

Simulation des Myon-induzierten Untergrundes und dessen Speicherwahrscheinlichkeit am KATRIN Hauptspektrometer

Diplomarbeit
von

Benjamin Jung

An der Fakultät für Physik
Institut für experimentelle Kernphysik IEKP
Karlsruher Institut für Technologie

Erstgutachter: Prof. Dr. Guido Drexlin
Zweitgutachter: Prof. Dr. Wim de Boer

Bearbeitungszeit: 01. August 2010 – 30. August 2011

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Karlsruhe, den 30. August 2011

Benjamin Jung

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Neutrinos - ein Einblick	2
1.2. Methoden zur Neutrinomassenbestimmung	4
2. KATRIN	9
2.1. MAC-E-Filter	9
2.2. Aufbau	11
2.3. Windowless Gaseous Tritium Source (WGTS)	11
2.4. Transportsektion	12
2.5. Vorspektrometer	13
2.6. Hauptspektrometer	14
2.7. Monitorspektrometer	14
2.8. Detektor	15
3. Simulationspakete	17
3.1. Simulationspaket Geant4	17
3.1.1. Überblick	18
3.1.2. Global	18
3.1.3. Simulationshierarchie	20
3.1.4. Messenger	20
3.1.5. Track und Tracking	20
3.1.6. Geometrie und Felder	21
3.1.7. Teilchendefinition und Material	22
3.1.8. Physik	24
3.1.9. Detektor	24
3.1.10. Programmaufruf	25
3.1.11. Visualisierung	25
3.2. Simulationspaket KASSIOPEIA	26
3.2.1. Generator für Primärteilchen	26
3.2.2. Transport	26
3.2.3. elektrische und magnetische Feldberechnung	27
3.2.4. Detektion	27
3.2.5. Simulationsarchitektur	28
3.2.6. Toolbox und Manager	29
3.2.7. Output	30
4. Simulation des Myon-induzierten Elektronenflusses im KATRIN Hauptspektrometer	33
4.1. Produktion und Transport kosmischer Myonen	33
4.1.1. Näherung zum Winkelspektrum kosmischer Myonen auf Erdoberflächenniveau	35
4.2. Berechnung des Myonenflusses am KATRIN Hauptspektrometer	36

4.3.	Physikalische Prozesse in Edelstahl	37
4.3.1.	Myon-Wechselwirkung mit Materie	37
4.3.2.	Elektron - Wechselwirkungen mit Materie	38
4.3.3.	Photon-Wechselwirkung mit Materie	39
4.4.	Simulation der Myon-induzierten Photonen und Elektronen in der Tankwand des KATRIN Hauptspektrometers mit Geant4	39
4.4.1.	Simulation der Myon-induzierten Photonen und Elektronen mit Geant4	40
4.4.2.	Ergebnisse	49
5.	Simulation der Speicherwahrscheinlichkeit der Myon-induzierten Elektronen im KATRIN Hauptspektrometer	55
5.1.	Überblick über Untergrundquellen beim KATRIN Experiment	55
5.2.	Myon-induzierter Untergrund	56
5.2.1.	Überwindung der magnetischen und elektrischen Abschirmung	57
5.2.2.	Speicherung der Myon-induzierten Elektronen und Erreichen des sensitiven Volumens	57
5.3.	Simulation der Speicherwahrscheinlichkeit der Myon-induzierten Elektronen mit Kassiopeia	58
5.3.1.	Initialisierung	58
5.3.2.	erste Ergebnisse	59
6.	Aktive Beseitigung gespeicherter Teilchen im Hauptspektrometer	63
6.1.	Beseitigung gespeicherter Elektronen mit der PIN-Methode	64
6.1.1.	Entwicklung verschiedener PIN-Versionen	64
6.1.2.	Aufbau der Simulation	65
6.1.3.	Ergebnisse und Analysen der PIN-Simulation zur Absorptionsrate von Elektronen im Hauptspektrometer	66
6.1.4.	Realisierbarkeit und Umsetzung	68
6.2.	Fazit zum PIN-Konzept	69
7.	Zusammenfassung und Ausblick	71
	Literaturverzeichnis	73
	Anhang	77
A.	Erzeugung geeigneter Zufallszahlen	77
B.	Energiecodes von Geant4	78
B.1.	Penelope	80
B.2.	Livermore	80
C.	Konvertierungsmaßnahmen der Geant4-Ausgabe	80
D.	Tabellen und Code-Beispiele	83

1. Einleitung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Simulation des Myon-induzierten Untergrundes in der Tankwand des KATRIN-Hauptspektrometers. Das Hauptaugenmerk liegt auf dem niederenergetischen Bereich des Untergrundes bis 100 keV. Die Simulation soll im Zuge der bald beginnenden Hauptspektrometermessungen Vergleiche mit experimentellen Untergrundmessungen zulassen.

Eine Untersuchung des Untergrundes, hervorgerufen durch Wechselwirkungen von Myonen in der Tankwand, bedarf erhöhter Priorität. Treten Teilchen aus der Wand aus, können diese über Zeiträume von mehreren Millisekunden im Magnetfeld des Hauptspektrometers gespeichert werden und in das sensible Volumen des Spektrometers gelangen. Gespeicherte Elektronen erzeugen dort Sekundärteilchen über Ionisationsprozesse mit dem Restgas, die ihrerseits zum Detektor gelangen können.

Damit KATRIN erfolgreich die Neutrinomasse im angestrebten Massebereich messen kann, werden extrem niedrige und bekannte Untergrundraten benötigt. Das frühzeitige Erkennen unerwarteter Untergrundraten erlaubt genauere Studien und Entwicklungen von Gegenmaßnahmen.

Die Ziele der Arbeit bestehen in der Abschätzung des Myon-induzierten Elektronenflusses, erzeugt durch Myonenwechselwirkungen. Eine weitere Aufgabe besteht in einer Angabe zur Speicherwahrscheinlichkeit der erzeugten Sekundärteilchen im Innern des Hauptspektrometers.

Zu Beginn der Arbeit wird eine Einleitung in das Thema der Neutrinos gegeben und Möglichkeiten zur Bestimmung der Neutrinomasse werden erörtert. Im folgenden Kapitel wird auf das Katrin-Experiment, die Messmethode und den bisherigen Fortschritt des Experimentes eingegangen.

Anschließende Kapitel beschäftigen sich mit der Erstellung und Auswertung der durchgeführten Simulationen mit den Simulationsprogrammen Geant4¹ [Ago03][All06] und Kasiopeia² [KASS]

Abschließend werden erste Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

¹GEomtry ANd Tracking

²C++-basiertes Simulationspaket des KATRIN-Experiments

Drei Generationen
der Materie (Fermionen)

	I	II	III	
Masse →	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0
Ladung →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Name →	u up	c charm	t top	γ Photon
	4,8 MeV	104 MeV	4,2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Quarks	d down	s strange	b bottom	g Gluon
	<2,2 eV	<0,17 MeV	<15,5 MeV	91,2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e Elektron-Neutrino	ν_μ Myon-Neutrino	ν_τ τ-Neutrino	Z⁰ schwache Kraft
	0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV	80,4 GeV
	-1	-1	-1	±1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Leptonen	e Elektron	μ Myon	τ τ	W[±] schwache Kraft

Bosonen (Kräfte)

Abbildung 1.1.: Standardmodell der Teilchenphysik. Quelle:[StaMo].

1.1. Neutrinos - ein Einblick

Neutrinos sind ungeladene Elementarteilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ und haben im erweiterten Standardmodell eine sehr geringe Masse. Sie nehmen nur an der schwachen Wechselwirkung und an der Gravitation teil. Insgesamt gibt es nur 3 Neutrinofamilien. Die Elektron-Neutrinos waren die ersten, die Physiker ins Bild der Physik hinzufügten. Die Entdeckung, bzw. die Postulierung geht auf das Jahr 1930 durch Wolfgang Pauli[Pau61] zurück. Bis dahin gab es eine entscheidende Lücke im Verständnis des Beta-Zerfalls im Vergleich zu experimentellen Messungen. Fälschlicherweise ging man beim Betazerfall von einem zwei-Körperproblem aus, da keine weiteren sichtbaren Teilchen³ am Zerfall beteiligt waren. Für einen zwei-Körperzerfall wäre allerdings kein kontinuierliches Elektronenenergiespektrum zu erwarten gewesen, weshalb Pauli im Dezember 1930 ein drittes, am Zerfall beteiligtes Teilchen vorschlug. Dieses sicherte die Energie- und Impulserhaltung im Beta-Zerfall und erklärte das Energiespektrum der gemessenen Elektronen. Den Namen “Neutrino”⁴ erhielt es im Zusammenhang mit der theoretischen Ausarbeitung des 3-Körper-Beta-Zerfalls durch Fermi[Fer34] im Jahre 1934. Es dauerte dann mehr als 20 Jahre, bis Clyde L. Cowan und Frederick Reines mit dem Poltergeist-Experiment[Co56] im Jahre 1956 den experimentellen Neutrino-Nachweis liefern konnten.

Im Zuge der Entwicklung des Standardmodells (siehe Abbildung 1.1) in den Jahren 1961-1973 und der Entdeckung des Myon-Neutrinos 1962[Ste62], wurde die Bezeichnung auf “Elektron”- und “Myon”-Neutrino angepasst. Im Jahre 2000 wurde am DONUT-Experiment das Tau-Neutrino nachgewiesen[Kod01]. Es komplettiert seitdem die Familie der Neutrinos[Eid04].

Die anfangs noch als masselos angenommenen Neutrinos stellten die Physiker mit der Zeit vor mehrere Probleme. Zum Einen wurde in den 50ern des 20. Jahrhunderts durch Bruno Pontecorvo[Pon57] bereits die Oszillation von Neutrinos postuliert, und zum Anderen entsprach der Fluss an solaren Neutrinos nicht der geforderten Größenordnung des Standardmodells (Homestake-Experiment[Dav94]). Der solare Neutrinofluss entsprach im

³Damals beruhten viele physikalischen Erklärungen zuallererst auf sichtbaren Entdeckungen

⁴Zuvor wurde es von Pauli noch als “Neutron” bezeichnet

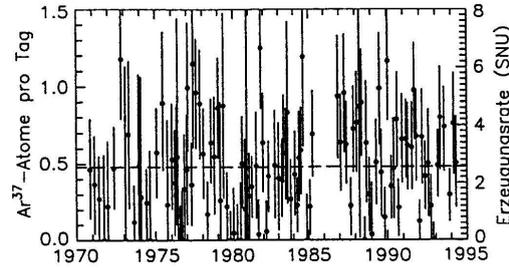


Abbildung 1.2.: Ergebnis des Homestake-Experimentes: Es geschehen nur ca. 2.5 Reaktionen pro 10^{36} Atome und Sekunde. Aus dem Standardmodell erwartet wurde allerdings eine Erzeugungsrate von (7.6 ± 1.2) . Quelle:[Co56].

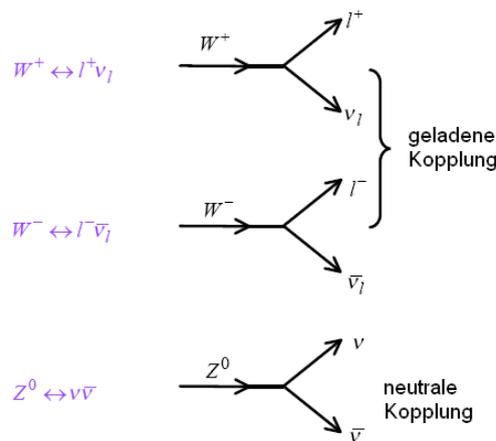


Abbildung 1.3.: Neutrino-Wechselwirkungen: Neutrinos können nur zwei geladene Reaktionen und eine ungeladene Reaktion durchführen. Quelle:[Den08]

Experiment⁵ nur einem Drittel des errechneten Neutrinoflusses⁶. Dies gab schon einen Hinweis darauf, dass Neutrinos womöglich doch mit Masse behaftet sein könnten.

Die Reaktionen von Neutrinos mit Materie erfolgen alle über die schwache Wechselwirkung. Neutrinos können daher nur drei verschiedene Reaktionen ausführen.

- Neutraler Strom: Elementarteilchen wechselwirken über ein neutrales Z-Boson⁷ mit einem Neutrino. Bei der Reaktion wandeln sich die beteiligten Teilchen um.
- Geladener Strom: Diese Reaktion benötigt zur Umwandlung ein elektrisch geladenes W-Boson. Je nach Elementarteilchen/Neutrino ist das W-Boson negativ oder positiv geladen.
- Elastische Streuung: Bei der elastischen Streuung tauschen Lepton und Neutrino nur Energie/Impuls aus und es findet keine Umwandlung von Teilchen statt.

Abbildung 1.3 zeigt bildlich die möglichen Neutrino-Reaktionen mit dem Austauschteilchen

⁵Das Ergebnis des Experimentes ist in Abbildung 1.2 abgebildet

⁶Der solare Neutrinofluss kann über die Leuchtkraft der Sonne berechnet werden.

⁷W- (geladen) und Z-Boson sind die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung

der schwachen Wechselwirkung (W-Boson/Z-Boson).

Sonnenneutrinoproblem

2001 wurde das Problem des solaren Neutrinofluss durch das SNO-Experiment[A+02] gelöst und bestätigte die Flussrate solarer Neutrinos. Das Experiment untersuchte die drei möglichen Reaktionskanäle und konnte so den kompletten Sonnenneutrinofluss messen. Die Ergebnisse zeigten, dass die Sonnenneutrinos nicht nur aus Elektron-Neutrinos besteht, sondern auch Neutrinos der anderen beiden Familien aufweist. Damit wurde bewiesen, dass Elektron-Neutrinos aus der Sonne in Myon- und Tau-Neutrinos umgewandelt werden müssen. Diese Folgerung basiert auf der Tatsache, dass Kernreaktionen der Sonne lediglich Elektron-Neutrinos ($pp \rightarrow De + \nu_e$) produzieren.

Neutrinooszillation

Neutrinooszillationen erfordern gewisse Bedingungen an die Neutrinos:

- Die Massen der drei Neutrinosorten müssen verschieden sein
- Die Masseneigenzustände stimmen nicht mit den Wechselwirkungs-Eigenzuständen überein

Wie schon bei den Massen- und Wechselwirkungs Zuständen der Quarks⁸ sind die in der Natur auftretenden Masseneigenzustände der Neutrinos nicht identisch mit den Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. Die Linearkombination der Neutrinos ist gegeben durch

$$|\nu_x\rangle = \sum_i U_{xi} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

$$|\nu_i\rangle = \sum_x U_{xi}^* |\nu_x\rangle \quad (1.2)$$

Die Neutrinowechselwirkungs Zustände werden dabei durch $|x\rangle$ beschrieben und die Masseneigenzustände durch $|i\rangle$. Das Mischungsverhältnis zwischen den beiden Eigenzuständen gibt die Matrix U ⁹ an.

Neutrinomassenbestimmung

Die beobachteten Oszillationen der solaren Neutrinos beweisen, dass Neutrinos somit nicht masselos sind. Seit dieser Zeit sind viele Experimente auf der Welt damit beschäftigt, den Massen- und Mischungseffekten der Neutrinos auf die Spur zu kommen. Aber bisher gab es kein Experiment, das die absolute Neutrinomasse exakt bestimmen konnte. Sämtliche Experimente bezüglich der Neutrinomasse liefern entweder nur eine obere Grenze, oder ein Verhältnis der Massen zueinander. Ebenfalls bisher unklar ist die Massenhierarchie. Entweder sind die Massen hierarchisch geordnet ($m_1 > m_2 > m_3$ oder $m_1 < m_2 < m_3$), oder quasi-degeneriert ($m_1 \approx m_2 \approx m_3$).

1.2. Methoden zur Neutrinomassenbestimmung

Die Neutrinomasse kann auf drei mögliche Arten bestimmt werden.

⁸Quark-Masseneigenzustände sind Linearkombinationen der Quark-Wechselwirkungs Zuständen, beschrieben in der CKM-Matrix[Cab63][Kob73] der elektroschwachen Wechselwirkung

⁹Maki-Nakagawa-Sakata Matrix

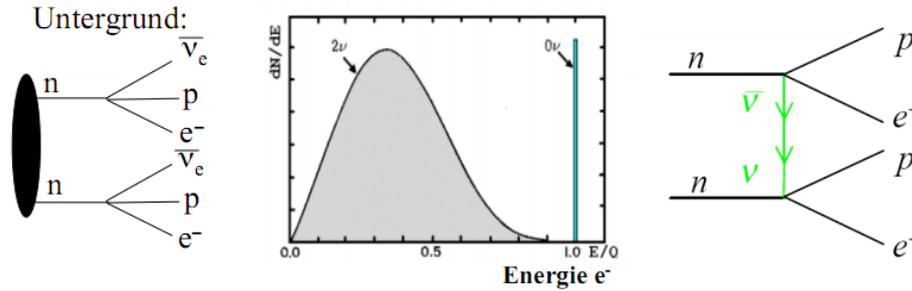


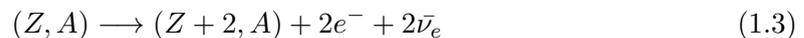
Abbildung 1.4.: Nachweis des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls. Der normale $2\nu\beta\beta$ -Zerfall erzeugt bei der Messung zusätzlich Untergrund im Endpunkt des Energiespektrums. Die Messung des Energiespektrums nimmt immer die Summe aller Zerfälle auf. Quelle:[Den08]

- indirekte Massenbestimmung
- Massenbestimmung über die Beobachtung der Oszillation
- direkte Massenbestimmung

Experimente zur indirekten Massenbestimmung

Indirekte Neutrinomassenbestimmungen können zum Beispiel über kosmologische Experimente oder den neutrinolosen doppelten Betazerfall ($0\nu\beta\beta$) erfolgen. Experimente, welche auf kosmologische Beobachtungen zurückgreifen sind jedoch stark modellabhängig. Folglich unterliegen die Ergebnisse der Messungen starken Schwankungen, bzw. besitzen große Unsicherheiten. Beispiele hierfür sind Flugzeitmessungen von Neutrinos aus Supernovae¹⁰. Die beim Kollaps entstandenen Neutrinos verlassen den Stern nahezu sofort, da sie praktisch ohne Wechselwirkung die Materie des Sterns nach außen durchqueren. Auf der Erde können dann Masseneffekte in der Form einer Energieabhängigkeit der Ankunftszeit gemessen werden. Bisherige Messungen legen eine obere Grenze für die Masse der Elektron-Neutrinos auf $m_{\nu_e} < 5,6$ eV fest[Lor02].

Beim neutrinolosen doppelten Betazerfall wandeln sich zwei Neutronen gleichzeitig in zwei Protonen und zwei Anit-Neutrinos um.



A entspricht der Massenzahl/Nukleonenzahl, Z ist die Protonenzahl. Stimmt die Annahme, dass ein Neutrino sein eigenes Anti-Teilchen ist¹¹, dann kann das emittierte Antineutrino im Kern als Neutrino absorbiert werden und es würden nur Elektronen ausgestrahlt. Außerdem dürfen die Neutrinos nicht masselos sein, da ein Helizitätsflip eine Absorption erst möglich macht. In diesem Fall besäßen die beiden Elektronen die komplette freigewordene Energie. Im Summenenergiespektrum beider Zerfälle wäre am oberen Ende des Spektrums ein scharfer Peak messbar. Die Massenbestimmung erfolgt dann über die Bestimmung der Rate des $0\nu\beta\beta$ Zerfalls. Im Vergleich zur direkten Massenbestimmung wird hier nur die kohärente Summe der Neutrinomassen messbar sein. Abbildung 1.4 zeigt das Schema der beiden doppelten Beta-Zerfälle und das messbare Energiespektrum. Der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist im Standardmodell wegen der Leptonenzahlverletzung verboten, bzw. stark unterdrückt. Halbwertszeiten im Bereich von 10^{25} Jahren und

¹⁰Supernova bezeichnet den explosionsartigen Kollaps eines massereichen Sterns

¹¹Die Neutrinos werden in diesem Fall auch Majorana-Neutrinos genannt[Doi85].

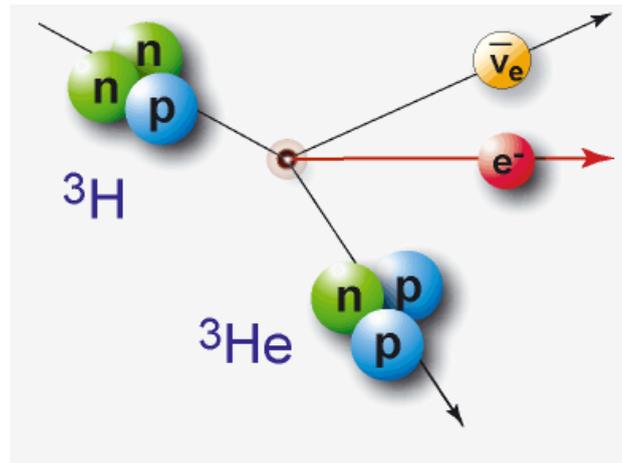


Abbildung 1.5.: Schema des Tritiumzerfalls. Frei werden jeweils ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino. Beide erhalten zufällig verteilt die gesamte freiwerdende Energie des Zerfalls. Die Neutrinomasse kann über die Analyse der höchsten Elektronenergien bestimmt werden. Quelle:[KIT]

ein großer Untergrund durch den normalen doppelten Betazerfall machen einen Nachweis extrem schwierig.

Experimente zur direkten Massenbestimmung

Eine andere Möglichkeit der Massenbestimmung ist die Untersuchung von schwachen Zerfällen. Ohne modellbedingte Abhängigkeiten gilt nur die Energie- und Impulserhaltung, was die Messung der Neutrinomasse deutlich vereinfacht. Die beste Möglichkeit erhält man bei der Betrachtung des einfachen Beta-Zerfalls:

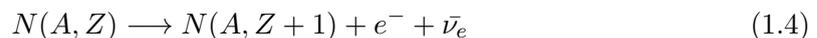


Abbildung 1.5 zeigt das Schema dieses Zerfalls für das Tritium-Isotop.



Die Endpunktenergie des Tritiumzerfalls liegt bei $\approx 18,6$ keV und die Halbwertszeit ist mit 12,32 Jahren sehr vorteilhaft. Der Zerfall stellt einen 3-Körperzerfall dar und dementsprechend wird die freiwerdende Energie auf alle Beteiligten aufgeteilt. Der Kern ist im Vergleich zu Antineutrino und Elektron so schwer, dass nahezu die gesamte Energie auf Antineutrino und Elektron übertragen wird. Das Energiespektrum der Elektronen ist daher kontinuierlich. Am Endpunkt des Spektrums markieren die Elektronen mit der höchsten kinetischen Energie die Ruhemasse der Elektron-Neutrinos, da zur Entstehung eines Neutrinos mindestens eine Energie von $E = mc^2$ nötig ist. Neutrino und Kern bleiben dabei in Ruhe und die Messung der Energie des Elektrons ergibt genau die Neutrinoruhemasse. Dies ist statistisch aber relativ unwahrscheinlich, denn die Elektronenrate am Ende des Energiespektrums nimmt mit steigender Energie rapide ab. Übrig bleibt z.B. ein Anteil von $2 \cdot 10^{-13}$ aller Elektronen im 1 eV-Bereich unterhalb der Endpunktenergie. Vergleiche zwischen gemessener Energiekurve und der theoretischen Energiekurve eines Zerfalls ohne Neutrinomasse ($m_{\nu_e} = 0$) führen dann zum Resultat. Die Abbildung 1.6 zeigt das Energiespektrum des Tritiumzerfalls, wichtig ist hier der skizzierte Verlauf im Bereich des Endpunktes. Die Vorteile des Tritiumzerfalls liegen vor allem in der niedrigen Halbwertszeit und Endpunktenergie, sowie in der einfachen Atomstruktur. Halbwertszeit und Endpunktenergie garantieren eine im Vergleich zu anderen β -Emittlern hohe Ereignisrate

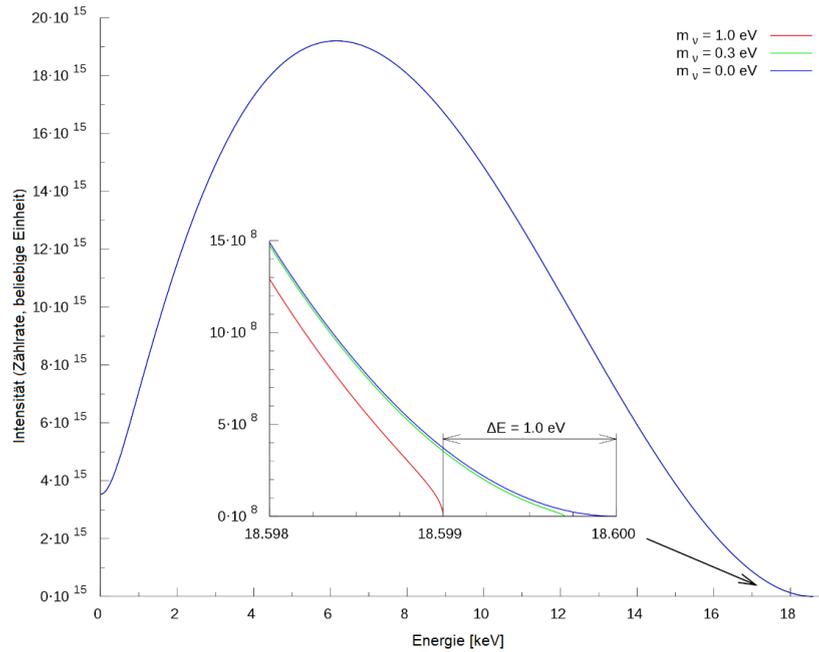


Abbildung 1.6.: Elektronspektrum des Tritiumzerfalls. *Innen:* Je nach Neutrinomasse rückt der Endpunkt näher an die theoretische Kurve für masselose Neutrinos heran.
Quelle:[Zyk].

am Endpunkt. Die einfache Atomstruktur erlaubt eine gute Nachbildung in Simulationen. Alternativ wäre noch Rhenium als Quelle des Beta-Zerfalls möglich. Die Endpunktenergie von ^{187}Re liegt im Vergleich zu Tritium wesentlich tiefer bei ca. 2,47 keV. Der Nachteil hier liegt jedoch in der vergleichbar hohen Halbwertszeit von $T_{1/2} = 4,32 \cdot 10^{10}$ Jahren. In diesem Fall müsste wesentlich mehr Quellenmaterial zur Verfügung stehen, um eine hohe Zerfallsanzahl zu erzeugen.

Das hier beschriebene Prinzip zur Messung der Neutrinomasse wird derzeit am KATRIN-Experiment in die Tat umgesetzt. Vorgängerexperimente mit gleichem Aufbau haben die Neutrinomasse derzeit auf obere Massengrenzen von $m_{\nu_e} \leq 2,3\text{eV}$ (95% C.L.) (Mainz[Kra05]) und $m_{\nu_e} \leq 2,5\text{eV}$ (95% C.L.) (Troitsk[Lob03]) gesetzt. Das KATRIN-Experiment hat zum Ziel, die Massengrenze um eine Größenordnung zu verbessern. Es nutzt, genau wie die Vorgänger, das Messprinzip des MAC-E-Filters. Eine Einführung in den Aufbau und das Messprinzip wird im nächsten Kapitel gegeben.

2. KATRIN

Das **K**Arlsruhe **T**Ritium **N**eutrino **E**xperiment ist ein Experiment, welches sich zum Ziel gesetzt hat, die Neutrinomasse zu bestimmen. Die Sensitivität liegt mit $0,2\text{eV}/c^2$ bei 90% CL um einen Faktor 10 besser als bei den beiden Vorgängerexperimente, aus Troitsk [Lob03] und Mainz [Kra05]. Die Messmethode von KATRIN untersucht die Kinematik des Tritium-Zerfalls und ist daher modellunabhängig. Das theoretische Energiespektrum beruht auf Fermis Goldener Regel und beinhaltet als Observable das Quadrat der Neutrinomasse $m_{\nu_e}^2 c^4$.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_f^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\Theta_c) |M|^2 F(Z, E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\nu_e}^2 c^4}^1 \quad (2.1)$$

Zur Analyse des Endpunktes des Energiespektrums wird in den verwendeten Spektrometern das Prinzip des MAC-E-Filters[Bea80b] verwendet. Dadurch ist eine sehr genaue Endpunkt-Vermessung des Energiespektrums möglich.

2.1. MAC-E-Filter

Die Hauptbestandteile des MAC-E-Filters² sind zwei supraleitende Magnete zu beiden Enden des Spektrometers. Diese generieren ein symmetrisches Magnetfeld, welches bis zur Analysierebene in der Mitte um mehrere Größenordnungen abfällt und die Elektronen aus der Quelle adiabatisch entlang der Feldlinien führt. Durch ein System von zylindrisch angeordneten Elektroden wird zusätzlich ein axialsymmetrisches, elektrisches Potential generiert. Diese Kombination dient zur Selektion der ankommenden Elektronen. Elektronen mit genügend Energie überschreiten die Analysierebene und gelangen zum Detektor. Elektronen mit weniger Energie werden reflektiert und aus der Anordnung entfernt. Während des Transportes entlang der Feldlinien wird die Energie der Zyklotronbewegung durch das abnehmende Magnetfeld in longitudinale Bewegungsenergie umgewandelt. An der Analysierebene besitzen die Teilchen daher nur noch longitudinale kinetische Energie und können über das elektrostatische Potential sehr präzise selektiert werden. Diese Umwandlung der Energie geschieht durch den Gradienten der magnetischen Kraft. Der Vektor der Impulsrichtung ändert sich aufgrund der geringen Änderungsrate des Magnetfeldes nur adiabatisch und das magnetische Moment bleibt daher konstant. Zusammengefasst entspricht die

¹Spektrum eines "nackten" Atomkerns ohne angeregte Zustände

²Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter

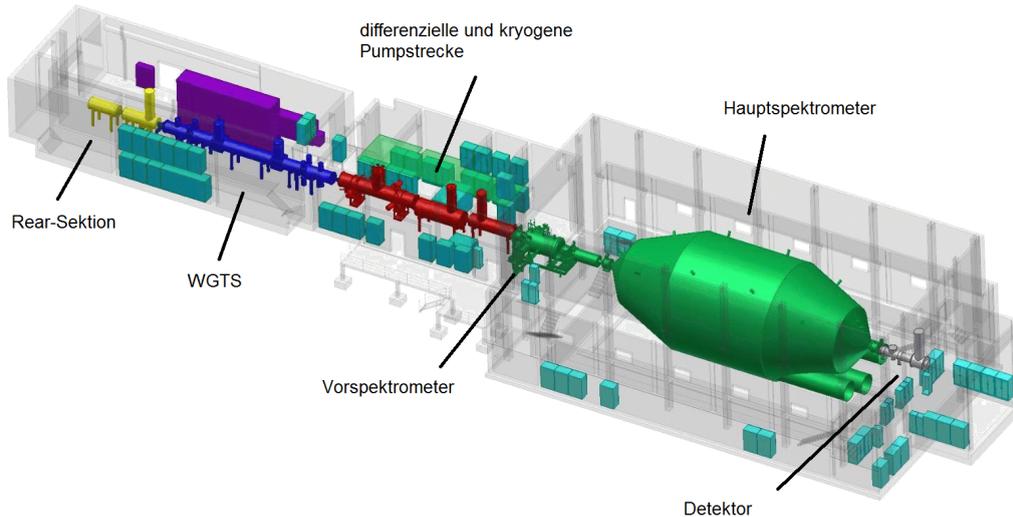


Abbildung 2.2.: Schema des KATRIN-Experiments: Neben Neutrinos entstehen Elektronen in der Quelle bei Tritiumzerfällen und werden magnetisch zur Transportsektion geleitet. Während restliches Tritium entfernt wird, fliegen die Elektronen weiter durch die Spektrometer. In den Spektrometern werden die Elektronen nach der Energie sortiert und nur Elektronen in der Nähe des Energieendpunktes erreichen den Detektor.
Quelle:[Adi].

