

**Verstärkter Neutronen-Paar Transfer
zwischen
superfluiden schweren Kernen**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Freien Universität Berlin

von
Ingo Peter
aus Frankfurt am Main

Berlin
November 1998

1. Gutachter: Prof. Dr. W. von Oertzen
2. Gutachter: Prof. Dr. T. Meng

Tag der Disputation: 6.1.1999

„ Die spinnen, die Neutronen! “

frei nach Obelix, unbeugsamer Gallier
und Hinkelsteinlieferant, ca. 50 v.Chr.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Streuprozesse	5
2.1.1	Klassische Streutrajektorien	5
2.1.2	Semiklassisches Modell	7
2.2	Kernreaktionen	8
2.2.1	Elastische Streuung und Absorption	9
2.2.2	Reaktionen durch Coulombwechselwirkung	11
2.2.2.1	Elektromagnetische Übergänge	11
2.2.2.2	Coulombanregung	12
2.2.3	Transferreaktionen	14
2.2.3.1	Meßmethoden	16
2.2.3.2	Transfer-Wahrscheinlichkeit	17
2.2.3.3	Anpassung der Streubahnen	18
2.2.3.4	Anpassung der Nukleonenorbitale	19
2.2.3.5	Paar-Transfer	20
2.2.3.6	Superfluidität in Kernen	21

3	Experiment	25
3.1	Experimentaufbau	26
3.1.1	EUROBALL-Cluster (EB)	27
3.1.2	Kristallkugel (CB)	28
3.1.3	Parallelplattenzähler (PPAC)	28
3.1.3.1	Prinzip der Ortsbestimmung	30
3.2	Experimentdurchführung	32
3.2.1	Das System ${}_{50}^{118}\text{Sn} \rightarrow {}_{82}^{206}\text{Pb}$	33
3.2.2	Wahl der Einschußenergie	34
3.2.3	Wahl der Targetdicke	34
3.2.4	Elektronische Datenaufnahme	35
4	Datenaufbereitung	39
4.1	Detektor-Eichungen	39
4.1.1	EUROBALL-Cluster (EB)	39
4.1.1.1	Energieeichung	40
4.1.1.2	Add-Back Verfahren	42
4.1.1.3	Zeitspektren	44
4.1.1.4	Effizienzzeichnung	46
4.1.2	Kristallkugel (CB)	48
4.1.2.1	Energieeichung	48
4.1.2.2	Add-Back Verfahren	48
4.1.2.3	Zeitspektren	49
4.1.3	Parallelplattenzähler (PPAC)	50

4.1.3.1	Ortsbestimmung	50
4.1.3.2	Winkelbestimmung	53
4.1.3.3	Fehlerbetrachtung	53
4.2	Dopplerkorrektur	55
5	Ergebnisse und Diskussion	61
5.1	Analyse der Meßspektren	62
5.1.1	Identifikation von Reaktionskanälen	62
5.1.2	Streuwinkelverteilung	67
5.1.3	Filtereigenschaften der Kristallkugel (CB)	68
5.1.3.1	Selektion „superkalter“ Reaktionen	70
5.2	Prinzip der Bestimmung von Reaktions-Wahrscheinlichkeiten	73
5.2.1	Berechnung von γ -Intensitäten nach multipler Coulombanregung . .	74
5.3	Inelastische Anregung von ^{118}Sn und ^{206}Pb	80
5.4	Ein- und Zwei-Neutronen Transfer	80
5.4.1	„Kalter“ Transfer	81
5.4.2	„Superkalter“ Transfer	86
5.4.3	Paar-Korrelationen	92
6	Zusammenfassung	99

Literaturverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Mit Transferreaktionen werden Kernreaktionen bezeichnet, bei denen einzelne Nukleonen zwischen zwei Kernen ausgetauscht (transferiert) werden. Dies ist möglich, sobald der Abstand zwischen den beiden Kernen so gering ist, daß die Wellenfunktionen der beiden Kerne sich überlappen und damit die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Nukleons eines Kerns im Nukleonenverbund des anderen Kerns endlich ist.

Transferreaktionen zwischen Kernen können an Schwerionen-Beschleunigern herbeigeführt werden, indem durch den Beschuß eines Kerns mit einem zweiten Kern die abstoßende Coulombwechselwirkung zwischen diesen überwunden werden kann und sich somit ausreichend geringe Abstände erreichen lassen.

Zum Nachweis von Transferreaktionen existieren verschiedene Methoden. Bei der in dieser Arbeit verwendeten γ -spektroskopischen Methode werden durch den gleichzeitigen Nachweis des Rückstoßkerns mit mindestens einem γ -Quant, die Reaktionsprodukte anhand charakteristischer γ -Übergänge aus angeregten Zuständen identifiziert. Durch die Bereitstellung der dazu notwendigen hocheffizienten γ -Detektoranordnungen (z.B. Euroball [eb92]) findet diese Methode auch erst in jüngerer Zeit vermehrt Anwendung. Sie zeichnet sich besonders dadurch aus, daß der Nukleonttransfer zwischen schweren Kernen für verschiedene angeregte Zustände der Reaktionsprodukte studiert werden kann.

Mit Ein-Nukleon Transferreaktionen können Einteilchen-Anregungszustände in Kernen, mit Zwei-Nukleonen Transfer darüber hinaus auch Paarkorrelationen in Kernen untersucht werden. Dies führte u.a. zu der Entdeckung, daß die Nukleonen im Bild des Schalenmodells nicht *einen* bestimmten Konfigurationszustand besetzen, sondern mit gewissen Wahrscheinlichkeiten auf *mehrere* Konfigurationen verteilt sind („aufgeweichte Fermikante“). Dies hat zur Folge, daß der Grundzustand in Kernen mit gerader Nukleonenzahl nicht aus einer reinen Konfiguration besteht, sondern sich aus einer Mischung

mehrerer Konfigurationen zusammensetzt. Die Ursache sind Paarkorrelationen, die in Analogie zum Festkörper zur Postulierung der Superfluidität in Kernen führte [mot58]. Sie ist besonders ausgeprägt in schweren Kernen entfernt von Schalenabschlüssen, wo viele Mischungsmöglichkeiten bestehen.

Es kann in Modellrechnungen gezeigt werden, daß die Konfigurationsmischung eines Zustands einen verstärkten Transfer von Zwei-Nukleonen bewirkt [bro78, voe91b]. Durch die Konfigurationsmischung existieren mehrere mögliche sequentielle Schritte über die verschiedenen Einteilchen-Schalenmodellzustände, die zur Konfigurationsmischung beitragen. Eine Verstärkung erklärt sich dann durch die kohärente Überlagerung der auftretenden Interferenzterme der einzelnen Amplituden der Einteilchen-Zustände. Die Verstärkung wird ermittelt aus dem Vergleich der Intensität des Zwei-Nukleonen Transfers mit dem Quadrat der Intensität des Ein-Nukleon Transfers, da dies dem unverstärkten Zwei-Nukleonen Transfer entspräche. Bei einer möglichen Verstärkung des Zwei-Nukleonen Transfers liegt es somit nahe auch von Nukleonen-Paar Transfer zu sprechen.

Die größten Effekte werden in schweren Kernen zwischen den Schalenabschlüssen auftreten, deren unterste Zustände besonders stark gemischt sind. Außerdem muß die Reaktion „kalt“ verlaufen, d.h. die innere Anregungsenergie der Reaktionsprodukte darf nicht zu hoch sein, da andernfalls Paarkorrelationen aufgehoben werden. So können Verstärkungen bis zu einem Faktor von 1000 erwartet werden [bro78, voe91b].

Für diese Arbeit wurde das System $^{206}_{82}\text{Pb} + ^{118}_{50}\text{Sn}$ ausgewählt. In beiden Kernen werden bei abgeschlossenen Protonenschalen die Konfigurationsmischungen der 0^+ -Grundzustände durch Neutronenorbitale verursacht. Die Mischung ist besonders ausgeprägt [bro68, tak83] und auch noch in den ersten angeregten 2^+ -Zuständen erhalten [iac94], so daß Neutronen-Paar Transfer zwischen diesen Zuständen zu beobachten sein sollte. Um kalte Reaktionen zu gewährleisten, wurden die Einschußenergien entsprechend unterhalb der Coulombbarriere gewählt.

Bisherige Messungen, beispielsweise mit Magnetspektrographen, erlaubten in schweren Systemen die Verstärkung des Zwei-Nukleonen Transfers nur *integral* über die Summe aller Zustände der Reaktionsprodukte zu bestimmen. Mit der γ -spektroskopischen Methode können einzelne Zustände zwar getrennt werden, Verstärkungen konnten aber nur *makroskopisch* bestimmt werden, da der Transfer in höher liegende Zustände nicht ausgeschlossen werden konnte. Der für diese Arbeit benutzte Aufbau zum Nachweis von γ -Quanten bestehend aus fünf Euroball-Cluster Detektoren in Kombination mit der Heidelberg-Darmstadt Kristallkugel (Crystal-Ball) erlaubte es zum ersten Mal, den direkten Ein- und Zwei-Neutronen Transfer zwischen schweren sphärischen Kernen in

definierte Zustände zu vermessen. Über den Vergleich des Ein- und Zwei-Neutronen Transfers in jeweils wohldefinierte Zustände beider Reaktionsprodukte, konnten somit Verstärkungen in einer *mikroskopischen* Definition bestimmt werden, die erstmalig einen unmittelbaren Vergleich mit theoretischen Modellen zuließen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Streuprozesse

Das Wissen über Kernmaterie basiert zu einem erheblichen Anteil auf Streuexperimenten, die an Beschleunigeranlagen durchgeführt werden. Dazu wird ein Kern (Projektil) beschleunigt und auf einen ruhenden Kern (Target) geschossen und dadurch an diesem abgelenkt bzw. gestreut. Dabei auftretende Reaktionen können mit unterschiedlichen Detektorsystemen unter verschiedenen Aspekten beobachtet werden.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer bestimmten Kernreaktion hängt maßgeblich vom minimalen Abstand R_{min} ab, den die beiden an der Reaktion beteiligten Kerne während des Streuprozesses eingenommen haben, da die Art und Stärke der relevanten Wechselwirkung vor allem mit dem Abstand variiert.

In Abb.2.1 wird der Streuprozess zweier Kerne veranschaulicht. Der dabei auftretende minimale Abstand R_{min} ist definiert als der Abstand der beiden Kernmittelpunkte am Umkehrpunkt der Streutrajektorie.

Durch die Wahl der Einschußenergie können Reaktionen bei verschiedenen Abständen R_{min} zugänglich gemacht werden. So lassen sich mit höheren Einschußenergien kleinere Abstände erreichen.

2.1.1 Klassische Streutrajektorien

In einer klassischen Beschreibung der Trajektorien eines Streuprozesses werden die beiden Kerne als punktförmige strukturlose geladene Teilchen angenommen und die Ablenkung durch Coulombwechselwirkung erklärt.

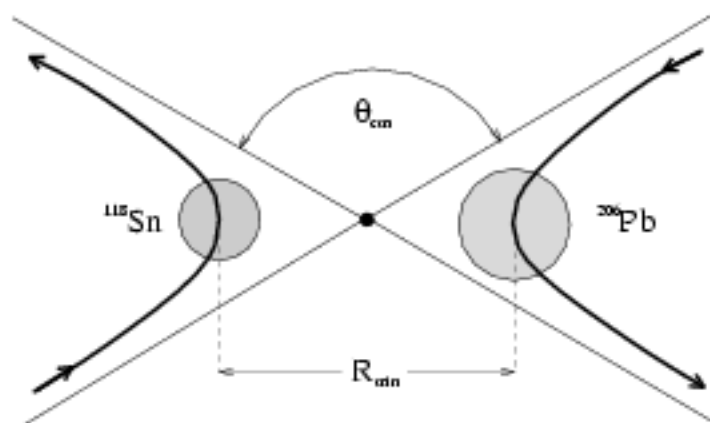


Abbildung 2.1: Klassische Streutrajektorien, dargestellt im Schwerpunktsystem am Beispiel ^{118}Sn (Projektil) auf ^{208}Pb (Target). Der Schwerpunkt entspricht dem schwarzen Punkt in der Mitte der Abbildung. Mit θ_{cm} ist der Streuwinkel gekennzeichnet. Der eingezeichnete Abstand R_{min} ist definiert als der minimale Abstand, den die Mittelpunkte der beiden Kerne während des Streuprozesses voneinander entfernt sind. Er hängt nach Gl.(2.2) von der Einschußenergie und dem Streuwinkel ab.

Diese Vereinfachung ist mit guter Näherung gültig, wenn das Wellenpaket des Projektils deutlich kleiner ist als dessen Abstand R_{min} zum Targetkern. Als Maß dafür dient der sog. Sommerfeldparameter η der als Quotient des halben minimalen Abstandes R_{min} eines zentralen Stoßes (d.h. $\theta_{cm}=180^\circ$) und der de-Broglie Wellenlänge λ des Projektils (im Unendlichen) definiert ist [mku92]:

$$\eta = \frac{\frac{1}{2}R_{min}}{\lambda} = \frac{0,16Z_1Z_2}{\sqrt{E_{lab}/A_1}} \quad (2.1)$$

Hierbei stehen Z_1 und Z_2 für die Ordnungszahl des Projektils bzw. des Targets, A_1 steht für die Massenzahl des Projektils und E_{lab} für die Einschußenergie im Laborsystem in MeV.

Für $\eta \gg 1$ kann das Projektil als lokalisiertes Teilchen betrachtet werden und die Bedingung für eine klassische Beschreibung ist erfüllt. Aus der Gleichung geht insbesondere hervor, daß dies mit steigender Ordnungszahl von Projektil und Target immer besser zutrifft.

Für die klassische Berechnung des minimalen Abstandes R_{min} gilt nun folgender Zusammenhang:

$$R_{min}(\theta_{cm}, E_{cm}) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{cm}} \left(1 + \frac{1}{\sin(\theta_{cm}/2)} \right) \quad (2.2)$$

mit

$$E_{cm} = E_{lab} \frac{A_2}{A_1 + A_2}$$

und

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

Die Größen E_{cm} und θ_{cm} bedeuten die Einschußenergie bzw. der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ($cm = \text{„center of mass“}$), E_{lab} die Einschußenergie im Laborsystem und ϑ_1 der Streuwinkel des Projektils im Laborsystem. Die Größen Z_1 und A_1 bzw. A_2 und Z_2 stehen für die Ordnungszahl und Massenzahl des Projektils bzw. des Targets.

Bei der systematischen Untersuchung von Kernreaktionen als Funktion des Abstandes ist es unerlässlich, verschiedene Projektil-Target Kombinationen miteinander vergleichen zu können. Dazu ist aber die Größe R_{min} ungeeignet, da sie definitionsgemäß die Kernradien enthält und sie somit systemabhängig ist (vgl. Abb.2.1). Es bietet sich daher an, die Größe R_{min} durch den sog. Überlappparameter d_0 zu ersetzen, bei dem die Abhängigkeit der Kernradien, die in sehr guter Näherung proportional zu $A^{1/3}$ sind, eliminiert wird. Er ist dementsprechend definiert als:

$$d_0 = \frac{R_{min}}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad . \quad (2.3)$$

Das in dieser Arbeit untersuchte System ist $^{118}_{50}\text{Sn} \rightarrow ^{206}_{82}\text{Pb}$ bei den zwei Einschußenergien $E_{lab}=606\text{MeV}$ und $E_{lab}=627\text{MeV}$. Für den Sommerfeldparameter ergibt sich daraus $\eta=289$ bzw. $\eta=284$. Die Bedingung $\eta \gg 1$ für die klassische Beschreibung der Streutrajektorien ist für diesen Fall gut erfüllt und folglich die Verwendung der Gleichungen (2.2) und (2.3) gerechtfertigt.

2.1.2 Semiklassisches Modell

Wie im vorherigen Kapitel erläutert, ist im untersuchten System die klassische Beschreibung der Streutrajektorien gerechtfertigt und der Zusammenhang zwischen

Einschußenergie, Streuwinkel und Kernabstand durch die Gleichungen (2.2) und (2.3) gegeben.

Die eigentlich interessierenden Prozesse jedoch, wie z.B. innere Kernanregung durch Coulombkräfte und/oder Nukleonentransfer werden keinesfalls klassisch, sondern nur durch quantenmechanische Effekte zu erklären sein. Diese widersprüchlich erscheinende Situation, die klassische Beschreibung der Trajektorien einerseits und die quantenmechanische Beschreibung der Wechselwirkung andererseits, wird semiklassisches Modell genannt.

Die Verwendung des semiklassischen Modells ist dann zulässig, solange der bei der Wechselwirkung auftretende Energieaustausch zwischen den Kernen sehr klein ist gegenüber der kinetischen Energie des Projektils, so daß die Bahn des Projektils nur unwesentlich gestört wird.

Im gegebenen Fall werden einstufige Anregungen durch Coulombkräfte bis zu Energien von max. 2MeV und bei Nukleonentransfer Anregungen in der Größenordnung der Q-Werte übertragen. Die Q-Werte, d.h. die Massendifferenz zwischen Eingangs- und Ausgangssystem, für Neutronentransfer betragen um 2MeV, wie aus Tabelle 3.2 auf Seite 33 hervorgeht.

Im Vergleich zu den gewählten Einschußenergien um 600MeV (vgl. Kap.3.2.2) macht dies weniger als 0,3% aus, so daß auch der Fehler in der Berechnung des minimalen Abstandes d_0 nur 0,3% beträgt. Dies liegt auch unterhalb der Meßgenauigkeit, die auf der Ortsauflösung des Teilchenzählers beim Nachweis des rückgestreuten Projektils beruht. Dies wird in Abb.4.11 deutlich.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß aufgrund der Tatsache, daß der Sommerfeldparameter deutlich größer als 1 ist und daß die in der Reaktion auftretenden Energien nur vernachlässigbar kleine Störungen der Streutrajektorie verursachen, die semiklassische Beschreibung für das in dieser Arbeit untersuchte System unter den gewählten Bedingungen zulässig ist.

2.2 Kernreaktionen

Wie schon in Kap.2.1 erwähnt, hängt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer bestimmten Kernreaktion vom Abstand R_{min} , der durch d_0 ausgedrückt werden kann, (bzw. vom Streuwinkel θ_{cm}) ab, den die beiden Kerne während eines Streuprozesses eingenommen haben.

Als Größe zur Quantifizierung von Kernreaktionen dient dabei der Wirkungsquerschnitt σ . Er ist definiert als der zur Strahlrichtung des Projektils senkrechte Querschnitt eines Targetkerns, in den das Projektil eindringen muß, damit der interessierende Prozeß auftritt [hil96]. Demzufolge hat er die Dimension einer entsprechenden Fläche und wird gewöhnlich in barn angegeben. Die Einheit 1 barn (b) entspricht $1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$.

Von weitergehendem Interesse sind differentielle Wirkungsquerschnitte, wie etwa $d\sigma/d\Omega(\theta)$, der den Wirkungsquerschnitt zum Winkel θ für einen bestimmten Prozeß angibt, mit dem ein Projektilteilchen in das Raumwinkelement $d\Omega$ gestreut wird.

2.2.1 Elastische Streuung und Absorption

Die Streuung zweier gleich geladener Teilchen durch Coulombwechselwirkung läßt sich klassisch und quantenmechanisch berechnen, wobei angenommen wird, daß die Kerne ihre Identität bei der Streuung behalten, d.h. ihre Protonen- und Neutronenzahl nicht verändern. Dieser Wirkungsquerschnitt heißt Rutherford-Wirkungsquerschnitt und berechnet sich zu:

$$\frac{d\sigma_{ruth}}{d\Omega}(\theta_{cm}) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_{cm}} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right)} \quad . \quad (2.4)$$

Den nun experimentell tatsächlich beobachteten Wirkungsquerschnitt gestreuter Teilchen, bei dem die Kerne ihre Identität behalten haben, aber auch inelastische Anregung erfahren haben können, wird in dieser Arbeit als elastischer Wirkungsquerschnitt σ_{el} bezeichnet.

Das Verhältnis von gemessenem elastischen Wirkungsquerschnitt zu berechnetem Rutherford-Wirkungsquerschnitt in unterschiedlichen Systemen ist in Abb.2.2 gezeigt. Daraus wird ersichtlich, daß bei Abständen von d_0 größer als 1,6fm die Wirkungsquerschnitte σ_{ruth} und σ_{el} annähernd identisch sind, während bei Abständen von d_0 kleiner als 1,6fm der elastische Wirkungsquerschnitt vom Rutherford-Wirkungsquerschnitt zu kleineren Werten hin abzuweichen beginnt. Dort tritt offensichtlich Absorption ein, die in dieser Darstellung universell, also unabhängig vom System ist. Mit einer Absorptionswahrscheinlichkeit P_{abs} gilt dann:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}(\theta_{cm}) = (1 - P_{abs}(\theta_{cm})) \frac{d\sigma_{ruth}}{d\Omega}(\theta_{cm}) \quad . \quad (2.5)$$

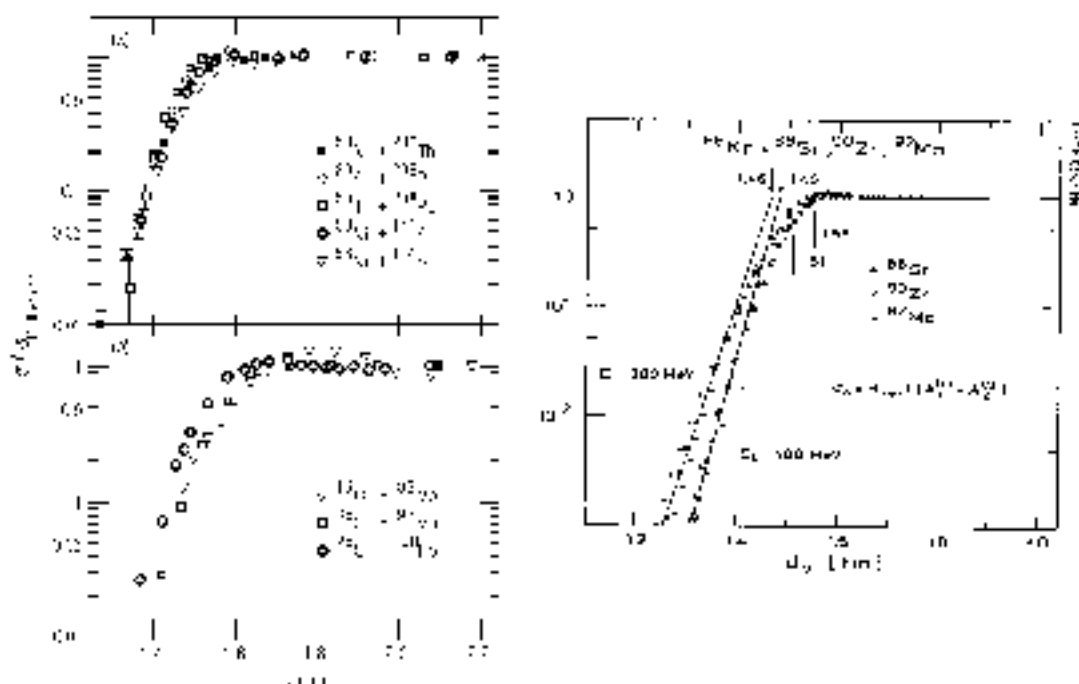


Abbildung 2.2: Gemessene Absorptionskurven bzw. Verhältnisse von elastischem zu Rutherford-Wirkungsquerschnitt als Funktion des Abstandes d_0 aus [reh93] und [sie82].

Die Absorption aus dem elastischen Wirkungsquerschnitt ist bedingt durch das Auftreten verschiedenartiger Kernreaktionen bei denen die Identität der Kerne nicht erhalten bleibt. Dieser Wirkungsquerschnitt kann als Reaktions-Wirkungsquerschnitt σ_{reac} bezeichnet werden. Für ihn gilt folglich:

$$\frac{d\sigma_{\text{reac}}}{d\Omega}(\theta_{cm}) = P_{\text{abs}}(\theta_{cm}) \frac{d\sigma_{\text{ruth}}}{d\Omega}(\theta_{cm}) \quad (2.6)$$

Der Reaktions-Wirkungsquerschnitt setzt sich aus den Wirkungsquerschnitten aller verschiedenen möglichen Reaktionstypen additiv zusammen:

$$\frac{d\sigma_{\text{reac}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{tr}}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{\text{dis}}}{d\Omega} + \dots \quad (2.7)$$

Der Wirkungsquerschnitt für Transferreaktionen, bei denen einzelne wenige Nukleonen zwischen den beteiligten Kernen ausgetauscht (transferiert) werden, die Grundstruktur der Kerne aber erhalten bleibt, werden mit σ_{tr} bezeichnet. Transferreaktionen dominieren die Absorption bei großen Abständen und können in schweren Systemen auch noch mit

dem semiklassischen Modell behandelt werden. Für stärker dissipative Reaktionen bei abnehmenden Abständen, steht σ_{dis} . Bei diesen ist die Anregungsenergie deutlich größer als die Einnukleonen-Bindungsenergie und wird durch massiven Nukleonen-Transfer verursacht. Weiterhin treten bei Einschußenergien oberhalb der Coulombbarriere Reaktionen auf, die nicht mehr zu einer binären Streuung führen. Dies sind Compoundkernreaktionen, induzierte Spaltreaktionen u.a..

Im folgenden werden die für diese Arbeit maßgebenden Reaktionen, die Anregung durch Coulombwechselwirkung und Transferreaktionen, vorgestellt, die sich, wie noch deutlich werden wird, nicht gegenseitig ausschließen, sondern durchaus in mehrstufigen Prozessen zusammen auftreten können. So ist es eher die Regel, daß Transferreaktionen zwischen schweren Ionen von Coulombanregung begleitet sind.

2.2.2 Reaktionen durch Coulombwechselwirkung

Reaktionen durch Coulombwechselwirkung können zu inneren Anregungen eines Kerns führen, wobei die Identität des Kerns erhalten bleibt. Eine innere Anregung wird dabei durch den Induktionsstoß des geladenen Projektils im Coulombfeld des Targetkerns (und umgekehrt) hervorgerufen [ald75]. Diese Reaktionen werden auch Coulombanregung (oder „Coulex“ für Coulomb excitation) genannt.

Die Coulombwechselwirkung ist langreichweitig und daher tritt Coulombanregung schon bei großen Abständen von $d_0 > 1,6 \text{ fm}$ auf, die weit außerhalb des Wirkungsbereichs der Kernkräfte liegen. Die Kerne werden dabei in charakteristische Zustände gebracht aus denen sie anschließend durch Emission von γ -Quanten oder Konversionselektronen wieder zerfallen. Durch deren Nachweis können somit verschiedene Informationen über die innere Struktur der Kerne gewonnen werden. Im folgenden soll der Zerfall durch Emission von γ -Quanten betrachtet werden, da dieser für diese Arbeit von Relevanz ist.

Besonders gut lassen sich durch Coulombanregung kollektive Phänomene wie Rotations- und Vibrationseigenschaften der Kerne untersuchen [wol93, krö96a]. Ein Vorteil dieser Methode ist u.a., daß die Coulombwechselwirkung analytisch genau bekannt ist.

2.2.2.1 Elektromagnetische Übergänge

Beim Übergang eines Kerns von einem Zustand $|i\rangle$ in einen Zustand $|f\rangle$ wird zwischen Anregung und Abregung unterschieden. Bei der Anregung wird aus dem Strahlungsfeld ein virtuelles Photon absorbiert, bei der Abregung wird ein reelles Photon, d.h. ein γ -Quant emittiert.

Die Kernzustände sind charakterisiert durch Energie, Spin und Parität (E, I, π) , die sich aus der gegenseitigen Kopplung aller Nukleonen ergeben. Neben der Energie wird dann ein Zustand durch I^π charakterisiert. So haben z.B. alle sogenannten gg-Kerne (gerade Anzahl von Protonen und gerade Anzahl von Neutronen) im Grundzustand, dem energetisch tiefsten Zustand, den Spin $I=0$ und eine positive Parität. Er wird dementsprechend mit 0^+ gekennzeichnet.

Die Energie des bei einer Abregung emittierten γ -Quants E_γ (ebenso die Energie des virtuellen Photons bei einer Anregung) entspricht der Energiedifferenz der beiden Zustände, so daß gilt:

$$E_\gamma = |E_i - E_f| \quad . \quad (2.8)$$

Der Strahlungscharakter, den das γ -Quant bei einer Abregung bzw. das virtuelle Photon bei einer Anregung repräsentieren, hängt von den elektromagnetischen Eigenschaften der beiden Zustände ab, d.h. von den Beträgen der Spins, deren Ausrichtung im Raum, die durch die magnetische Quantenzahl $M_{i,f}$ gegeben ist und von den Paritäten. Die Charakteristik der Strahlung läßt sich durch Angabe von elektrischer Strahlung E oder magnetischer Strahlung M in Verbindung mit der ganzzahligen Multipolordnung ℓ angeben. So wird z.B. ein elektrischer Übergang 2.Multipolordnung mit $E2$ gekennzeichnet.

Die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs sinkt mit steigender Multipolordnung und ist bei gleicher Multipolordnung für elektrische Strahlung größer als für magnetische Strahlung. Aus diesem Grund finden Abregungen i.a. über $E2(M1)$ -Strahlung bei gleicher Parität der Zustände und $E1(E3)$ -Strahlung bei unterschiedlicher Parität statt. Anregungen finden i.a. über $E2$ -Strahlung bei gleicher Parität der Zustände und $E3$ -Strahlung bei unterschiedlicher Parität statt. Anregungen über $E1$ -Wechselwirkung spielen bei nicht-relativistischen Einschußenergien, wie in dieser Arbeit, keine Rolle.

2.2.2.2 Coulombanregung

Ähnlich zu Gleichung (2.6) läßt sich eine Größe \tilde{P}_{clx}^{if} definieren, die die Wahrscheinlichkeit angibt, einen Kern durch Coulombwechselwirkung vom Zustand $|i\rangle$ in den Zustand $|f\rangle$ anzuregen. Mit dem dazugehörigen Wirkungsquerschnitt σ_{clx}^{if} gilt dann:

$$\tilde{P}_{clx}^{if}(\theta_{cm}) = \frac{\sigma_{clx}^{if}(\theta_{cm})}{\sigma_{ruth}(\theta_{cm})} \quad . \quad (2.9)$$

Diese Wahrscheinlichkeit wird Übergangswahrscheinlichkeit genannt und kann berechnet werden zu [ald75]:

$$\tilde{P}_{clx}^{if} = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i, M_f} |a_{I_f M_f, I_i M_i}|^2 \quad , \quad (2.10)$$

mit den sog. Übergangsamplituden

$$a_{I_f M_f, I_i M_i} = \langle I_f M_f | S | I_i M_i \rangle \quad . \quad (2.11)$$

Hierbei steht $|IM\rangle$ für die Wellenfunktion, d.h. den Zustand mit den Quantenzahlen I und M . Die Quantenzahl I steht für den Spin und M , die magnetische Quantenzahl, für die Projektion des Spins auf eine ausgezeichnete Koordinatenachse und damit die Orientierung des Spins im Raum. Die Indizes i und f beziehen sich wieder auf den Eingangs- bzw. Ausgangszustand.

Der Operator S heißt Streu-Operator und vermittelt die Wirkung des Streuvorganges auf den Zustand $|I_i M_i\rangle$ des Teilchens vor der Reaktion. Er beinhaltet das zeitabhängige Streupotential und damit sowohl die Dynamik des Streuprozesses als auch die intrinsischen Kernstruktureigenschaften.

Die Übergangsamplitude $a_{I_f M_f, I_i M_i}$ enthält den Überlapp des Eingangszustandes $|I_i M_i\rangle$ mit einem Ausgangszustand $|I_f M_f\rangle$ nach der Streuung und ist damit ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dieser Anregung. Die Menge aller Streuamplituden für alle möglichen Indices i und f spannen eine Matrix auf, die sog. S-Matrix.

Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit in Gleichung (2.10) geschieht durch Summation der Quadrate der Übergangsamplituden über alle nach den Auswahlregeln möglichen Quantenzahlen M_f des Ausgangszustandes. Um außerdem von der Ausrichtung des Spins des Eingangszustandes unabhängig zu werden, wird sinnvollerweise auch noch über die möglichen M_i -Quantenzahlen gemittelt. Das bedeutet nun eine zusätzliche Summation über M_i bei gleichzeitiger Division durch die Anzahl seiner möglichen Einstellungen, d.h. der Division durch $(2I_i + 1)$.

Die Matrixelemente, die den Einfluß der Kernstruktur repräsentieren, lassen sich aus den experimentell bestimmbaren sog. elektrischen bzw. magnetischen reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten, auch $B(E\ell)$ -Wert bzw. $B(M\ell)$ -Wert genannt, deduzieren. Sie geben die Wahrscheinlichkeit für den Übergang zwischen zwei Zuständen mit dem Strahlungscharakter $E\ell$ bzw. $M\ell$ ausschließlich als Funktion der Quantenzahlen der Zustände an und werden aus diesem Grund *reduziert* genannt. Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten sind nicht dimensionslos, sondern können in Einheiten von $e^2 b^{2\ell}$ angegeben werden. (Eine andere gebräuchliche Einheit ist $e^2 \text{fm}^{2\ell}$.)

Die experimentelle Bestimmung von $B(E\ell)$ -Werten bzw. $B(M\ell)$ -Werten gelingt bei analytisch bekannter Coulombwechselwirkung modellunabhängig, sowohl durch die Messung von Anregungswirkungsquerschnitten als auch von γ -Zerfallsintensitäten [wol93]. Mit ihnen kann z.B. im Falle einer elektrischen Strahlung über folgende Beziehung auf die Beträge der sog. elektrischen reduzierten Übergangsmatrixelemente geschlossen werden:

$$B(E\ell) = \frac{1}{2I_i + 1} |M_{E\ell}|^2 \quad . \quad (2.12)$$

Dabei ist die Größe $M_{E\ell}$ das reduzierte Matrixelement, das einem elektrischen Übergang der Multipolarität ℓ entspricht. Es heißt *reduziert*, da es die Mittelung über die möglichen Orientierungen der Spins des Ein- und Ausgangszustandes beinhaltet. Für magnetische Strahlung gilt dasselbe analog.

Die in Gleichung (2.9) getroffene Definition der Übergangswahrscheinlichkeiten ist für die Zwecke dieser Arbeit nicht sinnvoll, da sie sich auf den Rutherford-Wirkungsquerschnitt bezieht. Zur Bestimmung von Reaktionswahrscheinlichkeiten in der späteren Analyse (vgl. Kap.5.2) war eine Definition erforderlich, in der die Wahrscheinlichkeit auf den elastischen Wirkungsquerschnitt bezogen ist. Demnach ist die Wahrscheinlichkeit P_{clx}^{if} definiert zu:

$$P_{clx}^{if} = \frac{\sigma_{clx}^{if}}{\sigma_{el}} \quad , \quad (2.13)$$

woraus unmittelbar folgt:

$$P_{clx}^{if} = \tilde{P}_{clx}^{if} (1 - P_{abs}) \quad . \quad (2.14)$$

2.2.3 Transferreaktionen

Die hier betrachteten Transferreaktionen bezeichnen den Austausch (Transfer) von einzelnen wenigen Nukleonen zwischen zwei Kernen, so daß die Grundstruktur der Kerne erhalten bleibt. Transfer ist dann möglich, wenn sich die Wellenfunktionen beider Kerne überlappen, so daß die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Nukleons am „Ort“ des anderen Kerns endlich wird.

Transferreaktionen dieser Art treten schon bei relativ großen Abständen von $1,4\text{fm} < d_0 < 1,6\text{fm}$, dominant als Teil der Absorption aus dem elastischen Wirkungsquerschnitt auf. Sie werden in schweren Systemen mit großer Wahrscheinlichkeit von Coulombanregung begleitet, da deren Wahrscheinlichkeit u.a. mit den Ordnungszahlen der beteiligten Kerne zunimmt.

Die Betrachtungen dieses gesamten Unterkapitels sollen nur auf Neutronen-Transferreaktionen beschränkt sein, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Für Protonen-Transfer gelten allerdings die meisten Betrachtungen analog. Ein wesentlicher Unterschied ist z.B., daß bei Protonentransfer neben der Masse auch Ladung transferiert wird und sich demzufolge die Coulombpotentiale vor und nach dem Transfer merklich unterscheiden (bei Neutronentransfer unterscheiden sich die Coulombpotentiale zwar auch, bedingt durch die Volumenänderung der Kerne, was aber im Vergleich dazu vernachlässigbar ist).

Die Untersuchung von Ein-Neutron Transferreaktionen dient dem Verständnis von charakteristischen Einteilchen-Anregungsstufen in Kernen und somit dem Test von Kernmodellen wie dem Schalenmodell. So konnten in einer Reihe von Experimenten in (d,p)- und (p,d)-Reaktionen viele Kerne systematisch auf Einteilchen-Anregungsstufen hin untersucht werden. Als Beispiele seien hier die Referenzen [bor75, lan75] genannt. Beim Transfer zweier Neutronen, einem „Neutronen-Paar“ Transfer, ist darüber hinaus das Studium von 2-Teilchenkorrelationen möglich. So wurden in (t,p)- und (p,t)- Reaktionen viele Untersuchungen vorgenommen (z.B.: [iwe72, wei81]).

Von Nachteil ist, daß bei diesen Reaktionen mit leichten Projektilen der semiklassische Ansatz nicht mehr zulässig ist und zur Ergebnisanalyse zusätzliche Modellrechnungen, wie DWBA-Analysen, herangezogen werden müssen [wu90]. Durch die Bereitstellung von Schwerionenbeschleunigern ist es auch möglich geworden, Neutronen-Transfer zwischen zwei schweren Kernen zu beobachten. In diesem Fall bietet die Verwendung des semiklassischen Modells die Möglichkeit der unmittelbaren Extraktion von Transferwahrscheinlichkeiten aus der Messung (vgl. Kap.5.2). Außerdem tragen schwere Projektilen verstärkt zu 2-Teilchenkorrelationen bei, da in beiden Kernen superfluide Eigenschaften existieren können [wu90, bro78].

Durch Mehr-Nukleonen Transferreaktionen lassen sich außerdem Kerne im Bereich der Instabilität produzieren und ermöglichen somit deren Untersuchung. Auch die Produktion neuer Elemente kann nicht allein durch Fusion erklärt werden, sondern wird vermutlich durch Nukleonentransfer eingeleitet [voe98, hof95]. Ein Verständnis von Transfermechanismen zwischen schweren Kernen ist für derartige Untersuchungen somit von elementarem Interesse.

Analog zur Coulombanregung läßt sich eine Transferwahrscheinlichkeit P_T^{xn} für den Transfer von x -Neutronen, wie in Gleichung (2.13) bezogen auf den elastischen Wirkungs-

querschnitt definieren. Sie wird mit dem dazugehörigen Wirkungsquerschnitt σ_{tr}^{xn} definiert zu:

$$P_{tr}^{xn} = \frac{\sigma_{tr}^{xn}}{\sigma_d} \quad . \quad (2.15)$$

Es ist üblich und wird auch in dieser Arbeit so gehandhabt, den Transfer aus der Sicht des Projektils zu beschreiben. Der Transfer von Nukleonen vom Projektil zum Target wird daher auch als „Stripping-Reaktion“, der umgekehrte Transfer als „Pickup-Reaktion“ bezeichnet.

2.2.3.1 Meßmethoden

Zum Nachweis von Transferreaktionen wurde in dieser Arbeit die γ -spektroskopische Methode benutzt, bei der die Reaktionsprodukte über charakteristische γ -Übergänge identifiziert werden. Prinzipiell existieren drei verschiedene Methoden, die im folgenden kurz erläutert werden.

a) radiochemische Methode

Bei dieser Methode werden die produzierten Transferkerne auf Einfangfolien gestoppt und anschließend außerhalb des Strahls anhand ihres charakteristischen Zerfalls identifiziert [fun97, wir91]. Da bei Messungen außerhalb des Strahls sehr wenig Untergrundstrahlung auftritt und der Raumwinkel der verwendeten Detektoren groß gestaltet werden kann, ist dies die sensitivste aller Methoden. Der Nachteil ist, daß weder stabile Kerne noch Kerne mit sehr kurzen Lebensdauern untersucht werden können. Auch der Transfer in charakteristische Anregungszustände kann nicht separat nachgewiesen werden, sondern nur integrale Transferwirkungsquerschnitte.

b) Nachweis mit Magnetspektrographen

Die Identifikation der Transferprodukte geschieht hier, indem die Kerne mit Hilfe eines Magnetspektrographen nach Ladung und Masse getrennt registriert werden [spe91, kün90, voe87] [reh93, reh90] [cor97, cor96, cor94]. Der Vorteil ist bei leichten Projektilen, daß neben dem Transfer in diskrete Zustände auch der Transfer in den Grundzustand nachgewiesen werden kann. Dementgegen können bei schweren Projektilen (ab etwa $Z > 12$) aufgrund der Abremseffekte im Target keine Zustände getrennt werden, sondern nur die Summe der Wirkungsquerschnitte aller Anregungszustände gemessen werden.

c) γ -spektroskopische Methode

Bei dieser auch in vorliegender Arbeit verwendeten Methode geschieht die Identifikation der Transferprodukte im Strahl durch Nachweis der charakteristischen γ -Strahlung

[san97, vet94, här94, ker91, cli90, ger89, juu87, boe86]. Durch die Möglichkeit prinzipiell in jedem beliebigen System diskrete Anregungszustände der Transferprodukte zu trennen, bietet sich hier ein hohes Potential an Untersuchungsmöglichkeiten. Diese waren und sind allerdings durch die sehr geringe Effizienz im Nachweis von γ -Strahlung beeinträchtigt. Erst durch die in jüngster Zeit zur Verfügung stehenden aufwendigen komplexen γ -Detektor Anordnungen (meist in Kugelschalen) [eb92, gam88, cb86] konnten mit Teilchen- γ Koinzidenzen auch verschiedene detaillierte Transfermechanismen studiert werden. Dabei ist es beispielsweise u.a. möglich zwischen „kaltem“ (geringe γ -Multiplizität) und „heißem“ (hohe γ -Multiplizität) Transfer zu unterscheiden. Die für diese Arbeit zur Verfügung stehende Anordnung zum Nachweis der γ -Strahlung war eine annähernd den gesamten Raumwinkel bedeckende Kugelschale, bestehend aus Ge-Detektoren und NaI-Detektoren. Sie ermöglichte darüber hinaus erstmalig in schweren Systemen den *direkten* Transfer von Neutronen in diskrete bestimmbare Anregungszuständen zu vermessen.

2.2.3.2 Transfer-Wahrscheinlichkeit

Die Transferwahrscheinlichkeit setzt sich aus der intrinsischen Übergangsamplitude und dem Einfluß der Stoßdynamik zusammen. Dabei ergibt sich die intrinsische Übergangswahrscheinlichkeit aus dem Überlapp der Wellenfunktionen der beiden beteiligten Kerne [wu90, voe98].

Im Außenbereich, d.h. für Entfernungen vom Kernmittelpunkt mit $r > 1,3\text{fm}A^{1/3}$, kann die Wellenfunktion eines Kernes durch eine exponentiell abfallende Funktion beschrieben werden. Der Überlapp der Wellenfunktionen zweier Kerne und damit die intrinsische Transferwahrscheinlichkeit P_{tr} berechnet sich dann als Funktion des Kern-Kern Abstandes d_0 , für entsprechend große Abstände von $d_0 > 1,3\text{fm}$, zu:

$$P_{tr} \propto \exp\left[-2\alpha d_0 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}\right)\right] \quad , \quad (2.16)$$

mit der Zerfallskonstanten α :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2mB_n}{\hbar^2}} \quad . \quad (2.17)$$

Dabei stehen A_1 und A_2 für die Massenzahl des Projektils und Targetkerns, m für die Masse der transferierten Nukleonen und B_n für die gesamte Bindungsenergie der transferierten Nukleonen. Die aus diesen Größen berechnete Transferwahrscheinlichkeit P_{tr} ist bezogen auf den elastischen Wirkungsquerschnitt und entspricht damit der Definition in Gleichung (2.15).

Wie aus Gleichung (2.16) hervorgeht, fällt die Transferwahrscheinlichkeit mit wachsendem Kern-Kern Abstand d_0 exponentiell ab, wobei die Zerfallskonstante aus den bekannten Nukleonenbindungsenergien [wap93] abgeleitet werden kann.

2.2.3.3 Anpassung der Streubahnen

Die im vorangegangenen Kapitel vorgestellte Berechnung der Transferwahrscheinlichkeit berücksichtigt nicht den Einfluß der Stoßdynamik der Reaktion. So wird zum einen vernachlässigt, daß sich die Summen der Bindungsenergien (bzw. die Massendefekte) der beiden Kerne vor und nach dem Transfer unterscheiden, so daß dementsprechend entweder Energie abgegeben oder aufgenommen werden muß. Dies wird in dem sog. Q-Wert angegeben. Ein positiver Q-Wert bedeutet eine exotherme Reaktion, ein negativer Q-Wert eine endotherme Reaktion. Weiterhin wird nicht berücksichtigt, daß auch Drehimpuls in Abhängigkeit der Eingangs- und Ausgangszustände aufgenommen oder abgegeben werden muß.

Die Energiedifferenz Q und die Drehimpulsdifferenz ΔL müssen der kinetischen Energie bzw. dem Bahndrehimpuls der Streutrajektorie des Projektils je nach Reaktion entnommen oder zugeführt werden. Am Punkt des Transfers tritt somit klassisch gesehen eine Unstetigkeit der Trajektorie auf, die zu einer Abnahme der Transferwahrscheinlichkeit führt [bro81, voe87, ber87].

Dieser Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeit kann durch Faktorisierung Rechnung getragen werden [voe91a, bro91]. Die in Gleichung (2.15) definierte Wahrscheinlichkeit für den Transfer von x-Neutronen läßt sich dann zerlegen zu:

$$P_{xn} = \tilde{P}_{xn} F(Q, \Delta L) \quad . \quad (2.18)$$

Dabei steht nun \tilde{P}_{xn} für die von Q und ΔL unabhängige Transferwahrscheinlichkeit und der Faktor $F(Q, \Delta L)$ beinhaltet die Reduktion der Transferwahrscheinlichkeit als Funktion von Q und ΔL . Er kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen und hat für konstantes ΔL eine Gauß-Verteilung mit dem Mittelpunkt um $Q = 0$ [spe90, wu90]. Optimale Transferbedingungen sind für $Q = 0$ und $\Delta L = 0$ gegeben.

Die Q-Werte für das in dieser Arbeit untersuchte System sind in Tabelle 3.2 auf Seite 33 angegeben. Daraus geht hervor, daß sich die Q-Werte für den Neutronentransfer um $Q \approx \pm 2 \text{ MeV}$ bewegen, so daß der Neutronentransfer in beiden Richtungen zu erwarten ist. Dagegen sind die Protonen-Transferkanäle durch hohe negative Q-Werte blockiert.

Der Bahndrehimpuls hängt vom Produkt der Ordnungszahlen $Z_1 Z_2$ der beiden Kerne ab, welche für das gegebene System sehr hoch sind. Im Vergleich dazu ist der Drehimpulsübertrag für Transfer in Niederspinzustände, wie sie in dieser Arbeit untersucht wurden, vernachlässigbar.

Im vorliegenden Fall liegt somit der Korrekturfaktor $F(Q, \Delta L)$ nahe bei dem Wert 1, so daß gilt:

$$P_{xn} \approx \tilde{P}_{xn} \quad . \quad (2.19)$$

In der Messung kann folglich die Transferwahrscheinlichkeit über Gleichung (2.15) ermittelt werden und direkt mit der in Kapitel 2.2.3.2 theoretisch vorhergesagten verglichen werden.

2.2.3.4 Anpassung der Nukleonenorbitale

Die Wahrscheinlichkeit für den Transfer eines Nukleons hängt auch davon ab, wie die Orbitale, die das Nukleon vor und nach dem Transfer einnimmt, angepaßt sind. Dieser Effekt kommt zum Tragen, da die beiden Kerne am Umkehrpunkt der Streutrajektorie, an dem der Transfer mit größter Wahrscheinlichkeit stattfindet, eine geringe Relativgeschwindigkeit besitzen.

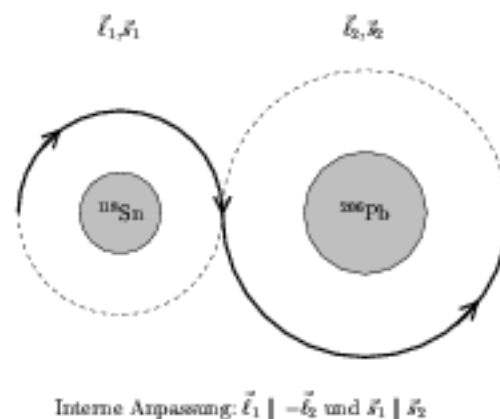


Abbildung 2.3: Interne Anpassung der Nukleonenorbitale vor und nach dem Transfer. Die Quantenzahlen ℓ_1 und s_1 stehen für das Orbital, das das Nukleon vor dem Transfer belegte, ℓ_2 und s_2 für das Orbital in das das Nukleon transferiert wird. Die Anpassung geschieht durch die antiparallele Ausrichtung der Drehimpulsvektoren ℓ_1, ℓ_2 .

Klassisch betrachtet liegt eine optimale Anpassung vor, wenn das Nukleon eine s-förmige Bahn durchläuft, so daß am Übergangspunkt durch eine tangentielle Bewegung die Bahn stetig fortgesetzt wird. Dies ist in Abb.2.3 veranschaulicht. Diese Art von interner Bahnanpassung bedeutet, daß der Drehimpulsvektor des Orbits, in dem sich das Nukleon vor dem Transfer befindet, antiparallel zu dem Drehimpulsvektor des Orbits, in das das Nukleon transferiert wird, ausgerichtet ist [bro91]. Die Ausrichtung des Spins des Nukleons bleibt erhalten, woraus unmittelbar folgt, daß der Ein-Loch Zustand des verlassenen Kerns und der Ein-Teilchen Zustand des aufnehmenden Kerns antiparallele Spinprojektionen besitzen.

Die Anpassung der Nukleonenorbitale wirkt sich ausschließlich auf die Intensität des Transfers aus, enthält aber keine explizite Abhängigkeit vom Kern-Kern Abstand d_0 , so daß die Berechnung der Zerfallskonstanten in Gleichung (2.17) davon nicht beeinflusst wird.

2.2.3.5 Paar-Transfer

Wie schon früher erwähnt wird die Untersuchung von Zwei-Neutronen Transfer die Möglichkeit bieten, Aufschlüsse über 2-Teilchenkorrelationen zu erhalten. Dazu bietet es sich an, die gemessenen Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeit P_{1n} mit der Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeit P_{2n} zu vergleichen.

Für den Fall, daß keinerlei Korrelationen zwischen den beiden transferierten Neutronen vorliegt, kann erwartet werden, daß die Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeit dem Quadrat der Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeit entspricht (unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Q-Wert und ΔL Situation, vgl. Kapitel 2.2.3.3).

Zur Messung von Teilchenkorrelationen ist es daher sinnvoll einen sog. Verstärkungsfaktor EF („enhancement factor“) wie folgt zu definieren:

$$EF = \frac{P_{2n}}{(P_{1n})^2} \quad . \quad (2.20)$$

Für den Fall $EF = 1$ ergibt sich $P_{2n} = (P_{1n})^2$, was dem Fall entspricht, daß zwischen den beiden transferierten Nukleonen keinerlei Korrelation vorliegt, der Transfer also sequentiell und statistisch unabhängig voneinander geschieht.

Für $EF > 1$ liegt eine Verstärkung des Zwei-Neutronen Transfers vor, die nur durch konstruktive Korrelationen zwischen den beiden transferierten Neutronen zu erklären ist. Auch destruktive Interferenzen wären denkbar, sind aber im Gegensatz zu Verstärkungen noch nicht beobachtet worden.

Bei der Bestimmung von Verstärkungsfaktoren EF durch die radiochemische oder magnetographische Meßmethode, werden die integralen $1n$ - und $2n$ -Transferwahrscheinlichkeiten verglichen. Derartig ermittelte Verstärkungsfaktoren werden mit *integral* bezeichnet werden. Bei der γ -spektroskopischen Methode ist es hingegen auch möglich, Transferwahrscheinlichkeiten in bestimmte Anregungszustände zu vergleichen und demzufolge auch *mikroskopische* Verstärkungsfaktoren zu bestimmen.

2.2.3.6 Superfluidität in Kernen

Der Begriff der Superfluidität in Atomkernen hat ihren Ursprung in der Analogie zur Supraleitung in Festkörpern. Die Supraleitung läßt sich im wesentlichen durch Paarung von Elektronen, den sog. Cooper-Paaren erklären. Im Atomkern lassen sich nun ebenfalls Effekte beobachten, die sich nur auf die Existenz von Nukleonen-Paaren zurückführen lassen [mot58, boh75].

Wechselwirkungen, die zu einer Paarung von Teilchen führen, sind keine grundlegenden Wechselwirkungen, sondern Restwechselwirkungen verschiedener Art. Bei der Supraleitung im Festkörper werden die Elektronen-Paare über elektromagnetische Wechselwirkung der Leitungselektronen mit den Gitterschwingungen des Leitermaterials erklärt. Im Atomkern ist es der kurzreichweitige Teil der starken Wechselwirkung, der durch die Beschreibung des Kerns mit einem mittleren Potential im sog. Schalenmodell nicht erfaßt wird.

Das Schalenmodell beschreibt den Atomkern durch ein mittleres Potential, das sich aus der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung ergibt, und behandelt anschließend die Nukleonen als unabhängige wechselwirkungsfreie Teilchen, d.h. als Fermionen, die dem Pauli-Prinzip unterliegen.

Ein mittleres Potential läßt sich z.B. durch selbstkonsistente Verfahren, wie dem Hartree-Fock Verfahren ermitteln. Durch Lösung der Schrödingergleichung mit diesem Potential ergeben sich Eigenzustände mit diskreten Energieeigenwerten. Die Eigenzustände lassen sich nach der Hauptquantenzahl n , der Drehimpulsquantenzahl j und dessen Orientierung im Raum, der magnetischen Quantenzahl m_j , entwickeln. Die Energieeigenwerte sind in einem kugelsymmetrischen Potential $(2j+1)$ -fach entartet, was der Anzahl der möglichen Einstellungen von m_j entspricht.

Mit dem Schalenmodell lassen sich sehr viele Eigenschaften der Kerne erklären, vor allem die magischen Zahlen, d.h. Protonenzahlen bzw. Neutronenzahlen, bei denen besonders große Energielücken auftreten. Desweiteren können auch etliche Anregungszustände von Kernen durch Einteilchen- bzw. Einlochanregungen als Schalenmodellzustände erklärt werden.

Wie schon angedeutet beschreibt ein mittleres Potential nicht alle Eigenschaften des Kerns. Vielmehr verbleiben eine kurzreichweitige und eine langreichweitige Restwechselwirkung unter den Nukleonen, so daß sie sich nicht vollständig wechselwirkungsfrei im mittleren Potential bewegen. Mit einer langreichweitigen Restwechselwirkung können kollektive Phänomene wie Rotations- und Vibrationsanregungen verstanden werden, mit einer kurzreichweitigen Restwechselwirkung die Bildung von Neutronen- bzw. Protonenpaaren. Die Paarung zweier Nukleonen drückt sich dadurch aus, daß sie Orbitale besetzen, deren Drehimpuls entgegengesetzt ausgerichtet ist, d.h. deren magnetischen Quantenzahlen m , denselben Betrag und verschiedene Vorzeichen besitzen.

Die Paarkraft führt u.a. dazu, daß im Grundzustand eines Kerns, d.h. dem energetisch tiefsten Zustand, nicht, wie im Schalenmodell angenommen, die energetisch tiefsten Eigenzustände komplett von den Nukleonen besetzt sind. Vielmehr sind die einzelnen Nukleonen-Paare jeweils mit gewissen Wahrscheinlichkeiten auf verschiedene Schalenzustände, somit auch auf im Schalenmodell energetisch höher liegende Zustände, verteilt. Diese Aufweichung der Grenze der besetzten Zustände („aufgeweichte Fermikante“) ist in Abb.2.4 dargestellt und wächst mit steigender Paarkraft. Die Aufweichung konnte experimentell durch Ein-Nukleon Transferreaktionen bestätigt werden (z.B. [tak83, bro68]).

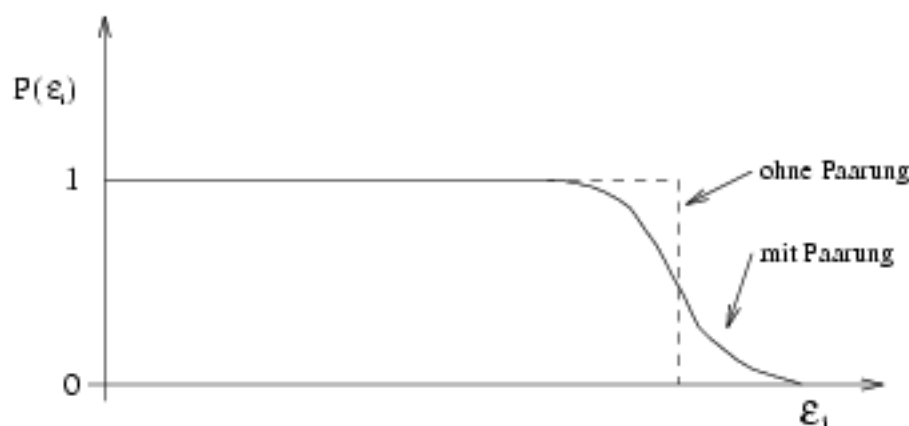


Abbildung 2.4: Auswirkung der Paarungskraft auf die Besetzungswahrscheinlichkeit $P(\epsilon_i)$ der Schalenzustände als Funktion der Energie der Schalenzustände.

Eine weitere Auswirkung der Paarkraft ist, daß das Anregungsspektrum von geraden Kernen eine Energielücke aufweist, die ebenfalls mit der Stärke der Paarkraft skaliert. Sie ist ebenfalls experimentell zu beobachten, so auch in den geraden Pb- und Sn-Isotopen (vgl. Abb.5.3).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß der Grundzustand von gg-Kernen einer starken Konfigurationsmischung unterliegt. Dies ist auch für die untersten 2^+ -Anregungszustände noch richtig [iac94]. Bei einem Zwei-Neutronen Transfer zwischen den Grundzuständen und/oder den 2^+ -Zuständen zweier gg-Kerne sind somit mehrere sequentielle Schritte über die Einteilchenkonfigurationen möglich. Dadurch könnte eine Verstärkung des Zwei-Neutronen Transfers, ausgedrückt durch den Verstärkungsfaktor EF (vgl. Kap.2.2.3.5), verursacht werden [voe91b, bro78].

Kapitel 3

Experiment

In dieser Arbeit wurde zur Untersuchung von Neutronen-Transferreaktionen die γ -spektroskopische Methode gewählt (vgl. Kap.2.2.3.1), bei der durch Messung bekannter γ -Übergänge die Kernreaktionsprodukte identifiziert werden.

Zur Identifikation der Transferprodukte ist es notwendig die Energie der emittierten γ -Quanten hochauflösend nachzuweisen. Dazu wurden Germanium-Detektoren eingesetzt, die von allen γ -Detektoren die beste intrinsische Auflösung besitzen.

Da die γ -Quanten von den Kernen im Flug emittiert werden, ist es gleichzeitig notwendig die Stoßkinematik zu vermessen, um die auftretende Dopplerverschiebung korrigieren zu können. Zur Bestimmung der Stoßkinematik wurde, unter Annahme einer quasielastischen Streuung, das rückgestreute Projektil mit Parallelplattenzählern ortsempfindlich nachgewiesen.

Die Untersuchung verschiedener Reaktionsmechanismen wird durch die Messung der γ -Summenenergie und γ -Multiplizität einer Reaktion ermöglicht. Dies wurde durch eine den größten Teil des Raumwinkels abdeckende hocheffiziente γ -Detektoranordnung bestehend aus NaI-Detektoren erreicht.

Das Experiment wurde im Sommer 1996 am Beschleuniger UNILAC [boc93] der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) durchgeführt. Der Experimentaufbau zum Nachweis von γ -Quanten wurde dabei in einer Serie von verschiedenen anderen Experimenten genutzt und jeweils nur geringfügig an die Anforderungen angepaßt, meist durch unterschiedliche Zusatzdetektoren [ger97].

3.1 Experimentaufbau

Der benutzte Experimentaufbau bestand zum einen Teil aus Detektoren zum Nachweis von γ -Quanten und zum anderen Teil aus Detektoren zum Nachweis von geladenen Teilchen. Er ist in Abb.3.1 schematisch abgebildet.

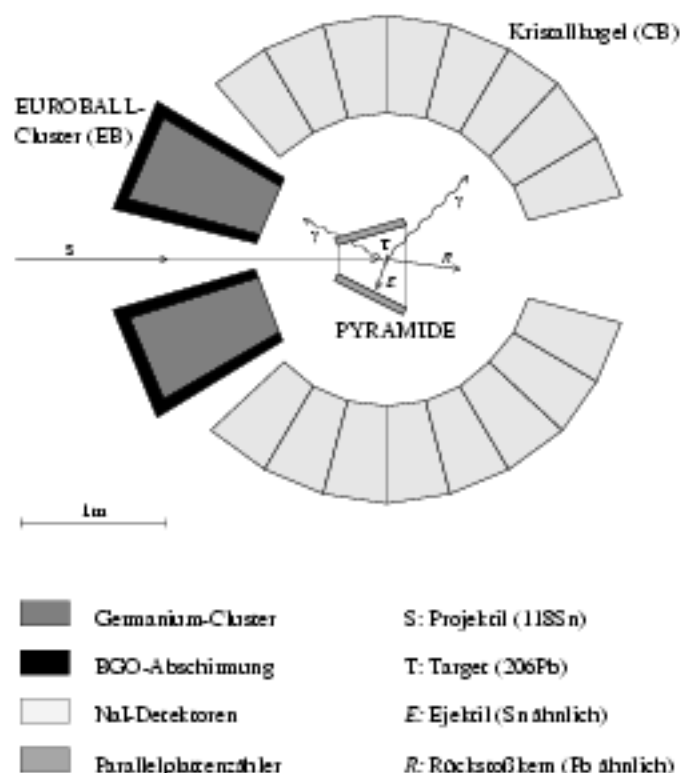


Abbildung 3.1: Prinzipskizze des experimentellen Aufbaus.

Zum Nachweis von γ -Quanten standen zur Verfügung, fünf EUROBALL-Cluster (EB), bestehend aus Germanium-Detektoren und einer Abschirmung aus BGO-Detektoren, und die Heidelberg-Darmstadt Kristallkugel (CB), bestehend aus NaI-Detektoren. Die EB-Detektoren waren als Ring bei 150° angeordnet, während die Kristallkugel den größten möglichen verbleibenden Raumwinkel auf einer Kugelschale symmetrisch um das Target abdeckte. Mit der so erreichten Kombination von Auflösungsvermögen und Effizienz, bezogen auf den totalen Raumwinkel (4π), im Nachweis von γ -Strahlung war dieser Aufbau

einmalig. Die genauen Nachweiseigenschaften der benutzten γ -Detektoranordnungen sind in Tab.3.1 aufgeführt.

Zum ortsempfindlichen Nachweis von geladenen Teilchen wurden drei Parallelplattenzähler neu entwickelt und eingesetzt. Sie waren an den drei dafür vorgesehenen Seitenwänden einer pyramidenförmigen Streu- und Vakuumkammer der sog. PYRAMIDE angebracht.

