

GSI

GSI-89-22
REPORT
AUGUST 1989
ISSN 0171-4546

UNTERSUCHUNGEN ZUR FUSION SCHWERER SYMMETRISCHER SYSTEME

A.B. QUINT

(Doktorarbeit, TH Darmstadt)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH

Planckstr. 1 · Postfach 11 05 52 · D-6100 Darmstadt 11 · Germany

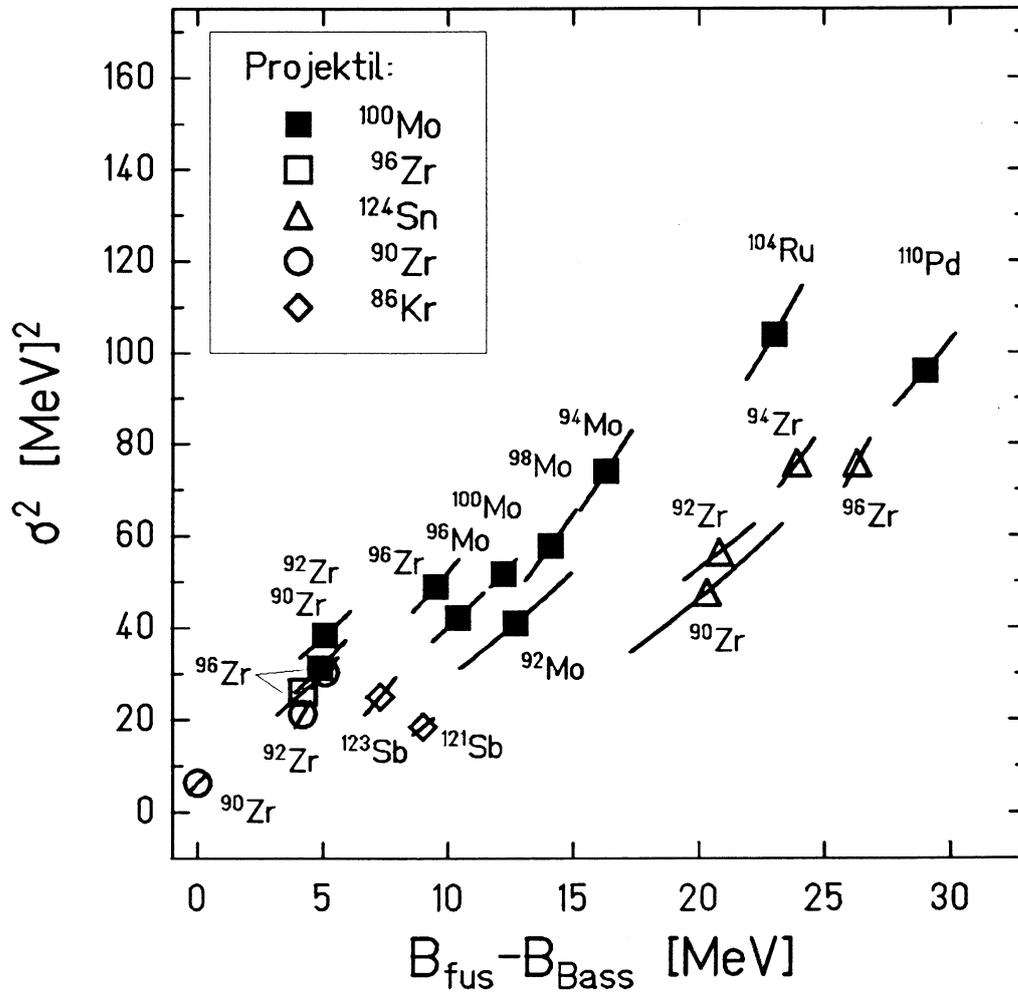
Untersuchungen zur Fusion schwerer symmetrischer Systeme

A.B. Quint

1988

Zusammenfassung

Stand der Kenntnis von der Fusion schwerer symmetrischer Systeme
im Januar 1988



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Experiment	6
2.1	Targets	6
2.2	Experimenteller Aufbau	7
2.2.1	Targetbereich	7
2.2.2	SHIP	8
2.2.3	Detektorsystem	10
2.2.4	Elektronik und Datenaufnahme	11
2.2.5	Datenanalyse	11
2.3	Durchführung des Experiments	13
2.3.1	Überwachung durch Bestimmung der Strahlenergie	13
2.3.2	Targetdickenkorrektur	15
2.4	Bestimmung der Effizienz der Messapparatur	15
2.4.1	Geometrische Verluste	15
2.4.2	Transmission des Geschwindigkeitsfilters SHIP	15
2.5	Experimentelle Bestimmung der Transmission	16
2.5.1	Aufbau und Geometrie	18
2.5.2	Messung	19
2.5.3	Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit	19
2.5.4	Berechnung der gemittelten Transmission	21
2.5.5	Auswertung	22
2.5.6	Ergebnisse	22
3	Bestimmung der Wirkungsquerschnitte	23
3.1	Bestimmung der Verdampfungsrestkern-Raten	23
3.2	Auswertung der α -Spektren	23
3.3	Bestimmung der Produktionsraten aus α -Daten	25
3.4	α -Spektroskopie	26
3.4.1	^{191}Po und ^{190}Po	26
3.4.2	Korrekturen anderer α -Linien	28
3.5	Asymmetrische Systeme	30
3.6	Ergebnisse	30

4	Analyse der Daten	52
4.1	Compoundkern-Theorie	53
4.2	Fusionswahrscheinlichkeit	54
4.2.1	Bass-Potential	55
4.3	Überlebenswahrscheinlichkeit	56
4.3.1	Verdampfungsrechnungen	57
4.4	Berechnung der Fusionswahrscheinlichkeit	59
4.5	Ergebnisse	61
4.5.1	Unsicherheiten in der Anpassung	62
5	Subbarrieren-Fusion bei Zr + Zr Reaktionen	66
5.1	Gekoppelte-Kanal-Rechnungen	66
5.2	$^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$ Daten	70
5.3	$^{90,96}\text{Zr} + ^{90,96}\text{Zr}$	74
6	Dynamik des Fusionsprozesses	80
6.1	Vergleich mit Fusions Modellen	81
6.1.1	Chaotisches-Regime Dynamik	81
6.1.2	Oberflächen-Reibungs Modell	88
6.1.3	Dissipative-Diabatische-Dynamik	90
6.1.4	Zusammenfassender Vergleich	95
6.2	Interpretation der Fusionsparameter	97
6.3	Kernstruktur und Fusion	99
7	Zusammenfassung	105
8	Literaturverzeichnis	106

1 Einleitung

Mit dem Bau von Schwerionenbeschleunigern ist die Erforschung der Fusion schwerer Atomkerne experimentell möglich geworden. Die Motivation dieser Untersuchungen liegt nicht nur in der Synthese neuer, schwerer Nuklide, sondern auch in der Erforschung der Dynamik von Kernreaktionen.

Der Begriff Fusion soll in dieser Arbeit verstanden werden als die Verschmelzung zweier Kerne jenseits des Sattelpunktes für Spaltung mit Lebensdauern lang genug zur vollständigen Neuordnung der Nukleonen. Fusion soll als Synonym zum Begriff "Compoundkernbildung" gebraucht werden.

Eine vollständige Beschreibung einer Kernreaktion kann nur mit der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte aller Observablen erfolgen. Zur Messung des Fusionsquerschnittes leichter Compoundkerne ($A_{cn} < 100$) genügt es, die Verdampfungsrestkerne (VR) als Hauptkanal der Reaktion zu beobachten, da hier die Spaltbarrieren weitaus höher sind als die Schwellenenergien für Teilchenabdampfung. Die Spaltwahrscheinlichkeit wächst mit Z_{cn}^2/A_{cn} an, womit dieser Kanal bei schweren Reaktionspartnern stark zunimmt. Bei symmetrischen Reaktionen ist, unabhängig von der Masse, der Nachweis der Spaltungs-Endprodukte kein eindeutiges Indiz für das Zustandekommen der Compoundkernbildung. Eine sichere und eindeutige Signatur für die Verschmelzung zweier schwerer Atomkerne ist allerdings der Nachweis von Verdampfungsrestkernen.

Bei symmetrischen Systemen wachsen die abstoßenden Coulombkräfte stark an, wodurch die Kerne sich sehr stark durchdringen müssen, bis die kurzreichweitigen, attraktiven Kernkräfte die Coulombabstoßung aufheben und die vollständige Fusion einleiten. Einige klassische Modelle, von Swiatecki [Swi82] und Davies, Nix und Sierk [DaS83], haben schon früh eine Behinderung der Fusion vorhergesagt. Erste Hinweise fand man bei der Synthese schwerer Elemente, weitere Untersuchungen asymmetrischer Reaktionen von Gäggeler [GäS84] und symmetrischer Reaktionspartner von Sahn [Sah84] schienen diese Modelle qualitativ zu bestätigen.

Das Ziel dieser Arbeit war es nun, die Abhängigkeit der Fusionswahrscheinlichkeit schwerer, symmetrischer Systeme von den jeweiligen Reaktionspartnern zu untersuchen. Es wurde die Verdampfungsrestkernbildung der Reaktionen $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$, ^{104}Ru , $^{100,98,96,94,92}\text{Mo}$, $^{96,92,90}\text{Zr}$ und $^{96}\text{Zr} + ^{96,90}\text{Zr}$ gemessen. Obwohl der weitaus größte Teil der Fusionsprodukte spaltet, kann der Compoundkern-Querschnitt der oben genannten Reaktionen durch den Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit den gemessenen Querschnitten asymmetrischer Reaktionen, die zu denselben Compoundkernen führen, und/oder durch ergänzende Rechnungen ermittelt werden. Es wird gezeigt werden, daß die Fusionswahrscheinlichkeit eine sehr starke Eingangskanalabhängigkeit aufweist.

2 Experiment

Die Experimente wurden am Schwerionenbeschleuniger UNILAC der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) mit ^{100}Mo und ^{96}Zr Strahlen durchgeführt. Das Ziel der Experimente war die Untersuchung von Fusionsprodukten symmetrischer Reaktionen. Die Compoundkerne sind nach der Fusion der Reaktionspartner durch den großen Impulsübertrag stark in Strahlrichtung fokussiert. Die kinematischen Unterschiede von Verdampfungsrestkernen und Projektilen werden genutzt, um beide im Geschwindigkeitsfilter SHIP zu trennen. Als Targets wurden die verschiedenen Isotope zwischen ^{90}Zr und ^{110}Pd verwendet. Die Strahlenergie wurde zwischen 3.41 MeV/u und 4.95 MeV/u variiert, der Strahlstrom betrug maximal 15 TnA.

2.1 Targets

Als Targets wurden die in Tabelle 1 aufgelisteten Isotope mit den entsprechenden Flächenbelegungen verwendet.

Target	Dicke / ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
^{110}Pd	123
^{104}Ru	85
^{100}Mo	119
^{98}Mo	39
^{96}Mo	42 ; 36
^{94}Mo	284
^{92}Mo	180 ; 152
^{96}Zr	41 ; 90 ; 106
^{92}Zr	22 ; 177
^{90}Zr	44 ; 251

Tabelle 1: Target-Isotope

Die Targets wurden aus massensepariertem Material im Targetlabor der GSI hergestellt oder am Off-Line-Massenseparator der GSI direkt erzeugt. Das Targetmaterial ^{94}Mo zeigte eine 3 %-ige Verunreinigung mit ^{96}Mo . Diese Verunreinigung wurde aus der Analyse der α -Spektren ermittelt. Die gemessenen Produktionsraten für die Reaktion $^{100}\text{Mo} + ^{94}\text{Mo}$ wurden mit den gewichteten Raten der Reaktion $^{100}\text{Mo} + ^{96}\text{Mo}$ korrigiert. Die mittlere Korrektur betrug 5.8 %.

2.2 Experimenteller Aufbau

Abbildung 1 zeigt den schematischen Experimentaufbau. Der UNILAC Strahl ist mit einem Makropuls von 50 Hz getaktet, mit einem Puls-zu-Pause Verhältnis von 5 ms zu 15 ms. Die Targets waren auf einem feststehenden Targetrad montiert, das einen wahlfreien Zugriff auf die verschiedenen Targets ermöglichte. Die elastische Streuung wurde mit zwei Halbleiterzählern beobachtet, die unter 30° und 46° bezüglich der Strahlachse angeordnet waren. Die bei der Reaktion gebildeten Compoundkerne erhalten einen Rückstoß in 0° Richtung. Die Aufstreuung im Target und vor allem die Teilchenemission vergrößern das Raumwinkelement, in das die Verdampfungsrestkerne emittiert werden. Im Geschwindigkeitsfilter SHIP werden die Verdampfungsrestkerne, die in dem eingestellten Geschwindigkeitsfenster liegen, von den Projektilen absepariert. Nach SHIP passieren die Verdampfungsrestkerne einen Flugzeitdetektor, einen Parallel-Platten-Lawinen-Zähler (PPL), und werden dann in einen Halbleiterzähler implantiert. Als Meßgrößen werden Flugzeit, Energieverlust, Ort, kinetische Energie des Verdampfungsrestkerns sowie Zeit und Energie des nachfolgenden α -Zerfalls registriert und ereignisweise weggeschrieben.

2.2.1 Targetbereich

Vor dem Target waren auf pneumatischen Durchführungen Kohlenstoff-Folien (25, 35, 55 und $120 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), sogenannte Degrader, montiert, deren Energieverlust nachträglich geeicht wurde. Durch selektives Einfahren der Degrader konnten ohne Beschleuniger-Umstellungen kleine Energieschritte eingestellt werden. Beiderseits des Targets waren Oberflächensperrschichtzähler (Rutherford-Monitore) angebracht. Die Aufgabe dieser beiden Zähler war einerseits die Überwachung der Strahlenergie und der Strahlqualität, andererseits die Bestimmung der Raten für elastische Streuung, die als Normierung aller Reaktionsquerschnitte diente. Diese Vorgaben bedingten einerseits eine ausreichende Zählrate, andererseits, wegen der kinematischen Verbreiterungen, einen gut definierten Raumwinkel. Aufgrund dieser Betrachtungen wurden die in Tabelle 2 aufgeführten Abstände vom Target und Blendendurchmesser gewählt.

Detektor	Winkel	Abstand	Durchmesser
Süd	46°	397 mm	18 mm
Nord	30°	726 mm	10 mm

Tabelle 2: Detektor für elastische Streuung

Der hohe Elektronenuntergrund wurde vor den Detektoren mit Magnetfeldern unterdrückt. Hinter dem Target befand sich im Abstand von 0.8 m eine $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

dicke Kohlenstoff-Folie. Diese Umladefolie stellt sicher, daß die in SHIP eintretenden Ionen ihre Gleichgewichtsladungsverteilung besitzen. Durch längerlebige isomere Zustände könnten sonst für einzelne Kerne durch Konversionsprozesse und die anschließende Auger-Kaskade höhere Ladungszustände bevölkert werden.

2.2.2 SHIP

Das Geschwindigkeitsfilter SHIP [MüF79] wurde konstruiert um Reaktionsprodukte, insbesondere Fusionsprodukte, vom Projektilstrahl zu separieren. Die bei der Fusionsreaktion gebildeten Compoundkerne erhalten durch Impulserhaltung einen Rückstoß in Strahlrichtung, wobei die kleinere Geschwindigkeit der Fusionsprodukte v_{CN} , bezogen auf die Geschwindigkeit der Projektile v_P deren Separation erlaubt.

$$v_{CN} = \frac{M_P \cdot v_P}{M_P + M_T}$$

$$v_{CN} \cong \frac{v_P}{2}$$

Die Winkel- und Geschwindigkeitsaufweitung der Verdampfungsrestkerne wird hauptsächlich durch Teilchenabdampfung der Compoundkerne und durch Streuung im Target bewirkt. Die Restkerne haben zudem eine breite Ladungsverteilung. SHIP muß daher eine annähernd ladungsunabhängige Separation mit breiter Geschwindigkeits- und Winkelverteilung erlauben.

SHIP ist als statisches Filter mit gekreuzten magnetischen und elektrischen Feldern ausgelegt. Die Felder sind jedoch aus technischen Gründen, im Gegensatz zum klassischen Wien-Filter, räumlich getrennt. Die Geschwindigkeitsakzeptanz beträgt $\pm 5\%$, die Apertur ist ± 26 mrad in axialer und radialer Richtung, die Akzeptanz in der relativen Ladungsverteilung ist auf $\pm 10\%$ eingeschränkt. Nach dem Durchlaufen der ersten Stufe von SHIP, einem elektrischen und zweier magnetischer Dipole, reicht die Geschwindigkeitsdispersion aus, um den Primärstrahl von den langsameren Fusionsprodukten zu trennen. Der Primärstrahl wird danach in einer Strahlasse gestoppt. Diese Tasse ist gekühlt und isoliert angebracht und erlaubt eine genaue Messung des Strahlstromes, da die Ionenoptik von SHIP den gesamten Projektilstrahl auf die Tasse lenkt. Diese wichtige Bedingung wurde durch ionenoptische Rechnungen und durch Messungen bestätigt. Eine Geschwindigkeitsblende hinter der ersten Stufe dient der Feineinstellung des Geschwindigkeitsfensters. Spiegelsymmetrisch zur ersten Stufe ist ein zweiter Filter angeordnet, der zur weiteren Unterdrückung vorwiegend gestreuter Projektile dient und die Bildfehler der ersten Stufe teilweise kompensiert. Als fokussierendes Element befindet sich vor und hinter den Filtern je ein Quadrupoltripllett.

Durch die Gesamtlänge von SHIP (11 m) und die bei diesen Reaktionen typischen Rückstoßgeschwindigkeiten der Verdampfungsrestkerne errechnen sich die Transportzeiten zu $\sim 1 \mu\text{s}$. Die Unterdrückung der Projektile mit der Einschußenergie ist

GS1-C2-83-262-3

Separator for Heavy Ion Reaction Products SHIP

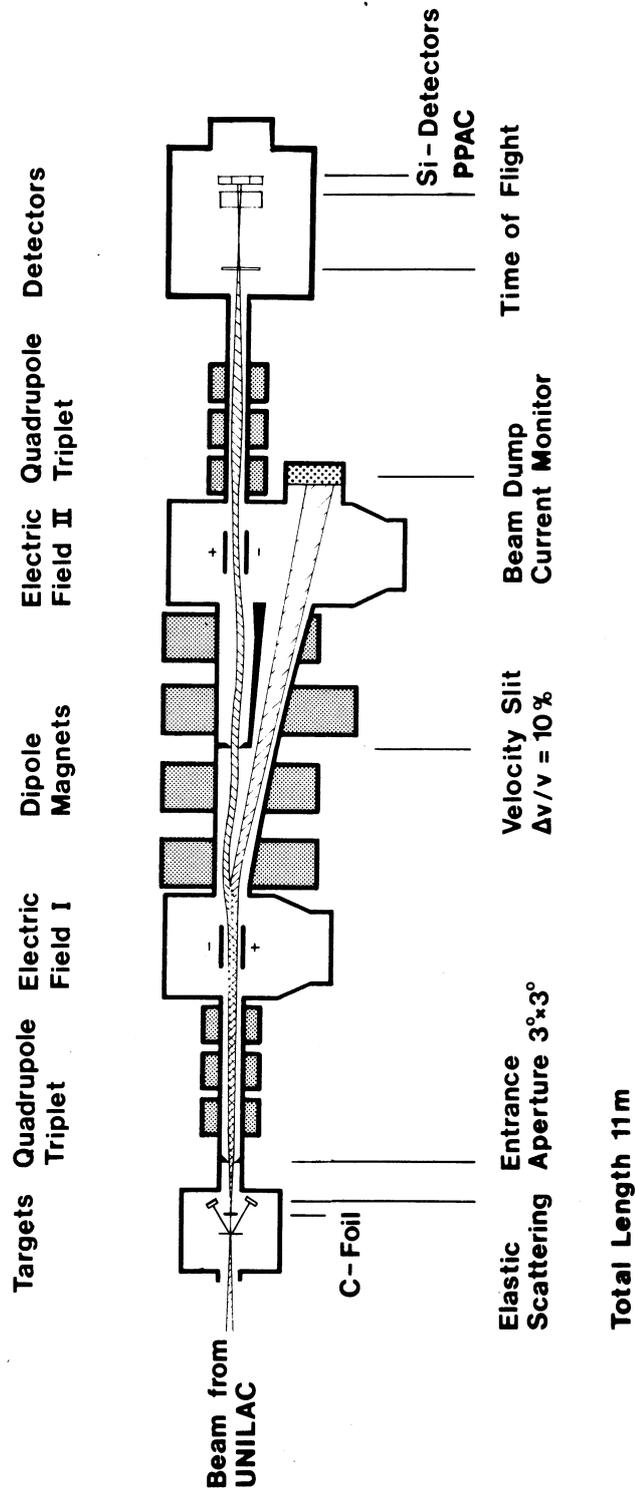


Abbildung 1: Geschwindigkeitsfilter SHIP

Schematischer Aufbau des Experimentes. Dargestellt sind die einzelnen elektrischen und magnetischen Komponenten von SHIP, der Strahlverlauf und die verschiedenen Detektoren dieses Experimentes.

besser als 10^{12} . Der Untergrund wird vornehmlich durch gestreute Projektile und targetähnliche Rückstoßkerne erzeugt, die im eingestellten Geschwindigkeitsfenster liegen. Dieser Untergrundanteil variiert stark mit der Reaktionskinematik, mit der Güte des verwendeten Targets und mit der Strahlfokussierung. Bei der Messung mit ^{100}Mo - und ^{96}Zr -Projektile wurden bei Strahlströmen von bis zu 15 TnA ($1 \text{ TnA} \hat{=} 6 \times 10^9$ Teilchen/sec) Untergrundzählraten von 50 - 600 Hz eingehalten. Dieser Untergrund erlaubte es, mit kleinem pile-up und vertretbaren Schädigungen der Halbleiterzählern zu experimentieren.

2.2.3 Detektorsystem

Das Detektorsystem zum Nachweis der Verdampfungsrestkerne besteht aus einem Flugzeitdetektor (TOF), einem Parallel-Platten-Lawinenzähler (PPL) und einer Anordnung von zwei Oberflächensperrschichtzählern. Die Funktionsweise des TOF Detektors [Hes85] kann wie folgt beschrieben werden: Beim Durchgang schwerer Ionen durch eine dünne Kohlenstoff-Folie ($30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) werden die ausgelösten Sekundärelektronen mit 4 kV vorbeschleunigt, mit einem elektrostatischen Spiegel isochron umgelenkt und in Kanal-Platten-Zählern (channel plates) verstärkt und nachgewiesen. Dieser Impuls ist das Startsignal der Flugstrecke, die 45 cm lang ist. Gestoppt wird das Teilchen in den Halbleiterzählern.

Nach dem Passieren des TOF Detektors wird der Energieverlust und die Ortsverteilung in einem $5 \times 7 \text{ cm}^2$ großen PPL gemessen [Ste82,KeS83]. Die Folien des PPLs bestehen aus $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dickem Polypropylän, das mit Silber bedampft ist, die Drähte bestehen aus $20 \mu\text{m}$ dickem, mit Gold beschichtetem Wolfram. Der Zähler wird mit Isobutan bei 3 mbar betrieben, die maximal anliegende Spannung beträgt 580 V. Die totale Dicke des gesamten Zählers beläuft sich auf $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die Ortsinformation aus zwei gekreuzten Drahtebenen hat in x- und y-Richtung eine Auflösung von 0.25 mm FWHM. Der Ort wird dabei als Zeitdifferenz eines schnellen Signals gegen die verzögerten Signale beider Seiten des jeweiligen Gitters gemessen. Um Verluste durch Aufstreuung zu vermeiden, wurde der gasgefüllte Zähler dicht (11 cm) vor die Halbleiterzähler gestellt. Das schnelle Signal des Gaszählers wird als Startimpuls für eine weitere TOF Messung genommen. Trotz der kleinen Flugstrecke reicht die Auflösung (200 ps FWHM) aus, um Verdampfungsrestkerne zu identifizieren.

Gestoppt werden die Verdampfungsrestkerne in einer Kombination zweier Oberflächensperrschichtzähler: ein 2000 mm^2 großer Ringzähler außen und in dessen Mitte ein 450 mm^2 messender Detektor. Dieser Aufbau hat den Vorteil einer guten Energieauflösung ($\Delta E = 18 \text{ keV}$) im Zentrum des ausgedehnten SHIP Fokus, wo die meisten Verdampfungsrestkerne implantiert werden. Mit dem im Durchmesser 68 mm messenden Ringzähler werden auch die Randbereiche des fokussierten Strahls registriert, allerdings mit einer etwas schlechteren Auflösung ($\Delta E = 40 \text{ keV}$). Das schnelle Vorverstärkersignal wird als Stop für beide Flugstrecken benutzt. Da sich die Auflösung der Oberflächensperrschichtzähler durch Strahlenschäden verschlech-

tert, wurden beide Detektoren nach dem Erreichen einer Grenzdosis etwa zur Hälfte des Experimentes ausgewechselt. Damit wurde gewährleistet, daß während der gesamten Strahlzeit die Energieauflösung des mittleren Detektors besser als 25 keV, die des Ringzählers besser als 55 keV war.

2.2.4 Elektronik und Datenaufnahme

Die Signale der verschiedenen Detektoren wurden mit Standard NIM-Modulen verarbeitet und digitalisiert. Aufgezeichnet wurden insgesamt 18 Parameter von denen die wichtigsten kurz erläutert werden sollen. Die Energiesignale jeweils beider Detektoren wurden einmal stark verstärkt zur Messung der α -Energien im Bereich 0 – 15 MeV verwendet und zum anderen mit geringer Verstärkung zur Messung der Verdampfungsrestkern-Energie (0 – 500 MeV).

Da gestreute Projektile, die im eingestellten Geschwindigkeitsfenster liegen und den Hauptanteil des Untergrundes ausmachen, eine geringere Energie als die VR besitzen, wurde zur Unterdrückung des Untergrundes eine Schwelle auf die Energie der VR gesetzt. Die registrierte Untergrundzählrate konnte auf diese Weise drastisch gesenkt werden. Durch eine logische Schaltung wurden zudem nur solche Ereignisse während des Pulses aufgezeichnet, die koinzident zu einem Verdampfungsrestkern kamen.

Die α -Zerfälle wurden antikoinzident zum PPL gemessen, um sicherzustellen, daß die registrierten Ereignisse nur aus dem Zerfall im Detektor kommen können.

Die hohen Raten der Monitore für elastische Streuung wurden ereignisweise nur untersetzt registriert, um die Totzeit des Rechnersystems gering zu halten. Die nicht untersetzten Raten dieser Monitore konnten als zweidimensionales Spektrum, mit Energie und Zeitinformation, direkt in einen Speicher im CAMAC geschrieben werden, als sogenannte CMI Spektren. Registriert wurden zudem die Signale beider Flugstrecken, der Energieverlust im PPL und dessen vier Ortssignale, Zählerinhalte der Rutherford-Monitore und des Coulombzählers und mehrere Zeitsignale.

Die insgesamt 18 gemessenen Parameter werden über ein CAMAC-System mit dem GSI Datenaufnahme System GOLDA ereignisweise auf einen PDP 11/45 Prozeßrechner übertragen und auf Magnetbänder gespeichert. Durch die Zählrate von ca. 200 Hz und der endlichen Verarbeitungszeit eines Ereignisses ergaben sich Totzeitverluste von durchschnittlich 3.5 %. Dies muß während der Pulsdauer berücksichtigt werden. Die wenigen Ereignisse in der Pulspause, vorwiegend α -Zerfälle, sind davon nicht betroffen.

2.2.5 Datenanalyse

Die Analyse der Daten erfolgte, unter der Verwendung des von der GSI entwickelten Auswertesystems SATAN, auf der IBM 3090-200 Großrechenanlage des GSI-Rechenzentrums. Die Auswertung der Daten zur Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte einer Reaktion erfolgte mit zwei unterschiedlichen Methoden.

Zum einen wurden die Verdampfungsrestkerne mit Hilfe eines zweidimensionalen Flugzeit-Energie Spektrums direkt nachgewiesen. Diese Methode liefert bei guter Statistik genaue Werte der Produktionsraten. Bei schlechter Statistik, in diesem Experiment ab $\approx 1 \mu$ barn, können jedoch pile-up und Untergrund zu hohe Raten vortäuschen.

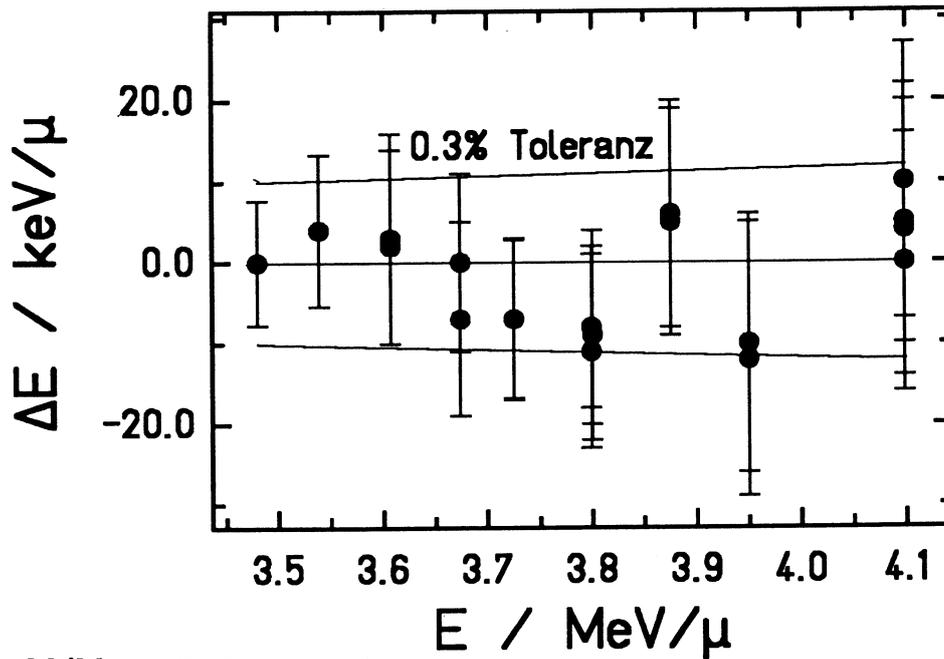


Abbildung 2: Strahlenergie

Aufgetragen wird die Abweichung der Strahlenergie, die aus Flugzeitmessungen errechnet wird, bezüglich der eingestellten Energie des UNILAC-Strahls, die mit Phasensonden bestimmt wird. Die Abweichungen innerhalb dieses Experimentes liegen innerhalb der Toleranzgrenze 0.3% des UNILAC's. Die Fehlerbalken geben die Energieverteilung innerhalb des Strahls an.

Zum anderen wurde nach der Implantation der Verdampfungsrestkerne deren nachfolgende α -Zerfälle gemessen, wodurch die Identifizierung einzelner Zerfallskanäle des Compoundkerns ermöglicht wird. Durch Summation der einzelnen Kanäle erhält man die totalen Wirkungsquerschnitte für Verdampfungsrestkerne. Bei zu kleinen α -Verzweigungsverhältnissen versagt diese Methode allerdings. Bei der Öffnung nur weniger Zerfallskanäle, hauptsächlich bei xn- und pxn-Kanälen, treten keine Schwierigkeiten bezüglich deren Identifikation auf. Dies trifft vor allem auf die Energiebereiche unterhalb und um die Barriere zu. Bei höheren Energien können weitere geladene Teilchen abdampfen, die die gleichen Kerne bevölkern, wie z.B durch α -Zerfall entstandene Töchter von xn-Kanälen. Diese Mehrdeutigkeiten müssen durch Mutter-Tochter Korrelationen entfaltet und die Produktionsraten müssen mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt werden.

Die Kombination beider Methoden liefert ein lückenloses Bild der gesamten Anregungsfunktion. Die redundante Information beider Auswertungsmethoden ermöglicht einen Konsistenztest während der Analyse. Die Normierung erfolgt auf zwei verschiedenen Methoden, mit der Rate der elastischen Streuung und mit der Messung des Strahlstroms bei bekannter Flächenbelegung der einzelnen Targets.

Die elastische Streurrate wird aus der bekannten Geometrie der beiden Rutherford-Monitore und deren Zählraten ermittelt. Der Strahlstrom, der auf das Target trifft, wird mit der Strahlkasse hinter SHIP bestimmt. Die Eichung des Coulombzählers erfolgt mit einem Goldtarget genau bekannter Flächenbelegung, durch den Vergleich mit den Rutherford Zählraten. Mit Hilfe dieser Eichung ist man in der Lage, die Dicke aller Targets zu bestimmen. Der Coulombzähler ermöglicht eine Normierung auch bei hohen Energien, da dann der Winkel für streifenden Einfall ("grazing-Winkel") nahe dem Winkel der Zähler für elastische Streuung liegt, und dadurch deren Ergebnis verfälscht wird.

2.3 Durchführung des Experiments

2.3.1 Überwachung durch Bestimmung der Strahlenergie

Bei der Messung von Anregungsfunktionen ist eine genaue Kenntnis der Strahlenergie erforderlich. Standardmäßig wird die Energie am Beschleuniger gemessen und kontrolliert. Zusätzlich wurde bei diesem Experiment die Strahlenergie durch eine Kombination von Energie- und Flugzeitmessung bestimmt. Die Energiemessung diente dabei der Grobinformation, während die Flugzeitmessung die genaue Energieinformation gab. Als Detektor wurden die beiden Rutherford-Monitore verwendet.

Die beschleunigten Teilchen haben nach Passieren der beiden ersten Beschleunigerabschnitte, Wideroe und Alvarez, an einem beliebigen Punkt eine feste Phasenbeziehung zu der 27 MHz Mikrostruktur des UNILAC-Strahls. Diese Bedingung wird erfüllt, solange an der Phasenlage des Strahls vor dem Referenzpunkt nichts verändert wird. Nach dem ersten Alvarez-Tank, der bei diesem Experiment alleine aktiv war, haben die Teilchen eine Energie von 3.60 MeV/u, die gewünschte Energie des Strahls wird mit den folgenden Einzelresonatoren festgelegt. Vom letzten aktiven Einzelresonator an bewegen sich die Teilchenimpulse auf der etwa 40 m langen Flugstrecke bis zum Target beschleunigungsfrei. Die Flugzeit vom Referenzpunkt bis zum Experimentierplatz ergibt sich aus der Integration der Geschwindigkeit über den gesamten Weg.

$$T = \int \frac{1}{v(s)} ds \quad (1)$$

Die Beschleunigung der Einzelresonatoren wird dabei mit einer stufenförmigen, mittleren Energiezunahme von $\langle E \rangle = 0.1 \text{ MeV/u}$ in der Resonatormitte berücksichtigt,

wobei der letzte aktive Einzelresonator bis zur gemessenen Energie beschleunigt. Die Flugzeit ergibt sich dann zu

$$T_{exp} = (T + T_0) - n \times 37ns \quad (2)$$

T_0 ist ein konstanter Parameter, der durch die Elektronik und die Phasenlage des Pulses bestimmt wird. Dieser Parameter muß durch die absoluten Energiemessungen des Beschleunigers mit Phasensonden experimentell bestimmt werden, und bleibt bei unveränderter Beschleunigereinstellung konstant. Da die Zeitreferenz vom 27 MHz Hf-Signal des Mikropulses genommen wird, kann die Zeit nur modulo dieser Periode gemessen werden.

Die Messung wurde mit beiden Rutherford-Monitoren durchgeführt. Deren Energiesignal diente der Grobmessung der Energie und der Bestimmung von Targetbeimengungen, durch die Analyse der elastischen Streuung, wenn deren Masse sich um mehr als 10 Einheiten unterscheidet. Das Zeitsignal der beiden Detektoren diente als Start für die Flugzeitmessung, die auf die halbe Frequenz umgesetzten HF Signale stoppten die Messung.

Bei einer Zeitauflösung von 1 ns kann, bei einer Flugstrecke von 40 m, einer Energie von ca. 4 MeV/u und einer Masse 100 eine Energieauflösung von ca. 200 keV erreicht werden.

Dargestellt wird in der Abbildung 2 die Abweichung der auf diese Weise bestimmten Strahlenergie mit dem von den Beschleuniger-Phasensonden ermittelten Sollwert. Die Abweichungen liegen alle in einem Bereich von 0.3 % um den Sollwert. Das ist die vom Beschleuniger eingehaltene Toleranzgrenze. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den Halbwertsbreiten der Energieverteilung (≈ 0.3 % FWHM) in den Teilchenpulsen. Diese Darstellung belegt die Genauigkeit der relativen Energiemessung während dieses Experimentes.

Bei der absoluten Energiemessung bleibt man auf die Messungen der Phasensonden angewiesen. Beim Vergleich der Anregungsfunktion zweier Messungen ([Kel85] und diese Arbeit), die beide zu denselben Verdampfungsrestkernen führten,¹ wurde eine Energieverschiebung von 38 keV/u beobachtet, die wohl auf eine Änderung der Absoluteichung des Beschleunigers zurückgeführt werden muß. Bei einer gleichgewichteten Berücksichtigung beider Messungen kann man die Unsicherheit in der Absolutenergie auf ≈ 0.5 % abschätzen.

Die Kohlenstoff-Folien (Degrader), die zur Energie-Einstellung verwendet wurden, wurden für jedes einzelne Target geeicht. Hierfür benutzt man die Energie-Information der Monitore für elastische Streuung, um die durch die Kohlenstoff-Folien verursachte Energieverschiebung zu messen.

¹Beide Experiment wurden im zeitlichen Abstand von zwei Jahren durchgeführt

2.3.2 Targetdickenkorrektur

Die Projektilenergie E_0 überstreicht infolge des Energieverlustes im Target ΔE [HuF80] einen Energiebereich von E_0 bis $E_0 - \Delta E$. Da die Anregungsfunktion, insbesondere unterhalb der Barriere, eine sehr starke Energieabhängigkeit zeigt, muß diese Verteilung entfaltet werden. Die Verteilung, die durch Streuung im Target hervorgerufen wird, kann durch folgende Verteilungsfunktion beschrieben werden:

$$F(E) = \begin{cases} 1/\Delta E & \text{für } E_0 - \Delta E \leq E \leq E_0 \\ 0 & \text{für alle anderen Energien} \end{cases}$$

Die korrigierte Energie kann dann durch folgenden Ansatz ermittelt werden:

$$\sigma_{fus}(E_{corr}) = \frac{\int F(E) \sigma_{fus}(E) dE}{\int F(E) dE} \quad (3)$$

Die Lösung dieser Gleichung kann, bei bekannter Energieabhängigkeit von $\sigma_{fus}(E)$, iterativ gefunden werden. Typische Werte der Korrekturen lagen bei 300 – 600 keV.

2.4 Bestimmung der Effizienz der Messapparatur

2.4.1 Geometrische Verluste

Durch die verschiedenen Detektorsysteme entstehen geometrische Verluste, die bei der Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden müssen. Der PPL mit in zwei Ebenen gekreuzten, 20 μm dicken Drähten hat einen geometrischen Verlust von 4 %. Der TOF Detektor hat durch die Drähte des Umlenkspiegels 6 % Verlust aufzuweisen. Die verminderte Effizienz der Halbleiterzähler wird durch die inaktiven Randzonen bewirkt. Durch eine asymmetrische Ausleuchtung beider Halbleiterzähler ergibt sich kein einfacher Zusammenhang bei der Bestimmung der Verluste. Mit Hilfe der Ortsmessung des PPL's konnte durch koinzidenten Nachweis der Verdampfungsrestkerne in beiden Detektoren die Ortsverteilung bestimmt und die durchschnittlichen Verluste auf 13 % geschätzt werden. Die Gesamtverluste belaufen sich demnach auf 23 %.

2.4.2 Transmission des Geschwindigkeitsfilters SHIP

Die durch vollständige Fusion gebildeten Compoundkerne übernehmen den Impuls der Projektile. Durch den Rückstoß der abgedampften Teilchen und durch Wechselwirkung mit dem Target kommt es zu einer, je nach Reaktionskinematik und Targetdicke, mehr oder weniger breiten Impulsverteilung der Verdampfungsrestkerne. Wegen der endlichen Apertur und Auswirkungen von Bildfehlern können

nicht alle Verdampfungsrestkerne vom Geschwindigkeitsfilter durchgelassen werden. Die Transmission wurde in einigen Fällen gemessen [Ver84,ReH85], muß aber im allgemeinen berechnet werden.

Die Impulsverteilung infolge der Abdampfung wird bestimmt durch die für die abgedampften Teilchen zur Verfügung stehende kinetische Energie, die sich aus der Anregungsenergie des Kerns und den Teilchenbindungsenergien ergibt. Bei der Rechnung wurde angenommen, daß sich die kinetische Energie gleichmäßig auf alle Teilchen verteilt, wobei für geladene Teilchen zusätzlich die Coulomb-Barriere zu berücksichtigen ist. Durch eine Verdampfungsrechnung wurde die Energie der emittierten γ -Quanten abgeschätzt. Bei mehr als zwei abgedampften Teilchen ist die Impulsverteilung in guter Näherung gaußförmig.

$$\frac{\partial^3 I}{\partial p_x \partial p_y \partial p_z} \sim E^{-\frac{\Delta p^2}{2\sigma^2}} \quad (4)$$

Δp^2 ist das Betragsquadrat der Differenz vom Impuls des Verdampfungsrestkerns und dem Impuls des Compoundkerns.

Bei der Abdampfung nur eines Teilchens, z.B. eines α -Teilchens, wird die Abweichung von der Gaußkurve näherungsweise berücksichtigt. Bei 1n und 1p Teilchen ist dies wegen des geringen Impulsübertrags unkritisch. Der Energieverlust im Target wurde nach Braune und Schwalm [BrS77], das Energiestraggling nach Schmidt-Böcking [Sch78], die Winkelaufstreuung der Verdampfungsrestkerne nach Eastham [Eas75] und Sigmund [SiW74] und die Ionenladungsverteilung nach Nikolaev [NiD68, NiD71] berechnet.

Bei den berechneten Querschnitten ergaben sich je nach Anregungsenergie und Massenasymmetrie der Systeme für die Transmission der xn-Kanäle 65 % - 95 %, für pxn-Kanäle 40 % - 80 % und für α xn-Kanäle 10 % - 30 %.

2.5 Experimentelle Bestimmung der Transmission

Diese berechneten Transmissionswerte von SHIP erfordern eine experimentelle Überprüfung, um die Wirkungsquerschnitte mit der gewünschten Genauigkeit bestimmen zu können. Hierfür wurden bei zwei verschiedenen Reaktionen, $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$, ^{104}Ru , Absolutmessungen der Transmission mittels einer Fängerfolie vor SHIP durchgeführt.

Bei diesem Verfahren nutzt man die unterschiedlichen Reichweiten von schnellen, projektilähnlichen Reaktionsprodukten einerseits, und den langsamen Verdampfungsrestkernen andererseits, um diese beiden Gruppen zu trennen. Die Aluminium-Fängerfolie (catcher) ist so bemessen, daß Projektile diese durchfliegen, Verdampfungsrestkerne aber vollständig gestoppt werden. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3 dargestellt.

Aluminium wurde gewählt, da es einen ausreichend hohen Schmelzpunkt hat (873° K) um die Strahlungsbelastung auszuhalten, und durch seine niedrige Ordnungszahl nur solche Reaktionsprodukte erzeugt werden, die die Messung nicht beeinträchtigen.

