
Geant4 Simulation eines Detektor-Arrays mit Flüssigszintillatoren BC-501A

Geant4 Simulation of a Detector Array with Liquid Scintillators BC-501A.
Bachelor-Thesis von Maxim Singer
Februar 2012



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik
AG von Neumann-Cosel

Supported by the DFG through SFB 634.



Geant4 Simulation eines Detektor-Arrays mit Flüssigszintillatoren BC-501A
Geant4 Simulation of a Detector Array with Liquid Scintillators BC-501A.

Vorgelegte Bachelor-Thesis von Maxim Singer

1. Gutachten: Prof. Dr. rer. nat. Peter von Neumann-Cosel
2. Gutachten: Dipl.-Phys. Simela Aslanidou

Tag der Einreichung:

Abstract

Within the *Sonderforschungsbereich* 634 of the *Deutsche Forschungsgemeinschaft* at the *Technische Universität Darmstadt* a neutron detector ball at the superconducting electron accelerator S-DALINAC is constructed, which will be used in coincidence electron-scattering experiments for systematic studies of giant resonances. The ball consists of 13 liquid scintillator detectors of the type 5"× 2" BC-501A and covers a solid angle of about 1.3π . The detector type registers neutrons in an energy range from 0.5 MeV up to 20 MeV and shows a good γ/n -discrimination capability.

This work describes the implementation of a Monte-Carlo simulation for the study of detector responses using the toolkit Geant4. The pulse height distributions of gamma and neutrons in a single scintillator of the type BC-501A is calculated, as well as the efficiency of the detector ball and crosstalk between detectors.

Zusammenfassung

Im Rahmen des *Sonderforschungsbereiches* 634 der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* wird an der *Technischen Universität Darmstadt* am supraleitenden Elektronenbeschleuniger S-DALINAC ein Neutronendetektorball aufgebaut, welcher zur systematischen Untersuchung von Riesenresonanzen in koinzidenten Elektronenstreuexperimenten eingesetzt werden soll. Der Detektorball setzt sich aus 13 Flüssigszintillatordetektoren des Typs 5"× 2" BC-501A zusammen und deckt einen Raumwinkel von ungefähr 1.3π ab. Die eingesetzten Detektoren ermöglichen einen Nachweis von Neutronen in einem Energiebereich von 0.5 MeV bis 20 MeV und weisen gute γ/n -Diskriminierungseigenschaften auf.

Diese Arbeit beschreibt die Implementierung einer Monte-Carlo Simulation zur Untersuchung der Detektorantworten mit dem Programm Geant4. Die Pulshöhenverteilung von Gammaquanten und Neutronen in einem einzelnen Szintillator des Typs BC-501A wurde berechnet, ebenso wie die Effizienz des Detektorballs und Crosstalk zwischen den Detektoren.



Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Detektion von schnellen Neutronen	3
2.2	Neutronenwechselwirkung mit Materie	4
2.3	Lichtfunktion	4
2.4	Detektorauflösung	6
3	Simulation	7
3.1	Physikalische Prozesse in Geant4	7
3.2	Geometrie	8
3.3	Implementierung	9
4	Ergebnisse	11
4.1	Validierung der Implementierung	11
4.1.1	Elektromagnetische Wechselwirkung	11
4.1.2	Neutronenphysik	13
4.2	Detektorantwort für monoenergetische Neutronen	14
4.3	Effizienz	16
4.4	Crosstalk	18
5	Zusammenfassung und Ausblick	22



1 Einführung

Am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC an der Technischen Universität Darmstadt werden am QClam-Spektrometer Elektronenstreuexperimente zur Untersuchung der Kernstruktur mit dem Schwerpunkt Riesenresonanzen durchgeführt. Eine gute Methode für solche Experimente stellt die koinzidente inelastische Elektronenstreuung der Form $(e,e'n)$ dar. Sie erlaubt eine Eliminierung des unerwünschten Untergrunds wie in der Abbildung 1 veranschaulicht wird.

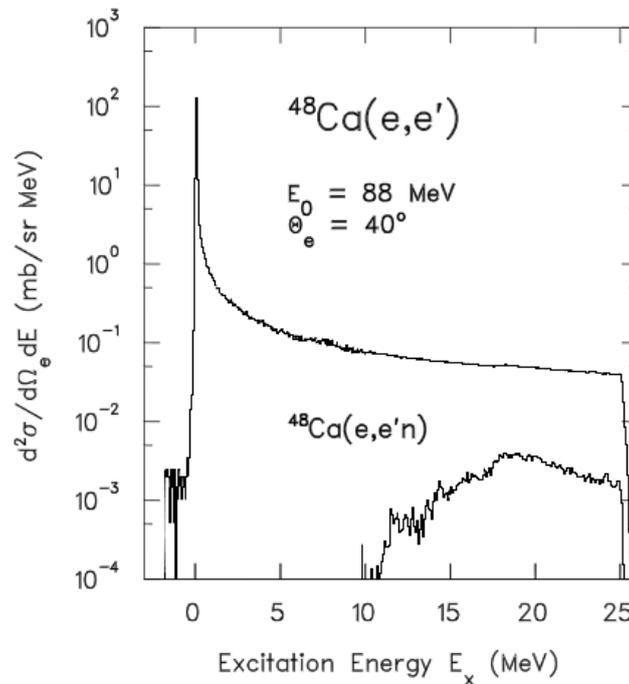


Abbildung 1: Vergleich der Wirkungsquerschnitte für inklusive (e,e') und koinzidente $(e,e'n)$ Elektronenstreuung an ^{48}Ca [1]. Für inklusive Elektronenstreuung dominiert der Strahlenschwanz der elastischen Linie den physikalischen Untergrund. Im Gegensatz dazu ist der koinzidente Wirkungsquerschnitt davon frei.

Bei diesen Koinzidenzexperimenten sind die Wirkungsquerschnitte sehr klein, so dass bei der Detektion ein möglichst großer Raumwinkel abgedeckt werden muss, um eine gute Statistik zu erreichen. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen einer Dissertation [2] ein Detektor-Array in Form eines Balles entworfen (Abbildung 2). Als Detektoren kommen Flüssigszintillatoren des Typs BC-501A zum Einsatz. Diese sind durch ihre gute γ/n -Diskriminierung und den Arbeitsbereich der Energien von 0.5 MeV bis 20 MeV besonders für diesen Einsatzzweck geeignet.

Eine wichtige Voraussetzung für zukünftige Experimente ist das Verständnis von Effizienz des Gesamtaufbaus und der Anteil von Crosstalk zwischen den Detektoren. Für diese Aufgabe werden meist computergestützte Simulationen verwendet. Dabei ist der Einsatz von Monte-Carlo-Methoden weit verbreitet, da sie die Wechselwirkung von Strahlung in Materie angemessen nachbilden können.

Die Detektion von Neutronen in einem einzelnen Flüssigszintillator lässt sich mit dem Monte-Carlo Code NRESP7 [3] simulieren. Dieser Code liefert eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten [4][5], jedoch erlaubt es keine komplexe Geometrie oder die Simulation mehrerer Detektoren. So lassen sich neben der Neutronenenergie, den Detektorabmessungen und der Auflösungsfunktion nur wenige Parameter einstellen. Um diesen Beschränkungen zu entgehen wird der Monte-Carlo Code Geant4 [6] verwendet. Es ist ein umfassendes Werkzeug, das insbesondere für komplexe Geometrien und Simulationen mit mehreren Detektoren geeignet ist.

Ziel der vorliegenden Bachelor-Arbeit ist es mit Hilfe von Geant4 eine Simulation für den im Neutronenball verwendeten Detektor des Typs BC-501A zu implementieren, und dabei die Detektorantwort von Photonen und Neutronen zu untersuchen. Die Güte der Simulation soll durch Vergleiche mit theoretischen Vorhersagen und NRESP7-Simulationen überprüft werden. Weiterhin soll die Relevanz von Crosstalk zwischen den Szintillatoren im Detektorball für spätere Experimente untersucht werden.

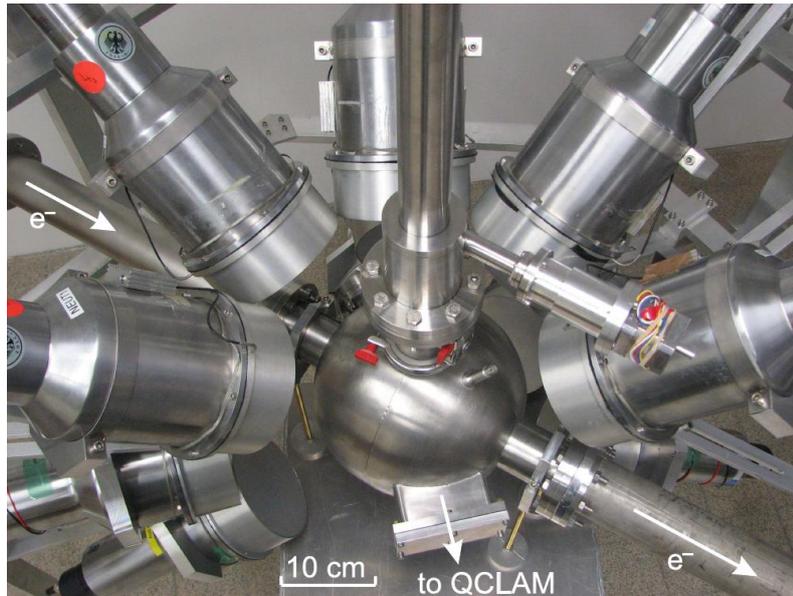


Abbildung 2: Der Detektorball am QClam-Spektrometer. Im Zentrum ist die Streukammer zu sehen.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden die Grundlagen für den Nachweis von Neutronen im Szintillator erläutert. Die wesentlichen Bestandteile der Simulation werden in Kapitel 3 charakterisiert. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der Simulation und Vergleiche mit Experimenten und bestehenden Rechnungen diskutiert. Abschließend werden im Kapitel 5 alle Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

2 Grundlagen

2.1 Detektion von schnellen Neutronen

Schnelle Neutronen (1-20 MeV) werden indirekt über die Rückstoßteilchen detektiert. Ein Neutron dringt in das Szintillationsmaterial ein und streut an den Atomkernen, woraufhin letztere als positiv geladene Teilchen durch elektromagnetische Prozesse die Moleküle im Szintillatormaterial anregen. Die Moleküle gehen nach einer kurzen Zeit in den Grundzustand über und senden dabei Licht im sichtbaren Spektrum aus, welches anschließend durch den Photomultiplier in ein Stromimpuls umgewandelt und durch weitere Elektronik detektiert wird.

Als Szintillatormaterial kommt in dem hier verwendeten Detektor vom Typ BC-501A Xylole (C_8H_{10}) zum Einsatz [7]. Die Moleküle dieser Flüssigkeit besitzen sogenannte π -Elektronen, die keinem Atom zugeordnet sind, sondern vielmehr eine Überlagerung von Elektronenorbitalen mehrerer Atome sind. Diese quasifreien Elektronen können in einen Singlett- oder einen Triplett-Zustand angeregt werden. Jeder dieser Zustände besitzt wiederum mehrere Vibrationsunterzustände, wie im Levelschema der π -Elektronen in Abbildung 3 zu sehen ist.

Regt ein den Szintillator durchfliegendes geladenes Teilchen einen Singlett-Zustand S^{**} an, so geht das Molekül nach einigen Pikosekunden strahlungslos in den ersten Singlett-Zustand S^* über. Der letztere geht nach einigen weiteren Nanosekunden durch Emission eines Photons in den Grundzustand S_0 über, wobei mit einer hoher Wahrscheinlichkeit einer der Vibrationszustände besetzt wird, so dass die Energie des ausgesandten Photons nicht mehr ausreicht um ein anderes Molekül im Szintillatormaterial anzuregen. Das Szintillatormaterial wird für das emittierte Licht durchsichtig. Dieser Fluoreszenzvorgang wird als die schnelle Komponente des Szintillationsprozesses bezeichnet.

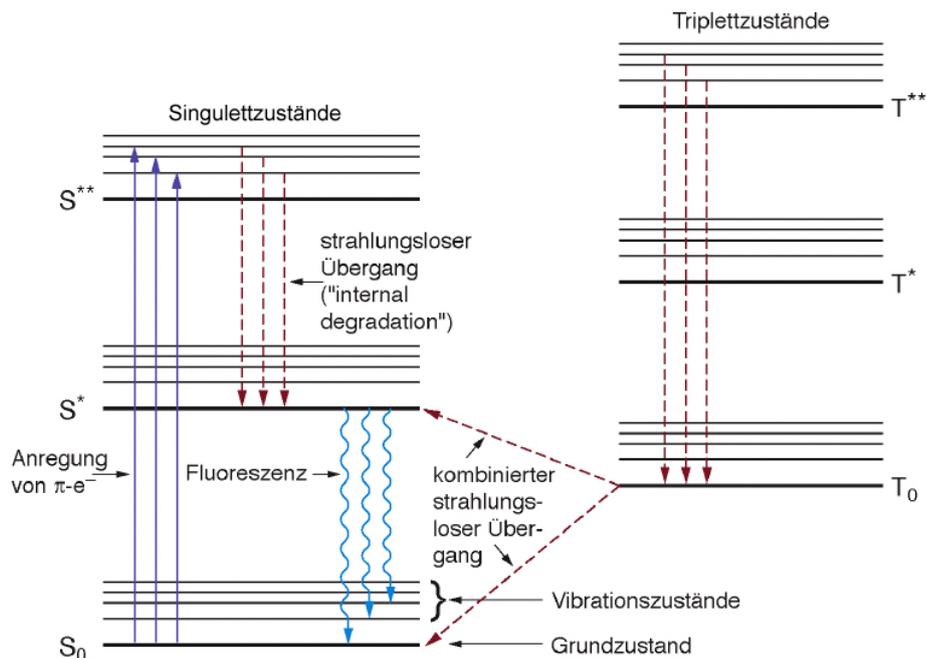


Abbildung 3: Energieschema eines organischen Szintillationsmaterials mit π -Elektronen [8]. Singlett-Zustände zerfallen in wenigen Nanosekunden über den Fluoreszenzvorgang. Triplett-Zustände zerfallen über einen strahlungslosen Übergang in den Triplett-Grundzustand. Zwei Triplett-Grundzustände wechselwirken miteinander und zerfallen in einen Singlett-Grundzustand und einen angeregten Singlett-Zustand.

Wird dagegen ein Triplett-Zustand T^{**} angeregt, so geht er nach einigen Pikosekunden strahlungslos in den Triplett-Grundzustand T_0 über. Der direkte Übergang in den Singlett-Grundzustand S_0 ist aufgrund der Multipolwahlregeln stark unterdrückt und geschieht nach einigen hundert Nanosekunden durch einen Umweg. Dabei wechselwirken zwei Triplett-Zustände so, dass das eine Molekül unter Aussendung eines Photons in den Singlett-Grundzustand S_0 und das andere in den ersten angeregten Singlett-Zustand S^* übergeht. Der Singlett-Zustand S^* zerfällt anschließend über den Fluoreszenzvorgang. Dieser Vorgang wird als die langsame Komponente bezeichnet.

