

VITZTHUM-GYMNASIUM DRESDEN
TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN
INSTITUT FÜR KERN- UND TEILCHENPHYSIK

Besondere Lernleistung

Unterscheidungsbetrachtungen zur neutrinolosen und
neutrinobegleiteten doppelten Beta-Umwandlung durch
Auswertung von Simulationsexperimenten

eingereicht bei
Prof. Dr. Kai Zuber
und
Jörg Wiese

vorgelegt von
Johannes Knaute

Dezember 2009

Inhalt

1	Vorwort	4
2	Grundlagen der neutrinolosen doppelten Beta-Umwandlung	5
2.1	Motivation	5
2.2	Doppelte Beta-Umwandlungen	6
3	Auswertung von Impulsvektoren anhand simulierter $0\nu 2\beta^-$-Umwandlungen am Beispiel von ^{116}Cd	10
4	Der $0\nu 2\beta^-$-Zerfall von ^{116}Cd	12
5	Der $2\nu 2\beta^-$-Zerfall von ^{116}Cd	15
6	Unterscheidungsbetrachtungen zum $0\nu 2\beta^-$- und $2\nu 2\beta^-$-Zerfall	18
7	Winkelkorrelation der im $\beta\beta$-Zerfall emittierten Elektronen	22
8	Pixeldetektorsimulationen zur Unterscheidung von $0\nu 2\beta^-$-Umwandlungen	24
8.1	Einführung	24
8.2	Aufbau und Funktionsweise des Pixeldetektors	24
8.3	Darstellung günstiger Ereignisse	25
8.4	Allgemeine Betrachtungen	26
8.5	Energetische Betrachtungen	29
8.6	Auswertung von Kettenereignissen	30
8.7	Winkelrekonstruktionen	34
9	Zusammenfassung	36
10	Literatur- und Quellenverzeichnis	37
11	Anhang	38
11.1	Aktuelle Forschungsergebnisse internationaler Arbeitsgruppen	38

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1: Feynman-Diagramm der $2\nu\beta\beta$ -Umwandlung	6
Abb. 2: Feynman-Diagramm der $0\nu2\beta\beta$ -Umwandlung im mn-Modus	7
Abb. 3: Summenenergiespektrum der doppelten Betaumwandlungen	8
Abb. 4: Summenenergiespektren der bedeutendsten Doppel-Beta-Nuklide	9
Abb. 5: Abhängigkeiten der Impulsbeträge der zwei emittierten Elektronen beim $0\nu2\beta\beta$ -Zerfall von Cd-116....	11
Abb. 6: Abhängigkeit des auftretenden Kosinus des Winkels zwischen zwei emittierten Elektronen vom Impuls beim $0\nu2\beta\beta$ -Zerfall von Cd-116.....	12
Abb. 7: Relative Häufigkeit der Impulskomponentenbeträge zweier emittierter e^- für $0\nu\beta\beta$ von Cd-116	12
Abb. 8: Relative Häufigkeiten der Einzel-Elektronenimpulsbeträge für $0\nu\beta\beta$ von Cd-116.....	13
Abb. 9: Beziehung der Energie zweier emittierter Elektronen für $0\nu\beta\beta$ von Cd-116.....	14
Abb. 10: Relative Häufigkeiten der Energie eines Elektrons für $0\nu\beta\beta$	14
Abb. 11: Relative Häufigkeiten der durch die Elektronen gebildeten Winkel für $0\nu\beta\beta$	15
Abb. 12: Relative Häufigkeit der Impulskomponentenbeträge zweier emittierter e^- für $2\nu\beta\beta$ von Cd-116	16
Abb. 13: Relative Häufigkeiten der Einzel-Elektronenimpulsbeträge für $2\nu\beta\beta$ von Cd-116.....	16
Abb. 14: Relative Häufigkeiten der Summe der Energien der Elektronen für $2\nu\beta\beta$ von Cd-116	17
Abb. 15: Relative Häufigkeiten der Energie eines Elektrons für $2\nu\beta\beta$	17
Abb. 16: Relative Häufigkeiten der durch die Elektronen gebildeten Winkel für $2\nu\beta\beta$	18
Abb. 17: Relative Häufigkeiten der Energie eines Elektrons für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116	19
Abb. 18: Relative Häufigkeiten der Emissionswinkel für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116.....	19
Abb. 19: Relative Häufigkeiten des Impulses eines Elektrons für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116	20
Abb. 20: Relative Häufigkeiten der Energieverhältnisse für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116.....	21
Abb. 21: Relative Häufigkeiten des Produktes der Energien für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116.....	22
Abb. 22: Ortskurve der Erwartungswerte der Winkel in Abhängigkeit des Q-Wertes von $0\nu/2\nu\beta\beta$ -Nukliden	23
Abb. 23: Darstellung der Energiedepositionen in den Pixeln für zwei günstige Ereignisse	25
Abb. 24: Anzahl der von jedem Pixel erfassten Einträge.....	26
Abb. 25: Anzahl der getroffenen Kristalle je Ereignis	27
Abb. 26: Einzelenergiespektren der Energiedepositionen in den Pixeln	28
Abb. 27: Summenenergiespektren der Energiedepositionen eines Ereignisses in den Pixeln	28
Abb. 28: Tiefendosiskurve für Elektronen von 6, 9, 12 und 18 MeV in Wasser	29
Abb. 29: Häufigkeiten der Kettenlängen	31
Abb. 30: Mittlere Energiedeposition einer Kette mit 15 Einträgen gegenüber der Kristallposition in der Kette .	31
Abb. 31: Häufigkeiten der Energiedepositionen einer Kette mit 15 Einträgen gegenüber der Kristallposition ...	32
Abb. 32: Häufigkeiten der Stellen der minimalen Energiedeposition einer Kette mit 15 Einträgen.....	33
Abb. 33: Verhältnis der Energiedeposition eines Kristalls zu der des mittleren K. einer Kette mit 15 Einträgen	34
Abb. 34: Absolute Häufigkeiten der durch die Elektronen gebildeten Winkel	35
Abb. 35: Aufbau und Auslesevorrichtung eines Silicium-Pixeldetektors.....	38
Abb. 36: Typische Spuren ausgewählter Teilchen im Si-Pixeldetektor.....	38
Abb. 37: Typische Signale eines im Si-Pixeldetektor erfassten Elektronenereignisses	39
Abb. 38: Anordnung des COBRA-Pixeldetektor-Arrays	39

1 Vorwort

Mittels kern- und teilchenphysikalischen Experimenten lassen sich Schlüsse vom Mikrokosmos auf den Makrokosmos schließen. Schon Johann Wolfgang von Goethe formulierte das Ideal des menschlichen Strebens in der Suche nach dem, „was die Welt im Innersten zusammenhält“, um auf große Zusammenhänge in der Natur zu schließen. Dieses von Goethe postulierte innere Prinzip lässt sich in der aktuellen Physik anhand kleinster Strukturen, sogenannten Elementarteilchen, den Bausteinen der Materie, studieren, um eine Große Vereinheitlichte Theorie zu begründen, welche die verschiedenen Kräfte in der Physik einheitlich beschreibt. Diesem Forschungsfeld gilt darum mein vollstes Interesse. Die neutrinolose doppelte Beta-Umwandlung ist ein Kernzerfall und bietet die Möglichkeit, Erkenntnisse über Elementarteilchen zu gewinnen. Darüber hinaus kann die kosmische Entwicklung des Universums genauer nachvollzogen werden. Die Besondere Lernleistung wird sich dabei mit der Identifizierung dieses Prozesses beschäftigen und damit einen Beitrag zum Verständnis des Kernzerfalls leisten.

Mein besonderer Dank gilt an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. K. Zuber vom Lehrstuhl für Kernphysik der Technischen Universität Dresden für die Betreuung und Unterstützung während dieser Besonderen Lernleistung.

Für die Unterstützung beim Programmieren und den Umgang mit neuen Simulationsprogrammen möchte ich mich herzlich bei Marcel Heine bedanken. Nicht zuletzt durch seine Hilfestellung bei Problemfällen stand er mir mit Rat und Tat zur Seite.

Des Weiteren möchte ich mich bei Marcel Heine und Wiebke Thurow für das Korrekturlesen dieser Arbeit und für die hilfreichen Anmerkungen bedanken.

2 Grundlagen der neutrinolosen doppelten Beta-Umwandlung

2.1 Motivation

Neutrinos sind nach Stand der Forschung stabile und ungeladene Elementarteilchen. Deshalb nehmen sie nicht an der elektromagnetischen Wechselwirkung, einer fundamentalen Kraft in der Natur, teil. Jedoch spüren Neutrinos die nur sehr kurzreichweitige schwache Kraft. Ihnen kann somit die schwache Ladung zugeordnet werden. Es existieren im Standardmodell der Teilchenphysik Elektron- (ν_e), Myon- (ν_μ) und Tauneutrinos (ν_τ) bzw. deren Antiteilchen ($\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$). Nach quantenmechanischen Prinzipien ist eine Umwandlung dieser Teilchenzustände ineinander möglich. Diese als Oszillationen zwischen den verschiedenen Neutrinozuständen bezeichneten Prozesse sind experimentell bestätigt. (vgl. mit dem Super-Kamiokande-Experiment: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html> und mit dem Sudbury Neutrino Observatory: <http://www.sno.phy.queensu.ca/>) Damit die Oszillationen möglich sind, müssen Neutrinos eine Masse besitzen. Aufgrund dessen nehmen Neutrinos ebenso an der Gravitation teil, was jedoch vernachlässigbar ist. Die Bestimmung der Neutrinomasse ist bislang nicht exakt gelungen, da Oszillationsexperimente lediglich eine Erfassung der Massendifferenz zwischen den verschiedenen Neutrinozuständen ermöglichen. Die relative Stärke der schwachen Kraft in Bezug auf die Wechselwirkung der Nukleonen (durch die starke Kraft) beträgt $10^{-37}:1$ ^[1]. Im Gegensatz zu Reaktionen aus dem täglichen Erfahrungsbereich ist die Charakteristik der Neutrinos damit durch eine sehr seltene Wechselwirkung mit anderen Teilchen geprägt und somit nur schwer beobachtbar. Eine dadurch geringe experimentell ermittelbare Ereignisrate muss durch sensitive Detektoren ausgeglichen werden.

Die Frage nach der fundamentalen Natur des Neutrinos ist noch offen: Innerhalb theoretischer Beschreibungen werden für ein Neutrino verschiedene Zustände angenommen, die sich gegenseitig ausschließen. So kann ein Neutrino linkshändig (ν_L) oder rechtshändig (ν_R) sein. Selbiges gilt für deren Antiteilchen ($\bar{\nu}_R$ bzw. $\bar{\nu}_L$). Der Begriff der Händigkeit oder auch Chiralität wird hierbei verwendet, um komplementäre quantenmechanische Zustände zu unterscheiden. Das Standardmodell der Teilchenphysik, welches die Wechselwirkung bekannter Elementarteilchen beschreibt, besagt, dass die schwache Wechselwirkung rein linkshändig ist. Es wechselwirken demnach nur ν_L - und $\bar{\nu}_R$ -Neutrinos. Hierbei wird ein Neutrino als Diraceteilchen beschrieben. Ein weiteres Modell beschreibt Neutrinos als Majoranateilchen, was bedeutet, dass das Neutrino sein eigenes Antiteilchen ist. Zur Beobachtung eines neutrinolosen doppelten β -Zerfalles muss das Neutrino ein

Majoranateilchen sein und eine Masse besitzen, welche mit Hilfe von Messungen zu diesem Prozess bestimmt werden soll. Ein experimenteller Nachweis der Existenz einer solchen Umwandlung würde demnach wertvolle Erkenntnisse liefern, denn die mit der Neutrinforschung gewonnenen Informationen können helfen das Standardmodell der Teilchenphysik zu überarbeiten. Zugleich werden die Erkenntnisse die Kosmologie bereichern: Die Neutrinomasse wird als extrem klein angenommen, derzeitige Schätzungen gehen von $m_{\nu_e} < 2,3 \text{ eV}$ aus. Neutrinos treten jedoch in sehr großer Zahl im Universum auf, allein der von der Sonne ausgehende solare Neutrinofluss auf der Erdoberfläche beträgt $65 \cdot 10^9 \text{ v} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ ^[2], sodass sie einen Anteil ($\approx 5\%$) zum noch wenig erforschten Phänomen der Dunklen Materie liefern und die Expansion des Weltalls beeinflussen.

2.2 Doppelte Beta-Umwandlungen

Der doppelte Beta-Zerfall tritt als Kernumwandlung auf, bei dem die Kernladungszahl eines Nuklids um zwei Einheiten erhöht wird, während die Massenzahl konstant bleibt. Bei dem $\beta^-\beta^-$ -Zerfall wandeln sich zwei Neutronen in Protonen um. Es werden zwei Elektronen emittiert. Zwei Elektron-Antineutrinos gleichen die Impuls- und Energiebilanz aus. Die doppelte β^- -Umwandlung unter Neutrinoemission erfolgt daher in folgender Form:



Negativ geladene W-Bosonen sind als Austauschpartikel an der Reaktion beteiligt. Befindet sich das Tochternuklid nach der Kernumwandlung in einem angeregten Zustand, so kann beim Übergang in den stabilen Grundzustand Gammastrahlung emittiert werden. Abbildung 1 stellt die Kernreaktion im Feynman-Graphen dar.

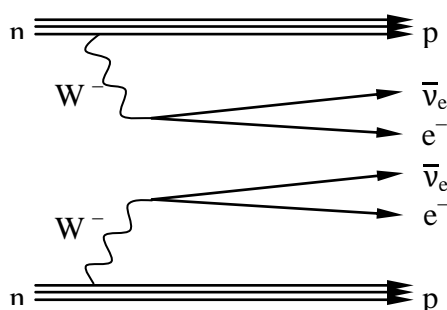


Abb. 1. Feynman-Diagramm der $2\nu\beta^-$ -Umwandlung

Insofern zwei Positronen emittiert werden, spricht man von der $\beta^+\beta^+$ -Umwandlung. Dabei wandeln sich zwei Protonen im Kernfeld in Neutronen um, wobei der Kern in eine energetisch günstigere Konfiguration übergeht. Elektron-Neutrinos gleichen die Energie- und Impulsbilanz aus. Für den genannten Prozess gilt daher:



Neben der nachgewiesenen neutrinobegleiteten doppelten Beta-Umwandlung wird auch der neutrinolose doppelte β -Zerfall postuliert, welcher folgende Umwandlungen beschreibt:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (0\nu\beta^-\beta^-) \quad (3)$$

$$(Z, A) \rightarrow (Z - 2, A) + 2e^+ \quad (0\nu\beta^+\beta^+) \quad (4)$$

Leptonenzahlen sind im Standardmodell der Teilchenphysik existierende und aus experimentellen Messungen begründete Erhaltungsgrößen. Sie beziehen sich auf die Anzahl der in einer Kernumwandlung integrierten Leptonen (Elektronen, Positronen und Neutrinos). Elektronen und Elektron-Neutrinos wird die Leptonenzahl +1, Positronen und Elektron-Antineutrinos -1 zugeordnet. Die $0\nu 2\beta$ -Umwandlungen unter (3) und (4) verstoßen gegen die Leptonenzahlerhaltung, da die zugehörigen Neutrinos fehlen. Der $0\nu 2\beta$ Prozess kann als zwei simultane β -Zerfälle illustriert werden; bezüglich Umwandlung (3) gilt somit:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (5)$$

$$(Z + 1, A) + \nu_e \rightarrow (Z + 2, A) + e^- \quad (6)$$

Es wird ein rechtshändiges Elektron-Antineutrino emittiert und dieses wird daraufhin als linkshändiges Elektron-Neutrino im gleichen Atomkern absorbiert. Der Widerspruch des Teilchenproblems kann gelöst werden, indem beide Neutrinozustände identisch sind; dann wäre das Neutrino als Majoranateilchen sein eigenes Antiteilchen.

Zur Beschreibung des $0\nu 2\beta$ Prozesses innerhalb der Theorie existieren zwei quantenmechanische Modelle, welche das Problem der Chiralitätsanpassung vornehmen. Im Folgenden werden diese als mn- (mass generation) und rc- (right handed current) Modus bezeichnet. Die verschiedenen Modelle unterscheiden sich in der Kinematik und der Zerfallswahrscheinlichkeit. Die daraus resultierenden verschiedenen Eigenschaften der Doppel-Beta-Umwandlungen werden in dieser Besonderen Lernleistung untersucht. Für den $0\nu 2\beta^-$ -Zerfall im mn-Modus ergibt sich folgender Wechselwirkungsprozess:

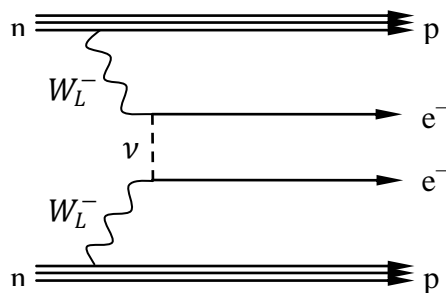


Abb. 2. Feynman-Diagramm der $0\nu 2\beta^-$ -Umwandlung im mn-Modus

Insgesamt existieren 35 bekannte Isotope, welche doppelte Beta-Umwandlungen eingehen können. Die Besondere Lernleistung bezieht sich insbesondere auf Zerfälle von Cd-116 und Cd-114. Bezüglich dieser Nuklide gelten die nachfolgend aufgeführten Übergänge mit den

genannten Kenngrößen. Der Q-Wert beschreibt die bei einer Umwandlung frei werdende Energie. Er entspricht der Differenz der Bindungsenergien, die sich auf die emittierten Teilchen verteilt. Die Halbwertszeit $T_{1/2}$ gibt das Zeitintervall an, in der von einer ursprünglich vorhandenen Anzahl radioaktiver Kerne die Hälfte zerfallen ist.



$$T_{1/2}^{2\nu} = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ a} \text{ [4]}, T_{1/2}^{0\nu} > 2,9 \cdot 10^{22} \text{ a} \text{ [5]}$$



$$T_{1/2}^{2\nu} > 4,4 \cdot 10^{16} \text{ a} \text{ [5]}, T_{1/2}^{0\nu} > 4,2 \cdot 10^{19} \text{ a} \text{ [5]}$$

Es werden hierbei die Größenordnungen der Halbwertszeiten deutlich. In selbigen Zeiträumen liegen die Halbwertszeiten aller betreffenden Isotope. Bei Cd-116 handelt es sich um ein langlebiges radioaktives Urnuklid, welches bei der Entstehung der Erde entstand und noch heute vorhanden ist. Man bezeichnet es deshalb als primordiales Radionuklid. Durch die Differenz der Halbwertszeiten einzelner Nuklide tritt eine relativ große Wahrscheinlichkeitsdifferenz der Umwandlung selbiger auf. Zudem bedeuten die großen Halbwertszeiten ein sehr seltenes Auftreten der neutrinoslosen doppelten Betaumwandlung, insbesondere im Gegensatz zum neutrinobegleiteten Zerfall. Die Halbwertszeit ist nach quantenmechanischen Berechnungen indirekt proportional zum Quadrat der Neutrinomasse:

$$T_{1/2} \sim m_{\nu}^{-2} \text{ [5]} \quad (9)$$

Dieser Zusammenhang kann als Ausgang zur Bestimmung der Neutrinomasse verwendet werden.

