

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-Istope 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.

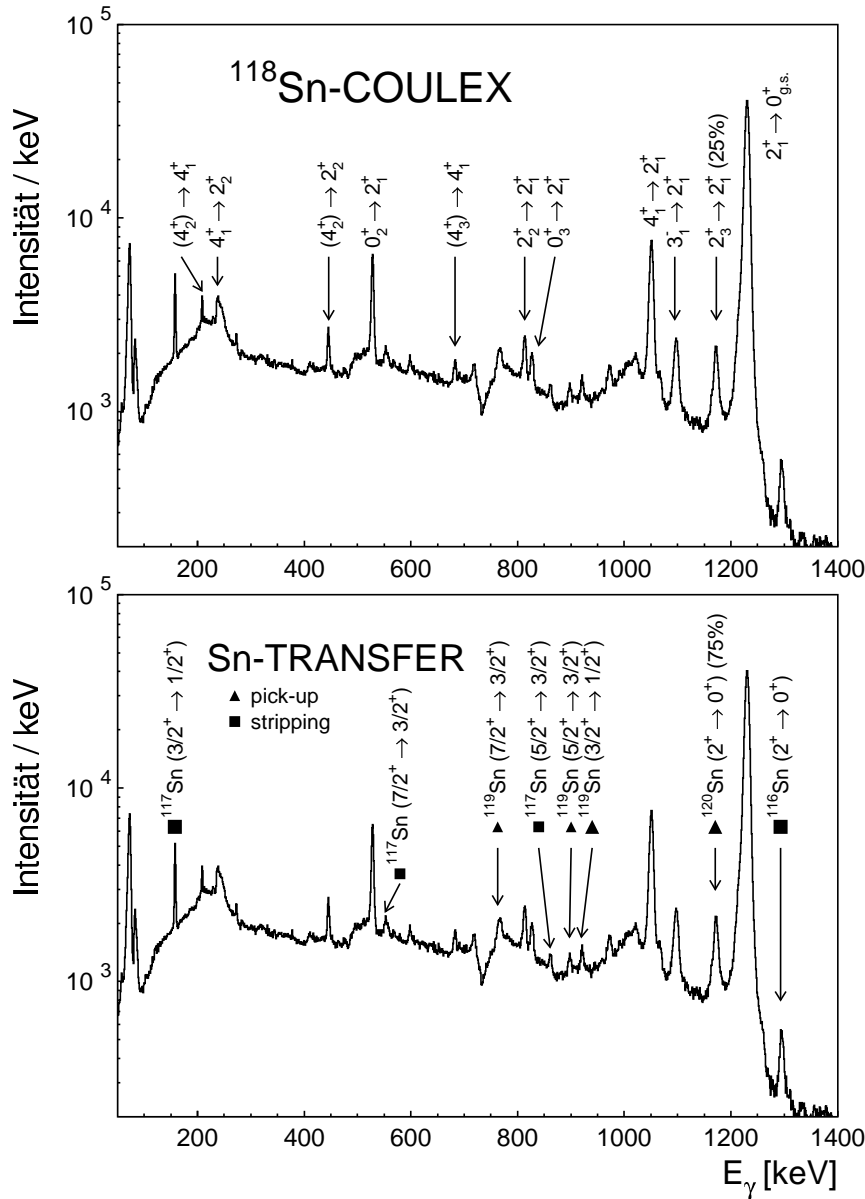


Abbildung 5.1: EB γ -Spektrum nach Dopplerkorrektur auf gestreute Sn-Kerne bei der Einschussenergie $E_{lab}=606\text{MeV}$ (der Übersichtlichkeit halber zweimal abgebildet). Oben sind Übergänge nach Coulombanregung gekennzeichnet, unten Übergänge in Kernen nach Transferreaktionen. Das Spektrum bei der 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 $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergang in ^{206}Pb verursacht wird.

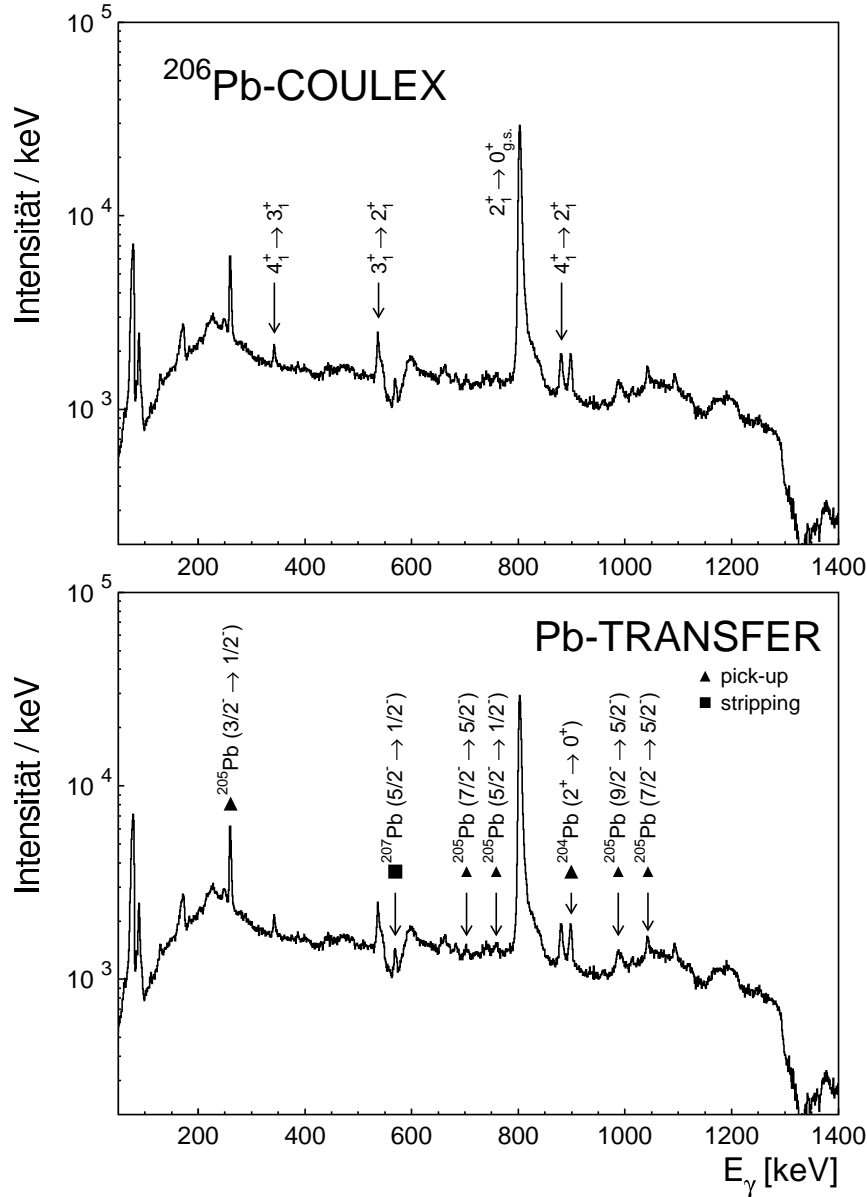


Abbildung 5.2: Die gleichen Daten wie in Abb.5.1 aber nach Dopplerkorrektur auf Pb-Rückstoßkerne. Oben sind Übergänge nach Coulombanregung gekennzeichnet, unten Übergänge in Kernen nach Transferreaktionen. Die Einschnitte bei 500keV,1100keV und 1300keV sind nicht physikalischer Natur, sondern entstehen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