	CB	EB
Nachweis-Effizienz in 4π , P_{tot}	0,77	0,06
Photopeak-Effizienz in 4π , P_{ph}	0,59	0,022
Energieauflösung, ΔE	$\simeq 90\text{keV}$	$\simeq 2,5\text{keV}$
Zeitauflösung, Δt	$\simeq 3,5\text{ns}$	$\simeq 10\text{ns}$

Tabelle 3.1: Nachweiseigenschaften der verwendeten γ -Detektor Anordnungen. Die Effizienzen und die Energieauflösung sind auf eine γ -Energie von $E_\gamma=1332\text{keV}$ bezogen. Die herausragenden Eigenschaften der beiden Anordnungen sind hervorgehoben.

3.1.1 EUROBALL-Cluster (EB)

Die EUROBALL-Cluster Detektoren bestehen jeweils aus sieben Germanium-Detektoren (Ge-Detektor), umgeben von einer BGO-Abschirmung [eb97].

Ein Ge-Detektor funktioniert als in Sperrichtung betriebene Diode. Ein einfallendes γ -Quant erzeugt in der Sperrschicht Elektron-Loch Paare, die durch die anliegende Hochspannung von bis zu mehreren tausend Volt abgezogen und als Strompuls nachgewiesen werden [kno89].

Aus der Pulshöhe und aus der Zeitlage des Detektorsignals lassen sich grundlegende Informationen gewinnen. Die Pulshöhe ist ein Maß für die Energie des γ -Quants und die Zeitlage ermöglicht es physikalische Koinzidenzen zu selektieren.

Ge-Detektoren zeichnen sich durch eine hohe intrinsische Energieauflösung (weniger als 0,1%; vgl. Tabelle 3.1) aus und waren daher im gegebenen Experiment zur Identifizierung der Transferprodukte geeignet.

Die jeweils einen Cluster von sieben Ge-Detektoren umgebende BGO-Abschirmung war in Antikoinzidenz geschaltet und unterdrückte somit die Comptonstreuung in benachbarte Cluster und den damit verbundenen unvollständigen Nachweis von γ -Quanten.

Die ebenfalls auftretende Comptonstreuung zwischen Ge-Detektoren innerhalb eines Clusters, kann durch das sog. Add-Back Verfahren weitgehend korrigiert werden. Dabei werden die Energien benachbarter angesprochener Detektoren aufaddiert und zu einem Ereignis zusammengefaßt. Eine detaillierte Beschreibung dieses Verfahrens wird in Kap.4.1.1.2 gegeben.

3.1.2 Kristallkugel (CB)

Die Kristallkugel besteht im Originalaufbau aus 162 NaI-Detektoren [cb86]. Für den kombinierten Aufbau mit dem EB-Cluster Ring konnten davon 130 Detektoren genutzt werden.

Ein NaI-Detektor ist ein Szintillator. Dort erzeugt ein einfallendes γ -Quant im Detektormaterial einen Lichtblitz, der durch eine angekoppelte Photodiode in einen Strompuls umgewandelt wird [kno89].

Wie bei den Ge-Detektoren ist auch bei NaI-Detektoren die Pulshöhe ein Maß für die Energie des γ -Quants und die Zeitlage ein Mittel zur Selektion physikalischer Koinzidenzen.

NaI-Detektoren zeichnen sich bei einer weniger guten Energieauflösung durch eine hohe intrinsische Nachweis-Effizienz aus. In Verbindung mit einem hohen abgedeckten Raumwinkel, wie dies im gegebenen Experiment der Fall war, ermöglichen sie die Messung von γ -Summenenergie und/oder γ -Multiplizität einer Reaktion und können somit als Filter für verschiedene Reaktionsmechanismen eingesetzt werden (vgl. Tabelle 3.1).

Ebenso wie bei den EB-Clustern ist auch zwischen benachbarten NaI-Detektoren Comptonstreuung möglich, was auch in diesem Fall durch das Add-Back Verfahren korrigiert werden kann (vgl. Kap.4.1.2.2).

3.1.3 Parallelplattenzähler (PPAC)

Die drei im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Parallelplattenzähler waren in der Streu- und Vakuumkammer der sog. PYRAMIDE integriert [pyr94]. Sie ist in Abb.3.2 dargestellt.

In ihrem Zentrum befindet sich eine drehbare Targethalterung auf der bis zu drei verschiedene Targets montiert werden können. Auf der Vorderseite und der Rückseite gegenüber befinden sich Strahleinlaß und -auslaß. Die Kammer hält ein Vakuum von ca. 10^{-5} mbar bis zu 10^{-6} mbar. In den drei Seitenwänden der Pyramide sind drei Parallelplattenzähler (PPAC) integriert. Sie sind jeweils durch eine $2\mu\text{m}$ dünne Mylar- (Polyester) Folie, der sog. Eintrittsfolie, die von einem Stützgitter gehalten wird, vom Vakuum im Inneren der Kammer getrennt.

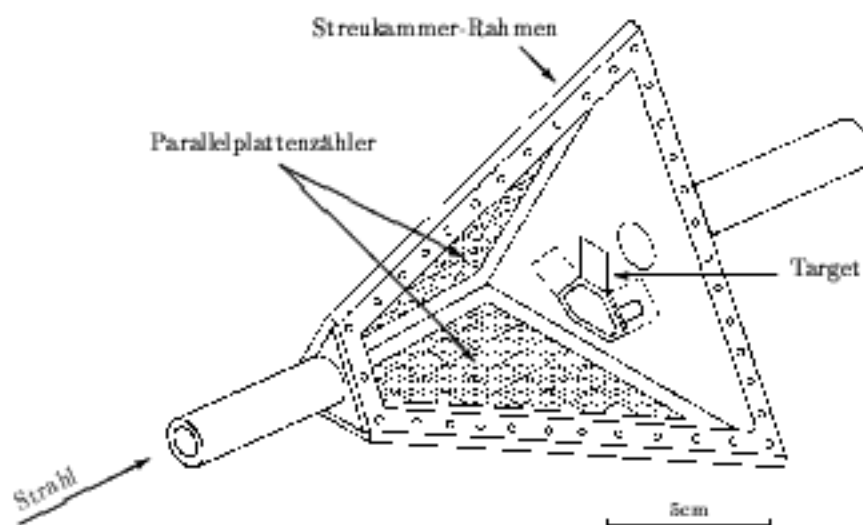


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der verwendeten Streukammer PYRAMIDE mit integrierten ortsempfindlichen Parallelplattenzählern zum Teilchennachweis.

Ein in der Pyramide integrierter Parallelplattenzähler besitzt, den Seitenwänden der Pyramide entsprechend, eine trapezförmige Anode und Kathode, die in 4mm Abstand parallel zueinander angeordnet sind. Vom Target aus betrachtet liegt die Anode vor der Kathode und etwa 1mm hinter der Eintrittsfolie.

Der Raum zwischen den Elektroden wird mit 10mbar Isobutan durchspült. An der Anode liegen mehrere hundert Volt Hochspannung an, während die Kathode auf Massepotential liegt. Der Nachweis eines geladenen Teilchens geschieht bei dessen Eintritt in den Gasraum. Dort erzeugt es eine Ladungswolke aus Elektronen und ionisierten Gasatomen, die durch die Hochspannung über Kathode und Anode abgezogen wird und somit ein

elektrisches Signal erzeugt.

Die Anode ist eine $2\mu\text{m}$ dünne mit Aluminium bedampfte Mylar-Folie. Die Teilchen können somit unter nur geringem Energieverlust die Anodenfolie passieren und in den Gasraum eindringen. Die Kathode ist eine massive Platine, durch deren spezielle Gestaltung eine zweidimensionale Ortsinformation über das nachgewiesene geladene Teilchen gewonnen werden kann.

Durch die kompakte Bauweise wird mit $\Omega = 1,8\pi$ ein großer Raumwinkel zum Teilchennachweis abgedeckt. Dabei wird von den PPACs der Streuwinkelbereich von $\vartheta_{lab} = 74^\circ$ bis 162° und für diesen bis auf die Streukammerrahmen nahezu der gesamte φ -Bereich abgedeckt. Das Target ist um 120° geneigt, so daß die Targetabschattung für jeden PPAC unterschiedlich ausfällt und folglich die rückgestreuten Projektilteilchen für jeden Streuwinkel zwischen 74° und 162° nachgewiesen werden können (dadurch bedingt jedoch mit unterschiedlicher Gesamt-Effizienz).

3.1.3.1 Prinzip der Ortsbestimmung

Im ursprünglichen Design der PYRAMIDE wurde die Ortsinformation dadurch gewonnen, daß als Kathoden Widerstandsschichten benutzt wurden, deren Signale an den 4 Seiten ausgelesen wurden [pyr94]. Aus dem Intensitätsverhältnis der Signale konnte somit eine Ortsinformation gewonnen werden. Diese Methode wurde in anderen Experimenten eingesetzt [kr896a, vet94], wobei sich jedoch Komplikationen ergaben, da für eine derartige Ortsbestimmung keine analytische Funktion existiert und da zusätzlich das Verhalten der Widerstandsschichten über eine längere Experimentdauer nicht konstant blieb. Für das in dieser Arbeit durchgeführte Experiment wurde daher für die ortsempfindlichen Kathoden ein neues Konzept verwirklicht.

Die verwendeten Kathoden haben entsprechend der Seitenwände der PYRAMIDE eine Trapezform. Sie sind 1mm dick und bestehen aus dem Trägermaterial Epoxid. In ihr sind 4 leitende, voneinander isolierte, verschieden strukturierte Schichten aus Kupfer integriert. Die ersten beiden Schichten und die letzten beiden Schichten besitzen einen Abstand von jeweils $10\mu\text{m}$, der Abstand zwischen zweiter und dritter Schicht beträgt hingegen $600\mu\text{m}$.

Die erste Schicht liegt an der Oberfläche der Kathodenplatine. Sie besteht im wesentlichen aus Streifen und „Pads“ und ist genauer in Abb.3.3 dargestellt. Auf ihr wird eine durch ein geladenes Teilchen im Gasraum produzierte Ladungswolke aufgefangen. Mit einer typischen Ausdehnung von wenigen Millimetern verteilt sich die Ladungswolke ungefähr zu gleichen Teilen auf die Streifen und die Pads.

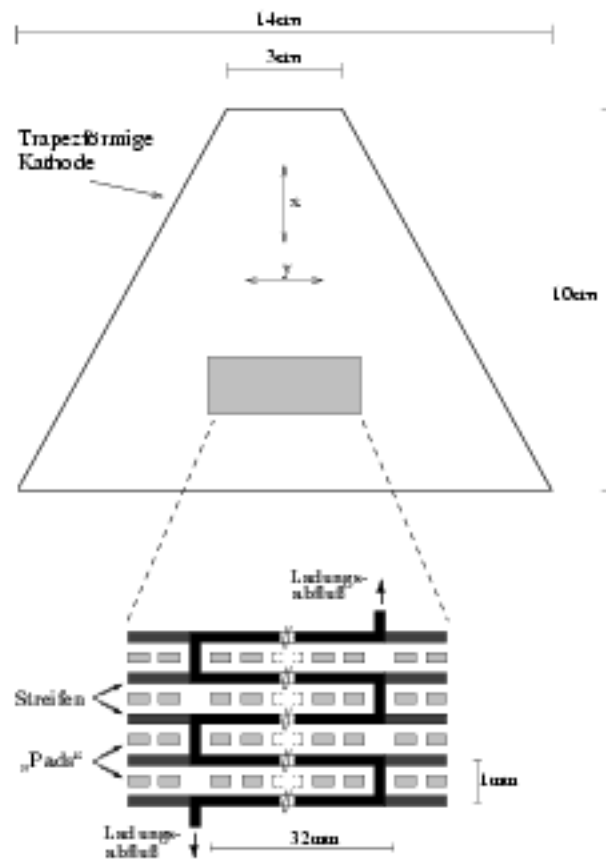


Abbildung 3.3: Schematische, nicht maßstabgerechte Darstellung der ortsempfindlichen Kathode eines PPAC. Die Kathode hat eine trapezförmige Gestalt. Die Struktur des grau schattierten Bereich wird beispielhaft vergrößert gezeigt. Die dort zu sehende Segmentierung bestehend aus Streifen und „Pads“ gewährleistet eine zweidimensionale Ortsauflösung in den gekennzeichneten x- und y-Richtungen.

Die auf den Streifen aufgefangenen Ladungen fließen über die integrierte Mäanderleitung in beide Richtungen ab. In der zweiten nur $10\mu\text{m}$ tiefer liegenden Schicht befindet sich eine Mäanderleitung gleichen Ausmaßes, aber um eine halbe Periode verschoben. Dies bewirkt beim Abfließen der Ladungen eine Verzögerung [sch82], die in diesem Fall 4ns/cm

beträgt. Eine Zeitmessung der Signale an beiden Ausgängen ergibt somit eine Ortsinformation in x-Richtung. Diese Art der Verzögerungsleitung wird auch Doppelmäander-Verzögerungsleitung genannt.

Die auf den Pads aufgefangenen Ladungen werden in die $600\mu\text{m}$ tiefer liegende dritte Schicht geleitet. Dort sind alle Pads vertikal (x-Richtung) miteinander durch Streifen leitend verbunden. Diese dritte und die vierte Schicht verhalten sich analog wie die erste und zweite Schicht zueinander mit dem Unterschied, daß die Streifen um 90° gedreht sind, wodurch eine Ortsinformation in y-Richtung erreicht wird.

Der große Abstand zwischen erster und zweiter Schicht von dritter und vierter Schicht verhindert eine gegenseitige Beeinflussung (Übersprechen). Die zweidimensionale Ortsbestimmung mit der vorgestellten Kathodenstruktur erfolgt somit durch eine getrennte Ortsbestimmung in x- und y-Richtung.

Wie schon erwähnt gelingt dies durch Zeitmessungen an jeweils beiden Ausgängen der beiden Doppelmäander-Verzögerungsleitungen. Als Referenzzeitpunkt eignet sich dabei das Anodensignal. Zu beachten bei der Auslese einer Doppelmäander-Verzögerungsleitung ist, daß ein Differenzverstärker verwendet werden muß, der die Gleichtaktkomponente der Signale unterdrückt und somit nur die zur Ortsbestimmung relevanten Komponenten verstärkt. Für weitere Details muß hier auf die Literatur verwiesen werden [sch82, ata78, ata77].

Durch die kompakte Bauweise des vorgestellten PPAC gelingt es mit wenig Material auszukommen. Dies ist von besonderer Bedeutung, wenn man beachtet, daß die bei der Reaktion im Target produzierten γ -Quanten den Teilchenzähler wechselwirkungsfrei durchdringen müssen, um in den außerhalb liegenden γ -Detektoren vollständig nachgewiesen werden zu können. Je mehr Material aber für die PPACs verwendet wird, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, daß das γ -Quant absorbiert wird oder durch Comptonstreuung einen Energieverlust erfährt, und somit zum Untergrund in den Spektren der γ -Detektoren beiträgt.

3.2 Experimentdurchführung

Zur Untersuchung von Neutronen-Paarungseffekten in Transferreaktionen, mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen Experimentaufbau, wurde das System $^{118}\text{Sn} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ ausgewählt. Dazu mußte die Einschußenergie des Sn-Projektils so bestimmt werden, daß die Reaktionen unter den interessierenden Kern-Kern Abständen d_0 beobachtet werden konnten. Außerdem mußte die Dicke des Pb-Targets festgelegt werden, um einerseits

ausreichend Meßstatistik erhalten zu können und andererseits die Unschärfe verschiedener Meßgrößen zu begrenzen.

Zur Auslese der Detektorsignale wurde ein komplexes elektronisches Datenaufnahmesystem aufgebaut und eingesetzt. Dies bestand aus einer Logikschaltung (Trigger), die in der Lage ist, die interessierenden Ereignisse aus der Vielzahl der auftretenden verschiedenen Reaktionen herauszufiltern, und aus einem Datenaufnahmesystem, das daraufhin die Signale der Detektoren ausliest und speichert und eine „Online“-Überwachung der Messung ermöglichte.

3.2.1 Das System $^{118}_{50}\text{Sn} \rightarrow ^{205}_{82}\text{Pb}$

Die Wahl des Systems geschah unter dem Gesichtspunkt, Neutronen-Transferreaktionen beobachten zu können, bei denen verstärkter Paar-Transfer zu erwarten war.

Die Berechnung der Q-Werte, d.h. des Massendefekts bzw. der Differenz der Bindungsenergien, gibt Aufschluß in welche Richtungen Transferreaktionen bevorzugt ablaufen werden. Sie sind für das gewählte System in Tab.3.2 aufgeführt. Daraus geht hervor, daß Neutronen-Transferreaktionen in beide Richtungen erwartet werden können, da die Q-Werte dort um 0MeV liegen, was für Transferreaktionen günstige Bedingungen bedeutet (vgl. Kap.2.1.2). Dementgegen werden Protonen-Transferreaktionen in dem gewählten System durch die hohen Q-Werte blockiert.

A ₁	116	117	118	119	120
Z ₁					
₅₂ Te	-12,65	-11,65	-6,91	-7,03	-3,12
₅₁ Sb	-8,89	-8,23	-5,02	-5,44	-2,73
₅₀ Sn	-2,42	-2,71	0,0	-1,48	1,01
₄₉ In	-4,82	-5,36	-3,37	-4,65	-3,33
₄₈ Cd	-3,39	-4,77	-2,91	-5,41	-3,95

Tabelle 3.2: Effektive Q-Werte in MeV nach [wap93] für das System $^{205}\text{Pb} + ^{118}\text{Sn}$, dargestellt als Funktion der projektilähnlichen (Sn) Transferprodukte.

Beide Kerne des ausgewählten Systems sind, bei einer abgeschlossenen Protonenschale, halbmagisch. Die Mischung der 0^+ -Grundzustände, die somit durch Neutronenorbitale verursacht wird, ist bei beiden stark ausgeprägt [bro68, tak83], was bei derartig schweren Kernen u.a. mit der hohen Zustandsdichte in den äußersten Schalen zusammenhängt. Dies gilt auch für die Grundzustände der geraden Nachbarisotope, so daß, aufgrund der hohen Konfigurationsmischungen, große Verstärkungen des Neutronen-Paar Transfers zwischen den Grundzuständen zu erwarten sind [bro78].

Die ersten 2^+ -Anregungszustände liegen in beiden Kernen unterhalb der Paarungsenergie und bei nahezu gleicher Anregungsenergie wie die ihrer geraden Nachbarisotope, d.h. bei ca. 800keV in den geraden Pb-Isotopen (mit abnehmender Massenzahl) und ca. 1200keV in den Sn-Isotopen (vgl. Abb.5.3). Diese ersten angeregten 2^+ -Zustände der geraden Nachbarisotope unterliegen einer ähnlich starken Konfigurationsmischung wie die Grundzustände und werden auch als Paarungs-Rotationsbande interpretiert [jac94].

Es darf somit neben dem verstärkten Neutronen-Paar Transfer zwischen den 0^+ -Grundzuständen auch zwischen den 2^+ -Zuständen ein verstärkter Neutronen-Paar Transfer erwartet werden. Dieser kann über die Spektroskopie des beim Zerfall in den Grundzustand emittierten γ -Quants nachgewiesen werden.

3.2.2 Wahl der Einschußenergie

Untersucht werden sollten Transferprozesse auf klassischen Streubahnen bei Abständen im Bereich von $d_0=1,35\text{fm}$ bis $d_0=1,6\text{fm}$. Die PPACs ermöglichen die Messung der Projektilstreuwinkel im Laborsystem im Bereich von $\vartheta_1=74^\circ$ bis $\vartheta_1=162^\circ$. Aus Gleichung (2.2) und (2.3) folgen daraus die zwei Einschußenergien von $E_{lab}=606\text{MeV}$ und $E_{lab}=627\text{MeV}$.

3.2.3 Wahl der Targetdicke

Bei der Wahl der Targetdicke sind zwei entgegengesetzte Effekte zu berücksichtigen. Einerseits wächst mit zunehmender Targetdicke die Wahrscheinlichkeit der interessierenden Kern-Wechselwirkung des Projektils im Target, was zu einer wünschenswerten größeren meßbaren Statistik führt. Andererseits nimmt die Anzahl atomarer Stoßprozesse des Projektils im Target zu, die zu einer nicht korrigierbaren Unschärfe der Teilchenenergien und der Streuwinkel führen („energy-straggling“ bzw. „angular-straggling“) und folglich auch einen Fehler in der Bestimmung von d_0 verursachen.

Der durch die Targetdicke verursachte Fehler bei der Bestimmung von d_0 sollte nicht mehr als $0,02\text{fm}$ ($\sim 1\%$) betragen. Unter Berücksichtigung der „straggling“-Effekte (mittlerer Energieverlust des Projektils im Target [ndt70]), ergab dies bei einer Einschussenergie von ca. 600MeV eine Targetdicke im Bereich von ca. $400\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Das benutzte Target hatte eine Dicke von $455\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Um die Verdampfung des Bleis unter der Wärmeentwicklung im Strahl zu verhindern, war es beidseitig mit einer Kohlenstoffschicht (Kohlenstoff-„backing“) von $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bzw. $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ abgedeckt.

Das Target war angereichert und bestand zu $99,8\% \pm 0,02\%$ aus ^{206}Pb und nur zu $0,2\%$ aus Verunreinigungen, im wesentlichen ^{207}Pb . Diese hohe Reinheit des Target erlaubt es die Verunreinigungen bei der Datenanalyse zu vernachlässigen.

3.2.4 Elektronische Datenaufnahme

Ziel war es, Ereignisse aufzunehmen, bei denen ein rückgestreutes Sn-ähnliches Projektil in einem PPAC und mindestens ein γ -Quant in einem EB-Cluster koinzident nachgewiesen werden. Dazu wurde eine Triggerlogik aufgebaut, wie sie in Abb.3.4 dargestellt ist (p- γ -Trigger), die den gleichzeitigen Nachweis eines Teilchens in einem PPAC und eines γ -Quants in einem EB-Cluster feststellt.

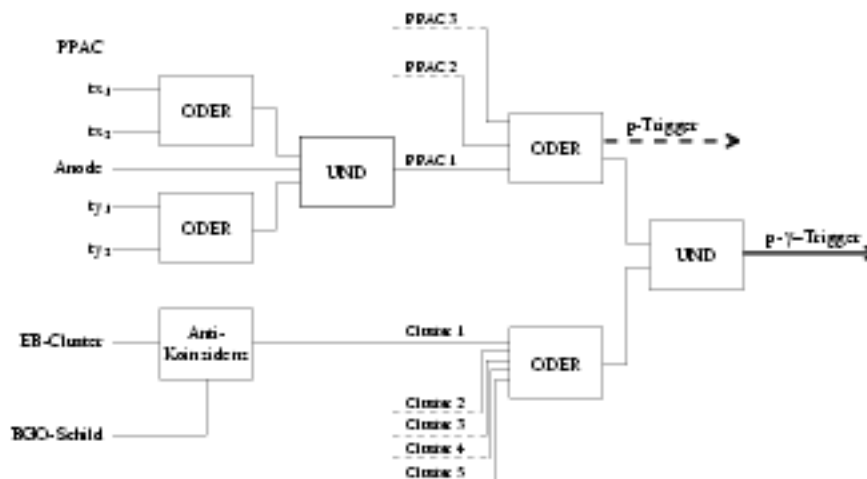


Abbildung 3.4: Blockschaltbild der verwendeten p- γ -Trigger Logik. Die Größen tx_1, tx_2 und ty_1, ty_2 stehen jeweils für die beiden Ausgänge der beiden Verzögerungsleitungen eines PPAC in x- bzw. y-Richtung.

Der gültige Nachweis eines rückgestreuten Sn-Kerns wird demnach festgestellt, wenn die Anode eines PPAC ein Signal liefert und außerdem jeweils mindestens ein Signal aus beiden Verzögerungsleitungen der Kathode vorliegt. Dies gelingt, indem jeweils die beiden Signalausgänge einer Verzögerungsleitung ($tx1,tx2$ bzw. $ty1,ty2$) mit einer logischen ODER-Schaltung verknüpft sind und deren Ausgänge wiederum mit dem Anodensignal gemeinsam über eine logische UND-Schaltung verknüpft sind. Diese Logik wird für jeden der drei PPACs aufgebaut und eine ODER-Verknüpfung aller drei PPACs stellt sicher, daß mindestens ein PPAC angesprochen hat. (Der Fall, daß mehr als ein PPAC anspricht war aus kinematischen Überlegungen theoretisch nicht möglich. Dies machte auch tatsächlich nur ca. 1% aller Ereignisse aus, die auf zwei innerhalb der Koinzidenzzeit aufeinanderfolgenden unabhängigen Treffern beruhten. Sie konnten in der späteren Analyse erkannt und aussortiert werden.)

Ein gültiges Ge-Detektorsignal wird festgestellt, wenn ein Ge-Detektor eines Clusters angesprochen hat, ohne daß die BGO-Abschirmung ein Signal liefert. Eine logische ODER-Verknüpfung aller Cluster stellt sicher, daß mindestens ein Cluster angesprochen hat.

Die UND-Verknüpfung von gültigem PPAC-Signal und gültigem Cluster-Signal liefert dann letztendlich den geforderten $p\text{-}\gamma$ -Trigger.

Die Messung eines zu einem $p\text{-}\gamma$ -Trigger gehörenden Ereignisses sollte die relevanten Signalinformationen der verwendeten Detektoren enthalten. Das bedeutet für EB und CB die Pulshöhe und die Zeitlage der Signale und für einen PPAC die Zeiten der Verzögerungsleitungen. Die Extraktion dieser Informationen aus den Detektorsignalen ist in Abb.3.5 verdeutlicht.

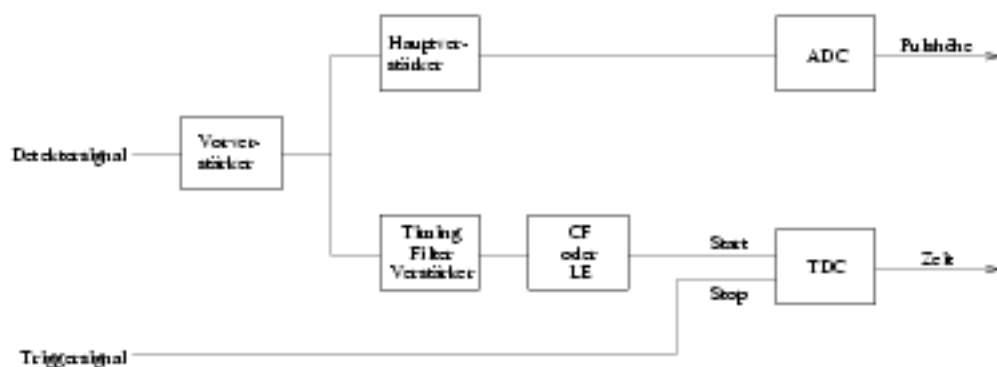


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Elektronikaufbaus zur Messung der Pulshöhe und Zeitlage eines Detektorsignal. Bei den PPAC Signalen wird ausschließlich die Zeitlage gemessen und der Zweig zur Messung der Pulshöhe entfällt.

Zur Messung der Pulshöhe wird das Detektorsignal über einen Vorverstärker ausgekoppelt und in einem Hauptverstärker geformt und verstärkt. Die Höhe des Signals nach dem Hauptverstärker kann dann mit einem ADC digitalisiert werden.

Zur Zeitmessung wird das Detektorsignal ebenfalls über den Vorverstärker ausgekoppelt. Anschließend wird es in einem TFA gefiltert und verstärkt. Der Zeitpunkt eines Signals wird mit einem CF („constant fraction“-Diskriminator) oder einem LE („leading edge“-Diskriminator) ermittelt. Mit einem TDC kann die Zeit zwischen diesem und einem Referenzzeitpunkt digitalisiert werden.

Als Referenzzeitpunkt wurde das Triggersignal verwendet, dessen Zeitlage durch das Anodensignal des jeweiligen angesprochenen PPAC bestimmt war. Das Triggersignal eignete sich deshalb als Referenzzeitpunkt, da dessen Zeitvariation im Vergleich zu allen anderen Signalen jedes Detektortyps vernachlässigbar gering ist.

Ein Ereignis konnte somit aus maximal 345 digitalisierten Energie- und Zeitinformationen (Kanälen) bestehen. Diese wurden über verschiedene Datenbusse und Auslesemodule gesammelt und sowohl abgespeichert als auch für eine Online-Analyse bereitgestellt. Dies ist schematisch in Abb.3.6 dargestellt.

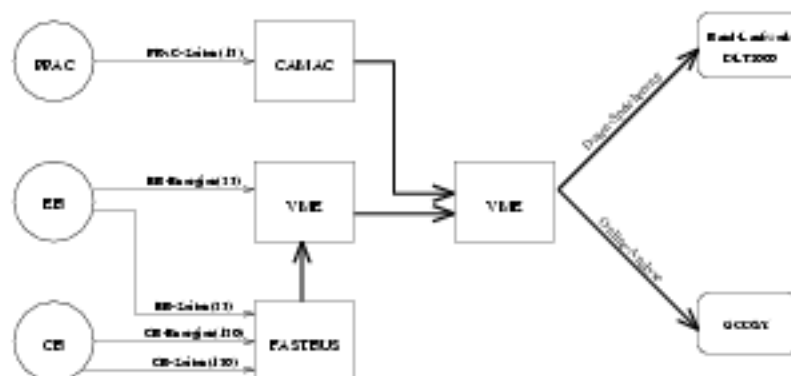


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Datenaufnahmesystems. Die aus den analogen Detektorsignalen gewonnenen digitalen Energie- und Zeitinformationen (vgl. Abb.3.5) werden über die verschiedenen Systeme VME, CAMAC und FASTBUS [dat 90] ausgelesen und zu einem Meßereignis zusammengefaßt. Schließlich werden sie auf einem Speichermedium abgelegt und zur Experimentkontrolle mit dem Programmpaket GOOSY, einer Eigenentwicklung der GSI, „online“ analysiert.

Die Dauer der Messung betrug 8 Tage. Neben dem $p\text{-}\gamma$ -Trigger wurden auch Daten mit p -Trigger 2^3 -fach untersetzt aufgenommen (vgl. Abb.3.4). Sie dienen der PPAC Ortseichung (vgl. Kap.4.1.3.1). Im Optimalfall konnten Daten mit einer Rate von 30KB/s aufgenommen werden, was einer Event-Rate von ca. 170Hz entsprach. So wurden insgesamt ca. 20GB Meßdaten aufgezeichnet.

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].

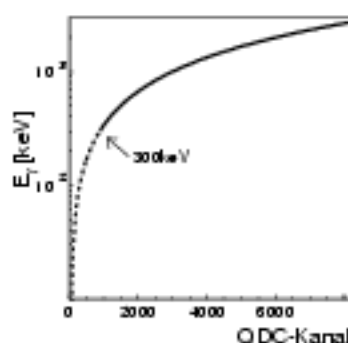


Abbildung 4.1: Eichfunktion zur Energieeichung eines beliebigen Ge-Detektors. Als durchgezogene Linie ist die Eichfunktion für Energien $E_\gamma > 300\text{keV}$ dargestellt, gestrichelt die Eichfunktion für Energien $E_\gamma < 300\text{keV}$. Diese beiden Funktionen wurden bei $E_\gamma = 300\text{keV}$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

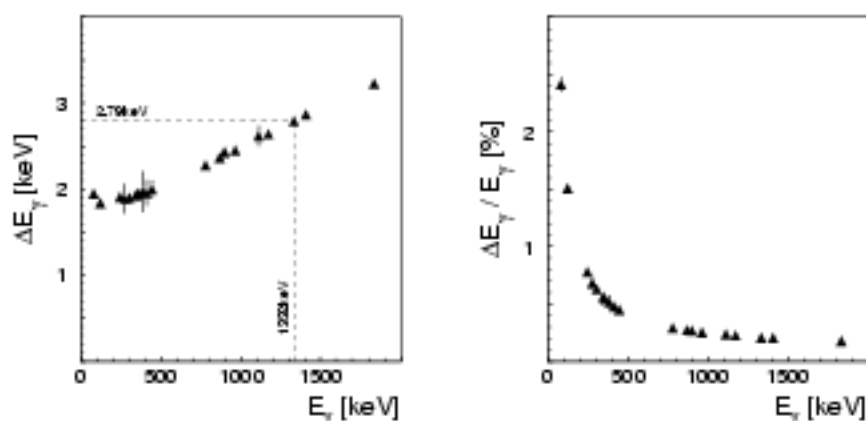


Abbildung 4.2: Mittlere Energieauflösung ΔE_{γ} aller EB-Detektoren bei Quellenmessungen, als Funktion der γ -Energie. Links ist die Energieauflösung absolut dargestellt, rechts prozentual bezogen auf die γ -Energie.

