

Kapitel 4

Datenaufbereitung

Aufgabe der Datenaufbereitung ist es, die aus den Detektorsignalen auf elektronischem Wege extrahierten Informationen (Pulshöhe und/oder Zeitlage) zu eichen, d.h. in physikalische Einheiten zu transformieren.

Im gegebenen Experiment mußten zudem die ermittelten γ -Energien mittels Dopplerkorrekturverfahren zusätzlich noch weiter aufbereitet werden, da die γ -Quanten von den Kernen im Flug emittiert wurden.

4.1 Detektor-Eichungen

Die Art der durchzuführenden Eichungen richtet sich nach dem Detektortyp und den Anforderungen der späteren Datenauswertung. So waren für die drei verwendeten Detektortypen jeweils unterschiedliche Eich-Verfahren zu entwickeln und anzuwenden.

4.1.1 EUROBALL-Cluster (EB)

Bei der Datenaufbereitung der Signale der 35 EB-Detektoren wurde die Pulshöhe in die Energie des detektierten γ -Quants transformiert. Zusätzlich wurden die durch den Comptoneffekt verursachten Streuungen zwischen benachbarten Ge-Detektoren durch ein Add-Back Verfahren korrigiert.

Die Zeitinformation wurde so aufgearbeitet, daß eine Bedingung ermittelt werden konnte, die es ermöglichte physikalische Koinzidenzen zu selektieren bzw. zufällige Koinzidenzen zu reduzieren.

In der späteren Analyse sollte aus den mit Ge-Detektoren gemessenen Linienintensitäten u.a. Reaktionswahrscheinlichkeiten bestimmt werden. Aus diesem Grund war es nötig eine Effizienzzeichnung durchzuführen.

4.1.1.1 Energieeichung

Die zur Bestimmung der Pulshöhe verwendeten ADCs besaßen eine Auflösung von 12bit, was 4096 Kanälen entspricht. Um die in Kanälen gemessene Pulshöhe in Energie umzurechnen, wurden vor und nach dem Experiment Eichmessungen durchgeführt.

Dazu wurden radioaktive Quellen benutzt, die γ -Quanten mit bekannter Energie E_γ emittieren. Die benutzten Quellen waren ^{133}Ba , ^{152}Eu , ^{88}Y und ^{60}Co . Sie decken einen Energiebereich von 53keV bis 1836keV ausreichend ab [led78].

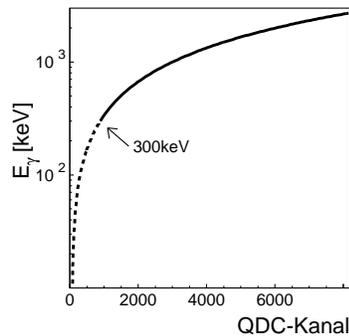


Abbildung 4.1: Eichfunktion zur Energieeichung eines beliebigen Ge-Detektors. Als durchgezogene Linie ist die Eichfunktion für Energien $E_\gamma > 300\text{keV}$ dargestellt, gestrichelt die Eichfunktion für Energien $E_\gamma < 300\text{keV}$. Diese beiden Funktionen wurden bei $E_\gamma = 300\text{keV}$ stetig aneinander angepaßt.

Für jeden einzelnen der 35 Ge-Detektoren kann nun die ADC-Kanalzahl c als Funktion der Eichenergien dargestellt werden und damit eine Fitfunktion bestimmt werden. Es zeigte sich, daß sich die verwendeten ADCs insbesondere bei kleinen Energien stark nicht-linear verhielten, so daß mit einer Funktion allein kein guter Fit gelang. Aus diesem Grund wurden für kleine Energien ($E_\gamma < 300\text{keV}$) und große Energien ($E_\gamma > 300\text{keV}$) getrennte

Fitfunktionen bestimmt, die am Übergangspunkt bei 300keV stetig ineinander fortgesetzt wurden. Die benutzten Fitfunktionen sind:

$$E_\gamma(c) = a_{k0} + a_{k1}c + a_{k2}c^2 + a_{k3}c^3 + a_{k4}\sqrt{c} \quad \text{für } E_\gamma < 300\text{keV}$$

und

$$E_\gamma(c) = a_{g0} + a_{g1}c + a_{g2}\sqrt{c} \quad \text{für } E_\gamma > 300\text{keV} \quad .$$

Hierbei steht wie oben schon definiert c für die Kanalzahl des ADCs und E_γ für die γ -Energie. Die Größen a_{ki} ($i=0,2$) und a_{gi} ($i=0,4$) sind die anzupassenden Fitparameter für kleine bzw. große Energien. Zur Veranschaulichung der Charakteristik der Eichfunktionen ist in Abb.4.1 die Eichfunktion eines zufällig ausgewählten Detektors aufgetragen.

Die Abweichung der Eichenergien von den Sollwerten betragen für jeden einzelnen Detektor in keinem Fall mehr als 0,5keV. Dies ist hinreichend gering, insbesondere unter Berücksichtigung des viel größeren Einflusses des Dopplereffekts auf die Auflösung (vgl. Kap.4.2).

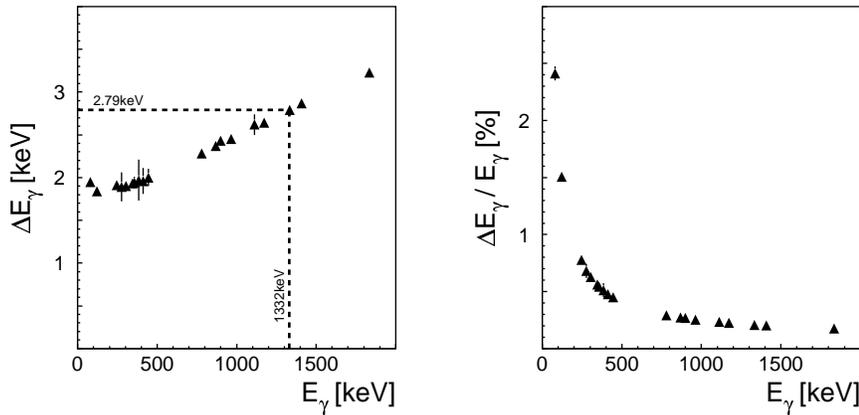


Abbildung 4.2: Mittlere Energieauflösung ΔE_γ aller EB-Detektoren bei Quellenmessungen, als Funktion der γ -Energie. Links ist die Energieauflösung absolut dargestellt, rechts prozentual bezogen auf die γ -Energie.

Weiterhin konnte die vor dem Experiment mit der nach dem Experiment gemessenen Eichung verglichen werden. Dies ermöglichte es festzustellen, ob sich die Eichung im Laufe

der Zeit (8 Tage) evtl. verschoben hat. Die maximale Verschiebung bei einem Detektor betrug bei einer γ -Energie von 1332keV nur 0,4keV. Dies liegt deutlich unterhalb der intrinsischen Auflösung eines Detektors und war demzufolge vernachlässigbar.

Die mittlere Energieauflösung der Quellenmessungen aller 35 Detektoren als Funktion der Energie ist in Abb.4.2 dargestellt. Sie entspricht der typischen Charakteristik von Ge-Detektoren [leo94, kno89]. Die mittlere Energieauflösung für $E_\gamma=1332\text{keV}$ lag bei $\Delta E_\gamma=2,79\text{keV}$. Sie variierte für die Einzeldetektoren zwischen 2,72keV und 2,83keV, so daß alle Detektoren zur späteren Auswertung verwendet werden konnten.