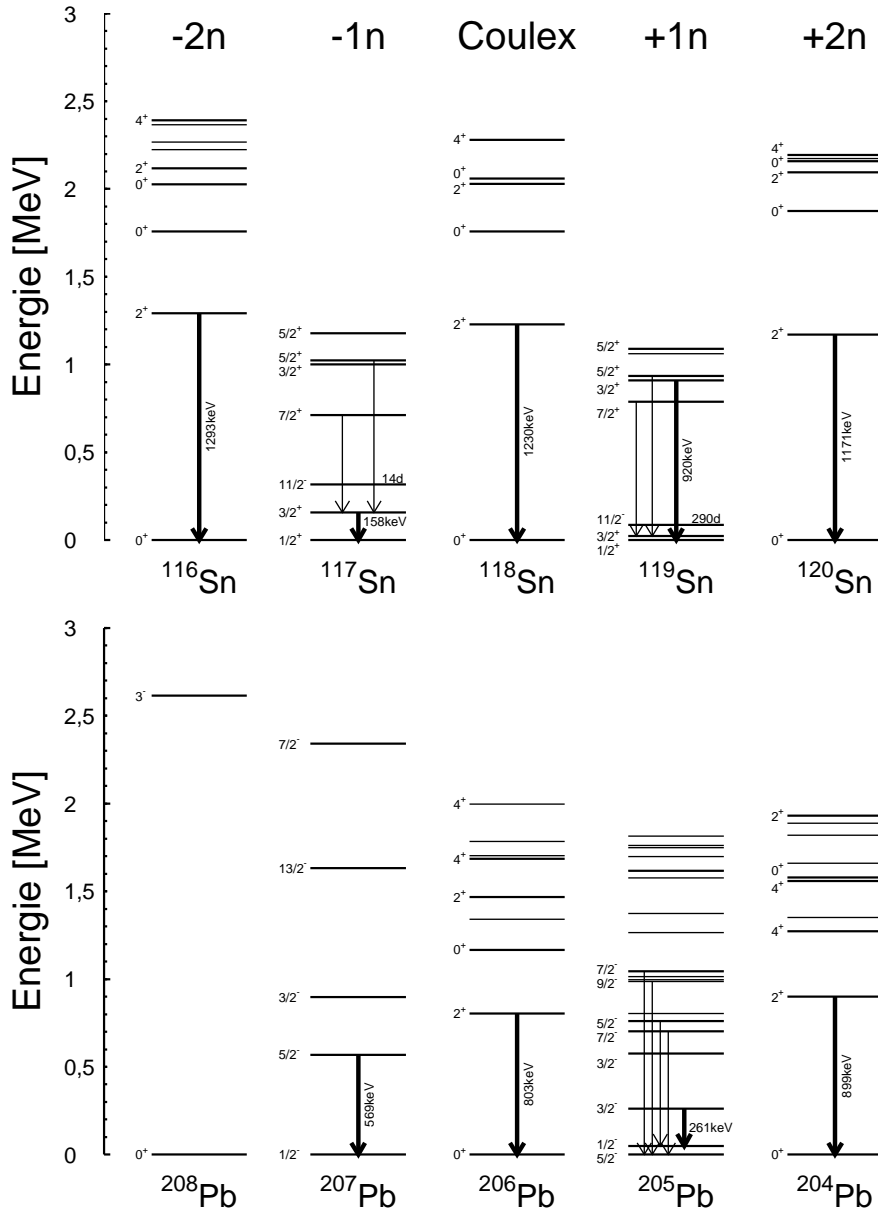


Abbildung 5.3: Termschemata der untersuchten Sn- und Pb-Isotope. Die Pfeile kennzeichnen γ -Übergänge, die in den in Abb.5.1 und Abb.5.2 gezeigten EB γ -Spektren identifiziert wurden. Die mit dicken Pfeilen gekennzeichneten Übergänge sind die stärksten beobachteten Übergänge und wurden zur Bestimmung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

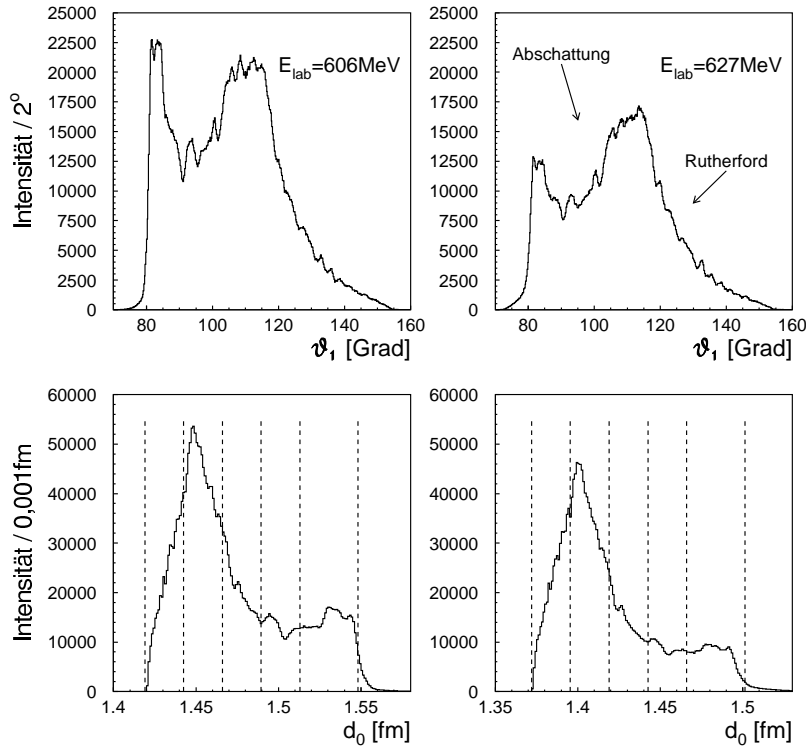


Abbildung 5.4: Mit den PPACs für beide Einschußenergien ermittelte Verteilung des Streuwinkels ϑ_1 und Überlappparameters d_0 . Die Streuwinkelverteilung wird vom Rutherford-Wirkungsquerschnitt und der Targetabschattung dominiert. In den d_0 -Verteilungen sind die Schnitte eingezeichnet, innerhalb derer 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 $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -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 $E_{lab}=627\text{MeV}$.