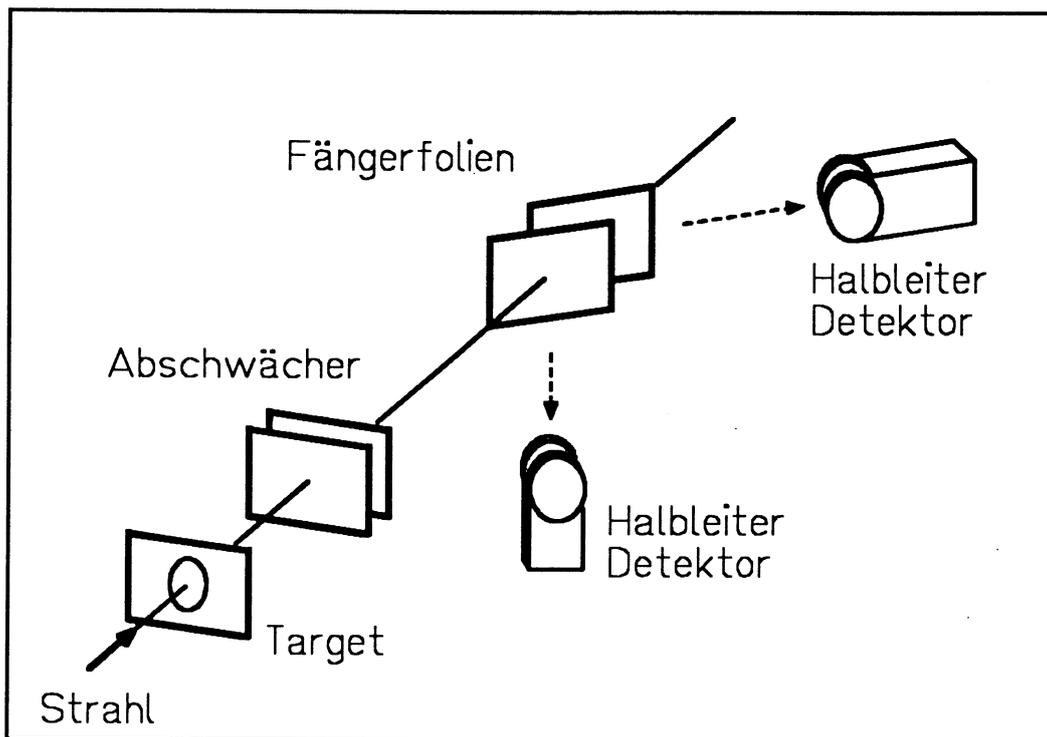


Abbildung 3: Experimentelle Bestimmung der Transmission

Schematischer Aufbau der Fängerfolien-Messung. Der Strahl erzeugt im Target die Reaktionsprodukte, die durch die Abschwächer soweit gebremst werden, daß sie in den Fängerfolien vollständig gestoppt werden. Nach dem Bestrahlungszyklus fahren beide Fängerfolien vor die beiden Halbleiterdetektoren und der nachfolgende α -Zerfall der Verdampfungsrestkerne wird nachgewiesen.

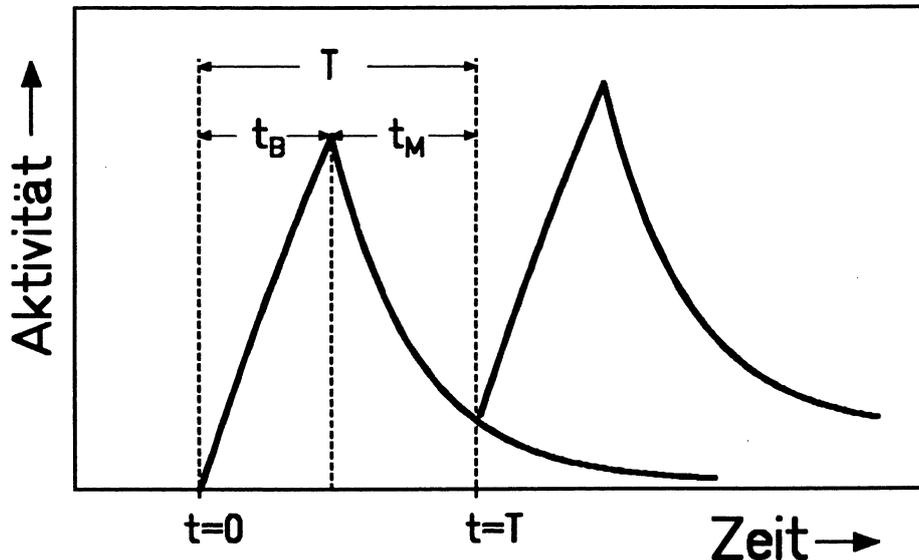


Abbildung 4: Zeitablauf der Messung

Zum Zeitpunkt $t=0$ fährt die Fängerfolie in den Strahl und sammelt während der Bestrahlzeit $t=t_B$ die erzeugten Reaktionsprodukte auf. Danach werden die erzeugten Verdampfungsrestkerne während der Zeit $t=t_M$ gemessen.

Hinter dem Target sind drei Aluminium-Folien als Abschwächer montiert. Durch deren unterschiedliche Flächenbelegung (3.25 mg/cm^2 , 0.8 mg/cm^2 , 0.4 mg/cm^2) kann die Energie der Teilchen so variiert werden, daß Verdampfungsrestkerne in den nachfolgenden Fängerfolien gestoppt werden, projektilähnliche Teilchen aber mit relativ geringem Energieverlust (Restenergie ca. 250 MeV) hindurchfliegen. Die folgenden zwei Fängerfolien, die beide auf verschiedenen pneumatischen Durchführungen montiert sind und periodisch vor jeweils zwei α -Detektoren gefahren werden, sind um 45° gegen die Strahlrichtung gedreht, um die effektive Foliendicke zu erhöhen.

Die insgesamt vier Oberflächensperrschichtzähler, mit denen der α -Zerfall der aufgesammelten Verdampfungsrestkerne beobachtet wird, haben 450 mm^2 aktive Fläche und eine Energieauflösung von 18 keV. Die Normierung wurde mit dem geeichten Coulombzähler von SHIP durchgeführt.

2.5.1 Aufbau und Geometrie

Der große Raumwinkel, der von der Fängerfolie überdeckt wird, ermöglicht eine vollständige Aufsammlung der Verdampfungsrestkerne. Dies ist eine Voraussetzung für die Absolutmessung der Wirkungsquerschnitte, da alle Kanäle xn , pxn und αxn erfaßt werden sollen.

Die Aufstreuung der 450 MeV Projektile in Target und Fängerfolie inklusive Abschwächer ($\approx 6 \text{ mg/cm}^2$) beträgt 7.3 mrad bei einer SHIP Akzeptanz von $\pm 26 \text{ mrad}$.

Eine ionenoptische Berechnung zeigt, daß bei einer mittleren Ionenladung der Projektile von 29 ± 2 und einer Restenergie von 256 MeV, die Transmission 99.9 % beträgt. Das bedeutet eine vollständige Aufsammlung der Projektile im Strahlstopper von SHIP, wodurch eine Normierung mit Hilfe des Coulombzählers ermöglicht wird. Die Rutherford-Monitore konnten aus geometrischen Gründen nicht benutzt werden.

Wegen des Reichweitenstraggling sollte die Aluminium-Fängerfolie eine Mindestdicke von 2.5 mg/cm^2 haben. Hierfür wurden die Messungen von Vermeulen [Ver84] berücksichtigt, der ein um 25 % größeres Straggling als in der Literatur angegeben [Zie80] ermittelte. Aus Gründen der besseren Nachweiswahrscheinlichkeit und Auflösung wurden zwei Folien mit je 1 mg/cm^2 verwendet. Durch die Drehung der Folie um 45° wurde deren effektive Dicke um den Faktor $1/\cos(45^\circ)$ erhöht.

Mit Hilfe der Abschwächer wurde die Verteilung der gestoppten Verdampfungsrestkerne so verschoben, daß deren Maximum nahe der Mitte beider Folien lag. Dieses Verfahren ermöglicht die Messung von α -Energien mit ihren ursprünglichen Energien, da ein großer Teil aus oberflächennahen Schichten beider Fängerfolien stammt. Als Resultat einer solchen Messung erhält man dreiecksförmige α -Linien mit einer scharfen Kante und einen langsam auslaufenden niederenergetischen Teil. Der Abstand zwischen Fängerfolien und α -Detektoren wurde so gewählt, daß der Raumwinkel eine große Nachweiswahrscheinlichkeit ermöglicht und die Energieauflösung nicht durch zu große α -Emissionswinkel verschlechtert wird.

Die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit der Oberflächensperrschichtzähler betrug zwischen 7 % – 10 %. Die systematische Unsicherheit der Ansprechwahrscheinlichkeit, verursacht durch die räumliche Verteilung der Verdampfungsrestkerne auf der Fängerfolie, sowie durch Unsicherheiten in der Normierung, wurde zu 12 % abgeschätzt.

2.5.2 Messung

Zur Aktivierung wurden die Fängerfolien mit einer Periode von 10 sec in den Strahl gefahren, um die Reaktionsprodukte aufzusammeln. Anschließend fuhren die zwei Folien mit pneumatischen Durchführungen vor die insgesamt vier α -Detektoren zur Messung der produzierten Aktivität. Sammel- und Meßzeit waren mit je 10 sec etwa zwei- bis dreimal so lang wie die Halbwertszeiten der erwarteten Hauptkanäle. Die Transportzeiten der Durchführungen waren $< 0.2 \text{ sec}$ und wurden vernachlässigt. Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Meßmethode geht man von dem in Abbildung 4 dargestellten Zeitablauf aus.

2.5.3 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Beim periodischen Anfahren der Fängerfolie von Bestrahlungsposition und Meßposition mit der Zeitkonstanten $T = t_B + t_M$ werden während der Bestrahlungsperiode

t_B , Q^i Kerne des Nuklids i produziert, die mit der Zerfallskonstante λ^i wieder α -Zerfälle produzieren und in der Meßposition während der Zeit t_M mit den Detektoren nachgewiesen werden.

Die nach einer Bestrahlung vorhandenen Kerne N_k^i eines Nuklids i sind:

1. Periode:

$$N_1^i = \frac{Q^i}{\lambda_i t_B} (1 - e^{-\lambda_i t_B}) \quad (5)$$

n-te Periode:

$$N_n^i = N_1^i \sum_{k=0}^{n-1} e^{-k\lambda_i T} \quad (6)$$

Die im Detektor nachgewiesenen Zerfälle Z_k^i während der Periode k :

1. Periode:

$$Z_1^i = N_1^i (1 - e^{-\lambda_i t_M}) \quad (7)$$

n-te Periode:

$$Z_n^i = N_n^i (1 - e^{-\lambda_i t_M}) \quad (8)$$

Die Gesamtzahl aller nachgewiesenen Zerfälle beträgt:

$$\sum_{k=1}^n Z_k^i = \frac{S^i Q_{tot}^i}{n \lambda_i t_B} (1 - e^{-\lambda_i t_M}) (1 - e^{-\lambda_i t_B}) \quad (9)$$

wobei gilt:

$$n = \frac{T_{tot}}{T} \approx 10^3 - 10^4 \quad (10)$$

$$S^i = \sum_{k=0}^{n-1} (n - k) e^{-kT\lambda_i} \quad (11)$$

$$Q_{tot}^i = n \cdot Q^i \quad (12)$$

Nach einigen Umformungen erhält man als Resultat für die Anzahl der produzierten Kerne eines Nuklids i :

$$Q_{tot}^i = \frac{1}{\epsilon_i} \sum_k Z_k^i \quad (13)$$

mit der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ :

$$\epsilon_i = \frac{1}{\lambda_i t_B} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda_i t_M}) \cdot (1 - e^{-\lambda_i t_B})}{(1 - e^{-\lambda_i T})} \quad (14)$$

mit der Bedingung gleich langer Meß- und Bestrahlungszeiten $t=t_a=t_B$ erhält man

$$\epsilon_i = \frac{1}{\lambda_i t} \frac{(1 - e^{-\lambda_i t})^2}{(1 - e^{-2\lambda_i t})} \quad (15)$$

2.5.4 Berechnung der gemittelten Transmission

Die für eine Gruppe von Verdampfungskanälen bestimmte Transmission kann durch folgende Überlegungen erhalten werden:

Für jeden einzelnen Kanal i gilt:

$$A \cdot \frac{Z_i^C}{\epsilon_i} = B \cdot \frac{Z_i^S}{T_i} \quad (16)$$

Z_i^C, Z_i^S sind die gemessenen α -Zerfälle in der Fängerfolie (C) bzw. hinter SHIP (S), die Konstanten A und B dienen der Normierung.

$$A = \frac{1}{N_{Coul} \cdot G_C} \quad (17)$$

$$B = \frac{1}{N_{Coul} \cdot G_S} \quad (18)$$

mit N_{Coul} Coulombzählrate und $G_{C,S}$ geometrische Effizienz der Detektoren vor und hinter SHIP.

ϵ_i Nachweiswahrscheinlichkeit der Fängerfolie für den i -ten Kanal;

T_i Transmission des i -ten Kanals durch SHIP.

Wenn man auf die Auflösung einzelner Kanäle verzichtet, gilt folgende Gleichung für die Summation über alle gemessenen Kanäle i :

$$A \sum_i Z_i^C = B \sum_i \frac{Z_i^S \epsilon_i}{T_i} = B \cdot \langle T^{-1} \rangle \cdot \sum_i Z_i^S \cdot \epsilon_i \quad (19)$$

wobei gilt:

$$\langle T^{-1} \rangle = \frac{\sum Z_i^S \epsilon_i (T_i)^{-1}}{\sum Z_i^S \epsilon_i} \quad (20)$$

Für eine Gruppe von α -Zerfällen kann die gewichtete Transmission aus den gemessenen Zählraten $Z_i^{C,S}$, sowie aus ϵ_i ermittelt werden.

2.5.5 Auswertung

In den α -Detektoren wurden die α -Spektren der in den Fängerfolien aufgefangenen Verdampfungsrestkerne registriert und die entsprechenden Kanäle identifiziert. Die Energieauflösung reichte nicht aus um einzelne Kanäle getrennt auszuwerten, deshalb wurde eine gemittelte Transmission für beide Reaktionen berechnet. Dabei macht man von der Tatsache Gebrauch, daß bei der Reaktion $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ bei 4.5 MeV/u zu 72 % xn-Kanäle und zu 19 % 1pxn-Kanäle gebildet werden, die aber ein α -Verzweigungsverhältnis von ≤ 0.5 % haben und somit nicht nachgewiesen werden können. Bei $^{100}\text{Mo} + ^{104}\text{Ru}$ sind es bei 4.5 MeV/u 75 % 1pxn-Kanäle und 21 % α xn-Kanäle, deren α -Energien aber nicht unterschieden werden können. Diese Bedingungen ermöglichen es, eine gemittelte Transmission für beide Kategorien, xn einerseits, und die geladenen Teilchen andererseits, anzugeben.

2.5.6 Ergebnisse

Die mittlere Transmission beträgt für xn-Kanäle $\langle T \rangle = (62 \pm 15)$ % und für pxn+ α xn-Kanäle $\langle T \rangle = (31 \pm 12)$ %. Diese Ergebnisse liefern eine gute Übereinstimmung mit den beiden verwendeten Transmissionsprogrammen.

Das korrigierte SHIP Programm [Fau78],[Ver84] zur Berechnung der Transmission geht von einer gaußförmigen Emission der Teilchen, deren Energieverteilung aus Verdampfungsrechnungen erhalten wird, aus. Mit einer Monte-Carlo Rechnung werden die Trajektorien mit ionenoptischen Berechnungen simuliert, wobei die Blendenwerte an frühere Experimente zur Transmission [ReH85] angepaßt wurden. Das Programm WFTRANS benutzt zur Bestimmung der Transmission eine Übertragungsfunktion $f(p_x, p_y, p_z, Q)$ des Geschwindigkeitsfilters, deren Parameter an alle früheren Transmissionsmessungen angepaßt wurde. Bei diesem Experiment wurde das SHIP Programm mit einer globalen Skalierung von 0.92 an die experimentell bestimmte Transmission angepaßt und zur Berechnung der über die verschiedenen Kanäle gewichteten Transmission der Verdampfungsrestkerne benutzt, während das Programm WFTRANS zur Bestimmung der Transmission einzelner Kanäle verwendet wurde. Die Zusammensetzung der gemessenen Verdampfungsrestkerne nach Kanälen kann meist nicht vollständig experimentell bestimmt werden, da nur α -Zerfälle registriert werden. Zur Bestimmung der Gewichte aller Kanäle wird eine HIVAP-Rechnung benutzt (siehe Kapitel 4) und damit eine gemittelte Transmission abgeschätzt.

3 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

3.1 Bestimmung der Verdampfungsrestkern-Raten

Trotz der Unterdrückung des Primärstrahls (bis zu einem Faktor $\simeq 10^{12}$) hat man hinter SHIP, abhängig von der Güte des Targets und des Strahls, einen hohen Untergrundanteil von projektilähnlichen Kernen, die im eingestellten Geschwindigkeitsfenster liegen. Mit Hilfe der Ortsinformation im PPL Zähler können Teilchen verworfen werden, die innerhalb von etwa 15 ns im Halbleiterzähler gestoppt werden und durch Addition der Signale ein falsches Energiesignal liefern (pile-up), welches den Wirkungsquerschnitt der Verdampfungsrestkerne verfälschen würde. Pile-up mit Zeiten größer als 50ns wurde durch eine Schwelle auf speziell geformte Energiesignale unterdrückt. Die Signale des Vorverstärkers wurden zu diesem Zweck mit einem clipping-Verstärker zu Rechteck-Signalen mit einer Länge von 50ns geformt.

Zur Diskriminierung der Verdampfungsrestkerne kann das Flugzeit-Energie Spektrum benutzt werden. In Abbildung 5 ist ein Ausschnitt eines solchen zweidimensionalen Spektrums aufgetragen. Die Höhenlinien verlaufen in Stufen von 2^n ($n = 0,1,2,\dots$). Die beiden Massenäste liegen deutlich getrennt und die Verdampfungsrestkerne können, wie mit dem Polygon-Fenster angedeutet wird, von den gestreuten Projektilen getrennt werden. Der Verdampfungsrestkern-Wirkungsquerschnitt kann mit dieser Methode bis auf $\approx 1 \mu\text{barn}$ ausgewertet werden, wobei die Güte des Targets eine entscheidende Rolle spielt. Inhomogenitäten, Mikrolöcher und Verformungen können den Untergrund um Größenordnungen steigen lassen.

Zusätzlich zur erhaltenen Massenauflösung mit Hilfe des Flugzeit-Energie Spektrums, kann man die Diskriminierung der Verdampfungsrestkerne, durch die mit Hilfe des PPL gewonnenen Energieverlust-Energie Spektren, ergänzen. Diese Methode wurde jedoch wegen der guten Massenauflösung nur selten angewandt, zudem stand für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte unterhalb der Barriere die Information aus den α -Spektren zu Verfügung.

3.2 Auswertung der α -Spektren

Die im Oberflächensperrschichtzähler implantierten Kerne zerfallen zu einem großen Teil mit der Emission eines α -Teilchens, dessen Energie im Detektor registriert wird. Die Kerne erleiden beim α -Zerfall einen Rückstoß, der vom Detektor mitgemessen wird. Dieser Effekt wird bei der Eichung der Energie durch bekannte Zerfallsenergien implantierter Kerne berücksichtigt. Daneben muß auch der bei schweren Kernen große Impulshöhendefekt in Betracht gezogen werden.

Durch die im Vergleich zur Implantationstiefe R_{VR} der Kerne große Reichweite R_α der emittierten α 's, wird ein Teil der α 's den Detektor verlassen, und nur deren Energieverlust gemessen werden. Der Anteil der α 's, mit vollständig gemessener Energie kann aus einfachen geometrischen Überlegungen berechnet werden.

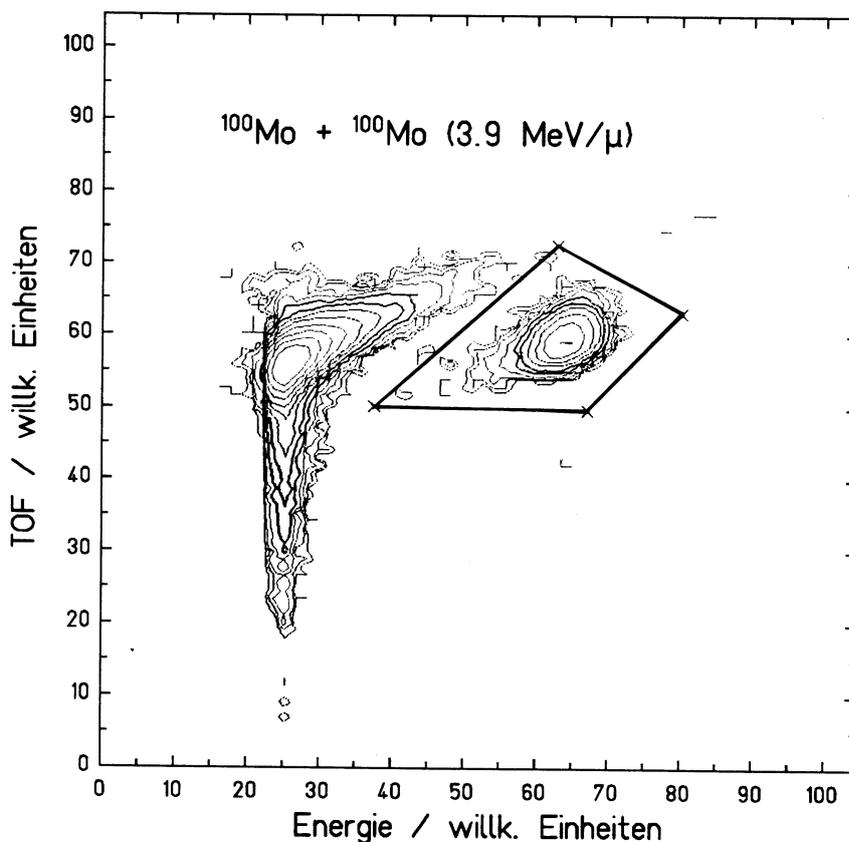


Abbildung 5: Bestimmung der Verdampfungsrestkerne

Aufgetragen wurde die Flugzeit zwischen PPC-Detektor und Halbleiter-Detektoren (11 cm) über der gemessenen Energie der Teilchen bei einer Reaktionsenergie von 12 MeV unterhalb der Fusionsbarriere. Die Höhenlinien verlaufen in Stufen von 2^n . Die Energie wird nur oberhalb einer festen Energieschwelle gemessen, um den Untergrund zu unterdrücken. Der Polygonzug zeigt das Fenster, in dem die Verdampfungsrestkerne klar getrennt vom Untergrund liegen.

$$G_{Det}(E_\alpha) = 0.5 \cdot \left(1 + \frac{R_{VR}}{R_\alpha}\right) \quad (21)$$

Der Anteil der α 's der nicht mit der vollen Energie gemessen wird, muß korrigiert werden. Der Energieverlust und die Reichweiten werden nach Ziegler [Zie80], die Reichweiten der Verdampfungsrestkerne nach Braune und Schwalm [BrS77], bestimmt. Die α -Spektren (siehe Abbildung 6) waren frei von Untergrund, da die Daten aus Messungen der Puls-Pause gewonnen wurden. Das ist bei den hier untersuchten Nukliden durch deren große Halbwertszeiten ohne Einschränkungen möglich. Das Puls-zu-Pause Verhältnis wird bei der Bestimmung der Produktionsraten korrigiert.

3.3 Bestimmung der Produktionsraten aus α -Daten

Zur Bestimmung der α -Produktionsraten geht man von der nachfolgend beschriebenen Methode aus [Ver84, Sah84, Kel85]. Nach der Implantation des Verdampfungsrestkerns wird neben seinem α -Zerfall auch der Zerfall sämtlicher Tochterprodukte nachgewiesen. Die Produktionsraten von Verdampfungsrestkernen nach Neutronenabdampfung können direkt aus den Summen aller zugehörigen Linienintensitäten, den α -Verzweigungsverhältnissen und den Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmt werden. Bei der Abdampfung geladener Teilchen muß jedoch der Anteil der Tochterprodukte (Elektroneneinfang und α -Zerfall) berücksichtigt werden, um den Anteil der direkt gebildeten Kerne zu erhalten. Die Zahl der Ereignisse n_i eines Kerns k in der α Linie i ergibt sich zu:

$$n_i = \sum_k w_{ik} p_k \quad (22)$$

p_k ist die gesuchte Produktionsrate des Nuklids k und w_{ik} dessen Zerfallswahrscheinlichkeit in der Linie i :

$$w_{ik} = \sum_m q_{mk} (1 - b_m^{EC}) b_{mi}^\alpha g_i \quad (23)$$

q_{mk} ist die Bevölkerungsrate des Kerns m , wenn der Kern k direkt gebildet wurde, $(1 - b_m^{EC})$ das α Verzweigungsverhältnis von Kern m , b_{mi}^α der Anteil der Linie i am α -Zerfall des Kerns m und g_i die Nachweiswahrscheinlichkeit für die volle α -Energie.

Die Matrixschreibweise lautet:

$$N = W \cdot P \quad (24)$$

Das lineare Gleichungssystem ist im allgemeinen überbestimmt. Da zudem die Anzahl der α -Zerfälle der Poisson-Statistik unterliegen, ist das Gleichungssystem nicht exakt lösbar, sondern muß mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst werden [Bev69]. Die Lösung ergibt sich dann zu:

$$P = E \cdot N \quad (25)$$

wobei die Kovarianzmatrix E die Inverse der Krümmungsmatrix A ist. A kann aus der Matrix W und der transponierten Matrix W^T berechnet werden.

$$A = W \cdot S \cdot W^T \quad (26)$$

S ist eine Diagonalmatrix, deren Elemente die inversen Varianzen $1/\sigma^2$ der Zählraten n_i sind. Die Unsicherheiten der Produktionsraten sind durch die Diagonalelemente der Kovarianzmatrix gegeben. Singularitäten in A können durch spektroskopische Ununterscheidbarkeit zweier Linien auftreten, so daß in diesem Fall nur deren Summenproduktionsrate bestimmt werden kann. Um negative Produktionsraten auszuschließen, wurden teilweise Nichtlinearitäten des obigen Gleichungssystems erzeugt, dessen Lösung mit einem Suchverfahren nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt wurde. Bei der Bestimmung der Fehler kann dies in einzelnen Fällen zu einer Überschätzung führen.

3.4 α -Spektroskopie

Zur Identifikation der α -Spektren ist eine genaue Kenntnis der α -Energien und der Verzweigungsverhältnisse aller bevölkerten Kerne nötig. Die verwendeten Daten sind im Anhang Tabelle 1 mit den entsprechenden Literaturzitataten aufgelistet.

Obwohl es nicht das Hauptthema dieser Arbeit war, sollen die verwendeten neuen spektroskopischen Daten kurz diskutiert werden.

3.4.1 ^{191}Po und ^{190}Po

Isotop	E_α/keV	$T_{1/2}/\text{ms}$
^{191}Po	7314 ± 20	$15.5^{+6}_{-3.5}$
^{190}Po	7482 ± 20	$9.6^{+4.7}_{-4.4}$

Tabelle 3: ^{190}Po , ^{191}Po

Bei den Reaktionen $^{100}\text{Mo} + ^{94}\text{Mo} \Rightarrow (^{194}\text{Po})_{CN}$ konnte der 3n Kanal beobachtet werden. Für das neue, eindeutig identifizierte Isotop ^{191}Po wurde die α -Energie $E = (7314 \pm 20)$ keV und die Halbwertszeit $T = (15.5^{+6}_{-3.5})$ ms bestimmt [QuM87].

In der Abbildung 6 sind die Intensitäten der α -Linien dargestellt. Aufgetragen sind die aufsummierten Zerfälle, die während der Pulspause des Makropulses bei drei Energieeinstellungen ($E^* = 32.3, 37.7$ und 42.0 MeV) aufsummiert wurden. Es wurden insgesamt 14 Zerfälle des neuen Isotops gemessen.

Für die Bestimmung der Halbwertszeit wurde die Zeit zwischen der Implantation des Verdampfungsrestkerns und dem α -Zerfall gemessen und in der Abbildung 7 gegen die gemessene α -Energie aufgetragen. Die Polygon-Fenster zeigen die identifizierten Isotope, neben dem bekannten ^{192}Po das neue Isotop ^{191}Po . Die Halbwertszeit wurde mit der Maximum-Likelihood Methode bestimmt (Abbildung 8). Die gemessene Anregungsfunktion des 3n Kanals stimmt sehr gut mit Rechnungen des statistischen Modells (Kapitel 4) überein, die experimentell ermittelte α -Energie stimmt mit der

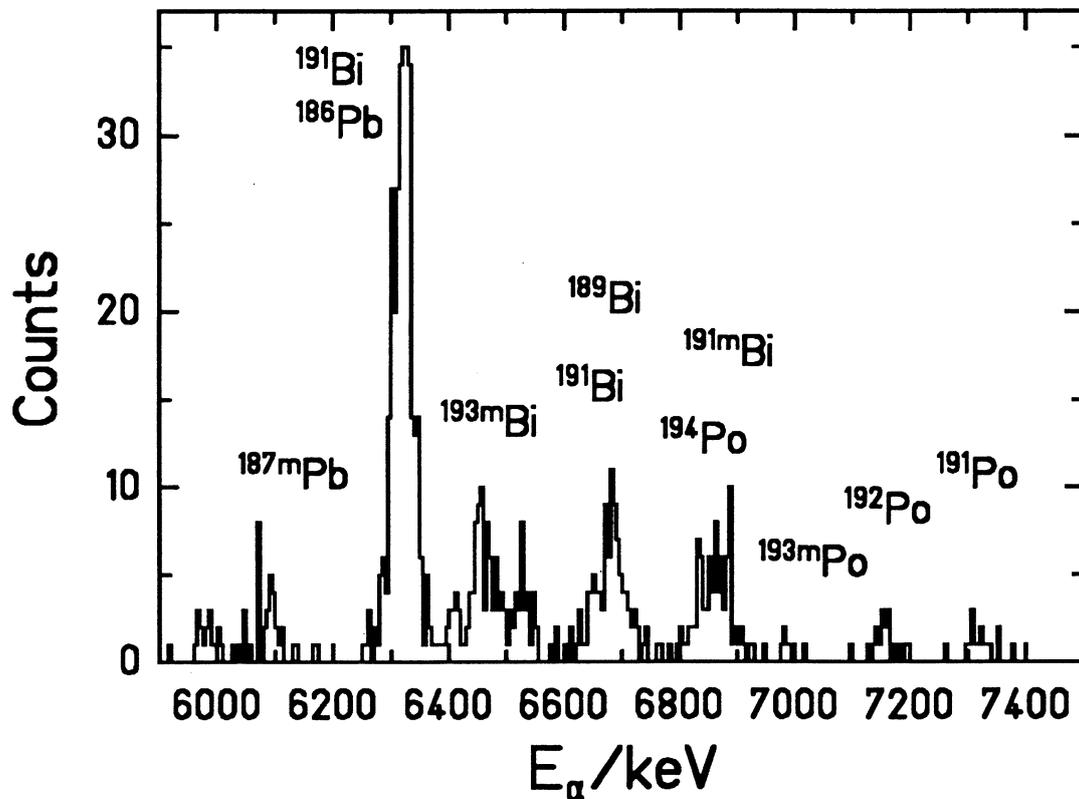


Abbildung 6: α -Spektrum von $^{100}\text{Mo} + ^{94}\text{Mo}$
 Summenspektrum der α -Zerfälle in der Pulspause bei drei Energie-Einstellungen
 ($E^* = 32.3, 37.7$ und 42.0 MeV).

Systematik von Viola [ViS74] überein. Das Isotop wurde außerdem in der Reaktion $^{100}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo} \Rightarrow (^{192}\text{Po})_{CN}$ als 1n-Kanal beobachtet. Diese experimentellen Ergebnisse erlauben eine eindeutige Identifikation des neuen Isotops ^{191}Po .

In der Reaktion $^{100}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo} \Rightarrow (^{192}\text{Po})_{CN}$ konnten im Pausenspektrum zwei Ereignisse bei der Energie $E = (7482 \pm 20)$ keV mit der Halbwertszeit $T = (9.6^{+4.7}_{-4.4})$ ms beobachtet werden. Diese Energie wurde nach der Viola Systematik dem Isotop ^{190}Po zugewiesen.

Die berechnete Anregungsfunktion (Kapitel 4) für den 2n Kanal dieser Reaktion zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert. Durch die Unterdrückung des gesamten Untergrundes während der Pulspause und die Korrelation mit dem implantierten Verdampfungsrestkern kann mit den wenigen Ereignissen, das Isotop ^{190}Po einwandfrei nachgewiesen werden.

In einer späteren Messung konnten bei der Reaktion $^{58}\text{Ni} + ^{132,134,136}\text{Ba}$ die α -Energien beider Isotope bestätigt werden [Hof87].

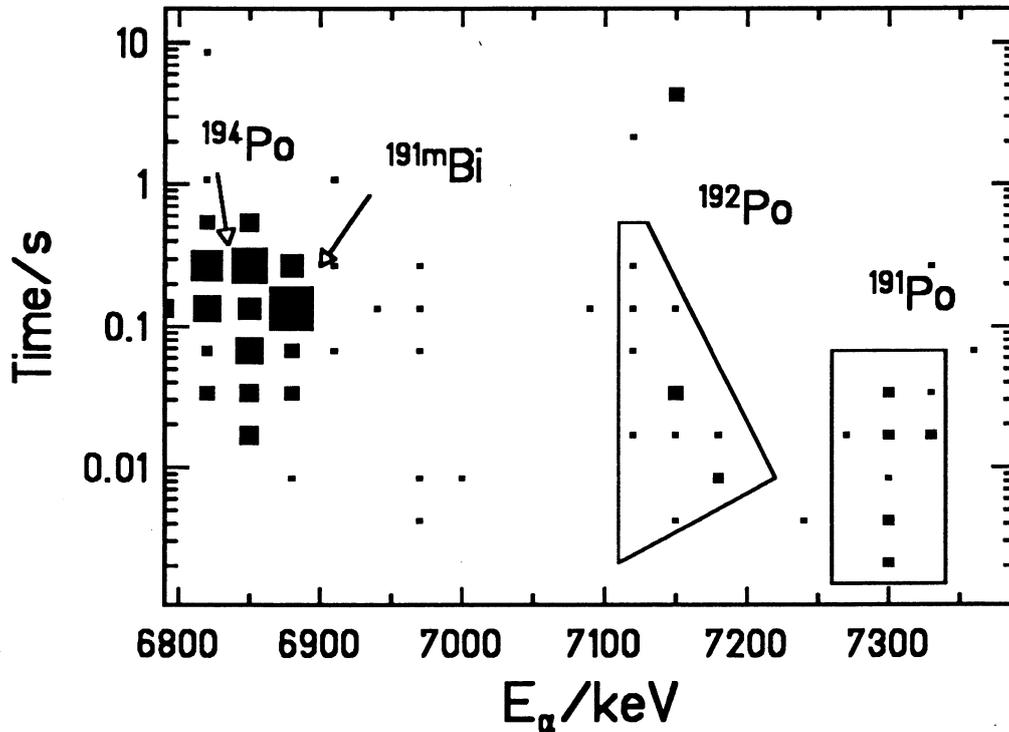


Abbildung 7: Korrelation der Verdampfungsrestkernimplantation und nachfolgendem α -Zerfall. Aufgetragen ist die Zeit zwischen der Implantation des identifizierten Verdampfungsrestkerns und dem nachfolgenden α -Zerfall über diese Energie. Eingezeichnet sind die identifizierten Kanäle. Die Größe der Cluster ist proportional der Zählrate.

3.4.2 Korrekturen anderer α -Linien

Bei der Reaktion $^{100}\text{Mo} + ^{90}\text{Zr} \Rightarrow (^{190}\text{Pb})_{CN}$ zeigten die aus der Analyse erhaltenen 3n und 4n Kanäle einen um Größenordnungen zu hohen Querschnitt gegenüber dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt der Verdampfungsrestkerne. Diese Abweichung kann nur von einem falsch angenommenen α -Verzweungsverhältnis herrühren.

^{187}Pb (A)	$0.08 < (1-b_{EC}) < 1$
^{187}Pb (B)	$0.35 < (1-b_{EC}) < 1$

Tabelle 4: ^{187}Pb

Da der gerechnete Querschnitt aller anderen α -Kanäle mit den experimentell er-

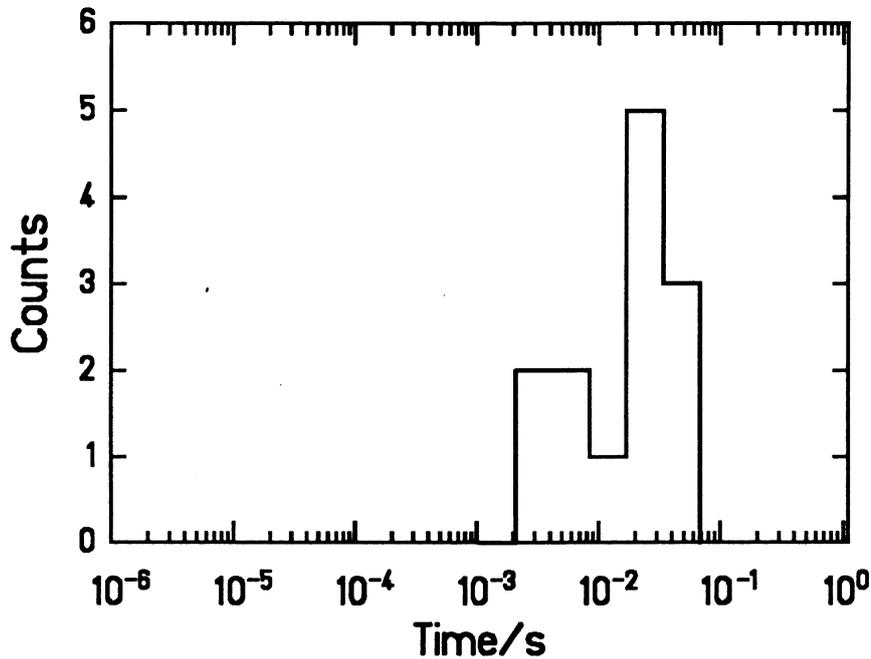


Abbildung 8: Bestimmung der Halbwertszeit

Aufgetragen ist die Zeit zwischen der Implantation des Verdampfungsrestkerns ^{191}Po und dessen nachfolgendem koinzidenten α -Zerfall. Die Halbwertszeit wurde mit der Maximum-Likelihood-Methode bestimmt ($T = 15.5^{+6}_{-3.5}$ ms).

mittelten Querschnitten übereinstimmt, wurden die Raten der 3n und 4n Kanäle auf die berechneten Raten korrigiert. Für ^{186}Pb wird das α -Verzweigungsverhältnis ($1-b_{EC}=1$) zu 1 bestimmt.

^{207}Ra	7081 keV	15 %
	7130 keV	85 %

Tabelle 5: ^{207}Ra

Bei ^{187}Pb gibt es in der Literatur [WeM85] Angaben über die Zustände ^{187}Pb (A) und ^{187}Pb (B), wobei der Grundzustand nicht zugeordnet werden kann. Für diese beiden Zustände konnten folgende Grenzen für das Verzweigungsverhältnis gefunden werden.

Die beste Anpassung ergab sich für den Wert $(1 - b_{EC}) = 0.38$ für beide Zustände (siehe Tabelle 4).

Bei der Reaktion $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd} \Rightarrow (^{210}\text{Ra})_{CN}$ zeigte sich eine α -Linie bei $E = (7081 \pm 18)$ keV. Aus dem Maximum der Anregungsfunktion dieser Linie bei

$E^* = 37$ MeV und einem Vergleich der Termschemata dieser Region der Nuklidkarte wurde geschlossen, daß diese Linie dem Isotop ^{207}Ra zuzuordnen ist. Für ^{207}Ra ergeben sich daraus die in Tabelle 5 aufgelisteten Linienintensitäten.

3.5 Asymmetrische Systeme

Die Bildung von Verdampfungsrestkernen wird im allgemeinen als Zweistufenprozeß verstanden, bei dem zunächst Verschmelzung von Projektil und Target einen Zwischenkern, den Compoundkern, bildet, der sich nach kurzer Zeit im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Der Compoundkern kann seine Anregungsenergie durch Abdampfung von Teilchen und Emission von γ -Strahlung abgeben, oder er kann spalten. Um den Vergleich der Eingangskanalabhängigkeit der Fusion durchzuführen, braucht man die Information des Ausgangskanals. Um diese Information zu erhalten, wurden Experimente mit asymmetrischen Systemen, die denselben oder einen sehr ähnlichen Compoundkern erzeugen, durchgeführt.

Für diese Arbeit wurden die Systeme $^{40}\text{Ar}+^{171}\text{Yb}$, $^{58}\text{Fe}+^{140}\text{Ce}$, $^{58}\text{Fe}+^{146}\text{Nd}$, $^{58}\text{Fe}+^{154}\text{Sm}$ bei Energien oberhalb der Fusionsbarriere untersucht. Die Meßanordnung dieser Experimente, die im Anschluß an die Untersuchung schwerer Elemente durchgeführt wurden, kann der Literatur entnommen werden [Hes85, Hof85, MüH85, QuA85, MüA86, MüA87].

Gemessen wurde nur der Zerfall der Verdampfungsrestkerne, die in einen ortsempfindlichen Oberflächensperrschichtzähler implantiert wurden. Die Ortsinformation des α -Zerfalls im Detektor ermöglicht eine Korrelation zu den nachfolgenden α -Zerfällen der Tochterkerne. Die α -Produktionsraten wurden mit den gleichen Auswerteverfahren erhalten, wie oben beschrieben. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in den Tabellen im separaten Anhang aufgelistet. Die Verwendung dieser Daten wird in den folgenden Kapiteln beschrieben.

3.6 Ergebnisse

Die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte für Verdampfungsrestkernbildung sind in den Tabellen des separaten Anhangs zusammengestellt. Die Abbildungen der Anregungsfunktionen findet man in den Abbildungen 9–28. In diesen sind die gemessenen Anregungsfunktionen der Verdampfungsrestkerne (Bild oben) und der α -Kanäle dargestellt. Die einzelnen Kanäle sind bezeichnet. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse von HIVAP-Rechnungen.

Die Produktionsraten der α -Daten sind für xn- und pxn-Kanäle angegeben. Für die Abdampfung mehrerer geladener Teilchen sind die Querschnitte nicht aufgeführt, da die Fehler bei der Bestimmung der Produktionsraten in diesen Fällen sehr groß werden.

Die α -Raten werden bei der Bestimmung der VR-Wirkungsquerschnitte vor allem bei Energien unterhalb der Barriere relevant und hier sind in den meisten Reaktio-

nen die Anregungsenergien zu gering, um mehrere geladene Teilchen abzdampfen. Bei Energien weit oberhalb der Barriere, bei hohen Anregungsenergien, sind diese Zerfallskanäle des Compoundkerns zwar dominant, die Wirkungsquerschnitte für Verdampfungsrestkerne können jedoch aus der Rate der Verdampfungsrestkerne direkt bestimmt werden.