4.1.1.2 Add-Back Verfahren

Von großer Wichtigkeit bei der Energiemessung von γ -Quanten ist neben der Energieauflösung u.a. auch die Wahrscheinlichkeit mit der ein γ -Quant *vollständig* nachgewiesen wird, die sog. Photopeak-Effizienz. Diese wird erheblich beeinträchtigt durch den Comptoneffekt, der dazu führen kann, daß ein gestreutes γ -Quant den Detektor wieder verläßt und demzufolge nur unvollständig nachgewiesen wird.

Um die Photopeakeffizienz eines EB-Clusters zu erhöhen wird die Tatsache ausgenutzt, daß ein aus einem Ge-Detektor herausgestreutes γ -Quant mit hoher Wahrscheinlichkeit in einem oder mehreren benachbarten Ge-Detektoren nachgewiesen wird. Folglich kann, sobald benachbarte Detektoren angesprochen haben, angenommen werden, daß dies von *einem* γ -Quant verursacht wurde. Dementsprechend werden im sog. Add-Back Verfahren die Energien benachbarter Detektoren aufaddiert. Zudem muß noch entschieden werden in welchem der beiden Detektoren das γ -Quant zuerst wechselgewirkt hat. Dies ist vor allem für die Dopplerkorrektur wichtig, für die der Emissionswinkel des γ -Quants benötigt wird.

Im konkreten Fall wurden sobald zwei (genau zwei) benachbarte Ge-Detektoren angesprochen haben, die beiden Energien aufaddiert. Bei der Ermittlung des vom γ -Quant zuerst getroffenen Detektors wurden zwei Fälle unterschieden, die sich einfach aus der Comptonstreuformel abschätzen lassen. Beträgt die aufaddierte Energie mehr als 511keV, so wird das γ -Quant dem Detektor mit der größeren Energie zugeordnet. Umgekehrt wird das γ -Quant dem Detektor mit der kleineren Energie zugeordnet, sobald die aufaddierte Energie weniger als 511keV beträgt [kas94].

Das Add-Back Verfahren wurde auch angewandt, wenn drei (genau drei) direkt benachbarte Ge-Detektoren angesprochen haben. Die aufaddierte Energie wurde in diesem Fall immer dem Detektor mit der größten Energie zugeordnet.

Fälle in denen mehr als drei benachbarte Detektoren angesprochen hatten kamen mit einer Häufigkeit von weniger als 0,1% vor und mußten somit nicht behandelt werden.

Zum Test des Verfahrens wurden die Linienintensitäten des gemeinsamen Spektrums aller EB-Detektoren („ODER“-Spektrum) aus den Eichmessungen mit und ohne Anwendung des Add-Back Verfahrens verglichen. Die Verhältnisse aus Linienintensität mit Add-Back zu Linienintensität ohne Add-Back, die sog. Add-Back Faktoren, sind in Abb.4.3 für verschiedene Energien dargestellt. Für die Energie von 1332keV ergibt sich demnach ein Add-Back Faktor von 1,42. Das Add-Back Verfahren bringt dort somit eine Intensitäts-erhöhung um 42% und eine entsprechende Reduzierung des Untergrundes. Der ermittelte Faktor entspricht circa dem von den Herstellern bei dieser Energie angegebenen Wert von 1,44 [eb92].

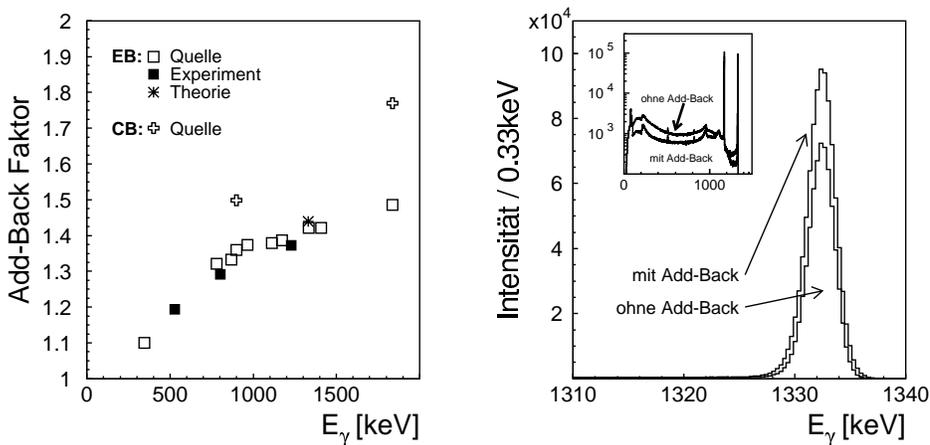


Abbildung 4.3: Links: Add-Back Faktor für den EB- und CB-Aufbau als Funktion der γ -Energie. Für den EB-Aufbau sind Add-Back Faktoren für Quellen- und Experimentmessungen, sowie ein theoretisch erwarteter Wert gezeigt. Für den CB-Aufbau sind Werte aus Quellenmessungen gezeigt. Die Fehlerbalken sind in jedem Fall kleiner als die Datenpunkte. Rechts: Darstellung der Auswirkung des Add-Back am Beispiel des EB-Spektrums für die ^{60}Co Quellenmessung.

Zu beachten ist, daß die für Quellenlinien erfolgreiche Methode des Add-Back Verfahrens, wie im gegebenen Fall genau zwei und genau drei benachbarte Detektoren aufzuaddieren, nicht zwangsläufig für die Experimentmessung zulässig sein muß.

Dies gilt vor allem für hohe mittlere γ -Multiplizitäten, denn mit höherer γ -Multiplizität einer Reaktion wächst die Wahrscheinlichkeit, daß zwei γ -Quanten auch in zwei benachbarten Detektoren nachgewiesen werden und somit im Add-Back Verfahren fälschlicherweise aufaddiert werden. Dies führt wiederum zur Reduzierung des Add-Back Faktors und darüber hinaus auch zur Erzeugung von künstlichen Linien [kas94].

Die im gegebenen Experiment aufgetretenen γ -Multiplizitäten waren sehr gering (vgl. Abb.5.5) und die Anwendbarkeit der Methode konnte durch Ermittlung der Add-Back Faktoren für im Experiment gemessene γ -Linien gezeigt werden. Diese sind ebenfalls in Abb.4.3 eingetragen und liegen in guter Übereinstimmung mit den aus den Eichquellen ermittelten Add-Back Faktoren. Daraus darf geschlossen werden, daß die gewählte Methode auch für die Experimentdaten zulässig ist.

Alle in dieser Arbeit gezeigten Ge-Spektren sind somit, sofern nicht explizit angegeben, mit dem vorgestellten Add-Back Verfahren erzeugt.

4.1.1.3 Zeitspektren

Die in der untersuchten Reaktion emittierten γ -Quanten werden aufgrund der kurzen Lebensdauern der zerfallenden Zustände „prompt“, d.h. in einem Bereich von Piko- bis Nanosekunden erwartet. Teilchen- γ Koinzidenzen müssen demnach in *einer* Linie im Zeitspektrum auftauchen. Zufällige Koinzidenzen sind dahingegen gleichmäßig über die Zeit verteilt und liegen daher weitgehend außerhalb der Zeitlinie.