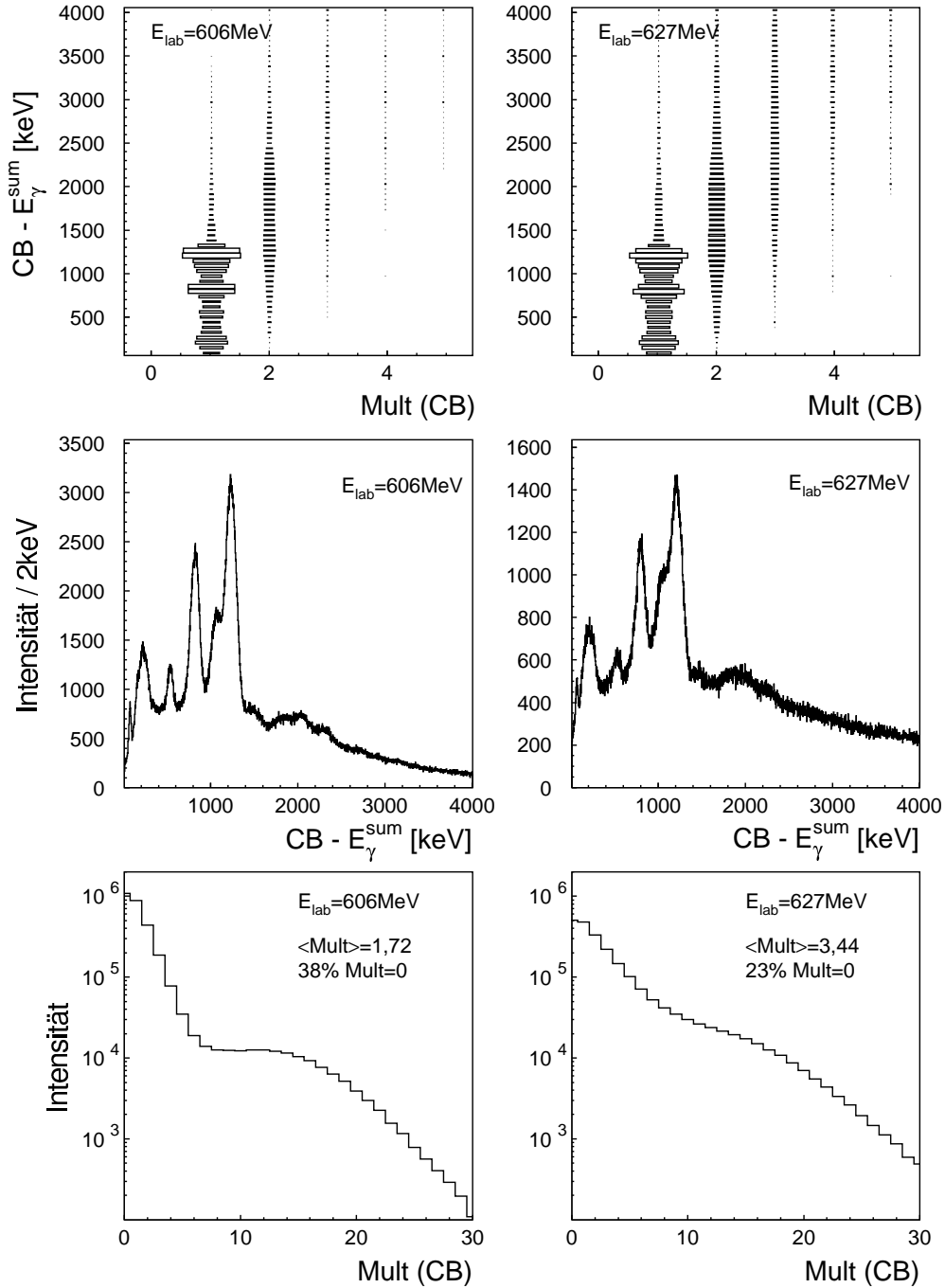


Abbildung 5.5: Die mit der CB gemessenen Verteilungen von γ -Multiplizität und γ -Summenenergie. Oben ist die Summenenergie zweidimensional gegen die Multiplizität aufgetragen, darunter jeweils die Projektionen auf beide Achsen. In der linken Spalte sind die Spektren für die Einschußenergie von $E_{lab}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

Transferreaktionen dieser Art können als „superkalte“ Reaktionen bezeichnet werden. In Anlogie zur Supraleitung im Festkörper dürfen unter dieser Bedingung größere Paar-Korrelationen erwartet werden. Außerdem kann dadurch das „feeding“, die Bevölkung 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 Bevölkung 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 $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -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.

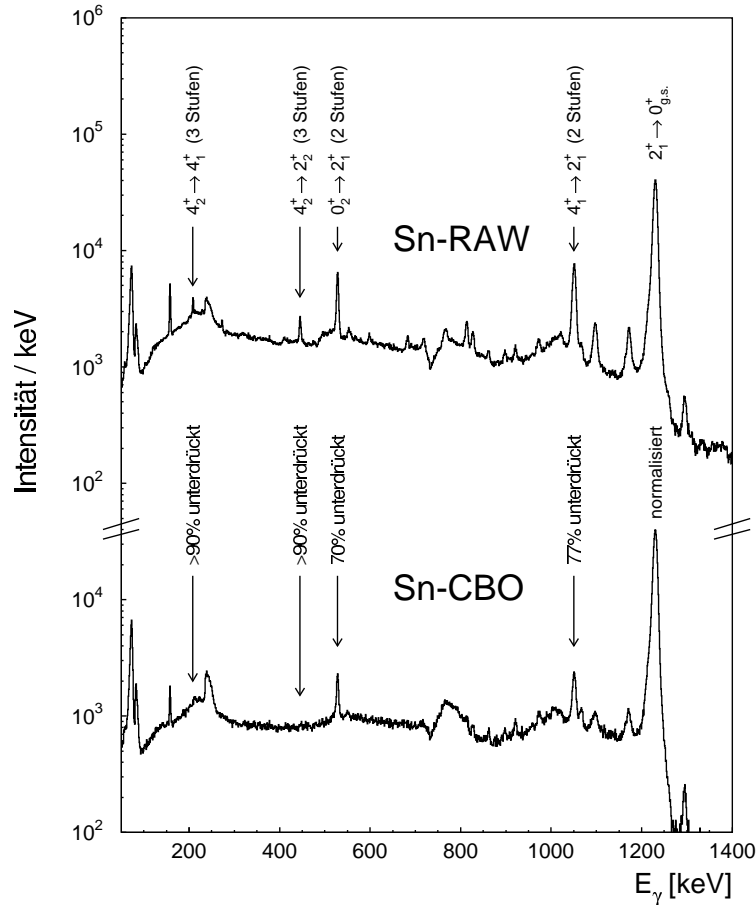


Abbildung 5.6: EB γ -Spektren, Dopplerkorrigiert auf Sn-Rückstoßkerne. Das obere Spektrum ist ohne Filter der Kristallkugel (CB) erzeugt, das untere Spektrum unter der Bedingung, daß die von der CB gemessene γ -Multiplizität $Mult(CB)=0$ war. Das untere Spektrum ist auf den $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang 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.

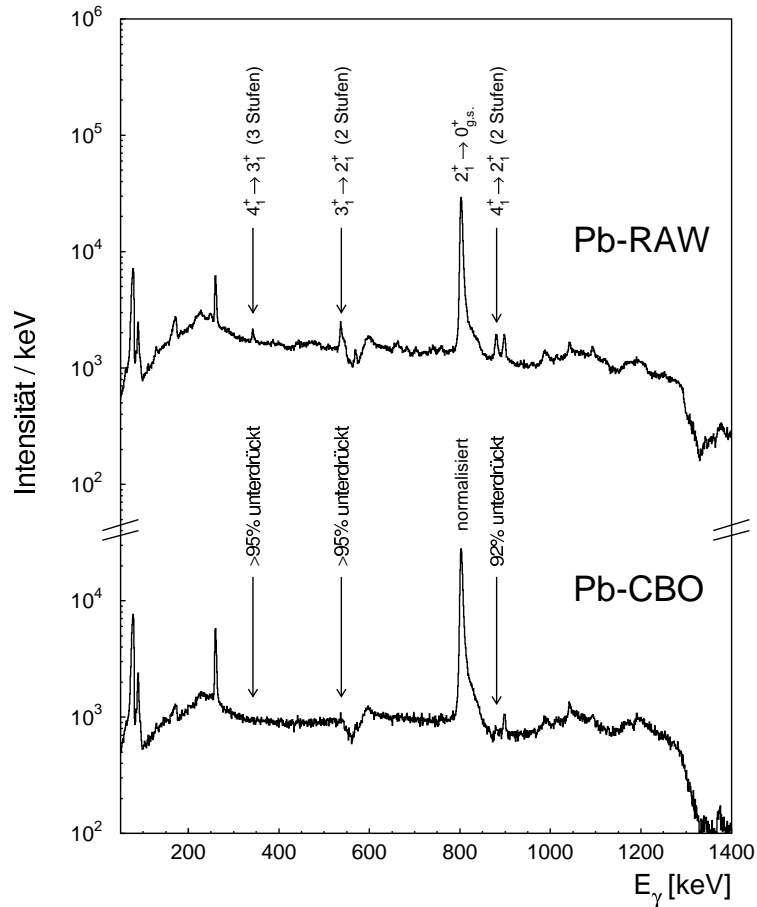


Abbildung 5.7: Dieselbe Darstellung wie in Abb.5.7 mit dem Unterschied, daß die EB γ -Spektren auf Pb-Rückstoßkerne Dopplerkorrigiert sind.

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 ^{206}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:

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

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 ϵ_{2+}^{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 -Effizienzrechnung 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 [lel78], 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).

