

KfK 2919  
März 1980

**Die Fragmenteigenschaften  
bei der Spaltung von  $^{237}\text{Np}$   
mit schnellen Neutronen —  
eine experimentelle  
Untersuchung zur  
Spaltungsdynamik**

A. A. Naqvi  
Institut für Angewandte Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Angewandte Kernphysik

KfK 2919

Die Fragmenteigenschaften bei der Spaltung von  $^{237}\text{Np}$   
mit schnellen Neutronen - eine experimentelle  
Untersuchung zur Spaltungsdynamik

A.A. Naqvi

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

---

\*von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe  
genehmigte Dissertation.

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

## ZUSAMMENFASSUNG

Die Eigenschaften der Spaltfragmente wie Massenverteilung, Verteilung der kinetischen Energie oder der Zahl der prompt emittierten Spaltneutronen als Funktion der Fragmentmasse können zur Beschreibung des Szissionspunkts verwendet werden. Dieses Experiment erlaubt erstmals, diese Größen für neutroneninduzierte Spaltung im MeV-Bereich zu untersuchen. Auf diese Weise läßt sich der Einfluß der Anregungsenergie bei der Sattelpunktsdeformation des spaltenden Systems studieren. Neutronen mit Energien von 0,8 und 5,5 MeV wurden am gepulsten Van de Graaff-Beschleuniger in Karlsruhe erzeugt. Die kinetischen Energien und Geschwindigkeiten korrelierter Fragmente wurden mit Halbleiterzählern und mit Hilfe der Flugzeittechnik bestimmt.

Die experimentell gemessenen Verteilungen der Fragmenteneigenschaften wurden mit einem neuen Modell von Wilkins et al. verglichen, in welchem nur eine relativ schwache Kopplung zwischen den inneren und den kollektiven Freiheitsgraden angenommen wird. Für die meisten Ergebnisse ergibt sich zumindest qualitativ eine Übereinstimmung mit dem Modell.

Fragment Properties in the Fission of  $^{237}\text{Np}$  with Fast  
Neutrons - an Experimental Investigation of Fission Dynamics

ABSTRACT

Fission fragment properties such as mass distribution, kinetic energy distribution or number of prompt emitted neutrons as a function of fragment mass can be used to characterize the scission point configuration. The present experiment allows for the first time to investigate these quantities for neutron induced fission in the MeV range. In this way the influence of excitation energy of the saddle point deformation of the fissioning system ( $^{237}\text{Np} + n$ ) can be studied. Neutrons with energies of 0.8 and 5.5 MeV were produced by the Karlsruhe pulsed 3 MV Van de Graaff accelerator. Kinetic energies and velocities of correlated fragments were determined by solid state detectors using the time-of-flight technique.

The experimentally determined distributions of fragment properties were compared to a recent model suggested by Wilkins et al. which assumes only relatively weak coupling between internal and collective degrees of freedom. At least qualitative agreement is found for most of the results.

## INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
1. EINLEITUNG	1
2. EXPERIMENTELLER AUFBAU	6
2.1 Meßprinzip	6
2.2 Mechanischer Aufbau	9
2.3 Spaltproben	13
2.4 Neutronenerzeugung	14
2.5 Elektronik	16
2.6 Datenaufnahme	19
2.7 Detektoren	26
3. MESSUNG	28
3.1 Organisation und Durchführung des Experiments	28
3.2 Bestimmung des Energieverlusts der Fragmente in der Probe	30
4. AUSWERTUNG	35
4.1 (2E)-Auswertung	35
4.2 Ergebnisse und Diskussion der (2E)-Auswertung	37
4.3 (2E,2V)-Auswertung	42
4.4 Korrekturen an der Energiegleichung	49
4.5 Experimentelle Auflösung	52
5. ERGEBNISSE DER (2E,2V)-AUSWERTUNG	53
5.1 Kinetische Energien und Geschwindigkeiten der Spaltfragmente	53
5.2 Massenverteilung	55
5.3 Die kinetischen Energien als Funktion der Fragmentmasse	61
5.4 Neutronenemission	63
5.5 Varianzen und Mittelwerte	69
5.6 Fehlerrechnung	73
6. DISKUSSION	75
6.1 Massenverteilung und Massenasymmetrie	77
6.2 Verteilung der totalen kinetischen Energie	78
6.3 Die Zahl der prompt emittierten Spaltneutronen als Funktion der Fragmentmasse	79

	<u>Seite</u>
7. ZUSAMMENFASSUNG	81
8. LITERATUR	83
ANHANG: Numerische Ergebnisse der vorliegenden Arbeit	86



## 1. EINLEITUNG

Die Kernspaltung nimmt unter den Kernreaktionen aufgrund der großen freigesetzten Energie und des in hohem Maße kollektiven Charakters eine Sonderstellung ein. In den mehr als 4 Jahrzehnten seit der Entdeckung durch Hahn und Strassmann (1) ist es weder gelungen, die Kernspaltung theoretisch befriedigend zu beschreiben, noch die einzelnen Phasen des Spaltvorganges experimentell vollständig zu erfassen. Der erste Erfolg zur quantitativen Beschreibung der Kernspaltung gelang Bohr und Wheeler (2) mit dem Tröpfchenmodell, das den Kern analog zu einem inkompressiblen Flüssigkeitstropfen beschreibt. Da die Kernkräfte der Nukleonen an der Kernoberfläche nur teilweise abgesättigt werden, bildet sich eine Oberflächenspannung aus, die einer durch die Coulombabstoßung bedingten Deformation das Gleichgewicht hält. Dieses einfache Modell gestattet zwar die Berechnung der Deformationsenergie in Abhängigkeit von der Deformation und beschreibt die Höhe der Spaltbarriere, kann jedoch die asymmetrische Massenaufteilung bei der Spaltung nicht erklären.

Die entscheidende Verbesserung gelang Strutinsky (3) durch Berücksichtigung von Schaleneffekten. Mit der aus diesem Modell resultierenden, doppelhöckerigen Spaltbarriere gelang die Erklärung einer Reihe von experimentellen Beobachtungen wie z.B. die Häufung von Resonanzgruppen bei Unterschwellenspaltung (4) und das Auftreten von Spaltisomeren (5). Einen direkten Hinweis auf die Existenz eines zweiten Minimums stellt die Beobachtung von Rotationsniveaus dar, deren Abstand auf eine für das zweite Minimum typische Deformation führt (6). Insgesamt scheint mit der Berücksichtigung von Schalenkorrekturen die theoretische Beschreibung des spaltenden Kerns in der Umgebung der Sattelpunkte in Übereinstimmung mit den experimentellen Informationen zu sein. Dies wird nicht zuletzt durch den relativ langsamen Ablauf dieser Reaktionsphase begünstigt, da in diesem Fall ein statisches Modell ausreicht.

Die Situation ändert sich jedoch nach Passieren des Sattelpunkts. Die restliche Deformation bis zum Szissionspunkt verläuft sehr schnell, und es ist daher zu erwarten, daß dynamische Effekte

nicht vernachlässigt werden dürfen. Für lange Zeit wurde zur Beschreibung dieses Problems von zwei entgegengesetzten Näherungen Gebrauch gemacht, dem adiabatischen und dem statistischen Modell. Diese beiden Modelle unterscheiden sich in der Annahme über die Stärke der Kopplung zwischen den kollektiven Freiheitsgraden und den Teilchenfreiheitsgraden.

Das adiabatische Modell (7) enthält die Annahme, daß während der Deformation vom Sattel- zum Szissionspunkt nur eine schwache Kopplung zwischen den kollektiven und den Teilchenfreiheitsgraden besteht. Das bedeutet, daß die kollektive Bewegung im Vergleich zur Teilchenbewegung genügend langsam abläuft, so daß die Teilchenfreiheitsgrade auf die Deformation reagieren können. Als Folge davon verbleibt die nach dem Sattelpunkt freiwerdende Deformationsenergie in den kollektiven Freiheitsgraden und erscheint letzten Endes als kinetische Energie der Fragmente.

Im Gegensatz dazu geht das statistische Modell (8) von einer starken Kopplung zwischen Teilchenfreiheitsgraden und kollektiven Freiheitsgraden aus. Dadurch geht ein großer Teil der Deformationsenergie in die innere Anregung des Systems, eine Erscheinung, die bildlich als Kernreibung bezeichnet wird. In diesem Fall wird man eine größere Anregungsenergie der Fragmente beobachten.

Diese beiden Modelle stellen die denkbaren, extremen Positionen dar, zwischen denen noch ein weites Feld von Möglichkeiten besteht. Im Abschnitt 6 wird auf das Modell von Wilkins, Steinberg und Chasman (9) ausführlicher eingegangen. Versucht man nun, die Gültigkeit der verschiedenen Modelle experimentell zu prüfen, so ist man darauf angewiesen, aus den Fragmenteigenschaften Rückschlüsse auf den Szissionspunkt zu ziehen. Relevante Fragmenteigenschaften sind vor allem die Häufigkeit der Fragmentmasse  $Y(A)$ , die Verteilung der kinetischen Energie  $E_{kin}(A)$  sowie die Verteilung der Anregungsenergie auf die verschiedenen Fragmente, die hauptsächlich durch die Zahl der

abgedampften Neutronen gekennzeichnet ist. Für eine Beurteilung der theoretischen Vorhersagen reicht es nicht aus, diese Größen für eine einzige Anregungsenergie des Compoundkerns zu bestimmen. Es ist vielmehr besonders wichtig, die Verhältnisse am Szissionspunkt als Funktion der Anregungsenergie des Compoundkerns und damit in Abhängigkeit von den Zuständen am Sattelpunkt zu untersuchen.

Die Experimente zur Bestimmung der oben angeführten differentiellen Fragmenteigenschaften verlangen einen großen, meßtechnischen Aufwand. Aus Intensitätsgründen beschränkten sich solche Arbeiten bis jetzt überwiegend auf spontan spaltende Kerne oder auf die Spaltung mit thermischen Neutronen. In dieser Arbeit und in den parallel dazu ausgeführten Messungen am  $^{235}\text{U}$  (10) wurden die Fragmenteigenschaften erstmals auch für Spaltung mit Neutronen im MeV-Bereich untersucht. Dies bedeutet, daß die Anregungsenergie am Sattelpunkt um mehrere MeV verändert werden kann.

Der Compoundkern  $^{238}\text{Np}$  ist insofern interessant, als Paareffekte bei diesem doppelt ungeraden Kern nur eine untergeordnete Rolle spielen sollten. Dadurch kann ihr Einfluß auf die Spaltung durch Vergleich mit dem unmittelbar benachbarten gg-Compoundkern  $^{236}\text{U}$  untersucht werden. Außerdem liegt die Spaltschwelle von  $^{237}\text{Np}$  bei 700 keV Neutronenenergie, so daß der Bereich der Spaltschwelle dem Experiment direkt zugänglich ist. Die Abb. 1 zeigt schematisch, wie die Anregungsenergie am Sattelpunkt für die angestrebten Neutronenenergien variiert.

Die in dieser Arbeit untersuchten Anregungsenergien des Compoundkerns am Sattelpunkt von 0.1 und 4.8 MeV entsprechen Neutronenenergien von 0,8 und 5,5 MeV. Zum Vergleich ist in Abb. 1 der Fall von Unterschwellenspaltung mit thermischen Neutronen eingezeichnet. Untersuchungen dazu sind z.Zt. am Hochflußreaktor in Grenoble im Gange (11), allerdings mit einer etwas einfacheren Anordnung.

Die Auslegung des Experiments geschah mit dem Ziel, möglichst viel Information über die Verteilung von kinetischer Energie und Anregungsenergie auf die Spaltfragmente in Abhängigkeit

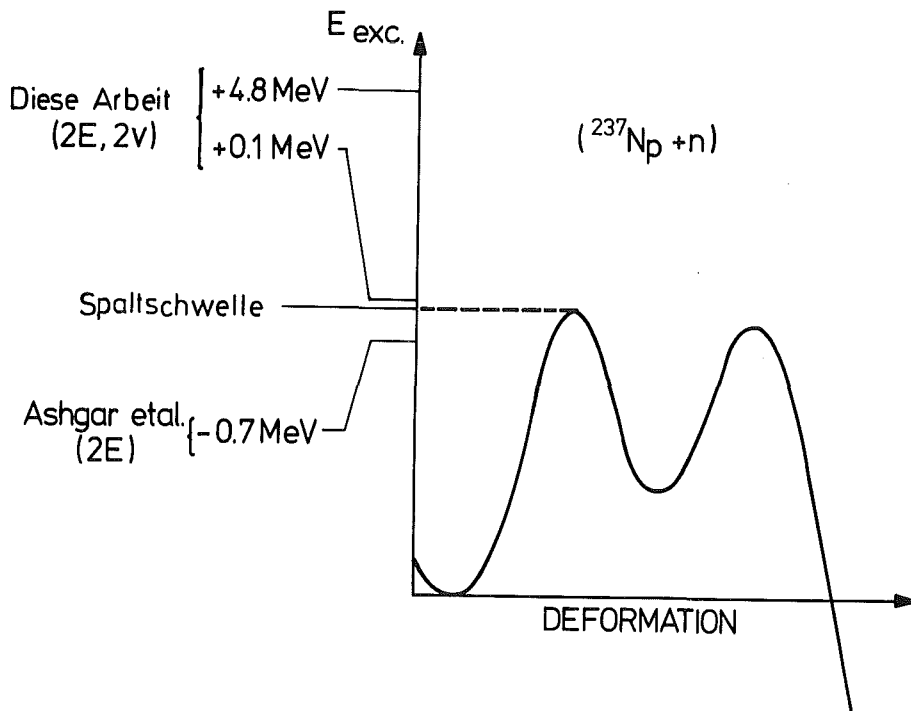


Abb. 1 Schematische Darstellung der Spaltschwelle von  $^{238}\text{Np}$ . Die im Experiment gewählten Neutronenenergien von 0,8 und 5,5 MeV entsprechen Anregungsenergien des Compoundkerns am Sattelpunkt von 0,1 und 4,8 MeV. Ergänzend ist noch der Fall für Unterschwellenspannung mit thermischen Neutronen angedeutet.

von der Fragmentmasse zu erhalten. Während die kinetische Energie mit Hilfe geeicher Detektoren unmittelbar bestimmt werden kann, ist die Anregungsenergie nur indirekt über die bei der Abregung ausgesandten Neutronen und Gammastrahlen nachweisbar. Die gesamte bei der Spaltung freiwerdende Energie, läßt sich schreiben als

$$E_T = E_K + E_\nu + E_\gamma \quad (1)$$

wobei  $E_K$  für die gesamte kinetische Energie steht und  $E_\nu$  bzw.  $E_\gamma$  die mit der Emission von Neutronen und Gammastrahlen verbundene

Anregungsenergie beschreiben. Die gesamte Gammaenergie bei der Spaltung ist meßtechnisch sehr schwierig zu erfassen. Es wird deshalb oft die plausible Annahme eingeführt, daß  $E_\gamma$  im Mittel konstant ist. Da Gammaemission erst nach dem Abdampfen der Neutronen - also unterhalb der Neutronenbindungsenergie - einsetzt, sollte sie in guter Näherung von der ursprünglichen Anregung unabhängig sein. Somit gibt die Zahl der prompten Spaltneutronen ein gutes Maß für die Anregungsenergie der Fragmente am Szissionspunkt.

Formal läßt sich die Zahl der Spaltneutronen schreiben

$$\bar{\nu}_p = E_\nu / (B_n + \bar{\epsilon}) \quad (2)$$

( $B_n$  = Separationsenergie für Neutronen,  $\bar{\epsilon}$  = kinetische Energie der Spaltneutronen). Experimentell ist bekannt, daß sich die mittlere kinetische Energie der Spaltneutronen mit der Anregungsenergie nur sehr wenig ändert. Deshalb ist die mittlere Zahl der prompten Spaltneutronen direkt mit der Fragmentanregung verknüpft. Es gibt damit drei Größen, die mit dem vorliegenden Experiment zur Charakterisierung des Szissionspunktes erfaßt werden sollen

- die Massenverteilung der Fragmente,
- die Verteilung der kinetischen Energie als Funktion der Fragmentmasse,
- die Zahl der prompten Spaltneutronen als Funktion der Fragmentmasse.

## 2. EXPERIMENTELLER AUFBAU

### 2.1 Meßprinzip

Die am Ende des ersten Abschnitts definierte Aufgabe des Experiments kann durch die Bestimmung der Fragmentmassen vor und nach Neutronenabdampfung gelöst werden:

Am Szissionspunkt teilt sich der Kern mit der Masse  $A$  in zwei Fragmente mit den Massen  $A_{1,2}^*$ . Im folgenden beschreiben mit einem (\*) gekennzeichnete Symbole die jeweiligen Größen vor Neutronenabdampfung. Aufgrund der Coulombabstoßung fliegen diese Fragmente in entgegengesetzte Richtungen mit den Geschwindigkeiten  $v_{1,2}^*$  auseinander. Aus Impulserhaltung ( $A_1^* v_1^* = A_2^* v_2^*$ ) und Massenerhaltung ( $A_1^* + A_2^* = A_C$ ) ergibt sich eine Beziehung zwischen den Größen  $v_1^*$  und  $A_1^*$ . Bereits am Anfang der Bahn emittieren die Fragmente Neutronen und ändern damit Richtung und Geschwindigkeit. Da jedoch die Winkelverteilung der Neutronen im Schwerpunktsystem isotrop ist, tritt bei den Fragmenten im Mittel keine Änderung der Geschwindigkeit auf. Für alle Betrachtungen, bei denen über eine größere Anzahl von Ereignissen gemittelt wird, darf also die Fragmentgeschwindigkeit vor und nach Neutronenabdampfung gleichgesetzt werden ( $v_i^* = v_i$ ).

Die Fragmentmassen vor Neutronenabdampfung erhält man dann aus der folgenden Beziehung:

$$A_{1,2}^* = \frac{v_{2,1}}{v_1 + v_2} A_C \quad (3)$$

$v_1$  und  $v_2$  sind die experimentell gemessenen Fragmentgeschwindigkeiten.

Die Fragmentmassen nach Neutronenabdampfung ergeben sich unmittelbar aus der Gleichung für die kinetische Energie

$$A_{1,2} = \frac{2 E_{1,2}}{v_{1,2}^2} \quad (4)$$

Damit folgt für die Zahl der emittierten Spaltneutronen

$$v(A_{1,2}^*) = \frac{A_{1,2}^* - A_{1,2}}{m_n} \quad (5)$$

mit  $m_n$  als Neutronenmasse.

Zur Bestimmung der für den Szissionspunkt charakteristischen Größen ist es demnach erforderlich, jeweils die kinetischen Energien und die Geschwindigkeiten korrelierter Spaltfragmente zu messen.

Wegen der meßtechnischen Schwierigkeit solcher Experimente wurde bei den bis jetzt publizierten Arbeiten auf die Bestimmung der Geschwindigkeit ganz oder teilweise verzichtet. Für das System ( $^{237}\text{Np}+n$ ) gibt es ausschließlich Messungen, in denen lediglich die kinetischen Energien erfaßt wurden, sogenannte 2E-Experimente. Wegen der Spaltschwelle von  $^{237}\text{Np}$  bei einer Neutronenenergie von  $\sim 700$  keV ist der Spaltquerschnitt bei thermischen Energien nur 24 mb, so daß die experimentellen Spaltraten trotz der an Reaktoren verfügbaren, hohen Flüsse relativ klein sind. Die einzige Arbeit dieser Art bei thermischen Energien wurde von Asghar et al. (11) am HFR in Grenoble durchgeführt. Für Neutronenenergien oberhalb der Schwelle ist zwar der Spaltquerschnitt  $\lesssim 1$  b, dafür sind jedoch die an Beschleunigern erreichbaren Flüsse von schnellen Neutronen um einige Größenordnungen kleiner als im thermischen Bereich, so daß die experimentellen Probleme vergleichbar sind.

Im Energiebereich von 0,7 bis 5,4 MeV gibt es eine 2E-Messung von Kuzminov et al. (12). In dieser Art von Messungen werden nur die Impulshöhen von korrelierten Spaltfragmenten erfaßt. Dies hat den Vorteil, daß man die Detektoren sehr nahe an die Spaltprobe heranbringen und so einen großen Raumwinkelbereich ausnutzen kann. Aus der Umrechnung der Impulshöhen in Fragmentenergien (siehe Abschn. 4.1) läßt sich die Verteilung der kinetischen Energien bestimmen. Mit Hilfe der Impuls- und Massenerhaltung kann man außerdem wegen  $v_i^* = v_i$  die Fragmentmassen vor Neutronenabdampfung aus den Energien berechnen und daraus Massenverteilungen ableiten. Grundsätzlich sind in 2E-Messungen jedoch keine Angaben über die Zahl der emittierten Neutronen möglich. Außerdem ist wegen

der begrenzten Energieauflösung auch die Massenauflösung unbefriedigend.

Messungen, bei denen mindestens eine oder auch beide Fragmentgeschwindigkeiten erfaßt wurden, gibt es vorwiegend für die thermische Spaltung von  $^{235}\text{U}$  (Spaltquerschnitt 590 b für  $E_n = 1/40$  eV) und für die Spontanspaltung von  $^{252}\text{Cf}$  (14), da in diesen Fällen Zählratenprobleme sekundär sind. Shiraishi et al. (15) und Derengowski et al. (16) haben für ( $^{235}\text{U} + n$ ) ein (2E,1v)-Experiment durchgeführt, indem sie mit einem Zähler nahe an der Spaltprobe den Startzeitpunkt des komplementären Fragments festlegten und dessen Geschwindigkeit über eine ca. 1 m lange Flugstrecke bestimmten. Auf diese Weise ist es möglich, mit Hilfe der gemessenen Energien einen mittleren Wert für die zweite Geschwindigkeit festzulegen. Die durch Neutronenemission bedingte Streuung dieser simulierten Geschwindigkeit begrenzt jedoch grundsätzlich die experimentelle Massenauflösung auf etwa 5 %.

Diese Schwierigkeit kann man mit einem (2E,2v)-Experiment vermeiden. Aus dieser Information lassen sich dann alle interessierenden Verteilungen (Masse, kinetische Energie, Zahl der emittierten Neutronen) als Funktion der Fragmentmasse in der eingangs skizzierten Form bestimmen. Andritsopoulos (17) erreichte trotz einer relativ schlechten Zeitauflösung von 3,5 ns mit Hilfe langer Flugwege von 170 bzw. 367 cm eine Massenauflösung von 2 %. Die Festlegung des Zeitpunkts, zu dem die Fragmente entstehen, erfordert in (2E,2v)-Experimenten in der Regel einen zusätzlichen, sog. Zeit-Null-Detektor. Fraser und Milton (18) und Andritsopoulos (17) verwendeten dafür eine parallel zur Spaltprobe gespannte Plastikfolie, aus der die Fragmente beim Durchqueren Elektronen herausschlagen. Diese werden über ein elektrisches Feld abgesaugt und mit Plastiksintillatoren nachgewiesen. Dabei nimmt man den Energieverlust der Fragmente in der Folie in Kauf, der sich als zusätzliche Unsicherheit bei der Massenbestimmung bemerkbar macht und vor allem die Festlegung von  $\bar{v}(A^*)$  beeinträchtigt.

Von der eingangs formulierten Fragestellung her war es trotz der zu erwartenden Zählratenprobleme das Ziel dieser Arbeit,



ein (2E,2 $\gamma$ )-Experiment aufzubauen, mit dem auch der Bereich schneller Neutronen bis zur Schwelle der (n,nf)-Reaktionen untersucht werden kann. Nach Überschreiten dieser Schwelle ist dann das Compoundsystem nicht mehr eindeutig definiert. Da unter den gegebenen Umständen die Flugwege ca. 40 cm nicht übersteigen durften, wurde versucht, die Zeitauflösung zu optimieren. Mit Hilfe des schnell gepulsten Karlsruher Van de Graaff Beschleunigers war es möglich, auf den Zeit-Null-Detektor ganz zu verzichten und die entsprechende Zeitinformation direkt aus den nur <500 ps breiten Beschleunigerpulsen abzuleiten. Mit der Zeitauflösung der verwendeten Halbleiterzähler von  $\sim 200$  ps wurde so eine Gesamtzeitauflösung von 500 ps möglich. Bei 40 cm Flugweg läßt sich daraus nach Gleichung (3) eine Massenauflösung von  $\sim 3$  % abschätzen. Dieser Wert ist im Vergleich zu den Verhältnissen bei der thermischen Spaltung von  $^{235}\text{U}$  durchaus zufriedenstellend, wenn man die um einen Faktor  $10^3 - 10^4$  kleineren Spaltraten in Rechnung stellt.

## 2.2 Mechanischer Aufbau

Der mechanische Aufbau des Experiments besteht aus 4 Teilen: einer zentralen Kammer, in der das Neutronentarget und die Spaltprobe untergebracht sind, den Flugstrecken für die Spaltfragmente, den Detektoren und der Vakuumversorgung. Die wichtigsten Teile sind in Abb. 2 schematisch dargestellt. Der gepulste Protonenstrahl des Beschleunigers durchläuft vor dem Neutronentarget zwei zylindrische Pick-up Elektroden, die in ihren Dimensionen den Abmessungen der Strahlimpulse angepaßt sind. Dadurch geben die induzierten Signale ein Maß für die Breite der Strahlimpulse. Eines dieser Signale wird ständig von einem Rechner überwacht, der bei Überschreiten eines vorgegebenen Grenzwertes die Datenaufnahme unterbricht und das Pulsungssystem neu abstimmt. Aus dem zweiten Pick-up Signal wird ein START-Signal generiert, das als Zeitmarke für die Flugzeitmessung der Spaltfragmente verwendet wird.

Danach trifft der Ionenstrahl auf das Neutronentarget; die zur Neutronenproduktion verwendeten Reaktionen sind in Abschnitt

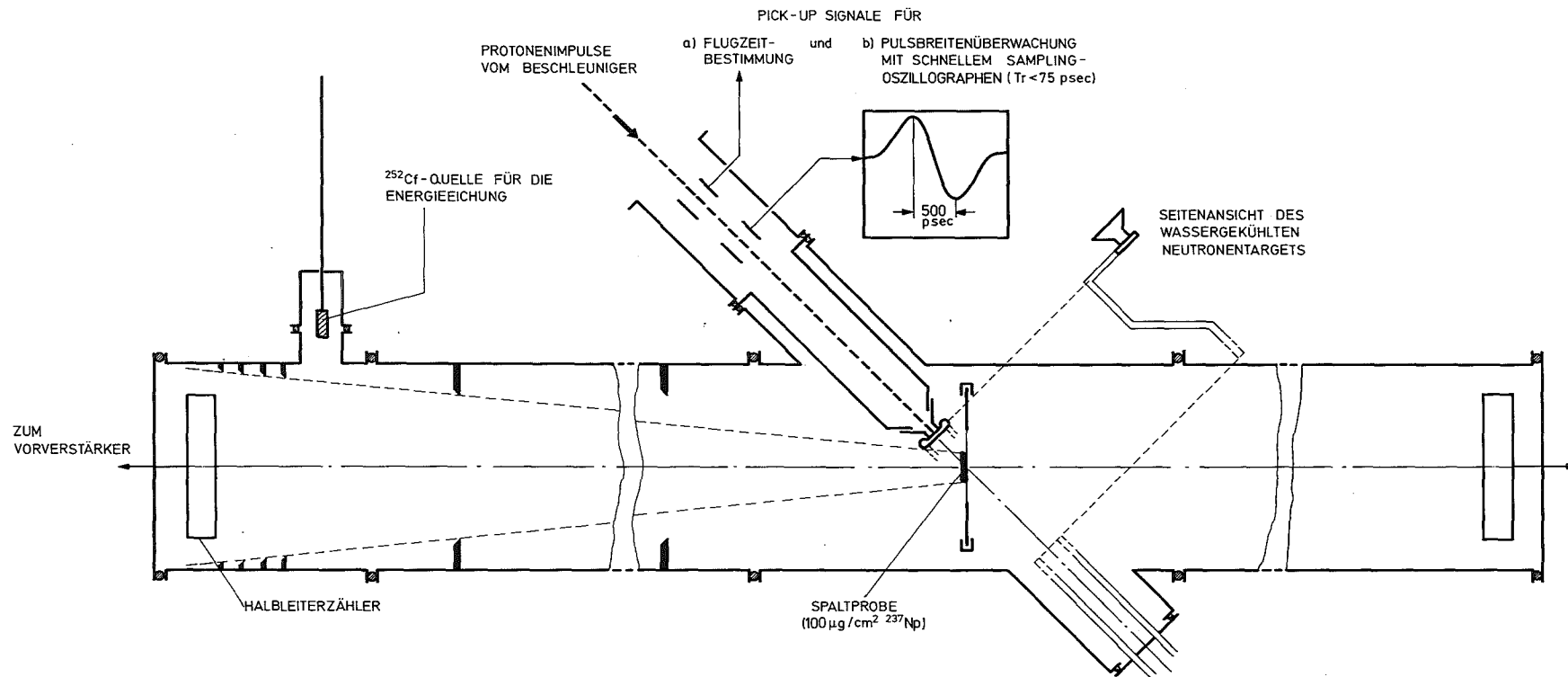


Abb. 2 Schematische Skizze des Versuchsaufbaus. Zur Optimierung der Spaltrate wurde das Neutronentarget in das Vakuumsystem des Experiments integriert.

2.4 beschrieben. In 15 mm Abstand vom Target befindet sich in der Mitte der zentralen Kammer die Spaltprobe, die unter einem Winkel von  $45^\circ$  zum Protonenstrahl angeordnet ist. Die senkrecht aus der Probe austretenden Spaltfragmente durchlaufen dann die Flugstrecken bis zu den Halbleiterzählern. Die Flugrohre sind mit einer Reihe von Blenden ausgerüstet, um an den Wänden gestreute Spaltfragmente zu unterdrücken. Das Vakuum in den Flugstrecken von  $<10^{-5}$  Torr war so gut, daß Streuung der Fragmente am Restgas vernachlässigt werden konnte. Der entsprechende Energieverlust war in jedem Fall  $<1$  keV.

Im linken Teil der Abb. 2 ist die an einer Schiebedurchführung montierte  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle zur Energieeichung der Detektoren dargestellt. (Beide Flugrohre sind übrigens völlig symmetrisch aufgebaut). Die durch Selftransfer hergestellten  $^{252}\text{Cf}$ -Präparate hatten eine Aktivität von  $4 \times 10^4$  Spontanspaltungen pro Minute. Während der Eichmessung, d.h. im eingefahrenen Zustand betrug ihr Abstand zum Detektor 105 mm.

