_i} \Gamma(E) \quad (7.10)$$

## 7.2 Parametrisierung der hinter Abschirmungen erwarteten spektralen Neutronenfluenz

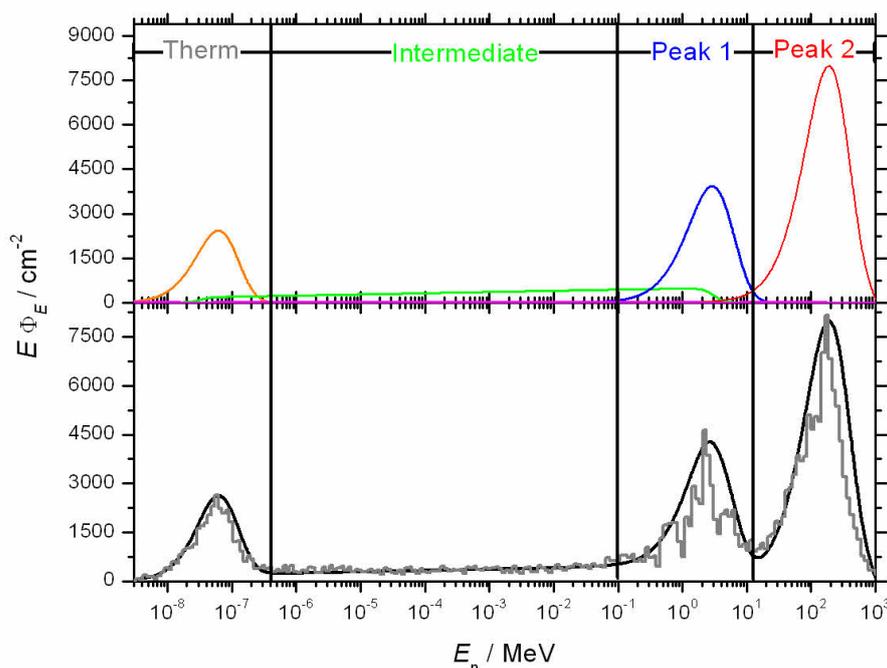


Abbildung 7.3: Parametrisierung der hinter Abschirmungen erwarteten spektralen Neutronenfluenz (grau) durch ein Modell, bestehend aus einem thermischen Peak (orange), einer in Lethargiedarstellung flachen intermediären Region (grün) und zwei Peaks bei mittlerer (blau) und hoher (rot) Energie.

mit einem durch

$$\Gamma(E) = \frac{1}{4} \left( 1 - \tanh \left( 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{E}{3.2 \cdot 10^{-8} \text{ MeV}} \right) \right) \right) \left( 1 + \tanh \left( 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{E}{3.0 \text{ MeV}} \right) \right) \right) \quad (7.11)$$

beschriebenem weichen Abfall an den Rändern verwendet. Anfang und Ende der Gerade sind korreliert mit der Lage der anschliessenden Peaks. Für die Beschreibung der intermediären Region werden die Steigung  $a_i$  und der Ordinatenabschnitt  $b_i$  der Geraden als Parameter verwendet. Die beiden Peaks bei mittleren und hohen Neutronenergieen können durch Spalt- oder Evaporationsspektren der Form

$$\Phi^P(E; a_p, b_p, c_p) \sim a_p E^{b_p+1} e^{-\frac{(b_p+1)}{c_p} E} \quad (7.12)$$

mit der Höhe  $a_p$ , der mittleren Energie  $c_p$  und der durch  $b_p$  beschriebenen Form des Peaks als Parameter beschrieben werden.

Das zur Parametrisierung der spektralen Neutronenfluenz verwendete Modell benötigt also

einen Satz von neun Parametern:

$$\lambda = \{\lambda_i\} = \{a_t, a_i, b_i, a_{p1}, b_{p1}, c_{p1}, a_{p2}, b_{p2}, c_{p2}\}. \quad (7.13)$$

Untersuchungen anhand von Monte-Carlo-Simulationsrechnungen haben gezeigt, dass dieses Modell die spektrale Neutronenfluenz hinter Abschirmungen im Rahmen des Auflösungsvermögens von Bonnerkugel Spektrometern ausreichend beschreibt (Abbildung 7.3, unten) [85].

## 7.3 Entfaltung und Unsicherheitsanalyse

Für die Entfaltung der mit dem AgBKS gemessenen Daten wird ein zweistufiges Verfahren angewendet. Die Beschreibung beider Verfahren erfolgt im Anhang B, so dass hier nur die Randbedingungen diskutiert werden.

In einem ersten Schritt erfolgt die Anpassung der Parameter  $\lambda$  des in Kapitel 7.2 beschriebenen Modells  $M$  an die mit den unterschiedlichen Kugeln gemessenen Daten  $N$  durch Bayes'sche Parameterabschätzung. Dabei ist zu beachten, dass zur formalen Beschreibung die Modellparameter und die gemessenen Daten nur nummeriert und nicht explizit benannt werden. Zur Bestimmung der einzelnen Parameter  $\lambda_k$  anhand von Bayes'scher Parameterabschätzung werden diesen *a priori* Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $P^0(\lambda_k|I)$  zugeordnet, die sämtliche vor dem Experiment durch physikalische Überlegungen oder Monte-Carlo-Rechnungen verfügbaren Informationen  $I$  enthalten. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Parameter  $\lambda$  bei gegebenen Messdaten  $N$  und der energieabhängigen Detektorantwort  $R$  kann anhand von Gleichung (A.6) durch

$$P(\lambda|N, \underbrace{M, R, I}_{I'}) \sim P(N|\lambda, I') \cdot P^0(\lambda|I) \quad (7.14)$$

mit

$$\begin{aligned} P(N|\lambda, I') &= \prod_i P(N_i|\lambda, I') \\ P^0(\lambda|I) &= \prod_k P^0(\lambda_k|I) \end{aligned} \quad (7.15)$$

aus der Wahrscheinlichkeitsverteilung der einzelnen Messwerte bei gegebenen  $\lambda$ , welche anhand des Modells  $M$  und aus Gleichung 7.2 zu berechnen ist, bestimmt werden (siehe Anhang B.1).

Durch das verwendete Modell ist die Form des Spektrums vorgegeben und das Ergebnis entsprechend eingeschränkt. Aus diesem Grund erfolgt in einem zweiten Schritt die Entfaltung der Messwerte nach der modelunabhängigen Methode der Maximierung der Entropie (siehe Anhang B.2) mit dem Program MAXED [86]. Dabei werden die Ergebnisse der Parameterabschätzung als Vorinformation verwendet. Den Abbildungen in diesem Kapitel liegen Messdaten von Wiegel et al. [31] zugrunde.

### Fluenz- und Dosisberechnung mit Unsicherheitsanalyse

Durch die Bayes'sche Datenanalyse sind energieabhängige Informationen über die Unsicherheit der spektralen Fluenz  $\Phi$  verfügbar. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Fluenz  $\Phi_j$  an der Energiestützstelle  $E_j$ , gegeben die gemessenen Daten  $N$ , ist durch

$$P(\Phi_j|N, I') = \int d\lambda \delta(\Phi_j - \Phi_j^M(\lambda)) P(\lambda|N, I') \quad (7.16)$$

mit  $\Phi_j^M(\lambda) = \Phi^M(E_j; \lambda)$  (siehe Gleichung 7.8) und dem zweiten statistischen Moment der Verteilung als Unsicherheit zu berechnen [65]. Der geringe Informationsgehalt der Messdaten für hohe Neutronenenergien (siehe Kapitel 7.1) führt zu einem Anstieg der Unsicherheit der gemessenen Fluenz für Neutronenenergien grösser als 100 keV (Abbildung 7.4, unten).

Im operativen Strahlenschutz sind die integralen Grössen

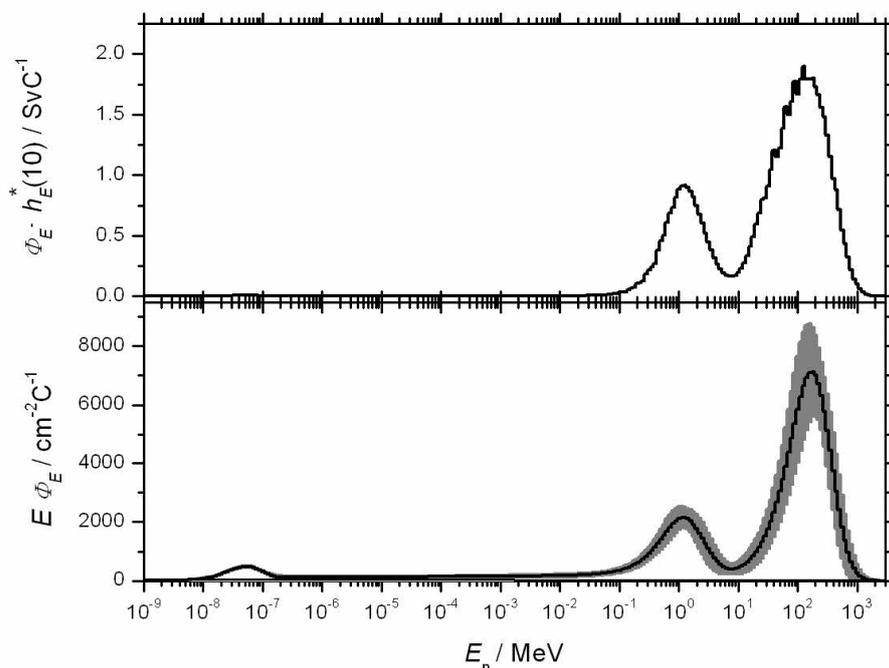


Abbildung 7.4: Spektrale Fluenz (unten) nach Entfaltung durch Bayes'sche Parameterabschätzung mit Unsicherheit (grau unterlegt) und deren Faltung mit den Fluenz-zu-Dosis Konversionskoeffizienten (oben).

$$\Phi_{\text{tot}} = \sum_j \Phi_j \quad (\text{totale Fluenz}) \quad (7.17)$$

$$H_{\text{tot}}^*(10) = \sum_j h_j^* \Phi_j \quad (\text{Umgebungsäquivalentdosis}) \quad (7.18)$$

von Bedeutung, deren Hauptanteil hinter Abschirmungen durch Neutronen mit Energien grösser als 100 keV hervorgerufen wird (siehe Kapitel 4.1). Dabei ist  $h_j^* = h_{\Phi}^*(E_j)$  der Fluenz-

## 7 Datenanalyse

zu-Dosis Konversionskoeffizient (siehe Kapitel 3.2).

Anhand der Bayes'schen Datenanalyse lässt sich die Unsicherheit dieser Größen aus den zugehörigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen

$$P(\Phi_{\text{tot}}|N, I') = \int d\lambda \delta\left(\Phi_{\text{tot}} - \sum_j \Phi_j^M(\lambda)\right) P(\lambda|N, I') \quad (7.19)$$

$$P(H_{\text{tot}}^*(10)|N, I') = \int d\lambda \delta\left(H_{\text{tot}}^*(10) - \sum_j h_j^* \Phi_j^M(\lambda)\right) P(\lambda|N, I') \quad (7.20)$$

durch das zweite statistische Moment bestimmen. Die berechneten Wahrscheinlichkeitsverteilungen besitzen eine Form ähnlich zu einer Gaussverteilung (Abbildung 7.5). In Abhängigkeit

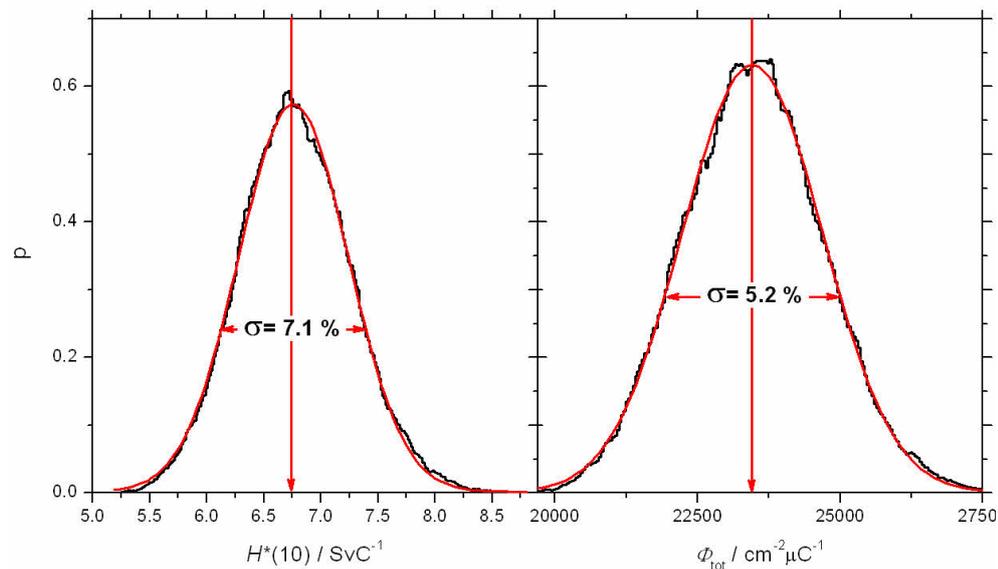


Abbildung 7.5: Bestimmung der Unsicherheit der integralen Größen Dosis und Fluenz durch die Anpassung einer Gaussverteilung.

von den Messdaten und der spektralen Neutronenfluenz liegt die Unsicherheit bei Messungen mit dem AgBKS für die totale Fluenz im Bereich von 5 % bis 8 % und für die Dosis im Bereich von 7 % bis 12 %. Bedingt durch die Fluenz-zu-Dosis Konversionsfaktoren  $h_{\Phi}^*(E)$  und die erwartete spektrale Neutronenverteilung hinter Abschirmungen resultiert der Hauptanteil der Dosis mit zugehöriger Unsicherheit von Neutronen mit Energien im Bereich der Peaks bei mittlerer und hoher Energie (Abbildung 7.6). Der Beitrag des thermischen Peaks zur Dosis ist in diesem Fall zu vernachlässigen.

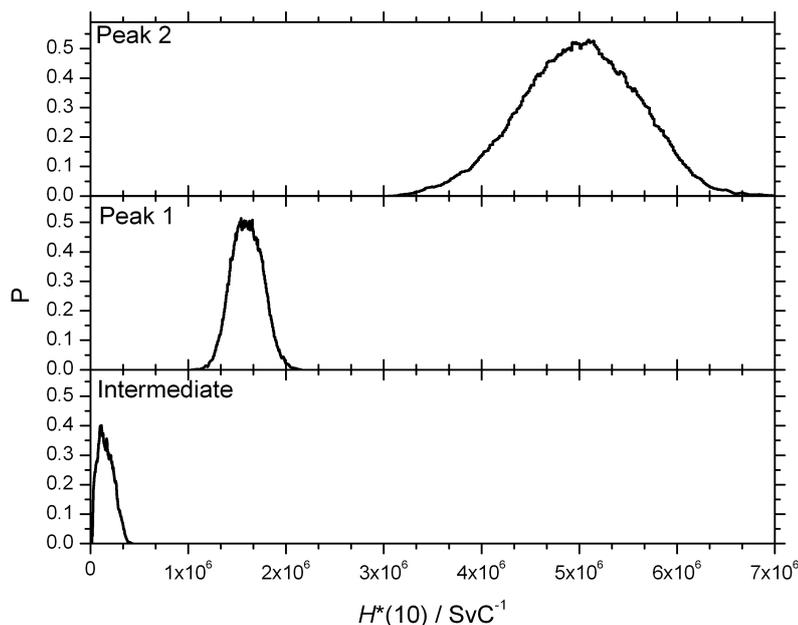


Abbildung 7.6: Posterior-Wahrscheinlichkeitsverteilung der Dosis unterteilt in drei Energiebereiche (siehe Kapitel 7.2), berechnet durch Gleichung 7.20.

### Sensitivitätsanalyse

Für die Untersuchung der Auswirkungen von unterschiedlichen Vorinformationen auf die Entfaltung wurden Ergebnisse einer Messung hinter Abschirmungen  $N^{\text{Ref}}$  durch eine Faltung eines an der GSI gemessenen Spektrums  $\Phi^{\text{Ref}}$  mit der Detektorantwort  $R$  des *NEMUS* simuliert [31]:

$$N_i^{\text{Ref}} = R_{ij} \cdot \Phi_j^{\text{Ref}} \quad \forall i. \quad (7.21)$$

Als statistische Unsicherheit dieser Messwerte wurde 1 % angenommen. Der Index  $i$  beschreibt die Moderatorokugel.

Die Entfaltung der anhand von Gleichung 7.21 generierten Daten durch Bayes'sche Parameterabschätzung ergibt Werte von  $(140.1 \pm 6.3) \text{ cm}^{-2} \text{ nC}^{-1}$  für die totale Fluenz und von  $(32.8 \pm 3.0) \text{ Sv C}^{-1}$  für die Dosis. Bedingt durch den geringen Informationsgehalt der Messergebnisse bei hohen Neutronenenergien ist zu erwarten, dass in diesem Energiebereich die verwendeten Vorinformationen das Ergebnis der Entfaltung nach der Maximum-Entropie-Methode nachhaltig beeinflussen. Eine Variation der zur Entfaltung verwendeten Vorinformationsspektren (Abbildungen 7.7 und 7.8, links) führt zu deutlichen Unterschieden in den Ergebnisspektren im Bereich des Peaks bei 100 MeV (Abbildungen 7.7 und 7.8, rechts). Die aus den entfalteten Spektren berechnete mittlere Dosis von  $(32.9 \pm 2.6) \text{ Sv C}^{-1}$  und die mittlere totale Fluenz von  $(138.1 \pm 5.2) \text{ cm}^{-2} \text{ nC}^{-1}$  weicht jeweils nur im Rahmen der Unsicherheit von den durch die Bayes'sche Parameterabschätzung bestimmten Werten ab. Die Unsicherheitsangabe bezieht sich auf die Schwankung der Ergebnisse bei der Entfaltung mit unterschiedlichen Vorinformationen.

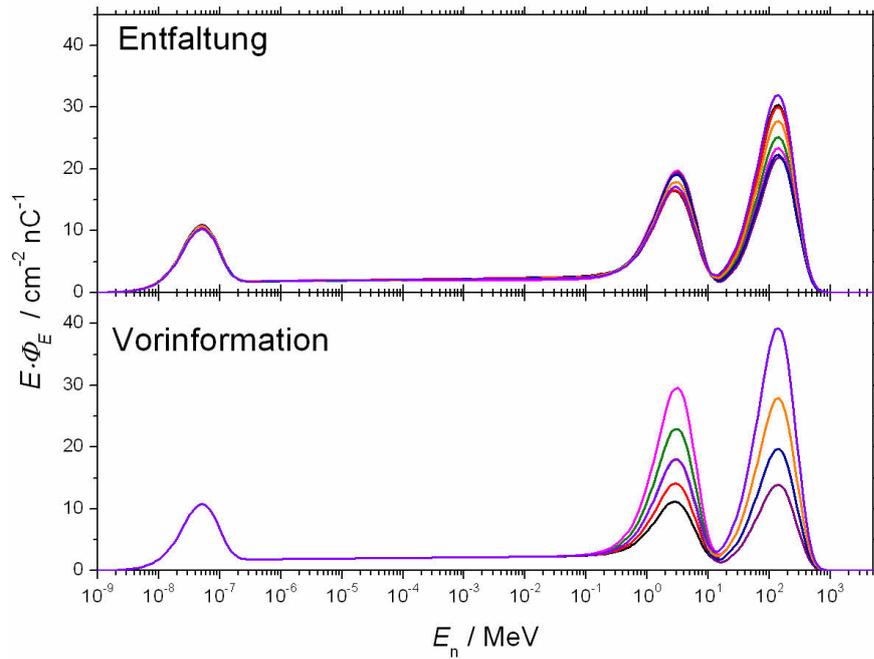


Abbildung 7.7: Auswirkungen von unterschiedlichen Fluenzen der Peaks bei 1 MeV und 100 MeV als Vorinformation (links) auf die Entfaltung mit MAXED (rechts).

### Korrelationen

Das zur Bayes'schen Datenanalyse verwendete Programm *WinBUGS* [87] ermöglicht die Generierung von Matrizen, welche den verwendeten Parameterraum in Abhängigkeit von einzelnen Parametern abbildet. Wenn die untersuchten Parameter nicht korreliert sind, ist der gesamte Parameterraum verfügbar (Abbildung 7.9, rechts). Durch Korrelationen werden die Parameter eingeschränkt, so dass eine Struktur zu erkennen ist (Abbildung 7.9, links).

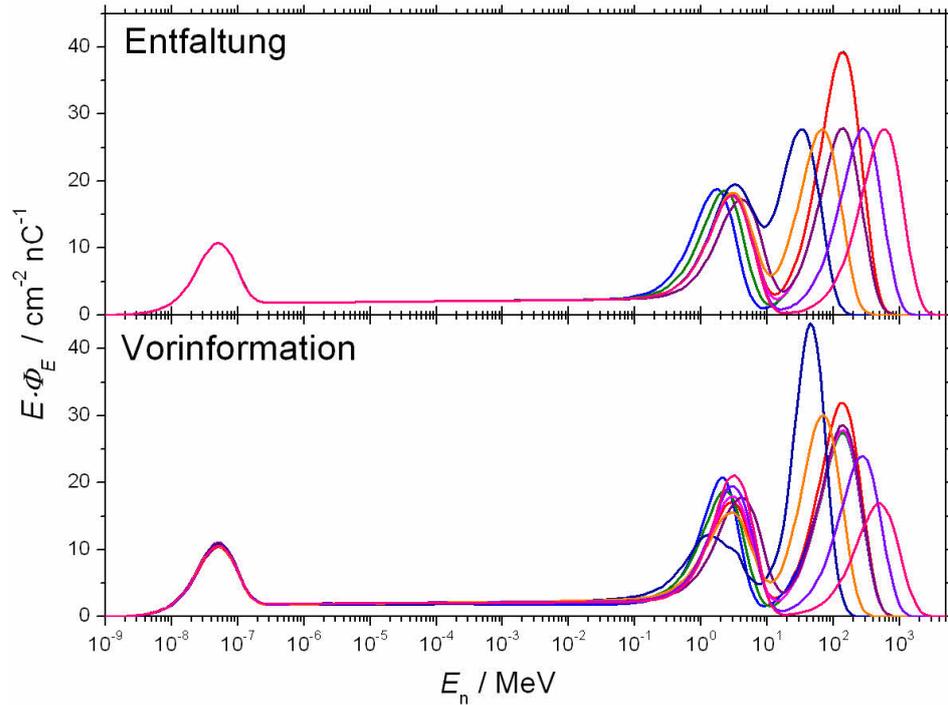


Abbildung 7.8: Auswirkungen von unterschiedlichen Lagen und Fluenzen der Peaks bei 1 MeV und 100 MeV als Vorinformation (links) auf die Entfaltung mit MAXED (rechts).

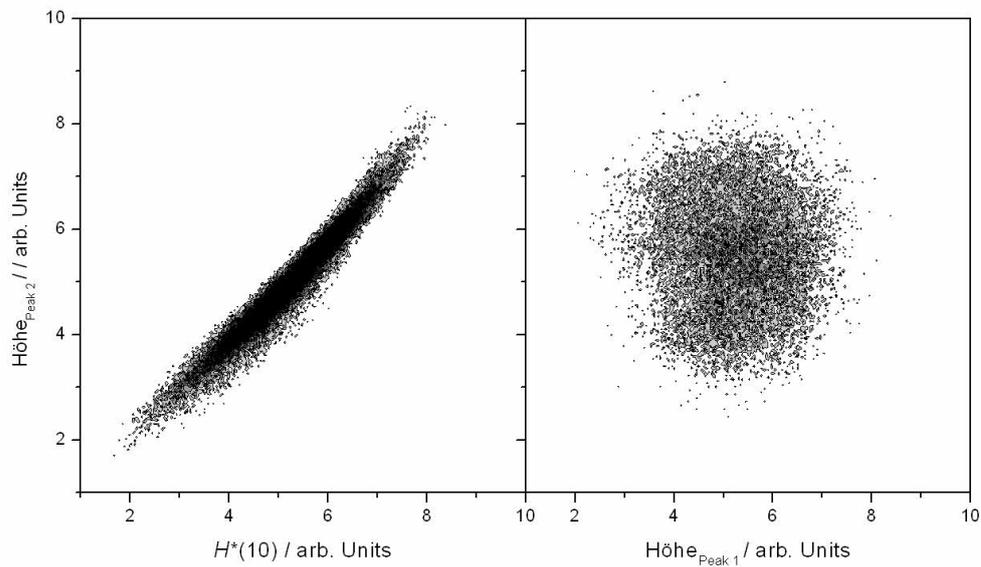


Abbildung 7.9: Korrelation des Parameters zur Bestimmung der Höhe des Peaks bei 100 MeV mit der Dosis (links) und des Parameters Höhe des Peaks bei 1 MeV (rechts).