In den Tabellen sind die Daten, die aus der Summation über verschiedene α -Zerfallskanäle des Compoundkerns gebildet wurden, mit einem Stern bei der Angabe über die Transmission durch SHIP versehen. Diese Angabe wurde durch die gewichtete Transmission der verschiedenen α -Kanäle ermittelt. In den Abbildungen (9-28, oben) sind die Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie aufgetragen. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Verdampfungsrechnung, die später erläutert wird.

Die Produktionsraten der Abdampfungskanäle sind in den Abbildungen (9-28) als Funktion der Energie dargestellt. Die Kurven sind das Ergebnis einer Verdampfungsrechnung. Der Gesamtfehler ergibt sich aus den statistischen Fehlern der Messung, den Fehlern bei der Berechnung der Produktionsraten und den systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte. Der Fehler, der aus den Unsicherheiten in der SHIP Transmission und der Unsicherheit in der Normierung stammt, wurde zu 18 % abgeschätzt.

In den **Abbildungen 9 - 28** sind für alle untersuchten Systeme folgende Werte aufgetragen: Bild oben: Gemessene Wirkungsquerschnitte für Verdampfungsrestkerne, aufgetragen über der Schwerpunktsenergie. Die Fusionsbarriere ist markiert.

Bild unten: Fusionswahrscheinlichkeit aufgetragen über der Schwerpunktsenergie. Die Bass-Barriere ist markiert. Die eingezeichnete Linie ist das Ergebnis einer Anpassung.

Gegebenenfalls auf der nächsten Seite:

Bild oben: Produktionsquerschnitte für xn-Verdampfungskanäle aufgetragen über der Schwerpunktsenergie. Die einzelnen Kanäle sind bezeichnet. Die gepunktete Linie ist der Wirkungsquerschnitt für Verdampfungsrestkerne. Falls das Bild fehlt, sind keine α -Zerfälle dieser Zerfallskanäle gemessen worden.

Bild unten: Produktionsquerschnitte für pxn-Verdampfungskanäle aufgetragen über der Schwerpunktsenergie. Die einzelnen Kanäle sind bezeichnet. Die gepunktete Linie ist der Wirkungsquerschnitt für Verdampfungsrestkerne. Falls das Bild fehlt, sind keine α -Zerfälle dieser Zerfallskanäle gemessen worden.

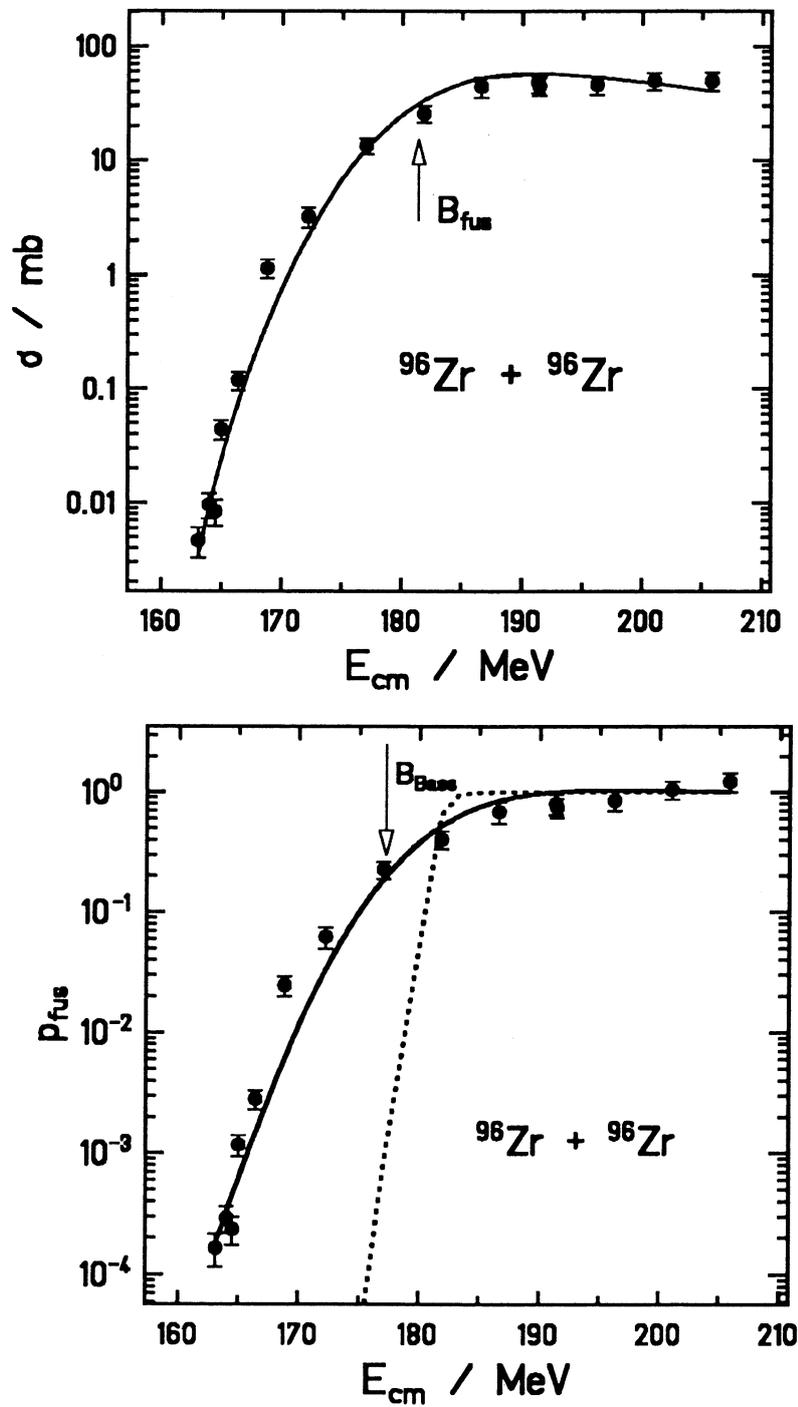
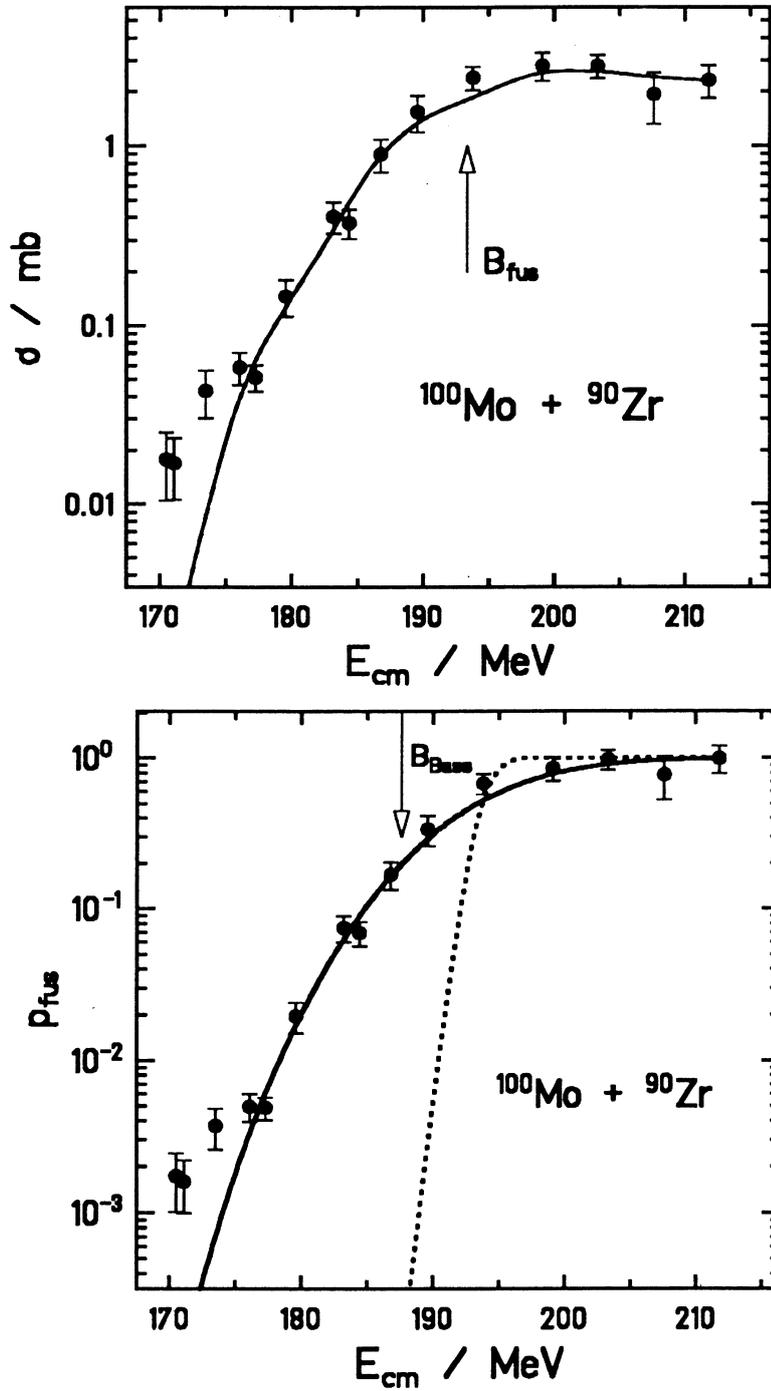


Abbildung 9: Wirkungsquerschnitt und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{192}\text{Hg})_{CN}$

Abbildung 10: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{190}\text{Pb})_{\text{CN}}$

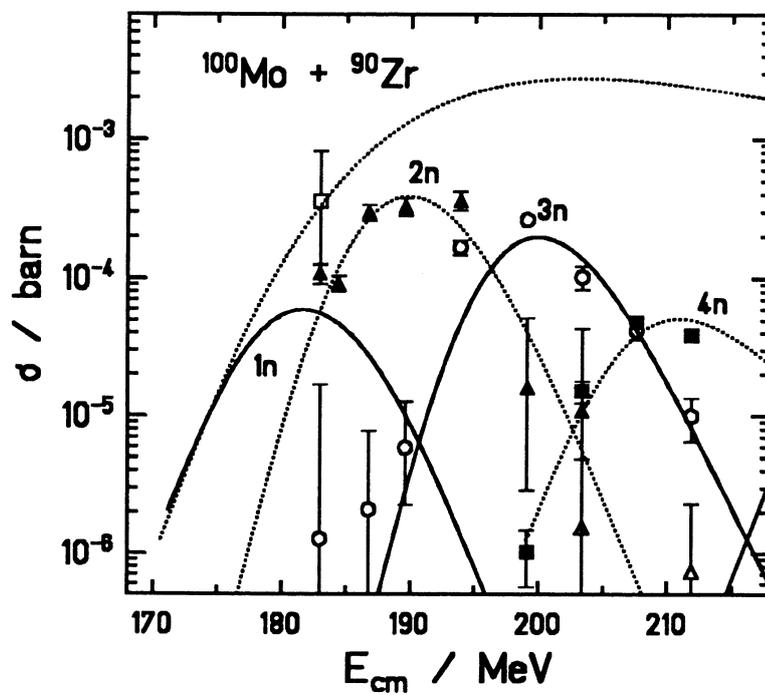
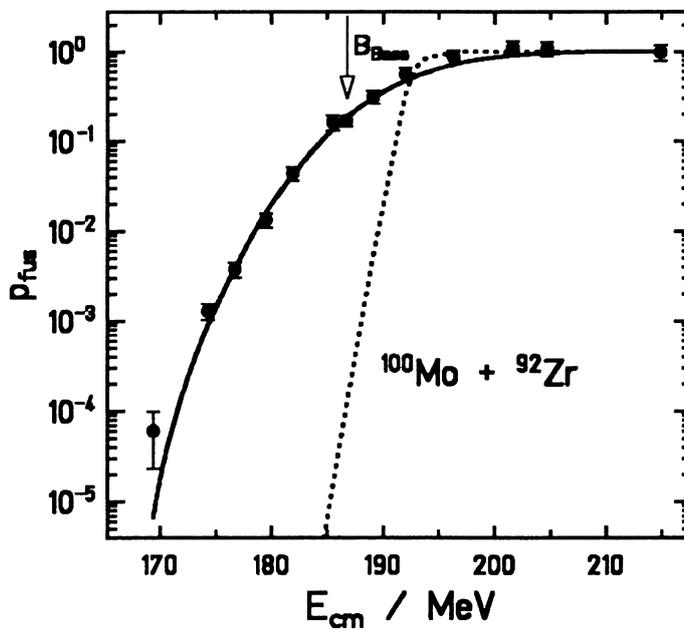
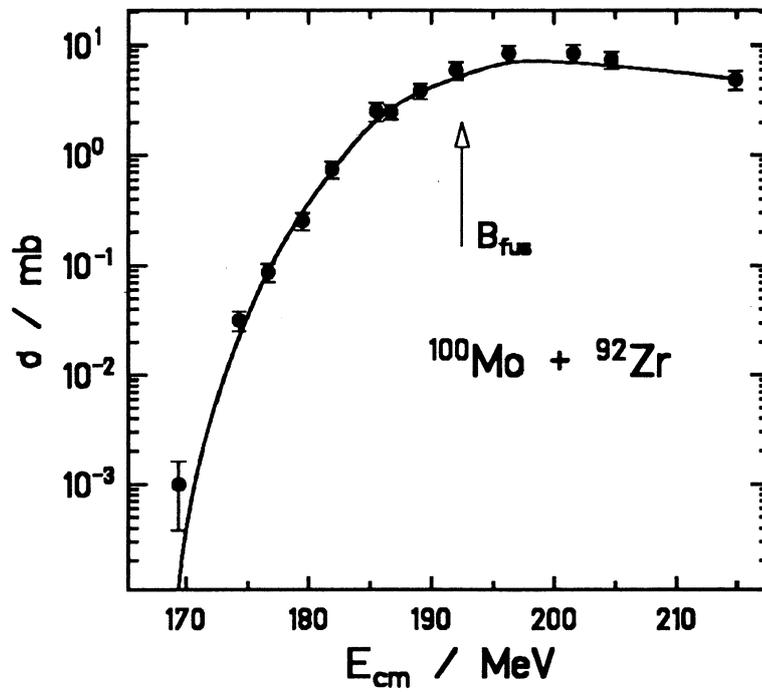


Abbildung 11: α -Zerfallskanäle von $(^{190}\text{Pb})_{CN}$

Abbildung 12: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{192}\text{Pb})_{CN}$

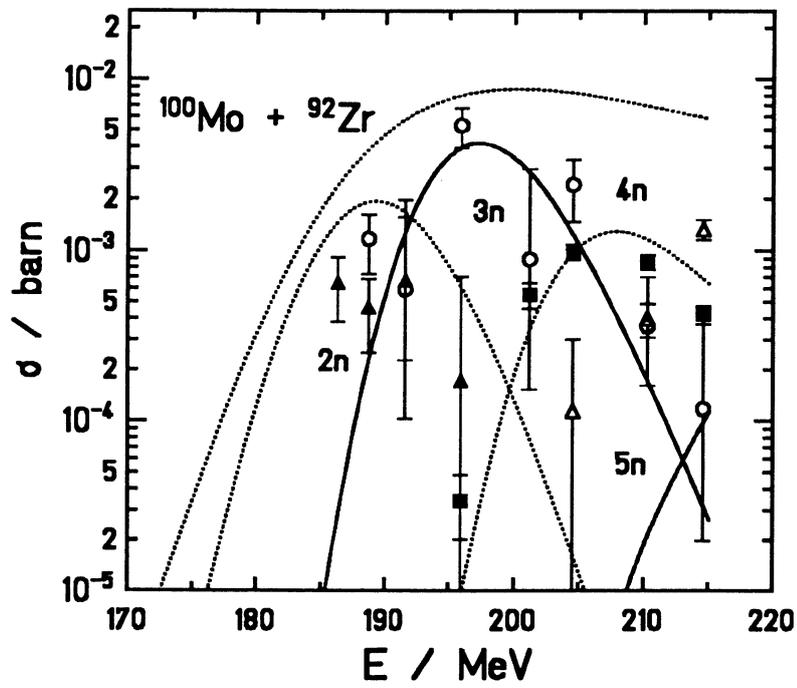
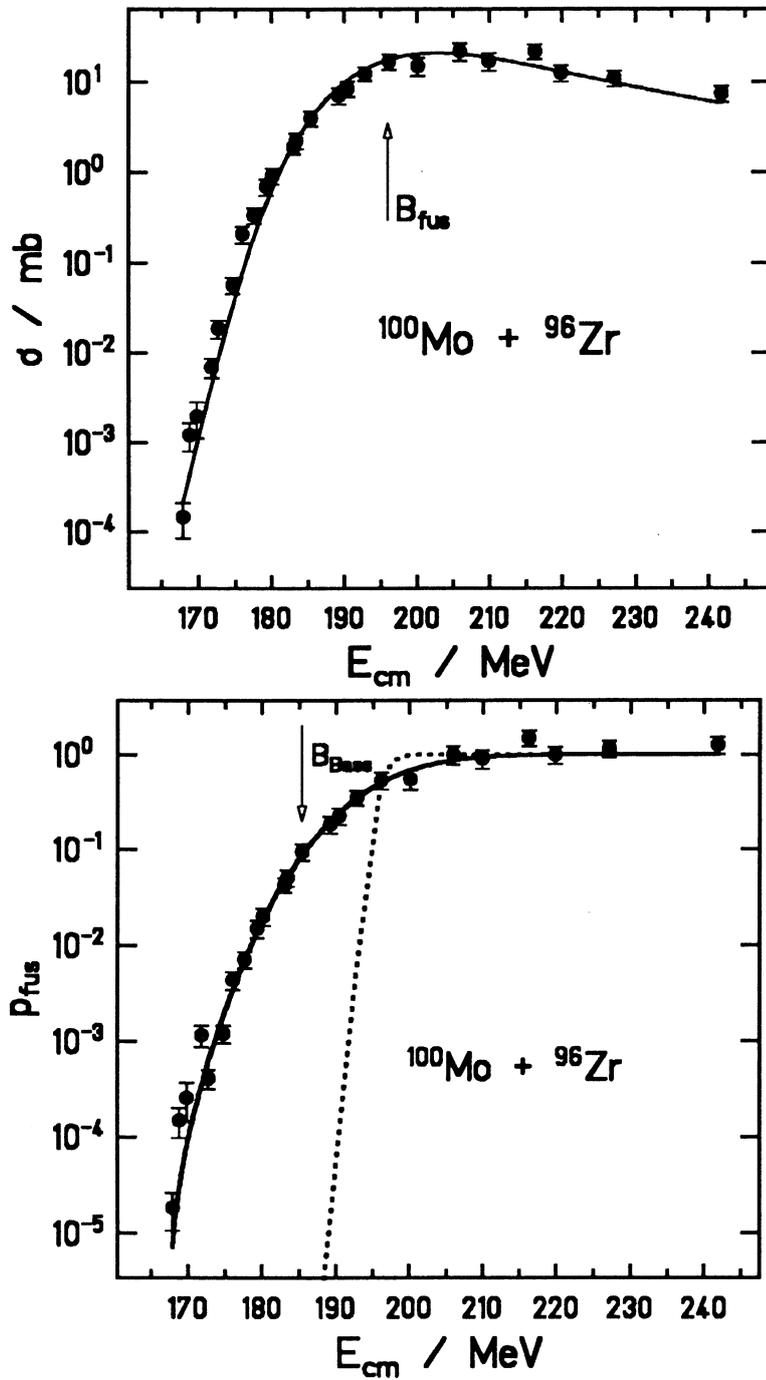
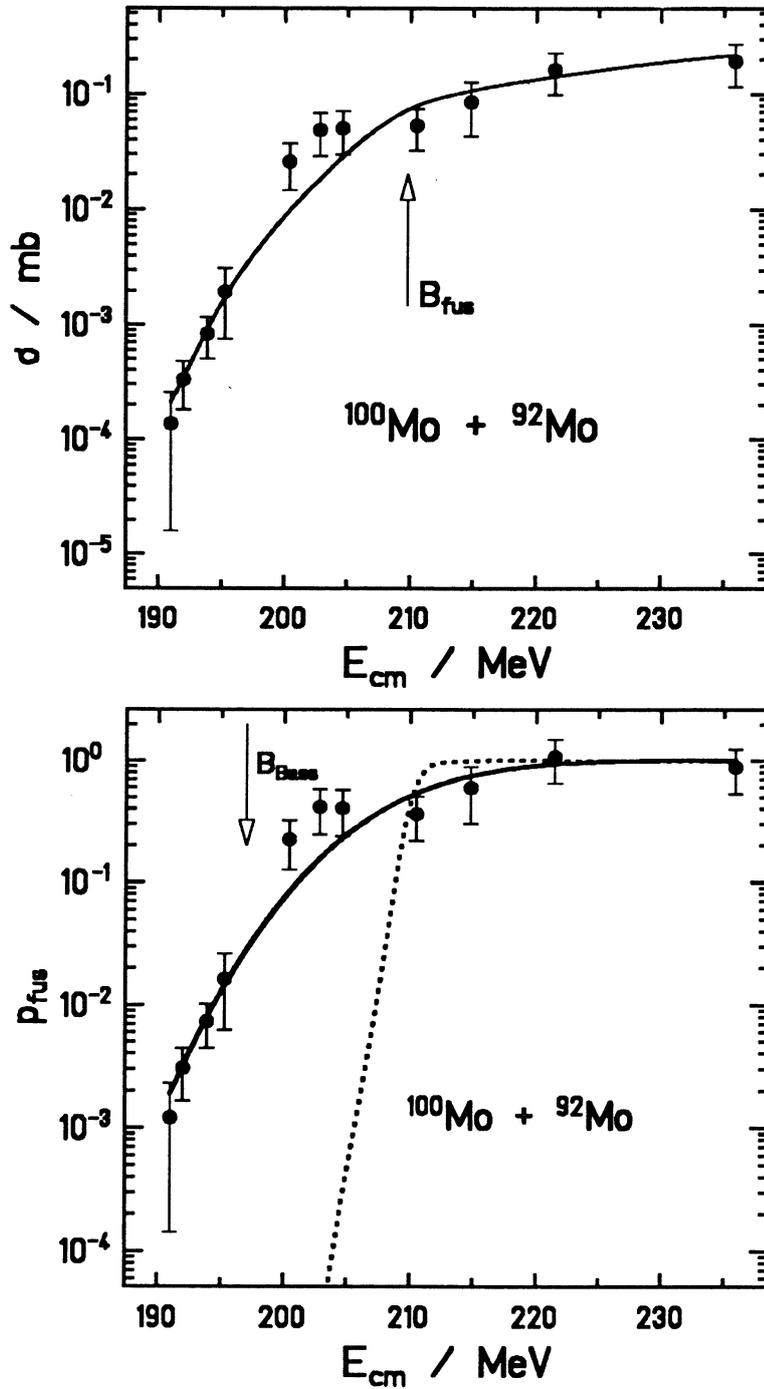
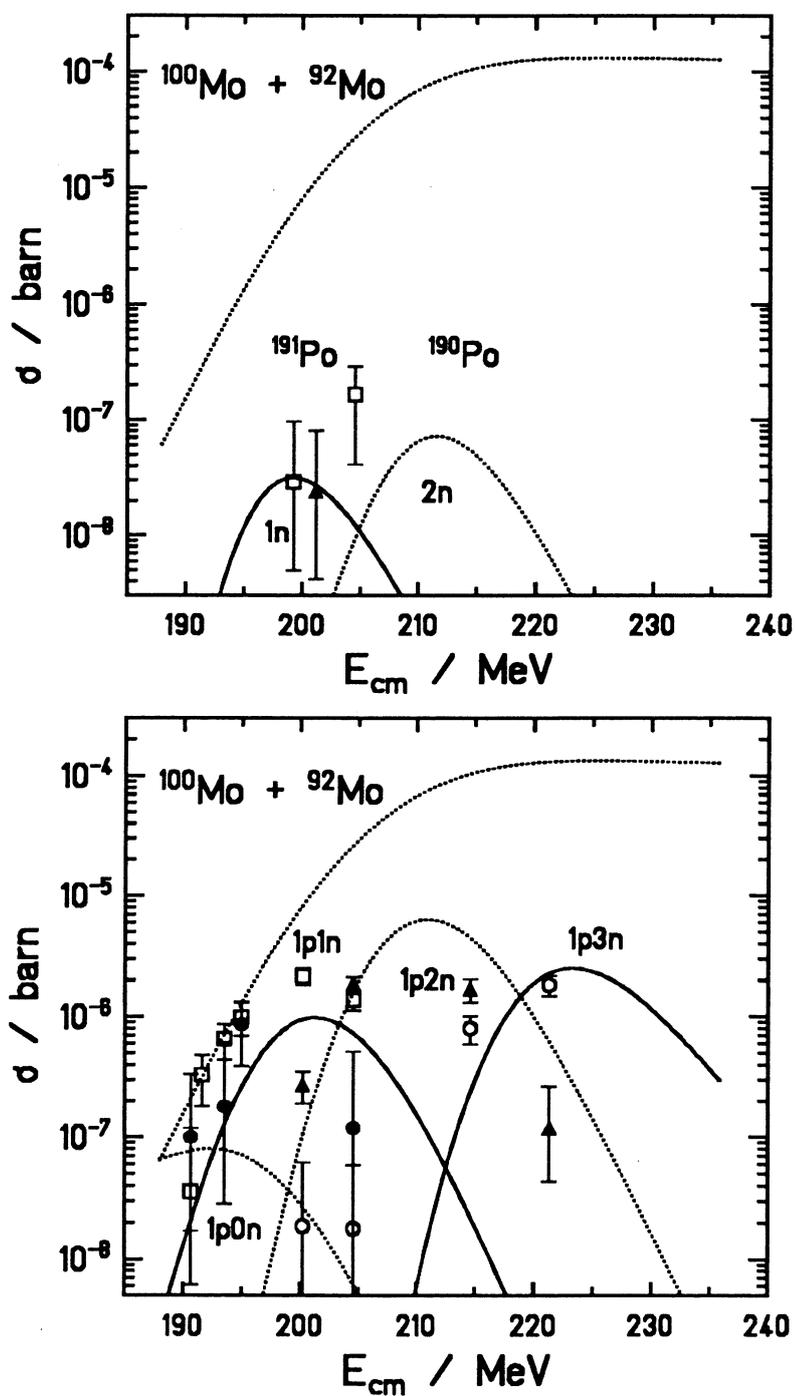
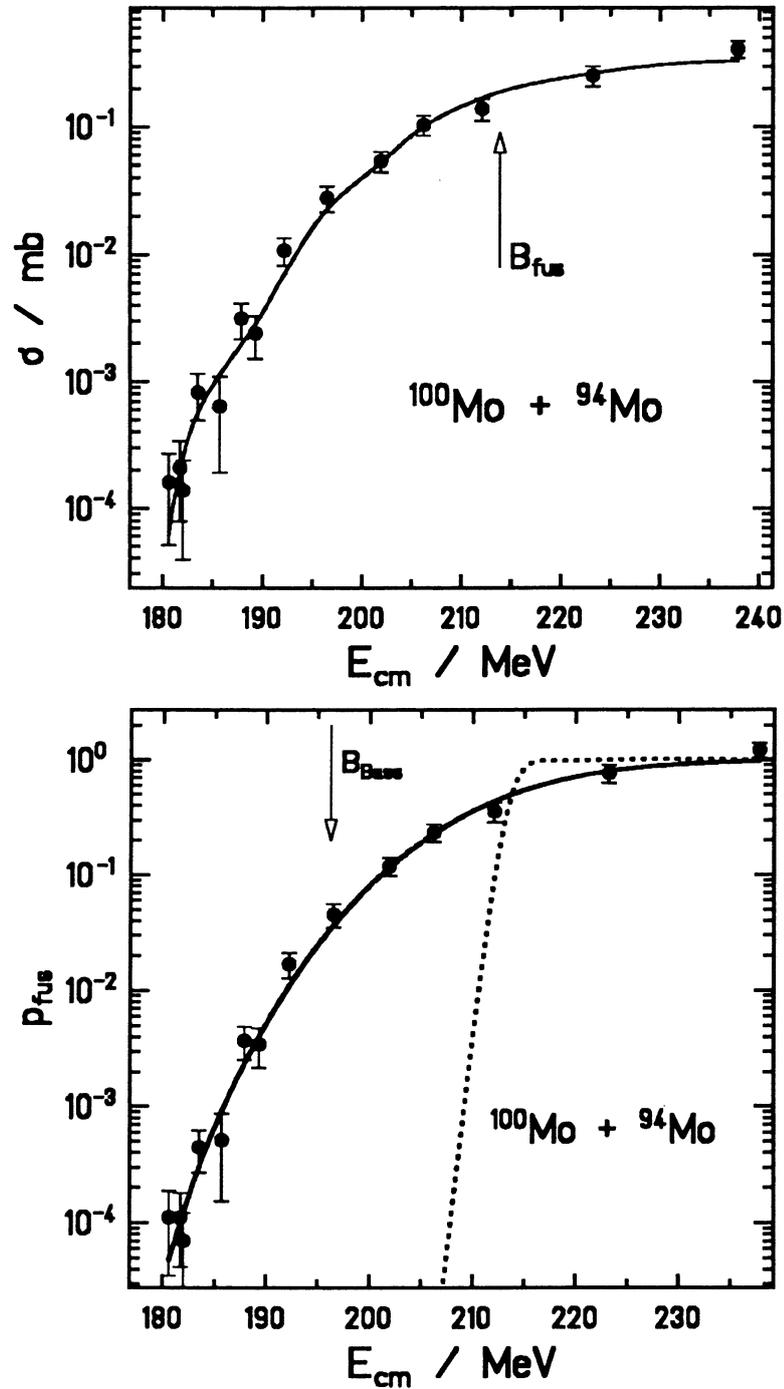


Abbildung 13: α -Zerfallskanäle von $(^{192}\text{Pb})_{CN}$

Abbildung 14: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{196}\text{Pb})_{CN}$

Abbildung 15: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{192}\text{Po})_{\text{CN}}$

Abbildung 16: α -Zerfallskanäle von $(^{192}\text{Po})_{CN}$

Abbildung 17: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{194}\text{Po})_{\text{CN}}$

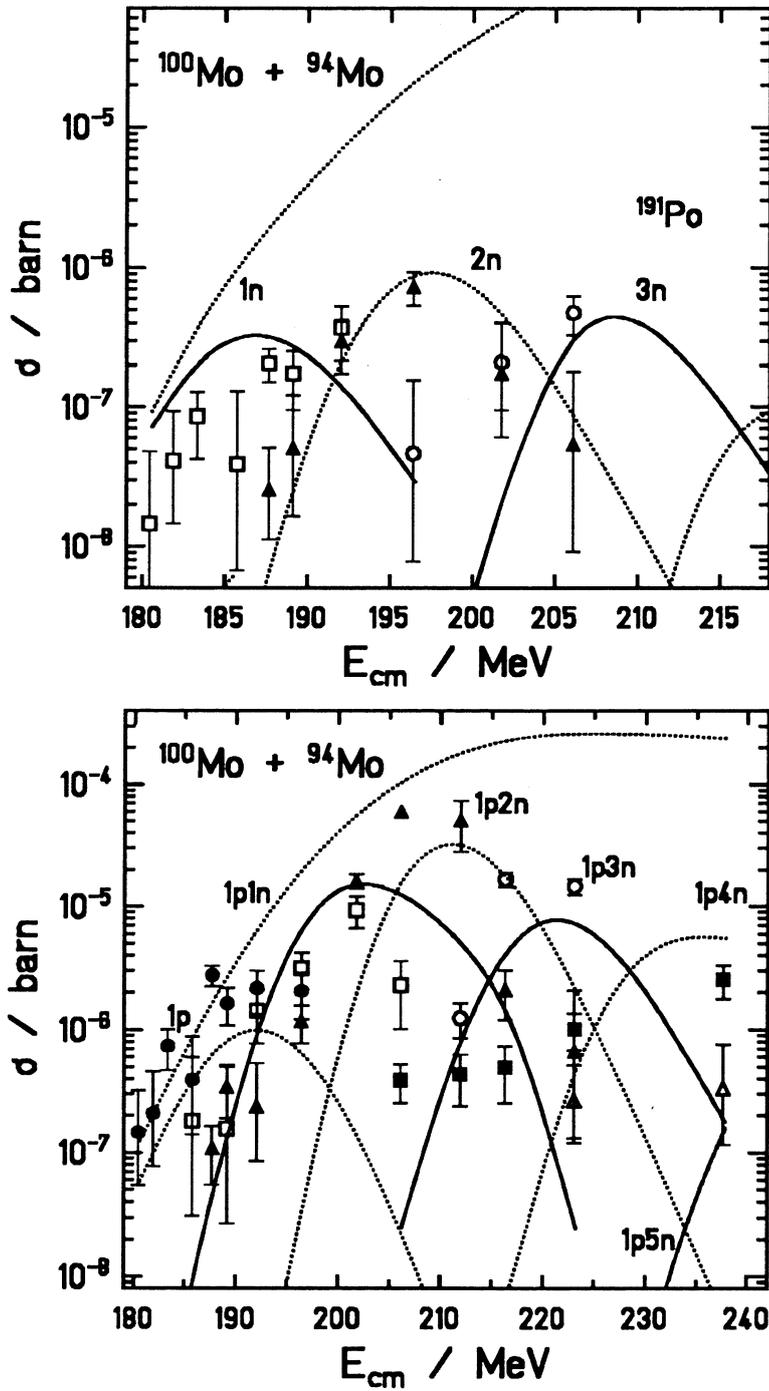


Abbildung 18: α -Zerfallskanäle von $(^{194}\text{Po})_{CN}$

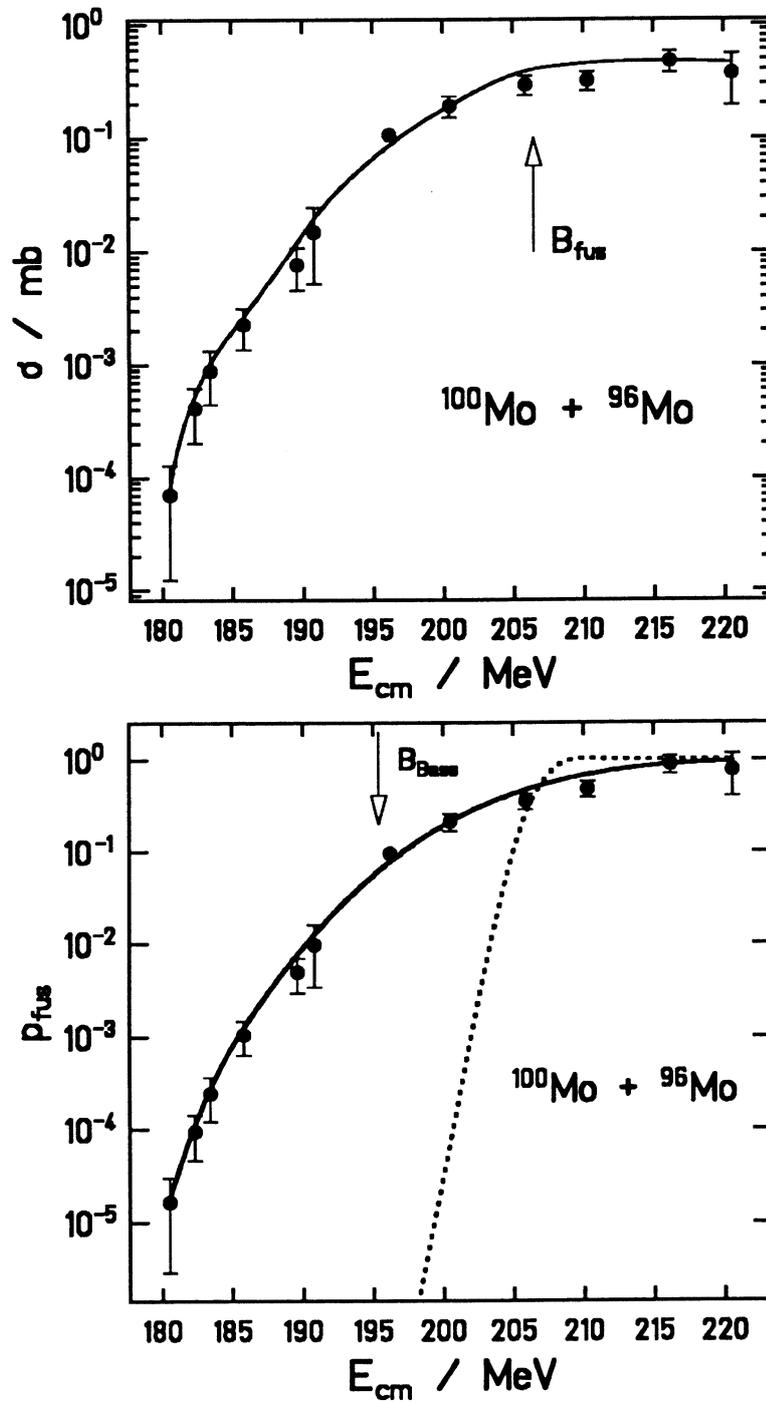
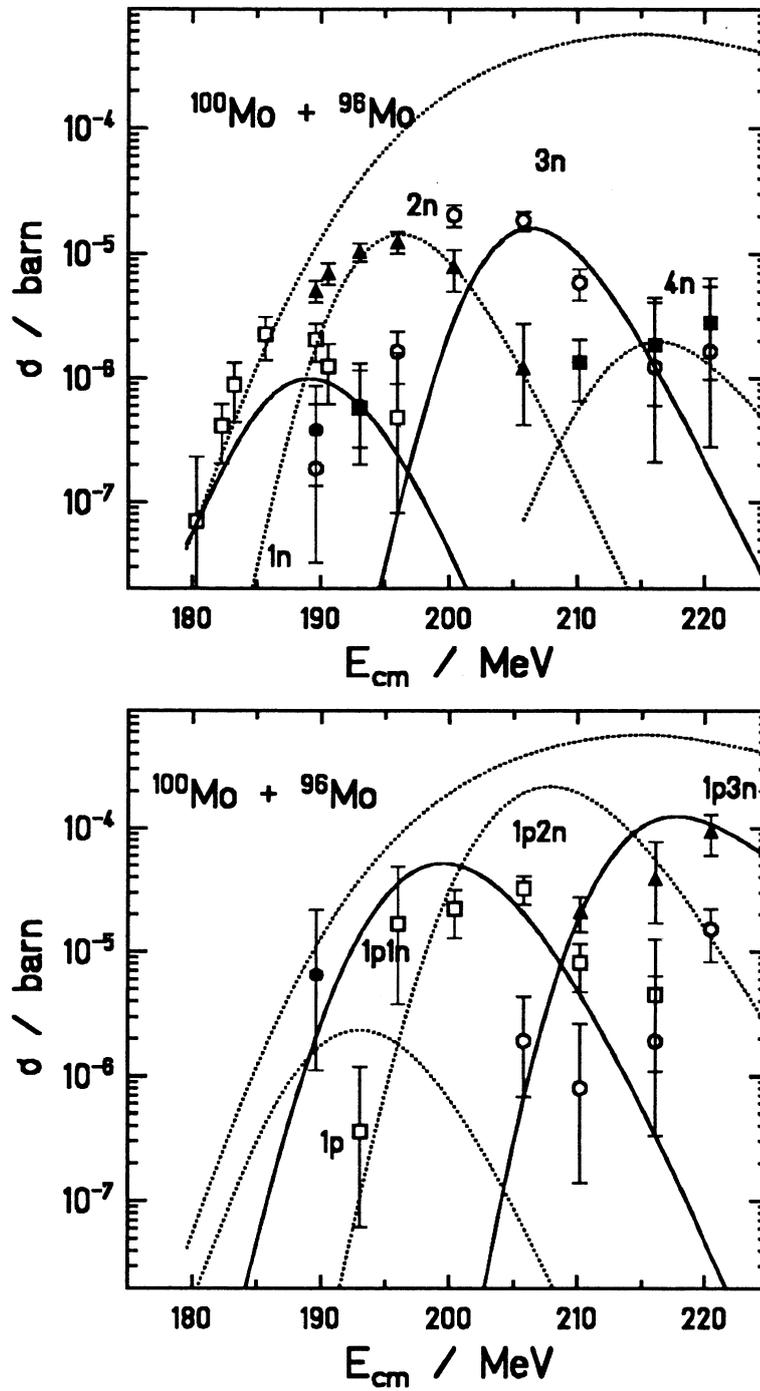
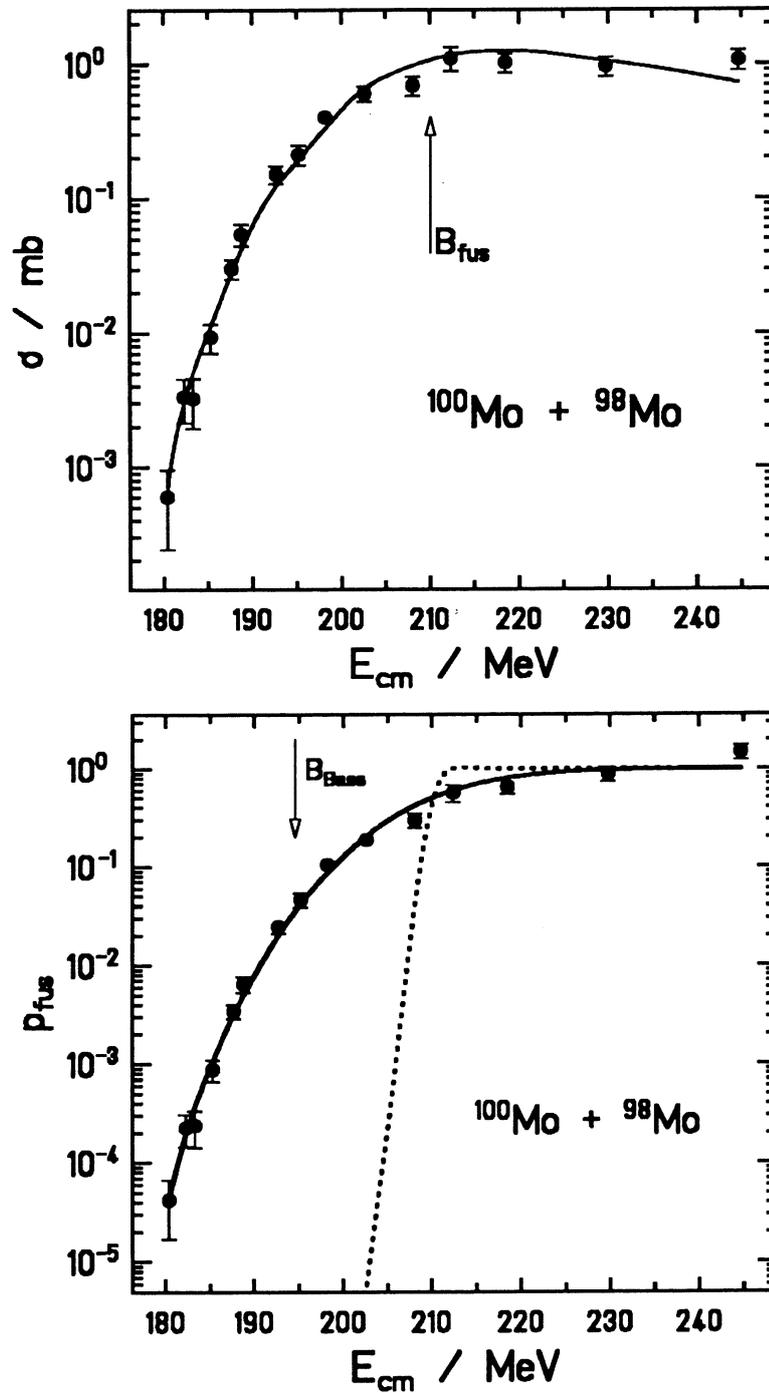
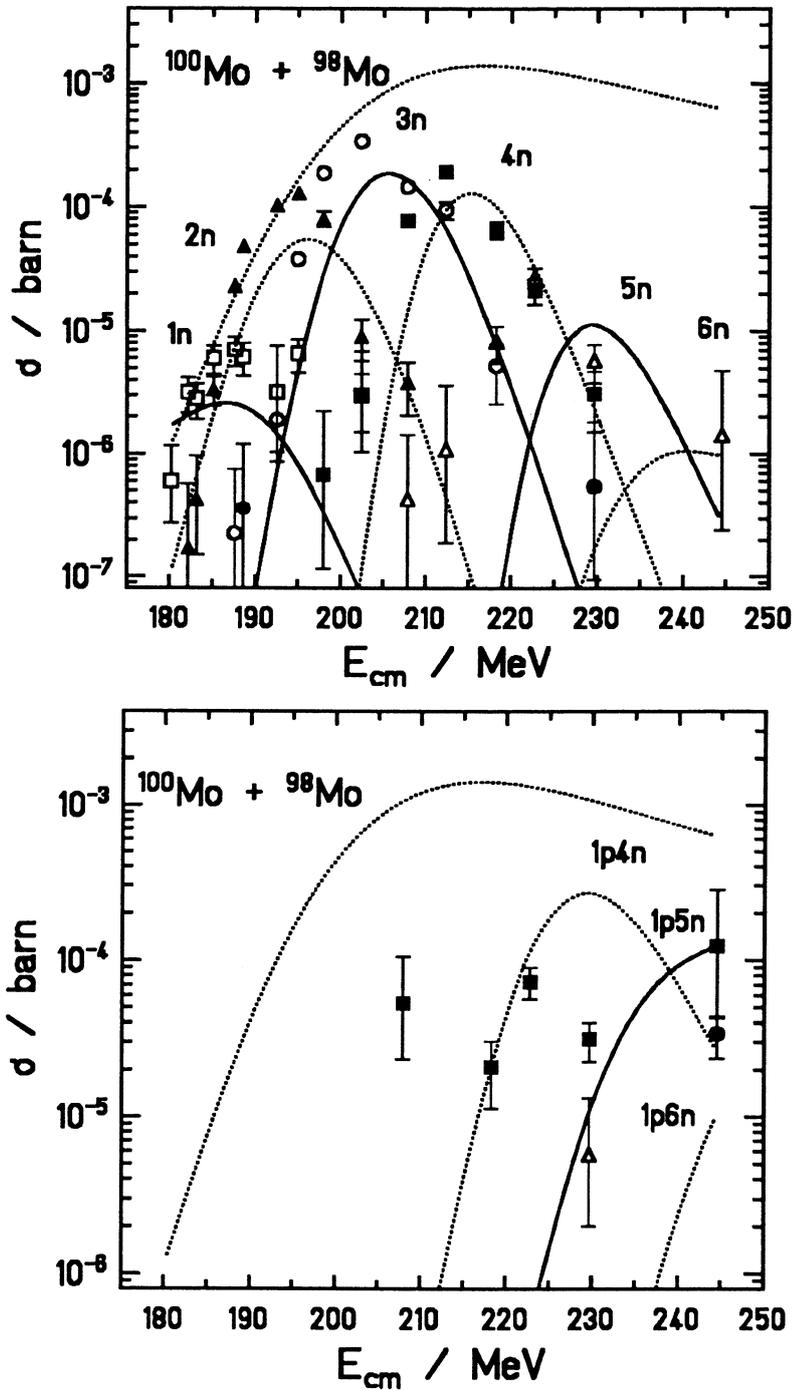
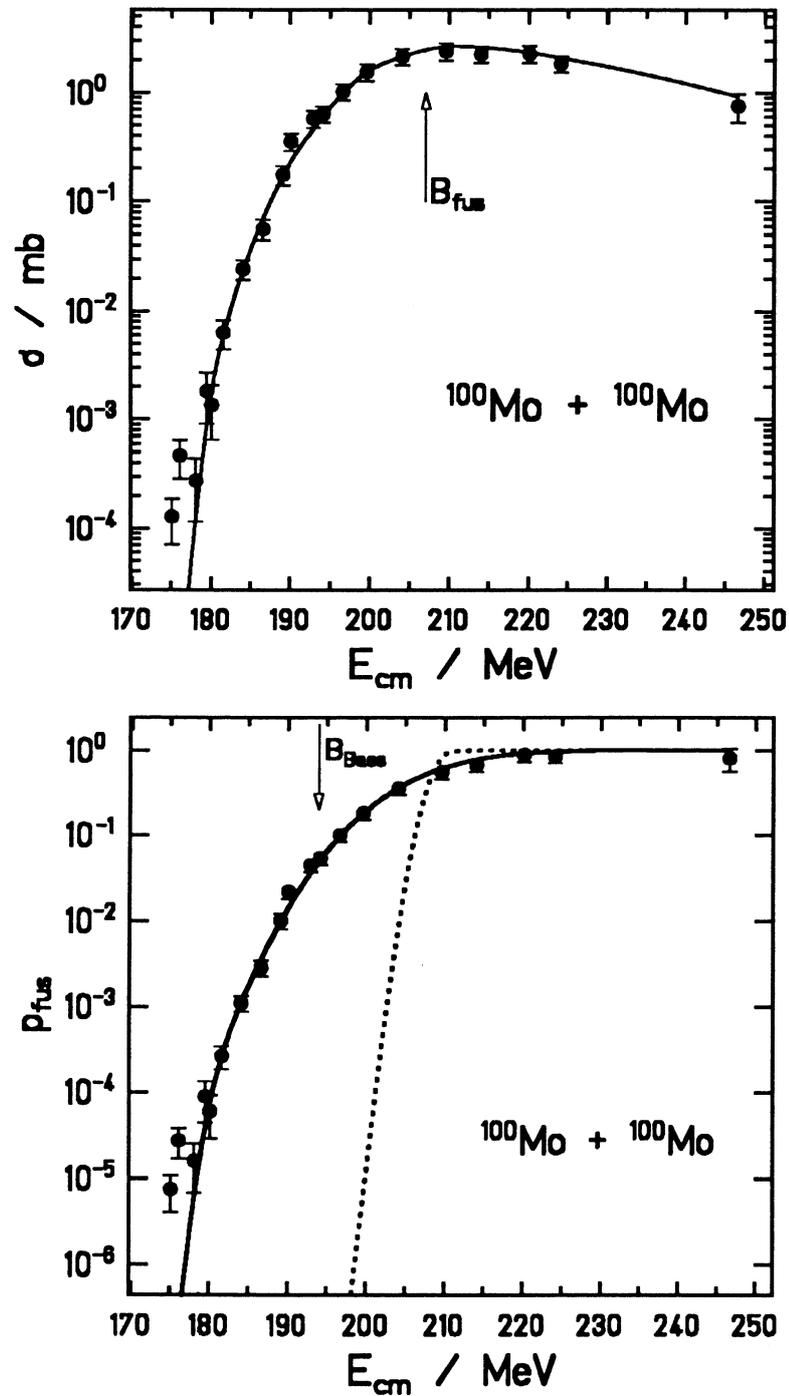