Weitere Details des mechanischen Aufbaus, insbesondere die Optimierung der Geometrie zwischen Neutronentarget und Spaltprobe im Hinblick auf Zeitauflösung und Raumwinkel sind in Ref. (19) beschrieben. Besonders erwähnt werden im folgenden nur die seither vorgenommenen Verbesserungen:

a) Zeitauflösung - Mit der rechnergesteuerten Überwachung und Regelung der Pulsbreite des Beschleunigers war es möglich, auch über die relativ langen Meßzeiten dieses Experiments die Zeitunschärfe des Beschleunigerstrahls auf weniger als 500 ps zu reduzieren. Eine gewisse Zeitunschärfe durch Laufzeiteffekte wegen der leicht verschiedenen Neutronenenergien zwischen Target und Probe sowie die elektronische Zeitauflösung eingerechnet ergab sich eine gesamte Zeitauflösung von 500 ps. Nach den Erfahrungen der Testmessungen (19) war es somit möglich, den maximalen Flugweg von 80 auf 37,5 cm zu verkleinern und mit nur je einem Detektor pro Flugstrecke auszukommen. Dadurch wurde die Übersichtlichkeit und Zuverlässigkeit des Experiments deutlich verbessert.

b) Targetkühlung - Ursprünglich wurde das Target mit einem über die Stirnseite geführten Wasserfilm von 1 mm Dicke gekühlt. Diese Konstruktion hatte den Nachteil, daß alle in Vorwärtsrichtung emittierten Neutronen diese Wasserschicht durchqueren mußten. Durch Streuung am Wasserstoff ergaben sich zum Teil so starke Energieänderungen, daß das Neutronenspektrum spürbar gestört und zu kleinen Energien hin verzerrt wurde. Dieser Effekt konnte mit der neuen, in Abb. 3 gezeigten Konstruktion praktisch vollständig vermieden werden. Das Wasser zirkuliert jetzt nur noch in einem äußeren Ring und kühlt das Target durch Wärmeleitung über die 0,5 mm dicke Kupferwand. Messungen mit einem Thermoelement zeigten, daß die Targettemperatur auf diese Weise immer unter 40°C gehalten werden konnte.

c) Schiebedurchführungen für die Detektoren - Wie bereits erwähnt, wird das vom Beschleunigerstrahl abgeleitete Pick-up Signal

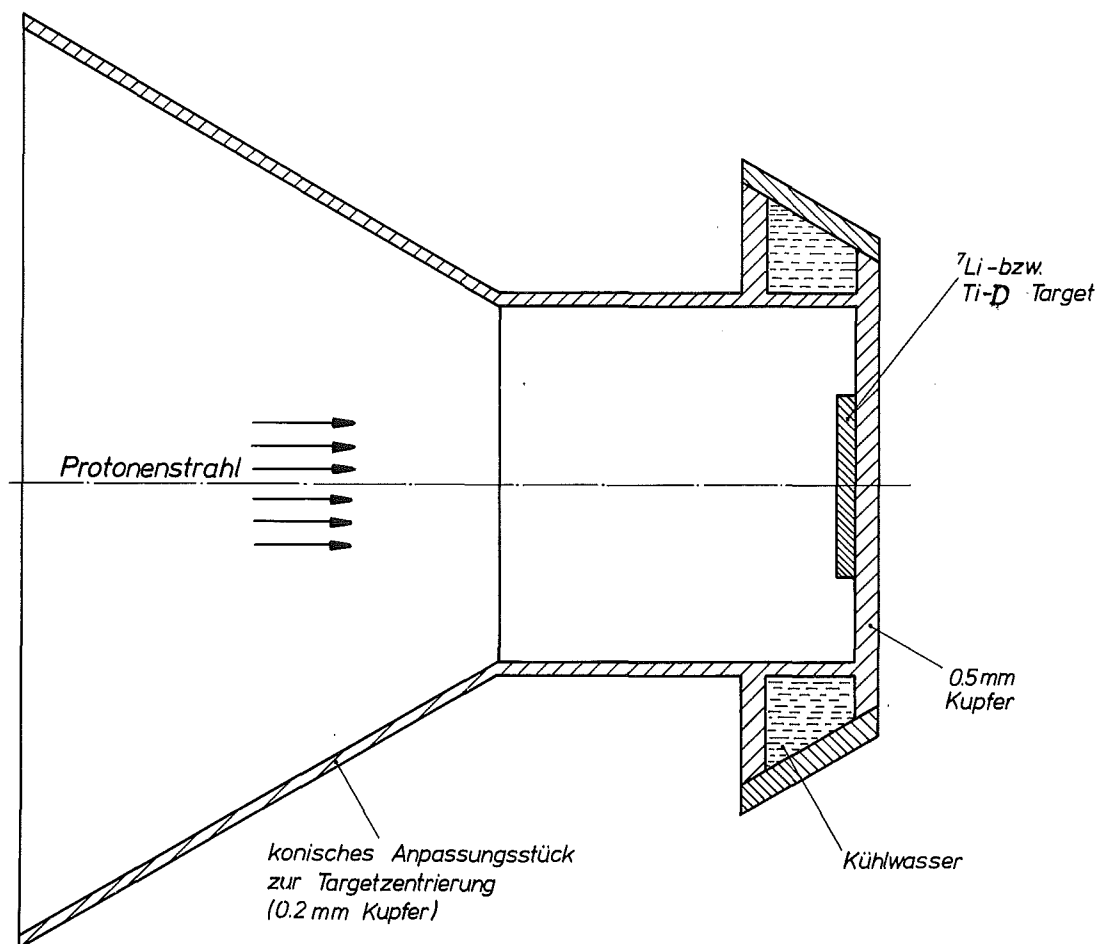


Abb. 3: Ausführung des massearmen, wassergekühlten Neutronentargets.

als relative Zeitmarke für die Flugzeitmessung der Fragmente verwendet. Der Zeitnullpunkt des Spektrums muß jedoch durch Wiederholung der Messung bei verschiedenen Flugwegen festgelegt werden. Dazu war es früher notwendig, das System zu belüften, die Flugrohre abzubauen und den Flansch mit den Detektoren entsprechend zu versetzen. Die Testmessungen zeigten jedoch, daß dieser häufige Wechsel eine über längere Zeit stabile und reproduzierbare Arbeitsweise der Detektoren, wie sie für diese Art Messungen unabdingbar ist, nicht zuließ. Deshalb wurde, ähnlich wie für die  $^{252}\text{Cf}$ -Quellen, eine Schiebedurchführung für die Detektoren konstruiert, die es ermöglichte, die Flugwege in genau reproduzierbaren Schritten zu verändern, ohne das System zu belüften. Gleichzeitig wurde eine Wasserkühlung in diese Schiebedurchführung integriert, womit der Betrieb der Detektoren entscheidend verbessert werden konnte (siehe Abschnitt 2.7). Diese Konstruktion erbrachte eine erhebliche Arbeitserleichterung und Zeitersparnis.

d) Berücksichtigung der Kinematik - Bei höheren Neutronenenergien wird die kollineare Flugrichtung der beiden Spaltfragmente durch den Impuls des Neutrons gestört, das die Spaltung auslöst. Während dies bei einer Neutronenenergie  $< 1$  MeV, bei der die Vorexperimente durchgeführt wurden, noch vernachlässigbar ist, wird dieser Effekt bei der in dieser Arbeit ebenfalls verwendeten Energie von 5,5 MeV bereits spürbar. Beim längsten verwendeten Flugweg von 37,5 cm beträgt die Abweichung von der Kollinearität ca. 5 mm und beeinträchtigt damit bei einem effektiven Detektordurchmesser von 34 mm die Koinzidenzrate zwischen den Detektoren. Deshalb wurde eines der Flugrohre drehbar gelagert und mit einem elastischen Balg an die Zentralkammer angeflanscht. Auf diese Weise konnte es mit Hilfe einer Mikrometerschraube jeweils um den entsprechenden Winkel geschwenkt werden.

### 2.3 Spaltproben

Für die Herstellung der Spaltproben stand  $\text{NpO}_2$  zur Verfügung, das zu 99,95 % in  $^{237}\text{Np}$  angereichert war. Die Isotopenzusammensetzung ist in Tabelle 1 wiedergegeben. Da die Homogenität der Probe eine wesentliche Voraussetzung für eine gute experimentelle

Tabelle 1: Die Isotopenzusammensetzung der Spaltproben

Isotop	$^{237}\text{Np}$	$^{238}\text{Pu}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{240}\text{Pu}$	U	Th
Anteil in at. %	99.52	<0.081	<0.015	<0.002	<0.1	<0.02

Energieauflösung ist, wurde die Probe in bewährter Weise im Technologischen Labor der Universität München durch Aufdampfen auf eine  $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  dicke Trägerfolie aus Kohlenstoff hergestellt. Die  $\text{NpO}_2$ -Schicht hatte eine Dicke von  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  auf einer Fläche von  $10 \times 14 \text{ mm}$ . Diese Proben sind robust genug, so daß sie problemlos gehandhabt werden können. Die Dicke der Trägerfolie und der spaltbaren Schicht waren so gewählt, daß sowohl der Energieverlust als auch die Fragmentstreuung in der Probe klein genug waren, um die systematischen Unsicherheiten in tolerablen Grenzen zu halten. Die mit den  $^{252}\text{Cf}$ -Quellen vorgenommenen Energieverlustmessungen (siehe Abschnitt 3.2) bestätigten mit  $28 \pm 2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  sehr genau die vom Hersteller angegebene Dicke der Trägerfolie.

#### 2.4 Neutronenerzeugung

Entsprechend der in der Einleitung formulierten Absicht, die Eigenschaften der Fragmente bei der Spaltung von  $^{237}\text{Np}$  nahe an der Spaltschwelle und bei hoher Anregungsenergie knapp unterhalb der Schwelle für die (n,nf)-Reaktionen zu messen, wurden dafür Neutronenenergien bei 800 und 5500 keV gewählt. Die Neutronenenergie wurde mit Hilfe der Flugzeitmethode mit einem Detektor gemessen, der in größerem Abstand zum Neutronentarget in Vorwärtsrichtung ( $0^\circ$  relativ zum Protonenstrahl) angebracht war.

Für die niedrigere Energie von 800 keV wurden Neutronen über die  $^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion erzeugt. Bei dieser Energie entsteht bereits über die Bevölkerung des ersten angeregten Zustandes im  $^7\text{Li}$  eine zweite Neutronengruppe entsprechend niedrigerer Energie.

In diesem Experiment ist dieser Anteil jedoch vernachlässigbar, da er einmal relativ klein ist (3 %) und zum anderen bei der entsprechenden Energie von 350 keV auch der Spaltquerschnitt von  $^{237}\text{Np}$  noch 10 mal kleiner ist als bei 800 keV. Um eine möglichst hohe Ausbeute zu erreichen, wird eine Schicht aus metallischem Li auf das in Abb. 3 gezeigte Target aufgedampft. Die Schichtdicke entsprach einem Energieverlust von  $\sim 80$  keV für die Protonenenergie von 2,57 MeV. Zur Bestimmung der Neutronenenergie wurde in diesem Fall ein  $^6\text{Li}$ -Glas Detektor von 5 mm Dicke und  $\sim 1$  ns Zeitauflösung in einem Abstand von 1 m vom Target verwendet. Das so gemessene Spektrum von  $810 \pm 40$  keV mußte aufgrund der Reaktionskinematik noch in der in Ref. (19) beschriebenen Weise auf die Verhältnisse an der Spaltprobe umgerechnet werden. Man findet dann als endgültigen Wert für die niedrigere Neutronenenergie:  $E_n = 800 \pm 50$  keV.

Für die höhere Energie von 5,5 MeV mußte wegen der begrenzten Maximalspannung des Beschleunigers von 3 MV eine exotherme Reaktion zur Neutronenproduktion verwendet werden. Am besten geeignet war dafür die  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion mit einer Deuteronenenergie von 2,5 MeV. Das Target bestand aus einer  $2,6$  mg/cm<sup>2</sup> dicken Titanschicht, die im Vakuum mit Deuterium im Verhältnis 1:1 beladen wurde. Für den Nachweis der Neutronen wurde nun ein Flüssigszintillationsdetektor (NE 213) mit einem Flugweg von 4,5 m eingesetzt, dessen Zeitauflösung  $\lesssim 1$  ns war. Da bei dieser Reaktion die Neutronenintensität sehr viel stärker in Vorwärtsrichtung konzentriert ist als bei der  $^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion stimmt die unter  $0^\circ$  gemessene Energieverteilung mit dem Spektrum am Ort der Spaltprobe praktisch überein ( $E_n = 5500 \pm 250$  keV).

Bei einem mittleren Protonenstrom von  $30 \mu\text{A}$  lassen sich aus den bekannten Reaktionsquerschnitten für Neutronenerzeugung und Spaltung für die Experimentgeometrie die in der Probe induzierten Spaltraten abschätzen. Man findet  $80 \text{ s}^{-1}$  für  $E_n = 800 \pm 50$  keV und  $40 \text{ s}^{-1}$  für  $E_n = 5500 \pm 250$  keV. Dies entspricht einer Koinzidenzzählrate von 200 bzw.  $100 \text{ h}^{-1}$  bei einem Abstand von 40 cm zwischen Spaltprobe und Halbleiterzählern.

## 2.5 Elektronik

Abb. 4 stellt das Schaltbild der im Experiment verwendeten Elektronik dar. Diese ist für beide Detektoren identisch.

Die Signale von den Halbleiterzählern werden zunächst in einer Splitterschaltung aufgeteilt. Dabei wird das Signal für die Zeitbestimmung unter sorgfältiger Anpassung des Wellenwiderstandes induktiv ausgekoppelt. Um Dämpfungsverluste klein zu halten, wurden möglichst kurze Kabel verwendet, nämlich ca. 1 m vom Halbleiterzähler zum Splitter. Die beiden Vorverstärker waren direkt am Splitter angeschlossen. Es handelte sich dabei um einen ladungsempfindlichen Vorverstärker, in dem das Signal zur Energieanalyse integriert und geformt wurde und um einen schnellen Verstärker mit einer Bandbreite von 5 MHz bis 1,5 GHz, mit dem die Anstiegszeit des nadelförmigen Signals von ca. 4 ns als genaue Zeitinformation erhalten blieb.

Nach Durchlaufen der Vorverstärker werden die Signale aus der Experimentierhalle über etwa 30 m lange Kabel der eigentlichen Elektronik zugeleitet, die in einen Energiezweig und einen Zeitzweig unterteilt werden kann. Die langsamen, integrierten Signale, welche die Energieinformation enthalten, werden in einem Spektroskopieverstärker weiter aufbereitet und dann über eine Torschaltung dem Analog-zu-Digital-Konverter (ADC) zugeführt. Die Torschaltung stellt eine Verbindung mit dem Zeitzweig dar und gestattet die Elimination unerwünschter Störsignale (siehe unten).

Die schnellen Signale werden unmittelbar in einem Constant Fraction Discriminator (CFD) verarbeitet und dort in zeitgenaue, logische Signale umgewandelt. Diese erreichen über die unten beschriebene Zwischenstufe zur Unterdrückung von Störsignalen den START-Eingang des Zeit-zu-Impulshöhen-Konverters (TPHC). Das entsprechende STOP-Signal ist das in den Pick-up Elektroden erzeugte Zeitsignal für das Eintreffen der Beschleunigerpulse am Target. Der TPHC wandelt die Zeitdifferenz zwischen START und STOP in ein Analogsignal um, das als relative Flugzeit im ADC codiert wird.



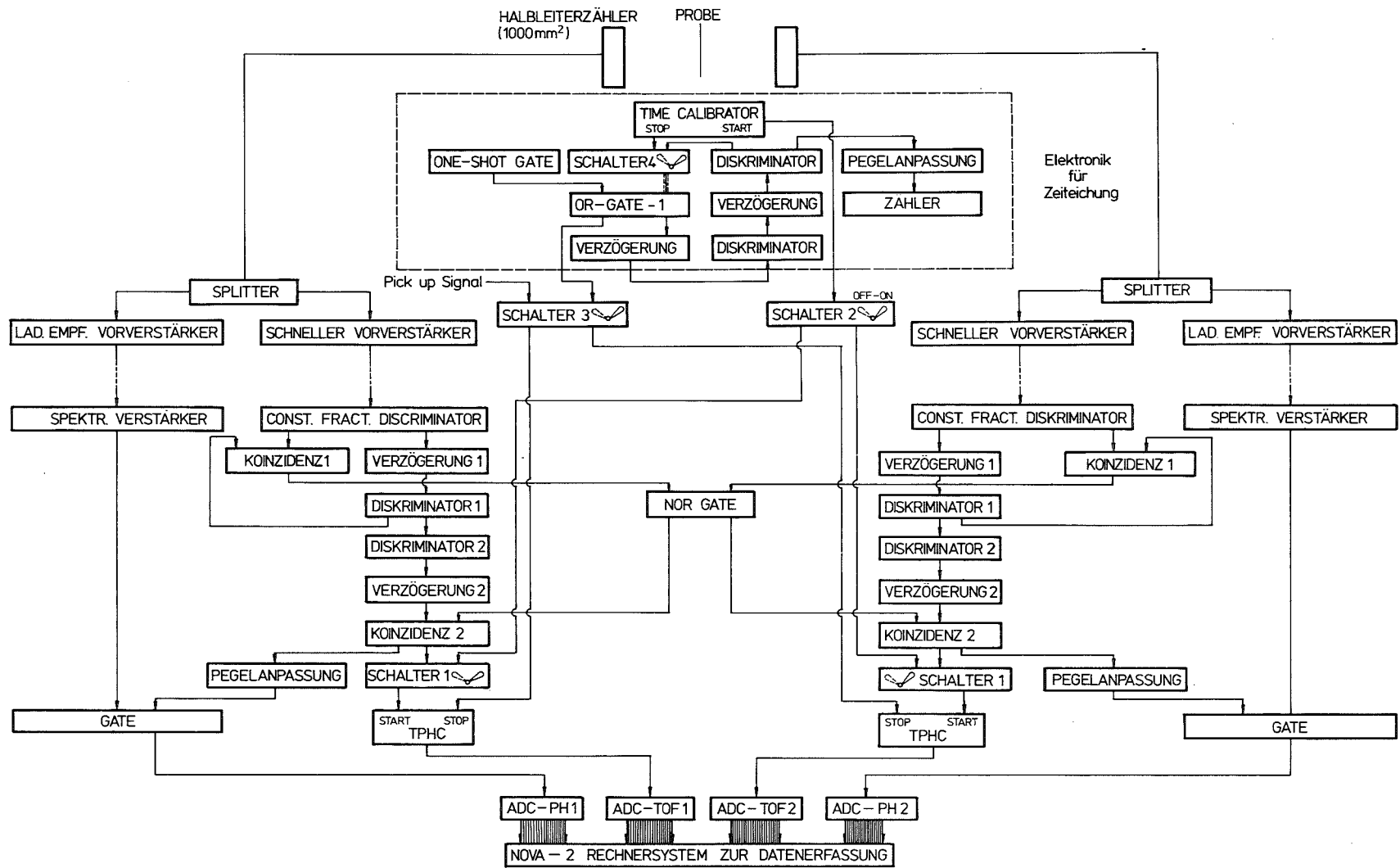


Abb. 4 Blockschaltbild der verwendeten Elektronik

Neben den von Spaltereignissen im Halbleiterzähler herrührenden Signalen werden allerdings aufgrund der hohen Empfindlichkeit im Detektorkreis auch hochfrequente Störsignale eingekoppelt. Dabei handelt es sich zum Teil um einen periodischen Untergrund von 10 MHz aus dem Pulsungssystem des Beschleunigers, der jedoch durch sorgfältige Abschirmung auf eine vernachlässigbare Amplitude reduziert werden konnte. Unangenehmer waren dagegen Störsignale, die hauptsächlich durch Schaltvorgänge ausgelöst wurden und statistisch verteilt etwa alle 10 sec als schnell oszillierende Impulsgruppen von ca. 50-100 ns Dauer und einer Periode von ca. 10 ns auftraten. Zur Unterdrückung dieser Störsignale wurde am Ausgang des CFD über die verzögerte Koinzidenz 1 abgefragt, ob es sich jeweils um einen Einzelimpuls handelte oder ob innerhalb einer Koinzidenzzeit von 900 ns weitere Signale vorkommen. Bei Mehrfachimpulsen innerhalb dieser Zeit wurden die entsprechenden Ereignisse als Störsignale betrachtet und in Koinzidenz 2 verworfen.

Außer der Unterdrückung von Störsignalen ist im schnellen Zweig noch eine Schaltung für die Eichung der Zeitskala im Flugzeitspektrum integriert. Da es in diesem Experiment auf die zuverlässige Messung sehr kleiner Zeitdifferenzen von  $\sim 20-50$  ps über einen relativ langen Zeitraum hinweg ankommt, ist es unbedingt erforderlich, die Stabilität der entsprechenden Elektronik (TPHC und ADC) in regelmäßigen Abständen zu eichen. Dies wurde mit der in Abb.4 durch die gestrichelte Linie abgegrenzten Elektronik für die Zeiteichung vorgenommen.

Der wichtigste Teil davon ist der Time Calibrator, ein Gerät, das Start und Stop Signale derart erzeugt, daß in einem TPHC ein Spektrum äquidistanter Linien entsteht, wobei der Linienabstand in ps genau festgelegt ist. Wegen der erforderlichen Stabilität und Reproduzierbarkeit dieser Eichung genügte es nicht, den Time Calibrator jeweils an die entsprechenden TPHC's anzuschließen. Vielmehr wurde der Time Calibrator in der Elektronik fest verkabelt und zur Eichung mit den in Abb. 4 als "Schalter" bezeichneten Moduln (Koinzidenzeinheiten mit mechanisch zuschaltbaren Eingängen) angekoppelt. Um eventuelle

Instabilitäten des Time Calibrators selbst zu erkennen, wurde das Stoppsignal durch genau ausgemessene Verzögerungskabel geschickt (zwischen Schalter 4 und OR-GATE 1 angedeutet). Auf diese Weise wurden die Zeiteichspektren um definierte Zeiten gegeneinander verschoben. Das Vermessen der Verzögerungskabel geschah über eine Frequenzbestimmung: Im One-Shot-Gate wurde ein einzelner Impuls erzeugt, der dann innerhalb der Zeiteichungselektronik im Kreis lief. Diese Frequenz wurde durch Einsetzen verschiedener Verzögerungskabel verändert und so der Verzögerungswert der jeweiligen Kabel mit einer Genauigkeit  $< 5$  ps bestimmt.

## 2.6 Datenaufnahme

Die in den ADC's digital codierten Impulshöhen- und Flugzeitsignale der beobachteten Spaltereignisse werden, wie in Abb. 4 angedeutet, in den NOVA2-Rechner übertragen und dort weiterverarbeitet. Dies geschieht mit Hilfe des Datenaufnahmeprogrammes ANALYSER.

Die Struktur dieses Programms wurde durch den begrenzten Speicher des Rechners von 64 K (Bytes) vorgegeben. Da möglichst viel Platz für das Abspeichern der Daten zur Verfügung stehen sollte, mußte das Programm in 16 K untergebracht werden. Dies ist zu wenig für das gesamte Datenaufnahmeprogramm; deshalb wurde ANALYSER aus Programmteilen in Overlay-Form aufgebaut. Das heißt, daß während der Ausführung des Programms dieses nicht vollständig im Rechner resident ist, sondern nach Bedarf in kleinen Blöcken von einer angeschlossenen Magnetplatte abgerufen werden kann.

Für die Auswertung der 4-Parameter-Meßdaten ist es notwendig, alle registrierten Ereignisse einzeln, im LIST-Modus, abzuspeichern. Gleichzeitig braucht man jedoch während der Messung eine Kontrollmöglichkeit über das Experiment. Zu diesem Zweck werden parallel im INKREMENT-Modus von jedem einzelnen Parameter eindimensionale Kontrollspektren erzeugt, die eine rasche und zuverlässige Beurteilung der jeweils einlaufenden Meßdaten erlauben. Darüberhinaus werden außerdem zweidimensionale Kontrollspektren abgespeichert, mit denen die

Korrelationen zwischen zwei Parametern überprüft werden können. Diese Art der Darstellung ist besonders im Hinblick auf eventuell auftretende Untergrundereignisse wichtig, die an der jeweils gestörten Korrelation zwischen verschiedenen Parametern zu erkennen sind. Für alle diese Kontrollspektren wurden 40 K des Rechnerspeichers vorgesehen. Davon sind noch 2 K für zwei Pufferspeicher zur Datenaufnahme im LIST-Mode reserviert. Die eindimensionalen Kontrollspektren wurden in Feldern von je 1 K sortiert. Dazu war es notwendig, die von den ADC's angelieferte und im LIST-Modus ganz übernommene Wortlänge der Flugzeitinformation um einen Faktor 8 zu verkürzen. Da sowohl für koinzidente Ereignisse von beiden Seiten des Flugweges als auch für nichtkoinzidente, unkorrelierte Ereignisse getrennte Kontrollspektren erzeugt wurden, war für die eindimensionalen Spektren ein Speicherplatz von insgesamt 8 K notwendig. Im restlichen Speicherbereich von 30 K wurden die zweidimensionalen Kontrollspektren nach entsprechender Verkürzung der Wortlängen in jeweils 64 x 64 Kanäle großen Matrizen aufaddiert. So wurde z.B. für jeden Detektor die Flugzeit gegen die Impulshöhe dargestellt, und für die korrelierten Fragmente aus koinzidenten Ereignissen wurden außerdem die Spektren Flugzeit-Flugzeit und Impulshöhe-Impulshöhe aufgenommen.

Da die Stabilität des gesamten Experiments während der relativ langen Meßdauer von entscheidender Wichtigkeit war, mußten in regelmäßigen Abständen Eichmessungen durchgeführt werden (siehe Abschnitt 3.1). Für die Aufzeichnung dieser Eichdaten konnte die Datenaufnahme von LIST- auf INKREMENT-Modus umgestellt werden, so daß dann alle Spektren unverkürzt gespeichert wurden. Das Programm ANALYSER wurde in der DGC-Version (Data General Corporation) von FORTRAN-IV programmiert, die sich von der Standardversion durch seine Interrupt-Fähigkeit unterscheidet. Das bedeutet, daß während der Durchführung eines Programms Interrupts empfangen oder erzeugt werden können. Außerdem bietet die DGC-Version die Möglichkeit der Multi-Task-Programmiertechnik, mit deren Hilfe man verschiedene Programmteile parallel ablaufen lassen kann.

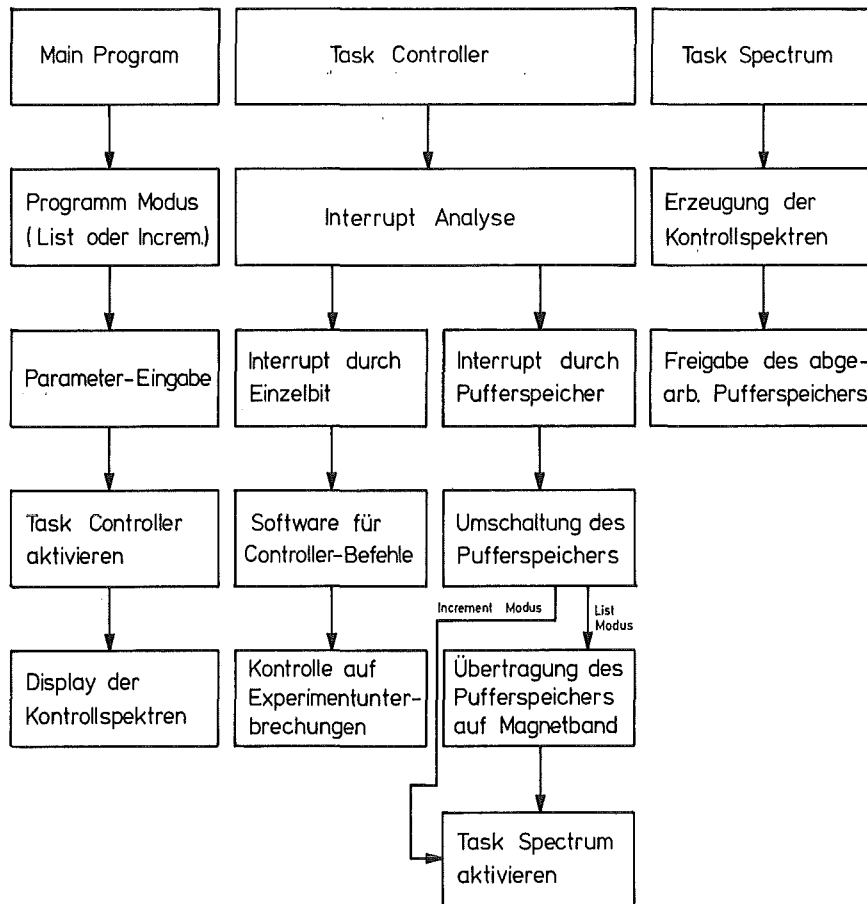


Abb. 5: Struktur des Datenaufnahmeprogramms ANALYZER

ANALYSER besteht aus drei solcher parallel laufender Tasks, dem MAIN-Programm, der Task "Controller" und der Task "Spektrum". Die beiden Tasks werden jeweils durch das Hauptprogramm aktiviert, wie es in dem Organisationsplan der Abb. 5 dargestellt ist. Die Aufgabe des Main-Programms besteht in der Wahl des Programm-Modus (LIST oder INKREMENT), der beim Start des Programms eingegeben wird, sowie in der Aktivierung der Tasks. Während im List-Modus neben der Erzeugung der Kontrollspektren die Daten aus den Pufferbereichen Ereignis für Ereignis auf Magnetband geschrieben werden, wird das Magnetband im INKREMENT-Modus nicht angesprochen. Entsprechend wird beim Dialog zum Start des Programms für den LIST-Modus nach dem File-Namen und der Kennung des Magnetbandes gefragt. Außerdem wird die

Größe des Pufferspeichers festgelegt, der zwischen 128 und 2048 Bytes gewählt werden kann. Bei kleinen Zählraten, wie sie bei den längeren Flugwegen vorkommen, empfiehlt sich ein kleiner Pufferspeicher, da die Kontrollspektren aus den Ereignissen der abgearbeiteten Pufferbereiche gebildet werden und deshalb die einlaufenden Ereignisse schneller in die Kontrollspektren einsortiert werden.

Nach Beendigung des Dialogs zum Starten des Programms läuft dieses automatisch ohne weiteren Eingriff, aktiviert die Task "Controller" und stellt die Kontrollspektren live auf dem Bildschirm dar. Die Task "Controller" analysiert alle Interrupt-Signale und führt die entsprechenden Funktionen durch. Interrupt-Signale können sowohl von den Pufferspeichern ausgehen, als auch von einer externen Einzelbitsteuerung. Diese besteht aus einem 16-Bit-Muster, von dem jedes Bit über eine Taste angesprochen werden kann. Mit dieser Steuerung werden über die Task "Controller" die folgenden Funktionen ermöglicht.

A) Spektrums-Darstellung

- Zwei unabhängige Marker
- Spektrumsdehnung
- Änderung des Ordinatenmaßstabs
- Spektrumsintegration
- Darstellung des Pufferbereichs, sowie der ein- und zweidimensionalen Kontrollspektren.

B) Eingabe/Ausgabe-Funktionen

- Speicher löschen
- Spektren listen
- Datentransfer zwischen zwei der drei Datenträger (Rechnerspeicher, Magnetplatte und Magnetband)
- Spektren plotten.

Über eine weitere Leitung dieser Einzelbitsteuerung war der Experimentrechner mit einer Alarmeinheit verbunden (siehe Abschn. 3.1), mit der die wichtigsten Parameter des Experiments überwacht werden und die auf diese Weise bei einer Störung den Rechner für die Datenaufnahme blockiert.

Außer von der Einzelbitsteuerung wird ein Interruptsignal auch dann erzeugt, wenn einer der beiden Pufferspeicher voll ist. Dann schaltet das Programm die Datenaufnahme auf den anderen Pufferbereich um und gibt den vollgeschriebenen Bereich für die weitere Softwarebearbeitung (im INKREMENT-Modus) bzw. zum Wegschreiben auf Magnetband (im LIST-Modus) frei. Nach der Übertragung auf Magnetband wird im LIST-Modus die Task "Spektrum" aktiviert, mit deren Hilfe die oben beschriebenen Kontrollspektren erzeugt werden. Am wichtigsten sind davon die Flugzeit- und Impulshöhenspektren. Anhand der Flugzeitspektren kann man unmittelbar die Qualität des Experiments in Bezug auf Zeitauflösung und Untergrund beurteilen. Die Abb. 6 zeigt ein solches Flugzeitspektrum für einen Flugweg von 375 mm. Die Flugzeit nimmt von rechts nach links zu, die höhere Linie gehört also zu den leichten, hochenergetischen Fragmenten, während die schweren Fragmente aufgrund ihrer kleineren Energie über ein größeres Flugzeitintervall verteilt sind. Die Verteilung für die leichten Fragmente besitzt in diesem Bereich eine Breite von 2,4 ns und läßt deshalb nicht unmittelbar auf die Zeitauflösung des Experiments schließen, die bei ca. 0,5 ns liegt. Je kürzer allerdings der Flugweg jeweils gewählt wird, desto eher läßt sich die Zeitauflösung in dieser Weise beurteilen. Die Abb. 8 läßt außerdem erkennen, daß praktisch kein Untergrund beobachtet wird. Dieser Punkt kann allerdings noch besser mit Hilfe der zweidimensionalen Spektren kontrolliert werden.

Die Impulshöhenspektren, von denen Abb. 7 ein Beispiel für Fragmente aus der Spontanspaltung von  $^{252}\text{Cf}$  zeigt, lassen Rückschlüsse auf die Energieauflösung der Detektoren zu. Nach Schmitt et al. (20) hängt das Verhältnis der Höhe des Peaks der leichten Fragmente zur Höhe des Tals zwischen den Peaks sehr empfindlich von der Detektorauflösung ab. Für das Spektrum in Abb. 7 findet man für dieses Verhältnis einen Wert von 2,85, in guter Übereinstimmung mit dem in Ref. (20) angegebenen Wert von 2,9.

Nach dem Energie- bzw. Impulssatz sind die Spaltfragmente über ihre Massen korreliert. Dadurch findet man in einer zweidimensionalen Darstellung der entsprechenden Größen, daß

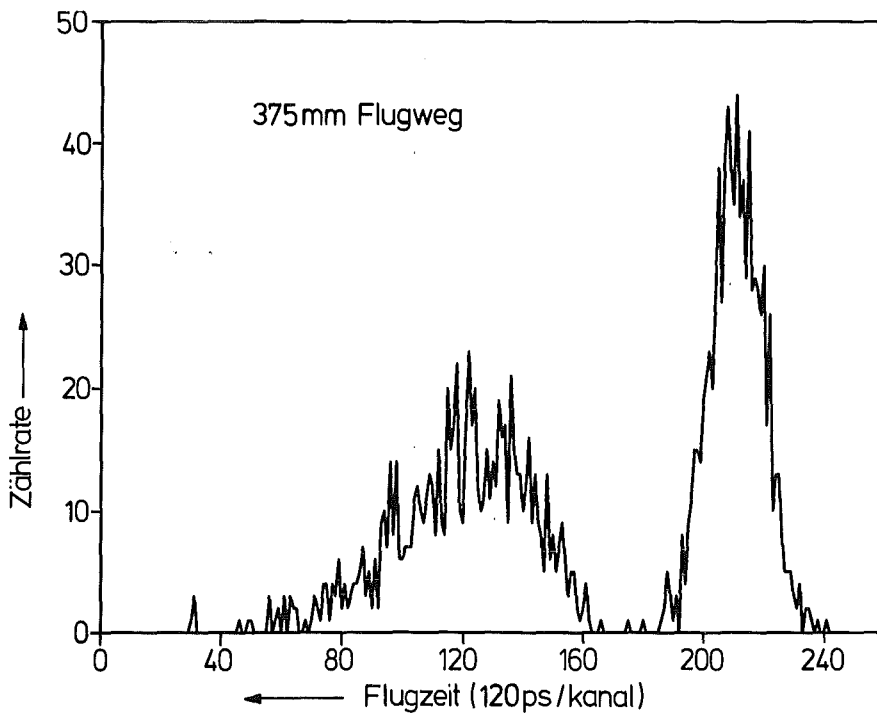


Abb. 6: Flugzeitspektrum für Spaltfragmente aus  $^{237}\text{Np}$  (n,f) bei einem Flugweg von 375 mm.