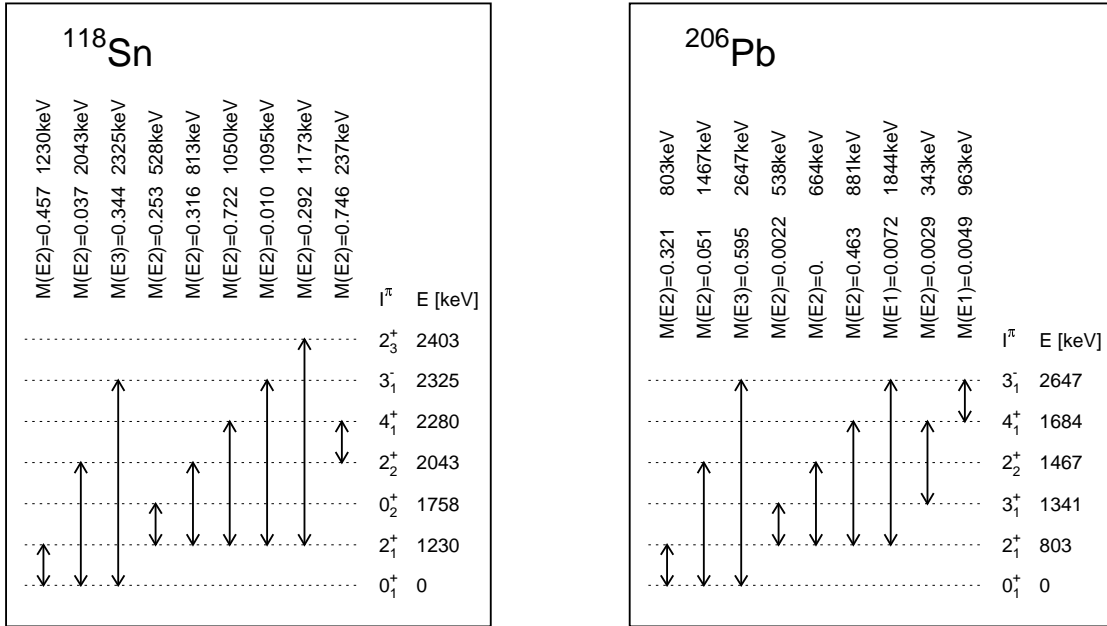


Abbildung 5.8: In der Coulombanregungs-Rechnung für ^{118}Sn und ^{206}Pb jeweils berücksichtigte Zustände und reduzierte Übergangsmatrixelemente in $\sqrt{e^2 b^l}$.

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 $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -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.

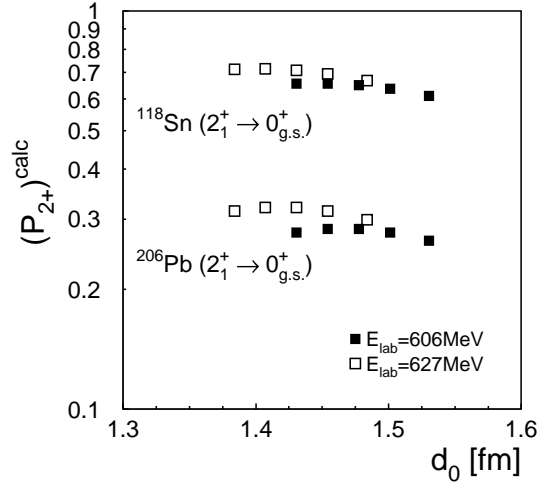


Abbildung 5.9: Berechnete absolute Wahrscheinlichkeiten der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge in ^{118}Sn bzw. in ^{206}Pb . Diese Wahrscheinlichkeiten wurden zur experimentellen Bestimmung von Reaktionswahrscheinlichkeiten herangezogen.

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:

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

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]	$E_{lab}=606\text{MeV}$					$E_{lab}=627\text{MeV}$				
	1,531	1,501	1,478	1,454	1,431	1,484	1,454	1,431	1,407	1,384
$\sigma_{2^+}^{Sn}/\sigma_{2^+}^{Pb}$										
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%).

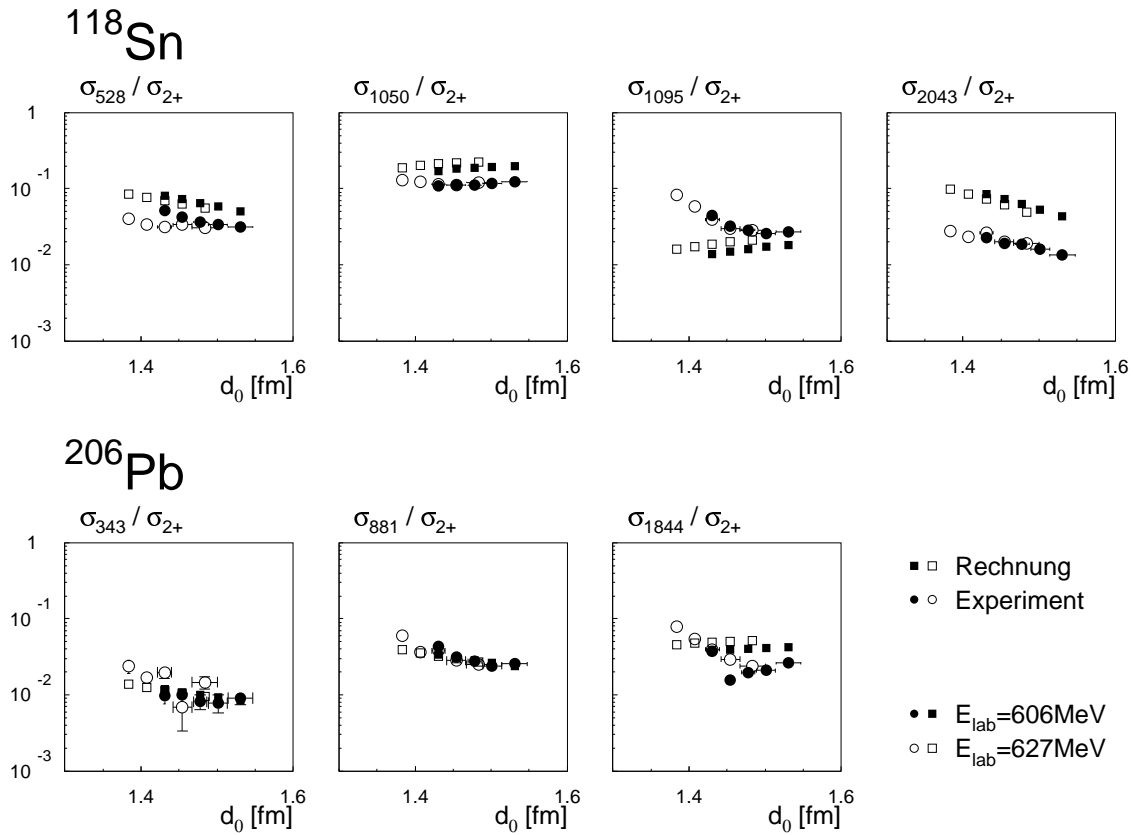


Abbildung 5.10: Vergleich der Coulombanregungs-Rechnung mit experimentellen Daten. Gezeigt sind, als Funktion des Kern-Kern Abstands d_0 , relative Intensitäten von γ -Übergängen σ_γ jeweils bezogen auf die Intensität des $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ -Übergangs σ_{2+} , sowohl für ^{118}Sn als auch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

