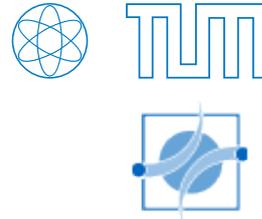


Technische Universität München
Fakultät für Physik

Lehrstuhl E12 für Experimentalphysik
Physik der Hadronen und Kerne



Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

Nukleare X-ray-Emission in der Massenregion um $A \approx 100$

Nuclear X-ray-emission in the mass region around $A \approx 100$

Christian Berner

4. August 2013

Erstgutachter (Themensteller): Prof. W. Henning
Zweitgutachter: Prof. S. Schönert

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	v
1 Theoretische Betrachtungen zur Synthese von superschweren Elementen	1
1.1 Fusion und Spaltung	1
1.2 Theoretische Betrachtung der Abhängigkeit der K-X-ray Multiplizität $\langle M_K \rangle$ von der Massenzahl A	9
1.3 Methoden zur Bestimmung der K-X-ray Multiplizität $\langle M_K \rangle$	14
2 Messung von K-X-ray Multiplizitäten am MLL	15
2.1 Ge-Halbleiterdetektoren zur Messung von γ -Quanten	15
2.2 Das MINIBALL- γ -Spektrometer	16
2.3 Elektronik und Datenaufnahme	19
3 Analysemethoden und Ergebnisse des MLL-Experiments	23
3.1 Energieeichung und Effizienzbestimmung der MINIBALL-Detektoren	23
3.2 Identifikation des Verdampfungsrestkerns über die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix	28
3.3 Untergrundkorrekturen	30
3.4 K-X-ray Multiplizität der Verdampfungsrestkerne $^{132,133}\text{Ce}$	32
3.5 Diskussion der Ergebnisse	40
4 Zusammenfassung und Ausblick	43
A Anhang	45
A.1 Alternative Methode zur Multiplizitätsbestimmung $\langle M_K \rangle$	45
A.2 Rotationsbanden ^{132}Ce	46
Literaturverzeichnis	47

Einleitung

In der Kernphysik spielen »geschlossene Schalen« eine besondere Rolle, bei denen der Atomkern sehr stark gebunden ist. Das rote Raster in Abbildung 1 zeigt diese sogenannten magischen Zahlen bei denen ein Schalenabschluss vorliegt: Dies sind bestimmte Neutronen- und Protonenzahlen in Atomkernen, bei denen im Grundzustand des Kerns eine höhere Stabilität als bei benachbarten Nukliden beobachtet wird. In dieser Region sind die diskreten Energieschalen mit der maximalen Anzahl an Neutronen und Protonen besetzt. Die bisher beobachtbaren magischen Zahlen sind: 2, 8, 20, 28, 50, 84 und 126. Die 126 ist allerdings bisher nur für Neutronen beobachtbar, da Nuklide mit so hoher Ordnungszahl bisher noch nicht künstlich hergestellt werden konnten.

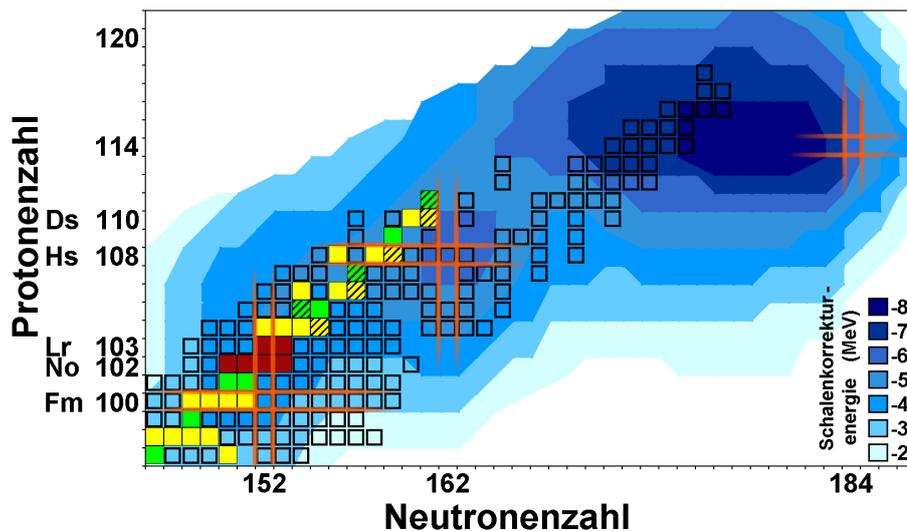


Abbildung 1: Diese Nuklidkarte zeigt die aktuell bekannten schwersten Elemente, dargestellt als Quadrate. Die in dem roten Raster liegenden Nuklide weisen eine magische Nukleonenzahl auf. Die blau hinterlegte Region zeigt den berechneten Einfluss von Schaleneffekten auf die Energie und damit auf die Stabilität der Elemente. [1]

Die Theorie sagt weitere Schalenabschlüsse, also magische Zahlen, oberhalb der natürlich vorkommenden Protonen- und Neutronenzahlen voraus. Für Protonen

ergeben sich durch Unterschalenabschlüsse die Zahlen 114 und 120. Aktuelle Schalenstrukturrechnungen [2] zeigen eine Korrektur (in Abbildung 1 in blau dargestellt) zu dem bisher vorhergesagten Schalenabschluss bei $N = 184$. Die Suche nach dieser »Insel der Stabilität« ist eine sehr aktuelle und wichtige Frage der Kernphysik. Dabei ist der Begriff »Stabilität« nur relativ zu den umgebenden Nukliden in dieser transuranen Region zu verstehen.

Könnte man durch Fusion von Schwerionen diese Region der Nuklidkarte erreichen, würde eine Möglichkeit bestehen die fundamentalen Wechselwirkungen, wie Nukleon-Nukleon-, Coulomb-, Spin-Bahn-Wechselwirkung etc. unter extremalen Bedingungen gezielt zu untersuchen. Bis jetzt konnte diese »Stabilitätsinsel« noch nicht experimentell nachgewiesen werden. Da die bei Fusionsreaktionen entstehenden superschweren Kerne instabil und damit extrem kurzlebig sind, können sie nur schwer detektiert und identifiziert werden.

Es besteht daher die Idee, eine Methode, welche ursprünglich zur Bestimmung von totalen Wirkungsquerschnitten in (Li, xn) -Reaktionen entwickelt wurde [3], zum »taggen« von solchen superschweren Kernen zu verwenden, da eine starke Abhängigkeit der K-X-ray Multiplizität von der Massenzahl A vorhergesagt und beobachtet wurde.

Es wurden bereits eine Reihe von Studien zur K-X-ray Multiplizität beim Zerfall von Verdampfungsrestkernen in Schwerionenfusionsreaktionen durchgeführt. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abbildung 2 dargestellt.

Es zeigt sich, dass die X-ray Multiplizität bei leichten Compoundkernen in der Größenordnung von einem Prozent oder weniger liegt, aber stark mit der Compoundkernmasse A aufgrund dominanter werdender innerer Konversion zunimmt. In [4] wurde eine semiempirische $A^{4,5}$ -Abhängigkeit der Multiplizität vorhergesagt, die jedoch nur den groben Trend wiedergeben kann: Es werden noch starke Fluktuationen der Multiplizität, verursacht vermutlich durch Kernstruktureffekte, beobachtet, welche jedoch zu größeren Massenzahlen hin an Stärke abnehmen (vgl. Abbildung 2). In der Massenregion um $A = 250$ werden Werte der Multiplizität deutlich größer als eins erreicht. Könnte also die vorliegende Abbildung durch weitere Messpunkte noch deutlich verfeinert werden und eine Systematik der Multiplizitätsabhängigkeit von der Massenzahl bestätigt werden, würde sich eventuell eine lohnende Möglichkeit zur Identifikation vornehmlich superschwerer Kerne ergeben.

Diese Arbeit ist in eine größere Kampagne am Maier-Leibnitz-Laboratorium (MLL) in Garching mit dem MINIBALL-Detektorsystem eingebunden. Ziel dieser Arbeit ist es, die Daten der Fusionsreaktion $^{16}\text{O} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ zu analysieren um einen weiteren Datenpunkt bei einer Compoundkernmasse von $A \approx 130$ zu erhalten. Weitere Fusionsreaktionen ($^{16}\text{O} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$, $^{16}\text{O} \rightarrow ^{198}\text{Pt}$, $^{12}\text{C} \rightarrow ^{232}\text{Th}$ und $^{12}\text{C} \rightarrow ^{238}\text{U}$) wurden im Rahmen einer Masterarbeit von S. Reichert [5] untersucht.

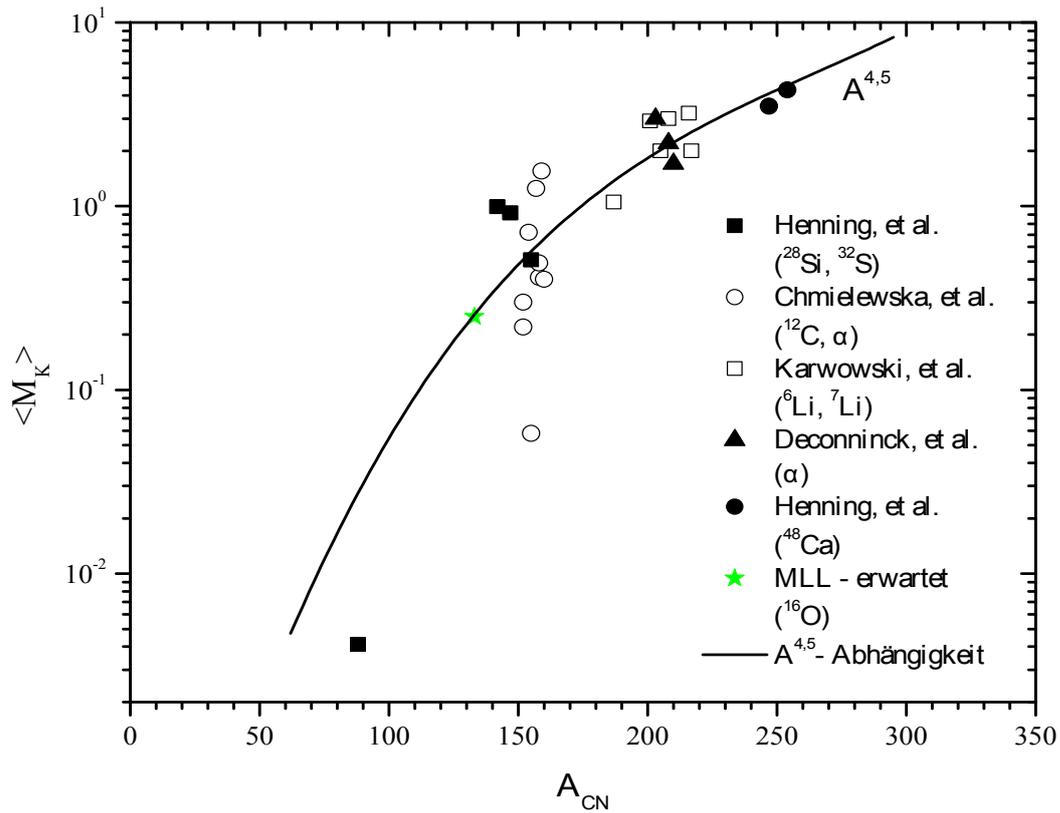


Abbildung 2: Zusammenfassung der bisher gemessenen K_α -X-ray Multiplizitäten $\langle M_K \rangle$ mit semiempirisch vorhergesagter $A^{4,5}$ -Abhängigkeit. Die verschiedenen Markierungen beziehen sich auf den jeweiligen Experimentator und die Angaben in Klammern geben den verwendeten Ionenstrahl an. In grün markiert ist die in diesem Experiment erwartete Multiplizität von $\approx 0,2$.

Kapitel 1

Theoretische Betrachtungen zur Synthese von superschweren Elementen

1.1 Fusion und Spaltung

1.1.1 Allgemeine Betrachtungen und klassisches Verständnis

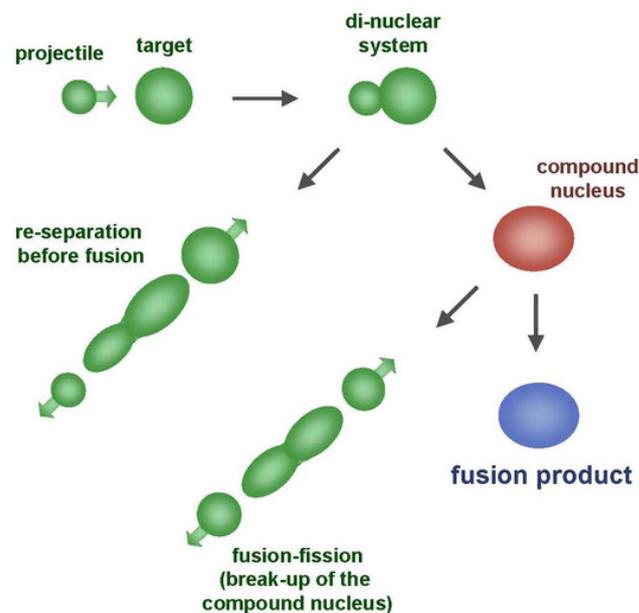


Abbildung 1.1: Graphische Darstellung einer Fusionsreaktion. [1]

Eines der Hauptinteressen der modernen Kernphysik ist die Suche nach den extremalen Existenzbedingungen für Atomkerne. Die Synthese von superschweren Elementen in Schwerionenreaktionen ist daher ein aktueller Forschungsschwerpunkt. Die Lebensdauer und damit Stabilität dieser superschweren Elemente in Bezug

auf den Spaltungs-Prozess wird durch die Spaltbarriere bestimmt, die in dieser Kernregion durch die Schalenstruktur bestimmt wird: Wenn man sich dem Schalenabschluss nähert, nimmt die Spaltbarriere zu und die Stabilität des superschweren Kerns nimmt ab. Die Zunahme der abstoßenden Coulombkräfte zwischen den wechselwirkenden Kernen kann zu dem Zerfall des zusammengesetzten Kernsystems führen, bevor es eine kompakte Form nahe des Grundzustands einnehmen kann. In diesem Fall findet der in Abbildung 1.1 angedeutete, sogenannte Quasi-Fission-Prozess statt. Dieser sehr schnelle Prozess unterscheidet sich von dem eigentlichen Fusion-Fission-Prozess in mehrerer Hinsicht: große Massenverteilung, Asymmetrie in der Masse-Winkel-Korrelation der Fragmente und große Anisotropien in der Winkelverteilung [6].

Um die einzelnen Reaktionsprozesse genau verstehen zu können, ist eine klassische Betrachtung der möglichen Stoßprozesse zwischen schweren Ionen hilfreich. In Abbildung 1.2 sind Stoßprozesse für verschiedene Stoßparameter b skizziert.

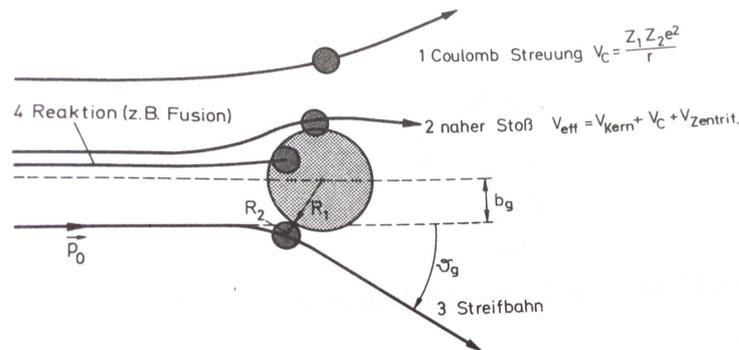


Abbildung 1.2: Klassische Trajektorien für verschiedene Prozesse bei Stößen zwischen schweren Ionen. Der Kontaktradius ist $R = R_1 + R_2$. [7]

Dieser Parameter gibt den Abstand der einlaufenden Teilchen in Bezug zum Streuzentrum an. Im klassischen Bild tritt eine Reaktion dann auf, wenn b kleiner als der Stoßparameter b_g für eine Streifbahn wird. Für den Fall, dass eine Reaktion stattfindet, wird der Transmissionskoeffizient T_l gleich eins für alle Bahndrehimpulse knapp unterhalb dem Streifdrehimpuls l_g . Der Transmissionskoeffizient gibt generell die Wahrscheinlichkeit für das Durchdringen einer Potentialbarriere, in diesem Fall die durch die beiden Kernpotentiale erzeugte Barriere an. Alle Stöße, bei denen $T_l = 1$ ist, führen zu Reaktionen, da eine compoundelastische Re-Emission des Projektils bei schweren Ionen praktisch nicht vorkommen kann [7]. Es ist daher zweckmäßig einen »Abschneide-Drehimpuls l_a « einzuführen, bis zu dessen Errei-

chen $T_l = 1$ gilt (siehe Abbildung 1.3, oben). Für den totalen Reaktionsquerschnitt σ_r gilt nach [7] oder [8]

$$\sigma_r = \pi\lambda^2 \sum_l (2l + 1) (1 - |\langle \eta_l \rangle|^2) = \pi\lambda^2 \sum_l (2l + 1) T_l. \quad (1.1)$$

Hierbei bezeichnet λ die *De-Broglie* Wellenlänge des einfallenden Teilchens, und die η_l sind im Allgemeinen komplexe Koeffizienten, die bei der Partialwellenzerlegung zur Beschreibung der gestreuten, auslaufenden Welle auftreten und letztendlich das Wechselwirkungspotential zwischen den Kernen beschreiben. Die η_l sind kleiner 1 wenn das Projektil aus dem elastischen (Streu)Kanal herausabsorbiert wird und eine Kernreaktion auslöst. Die Gleichung 1.1 lässt sich mit der oben getroffenen Annahme für Drehimpulse unterhalb von l_a noch weiter verfeinern:

$$\sigma_r = \pi\lambda^2 (l_a + 1)^2 \approx \pi\lambda^2 l_a^2. \quad (1.2)$$

Dies entspricht mit $l_a = l_g = b_g/\lambda$ dem klassischen Wirkungsquerschnitt für eine Kreisscheibe mit dem Durchmesser b_g . In Abbildung 1.3 ist der Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion des Drehimpulses dargestellt.