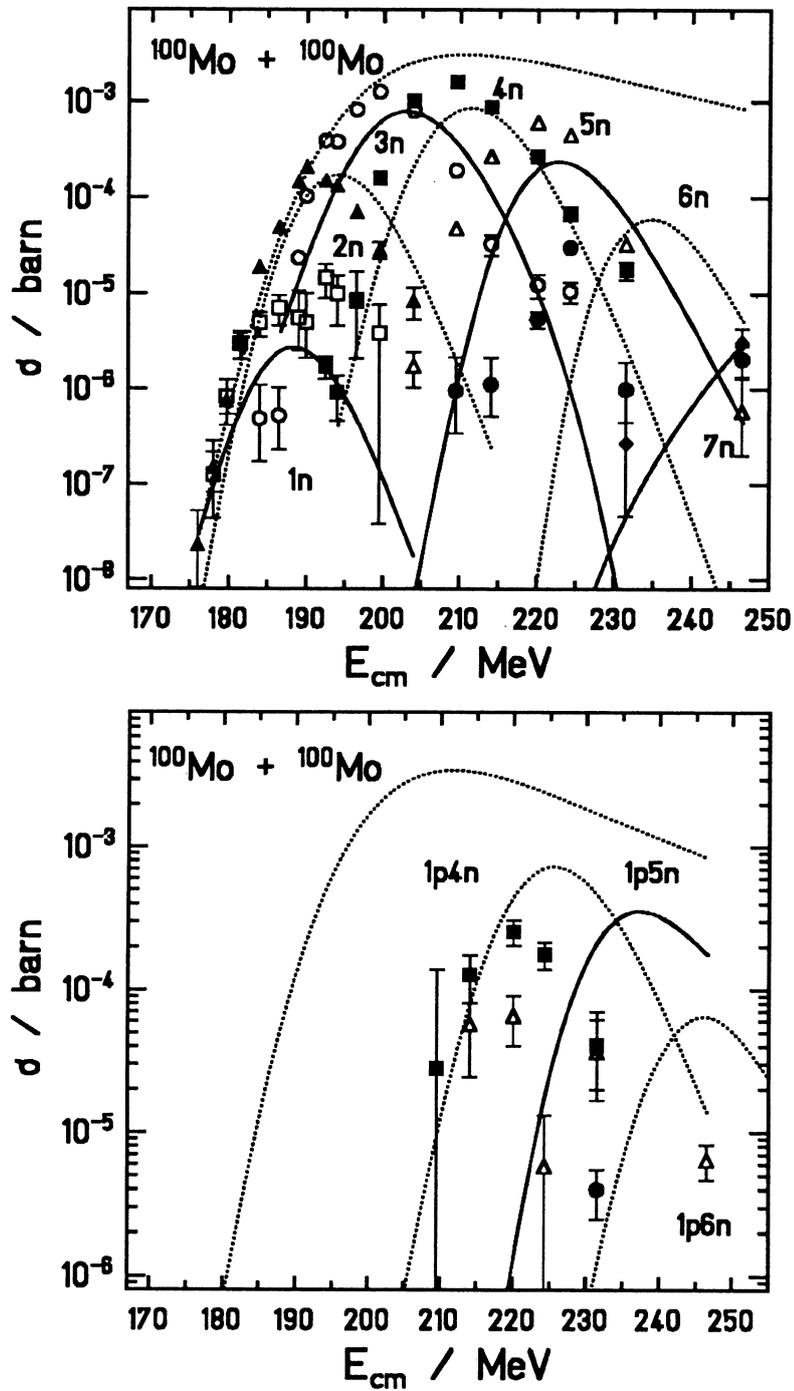
Abbildung 19: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{196}\text{Po})_{\text{CN}}$

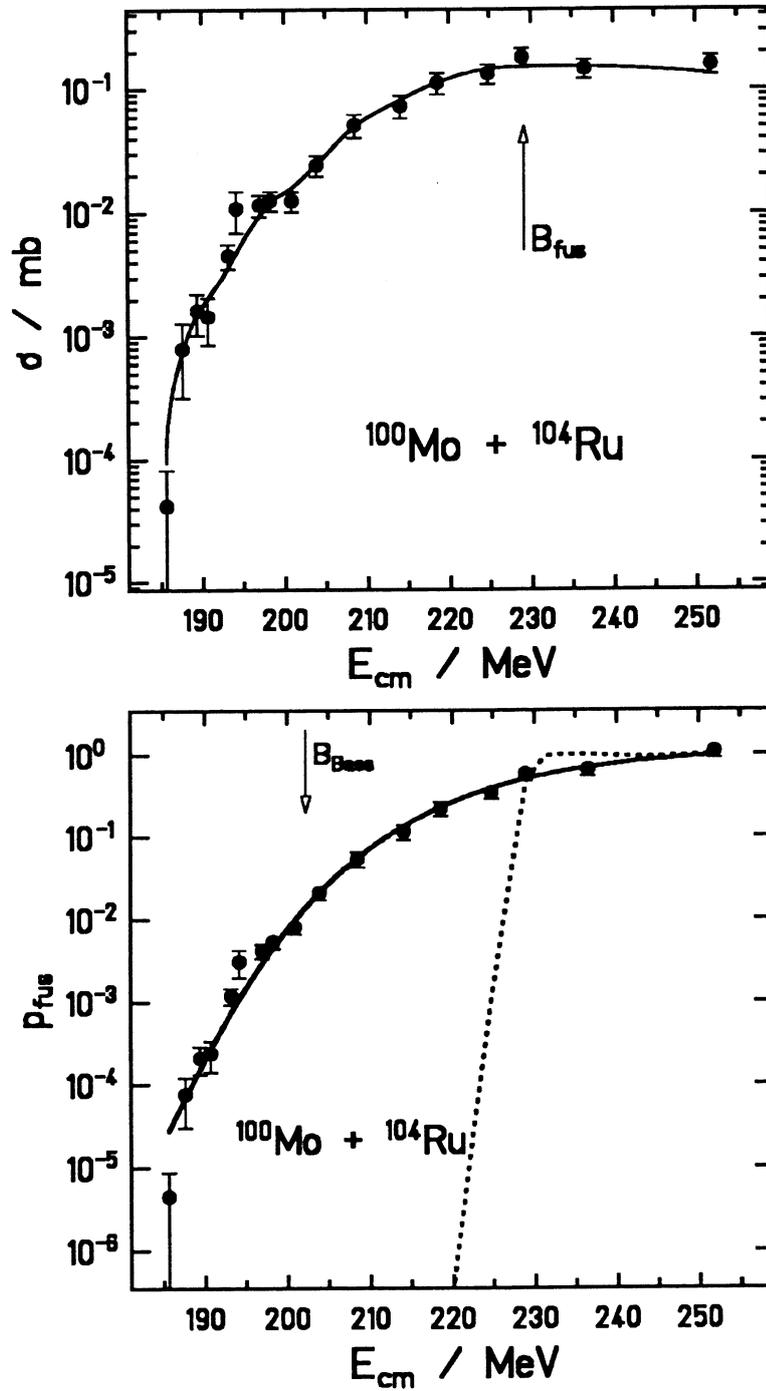
Abbildung 20: α -Zerfallskanäle von $(^{196}\text{Po})_{CN}$

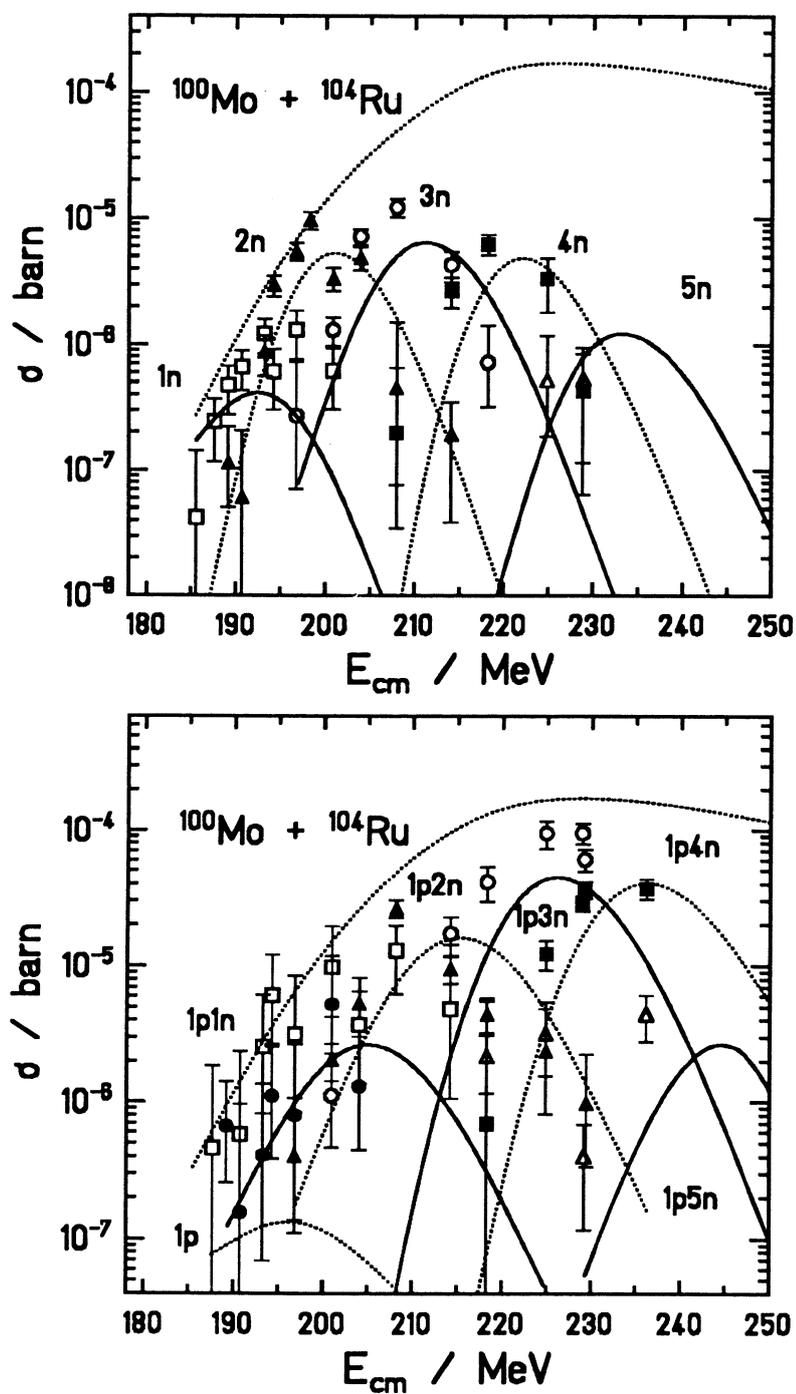
Abbildung 21: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{198}\text{Po})_{CN}$

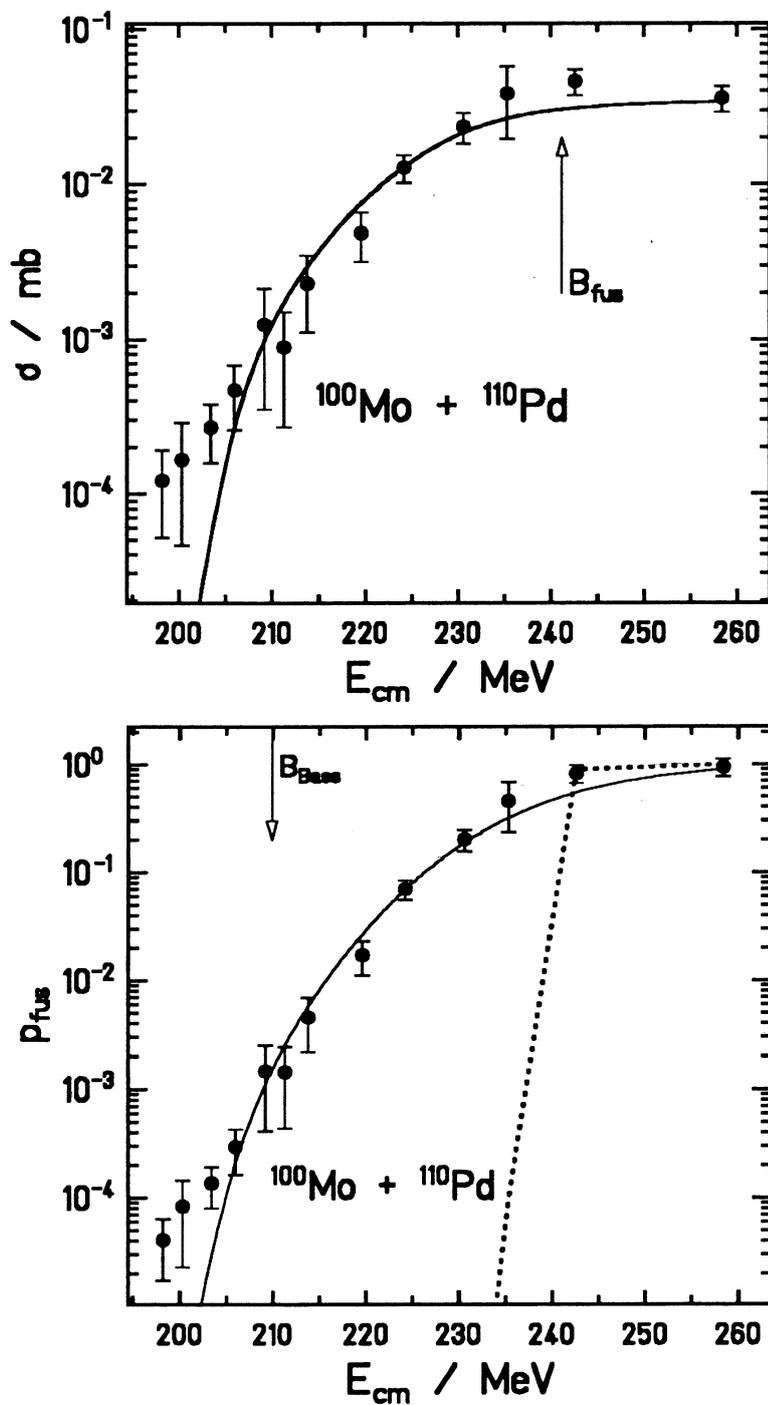
Abbildung 22: α -Zerfallskanäle von $(^{198}\text{Po})_{CN}$

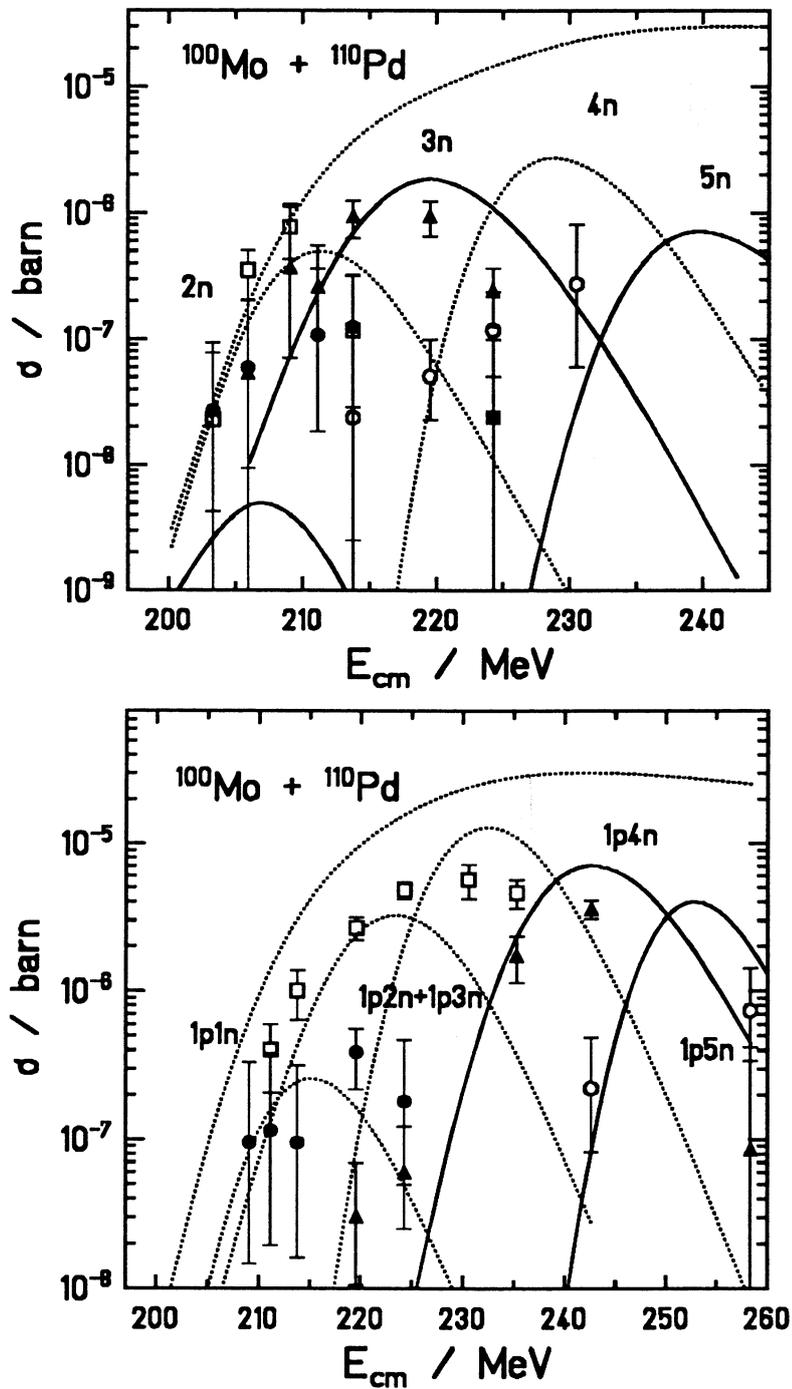
Abbildung 23: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{200}\text{Po})_{CN}$

Abbildung 24: α -Zerfallskanäle von $(^{200}\text{Po})_{CN}$

Abbildung 25: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{204}\text{Rn})_{CN}$

Abbildung 26: α -Zerfallskanäle von $(^{204}\text{Rn})_{CN}$

Abbildung 27: Wirkungsquerschnitte und Fusionswahrscheinlichkeit für $(^{210}\text{Ra})_{CN}$

Abbildung 28: α -Zerfallskanäle von $(^{210}\text{Ra})_{CN}$

4 Analyse der Daten

In den folgenden Abschnitten soll das Verfahren beschrieben werden, mit dessen Hilfe aus experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitten für Verdampfungsrestkernbildung auf die Fusionswahrscheinlichkeit geschlossen werden kann, auch wenn der weitaus größte Teil der fusionierten Kerne spaltet und nicht gemessen wird.

Die vollständige Beschreibung der Fusion erfolgt mit der Messung aller Ausgangskanäle j und der Bestimmung deren Wirkungsquerschnitte σ_j . Durch die Dominanz eines Kanals $\sigma_j \gg \sigma_i$ (für $i \neq j$) genügt es in den meisten Fällen, diesen einen Kanal experimentell zu bestimmen, um die Fusion vollständig beschreiben zu können.

Bei schweren Compoundsystemen ist Spaltung der dominierende Kanal, so daß die Fusion prinzipiell aus der Spaltung bestimmt werden könnte. Bei dieser Methode [Bac85] bestimmt man aus der Massenverteilung und der Winkelverteilung der Spaltprodukte den Fusionsquerschnitt. Der Nachteil liegt in der unzureichenden Empfindlichkeit und in der Schwierigkeit, aus den spaltungsähnlichen Produkten einen Rückschluß auf die Fusion zu ziehen, besonders bei den symmetrischen Reaktionen. Der Nachweis von Verdampfungsrestkernen hingegen beweist zwangsläufig, daß Fusion im Sinn von Compoundkernbildung stattgefunden hat. Der Wirkungsquerschnitt für Fusion kann in einem solchen Fall aus dem Wirkungsquerschnitt für Verdampfungsrestkerne bestimmt werden, falls die Überlebenswahrscheinlichkeit des Compoundkerns gegen Spaltung hinreichend bekannt ist.

Die Überlebenswahrscheinlichkeit kann mit der Messung asymmetrischer Projektil-Target Kombinationen bestimmt werden, wenn man annimmt, daß diese oberhalb der Barriere ungehindert fusionieren [Sah84, ReH85, Kel85]. In dieser Arbeit wurde ein kombinierter Weg eingeschlagen.

- Die schwersten Compoundkerne (^{210}Ra , ^{204}Rn , ^{198}Po) wurden mit zwei verschiedenen Reaktionen, einmal mit asymmetrischen, das andere Mal mit symmetrischen Projektil-Target Kombinationen erzeugt. Die asymmetrischen Reaktionen wurden bei Energien oberhalb der Barriere gemessen, die erhaltenen α -Produktionsraten in Wirkungsquerschnitte umgerechnet, und daraus die Überlebenswahrscheinlichkeit des Compoundkerns bestimmt. Mit der Kenntnis dieser Funktion kann dann die Fusionswahrscheinlichkeit für das symmetrische System bestimmt werden.
- Bei allen Systemen sind die Überlebenswahrscheinlichkeiten aus dem Sättigungswert der Verdampfungsrestkern-Querschnitte mittels einer Verdampfungsrechnung bestimmt worden.

Diese Vorgehensweise erlaubt den Vergleich der gewonnenen Überlebenswahrscheinlichkeit bei den schwersten Systemen, zum einen bestimmt durch die seit langem gesicherte Methode mittels asymmetrischer Systeme, zum anderen bestimmt mit dem Sättigungsquerschnitt symmetrischer Systeme.

4.1 Compoundkern-Theorie

Bei der Berechnung der Fusionswahrscheinlichkeit geht man von der Theorie der Compoundkerne aus, einer Theorie nuklearer Reaktionen beruhend auf Ideen von N. Bohr 1936 [Boh36,BoW39]. Diesem Konzept folgend findet die Reaktion zweier Kerne in zwei Schritten statt.

- Beide Kerne verschmelzen und bilden einen Compoundkern in dem die Energie auf alle Nukleonen verteilt ist.
- Der Compoundkern zerfällt in seine Endprodukte.

Da die Lebensdauer des Compoundkerns sehr viel größer als die Reaktionszeit (10^{-21} s) zweier Kerne ist, wird angenommen, daß der Zerfall unabhängig vom Eingangskanal stattfindet, die Erhaltung von Energie, Drehmoment und Parität ausgenommen.

Der totale Fusionswirkungsquerschnitt bei der kinetischen Energie E kann als Summe über alle Partialwellen geschrieben werden:

$$\sigma_{fus}(E) = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1)p(E, \ell) \quad (27)$$

Dabei ist $p(E, \ell)$ die Fusionswahrscheinlichkeit der Partialwelle ℓ und λ die de Broglie-Wellenlänge des Eingangskanals. Der Wirkungsquerschnitt für Verdampfungsrestkernbildung kann in Analogie zu Gleichung (27) als Summe über alle Partialwellen geschrieben werden :

$$\begin{aligned} \sigma_{VR}(E^*) &= \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1)p[E^* - Q, \ell]w(E^*, \ell) \\ Q &= E^* - E \end{aligned} \quad (28)$$

Q ist der Q -Wert der Reaktion.

Als zusätzlicher Faktor geht hier die Überlebenswahrscheinlichkeit w des angeregten Kerns mit ein, die nicht vom Eingangskanal abhängen soll. Die Bestimmung der Überlebenswahrscheinlichkeit aus Eigenschaften des Compoundkerns ermöglicht es, eine über die Drehimpulsverteilung gewichtete Fusionswahrscheinlichkeit zu definieren.

$$\langle p(E) \rangle_{\ell} = \frac{\pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1)p(E, \ell) \cdot w(E^*, \ell)}{\pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1)w(E^*, \ell)} \quad (29)$$

Bei bekannter Überlebenswahrscheinlichkeit kann mit Gleichung (29) die Fusionswahrscheinlichkeit aus Verdampfungsrestkern- Wirkungsquerschnitten berechnet werden.

4.2 Fusionswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Fusionswahrscheinlichkeit geht man von einer Parametrisierung der dynamischen Fluktuation der Fusionsbarriere aus. Dieses Konzept wurde von Reisdorf et al. [ReH82, ReH85] zur Beschreibung der Fusionsquerschnitte in Ar induzierten Reaktionen mit verschiedenen Sn- und Sm-Isotopen benutzt, um die Subbarrierenfusion parametrisieren zu können.

Die Fluktuationen der Fusionsbarrieren können durch die Fluktuation des Abstandes der Kernoberflächen infolge Vibrationen [Esb81] oder nach Broglia durch Ankopplung an inelastische Anregungen und Transferkanäle [BrD83] erklärt werden (siehe Kapitel 5).

Bisherige Fusionsdaten zeigten, daß die Fusionswahrscheinlichkeit unter der Annahme einer abgeschnittenen gaußförmigen Barrierenverteilung $f(E, E_B, \sigma_B, t)$ durch Faltung mit den Transmissionskoeffizienten parametrisiert werden kann.

$$p(E, \ell) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_B}} \int_{-\infty}^{+\infty} T(E - E', \ell) f(E', E_B, \sigma_B, t) dE' \quad (30)$$

$$f(E, E_B, \sigma_B, t) = \begin{cases} e^{-\frac{(E-E_B)^2}{2\sigma_B^2}} & \text{für } E_B - t \cdot \sigma_B \leq E \leq E_B + t \cdot \sigma_B \\ 0 & \text{für alle anderen Energien} \end{cases}$$

- E_B 1. Moment der Barrierenverteilung
 σ_B^2 2. Moment der Barrierenverteilung für $t=\infty$
 t Abschneideparameter der Verteilung

Der Abschneideparameter wurde eingeführt, um die Barrierenverteilung im endlichen zu beschränken. T ist der Transmissionskoeffizient durch eine eindimensionale Potentialbarriere, der mit einer WKB-Näherung berechnet werden kann. Der Zusammenhang der Energie- und Drehimpulsabhängigkeit des Transmissionskoeffizienten ist durch diese Rechnung festgelegt. Eine Diskussion dieser Beziehung findet man in [Sch84].

Das verwendete Potential mit einem dem Proximity-Potential ähnlichen nuklearen Teil wird durch folgende Gleichung bestimmt:

$$V(R) = V_{Coul} + V_{Zentr} - V_0 C \cdot e^{\frac{\alpha(C_P + C_T - R)}{d}} \quad (31)$$

- V_{Coul} Coulomb-Potential
 V_{Zentr} Zentrifugalpotential
 $C_P, C_T = R-1/R$
zentrale Radien mit Parametern des Tröpfchenmodells

$$\begin{aligned}
& \text{[BLR77] von Projektil und Target} \\
R &= 1.28 A^{1/3} - 0.75 + 0.8 A^{-1/3} \\
C &= \frac{C_P \cdot C_T}{C_P + C_T} \\
d &= 0.75 \text{ fm Oberflächen-Randunschärfe-Parameter} \\
a &= 1.333
\end{aligned}$$

Die mittlere Barriere wird durch Anpassung von V_0 erreicht. Die Barrierenfluktuation wird aus programmtechnischen Gründen über eine gaußförmige Fluktuation des radialen Skalierungsparameters R_0 angepaßt.

$$R_0 \equiv \frac{C_P + C_T}{A_P^{1/3} + A_T^{1/3}}$$

Die Fusionsbarriere als erstes Moment der Barrierenverteilung ist definiert als die Energie bei der die Fusionswahrscheinlichkeit $1/2^*$ beträgt. Zur Bestimmung der dynamischen Fusionsbehinderung wird die Differenz der experimentellen Fusionsbarriere gegen ein Referenzpotential, dem Bass-Potential, berechnet.

4.2.1 Bass-Potential

Das Bass-Potential ist als Referenz gewählt worden, da Abweichungen von diesem globalen Potential die Untersuchung von Kernstrukturen ermöglicht. Das Potential wurde aus einer Anpassung an experimentell ermittelten Fusionsdaten leichter Systeme gewonnen. Der nukleare Teil des Potentials kann auf folgende Weise dargestellt werden [Bas79]:

$$-V_N(s) = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} g(s) \quad (32)$$

Die Variable s ist die Separation der Halbdichte-Radien der Reaktionspartner mit den Radien R und $g(s)$ ist die Universalfunktion, die an die Daten angepaßt wird.

$$g(s) = \frac{1}{A \cdot e^{\frac{s}{d_1}} + B \cdot e^{\frac{s}{d_2}}} \quad (33)$$

mit den empirisch gewonnenen Parametern

$$\begin{aligned}
A &= 0.033 \text{ fm/MeV} \\
B &= 0.007 \text{ fm/MeV} \\
d_1 &= 3.50 \text{ fm} \\
d_2 &= 0.65 \text{ fm}
\end{aligned}$$

Da die Anpassung an vorwiegend leichte Systeme vorgenommen wurde, war die Extrapolation zu schwereren Systemen nicht belegt. Durch Hartree-Fock Rechnungen konnte jedoch gezeigt werden, daß das Bass-Potential auch bei schweren Systemen nur um etwa 1% von den Rechnungen abweicht [BeR87].

4.3 Überlebenswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Fusionswahrscheinlichkeit aus Verdampfungsrestkern-Querschnitten ist die Bestimmung der Überlebenswahrscheinlichkeit erforderlich, insbesondere deren Drehimpulsabhängigkeit.

In der statistischen Analyse der Spaltung des Compoundkerns sind zwei Parameter von großer Bedeutung: **1:** Die Spaltbarriere für Drehimpuls null. **2:** Die Niveaudichten der Sattelpunktconfiguration und des Verdampfungsrestkerns.

Die Bestimmung der Überlebenswahrscheinlichkeit erfolgt mit der Anpassung der Spaltbarriere für Drehimpuls Null. Die Modellabhängigkeit von Spaltbarriere und Niveaudichten wird weiter unten erläutert.

Aus dem Compoundkern-Modell kann man die Überlebenswahrscheinlichkeit folgendermaßen definieren. Gibt man die totale Spaltbreite, d.h. die Integration über sämtliche Fragmentklassen und kinetischen Energien im statistischen Modell an, so erhält man nach Bohr und Wheeler [BoW39] für die über die Energie integrierte Transmissionsfunktion für Spaltung $F_J(f)$:

$$F_J(f) = \int_{\epsilon_f=-\infty}^{E^*-B_f} \sum_{K=-J}^J \varrho_f \left[(E^* - B_f^{J,K} - \epsilon_f), J, K \right] T_{JK}(f) d\epsilon_f \quad (34)$$

ϵ_f ist die kinetische Energie im Freiheitsgrad der Spaltung und B_f ist die Spaltbarriere für $J = 0$. Die Zustandsdichtefunktion ϱ_f ist abhängig vom totalen Drehmoment J und der Projektion K auf die intrinsische Symmetrieachse. Als zusätzliche Parameter von ϱ_f ist die zur Verfügung stehende Energie am Sattelpunkt aufgeführt. T_{JK} gibt die Transmissionswahrscheinlichkeit durch die Barriere an und wurde in dieser Arbeit gleich eins gesetzt.

Die Überlebenswahrscheinlichkeit kann aus Gleichung (28) durch die Anpassung einer Verdampfungsrechnung an die gemessenen Verdampfungsrestkernquerschnitte ermittelt werden. Hierzu muß allerdings die Fusionswahrscheinlichkeit des Systems bekannt sein. Bei der Analyse gehen wir von der Hypothese aus, daß bei den asymmetrischen Projektil-Target Kombinationen die Fusionswahrscheinlichkeit oberhalb der Fusionsbarriere B in dem ℓ -Bereich, der zum Verdampfungsrestkern-Querschnitt beiträgt, gesättigt und gleich eins ist. Der ℓ -Bereich kann aus Gleichung (28) bestimmt werden. Auch bei schweren, leicht spaltbaren Systemen hat der differentielle Querschnitt

$$\frac{d\sigma_{VR}}{d\ell} = \pi\lambda^2 \cdot (2\ell + 1) \cdot w(E^*, \ell)$$

eine breite Verteilung mit einem Maximum bei $\approx 15\hbar$ [Sah84].

Die beobachtete Sättigung der Anregungsfunktion mit dem Sättigungsquerschnitt σ_{VR} für Verdampfungsrestkerne läßt sich durch einen reduzierten Wirkungsquerschnitt ξ_{red} ausdrücken, der nicht als ein kritischer Drehimpuls interpretiert werden

sollte.

$$\xi_{red} = \sqrt{\frac{\sigma_{vr}(E > B)}{\pi\lambda^2}}$$

Der Sättigungsquerschnitt ist dann nur noch von der Überlebenswahrscheinlichkeit des Compoundkerns abhängig, die aus Verdampfungsrechnungen bestimmt werden kann. Auch bei symmetrischen Systemen kann man aus den Verdampfungsrestkerndaten Information über die Spaltbarkeit des Compoundsystems erhalten [HiN83,FrE83,ReH85]. Man geht wieder von der Hypothese aus, daß die Fusionswahrscheinlichkeit bei Anregungsenergien weit oberhalb der Fusionsbarriere sättigt und gegen eins strebt. Es konnte in [ReH85] durch den Vergleich einiger symmetrischer mit asymmetrischen Systemen gezeigt werden, daß der Sättigungsquerschnitt unabhängig vom jeweiligen Eingangskanal ist. Die gemessene Anregungsfunktion für Verdampfungsrestkerne ist im Sättigungsbereich nur begrenzt durch die Spaltwahrscheinlichkeit des Compoundkernsystems.

Diese Bestimmung der Überlebenswahrscheinlichkeit sollte in diesem Experiment durch die Messung von Vergleichsreaktionen mit asymmetrischen Projektil-Target Kombinationen bestätigt werden. Es wurden die in Kapitel (3.5) beschriebenen Messungen durchgeführt, die zu den gleichen (^{198}Po , ^{204}Rn) oder sehr ähnlichen Compoundkernen (^{211}Ra , ^{212}Ra) führten, wie die untersuchten symmetrischen Reaktionen. Als Anpassungsparameter ist die Spaltbarriere gewählt worden, da deren Größe für die beobachteten Kerne bisher experimentell nicht bestimmt werden konnte.

4.3.1 Verdampfungsrechnungen

Die Verdampfungsrechnungen wurden nach einer statistischen Modellrechnung [GrG67] mit dem Code HIVAP durchgeführt [Rei81, ReT81, Ver84]. Mit Hilfe des Verdampfungscode wurden die effektiven Spaltbarrieren an die Daten angepaßt.

HIVAP gestattet die Berechnung von Wirkungsquerschnitten unter Berücksichtigung der Emission von Nukleonen, α -Teilchen, γ -Strahlung und Spaltung. Die Zerfallsraten R^ν für die verschiedenen emittierten Teilchen ($\nu = n, p, \alpha$) von einem Anfangszustand E, J in einen Endzustand E_f, J_f sind durch das Verhältnis der Niveaudichte vom Anfangszustand $\rho(E, J)$ und Endzustand $\rho(E_f, J_f)$ sowie von den Transmissionskoeffizienten T_l^ν des Zerfallskanals ν bestimmt [Wol51, HaF52]

$$R^\nu(E, J; E_f, J_f) = \frac{1}{h} \frac{\rho^\nu(E_f, J_f)}{\rho(E, J)} \sum_{s=|J_f-s|}^{J_f+s} \sum_{l=|J-s|}^{J+s} T_l^\nu(\epsilon_\nu) \quad (35)$$

mit $E_f = E - B^\nu - \epsilon_\nu$

ϵ_ν ist die kinetische Energie der emittierten Teilchen mit Spin s und der Bindungsenergie B^ν . Die Transmissionskoeffizienten für leichte Teilchen (n, p und α 's) werden aus den Umkehrreaktionen bestimmt. Für α 's und Protonen benutzt man gemessene

Anregungsfunktionen und für Neutronen das angepaßte Potential, das aus Eingangsquerschnitten genommen wurde, um mit einer WKB-Rechnung die Teilchentransmissionskoeffizienten zu berechnen. Eine nähere Beschreibung der Vorgehensweise und die verwendeten Größen findet man bei Vermeulen [Ver84].