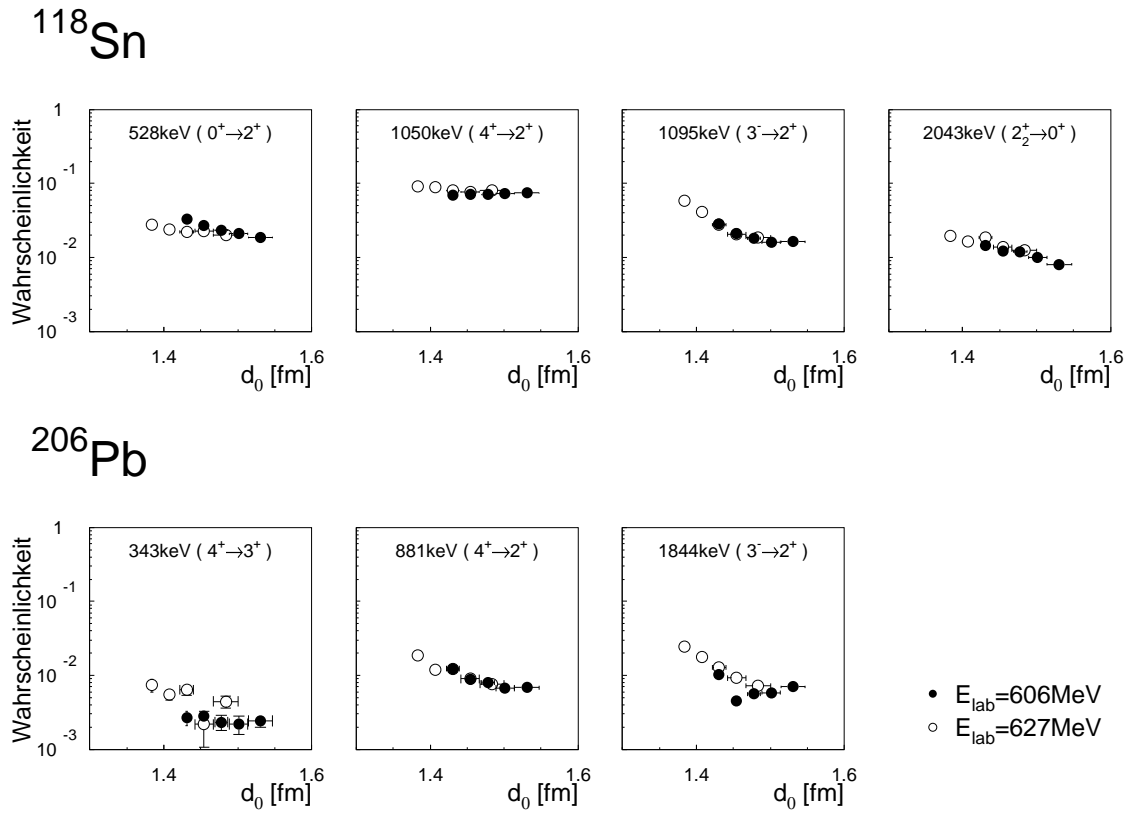


Abbildung 5.11: Absolute gemessene Wahrscheinlichkeiten der γ -Übergänge nach inelastischer Anregung.

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 unbekanntenen 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 ^{206}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.

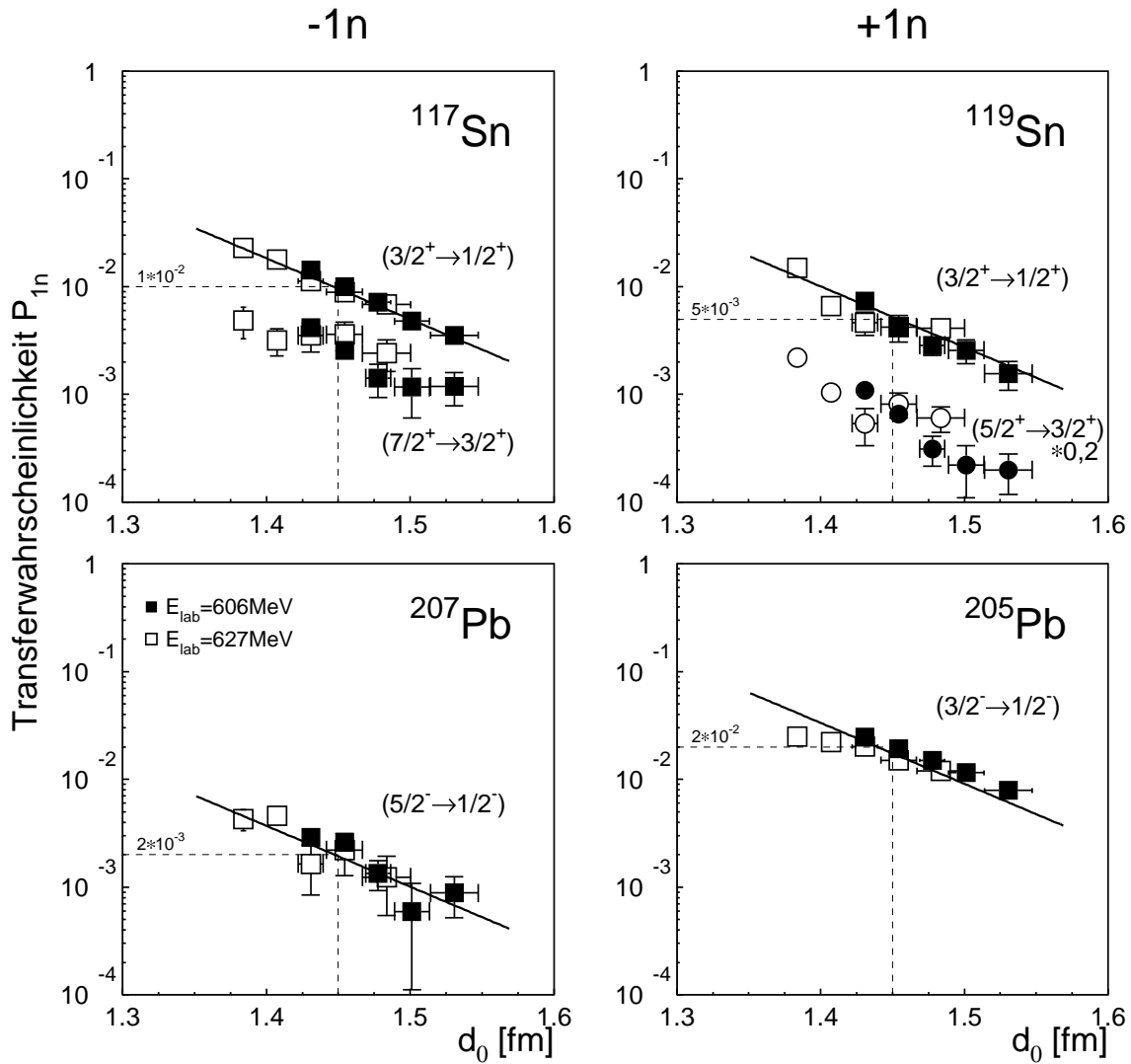


Abbildung 5.12: Gemessene Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeiten als Funktion des Kern-Kern Abstands d_0 . Geschlossene Datenpunkte ergeben sich bei der Einschussenergie von $E_{lab}=606\text{MeV}$, offene Datenpunkte bei $E_{lab}=627\text{MeV}$. In der linken Spalte sind die Transferwahrscheinlichkeiten 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).

