

Reaktionen zwischen schweren Atomkernen — gegenwärtige und künftige Entwicklungen

Von Hans J. Specht, Heidelberg *)

Einleitung

Kollisionen schwerer Kerne sind ein noch junges Forschungsgebiet der Kernphysik, das erst durch den Bau der entsprechenden Beschleuniger in den letzten 10 Jahren systematisch und in aller Breite erschlossen wurde. Wesentliche Charakteristika sind die großen Massen mit Nukleonenzahlen bis nahezu 500, hohe totale Energien, schließlich hohe Drehimpulse bis zu vielen hundert Einheiten von $\hbar$. Die vielschichtigen auftretenden Phänomene können im Bereich niedriger Energien bis zu einem gewissen Grade mit einfachen klassischen und makroskopischen Bildern verstanden werden, in denen Begriffe wie Potential, Reibung und Diffusion eine zentrale Rolle spielen. Wir wollen versuchen, die wesentlichen Grundideen an Hand einiger subjektiv ausgewählter Beispiele aus neuerer Zeit ganz grob und vereinfacht zu skizzieren; es erscheint ausgeschlossen, ein so umfangreiches Thema im Rahmen eines solchen Vortrags angemessen vollständig zu diskutieren und der Vielzahl der Arbeiten und Autoren auch nur annähernd gerecht zu werden.

Die wichtigsten Reaktionsprozesse können nach unserem gegenwärtigen Verständnis entsprechend Bild 1 klassifiziert werden [1]. Abhängig vom Stoßparameter und der Relativgeschwindigkeit der beiden Stoßpartner, hier ausgedrückt in der darin quadratischen Größe Energie pro Nukleon, ergeben sich qualitativ verschiedene Teilbereiche. Energien von der Größenordnung 10 MeV/u reichen aus, um auch in den schwersten Kernen die elektrostatische Coulomb-Abstoßung E_{Coul} zu überwinden und nukleare Prozesse einzuleiten. Näherungsweise zentrale Stöße führen dann — jedenfalls bei nicht zu schweren Kernen — zu einer vollständigen Fusion. Der resultierende Verbundkern ist im allgemeinen angeregt, emittiert deshalb Nukleonen und γ -Quanten,

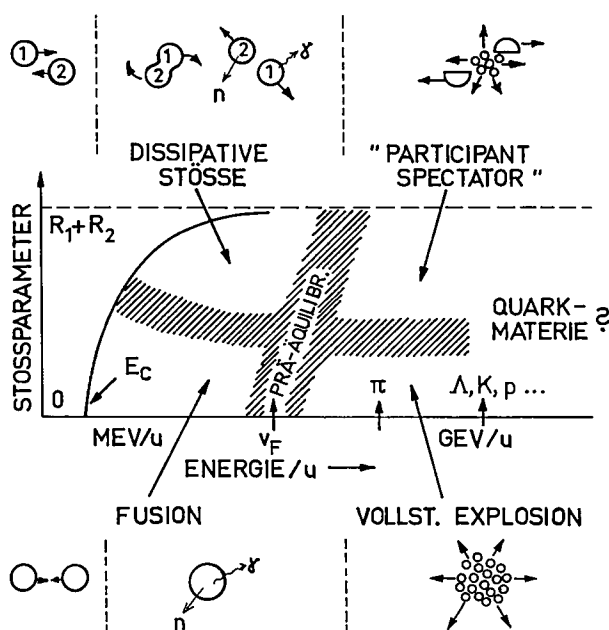


Bild 1. Illustration charakteristischer Reaktionen zwischen schweren Kernen als Funktion von Stoßparameter und Energie pro Nukleon (schematisch). Die Vorstellung klassischer Trajektorien ist bei Energien ≥ 1 MeV/u oberhalb der Coulombbarriere E_C wegen der großen Massen eine sehr gute Näherung ($\lambda \leq 0,1$ fm). v_F bezeichnet die Fermigeschwindigkeit der Nukleonen im Kern.

ist aber gegenüber einem instantanen Wiederaufbruch stabil. Mehr periphere Stöße — bei schweren Kernen auch zentrale — führen stattdessen zu einem dinuklearen, wegen des eingebrachten Bahndrehimpulses rotierenden Zwischensystem; dieses zerfällt nach Kontaktzeiten der Größenordnung $10^{-21} - 10^{-20}$ s, in denen ein Großteil der Energie der Relativbewegung in Anregungsenergie „dissipiert“ und Nukleonen in beide Richtungen „diffundieren“, unter annähernder Wahrung der ursprünglichen Identität in zwei jetzt hochangeregte und stark rotierende Fragmente zurück. (Kollisionen, für die auch bei dichtester Annäherung nur noch die Schwänze der Kern-Dichteverteilung überlappen, resultieren allenfalls in der Übertragung weniger Nukleonen oder inelastischer Streuung, für noch distantere Stöße verbleiben allein Coulomb-Anregung und elastische Streuung; solche Prozesse werden im folgenden nicht weiter diskutiert.)

Gemeinsame Eigenschaft aller Stöße im Niederenergiebereich, in dem die Relativgeschwindigkeit klein ist gegenüber der Fermigeschwindigkeit v_F der Nukleonen, sind ein starkes Überlapp der beiden Kerne im Impulsraum (Pauli-Prinzip wesentlich) sowie eine Zeitskala der auftreten-

den Reaktionen, die langsam ist im Vergleich zu Nukleonen-Transitzeiten im Kern ($\approx 10^{-22}$ s) und damit zur Zeitskala von Relaxationsvorgängen in Kernmaterie. Die beteiligten Kerne reagieren nahezu adiabatisch auf die Kollision; die auftretenden Phänomene sind dominiert durch das „mittlere Feld“.

Der Bereich relativistischer Energien bietet das andere Extrem. Zentrale Stöße bei ≈ 1 GeV/u führen zu einem sehr kurzlebigen „Feuerball“, der anschließend vollständig in Nukleonen und Pionen explodiert (oberhalb der entsprechenden Schwellen wird auch die Produktion weiterer Teilchen erwartet). Mehr periphere Stöße ergeben ein „Participant-Spectator“-Bild: Im Überlappbereich der beiden Kerne entsteht wie oben eine explodierende Zwischenzone, die verbleibenden beiden Bruchstücke sind wesentlich weniger angeregt. Gemeinsame Eigenschaft ist hier eine völlige Trennung der beiden Kerne im Impulsraum (Pauli-Prinzip unwesentlich) sowie eine Zeitskala der Reaktion, bei der alle denkbaren Ausgleichsvorgänge langsamer ablaufen als die mit nahezu Lichtgeschwindigkeit (in $< 10^{-22}$ s) erfolgende Durchdringung der beiden Kerne. Der Feuerballbereich ist daher vermutlich durch eine erhebliche

* Prof. Dr. Hans J. Specht, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, Philosophenweg 12, 6900 Heidelberg. — Plenarvortrag auf der 45. Physikertagung vom 23. – 27. März 1981 in Hamburg.

Erhöhung der Normaldichte der Kernmaterie und extrem hohe Temperaturen charakterisiert. Es ist eine offene und heiß diskutierte Frage, inwieweit die wenigen bisher existierenden Daten mehr zeigen, als durch kaskadenhafte Nukleon-Nukleon-Stöße verstanden werden kann. Besonders faszinierende Perspektiven hochrelativistischer Kollisionen liegen darin, gewisse Aspekte der starken Wechselwirkung sowie vor allem mögliche Phasenübergänge von Kernmaterie (z. B. in Quarkmaterie) untersuchen zu können. Hier ergeben sich Berührungspunkte mit aktuellen Fragen der Elementarteilchenphysik und der Astrophysik (Neutronensterne).

Der Bereich mittlerer Energien ($v \approx v_F$) ist ein ganz offenes Gebiet. Schlagworte wie Prä-Äquilibrium-Prozesse, Aufbruch, unvollständige Fusion etc. fügen sich noch keinesfalls zu einem konsistenten Reaktionsbild. Konzeptuell ergeben sich hier die größten Schwierigkeiten: Man hat weder den quantenmechanischen noch den klassischen, weder den adiabatischen noch den schnellen Grenzfall; ganz neue Ansätze müssen daher entwickelt werden.

Beschleuniger

Die geschilderte Situation — ein breiter Kenntnisstand bei niedrigen Energien, ein geringer bei hohen, völliges Neuland dazwischen — ist eine unmittelbare Folge der verfügbaren Beschleuniger. Bild 2 gibt einen Überblick als Funktion von Projektillmasse A und Energie pro Nukleon im Vergleich zu den diskutierten physikalischen Grenzen, der Coulombbarriere bezüglich Uran einerseits, der Fermigeschwindigkeit v_F andererseits. Als einzige in Betrieb befindliche Maschine ist nur der UNILAC der GSI Darmstadt in der Lage, alle Elemente bis zum Uran zu beschleunigen. Darunter beschränkt sich die Auftragslage auf die größeren Anlagen in Deutschland; gemeinsam mit einer Fülle von Leichtionen-Maschinen außerhalb und dem bis zum Blei reichenden HILAC in Berkeley ergibt sich so ein massiver Schwerpunkt im Niederenergiebereich. Oberhalb v_F sind die gegenwärtigen Möglichkeiten offensichtlich stark begrenzt. Universelle Maschinen sind im Bereich mittlerer Energien u. a. in Frankreich (GANIL) und USA (MSU I, II) im Bau, in Deutschland hingegen erst in der Planung; es erscheint unabdingbar, hier in naher Zukunft zu einem Konsens zu finden. Im Bereich relativistischer Energien existieren Pläne bei GSI und in Berkeley, abgesehen von der Erweiterung des BEVALAC auf Uran-Betrieb; neuerdings wird auch der Gesamtbereich CERN mit