Elektronen, die durch Gamma-Strahlung beschleunigt werden, regen überwiegend den Singlett-Zustand an, schwere Teilchen wie Protonen und α -Teilchen dagegen den Triplett-Zustand. Diese Tatsache erlaubt eine γ/n -Diskriminierung, z.B. durch Pulsformintegration in unterschiedlich langen Zeitfenstern [9][10].

2.2 Neutronenwechselwirkung mit Materie

Die Neutronen geben ihre Energie E_n durch einen oder mehrere Stoßprozesse an die Atomkerne im Szintillator ab. Wird der elastische Stoß für nichtrelativistische Geschwindigkeiten betrachtet, so ergibt sich aus der Energie- und Impulserhaltung eine Gleichung für den maximalen Energieübertrag E_r auf den Targetkern mit der Massenzahl A .

$$E_r(E_n, A, \theta) = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \cos^2(\theta) \quad (1)$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen den Projektivektoren vor und nach dem Streuvorgang im Laborsystem. Beträgt er 0° , so wird der maximal möglicher Betrag der kinetischen Energie des Neutrons auf das Target übertragen. Für Protonen und ^{12}C -Kerne beträgt der maximale Energieübertrag 100% bzw. 28% der Neutronenenergie. Daraus resultiert, dass die Neutronen in der Regel mehrere Stöße brauchen um ihre gesamte Energie an andere Teilchen zu übertragen.

Da in obiger Beziehung alle Winkel gleich häufig vorkommen, wird unter der Annahme der elastischen Streuung für die Verteilung der Rückstoßprotonen in einem reinen Wasserstoffgemisch eine Gleichverteilung erwartet. Da Xylene auch ^{12}C -Kerne enthält, gibt es eine Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron zuerst an diesem stößt bevor es mit einem Wasserstoff Kern zusammenstößt. Wenn man von einem vorausgehenden Neutron- ^{12}C -Kern-Stoß ausgeht, führt dies zur einer Gleichverteilung mit einem Abfall ab 72% der maximalen Neutronenenergie (Abbildung 4)[11].

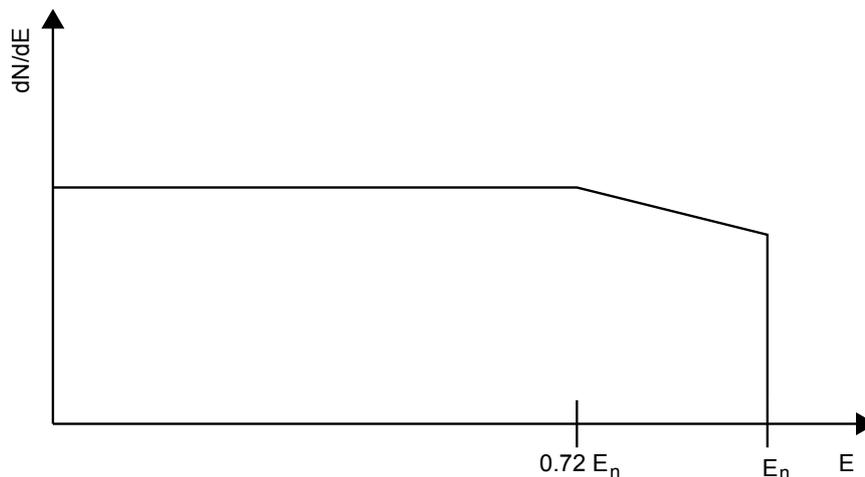


Abbildung 4: Ideale Verteilung der Protonenenergien nach dem ersten Neutronenstoß in einem H/C-Gemisch. Der Abfall bei 72% der Neutronenenergie kommt dadurch zustande, dass ein Teil der Neutronen bereits 28% der Energie bei einem Stoß mit einem C-Kern verlieren, bevor sie mit einem H-Kern zusammenstoßen.

Ab etwa 5 MeV Neutronenenergie gewinnen inelastische Streuprozesse an Bedeutung. Bei noch höheren Energien, vor allem ab 9 MeV tragen zwei Konkurrenzreaktion signifikant zur Detektorantwort bei: $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ ab 6.17 MeV und $^{12}\text{C}(n, n')^3\alpha$ ab 7.98 MeV [11].

2.3 Lichtfunktion

Eine Lichtfunktion gibt den Zusammenhang zwischen der deponierten Energie im Szintillator und der daraus resultierenden Lichtproduktion an. Jeder Detektor hat eine eigene Lichtfunktion, die neben der Teilchenart durch verschiedene Faktoren wie Szintillatormaterial und Form, innere Beschichtung, Lichtleitereigenschaften, sowieso chemische Verunreinigungen bestimmt wird.

In Abbildung 5 ist die Form der Lichtfunktionen für den BC-501A-Detektor gezeigt. Für Elektronen ist die Lichtfunktion für Energien größer 100 keV linear, für Protonen, α -Teilchen und schwerere Partikel ergibt sich dagegen ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen der produzierten Lichtmenge und der deponierten Energie im Szintillator [12]. Die Lichtfunktionen selbst werden durch Fits aus empirischen Daten bestimmt.

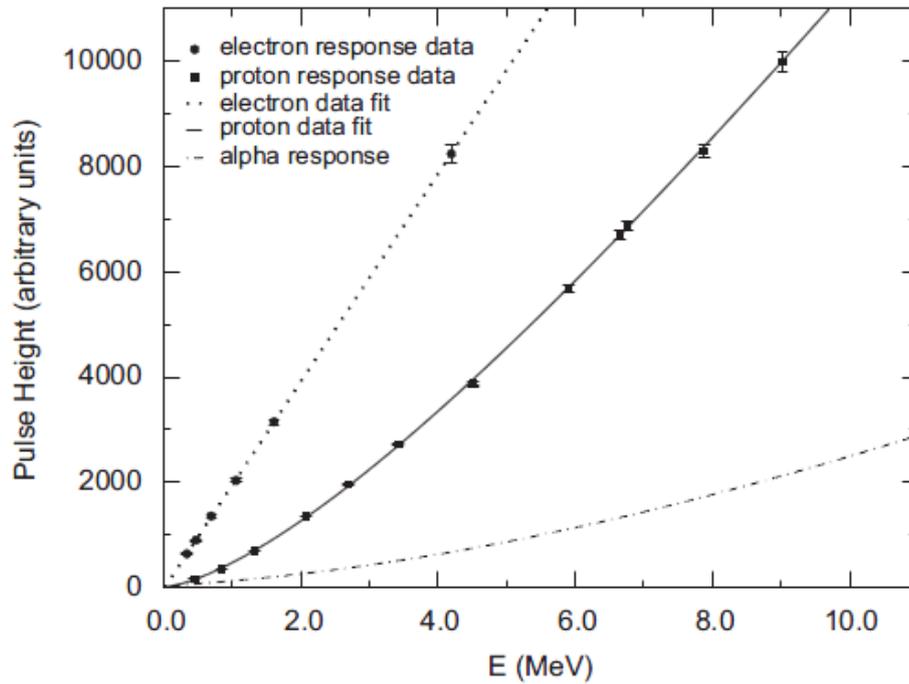


Abbildung 5: Experimentelle Lichtausbeute eines BC-501A-Detektors in Abhängigkeit von Energie und Partikelart [13].

Die Güte einer Simulation hängt entscheidend von der Lichtfunktion ab. Für eine möglichst präzise Simulation eines konkreten Experimentes müsste die Lichtfunktion für jeden einzelnen Detektor separat bestimmt werden. In der vorliegenden Arbeit werden für die Simulation mit Geant4 die gleichen Lichtfunktionen wie in NRESP7 [3] verwendet um eine möglichst gute Vergleichbarkeit der Detektorantworten zu erzielen (Tab. 1).

Tabelle 1: In der Simulation verwendete Lichtfunktionen. Die Variable E ist die durch die Teilchen deponierte Energie im Szintillatormaterial.

Teilchen	Lichtfunktion L(E)
Proton	$0.07269 \cdot E + 0.11237 \cdot E^2$ für E < 1.50 MeV
	$-0.20570 + 0.35260 \cdot E + 0.01343 \cdot E^2 + 0.00250 \cdot E^3$ für E < 3.50 MeV
	$-0.25999 + 0.34141 \cdot E + 0.03303 \cdot E^2 - 0.00092 \cdot E^3$ für E < 8.00 MeV
	$-1.43180 + 0.69325 \cdot E$ sonst
Alpha	$0.02359 \cdot E^{1.871}$ für E < 6.76 MeV
	$-0.7339 + 0.2332 \cdot E$ sonst
Deuteron	$L_{\text{Proton}}\left(\frac{E}{2}\right) \cdot 2$
$^{12}\text{C}, ^{13}\text{C}, ^{11}\text{B}$	$0.0097 \cdot E$
$^9\text{Be}, ^{10}\text{Be}$	$0.0130 \cdot E$
Elektron	E

2.4 Detektorauflösung

Durch die limitierte Energieauflösung des Detektors im Experiment muss die simulierte Pulshöhenverteilung mit einer Detektorauflösungsfunktion gefaltet werden um eine Vergleichbarkeit mit den Messwerten zu gewährleisten. Dazu verwendet man eine Normalverteilung mit der Halbwertsbreite ΔL . Die Detektorauflösung $\frac{\Delta L}{L}$ in Abhängigkeit von der Lichtausbeute L wird durch folgende Funktion beschrieben [14]:

$$\frac{\Delta L}{L} = \sqrt{\alpha^2 + \frac{\beta^2}{L} + \frac{\gamma^2}{L^2}}. \quad (2)$$

Dabei beschreiben die Parameter folgende Aspekte:

- α - den Einfluss der Position der Photonenemission
- β - die statistischen Variationen (in der Anzahl der Photonen) bei der Lichtemission, Transport und Verstärkung im Photomultiplier
- γ - das Rauschen in der Elektronik.

Diese Parameter werden in der Regel bestimmt, indem ein simuliertes Spektrum so lange in einem iterativen Verfahren gefaltet und mit Messdaten verglichen wird bis die quadratische Abweichung minimal wird. In dieser Arbeit werden als Parameter $\alpha = 0.080 \pm 0.008$, $\beta = 0.070 \pm 0.011$, $\gamma = 0.012 \pm 0.002$ verwendet. Diese Größen wurden im Rahmen einer Diplomarbeit [15] für einen BC-501A-Detektor bestimmt (Abbildung 6).

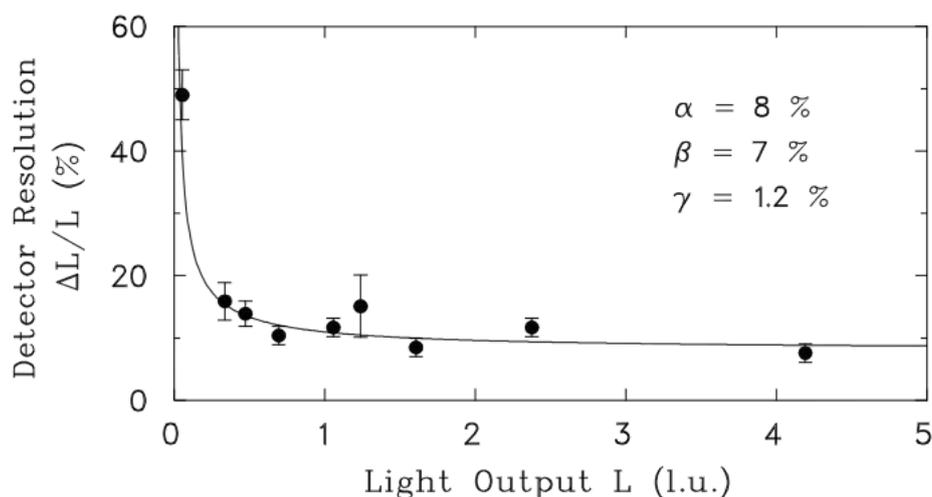


Abbildung 6: Detektorauflösung $\frac{\Delta L}{L}$ in Abhängigkeit von der Lichtausbeute L . Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung der Auflösungsfunktion von Gl. (2) an die Datenpunkte. Sämtliche Daten beziehen sich auf einen Referenzdetektor, der im Rahmen der Diplomarbeit [15] verwendet wurde.

3 Simulation

Für die Simulation des Detektors wurde Geant4 in der Version 4.9.5 verwendet [6][17]. Geant4 ist ein in C++ geschriebenes und auf Monte-Carlo-Methoden basierendes Framework für Simulationen im Bereich der Teilchenphysik. Es erlaubt den Aufbau komplexer Geometrien und der Detektoren. So wurde es beispielsweise verwendet um die CMS- und ATLAS-Detektoren am LHC zu simulieren [18][19].

3.1 Physikalische Prozesse in Geant4

In Geant4 müssen alle physikalischen Prozesse explizit angegeben werden. Zu jedem Prozess stehen mehrere Modelle zur Verfügung, die je nach Energiebereich und Einsatzgebiet ausgewählt werden. Die komplette Übersicht aller verwendeten Prozesse ist in Tabelle 2 aufgelistet.

Tabelle 2: In die Simulation eingebundene Prozesse und die dazu entsprechenden Geant4-Modellklassen.

Teilchen	Prozess	Geant4-Prozess
Gamma	Compton-Effekt	G4ComptonScattering
	Paarbildung (e^+, e^-)	G4GammaConversion
	Photoelektrischer Effekt	G4PhotoElectricEffect
Elektron	Mehrfachstreuung	G4eMultipleScattering
	Ionisation	G4eIonisation
	Bremsstrahlung	G4eBremsstrahlung
Positron	Mehrfachstreuung	G4eMultipleScattering
	Ionisation	G4eIonisation
	Bremsstrahlung	G4eBremsstrahlung
	Annihilation	G4eplusAnnihilation
Proton	Mehrfachstreuung	G4hMultipleScattering
	Ionisation	G4hIonisation
	Bremsstrahlung	G4hBremsstrahlung
	Paarbildung	G4hPairProduction
	Inelastische Streuung	G4ProtonInelasticProcess
	Elastische Streuung	G4HadronElasticProcess
Neutron	Mehrfachstreuung	G4hMultipleScattering
	Inelastische Streuung	G4NeutronInelasticProcess
	Elastische Streuung	G4HadronElasticProcess
	Neutroneneinfang	G4HadronCaptureProcess
	Induzierte Kernspaltung	G4NeutronHPFissionData
Deuteron	Mehrfachstreuung	G4hMultipleScattering
	Bremsstrahlung	G4hBremsstrahlung
	Ionisation	G4hIonisation
	Elastische Streuung	G4HadronElasticProcess
	Inelastische Streuung	G4DeuteronInelasticProcess
Alpha	Mehrfachstreuung	G4hMultipleScattering
	Ionisation	G4hIonisation
	Elastische Streuung	G4HadronElasticProcess
	Inelastische Streuung	G4AlphaInelasticProcess
Ionen	Mehrfachstreuung	G4hMultipleScattering
	Ionisation	G4ionIonisation
andere geladene Teilchen	Ionisation	G4hIonisation
alle instabile Teilchen	Zerfall	G4Decay

In dieser Arbeit wird für die Neutronenwechselwirkungen das G4NDL4.0 HP-Modell (High Precision), welches auf experimentellen Wirkungsquerschnitten aus der ENDF/B-VII - Bibliothek [20] basiert und für einen Energiebereich von 0.5 MeV bis 20 MeV ausgelegt ist, verwendet.