Durch die Forderung, daß ein Ereignis innerhalb des Maximums liegen soll, können die echten Koinzidenzen selektiert bzw. die zufälligen Ereignisse größtenteils ausgeschlossen werden und folglich der Untergrund in den Energiespektren reduziert werden.

Eine absolute Eichung der Zeitspektren ist dazu nicht nötig. Zur Bestimmung des Zeitintervalls pro Kanal des TDC-Spektrums wurde dessen Meßbereich (1600ns) durch die Anzahl der Kanäle (4096) geteilt. Unter der Annahme, daß der TDC sich linear verhält folgt daraus 0,39ns pro Kanal. Diese relative Eichung diente ausschließlich der Überprüfung der Zeitauflösung der Detektoren.

Durch unvermeidbar verschieden lange interne Verzögerungszeiten in der Signalverarbeitung lagen die Maxima der Zeitspektren der einzelnen Detektoren an unterschiedlichen Zeitpunkten bzw. bei einer unterschiedlichen Kanalzahl im TDC-Spektrum. Außerdem hing die Lage der Maxima noch davon ab, welcher der drei PPAC-Detektoren angesprochen hat und demnach als Zeitreferenz im Trigger verwendet wurde. Alle diese Fälle, d.h. 35 Ge-Detektoren für die jeweils 3 möglichen Zeitreferenzen, wurden unterschieden und durch Verschiebung auf denselben willkürlich gewählten Kanal korrigiert.

Das so erhaltene Zeitspektrum aller Ge-Detektoren ist in Abb.4.4 gezeigt. Man erkennt dort zwei Maxima, eines geringerer Intensität bei einem früheren Zeitpunkt und ein Hauptmaximum größerer Intensität bei einem späteren Zeitpunkt. Das Hauptmaximum besitzt zusätzlich noch einen „Fuß“ zu längeren Zeiten hin. Mit der oben bestimmten relativen Eichung ergibt sich für das Hauptmaximum eine Auflösung von $\Delta t=12\text{ns}$. Weiterhin sind in dieser Abbildung die Zeiten zweidimensional gegen die Energie gezeigt.

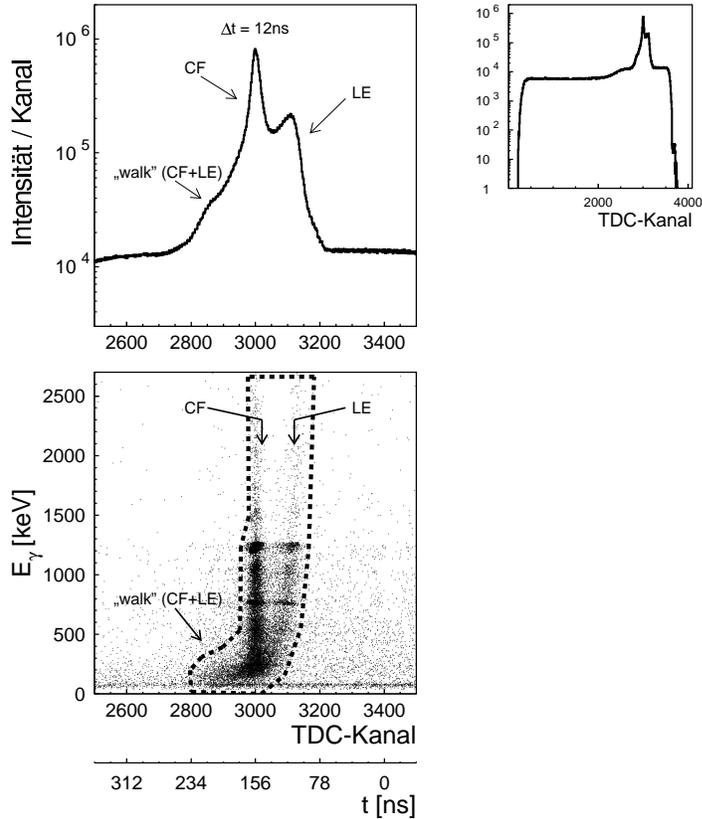


Abbildung 4.4: Korrigiertes Zeitspektrum aller EB-Detektoren. Die Zeitachse läuft entgegengesetzt zu den TDC-Kanälen, der Nullpunkt ist dabei willkürlich gewählt. Oben rechts ist das Gesamtspektrum und links dessen Maximum im Detail dargestellt. Die verschiedenen Komponenten des Zeitmaximums sind elektronischer Natur. Unten ist das Zeitspektrum zweidimensional gegen die γ -Energie aufgetragen. Gestrichelt ist die Bedingung dargestellt, die verwendet wurde, um physikalische Koinzidenzen zu selektieren.

Die Strukturen im Zeitspektrum sind nicht kernphysikalischer Natur, sondern haben meßtechnische Ursachen. Das größere Maximum entsteht bei der Zeitbestimmung durch die CF-Methode, die weitgehend unabhängig von der Energie ist und erst bei kleinen Energien ($<400\text{keV}$) größere Zeiten mißt. Dieses Verhalten wird auch „Walk“ genannt und ist die Ursache für den „Fuß“ im Zeitspektrum. Das kleinere Maximum entsteht bei der Zeitbestimmung durch die LE-Methode. Diese wird angewandt, wenn die Detektorsignale, die in Ge-Detektoren i.a. großen Variationen unterlegen sind, zu lange Anstiegszeiten besitzen und aus diesem Grund die CF-Methode nicht möglich ist. Mit LE-Verfahren ermittelte Zeiten liegen aus meßtechnischen Gründen zeitlich früher und haben die in der zweidimensionalen Darstellung erkennbare deutlichere Abhängigkeit von der Energie. Der „Walk“ ist noch stärker und reicht bis in den Zeitbereich des „Walk“ der CF-Methode hinein.

In vorliegenden Fall war ein automatisches Umschalten von der CF- in LE-Methode erwünscht, um den Durchsatz an verwertbaren Meßdaten zu erhöhen. Zur genauen Funktionsweise und den Eigenschaften von Zeitbestimmungen mit dem CF-Verfahren und dem LE-Verfahren sei hier auf die Literatur verwiesen [leo94, sch86]. Das im gegebenen Experiment verwendete Diskriminatormodell war vom Typ CF8010, einer Eigenentwicklung der GSI.

Daraus folgt, daß eine Bedingung zur Selektion von Koinzidenzen, sowohl die Ereignisse innerhalb der beiden Maxima als auch die Ereignisse innerhalb des „Fußes“, sofern sie kleine Energien besitzen, beinhalten muß. Dies wurde durch eine zweidimensionale Bedingung in der Darstellung Zeit gegen Energie, wie sie in Abb.4.4 gezeigt ist, erreicht. Insbesondere wurden dadurch Ereignisse die bei Zeiten im Bereich des „Fußes“ liegen, aber eine hohe Energie besitzen, als zufällige Koinzidenzen erkannt und aussortiert.

4.1.1.4 Effizienzeichung

Die Auswertung γ -spektroskopischer Experimente geschieht i.a. über die Bestimmung von gemessenen Linienintensitäten. Dabei muß beachtet werden, daß die Photopeakeffizienz von Ge-Detektoren eine Funktion der Energie ist. Um Linienintensitäten vergleichen zu können, muß daher eine Effizienzeichung durchgeführt werden.