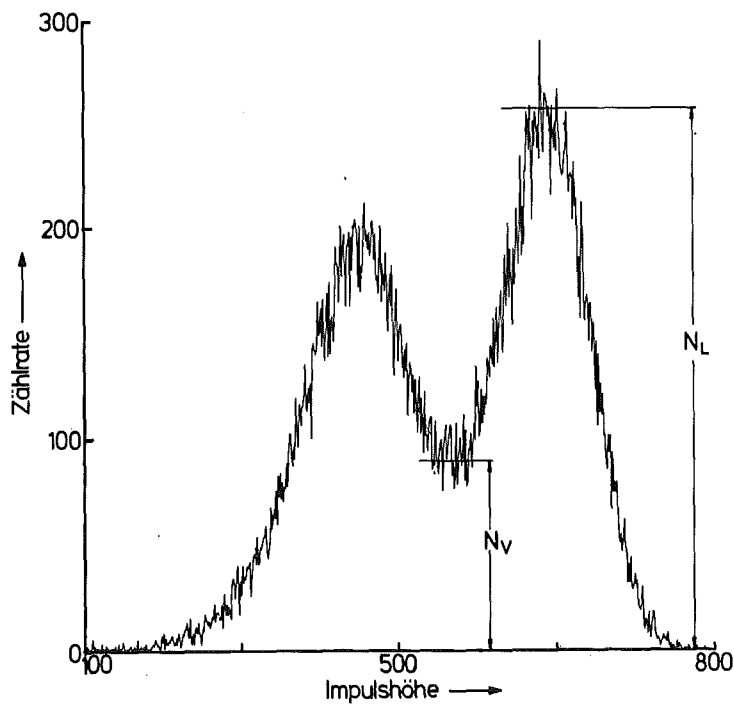


Abb. 7: Impulshöhenspektrum für Spaltfragmente aus der Spontanspaltung von  $^{252}\text{Cf}$ . Man beobachtet ein Verhältnis  $N_L/N_V=2,85$ .



alle registrierten Ereignisse in entsprechende Bereiche der jeweils gewählten Ebene fallen. Die Abb. 8 zeigt als Beispiel die Sortierung der Spaltereignisse eines Detektors nach Flugzeit und Impulshöhe. Naturgemäß findet man wieder für die leichten Fragmente eine sehr viel schmalere Verteilung, als für die schweren. Man sieht, daß in dieser Darstellung jede Art von Untergrund sehr leicht zu erkennen ist.

Sobald die Spektrumserzeugung abgeschlossen ist, gibt die Task "Spektrum" den Pufferspeicher zur erneuten Datenspeicherung frei. Zur endgültigen Auswertung der Daten werden die auf Magnetband gespeicherten Ereignisse einzeln auf der zentralen IBM-Rechenanlage mit einem vorhandenen Programm (21) analysiert.

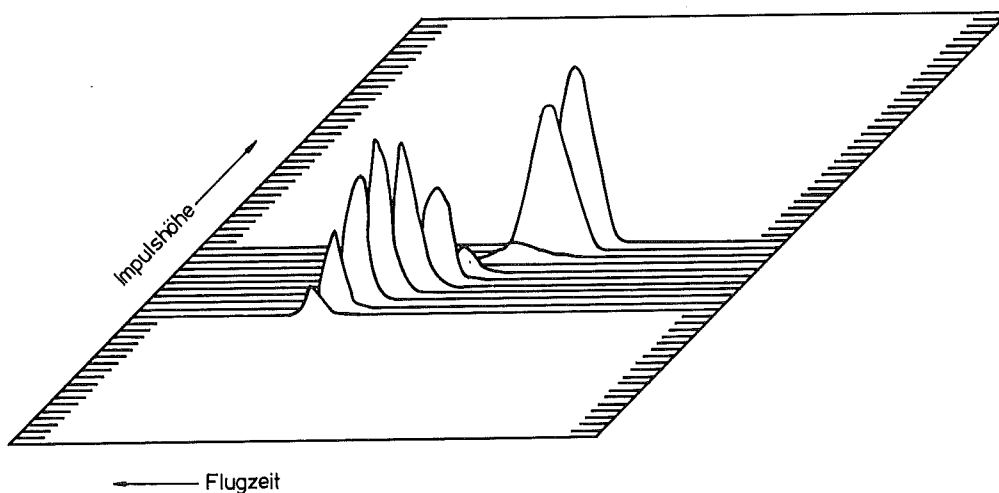


Abb. 8: Beispiel für die isometrische Darstellung korrelierter Spaltfragmente, sortiert nach Impulshöhe und Flugzeit.

## 2.7 Detektoren

Wie bereits erwähnt, wurden Halbleiterdetektoren für die Spektroskopie der Spaltfragmente verwendet. Dabei handelte es sich um kommerzielle Oberflächensperrschichtzähler (ORTEC) mit einer empfindlichen Fläche von  $1000 \text{ mm}^2$  und einer Dicke von  $0.1 \text{ mm}$ , die aus einer Scheibe p-leitenden Siliziums bestehen, deren eine Stirnfläche durch spontane Oxidation als n-leitende Sperrschicht ausgebildet ist. Diese Detektoren wurden als Diode mit einer Sperrspannung von  $100 \text{ V}$  betrieben. Schmitt et al. (22) haben gezeigt, daß mit solchen Zählern die kinetische Energie der Spaltfragmente auf  $1-2 \%$  genau gemessen werden kann. Ein Detektor mit einer Auflösung von  $80 \text{ keV}$  für die  $6,1 \text{ MeV}$  Alpha-Linie von  $^{252}\text{Cf}$  wurde mit  $100 \text{ MeV}$   $^{81}\text{Br}$ - und  $70 \text{ MeV}$   $^{127}\text{I}$ -Ionen beschossen, um die leichten und schweren Spaltfragmente durch Teilchen genau bekannter Masse und Energie zu ersetzen. Dabei wurde neben dem Pulshöhendefekt, der in Abschnitt 4.1 genauer diskutiert wird, die Energieauflösung direkt gemessen. Schmitt et al. erreichten  $800 \text{ keV}$  Auflösung für das leichtere  $^{81}\text{Br}$  und  $1500 \text{ keV}$  für das  $^{127}\text{I}$ . Da unsere Detektoren ebenfalls  $80 \text{ keV}$  Auflösung für die  $6,1 \text{ MeV}$  Alpha-Linie erreichten, sollte die Energieauflösung für die Spaltfragmente analog zu den Werten von Schmitt et al. ausfallen.

Neben der guten Energieauflösung weisen die Halbleiterdetektoren auch eine gute Zeitauflösung von  $\lesssim 200 \text{ ps}$  auf und sind deshalb für Flugzeitmessungen gut geeignet. Die Zeitauflösung ist hauptsächlich durch Plasmaeffekte begrenzt. Hochenergetische schwere Ionen erzeugen eine sehr hohe Ionisationsdichte von  $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  entlang der Teilchenbahn. Dadurch ergeben sich Raumladungen, die das am Detektor liegende elektrische Feld für kurze Zeit kompensieren und so die Zeitauflösung beeinträchtigen. Diese Plasmaeffekte wurden von mehreren Autoren untersucht (23-27). Meyer (23) hat die Zeitauflösung in Abhängigkeit von der Detektorspannung und dem spezifischen Widerstand des Detektormaterials untersucht und eine Auflösung von  $90 \text{ ps}$  erreicht. Henschel et al. (24) geben für einen relativ großflächigen Zähler

von  $400 \text{ mm}^2$  und einem Widerstand von  $400 \text{ } \Omega\text{cm}$  einen Wert von 215 ps an. Für noch größere Zähler wird die Zeitauflösung durch eine Eigenschaft des Ausgangsmaterials, die durch den Herstellungsprozeß gegeben ist, weiter verschlechtert. Das hochreine Silizium, das für diese Detektoren verwendet wird, weist über den Durchmesser gesehen ein W-förmiges Widerstandsprofil auf, das durch ein für das Zonenschmelzverfahren typisches Temperaturprofil verursacht wird. Dadurch treten im Detektor Feldinhomogenitäten auf, die zu einer Verschlechterung der Zeitauflösung führen (24). Mit den großflächigen Zählern ( $1000 \text{ mm}^2$ ,  $675 \text{ } \Omega\text{cm}$ ), die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden, haben wir eine Gesamtzeitauflösung von 500 ps erreicht. Unter Berücksichtigung der einzelnen Faktoren, z.B. Pulsbreite des Beschleunigers und Laufzeiteffekte zwischen Neutronentarget und Probe, läßt sich für die Zeitauflösung der Halbleiterdetektoren selbst ein Wert von  $\sim 300$  ps abschätzen.

Neben diesen vorteilhaften Eigenschaften müssen allerdings inhärente Nachteile in Kauf genommen werden. Dies gilt vor allem für die begrenzte Größe dieser Detektoren, welche zunächst durch die Größe der reinen Siliziumkristalle, die als Ausgangsmaterial dienen, vorgegeben ist. Außerdem verschlechtert jedoch auch die mit der Fläche zunehmende Detektorkapazität sowohl die Energie- als auch die Zeitauflösung. Dieser Effekt macht sich bereits bei der Größe der von uns verwendeten Zähler bemerkbar, so daß ein vernünftiger Kompromiß zwischen empfindlicher Fläche und Auflösung bereits erreicht war. Ein weiterer Nachteil der Halbleiterzähler ist ihre Empfindlichkeit gegen Strahlenschäden, sowohl gegenüber schnellen Neutronen als auch gegenüber geladenen Teilchen. Für einen zuverlässigen Betrieb darf eine Gesamtdosis von ca.  $3,5 \times 10^{11}$  Neutronen pro  $\text{cm}^2$  bzw. von  $1,5 \times 10^8$  Spaltfragmenten pro  $\text{cm}^2$  nicht überschritten werden (28). Im Fall stark radioaktiver Proben muß auch die Belastung durch Alphastrahlung berücksichtigt werden, die jedoch für  $^{237}\text{Np}$  vernachlässigt werden kann. Mit zunehmender Strahlenschädigung - in unserem Fall praktisch ausschließlich durch Neutronen verursacht - nimmt der Sperrstrom der Diode und damit das Detektorrauschen zu. Mit dem Strom wächst der Spannungsabfall am Vorwiderstand der Diode, so daß die an der Diode liegende

Spannung fällt. Dadurch verringert sich die aktive Schichtdicke des Detektors und über die hiermit verbundene Kapazitätsänderung die Verstärkung. Außer durch Strahlenschäden können auch Temperaturänderungen zu Verstärkungsschwankungen führen. Um diese Fehlerquellen auszuschalten, wurden die Detektoren über die Schiebedurchführung wassergekühlt und so auf einer konstanten Temperatur von  $12 \pm 1^\circ\text{C}$  gehalten. Damit waren kurzzeitige Schwankungen der Detektorspannung ausgeschaltet, während die aufgrund der Strahlenschädigung bedingten, langsamen Spannungsänderungen durch manuelles Nachregeln kompensiert wurden. Diese Maßnahmen waren ausreichend, um über den gesamten Zeitraum die Detektorspannung auf  $\lesssim \pm 0,5 \text{ V}$  konstant zu halten. Auf diese Weise blieb der Einfluß der Verstärkungsschwankungen kleiner als die Energieauflösung und konnte vernachlässigt werden. Die neuen Detektoren wiesen unter Betriebsbedingungen typische Sperrströme von  $0,3 \mu\text{A}$  auf. Während der Messung stiegen die Ströme infolge der Strahlenschädigung nur sehr langsam an, so daß lediglich ein Zähler den kritischen Wert von  $2,5 \mu\text{A}$  überschritt und ausgetauscht werden mußte. Während des ganzen Experiments wurde die Qualität der Detektoren außerdem regelmäßig anhand der mit den  $^{252}\text{Cf}$ -Präparaten aufgenommenen Eichspektren überprüft. Nach Schmitt et al. (20) gibt das Berg-zu-Tal-Verhältnis im Impulshöhenspektren ein Maß für die Energieauflösung, wobei Werte über 2,7 noch akzeptabel sind. Unsere Detektoren lagen zu Beginn der Messung nahe beim optimalen Wert von 2,9. Der ausgetauschte Detektor hatte sich zuletzt auf 2,7 verschlechtert, während die übrigen stets oberhalb 2,85 lagen.

### 3. MESSUNG

#### 3.1 Organisation und Durchführung des Experiments

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt dargelegt wurde, war eine extrem gute Stabilität des Experiments die unabdingbare Voraussetzung für eine erfolgreiche Durchführung. Aus diesem Grund wurde der automatischen Experimentüberwachung und den Eichmessungen besondere Sorgfalt gewidmet.

Mit Hilfe der rechnerunterstützten Kontrolle und Optimierung der Strahlparameter des Beschleunigers über den gesamten Zeitraum der Messung von insgesamt 1,5 Monaten war gewährleistet, daß das Neutronenspektrum sowohl von der Zeitstruktur als auch von der Energieverteilung her sehr gut definiert war. Die Zeitunschärfe der Protonenimpulse war  $\lesssim 500$  ps; dieser Wert wurde mehrmals durch direkte Messung mit einem schnellen Plastiksintillator (NE 102) bestätigt. Die Schichtdicke der metallischen Lithiumtargets wurde durch gleichzeitiges Bedampfen eines Schwingquarzes über dessen Frequenzänderung auf  $\sim 5$  % genau gemessen. Durch täglichen Targetwechsel wurde sichergestellt, daß das Neutronenspektrum innerhalb der im vorigen Abschnitt spezifizierten Grenzen von  $800 \pm 50$  keV konstant blieb. Das deuteriumbeladene Titantarget für die Messung bei 5,5 MeV verhielt sich wesentlich unproblematischer als das chemisch sehr aktive, metallische Lithium, das auch im Vakuum als Gettermaterial wirkt. Deshalb brauchte das Titantarget nicht gewechselt zu werden.

Neben der Strahlqualität und der Standardisierung des Neutronenspektrums wurde die Stabilität der Detektoren und der Experimentelektronik durch regelmäßige Eichmessungen überwacht:

- Energieeichung: Mindestens einmal täglich wurde die Energieauflösung sowie die Verstärkung im Energiezweig der Elektronik durch Eichmessungen mit Hilfe der im Vakuumsystem integrierten  $^{252}\text{Cf}$ -Quellen kontrolliert. Dazu wurde ein Impulshöhenspektrum von mindestens  $2 \times 10^4$  Spaltfragmenten aufgezeichnet.
- Zeiteichung: Parallel zur Energieeichung wurde die Skala der Flugzeitspektren mit Hilfe des Time Calibrators geeicht. Dazu wurden Testspektren mit mindestens 2 der 4 möglichen Verzögerungskabel aufgenommen.
- Zeitnullpunktmessung: Zur Festlegung des Zeitnullpunkts im Flugzeitspektrum wurde ebenfalls täglich eine Messung für den kürzesten Flugweg von 70 mm durchgeführt. Aus diesen Flugzeitspektren wurde der Zeitnullpunkt mit Hilfe eines Polynoms festgelegt, das neben der Zeiteichung des TPHC auch den Einfluß der Fragmentenergie und der Fragmentmasse auf die Detektorsignale berücksichtigt.

Diese Eichprozeduren, die im folgenden genauer beschrieben werden, wurden vor jedem Lauf mit einem der drei längeren Flugwege von 170, 270 und 375 mm durchgeführt. Die Flugwege waren mit Hilfe genau vermessener Distanzstücke auf  $\pm 0,05$  mm reproduzierbar. Für jeden Flugweg wurden mindestens  $10^4$  Spaltereignisse akkumuliert. Insgesamt dauerte das Experiment 40 Tage, der Anteil der reinen Meßzeit lag bei  $\sim 200$  h. Diese Meßzeit war aufgeteilt in 18 Meßläufe bei 170 mm, 9 bei 270 mm und 15 bei 375 mm Flugweg. Dazwischen wurden 29 Energieeichungen, 42 Zeiteichungen und 34 Zeitnullpunktmessungen durchgeführt. An dieser Stelle soll auch erwähnt werden, daß die Messung zeitlich unmittelbar auf ein Experiment folgte, in dem mit der identischen Anordnung die Spaltung von  $^{235}\text{U}$  bei 550 und 5500 keV Neutronenenergie untersucht wurde (10). Daraus ergibt sich unmittelbar eine Bestätigung für die Eichprozeduren, da die Werte für  $^{235}\text{U}$  sehr gut an die Ergebnisse bei thermischen Energien anschließen.

### 3.2 Bestimmung des Energieverlusts der Fragmente in der Probe

Die größte Korrektur an den gemessenen Größen wird durch den Energieverlust der Spaltfragmente im Target und im Kohlenstoffbacking verursacht. Da für die Proben- und Backingdicke von der Herstellung her keine Angaben über die Genauigkeit vorlagen, hätte die Berechnung des Energieverlusts anhand von Tabellen (29) zu beträchtlichen systematischen Unsicherheiten geführt. Zur Verbesserung dieser Korrektur war es deshalb notwendig, den Energieverlust der Fragmente in der Probe durch zusätzliche Messungen zu bestimmen. Gemittelt über eine ausreichend große Zahl von Spaltereignissen läßt sich der Energieverlust für korrelierte Fragmente relativ einfach darstellen. Für das auf der Targetseite austretende Fragment ergibt sich

$$\Delta E_f = \frac{1}{2} \overline{\Delta E}(\text{Target}) \quad (6)$$

Für das komplementäre Fragment kommt der Energieverlust im Kohlenstoffbacking dazu

$$\Delta E_{f\text{kompl}} = \Delta E_f + \overline{\Delta E}(\text{Backing}) \quad (7)$$

Der Energieverlust ist zwar eine Funktion der Fragmentenergie und der Fragmentmasse, aber diese Abhängigkeiten sind so schwach, daß sie im Rahmen der erreichbaren Genauigkeit vernachlässigt werden können. Die Messungen wurden mit der in Abb. 9 schematisch skizzierten Anordnung durchgeführt. Mit einem durch Blenden gegen gestreute Teilchen abgeschirmten Halbleiterzähler wurden Spaltfragmente und Alphateilchen aus einer  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle sowie die Alphateilchen aus dem Zerfall der im Hauptexperiment verwendeten  $^{237}\text{Np}$ -Probe nachgewiesen. Beide Proben konnten über Vakuumdurchführungen in die Meßposition gebracht werden. Die Energie-

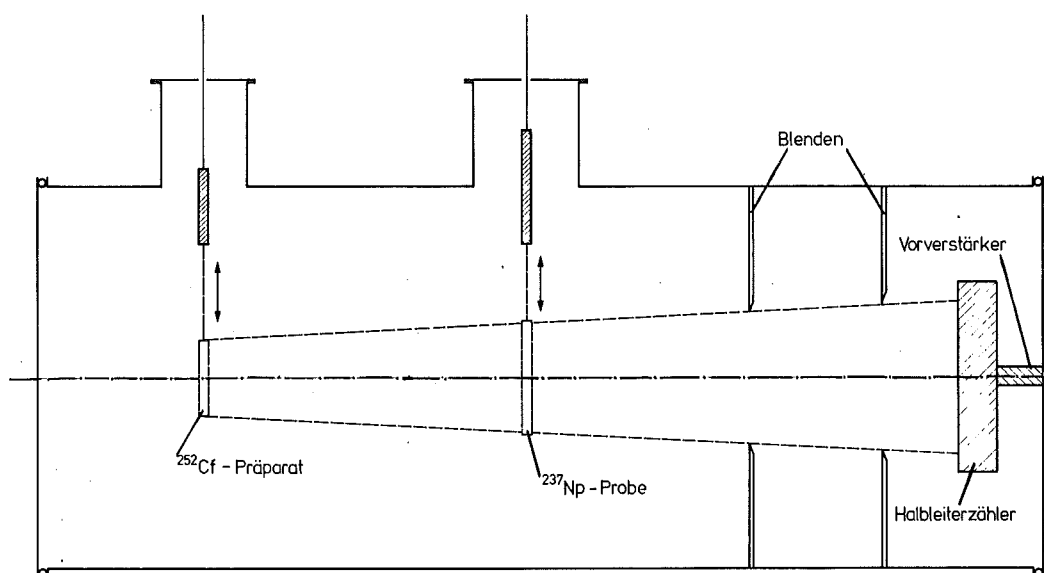


Abb. 9 Schematischer Versuchsaufbau zur Energieverlustmessung von Alphateilchen und Spaltfragmenten in der  $^{237}\text{Np}$ -Probe.

verlustmessung wurde in 2 Schritten durchgeführt.

- a) Die effektive Dicke der Kohlenstoffbackings wurde über den Energieverlust gemessen, den die im Zerfall von  $^{237}\text{Np}$  emittierten Alphateilchen beim Durchgang durch die Folie erleiden. Abb. 10 zeigt das Spektrum der  $^{237}\text{Np}$ -Probe, einmal mit der Targetseite zum Halbleiterzähler gewandt und einmal um  $180^\circ$  gedreht. Beide Spektren sind um den Energieverlust

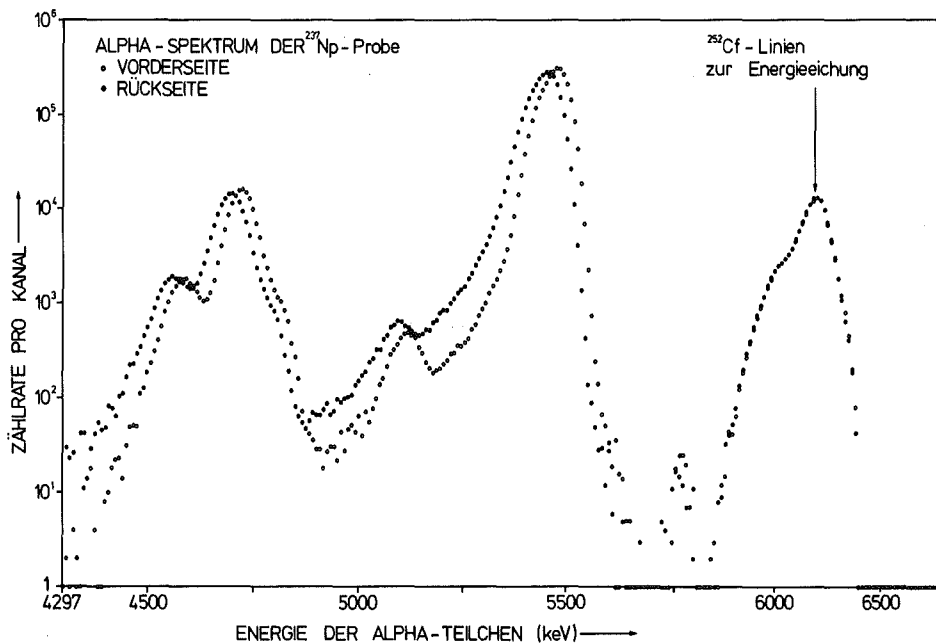


Abb. 10 Das Alphaspektrum der  $^{237}\text{Np}$ -Probe von der Vorder- und Rückseite. Zur Kontrolle wurden jeweils vorher die Alphalinien von  $^{252}\text{Cf}$  gemessen.

in der Backingfolie gegeneinander versetzt. Zur Kontrolle der Stabilität des Experiments wurde vor jeder Messung das Alphaspektrum der  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle aufgenommen. Außer den Alphalinien des  $^{237}\text{Np}$  findet man vor allem einige durch Pfeile gekennzeichnete Linien aus dem Zerfall des Pu. Wegen der sehr viel kürzeren Halbwertszeiten ist der Anteil der Pu-Linien im Alphaspektrum trotz des geringen Anteils an der Gesamtmasse der Probe ( $<0,1\%$ ) dominierend.



Aus der Verschiebung der Alphalinien im Spektrum der Abb. 10 läßt sich mit Hilfe der Energieverlusttabelle von (29) die Dicke der Kohlenstoffbackings zu  $28 \pm 2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  berechnen. Für diesen Wert ergibt sich aus den Tabellen der Ref. (29) der Energieverlust für die mittleren leichten und schweren Spaltfragmente. Mit den von Asghar et al. (11) angegebenen Mittelwerten  $\bar{A}_L = 98,3 \text{ amu}$ ,  $\bar{A}_H = 139,7 \text{ amu}$ ,  $\bar{E}_L = 99,7 \text{ MeV}$  und  $\bar{E}_H = 70,7 \text{ MeV}$  für die Massen und kinetischen Energien findet man so einen mittleren Energieverlust in der Trägerfolie für leichte und schwere Fragmente von  $\overline{\Delta E}_L = 1,59 \pm 0,11 \text{ MeV}$  bzw.  $\overline{\Delta E}_H = 1,84 \pm 0,12 \text{ MeV}$ . Diese beiden Werte unterscheiden sich so geringfügig, daß für die Auswertung der Mittelwert  $\overline{\Delta E} = 1,71 \pm 0,17 \text{ MeV}$  verwendet werden kann.

- b) Der Energieverlust im Target selbst wurde aus dem Vergleich eines ungestörten Fragmentspektrums mit einem Spektrum bestimmt, bei dem die  $^{237}\text{Np}$ -Probe zwischen der  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle und dem Detektor angeordnet war. Beide Spektren sind in Abb. 11 dargestellt.

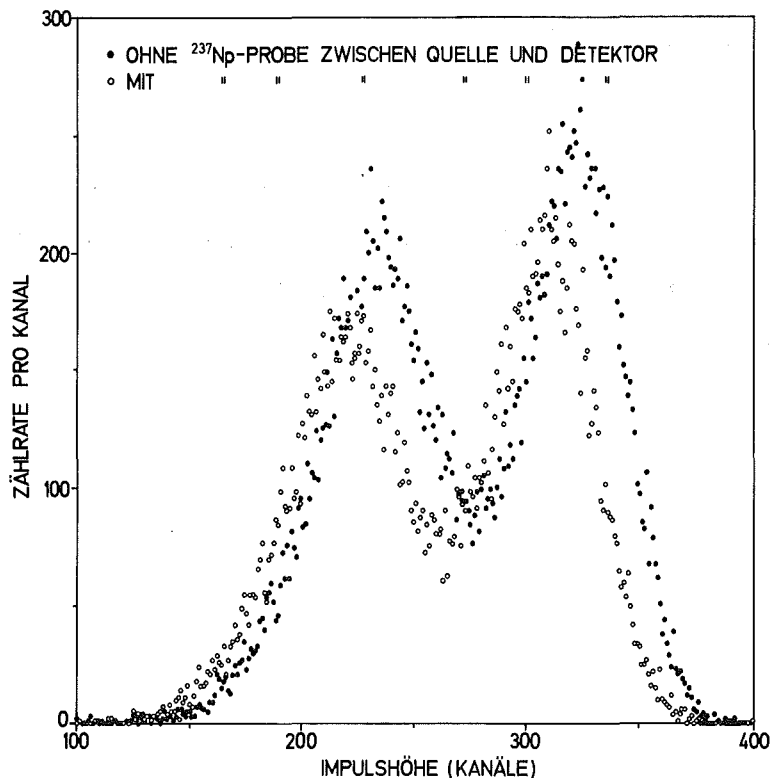


Abb. 11 Vergleich des ungestörten Fragmentspektrums einer  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle mit dem Fall, daß die  $^{237}\text{Np}$ -Probe zwischen dieser Quelle und dem Detektor angeordnet war.

Mit Hilfe der Peaklagen  $P_L$  und  $P_H$  für die leichten und schweren Fragmente im ungestörten Spektrum sowie von  $P'_L$  und  $P'_H$  im verschobenen Spektrum lassen sich über das von Schmitt (22) angegebene Eichverfahren (siehe auch Abschnitt 4.1) die mittleren Energieverluste berechnen:

$$\Delta E_L \text{ (Target + Backing)} = 4,12 \pm 0,20 \text{ MeV}$$

$$\Delta E_H \text{ (Target + Backing)} = 4,65 \pm 0,20 \text{ MeV}$$

Aus den Energieverlusttabellen ergeben sich für die mittleren Massen und kinetischen Energien der Fragmente aus der Spontanspaltung von  $^{252}\text{Cf}$  nach Ref. (29) folgende Werte für  $\Delta E$  im Kohlenstoffbacking:  $\Delta E_{L(\text{Backing})} = 1,74 \pm 0,12 \text{ MeV}$  und  $\Delta E_{H(\text{Backing})} = 1,88 \pm 0,13 \text{ MeV}$ .

Vernachlässigt man nun den Unterschied in  $\Delta E$  zwischen der Spaltung von  $^{252}\text{Cf}$  und  $^{237}\text{Np}$  und verwendet man zur weiteren Vereinfachung einen konstanten Mittelwert für  $\Delta E$ , so erhält man schließlich für die Energieverlustkorrektur nach Gln. (6,7)

$$\Delta E_f = 1,25 \pm 0,34 \text{ MeV}$$

$$\begin{aligned} \text{und } \Delta E_{f\text{komp}} &= \Delta E_f + (1,72 \pm 0,17) \text{ MeV} \\ &= 2,97 \pm 0,38 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

Die Fehler dieser Korrektur sind wesentlich kleiner als die erreichbare Auflösung der Halbleiterdetektoren. Deshalb kann die vereinfachte Korrektur auf Energieverlust in der Probe in dieser Form für die weitere Auswertung verwendet werden.

#### 4. AUSWERTUNG

Die experimentelle Information über Impulshöhe und Flugzeit korrelierter Spaltfragmente wurde am zentralen IBM 3033/370-Rechner des KfK in 2 Stufen mit Hilfe von FORTRAN-IV-Programmen ausgewertet. Für einen schnellen Überblick über die Verteilung der Fragmentenergien und -massen wurden diese Größen zunächst nur unter Verwendung der Impulshöheninformation berechnet (2E-Auswertung). Die so gewonnenen Ergebnisse können direkt mit reinen 2E-Experimenten verglichen werden. Die endgültige Datenanalyse erfaßt dann die gesamte experimentelle Information einschließlich der Fragmentgeschwindigkeiten (2E,2v-Auswertung).

##### 4.1 (2E)-Auswertung

Die (2E)-Auswertung erfolgte nach dem Schema der Abb. 12. Nach dem Einlesen der im List-Mode aufgenommenen Meßdaten wurden koinzidente Ereignisse aussortiert und dann für die weitere Analyse zugelassen, wenn die gemessenen Impulshöhen innerhalb eines festgelegten Bereichs lagen. Für die Umrechnung der Impulshöhen in kinetische Fragmentenergien wurde das von Schmitt (22) vorgeschlagene Eichschema verwendet. Danach erhält man die Energie E aus der Impulshöhe X mit folgender Beziehung

$$E = (a + a'A) X + (b+b'A) \quad (8)$$

Die Koeffizienten a, a', b und b' können in der von Schmitt angegebenen Weise mit einem mit  $^{252}\text{Cf}$  aufgenommenen Eichspektrum festgelegt werden. A bezeichnet die Fragmentmasse; die entsprechenden Terme berücksichtigen die als Impulshöhendefekt bekannte Abweichung der Impulshöhen-Energie-Relation von der Linearität. Die Massenabhängigkeit des Impulshöhendefekts wird durch die Rekombination von Ladungsträgern entlang der Teilchenspur verursacht, die besonders bei stark ionisierenden, schweren Teilchen zum Tragen kommt, da dann die Raumladungskompensation das angelegte Feld stark stört. Ein weiterer Beitrag zum Impulshöhendefekt kommt vom Anteil der Kernstöße des Projektils am gesamten Energieverlust, da diese nicht zur Ionisation führen. Dieser Effekt ist ebenfalls von der Masse und der kinetischen Energie abhängig. Finch et al. (30) haben den Impulshöhendefekt ausführlich untersucht. Direkte,

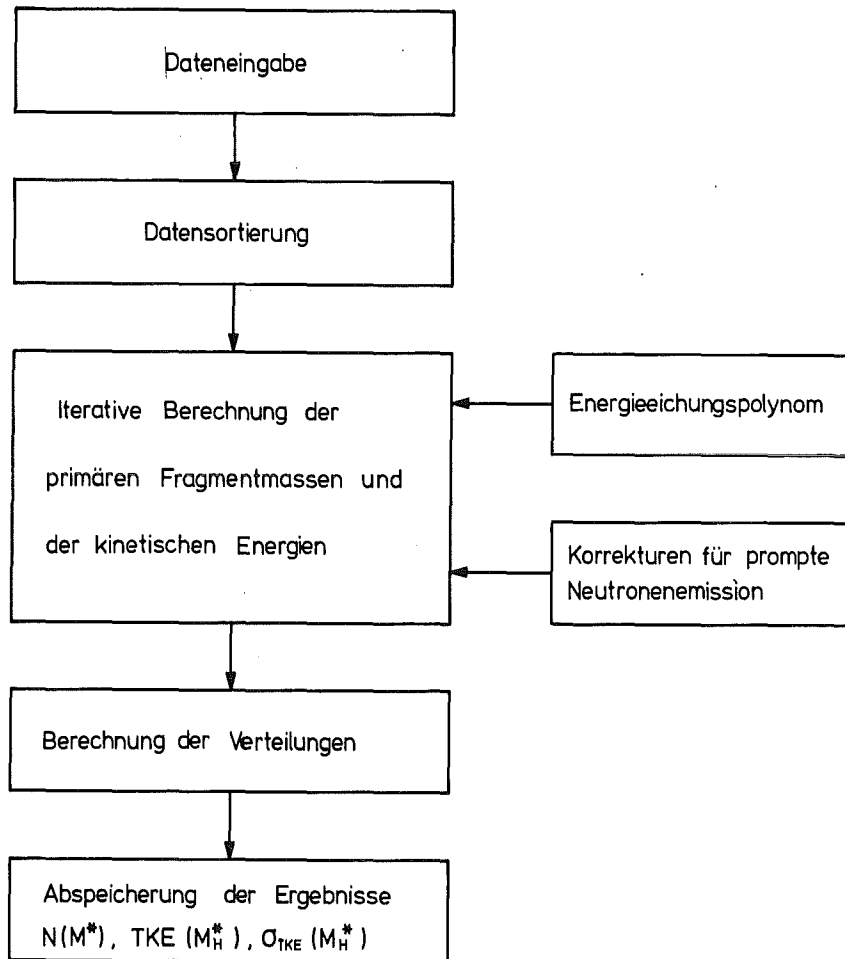


Abb. 12 Schematischer Ablauf der 2E-Auswertung

quantitative Messungen von Schmitt et al. (22) mit 100 MeV  $^{81}\text{Br}$ -Ionen und 70 MeV  $^{127}\text{I}$ -Ionen waren dann die Grundlage zur Ausarbeitung des Eichschemas für Gl. (8).

Die aus den Impulshöhen berechneten kinetischen Energien und Massen sind sekundäre Größen, d.h. Fragmenteigenschaften nach Neutronenabdampfung. Für die Umrechnung auf primäre Größen, die nach der Definition in Abschnitt 2.1 durch einen Stern gekennzeichnet sind, muß man die Zahl der pro Fragment emittierten Neutronen  $\bar{\nu}(A^*)$  kennen. Diese Verteilung ist für  $^{237}\text{Np}$  nicht bekannt. In erster Näherung wurde deshalb  $\bar{\nu}(A^*)$  für  $^{235}\text{U}$  als Anfangs-

wert bei der iterativen Berechnung der primären Massen und Energien benutzt. Außerdem wurde Impulserhaltung und Massenerhaltung für den spaltenden Kern angenommen. Die weitere Annahme, daß die prompten Spaltneutronen im Schwerpunktsystem isotrop emittiert werden, erlaubt den Schluß, daß die Fragmentgeschwindigkeiten im Mittel von diesem Vorgang nicht verändert werden.