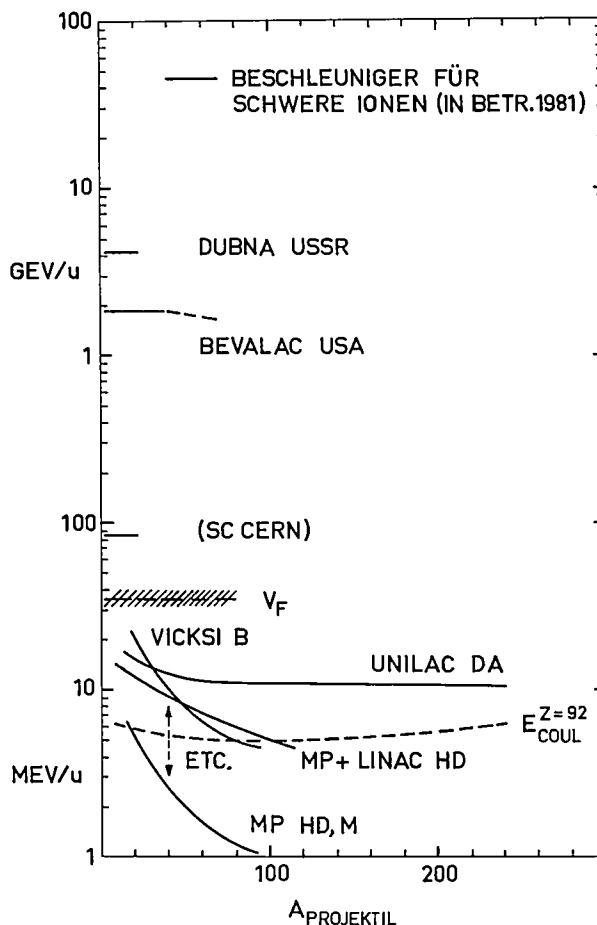


Bild 2. Überblick über gegenwärtig betriebene Schwerionen-Beschleuniger als Funktion von Projektillmasse A und Energie pro Nukleon. Unterhalb des UNILAC beschränkt sich die Auftragslage auf Maschinen in Deutschland; oberhalb ist sie vollständig.

den vielfältigen Möglichkeiten PS-ISR-SPS in diesem Zusammenhang diskutiert.

Wir werden uns von hier an ausschließlich auf Energien im Bereich der Coulombbarriere beschränken. Für eine verwandte kurze Einführung in das Gebiet sei auf Brix [2] verwiesen, für eine wesentlich weitergehende Behandlung (stellvertretend für viele) auf Nörenberg und Weidenmüller [3]. Eine kurze Einführung in den Problemkreis relativistischer Kollisionen durch Stock [4] erscheint in Kürze.

Identifikation von Reaktionsprodukten

Ein inklusiver Nachweis schwerer Ionen mit Bestimmung von kinetischer Energie E , Kernladungszahl Z und Massenzahl A erfolgt im Niederenergiebereich nach immer dem gleichen Grundschema: Messung der Energie E über die totale Ionisation der in einer Ionisationskammer (gelegentlich noch in Halbleiterzählern) gestoppten Teilchen; Messung des Energieverlusts ΔE in einem dünneren vorgeschalteten Detektor, Bestimmung der Kernladung Z über die Bragg-Kurve des von Z und der Geschwindigkeit v abhängigen spezifischen Energieverlusts; Messung der Geschwindigkeit v durch die Flugzeit t zwischen Target und

Detektor (Startsignal oft durch einen gepulsten Beschleunigerstrahl), daraus Bestimmung der Massenzahl $A \sim E \cdot t^2$. Mit diesen Verfahren ist bei Energien von einigen MeV/u eine Trennung benachbarter Elemente bis etwa $Z = 60$ und eine Trennung benachbarter Massen bis etwa $A = 100$ möglich (in Magnetspektrometern für letzteres auch darüber hinaus).

Exklusive Messungen von Ausgangskanälen mit mehr als zwei Endprodukten benutzen entsprechend mehrere Detektoren. Die Schwerionenphysik hat hier in den letzten Jahren zur Entwicklung sehr aufwendiger Apparaturen mit bis zu 1 m² großen, in zwei Dimensionen ortsempfindlichen Zählern geführt. Beispiele finden sich in [5], [6], ein Überblick über moderne elektronische Detektionsmethoden in [7]. Für sehr schwere Kerne sind nach wie vor auch radiochemische Verfahren in Benutzung.

Fusion

Bild 3 zeigt ein Beispiel für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die vollständige Fusion zweier leichter Kerne von der (inversen) Energie im Schwerpunkts-System [8]. Das Verhalten ist charakteristisch — ein Anstieg oberhalb ei-

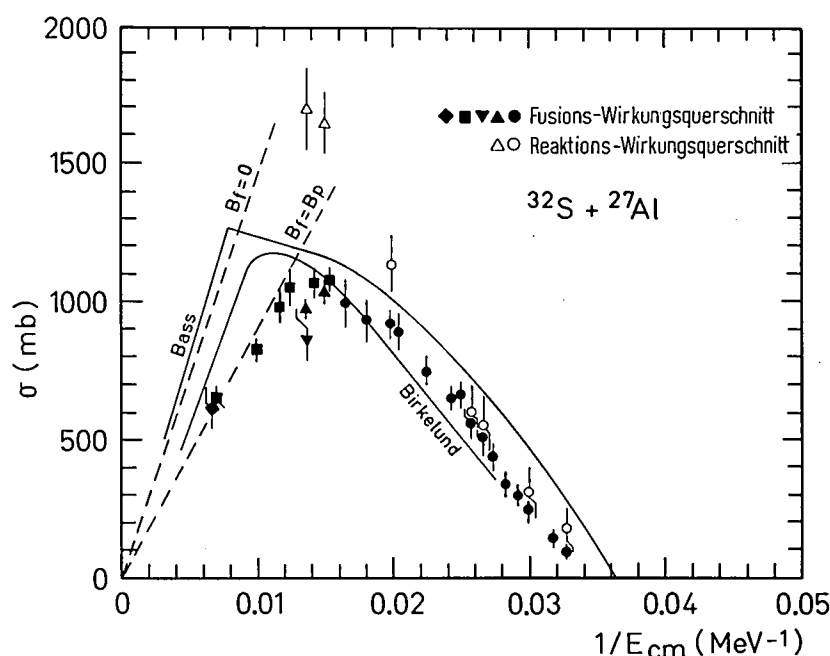


Bild 3. Anregungsfunktion der Fusionsreaktion $^{32}_{16}\text{S} + ^{27}_{13}\text{Al}$ (nach [8]). Die durchgezogenen Kurven entsprechen Resultaten von Modellrechnungen, die gestrichelten symbolisieren den Verlust von Fusions-Restkernen durch Spaltung (B_f Spaltbarrieren-Energie, B_p Protonen-Bindungsenergie).

ner Schwelle (in etwa die Coulombbarriere), ein Plateaubereich mit sehr großen Werten um $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ (mehr als die Hälfte des in Bild 3 ebenfalls eingetragenen totalen Reaktionsquerschnitts), ein erneuter Abfall bei sehr hohen Energien. Die Meßpunkte entstammen einer Reihe von Teilmessungen verschiedener Gruppen aus den letzten Jahren; die hohen Energien wurden durch den Heidelberger Nachbeschleuniger zugänglich. Die Reaktionsprodukte können bei solchen Wirkungsquerschnitten unter wenigen Grad zum Strahl direkt in Detektoren nachgewiesen werden; die hohe Anregungsenergie führt zur Emission vieler Nukleonen (hier bei $0,01 \text{ MeV}^{-1}$ z. B. 12 im Mittel) und damit zu einer Aufweitung in den Restkern-Richtungen.

Qualitativ kann die Energieabhängigkeit des Fusionsquerschnitts in einem einfachen klassischen Bild durch das Wechselspiel konservativer und dissipativer Kräfte verstanden werden. Das Potential zwischen zwei Kernen zeigt bei niedrigen Energien etwa den in Bild 4 skizzierten Verlauf als Funktion des Abstands r der beiden Dichtezentren: Die Überlagerung eines repulsiven Coulombanteils $V_C \sim 1/r$ mit einem bei oberflächlicher Berührung attraktiven, bei tieferer Eindringung repulsiven Kernanteil V_N (repulsiv in der Näherung der „eingefrorenen Dichte“ wegen der Kompression) führt zu einem lokalen Minimum („Tasche“). Die Addition

eines repulsiven Zentrifugalbarrieren-Anteils $(\hbar l)^2/2\mu r^2$ ($\hbar l$ Eingangsbahndrehimpuls, μ reduzierte Masse) verringert die Tiefe des Minimums, läßt es aber erst oberhalb $l = l_{\text{crit}}$ verschwinden. Kommen nun die beiden Kerne während eines Stoßes in Berührung, so setzen mikroskopische Prozesse wie inelastische Anregung, Transfer von Nukleonen etc. ein und konvertieren kinetische Energie der Relativbewegung in innere Anregungsenergie; in einem makroskopisch-klassischen Bild entspricht das dem Auftreten von Reibungskräften. Sind diese stark genug, werden die beiden Kerne in der Potentialmulde eingefangen (gestrichelter Pfad in Bild 4) und hinreichend lange zusam-

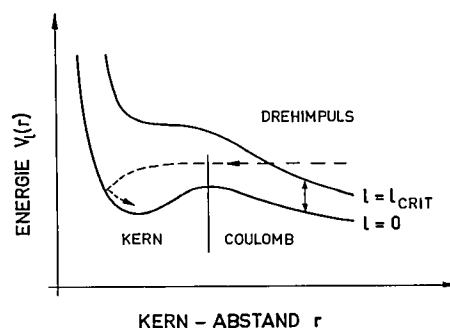


Bild 4. Schematische Darstellung des Potentials zwischen zwei Kernen als Überlagerung eines Coulomb-, Kern- und Drehimpulsanteils. Die gestrichelte Kurve symbolisiert den dynamischen Verlauf, bei dem unter dem Einfluß dissipativer Kräfte Fusion stattfindet.

mengehalten, um ihre Identität zu verlieren und in einen gemeinsamen Kern zu verschmelzen.

