

# 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.

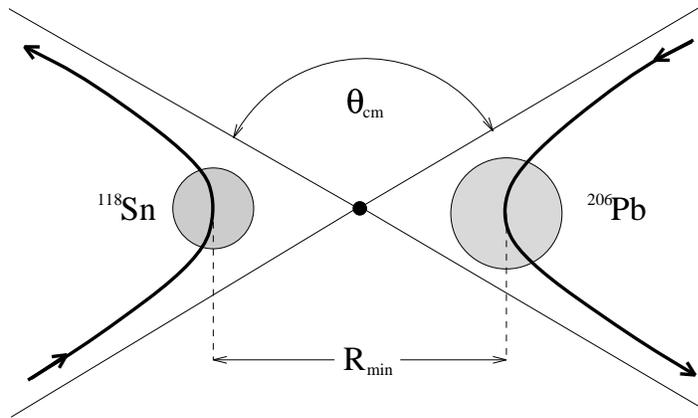


Abbildung 2.1: Klassische Streutrajektorien, dargestellt im Schwerpunktsystem am Beispiel  $^{118}\text{Sn}$  (Projektil) auf  $^{206}\text{Pb}$  (Target). Der Schwerpunkt entspricht dem schwarzen Punkt in der Mitte der Abbildung. Mit  $\theta_{cm}$  ist der Streuwinkel gekennzeichnet. Der eingezeichnete 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 Einschubenergie 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  $\eta$  der als Quotient des halben minimalen Abstandes  $R_{min}$  eines zentralen Stoßes (d.h.  $\theta_{cm}=180^\circ$ ) und der de-Broglie Wellenlänge  $\lambda$  des Projektils (im Unendlichen) definiert ist [mku92]:

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

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 Einschubenergie 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  $\theta_{cm}$  bedeuten die Einschußenergie bzw. der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ( $cm =$  „center of mass“),  $E_{lab}$  die Einschußenergie im Laborsystem und  $\vartheta_1$  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  ${}_{50}^{118}\text{Sn} \rightarrow {}_{82}^{206}\text{Pb}$  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  $\theta_{cm}$ ) ab, den die beiden Kerne während eines Streuprozesses eingenommen haben.

Als Größe zur Quantifizierung von Kernreaktionen dient dabei der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ . 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  $\theta$  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  $\sigma_{el}$  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  $\sigma_{ruth}$  und  $\sigma_{el}$  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:

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

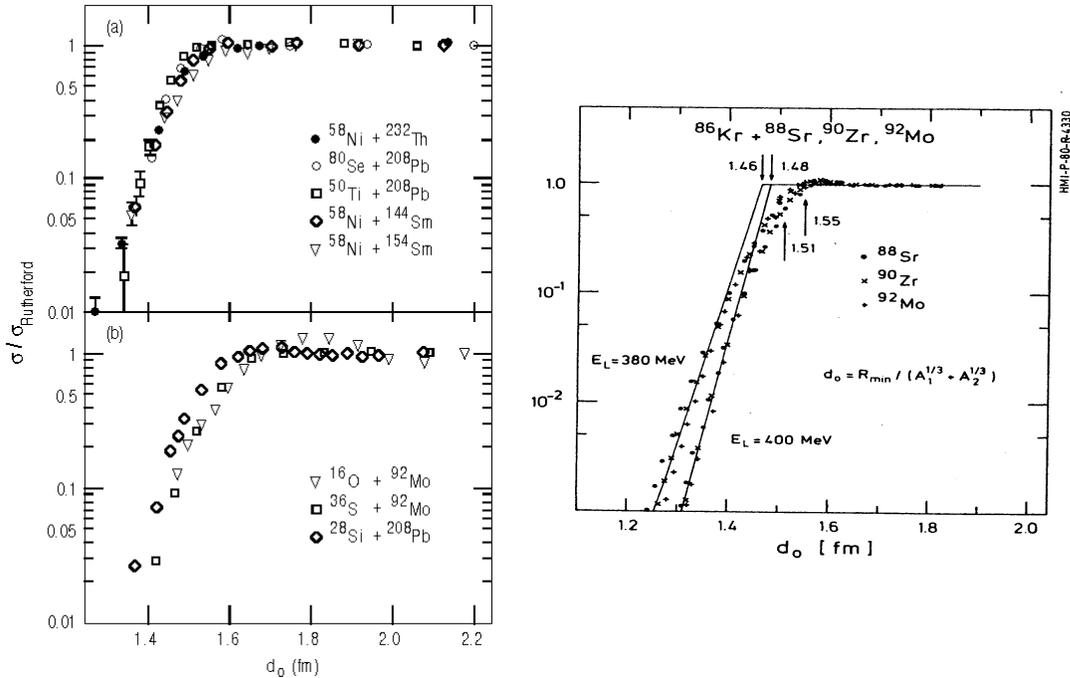


Abbildung 2.2: Gemessene Absorptionskurven bzw. Verhältnisse von elastischem zu Rutherford-Wirkungsquerschnitt als Funktion des Abstandes  $d_0$  aus [reh93] und [sie82].

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  $\sigma_{\text{reac}}$  bezeichnet werden. Für ihn gilt folglich:

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

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

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

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  $\sigma_{\text{tr}}$  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  $\sigma_{dis}$ . 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 „Coulomb excitation“ 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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -Quant emittiert.