Die Nuklide Zn-70, Te-130 und Te-128 stellen ebenfalls Vertreter des Doppel-Betazerfalles dar:



Für die Energie der zwei emittierten Elektronen ergibt sich nach der beschriebenen Kinematik von $2\nu 2\beta$ sowie $0\nu 2\beta$ folgende schematische Verteilung:

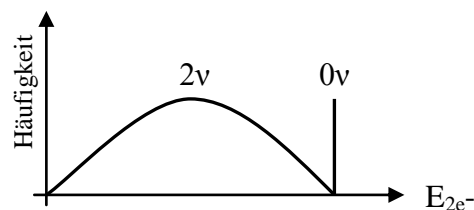


Abb. 3. Summenenergiespektrum der doppelten Betaumwandlungen (nicht skaliert)

Bei einer neutrinolosen doppelten Beta-Minus-Umwandlung verteilt sich der Q-Wert ausschließlich auf die zwei emittierten Elektronen, woraus ein Peak resultiert, während bei einem Beta-Minus-Zerfall mit Neutrinoemission ein Kontinuum entsteht mit verschiedenen Häufigkeiten der Energiebeträge, da die Energie sowohl auf die Elektronen als auch auf die Neutrinos übergeht. Summenenergiespektren können damit zur Unterscheidung von $0\nu 2\beta$ - und $2\nu 2\beta$ -Umwandlungen eines Nuklids herangezogen werden. Für die verschiedenen Nuklide ergeben sich demnach folgende Spektren:

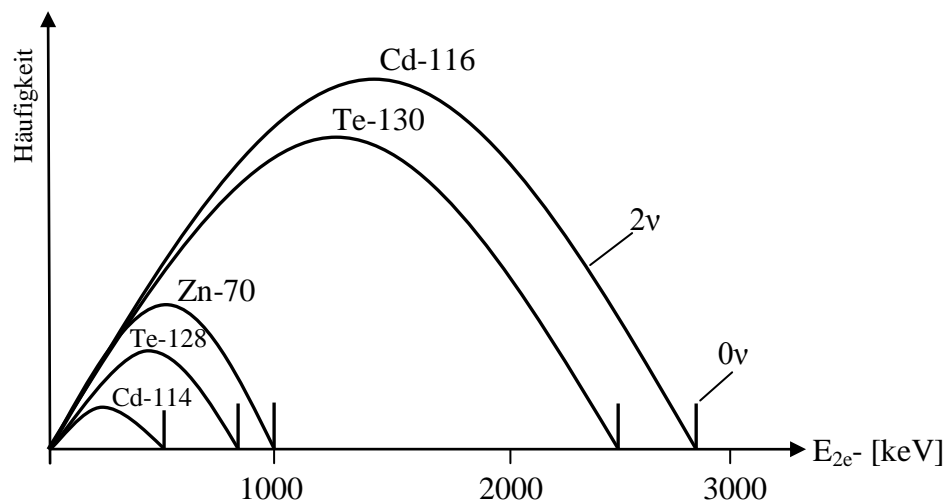


Abb. 4. Summenenergiespektren der bedeutendsten Doppel-Beta-Nuklide (nicht skaliert)

Diese Verteilung bedeutet eine Überlagerung der einzelnen Spektren. Die Besondere Lernleistung wird sich im Folgenden mit der Thematik beschäftigen, eine Möglichkeit der Unterscheidung zwischen der neutrinolosen und der doppelten Beta-Umwandlung unter Neutrinoemission in einem bestimmten Energiebereich verschiedener Isotope zu finden. Des Weiteren wird eine Unterscheidung der Modi des neutrinolosen Zerfalles analysiert. Dabei werden insbesondere kinematische Sachverhalte der emittierten Elektronen untersucht. Für die Untersuchungen wird auf Daten aus Simulationsexperimenten zurückgegriffen. Simulationsexperimente sind eine wichtige Methode in der Kern- und Teilchenphysik, da ein Erwartungsbild für spätere reale Detektorexperimente geliefert wird. Durch ihre Auswertung kann der Erfolg und das Vorgehen eines realen Experimentes für konkrete Untersuchungen eingeschätzt und optimiert werden. Die folgende Arbeit wird deshalb eine Aussage zur Durchführbarkeit von Differenzierungen der doppelten Beta-Umwandlungen liefern.

3 Auswertung von Impulsvektoren anhand simulierter $0\nu 2\beta^-$ -Umwandlungen am Beispiel von ^{116}Cd

Die in Tabelle 1 aufgeführten Daten stellen die Impulskoordinaten der zwei emittierten Elektronen des Nuklids Cd-116 dar. Sie wurden anhand simulierter neutrinoloser doppelter Beta-Minus-Umwandlungen mittels des Simulationsprogrammes *Decay0* gewonnen. Hierzu werden die in Kapitel 4 und 5 vorgenommenen Berechnungen unabhängig von den Zerfallsmodi beispielhaft durchgeführt.

Tab. 1. Simulierte Impulskoordinaten zweier emittierter Elektronen des Nuklides Cd-116

Ereignis	e ⁻ -Nr.	p _x [MeV/c]	p _y [MeV/c]	p _z [MeV/c]
1	1	-1,181510	-1,097760	0,624584
	2	1,042130	1,332920	-0,985436
2	1	-2,716950	0,257313	-0,807008
	2	-0,471347	-0,171415	0,602172
3	1	0,822716	0,401702	1,097050
	2	-1,550870	1,626700	-0,145659
4	1	-1,184750	0,932936	-1,218340
	2	1,598120	-0,018136	0,710464
5	1	-0,962583	0,522440	0,830400
	2	-0,116366	-2,275860	0,344176

Für die Impulskoordinaten gilt die vektorielle Beziehung nach Pythagoras; aus den gewonnenen x-, y- und z-Koordinaten ergibt sich demnach für den Betrag des Impulses eines Elektrons:

$$|\vec{p}_e| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \quad (13)$$

Die Summe beider Impulse ist konstant. Es lässt sich deswegen ein Mittelwert für den Gesamtimpuls bilden. Tabelle 2 führt die hieraus ermittelten Werte auf.

Tab. 2. Impulsbeträge der Einzelelektronen des doppelten Betazerfalles

$ \vec{p}_{e1} $ [MeV/c]	$ \vec{p}_{e2} $ [MeV/c]	$ \vec{p}_{e1} + \vec{p}_{e2} $ [MeV/c]
1,729494	1,958008	3,687501
2,845925	0,783685	3,629610
1,428896	2,252236	3,681132
1,938648	1,749021	3,687669
1,374436	2,304677	3,679113
		Mittelwert: $3,673 \frac{\text{MeV}}{\text{c}}$

Im folgenden Graphen sieht man den Betrag des Elektronenimpulses $|\vec{p}_{e2}|$ in Abhängigkeit von dem des anderen Elektrons $|\vec{p}_{e1}|$. Da die Summe der Impulse konstant ist, liegen die untersuchten Ereignisse auf einer Geraden. Das Absolutglied der linearen Regression stellt dabei näherungsweise den Gesamtimpuls eines Zerfalles dar, unter der Annahme, dass dieser auf ein einziges Elektron übertragen würde.

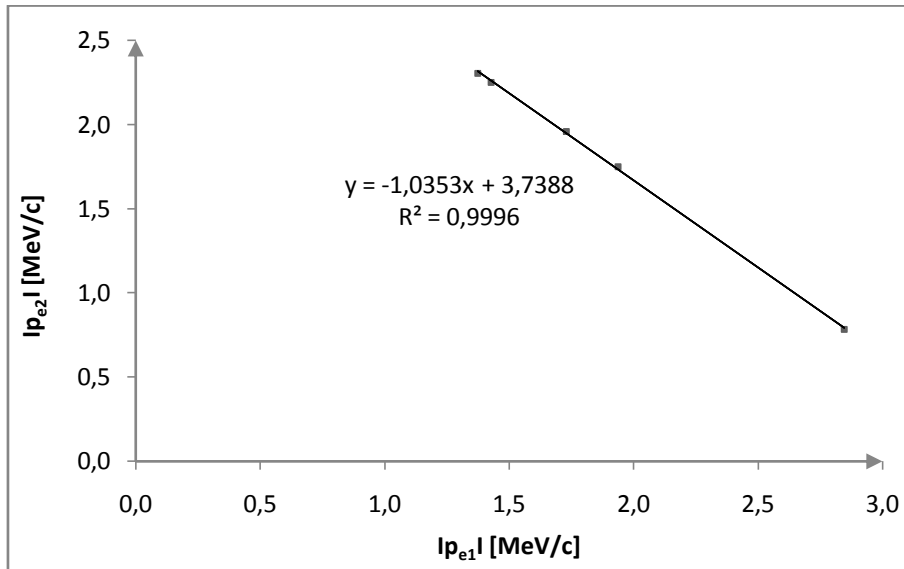


Abb. 5. Abhängigkeiten der Impulsbeträge der zwei emittierten Elektronen beim $0\nu 2\beta^-$ -Zerfall von Cd-116

Für das Skalarprodukt der vektoriellen Impulse eines Ereignisses gilt:

$$\vec{p}_{e1} \cdot \vec{p}_{e2} = |\vec{p}_{e1}| \cdot |\vec{p}_{e2}| \cdot \cos \varphi \quad (14)$$

$$= p_{x1} \cdot p_{x2} + p_{y1} \cdot p_{y2} + p_{z1} \cdot p_{z2} \quad (15)$$

Daraus ergibt sich der Winkel, welcher durch die Impulse beider Elektronen gebildet wird zu:

$$\cos \varphi = \frac{p_{x1} \cdot p_{x2} + p_{y1} \cdot p_{y2} + p_{z1} \cdot p_{z2}}{|\vec{p}_{e1}| \cdot |\vec{p}_{e2}|} \quad (16)$$

Durch die Berechnungen werden die in Tabelle 3 aufgeführten Ergebnisse ermittelt:

Tab. 3. Winkelbeträge zwischen zwei emittierten Elektronen von Cd-116

$\vec{p}_{e1} \cdot \vec{p}_{e2}$ [MeV ² /c ²]	$\cos \varphi$	φ [°]
-3,310001	-0,977450	167,8
0,750561	0,336528	70,3
-0,782272	-0,243077	104,1
-2,775879	-0,818666	145,0
-0,791185	-0,249772	104,5

Aufgrund der direkten Proportionalität zwischen dem Skalarprodukt und dem Kosinus des Winkels entsteht folgender Graph mit einer Ursprungsgeraden als lineare Regression:

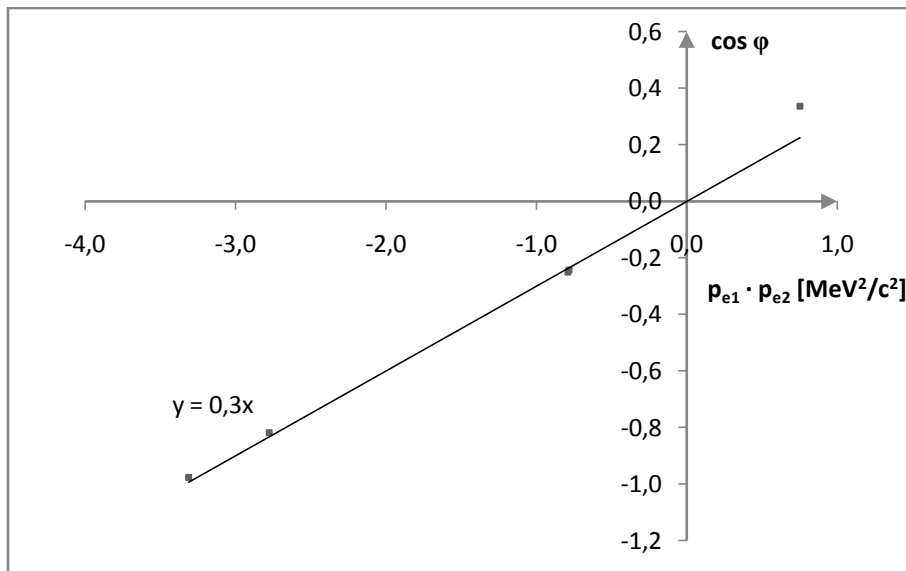


Abb. 6. Abhängigkeit des auftretenden Kosinus des Winkels zwischen zwei emittierten Elektronen vom Impuls beim $0\nu 2\beta^-$ -Zerfall von Cd-116

4 Der $0\nu 2\beta^-$ -Zerfall von ^{116}Cd

Im Folgenden werden wie in Kapitel 3 simulierte Impulskomponenten der zwei emittierten Elektronen eines $0\nu 2\beta^-$ -Prozesses von Cd-116 zur statistischen Auswertung verwendet. Es werden hierfür vergleichend jeweils 10^4 Ereignisse im rc- und mn-Modus betrachtet.

Über die Abtragung des Betrages der x-Komponenten des Elektronenimpulses ergibt sich folgende Häufigkeitsverteilung:

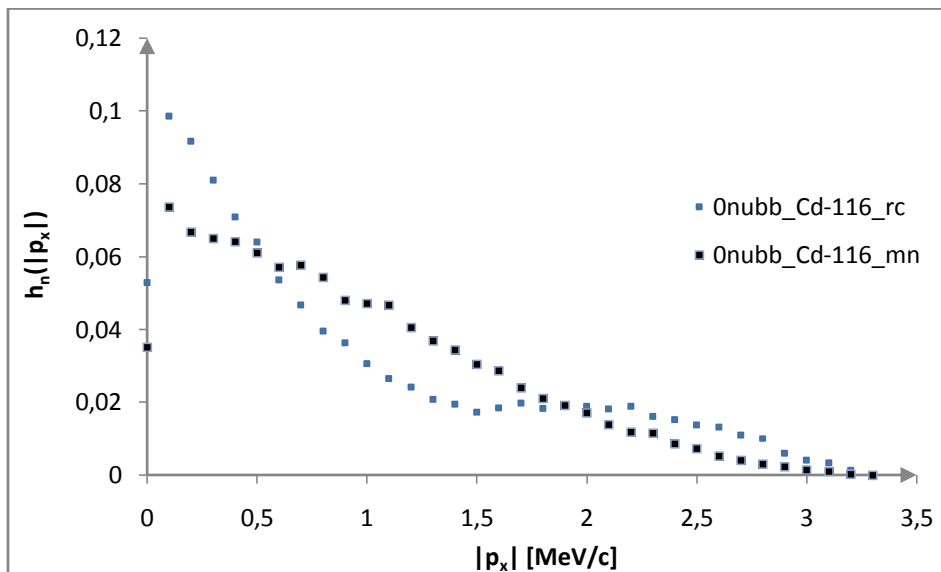


Abb. 7. Relative Häufigkeit der Impulskomponentenbeträge zweier emittierter Elektronen für $0\nu\beta\beta$ von Cd-116

Für 10^4 Ereignisse konvergieren die Beträge der Impulskomponenten bis zu einem Wert von $|p_x| = 3,3 \frac{\text{MeV}}{c}$. Das Maximum liegt für beide Modi bei $|p_x| = 0,1 \frac{\text{MeV}}{c}$ vor. Zwischen den Modi treten Unterschiede in den Verteilungen auf: Während Im Intervall bis $0,5 \text{ MeV} \cdot \text{c}^{-1}$ und ab

2,0 MeV · c⁻¹ der rc-Modus häufiger auftritt, ist es im mittleren Bereich der mn-Modus. Hierbei ergibt sich für die beiden anderen Impulskomponenten beider Elektronen dieselbe Verteilung. Weiterhin werden die relativen Häufigkeiten der Impulsbeträge der einzelnen Elektronen dargestellt:

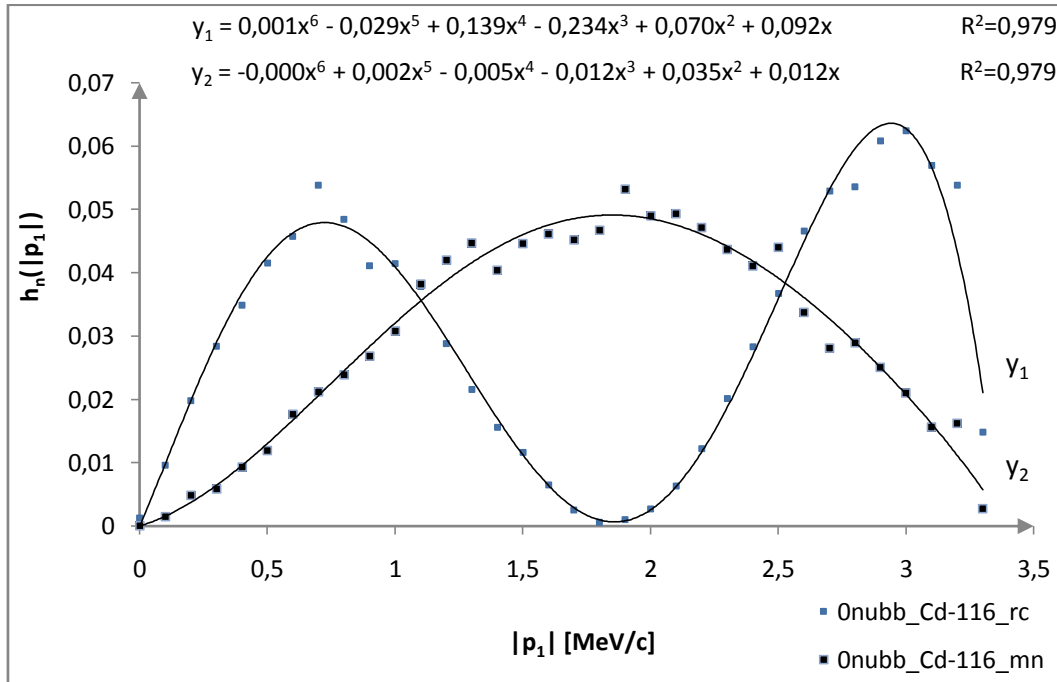


Abb. 8. Relative Häufigkeiten der Einzel-Elektronenimpulsbeträge für 0νββ von Cd-116 (n = 10 000)

Bezüglich des mn-Modus liegt das Maximum der relativen Häufigkeit mit rund 5% für $p_{e1} = 1,9 \frac{\text{MeV}}{c}$ vor. Der durchschnittliche Impuls der Elektronen beträgt $p_{e1} \approx 1,83 \frac{\text{MeV}}{c}$. Im Gegensatz dazu befindet sich in diesem Bereich bei dem rc-Modus ein Minimum, während für $p_{e1} = 1,2 \frac{\text{MeV}}{c}$ und $p_{e1} = 2,9 \frac{\text{MeV}}{c}$ mit etwa 5 bzw. 6,5% ein Maximum vorliegt. Die Häufigkeiten der Impulsbeträge des ersten und zweiten Elektrons eines Modus nähern sich bei großer Ereigniszahl an die annähernd gleiche Verteilungsfunktion an, welche in dem Diagramm dargestellt ist. Der maximale Impuls liegt bei $p_{e1} = 3,3 \frac{\text{MeV}}{c}$.