Diese Vorstellung kann auf einfache Weise parametrisiert werden. Bei niedrigen Energien liegt auch der maximal eingebrachte Drehimpuls unterhalb von $\hbar l_{\text{crit}}$. Mit der Annahme einer Mindestannäherung R , innerhalb der Fusion stattfindet, führen die Erhaltungssätze von Drehimpuls ($b p_\infty = R p = \hbar l$, b Stoßparameter, p Impuls) und Energie ($E = p^2/2\mu$, $E - V = p^2/2\mu$) mit $\sigma = \pi b^2(R)$ unmittelbar auf

$$\sigma = \pi R^2 \left(1 - \frac{V(R)}{E}\right).$$

Der mit $1/E$ lineare Anstieg oberhalb der Schwelle $V(R)$ gemäß Bild 3 wird damit verständlich; empirisch ergibt sich R als die Entfernung, bei der sich die „Halbdichte-Radien“ der beiden Partner gerade berühren (Kerne haben bekanntlich eine diffuse Randzone von 3–4 fm, innerhalb der die Nukleonendichte vom Maximalwert über den halben Wert bis auf Null abfällt). Bei hohen Energien tragen auch Partialwellen oberhalb von l_{crit} zum totalen Reaktionsquerschnitt bei. Sie führen in dieser einfachen Vorstellung wegen der fehlenden Potentialmulde aber nicht zu Fusion: Zu stark rotierende Systeme können wegen der Zentrifugalkraft nicht fusionieren. Mit der Beschränkung auf $\sigma = \pi b_{\text{crit}}^2$ und $b_{\text{crit}} p_\infty = \hbar l_{\text{crit}}$ ergibt sich dann

$$\sigma \sim \frac{1}{E},$$

also der in Bild 3 erkennbare Abfall bei hohen Energien. Tatsächlich trägt zu diesem Abfall, wie in den gestrichelten Linien angedeutet, selbst bei solch leichten Restkernen ein gewisser Verlust durch Spaltung nach Fusion bei.

Das skizzierte Bild der Fusion ist trotz des qualitativen Erfolgs übersimplifiziert. Nicht nur existieren raffiniertere Parametrisierungen. Es gibt vielmehr eine ganze Reihe offener Probleme sowohl im Bereich der Kerndynamik wie in dem der Kernstruktur: Konzeptionelle Schwierigkeiten, Energieabhängigkeit der dynamischen Größen, Potential mehr als eindimensional, Einfluß der Trägheit, Reibungskräfte, keinesfalls eine Sprungfunktion bei $r = R$, Rückführung auf elementare Prozesse (erfolgreicher einfacher Ansatz — „one-body dissipation“), unterschiedliche Einflüsse radialer und tangentialer Reibung (letztere führt zu Änderung des Potentials während des Stoßvorgangs und Konversion von Bahndrehim-

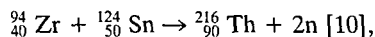
puls in intrinsischen Drehimpuls angeregter Kernzustände), Subbarrieren-Fusion, mögliche Begrenzungen durch beim angebotenen Drehimpuls gar nicht existierende Kernzustände („Yrast-line limitations“), Schaleneinflüsse etc.

Ein neuerer systematischer Überblick über Fusionsdaten und ihr gegenwärtiges quantitatives Verständnis findet sich in [9]. Über das grundsätzliche Interesse hinaus ist Fusion ein äußerst nützliches Werkzeug für die Kernphysik — zur Untersuchung von Zuständen mit sehr hohem Spin (der gesamte eingebrachte Bahndrehimpuls erscheint als Eigendrehimpuls des Restkerns) und zur Untersuchung der Stabilitätsgrenzen des Bethe-Weizsäcker-Massentals (Synthese „exotischer“ Kerne). Ein Schlaglicht in diesem Zusammenhang: In wenigen Jahren UNILAC-Betrieb wurden mehr als 60 bisher unbekannte Isotope erzeugt.

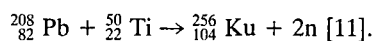
Synthese sehr schwerer Kerne durch Fusion

Im Unterschied zu leichten Kernen liegen die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung schwerer Restkerne durch Fusion (abhängig von ihrer Ladung und Masse) um bis zu viele Größenordnungen niedriger. Der im Bereich der Aktiniden besonders steile Abfall wird an folgenden Beispielen deutlich:

$2 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ für die Reaktion



$6 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$ für die Reaktion



Die Hauptursache dafür liegt in der Spaltbarkeit schwerer Kerne: Im statistischen Sinne äquilibrierte Verbundkerne werden, jedenfalls in sehr asymmetrischen Kollisionssystemen, durchaus mit Querschnitten von $10^{-25} - 10^{-24} \text{ cm}^2$ gebildet; sie zerfallen jedoch bei Mindest-Anregungsenergien von 10 – 20 MeV (an der Fusionsschwelle) wegen $B_f < B_n, B_p$ (s. o.) vorzugsweise durch Spaltung. Das Problem wird noch verschärft durch den eingebrachten Drehimpuls, der die Spaltbarrieren grundsätzlich erniedrigt. Bei schweren symmetrischen Stoßsystemen tritt ein zweiter Grund hinzu: Die mit $Z_1 \cdot Z_2$ zunehmenden Coulombkräfte führen schließlich zum Verschwinden der oben (Bild 4) diskutierten Mulde im Kern-Kern-Potential. Fusion eines Systems wie $^{208}_{82}\text{Pb} + ^{208}_{82}\text{Pb}$ scheint nach heutigen Vorstellungen undenkbar.

Swiatecki [12] hat kürzlich eine der hohen Spaltbarkeit schwerer Elemente an-

gemessene Betrachtungsweise quantifiziert: Fusion mit der Chance eines überlebenden Restkerns setzt nicht nur die Existenz einer Spaltbarriere $\neq 0$ voraus, sondern auch die Möglichkeit, während des Prozesses wirklich von der gestreckten Berührungskonfiguration bis innerhalb des Spalt-Sattelpunkts (der für schwere Kerne bei kleineren Elongationen liegt) zu gelangen. Der Einfluß dissipativer Kräfte während dieser Durchdringungsphase erfordert dann zusätzliche Energie oberhalb der normalen Fusionsschwelle („extra push“), die als zusätzliche Anregungsenergie des gebildeten Endkerns die Überlebenswahrscheinlichkeit wegen der Spaltbarkeit weiter verringert. Bild 5 [10] enthält eine systematische Zusammenstellung neuerer Daten, aufgetragen als Differenz zwischen experimentellen und theoretisch berechneten Fusionsschwellen. Die in der Ordnungszahl Z höchsten Meßpunkte beziehen sich auf die bereits erwähnten Th-Endkerne; der erwartete Effekt scheint demnach erst bei noch schwereren Kernen einzusetzen [13]. Es muß nicht eigens betont werden, daß das Detailverständnis der Fusion schwerer Kerne eine Grundvoraussetzung für die Erkundung der Grenzen des Periodensystems nach oben darstellt.

Welches sind die gegenwärtig bekannten Grenzen? Jeder eindeutige Nachweis solch seltener Fusions-Restkerne erfordert einen experimentellen Aufwand, der weit über die einfachen, oben erwähnten Zählertechniken hinausgeht. Ein in diesem Zusammenhang einzigartiges Instrument ist das Geschwindigkeitsfilter SHIP der GSI [14]. Auf etlichen Metern Länge werden hier durch gekreuzte elektrische und magnetische Felder Fusionsprodukte und Primärstrahl mit Trennfaktoren $> 10^{11}$ räumlich separiert; erstere durchlaufen dann weitere Detektoren und werden schließlich nach einer Gesamtflugzeit

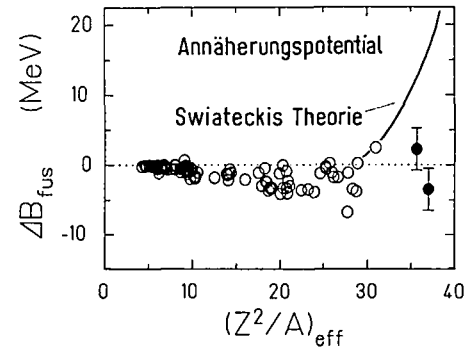
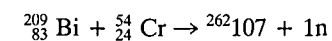


Bild 5. Differenz zwischen experimentellen und theoretisch berechneten Fusionsschwellen [10]. Der Parameter Z^2/A (Z Ordnungszahl, A Massenzahl der Endkerne) ist im Rahmen des Kerntropfenmodells ein Maß für die Stabilität gegenüber Spaltung. Die durchgezogene Linie entspricht dem Modell von Swiatecki [12].

von nur 10^{-6} s in einem Halbleiter-Detektor gestoppt, der auch Folgezerfälle (z. B. α -Zerfälle) registriert. Mit dieser Anordnung wurde in den letzten Jahren neben den gerade diskutierten Messungen [10] die Synthese von Elementen mit $Z \geq 100$ durch Fusion systematisch untersucht [11].

Ein entscheidender, auf dieser Tagung bereits berichteter Erfolg gelang P. Armbruster et al. [11] vor wenigen Wochen: die erste zweifelsfreie Identifikation des bisher schwersten künstlich erzeugten Elements mit $Z = 107$. Vom Isotop $^{262}_{107}$ ausgehend (s. Bild 6), wird die gesamte, ab $^{258}_{105}$ bekannte α -Zerfallskette mit den entsprechenden Zeitkorrelationen vom Enddetektor registriert. Der Wirkungsquerschnitt der hier benutzten Reaktion



liegt bei etwa 10^{-34} cm^2 . (Der bisherige indirekte Hinweis auf die mögliche Exi-

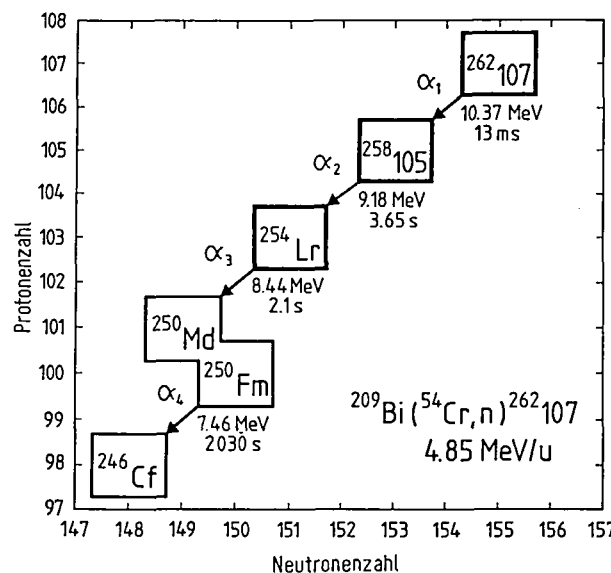


Bild 6. Erste eindeutige Identifikation des Elements 107 [11]. Aufgetragen ist ein Einzelereignis (gegenwärtig existieren 5) mit einer Kaskade von α -Zerfällen bis hinunter zum $^{246}_{98}\text{Cf}$.