Als Modelle für die Streuvorgänge von Deuteronen und α -Teilchen werden G4LElastic und G4LEDeuteronInelastic bzw. G4LElastic und G4LEAlphaInelastic verwendet. Für andere Teilchen werden Modelle verwendet, die in Geant 4.9.5 als Standard eingestellt sind und nicht explizit angegeben werden müssen.

3.2 Geometrie

Für die Simulation wird der Detektor BC-501A auf die wesentlichen Strukturen reduziert. Grundsätzlich werden zwei verschiedene Modelle verwendet.

Das Detektormodell in NRESP7 besteht nur aus einem zylindrischen Aluminiumgehäuse, einem Szintillator und einem Lichtleiter. Entsprechend wird das erste Modell (A) genauso aufgebaut um eine Vergleichbarkeit der Simulationsergebnisse für Neutroneninteraktionen zu gewährleisten.

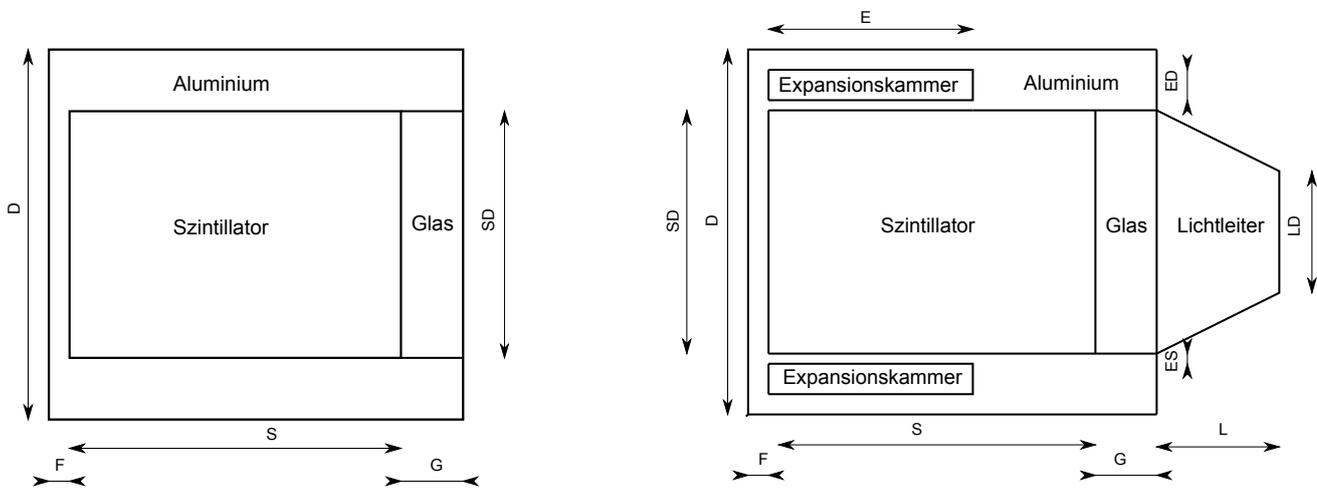


Abbildung 7: In dieser Arbeit verwendetes Detektormodell A links und B rechts. Das Modell A entspricht dem NRESP7-Modell und wird für die Simulation von Neutronenspektren verwendet. Das Modell B wird für die Simulation der Detektoreffizienz und des Crosstalks verwendet.

Tabelle 3: In der Simulation verwendete Abmessungen des Detektors 5" × 2" BC-501A. Alle Angaben in Zentimeter.

	Detektormodell B	Detektormodell A
SD	12.70	12.70
S	5.08	5.08
D	15.24	15.24
F	0.16	0.16
G	0.64	0.64
E	3.65	
ES	0.10	
ED	0.77	
L	4.12	
LD	5.08	

Das zweite Modell (B) entspricht im Wesentlichen dem ersten, nur dass das Aluminiumgehäuse um eine ringförmige Expansionskammer und einen größeren Lichtleiter erweitert wurde. Diesem Modell liegt die Detektorzeichnung des Herstellers zugrunde (Anhang A). Beide Modelle sind in der Abbildung 7 dargestellt. Die dazugehörigen Maßen werden in der Tabelle 3 aufgelistet.

Über die chemische Zusammensetzung der Bauteile des realen Detektors ist wenig bekannt. Beispielsweise ist nicht bekannt welche Aluminiumlegierung oder welches Borosilikatglas als Lichtfenster verwendet wird. So mussten für das Modell B Annahmen gemacht werden. Für das Detektormodell A wurde die gleiche chemische Zusammensetzung wie in NRESP7 verwendet [3]. Chemische Verunreinigungen im Szintillator, die in einem realen Detektor einen starken Einfluss die Lichtemission haben, werden nicht in die Simulation einbezogen. Die komplette Übersicht über alle Materialien und ihre Zusammensetzung ist in der Tabelle 4 dargestellt. Zu beachten ist, dass in NRESP7 die chemische Verbindung $C_5H_8O_2$ für den Lichtleiter durch C_7H_8 ersetzt wird.

Tabelle 4: In der Simulation verwendete Materialien für den BC-501A-Detektor und die Umgebung. Variablen mit dem Prefix G4_ sind in Geant4 intern definierte Materialien und Verbindungen [21].

Bauelement	Chemische Zusammensetzung	Dichte
Szintillator	C_8H_{10}	0.874 g/cm ³
Aluminium	G4_Al	
Glas	G4_Pyrex_Glass	
Expansionskammer	C_8H_{10}	0.874 g/cm ³
Lichtleiter	$C_5H_8O_2$ (in NRESP7: C_7H_8)	1.180 g/cm ³
Luft	G4_AIR	

3.3 Implementierung

Für die Implementierung der Simulation wurde eine Singleton-Klasse [22] GlobalTracker geschrieben. Sie stellt das zentrale Element der ganzen Simulation dar. Im Folgenden soll der in Abbildung 8 dargestellte chronologische Prozessfluss der Simulationsimplementierung skizziert werden.

In der Geant4-Methode PrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* anEvent) wird die Methode GlobalTracker::startNewRun(double energy) aufgerufen. Dadurch wird dem GlobalTracker mitgeteilt, dass ein neues Event gestartet wird, woraufhin interne Listen geleert und andere Variablen mit Standardwerten belegt werden.

In der Methode SteppingAction::UserSteppingAction(const G4Step* step) werden alle Teilchen im Szintillator mit der TrackID und der deponierten Energie über die Methode addEnergy(size_t detNr, double energy, size_t trackID, std::string &particleName) an GlobalTracker übergeben. Dort werden die Werte nach den dazugehörigen Teilchen und den verwendeten Detektoren sortiert in einer Map [23] abgelegt.

Am Ende der Simulation eines Events wird in der Methode EventAction::EndOfEventAction(const G4Event* evt) die Methode GlobalTracker::postRunCalculations() aufgerufen. Darin werden alle Berechnungen der Simulation durchgeführt:

Die Map mit den Teilchen und dazugehörigen deponierten Energien wird durchlaufen, wobei für jedes einzelne Teilchen die Lichtfunktion aufgerufen wird. Es ist besonders wichtig, dass man in der Simulation die Energie jedes einzelnen Teilchens separat speichert und nicht beispielsweise die gesamte deponierte Energie der Protonen pro Event aufsummiert. Letzteres würde aufgrund der Nichtlinearität der Lichtfunktion unweigerlich zur Verfälschung der Ergebnisse führen.

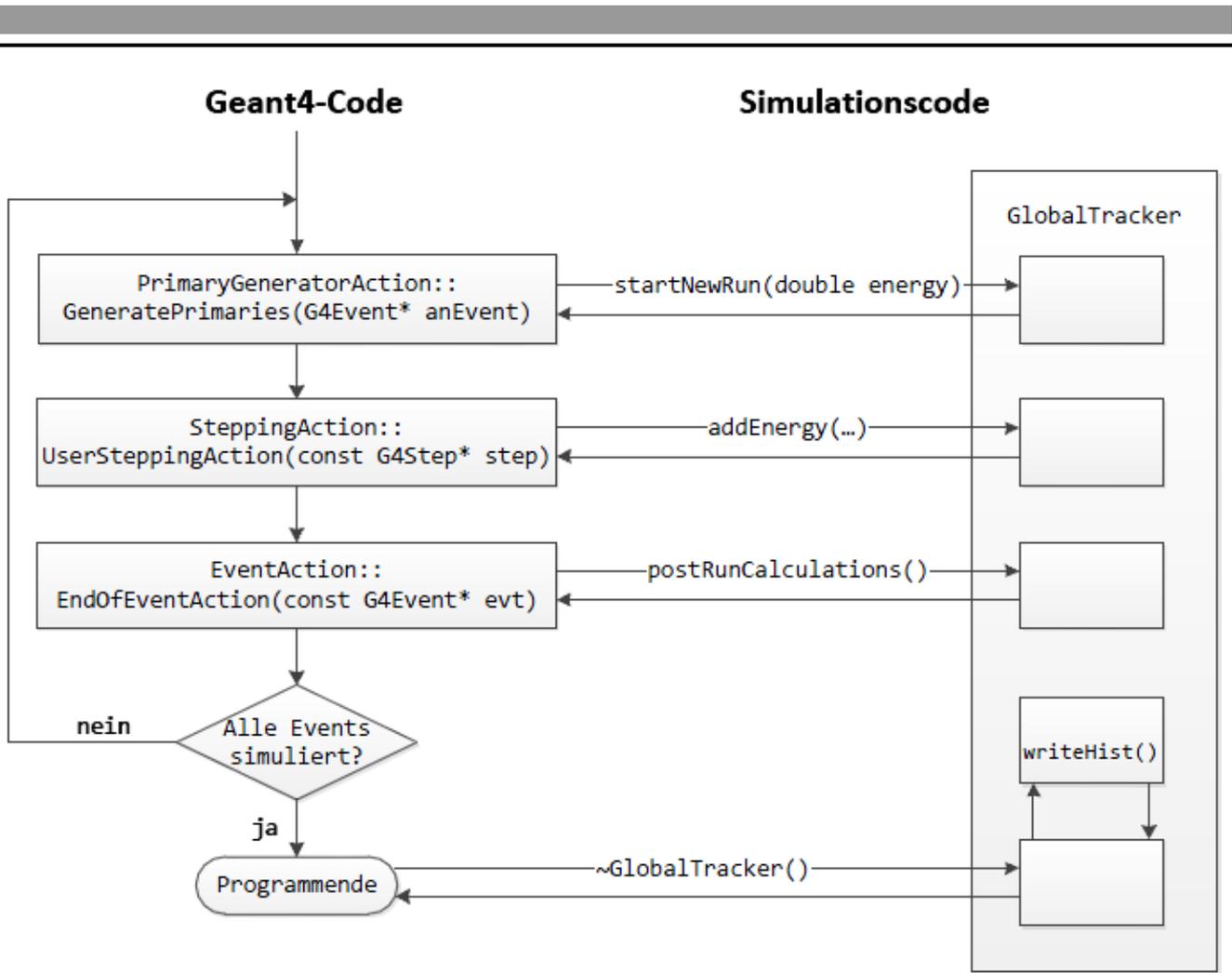


Abbildung 8: Programmfluss der Simulation. Die Klasse GlobalTracker stellt ein globale Instanz zum Sammeln und Auswertung von Simulationsdaten dar.

Die Lichtausbeute für jedes einzelne Teilchen in einem Event wird zur Gesamtlichtausbeute aufsummiert. Danach wird dieser Wert in einem Histogramm abgelegt. Zusätzlich besteht die Möglichkeit ein bereits gefaltetes Spektrum zu bekommen. Dazu wird in das zweite Histogramm ein zufälliger Wert, der auf einer Normalverteilung basiert eingetragen. Dabei ist der Mittelwert durch die Gesamtlichtausbeute und FWHM durch ΔL gegeben.

Weiterhin wird in der Methode `postRunCalculations()` eine Liste von Schwellenenergien durchlaufen und die Berechnungen für die Effizienz und Crosstalk durchgeführt, wobei alle Ergebnisse in Histogramme abgelegt werden.

Dieser Ablauf wird so lange wiederholt bis eine eingestellt Zahl von Events simuliert ist. Beim Beenden des Programms werden alle Histogramme in nach Detektornummern und Teilchenspektren benannten Textdateien geschrieben.

Die wesentlichen Teile des Codes der obig beschriebenen Implementierung sind im Anhang B zu finden.

4 Ergebnisse

4.1 Validierung der Implementierung

4.1.1 Elektromagnetische Wechselwirkung

Zur Erzeugung des Gammaskpektrums wurde die von den Elektronen im Szintillator deponierte Energie betrachtet. Dabei geht die Energie eines Gammaquants abzüglich der Elektronenbindungsenergie E_b vollständig in die kinetische Energie E_e eines Elektrons über. Die Elektronen regen die Szintillatormoleküle an, die wiederum beim Übergang in den Grundzustand Photonen emittieren. Im realen Detektor werden diese Photonen über den Lichtleiter zum Photomultiplier geleitet, in der Simulation entfällt dieser Schritt. Somit ist die Lichtausbeute L im Szintillator bestimmt durch:

$$L(E_e) = E_e - E_b \quad (3)$$

Der freie Parameter E_b stellt ein Offset im Bereich von einigen keV dar und muss durch Verschieben des Spektrums bestimmt werden. Ein Wert von 5 keV hat sich in einer früheren Arbeit als geeignet gezeigt [24].

Für den Vergleich werden die Spektren von ^{137}Cs und ^{207}Bi herangezogen. Beide Spektren wurden im Rahmen einer Bachelor-Thesis [25] aufgenommen. Für ^{207}Bi wurde das Spektrum mit den fünf wahrscheinlichsten Zerfallskanälen simuliert [26]. In der Simulation wird analog zur Messanordnung eine isotrop strahlende Gammaquelle in 28.5 cm Entfernung vom Detektor platziert. Das entstandene Spektrum wird mit der Detektorauflösfunktion gefaltet, auf die Anzahl der Kanäle im Messspektrum umgruppiert und anschließend auf die Fläche des Messspektrums normiert (Abb. 9 und 10).