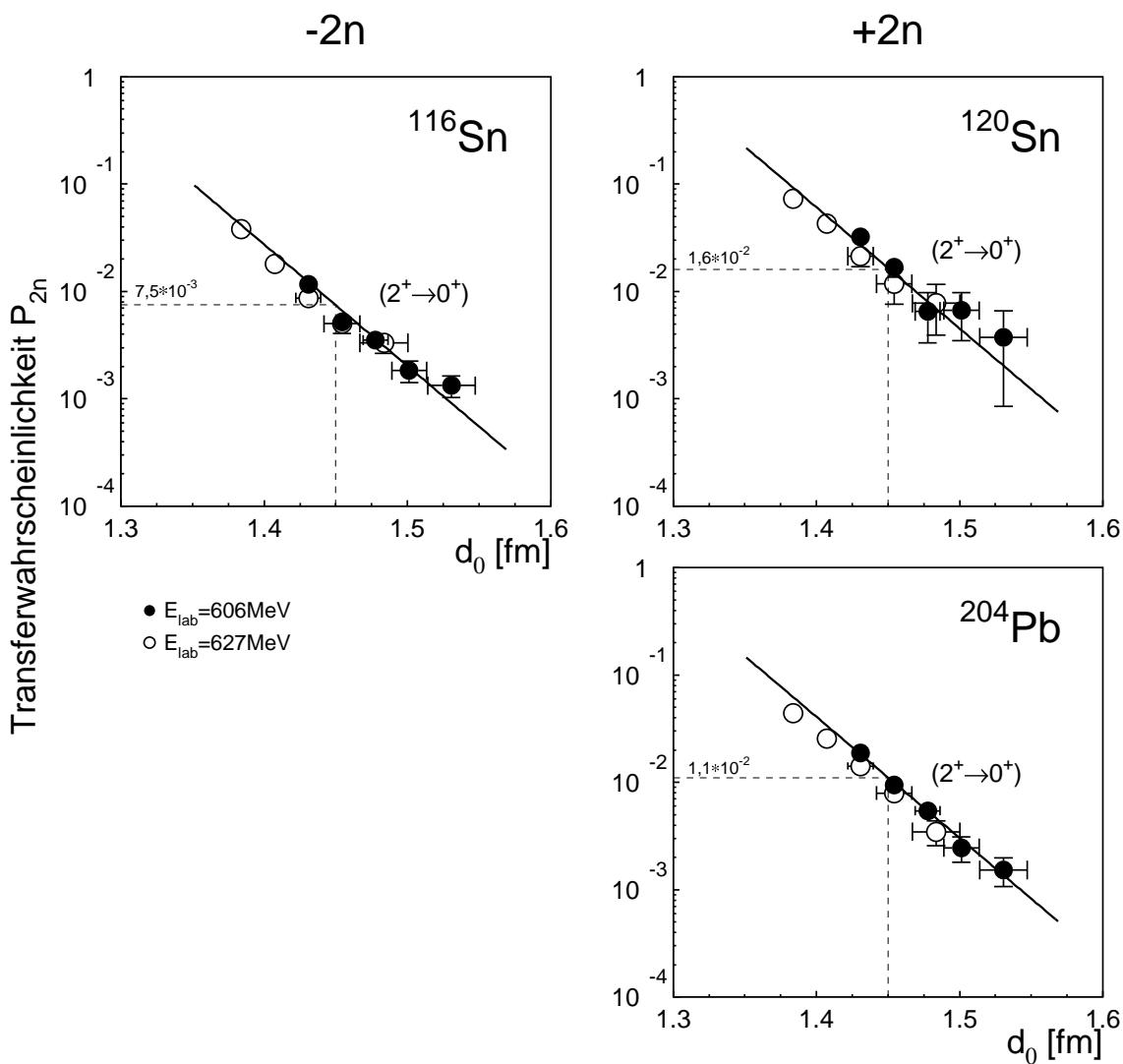


Abbildung 5.13: Gemessene Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeiten als Funktion des Kern-Kern Abstands d_0 . Die Art der Darstellung ist analog zu der in Abb.5.12. Der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{120}Sn liegt bei 1171keV war vom $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ -Übergang in ^{118}Sn bei 1173keV 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.

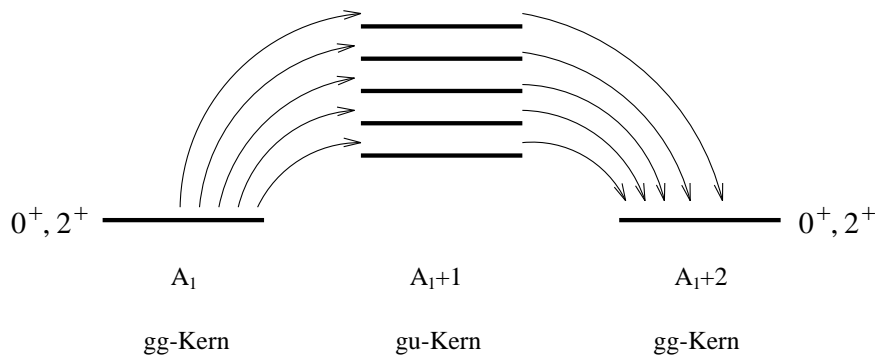


Abbildung 5.14: Schematische Darstellung der möglichen „Wege“ eines Zwei-Neutronen Transfers zwischen zwei superfluiden Zuständen, die sich aufgrund der Konfigurationsmischung ergeben.

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.

Transfer

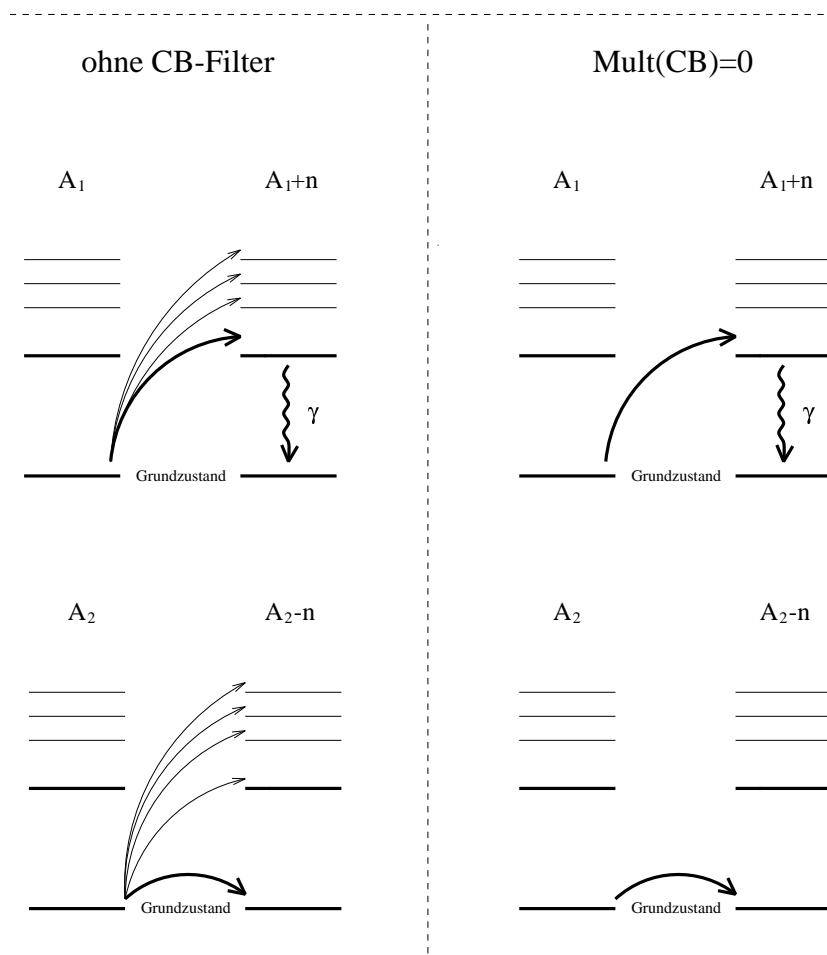


Abbildung 5.15: Kopplungsmöglichkeiten zwischen Zuständen bei einer Transferreaktion $A_1 + A_2 \rightarrow (A_1+n) + (A_2-n)$, die zu einem speziellen γ -Übergang führt, links ohne CB-Bedingung, rechts unter der CB-Bedingung $Multi(CB)=0$.

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).