Die Übergangsraten für γ -Quanten sind nach Blatt und Weisskopf [BlW66]

$$R^\gamma(E, J; E_f, J_f) = \sum_L \frac{1}{\hbar} \xi_L \epsilon_\gamma^{2L+1} \frac{\varrho_\gamma(E_f, J_f)}{\varrho(E, J)} \quad (36)$$

$$E_f = E - \epsilon_\gamma$$

ϵ_γ Energie der γ -Quanten

L Multipolarität

ξ_L Stärkefunktion für Photonenemission [GrG66].

In den Rechnungen wurden nur E1 und E2 Übergänge berücksichtigt [Ver84]. Für Spaltraten gilt folgende Gleichung:

$$R^f(E, J) = \frac{1}{h} \frac{1}{\varrho(E, J)} \int_0^{E-E_{s,ad}} \varrho(E - E_{s,ad} - K, J) dK \quad (37)$$

K ist die relative kinetische Energie am Sattelpunkt.

Der größte Modelleinfluß auf die Spaltbarriere kommt durch die verwendete Zustandsdichtefunktion am Spalt-Sattelpunkt. Die Niveaudichte kann als Funktion von Anregungsenergie und Drehimpuls als Fermigas-Ausdruck für ein System mit zwei Teilchensorten nach Bohr und Mottelson [BoM69] beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \varrho(E, J) &= \sqrt{a \left(\frac{\hbar^2}{2\theta} \right)^3} \cdot \frac{(2J+1)}{24} \cdot \frac{e^{2\sqrt{a}U_J}}{U_J^2} \\ U_J &= E - E_r(J) + P \\ E_r(J) &= \hbar^2 \frac{J(J+1)}{2\theta} \text{ Yrast-Energie} \end{aligned} \quad (38)$$

P Paarungskorrekturen (gg-Kerne $P = 0$)

θ Trägheitsmoment des Kerns

a Niveaudichteparameter

Das Trägheitsmoment wurde nach dem Modell des rotierenden Flüssigkeitströpfchens von Cohen, Plasil und Swiatecki [CoP74] bestimmt.

Die Energieabhängigkeit der Schalenkorrekturen auf die Niveaudichte wird durch den Ansatz von Ignatyuk [IgS75] berücksichtigt:

$$a = \tilde{a} \left[1 + \frac{\delta U}{E} \left(1 - e^{-\frac{E}{E_D}} \right) \right] \quad (39)$$

δU Grundzustandsschaleneffekt
 $E_D = 18.5 \text{ MeV}$ Dämpfungskonstante

Die Dämpfungskonstante konnte durch Anpassung von Neutronenresonanzdaten bestimmt werden [Rei81] und wurde durch mikroskopische Rechnungen bestätigt [ScD82].

Der energieunabhängige Niveaudichte-Parameter \tilde{a} ist mit der mittleren Einteilchen-niveaudichte an der Fermi-Kante g_N verknüpft [BoM69].

$$\tilde{a} = \frac{1}{6} \pi^2 g_N \quad (40)$$

g_N kann nach einer Entwicklung nach Potenzen von $A^{1/3}$ entwickelt werden und man erhält [Rei81]:

$$\tilde{a} = 0.045 r_0^3 A + 0.1344 r_0^2 A^{2/3} B_s + 0.1426 r_0 A^{1/3} B_K \quad (41)$$

Eine ähnliche Entwicklung ist von Töke und Swiatecki veröffentlicht worden [TöS81].

r_0 Radiusparameter
 B_s, B_K Deformationsabhängigkeit der Oberflächen- und Krümmungsenergie [MyS74] aus dem Droplet Modell.

Für sphärische Kerne ist $B_s = B_n = 1$.

In [BjB73, ScK84, ReH85] werden alternative Niveaudichten für axialsymmetrisch deformierte Kerne diskutiert. Doch bringen diese Funktionen keine befriedigende Wiedergabe der Energieabhängigkeit der xn-Verdampfungsrestkernrate der betrachteten Isotope. Die modellabhängigen Unsicherheiten der Spaltbarrieren bei der Anpassung an Verdampfungsrestkernquerschnitte können zu 20 % abgeschätzt werden.

4.4 Berechnung der Fusionswahrscheinlichkeit

Die Berechnung der Fusionswahrscheinlichkeit wurde durch eine Anpassung der ersten beiden Momente an die Barrierenverteilung eines eindimensionalen Potentials durchgeführt.

Mit den Daten war ein konstanter Wert für den Abschneideparameter ($t = 4$) für alle Systeme verträglich.

Es wurden die aus Elektronenstreudaten ermittelten Kernradien eingesetzt und für die Potentialstärke ein Wert von $V_0 = 70 \text{ MeV/fm}$ gewählt, um dessen Absoluthöhe

dem globalen Bass-Potential anzugleichen. Die Anpassung an die Daten wurde mit der Addition eines konstanten Energiebetrages ΔV erreicht:

$$V_{fit}(R) = V(R) + \Delta V$$

Als Prozedur der Anpassung der Barrierenverteilung wurde folgender iterativer Weg gewählt:

1. Berechnung der Wirkungsquerschnitte mit HIVAP
2. Berechnung der Transmission durch SHIP
3. Anpassung der Überlebenswahrscheinlichkeit des Compoundkerns
4. Anpassung der Barrierenverteilung
5. Konsistenzprüfung

Zu 1 : Mit einer Verdampfungsrechnung werden sowohl die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Kanäle als auch der Gesamtwirkungsquerschnitt bestimmt. Bei der ersten Iteration wird eine angenommene Überlebenswahrscheinlichkeit (B_{fus}) und eine Standard-Barrierenverteilung (B_{fus}, σ) für das fusionierende System zur Bestimmung der Verhältnisse der Zerfallskanäle des Compoundkerns benutzt.

Zu 2 : Für die Zerfallskanäle wird die Transmission durch das Geschwindigkeitsfilter SHIP bestimmt und mit den berechneten Querschnitten von Schritt 1 gewichtet. Man erhält hieraus die Effizienz ϵ des Filters für den gesamten Wirkungsquerschnitt σ_{VR} , den man aus dem Querschnitt hinter SHIP bestimmt.

$$\sigma_{VR} = \epsilon \cdot \sigma_{VR}^{SHIP}$$

Zu 3 : Vergleicht man das Ergebnis der Rechnung für σ_{VR} mit den gemessenen Produktionsquerschnitten σ_{VR}^{Exp} , kann man im Bereich der Sättigung des Wirkungsquerschnittes, bei den höchsten gemessenen Energien, die Überlebenswahrscheinlichkeit durch die Variation von B_{fus} anpassen, bis innerhalb der Fehlergrenzen Rechnung und experimenteller Wert übereinstimmen. $\sigma_{VR} \simeq \sigma_{VR}^{Exp}$. Soweit vorhanden wurden die asymmetrischen Reaktionen in gleicher Weise analysiert und auf Konsistenz mit obiger Überlebenswahrscheinlichkeit geprüft.

Zu 4 : Die ersten beiden Momente der Barrierenverteilung werden durch eine Anpassung mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die gemessenen Gesamtquerschnitte σ_{VR}^{Exp} ermittelt, wobei die in (3) angepasste Überlebenswahrscheinlichkeit verwendet wird. Der Abschneideparameter t wurde, um eine Überbestimmung der Daten zu vermeiden, konstant gehalten ($t = 4$). Mit den angepassten Momenten der Barrierenverteilung (B_{fus}, σ) kann dieses Anpassungsverfahren (1-4) wiederholt werden, bis Konvergenz erreicht wird.

Zu 5 : Mit den angepassten Parametern wird zudem überprüft, ob auch einzelne Zerfallskanäle mit einer Verdampfungsrechnung reproduziert werden können.

4.5 Ergebnisse

CN	B_{fiss}^{Exp}	B_{fiss}^{CPS}	$\frac{B_{fiss}^{Exp}}{B_{fiss}^{CPS}}$	B_{fiss}^{Sierk}	$\frac{B_{fiss}^{Exp}}{B_{fiss}^{Sierk}}$	B_{fiss}^{Fit}	$\frac{B_{fiss}^{Exp}}{B_{fiss}^{Fit}}$
^{210}Ra	4.577	6.538	0.70	6.058	0.76	6.126	0.75
^{204}Rn	5.361	7.769	0.69	7.382	0.73	7.135	0.75
^{200}Po	6.822	9.887	0.69	9.822	0.74	9.237	0.74
^{198}Po	6.597	9.424	0.70	8.833	0.75	8.641	0.76
^{196}Po	6.074	8.932	0.68	8.405	0.72	7.993	0.76
^{194}Po	5.886	8.409	0.70	7.952	0.74	7.297	0.81
^{192}Po	5.420	7.855	0.69	7.477	0.72	6.786	0.80
^{196}Pb	8.590	11.930	0.72	11.277	0.76	11.404	0.75
^{192}Pb	7.812	11.003	0.71	10.385	0.75	10.203	0.77
^{190}Pb	7.241	10.494	0.69	9.892	0.73	9.525	0.76
^{192}Hg	10.362	14.594	0.71	13.480	0.77	13.784	0.75

Tabelle 6: Angepaßte Spaltbarrieren B_{fiss}^{Exp} im Vergleich mit berechneten Spaltbarrieren

Das Ergebnis der Anpassung der Überlebenswahrscheinlichkeiten an die Daten durch Veränderung der Spaltbarrieren ist in Tabelle 6 dargestellt. Als Vergleich sind die Spaltbarrieren aufgelistet, die aus Rechnungen nach den Modellen von Sierk [Sie86] (B_{fiss}^{Sierk}) und Cohen, Plasil und Swiatecki [CoP74] (B_{fiss}^{CPS}) ermittelt wurden. In beiden Fällen beträgt die gemessene Spaltbarriere nur 70 – 75 % der theoretischen Barriere. Bei der abgeschätzten modellabhängigen Unsicherheit in der Bestimmung der Spaltbarriere durch eine Anpassung an Verdampfungsrestkern-Querschnitte von 20 %, kann keine Unterscheidung der beiden Modelle gemacht werden. Der Isotopentrend wird durch beide Rechnungen gut wiedergegeben, in der Absoluthöhe der Barriere sind die Rechnungen von Sierk etwas besser. Als Vergleich wurden angepaßte Spaltbarrieren (B_{fiss}^{Fit}) [DaV82] angeführt, die den Isotopentrend schlechter wiedergeben als die Rechnungen beider Modelle.

Die Ergebnisse der Anpassung der beiden Momente der Barrierenverteilung sind in Tabelle 7 mit dem χ^2 der Anpassung aufgelistet. Die Anpassung des Gesamtquerschnittes σ_{VR} gelang in allen Systemen recht gut ($\chi_n^2 \leq 3.5$).

In der Tabelle ist weiterhin als Referenz das Bass-Potential angegeben, sowie dessen Differenz zur Fusionsbarriere ΔB . D_∞ ist ein Maß für den Abstand der untersten Fusionsbarriere zu einer WKB-Rechnung mit der angepaßten Fusions-Barriere aber ohne Fluktuation.

Die Fusionswahrscheinlichkeiten der gemessenen Systeme sind in den Abbildungen (9–28, unten) dargestellt. In diesen Abbildungen sind auch die mit HIVAP berechneten Anregungsfunktionen für die Verdampfungsrestkerne sowie für die einzelnen Verdampfungskanäle eingezeichnet. Durch den Vergleich mit den Daten sieht man

Reaktion	B_{fus} [MeV]	$\sigma(E)$ [MeV]	χ_n^2	B_{Bass} [MeV]	ΔB [MeV]	D_∞ [MeV]
$^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$	238.9 ± 1.2	9.8 ± 0.4	0.7	209.9	29.0	32.9 ± 1.3
$^{110}\text{Mo} + ^{104}\text{Ru}$	225.3 ± 1.1	10.2 ± 0.5	1.5	202.3	23.0	29.2 ± 1.2
$^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$	206.1 ± 0.5	7.2 ± 0.2	1.4	193.9	12.2	23.5 ± 1.0
$^{100}\text{Mo} + ^{98}\text{Mo}$	208.7 ± 1.0	7.6 ± 0.5	2.7	194.6	14.1	20.8 ± 1.1
$^{100}\text{Mo} + ^{96}\text{Mo}$	205.8 ± 1.0	6.5 ± 0.4	1.8	195.4	10.4	16.3 ± 1.5
$^{100}\text{Mo} + ^{94}\text{Mo}$	212.5 ± 1.0	8.6 ± 0.5	1.2	196.2	16.3	24.2 ± 1.5
$^{100}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$	209.6 ± 2.2	6.4 ± 0.8	0.8	196.9	12.7	13.4 ± 1.5
$^{100}\text{Mo} + ^{96}\text{Zr}$	194.9 ± 0.9	7.0 ± 0.4	1.4	185.4	9.5	20.4 ± 1.0
$^{100}\text{Mo} + ^{92}\text{Zr}$	191.7 ± 1.0	5.6 ± 0.5	0.5	186.8	4.9	10.2 ± 1.0
$^{100}\text{Mo} + ^{90}\text{Zr}$	192.7 ± 1.0	6.2 ± 0.4	1.8	187.6	5.1	18.1 ± 1.0
$^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$	181.4 ± 1.2	5.1 ± 0.5	3.5	177.2	4.2	16.9 ± 1.1

Tabelle 7: Angepaßte Parameter der Fusionsbarrieren-Verteilung. B_{fus} : Angepaßte mittlere Fusionsbarriere, $\sigma(E)$: Standardabweichung der Barrierenverteilung, χ_n^2 : normiertes chi-Quadrat der Anpassung, B_{Bass} : Bass-Barriere, ΔB : $B_{fus} - B_{Bass}$, D_∞ : Differenz der untersten Barriere und WKB-Rechnung ohne Fluktuation

die Güte der Anpassung, die nicht nur für die Anregungsfunktion gilt, sondern auch überzeugend die einzelnen Kanäle wiedergibt.

In den Abbildungen 29 und 30 wird als weiteres interessantes Ergebnis die Fusionswahrscheinlichkeit bzw. der Wirkungsquerschnitt an der Bass-Barriere gegen den Spaltbarkeitsparameter x (siehe Kapitel 6.1) dargestellt.

Diese Größen dienen der Extrapolation neuer, unbekannter System und erlauben zudem einen Vergleich dieser Daten mit den Daten die bei der Produktion schwerer Elemente erhalten wurden [Arm87].

4.5.1 Unsicherheiten in der Anpassung

Die Lösung des Anpassungsproblems der Momentverteilung wurde mit einem Suchverfahren in der χ^2 Hyperfläche gefunden. In Abbildung 31 ist die Projektion dieser Hyperfläche auf zwei Parameter dargestellt. Die Höhenlinien stellen den Verlauf von χ^2 dar. Man kann eine starke Korrelation der Momente der Barrierenverteilung feststellen. Es wurde nur eine sehr schwache Korrelation zwischen der Spaltbarriere und den Parametern der Fusionsbarrierenverteilung gefunden. Daher können die Unsicherheiten getrennt abgeschätzt werden. Die Unsicherheiten lassen sich nach Bevington [Bev69] wie folgt bestimmen. Die Unsicherheit eines Parameters a_j , der mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt wurde, ergibt sich aus den Diagonalelementen der Fehlermatrix ϵ .

$$\sigma_{a_j}^2 = \epsilon_{jj} \quad (42)$$

Die Fehlermatrix ϵ ist die Inverse der Krümmungsmatrix A . Für einen Parameter a_m kann der Fehler $\Delta a_m = \epsilon_{mm}$ gefunden werden, wenn man sich in der Hyperfläche, bei gleichzeitiger Optimierung aller anderen Parameter $\chi^2(a_{n,n \neq m}) =$ vom Minimum χ_{min}^2 bis zu dem Wert $\chi_{min}^2 + 1$ bewegt.

$$\chi^2(a_m + \epsilon_{mm}) = \chi^2(a_m) + 1 \quad (43)$$

Diese Beziehung gilt solange das normierte χ_n^2 nahe bei 1 liegt.

$$\chi_n = \frac{\chi^2}{N - n} \approx 1 \quad (44)$$

N Anzahl der Messpunkte

n Anzahl der Parameter.

Diese Bestimmung der Unsicherheit σ_{a_j} eines Parameters kann sowohl bei linearen als auch bei nichtlinearen Anpassungen verwendet werden. Die Unsicherheiten, die auf diese Weise für die Momente der Barrierenverteilung abgeschätzt wurden, sind in der Tabelle mit aufgeführt. Berücksichtigt wurden in der Fehlerbestimmung auch die Unsicherheit der Spaltbarriere. Die Unsicherheiten der Barrierenverteilung sind in Tabelle 7 aufgelistet.

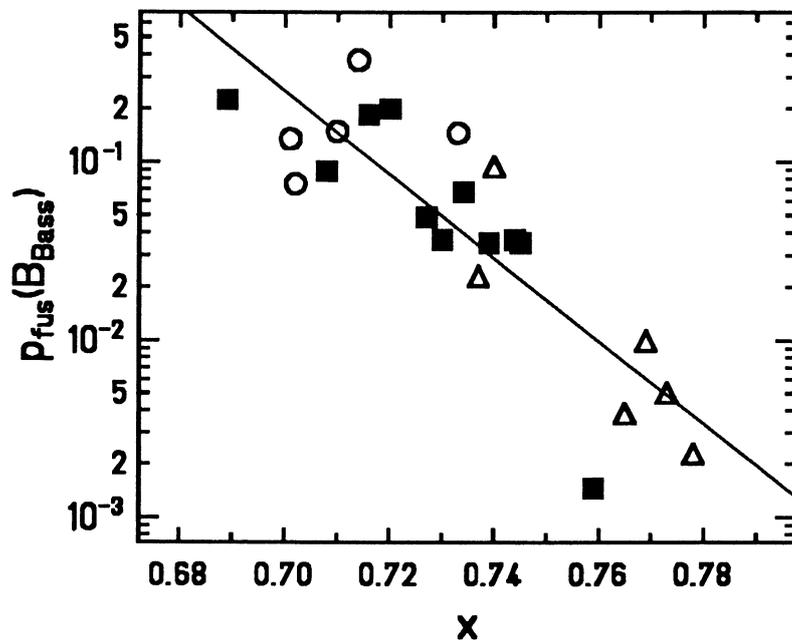


Abbildung 29: Fusionswahrscheinlichkeit an der Bass-Barriere aufgetragen gegen den Spaltbarkeitsparameter x . Es ist eine lineare Korrelation zu erkennen.

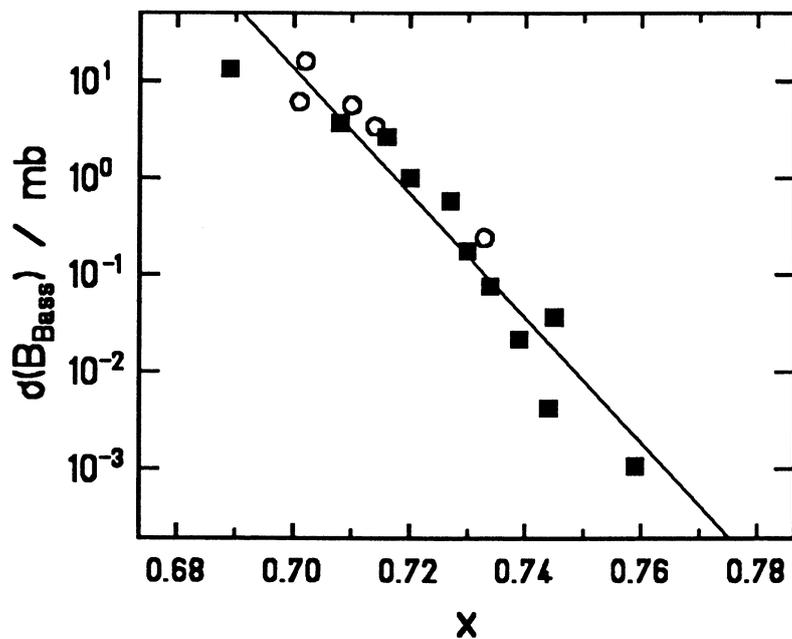


Abbildung 30: Wirkungsquerschnitt an der Bass-Barriere aufgetragen gegen den Spaltbarkeitsparameter x . Noch deutlicher als im oberen Bild, ist eine lineare Korrelation zu erkennen.

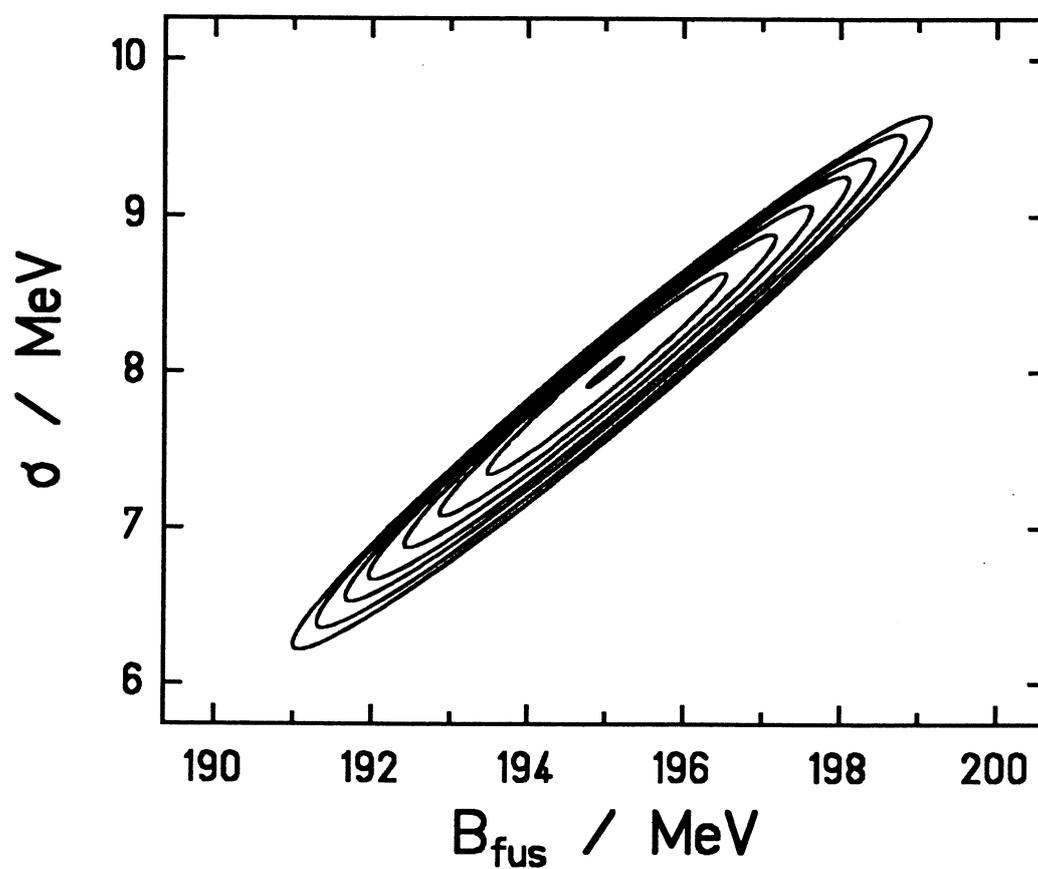


Abbildung 31: Schematische Darstellung der χ^2 -Hyperfläche
Aufgetragen werden die Höhenlinien der χ^2 -Hyperfläche bei der Projektion auf zwei Parameter (σ, B_{fus}), wenn alle anderen Parameter festgehalten werden.

5 Subbarrieren-Fusion bei Zr + Zr Reaktionen

Die Subbarrieren-Fusion leichter Kerne spielt in der Astrophysik bei der Nukleosynthese eine entscheidende Rolle. Das Interesse wurde neu erweckt durch Beobachtungen eines Isotopentrends bei der Fusion von ^{16}O und ^{40}Ar mit einigen Sm-Isotopen und bei der Fusion verschiedener Ni-Isotope [StE80, ReH82, Bec85].

Die Subbarrieren-Fusion ist, als eine Erhöhung der Fusionswahrscheinlichkeit bei Energien unterhalb der Fusionsbarriere zu verstehen. Rechnungen, die das Tunneln durch ein eindimensionales Potential beschreiben, können die um Größenordnungen erhöhte Fusionswahrscheinlichkeit der Subbarrieren-Fusion nicht wiedergeben. Es wird allgemein angenommen [HeW87], daß der Grund für die erhöhte Fusionswahrscheinlichkeit in der Ankopplung des elastischen Kanals an inelastische und an Nukleonen Transfer-Kanäle besteht. Eine solche Kopplung führt zu Energieverschiebungen der Barrieren, welche bei einer Erniedrigung der Barriere eine Erhöhung der Transmissionswahrscheinlichkeiten bewirken.

Es wurden verschiedene Modelle vorgeschlagen, um diesen Effekt erklären zu können. Esbensen führte hierzu, wie schon in Kapitel 4.4 erwähnt, die Nullpunktschwingungen ein [Esb81]. Man weiß, daß viele Kerne leicht zu kollektiven Schwingungen angeregt werden können oder sogar permanente Deformationen aufweisen. Wenn nun die Periode einer Schwingung lang gegen die Reaktionszeiten zweier Kerne ist, kommt es, wie bei deformierten Kernen, zu Fluktuationen des Abstandes beider Kernoberflächen und damit zu einer Fluktuation der Barriere. Dieses Konzept einer dynamischen Fluktuation der Fusionsbarriere wurde bei der Auswertung der Daten in dieser Arbeit verwandt (Kapitel 4.4).

Bei niedrig liegenden Vibrationszuständen (z.B. erste $2+$, $3-$ Zustände) können die auftretenden Nullpunktschwingungen und die damit verbundene Randunschärfe bestimmt werden. Für ^{110}Pd und ^{104}Ru wurden Randunschärfen von $\Delta R = 0.77$ fm bzw. $\Delta R = 0.80$ fm berechnet [GuD87].

Ein anderer Weg, die Subbarrieren-Fusion zu erklären, ist das Gekoppelte-Kanal-Modell [BrD83], das zur Beschreibung der Nickel Daten benutzt wurde. Zur weiteren Diskussion soll ein kurzer Abriß dieses Modells erfolgen.

5.1 Gekoppelte-Kanal-Rechnungen

Bei den Rechnungen mit dem Gekoppelten-Kanal Modell werden inelastische Anregungen von tief liegenden Zuständen, welche im allgemeinen gut bekannt sind, betrachtet. Diese Vorgehensweise genügt in vielen Fällen, um die Subbarrieren-Fusion gut beschreiben zu können. Bei schwereren Systemen gibt es allerdings eine große Zunahme von Nukleonen-Transfer, so daß die Kopplung an diese Kanäle berücksichtigt werden muß [BrD83].

Beschränken wir uns bei der weiteren Betrachtung auf zwei Kanäle. Es soll der Eingangskanal 1 mit einem angeregten Zustand 2 durch die Kopplungsstärke F ge-

koppelt werden. Der Einfachheit halber soll es sich um einen inelastischen Kanal mit einem verschwindenden Q -Wert handeln. In diesem Grenzfall sieht das gekoppelte Differentialgleichungssystem einer Dimension folgendermaßen aus:

$$\begin{cases} \left[-\left(\frac{\hbar^2}{2\mu}\right) \frac{d^2}{dx^2} + V(x) - E \right] \chi_1 = F(x)\chi_2 \\ \left[-\left(\frac{\hbar^2}{2\mu}\right) \frac{d^2}{dx^2} + V(x) - E \right] \chi_2 = F(x)\chi_1 \end{cases}$$

χ_1, χ_2 sind die Wellenfunktionen der Relativbewegung in Kanal 1 und 2, μ die reduzierte Masse, $V(x)$ das Potential und E die Gesamtenergie.

Dieses Gleichungssystem kann durch folgenden Ansatz entkoppelt werden:

$$\begin{aligned} \chi_+ &= \chi_1 + \chi_2 \\ \chi_- &= \chi_1 - \chi_2 \end{aligned}$$

Das entkoppelte DGL-System kann damit folgendermaßen dargestellt werden:

$$\begin{cases} \left[-\left(\frac{\hbar^2}{2\mu}\right) \frac{d^2}{dx^2} + V(x) + F(x) - E \right] \chi_- = 0 \\ \left[-\left(\frac{\hbar^2}{2\mu}\right) \frac{d^2}{dx^2} + V(x) - F(x) - E \right] \chi_+ = 0 \end{cases}$$

Die Transmission durch eine parabelförmige Barriere kann nach Hill und Wheeler [HiW53] mit folgendem Ansatz erhalten werden :

$$T(E) = \frac{1}{1 + e^{-\frac{E-V_B}{\hbar\omega}}}$$

wobei $\hbar\omega$ durch die Krümmung des Potentials an der Barriere bestimmt ist:

$$\hbar\omega = \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{-\frac{1}{\mu} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \Big|_{x_B}}$$

In dem obigen DGL-System, kann die gesamte Transmission T aus den einzelnen Transmissionskoeffizienten dargestellt werden.

$$T(E) = T_1(E) + T_2(E) = \frac{1}{2} [T_+(E) + T_-(E)] \quad (45)$$

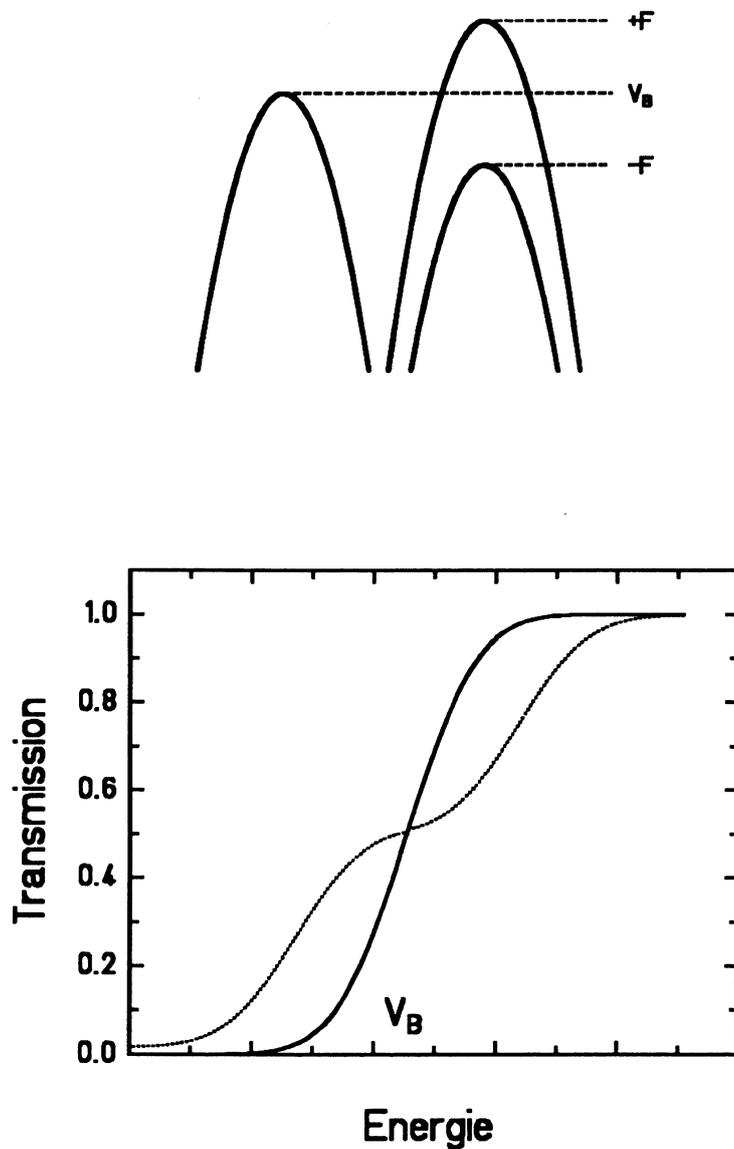


Abbildung 32: Barrieren und Transmission bei Gekoppelten-Kanälen

(oben) Barrieren zweier gekoppelter Kanäle

Links ist die einfache Barriere zu sehen, bei der Kopplung zweier Zustände wird die Barriere um die Kopplungsstärke F erhöht bzw. erniedrigt.

(unten) Transmission zweier gekoppelter Kanäle

Die Transmission durch beide Barrieren erfolgt nun in zwei Stufen. Durch die niedrige Barriere ($V_B - F$) sieht man nun einen deutlichen Anteil bei Energien unterhalb der Barriere V_B .

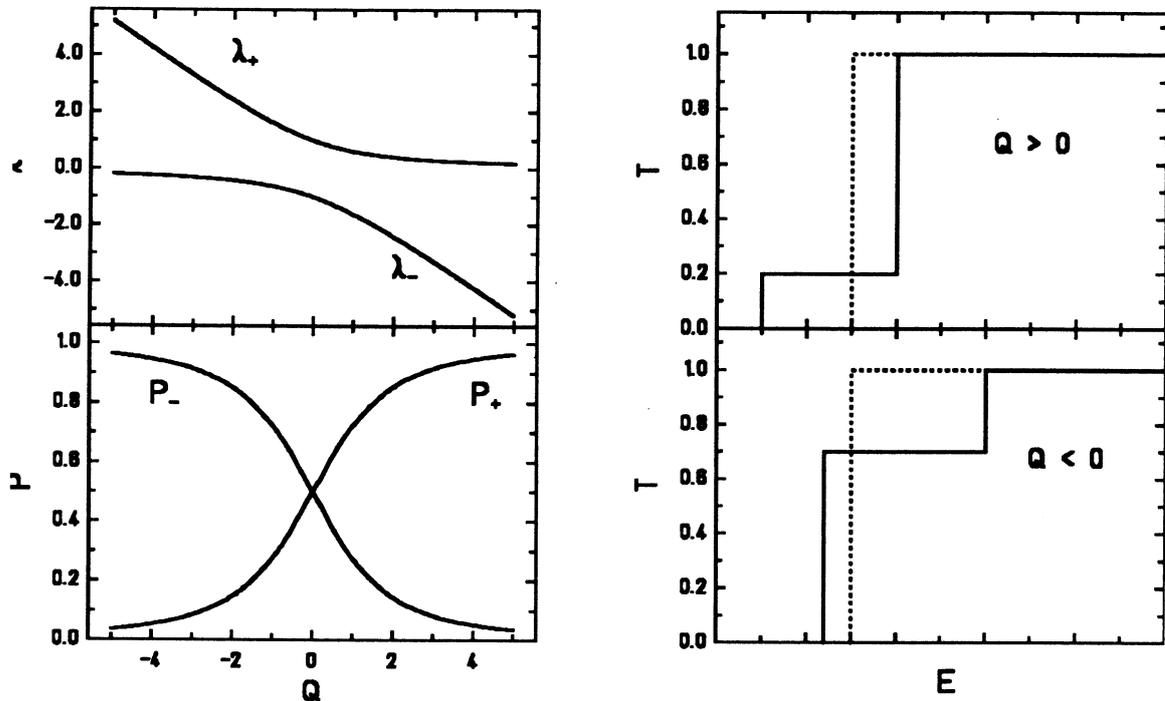


Abbildung 33: Abhängigkeit der Kopplung vom Q-Wert

Aufgetragen ist die Abhängigkeit der Eigenwerte λ_{\pm} und der Wahrscheinlichkeitsamplituden vom Q-Wert der Reaktion. Im rechten Teil sieht man die Transmission für positive und negative Q-Werte.

Der einfallende Teilchenfluß sieht bei fehlender Kopplung eine Barriere mit der Höhe V_B . Wird die Kopplung eingeschaltet, spaltet die Barriere auf mit den Höhen $V_B - F(x)$ und $V_B + F(x)$. Die Transmission wächst oberhalb der unteren Barriere auf den Wert $1/2$ und jenseits der oberen Barriere auf den Wert 1 . Schon durch das einfache hier beschriebene Bild sieht man den Effekt der verstärkten Transmission unterhalb der Barriere.

Allgemeine Rechnungen, unabhängig von Q-Wert Bedingungen, konnten von Dasso, Landowne et al. [DaL83] durchgeführt werden. Als Ergebnis einer allgemeinen Berechnung wurde für die Kopplung zweier Kanäle mit nicht verschwindendem Q-Wert folgende Kopplungsmatrix erhalten.

$$M = \begin{pmatrix} 0 & F \\ F & -Q \end{pmatrix}$$

Durch Diagonalisierung dieser Matrix erhält man die folgenden Eigenwerte:

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left[-Q \pm \sqrt{4F^2 + Q^2} \right] \quad (46)$$

Man erkennt, daß es immer positive und negative Werte gibt. Der einfallende Teilchenfluß kann nun wieder so dargestellt werden wie im oberen Bild. Der gesamte Fluß teilt sich in zwei Komponenten auf, mit den Wahrscheinlichkeitsamplituden P_+ und P_- und zwei Barrieren $V_B(x) + \lambda_+$ bzw. $V_B(x) + \lambda_-$.

$$P_{\pm} = \frac{F^2}{F^2 + \lambda_{\pm}^2} \quad (47)$$

Die Eigenwerte und die Wahrscheinlichkeitsamplituden sind in der Abbildung 33 dargestellt. Bei den Rechnungen sind charakteristische Kopplungsstärken von $F = 1$ MeV eingesetzt worden. Eine genaue Bestimmung der Kopplungsstärken, vor allem deren starke Abhängigkeit von der Entfernung beider Kerne, wird in der Literatur [Bro83] diskutiert. Im Prinzip lassen sich die Kopplungen an die inelastischen Kanäle durch Analyse von (α, α') und (p, p') Reaktionsdaten an den interessierenden Kernen bestimmen. Es sind also durchaus experimentell zugängliche Werte.

Man kann in der Abbildung erkennen, daß beide Eigenwerte mit anwachsendem Q-Wert abfallen. Für stark anwachsende Q-Werte nähert sich λ_- dem Wert $-Q$. Die Wahrscheinlichkeitsamplituden $P_{+,-}$ kreuzen sich bei $Q = 0$. Im klassischen Fall einer dicken Barriere sind die Transmissionen in der Abbildung 33 dargestellt. Erwähnt sei noch, daß der Übergang zu Frequenzen nahe null und $Q = 0$ das Bild der Gekoppelten-Kanäle zu dem Bild der Nullpunktschwingungen entartet, dieses also als Spezialfall beinhaltet.

Der Vorteil der Methode der Gekoppelten-Kanäle liegt darin, daß sie sowohl die simultane Beschreibung der Fusion als auch der direkten Reaktionskanäle erlaubt [StR86].

5.2 $^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$ Daten

Betrachtet man die Systematik der Subbarrieren-Fusion mit zunehmender Masse der Systeme, sieht man einen starken Anstieg der Subbarrieren-Fusion, den man nicht mit der Ankopplung an inelastische Kanäle erklären kann. Messungen [ReK83] zeigten andererseits einen starken Anstieg des Transfer-Querschnittes mit zunehmender Masse von Projektil und Target. Dies legt die Vermutung nahe, daß Subbarrieren-Fusion und Transfer in einem engen Zusammenhang stehen. Bei den Untersuchungen der Reaktionen $^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$ fand man Hinweise für einen solchen Effekt.

Die symmetrischen Systeme zeigen eine annähernd gleiche Fluktuation sowie eine den Radiusänderungen entsprechende Barriere. Während sich das gemischte System bei Energien um die Barriere wie $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ verhält, zeigt sich bei der Subbarrieren-Fusion eine Änderung des Fusionsverhaltens, indem der Fusionsquerschnitt weniger stark abnimmt und sich dem Fusionsquerschnitt von $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ nähert.

In der Tabelle 8 sind die Q_{gg} -Werte für Transfer-Reaktionen unter Berücksichtigung der Coulomb-Barriere für den Transfer geladener Teilchen aufgetragen. Die Massen wurden der Massentafel von Wapstra [WaB77] entnommen.

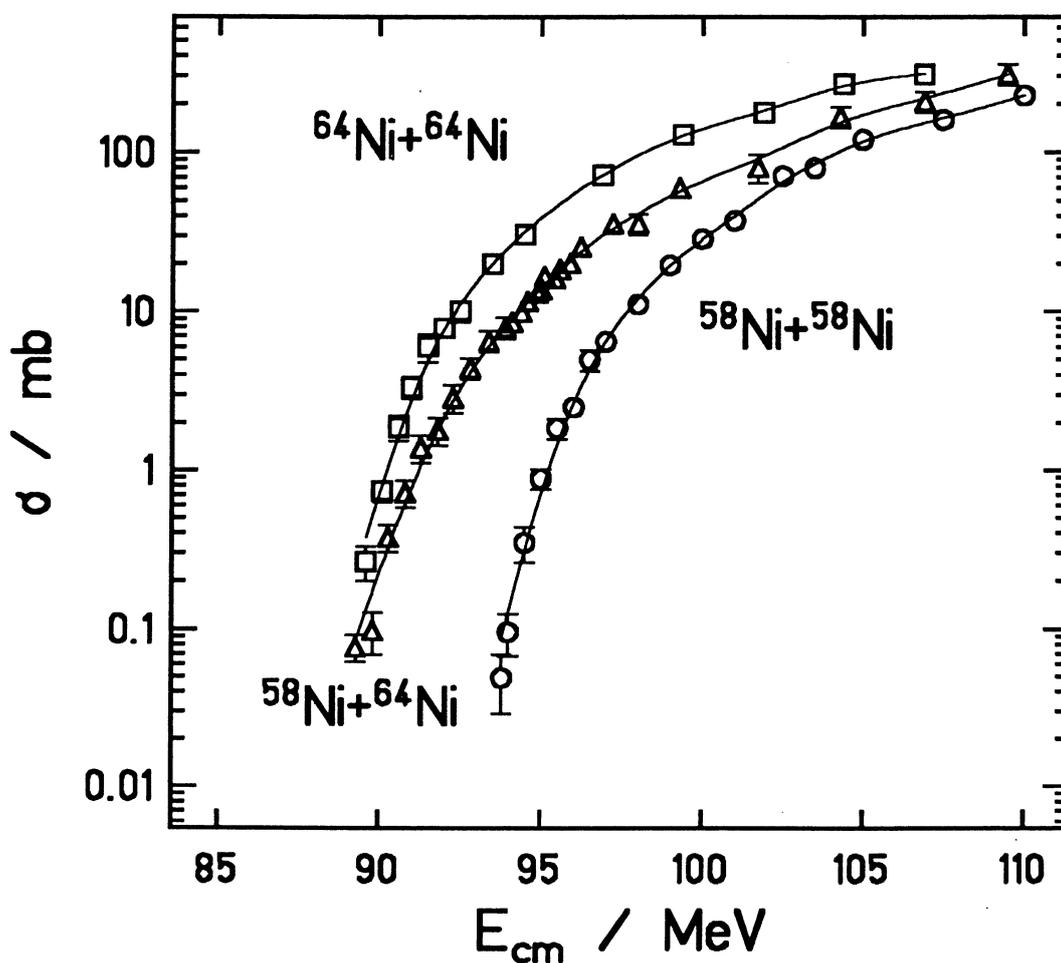
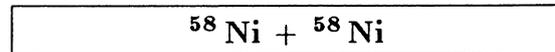


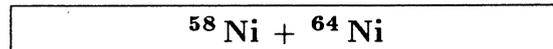
Abbildung 34: Anregungsfunktion für Ni + Ni
 Wirkungsquerschnitte für verschiedene Ni + Ni Reaktionen. Das gewünschte System zeigt ein intermediäres Verhalten. Das Bild wurde [Bec85] entnommen.