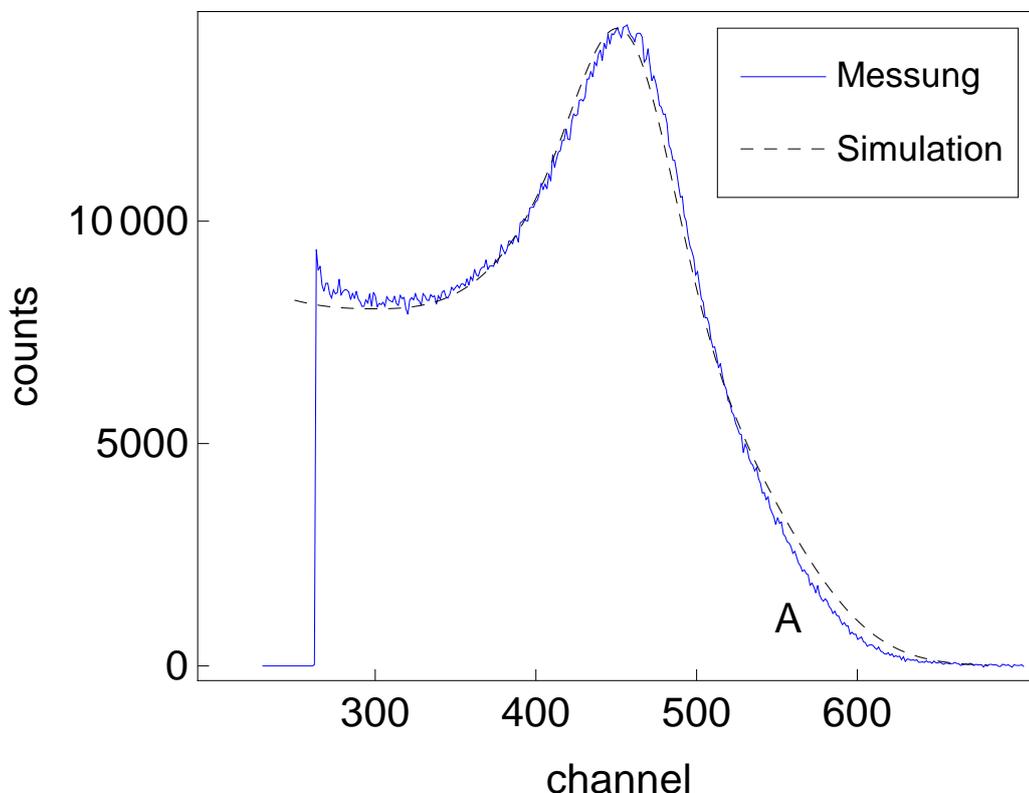


Abbildung 9: Simulierte deponierte Energie von Elektronen im Szintillator im Vergleich zur Messdaten aufgenommen mit einem BC-501A-Detektor in einer Entfernung von 28.5 cm zu einer isotrop strahlenden ^{137}Cs Quelle. Der Buchstabe A markiert die Abweichung im Bereich der Mehrfachstreuung. Zur Normierung wurde die Fläche zwischen den Kanälen 300 und 600 verwendet. Anzahl simulierter Ereignisse: $2 \cdot 10^7$.

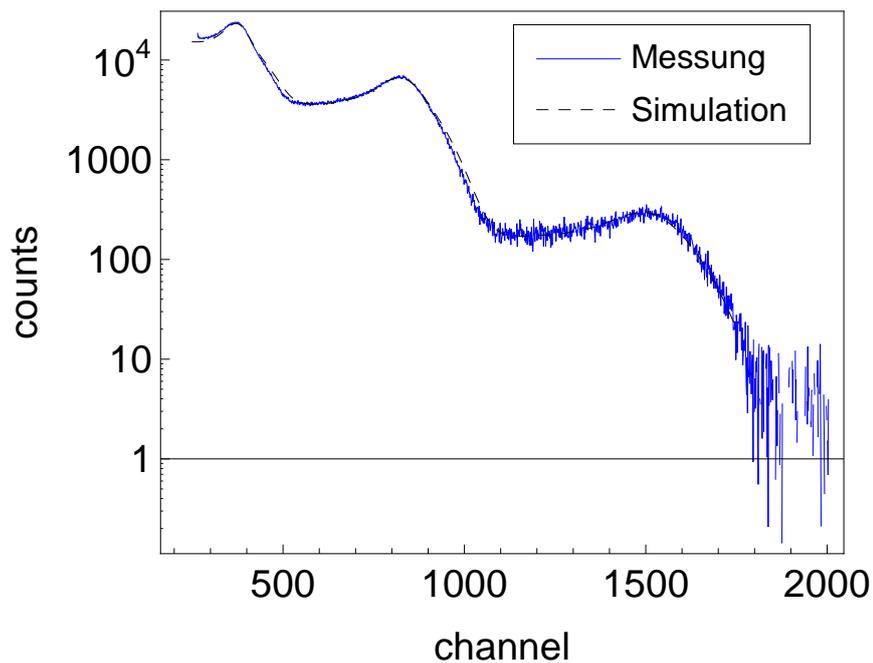


Abbildung 10: Simulierte deponierte Energie von Elektronen im Szintillator im Vergleich zu Messdaten, aufgenommen mit einem BC-501A-Detektor in einer Entfernung von 28.5 cm zu einer isotrop strahlenden ^{207}Bi Quelle. Zur Normierung wurde die Fläche zwischen den Kanälen 300 und 1600 verwendet. Anzahl simulierter Ereignisse: $5 \cdot 10^7$.

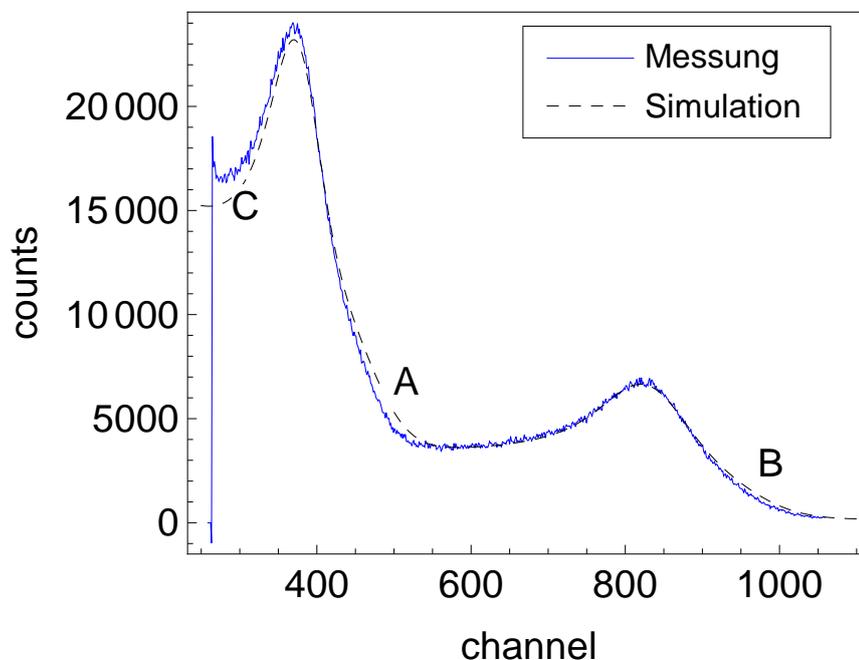


Abbildung 11: Ein Ausschnitt aus der Abbildung 10 in linearer Skalierung. In den Bereichen, die durch die Mehrfachstreuung geformt werden (A und B), gibt es eine Abweichung, deren Ursache nicht geklärt werden konnte. Die Abweichung im Bereich C ist eine Folge der Abweichungen im Bereichen A und B und wird durch die Normierung bedingt.

In beiden Spektren ist eine Abweichung im Bereich der Mehrfachstreuung zu erkennen (Abb. 9 und 11). Die Ursache dafür konnte nicht geklärt werden. Zwar wurden für die Faltung keine systematische Parameteranpassung durch Minimierung des Fehlerquadrats durchgeführt, es wurden jedoch andere Werte für die Detektorauflösung ausprobiert, die aber nicht zur sichtbaren Verbesserung führten.

Bei der Berechnung der Lichtausbeute für Neutronen wird auch die deponierte Energie der Elektronen einbezogen. Da Neutroneninteraktionen aber nur wenige Elektronen erzeugen, ist der Einfluss der letzteren auf die Form der Lichtausbeute gering bis vernachlässigbar. Aus diesem Grund wird die Physik der elektromagnetischer Wechselwirkung für Photonen und Elektronen für die nachfolgenden Simulationen als präzise genug angesehen.

4.1.2 Neutronenphysik

Die Antwortfunktion eines Neutronendetektors hängt in erster Linie von der (n,p)-Streuung ab. Betrachtet man die Energie der ersten Rückstoßprotonen, so wird für Energien unterhalb von 5 MeV eine Gleichverteilung mit einem Abfall ab 72% der Neutronenenergie erwartet. Um diese Erwartung zu verifizieren wird das Rückstoßprotonenspektrum für zwei Energien simuliert. Dazu wird das NRESP7-Modell verwendet und der monoenergetische Neutronenstahl genau auf das Detektorzentrum positioniert. Während bei 4 MeV Neutronenenergie die elastische Streuung noch keine Rolle spielt und die Verteilung im Wesentlichen der theoretischen Erwartung entspricht, wird ihr Einfluss bereits ab 6 MeV im Bereich der niedriger Energien durch eine erhöhte Ereignisrate deutlich (Abb. 12).

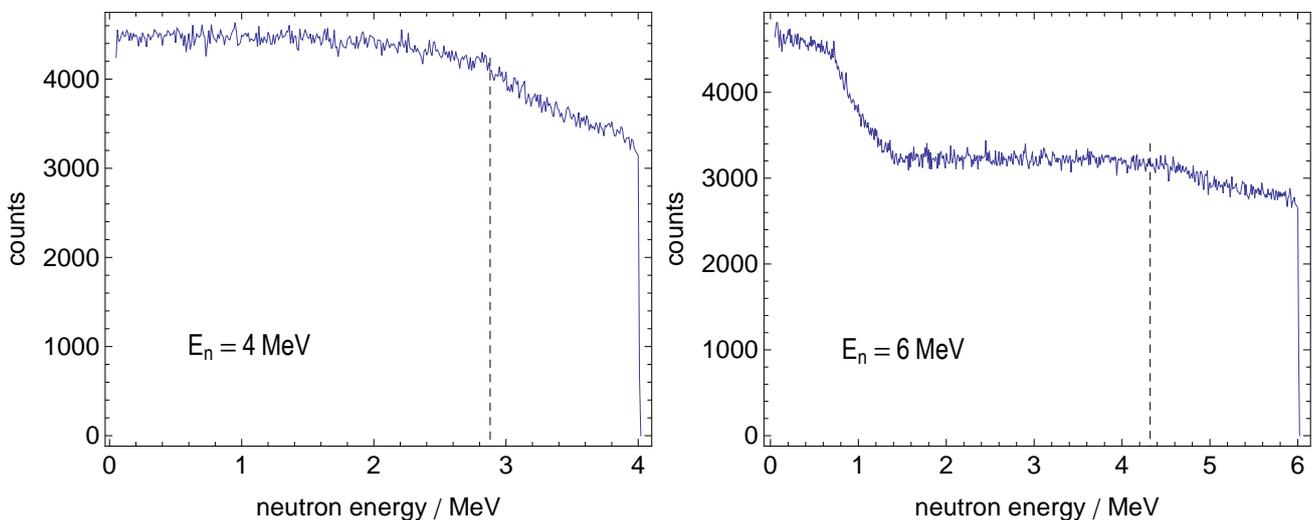


Abbildung 12: Verteilung der Rückstoßprotonen nach dem ersten Stoß bei einer Neutronenenergie von 4 MeV und 6 MeV. Die gestrichelte Linie liegt bei 72% der Protonenenergie. Anzahl simulierter Ereignisse: $6 \cdot 10^6$.

4.2 Detektorantwort für monoenergetische Neutronen

Für die Simulation des Spektrums für monoenergetische Neutronen wird das Detektormodell A verwendet, da es dem NRESP7 Modell entspricht. Der Neutronenstrahl wird zentral auf den Detektorstrahl geschossen. Dies gilt sowohl für die Geant4-, so auch für die NRESP7-Simulation.

Mit NRESP7 werden 10^6 Ereignisse simuliert und für die Geant4-Simulation energieabhängig die Anzahl auf Neutronenenergie / 1keV eingestellt. Es werden keine Energieschwellen gesetzt.

Das NRESP7-Spektrum wird während der Simulation mit der Detektorauflösung gefaltet.

Bei der Normierung bleiben die unteren 20 bzw. 60 Kanäle unberücksichtigt, da das Geant4-Modell für Neutronen für Energien unterhalb von 0.5 MeV ungenau ist. Dabei werden für 2 MeV, 4 MeV und 6 MeV jeweils 20 Kanäle als untere Normierungsgrenzen verwendet. Für das spätere Experiment ist dieser Bereich nicht relevant, da um eine zu hohen Datenuntergrund zu vermeiden Schwellen gesetzt werden und nur Ereignisse oberhalb der Schwelle registriert werden. Für Neutronenenergie von 8 MeV und 10 MeV hat sich eine untere Grenze für die Normierung von 60 Kanälen als sinnvoll erwiesen.

Das Ergebnis für Neutronen mit einer Energie von 2 MeV ist in der Abbildung 13 gezeigt.

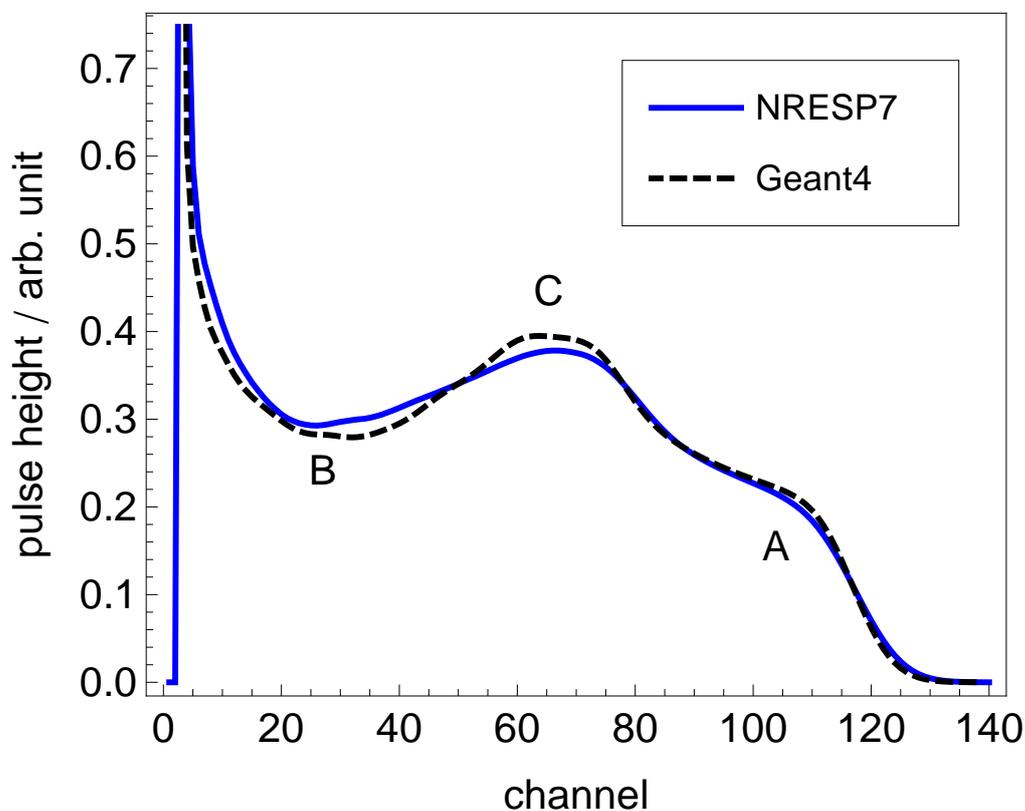


Abbildung 13: Vergleich des 2 MeV - Neutronenspektrums simuliert mit NRESP7 und Geant4. Anzahl simulierter Ereignisse: $2 \cdot 10^6$. Bedeutung und Wahl der Bereiche, siehe Text.