## 8 Messergebnisse

Die Funktion und die Charakterisierung des AgBKS wurden anhand von zwei Messkampagnen in unterschiedlichen Neutronenfeldern überprüft. Dabei eignet sich für den Energiebereich kleiner als 10 MeV die breite Energieverteilung einer D<sub>2</sub>O moderierten <sup>252</sup>Cf-Quelle (Kapitel 8.1). Messungen in einem simulierten Arbeitsplatzfeld mit gepulster Zeitstruktur konnten an der GSI durchgeführt werden (Kapitel 8.2).

Die experimentelle Charakterisierung des Rückstossprotonen-Spektrometers RSPEC für Neutronen mit Energien bis 200 MeV durch Flugzeit-Experimente an den *iThimba Laboratories* wird in Kapitel 8.3 beschrieben.

### 8.1 Neutronenfeld einer D<sub>2</sub>O moderierten <sup>252</sup>Cf-Quelle

Zur Untersuchung der Antwortfunktionen und der Richtungsabhängigkeit des AgBKS für Neutronenenergien bis 10 MeV wurden Messungen an der Bestrahlungseinrichtung der PTB [88] mit einer D<sub>2</sub>O moderierten <sup>252</sup>Cf-Neutronenquelle in einem Abstand von 1 m durchgeführt. Die durch Kernspaltung von der Quelle emittierten Neutronen besitzen Energien im Bereich von 100 keV bis 10 MeV [81]. Damit die Neutronen eine breite Energieverteilung erhalten, wird die <sup>252</sup>Cf-Quelle in einer D<sub>2</sub>O-Moderatorkugel mit einem Durchmesser von 30 cm platziert. Die spektrale Neutronenfluenz der von <sup>252</sup>Cf emittierten Neutronen mit und ohne D<sub>2</sub>O-Moderator zeigt Abbildung 8.1 ohne Korrektur der von den Wänden des Raumes und der Bestrahlungseinrichtung gestreuten Neutronen.

Die Referenzwerte der Quelle mit der Bezeichnung CF-E für den Zeitraum der Bestrahlung und für den Abstand zur Quelle waren für die Dosisleistung  $\dot{H}^*(10) = (0.65 \pm 0.01) \text{ mSv h}^{-1}$  und für die totale Fluenzrate  $\dot{\Phi} = (2121 \pm 42) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [89].

Für jede Moderatorkugel wurden drei Messungen durchgeführt. In einer ersten Bestrahlung wurde mit einer Dosis von 0.43 mSv parallel zur Zylinderachse des Aktivierungsdetektors bestrahlt (im weiteren Verlauf mit hoher Dosis bezeichnet). Durch eine Bestrahlung mit einer um einen Faktor zehn kleineren Dosis von 0.05 mSv (im weiteren mit niedriger Dosis bezeichnet), wurde die Methode der Auswertung von Daten mit hoher statistischer Schwankung untersucht. Zur Untersuchung der Richtungsabhängigkeit wurde die Moderatorkugel um 90° zur Zylinderachse des Aktivierungsdetektors gedreht und von der Seite mit einer Dosis von 0.11 mSv bestrahlt (im weiteren Verlauf mit 90° bezeichnet). Eine Zusammenfassung der Messbedingungen gibt Tabelle 8.1.

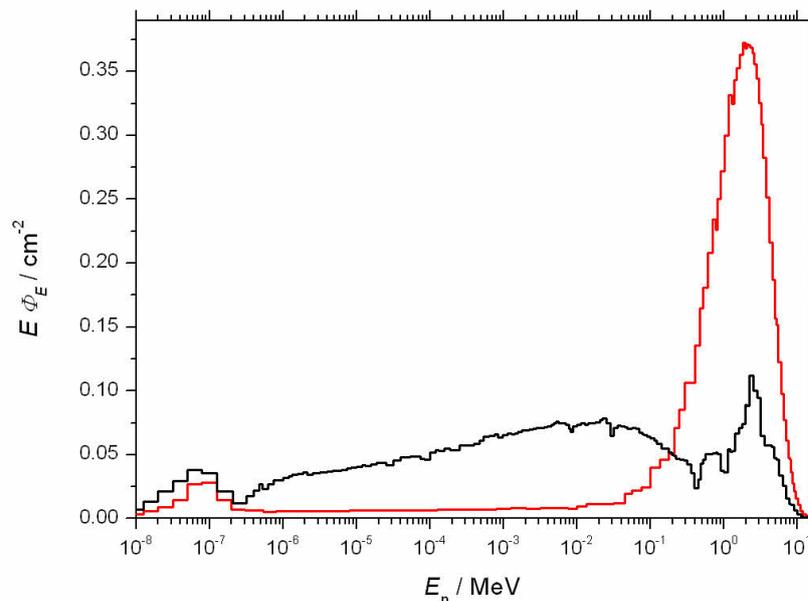


Abbildung 8.1: Referenz der spektralen Neutronenfluenz der  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle (Bezeichnung CF-E) ohne (rot) und mit  $\text{D}_2\text{O}$ -Moderator (schwarz) in einem Abstand von 1 m ohne Korrektur der gestreuten Neutronen in der PTB Bestrahlungseinrichtung.

### Überprüfung der Antwortfunktionen und der Datenanalyse

Die Kalibrierung des Messsystems und die Datenanalyse ist anhand der in Kapitel 5 beschriebenen Methoden erfolgt. Die Unsicherheit der integralen Zählraten liegt im Bereich von 4 % bis 6 % (Abbildung 8.2, unten). Die Ergebnisse der Messungen bestätigen die aus den Kalibriermessungen mit monoenergetischen Neutronen bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall von 6.8 % (siehe Kapitel 5.5). Auch der dort beschriebene Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit für Moderatorkugeln aus PE ist in Abbildung 8.2 (oben) sichtbar. Die Messergebnisse bei der Bestrahlung mit hoher Dosis stimmen im Rahmen der Unsicherheit mit den Messergebnissen der Bestrahlung bei niedriger Dosis überein. Somit ist die in Kapitel 5.4 beschriebene Methode der Datenanalyse auch für die Messung von geringen Dosen geeignet. Bei einer Bestrahlung von der Seite zeigen alle Moderatorkugeln ein

Tabelle 8.1: Zusammenfassung der Bestrahlungsparameter

	Messzeit / s	$H^*(10)$ / mSv	$\Phi$ / $\text{cm}^{-2}$
Hohe Dosis ( $0^\circ$ )	2400	0.43	5091840
Niedrige Dosis ( $0^\circ$ )	300	0.05	636480
Von der Seite ( $90^\circ$ )	600	0.11	1272960

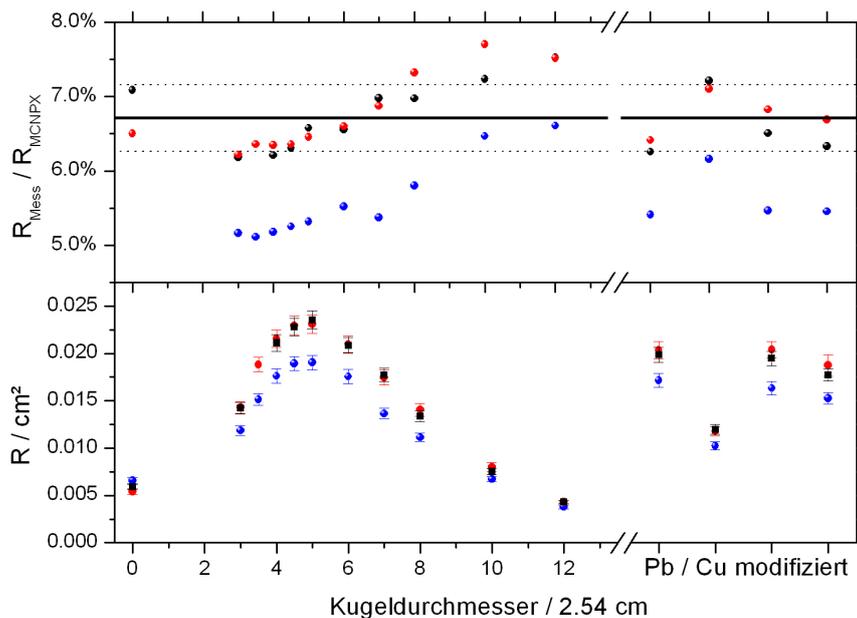


Abbildung 8.2: Messergebnisse der Bestrahlungen (unten) mit hoher Dosis (schwarz), niedriger Dosis (rot) und von der Seite ( $90^\circ$ ) (blau), das Verhältnis zwischen berechneter und gemessener Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall (oben) und des anhand der Kalibriermessungen ermittelten Wertes (schwarze Linie).

verringertes Ansprechvermögen.

Die Messdaten wurden durch die Maximum-Entropie-Methode (siehe Anhang B.2) mit dem Referenzspektrum als Vorinformation entfaltet. Fehler oder Ungenauigkeiten in den Antwortfunktionen werden anhand von energieabhängigen Veränderungen der Vorinformation durch die Entfaltung sichtbar. Außer einer verringerten Fluenz bei der Bestrahlung von der Seite führt die Entfaltung zu keinen signifikanten Änderungen der Form der spektralen Neutronenfluenz (Abbildung 8.3). Das als Vorinformation verwendete Spektrum wurde durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Aus diesem Grund sind auch feine Strukturen (wie beispielsweise im Energiebereich von  $10^{-2}$  MeV bis  $10^{-1}$  MeV) enthalten. Die durch Messungen mit Bonnerkugel Spektrometern erhaltenen Informationen sind nicht ausreichend, um diese Strukturen ohne Vorinformation zu reproduzieren. Die Entfaltung nach der Maximum-Entropie-Methode führt zu keinen signifikanten Veränderungen der Form der Vorinformation.

### Untersuchung der Richtungsabhängigkeit

Durch den nicht kugelsymmetrischen Aufbau des Aktivierungsdetektors und der Differenzmethode zum Untergrundabzug ist eine Richtungsabhängigkeit des Spektrometers zu erwarten und deren Auswirkung zu untersuchen. Bei einer zentralen Bestrahlung des Detektors parallel zur Zylinderachse stimmen die Energieverlustspektren der jeweils zwei Dioden mit

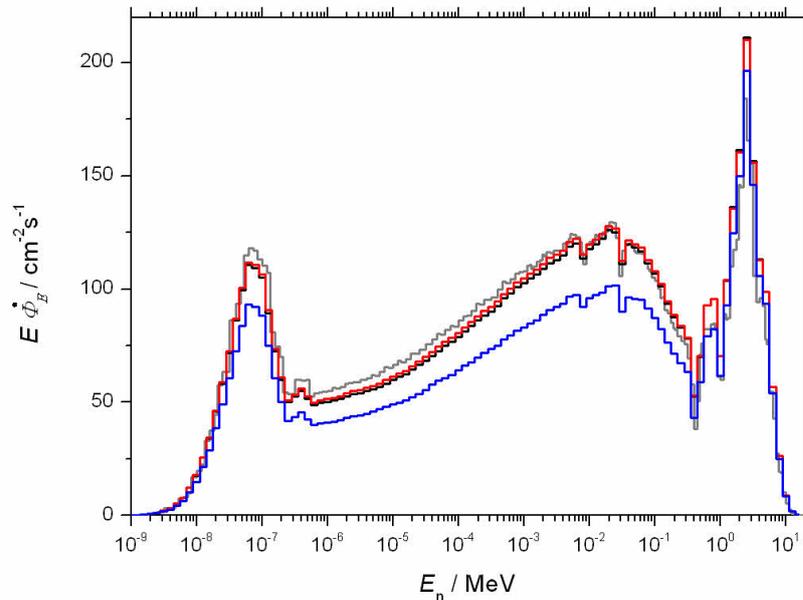


Abbildung 8.3: Entfaltung nach der Maximum-Entropie-Methode der drei durchgeführten Bestrahlungen mit hoher Dosis (schwarz), niedriger Dosis (rot) und von der Seite ( $90^\circ$ ) (blau) als Funktion der verwendeten Moderator­kugel. Als Vorinformation wurde das Referenzspektrum (grau) verwendet.

Neutronenkonverter und der zur Bestimmung des Untergrundes in der Form und Höhe überein (Abbildung 8.4, unten). Bei einer Bestrahlung von der Seite ist ein Unterschied in der Anzeige der Dioden mit Ag-Konverter erkennbar (8.4, oben).

Während der Datenanalyse wird die quadratisch gewichtete Abweichung der Kanal­inhalte  $\Phi_n$  der Energieverlustspektren für die Diodenpaare mit und ohne Konverterfolie und des neutroneninduzierten Differenzspektrums mit dem evaluierten Referenzspektrum durch

$$\chi^2 = \frac{1}{n(E_{\max}) - n(E_{\min})} \sum_{n=n(E_{\min})}^{n(E_{\max})} \frac{(\Phi_n^1 - \Phi_n^2)^2}{\Phi_n^1 + \Phi_n^2} \quad (8.1)$$

ähnlich einem  $\chi^2$ -Test in dem für die Auswertung verwendeten Energieintervall (siehe Kapitel 5.4) berechnet (Abbildung 8.5, oben). Die für den Detektor asymmetrische Bestrahlung von der Seite ist anhand eines erhöhten Wertes erkennbar. Dabei wird die Fluenz von Neutronen mit niedrigen Energien durch das geringe Auflösungsvermögen des Spektrometers in diesem Energiebereich unterschätzt, so dass die gemessene totale Fluenz niedriger als der Referenzwert ist (Abbildung 8.5, mitte). Diese Auswirkungen sind für die totale Dosis zu vernachlässigen, da der durch Neutronen in diesem Energiebereich verursachte Anteil an der Dosis gering ist (Abbildung 8.5, unten).

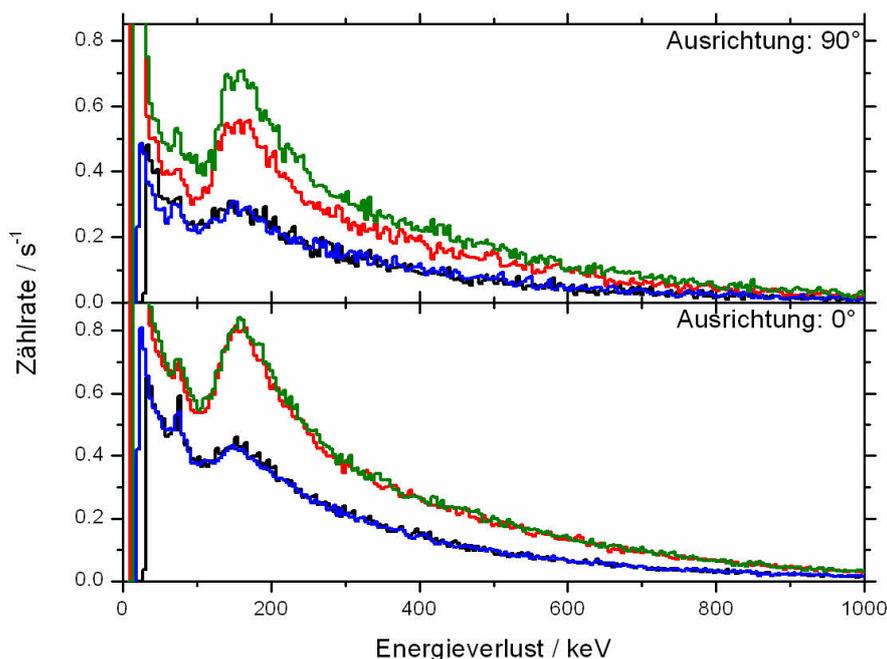


Abbildung 8.4: Vergleich von Spektren, gemessen von den Dioden ohne (blau, schwarz) und mit Ag-Konverter (grün, rot) für unterschiedliche Bestrahlungen des Aktivierungsdetektors relativ zur Zylinderachse.

### Überprüfung der bei Messungen hinter Abschirmungen verwendeten Entfaltungsmethode

Die Messergebnisse können zu einer quantitativen Überprüfung der zweistufigen Methode der Entfaltung verwendet werden, wie sie für die Auswertung von Messungen hinter Abschirmungen verwendet wird. Dafür sind die *a priori* Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Parameter des in Kapitel 7.2 beschriebenen Modells, die für Messungen hinter Abschirmungen optimiert sind, an das Referenzspektrum der Messung angepasst worden (Abbildung 8.6, oben). Die folgende Bayes'sche Parameterabschätzung (Abbildung 8.6, mitte) führt zu einer, im Rahmen der Unsicherheit, guten Anpassung der Parameter mit nur lokalen Abweichungen von dem Referenzspektrum. Die Entfaltung der Messdaten durch die Maximum-Entropie-Methode mit dem durch die Parameterabschätzung berechneten Modellspektrum als Vorinformation führt zu einer guten Übereinstimmung mit dem Referenzspektrum (Abbildung 8.6, unten).

## 8.2 Neutronenfeld aus der Reaktion $200 \text{ MeV/u } ^{12}\text{C} \rightarrow \text{Fe}$

Das neu entwickelte AgBKS wird für Messungen in gepulsten Strahlungsfeldern hinter Abschirmungen eingesetzt, die einen Anteil an Neutronen mit Energien größer als 20 MeV und

## 8 Messergebnisse

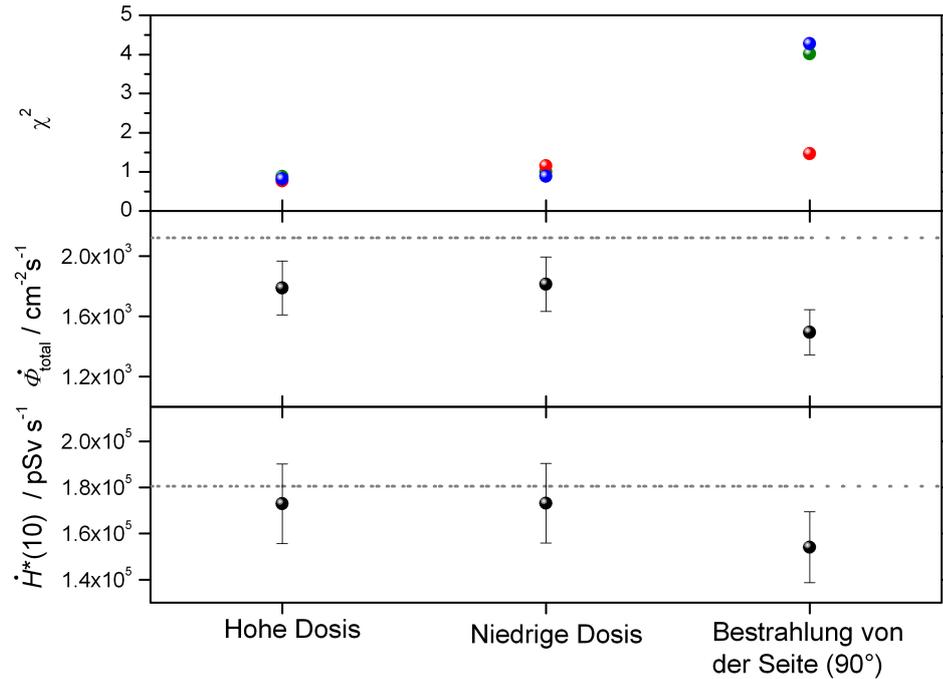


Abbildung 8.5: Gemessene Dosisleistung (unten) und Fluenzrate (mitte). Die gestrichelten Linien geben die Referenzwerte an. Die Abweichungen der Spektren der einzelnen Dioden zur Bestimmung des Untergrundes (rot), der Dioden mit Ag-Konverter (blau) und die des neutroneninduzierten Spektrums vom evaluierten Referenzspektrum (grün) werden ähnlich zu einem  $\chi^2$ -Test bestimmt (oben).

eine nicht zu vernachlässigende Photonenkomponente besitzen. Um anhand von Messungen Aussagen über die Funktionsweise des Spektrometers treffen zu können, ist ein charakterisiertes Strahlungsfeld notwendig. Am CERF-Feld [90], welches diese Randbedingungen erfüllt, konnte im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit keine Strahlzeit zur Verfügung gestellt werden. Messungen hinter Abschirmungen eignen sich nicht zur Überprüfung der Funktionsweise, da diese durch Verluste hervorgerufenen Strahlungsfelder weder konstant noch charakterisiert sind. Ein simuliertes Arbeitsplatzfeld mit den erforderlichen Randbedingungen stellt die GSI durch Bestrahlung eines Eisentargets mit  $^{12}\text{C}$ -Ionen, die eine Energie von 200 MeV/u besitzen, zur Verfügung. Die erzeugte spektrale Neutronenverteilung zeigt eine Struktur, wie sie hinter Abschirmungen zu erwarten ist und wird zur Charakterisierung von Überwachungsmonitoren an der GSI verwendet [2]. Die durch Aktivierungen des Eisentargets hervorgerufene  $\gamma$ -Strahlung ist für eine Überprüfung der zur Photonensubtraktion verwendeten Differenzmethode geeignet.

Die Messungen wurden parasitär zum Therapiebetrieb an der GSI im Experimentierareal *Cave A* durchgeführt. Während der Einrichtung der Patienten war der Strahl jeweils für ca. 20 min bis 30 min verfügbar. Informationen über das Strahlungsfeld waren nur in Form von Monte-Carlo-Simulationen vorhanden, die bisher nicht durch Messungen validiert wurden. Aus die-

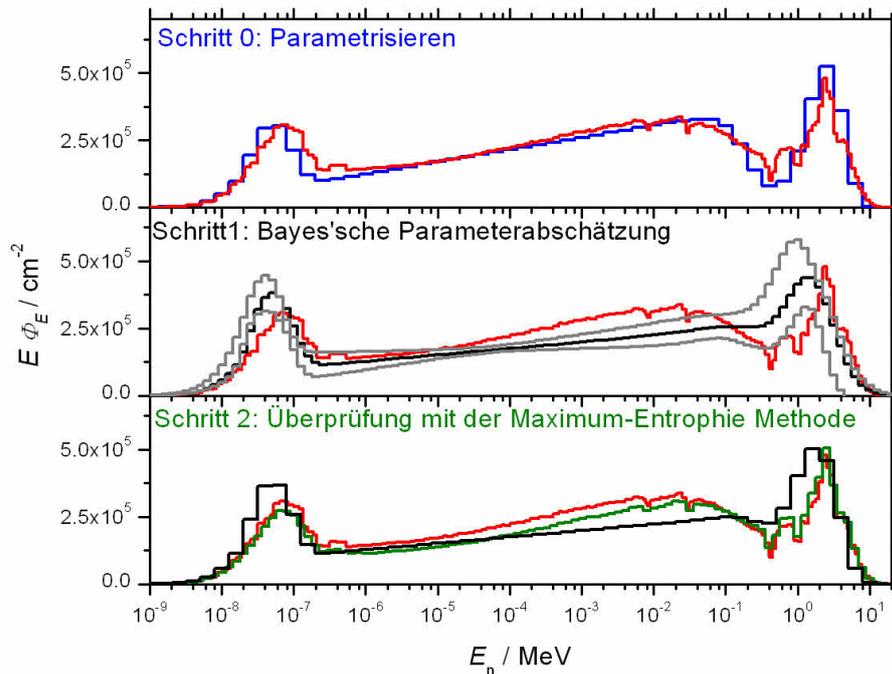


Abbildung 8.6: Referenz (rot) und Messung der spektralen Neutronenflussdichte, bestimmt durch Anpassung eines parametrisierten Modellspektrums (blau) an die Messdaten (hohe Dosis) durch Bayes'sche Parameterabschätzung (schwarz) gefolgt von einer Entfaltung nach der Maximum-Entropie-Methode (grün).

sem Grund wurde ein Relativvergleich des AgBKS mit dem charakterisierten *NEMUS* als Referenzsystem durchgeführt.