Wirkungsweise des MAC-E-Filters der eines integrierenden Hochpassfilters. Weiterhin besitzt der MAC-E-Filter eine hohe Winkelakzeptanz, was zu einer hohen Zählrate beiträgt. Die relative Energieschärfe des Filters kann dann mittels des konstanten magnetischen Moments aus den Magnetfeldquotienten angegeben werden:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_A}{B_{max}} \quad (2.2)$$

Ziel von Katrin ist eine Auflösung von $\Delta E = 0,93eV$. Das T_2 -Zerfallsspektrum am Endpunkt wird damit in integrierter Form über die Änderung des elektrostatischen Potentials gemessen. Die Messung des Retardierungspotentials erfolgt mit dem Monitorspektrometer und über einen Spannungsteiler.

2.2. Aufbau

Das 70m lange KATRIN-Experiment besteht aus insgesamt sieben Teilbereichen. Angefangen von der Tritiumquelle werden die Elektronen durch die Transportsektion in das Vorspektrometer geleitet. Anschließend erreichen sie das Hauptspektrometer und werden nach dem Durchlaufen der Analysierebene am Detektor registriert. Am anderen Ende der Tritiumquelle befindet sich noch die “Rear-Section”, welche die Quelle permanent überwacht. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten erläutert.

2.3. Windowless Gaseous Tritium Source (WGTS)

Die fensterlose Tritium-Gas-Quelle (siehe Abbildung 2.3) steht am Anfang des Experiments und liefert über den Zerfall von molekularem Tritium die Elektronen. Die Quellsektion besteht neben der eigentlichen 10 m langen zylindrischen Quelle noch aus den



Abbildung 2.3.: Designstudie zur Aussenansicht der WGTS.
Quelle:[WGTS]

beiden angehängten Transportbereichen DPS1-R und DPS1-F. “R” und “F” stehen hierbei für ihren jeweiligen Standort relativ zum Experimentaufbau. Diese beiden Teilstücke der differentiellen Transportstrecke werden zusammen mit der Quelle in einem Kryostaten gebaut. Hauptaufgabe der DPS1 ist es, das nicht zerfallene Tritium nach Verlassen der Quelle mittels Turbomolekularpumpen abzusaugen und wieder der Quelle zuzuführen. In der Mitte des WGTS-Strahlrohrs wird über Kapillaren das T_2 -Gas eingeleitet, das dann mittels Diffusion zu beiden Enden der Quelle gelangt. Während dieser Diffusion ($t \approx 1\text{ s}$) nimmt die lokale Dichte der Tritiumteilchen den Faktor 200 ab. Ziel ist es, dass kein Tritium das Vor-/Hauptspektrometer erreicht, sondern nur die beim Zerfall entstandenen Elektronen. Tritium im Spektrometer würde beim Zerfall eine präzise Messung der Neutrinomasse unbrauchbar machen. Die entstandenen Elektronen werden mittels supraleitender Magnete adiabatisch aus der Quelle in Richtung Transportsektion geleitet. Das verwendete Tritiumgas wird bei sehr niedrigen Temperaturen (ca. 27 K) und hoher Reinheit in die Quelle eingelassen. Die Tritiumreinheit beträgt ca. 95% und die Dichte liegt bei einem Druck von $3.4 \cdot 10^{-3}$ mbar bei $5 \cdot 10^{17}$ Molekülen. Durch β -Zerfällen werden pro Sekunde etwa 10^{11} Elektronen produziert.

Die “Rear-Section”, oder auch CMS ³sitzt hinter der DPS1-R und dient hauptsächlich der Analyse der Quell-Aktivität und des elektrischen Potentials der WGTS.

2.4. Transportsektion

Die Transportsektion besteht aus mehreren Pumpsektionen. Diese haben hauptsächlich den Zweck den Tritiumfluss und sämtliche Nebenprodukte des Tritiumzerfalls (d.h. Ionen) zu reduzieren, bzw. aus dem Experiment zu entfernen. Der Untergrund am Detektor, erzeugt durch Tritiumzerfälle, sollte geringer als 10^{-3} sein. Dies bedeutet einen Tritiumdruck von weniger als 10^{-21} mbar im Hauptspektrometer. Um dies zu erreichen, muss die Transportstrecke den Tritiumfluss um mehr als 14 Größenordnungen bis zum Vorspektrometer reduzieren. Zur Transportsektion gehören DPS2-F und CPS. In der 6,5 m langen DPS2-F sitzen 4 Ports mit Turbomolekularpumpen, welche den Tritiumfluss um den Faktor 10^5 reduzieren. Die 5 Verbindungsstücke zwischen den vorderen Pumpports und den hinteren sind gegeneinander um 20° gekippt. Jedes Verbindungsstück ist jeweils 1 m lang und

³Calibration and Monitoring System[Poo08]

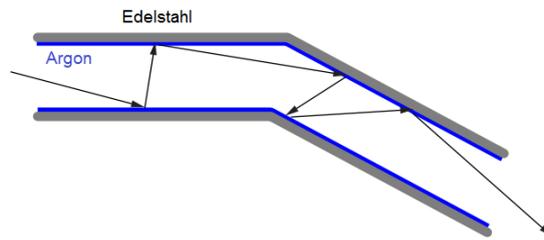


Abbildung 2.4.: Schema des Verlaufs von Wasserstoff- und Tritiumbahnen. Stöße mit der Argonschicht lassen die Teilchen festfrieren[Ang05].



Abbildung 2.5.: Bild des Vorspektrometers vor Beginn der Testmessungen am KIT[KIT]

hat einen Durchmesser von 75 mm. Durch den Einbau dieser Schikane besitzen die Tritiummoleküle keine direkte Sichtverbindung zwischen Eingang der DPS und Ausgang. Zur DPS2-F gehören außerdem noch 5 supraleitende Magnete mit einer Feldstärke von je 5,6 T. Das resultierende Magnetfeld drückt den Flussschlauch der Teilchenbahnen zu einem Durchmesser von 66 mm zusammen. Eingebaute elektrische Dipole befördern in Kombination mit dem Magnetfeld verbleibende Tritiumionen aus der Strahloptik. Diese würden sonst den Elektronen ins Spektrometer folgen. Die DPS2-F wird bei einer Temperatur von 77 K betrieben und jede der Pumpen erreicht eine Saugleistung von ca. 2000l/s für H_2 .

Hinter der DPS2-F beginnt die kryogene CPS. Die CPS besitzt wie die DPS eine abgelenkte Transportstrecke. In der CPS befindet sich an der Innenwand der Strahlrohre eine Argon-Schicht. In der CPS gibt es 3 Strahlrohre, welche während des Betriebes durch flüssiges Helium gekühlt werden. Die Wand liegt somit bei einer Temperatur von 3-5 K. Dadurch frieren Tritium und andere Wasserstoffisotopologe an der Wand fest und können aus dem Experiment entfernt werden. Abbildung 2.5 zeigt das Prinzip der Adsorption von Tritium und Wasserstoff. Je mehr Stöße ein Teilchen mit der Wand durchführt, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, dass es das Ende der CPS erreicht. Wie schon in der DPS existieren hier auch mehrere Magnete, die ein Feld mit der Stärke von 5,6 T erzeugen. Im Anschluss an die Transportsektion befinden sich das Vor- und Hauptspektrometer.

2.5. Vorspektrometer

Zwischen Hauptspektrometer und der Transportsektion befindet sich das Vorspektrometer. Es ist 3,38 m lang, hat einen Durchmesser von 1.68 m bei einer Wandstärke von 11 mm. Das Vorspektrometer dient als Energiefilter für die adiabatisch transportierten Tri-

tiumzerfallselektronen und stellt wie das Hauptspektrometer ein MAC-E-Filter dar. Die Energieauflösung liegt bei ca. 100 eV. Die Potentialbarriere des Vorspektrometers liegt bei 18,3 keV und das Magnetfeld wird mittels zweier supraleitender Magnete erreicht. Damit die Energiemessung im Hauptspektrometer nicht durch unwichtige niederenergetische Elektronen gestört wird, reduziert das Vorspektrometer den Elektronenfluss von $> 10^{10}$ auf ca. $\approx 10^4$. Alle Elektronen unterhalb von 18,3 keV werden so vom Hauptspektrometer ferngehalten und nur Elektronen knapp unterhalb des Endpunktes des β -Spektrums können passieren. Im Vorspektrometer wird dazu ein Magnetfeld von 300 Gauss in der Analysierebene benötigt. Im Innern des Vorspektrometers befindet sich noch ein Drahtsystem in der Nähe der Tankwand. Die Tankwand liegt auf einem Potential von -18,1 keV und das Drahtsystem auf -18,3 keV. Dadurch werden störende Teilchen, welche aus der Wand austreten können, daran gehindert den Flussschlauch zu erreichen.

In den letzten Jahren wurde intensiv am Vorspektrometer experimentiert. Da es eine kleine Version des Hauptspektrometers ist, wurden diverse geplante Messungen und Apparaturen des Hauptspektrometers am Vorspektrometer getestet.

Den Übergang zum Hauptspektrometer bildet ein Strahlrohr mit UHV⁴-Ventil.

2.6. Hauptspektrometer

Das Hauptspektrometer ist prinzipiell eine vergrößerte Version des Vorspektrometers. Es hat eine Länge von 23,3 m und einen Durchmesser von ca. 10 m. Die innere Oberfläche beträgt ca. 650 m² und das Volumen umfasst 1400 m³. Die Energieauflösung von 0,93 eV in der 63,3 m² großen Analysierebene wird durch zwei supraleitende Magnete zu Beginn und am Ende des Spektrometers, sowie ein präzise eingestelltes elektrisches Potential erreicht. Im Tank wird ein Ultrahochvakuum von mindestens 10⁻¹¹ mbar erzeugt. Die nötigen Turbomolekularpumpen sitzen im unteren, hinteren Bereich. Die drei Zugangschächte⁵ sind jeweils 3 m lang und haben einen Durchmesser von ca. 1,7 m. Bereits im Vorspektrometer wurde ein inneres Drahtelektrodensystem erfolgreich getestet, daher wird im Hauptspektrometer ebenfalls ein Drahtelektrodensystem installiert. Dieses 2-lagige Drahtsystem reflektiert Untergrundteilchen von der Tankwand zu dieser zurück und dient zusätzlich als Feineinstellung für das elektrische Potential. Das Potential liegt hierfür etwas negativer als die Tankwand selbst.

2.7. Monitorspektrometer

Dieses befindet sich auf denselben Feldparametern wie das Hauptspektrometer, ist lediglich räumlich davon getrennt, um Streufelder zu minimieren. Das Monitorspektrometer ist 5 m lang und wird auf derselben Hochspannung wie das Hauptspektrometer betrieben. Der Tank ist die modifizierte Version des in Mainz verwendeten Spektrometers. Eine AmCo/CKrS-Quelle und ein Siliziumdetektor komplettieren den Aufbau. Die Quelle emittiert monoenergetische Elektronen und erlaubt somit dem Monitorspektrometer eine Echtzeitmessung des Hauptspektrometerfeldes.

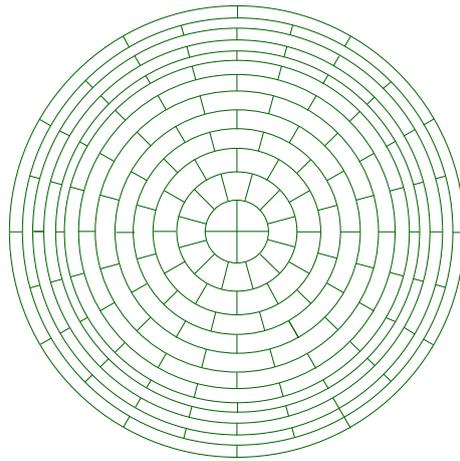


Abbildung 2.6.: Pixelverteilung des Silizium- Halbleiterdetektors

2.8. Detektor

Die Messung der höchstenergetischen Elektronen übernimmt ein 148 Pixel großer, runder Silizium-Halbleiterdetektor (FDP⁶). Transmittierte Elektronen werden zum Detektor hin erneut auf ihre ursprüngliche Energie beschleunigt. Daher liegt die Energieauflösung bei 1,4 eV für Elektronenenergien ab 18,6 keV. Zur Positionsbestimmung wurden 12 Ringe mit jeweils 12 Pixeln um 4 zentrale Pixel angeordnet. Die einzelnen Flächen des Detektors sind alle gleich groß. Abbildung 3.1.9 zeigt ein Schema der Pixelaufteilung des Detektors. Der Detektor befindet sich in einem supraleitenden Magneten in einer magnetischen Flussdichte von ungefähr 3-6 T. Ein Vetosystem aus Kupfer und Blei schützt den Detektor vor kosmischer Strahlung und anderen Untergrundeffekten. Die Untergrundreduzierung ist zwingend notwendig, da aus dem Tritiumzerfall im Endbereich des Energiespektrums nur sehr kleine Zählraten erwartet werden.

⁴Ultra-Hoch-Vakuum

⁵Pumpports

⁶Focal Plane Detector

3. Simulationspakete

Das primäre Ziel der Diplomarbeit, den Myon-induzierten Untergrund am Hauptspektrometer im niederenergetischen Bereich abzuschätzen, wird mit vorhanden Simulationsprogrammen angegangen. Die technischen Möglichkeiten dazu bieten die beiden Simulationspakete Geant4 [Ago03][All06] und das von KATRIN eigenentwickelte Kassiopeia-Programm. Zur vollständigen Beschreibung des Untergrundes und der Bahnkurve im Inneren des Hauptspektrometers wird eine Kombination aus beiden Programmen benötigt. Die Abgrenzung erfolgt im Hinblick auf die Wechselwirkungsprozesse in der Tankwand, simuliert mit Geant4, und die nachfolgenden Prozesse im Ultrahochvakuum des Spektrometers, simuliert mit Kassiopeia. In diesem Abschnitt werden beide Programme vorgestellt und auf die programmtechnischen Aspekte eingegangen.

Kapitel 4.4 beschreibt dann die Umsetzung der Untergrundsimulation mit Geant4.

3.1. Simulationspaket Geant4

Das Geant4 (**GE**ometry **ANd** **T**racking) Simulationspaket ist ein anerkanntes, hinreichend weit entwickeltes Simulationstool für verschiedene Anwendungszwecke. Seine Ursprünge finden sich in der Monte-Carlo-basierten Simulation von Ereignissen an Beschleunigerexperimenten am CERN. Programmiertechnisch begann es mit Fortran in Geant3, der Vorgängerversion, und ist nun übergegangen zu einer objektorientierten Programmierung unter C++. Anfangs noch strikt auf einzelne Experimente zugeschnitten, ist Geant heute ein umfangreiches, flexibel einsetzbares Tool zur Durchtrittssimulation von Teilchen durch Materie unter Verwendung von Monte-Carlo-Methoden. Seit der Version 8.1 im Jahre 2006 wird Geant4 unter der “Geant4 Software License” offiziell vertrieben. Der Quelltext ist allerdings schon seit jeher offen zugänglich. Durch die weitreichenden Updates und den Übergang zur objektorientierten Programmierung unter C++ hat sich das Anwendungsgebiet drastisch erhöht. Mittlerweile findet Geant4 Verwendung in diversen physikalischen Forschungsgebieten der Beschleunigerphysik, Hochenergiephysik, im physikalischen Teil der Medizin und Nuklearexperimenten. In der aktuellsten Version 9.4.p02 wurden im Vergleich zu Vorgängerversionen einige Verbesserungen in der Architektur der Simulation durchgeführt und die Kommunikation vieler Programmteile untereinander verbessert¹.

¹Die für diese Arbeit getätigte Myonenuntergrundsimulation benutzt in der endgültigen Fassung die aktuellste Version 9.4.p02 (Juni 2011)

3.1.1. Überblick

Figur 3.1 beschreibt bildlich das Geflecht der Klassenkategorien und die Verknüpfung mit Anwenderanforderungen an die Simulation. Die Kategorie “Geant4” steht für das Ergebnis einer Simulation und bildet die Zusammenfassung und Validierung simulierter Daten und die Visualisierung derer mit graphischen und textbasierten Methoden. Die angegliederten Bereiche repräsentieren den internen Ablauf von Geant4 und die Vernetzung mit Anwenderdaten.

Die Bereiche “Global”, “Intercoms”, “Graphic-Reps” und “Interfaces” konstruieren das Grundgerüst von Geant4. Der innere Kern, bestehend aus “Run”, “Event”, “Track”, “Geometrie”, “Process”, “Digits & Hits” und “Material” repräsentiert den Ablauf der physikalischen Prozesse im Programm. Abschließend bilden “Tracking”, “Visulization” und “Readout” die Verknüpfung zwischen der Intention des Anwenders und der programmtechnischen Umsetzung.

Die wichtigsten Programmstrukturen und Klassenkategorien werden im Folgenden näher erläutert.

3.1.2. Global

Die für die komplette Geant4 Simulation wichtigen Eigenschaften sind in der obersten Ebene definiert. Dazu zählen vor allem das Einheitensystem, Konstanten und die Erzeugung von geeigneten Zufallszahlen.

Geant4 definiert die Standardeinheiten für die Simulation nicht nach dem Einheitensystem des SI-Systems (*Système international d’unités*). Der Unterschied besteht in der Anpassung der Größenordnungen an physiklisch sinnvolle Werte. Für Geant4 gelten folgende Basiseinheiten:

- Länge: Millimeter (mm)
- Zeit: Nanosekunde (ns)
- Energie: Megaelektronenvolt (MeV)
- Elementarladung: positive Ladung (e^+)
- Temperatur: Kelvin (K)
- Mengenangabe: Mol (mol)
- Intensität: Kandela (candela)
- Raumwinkel: Radiant und Steradian (radian)(steradian)

Werden Werte in der Simulation ohne Angabe von Einheiten benutzt, verwendet Geant4 automatisch diese Basiseinheiten. Bei der Verwendung anderer Einheiten rechnet Geant4 diese intern bei der Benutzung um. Ausgabeoperationen verwenden ebenfalls immer diese Basiseinheiten. Es besteht auch die Möglichkeit, das komplette System von Basiseinheiten auf ein Anderes umzustellen, sowie individuell andere Größenordnungen zu verwenden. Hierfür werden die gewünschten Einheiten mit an die Werte angehängt. Ebenso ist es möglich Geant4 selbstständig das beste Einheitenpräfix auswählen zu lassen.

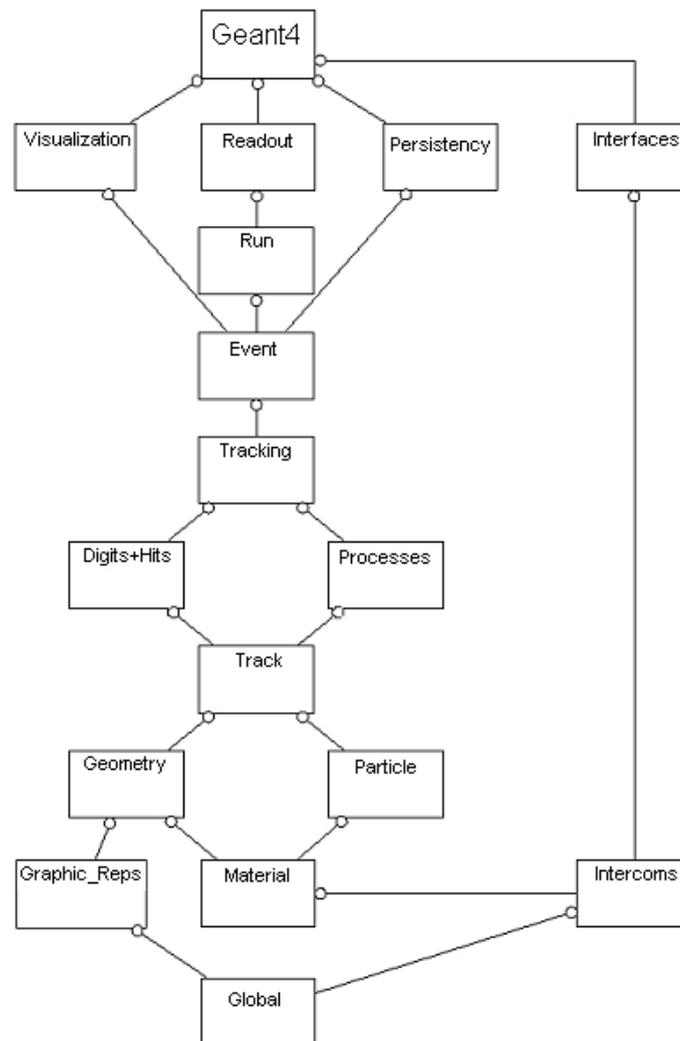


Abbildung 3.1.: Geant4 - Klassenkategorien: Die Abbildung listet alle Klassenkategorien auf und verknüpft diese miteinander. Die Klassen im oberen Bildabschnitt befassen sich vornehmlich mit dem offensichtlichen Ablauf und der Validität einer Simulation für Anwender. Im Gegensatz dazu bildet der untere Bildabschnitt den internen Ablauf der Simulation ab. Diese Klassen wirken im Hintergrund und ohne Kenntnis des Anwenders. Die Konfiguration vor der Simulation umfasst allerdings alle sichtbaren Kategorien.

[Gea]

3.1.3. Simulationshierarchie

Eine Simulation durchläuft nach dem Start verschiedene Stadien. Begonnen wird jede Simulation mit der Initialisierung der Basisfunktionen. Danach wird die Simulation anhand der vorgegebenen Daten gestartet. Die Simulationshierarchie sieht folgendermaßen aus:

- Run
- Event
- Track
- Step

Run und Event sind dabei zwei Managementbereiche, die den Ablauf einer Simulation auf unterschiedlichen Ebenen steuern. Ein Run beinhaltet eine bestimmte Anzahl an Primärteilchen, welche die einzelnen Events starten. Der Run-Manager übergibt dementsprechend die konstruierten Eventobjekte an den Event-Manager. Dieser übergibt für jedes Teilchen, welches zu diesem Event gehört, die relevanten Daten an den Tracking-Manager. Der Track eines Teilchens steht für dessen Bahnbewegung in der Simulationsgeometrie. Die einzelnen Schritte des Teilchens werden im Step berechnet. Da eine Teilchenbahn sehr viele Schritte besitzen kann, werden nur Informationen zum aktuellen Schritt gespeichert, bestehend aus dem Ursprungspunkt und dem momentan berechneten Endpunkt.

Nach einem erfolgreichen Schritt beginnt dies erneut.

Neben den bisher genannten Bereichen existiert noch der Stack. Im Stack werden die einzelnen Tracks eines Events gespeichert. Der Anwender kann festlegen, wie die Bearbeitungsfolge dieser Tracks abläuft. Die Bearbeitung der einzelnen Tracks kann entweder hierarchisch oder fortlaufend erfolgen. Standardmäßig werden die Tracks in der Reihenfolge berechnet, in der sie in den Stack geschrieben werden. Alternativ kann der Anwender eigene Regeln zur Bearbeitungsabfolge ertellen.

3.1.4. Messenger

“Messenger“-Dateien erlauben die Änderung bestimmter Vorgänge oder Werte ohne das Programm im folgenden kompilieren zu müssen. Dazu sind für jede Änderung eigene Funktionen definiert, die die gewünschte Variable ändern können. Folglich muss im Voraus festgelegt werden, welche Variablen für diese Zwecke in Frage kommen.

3.1.5. Track und Tracking

Der Tracking-Manager beschäftigt sich hauptsächlich mit Teilchen, welche sich gerade im Simulationsvolumen bewegen. Die gesamte Bewegung eines Teilchens durch die Simulationsgeometrie von der Erzeugung bis zur Löschung wird im zugewiesenen Track gespeichert. Dem Anwender stehen Möglichkeiten zur Verfügung, wann und wie bei Wechselwirkungen entstandene Teilchen registriert werden. Der eigentliche Transport der Teilchen und die genaue Berechnung erfolgt dabei im Hintergrund durch Geant4. Trackinformationen können außerdem separat in „Trajektoriencontainern“ gespeichert werden. Damit ist es unter anderem möglich ganze Tracks über graphische Ausgaben zu betrachten. Die Verbindung zwischen all diesen Kategorien mit dem oberhalb stehenden Event-Manager und dem unterhalb stehenden Stepping-Manager übernimmt der Tracking-Manager. Auf Step-Ebene existiert der Stepping-Manager. Dieser verbindet ebenfalls die anderen Kategorien miteinander. Aber im Gegensatz zum Tracking-Manager, welcher den Ablauf eines Tracks

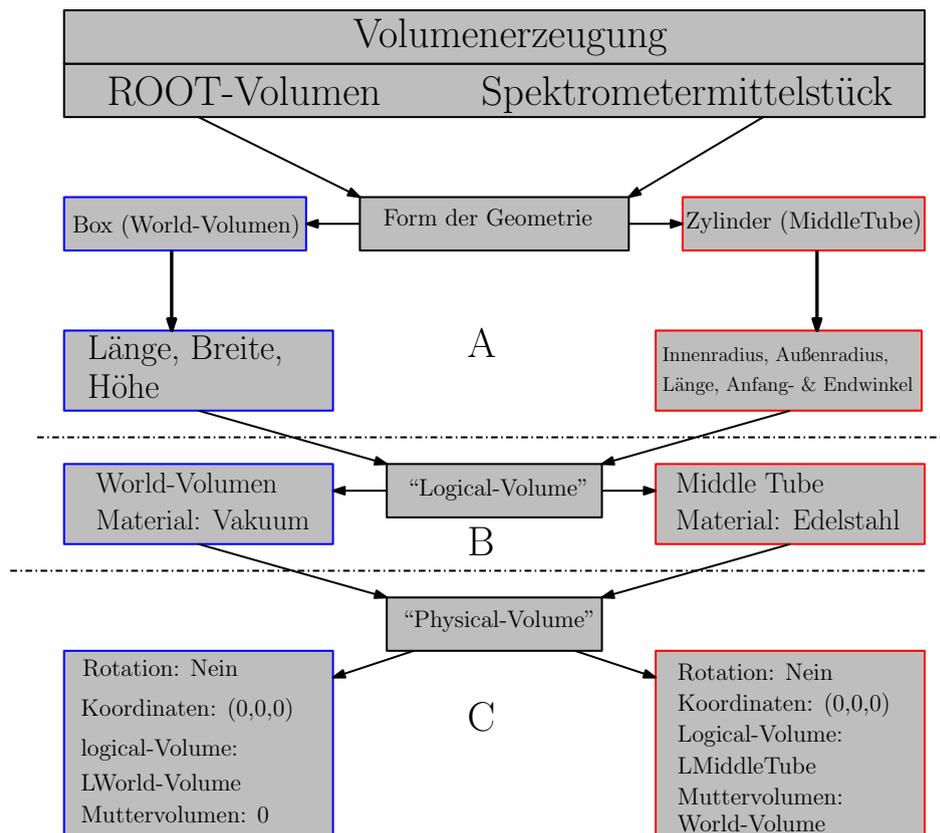


Abbildung 3.2.: Der Codeausschnitt demonstriert die Erzeugung der “World”-Geometrie sowie den zylindrischen Teil des Hauptspektrometers. Abschnitt A generiert das Volumen. Abschnitt B kombiniert die Geometrie mit Materialeigenschaften. Und Abschnitt C plaziert das “Logical-Volume” aus B in das Koordinatensystem der ROOT-Region, bzw. weist der ROOT-Region eine “Logical-Volume” zu. Beim Zylinder in A beschreiben der Anfangs- und Endwinkel einen Winkelbereich. Damit kann man zum Beispiel nur ein Viertel eines Zylinders erzeugen.
Quelle:[KASS]

in Bezug auf den internen Programmablauf steuert, leitet der Stepping-Manager Informationen weiter, die eine Änderung des Teilchenzustandes betreffen.

3.1.6. Geometrie und Felder

Volumen und Regionen stellen eine wesentliche Grundlage für eine Simulation dar. In Geant4 beginnt die Geometrie mit der Definition eines “World”-Volumens. In jenem hat die Simulation Berechtigung, Teilchen zu starten. Doch um ein “World-Volume” zu definieren muss zuerst noch der verwendete mathematische Körper definiert werden. Ein Volumen wird in Geant4 in 3 Schritten definiert. Am Anfang steht das “Solid-Volume”, beispielsweise ein Quader. Geant4 hat für jeden mathematischen Körper festgelegte Eigenschaften. Für einen Quader wären dies Länge, Breite, Höhe und einen Namen. Diese bilden das Gerüst des zu erzeugenden Volumens. Für einen Zylinder müssen dementsprechend Radius und Winkel angegeben werden. Das “Logical-Volume”, oder Schritt 2, umfasst einen Namen für die ausgewählte Form des Volumens und die Art des verwendeten Materials. Zur fertigen Definition fehlt letztendlich nur noch die Position, Orientierung und Verknüpfung

mit übergeordneten Volumina. Diese Eigenschaften stehen zusammen mit dem Namen des “Logical-Volumes” im “Physical-Volume”. Die Orientierung und Position bezieht sich hierbei auf das lokale Koordinatensystem des übergeordneten Volumens. Das „World-Volume“ bildet die einzige Ausnahme, da es das oberste Volumen der Simulation ist.