Während es an der Kante des Spektrums (Bereich A) eine gute Übereinstimmung gibt, kommt es im Bereich B zu einem Unterschwinger und im Bereich C entsprechend zum Überschwinger. Diese Symmetrie ist zum Teil durch die Normierung bedingt, da die zwischen den beiden Verläufen eingeschlossene Fläche oberhalb und unterhalb des NRESP7-Graphs gleich ist.

Die Abweichungen ziehen sich systematisch über alle simulierten Energien durch (Abbildung 14). Der Grund dafür konnte nicht abschließend geklärt werden. Eine mögliche Erklärung ist die Tatsache, dass NRESP7 und Geant4 verschiedene Wirkungsquerschnitte für Neutronen benutzen, genauer: NRESP7 verwendet ENDF/B-IV und Geant4 ENDF/B-VII als Berechnungsgrundlage [3][27]. Zudem enthält die von Geant4 benutzte Bibliothek keine Wirkungsquerschnitte für

^{12}C , sondern nur für Kohlenstoff im natürlichen Isotopenverhältnis.

Für die Energien 2 MeV, 4 MeV, 6 MeV und 10 MeV ist die Abweichung des Verlaufs der Detektorantwort im Vergleich zu NRESP7-Spektren kleiner als 8%, wobei der Vergleich auch hier niedrige Kanäle ausschließt. Bei der Neutronenenergie von 8 MeV gibt es im Bereich von 30 bis 60 Kanälen einen Ausreißer mit einer Abweichung von 15%.

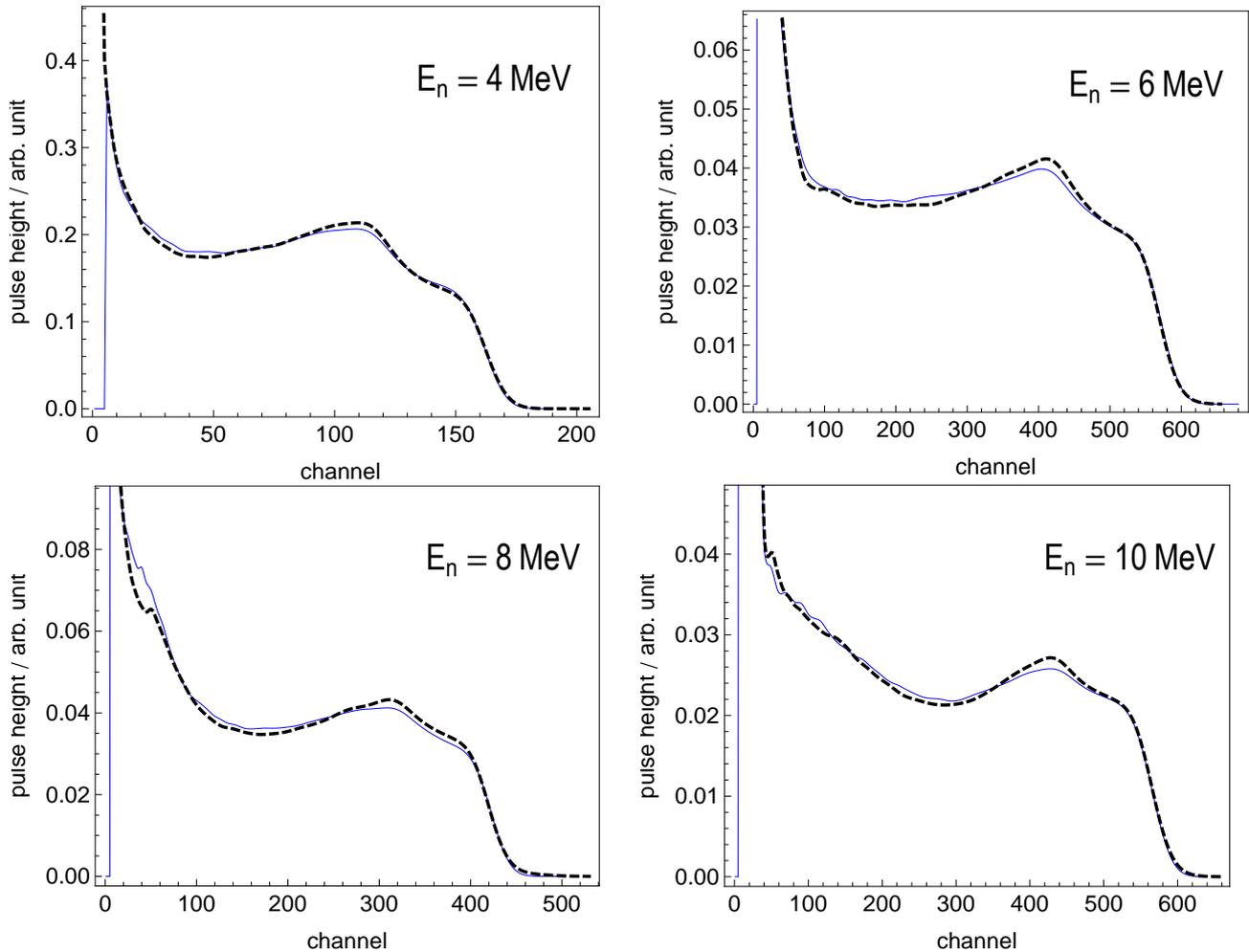


Abbildung 14: Vergleich von Neutronenspektren simuliert mit NRESP7 und Geant4 für Neutronenenergien von 4 MeV, 6 MeV, 8 MeV, 10 MeV.

Höhere Energien wurden probeweise simuliert, aber nicht weiter genauer untersucht, da deutlich wurde, dass in Geant4 wichtige Zerfallskanäle wie die ^{12}C -Aufbruchreaktion $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ nicht implementiert sind bzw. für das NeutronHP-Modell benötigte experimentelle Wirkungsquerschnitte, Winkelverteilungen und Energiezustände nicht vorhanden oder unvollständig sind [28]. Die Einbeziehung der letzteren ist für eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment unerlässlich [29].

4.3 Effizienz

Für die Effizienzbestimmung wird ein Neutronenstrahl zentral auf das Detektormodell B geschossen. Die Energie des Strahls ist gleichverteilt im Bereich von 0 bis 10 MeV. Der Abstand Neutronenquelle-Detektor beträgt 25 cm. Gesammelt werden diejenigen Ereignisse, welche die eingestellte Energieschwelle überschritten haben.

Die Schwellen in Einheiten der Lichtfunktion (Tab. 1) werden willkürlich auf 0, 50, 150, 250 und 350 gesetzt.

Um die relative Häufigkeit zu erhalten wird das Ereignisspektrum durch das Neutronenenergiespektrum geteilt. Dadurch wird der Einfluss des Zufallsgenerators auf die Form der Energiegleichverteilung eliminiert.

Die Abbildung 15 zeigt die simulierte intrinsische Effizienz eines BC-501A Detektors. Die für die Flüssigszintillatoren typische Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit von der Energieschwelle ist klar zu erkennen [11].

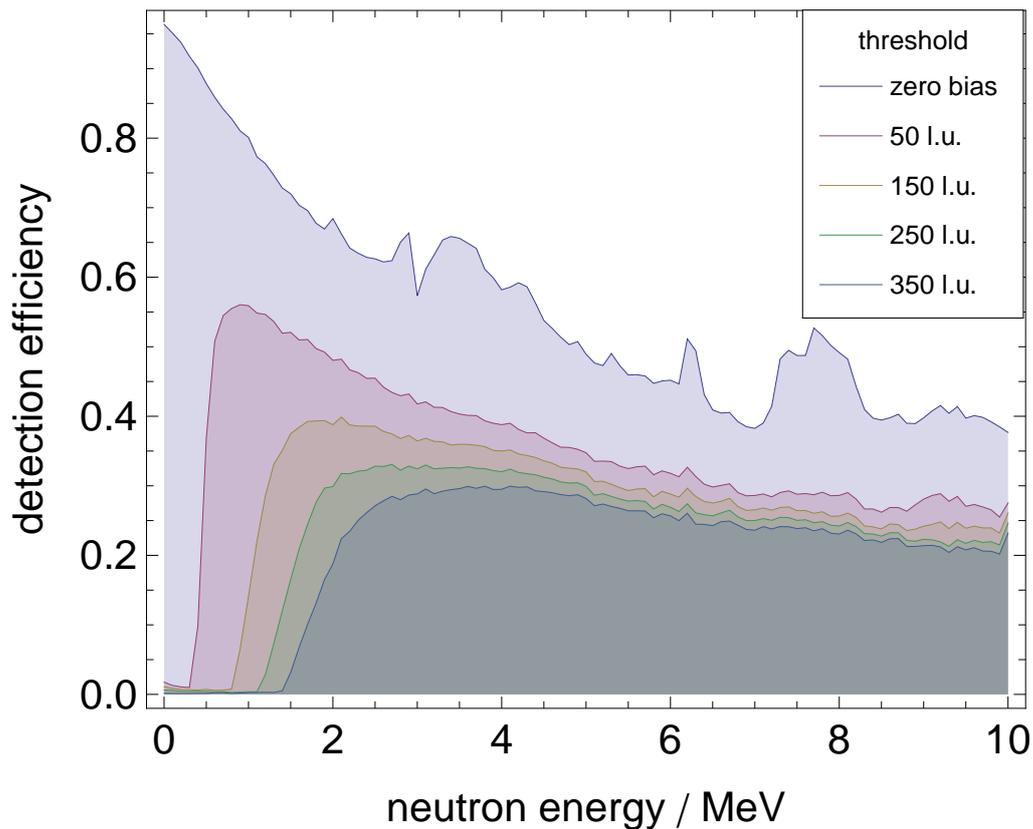


Abbildung 15: Effizienz eines simulierten BC-501A-Detektors in Abhängigkeit der Neutronenenergie und der gesetzten Ansprechschwelle in light units. Die Kanalbreite beträgt 100 keV. Anzahl simulierter Ereignisse: $2 \cdot 10^6$.

Um die Simulationsergebnisse zu verifizieren wird ein Vergleich mit experimenteller Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronen durchgeführt. Dazu wurden die Messdaten aus zwei Arbeiten [15][16] digitalisiert. Dabei wurde nur der Fit zwischen den Messpunkten verwendet. Dementsprechend sind auch keine Unsicherheiten zu sehen. Für den Vergleich wird die Schwelle in der Simulation so lange variiert bis die Anstiegsflanken der beiden Spektren übereinander liegen. Der Verlauf und die absoluten Werte sind mit Ergebnissen aus anderen Arbeiten verträglich (Abb. 16 und 17).

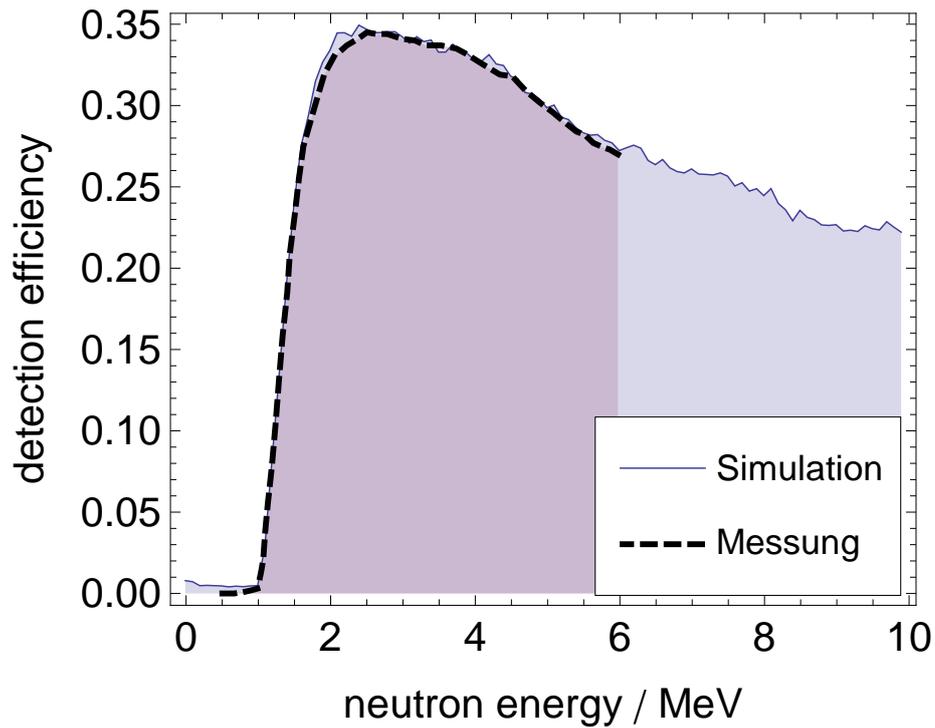


Abbildung 16: Gemessene und simulierte Effizienz eines BC-501A-Detektors in Abhängigkeit der Neutronenenergie. Die Messwerte stammen aus einer Diplomarbeit [15]. Die Schwelle wird auf 0.218 l.u. eingestellt. Anzahl simulierter Ereignisse: $5 \cdot 10^6$.