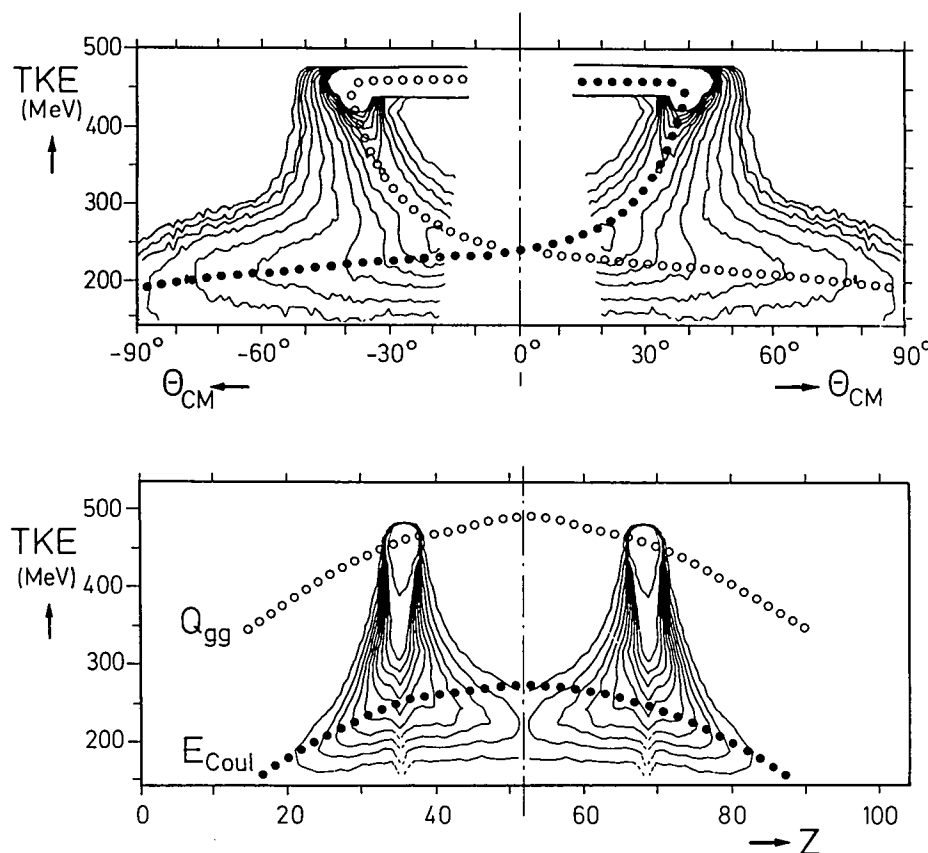


Bild 7. Höhenliniendiagramm des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts für die binären Zerfallskanäle des Systems $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ bei 8,2 MeV/u als Funktion von kinetischer Energie TKE und Streuwinkel θ_{CM} im Schwerpunkts-System (oberer Teil, summiert über Z), und als Funktion von kinetischer Energie TKE und Kernladung Z der Endprodukte (unterer Teil, summiert über θ_{CM}). Die Daten sind jeweils nur in einem Sektor gemessen und dann um den entsprechenden Symmetriepunkt gespiegelt aufgetragen. Die Linie Q_{gg} entspricht der höchstmöglichen, vom jeweiligen Grundzustands-Q-Wert erlaubten Energie ($E_{\text{CM}} - Q_{\text{gg}}$), die Linie E_{Coul} der Coulombenergie zweier sich berührender Kugeln (nach [16]).

stanz dieses Elements gründete auf Messungen von Spontanspaltung in Dubna, aber ohne jede Genealogie.)

Dissipative Stöße

In schweren Kollisionssystemen, die wenig oder gar nicht fusionieren, bilden dissipative („stark unelastische“, „stark gedämpfte“) Stöße den stärksten Reaktionskanal. Wie bereits in der Einleitung angedeutet, zerfällt hier das Zwischensystem nach einer kurzen Kontaktzeit in zwei mehr oder weniger veränderte Fragmente zurück, ohne je ein volles statistisches Gleichgewicht (im Sinne der Bohrschen Hypothese für einen Verbundkern) erreicht zu haben. Es ergibt sich so die einzigartige Möglichkeit, Relaxationsphänomene in Kernen zu studieren — etwas spezifischer für die (im Unterschied zur Fusion hier beobachtbaren) „kollektiven Variablen“ des Stoß-Systems, wie (I) kinetische Energie, (II) Massenverhältnis, (III) Drehimpuls, (IV) Neutron-zu-Proton-Verhältnis und andere, den (irgend-

wann abgebrochenen) Weg zum Gleichgewicht im Detail zu verfolgen; die „Relaxationszeit“ dieser Variablen ist unterschiedlich, doch gerade von der Größenordnung der Kontaktzeit. Die Untersuchungen dieser Prozesse haben zu einer Reihe neuer theoretischer Ansätze geführt und Einsichten vermittelt, die über die Kernphysik hinaus von durchaus grundsätzlichem Interesse sind. Wir wollen die vier genannten Aspekte an Hand je eines Beispiels verdeutlichen. Abgesehen von [3] finden sich neuere umfassende Darstellungen des Gebiets in [15], [16].

Bild 7 zeigt für die binären Zerfallskanäle des Systems $^{84}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ Höhenliniendiagramme doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitte, im oberen Teil als Funktion der totalen kinetischen Energie und des Streuwinkels, im unteren als Funktion der totalen kinetischen Energie und der Kernladung der Fragmente [16]. Die Daten wurden mit einer großflächigen Ionisationskammer [5] bei einer einzigen Stellung gleichzeitig aufgenommen; sie demonstrieren durch die nahezu voll-

ständige Erfassung des ausgefüllten Phasenraumes sehr unmittelbar und eindrucksvoll die wesentlichen Charakteristika.

Energiedissipation durch Reibung

Wir diskutieren zunächst den oberen Teil von Bild 7. Die Winkelverteilung der Endprodukte ist offensichtlich sehr anisotrop, der Reaktionsablauf erfolgt daher in einer Zeit, die deutlich kürzer sein muß als die Dauer einer vollständigen Rotation des Zwischensystems ($\tau_{\text{rot}} \approx 10^{-20}$ s). Die kinetische Energie der Endprodukte überdeckt einen breiten Bereich, von der Energie des Eingangskanals (460 MeV) bis hinunter zur (Z-abhängigen) Coulombenergie des jeweiligen Ausgangskanals; tatsächlich wird die hier aufgetragene Coulombenergie zweier sich berührender Kugeln noch bis zu einem Faktor 2 unterschritten, ein Hinweis (analog zur Kernspaltung) auf starke Kerndeformationen am Zerreißpunkt. Schließlich zeigen sich drei deutliche Rücken (angedeutet durch Punkte) im Höhenliniendiagramm: der Mittelwert der Energie bzw. des Energieverlusts korreliert mit dem Winkel. Die bloße Existenz des Energieverlusts zusammen mit dieser Korrelation ist direkte empirische Evidenz für den (bei der Fusion bereits diskutierten) Einfluß dissipativer Kräfte, die die Kollisionspartner auf ihren klassischen Trajektorien verlangsamen und Energie der Relativbewegung in innere Anregungsenergie konvertieren. Gleichzeitig eröffnet sich mit dieser Vorstellung die Möglichkeit einer (wenn auch modellabhängigen) Uhr für die Wechselwirkungszeit.

Bild 8, wie der Auftragsmodus des oberen Teils von Bild 7 auf Wilczyński zurückgehend, soll diesen Sachverhalt etwas präzisieren. Die Trajektorien und damit die Ablenkungswinkel θ sind durch den Stoßparameter b bzw. den Drehimpuls $\hbar l$ eindeutig bestimmt („klassische Ablenkfunktion“, oberer Teil von Bild 8). Für sehr große Stoßparameter (Bereich 1) existieren nur repulsive Coulombkräfte: θ wächst mit abnehmendem b . Bei $\theta = \theta_{\text{grz}}$ wird der Grenzwinkel für streifende Stöße erreicht, hier häufen sich die Bahnen („Regenbogen“). Für mittlere Stoßparameter (Bereich 2) führen die attraktiven Kernkräfte (vergleiche das Potential in Bild 4) zum umgekehrten Verhalten: θ sinkt mit abnehmendem b . Abhängig vom Stoßsystem und der verfügbaren Energie über der Coulombbarriere werden, wie hier gezeichnet, die Trajektorien für noch kleinere Stoßparameter (Bereich 3) sogar bis zu negativen Streuwinkeln abgelenkt. (Für nahezu zentrale Stöße tritt schließlich wegen des repulsiven Kernanteils eine erneute Umkehrung ein.)

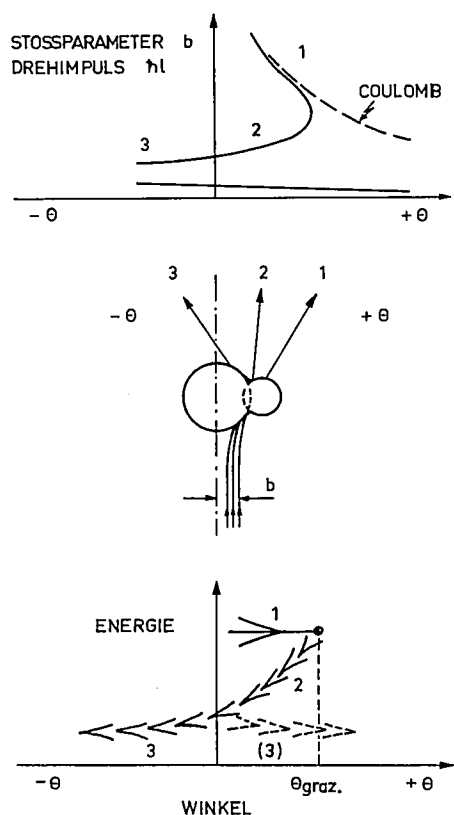


Bild 8. Schematische Deutung des Energieverlusts bei dissipativen Stößen. Der obere und mittlere Teil zeigen verschiedene klassische Trajektorien mit dem Zusammenhang zwischen Stoßparameter und Streuwinkel (Ablenkfunktion), der untere die resultierende Korrelation zwischen dem Mittelwert der kinetischen Energie und dem Streuwinkel unter dem Einfluß von Reibungskräften (nach Wilczynski).