Über die Beziehung

$$E = \sqrt{p^2 + m_e^2} - m_e \quad (17)$$

mit der Elektronenmasse $m_e = 0,511 \text{ MeV}$ ergibt sich über die berechneten Impulsbeträge der zwei Elektronen eine Gesamtenergie von $E_{\text{ges}} \approx 2,805 \text{ MeV}$. Dieser Betrag entspricht dem Q-Wert. Da *Decay0* in einer älteren Version zur Verfügung steht, weicht dieser von dem unter (7) angegebenen leicht ab.

Abbildung 9 stellt die Energie E_{e2} eines Elektrons in Abhängigkeit von der des anderen Elektrons E_{e1} dar. Aufgrund der Energieerhaltung eines Ereignisses lässt sich dieser

Zusammenhang über eine lineare Regression verdeutlichen. Das Absolutglied der angegebenen Gleichung entspricht dem Q-Wert:

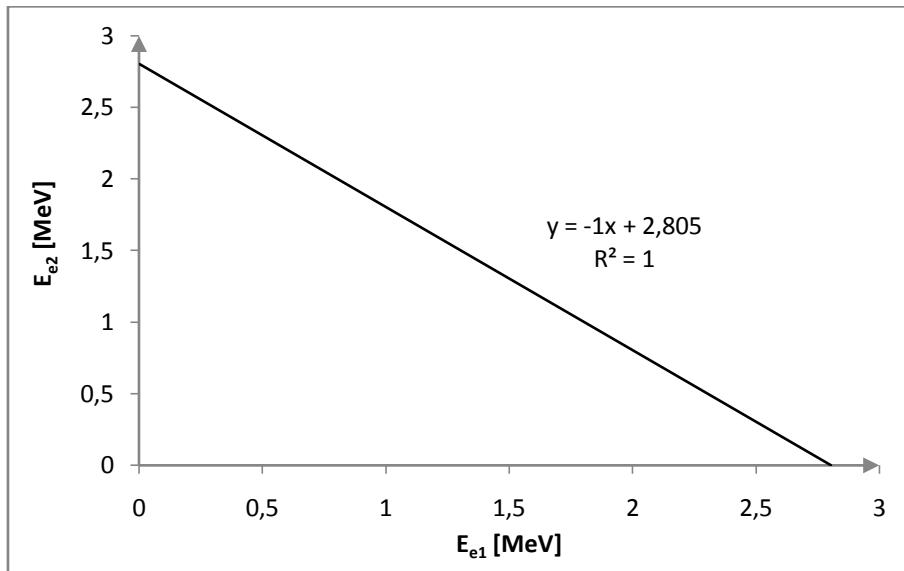


Abb. 9. Beziehung der Energie zweier emittierter Elektronen für $0\nu\beta\beta$ von Cd-116

Der rc-Modus besitzt in dieser Darstellung bei $E_1 = 1,4$ MeV keinen Eintrag. Die Ursache hierfür verdeutlicht Abb. 10:

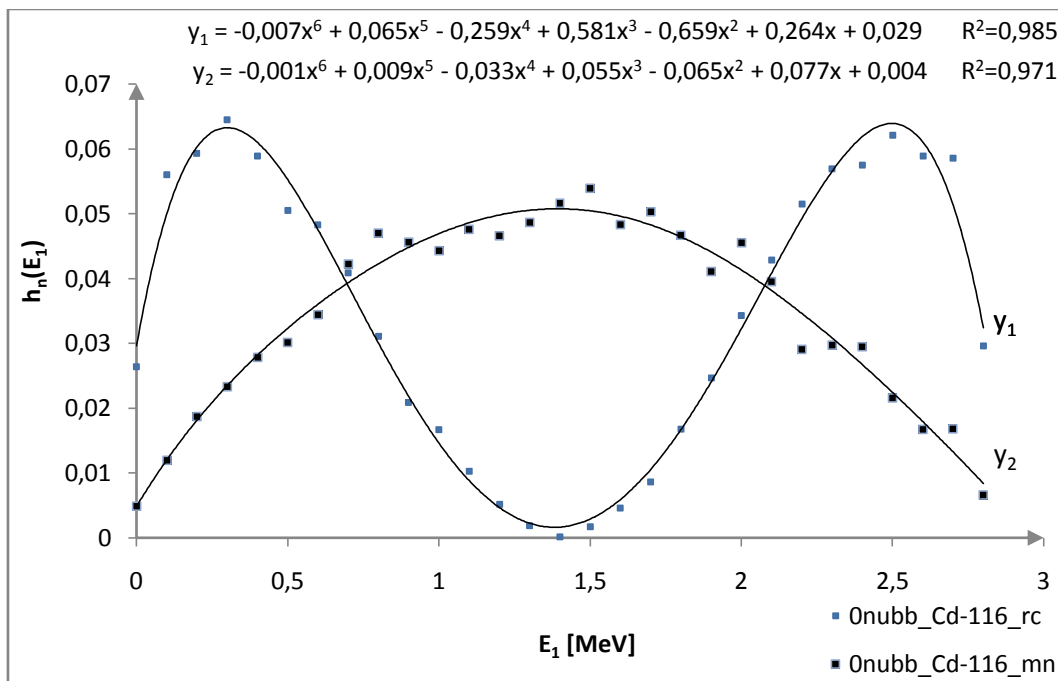


Abb. 10. Relative Häufigkeiten der Energie eines Elektrons für $0\nu\beta\beta$ ($n = 10\,000$)

Die hierbei dargestellte Verteilung der Energie eines einzelnen Elektrons liefert einen mittleren Wert im Maximum von $E_1 = 1,4$ MeV in Bezug auf den mn-Modus; dagegen liegt im rc-Modus ein Minimum an dieser Stelle vor. Die dafür am häufigsten auftretenden

Energien liegen im Bereich von $E_1 = 0,3 \text{ MeV}$ und $E_1 = 2,5 \text{ MeV}$. Die einzelnen Verteilungen sind dementsprechend symmetrisch um $E_1 = 1,4 \text{ MeV}$.

Mittels der relativen Häufigkeiten der auftretenden Winkel der emittierten Elektronen konnte folgender Graph berechnet werden:

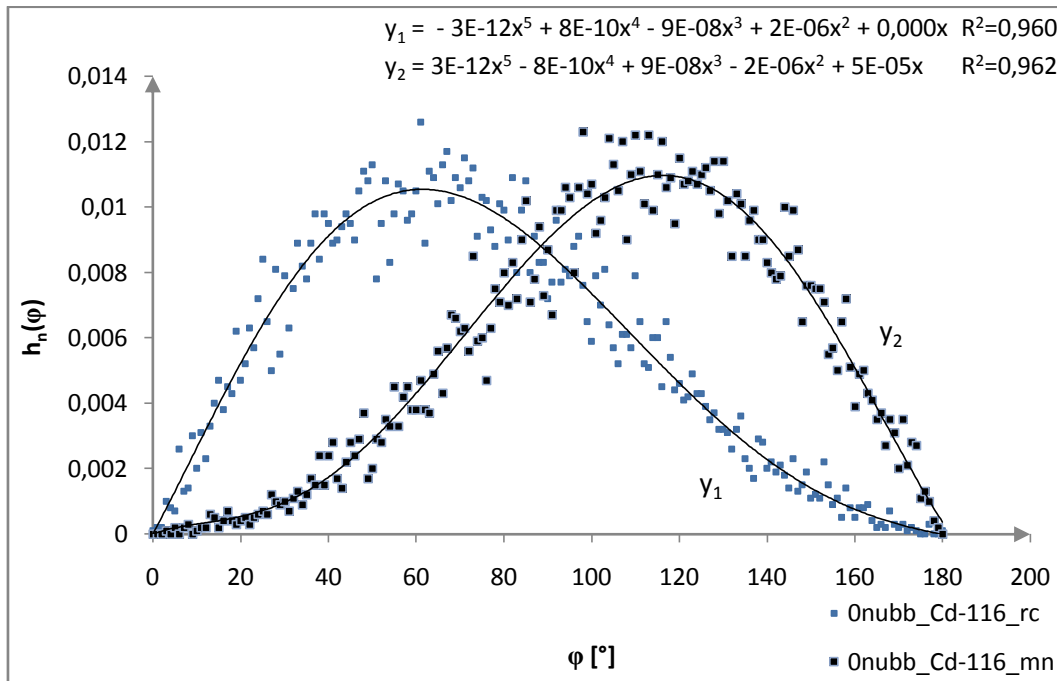


Abb. 11. Relative Häufigkeiten der durch die Elektronen gebildeten Winkel für $0\nu\beta\beta$ ($n = 10\,000$)

Charakteristisch für die Verteilungen beider Modi ist die große Differenz der mittleren Winkel: Die Wertemenge liefert bei den simulierten Daten des mn-Modus für $n = 10^4$ einen Erwartungswert von $E(\varphi) = 109^\circ$, während der rc-Modus ein Erwartungswert von $E(\varphi) = 72^\circ$ besitzt. Die Spektren weisen damit um $\varphi = 90^\circ$ eine Symmetrie gegeneinander auf. Ein extremaler Winkel von 180° tritt nie auf. Die in Excel angepassten Verteilungsfunktionen weichen stark von einander ab und sind im Diagramm dargestellt.

5 Der $2\nu 2\beta^-$ -Zerfall von ^{116}Cd

Die für den $0\nu 2\beta^-$ -Zerfall vorgenommenen Berechnungen in [KAPITEL 4](#) werden in diesem Abschnitt zum Vergleich mit den $2\nu 2\beta^-$ -Umwandlungen durchgeführt. Hierbei ergibt die Abtragung der Häufigkeiten der x-Komponenten des Impulses eines Elektrons eine Verteilung, welche bis zu einem Betrag von $|p_x| = 2,4 \frac{\text{MeV}}{c}$ abfällt. Als häufigstes Ereignis tritt $|p_x| = 0,1 \frac{\text{MeV}}{c}$ auf. Demgemäß erstreckt sich dieses Spektrum in einem kleineren Bereich als jenes der $0\nu 2\beta^-$ -Umwandlung, da die emittierten Neutrinos die Impulsbilanz ausgleichen:

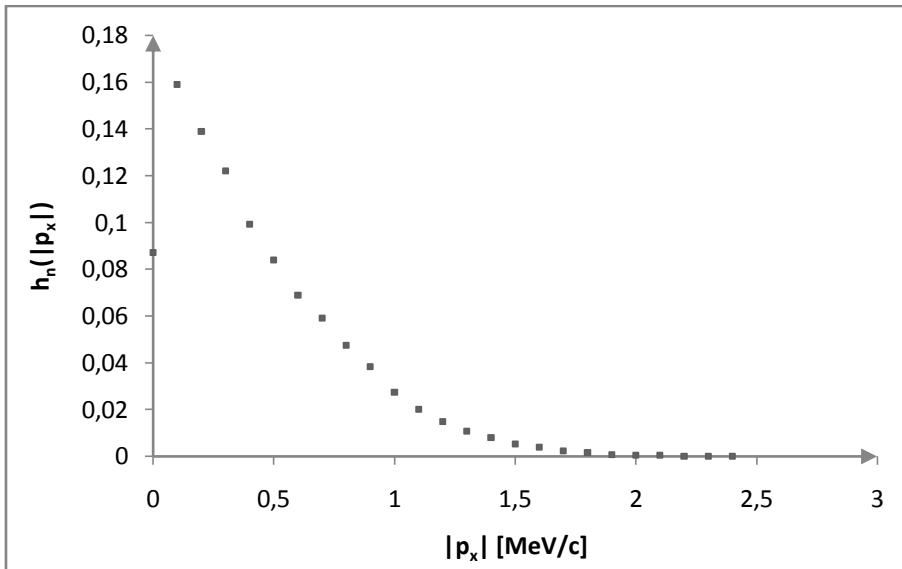


Abb. 12. Relative Häufigkeit der Impulskomponentenbeträge zweier emittierter Elektronen für $2\nu\beta\beta$ von Cd-116

Die relativen Häufigkeiten der Impulsbeträge sind im folgenden Histogramm dargestellt:

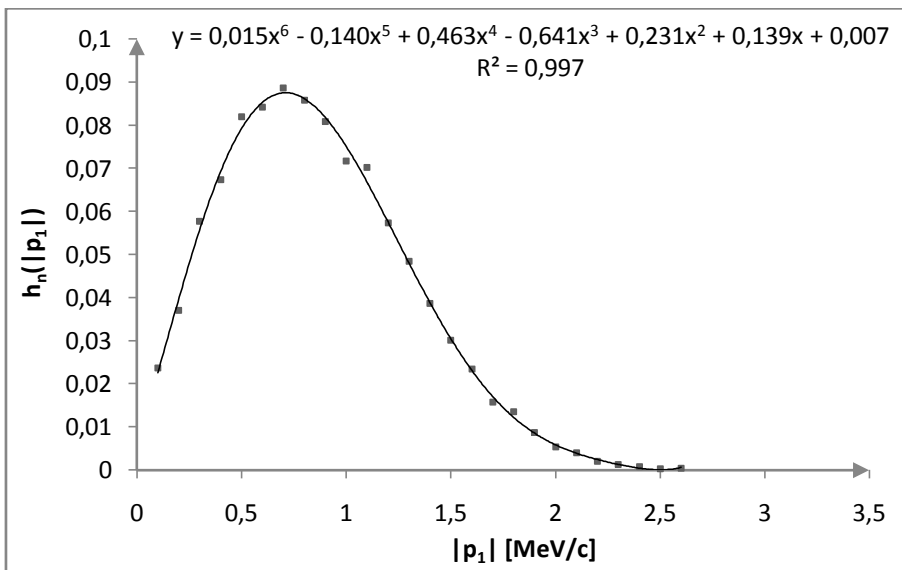


Abb. 13. Relative Häufigkeiten der Einzel-Elektronenimpulsbeträge für $2\nu\beta\beta$ von Cd-116 ($n = 10\,000$)

Bei einem $2\nu\beta\beta$ -Zerfall von Cd-116 treten Einzelelektronenimpulse bis maximal $p_{e1} = 2,9 \frac{\text{MeV}}{c}$ auf. Der mittlere Elektronenimpuls beträgt $p_{e1} \approx 0,87 \frac{\text{MeV}}{c}$ und ist somit circa um den Faktor 0,5 kleiner als der einer $0\nu\beta\beta$ -Umwandlung im mn-Modus. Die Häufigkeiten der Impulsbeträge sind für beide Elektronen annähernd gleich, wobei die Verteilungsfunktion mit einem Maximum bei $p_{e1} = 0,7 \frac{\text{MeV}}{c}$ von denen des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls abweicht.