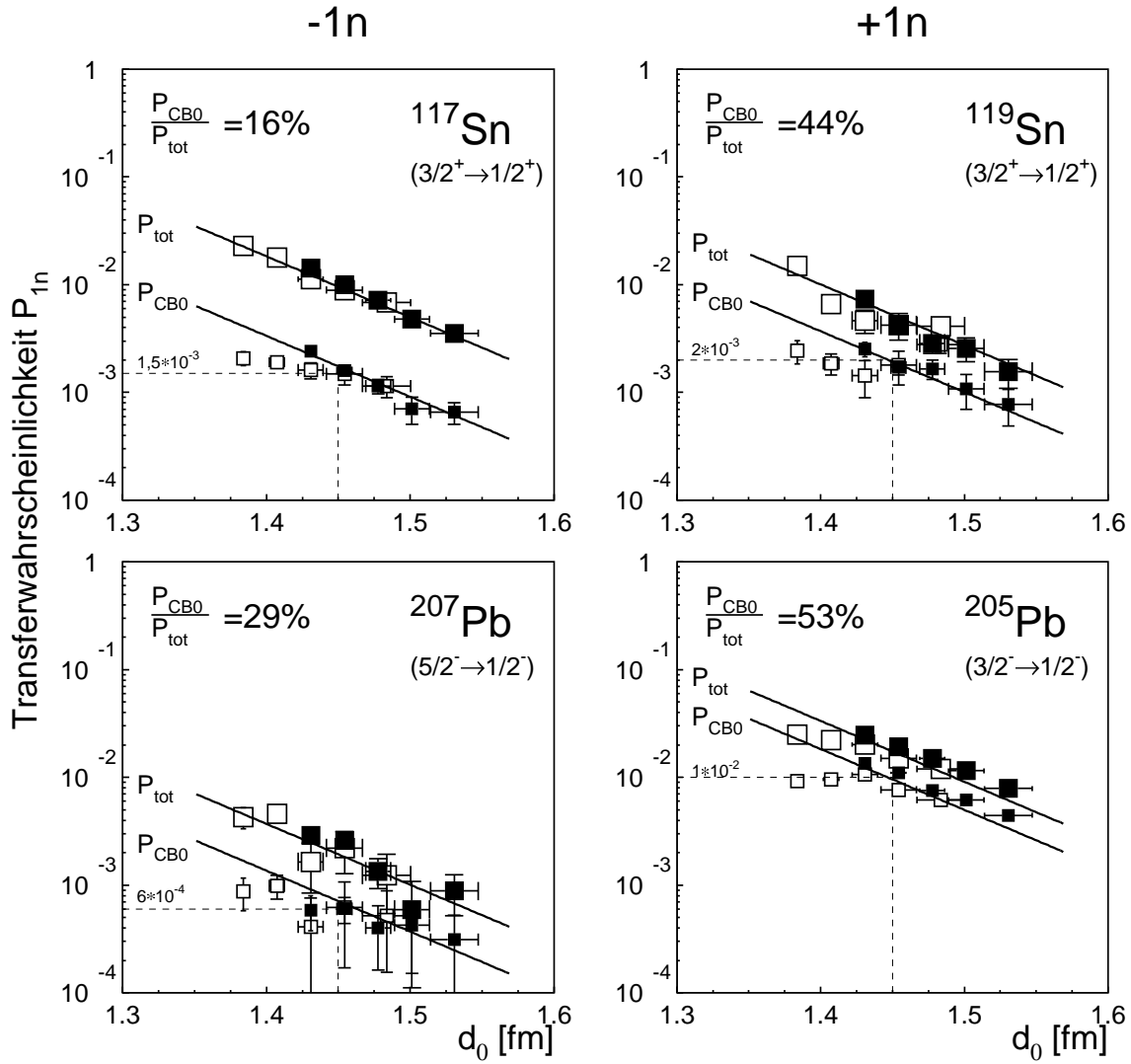


Abbildung 5.16: Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeiten ohne CB-Filter P_{tot} und mit CB-Filter zur Selektion superkalter Reaktionen P_{CB0} . Angegeben in Prozent ist jeweils der Anteil des „superkalten“ Transfers am gesamten beobachteten Transfer. Ansonsten entspricht die Art der Darstellung der in Abb.5.12.

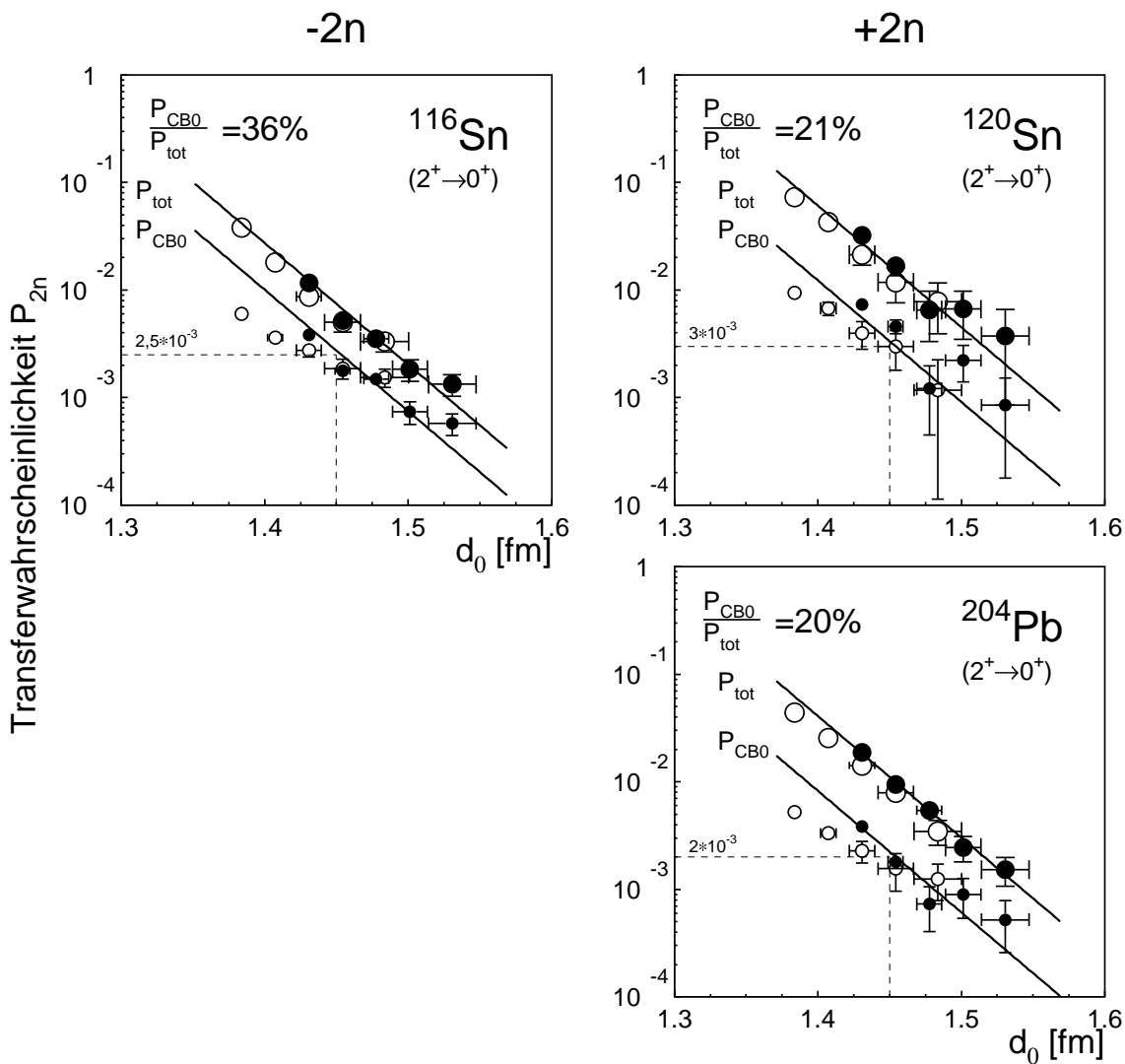


Abbildung 5.17: Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeiten ohne und mit CB-Filter zur Selektion superkalter Reaktionen, dargestellt wie die Ein-Neutron Transferwahrscheinlichkeiten in Abb.5.16.

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

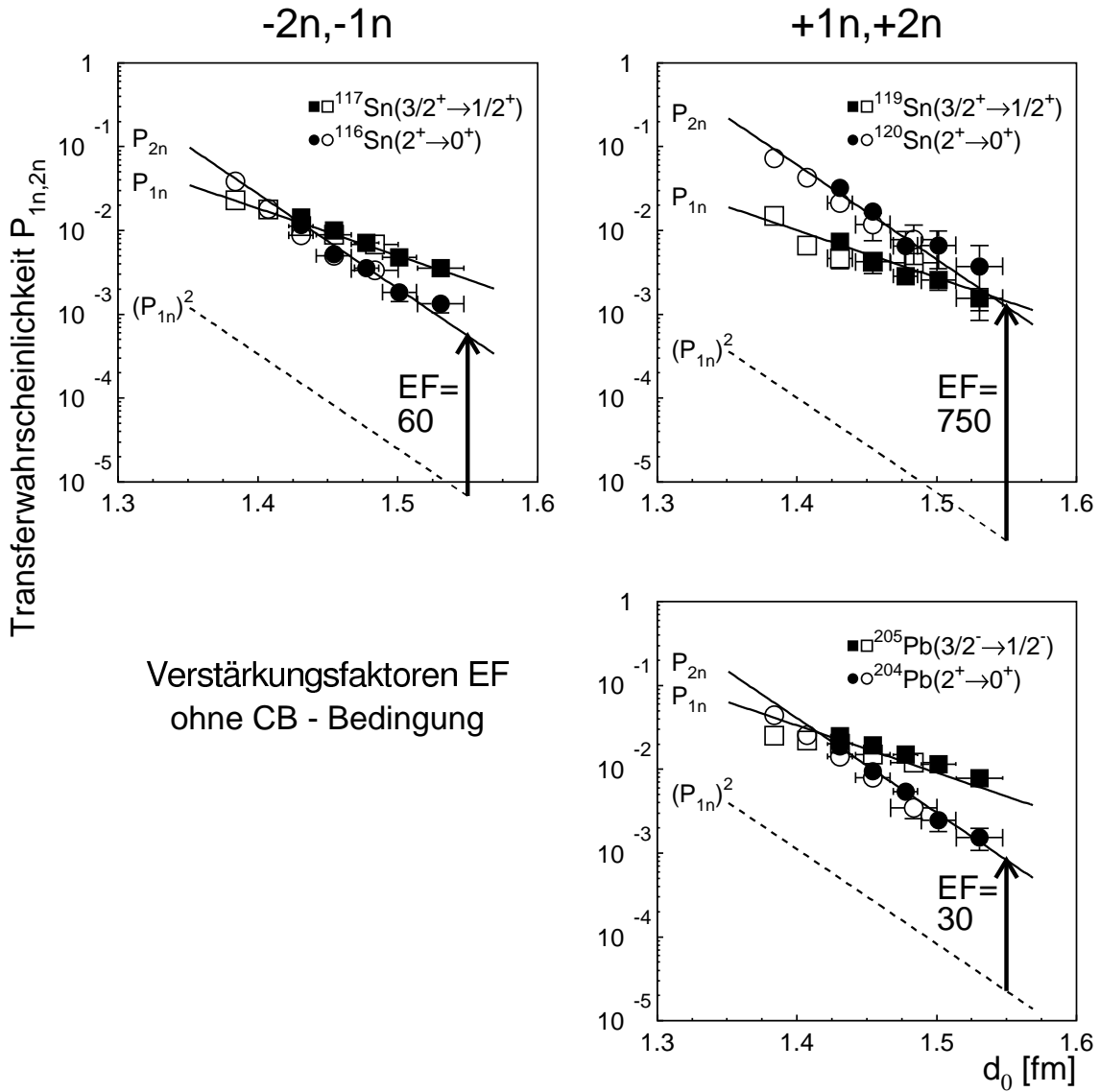
Zur Untersuchung von Paarkorrelationen dient der Verstärkungsfaktor EF , der die Verstärkung der beobachteten Intensität des 2n-Transfers gegenüber der Intensität des unkorrelierten zweifachen 1n-Transfers angibt. Er ist demzufolge definiert zu (vgl. Kap.2.2.3.5):