### Monitorierung

Der Vergleich von Messungen setzt eine stabile Monitorierung voraus. Hierfür stehen zwei unterschiedliche Detektorsysteme zur Verfügung. Als Primärmonitor wurde die in einer Parallelplatten-Ionisationskammer induzierte von einem Elektrometer aufgenommene Ladung verwendet. Dabei entspricht die Ladung von 1 nC jeweils  $5 \cdot 10^5$  Ionen. Nachteilig an dieser Betriebsart des Monitors war, dass bei zu hoher Intensität des Primärstrahles das Elektrometer überlädt und bis zu einem Neustart keine Daten aufzeichnet. Als weiterer Monitor, welcher für höhere Intensitäten geeignet ist, stand ein Sekundärelektronenmonitor SETRAM [91] zur Verfügung. Dieser besteht aus drei Titanfolien mit einer Dicke von jeweils  $10 \mu\text{m}$ . Ein registriertes Ereignis entspricht  $6.7 \cdot 10^7$  Ionen. Die Speicherung der Daten erfolgte integral pro Minute. Das Verhältnis der während der Messung aufgenommenen Zählraten von  $3.4 \cdot 10^{-3}$  war mit einer Standardabweichung von 2 % konstant. Die angegebenen Messwerte beziehen sich auf die in der Ionisationskammer deponierten Ladung. Für zwei Messungen, bei denen durch Überladen des Elektrometers keine Werte angegeben werden konnten, sind diese anhand des oben beschriebenen Verhältnisses interpoliert worden. Da die Monitorierung nur für

einen Relativvergleich des AgBKS und des *NEMUS* notwendig ist, wurde aus Gründen der limitierten Strahlzeit auf existierende Kalibrierfaktoren zurückgegriffen und auf eine erneute Kalibrierung verzichtet [92]. Eine detaillierte Beschreibung der Monitorsysteme und deren Kalibrierung gibt [93].

Der Dynamikbereich dieser Monitore ist limitierender Faktor für die Messungen mit dem AgBKS, so dass nur eine um einen Faktor 100 höhere Strahlintensität als mit dem *NEMUS* gemessen werden konnte.

### Messpositionen

Es wurden Messungen an zwei unterschiedlichen Positionen im Experimentierareal *Cave A* durchgeführt (Abbildung 8.7). Die Positionen wurden so gewählt, dass die Neutronenfluenz eine unterschiedliche Ausprägung der beiden Hochenergiepeaks besitzt. Die Reaktion, welche den Peak bei 100 MeV erzeugt, ist stark in Vorwärtsrichtung ausgeprägt. Aus diesem Grund wurde ein Messpunkt in Strahlrichtung, 1 m entfernt vom Target gewählt (Position 0). Unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur Strahlachse wird eine stärkere Ausprägung des Peaks bei 1 MeV erwartet (Position 1).

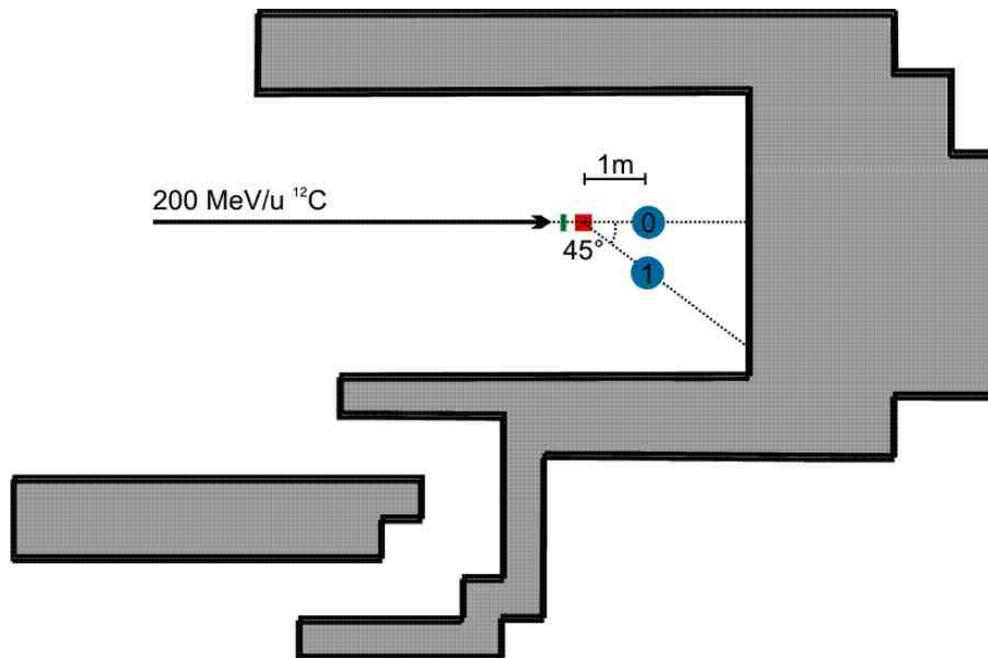


Abbildung 8.7: Schematische Darstellung der Messbedingungen im Experimentierareal *Cave A* an der GSI mit Eisentarget (rot), Strahlmonitor (grün) und Messpositionen (blau).

### Datenauswertung und Entfaltung

Die Rohdaten (Anzahl der gemessenen Ereignisse als Funktion des Kugeldurchmessers) des *NEMUS* und des AgBKS wurden auf die Ladung, welche durch die  $^{12}\text{C}$ -Ionen in der Ionisationskammer deponiert wurde, normiert. Für die mit dem AgBKS gemessenen Daten ergibt

sich eine totale Messunsicherheit von 4 % bis 6 % (Abbildung 8.8, unten).

Nach der Anpassung des evaluierten Differenzspektrums an die gemessenen Referenzspektren kann die Abweichung der Kanalinhalte der Spektren zur Überprüfung der in Kapitel 5.4 beschriebenen Methode verwendet werden. Die relative mittlere Abweichung der Kanalinhalte berechnet durch

$$\sigma' = \sqrt{\frac{1}{\Delta n - 1} \sum_n \left( \frac{\Phi_n^{Ref}}{\Phi_n^{Mess}} - \sum_n \frac{\Phi_n^{Ref}}{\Phi_n^{Mess}} \right)^2} \quad \text{für } n(E_{min}) < n < n(E_{max}) \quad (8.2)$$

in dem zur Bestimmung der neutroneninduzierten Zählrate verwendeten Energieintervall beträgt für PE-Moderatorkugeln mit Durchmessern grösser als 10 cm (4") sowie die modifizierten Moderatorkugeln weniger als 4 % (Abbildung 8.8, oben). Für die Entfaltung wurden nur diese Moderatorkugeln verwendet (weisser Hintergrund in Abbildung 8.8), da mehr als 85 % der erwarteten Neutronenfluenz im Energiebereich größer 0.1 MeV liegt und die kleinen Moderatorkugeln in diesem Energiebereich nur wenig Information zur Bestimmung des Spektrums beitragen. Für die Datenanalyse wurde das in Kapitel 7.3 beschriebene zweistufige Verfahren verwendet.

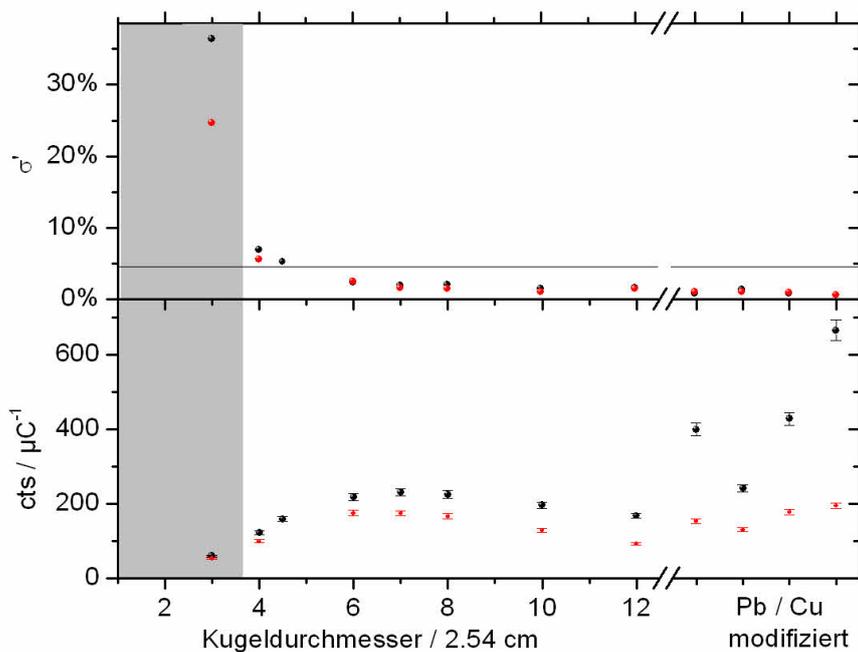


Abbildung 8.8: Mit dem AgBKS gemessene Daten für die Positionen 0 (schwarz) und 1 (rot) als Funktion des Kugeldurchmessers (unten) und die mittlere Abweichung des gemessenen Differenzspektrums zu dem evaluierten Referenzspektrum pro Kanal, berechnet aus Gleichung 8.2 (oben).

### Spektrale Neutronenfluenzen

Die mit dem AgBKS bestimmten spektralen Neutronenfluenzen stimmen für beide Messpositionen gut in der Form und Höhe mit den Ergebnissen des *NEMUS* überein. (Abbildung 8.9). Die Abweichung der Neutronenfluenz bei thermischen Energien ist akzeptabel, da bei

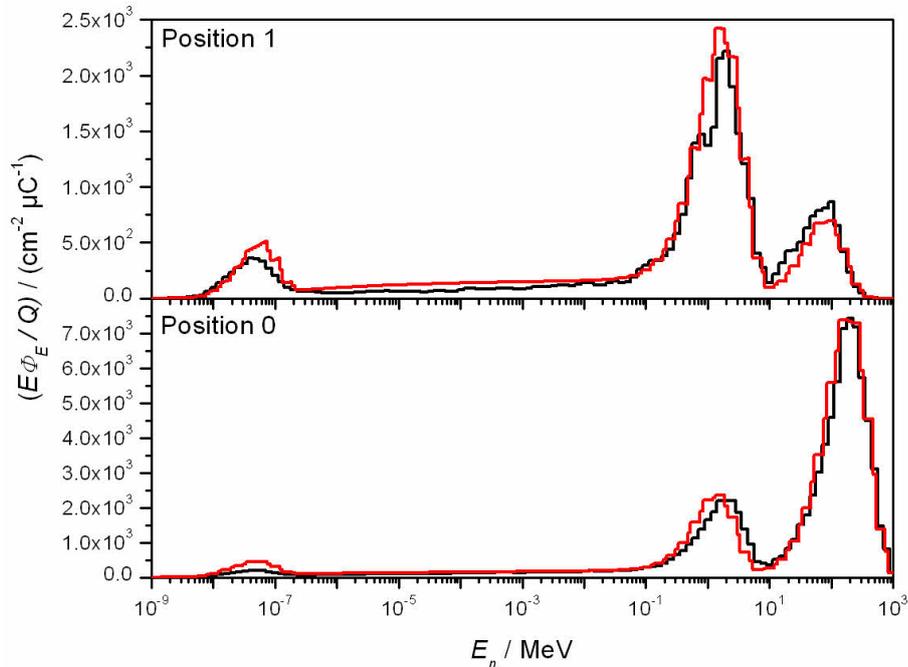


Abbildung 8.9: Vergleich der mit dem *NEMUS* (rot) und den mit dem AgBKS (schwarz) gemessenen spektralen Neutronenfluenzen.

den Messungen mit dem AgBKS ausschließlich Moderatorokugeln mit Durchmessern größer als 10 cm verwendet wurden und der Informationsgehalt der gemessenen Daten dadurch für diesen Energiebereich gering ist.

Die Umgebungsäquivalentdosis  $H^*(10)$  berechnet sich aus den jeweiligen Spektren durch Multiplikation mit den Fluenz-zu-Umgebungsäquivalentdosis Konversionskoeffizienten (siehe Kapitel 3.2). Die mit dem AgBKS gemessenen Dosiswerte stimmen innerhalb der Messunsicherheit mit denen des *NEMUS* überein (da der Beitrag durch Neutronen mit thermischen und intermediären Energien zur totalen Dosis durch die Wichtung mit den Fluenz-zu-Umgebungsäquivalentdosis Konversionskoeffizienten gering ist). Eine Zusammenfassung der Messergebnisse gibt Tabelle 8.2.

### Untersuchung der Eigenschaften des AgBKS bei kurz gepulstem Primärstrahl

Um die Eigenschaften des AgBKS mit einer kürzeren Pulsstruktur des Primärstrahles zu untersuchen, wurden Messungen mit einer Extraktionszeit von 100 ms für eine mit Pb-modifizierte Moderatorokugel durchgeführt. Die zur Verfügung stehenden Monitore sind für diese Strahl-

Tabelle 8.2: Vergleich der integralen Messergebnisse mit Unsicherheiten

		Position 0	Position 1
$H^*(10) Q^{-1} / \text{Sv C}^{-1}$	<i>NEMUS</i>	$6.78 \pm 0.47$	$2.52 \pm 0.19$
	AgBKS	$6.56 \pm 0.74$	$2.45 \pm 0.21$
$\Phi_{\text{tot}} / \text{cm}^{-2}$ pro $10^4$ Ionen	<i>NEMUS</i>	$2.35 \pm 0.11$	$0.89 \pm 0.04$
	AgBKS	$2.18 \pm 0.17$	$0.93 \pm 0.10$

bedingungen nicht geeignet, so dass für diese Messung keine Normierung auf die Anzahl der Primärionen möglich war. Die Speicherung der Daten im Einzel-Ereignis-Modus ermöglicht eine zeitabhängige Darstellung der gemessenen Daten. Für die Untersuchung wurden die registrierten Ereignisse über 10 s und 100 ms integriert.

Für die im Verhältnis zur Zeitstruktur des Primärstrahls lange Integrationszeit von 10 s (Abbildung 8.10, unten) zeigt das neutroneninduzierte Signal (welches durch die Differenz der Dioden mit Neutronenkonverter (blau) und der zum Abzug des Untergrundes verwendeten Dioden (grün) ermittelt wurde), die erwartete Struktur mit Aktivitätsaufbau ( $60 \text{ s} < t < 200 \text{ s}$ ) bis in die Sättigung ( $200 \text{ s} < t < 480 \text{ s}$ ) gefolgt von einem exponentiellen Abfall ( $t > 480 \text{ s}$ ) nach Bestrahlungsende.

Bei einer Integrationszeit in der gleichen Größenordnung wie die Spilllänge (mittleres und oberes Diagramm in Abbildung 8.10) überlagern die aus einem prompten  $\gamma$ -Zerfall bei einem Neutroneneinfang in den Ag-Konverterfolien stammenden Impulse die mittlere Sättigungsaktivität (rot). Dieser mit der Zeitstruktur des Primärstrahls korrelierte Effekt trägt hier etwa mit 15 % zur Anzahl der registrierten Ereignisse bei. Diese durch prompten Photonen hervorgerufenen Ereignisse sind in der Kalibrierung enthalten. Die beobachtete Zählrate von maximal 100 Ereignissen in 0.1 s führt zu einer korrigierbaren Totzeit bei der Datenerfassung. Bei einer höheren Neutronenfluenz und kürzeren Extraktionszeiten kann es jedoch zu Pile-Up- und Totzeit-Effekten kommen, die nicht zu korrigieren sind und das Messergebnis verfälschen. Bei der Verwendung einer zählratenabhängigen Schwelle (rote Linie in Abbildung 8.10) zur Diskriminierung der durch die prompten  $\gamma$ -Strahlung erzeugten hohen Zählraten, kann das AgBKS auch bei höheren Intensitäten des Primärstrahls eingesetzt werden.

### 8.3 Hochenergetische Neutronen mit Energien bis 200 MeV

Zur Kalibrierung des RSPEC und des AgBKS wurden Messungen an der Beschleunigeranlage der *iThemba Laboratories for Accelerator Based Sciences* in Südafrika verwendet. Das dort betriebene Zyklotron bietet neben Protonenenergien bis 200 MeV auch eine für Flugzeit-Experimente notwendige Zeitstruktur des Primärstrahles. Das Neutronenfeld wird seitens der PTB als Referenzstrahlungsfeld betreut [67].

Für die Messungen wurden Li-Targets bestrahlt. Die Erzeugung der hochenergetischen Neutronen erfolgt durch die Reaktion  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  mit einem Anteil von bis zu 40 % durch den

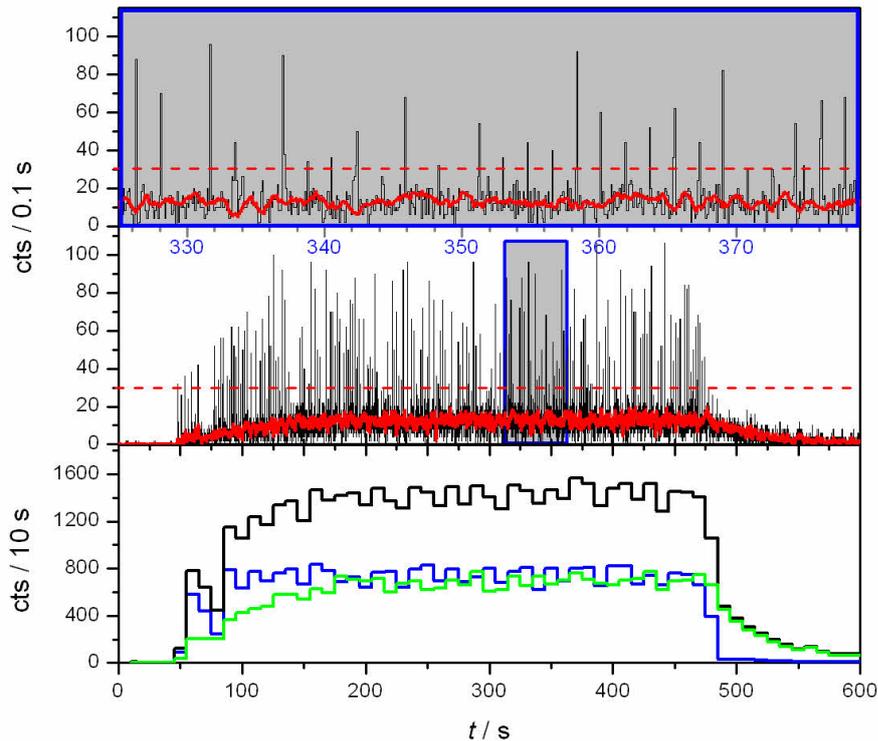


Abbildung 8.10: Messdaten des Detektors in einer Pb-modifizierten Moderatorkugel bei einer Extraktionszeit des Primärstrahls von 100 ms für unterschiedliche Integrationszeiten der registrierten Ereignisse summiert über alle vier Dioden (schwarz), den Dioden mit (grün) und ohne (blau) Ag-Konverterfolien und gemittelt über 500 ms (rot).

Übergang in das Grundniveau ( $Q^1 = 1.6$  MeV) und den ersten angeregten Zustand ( $Q = 0.4$  MeV) [94]. Mit dem Energieverlust im Target führt dies zu einer Peakstruktur in der spektralen Neutronenfluenz. Weitere Übergänge, Aufbruchreaktionen und Wechselwirkungen mit anderen Materialien wie z.B dem Kollimator erzeugen zusätzlich eine breite Verteilung von Neutronen mit geringeren Energien. Die Targetdicke beeinflusst die Neutronenausbeute und die Energieverteilung der hochenergetischen Neutronen. Die hinter dem Target verbliebenen Protonen werden durch einen Ablenkmagnet (blau in Abbildung 8.12) auf einen Beamdump geleitet. Bedingt durch den Kollimator besitzt der Strahl ein quadratisches Profil mit Seitenlängen von 4.5 cm an der Messposition. Messungen mit Thermolumineszenzdetektoren und Imageplates zeigen, dass der Strahl bis auf die Randbereiche quasi eine homogene Intensitätsverteilung besitzt.

<sup>1</sup>Energiedifferenz der Summe der kinetischen Energien vor und nach der Reaktion, in der Kernphysik üblicherweise als Q-Wert bezeichnet

### Bestrahlungsbedingungen

Für die Messungen wurden Li-Targets mit einer Dicke von 6 mm bzw. 8 mm mit Protonen einer Energie von 99.5 MeV und 201.1 MeV bestrahlt. Die spektrale Neutronenfluenz wurde durch Flugzeit-Messungen für zwei Positionen ( $0^\circ$  und  $16^\circ$  relativ zur Achse des Protonenstrahls) in einem Abstand von 8 m zum Target mit einem schnellen Flüssigszintillationsspektrometer bestimmt (Abbildung 8.11). Die dafür notwendige Reduzierung der Wiederholfrequenz des Zyklotrons erfolgte durch ein elektrostatisches Ablenkensystem, welches auf die Einschusslinie des Primärstrahls wirkt. Mit dieser Methode kann die spektrale Neutronenfluenz durch die im Experimentierareal limitierte Flugstrecke bis zu einer unteren Energie von ca. 7 MeV gemessen werden. Motiviert durch Bonnerkugel-Messungen ist es möglich, die Fluenz für geringere Neutronenenergien linear zu interpolieren [95]. Die gemessene mittlere Energie  $E_0$  der Hochenergiepeaks beträgt 97.5 MeV ( $E_p=99.5$  MeV) und 199.0 MeV ( $E_p=201.1$  MeV).

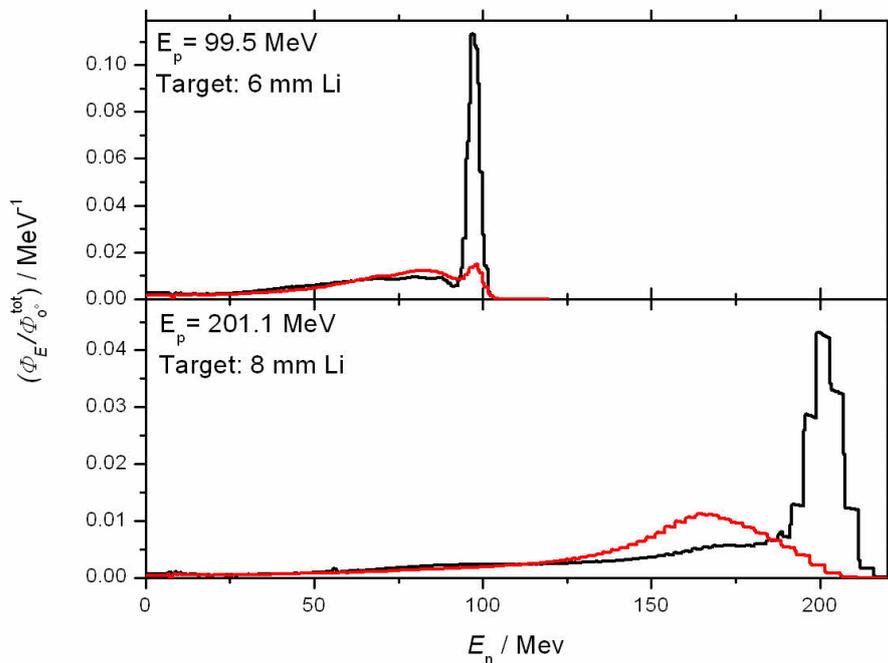


Abbildung 8.11: Referenz der spektralen Neutronenfluenz in einem Abstand von 8 m zum Target für die Positionen  $0^\circ$  (schwarz) und  $16^\circ$  (rot) relativ zur Achse des Protonenstrahls, normiert auf die totale Fluenz  $\Phi_{\text{tot}}^{0^\circ}$  der  $0^\circ$  Position.

Zur Kalibrierung der absoluten Neutronenfluenz wurde eine  $^{238}\text{U}$ -Spaltkammer verwendet (FC1 in Abbildung 8.12). Der Anteil von Neutronen mit Energien im Bereich des Hochenergiepeaks  $\Phi_{\text{Peak}}$  an der totalen Fluenz  $\Phi_{\text{tot}}^{0^\circ}$  beträgt 55 % bei einer Bestrahlung mit Protonen einer Energie von 99.5 MeV und 51 % bei einer Bestrahlung mit Protonen einer Energie von 201.1 MeV. Tabelle 8.3 fasst die Randbedingungen zusammen.