Wie oben erläutert erhöht ein positiver Q -Wert die Subbarrieren-Fusion erheblich. Für die Reaktion des gemischten Systems kann man nun als einziges der drei Systeme positive Q_{gg} -Werte finden. Der 2n-pick-up Transfer bei $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ hat einen Q_{gg} -Wert von $Q_{gg} = +3.92$ MeV.

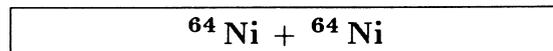
Diese Reaktionen versuchte man unter anderem, mit Gekoppelten-Kanal-Rechnungen zu erklären [BrD83, LaD84]. Die Autoren konnten den Verlauf der Anregungsfunktion annähernd reproduzieren und zeigten in den Rechnungen die Bedeutung der Transfer-Reaktionen für die Subbarrieren-Fusion. Die Schwierigkeiten in der Anwendung Gekoppelter-Kanal-Rechnungen liegen in der Vielzahl der Kanäle die alle



Z_p		32	31	30	29	28	$\leftarrow N_T$
\downarrow	26	-2.55	-5.88	-5.13	-12.14	-15.49	30
	27	-4.35	-5.95	-4.62	-8.81	-11.02	29
	28	-2.09	-3.20	0.0	-3.20	-2.09	28
	29	-11.02	-8.81	-4.62	-5.95	-4.35	27
	30	-15.49	-12.14	-5.13	-5.88	-2.55	26
$N_p \rightarrow$		28	29	30	31	32	$\uparrow Z_T$



Z_p		38	37	36	35	34	$\leftarrow N_T$
\downarrow	26	-0.67	-1.53	2.66	-0.73	1.36	30
	27	-5.96	-4.95	-0.61	-1.92	0.63	29
	28	-7.46	-6.12	0.0	-0.64	3.92	28
	29	-20.05	-15.74	-8.97	-7.25	-2.28	27
	30	-28.34	-22.91	-13.65	-11.17	-4.15	26
$N_p \rightarrow$		28	29	30	31	32	$\uparrow Z_T$



Z_p		38	37	36	35	34	$\leftarrow N_T$
\downarrow	26	-2.28	-6.81	-5.86	-11.49	-11.49	30
	27	-3.89	-6.25	-4.96	-8.85	-8.40	29
	28	-1.44	-3.56	0.0	-3.56	-1.44	28
	29	-8.40	-8.85	-4.96	-6.25	-3.89	27
	30	-11.49	-11.49	-5.86	-6.81	-2.28	26
$N_p \rightarrow$		34	35	36	37	38	$\uparrow Z_T$

Tabelle 8: Q-Werte für Transfer-Reaktionen

$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$

Z_p		52	51	50	49	48	$\leftarrow N_T$
\downarrow	38	-4.16	-5.39	-2.33	-8.64	-10.94	42
	39	-7.21	-6.67	-3.07	-8.27	-10.44	41
	40	-5.46	-4.77	0.0	-4.77	-5.46	40
	41	-10.44	-8.27	-3.07	-6.67	-7.21	39
	42	-10.94	-8.64	-2.33	-5.39	-4.16	38
$N_p \rightarrow$		48	49	50	51	52	$Z_T \uparrow$

 $^{90}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$

Z_p		58	57	56	55	54	$\leftarrow N_T$
\downarrow	38	-3.13	-2.96	2.26	0.01	1.01	42
	39	-8.80	-6.32	-0.79	-1.99	-0.93	41
	40	-9.34	-6.40	0.0	-0.63	1.54	40
	41	-16.95	-13.53	-6.20	-5.23	-2.62	39
	42	-20.17	-16.49	-7.93	-6.86	-2.40	38
$N_p \rightarrow$		48	49	50	51	52	$Z_T \uparrow$

 $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$

Z_p		58	57	56	55	54	$\leftarrow N_T$
\downarrow	38	-1.37	-4.42	-3.35	-7.85	-8.22	42
	39	-4.22	-4.88	-3.91	-7.25	-7.44	41
	40	-2.34	-2.26	0.0	-2.26	-2.34	40
	41	-7.44	-7.25	-3.91	-4.88	-4.22	39
	42	-8.22	-7.85	-3.35	-4.42	-1.37	38
$N_p \rightarrow$		54	55	56	57	58	$Z_T \uparrow$

Tabelle 9: Q-Werte für Transfer-Reaktionen

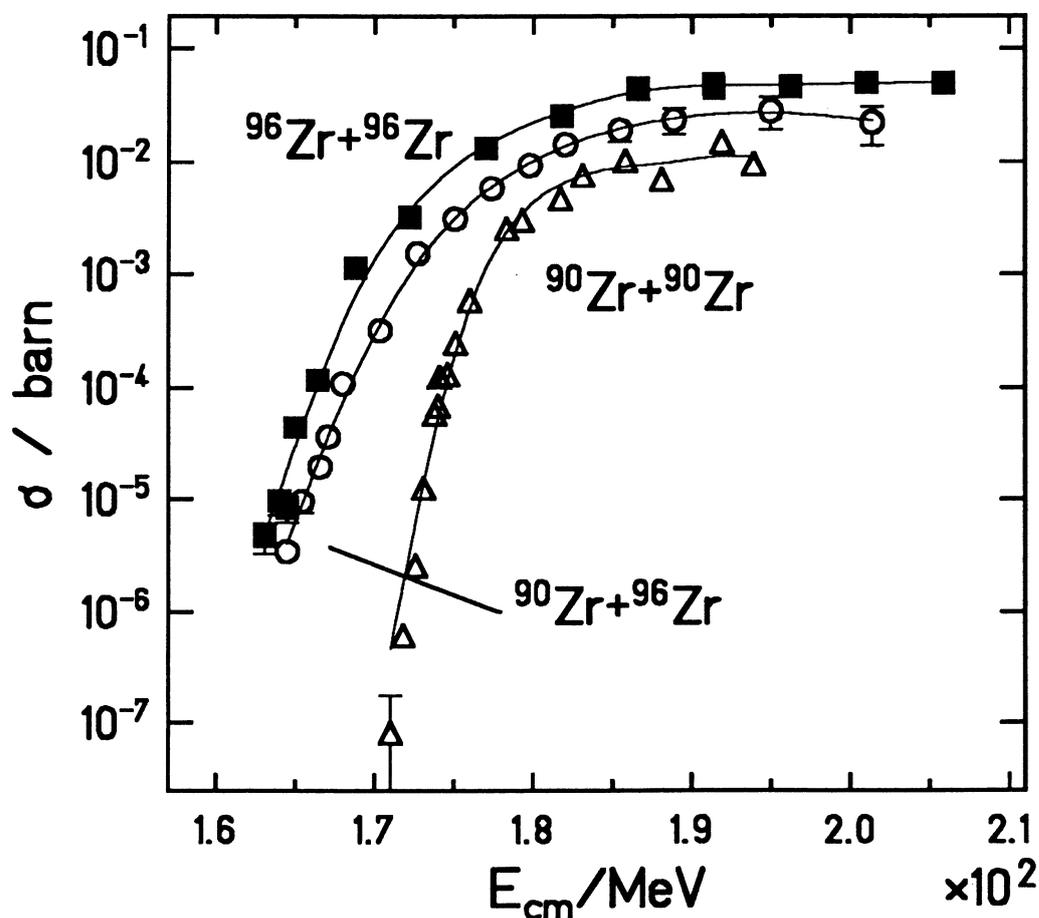


Abbildung 35: Anregungsfunktionen für Zr + Zr

Wirkungsquerschnitte für verschiedene Zr + Zr Reaktionen. Die Daten für $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ (offene Kreise) wurden [Kel85] entnommen, die Daten für die gemischten Systeme $^{90}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ [Kel85] und $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ dieser Arbeit sind beide mit offenen Quadraten dargestellt. $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ Daten sind als volle Kreise dargestellt. Das gemischte System und $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ unterscheiden sich nicht signifikant. Die Kurven aus [Kel85] wurden um $\Delta E = -38 \text{ keV/u}$ verschoben.

zur Fusion beitragen, aber aus technischen Gründen nicht berücksichtigt werden können.

5.3 $^{90,96}\text{Zr} + ^{90,96}\text{Zr}$

Eine ähnliche System-Reihe wie die oben diskutierte Nickel Reihe wurde im Verlaufe dieser Arbeit vervollständigt. Mit den Messungen von Keller [Kel85], bei denen die Reaktionen $^{90}\text{Zr} + ^{90,96}\text{Zr}$ untersucht wurden, und den in diesem Experiment durch-

geführten Messungen der Reaktionen $^{96}\text{Zr} + ^{90,96}\text{Zr}$ konnte die Triade komplettiert werden.

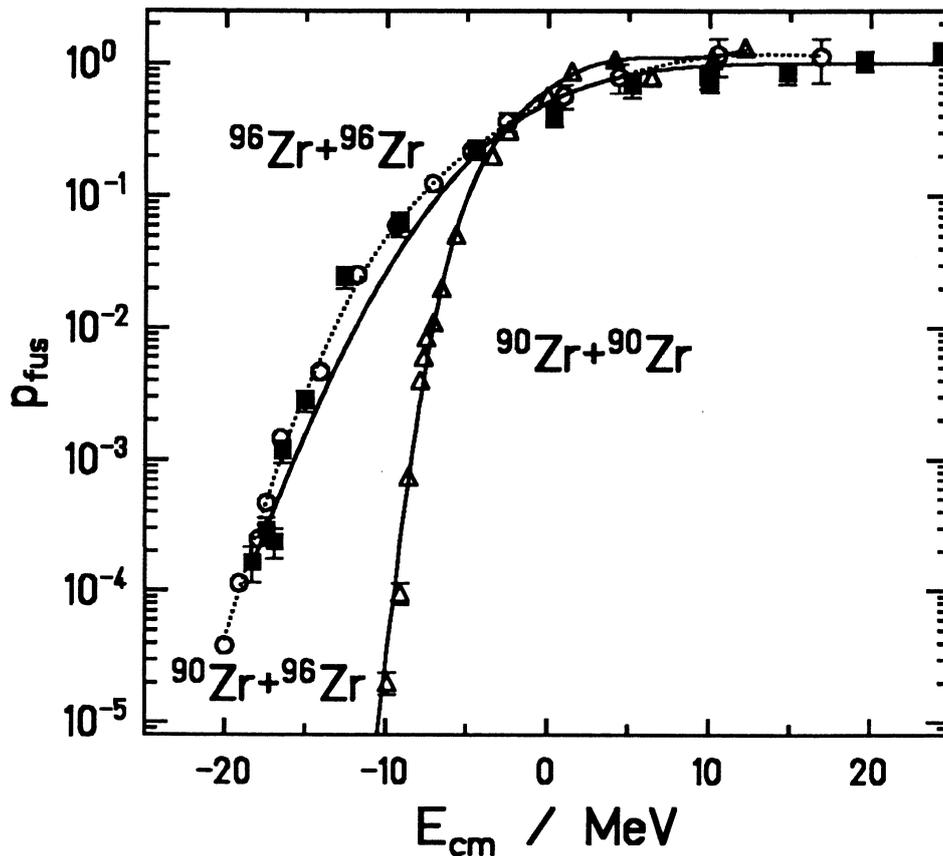


Abbildung 36: Fusionswahrscheinlichkeit für $\text{Zr} + \text{Zr}$

Die ermittelte Fusionswahrscheinlichkeit der drei betrachteten Systeme.

Das System $^{96}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ diente dabei der Überprüfung und Anpassung beider Experimente durch den Vergleich mit der inversen Reaktion. Zwischen den beiden Experimenten stellte man eine Energieshift von $\Delta E = 38 \text{ keV/u}$ fest. Diese Energieshift konnte nach sorgfältiger Prüfung nur als eine Änderung der Absoluteichung des Beschleunigers, innerhalb der zwei Jahre, die beide Experimente auseinanderlagen, interpretiert werden. Dies erforderte eine Energieverschiebung der mit ^{90}Zr induzierten Reaktionen, um den oben genannten Betrag. Dies ist keine Aussage über die tatsächliche Energieeichung, sondern soll nur einen Vergleich mit den Daten dieser Arbeit ermöglichen. Es soll zudem noch einmal an die in Kapitel (2.3.1) beschriebene Energiebestimmung erinnert werden. Die Energieüberprüfung während der Messung erlaubt eine genaue Bestimmung der Energie (0.3 %) relativ zu einer Absolutmessung, so daß die Ergebnisse einer Messung innerhalb dieser Genauig-

keit zueinander Bezug haben, die Unsicherheiten in der absoluten Energieeichung wurden auf 0.5 % geschätzt.

Die Ergebnisse der Zr-Reaktionen sind in den Abbildungen 35 und 36 dargestellt. Man kann folgendes interessante Verhalten feststellen. Beide symmetrischen Systeme sind in der Subbarrieren-Fusion deutlich getrennt. Die Fluktuationen sind in der Tabelle 10 aufgetragen und weisen einen deutlichen Unterschied auf. Für $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ konnte eine Barrierenfluktuation von $\sigma = 2.5$ MeV gemessen werden [Kel85]. Bei der Reaktion $^{90}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ konnte der früher gemessene Wert von $\sigma = 5.5$ MeV auch mit der in dieser Arbeit verwendeten Methode bestätigt werden. Das neue symmetrische System $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ weist innerhalb der Fehlergrenzen die gleiche Fluktuation der Barriere auf $\sigma = 5.1$ MeV. Beide Systeme haben damit eine um den Faktor 2 größere Fluktuation als die Reaktion $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ aufzuweisen, zudem zeigt die Verschiebung der Fusionsbarriere gegen die Bass-Barriere für diese beiden schwereren Reaktionen, innerhalb der Fehlergrenzen, die gleichen Werte.

Reaktion	Fusionsbarriere	
	B_{fus} / MeV	σ / MeV
$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$	181.7 ± 0.5	2.5 ± 0.2
$^{90}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$	184.5 ± 0.5	5.5 ± 0.2
$^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$	181.4 ± 1.2	5.1 ± 0.5

Tabelle 10: Fusionsdaten

In der Abbildung der Fusionswahrscheinlichkeit (Abbildung 36) sieht man die Übereinstimmung des gemischten Systems mit der symmetrischen Reaktion von $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$. Diese Übereinstimmung des symmetrischen Systems mit dem gemischten System ist eine große Überraschung, da der Austausch eines Reaktionspartners den Verlauf der Fusionswahrscheinlichkeit nur sehr wenig ändert.

Wie kann dieses Verhalten erklärt werden? Die Fusion schwerer Kerne wird stark von der Anregung quasielastischer Prozesse beeinflusst. Nur ein kleiner Teil der in der Literatur bekannten Daten für Anregungsfunktionen schwerer Systeme lassen sich mit inelastischen Modellen alleine erklären. Der größte Anteil des Querschnittes kann jedoch durch 1n- und 2n-Transfer bestimmt werden [HeW87]. Dies läßt jedoch nicht automatisch den Rückschluß zu, daß bei großen Transferquerschnitten auch der Subbarrieren-Fusionsquerschnitt groß ist. Bei einer Betrachtung der beteiligten Partialwellen, an dem Fusionsprozeß und an direkten Reaktionen kann man keine einfache Korrelation zwischen beiden feststellen [StR86]. In der Literatur wird jedoch meist von dieser Prämisse ausgegangen [HeW87, BRK87].

Bei den Nickel Daten hat man Transfer-Kanälen experimentell bestimmt [Reh85]. Da diese Kanäle bei den Zirkon Reaktionen nicht gemessen wurden, ist man auf Abschätzungen angewiesen.

In einer Reihe von Studien hat man ein Q-Wert Fenster festgestellt, in dem die Transfer-Reaktionen bevorzugt ablaufen. Die Existenz eines optimalen Q-Wertes Q_{opt} in Transfer-Reaktionen und seine Abhängigkeit von den kinematischen Variablen (Einschubenergie, Transfermasse und -ladung)

$$Q_{opt} = f(E_{cm}, \Delta m, \Delta q)$$

kann sowohl klassisch als auch quantenmechanisch erklärt werden [Bas80, Bro84]. Es existieren verschiedene Modelle zur Berechnung des optimalen Q-Wertes, wobei die meisten in der Aussage übereinstimmen, daß für identische (oder nahezu identische) abgeschlossene Schalenstrukturen der optimale Q-Wert den Betrag null hat.

$$Q_{opt} \approx 0$$

Bei einer einfachen Betrachtung der Reaktion (z.B. vernachlässigter Drehimpulstransfer) erhält man den optimalen Q-Wert aus dem Q-Wert der Reaktion unter der Bedingung, daß der Streuwinkel im Ein- und Ausgangskanal gleich sein muß. Q_{opt} ist dann [Brm84]

$$Q_{opt} = E_{cm} \left(\frac{Z_p^f Z_t^f}{Z_p^i Z_t^i} - 1 \right) \quad (48)$$

Für Neutronen-Transfer sieht man, daß $Q_{opt} = 0$ wird, und bei Protonen-Transfer hängt Q_{opt} davon ab, ob es ein "stripping" oder "pickup" Prozeß ist.

Der Q-Wert ist aber nicht allein der bestimmende Faktor bei Transfer-Reaktionen, wichtiger scheinen große Zustandsdichten in der Nähe von Q_{opt} zu sein [StR86]. Die Breite dieses Q-Wert Fensters ist typischerweise 5 – 10 MeV. Man erwartet also nach den bisher bekannten Daten hohe Transferquerschnitte dann, wenn Q_{gg} positiv und nahe bei Q_{opt} ist und wenn viele Niveaus innerhalb des Q-Wert Fensters liegen, d.h. keine Schalenabschlüsse vorliegen. Die Transferwahrscheinlichkeit ist proportional dem Überlapp der Wellenfunktion des Nukleons im Ein- und Ausgangskanal und läßt sich folgendermaßen darstellen:

$$P_{Transfer}(r) \propto \exp(-2\kappa r) \quad (49)$$

Die Konstante κ ist gegeben durch

$$\kappa = \sqrt{\frac{2\mu E_B}{\hbar^2}} \quad (50)$$

μ ist die reduzierte Masse und E_B die Bindungsenergie und bei Protonen die effektive Separationsenergie.

Bei einem Vergleich der Q_{gg} -Werte, deren Bedeutung aus den oben erwähnten Phasenraumgründen hervorgeht, der Nickel-Daten mit den Zirkon-Daten sieht man in

Tabelle 9 die strukturelle Ähnlichkeit beider Reaktionen. Die gleichen Transfer-Kanäle weisen in beiden Datensätzen positive Q_{gg} -Werte auf. Bei den Zirkon-Systemen weisen viele verschiedene Transferkanäle kleine Q_{gg} -Werte ² auf, was nach obiger Betrachtung Transfer-Reaktionen bevorzugt, da sie nahe dem optimalen Q-Wert liegen. Auch im Bild der Gekoppelte-Kanal-Rechnungen wird bei betragsmäßig kleinen negativen Q-Werten eine Erhöhung der Subbarrieren-Fusion vorhergesagt. Im Gegensatz zu dem Nickel-System würde bei dem Zirkon-System nicht ein Haupt-Transfer-Kanal (2n) die Subbarrieren-Fusion bestimmen, sondern eine Vielzahl von Transfer-Kanälen. Diese Hypothese kann allerdings nur durch weitere Experimente geklärt werden.

Im Bild der Gekoppelten-Kanäle ist zudem noch ungeklärt, welchen Anteil virtuelle Kanäle, die zwar keinen Beitrag zum Querschnitt liefern, jedoch zusätzliche Freiheitsgrade (z. B. Auslösung einer Halsbildung) sind, zur Fusionswahrscheinlichkeit beitragen könnten.

Lassen sich Hinweise auf die Beiträge anderer Transfer-Kanäle finden?

Der Neutronen-Transfer sollte der stärkste Transfer-Kanal sein, wenn man davon ausgeht, daß, wie bisher vermutet, der Protonen-Transfer durch die Coulombbarriere stark unterdrückt ist. In einer Untersuchung der Transfer-Kanäle bei den Reaktionen $^{35,37}\text{Cl} + ^{58,64}\text{Ni}$ konnte aber ein überraschend großer Anteil an Protonen-Transfer gemessen werden [SkS87]. Nach dieser Messung könnte man allgemein eine größere Bedeutung des Protonen-Transfers erwarten.

Reaktion	Transfer Kanal	
	+ 1n / mb	- 1n / mb
$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$	10	10
$^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$	21	8
$^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$	18	18
$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$	9	9
$^{90}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$	33	8
$^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$	33	33

Tabelle 11: Vergleich der nach Rehm [BRK87] berechneten 1n-Transfer Querschnitte.

Betrachten wir vorerst nur den Ein-Nukleontentransfer, der nach den bisherigen Messungen dominant ist. In einer Systematik von van den Berg, Rehm u.a. [RKR87] wurde eine einfache Parametrisierung des winkelintegrierten Sättigungsquerschnitts der 1n-Transfer-Reaktionen für Energien 10 – 80 % oberhalb der Coulomb-Barriere angegeben. Der Transferquerschnitt der betrachteten 1n-Transfer Reaktionen kann als Produkt zweier Terme gesehen werden, von denen einer eine Funktion der Bindungsenergien des Transfer-Neutrons im Eingangskanal B_i und Ausgangskanal B_f

²sowohl positive als auch negative

ist. Dieser Term kommt aus der Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeit von der Bindungsenergie. Die Q-Wert Abhängigkeit kann durch die Annahme eines gaußförmigen Q-Wert Fensters, um den optimalen Q-Wert $Q_{opt} = 0$ dargestellt werden.

$$\sigma_{1n} = (B_i \cdot B_f)^{-1.1} \cdot N \int_{-\infty}^{Q_{gg}} \exp\left(-\frac{Q^2}{2\gamma^2}\right) dQ \quad (51)$$

N ist ein Normalisierungsfaktor welcher alle spektroskopische Information beinhaltet, und γ ist die Varianz des Q-Wert Fensters. Diese beiden Parameter werden an die experimentellen Daten angepaßt ($\gamma = 5.9 \text{ MeV}$) und erlauben es, die Q_{gg} -Wert Abhängigkeit der 1n-Transfer Reaktionen zu parametrisieren. Vernachlässigt wird in der obigen Formel die Niveaudichte, die als konstant angenommen wird.

Nach dieser Systematik erhält man für die 1n-Transferquerschnitte die in Tabelle 11 aufgeführten Querschnitte für beide Triaden.

Setzt man voraus, daß der Transfer eine entscheidende Rolle bei der Subbarrieren-Fusion spielt, kann man die Zirkon-Daten folgendermaßen interpretieren:

- $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ weist abgeschlossene Schalen auf. Dies bewirkt durch kleine Einteilchen-Zustandsdichten eine Unterdrückung des Transfers und damit ergibt sich nur eine kleine Verstärkung der Fusion.
- $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ weist sowohl günstige Q-Werte als auch günstige Neutronenbindungsenergien auf. Dies bewirkt den hohen 1n-Transfer in Tabelle 11.
- Der $^{90}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ Fusionsquerschnitt sollte aufgrund des gerechneten 1n-Transfers intermediär zwischen den beiden symmetrischen Systemen liegen. Diese Diskrepanz ließe sich möglicherweise mit verstärktem Protonen-Transfer erklären.

Betrachtet man die Nickel-Daten unter diesem Gesichtspunkt, kann man deren Verlauf nicht eindeutig erklären. Beide symmetrischen Systeme weisen ähnliche Q-Werte auf, der Unterschied der Transferquerschnitte könnte alleine durch unterschiedliche Bindungsenergien erklärt werden, was aber nach der Systematik nicht erklärt wird. Beide symmetrischen Systeme besitzen zudem die gleiche Fluktuation. Im gemischten System ist nicht geklärt, welche Rolle der Protonen-Transfer spielt.

Ein besseres Verständnis der Fusion des Zirkon-Systems kann allerdings erst nach der experimentellen Bestimmung der Transfer Kanäle erfolgen.

6 Dynamik des Fusionsprozesses

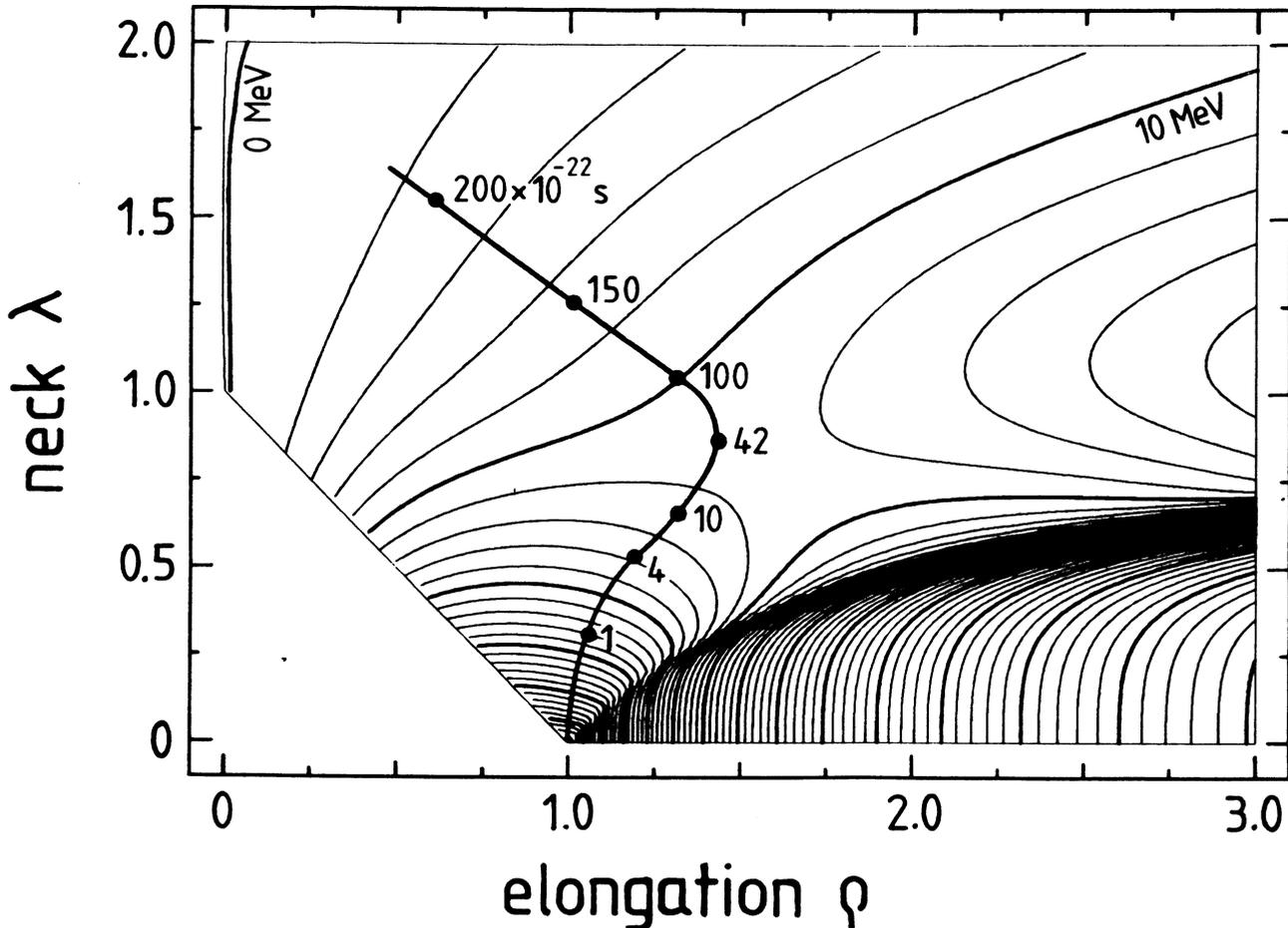


Abbildung 37: Potential-Landschaft für die symmetrische Reaktion $\Delta = 0; A_1 = A_2 = 90$ dargestellt als Funktion der Abstandsvariablen ρ und der Halsvariablen λ . Der Energieabstand der Linien beträgt 2 MeV. Die dicke Linie stellt den Verlauf der Trajektorie dar, ausgehend von zwei sphärischen Kernen am Kontaktpunkt ($\rho = 1; \lambda = 0$). Eingezeichnet sind die Zeiten nach dem Kontakt in Einheiten von 10^{-22} s

Die Fusion zweier Kerne ist wie die Kernspaltung ein Prozeß, bei dem eine große Umgruppierung von Kernmaterie vorgenommen wird. Die Fragen nach dem Zeitablauf und den Parametern, die diesen Prozeß beeinflussen, sind daher eine der noch ungelösten, großen Herausforderungen der Kernphysik.

Bei Schwerionenreaktionen kommt es nur dann zu einer Fusion zweier Kerne, wenn eine Konfiguration eingenommen wird, die kompakter als der Spalt-Sattelpunkt ist. Bei leichten Kernen genügt es, die Reaktionspartner bei Energien leicht oberhalb der Coulomb-Barriere kollidieren zu lassen, um die Kerne zur Fusion zu veranlassen.

Dieses Bild kann mit einem statischen, eindimensionalen Potential erklärt werden, dessen Höhe von der beteiligten Partialwelle festgelegt wird. Als Regel kann dabei gelten, daß alle Partialwellen, deren Betrag kleiner als ein kritischer Drehimpuls ℓ_{krit} ist, zu einem Compound-Kern System führen. Der kritische Drehimpuls ist dabei der Drehimpuls bei dem die Zentrifugalenergie so groß wird, daß das eindimensionale Kern-Kernpotential keine Tasche mehr hat.

Dieses Bild lehrt wenig über das dynamische Verhalten der Kerne, da die Kernkräfte, sobald das Maximum des Potentials erreicht wird, das System unweigerlich zur Fusion führen. Die Subbarrieren-Fusion kann durch einen Tunnelprozeß sogar schon weit vor dem Kontaktpunkt eingeleitet werden. Mittels einer reduzierten Masse kann dieser Prozeß auch mit einem statischen, eindimensionalen Potential erklärt werden.

Bei schwereren Systemen ändert sich der Fusionsprozeß allerdings dramatisch, da durch die großen Coulomb-Kräfte sich die Kerne weitaus mehr durchdringen müssen, bis die anziehenden Kernkräfte überwiegen. Die Sattelpunkt Konfiguration ist dann kompakter und die Kerne benötigen mehr Energie, um zu fusionieren.

Dies wurde 1969 von Swiatecki erstmals diskutiert [Swi70] und danach von mehreren Autoren in makroskopischen Modellansätzen beschrieben [SwB72]. Damals glaubte man, die nukleare Dissipation in Form von zwei-Körper Stößen erklären zu können, ähnlich dem Zusammenstoß zweier geladener Quecksilber-Kügelchen. 1974 wurde durch Arbeiten von Wegmann, Gross und Swiatecki erkannt, daß bedingt durch das Pauli Prinzip und die dadurch hervorgerufenen großen mittleren freien Weglängen der Nukleonen im Kern, sich der Mechanismus der Dissipation und die Viskosität des Kerns anders verhalten [Weg74, Gro75, Swi76]. Um 1980 wurde von Swiatecki und Mitarbeiter ein dynamisches Modell eingeführt, in dem zur Fusion zusätzlich benötigte Energie "Extra-Push" genannt wird, das "Extra-Push Modell" entstand [Swi81].

Ein mikroskopisches Modell wurde 1983 von Nörenberg, Cassing u. a. mit dem Modell der Dissipativen Diabatischen Dynamik eingeführt [CaN83].

In den folgenden Kapiteln sollen nun die erwähnten Theorien kurz vorgestellt und diskutiert werden.

6.1 Vergleich mit Fusions Modellen

6.1.1 Chaotisches-Regime Dynamik

Theorie: Diese Theorie [Swi85] beschreibt die Dynamik von Kern-Kern Stößen mit einem makroskopischen Potential und einer makroskopischen Reibung. Die Fusion wird in diesem Modell mit einer schematischen Betrachtung zweier zusammenstoßender Kerne beschrieben, deren Einteilchen-Konfiguration keine Symmetrie aufweist, daher der Name Chaotisches-Regime. Weit vor dem Berührungspunkt

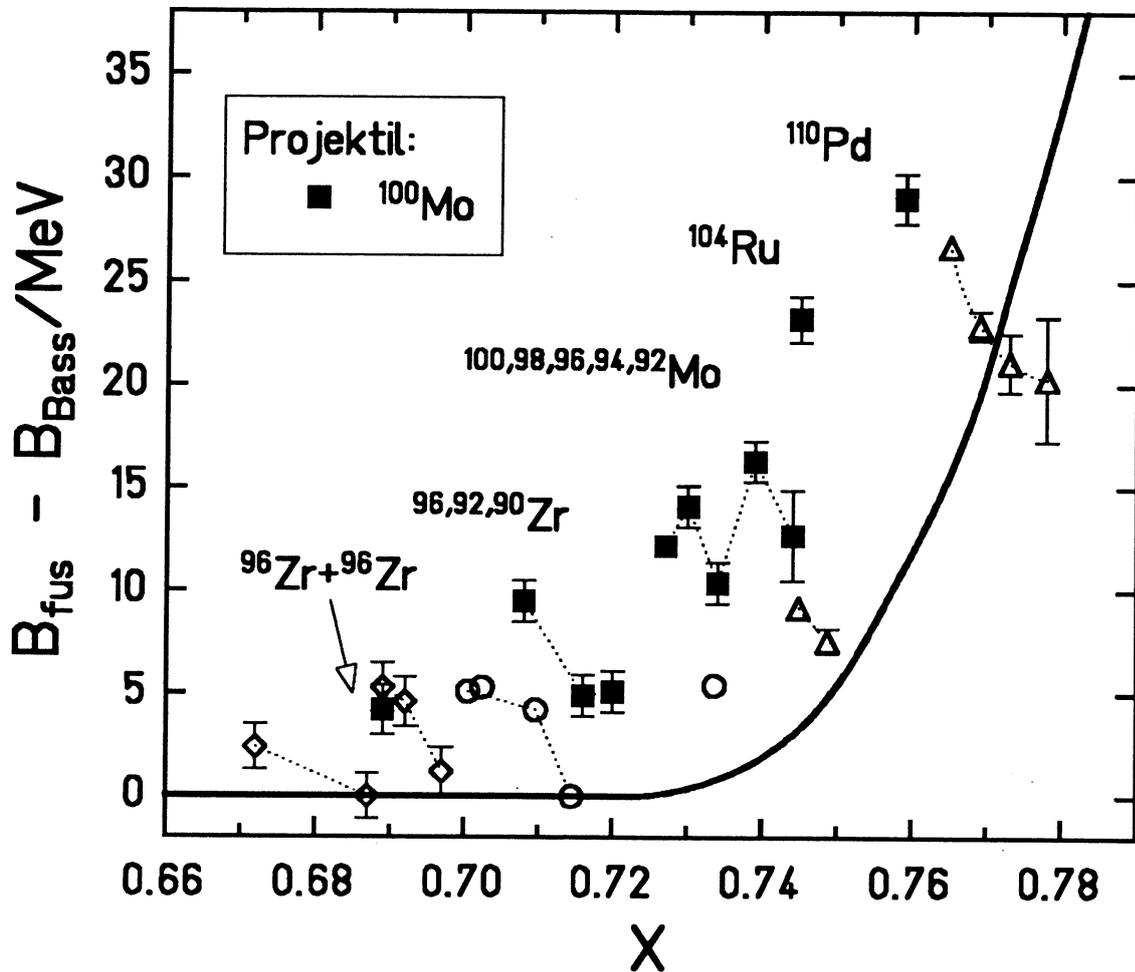


Abbildung 38: Fusionsbehinderung im Vergleich zur Theorie der Chaotischen-Regime-Dynamik

Aufgetragen wurde die Differenz der Fusionsbarriere und der Referenzbarriere des Bass-Modells gegen den x -Parameter. Die Vorhersage der Theorie ist als durchgezogene Kurve eingezeichnet. Offene Symbole sind Ergebnisse früherer Experimente, die vollen Quadrate die Ergebnisse dieser Arbeit. Rhomben: $^{86}\text{Kr} + \text{Ge}, \text{Mo}, \text{Ru}$ [Rei85], Kreise: $^{90}\text{Kr} + ^{xx}\text{Zr}$ [Kel85], Dreiecke: $^{124}\text{Sn} + ^{xx}\text{Zr}$ [Sah85],

beider Kerne zeigen beide Kerne durchaus Symmetrien, das heißt die Einteilchen-Niveaus sind geordnet. Beim Stoß soll sich der Kern wie eine viskose Flüssigkeit verhalten, und nicht wie in einem nuklearen System das Symmetrien aufweist, ein visko-elastischer Festkörper sein.

In der dynamischen Entwicklung der Fusion zweier Kerne lassen sich drei wichtige

Konfigurationen unterscheiden.

- Die Kontaktpunktconfiguration, bei welcher sich zwei Kerne berühren und eine Halsbildung energetisch vorteilhaft ist. Der Kontaktpunkt ist in der Nähe des Maximums einer eindimensionalen Barriere zu finden, beide fallen exakt zusammen falls die Randunschärfe und die endliche Reichweite nuklearer Kräfte vernachlässigt wird. Bei genügend hoher elektrischer Ladung und/oder Drehimpuls kann das System an diesem Punkt wieder auseinander getrieben werden. Diese Stöße werden tief-inelastische Reaktionen ³ genannt.
- Die Konfiguration am bedingten Sattelpunkt, bei eingefrorener Massenasymmetrie. Diese Konfiguration spielt nur bei stark asymmetrischen Systemen eine Rolle, bei denen der Massenausgleich behindert wird. Überwindet das System den Kontaktpunkt und den bedingten-Sattelpunkt muß dies noch nicht zur Fusion führen, sondern es können noch "fast-fission" Reaktionen auftreten.
- Die Konfiguration am Sattelpunkt (Spalt-Sattelpunkt). Besitzt das System die Energie, um in seiner dynamischen Entwicklung diese Konfiguration zu überwinden, wird ein Compound-Kern gebildet.

Bei den hier betrachteten symmetrischen Systemen fallen der bedingte Sattelpunkt und Spaltsattelpunkt zusammen. Die Energie, die benötigt wird, um vom Kontaktpunkt ausgehend den Sattelpunkt zu erreichen, wird in der Literatur Extrapush-Energie genannt [Swi81].

Die Kernformen werden bestimmt durch die potentielle Energie aus der Summe der Oberflächen- und der Coulombenergie, der Trägheitskräfte und der Reibungskräfte. Die axial-symmetrischen Kernformen werden mit drei Parametern beschrieben:

Abstands-Variable	$\rho = \frac{r}{R_1 + R_2}$
Hals-Variable	$\lambda = \frac{l_1 + l_2}{R_1 + R_2}$
Asymmetrie-Variable	$\Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}$
wobei gilt :	$\rho \geq \Delta $
	$-1 \leq \Delta \leq 1$
	$2 - (1 + \rho^{-1}) \Delta \geq \sqrt{\lambda} \geq \max \{0, 1 - \rho\}$

Die Nomenklatur ist der Literatur entnommen [BlF86], r ist der Abstand der Kernmittelpunkte, $R_{1,2}$ der Radius beider Kerne und $l_{1,2}$ der Halsanteil der Kerne.

³d.h. großer TKE-Verlust aber approximative Beibehaltung der Massenasymmetrie

Die "wall"-Formel beschreibt die Einteilchen-Dissipation in einer abgeschlossenen Konfiguration

$$\dot{Q}_{wall} = \rho_0 v \int (\dot{n} - D)^2 d\sigma \quad (52)$$

\dot{Q} ist der Energiefluß von kollektiven zu Einteilchen-Freiheitsgraden, ρ_0 Dichte der Kernmasse, v mittlere Nukleonen-Geschwindigkeit, \dot{n} Geschwindigkeit des Oberflächenelementes $d\sigma$ senkrecht zur Flächennormalen und D ist die Normalen-Komponente der Geschwindigkeit (Drift), die nicht zur Dissipation beiträgt.

Das physikalische Äquivalent findet man in einem gasgefüllten Kolben, in dem das Gas einen Druck $p = \frac{1}{3}\rho v^2$ erzeugt. Falls sich nun der Kolben mit der Geschwindigkeit v vom Gas wegbewegt, wird der Druck um $\Delta p = \rho v \dot{n}$ erniedrigt. Betrachtet man die Energiebilanz des Systems, findet man, daß durch die Bewegung des Kolbens Energie dissipiert wird. Vorausgesetzt wird bei der "wall"-Formel, daß zu jedem Zeitpunkt die auf die Wände des Behälters auftreffenden Teilchen ein chaotisches Verhalten zeigen. Dies bedeutet, nach jedem Stoß eines Nukleons an der Wand finden so viele Nukleon-Nukleon Stöße statt, daß beim nächsten Stoß des Nukleons an der Wand die Erinnerung an den ersten Stoß verloren gegangen ist. Diese Bedingung kann nicht immer erfüllt werden, so daß zusätzlich eine Welligkeit der Wand angenommen wird, durch die das Nukleon "quasi-chaotisch" zwischen den Wänden hin und her eilt.

Falls sich ein Hals gebildet hat, muß man zudem die "window"-Formel berücksichtigen, die die Energiedissipation zweier Kerne beschreibt, welche Nukleonen durch einen Halsquerschnitt $\Delta\sigma$ austauscht.

$$\dot{Q}_{window} = \frac{1}{4}\rho_0 v \Delta\sigma (u_t^2 + 2u_r^2) + \frac{1}{16} \frac{\rho_0 v}{\Delta\sigma} \dot{V}_1^2 \quad (53)$$

$u_{t,r}$ sind die tangentialen und radialen Komponenten der Geschwindigkeit beider Komponenten und \dot{V}_1 ist die Volumenänderung eines Fragments, wobei die Kernmaterie als inkompressibel angenommen wird.

Die physikalische Interpretation des ersten Terms dieser Formel kann in einem Bild gemacht werden, in dem zwei antriebslose Wagen, die sich relativ zueinander bewegen, durch den Austausch von Ballast zur Ruhe kommen. Der zweite Term ist der Teil, der sich dem schnellen Massenaustausch am Anfang widersetzt ⁴.

Die gesamte Dissipation wird über eine Kombination beider Formeln gemacht, bei der ein kontinuierlicher Übergang von einem Zustand in den anderen angenommen wird.

Die kinetische Energie wird über die Werner-Wheeler Approximation [BlF86] gewonnen und lautet:

$$T = \frac{1}{2} M_{\rho\rho} \dot{\rho}^2 + M_{\rho\lambda} \dot{\rho} \dot{\lambda} + \frac{1}{2} M_{\lambda\lambda} \dot{\lambda}^2 \quad (54)$$

⁴ $\Delta\sigma$ ist am Anfang klein

M_{ij} sind die Trägheitstensoren. Die Terme in $\dot{\Delta}$ fehlen, da der Massenaustausch wie oben erwähnt nur langsam einsetzt. Dies erklärt auch die kleineren Extrapush-Energien, wenn man für den gleichen Compoundkern asymmetrischere Partner fusionieren läßt.