Die Berechnung der primären Fragmentenergien und -massen erfolgt in folgenden Schritten:

- Berechnung der sekundären Massen aus dem Verhältnis der Impulshöhen und der Masse des spaltenden Kerns.
- Berechnung der sekundären Energien mit Hilfe der sekundären Massen gemäß Gl. (8).
- Korrektur der kinetischen Energien auf Energieverluste in der Probe. Berechnung der Primärenergien mit Hilfe des Verhältnisses von Primär- und Sekundärmassen nach Korrektur mit  $v(A^*)$ .
- Verbesserung der Primärmassen aus den Primärenergien mit Hilfe des Impulssatzes. Danach Berechnung der Sekundärmassen mittels  $v(A^*)$ .

Die letzten drei Schritte werden so oft wiederholt, bis sich die Sekundärmassen um weniger als 0,1 amu unterscheiden. Dies wurde im Mittel nach etwa vier Schritten erreicht. Die so berechneten Energien und Massen wurden in je einer Matrix von 200 x 200 Elementen abgespeichert und daraus dann die Verteilung der Häufigkeit und der kinetischen Energie als Funktion der Fragmentmasse berechnet. Weitere Informationen enthalten die Mittelwerte der Massen und Energien sowie die Varianz  $\sigma$  dieser Größen.

#### 4.2 Ergebnisse und Diskussion der 2E-Auswertung

Da die 2E-Auswertung eher Kontrollcharakter hat, sollen die Ergebnisse in kurzer Form bereits an dieser Stelle dargestellt und diskutiert werden.

a) Massenverteilung

Die Abb. 13 zeigt die primäre Massenverteilung für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV. Der augenfälligste Unterschied zwischen den beiden Verteilungen ist die Zunahme der Häufigkeit für symmetrische Spaltung. Das Verhältnis der Häufigkeitsmaxima zum Tal dazwischen ändert sich von  $P/V = 250 \pm 30$  bei  $0,8$  MeV bis  $30 \pm 2$  bei  $5,5$  MeV Neutronenenergie. Wegen der begrenzten Massenauflösung von 2E-Experimenten ( $\sim 5$  amu) sind in der Massenverteilung praktisch keine signifikanten Feinstrukturen nachweisbar.

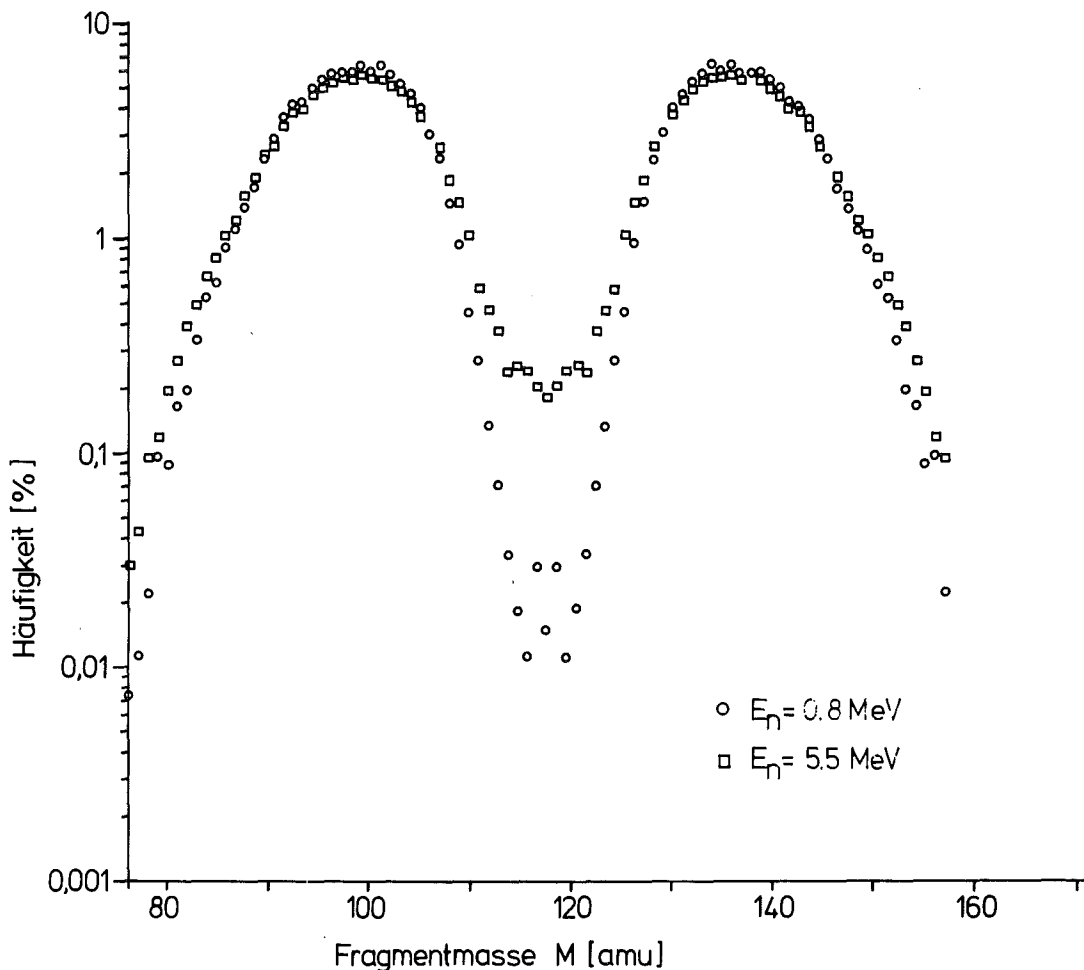


Abb. 13 Die primäre Massenverteilung bei der Spaltung von  $^{237}\text{Np}$  bei Neutronenenergien von  $0,8$  und  $5,5$  MeV.

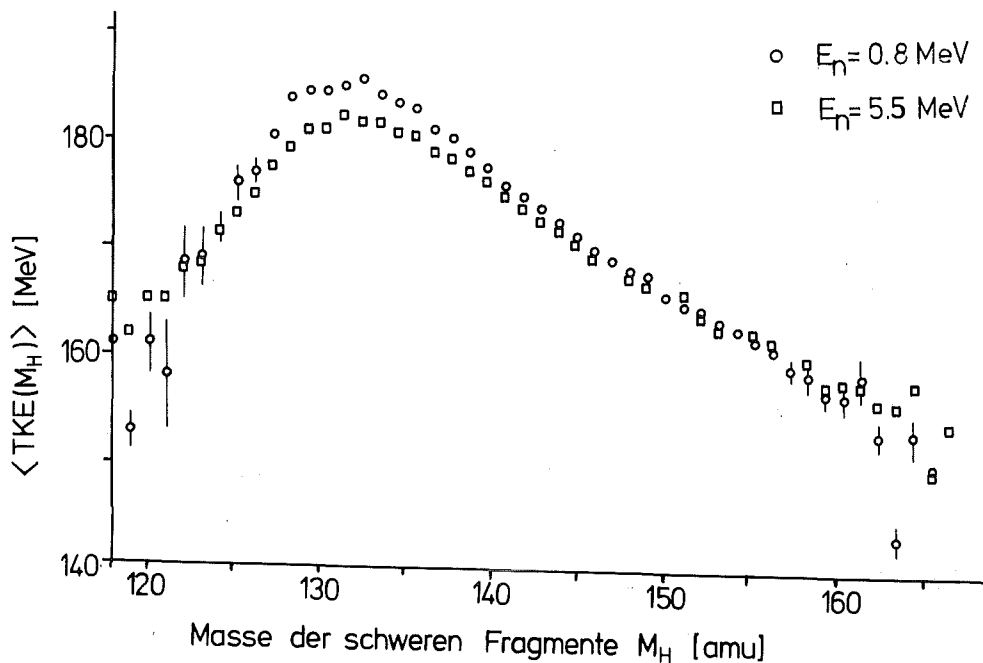


Abb. 14 Die mittlere totale kinetische Energie TKE der beiden Fragmente bei der Spaltung von  $^{237}\text{Np}$  bei Neutronenenergien von 0,8 und 5,5 MeV. Man erkennt deutlich, daß bei der höheren Energie die Absenkung von  $\langle TKE \rangle$  auf den Massenbereich von 128 - 140 beschränkt ist.

b) Verteilung der kinetischen Energie

Die kinetische Energie der Spaltfragmente ist zum größten Teil durch die Coulombabstoßung gegeben, welche die Kerne am Szissionspunkt erfahren. Dabei wird wegen der Impulserhaltung die totale kinetische Energie im umgekehrten Verhältnis der Primärmassen auf die beiden Fragmente verteilt. Im Rahmen der 2E-Auswertung soll lediglich die totale kinetische Energie TKE als Funktion der Fragmentmassen betrachtet werden. Diese Verteilung ist in Abb. 14 dargestellt. Man findet aus dem Vergleich der beiden Verteilungen für  $E_n = 0,8$  und 5,5 MeV, daß bei der höheren Anregungsenergie die totale kinetische Energie besonders in der Umgebung des doppelt magischen Fragments bei  $A = 132$  abnimmt. Dies kann als Anzeichen dafür interpretiert werden, daß die Schaleneffekte bei der höheren Anregungsenergie aufgeweicht werden. Dadurch nimmt die Deformation zu, was eine Abnahme der Coulombenergie der Fragmente am Szissionspunkt zur

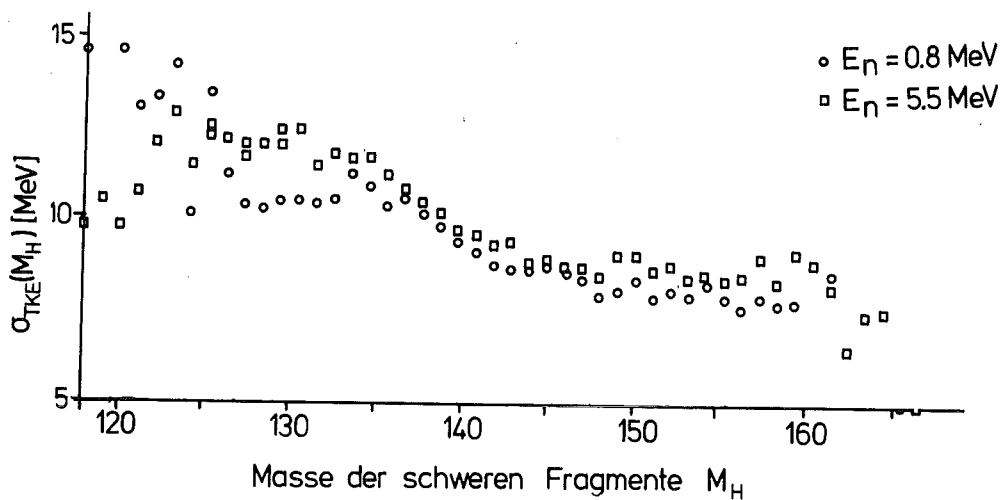


Abb. 15 Die Varianz der totalenkinetischen Energie als Funktion der Fragmtmasse. Die größere Streuung von TKE für  $128 < A < 140$  bei  $E_n = 5,5$  MeV bestätigt, daß mit zunehmender Anregungsenergie die Schaleneffekte bei der Bildung der Fragmente aufgeweicht werden.

Folge hat. Dieses Verhalten wird durch die Varianz der totalen kinetischen Energie bestätigt, wie sie in Abb. 15 dargestellt ist. Man sieht, daß im selben Massenbereich, in dem TKE absinkt, die Varianz zunimmt. Eine größere Streuung der kinetischen Energie deutet darauf hin, daß die Fragmentdeformation im Mittel zugenommen hat. Dieser Effekt wird in Abschnitt 5 eingehender diskutiert.

### c) Mittelwerte

Neben den Verteilungen der Fragmenthäufigkeiten und der kinetischen Energien geben die Mittelwerte für den Vergleich mit anderen Experimenten wichtige Anhaltspunkte.



Tabelle 2 Mittelwerte der 2E-Auswertung für die Fragmenteigenschaften bei der neutroneninduzierten Spaltung von  $^{237}\text{Np}$

Neutronenenergie (MeV)	0,8	5,5
Anregungsenergie am Sattelpunkt (MeV)	0,1	4,8
Mittlere totale kinetische Energie $\langle \text{TKE} \rangle$ (MeV)	176,3 $\pm$ 0,9	174,4 $\pm$ 1,0
Varianz $\sigma_{\text{TKE}}$ (MeV)	11,7	11,8
Mittlere kinetische Energie des leichten und schweren Fragments		
$\langle E_L \rangle$ (MeV)	102,9	101,6
$\sigma_{E_L}$ (MeV)	5,6	6,4
$\langle E_H \rangle$ (MeV)	73,3	72,7
$\sigma_{E_H}$ (MeV)	8,1	8,3
Mittlere Masse des leichten und schweren Fragments		
$\langle M_L \rangle$ (amu)	98,8	99,1
$\langle \sigma_{M_L} \rangle$ (amu)	6,1	6,8
$\langle M_H \rangle$ (amu)	139,2	138,9
$\langle \sigma_{M_H} \rangle$ (amu)	6,1	6,8
Verhältnis der Fragmenthäufigkeit in den Maxima der Verteilung zum Tal dazwischen P/V	250 $\pm$ 30	30 $\pm$ 1,5

d) Vergleich mit anderen Arbeiten

Für  $^{237}\text{Np}$  sind uns drei Arbeiten bekannt, in denen die neutroneninduzierte Spaltung mit einer 2E-Messung untersucht wurde. Im Bereich thermischer Neutronen, für die der Spaltquerschnitt von  $^{237}\text{Np}$  lediglich 24 mb beträgt, haben Asghar et al. (11) ein Experiment durchgeführt. Bei der Auswertung wurde jedoch keine Kor-

rektur für die Zahl der abgedampften Neutronen  $\nu(A^*)$  durchgeführt; stattdessen wurden sogenannte "provisional masses" verwendet, wie sie von Schmitt et al. (31) beschrieben wurden. Aufgrund der verschiedenen Massenskalen ist ein Vergleich der Mittelwerte nur für das Verhältnis P/V möglich: Hierfür finden Asghar et al. einen Wert von  $124 \pm 5$ . Sowohl dieses Verhältnis als auch dasjenige dieser Arbeit ( $250 \pm 30$ ) sind deutlich kleiner als das Ergebnis von Kuzminov et al. (12). Diese Autoren finden  $P/V = 420$  bei einer Neutronenenergie von 1,3 MeV. Daß das Verhältnis tatsächlich noch größer ist, zeigt sowohl das Ergebnis unserer 2E,2v-Auswertung als auch der Wert von Borisova et al. (32), die mit radiochemischen Methoden für  $E_n = 0,8$  MeV ein Verhältnis von  $770 \pm 100$  finden. Offensichtlich ist die Massenauflösung bei 2E-Experimenten ein begrenzender Faktor. Außerdem hängt das Verhältnis P/V auch davon ab, wie eng die Impulshöhenfenster bei der Datensortierung gewählt werden. Ereignisse, bei denen die Fragmentpaare durch Energieverluste bzw. Neutronenabdampfung stark von den Mittelwerten abweichen, können zur Auffüllung des Tals in der Massenverteilung beitragen. Bei hohen Energien, wo der relative Anteil solcher Ereignisse im betreffenden Massenbereich kleiner ist, stimmt unser Ergebnis von  $30 \pm 1,5$  gut mit dem Wert  $P/V = 34 \pm 3$  von Kuzminov et al. für  $E_n = 5,4$  MeV überein. Dasselbe gilt für die totalen kinetischen Energien, für die Kuzminov et al. 175,5 MeV bei  $E_n = 1,0$  MeV und 174,2 MeV bei 5,4 MeV angeben.

Eine weitere Messung von Bennett und Stein (33) wurde mit Hilfe eines Spaltneutronenspektrums durchgeführt. Entsprechend stellen die Ergebnisse lediglich Mittelwerte über einen größeren Energiebereich dar und können nicht direkt mit dieser Arbeit verglichen werden.

#### 4.3 (2E,2v)-Auswertung

Gegenüber der Information, die man aus den beiden Fragmentenergien gewinnt, bietet die zusätzliche Kenntnis der Fragmentgeschwindigkeiten neben einer deutlich besseren Massenauflösung außerdem die Möglichkeit, die mittlere Zahl der prompten Spaltneutronen in Abhängigkeit von der Fragmentmasse zu bestimmen.

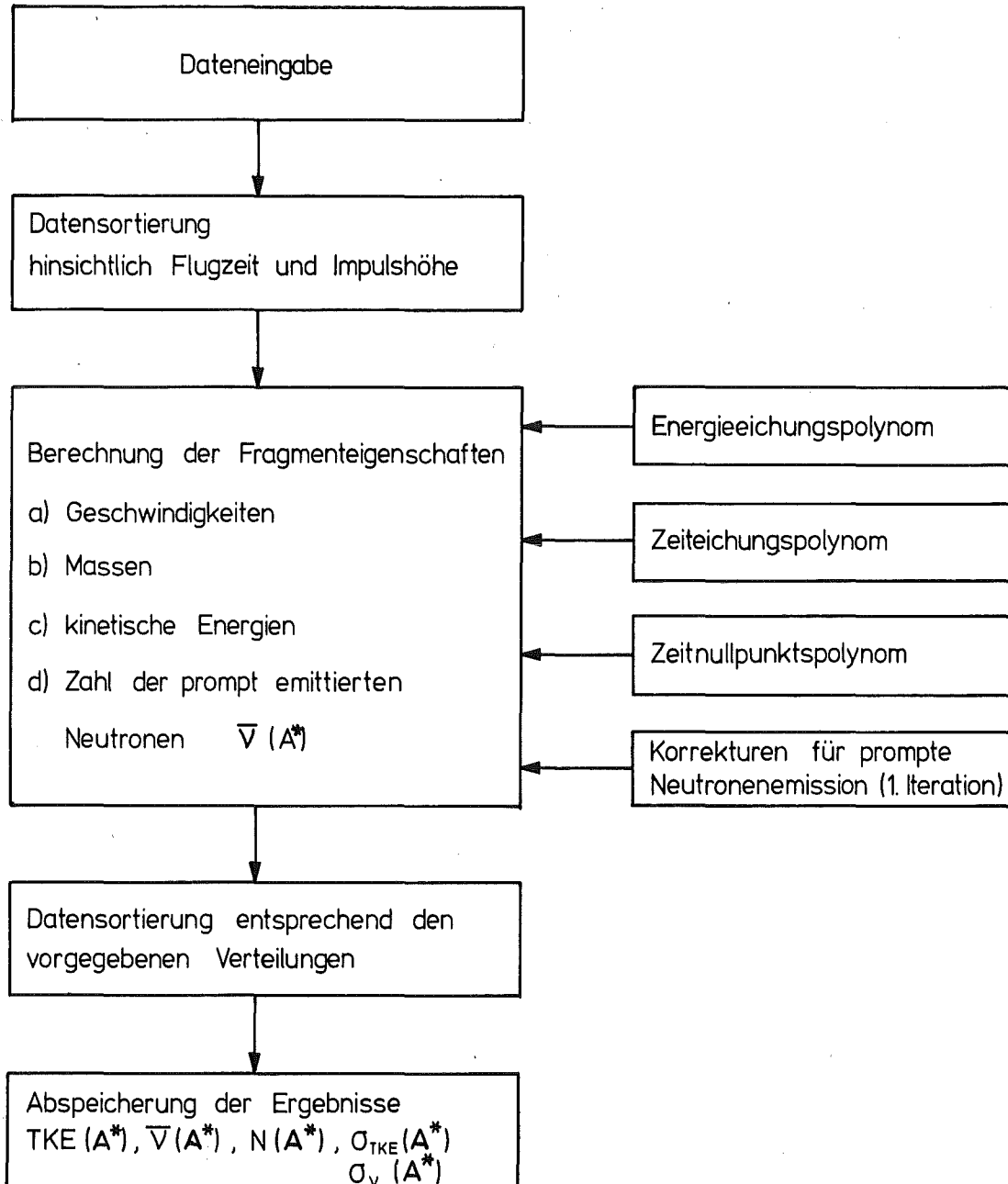


Abb. 16 Schema für die Durchführung der 2E,2v-Auswertung

Auf diese Weise erhält man Aufschlüsse über die innere Anregung der Spaltfragmente. Der Ablauf der 2E,2v-Auswertung ist in Abb. 16 schematisch dargestellt. Die einzelnen Schritte werden im folgenden beschrieben.

a) Bereitstellung der Eichungen und Korrekturen

Zunächst müssen aus den Eichmessungen bzw. aus der Literatur Informationen für die Auswertung der experimentellen Größen bereitgestellt werden. Dies ist in Abb. 16 mit Hilfe derjenigen Kästchen angedeutet, die zur Berechnung der Fragmenteigenschaften beitragen.

- Energieeichungspolynom. Darunter ist die mit Hilfe des Schmittschen Eichverfahrens bestimmte Energie zu verstehen, wie sie bereits in Abschnitt 4.1 als Gl. (8) definiert wurde. Allerdings sei an dieser Stelle vorausgeschickt, daß es für eine genaue Analyse der Daten erforderlich ist, das Eichschema nach Schmitt noch zu verfeinern. Dies wird im Abschnitt 4.4 ausgeführt.
- Zeiteichungspolynom. Diese Bezeichnung beschreibt die Zuordnung einer Zeitskala zu den experimentellen Flugzeitspektren, wie sie für verschiedene Flugwege in Abb. 17 gezeigt ist.

Mit Hilfe des Zeitpolynoms

$$T_{\text{rel}} = t_1 + t_2x + t_3x^2 + t_4x^3 \quad (9)$$

wird jedem Kanal  $x$  im Flugzeitspektrum die entsprechende Flugzeit zugeordnet, wobei die Koeffizienten  $t_i$  durch Anpassung an die äquidistanten Linienspektren der Zeiteichungsmessungen bestimmt werden.  $t_1$  wird so gewählt, daß es in etwa dem Nullpunkt der Zeitskala entspricht, so daß die mit Hilfe des

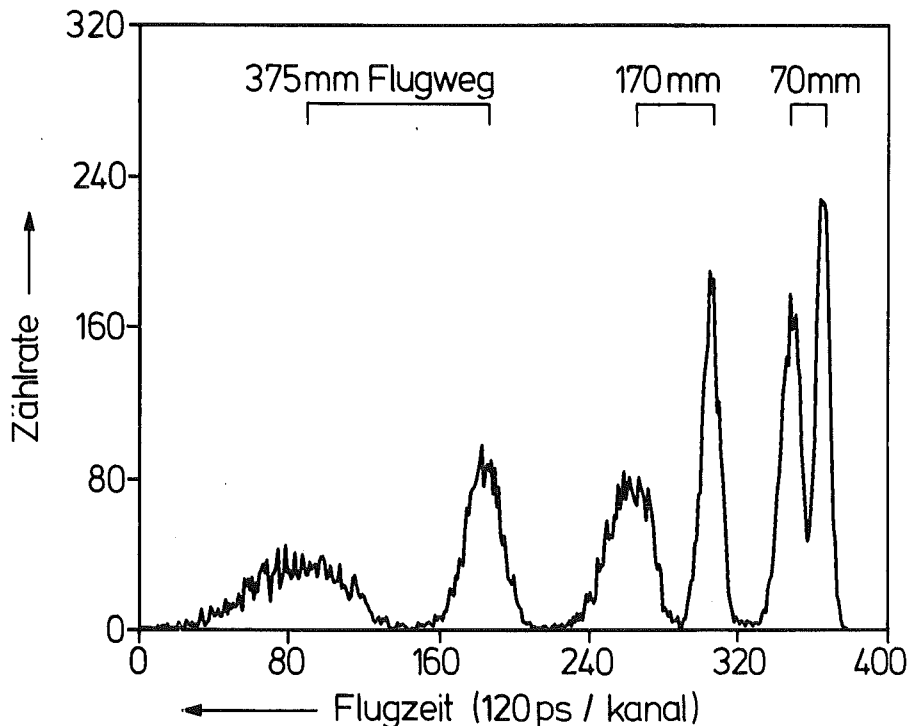


Abb. 17 Experimentelle Flugzeitspektren für verschiedene Flugwege. Mit zunehmendem Flugweg wird die Auflösung sichtlich besser.

Zeiteichungspolynoms berechneten, relativen Flugzeiten  $T_{rel}$  bis auf kleine Korrekturen den wahren Fragmentflugzeiten entsprechen.

- Zeitnullpunktpolynom. Mit dieser Beziehung wird die Korrektur  $T_0$  beschrieben, die zur Berechnung der wahren Flugzeit zur relativen Flugzeit  $T_{rel}$  addiert werden muß.

$$T_{abs} = T_0 + T_{rel} \quad (10)$$

Diese Korrektur  $T_0$  wird direkt aus den Messungen mit dem kürzesten Flugweg von 70 mm berechnet. Es gilt

$$T_0(E,A) = -T_{rel} + s \cdot \sqrt{\frac{2E(A)}{A}} \quad (11)$$

s steht für den Flugweg, E und A sind die aus den Impulshöhen berechneten Fragmentenergien und -geschwindigkeiten.

An die Gesamtheit der Korrekturen  $T_0$  wird für jeden Lauf ein Polynom der Form

$$T_0(E,A) = p_1 + p_2 E + p_3 A + p_4 EA + p_5 E^2 + p_6 A^2 \quad (12)$$

mit Hilfe eines Gaußfits angepaßt.

- Korrektur für prompte Neutronenemission. Wie bereits in der 2E-Auswertung wird auch jetzt wieder die Zahl der prompten Neutronen als Eingabewert für die iterative Auswertung benötigt, allerdings mit dem Unterschied, daß nicht nur die Abhängigkeit von der Fragmentmasse, sondern auch von der Fragmentenergie berücksichtigt wird. Da für  $^{237}\text{Np}$  keine Information vorliegt, wird als Startwert die Verteilung  $\bar{\nu}(A, E_k)$  für die Spaltung von  $^{235}\text{U}$  mit thermischen Neutronen verwendet, die jedoch auf den etwas größeren Wert für  $\bar{\nu}_{tot}$  normiert wurde, den Veaser (34) für die Spaltung von  $^{237}\text{Np}$  angibt.
- Dateneingabe und Datensortierung  
Nachdem die unter a) beschriebenen Hilfsinformationen aus den jeweils zeitlich benachbarten Eichmessungen bestimmt waren,

wurden die Meßläufe ausgewertet, die mit längerem Flugweg gemessen wurden. Wegen der begrenzten Auflösung wurden die Messungen unter 170 mm Flugweg nur zur Bestimmung der mittleren Fragmenteigenschaften herangezogen, während aus den Messungen mit Flugwegen von 270 und 375 mm dieselben Daten in Abhängigkeit von der Fragmentmasse berechnet wurden. Einer der Gründe für die bessere Auflösung der 2E,2v-Messung ist die Möglichkeit, "schlechte" Ereignisse wesentlich empfindlicher nachweisen und aussortieren zu können. Die Abb. 18 zeigt am Beispiel eines zweidimensionalen Konturdiagramms, in dem die Häufigkeit der Ereignisse als Funktion der Impulshöhe und der Flugzeit aufgetragen ist, daß in dieser Darstellung "echte" Ereignisse durch geeignete Fenster in der Impulshöhe bzw. in der Flugzeit gegen reine Untergrundbereiche abgegrenzt werden können. Die Verteilung der "echten" Ereignisse nimmt dadurch nur den relativ kleinen Teil innerhalb der Rechtecke in der durch die Impulshöhe und Flugzeit aufgespannten Ebene in Abb.18 in Anspruch. Das Verfahren zum Aussortieren von Untergrundereignissen in den Ecken dieser Bereiche wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

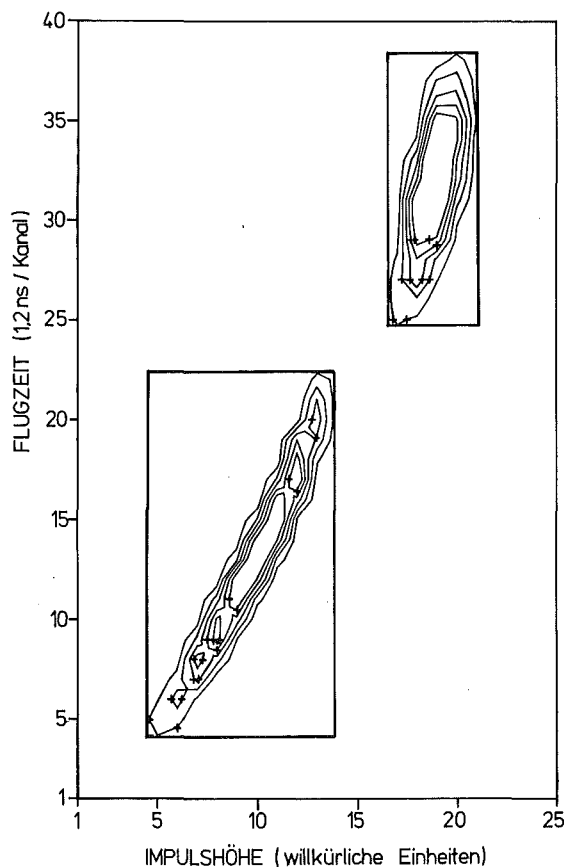


Abb. 18 Zweidimensionales Konturdiagramm der Fragmenthäufigkeit als Funktion von Impulshöhe und Flugzeit.

c) Berechnung der Fragmenteigenschaften

Die Fragmenteigenschaften werden für jedes Ereignis schrittweise aus den Rohdaten berechnet

- Berechnung der relativen Flugzeit gemäß Gl. (9)
- Berechnung der wahren Flugzeit  $T_{abs}$  nach Gl. (10), wobei vorläufige Energien  $E$  und Massen  $A$  zunächst wie bei der 2E-Auswertung durch das Verhältnis der Impulshöhen bestimmt werden.
- Aus den wahren Flugzeiten  $T_{abs}$  ergeben sich unmittelbar die Fragmentgeschwindigkeiten und nach Gl. (3) die primären Fragmentmassen  $A^*_{1,2}$ . Mit den Korrekturen für Neutronenemission  $\nu(A^*)$  erhält man die sekundären Massen  $A_{1,2}$ , die man zur Berechnung der
- Fragmentenergien mit Hilfe der Schmitt-Eichung (Gl. 8) benötigt. Nach entsprechender Korrektur für den Energieverlust in der Probe kann man so die sekundären kinetischen Energie  $E_{1,2}$  festlegen. Eine weitere Korrektur bezüglich der kinetischen Energien der emittierten Spaltneutronen führt schließlich auf die primären kinetischen Energien

$$E^*_{1,2} = E_{1/2} \left( 1 + \frac{\nu(A^*_{1,2})}{A_{1,2}} \right) \quad (13)$$

- Mit den sekundären Fragmentenergien und den Fragmentgeschwindigkeiten ergibt sich eine Verbesserung der sekundären Fragmentmassen  $A_{1,2}$ . Dieses Verfahren wird vom zweiten Schritt an iterativ wiederholt, bis die Differenz der sekundären Fragmentmassen kleiner als 0,01 amu ist. Dann folgt die Festlegung der totalen kinetischen Energie  $TKE^*(2E)$  aus den in Gl. (13) berechneten primären Fragmentenergien und den pro Fragment emittierten Neutronen  $\nu(A^*)$ . Außer über Gl. (13) läßt sich  $TKE^*$  noch über die Fragmentgeschwindigkeiten  $v_{1,2}$  bestimmen:

$$TKE^*(2\nu) = \frac{v_1^* \cdot v_2}{2} A_c \quad (14)$$

Der Vergleich der mit Hilfe der Fragmentenergien nach Gl. (13) bestimmten  $TKE$  mit dem Wert, der nach Gl. (14) aus den Fragment-

geschwindigkeiten berechnet wurde, ergab systematische Unterschiede, die eine Korrektur des Eichverfahrens von Schmitt (22) erforderlich machten. Dieses Problem wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

- d) Nachdem die Fragmenteigenschaften für jedes Ereignis berechnet sind, werden diejenigen Ereignisse aussortiert, die nicht zu den in Abb. 18 gezeigten Verteilungen passen, obwohl sie in die dort skizzierten Bereiche fallen. Dazu wurde folgendes Verfahren gewählt: Man berechnet die sekundären Massen  $A_{1,2}$  auf zwei verschiedenen Wegen, nämlich mit Gln. (4) und (5). Die Differenz dieser Ergebnisse  $\Delta A_{1,2}$  hängt sowohl von den primären Energien als auch von den Fragmentgeschwindigkeiten ab. Nutzt man noch die Korrelation zwischen den Fragmenten aus, so kann man mit den Beziehungen

$$\begin{aligned} |\Delta A_1 + \Delta A_2| &< 6 \text{ amu} \\ \text{bzw. } |\Delta A_1 - \Delta A_2| &< 4 \text{ amu} \end{aligned} \quad (15)$$

den Bereich der Verteilungen mit einer zugelassenen Variationsbreite von  $2\sigma$  genau abgrenzen. Die Abb. 19 zeigt, daß die Verteilung von  $\Delta A$  um den Mittelwert schmal genug ist, so daß die in Gl. (15) gewählten Schranken gerechtfertigt sind. Insgesamt fallen etwa 2 % der Ereignisse nicht in den so definierten Bereich und werden damit für die weitere Auswertung verworfen. Dabei handelt es sich vor allem um Spalt Ereignisse, die von solchen Neutronen ausgelöst werden, die in der Umgebung des Targets gestreut werden und erst mit einer gewissen Verzögerung auf die Probe treffen. Dadurch erscheinen beide Fragmentgeschwindigkeiten systematisch zu klein.

- e) Im letzten Schritt der Auswertung werden die Verteilungen sowie die Mittelwerte und Varianzen der Spaltfragmenteigenschaften berechnet. Es sind dies die primären und sekundären Fragmentmassen und -energien, die totalen kinetischen Energien  $TKE(2E)$  bzw.  $TKE(2v)$  sowie die Zahl der prompt emittierten Spaltneutronen  $\nu(A^*)$ .