Im gegebenen Fall wurde eine *relative* Effizienzeichung durchgeführt. Dazu wurden die Intensitäten der Linien der Quellen ^{133}Ba , ^{152}Eu und ^{88}Y aus den schon für die Energieeichung verwendeten Spektren bestimmt und durch die aus der Literatur [led78] bekannten Intensitäten geteilt.

Aufgrund unterschiedlicher Aktivitäten der Quellen und unterschiedlicher Meßzeiten

sind die so erhaltenen Effizienzen für unterschiedliche Quellen gegeneinander verschoben. Um die Effizienzen der Ba-Linien an die der Eu-Linien anzupassen wurde die Effizienz der 344keV- und der 411keV-Linie der Eu-Quelle linear interpoliert. Die Effizienzen der Ba-Linien wurden daraufhin korrigiert, indem die Effizienz der 356keV-Linie dem Wert dieser Interpolation gleichgesetzt wurde. Mit demselben Verfahren wurden die Y-Linien angepaßt, nur daß hier die Effizienz der 898keV-Linie dem Wert der Interpolation zwischen der 867keV- und 964keV-Linie der Eu-Quelle gleichgesetzt wurde. Anschließend wurden die Effizienzen (willkürlich) normiert, indem die Effizienz der 344keV-Linie auf den Wert 1 festgelegt wurde.

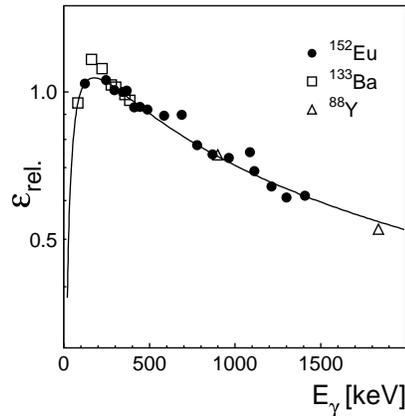


Abbildung 4.5: Relative Effizienzen der verwendeten Eichquellen, die aneinander angepaßt und willkürlich normiert sind. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Datenpunkte. Dazu ist die nach Gleichung (4.1) gefittete Eichfunktion dargestellt.

In Abb.4.5 sieht man die relativen Effizienzen nach der geschilderten Anpassung und Normierung. Um nun eine analytische Funktion der Effizienz ϵ als Funktion der Energie zu erhalten, wurden diese Punkte mit der folgenden Funktion gefittet:

$$\epsilon_{\gamma}^{rel}(E_{\gamma}) = \exp\left(\sum_{n=0}^5 a_n (\ln E_{\gamma})^n\right) \quad . \quad (4.1)$$

Hierbei sind die Größen a_n die anzupassenden Fitparameter. Die Energien E_{γ} wurden in [MeV] angegeben.

Die Effizienzzeichnung wurde ausschließlich für das gemeinsame Spektrum aller Ge-Detektoren durchgeführt, dem sog. ODER-Spektrum, da ausschließlich dieses und nicht die Einzelspektren in der späteren Auswertung benutzt wurde.

4.1.2 Kristallkugel (CB)

Wie bei den EB-Detektoren wurden auch bei den CB-Detektoren die Pulshöhe in die Energie des γ -Quants transformiert und die Comptonstreuung zwischen benachbarten Detektoren durch ein Add-Back Verfahren korrigiert.

Die Zeitspektren wurden ebenfalls dazu genutzt, um eine Bedingung zur Selektion von Koinzidenzen zu ermitteln.

Im Unterschied zu den EB-Detektoren war bei den CB-Detektoren keine Effizienzzeichnung nötig, da die Kristallkugel in der späteren Analyse ausschließlich als Filter verwendet wurde, aber nicht zur Bestimmung von Linienintensitäten. Die Effizienz der Filterfunktion konnte dann von Fall zu Fall bestimmt werden (vgl. Kap.5).

4.1.2.1 Energieeichung

Die Energieeichung wurde mit den Quellen ^{152}Eu , ^{88}Y und ^{60}Co durchgeführt. Die Verwendung einer ^{133}Ba -Quelle ist nicht möglich, da sie eng benachbarte niederenergetische Linien besitzt, die von NaI-Detektoren nicht getrennt werden können. Als Eichfunktion wurde ein Polynom 2.Grades verwendet.

Wie bei der EB-Eichung wurden die Abweichungen der Eichenergien von den Sollwerten und deren Verschiebung im Laufe des Experiments für jeden einzelnen der 130 Detektoren überprüft. Sie lag in jedem Fall im Rahmen der intrinsischen Auflösung.

Die mittlere Auflösung der Quellenmessung als Funktion der Energie ist in Abb.4.6 aufgetragen. Ein Vergleich mit der Auflösung der Ge-Detektoren in Abb.4.2 zeigt, daß die Auflösung ungefähr um einen Faktor 30 geringer ist.

4.1.2.2 Add-Back Verfahren

Wie bei den EB-Clustern wurde auch für die CB-Detektoren ein Add-Back Verfahren angewandt. Es wurde dieselbe Methode benutzt, d.h. es wurden *genau zwei* und *genau drei* benachbarte angesprochene Detektoren aufaddiert. Die Bestimmung des ersten Detektors wurde ebenso wie bei den EB-Clustern vorgenommen.

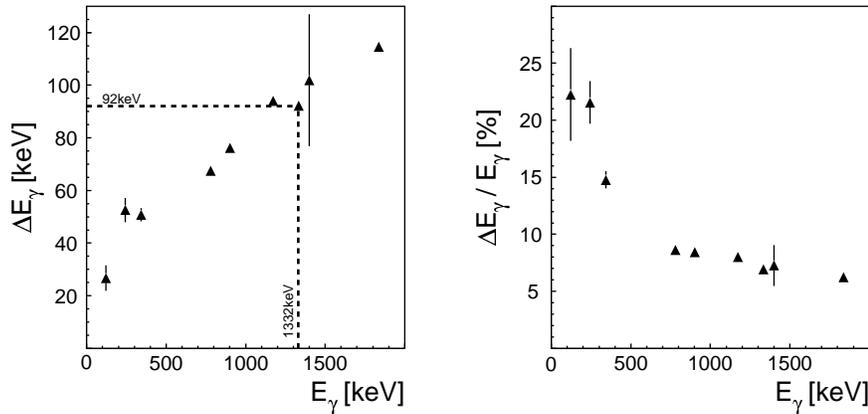


Abbildung 4.6: Mittlere Energieauflösung ΔE_γ aller CB-Detektoren bei Quellenmessungen, als Funktion der γ -Energie. Links ist die Energieauflösung absolut dargestellt, rechts prozentual bezogen auf die γ -Energie.

In Abb.4.3 sind die Add-Back Faktoren für zwei Linien aus Quellenmessungen dargestellt. Ein Vergleich mit theoretischen Werten für die Gesamtkristallkugel ist nicht ohne weiteres möglich, da erstens nicht die gesamte Kristallkugel verwendet wurde und zweitens bei den Quellenmessungen als Trigger ein EB-Signal verwendet wurde. Aus den Experimentdaten konnten aufgrund der geringen Energieauflösung keine einzelnen Linien separiert werden und somit keine Add-Back Faktoren bestimmt werden.