Die nukleare Wechselwirkungszeit, definiert als das Zeitintervall zwischen Bildung und Zerreißens des Zwischensystems, wächst nun mit zunehmendem Überlapp, d. h. abnehmendem Streuwinkel. Zusammen mit der Vorstellung von Reibungskräften wächst so auch der Energieverlust. Damit wird die Interpretation der drei Rücken im Energie-Winkel-Diagramm (Bild 7 oben, Bild 8 unten) offensichtlich: Elastische Streuung, d. h. konstante Energien im Coulombbereich (1), mittlere Energieverluste für Trajektorien mit positiven Streuwinkeln (2), große Energieverluste für Trajektorien mit negativen Streuwinkeln, die von der anderen Seite kommend um den Kern herumführen (gestrichelt gekennzeichnet). Die genannte Uhr — in Form des Streuwinkels oder der Energie — läßt sich im Rahmen dieses Bildes mit Hilfe klassischer Bewegungsgleichungen ungefähr eichen [3, 15–17]. Es ergeben sich, abhängig vom Stoßparameter und System, Wechselwirkungszeiten im Bereich $2 \cdot 10^{-22} \text{ s} \leq \tau_{\text{int}} \leq 5 \cdot 10^{-21} \text{ s}$. Sie sind ausreichend für eine vollständige Relaxation der kine-

tischen Energie. Differenzierte Überlegungen, die zwischen radialer, tangentialer und Deformationsenergie unterscheiden, ergeben für diese Größen modellabhängige Zeitkonstanten von 0,3, 1,0 bzw. $4,0 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ [3, 16].

Reibungsmodelle wurden nach Kaufmann und Wolfgang quantitativ zuerst von Beck und Gross sowie Wilczynski diskutiert; ein neuerer Überblick einschließlich des Bezugs zu Fusion findet sich in [17]. Ihre Anwendung war zunächst phänomenologisch, doch lassen sich die Reibungskoeffizienten, wie bereits bei der Diskussion der Fusion angedeutet, im Rahmen von Transporttheorien auf mikroskopische Prozesse zurückführen. Die Modelle sind in der Lage, Winkelverteilungen, die Korrelation des mittleren Energieverlusts mit dem Winkel, schließlich den mittleren Drehimpulstransfer (s. u.) befriedigend zu beschreiben. Es verbleibt jedoch eine prinzipielle Schwäche: Ausgleichsvorgänge auf dem Weg zum statistischen Gleichgewicht sind charakterisiert durch Dissipation und Fluktuation, beschrieben durch die zeitliche Entwicklung der jeweiligen Mittelwerte und Varianzen. Die Anwesenheit starker Fluktuationen, die die Energie-Winkel-Korrelation aufweichen, ist im oberen Teil von Bild 7 ganz offensichtlich. Sie werden, ähnlich wie bei der Brownschen Bewegung, durch eine Kette vieler Elementarprozesse (individuelle Anregungen, Nukleonentransfer etc.) verursacht und sind damit in dem bisher diskutierten Bild klassischer Trajektorien prinzipiell nicht enthalten.

Nukleonen-Transfer als Diffusionsprozeß

Dieser zweite Aspekt dissipativer Stöße hat sich historisch an einer anderen Variablen entwickelt, dem Massen- (bzw. Ladungs-)Verhältnis der Reaktionsprodukte. Der untere Teil von Bild 7, die Energie-Kernladungs-Korrelation, demonstriert den Sachverhalt. Hier zeigt sich jeweils nur ein ausgeprägter (vertikaler) Rücken: Der Mittelwert der Kernladung der Endprodukte ist unabhängig vom Energieverlust gleich der Kernladung von Projektil-(36) und Targetkern(68); die Identität der Kollisionspartner bleibt im Mittel gewahrt. Die Relaxationszeit der Fragmentierungsvariablen ist daher $> 10^{-20} \text{ s}$. Dennoch werden bis zu 40–50 Nukleonen in beide Richtungen transferiert. Es existieren also Fluktuationen; sie sind umso ausgeprägter, je niedriger die kinetische Energie, je größer der Energieverlust.

Schnitte durch eine Hälfte des Höhenliendiagramms entlang Linien parallel zur

Coulomb-Energie E_{Coul} sind in Bild 9 [16] aufgetragen. Man erkennt erneut die starke Zunahme der Breite der resultierenden Elementverteilungen mit dem Energieverlust. Eine solche Korrelation wird ganz universell in allen Systemen beobachtet. Die Interpretation im Sinne der diskutierten Uhr liegt nahe: Je größer der Energieverlust, umso größer ist die Wechselwirkungszeit, umso mehr Nukleonen können transferiert werden. Analytisch erweist sich die Form der Verteilungskurven nahezu exakt als die von Gaussfunktionen. Für die höchsten Energieverluste zeigt Bild 9 Anzeichen für Relaxation, also eine Verschiebung des Schwerpunkts in Richtung Symmetrie.

Die frappierende Ähnlichkeit dieser Befunde mit einem Diffusionsprozeß wurde zuerst von Nörenberg diskutiert. Diffusionsvorgänge werden für makroskopische Systeme im Rahmen der statistischen Mechanik beschrieben durch eine Fokker-Planck-Gleichung

$$\frac{\partial P(x, t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (v \cdot P) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} (D \cdot P)$$

für die Wahrscheinlichkeit $P(x, t)$, das System zum Zeitpunkt t mit der Eigenschaft x anzutreffen; v ist der Drift-, D der Diffusionskoeffizient (s. z. B. [3]). Mit konstanten Transportkoeffizienten und der Annahme einer δ -Funktion für $P(0, 0)$ sind die Lösungen Gaussfunktionen

$$P(x, t) = (4\pi Dt)^{-1/2} \exp \left\{ - (x - vt)^2 / 4Dt \right\},$$

bei denen der Mittelwert $\langle x \rangle = vt$ und die Varianz $\sigma_x^2 = 2Dt$ linear mit der Zeit anwachsen. Ein gutes Beispiel bietet die Bewegung Brownscher Teilchen mit konstanter Driftgeschwindigkeit; x steht dann für den Ort [2].

Die Anwendung auf die Elementverteilungen von Bild 9 mit $x \equiv$ Kernladung Z wird durch Bild 10 demonstriert [3, 16]; es handelt sich hier um das gleiche System, allerdings bei einer niedrigeren Einschußenergie. Die im linken Teil enthaltenen Verteilungsfunktionen für drei verschiedene Wechselwirkungszeiten zeigen die diskutierten Eigenschaften, eine starke Verbreiterung sowie eine leichte Verschiebung; die Zeitskala entstammt einem Modell klassischer Trajektorien unter Anpassung der experimentell beobachteten Ablenkfunktion [3, 16]. Die Anpassung an die experimentellen Elementverteilungen liefert dann empirische Werte für die Transportkoeffizienten; die Übereinstimmung der überlagerten Kurven mit den globalen (über alle Energie summierten) Daten ist unter diesen Umständen, wie im rechten Teil gezeigt, perfekt.

Phänomenologische Analysen dieses Typs sind in den letzten Jahren intensiv verfolgt worden und haben zu einer ge-

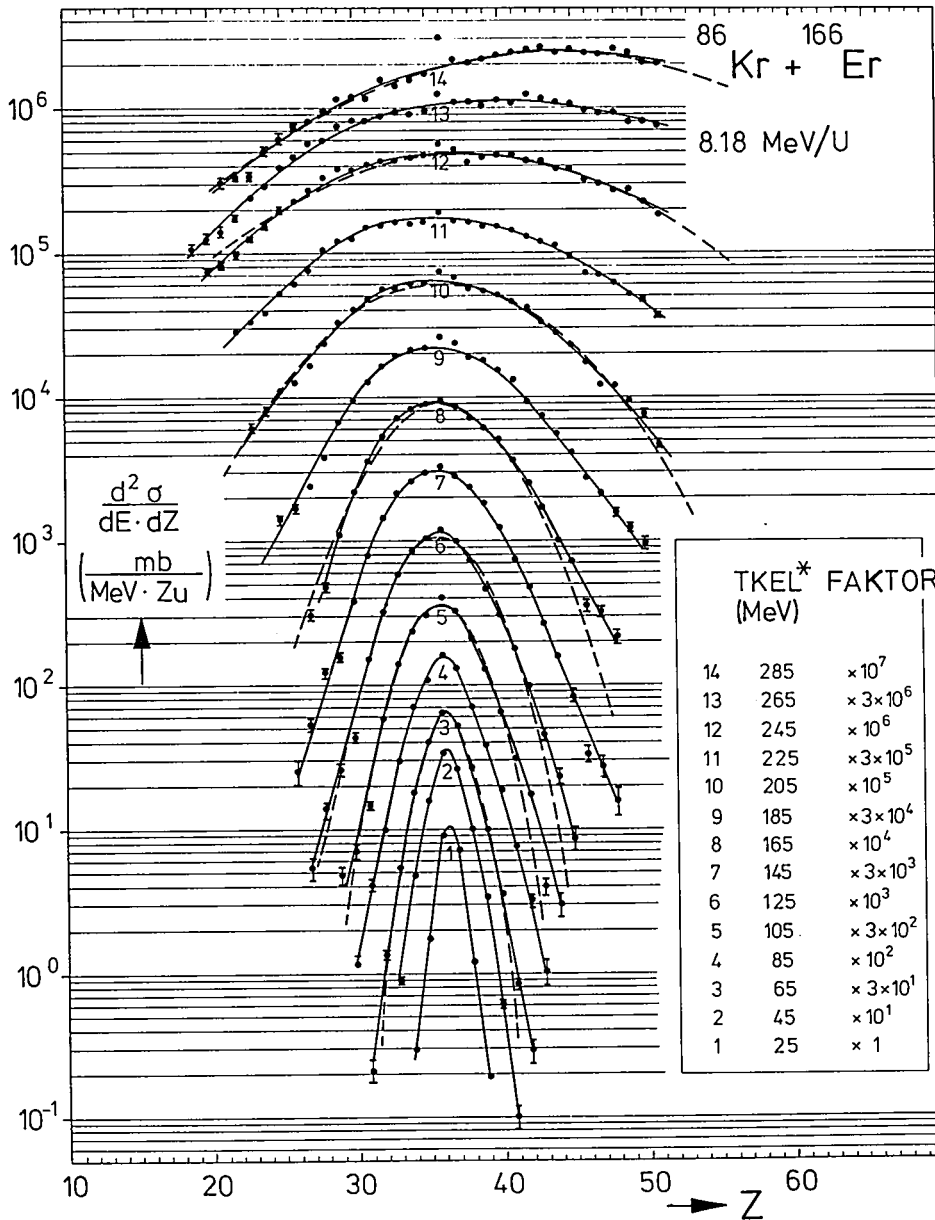
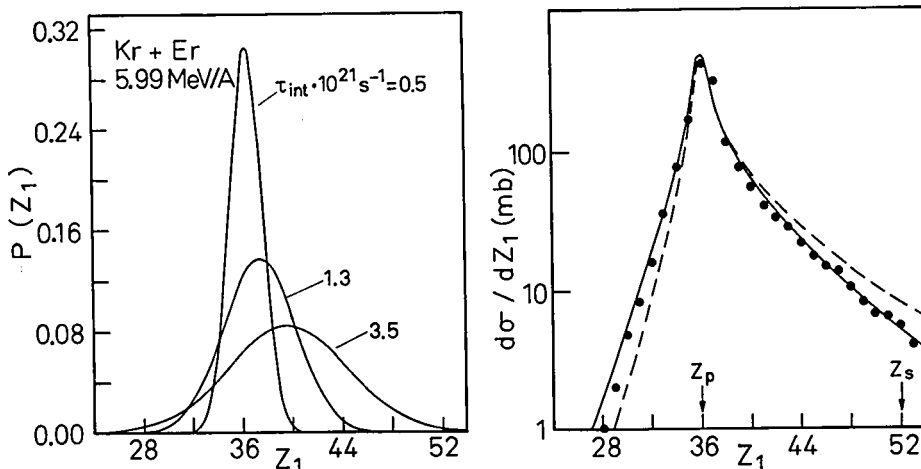