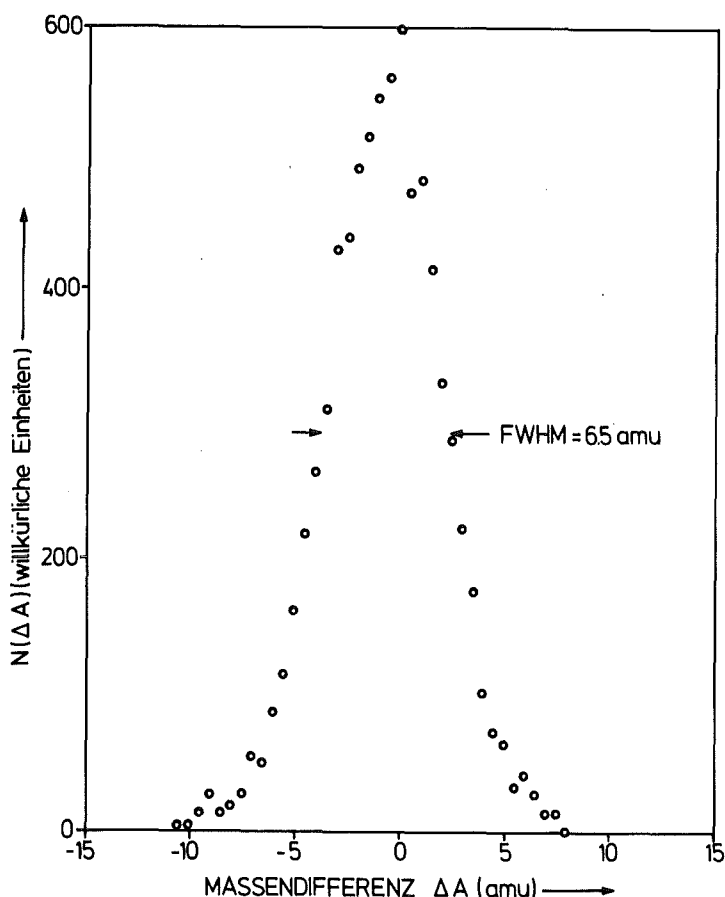


Abb. 19 Die Verteilung des Unterschieds  $\Delta A$  in den Sekundär-  
massen aufgrund der Berechnung nach Gl. (4) und (5).  
Etwa 2 % der Ereignissen fallen nicht in den Bereich  
von  $2\sigma$  und werden für die weitere Auswertung verworfen.

#### 4.4 Korrekturen an der Energiegleichung.

Die verschiedenen Möglichkeiten zur Berechnung der totalen kinetischen Energie TKE der Fragmente, wie sie in Gln.(13) und (14) formuliert sind, ergeben systematische Diskrepanzen von der Größenordnung einiger MeV. Da die Messung der Fragmentgeschwindigkeiten relativ genau ist, müssen diese Diskrepanzen dem Eichverfahren von Schmitt et al. (22) zugeschrieben werden, mit dem die experimentellen Impulshöhen in kinetische Energien der Fragmente umgerechnet werden. Die mathematische Form dieses Eichverfahrens ist in Gl. (8) wiedergegeben. Die Konstanten  $a$ ,  $a'$ ,  $b$ ,  $b'$  ergeben sich aus der Analyse eines Impulshöhenspektrums von  $^{252}\text{Cf}$ , das mit derselben Anordnung aufgenommen wird. Es ist dann

$$\begin{aligned}
 a &= k_1 / (P_L - P_H) \\
 a' &= k_2 / (P_L - P_H) \\
 b &= k_3 - aP_L \\
 b' &= k_4 - a'P_L
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

wo  $P_H$  und  $P_L$  die Schwerpunkte der Verteilungen für die schweren und leichten Fragmente im  $^{252}\text{Cf}$ -Eichspektrum sind. Die Konstanten  $k_i$ , die in Tabelle 4 zusammengefaßt sind, wurden von Schmitt et al. (22) mit Hilfe von 100 MeV  $^{81}\text{Br}$  und 70 MeV  $^{127}\text{I}$ -Ionen experimentell festgelegt.

James (35) hat diese Diskrepanzen in TKE anhand verschiedener experimenteller Arbeiten für Spaltung von  $^{235}\text{U}$  mit thermischen Neutronen dargestellt und unter Berücksichtigung der Neutronen- und Gammaemission mit theoretischen Q-Werten verglichen. Dabei zeigte sich, daß die mit Hilfe der Fragmentgeschwindigkeiten gewonnenen  $\text{TKE}(2v) = 167,7 \pm 1,7$  MeV von Milton und Fraser (18) mit den theoretischen Rechnungen übereinstimmten, nicht aber die aus den Impulshöhen abgeleitete  $\text{TKE}(2E) = 171,9 \pm 1,4$  MeV von Schmitt et al. (31). Weitere Hinweise, daß die Anwendung des Eichverfahrens von Schmitt et al. zu hohe Werte für die kinetischen Energien der Fragmente ergibt, fanden Nifenecker et al. (36) bei einem entsprechenden Vergleich der Q-Werte für Spontanspaltung von  $^{252}\text{Cf}$ , wo die mit den Fragmentgeschwindigkeiten bestimmten Werte 2 MeV größer waren als die berechneten Energien. Ein anderes Beispiel ist die Spontanspaltung von  $^{244}\text{Cm}$ . Barashkov et al. (37) erhielten aus der Messung der Fragmentgeschwindigkeiten eine totale kinetische Energie, die 4 MeV niedriger war als der von Alkhozov et al. (38) über die Impulshöhen gemessene Wert.

Dieser systematische Fehler im Eichverfahren für die experimentell gemessenen Impulshöhen führt in Gl. (4) zu einer entsprechenden Überschätzung der sekundären Fragmentmassen  $A_{1,2}$  und damit zu einer sehr empfindlichen Störung bei der Berechnung von  $v(A^*)$  in Gl. (5). Um Übereinstimmung mit der radiochemisch sehr genau gemessenen Verteilung der sekundären Fragmentmassen zu erzielen, haben Schmitt et al. (39) ihre Eichkonstanten  $k_i$  für die Auswertung eines  $2E,1v$ -Experiments am  $^{252}\text{Cf}$  um  $\pm 0,3$

MeV geändert. Ein entsprechendes Experiment für Spaltung von  $^{235}\text{U}$  mit thermischen Neutronen von Derengowski et al. (16) wurde ebenfalls mit modifizierten Eichkonstanten ausgewertet.

Für diese Messung wurden die Korrekturen für das Eichverfahren von Schmitt et al. einer Auswertung von Müller (10) entnommen, der bei einer zu diesem Experiment analogen Untersuchung am  $^{235}\text{U}$  mit den Schmitt-Parametern zunächst ebenfalls zu große TKE gefunden hatte. Dabei stellte sich jedoch heraus, daß die beobachteten Abweichungen für die verwendeten Detektoren signifikant verschieden waren. Diese Beobachtung führte auf eine in dieser Weise erstmals angewandte, detektorspezifische Modifikation der Eichkonstanten  $k_i$ . Dabei wurden die Konstanten so bestimmt, daß außer den mittleren Neutronenzahlen  $\bar{\nu}_{\text{tot}}$ ,  $\bar{\nu}_L$  und  $\bar{\nu}_H$  auch die Ableitungen  $\partial \nu_L / \partial A_L$  und  $\partial \nu_H / \partial A_H$  mit den radiochemischen Werten übereinstimmen. Es zeigte sich, daß vor allem die Massenabhängigkeit des Impulshöhendefekts für verschiedene Zähler starke Unterschiede aufweist. Da dieses Experiment mit denselben Detektoren durchgeführt wurde, die auch Müller für die Untersuchungen am  $^{235}\text{U}$  benutzte, konnten die Eichkonstanten  $k_i$  direkt übernommen werden. Die Tabelle 3 zeigt den Vergleich mit den Werten von Schmitt et al. (22).

Tabelle 3 Die Eichkonstanten  $k_i$  für die Umrechnung der experimentellen Impulshöhen in kinetische Energien nach Gln. (8) und (16).

Konstante	Schmitt et al.	Diese Arbeit (Müller, Ref. (10))	
		Detektor 1	Detektor 2
$k_1$	24.0203	24.350	24.915
$k_2$	0.03574	0.0225	0.015
$k_3$	89.6083	91.585	90.205
$k_4$	0.1370	0.100	0.115

#### 4.5 Experimentelle Auflösung

Die Energieauflösung  $\Delta E$  ist hauptsächlich durch die Auflösung der Halbleiterdetektoren vorgegeben, für die in Anlehnung an die Messungen von Schmitt et al. (22)  $\Delta E_{\text{det}} = 0,8$  MeV bzw. 1,5 MeV für die leichten und schweren Fragmente angenommen wurde (Abschnitt 2.7). Im Vergleich dazu fällt die in Abschnitt 3.2 diskutierte Unsicherheit aufgrund des Energieverlusts in der Probe  $\Delta E_{\text{pr}} = 0,38$  MeV kaum ins Gewicht. Eine weitere Unsicherheit ergibt sich aufgrund des statistischen Fehlers bei der Bestimmung der mittleren Impulshöhen  $P_L$  und  $P_H$  im  $^{252}\text{Cf}$ -Eichspektrum. Da diese Eichspektren aus  $>2 \times 10^4$  Ereignissen bestehen, sind die Fehler in  $P_L$  und  $P_H$  lediglich 0,5 bzw. 0,8 %. Dies ergibt eine zusätzliche Unsicherheit in der Fragmentenergie von  $\Delta E_{\text{eich}} = 0,04$  bzw. 0,06 MeV. Betrachtet man diese Fehler als voneinander unabhängig, so führt die quadratische Addition auf  $\Delta E_L = 0,97$  MeV und  $\Delta E_H = 1,65$  MeV.

Die Zeitauflösung  $\Delta T$  des Experiments geht entscheidend in die Auflösung der primären Fragmentmassen ein. Mit dem gemessenen Wert  $\Delta T = 0,5$  ns ergibt sich aus Gl. (3) für die Auflösung der primären Massen

$$\frac{\Delta A_{1,2}^*}{A_{1,2}^*} = \frac{v_{1,2}}{v_1 + v_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T_2}\right)^2} \quad (17a)$$

Für die Messungen bei 37,5 cm Flugweg würde somit eine Auflösung von 1,3 amu erreicht. Dieser Wert berücksichtigt jedoch nur die Zeitauflösung des Experiments. Die Unsicherheit in der Massenauflösung wird jedoch durch die Neutronenabdampfung im Mittel um denselben Betrag vergrößert (40), so daß die endgültige Auflösung bei  $\Delta A_{1,2}^* = 1,8$  amu liegt.

Die sekundären Fragmentmassen, die nach Gl. (4) berechnet werden, sind sowohl von der gemessenen Energie als auch von der Geschwindigkeit beeinflusst, wobei die Energieunsicherheit den größten Beitrag zur Massenauflösung liefert. Es gilt

$$\frac{\Delta A_{1,2}}{A_{1,2}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E_{1,2}}{E_{1,2}}\right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} \quad (17b)$$

und daraus ergibt sich  $\Delta A_1 = 3,6$  und  $\Delta A_2 = 4,7$  amu für die leichten und schweren Fragmente.

## 5. ERGEBNISSE DER (2E, 2ν)-AUSWERTUNG

### 5.1 Kinetische Energien und Geschwindigkeiten der Spaltfragmente

Die Abb. 20 zeigt die Häufigkeitsverteilung der primären Fragmentenergien. Die Unterscheidung der Daten für  $E_n = 0,8$  bzw.  $5,5$  MeV durch offene Kreise und Sterne wird auch in allen weiteren Abbildungen beibehalten. Aus Abb. 20 kann man entnehmen, daß bei der höheren Anregungsenergie eine gewisse Verbreiterung der Verteilung eintritt, die vor allem bei den leichten Fragmenten deutlich zu kleineren Energien verschoben ist. Dieses Verhalten wird durch den Vergleich der Mittelwerte deutlicher. Während die mittlere kinetische Energie für das schwere Fragment konstant bleibt, ist der Unterschied beim leichten Fragment wesentlich stärker ausgeprägt. Hier geht der Mittelwert von

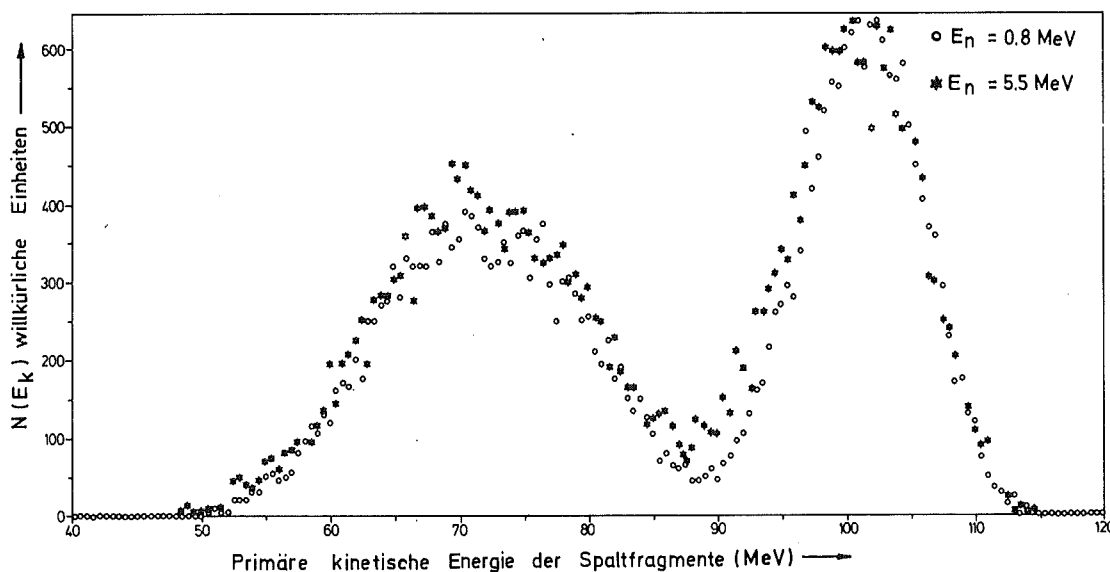


Abb. 20: Verteilung der primären Fragmentenergien für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV.

101,78 ± 0,18 MeV auf 101,03 ± 0,20 MeV zurück. Der Vergleich dieser mit Hilfe der Fragmentgeschwindigkeiten berechneten mittleren Energien mit den Ergebnissen der 2E-Auswertung in Tabelle 3 bestätigt, daß das unkorrigierte Eichverfahren nach Schmitt et al. (22) zu große Werte für die Fragmentenergien liefert. Insgesamt ergibt sich damit ein Gradient  $\partial \text{TKE}^* / \partial E_x = -0,20 \pm 0,08$  mit der Anregungsenergie  $E_x$ . Dies ist in guter Übereinstimmung mit Kuzminov et al. (12), die einen Gradienten von 0,28 berichten.

Die Verbreiterung der Verteilung in Abb. 20 mit der Anregungsenergie wird anhand der mittleren Varianzen  $\sigma_{E^*}$  deutlich. Diese Werte steigen zwischen  $E_n = 0,8$  und 5,5 MeV von 4,8 und 7,6 MeV auf 5,7 und 7,9 MeV für das leichte bzw. schwere Fragment.

An dieser Stelle ist ein Vergleich mit den Ergebnissen des (2E,2v)-Experiments von Andritsopoulos (17) interessant, das mit thermischen Neutronen am  $^{235}\text{U}$  durchgeführt wurde. In diesem Fall ist die Anregungsenergie des spaltenden Kerns am Sattelpunkt etwa 0,8 MeV. Dies ist hinreichend dicht an der Spaltschwelle, so daß man in etwa ähnliche Verhältnisse vorfindet wie bei der Spaltung von  $^{237}\text{Np}$  bei  $E_n = 0,8$  MeV. Extrapoliert man den von Andritsopoulos angegebenen Wert  $\text{TKE}^* = 167,45 \pm 0,20$  MeV mit Hilfe der empirischen Beziehung von Unik (41)

$$\overline{\text{TKE}} = \left( 0,133 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 11,64 \right) \text{ (MeV)} \quad (18)$$

welche die systematische Änderung von TKE mit der Ordnungszahl beschreibt, so erwartet man für  $^{237}\text{Np}$  eine totale kinetische Energie von 174,3 MeV. Die Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit bestimmten Wert von 174,00 ± 0,28 MeV ist sehr gut. Für die mittleren Varianzen der kinetischen Energie findet Andritsopoulos allerdings größere Werte, nämlich 5,9 und 8,7 MeV für die leichten bzw. schweren Fragmente.

Die in Abb. 21 dargestellten Verteilungen der Fragmentgeschwindigkeiten zeigen eine etwas bessere Auflösung als die Verteilungen der kinetischen Energien in Abb. 20. Der Grund dafür ist der geringe Einfluß der Neutronenemission sowie die gute Zeitauflösung des Experiments.

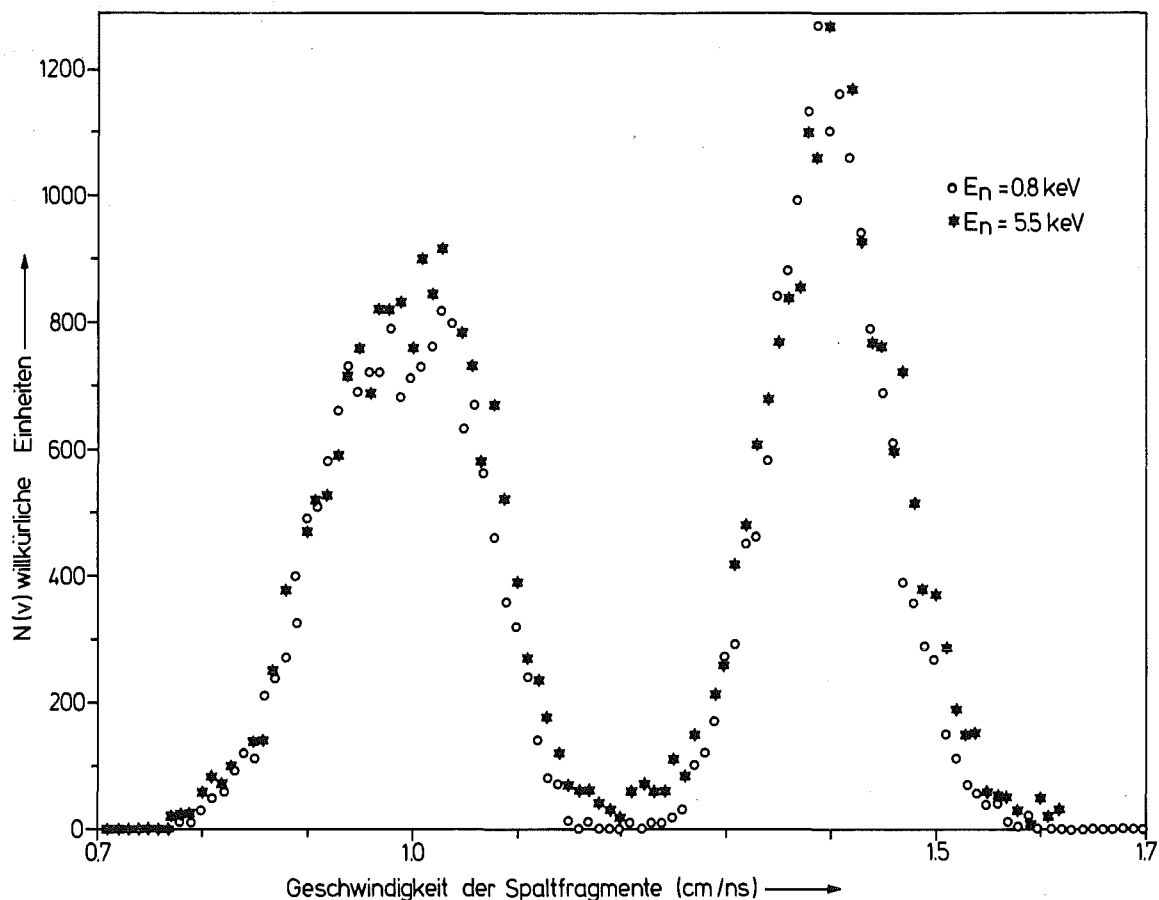


Abb. 21: Verteilung der Fragmentgeschwindigkeiten für  $E_n = 0,8$  und  $5,5 \text{ MeV}$ .

Für die mittleren Varianzen der Fragmentgeschwindigkeiten ist eine entsprechende Zunahme mit der Anregungsenergie festzustellen wie bei den kinetischen Energien. Der Vergleich mit Andritsopoulos zeigt in diesem Falle Übereinstimmung:

$\langle \sigma_{VL} \rangle = 0,056$  und  $\langle \sigma_{VH} \rangle = 0,072 \text{ cm/ns}$  in dieser Arbeit bzw.  $0,051$  und  $0,086 \text{ cm/ns}$  bei Andritsopoulos. Dies deutet darauf hin, daß die etwas größere Varianz, die Andritsopoulos für die kinetischen Energien findet, eher eine meßtechnische und weniger eine physikalische Ursache hat.

## 5.2 Massenverteilung

Für die Neutronenenergie  $800 \text{ keV}$  ist die Massenverteilung vor und nach Neutronenabdampfung in Abb. 22 dargestellt. Aus diesen Verteilungen ergeben sich folgende Mittelwerte und Varianzen:

vor	$\langle A_L^* \rangle = 98,57 \pm 0,09$ amu	$\langle \sigma_{A_L^*} \rangle = 5,78$ amu
	{ $\langle A_H^* \rangle = 139,43 \pm 0,09$ amu	$\langle \sigma_{A_H^*} \rangle = 5,78$ amu
bzw.		
nach	$\langle A_L \rangle = 96,97 \pm 0,22$ amu	$\langle \sigma_{A_L} \rangle = 6,27$ amu
Neutronen-	{ $\langle A_H \rangle = 138,26 \pm 0,38$ amu	$\langle \sigma_{A_H} \rangle = 6,54$ amu
emission		
$(E_n = 0,8 \text{ MeV})$		

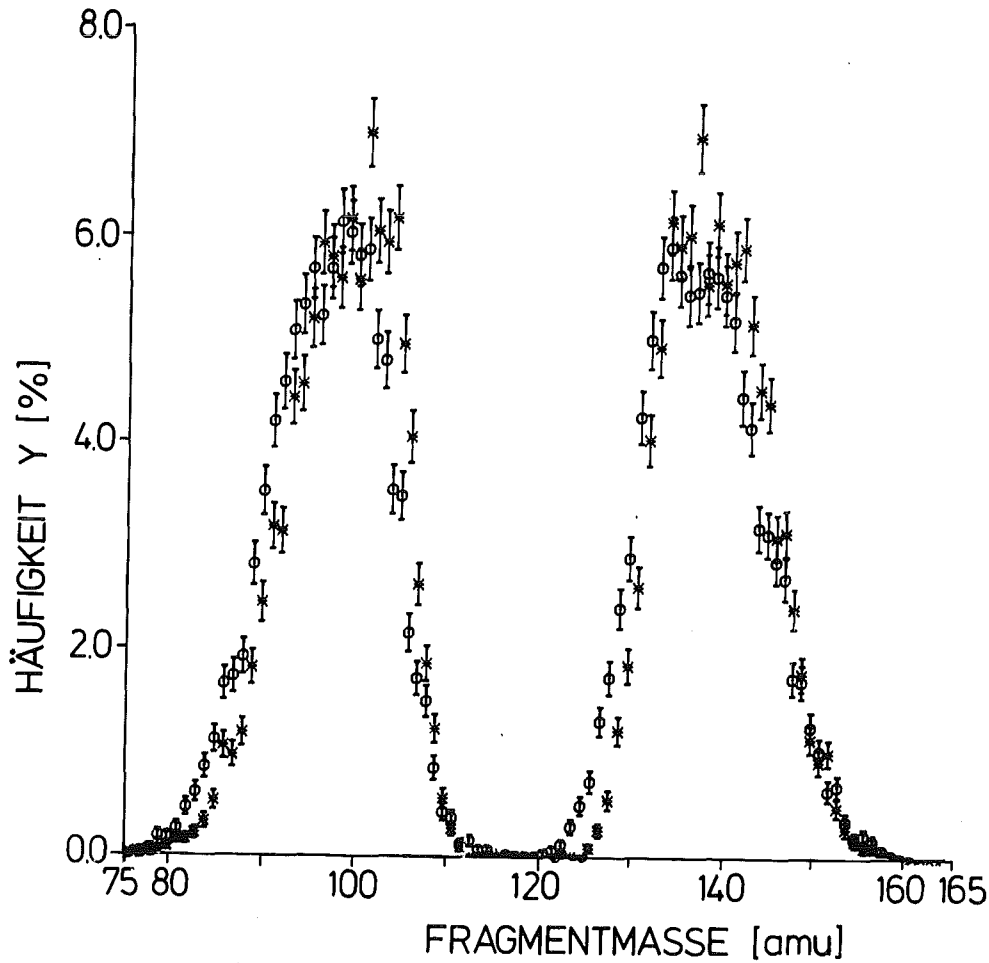


Abb. 22: Massenverteilung vor und nach Neutronenabdampfung für  $E_n = 310$  keV.

Die etwas größere Varianz für die sekundären Massen ist vor allem durch die schlechtere Auflösung bedingt.

Vergleich man die mittleren primären Massen mit den entsprechenden Werten von Andritsopoulos (17), der  $95,87 \pm 0,07$  bzw.  $139,87 \pm 0,07$  amu für das leichte und schwere Fragment angibt, so fällt vor allem auf, daß die Masse der schweren Fragmente im Mittel gleich ist und



der ganze Massenüberschuß dem leichten Fragment zugeschlagen wird. Diese Beobachtung wird von Unik et al. (41) mit der doppelt magischen Konfiguration in den schweren Fragmenten erklärt, welche die Aufteilung zugunsten der leichten Fragmente favorisiert.

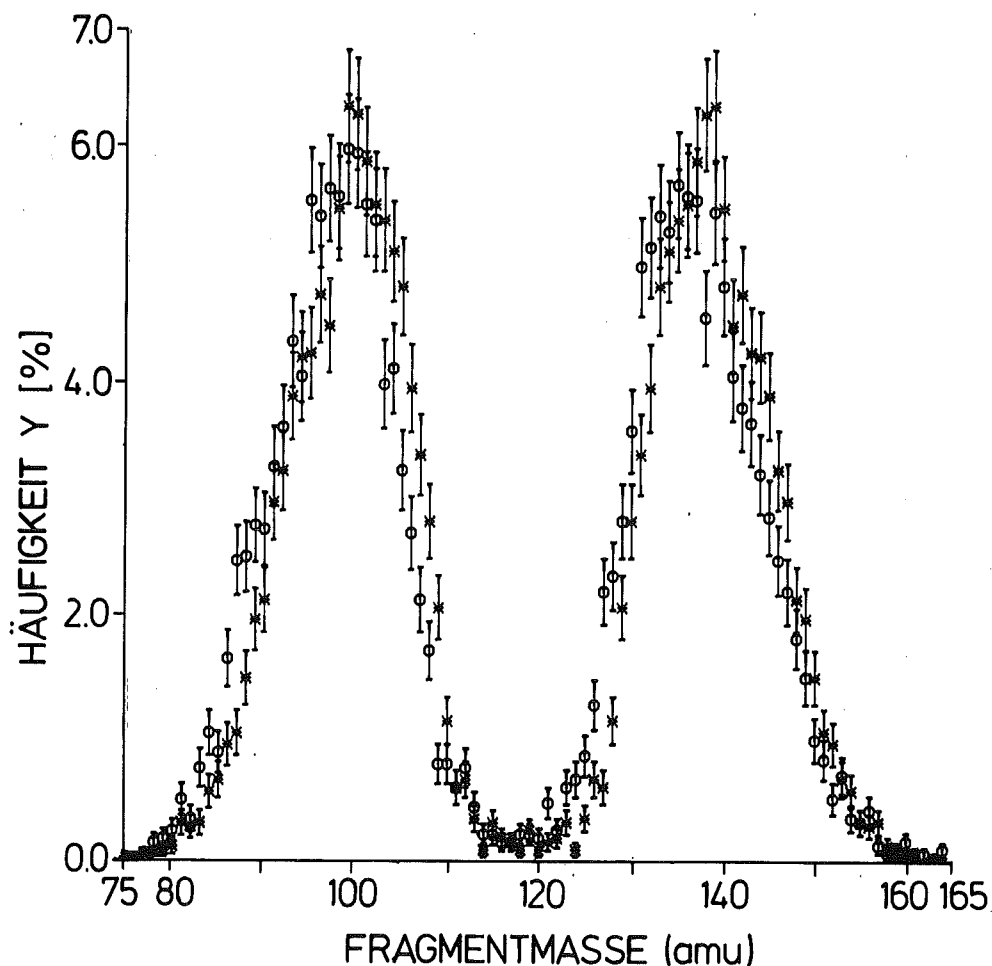


Abb. 23: Massenverteilung vor und nach Neutronenabdampfung für  $E_n = 5,5$  MeV.

Mit wachsender Anregungsenergie gibt es deutliche Veränderungen in der Massenverteilung. Man sieht aus dem Vergleich der Abb. 22 und 23, daß die symmetrische Komponente in der Massenverteilung zunimmt und daß die Feinstrukturen in den primären Massen nahezu verschwinden. Darüberhinaus ergeben sich auch für die Mittelwerte und Varianzen signifikante Unterschiede:

vor  $\langle A_L^* \rangle = 99,05 \pm 0,13$  amu  
 $\langle A_H^* \rangle = 139,01 \pm 0,13$  amu

$\langle \sigma_{A_L^*} \rangle = 6,67$  amu  
 $\langle \sigma_{A_H^*} \rangle = 6,67$  amu

bzw.

nach Neutronen-  
 emission  
 ( $E_n = 5,5$  MeV)

$\langle A_L \rangle = 97,32 \pm 0,23$  amu  
 $\langle A_H \rangle = 137,25 \pm 0,40$  amu

$\langle \sigma_{A_L} \rangle = 6,87$  amu  
 $\langle \sigma_{A_H} \rangle = 7,17$  amu

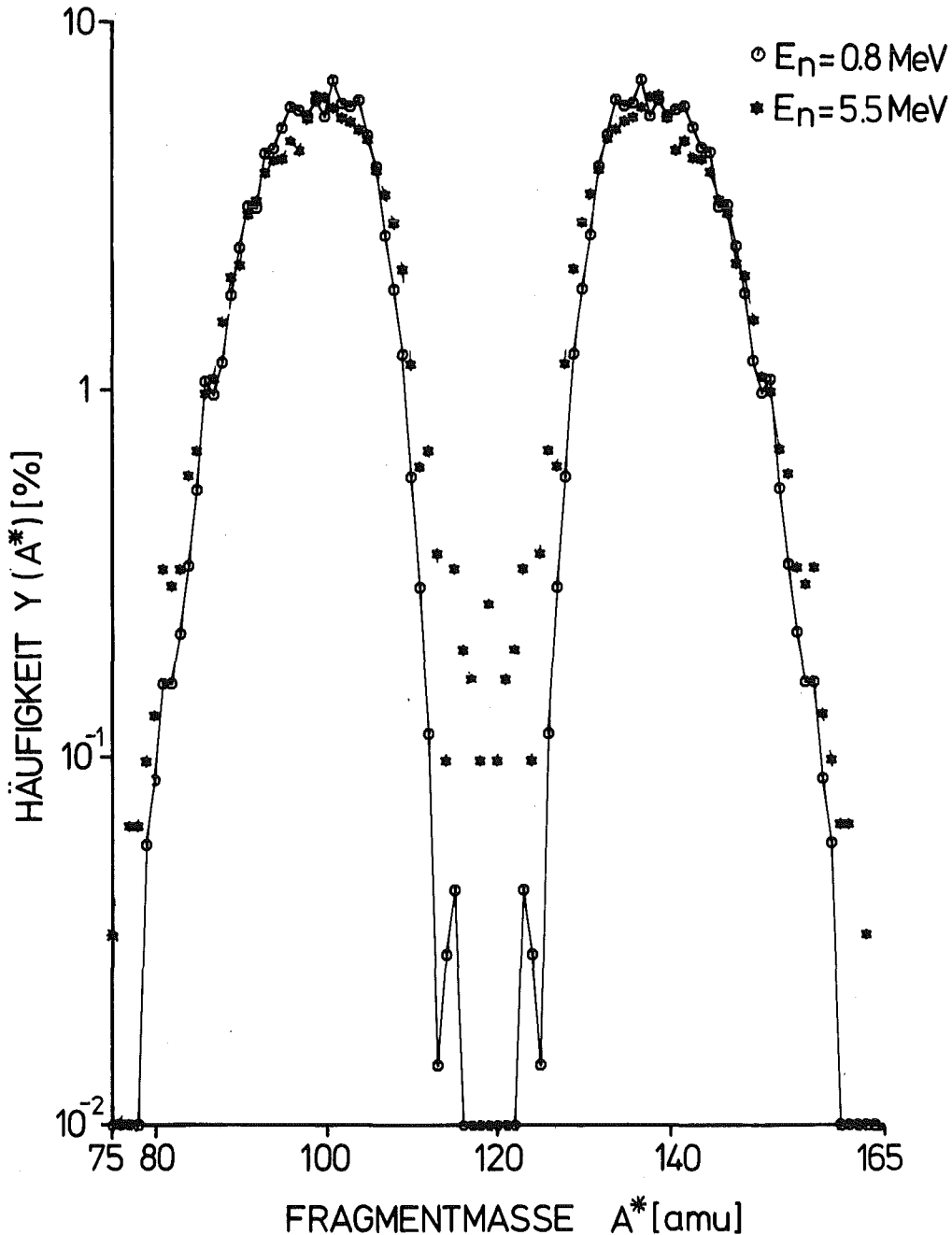


Abb. 24: Die Verteilung der primären Fragmentmassen  $A^*$  für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV. Für die Punkte, die auf die Abszisse gezeichnet sind, wurden keine Ereignisse beobachtet.