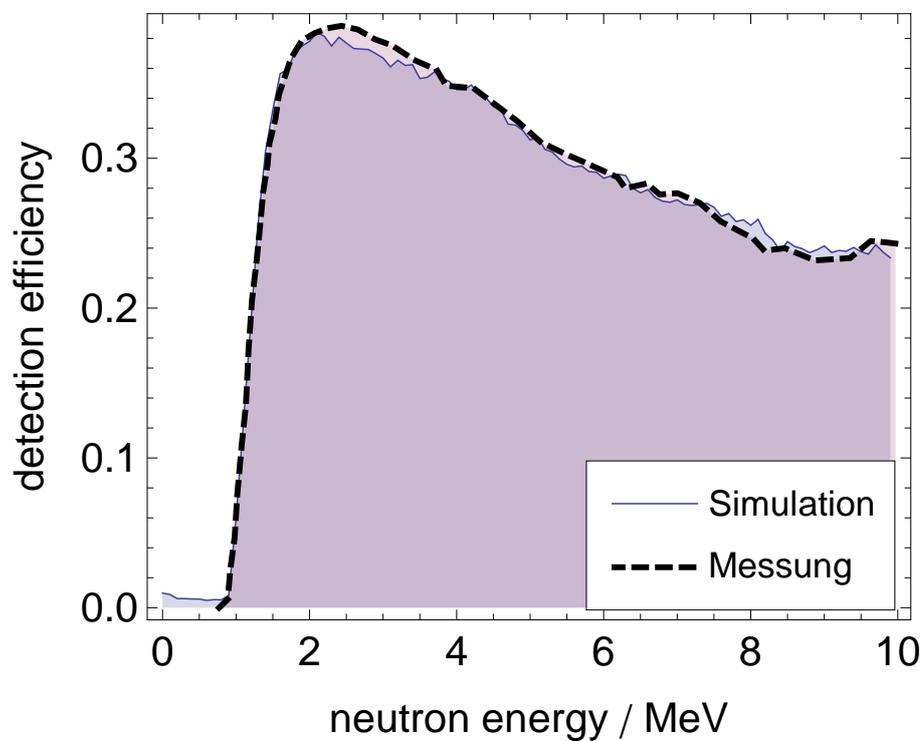


Abbildung 17: Gemessene und simulierte Effizienz eines BC-501A-Detektors in Abhängigkeit der Neutronenenergie. Die Messwerte stammen aus [16], wobei hier analog zur Originalveröffentlichung das simulierte Spektrum um Faktor 1.02 normiert wird. Die Schwelle wird auf 0.177 l.u. eingestellt. Anzahl simulierter Ereignisse: $5 \cdot 10^6$.

4.4 Crosstalk

Durch die Effizienzmessung wird deutlich, dass die Mehrzahl der Neutronen ihre Energie nicht vollständig im Szintillator deponieren. Durch die Streuung im Szintillator kann es vorkommen, dass ein Neutron in mehreren Detektoren ein Signal auslöst. Das Verständnis dieses Vorgangs, der als Crosstalk oder Übersprechen bezeichnet wird, ist besonders wichtig, wenn die Detektoren so nah stehen, wie im Neutronenball am QClam-Spektrometer, bei dem die Abstände konstruktionsbedingt nur wenige Zentimeter betragen und keine Abschirmung zwischen zwei Detektoren möglich ist.

Für die Untersuchung des Crosstalks wird ein Array aus 13 Detektoren des Detektormodells B simuliert. Die Detektoren werden so wie im realen Detektorball angebracht, dabei beträgt der Polarwinkel für untere und obere Detektorreihen 50° und der Detektorabstand in der Azimutalebene ebenfalls 50° . Das komplette Modell mit der Einfallsrichtung des Neutronenstrahls ist in Abbildung 18 zu sehen.

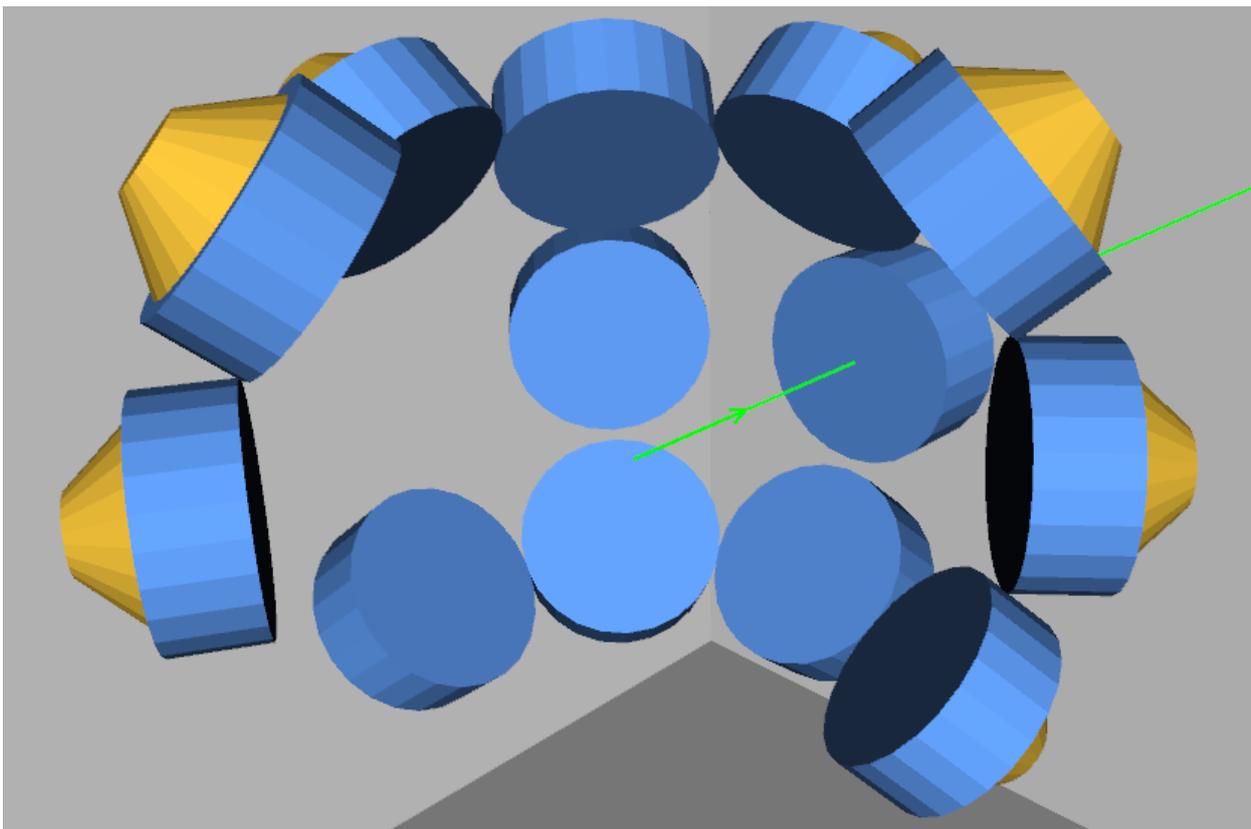


Abbildung 18: Das simulierte Modell des Detektorballs aus 13 BC-501A-Detektoren im Abstand von 20 cm zum Zentrum. Der grüne Strahl zeigt die Richtung des Neutronenstrahls in der Simulation.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der komplette Ball in die Simulation einbezogen, die Crosstalk-Häufigkeit wird aber nur in Bezug zu einem Detektor untersucht. Da die Detektorkonfiguration nicht symmetrisch ist, werden die im Folgenden dargestellten Ergebnisse, je nach Detektorposition, sich etwas unterscheiden.

Es werden zwei verschiedene Arten von Crosstalk untersucht:

a) Der beschossene Detektor liefert ein Signal. Das Neutron wird aber nicht komplett gestoppt, gestreut und produziert in *mindestens* einen anderen Detektor ebenfalls ein Signal.

b) Der beschossene Detektor liefert kein Signal. Durch Streuung gelangt das Neutron in einen anderen Detektor und löst dort ein Signal aus.

Ein Beispiel für Crosstalk ist in Abbildung 19 dargestellt. Der Neutronenstrahl dringt in den Detektor (i) ein, wird dort gestreut, dringt in den Detektor (ii) ein, wo es noch ein mal gestreut wird um anschließend in den Detektor (iii)

einzudringen. Je nach Energieschwellen könnten alle drei oder keines der Detektoren ein Signal liefern.

Für die Simulation des Crosstalks werden die gleichen Schwellen verwendet wie auch in der Effizienzsimulation. Der Detektorabstand zur Quelle beträgt 25 cm, es werden $25 \cdot 10^6$ Neutronenereignisse simuliert und die Kanalbreite beträgt 100 keV. Die Ergebnisse der Simulation sind in den Abbildungen 20 und 21 zu sehen. Die Prozentangaben beziehen sich auf die totale Neutronenzahl.

Setzt man sie in Bezug zur Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors (Abb. 22 und 23), so ergibt sich, dass bei der simulierten Konfiguration je nach Energie bis zu 5% der Detektorsignale durch Crosstalk entstehen. Dabei werden 2% durch Crosstalk a) und 3% durch Crosstalk b) verursacht.

Während die Ereignisse von Crosstalk a) im realen Aufbau durch eine Koinzidenzmessung erkannt werden können, besteht diese Möglichkeit bei Crosstalk b) nicht. Dies führt dazu dass das aufgenommene Neutronenspektrum um bis zu einem Wert von $0.03 \cdot E_{\text{Neutron}}$ zu niedrigeren Energien verschoben ist.

Die Verläufe der beiden Crosstalk Varianten sind im hohen Maße nicht monoton und werden in erster Linie durch den Kohlenstoffwirkungsquerschnitt bestimmt, was an den Peaks bei den Energien von 3.5 MeV, 6 MeV und 8 MeV zu erkennen ist. Dies führt dazu, dass die Verschiebung im Neutronenspektrum zu niedrigeren Energien nicht durch eine analytische Funktion korrigiert werden kann. Stattdessen wird dafür die Crosstalk-Wahrscheinlichkeit des möglichst genauen Geometrieaufbaus benötigt um eine Rückfaltung durchzuführen.

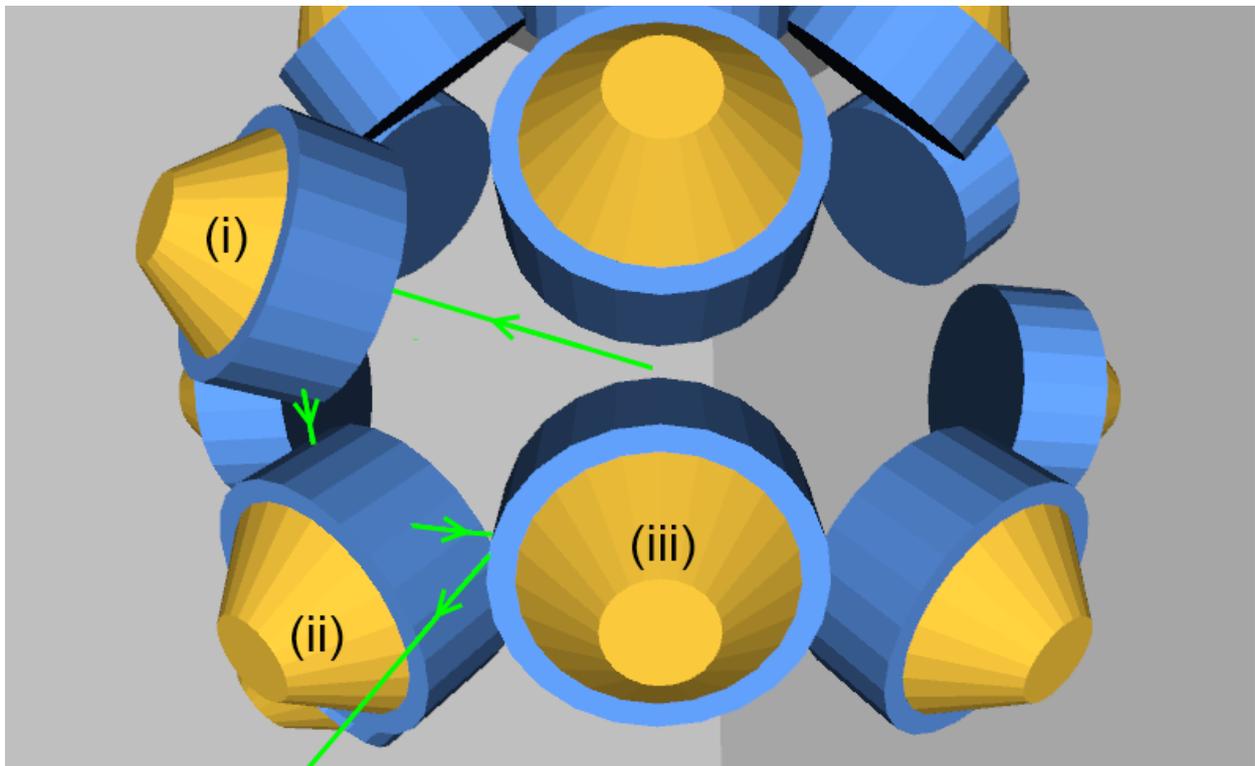


Abbildung 19: Ein Beispiel für Crosstalk am Detektorball. Das auf den Detektor (i) geschossenes Neutron wird gestreut und dringt in die Detektoren (ii) und (iii) ein.

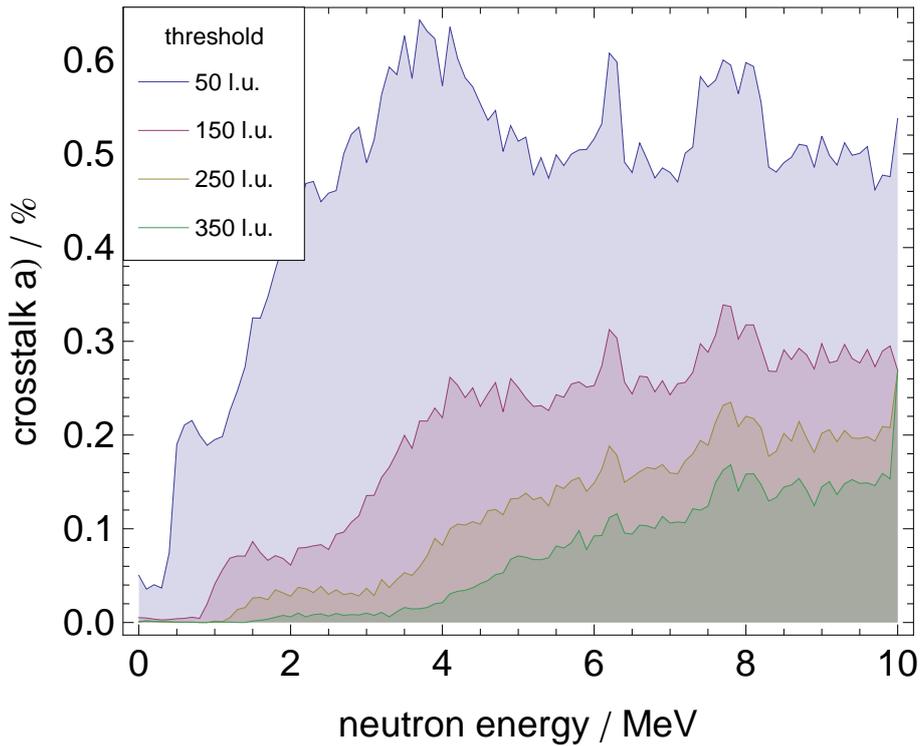


Abbildung 20: Crosstalk-Häufigkeit a): Der beschossene und mindestens ein anderer Detektor liefern ein Signal. Die Ausreißer bei Energien von 3.5 MeV, 6 MeV und 8 MeV entsprechen Resonanzzuständen im ^{12}C -Wirkungsquerschnitt. Die Prozentangaben beziehen sich auf die totale Neutronenzahl. Anzahl simulierter Ereignisse: $25 \cdot 10^6$.