Bild 9. Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte für die Elementverteilungen der projektilähnlichen Reaktionsprodukte im System $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ bei 8,2 MeV/u als Funktion des Energieverlusts TKEL für jeweils 20 MeV weite Intervalle. Die Kurven sind um die angegebenen Faktoren versetzt gezeichnet. Die gestrichelten Linien entsprechen Anpassungen mit Gaussfunktionen (nach [16]).



wissen systematischen Kenntnis der Transportkoeffizienten geführt; so wurden auch Feinheiten wie Energieabhängigkeiten oder Kernstruktureffekte (in der Nähe magischer Nukleonenzahlen) isoliert. Die Stärke des statistischen Modells liegt überwiegend in der Behandlung „langsamer“ Prozesse wie des Nukleon- und des Drehimpulstransfers (s. u.), doch gibt es auch Ansätze zur Beschreibung der Relativbewegung und ihrer Fluktuationen. Darüber hinaus wurden bereits große Fortschritte darin erzielt, das Modell als solches im Rahmen quantenstatistischer Ansätze theoretisch zu begründen, die Gültigkeitsgrenzen zu erkennen und Transportkoeffizienten mikroskopisch zu berechnen; hier ergibt sich gegenwärtig eine Übereinstimmung mit den empirischen Werten innerhalb $\pm 20\%$ (Nörenberg et al.; Weidenmüller et al.; ein Zugang findet sich in [3]).

Transfer von Drehimpuls

Nichtzentrale Stöße sind, wie bereits erwähnt, bei schweren Kernen mit Bahndrehimpulsen bis zu mehreren hundert Einheiten von $\hbar$ verknüpft. Im Rahmen des klassischen Bilds führt eine einseitige Abbremsung der Kerne, also der Einfluß tangentialer Reibungskräfte, nicht nur zu Energieverlust sondern auch zu einer Drehimpuls-Dissipation, d. h. zu einer Konversion von Bahndrehimpuls in Eigendrehimpuls (Spin) der Kerne, der dann senkrecht zur Reaktionsebene ausgerichtet ist; bei gleichen Massen kann maximal der Bruchteil $2/7$ transferiert werden im Grenzfall des „Klebens“ vor dem Wiederaufbruch („volle Relaxation“). Mikroskopisch läßt auch hier der stochastische Charakter, das Zusammenspiel vieler einzelner kleiner unabhängiger Prozesse, starke Fluktuationen (in Größe und Richtung) erwarten.

Experimentell ist ein großer Eigendrehimpuls der Kerne in der Emission von Gammastrahlung aus den Reaktionsprodukten zugänglich. Die hohe, bis zu jeweils 100 – 200 MeV reichende Anregungsenergie der rotierenden Fragmente wird zunächst überwiegend durch die Verdampfung von (nur wenig Drehimpuls

Bild 10. Elementverteilungen für die projektilähnlichen Reaktionsprodukte des Systems $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ bei 6,0 MeV/u nach dem statistischen Modell, aufgeschlüsselt nach verschiedenen Wechselwirkungszeiten (links) und aufsummiert (rechts). Die Punkte bezeichnen die experimentellen Daten. Die Werte für die angepaßten Transportkoeffizienten, umgerechnet auf A statt Z, betragen $D_{AA} = 1,9 \cdot 10^{-22} \text{ s}$ und $v_A = 0,3 \cdot 10^{-22} \text{ s}$ (nach [3, 16]).

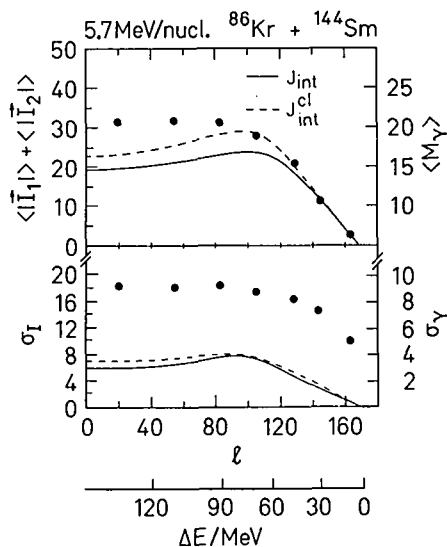


Bild 11. Erstes und zweites Moment der γ -Multiplizitäts- und der daraus deduzierten Drehimpulsverteilung der beiden Reaktionsprodukte im System $^{86}\text{Kr} + ^{144}\text{Sm}$ bei 5,7 MeV/u als Funktion des Energieverlusts (hier als ΔE statt TKEL bezeichnet) und des daraus deduzierten Eingangs-Bahndrehimpulses l . Die Linien sind Rechnungen nach dem statistischen Modell (nach [18]).

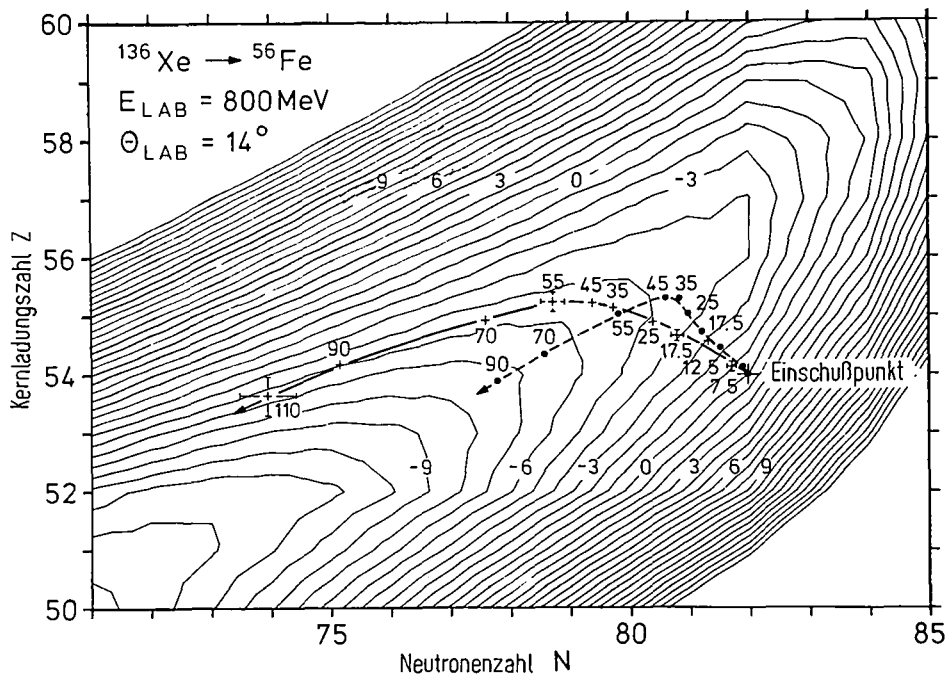


Bild 12. Entwicklung des Schwerpunkts der Xe-ähnlichen Reaktionsprodukte in der N-Z-Ebene als Funktion der Anregungsenergie (eingetragene Zahlen in MeV) im System $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$ bei 5,9 MeV/u. Die durchgezogene Linie verbindet die direkten Meßwerte; die gestrichelte zeigt den hier hauptsächlich interessierenden ursprünglichen Verlauf vor Abdampfung von Neutronen. Das Höhenliniendiagramm entspricht der Potentialfläche des gemeinsamen Systems (nach [21]).

forttragenden) Neutronen abgebaut. Erst dann folgt der Abbau des Drehimpulses in Form einer Kaskade vieler γ -Quanten, vorzugsweise als elektrische Quadrupolstrahlung mit $2\hbar$ pro Quant. Die mittlere γ -Multiplizität $\langle M_Y \rangle$ ist so ein (allerdings sehr modell- und kernstrukturabhängiges) Maß für die Summe der mittleren (ursprünglich vorhandenen) Drehimpulse $\langle |I_1| \rangle + \langle |I_2| \rangle$ der beiden Fragmente und damit für die Drehimpulsdissipation.