Oftmals besitzen verschiedene Körper identische übergreifende Eigenschaften oder Körper befinden sich in gleichen Raumgebieten. In Geant4 ist es möglich, ein räumliches Gebiet mit spezifischen Eigenschaften zu definieren. Dieser Region können ebenfalls Körper zugeordnet werden. Die einzige Bedingung der Regionsdefinition ist ein Verbot von überlappenden Geometrien, um einen Absturz des Programms zu verhindern.

Geant4 bietet dazu außerdem verschiedene Tests der Geometrie an, um Fehler bei der Regionsdefinition zu vermeiden. Über die reine Definition von Volumina und Regionen kann der Anwender beim Kompilieren keine physikalischen Fehler finden. Beispielsweise bieten mögliche Überlappungen von Volumen viel Platz für unbeabsichtigte Simulationsergebnisse. Geant4 stellt für diesen Bereich eine automatische Geometrietestfunktion bereit, welche nach der Definition der Volumina mögliche Überlappungen findet und als Fehler ausgibt.

Neben der einfachen Definition verschiedener Körper ist es in Geant4 auch möglich, beliebig viele identische Volumen einfach und effektiv zu generieren. Dafür wird eine eigene Basisklasse bereitgestellt. Vorteilhaft ist außerdem, dass jedes einzelne Volumen individuell parametrisiert werden kann. Geant4 bietet außerdem die Möglichkeit vorhandene Geometrien zu importieren. Dies wird jedoch in dieser Arbeit nicht verwendet, da keine passenden Vorlagen vorhanden sind. Ebenfalls bereits implementiert ist ein einfacher auf Java basierender graphischer Editor. Dieser kann alle oben genannten Geometrien erzeugen und generiert automatisch den benötigten Quellcode.

Elektromagnetische Felder werden in Geant4 ebenfalls in 3 Schritten gebildet. Zu Beginn wird ganz allgemein ein Feld über die vorhandene Basisklasse definiert. Diese beinhaltet den Namen und die Stärke des Feldes. Weiterhin benötigt ein Feld noch eine Klassenwahl, welche die Berechnung der Trajektorien übernimmt. Zum Schluss wird noch spezifiziert, wie genau Übergänge zwischen Volumina berechnet werden sollen. Optional kann der Anwender Felder bestimmten Volumina zuordnen. Dies geschieht über die Verwendung der “Logical-Volumes” aus der Geometriekonstruktion. Außerdem stehen diverse Berechnungsmöglichkeiten für den Transport von Teilchen durch das Feld zur Verfügung. Generell werden verschiedene Runge-Kutta Methoden zur Berechnung verwendet. Im normalen Ablauf verwendet Geant4 die Methode Runge-Kutta vierter Ordnung.

3.1.7. Teilchendefinition und Material

Erzeugte Teilchen und verwendete Materialien müssen wie bei jedem anderen Abschnitt einer Simulation genau spezifiziert und definiert werden.

Ganz allgemein betrachtet ist jedes bekannte Teilchen mit sämtlichen Eigenschaften in Geant4 implementiert. Die einzelne Implementierung dieser Teilchen erfolgt während der Definition der physikalischen Eigenschaften (siehe dazu Kapitel 4.4.1). Der Anwender kann nach Belieben für die programmierte Simulation einzelne Teilchen aktivieren und eigene spezifische Eigenschaften festlegen. Dem Anwender steht es dabei frei, Teilchen auch unterschiedliche Eigenschaften zuzuordnen. Ebenso können für die Interaktion andere Eigenschaften festgelegt werden, als für die Entwicklung in der Zeit. Dies geschieht vornehmlich über die Basisklasse “DynamicParticle” und “ParticleDefinition”. “ParticleDefinition” definiert das Teilchen und in “DynamicParticle” wird der Weg durch Raum und Zeit beschrieben. Die Aufteilung der unterschiedlichen Teilchenarten erfolgt entsprechend dem

Standardmodell in

- Gluonen/Quarks/Di-Quarks
- Leptonen
- Mesonen
- Baryonen
- Ionen
- Andere.

Zur Simulation der Wechselwirkungen mit Materie ist es notwendig, dass der Anwender eine Produktionsschwelle für verwendete Teilchen definiert. Diese Schwelle wird in Geant4 als Reichweite, die ein Teilchen mit gegebener Energie noch zurücklegen kann, definiert. Intern wird diese Länge für das aktuelle Material in einen Energiewert umgerechnet. Fällt die kinetische Energie eines Teilchens unter diese Grenze, werden keine Sekundärteilchen mehr erzeugt. Energiedeposition findet allerdings weiterhin statt. Diese Grenze kann während der Simulation für verschiedene Regionen unterschiedlich ausfallen und/oder für jedes Teilchen separat definiert werden. Die unterste Grenze einer Reichenweitenangabe liegt in Geant4 mit dieser Methode bei 990 eV. Das Ziel dieser Arbeit ist allerdings die Untersuchung genau dieses niederenergetischen Bereichs. Daher ist eine niedrigerere Grenze von Vorteil. Der Anwender kann die Grenzbedingung überschreiben, indem er für die gesamte Simulation einen festen Energiewert festlegt. Dieser wird nur durch die internen Beschränkungen der einzelnen Prozesse limitiert. Allgemein steigt die benötigte Computerzeit mit kleinerem Energiegrenzwert stark an.

Die Materialdefinition hingegen erfolgt viel früher im Programmablauf. Da die Geometrie des Experimentes spezifische Materialien voraussetzt, wird vor der eigentlichen Generation des Simulationsgebietes inklusive aller benutzten Volumen, für jedes Material eine Instanz der Materialklasse von Geant4 aufgerufen. Über diese Objekteigenschaften kann der Anwender die benutzten Materialien festlegen und alle Eigenschaften definieren. Ein Codebeispiel für das in der Tankwand verwendete Edelstahl und die Definition des Vakuums finden sich im Anhang unter D.4. Komplexe Materialien, wie zum Beispiel Edelstahl, müssen aus ihren Komponenten zusammengebaut werden. Für oft verwendete Materialien gibt es allerdings in Geant4 bereits vorgefertigte Klassen. Elemente oder Isotope besitzen ihre eigene Klasse und können flexibel über Namen, Symbole und spezifizierende Merkmale definiert werden. Üblicherweise wird bei der Definition von Elementen Name, Symbol, molare Masse und Ordnungszahl verwendet. Bei der Benutzung von Isotopen muss außer der molaren Masse auch noch die Kernladungszahl und Nukleonenzahl angegeben werden. Ist die Definition der Grundbausteine abgeschlossen, können komplexere Materialien erstellt werden. Hierfür sind außer Zusammensetzung noch Dichte, Name und Symbol notwendig. Über die Anzahl der Komponenten und deren Auflistung nach prozentualem Anteil inklusive dem Betrag des Anteils entsteht ein vollständiges Bild des Materials. Elemente oder Isotope mit anwenderspezifischen Eigenschaften müssen ebenfalls für die Basisklasse "G4Materials" erzeugt werden. Dazu müssen die geänderten Eigenschaften mit in die Definition integriert werden.

3.1.8. Physik

Der physikalische Teil der Simulation ist für die physikalischen Prozesse und Gegebenheiten der Geometrie verantwortlich. Allgemein ablaufende Prozesse wie zum Beispiel die Bewegung von Teilchen mit kinetischer Energie in Raum/Materie, sind in Geant4 standardmäßig aktiviert und sorgen für eine Grundstabilität der Simulation. Für jede Wechselwirkung von Teilchen mit Materie müssen allerdings alle gewünschten Prozesse eigenständig aktiviert und konfiguriert werden. Es gibt dabei mehrere Möglichkeiten. Häufig benutzt der Anwender fertig konfigurierte Prozesslisten aus Geant4-Beispielsimulationen. Alternativ kann der Anwender eigene Prozesslisten erstellen und verwenden. Im Allgemeinen ist eine Kombination aus beiden die beste Lösung. Die Aufteilung der Prozesse in verschiedene Gebiete beruht auf der bekannten Aufteilung in der Physik:

- Elektromagnetische Wechselwirkung
- Hadronische Wechselwirkung
- Zerfälle
- Photoleptonische Wechselwirkung
- Optische Wechselwirkung
- Parametrisierung und Transport

Die Bearbeitung der unterschiedlichen aktivierten Prozesse geschieht programmtechnisch direkt nach der Definition der Teilchen/-Eigenschaften.

3.1.9. Detektor

Jedes Simulationspaket beinhaltet eine Klasse, welche die Aufgabe eines Detektors übernimmt. In Geant4 besitzt diese den Namen "SensitiveDetector". In der "SensitiveDetector"-Klasse definiert der Anwender, welche Informationen über Teilchen gespeichert werden sollen. Es ist möglich beliebig viele verschiedenen "SensitiveDetector"-Klassen zu erzeugen, um an verschiedenen Stellen unterschiedliche Informationen auszulesen. Das "SensitiveDetector"-Objekt übernimmt diese Funktion als Verknüpfung zwischen Geometrie und Datennahme. Dafür wird eine logische Geometrie an ein "SensitiveDetector"-Objekt gebunden. Durchquert nun ein Teilchen diese Geometrie oder löst eine vorher definierte Routine aus, werden die festgelegten Daten in "Hit"-Objekten gespeichert, bzw für das Event gesammelt. Die "Hit"-Klasse ist das Modell der gespeicherten Daten des Detektors. Nach Abschluss eines Events können die gesammelten Informationen ausgelesen und bearbeitet werden. Die "Hits-Collection", d.h., die Klasse welche Zugriff auf die Datenbank der gespeicherten "Hits" besitzt, liest die Daten aus und übergibt diese dem Anwender. Über die Kombination vieler verschiedener "Hits"-Klassen, bzw. „Hits-Collection“-Klassen lässt sich so ein gutes Bild über den Simulationsverlauf erfassen. Für diese Simulation nicht unbedingt relevant sind die vielen Erweiterungen und Anpassungen, welche für die "Hits"-Klasse zur Verfügung stehen. Diese vergrößern die Palette an Möglichkeiten sowohl zu mehr Präzision, als auch zur Quantität von Ereignisinformationen. Die Speicherung der genommenen Daten erfolgt nach der Verarbeitung durch den Run-/Event-/Stack-Manager. Die Datenspeicherung wird im nächsten Kapitel 4.4.1 erläutert.

3.1.10. Programmaufruf

Der generelle Programmaufruf ist für alle Simulationen mit Geant4 gleich. Die aus üblichen C++-Programmen bekannte “Main”-Funktion lädt die allgemeine programmtechnische Struktur und Benutzereingaben steuern den weiteren Ablauf. Die Struktur der Benutzereingabe wird durch den Anwender bestimmt. Diesem stehen folgende Möglichkeiten zur Steuerung zur Verfügung:

- “purely hard-coded batch mode”: Sämtliche Einstellungen müssen in der Main-Funktion und in den anderen User-Dateien vorgenommen werden.
- “batch mode, but reading a macro of commands”: In dieser Arbeit hauptsächlich verwendete Methode. Die Simulation startet und liest die Benutzereingaben über ein Textdokument ein.
- “interactive mode, driven by command lines”: Der Benutzer muss alle erforderlichen Eingaben in die Kommandozeilen eingeben. Kann in der für diese Arbeit programmierten Simulation zur Visualisierung der Trajektorien eingeschaltet werden.
- “interactive mode via a Graphical User Interface”: komplizierteste Version. Für den Start und den Ablauf einer Simulation wird eine eigene graphische Oberfläche entwickelt.

Nach dem Ende der eigentlichen Simulation wird die Programmstruktur beendet und der reservierte Speicher, GUI's, und die Basismanager werden wieder gelöscht.

Im Allgemeinen nur auf den Programmteil Geant4 bezogen reicht diese Beschreibung völlig aus. Diese Arbeit beinhaltet jedoch eine Weiterverarbeitung der Daten mit Kassiopeia. Programmübergreifend wurde daher eine einheitliche Struktur der Namensgebung für Eingabe- und Ausgabeformat angestrebt. Der Geant4 “Main”-Funktion wurden folglich Routinen hinzugefügt, welche Ein- und Ausgabeverzeichnisse benennen und die Generation von Zufallszahlen steuert.

3.1.11. Visualisierung

Visualisierung dient dem Anwender vornehmlich um programmierte Simulationen auf ihre geometrische Korrektheit zu überprüfen. Über Vorgaben kann der Anwender in Geant4 entscheiden, ob er eine graphische Ausgabe haben möchte, oder ob ihm eine rein textbasierte Ausgabe über den Bildschirm oder Dateien genügt. Es sind dabei diverse Visualisierungsmodule implementiert, die dem Anwender eine breite Palette an graphischen Ausgaben bieten.

In der für diese Arbeit programmierten Untergrundsimulation wurde hauptsächlich mit „Dawn“ gearbeitet. Dawn lässt sich mittels Konfigurationsdateien einrichten und startet am Ende einer Simulation gemäß den Vorgaben aus dieser Datei. Dawn gibt allerdings nur ein Bild der Simulation aus einer vordefinierten Perspektive wieder. Da für die Simulation kein besonderer Wert auf graphische Ausgaben gelegt werden muss, soll hierauf nicht weiter eingegangen werden.

3.2. Simulationspaket KASSIOPEIA

Neben dem Simulationspaket Geant4 wurde für die Erstellung dieser Arbeit auch KASSIOPEIA verwendet. In diesem Abschnitt wird auf die Struktur des Programms eingegangen und in Kapitel 5.3 wird auf die für diese Arbeit programmierte Simulation eingegangen. KASSIOPEIA bildet die Simulationssoftware des KATRIN-Experimentes. Die Programmiersprache ist C++, außerdem wurde die Software ebenfalls objektorientiert programmiert.

KASSIOPEIA benötigt Klassen zur Erzeugung von Teilchen und Funktionen um Transport und Feldberechnung mit in die Bahnberechnung einfließen zu lassen. Der Unterschied zu Geant4 ist im internen Aufbau der Software zu finden. Geant4 ist nicht auf ein Experiment zugeschnitten und bietet daher dem Anwender eine breite Vielfalt an Möglichkeiten die Software an die eigene Simulation anzupassen. KASSIOPEIA ist speziell für KATRIN entwickelt und das Hauptaugenmerk liegt dementsprechend in der möglichst genauen Simulation des Experimentes.

Die grundsätzliche Aufgabenverteilung ist der von Geant4 ähnlich:

- Teilchenerzeugung
- Transport
- elektrische und magnetische Feldberechnung
- Detektion

3.2.1. Generator für Primärteilchen

Unter KPAGE² liegen alle verfügbare Generatoren zur Erzeugung von Primärteilchen[Käf10][Käf09]. Gibt es mehrere aktive Generatoren, wird über die Gewichtung der einzelnen Generatoren zufällig einer ausgewählt, welcher dann das Primärteilchen erstellt. Existierende Generatoren bieten vielfältige Möglichkeiten Teilchen zu generieren. Es gibt Radon-, Krypton-, Tritium- und Elektrongeneratoren, sowie zwei Generatoren für die WGTS³, einen Oberflächen- und Volumen-Generator und einen Punktgenerator. Es ist außerdem möglich über ein Textdatei, Startpositionen in Verbindung mit Impuls oder Energie und Winkel einzulesen und diese Teilchen dann zu starten. Ein vollständiger Generator besteht aus mehreren Teilgeneratoren. Diese müssen mindestens durch den Standard-Generator für diesen Teilbereich besetzt sein. Diese erzeugen Informationen zu Energie, Position, Richtung und Zeit. Simulationen mit der Quellsektion von KATRIN verwenden den SSC⁴-Generator[Höt09]. Unterteilt in kleine Abschnitte können kleinste Abweichungen im Quellspektrum simuliert und untersucht werden. Im Generator sind alle vorhandenen Endzustandsverteilungen und Korrekturen des Spektrums integriert. Ziel des Generators ist es, ein realistisches Bild der Quelle für die KASSIOPEIA-Simulation zur Verfügung zu stellen.

3.2.2. Transport

Der Teilchentransport, bzw. die Berechnung der Teilchentrajektorien, erfolgt über KTrack[Lei10]. Dieser transportiert die Teilchen auf ihrer Bahn durch die ausgewählten Geometrien. Zur Berechnung der Trajektorien stehen zwei Methoden zur Verfügung. Zum Einen gibt es die

²KATRINParticleGEneration

³Windowless Gaseous Tritium Source

⁴Source Spectrum Calculation

exakte Berechnung durch das Lösen der Lorentz-Bewegungsgleichung

$$\vec{F}_{Lorentz} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.1)$$

und zum Anderen kann Kassiopeia eine Näherung über die adiabatische Bewegung des Schwerpunktes benutzen. Die adiabatische Näherung kann optional um “Gyration⁵ und “Magnetron-Drifts⁶ erweitert werden. Zur Lösung der Lorentz-Bewegungsgleichung stehen dem Anwender mehrere Runge-Kutta Lösungsmethoden verschiedener Ordnungen zur Verfügung[Glü02]. Je nach Komplexität der Simulation können in den Konfigurationdateien zusätzliche Effekte für die Trajektorienberechnung aktiviert werden. Die “StepStrategy-Configuration” beinhaltet unter anderem Funktionen, welche eine Synchrotronabstrahlung geladener Teilchen hinzufügt. Änderungen in der Energie durch Synchrotronabstrahlung beeinflussen dann den Zyklotronradius des Teilchens. Weitere optionale Methoden sind Streuprozesse(inelastische und elastische). Die Entwicklung dieser Prozesse beruht auf den mathematischen Berechnungen von Dr. Ferenc Glück[Glü06]. Die in der Programmiersprache C geschriebenen Programme wurden für C++ modifiziert und in Kassiopeia integriert.

3.2.3. elektrische und magnetische Feldberechnung

Die Bewegung der Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern in den Spektrometern erfordert Methoden zur Berechnung aller aktiven Felder. In Kassiopeia sind hierfür drei unterschiedliche Prinzipien integriert.

- KAFCA: Dr. Ferenc Glück’s[Glü06] Berechnungsprogramm für elektrische und magnetische Felder. Benutzt werden Legendre-Polynomentwicklungen und eine Randlelementmethode⁷.
- KNAXS (KATRIN Non-Axially-Symmetric Field Simulation Calculation): Diese Methode berechnet nicht axial-symmetrischen Felder. Dazu werden ...
 - Magnetfeldberechnungen von dünnen, diskretisierten Liniensegmenten
 - Magnetfeldberechnungen für magnetische Materialien mittels elektrischen Dipolen
 - Feld-Interpolationen mit 3D-Hermiteinterpolation

verwendet.

- KEMField (Comprehensive Field Simulation): Die Feldberechnungen werden mit der Robin-Hood-Methode[Laz04] [Laz08] durchgeführt. Diese Berechnungsmethode kann für elektrostatische Probleme verwendet werden und stellt ein Sonderfall der Randlelementmethode dar.

3.2.4. Detektion

Die Teilchenbeschreibung im Detektor übernimmt das Programm KESS⁸[Ren11]. Es berechnet Schritt für Schritt die Teilchenbewegung in Silizium in der Detektorschicht, und berücksichtigt dabei wichtige Festkörperprozesse wie Rückstreuung und Energiedeposition. Das Programm ist für den niederenergetischen Bereich von 0-50keV entwickelt worden.

⁵Rotation

⁶E x B - Bewegung

⁷Die Randlelementmethode ist ein Diskretisierungsverfahren welches die Berechnung von Anfangs- und Randwertproblemen mit partiellen Differentialgleichungen durchführt.

⁸KATRIN Electron Scattering in Silicon

3.2.5. Simulationsarchitektur

Kassiopeia besteht aus vielen verschiedenen Programmteilen, die kombiniert eine vollständige Beschreibung KATRIN's zum Ziel hat. Neben den vielen physikalischen Prozessen braucht eine Simulation eine Managementstruktur und einen Programmablauf. Diese organisieren die Simulation und verknüpfen einzelnen Programmteile. Die einzelnen Bereiche der Managementstruktur werden im Folgenden erleutert.

Simulationshierarchie

Kassiopeia besitzt wie Geant4 eine Aufteilung der Simulation in ...

- Run
- Event
- Track
- Step.

Die Funktionsweise ist genau die gleiche und wurde in 3.1.3 bereits für Geant4 erläutert. Lediglich der aus Geant4 bekannte Stack existiert in Kassiopeia nicht.

Geometrie

Der bisherige Simulationsablauf benötigt eine globale Architektur, die den nötigen Raum und Koordinaten zur Verfügung stellt. Die Grundlage dieses Raumes bildet die Geometrie. Wie in Geant4 muss in Kassiopeia auch ein ROOT-Volumen definiert werden. Dieses definiert das globale Koordinatensystem und bildet den Raum für Experimentgeometrien. Außerdem sind Methoden definiert, um einfache Geometriefragen beantworten zu können. Diese beinhalten zum Beispiel die Frage der Entfernung zwischen zwei Punkten. Weiterhin kann berechnet werden, ob ein Punkt innerhalb einer bestimmten Geometrie liegt, oder außerhalb. Der Aufbau des Raumes erfasst momentan nur die Verwendung von Kegelstümpfen. Sämtliche darstellbaren Objekte sind nur eine Spezialform des Kegelstumpfes oder eine Zusammensetzung aus mehreren. Neben der globalen Betrachtung dient die Geometrie den Modulen als Informationsquelle. Zum Beispiel können Module, welche die Berechnung der Schrittgrößen übernehmen, mit den Geometrieinformationen einen Plan für die Berechnung der Teilchentrajektorie in einem Geometrieabschnitt erstellen. Ebenso benötigen Feldberechnungen zum Beispiel die Position der im Experiment vorhandenen Magnete.

Region

Neben der Geometrie existiert eine Unterteilung in Regionen. Jeder Region ist ein Volumen zugeordnet und jede Region kann Sub-Regionen besitzen. Eine Subregion kann jedoch keine zwei Mutterregionen besitzen. Die Subregion muss sich somit komplett in der Mutterregion befinden. Eine Überlappung der Grenzen ist nicht möglich. Die Ausnahme bildet die ROOT-Region. Diese besitzt keine Mutterregion. Prozesse und Einstellungen werden generell an die Sub-Regionen vererbt. Sollen Prozesse in Sub-Regionen nicht aktiviert sein, müssen diese deaktiviert werden. Es ist außerdem möglich zum Beispiel eine Schrittgröße mit einer anderen in einem Kommandobefehl zu tauschen. Der Aufbau der Regionsstruktur ist in Abbildung 3.3[Ang05] gezeigt.

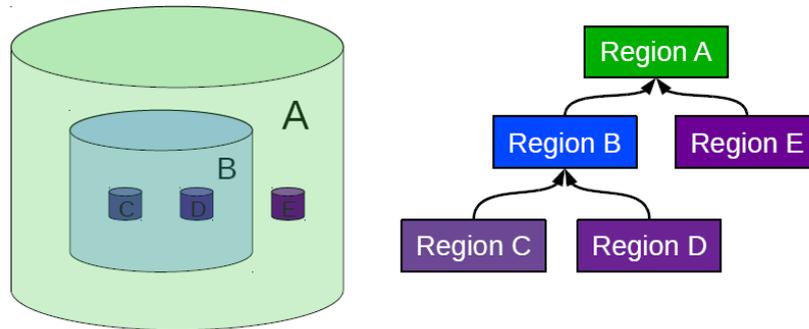


Abbildung 3.3.: Schema der Regionsstruktur: Region B und E befinden sich in Region A. Beide sind im Baumdiagramm der Region A zugeordnet. In Region B liegen die Regionen C und D. Diese sind folglich im Baumdiagramm nur mit B verknüpft, nicht jedoch mit E.

Quelle: [KASS]

Navigation

Teilchen können auf ihrer Bahn durch mehrere Regionen gelangen. Damit Kassiopeia immer genau bekannt ist, in welcher sich das Teilchen befindet, existiert der Navigator. Dieses Modul verweist immer auf die aktuelle Position des Teilchens in der Regionsstruktur. Ändert sich die Position, wird der Navigator aufgerufen und der Algorithmus des Navigators wird ausgeführt. Dieser erzeugt eine Liste mit Kommandos, welche direkt nach dem Beenden des Navigatoralgorithmus ausgeführt werden. Ändert sich die Position, wird durch den Navigator abgefragt, ob sich das Teilchen noch immer in der aktuellen Region befindet. In diesem Fall, wird nach Subregionen gesucht. Hat das Teilchen die Subregion betreten, werden in die Kommandoliste die Eintrittskommandos für die Subregion hinzugefügt. Hat das Teilchen jedoch die aktuelle Region verlassen, werden die Austrittskommandos hinzugefügt und der Algorithmus startet in der Mutterregion erneut mit der Überprüfung der Sub-Regionen. Mit diesem rekursiven Algorithmus ist es dem Navigator immer möglich der Kommandoliste die passenden Befehle zur Änderung der Konfiguration hinzuzufügen. Lediglich beim Verlassen der ROOT-Region schlägt dieser fehl. In diesem Fall wird die Simulation mit einem Fehler beendet. Die Kommandoliste kann somit Schrittgrößen, Abbruchbedingungen, magnetische und elektrische Felder und die Schrittberechnung ändern. Dies wird alles vom Anwender in Konfigurationsdateien festgelegt.

3.2.6. Toolbox und Manager

Neben der Simulationshierarchie wird Kassiopeia in drei Managementbereiche aufgeteilt, welche aufeinander aufbauen.

- Manager
- Module
- Datencontainer

Die Manager verbinden die unterschiedlichen Module und stellen sicher, dass immer die richtigen Module für die aktuelle Schrittberechnung aktiv sind. Alle Daten zu einen Schritt sind in Datencontainern gespeichert. Damit diese immer aktuell sind, aktualisieren die Module die Datencontainer im Verlauf der Simulation. Neue Container werden erstellt und

alte, nicht mehr benötigte, werden gelöscht. Die Datencontainer werden in verschiedene Stufen identisch zur Simulationshierarchie erstellt. In den jeweiligen Containern stehen dann lediglich Informationen zum zugehörigen Event/Track/Step.

Neben den “Executive”-Managern⁹ gibt es in Kassiopeia eine zusätzliche Art von Manager. Diese werden “Toolbox”¹⁰ genannt. Programmtechnisch ist die Toolbox eine Klasse, welche eine Liste mit zugehörigen Objekten besitzt. Im Falle Kassiopeia’s sind die Objekte die verschiedenen Module. Beim Start von Kassiopeia werden alle benötigten Module in diese Listen aufgenommen. Bildlich betrachtet, liegen alle benötigten Werkzeuge(Module) für die angestrebte Arbeit(Simulation) in der Toolbox(Werkzeugkasten). Ein “Tokenizer” liest die Einstellungen des Anwenders aus Konfigurationsdateien ein und erzeugt den passenden Eintrag in der Liste der zugehörigen Toolbox. Die angegliederten “Builder” erstellen anhand der Einträge in den Toolboxen die passenden C++-Objekte. Neben der Liste an Modulen gibt es für jede Toolbox zwei Funktionen. Zum einen fügt die “Add”-Funktion Objekte zur Liste hinzu und zum Anderen kann Kassiopeia über die “Get”-Funktion Module einer Toolbox abrufen.

Es gibt in Kassiopeia insgesamt fünf verschiedene Arten von Toolboxen:

- Geometrie: In der Geometrie Toolbox werden alle Objekte des Experiments hinterlegt. Die Regionen werden ausgehend von der Root-Region in ihrer Baumstruktur gespeichert.
- Feldberechnung: Diese Toolbox beherbergt alle zur Feldberechnung benötigten Module. Andere Programmteile von Kassiopeia können folglich jederzeit auf die in der Toolbox registrierten Module zurückgreifen und Feldberechnungen durchführen.
- Quellspektrumsberechnung¹¹: Hier sind alle Teilbereiche der Quellenberechnung gespeichert. Kassiopeia benötigt die Daten zur detaillierten Simulation der WGTS.
- Generator: Jeder Teilchengenerator ist hier untergebracht. Kassiopeia benötigt die Generatoren zur Erzeugung von Primärteilchen.
- Schritt-Strategie: Diese Toolbox stellt alle Methoden zur Verfügung, welche für die Schrittberechnung wichtig sind. Diese Methoden stammen aus drei verschiedenen Bereichen. Ein Bereich beinhaltet Methoden zur Begrenzung der Schrittgrößen. Des Weiteren gibt es einen Bereich für Abbruchbedingungen und einen für die verwendeten physikalischen Prozesse.

Zu jeder Toolbox existiert eine zugehörige Konfigurationsdatei. Diese füllt der Anwender mit den benötigten Einstellungen. Während der Simulation der Teilchenbahn werden die jeweils benötigten Module in eine ROOTklasse geladen. Diese stellt die Module der Simulation zur Verfügung. Alle anderen Programmteile, welche Informationen von den Modulen benötigen, können diese Informationen nur über diese ROOT-Klasse erhalten.

3.2.7. Output

Die gesammelten Informationen während einer Simulation werden abschließend in einer Datei zur späteren Analyse gespeichert. Das Dateiformat ist TFile und gesammelten Daten werden in TTrees mit einer Unterteilung in Event/Track/Step gespeichert. Für die

⁹Eventmanager, Trackmanager, ...

¹⁰Werkzeugkiste

¹¹SSC: Source Spectrum Calculation

physikalischen Daten gibt es 2 Möglichkeiten der Speicherung. Die Wahl trifft der Anwender in der globalen Konfigurationsdatei.

- `TClonesArray`: Das Standard Format besteht aus einer Baumstruktur aus KMC-Events¹². Für Track- und Stepdaten existiert jeweils ein Feld.
- `ThreeTrees`: Das `ThreeTree` Model erstellt für jedes Niveau einen eigenen Tree. Event, Track und Step liegen danach als getrennte Trees vor. Wenn es um Simulationen mit großen Schrittgrößen geht, ist dieses Format zu bevorzugen. Der `ThreeTree` Output ist sehr bequem mittels `Root` und dem `TTreeView` nutzbar.

¹²Kinetic Monte Carlo Events

4. Simulation des Myon-induzierten Elektronenflusses im KATRIN Hauptspektrometer

Dieses Kapitel befasst sich mit der Erzeugung des Myon-induzierten Elektron/Photon-Flusses aus der Tankwand des KATRIN Hauptspektrometers mit Geant4.

Ein genaues Verständnis der Myon-induzierten Elektronenrate ist notwendig für eine erste Einschätzung ihrer Größenordnung, und erlaubt darüberhinaus Abschätzungen für den gesamten Myon-induzierten Untergrund im Hauptspektrometer, für die Wirksamkeit des Elektrodensystems und der untergrundreduzierenden Maßnahmen.