Das Potential ergibt sich aus dem Modell des Flüssigkeitstropfens

$$V(\rho, \lambda, \Delta) = V_{surface}(\rho, \lambda, \Delta) + V_{coulomb}(\rho, \lambda, \Delta) \quad (55)$$

mit den Parametern von [BLF86]. Damit erhält man die Lagrange Funktion

$$L = T - V \quad (56)$$

die Rayleigh-Dissipations Funktion

$$\Phi = \frac{1}{2} \dot{Q} \quad (57)$$

und die Bewegungsgleichungen

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = \frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial \dot{q}_i} \quad (58)$$

Die totale Energie ist damit gegeben durch:

$$E = T + V + \int_0^t \dot{Q}(t') dt' \quad (59)$$

Löst man nun diese Gleichungen erhält man die Trajektorie in einer mehrdimensionalen Potential-Landschaft. Ein Beispiel einer solchen Trajektorie ist in Abbildung 37 dargestellt als Funktion des Abstandes ρ und der Halsvariablen λ . Die durchgezogene Linie stellt den dynamischen Verlauf der Trajektorie für die symmetrische Reaktion $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ dar. Der Zeitablauf der dynamische Entwicklung ist in Einheiten von 10^{-22}s markiert. Der Asymmetrie-Parameter ist, da das System symmetrisch ist, $\Delta = 0$. Die Fusion findet nur dann statt, wenn das System den Sattelpunkt überwindet.

Das Ergebnis läßt sich nun zu folgender Aussage zusammenfassen. Zwei Kerne, die die Coulomb-Barriere überwunden haben, werden nicht automatisch fusionieren, falls die Kerne genügend schwer sind. Bei schweren Kernen muß eine Extra-Energie aufgebracht werden

$$E_{xx} = \begin{cases} 0 & \text{für } x \leq x_{th} \\ E_{ch} \cdot [a_1(x - x_{th}) + a_2(x - x_{th})^2]^2 & \text{für } x > x_{th} \end{cases}$$

E_{ch} ist dabei eine kritische Energie und x ist der Spaltbarkeitsparameter

$$x = \frac{\left(\frac{Z^2}{A}\right)}{\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit}} \quad (60)$$

Z, A sind die Ordnungszahl und die Masse und der Nenner ist

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit} \simeq 50.883 (1 - 1.7826 \cdot I^2)$$

mit $I = \frac{A - 2Z}{A}$ relativer Neutronen-Überschuß

Der Spaltbarkeitsparameter ist das Verhältnis von abstoßenden Coulomb-Kräften zu anziehenden Kräften ("proximity") am Kontaktpunkt.

Im allgemeinen Fall zweier ungleicher Kerne ersetzt man den Spaltbarkeitsparameter durch einen mittleren Spaltbarkeitsparameter x_{eff} , der das fusionierte System berücksichtigt.

$$x_{eff} = \frac{\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{eff}}{\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit}} \quad (61)$$

mit $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{eff} = \frac{4Z_1 \cdot Z_2}{A_1^{1/3} \cdot A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$

Die charakteristische Energie E_{ch} ist

$$E_{ch} = C \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2}{A} \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit}^2$$

mit $C = 0.7601 keV$

Als Konstanten wurden die Werte

$$\begin{aligned} x_{th} &= 0.723 \\ a &= 18 \\ a_2 &= 120 \end{aligned}$$

bestimmt. Sie sind nicht angepaßt worden, sondern ergeben sich aus den Konstanten des Modells.

Erwähnt werden sollte noch, daß in [BIF86] ein angepaßter Spaltbarkeitsparameter eingeführt wurde ($x_m = 2/3x + 1/3x_{eff}$), der allerdings bei den hier diskutierten

Systemen keine Rolle spielt, da für nahezu symmetrische Systeme die verschiedenen verwendeten Spaltbarkeitsparameter identisch sind.

Ein ähnliches Modell, wie oben beschrieben, wurde auch von Nix und Sierk [NiS77] eingeführt, bei dem unter anderem der Reibungskoeffizient und damit die Steigung der Theorie-Kurve angepaßt werden kann.

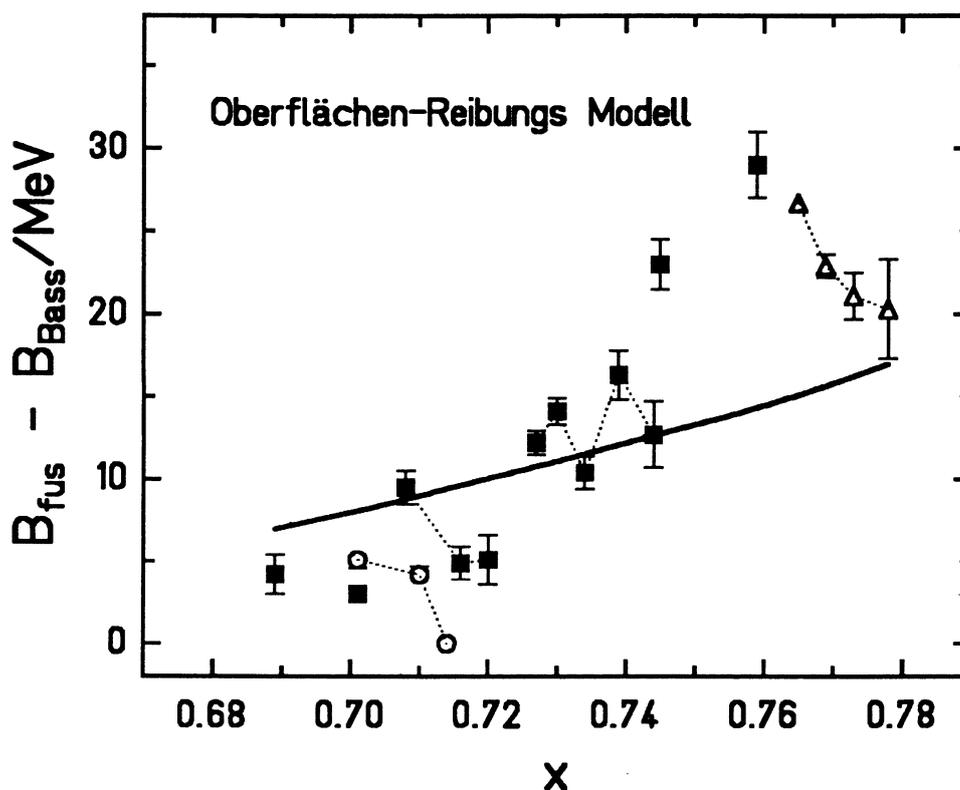


Abbildung 39: Fusionsbehinderung im Vergleich zum Oberflächen-Reibungs-Modell [Frö87]

Die Theorie wurde in dem Bild durch eine durchgezogene Linie angenähert. (Symbole siehe Abbildung 38)

Vergleich mit dem Experiment: Das Ziel dieses makroskopischen Modells ist die Beschreibung der Verschiebung der Barriere gegenüber der eines globalen Potentials, wie z.B. des Bass-Potentials. In Abbildung 38 sind die experimentellen Ergebnisse nahezu symmetrischer Systeme, die aus Fusionsdaten gewonnen wurden, aufgetragen. Die Systeme dieser Arbeit sind mit einem gefüllten Quadrat gekennzeichnet.

Bisher wurde die Theorie durch die Messungen von Sahm et al. [Sah84] mit $^{124}\text{Sn} + {}^{90}\text{Zr}$ Reaktionen, die bisher als einzige Messung den Anstieg der Theoriekurve

bestätigte, gestützt. Durch die neuen Daten zeigt sich allerdings, daß schon bei weit-aus kleineren x -Werten die dynamische Fusionsbehinderung einsetzt. In den Reaktionen $^{100}\text{Mo} + ^{96}\text{Zr}$, ^{xx}Mo kann man Behinderungen von mehr als 10 MeV erkennen, obwohl deren x -Werte zum Teil unterhalb der theoretischen Einsatzschwelle x_{thr} liegen. Auch die starke Fusionsbehinderung bei den Reaktionen $^{100}\text{Mo} + ^{104}\text{Ru}$, ^{110}Pd von 23 MeV bzw. 29 MeV können bei weitem nicht erklärt werden. Weiter können wir starke Isotopentrends erkennen, die wie am Beispiel der Zirkon-Isotope trotz unterschiedlicher Projektile stets den gleichen annähernd linearen Trend bezüglich des x -Wertes beibehalten. Im Gegensatz dazu sind die Molybdän-Isotope nicht mit einem einfachen Trend zu beschreiben, sie zeigen eine deutliche Struktur.

Unwidersprochen durch alle Messungen bleibt die Vorhersage, daß die Behinderung mit zunehmendem x -Wert stark anwächst und somit eine Grenze für die Fusion schwerer symmetrischer Systeme bedeutet.

Was bedeutet nun dieser Vergleich der Theorie mit den Messwerten? Die Theorie beschreibt mit makroskopischen Variablen das dynamische Verhalten des Systems nach dem Kontakt beider Oberflächen. Die von der Theorie vorhergesagte dissipierte Energie E_{xx} ist die Energie, die zur Überquerung des Sattelpunktes zusätzlich benötigt wird. Alle Prozesse, die vor dem Kontakt beider Kerne auftreten, können durch diesen Ansatz nicht beschrieben werden. Insbesondere der Einfluß von Kernstruktur auf den Fusionsprozeß wird in diesem makroskopischen Modell nicht beschrieben. Unter der Annahme der Gültigkeit des Modells können die Abweichungen von den Rechnungen einen Hinweis auf den möglichen Einfluß der Kernstruktur beim Fusionsprozeß geben. Dies wird unterstützt durch den schon erwähnten Isotopentrend bei der Fusionsbehinderung.

6.1.2 Oberflächen-Reibungs Modell

Theorie: Ein weiteres makroskopisches Modell ist das Oberflächen-Reibungs Modell [GrK78, Frö84], das seinen Namen aus der Bedeutung des Abstandes der Oberflächen beider Kerne herleitet. Die Energiedissipation wird in diesem Modell auf die zeitliche Veränderungen der Einteilchen-Niveaus der Kerne bei wachsendem Dichteüberlapp zurückgeführt, was dann zu Teilchen-Loch Anregungen führt. Bildlich wird dieses Modell beschrieben indem man annimmt, daß während der Annäherungsphase sich die gegenüberliegenden Oberflächen beider Kerne langsamer bewegen, als deren Mittelpunkte und somit an den Polen abgeplattet ("oblate") deformiert werden. Diese dissipative Kopplung der Relativbewegung und der Deformation ist die Ursache der Oberflächen-Reibung. Das Modell beschreibt aber nur den Bildungsprozeß eines Mono-Kerns und nicht dessen spätere dynamische Entwicklung, welche nicht automatisch zu einem äquilibrierten Compoundkern führt. Das Modell wird durch die Lagrange-Gleichung und die Rayleigh-Dissipations-Gleichung bestimmt.

$$L = \frac{p_r^2}{2\mu} + \frac{\ell^2}{2\mu r^2} + \sum_i \frac{\pi_i^2}{2D_i} - \frac{1}{2} \sum_i C_i \alpha_i^2 - V(r, \alpha_i) \quad (62)$$

p_r ist in der Gleichung der radiale Impuls, μ die reduzierte Masse, ℓ der Drehimpuls, r der relative Abstand, π_i und α_i die Impulse und Deformationsvariablen der Deformations-Moden und D_i, C_i die Masse eines Flüssigkeitströpfchens und dessen Steifigkeit. Das Potential $V(r, \alpha_i)$ besteht aus einem Coulomb- und einem nuklearen Anteil, dessen Parameter in [Frö84] erläutert werden. Die Rayleigh-Dissipationsfunktion ist durch folgende Gleichung bestimmt.

$$R = \frac{1}{2} K_r \dot{d}^2 + \frac{1}{2} K_\phi r \dot{\phi}^2 + \frac{1}{2} \sum_i K_{\alpha_i} \dot{\alpha}_i^2 \quad (63)$$

d ist der Abstand der Oberflächen. Aus dieser Gleichung kann man die klassischen Bewegungsgleichungen erhalten

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \frac{p_r}{\mu} \\ \dot{p}_r &= -\frac{\partial V(r, \alpha_i)}{\partial r} - \frac{K_r p_r}{\mu} - \sum_i \frac{K_{r\alpha_i} \pi_i}{D_i} \\ \dot{\phi} &= \frac{\ell}{\mu r^2} \\ \dot{\ell} &= \frac{K_\phi}{\mu(l - l_s)} \\ \dot{\alpha}_i &= \frac{\pi_i}{D_i} \\ \dot{\pi}_i &= -\frac{\partial V(r, \alpha)}{\partial \alpha_i} - \sum_j \frac{K_{\alpha_j \alpha_i} \pi_i}{D_j} - \frac{K_{\alpha_i} p_r}{\mu} - C_i \alpha_i \end{aligned}$$

Erläuterungen und Angaben zu den verwendeten Konstanten sind in [Frö84] zu finden.

Vergleich mit dem Experiment: In der Abbildung 39 sind die experimentellen Daten mit den gleichen Symbolen wie in Abbildung 38 aufgetragen. Die Ergebnisse der Theorie stammen aus [Frö87] und sind in dem Bild durch eine lineare Parametrisierung mit x für die hier untersuchten symmetrischen Systeme dargestellt. Das Modell zeigt im Gegensatz zu dem oben diskutierten makroskopischen Modell keine Einsatzschwelle sondern einen allmählichen Anstieg mit wachsendem x -Parameter.

Dieses makroskopische Modell beschreibt für die untersuchten Systeme mit $x \leq 0.745$ die dynamische Fusionsbehinderung im Mittel recht gut. Die mittlere Abweichung ist kleiner als 5 MeV. Isotopentrends können aufgrund des verwendeten Potentials nicht reproduziert werden. Bei den Reaktionen $^{100}\text{Mo} + ^{104}\text{Ru}$, ^{110}Pd zeigt auch dieses Modell starke Abweichungen ($> 20 \text{ MeV}$) von den Messwerten. Bei größeren x -Werten würde man mit diesem Modell nur einen allmählichen Anstieg der Behinderung erwarten. Bei der Reaktion $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ soll die Behinderung weniger als 20 MeV betragen.

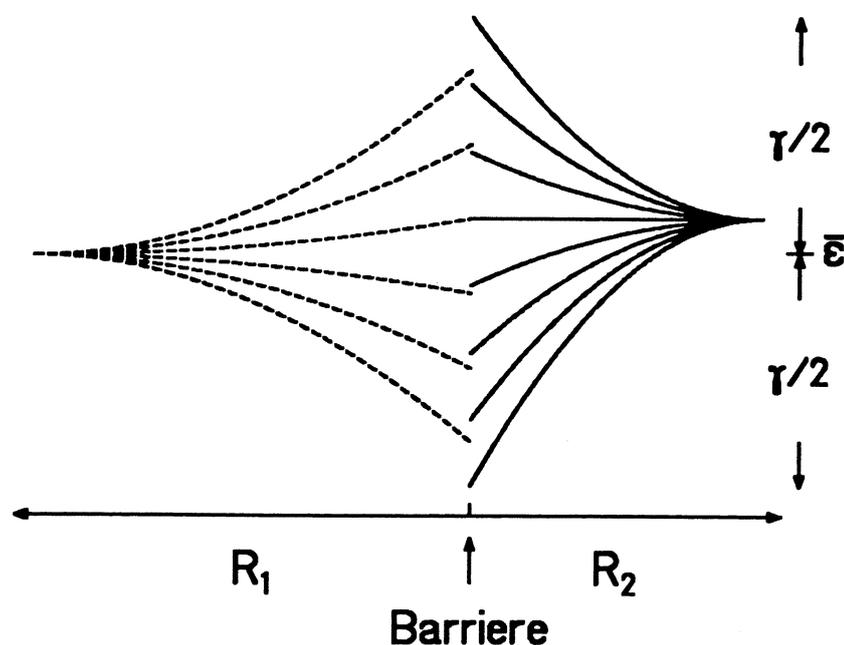


Abbildung 40: Schematische Darstellung der Energieaufspaltung der Einteilchen-Niveaus als Funktion des Abstandes vom Barrieren-Maximum. Eingetragen ist die mittlere Einteilchen Energie $\bar{\epsilon}$ und die Aufspaltung der Niveaus γ . Der Ort des Barrieren-Maximums ist markiert.

Auch bei diesem makroskopischen Modell kann die zu niedrig vorhergesagte Behinderung auf den Einfluß von Kernstrukturen hinweisen. Da das Modell nur den Eingangskanal beschreibt und nicht die dynamische Entwicklung des vereinigten Systems, könnte die fehlende Behinderung auch auf eine mögliche Entscheidung der Fusion während einer späteren Phase des Fusionsprozesses hinweisen.

6.1.3 Dissipative-Diabatische-Dynamik

Theorie: Das Modell der Dissipativen-Diabatischen-Dynamik (DDD) [Nör84] beschreibt in einer nicht-Markowschen Transport-Theorie die kollektive nukleare Bewegung. Darunter versteht man eine diabatische Kopplung von kollektiven und Einteilchen-Freiheitsgraden, die die elastoplastischen Eigenschaften der Kernmaterie beschreibt. Unter Elastoplastizität versteht man die Eigenschaft verschiedener amorpher Materialien (wie z.B. Glas, Harz), sich bei schnellen Deformationen elastisch zu verhalten, während langsame Deformationen plastische Verformungen hervorrufen.

Beide bisher diskutierten Modelle gehen von einem statistischen Gleichgewicht der intrinsischen Freiheitsgrade aus. Dieses Gleichgewicht ist in der Annäherungsphase beider Kerne aber durchaus nicht erreicht. Nach einer Abschätzung von Bertsch [Ber75] benötigt das System bis zum Erreichen einer intrinsischen Gleichgewichts-

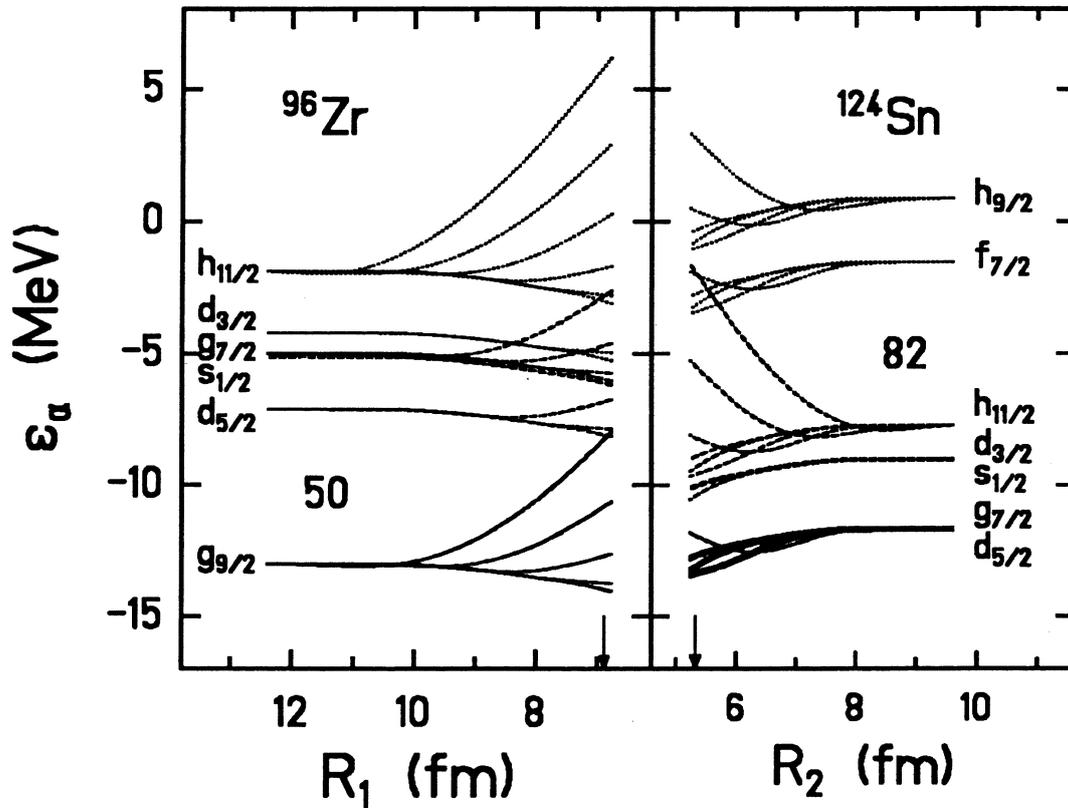


Abbildung 41: Für die Reaktion $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ sind die Neutronen-Zustände in Abhängigkeit vom Abstand zur Barriere, die als Pfeil markiert ist, aufgetragen. Die Protonenschalen tragen nicht viel bei, da es abgeschlossene Schalen sind. Bei ^{124}Sn ist es vorwiegend der $h_{11/2}$ Zustand, der am meisten zur diabatischen Barriere beiträgt, da er teilweise aufgefüllt ist,

verteilung, womit eine Umordnung der Besetzungen zu energetisch günstigeren (adiabatischen) Besetzungen gemeint ist, die Zeit

$$\tau_{intr} = \frac{2 \times 10^{-22} \text{ sec MeV}}{\epsilon} \quad (64)$$

ϵ ist die Anregungsenergie pro Nukleon an der Barriere. Bei typischen Werten von $\epsilon \leq 0.1 \text{ MeV}$ ist damit die Zeit bis zum Erreichen des Gleichgewichtes größer als die Annäherungszeit $\tau_{intr} > \tau_{appr}$, so daß sich, nach dieser Abschätzung, bis zum Kontaktpunkt kein intrinsisches Gleichgewicht einstellen kann und somit in der Annäherungsphase Nicht-Gleichgewichtszustände eine wichtige Rolle spielen sollten.

Das ist der entscheidende Punkt dieses Modells. Während der Annäherungsphase beider Kerne werden im sich rasch verändernden Potential beider Reaktionspartner die Einteilchen-Zustände diabatisch verändert, d.h. Teilchen-Loch Paare erzeugt,

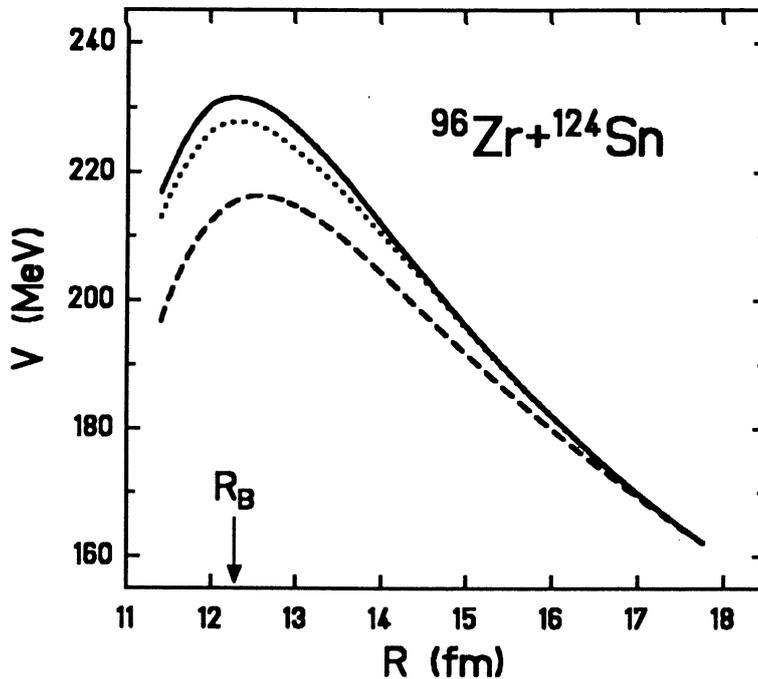


Abbildung 42: Potentialverlauf für die Reaktion $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$

Die gestrichelte Linie ist das Referenzpotential, das adiabatische Potential, die durchgezogene Linie das diabatische Potential und die gepunktete Linie zeigt den Beitrag des $h_{11/2}$ Neutronen-Niveaus alleine. Der Beitrag macht 80% des gesamten diabatischen Potentials aus.

die ein zusätzliches starkes, abstoßendes Potential als Funktion des relativen Abstandes erzeugen. Dies führt zu einer Behinderung der Fusion.

In Abbildung 40 ist schematisch die Abhängigkeit der Aufspaltung der Niveaus, die im Grundzustand entartet sind, dargestellt. Die Besetzung der Niveaus erfolgt nach statistischen Gesetzmäßigkeiten, was anschaulich die Fluktuation der diabatischen Barriere erklärt. Die diabatische Barriere ist die Summe aus einer adiabatischen Barriere und einem diabatischen Anteil, der von den diabatischen Veränderungen der Zustände herrührt.

In Abbildung 41 sind als Ergebnis einer Rechnung für die Reaktion $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ die Neutronenzustände in Abhängigkeit des Abstandes dargestellt. Die Protonenzustände tragen nicht dazu bei, da sie auf abgeschlossenen Schalen bzw. Halbschalen liegen. Der größte Anteil kommt von der teilweisen Besetzung des $h_{11/2}$ Zustandes bei ^{124}Sn . Die diabatische Rechnung [Nör86] weist für diesen Zustand alleine einen Anteil von 80% der gesamten diabatischen Barriere aus. Dies verdeutlicht die Bedeutung von nur teilweise besetzten Schalen (Abbildung 42).

Im Folgenden soll nun ein kurzer Abriss der Ergebnisse der DDD erfolgen [Nör84, Nör86, Nör87]. In Fusions-Reaktionen bei Energien nahe der Fusionsbarriere kann die Dynamik des Prozesses in einer Näherung beschrieben werden. Die zeitabhängige

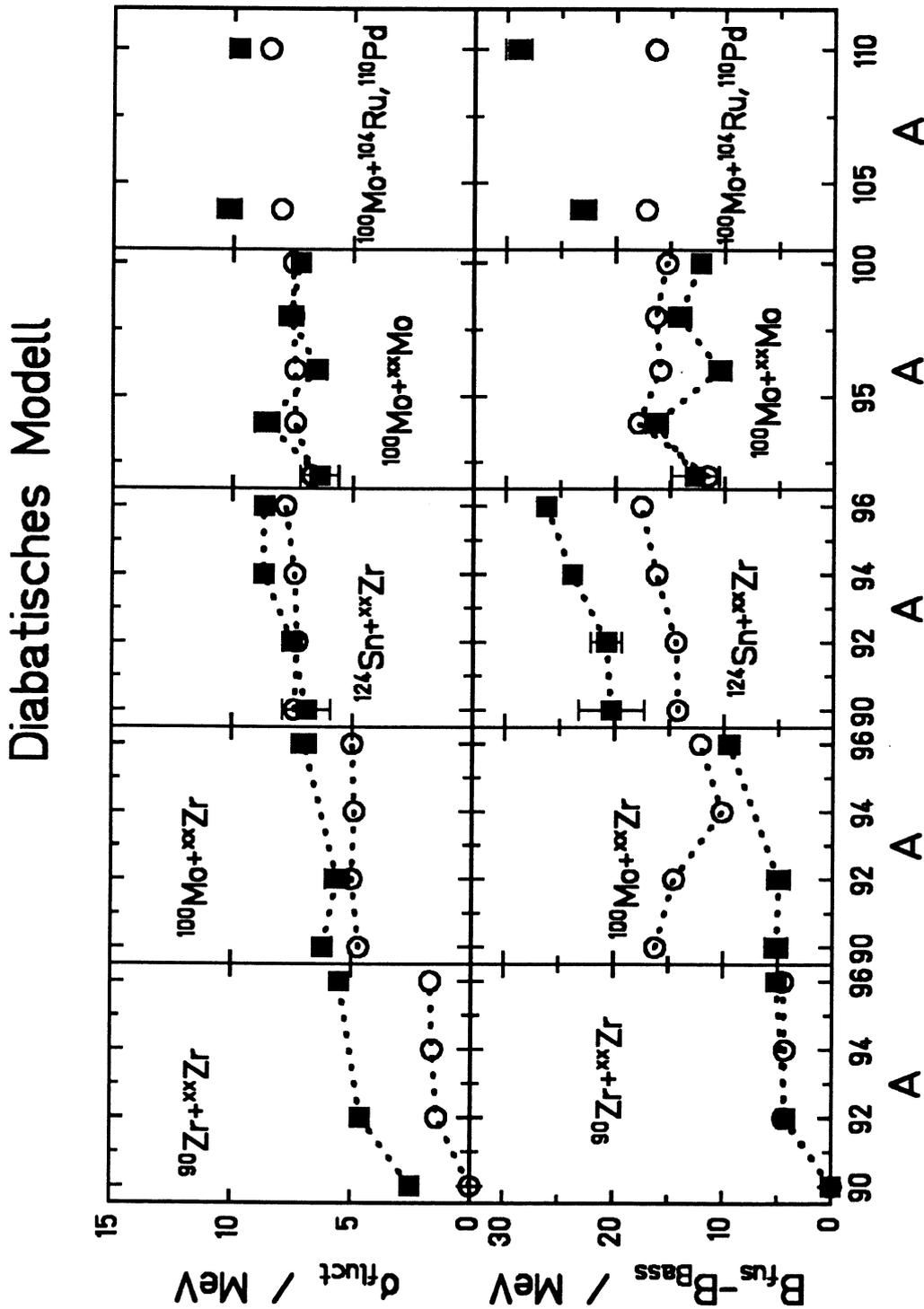


Abbildung 43: Fusionsbehinderung und Fluktuationen der Fusionsbarriere im Vergleich zum Diabatischen Modell. Aufgetragen sind über der Massenzahl einer jeden Isotopenreihe die experimentellen Werte (Quadrate) und die berechneten Werte für die Barrierenfluktuation sowie die Werte der Fusionsbehinderung.

Wellenfunktion kann in einer Entwicklung dargestellt werden:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{\nu} c_{\nu}(t) |\Phi_{\nu}(R_{\nu}(t); \dot{R}_{\nu}(t))\rangle \quad (65)$$

Die Basisfunktionen⁵ $\Phi_{\nu}(t)$ sind Slater-Determinanten aus diabatischen Einteilchen-Zuständen, welche nur von den relativen Abständen $R_{\nu}(t)$ und Geschwindigkeiten $\dot{R}_{\nu}(t)$ abhängen.

Nach der Anwendung des Variationsprinzips erhält man nach einigen Rechnungen [Nör87] die Bewegungsgleichung für die Koeffizienten c_{ν} mit $\langle \Phi_{\nu} | \Phi_{\mu} \rangle = \delta_{\nu\mu}$

$$i\hbar \frac{\partial c_{\nu}}{\partial t} = \sum_{\mu} c_{\mu} \langle \Phi_{\nu} | H - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} | \Phi_{\mu} \rangle \quad (66)$$

Die Kopplung zwischen verschiedenen Basiszuständen ist vernachlässigbar, da es zum einen keine Kreuzungen der diabatischen Einteilchen-Zustände gibt und zum anderen die Zweiteilchen-Wechselwirkung, nach der Abschätzung von Bertsch, keine Rolle spielt. Damit werden während des Fusionsprozesses die c_{ν} nicht verändert und sind alleine durch die Anfangswerte bestimmt. Damit wird die Dynamik des Fusionsprozesses durch die unabhängige kollektive Bewegung in den einzelnen Kanälen ν beschrieben und in jedem dieser Kanäle gibt es eine Barriere B_{ν} .

Die Fusionsbarriere eines jeden Kanals ist gegeben durch die Differenz des Maximums des Potentials des jeweiligen Zustandes $V_{\nu}(R_{\nu}^B)$ und der Energie im Unendlichen.

$$B_{\nu} = V_{\nu}(R_{\nu}^B) - V_{\nu}(R_{\nu} = \infty) \quad (67)$$

R_{ν}^B ist der Ort der Barriere. Die Fusionswahrscheinlichkeit wird danach bestimmt durch :

$$p_{fus} = \sum_{\nu} |c_{\nu}|^2 T_{\nu}(E - B_{\nu}) \quad (68)$$

$T_{\nu}(E - B_{\nu})$ ist die Transmissionswahrscheinlichkeit durch die Barriere B_{ν} . In einer einfachen Näherung kann man die Barrierenverteilung durch folgende Gleichungen approximieren:

$$B = \sum_{\nu} |c_{\nu}|^2 B_{\nu} \quad (69)$$

$$\sigma^2 = \sum_{\nu} |c_{\nu}|^2 (B_{\nu} - B)^2 \quad (70)$$

Die diabatischen Barriere wird als Differenz zu einem Referenzpotential bestimmt. Als Referenzpotential wurde ein adiabatisches Potential ("frozen-density Hartree-Fock") [BeR87] gewählt. Dieses Potential kann durchaus mit dem in dieser Arbeit verwendeten Bass-Potential verglichen werden.

⁵Die Basisfunktionen skalieren mit dem kollektiven Geschwindigkeitsfeld

In einer Näherung für einen entarteten Zustand [Nör87] wurde die diabatische Barrierenverschiebung ΔB und die Fluktuation der Barriere σ_B^2 als Funktion der Anzahl der Paare n in der nicht abgeschlossenen Schale mit g möglichen Zuständen bestimmt.

$$\Delta B = \gamma \frac{n(g-n)}{g} \quad (71)$$

$$\sigma_B^2 = \frac{1}{3} \gamma^2 \frac{n(g-n)}{g-1} \quad (72)$$

Das bedeutet, daß sowohl die diabatische Behinderung der Barriere als auch die Fluktuation der Barriere ein Maximum bei $n = g/2$ haben und bei $n = 0; n = g$ verschwinden.

Vergleich mit dem Experiment: Das Diabatische Modell von Nörenberg basiert, wie oben skizziert wurde, auf mikroskopischen Eigenschaften des fusionierenden Systems. Die Vorhersagen der Behinderung berücksichtigen die diabatischen Effekte bei der Annäherung der beiden Kerne bis zum Kontaktpunkt. Dieses Modell ist zudem das einzige, das in der Lage ist, Fluktuationen vorherzusagen.

Bei einem Vergleich der berechneten Behinderungen fällt die gute Übereinstimmung mit den Strukturen verschiedener Isotopenreihen auf. Die Reaktionen $^{90}\text{Zr} + {}^{xx}\text{Zr}$ und $^{100}\text{Mo} + {}^{xx}\text{Mo}$ werden mit Abweichungen von ≤ 3 MeV reproduziert. Bei der Reaktion $^{124}\text{Sn} + {}^{xx}\text{Zr}$ wird der Trend gut wiedergegeben, allerdings absolut um etwa 5 MeV zu niedrig. Wie bei allen anderen Modellen können die beiden schwersten Systeme $^{100}\text{Mo} + {}^{104}\text{Ru}$, ^{110}Pd nicht reproduziert werden.

Einen Sonderfall stellen die Reaktionen $^{100}\text{Mo} + {}^{xx}\text{Zr}$ dar, bei denen als einzigem bekannten Fall das Bass-Potential um mehr als 1 % von dem berechneten adiabatischen Potential abweicht. Diese Abweichung um etwa 10 MeV ($\approx 5\%$) könnte eine Erklärung sein, daß diese Reaktionen nicht wiedergegeben werden können.

Bei den Fluktuationen finden wir ähnliche Verhältnisse wie bei der dynamischen Behinderung. Die strukturelle Abhängigkeit wird bei allen Reaktionen gut wiedergegeben, der Absolutwert liegt bei allen Reaktionen zu niedrig. Die größten Abweichungen sind wieder bei den schwersten Systemen zu finden.

Dieses mikroskopische Modell ist in der Lage, für einen Teil der untersuchten Systeme die Behinderung der Fusion wiederzugeben, Strukturen in den Isotopenreihen zu reproduzieren und die Fluktuationen ansatzweise zu beschreiben. Es zeigt die größten Diskrepanzen bei den Systemen, bei denen man am ehesten kollektive Phänomene erwartet.

6.1.4 Zusammenfassender Vergleich

Versucht man, die Ergebnisse des oben durchgeführten Vergleiches mit den Theorien zusammenzufassen, kommt man zu dem Schluß, daß zum jetzigen Zeitpunkt kein Modell die Ergebnisse vollständig beschreiben kann.

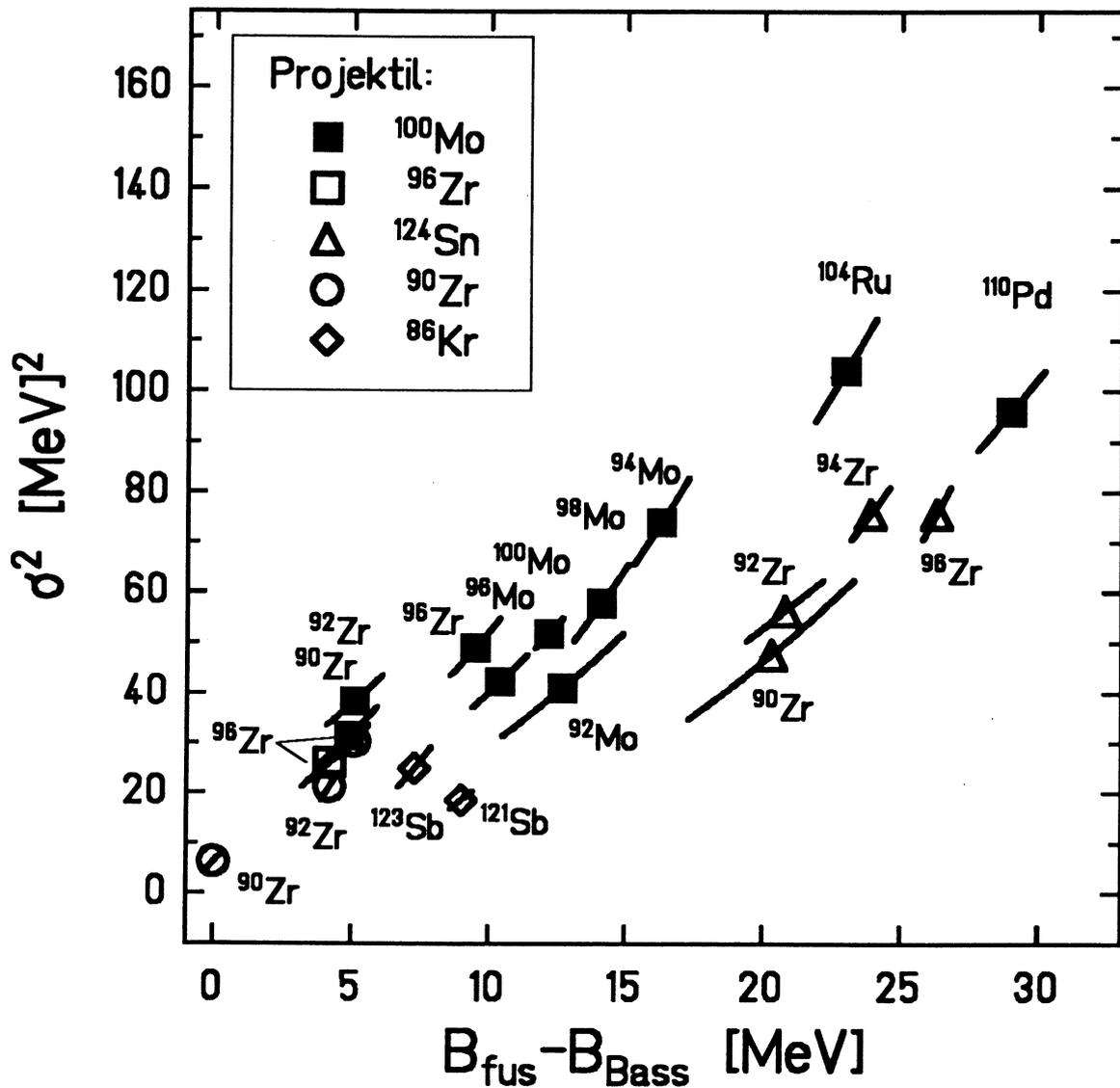


Abbildung 44: Korrelation der experimentellen Werte
 Aufgetragen wurde das Quadrat der Barrierenfluktuation gegen die Behinderung bezüglich der Bass-Barriere. Die Fehler beider Parameter sind stark korreliert, und daher sind die Fehlerbalken in Richtung der Hauptachsen der Korrelationsellipsen aufgetragen. Der Fehler der kleinen Halbachse ist allerdings sehr viel kleiner als das Symbol. Signifikant ist die ähnliche Struktur bei allen Zr-Targets.

Das Modell von Swiatecki, Blocki et. al. unterscheidet sich prinzipiell von den beiden anderen betrachteten Modellen dadurch, daß es die Dynamik der Fusion erst nach dem Kontakt beider Kerne berücksichtigt. Die Vorgeschichte wird nicht berücksichtigt und ebenso werden die Kernstruktureigenschaften im Eingangskanal nicht in die Rechnungen eingeschlossen. Es wird zudem nur eine mittlere Trajektorie berechnet, statistische Fluktuationen werden nicht berücksichtigt. Gerade diese statistischen Fluktuationen könnten aber einen wesentlichen Beitrag zu Reaktionen liefern, die weit unterhalb der Fusionsbarriere liegen, so z.B. bei der Synthese schwerer Elemente [Arm86, Arm87], bei denen die Rechnungen einige hundert MeV Extrapush-Energie vorhersagen.

Die beiden anderen betrachteten Modelle gehen von der Voraussetzung aus, daß sich die Fusion schon in einem frühen Stadium entscheidet, schon vor dem Kontaktpunkt. Das makroskopische Oberflächen-Reibungs Modell kann naturgemäß die strukturellen Eigenschaften der verschiedenen Isotopenreihen nicht erklären. Die Rechnung gibt aber einen weitaus geringeren Anstieg der Behinderung an, als das Modell von Swiatecki et al., vor allem bei schwereren Systemen werden die Unterschiede sehr groß. Beide Modelle beschreiben die Fusion bei schweren Systemen nur unvollständig.

Das DDD-Modell von Nörenberg et al. hat den Erfolg aufzuweisen, daß es im Ansatz das strukturelle Verhalten der Isotopenreihen wiedergeben kann. Die Unterschätzung der Behinderung der Fusion bei den schwersten Systemen, könnte allerdings, wenn man voraussetzt, daß die mikroskopischen Eigenschaften der Fusion richtig beschrieben werden, auf andere Beiträge wie z.B. makroskopische Effekte hindeuten, die man zu den mikroskopischen addieren müßte. Beide makroskopischen Modelle weisen für die Systeme bei denen $x \geq 0.745$ eine wachsende Behinderung auf, die zu dieser Spekulation Anlaß geben könnte.

Im DDD-Modell werden zudem nicht alle mikroskopischen Beiträge berücksichtigt, da z.B. der Freiheitsgrad der Deformation nicht betrachtet wird. Außerdem könnten durchaus Neutron- und Proton-Paarwechselwirkung unterschiedliche Besetzungswahrscheinlichkeiten erzeugen und damit die Fusion beeinflussen.

6.2 Interpretation der Fusionsparameter

Für eine Analyse der experimentellen Ergebnisse mittels der angepaßten Barrierenverteilung, wurde in Abbildung 44 der Parameter σ^2 gegen die Barrierenverschiebung $B_{fus} - B_{Bas}$ aufgetragen.

In dem Bild sind die experimentellen Daten dieser Arbeit zusammen mit den Daten früherer Experimente [Sah84, Kel85] für symmetrische Reaktionen eingezeichnet worden. Die Projektile sind durch unterschiedliche Symbole (die Reaktionen dieser Arbeit sind offene und volle Quadrate) dargestellt und die Targets gekennzeichnet. Die Unsicherheit der Parameter bei der Anpassung an die experimentellen Daten wurde nach der Methode ermittelt, die in Kapitel (4.5.1) beschrieben wurde.