Bild 11 zeigt als Beispiel für eine solche Koinzidenzmessung Resultate für das System $^{86}\text{Kr} + ^{144}\text{Sm}$ [18]; die genannten Größen und die Standardabweichungen ihrer Verteilungen sind als Funktion des beobachteten Energieverlusts ΔE aufgetragen, eine Umrechnung auf den eingebrachten Bahndrehimpuls (im Bild klassischer Trajektorien ohne Fluktuationen) ist ebenfalls angegeben. Der anfängliche Anstieg ist plausibel: je größer der Energieverlust, umso länger die Kontaktzeit, umso mehr Drehimpuls wird dissipiert. Der Sättigungsbereich wird als Überlagerung kleiner ausgerichteter Komponenten (l klein) mit großen fluktuierenden Komponenten (Zeit groß) interpretiert. Das statistische Modell (eingezeichnete Linien) beschreibt die Mittelwerte qualitativ, unterschätzt aber den Plateaubereich (trotz der Annahme voller Relaxation für $l \leq 100$), vor allem aber die Varianzen. Dieser Sachverhalt wird generell beobachtet.

Einen ganz anderen Zugang bieten Messungen der („sequentiellen“) Spaltung eines der beiden Reaktionsprodukte nach der Kollision [19]. Hier existieren dann drei Fragmente; der Grad ihrer Koplanarität ist ein (wiederum modellabhängiges) Maß für den ausgerichteten Teil des Drehimpulses. Exklusive Experimente dieser Art sind entsprechend aufwendig und auf die früher erwähnten großflächigen Detektoren angewiesen [6]. Alle bisherigen Daten zeigen starke Ausrichtungen auch noch für sehr große Energieverluste, ein weiterer Hinweis auf Unvollständigkeiten des bisher diskutierten Bilds.

Messungen der Zirkularpolarisation der emittierten Gammastrahlung (durch Comptonstreuung an magnetisiertem Eisen) sind sogar auf die Polarisation der Reaktionsprodukte, also das Vorzeichen der Ausrichtung und damit den Drehsinn der Rotation empfindlich. Mit diesem Verfahren ist es in einigen Fällen gelungen, den erwarteten Vorzeichenwechsel für Trajektorien mit positiven und solchen mit negativen Streuwinkeln (vergleiche Bild 8) wirklich experimentell nachzuweisen [20].

Die Anfangsphase der Kollision

In einem asymmetrischen Kollisionssystem ist das Proton-zu-Neutron-Verhältnis von Projektil- und Targetkern im all-

gemeinen verschieden. Da nur wenige Nukleonen für einen vollständigen Ausgleich dieses Verhältnisses transferiert werden müssen, ist die Beobachtung der Entwicklung des Ausgleichs (auch hier bezüglich Mittelwerts und Fluktuationen) auf kurze Wechselwirkungszeiten, d. h. die Anfangsphase der Reaktion empfindlich. Experimentell ergibt sich eine besonders saubere Situation dann, wenn sowohl für benachbarte Elemente wie für benachbarte Massen eine vollständige Trennung erzielt wird. Bild 12 zeigt als eines der wenigen bisherigen Beispiele dieser Art Daten für das System $^{136}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$, die mit Hilfe des großen GSI-Magnetspektrometers gewonnen wurden [21].

Das Resultat ist eindeutig: Der hier aufgetragene Schwerpunkt der projektilähnlichen Reaktionsprodukte in der N-Z-Ebene als Funktion des Energieverlusts, d. h. der Kontaktzeit, verläuft entlang des Gradienten der gemeinsamen Potentialfläche des Kollisionssystems, gleicht also zunächst N/Z aus, bevor eine Drift in Richtung Massensymmetrie beginnt. Über den verfügbaren Phasenraum hinaus mögen in gewissen Systemen auch andere Einflüsse, wie die Behinderung des Protonentransfers durch die Coulombbarriere oder eine den Neutronentransfer begünstigende Anreicherung von Neutronen, in den Schwänzen der Kerndichteverteilung eine gewisse Rolle spielen („neutronenreicher Fluß“ [22]); der Einfluß von Kor-

relations- und Struktureffekten ist ebenfalls Gegenstand gegenwärtiger Untersuchungen (s. z. B. Hinweise auf α -Transfer aus $^{238}_{92}\text{U}$ [22]). Die Fluktuationen in diesem Freiheitsgrad geben bisher kein endgültig klares Bild und sollen daher hier nicht weiter diskutiert werden.

Für die Diskussion sonstiger theoretischer Beschreibungen verweisen wir abschließend erneut auf [3]: die Anregung kollektiver Zustände als weiterer (gerade in der Anfangsphase bedeutsamer) Mechanismus für die Energiedissipation (experimentell bisher ungeklärt); die zeitabhängige Hartree-Fock-Theorie (TDHF), welche — im Sinne des Kernschalenmodells — die Einteilchenbewegung im selbstkonsistenten, durch die übrigen Nukleonen generierten zeitabhängigen mittleren Feld behandelt, Schwerionen-Kollisionen damit letztlich (parameterfrei) auf die effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zurückführt, in der gegenwärtigen Form jedoch nur Mittelwerte und keine Fluktuationen beschreibt; Versuche, Reibungsmechanismen und Nukleonen-transfer miteinander zu verbinden. Es ist zu hoffen, daß die verschiedenen Ansätze letztlich zu einem einheitlichen Bild von „Relaxationsvorgängen in Quantensystemen“ verschmolzen werden können. Die bisher kaum mögliche Variation der Zeitskala durch Übergang zu höheren Relativenergien ist in diesem Zusammenhang von größtem Interesse.

Synthese sehr schwerer Kerne in dissipativen Stößen

Ist der Transfer vieler Nukleonen in dissipativen Stößen eine Alternative zur Fusion, schwere Elemente im Bereich $Z \geq 100$ zu erzeugen? Wir beschränken die Diskussion auf den (vermutlich günstigsten) Extremfall — das System $^{238}_{92}\text{U} + ^{238}_{92}\text{U}$. Die Kernladungsverteilung der Reaktionsprodukte, integriert über alle Energien, ist in Bild 13 aufgetragen; sie entstammt einer inklusiven Messung mit einer Ionisationskammer [23] (vergl. auch radiochemische Resultate [24]). Statt Symmetrie um $Z = 92$ ergibt sich eine sehr starke Asymmetrie, die aus der Überlagerung offenbar mehrerer Komponenten resultiert. Ihre Deutung ist nahelegend: (I) elastisch oder quasielastisch gestreute Kerne um $Z = 92$; (II) Reaktionsprodukte der dissipativen Stöße im Bereich $70 \leq Z \leq 90$, die als linke Hälfte einer ursprünglich um $Z = 92$ symmetrischen Gauss-ähnlichen Verteilung überleben, während ihre schweren Partner im Bereich $94 \leq Z \leq 114$ wegen der wesentlich niedrigeren Spaltbarrieren in zwei Spaltfragmente zerfallen; (III) Spaltfragmente für $Z \leq 70$, die aus (II) und (etwa

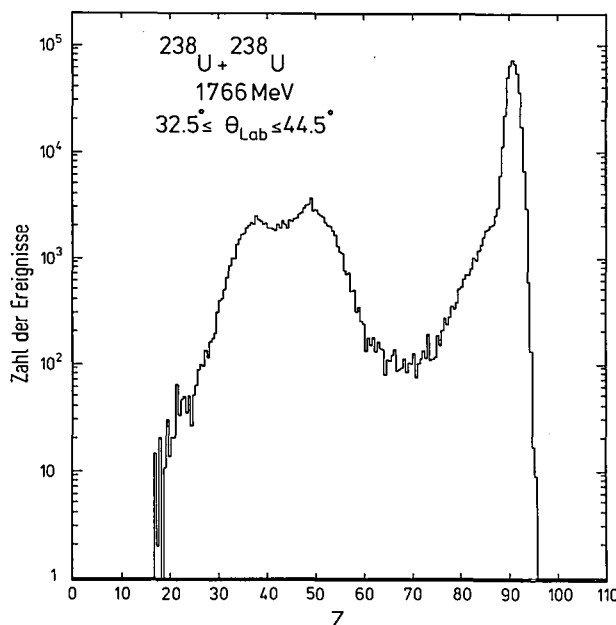


Bild 13. Häufigkeitsverteilung der Reaktionsprodukte des Systems $^{238}_{92}\text{U} + ^{238}_{92}\text{U}$ bei 7,4 MeV/u, integriert über alle kinetischen Energien, als Funktion der Kernladungszahl Z (nach [23]).

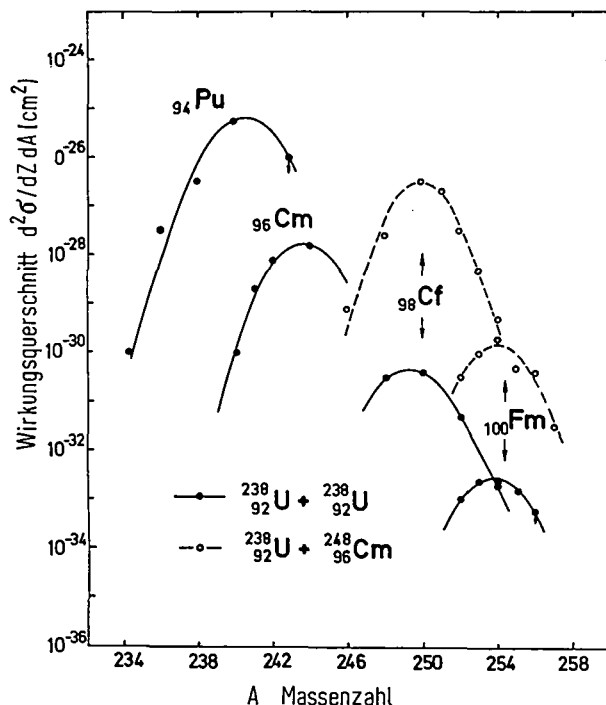


Bild 14. Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Transuranen in den Reaktionen $^{238}_{92}\text{U} + ^{238}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U} + ^{248}_{96}\text{Cm}$ bei 7,4 MeV/u (zusammengestellt nach Daten aus [24]).

zur Hälfte) dem Zerfall beider uranähnlichen Kerne herrühren. Aus einer genaueren Analyse dieser Reaktion ergibt sich ein ungewöhnlich großer Nukleonen-Diffusionskoeffizient, also — für vorgegebenen Transfer — eine besonders niedrige Anregungsenergie der gebildeten Kerne. Dennoch ist der Abfall der Elementausbeuten im Bereich $Z > 92$ überaus steil.