Tabelle 8.3: Experimentelle Randbedingungen

$E_p$ MeV	$d_{Li}$ mm	$E_0$ MeV	Position	$(\Phi_{Peak}/\Phi_{tot})$	$(\Phi_{tot}^{16^\circ}/\Phi_{tot}^{0^\circ})$
99.5	6	97.5	0°	50.7%	
			16°		1.637
201.1	8	199.0	0°	54.6%	
			16°		1.483

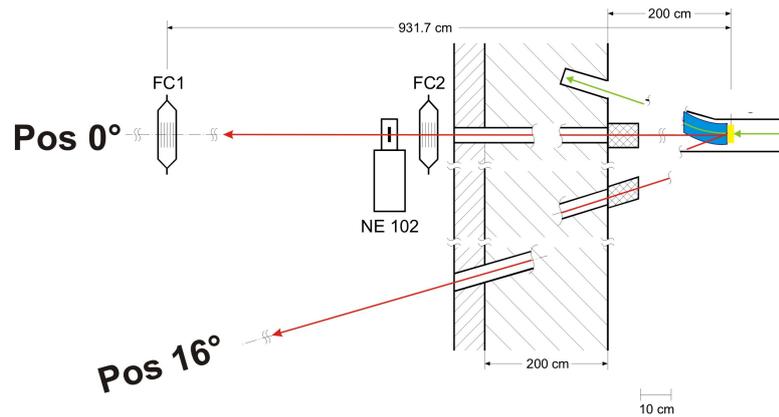


Abbildung 8.12: Schematische Darstellung der Bestrahlungsgeometrie mit der Positionierung der Monitordetektoren NE102 und FC2 und der zur Bestimmung der absoluten Fluenz verwendeten  $^{238}\text{U}$ -Spaltkammer (FC1).

### Monitorierung

Als Monitore wurden ein dünner Plastikszintillator (NE 102 in Abbildung 8.12) und eine  $^{238}\text{U}$ -Spaltkammer (FC2 in Abbildung 8.12) direkt hinter dem Kollimator platziert. Durch die unterschiedliche Empfindlichkeit beider Detektoren ist es möglich, die Intensität des Neutronenstrahls über einen weiten Bereich zu monitorieren.

Für das AgBKS und das RSPEC wurden Kalibriermessungen bei jeweils unterschiedlichen Neutronenintensitäten durchgeführt. Durch die limitierte Strahlzeit konnte bei der mittleren Neutronenenergie von 97.5 MeV nur mit dem AgBKS gemessen werden.

### 8.3.1 RSPEC

Die Messungen mit dem RSPEC haben gezeigt, dass das Spektrometer grundsätzlich die gestellten Anforderungen erfüllt. Bedingt durch die zur Verfügung stehende Strahlzeit konnten nicht alle Messungen mit dem notwendigen Umfang durchgeführt werden, so dass nur eine

grundlegende Charakterisierung sowie ein "proof of principle" der Messmethode und Funktionalität des Spektrometers möglich war.

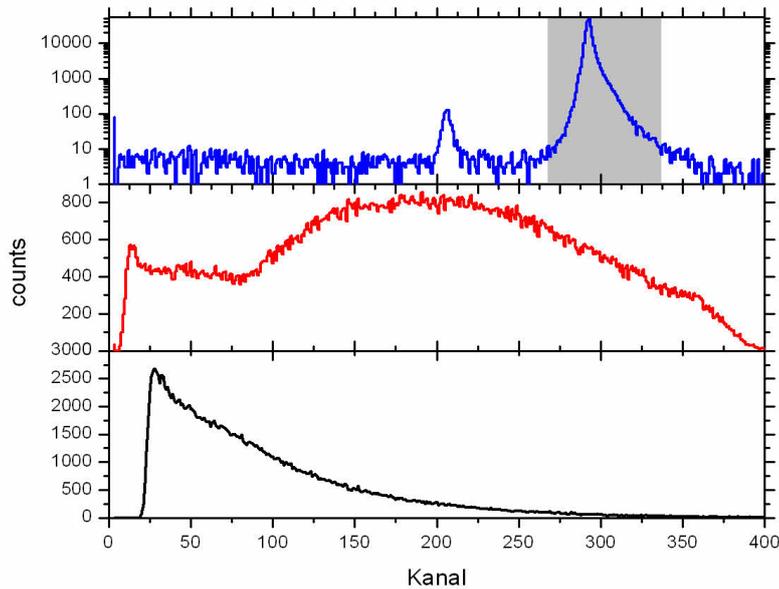


Abbildung 8.13: Mit dem RSPEC gemessene Energieverlustspektren von Rückstossprotonen im  $\Delta E$ -Detektor (schwarz), E-Detektor (rot) und der Zeitdifferenz der Signale (blau) mit Koinzidenzbedingung.

### Pulshöhenspektren

Bei jeder Messung werden die Energiedeposition der Rückstossprotonen in den einzelnen Detektoren und die Zeitdifferenz der Signale als Pulshöhenspektrum aufgenommen (Abbildung 8.13). Um die im E-Detektor erzeugten Rückstossprotonen als gültige Ereignisse zu identifizieren und aufzuzeichnen, muss in beiden Detektoren ein Signal mit einer Zeitdifferenz von wenigen Nanosekunden erzeugt werden. Eine Folge dieser Koinzidenzbedingung ist, dass die Rückstoßprotonen nicht ihre gesamte Energie im  $\Delta E$ -Detektor abgeben und gleichmässig verteilt sind, so dass das Pulshöhenspektrum des  $\Delta E$ -Detektors keine erkennbare Strukturen aufweist (schwarz in Abbildung 8.13).

Um die Koinzidenzbedingung zu erfüllen, benötigen die Rückstossprotonen ausreichend Energie, um den  $\Delta E$ -Detektor zu verlassen und im E-Detektor ein nachweisbares Signal zu erzeugen. Aus diesem Grund werden bevorzugt in Vorwärtsrichtung gestreute Protonen, die neben der (n,p)-Streuung hauptsächlich durch die Reaktion  $^{12}\text{C}(n,p_0)^{12}\text{Be}$  erzeugt werden, im E-Detektor nachgewiesen.

Die Zeitdifferenz der Anodensignale der beiden Detektoren zeigt eine nahezu gaußförmige Häufigkeitsverteilung mit einer Halbwertsbreite von  $\sim 2$  ns (Abbildung 8.13, oben und Abbildung 6.5). Ein elektronisches Artefakt, eventuell hervorgerufen durch Reflektionen, führt zu einer weiteren Häufung der Koinzidenzen (Peak bei Kanal 210), welches aber durch seine

geringe Intensität von weniger als 1 % der Gesamtanzahl vernachlässigbar ist und hier nicht weiter untersucht wurde. Für die Datenanalyse wurden Ereignisse verwendet, deren Laufzeit zwischen Kanal 245 und 368 liegen (grau unterlegt in Abbildung 8.13). Dies entspricht einer Zeitdifferenz von 40 ns und enthält 99 % der registrierten Ereignisse.

### Bestimmung der Neutronenenergie mit der Flugzeit-Methode

Für die experimentelle Charakterisierung des RSPEC muss das im E-Detektor erzeugte Signal eindeutig einer Neutronenenergie zugeordnet werden. Wenn der Abstand  $l$  des Detektors vom Target bekannt ist, lässt sich aus den relativistischen Energiesätzen

$$E_{\text{tot}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{mit } \beta = \frac{v}{c} \quad (8.3)$$

und

$$E_{\text{tot}} = m_0 c^2 + E_n \quad (8.4)$$

mit der relativistischen Gesamtmasse  $E_{\text{tot}}$  und der Neutronen-Ruhemasse  $m_0$  von 939.578 MeV die Energie  $E_n$  der auftreffenden Neutronen bestimmen. Unter der Annahme, dass sich die Geschwindigkeit  $v$  der Neutronen auf dem Weg vom Target bis zum Detektor nicht ändert, also

$$v = \frac{l}{t} \quad (8.5)$$

gilt, kann die Energie der Neutronen aus der Zeit  $t$  (auch Flugzeit genannt), die nach deren Erzeugung benötigt wird bis sie im Detektor nachgewiesen werden gemäss

$$E_n(t) = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{l}{t \cdot c}\right)^2}} - 1 \right) \cdot m_0 c^2 \quad (8.6)$$

bestimmt werden.

Dafür wird das relative Zeitverhalten des Anodensignals des  $\Delta E$ -Detektors bei dem Nachweis von Neutronen und der Wiederholrfrequenz des Zyklotrons analysiert (rot in Abbildung 6.6). Die absolute Bestimmung des Zeitpunktes der Neutronenerzeugung  $t_0$  erfolgt anhand der prompten  $\gamma$ -Emissionen, die die Erzeugung der Neutronen begleiten. Durch die verwendete Koinzidenzschaltung wird bei der Datenaufnahme jedem Ereignis in den Pulshöhenspektren die zugehörige Flugzeit  $t$  zugeordnet und führt zu der in Abbildung 8.14 dargestellten Matrix der Pulshöhe des E-Detektors in Abhängigkeit von der Flugzeit.

Bei der zur Flugzeit-Messung notwendigen Reduzierung der Zyklotronfrequenz werden nicht alle Protonen diskriminiert. Dies führt zu einer Verschiebung der mit der Flugzeit korrelierten Pulshöhenspektren, auch Satelliten genannt (S in Abbildung 8.14), in vielfachen der Zyklotronfrequenz. Die Satelliten besitzen die selbe spektrale Neutronenverteilung wie die Hauptreaktion, so dass die durch den Satelliten verursachten Ereignisse aus der Hauptreaktion, normiert auf das Verhältnis der integralen Ereignisse von Hauptreaktion und Satellit, zu korrigieren sind. Die Korrektur erfolgt durch den Abzug des zeitlich auf den Satelliten verschobenen Flugzeit-Spektrums der Hauptreaktion.

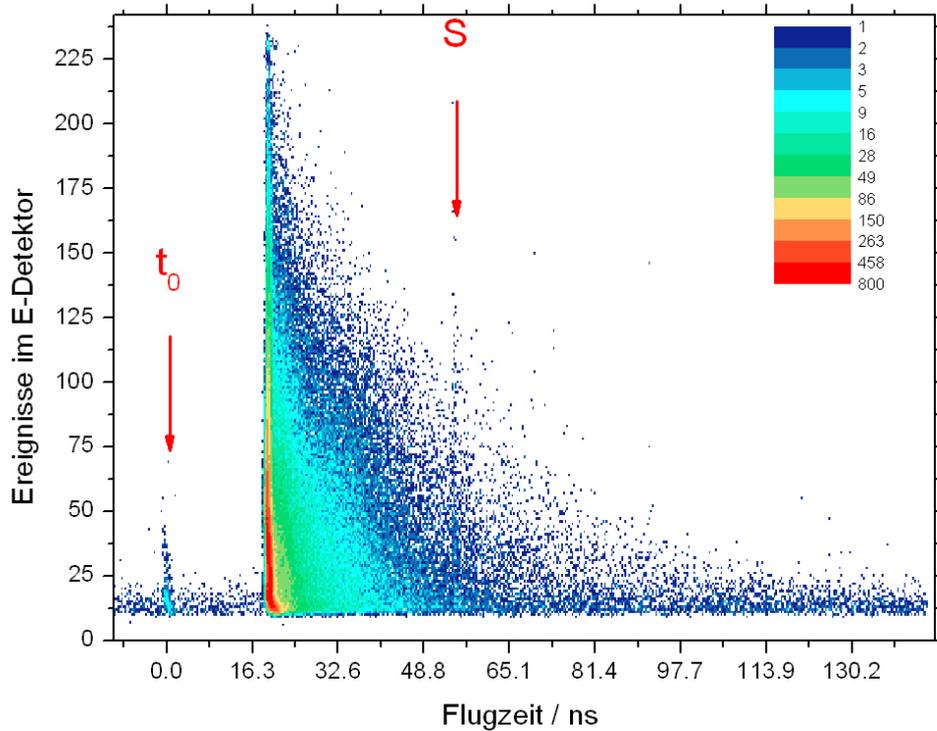


Abbildung 8.14: Im E-Detektor gemessene Pulshöhe in Abhängigkeit von der Flugzeit.

### Detektorantwortfunktionen

Die Bestimmung der Detektorantwortfunktionen ist durch eine von Nolte et al. beschriebene Methode erfolgt [96]. Dazu wurden anhand der mit der Flugzeit korrelierten Daten die Pulshöhenspektren für unterschiedliche Zeitfenster generiert. Bedingt durch die spektrale Neutronenfluenz des Strahlungsfeldes und die limitierte Strahlzeit wurden Antwortfunktionen für den Energiebereich von 50 MeV bis 200 MeV mit einer Energiebreite von 10 MeV erstellt (Abbildung 8.15). Für geringere Neutronenenergien war die statistische Unsicherheit der Messungen nicht ausreichend, um representative Antwortfunktionen zu erstellen.

Für Neutronenenergien größer als 40 MeV besitzen alle Antwortfunktionen eine ähnliche Form mit einem geringen Anteil an Ereignissen im Bereich niedriger Kanäle des Pulshöhenspektrums (rot in Abbildung 8.16). Diese Form ändert sich für geringere Neutronenenergien (schwarz in Abbildung 8.16). Durch die statistische Unsicherheit der Messung in diesem Energiebereich konnte der Effekt nicht ausreichend untersucht werden, um qualitative Aussagen treffen zu können. Die Linearität der Antwortfunktionen in Abhängigkeit von der Energie der auftreffenden Neutronen ist anhand der Lage der durch (n,p)-Streuung erzeugten Kanten in den Antwortfunktionen untersucht worden. Die Kantenlage der für die Entfaltung verwendeten Detektorantwortfunktionen verändert sich linear zur Energie der auftreffenden Neutronen (Abbildung 8.17).

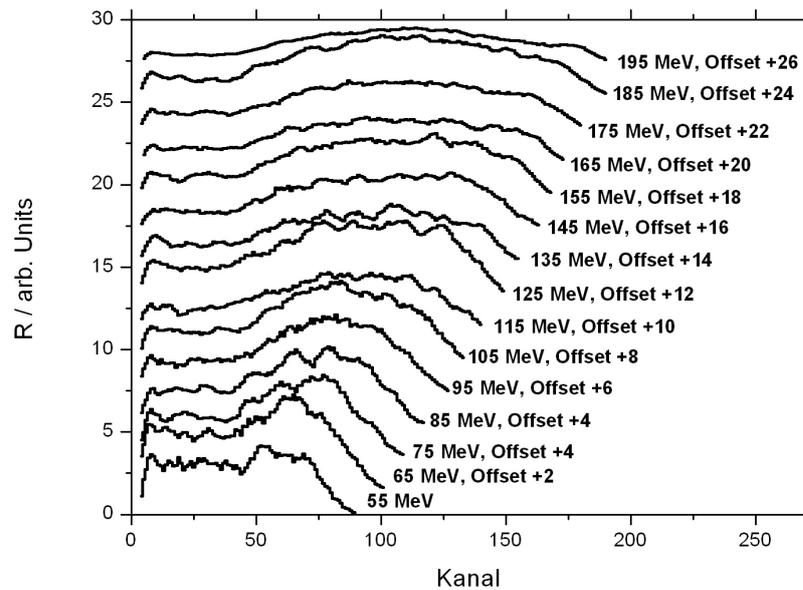


Abbildung 8.15: Experimentell bestimmte Antwortfunktionen des RSPEC für monoenergetische Neutronen mit Energien von 50 MeV bis 200 MeV.

### Überprüfung der Antwortfunktionen

Zur Überprüfung der Antwortfunktionen wird ein charakterisiertes Strahlungsfeld mit Neutronen im Energiebereich von 40 MeV bis 200 MeV benötigt. Das einzig verfügbare Strahlungsfeld, welches diese Randbedingung erfüllt, ist die Messposition unter einem Winkel von  $16^\circ$ . Die auf dieser Position gemessenen Daten wurden mit MAXED (siehe Anhang B.2) und den experimentell bestimmten Antwortfunktionen entfaltet. Als Vorinformation wurde ein in Lethargiedarstellung flaches Spektrum verwendet. Das Ergebnis stimmt in der Form gut mit dem Referenzspektrum überein (Abbildung 8.18).

### 8.3.2 AgBKS

Zur Kalibrierung des AgBKS muss die gesamte Querschnittsfläche der jeweiligen Moderatorkugeln homogen bestrahlt werden. Insbesondere bei den Moderatorkugeln mit Schalen aus Metall, welche für eine Messung von Neutronen mit hohen Energien verwendet werden, ist das Ansprechvermögen ortsabhängig. Bei einer direkten Bestrahlung der Pb / Cu Schalen werden durch  $(n, xn)$ -Reaktionen Neutronen mit geringeren Energien erzeugt, deren Nachweiswahrscheinlichkeit höher ist, als die von Neutronen, welche durch das PE moderiert werden. Bedingt durch den verwendeten Kollimator ist der Strahl auf eine Querschnittsfläche von  $\sim 20 \text{ cm}^2$  beschränkt. Messkampagnen der PTB in Strahlungsfeldern mit ähnlichen Geometrien (z.B. an der GKSS [63]) haben gezeigt, dass durch die Verwendung einer mobilen Platt-

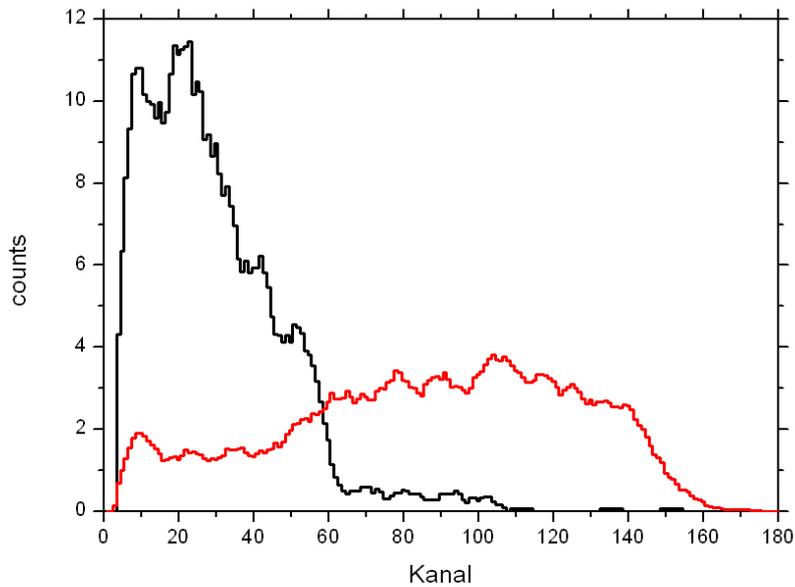


Abbildung 8.16: Vergleich der Form von Antwortfunktionen für Neutronen mit einer Energie von 135 MeV (rot) und 35 MeV (schwarz).

form, welche das Feld homogen überstreicht, ein homogenes Strahlungsfeld mit grösseren Dimensionen simuliert werden kann. Das verwendete Gerät ist seitens der PTB umfangreich untersucht worden, so dass Randbedingungen wie Feldgrössen und Umlaufzeiten, die für eine Auswertung der Messungen notwendig sind, mit einer hinreichenden Genauigkeit bekannt sind. Die Bestrahlungszeit für Messungen des AgBKS betrug mindestens fünf komplette Umlaufzeiten der Plattform. Für die Auswertung der Rohdaten (siehe Kapitel 5.4) wurden die Messergebnisse anhand der effektiv bestrahlten Fläche korrigiert. Die gemessenen neutroneninduzierten Energieverlustspektren zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem evaluierten Differenzspektrum.

Das AgBKS besitzt ein nicht zu vernachlässigendes Ansprechvermögen für Neutronenenergien kleiner 7 MeV. Die Auswertung von Messungen mit dem *NEMUS*, welche Informationen über das Strahlungsfeld in diesem Energiebereich liefern, sind bisher noch nicht ausgewertet. Somit ist ein absoluter Vergleich von gemessener und berechneter Detektorantwort nicht möglich.

Abbildung 8.19 zeigt das gemessene Ansprechvermögen des AgBKS. Das erhöhte Ansprechvermögen der mit Pb / Cu modifizierten Moderatorokugeln bestätigt den erwarteten hohen Anteil an Neutronen mit Energien grösser als 20 MeV in dem gemessenen Strahlungsfeld und kann als weiterer Beweis für die Funktionalität des AgBKS verwendet werden.

## 8 Messergebnisse

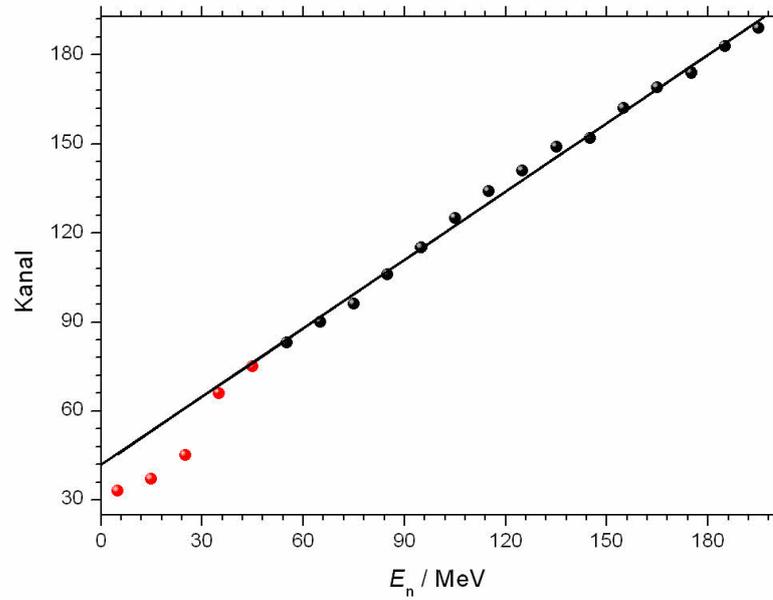


Abbildung 8.17: Lage der durch die (n,p)-Streuung erzeugten Kanten in den Pulshöhenspektren in Abhängigkeit von der mittleren Neutronenenergie.

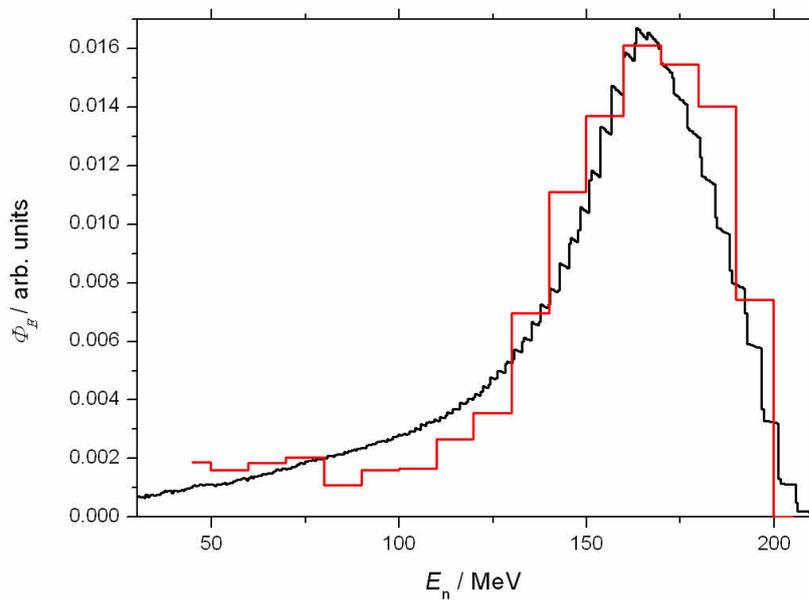


Abbildung 8.18: Referenz (schwarz) und Messung (rot) der spektralen Neutronenfluss (Position  $16^\circ$ ).

### 8.3 Hochenergetische Neutronen mit Energien bis 200 MeV

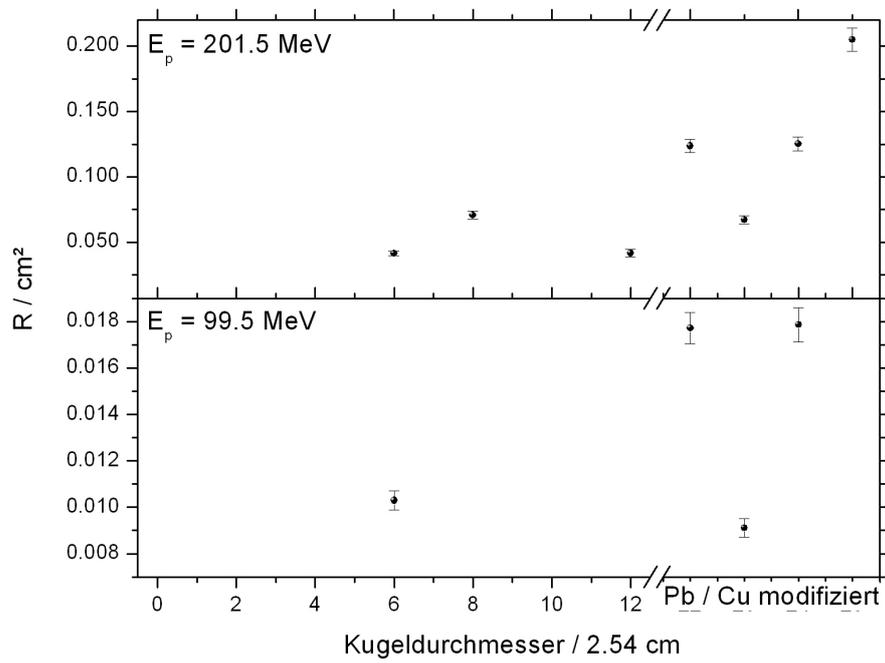


Abbildung 8.19: Gemessene Detektorantwort des AgBKS in Abhängigkeit von der verwendeten Moderatorkugel.