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 Intensitätserhöhung 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].

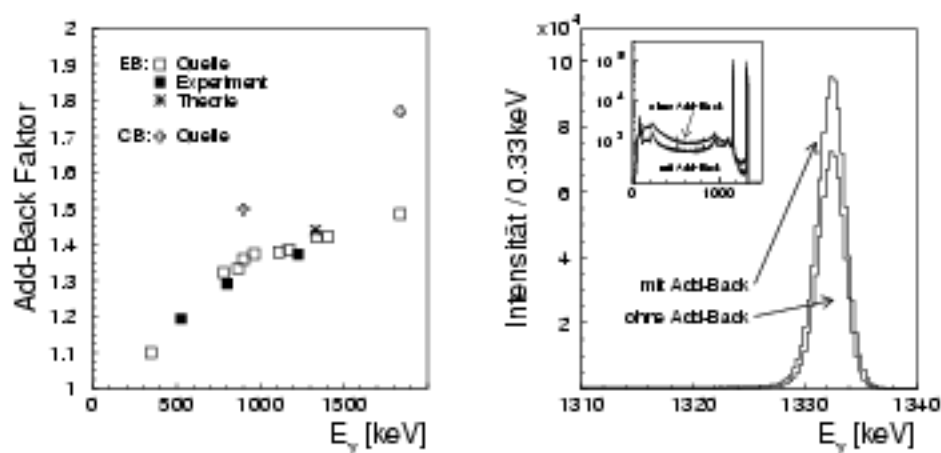


Abbildung 4.3: Links: Add-Back Faktor für den EB- und CB-Aufbau als Funktion der γ -Energie. Für den EB-Aufbau sind Add-Back Faktoren für Quellen- und Experimentmessungen, sowie ein theoretisch erwarteter Wert gezeigt. Für den CB-Aufbau sind Werte aus Quellenmessungen gezeigt. Die Fehlerbalken sind in 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.

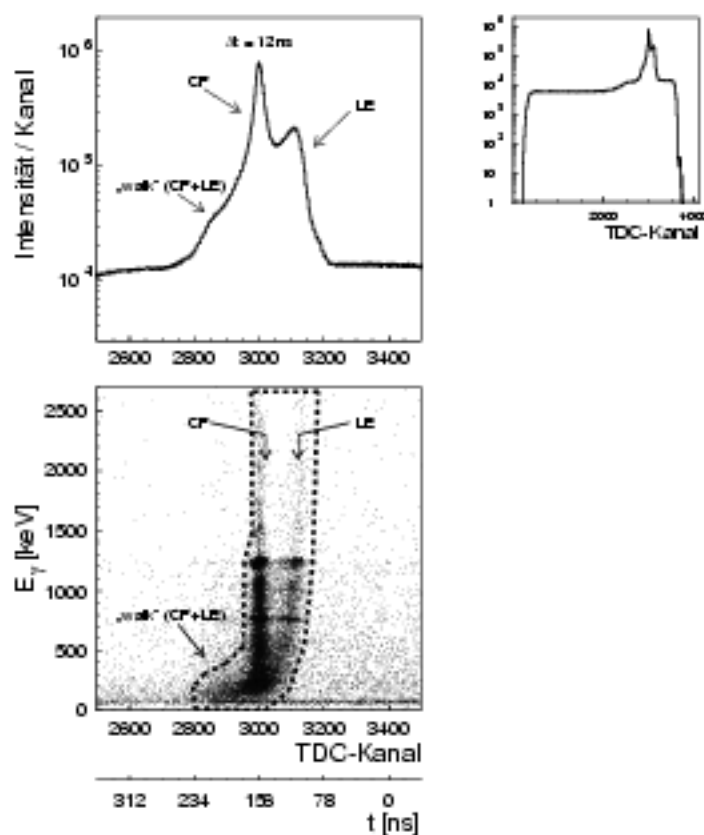


Abbildung 4.4: Korrigiertes Zeitspektrum aller EB-Detektoren. Die Zeitachse läuft entgegengesetzt zu den TDC-Kanälen, der Nullpunkt ist dabei willkürlich gewählt. Oben rechts ist das Gesamtspektrum und links dessen Maximum im Detail dargestellt. Die verschiedenen Komponenten des Zeitmaximums sind elektronischer 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 „Fußes“ der CF-Methode hinein.

In vorliegendem 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.

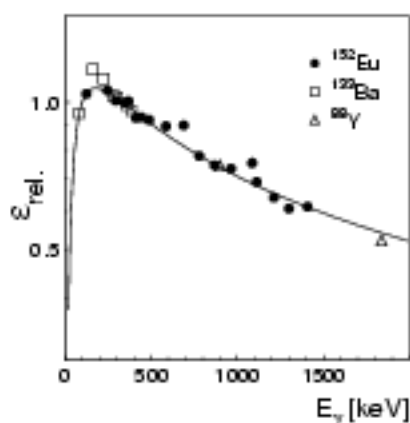


Abbildung 4.5: Relative Effizienzen der verwendeten Eichquellen, die aneinander angepaßt und willkürlich normiert sind. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Datenpunkte. Dazu ist die nach Gleichung (4.1) gefittete Eichfunktion dargestellt.

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 diesselbe 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.

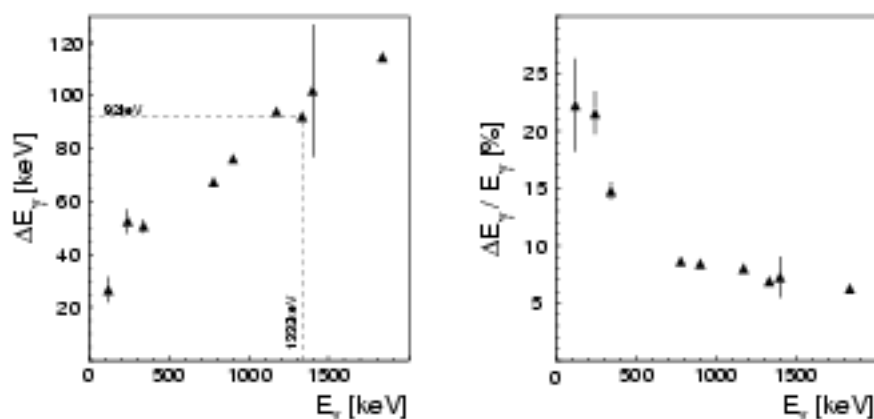


Abbildung 4.6: Mittlere Energieauflösung ΔE_γ aller CB-Detektoren bei Quellenmessungen, als Funktion der γ -Energie. Links ist die Energieauflösung absolut dargestellt, rechts prozentual bezogen auf die γ -Energie.

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 auf 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 $\Delta t=7\text{ns}$ 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.

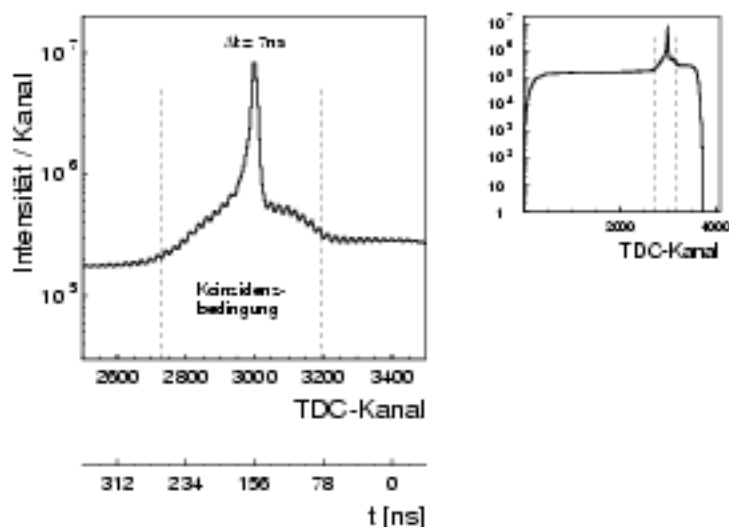


Abbildung 4.7: Korrigiertes Zeitspektrum aller CB-Detektoren. Die Zeitachse läuft entgegengesetzt zu den TDC-Kanälen, der Nullpunkt ist dabei willkürlich gewählt. Rechts ist das Gesamtspektrum, links dessen Maximum im Detail abgebildet. Gestrichelt eingezeichnet ist die verwendete Bedingung zur Selektion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

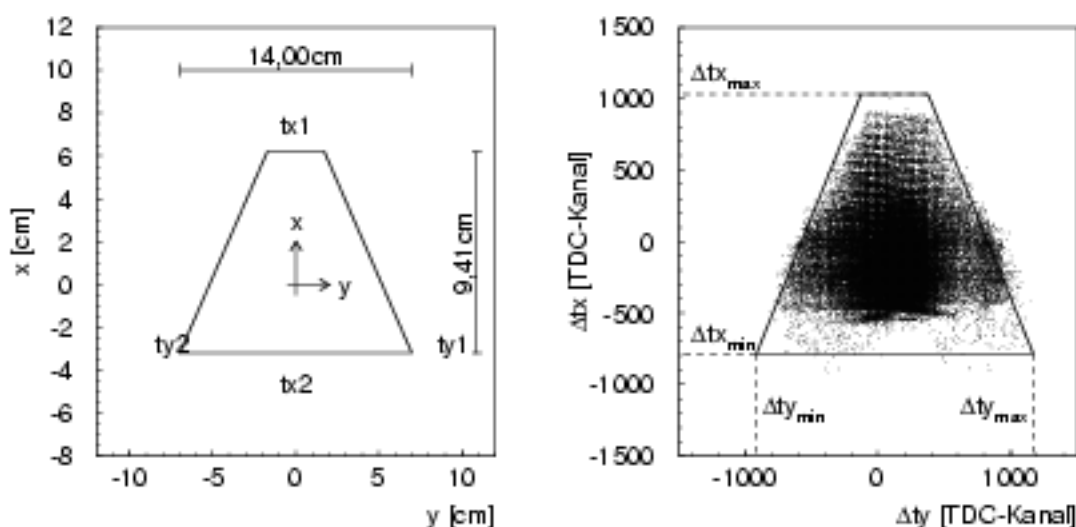


Abbildung 4.8: Links ist die Lage des zur Ortseichung verwendeten Koordinatensystems auf der Kathode dargestellt. Dazu sind die Positionen der vier Ausgänge der beiden Verzögerungsleitungen, jeweils zwei in x - und y -Richtung, $tx1$ und $tx2$ bzw. $ty1$ und $ty2$, angegeben. Rechts sind am Beispiel 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 Untergrundereignisse, 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.

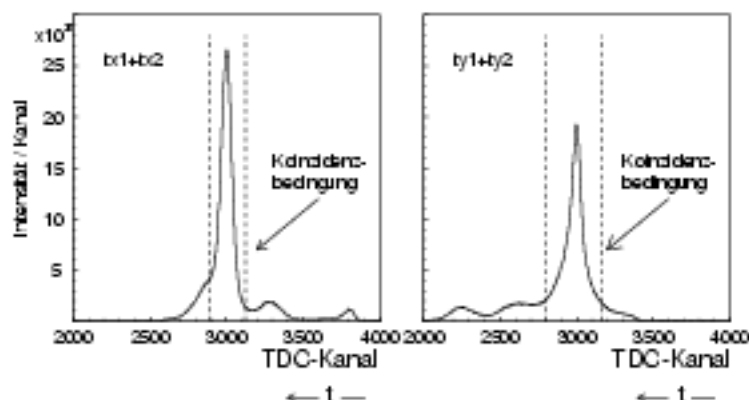


Abbildung 4.9: Spektrum der Summen der beiden Signale der beiden Verzögerungsleitungen ($tx1+tx2$) und ($ty1+ty2$) am Beispiel eines Detektors. Gestrichelt eingezeichnet sind die Bedingungen zur Selektion eines „guten“ Ereignisses.

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

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

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

Die Bestimmung der Steigungen m_x und m_y gelingt durch die Extremwerte der Zeitdifferenzen, Δtx_{max} und Δtx_{min} bzw. Δty_{max} und Δty_{min} , im Scatterplot (oder der entsprechenden eindimensionalen Projektion) und der Kenntnis der Platinaausmaße zu:

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

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

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.

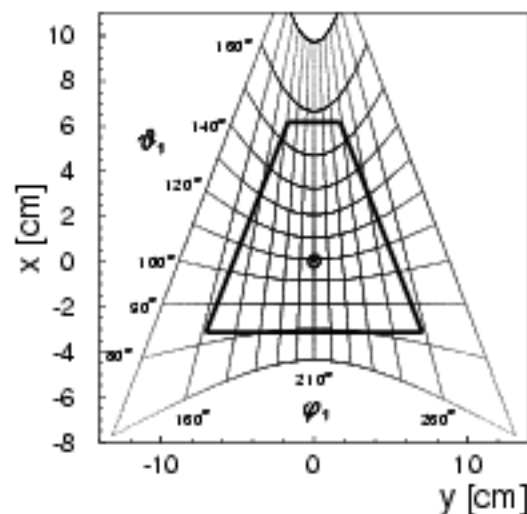


Abbildung 4.10: Darstellung der Transformation der Orte auf der Kathode in die Laborstreuwinkel ϑ_1 und φ_1 des Ejektils am Beispiel eines Detektors. Für die beiden anderen Detektoren verschiebt sich die Transformation in φ_1 um jeweils 120° .

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.

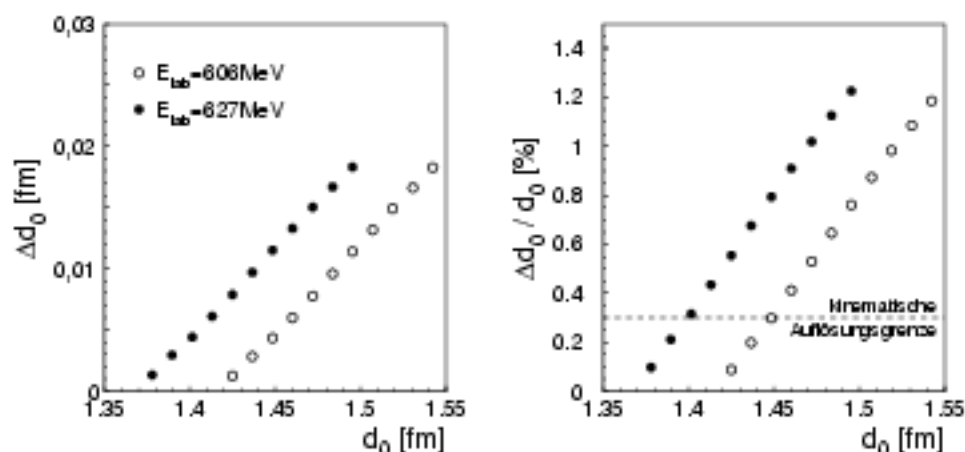


Abbildung 4.11: Fehler bei der Bestimmung des Überlappparameters d_0 , die sich aus der Ungenauigkeit bei der Ortseichung der PPAC Kathoden ergeben. Links ist der absolute, rechts der prozentuale Fehler bezogen auf d_0 abgebildet. Als „kinematische Auflösungs-grenze“ bei 0,3% ist der Fehler eingezeichnet, 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.

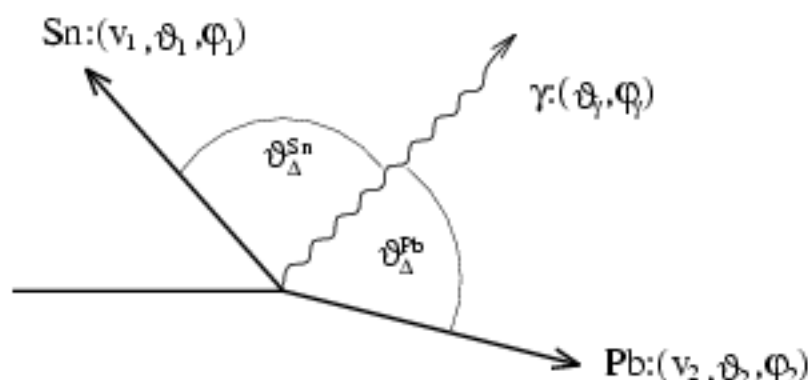


Abbildung 4.12: Veranschaulichung der kinematischen Größen zur Dopplerkorrektur.

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:

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

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.

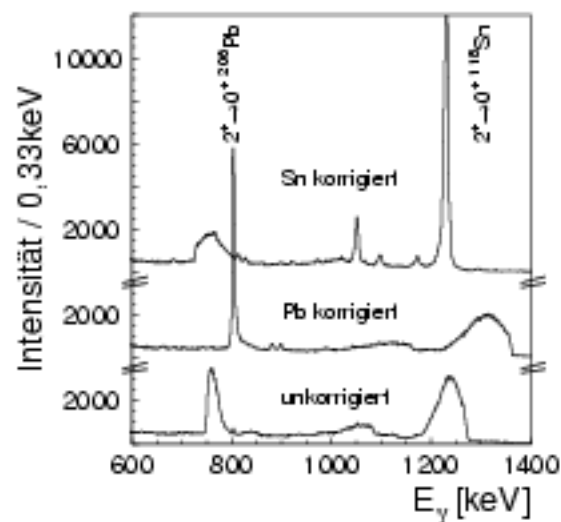


Abbildung 4.13: Darstellung der Auswirkung der Dopplerkorrektur auf das EB-Spektrum. Unten ist das unkorrigierte Spektrum gezeigt. Zu sehen ist mit schlechter Auflösung der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{208}Pb bei 803keV und in ^{118}Sn bei 1230keV. Das mittlere Spektrum ergibt sich für eine Korrektur 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

^{205}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.

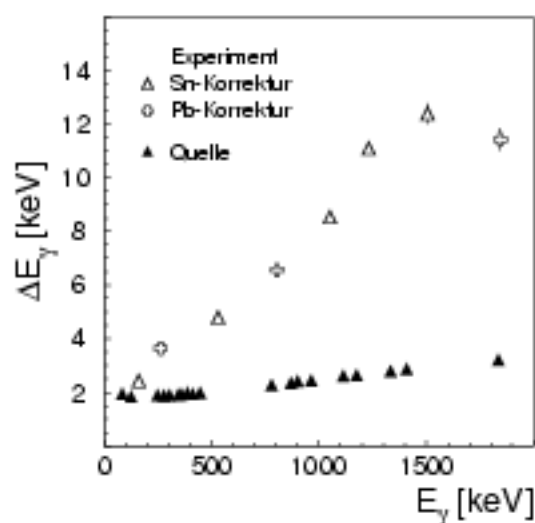


Abbildung 4.14: Vergleich der Energieauflösung von Quellenmessungen (vgl. Abb.4.2) mit Experimentmessungen nach beiden möglichen Dopplerkorrekturen.

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 [kr896b, kas94, pet94].

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

Aus den Meßdaten konnten Ergebnisse zur multiplen Coulombanregung in ^{118}Sn und in ^{206}Pb sowie zu Ein- und Zwei-Neutronen Transferreaktionen in beiden Richtungen extrahiert werden.

Dazu wurden die verschiedenen Reaktionskanäle anhand charakteristischer bekannter γ -Energien, meistens aus den untersten Übergängen der Kerne, in den Doppler-korrigierten Spektren der Euroball-Cluster Detektoren (EB) identifiziert. Mit den Parallelplattenzählern (PPAC) konnte, neben der Durchführung der Dopplerkorrektur, die Winkelverteilung und damit das Verhalten der Reaktionskanäle als Funktion des Kern-Kern Abstandes, ausgedrückt durch den Überlappparameter d_0 , studiert werden. Die Energiebilanz einer Reaktion konnte über Messung von γ -Multiplizität und γ -Summenenergie mit der Kristallkugel (CB) ermittelt werden und somit entsprechende Filterbedingungen aufgestellt werden.

Die aus den γ -Linienintensitäten ermittelten Ein- und Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeiten konnten als Funktion von d_0 in Abhängigkeit von angeregten Zuständen studiert werden. Aus dem Vergleich von Ein- mit Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeiten ergaben sich Verstärkungen des Zwei-Neutronen Transfers. Die Größe der Verstärkungsfaktoren, vor allem unter der Auswahl „superkalter“ Reaktionen durch die CB, ergab neue Einblicke in den Mechanismus des Neutronen-Paar Transfers zwischen superfluiden schweren Kernen.

5.1 Analyse der Meßspektren

Zur Bestimmung von Reaktionswahrscheinlichkeiten müssen aus den geeichten Meßspektren der verschiedenen Detektortypen die relevanten Informationen gewonnen werden.

Das bedeutet im EB-Spektrum die Zuordnung der γ -Linien und damit die Identifikation der Reaktionsprodukte. Für die mit dem PPAC gemessene Winkelverteilung, aus der die Verteilung der Kern-Kern Abstände d_0 gewonnen werden kann, bedeutet dies die Festlegung geeigneter Intervalle, in denen die Reaktionswahrscheinlichkeiten bestimmt werden können. Und für die CB müssen deren Filtereigenschaften untersucht werden.

5.1.1 Identifikation von Reaktionskanälen

Mit der durch die gute intrinsische Auflösung und durch die Dopplerkorrektur erreichten Trennung der γ -Energien in den EB-Spektren, ließen sich Reaktionsprodukte gemessenen γ -Linien eindeutig zuordnen und somit die entsprechenden Reaktionskanäle identifizieren.

Dazu wurde ausschließlich das gemeinsame Spektrum aller Ge-Detektoren („oder“-Spektrum) verwendet, so daß alle Ge-Detektoren zusammen wie ein Detektor behandelt wurden (der eben eine hohe Granularität besitzt und somit Dopplerkorrektur ermöglicht). Durch die beiden möglichen Fälle bei der Dopplerkorrektur lagen somit immer zwei Spektren vor, eines mit aufgelösten γ -Linien der Sn-Kerne und eines mit aufgelösten γ -Linien der Pb-Kerne (vgl. Kap.4.2).

Dabei tragen die dominanten Übergänge des Sn-Spektrums, $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$, $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ und $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ von ^{118}Sn und der dominante Übergang des Pb-Spektrums, $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ von ^{206}Pb , zu einem erkennbaren Untergrund im jeweils anderen „falsch“ korrigierten Spektrum bei (vgl. Kap.4.2 und Abb.4.13). Ein derartiger Untergrund läßt sich durch Ausblenden dieser Linien deutlich reduzieren, indem die Energien nur dann in das Spektrum eingetragen werden, wenn sie nach der anderen „richtigen“ Korrektur nicht zu der entsprechenden Linie gehören. Durch dieses Verfahren kann der Untergrund erheblich reduziert werden und können andernfalls verborgene Linien entdeckt werden. Dies kann allerdings auch zu unphysikalischen Strukturen in den Spektren führen.

Die nach diesem Verfahren erhaltenen Spektren sind für Sn in Abb.5.1 und für Pb in Abb.5.2 gezeigt. Zur Identifikation beobachteter γ -Übergänge sind in Abb.5.3 die Termschemata der Sn- und Pb-Isope abgebildet.

Demnach können im Sn-Spektrum Übergänge des Isotopes ^{118}Sn beobachtet werden, die durch multiple Coulombanregung verursacht wurden. Weiterhin können die Isotope ^{119}Sn

und ^{120}Sn identifiziert werden, die den 1n- und 2n-Pickup Transferkanal repräsentieren. Unter der legitimen Annahme einer binären (quasi-elastischen) Reaktion (vgl. Kap.2.1) kann dies ohne Einschränkung geschlossen werden, obwohl der Pb-Partnerkern nicht direkt beobachtet wird. Analog repräsentieren die beobachteten Übergänge in ^{117}Sn und ^{116}Sn den Neutronen-Transfer in die andere Richtung („Stripping“).

Im Pb-Spektrum lassen sich mit einer Ausnahme die gleichen Reaktionskanäle beobachten. So können nach Coulombanregung auftretende Übergänge in ^{206}Pb und der 1n- und 2n-Pickup Transferkanal durch Übergänge in ^{205}Pb und ^{204}Pb identifiziert werden. Dahingegen werden in der anderen Richtung („Stripping“) nur Übergänge im ^{207}Pb -Isotop beobachtet, während kein Übergang in ^{208}Pb zu erkennen ist. Dies liegt daran, daß für den ^{208}Pb -Kern, der doppelt abgeschlossene Schalen besitzt, der erste angeregte Zustand (3^-) keine superfluiden Eigenschaften besitzt und bei einer hohen Anregungsenergie von 2614keV liegt, so daß dessen Populationswahrscheinlichkeit zu gering war.

Andere Kanäle, wie z.B. Protonentransfer, sind in keinem der beiden Spektren zu erkennen. Dies war aber sowohl aufgrund der Q-Werte (vgl. Tab.3.2 und Kap.2.2.3.3) als auch aufgrund der niedrigen Einschußenergie nicht zu erwarten.

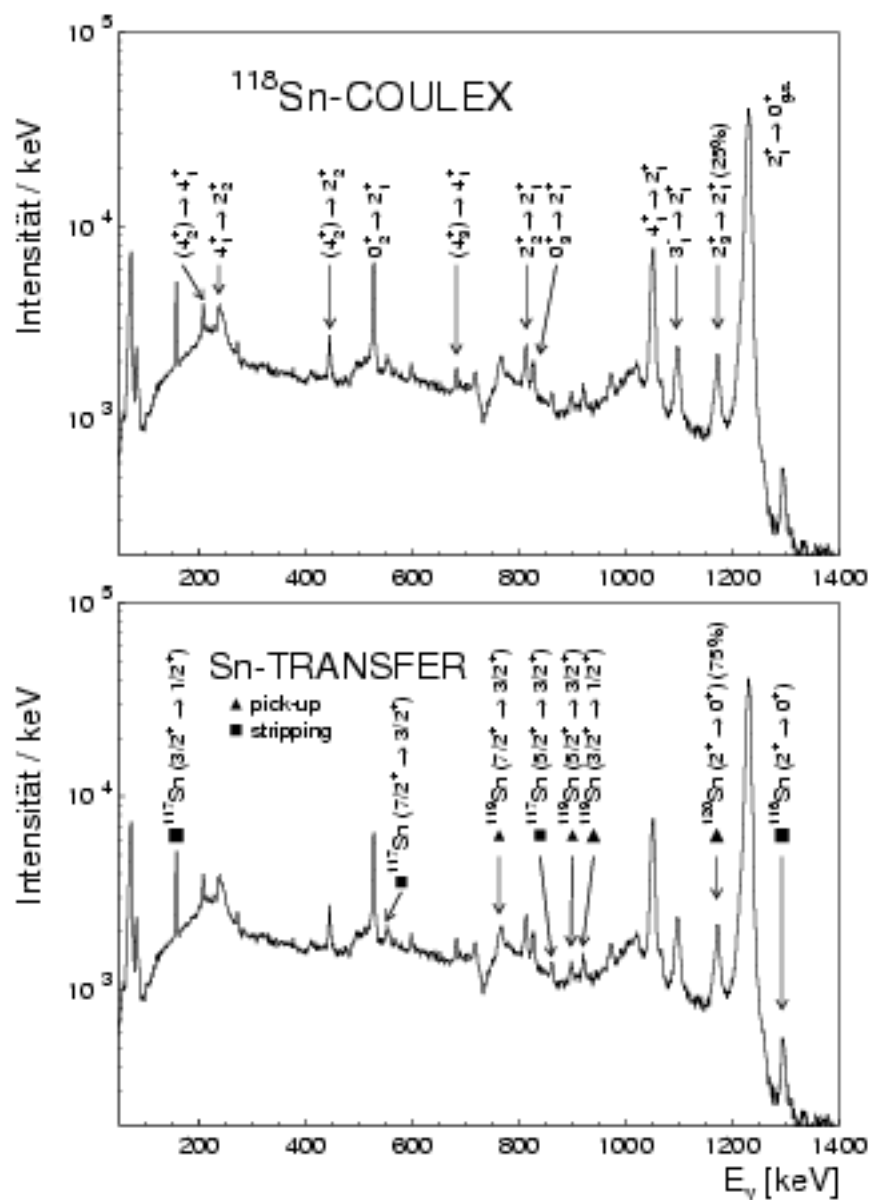


Abbildung 5.1: EB γ -Spektrum nach Dopplerkorrektur auf gestreute Sn-Kerne bei der Einschussenergie $E_{lab}=606\text{MeV}$ (der Übersichtlichkeit halber zweimal abgebildet). Oben sind Übergänge nach Coulombanregung gekennzeichnet, unten Übergänge in Kernen nach Transferreaktionen. Das Spektrum bei der zweiten Einschussenergie $E_{lab}=627\text{MeV}$ sieht qualitativ genauso aus und enthält dieselben Übergänge. Der Einschnitt bei 700keV ist nicht physikalischer Natur, sondern entsteht durch das Ausblenden des Untergrundes, der durch den $2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$ -Übergang in ^{206}Pb verursacht wird.

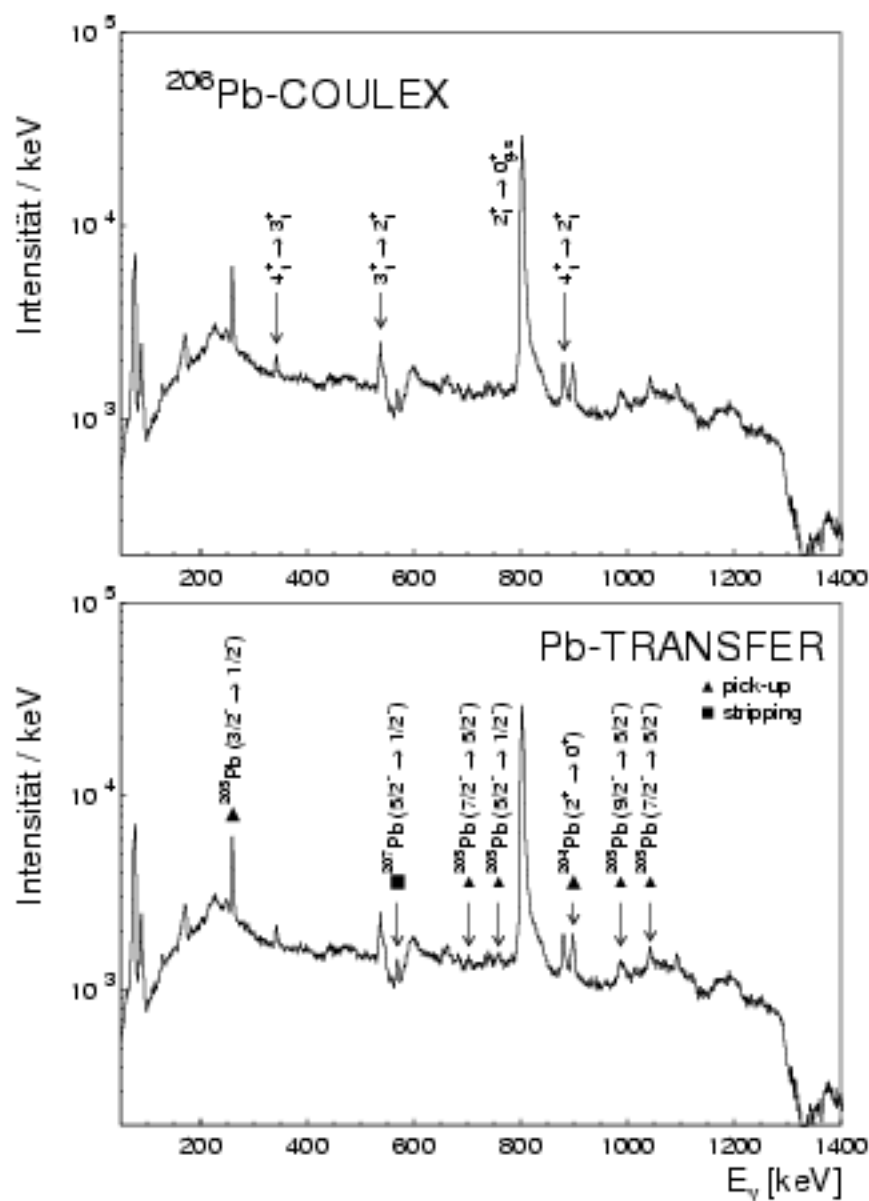


Abbildung 5.2: Die gleichen Daten wie in Abb.5.1 aber nach Dopplerkorrektur auf Pb-Rückstoßkerne. Oben sind Übergänge nach Coulombanregung gekennzeichnet, unten Übergänge in Kernen nach Transferreaktionen. Die Einschnitte bei 500keV, 1100keV und 1300keV sind nicht physikalischer Natur, sondern entstehen durch das Ausblenden des Untergrundes starker Übergänge in ^{118}Sn .