Bei der Kernreaktion steht ein Q-Wert von 2,805 MeV zur Verfügung. Die Gesamtenergie verteilt sich demnach auf die zwei Elektronen sowie Neutrinos. Damit ist die Summe der

Energien beider Elektronen variabel. Die zugehörige Verteilungsfunktion des relativen Auftretens der Energien sieht somit wie folgt aus:

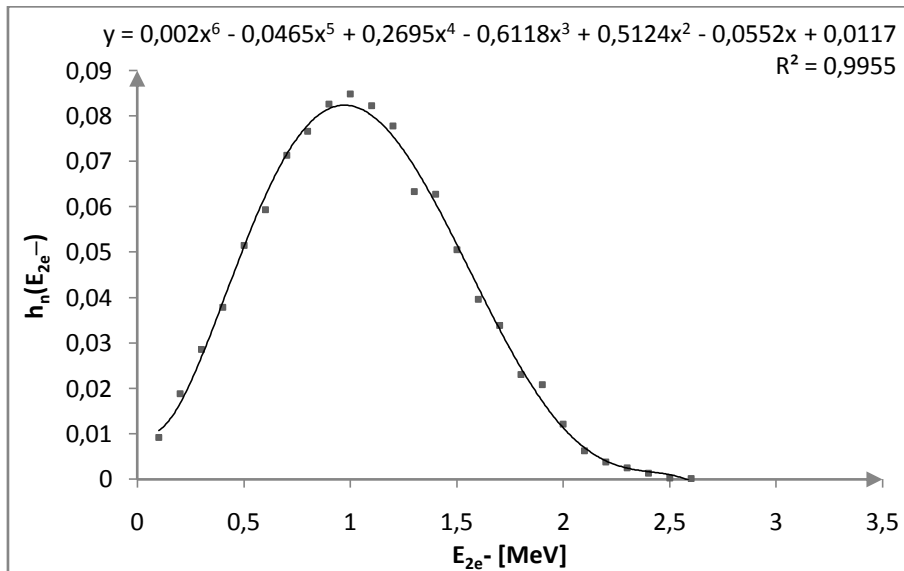


Abb. 14. Relative Häufigkeiten der Summe der Energien der Elektronen für $2\nu\beta\beta$ von Cd-116 ($n = 10\,000$)

Der hierbei am wahrscheinlichsten auftretende Energiebetrag liegt bei $E_{2e^-} = 1,0$ MeV. Aufgrund dieser Verteilung liefert der in Abbildung 15 dargestellte Graph, welcher die Häufigkeiten der Energie eines einzelnen Elektrons abträgt, einen Bereich, der sich bis $E_1 = 2,1$ MeV erstreckt:

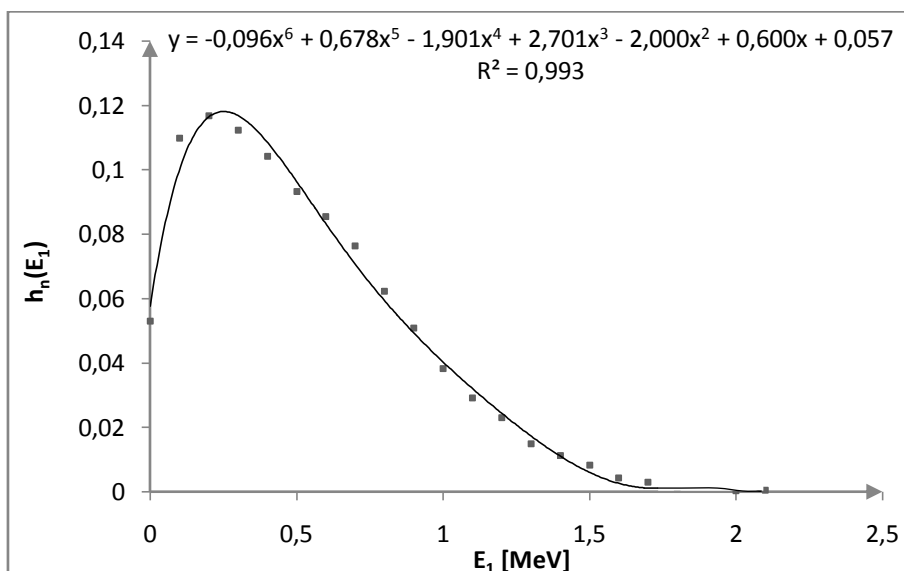


Abb. 15. Relative Häufigkeiten der Energie eines Elektrons für $2\nu\beta\beta$ ($n = 10\,000$)

Ein Elektron weist am häufigsten 0,2 MeV bei einem Erwartungswert von $E_1 = 0,52$ MeV auf. Die Verteilungsfunktion der durch die Elektronen gebildeten Winkel weicht nur geringfügig von der neutrinoless doppelten Beta-Umwandlung im $m\bar{n}$ -Modus ab:

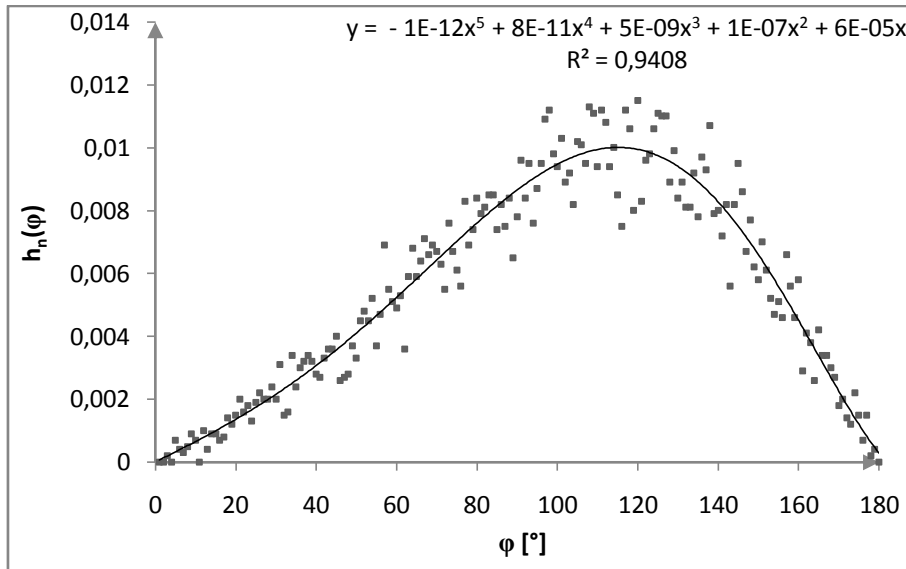


Abb. 16. Relative Häufigkeiten der durch die Elektronen gebildeten Winkel für $2\nu\beta\beta$ ($n = 10\,000$)

Es kann ein Erwartungswert berechnet werden, welcher mit $E(\varphi) = 103^\circ$ um etwa 6% von dem der neutrinolosen doppelten Beta-Minus-Umwandlung im mn-Modus bzw. um 43% von dem rc-Modus abweicht (bezüglich Cd-116).

6 Unterscheidungsbetrachtungen zum $0\nu 2\beta^-$ - und $2\nu 2\beta^-$ -Zerfall

In dem vorliegenden Kapitel werden simulierte neutrinolose doppelte Beta-Minuszerfälle von Cd-114 und doppelte Beta-Minus-Umwandlungen von Cd-116 unter Neutrinoemission ausgewertet. Die $0\nu\beta\beta$ -Umwandlungen besitzen eine konstante Energie von $536 \text{ keV}^{[\text{Decay0}]}$. Von den $2\nu\beta\beta$ -Ereignissen wurden diejenigen verwendet, welche im Bereich von 0,50 bis 0,59 MeV des Energiespektrums der emittierten Elektronen liegen und damit die neutrinolose Umwandlung *überdecken*. Über funktionale Zusammenhänge und Häufigkeitsverteilungen werden Berechnungen zu Impuls, Energie und auftretenden Winkeln vorgenommen, um eine Klärung der folgenden Problemstellungen vorzunehmen:

- ▶ Ist es möglich, den $0\nu\beta\beta$ - von dem $2\nu\beta\beta$ -Zerfall zu unterscheiden?
- ▶ Lässt sich feststellen ob der mn- oder rc-Modus vorliegt, insofern ein $0\nu\beta\beta$ -Zerfall identifiziert wurde?

Die Analyse des mn-Modus liefert in den Häufigkeitsverteilungen der elementaren physikalischen Größen des Impulses, der Elektronenenergie und der auftretenden Winkel keine Unterscheidungsmöglichkeit bezüglich des neutrinobegleiteten Zerfalles. Die folgenden Histogramme beweisen, dass die Verteilungen durch die auftretenden Standardfehler keine Möglichkeit der Differenzierung ermöglichen, da die Verteilungsfunktionen sich annähern.

Wird dagegen die neutrinolose Umwandlung im rc-Modus betrachtet, so lassen sich Unterschiede gegenüber dem $2\nu 2\beta$ -Zerfall feststellen:

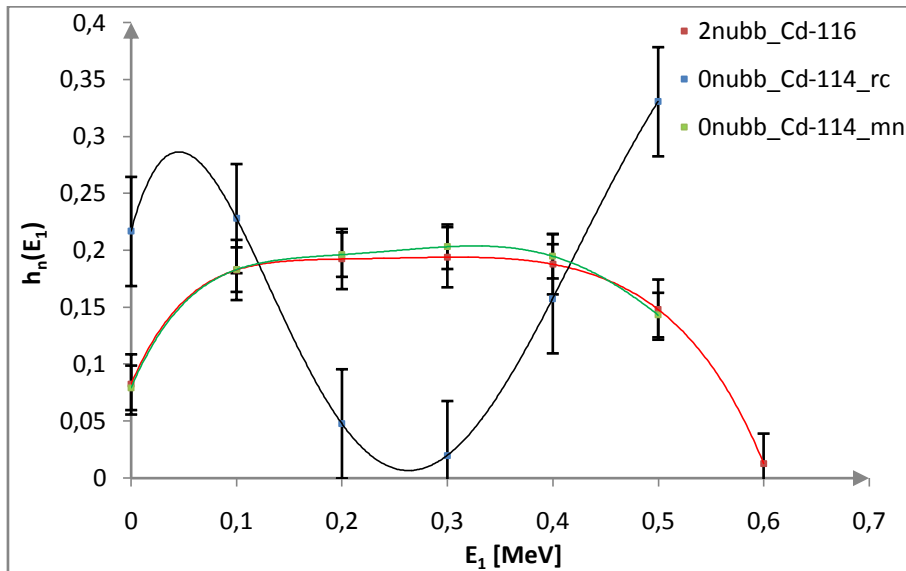


Abb. 17. Relative Häufigkeiten der Energie eines Elektrons für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116

Abbildung 17 führt die Häufigkeiten der Energiebeträge eines einzelnen Elektrons der doppelten Beta-Minus-Umwandlung auf. Der Erwartungswert der $2\nu\beta\beta$ - als auch der $0\nu\beta\beta$ -Umwandlung im mn-Modus bezüglich dieser Erhebung beträgt $E_1 \approx 0,27$ MeV. Das Maximum der Energiehäufigkeit liegt im selben Intervall, während im rc-Modus an dieser Stelle ein Minimum auftritt. Da im letzteren Modus die Energien $E_1 = 0,05$ MeV und $E_1 = 0,5$ MeV am häufigsten auftreten, weicht diese Verteilung stärker vom neutrinobegleiteten Zerfall ab.

Abbildung 18 stellt die Häufigkeitsverteilung der Emissionswinkel dar:

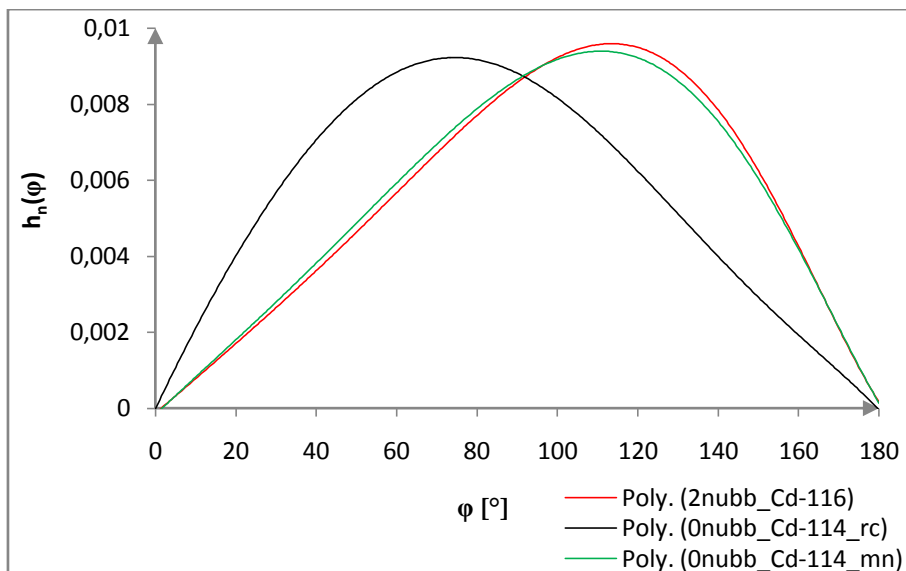


Abb. 18. Relative Häufigkeiten der Emissionswinkel für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116

Der Graph des Winkelhistogramms in Abbildung 18 liefert eine maximale Wahrscheinlichkeit für $\varphi \approx 115^\circ$ im $2\nu\beta\beta$ - bzw. für $\varphi \approx 112^\circ$ im $0\nu\beta\beta$ -Modus (mn). Eine sichere Differenz zur $2\nu\beta\beta$ -Umwandlung bietet der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall im rc-Modus, da selbiger eine maximale Häufigkeit für $\varphi \approx 75^\circ$ aufweist.

Als eine weitere Möglichkeit der Unterscheidung zwischen der $2\nu\beta\beta$ - und $0\nu\beta\beta$ -Umwandlung verschiedener Nuklide wird die in Abbildung 19 dargestellte Verteilung des Einzelelektronenimpulses herangezogen:

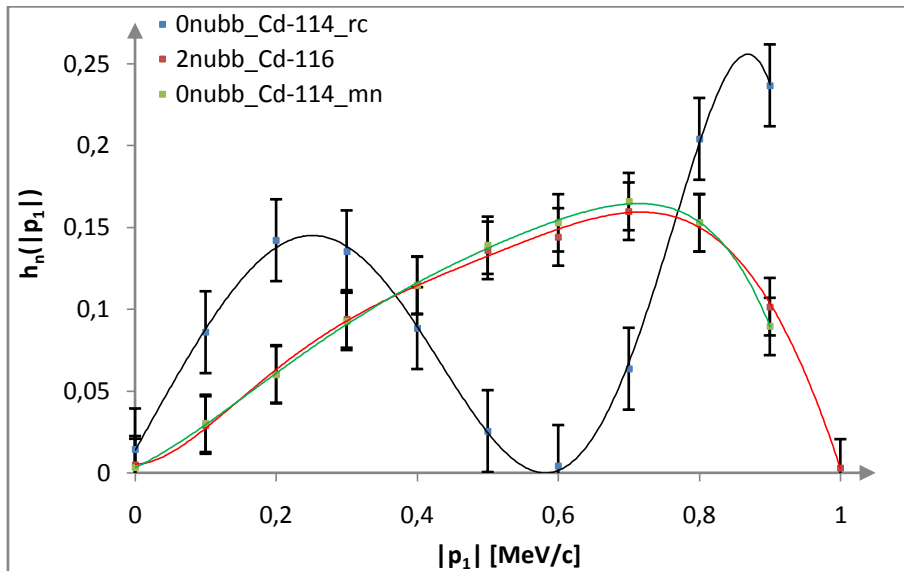


Abb. 19. Relative Häufigkeiten des Impulses eines Elektrons für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116

Aufgrund der dargelegten Histogramme wird ersichtlich, dass eine Unterscheidung der neutrinolosen und neutrinobegleiteten Prozesse nur möglich erscheint, insofern die Beschreibung des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalles über den right-handed-current-Modus erfolgt. Dementsprechend ist keine generelle Differenzierung zwischen $0\nu\beta\beta$ - und $2\nu\beta\beta$ -Zerfällen möglich. Ist demgemäß ein $0\nu\beta\beta$ -Prozess identifiziert, so handelt es sich zwangsläufig um den rc-Modus.

Neben den Häufigkeitsverteilungen der aufgeführten Grundgrößen werden im Folgenden daraus berechnete Werte und deren Häufigkeitsverteilungen bzw. funktionale Zusammenhänge untersucht, um eine günstigere Unterscheidung vorzunehmen. Diese Untersuchungen basieren auf folgenden Zusammenhängen:

Tab. 4. Berechnungen zur Differenzierung der $0\nu\beta\beta$ und $2\nu\beta\beta$ Umwandlung

- a) $\frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}$
- b) $E_1 \cdot E_2$
- c) $\frac{E_1}{E_2}$
- d) ε [Projektion des Winkels φ in die x-y-Koordinatenebene]
- e) $\frac{p_{1/2}}{E_{1/2}}$
- f) $\frac{|p_1| \cdot |p_2|}{E_1 \cdot E_2}$
- g) $|p_x|$
- h) $p_1 \cdot p_2$
- i) $\frac{|p_1| - |p_2|}{|p_1| + |p_2|}$

Das nachfolgende, auf Berechnung a) basierende Histogramm, gibt dabei den dargelegten Sachverhalt deutlich wieder:

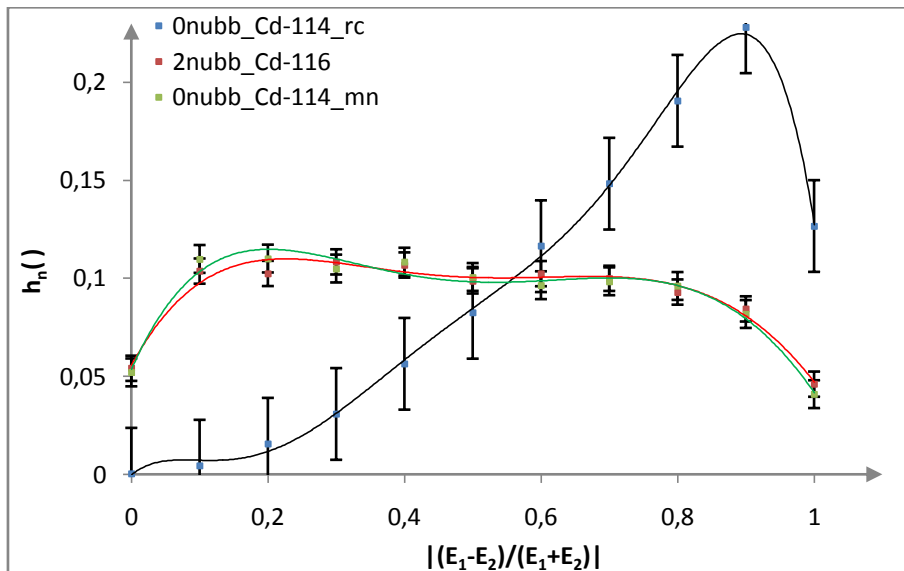


Abb. 20. Relative Häufigkeiten der Energieverhältnisse für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116