Dieses Kapitel beginnt mit einer Einführung in die Produktion von Myonen und ihrer Winkelverteilung. Anschließend folgt die Simulation zur Myonenflussmessung. Im Folgenden werden die dominierenden Wechselwirkungsprozesse zwischen Myonen und Materie in der Tankwand erläutert. Abschließend folgt die Simulation der Myon-induzierten Elektronen und Photonen in der Tankwand des Hauptspektrometers mit Geant4 und die Auswertung dieser Simulation.

4.1. Produktion und Transport kosmischer Myonen

Myonen sind Elementarteilchen des Standardmodells und besitzen dem Elektron ähnliche Eigenschaften. Ein Myon hat eine negative Elementarladung und einen halbzahligen Spin. Die Masse ist mit $105,6 \text{ MeV}/c^2$ jedoch im Vergleich zum Elektron um einiges schwerer. Im Standardmodell zählt man das Myon zum Bereich der Leptonen/Fermionen und es wird durch die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung beeinflusst. Die Geschichte des Myons beginnt 1936, als Carl Anderson bei der Untersuchung der kosmischen Strahlung auf diese aufmerksam wurde. Abbildung 4.1 zeigt den schematischen Verlauf der kosmischer Strahlung beim Kontakt mit der Erdatmosphäre. Myonen entstehen, wenn kosmische Strahlung (ca. 87% Hochenergetische Protonen und 12% α - Teilchen) auf die Erdatmosphäre trifft. In den höheren Luftschichten werden so durch die Kollision mit Molekülen eine große Anzahl an Sekundärteilchen produziert. Bei diesen Kollisionen entstehen unter anderem auch Pionen und zum Teil Kaonen. Geladene Kaonen können zu 64% direkt

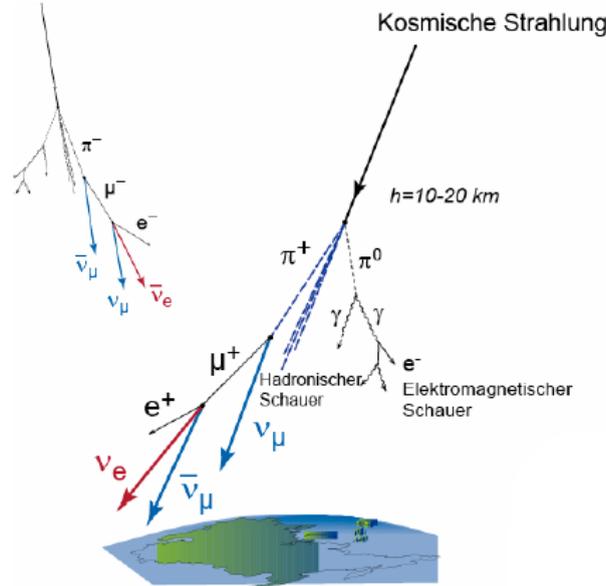
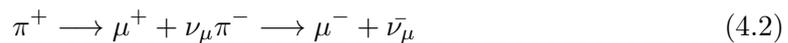


Abbildung 4.1.: Die Produktion von Myonen erfolgt in höheren Luftschichten bei der Kollision von kosmischer Strahlung mit Molekülen. Quelle:[Den08]

zu Myonen zerfallen.



Ungeladene Kaonen und die übrigen geladenen Hadronen zerfallen zuerst in mehrere Pionen, welche dann weiter zu Myonen zerfallen können. Die ungeladene Pionen zerstrahlen elektromagnetisch instantan ($\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$). Geladene Pionen zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von 26ns schwach zu Myonen und Myon-Neutrinos.



Die entstandenen Sekundärteilchen wechselwirken ebenfalls und es entsteht ein Schauer an Teilchen, welcher die Erdoberfläche erreicht. Die Energie dieser Teilchen variiert über viele Größenordnungen. Myonen bewegen sich von dem Punkt ihres Ursprungs mit hohen Geschwindigkeiten von ca 99,94% der Lichtgeschwindigkeit weiter. Aufgrund der daraus resultierenden relativistischen Effekten, erreichen die Myonen die Erdoberfläche. Ohne den Effekt der relativistischen Zeitdilatation würden Myonen die Erdoberfläche nicht erreichen, da die Zerfallslänge mit ca. 600 m viel zu kurz wäre. Relativistisch erreichen die Myonen aber eine mittlere Zerfallslänge von 15 km. Je nach Winkel zur Erdoberfläche erreichen mehr oder weniger Myonen die Erdoberfläche, bevor sie zerfallen. Dies führt zu einem winkelabhängigen Myonenfluss auf die Oberfläche des Hauptspektrometers. Messungen der Luftschauer aus kosmischer Strahlung zeigen einen Teilchenfluss von 300 Teilchen pro m^2 und Sekunde[Bog06] auf der Erdoberfläche. Aufgeteilt in unterschiedliche Komponenten ergibt sich eine Verteilung der aus primärer kosmischer Strahlung entstandenen Teilchen. Auf Erdoberflächenniveau nehmen die Myonen einen 63-prozentigen Anteil an diesen Luftschauern ein und erreichen damit eine Rate von 189 Myonen pro Quadratmeter und Sekunde bei senkrechtem Einfall auf die Fläche. Je flacher der Einfallswinkel wird, desto geringer wird der Fluss an eintreffenden Myonen, da der Weg durch die Atmosphäre länger wird. Als einfache Näherung kann hierfür die \cos^2 -Funktion herangezogen werden. Für flache Winkel weicht diese Näherung von gemessenen Werten ab. Folglich ist eine detailliertere Beschreibung für die Winkelverteilung notwendig.

Tabelle 4.1.: Konstanten der $\cos^{**}(\theta)$ -Funktion

$\cos(\theta)$	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	Max error [%]
0-0.002	0.11137	0	0	0	0	0.004
0.002-0.2	0.11148	-0.03427	5.2053	-14.197	16.138	0.3
0.2-0.8	0.06714	0.71578	0.42377	-0.19634	-0.021145	0.7

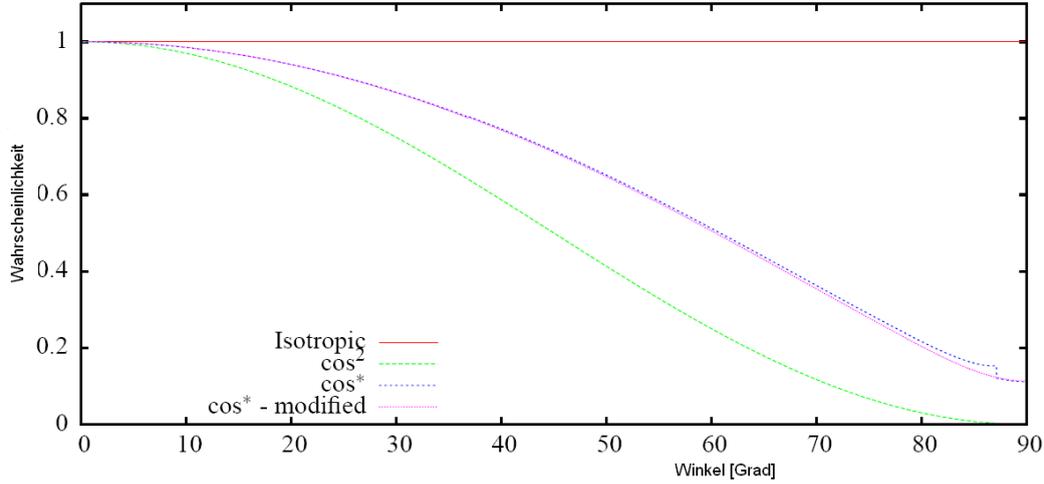


Abbildung 4.2.: Myonen - Winkelspektrum: Der Plot zeigt den Vergleich zwischen der Näherung mittels \cos^2 (grün) und der gefitteten Kosinusfunktion (violett).
Quelle: [Arl09]

4.1.1. Näherung zum Winkelspektrum kosmischer Myonen auf Erdoberflächenniveau

Die \cos^2 -Näherung für die Myonen-Winkelverteilung versagt bei kleinen Winkeln aufgrund der der Erdkrümmung. Eine bessere Beschreibung liefert S. I. Klimushin et al. in [Kli00]. Hieraus folgt eine Winkelverteilung über eine gefittete Kosinus-Funktion. Diese Fit-Funktion beinhaltet folgende Darstellung:

$$\cos^* \theta = S(\theta) \cdot \cos^{**}(\theta) \quad (4.3)$$

$$S(\theta) = 0.986 + 0.014 \cdot 0.05 \cdot \sec(\theta) \quad (4.4)$$

Der Sekans wird nur unter einem Polarwinkel zwischen null und siebzig Grad genutzt. $\cos^{**}(\theta)$ ist ein Polynom und hat folgende Komponenten:

$$\cos^{**}(\theta) = \sum_{i=0}^4 c_i \cdot \cos^i(\theta) \quad (4.5)$$

Die c_i 's sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Diese \cos^* -Fit-Funktion modelliert die Randbereiche mit großen Winkeln wesentlich besser als die \cos^2 -Funktion, bzw. ergänzt Krümmung der Erde. Die gefittete Kosinus-Funktion, sowie die Näherung über \cos^2 wurden abschließend in Abbildung 4.2 zusammengefasst. Beide Näherungen zur Winkelverteilung der Myonen wurden für diese Arbeit in die Myonen-Untergrundsimulation eingebaut.

4.2. Berechnung des Myonenflusses am KATRIN Hauptspektrometer

Der Myonenfluss für das komplette Hauptspektrometer lässt sich über mehrere Methoden mit unterschiedlicher Genauigkeit abschätzen. Bisher wurde als obere Grenze ein Myonenfluss von ca. 10^5 pro m^2 und Sekunde angenommen [Ang05]. Diese folgt aus einer einfachen Faltung des Myonenflusses mit der Oberfläche des Spektrometers ($650 m^2$). Andere Arbeiten aus Münster [Arl09] schätzten mittels Simulationen den Myonenfluss auf alle Komponenten des Hauptspektrometers auf ungefähr 65000 Myonen pro Sekunde¹. Allerdings gelangen aufgrund der Zerfallslänge auf die untere Hälfte des Spektrometers viel weniger Myonen als auf die obere Hälfte. Myonen, welche durch die Erde hindurch das Spektrometer treffen könnten, verlieren entweder ihre Energie auf ihrer Flugbahn durch die Erde, oder zerfallen. Daher wird die untere Fläche größtenteils von den Myonen durchsetzt, welche das Spektrometer verlassen.

Daher wird hier eine weitergehende Simulation angestrebt, die eine genauere Abschätzung des Myonenflusses mittels Myonenbahnberechnung ermöglicht.

Eine einfache Simulation startender Myonen in Höhe der Erdatmosphäre erlaubt eine Abschätzung des Myonenflusses auf das Hauptspektrometer. Wählt man die Starthöhe der simulierten Teilchen gering gegenüber der Höhe ihrer Produktion, so kann pro Fläche die gemessene Winkelverteilung und die absolute Rate von 189 Myonen pro m^2 und Sekunde benutzt werden. Aus den Größen der Startfläche und des Myonenflusses wird auf die Anzahl der einfallender Teilchen zurückgerechnet. Isotrop auf dieser Fläche verteilt wird den Myonen laut Winkelverteilung ein Winkel zugewiesen. Abschließend wird die Bahn der Myonen berechnet, und der Fluss auf ein zu messendes Objekt betrachtet. Der absolute Fluss von Myonen auf dieses Objekt spiegelt nahezu den Fluss an Myonen pro Sekunde wider.

Die Größe des Myonenflusses und der dazugehörige Fehler beeinflussen sowohl die Angabe des Elektronenuntergrundes der durch Myon-Wechselwirkungen in der Tankwandlerzeugt wird, sowie die weiterführenden Ergebnisse der Speicherwahrscheinlichkeit dieser Elektronen.

Die Routine “Fluss-Simulation”² basiert auf der im folgenden Kapitel behandelten Simulation mit Geant4 zur Abschätzung des Myon-induzierten Untergrundes. Je nach Größe der gewählten Oberfläche wird eine Anzahl an Startteilchen generiert und getestet, ob diese entweder die Grenzen der Geometrie oder das Spektrometer erreichen. Die Funktion ist autark im Programmcode nutzbar und benötigt keinen eigentlichen Start der Untergrundsimulation³. Die Größenordnung des Myonenflusses ist für spätere Aussagen bzgl. des Elektronen-/Photonenflusses auf das Hauptspektrometer wichtig. Die Größe des Myonenflusses dient zu Modellierung dieser Raten, da die Untergrundsimulation keinen zeitabhängigen Myonenfluss generiert. In der Untergrundsimulation wird lediglich eine absolute Myonenanzahl gestartet. Die simulierte Zeit der Untergrundmessung ergibt sich dann aus dem gemessenen Myonenfluss und der Gesamtzahl erzeugter Myonen. Eine Verknüpfung der Flusssimulation zur Erzeugung eines realistischen Myonenflusses auf das Hauptspektrometer für die Untergrundsimulation wurde nicht angestrebt. Dies hätte die benötigte Computerzeit zur Erzeugung der Primärteilchen unnötigerweise erhöht. Für die Myonenflussmessung wurden mehrere Messreihen mit unterschiedlich großen Startoberflächen si-

¹Myonenfluss bezeichnet die Anzahl der Myonen, welche das Spektrometer von außen treffen.

²der zugehörige Codeabschnitt findet sich im Anhang unter D.7

³Eine Anleitung zur Flusssimulation findet sich im Ordner der Geant Untergrundsimulation

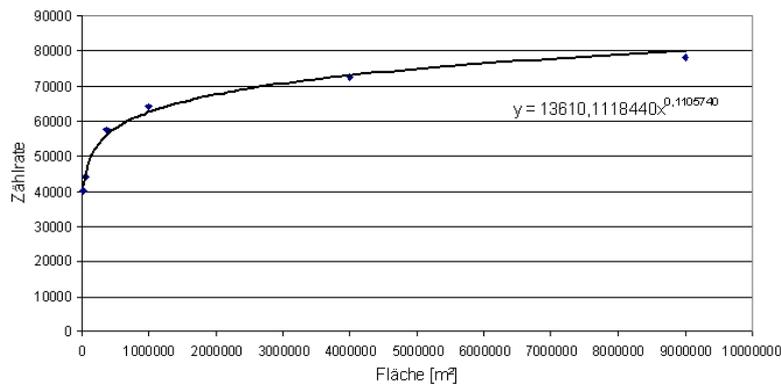


Abbildung 4.3.: Diagramm zur Myonen-Flussmessung. Gemessen wurde die Anzahl der Myonen, welche das Spektrometer treffen. Je größer die Oberfläche der Startfläche, desto genauer wird die Abschätzung

muliert. Der Verlauf, der sich ungefähr an einen Myonenfluss auf das Hauptspektrometer von ca. 80000/sek annähert, ist in Diagramm 4.3 aufgezeigt. Der Myonenfluss ist im Vergleich zu den anderen Abschätzungen um 30% kleiner, da der Myonenfluss vom Erdboden als nahezu Null angenommen wird, da die Abschwächung der Myonenbahnen durch die Erde zu groß ist, bzw. diese vorher zerfallen.

Der wahre Myonenfluss auf das Hauptspektrometer ist aufgrund der komplizierten Geometrie des Spektrometers, sowie sämtlichen angebauten Strukturen, schwer berechenbar. Daher können alle getätigten Simulationen kein exaktes Ergebnis sein, sondern nur Abschätzungen in der Größenordnung darstellen.

4.3. Physikalische Prozesse in Edelstahl

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie Energie durch Ionisation, die Anregung der Atome und durch andere Prozesse. Im Folgenden wird eine Übersicht über mögliche Prozesse von verschiedenen Teilchen beim Durchtritt durch Materie erstellt.

4.3.1. Myon-Wechselwirkung mit Materie

Myonen verlieren in Materie Energie durch elektromagnetische Wechselwirkungen. Die beteiligten Prozesse sind:

- Ionisation
- e^+e^- - Paarproduktion
- Bremsstrahlung
- Kernwechselwirkungen

Abbildung 4.4 zeigt die verschiedenen Prozesse und erlaubt eine Einteilung in Energiebereiche. Myonen im Energiebereich um 1 GeV verlieren ihre Energie nahezu ausschließlich durch Ionisation.

Die entstandenen Sekundärteilchen verlieren ihre Energie auf ähnliche Weise. Die bekannten Prozesse werden im Folgenden kurz erwähnt.

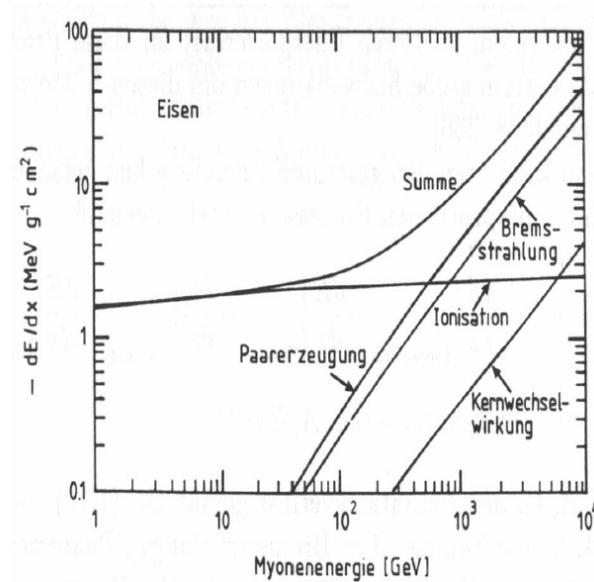


Abbildung 4.4.: Myon - Energieverlust der Myonen durch Wechselwirkung mit Materie.
Quelle: [Kle]

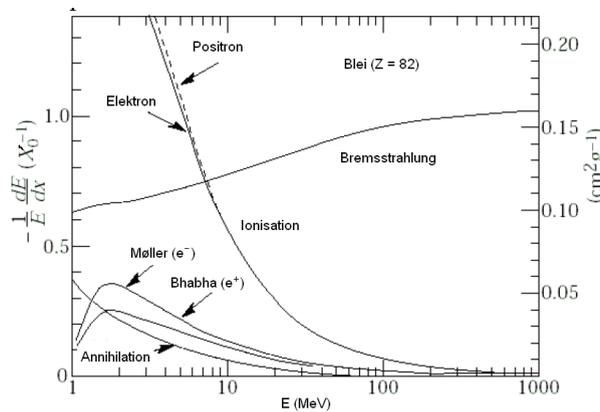


Abbildung 4.5.: Elektron - Energieverlust der Elektronen durch Wechselwirkung mit Materie.
Quelle: [Kle]

4.3.2. Elektron - Wechselwirkungen mit Materie

Die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie wird durch drei Prozesse beschrieben. Abbildung 4.5 zeigt den Energieverlust von Elektronen in Materie, abhängig von Energie und Prozess.

- Bremsstrahlung: Geladene Teilchen verlieren mit zunehmender Teilchenenergie ihre Bewegungsenergie in Form von Bremsstrahlung. Dieser Prozess ist proportional zur Energie und umgekehrt proportional zum Massenquadrat. Daher sind leichte Teilchen, wie Elektronen, besonders stark davon betroffen.
- Ionisation: Der mittlere Energieverlust in Materie durch Ionisation und Atomanregung wird durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben. Am Ende der Reichweite nimmt die Energieabgabe deutlich zu. Es entsteht der bekannte Bragg-Peak.
- Streuung: Coulombwechselwirkungen mit Kern und Elektronen resultieren in einer

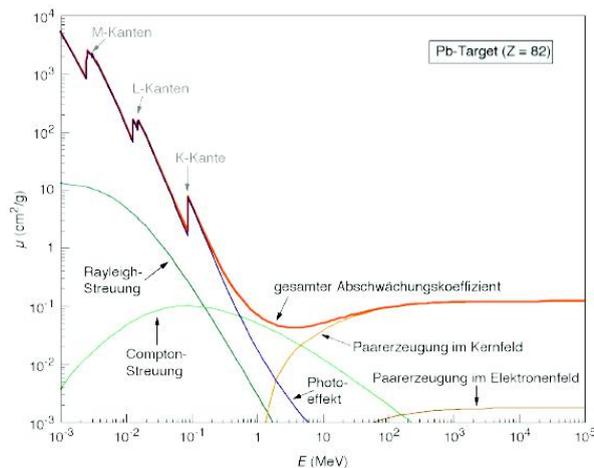


Abbildung 4.6.: Photon - Energieverlust der Photonen durch Wechselwirkung mit Materie.
Quelle: [Wik]

Vielfachstreuung. Jeder Streuprozess bedeutet einen endlichen Energieverlust für das Elektron.

4.3.3. Photon-Wechselwirkung mit Materie

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie wird prinzipiell von drei Prozessen bestimmt. Abbildung 4.6 zeigt den Energieverlust von Photonen in Materie abhängig von Energie und Prozess.

- Photoeffekt: Bei kleinen Primärenergien dominiert der Photoeffekt die Wechselwirkung der Photonen mit Materie. Das γ -Quant löst dabei Elektronen aus der Hülle eines Atoms und ionisiert das Atom. Das γ wird dabei komplett absorbiert. Bevorzugt werden Elektronen aus unteren Schalen herausgelöst. Als Folge davon ist Röntgenstrahlung beobachtbar, da andere Elektronen der Hülle in die freie Stelle springen.
- Comptoneffekt: Im mittleren Energiebereich um 1 MeV wird der Compton-Effekt wichtiger. Das Photon löst ein Elektron aus der äußeren Schale und überträgt kinetische Energie und Impuls. Dadurch wird die Energie des Photons geringer und es ändert aufgrund der Streuung die Flugrichtung.
- Paarzeugung: Ab einer Photonenergie von 1,022 MeV beginnt der Prozess der Paarzeugung eine Rolle zu spielen. Dieser dominiert die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie stärker, je höher die Energie des Photons ist. Es entstehen jeweils ein Elektron und ein Positron, die einen elektromagnetischen Schauer initiieren können.

4.4. Simulation der Myon-induzierten Photonen und Elektronen in der Tankwand des KATRIN Hauptspektrometers mit Geant4

Im nachfolgenden Abschnitt wird die Geant4-Myonen-Simulation detailliert behandelt. Mit Geant4 ist es möglich die Myonenwechselwirkungen in der Tankwand des Spektrometers zu beschreiben. Diese lassen Schlüsse auf den Elektronenfluss von der Tankwand ins Spektrometer zu. Im folgenden Abschnitt werden die diesbezüglichen Ergebnisse präsentiert

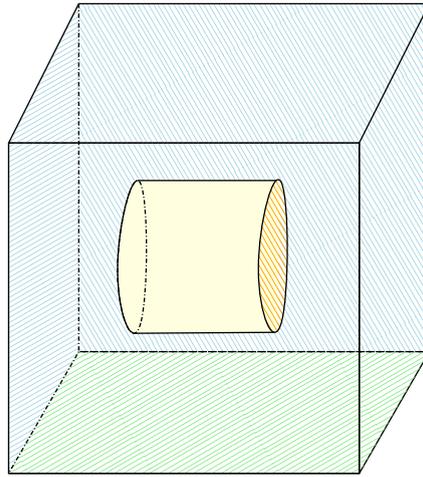


Abbildung 4.7.: Schematische Darstellung der “World”-Geometrie und des zylindrischen Teils des Hauptspektrometers

und diskutiert.

4.4.1. Simulation der Myon-induzierten Photonen und Elektronen mit Geant4

Eine Geant4 Simulation besteht aus dem Basisprogramm und einem Satz an Anwenderdateien. Mit Hilfe dieser Dateien kann der Anwender die Ideen der geplanten Simulation einbringen. Der Datensatz lässt sich in verschiedene Kategorien aufteilen:

- Geometrie und verwendete Materialien
- Physikalische Eigenschaften und Prozesse
- Datenimport
- Generatoren
- Datenanalyse
- Datenspeicherung
- Visualisierung

Im Folgenden werden die Bereiche mit Bezug auf die Myon-Untergrundsimulation erläutert.

Geometrie

Die Geometrie der Simulation umfasst eine quaderförmige Box (1 km x 1 km x 11 m) (siehe Abbildung 4.7), welche den Platz für das Spektrometer liefert. Treten Teilchen aus dieser Geometrie heraus, wird ein Fehler ausgegeben und die Simulation wird automatisch durch das Basisprogramm beendet. Das Spektrometer wird in einer einfachen Version mittels 4 Kegelstümpfen und einem Zylinder erstellt. (siehe Abbildung 4.8) Die vereinfachte Spektrometergeometrie wird in das Zentrum des World-Volumens als Tochtergebiet eingebettet, um später speziell für die Tankwand Simulationsbedingungen definieren zu können.

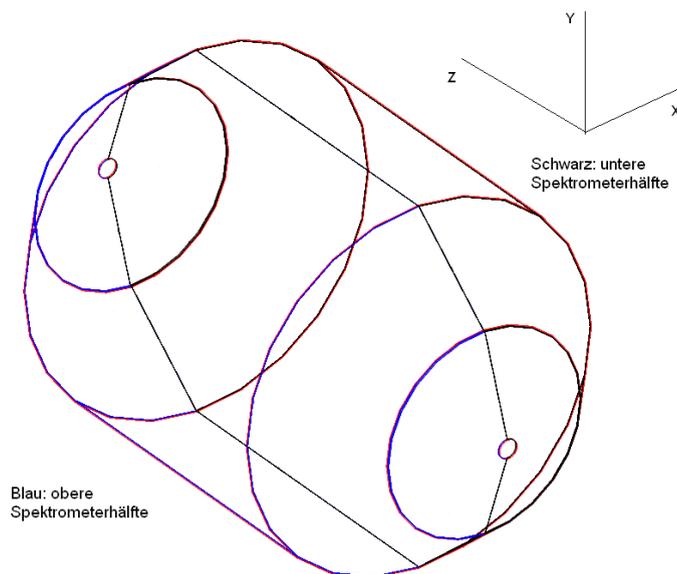


Abbildung 4.8.: Graphische Ausgabe des programmierten Spektrometers.

Zur Detektion von Teilchen, welche die Tankwand verlassen, liegt an der inneren Tankwand eine zweite Version des Hauptspektrometers. Diese Schicht detektiert Teilchendurchgänge, insbesondere im Hinblick auf deren Informationen zu Energie und Winkel an den Durchtrittspunkten. Dieses Prinzip wurde in 3.1.9 bereits erläutert. Um eine genauere Vorstellung vom Teilchenverlauf zu erhalten, und eine Datensortierung vor deren Speicherung zu starten, wurde das Detektorvolumen in 2 Hälften aufgeteilt. Die eine Hälfte umfasst die obere Hälfte des Spektrometervolumens und die andere Hälfte die Unterseite. Da Myonen i.a. zwei Durchtrittspunkte durch die Wand besitzen, kann ein Vergleich zwischen Eintritt und Austritt bzgl. der produzierten Teilchen und deren bevorzugte Bewegungsrichtung erstellt werden. Da Bahnberechnungen außerhalb der Tankwand und der Detektorschicht nicht relevant sind, wurden diese Bereiche separat in eine Region gelegt⁴. Außerhalb dieser Region wird die Schrittgröße um mehrere Größenordnungen erhöht. Somit liegt die Berechnungszeit außerhalb der Tankwand um mehrere Größenordnungen unter der Berechnungszeit für die Tankwand, und es ist möglich in der Datenanalyse Myonen/Sekundärteilchen nach ihrer Flugrichtung zu selektieren.

Physikalische Eigenschaften und Prozesse

In diesem Teilbereich werden die entsprechenden physikalischen Prozesse für die verwendeten Stoffe und Umgebungsbereiche aktiviert und konfiguriert. Für jede Teilchensorte sind alle bekannten physikalischen Prozesse implementiert und können nach Belieben kombiniert werden. Dies alles wird in der "PhysicsList" zusammengefasst und gesteuert. Geant4 bietet in Beispielsimulationen und im Handbuch die Möglichkeit, vordefinierte Listen zu verwenden. Für diese Arbeit wurden zwei Listen aus Beispielsimulationen verwendet und den Bedürfnissen der Arbeit angepasst. Der Unterschied zwischen beiden besteht hauptsächlich im verwendeten Code zur Berechnung von Wechselwirkungen im niederenergetischen Bereich. Sowohl der Code Penelope[Bru96][Sem02], als auch das LowEnergyPackage[Apo99][Iva99][Gia99] spiegeln die Wechselwirkungen im niederener-

⁴Das Codebeispiel der Regionendefinition befindet sich im Anhang unter D.5

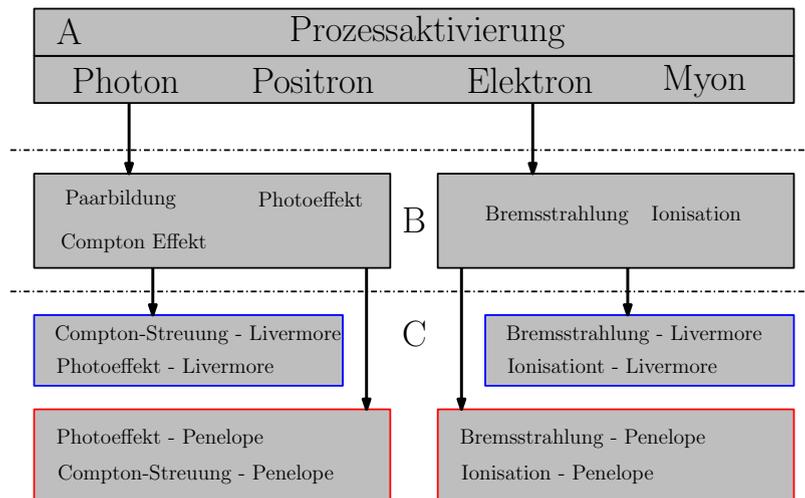


Abbildung 4.9.: Schema der Prozessaktivierung: Ebene A wählt eine Teilchensorte aus. Für jede Teilchensorte werden in Ebene B die benötigten Prozesse eingefügt. Je nach Energiecode wird dem aktivierten Prozess (Ebene B) der jeweilige Prozess des Energiecodes (Ebene C) zugewiesen. Die Datenanalyse findet immer auf Ebene B statt. Daher wird in der Datenanalyse beispielsweise immer nur ein Prozess “Photoeffekt” gebraucht, unabhängig von der Anzahl der benutzten Energiecodes

getischen Bereich angemessen wider⁵. Der Penelope Code ist in Fortran programmiert und stammt noch aus dem Vorgängermodell. In der neuen Geant4 Version (9.4.4) wurden die Datenbanken auf eine neuere Version aus 2008 aktualisiert. Das LowEnergy-Package⁶[Cul97][Perb][Perc] wurde außerdem im Zuge der Geant4-Aktualisierungen umstrukturiert und mit in den normalen Standard EM-Code⁷ Für diese Arbeit wurden folgende relevanten Prozesse implementiert:

- Photoelektrischer Effekt
- Ionisation
- Bremsstrahlung
- Vielfachstreuung
- Paarproduktion
- Paarvernichtung

Nach der Aktivierung greift Geant auf die relevanten Datenbanken zurück und bezieht in die Schrittberechnungen die verwendeten Prozesse mit ein. Das Schema der Prozessaktivierung ist in Abbildung 4.9 angezeigt. Genaueres zu beiden Codes befindet sich im Abschnitt “Energiecodes von Geant4 ” im Anhang ??.