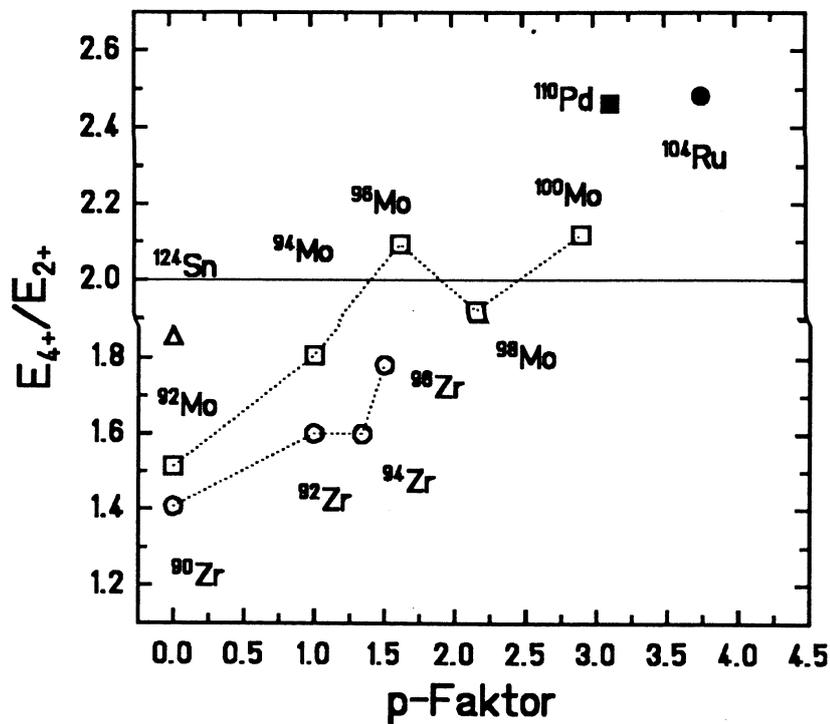


Abbildung 45: Parametrisierung der Kernstrukturen

Aufgetragen ist das E_{4^+}/E_{2^+} Verhältnis aller beteiligten Kerne. Der Übergang von sphärischen zu Vibrationskernen ist bei $E_{4^+}/E_{2^+} = 2$ markiert. Der p-Faktor gibt die Anzahl der möglichen Proton-Neutron-Wechselwirkung wieder.

Zweckmäßigerweise wurde die korrelierte Unsicherheit beider Parameter und nicht deren Projektion aufgetragen. Der Unsicherheitsbereich ist demnach ein Oval, dessen kleine Halbachse sehr viel kleiner ist als das Symbol, und wird dadurch annähernd durch den eingezeichneten Fehlerbalken repräsentiert.

Für die Reaktion $^{124}\text{Sn} + {}^{90}\text{Zr}$ wurde in der Literatur ein zu großer Wert der Unsicherheit der Daten angegeben. Das Ergebnis einer erneuten Fehlerbetrachtung ergab die dargestellten Werte [Sch88]. Die Unsicherheiten für die ^{90}Zr induzierten Reaktionen wurden zum Teil in der inversen Reaktion dieser Arbeit neu bestimmt oder abgeschätzt.

Man erkennt in dem Bild deutlich, daß beide Parameter korreliert sind, je größer die Barrierenverschiebung um so größer ist auch die Fluktuation. Die größten Werte für beide Parameter weisen die beiden Reaktionen $^{100}\text{Mo} + {}^{104}\text{Ru}$, ^{110}Pd auf. Diese Kerne sollten nach spektroskopischen Daten (z.B. erster 2^+ Zustand) sehr "weich" sein. Erstaunlicherweise zeigen beide Reaktionen, trotz ähnlicher spektroskopischer Eigenschaften von ^{104}Ru und ^{110}Pd ein unterschiedliches Verhalten bei der Fusion. Kerne mit Schalenabschlüssen wie z.B. $^{90}\text{Zr} + {}^{90}\text{Zr}$ weisen die geringste Fluktuation und nur eine Verschiebung der Barriere auf.

Neben dem globalen Trend, den man in dem Bild erkennen kann, fallen bei genauerer Betrachtung die sich wiederholenden Strukturen verschiedener Isotopenreihen auf.

Die Zr-Reihe wurde mit drei verschiedenen Projektilen untersucht, bei allen zeigt sich die gleiche Struktur. ^{90}Zr weist die kleinste Fluktuation und die geringste Barrierenverschiebung auf, diese Werte wachsen mit zunehmender Masse der Isotope monoton an bis zu ^{96}Zr , das jeweils die größte Fluktuation und die größte Barrierenverschiebung aufweist. Trotz verschiedener Projektile mit unterschiedlichster Kernstruktur (abgeschlossene Schalen bei ^{90}Zr , ^{124}Sn und der Zwischenschalenkern ^{100}Mo) wird die Struktur der Zirkon - Isotopenreihe beibehalten. Bei der Betrachtung der Molybdän-Isotopenreihe erkennt man ein deutlich komplexeres Verhalten als bei der Zirkon-Reihe.

Diese Betrachtungen beweisen den Einfluß der Kernstruktur auf den Fusionsprozeß, der durch die dargestellten experimentellen Daten parametrisiert wird. Die eingezeichneten Unsicherheitsbereiche erlauben diese strukturellen Betrachtungen und geben damit auch ein Bild, mit welcher Empfindlichkeit das hier verwendete Verfahren Fusionsreaktionen untersucht und analysiert.

Nachdem man den Einfluß der Kernstruktur auf die Fusion festgestellt hat, stellt sich die Frage nach einer Parametrisierung der Kernstruktur.

6.3 Kernstruktur und Fusion

Um den Einfluß der Kernstruktur, auf die Fusion zu betrachten, benötigt man eine Systematik der Kerne in der Übergangsgegend, von sphärischen Kernen in der Nähe einer abgeschlossenen Schale bis zu deformierten Kernen in der Schalenmitte.

Eine Systematik zur Beschreibung schwerer Kerne wurde von Casten eingeführt [Cas85]. Er beschreibt die Kollektivität der Kerne mit einem empirischen Parameter dem p-Faktor [Cas87]. Dieser Parameter beschreibt im wesentlichen die n-p Wechselwirkungen und gibt die mittlere Zahl der Wechselwirkungen eines jeden Valenznukleons N^p , N^n mit denen eines anderen Typs an.

$$p = \frac{N^p \cdot N^n}{N^p + N^n} \quad (73)$$

Die n-p Wechselwirkung [FeP79] ist um so stärker je größer der Überlapp der beteiligten Nukleonen ist. Betrachtet man die abgeschlossene Schale bei $^{88}\text{Sr}_{50}$ und führt weitere Nukleonen hinzu, so können das $1g_{9/2}$ Protonen- und das $1g_{7/2}$ Neutronen-Niveau gleichzeitig aufgefüllt werden. Dies bedeutet aber eine starke Wechselwirkung, da der Überlapp zweier Orbitale $|n_N \ell_N j_N\rangle$ und $|n_P \ell_P j_P\rangle$ dann maximal wird, wenn $n_N = n_P$ und $\ell_N \approx \ell_P$ ist [ShG53].

Die Berechnung des p-Faktors ist sehr einfach. Falls die Schalenabschlüsse bekannt sind, werden die Valenznukleonen bis zur halb gefüllten Schale gezählt, danach wird die Anzahl der Löcher bestimmt.

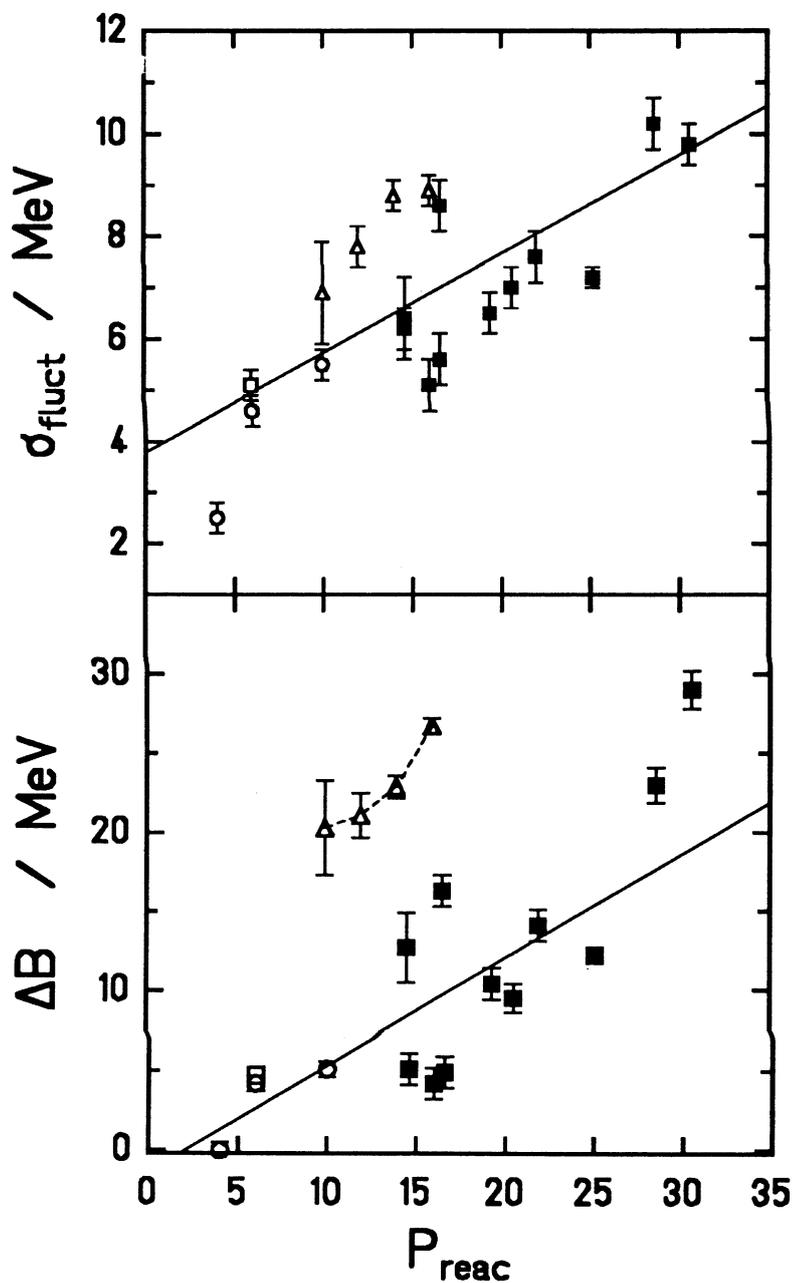


Abbildung 46: Kernstruktureffekte bei der Barrierenfluktuation

Aufgetragen ist im oberen Bild die experimentell ermittelte Barrierenfluktuation gegen den p-Faktor des Eingangskanals. Der p-Faktor gibt die Anzahl der möglichen Nukleonen-Wechselwirkungen wieder. Es ist ein linearer Trend zu beobachten. Im unteren Bild ist die Behinderung bezüglich der Bass-Barriere gegen den p-Faktor aufgetragen. Es ist nur eine schwache Korrelation zu erkennen. Die eingezeichnete Linie ist eine lineare Anpassung an die Datenpunkte, mit Ausnahme der Systeme $^{124}\text{Sn} + ^{xx}\text{Zr}$ und $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$.

Kern	Z	N	N^p	N^n	$E_{2_1^+}$ [MeV]	p
^{110}Pd	46	64	4	14	0.374	3.11
^{104}Ru	44	60	6	10	0.358	3.75
^{100}Mo	42	58	4.6	8	0.536	2.92
^{98}Mo	42	56	3.4	6	0.787	2.17
^{96}Mo	42	54	2.8	4	0.778	1.65
^{94}Mo	42	52	2	2	0.871	1.00
^{92}Mo	42	50	2	0	1.509	0
^{96}Zr	40	56	2	6	1.751	1.50
^{94}Zr	40	54	2	4	0.918	1.33
^{92}Zr	40	52	2	2	0.934	1.00
^{90}Zr	40	50	2	0	2.187	0
^{124}Sn	50	74	0	8	1.132	0
^{86}Kr	36	50	2	0	1.565	0

Tabelle 12: Parametrisierung der Kernstruktur. Z,N: Anzahl der Protonen bzw. Neutronen, N^p, N^n : Anzahl der Valenznukleonen, p: p-Faktor und $E_{2_1^+}$: erster angeregter 2^+ Zustand

Eine Schwierigkeit liegt in der Bestimmung der Unterschalen (z.B. $Z=40$) die nicht immer bekannt sind und sich zudem, durch Polarisierungseffekte, mit wachsender Neutronen-Zahl allmählich verändern. Zur Bestimmung der Valenznukleonen in der hier untersuchten Massengegend ($A \sim 100$) werden folgende Schalen bzw. Unterschalen benutzt: $Z = 38, 40$ für $N < 60$ und $Z = 50$ für $N > 60$, sowie $N = 50$ und $N = 82$.

Einen Hinweis für mögliche Unterschalen findet man in Rechnungen des IBA-Modells ("Interacting Boson Approximation") [ArI78, ArI79].

Im IBA-Modell werden die Wechselwirkungen im Rahmen einer Paarwechselwirkung erklärt. Die Teilchen einer Nukleonen-Sorte koppeln zu Paaren, welche entweder den Spin $L = 0$ (s-Boson) haben oder $L = 2$ (d-Boson). Diese Bosonen sind die Eigenzustände eines zwei-Neutronen bzw. zwei-Protonen Hamilton-Operators. Die Bosonen wechselwirken vornehmlich zwischen p-Bosonen und n-Bosonen, was als Quadrupol-Quadrupol Wechselwirkung behandelt wird.

Aus IBA-Rechnungen lassen sich Hinweise auf die Bestimmung der Anzahl der Valenz-Nukleonenpaare N^π, N^ν entnehmen. In der Tabelle 12 sind die Anzahl der Valenznukleonen (N^p, N^n) aufgeführt, sowie der p-Faktor p . Man sollte beachten, daß sich $N^{\pi,\nu}$ und $N^{p,n}$ um den Faktor zwei unterscheiden.

Für Pd und Ru wurde die Bosonenzahl aus [IsP80] ermittelt. Für die Mo-Isotope tritt der Fall der Polarisierung ein, das heißt die n-p Wechselwirkung wird so stark,

daß Protonenpaare in den $1g_{9/2}$ Zustand gehoben werden können und damit $N^\pi = 1$ oder $N^\pi = 3$ auftreten kann, je nach vorhandener Neutronenpaar-Zahl N^ν . In einer IBA-Rechnung [SaM82] wurden die Konfigurations-Mischungen berechnet, welche sich allmählich mit zunehmendem N_ν ändert.

In der Tabelle 12 sind die Valenznukleonen der untersuchten Kerne aufgetragen. Für die Mo-Isotope sind die berechneten Mischungsverhältnisse eingetragen, was auch die nicht ganzen Zahlen in der Tabelle erklärt. Weiterhin sind der p-Faktor und zum Vergleich die Energie des ersten angeregten 2_1^+ Zustandes eingetragen.

In Abbildung 45 sind die Verhältnisse der Energien der ersten angeregten 4_1^+ und 2_1^+ Zustände

$$R = \frac{E_{4_1^+}}{E_{2_1^+}}$$

gegen den p-Faktor aufgetragen. Das Verhältnis dieser Zustände R erlaubt es, die Kerne zu klassifizieren.

Falls $R < 2$ ist der Kern nahe einer abgeschlossenen Schale, $R \approx 2$ ein Vibrations-Kern und bei $R \approx 3.33$ wird er ein Rotator [Cas87].

In dem Bild sind die untersuchten Isotope eingetragen. Man kann erkennen, daß die Zr-Reihe ein monotonen Verhalten mit wachsendem p-Faktor zeigt, aber alle stabilen Zr-Isotope nahezu sphärisch sind. Die Mo-Reihe weist einen nicht monotonen Übergang zu Vibrationskernen auf, sie zeigt bei ^{98}Mo eine deutliche Abnahme von R , gegenüber den Nachbarisotopen.

Dies könnte eine mögliche Erklärung sein, warum sich die Zr- und die Mo-Reihe in Abbildung 45 unterscheiden. Vergleicht man Abbildung 45 mit Abbildung 44 so kann man deutliche Parallelen erkennen. Der monotone Verlauf der Zr-Reaktionsdaten findet sich in der Kernstruktur wieder, während der strukturbehaftete Verlauf der Mo-Reaktionsdaten sich in einer unterschiedlichen Kernstruktur der Isotope wieder spiegelt.

Die beiden schwersten untersuchten Isotope weisen den größten R -Wert auf. Ruthenium ist allerdings der einzige aufgetragene Kern, der ein Rotator sein kann [Cas87]. Dies erklärt möglicherweise das unterschiedliche Verhalten der beiden schwersten am Experiment beteiligten Isotope in Abbildung 44, wo sie ein deutlich unterschiedliches Fusionsverhalten erkennen lassen.

Die Einführung des p-Faktors ist für eine Parametrisierung der Kernstruktur (Abbildung 45) nicht zwingend notwendig. Andere Parameter (z.B. Energie des ersten angeregten 2_1^+) würden die oben gezeigten Abhängigkeiten ebenso wiedergeben. Dadurch wäre man allerdings bei dem Vergleich von Kernen immer auf dieselbe Schale beschränkt, da sich der asymptotische Wert der Energie des 2_1^+ ungefähr mit $A^{-5/3}$ ändert. Der Vorteil des p-Faktors liegt in seiner universellen Anwendbarkeit auf die verschiedenen Schalen.

Ausgehend von dem Erfolg einer solch einfachen Parametrisierung der Kernstrukturen, kann man daran denken, eine Parametrisierung für die Fusions-Reaktionen

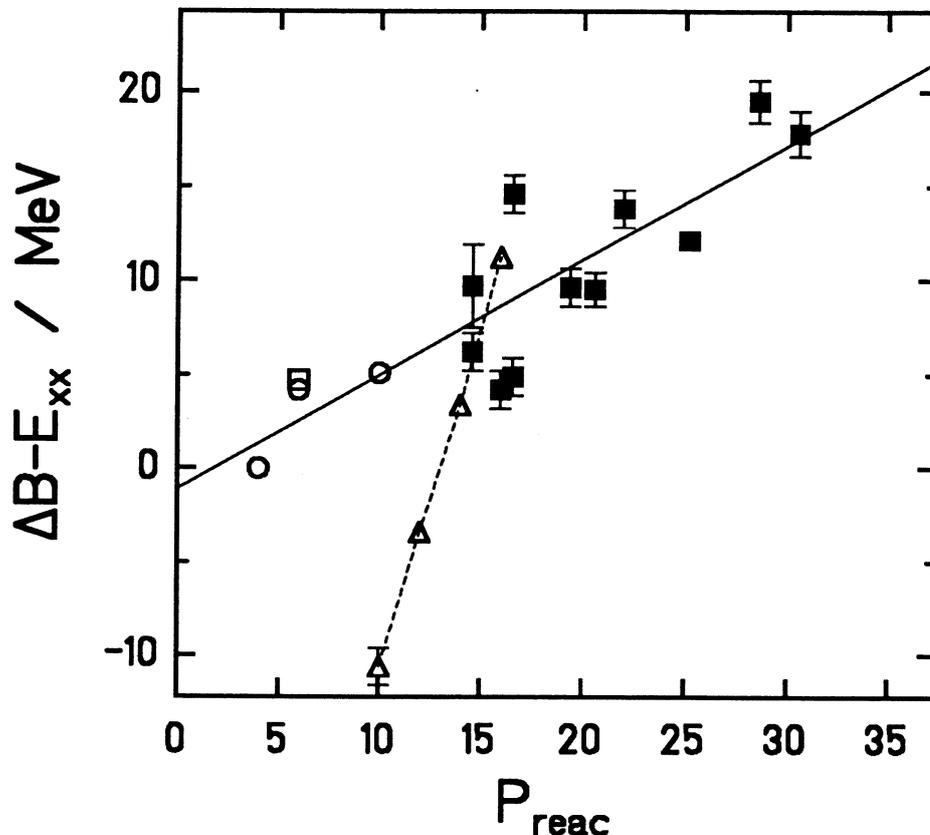


Abbildung 47: Kernstruktureffekte bei der Fusionsbehinderung ohne makroskopischen Anteil

Aufgetragen ist die Fusionsbehinderung, vermindert um den Wert des makroskopischen Modells von Swiatecki et al., gegen den p-Faktor.

zu finden. In der Annahme, daß die Valenznukleonen der bestimmende Faktor der Kernstruktur sind, wurden die möglichen Wechselwirkungen der Nukleonen parametrisiert. In Analogie zum oben definierten p-Faktor wurde die Anzahl der möglichen Wechselwirkungen der Valenznukleonen während des Fusionsprozesses mittels eines p-Faktors der Fusionsreaktion P_{reaction} dargestellt.

Der p-Faktor wurde definiert als die Summe aller Valenznukleonen, die nach obigem Verfahren bestimmt wurden. Das heißt: $P_{\text{reaction}} = N_1^n + N_1^p + N_2^n + N_2^p$.

In Abbildung 46 (oben) sind die Barrierenfluktuationen gegen den p-Faktor aufgetragen. Man erkennt eine überraschend gute Korrelation mit dieser einfachen Parametrisierung. Das Ergebnis eines statistischen Tests, der die lineare Korrelation zwischen P_{reaction} und der Barrierenfluktuation überprüft, weist eine Standardabweichung von $\zeta = 1.59$ und einen F-Wert von $F = 14.2$ auf, womit die Alternativ-Hypothese, daß Barrierenfluktuation und P_{reaction} unkorreliert sind, zu einem Signifikanz-Niveau $\alpha = 0.0015$ abgelehnt wird. Diese enge Korrelation zwischen einer einfachen Parametrisierung der Kernstruktur und den Barrierenfluktuationen zeigt, welchen großen Einfluß die Kernstrukturen zumindest auf diese Größe der Fusion haben.

In Abbildung 46 (unten) ist die Barrierenverschiebung gegen den p-Faktor aufgetragen. Augenscheinlich zeigt sich hier nur eine schwächere Abhängigkeit, da die Streuung der Daten doch sehr groß ist. Der Test der Korrelation des p-Faktors zur Barrierenverschiebung ergibt die Werte $\zeta = 7.87$, $F = 5.6$ und $\alpha = 0.03$. Dies ist nur eine schwache Korrelation. Die größten Abweichungen zeigen sich bei den schweren Systemen $^{124}\text{Sn} + ^{xx}\text{Zr}$ (verbunden durch eine punktierte Linie) und $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$. Dies sind aber genau die untersuchten Systeme bei denen die makroskopischen Theorien eine Behinderung $\gtrsim 10$ MeV vorhersagen

Durch diese Befunde wird man zu folgender Hypothese angeregt:

Da der p-Faktor nur die Abhängigkeit von mikroskopischen Größen aufzeigen kann, müßte man makroskopischen Effekte von der Messgröße abziehen. Dazu bietet sich z.B. das Modell von Swiatecki et al. an. In Abbildung 47 wurde von allen experimentellen Daten der nach Blocki et al. berechnete Wert dieses Modells für die makroskopische Barrierenverschiebung abgezogen. Der Test der Korrelation für alle Daten gegen den p-Faktor ergab deutlich bessere Übereinstimmung gegenüber den unveränderten experimentellen Barrierenverschiebungen. ($\zeta = 4.7$, $F = 22.1$ und $\alpha = 0.001$)

Die Korrektur liefert eine bessere Korrelation des "reduzierten-mikroskopischen"-Anteils. Die Sn-induzierten Reaktionen werden bei dieser Methode zu stark korrigiert, d.h. die makroskopische Theorie sagt einen zu großen makroskopische Anteil voraus. Geht man von der Annahme aus, daß die oben gemachte Hypothese richtig sei, so könnte man aus diesen Systemen schließen, daß die Theorie von Swiatecki et al. entweder eine etwas höhere Einsatzschwelle hat ($x_{th} \gtrsim 0.74$) oder ein anderer Steigungsparameter ⁶ eingeführt werden muß.

Es sei noch erwähnt, daß aufwendigere Parametrisierungen deutlich bessere Korrelationen zeigen. Doch schon die Parametrisierung der Kernstruktur mit der Summe der Valenznukleonen ist ein Hinweis, daß die Fusion im allgemeinen schon im Anfangsstadium entschieden wird, solange es noch Kernstrukturen gibt, d.h. bevor der Übergang in ein chaotisches System erfolgt. Makroskopische Effekte, die nach dem Passieren des Kontaktpunktes einsetzen, scheinen nur bei den schwersten der untersuchten Systeme eine Rolle zu spielen.

⁶Das wird unter der Annahme unterschiedlicher Reibungskoeffizienten in der Literatur diskutiert [NiS86].

7 Zusammenfassung

Durch die Daten der in dieser Arbeit untersuchten 11 Projektil-Target-Kombinationen wird es ermöglicht, ein besseres Verständnis der Fusion schwerer Systeme zu erhalten, insbesondere wird die große Bedeutung der Kernstruktur nachgewiesen.

Eine befriedigende Beschreibung der Daten ist mit den verfügbaren Modellen nicht möglich, da keine der Theorien den Prozeß der Fusion vollständig beschreibt. Die Vorhersagen der makroskopischen Modelle, daß mit zunehmender Massivität der Systeme eine wachsende Behinderung erwartet wird, kann durch die Daten, trotz deren großer Fluktuation, im Mittel bestätigt werden. Das mikroskopische DDD-Modell zeigt eine bemerkenswerte, qualitative Übereinstimmung mit den strukturellen Aspekten der Daten.

Die Parameter der Barrierenverteilung weisen auf strukturelle Besonderheiten der verschiedenen Reaktionen hin. So zeigen Experimente mit Zr-Isotopen ein überraschend ähnliches Verhalten trotz unterschiedlicher Reaktionspartner. Dieses monotone Verhalten der Zr-Isotope konnte in einer Parametrisierung der Kernstruktur mittels des p -Faktors wiedergefunden werden. Die so parametrisierte Stärke der Valenznukleonen-Wechselwirkung ist stark korreliert mit den Barrierenfluktuationen σ . Auch die Barrierenverschiebung $B_{fus} - B_{Bas}$ gegenüber einem eindimensionalen, statischen Referenzpotential zeigt eine enge Korrelation mit diesem Kernstrukturparameter, mit Ausnahme der schwersten Systeme, für die von makroskopischen Modellen große Barrierenverschiebungen vorhergesagt werden.

Möglicherweise zeigt sich hierin das Zusammenwirken von mikroskopischen und makroskopischen Prozessen auf die Fusion. Das könnte im Zusammenhang stehen mit einem Phasenübergang zwischen geordneten Einteilchenzuständen und einem chaotischen Zustand des fusionierenden Systems.

8 Literaturverzeichnis

- ArI78** A. Arima, F. Iachello, *Ann. of Phys.* **111** (1978) 201
- ArI79** A. Arima, F. Iachello, *Ann. of Phys.* **123** (1979) 468
- Arm86** P. Armbruster, International School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna (1986) 82
- Arm87** P. Armbruster, Trends in Nuclear Physics, Proceedings of: Scuola Int. di Fisica "Enrico Fermi", Varenna 1987
- Bac85** B. Back, *Phys. Rev.* **C31** (1985) 2104
- Bas79** R. Bass, Deep-Inelastic and Fusion Reactions with Heavy Ions, Proceedings, Berlin 1979, S. 281
- Bas80** R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1980, S. 133
- Bec85** M. Beckerman, *Phys. Rep.* **129**, No. 3 (1985)
- Ber75** G. F. Bertsch, *Nucl. Phys.* **A249** (1975) 253
- BeR87** D. Berdichevsky, W. Reisdorf, *Z. Phys.* **A327** (1987) 217
- Bev69** Ph.R. Bevington, "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw Hill, New York (1969)
- BIF86** J. Blocki, H. Feldmeier, W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys.* **A459** (1986) 145
- BIR77** J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki, C.F. Tsang, *Ann. of Phys.* **105** (1977) 427
- BIW66** J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley & Sons, New York (1966)
- BjB73** S.Bjørnholm, A. Bohr, B. R. Mottelson Proc. Conf. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester 1973, Vol. 1 (IAEA, Wien 1974) 367
- Boh36** N. Bohr, *Nature* **137** (1936) 344
- BoM69** A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. 1, Benjamin Press, New York (1969)
- BoW39** N. Bohr, J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56** (1939) 426
- BrD83** R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landowne, G. Pollarolo, *Phys. Lett.* **133B** (1983) 34

- BRK87 A. M. van den Berg, K. E. Rehm, D. G. Kovar, W. Kutschera, G. S. F. Stephans, Phys. Lett. **B194** (1987) 334
- Bro84 D. A. Bromley, Treatise on Heavy Ion Science, Plenum Press, New York, London, 1984, S. 463
- BrS77 K. Braune, D. Schwalm, GSI Jahresbericht GSI-J-1-77 (1977) 117
- CaN83 W. Cassing, W. Nörenberg, Nucl. Phys. **A401** (1983) 467
- Cas85 R. F. Casten, Phys. Rev. Lett. **18** (1985) 1991
- Cas87 R. F. Casten, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 658
- CoP74 S. Cohen, F. Plasil, W.J. Swiatecki Ann. of Phys. **82** (1974) 557
- DaG67 M. Danos, V. Gillet, Phys. Rev. **196** (1967) 1034
- DaL83 C.H. Dasso, S. Landowne, A. Winther, Nucl. Phys. **A407** (1983) 221
- DaS83 K.T.R. Davies, A.J. Sierk, J.R. Nix, Phys. Rev. **C28** (1983) 679
- DaV82 M. Dahlinger, D. Vermeulen, K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. **A376** (1982) 94
- Eas75 D.A. Eastham, Nucl. Instr. Methods **125** (1975) 277
- Esb81 H. Esbensen, Nucl. Phys. **A352** (1981) 147
- Fau78 W. Faust, GSI Report P-4-78 (1978)
- FeP77 P. Federman, S. Pittel, Phys. Lett. **69B** (1977) 385
- FeP78 P. Federman, S. Pittel, Phys. Lett. **77B** (1978) 29
- FeP79 P. Federman, S. Pittel, Phys. Rec. **C20** (1979) 820
- FrE83 W.S. Freeman, H. Ernst, D.F. Geesaman, W. Henning, T.J. Humanic, W. Kühn, G. Rosner, J.P. Schiffer, B. Zeidman, F.W. Prosser, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1563
- Frö84 P. Fröbrich, Phys. Rep. **116** (1984) 337
- Frö87 P. Fröbrich, Private Mitteilungen
- GäS84 H. Gäggeler, T. Sikkeland, G. Wirth, W. Bröchle, W. Bögl, G. Franz, G. Herrmann, J.V. Kratz, M. Schädel, K. Sümmerer, W. Weber, Z. Phys. **A316** (1984) 291
- GrG67 J.R. Grover, J. Gilat, Phys. Rev. **157** (1967) 802
- GrK78 D.H.E. Gross, H. Kalinowski, Phys. Rep. **45** (1978) 175

- Gro75** D.H.E. Gross, Nucl. Phys. **A240** (1975) 472
- GuD87** M.W. Guidry, R. Donangelo, J.O. Rasmussen, M.S. Hussein, Phys. Rev. **C36** (1987) 609
- Hes85** F.P. Heßberger, GSI Report 85-11 (1985);
F.P. Heßberger, G. Münzenberg, S. Hofmann, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, P. Armbruster, R. Hingmann, B. Thuma, D. Vermeulen, Z. Phys. **A321** (1985) 317
- HeW87** W. Henning, F.L.H. Wolfs, J.P. Schiffer, K.E. Rehm, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 318
- HiN83** D.J. Hinde, J.O. Newton, J.R. Leigh, R.J. Charity, Nucl. Phys. **A398** (1983) 308
- HiW53** D.L. Hill, J. A. Wheeler, Phys.Rev., **89** (1953) 1102
- Hof79** S. Hofmann, W. Faust, G. Münzenberg, W. Reisdorf, P. Armbruster, K. Güttner, H. Ewald, Z. Phys. **A291** (1979) 53
- Hof85** S. Hofmann, P. Armbruster, G. Münzenberg, W. Reisdorf, H. G. Burkhardt, F.P. Heßberger, H.-J. Schött, Y. K. Agarwal, G. Berthes, U. Gollerthan, H. Folger, R. Hingmann, J. G. Keller, M. E. Leino, P. Lemmertz, M. Montoya, K. Poppensieker, A.B. Quint, I. Zychor, Nucl. Phys. **A447** (1985) 335c
- Hof87** S. Hofmann et al., private Mitteilung
- HoM84** S. Hofmann, G. Münzenberg, F.P. Heßberger, H.-J. Schött, Nucl. Instr. Methods **223** (1984) 312
- HuF80** F. Hubert, A. Fleury, R. Bimbot, D. Gardes, Ann. Phys., Fr., **5** (1980) 1
- IgS75** A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin, A.S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. **21** (1975) 255
- IsP80** P. van Isacker, G. Puddu, Nucl. Phys., **A348** (1980) 125
- Kel85** J.G. Keller, GSI Report 85-2 (1985)
- KeS83** J.G. Keller, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, GSI Report 81-1 (1983)
- LaD84** S. Landowne, C.H. Dasso, Phys. Lett. **138B** (1984) 32
- LiZ76** S. Liran, N. Zeldes, At. Nucl. Data Tables **17** (1976) 431
- MüA86** G. Münzenberg, P. Armbruster, G. Berthes, H. Folger, F.P. Heßberger, S. Hofmann, K. Poppensieker, A.B. Quint, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, K. Sümmerer, I. Zychor, M. Leino, U. Gollerthan, E. Hanelt, Z. Phys. **A324** (1986) 489

- MüA87** G. Münzenberg, P. Armbruster, G. Berthes, H. Folger, F.P. Heßberger, S. Hofmann, K. Poppensieker, A.B. Quint, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, K. Sümmerer, I. Zychor, M. Leino, U. Gollerthan, E. Hanelt, *Z. Phys.* **A328** (1987) 49
- MüF79** G. Münzenberg, W. Faust, S. Hofmann, P. Armbruster, K. Güttner, H. Ewald, *Nucl. Instr. Methods* **161** (1979) 65
- MüH85** G. Münzenberg, S. Hofmann, H. Folger, F.P. Heßberger, J. Keller, K. Poppensieker, B. Quint, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, P. Armbruster, M. Leino, R. Hingmann, *Z. Phys.* **A322** (1985) 227
- MyS74** W.D. Myers, W. J. Swiatecki, *Ann. of Phys.* **84** (1974) 186
- NiD68** V.S. Nikolaev, I.S. Dmitriev, *Phys. Lett.* **28A** (1968) 277
- NiD71** V.S. Nikolaev, I.S. Dmitriev, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **15** (1971) 1383
- NiS77** J. R. Nix, A.J. Sierk, *Phys. Rev.* **C15** (1977) 2072
- NiS86** J.R. Nix, A.J. Sierk, International School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna (1986) 463
- Nör84** W. Nörenberg, *Nucl. Phys.* **A428** (1984) 177
- Nör86** W. Nörenberg, *New Vistas in Nuclear Dynamics*, Edited by P. J. Brussard, J. H. Koch, Plenum Press, New York, London (1986)
- Nör87** W. Nörenberg, wird veröffentlicht
- QuA85** A. B. Quint, P. Armbruster, F. P. Heßberger, S. Hofmann, J. G. Keller, G. Münzenberg, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, M. Leino, *Trends in Nuclear Physics, Proceedings of the 17th Mikolajiki Summer School on Nuclear Physics, Mikolajili* (1985)
- QuM87** A.B. Quint, W. Morawek, K.-H. Schmidt, P. Armbruster, F.P. Heßberger, S. Hofmann, G. Münzenberg, W. Reisdorf, H. Stelzer, H.-G. Clerc, C.-C. Sahm, *GSI Annual Report GSI-87* (1988)
- Rei81** W. Reisdorf, *Z. Phys.* **A300** (1981) 227
- ReH82** W. Reisdorf, F.P. Heßberger, K.D. Hildenbrand, S. Hofmann, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, J. H. R. Schneider, W.F.W. Schneider, K. Sümmerer, G. Wirth, J. V. Kratz, K. Schlitt, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1811
- ReH85** W. Reisdorf, F.P. Heßberger, K.D. Hildenbrand, S. Hofmann, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, J.H.R. Schneider, W.F.W. Schneider, K. Sümmerer, G. Wirth, J.V. Kratz, K. Schlitt, *Nucl. Phys.* **A438** (1985) 212

- ReK83** K.E. Rehm, D. G. Kovar, W. Kutschera, M. Paul, G. Stephans, J.L. Yntema, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1426
- ReT81** W. Reisdorf, J. Töke, Z. Phys. **A302** (1981) 183
- ReW85** K.E. Rehm, F.L.H. Wolfs, A.M. van den Berg, W. Henning, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 280
- SaC84** C.-C. Sahn, H.-G. Clerc, K.-H. Schmidt, W. Reisdorf, P. Armbruster, F.P. Heßberger, J.G. Keller, G. Münzenberg, D. Vermeulen, Z. Phys. **A319** (1984) 113
- Sah84** C.-C. Sahn, Dissertation, TH Darmstadt (1984)
- Sam82** M. Sambataro, G. Molnar, Nucl. Phys. **A376** (1982) 201
- ScD82** K.-H. Schmidt, H. Delagrange, J.P. Dufour, N. Carjan, A. Fleury, Z. Phys. **A308** (1982) 215
- ScH78** H. Schmidt-Böcking, H. Hornung, Z. Phys. **A286** (1978) 253
- Sch84** K.-H. Schmidt, R.S. Simon, J.-G. Keller, W. Reisdorf, F.P. Heßberger, G. Münzenberg, A.B. Quint, H. G. Clerc, C.-C. Sahn, E. Tschöpp, W. Schwab, International Conference on Fusion below the Coulomb Barrier, June 1984, Cambridge, MA, USA
- Sch88** K.-H. Schmidt, private Mitteilungen
- ScK84** K.-H. Schmidt, J. G. Keller, D. Vermeulen Z. Phys. **A315** (1984) 159
- ScS84** K.-H. Schmidt, C.-C. Sahn, K. Pielenz, H.-G. Clerc, Z. Phys. **A316** (1984) 19
- ShG53** A. de Shalit, M. Goldhaber, Phys. Rev. **92** (1953) 1211
- Sie86** A.J. Sierk, Phys. Rev. **C33** (1986) 2039
- SiW74** P. Sigmund, K.B. Winterbon, Nucl. Instr. Methods **119** (1974) 541
- SkS87** S. J. Skorka, A. M. Stefanini, G. Fortuna, R. Pengo, W. Meczynski, G. Montagnoli, A. Tivelli, S. Beghini, C. Signorini, P. R. Pascholati Z. Phys. **A328** (1987) 355
- StE80** R.G. Stockstad, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte, U. Smilansky, I. Tserruya, Phys. Rev. **C21** (1980) 2427
- Ste82** H. Stelzer, GSI Report GSI-82-39 (1982)
- StR86** S. G. Steadman, M. J. Rhoades-Brown, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **36** (1986) 649

- Swi70** W.J. Swiatecki, Proceedings of the International Conference on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions Heidelberg, Germany, Eds. R. Bock, W.R. Hering, 1969, North Holland Amsterdam, New York (1970) 729
- SwB72** W.J. Swiatecki, S. Bjørnholm, Phys. Rep. **4C** (1972) 325
- Swi76** W.J. Swiatecki, Proceedings of the International School-Seminar on Reactions of Heavy Ions with Nuclei and Synthesis of New Elements, Dubna, 1975, Joint Institute for Nucl. Res. Rep. No. D7-9734 (1976) p. 89
- Swi81** W.J. Swiatecki, Phys. Scr. **24** (1981) 113
- Swi82** W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **A376** (1982) 275
- Swi85** W.J. Swiatecki, Proceedings of the Niels Bohr Centennial Conference, Semiclassical Descriptions of Atomic and Nuclear Collisions, Copenhagen, 1985, Es. J. Bang, J. de Boer, North Holland, Amsterdam, New York (1985) 281
- Tal62** I. Talmi, Rev. Mod. Phys. **34** (1962) 704
- TōS81** J. Tōke, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **A372** (1981) 141
- Ver84** D. Vermeulen, GSI Report 84-2 (1984)
- ViS74** V.E. Viola, J.A. Sevant, J. Graber, Atomic Data and Nucl. Data Tables, Vol. 13, No. 1 (1974) 35
- WaB77** A. H. Wapstra, K. Bos, At. Nucl. Data Tables **19** (1977) 177
- Weg74** G. Wegmann, Phys. Lett. **50B** (1974) 327
- WeM85** W. Westmeier, A. Merklin, Catalog of Alpha Particles from Radioactive Decay, Fachinformationszentrum Karlsruhe, Nr. 29-1 (1985)
- WiB85** J. Wiggins, R. Brooks, M. Beckermann, S.B. Gazes, L. Godzins, A.P. Smith, S.G. Steadman, Y. Xiao, F. Videback, Phys. Rev. **C31** (1985) 1315
- Zie80** J.F. Ziegler, "The Stopping and Ranges of Ions in Matter", Vol. 5, Pergamon Press, New York (1980) (Handbook of Stopping Cross-Sections for Energetic Ions in All Elements)

Danksagung

An dieser Stelle sei allen gedankt, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein erster Dank gilt Herrn Prof. Dr. P. Armbruster, für die Aufgabenstellung und sein stetes Interesse an dieser Arbeit, sowie die von ihm ermöglichten großzügigen Arbeitsbedingungen an der GSI.

Herrn Dr. K.-H. Schmidt danke ich besonders herzlich, für seine freundschaftliche und tatkräftige Unterstützung in allen Phasen dieser Arbeit.

Weitere Hilfe habe ich von Herrn Dr. W. Reisdorf erhalten, der mir bei den HIVAP-Rechnungen mit Rat und Tat zur Seite stand. Auch von den intensiven Diskussionen mit ihm konnte ich viel profitieren.

Herzlichst sei gedankt den Herren Dr. G. Münzenberg und Dr. F.P. Heßberger für ihre Unterstützung bei den Messungen sowie ihrer steten Hilfsbereitschaft.

Die Experimente wurden durchgeführt mit den Herren Dr. H. Stelzer, Dr. S. Hofmann, Prof. Dr. H.-G. Clerc, Dr. C.-C. Sahm, H.-G. Burkhard, H.-J. Schött. Ihnen sei ebenso gedankt wie den Herren H. Folger und Dr. F. Nickel für die Herstellung der Targets. Ohne ihre Hilfe hätten die Strahlzeiten nicht durchgeführt werden können.

Herrn Dipl. Phys. W. Morawek möchte ich danken für die Hilfe bei der Auswertung der Po-Isotope.

Herrn Prof. Dr. W. Nörenberg gilt mein Dank für sein reges Interesse an der Arbeit, für die Überlassung seiner Daten sowie für die Durchsicht des Manuskriptes.

Den Herren Dr. J. Blocki, Dr. H. Feldmeier und Dr. P. Fröbrich danke ich für die Diskussionen und die Überlassung ihrer Daten.

Gedankt sei allen Mitarbeitern des GSI-Rechenzentrums und den Mitarbeitern am UNILAC für ihre Unterstützung.

Frau S. Lüttges gilt mein Dank für die Hilfe bei der Erstellung des Manuskriptes.