Abbildung 20 soll mit dem in Abbildung 21 folgenden Graphen eine Auswahl der in Tabelle 4 genannten Berechnungen darstellen. Es lässt sich feststellen, dass die unter a) und b) aufgeführten Formeln sich am effektivsten eignen, um den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall im rc-Modus von der $2\nu\beta\beta$ -Umwandlung zu unterscheiden, da die daraus ermittelten Daten ein großes Intervall der Abgrenzung gestatten:

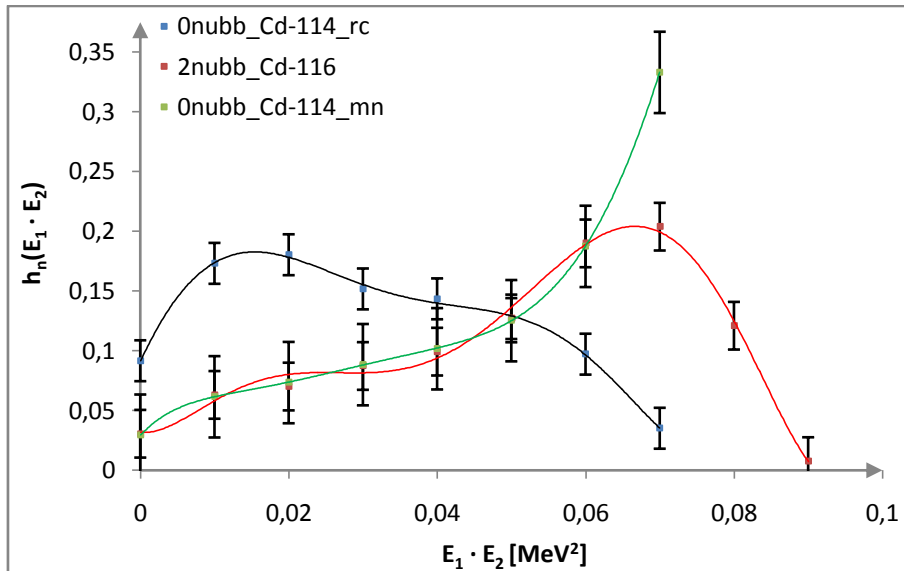


Abb. 21. Relative Häufigkeiten des Produktes der Energien für $0\nu\beta\beta$ von Cd-114 und $2\nu\beta\beta$ von Cd-116

7 Winkelkorrelation der im $\beta\beta$ -Zerfall emittierten Elektronen

Im vorliegenden Kapitel soll untersucht werden, ob der Erwartungswert der Winkelverteilung von doppelten Beta-Zerfällen abhängig vom Element oder Nuklid ist. Dabei wird das Element bzw. das Isotopenpaar durch den Q-Wert charakterisiert. Der Erwartungswert entspricht dem arithmetischen Mittel der simulierten Daten. Tabelle 5 fasst die ermittelten Ergebnisse der wichtigsten Nuklide zusammen:

Tab. 5. Erwartungswerte der Winkelverteilungen von $0\nu\beta\beta$ - und $2\nu\beta\beta$ -Nukliden

Nuklid	Q [MeV] ^[6]	E(φ) [$0\nu\beta\beta$ _mn]	E(φ) [$0\nu\beta\beta$ _rc]	E(φ) [$2\nu\beta\beta$]
W-186	0.4903	99.5	82.2	93.0
Cd-114	0.534	99.8	81.8	93.5
Zn-70	1.001	104.1	78.8	96.5
Zr-94	1.1453	104.8	78.0	97.2
Ge-76	2.0396	108.4	73.8	101.3
Xe-136	2.479	109.0	73.4	102.7
Te-130	2.533	108.8	73.2	102.7
Cd-116	2.802	109.2	72.2	103.4
Se-82	2.995	109.5	72.1	103.8
Mo-100	3.034	109.5	71.9	103.8
Zr-96	3.35	110.0	71.6	104.8
Nd-150	3.3671	109.9	71.5	104.1
Ca-48	4.271	110.9	70.8	107.0

Mit den ermittelten Daten wird in Abbildung 22 der mittlere Wert des Winkelkontinuums in Abhängigkeit des Q-Wertes gesetzt. Dabei wird deutlich, dass die Gesamtenergie des Doppel-Betaprozesses Einfluss auf den genannten Wert nimmt. Im mn-Modus der $0\nu\beta\beta$ -Umwandlungen und den $2\nu\beta\beta$ -Zerfällen steigt der mittlere Winkel mit zunehmendem Q-Wert. Hierbei liegt der mittlere Winkelbetrag des mn-Modus um durchschnittlich 6° über dem der $2\nu\beta\beta$ -Umwandlung. Im Gegensatz dazu sinkt im rc-Modus der Erwartungswert mit steigender Energie. Die funktionalen Zusammenhänge können durch Potenzfunktionen approximiert werden, welche im folgenden Graphen abgebildet sind. Die genannten Abhängigkeiten gelten qualitativ auch für die Häufigkeitsmaxima der Winkelverteilungen.

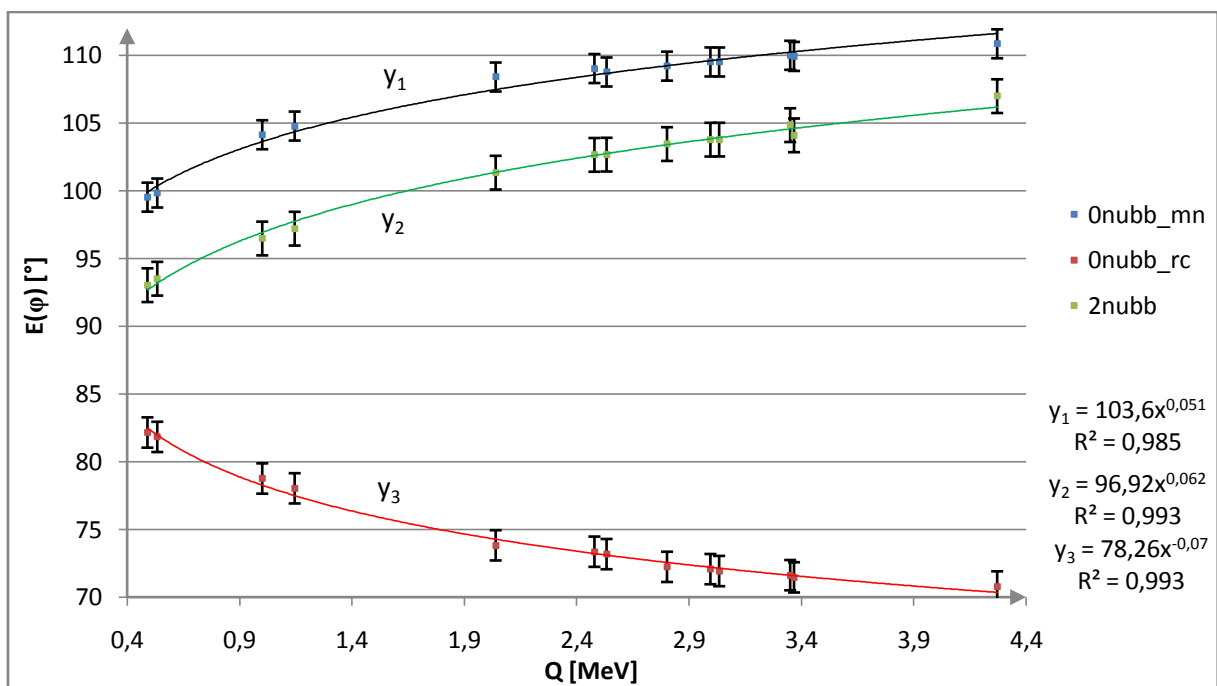


Abb. 22. Ortskurve der Erwartungswerte der Winkel in Abhängigkeit des Q-Wertes von $0\nu\beta\beta$ - und $2\nu\beta\beta$ -Nukliden

8 Pixeldetektorsimulationen zur Unterscheidung von $0\nu 2\beta^-$ -Umwandlungen

8.1 Einführung

Die in den Kapiteln 3 bis 7 dargelegten Untersuchungsergebnisse ergeben sich direkt aus Modellen der theoretischen Physik. Unter experimentellen Bedingungen sind derart exakte Ergebnisse nicht zu erwarten, da zahlreiche Einflüsse eine nur begrenzte Genauigkeit erlauben. Hierzu zählen eine endliche Detektorauflösung und -sensitivität, Kalibrierungsdefizite oder radioaktive Untergrundstrahlung der Umgebung, welche in die Messungen einfließen. Im vorliegenden Kapitel werden Einschränkungen berücksichtigt, indem eine Simulation eines neutrinolosen doppelten Beta-Minus-Zerfalles des Nuklids Cd-116 für einen Pixeldetektor vorgenommen wird. Da die Kernreaktionen in beiden Modi erfolgen können (siehe [KAP. 4](#)), wird in den folgenden Betrachtungen analysiert, inwiefern sich diese Prozesse unterscheiden lassen. Die Datensimulationen bezüglich der Energie stammen aus *Decay0*. Das Transportprogramm *VENOM* simuliert die Interaktionen der Teilchen im Detektor. Die Auswertungen werden mittels des Programmes *ROOT* vorgenommen.

8.2 Aufbau und Funktionsweise des Pixeldetektors

Der Pixeldetektor besteht in der Simulation aus 100×100 quadratisch angeordneten Auslesekanälen. Diese einzelnen Pixel bestehen aus dem Stoffgemisch Cadmium-Zink-Tellurit ($\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$) mit einer Seitenlänge von 0,2 mm im Quadrat und einer Höhe von 5 mm. Zwischen den Pixeln besteht kein Abstand. Damit wird ein realer Detektor mit 2 cm Seitenlänge beschrieben.

Die Wirkungsweise dieses Halbleiterdetektors besteht darin, dass das Isotop Cd-116, welches im Stoffgemisch vorliegt, bei einem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall zwei ionisierende Teilchen emittiert, die Elektronen-Lochpaare erzeugen. Durch die Bewegung der Ladungen stellt dies ein Stromfluss dar. Da die Kristallstruktur einen Widerstand bedeutet, gilt nach dem Ohmschen Gesetz, dass eine Spannung vorliegt:

$$U = R \cdot I \quad (18)$$

Je Elektronen-Lochpaar wird eine Spannung von 4,43 eV frei. Mit einem Q-Wert von 2,805 MeV werden somit je Ereignis etwa $6 \cdot 10^5$ Elektronen-Lochpaare erzeugt. Da der ohmsche Widerstand des Kristalls 10 G Ω beträgt, ergeben sich Spannungen im mV-Bereich. An den Elektroden werden die Ladungen deponiert und der elektrische Impuls wird von der

Zählelektronik gemessen. Aufgrund der Proportionalität des ermittelten Signals zur abgegebenen Teilchenenergie zeichnet sich ein Halbleiterdetektor neben einer hohen Energieauflösung auch durch eine große Ortsgenauigkeit aus, bedingt durch die geringe Reichweite der Elektronen im Festkörper. Für die nachfolgenden Auswertungen werden jeweils $5 \cdot 10^6$ Ereignisse im rc- und mn-Modus simuliert, welche nach der unter (7) angegebenen Umwandlung erfolgen. Die Ereignisse finden an einer beliebigen Position im Detektor statt. Durch den Kernzerfall bewegen sich die Elektronen nach der in [KAPITEL 4](#) beschriebenen Kinematik je nach Modus und Energie durch den Detektor und deponieren in einer charakteristischen Anzahl an Pixeln einen kennzeichnenden Energiebetrag. Die Position und die zugehörige Energie *getroffener* Pixel werden von *VENOM* erfasst und können ausgewertet werden.

8.3 Darstellung günstiger Ereignisse

Die in Abbildung 23 dargestellte Simulation zweier Ereignisse soll als Beispiel dienen. Es wird hierbei ein möglichst ideales Erwartungsbild zweier $0\nu\beta\beta$ -Prozesse verdeutlicht. Dabei wird die in den getroffenen Pixeln deponierte Energie gegenüber der Position (x, y-Koordinaten) abgetragen. Der Plot eignet sich, weil mit 25 Einträgen je Ereignis eine relativ große Pixelzahl erfasst ist. Zwischen den getroffenen Kristallen liegen keine Leerräume vor. Weiterhin ist der gesamte Q-Wert von 2,805 MeV detektiert worden, wodurch ein typisches Muster der Energieverteilung deutlich wird: An den Enden der getroffenen Kanäle nimmt die Energiedeposition zu. (Die folgenden Kapitel begründen diese Tatsache.) Somit lässt der Plot eine Aussage über einen Bereich des möglichen Ursprungskristalls in der Mitte der getroffenen Pixel zu.

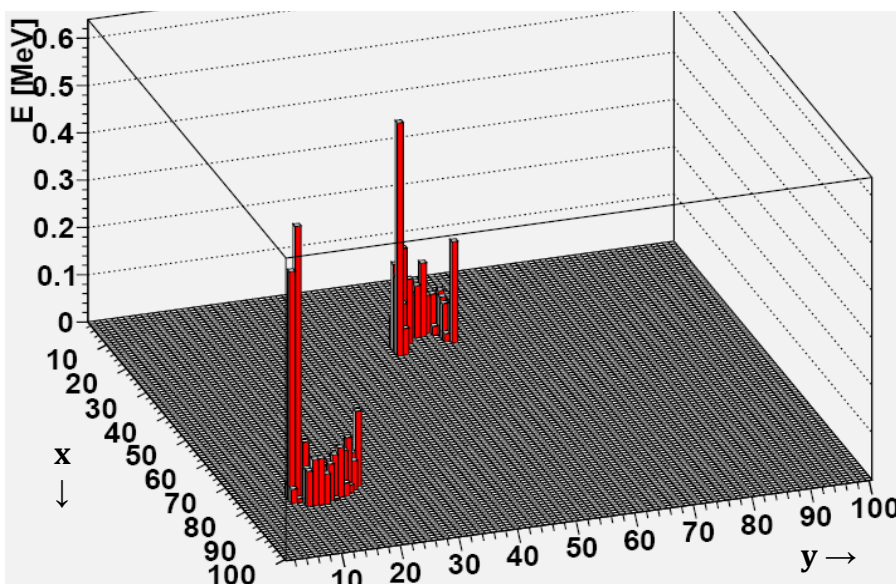


Abb. 23. Darstellung der Energiedepositionen in den Pixeln für zwei günstige Ereignisse

8.4 Allgemeine Betrachtungen

Die in diesem Abschnitt dargelegten Ergebnisse beziehen sich zunächst auf eine Zahl von $4 \cdot 10^6$ Ereignisse, um eine generelle Betrachtung vorzunehmen.

Ein $0\nu\beta\beta$ -Kernzerfall bewirkt durch die Emission der zwei Elektronen einen Energieeintrag in einer bestimmten Anzahl von Pixeln. Abbildung 24 erfasst dazu die Anzahl der Einträge, die von jedem Pixel detektiert werden:

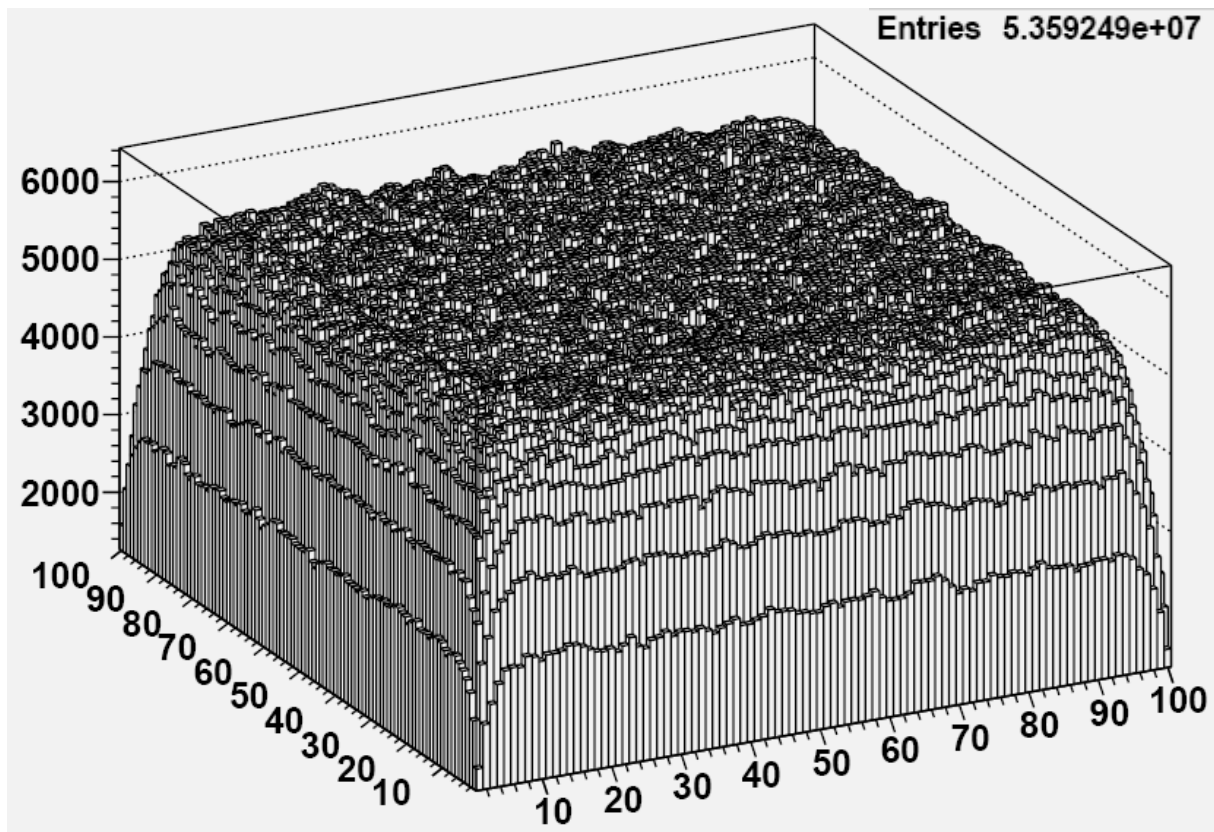


Abb. 24. Anzahl der von jedem Pixel erfassten Einträge ($n = 4 \cdot 10^6$)

Es wird ersichtlich, dass an den Randzonen des Detektors eine wesentlich geringere Zahl an Eingängen registriert wird. Diese Tatsache lässt sich damit begründen, dass die Elektronen isotrop in alle Raumrichtungen emittiert werden, sodass sie, wenn sie außerhalb des Detektors gelangen sollten, nicht mehr erfasst werden können. An den Rändern des Detektors ist diese Wahrscheinlichkeit am größten.