⁵Code-Validierungen werden auf der Homepage von Geant4 im LowEnergy-Bereich diskutiert.

⁶Das Low-Energy-Package basiert auf den Livermore-Datenbanken und deren Integration in Geant4

⁷EM: Zusammenfassung und Implementierung sämtlicher elektromagnetischer Prozesse in Geant4

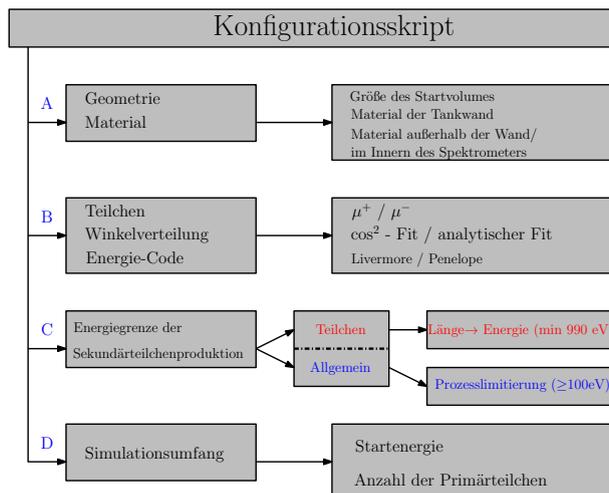


Abbildung 4.10.: Das Konfigurationsskript beinhaltet die wichtigsten Einstellungen der Untergrundsimulation. Unter a) stehen alle relevanten Geometrieinstellungen. b) entscheidet über den verwendeten Energiecode und die Winkelverteilung. Die Wahl der Produktionsreichweite und zusätzlichen Parameter steht in c). d) startet die Simulation mit der angegebenen Anzahl an Primärteilchen.

Datenimport

Die Myon-Untergrundsimulation verwendet zum Starten der Simulation eine Konfigurationsliste "Myonen.mac". Diese listet alle Befehle auf, die nicht standardmäßig gesetzt sind, bzw. für jede einzelne Simulation geändert werden müssen. Abbildung 4.10 zeigt einen Ausschnitt der Konfigurationsliste. Im sichtbaren Ausschnitt kann der Anwender den verwendeten physikalischen Code wählen und die Energiereichweite festlegen. Zusätzlich zu den änderbaren Einstellungen kann über diese Liste die Flussmessung aktiviert/deaktiviert werden und eine Wahl bzgl. der Winkelverteilung der Startteilchen getroffen werden. Zur Auswahl stehen zwei \cos^2 Winkelverteilungsverfahren und zwei Verfahren für den \cos^* -Fit. (siehe dazu Kapitel 4.1.1) Die Änderung der Werte erfolgt über die im vorherigen Kapitel 3.1.4 beschriebenen "Messenger"-Dateien.

Myonen-Generator

In der "PrimaryGenerationAction" wird die Primärteilchenproduktion für die Simulation realisiert. Für die Simulation von Myonen sind hierfür nur die Energie, der Impuls, die Winkelverteilung und der Startpunkt interessant. Aufgrund der Zerfallszeit der Myonen aus kosmischer Strahlung in der Erdatmosphäre gelangen je nach Winkel unterschiedlich viele Myonen auf die Oberfläche des Spektrometers. Diese wurde in Kapitel 4.1 bereits erläutert. Zur Erzeugung wird bei der Simulation eine sehr große Platte oberhalb des Spektrometers benutzt. Aus Simulationen (siehe Kapitel 4.2) wird die Myonenrate, mit der Myonen auf das gesamte Spektrometer pro Sekunde treffen, auf ca. $8 \cdot 10^4$ Myonen pro Sekunde abgeschätzt. Dieser Myonenfluss wird nun auf die gesamte Fläche der verwendeten Startgeometrie projiziert und zufällig verteilt. Um einen möglichst großen Winkelbereich abzudecken, wurde ein relativ großes Verhältnis von Startbereich zu Hauptspektrometer-

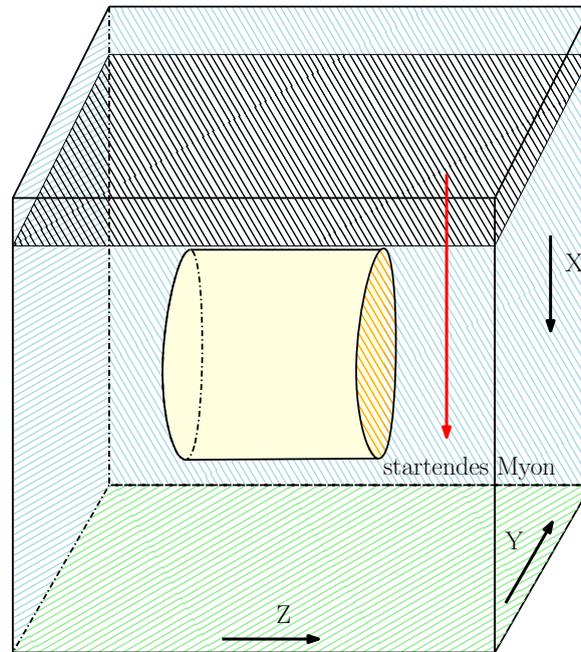


Abbildung 4.11.: Schema der Myonenerzeugung. Die schwarz schraffierte Ebene dient als Startregion. Die Startposition wird darauf zufällig verteilt. Ebenso wird der Winkel zwischen der Y-Z-Achse zwischen 2π zufällig verteilt. Der Polarwinkel (XZ-Achse) wird anhand der Winkelverteilung errechnet.

geometrie gewählt ⁸. Im Anhang unter D.6 befindet sich ein kurzer Überblick über die Umsetzung der Primärteilchenerzeugung und Analyse. Betrachtet man den Polar und den Azimutalwinkel, so ist der Azimutalwinkel isotrop auf 2π verteilt. Der Polarwinkel wird über die beschriebenen Fit-Funktionen genähert. Da dieser nicht isotrop verteilt ist, muss die Zufallsgeneration an diese Fit-Funktion angepasst werden. Mathematisch existieren für die Umsetzung zwei Methoden. Zum Einen die Majorantenmethode und zum Anderen die Neumann'schen Rückweisungsmethode. Die mathematischen Methoden werden im Abschnitt A des Anhangs erläutert. Die Implementierung reduziert die Computerzeit zur Generierung eines passenden Winkels in den Randbereichen der Verteilungsfunktion deutlich. Flussmessungen ergaben eine Beschleunigung von ungefähr 10%.

Abbildung 4.12 zeigt ein gespeichertes Histogramm zu den erzeugten Myonen nach dem Start der Bahnberechnung und validiert die geforderte Winkelverteilung. Die Untergrundsimulation simuliert nur Myonen, welche das Spektrometer treffen. Dies minimiert die Rechenzeit und erzeugt auch in sehr großen Winkelbereich ausreichend Statistik, muss jedoch in der Auswertung des Elektron- und Photonflusses mitberücksichtigt werden.

Datenanalyse

Den generelle Ablauf der Simulation bestimmt der Anwender über anwenderbezogene Dateien. Den bisher behandelten Themen ist jeweils eine solche Datei zugeordnet. Jede implementiert gewisse Funktionen in die Simulation. Zur Datenanalyse hat der Anwender in diesen Management-Dateien Zugriff auf verschiedene Informationen zu unterschiedlichen Zeiten und unterschiedlichen Hierarchien der Teilchen. Diese fragen entweder Teilchenin-

⁸Die Startzone umfasst standardmäßig eine Fläche von 1km^2 , das Spektrometer ist im Vergleich dazu nur ca 23,3 m lang und 10 breit

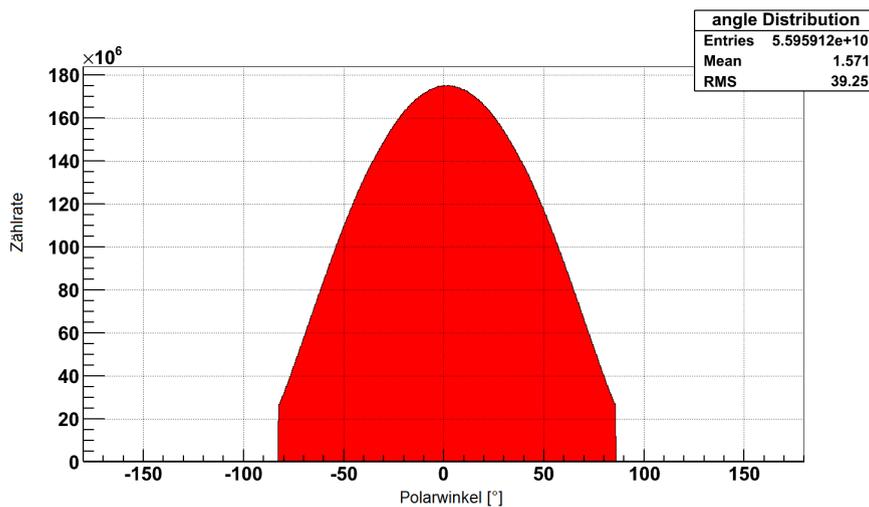


Abbildung 4.12.: Winkelverteilung der erzeugten Myonen nach dem Start des Events in der Geant4 - Simulation. Die geforderte Winkelverteilung wird bestätigt.

formation ab oder manipulieren den Simulationsablauf. Wichtig für diese Arbeit sind vor allem die Zählraten der unterschiedlichen Teilchen, insbesondere die Zählraten zu Teilchenflüssen aus der Wand. Diese Daten werden später für weitere Analysen in Histogrammen gespeichert. Damit nur wichtige Informationen gespeichert werden, müssen Selektionen in der Event- und Track-Ebene stattfinden. Es werden nur Teilchen gespeichert, welche die Spektrometerwand verlassen. Für alle anderen wird nur eine Statistik erstellt.

Wichtig für die Richtigkeit der Simulation sind die verwendeten Prozesse während der Simulation des Myon-Untergrundes. Dazu wird auf Event-Ebene der Erzeugungsprozess eines Teilchens abgefragt und in Event-/Run-Zusammenfassungen gespeichert. Der Nachweis für einzelne Prozesse erfolgt nach der Simulation durch einen Vergleich von Zählraten, Energiehistogrammen und theoretischen Daten. Als Beispiel wird für diese Arbeit die Vernichtungsstrahlung von Elektron und Positron aufgeführt. Abbildung 4.13 zeigt den gemessenen Photonfluss an der Innenwand des Spektrometers aufgetragen über der Photonenergie. Im Energiespektrum der Photonen im Bereich von 511 keV existiert eine vergleichsweise große Zählrate. Diese Linie repräsentiert die zwei Photonen, die bei der Vernichtung von Elektron und Positron entstanden sind. Die Energie der Photonen entspricht dabei genau der Ruheenergie der beiden Ursprungsteilchen. Die Simulation zum Myon-Untergrund registriert neben den Photonenzählraten ebenfalls die Elektron- und Positronzählrate. Diese Zählraten werden sowohl in der Stacking-Action, als auch in der Event-Action erstellt. Am Ende werden zwei Zusammenfassungen generiert, welche Auskunft über die stattgefundenen Wechselwirkungen im Material geben. Abbildung 4.14 zeigt eine solche Zusammenfassung über die komplette Simulation. Die zweite Zusammenfassung entsteht ebenfalls am Ende der Simulation, beinhaltet jedoch Informationen zu Zählraten an der Tankinnenwand. Jedes Teilchen, welches die Tankwand in Richtung Spektrometerinnenraum verlässt wird detektiert. Abbildung 4.15 zeigt die Zusammenfassung der Teilchen an der Tankwand. Damit sinnvolle Aussagen bzgl. des niederenergetischen Bereichs getroffen werden können, sind die relevanten Bereiche in verschiedene Energieniveaus aufgeteilt. Zusätzlich wird unterschieden, ob ein Teilchen aus dem oberen Teil des Spektrometers ausgetreten ist, oder ob das Teilchen aus der unteren Hälfte stammt.

Beide Zusammenfassungen existieren auch auf Event-Ebene und spiegeln die Ereignisse einzelner Events wider.⁹

⁹Die Ausgabe der Event-Zusammenfassung ist standardmäßig deaktiviert und kann in der "Event-Action"

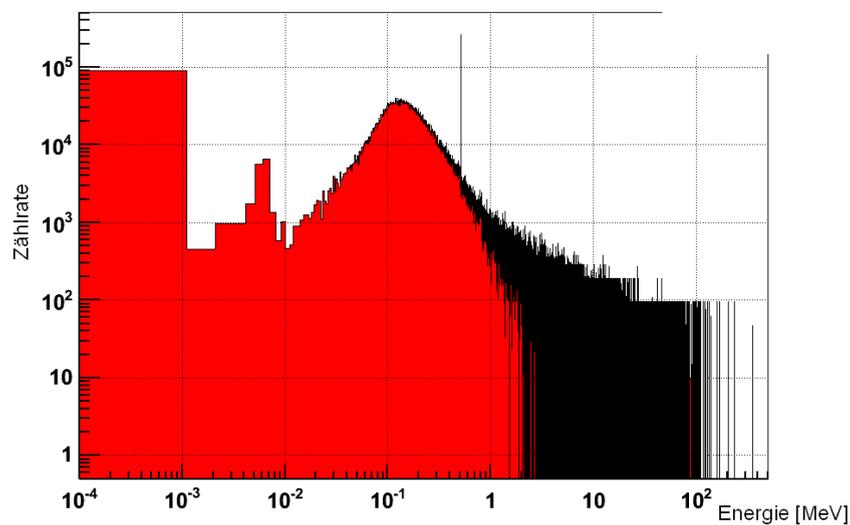


Abbildung 4.13.: Photonzählrate aufgetragen gegen die Energie der Photonen. Die scharfe Linie im Diagramm visualisiert den Prozess der Elektron-Positron-Vernichtung. Die scharfe Linie liegt bei 511 keV, da die Vernichtung von Elektron und Positron jeweils ein Photon mit der Ruhemasse der Ursprungsteilchen erzeugt.

```

=====
RUN - Summary
=====

Total number of generated particles: 1.5091e+10
consists of: ....

primaries: 2e+05 (A) with an energy range of 1500 MeV - 1500 MeV
secondaries: 5.4303e+09 with an energy range of 1076.4 MeV - 0.0078066 eV
tertiaries: 9.6607e+09 with an energy range of 663.18 MeV - 0.00034965 eV

The number of secondaries/tertiaries consists of:....
neutral secondaries: 9.741e+06
positiv secondaries: 92049
negativ secondaries: 1.5081e+10

Count - Summary
Generated Particles: 1.5091e+10
Generated Primaries/Secondaries/more: 1.5091e+10
Generated charged/neutral: 1.5091e+10
Type - Summary
MyonPlus: 0 with an energy range of 0 MeV - 10000 MeV
MyonMinus: 0 with an energy range of 0 MeV - 10000 MeV
Positron: 12306 with an energy range of 663.18 MeV - 288.43 eV
Electron: 1.5081e+10 with an energy range of 656.7 MeV - 0.00034965 eV
Photon: 9.741e+06 with an energy range of 1076.4 MeV - 32.97 eV
OtherParticles: 79743 with an energy range of 4.3105 MeV - 0.0078066 eV
Electrons per Muon per second: 8.506e+09
Photons per Muon per second: 5.4941e+06

=====
Particles produced by Processes:
phot: 1.0495e+07
compt: 8.549e+05
conv: 23396
Rayl: 0
msc: 0
eIoni: 9.6411e+09
eBrem: 8.1791e+06
annihil: 23528
ionIoni: 0
nuclearStopping: 0
  
```

Abbildung 4.14.: Zusammenfassung über den kompletten Run: Nach der Simulation aller Events werden die gespeicherten Zählraten aller Events miteinander verglichen und in einer Zusammenfassung ausgegeben. Die “Run-Summary” umfasst alle erzeugten Teilchen, auch jene, die die Wand nicht verlassen. A: Kennzeichnet z.B. die Anzahl der Primärteilchen B: Gibt eine Übersicht der Sekundärteilchen erzeugenden Prozesse

```

=====
Hit - Summary
=====

Total number of particles reaching the Spectrometer: 3.6247e+05
From Bottom: 1.3492e+05 and from Top: 2.2756e+05

consisting of: ....

-----
primaries: 1.9206e+05 with an energy range of 1500 MeV - 9.2243 MeV
secondaries: 45997 with an energy range of 355.09 MeV - 3.0135 eV
tertiaries: 1.2442e+05 with an energy range of 558.47 MeV - 1.1 eV
-----

The number of secondaries/tertiaries consists of:....
neutral secondaries: 1.0741e+05
positiv secondaries: 633
negativ secondaries: 2.5443e+05

-----
Type - Summary
MyonPlus: 0 with an energy range of 0 MeV - 10000 MeV
From Top: 0 From Bottom: 0
MyonMinus: 1.9206e+05 with an energy range of 1500 MeV - 9.2243 MeV
From Top: 1.3088e+05 From Bottom: 61176
Positron: 633 with an energy range of 221.27 MeV - 62935 eV
From Top: 374 From Bottom: 259
Electron: 62371 with an energy range of 558.47 MeV - 1.1 eV
From Top: 34113 From Bottom: 28258
Photon: 1.0741e+05 with an energy range of 355.09 MeV - 32.97 eV
From Top: 62187 From Bottom: 45223
OtherParticles: 0 with an energy range of 0 MeV - 1e+10 eV
From Top: 0 From Bottom: 0
Particles written to Files:
Positrons: 633
Electrons: 62371
Photons: 1.0741e+05
Electrons [10 keV - 100 keV]: Top: 6584 Bottom: 6093
Electrons [1 keV - 10 keV]: Top: 1690 Bottom: 1547
Electrons [0 keV - 1 keV]: Top: 831 Bottom: 739
Photons [10 keV - 100 keV]: Top: 5964 Bottom: 4684
Photons [1 keV - 10 keV]: Top: 100 Bottom: 95
Photons [0 keV - 1 keV]: Top: 511 Bottom: 418
=====
7150Electrons [10 keV - 100 keV] during a Muonflux of: 1.128e+05
1825.7Electrons [1 keV - 10 keV ] during a Muonflux of: 1.128e+05
885.5Electrons [0 keV - 1 keV] during a Muonflux of: 1.128e+05
6005.6
Photons [10 keV - 100 keV] during a Muonflux of: 1.128e+05
109.98Photons [1 keV - 10 keV] during a Muonflux of: 1.128e+05
523.97Photons [0 keV - 1 keV] during a Muonflux of: 1.128e+05
=====

```

Abbildung 4.15.: Zusammenfassung des Runs über die Teilchen, welche das Spektrometer getroffen haben. A: Schlüsselt die erzeugten Teilchen in Ereignisse von oben oder unten auf. B: Gibt den Fluss in dem jeweiligen Energiebereich an. C: Skaliert die Ergebnisse auf den eingestellten Myonenfluss pro Sekunde

Ausschlussprinzip für doppelt gezählte Ereignisse

Für die Simulation wurde das Tankinnere mit Vakuum gefüllt, da Berechnungen im Inneren nicht relevant sind. Teilchen, welche ins Innere gelangen, fliegen mit ihrem momentanen Impuls, also ungehindert, weiter und würden eine zweite Registrierung im Detektorvolumen beim Verlassen des Spektrometers erzeugen. Damit nicht in beiden Fällen die Teilchen registriert werden, muss während der Bahnrechnung analysiert werden, aus welcher Richtung das Teilchen die Detektorfläche durchquert hat. Bei der Auswahl der Teilchen werden folgerichtig nur diejenigen gespeichert, welche in das Spektrometer eindringen. Dies garantiert keine doppelt gezählten Events in der Statistik. Im Analysetool zur Aufbereitung der Daten für die anschließende Kassiopiea-Simulation kann dies unabhängig von Geant überprüft werden¹⁰

Datenspeicherung

Die Datenspeicherung in Geant4 besitzt ein eigenes Klassensystem. Dem Anwender stehen dabei mehrere Möglichkeiten offen, wie er die Informationen aufbewahrt, angefangen über einfache Histogramme mittels ROOT-Dateien bis hin zu komplizierten Dateistrukturen und Dateitypen.

Die Myonenuntergrund-Simulation dieser Arbeit legt die Speicherung der Daten im “HistoManager” fest. Dieser beinhaltet die Informationen über zu erstellende Histogramme oder Root-Trees. Diese werden erstellt, initialisiert, angepasst, gefüllt und gespeichert. Die erstellten Histogramme haben gegenüber den Root-Trees den Vorteil, dass sehr viel weniger Speicherplatz benötigt wird.¹¹ Insgesamt existieren 41 unterschiedliche Histogramme, gefüllt mit allen notwendigen Daten über die Simulation. Im Folgenden sind die größeren Bereiche der Histogramme aufgeführt:

- Elektronen
 - Energieverteilung
 - Winkelverteilung an der Tankwand
- Photonen
 - Energieverteilung
 - Winkelverteilung an der Tankwand
- Physikalische Prozesse
- Myonen
 - Winkelverteilung in der Generierungsroutine
 - Winkelverteilung in der Eventerzeugungsfunktion
 - Winkelverteilung an der Tankwand

mittels verschiedener Bedingungen aktiviert werden. Für größere Simulationen ist dies allerdings nicht zu empfehlen

¹⁰Das Analysetool wird im Anhang C vorgestellt und erläutert.

¹¹Es stehen in der Simulation beide Varianten zur Verfügung, aber nur die Histogramme sind standardmäßig aktiviert.

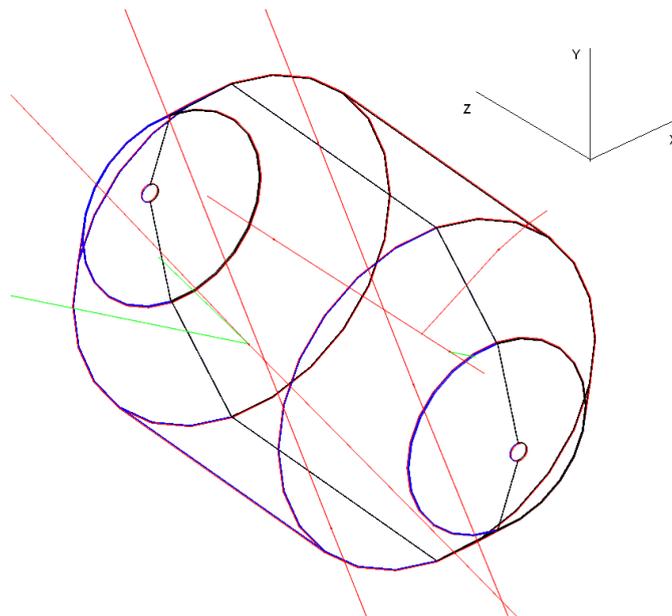


Abbildung 4.16.: Testsimulation zur Detektorgeometrie: Die Abbildung zeigt die verwendete Geometrie zur Darstellung des Hauptspektrometers und die Aufteilung der Auslesegeometrie. Außerdem enthält die Abbildung 5 Primärereignisse inklusive entstandener Sekundärteilchen.

Graphische Darstellung der Experimentgeometrie

In Kapitel 3.1.11 wurde bereits die Verwendung der graphischen Ausgabe erwähnt. Die Untergrundsimulation dieser Arbeit benötigt zur graphischen Darstellung mit Dawn die Konfigurationsdatei “vis.mac”. Diese konfiguriert die Darstellung unterschiedlicher Trajektorien und deren Detailgrad. Zur Demonstration zeigt Abbildung 4.16 eine Testsimulation des Myonuntergrundes mit reduzierter Eventanzahl.

Die Testsimulation bestand aus 5 Events mit je einem μ^- als Primärteilchen. Die Simulationsgeometrie wurde dazu mit folgender Farbgebung ausgestattet:

- Rot: kennzeichnet die äußeren Ränder der Tankwand.
- Blau: kennzeichnet die obere Hälfte des Detektorvolumens(linke Hälfte)
- Schwarz: kennzeichnet die untere Hälfte des Detektorvolumens(rechte Hälfte)

Neben der Experimentgeometrie sind die Trajektorien in Abhängigkeit von ihrer Ladung standardmäßig mit unterschiedlichen Farben dargestellt. Negativ geladene Teilchen (in Figur 4.16 negative Myonen) werden in Rot dargestellt, neutrale (hier Photonen) erhalten eine grüne Farbe und positive Teilchen besitzen eine blaue Farbe. Diese Einteilung ist unabhängig von der verwendeten Farbgebung der Detektorgeometrie.

4.4.2. Ergebnisse

Die Geant4 Myon-Untergrundsimulation hat insgesamt eine Statistik von $20 \cdot 10^6$ Myonen produziert. Mit einem simulierten Myonenfluss von $8 \cdot 10^4$ ergibt dies eine Simulationsdauer von 250 Sekunden. Die komplette Simulation wurde für die beiden in dieser Arbeit benutzen Energiecodes¹² durchgeführt.

¹²Dies sind Penelope und Livermore. Die Beschreibung der beiden Codes befindet sich im Anhang unter B

Tabelle 4.2.: Zählrate der Elektronen, welche die Wand verlassen haben, aufgeteilt in drei Energiebereiche.

“det.” entspricht: Anzahl, welche die Tankwand verlassen.

Energiebereich (keV)	Penelope		Livermore	
	det. Elektronen	Rate (Hz)	det. Elektronen	Rate (Hz)
0 - 1	119425	701	145663	856
1 - 10	293408	1723	307101	1803
10 - 100	996481	5853	1202062	7061

Tabelle 4.3.: Zählrate der Photonen, welche die Wand verlassen haben, aufgeteilt in drei Energiebereiche.

“det.” entspricht: Anzahl, welche die Tankwand verlassen.

Energiebereich (keV)	Penelope		Livermore	
	det. Photonen	Rate (Hz)	det. Photonen	Rate (Hz)
0 - 1	217878	1280	89897	528
1 - 10	75857	446	19352	114
10 - 100	1659343	9747	1017863	5979

Elektronen- und Photonenuntergrundrate

In den drei Energiebereichen 0-1keV, 1-10keV und 10-100keV sind in Tabelle 4.2 jeweils die Elektronenflüsse für das Hauptspektrometer angegeben. Die Flüsse sind auf eine Myonenrate von 80000 Myonen pro Sekunde normiert und geben die zu erwartenden Flüsse für beide Energiecodes an. Die Simulation zeigt, dass beide Codes in der gleichen Größenordnungen liegen. Damit können beide Codes die Wechselwirkungen in der Tankwand gut beschreiben. Ältere Simulationen von H.Arlinghaus[Arl09] bestätigen den ungefähren Verlauf der Myonen- und Elektronenflüsse. Mit Testmessungen am Hauptspektrometer können diese Ergebnisse validiert werden.

Analoge Berechnungen wurden anschließend noch für den Photonenfluss durchgeführt. Tabelle 4.3 zeigt die Ergebnisse zu den Photonenflüssen. Im Vergleich zu den Elektronen weicht hier die Photonenrate zwischen Penelope und Livermore um einen Faktor zwei ab. Dies könnte auf die unterschiedlichen Beschreibungen der Photonwechselwirkungen in den Code-Datenbanken zurückzuführen sein. Tabelle 4.4 zeigt die Ergebnisse für den gesamten Elektronen- und Photonenfluss. Für diese Werte gibt es keine Energiebeschränkungen.

Tabelle 4.4.: Gelistet sind die Zählraten für alle Elektronen und Photonen, welche die Wand verlassen.

“det.” entspricht: Anzahl, welche die Tankwand verlassen.

EnergieCode	Elektronen		Photonen	
	det. Elektronen	Rate (Hz)	det. Photonen	Rate (Hz)
Livermore	5930771	33450	10201300	57535
Penelope	7455207	42047	27984500	157833

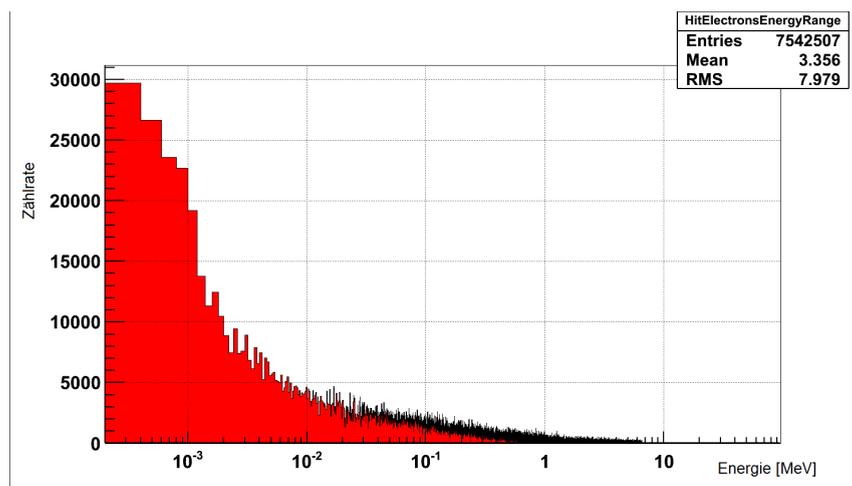


Abbildung 4.17.: Energieverteilung der gemessenen Elektronen mit logarithmischer Skala
- Penelope EnergieCode

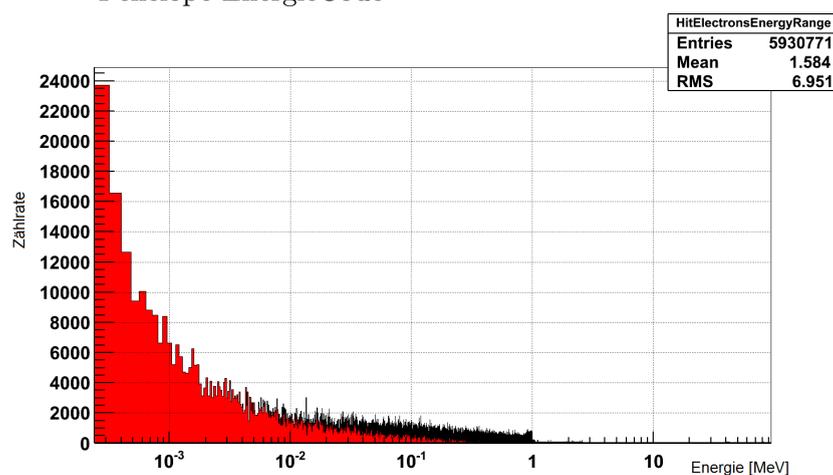


Abbildung 4.18.: Energieverteilung der gemessenen Elektronen mit logarithmischer Skala
- Livermore Energiecode

Energieverteilung

Die Energiedaten der $20 \cdot 10^6$ simulierten Myonen geben in Abbildung 4.17 und 4.18 einen Einblick auf die Energieverteilung der gemessenen Elektronen. Abbildung 4.17 verwendet den Penelope-Energiecode und Abbildung 4.18 den Livermore-Energiecode. Der Kurvenverlauf der beiden Codes stimmt im Vergleich bis auf die absolute Anzahl gut überein. Ab einer Energie von 1 keV (in der Abbildung ab 10^{-3}) verzerrt die logarithmische Auftragung den Verlauf. Spätestens ab 250 eV sind die gemessenen Zählraten und Energieverteilungen aufgrund der Code-Limitierungen nicht mehr korrekt. Ab dieser Energiegrenze produziert Geant4 keine weiteren Sekundärteilchen.