## 9 Zusammenfassung

Die beiden im Rahmen dieser Doktorarbeit beschriebenen Neutronenspektrometer AgBKS und RSPEC wurden an der PTB als Prototypen gebaut, Methoden der Datenanalyse entwickelt und in verschiedenen Neutronenfeldern charakterisiert bzw. kalibriert.

Das AgBKS wurde durch Monte-Carlo-Simulationsrechnungen und Kalibriermessungen in den Referenzfeldern der PTB für Neutronen mit Energien von 70 keV und 565 keV charakterisiert und Methoden der Datenanalyse entwickelt. Die Funktionsweise und Kalibrierung wurde anhand von Messungen in zwei unterschiedlichen Strahlungsfeldern, der breiten Energieverteilung einer D<sub>2</sub>O moderierten <sup>252</sup>Cf-Neutronenquelle und eines simulierten Arbeitsplatzfeldes mit hochenergetischen Neutronen und gepulster Zeitstruktur an der GSI, überprüft. Eine Weiterentwicklung des Aktivierungsdetektors hat zu einer Verbesserung der Photonendiskriminierung geführt [97]. Das für eine Neuberechnung der Antwortfunktionen des AgBKS mit dem veränderten Detektoraufbau notwendige Detektormodell liegt bereits vor.

Das RSPEC wurde durch Flugzeit-Experimente an den *iThemaba Laboratories* in Südafrika für Neutronen mit Energien bis 200 MeV grundlegend charakterisiert. Dabei ist gezeigt worden, dass das RSPEC die in den Randbedingungen gestellten Anforderungen prinzipiell erfüllt. Bedingt durch die zur Verfügung stehende Messzeit war es nicht möglich, ausreichend Daten für eine vollständige Charakterisierung zu erhalten.

Zusammengefasst wurden die in Kapitel 2 definierten Aufgaben und Ziele durch die ausgewählten physikalischen Prinzipien erfüllt und deren Eignung anhand von Messkampagnen bestätigt.

## 9 Zusammenfassung

# A Einführung in die Bayes'sche Statistik

Der Hauptunterschied zwischen der konventionellen Statistik und dem Bayes'schen Ansatz liegt in der Interpretation des Wahrscheinlichkeitsbegriffes. Dies wird anhand des einfachen Beispiels des Würfels deutlich. Konventionell ist die Wahrscheinlichkeit ein absolutes Maß für das Eintreten eines Ereignisses und wird durch

$$P(\text{Ereignis}) = \frac{\text{Anzahl der günstige Ereignisse}}{\text{Anzahl der Würfe}} \quad (\text{A.1})$$

berechnet. Im Bayes'schen Verständnis beschreibt Wahrscheinlichkeit den Grad des Vertrauens in eine Hypothese unter Einbeziehung aller zur Verfügung stehenden Informationen. Falls Informationen über konventionelle Häufigkeiten (wie zum Beispiel mehrfaches Würfeln) vorhanden sind, werden diese verwendet um "subjektive" Wahrscheinlichkeitsverteilungen zu generieren. In diesem Sinne enthält die Bayesche Betrachtung auch die konventionelle Sichtweise.

Das Bayessche Theorem lässt sich aus den Grundregeln für das Rechnen mit bedingten Wahrscheinlichkeiten bestimmen [98]:

$$\text{Summenregel: } P(A|B) + P(\bar{A}|B) = 1 \quad (\text{A.2})$$

$$\text{Produktregel: } P(A, B|C) = P(A|B, C) \cdot P(B|C) \quad (\text{A.3})$$

$$\text{Normierung: } P(A|B) = \int dC P(A, C|B). \quad (\text{A.4})$$

Dabei beschreiben A, B und C beliebige Ereignisse und  $P(A|B)$  die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten von A, wenn B bereits eingetreten ist. Hieraus lässt sich das Bayes'sche Theorem ableiten:

$$P(A|B, C) = \frac{P(B|A, C) P(A|C)}{P(B|C)}. \quad (\text{A.5})$$

Mathematisch beschreibt es den Prozess des Lernens. Dies wird deutlicher, wenn anstelle von A der Begriff Hypothese und anstatt B der Begriff Daten verwendet wird. Die zugrunde liegenden Randbedingungen werden mit I zusammengefasst. Dann kann die Wahrscheinlichkeit  $P(\text{HypotheselDaten, I})$ , dass eine Hypothese bei gegebenen Daten richtig ist, anhand

$$P(\text{Hypothese} | \text{Daten, I}) \propto P(\text{Daten} | \text{Hypothese, I}) \cdot P(\text{Hypothese} | \text{I}) \quad (\text{A.6})$$

aus normalerweise einfacher zu bestimmenden Ausdrücken berechnet werden. Dabei beschreibt die so genannte "Likelihood-Funktion"  $P(\text{Daten} | \text{Hypothese, I})$  die Wahrscheinlichkeit, dass bei der angenommenen Hypothese die verwendeten Daten gemessen werden. Alle *a priori* bekannten Informationen werden durch  $P(\text{Hypothese} | \text{I})$  beschrieben. Der Vorteil im

Bayes'schen Ansatz liegt in dem Informationsgehalt der berechneten Wahrscheinlichkeitsdichte. Diese enthält alle Informationen, wie zum Beispiel den besten Schätzwert und dessen vollständig propagierte Unsicherheit in Form des ersten und zweiten statistischen Moments der Wahrscheinlichkeitsdichte [99]. Von einer Normierung der Ergebnisse wird im weiteren Verlauf abgesehen, da dies durch Gleichung A.4 jederzeit möglich ist. Die Einführung ist [99] entnommen.

## A.1 Anpassen von Spektren durch Bayes'sche Parameterabschätzung

Für die Auswertung gemessener Daten müssen Referenzspektren  $\Phi^{\text{Ref}}$  mit den Kanalinhalt  $\Phi_i^{\text{Ref}}$  an Messspektren  $\Phi^{\text{Mess}}$  mit den Kanalinhalt  $\Phi_k^{\text{Mess}}$  angepasst werden. Die Indizes sind jeweils ganze Zahlen. Die Anpassung erfolgt über eine lineare Transformation

$$i = \alpha \cdot k + \gamma \quad (\text{A.7})$$

der Kanalnummer des anzupassenden Spektrums gefolgt von einer linearen Interpolation des neuen Kanalinhalt, so dass für alle Kanäle innerhalb eines zur Anpassung bestimmten Intervalls gilt:

$$\Phi_k^{\text{Mess}} \sim \beta \Phi_i^{\text{Ref}}. \quad (\text{A.8})$$

Dabei dient  $\beta$  der absoluten Skalierung. Die Parameter werden anhand einer Bayes'scher Parameterabschätzung bestimmt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(\alpha, \beta, \gamma | \Phi^{\text{Mess}}, \Phi^{\text{Ref}}, I)$  der Parameter bei gegebenen Spektren  $\Phi^{\text{Mess}}$  und  $\Phi^{\text{Ref}}$  lässt sich durch anwenden von Gleichung A.6 aus

$$P(\alpha, \beta, \gamma | \Phi^{\text{Mess}}, \Phi^{\text{Ref}}, I) \propto P(\Phi^{\text{Mess}} | \alpha, \beta, \gamma, \Phi^{\text{Ref}}, I) P(\alpha | I) P(\beta | I) P(\gamma | I) \quad (\text{A.9})$$

unter der Voraussetzung, dass die Parameter weder untereinander noch mit dem Referenzspektrum korreliert sind, bestimmen. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Kanalinhalt  $\Phi_k^{\text{Mess}}$  ist bei gegebenen Parametern  $\alpha, \beta, \gamma$  und Kanalinhalt des anzupassendem Spektrum  $\Phi_i^{\text{Ref}}$  durch

$$P(\Phi_k^{\text{Mess}} | \Phi_i^{\text{Ref}}, \alpha, \beta, \gamma) \propto e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\Phi_k^{\text{Mess}} - \beta \Phi_i^{\text{Ref}}}{\sigma_k} \right)^2} \quad (\text{A.10})$$

zu berechnen. Als Unsicherheit  $\sigma_k$  wird die aus der Poissonstatistik bekannte Wurzel des Kanalinhalt verwendet. Anwenden von Gleichung A.3 führt zu

$$\begin{aligned} P(\Phi^{\text{Mess}} | \Phi^{\text{Ref}}, \alpha, \beta, \gamma) &\propto \prod_{k,i} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\Phi_k^{\text{Mess}} - \beta \Phi_i^{\text{Ref}}}{\sqrt{\Phi_k^{\text{Mess}}}} \right)^2} \\ &\propto e^{-\frac{1}{2} \sum_{k,i} \left( \frac{\Phi_k^{\text{Mess}} - \beta \Phi_i^{\text{Ref}}}{\sqrt{\Phi_k^{\text{Mess}}}} \right)^2} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

### A.1 Anpassen von Spektren durch Bayes'sche Parameterabschätzung

und ähnelt der bekannten  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeitsverteilung [100]. Da über die zu bestimmenden Parameter  $\alpha, \beta$  und  $\gamma$  keine Informationen verfügbar sind, können sie *a priori* als gleichverteilt mit einer Breite grösser als die zu erwartende Korrektur, beschrieben werden:

$$P(x|\mathbf{I}) \propto \begin{cases} \frac{1}{x_{\max} - x_{\min}} & \text{falls } x_{\min} \leq x \leq x_{\max} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Die Parameter lassen sich dann (exemplarisch beschrieben für den Parameter  $\alpha$ ) durch das erste statistische Moment der Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$P(\alpha | \Phi^{\text{Mess}}, \Phi^{\text{Ref}}, \mathbf{I}) = \int d\beta \int d\gamma P(\alpha, \beta, \gamma | \Phi^{\text{Mess}}, \Phi^{\text{Ref}}, \mathbf{I}) \quad (\text{A.13})$$

abschätzen. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung werden mit dem Programm *WinBUGS* [87] durch Monte-Carlo Methoden bestimmt (siehe Kapitel B.4).



## B Entfaltungsmethoden

Im Allgemeinen ist das Ergebnis von Messungen nicht die primär gesuchte Messgrösse. Vielmehr ist diese durch das Ansprechvermögen des Detektors mit dem Messergebnis verknüpft. Bei einem energieabhängigen Ansprechvermögen  $\mathcal{R}(E)$  ist das Messergebnis  $N$  durch

$$N = \int_E dE \mathcal{R}(E) M(E) \quad (\text{B.1})$$

mit der zu messenden Grösse  $M(E)$ , verknüpft. Detektorsysteme können auch weitere Freiheitsgrade besitzen (bei Messungen mit Bonnerkugel Spektrometern die unterschiedlichen Moderatorokugeln).

Zur Bestimmung von primären Messgrössen ist eine verlässliche Kenntnis der Detektorantwort notwendig, die jedoch nur diskret durch Monte-Carlo-Simulationsrechnungen oder Kalibriermessungen zu bestimmen ist. Dies führt bei Messung der spektralen Neutronenfluenz  $\Phi$  mit einem Bonnerkugel Spektrometer zu:

$$N_i + \varepsilon_i = R_{ij} \Phi_j \quad \forall i. \quad (\text{B.2})$$

Dabei steht  $\varepsilon_i$  für Fehler, die alle Abweichungen der berechneten Detektorantwort  $R_{ij} = R_i(E_j)$  von der "wahren" Detektorantwort  $\mathcal{R}_k(E_j)$  enthält. Der Indizes  $i$  und  $j$  beschreiben die verwendete Moderatorokugel und die Energiestützstelle. Die verwendete Nomenklatur wird in Kapitel 7 erläutert (siehe auch Tabelle 7.1).

Es ist zu beachten, dass bedingt durch die verfügbaren Antwortfunktionen auch die Fluenz  $\Phi$  nur diskret gemessen werden kann. Die Extraktion der primären Messgrösse aus Gleichung B.2 wird Entfaltung genannt. Hierfür gibt es unterschiedliche Realisierungen. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methoden basieren auf Bayes'scher Statistik und werden im Folgenden beschrieben.

Zur Berechnung wurden Programme von Reginatto et al. [101] und *WinBUGS* [87] verwendet.

### B.1 Bayes'sche Parameterabschätzung

Die Bestimmung der spektralen Neutronenfluenz  $\Phi = \{\Phi_j\}$  aus Messungen mit Bonnerkugel Spektrometern ist durch die geringe Anzahl von Messpunkten  $N = \{N_i\}$ , also der Anzahl der verwendeten Moderatorokugeln, im Verhältnis zu den für die Beschreibung des Spektrums notwendigen Energiestützstellen  $E = \{E_j\}$  ein mathematisch hoch unterbestimmtes Gleichungssystem. Falls es möglich ist, das zu erwartete spektrale Neutronenfluenz  $\Phi$  durch

$$\phi(E) \approx \phi^M(E, \lambda) \quad (\text{B.3})$$

anhand eines Modells  $M(E, \lambda)$  mit einem Satz von Parametern  $\lambda = \{\lambda_k\}$  zu beschreiben, kann bei Kenntnis der Detektorantwort  $R$  das mathematische Problem auf die Bestimmung der Parameter  $\lambda$ , deren Anzahl meist geringer ist als die Anzahl der Energiestützstellen, reduziert werden:

$$N_i \approx R_{ij} \phi_j^M(\lambda) \quad \forall i. \quad (\text{B.4})$$

Dabei gilt  $\Phi_j^M(\lambda) = \Phi^M(E_j, \lambda)$ . Es ist zu beachten, dass auch Gleichung B.4 bedingt durch den geringen Informationsgehalt der Messdaten nicht eindeutig lösbar ist (siehe Kapitel 7.1). Aus diesem Grund bietet sich eine Bayes'sche Parameterabschätzung an, da dabei auch Informationen über die Wahrscheinlichkeitsverteilung der einzelnen Parameter bestimmt werden und die Auswahl eines bei gegebenen Daten optimalen ("most likely") Satzes von Parametern möglich ist. Die Parameteroptimierung ist durch Randbedingungen wie das verwendete Modell limitiert, so dass die erhaltenen Ergebnisse durch eine modellunabhängige Methode zu überprüfen sind.

Die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(\lambda|N, M, I)$  der Parameter  $\lambda$  bei gegebenen Daten  $N$  und einem Modell  $M$  erfolgt durch Anwenden des Bayes'schen Theorems (Gleichung A.6) und der Produktregel (Gleichung A.3) anhand der zu berechnenden Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(N_i|\lambda, I)$  der Messwerte  $N_i$  bei gegebenen Parametern  $\lambda$  und den *a priori* definierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $P^0(\lambda_k|I)$  der einzelnen Parameter  $\lambda_k$  durch

$$\begin{aligned} P(\lambda|N, \underbrace{M, I}_{I'}) &\propto P(N|\lambda, I') \cdot P^0(\lambda|I') \\ &\propto \prod_{i,k} P(N_i|\lambda, I') P^0(\lambda_k|N, I'). \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Dabei enthält  $I$  alle vor dem Experiment durch physikalische Überlegungen oder Monte-Carlo-Rechnungen verfügbaren Informationen. Damit für alle Messungen der selbe Satz von *a priori* Wahrscheinlichkeitsverteilungen verwendet werden kann, werden normierte Messwerte

$$N_i^{\text{Norm}} = \underbrace{\left( \frac{1}{\sum_i N_i} \right)}_{\beta} N_i \quad (\text{B.6})$$

mit aus der Poissonstatistik bestimmten Messunsicherheit

$$\sigma_i^{\text{Norm}} = \beta \sqrt{N_i} \quad (\text{B.7})$$

benutzt. Anhand des verwendeten Modelles  $M$  und der Detektorantwort  $R$  lassen sich normierte Messergebnisse  $N_k^{M, \text{Norm}}(\lambda, \eta)$  in Abhängigkeit der Parameter  $\lambda$  durch

$$N_i^{M, \text{Norm}}(\lambda, \eta) = \eta \beta R_{ij} \Phi_j^M(\lambda) \quad (\text{B.8})$$

berechnen. Die Detektorantwort ist durch Monte-Carlo-Verfahren im Vergleich zu Kalibriermessungen bestimmt worden. Erfahrungen bei ähnlichen Messungen zeigen, dass die zugehörige Unsicherheit energieabhängig 1 % bis 3 % beträgt [48] und durch Einfügen eines normal

verteilten Skalierungsfaktors  $\eta$  in Gleichung B.8 berücksichtigt wird.

Dies führt zu Wahrscheinlichkeitsverteilung der normierten Messergebnisse  $N_k^{\text{Norm}}$  gegeben die Parameter  $\lambda$ :

$$P(N_i^{\text{Norm}}|\lambda, \eta, I') \propto e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{N_i^{\text{M, Norm}}(\lambda, \eta) - N_i^{\text{Norm}}}{\sigma_i^{\text{Norm}}} \right)^2}. \quad (\text{B.9})$$

und kann zur Berechnung der in Gleichung B.5 gesuchten Wahrscheinlichkeitsverteilung der Parameter  $\lambda$  bei gegebenen Messwerten  $N$  verwendet werden.

Die Optimierung oder Anpassung der Modellparameter an die gegebenen Daten erfolgt durch Monte-Carlo-Verfahren, die das Programm *WinBUGS* [87] zur Verfügung stellt.

### Priorverteilungen der Parameter $\lambda_i$

Für die *a priori* verwendeten Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $P^0(\lambda_k|M, I)$  der einzelnen in Kapitel 7.2 definierten Parameter bei gegebenem Modell  $M$  und Randbedingungen  $I$ , wurden von dem zur Anpassung der Parameter verwendeten Programm *WinBugs* zur Verfügung gestellte Funktionen verwendet. Die Verteilungen und deren Anwendung sind in der Literatur detailliert beschrieben und diskutiert [100], so dass hier nur die Randbedingungen beschrieben werden (die mathematische Beschreibung mit den dazugehörigen Parametern erfolgt in Anhang E). Die Auswahl der *a priori* Verteilungen und der Randbedingungen, wie Startwert und Variationsbreite, basieren auf Untersuchungen und Erfahrungen von Marcel Reginatto (PTB). Die Prior-Wahrscheinlichkeitsverteilungen der einzelnen Parameter können durch eine ungünstige Wahl von Grenzen des Variationsbereiches die Ergebnisse beeinflussen und verfälschen. Eine Modifizierung der *a priori* Wahrscheinlichkeitsverteilungen durch die Bayes'sche Analyse erfolgt nur bei ausreichendem Informationsgehalt der verwendeten Messdaten. Die Datenanalyse von Messungen mit dem verwendeten Bonnerkugel Spektrometer haben ergeben, dass die Parameter zur Beschreibung der Peakform  $b_p$  sowie der für die Lage des Peaks bei hohen Energien verwendete Parameter  $a_{p2}$  nicht eindeutig durch die Daten zu bestimmen sind, so dass hier physikalische Überlegungen und Monte-Carlo-Simulationen als Randbedingung einzubeziehen sind.

Für die Peakhöhen der einzelnen Energiebereiche (Parameter  $a_t, a_{p1}, a_{p2}$ ) wurden breite gleichverteilte Wahrscheinlichkeitsverteilungen verwendet, so dass jeder Peak *a priori* keine bis zur gesamten Fluenz mit der selben Wahrscheinlichkeit enthalten kann. Als Startwert für die Variation wurde die Fluenz in gleichen Anteilen auf alle Peaks aufgeteilt.

Die zur Beschreibung der intermediären Region verwendeten Parameter  $a_i$  und  $b$  haben zu Programmfehlern geführt, da bei der Variation eine negative Fluenz nicht auszuschließen ist. Aus diesem Grund werden die Höhe des Start und Endpunktes der Gerade als Parameter mit den selben Randbedingungen, wie für die Parameter  $a$  für die Anpassung verwendet.

Die Datenanalyse verändert die Posteriorverteilungen der für die Form der Peaks verwendeten Parameter  $d$  nur in geringem Umfang - Werte von  $0.75 < b_p < 1.5$  sind bei den zugrunde liegenden Daten gleich wahrscheinlich, so dass hier eine  $\Gamma$  Verteilung mit Startwert von 1 als *a priori* Wahrscheinlichkeitsverteilung verwendet worden ist.

Für die Lage der Peaks bei mittlerer und hoher Energie wird, bedingt durch die Lethargie (siehe Gleichung 4.1) als natürliche Energieeinheit, eine logarithmische Skala verwendet.

### Ergebnisse der Datenanalyse für ausgewählte Beispiele

Eine gleichverteilte Prior-Wahrscheinlichkeitsverteilung mit einem Startwert von 1.2 MeV führt bei der Lage des Peaks bei mittlerer Energie zu einer gaussförmigen Posterior-Wahrscheinlichkeitsverteilung (Abbildung B.1, links) und zeigt, dass die Daten genügend Information enthalten, um diesen Parameter zu bestimmen. Bei der Lage des Peaks bei hoher Energie zeigt die Datenanalyse eine Abhängigkeit der Posterior-Wahrscheinlichkeitsverteilung von der Wahl der oberen Schwelle des Priors - in diesem Fall verfügen die Messdaten nicht über den für eine Bestimmung des Parameters notwendigen Informationsgehalt. [102] (Abbildung B.1, rechts). Aus diesem Grund wurde ein an den Rändern kontinuierlich abfallende  $\beta$ -Verteilung mit einem Startwert von 100 MeV als Prior gewählt.

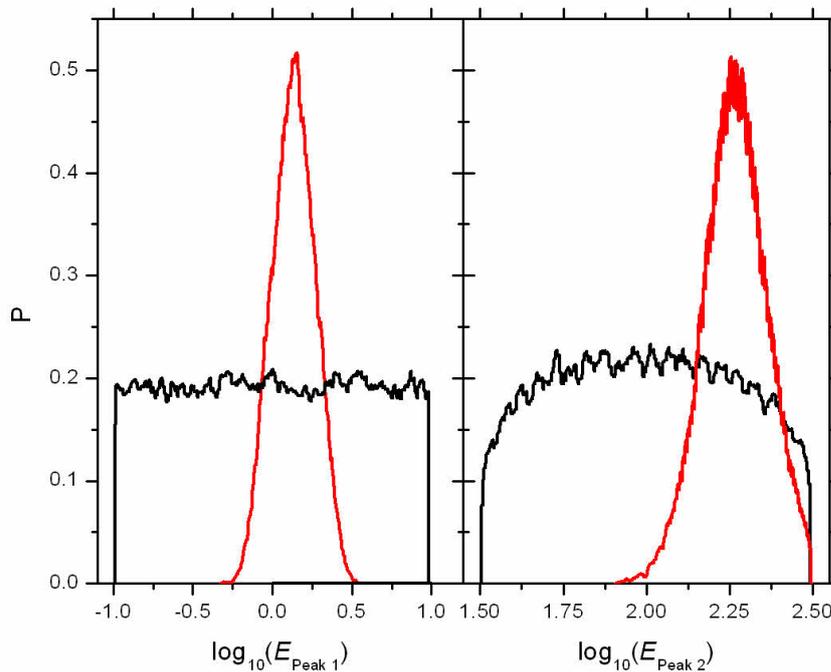


Abbildung B.1: Vergleich der Prior- (schwarz) und durch die Datenanalyse erhaltenen Posterior-Wahrscheinlichkeitsverteilung (rot) für die Lage der Peaks bei mittlerer (links) und hoher (rechts) Energie.