Ein wichtiges Kriterium zur Charakterisierung eines Ereignisses ist die Zahl der erfassten Kristalle. Abbildung 25 gibt die absoluten Häufigkeiten der ermittelten Daten bezüglich dieses Sachverhaltes für beide Modi wieder:

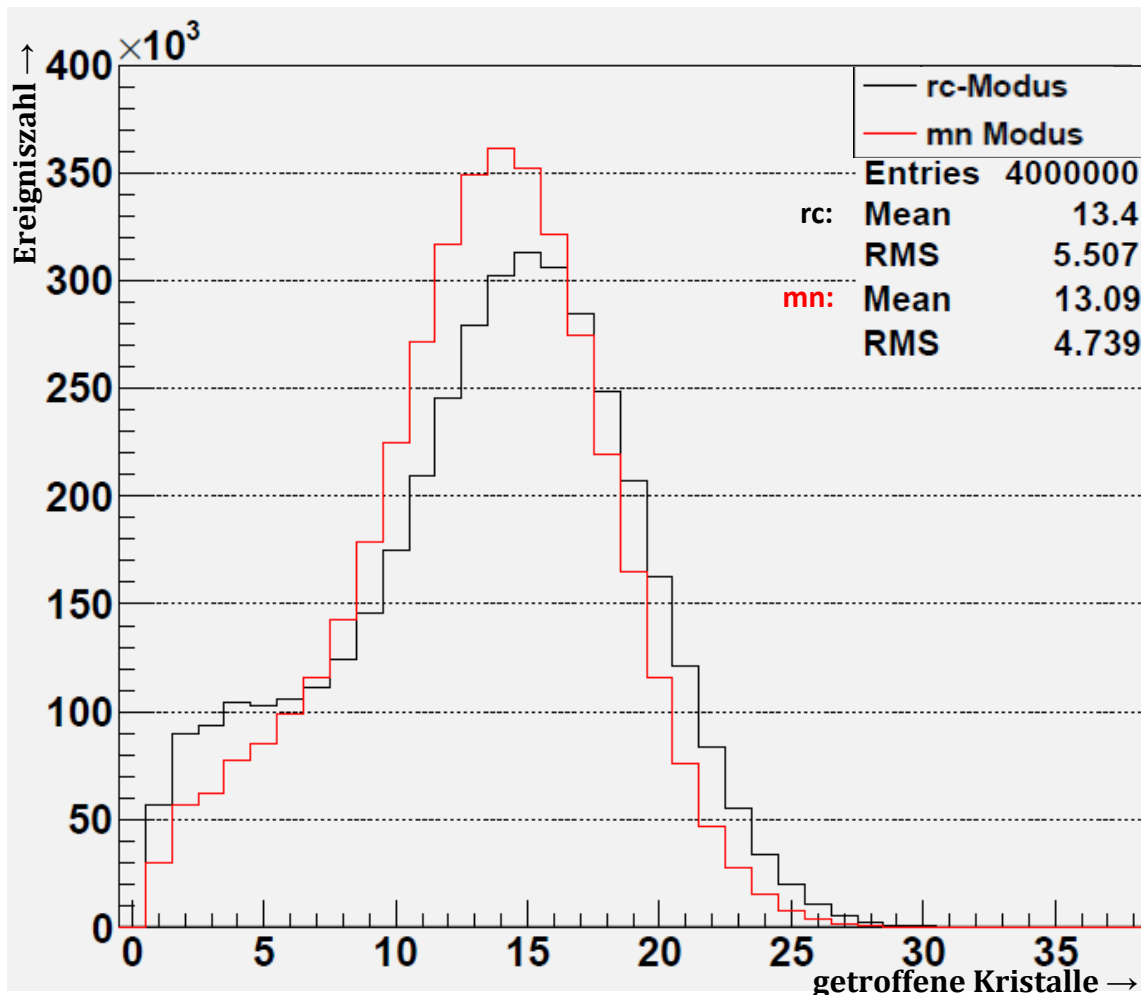


Abb. 25. Anzahl der getroffenen Kristalle je Ereignis

Die Verteilung zeigt, dass die beiden Modi gegeneinander verschoben sind. Die mittlere Zahl der im rc-Modus getroffenen Kristalle ist innerhalb der Standardabweichung um 0,31 größer als im mn-Modus. Ab 8 getroffenen Kristallen nähern sich die Graphen einer Normalverteilung an. Im Intervall bis 6 Kristallen ist im rc-Modus eine größere Anzahl an wenig getroffenen Kristallen vorhanden als im mn-Modus.

In Abbildung 26 werden die Einzelenergiespektren der Energiedepositionen in den Pixeln erfasst. Selbige erstrecken sich kontinuierlich bis 2 MeV. Extreme liegen bis 2,28 MeV vor. Aus dem Graphen geht hervor, dass niedrige Energien wesentlich häufiger als große Energiebeträge von den Elektronen im Detektor deponiert werden. Diese Tatsache entspricht dem Erscheinungsbild des Röntgenbremsspektrums: Der kontinuierliche, „weiße“ Teil des Bremsspektrums entsteht durch die plötzliche Abbremsung der Elektronen im Kristall. Durch ihre Momentanbeschleunigung strahlen die Elektronen Quanten im Röntgenbereich ab. Die scharf begrenzten Intensitätsmaxima stellen die charakteristische Röntgenstrahlung dar. Diese Strahlung entsteht durch Elektronenübergänge in kernnahen Orbitalen. Im Zusammenhang mit dem Summenenergiespektrum in Abbildung 27, welches alle Energiedepositionen in den

Pixeln während eines Ereignisses addiert und deren Häufigkeiten aufrägt, wird deutlich, dass in der Mehrzahl der Ereignisse die volle Energie in Höhe des Q-Wertes deponiert wird: Die nachfolgend dargestellten Summenenergiespektren erstrecken sich kontinuierlich bis in Höhe des Q-Wertes. Geringere Energien als dieser Wert sind mit nicht erfassten Restenergien von Elektronen, die aus dem Detektor austraten, zu erklären. Zwischen den beiden Modi treten im Summenenergiespektrum im Niedrigenergiebereich minimale Differenzen auf.

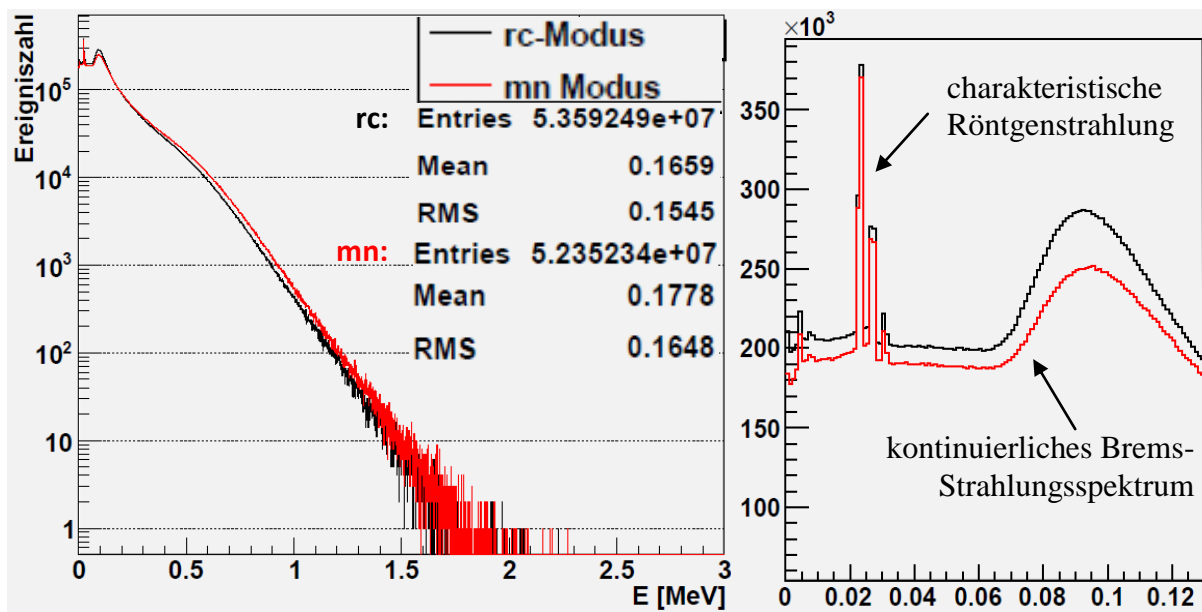


Abb. 26. Einzelenergiespektren der Energiedepositionen in den Pixeln

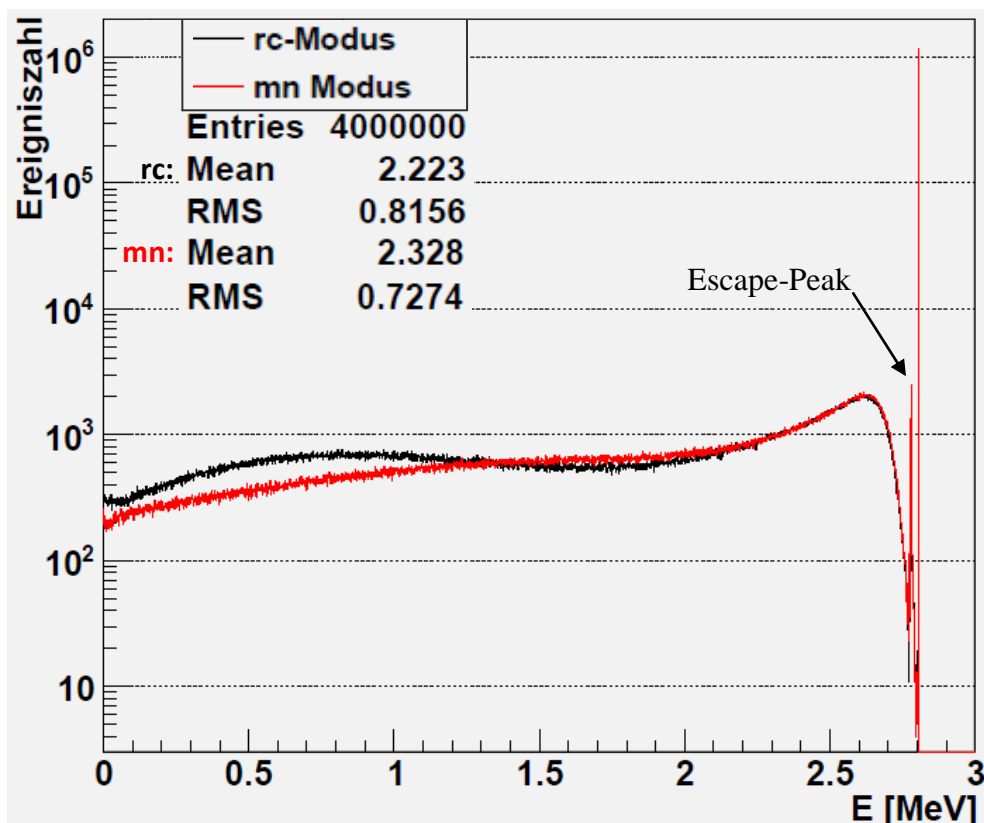


Abb. 27. Summenenergiespektren der Energiedepositionen eines Ereignisses in den Pixeln

8.5 Energetische Betrachtungen

Während sich ein Elektron durch den CdZnTe-Kristall bewegt, deponiert es Energie. Abbildung 28 zeigt die zu erwartende Verteilung dieser Energiedeposition gegenüber der in einem bestimmten Medium zurückgelegten Strecke. Es handelt sich um eine Bragg-Peak-Verteilung, welche nachfolgend für Elektronen bestimmter Energien in Wasser angegeben ist:

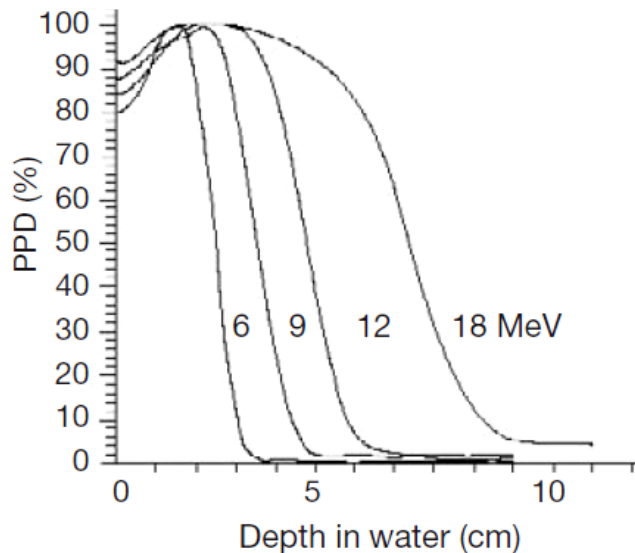


Abb. 28. Tiefendosiskurve für Elektronen von 6, 9, 12 und 18 MeV in Wasser [\[10\]](#)

Die im Pixeldetektor vorliegenden Elektronen besitzen Energien, die sich den mit 6 MeV angegebenen Graphen annähern. Es ist der prozentuale Anteil der Energiedeposition an einem beliebigen Punkt im absorbierenden Medium in Bezug auf die maximale Dosis angegeben. Die x-Achse entspricht der Bewegungsrichtung bzw. Eindringtiefe der Elektronen. Der Koordinatenursprung verdeutlicht den Ursprungskristall des $0\nu\beta\beta$ -Prozesses. In selbigem liegt eine relativ hohe Dosis vor. Mit fortschreitender Bewegung steigt die Energiedeposition bis zu einem Maximum an, während sie nachfolgend rapide sinkt. Dieser letztgenannte Bereich wäre im Pixeldetektor erwartungsgemäß zu vernachlässigen, da die Energiebeträge sehr gering ausfallen. Aufgrund der zwei emittierten Elektronen müsste die Bragg-Peak-Verteilung symmetrisch in zwei Richtungen vorliegen.

Die Energiedepositionen eines Elektrons im Detektor sind im Wesentlichen auf folgende Wechselwirkungen mit dem absorbierenden Medium zurückzuführen:

- Elastische Kollisionen mit atomaren Elektronen
- Unelastische Kollisionen mit atomaren Elektronen bewirken Ionisations- und Aktivierungsprozesse der Atome.

- Elastische Kollisionen mit Atomkernen bewirken eine Streuung, welche zu einer Richtungsänderung führt.
- Unelastische Kollisionen mit Atomkernen ermöglichen die Emission von Bremsstrahlung.

Die kinetische Energie der Elektronen wird durch unelastische Stöße vermindert, im Detektor deponiert und damit messbar. Sie kann in andere Energieformen, wie Aktivierungsenergie zur Anregung von Atomen oder Lichtenergie (Röntgenstrahlung – siehe [ABB. 26](#) und Abschnitt [8.4](#)) umgewandelt werden. Derartige Wechselwirkungen bedingen eine Richtungsänderung der Teilchen, welche die im Detektor erfasste Spur bestimmt.

8.6 Auswertung von Kettenereignissen

Die Unterscheidung der zwei Modi der neutrinolosen doppelten Beta-Minus-Umwandlungen soll anhand von sogenannten *Kettenereignissen* erfolgen. Als solche gelten alle Ereignisse, welche eine eindeutige Spur an getroffenen Kristallen im Detektor hinterlassen und damit eine Clusterbildung an erfassten Kristallen ausschließen. Jedem Energieeintrag in einem Pixel kann somit mindestens ein nächstgelegener Nachbar zugeordnet werden. Zwischen diesen durch die $0\nu\beta\beta$ -Kernumwandlung detektierten Energieeinträgen darf zur Erhöhung der Ereigniszahl ein beliebiger Abstand vorherrschen. Als zweite Bedingung wird gesetzt, dass der gesamte Q-Wert detektiert wird. Es wird eine Gesamtereigniszahl von $5 \cdot 10^6$ $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen betrachtet (zur Anzahl der verwendbaren Ereignisse siehe [TABELLE 6](#)).