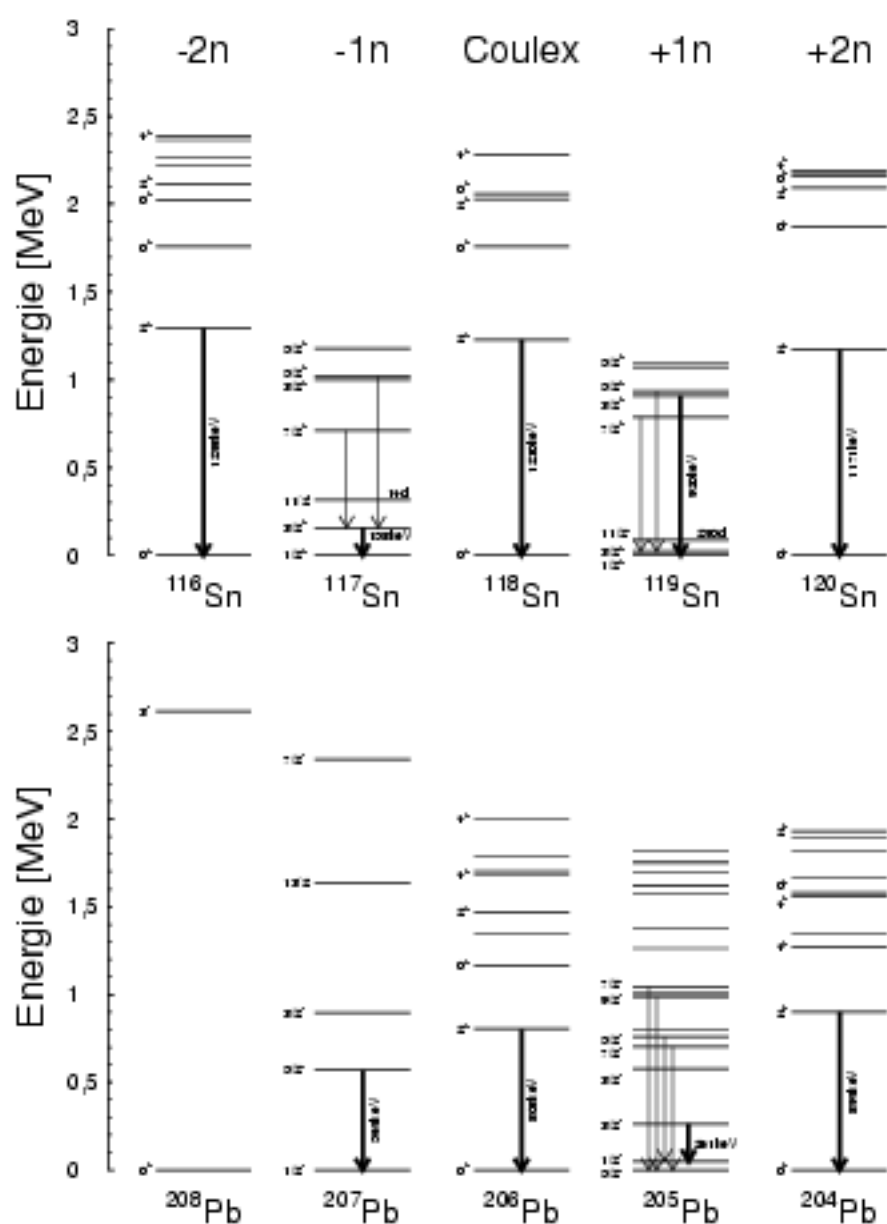


Abbildung 5.3: Termschemata der untersuchten Sn- und Pb-Isotope. Die Pfeile kennzeichnen γ -Übergänge, die in den in Abb.5.1 und Abb.5.2 gezeigten EB γ -Spektren identifiziert wurden. Die mit dicken Pfeilen gekennzeichneten Übergänge sind die stärksten beobachteten Übergänge und wurden zur Bestimmung von Transferwahrscheinlichkeiten verwendet.

5.1.2 Streuwinkelverteilung

Die mit den PPACs ermittelte Verteilung des Streuwinkels der Sn-Kerne im Laborsystem ϑ_1 (vgl. Kap.4.1.3.2) und die daraus errechnete Verteilung des Überlappparameters d_0 sind in Abb. 5.4 für beide Einschußenergien gezeigt.

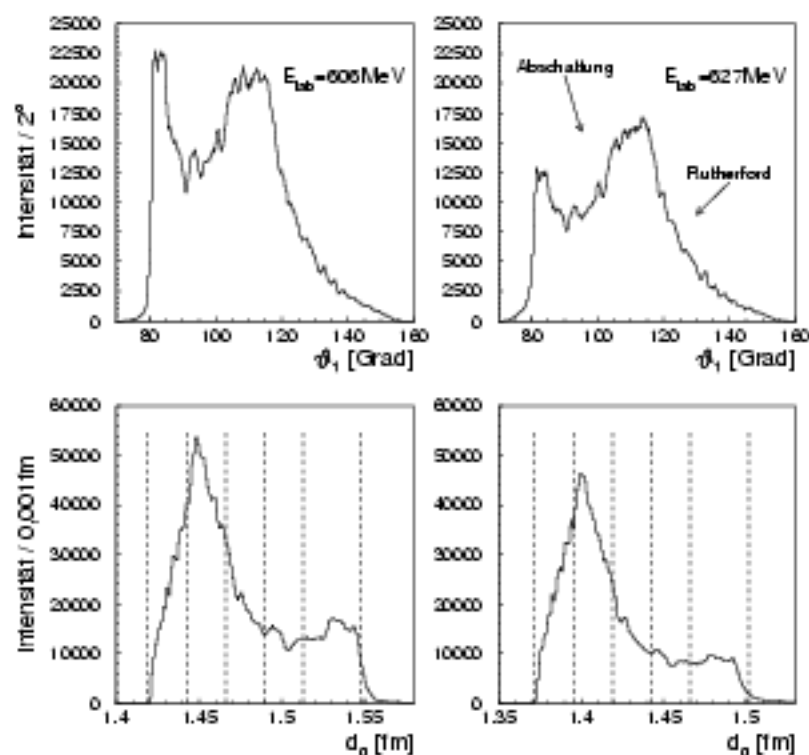


Abbildung 5.4: Mit den PPACs für beide Einschußenergien ermittelte Verteilung des Streuwinkels ϑ_1 und Überlappparameters d_0 . Die Streuwinkelverteilung wird vom Rutherford-Wirkungsquerschnitt und der Targetabschattung dominiert. In den d_0 -Verteilungen sind die Schnitte eingezeichnet, innerhalb derer die verschiedenen Reaktionskanäle untersucht wurden.

Die gemessene Streuwinkelverteilung wird vom Rutherford-Wirkungsquerschnitt dominiert, da die untersuchten Streuprozesse auf klassischen Bahnen ablaufen (vgl. Kap.2.1). Bei kleineren Winkeln wirkt sich die Abschattung durch das Target und die Targethalterung der PYRAMIDE aus, die zu Effizienzeinbußen führen.

Die Wahl der Intervalle in der d_0 -Verteilung leitet sich aus der Streuwinkelverteilung über die Gleichungen (2.2) und (2.3) ab. In ihr wurden je Energie fünf Schnitte gesetzt für die die Reaktionskanäle untersucht wurden. Die Schnitte wurden in äquidistanten Abständen so gesetzt, daß Bereiche von 0,024fm integriert wurden. Aus Gründen der Statistik wurden bei den je Energie größten erreichten Abständen ein Bereich von 0,036fm zusammengefaßt.

5.1.3 Filtereigenschaften der Kristallkugel (CB)

Durch die hohe γ -Nachweiseffizienz der CB ist es möglich durch Messung der γ -Multiplizität und γ -Summenenergie die Verteilung der inneren Anregungsenergie einer Reaktion zu ermitteln.

Die gemessenen γ -Multiplizitäten und γ -Summenenergien sind in Abb.5.5 für beide Einschußenergien dargestellt. Außerdem sind sie, wie in einigen früheren Arbeiten auch, in einem zweidimensionalen Spektrum gegeneinander aufgetragen [ger97, här94, juu87]. Offensichtlich tritt eine Häufung für Ereignisse mit einer CB-Multiplizität von $Mult(CB)=1$ und einer Summenenergie von $E_{sum} \approx 800\text{keV}$ und $E_{sum} \approx 1200\text{keV}$ auf. Bei diesen Ereignissen wurde somit neben dem im EB nachgewiesenen γ -Quant, das den Trigger ausgelöst hat, nur *ein* weiteres mit einer Energie von $E_\gamma \approx 800\text{keV}$ bzw. $E_\gamma \approx 1200\text{keV}$ in der CB nachgewiesen.

Bei diesen Energien liegen die $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergänge der geraden Pb-Isotope ($^{204,206}\text{Pb}$) bzw. der geraden Sn-Isotope ($^{116-120}\text{Sn}$). Innerhalb einer Isotopenkette unterscheiden sich die Übergänge energetisch nur sehr wenig voneinander, so daß sie nicht in den CB-Spektren getrennt werden können. Die genannten Ereignisse beinhalten somit die *direkte* Coulombanregung in den ersten angeregten 2^+ -Zustand und den *direkten* Neutronen-Paar Transfer in die ersten angeregten 2^+ -Zustände. Wegen der hohen Nachweiseffizienz der CB kann die Bevölkerung aus höher liegenden Zuständen, das sog. „feeding“, nahezu ausgeschlossen werden.

Bei beiden Einschußenergien, die unterhalb der Coulombbarriere liegen, kann aufgrund der beobachteten γ -Multiplizitäts- und γ -Summenverteilungen der überwiegende Teil der Reaktionen als „kalte“ Reaktionen bezeichnet werden.

Tatsächlich besitzt ein erheblicher Anteil eine CB-Multiplizität von $Mult(CB)=0$. Dies sind Ereignisse bei denen neben dem im EB nachgewiesenen γ -Quant, das den Trigger ausgelöst hat, kein weiteres in der CB nachgewiesen wurde. Der Anteil dieser Ereignisse beträgt 38% bei $E_{lab}=606\text{MeV}$ und 23% bei $E_{lab}=627\text{MeV}$.

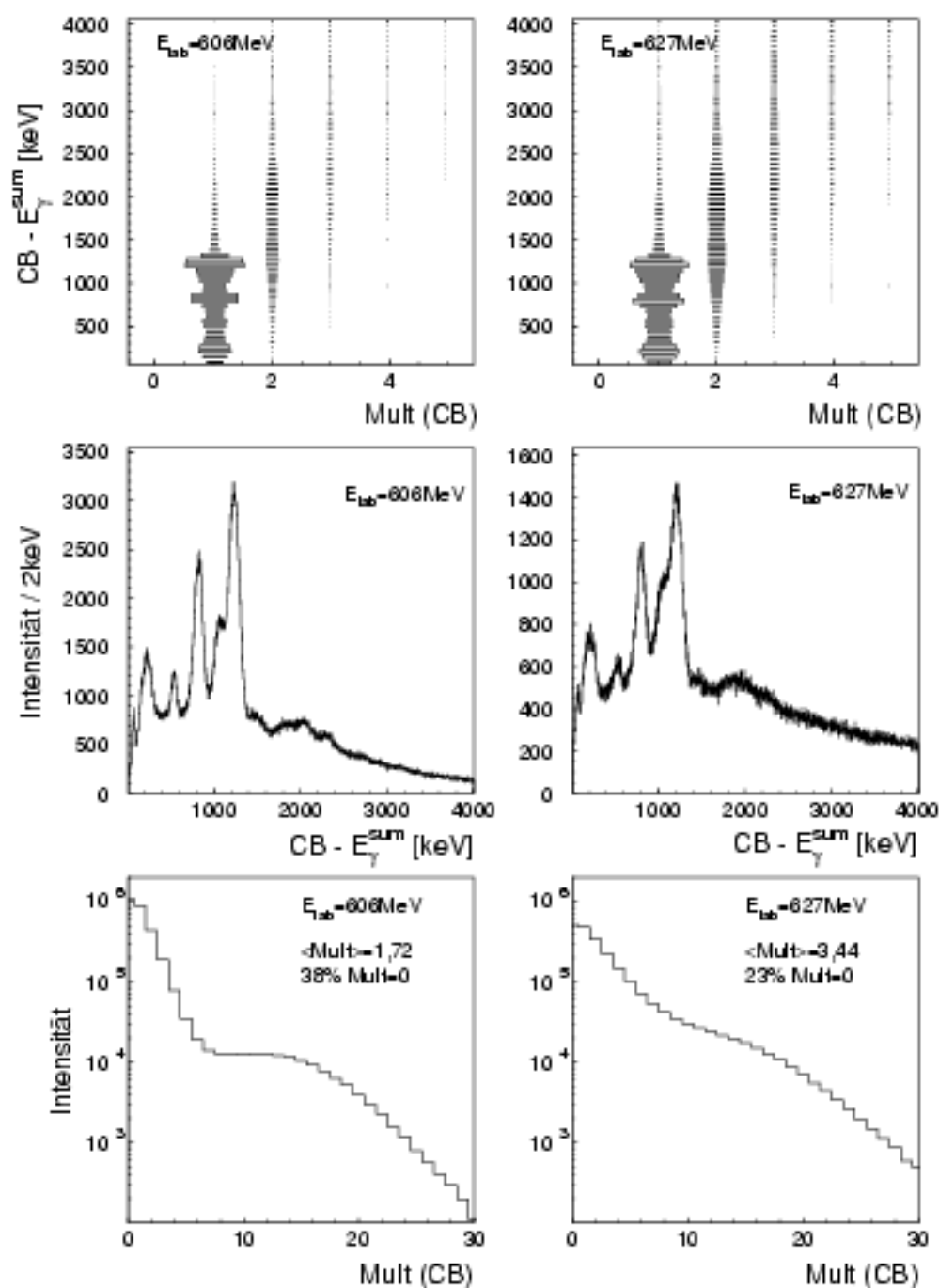


Abbildung 5.5: Die mit der CB gemessenen Verteilungen von γ -Multiplizität und γ -Summenenergie. Oben ist die Summenenergie zweidimensional gegen die Multiplizität aufgetragen, darunter jeweils die Projektionen auf beide Achsen. In der linken Spalte sind die Spektren für die Einschüßenergie von $E_{lab} = 606 \text{ MeV}$, in der rechten Spalte für $E_{lab} = 627 \text{ MeV}$ gezeigt.

Transferreaktionen dieser Art können als „superkalte“ Reaktionen bezeichnet werden. In Analogie zur Supraleitung im Festkörper dürfen unter dieser Bedingung größere Paar-Korrelationen erwartet werden. Außerdem kann dadurch das „feeding“, die Bevölkerung aus höher liegenden Zuständen, unterdrückt werden und der *direkte* Transfer in bestimmbare Zustände *beider* Kerne selektiert werden. Zur Untersuchung derartiger Transferreaktionen, muß die Effizienz des Filters zu deren Selektion, d.h. die Effizienz der Bedingung $Mult(CB)=0$, bestimmt werden.

5.1.3.1 Selektion „superkalter“ Reaktionen

Die Selektion „superkalter“ Reaktionen in den EB-Spektren wird über die Bedingung einer γ -Multiplizität in der Kristallkugel (CB) von $Mult(CB)=0$ erreicht, d.h. mit der CB in Antikoinzidenz. Dieser Filter unterdrückt mit einer zu bestimmenden Effizienz alle γ -Quanten einer Reaktion, außer dem im EB nachgewiesenen γ -Quant, das den Trigger ausgelöst hat, und definiert somit einen Reaktionskanal mit bestimmten Zuständen ohne „feeding“, d.h. ohne Bevölkerung aus höher liegenden Zuständen durch γ -Zerfall.

Die Effizienz dieses Filters in der Unterdrückung von γ -Quanten konnte anhand der multiplen Coulombanregung untersucht werden. Dazu ist in Abb.5.6 und 5.7 das EB-Spektrum nach Sn-Korrektur und Pb-Korrektur jeweils einmal ohne CB-Filter und einmal unter der Filterbedingung $Mult(CB)=0$ abgebildet.

Wie zu erwarten sind γ -Übergänge aus Zuständen, die anschließend über mehrere Stufen in den Grundzustand zerfallen, im gefilterten EB-Spektrum unterdrückt. Der Grund ist, daß diese Übergänge unter der geforderten Bedingung $Mult(CB)=0$ nur dann im EB-Spektrum erscheinen, wenn die nachfolgenden Übergänge *nicht* in der CB nachgewiesen werden. Mit der totalen Nachweiseffizienz P_{tot} der CB wird der Übergang somit mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - (1 - P_{tot})^{(n-1)+m}$ unterdrückt. Dabei steht n (ganzzahlig) für die Anzahl der Stufen über die der Zustand zerfällt und m (reell) für die mittlere Multiplizität der γ -Quanten, die aus dem Zerfall des evtl. ebenfalls angeregten Partnerkerns entstehen. Durch die hohe totale Nachweiseffizienz der CB von $P_{tot}=77\%$ lassen sich somit hohe Unterdrückungswahrscheinlichkeiten erreichen.

Die Unterdrückungswahrscheinlichkeiten wurden im Sn und im Pb jeweils in Bezug auf die $2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+$ -Übergänge bestimmt. Die Spektren unter der Bedingung $Mult(CB)=0$ in den Abb.5.6 und 5.7 sind dementsprechend jeweils auf diesen Übergang normiert.

Im Sn-Spektrum sind die beiden gezeigten 2-Stufen-Übergänge mit 70% und 77% unterdrückt, die beiden gezeigten 3-Stufen-Übergänge zu mehr als 95%. Dies läßt sich in erster Näherung mit der totalen Nachweiseffizienz P_{tot} und mit der Annahme einer

geringen mittleren Anregung des Pb-Partnerkerns reproduzieren. Die Intensität der anderen mehrstufigen Übergänge ist zu gering, um die Unterdrückung quantifizieren zu können.

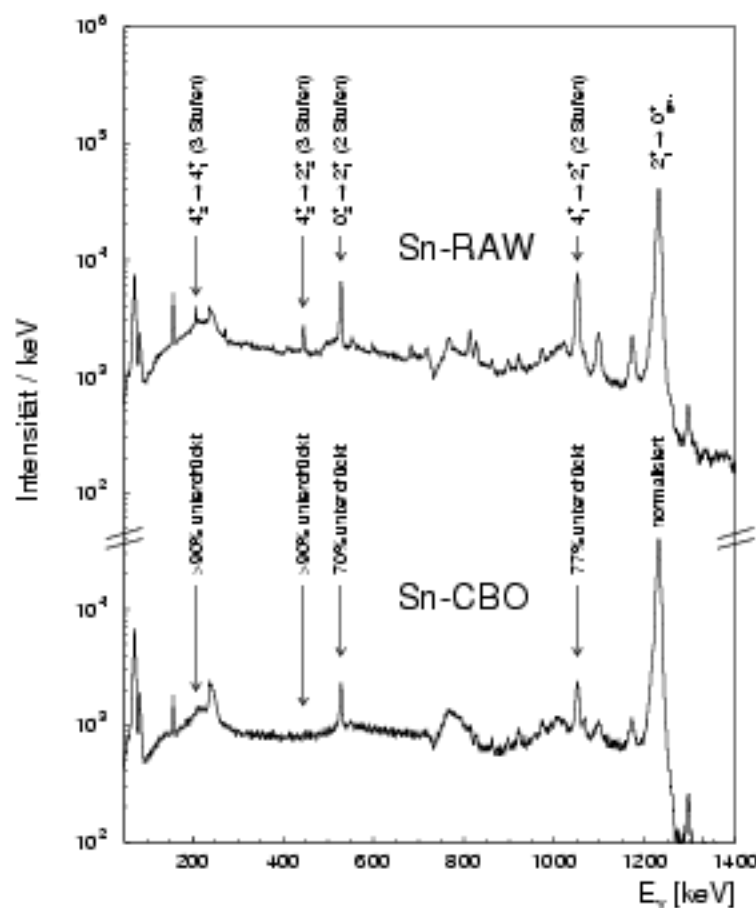


Abbildung 5.6: EB γ -Spektren, Dopplerkorrigiert auf Sn-Rückstoßkerne. Das obere Spektrum ist ohne Filter der Kristallkugel (CB) erzeugt, das untere Spektrum unter der Bedingung, daß die von der CB gemessene γ -Multiplizität $Mult(CB)=0$ war. Das untere Spektrum ist auf den $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{118}Sn bei 1230keV normiert. Die γ -Übergänge nach mehrstufigen inelastischen Anregungen in ^{118}Sn sind wie angegeben deutlich unterdrückt. Dies zeigt, daß unter der gegebenen CB-Bedingung $Mult(CB)=0$ mit hoher Effizienz γ -Quanten unterdrückt und somit „superkalte“ Reaktionen selektiert werden können.

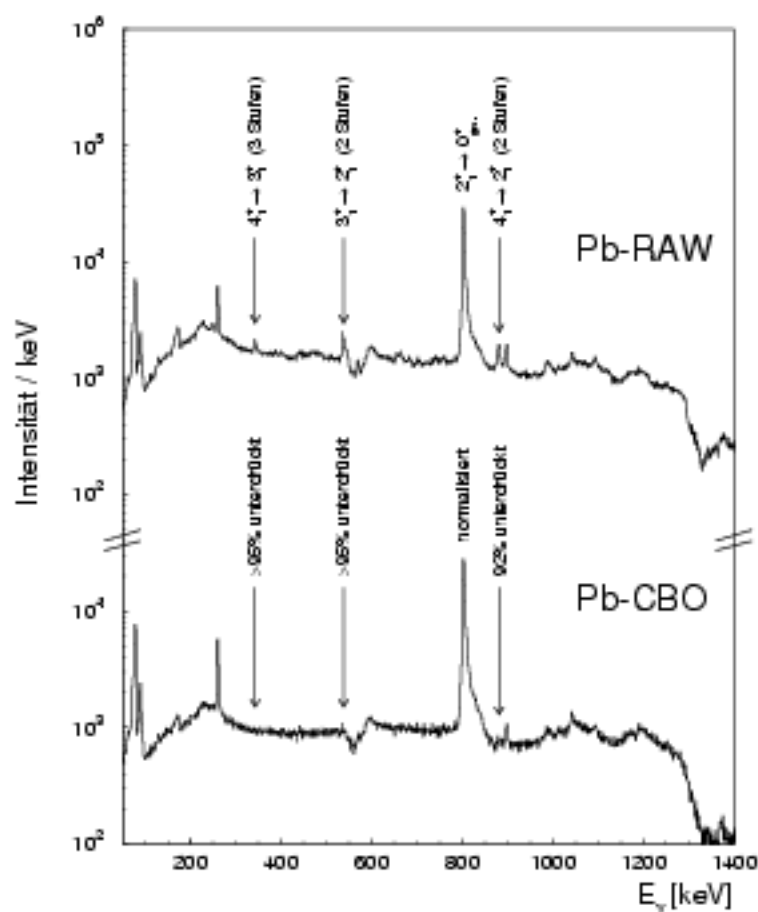


Abbildung 5.7: Dieselbe Darstellung wie in Abb.5.7 mit dem Unterschied, daß die EB γ -Spektren auf Pb-Rückstoßkerne Dopplerkorrigiert sind.

Im Pb-Spektrum sind die Unterdrückungswahrscheinlichkeiten deutlich größer und liegen in jedem Fall über 90%. Dies liegt offensichtlich daran, daß eine Anregung des Pb-Kerns mit einer höheren mittleren Anregung des Sn-Partnerkerns verbunden ist als im umgekehrten Fall, d.h. m einen größeren Wert annimmt. Dies liegt an den größeren reduzierten Matrixelementen in den Sn-Kernen, die zu einer leichteren Anregung führen (vgl. Abb.5.8).

Aus den nachgewiesenen hohen Unterdrückungswahrscheinlichkeiten in beiden Kernen, kann somit geschlossen werden, daß die Bedingung $Mult(CB)=0$ einen leistungsfähigen Filter zur Selektion „superkalter“ Ereignisse darstellt.

5.2 Prinzip der Bestimmung von Reaktions-Wahrscheinlichkeiten

Die Energie eines γ -Übergangs läßt sich einem Kern zuordnen und dient somit zur Identifikation von Reaktionskanälen (vgl. Kap.5.1.1). Die gemessene Intensität dieser Linien I_γ ist nun ein Maß für den Wirkungsquerschnitt bzw. die Reaktionswahrscheinlichkeit. Im folgenden wird das Verfahren zur Bestimmung von Transferwahrscheinlichkeiten P_{tr} beschrieben, was genauso für inelastische Reaktionen anzuwenden ist. Der Zusammenhang zwischen Transferwahrscheinlichkeit und Linienintensität lautet:

$$I_\gamma(d_0) \propto \epsilon_\gamma^{abs} \epsilon_p^{abs}(d_0) \sigma_{tr}(d_0) = \epsilon_\gamma^{abs} \epsilon_p^{abs}(d_0) P_{tr}(d_0) \sigma_{el}(d_0) \quad .$$

Hierbei sind ϵ_γ^{abs} die absolute γ -Effizienz des EB-Aufbaus und ϵ_p^{abs} die absolute Teilchen-Effizienz des PPAC-Aufbaus. Die Größen σ_{tr} und P_{tr} sind der Wirkungsquerschnitt bzw. die Wahrscheinlichkeit, mit der der Transfer in Verbindung mit dem untersuchten γ -Übergang auftritt. Dies impliziert multiple Anregung und Abregung ggf. über mehrere Pfade, die alle zu diesem Übergang führen.

Zur Bestimmung der Transferwahrscheinlichkeit P_{tr} ist demnach die Kenntnis der *absoluten* PPAC-Effizienz und der *absoluten* EB-Effizienz erforderlich. Diese lassen sich aber nur mit großen Unsicherheiten direkt aus dem Experiment bestimmen.

Dieses Problem wird gelöst durch Normierung der interessierenden Linienintensität I_γ auf die Intensität des $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergangs nach inelastischer Anregung I_{2^+} in ^{118}Sn bzw. in ^{208}Pb entsprechend, die durch bekannte Übergangsmatrixelemente absolut berechnet werden kann (vgl. Kap.5.2.1). Aus dieser Normierung:

$$\frac{I_\gamma(d_0)}{I_{2^+}(d_0)} = \frac{\epsilon_\gamma^{abs} \epsilon_p^{abs}(d_0) P_{tr}(d_0) \sigma_{el}(d_0)}{\epsilon_{2^+}^{abs} \epsilon_p^{abs}(d_0) P_{2^+}(d_0) \sigma_{el}(d_0)} \quad (5.1)$$

folgt das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten der beiden Übergänge:

$$\left(\frac{I_\gamma(d_0)}{I_{2^+}(d_0)} \frac{\epsilon_{2^+}^{rel}}{\epsilon_\gamma^{rel}} \right)^{exp} = \frac{P_{tr}(d_0)}{P_{2^+}(d_0)} \quad .$$

Das heißt, die PPAC-Effizienzen kürzen sich heraus und es sind nur noch die relativen EB-Effizienzen erforderlich, deren Bestimmung in Kap.4.1.1.4 beschrieben ist.

Mit der berechneten Wahrscheinlichkeit $(P_{2+})^{calc}$ für den $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergang nach inelastischer Anregung (vgl. Kap. 5.2.1) läßt sich damit die Transferwahrscheinlichkeit P_{tr} bestimmen zu:

$$P_{tr}(d_0) = \left(\frac{I_\gamma(d_0) \epsilon_{2_1^+}^{rel}}{I_{2+}(d_0) \epsilon_\gamma^{rel}} \right)^{exp} (P_{2+})^{calc} \quad (5.2)$$

Die Transferwahrscheinlichkeit P_{tr} ermittelt sich demnach aus der gemessenen Linienintensitäten I_γ des γ -Übergangs mit dem der Transfer identifiziert wurde, aus der Linienintensität I_{2+} des $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergangs nach inelastischer Anregung, den beiden durch Eichungen bestimmten relativen γ -Effizienzen ϵ_γ^{rel} und $\epsilon_{2_1^+}^{rel}$ und der berechneten Wahrscheinlichkeit $(P_{2+})^{calc}$ für den $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergang nach inelastischer Anregung. Die Wahrscheinlichkeit ist entsprechend Gleichung (2.13) definiert, d.h. auf den elastischen Wirkungsquerschnitt bezogen.

Die Genauigkeit in der Bestimmung der Reaktionswahrscheinlichkeit P_γ hängt von der γ -Effizienzzeichnung und der Berechnung von $(P_{2+})^{calc}$ ab, die im folgenden Kapitel beschrieben wird.

5.2.1 Berechnung von γ -Intensitäten nach multipler Coulombanregung

Die Berechnung von γ -Intensitäten nach multipler Coulombanregung wurde in zwei Schritten durchgeführt. Im ersten Schritt wurde die Anregung und im zweiten Schritt die sich daraus ergebende Abregung jeweils mit Hilfe von semiklassischen Modellen und gekoppelten Zuständen berechnet. Das verwendete Programm zur Berechnung der Anregung ist in Referenz [lej78], das zur Berechnung der Abregung in Referenz [wol93] im Detail beschrieben.

Für die Rechnung ist die Eingabe der kinematischen Größen, wie Einschußenergie, Kernladungszahlen der beteiligten Kerne und interessierender Streuwinkelbereich notwendig. Die berücksichtigten Anregungszustände werden durch Angabe von Energie, Spin und Parität charakterisiert (vgl. Kap.2.2.2.1). Die Kopplungsstärken zwischen diesen sind durch die reduzierten Übergangsmatrixelemente $M_{E\ell}$ gegeben. Diese konnten aus den experimentell bekannten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E\ell)$ [nds95] nach Gleichung (2.12) deduziert werden.

Die in der Rechnung berücksichtigten Zustände und reduzierten Übergangsmatrixelemente sind in Abb.5.8 für ^{118}Sn und ^{206}Pb gezeigt. Dabei ist die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit des Übergangs $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ mit $E_\gamma = 1173 \text{ keV}$ in ^{118}Sn nicht bekannt und wurde durch die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit des äquivalenten Übergangs in ^{116}Sn

ersetzt. Dies ist gerechtfertigt, da diese beiden Sn-Isotope eine vergleichbare Struktur besitzen (vgl. Abb.5.3).