Man spricht von Fusion, wenn die Identität der Reaktionspartner bei der Verschmelzung der Reaktionsprodukte, für kleine l also annähernd zentrale Stöße, nicht erhalten bleibt. Fusion bedeutet noch nicht Compoundkernbildung, da mit dieser eine Gleichverteilung in der Besetzungswahrscheinlichkeit aller zugänglichen Freiheitsgrade verbunden wird [7]. Ursprünglich wurde von N. Bohr die Theorie vorgeschlagen, dass sich die Energie gleichmäßig auf alle Nukleonen verteilt und die Re-Emission nach Durchlaufen eines langen Zyklus von Bewegungen erfolgt, sodass der Compoundkern jede Erinnerung an seinen Entstehungsprozess verloren hat [9]. Dadurch lässt sich der Wirkungsquerschnitt als Produkt aus der Bildungs- und Zerfallswahrscheinlichkeit schreiben. Die genaue theoretische Behandlung wird mittels eines statistischen Kernmodells durchgeführt und soll an dieser Stelle nicht näher erläutert werden. Eine charakteristische Eigenschaft der Compoundkernreaktion ist, dass sie im Vergleich zu den anderen direkten Reaktionen circa sechs Größenordnungen länger dauert: bis zu 10^{-16} s. Wenn während der Relaxationsphase ein Teilchen emittiert wird, spricht man von Präcompound-Emission. Da die Halbwertsbreite Γ mit der Lebensdauer τ über $\Gamma = \hbar/\tau$ verknüpft ist, kann man erwarten, dass sich die Wirkungsquerschnitte bei direkten Kernreaktionen nur sehr langsam mit der Energie ändern, während bei Compoundkernreaktionen scharfe Resonanzen auftreten. Diese starke Energieabhängigkeit macht diesen Kerntyp interessant für viele physikalische Experimente [7].

Durch Nachweis der Endprodukte kann man die in Abbildung 1.3 dargestellten Fusionsquerschnitte messen. Die in der Abbildung mit ER bezeichneten, sogenannten Verdampfungsrestkerne (evaporation residues) tragen einen Teil zur vollständi-

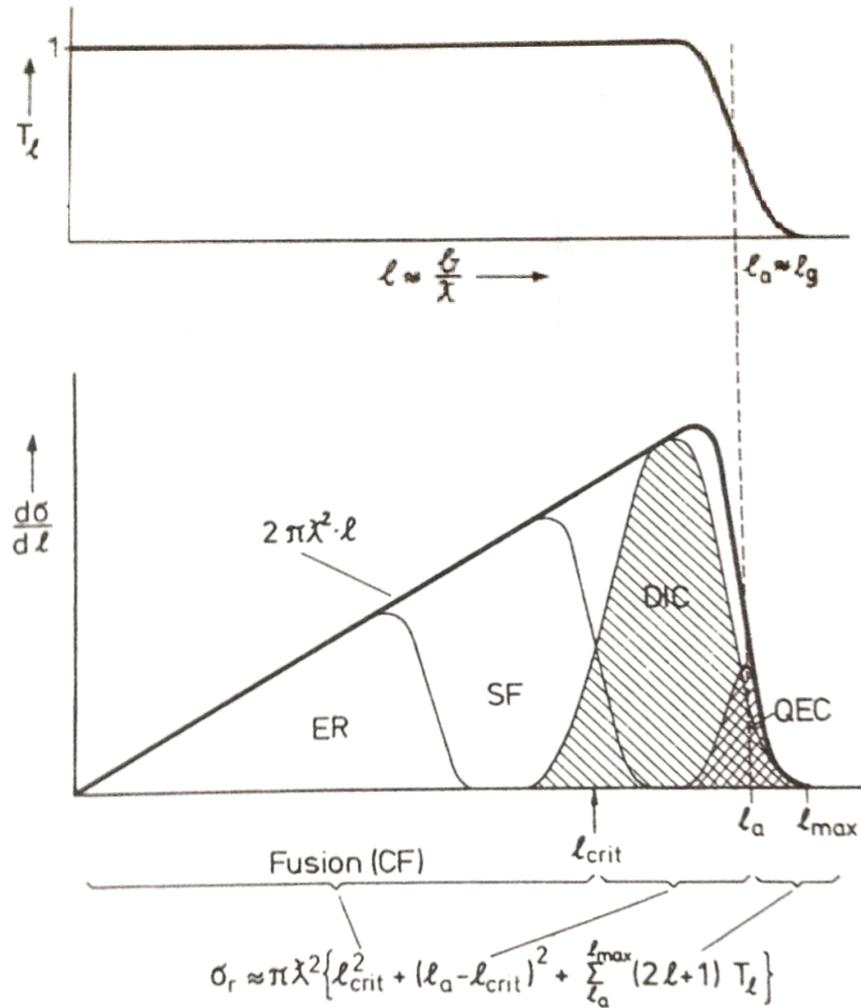


Abbildung 1.3: Als Funktion des Bahndrehimpulses (bzw. des Stoßparameters) sind aufgetragen: oben der Transmissionskoeffizient, unten der Reaktionsquerschnitt. Bei der Aufteilung des Reaktionsquerschnitts bedeuten: CF Fusion (Complete Fusion), ER Verdampfungsrestkern (Evaporation Residue), SF (Symmetrische Spaltung), DIC stark unelastische Stöße (Deeply Inelastic Collision), QEC fastelastische Stöße (Quasielastic Collision). [7]

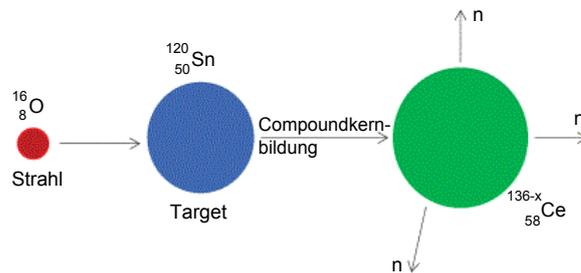


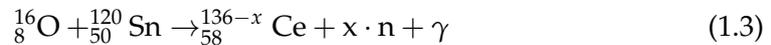
Abbildung 1.4: Beispielhafte Bildung eines Ce-Verdampfungsrestkerns. x entspricht der Anzahl an abgedampften Neutronen n .

gen Fusion bei (CF, complete fusion). Der andere mit SF bezeichnete Teil entsteht durch symmetrische Spaltung (symmetric fission) des bei steigenden Drehimpulsen durch Rotation angeregten Kerns. Der in der Figur als l_{crit} eingezeichnete Drehimpuls bezeichnet den Wert bei dem durch Zentrifugalkräfte die Spaltbarriere so weit erniedrigt wurde, dass gar kein stabiles System mehr gebildet werden kann. Oberhalb dieses Wertes kann kein langlebiges Fusionsprodukt mehr gebildet werden. Stattdessen wird die Komponente der tiefinelastischen Stöße (DIC, deeply inelastic collision) dominant, bei der sich die Kerne nur in ihrer Randzone durchdringen und durch eine sehr hohe innere Anregung ein Massenaustausch zwischen den Partnern stattfinden kann. Anschließend trennen sich die Komponenten wieder. Im Bereich des Streifdrehimpulses l_g ändert sich die kinetische Energie der Reaktionspartner nur noch wenig, weshalb man hier den Begriff fastelastische Stöße (QEC, quasi elastic collision) einführte. Typisch auftretende Reaktionen sind Transferprozesse, sowie Coulombanregung [7].

1.1.2 Simulation von Fusions- und Spaltungswirkungsquerschnitten

Es ist bekannt, dass mit steigender Strahlenergie bei der Erzeugung von superschweren Elementen durch Schwerionenstöße die tiefinelastischen und Quasi-Fission-Prozesse im Vergleich zum Fusionskanal die dominierenden Reaktionskanäle werden. Um den Fissionanteil bei der vorliegenden Reaktion von ^{16}O auf ^{120}Sn abzuschätzen und den jeweiligen Wirkungsquerschnitt der einzelnen Fusionskanäle zu ermitteln, wurde mit Hilfe des Programms *PACE4* [10] eine Monte Carlo Simulation für verschiedene Strahlenergien durchgeführt und die jeweils dominierenden Wirkungsquerschnitte der entsprechenden Verdampfungsrestkerne geplottet. Diese für eine Verdampfungsrestkernbildung typische Reaktion ist in Abbildung 1.4 graphisch

dargestellt. Die vollständige Reaktionsgleichung für den Fall, dass verschiedene Cer-Isotope als Verdampfungsrestkerne entstehen, lautet:



wobei x die Anzahl der abgedampften Neutronen entspricht. Neben dem Emitieren einiger γ -Quanten, können bei anderen Fusionskanälen auch Protonen oder α -Teilchen abgedampft werden.

Dem unter [10] beschriebenen Programm liegt ein quantenmechanisches Reaktionsmodell zugrunde, welches von Hill und Wheeler 1953 entwickelt wurde [11]. Bei der Monte-Carlo-Simulation wurden 1000 Ereignisse berücksichtigt. Variiert wurde die Strahlenergie der einfallenden ${}^{16}\text{O}$ -Ionen von 60 MeV bis 80 MeV. Die für das ${}^{16}\text{O}$ -Projektil zu überwindende Coulombbarriere beträgt $E_{barr.} = 51,07$ MeV. Die in diesem Experiment verwendete Strahlenergie betrug 70 MeV, sodass man energetisch deutlich über der Coulombbarriere liegt und die Fusion auch klassisch möglich ist. In manchen Schwerionenreaktionen ist jedoch ebenfalls eine Fusion möglich, obwohl die Energie des Strahlens klassisch nicht ausreichen sollte um die Coulombbarriere zu überwinden, was mittels des Subbarrier-Fusion-Modells in Abschnitt 1.1.3 näher erklärt wird. Der Fusionsradius wurde von PACE4 zu 10,15 fm bestimmt. Die durch die Simulation erhaltenen Wirkungsquerschnitte σ_r der resultierenden Verdampfungsrestkerne wurden jeweils im Vergleich zur Strahlenergie geplottet. Der Fissionkanal trat bei den vorliegenden Energien nicht auf. Ein typisches Simulationsergebnis zeigt folgende Abbildung 1.5.

Man erkennt deutlich den relativ steilen Anstieg sowohl von ${}^{132}\text{Ce}$ und ${}^{131}\text{Ce}$ mit größer werdender Strahlenergie, als auch die Abnahme des Wirkungsquerschnitts von ${}^{133}\text{Ce}$. Die bei diesem Experiment mit einer Strahlenergie von 70 MeV am stärksten Verdampfungsrestkerne sind also die beiden Cer-Isotope ${}^{132}\text{Ce}$ und ${}^{133}\text{Ce}$. Weitere bei der Reaktion als Verdampfungsrestkern entstehenden Isotope sind in der Abbildung 1.6 dargestellt. Es zeigt sich, dass der Wirkungsquerschnitt der Ba- und La-Reaktionskanäle fast eine Größenordnung unter dem Wirkungsquerschnitt des Ce-Reaktionskanals liegt.

1.1.3 Subbarrier Fusion

Niederenergetische Schwerionenreaktionen werden durch das Tunneln durch die Coulombbarriere, die durch die langreichweitigen, abstoßenden Coulombkräfte zwischen den Ionen hervorgerufen wird, bestimmt. Es zeigt sich, dass die Fusionsreaktionen in starker Weise durch die Kopplung der Relativbewegung der Kerne an mehrere intrinsische Bewegungen bestimmt werden. Dadurch können die Tunnelvariablen an eine Vielzahl an Freiheitsgraden koppeln. Theoretisch können solche gekoppelten Kanäle meist nur numerisch gelöst werden [8]: In der Eigenkanaldar-

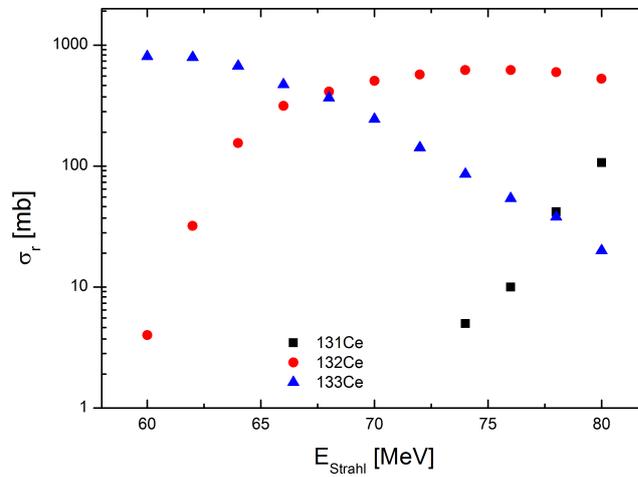


Abbildung 1.5: Durch PACE4 simulierte Wirkungsquerschnitte der Verdampfungsrestkernisotope von ^{58}Ce .

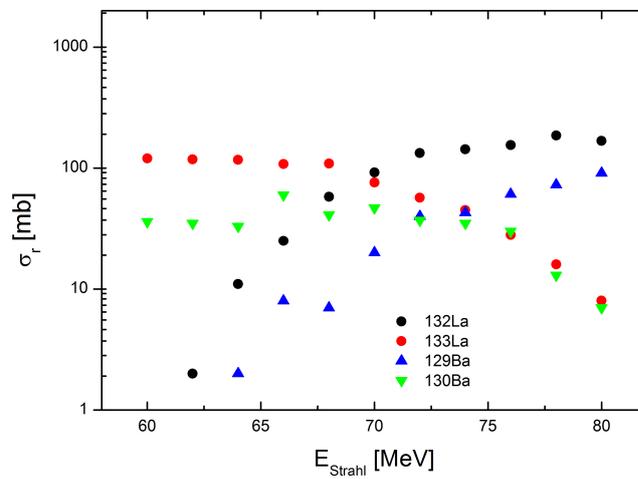
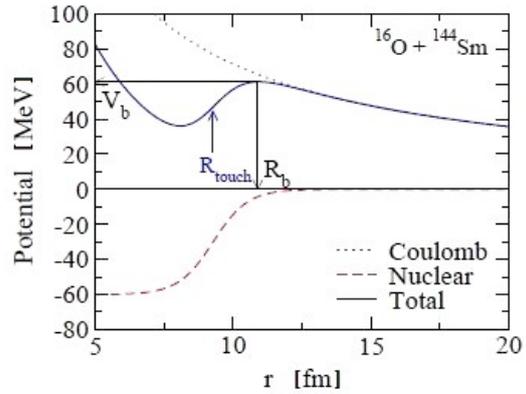


Abbildung 1.6: Durch PACE4 simulierte Wirkungsquerschnitte der übrigen Verdampfungsrestkernisotope ^{57}La und ^{56}Ba .

Abbildung 1.7: Kern-Kern-Potential zwischen ^{16}O und ^{144}Sm als Funktion des Abstandes. R_{touch} bezeichnet den Kernabstand, bei dem die jeweiligen Wellenfunktionen deutlich zu überlappen beginnen. V_b und R_b sind schließlich die Höhe und die Position der Coulombbarriere. [8]



stellung ist der Fusionsquerschnitt durch eine gewichtete Summe der einzelnen Querschnitte der Eigenbarrieren gegeben. Die Eigenbarrieren liegen energetisch tiefer als die Coulombbarriere und sind damit für das Tunneln verantwortlich.

1.1.4 Eindimensionales Potentialmodell

Der einfachste Ansatz für die Fusion schwerer Ionen, ist das eindimensionale Potentialmodell, in welchem beide Kerne als strukturlos angenommen werden. Das in Abbildung 1.7 stark vereinfachte Potential besteht aus dem Coulombpotential und einem Kernpotential für welches man beispielsweise eine Woods-Saxon-Form wählt. Die experimentellen Ergebnisse lassen sich dadurch aber nur bedingt gut wiedergeben. Des Weiteren wird dem Kern-Kern-Potential noch ein komplexes Potential $-iW(r)$ hinzugefügt. Insgesamt erhält man die Schrödingergleichung für den Radialanteil $u_l(r)$ der Wellenfunktion zu

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) - iW(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} - E \right] u_l(r) = 0 \quad (1.4)$$

mit dem Drehimpuls l und der reduzierten Masse μ . Für den Wirkungsquerschnitt erhält man dann durch Einsetzen entsprechender Randbedingungen die Formel (1.1).

Diese Formel beinhaltet noch nicht die für die Subbarrier Fusion so wichtige Kopplung der einzelnen Reaktionskanäle untereinander, welche im Hamiltonian mittels eines Kopplungspotentials berücksichtigt wird. Der Hamiltonoperator wird anschließend in Multipolform entwickelt, sodass man ebenfalls eine modifizierte Schrödingergleichung erhält. Dies führt zu einem ähnlichen Fusionsquerschnitt, nur mit einem modifiziertem Transmissionskoeffizienten. Er berücksichtigt die Transmissionen durch die einzelnen Kanäle. Da jedoch sehr viele Kanäle bei einer

1.2 Theoretische Betrachtung der Abhängigkeit der K-X-ray Multiplizität $\langle M_K \rangle$ von der Massenzahl A

Fusionsreaktion beteiligt sind, wird die Lösung der die Kopplung beschreibenden Schrödingergleichung sehr schnell sehr kompliziert, sodass man mehrere Näherungen einführt: In der iso-zentrifugal Näherung wird die relative Bewegung der einzelnen Drehimpulse durch den Gesamtdrehimpuls ersetzt. Des Weiteren berücksichtigt man die Kopplung zu tief liegenden kollektiven Zuständen durch ein Vibrations- und ein Rotationsmodell, in welches in erster Näherung die Deformationen der Kerne eingehen. Diese und noch viele weitere Näherungen, wie zum Beispiel die Renormierung der Eigenkanaldarstellung mittels eines adiabatischen Potentials, sind in übersichtlicher Darstellung in [8] zu finden.

1.2 Theoretische Betrachtung der Abhängigkeit der K-X-ray Multiplizität $\langle M_K \rangle$ von der Massenzahl A

Da die Multiplizität von mehreren Faktoren abhängt, in welche die Rotationsenergie des Kerns eingeht, soll im Folgenden die Abhängigkeit der Energieeigenwerte des Kerns von der Massenzahl A gezeigt werden. Details sind in [5] zu finden.

Den beiden oben angesprochenen Modellen: Vibrations- und Rotationsmodell liegen geometrische Betrachtungen des Kerns zu Grunde. Beim Vibrationsmodell wird der Kern im Grundzustand als sphärisch angenommen. Als Energieeigenwert erhält man den A -unabhängigen Ausdruck eines fünfdimensionalen harmonischen Oszillators:

$$E = \hbar\omega(N_{ph} + 5/2) \quad (1.5)$$

mit N_{ph} der Anzahl an angeregten Phonon-Schwingungen.

Permanente Deformationen werden durch Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen mit einbezogen. Es ergeben sich drei mögliche Formen eines quadrupoldeformierten Kerns: prolat, oblat und triaxial.

Dieses Konzept der Beschreibung der kollektiven Kopplung durch Oberflächenschwingungen wird durch das Rotationsmodell erweitert in welchem der Kern im Laborsystem rotieren kann. In einem adiabatischen Ansatz, bei dem keine Kopplung zwischen der sehr schnellen intrinsischen Bewegung der Nukleonen innerhalb des Kerns und der viel langsameren, kollektiven äußeren Bewegung angenommen wird, lässt sich die Wellenfunktion entsprechend separieren:

$$\Psi = \Phi_{coll} X_{intr} . \quad (1.6)$$

Dadurch ergibt sich der Hamilton-Operator zu

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2\theta} \mathbf{R}^2 . \quad (1.7)$$

θ bezeichnet hierbei das Trägheitsmoment und \mathbf{R} den Drehimpulsoperator. Durch Lösen der Schrödingergleichung erhält man für Kerne mit sowohl einer ungeraden als auch einer geraden Anzahl an Nukleonen die Rotationsenergie zu

$$E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2\theta}(I(I+1) + i(i+1) - 2\mathbf{I} \cdot \mathbf{i}) . \quad (1.8)$$

Hierbei wurde aufgrund der Kopplungsregeln \mathbf{R} gleich $\mathbf{I} - \mathbf{i}$ gesetzt, wobei \mathbf{I} gleich dem Gesamtdrehimpuls entspricht und \mathbf{i} die entsprechende Quantenzahl für das eine neue Schale bevölkernde, ungepaarte Nukleon bezeichnet. Genau genommen bezeichnet \mathbf{i} den inneren Drehimpuls des Kerns. Für Kerne mit einer geraden Anzahl sowohl an Protonen als auch an Neutronen fallen die beiden letzten Terme weg, da hier $\mathbf{i} = 0$ gilt.

Die Größe in der nun die Massenzahlabhängigkeit eingeht ist das Trägheitsmoment θ welches sich zu

$$\theta = \frac{2}{5} AmR_0^2(1 + 0,31\beta) \propto A^{5/3} \quad (1.9)$$

ergibt; mit β dem die Quadrupoldeformation beschreibenden Parameter und m der (mittleren) Nukleonen-Masse. In Formel (1.9) wurde bereits berücksichtigt, dass das Trägheitsmoment eines Kerns aus einer Komponente eines starren Ellipsoids und einer wirbelfreien Flüssigkeit zusammensetzt. Die $A^{5/3}$ -Abhängigkeit resultiert aus der $A^{1/3}$ -Abhängigkeit des mittleren Kernradius R_0 , welche aus der Oberflächenenergie folgt [7]. Es ergibt sich also der Zusammenhang

$$E \propto A^{-5/3} . \quad (1.10)$$

1.2.1 Hochspinzustände, Yrast-Kaskade und Verdampfungsrestkernbildung

Die durch Fusionsreaktionen mit schweren Ionen als Projektil erzeugten Kerne können aufgrund der hohen Masse der Ionen sehr hohe Drehimpulse aufweisen. Mit Gleichung 1.8 und $\mathbf{i} = 0$ gibt es daher für jeden Drehimpuls einen Zustand minimaler Energie des Kerns. Kerne auf dieser sogenannten Yrast-Linie haben keine innere Anregung, sie rotieren lediglich. Unterhalb der Yrast-Linie gibt es daher keine Zustände, während oberhalb die inneren Anregungen zu finden sind.

Der Compoundkern mit hoher Anregungsenergie hat meist einen hohen Drehimpuls senkrecht zur Reaktionsebene und wird sich zunächst abregen, indem er eine Anzahl an Neutronen verdampft, die ihre Separationsenergie und kinetische Energie im Mittel von ≈ 2 MeV mitnehmen. Da die Neutronen wegen ihrer Masse jedoch nur einen geringen Impuls mit sich führen, können sie nur wenig Drehimpuls abführen. Der Verdampfungsrestkern bleibt schließlich zurück, wenn die

1.2 Theoretische Betrachtung der Abhängigkeit der K-X-ray Multiplizität $\langle M_K \rangle$ von der Massenzahl A

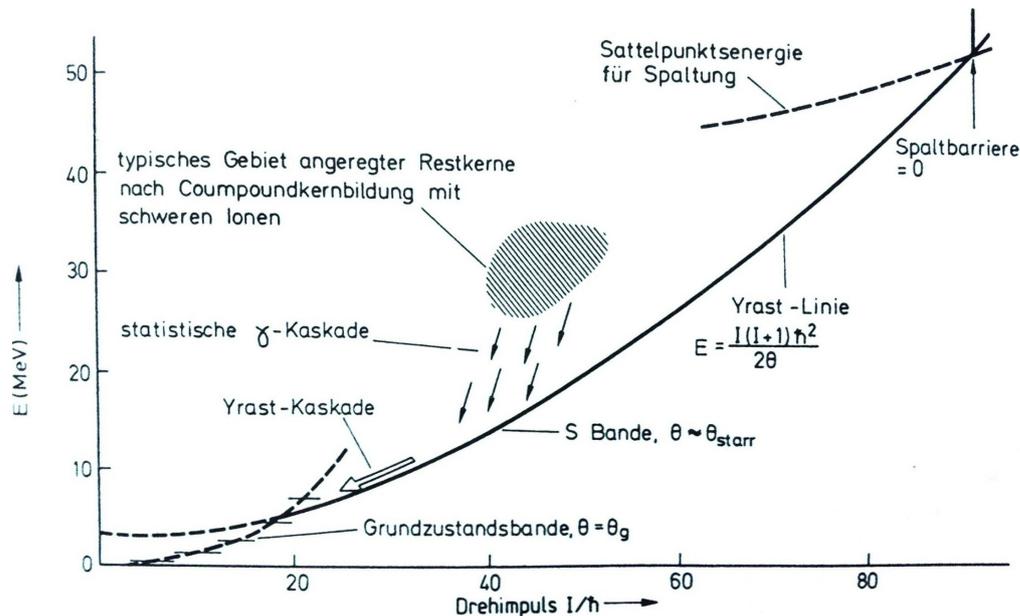


Abbildung 1.8: Yrast-Linie in einem $E - I$ -Zustandsdiagramm für einen deformierten Kern mit $A \approx 160$, schematisch. Dünn schraffiert ist eine Population von Zuständen, die nach Abdampfen von Protonen und Neutronen aus einem mit hohem Drehimpuls gebildeten Compoundkern entstehen, die sogenannten Verdampfungsrestkerne. [7]

Anregungsenergie nicht mehr groß genug ist, um weitere Neutronen zu verdampfen. Diese »evaporation residue« liegt in dem Bereich, der in Abbildung 1.8 schraffiert gezeichnet wurde. Der Kern wird nun den Rest seiner inneren Anregungsenergie durch γ -Emission abgeben, bis er die Yrast-Linie erreicht. Dort folgt er den Rotationszuständen der Reihe nach in den Grundzustand, weshalb $E2$ -Übergänge stark vertreten sind [7]. Diese Banden werden auch im vorliegenden Experiment am MLL mit den MINIBALL-Detektoren beobachtet, indem man sie in Koinzidenz mit einem Übergang des entsprechenden Kerns beobachtet. Vergleiche hierzu auch Abschnitt 3.2.

1.2.2 Innere Konversion, Übergangswahrscheinlichkeiten und Fluoreszenzausbeute

Neben der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen γ -Emission nach dem Abdampfen von Neutronen, kann sich der Kern auch über innere Konversion abregen. Dieser Prozess beruht auf einer Wechselwirkung der Atomelektronen mit dem Kern. Dabei wird die Energie des angeregten Kernzustands direkt auf ein Hüllenelektron

übertragen. Die Energie des emittierten Elektrons ist gleich der Anregungsenergie abzüglich der Bindungsenergie des betreffenden Hüllenelektrons. Da dies ein Alternativprozess zur Emission eines γ -Quants ist, wird die totale Übergangswahrscheinlichkeit λ erhöht. Zusammen mit dem Konversionskoeffizienten $\alpha = \lambda_e / \lambda_\gamma$ ergibt sich:

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e = \lambda_\gamma(1 + \alpha). \quad (1.11)$$

Die Berechnung der Konversionskoeffizienten ist relativ aufwändig. Für elektrische Übergänge bei denen ein K-Elektron beteiligt ist, gilt vereinfachend [7]

$$\alpha_K \approx Z^3 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \frac{l}{l+1} \left(\frac{2m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{l+5/2} \quad (1.12)$$

wobei Z die Ladungszahl des Kerns ist, l die Multipolarität der Strahlung und E_γ die Übergangsenergie bezeichnet. Es zeigt sich also das stark anwachsende Verhalten des Konversionskoeffizienten mit Z , l und die Abnahme mit E_γ . Eine wichtige Rolle spielt die innere Konversion bei $E0$ -Übergängen, wie $0^+ \rightarrow 0^+$, welche aufgrund der Drehimpulserhaltung nicht durch γ -Emission erfolgen können. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von innerer Konversion ergibt sich somit zu

$$P_{IK} = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \frac{1}{1 + \alpha^{-1}} \propto \alpha \propto Z^3 \cdot E_\gamma^{2,5}. \quad (1.13)$$

Neben der Wahrscheinlichkeit für das bloße Auftreten der inneren Konversion, muss auch die totale Zerfallswahrscheinlichkeit λ berücksichtigt werden. Mit Fermis goldener Regel erhält man in erster Näherung

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |m_{fi}(\sigma L)|^2 \rho \quad (1.14)$$

mit $m_{fi}(\sigma L)$ dem Multipoloperator des Strahlungsfeldes vom ursprünglichen Zustand ('initial') in den finalen Zustand ('final') und dessen Fermi-Zustandsdichte ρ . Da diese proportional zu $A^{11/6}$ ist, gilt diese A -Abhängigkeit auch für λ . Man erkennt, da dessen reziproker Wert der mittleren Lebensdauer eines angeregten Zustands entspricht, dass die Lebensdauer mit der Anzahl an Nukleonen abnimmt, wodurch mehr Übergänge pro Zeiteinheit auftreten. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit, in einer bestimmten Zeitspanne den Prozess der inneren Konversion zu beobachten, erhöht.

Die durch innere Konversion erzeugte Energielücke in einer Elektronenschale wird durch Elektronen aus höher liegenden Schalen wieder aufgefüllt. Dabei muss jedoch nicht gezwungenermaßen Röntgenstrahlung freigesetzt werden, denn es gibt auch die Möglichkeit eines strahlungslosen Überganges. Bei diesem als Auger-Effekt

1.2 Theoretische Betrachtung der Abhängigkeit der K-X-ray Multiplizität $\langle M_K \rangle$ von der Massenzahl A

bekanntem Übergang wird die Energie an ein anderes Elektron übertragen, welches die Schale wechselt oder das Atom verlässt. Um den Einfluss des Auger-Effektes abzuschätzen, wurde der Begriff der sogenannten Fluoreszenzausbeute eingeführt [12]

$$\omega_K = \frac{P_{rad}}{P_{rad} + P_{Aug}} . \quad (1.15)$$

In einer einfachen Näherung wird die Z -Unabhängigkeit des Auger-Effektes $P_{Aug} = C$ verwendet und eine Z^4 -Abhängigkeit für den Strahlungs-Übergang $P_{rad} = RZ^4$ verwendet. Hierbei bezeichnen C und R Konstanten. Man erhält also, dass der strahlungslose Übergang einen geringen Einfluss hat und meistens Röntgenphotonen ausgesendet werden.

1.2.3 Zusammenfassung der A -Abhängigkeit der Multiplizität $\langle M_K \rangle$

Zusammenfassend gehen in die A -Abhängigkeit der Multiplizität der emittierten Röntgenquanten eines hoch angeregten Verdampfungsrestkerns mehrere Faktoren ein:

Rotationsanregung:

$$E_{rot} \propto A^{-5/3}$$

Fluoreszenzausbeute:

$$\omega_K \propto Z^{-4} \propto A^{-4}$$

Auftrittswahrscheinlichkeit innere Konversion:

$$P_{IK} \propto Z^3 \cdot E^{-5/2} \propto A^{7,2}$$

Übergangswahrscheinlichkeit:

$$\lambda \propto A^{11/6}$$

Die zu erwartende Multiplizität $\langle M_K \rangle$ ergibt sich durch die stark vereinfachenden Annahmen und unter Berücksichtigung der Unabhängigkeit der einzelnen Ereignisse zu ungefähr

$$\Rightarrow \langle M_K \rangle \propto A^5 \quad (1.16)$$

was in etwa dem in [4] publizierten Wert entspricht.

1.3 Methoden zur Bestimmung der K-X-ray Multiplizität $\langle M_K \rangle$

Die gemessenen, prompten Röntgenquanten entstehen durch innere Konversion mit Elektronen der K-Schale während einer γ -Kaskade, welche den Verdampfungsrestkern abregt (siehe Abschnitt 1.2.1). Die dadurch in der K-Schale entstehende Lücke wird innerhalb von $\approx 10^{-17}$ s [3] durch ein Elektron aus einer höher liegenden Schale aufgefüllt, sodass ein charakteristisches Röntgenquant den Verdampfungsrestkern verlassen kann, solange kein Augereffekt (siehe 1.2.2) statt findet. Das Auftreten einer Multiplizität größer als eins ist somit nur möglich, wenn wiederholt der Prozess der inneren Konversion auftritt. Dies wiederum ist möglich, da nukleare Übergänge typischerweise viel länger dauern, als das Wiederauffüllen des unbesetzten Atomorbitals.

Die beiden ursprünglichen Methoden zur Bestimmung der K X-ray Multiplizität werden in [3] vorgestellt: Bei einer Methode wird unter Annahme einer poissonverteilten Multiplizität ein direkter Ausdruck für die mittlere Multiplizität $\langle M_K \rangle$ als Verhältnis der detektierten K X-ray K X-ray Koinzidenzen N_{12} in zwei verschiedenen Detektoren zur Anzahl an insgesamt gemessenen K X-rays N_1 in einem Detektor, multipliziert mit der Nachweiseffizienz des zweiten Detektors η_2 erhalten:

$$\langle M_K \rangle = \frac{N_{12}}{N_1 \eta_2} . \quad (1.17)$$

Der genaue Zusammenhang der Multiplizität mit den einzelnen Zählraten unter Berücksichtigung der Poissonverteilung kann dem Anhang A.1 entnommen werden.

Eine weitere, von obiger Methode unabhängige Bestimmung der Multiplizität, kommt ohne die Annahme einer Poissonverteilung der emittierten K X-rays aus: Bei dieser X-ray γ -ray Koinzidenz, welche in vorliegender Arbeit verwendet wird, wird die Anzahl an koinzidenten K-X-rays N_x^{gem} mit der entsprechenden Gesamtzahl an Verdampfungsrestkernen N_γ^{gem} verglichen und man erhält direkt die Multiplizität zu

$$\langle M_K \rangle_\gamma = \frac{N_x^{gem}}{\eta_x} \cdot \frac{\eta_\gamma}{N_\gamma^{gem}} \quad (1.18)$$

wobei η_x und η_γ abermals die Nachweiseffizienz des Detektors für das entsprechende Röntgenquant, bzw. γ -Quant bezeichnet. Da hier nur der Quotient der Nachweiseffizienzen relevant ist, kann bei dieser Methode auf eine absolute Effizienzzeichnung verzichtet werden. An dieser Stelle sei auf die Wichtigkeit des in Abschnitt 3.2 genauer beschriebenen Energiecuts hingewiesen, welcher garantiert, dass man den richtigen Reaktionskanal auswählt und damit eine zuverlässige Multiplizitätsbestimmung erst realisierbar macht. Dieser Energiecut ist auch der Grund, weshalb γ -Detektoren zur Messung der Multiplizität benötigt werden.

Kapitel 2

Messung von K-X-ray Multiplizitäten am MLL

2.1 Ge-Halbleiterdetektoren zur Messung von γ -Quanten

Die Detektion von γ -Strahlung wird heutzutage zu einem großen Teil mit Hilfe von Halbleiterdetektoren durchgeführt. Vereinfacht dargestellt, ist ein Halbleiterdetektor ein hochreiner Einkristall, der so dotiert ist, dass er einen pn -Übergang darstellt. Durch Anlegen einer Hochspannung in Sperrrichtung lässt sich die intrinsische Verarmungszone auf den gesamten Detektorkristall ausweiten. In der γ -Spektroskopie wird Germanium als Detektormaterial verwendet. Ein eintreffendes γ -Teilchen dringt in die Verarmungszone des Halbleiterdetektors ein und wechselwirkt mit dem hier verwendeten Germanium über Photoeffekt, Comptonstreuung oder Paarproduktion. Die durch die Photonwechselwirkung erzeugten Elektronen wandern durch die Bandstruktur des Germaniums und erzeugen weitere Elektron-Loch-Paare. Schließlich driften die so erzeugten Ladungsträger zu den Detektor-Elektroden und werden ausgelesen. Die Größe des Signals ist direkt proportional zur Anzahl der gesammelten Elektron-Loch-Paare und somit zur Energie des einfallenden γ -Quants.

Wechselwirkung der γ -Strahlung mit Materie

Die eingangs angesprochenen Wechselwirkungen der Photonen mit Materie stellen die drei Hauptmechanismen dar, die für die teilweise oder komplette Energieübertragung der Photonenenergie an das dabei erzeugte Elektron eine Rolle spielen. Die Wirkungsquerschnitte der drei Mechanismen lassen sich nach der eintreffenden γ -Energie ordnen. Der Photoeffekt übertrifft bei sehr niedrigen γ -Energien von einigen 10 keV die anderen Prozesse und die Energie wird vollständig an ein stark an ein Detektoratom gekoppeltes Elektron abgegeben, wobei sich dieses vom Atom

löst. Die Wahrscheinlichkeit τ für das Auftreten des Photoeffekts für eine bestimmte Atomsorte mit Ladungszahl Z und γ -Energie E_γ gibt [13] mit der Näherung

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}} \quad (2.1)$$

an, wobei der Exponent n je nach Energie und Material zwischen 4 und 5 variieren kann. Die starke Z -Abhängigkeit der photoelektrischen Absorptionswahrscheinlichkeit ist neben der kleineren Bandlücke und damit besseren Auflösung auch ein Hauptgrund für die Wahl von Germanium ($Z = 32$) anstatt des kostengünstigeren Siliziums ($Z = 14$) als Detektormaterial. Dieser Unterschied ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Wenn das eintreffende γ -Quant eine Energie im Bereich von ca. 100 keV bis 2 MeV hat, tritt vorwiegend elastische Streuung an quasifreien Elektronen, Comptonstreuung auf. Da die Streuwahrscheinlichkeit pro Atom von den verfügbaren, quasifreien Elektronen abhängt, geht der Wirkungsquerschnitt σ_c linear mit Z :

$$\sigma_c \propto \frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma} \cdot Z. \quad (2.2)$$

Die genaue Winkelverteilung der gestreuten Gammaquanten wird von der *Klein-Nishina Formel* vorhergesagt; zu finden beispielsweise in [13]. Da das γ -Quant bei einer Comptonstreuung seine Energie nicht vollständig an das Elektron überträgt, können auch mehrere Elektronen ausgelöst werden.

Die Wahrscheinlichkeit κ für das Auftreten von Elektron-Positron-Paarproduktion setzt ab $E_\gamma = 1022$ keV (der doppelten Ruhemasse des Elektrons) ein und geht in Abhängigkeit von der Ladungszahl ungefähr wie

$$\kappa \propto Z^2. \quad (2.3)$$

Abbildung 2.1 zeigt die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der drei Prozesse zusammenfassend in Abhängigkeit der γ -Energie und Ladungszahl Z .

2.2 Das MINIBALL- γ -Spektrometer

2.2.1 Allgemeine Spezifikationen

MINIBALL ist ein hochauflösendes γ -Spektrometer, welches zum Beispiel seit 2001 an REX-ISOLDE am CERN oder auch an der GSI erfolgreich eingesetzt wird. Das vollständige MINIBALL-Spektrometer besteht aus 24 sechsfach segmentierten, konischen, hochreinen Germaniumkristallen, die in Einheiten zu je drei Kristallen in einem gemeinsamen Kryostaten zusammengefasst sind. Abbildung 2.2 zeigt schematisch den Aufbau eines Kristalls. Der Kristall besteht, vereinfacht gesagt,

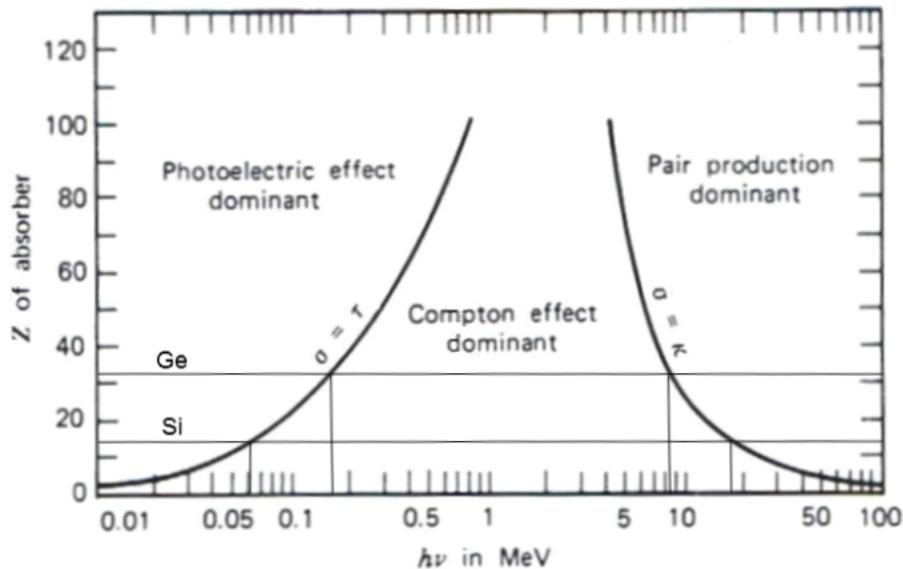


Abbildung 2.1: Relative Dominanz der drei Hauptprozesse der Photonwechselwirkung mit Materie. Die Linien zeigen die Werte für Z und $h\nu$ für die die benachbarte Prozesse gleich wahrscheinlich sind. Eingezeichnet wurden außerdem zwei Linien, die den Unterschied vornehmlich bezüglich des Photoeffektes zwischen Germanium und Si hervorheben sollen. [13]

aus einem Core, über welchen der komplette Kristall ausgelesen werden kann und sechs Segmenten, welche getrennt ausgelesen werden können. Die Segmentierung wurde durch Maskentechnik während der p-Dotierung der Elektroden durch Bor erzeugt und erlaubt es die Wechselwirkungspunkte der γ -Quanten zu bestimmen. Mit dieser Ortsinformation ist es zum Beispiel möglich eine Doppler-Korrektur der gemessenen γ -Energien durchzuführen, was in einer verbesserten Energieauflösung resultiert.

2.2.2 Experimenteller Aufbau am MLL

Der Aufbau des hier vorliegenden Experiments wurde am Maier-Leibnitz-Laboratorium (MLL) in Garching durchgeführt. Das Kernstück des Beschleunigerlabors ist der 15 MV Tandem-van-de-Graaf-Beschleuniger, der verschiedenste stabile Ionenstrahlen von Wasserstoff bis Gold, teilweise sogar polarisiert, mit hoher Intensität zur Verfügung stellen kann. Abbildung 2.3 zeigt den fertigen Aufbau am MLL.

Das Setup besteht aus vier MINIBALL-Tripelclustern, die in einer horizontalen

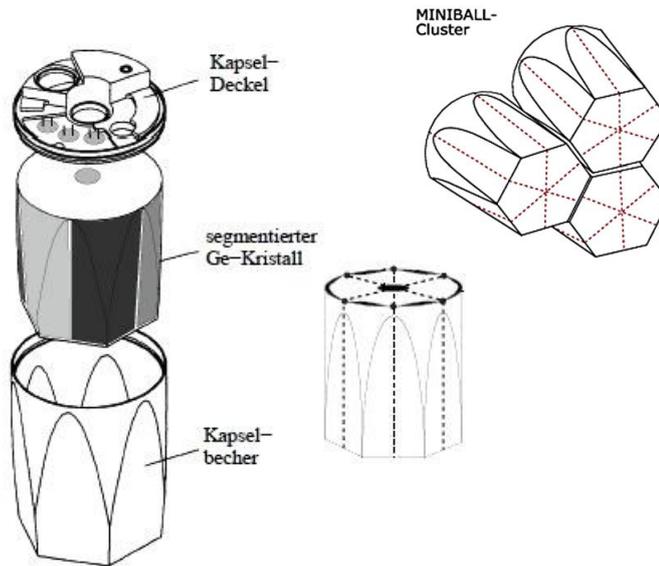


Abbildung 2.2: Schematische Zeichnung eines Ge-Kristall-Aufbaus. In der Darstellung eines MINIBALL-Tripelclusters ist schön die Segmentierung der einzelnen Kristalle zu erkennen. [14]

Ebene die Targetkammer umgeben, sodass bis auf das ein- und ausgehende Strahlrohr annähernd die kompletten 2π der Ebene abgedeckt werden.

Die Targetkammer wurde eigens für dieses Experiment aus 2 mm dickem Aluminium konstruiert, um die Absorption der niederenergetischen Röntgenquanten so gering wie möglich zu halten. Die Kammer wurde außerdem so konzipiert, dass zusätzlich noch zwei Si-Detektoren neben dem Target, sowohl in Vorwärts- als auch in Rückwärtsrichtung montiert werden können, um bei anderen Experimenten zusätzlich koinzidente Teilchenspektren zu erhalten. Des Weiteren wurde eigens ein Stickstoffkühlsystem für die Detektoren entwickelt, welches das stetige Kühlen der Germaniumkristalle und Vorverstärker garantiert. Der elektronische Aufbau wird im folgenden Abschnitt gesondert dargestellt. Hierbei war es bemerkenswert, dass die Energieschwellen der Miniballdetektoren in den Bereich von unter 20 keV gesetzt werden konnten, um generell eine Messung der Röntgenstrahlung bei so niedrigen Energien erst möglich zu machen.

Die zur Compoundkernbildung verwendeten Targets bestanden aus metallischen Folien mit einer Dicke von $100 \mu\text{m}/\text{cm}^2$ bei ^{120}Sn . Die Daten für das vorliegende Experiment wurden während 8,5 h Strahlzeit gesammelt. Der Strahlstrom betrug hierbei ungefähr 22 nA.

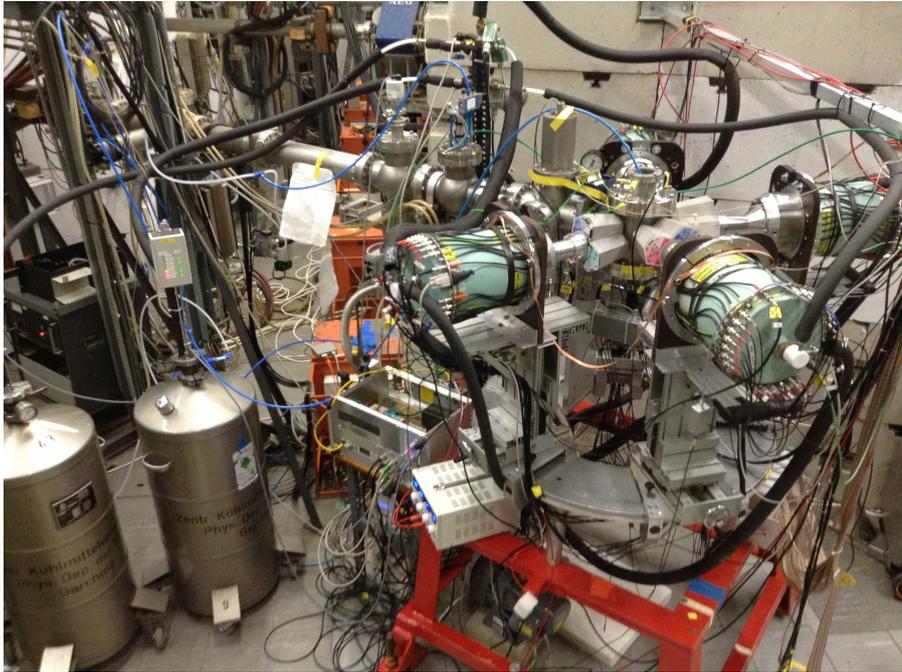


Abbildung 2.3: Aufbau der MINIBALL-Detektoren am MLL in Garching.

2.3 Elektronik und Datenaufnahme

Die Ausleseelektronik des MINIBALL-Experiments am MLL ist schematisch in Abbildung 2.4 gezeigt und wird in diesem Abschnitt kurz beschrieben. Details werden in [5] dargestellt.

Da vier MINIBALL-Tripelcluster vorhanden sind, muss die Elektronik prinzipiell 84 Signale verarbeiten können. In der Abbildung wurde jedoch nur die Auswerteeinheit eines Detektorclusters dargestellt.

In einem ersten Schritt werden die analogen Core- und Segmentsignale direkt am Kristall mit einem gekühlten Vorverstärker (in Abbildung 2.4 in grün dargestellt) verstärkt. Dadurch kann Rauschen aufgrund von Interferenzen der sehr kleinen Detektorsignale mit elektromagnetischen Feldern minimiert werden. Die Segmente werden über ein STM-16-Modul mit dem MADC-32 (Analog-Digital-Wandler von Mesytec) verbunden. Dieses Modul hat die Eigenschaft eines Shapers [15]. Um pile-up-Effekte aufgrund der langsam abfallenden Flanke, im Vergleich zur sehr schnellen ansteigenden Flanke, bei mehreren schnell aufeinander abfolgenden Ereignissen zu vermeiden, generiert der Shaper aus dem exponentiellen Segmentsignal ein neues, verstärktes, gaußförmiges Signal.

Nach dem STM-16-Modul werden die Segmentsignale in dem MADC-32 digitalisi-

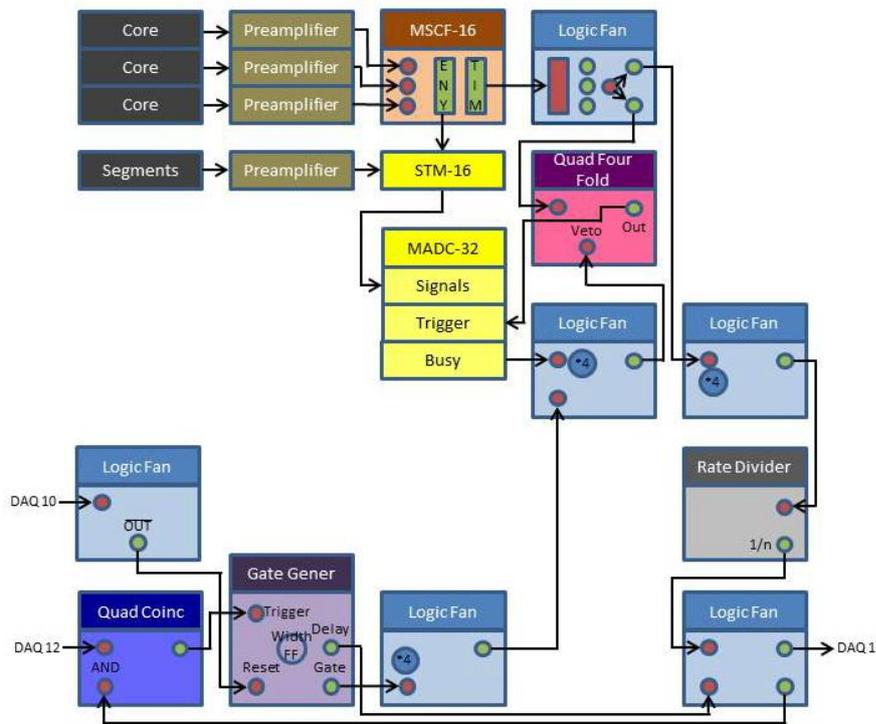


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau der Ausleseelektronik für einen Cluster. Die Bezeichnung $\cdot 4$ bedeutet, dass die Signale aller vier Cluster verarbeitet werden. [5]

sirt. Neben der Digitalisierung kann der MADC auch die Länge der sogenannten 'Gates' bestimmen, die das Zeitfenster der eingehenden Pulslänge für die Weiterverarbeitung festlegen. Zusätzlich kann der MADC auch noch ein 'busy' setzen, solange die Daten konvertiert werden.

Die Core-Signale werden prinzipiell wie die Segmentsignale verarbeitet, wobei sie zusätzlich noch die Triggerbedingung der Auslese liefern. Dafür werden die Core-Signale durch das MSCF-16-Modul in einen langsamen und einen schnellen Zweig aufgeteilt [15]. Aus den langsamen Anteilen der Eingangssignale wird die Energie ausgelesen, weshalb sie, um sie zu digitalisieren, in das MADC eingespeist werden. Des Weiteren kann man über den Diskriminator auch eine gewisse Schwelle ('threshold') einstellen, ab der Signale weiterverarbeitet werden sollen, sodass man zum Beispiel nur Signale mit großer Peakhöhe, die über dem Rauschen liegen erhalten kann. Die schnellen Anteile hingegen beinhalten die Zeitinformation und können als Trigger fungieren. Der Trigger kann nicht einfach so über das MADC-Modul verarbeitet werden, da er zum einen bei einem 'busy' des MADC zurückgehalten

werden müsste und ihn dann das MADC nicht mehr genau verarbeiten kann und zum anderen auch ein zusätzliches Veto über die Datenaufnahme gesetzt sein kann, wenn der Speicherplatz des MADC voll ist.

Spätestens bei vollem Speicher der MADC's sollte die Datenauslese starten. Jeder Detektor wird mit einem sogenannten MADC-32 verbunden, welches die analogen Eingangssignale in digitale umändert. Die digitalisierten Daten werden dann sukzessive mittels Blocktransfer ausgelesen. Der Grund für die Auslese mittels Blocktransfer waren die hohen Zählraten im Experiment. Um diese zeitintensive Datenauslese so selten wie möglich zu starten, wird eine Hilfsschaltung benötigt. Um sicherzustellen, dass keine Signale verloren gehen, werden zuerst die Triggersignale der zwölf Cores in einen Ratenteiler eingespeist, der die Signalhöhe für die weitere Verwendung reduziert. Um keinen Auslesebefehl zu verwerfen, wenn der Speicher eines MADC komplett voll ist und damit den Status 'busy' zeigt, und somit auch den Absturz des Systems nicht zu provozieren, sollte der, während einer Auslese auftauchende neue Auslesebefehl sofort nach der fertigen Auslese durchgeführt werden und währenddessen die Signalaufnahme stoppen. Um dies zu gewährleisten, muss eine Koinzidenz zwischen dem Status 'auslesend' und Datenaufnahme 'busy' hergestellt werden. Hierzu wird das Koinzidenzsignal als Trigger für einen Gate-Generator genutzt, der ein unbestimmt langes Gate öffnet. Dieses wird erst zurückgesetzt, wenn die fertige Datenaufnahme einen entsprechenden Puls sendet. Sobald das Gate wieder geschlossen wurde, beginnt die Datenaufnahme wieder. Das Gate fungiert weiterhin als zweites Veto für den Trigger, der nach dem Schließen des Gates auch wieder gestartet wird.

Kapitel 3

Analysemethoden und Ergebnisse des MLL-Experiments

Wie zu Beginn dieser Arbeit schon angedeutet, soll die semi-empirisch hergeleitete, theoretische Vorhersage über die K-X-ray Multiplizität mit Hilfe des MINIBALL-Detektorsystems experimentell überprüft werden und eventuelle Abweichungen durch besondere Kernstruktureffekte, wenn möglich, erklärt werden. Der experimentelle Aufbau am MLL in Garching wurde schon in Abschnitt 2.2.2 angesprochen, als auch die elektronische Datenverarbeitung im Anschluss.

An dieser Stelle sei auch kurz ein Überblick über die benutzten Analyseprogramme gegeben: Generell wurden verschiedene auf *ROOT* basierende Analyseprogramme, wie *HistPresent*, oder das *MARaBOU* Sortierprogramm *C_analyze* verwendet [16], [17]. *ROOT* selbst ist ein objektorientiertes Programmiergerüst, konzipiert zur effizienten Analyse großer Datenmengen. Die zugrunde liegende Programmiersprache ist C++. Zum Fitten verschiedener Funktionen wurde *Origin* verwendet, wie beispielsweise bei der Effizienzkalibrierung.

3.1 Energieeichung und Effizienzbestimmung der MINIBALL-Detektoren

Für die Energie- und Effizienzkalibrierung wurden eine ^{152}Eu - und eine ^{133}Ba -Quelle als Eichstandard benutzt. Ein typisches Rohspektrum der ^{152}Eu -Quelle ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Beide Eichquellen wurden an der Targetposition in der Strahlkammer angebracht.

Energiekalibration

Die Zuweisung der in Abbildung 3.2 dargestellten Kanäle der jeweiligen Energie erfolgte mit Hilfe des Programms *HistPresent*, mit welchem die einzelnen in 3.1 tabellierten Peaks gefittet wurden und anschließend mittels eines Polynoms

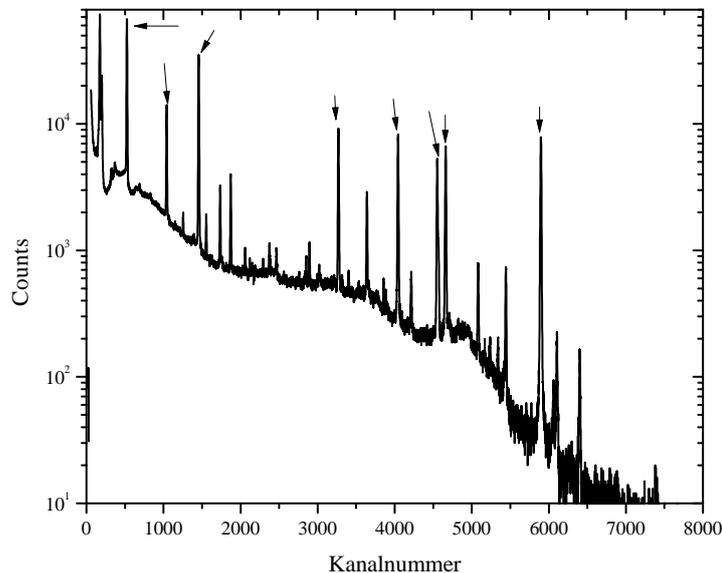


Abbildung 3.1: Unkalibriertes γ -Spektrum von der ^{152}Eu -Eichquelle in logarithmischer Darstellung. Die zur Energieeichung herangezogenen Peaks wurden mit kleinen Pfeilen markiert.

ersten Grades die Eichkurve bestimmt wurde. Diese Prozedur wurde für alle Cores durchgeführt und in eine entsprechende Datei gespeichert, welche von dem Sortierprogramm *C_analyze* eingelesen wird.

Bei Betrachtung des Residuendiagramms¹ in Abbildung 3.3 erkennt man zwei Bereiche mit negativer und positiver Steigung der Residuen. Dies ist auf die Nichtlinearität der elektronischen Komponenten bei den geringen Röntgenenergien zurückzuführen. Es wäre daher wünschenswert gleichzeitig zwei verschiedene Eichungen direkt in das MARaBOU-interne Eichprogramm einzubinden. Das war leider nicht im Rahmen dieser Bachelorarbeit möglich, weshalb eine zweite Eichung im Sortierprozess durchgeführt wurde. Da für die vorliegenden Messungen an den mittelschweren ^{58}Ce -Kernen eine K_{α} X-ray Energie im Bereich von 34 keV gemessen wird und die erwartete Multiplizität dort gering ist, wurde versucht diesen Energiebereich in der Eichung zu optimieren. Dabei wird eine größere Abweichung der Energieeichung bei höheren Energien in Kauf genommen. Dieser Fehler bei hohen

¹Das Residuum ist definiert als $r_i = y_i^{\text{gemessen}} - y_i^{\text{vorhergesagt}}$ und gibt die Abweichung des tatsächlichen Wertes von dem von der Linearen Regression vorhergesagten Wert an.

3.1 Energieeichung und Effizienzbestimmung der MINIBALL-Detektoren

Tabelle 3.1: Dominante Linien der Eichquellen ^{133}Ba und ^{152}Eu mit zugehörigen, theoretischen Linienintensitäten. Daten aus [18]

^{152}Eu		^{133}Ba	
E_γ [keV]	Photonenhäufigkeit pro 100 Zerfälle	E_γ [keV]	Photonenhäufigkeit pro 100 Zerfälle
121,7817(3)	28,41(13)	53,1622(6)	2,14(3)
244,6974(8)	7,55(4)	80,9979(11)	32,9(3)
344,2785(12)	26,59(12)	276,3989(12)	7,16(5)
778,9045(24)	12,97(6)	302,8508(5)	18,34(13)
964,079(18)	14,50(6)	356,0129(7)	62,05(19)
1085,837(10)	10,13(6)	383,8485(12)	8,94(6)
1112,076(3)	13,41(6)		
1408,013(3)	20,85(8)		

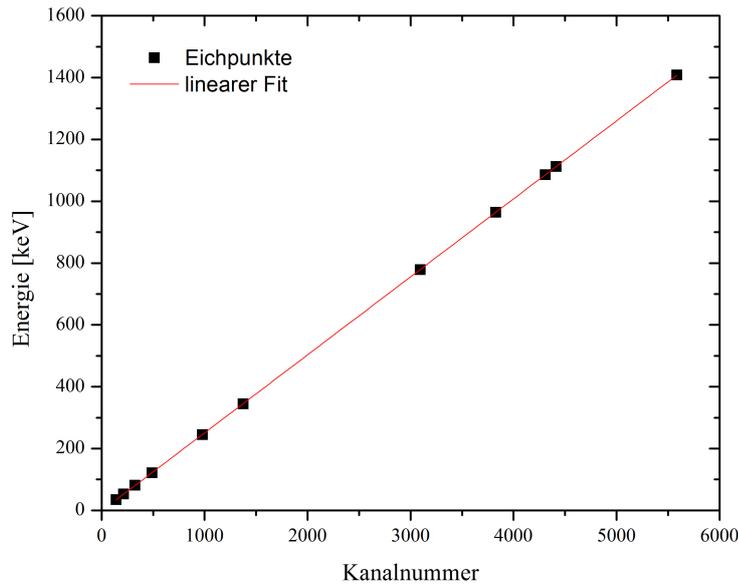


Abbildung 3.2: Lineare Energieeichung eines MINIBALL-Cores. Bei dieser Energieeichung wurden alle Europiumlinien aus Tabelle 3.1, zusammen mit den ersten beiden niederenergetischen Bariumlinien gefittet. Außerdem wurde die K_β -Linie von ^{133}Ba bei 35 keV berücksichtigt, da diese neben der K_α -Linie des erwarteten Verdampfungsrestkerns (34 keV) liegt.

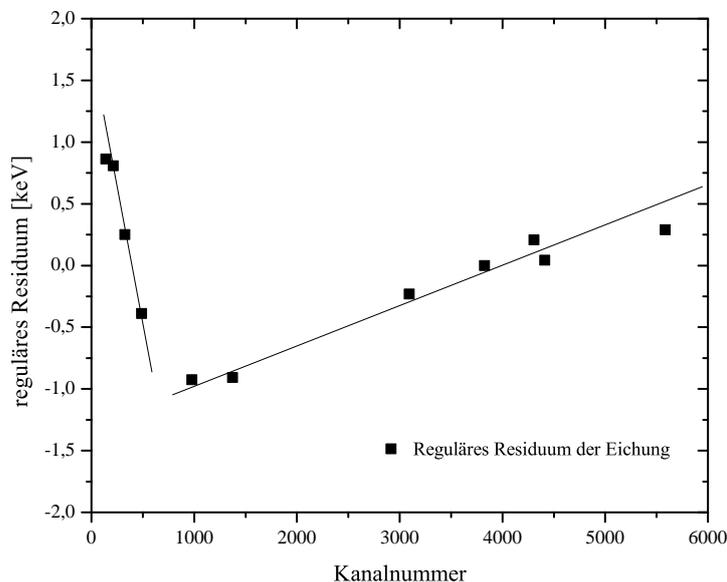


Abbildung 3.3: Residuendiagramm zur linearen Energieeichung eines Cores. Die eingezeichneten Linien sollen den Trend der Abweichung der Residuen darstellen.

Energien wurde anschließend im Sortierprozess durch die angesprochene zweite Eichung der verschiedenen Energiebereiche oberhalb von 100 keV reduziert. Als Referenzpunkte wurden dabei verschiedene Übergangenergien verwendet, auf welche in der späteren Analyse gegatet wurde. Damit wurde neben der besseren Energieeichung in dem jeweiligen Energiebereich auch gleichzeitig der Untergrund in den Cut-Spektren optimiert, da durch einen schmaleren Cut-Peak bei gleich großem Volumen weniger störende Untergrundsignale in den bereinigten Spektren vorhanden sind.

Effizienzbestimmung von MINIBALL

^{152}Eu und ^{133}Ba wurden ebenfalls für die relative Effizienzeichung der einzelnen Cores verwendet. Die Effizienz ist definiert als

$$\eta_{\gamma} = N_{\gamma} / I_{\gamma} \quad (3.1)$$

mit N_{γ} der Count-Anzahl in einem Peak des Spektrums und I_{γ} deren relativer Intensität. Da bei der Bestimmung der Multiplizität der K-X-rays nur die relativen

3.1 Energieeichung und Effizienzbestimmung der MINIBALL-Detektoren

Effizienz relevant ist (vgl. Abschnitt 1.3), wurde die Intensität des Übergangs bei ^{133}Ba mit 276,40 keV als Referenzwert für die Effizienz $\eta_\gamma(276,40 \text{ keV}) \equiv 1$ gesetzt. Auf diesen Übergang werden schließlich alle anderen Intensitäten normiert. Um die relativen Effizienzen zu bestimmen, wurde also das Verhältnis des mit *HistPresent* bestimmten Peakintegrals einer ausgewählten Linie zum Referenzwert gebildet und dieses dann durch das entsprechende aus Tabelle 3.1 entnommene Intensitätsverhältnis geteilt. Anschließend wurde mit *Origin* eine Eichfunktion der Form

$$f(E_\gamma) = (a \cdot E_\gamma + b/E_\gamma)e^{c \cdot E_\gamma + d/E_\gamma} \quad (3.2)$$

angefittet. Die Effizienzbestimmung wurde in zwei Schritten durchgeführt: Zu Beginn wurde die Bariumquelle geeicht, da diese bis zu geringeren Energien und insbesondere auch auf der niederenergetischeren Seite des Effizienzmaximums Linien zeigt. Anschließend wurden die Europiumlinien auf die mit Barium bestimmte Effizienzkurve normiert, sodass in einem zweiten Fit die tatsächliche Effizienzkurve bestimmt werden kann. Das Ergebnis eines MINIBALL-Cores ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

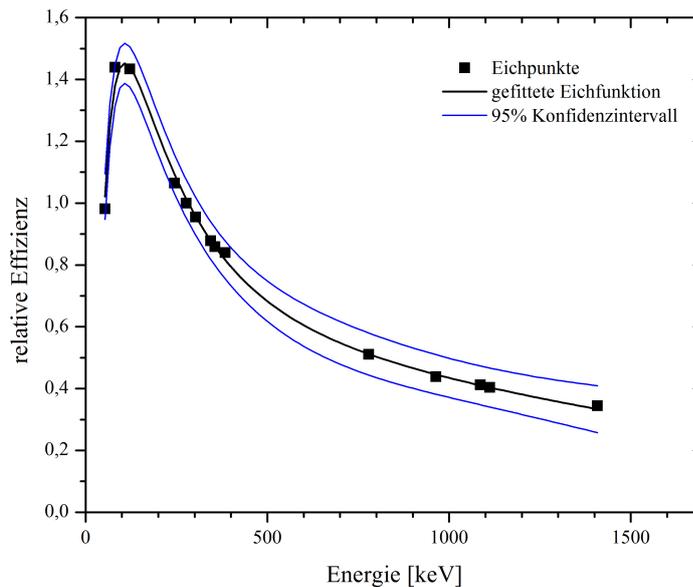


Abbildung 3.4: Relative Effizienzzeichnung eines MINIBALL-Cores. Als Referenzwert wurde der Übergang mit 276,40 keV von ^{133}Ba genommen.

Diese Effizienzzeichnung wurde ebenfalls für alle Cores durchgeführt, woraus sich

Abbildung 3.5 ergibt. Es ist zu beobachten, dass die relativen Effizienzen in allen Detektoren etwa gleich groß sind, was auf die isotrope Abstrahlung der Eichquellen und deren Platzierung im Zentrum der vier MINIBALL-Detektoren zurückzuführen ist.

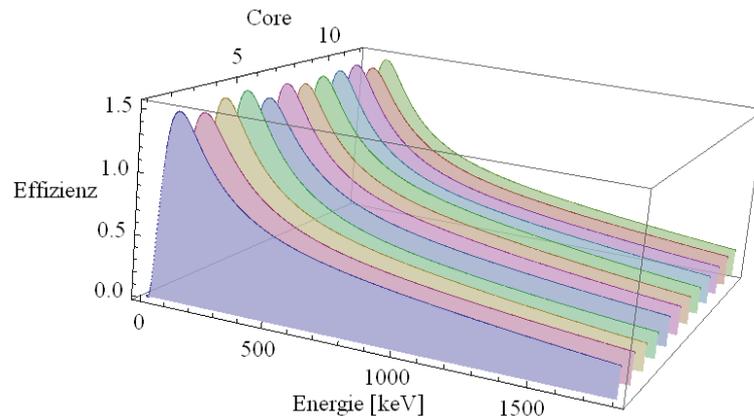


Abbildung 3.5: Abbildung der Effizienzen aller Cores.

3.2 Identifikation des Verdampfungsrestkerns über die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix

Ein typisches, kalibriertes Spektrum der Fusionsreaktion $^{16}\text{O} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Das dargestellte Spektrum wurde noch nicht mit der zweiten, nachträglichen Eichung kalibriert.

Deutlich zu erkennen sind neben der 511 keV-Linie, welche aus der Annihilationsstrahlung von Elektron-Positron-Paaren im Germanium kommt, sehr viele Peaks, die von diversen Reaktionskanälen kommen. Um eine sinnvolle Datenauswertung durchführen und auch den Untergrund bei der K_{α} -Linie des erwarteten Verdampfungsrestkerns ^{58}Ce bei 34 keV drastisch minimieren zu können wird eine Methode benötigt um die einzelnen Fusionskanäle trennen zu können. Dies wird mittels einer Koinzidenzbedingung sichergestellt, die die in den Signalen gespeicherten Zeitstempel vergleicht. Die Zeitstempel werden dabei von der internen 16 MHz VME-Clock generiert und entsprechen ≈ 63 ns. Dadurch kann man in der Offline-Analyse nach simultanen Zerfällen suchen, indem man die Zeitstempel der einzelnen Signale vergleicht.

Diese Methode der Zeitkoinzidenz ist in einfacher Weise nur anwendbar, wenn der ganze Zerfall des Verdampfungsrestkerns innerhalb dem gewählten Zeitfenster auch tatsächlich stattfindet und keine isomeren Zustände durchläuft. Für den

3.2 Identifikation des Verdampfungsrestkerns über die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix

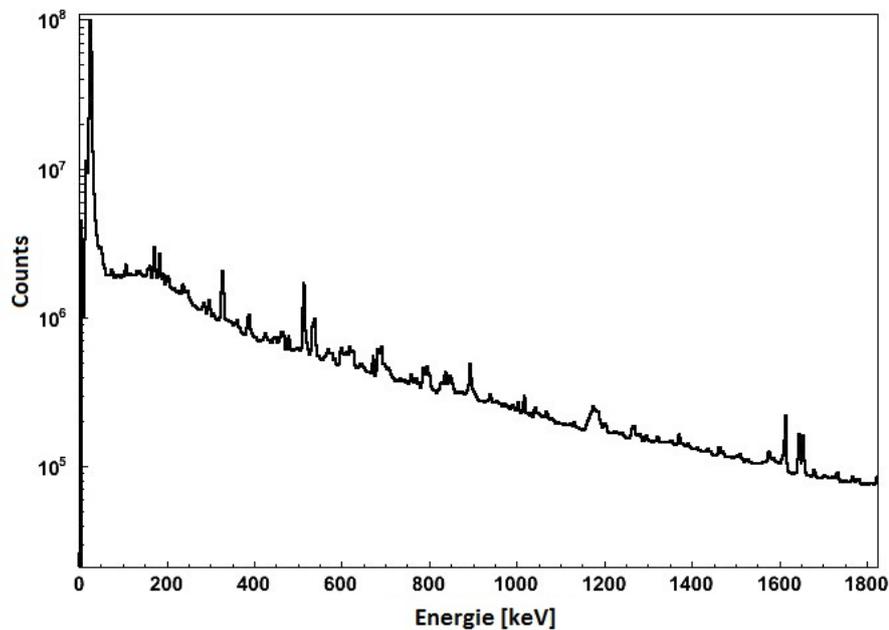


Abbildung 3.6: Ungegatetes, kalibriertes Spektrum der Fusionsreaktion $^{16}\text{O} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ in logarithmischer Darstellung.

Fall, dass isomere Zustände vorhanden sind, muss das Level- und Zerfallsschema des bevölkerten Kerns sehr genau betrachtet werden und die Cuts entsprechend gewählt werden, sodass keine verfälschten Ergebnisse produziert werden. Nebenbei kann die Methode auch benutzt werden um nach isomeren Zuständen zu suchen: Isomere Zustände konvertieren gewöhnlich sehr stark, d. h. die Multiplizität wird durch diese stark erhöht, sodass man durch entsprechendes gaten auf verschiedene Zerfallskanäle diese Zustände identifizieren kann.

Die koinzidenten $\gamma\gamma$ -Ereignisse werden in eine zweidimensionale Matrix gefüllt, in welcher durch entsprechende Energieauswahl, dem sogenannten Setzen des Cuts, alle hierzu koinzidenten Signale in ein eindimensionales Spektrum projiziert werden. Durch diese Methode gewährleistet man, dass nur die Ereignisse eines Fusionskanals dargestellt werden. Selbstverständlich sollte man bei der Auswahl der entsprechenden Cuts darauf achten, dass der Peak möglichst separiert von anderen Peaks ist und auf wenig Untergrund sitzt.

Ein typisches Cut-Spektrum ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Der Cut wurde hierbei auf den Übergang der Yrast-Kaskade von ^{132}Ce auf den Übergang $6^+ \rightarrow 4^+$ mit $E_\gamma = 683,8$ keV gesetzt. Es ist sehr deutlich eine »Bereinigung« des Spektrum von den störenden Untergrundlinien, welche nicht zu diesem Fusionskanal gehören,

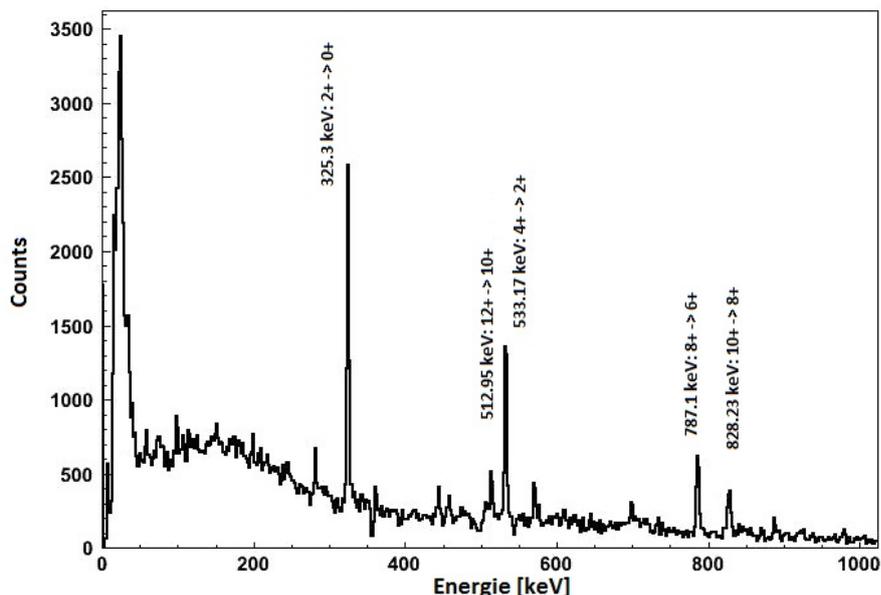


Abbildung 3.7: Gegatetes Spektrum mit Cut auf den $6^+ \rightarrow 4^+$ -Übergang der Yrast-Kaskade mit 683,8 keV von ^{132}Ce . Markiert ist ein Teil der simultanen Yrast-Übergänge. Der große Peak bei geringer Energie entspricht hauptsächlich den Target-X-rays von ^{120}Sn , denen überlagert sind die K_α -X-rays von ^{132}Ce .

zu beobachten. Ein Teil der anderen simultanen Yrast-Übergänge dieses Verdampfungsrestkerns wurden im Spektrum markiert. Durch die entsprechende Cut-Wahl kann man die verschiedenen Fusionskanäle geschickt trennen und dadurch eine Multiplizitätsbestimmung der K-X-rays ermöglichen.

3.3 Untergrundkorrekturen

Die Untergrundkorrektur stellt einen wichtigen Beitrag zur akkuraten Datenanalyse dar und gliedert sich in drei Schritte:

- dem Untergrundabzug beim Setzen des Cuts im Energiespektrum,
- der Korrektur von zufälligen zeitlichen Koinzidenzen und
- dem Untergrundabzug beim Fitten der entsprechenden Peaks zur Multiplizitätsbestimmung.

In Abbildung 3.8 ist ein Zeitspektrum der MINIBALL-Cores dargestellt. Man erkennt schön den sehr ausgeprägten Peak bei der Zeitdifferenz von 0, der die wah-

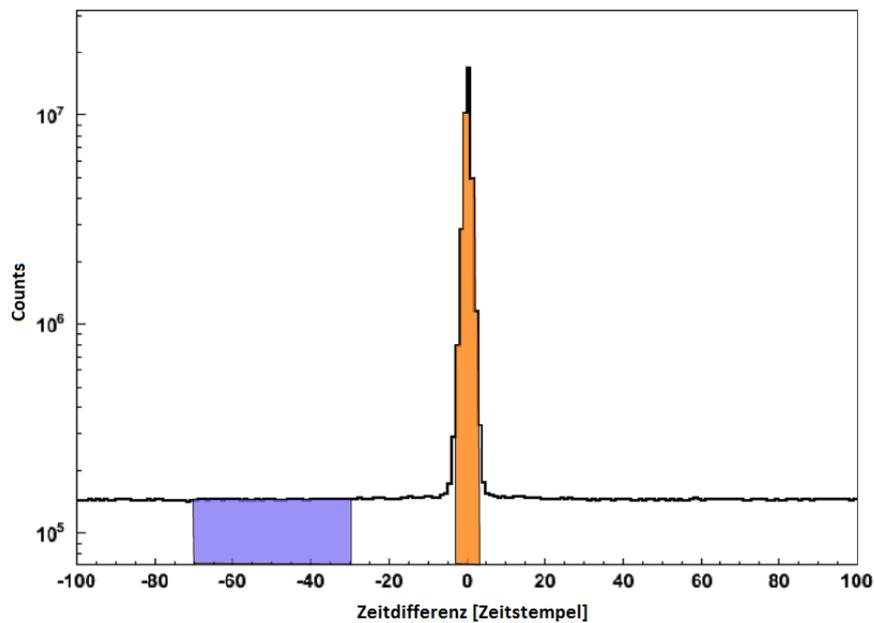


Abbildung 3.8: Zeitdifferenzspektrum zwischen zwei koinzidenten Events. Der in rot hinterlegte Bereich stellt den Zeitcut auf die prompten, wahren Koinzidenzen dar, welcher zu $|t_{diff}| < 3$ festgesetzt wurde. Der blau eingefärbte Bereich markiert einen Bereich der zufälligen zeitlichen Koinzidenzen, welcher bei der Untergrundkorrektur berücksichtigt wurde.

ren zeitlichen Koinzidenzen repräsentiert. Der Peak beinhaltet neben dem Zerfall des Verdampfungsrestkerns noch einen geringen Anteil an zufälligen zeitlichen Koinzidenzen und auch an Coulomb-gestreuten Events, welche ebenfalls »prompt« bei Zeitdifferenz Null kommen. Diese zufälligen Koinzidenzen stellen Untergrund dar und entstehen zum Beispiel, wenn die beiden detektierten γ -Quanten aus zwei verschiedenen Kernen kommen. Daher sind sie statistisch in der Zeit gleich verteilt. Aus diesem Grund können diese im Sortierprogramm durch den Zeit-Cut separiert, gemittelt und von dem eigentlichen Peak abgezogen werden. Neben dem Untergrundabzug beim Setzen des Zeit-Cuts wird auch der Untergrund beim Setzen des Energie-Cuts gemittelt und von dem eigentlichen Peak abgezogen. Wohingegen beim Zeit-Cut der Untergrund beliebig entfernt vom Peak gewählt werden kann, sollte man beim Energie-Cut darauf achten, dass man den Untergrund möglichst nahe beim Peak wählt und bestenfalls rechts des Peaks, um koinzidente Comptonstreuung auf der Seite des Peaks hin zu kleineren Energien nicht in den Untergrund mit einzubeziehen. Beim Fitten schließlich wurde nochmals eine Untergrundkor-

Tabelle 3.2: Erwartete Verdampfungsrestkerne der Reaktion $^{16}\text{O} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$ bei 70 MeV Strahlenergie mit Angabe des jeweiligen Reaktionskanals, Wirkungsquerschnitts und prozentualen Anteils an dem gesamten Wirkungsquerschnitt der Fusionsreaktion. Daten errechnet mittels PACE4 [10].

	^{58}Ce	
	^{132}Ce	^{133}Ce
	$^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O}; 4n\gamma)$	$^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O}; 3n\gamma)$
	280,0 mb	123,0 mb
	49,9 %	21,9 %
TOTAL	403,0 mb	71,8 %

rektur mit Hilfe des Programms *HistPresent* durchgeführt, welches den den Peak umgebenden Untergrund automatisch ermittelt und von dem gaußförmigen Peakintegral der betrachteten Linie abzieht (vgl. auch Abbildung 3.10).

Prinzipiell kann man den Untergrund noch genauer korrigieren, wenn man zum Beispiel nach dem Cut in der $\gamma\gamma$ -Matrix nochmals einen Cut auf eine Linie des betrachteten Übergangs setzt und dadurch das *peak-to-total*-Verhältnis weiterhin verbessert. Jedoch war in der vorliegenden Messung nicht genügend Statistik vorhanden, um diese Tripel-Koinzidenz durchführen zu können.

3.4 K-X-ray Multiplizität der Verdampfungsrestkerne $^{132,133}\text{Ce}$

Wie auch schon im Abschnitt 1.1.2 beschrieben, wurde mit Hilfe des Programms *PACE4* die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Reaktionskanäle mit einer Strahlenergie von 70 MeV berechnet. Die dominanten Cer-Kanäle sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Es zeigt sich, dass vornehmlich Neutronen bei der Verdampfungsrestkernbildung abgedampft werden. Dies ist im Hinblick auf das Target ^{120}Sn auch verständlich, da die Protonen mit $Z = 50$ eine volle Schale besetzen.

Analyse des Verdampfungsrestkerns ^{133}Ce

Um die Multiplizität der K_α -X-rays zu bestimmen wurde der Cut auf den Übergang $15/2^- \rightarrow 11/2^-$ mit einer Energie von $E_\gamma = 619,7\text{keV}$ gesetzt. Dieser wurde im Levelschema in Abbildung 3.9 rot markiert. Weitere dominante Übergänge wurden ebenfalls markiert. Die zeitliche Koinzidenzbedingung wurde anhand der Abbildung 3.8 zu $|t_{diff}| < 3$ optimiert. Dies ergibt sich durch verschiedene Sortierungen, bei denen das zeitliche Koinzidenzfenster variiert wurde.

Die Multiplizität ergibt sich schließlich direkt aus den gemessenen Peakintegralen aller in den isomeren $9/2^-$ -Zustand zerfallenden Übergänge, wobei natürlich die

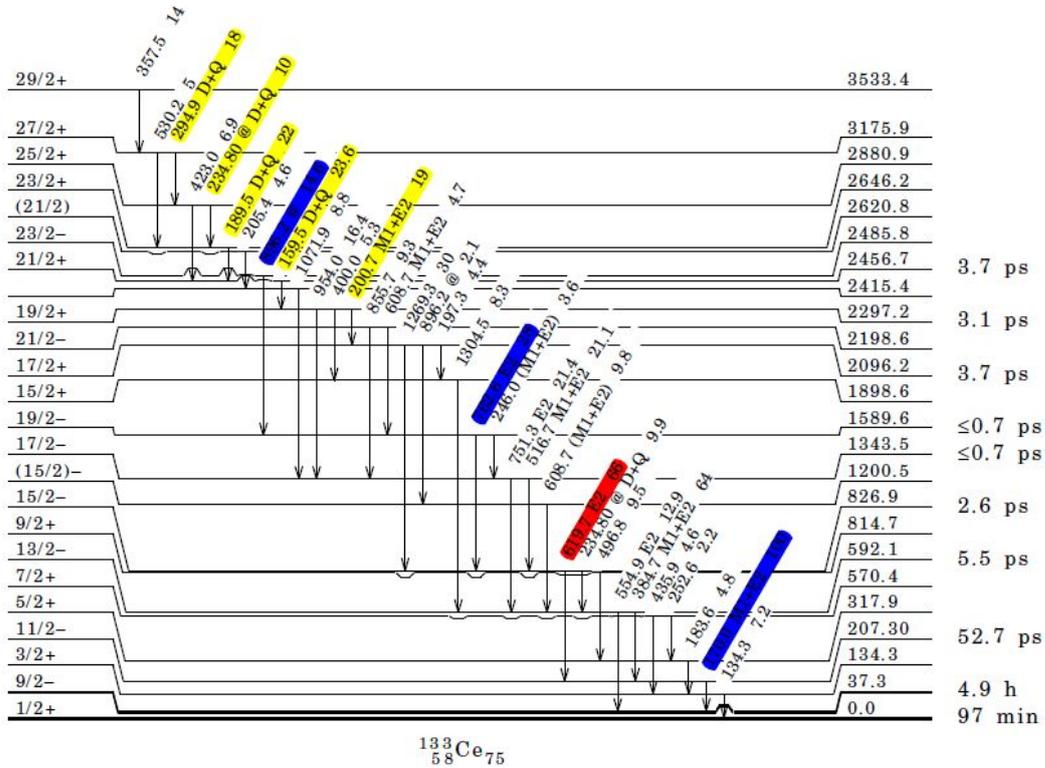


Abbildung 3.9: Auszug aus dem Levelscheema von ¹³³Ce. Markiert wurde in rot der Cut auf die γ -Linie zur Identifikation von ¹³³Ce als Verdampfungsrestkern, in gelb: dominante Übergänge des auf den Zustand 15/2⁺ aufbauenden Bandes und in blau: starke Übergänge des in den isomeren Zustand 9/2⁻ mündenden Bandes. Daten aus [19]

jeweilige Effizienz der Detektoren berücksichtigt werden muss. In diesem Fall zerfallen nur der 13/2⁻- und der 11/2⁻-Zustand in den isomeren Zustand 9/2⁻ mit ca. 5 h Lebensdauer, wobei nur die 170,0 keV-Linie (11/2⁻ → 9/2⁻) gefittet werden konnte, da der andere Übergang aufgrund der geringeren relativen Intensität im Spektrum nicht aufgelöst werden konnte. Der gefittete K_{α} -Peak ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

Zusammen mit der Formel 1.18 ergibt sich die Multiplizität von ¹³³Ce zu

$$\Rightarrow \langle M_K \rangle_{\gamma} = 0,96 \quad (5) . \quad (3.3)$$

Um zu überprüfen, ob die erhaltene Multiplizität bei diesem Kern unabhängig von dem gewählten Cut ist, und auch um zu zeigen, dass durch den Fit des 170,0 keV-

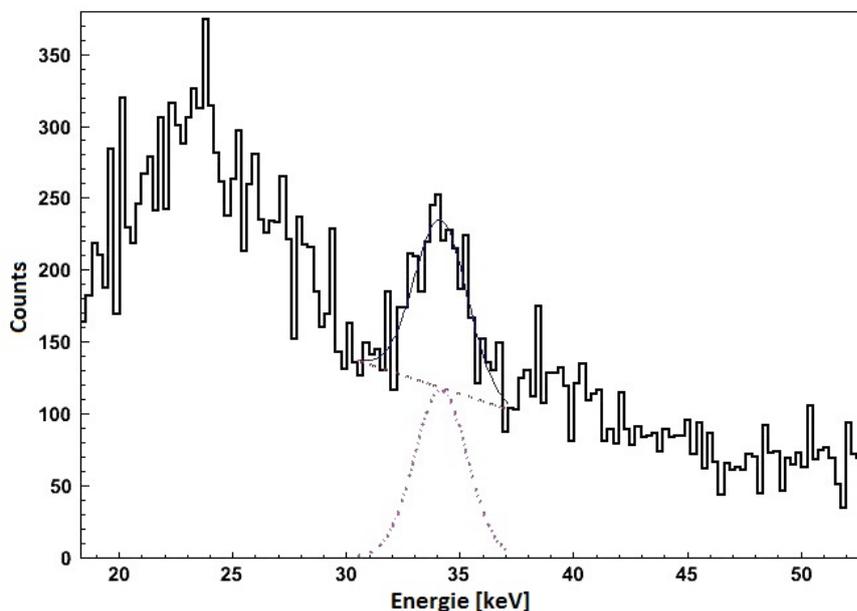


Abbildung 3.10: K_α -Peak von ^{133}Ce nach Energie- und Zeit-Cut und Untergrundabzug. Der Energiecut wurde hierbei auf den Übergang $15/2^- \rightarrow 11/2^-$ mit einer Energie von $E_\gamma = 619,7 \text{ keV}$ gesetzt. Ebenfalls eingezeichnet ist die gaußförmige Fitkurve in blau und der lineare Untergrund in rot. Die K_β -Linie deutet sich bei 39 keV an und ist mit der erwarteten Intensität von $\approx 1/5$ der K_α -Linie [20] konsistent.

Peaks wirklich alle Zerfälle berücksichtigt werden, wurde ein zweiter Cut auf den $E1$ -Übergang von $17/2^+ \rightarrow 15/2^-$ gesetzt. Das entstehende Spektrum ist in Abbildung 3.11 zu sehen.

Hierbei ergibt sich eine Multiplizität von

$$\Rightarrow \langle M_K \rangle_\gamma = 1,16 (6) . \quad (3.4)$$

Dieser Wert stimmt nicht exakt mit dem oben erhaltenen Wert von 0,96 überein. Zu beachten ist der wesentlich reduzierte Untergrund bei der K_α im Vergleich zur Abbildung 3.10. Dies liegt an dem deutlich geringeren Untergrund beim Setzen des Cuts bei höheren Energien. Generell stellt der Untergrund eine nicht zu vernachlässigende Fehlerquelle dar. Ein Überblick über die weiteren möglichen und durchaus relevanten Fehlerquellen ist am Ende dieses Abschnitts zu finden. Um diese Abwei-

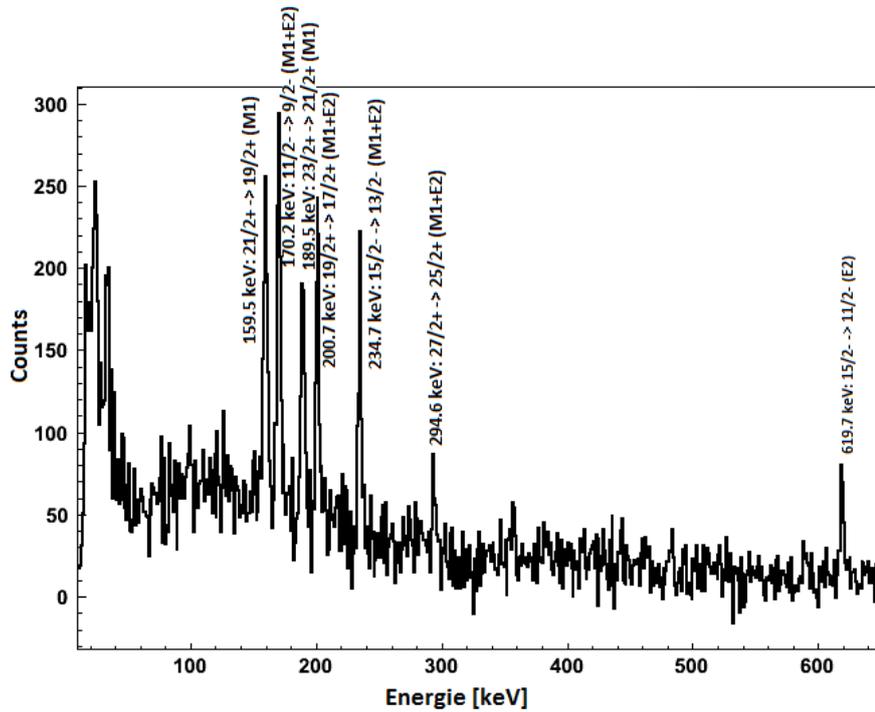


Abbildung 3.11: Resultierendes Spektrum von ^{133}Ce bei Cut auf den 1269,3 keV- $E1$ -Interbandübergang von $17/2^+ \rightarrow 15/2^-$. Markiert sind dominant auftretende Übergänge, welche vornehmlich magnetischen Dipolcharakter $M1$ aufweisen.

chung genauer zu untersuchen, wurde noch ein Cut auf den 751,3 keV-Übergang von $17/2^- \rightarrow 13/2^-$ gesetzt. Hierbei betrug die Multiplizität

$$\Rightarrow \langle M_K \rangle_\gamma = 1,02 (5) . \quad (3.5)$$

Bei genauerer Betrachtung stellt man fest, dass dies in gewisser Weise zumindest konsistent mit der Abweichung der Multiplizität und der Energie beim Setzen des Cuts ist: pro ≈ 130 keV die man den Cut bei höheren Energien platziert, wächst die Multiplizität um $\approx 0,04$. Dieses Verhalten lässt auf einen unentdeckten, systematischen Fehler schließen, der im Rahmen der finalen Datenanalyse noch genauer untersucht werden soll.

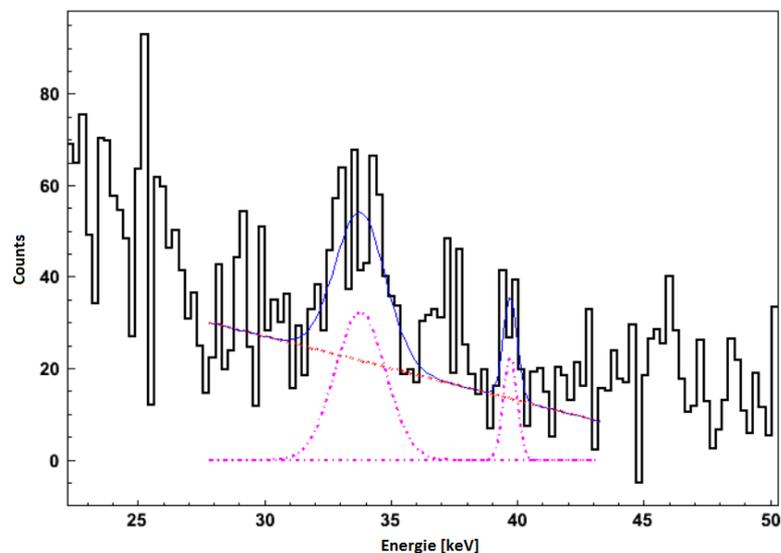


Abbildung 3.12: Fitkurve der K_{α} - und K_{β} -Linie bei Cut auf den 1269,3 keV-E1-Interbandübergang von $15/2^+ \rightarrow 15/2^-$.

Analyse des Verdampfungsrestkerns ^{132}Ce

Die Multiplizität der K_{α} -X-rays von ^{132}Ce bestimmt man analog zu dem oben beschriebenen Vorgehen. Es wurde der Cut auf den Übergang $6^+ \rightarrow 4^+$ mit einer Energie von $E_{\gamma} = 683,8 \text{ keV}$ gesetzt. Dieser wurde im Levelschema in Abbildung 3.13 rot markiert.

Weitere dominante Übergänge der Yrast-Kaskade wurden in gelb markiert. Im gategaten Spektrum konnten auch noch weitere Übergänge dieser Kaskade beobachtet werden, welche aber aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt wurden. In blau wurden die beiden in den Grundzustand zerfallenden Übergänge, welche in der Analyse berücksichtigt wurden, markiert. Der weitere mit 1497,2 keV aus dem 0^+ -Zustand einer weiteren Rotationsbande in den Grundzustand 0^+ zerfallende Übergang konnte aufgrund dessen geringer Intensität nicht aufgelöst werden und wurde somit nicht berücksichtigt. Ein weiteres Levelschema, das alle drei in den Grundzustand zerfallenden Rotationsbanden zeigt ist im Anhang unter A.1 zu finden. Die Dicke der Pfeile im Levelschema spiegelt die relativen Intensitätsverhältnisse der Übergänge wider. Man beachte außerdem den isomeren Zustand mit $J^{\pi} = 8^-$ mit einer Lebensdauer von 9,4 ms. Trotz der relativ großen Übergangsstärken des 798,5 keV – M3-Übergangs kann dieser im Spektrum nicht beobachtet werden. Dies ist auf den Zeitcut, der hier ebenfalls zu $|t_{diff}| < 3$ festgesetzt wurde,

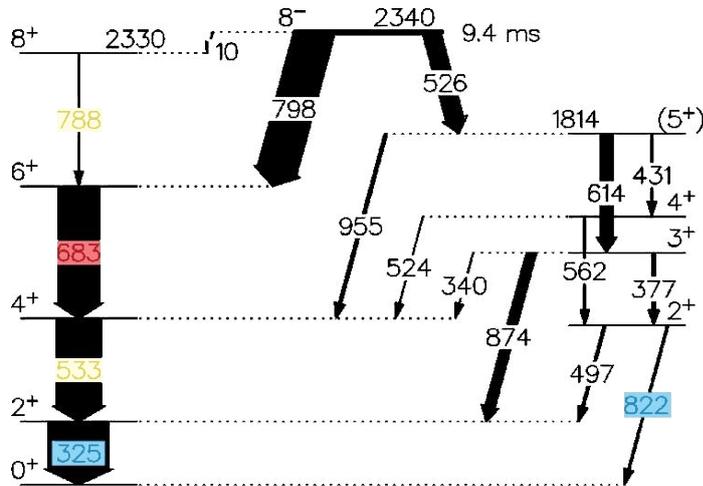


Abbildung 3.13: Teil des Levelschemas von ¹³²Ce. Markiert wurde in rot der Cut, in gelb: dominante Übergänge des Grundzustands-Bandes und in blau: Übergänge in den 0⁺-Zustand. Daten aus [21] und [19]

zurückzuführen. Das Vernachlässigen dieses laut Literatur zu 100 % konvertierten Übergangs ist in diesem Fall jedoch gerechtfertigt, da mit der vorliegenden Messung eine Aussage über die prompt X-ray-Multiplizität getroffen werden soll. Wichtig bei der Multiplizitätsbestimmung ist es jedoch sicherzustellen, dass all diejenigen Zustände, welche in das isomere Level zerfallen, keinen wesentlichen Beitrag zur Multiplizität liefern, da diese ja durch den Zeitcut nicht mehr detektiert werden können. In Abbildung 3.14 sind diese relevanten Zustände eingezeichnet.

Es zeigt sich, dass lediglich die Zustände (10⁻) und (9⁻) mit 896,2 keV bzw. 423,4 keV und einer relativen γ -Intensität von 18,2 bzw. 100 in diesen Zustand zerfallen können. Aufgrund der schwachen relativen Intensität des 896,2 keV-Übergangs, konnte ein Cut nur auf die 423,4 keV-Linie gesetzt werden. Der Einfluss dieses Zerfallskanals auf die X-ray Multiplizität stellte sich jedoch als verschwindend gering heraus, weshalb er in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt wurde. Ebenso wenig konnte ein Beitrag zur Multiplizität der Kaskade unter dem Isomer festgestellt werden. Im Rahmen des Detektionslimits konnte daher die Multiplizität von ¹³²Ce zu

$$\Rightarrow \langle M_K \rangle_\gamma \lesssim 0,04 \quad (1) \quad (3.6)$$

angegeben werden. Diese ist damit deutlich kleiner als die Multiplizität, welche bei ¹³³Ce gemessen wurde.

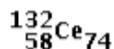
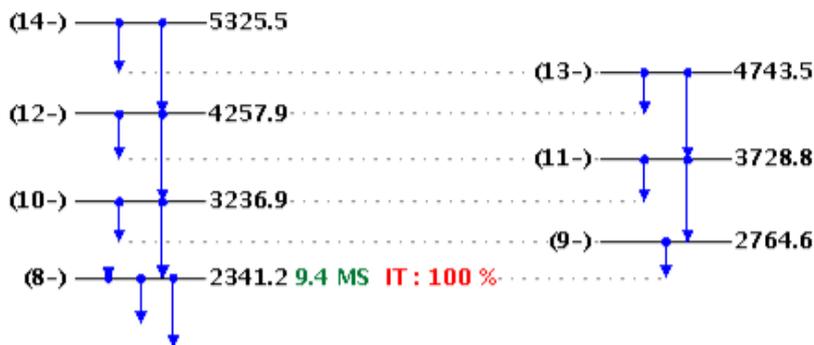


Abbildung 3.14: Bandenstruktur von ^{132}Ce im Gebiet des isomeren $J^\pi = 8^-$ -Zustandes. [19]

Fehlerquellen

In diesem Abschnitt sollen die möglichen, vornehmlich systematischen Fehlerquellen kurz angesprochen werden. Die statistischen Fehler haben einen vergleichsweise geringen Einfluss, da diese mit der Wurzel an Ereignissen skalieren und somit einen maximalen Beitrag zum Fehler der Multiplizität von $\lesssim 5\%$ liefern. Viel dominanter jedoch zeigen sich die systematischen Fehler:

Untergrund Dieser liefert wohl den dominantesten Beitrag zum Fehler der Multiplizität. Denn, wie im Abschnitt 3.4 bei ^{133}Ce bereits angesprochen, hängt das Ergebnis für die Multiplizität in gewissem Maße stark von dem Untergrund des gewählten Cuts ab (vgl. hierzu auch Abbildung 3.10 und 3.12). Außerdem ist der Fehler, der durch das Fitten der Peaks, vornehmlich der K-X-rays, gemacht wird sehr schwer abschätzbar.

Eichung, Kalibration Dieser Beitrag kann für gewöhnlich relativ gut abgeschätzt werden, da bei der Effizienzkalibration, als auch bei der Energieeichung die Fehlerentwicklung mittels *Origin* bekannt ist.

Fusionsreaktion und Zerfallsschema Diese beiden Punkte sind wohl am schwierigsten abschätzbar, da beides zufällige Prozesse sind. Bei der Fusionsreaktion

spielt die Abhängigkeit der Fusion vom Drehimpulsübertrag eine wichtige Rolle, da für gewöhnlich die Übergänge umso mehr konvertiert sind, je höher der entsprechende Drehimpuls ist. Die Angaben zum maximalen Drehimpulsübertrag unterscheiden sich von den benutzten Simulationsprogrammen deutlich. Damit ist auch der Einfluss der höheren Zustände auf die Multiplizität nicht genau vorhersagbar. Hierzu wäre eine genauere theoretische Betrachtung, die im letzten Kapitel in den Ausblick gestellt werden soll, wünschenswert. Ebenso schwierig ist die Frage zu beantworten, ob bei dem Setzen des Cuts und dem Fitten der Peaks tatsächlich alle möglichen Zerfälle berücksichtigt wurden. Dies mag bei den mittelschweren Kernen noch keine so große Bedeutung haben, da hier das Levelschema relativ gut bekannt ist. Je größer die Masse des Verdampfungsrestkerns wird, desto wichtiger wird jedoch dieser Punkt, da hier die Levelschemata deutliche Lücken aufweisen und unter Umständen auch isomere Zustände noch nicht bekannt sind.

3.5 Diskussion der Ergebnisse

Die beiden erhaltenen Multiplizitäten zeigen, eingetragen in die Abbildung 2, eine deutliche Abweichung von der semiempirisch erwarteten $\langle M_K \rangle (A)$ -Abhängigkeit von $A^{4,5}$.

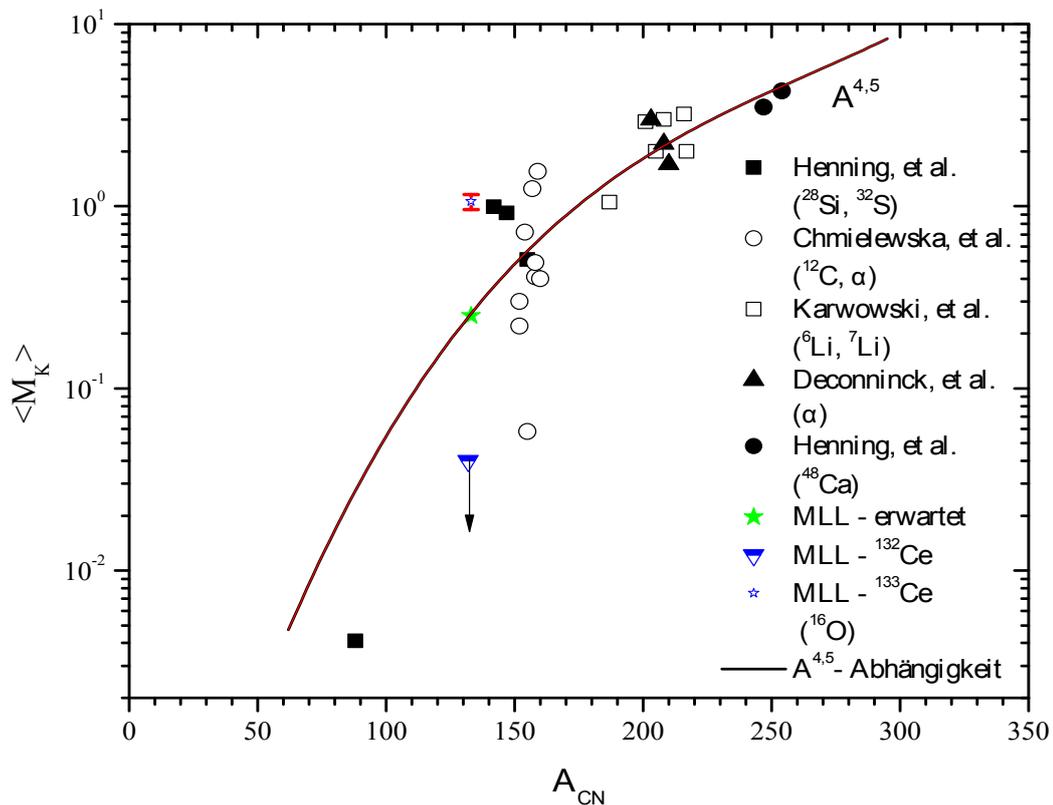


Abbildung 3.15: Zusammenfassende Darstellung der $\langle M_K \rangle (A)$ -Abhängigkeit mit den erhaltenen Multiplizitäten von ^{133}Ce und ^{132}Ce . Der Pfeil bei ^{132}Ce soll andeuten, dass der Wert eine obere Grenze darstellen soll. Die rote Markierung bei ^{133}Ce gibt den Bereich der gemessenen Multiplizitäten an.

Vor allem der deutliche Unterschied in der Multiplizität von mehr als einer Größenordnung zwischen den beiden Ce-Isotopen stellt ein bemerkenswertes Ergebnis dar. Ein ähnlich großer Unterschied konnte auch bei mehreren Dy-Isotopen festgestellt werden ([22], [23]). Es wird davon ausgegangen, dass die dominierenden Beiträge zur inneren Konversion nur durch einige niederenergetische γ -Übergänge verursacht werden, da nach Gleichung (1.12) der Konversionskoeffizient und damit die Konversionswahrscheinlichkeit mit $E_\gamma^{-(l+5/2)}$ zunimmt, wobei die Multipolarität

l ebenfalls eine wichtige Rolle spielt. Zusätzlich ist in Kernen mit einer ungeraden Massenzahl A der Levelabstand viel kleiner als bei geradzahligen, wodurch die Wahrscheinlichkeit für niederenergetische Übergänge erhöht wird. Dies liegt an der Kopplung des ungepaarten Nukleons an eine große Anzahl an Kernzuständen, woraus sich viele sehr ähnliche Rotationsbanden ergeben. Ein weiterer von [3] beobachteter Effekt ist auf die Interbandübergänge zwischen stark gekoppelten, deformierten Rotationsbanden zurückzuführen. Durch das Betrachten des Levelschemas von ^{133}Ce stellt man fest, dass es tatsächlich eine Kopplung der Bande, mündend in den $1/2^+$ -Zustand mit der in den $9/2^-$ -Zustand mündenden Bande gibt. Das entsprechende Levelschema hierzu ist in Abbildung 3.16 zu sehen.

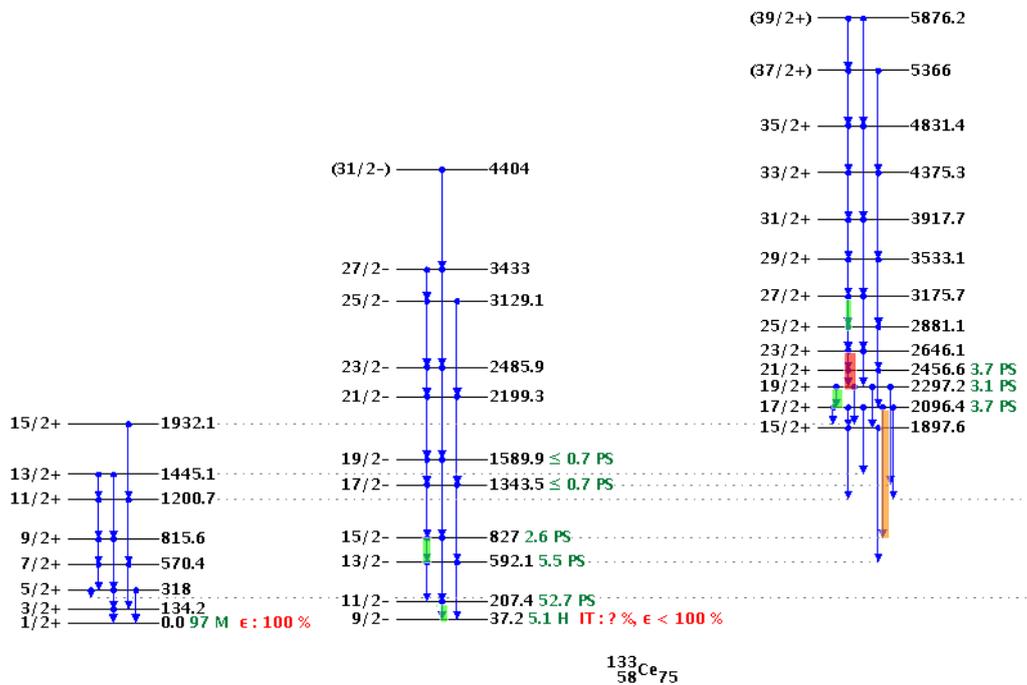


Abbildung 3.16: Interbandübergänge in ^{133}Ce . Farblich markiert wurden die auch in dem Spektrum 3.11 beschrifteten Übergänge: in orange: der Cut ($E1$, $17/2^+ \rightarrow 15/2^-$, 1269,3 keV), in grün: gemischte $M1 + E2$ -Übergänge starker Intensität und in rot starke $M1$ -Übergänge mit hohen Konversionskoeffizienten. [19]

Bei ^{132}Ce hingegen existiert eine solche Kopplung zwischen einzelnen Banden auch, jedoch ist sie nicht so stark. Des Weiteren sind die hoch konvertierten $M1$ -Übergänge kaum vorhanden. Der einzige sehr stark konvertierende Zustand wäre

der isomere Zustand mit $J^\pi = 8^-$ mit einer Lebensdauer von 9,4 ms, welcher aber keinen Einfluss auf die Multiplizität hat (vgl. Abschnitt 3.4).

Insgesamt konnte in der Analyse zur Multiplizität der Verdampfungsrestkerne ^{133}Ce und ^{132}Ce eine starke Isotopenabhängigkeit, insbesondere ein starkes »odd-even«-Staggering beobachtet werden. Die Erklärung geht in Richtung der $M1$ -Intrabandübergänge, wobei die oben angesprochenen Interbandübergänge auch einen deutlichen Einfluss auf die Multiplizität haben dürften. Zu steigenden Massenzahlen wird jedoch erwartet, dass sich die Kurve $\langle M_K \rangle = \langle M_K \rangle (A)$ ruhiger verhält, da der relative Einfluss der Isotopenabhängigkeit auf $\langle M_K \rangle$ kleiner wird, mit insgesamt ansteigender Deformation und Masse.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

Das in dieser Bachelorarbeit am MLL mit dem MINIBALL- γ -Detektorsystem durchgeführte Experiment zur Multiplizitätsbestimmung von K_{α} -X-rays war geplant, um eine semi-empirisch hergeleitete, theoretische Vorhersage über die Massenzahl-abhängigkeit der K-X-ray Multiplizität experimentell zu überprüfen. Dies wurde anhand der Fusionsreaktion $^{16}\text{O} \rightarrow ^{120}\text{Sn}$, wobei als Verdampfungsrestkerne ^{132}Ce und ^{133}Ce bevölkert werden, durchgeführt. Die semiempirischen Vorhersagen [4] geben für diese Massenregion eine Multiplizität von $\approx 0,2$ an. Die in dieser Arbeit gemessenen Multiplizitäten konnten jedoch zu signifikant anderen Werten bestimmt werden. Zudem weisen die erhaltenen Multiplizitäten einen Unterschied von mehr als einer Größenordnung auf: Bei ^{132}Ce konnte eine obere Grenze der Multiplizität zu 0,04 (1) angegeben werden. Bei ^{133}Ce betrug der erhaltene Wert 1,06 (5). Zusammenfassend gesagt, darf man wohl davon ausgehen, dass der mikroskopische Unterschied in der Multiplizität der K_{α} -X-rays der beiden Ce-Isotope vornehmlich durch die unterschiedliche Bandenstruktur und deren Kopplung zustande kommt: Bei ^{133}Ce existieren viele niederenergetische Interbandübergänge bei vermeintlich höheren Drehimpulszuständen. Des Weiteren ist die Multipolarität der beobachteten Intra-bandübergänge durch viele M1-Übergänge geprägt, wodurch die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von innerer Konversion erhöht wird. Im Gegensatz dazu regt sich der Verdampfungsrestkern bei ^{132}Ce im Wesentlichen nur über die Yrastbande ab.

Selbstverständlich bedürfen die oben getroffenen Plausibilitätsargumente noch einer genauen theoretischen Analyse der tatsächlichen Zustandsdichten, Konversionskoeffizienten, Branching-Verhältnisse, etc. was als Ausblick dieser Arbeit in Aussicht gestellt werden soll. Ebenso wäre es sehr interessant, ob in den Ergebnissen der von S. Reichert untersuchten Reaktionen ($^{16}\text{O} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$, $^{16}\text{O} \rightarrow ^{198}\text{Pt}$, $^{12}\text{C} \rightarrow ^{232}\text{Th}$ und $^{12}\text{C} \rightarrow ^{238}\text{U}$) bei wesentlich höheren Compoundkernmassen, ein ebenso deutlicher Multiplizitätsunterschied festzustellen ist. Eine Überprüfung der vorgeschlagenen Inter- und Intra-bandtheorie könnte auch noch durch die Analyse der bereits gemessenen Reaktionen von $^{16}\text{O} \rightarrow ^{100}\text{Mo}$ mit 62 MeV, bzw. 70 MeV bei der vornehmlich ^{112}Sn & ^{111}Sn , bzw. ^{113}Sn & ^{112}Sn entstehen sollten, durchgeführt werden.

Anhang A

Anhang

A.1 Alternative Methode zur Multiplizitätsbestimmung $\langle M_K \rangle$

Neben der in dieser Arbeit verwendeten X-ray γ -ray Koinzidenz zur Multiplizitätsbestimmung, kann auch die in Abschnitt 1.3 angesprochene X-ray X-ray Koinzidenz verwendet werden. Hierbei wird die Anzahl der in einem Detektor gemessenen, relevanten K X-rays N_1 ins Verhältnis zu den in einem zweiten Detektor in Koinzidenz gemessenen K X-rays N_{12} gesetzt. Für die Anzahl N_1 erhält man mit der relativen Detektoreffizienz η_1 , einer Konstante C und dem absoluten Wirkungsquerschnitt σ :

$$N_1 = C\sigma \langle M_K \rangle \eta_1 . \quad (\text{A.1})$$

Die Konstante C beinhaltet diverse Parameter, wie die Zahl der einfallenden Teilchen, die Targetdicke, Totzeitkorrekturen, etc.; $\langle M_K \rangle$ ist die über alle γ -Zerfallskanäle aller Verdampfungsrestkerne gewichtete, durchschnittliche K X-ray Multiplizität. Für die Anzahl an Koinzidenzen N_{12} gilt:

$$N_{12} = C\sigma(\langle M_K(M_K - 1) \rangle)\eta_1\eta_2 \quad (\text{A.2})$$

mit η_2 der relativen Effizienz des zweiten Detektors. Für das Verhältnis gilt:

$$D \equiv \frac{N_{12}}{N_1\eta_2} = \frac{\langle M_K(M_K - 1) \rangle}{\langle M_K \rangle} = \langle M_K \rangle + \frac{\Delta_K^2}{\langle M_K \rangle} - 1 . \quad (\text{A.3})$$

Hierbei bezeichnet Δ_K^2 die Varianz ($\langle M_K^2 \rangle - \langle M_K \rangle^2$) der über alle Verdampfungsrestkernen gemittelte K X-ray Multiplizitätsverteilung. Unter Annahme einer Poissonverteilung erhält man mit $\Delta_K^2 = \langle M_K \rangle$:

$$D = \langle M_K \rangle . \quad (\text{A.4})$$

Die statistische Begründung für die Annahme der Poissonverteilung sind, wie dieser Abschnitt auch, dem Anhang von [3] zu entnehmen.

A.2 Rotationsbanden ^{132}Ce

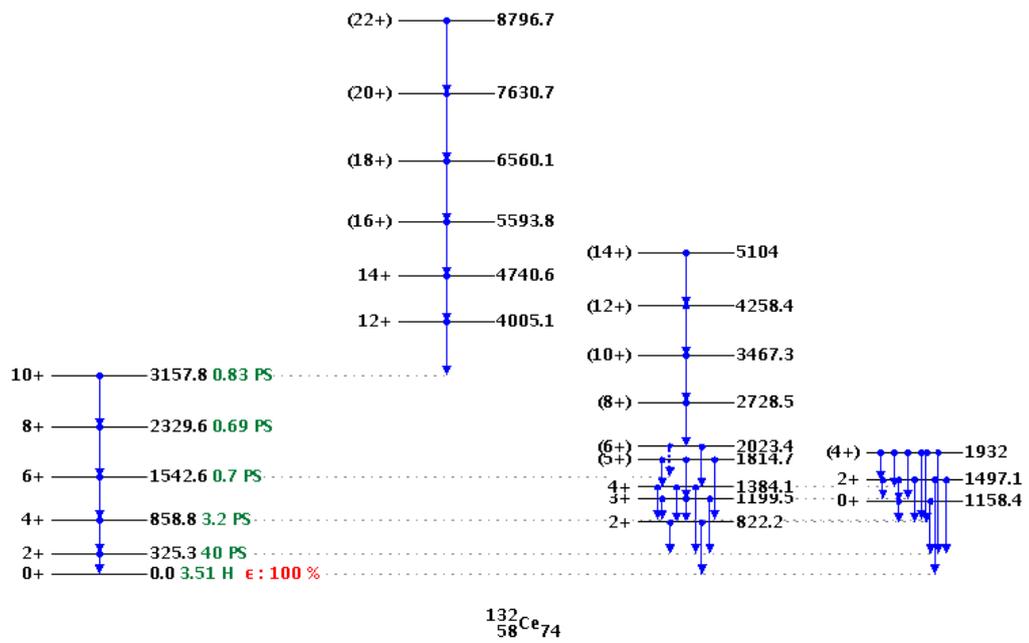


Abbildung A.1: Levelschema aller direkt in den Grundzustand zerfallenden Rotationsbanden. [19]

Literaturverzeichnis

- [1] GSI: *Research: Super Heavy Elements*. http://www.gsi.de/start/forschung/forschungsgebiete_und_experimente/nu%stareнна/she_physik/research/super_heavy_elements.htm
- [2] RAMIREZ, E. M. ; ACKERMANN, D. ; BLAUM, K. ; BLOCK, M. ; DROESE, C. ; DÜLLMANN, Ch. E. ; DWORSCHAK, M. ; EIBACH, M. ; ELISEEV, S. ; HAETTNER, E. ; HERFURTH, F. ; HESSBERGER, F. P. ; HOFMANN, S. ; KETELAER, J. ; MARX, G. ; MAZZOCCO, M. ; NESTERENKO, D. ; NOVIKOV, Yu. N. ; PLASS, W. R. ; RODRÍGUEZ, D. ; SCHEIDENBERGER, C. ; SCHWEIKHARD, L. ; THIROLF, P. G. ; WEBER, C.: Direct Mapping of Nuclear Shell Effects in the Heaviest Elements. In: *Science* 337 (2012), Nr. 6099, 1207-1210. <http://dx.doi.org/{10.1126/science.1225636}>. – DOI 10.1126/science.1225636
- [3] KARWOWSKI, H. J. ; VIGDOR, S. E. ; JACOBS, W. W. ; KAILAS, S. ; SINGH, P. P. ; SOGA, F. ; THROWE, T. G. ; WARD, T. E. ; WARK, D. L. ; WIGGINS, J.: Multiplicity of K x rays and collective structure in the transitional nuclei with $A \simeq 200$. In: *Phys. Rev. C* 25 (1982), Mar, 1355–1378. <http://dx.doi.org/{10.1103/PhysRevC.25.1355}>. – DOI 10.1103/PhysRevC.25.1355
- [4] ERNST, H. ; HENNING, W. ; DAVIDS, C.N. ; FREEMAN, W.S. ; HUMANIC, T.J. ; PAUL, M. ; SANDERS, S.J. ; JR, F.W. P. ; RACCA, R.A.: Prompt compound nuclear K X-rays in fusion reactions induced by a heavy projectile . In: *Physics Letters B* 119 (1982), Nr. 4,5,6, 307 - 310. [http://dx.doi.org/{http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90676-1}](http://dx.doi.org/{http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(82)90676-1}). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90676-1](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(82)90676-1). – ISSN 0370-2693
- [5] REICHERT, Sebastian: *Multiplicity*, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2013. – noch zu veröffentlichen
- [6] SHEN, W. Q. ; ALBINSKI, J. ; GOBBI, A. ; GRALLA, S. ; HILDENBRAND, K. D. ; HERRMANN, N. ; KUZMINSKI, J. ; MÜLLER, W. F. J. ; STELZER, H. ; TKE, J. ; BACK, B. B. ; BJRNHOLM, S. ; SRENSSEN, S. P.: Fission and quasifission in U-induced reactions. In: *Phys. Rev. C* 36 (1987), Jul, 115–142. <http://dx.doi.org/{10.1103/PhysRevC.36.115}>. – DOI 10.1103/PhysRevC.36.115
- [7] MAYER-KUCKUK, T.: *Kernphysik: Eine Einführung*. Vieweg+teubner Verlag, 2002 (Teubner Studienbücher). – ISBN 9783519132233

- [8] HAGINO, Kouichi ; TAKIGAWA, Noboru: Subbarrier Fusion Reactions and Many-Particle Quantum Tunneling. In: *Progress of Theoretical Physics* 128 (2012), Nr. 6, 1001-1060. <http://dx.doi.org/{10.1143/PTP.128.1061}>. – DOI 10.1143/PTP.128.1061
- [9] BOHR, Niels: Neutron Capture and Nuclear Constitution. In: *NATURE* 137 (1936), Februar, Nr. 3461, 344–348, 351. <http://dx.doi.org/{http://dx.doi.org/10.1038/137344a0}>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1038/137344a0>. – ISSN 0028–0836 (print), 1476–4687 (electronic)
- [10] *PACE4 fusion-evaporation code. : PACE4 fusion-evaporation code*, <http://lise.nsl.msu.edu/pace4.html>
- [11] HILL, David L. ; WHEELER, John A.: Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena. In: *Phys. Rev.* 89 (1953), Mar, 1102–1145. <http://dx.doi.org/{10.1103/PhysRev.89.1102}>. – DOI 10.1103/PhysRev.89.1102
- [12] BYRNE, J ; HOWARTH, N: The K-shell fluorescence yield and atomic shell structure effects. In: *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* 3 (1970), Nr. 2, 280. <http://stacks.iop.org/0022-3700/3/i=2/a=021>
- [13] KNOLL, Glenn F.: *Radiation Detection and Measurement*. 4th. John Wiley & Sons, Inc., 2010
- [14] WARR, N. ; WALLE, J. ; ALBERS, M. ; AMES, F. ; BASTIN, B. ; BAUER, C. ; BILDSTEIN, V. ; BLAZHEV, A. ; BÖNIG, S. ; BREE, N. ; BRUYNEEL, B. ; BUTLER, P.A. ; CEDERKÄLL, J. ; CLÉMENT, E. ; COCOLIOS, T.E. ; DAVINSON, T. ; WITTE, H. ; DELAHAYE, P. ; DIJULIO, D.D. ; DIRIKEN, J. ; EBERTH, J. ; EKSTRÖM, A. ; ELSEVIERS, J. ; EMHOFER, S. ; FEDOROV, D.V. ; FEDOSSEEV, V.N. ; FRANCHOO, S. ; FRANSEN, C. ; GAFFNEY, L.P. ; GERL, J. ; GEORGIEV, G. ; GERNHÄUSER, R. ; GRAHN, T. ; HABS, D. ; HESS, H. ; HURST, A.M. ; HUYSE, M. ; IVANOV, O. ; IWANICKI, J. ; JENKINS, D.G. ; JOLIE, J. ; KESTELOOT, N. ; KESTER, O. ; KÖSTER, U. ; KRAUTH, M. ; KRÖLL, T. ; KRÜCKEN, R. ; LAUER, M. ; LESKE, J. ; LIEB, K.P. ; LUTTER, R. ; MAIER, L. ; MARSH, B.A. ; MÜCHER, D. ; MÜNCH, M. ; NIEDERMAIER, O. ; PAKARINEN, J. ; PANTEA, M. ; PASCOVICI, G. ; PATRONIS, N. ; PAUWELS, D. ; PETTS, A. ; PIETRALLA, N. ; RAABE, R. ; RAPISARDA, E. ; REITER, P. ; RICHTER, A. ; SCHAILE, O. ; SCHECK, M. ; SCHEIT, H. ; SCHRIEDER, G. ; SCHWALM, D. ; SEIDLITZ, M. ; SELIVERSTOV, M. ; SIEBER, T. ; SIMON, H. ; SPEIDEL, K.-H. ; STAHL, C. ; STEFANESCU, I. ; THIROLF, P.G. ; THOMAS, H.-G. ; THÜRAUF, M. ; DUPPEN, P. ; VOULOT, D. ; WADSWORTH, R. ; WALTER, G. ; WEISSHAAR, D. ; WENANDER, F. ; WIENS, A. ; WIMMER, K. ; WOLF, B.H. ;

- WOODS, P.J. ; WRZOSEK-LIPSKA, K. ; ZELL, K.O.: The Miniball spectrometer. In: *The European Physical Journal A* 49 (2013), Nr. 3, 1-32. <http://dx.doi.org/{10.1140/epja/i2013-13040-9}>. – DOI 10.1140/epja/i2013-13040-9. – ISSN 1434-6001
- [15] MESYTEC GMBH UND CO. KG (Hrsg.): *STM-16+ 16 fold Spectroscopy Amplifier with Discriminators and Multiplicity Trigger*. mesytec GmbH und Co. KG, <http://www.mesytec.com/datasheets/STM-16.pdf>
- [16] ANTICHEVA, I. ; BALLINTIJN, M. ; BELLENOT, B. ; BISKUP, M. ; BRUN, R. ; BUNCIC, N. ; CANAL, P. ; CASADEI, D. ; COUET, O. ; FINE, V. ; FRANCO, L. ; GANIS, G. ; GHEATA, A. ; MALINE, D. G. ; GOTO, M. ; IWASZKIEWICZ, J. ; KRESHUK, A. ; SEGURA, D. M. ; MAUNDER, R. ; MONETA, L. ; NAUMANN, A. ; OFFERMANN, E. ; ONUCHIN, V. ; PANACEK, S. ; RADEMAKERS, F. ; RUSSO, P. ; TADEL, M.: ROOT – A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. In: *Computer Physics Communications* 180 (2009), Nr. 12, S. 2499–2512
- [17] R. LUTTER, K. Schöffel K. S. O. Schaile S. O. Schaile ; BROUDE, C.: *Marabou data acquisition system*, 2003
- [18] DATA, Laboratoire National Henri Becquerel R.: *Recommended data*, http://nuclide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm
- [19] LABORATORY, Brookhaven N.: *National Nuclear Data Center*. National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
- [20] CRASEMANN, B.: *Atomic Inner-Shell Processes*. Elsevier Science, 2012 <http://books.google.de/books?id=wVR7XHiIg-sC>. – ISBN 9780323148801
- [21] MOREK, T. ; SREBRNY, J. ; DROSTE, Ch. ; KOWALCZYK, M.: Investigation of the $K\pi = 8^-$ isomer in ^{132}Ce . In: *Phys. Rev. C* 63 (2001), Jan, 034302. <http://dx.doi.org/{10.1103/PhysRevC.63.034302}>. – DOI 10.1103/PhysRevC.63.034302
- [22] SUJKOWSKI, Z. ; CHMIELEWSKA, D. ; JANSSENS, R. V. F. ; VOIGT, M. J. A.:
- [23] SUJKOWSKI, Z. ; CHMIELEWSKA, D.: K -shell ionization of heavy atoms produced in (α, xn) nuclear reactions. In: *Phys. Rev. A* 21 (1980), May, 1764–1766. <http://dx.doi.org/{10.1103/PhysRevA.21.1764}>. – DOI 10.1103/PhysRevA.21.1764
- [24] FITZLER, A.: *TV*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000

- [25] BLOCH, F.: Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. In: *Annalen der Physik* 408 (1933), Nr. 3, 285–320. <http://dx.doi.org/{10.1002/andp.19334080303}>. – DOI 10.1002/andp.19334080303. – ISSN 1521–3889
- [26] WEISSHAAR, Dirk W.: *MINIBALL Ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren*, Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität zu Köln, Diss., 2003
- [27] IBACH, H. ; LÜTH, H.: *Festkörperphysik Einführung In Die Grundlagen*. Springer, 2009 (Springer-Lehrbuch). – ISBN 9783540857952
- [28] KARWOWSKI, H. J. ; VIGDOR, S. E. ; JACOBS, W. W. ; THROWE, T. G. ; WARK, D. L. ; KAILAS, S. ; SINGH, P. P. ; SOGA, F. ; WARD, T. E. ; WIGGINS, J.: Systematics of the K X-Ray Multiplicity for Transitional Nuclei with $A \simeq 200$. In: *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981), Nov, 1251–1254. <http://dx.doi.org/{10.1103/PhysRevLett.47.1251}>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.47.1251
- [29] KOVAR, D. G. ; GEESAMAN, D. F. ; BRAID, T. H. ; EISEN, Y. ; HENNING, W. ; OPHEL, T. R. ; PAUL, M. ; REHM, K. E. ; SANDERS, S. J. ; SPERR, P. ; SCHIFFER, J. P. ; TABOR, S. L. ; VIGDOR, S. ; ZEIDMAN, B. ; PROSSER, F. W.: Systematics of carbon- and oxygen-induced fusion on nuclei with $12 \leq A \leq 19$. In: *Phys. Rev. C* 20 (1979), Oct, 1305–1331. <http://dx.doi.org/{10.1103/PhysRevC.20.1305}>. – DOI 10.1103/PhysRevC.20.1305
- [30] SIEGBAHN, K.: *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy*. North-Holland Pub. Co., 1965 (Alpha-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy Bd. 2)
- [31] MUKOYAMA, T.: Range of electrons and positrons . In: *Nuclear Instruments and Methods* 134 (1976), Nr. 1, 125 - 127. [http://dx.doi.org/{10.1016/0029-554X\(76\)90132-4}](http://dx.doi.org/{10.1016/0029-554X(76)90132-4}). – DOI 10.1016/0029-554X(76)90132-4. – ISSN 0029-554X