Abbildung 29 zeigt die Häufigkeiten der durch die dargelegten Bedingungen verwendbaren Kettenereignisse. Die Ereigniszahl reduziert sich auf nur 0,60 % im rc- bzw. 0,48 % im mn-Modus. Die einzelnen Kettenlängen beider Modi sind normalverteilt. Die mittlere Kettenlänge im mn-Modus ist mit 14 erfassten Pixeln um 2 geringer als im rc-Modus und damit gegenüber der Verteilung des rc-Modus leicht verschoben:

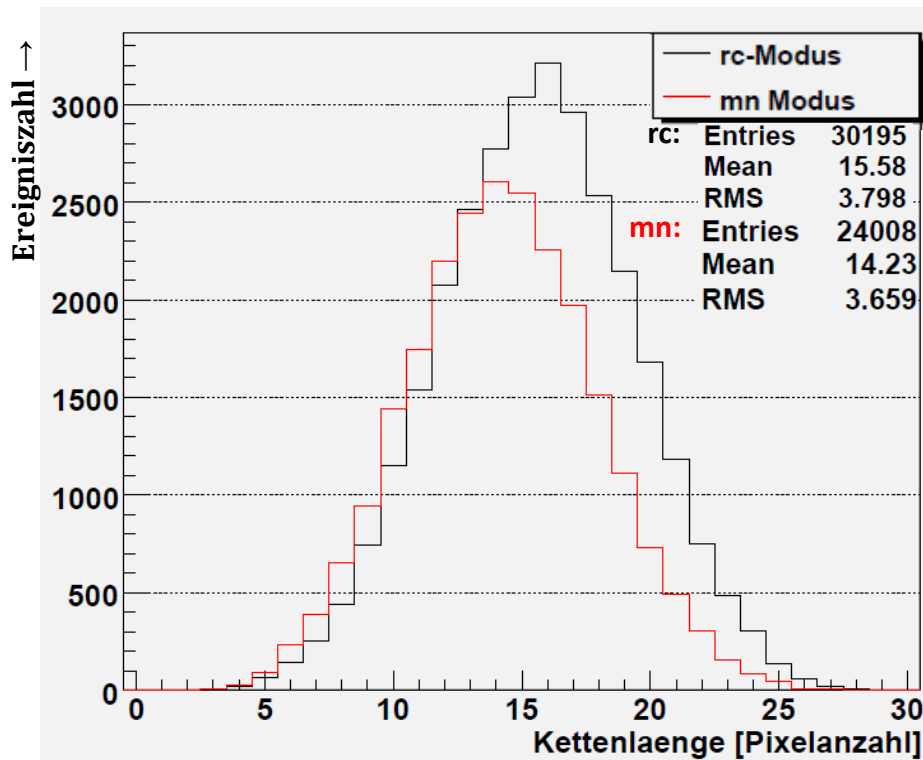


Abb. 29. Häufigkeiten der Kettenlängen

Im Folgenden soll untersucht werden, inwiefern sich die in Kapitel [8.5](#) erfassten energetischen Betrachtungen auf die Kettenereignisse anwenden lassen. Hierfür wird in Abbildung 30 die mittlere Energiedeposition aller Kettenereignisse mit 15 Einträgen an einer bestimmten Stelle der Kette abgetragen:

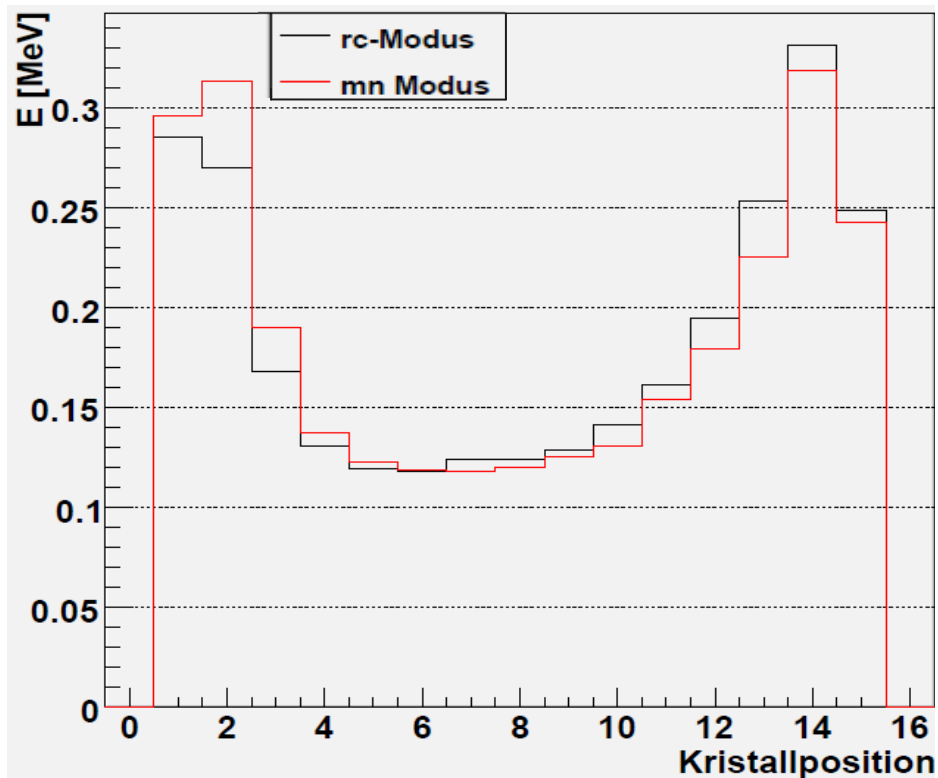


Abb. 30. Mittlere Energiedeposition einer Kette mit 15 Einträgen gegenüber der Kristallposition in der Kette

Durch diese Abtragung der mittleren Energiedeposition in einer Kette wird deutlich, dass die Bragg-Peak-Verteilung (siehe [ABB. 28](#)) vorliegt und zu weiteren Untersuchungen herangezogen werden kann. An den Enden des Kettenereignisses steigen die Energieeinträge erwartungsgemäß an, während im mittleren Bereich ein Minimum vorliegt. Die Auswertung der mittleren Energien aller Kettenlängen ergibt, dass bis zu einer Anzahl von 8 Kristallen keine Bragg-Peak-Verteilung Anwendung finden kann und die zugehörigen Ereignisse nicht verwendbar sind.

Aufgrund der Bragg-Peak-Verteilung soll diese zur Ermittlung des Ursprungskristalls herangezogen werden, um eine Winkelrekonstruktion der zwei emittierten Elektronen vorzunehmen. Als Ursprungskristall wird derjenige Pixel mit der niedrigsten Energiedeposition innerhalb der Kette definiert. Zu einer genaueren Untersuchung dieser Position dient die in Abbildung 31 dargestellte Häufigkeitsverteilung der Energiedepositionen an einer bestimmten Position innerhalb eines Kettenereignisses. In Abbildung 31 wird dazu eine Auswahl der Ereignisse mit 15 getroffenen Kristallen im rc-Modus verwendet:

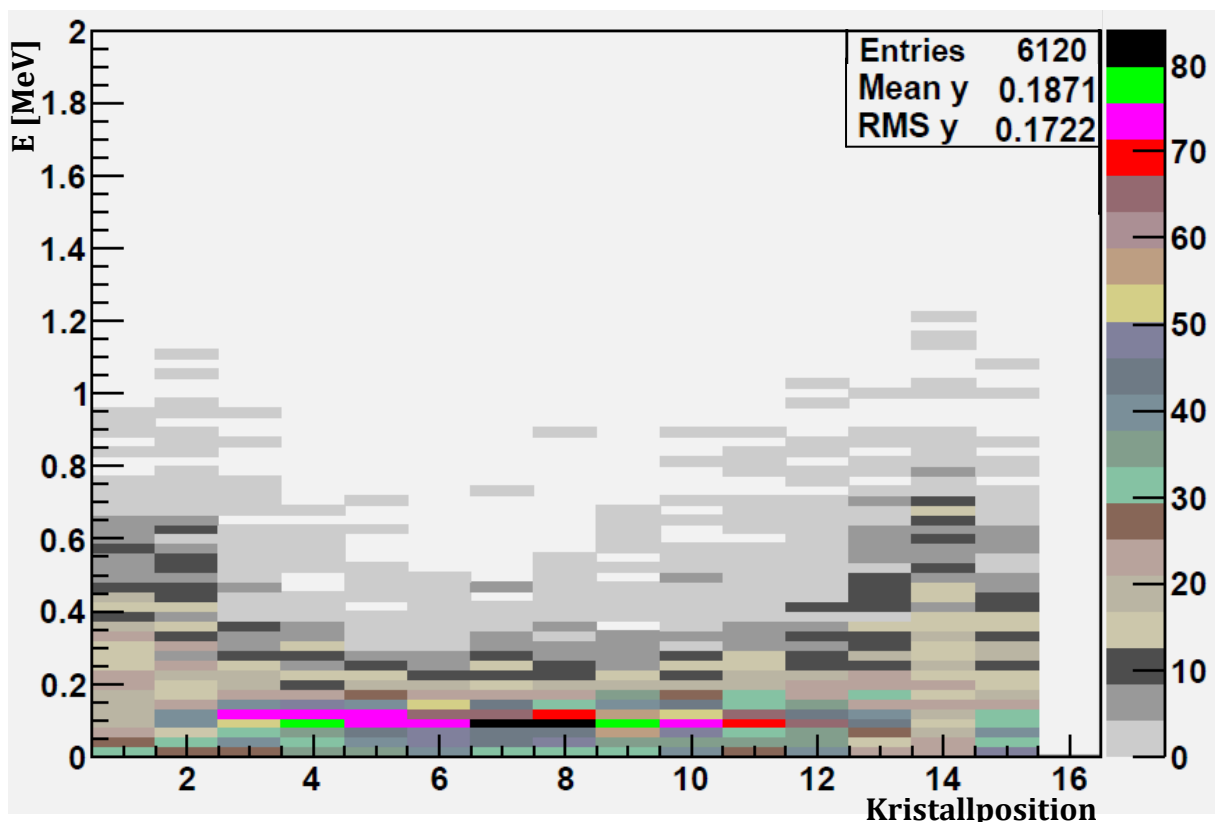


Abb. 31. Häufigkeiten der Energiedepositionen einer Kette mit 15 Einträgen gegenüber der Kristallposition

Aufgrund dieser Darstellung wird deutlich, dass die Bragg-Peak-Verteilung grundsätzlich vorliegt, jedoch auch an den Enden des Kettenereignisses minimale Energiedepositionen auftreten können. Selbige Kettenpositionen können jedoch als Ursprungskristall ausgeschlossen werden, da sie mit sinkenden Energieabgaben der Elektronen bei der

Bewegung durch den Detektor gemäß [ABBILDUNG 28](#) zu erklären sind. Der folgende Graph verdeutlicht diese Tatsache: Abbildung 32 trägt die Häufigkeiten der Stellen der minimalen Energiedeposition innerhalb der bisherigen Kettenauswahl ab. Es zeigt sich hierbei, dass diese an jeder beliebigen Stelle der Kette vorkommen kann. Diese Tatsache trifft auf alle vorhandenen Kettenlängen zu.

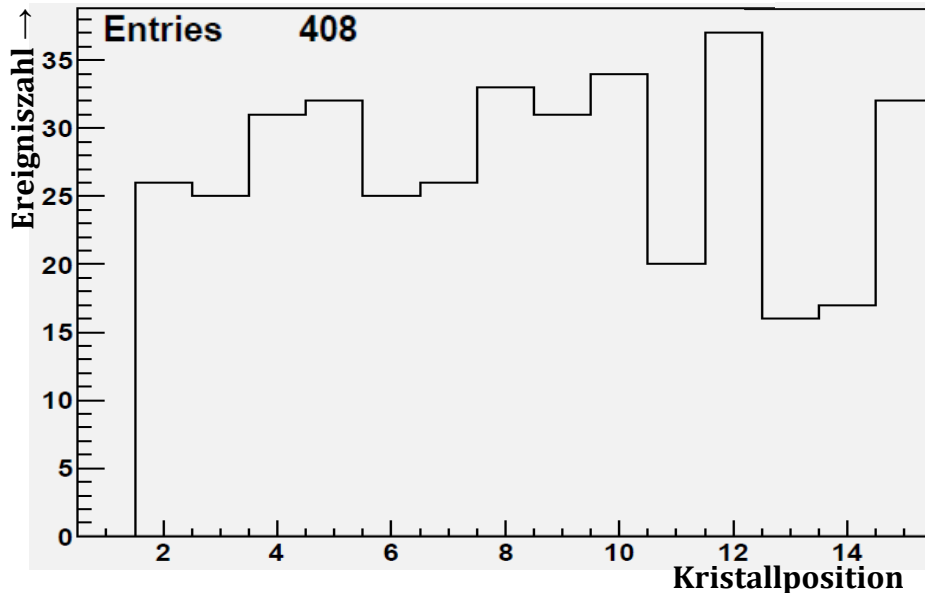


Abb. 32. Häufigkeiten der Stellen der minimalen Energiedeposition einer Kette mit 15 Einträgen

Aufgrund dieser Verteilung muss ein Kriterium festgesetzt werden, welches den Bereich der minimalen Energiedeposition innerhalb der Kette einschränkt, um sicherzustellen, dass der tatsächliche Ursprungskristall zur Winkelrekonstruktion verwendet wird. Zur Ermittlung dieses Kriteriums dient Abbildung 33. Der Graph bezieht sich auf eine Kette mit 15 Einträgen in beiden Modi. Als Grundlage dient [ABBILDUNG 30](#). Die Energiedeposition $E(x_i)$ eines Kristalls an einer beliebigen Stelle x_i der Kette wird ins Verhältnis zur Energiedeposition $E(x_M)$ des geometrisch mittleren Kristalls an der Stelle x_M gesetzt. Sei l die Kettenlänge als Anzahl der Pixel, so wird für gerade l definiert: $x_M = \frac{l}{2}$ und für ungerade l gilt: $x_M = \frac{l+1}{2}$. Nimmt man an, dass der geometrisch mittlere Kristall - demgemäß der 8. - der Ursprungskristall wäre, so zeigt sich, dass im Intervall vom 4. bis zum 11. Kristall Schwankungen von weniger als 30% auftreten. Die Betrachtung aller mittleren Energiedepositionen verwendbarer Kettenlängen ergibt, dass die Stelle der minimalen Energiedeposition a , welche als Ursursungsposition angenommen werden darf, folgendes Kriterium erfüllen muss:

$$0,25 \cdot l < a < 0,75 \cdot l \quad (19)$$

l sei hierbei die Kettenlänge als Anzahl der Pixel. Durch Anwendung dieses Kriteriums ist für

jede beliebige Kettenlänge sichergestellt, dass die prozentualen Abweichungen der niedrigsten Energiedeposition zu der des geometrisch mittleren Kristalls sehr gering sind ($\leq 30\%$). Desweiteren wird sichergestellt, dass es sich nicht um geringe Energiedepositionen am Rand der Kette handelt, die - wie [ABBILDUNG 28](#) und [31](#) zeigen - möglich sind.

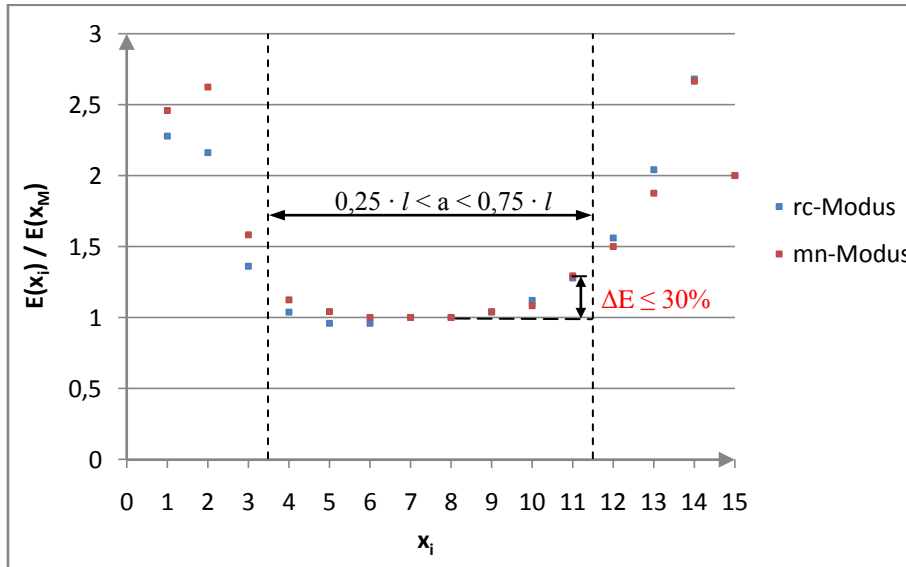


Abb. 33. Verhältnis der Energiedeposition eines Kristalls zu der des mittleren Kristalls einer Kette mit 15 Einträgen

8.7 Winkelrekonstruktionen

Die bisherigen allgemeinen und energetischen Betrachtungen sollen zu einer Winkelrekonstruktion für eine mögliche Unterscheidung verwendet werden. Um eine Richtungsänderung der emittierten Elektronen beim Durchgang durch den Detektor durch verschiedene Wechselwirkungen (siehe [8.5](#)) auszuschließen, werden ausschließlich die zwei dem Ursprungskristall anliegenden Pixel, in denen eine Energiedeposition stattfand, zur Winkelbestimmung verwendet. Tabelle 6 fasst hierfür die Ereigniszahlen zusammen:

Tab. 6. Zusammenfassung der Ereigniszahlen zur Winkelrekonstruktion im rc- und mn-Modus

	rc-Modus	mn-Modus
Gesamtereigniszahl	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$
Ereignisse mit voller Energiedeposition (Q-Wert)	2.505.913 $\approx 50\%$	2.698.333 $\approx 54\%$
Kettenergebnisse	30.195 $\approx 0,6\%$	24.008 $\approx 0,5\%$
zur Winkelbestimmung verwendbare Kettenergebnisse (mindst. 8 Pixel erfasst; Kriterium (19) erfüllt)	18.473 $\approx 0,4\%$	14.896 $\approx 0,3\%$

In Abbildung 34 ist die daraus gewonnene Häufigkeitsverteilung der ermittelten Winkel wiedergegeben.