## B.2 Maximierung der Entropie (MAXED)

Bei der Kenntnis von Vorinformationen über die gesuchte Messgröße, wie sie durch Erfahrung oder Monte-Carlo-Simulationen verfügbar sein können, bietet es sich an, diese in die Entfaltung mit einzubeziehen. Es wird also ein Ergebnis gesucht, das mit den Daten vereinbar

ist und der Vorinformation so "ähnlich wie möglich" bleibt. Eine mathematische Definition dieser "Ähnlichkeit" wird von Skilling als relative Entropie  $S$  beschrieben [103]. Bezogen auf das Lösen von Gleichung B.2, also der Entfaltung der Messdaten, führt dies bei der Kenntnis eines Referenzspektrums  $\Phi^{\text{Def}} = \{\Phi_j^{\text{Def}}\}$  zu

$$S = - \sum_j \left\{ \Phi_j \log \left( \frac{\Phi_j}{\Phi_j^{\text{Def}}} \right) + \Phi_j^{\text{Def}} - \Phi_j \right\}. \quad (\text{B.10})$$

Für die Bestimmung der wahrscheinlichsten spektralen Fluenz unter Einbeziehung von Messdaten  $N = \{N_i\}$  mit den Messunsicherheiten  $\sigma = \{\sigma_i\}$  muss die Entropie (siehe Gleichung B.2) maximiert werden. Dies führt zu der Lagrange-Funktion

$$L(\Phi, N, \sigma, \varepsilon, R, \lambda, \mu) = S - \sum_i \lambda_i [R_{ij} \Phi_j - N_i - \varepsilon_i] - \mu \left[ \sum_i \left( \frac{\varepsilon_i^2}{\sigma_i^2} \right) - \chi^2 \right] \quad (\text{B.11})$$

mit  $\lambda = \{\lambda_i\}$  und  $\mu$  als Lagrange-Parametern. Die Genauigkeit der Anpassung wird anhand eines festen Wertes für  $\chi$  vorgegeben, der meist proportional zur Anzahl der Freiheitsgrade ist. Die Optimierung erfolgt anhand der Gleichung B.11 äquivalenten Optimierung einer Potenzfunktion [104] mit der Lösung

$$\Phi_j = \Phi_j^{\text{Def}} \exp \left\{ - \sum_i \left( \lambda_i + \frac{\mu}{\sigma_i} \right) R_{ij} \right\} \quad (\text{B.12})$$

und der Abweichung

$$\varepsilon_i = \frac{\lambda_i \sigma_i^2}{2} \sqrt{\frac{4\chi^2}{\sum_k (\lambda_k \sigma_k)^2}}. \quad (\text{B.13})$$

Falls das Referenzspektrum schon eine gute Näherung wiedergibt, also  $\lambda_i \ll 1 \forall i$  gilt, ist die Korrektur in erster Näherung linear in den Antwortfunktionen:

$$\Phi_j \approx \Phi_j^{\text{Def}} \left( 1 - \sum_i \lambda_i R_{ij} \right). \quad (\text{B.14})$$

### Das Affenargument

Der abstrakte Begriff der von Skilling verwendeten Entropie kann auch anhand eines kombinatorischen Problems verdeutlicht werden. Das folgende Beispiel ist [99] entnommen.

Eine Gruppe von "Affen" führt ein Experiment aus, in dem sie  $N$  Münzen in  $M$  gleiche Behälter verteilen. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Münze in den  $i$ -ten Behälter geworfen wird ist

$$p_i = \frac{n_i}{N}. \quad (\text{B.15})$$

## B Entfaltungsmethoden

Die Häufigkeit  $H$ , mit der eine solche Wahrscheinlichkeit auftritt ist durch

$$H(\{p_i\}) = \frac{\text{Anzahl an Möglichkeiten, } \{n_i\} \text{ zu erhalten}}{M^N} \quad (\text{B.16})$$

gegeben. Dabei lässt sich die Anzahl der Möglichkeiten kombinatorisch durch

$$\begin{aligned} \left( \begin{array}{c} \text{Anzahl an Möglichkeiten,} \\ \{n_i\} \text{ zu erhalten} \end{array} \right) &= \binom{N}{n_1} \binom{N-n_1}{n_2} \binom{N-n_1-n_2}{n_3} \dots \binom{n_M}{n_M} \\ &= \frac{N!}{n_1! n_2! \dots n_M!} \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

anhand der Binomialkoeffizienten beschreiben. Damit lässt sich Gleichung B.16 wie folgt umschreiben:

$$\log H(\{p_i\}) \approx -N \log(M) + \log(N!) - \sum_{i=1}^M \log(n_i!). \quad (\text{B.18})$$

Für eine große Anzahl an Münzen kann Stirlings Näherung  $\log(n!) = n \log n - n$  verwendet werden. In Verbindung mit Gleichung B.15 und der Normalisierung  $\sum_i p_i = 1$  führt dies zu

$$\log H(\{p_i\}) = \text{const} - \underbrace{N \sum_{i=1}^M p_i \log(p_i)}_S, \quad (\text{B.19})$$

einem der von Skilling verwendeten Entropie  $S$  äquivalentem Ausdruck .

## B.3 Iterative Methode (GRAVEL)

Bei der Verwendung von "unsicheren" Vorinformationen kann es hilfreich sein, einen iterativen Algorithmus zu verwenden, da dort die Anpassung des Referenzspektrums  $\Phi^{\text{Def}}$  schrittweise erfolgt (Abbildung B.2) und die Ergebnisse der einzelnen Schritte zur Optimierung verwendet werden können. Das UMG-Paket [101] stellt dazu den auf dem SAND-II [105] basierenden Algorithmus GRAVEL zur Verfügung. Dabei wird ausgehend von  $[\Phi_j]^0 = \Phi_j^{\text{Def}}$  die spektrale Fluenz iterativ durch

$$[\Phi_j]^{J+1} = [\Phi_j]^J \exp \left[ \frac{\sum_i W_{ji}^J \log \left( \frac{N_i}{\sum_{j'} R_{ij'} [\Phi_{j'}]^J} \right)}{\sum_j W_{ji}^J} \right] \quad \forall j \quad (\text{B.20})$$

mit

$$W_{ji}^J = \frac{R_{ij} [\Phi_j]^J}{\sum_{j'} R_{ij'} [\Phi_{j'}]^J} \left( \frac{N_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (\text{B.21})$$

an die Daten angepasst.

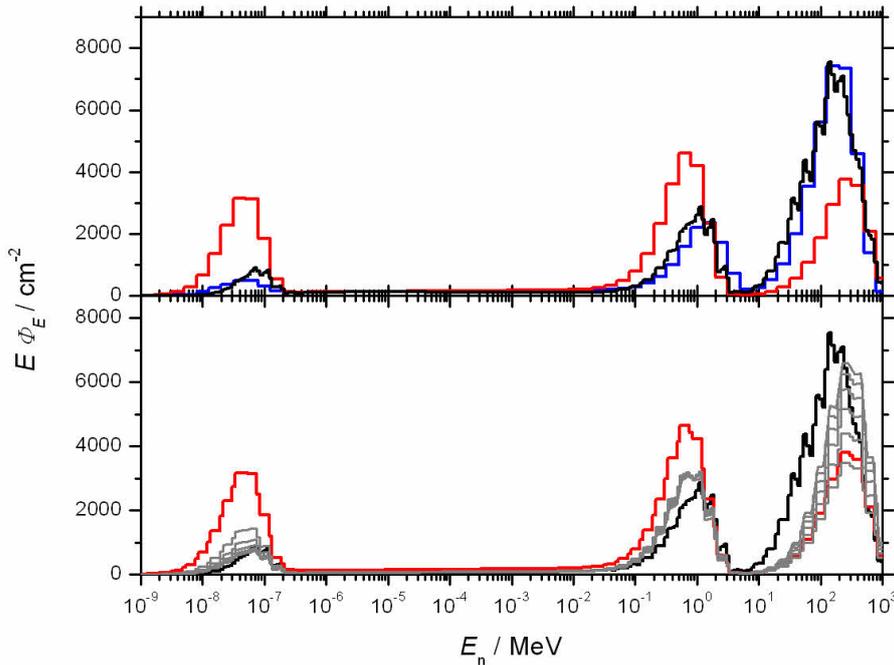


Abbildung B.2: Entfaltung eines Spektrums (blau) mit "ungeeigneter" Vorinformation (rot) von GRAVEL (schwarz) durch Iteration (grau).

## B.4 Monte-Carlo-Integration

In einigen Bereichen der Datenanalyse werden Schätzwerte für Mittelwerte oder Unsicherheiten berechnet. Das verwendete Programm *WinBUGS* nutzt dafür Monte-Carlo-Verfahren, die im folgenden grundlegend erläutert werden.

Bei einem gegebenen Satz von Variablen  $x = \{x_1, x_2, \dots\}$ , deren Verteilung durch Funktionen  $f_i(x_i)$  mit einer Marginalisierung von  $\int dx_i f_i(x_i) = 1$  gegeben ist, ist der Mittelwert  $\bar{A}$  einer Funktion der selben Variablen  $A(x)$  durch

$$\bar{A} = \prod_i \int dx_i A(x) f_i(x_i) \quad (\text{B.22})$$

zu berechnen. Dieses Integral ist nicht immer durch traditionelle Methoden lösbar. Jedoch ist es immer möglich, "zufällig"  $N$  unterschiedliche Werte von  $A$  durch

$$S_N = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sum_i A(x) f_i(x_i) \quad (\text{B.23})$$

zu bestimmen, die mit der selben Wahrscheinlichkeit wie die Ausgangsgröße  $A$  verteilt sind. Wenn für die Bestimmung der in Gleichung B.23 beschriebenen Summen unabhängige jedoch

## B Entfaltungsmethoden

identisch verteilte Zufallsvariablen mit wohldefiniertem Mittelwert und Varianz verwendet werden, besagt der zentrale Grenzwertsatz der Mathematik, dass für eine grosse Anzahl von Werten diese mit einem Mittelwert  $\bar{A}$  und einer wohldefinierten Varianz  $\sigma_A^2/N$  normal verteilt sind:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} P(S_N) \propto e^{-\frac{N}{2\sigma_A^2}(S_N - \bar{A})^2}. \quad (\text{B.24})$$

Die Normalverteilung von gemittelten Summen  $S_N$  führt zu gleichen Mittelwerten und Varianzen wie bei der Ausgangsverteilung  $A(x)$  und somit zu

$$\lim_{N \rightarrow \infty} S_N = \bar{A} \quad (\text{B.25})$$

Dieser für die Anwendung von Monte-Carlo-Methoden fundamentale Zusammenhang kann zusammenfassend wie folgt beschrieben werden: Bei gegebener Observablen  $A$ , die als Ergebnis eines Zufallsprozesses zu beschreiben ist, kann der Mittelwert von  $A$  durch eine ausreichende Anzahl von Stichproben mit der selben Verteilung wie der des Zufallsprozesses berechnet werden.

## C Datenaufnahme

Für die Datenaufnahme, also die Verarbeitung der von den Analog-Digital-Konvertern (ADC) gelieferten Daten wurde ein Multikanal-Analysator MPA-3 der Firma Fast ComTec [106] verwendet. Dieses System kann bis zu acht ADC mit jeweils 64k Daten und maximal  $6 \cdot 10^6$  Ereignissen pro Sekunde verarbeiten.

Die aufgenommenen Daten können entweder direkt in Pulshöhenspektren einsortiert oder ereignisweise gespeichert werden. Dafür verfügt das System über ein Zeitsignal mit einer Auflösung von 24 Bit. Die auch "List-Mode" genannte Datenspeicherung der einzelnen Ereignisse ermöglicht es, das aufgenommene Experiment virtuell nochmals mit veränderten Parametern ablaufen zu lassen. Diese Möglichkeit wurde bei den Messungen mit dem RSPEC für die experimentelle Charakterisierung verwendet.

Das MPA-3 System verfügt über zwei unterschiedliche Betriebsarten. Im Einzel-Ereignis-Modus, welcher für das AgBKS verwendet wurde, wird jeder ADC unabhängig ausgelesen, sobald Daten vorhanden sind. Im Koinzidenz-Modus werden Daten nur verarbeitet, wenn ein Trigger-Signal vorhanden ist. Die aufgenommenen Daten sind untereinander korreliert. Die Verwendung dieser Betriebsart, wie sie für Messungen mit dem RSPEC benötigt wurde, setzt eine gute zeitliche Übereinstimmung der einzelnen Signale mit dem als Trigger verwendeten Signal voraus.



# D MCNPX-Simulationsrechnungen

Die Detektorantwortfunktionen wurden mit dem Monte-Carlo-Simulationsprogramm MCNPX [13] berechnet. Dieses Kapitel behandelt grundlegende Dinge dieser Thematik sowie die Beschreibung der varianzreduzierenden Massnahmen. Die verwendeten liegenden Informationen sind [107] und [108] entnommen.

## D.1 Grundlagen

Im Gegensatz zu deterministischen Methoden, welche die mathematische Lösung von Bewegungsgleichungen benötigen, wird mit Monte-Carlo-Verfahren das Verhalten einzelner Teilchen simuliert. Für jedes von einer Quelle emittierte Teilchen wird eine Trajektorie erzeugt und durch

$$l = -\frac{1}{\Sigma_t} \ln(1 - \xi) \quad (\text{D.1})$$

die Weglänge bis zur nächsten Reaktion (Absorption, Streuung, etc) berechnet. Hierbei ist  $\Sigma_t$  der makroskopische totale Wirkungsquerschnitt in dem durchquerten Medium und  $\xi \in [0, 1)$  eine Zufallszahl (siehe auch Anhang D.3). Nach erfolgter Reaktion wiederholt sich dieser Prozess bis zum physikalischen Lebensende des Teilchens, welches durch Einstellungen in der Simulation vorgegeben ist (Energie, Zeit, Verlassen des Systems, etc). Sollten bei diesen Reaktionen neue Teilchen entstehen wird auch hierfür eine neue Trajektorie erzeugt und verarbeitet. Informationen über das Teilchen werden in sogenannten Tallies protokolliert. Durch das Anwenden mathematischer Methoden und Grenzwertsätzen sind dann allgemeine Aussagen über das Verhalten der Teilchen im physikalischen System möglich. Für jeden dieser Tallies wird über das zweite statistische Moment die Präzision der Simulation bestimmt. Dies kann als ein Konfidenzintervall für den mittleren Wert interpretiert werden und verweist nur auf die statistische Unsicherheit der Monte-Carlo-Rechnungen jedoch nicht auf die wirkliche Unsicherheit. Hierfür ist eine detaillierte Analyse der beteiligten Unsicherheiten nötig. Es ist zu beachten, dass erst eine relative Präzision kleiner als 5 % verwertbare Aussagen liefert [109]. Für sich "normal" verhaltende Simulationen ist die Unsicherheit proportional zu  $1/\sqrt{\text{Anzahl der Iterationen}}$ . Der erhöhte Rechenzeitaufwand, welcher für eine hoher Präzision der Simulation nötig ist, kann durch varianzreduzierende Maßnahmen verringert werden. Hier bietet MCNPX mehrere Möglichkeiten, die für die Simulation "interessanten" Teilchen genauer zu verfolgen und eventuell häufiger zu produzieren. Dafür können einzelnen Zellen

unterschiedliche Wichtigkeiten zugeordnet werden. Um ein von Varianzreduzierenden Maßnahmen unabhängiges Ergebnis in den Tallies zu erhalten, wird der Einfluss einzelner Teilchen in Form seiner statistischen Gewichtung angepasst (siehe Anhang D.2).

Die Reaktionswahrscheinlichkeiten sind in Form von tabellierten Wirkungsquerschnittbibliotheken für unterschiedliche Energiebereiche vorhanden. Für fehlende Daten werden Kernmodelle verwendet [13].

## D.2 Varianzreduktion

Die Bestimmung der Detektorantwortfunktionen des AgBKS ist anhand von 150 voneinander unabhängigen Rechnungen erfolgt. Die dafür benötigte Rechenzeit variiert in Abhängigkeit von Moderator und Neutronenenergie. Zur Optimierung wurden zwei unterschiedliche von dem Simulationsprogramm zur Verfügung gestellte Varianzreduzierende Massnahmen genutzt, deren Ziel es ist, die statistische Genauigkeit der Simulation in Abhängigkeit von der benötigten Rechenzeit zu optimieren. Hierbei ist zu beachten, dass die falsche Anwendung dieser Methoden zu einer erhöhten Rechenzeit oder ungenauen bis zu falschen Ergebnissen führen kann und Informationen über Korrelationen verloren werden.

Den Antwortfunktionen des AgBKS liegt die Anzahl von  $(n,\gamma)$ -Reaktionen in den Ag-Konverterfolien bei einer homogenen Bestrahlung der gesamten Kugel von vorne zugrunde. Weil sich die Konverterfolien im Zentrum der Kugel befinden, besitzen die Neutronen mit zunehmender Nähe zum Kugelmittelpunkt eine höhere Auswirkung auf die Aktivierung der Folien. Aus diesem Grund wird die Gewichtung der einzelnen Zellen mit zunehmender Nähe zu den Konverterfolien erhöht (Abbildung D.1). Grundlegend wird den transportierten Teilchen ein statistisches Gewicht zugeordnet. Neue Trajektorien werden bei einem Übergang in einen Bereich mit höherer Gewichtung mit identischen Variablen erzeugt oder bei einem Übergang in einen Bereich mit geringerer Wichtigkeit vernichtet. Damit das Ergebnis der Simulation unabhängig von diesen Massnahmen bleibt, ist das statistische Gewicht der Trajektorien multipliziert mit deren Anzahl eine Erhaltungsgrösse.

Bei den Simulationen erfolgt die Bestrahlung der Moderatorokugeln mit Neutronen anhand einer kreisförmigen Flächenquelle. Durch die Verwendung von Polarkoordinaten muss die radiale Emissionswahrscheinlichkeit der Neutronen für eine homogene Bestrahlung die nicht konstant sondern proportional zum Umfang und damit zum Radius sein (Abbildung D.2, schwarz). Bei Moderatorokugeln mit Durchmessern grösser als 18 cm ist zu erwarten, dass Neutronen hauptsächlich durch Streuung mit kleinen Winkeln das Zentrum erreichen. Durch eine Anpassung der Emissionswahrscheinlichkeit (Abbildung D.2, rot) wurde eine Verkürzung der Rechenzeit erreicht und anhand eines Vergleichs mit Berechnungen für die Moderatorokugel mit einem Durchmesser von 18 cm ohne diese Anpassung überprüft. Diese Art von Varianzreduktion setzt das statistische Gewicht multipliziert mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung der radialen Emission als Erhaltungsgrösse voraus.

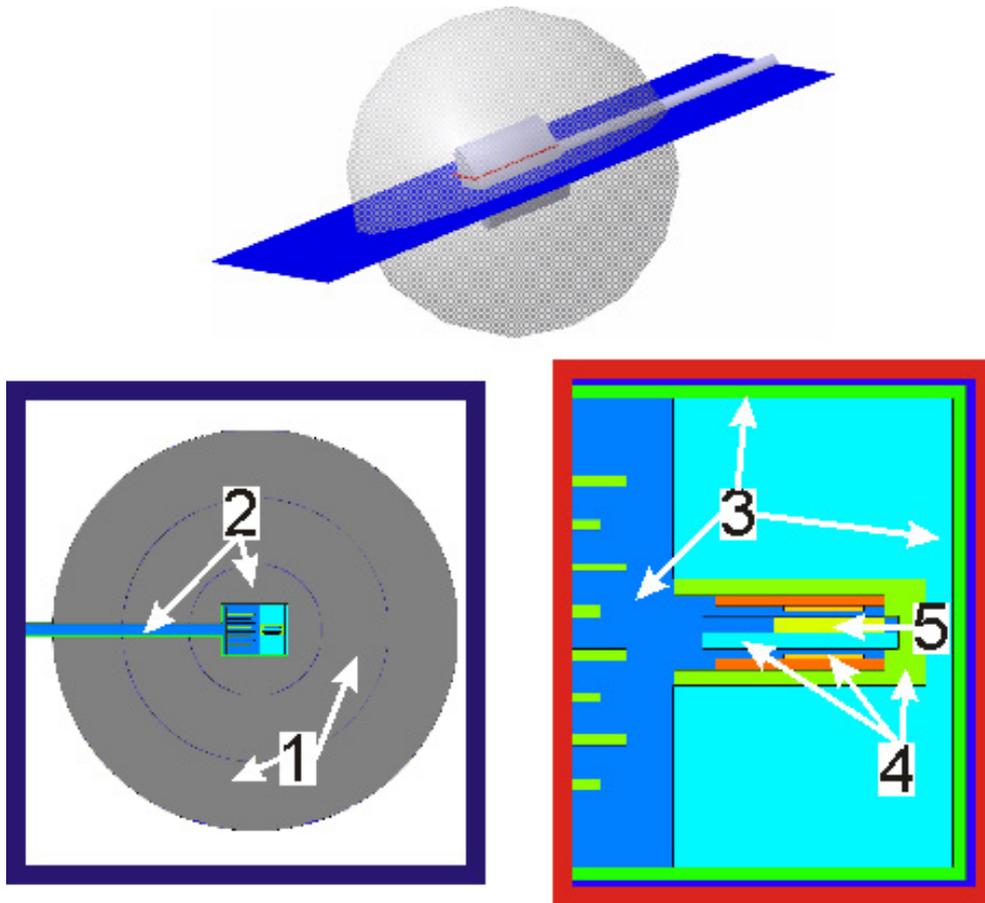


Abbildung D.1: Statistische Gewichtung ausgewählter Zellen des geometrischen Modelles zur Varianzreduktion .

## D.3 Pseudo-Zufallszahlen

Die Basis von Monte-Carlo-Methoden sind gleichverteilte Zufallszahlen  $f(\eta) = 1$  mit  $0 \leq \eta \leq 1$ . Diese können jedoch nur begrenzt "zufällig" ausgewählt werden und sind anhand von Algorithmen zu berechnen. Dabei ist mathematisch zu zeigen, dass eine statistisch zufällige Verteilung vorliegt, diese jedoch nicht das Ergebnis eines statistischen Experimentes ist. Diese so genannten *Pseudo-Zufallszahlen* besitzen eine Periode, die z.T. grösser als  $10^{61}$  sein kann, nach der sie sich wiederholen. Dabei ist zu beachten, dass eine wiederholt erzeugte Zufallszahl nicht auf das Ende der Periode schliessen lässt. Um Korrelationen bei Monte-Carlo-Simulationsrechnungen zu vermeiden, sollten unterschiedliche Experimente auch mit unterschiedlichen Startzufallszahlen simuliert werden.

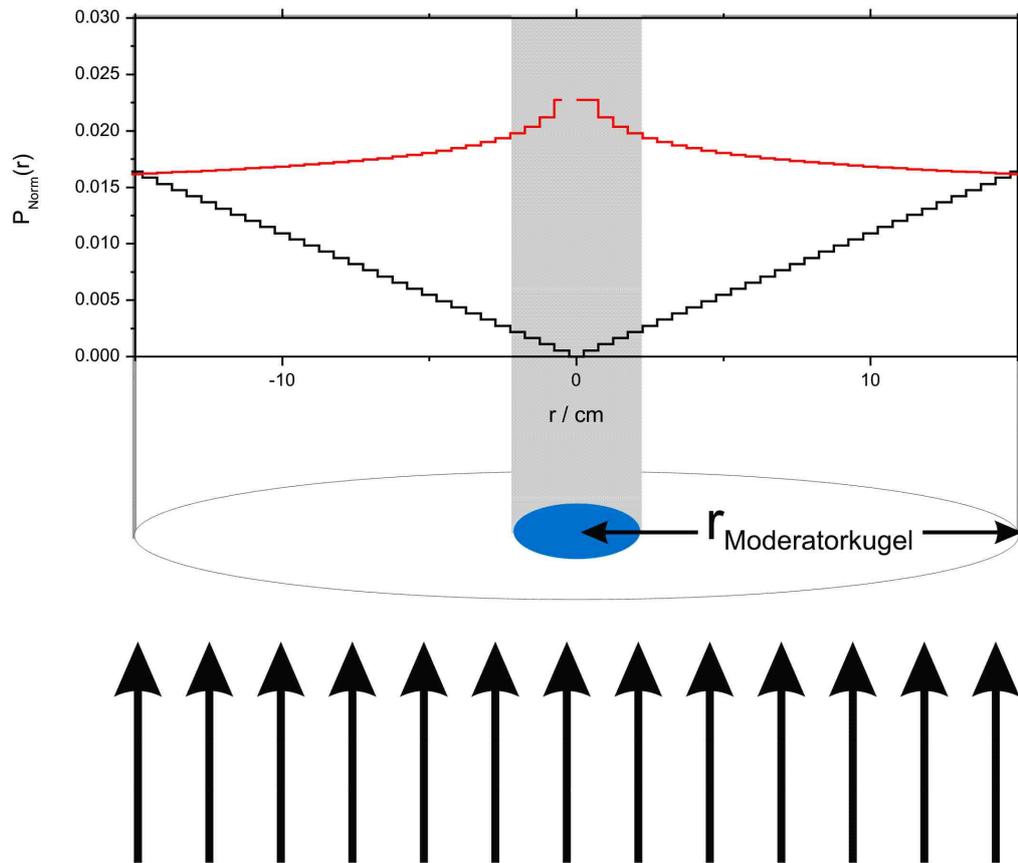


Abbildung D.2: Radiale Emissionswahrscheinlichkeit von Neutronen einer simulierten Flächenquelle mit (rot) und ohne (schwarz) Optimierung.