Abbildung 4.19 und 4.20 geben einen Einblick auf die Energieverteilung der gemessenen Photonen. Abbildung 4.17 verwendet den Penelope-Energiecode und Abbildung 4.18 den Livermore-Energiecode.

Die Energiebeschränkungen gelten hier ebenfalls. Unter 250 eV sind die Ergebnisse nicht mehr zuverlässig.

Allgemein können die Simulationsergebnisse nur einer unteren Grenze entsprechen, denn

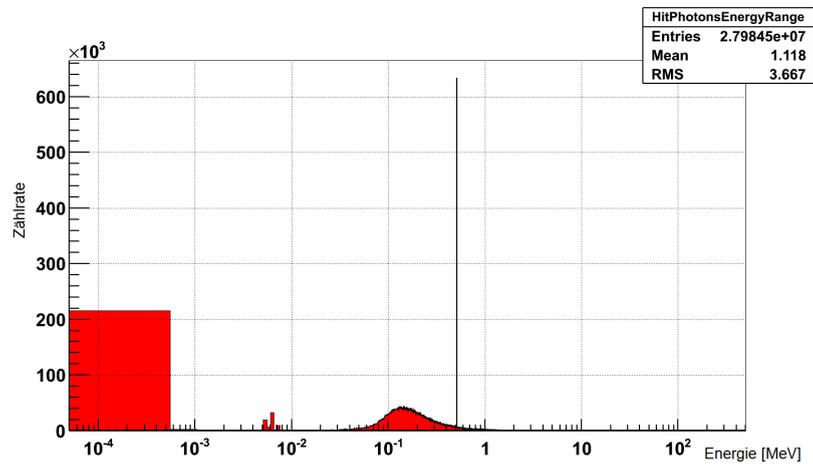


Abbildung 4.19.: Energieverteilung der gemessenen Photonen mit logarithmischer Skala - Penelope EnergieCode

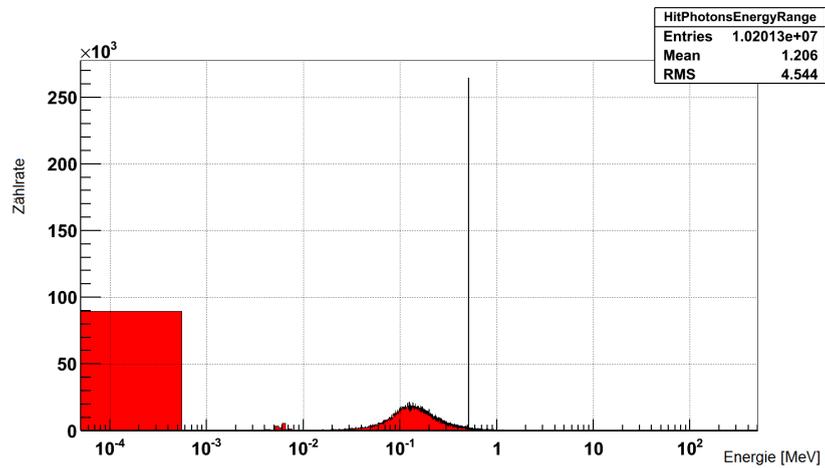


Abbildung 4.20.: Energieverteilung der gemessenen Photonen mit logarithmischer Skala - Livermore Energiecode

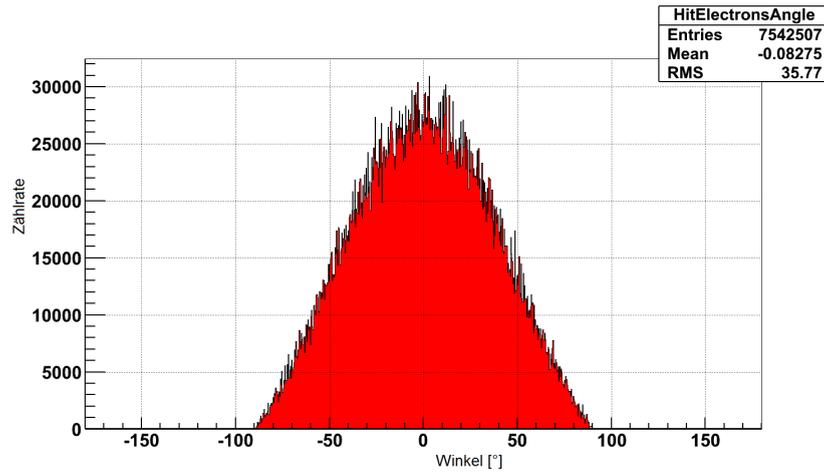


Abbildung 4.21.: Winkelverteilung der gemessenen Elektronen - Penelope-EnergieCode

die Energiegrenzen in Geant limitieren die Produktion von Sekundärteilchen in diesem Bereich. Gerade im niederenergetischen Bereich -die Energieverteilungen deuten es an -nimmt eigentlich die Produktionsrate stark zu.

Winkelverteilung

Die verschiedenen Winkelverteilungen für die beiden Energiecodes (jeweils für Elektronen und Photonen) spiegeln die Verteilung der primären Myonen wider.

Repräsentativ zeigt Abbildung 4.21 die Winkelverteilung der gemessenen Elektronen (PenelopeCode).

5. Simulation der Speicherwahrscheinlichkeit der Myon-induzierten Elektronen im KATRIN Hauptspektrometer

Die Geant4 Untergrundsimulation kann lediglich Flussangaben für Elektronen simulieren. Eine weitergehende Beschreibung verhindert die komplexe Struktur der Magnet- und elektrischen Felder im KATRIN-Hauptspektrometer. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dabei Kassiopeia genutzt, um die Teilchenbahnen im Inneren zu berechnen und auf Speicherbedingungen zu testen.

Aus den Kassiopeiasimulationen kann dann auf die Rate und Signatur des Untergrundes durch Myon-induzierte Elektronen mittels der Speicherwahrscheinlichkeitsberechnung geschlossen werden. Reicht die magnetische und elektrische Abschirmung nicht aus, um den Untergrund abzuschirmen, müssen aktive Gegenmaßnahmen entwickelt und verbessert werden. Eine niedrige Untergrundrate ist für die Massenbestimmung zwingend notwendig, da die Rate der Signalelektronen ebenfalls sehr niedrig ist. Für die geplante Massenbestimmung mit einer Sensitivität von $0.2 \frac{eV}{c^2}$ eV, muss ein Untergrund von kleiner als 10 mHz erreicht werden.

Das Ziel dieses Kapitels bildet die Simulation der aus Geant4 gewonnen Elektron-Daten mit Kassiopeia. Untersucht wird dabei die energieabhängige Speicherwahrscheinlichkeit der Geant4-Elektronendaten.

Zu Beginn des Kapitels werden die möglichen Untergrundprozesse durch Elektronen aus der Tankwand diskutiert. Anschließend werde aktive Gegenmaßnahmen erläutert und es wird auf die Bedingungen einer Elektron-Speicherung eingegangen.

5.1. Überblick über Untergrundquellen beim KATRIN Experiment

Ein MAC-E-Filter erlaubt die Energiebestimmung von Elektronen im keV-Bereich in der Analysierebene. Dies wird durch Retardierung und eine Transformation der longitudi-

nalen Energie in transversale Zyklotronenergie durch den Gradienten des Magnetfeldes erreicht. Zwischen Analysierebene und Detektor werden die Elektronen dann wieder beschleunigt. Untergrundelektronen im sub-keV-Bereich im zentralen Spektrometerbereich erreichen dadurch eine ähnlich große kinetische Energie in der Detektorebene und können nicht von Signalelektronen unterschieden werden. Dies gilt allgemein für alle erzeugten niederenergetischen Teilchen aus Untergrundquellen. Im Folgenden wird eine Übersicht über Untergrundquellen im Hauptspektrometer erstellt.

- Tritium-/Radonzerfälle: Gelangt Tritium/Radon ins Spektrometer, können beim β/α -Zerfall höherenergetische e^-/α -Teilchen erzeugt werden. Diese werden wie die Myon-induzierten Elektronen magnetisch gespeichert und erhöhen den Untergrund.
- Signal-Elektronen: Signalelektronen können positive Ionen erzeugen. Diese wiederum erzeugen Sekundärelektronen, welche je nach Ort und Energie im Spektrometer den Detektor erreichen können. Die Energie dieser Elektronen kann im Bereich der Signalelektronen liegen.
- Untergrund von der Wand: Es gibt verschiedene Prozesse welche einen Elektronenfluss aus der Tankwand produzieren.
 - Feldemission: Durch das Spektrometerfeld können Elektronen aus der Wand/den Elektroden herausgelöst werden.
 - Ausgasung: Durch das Druckgefälle von der Tankwand zum Ultrahochvakuum im Inneren können neutrale Teilchen aus der Wand gezogen werden.
 - Myon-induzierte Elektronen: Myonenwechselwirkungen im Inneren der Tankwand erzeugen u.A. Elektronen. Geschieht dies in der Nähe der Wand, können diese die Wand verlassen.

Die Elektronen, die durch Feldemission und Ausgasung erzeugt werden, besitzen nur eine sehr geringe Energie(i.A. unter 200 eV) und werden durch das Elektrodensystem reflektiert. Lediglich Myon-induzierte Elektronen mit größerer Energie können den Flussschlauch erreichen und zum Detektor gelangen, oder, wenn sie im Spektrometer gespeichert werden, ebenfalls Untergrund erzeugen. Myon-induzierte Elektronen werden in diesem Kapitel auf ihre Speicherwahrscheinlichkeit untersucht. Dies erlaubt eine Abschätzung des entstehenden Untergrundes durch Restgas-Ionisation.

5.2. Myon-induzierter Untergrund

In der Tankwand werden durch Wechselwirkungen von Myonen mit dem Material Sekundärteilchen produziert. Wenn diese Sekundärteilchen das Innere des Spektrometers erreichen, und zusätzlich im Magnetfeld gespeichert werden, entsteht ein Untergrund für die Neutrinomessung. Gespeicherte Elektronen halten sich für längere Zeiten im Spektrometer auf, da aufgrund des Ultrahochvakuums im Hauptspektrometer (10^{-11} mbar) die gespeicherten Teilchen nur sehr selten über Restgasionisation weitere Sekundärteilchen erzeugen. Die Energie dieser Teilchen liegt im Messbereich des Experimentes und generiert in der Datenanalyse einen nicht vernachlässigbaren Untergrund. Das Ziel der Simulation mit Kassiopeia ist daher die Abschätzung des Myon-induzierten Elektronenflusses aus der Tankwand.

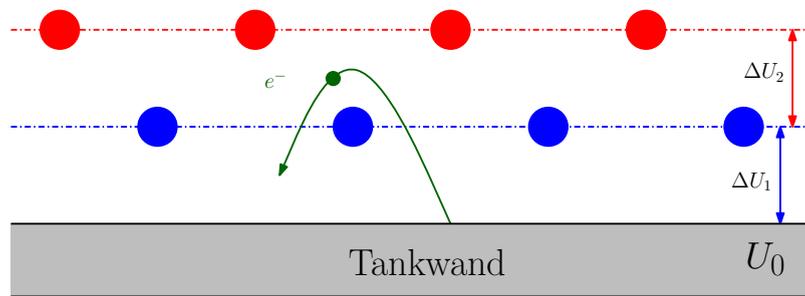


Abbildung 5.1.: Das Elektrodensystem verhindert das Eindringen niederenergetischer Elektronen in das Spektrometervolumen. Das Drahtsystem liegt auf einem bis zu 200 eV negativerem Potential und lenkt so Elektronen in diesem Energiebereich zurück zur Wand.

5.2.1. Überwindung der magnetischen und elektrischen Abschirmung

Das MAC-E-Filter-Prinzip führt die Elektronen entlang den Feldlinien adiabatisch durch das Spektrometer. In den äußeren Bereichen außerhalb des Flusschlauches können Elektronen den Detektor nicht erreichen, da die Feldlinien nicht in den Detektor führen. Daher können niederenergetische Elektronen von der Wand nicht direkt zum Detektor gelangen. Das installierte Elektrodensystem hindert ebenfalls niederenergetische Elektronen am Eindringen in den Flusschlauch. Liegt die Energie bis maximal 200 eV über dem Potential der Tankwand, werden diese Elektronen wieder zur Wand abgelenkt (siehe Abbildung 5.1). Myon-induzierte Elektronen besitzen jedoch auch höhere Energien und können so das Elektrodensystem überwinden.

5.2.2. Speicherung der Myon-induzierten Elektronen und Erreichen des sensitiven Volumens

Trotz aller oben diskutierten Maßnahmen können Elektronen in das Spektrometervolumen gelangen und dort gespeichert werden. Speichermöglichkeiten entstehen unter anderem durch:

- Innere, magnetische Spiegelfalle: Durch den MAC-E-Filter wird im Spektrometer die transversale Energie in longitudinale transformiert und nach der Analysierebene zurück. Elektronen mit niedriger Energie erreichen den Ausgang des Spektrometers in Richtung Detektor nicht bevor ihre gesamte Energie in transversale transformiert wird. Diese Elektronen werden folglich im Spektrometer gespeichert.
- Hybrid-Falle: Elektronen mit niedriger Energie erreichen die Analysierebene nicht und werden reflektiert. Diese sind dann ebenso, nur in kleineren Bereichen, gespeichert.
- radiale Drifts: Teilchen außerhalb des sensitiven Volumens können durch radiale Drifts aufgrund von nicht axialsymmetrischer Felder in das sensitive Volumen gelangen.

Teilchen mit großem Zyklotronradius erreichen so auf ihrer Bahn das sensitive Volumen. Diese sind für die Simulation der Geant4-Daten besonders interessant, da Myon-induzierte Elektronen über diesen Mechanismus gespeichert werden.

5.3. Simulation der Speicherwahrscheinlichkeit der Myon-induzierten Elektronen mit Kassiopeia

Wie in Kapitel 5.2 erläutert ist die Speicherung von Elektronen eine Voraussetzung für die Untergrundproduktion. Im Folgenden soll deshalb die Speicherung der Myon-induzierten Elektronen aus der Tankwand auf ihre Speicherwahrscheinlichkeit hin untersucht werden. Diese Simulation wird mit der Simulationssoftware Kassiopeia durchgeführt.

Zuerst wird das Grundgerüst der für diese Arbeit verwendeten Kassiopeia-Simulation beschrieben und anschließend auf die Speicherbedingungen eingegangen.

5.3.1. Initialisierung

Kassiopeia besitzt mehrere Konfigurationsdateien, welche die Simulation für den Benutzer variabel gestaltbar machen. Die Simulation der Speicherwahrscheinlichkeit benötigt nur einen Teil dieser Dateien. Diese sind im Folgenden aufgelistet:

- UserConfiguration
- Geometrie-Configuration
- Field-Configuration
- StepStrategyConfiguration
- Generator-Configuration
- Kassiopeia-Configuration

Geometry-Configuration

Im Geometrieabschnitt werden die verwendeten Geometrien definiert. Für die Myon-Elektron-Simulation werden lediglich eine “World-Geometrie” und die Geometrie des verkleinerten Hauptspektrometertanks benötigt. Die “World-Geometrie” ist ein Würfel hinreichender Größe. Das Hauptspektrometer wurde auf einfache Weise konstruiert und besteht aus einem zylindrischen Mittelteil, sowie zwei Kegelstümpfen zu beiden Seiten. Die Länge ist im Vergleich zum realen Spektrometer identisch, lediglich die Ausdehnung in X- und Y-Richtung wurde aufgrund des Drahtsystems verkleinert. Dies war notwendig, da die Feldberechnungen in der Nähe der Drähte und der Wand extrem ineffizient sind. Mit der Implementierung von optimierten Verfahren in [Sch11] sollten in Zukunft in diesem Bereich große Fortschritte erzielt werden. Die Datenkonvertierung von Geant zu Kassiopeia wird separat im Anhang unter C erläutert.

Field-Configuration

Zur Feldberechnung wurden sowohl das Magnetfeld von KATRIN, wie auch das magnetische Feld der Hauptspektrometerspulen aktiviert. Die Geometrie und die spezifischen Daten zu den Feldern sind in der “GeometryConfiguration” hinterlegt.

StepStrategyConfiguration

In dieser Datei werden Abbruch- und Schrittgrößenbedingungen festgelegt. Speicherbedingungen sind eine Weglänge größer als 350 m (“MaxPath”) und/oder ein 12 maliges Wenden

auf der magnetischen Feldlinie (“Trapped”). Durch die großen Zyklotronradien der Myon-induzierten Elektronen sollten lediglich gespeicherte Elektronen diese Bedingungen erfüllen. Sämtliche anderen Elektronen werden an der Wand absorbiert und scheiden so aus der Simulation aus¹. Damit ein Treffer auf den Detektor registriert werden kann, ist dafür ebenfalls eine Abbruchbedingung aktiv (DetectorHit). Je nach Weglänge können in der Analyse zusätzliche Rückschlüsse auf die Speicherwahrscheinlichkeit und die Erzeugung von Sekundärteilchen während der Bewegungen gezogen werden. In der inneren Region ist eine feste Schrittgröße von 1 mm implementiert, die äußere Region berechnet die Schrittgröße über eine Zyklotronumdrehung (StepSizeCyclotron). Eine Schrittgröße, die abhängig von der Zyklotronumdrehung ist, besitzt im Vergleich zu einer konstanten Schrittlänge wesentlich weniger Berechnungspunkte und beschleunigt die Rechenzeit.

GeneratorConfiguration

Die Teilchenerzeugung in Kassiopeia wird über die GeneratorConfiguration gesteuert. An dieser Stelle fließen die Daten der zuvor erstellten Geant4-Untergrundsimulation ein. Die Daten der Geant4-Simulation liegen in einer Text-Datei vor und beinhalten Ort-, Energie- und Impulsangaben. Der ASCII-Generator kann Teilcheninformationen über eine Textdatei einlesen und damit ein Event/Track in Kassiopeia erzeugen. Für den ASCII-Generator gibt es 2 mögliche Betriebsmodi. Die Einlesefunktion kann sowohl Energie- und Winkelangaben verwenden, oder beides kombiniert über den Impuls einlesen. Für die Simulation der Elektronen wurde die Impulseinlesefunktion verwendet.

Kassiopeia-Configuration

Abschließend werden in der Kassiopeia-Konfiguration alle vorher getätigten Einstellungen zu einer Simulation kombiniert. Die Simulation besitzt insgesamt 2 Regionen. Die erste und oberste Region stellt das “World-Volumen” dar. Schrittgröße und Abbruchbedingung besitzen jeweils nur einen Eintrag. Erreicht ein Teilchen diese Region wird die Berechnung des Teilchens sofort beendet. Das Teilchen ist nicht gespeichert. In der zweiten Region werden andere Abbruchbedingungen definiert. Jedes Teilchen, welche diese erfüllt, wird als gespeichert angenommen.

Die Konfiguration von Kassiopeia ist damit abgeschlossen und im Folgenden wird auf die Ergebnisse der Simulation eingegangen.

5.3.2. erste Ergebnisse

Die Simulation mit Kassiopeia zur Speicherwahrscheinlichkeit von Myon-induzierten Elektronen aus der Tankwand umfasst ein Ensemble von ca. $8,5 \cdot 10^5$ Elektronen aus dem Penelope-Code und $9,7 \cdot 10^5$ Elektronen aus dem LivermoreCode. Sämtliche Daten wurden mit Kassiopeia simuliert. Die energieabhängige Speicherwahrscheinlichkeit ist in Abbildung 5.2 abgebildet. Gespeicherte Elektronen besitzen eine gegenüber nicht gespeicherten Elektronen große Weglänge und Laufzeit. Dies wird in zwei Beispielen (Abbildung 5.3 und 5.4) veranschaulicht.

Jede Simulation speichert die genommenen Daten in eine separate “ROOT”-Datei ab. Bei der Analyse wird die Zählrate für unterschiedliche Bedingungen ausgelesen und für die Berechnung einer oberen Grenze der Speicherwahrscheinlichkeit verwendet.

¹Diese Abbruchbedingung wird “InstantDeath” genannt und wird i.A. einer Region zugeordnet. Betritt ein Teilchen diese Region, wird der Track sofort beendet

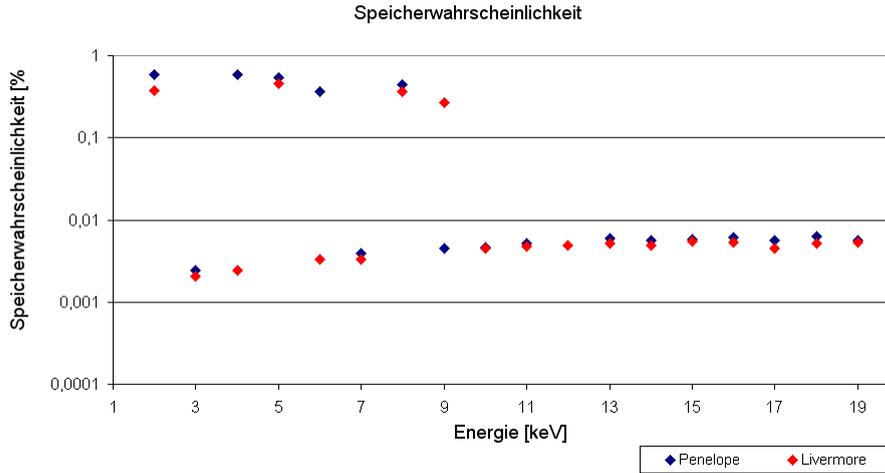


Abbildung 5.2.: Ergebnisse der Kassiopiasimulation zur Speicherwahrscheinlichkeit von Myon-induzierten Elektronen. Die Simulationen ergaben in kleinen Energiebereichen gespeicherte Elektronen.

Tabelle 5.1.: Abgeschätzter Fluss an gespeicherten Elektronen auf das Hauptspektrometer pro Sekunde bei einem Myonenfluss von 80000/s.

EnergieCode	Fluss an gespeicherten Elektronen pro Sekunde
Livermore	5.4
Penelope	2.36

Die Simulationen zeigen gespeicherte Elektronen unter einer Energie von 9 keV. Erste genauere Analysen der Simulationsdaten haben gezeigt, dass alle gespeicherten Teilchen auf der Detektorseite des Spektrometers an der Wand gestartet sind. Eine genauere Simulation mit einer größeren Anzahl an Energiebereichen zeigte, dass Elektronen lediglich in einzelnen Energiebereichen (Breite 200 eV) gespeichert sind (siehe Abbildung 5.2). Die Speicherbedingung dieser Elektronen hängt sowohl von Startwinkel, Startenergie und Z-Position des Elektrons in einem noch unbekanntem Verhältnis zueinander ab. Konkretere Aussagen müssen durch intensivere Analysen und größere Statistiken überprüft werden. In Abbildung 5.5 sind für jeden Energiebereich die Flüsse der gespeicherten Elektronen aufgetragen. Die Summe aller Raten ergibt einen Fluss an gespeicherten Elektronen (normiert auf einen Myonenfluss von 80000). Mit der Abschätzung zur Untergrundproduktion gespeicherte Elektronen

$$\frac{\text{Energie} \cdot \text{Rate}}{50} \quad (5.1)$$

kann die Myon-induzierte Untergrundrate im Hauptspektrometer abgeschätzt werden. Diese muss durch weitere Simulationen überprüft werden. Die endgültigen Flüsse und Untergrundraten für beide Energiecodes sind in Tabelle 5.1 aufgezeigt.

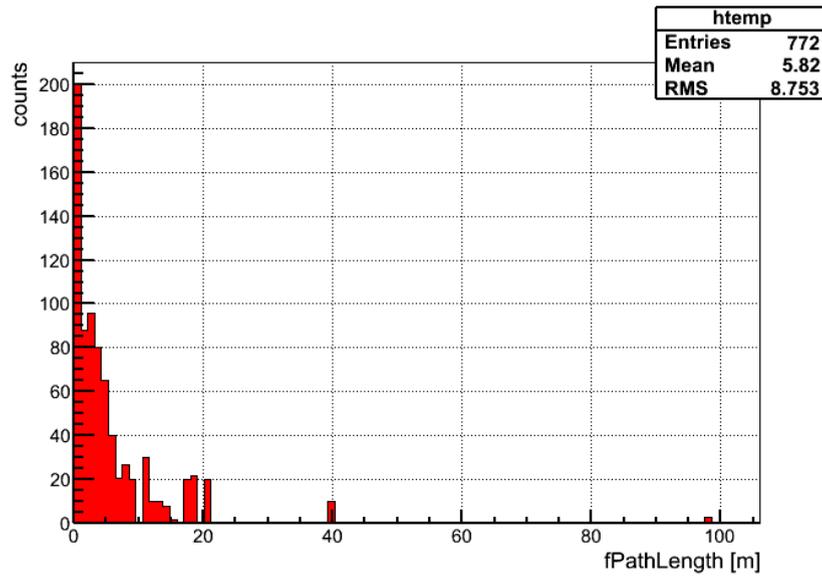


Abbildung 5.3.: Beispiel einer Simulation mit Kassiopeia: Aufgetragen ist die maximal zurückgelegte Wegstrecke der simulierten Elektronen. Interessant für die Untergrundbetrachtung sind die Elektronen mit großer Weglänge

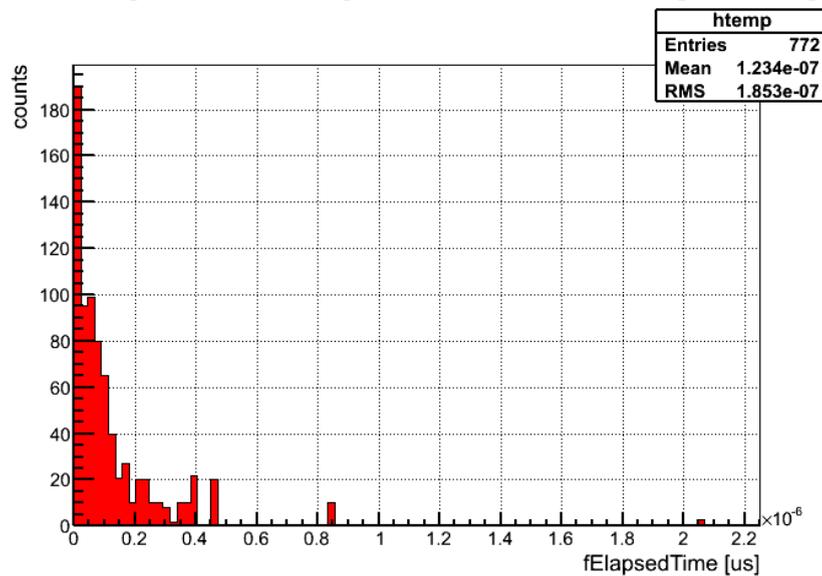


Abbildung 5.4.: gleiches Beispiel wie in Abbildung5.3: Diesesmal ist die maximale Zeit aufgetragen, welche die simulierten Elektronen im Spektrometer geflogen sind. Interessant für die Untergrundbetrachtung sind die Elektronen mit längerer Flugdauer

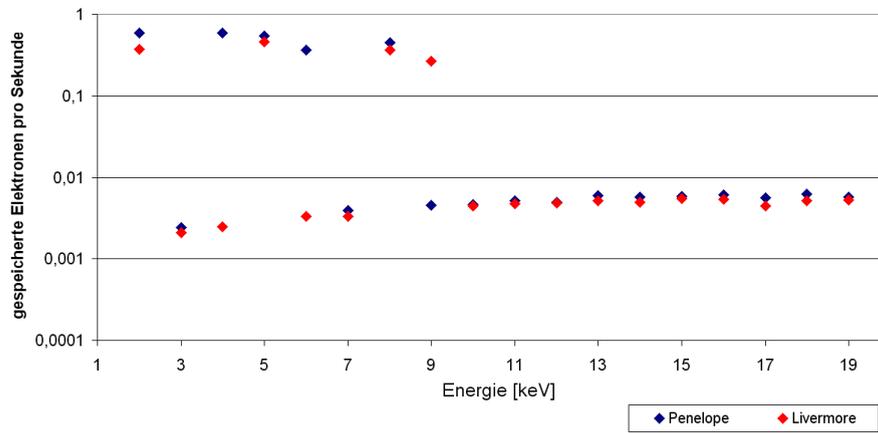


Abbildung 5.5.: Für beide Energiecodes wurde die Rate der gespeicherten Elektronen pro Sekunde aufgetragen.

6. Aktive Beseitigung gespeicherter Teilchen im Hauptspektrometer

Gespeicherte Teilchen im Hauptspektrometer erhöhen den Untergrund für die Massenbestimmung der Neutrinos. Daher sind Techniken in der Entwicklung, um gespeicherten Teilchen effektiv zu entfernen.

- ECR[Dre10]: Mittels eines Hochfrequenzfeldes wird die Energie gespeicherter Elektronen stark erhöht/gesenkt. Erreichen die Elektronen 100 keV, ist der Zyklotronradius genauso groß wie der Radius des Spektrometers. Mit einer Energie von 1 eV kann das Elektron das Spektrometer axial verlassen.
- Magnetischer Impuls: Die Reduktion des Magnetfeldes erhöht den Zyklotronradius der gespeicherten Elektronen.
- Dipolfeld: Ein von außen angelegtes elektrisches Feld beschleunigt die gespeicherten Elektronen in Richtung Wand.
- Pin: Einbau eines Stabes in der Nähe der Analysierebene. Gespeicherte Teilchen treffen während der Bahnbewegung den Pin und werden absorbiert.