Vergleicht man z.B. die mittleren primären Massen für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV, so findet man für die höhere Anregungsenergie eine weniger asymmetrische Massenaufteilung, ein Hinweis, daß Schaleneffekte mit zunehmender Anregungsenergie an Bedeutung verlieren. Außerdem sind die Verteilungen für  $E_n = 5,5$  MeV wegen der Zunahme der Neutronenemission wesentlich breiter. Die Abhängigkeit der symmetrischen Komponente in der Massenverteilung von der Anregungsenergie ist in der logarithmischen Darstellung der Abb. 24 besonders gut zu sehen. Die Breite der Verteilung und damit auch die Häufigkeit für symmetrische Spaltung im Massenbereich zwischen 110 und 126 nimmt mit der Anregungsenergie deutlich zu. Das Verhältnis des Maximums der Verteilung zum Anteil der symmetrischen Massenaufteilung  $P/V$  ist für  $E_n = 0,8$  MeV wegen der wenigen beobachteten Ereignisse nur schwer festzulegen. Je nachdem, wie weit man den symmetrischen Bereich auffaßt ( $<+ 4$  oder  $+<6$  amu), läßt sich das Verhältnis  $P/V$  entweder gar nicht bestimmen, oder man findet Werte zwischen 450 und 650. Da diese Schwankung auch ungefähr der statistischen Unsicherheit entspricht, kann man  $P/V = 650 \pm 200$  als Näherungswert annehmen. Für die höhere Neutronenenergie von  $5,5$  MeV ergibt sich mit  $P/V = 30 \pm 5$  derselbe Wert wie bei der 2E-Auswertung, allerdings wegen der kleineren Ereigniszahl mit entsprechend größerem Fehler. Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit radiochemischen Messungen von Borisova et al. (32), die das Verhältnis  $P/V$  aus der Spaltprodukt-häufigkeit von  $^{115}\text{Cd}$  relativ zum Mittelwert von  $^{99}\text{Mo}$  und  $^{140}\text{Ba}$  bestimmt haben. Für  $E_n = 0,8$  und  $4,15$  MeV geben diese Autoren Verhältnisse von  $670 \pm 70$  bzw.  $70 \pm 7$  an. Mit Hilfe einer von Borisova et al. aus ihren Daten abgeleiteten, empirischen Beziehung würde man für  $E_n = 5,5$  MeV einen extrapolierten Wert von  $P/V = 26$  erwarten. Der von Kuzminov et al. (12) in einem 2E-Experiment gefundene Wert war  $34 \pm 3$ .

Die Feinstruktur in der Verteilung der primären Fragmentmassen ist im linearen Maßstab am besten zu erkennen. Die Abb. 25 zeigt diese Verteilungen in einer gespreizten Darstellung von  $0,5$  amu Schrittweite, um die volle experimentelle Auflösung auszunutzen. Da die Verteilungen zur Masse 118 symmetrisch sind, ist nur die Hälfte für die schweren Fragmentmassen

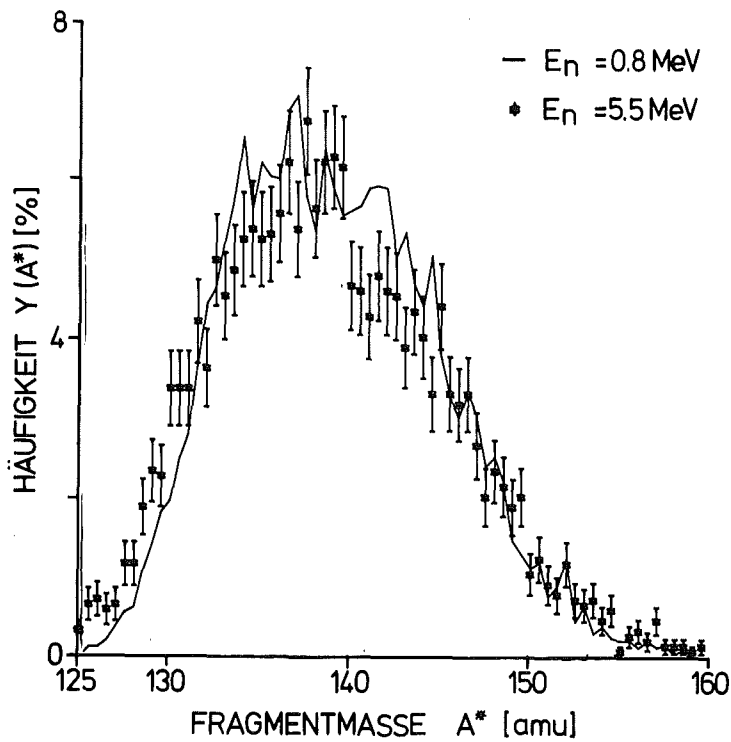
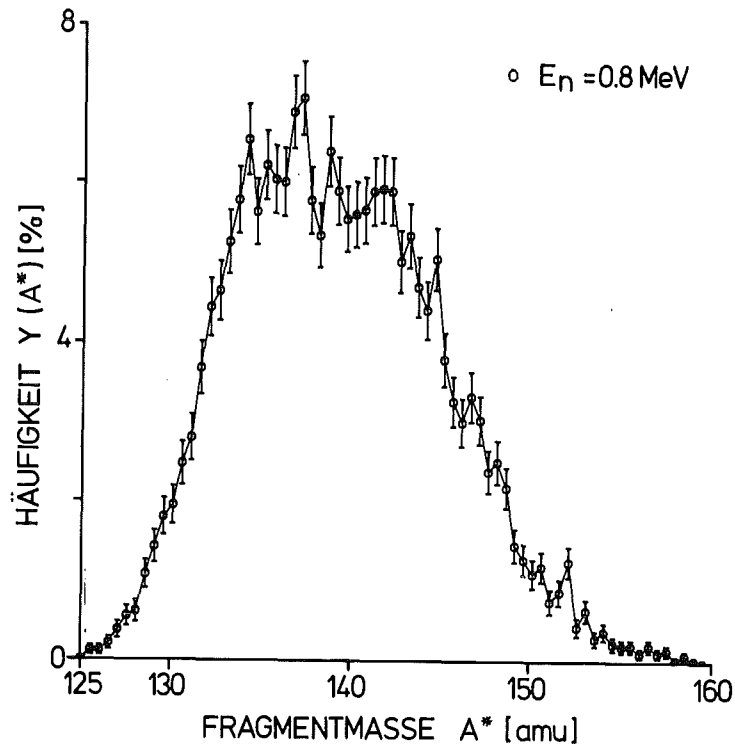


Abb. 25: Die Verteilung der primären Fragmentmassen. Im oberen Teil der Abbildung ist die Verteilung für 0,8 MeV dargestellt, die signifikante Feinstrukturen aufweist. Bei der höheren Anregungsenergie von 5,5 MeV (unterer Teil) sind die Feinstrukturen sehr viel schwächer.

gezeigt. Die Strukturen für  $E_n = 0,8$  MeV sind durch die Verbindungslinie zwischen den Meßpunkten betont. Man findet sie besonders ausgeprägt für die Massen 134, 137, 139, 142, 144 und 147. Die Erklärung für eine solche periodische Struktur ergibt sich aus dem Paareffekt, da Fragmente mit geraden Protonenzahlen energetisch bevorzugt sind. Nifenecker et al. (42) haben gezeigt, daß beim  $^{235}\text{U}$  der Energieunterschied aufgrund des Paareffekts 2,7 MeV beträgt. Für diesen Kern erhält man Feinstrukturmaxima in der Massenverteilung bei  $A^* = 135, 140$  und  $145$ ; dies entspricht Protonenzahlen von  $Z = 52, 54$  und  $56$ . Mit dem Verhältnis von Ladung zu Masse von  $1/2,57$  im Compoundkern  $^{236}\text{U}$  ergibt sich für eine Ladungsdifferenz von 2 Protonen gerade die beobachtete Periode der Feinstruktur von 5 amu. Im Fall von  $^{237}\text{Np}$  würde man zunächst keine Bevorzugung bestimmter Fragmentaufteilungen erwarten, da bei der Aufteilung des  $uu$  Compoundkerns in jedem Fall 2 ungepaarte Nukleonen auftreten. Experimentell findet man jedoch eine Periodizität von  $\sim 2,5$  amu.

### 5.3 Die kinetischen Energien als Funktion der Fragmentmasse

Die Abb. 26 zeigt die mittlere kinetische Energie der Spaltfragmente in Abhängigkeit von ihrer Masse für die beiden Anregungsenergien  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV. Die Differenz der beiden Verteilungen ist im oberen Teil der Abbildung dargestellt. Während die kinetische Energie der leichten Fragmente praktisch konstant ist, gibt es für symmetrische Spaltung ein ausgeprägtes Minimum. Der Grund dafür ist, daß bei symmetrischer Massenaufteilung die Fragmentdeformation relativ groß ist und dadurch am Szissionspunkt die Ladungsschwerpunkte der Fragmente einen großen Abstand  $D$  aufweisen. Der überwiegende Teil der kinetischen Energie wird durch die Coulombabstoßung erzeugt. Es gilt

$$\text{TKE} \approx E_{\text{coul}} = \frac{Z_L Z_H \cdot e^2}{D} \quad (19)$$

wo  $Z_L$  und  $Z_H$  die Ladungszahlen der Fragmente bedeuten. Mit weiter zunehmender Masse erscheint für die doppelt-magischen Fragmente um  $A = 132$  wegen deren kleiner Deformation ein Maximum in der kinetischen Energie, bis bei weiterer Erhöhung

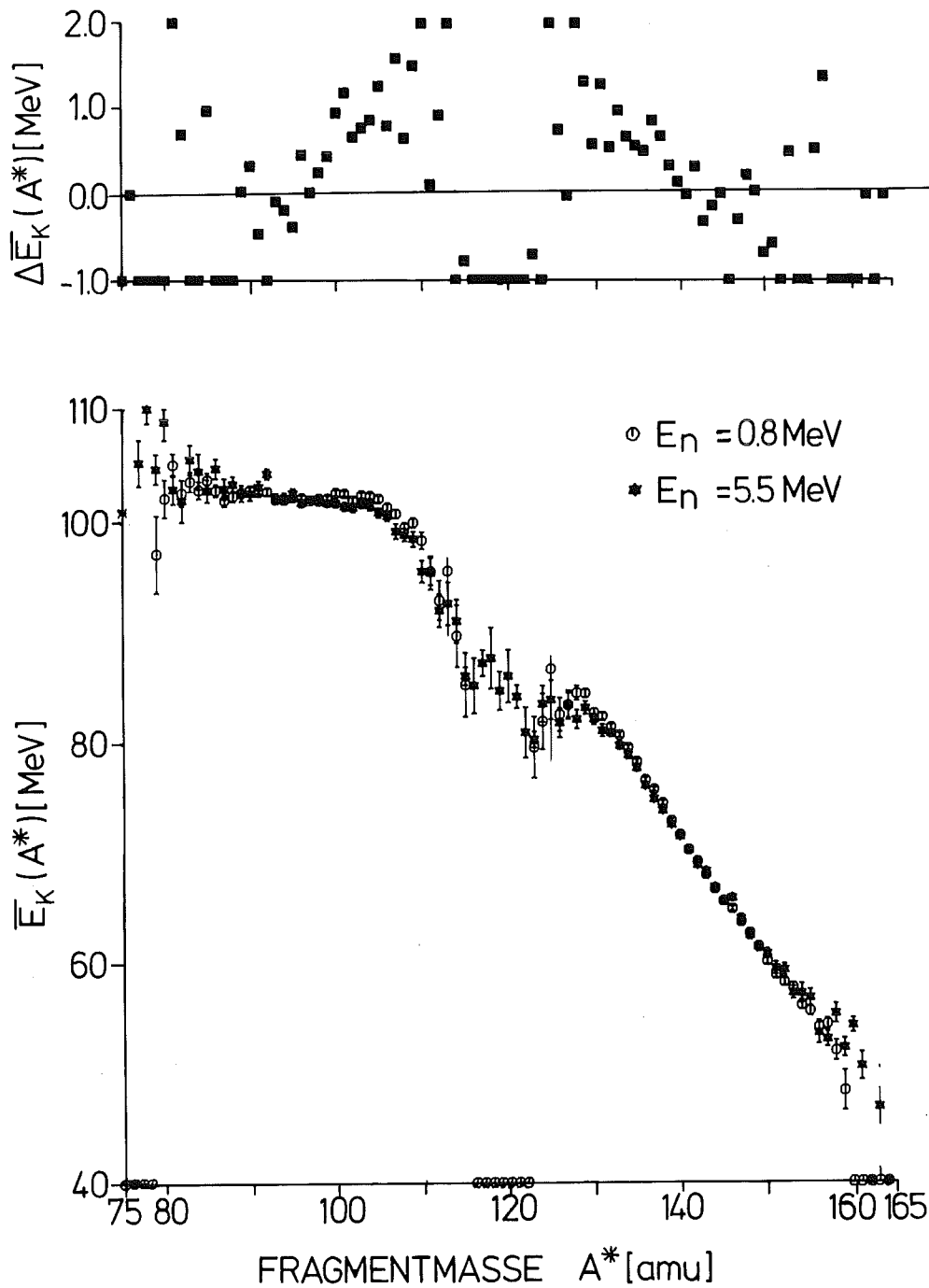


Abb. 26 Die mittleren kinetischen Energien der Spaltfragmente als Funktion ihrer Masse. Die Differenz der Verteilungen für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV ist im oberen Teil der Abbildung gezeigt.

der Masse die kinetische Energie kontinuierlich abnimmt. Dieser Abfall rührt daher, daß die Deformation zunimmt und außerdem das Produkt  $Z_L \cdot Z_H$  zunehmend kleiner wird. Die Änderung der kinetischen Energie mit der Anregungsenergie ist lediglich in der Umgebung der magischen Fragmente um  $A = 132$  und der jeweils komplementären von Null verschieden. Wie schon anhand der Mittelwerte festgestellt wurde, nimmt die kinetische Energie bei den leichten Fragmenten etwas stärker ab. Trotzdem ist die Änderung für leichte und schwere Fragmente nahezu symmetrisch zur Masse 118. Diese Effekte sind deutlicher ausgeprägt, wenn man die totale kinetische Energie  $TKE^*$  betrachtet. Die Abb. 27 zeigt die totale kinetische Energie für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV. Man erkennt nun die Absenkung von  $TKE^*$  aufgrund der großen Deformation für symmetrische Spaltung besser als in Abb. 26. Offensichtlich ist dieser Effekt mit 10-15 MeV viel stärker als die Aufweichung der Schaleneffekte mit der Anregungsenergie. Diese führt zu einer Deformation der magischen Fragmente und damit zu einer Abnahme der kinetischen Energie um 2-3 MeV. Für sich genommen ist der Gradient  $\partial TKE / \partial E_x$  für die magischen Fragmente allerdings größer ( $\sim 0,7$ ) als in Abschnitt 5.1 aus den Mittelwerten abgeschätzt wurde ( $0,22$ ). Für Massen oberhalb  $A^* = 140$  hat die Anregungsenergie keinen Einfluß auf die totale kinetische Energie. Die kontinuierliche Abnahme von  $TKE^*$  in diesem Bereich wird durch die Fragmentdeformation und das Produkt  $Z_L \cdot Z_H$  bestimmt.

#### 5.4 Neutronenemission

Aus Messungen der mittleren Zahl von Spaltneutronen  $\bar{\nu}_{tot}$  mit Hilfe von Szintillatortanks, wie sie z.B. von Terrell (40) zitiert werden, kennt man die Varianz dieser Größe  $\sigma^2_{\bar{\nu}_{tot}} = 1,25$ . Bestimmt man dieselbe Größe aus Mehrparametermessungen an Spaltfragmenten, so beobachtet man aufgrund der begrenzten Auflösung und wegen der Varianz anderer Größen, z.B. der kinetischen Energie, eine wesentlich größere Varianz. Dies ist in Abb. 28 für die Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt. Man findet in diesem Fall eine Varianz von  $\sim 6$  amu. Daß hier die

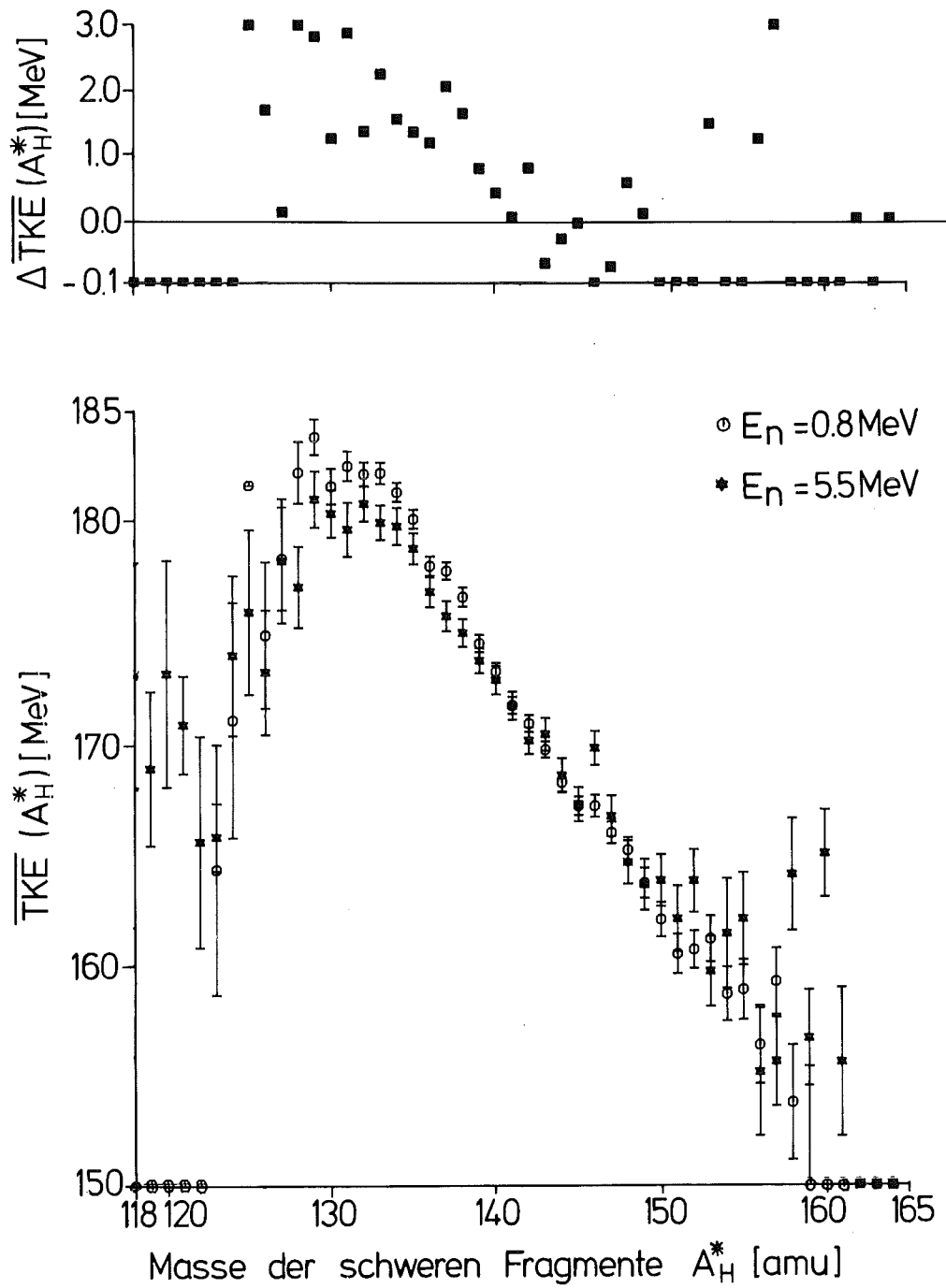


Abb. 27 Die totale kinetische Energie TKE\* in Abhängigkeit von der Fragmentmasse für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV.



Varianz von  $\sigma_{\text{tot}}$  von anderen Effekten überlagert ist, wird auch dadurch belegt, daß sich die Verteilungen für  $E_n=0,8$  und  $5,5$  MeV nicht unterscheiden, obwohl die mittleren Neutronenzahlen mit  $2,73$  und  $3,43$  deutlich verschieden sind. Konsequenterweise muß man stets über eine größere Anzahl von Spaltereignissen mitteln, um eine zuverlässige Aussage über die Zahl der prompt emittierten Spaltneutronen zu bekommen.

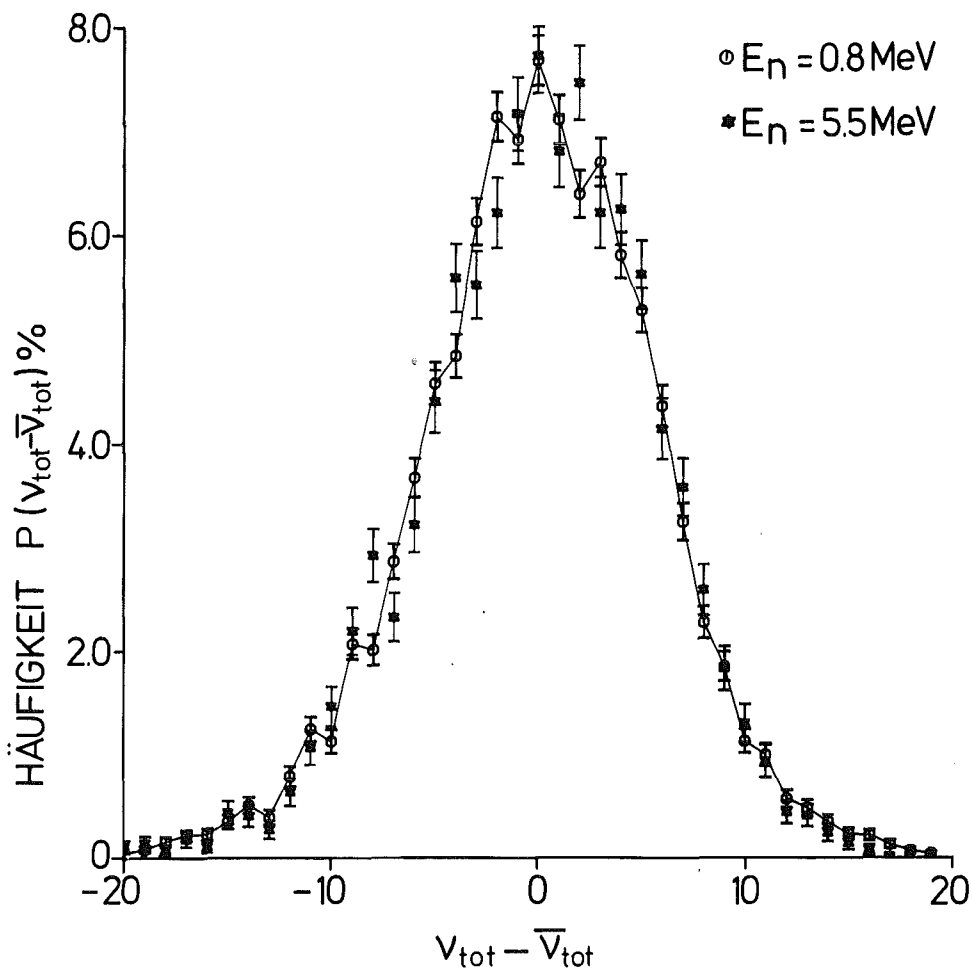


Abb. 28 Die Abweichung der gemessenen Zahl prompter Neutronen  $\sigma_{\text{vtot}}$  vom Mittelwert für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV.

Interessiert man sich zunächst für die Mittelwerte der prompten Spaltneutronen, so findet man sehr gute Übereinstimmung zwischen den in dieser Arbeit gefundenen Werten und den Ergebnissen von Veerer (34) aus einer Messung mit einem großen Szintillatortank:

	diese Arbeit	Veerer (34)
$E_n = 0,8 \text{ MeV}$	$\bar{\nu}_{\text{tot}} = 2,73 \pm 0,45$	$2,73 \pm 0,05$
$E_n = 5,5 \text{ MeV}$	$\bar{\nu}_{\text{tot}} = 3,43 \pm 0,50$	$3,46 \pm 0,07$

Der Beitrag der vom leichten bzw. schweren Fragment emittierten Neutronen zu  $\bar{\nu}_{\text{tot}}$  ändert sich mit der Anregungsenergie. Bei  $E_n = 0,8 \text{ MeV}$  ist das Verhältnis  $\bar{\nu}_L / \bar{\nu}_H = 1,37$  und nimmt bei  $E_n = 5,5 \text{ MeV}$  auf 0,98 ab. Dies bedeutet, daß die mit der Anregungsenergie zunehmende innere Anregung der Fragmente fast ausschließlich in die schweren Fragmente geht.

Der Vergleich mit den Ergebnissen von Andritsopoulos (17) am  $^{235}\text{U}$  zeigt, daß beim Compoundsystem  $^{236}\text{U}$  das Verhältnis  $\bar{\nu}_L / \bar{\nu}_H = 0,91$  wesentlich kleiner ist, als für den Fall von  $^{238}\text{Np}$  bei  $E_n = 0,8 \text{ MeV}$ , was in etwa derselben Compoundkernanregung entspricht.

Betrachtet man die Zahl der prompten Spaltneutronen in Abhängigkeit von der Fragmentmasse, so kommt man zur Darstellung in Abb. 29, die einen typischen "Sägezahn"-Verlauf aufweist. Die Zahl der abgedampften Neutronen setzt ein unmittelbares Maß für die Anregungsenergie der Fragmente. Rechnet man mit einer mittleren Separationsenergie von 6 MeV und einer mittleren kinetischen Energie der Neutronen von 2 MeV, so werden zur Abdampfung eines Neutrons etwa 8 MeV Anregungsenergie benötigt. Aus Abb. 29 sieht man, daß die Fragmentanregung sehr verschieden sein kann. Vor allem im Bereich der magischen Fragmente um  $A^* = 132$  reicht die Anregungsenergie für die Neutronenemission offenbar nicht aus. Gleichzeitig wird deshalb die Anregungsenergie des Compoundkerns den komplementären Fragmenten um  $A=106$  übertragen, die entsprechend viele Neutronen emittieren. Während für symmetrische

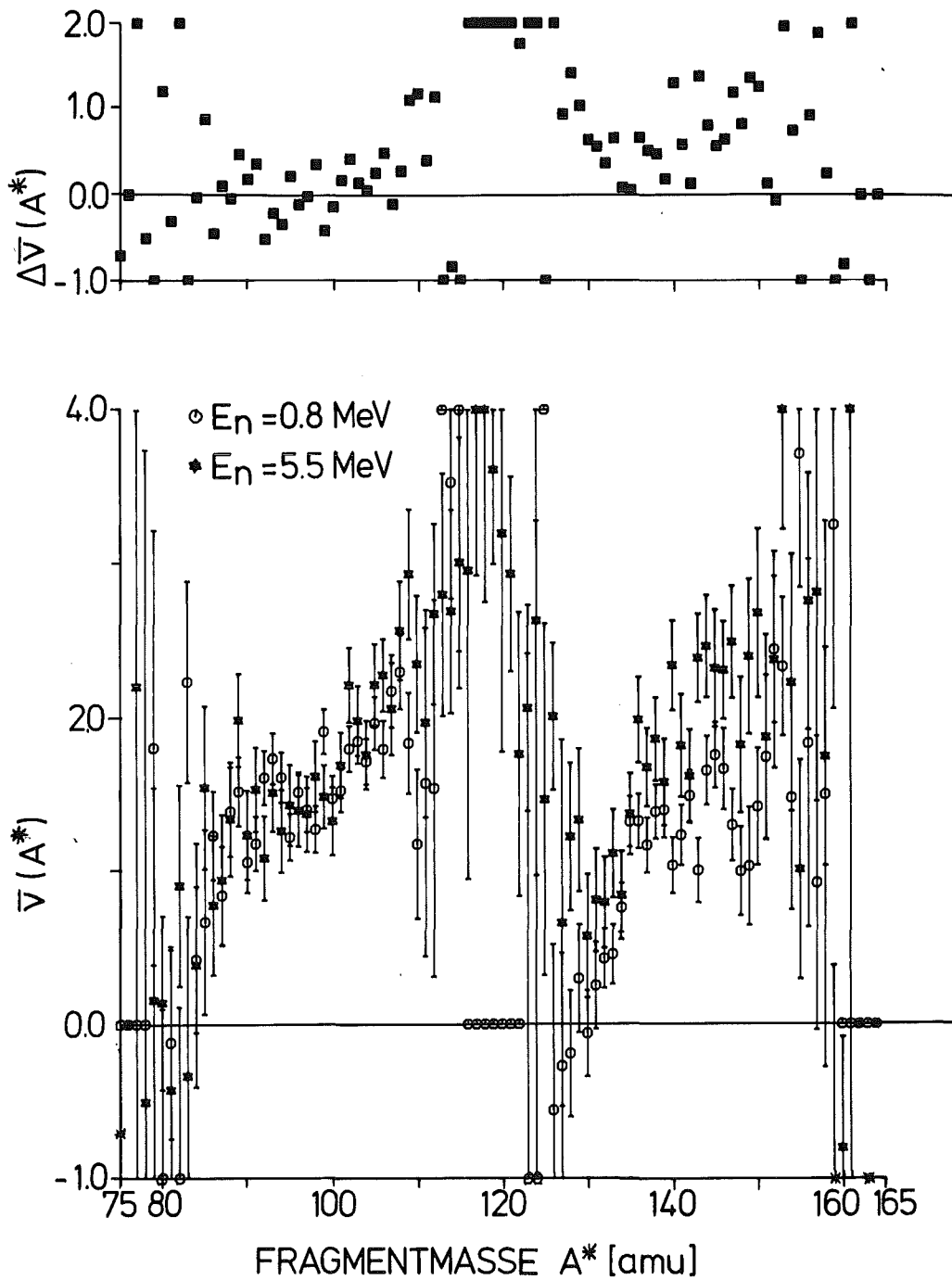


Abb. 29 Die Zahl der prompten Spaltneutronen in Abhängigkeit von der Fragmentmasse für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV.

Spaltung bei  $E_n = 0,8$  MeV wegen der schlechten Statistik keine Aussage über  $\nu(A^*)$  möglich ist, findet man für  $E_n = 5,5$  MeV noch einen sehr ausgeprägten Verlauf des Sägezahns, was darauf hindeutet, daß auch bei dieser Anregungsenergie die Schaleneffekte noch weitgehend intakt sind. Für Fragmentmassen oberhalb 135 nimmt die Deformierbarkeit und damit die Fragmentanregung zu; entsprechend steigt  $\nu(A^*)$  in diesem Bereich mit  $A^*$  an. Erhöht man die Anregungsenergie im Compoundsystem, so geht dieser zum überwiegenden Teil in die Anregungsenergie des schweren Fragments über. Im oberen Teil der Abb. 29 findet man eine Änderung von  $\nu(A^*)$  nur für die schweren Fragmente, und zwar um  $\Delta\nu \sim 0,5$ ; dies entspricht relativ gut der um 4,7 MeV höheren Anregungsenergie des Compoundkerns.

Eine weitere, wichtige Korrelation ist die zwischen der kinetischen Energie der Fragmente und der Zahl der prompten Spaltneutronen. Wie bereits festgestellt wurde, wird die kinetische Energie weitgehend von der Coulombabstoßung und damit von der Deformation der Fragmente am Szissionspunkt bestimmt. Da andererseits die Deformationsenergie zur inneren Anregung der Fragmente beiträgt, und diese über die Neutronenabdampfung zum Ausdruck kommt, läßt sich am Verhalten von  $\bar{\nu}(TKE^*)$  nachprüfen, inwieweit dieses Bild gerechtfertigt ist, bzw. inwieweit andere Effekte z.B. die Dynamik des Spaltprozesses berücksichtigt werden müssen. Abb. 30 zeigt die resultierende Verteilung  $\bar{\nu}(TKE^*)$  für  $E_n = 5,5$  MeV. Zur Verbesserung der Statistik wurde über den Massenbereich von 133 bis 143 integriert. Man findet im Rahmen der statistischen Fehler eine lineare Abnahme von  $\bar{\nu}$  mit zunehmender kinetischer Energie. Der Gradient von  $-0,11$  ist mit der Abschätzung verträglich, wonach etwa 8 MeV zur Abdampfung eines Neutrons aufzuwenden sind. Das bedeutet also, daß die experimentellen Ergebnisse dem ersten Anschein nach mit einem stationären Modell der Spaltung, wie es von Wilkins et al. (9) beschrieben wurde, in Einklang sind. Dynamische Effekte, welche die Korrelationen zwischen kinetischer Energie und der Zahl der prompten Spaltneutronen abschwächen würden, scheinen eine untergeordnete Rolle zu spielen. Darauf wird in Abschnitt 6 näher eingegangen.