## D.4 Input File

Das in Abbildung D.3 gezeigte MCNPX Input File wurde zur Berechnung der Detektorantwort der 12"-Moderatorerkugel bei einer Energie von 1 keV verwendet. Dabei soll hier nicht auf die Kommandosyntax eingegangen, sondern nur die Randbedingungen der Berechnungen aufgezeigt werden. Detaillierte Angaben zur MCNPX-Syntax gibt das Benutzerhandbuch [109]. Die Definition der einzelnen Zellen erfolgt in den Zeilen 1 bis 84. Dabei ist zu beachten, dass die verwendeten Konverterfolien unterschiedliche Massen besitzen jedoch mit den selben Dimension modelliert wurden (siehe Kapitel 5.3). Die Korrektur erfolgt anhand einer Anpassung der Materialdichte (Zeilen 61 ff).

Die zur Zelldefinition notwendigen geometrischen Objekte wie Kugeln, Zylinder und Ebenen werden in den Zeilen 86 bis 188 definiert. Die verwendeten Materialien (Zeilen 194 bis 216) sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Zeile 235 enthält die in Anhang D.2 beschriebene Anpassung der Gewichtung der einzelnen Zellen zur Varianzreduktion. Die Ergebnisse

der Simulationsrechnung werden in so genannten Tallies zusammengefasst (Zeilen 242 bis 269), wobei die Detektorantwort durch eine Faltung der am Ort des Tallies erwarteten Neutronenfluenz mit dem  $(n,\gamma)$ -Wirkungsquerschnitt für Silber bestimmt wird. Um unphysikalische Korrelationen zu vermeiden wurde für jede Rechnung eine andere Startzufallszahl mit Hilfe eines Algorithmus aus [66] generiert (Zeile 272).

```

1: c Cell definitions: first column = cell number, second column = material number
2: c -----
3: 1 0 -1+2:-3:+4:-5:+6 $ outer region
4: 2 0 +1-2:+3:-4:-5:-6+10 #5 #6 $ inner region outside BS
5: 3 1 -0.9533 -10+120 (+40:-20:+21) #5 #6 $ BS - Moderator 1
6: 4 4 -2.75 -40+20-21 (+41:-22:+23) &
7: (+42:-22:-20) $ Al-Capsule
8: 5 4 -2.75 -42+43-22+31 $ Al-Stem
9: 6 2 -1.1933e-3 -43-22+31 $ Inside Al-Stem - Air filled
10: c -----
11: 7 3 -11.1826 -41-23+24 $ Lead - ground disc
12: 8 3 -11.1826 -41-24+29 (-25:-26:-27+28) $ Lead - Surrounding
13: c -----
14: 9 2 -1.1933e-3 -41+22-29 &
15: (+44:+73:-70) $ Inside Capsule, Air filled
16: #11 #12 & $ Without Ground Plate
17: :(+25-26+27-28+29-30) $
18: c -----
19: 10 2 -1.1933e-3 -24+30+25-26+27-28 & $
20: #13 #14 #15 #16 #17 #18 #19 & $
21: #20 #21 #22 #25 $ Air Filling in Detector Trovreur Housing
22: c -----
23: 11 5 -1.38 (-74-75-73-105+101-102) &
24: (-76-79-73-105+101-102) &
25: (-82-83-73-105+101-102) &
26: (-86-87-73-105+101-102) $ Preamps
27: c -----
28: 12 5 -1.38 (+76-77+73-104+100-103) &
29: (-90-91+73-104+100-103) &
30: (-94-95+73-104+100-103) &
31: (-98-99+73-104+100-103) $ Plainen
32: c Upper Trovreur Detector Housing -----
33: 13 5 -1.38 (-24-30-58-26+27-28) & $ Ground plate
34: (+30-109+27-51+56-58) & $ Object No 1
35: (+30-109+54-28+56-58) & $ Object No 2
36: (+30-109+52-53+56-58) & $ Object No 3
37: (+109-36+27-51+106-58) & $ Object No 4
38: (+109-36+54-28+106-58) & $ Object No 5
39: (+109-36+52-53+106-58) & $ Object No 6
40: (+108-24+27-28+56-58) & $ Object No 7
41: (+33-108+27-28+106-58) & $ Object No 8
42: (+35-34+27-50+56-58) & $ Object No 9
43: (+35-34+55-28+56-58) & $ Object No 10
44: c Lower Trovreur Detector Housing -----
45: 14 5 -1.38 (-24-30+25-60+27-28) & $ Ground plate
46: (+30-109+27-51+60-56) & $ Object No 1
47: (+30-109+54-28+60-56) & $ Object No 2
48: (+30-109+52-53+60-56) & $ Object No 3
49: (+109-36+27-51+60-107) & $ Object No 4
50: (+109-36+54-28+60-107) & $ Object No 5
51: (+109-36+52-53+60-107) & $ Object No 6
52: (+108-24+27-28+60-56) & $ Object No 7
53: (+33-108+27-28+106-58) & $ Object No 8
54: (+35-34+27-50+60-56) & $ Object No 9
55: (+35-34+55-28+60-56) & $ Object No 10
56: c Pb-Shield -----
57: 15 3 -11.1826 (-37-32+50-55-57+59) & $ $ Object No 1
58: (-63+65+56)
59: (-66+64+56)
60: c Ag Inlay -----
61: 16 6 -9.93 (-62-110-63-65+112-56) $ Ag Layer 1
62: 17 6 -9.87 (-62-110-66-64+56-111) $ Ag Layer 2
63: c RHO adapted to measured weights corresponding to the used Volume
64: c Ceramic Detector Backing -----
65: 18 8 -3.965 (+50-69+36-33+60-85) & $ Ceramic Backing Det 1
66: (-80-55+36-33+60-85) & $ Ceramic Backing Det 2
67: (-80-69+36-33+86-58) & $ Ceramic Backing Det 3
68: (-80-55+36-33+86-58) & $ Ceramic Backing Det 4
69: c Si-Detector -----
70: 19 7 -2.4 (+67-88+84-83+85-87) $ Si Det 1
71: 20 7 -2.4 (+81-82+84-83+85-87) $ Si Det 2
72: 21 7 -2.4 (+67-68+84-83+88-86) $ Si Det 3
73: 22 7 -2.4 (+81-82+84-83+88-86) $ Si Det 4
74: c Electronic Holdings -----
75: 23 9 -8.96 (-44+70-73) (-71:+72) $ Cu
76: 24 7 -2.4 -44+71-72 $ Plate
77: c -----
78: 25 1 -0.9533 (-106+107-108+109-55+50) &
79: (-59+57+32-37) $ PE Foil around Pb and Ag Inlay
80: c -----
81: 26 1 -0.9533 -120+121 (+40:-20:+21) #5 #6 $ BS - Moderator 2
82: 27 1 -0.9533 -121 (+40:-20:+21) #5 #6 $ BS - Moderator 3
83: c -----
84: c NEXT LINE MUST BE BLANK
85:
86: c Surface descriptions: first column = surface number, following columns: (examples)
87: c -----
88: 1 px -35.000 $ back_box plane
89: 2 px +35.000 $ front " "
90: 3 py -35.000 $ left " "
91: 4 py +35.000 $ right " "
92: 5 pz -35.000 $ lower " "
93: 6 pz +35.000 $ upper " "
94: c -----
95: 10 s0 15 240 $ total sphere radius => S1 (Radius=NAME*1.27)
96: 20 px -2.600 $ Height AL-capsule outside down
97: 21 px 2.500 $ Height AL-capsule outside up
98: 22 px -2.400 $ Height AL-capsule inside down
99: 23 px 2.400 $ Height AL-capsule inside up
100: 24 dx 2.200 $ Trovreur Detector Housing
101: 25 dy -0.400 $ Trovreur Detector Housing
102: 26 dy 0.400 $ Trovreur Detector Housing
103: 27 dz -1.280 $ Trovreur Detector Housing
104: 28 dz 1.280 $ Trovreur Detector Housing
105: 29 px 0.300 $ Height of outside lead cylinder
106: 30 px 0.310 $ Height of Trovreur housing
107: 31 px -18.200 $ Height of Stem
108: c Planes used for Trovreur Detector Housing -----
109: 32 px 1.987
110: 33 px 1.890
111: 34 px 1.790
112: 35 px 0.720
113: 36 px 0.620
114: 37 px 0.523
115: 50 dz -1.210
116: 51 dz -0.950
117: 52 dz -0.250
118: 53 dz 0.250
119: 54 dz 0.950
120: 55 pz 1.210
121: 56 py 0.000
122: 57 py 0.222
123: 58 py 0.252
124: 59 py 0.322
125: 60 py -0.285
126: c Planes used for Pb-Shield and Ag Inlay -----
127: 62 dx 1.050
128: 63 dx 1.110
129: 64 dz 1.110
130: 65 dz 0.160
131: 66 dz 0.160
132: 110 px 1.887
133: 111 py 0.100
134: 112 py -0.100
135: c planes used for pe-foil around pb and ag inlay -----
136: 106 py 0.125
137: 107 py -0.125
138: 108 px 1.990
139: 109 px 0.520
140: c Planes used for Si-Detector and ceramic Backing -----

```

Abbildung D.3: MCNPX-Inputfile für die Berechnung der Antwortfunktion des Detektors in der 12"-Moderatorugel ( $E_n=1$  keV).

```

141: 67 pz -1.050
142: 68 pz -0.230
143: 69 pz -0.070
144: 80 pz 0.070
145: 81 pz 0.230
146: 82 pz 1.050
147: 83 px 1.730
148: 84 px 1.130
149: 85 py 0.203
150: 86 py 0.203
151: 87 py 0.165
152: 88 py 0.165
153: c -----
154: c $ Cylinder Capsule Outside
155: 41 cx 1.900
156: 42 cx 0.500
157: 43 cx 0.400
158: 44 cx 1.800
159: c -----
160: 70 px -2.200
161: 71 px -2.199
162: 72 px -2.049
163: 73 px -2.048
164: 74 px -1.190
165: 75 px -1.105
166: 76 px -0.855
167: 77 px -0.770
168: 78 px -0.520
169: 79 px -0.460
170: 90 py 0.210
171: 91 py 0.125
172: 92 py 0.125
173: 93 py 0.210
174: 94 py 0.460
175: 95 py 0.520
176: 96 py 0.770
177: 97 py 0.855
178: 98 py 1.105
179: 99 py 1.190
180: 100 pz -1.400
181: 101 pz -1.050
182: 102 pz 1.050
183: 103 pz 1.400
184: 104 px -0.050
185: 105 px -0.250
186: c -----
187: 120 so 10.000 $ shell: BS-Noderator 2
188: 121 so 5.000 $ shell: BS-Noderator 3
189: c -----
190: c NEXT LINE MUST BE BLANK
191:
192: c Other data cards, e.g. material definitions
193: c -----
194: m1 1001.66c 0.66666667 $ Polyethylene == CH2
195: 6012.50c 0.333333333 $ rho = -0.9533 g/cm^3
196: mt1 poly011 $ S(alpha,beta) matrix for H in CH2 at 300K
197: m2 6012.50c -0.00012 $ dry air at C : 0.012 %; rho=-1.1933e-3 g/cm^3
198: 7014.66c -0.75527 $ - 20 degC N : 75.527 %;
199: 8016.66c -0.23178 $ - 760mm Hg O : 23.178 %;
200: 18000.59c -0.01283 $ Ar : 1.283 %
201: m3 82206.66c -0.23810 $ Pb natural: 23.6% 206Pb
202: 82207.66c -0.22912 $ Pb natural: 22.6% 207Pb rho_Pb = -11.1826 g/cm^3
203: 82208.66c -0.53278 $ Pb natural: 52.3% 208Pb
204: m4 13027.66c 1 $ Alu Rho = -2.75 g/cm^3
205: m5 1001.66c 0.50000 $ PVC CH2=CHCl Rho: 1.28-1.55 g/cm^3
206: 6012.50c 0.33333
207: 17000.66c 0.1667
208: m6 47107.42c -0.51684 $ Natural Ag: 51.84% 107Ag 48.16% 109Ag
209: 47108.42c -0.4616 $ rho = 10.5 g/cm^3 -> Lb 42c has Gamma production included!
210: m7 14028.66c -0.9223 $ Natural Si/Si-28 ( 92.23% ) rho = 2.49/cm^3
211: 14029.66c -0.0467 $ S-29 ( 4.67% )
212: 14030.66c -0.0310 $ S-30 ( 3.10% )
213: m8 13027.66c 0.40000 $ Ceramic (AL_2O_3)
214: 8016.66c 0.60000 $ rho = -3.965 g/cm^3
215: m9 29063.66c -0.6917 $ Natural Copper: Cu-63 ( 69.17% ) Rho = -8.96g/cm^3
216: 29065.66c -0.3083 $ Cu-65 ( 30.83% )
217: c -----
218: sdr sur=2 pos=35 0 0 rad=q2 dir=1 vec=-1 0 0 Erg=1.000e-003 par=n
219: siz 0 15.240
220: spz -21 1
221: sdr -21 -0.1
222: c -----
223: c mode n h p e
224: c -----
225: phys n 1e-9 1e-6 j 150 j j
226: phys h 1e-9 1e-6 150 j 0 j 0
227: phys p 1e-9 3.0 0 -1
228: phys e 1e-9 3.0 0 0 -1 j j j 0
229: cut n j j -0.5 -0.25
230: cut p j j -0.5 -0.25
231: cut h j j -0.5 -0.25
232: c -----
233: c Cell No 0 0 0 0 0 0 0 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 2 2 2 2 2 2 2 2
234: c 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 0 1 2 3 4 5 6 7
235: impr n h p e 0 1 1 3 2 2 3 3 3 3 3 3 4 4 4 5 5 3 4 4 4 3 3 4 1 2
236: c ----- Energy Blinding -----
237: e0 1e-10 260 LOG 1e3
238: e4 1e-10 51 1e3
239: e14 1e-10 51 1e3
240: e24 1e-10 51 1e3
241: c ----- Tally Cards -----
242: fc4 Neutron fluence response AG_1 R ~ phi^sig(n, gamma)
243: f4 n 16
244: f4 e f $ D^m
245: fm4 (3.218 6 102)
246: fc14 Neutron fluence response AG_2 R ~ phi^sig(n, gamma)
247: f14 n 17
248: f4 14 e f
249: fm 14 (3.197 6 102)
250: fc24 TOTAL Neutron fluence response R ~ phi^sig(n, gamma)
251: f24 n (16 17)
252: f64 e f (6.414 6 102)
253: f64 n (6.414 6 102)
254: fc34 Neutron fluence in Ag
255: f34 n 17 1
256: f34 e f
257: fm 34 729.659 $ A = pt^sig^2
258: fc44 Proton fluence in Detector
259: f44 h 19 20 21 22 T
260: f44 e f
261: fm 44 729.659 $ A = pt^sig^2
262: fc54 Photon Fluence in Detector
263: f64 e f
264: fm 54 19 20 21 22 T
265: fm 54 729.659 $ A = pt^sig^2
266: fc64 Electron Fluence in Detector
267: f64 e f
268: fm 64 19 20 21 22 T
269: fm 64 729.659 $ A = pt^sig^2
270: c -----
271: c Debug Information Card
272: DBCN 008607006607 0 1 2 100 80 0 1000 1E-4 10 0 1E+8 1.3E+6
273: c -----
274: prdmp -10000000 -30 0 4
275: time 1.0
276: nps 1000
277: STOP F24 0.01 $ Stop Calculation, if the achieved ul<(R5_TOT)<0.5%
278: c print 120 100 40
279:

```

Abbildung D.3: MCNPX-Inputfile für die Berechnung der Antwortfunktion des Detektors in der 12"-Moderatorkugel ( $E_n=1$  keV).



# E Prior-Wahrscheinlichkeitsverteilungen

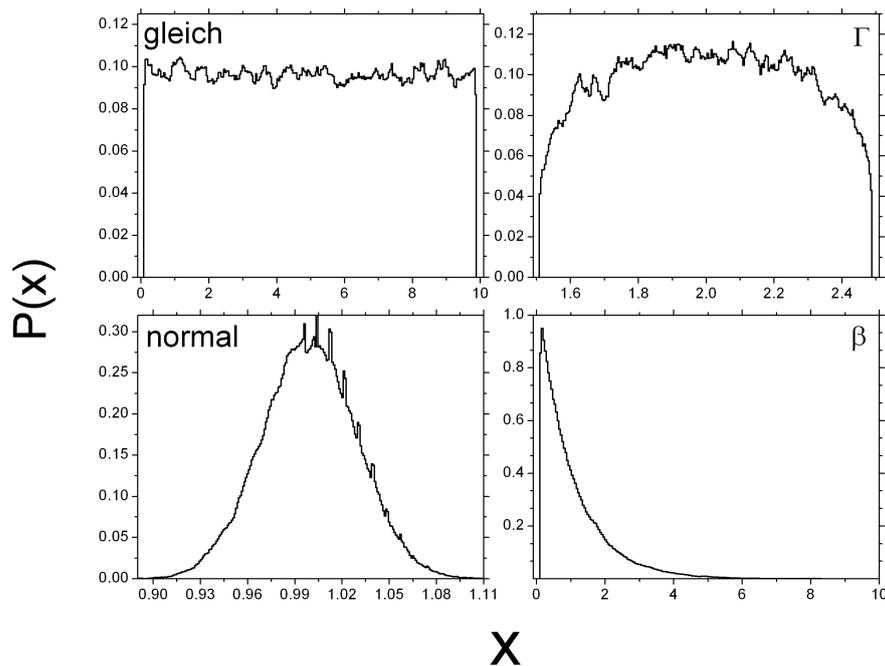


Abbildung E.1: Zur Bayes'schen Parameterabschätzung verwendete Prior-Wahrscheinlichkeitsverteilungen.

Bei der Entfaltung von Messdaten (siehe Anhang B.1) oder zur Anpassung eines Parametersatzes an gemessene Daten (siehe Anhang A.1) wurden die folgenden von dem zur Parameterabschätzung verwendeten Programm *WinBUGS* zur Verfügung gestellten *a priori* Wahrscheinlichkeitsverteilungen mit den in Kapitel B.1 beschriebenen Randbedingungen verwendet (Abbildung E.1):

$$P_{\Gamma}(x; r, \mu) \sim \frac{\mu^r x^{r-1}}{\Gamma(r)} e^{-\mu x} ; x > 0 \tag{E.1}$$

$$P_{\beta}(x; a, b) \sim x^{a-1} (1-x)^{b-1} \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} ; 0 \leq x \leq 1 \tag{E.2}$$

$$P_{\text{norm}}(x; \mu, \sigma) \sim e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x-\mu}{\sigma} \right)^2} ; -\infty < x < \infty \tag{E.3}$$

### *E Prior-Wahrscheinlichkeitsverteilungen*

$$P_{\text{gleich}}(x; a, b) \sim \frac{1}{|b-a|} ; a < x < b \quad (\text{E.4})$$

mit

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} dt t^{x-1} e^{-t}. \quad (\text{E.5})$$

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Eike Hohmann  
geboren am 15. 2. 1974 in Tübingen  
Familienstand: ledig

Adresse            Buchenweg 7  
                      CH-5200 Brugg  
                      E-Mail: Eike.Hohmann@psi.ch

## Beruflicher Werdegang

seit 10/2008        Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Paul Scherrer Institut, Schweiz

2004 – 2008        Doktorand an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt  
                      (Fachbereich Neutronenstrahlung)

2003 – 2004        Diplomarbeit am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie der Uni-  
                      versität Hannover  
                      Thema: Radiologische Modellierung der Ablagerung von Rückständen  
                      auf Bergehalden

2001 – 2004        Studium der Physik an der Universität Hannover  
                      Abschluss: Diplom Physiker  
                      Vertiefungsfach: Strahlenschutzphysik  
                      Wahlpflichtfach: Biophysik

1997 – 2001        Studium des höheren Lehramts  
                      Fächer: Mathematik und Physik

1994 – 1996        Zivildienst im Krankenhaus Heidehaus in Hannover

1980 – 1993        Schulbesuch  
                      Abschluss: Allgemeine Hochschulreife



# Danksagung

Diese Arbeit entstand im Zeitraum von Oktober 2004 bis Oktober 2008 an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) unter der Leitung von Dr. Helmut Schuhmacher und Dr. Burkhard Wiegel mit der universitären Betreuung durch Prof. Dr. Rolf Michel vom Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie der Universität Hannover als Teil eines Kooperationsprojektes des Europäischen Zentrums für Kernforschung (CERN) in Genf und der Helmholtzgesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt und der PTB.

An dieser Stelle möchte ich zuerst Prof. Dr. Rolf Michel für seine Bereitschaft danken, diese Arbeit universitär zu betreuen.

Eine Danksagung zu schreiben ist, nach dem Anfertigen der Dissertation, vielleicht das schwierigste Unterfangen - Viele Personen haben beigetragen, jede in der ihm zustehenden Weise in dieser Danksagung zu bedenken ist zum einen für mich wichtig, zum anderen jedoch sehr schwierig (vor allem, weil gerade die eher unwichtigen Dinge, die gerne vergessen werden, entscheidend beigetragen haben). In diesem Sinne möchte ich mich bei allen, die bei der Entstehung diese Arbeit mitgewirkt haben, und ich hier aus Vergesslichkeit nicht erwähnt habe entschuldigen und bedanken.

Aus diesem Grund möchte ich mich anfangs bei den Operateuren der Beschleunigeranlagen von GSI, iTL und PTB, ohne die keine Messungen möglich gewesen wären und dem Werkstattpersonal der der PTB für den Bau der Detektoren bedanken.

Seitens der Kooperationspartner haben Dr. Hans Menzel (CERN), Dr. Thomas Otto (CERN), Dr. Georg Fehrenbacher (GSI) und Dr. Dieter Schardt (GSI) bei dem Entstehen dieser Arbeit vielseitig geholfen.

Für die Unterstützung während meiner Zeit an der PTB von Sebastian Fässer, Angelika Kasper, Silvin Khurana, Sven Koch, Kai Tittelmeier, und Adalbert Reiske bei dem Bau, dem Betrieb der Detektorsysteme und der Hilfe bei Messungen, sowie bei Dr. Reinhard Böttger, Dr. Volker Dangendorf und Dr. Andreas Zimbal für die vielen Diskussionen möchte ich mich ebenfalls bedanken.

Insbesondere Dr. Marlies Luszik-Bhadra, Dr. Ralf Nolte und Dr. Burkhard Wiegel haben diese Arbeit im Detail betreut - und ich habe viel von Ihnen gelernt (vielen Dank). Auch möchte ich Dr. Marcel Reginatto für seine Bereitschaft, mich in die Bayes'sche Statistik einzuführen (was viele meiner Ansichten verändert hat) und seine Bereitschaft, meine "dilettantischen" Fragen zu beantworten und mir jederzeit zu helfen, danken.

Während meiner Zeit an der PTB hat Dr. Helmut Schuhmacher nicht nur in "schweren" Zeiten und bei administrativen Dingen immer geholfen, sondern auch durch sein wissenschaftliches Verständnis viele (wenn ich auch anmerken möchte, für mich teilweise erst im Nachhinein ersichtliche) wichtige Anregungen, insbesondere im Verfassen wissenschaftlichen Arbeiten, gegeben - vielen Dank!

Vor dem Abschluss meiner Dissertation habe ich eine Stelle am Paul Scherrer Institut (PSI) in der Sektion Betriebsstrahlenschutz angetreten. Dr. Roland Lüscher sowie Dr. Albert Fuchs haben mir ausreichend Zeit (und Druck) gegeben, diese Arbeit fertig zu stellen - mit Ihren umfangreichen Kenntnissen auf dem Gebiet des Strahlenschutzes an Hochenergie-Beschleunigern und der Bereitschaft, offene Punkte der Dissertation zu diskutieren, haben Sie erheblich zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen.

Ein besonderer Dank gilt auch Dr. Stefan Röttger, der in meiner Zeit an der PTB mir ein guter Freund geworden ist und dessen umfangreiches Wissen und die vielen Diskussionen über physikalische Fragestellungen, Kleinigkeiten und andere Dinge, oft weitergeholfen hat!

Weiterhin möchte ich meiner Familie, meinen Eltern Marlies und Jürgen und meinem Bruder Patrick danken, die mich immer unterstützt haben!