Im speziellen wird in dieser Arbeit PIN Methode behandelt. Der Ursprung des Pin-Konzeptes betraf den Übergang zwischen Vor- und Hauptspektrometer. Im Verbindungsstück besteht die Möglichkeit einer Elektronenspeicherung durch eine Penning-Falle¹. Ein Experiment Björn Hillen's[Hil10] untersuchte den Einbau eines PIN's, um den Untergrund zu reduzieren. Der PIN war ein Stab, welcher in den Strahlengang bewegt werden konnte. Elektronen, welche den PIN treffen, werden absorbiert. Im Zuge der Untergrundanalysen am Hauptspektrometer schlug Jochen Bonn den Einbau eines PIN's am Hauptspektrometer vor([Wei10]). Die Idee wurde kontrovers diskutiert, da der Einbau eine Bohrung durch die Spektrometerwand erforderte. Nach dem Kollaborationstreffen(Okttober 2010) wurde eine Simulation zur Wirksamkeit des PIN's im Hauptspektrometer angestrebt.

Die Simulation des PIN's wurde gemeinsam mit Sarah Schnetzer durchgeführt und diente der Vorbereitung dieser Diplomarbeit. Im Folgenden werden die Simulationen und die

¹Retardierungspotentiale und Magnetfelder von Vor- und Hauptspektrometer erzeugen eine magnetische Falle für geladene Teilchen[Bea80a][Pi92a][Lob85].

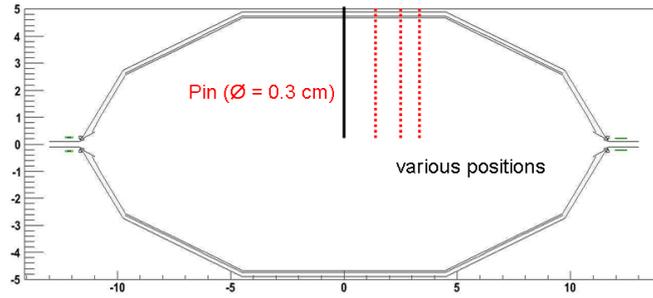


Abbildung 6.1.: Die erste Idee des PIN's war ein Stab, der über ein Loch an der oberen Spektrometerwand eingeführt wird.

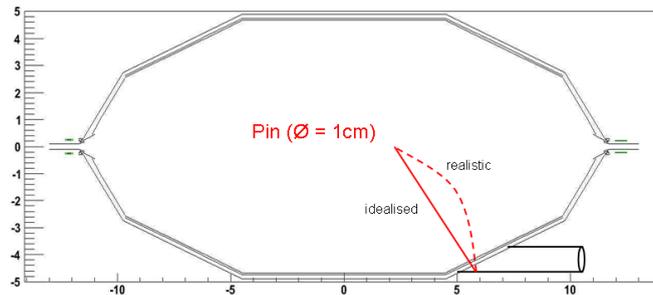


Abbildung 6.2.: Neue Version des PIN's. Der gebogene Stab(hier ideal als gerader Stab simuliert) wird im mittleren "Pumpport" befestigt.

Ergebnisse zur Wirksamkeit des PIN's zusammengefasst. Die detaillierte Simulation wurde in einem Dokument für die KATRIN-Kollaboration zusammengefasst[Glü10].

6.1. Beseitigung gespeicherter Elektronen mit der PIN-Methode

Die Simulation Beseitigung gespeicherter Elektronem mit der PIN-Methode ist im Vergleich zur Simulation der Speicherwahrscheinlichkeit Myon-induzierter Elektronen ähnlich aufgebaut. Dieser Abschnitt beschäftigt mit der Entwicklung des PIN-Konzeptes und die Anpassung an das Hauptspektrometer. Anschließend wird auf die Umsetzung der Simulation eingegangen.

6.1.1. Entwicklung verschiedener PIN-Versionen

Die ursprüngliche Idee des PIN's, ein Stab von oben in das Spektrometer einzubauen, wurde schnell verworfen. Das Risiko für das Experiment, insbesondere für das Drahtelektrodensystem, war zu groß. Änderungen am Aufbau führten zu einer Version, welche nachträglich über den mittleren Zugangsschacht montiert werden kann². Das neue PIN-Konzept sieht einen gekrümmten Stab vor. Alternativ kann an den Stab noch eine Kette montiert werden, welche die Absorptionsrate zusätzlich erhöht. Der gekrümmte Stab hat eine variable Reichweite, reicht aber maximal bis zur Analysierebene. Abbildung 6.1, 6.2 und 6.3 zeigen die verschiedenen Versionen des PIN's. Weitere Details zu Fertigung und Spezifikationen, sowie eine Abschätzung des Zeitfensters für den Einbau, befinden sich im Kapitel 6.1.4.

²Die Idee dazu kam von Joachim Wolf und Rainer Gumbsheimer

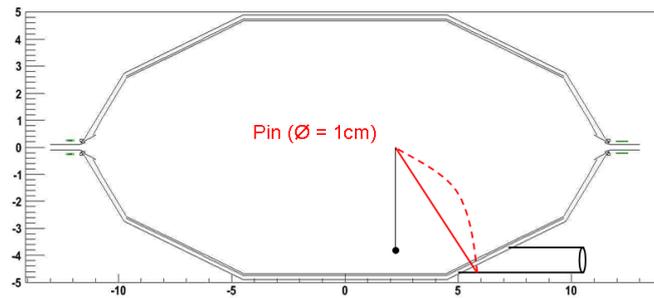


Abbildung 6.3.: Erweiterte PIN-Version. Eine Kette erhöht die Absorptionsrate

6.1.2. Aufbau der Simulation

Die Simulation der verschiedenen PIN-Konzepte umfasst die Analyse der Absorptionsrate von Elektronen, die Optimierung der Position und Reichweite des PIN's. Für die Simulation wird Kassiopeia benutzt. Im Folgenden wird auf die spezifischen Einstellungen der Simulation eingegangen.

Geometrie und Felder

Die Geometrie des PIN's wird als einfacher, ungebogener Stab mit einem Durchmesser von 1 cm in Kassiopeia implementiert. Das Hauptspektrometer wird wie in den Simulationen zuvor, als einfaches Konstrukt von einem Zylinder mit zwei Kegelstümpfen realisiert. Zur Simulation der Feldgeometrie werden die Magnet- und E-Feld-Daten von KATRIN verwendet³. In der Simulation wurden außerdem die Unterschiede zwischen einem Magnetfeld mit einem globalen Minimum und einem Feld mit zwei lokalen Minima untersucht.

Teilchengenerator

Gespeicherte Teilchen bewegen sich in lokalen Bereichen im Spektrometer. Zur Erzeugung geeigneter Daten wurde daher ein Volumengenerator aus Kassiopeia verwendet. Das Startvolumen umfasst den größten Bereich des Hauptspektrometers. Lediglich die Bereich in der Nähe des Drahtelektrodensystems werden nicht als Startfläche benutzt. Im Startvolumen werden Elektronen mit zufälliger Energie- und Winkelverteilung erzeugt. Um sowohl niederenergetische, als auch hochenergetische Elektronen zu erzeugen, wurden außerdem zwei Energiegeneratoren verwendet. Zum Einen wurden niederenergetische Elektronen zwischen 0 und 30 eV erzeugt und zum Anderen wurden Elektronen aus Tritiumzerfällen verwendet.

Region, Schrittgrößeneinstellung und Abbruchbedingungen

Die Bahnbewegung der erzeugten Teilchen wird über eine feste Anzahl von Zyklotronpunkten berechnet⁴. Integriert sind diese in 3 verschiedene Regionen. Eine Region besteht aus der PIN-Geometrie. Erreicht ein Teilchen diese Region, wird die Berechnung der Bahn sofort beendet. Ebenso wird die Berechnung beendet, sollte das Teilchen das Spektrometer (die 2. Region) verlassen. Die letzte Region bildet das "World"-Volumen, in welchem die Simulation stattfindet. Weitere Abbruchbedingungen bilden die Speicherung und die maximale Anzahl zu berechneten Schritte. Dies verhindert eine Endlosberechnung gespeicherter

³Die Magnetfelddatei umfasst alle aktiven Magnetfelder des kompletten KATRIN-Experimentes. Die elektrischen Felder setzen sich aus dem Feld im Hauptspektrometer und dem Feld der Drahtelektroden zusammen.

⁴Eine Zyklotronumdrehung umfasst ca. 40 Berechnungspunkte

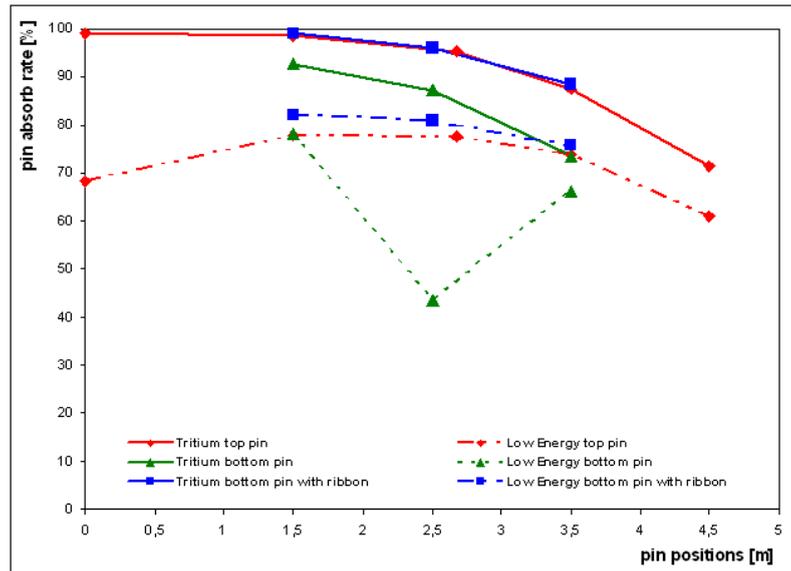


Abbildung 6.4.: Übersicht über die Ergebnisse zur Simulation mit einem globalen Magnetfeldminimum für verschiedene PIN-Positionen.

Teilchen. Mittels dieser Abbruchbedingungen kann die Wirksamkeit des PIN's ausführlich simuliert werden.

6.1.3. Ergebnisse und Analysen der PIN-Simulation zur Absorptionsrate von Elektronen im Hauptspektrometer

Die Simulationen bestätigen die Erwartungen. Alle simulierten PIN-Versionen erreichen gute Absorptionsraten. Je nach Energie der niederenergetischen Elektronen, und mit zunehmender Entfernung des PIN's von der Analysierebene sinkt die Absorptionsrate. Einige Elektronen besitzen nicht genug Energie um den PIN zu erreichen. Außerdem sind einige Elektronen in Hybrid-Fallen gespeichert. Diese werden nicht absorbiert, wenn der PIN direkt in der Analysierebene befestigt ist. Im niederenergetischen Bereich erreicht der PIN in der endgültigen Version (Abbildung 6.3) eine Absorptionsrate von ca. 80% im Abstand von 1-3 m von der Analysierebene. Die Tritium-Zerfallselektronen werden allgemein besser absorbiert. Dies liegt vornehmlich an der höheren Energie.. Zwischen den PIN-Versionen 1 (Abbildung 6.1) und Version 3 (Abbildung 6.3) gibt es nahezu keinen Unterschied. Die Absorptionsrate liegt im Abstand von 1-2 m von der Analysierebene bei ca 98%. Ohne die zusätzliche Kette können Elektronen in Hybrid-Fallen teilweise den gebogenen Stab nicht erreichen. Eine neue Simulation mit verbesserter Stabgeometrie(gebogen statt idealisiert) könnte für diese Simulationsaufstellung eine höhere Absorptionsrate liefern. Die Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen die Simulationen der unterschiedlichen Magnetfeldkonfiguration. Die Simulation mit zwei lokalen Minima erreicht geringere Absorptionsraten als die Simulation mit einem globalen Minimum. Der generelle Verlauf der Absorptionsraten ist allerdings identisch.

Die Analyse der mittleren Absorptionszeit zeigt deutliche Unterschiede zwischen den niederenergetischen Elektronen und den Tritium-Zerfallselektronen. Die Simulationsergebnisse sind in den Abbildungen 6.6 und 6.7 veranschaulicht. Tritium-Zerfallselektronen sind größtenteils schon nach 0,02 Sekunden absorbiert. Niederenergetische Elektronen brauchen mindestens 0,07 Sekunden. Ausführliche Tabellen zu allen getätigten Simulationen befinden sich in [Glü10].

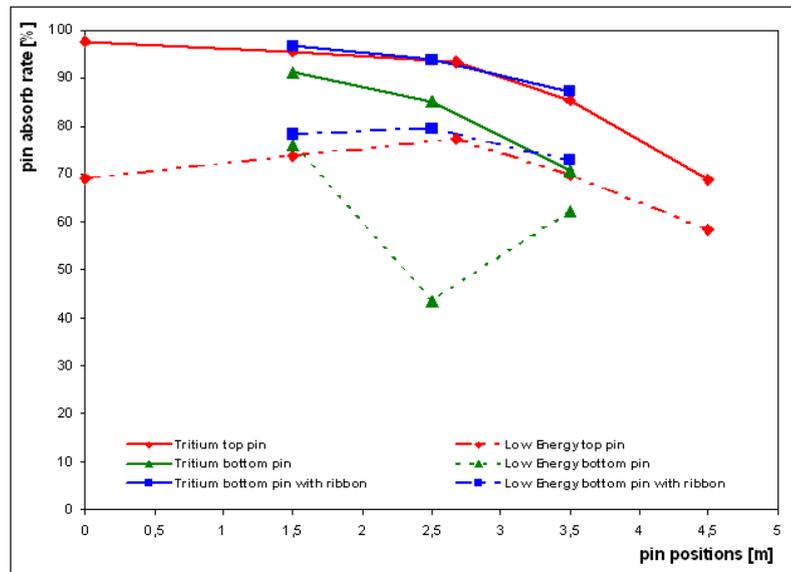


Abbildung 6.5.: Simulationsergebnisse mit einem Magnetfeld mit zwei lokalen Minima. Aufgenommen wurden die verschiedenen PIN-Positionen.

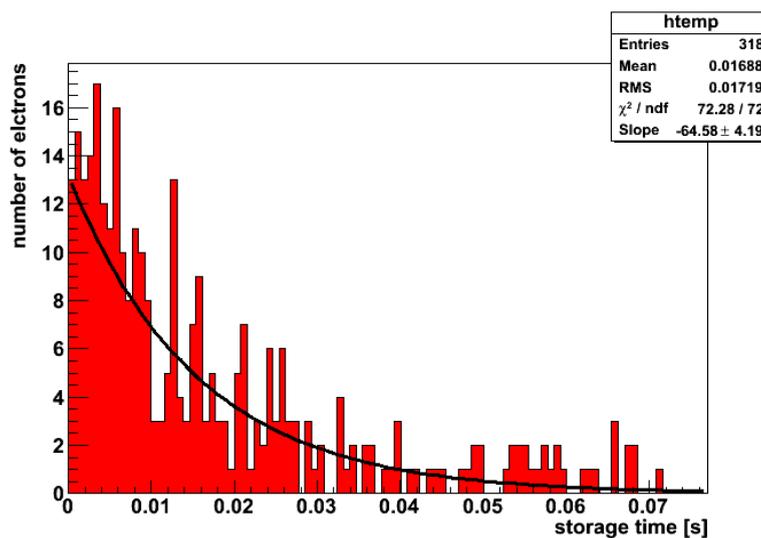


Abbildung 6.6.: Mittlere Absorptionszeit der niederenergetischen Elektronen.

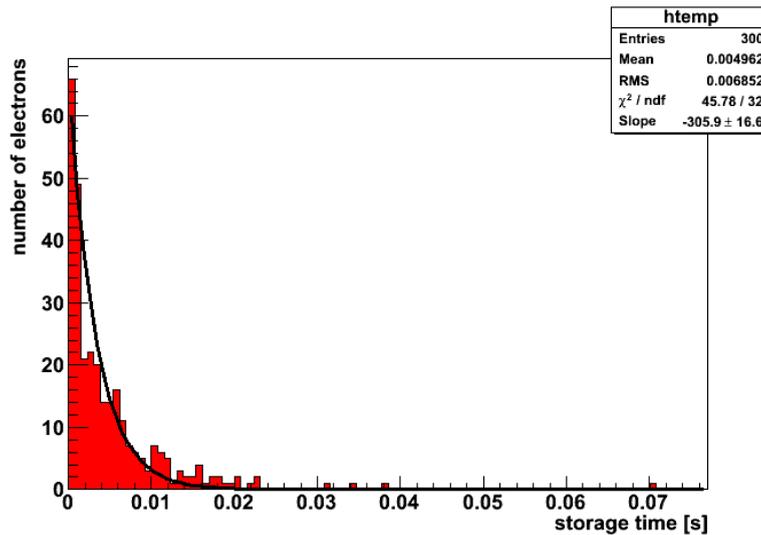


Abbildung 6.7.: Mittlere Absorptionszeit der simulierten Elektronen aus Tritiumzerfällen.

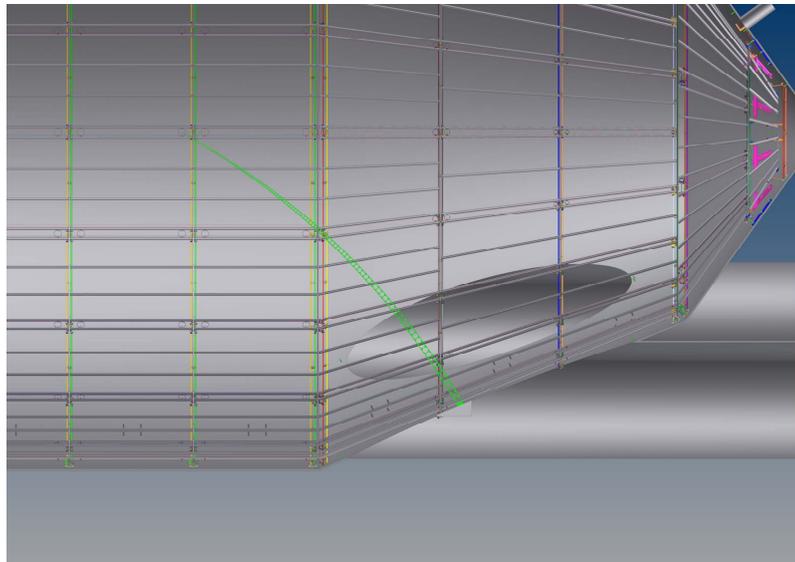


Abbildung 6.8.: Konzeptzeichnung des PIN's von Rainer Gumbsheimer.

6.1.4. Realisierbarkeit und Umsetzung

Während des Kollaborationstreffens im März 2011 wurden die verschiedenen Konzepte in einer Sitzung behandelt [Jun11a]. Darin wurde festgehalten, dass eine Fertigung eines PIN's ungefähr einen Monat, inklusive letzter Modifikationen, dauern würde. Der Einbau in das Spektrometer würde eine wesentlich größere Zeitspanne in Anspruch nehmen. Die größten Zeitkomponenten umfassen die Öffnung des Spektrometers, Aus- und Einbau der störender Komponenten und die erneute Schließung mit anschließender Ausheizung. Die Montage des PIN's inklusiver Haltestruktur würde lediglich 2-3 Wochen andauern. Dies ist allerdings abhängig von den Schwierigkeiten beim Einbau durch das Drahtsystem hindurch. Insgesamt wurde ein halbes Jahr für die nachträgliche Installation eines PIN's abgeschätzt. Abbildung 6.8 zeigt eine technische Konzeptzeichnung. Alle PIN Versionen bestehen aus Edelstahl (Typ: 1.4435) und besitzen seitliche Löcher um das Gewicht zu reduzieren.

6.2. Fazit zum PIN-Konzept

Die Simulation der verschiedenen PIN-Konzepte bestätigt die Erwartungen. Ein eingebauter PIN absorbiert in der richtigen Konfiguration nahezu alle gespeicherten Elektronen. Somit bietet der PIN eine alternative Lösung, sollten Untergrundmessungen am Hauptspektrometer einen sehr großen Untergrund liefern. Allerdings muss nochmals ausdrücklich erwähnt werden, dass das PIN-Konzept lediglich eine Notlösung sein darf. Alle anderen untergrundreduzierenden Maßnahmen müssen wesentlich schlechtere Ergebnisse liefern, oder komplett versagen. Der Einbau des PIN's in das Hauptspektrometer bedeutet ein hohes Risiko für den Tank und das Elektrodenystem. Außerdem müssen nach dem Einbau 10-15% der Detektorpixel aus der Datenanalyse ausgeschlossen werden, da der PIN diese verdeckt.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Ein Verständnis des Untergrundes ist von entscheidender Bedeutung für das KATRIN-Experiment. Die Simulationen der Arbeit haben gezeigt, dass trotz guter Abschirmung im elektrischen und magnetischen Bereich die Myon-induzierten Teilchen aus der Tankwand einen nicht vernachlässigbaren Untergrund für die Neutrinomassenbestimmung erzeugen können. Aus den Simulationen mit Geant4 haben sich Elektronenflüsse auf das Hauptspektrometer in der Größenordnung von $3\text{-}4\cdot 10^4$ (bei einem Myonenfluss pro Sekunde von $8\cdot 10^4$) ergeben. In niedrigen Energiebereichen (0-1 keV, 1-10 keV, 10-100 keV) liegen die Flüsse zwischen $0.5\text{-}5\cdot 10^3$. Anschließende Simulationen mit KASSIOPEIA zur Speicherwahrscheinlichkeit der erzeugten Elektronen ergaben einen Fluss gespeicherter Elektronen von 5.4(Penelope), bzw. 2.36(Livermore) pro Sekunde.

Ausblick

Es hat sich gezeigt, dass beide Simulationsprogramme in Kombination in der Lage sind, eine gute Einschätzung zum Myonen-, Elektron- und Photonfluss zu geben. Aussagen über den niederenergetischen Bereich ab 250 eV und tiefer sind momentan mit Geant4 nicht möglich. Die Datenbanken zur Berechnung der Wechselwirkungen in Materie in den niedrigen Energiebereichen beruhen auf alten Modellen. In naher Zukunft sollte sich allerdings mit dem in der Entwicklungsphase befindlichen Geant4-DNA Projekt die Energiegrenze in den sub-eV-Bereich verschieben lassen. Die Simulation mit diesem neuen Code ließe sich sehr wahrscheinlich mit der alten programmierten Simulation ohne größere Änderungen durchführen lassen. Der momentan noch nicht simulierte, aber äußerst interessante Energiebereich unter 250 eV verbessert dann das Bild des Myon-induzierten Untergrundes.

Weiterhin wäre eine verbesserte Simulation zur Wirksamkeit des Elektroden systems und Teilchenbewegungen nahe der Tankwand denkbar. Optimierungen in der Feldberechnung durch [Sch11] in der Nähe von Elektroden und Spektrometertank sind in naher Zukunft verfügbar und erlauben Bahnrechnungen mit großer Teilchenzahl in KASSIOPEIA mit wesentlich geringeren Anforderungen an die Computerzeit. Außerdem muss Simulation zur Speicherwahrscheinlichkeit und des erzeugten Untergrundes noch genauer, im Hinblick auf radiale Verschiebungen in den Flussschlauch, untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- [A+02] Q. R. Ahmad et al., *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury neutrino observatory*, Phys. Rev. Lett. , Volume 89, Issue 1, (2002)
- [Adi] <http://www.adixen.de/>
- [Ago03] S. Agostinelli et. al., *G4a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (Volume 506, Issue 3, 1 July 2003, Pages 250-303)
- [All06] J. Allison et.al., *Geant4 developments and applications*, IEEE Transactions on Nuclear Science (Volume: 53, Issue: 1, Part 2 (Feb. 2006))
- [Ang05] J. Angrik et al., *KATRIN Design Report 2004*, FZKA **7090** (2005)
- [Apo99] J. Apostolakis et al., *Geant4 Low Energy Electromagnetic Models for Electrons and Photons*, CERN-OPEN-99-034(1999), INFN/AE-99/18(1999)
- [Arl09] H. Arlinghaus, *Investigation of the muon-induced secondary electron background in the KATRIN Experiment*, Diplomarbeit in Physik vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster (Februar 2009)
- [Bea80a] G. Beamson et al., J. Phys. E: Sci. Instrum. 13 (1980) 64 - 66
- [Bea80b] J. Beamson et al. *The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer*, J. Phys. E 13 (1980) 64.
- [Bog06] L. N. Bogdanova, M. G. Gavrilov, V. N. Kornoukhov, A. S. Starostin, *Cosmic muon flux at shallow depths underground*, Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia
- [Bru96] D. Brusa et al., *Fast sampling algorithm for the simulation of photon Compton scattering* , NIM A379,167 (1996)
- [Cab63] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963)
- [Co56] C.L.Cowan, F.Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, A.D.McGuire *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation* , Science, Volume 124, Number3212 (1956)
- [Cul97] D.Cullen, J.H.Hubbell, L.Kissel, *the Evaluated Photon Data Library '97 version*, UCRL50400, Vol.6, Rev.5 1997

- [Dav94] ,*A review of the homestake solar neutrino experiment* R.Davis, Progress in Particle and Nuclear Physics, Volume32(1994)
- [Den08] Joachim Denig, Vorlesung Teilchenphysik für Fortgeschrittene, <http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/~jwagner/WS1011/Vorlesung/files/TP-10-23.pdf>, 2008
- [Doi85] M.Doï, T.Kotani,E. Takasugi,*Double Beta Decay and Majorana Neutrino*,Prog. Theor. Phys. Supplement No. 83 (1985)
- [Dre10] G. Drexlin, F. Glueck, S. Goerhardt, S. Mertens, N. Wandkowsky, S.Wuestling *Stochastic Heating by ECR as means of background reduction*, KATRIN-Homepage: <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d676019/ECRdocument.pdf>, Nov. 2010
- [Eid04] S. Eidelmann et al. Rev. part. phys. Phys. Lett. B, 592:1+, 2004.
- [Eng06] Ralph Engel, *Ultrahigh-Energy Cosmic Rays* , Vortrag, Nijmegen, 2006, <http://nijmegen06.astro.ru.nl/lectures.shtml>
- [Fer34] Enrico Fermim, *Versuch einer Theorie der Betastrahlen*, Zeitschrift für Physik Bd. 88, 1934, S. 161.
- [Gea] UserGuide unter: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/index.html>
- [Gia99] S. Giani et al., *GEANT4 Simulation of Energy Losses of Ions*, CERN-99-300, INFN/AE-99/21, (November 1999).
- [Glü02] F.Glück ,*Runge-Kutta method for numerical solution of differential equationsytem*, KATRIN-Homepage: <https://fuzzi.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d479152/rungekutta.pdf>(04.2002)
- [Glü06] Ferenc Glück, *C-programs for electromagnetic design*, KATRIN-Homepage: <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/34401>(2006)
- [Glü10] F. Glueck, B. Jung, S. Mertens, S. Schnetzer, N. Wandkowsky,*Background reduction with Pin*, <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d680661/PINdocument.pdf>, Dez. 2010
- [Hil10] B. Hillen, *Pre spectrometer measurements: Penning trap between the spectrometers*, Vortrag: Collaboration Meeting(Okt. 2010)
- [Höt09] Markus Hötzel, *Berechnung von KATRIN Messspektren unter Einbeziehung der Eigenschaften der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle*, Diplomarbeit, KIT(2009)
- [Iva99] V.N. Ivanchenko et al., *GEANT4 Simulation of Energy Losses of Slow Hadrons*, CERN-99-121, INFN/AE-99/20, (September 1999).
- [Jun11a] B. Jung, S. Schnetzer, *Pin Simulations-Electron Background Reduction with Pin*, Vortrag: Collaboration Meeting(März 2011)
- [KASS] KATRIN-Simulation-Group *The Comprehensive Guide to KASSIOPEIA*,(2010)
- [Käf09] Wolfgang Käfer, *KPAGE- a PArTicle Generator for KATRIN AND Towards a*

- Global KATRIN Simulation*, Collaboration Meeting(Okt. 2009)
- [Käf10] Wolfgang Käfer, Markus Hötzel, *SSC and KPAGE*, KATRIN simulation workshop(2010)
- [KIT] KATRIN Homepage (KIT), <http://www-ik.fzk.de/tritium/>
- [Kle] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag
- [Kli00] S. I. Klimushin, E. V. Bugaev and I. A. Sokalski, *Parametrization of atmospheric muon angular flux underwater*, PhysRevD.64.014016
- [Kob73] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)
- [Kod01] K. Kodama et al. *Observation of tau-neutrino interactions*, Phys. Lett., B504:218-224, 2001.
- [Kra05] Ch. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick, E.W. Otten, J.P. Schall, Th. Thümmel, Ch. Weinheimer, *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium b decay*, Eur. Phys. J. C 40 (2005) 447
- [Laz04] Predrag Lazic, Hrvoje Stefancic, Hrvoje Abraham, *The Robin Hood method: A novel numerical method for electrostatic problems based on a non-local charge transfer*, Journal of Computational Physics, Volume 213, Issue 1(2006)
- [Laz08] Predrag Lazic, Hrvoje Stefancic, Hrvoje Abraham, *The Robin Hood method: A new view on differential equations*, Engineering Analysis with Boundary
- [Lei10] B. Leiber, *Non-axially symmetric field and trajectory calculations for the KATRIN-experiment*, Diplomarbeit, KIT(2010)
- [Lob03] V. M.Lobashev, *The search for the neutrino mass by direct method in the tritium betadecay and perspectives of study it in the project KATRIN*, Nucl. Phys. A 719 C153-C160 (2003)
- [Lob85] V. M. Lobashev et al., Nucl. Instr. Meth. A240 (1985) 305
- [Lor02] T.J. Loredo and D.Q. Lamb. *Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova SN 1987A*, Phys. Rev. D65 (2002) 063002.
- [Pau61] Wolfgang Pauli, *Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie*, Vieweg, 1961, University of Michigan
- [Perb] S.T.Perkins, D.E.Cullen, S.M.Seltzer, *Tables and Graphs of Electron-Interaction Cross-Sections from 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library, Z=1-100* UCRL-50400 Vol.31
- [Perc] S.T.Perkins, D.E.Cullen, M.H.Chen, J.H.Hubbell, J.Rathkopf, J.Scofield, *Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data Derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library, Z=1-100* UCRL-50400 Vol.30
- [Pi92a] A. Picard et al., Nucl. Instr. Meth. B63 (1992) 345
- [Pon57] Bruno Pontecorvo, *Mesonium and antimesonium*, JETP (USSR) 33 (1957) 549,

- english translation Soviet Physics, JETP 6 (1958) 429.
- [Poo08] A. Poon et al., *Rear Section Design Document - Outline of Questions*, KATRIN internal document, http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d479671/RearSectionDesignQuestions_v1.pdf, 2008.
- [Ren11] Pascal Rensler, *Entwicklung und Simulation von KATRIN-Quellmonitor-Detektoren*, Dissertation, KIT(2011)
- [Sch11] Sarah Schnetzer, *Optimierung der Feld- und Potentialberechnungen für Drahelektrodensystem des KATRIN-Hauptspektrometers* Diplomarbeit am KIT, August 2011
- [Sem02] J.Sempau et al., *Experimental benchmarks of the Monte Carlo code PENELOPE*, submitted to NIM B (2002)
- [StaMo] *This work is licensed under the Creative Commons Attribution 3.0 Unported License. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/> or send a letter to Creative Commons, 444 Castro Street, Suite 900, Mountain View, California, 94041, USA.*
- [Ste62] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz*, and J. Steinberger* , *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 9, 3644 (1962)
- [Wei10] Ch.Weinheimer, *Main spectrometer commissioning measurements*, Vortrag: Collaboration Meeting(Okt. 2010)
- [WGTS] Entwurfsbild der Firma ACCEL
- [Wik] Bild von <http://physik.wikia.com/wiki/Roentgenstrahlung>
- [Zyk] Lizenz unter: http://de.wikipedia.org/wiki/GNU-Lizenz_f%C3%BCr_freie_Dokumentation?uselang=de

Anhang

A. Erzeugung geeigneter Zufallszahlen

Die Simulation kosmischer Myonen benötigt eine Winkelverteilung als Grundlage. Statistisch unabhängige Zufallszahlen werden in Geant4 passend erzeugt. Damit diese Zahlen die Winkelverteilung repräsentieren, sind verschiedene Verfahren möglich. Diese werden hier kurz erläutert.