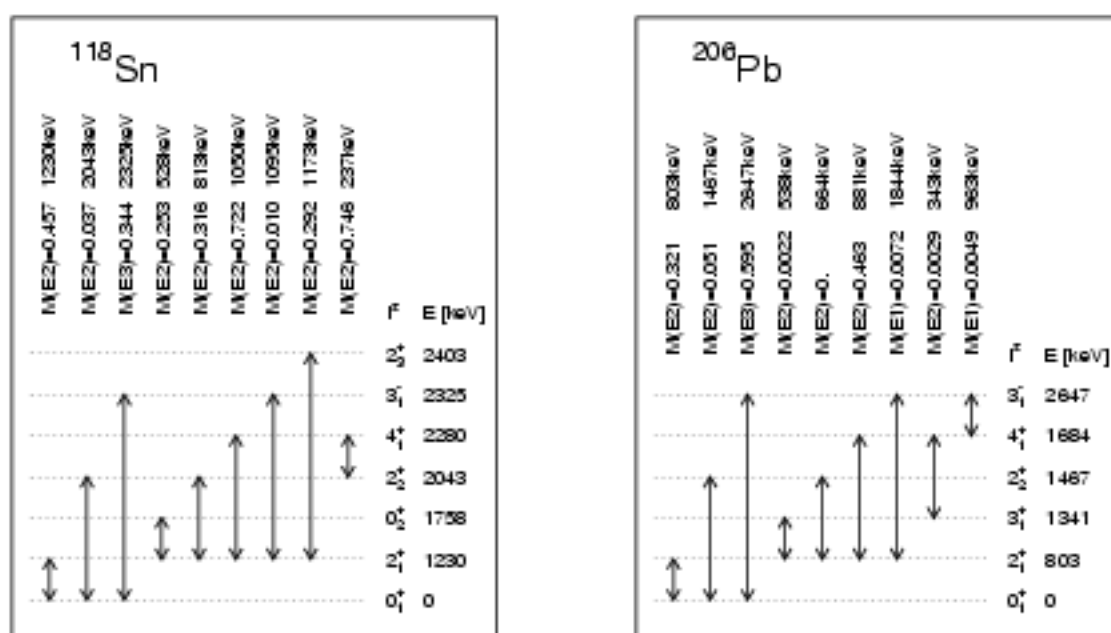


Abbildung 5.8: In der Coulombanregungs-Rechnung für ^{118}Sn und ^{206}Pb jeweils berücksichtigte Zustände und reduzierte Übergangsmatrixelemente in $\sqrt{e^2 b^\ell}$.

Bei den von den Programmen berechneten Wirkungsquerschnitten ist keine Absorption berücksichtigt, d.h. es wird $(\sigma_\gamma/(1-P_{abs}))^{calc}$ berechnet. Bei der Bestimmung von Reaktionswahrscheinlichkeiten bezogen auf den elastischen Wirkungsquerschnitt, hat dies keine Auswirkung, da sich dabei die Absorption herauskürzt, so daß gilt:

$$(P_\gamma)^{calc} = \frac{(\sigma_\gamma/(1-P_{abs}))^{calc}}{(\sigma_{ruth})^{calc}} = \left(\frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{el}}\right)^{calc} \quad (5.3)$$

Die für den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang in ^{118}Sn bzw. ^{206}Pb auf diese Weise ermittelten Wahrscheinlichkeiten $(P_{2+})^{calc}$ werden zur Ermittlung von Transferwahrscheinlichkeiten nach Gleichung (5.2) in Kap.5.2 verwendet. Sie sind in Abb.5.9 als Funktion von d_0 aufgetragen.

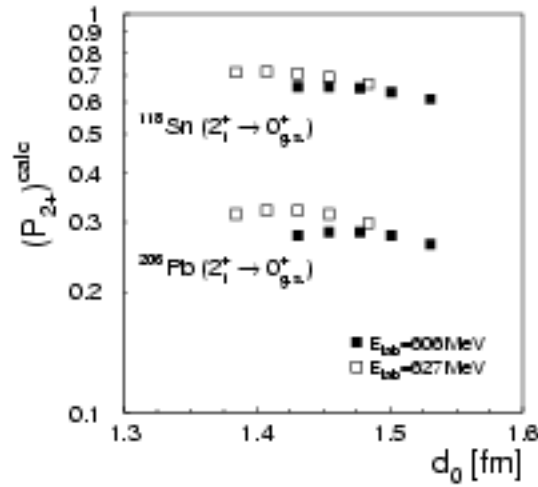


Abbildung 5.9: Berechnete absolute Wahrscheinlichkeiten der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge in ^{118}Sn bzw. in ^{206}Pb . Diese Wahrscheinlichkeiten wurden zur experimentellen Bestimmung von Reaktionswahrscheinlichkeiten herangezogen.

Ein Maß zur Überprüfung der Berechnung dieser zur Normierung verwendeten Übergänge in ^{118}Sn und ^{206}Pb ist das Verhältnis der beiden berechneten Wirkungsquerschnitte. Es kann mit der Messung über folgende Gleichung verglichen werden:

$$\frac{(\sigma_{2^+}^{Sn}(d_0)/(1 - P_{abs}))^{calc}}{(\sigma_{2^+}^{Pb}(d_0)/(1 - P_{abs}))^{calc}} = \frac{\sigma_{2^+}^{Sn}(d_0)}{\sigma_{2^+}^{Pb}(d_0)} = \left(\frac{I_{2^+}^{Sn}(d_0) \epsilon_{2^+}^{rel}}{I_{2^+}^{Pb}(d_0) \epsilon_{2^+}^{rel}} \right)^{exp} \quad (5.4)$$

Die berechneten und experimentellen Verhältnisse sind in Tab.5.1 als Funktion von d_0 miteinander verglichen. Sie zeigen eine sehr gute Übereinstimmung, so daß es gerechtfertigt ist, die berechneten Wirkungsquerschnitte zur Bestimmung absoluter Transferwahrscheinlichkeiten zu verwenden (vgl. Kap.5.2).

Theoretisch ist allerdings nicht auszuschließen, daß beide Berechnungen um denselben absoluten Betrag verschoben sind, so daß deren Verhältnis konstant bliebe. Dies erscheint aber äußerst unwahrscheinlich und kann mit großer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden, da viele wichtige in der Rechnung eingehende Parameter, wie die Übergangsmatrixelemente in anderen unabhängigen Arbeiten bestätigt wurden.

d_0 [fm]	$E_{lab}=606\text{MeV}$					$E_{lab}=627\text{MeV}$				
	$\sigma_{2^+}^{Sn}/\sigma_{2^+}^{Pb}$	1,531	1,501	1,478	1,454	1,431	1,484	1,454	1,431	1,407
Experiment	2,37	2,38	2,43	2,41	2,28	2,25	2,31	2,19	2,03	1,89
Rechnung	2,31	2,30	2,30	2,32	2,36	2,24	2,22	2,21	2,23	2,27

Tabelle 5.1: Vergleich des experimentellen und berechneten Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte des $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergangs in ^{118}Sn und ^{206}Pb nach inelastischer Anregung.

Als weiterer Test der Coulombanregungs-Rechnung wurden die berechneten Wirkungsquerschnitte σ_γ höher liegender Anregungszustände beider Kerne mit den experimentellen Linienintensitäten verglichen. Dies gelingt analog zu Gleichung (5.4), durch die Normierung auf den $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergang von ^{118}Sn bzw. ^{206}Pb entsprechend, über die Beziehung:

$$\frac{(\sigma_\gamma(d_0)/(1 - P_{abs}))^{calc}}{(\sigma_{2^+}(d_0)/(1 - P_{abs}))^{calc}} = \frac{\sigma_\gamma(d_0)}{\sigma_{2^+}(d_0)} = \left(\frac{I_\gamma(d_0) \epsilon_{2^+}^{rel}}{I_{2^+}(d_0) \epsilon_\gamma^{rel}} \right)^{exp}$$

Berechnete und experimentelle Normierungen einiger Übergänge sowohl in ^{118}Sn als auch in ^{206}Pb sind in Abb.5.10 miteinander verglichen. In ^{206}Pb ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit einer mittleren Abweichung von weniger als 5%, während in ^{118}Sn Abweichungen um die 50% auftreten (vgl. dazu Erläuterungen in Kap.5.3).

Es sei hier betont, daß die Abweichungen von ca. 50% bei den Intensitäten höher liegender Übergänge im ^{118}Sn nur einen sehr geringen Einfluß auf die Berechnung der Wahrscheinlichkeit des $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergangs haben. Dies liegt daran, daß die meisten Übergänge über diesen zerfallen und somit nur der *gesamte* Fluß aus höher liegenden Zuständen („feeding“) eine Rolle spielt, nicht aber die Aufteilung auf die einzelnen Zustände.

Dies konnte gezeigt werden, durch versuchsweise mehrfache gezielte Änderung der Übergangsmatrixelemente. Damit änderte sich zwar die Intensität einzelner Übergänge, führte aber größtenteils nur zu deren Umverteilung. Das gesamte „feeding“ änderte sich nur unwesentlich und somit blieben auch die Auswirkungen auf die Wahrscheinlichkeit des $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergangs klein (unter 1%).

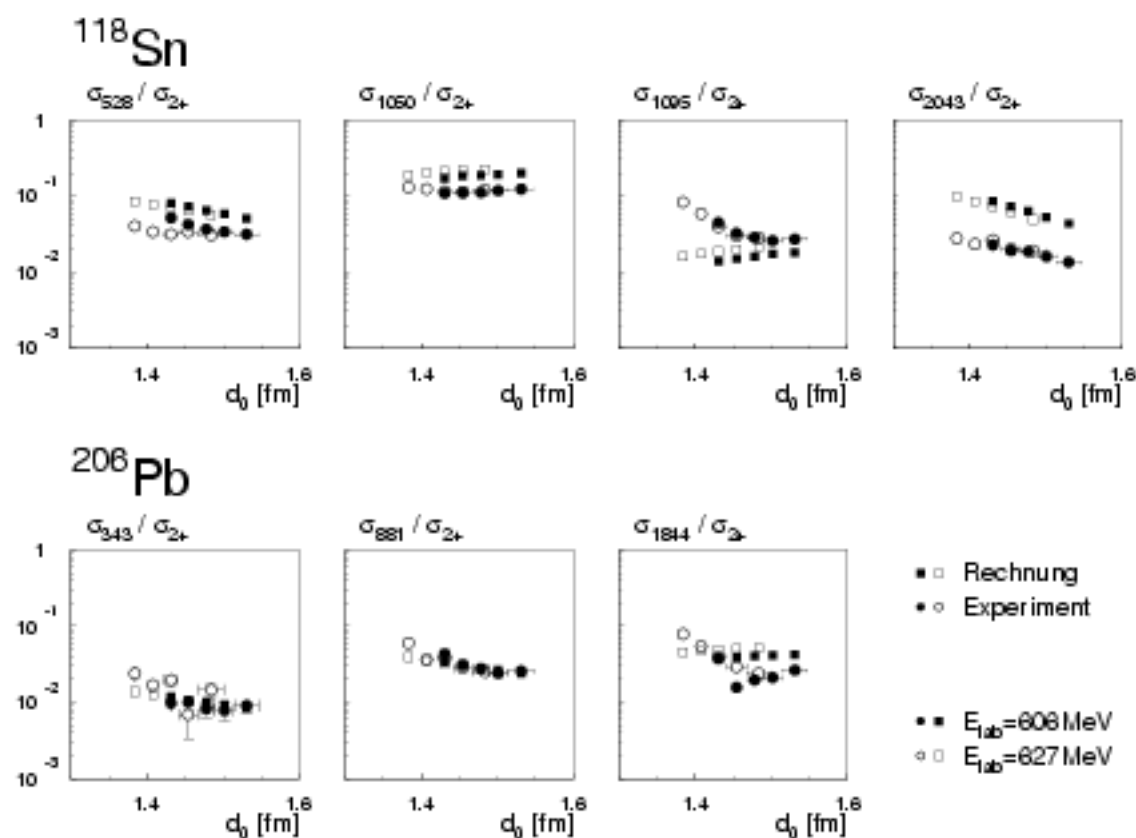


Abbildung 5.10: Vergleich der Coulombanregungs-Rechnung mit experimentellen Daten. Gezeigt sind, als Funktion des Kern-Kern Abstands d_0 , relative Intensitäten von γ -Übergängen σ_γ jeweils bezogen auf die Intensität des $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergangs σ_{2+} , sowohl für ^{118}Sn als auch für ^{206}Pb . Mit quadratischen Symbolen sind die berechneten Daten, mit runden Symbolen die experimentellen Daten dargestellt. Ausgefüllte Symbole stehen für Datenpunkte bei der Einschussenergie $E_{lab}=606\text{MeV}$, offene Symbole für $E_{lab}=627\text{MeV}$.

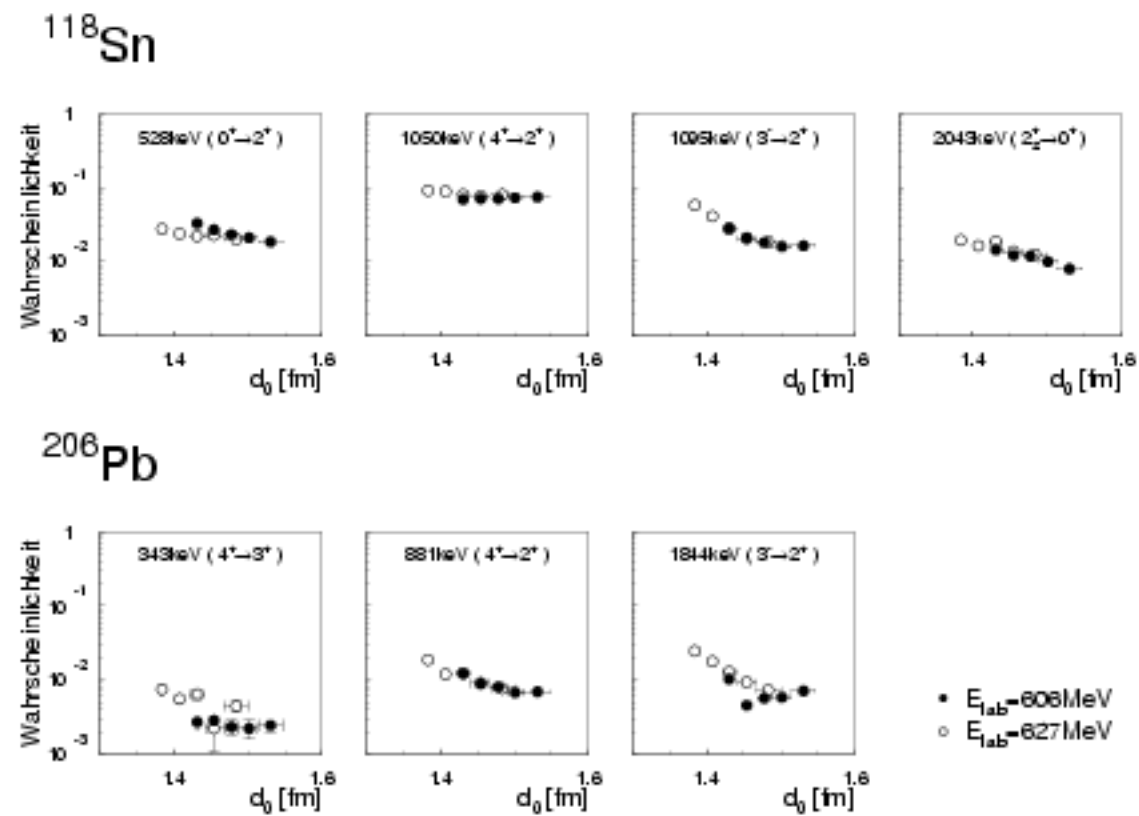


Abbildung 5.11: Absolute gemessene Wahrscheinlichkeiten der γ -Übergänge nach inelastischer Anregung.

5.3 Inelastische Anregung von ^{118}Sn und ^{206}Pb

In den EB-Spektren konnten u.a. Übergänge nach multipler inelastischer Anregung des Projektils ^{118}Sn und des Targetkerns ^{206}Pb identifiziert werden (vgl. Abb.5.1 und Abb.5.2). Für diese Übergänge wurde die absolute Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Kern-Kern Abstandes d_0 bestimmt.

Dazu wurde die entsprechende Linienintensität je Einschußenergie für jeweils fünf d_0 -Bereiche bestimmt (vgl. Abb.5.4). Durch deren Normierung auf die Linienintensität des untersten Übergangs, dem $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{118}Sn bzw. ^{206}Pb entsprechend und absolute Skalierung mit Hilfe einer Coulombanregungs-Rechnung konnte daraus die absolute Wahrscheinlichkeit ermittelt werden (vgl. Kap.5.2).

Die absoluten Wahrscheinlichkeiten der beobachteten Übergänge in ^{118}Sn und ^{206}Pb sind in Abb.5.11 gezeigt. Zum Vergleich mit der Coulombanregungs-Rechnung, in die aus der Literatur bekannte Übergangsmatrixelemente von sechs bzw. sieben Zuständen eingingen (vgl. Abb.5.8), wurden die relativen Intensitäten bezogen auf die Intensität des untersten $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergangs in ^{118}Sn bzw. in ^{206}Pb entsprechend herangezogen. Dies ist in Abb.5.10 in Kap.5.2.1 gezeigt und wurde an dieser Stelle schon diskutiert.

Demnach zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Wahrscheinlichkeiten der Übergänge in ^{206}Pb , während im ^{118}Sn Abweichungen bis zu 50% auftraten. Dies könnte auf die unbekanntes Vorzeichen der Übergangsmatrixelemente zurückzuführen sein, die im Sn Effekte dieser Größenordnung produzieren können. Dies ist schon in anderen Arbeiten festgestellt und diskutiert worden [jon81] und wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt, da das Hauptaugenmerk auf der Untersuchung von Paarungseffekten bei Neutronen Transferreaktionen lag.

5.4 Ein- und Zwei-Neutronen Transfer

Neben inelastischer Anregung des Projektils und Targetkerns, die im vorherigen Kapitel behandelt wurde, konnten in den EB-Spektren außerdem γ -Übergänge in Kernen nach Ein- und Zwei-Neutronen Transferreaktionen identifiziert werden (vgl. Abb.5.1, 5.2 und 5.3).

Für diese Übergänge wurde ebenso die Transferwahrscheinlichkeit für fünf d_0 -Bereiche je Einschußenergie bestimmt (vgl. Abb.5.4), indem die entsprechende Linienintensität auf die Linienintensität des $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergangs nach inelastischer Anregung in ^{118}Sn bzw. ^{206}Pb entsprechend normiert und durch Vergleich mit der Coulombanregungs-Rechnung

absolut skaliert wurde (vgl. Kap.5.2).

Es sei noch einmal betont, daß die so ermittelten Wahrscheinlichkeiten mit der anfangs gegebenen Definition auf den elastischen Wirkungsquerschnitt σ_{el} bezogen sind, d.h. $P_{tr} = \sigma_{tr}/\sigma_{el}$. Dies erlaubt einen unmittelbaren Vergleich mit dem in Kap.2.2.3.2 beschriebenen Modell, nach dem die Steigungen der Transferwahrscheinlichkeiten aus den Nukleon-Separationsenergien abgeleitet werden (vgl. Gleichung(2.16)).

5.4.1 „Kalter“ Transfer

In den EB γ -Spektren konnten sowohl in Sn- als auch in Pb-Reaktionsprodukten γ -Übergänge nach Ein- und Zwei-Neutronen Transferreaktionen in beide Richtungen beobachtet werden. Aufgrund der mit der CB gemessenen Verteilungen der γ -Multiplizität und γ -Summenenergie kann der überwiegende Teil der beobachteten Transferreaktionen mit „kalt“ bezeichnet werden, d.h. in Verbindung mit geringer innerer Anregung der beteiligten Kerne (vgl. Abb.5.5).

1n-Transfer

In Abb.5.12 sind Wahrscheinlichkeiten für γ -Übergänge nach Ein-Neutron Transferreaktionen (1n-Transfer) als Funktion des Kern-Kern Abstandes d_0 für beide Einschußenergien dargestellt. Die 1n-Stripping Reaktion (-1n, aus Sicht des Projektils) konnte durch die angegebenen Übergänge im Kern ^{117}Sn und im Kern ^{207}Pb identifiziert werden, die 1n-Pickup Reaktion (+1n) durch Übergänge in den Kernen ^{119}Sn und ^{205}Pb (vgl. Abb.5.1, 5.2 und 5.3).

Zusätzlich zu den Meßdaten sind Geraden mit Steigungen eingezeichnet, die sich durch theoretische Voraussagen aus der Ein-Neutron Separationsenergie S_{1n} ergeben (vgl. Kap.2.2.3.2 und [wap93]). Dazu wurden die Separationsenergien aus dem entsprechenden Sn-Isotop und Pb-Isotop gemittelt, d.h. für die 1n-Stripping Reaktion der Mittelwert der Separationsenergien aus ^{118}Sn und ^{207}Pb und für die 1n-Pickup Reaktion der Mittelwert aus ^{119}Sn und ^{208}Pb . Es ergibt sich eine Separationsenergie von $S_{1n}=7,2\text{MeV}$ bzw. $S_{1n}=8,0\text{MeV}$ und damit für die Berechnung der Zerfallskonstanten nach Gleichung (2.17) in beiden Fällen ein Wert von ca. $\alpha_{1n} = 0,6\text{fm}^{-1}$. Für die Steigung der Transferwahrscheinlichkeit als Funktion von d_0 im logarithmischen Maßstab folgt daraus mit Gleichung (2.17) $-2\alpha_{1n}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = -13\text{fm}^{-1}$.

Es zeigt sich in allen Fällen eine sehr gute Übereinstimmung von theoretischen mit den gemessenen Steigungen, ausgenommen der Übergang in ^{205}Pb , bei dem die Meßpunkte für $d_0 < 1,4\text{fm}$ zu kleineren Werten hin abweichen.

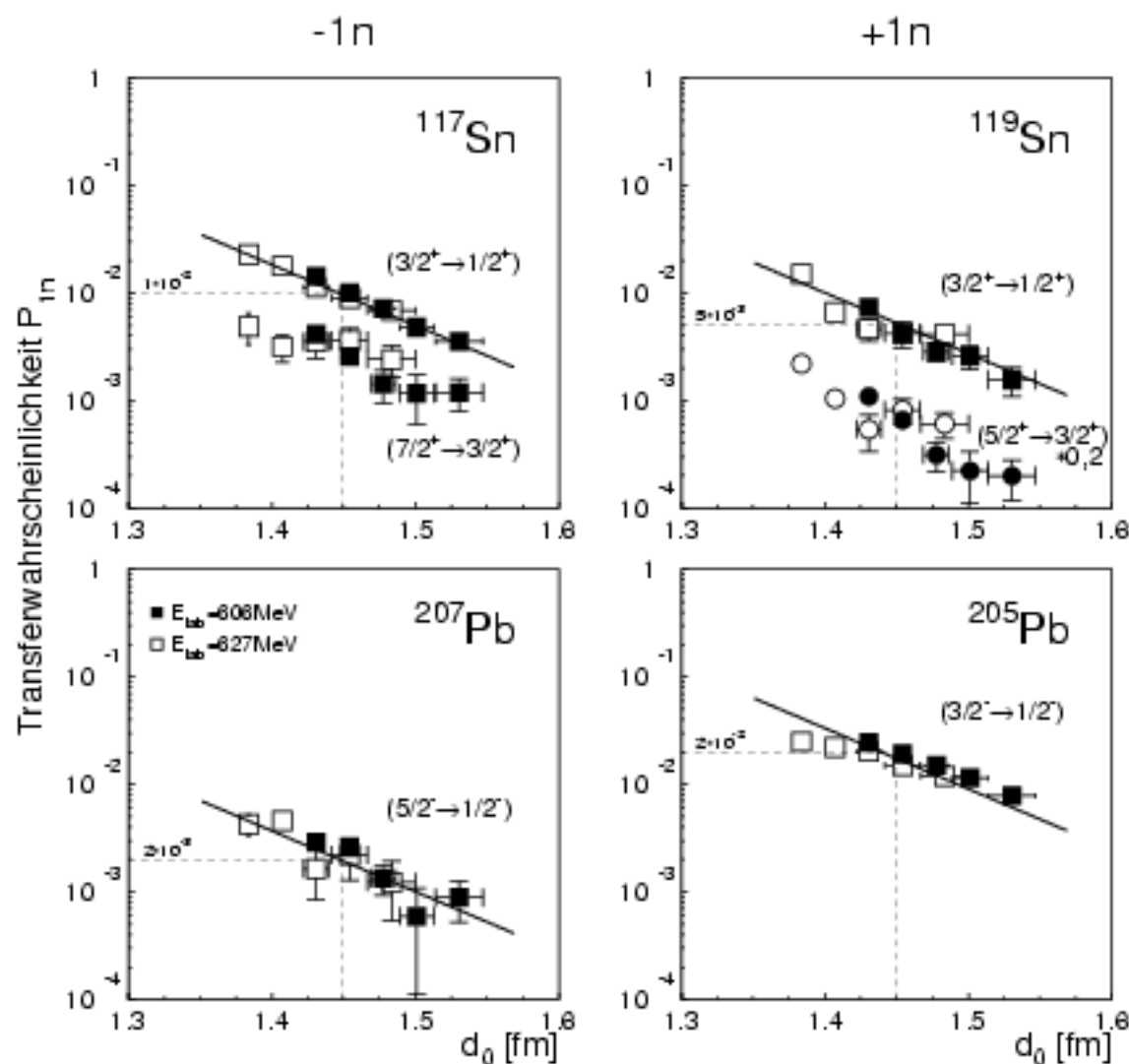


Abbildung 5.12: Gemessene Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeiten als Funktion des Kern-Kern Abstands d_0 . Geschlossene Datenpunkte ergeben sich bei der Einschussenergie von $E_{lab}=606 \text{ MeV}$, offene Datenpunkte bei $E_{lab}=627 \text{ MeV}$. In der linken Spalte sind die Transferwahrscheinlichkeiten für die angegebenen γ -Übergänge in ^{117}Sn bzw. in ^{207}Pb für die Ein-Neutron-Stripping Reaktion ($-1n$) dargestellt, in der rechten Spalte für die angegebenen γ -Übergänge in ^{119}Sn bzw. in ^{205}Pb für die Ein-Neutron-Pickup Reaktion ($+1n$).

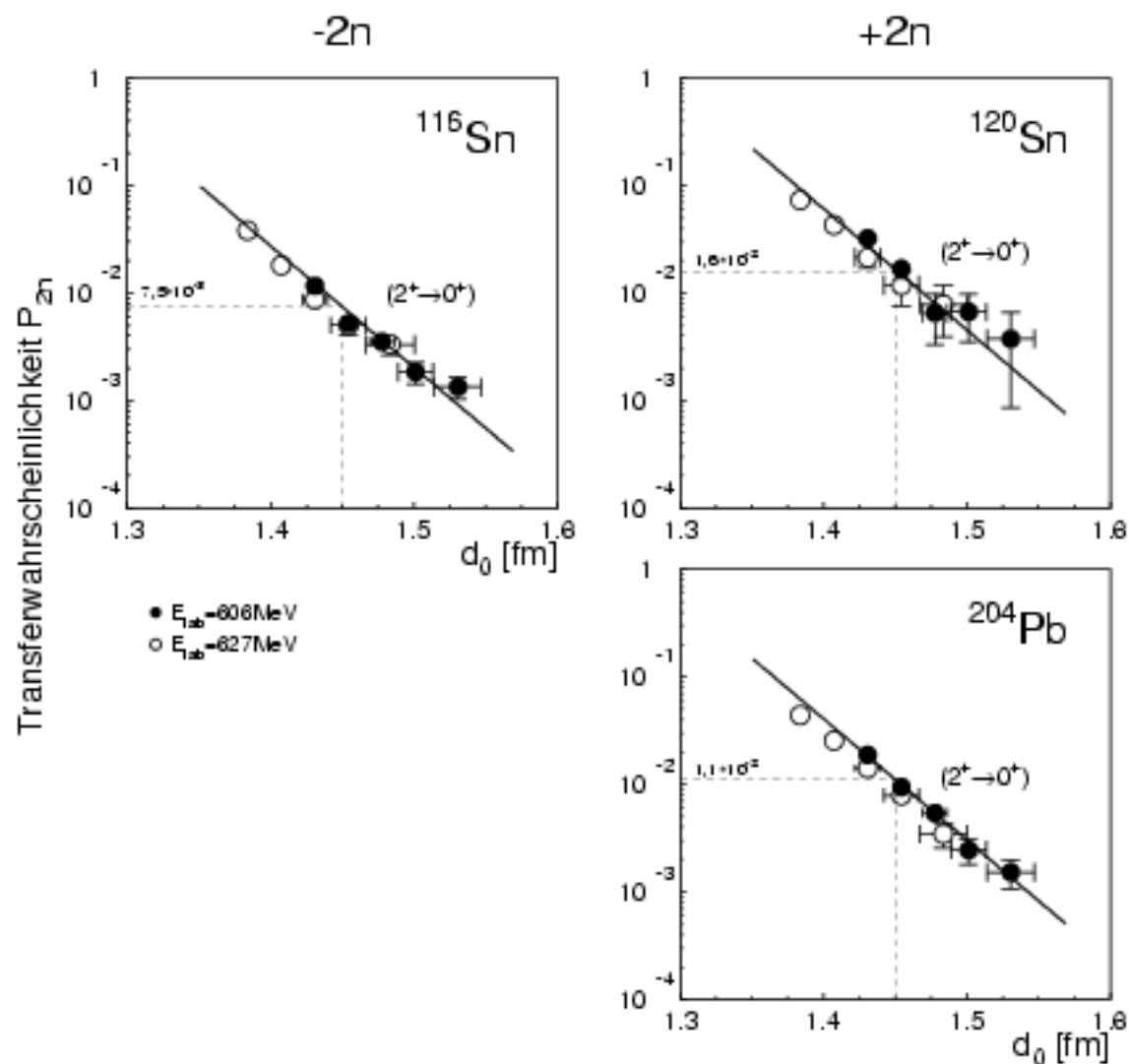


Abbildung 5.13: Gemessene Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeiten als Funktion des Kern-Kern Abstands d_0 . Die Art der Darstellung ist analog zu der in Abb.5.12. Der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{120}Sn liegt bei 1171keV war vom $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ -Übergang in ^{118}Sn bei 1173keV überlagert (vgl. Abb.5.1 und Abb.5.8). Dieser Anteil wurde mit Hilfe der Coulombanregungs-Rechnung berechnet und winkelabhängig korrigiert.

Zum Vergleich der absoluten Intensitäten der ermittelten 1n-Transferwahrscheinlichkeiten sind die Werte der Wahrscheinlichkeiten der jeweils stärksten γ -Übergänge bei $d_0=1,45\text{fm}$ mit gestrichelten Linien markiert. Es fällt auf, daß sie sich um mehr als eine Größenordnung unterscheiden.

Dabei muß beachtet werden, daß sich die Intensität der Transferwahrscheinlichkeiten (ohne CB-Filter) aus mehreren Beiträgen zusammensetzt, die in der linken Spalte von Abb.5.15 veranschaulicht sind. Demnach beinhaltet die Transferwahrscheinlichkeit, die durch die Intensität eines Übergangs ermittelt wird, zum einen den direkten Transfer in diesen Zustand aus dem der γ -Übergang entsteht, gekoppelt mit allen anderen möglichen Einteilchen-Zuständen des Partnerkerns. Dazu kommt auch noch der Transfer in höher liegende Zustände, aus denen der Kern über mehrere Stufen über den eigentlichen γ -Übergang zerfällt. Dies wird mit „feeding“ bezeichnet. Außerdem (dies ist nicht in der Abbildung gezeigt) kann auch Transfer in tieferliegende Zustände stattfinden, auf den über Coulombwechselwirkung eine Anregung folgt, so daß dadurch ein Zerfall über den beobachteten γ -Übergang stattfindet.