Die Kernzustände sind charakterisiert durch Energie, Spin und Parität  $(E, I, \pi)$ , die sich aus der gegenseitigen Kopplung aller Nukleonen ergeben. Neben der Energie wird dann ein Zustand durch  $I^\pi$  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  $\gamma$ -Quants  $E_\gamma$  (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  $\gamma$ -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  $\ell$  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  $\tilde{P}_{dx}^{if}$  definieren, die die Wahrscheinlichkeit angibt, einen Kern durch Coulombwechselwirkung vom Zustand  $|i\rangle$  in den Zustand  $|f\rangle$  anzuregen. Mit dem dazugehörigen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{dx}^{if}$  gilt dann:

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

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

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

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  $e^2 b^\ell$  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  $\gamma$ -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  $\ell$  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 Projektilte 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 Nukleonttransfer 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  $P_{tr}^{xn}$  für den Transfer von  $x$ -Neutronen, wie in Gleichung (2.13) bezogen auf den elastischen Wirkungs-

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

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

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  $\gamma$ -spektroskopische Methode benutzt, bei der die Reaktionsprodukte über charakteristische  $\gamma$ -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) $\gamma$ -spektroskopische Methode

Bei dieser auch in vorliegender Arbeit verwendeten Methode geschieht die Identifikation der Transferprodukte im Strahl durch Nachweis der charakteristischen  $\gamma$ -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  $\gamma$ -Strahlung beeinträchtigt. Erst durch die in jüngster Zeit zur Verfügung stehenden aufwendigen komplexen  $\gamma$ -Detektor Anordnungen (meist in Kugelschalen) [eb92, gam88, cb86] konnten mit Teilchen- $\gamma$  Koinzidenzen auch verschiedene detaillierte Transfermechanismen studiert werden. Dabei ist es beispielsweise u.a. möglich zwischen „kaltem“ (geringe  $\gamma$ -Multiplizität) und „heißem“ (hohe  $\gamma$ -Multiplizität) Transfer zu unterscheiden. Die für diese Arbeit zur Verfügung stehende Anordnung zum Nachweis der  $\gamma$ -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  $\alpha$ :

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

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  $\Delta L$  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  $\Delta L$  unabhängige Transferwahrscheinlichkeit und der Faktor  $F(Q, \Delta L)$  beinhaltet die Reduktion der Transferwahrscheinlichkeit als Funktion von  $Q$  und  $\Delta L$ . Er kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen und hat für konstantes  $\Delta L$  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.

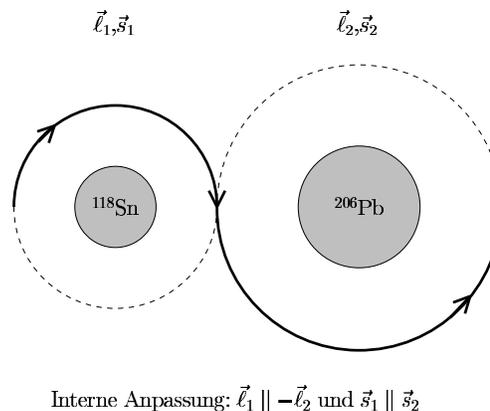


Abbildung 2.3: Interne Anpassung der Nukleonenorbitale vor und nach dem Transfer. Die Quantenzahlen  $\ell_1$  und  $s_1$  stehen für das Orbital, das das Nukleon vor dem Transfer belegte,  $\ell_2$  und  $s_2$  für das Orbital in das das Nukleon transferiert wird. Die Anpassung geschieht durch die antiparallele Ausrichtung der Drehimpulsvektoren  $\ell_1, \ell_2$ .

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  $\Delta L$  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  $\gamma$ -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  $m_j$  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]).

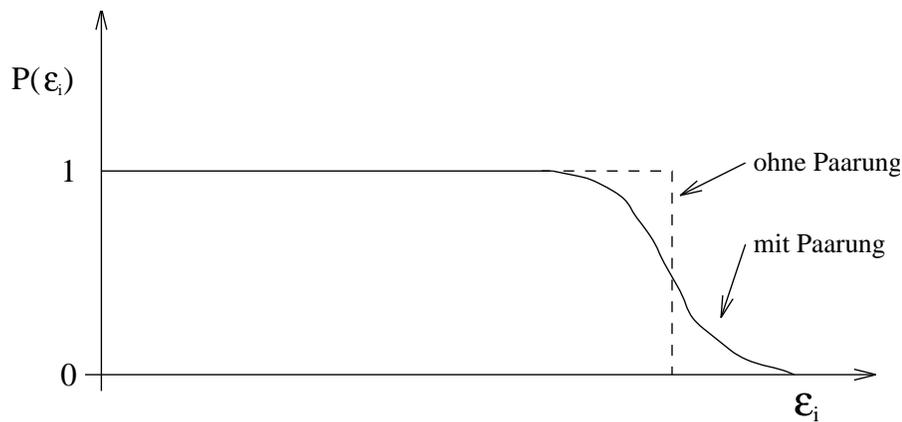


Abbildung 2.4: Auswirkung der Paarungskraft auf die Besetzungswahrscheinlichkeit  $P(\epsilon_i)$  der Schalenzustände als Funktion der Energie der Schalenzustände.

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].