Neumann'sches Rückweisungsverfahren

Die einfachste Methode um Zufallszahlen nach einer vordefinierten Verteilung zu erstellen, funktioniert über die Neumann'sche Rückweisungsmethode. Bildlich gesehen werden isotrope Zufallszahlen über den gesamten Definitionsbereich der gewünschten Verteilung erstellt. Danach wird die Verteilung aus dem isotropen Bereich „ausgeschnitten“. Mathematisch funktioniert diese Methode ähnlich. Es wird eine Zufallszahl r_1 im Defi-

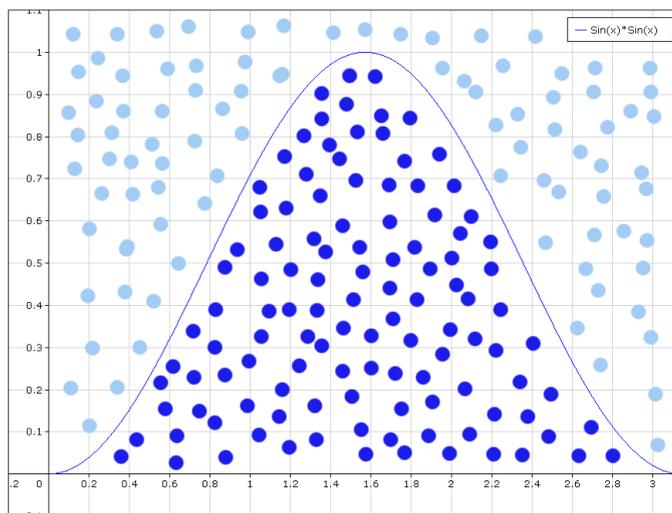


Abbildung A.1.: Neumann'sches Rückweisungsverfahren: Sämtliche gewürfelten Zufallszahlen unterhalb der Verteilungsfunktion sind gültig. Alle anderen oberhalb werden verworfen.

nitionsraum gebildet und in die gewünschte Verteilungsfunktion eingesetzt. Die zweite Zufallszahl r_2 wird im Wertebereich der Verteilungsfunktion gebildet. $x = r_1$ ist dann eine geeignete Zufallszahl, wenn $r_2 < f(r_1)$ gilt. Diese Methode würfelt so lange eine Zufallszahl, bis diese in die Verteilung hineinpasst.¹ Der passende Code-Abschnitt dieser implementierten Verteilungsfunktion findet sich im Abschnitt "Tabellen und Codes" ??

¹Für bestimmte Funktionen mit großen Differenzen zwischen Maximum und Minimum nimmt diese Art und Weise der Generation einen großen Anteil an Computerzeit ein, da häufig Zahlen abgelehnt werden.

Transformationsmethode

Eine weitere Möglichkeit um Zufallszahlen zu erzeugen existiert in Form der „Transformationsmethode“. Mit dieser Vorschrift ist es möglich eine gleichverteilte Zufallszahl in die gewünschte Verteilungsfunktion zu transformieren. Mathematisch wird diese Methode in der Form definiert, dass gleichverteilte Zufallszahlen gemäß $r_i \in [0, 1[$ erzeugt werden. Diese werden dann in die Inverse Stammfunktion der Verteilungsfunktion eingesetzt. Das Ergebnis sind Zufallszahlen gemäß der Verteilungsfunktion. Das Problem der Transformationsmethode zeigt sich aber bereits in der genäherten Verteilungsfunktion für kosmische Myonen. Für die Funktion $\cos^2(x)$ ist es nicht möglich eine Inverse der Stammfunktion zu bilden. Somit ist diese Methode nur bedingt nutzbar, jedoch im Vergleich zur Neumann'schen Rückweisungsmethode wesentlich schneller.

Majorantenmethode

Eine sinnvolle Alternative zur Erzeugung von Zufallszahlen gemäß einer Verteilung liegt in der Kombination der beiden Verfahren. Die „Majorantenmethode“ führt dies mathematisch durch und erzeugt damit effizient Zufallszahlen nach einer bestimmten Verteilung. Am Beispiel der Myonensimulation mittels der $\cos^2()$ - Fit-Funktion ist dies gut demonstrierbar. Zu Beginn werden Zufallszahlen r_1 im Bereich der inversen Stammfunktion der Einhüllenden erzeugt. Da in der Winkelerzeugungsfunktion die Verteilung zwischen 0 und 180 Grad berechnet wird, ist die Verteilungsfunktion um 90 Grad verschoben und somit der $\sin^2()$. Die Einhüllende nimmt die $\sin()$ -Funktion ein. Die inverse Stammfunktion davon ist der $\arccos()$. Die Zufallszahlen r_1 für die Myonensimulation erfordern gleichverteilte Zufallszahlen zwischen $[0,1]$. Der Betrag dieser wird dann in den $\arccos()$ eingesetzt und ergibt einen Winkel als Ergebnis. Nun wird eine zweite Zufallszahl r_2 erzeugt und mit $\sin(\arccos(r_1))$ multipliziert. Folglich wurde damit eine Zufallszahl für die Funktion der Einhüllenden für einen Punkt im Definitionsbereich erzeugt. Der Vergleich dieser Zufallszahl mit dem Funktionswert der Verteilungsfunktion an demselben Punkt ergibt dieselbe Bedingung wie für das Neumann'sche Rückweisungsverfahren. Liegt die Zufallszahl unter dem Funktionswert der Verteilungsfunktion ist diese gültig. Liegt diese oberhalb, muss eine neue Zahl erzeugt werden. Der Vorteil für die \sin^2 Funktion mit dem Sinus als Fit liegt in der Anzahl der generierten Zufallszahlen. Im Bereich um 0° liegen nahezu alle Punkte sowohl unter der $\cos^2()$ - Funktion wie unter der $\sin(90 - \theta)$ - Funktion. Bestände die Verteilungsfunktion nur aus diesem kleinen Bereich, wäre die Transformationsmethode nicht nötig gewesen. Für andere Winkelbereiche werden allerdings nur sehr wenige Zahlen akzeptiert und es muss dementsprechend häufiger gewürfelt werden. Die Einhüllende reduziert diese Anzahl um ein beträchtliches Maß.

B. Energiecodes von Geant4

Geant besitzt eine eigene Gruppe, welche sich um die Simulation im niederenergetischen Bereich kümmert. Seit der Version 9.3 wird der Code zum niederenergetischen Bereich nicht mehr separat im Programm gespeichert, sondern ist direkt in den Geant-Code integriert. Dies bietet einige Verbesserungen in der Anwendung. Im Vorgängermodell gab es für jeden Code eigene Prozessimplementierungen. In der Auswertung trat dies negativ auf, da für jeden Prozess mehrere Variablen definiert und in Histogrammen kombiniert werden mussten. Mit der neuen Version existiert zu jedem physikalischen Prozess lediglich eine Funktion, welche auf den aktuell benutzten Code verweist. In Geant4 werden zwei verschiedene Codes zur Beschreibung der Elektron-Positron-Photon-Wechselwirkung in Materie in einem Energiebereich von 100-/250-eV bis hin zu 1 GeV verwendet. Diese

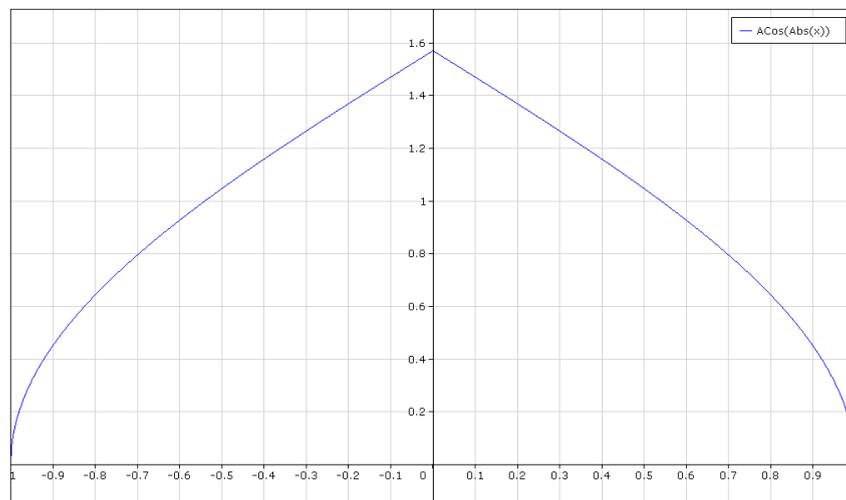
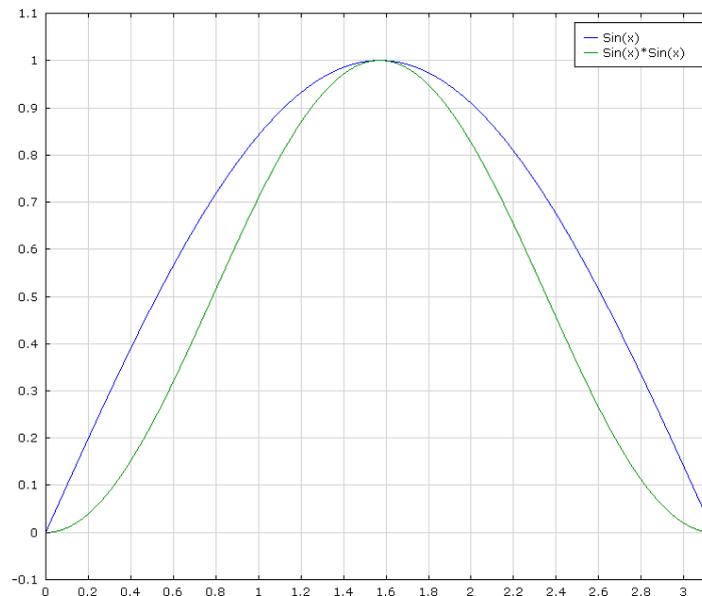


Abbildung A.2.: Winkelerzeugung: *Oben:* \sin^2 -Funktion mit dem Sinus als Einhüllenden
Unten: Die Inverse Stammfunktion zur \sin -Funktion: Die Arkuskosinus-Funktion

Arbeit nutzt beide Codes und liefert in Kapitel 4.4.2 einen Vergleich in der Berechnung der Speicherwahrscheinlichkeit. Da beide Codes unabhängig voneinander Wechselwirkungen in Materie beschreiben, zeigt ein Vergleich Unsicherheiten oder Übereinstimmungen in der Speicherwahrscheinlichkeit im niedrigen Energiebereich.

B.1. Penelope

Der Penelope Code (**PEN**etration and **E**nergy **L**oss of **P**ositrons and **E**lectrons) [Bru96][Sem02] bildet eine Monte-Carlo-Simulation zur Beschreibung von Elektron-Photon-Wechselwirkungen in komplexen Materiestrukturen. Der Algorithmus der Simulation besteht aus einem Streumodell welches auf numerischen Datenbanken und analytischen Wirkungsquerschnitten beruht. Die Daten werden über zufällig erzeugte Elektron-Photon-Schauer gewonnen und sind in Datenbanken gespeichert. Der Code unterliegt diversen Einschränkungen, welchen den nutzbaren Energiebereich und die Relevanz für verschiedene Prozesse einschränkt. In der ursprünglichen Version ist der Energiebereich, welcher angemessene Ergebnisse produziert, mit 100 eV bis 1 GeV angegeben. Außerdem liefert der Algorithmus sinnvolle Ergebnisse erst nach mindestens 10 inelastischen und elastischen Wechselwirkungen im Material. Des Weiteren wurden Photon-Nukleon-Wechselwirkungen nicht mitberücksichtigt. Dies resultiert aus dem Wissen über die Wechselwirkung und den Energieverlust von Elektronen/Positronen mit Materie. Der mittlere Energieverlust liegt im Bereich von 50 eV, und je höherenergetischer ein Elektron ist, desto extremer steigt die Anzahl an Wechselwirkungspunkten. Eine Simulation erfordert dementsprechend mit zunehmender Genauigkeit exponentiell mehr Rechenzeit. Dieses Problem wurde unter anderem in Penelope über die Näherung mittels Vielfachstreuungstheorien effizient gelöst. Allerdings können bei dieser Näherung systematische Fehler auftreten. Die erste Version von Penelope wurde 1996 veröffentlicht und bis 2008 mehrfach aktualisiert. Über die Jahre hinweg wurden neben Verbesserungen in der Zuverlässigkeit und dem allgemeinen Zustand des Codes auch diverse physikalische Änderungen implementiert. Eine numerische Datenbank absoluter Wirkungsquerschnitte beschreibt die Ionisation durch Elektron-/Positron Wechselwirkung der inneren Kernschalen K,L und M. Ergänzt wurden auch Photon Polarisierungseffekte der Rayleigh- und Compton-Streuung, sowie Änderungen zum Rayleigh-Modell und inelastischen Wechselwirkungen.

B.2. Livermore

Der Livermore-Code ist im "LowEnergyPackage"[Apo99][Iva99][Gia99] implementiert und die Energiegrenze der Software liegt zwischen 250 eV und 1 GeV. Höhere Energiebereiche werden von der Standardimplementierung berechnet. Livermore ist eine Kombination aus mehreren Datenbanken zu Wechselwirkungen von Strahlung/Materie mit Materiestrukturen und wurde 1997 am "Lawrence Livermore National Laboratory (University of California)" entwickelt. Die Datenbanken (EVPD97[Cul97], EEDL[Perb], EADL[Perc]) dienen in Geant4 zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten und Endzuständen für Elektronen und Photonen. Zusammen mit dem Geant4-DNA Projekt wird der Livermore-Code für Geant verwendet und optimiert. Das Geant4-DNA Projekt erweitert das LowEnergyPackage und erreicht noch geringere Energiebereiche. Zur Zeit befindet dieser Teil in der Entwicklung.

C. Konvertierungsmaßnahmen der Geant4-Ausgabe

In der Geant-Simulation werden die erzeugten Elektronen, welche die Spektrometerwand in Richtung Flusschlauch verlassen, in eine externe Datei gespeichert. Das Ausgabe-

Format von Geant für diese Datei entspricht folgendem Muster: EventID - Teilchensorte - Positionsvektor - Impulsvektor - Zeitangabe².

Dies wurde speziell für den Input in Kassiopeia gewählt und entspricht den geforderten Spezifikationen des ASCII-Generators (Siehe auch in Kapitel 5.3.1). Dennoch können die Dateien nicht ohne Konvertierung in Kassiopeia importiert werden. Hierfür wurde ein kleines Programm geschrieben, welches diese Änderungen nahezu automatisch durchführt. Das Programm konvertiert sowohl EventID als auch Positionsvektor und überprüft die Daten nach doppelten Einträgen

Änderung der EventID

Allgemein wird für einen Start von Kassiopeia eine genaue Anzahl der Primärevents benötigt. Die Ausgabedateien von Geant besitzen jedoch unterschiedlich viele Einträge in unbekannter Größe. Kassiopeia kann allerdings ebenso Events mit mehreren Tracks aus einem Event einlesen und bearbeiten. Indem nun die EventID der einzelnen Elektronen generell auf "0" geändert wird, liest Kassiopeia die komplette Ausgabedatei als ein Event ein. Für die Berechnung der Speicherwahrscheinlichkeit ist die Hierarchie der Elektronen unwichtig, daher hat diese Änderung keinerlei Auswirkung auf das Ergebnis.

Änderung des Positionsvektors

Die Berechnung von Bahnbewegungen mit Kassiopeia im Hauptspektrometer unterliegen gewissen räumlichen Bedingungen. Je nach Aufenthaltsort des Teilchens erfordert die Feldberechnung für diese Position eine gewisse Computerzeit. Daher wurden für verschiedene Anwendungsbereiche unterschiedliche Feldberechnungsmöglichkeiten entwickelt und in Kassiopeia implementiert. Für diese Arbeit sind jedoch alle oben gelisteten Möglichkeiten nicht optimal. Die Feldberechnungen in der Nähe des Drahtsystems und der Tankwand ist momentan sehr rechenintensiv und wird gerade durch [Sch11] optimiert. Eine praktikable Lösung ist die Änderung der Startposition. Das Drahtsystem dient zur Reduzierung des niederenergetischen Untergrundes und reflektiert Teilchen bis zu einer gewissen Energie. Je nach Spannungsdifferenz zwischen Tankwand und Drahtsystem ergibt sich dadurch die maximale Energie bei der Teilchen zurück an die Wand reflektiert werden. Simulationen in [Sch11] über die Optimierung von Feldberechnungen in der Nähe des Drahtsystem zeigen allerdings, dass Elektronen mit größerer Energie im Vergleich zur Drahtelektrode in einem vernachlässigbaren Umfang durch die Drähte beeinflusst werden. Die neue Startposition befindet sich daher knapp innerhalb des Drahtsystems und erlaubt die Nutzung der schnellen Feldberechnung durch die Legendre-Polynome. Anschließend werden die neuen Startpositionen noch einer Testroutine unterzogen. In der Geant-Simulation wurde bereits bei der Erstellung der primären Myonen eine Testumgebung generiert (siehe in Kapitel 4.11). Diese wurde übernommen und leicht modifiziert. Die neu positionierten Elektronen wurden auf ihren neuen Standort innerhalb der neuen imaginären Tankwand (25cm weiter in Richtung Flusschlauch) überprüft. Erst wenn alle Teilchen diesen Test bestehen, wird die Datei für Kassiopeia zugelassen.

Korrektur für Doppelspeicherung

Ein weiteres Problem in Geant ist die doppelte Speicherung von Teilchendaten. In seltenen Fällen werden Elektronen sowohl bei dem Eintritt ins Innere des Spektrometers und beim Verlassen dessen gespeichert. Die Berechnung der Teilchenbahn erfolgt in der

²In dieser Arbeit wird keine Zeitabhängigkeit berücksichtigt, daher ist dieser Wert generell "0"

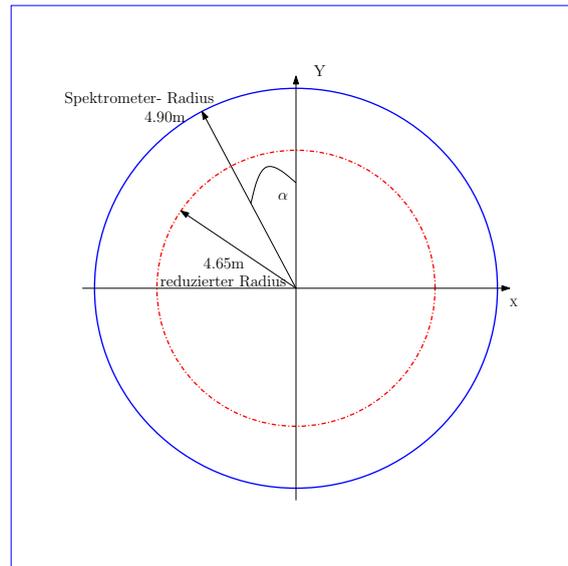


Abbildung C.3.: Die Änderung der Startposition näher in Richtung Fluss Schlauch erfolgt mathematisch über die Reduzierung der X- und Y-Position um eine gewisse Strecke. Dazu wird die Länge des X-Y-Vektors berechnet und um 25cm reduziert. Danach wird über den Winkel zwischen X- und Y-Vektor wieder zurück auf X- und Y-Position gerechnet.

Geant-Simulation immer komplett bevor ein anderes produziertes Teilchen oder Primärteilchen berechnet wird. In der Speicherroutine der Geant-Simulation werden doppelt gezählte Elektronen immer direkt aufeinanderfolgend gespeichert. Im Programm wird folglich die Impulsrichtung zweier aufeinander folgender Teilchen verglichen. Im Falle identischer Richtungen wird das eine Ereignis gelöscht. Eine Übersicht am Ende der Routine listet die Anzahl der doppelten Events auf. Dies wird bei der Analyse der Geant-Daten mit berücksichtigt.

Energieniveaus

Nach der Bereinigung der Daten erfolgt noch eine Aufteilung in verschiedene Energiebereiche. Je nach Benutzereingaben wird dann für jeden Energiebereich eine eigenständige Datei generiert und mit den relevanten Elektronen gefüllt. Diese Änderung in der Ausgabedatei erleichtert nach der Berechnung durch Kassiopeia die Auswertung und Berechnung der Speicherwahrscheinlichkeit.

Nach diesen Konvertierungen können die Elektrondaten problemlos in Kassiopeia importiert werden.

D. Tabellen und Code-Beispiele

Geant4 Materialliste

```

***** Table : Nb of materials = 5 *****
Material: Air density: 1.290 mg/cm3 Rad: 285.161 m Nucl.Int.Length: 662.904 m Mean: 85.703 eV temperature: 273.15 K pressure: 1.00 atm
----> Element: Nitrogen (N) Z = 7.0 N = 14.0 A = 14.01 g/mole ElMassFraction: 70.00 % ElAbundance 72.71 %
----> Element: Oxygen (O) Z = 8.0 N = 16.0 A = 16.00 g/mole ElMassFraction: 30.00 % ElAbundance 27.29 %
Material: Vacuum density: 0.000 kg/m3 Rad: 204322111.300 pc Nucl.Int.Length: 114334693.470 pc Mean: 19.200 eV temperature: 2.73 K pressure: 0.00 atm
----> Element: Vacuum ( ) Z = 1.0 N = 1.0 A = 1.01 g/mole ElMassFraction: 100.00 % ElAbundance 100.00 %
Material: Iron density: 7.870 g/cm3 Rad: 1.759 cm Nucl.Int.Length: 16.365 cm Mean: 285.000 eV
----> Element: Iron ( ) Z = 26.0 N = 55.9 A = 55.85 g/mole ElMassFraction: 100.00 % ElAbundance 100.00 %
Material: Lead density: 11.350 g/cm3 Rad: 5.612 mm Nucl.Int.Length: 18.258 cm Mean: 823.000 eV
----> Element: Lead ( ) Z = 82.0 N = 207.2 A = 207.19 g/mole ElMassFraction: 100.00 % ElAbundance 100.00 %
Material: Stainless_steel density: 8.020 g/cm3 Rad: 1.742 cm Nucl.Int.Length: 16.561 cm Mean: 280.927 eV
----> Element: Iron (O) Z = 26.0 N = 55.8 A = 55.84 g/mole ElMassFraction: 68.00 % ElAbundance 66.70 %
----> Element: Chromium (O) Z = 24.0 N = 52.0 A = 52.00 g/mole ElMassFraction: 19.00 % ElAbundance 28.82 %
----> Element: Nickel (O) Z = 28.0 N = 58.9 A = 58.93 g/mole ElMassFraction: 10.00 % ElAbundance 15.33 %
----> Element: Manganese (O) Z = 25.0 N = 54.9 A = 54.94 g/mole ElMassFraction: 2.00 % ElAbundance 3.19 %
----> Element: Silicon (O) Z = 14.0 N = 28.1 A = 28.09 g/mole ElMassFraction: 1.00 % ElAbundance 1.95 %

```

Abbildung D.4.: Geant Code - Materialien: Diese Abbildung zeigt den Codeabschnitt zur Implementierung verschiedener Materialien in eine Geant4-Simulation.

Geant4 - Region

```

// Action Region
G4Region* SpecWall = new G4Region("SpecWall");
SpecWall->AddRootLogicalVolume(lMiddleTube);
SpecWall->AddRootLogicalVolume(lLeftCone);
SpecWall->AddRootLogicalVolume(lRightCone);
SpecWall->AddRootLogicalVolume(lLeftSmallCone);
SpecWall->AddRootLogicalVolume(lRightSmallCone);
//std::vector<double> cutsTank; cutsTank.push_back(1.*mm);
SpecWall->SetProductionCuts(new G4ProductionCuts());

// sensitive Border

G4SDManager* SDman = G4SDManager::GetSDMpointer();
G4String BHitsSDname = "BottomHitsSD";
ngBottomHitsSD * BottomHitsSD = new ngBottomHitsSD(BHitsSDname);
SDman->AddNewDetector(BottomHitsSD);
lRMTubeBorder->SetSensitiveDetector(BottomHitsSD);
lRLConeBorder->SetSensitiveDetector(BottomHitsSD);
lRRConeBorder->SetSensitiveDetector(BottomHitsSD);
lRLSConeBorder->SetSensitiveDetector(BottomHitsSD);
lRRSConeBorder->SetSensitiveDetector(BottomHitsSD);

G4String THitsSDname = "TopHitsSD";
ngTopHitsSD * TopHitsSD = new ngTopHitsSD(THitsSDname);
SDman->AddNewDetector(TopHitsSD);
lLMTubeBorder->SetSensitiveDetector(TopHitsSD);
lLLConeBorder->SetSensitiveDetector(TopHitsSD);
lLRConeBorder->SetSensitiveDetector(TopHitsSD);
lLLSConeBorder->SetSensitiveDetector(TopHitsSD);
lLRSconeBorder->SetSensitiveDetector(TopHitsSD);
lRightEndBorder->SetSensitiveDetector(TopHitsSD);
lLeftEndBorder->SetSensitiveDetector(TopHitsSD);

```

Abbildung D.5.: Geant Code - Regionenbildung: In der Abbildung wird der Codeabschnitt zur Implementierung einer Region in eine Geant4-Simulation gezeigt.

Geant4 Primärteilchenerzeugung

```

// compute the biggest step the particle could do without reaching spektrometer
G4double Distance = sqrt( (xstart * xstart) + (ystart * ystart) + (zstart * zstart) );
G4double Length = detector->GetSpektrometerLength() + .5 * cm;

G4double localPointX = xstart;
G4double localPointY = ystart;
G4double localPointZ = zstart;
while(Distance - Length > 0.)
{
    G4double LocalX = localPointX + MomentumDirection.x()*(Distance - Length + .5 * cm);
    G4double LocalY = localPointY + MomentumDirection.y()*(Distance - Length + .5 * cm);
    G4double LocalZ = localPointZ + MomentumDirection.z()*(Distance - Length + .5 * cm);
    if( ReachingWoIrdBorder(LocalX,LocalY,LocalZ) )
    {
        return true;
    }
    else
    {
        Distance = sqrt( (LocalX * LocalX) + (LocalY * LocalY) + (LocalZ * LocalZ) );
        localPointX = LocalX;
        localPointY = LocalY;
        localPointZ = LocalZ;
    }
}
localPointX += MomentumDirection.x()*(2.5*cm);
localPointY += MomentumDirection.y()*(2.5*cm);
localPointZ += MomentumDirection.z()*(2.5*cm);
if( ReachingSpektrometer(localPointX, localPointY, localPointZ) )
{
    XstartMomentum = MomentumDirection.x();
    YstartMomentum = MomentumDirection.y();
    ZstartMomentum = MomentumDirection.z();
    return false;
}
if( ReachingWoIrdBorder(localPointX, localPointY, localPointZ) )
{
    return true;
}
event = EventImpossible(localPointX, localPointY, localPointZ, MomentumDirection);

```

Abbildung D.6.: Geant Code - Event Gültigkeitstest: Die Eventgeneration prüft, ob erstellte Myonen das Spektrometer treffen. In dieser Abbildung ist der Testalgorithmus abgebildet.

Geant4 Flussmessung

```

G4double area = 4 * (detector->GetSizeY()/m) * (detector->GetSizeZ()/m);
G4cout << "area: " << area << G4endl;
G4double muonflux = 189 * area;
muonflux = (int)muonflux;
G4cout << muonflux << G4endl;
G4int Muon = 0;
G4int Divide = (int) (0.005 * muonflux);
for(int i = 0; i < muonflux; ++i)
{
    if(i%Divide==0)
    {G4cout << (double)i/muonflux << G4endl;}
    G4double xstart = detector->GetSizeX()*-0.98;
    G4double ystart = detector->GetSizeY()*(2*G4UniformRand()-1.);
    G4double zstart = detector->GetSizeZ()*(2*G4UniformRand()-1.);
    G4ThreeVector MomentumDirection = GenerateAngleDirection();
    event = EventImpossible(xstart, ystart, zstart, MomentumDirection);
    if(!event)
    {
        ++Muon;
    }
}

```

Abbildung D.7.: Geant4 Code - Messung des Myonenflusses auf ein Objekt

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt und zum Gelingen beigetragen haben.

- Prof. Dr. Guido Drexlin danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit und die sehr interessante Aufgabenstellung.
- Dr. Ferenc Glück danke ich für die tolle Betreuung während der Durchführung meiner Arbeit und für die Beantwortung sämtlicher Fragen
- Susanne Mertens, Markus Hötzel, Wolfgang Käfer, Dan Furse, Holger Kluck, Benjamin Leiber und Pascal Renschler danke ich für die Beantwortung meiner vielen Fragen zu Geant4 und Kassiopeia.
- Mein besonderer Dank gilt Dr. Ferenc Glück, Markus Hötzel, Wolfgang Käfer, Susanne Mertens und Holger Kluck, für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Außerdem möchte ich mich hier bei allen nicht namentlich genannten Kollegen für die Unterstützung bei dieser Arbeit bedanken.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben und mich immer unterstützen.