4.1.2.3 Zeitspektren

Wie für EB-Detektoren wurde auch für alle CB-Detektoren ein Zeitspektrum produziert, indem die Zeiten für alle 130 Detektoren und die drei möglichen Zeitreferenzen aufeinander geschoben wurden.

Das so erhaltenen Zeitspektrum ist in Abb.4.7 gezeigt. Es tritt *ein* definiertes Maximum auf, da ausschließlich mit der CF-Methode gearbeitet werden konnte. Dies ist möglich, da die Pulsform von NaI-Detektoren kaum Variationen unterliegt und keine extrem lange Anstiegszeiten auftreten. Die Auflösung war mit $\Delta t=7$ ns besser als bei den EB-Clustern.

Zur Selektion von Koinzidenzen reichte somit in diesem Fall eine eindimensionale Bedingung. Sie ist ebenfalls in Abb.4.7 eingezeichnet.

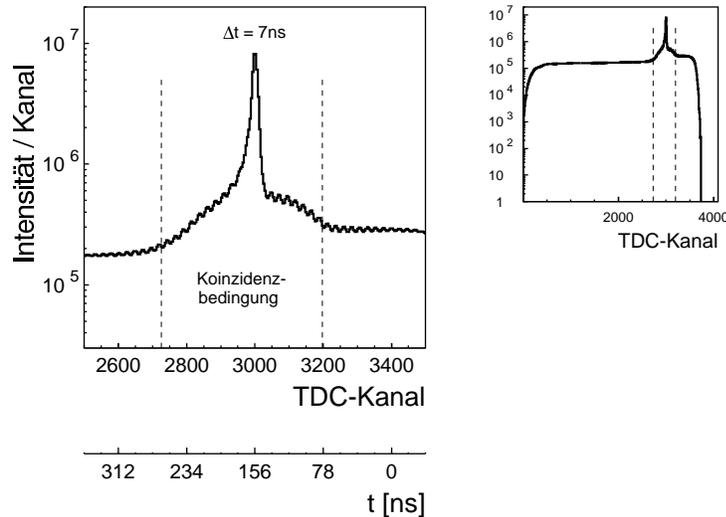


Abbildung 4.7: Korrigiertes Zeitspektrum aller CB-Detektoren. Die Zeitachse läuft entgegengesetzt zu den TDC-Kanälen, der Nullpunkt ist dabei willkürlich gewählt. Rechts ist das Gesamtspektrum, links dessen Maximum im Detail abgebildet. Gestrichelt eingezeichnet ist die verwendete Bedingung zur Selektion physikalischer Koinzidenzen.

4.1.3 Parallelplattenzähler (PPAC)

Die Zeitinformation der Signale der Verzögerungsleitung enthalten eine Information über den Ort auf der Kathode, an dem das detektierte Teilchen nachgewiesen wurde. Diese Ortsinformation wurde durch eine Eichung in Einheiten von cm transformiert.

Die Orte auf der Kathode wurden anschließend durch eine Koordinatentransformation in Streuwinkelkoordinaten umgerechnet.

4.1.3.1 Ortsbestimmung

Gemessen wurden jeweils die Zeiten der Signale an beiden Enden der beiden Verzögerungsleitungen in x- und y-Richtung, $tx1$ und $tx2$ bzw. $ty1$ und $ty2$ (vgl. Abb.4.8). Diese alleine liefern jeder für sich schon eine direkte Ortsinformation in der entsprechenden Richtung, die allerdings durch eine Differenzbildung folgender Art noch genauer wird:

$$\Delta tx = tx1 - tx2 \quad \text{und} \quad \Delta ty = ty1 - ty2 \quad .$$

Diese Differenzen sind in Abb.4.8 beispielhaft für einen PPAC gegeneinander als Scatterplot dargestellt. Es ergibt sich wie zu erwarten das Abbild der Trapezform der verwendeten Kathodenplatine. Zu erkennen ist bei dem gezeigten PPAC eine Abschattung im unteren Bereich des Trapezes, die durch das Target und die Targethalterung verursacht wird. Die Abschattung fällt für jeden PPAC unterschiedlich aus (vgl. Kap.3.1.3).

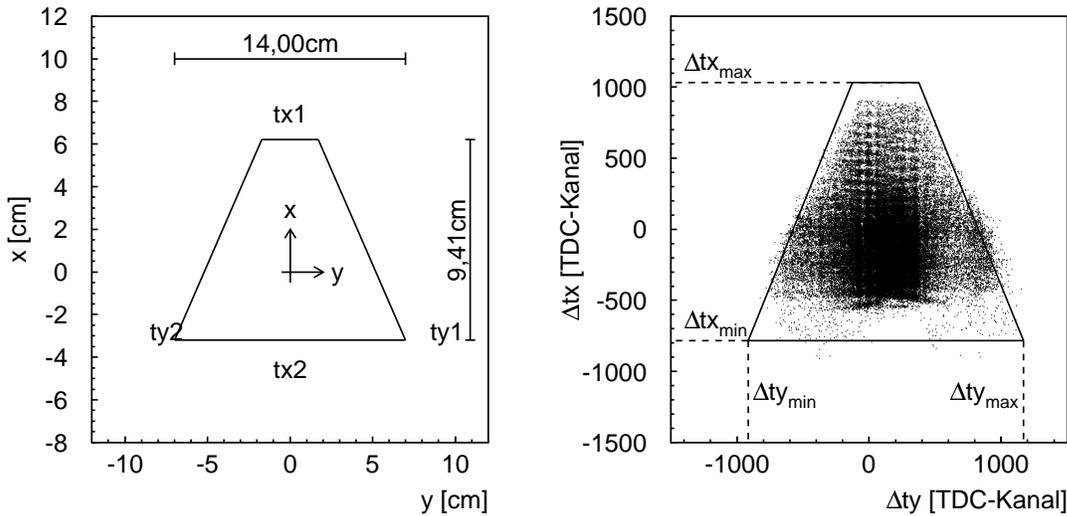


Abbildung 4.8: Links ist die Lage des zur Ortseichung verwendeten Koordinatensystems auf der Kathode dargestellt. Dazu sind die Positionen der vier Ausgänge der beiden Verzögerungsleitungen, jeweils zwei in x- und y-Richtung, $tx1$ und $tx2$ bzw. $ty1$ und $ty2$, angegeben. Rechts sind am Beispiel eines Detektors die beiden Differenzen $\Delta tx = tx1 - tx2$ und $\Delta ty = ty1 - ty2$ gegeneinander als Scatterplot aufgetragen.

Bei der Erstellung der gezeigten Ortsspektren wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Summe der Zeiten der beiden Signale einer Verzögerungsleitung jeweils konstant sein muß. Eine Bedingung auf die Summe erlaubt es somit, gute Ereignisse zu selektieren und Untergründereignisse, die beispielsweise durch Reflektionen an den Endkontakten der Verzögerungsleitung entstehen können, zu reduzieren. Ein Summenspektrum und die geforderte Bedingung ist in Abb.4.9 exemplarisch für einen der drei PPACs abgebildet.