Der letzte Dank gilt Personen, die mich auf meinem Weg während der Dissertation begleitet haben: Manfred und Angela Steiner, Helmut Barthel, Walter Ryll und Felix Goller .

Auch mein Fallschirm, der mir stets geholfen hat, den Kopf frei zu bekommen und mein Leben schon ..mehrfach.. gerettet hat, sollte nicht vergessen werden!

# Literaturverzeichnis

- [1] FEHRENBACHER, G. ; WIEGEL, B. ; IWASE, H. ; RADON, T. ; SCHARDT, D. ; SCHUH-MACHER, H. ; WITTSTOCK, J.: Spectrometry behind Concrete Shielding for Neutrons Produced by 400 MeV/u  $^{12}\text{C}$ -Ions Impinging on a Thick Graphite Target Proceedings of the 11th Intern. Congress of the International Radiation Protection Association (IR-PA11); Madrid (Spain), 2004
- [2] FEHRENBACHER, G. ; GUTERMUTH, F. ; KOZLOVA, E. ; RADON, T. ; SCHUETZ, R.: Neutron dose measurements with the GSI Ball at high energy accelerators. In: *Radiation Protection Dosimetry* 125 (2006), S. 209–212
- [3] MAYER, S. ; BOSCHUNG, M. ; FIECHTNER, A. ; FUERSTNER, M. ; WERNLI, C.: Response study of fission track detectors using two different moderator designs in a high-energy radiation. In: *Radiation Measurements* 43 (2006), S. 1085–1088
- [4] ANDERSSON, I. O. ; BRAUN, J. A.: Neutron rem-counter with uniform sensitivity from 0.025 eV to 10 MeV. In: *Proceedings of the IAEA Symposium on neutron dosimetry, Vienna* (1962), S. 87–95
- [5] BURGKHARDT, B. ; FIEG, G. ; KLETT, A. ; PLEWNIA, A. ; SIEBERT, B. R. L.: The neutron fluence and  $H^*(10)$  response of the new LB6411 REM counter. In: *Radiation Protection Dosimetry* 70 (1997), S. 361–364
- [6] BILSKI, P. ; BLOMGREN, J. ; D'ERRICO, F. ; ESPOSITO, A. ; FEHRENBACHER, G. ; FERNÁNDEZ, F. ; FUCHS, A. ; GOLNIK, N. ; LACOSTE, V. ; LEUSCHNER, A. ; SANDRI, S. ; SILARI, M. ; SPURNY, F. ; WIEGEL, B. ; WRIGHT, P.: *Complex workplace radiation fields at European high-energy accelerators and thermonuclear fusion facilities*. 2006. ISBN 92–9083–276–2
- [7] KLETT, A. ; MAYER, S. ; THEIS, C. ; VINCKE, H.: A neutron dose rate monitor for high energies. In: *Radiation Measurements* 41 (2006), S. 279–282
- [8] OLSHER, R. H. ; MCLEAN, T.: High-energy response of the PRESCILA and WENDI-II neutron REM meters. In: *Radiation Protection Dosimetry* 130 (2008), S. 510–513
- [9] BIRATTARI, C. ; FERRARI, A. ; NUC CETELLI, C. ; PELLICIONI, M. ; SILARI, M.: An Extended Range Neutron Rem Counter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* (1990), S. 250–257
- [10] FASSO, A. ; FERRARI, A. ; RANFT, J. ; SALA, P. R.: *FLUKA: A multi-particle transport code*. Yellow Report CERN-2005-010, INFN/TC 05/11, SLAC-R-773, 2005

- [11] NIITA, K. ; SATO, T. ; IWASE, H. ; NOSE, H. ; NAKASHIMA, H. ; SIHVER, L: PHITS - a particle and heavy ion transport code system. In: *Radiation Measurements* 41 (2006), S. 1080–1090
- [12] DEMENTYEV, A. V. ; SOBOLEVSKY, N. M.: SHIELD, a Monte Carlo Hadron Transport Code. In: *Proceedings of a Specialists' Meeting Intermediate Energy Nuclear Data: Models and Codes, France* (194), S. 237–258
- [13] HENDRICKS, J. S. ; MCKINNEY, G. W. ; FENSIN, M. L. ; JAMES, M. R. ; JOHNS, R. C. ; DURKEE, J. W. ; FINCH, J. P. ; PELOWITZ, D. B. ; WATERS, L. S. ; JOHNSON, M. W.: *MCNPX 2.6.0 Extensions*. LA-UR-08-2216, Los Alamos National Laboratory, 2008
- [14] LUSZIK-BHADRA, M. ; HOHMANN, E. ; OTTO, T.: A New Neutron Monitor with Silver. In: *Accepted for publication in Radiation Measurements* (2010)
- [15] MÜNCHENER APPARATEBAU GBR : *Produktbeschreibung*. <http://www.mab-muenchen.de>
- [16] PELLICIONI, M.: Overview of Fluence-to-Effective Dose and Fluence-to-Ambient Dose Equivalent Conversion Coefficients for High Energy Radiation Calculated Using the FLUKA Code. In: *Radiation Protection Dosimetry* (2000), S. 279–297
- [17] MICHEL, R.: Vorlesungsfolien Wintersemester: Neutronen. <http://www.zsr.uni-hannover.de/handouts/neutroha.pdf>
- [18] VOGT, H.-G. ; SCHULTZ, H.: *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes*. 1992. ISBN 3–446–15696–8
- [19] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS (ICRU): *Basic Aspects of High Energy Particle Interactions and Radiation Dosimetry. ICRU Report 28*. 1978
- [20] KRIEGER, H.: *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 2004. ISBN 3–519–00487–9
- [21] TIPPLER, P. A.: *Physik*. 1994. ISBN 3–86025–122–8
- [22] NSLS-II PRELIMINARY DESIGN REPORT: Part 4: Environment, Safety and Health. (2005). <http://www.bnl.gov/nsls2/project/PDR>
- [23] WERNLI, C.: Individual Monitoring at Accelerator Centers. In: *Radiation Measurements* 137 (2009), S. 74–82
- [24] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION (ICRP): *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 60*. 1990
- [25] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION (ICRP): *Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. ICRP Publication 74*. 1997

- [26] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION (ICRP): *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection: ICRP Publication 103*. 2007
- [27] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS (ICRU): *Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources. ICRU Report 39*. 1985
- [28] ROLLET, S. ; AGOSTEO, S. ; FEHRENBACHER, G. ; HRANITZKY, C. ; RADON, T. ; WIND, M.: Intercomparison of radiation protection devices in a high-energy stray neutron field. Part I: MonteCarlo Simulations. In: *Radiation Measurements* 44 (2009), S. 649–659
- [29] AGOSTEO, S. ; FEHRENBACHER, G. ; SILARI, M.: Attenuation curves in concrete of neutrons from 1 GeV/u C and U ions on a Fe target for the shielding design of RIB in-flight facilities. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 226 (2004), S. 331–242
- [30] GRECESCU, M. ; AROUA, A. ; BOSCHUNG, M. ; FIECHTNER, A. ; GMÜR, K. ; LAEDERMANN, J.-P. ; VALLEY, J.-F. ; WERNLI, C.: Neutron field measurements at the 590 MeV ring cyclotron of the Paul Scherrer Institute. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 476 (2002), S. 58–62
- [31] WIEGEL, B. ; AGOSTEO, S. ; BEDOGNI, R. ; CARESANA, M. ; ESPOSITO, A. ; FEHRENBACHER, G. ; FERRARINI, M. ; HOHMANN, E. ; HRANITZKY, C. ; KASPER, A. ; KHURANA, S. ; MARES, V. ; REGINATTO, M. ; ROLLET, S. ; RÜHM, W. ; SCHARDT, D. ; SILARI, M. ; SIMMER, G. ; WEITZENEGGER, E.: Intercomparison of radiation protection devices in a high-energy stray neutron field. Part II: Bonner sphere spectrometry. In: *Radiation Measurements* 44 (2009), S. 660–672
- [32] REUSS, P.: *Neutron Physics*. 2008. ISBN 978–2–7598–0041–4
- [33] BRAMBLETT, R. L. ; EWING, R. I. ; BONNER, T. W.: A New Type of Neutron Spectrometer. In: *Nuclear Instruments and Methods* 9 (1960), S. 1–12
- [34] MARES, V. ; SCHRAUBE, G. ; SCHRAUBE, H.: Calculated neutron response of a Bonner sphere spectrometer with  $^3\text{He}$  counter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 307 (1991)
- [35] WIEGEL, B. ; ALEVRA, A. V.: NEMUS - the PTB Neutron Multisphere Spectrometer: Bonner spheres and more. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 476 (2002), S. 36–41
- [36] MARES, V. ; SCHRAUBE, H.: Evaluation of the response matrix of a Bonner sphere spectrometer with LiI detector from thermal energy to 100 MeV. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 337 (1994)
- [37] FERRARINI, M: *Caratterizzazione di un Rem Counter e di un sistema di sfere di Bonner a sensibilità estesa basato sull'utilizzo di rivelatori di CR39 per il monitoraggio*

- ambientale di acceleratori per uso medicale*, Polytechnic of Milan, Diss., 2007. – in italienisch
- [38] BEDOGNI, R. ; ESPOSITO, A. ; CHITI, M.: Neutron spectrometry around a high energy electron-positron collider using a multi-sphere system with passive detector. In: *Radiation Protection Dosimetry* 126 (2007)
- [39] LIS, M. ; GOMEZ-ROS, J. M. ; BEDOGNI, R. ; DELGADO, A.: Design and feasibility of a multi-detector neutron spectrometer for radiation protection applications based on thermoluminescent 6LiF:Ti,Mg (TLD-600) detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 584 (2008)
- [40] FERNANDEZ, F. ; BOUASSOULE, T. ; AMGAROU, K. ; DOMINGO, C. ; GARCIA, M. J. ; LACOSTE, V. ; GRESSIER, V. ; MULLER, H.: Monte Carlo calculations and validation of a gold foil-base Bonner Sphere System. In: *Radiation Protection Dosimetry* - doi:10.1093/rpd/ncm076 (2007)
- [41] WANG, Z. ; KRY, S. ; HOWELL, R. ; SALEHPOUR, M. ; BURGETT, E. ; HERTEL, N.: Characterization of a Gold and Indium dual-foil Bonner Sphere System. In: *Nuclear Technology* (2009). – to be published
- [42] ALEVRA, A. V. ; THOMAS, D. J.: Neutron Spectrometry in mixed Fields: Multisphere Spectrometers. In: *Radiation Protection Dosimetry* 107 (2003), S. 37–72
- [43] HSU, H. H. ; ALVAR, K. R. ; VASILIK, D. G.: A new Bonner-Sphere set for High-Energy neutron measurements: Monte Carlo Simulation. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41 (1994), S. 938–940
- [44] *Centronic Ltd.* <http://www.centronic.co.uk>
- [45] WIEGEL, B. ; ALEVRA, A. V. ; SIEBERT, B. R. L.: *Calculations of the Response Functions of Bonner Spheres with a Spherical <sup>3</sup>He Proportional Counter Using a Realistic Detector Model*. PTB-Bericht N-21, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2000
- [46] ALEVRA, A.V. ; COSACK, M. ; HUNT, J. B. ; THOMAS, D. J. ; SCHRAUBE, H.: Experimental determination of the response of four Bonner sphere sets to monoenergetic neutrons. In: *Radiation Protection Dosimetry* 40 (1992), S. 91–102
- [47] OTTO, T.: Private Kommunikation: FLUKA-Rechnungen zur Abschätzung der hinter Abschirmungen am CERN erwarteten Neutronenfluenz.
- [48] WIEGEL, B.: Private Kommunikation: Ergebnisse von Messungen mit *NEMUS* an der GSI.
- [49] KNOLL, G. F.: *Radiation Detection and Measurement*. 2000. ISBN 0–47107–338–5
- [50] WITTSTOCK, J.: Private Kommunikation: Totzeitverhalten von SP9 <sup>3</sup>He-Proportionalzählrohren.
- [51] *LND, inc.* <http://www.lndinc.com/>

- [52] KOREA ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE: *Table of Nuclides*. <http://atom.kaeri.re.kr/>
- [53] CHADWICK, M. B. ; OBLOŽINSKÝ, P. ; HERMAN, M. u. a.: ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology. In: *Nuclear Data Sheets* 107 (2006), Nr. 12, 2931-3118. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nds.2006.11.001>. – DOI 10.1016/j.nds.2006.11.001
- [54] SILCION SENSOR GMBH: *Datenblatt PR50-7-CER*. <http://www.silicon-sensor.com/>
- [55] EURORAD: *Datenblatt Vorverstärker PR304*. <http://www.eurorad.com/electronics.php>
- [56] BERGER, M. J. ; COURSEY, J. S. ; ZUCKER, M. A. ; CHANG, J.: *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3)*. <http://physics.nist.gov/Star>. Version: 2005
- [57] MCLANE, V. ; DUNFORD, C. L. ; ROSE, P. F.: ENDF-102: Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6. In: *Brookhaven National Laboratory report, BNL-NCS-44945* (1995). <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [58] MACFARLANE, R. E. ; MUIR, D. W.: *The NJOY Nuclear Data Processing System*. <http://t2.lanl.gov/codes/codes.html>. Version: 1994
- [59] HOWERTON, R. J. ; CULLEN, D. E. ; HAIGHT, R. C. ; MACGREGOR, M. H. ; PERKINS, S. T. ; PLECHATY, E. F.: *The LLL Evaluated Nuclear Data Library (ENDL): Evaluation Techniques, Reaction Index, and Descriptions of Individual Reactions*. 1975
- [60] CULLEN, D. E. ; HUBBELL, J. H. ; KISSEL, L. D.: EPDL97: The Evaluated Photon Data Library. In: *Lawrence Livermore National Laboratory* (1997)
- [61] KRANE, K.: *Modern Physics*. 1996. ISBN 0-471-82872-6
- [62] VENKATARAMAIAH, P. ; GOPALA, K. ; BASAVARAJU, A. ; SURYANARAYANA, S. S. ; SANJEEVIAH, H.: A simple relation for the Fermi function. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 11 (1984), S. 359-364
- [63] BÖTTGER, R. ; FRIEDRICH, H. ; JANSSEN, H.: *The PTB Thermal Neutron Reference Field at GeNF*. PTB-Bericht N-47, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2004
- [64] ISO/IEC GUIDE 98-3:2008: *Uncertainty of measurement – Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement*. ISBN 92-67-10188-9
- [65] REGINATTO, M.: Bayesian Approach for Quantifying the Uncertainty Of Neutron Doses derived from spectrometric measurements. In: *Radiation Protection Dosimetry* 120 (2006), S. 64-69
- [66] PRESS, W. H. ; TEUKOWSKI, S. A. ; VETTERING, W. T. ; FLANNERY, B. R.: *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. 1992. ISBN 0-521-43108-5

- [67] NOLTE, R. ; ALLIE, M. S. ; BÖTTGER, R. ; BROOKS, F. D. ; BUFFLER, A. ; DANGENDORF, V. ; FRIEDRICH, H. ; GULDBAKKE, S. ; KLEIN, H. ; MEULDERS, J. P. ; SCHLEGEL, D. ; SCHUHMACHER, H. ; SMIT, F. D.: Quasi-monoenergetic neutron reference fields in the energy range from thermal to 200 MeV. In: *Radiation Protection Dosimetry* 110 (2004), S. 97–102
- [68] NOLTE, R. ; BREDE, H. J. ; SCHREWE, U. J. ; SCHUHMACHER, H.: *Neutron Spectrometry with Liquid Scintillation Detectors at Neutron energies between 20 MeV and 70 MeV : A Status report*. PTB-Bericht N 9, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 1993. ISBN 3–89429–328–4
- [69] BUFFLER, A. ; BROOKS, F. D. ; ALLIE, M. S. ; BINNS, P. J. ; LANGEN, K. M. ; DANGENDORF, V. ; NOLTE, R. ; SCHUHMACHER, H.: Measurement of neutron energy spectra from 15-150 MeV using stacked liquid scintillators. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 476 (2002), S. 181–185
- [70] ELJEN TECHNOLOGY: *Produktbeschreibung*. <http://www.eljentechnology.com/>
- [71] PHOTONIS INC.: *Produktbeschreibung*. <http://www.photonis.com/industry-science>
- [72] TITTELMEIER, K. ; BARRENSCHEEN, H. J.: *Stabilisierung von Szintillationsdetektoren*. PTB-Laborbericht 6.42-03-2, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2003
- [73] DAVIDSON, J. ; JARMIE, N. ; NIETHAMMER, A.: *RELKIN: A Two-Body Relativistic Kinematic Code*. LA-4349, Los Alamos National Laboratory, 1969
- [74] SCHÖLERMANN, H. ; KLEIN, H.: Optimizing the Energy Resolution of Szintillation Counters at high Energies. In: *Nuclear Instruments and Methods* 169 (1980), S. 25–31
- [75] FORD, R. L. ; NELSON, W. R.: The EGS code system (Version 3). In: *Stanford Linear Accelerator Center Report SLAC-210* (1978)
- [76] NOLTE, R.: Private Kommunikation: Simulationsprogramm für die Optimierung der Lichtsammlung in Szintillationsdetektoren.
- [77] BICRON: *Produktbeschreibung*. <http://www.detectors.saint-gobain.com>
- [78] ORTEC: *Catalog Edition 10*. <http://www.ortec-online.com>
- [79] SAILOR, W. C. ; BYRD, R. C. ; YARIV, Y.: Calculation of the pulse-height response of organic scintillators for neutron energies  $28 < E_n < 492$  MeV. In: *Nuclear Instruments and Methods* 277 (1989), S. 599–607
- [80] CECIL, R. A. ; ANDERSONA, B. D. ; MADEYA, R.: Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV. In: *Nuclear Instruments and Methods* 161 (1979), S. 129–130

- [81] TECHNICAL REPORT SERIES NO. 403: *Compendium of Neutron Spectra and Detector Responses for Radiation Protection Purposes*. International Atomic Energy Agency, 2001. – ISBN 92–0–102201–8
- [82] TITTELMEIER, K.: Private Kommunikation: Erfahrungen mit der LED-Stabilisierung von Szintillationsdetektoren.
- [83] MATZKE, M.: Unfolding Procedures. In: *Radiation Protection and Dosimetry* 107 (2003), S. 155–174
- [84] REGINATTO, M.: What can we learn about the spectrum of high-energy stray neutron fields from Bonner Sphere measurements? In: *Radiation Measurements* 44 (2009), S. 692–699
- [85] REGINATTO, M.: Resolving power of a multisphere neutron spectrometer. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 480 (2002), S. 155–174
- [86] REGINATTO, M. ; GOLDHAGEN, P.: MAXED, a computer code for maximum entropy deconvolution of multiphase neutron spectrometer data. In: *Health Physics* 77 (1999), S. 579
- [87] LUNN, D. J. ; THOMAS, A. ; BEST, N. ; SPIEGELHALTER, D.: *WinBUGS – a Bayesian modelling framework: concepts, structure, and extensibility*. <http://www.mrc-bsu.cam.ac.uk/bugs/>
- [88] KLUGE, H.: *Irradiation facility with radioactive reference neutron sources: Basic principles*. PTB-Bericht N-34, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 1998. ISBN 3–89701–192–1
- [89] KOCH, S.: Private Kommunikation: Dosisleistung und totale Neutronenfluenz der für die Messkampagne verwendeten Quelle.
- [90] MITAROFF, A. ; SILARI, M.: The CERN-EU high energy Reference Field (CERF) facility for dosimetry at commercial flight altitudes and in space. In: *Radiation Protection Dosimetry* 102 (2002), S. 7–22
- [91] JURADO, B. ; SCHMIDT, K.-H ; BEHRM, K.-H: Application of a secondary electron transmission monitor for high precision intensity measurements of relativistic heavy ion beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 483 (2002), S. 603–610
- [92] SCHARDT, D.: Private Kommunikation: Kalibrierfaktoren der Strahlmonitore im Experimentierareal *Cave A*.
- [93] SILARI, M. ; AGOSTEO, S. ; BECK, P. ; BEDOGNI, R. ; CALE, E. ; CARESANA, M. ; DOMINGO, C. ; DONADILLE, L. ; DUBOURG, N. ; ESPOSITO, A. ; FEHRENBACHER, G. ; FERNÁNDEZ, F. ; FERRARINI, M. ; FIECHTNER, A. ; FUCHS, A. ; GARCÍA, M. J. ; GOLNIK, N. ; GUTERMUTH, F. ; KHURANA, S. ; KLAGES, Th. ; LATOCHA, M. ; MARES, V. ; MAYER, S. ; RADON, T. ; REITHMEIER, H. ; ROLLET, S. ; ROOS, H. ; RÜHM, W. ; SANDRI, S. ; SCHARDT, D. ; SIMMER, G. ; SPURNÝ, F. ; TROMPIER, F.

- ; VILLA-GRASA, C. ; WEITZENEGGER, E. ; WIEGEL, B. ; WIELUNSKI, M. ; WISSMANN, F. ; ZECHNER, A. ; ZIELCZYNSKI, M.: Intercomparison of radiation protection devices in a high-energy stray neutron field. Part III: Instrument response. In: *Radiation Measurements* 44 (2009), S. 373–691
- [94] GUNZERT-MARX, K.: *Nachweis leichter Fragmente aus Schwerionenreaktionen mit einem BaF<sub>2</sub>-Teleskop-Detektor*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2004
- [95] NOLTE, R. ; ALLIE, M. S. ; BINNS, P. J. ; BROOKS, F. D. ; BUFFLER, A. ; DANGENDORF, V. ; MEULDERS, J. P. ; ROOS, F. ; SCHUHMACHER, H. ; B., Wiegel: High-energy neutron reference fields for the calibration of detectors used in neutron spectrometry. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 476 (2002), S. 369–373
- [96] HILDEBRAND, A. ; PARK, H. ; KHURANA, S. ; R.NOLTE ; SCHMIDT, D.: *Experimental Determination of the Response Matrix of a BC501 Scintillation Detector using a Wide Neutron Spectrum - A Status Report*. PTB-Laborbericht 6.42-05-1, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2005
- [97] LUSZIK-BHADRA, M. ; HOHMANN, E.: A new neutron monitor for pulsed fields at high-energy accelerators. In: *Proceedings of the IRPA Congress 2008; Buenos Aires* (2008). <http://www.irpa12.org.ar/fullpapers/FP3384.pdf>
- [98] WICKMANN, D.: *Bayes-Statistik. Einsicht gewinnen und entscheiden bei Unsicherheit*. 1998. ISBN 978–34111–4671–0
- [99] SIVIA, D. S.: *Data Analysis, A Bayesian Tutorial*. 1996. ISBN 0–19–851889–7
- [100] GELMAN, A. ; CARLIN, J. B. ; STERN, H. S.: *Bayesian Data Analysis, Second Edition (Texts in Statistical Science)*. 2003. ISBN 1–58488–388–X
- [101] REGINATTO, M. ; WIEGEL, B. ; ZIMBAL, A. ; LANGNER, F.: *UMG 3.3 - Unfoldig with MAXED and GRAVEL*. NEA 1665/03, 2004
- [102] REGINATTO, M. ; HOHMANN, E. ; WIEGEL, B.: How accurately can we determine spectra in high-energy neutron fields with Bonner Spheres. In: *Nuclear Technology* 168 (2009), S. 328–332
- [103] SKILLING, J. (EDITOR): Classic maximum entropy. In: *Maximum entropy and Bayesian methods* (1989), S. 45ff
- [104] REGINATTO, M. ; GOLDHAGEN, P. ; NEUMANN, S.: Spectrum unfolding, sensitivity analysis and propagation of uncertainties with the maximum entropy deconvolution code MAXED. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 476 (2002), S. 242
- [105] MCELROY, W. N. ; BERG, S. ; CROCKETT, T. ; HAWKINGS, R. G.: A computer-automated iterative method for neutron flux spectra determination by foil activation. In: *Air Force Weapons Laboratory Report AFWL-TR-67-41* (1967)

- [106] FAST COMTEC: *Produktbeschreibung*. <http://www.fastcomtec.com/>
- [107] X-5 MONTE CARLO TEAM: *MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Volume I: Overview and Theory*. LA-UR-03-1987, Los Alamos National Laboratory, 2003
- [108] FASSO, A. ; FERRARI, A. ; SALA, P. R.: Radiation transport calculations and simulations. In: *Radiation Measurements* 137 (2009), S. 118–133
- [109] PELOWITZ, D. B. (EDITOR): *MCNPX (TM) USER'S MANUAL, Version 2.6.0*. <http://mcnpx.lanl.gov>. Version: 2008