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

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_{abs} herauskürzt.



Verstärkungsfaktoren EF
ohne CB - Bedingung

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 .

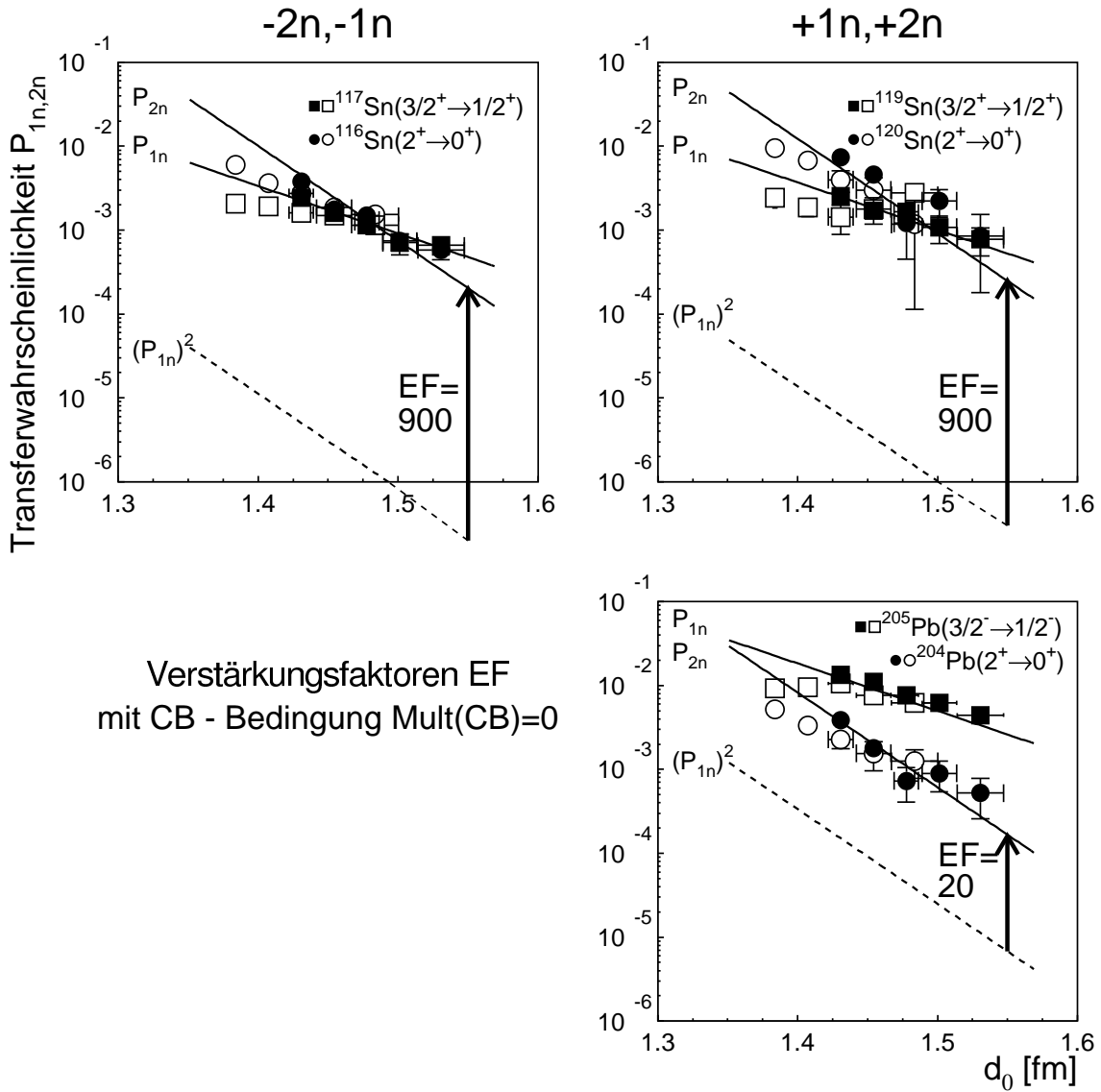


Abbildung 5.19: Vergleich der mikroskopischen Ein- und Zwei-Neutronen Transferwahrscheinlichkeit, d.h. unter der Filterbedingung $Mult(CB)=0$ zur Selektion superkalter Reaktionen. Die Art der Darstellung ist wie in Abb.5.18.

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).

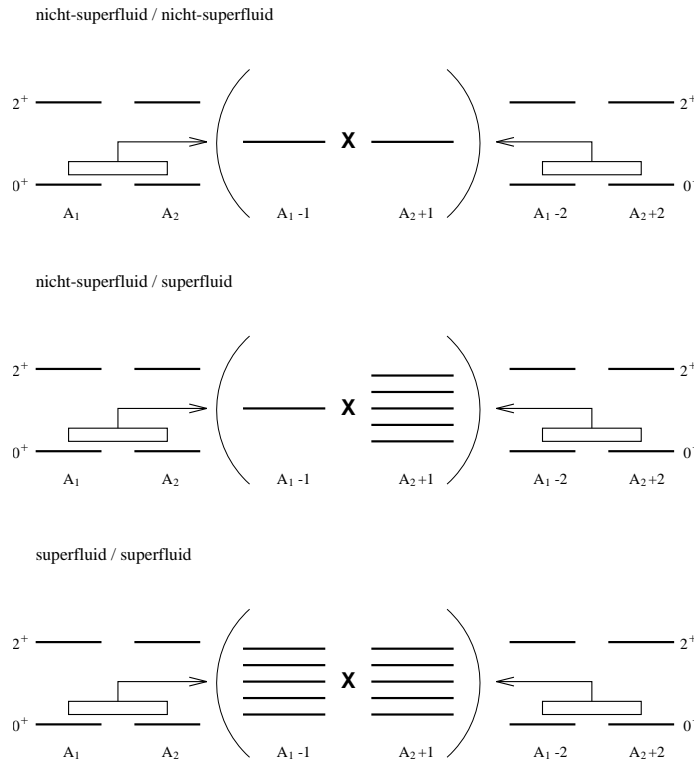


Abbildung 5.20: Schematische Darstellung zur Veranschaulichung von unterschiedlichen Transfermechanismen beim 2n-Transfer zwischen superfluiden und nicht-superfluiden Zuständen. Links und rechts der Klammer sind jeweils die 0⁺- bzw. 2⁺-Zustände der beiden geraden Kerne dargestellt zwischen denen der 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.