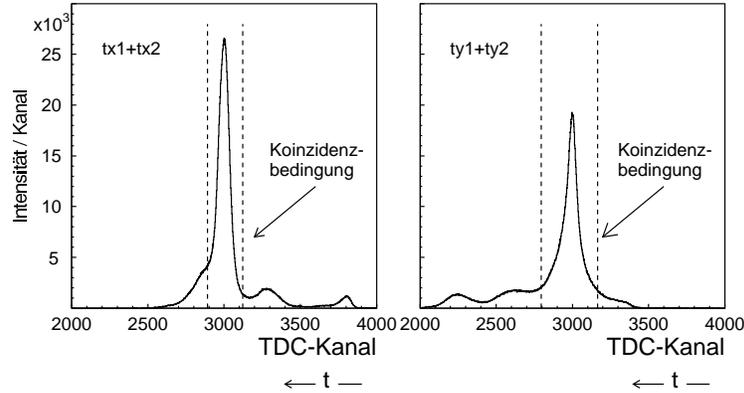


Abbildung 4.9: Spektrum der Summen der beiden Signale der beiden Verzögerungsleitungen ($tx1+tx2$) und ($ty1+ty2$) am Beispiel eines Detektors. Gestrichelt eingezeichnet sind die Bedingungen zur Selektion eines „guten“ Ereignisses.

Für die Eichung zur Transformation der in TDC-Kanälen gemessenen Ortsinformation in Einheiten von cm wurde eine lineare Funktion verwendet:

$$x = m_x \Delta t x + b_x$$

$$y = m_y \Delta t y + b_y \quad .$$

Die Bestimmung der Steigungen m_x und m_y gelingt durch die Extremwerte der Zeitdifferenzen, $\Delta t x_{max}$ und $\Delta t x_{min}$ bzw. $\Delta t y_{max}$ und $\Delta t y_{min}$, im Scatterplot (oder der entsprechenden eindimensionalen Projektion) und der Kenntnis der Platinenausmaße zu:

$$m_x = \frac{9,41cm}{\Delta t x_{max} - \Delta t x_{min}}$$

$$m_y = \frac{14,00cm}{\Delta t y_{max} - \Delta t y_{min}} \quad .$$

Die Parameter b_x und b_y werden dann durch die freie Wahl der Lage des Koordinatensystems festgelegt. Die Lage des Koordinatensystems wurde so gewählt, daß der Nullpunkt dem Auflagepunkt der Normalen die auf das Target zeigt entspricht.

4.1.3.2 Winkelbestimmung

Die in einem Parallelplattenzähler gemessenen und geeichten Orte wurden durch Koordinatentransformation in Streuwinkel ϑ_1 und φ_1 des nachgewiesenen Teilchens mit dem Target im Ursprung transformiert. Diese Transformation ist in Abb.4.10 exemplarisch für einen PPAC veranschaulicht. Für die beiden anderen PPACs gilt dieselbe Transformation mit dem Unterschied, daß sie sich für φ_1 um jeweils 120° verschiebt.

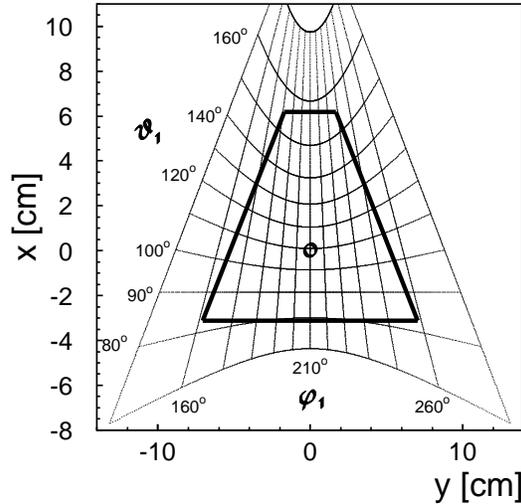


Abbildung 4.10: Darstellung der Transformation der Orte auf der Kathode in die Laborstreuwinkel ϑ_1 und φ_1 des Ejektils am Beispiel eines Detektors. Für die beiden anderen Detektoren verschiebt sich die Transformation in φ_1 um jeweils 120° .

Mit dieser Transformation lassen sich somit Reaktionswahrscheinlichkeiten als Funktion des Streuwinkels und daraus über Gleichungen (2.2) und (2.3) auch als Funktion des Überlappparameters d_0 angeben.

4.1.3.3 Fehlerbetrachtung

Die Bestimmung der Eichparameter $\Delta tx_{min,max}$ und $\Delta ty_{min,max}$ zur Ortseichung ist mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet. Daraus leiten sich auch Fehler in der Bestimmung der Streuwinkel ϑ_1 , φ_1 und von d_0 ab.

Die Bestimmung des Fehlers der Eichparameter geschah über die Dopplerkorrektur (vgl. Kap.4.2). Der Fehler wurde als der Bereich in TDC-Kanälen bestimmt innerhalb dessen sich die Auflösung der γ -Energie nach Dopplerkorrektur nicht verschlechtert. So ergab sich eine Kanalunsicherheit von 100 Kanälen in x-Richtung und 20 Kanälen in y-Richtung (1 Kanal=0,049ns).

Der daraus resultierende Fehler Δd_0 in der Bestimmung von d_0 ist in Abb.4.11 als Funktion von d_0 gezeigt und wird in der späteren Präsentation von Reaktionswahrscheinlichkeiten als horizontaler Fehlerbalken berücksichtigt.

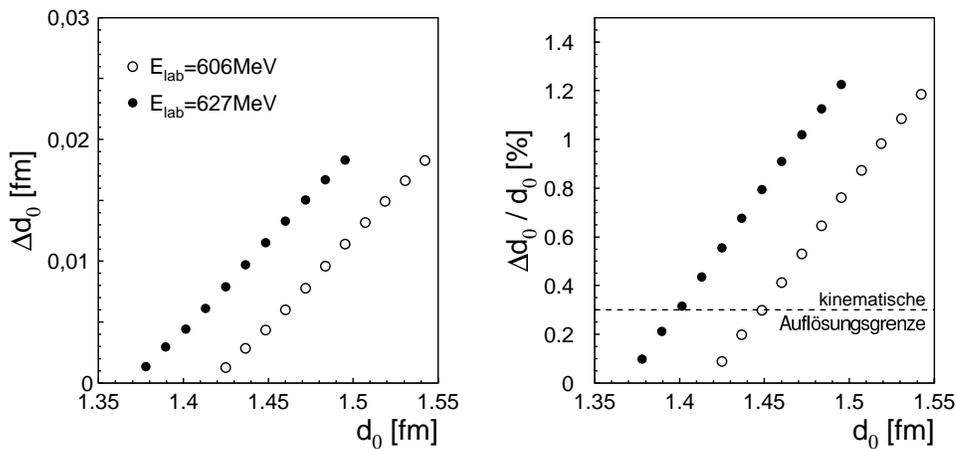


Abbildung 4.11: Fehler bei der Bestimmung des Überlappparameters d_0 , die sich aus der Ungenauigkeit bei der Ortseichung der PPAC Kathoden ergeben. Links ist der absolute, rechts der prozentuale Fehler bezogen auf d_0 abgebildet. Als „kinematische Auflösungsgrenze“ bei 0,3% ist der Fehler eingezeichnet, der sich aufgrund der Unschärfe der Einschussenergie durch den Reaktions Q-Wert ergibt (vgl. Kap.2.1.2).

4.2 Dopplerkorrektur

Wie schon erwähnt war im gegebenen Experiment eine Dopplerkorrektur der gemessenen γ -Energien notwendig, da die γ -Quanten von den Kernen im Flug emittiert wurden. Die Dopplerverschobene Energie eines γ -Quants E_γ ergibt sich dabei zu:

$$E_\gamma = \left(\frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (v/c)\cos\vartheta_\Delta} \right) E_{\gamma 0} \quad . \quad (4.2)$$

Hierbei stehen $E_{\gamma 0}$ für die unverschobene Energie, v für die Geschwindigkeit des emittierenden Kerns und ϑ_Δ für den Relativwinkel zwischen Flugrichtung der Kerns und Flugrichtung des γ -Quants (vgl. Abb.4.12).

Im Experiment wurde beim Nachweis eines γ -Quants immer die Dopplerverschobene Energie E_γ gemessen. Es konnte dabei entweder vom Sn-Kern oder vom Pb-Kern emittiert worden sein. Durch die Kenntnis der relevanten kinematischen Größen konnte die Dopplerverschiebung für beide Fälle korrigiert werden, indem mit Gleichung (4.2) für jedes Ereignis auf die unverschobene Energie $E_{\gamma 0}$ rückgeschlossen wurde.

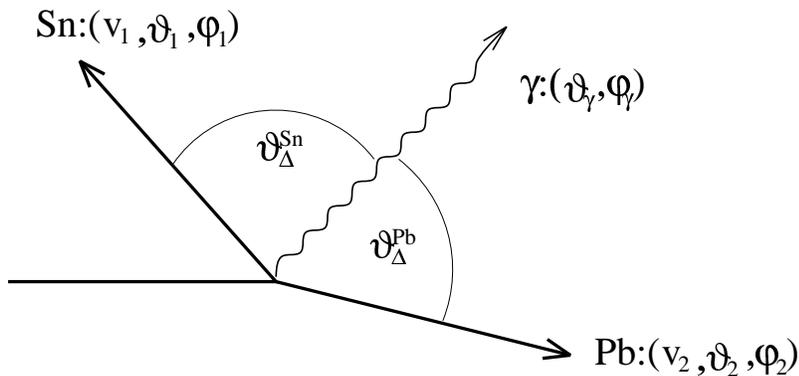


Abbildung 4.12: Veranschaulichung der kinematischen Größen zur Dopplerkorrektur.

Die Korrektur wurde ausschließlich für die EB-Detektoren durchgeführt, da die intrinsische Energieauflösung der CB-Detektoren zu gering ist, so daß die Filtereigenschaften der Kristallkugel durch Dopplerkorrektur nicht verbessert werden konnten.

Die Bestimmung der zur Korrektur erforderlichen kinematischen Größen gelingt durch

die gleichzeitig gemessenen Streuwinkel, ϑ_1 und φ_1 , des Sn-Kerns (vgl. Kap.4.1.3) und die Emissionswinkel des γ -Quants, ϑ_γ und φ_γ , die durch die Lage des nachweisenden Ge-Detektors (bzw. durch die Zuordnung beim Add-Back) gegeben waren. Unter Annahme eines binären Stoßprozesses (dies ist nach Kap.2.1 und Gleichung (2.1) gerechtfertigt) konnten aus diesen Größen alle weiteren kinematischen Größen deduziert werden.

Für beide Korrekturen werden als Hilfsgrößen die Geschwindigkeit im Schwerpunktsystem v_{cm} und der Streuwinkel im Schwerpunktsystem θ_{cm} verwendet. Sie berechnen sich mit der Einschußenergie im Laborsystem E_{lab} in [MeV] und den Massenzahlen, A_1 und A_2 , des Sn-Kerns bzw. des Pb-Kerns, zu:

$$\frac{v_{cm}}{c} = \frac{0,04634}{1 + (\frac{A_2}{A_1})} \sqrt{\frac{E_{lab}}{A_1}} \quad (4.3)$$

und

$$\theta_{cm} = \vartheta_1 + \arcsin\left(\frac{A_1}{A_2} \sin(\vartheta_1)\right) \quad .$$

Für die Korrektur eines von einem Sn-Kern emittierten γ -Quants errechnet sich dann die Geschwindigkeit des Sn-Kerns v_1 und der Relativwinkel zwischen diesem und dem emittierten γ -Quant ϑ_{Δ}^{Sn} zu:

$$\frac{v_1}{c} = \frac{v_{cm}}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 + 2 \frac{A_2}{A_1} \cos\theta_{cm}}$$

und

$$\cos\vartheta_{\Delta}^{Sn} = \cos\vartheta_\gamma \cos\vartheta_1 + \sin\vartheta_\gamma \sin\vartheta_1 \cos(\varphi_\gamma - \varphi_1) \quad .$$

Für die Korrektur eines von einem Pb-Kern emittierten γ -Quants errechnen sich die Streuwinkel des Pb-Kerns, ϑ_2 und φ_2 , zu:

$$\vartheta_2 = 90^\circ - \frac{1}{2}\theta_{cm} \quad \text{und} \quad \varphi_2 = \varphi_1 + 180^\circ \quad ,$$

die Geschwindigkeit v_2 zu:

$$\frac{v_2}{c} = 2 \frac{v_{cm}}{c} \cos\vartheta_2 \quad , \quad (4.4)$$

und der Relativwinkel ϑ_{Δ}^{Pb} analog zur Sn-Korrektur zu:

$$\cos\vartheta_{\Delta}^{Pb} = \cos\vartheta_\gamma \cos\vartheta_2 + \sin\vartheta_\gamma \sin\vartheta_2 \cos(\varphi_\gamma - \varphi_2) \quad .$$

Die Dopplerkorrektur lässt sich somit zwar für beide möglichen Fälle durchführen, es ist jedoch prinzipiell unmöglich zu entscheiden von welchem Kern ein γ -Quant emittiert wurde. Aus diesem Grund müssen für jedes γ -Quant immer beide Korrekturen durchgeführt werden, einmal unter der Annahme es sei von einem Sn-Kern emittiert und einmal unter der Annahme es sei von einem Pb-Kern emittiert worden.

In Abb.4.13 ist die Auswirkung der Dopplerkorrektur auf das Spektrum der EB-Cluster demonstriert. Dort ist das unkorrigierte Spektrum dargestellt und die Spektren die sich mit den beiden möglichen Korrekturen ergeben.

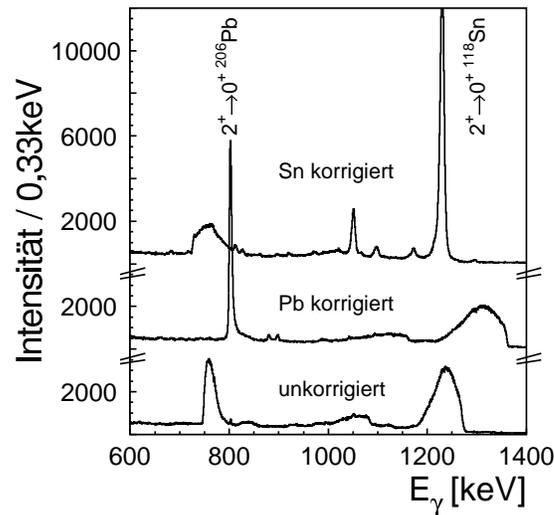


Abbildung 4.13: Darstellung der Auswirkung der Dopplerkorrektur auf das EB-Spektrum. Unten ist das unkorrigierte Spektrum gezeigt. Zu sehen ist mit schlechter Auflösung der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{206}Pb bei 803keV und in ^{118}Sn bei 1230keV. Das mittlere Spektrum ergibt sich für eine Korrektur unter der Annahme das γ -Quant sei von einem Pb-Kern emittiert worden. Dabei wird die Auflösung des Pb-Übergangs besser, die des Sn-Übergangs schlechter. Das obere Spektrum ergibt sich für den anderen Fall, eine Korrektur unter der Annahme das γ -Quant sei von einem Sn-Kern emittiert worden. Hier wird die Auflösung des Sn-Übergangs besser und die des Pb-Übergangs schlechter.