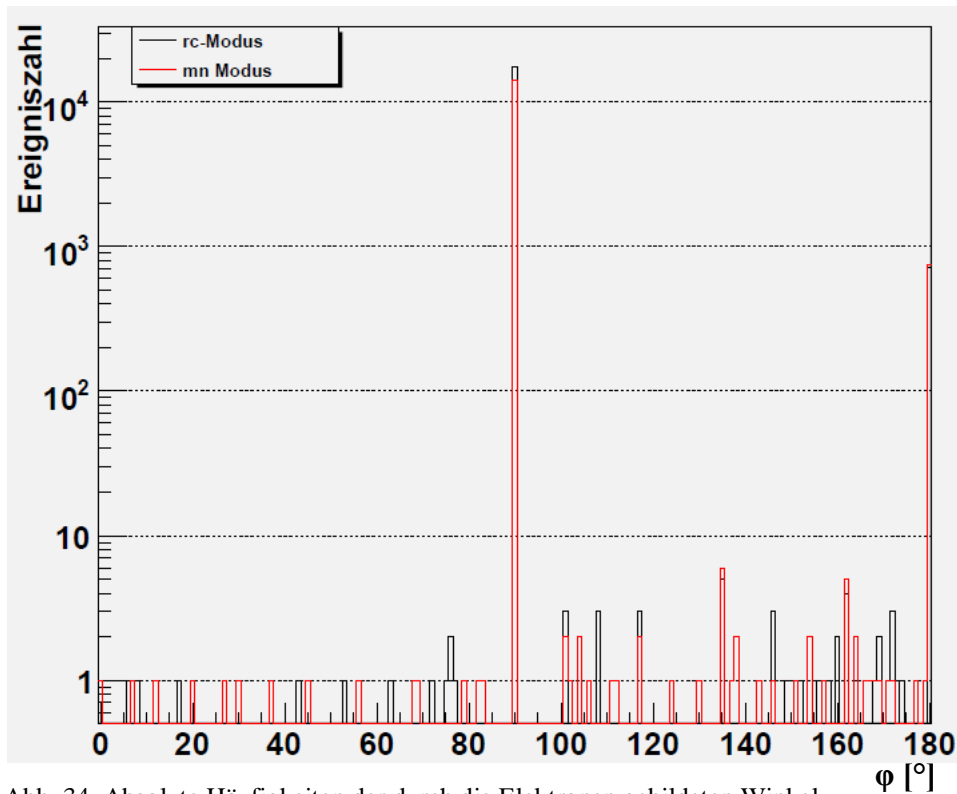


Abb. 34. Absolute Häufigkeiten der durch die Elektronen gebildeten Winkel

Es handelt sich um ein diskretes Spektrum. Aufgrund der quadratischen Anordnung der Pixel des Detektors dominieren Winkel von 90° und 180° . Da zwischen den Energieeinträgen beliebige Abstände vorkommen dürfen, ergeben sich die weiteren Winkelmöglichkeiten. Ein Winkel von 90° tritt im rc-Modus zu 96 % auf, im mn-Modus zu 95 %. Diese große Wahrscheinlichkeit gegenüber einem Winkel von 180° ist gemäß [ABBILDUNG 11](#) der theoretischen Betrachtungen zu erklären: Entsprechend der dortigen Ausführungen treten extreme Winkel von 180° nie auf. Das Verhältnis dieser beiden Winkel ist in Abbildung 34 in beiden Modi nahezu identisch und bietet somit keine Unterscheidungsmöglichkeit. Während im rc-Modus 38 verschiedene Winkel auftreten, sind im mn-Modus 43 Winkel existent. Trotz einer relativ großen Wahrscheinlichkeit in den theoretischen Analysen (siehe [KAPITEL 4](#)), treten Winkel von 45° bzw. 135° nur ausgesprochen selten auf und lassen somit keine Differenzierung zu. Es besteht eine Tendenz zu hohen Winkelbeträgen, damit liegt eine in [ABBILDUNG 11](#) nachgewiesene Symmetrie der beiden Modi um 90° im Kristall nicht vor.

9 Zusammenfassung

Eine reine Unterscheidung zwischen neutrinoloser und neutrinobegleiteter doppelter Beta-Umwandlung eines einzelnen Isotopes ist aufgrund energetischer Betrachtungen problemlos möglich: Während bei der $0\nu\beta\beta$ -Umwandlung der Q-Wert durch die Emission der zwei Elektronen (bzw. Positronen) detektiert werden kann, entsteht bei dem $2\nu\beta\beta$ -Zerfall ein kontinuierliches Spektrum. Theoretische Betrachtungen in der Besonderen Lernleistung haben gezeigt, dass eine Unterscheidung zwischen $0\nu\beta\beta$ - und $2\nu\beta\beta$ -Prozessen verschiedener Isotope, jedoch im selben Energiebereich, nur dann möglich sind, insofern die Beschreibung der $0\nu\beta\beta$ -Umwandlung im right-handed-current-Modus erfolgt. Es konnte festgestellt werden, dass der mittlere Emissionswinkel der Elektronen abhängig vom Q-Wert eines doppelten Beta-Zerfalles ist: Während im mn-Modus der $0\nu\beta\beta$ -Umwandlung und bei $2\nu\beta\beta$ -Prozessen der mittlere Winkel steigt, verringert er sich im rc-Modus mit zunehmender Energie. Eine Unterscheidung zwischen den beiden Modi der neutrinolosen Doppel-Beta-Umwandlung (rc- und mn-Modus) eines Nuklids ist gemäß der theoretischen Betrachtungen möglich. Die Anwendung dieser Fragestellung auf einen Pixeldetektor aus CdZnTe, in Form von Simulationsexperimenten, ergab, dass allgemeine Merkmale beider Modi leicht variieren. Die Zurückführung eines $0\nu\beta\beta$ -Ereignisses auf einen Ursprungskristall im Detektor mit anschließender Winkelrekonstruktion, analog zu den theoretischen Betrachtungen in der Besonderen Lernleistung, lässt jedoch keine sichere Unterscheidung zwischen den beiden Modi zu. Die im Festkörper detektierten Spuren sind damit zu dicht für eine Unterscheidung: Es treten zu viele Wechselwirkungen der Elektronen mit dem Medium auf. Zu einer genaueren Betrachtung wäre eine zeitliche Auflösung sinnvoll, um den Ursprungskristall mit Sicherheit zu bestimmen und darauf aufbauende, insbesondere energetische Auswertungen exakt vorzunehmen.

10 Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] Gaede, Peter-Matthias (GEO); Bibliographisches Institut & F.A. Brockhaus AG: GEOThemenlexikon: Naturwissenschaften und Technik: Band 7 & 8. Mannheim: GEO, Gruner + Jahr AG & Co KG, 2007
- [2] Winter, Axel: Solare Neutrinos. URL: <http://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/lectures/sem02/winter.pdf> [Stand: 15. November 2009]
- [3] G. Audi, A. H. Wapstra, C. Thibault. Nuclear Physics, A 729, 337
- [4] J. Magill, G. Pfennig, J. Galy: Karlsruher Nuklidkarte; 7. Auflage 2006
- [5] Klapdor-Kleingrothaus: Teilchenphysik ohne Beschleuniger. Stuttgart: B. G. Teubner, 1995
- [6] Boehm, Felix; Vogel, Petr: Physics of massive Neutrinos. 2. Auflage Cambridge: University Press, 1992
- [7] K. Zuber, Physics Letters B 519, 1 (2001)
- [8] S. Elliot, P. Vogel, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., (2002)
- [9] H. Kiel et al, Nuclear Physics A 723, 499 (2003)
- [10] W. Strydom, W. Parker, M. Olivares: Electron Beams: Physical And Clinical Aspects. URL: http://www-naweb.iaea.org/nahu/dmrp/pdf_files/Chapter8.pdf [Stand: 17. November 2009]
- [11] P. Cermak, I. Stekl, V. Bocarov: Background measurements with Si TimePix device: Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague
- [12] Unbekannt: Latest summed spectrum from the whole first layer data and eV-colourless detector data. URL: <http://cobra.physik.uni-dortmund.de/internal/index.html> [Stand: 18. Oktober 2009]
- [13] Unbekannt: The two neutrino double beta decay; The neutrinoless double beta decay. URL: <http://nemo.in2p3.fr/physics/dbd.php> [Stand: 18. Februar 2009]
- [14] Staudt, A. et al, Europh. Lett., 13, 31 (1990)
- [15] Stolz, Werner: Radioaktivität: Grundlagen – Messung – Anwendung. 5. Auflage. Wiesbaden: B. G. Teubner, 2005
- [16] Hirsch, M, Klapdor-Kleingrothaus, H., Kovalenko, S., Phys Lett. B, 352, 1 (1995)
- [17] Feruglio, S. A. V. F., F. Nucl. Phys. A, 637, 345 (2002)
- [18] Mohapatra, R., Phys. Rev. D, 34, 3457 (1986)
- [19] Schechter., V. J. W. F., J. Phys. Rev. D, 25, 2591 (1982)
- [20] Takasugi, E., Phys. Lett. B., 149, 372 (1984)

11 Anhang

11.1 Aktuelle Forschungsergebnisse internationaler Arbeitsgruppen

Das vorliegende Kapitel soll dazu dienen, einen Einblick in bisherige Ergebnisse realer Detektorexperimente zu geben. Das erste Beispiel^[11] bezieht sich auf eine Pixeldetektor-Vorrichtung aus Silicium. Es liegen hierbei 256×256 Halbleiter-Kristalle vor, welche Energieeinträge detektieren:

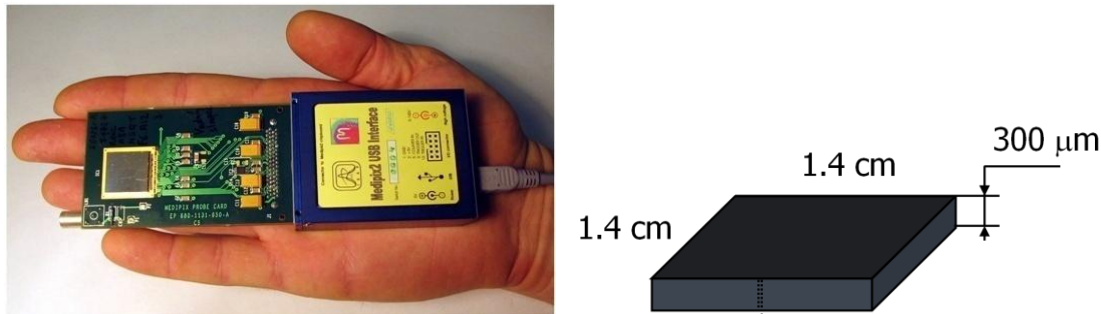


Abb. 35. Aufbau und Auslesevorrichtung eines Silicium-Pixeldetektors

Für den praxistauglichen Einsatz konnte mit der Vorrichtung die Untergrundstrahlung studiert werden, um tatsächliche Ereignisse eines $0\nu\beta\beta$ -Prozesses zu extrahieren. Desweiteren musste untersucht werden, welche Signale verschiedene Teilchen im Detektor hinterlassen. Hierzu wurden die Spuren bekannter Teilchen analysiert. Die folgende Abbildung zeigt einige Beispiele:

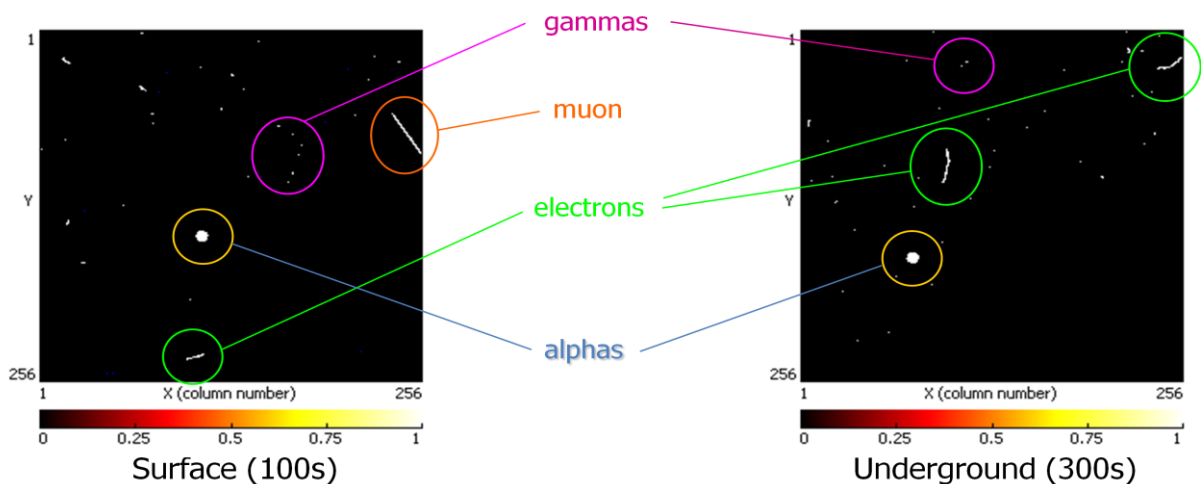


Abb. 36. Typische Spuren ausgewählter Teilchen im Si-Pixeldetektor

Wie die Darstellung zeigt können Gammaquanten, Myonen, Elektronen und Alphateilchen erkannt werden. Mit Hilfe des Detektors konnten die typischen Signale dieser Teilchen studiert werden. Genauere Analysen haben gezeigt, dass ein etwaiges Elektronenereignis nicht immer von dem eines Alpha- oder Myonprozesses zu unterscheiden ist. Somit muss eine Auswahl der eindeutigen Ereignisse getroffen werden. Die Erfassung von Elektronenspuren

kann deswegen für die Auswertung von Doppel-Beta-Umwandlungen genutzt werden. Im Folgenden sind einige Beispiele von Elektronenereignissen dargestellt, wie sie in ähnlicher Form auch in der Besonderen Lernleistung ausgewertet wurden:

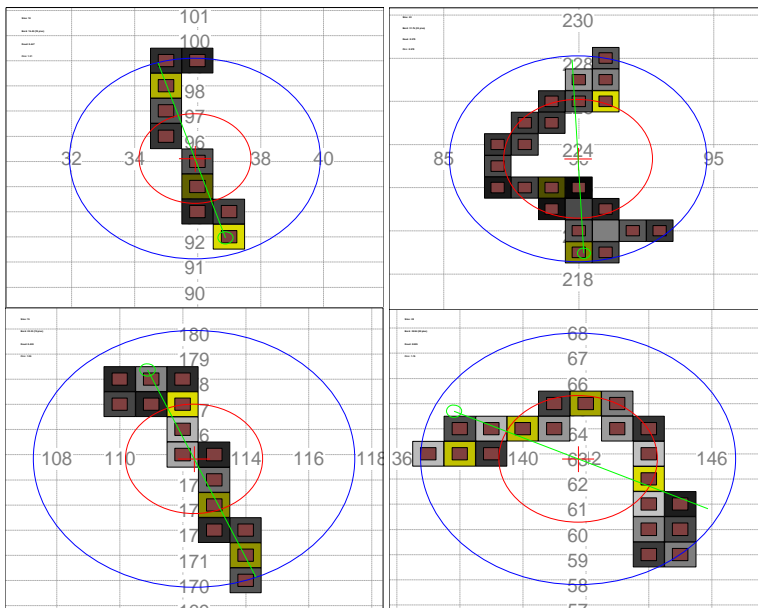


Abb. 37. Typische Signale eines im Si-Pixeldetektor erfassten Elektronenereignisses

Die im Silicium-Detektor gewonnenen Erkenntnisse werden im COBRA-Experiment (Cadmium-Zinc-Telluride $0\nu\beta\beta$ -neutrino double-Beta Research Apparatus) für das in der Besonderen Lernleistung simulierte Material CdZnTe ergänzt, um $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle zu detektieren und eine möglichst exakte Bestimmung der Neutrinomasse vorzunehmen. Eine Anordnung aus 64 Kristallen in einer aus mehreren Komponenten bestehenden Abschirmung soll eine möglichst sensitive Messung garantieren. Es konnten bislang umfangreiche Messungen zur Untergrundstrahlung vorgenommen werden. Erste Messungen zur Aufnahme von Summenenergiespektren sind angelaufen.

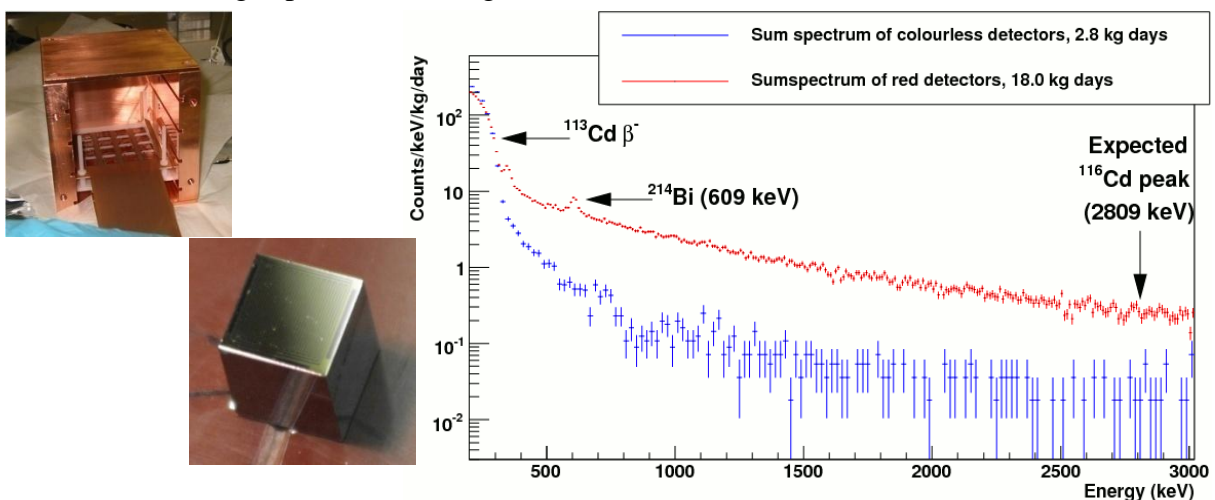


Abb. 38. Anordnung des COBRA-Pixeldetektor-Arrays: Das im italienischen Gran-Sasso-Massiv stationierte COBRA-Experiment soll eine möglichst sensitive Messung von $0\nu\beta\beta$ -Ereignissen durch geringe Untergrundstrahlung ermöglichen; erste Summenenergiespektren doppelter Beta-Umwandlungen liegen vor [\[12\]](#)

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt und andere als die in der Arbeit angegebenen Hilfsmittel nicht benutzt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Schriften (einschließlich elektronischer Quellen) entnommen sind, habe ich als solche kenntlich gemacht.

Ich versichere außerdem, dass die vorliegende Arbeit noch nicht in gleicher Form oder auszugsweise im Rahmen einer anderen Prüfung oder als Modulleistung vorgelegt wurde.

Dresden, den 22. Dezember 2009