Bild 14 demonstriert diesen Sachverhalt noch quantitativer [24]. Die hier aufgetragenen Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung verschiedener Transurane einschließlich ihrer Isotopenverteilungen wurden mit sehr empfindlichen kernchemischen Methoden gewonnen. Ihre Werte

liegen in der Tat wesentlich über denen anderer Kollisionspartner. Der Abfall verläuft jedoch mit 8 Größenordnungen von ^{94}Pu bis ^{100}Fm so steil, daß bisher kein Element jenseits ^{101}Md (im Fall des $^{248}_{96}\text{Cm}$ Targets [24]) in dissipativen Stößen identifiziert werden konnte.

Das Dilemma ist offensichtlich. Der Transfer vieler Nukleonen erfordert große Kontaktzeiten, ist daher gleichbedeutend mit starkem Energieverlust, hohem Drehimpuls-Transfer, der Entwicklung starker Kerndeformationen — sämtlich Eigenschaften, die den Anforderungen der Synthese solch „brüchiger“ Kerne diametral zuwiderlaufen. Diese Synthese zehrt daher nicht von den Mittelwerten

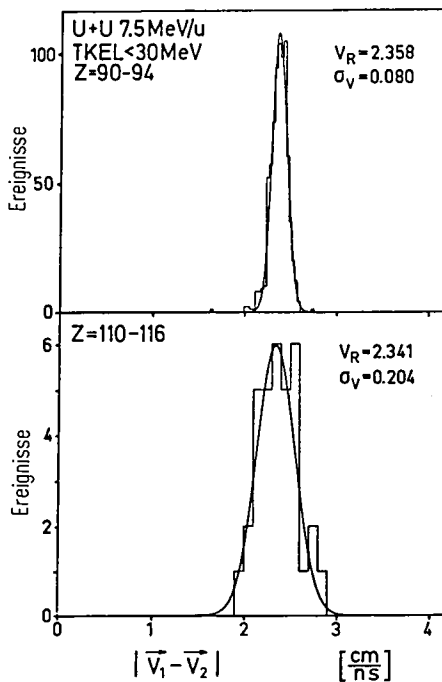


Bild 15. Häufigkeitsverteilung der Relativgeschwindigkeit $v_R = |v_1 - v_2|$ der Spaltfragmente im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ bei 7,5 MeV/u für spaltende Kerne mit $Z = 90 - 94$ bzw. $110 - 116$, identifiziert durch die jeweiligen nichtspaltenden Partnerkerne mit $Z = 90 - 94$ bzw. $68 - 74$ (nach [25]).

der Variablen, sondern allein von der Stärke ihrer Fluktuationen: von der sehr kleinen Wahrscheinlichkeit, mit der gelegentlich ein nahezu kalter, kaum rotierender und kaum deformierter Kern mit dennoch großem Massenzuwachs entsteht. Die Elementausbeuten von Bild 14 können auf der Basis der gemessenen Fluktuationen und empirischer Werte für die Spaltwahrscheinlichkeit quantitativ reproduziert werden [23, 24]. Dies hat Extrapolationen in den Bereich um $Z = 114$ ermutigt, in dem seit langem eine durch abgeschlossene Nukleonenschalen bedingte „Insel der Stabilität“ vermutet wird. Abhängig vom (unsicheren) Grad dieser Stabilität ergeben sich durchaus beobachtbare Wirkungsquerschnitte. Alle experimentellen Bemühungen [24] verliefen zwar bisher ohne Resultat, doch scheinen (insbesondere im Bereich kurzer Halbwertszeiten) noch keineswegs alle Möglichkeiten ausgereizt.

Ist es denkbar, zumindest gewisse Eigenschaften solch extremer Kerne auch durch Ausnutzung der (um Größenordnungen häufigeren) Mittelwerte der Variablen zu untersuchen? Eine vollständige Erfassung der Reaktionsdynamik erfordert dann exklusive Messungen von Dreikörperzerfällen: die Identifikation leichter überlebender Reaktionsprodukte im Bereich $Z = 70$ in Koinzidenz mit den beiden Spaltfragmenten der zugehörigen in-

stabilen Partnerkerne im Bereich $Z = 114$. Die bisher vorliegenden Ergebnisse [25], gewonnen mit den bereits erwähnten großflächigen Detektoren [5, 6], zeigen in der Tat „Resonanzen“ in einem mehrdimensionalen Dalitz-ähnlichen Diagramm, also die Bildung definierter Zwischenkerne.

Bild 15 enthält die Evidenz in vereinfachter (allerdings unvollständiger) Form: als Häufigkeitsverteilung der Relativgeschwindigkeit v_R der Spaltfragmente, wobei $v_R = |v_1 - v_2| = (2E_t/\mu)^{1/2}$ (E_t Zerfallsenergie der Spaltung, μ reduzierte Masse). Lage und Breite der Verteilung im oberen Teil entsprechen quantitativ den bekannten Eigenschaften von Kernen der Uranumgebung, die eine Spaltbarriere von etwa 6 MeV besitzen. Die Verteilung der Elemente um $Z = 114$ im unteren Teil ist jedoch ebenfalls wohldefiniert; insbesondere ist auch sie unabhängig von sämtlichen übrigen Variablen. Diese Abwesenheit jeglicher detektierbarer Einflüsse von seiten des dritten Reaktionsprodukts ergibt direkt (über seine Mindestentfernung zum Spaltzeitpunkt) eine untere Grenze der Lebensdauer der spaltenden Zwischenkerne von $\tau \geq 10^{-20}$ s — um einen Faktor 2–3 länger, als nach TDHF-Rechnungen zu erwarten. Andere noch nicht verstandene Merkwürdigkeiten der Spalteigenschaften dieser Kerne finden sich in [25].

Solche Untersuchungen an den Grenzen der Kernstabilität stehen erst am Beginn und können in mehrfacher Weise weiterentwickelt werden. Sie sind ein kleiner Teil des großen Gesamtprogramms vieler Gruppen, die die zentralen Fragen dieses Gebiets verfolgen — das Verständnis der Grenzen selbst, aber auch der Reaktionen, die zu ihnen führen.

Literatur

- [1] In Anlehnung an D. Scott, Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Berkeley (1980)
- [2] Brix, P., Physik in unserer Zeit 9, 133 (1978)
- [3] Nörenberg W., u. H. A. Weidenmüller, Introduction to the Theory of Heavy-Ion Collisions, Lecture Notes in Physics, Springer, Berlin-Heidelberg-New York (1980)
- [4] Stock, R., Physikalische Blätter, 1981 (in Vorber.)
- [5] Sann, H., et al., Nucl. Instr. Meth. 124, 509 (1975)
- [6] v. Harrach, D., u. H. J. Specht, Nucl. Instr. Meth. 164, 477 (1979)
- [7] Glässel, P., D. v. Harrach u. H. J. Specht, Large Electronic Detection Systems, in D. A. Bromley (Edit.), Heavy Ion Science, Plenum, New

York (erscheint 1981) Vol. IV

- [8] Rosner, G., et al., Frühjahrstagung (FT) des Fachausschusses Kernphysik der DPG, Hamburg (1981) 750; Jahresbericht des MPI für Kernphysik, Heidelberg (1980) 84
- [9] Birkelund, J., et al., Phys. Rev. 56, 107 (1979)
- [10] Schmidt, K. H., et al., FT des FA Kernphysik der DPG, Hamburg (1981) 751; Jahresbericht der GSI, Darmstadt (1980); Vorabdruck (erscheint in Z. Physik, 1981)
- [11] Münzenberg, G., et al., FT des FA Kernphysik der DPG, Hamburg (1981) 608; Jahresbericht der GSI, Darmstadt (1980); Vorabdruck (erscheint in Z. Physik, 1981)
- [12] Swiatecki, W. J., Preprint LBL-10911, Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley (1980) (erscheint in Physica Scripta)
- [13] Sann, H., et al., FT des FA Kernphysik der DPG, Hamburg (1981) 750; Jahresbericht der GSI, Darmstadt (1980); GSI-Vorabdruck 81 – 6 (1981)
- [14] Münzenberg, G., et al., Nucl. Instr. Meth. 161, 65 (1979)
- [15] Schröder, W. U., u. J. R. Huizenga, Ann. Rev. Nucl. Sc. 27, 465 (1977)
- [16] Gobbi, A., u. W. Nörenberg, Dissipative Collisions, in R. Bock (Edit.), Heavy Ion Collisions, North-Holland, Amsterdam (1980), Vol. II
- [17] Gross, D. H. E., u. H. Kalinowski, Phys. Rep. 45, 177 (1978)
- [18] Wolschin, G., Nucl. Phys. A316, 146 (1979)
- [19] v. Harrach, D., et al., Phys. Rev. Lett. 42, 1728 (1979); Specht, H. J., in T. Tamura et al. (Edit.), Continuum Spectra of Heavy Ion Reactions, Harwood, Chur-London-New York (1980) 341
- [20] Trautmann, W., et al., Phys. Rev. Lett. 39, 1062 (1977); Trautmann, W., in T. Tamura et al. (Edit.), a. a. O. 115
- [21] Busch, F., et al., Jahresbericht der GSI, Darmstadt (1980)
- [22] Essel, H., et al., Phys. Lett. 81B, 161 (1979); Beier, G., et al., FT des FA Kernphysik der DPG, Hamburg (1981) 610
- [23] Freiesleben, H., et al., Phys. Rev. Lett. 39, 1065 (1977) und Z. Physik A292, 171 (1979)
- [24] Schädel, M., et al., Phys. Rev. Lett. 41, 469 (1978); Kratz, J. V., et al., FT des FA Kernphysik der DPG, Hamburg (1981) 663; Jahresbericht der GSI, Darmstadt (1980)
- [25] Glässel, P., et al., Phys. Rev. Lett. 43, 1483 (1979); Glässel, P., et al. (unveröffentlicht)