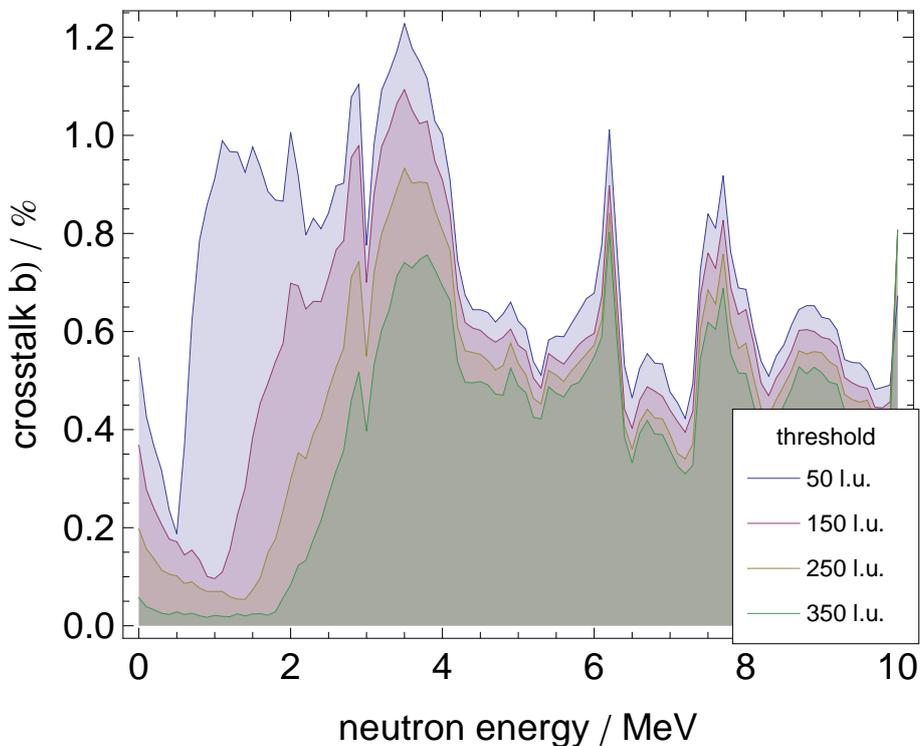


Abbildung 21: Crosstalk-Häufigkeit b): Der beschossene Detektor liefert kein Signal, dafür aber mindestens ein anderer. Die Prozentangaben beziehen sich auf die totale Neutronenzahl. Anzahl simulierter Ereignisse: $25 \cdot 10^6$.

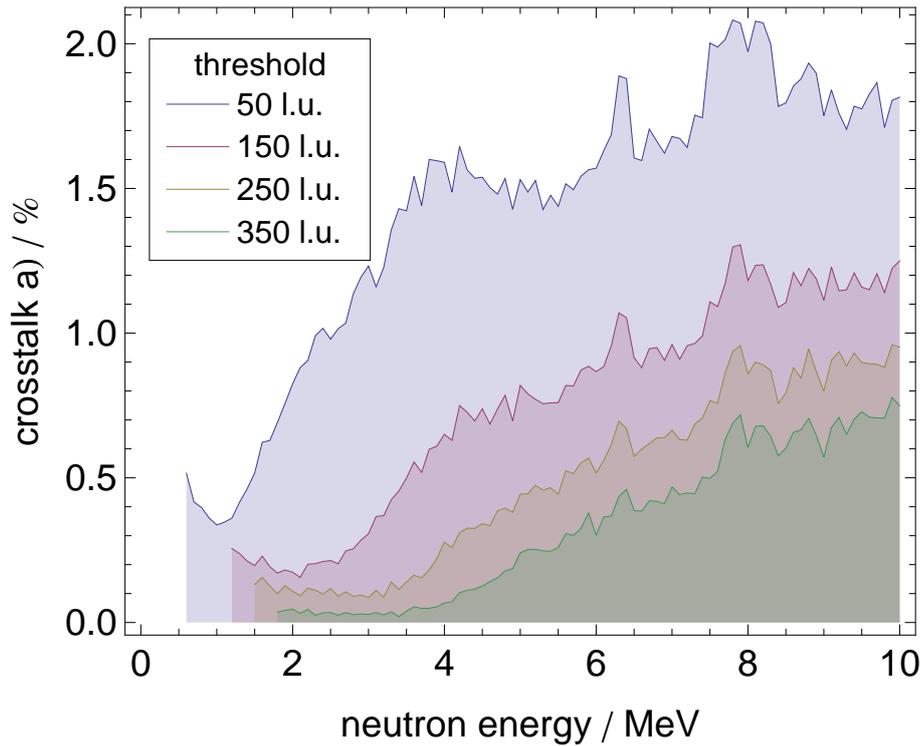


Abbildung 22: Crosstalk-Häufigkeit a) bezogen auf die Anzahl der detektierten Teilchen. Die unteren Kanäle wurden abgeschnitten um ein möglichst gute Skalierung zu bekommen. Im Experiment fallen sie wegen der eingestellten Energieschwelle ebenfalls weg.

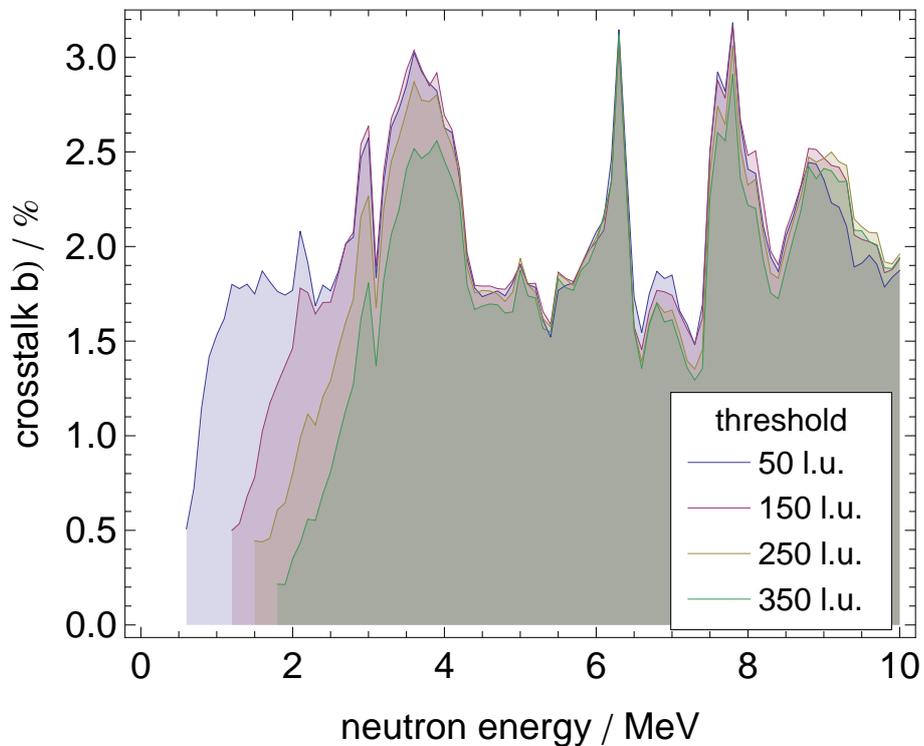


Abbildung 23: Crosstalk-Häufigkeit a) bezogen auf die Anzahl der detektierten Teilchen. Die unteren Kanäle wurden abgeschnitten um ein möglichst gute Skalierung zu bekommen. Im Experiment fallen sie wegen der eingestellten Energieschwelle ebenfalls weg.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Geant4-Simulationsprogramm geschrieben, um das für die Experimente der Form $(e, e'n)$ konstruiertes Neutronendetektor-Array zu simulieren. Das Programm erlaubt die Simulation von Gamma- und Neutronenspektren und der Effizienz für einen einzelnen BC-501A-Detektor und den gesamten Detektorball. Beim letzteren besteht zusätzlich die Möglichkeit Crosstalk zu untersuchen, wobei die Anzahl der Detektoren durch wenige Änderungen im Programmcode variiert werden kann.

Um die Implementierung der elektromagnetischer Prozesse in der Simulation auf ihre Korrektheit zu überprüfen wurde zwei Gammaspektren simuliert und mit experimentellen Daten verglichen. Dabei wurde eine signifikante Abweichung im Bereich der Mehrfachstreuung festgestellt, die einer weiterer Untersuchung bedarf.

Für die Verifikation der Neutronenphysik wurde gezeigt, dass die Energieverteilung der ersten Rückstoßprotonen der theoretischen Vorhersagen entspricht.

Die Detektorantwort für Neutronen wurde für Energien von 2 MeV bis 10 MeV simuliert. Die Abweichung zu den NRESP7-Spektren, die als Referenz herangezogen wurden, beträgt maximal 8%. Dabei gibt es aber eine systematische Abweichung über alle Energiebereiche, deren Ursprung in der Verwendung der unterschiedlichen Datengrundlage für Wirkungsquerschnitte bei NRESP7 und Geant4 vermutet wird.

Die Simulation der Effizienz zeigte im Vergleich mit experimentellen Daten ein übereinstimmendes Bild.

Durch die Simulation des Detektorballs konnte gezeigt werden, dass der Einfluss von Crosstalk nicht vernachlässigbar ist und die genaue Geometrie des Detektorballs für die präzise Detektorantwort benötigt wird.

Die Abweichungen in Gamma- und Neutronenspektren müssen weiter untersucht werden. Der erste Punkt wäre die Verwendung der gleichen Wirkungsquerschnitte in beiden Simulationen und weiter die Betrachtung der internen Implementierung von Physikmodellen in Geant4. Im Rahmen dieser Untersuchung sollten auch Vergleiche mit Messwerten durchgeführt werden um eine von NRESP7 unabhängige Validierung zu bekommen.

Bei weiterer Betrachtung des Crosstalks muss der Einfluss von in den Kernreaktionen emittierter Gammastrahlung untersucht werden, da sie ähnlich leicht wie Neutronen den Szintillator verlassen kann.

Ein weiterer Schritt ist die Detektorballgeometrie genauer nachzubilden um so den Crosstalk b) - Wahrscheinlichkeit für die Rückfaltung möglichst genau zu bestimmen.

Model MAB-1FBC-501A/2L-X cell

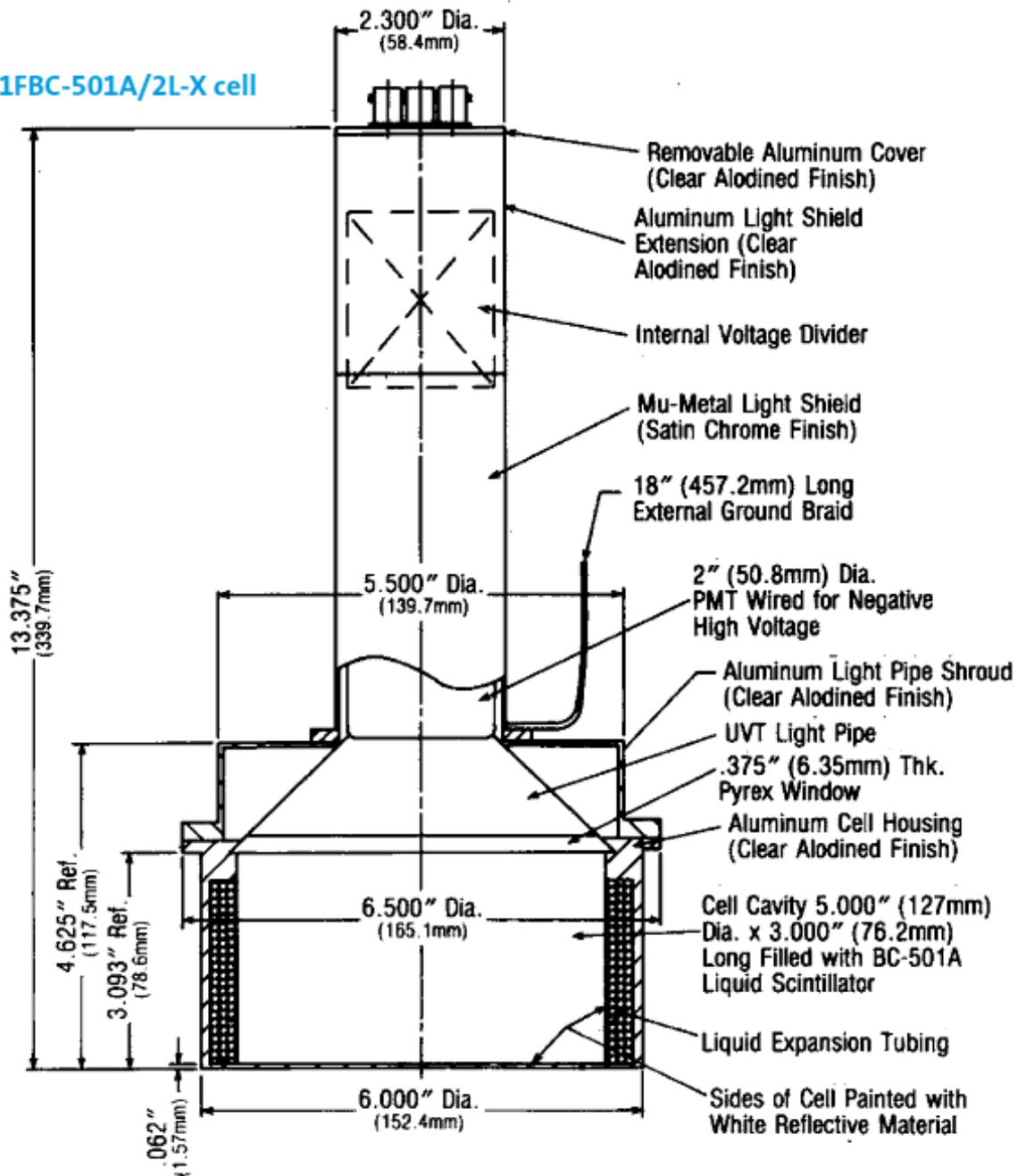


Abbildung 24: Zeichnung des BC-501A-Detektors [30].