In jedem Fall zeigen die sehr unterschiedlichen absoluten Stärken der 1n-Transferwahrscheinlichkeiten, deren Sensitivität auf die Struktur des Kerns und seiner Konfigurationen mit dem zur Identifikation benutzten γ -Übergangs.

2n-Transfer

In Abb.5.13 sind für γ -Übergänge nach Zwei-Neutronen Transferreaktionen (2n-Transfer) die Wahrscheinlichkeiten, in der gleichen Weise wie die 1n-Transfer Wahrscheinlichkeiten in Abb.5.12, als Funktion des Kern-Kern Abstandes d_0 dargestellt. Die 2n-Stripping Reaktion (-2n) konnte durch den $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang im Kern ^{116}Sn identifiziert werden, die 2n-Pickup Reaktion (+2n) durch die analogen Übergänge in den Kernen ^{120}Sn und ^{204}Pb .

Im Kern ^{208}Pb konnte der Übergang des ersten angeregten Zustands zum Grundzustand, $3^- \rightarrow 0^+$ mit 2614keV nur mit sehr geringer Intensität festgestellt werden, die zu gering war, um Transferwahrscheinlichkeiten bestimmen zu können. Dies konnte aber aufgrund der hohen Anregungsenergie und der strukturellen Eigenschaften des 3^- -Zustandes auch nicht anders erwartet werden (vgl. Kap.5.1.1).

Wie bei den 1n-Transferwahrscheinlichkeiten ergab sich auch beim 2n-Transfer eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Steigungen mit den theoretischen Steigungen, die sich aus der Zwei-Neutronen Separationsenergie S_{2n} ableiten. Die 2n-Separationsenergien wurden auf demselben Weg wie beim 1n-Transfer durch Mittelung gewonnen. Sie besitzen

annähernd den doppelten Wert der 1n-Separationsenergie, was mit der Größe der Kerne zusammenhängt. Sie beträgt ca. $S_{2n}=15,2\text{MeV}$, sowohl für die 2n-Stripping Reaktion als auch für die 2n-Pickup Reaktion. Für die Zerfallskonstante ergibt sich somit der doppelte Wert der Zerfallskonstanten des 1n-Transfers mit ca. $\alpha_{2n} = 2\alpha_{1n} = 1,2\text{fm}^{-1}$. Dies gilt folglich auch für die Steigung der 2n-Transferwahrscheinlichkeiten, die mit $-2\alpha_{2n}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = -26\text{fm}^{-1}$ ebenfalls den doppelten Wert annimmt.

Die absoluten Stärken der 2n-Transferwahrscheinlichkeiten unterscheiden sich weniger stark als sich die Wahrscheinlichkeiten der 1n-Transferreaktionen unterscheiden. Dabei gelten für die Intensität der 2n-Transferwahrscheinlichkeiten (ohne CB-Filter) im Prinzip dieselben Überlegungen wie für den 1n-Transfer (vgl. wiederum Abb.5.15). Das heißt sie setzen sich ebenfalls aus mehreren Beiträgen zusammen: dem direkten Transfer in den 2^+ -Zustand gekoppelt mit den anderen möglichen Zuständen des Partnerkerns, dem „feeding“, d.h. dem Transfer in höhere Zustände, die über den 2^+ -Zustand zerfallen und dem Transfer in den 0^+ -Grundzustand aus dem anschließend durch Coulombanregung der 2^+ -Zustand bevölkert wird.

Beim direkten Zwei-Neutronen Transfer in den 0^+ -Grundzustand oder den ersten angeregten 2^+ -Zustand muß beachtet werden, daß diese Zustände superfluide Eigenschaften besitzen, d.h. einer starken Konfigurationsmischung unterworfen sind. Dadurch ergeben sich für den Transfer von zwei Neutronen in diese Zustände mehrere mögliche sequentielle Schritte über die verschiedenen Einteilchenzustände, die zur Konfigurationsmischung beitragen. Dies ist in Abb.5.14 veranschaulicht.

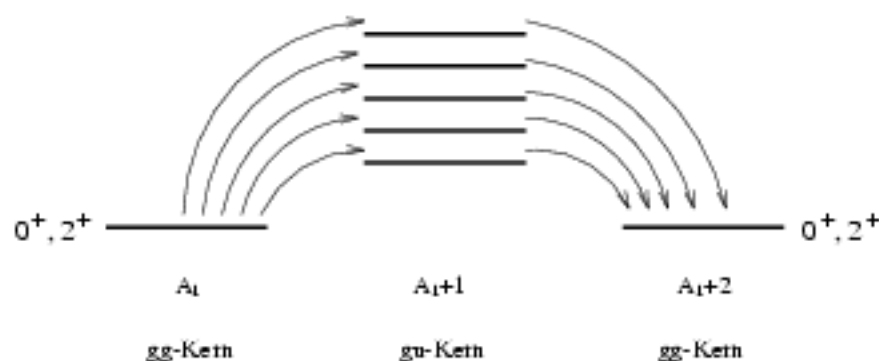


Abbildung 5.14: Schematische Darstellung der möglichen „Wege“ eines Zwei-Neutronen Transfers zwischen zwei superfluiden Zuständen, die sich aufgrund der Konfigurationsmischung ergeben.

Die Mischungen der genannten Zustände scheinen in den Sn- und Pb-Isotopen offensichtlich vergleichbar zu sein, so daß keine großen Unterschiede in den absoluten Intensitäten der gemessenen 2n-Transferwahrscheinlichkeiten auftreten. Die im Vergleich etwas geringere Intensität der Wahrscheinlichkeit des $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergangs in ^{116}Sn könnte in der Tatsache begründet sein, daß die Kopplungsmöglichkeiten mit den Zuständen des Partnerkerns ^{208}Pb im wesentlichen auf den 0^+ -Grundzustand beschränkt sind, während beim Transfer in die 2^+ -Zustände von ^{120}Sn bzw. ^{204}Pb jeweils Kopplungen mit dem 0^+ -Grundzustand *und* dem ersten angeregten 2^+ -Zustand des Partnerkerns möglich sind.

Die in diesem Kapitel diskutierten 1n- und 2n-Transferwahrscheinlichkeiten ergeben sich wie gesehen aus einer Menge Kopplungsmöglichkeiten zwischen den Zuständen der beiden Reaktionsprodukte. Aus diesem Grund sollen diese Wahrscheinlichkeiten in dieser Arbeit mit *makroskopisch* bezeichnet werden. Dennoch stellen sie schon einen wesentlich detaillierteren Anteil der Gesamtstärke einer Transferreaktion dar als Wahrscheinlichkeiten aus früheren Messungen beispielsweise mit Magnetspektrographen, die die totale Intensität des Transfers integriert über alle Zustände beinhalten, ohne diese trennen zu können.

5.4.2 „Superkalter“ Transfer

Die im vorangegangenen Kapitel untersuchten Transferreaktionen waren aufgrund der mit der CB gemessenen Verteilungen der γ -Multiplizität und γ -Summenenergie mit „kalt“ bezeichnet worden. Die dort bestimmten Transferwahrscheinlichkeiten enthalten eine Menge Kopplungsmöglichkeiten zwischen den Zuständen der beiden Reaktionsprodukte und wurden aus diesem Grund mit *makroskopisch* bezeichnet.

Mit einer Filterbedingung, die eine mit der CB gemessene γ -Multiplizität von $Mult(CB)=0$ fordert, können „superkalte“ Transferreaktionen selektiert werden, bei denen somit neben dem im EB nachgewiesenen γ -Quant zur Identifikation des Reaktionsprodukts kein weiteres γ -Quant aufgetreten ist (vgl. Kap.5.1.3.1).

Demzufolge beinhalten Wahrscheinlichkeiten von „superkalten“ Transferreaktionen im Idealfall ausschließlich den direkten Transfer in den entsprechenden Zustand des identifizierten Reaktionsproduktes gekoppelt mit dem Grundzustand des Partnerkerns (vgl. rechte Spalte von Abb.5.15). Die unter dieser Bedingung bestimmten und im folgenden vorgestellten Transferwahrscheinlichkeiten sollen deshalb mit *mikroskopisch* bezeichnet werden.

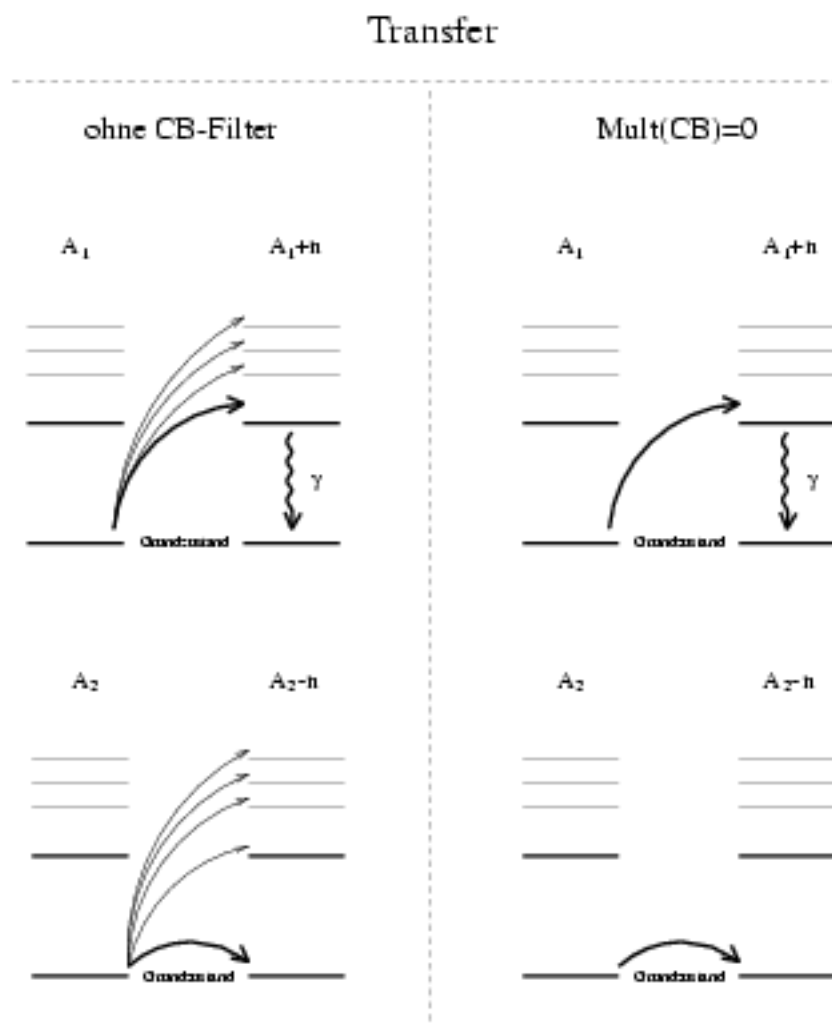


Abbildung 5.15: Kopplungsmöglichkeiten zwischen Zuständen bei einer Transferreaktion $A_1 + A_2 \rightarrow (A_1 + n) + (A_2 - n)$, die zu einem speziellen γ -Übergang führt, links ohne CB-Bedingung, rechts unter der CB-Bedingung $Multi(CB)=0$.

Die 1n- und 2n-Transferwahrscheinlichkeiten der jeweils stärksten γ -Übergänge „superkalter“ Reaktionen sind in den Abbildungen 5.16 und 5.17 als Funktion des Überlappparameters d_0 dargestellt. Mit ihnen sind nochmal die im vorigen Kapitel diskutierten Wahrscheinlichkeiten derselben γ -Übergänge ohne CB-Filter eingetragen (aus Abbildungen 5.12 und 5.13).

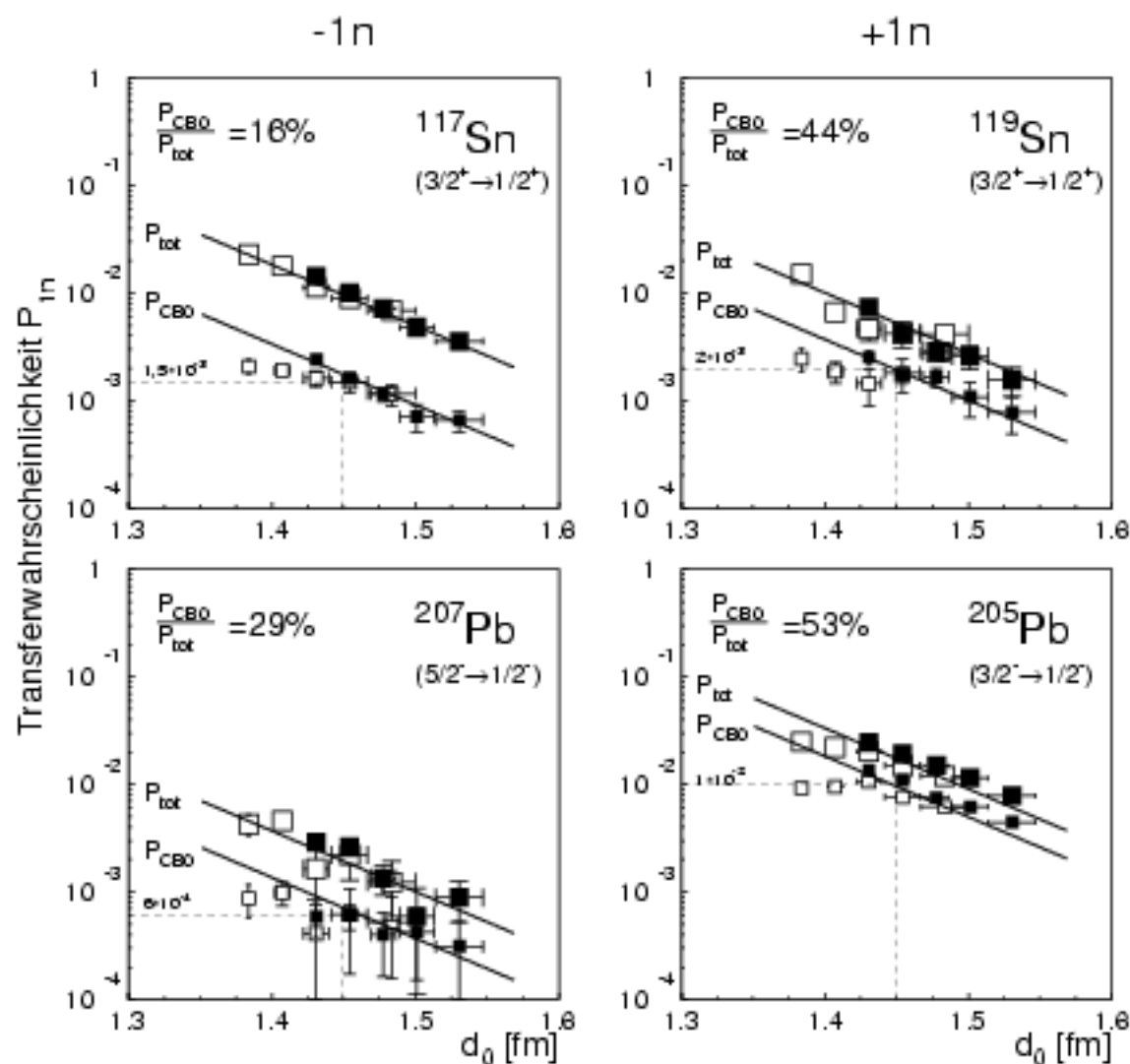


Abbildung 5.16: Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeiten ohne CB-Filter P_{tot} und mit CB-Filter zur Selektion superkalter Reaktionen P_{CBO} . Angegeben in Prozent ist jeweils der Anteil des „superkalten“ Transfers am gesamten beobachteten Transfer. Ansonsten entspricht die Art der Darstellung der in Abb.5.12.

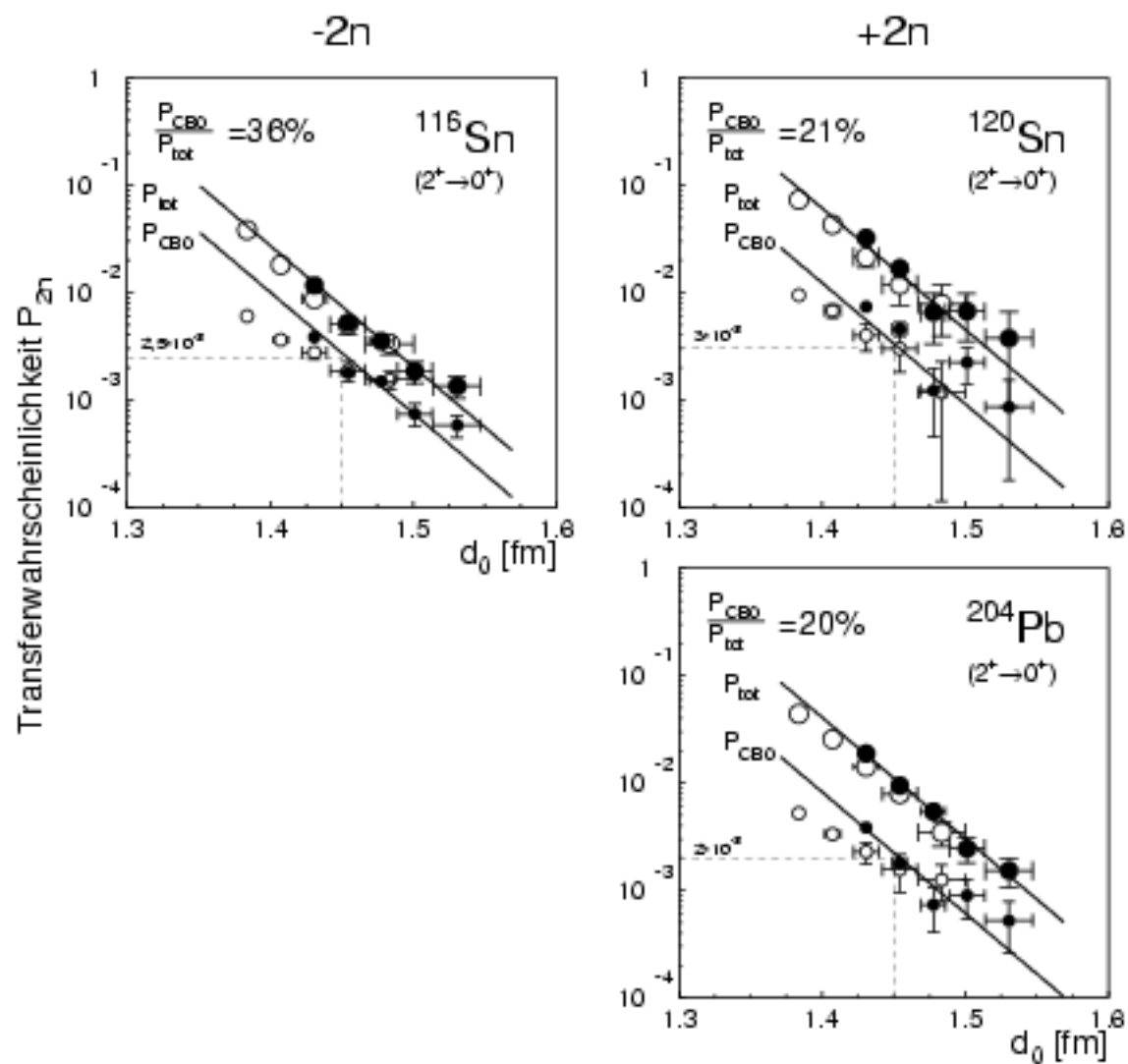


Abbildung 5.17: Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeiten ohne und mit CB-Filter zur Selektion superkalter Reaktionen, dargestellt wie die Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeiten in Abb.5.16.

Daraus geht hervor, daß die unter der Bedingung $Mult(CB)=0$ ermittelten *mikroskopischen* Transferwahrscheinlichkeiten P_{CB0} gegenüber den ohne CB-Filter ermittelten *makroskopischen* Transferwahrscheinlichkeiten P_{tot} mehr oder weniger stark unterdrückt sind. Dies war zu erwarten, da die mikroskopische Transferwahrscheinlichkeit eine Untermenge der makroskopischen ist (vgl. Abb.5.15).

Weiterhin lassen sich für $d_0 > 1,4\text{fm}$ die Steigungen der gemessenen mikroskopischen Transferwahrscheinlichkeiten mit den theoretischen aus der Separationsenergie ermittelten Steigung beschreiben. Für $d_0 < 1,4\text{fm}$ weichen die experimentellen Datenpunkte zu kleineren Werten hin ab. Dies ist ein Hinweis darauf, daß bei zu kleinen Abständen die Absorption P_{abs} unter diesen Bedingungen für Transferreaktionen und inelastische Anregung nicht mehr identisch ist und sich bei der Bestimmung der Transferwahrscheinlichkeit nicht mehr herauskürzt (vgl. Kap.5.2). Aus diesem Grund wurden die angegebenen prozentualen Verhältnisse von gefilterter und ungefilterter Wahrscheinlichkeiten für Abstände von $d_0 > 1,4\text{fm}$ bestimmt.

1n-Transfer

Die unterschiedliche Stärke der Unterdrückung der einzelnen 1n-Transferwahrscheinlichkeiten durch den CB-Filter zur Selektion „superkalter“ Reaktionen kann durch die Kernstruktur der ungeraden Kerne erklärt werden (vgl. Abb.5.3). Maßgebend dabei ist, welche Kopplungsmöglichkeiten bei dem Transfer, der zu einem bestimmten γ -Übergang führt, zwischen den Zuständen der Reaktionsprodukte unter der CB-Filterbedingung $Mult(CB)=0$ noch existieren.

Ideale Bedingungen ergeben sich für den $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergang in ^{117}Sn nach einer 1n-Stripping Reaktion. Unter der CB-Filterbedingung bleibt als einzige Kopplungsmöglichkeit der Grundzustand $1/2^-$ des Partnerkerns ^{207}Pb . Alle Kopplungen mit anderen Zuständen des Partnerkerns ^{207}Pb sind von einem weiteren γ -Übergang begleitet, die von der CB-Filterbedingung somit ausgeschlossen sind. Die 1n-Transferwahrscheinlichkeit des $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergangs in ^{117}Sn unter der CB-Filterbedingung $Mult(CB)=0$ beschreibt somit den Transfer eines Neutrons auf *einem* wohldefinierten „Weg“ und stellt daher eine mikroskopische 1n-Transferwahrscheinlichkeit im strengsten Sinne dar. Sie ist dementsprechend stark gegenüber der makroskopischen Transferwahrscheinlichkeit (ohne CB-Filter) unterdrückt.

Bei allen anderen γ -Übergängen nach 1n-Transfer enthält die Transferwahrscheinlichkeit unter der CB-Filterbedingung aus verschiedenen Gründen Kopplungen mit mehr als nur einem Zustand des Partnerkerns, so daß diese Transferwahrscheinlichkeiten nicht mehr im strengsten Sinne als mikroskopisch betrachtet werden können. Die Unterdrückungen sind dementsprechend auch nicht so hoch.

So existiert für den 1n-Transfer, der zum $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ -Übergang in ^{207}Pb führt, neben der Kopplung mit dem Grundzustand $1/2^+$ des Partnerkerns ^{117}Sn , noch die Kopplung mit dem angeregten Zustand $11/2^-$. Dieser Zustand besitzt eine Lebensdauer von 14 Tagen und konnte aus diesem Grund nicht mit der CB erkannt werden.

Für den 1n-Transfer, der zum $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergang in ^{119}Sn führt, existieren ebenfalls zwei Kopplungsmöglichkeiten mit Zuständen des Partnerkerns ^{205}Pb . Zum einen die Kopplung mit dessen Grundzustand $5/2^-$ und zum anderen die Kopplung mit dessen erstem angeregten Zustand $1/2^-$. Dieser Zustand liegt energetisch nur 2keV über dem Grundzustand, so daß die γ -Energie beim Zerfall zu niedrig ist, um von der CB nachgewiesen werden zu können.

Für den 1n-Transfer, der zum $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ -Übergang in ^{205}Pb führt, existieren sogar drei Kopplungsmöglichkeiten mit Zuständen des Partnerkerns ^{119}Sn , die nicht von der CB-Filterbedingung ausgeschlossen werden konnten. Dazu gehören der Grundzustand $1/2^+$, der erste angeregte Zustand $3/2^+$, dessen Zerfallsenergie mit $E_\gamma=24\text{keV}$ zu gering ist, und der zweite angeregte Zustand $11/2^-$, dessen Lebensdauer mit 290 Tagen zu lang ist.

2n-Transfer

Die Unterdrückungen der 2n-Transferwahrscheinlichkeiten unter der CB-Filterbedingung $Mult(CB)=0$ ergeben als experimentelles Resultat, daß ihre absoluten Intensitäten identisch sind. In allen drei Fällen beinhalten die Transferwahrscheinlichkeiten ausschließlich den direkten Transfer in den entsprechenden 2^+ -Zustand jeweils gekoppelt mit dem 0^+ -Zustand des Partnerkerns. Somit kann in allen drei Fällen auch von mikroskopischen 2n-Transferwahrscheinlichkeiten gesprochen werden.

Aus der Tatsache, daß die Intensitäten der Transferwahrscheinlichkeiten für alle drei Fälle identisch sind, kann geschlossen werden, daß die Konfigurationsmischungen der Grundzustände bzw. der 2^+ -Zustände, die den 2n-Transfer bestimmen (vgl. Abb.5.14), jeweils vergleichbar sind. Dabei ist für den 2n-Stripping Transfer, der zum $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{116}Sn führt, in den Pb-Isotopen offensichtlich die Konfigurationsmischung des 0^+ Grundzustands des Ausgangskerns ^{206}Pb von Bedeutung, denn der 0^+ Grundzustand des Partnerkerns ^{208}Pb kann nicht sehr stark gemischt sein, da er eine abgeschlossene Neutronenschale besitzt und der nächste Einteilchenzustand mehrere MeV höher liegt. Bei ^{206}Pb sind aber die Lochzustände stark gemischt, so daß beim Transfer zu ^{208}Pb ebenso viele verschiedene Schritte über die Einteilchenkonfigurationen zum Auffüllen der Schale existieren, wie beim Transfer in die andere Richtung weg vom Schalenabschluß zu ^{204}Pb .

5.4.3 Paar-Korrelationen

Zur Untersuchung von Paarkorrelationen dient der Verstärkungsfaktor EF , der die Verstärkung der beobachteten Intensität des 2n-Transfers gegenüber der Intensität des unkorrelierten zweifachen 1n-Transfers angibt. Er ist demzufolge definiert zu (vgl. Kap.2.2.3.5):

$$EF = \frac{P_{2n}}{(P_{1n})^2} .$$

Paarkorrelationen zwischen Nukleonen führen dazu, daß Nukleonen nicht *einen* Einteilchen-Schalenzustand besetzen, sondern mit gewissen Wahrscheinlichkeiten auf mehrere Einteilchen-Zustände verteilt sind. Das bedeutet für gg-Kerne, daß deren 0^+ -Grundzustand und auch die unteren angeregten Zustände, wie z.B. der erste angeregte 2^+ -Zustand, nicht aus *einer* reinen Einteilchenkonfiguration bestehen, sondern einer starken Konfigurationsmischung unterliegen. Dieses Verhalten führt zu Eigenschaften, die mit *superfluid* bezeichnet werden [boh75].

In einem vereinfachten Bild mit gleichberechtigten Zuständen ergibt sich dann eine Verstärkung des 2n-Transfers aus der Anzahl der Einteilchenniveaus, die an der Mischung beteiligt sind und deren Amplituden sich kohärent überlagern [voe91b]. Typische Mischungen von 10 Zuständen ergäben somit eine Verstärkung als Produkt der Mischungen beider Kerne von $EF=100$. In einer anderen Arbeit wird der 2n-Transferwirkungsquerschnitt zwischen zwei nicht-superfluiden Kernen, d.h. deren Grundzustand aus einer reinen Konfiguration besteht, und zwischen zwei superfluiden Kernen, deren Grundzustand einer starken Konfigurationsmischung unterliegt, berechnet und verglichen. Dieser Ansatz ist in Abb.5.20 veranschaulicht (in Anlehnung an [voe87]). Bei der Berechnung für das System $^{120}\text{Sn}+^{122}\text{Sn}$ ergeben sich Verstärkungen von $EF = 10^2 - 10^3$ [bro78].

Die in dieser Arbeit ermittelten Verstärkungsfaktoren EF sind in Abb.5.18 für den „kalten“ und in Abb.5.19 für den „superkalten“ Transfer dargestellt. Für die Pickup Reaktionen wurden sie aus dem Vergleich der Übergänge von ^{119}Sn mit ^{120}Sn und von ^{205}Pb mit ^{204}Pb bestimmt, für die Stripping Reaktion aus dem Vergleich der Übergänge von ^{117}Sn mit ^{116}Sn . Der Verstärkungsfaktor EF liest sich aus der parallelen Verschiebung der 2n-Transferwahrscheinlichkeit gegenüber dem Quadrat der 1n-Transferwahrscheinlichkeit ab. Dabei wurden nur die Datenpunkte für $d_0 > 1,4\text{fm}$ verwendet, weil nur sie sich in allen Fällen durch die Steigungen beschreiben lassen, die sich aus den Bindungsenergien ableiten, und somit gewährleisten, daß sich die Absorption P_{obs} herauskürzt.

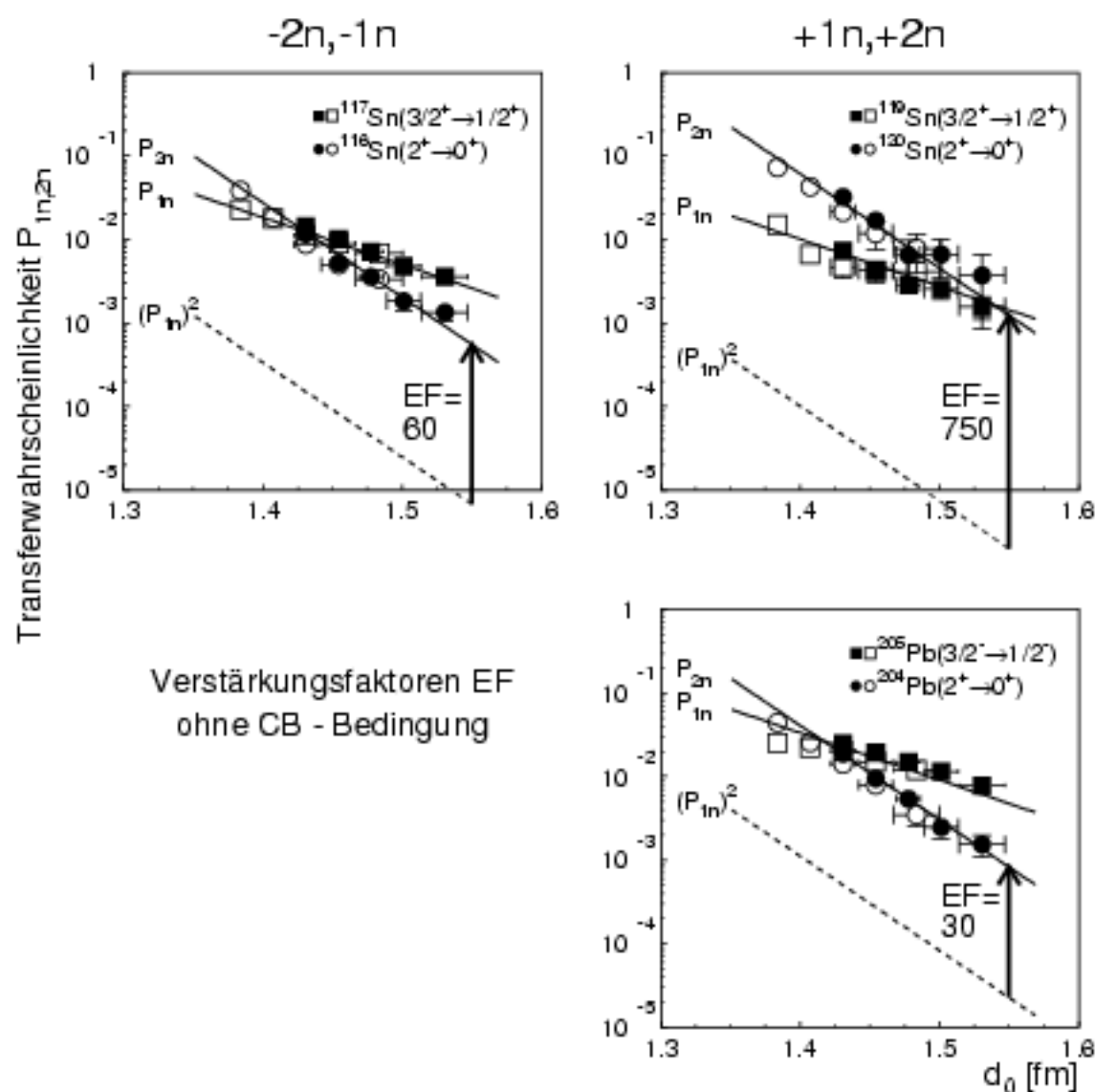


Abbildung 5.18: Vergleich der makroskopischen Ein- und Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeit (ohne CB-Filter), in der linken Spalte für die Stripping Reaktionen (-1n, -2n) identifiziert durch $^{117,116}\text{Sn}$ und in der rechten Spalte für die Pickup Reaktionen identifiziert durch $^{119,120}\text{Sn}$ und $^{205,204}\text{Pb}$. Der Verstärkungsfaktor EF ergibt sich aus der parallelen Verschiebung der Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeit gegenüber dem Quadrat der Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeit.