Im unkorrigierten Spektrum erkennt man zwei starke Linien mit schlechter Auflösung bei ca. 800keV und bei ca. 1200keV. Sie entsprechen den $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergängen in

^{206}Pb bzw. ^{118}Sn . Die Auflösung ist deshalb so schlecht, da diese Übergänge für alle möglichen Kombinationen des Teilchen- und γ -Streuwinkels nachgewiesen werden, für die jedesmal eine andere Dopplerverschiebung auftritt. Diesen Effekt nennt man daher auch Doppler-Verbreiterung.

Wird nun die Pb-Korrektur angewandt, so wird folgerichtig die Linie des Pb-Übergangs bei 803keV deutlich schärfer, während die Linie des Sn-Übergangs, da falsch korrigiert, noch breiter wird als im unkorrigierten Spektrum. Für das Spektrum, daß aus der Sn-Korrektur resultiert, gilt analog das Umgekehrte.

Die Auflösung richtig korrigierter Linien ist immer noch schlechter (ca. um einen Faktor 10 im Bereich von 1000keV) als Auflösungen, die durch Quellenmessungen erreicht wurden. Dies ist in Abb.4.14 dargestellt, in der die Auflösung von verschiedenen Experimentlinien als Funktion der Energie mit den Auflösungen aus Quellenmessungen aus Abb.4.2 verglichen werden.

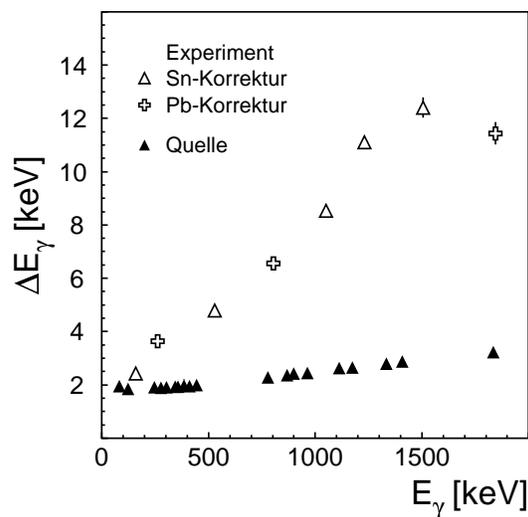


Abbildung 4.14: Vergleich der Energieauflösung von Quellenmessungen (vgl. Abb.4.2) mit Experimentmessungen nach beiden möglichen Dopplerkorrekturen.

Limitierend bei der Dopplerkorrektur sind mehrere Faktoren. Zum einen ist es die Ortsauflösung der Parallelplattenzähler und damit eine Ungenauigkeit in der Bestimmung des

Sn-Streuwinkels und mittelbar auch des Pb-Streuwinkels, $\Delta\vartheta_1$ und $\Delta\vartheta_2$. Des weiteren tritt durch „straggling“ im Target (vgl. Kap.3.2.3) eine Unschärfe in der Geschwindigkeit der emittierenden Kerne, Δv_1 und Δv_2 , auf und schließlich bedingt der Öffnungswinkel der γ -Detektoren eine Ungenauigkeit in der Bestimmung des γ -Emissionswinkels $\Delta\vartheta_\gamma$. Der prozentuale Fehler nach Dopplerkorrektur $\Delta E_{\gamma 0}/E_{\gamma 0}$ ergibt sich somit zu:

$$\frac{\Delta E_{\gamma 0}}{E_{\gamma 0}} = \sqrt{\left(\frac{dE_{\gamma 0}}{d\vartheta_i E_{\gamma 0}} \Delta\vartheta_i\right)^2 + \left(\frac{dE_{\gamma 0}}{d\vartheta_\gamma E_{\gamma 0}} \Delta\vartheta_\gamma\right)^2 + \left(\frac{dE_{\gamma 0}}{dv_i E_{\gamma 0}} \Delta v_i\right)^2} \quad (4.5)$$

mit $i=1,2$.

Mit Gleichung (4.2) können die Größenordnungen der einzelnen Faktoren abgeschätzt werden. Sie sind in Tab.4.1 aufgeführt. Zur Abschätzung wurde ein mittlerer Laborstreuwinkel von $\vartheta_1=120^\circ$ angenommen und über alle φ -Winkelkombinationen gemittelt. Die Unschärfe in der Bestimmung des Laborstreuwinkels $\Delta\vartheta_i$ ergab sich aus der Ortseichung der PPACs (vgl. Kap.4.1.3.3). Die Unschärfe der Geschwindigkeiten Δv_i waren aus der „straggling“-Berechnung bekannt (vgl. Kap.3.2.3) und die Unschärfe des γ -Emissionswinkels, d.h. des Öffnungswinkels eines Ge-Detektors betrug $\Delta\vartheta_\gamma=0,23\text{rad}$.

	$\frac{dE_{\gamma 0}}{d\vartheta_i E_{\gamma 0}} \Delta\vartheta_i$	$\frac{dE_{\gamma 0}}{d\vartheta_\gamma E_{\gamma 0}} \Delta\vartheta_\gamma$	$\frac{dE_{\gamma 0}}{dv_i E_{\gamma 0}} \Delta v_i$
Sn ($i=1$)	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-4}$
Pb ($i=2$)	$1 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.1: Abschätzung der Größenordnung der Faktoren, die die Auflösung nach Dopplerkorrektur limitieren. Dabei steht $\Delta\vartheta_i$ für den Meßfehler des Teilchenstreuwinkels, $\Delta\vartheta_\gamma$ für den Öffnungswinkel des Ge-Detektors und Δv_i für die Unschärfe der Geschwindigkeit des emittierenden Teilchens.

Mit den gemachten Abschätzungen können die experimentell beobachteten Auflösungen in Abb.4.14, die in der Größenordnung von 1% liegen, nachvollzogen werden. Es geht außerdem daraus hervor, daß die Winkelauflösung im Teilchennachweis und der Öffnungswinkel eines Ge-Detektors gleichermaßen stark die Dopplerkorrektur limitieren. Eine Verbesserung der Dopplerkorrektur ließe sich allerdings nur begrenzt durch höher auflösende Teilchenzähler erreichen, da die Unschärfe im Streuwinkel (bzw. von d_0) auch durch die Unschärfe der Einschußenergie verursacht wird (vgl. Kap.2.1.2 und Abb.4.11). Eine Verbesserung gelänge somit am besten durch eine genauere Bestimmung des γ -Emissionswinkels. Dies kann durch Segmentierung des Ge-Kristalls und/oder Pulsform-

analyse des Ge-Detektorsignals erreicht werden. Diese Möglichkeiten standen jedoch für dieses Experiment noch nicht zur Verfügung und sind z.T. auch noch in der Entwicklung [krö96b, kas94, pet94].