B Zentrale Codeausschnitte

PrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries

```
void PrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* anEvent)
{
    double energy = 2.0*MeV;
    size_t runNr = GlobalTracker::GetSingleton().startNewRun(energy);

    particleGun->SetParticleEnergy(energy);

    particleGun->GeneratePrimaryVertex(anEvent);
}
```

SteppingAction::UserSteppingAction

```
void SteppingAction::UserSteppingAction(const G4Step* step)
{
    G4Track* track = step->GetTrack();
    G4StepPoint *preStep = step->GetPreStepPoint();
    G4StepPoint *postStep = step->GetPostStepPoint();

    const G4VPhysicalVolume *currentVol = preStep->GetPhysicalVolume();
    G4String currentVolumeName = currentVol->GetName();

    const G4VPhysicalVolume* nextVol = track->GetNextVolume();
    G4String nextVolumeName = "";

    if(nextVol != 0)
        nextVolumeName = nextVol->GetName();
    else
        nextVolumeName = "OutOfWorld";

    G4String pname = track->GetDefinition()->GetParticleName();

    if(currentVolumeName.substr(2)=="bc501aTubePhys"
        && nextVolumeName.substr(2)==currentVolumeName.substr(2))
    {
        // Deponierte Energie unterteilt pro Teilchensorte
        // und pro Teilchen speichern
        size_t detNr = atoi(currentVolumeName.substr(0,2).c_str());
        tracker->addEnergy(detNr, step->GetTotalEnergyDeposit()/MeV,
                          track->GetTrackID(), pname);
    }
}
```

EventAction::EndOfEventAction

```
void EventAction::EndOfEventAction(const G4Event* evt)
{
    // Berechnung durchführen nach dem ein Event simuliert wurde
    GlobalTracker::GetSingletonPtr()->postRunCalculations();
}
```

```
void GlobalTracker::addEnergy(size_t detNr, double energy,
                             size_t trackID, std::string &particleName)
{
    if(detNr < maxDetectors)
        measurand[detNr]->m_edep[particleName][trackID] += energy;
}

double LO_Proton(double energy)
{
    double lightOutput = 0.0;

    if(energy < 1.50)
        lightOutput = 0.07269*energy + 0.11237*energy*energy;
    else if(energy < 3.5)
        lightOutput = -0.20570 + 0.35260*energy +
            0.01343*energy*energy + 0.00250*energy*energy*energy;
    else if(energy < 8)
        lightOutput = -0.25999 + 0.34141*energy +
            0.03303*energy*energy - 0.00092*energy*energy*energy;
    else
        lightOutput = -1.43180 + 0.69325*energy;

    return lightOutput;
}

double LO_Deuteron(double energy)
{
    // aus dem NRESP7 Programmcode
    return LO_Proton(energy/2.0)*2.0;
}

double LO_Alpha(double energy)
{
    double lightOutput = 0.0;

    if(energy < 6.76)
        lightOutput = 0.02359*std::pow(energy, 1.871);
    else
        lightOutput = 0.2332*energy - 0.7339;

    return lightOutput;
}

double LO_C12(double energy)
{
    return 0.0097*energy;
}

double LO_Be(double energy)
{
    return 0.0130*energy;
}

void GlobalTracker::postRunCalculations()
{
```

```

for(size_t detNr = 0; detNr < maxDetectors; detNr++)
{
    light[detNr] = 0.0;

    double totedep = 0.0;
    int p = 0;
    double totLO = 0.0; // totale Lichtausbeute in diesem Event

    // Partikelsorten durchlaufen
    for(auto itp = measurand[detNr]->m_edep.begin();
        itp != measurand[detNr]->m_edep.end() ; itp++, p++)
    {
        size_t i = 0; // Laufvariable

        // Liste mit trackIDs (einzelne Teilchen) pro Partikelsorte durchlaufen
        for(auto it = itp->second.begin(); it != itp->second.end() ; it++, i++)
        {
            double edep = it->second; // deponierte Energie des Teilchens
            double lightOutput = 0; // Lichtausbeute des Teilchens

            totedep+=edep;

            if(itp->first == "proton")
            {
                lightOutput = LO_Proton(edep);
                measurand[detNr]->edepHist[0]->addValue(edep/keV);
                totLO +=lightOutput;
            }
            else if(itp->first == "alpha")
            {
                lightOutput = LO_Alpha(edep);
                measurand[detNr]->edepHist[1]->addValue(edep/keV);
                totLO +=lightOutput;
            }
            else if(itp->first == "deuteron")
            {
                lightOutput = LO_Deuteron(edep);
                measurand[detNr]->edepHist[2]->addValue(edep/keV);
                totLO +=lightOutput;
            }
            else if(strncmp(itp->first.c_str(), "C12[", 4)==0) // C12
            {
                lightOutput = LO_C12(edep);
                measurand[detNr]->edepHist[4]->addValue(edep/keV);
                totLO +=lightOutput;
            }
            else if(itp->first == "e-")
            {
                lightOutput = edep;
                measurand[detNr]->edepHist[5]->addValue(edep/keV + 5);
                totLO +=lightOutput;
            }
            else if(strncmp(itp->first.c_str(), "Be9[", 4)==0) // Be9
            {
                lightOutput = LO_Be(edep);
                measurand[detNr]->edepHist[6]->addValue(edep/keV);
                totLO +=lightOutput;
            }
        }
    }
}

```

```

else if(strncmp(itp->first.c_str(), "Be10[", 4)==0) // Be10
{
    lightOutput = LO_Be(edep);
    measurand[detNr]->edepHist[13]->addValue(edep/keV);
    totLO +=lightOutput;
}
else if(strncmp(itp->first.c_str(), "B11[", 4)==0) // B11
{
    lightOutput = LO_C12(edep);
    totLO +=lightOutput;
    measurand[detNr]->edepHist[12]->addValue(edep/keV);
}
else if(strncmp(itp->first.c_str(), "C13[", 4)==0) // C13
{
    lightOutput = LO_C12(edep);
    measurand[detNr]->edepHist[7]->addValue(edep/keV);
    totLO += lightOutput;
}
else if(itp->first == "gamma")
{
    lightOutput = edep;
    measurand[detNr]->edepHist[8]->addValue(edep/keV);
}
else if(itp->first == "neutron"){
else if(itp->first == "opticalphoton"){
else // alle anderen Teilchen
{

    lightOutput = edep;
    std::cout << itp->first << std::endl;
}
}

// die Anzahl der Teilchen im Event aufsummieren
measurand[detNr]->m_particleCounter[itp->first] += itp->second.size();
}

// Energieauflösungsfunktion des Detektors
double a = 0.08;
double b = 0.07;
double c = 0.012;
double dL = sqrt(a*a+(b*b)/totLO + (c*c)/(totLO*totLO))*totLO;

double LO = std::abs(G4RandGauss::shoot(totLO, dL / 2.35482)/keV);

if(totLO > 0.0) // Detektorschwelle in Lichteinheiten
{
    measurand[detNr]->edepHist[10]->addValue(LO);
    // ...
}

// Das Spektrum ohne einer Schwelle und ohne Faltung eintragen
measurand[detNr]->edepHist[11]->addValue(totLO/keV);

// weitere Berechnungen (Crosstalk und Effizienz)
// ...
}

```

Abbildungsverzeichnis

1	Vergleich der Wirkungsquerschnitte für inklusive und koinzidente Elektronenstreuung.	1
2	Foto des Detektorballs mit Streukammer.	2
3	Energieschema eines organischen Szintillationsmaterials mit π -Elektronen.	3
4	Ideale Verteilung der Protonenenergien nach dem ersten Neutronenstoß in einem H/C-Gemisch.	4
5	Experimentelle Lichtausbeute eines BC-501A-Detektors in Abhängigkeit von Energie und Teilchenart.	5
6	Detektorauflösung $\frac{\Delta L}{L}$ in Abhängigkeit von der Lichtausbeute L.	6
7	Verwendete Detektormodelle.	8
8	Programmfluss der Simulation.	10
9	Simulierte deponierte Energie von Elektronen im Szintillator im Vergleich zur Messdaten von ^{137}Cs	11
10	Simulierte deponierte Energie von Elektronen im Szintillator im Vergleich zu Messdaten von ^{207}Bi (Logarithmisch).	12
11	Simulierte deponierte Energie von Elektronen im Szintillator im Vergleich zu Messdaten von ^{207}Bi (Linear).	12
12	Verteilung der Rückstoßprotonen nach dem ersten Stoß bei einer Neutronenenergie von 4 MeV und 6 MeV.	13
13	Vergleich des 2 MeV - Neutronenspektrum simuliert mit NRESP7 und Geant4.	14
14	Vergleich von Neutronenspektren simuliert mit NRESP7 und Geant4 für Neutronenenergien von 4 MeV, 6 MeV, 8 MeV, 10 MeV.	15
15	Effizienz eines simulierten BC-501A-Detektors in Abhängigkeit der Neutronenenergie.	16
16	Gemessene Effizienz eines BC-501A-Detektors in Abhängigkeit der Neutronenenergie nach Schweda.	17
17	Gemessene Effizienz eines BC-501A-Detektors in Abhängigkeit der Neutronenenergie nach Trotter.	17
18	Das simulierte Modell des Detektorballs aus 13 BC-501A-Detektoren im Abstand von 20 cm zum Zentrum.	18
19	Ein Beispiel für Crosstalk am Detektorball.	19
20	Crosstalk-Häufigkeit a): Der beschossene und mindestens ein anderer Detektor liefern ein Signal.	20
21	Crosstalk-Häufigkeit b): Der beschossene Detektor liefert kein Signal, dafür aber mindestens ein anderer.	20
22	Crosstalk-Häufigkeit a) bezogen auf die Anzahl der detektierten Teilchen.	21
23	Crosstalk-Häufigkeit b) bezogen auf die Anzahl der detektierten Teilchen.	21
24	Zeichnung des BC-501A-Detektors.	23

Tabellenverzeichnis

1	Übersicht der Lichtfunktionen.	5
2	Eingebundene Prozesse und die dazu entsprechenden Geant4-Modellklassen.	7
3	Abmessungen des Detektors BC-501A.	8
4	Materialien für den BC-501A-Detektor und die Umgebung	9

Literatur

- [1] S. Strauch, *Untersuchung der Anregung und des Zerfalls elektrischer Riesenresonanzen in der Reaktionen $^{48}\text{Ca}(e,e'n)$* , Dissertation, D17, Technische Universität Darmstadt, (1998).
- [2] M. Chernykh, *Electron Scattering on ^{12}C , the Structure of the Hoyle State and a Neutron Ball for $(e, e'n)$ Experiments at the S-DALINAC*, Dissertation, D17, Technische Universität Darmstadt, (2008).
- [3] G. Dietze, H.Klein, *Bericht ND-22*, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Germany, (1982).
- [4] H. Klein, S. Neumann, *Neutron and photon spectrometry with liquid scintillation detectors in mixed fields*, Nucl. Instr. Meth. A 476 (2002) 132.
- [5] A. Öhrn, J. Blomgren, H. Park et al., *Calibration procedure for a neutron monitor at energies below 20 MeV*, Nucl. Instr. Meth. A 592 (2008) 405.
- [6] S. Agostinelliae, J. Allisonas, K. Amako, *Geant4-a simulation toolkit*, Nucl. Instr. Meth. A 506 (2003) 250.
- [7] Saint-Gobain Crystals, *BC-501/BC-501A/BC-519 Liquid Scintillators*, http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Product_Data_Sheets/BC501-501A-519-Data-Sheet.pdf.
- [8] V. V. Simon, *Aufbau für (γ,n) -Experimente am Photonentagger NEPTUN @ S-DALINAC*, Master Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2009).
- [9] M. Moszynski, G.J. Costa, G. Guillaume et al., *Study of n-y discrimination with NE213 and BC501A liquid scintillators of different size*, Nucl. Instr. Meth. A 350 (1994) 226.
- [10] F. Arneodo, P. Benetti, A. Bettini et al., *Calibration of BC501A liquid scintillator cells with monochromatic neutron beams*, Nucl. Instr. Meth. A 418 (1998) 285.
- [11] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, WILEY-Verlag, 4. Edition, (2010).
- [12] R.A. Cecil, B.D. Anderson, R. Madey, *Improved Predictions of Neutron Detection Efficiency for Hydrocarbon Scintillators from 1 MeV to about 300 MeV*, Nucl. Instr. Meth. A 161 (1979) 439.
- [13] B. Braizinha, J.H. Esterline, H.J. Karwowski, W. Tornow, *Determination of the proton and alpha-particle light-response functions for the KamLAND, BC-501A and BC-517H liquid scintillators*, Nucl. Instr. Meth. A 623 (2010) 1046.
- [14] G. Dietze, H. Klein, *Gamma-calibration of NE 213 scintillation counters*, Nucl. Instr. Meth. 193 (1982) 549.
- [15] K. Schweda, *Kalibrierung der Neutronendetektoren für den $(e, e'n)$ Meßplatz am QClam-Spektrometer des S-DALINAC*, Diplomarbeit, (1996).
- [16] D.E. González Trotter, F. Salinas Meneses, W. Tornow et al., *Neutron detection efficiency determinations for the TUNL neutron-neutron and neutron-proton scattering-length measurements*, Nucl. Instr. Meth. A 599 (2009) 234.
- [17] Geant4 Collaboration, <http://geant4.web.cern.ch>.
- [18] ATLAS CERN Website, <http://www.atlas.ch/>.
- [19] CMS CERN Website, <http://cms.web.cern.ch/>.
- [20] National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [21] Geant4 Material Database, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/apas10.html>.
- [22] K. Eilebrecht, G. Starke, *Patterns kompakt: Entwurfsmuster für effektive Software-Entwicklung*, Spektrum Akademischer Verlag, 3. Auflage, (2010).

-
- [23] B. Stroustrup, *Die C++-Programmiersprache: Vom Erfinder von C++*, Addison-Wesley, 4. Auflage, (2010).
- [24] G. Dietze, *Energy calibration of NE-213 scintillation counters by γ -rays*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26 (1979), 398.
- [25] A.M. Heilmann, *Gamma calibration of a liquid scintillation neutron ball for electron scattering coincidence experiments at the S-DALINAC*, Bachelor Thesis, Technische Universität Darmstadt, (2007).
- [26] Table of Radioactive Isotopes, <http://nucleardata.nuclear.lu.se/NuclearData/toi/nuclide.asp?iZA=830207>.
- [27] Geant4 9.5 Release Notes, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/support/ReleaseNotes4.9.5.html#data-notes>.
- [28] M. Gohil, K. Banerjee, S. Bhattacharya, *Measurement and simulation of neutron response function of organic liquid scintillator detector*, Nucl. Instr. Meth. A 664 (2012) 304.
- [29] K. Schweda, *Improved response function calculations for scintillation detectors using an extended version of the MCNP code*, Nucl. Instr. Meth. A 476 (2002) 155.
- [30] Saint-Gobain Crystals, *Scintillation Products Brochure*, <http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Brochures/Organics-Brochure.pdf>.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung meiner Bachelorarbeit unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. Peter von Neumann-Cosel danke ich für die interessante Aufgabenstellung und seine freundliche und direkte Art.

Meiner Betreuerin Simela Aslanidou möchte ich für ihre Unterstützung bei unterschiedlichsten Fragen rund um die Bachelorarbeit danken. Sie hatte immer ein offenes Ohr für mich und kam auch sonntags ins Institut um mir Tipps bei der Ausgestaltung dieser Arbeit zu geben.

Wenn es um Informationen, Berichte und Papers ging, so hatte Anna Maria Krumbholz immer etwas Hilfreiches für mich. Ihr danke ich auch für die konstruktive Kritik im wissenschaftlichen Schreiben.

Für eine Lektion in Statistik und anregende Diskussionen rund um die Wissenschaft danke ich Jonny Birkhan.



Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich die vorliegende Bachelorthesis ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 08. Februar 2012

Maxim Singer