Makroskopische Definition der Verstärkung

Wie aus Abb.5.18 hervorgeht, ergeben sich aus den *makroskopischen* 1n- und 2n-Transferwahrscheinlichkeiten Verstärkungen für die Pickup Reaktion von $EF=750$ und $EF=30$ und für die Stripping Reaktion von $EF=60$.

Wie in Kap.5.4.1 diskutiert enthalten die makroskopischen Transferwahrscheinlichkeiten eine Vielzahl von Kopplungsmöglichkeiten zwischen den Zuständen der Partnerisotope des Sn und Pb und außerdem „feeding“ aus dem Transfer in höher liegende Zustände. Aus diesem Grund ist eine Interpretation der Verstärkungsfaktoren im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen nicht *unmittelbar* möglich, sondern z.B. nur durch in Modellen berechnete Kopplungsstärken der auftretenden Kopplungen, und deren Summierung, wie dies in Referenz [kün90] durchgeführt wurde.

Mikroskopische Definition der Verstärkung

Durch die CB-Filterbedingung $Mult(CB)=0$ wird das „feeding“ aus dem Transfer in höher liegende Zustände eliminiert und die Kopplungsmöglichkeiten im Idealfall auf eine einzige, und zwar die Kopplung mit dem Grundzustand des Partnerkerns, eingeschränkt.

Für die aus den unter der CB-Filterbedingung ermittelten 1n- und 2n-Transferwahrscheinlichkeiten ergeben sich nach Abb.5.19 Verstärkungen für die Pickup Reaktion von $EF=900$ und $EF=20$ und für die Stripping Reaktion von $EF=900$.

Einzig die Verstärkung aus dem Vergleich der 2n-Transferwahrscheinlichkeit, die zum $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{116}Sn führt, mit dem Quadrat der 1n-Transferwahrscheinlichkeit, die zum $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergang in ^{117}Sn führt, erlaubt eine eindeutige Interpretation. Denn nur in diesem Fall enthält die 1n-Transferwahrscheinlichkeit ausschließlich als einzige Kopplung die Kopplung mit dem Grundzustand $1/2^-$ des Partnerkerns ^{207}Pb .

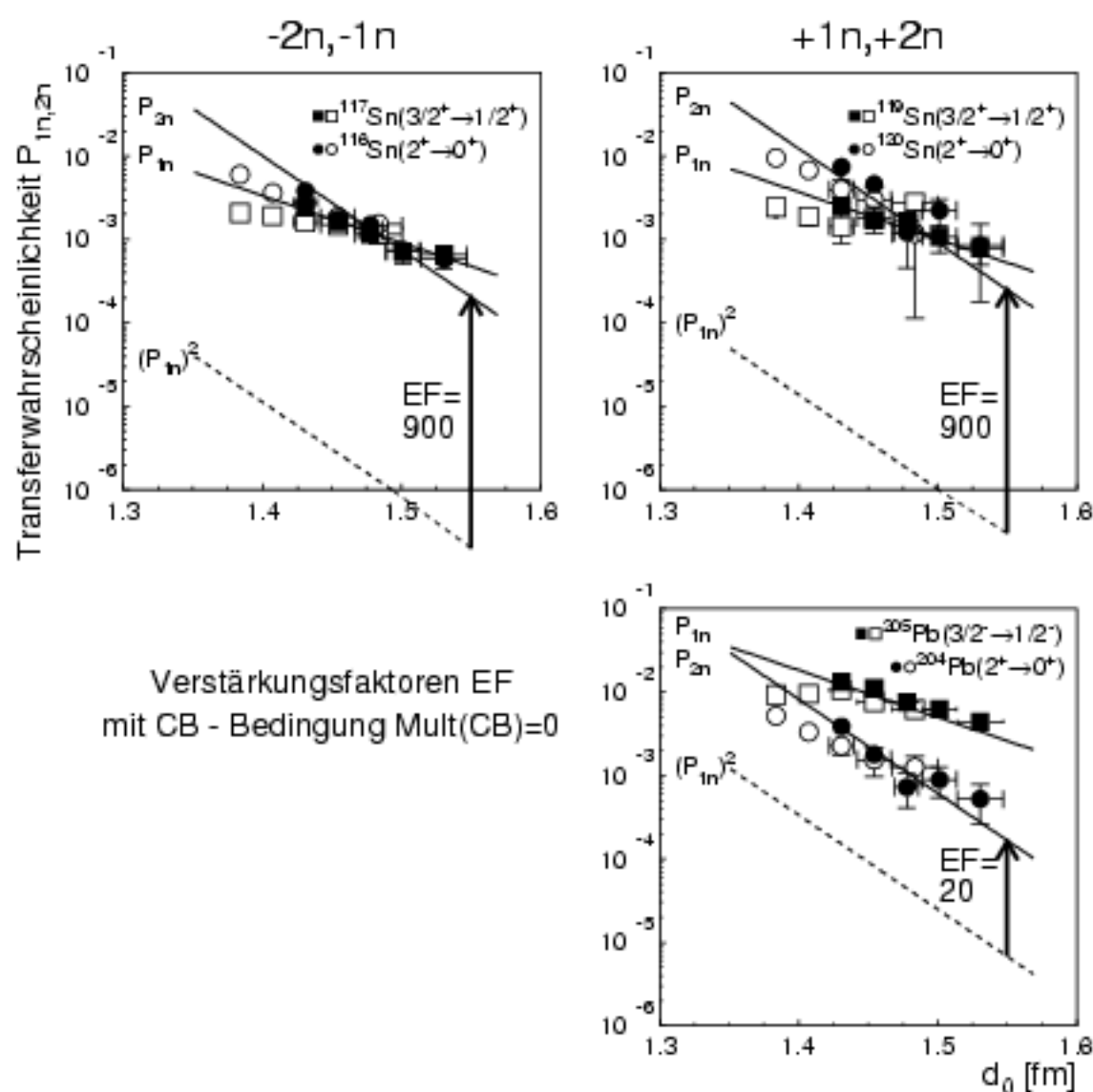


Abbildung 5.19: Vergleich der mikroskopischen Ein- und Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeit, d.h. unter der Filterbedingung $\text{Mult}(CB)=0$ zur Selektion superkalter Reaktionen. Die Art der Darstellung ist wie in Abb.5.18.

Somit entspricht das Quadrat dieser 1n-Transferwahrscheinlichkeit der Erwartung des 2n-Transfers zwischen zwei nicht-superfluiden Kernen, deren Zustände keiner Konfigurationsmischung unterliegen. Dementgegen entspricht die gemessene 2n-Transferwahrscheinlichkeit dem 2n-Transfer zwischen zwei superfluiden Zuständen, die einer Konfigurationsmischung unterliegen (vgl. Abb.5.20).

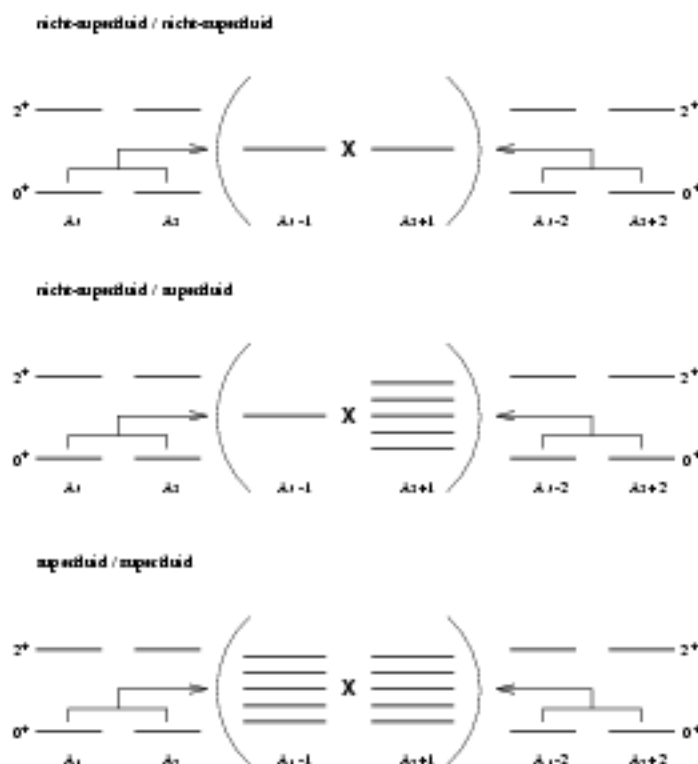


Abbildung 5.20: Schematische Darstellung zur Veranschaulichung von unterschiedlichen Transfermechanismen beim 2n-Transfer zwischen superfluiden und nicht-superfluiden Zuständen. Links und rechts der Klammer sind jeweils die 0^+ - bzw. 2^+ -Zustände der beiden geraden Kerne dargestellt zwischen denen der Transfer stattfindet. Innerhalb der Klammer sind die Kopplungsmöglichkeiten der Einteilchenzustände der ungeraden Kerne dargestellt. Beim Transfer zwischen zwei nicht-superfluiden Kernen (oben) existiert nur eine einzige Kopplungsmöglichkeit, beim Transfer zwischen zwei superfluiden Kernen (unten) existieren Kopplungsmöglichkeiten zwischen allen Einteilchenzuständen, die zur Mischung der Zustände der superfluiden geraden Kerne beitragen.

Der Vergleich von Transfer zwischen zwei nicht-superfluiden Zuständen mit dem Transfer zwischen zwei superfluiden Zuständen entspricht exakt dem von Broglia et al. in dem vergleichbaren System $^{120}\text{Sn}+^{118}\text{Sn}$ berechneten Fall [bro78]. Diese Rechnung sagt Verstärkungen von $EF=10^2$ bis 10^3 voraus, die in dieser Arbeit gemessene Verstärkung ergibt $EF=900$.

Demnach läßt sich die Größenordnung der beobachteten Verstärkung durch die Konfigurationsmischung der untersten Zustände der gg-Kerne erklären. Aufgrund der Tatsache, daß es Paarungseffekte von Neutronen sind, die die Konfigurationsmischung bewirken, erscheint es gerechtfertigt, den Begriff des Neutronen-Paar Transfers zu verwenden. Die Paarung muß dabei nicht räumlich zu verstehen sein, sondern durch eine Phasenkorrelation im Konfigurationsraum. Dies hat durchaus seine Analogie bei der Supraleitung im Festkörper, bei denen die Paarung der Elektronen, ebenfalls über große räumliche Distanzen aufrecht erhalten bleibt.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde in der Reaktion ${}_{50}^{118}\text{Sn} \rightarrow {}_{82}^{206}\text{Pb}$, bei zwei Einschußenergien unterhalb der Coulombbarriere, multiple Coulombanregung und Neutronen-Transfer mit γ -spektroskopischen Methoden untersucht.

Das Experiment wurde im April 1996 am Linear-Beschleuniger der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt. Der Experimentaufbau bestand aus fünf Euroball-Cluster Detektoren und der Heidelberg-Darmstadt Kristallkugel zum Nachweis von γ -Quanten und einem Aufbau aus drei Parallelplattenzählern zum ortsempfindlichen Nachweis von rückgestreuten Sn-Ejektilen.

Die Untersuchungen wurden über den koinzidenten Nachweis eines rückgestreuten Sn-Ejektils mit mindestens einem γ -Quant in einem Euroball-Cluster Detektor durchgeführt. Unter der gerechtfertigten Annahme einer binären Reaktion, konnten die γ -Energien Dopplerkorrigiert werden und anhand charakteristischer γ -Übergänge die verschiedenen Reaktionskanäle in den hochaufgelösten γ -Meßspektren der Euroball-Cluster Detektoren identifiziert werden.

Beobachtet wurden γ -Übergänge nach mehrstufiger inelastischer Anregung sowohl in ${}_{50}^{118}\text{Sn}$ als auch in ${}_{82}^{206}\text{Pb}$, wobei in beiden Kernen jeweils der $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergang dominierend war. Außerdem konnten γ -Übergänge in den Reaktionsprodukten nach Ein- und Zwei-Neutronen Transfer in beide Richtungen identifiziert werden.

Aus den Intensitäten der beobachteten γ -Übergänge wurden mit Hilfe semiklassischer Methoden absolute Reaktionswahrscheinlichkeiten als Funktion des minimalen Abstandes, den die Kerne in der Reaktion einnehmen, ausgedrückt durch den Überlappparameter d_0 bestimmt. Die ermittelten Wahrscheinlichkeiten der γ -Übergänge nach multipler inelastischer Anregung in ${}_{50}^{118}\text{Sn}$ und ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ konnten durch eine Coulombanregungs-Rechnung im

Rahmen der Genauigkeit der zugrundeliegenden reduzierten Übergangsmatrixelemente reproduziert werden. Die ermittelten Wahrscheinlichkeiten für γ -Übergänge nach Ein- und Zwei-Neutronen Transfer wurden mit einem theoretischen Modell verglichen, in dem die Transferwahrscheinlichkeit durch den Überlapp der Kern-Wellenfunktionen beschrieben wird. Dabei zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung der theoretischen und gemessenen Zerfallskonstanten α mit der die Transferwahrscheinlichkeit als Funktion vom Überlappparameter d_0 , unabhängig von der Einschußenergie, exponentiell abfällt.

Die mit der Kristallkugel mit hoher Effizienz gemessene Verteilung der γ -Multiplizität und γ -Summenenergie ließ es zu, den größten Teil der beobachteten Transferreaktionen mit „kalt“ zu bezeichnen, d.h. Transferreaktionen verbunden mit geringer innerer Anregung der beteiligten Kerne. Über die Forderung nach einer von der Kristallkugel gemessenen γ -Multiplizität von $Mult(CB)=0$ konnten daraus unmittelbar Reaktionen zwischen sphärischen Kernen selektiert werden, die mit „superkalt“ bezeichnet werden können (ein vergleichbarer Ansatz bei deformierten Kernen findet sich bei Härtlein [här94]). Die unter dieser Bedingung ermittelten Transferwahrscheinlichkeiten beschreiben dann den *direkten* Transfer in wohldefinierte Zustände *beider* Reaktionsprodukte.

Zur Untersuchung von Neutronen-Paar Korrelationen wurden Verstärkungsfaktoren, EF , bestimmt, die sich aus dem Vergleich der Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeit mit dem Quadrat der Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeit ergeben. Unter dem Kristallkugel-Filter zur Selektion von „superkaltem“ Transfer konnte somit in der Reaktion $^{206}\text{Pb}+^{118}\text{Sn}\rightarrow^{208}\text{Pb}+^{116}\text{Sn}$ zum ersten Mal ein Verstärkungsfaktor gemessen werden, der sich auf wohldefinierte Zustände *beider* Reaktionsprodukte im Ein- und Zwei-Neutronen Transfer bezieht. Die gemessene Verstärkung beträgt $EF=900$ und ist unabhängig von den beiden Einschußenergien.

In Verbindung mit theoretischen Arbeiten [bro78], die im vergleichbaren System $^{122}\text{Sn}+^{120}\text{Sn}$ Verstärkungen zwischen 10^2 und 10^3 berechnen, kann demnach eine Verstärkung dieser Größenordnung auf die superfluiden Eigenschaften, d.h. auf die Konfigurationsmischung des 0^+ -Grundzustands bzw. des ersten angeregten 2^+ -Zustands zurückgeführt werden.

Durch die Tatsache, daß die Konfigurationsmischung durch Paarungskräfte verursacht wird, erscheint es gerechtfertigt in dem beobachteten Fall von einem Transfer von Neutronen-*Paaren* zu sprechen. Der Begriff *Paar* steht nicht ausschließlich für räumliche Korrelationen und so ist er auch hier als Phasenkorrelation der Einteilchen-Schalenzustände zu verstehen.

Literaturverzeichnis

- [ald75] K. Alder, A. Winther, „Electromagnetic Excitation“, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1975
- [ata77] M. Atac et al., Nucl. Instr. Meth. **140** (1977) 461
- [ata78] M. Atac and J. Urish, Nucl. Instr. Meth. **156** (1978) 163
- [ber87] A.M. van den Berg, K.E. Rehm, D.G. Kovar et al., Phys. Lett. **B 194** (1987) 334
- [boh75] A. Bohr, B.R. Mottelson, „Nuclear structure II“, W.A. Benjamin, Inc., 1975
- [boc93] R. Bock, G. Herrmann, G. Siegert, „Schwerionenforschung“, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1993
- [boe86] F.W.N. de Boer, H.J. Wollersheim, H. Emling et al., Z. Phys. **A 325** (1986) 457
- [bor75] T. Borello-Lewin, C.Q. Orsini, O. Dietzsch et al., Nucl. Phys. **A 249** (1975) 284
- [bro68] R.A. Broglia, C. Riedel, B. Sørensen et al., Nucl. Phys. **A 115** (1968) 273
- [bro78] R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landowne et al., Phys. Lett. **73B** (1978) 401
- [bro81] R.A. Broglia, G. Pollarolo and A. Winther, Nucl. Phys. **A 361** (1981) 307
- [bro91] R.A. Broglia and A. Winther, „Heavy Ion Reactions“, Lecture Notes (Addison Wiley Publ.Comp.) 1991
- [cli90] D.C. Cline, Nucl. Phys. **A 520** (1990) 493c
- [cor94] L. Corradi, A.M. Stefanini, D. Ackermann et al., Phys. Rev. **C 49** (1994) R 2875
- [cor96] L. Corradi, J.H. He, D. Ackermann et al., Phys. Rev. **C 54** (1996) 201
- [cor97] L. Corradi, A.M. Stefanini, J.H. He et al., Phys. Rev. **C 56** (1997) 938

- [cb86] V. Metag, D. Habs and D. Schwalm, Nucl. Part. Phys. **16** (1986) 213
- [dat90] VMEbus Specification, ANSI/IEEE STD 1014, VITA, 1990 und CAMAC Specification, Euratom-Report EUR-4100/4600, 1969 und Fastbus Specification, ANSI/IEEE STD 960, 1986
- [eb92] EUROBALL Proposal, ed. J. Gerl and R.M. Lieder, GSI Darmstadt, 1992
- [eb97] J. Simpson, Z. Phys. **A 358** (1997) 139
- [fun97] F. Funke, G. Wirth, J.V. Kratz et al., Z. Phys. **A 357** (1997) 303
- [gam88] GAMMASPHERE Proposal, ed. M.A. Deleplanque and R.M. Diamond, Lawrence Berkeley Laboratory, 1988
- [ger89] J. Gerl, W. Korten, W. Habs et al., Z. Phys. **A 334** (1989) 95
- [ger97] J. Gerl et al. for the EBGSI-Collaboration, GSI Scientific Rep. (1997) 26
- [här94] T. Härtlein, Dissertation, „Coulombanregung und Transfer mit deformierten Kernen“, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1994
- [hil96] H. Hilscher, „Kernphysik“, Vieweg, 1996, Kap.1.1
- [hof95] S. Hoffmann, Proceed.XV Nucl.Phys.Div.Conf of EPS, St.Petersburg (1995) 305, ed. Y. Oganessian, W. von Oertzen, R. Kalpakchieva
- [iac94] F. Iachello, Nucl. Phys. **A 570** (1994) 145c
- [iwe72] H. Iwe, R. Reif and C. Riedel, Nucl. Phys. **A 183** (1972) 105
- [jon81] N.G. Jonsson, A. Bäcklin, J. Kantele et al., Nucl. Phys. **A 371** (1981) 333
- [juu87] S. Juutinen, X.T. Liu, S. Soerensen et al., Phys. Lett. **B 192** (1987) 307
- [kas94] M. Kaspar, Diplomarbeit, „Musterverarbeitung kernphysikalischer Meßdaten mit künstlichen neuronalen Netzen“, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, 1994
- [ker91] W.J. Kernan et al., Nucl. Phys. **A 524** (1991) 344
- [kno89] G.F. Knoll, „Radiation Detection and Measurement“, John Wiley & Sons, Inc., 1989
- [krö96a] T. Kröll, Dissertation, „Untersuchung von kollektiven Zuständen in ^{232}Th mit dem 4π γ -Spektrometer GASP“, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, 1996

- [krö96b] T. Kröll, I. Peter, Th.W. Elze et al., Nucl. Instr. Meth. **A 371** (1996) 489
- [kün90] R. Künkel, W. von Oertzen, H.G. Bohlen et al., Z. Phys. **A 336** (1990) 71
- [lan75] W.A. Lanford, Phys. Rev. **C 11** (1975) 815
- [led78] C.M. Lederer, V.S. Shirley, „Table of Isotopes“, John Wiley & Sons, Inc., 1978
- [lel78] A. Lell, Diplomarbeit, Sektion Physik, Universität München, 1978
- [leo94] W.R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, Springer-Verlag, 1994
- [mku92] T. Mayer-Kuckuk, „Kernphysik“, Teubner, 1992, Kap.4.7, Kap.3.5
- [mot58] B.R. Mottelson, A. Bohr and D. Pines, Phys. Rev. **110** (1958) 936
- [ndt70] L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, Nuclear Data Tables **A7,233** (1970)
- [nds95] Nuclear Data Sheets **75,99** (1995) und Nuclear Data Sheets **61,93** (1990)
- [pet94] I. Peter, Diplomarbeit, „Analyse von digitalisierten Germanium-Detektorsignalen“, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, 1994
- [pyr94] K. Vetter, Th.W. Elze, M.Kaspar et al., Nucl. Instr. Meth. **A 344** (1994) 607
- [reh90] K.E. Rehm, C. Beck, A. van den Berg et al., Phys. Rev. **C 42** (1990) 2497
- [reh93] K.E. Rehm, B.G. Glagola, W. Kutschera et al., Phys. Rev. **C 47** (1993) 2731
- [san97] S.J. Sanders, A.K. Dummer, K.A. Farrar et al., Phys. Rev. **C 55** (1997) 2541
- [sch82] R. Schmid-Fabian, Diplomarbeit, „Entwicklung eines 4π -Zählers aus ortsempfindlichen Parallelplattenzählern mit guter Zeitauflösung für schwere Ionen“, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, 1982
- [sch86] H.U. Schmidt, „Meßelektronik in der Kernphysik“, Teubner, 1986
- [sie82] H. Siekman, B. Gebauer, H.G. Kluge et al., Z. Phys. **A 307** (1982) 113
- [spe91] J. Speer, W. von Oertzen et al., Phys. Lett. **B 259** (1991) 422
- [spe90] J. Speer, Dissertation, „Transferreaktionen im System $^{144}\text{Sm} + ^{208}\text{Pb}$ an der Coulombbarriere“, Freie Universität Berlin, 1990
- [tak83] M. Takahashi, T. Murakami, S. Morita et al., Phys. Rev. **C 27** (1983) 1454

- [vet94] K. Vetter, Dissertation, „Untersuchung von Mehrnukleonen-Transferreaktionen mit γ -spektroskopischen Methoden“, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, 1994
- [voe87] W. von Oertzen, H.G. Bohlen, B.Gebauer et al., *Z. Phys. A* **326** (1987) 463
- [voe91a] W. von Oertzen, in „Nuclear Collisions from the Mean Field into the Fragmentation Regime“, Varenna Course CXII, 1991 ed. C. Détraz and P. Kienle. Soc. Italiana di Fisica, Bologna, p. 459
- [voe91b] W. von Oertzen, *Phys. Rev. C* **43** (1991) R 1522
- [voe98] W. von Oertzen, „Cold multinucleon transfer and synthesis of new elements“, Reports of the Hahn-Meitner-Institut Berlin (1998) HMI-B556
- [wap93] G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* **565** (1993) 66
- [wei81] R.C. Weiss, R.E. Anderson, J.J. Kraushaar et al., *Nucl. Phys. A* **355** (1981) 45
- [wir91] G. Wirth, W. Brüche, Fan Wo et al., *Phys. Lett. B* **177** (1991) 282
- [wol93] H.J. Wollersheim, Habilitationsschrift, „Kernstruktur schnell rotierender Atomkerne“, GSI Scientific Report (1993) GSI-93-22
- [wu90] C.Y. Wu, W. von Oertzen, D. Cline and M.W. Guidry, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **40** (1990) 285

Danksagung

Ohne die Mithilfe vieler Personen wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. So hatte Prof. von Oertzen die Idee zu dem Experiment, zumindest in ihren Grundzügen, wahrscheinlich schon, bevor ich überhaupt meine erste Physik-Stunde in der Schule erlebte. Der etwa einjährige aufwendige Aufbau des Experiments bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, war nur im Rahmen einer europäischen Kollaboration möglich und wurde dann auch anschließend in einer Serie von verschiedenen Experimenten genutzt. Bei dem für die vorliegende Arbeit durchgeführten achttägigen Experiment vom 10.-17. April 1996, war die Teilnahme anderer Personen essentiell, denn 8x24 Stunden ohne Schlaf, das schafft auch der widerstandsfähigste Doktorand nicht! Bei all denen, die mir direkt und indirekt geholfen haben, möchte ich mich an dieser Stelle bedanken.

Namentlich möchte ich mich an erster Stelle bei Herrn Prof. W. von Oertzen für die Themenstellung und die von Anfang an, trotz der räumlichen Entfernung zwischen Berlin und Darmstadt, ausgezeichnete Betreuung, ganz herzlich bedanken. Viele intensive, oft zeitlich unbegrenzte Diskussionen waren für mich von unschätzbarem Wert.

Weiter gilt mein Dank allen derzeitigen und ehemaligen Mitgliedern der Euroball-Gruppe bei der GSI-Darmstadt, wo ich meine hauptsächliche Zeit verbracht habe. Herrn Dr. J. Gerl danke ich für die schon während meiner Diplomarbeit bewährte Betreuung meiner Arbeit „vor Ort“ und für die erfolgreiche Leitung der gesamten Euroball-Meßkampagne. Herrn Dr. H. J. Wollersheim danke ich ebenfalls für die Betreuung meiner Arbeit und besonders für die maßgebliche Mithilfe beim Aufbau der Teilchenzähler, die sich vorher in einem bemitleidenswerten Zustand befanden. Meinem Zimmerkollegen und „Mitleidensgenossen“ Herrn M. Kaspar kann ich gar nicht genug danken, deswegen sei hier stellvertretend nur die Hilfe bei der Bewältigung von Alltagsproblemen genannt, die wie gesagt alltäglich auftreten, über die zu reden, aber vielleicht schon Minuten später nicht mehr lohnt. Den anderen Mitgliedern, Frau S. Wan und die Herren Dr. C. Schlegel, M. Rejmund, H. Schaffner und A. Kleinböhl, und den „Ehemaligen“, die Herren Dr. T. Kröll und Dr. K. Vetter, möchte ich für Hilfestellungen aller Art und die gute Arbeitsatmosphäre bei der GSI danken. Herrn Prof. Th. W. Elze danke ich, daß nach der Betreuung meiner Diplomarbeit sein Interesse an meiner weiteren Arbeit bestehen blieb und er weiterhin für hilfreiche Diskussionen zur Verfügung stand.

Aus der Arbeitsgruppe am Hahn-Meitner-Institut Berlin möchte ich den Herren Dr. H. G. Bohlen, Dr. B. Gebauer und S. Thummerer für ihren unverzichtbaren Einsatz

bei der Durchführung des Experiments, für das Interesse an meiner Arbeit und die immerwährende Bereitschaft, sie durch Diskussionen weiter voran zu bringen, danken. Herrn C. Schulz danke ich für die Opferung eines Wochenendes zum Durchlesen der kompletten Arbeit.

Der allergrößte Dank allerdings gilt, ungeachtet der vielfältigen Hilfe anderer Personen, meinen Eltern. Sie geben mir immer das Gefühl, mich bedingungslos zu unterstützen. Dafür bin ich unendlich dankbar, denn nur das gab mir die eigentliche Kraft für diese Arbeit.

Neben dem Dank an alle, die direkt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich auch bei denjenigen bedanken, denen es während dieser Zeit gelungen ist, mich davon abzulenken.

Auch an dieser Stelle möchte ich nochmals Herrn Prof. von Oertzen und dazu seiner Frau ausdrücklich danken, die mir durch anregende „nicht physikalische“ Gespräche und kulturelle Unternehmungen ganz neue Gedankengänge vermittelt und somit mein Leben bereichert haben. Unvergessen werden mir so bleiben: Rilke („Wirf aus deinen Armen die Leere...“), Edith Piaf („Mon dieu, encore un peu...“) und 25 lange Kilometer durch Berlin. E sicuramente, non dimenticherò mai quella settimana in aprile di quest'anno che ho passato da loro a Padova. Che piacere! Tante grazie!

Dann möchte ich meinem Freund Stefan Stohl danken, der mir durch seine „Laienfragen“ (der Begriff Laie ist hier maßlos untertrieben) ganz neue Blickwinkel auf die Naturwissenschaft verschafft und der mir wiederum, durch die Beantwortung meiner Laienfragen (in diesem Fall ist der Begriff Laie voll und ganz gerechtfertigt), immer wieder die Begeisterung für andere Gebiete weckt. Denn, wer kann angesichts von „La Rotonda“ noch allen Ernstes an Atomkerne denken? Oder in Santa Maria sopra Minerva...

Enfin j'aimerais remercier Thierry Moune qui fut mon correspondant scolaire il y a 17 ans et qui est en suite devenu un vrai ami. Même si on ne peut pas se voir très souvent, cette amitié reste!

Zu guter Letzt danke ich den Wellen im Atlantik, den Bergen der Pyrenäen, Sibelius, den roten Trauben aus den colli euganei, den weißen von Jurançon, den gelben Bällen auf rotem Sand, dem Schinken aus Parma, dem weißen Marmor von Carrara und natürlich den Herren Uderzo und Gosciny...

Vielen Dank, beim Teutates!

Lebenslauf

Name: PETER
Vorname: Ingo
Wohnort: 65824 Schwalbach
Straße: Fasanenweg 35
Geburtsdatum: 06.03.1969
Geburtsort: Frankfurt am Main
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Schulbildung: 1975-1979 Grundschule
Geschwister-Scholl-Schule, Schwalbach

1979-1988 Gymnasialzweig
Altkönigschule, Kronberg

Abschluß: Abitur

Grundwehrdienst: 1988-1989 Panzeraufklärungsbataillon 5, Sontra

Studium: 1989-1995 Physik
Johann Wolfgang Goethe-Universität,
Frankfurt am Main

Titel der Diplomarbeit: „Analyse von digitalisierten Germanium-Detektorsignalen“

Abschluß: Diplom

seit 1995 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
Freie Universität Berlin, Fachbereich Physik
und Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt