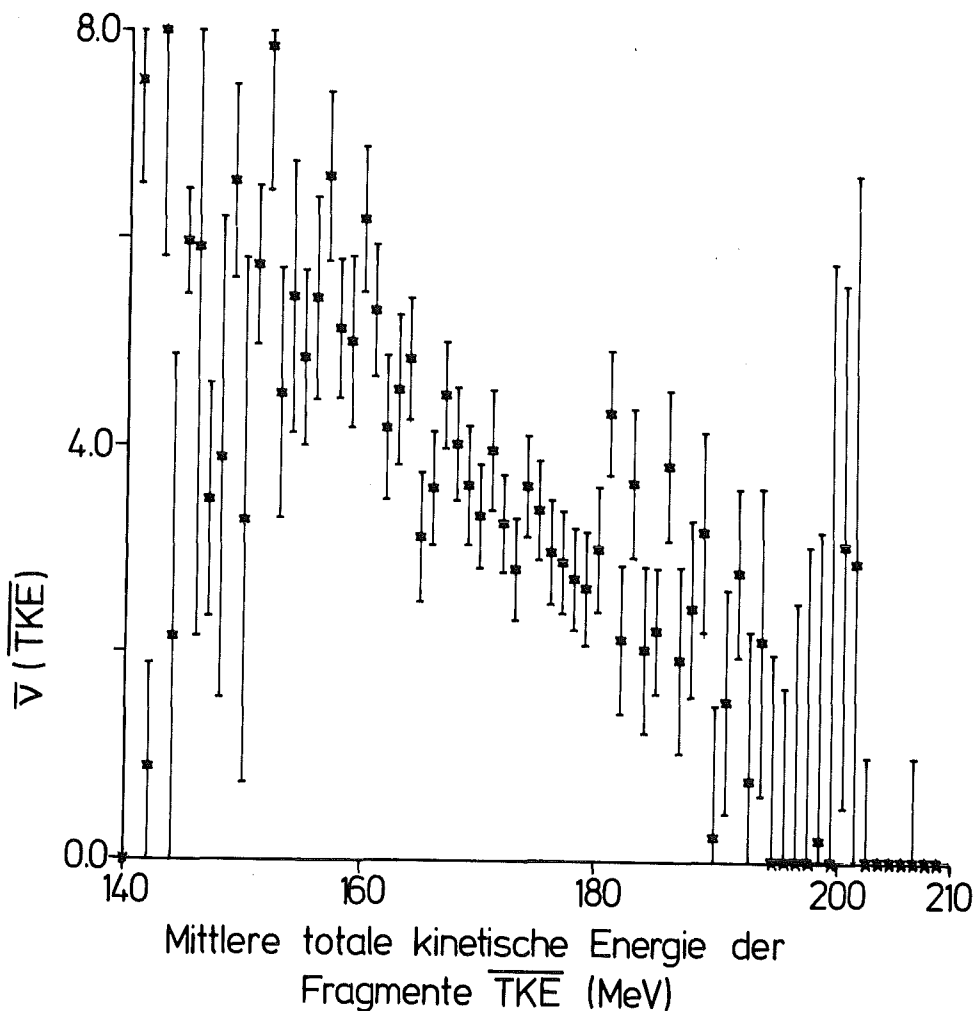


Abb. 30: Die Zahl der prompten Spaltneutronen als Funktion der totalen kinetischen Energie der Spaltfragmente integriert über den Massenbereich von 133 bis 143 ( $E_n = 5,5$  MeV).

### 5.5 Varianzen und Mittelwerte

Zusätzlich zu den Verteilungen der mittleren kinetischen Energie  $TKE(A^*)$  bzw. der Zahl der prompten Spaltneutronen  $\bar{\nu}(A^*)$  ist außerdem die Breite dieser Verteilungen, die durch die Varianz  $\sigma$  ausgedrückt wird, ein wichtiger Parameter zur Beschreibung der Fragmenteigenschaften.

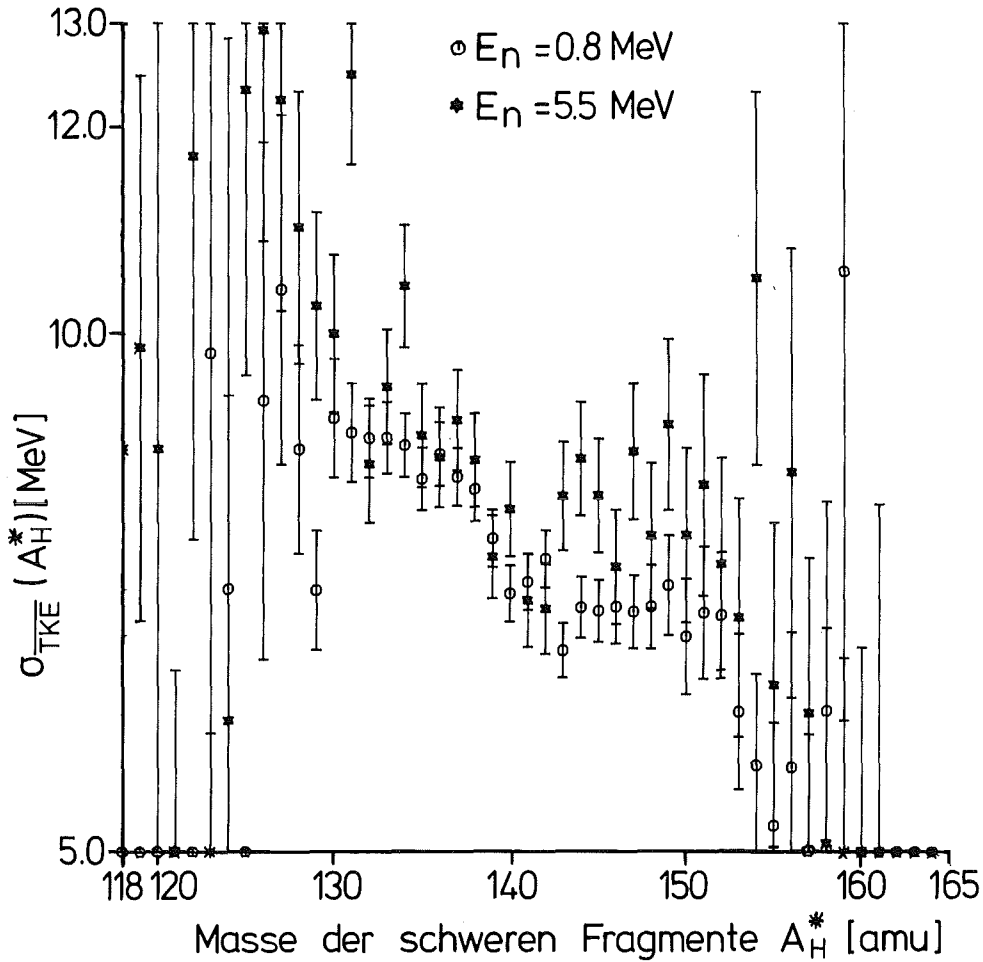


Abb. 31: Die Varianz der totalen kinetischen Energie als Funktion der Fragmentmasse für  $E_n = 0,8$  und  $5,5 \text{ MeV}$ .

Die Abb. 31 zeigt die Varianz der totalen kinetischen Energie in Abhängigkeit von der Fragmentmasse für  $E_n = 0,8$  und  $5,5 \text{ MeV}$ . Für die Diskussion der Ergebnisse im nächsten Abschnitt ist die auffällige Stufe in der Verteilung für  $E_n = 0,8 \text{ MeV}$  bei  $A^* \sim 138$  von Interesse, die bei der höheren Anregungsenergie durch die Zunahme der Varianz für  $A^* < 140$  wieder verwaschen wird. Wegen der schlechten Statistik ist im Bereich  $A^* < 128$  für  $E_n = 0,8 \text{ MeV}$  leider keine Aussage mehr möglich, und auch für  $E_n = 5,5 \text{ MeV}$  sind die Unsicherheiten wegen der kleinen Ereigniszahl relativ groß. Wegen der starken Korrelation zwischen der totalen kinetischen Energie und der Deformation der Fragmente am Szissions-

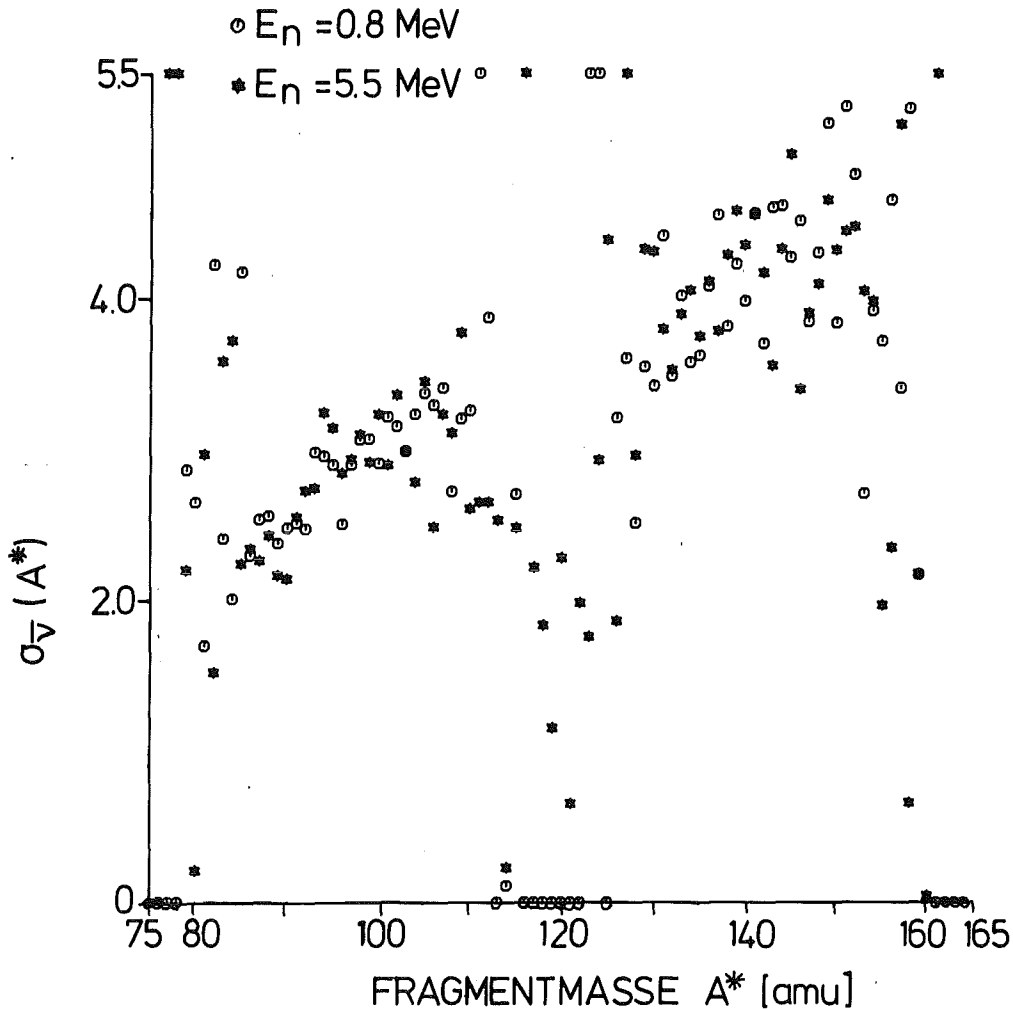


Abb. 32: Die Varianz der Zahl von prompt emittierten Spaltneutronen als Funktion der Fragmentmasse für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV.

punkt gibt die Streuung von TKE einen Hinweis für die Streuung der Deformation.

Die komplementäre Information über die innere Anregung der Fragmente könnte man aus der Varianz der Zahl der Spaltneutronen als Funktion der Fragmentmasse erhalten, die in Abb. 32 dargestellt ist. Leider läßt sich jedoch über die Varianz von  $\bar{\nu}(A^*)$  anhand der gemessenen Daten keine Aussage machen, da die Werte in Abb. 32 fast ausschließlich durch die experimentelle Auflösung bestimmt sind. Die Sägezahnkurve von  $\bar{\nu}(A^*)$  macht sich nur insofern bemerkbar, als die parallel verlaufenden Verteilungen für die leichten und schweren Fragmente um etwa eine Einheit gegeneinander verschoben sind.

In der folgenden Tabelle sind die Mittelwerte aller wichtigen Größen aufgeführt, die in dieser Arbeit für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV bestimmt wurden. Zum Vergleich, bzw. zur Illustration systematischer Trends sind die Ergebnisse der (2E,2v)-Messungen von Milton und Fraser (18) sowie von Andritsopoulos (17) angegeben, die mit thermischen Neutronen am  $^{235}\text{U}$  durchgeführt wurden.

Tabelle 4 In der (2E,2v)-Auswertung bestimmte Mittelwerte der Fragmenteigenschaften mit den totalen experimentellen Fehlern. Zum Vergleich sind Ergebnisse der Ref. (17,18) aufgeführt, die für die Spaltung von  $^{235}\text{U}$  mit thermischen Neutronen bestimmt wurden. Die dafür angegebenen, rein statistischen Fehler sind in etwa auch für die statistische Unsicherheit der Werte dieser Arbeit charakteristisch.

		$^{235}\text{U}(n_{th},f)$		$^{237}\text{Np}(n,f)$	
		Milton + Fraser (18)	Andritsopoulos (17)	Diese Arbeit $E_n=810$ keV	Diese Arbeit $E_n=5500$ keV
Fragmentgeschwindigkeiten (cm/ns)	$\bar{v}_L$	1,409	1,415	1,413 $\pm$ 0,001	1,405 $\pm$ 0,001
	$\sigma_{VL}$	0,062	0,051	0,056	0,071
	$\bar{v}_H$	0,966	0,97	1,000 $\pm$ 0,001	1,002 $\pm$ 0,001
	$\sigma_{VH}$	0,071	0,086	0,072	0,076
Primäre Fragmentmassen (amu)	$\bar{A}_L^*$	96,08 $\pm$ 0,010	95,87 $\pm$ 0,07	98,57 $\pm$ 0,09	99,05 $\pm$ 0,13
	$\sigma_{AL}^*$	5,77	6,3	5,78	6,67
	$\bar{A}_H^*$	139,92 $\pm$ 0,10	139,87 $\pm$ 0,07	139,43 $\pm$ 0,09	139,01 $\pm$ 0,13
	$\sigma_{AH}^*$	5,77	6,3	5,78	6,67
Primäre kinetische Energien (MeV)	$\bar{E}_L^*$	99,8 $\pm$ 1,0	99,08 $\pm$ 0,07	101,78 $\pm$ 0,18	101,03 $\pm$ 0,20
	$\sigma_{EL}^*$	6,0	5,9	4,80	5,70
	$\bar{E}_H^*$	68,4 $\pm$ 0,7	68,19 $\pm$ 0,10	72,22 $\pm$ 0,20	72,22 $\pm$ 0,23
	$\sigma_{EH}^*$	7,5	8,7	7,58	7,86
Sekundäre Fragmentmassen (amu)	$\bar{A}_L$	-	94,71 $\pm$ 0,06	96,97 $\pm$ 0,22	97,32 $\pm$ 0,23
	$\sigma_{AL}$	-	5,7	6,27	6,87
	$\bar{A}_H$	-	138,60 $\pm$ 0,06	138,26 $\pm$ 0,38	137,25 $\pm$ 0,40
	$\sigma_{AH}$	-	5,7	6,54	7,17



		$^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$		$^{237}\text{Np}(n,f)$	
		Milton + Fraser (18)	Andritsopoulos (17)	Diese Arbeit $E_n=810\text{ keV}$ $E_n=5500\text{ keV}$	
Sekundäre kinetische Energien (MeV)	$\bar{E}_L$	-	$97,84 \pm 0,07$	$100,17 \pm 0,19$	$99,34 \pm 0,21$
	$\sigma_{EL}$	-	5,9	6,09	6,90
	$\bar{E}_H$	-	$67,86 \pm 0,17$	$71,65 \pm 0,20$	$71,35 \pm 0,23$
	$\sigma_{EH}$	-	9,7	7,97	8,29
Totale kinetische Energie (MeV)	$\overline{\text{TKE}}$	$168,3 \pm 1,7$	$167,45 \pm 0,200$	$174,00 \pm 0,28$	$173,20 \pm 0,31$
	$\sigma_{\text{TKE}}$	11,4	14,2	10,31	10,54
	P/V	-	-	$670 \pm 250$	$30 \pm 5$
Mittlere Neutronen- zahlen	$\bar{v}_L$	1,19	$1,16 \pm 0,09$	$1,58 \pm 0,24$	$1,70 \pm 0,26$
	$\sigma_{vL}$	-	-	2,92	2,91
	$\bar{v}_H$	1,23	$1,27 \pm 0,09$	$1,15 \pm 0,38$	$1,73 \pm 0,42$
	$\sigma_{vH}$	-	-	3,65	3,65
	$\bar{v}_T$	2,42	$2,43 \pm 0,127$	$2,73 \pm 0,45$	$3,43 \pm 0,50$
	$\sigma_{vT}$	-	-	5,76	5,76

### 5.6 Fehlerrechnung

A) Statistische Fehler: Die statistischen Fehler sind in den Fehlerangaben der Tabelle 4 jeweils enthalten.

B) Systematische Fehler: Bei der Bestimmung der kinetischen Energien treten systematische Fehler bei der Umrechnung von Impulshöhen in Energien und bei der Korrektur auf Energieverlust der Fragmente in der Probe auf. Setzt man die Gln. (16) in Gl. (18) ein und differenziert nach  $P_L$  und  $P_H$ , so findet man für die entsprechenden Fehler

$$\Delta E_{L,H} = (a + a' A_{L,H}) \Delta P_{L,H} \quad (20)$$

Hierbei wurden die Fehler in den Eichkonstanten  $k_i$  vernachlässigt, da diese an den Mittelwerten aus der Literatur normiert sind (siehe Abschnitt 4.4). Mit einer Unsicherheit von 0,25 und 0,35 Kanälen bei der Bestimmung von  $P_L$  und  $P_H$  ergeben sich damit nach Mittelung über die verschiedenen Eichmessungen systematische Fehler von  $\pm 0,04$  MeV und  $\pm 0,06$  MeV. Zusammen mit den Fehlern der Korrektur auf Energieverlust in der Probe wird der systematische Fehler der aus den Impulshöhen berechneten kinetischen Energie  $\overline{\Delta E_L} = 0,17$  MeV und  $\overline{\Delta E_H} = \pm 0,18$  MeV.

Der Vorteil der Massen- und Energiebestimmung mit Hilfe der Fragmentgeschwindigkeiten ergibt sich hauptsächlich aus der relativ guten Genauigkeit, mit der die mittleren Fragmentgeschwindigkeiten gemessen werden können. Der systematische Fehler in der Bestimmung der Flugzeit  $t$  entsteht zu etwa gleichen Teilen aus der Unsicherheit der Zeiteichung und der Unsicherheit bei der Festlegung des Nullpunkts der Zeitskala,  $T_0$ . Insgesamt läßt sich dafür  $\Delta t = 20$  ps abschätzen. Während die Unsicherheit im Flugweg von 0,15 mm für die langen Flugwege 170, 270 und 375 mm vernachlässigt werden kann, trägt sie bei den Messungen mit 70 mm Flugweg zum Gesamtfehler von  $T_0$  spürbar bei. Für die Messung bei 375 mm Flugweg erhält man somit einen systematischen Fehler

$$\Delta v_L/v_L = 0,07 \% \text{ bzw. } \Delta v_H/v_H = 0,05 \%$$

Entsprechend ist der Fehler für die primäre kinetische Energie  $TKE^*$  ungefähr 0,09 % und für die primären Fragmentmassen 0,05 bzw. 0,04 %.

## 6. DISKUSSION

Die in Abschnitt 5 dargestellten Ergebnisse werden mit dem quasistatischen Modell von Wilkins, Steinberg und Chasman (9) verglichen, das über den gesamten Bereich von Po bis Fm die experimentellen Fragmenteigenschaften zumindest qualitativ zufriedenstellend beschreibt. In diesem Modell wird das spaltende System am Szissionspunkt mit Hilfe von zwei coaxialen Sphäroiden mit Quadrupoldeformation beschrieben, das durch 3 Parameter charakterisiert wird. Es sind dies der Abstand  $d$  zwischen den Oberflächen der Sphäroide und die Temperaturen  $\tau_{int}$  und  $T_{coll}$  der inneren bzw. kollektiven Freiheitsgrade. Die wesentliche Annahme des Modells beruht darin, daß man die Verteilungen der Spaltfragmente am Szissionspunkt aus den relativen potentiellen Energien der beiden entstehenden Fragmente bestimmen kann. Diese Energien werden aus den Protonen- und Neutronenzahlen  $N_i$ ,  $Z_i$  sowie der Fragmentdeformation  $\beta_i$  berechnet. Man erhält für die potentielle Energie

$$V = \sum_i (V_{LDi} + S_i + P_i) + V_c + V_n \quad (21)$$

wobei  $i = 1, 2$  die Anteile der beiden Fragmente kennzeichnet. Den größten Beitrag liefert der Term aus dem Tröpfchenmodell  $V_{LDi}$ . Die Schalenkorrekturen  $S_i$  werden nach dem Strutinsky-Verfahren berechnet, während für die Paarkorrekturen  $P_i$  der übliche BCS-Formalismus (43) verwendet wird.  $V_c$  und  $V_n$  berücksichtigen die Coulomb- und Kernwechselwirkung der um den Abstand  $d$  getrennten Fragmente. Für die innere Anregung  $\tau_{int}$  wird ein konstanter Wert von 0,75 MeV gewählt, was einer gewissen Kopplung zwischen Einteilchenfreiheitsgraden und kollektiven Freiheitsgraden entspricht, im Gegensatz zu einer rein adiabatischen Näherung mit  $\tau_{int} = 0$ . Die kollektiven Freiheitsgrade sollen stark gekoppelt sein und sich in einem statistischen Gleichgewicht befinden, das durch die Temperatur  $T_{coll}$  definiert wird.

Dann ist die Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Fragmentpaar zu bilden, gegeben durch

$$P = \int_{\beta_1=0}^{\beta_{1\max}} \int_{\beta_2=0}^{\beta_{2\max}} \exp \left| -V/T_{\text{coll}} \right| d\beta_1 d\beta_2 \quad (22)$$

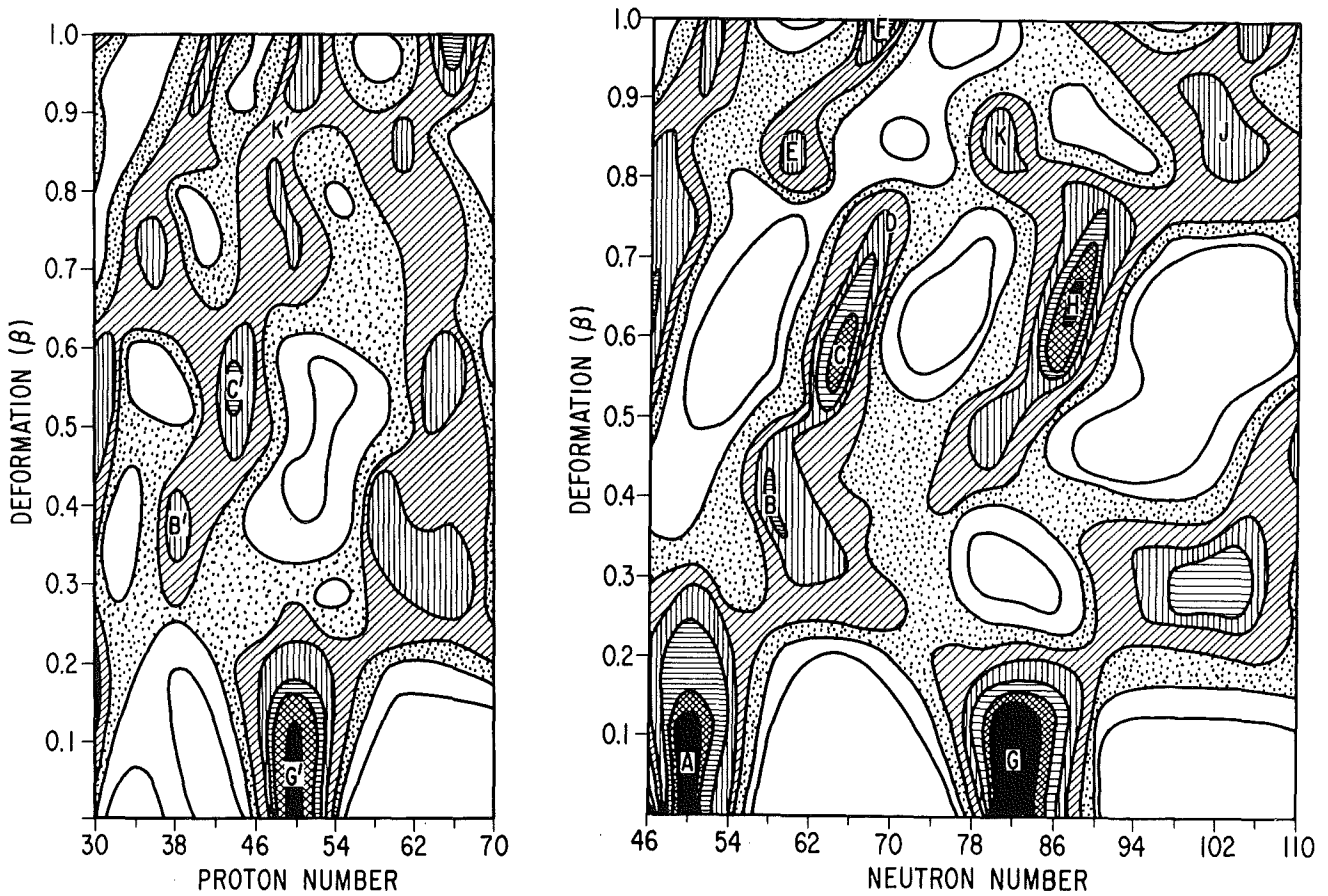


Abb. 33 Schalenkorrektur für Neutronen und Protonen als Funktion der Deformation. Die Abbildung ist aus der Ref. (9) entnommen. Konturlinien sind für 1 MeV Intervalle eingezeichnet, wobei die stärksten Korrekturen von  $< -4$  MeV den schwarzen und die schwächsten Korrekturen von  $> +2$  MeV den inneren weißen Bereichen entsprechen. Die Buchstaben beziehen sich auf Anmerkungen im Text.

Mit Hilfe dieser Beziehung wurden die Verteilungen der Fragmentenergien berechnet. Dabei zeigt sich, daß vor allem die Schalenkorrekturen für die Neutronen für die Ergebnisse von Bedeutung sind. Die Schalenkorrekturen für Protonen sind allgemein schwächer ausgeprägt, und für die Paarkorrekturen gilt, daß sie stets antikorreliert zu den Schalenkorrekturen und außerdem deutlich kleiner sind. Auf diese Weise führen sie lediglich zu einer Absenkung der Schalenkorrekturen und brauchen nicht weiter diskutiert zu werden.

Die von Wilkins et al. berechneten Schalenkorrekturen in Abhängigkeit von der Deformation und der Neutronen- bzw. der Protonenzahl ist in Abb. 33 wiedergegeben, da die folgende Diskussion in starkem Maße von diesen Korrekturen bestimmt wird. Quantitative Aussagen des Modells sind jedoch wegen der relativ großen Unsicherheit der berechneten Schalenkorrekturen von  $\sim 1-2$  MeV nur in sehr begrenztem Umfang möglich.

### 6.1 Massenverteilung und Massenasymmetrie

Die Bevorzugung der asymmetrischen Massenaufteilung für  $^{237}\text{Np}$  ergibt sich zwanglos aus dem Verhalten der Schalenkorrektur für Neutronen. Während für symmetrische Fragmentpaare mit  $N = 72, 73$  kein ausgeprägtes Minimum der Schalenkorrektur auftritt, ergeben sich für asymmetrische Paare Minima entweder bei F und G oder bei H und C. Wegen des flachen Minimums der aus dem Tröpfchenmodell resultierenden potentiellen Energie bei Deformationen um  $\beta = 0,6$  ist die Aufteilung H, C bevorzugt. Dies führt dazu, daß doppelt magische schwere Fragmente in der Nähe des Minimums G mit  $A \sim 132$  nur relativ selten auftreten. Die experimentell beobachtete Zunahme der symmetrischen Spaltung mit steigender Anregungsenergie ließe sich anhand der Abb. 33 damit erklären, daß wegen der höheren Anregungsenergie von  $+ 4,7$  MeV der Einfluß der Schaleneffekte, die mit  $\sim 5$  MeV etwa gleich groß sind, abgeschwächt wird. Ein Vergleich der berechneten Massenverteilung mit dem Experiment zeigt, daß die berechnete Verteilung zu schmal ist. Diese Schwierigkeit ließe sich beheben, wenn die Schalenkorrektur für das leichte Fragment zwischen den Bereichen A und B in Abb. 35 um ca.

2 MeV abgesenkt würde.

Leider sind die Angaben von Wilkins et al. für  $^{237}\text{Np}$  nicht detailliert genug, so daß die Feinstruktur der Massenverteilung nicht mit der Theorie verglichen werden kann. Beschränkt man sich deshalb auf einen Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen für  $^{235}\text{U}$  (41), so findet man, daß die Feinstruktur bei  $^{237}\text{Np}$  mit der doppelten Periode auftritt, hier allerdings nur etwa halb so stark ausgeprägt erscheint. Da bei der Aufteilung des uu-Compoundkerns  $^{238}\text{Np}$  immer je ein ungepaartes Neutron und Proton auftreten, sollte sich in erster Näherung aufgrund des Paareffektes keine Bevorzugung bestimmter Massenverhältnisse ergeben. Daß dennoch Feinstruktur in der Massenverteilung beobachtet wird, läßt nach Asghar et al. (11) vermuten, daß diese zum größeren Teil auf Schaleneffekten in den deformierten Fragmenten beruht.

## 6.2 Verteilung der totalen kinetischen Energie

Das in Abschnitt 5.3 beschriebene Verhalten der totalen kinetischen Energie TKE (Abb. 27) und der zugehörigen Varianz  $\sigma_{\text{TKE}}$  (Abb. 31) läßt sich qualitativ mit dem Modell von Wilkins et al. erklären. Der Abstand der Ladungsschwerpunkte  $D$  in Gl. (19) wird in guter Näherung durch die Summe der Fragmentdeformationen  $\beta = \beta_1 + \beta_2$  bestimmt. Für symmetrische Massenaufteilung ergibt sich nach Abb. 33 aufgrund der Schaleneffekte kein ausgeprägtes Minimum für die potentielle Energie. Deshalb wird das flache Minimum der potentiellen Energie, das sich aus dem Tröpfchenmodell für Deformationen um  $\beta_1 \sim \beta_2 \sim 0,65$  ergibt, die Gestalt der Fragmente bestimmen. Diese relativ große Deformation  $\beta$  führt entsprechend zu einem großen Schwerpunktsabstand der Fragmente und daher zu der kleinen totalen kinetischen Energie, wie sie experimentell beobachtet wird.

Mit zunehmender Asymmetrie ergibt sich aus Abb. 33 für das doppelt magische Fragment um  $A = 132$  eine sehr kleine Deformation, während das komplementäre Fragment eine entsprechend große Deformation im Bereich der Minima E und F besitzt. Die Gesamtdeformation  $\beta = 1,0$  ist deutlich kleiner als für symmetrische Spaltung und deshalb beobachtet man ein Maximum

in TKE im Bereich um  $A = 132$ . Für noch stärker ausgeprägte Asymmetrie steigt die Deformation der schweren Fragmente auf  $\beta_2 = 0,6 - 0,7$  (Bereich H der Abb. 33) während  $\beta_1$  sich von Bereich C über B nach A bewegt. Für die jeweiligen Fragmentpaare liegt die Summe der Deformation zwischen 1 und 1,2, so daß die totale kinetische Energie abnimmt. In diesem Massenbereich für  $A > 130$  macht sich zunehmend bemerkbar, daß das Produkt  $Z_1 Z_2$  ebenfalls abnimmt. Dieser Effekt ist sogar etwas größer als der Einfluß der Deformation.

Außer dem qualitativen Verständnis der Massenabhängigkeit der totalen kinetischen Energie TKE bietet das Modell von Wilkins et al. auch eine Erklärung für die Varianz  $\sigma_{TKE}$ , die bei etwa  $A = 140$  eine signifikante Abnahme aufweist (Abb. 31). Für Fragmente der Masse 138 mit einer Neutronenzahl  $N = 84$  besitzen die komplementären Fragmente  $N = 61$  Neutronen. Während die Deformation der schweren Fragmente durch das tiefe Minimum H in Abb. 33 festgelegt ist, gibt es für die leichten Fragmente zwischen den Minima B und C einen relativ weiten Deformationsbereich, der keinen Vorzugswert besitzt. Dementsprechend sind die möglichen Deformationen breit gestreut und dies bedingt eine große Varianz der totalen kinetischen Energie. Wächst die schwere Fragmentmasse über  $A = 140$ , so wird das leichte Fragment durch das Minimum der potentiellen Energie bei B in seiner Deformation ebenfalls festgelegt, so daß die Schwankung der totalen kinetischen Energie abnimmt. Insgesamt ist festzustellen, daß das beobachtete Verhalten der kinetischen Energie nach dem Wilkins-Modell allein mit Hilfe der Fragmentdeformation am Szissionspunkt beschrieben werden kann. Ein signifikanter Einfluß von kinetischer Energie vor dem Szissionspunkt ist nicht zu erkennen. Um diese Größe untersuchen zu können, müßte man in der Lage sein, den Abstandsparameter  $d$  genauer festzulegen und eventuell Oktupoldeformation der Fragmente zulassen und bestimmen.

### 6.3 Die Zahl der prompt emittierten Spaltneutronen als Funktion der Fragmentmasse.

Gibt die kinetische Energie der Spaltfragmente Aufschluß über die Deformation am Szissionspunkt, so ist die Zahl der pro Fragment emittierten Neutronen ein Maß für deren Anregungs-

energie  $E_{\text{ex}}$ . Die Anregungsenergie der Fragmente setzt sich zusammen aus der Deformationsenergie und der inneren Anregung, welche die Fragmente bei der Deformation vom Sattel- zum Szissionspunkt infolge der - wenn auch u.U. schwachen - Kopplung zwischen kollektiven und Teilchenfreiheitsgraden erfahren. Der Vergleich mit dem Wilkins-Modell bestätigt die für symmetrische Massenaufteilung wegen der großen Deformation erwartete große Zahl von Spaltneutronen. Für die magischen Fragmente in der Nähe des Bereichs G in Abb. 33, d.h. für  $A = 132$  ist die Zahl der emittierten Neutronen praktisch gleich null und wächst dann mit zunehmender Deformation schnell an. Entsprechend fällt mit zunehmend asymmetrischer Massenaufteilung die Zahl der vom leichten Fragment emittierten Neutronen, wenn sich die Deformation vom Bereich D über C und B nach A verringert. Quantitativ liegt die Sägezahnkurve des Modells bei den leichten Spaltfragmenten zu niedrig und bei den schweren zu hoch.

Eine weitere Schwierigkeit für das Modell ergibt sich aus der Abhängigkeit von  $\bar{\nu}(A^*)$  von der Anregungsenergie des Compoundkerns. Nach Abb. 33 würde man aufgrund des stark ausgeprägten Minimums bei H erwarten, daß die Schaleneffekte für die schweren Fragmente stärker ausgeprägt sind. Daher sollte bei der höheren Compoundkernanregung die Zahl der emittierten Neutronen eher bei den leichten Fragmenten zunehmen. Dies steht im Gegensatz zum Experiment, denn in Abb. 29 ist eine Zunahme für  $\bar{\nu}(A^*)$  nur für die schweren Fragmente festzustellen. Diese Beobachtung ließe sich auch mit der in Abschnitt 6.1 erwähnten Absenkung der Schalenkorrektur im Bereich B der Abb. 33 nicht vollständig verstehen, da man dann für beide Fragmente einen Zuwachs in  $\bar{\nu}(A^*)$  mit der Anregungsenergie erwarten würde.

Trotz dieser Inkonsistenz ergibt auch das Verhalten von  $\bar{\nu}(A^*)$  keinen direkten Widerspruch zum Modell von Wilkins et al.. Offensichtlich ist die relativ schwache Kopplung zwischen kollektiven und Einteilchenfreiheitsgraden gerechtfertigt, da sonst die Korrelation zwischen Fragmentdeformation und  $\bar{\nu}(A^*)$  signifikante Störungen aufweisen sollte. Dies bedeutet, daß dieses Modell zum gegenwärtigen Zeitpunkt die beste qualitative Beschreibung des Spaltvorgangs zwischen Sattel- und Szissionspunkt darstellt, daß aber quantitative Aussagen nur in beschränktem Umfange möglich sind.



## ZUSAMMENFASSUNG

Die letzte Phase der Kernspaltung, die Deformation vom Sattel- zum Szissionspunkt, ist experimentell nur sehr schwer zugänglich. So stellen die Fragmenteigenschaften, wie Massenverteilung, kinetische Energie und Zahl der prompt emittierten Neutronen, die wichtigste Möglichkeit zur Untersuchung des Szissionspunktes dar. Die beste Methode, die Fragmenteigenschaften zu messen, ist die experimentelle Bestimmung der kinetischen Energien und Geschwindigkeiten korrelierter Spaltfragmente. Bis jetzt gibt es solche Messungen nur für die Spaltung mit thermischen Neutronen. In dieser Arbeit wurde erstmals ein Experiment aufgebaut, das entsprechende Untersuchungen für neutroneninduzierte Spaltung im MeV-Bereich erlaubt. Das hat den Vorteil, daß die Anregungsenergie des spaltenden Systems verändert und ihr Einfluß auf die Szissionspunktconfiguration studiert werden kann.

Neutronen wurden am Karlsruher Van de Graaff-Beschleuniger mit Hilfe des schnell gepulsten Protonenstrahls über die  ${}^7\text{Li}(p,n)$ - und die  $D(d,n)$ -Reaktion erzeugt. Unter Ausnutzung der Pulsbreite von  $<500$  ps konnte auf einen zusätzlichen Zeit-Null-Detektor für die Geschwindigkeitsbestimmung verzichtet werden. Der Nachweis der Spaltfragmente am Ende des 37,5 cm langen Flugwegs geschah mittels großflächiger Halbleiterzähler. Die Gesamtzeitauflösung des Experiments war mit  $\sim 500$  ps ausreichend, um eine Auflösung von  $<2$  amu für die primären Fragmentmassen zu erreichen.

Die Messungen wurden am Compoundsystem  ${}^{238}\text{Np}$  durchgeführt. Da die Spaltschwelle von  ${}^{237}\text{Np}$  bei 700 keV Neutronenenergie liegt, war es in diesem Fall möglich, die Fragmenteigenschaften für 2 sehr verschiedene Anregungsenergien des spaltenden Kerns zu untersuchen: Für eine Neutronenenergie von 0,8 MeV war die Anregungsenergie mit 0,1 MeV sehr niedrig, während der zweiten Neutronenenergie von 5,5 MeV eine relativ hohe Anregungsenergie von 4,8 MeV entsprach.

Die experimentell bestimmten Verteilungen der Fragmenteigenschaften wurden mit dem derzeit besten Modell zur Beschreibung des Szissionspunkts, dem quasistatischen Modell von Wilkins et al. verglichen, das nur eine relativ schwache Kopplung zwischen den inneren und den kollektiven Freiheitsgraden im spaltenden Kern annimmt. Obwohl die Theorie für einen quantitativen Vergleich nicht genau genug ist, ergibt sich für die meisten Eigenschaften eine qualitative Übereinstimmung mit dem Experiment.

LITERATUR

- 1.) O. Hahn, F. Strassmann, Naturwiss. 26 (1938) 755.
- 2.) N. Bohr, J.A. Wheeler, Phys. Rev. 56  
(1939) 426.
- 3) V.M. Strutinsky: Nucl. Phys. A95 (1967) 420.
- 4.) E. Migneco, J.P. Theobald, Nucl. Phys. A112 (1968) 603.
- 5.) H. Weigmann, J.P. Theobald, Nucl. Phys. A187 (1972) 305.
- 6.) H.J. Specht, J. Weber, E. Konecny; D. Heunemann; Phys.  
Lett. 41B (1972) 43.
- 7.) J.R. Nix, Nucl. Phys. A130 (1969) 241.
- 8.) P. Fong, Statistical Theory of Nuclear Fission,  
Gordon & Beach, New York (1969).
- 9.) B.D. Wilkins, E.P. Steinberg, R.R. Chasman, Phys. Rev. C14  
(1976) 1832.
- 10.) R. Müller, F. Gönnenwein, F. Käppeler, A. Naqvi, and  
A. Ernst, Proceedings of International Conf. on the Interaction  
of Neutrons with Nuclei, July 6-9, 1976, Lowell, Mass., USA  
Vol. II, p. 1406.
- 11.) M. Asghar, P. D'Hondt, C. Guet, P. Perrin, C. Wagemans,  
Nucl. Phys. A292 (1977) 225.
- 12.) B.D. Kuzminov, A.I. Sergachev, and L.D. Smirenkin, Sov. J.  
Nucl. Phys. 11 (1970) 166.
- 13.) J.C.D. Milton and J.S. Fraser, Proc. IAEA Symp. on the  
Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, 1965  
(IAEA, Vienna, 1965) p. 39.
- 14.) H.W. Schmitt, W.E. Kiker und C.W. William, Phys. Rev.  
B837 (1965) 137.
- 15.) F. Shirashi und M. Hosoe, Nucl. Instr. Meth. 66 (1968) 130.
- 16.) M. Derengowski, E. Melkonian, Phys. Rev. C2 (1970) 1954.
- 17.) G. Andritsopoulos, Nucl. Phys. A94 (1967) 537.
- 18.) J.C.D. Milton und J.S. Fraser, Can. J. Phys. 40 (1962) 1626.
- 19.) A.A. Naqvi, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1966),  
unveröffentlicht.
- 20.) H.W. Schmitt und F. Pleasonton, Nucl. Instr. Meth. 40  
(1966) 204.
- 21.) R. Müller, Physikalisches Institut, Univ. Tübingen,  
private Mitteilung.

- 22.) H.W. Schmitt, W.M. Gibson, J.H. Neiler, F.J. Walter und T.D. Thomas, Proc. Symp. Phys. Chem. Fission, Salzburg, 22-26 März 1965 (IAEA) 1, S. 531.
- 23.) H. Meyer, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13, No. 3 (1966) 80.
- 24.) H. Henschel, H. Hipp, A. Kohnle und F. Gönnenwein, Nucl. Instr. Meth. 125 (1975) 365.
- 25.) M. Moszynski und B. Bengston, Nucl. Instr. Meth. 91 (1971) 73.
- 26.) H. Henschel und R. Schmidt, Nucl. Instr. Meth. 151 (1978) 529.
- 27.) L. Hannapel, H. Henschel und R. Schmidt, Nucl. Instr. Meth. 151 (1978) 537.
- 28.) G. Dearnaley und D.C. Northrop, Semiconductor Counters for Nuclear Radiations, E&F N. Spon. Ltd., London (1966).
- 29.) L.C. Northcliffe und R.F. Schilling, Range and Stopping Power Tables for Heavy Ions, Nucl. Data Tables 7 (1970) 233.
- 30.) E.C. Finch und A.L. Rodgers, Nucl. Instr. Meth. 113 (1973) 29.
- 31.) H.W. Schmitt, J.H. Neiler und F.J. Walter, Phys. Rev. 141 (1966) 1146.
- 32.) N.I. Borisova, V.I. Novgorodtseva, V.A. Pchelin, und V.A. Shigin, Sov. J. Nucl. Phys. 2 (1966) 173.
- 33.) M.J. Bennett und W. Stein, Phys. Rev. 156 (1967) 1277.
- 34.) L.R. Veaser, Phys. Rev. C17 (1978) 385.
- 35.) M.F. James, J. Nucl. Energy 23 (1969) 517.
- 36.) H. Nifenecker, C. Signarbieux, M. Ribrag, J. Poitu, J. Matuszek, Nucl. Phys. A189 (1972) 285.
- 37.) Yu.A. Barashkov, Yu. A. Vasilev, A.N. Maslov, E.S. Pavloskii, M.K. Sareava, L.V. Sidorov, V.M. Surin und P.V. Torpov, Sov. J. Nucl. Phys. 13 (1971) 668.
- 38.) I.D. Alkhazov, O.I. Kostochkin, S.S. Kovalenko, L.Z. Malkin, K.A. Petrzhak und V.I. Shpakov, Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1970) 281.
- 39.) H.W. Schmitt, R.W. Lide und F. Pleasonton, Nucl. Instr. Meth. 63 (1968) 237.
- 40.) J. Terrell, Phys. Rev. 127 (1962) 880.

- 41.) J.P. Unik, J.E. Gindler, E. Glenderin, K.F. Fylnn,  
A. Gorski und R.K. Sjobl, Proc. Symp. Phys. Chem. Fission,  
Rochester, USA, 13-17 Aug. 1973 (IAEA) 2, 19.
- 42.) H. Nifenecker, Proc. Symp. Phys. Chem. Fission, Rochester,  
USA, 13-17 Aug. 1973 (IAEA) 2, 117.
- 43.) J. Bardeen, L.N. Cooper und J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108  
(1957) 1175.

Anhang: Numerische Ergebnisse der vorliegenden Arbeit

Tabelle A1 Verteilung der Anzahl von prompt emittierten Spaltneutronen um den Mittelwert  $\bar{\nu}$ .

$\nu_{\text{tot}} - \bar{\nu}$	$E_n = 0,8 \text{ MeV}$		$E_n = 5,5 \text{ MeV}$	
	$P(\nu_{\text{tot}} - \bar{\nu}_{\text{tot}})$	stat. Fehl.	$P(\nu_{\text{tot}} - \bar{\nu}_{\text{tot}})$	stat. Fehl.
-20	0.03	0.02	0.10	0.06
-19	0.07	0.03	0.13	0.07
-18	0.15	0.05	0.07	0.05
-17	0.21	0.05	0.16	0.07
-16	0.22	0.06	0.10	0.06
-15	0.34	0.07	0.43	0.12
-14	0.50	0.09	0.40	0.11
-13	0.38	0.07	0.26	0.09
-12	0.78	0.11	0.63	0.14
-11	1.23	0.14	1.06	0.19
-10	1.12	0.13	1.45	0.22
-9	2.05	0.18	2.18	0.27
-8	2.00	0.17	2.90	0.31
-7	2.85	0.21	2.31	0.28
-6	3.65	0.24	3.20	0.33
-5	4.56	0.26	4.39	0.39
-4	4.83	0.27	5.58	0.44
-3	6.12	0.31	5.51	0.44
-2	7.13	0.33	6.20	0.47
-1	6.91	0.33	7.16	0.50
0	7.67	0.35	7.72	0.52
1	7.10	0.33	6.80	0.49
2	6.38	0.32	7.46	0.51
3	6.69	0.32	6.20	0.47
4	5.80	0.30	6.24	0.47
5	5.27	0.29	5.61	0.44
6	4.34	0.26	4.12	0.38
7	3.23	0.22	3.56	0.35
8	2.26	0.18	2.57	0.30
9	1.83	0.17	1.81	0.25
10	1.12	0.13	1.29	0.21
11	0.98	0.12	0.92	0.18
12	0.56	0.09	0.43	0.12
13	0.47	0.08	0.40	0.11
14	0.34	0.07	0.23	0.09
15	0.22	0.06	0.13	0.07
16	0.21	0.05	0.07	0.05
17	0.12	0.04	0.0	
18	0.06	0.03	0.0	
19	0.03	0.02	0.0	
20	0.0		0.0	

Tabelle A2 Verteilung der mittleren totalen kinetischen Energie  $\overline{\text{TKE}}$  und ihrer Varianz  $\sigma$  als Funktion der Fragmentmasse für  $E_n=0,8$  und  $E_n=5,5$  MeV.

$A_H^*$ (amu)	$E_n=0,8$ MeV		$E_n=5,5$ MeV		$E_n=0,8$ MeV		$E_n=5,5$ MeV	
	$\overline{\text{TKE}}(A_H^*)$ MeV	stat. Fehl.	$\overline{\text{TKE}}(A_H^*)$ MeV	stat. Fehl.	$\sigma_{\overline{\text{TKE}}}(A_H^*)$ MeV	stat. Fehl.	$\sigma_{\overline{\text{TKE}}}(A_H^*)$ MeV	stat. Fehl.
118	0.0		173.0	5.1			8.9	4.4
119	0.0		168.7	3.5			9.9	2.6
120	0.0		173.0	5.1			8.9	4.4
121	0.0		170.7	2.2			4.9	1.7
122	0.0		165.4	4.8			11.7	3.7
123	164.2	5.7	165.6	1.5	9.8	4.9	4.8	1.1
124	170.9	5.3	173.9	3.6	7.5	5.3	6.3	3.1
125	181.6	0.0	175.8	3.7	0.0	0.0	12.4	2.8
126	174.8	3.3	173.1	2.8	9.3	2.5	12.9	2.0
127	178.2	2.3	178.1	2.8	10.4	1.7	12.3	2.0
128	182.1	1.4	177.0	1.8	8.9	1.0	11.0	1.3
129	183.7	0.8	180.9	1.3	7.5	0.6	10.3	0.9
130	181.5	0.8	180.3	1.1	9.2	0.6	10.0	0.8
131	182.4	0.7	179.6	1.2	9.0	0.5	12.5	0.9
132	182.1	0.5	180.7	0.8	9.0	0.4	8.7	0.6
133	182.1	0.5	179.9	0.8	9.0	0.3	9.5	0.6
134	181.3	0.4	179.7	0.8	8.9	0.3	10.5	0.6
135	180.0	0.4	178.7	0.7	8.6	0.3	9.0	0.5
136	177.9	0.4	176.7	0.7	8.8	0.3	8.8	0.5
137	177.7	0.4	175.7	0.7	8.6	0.3	9.2	0.5
138	176.5	0.4	174.9	0.6	8.5	0.3	8.8	0.5
139	174.4	0.4	173.6	0.6	8.0	0.3	7.8	0.4
140	173.2	0.4	172.8	0.6	7.5	0.3	8.3	0.5
141	171.6	0.4	171.6	0.6	7.6	0.3	7.4	0.5
142	170.8	0.4	170.0	0.6	7.8	0.3	7.3	0.4
143	169.6	0.4	170.3	0.7	6.9	0.3	8.4	0.5
144	168.1	0.4	168.4	0.8	7.4	0.3	8.8	0.5
145	167.1	0.4	167.1	0.8	7.3	0.3	8.4	0.5
146	167.1	0.5	169.7	0.8	7.4	0.4	7.7	0.6
147	165.9	0.5	166.6	0.9	7.3	0.4	8.9	0.7
148	165.1	0.6	164.5	1.0	7.4	0.4	8.0	0.7
149	163.6	0.7	163.5	1.2	7.6	0.5	9.1	0.8
150	161.9	0.8	163.7	1.2	7.1	0.6	8.1	0.8
151	160.4	0.9	162.0	1.5	7.3	0.6	8.5	1.1
152	160.6	0.9	163.7	1.4	7.3	0.6	7.8	1.0
153	161.1	1.0	159.6	1.6	6.4	0.7	7.3	1.1
154	158.6	1.2	161.3	2.5	5.8	0.9	10.5	1.8
155	158.8	1.4	162.0	2.1	5.3	1.0	6.6	1.6
156	156.3	1.8	155.0	2.9	5.8	1.3	8.7	2.2
157	159.1	1.5	155.5	2.0	5.0	1.1	6.3	1.5
158	153.7	2.6	164.0	2.5	6.4	2.0	5.1	2.1
159	145.0	5.3	156.6	2.2	10.6	4.3	3.7	1.9
160	0.0		164.9	2.0			2.8	2.0
161	0.0		155.5	3.4			4.7	3.4
162	0.0		0.0					
163	0.0		147.4					
164	0.0		0.0					
165	0.0		0.0					
166	0.0		0.0					
167	0.0		0.0					

Tabelle A3 Häufigkeitsverteilung der primären Fragmentmasse für  $E_n = 0,8$  und  $5,5$  MeV. Die Schrittweite von  $0,5$  Masseneinheiten erlaubt eine bessere Beurteilung der Feinstruktur.

A* (amu)	$E_n = 0,8$ MeV		$E_n = 5,5$ MeV		A* (amu)	$E_n = 0,8$ MeV		$E_n = 5,5$ MeV	
	Y(A*) %	stat. Fehl.	Y(A*) %	stat. Fehl.		Y(A*) %	stat. Fehl.	Y(A*) %	stat. Fehl.
118.0	0.0		0.33	0.15	140.5	2.40	0.27	2.02	0.36
118.5	0.12	0.06	0.65	0.21	141.0	2.52	0.27	2.34	0.39
119.0	0.12	0.06	0.72	0.22	141.5	2.20	0.26	2.15	0.38
119.5	0.21	0.08	0.59	0.20	142.0	1.47	0.21	1.89	0.35
120.0	0.38	0.11	0.65	0.21	142.5	1.29	0.20	2.02	0.36
120.5	0.56	0.13	1.17	0.28	143.0	1.11	0.18	1.04	0.26
121.0	0.62	0.13	1.17	0.28	143.5	1.20	0.19	1.24	0.28
121.5	1.08	0.18	1.89	0.35	144.0	0.76	0.15	0.91	0.24
122.0	1.44	0.21	2.34	0.39	144.5	0.88	0.16	0.78	0.23
122.5	1.82	0.23	2.28	0.39	145.0	1.26	0.19	1.17	0.28
123.0	1.96	0.24	3.38	0.47	145.5	0.44	0.11	0.72	0.22
123.5	2.49	0.27	3.38	0.47	146.0	0.64	0.14	0.65	0.21
124.0	2.81	0.29	3.38	0.47	146.5	0.29	0.09	0.72	0.22
124.5	3.69	0.33	4.23	0.53	147.0	0.38	0.11	0.46	0.17
125.0	4.46	0.37	3.64	0.49	147.5	0.23	0.08	0.59	0.20
125.5	4.66	0.37	5.01	0.58	148.0	0.21	0.08	0.07	0.07
126.0	5.28	0.40	4.56	0.55	148.5	0.21	0.08	0.26	0.13
126.5	5.80	0.42	4.88	0.57	149.0	0.12	0.06	0.33	0.15
127.0	6.57	0.45	5.27	0.59	149.5	0.21	0.08	0.20	0.11
127.5	5.66	0.41	5.40	0.60	150.0	0.12	0.06	0.46	0.17
128.0	6.24	0.43	5.27	0.59	150.5	0.15	0.07	0.13	0.09
128.5	6.07	0.43	5.34	0.60	151.0	0.03	0.03	0.13	0.09
129.0	6.04	0.43	5.60	0.61	151.5	0.09	0.05	0.13	0.09
129.5	6.92	0.46	6.25	0.65	152.0	0.03	0.03	0.07	0.07
130.0	7.09	0.46	5.40	0.60	152.5	0.0		0.13	0.09
130.5	5.80	0.42	6.77	0.67	153.0	0.0		0.0	
131.0	5.36	0.40	5.66	0.62	153.5	0.0		0.07	0.07
131.5	6.42	0.44	6.25	0.65	154.0	0.0		0.07	0.07
132.0	5.92	0.42	6.31	0.65	154.5	0.0		0.0	
132.5	5.57	0.41	6.18	0.64	155.0	0.0		0.0	
133.0	5.63	0.41	4.69	0.56	155.5	0.0		0.07	0.07
133.5	5.69	0.41	4.62	0.55	156.0	0.0		0.0	
134.0	5.92	0.42	4.30	0.53	156.5	0.0		0.0	
134.5	5.95	0.42	4.82	0.57	157.0	0.0		0.0	
135.0	5.92	0.42	4.62	0.55	157.5	0.0		0.0	
135.5	5.04	0.39	4.56	0.55	158.0	0.0		0.0	
136.0	5.36	0.40	3.90	0.51	158.5	0.0		0.0	
136.5	4.72	0.38	4.36	0.54	159.0	0.0		0.0	
137.0	4.43	0.36	4.04	0.52	159.5	0.0		0.0	
137.5	5.07	0.39	3.32	0.47	160.0	0.0		0.0	
138.0	3.81	0.34	4.43	0.54	160.5	0.0		0.0	
138.5	3.28	0.31	3.32	0.47	161.0	0.0		0.0	
139.0	3.02	0.30	3.19	0.46	161.5	0.0		0.0	
139.5	3.34	0.32	3.32	0.47	162.0	0.0		0.0	
140.0	3.05	0.30	2.67	0.42	162.5	0.0		0.0	



Tabelle A4 Verteilung der prompt emittierten Neutronen  $\bar{\nu}$  als Funktion der mittleren totalen kinetischen Energie der Fragmente TKE für  $E_n = 0,8$  und  $E_n = 5,5$  MeV

TKE (MeV)	$E_n = 0,8$ MeV		$E_n = 5,5$ MeV		TKE (MeV)	$E_n = 0,8$ MeV		$E_n = 5,5$ MeV	
	$\bar{\nu}$ (TKE)	stat. Fehl.	$\bar{\nu}$ (TKE)	stat. Fehl.		$\bar{\nu}$ (TKE)	stat. Fehl.	$\bar{\nu}$ (TKE)	stat. Fehl.
140	0.0		0.0		185	1.3	0.5	2.2	0.5
141	0.0		7.5		186	1.9	0.5	3.8	0.5
142	0.0		0.9		187	2.3	0.5	1.9	0.5
143	-5.1	1.0	10.9	1.0	188	1.7	0.6	2.4	0.6
144	5.7	3.5	2.1	3.5	189	1.5	0.6	3.2	0.6
145	1.7	0.9	6.0	0.9	190	1.0	0.6	0.2	0.6
146	9.2	1.6	5.9	1.6	191	0.3	0.7	1.5	0.7
147	6.2	1.9	3.5	1.9	192	0.6	0.7	2.8	0.7
148	5.6	2.0	3.9	2.0	193	0.8	0.8	0.8	0.8
149	3.5	1.8	6.5	1.8	194	2.6	1.0	2.1	1.0
150	4.3	1.0	3.3	1.0	195	0.6	1.0	-1.0	1.0
151	2.5	1.1	5.7	1.1	196	1.3	1.4	-0.1	1.4
152	3.7	1.0	7.8	1.0	197	1.4	1.2	-2.1	1.2
153	2.4	1.4	4.5	1.4	198	-1.4	1.0	-0.7	1.0
154	4.1	0.7	5.4	0.7	199	-0.9	1.7	0.2	1.7
155	4.5	0.8	4.8	0.8	200	2.5	1.6	-3.7	1.6
156	5.2	0.8	5.4	0.8	201	-1.9	4.2	3.0	4.2
157	3.8	0.6	6.6	0.6	202	-13.8	1.0	2.9	1.0
158	5.0	0.6	5.1	0.6	203	-1.6	2.3	-11.2	2.3
159	2.7	0.6	5.0	0.6	204	-8.7	1.0	0.0	1.0
160	4.3	0.5	6.2	0.5	205	0.3	4.2	0.0	4.2
161	3.7	0.4	5.3	0.4	206	0.0		0.0	
162	3.1	0.4	4.2	0.4	207	0.0		-0.7	
163	3.4	0.4	4.5	0.4	208	0.0		0.0	
164	3.4	0.4	4.8	0.4	209	0.0		0.0	
165	3.4	0.4	3.1	0.4					
166	3.9	0.4	3.6	0.4					
167	3.4	0.4	4.5	0.4					
168	3.6	0.4	4.0	0.4					
169	2.8	0.4	3.6	0.4					
170	2.7	0.4	3.3	0.4					
171	2.7	0.4	4.0	0.4					
172	2.7	0.3	3.2	0.3					
173	2.6	0.4	2.8	0.4					
174	2.4	0.3	3.6	0.3					
175	2.6	0.3	3.4	0.3					
176	2.7	0.3	3.0	0.3					
177	3.0	0.4	2.9	0.4					
178	2.5	0.3	2.7	0.3					
179	3.0	0.4	2.6	0.4					
180	3.0	0.3	3.0	0.3					
181	1.6	0.4	4.3	0.4					
182	2.7	0.4	2.1	0.4					
183	2.2	0.4	3.6	0.4					
184	2.8	0.5	2.0	0.5					

Tabelle A5 Verteilung der primären Fragmentenergien und -geschwindigkeiten für  $E_n = 0,8$  und  $E_n = 5,5$  MeV

A* (amu)	Verteilung d. kinet. Energie				Verteilung d. Fragmentgeschwindigkeit			
	$E_n = 0,8$ MeV		$E_n = 5,5$ MeV		$E_n = 0,8$ MeV		$E_n = 5,5$ MeV	
	$E_K$ (A*) (MeV)	stat. Fehl.	$E_K$ (A*) (MeV)	stat. Fehl.	v(A*) (cm-ns <sup>-1</sup> )	stat. Fehl.	v(A*) (cm-ns <sup>-1</sup> )	stat. Fehl.
75	0.0		100.7	***	0.0		1.605	
76	0.0		0.0		0.0		0.0	
77	0.0		105.1	2.1	0.0		1.622	0.013
78	0.0		110.8	1.3	0.0		1.656	0.010
79	96.8	3.5	104.5	1.3	1.537	0.027	1.597	0.009
80	101.9	1.7	108.8	1.7	1.566	0.013	1.620	0.012
81	104.9	1.0	102.7	1.3	1.581	0.008	1.566	0.010
82	102.4	1.2	101.7	1.9	1.551	0.010	1.547	0.015
83	103.4	0.9	105.4	1.3	1.550	0.007	1.564	0.010
84	102.6	0.8	104.3	1.6	1.536	0.006	1.547	0.012
85	103.5	0.7	102.6	1.0	1.533	0.005	1.525	0.008
86	102.6	0.5	104.6	0.9	1.518	0.004	1.532	0.007
87	101.7	0.6	102.7	0.9	1.501	0.004	1.509	0.007
88	102.1	0.5	103.1	0.7	1.496	0.004	1.503	0.005
89	102.4	0.4	102.3	0.7	1.489	0.003	1.489	0.005
90	102.6	0.4	102.3	0.6	1.483	0.003	1.481	0.005
91	102.4	0.3	102.9	0.6	1.473	0.002	1.476	0.004
92	102.5	0.3	104.1	0.5	1.466	0.002	1.477	0.003
93	101.8	0.3	101.8	0.5	1.453	0.002	1.453	0.003
94	101.7	0.3	101.9	0.5	1.445	0.002	1.446	0.003
95	101.9	0.2	102.3	0.4	1.439	0.002	1.441	0.003
96	101.9	0.2	101.4	0.4	1.431	0.002	1.428	0.003
97	101.7	0.2	101.7	0.4	1.422	0.002	1.422	0.003
98	101.9	0.2	101.6	0.4	1.416	0.002	1.414	0.003
99	101.9	0.2	101.4	0.3	1.409	0.002	1.406	0.002
100	102.3	0.3	101.4	0.4	1.405	0.002	1.398	0.003
101	102.3	0.2	101.1	0.4	1.398	0.002	1.389	0.003
102	101.7	0.2	101.0	0.4	1.386	0.002	1.382	0.003
103	102.1	0.2	101.4	0.4	1.383	0.002	1.378	0.003
104	102.1	0.2	101.2	0.5	1.376	0.002	1.370	0.003
105	101.8	0.3	100.5	0.4	1.367	0.002	1.359	0.003
106	101.0	0.3	100.2	0.4	1.356	0.002	1.350	0.003
107	100.4	0.4	98.8	0.7	1.345	0.003	1.334	0.005
108	99.2	0.4	98.5	0.6	1.331	0.003	1.327	0.004
109	99.6	0.4	98.1	0.7	1.328	0.003	1.318	0.005
110	98.0	0.8	95.2	1.0	1.311	0.005	1.292	0.007
111	95.2	1.2	95.1	1.5	1.286	0.008	1.285	0.010
112	92.6	1.8	91.7	1.5	1.263	0.013	1.256	0.010
113	95.2	***	92.3	1.9	1.274	0.0	1.254	0.013
114	89.4	2.8	90.7	2.0	1.232	0.019	1.240	0.014
115	84.9	2.9	85.7	0.8	1.194	0.020	1.200	0.006
116	0.0		84.8	2.5	0.0		1.188	0.018
117	0.0		86.9	1.2	0.0		1.198	0.009
118	0.0		87.3	2.8	0.0		1.195	0.020
119	0.0		84.4	1.7	0.0		1.169	0.012

Tabelle A5 (Forts.)

A* (amu)	Verteilung d. kinet. Energie				Verteilung d. Fragmentgeschwindigkeit			
	E <sub>n</sub> = 0,8 MeV		E <sub>n</sub> = 5,5 MeV		E <sub>n</sub> = 0,8 MeV		E <sub>n</sub> = 5,5 MeV	
	E <sub>K</sub> (A*) (MeV)	stat. Fehl.	E <sub>K</sub> (A*) (MeV)	stat. Fehl.	v (A*) (cm·ns <sup>-1</sup> )	stat. Fehl.	v (A*) (cm·ns <sup>-1</sup> )	stat. Fehl.
120	0.0		85.7	2.4	0.0		1.173	0.015
121	0.0		83.8	1.0	0.0		1.156	0.007
122	0.0		80.6	2.3	0.0		1.128	0.016
123	79.2	2.8	79.9	0.7	1.114	0.020	1.119	0.005
124	81.6	2.5	83.2	1.7	1.125	0.017	1.137	0.011
125	86.3	***	83.5	1.8	1.155	0.0	1.136	0.012
126	82.2	1.5	81.4	1.3	1.121	0.010	1.116	0.009
127	83.1	1.1	83.1	1.3	1.123	0.008	1.123	0.009
128	84.2	0.6	81.8	0.9	1.126	0.004	1.110	0.006
129	84.1	0.4	82.8	0.6	1.122	0.002	1.112	0.004
130	82.4	0.4	81.8	0.5	1.105	0.002	1.101	0.003
131	82.0	0.3	80.7	0.6	1.099	0.002	1.090	0.004
132	81.1	0.2	80.5	0.4	1.088	0.002	1.085	0.002
133	80.3	0.2	79.4	0.3	1.079	0.001	1.073	0.002
134	79.2	0.2	78.5	0.4	1.068	0.001	1.063	0.003
135	77.9	0.2	77.3	0.3	1.055	0.001	1.051	0.002
136	76.3	0.2	75.8	0.3	1.040	0.001	1.037	0.002
137	75.4	0.2	74.5	0.3	1.030	0.001	1.024	0.002
138	74.2	0.2	73.5	0.3	1.018	0.001	1.014	0.002
139	72.6	0.2	72.2	0.2	1.003	0.001	1.001	0.002
140	71.3	0.2	71.2	0.3	0.991	0.001	0.990	0.002
141	69.9	0.2	69.9	0.3	0.978	0.001	0.978	0.002
142	68.9	0.2	68.6	0.2	0.967	0.001	0.965	0.002
143	67.7	0.1	68.0	0.3	0.956	0.001	0.958	0.002
144	66.4	0.2	66.5	0.3	0.943	0.001	0.944	0.002
145	65.3	0.2	65.3	0.3	0.932	0.001	0.932	0.002
146	64.6	0.2	65.6	0.3	0.924	0.001	0.931	0.002
147	63.4	0.2	63.7	0.4	0.912	0.001	0.914	0.003
148	62.4	0.2	62.2	0.4	0.902	0.002	0.900	0.003
149	61.2	0.3	61.2	0.4	0.890	0.002	0.890	0.003
150	59.9	0.3	60.6	0.4	0.878	0.002	0.883	0.003
151	58.7	0.3	59.2	0.6	0.866	0.002	0.870	0.004
152	58.0	0.3	59.1	0.5	0.858	0.002	0.866	0.004
153	57.5	0.4	57.0	0.6	0.852	0.003	0.848	0.004
154	55.9	0.4	57.0	0.9	0.837	0.003	0.845	0.007
155	55.4	0.5	56.6	0.7	0.830	0.003	0.839	0.006
156	53.9	0.6	53.4	1.0	0.817	0.004	0.812	0.007
157	54.2	0.5	52.8	0.7	0.816	0.004	0.805	0.005
158	51.8	0.9	55.1	0.9	0.796	0.007	0.821	0.007
159	48.2	1.8	52.0	0.8	0.765	0.014	0.795	0.007
160	0.0		54.1	0.7	0.0		0.808	0.005
161	0.0		50.4	1.3	0.0		0.777	0.010
162	0.0		0.0		0.0		0.0	
163	0.0		46.7		0.0		0.745	
164	0.0		0.0		0.0		0.0	

Tabelle A6 Häufigkeitsverteilung der sekundären Fragmentmassen nach Neutronenabdampfung für  $E_n = 0,7$  und  $E_n = 5,5$  MeV

A amu	$E_n = 0,8$ MeV		$E_n = 5,5$ MeV		A amu	$E_n = 0,8$ MeV		$E_n = 5,5$ MeV	
	Y(A) %	stat. Fehl.	Y(A) %	stat. Fehl.		Y(A) %	stat. Fehl.	Y(A) %	stat. Fehl.
75	0.0		0.0		120	0.03	0.02	0.20	0.06
76	0.0		0.03	0.03	121	0.06	0.03	0.50	0.07
77	0.03	0.02	0.07	0.05	122	0.09	0.04	0.26	0.08
78	0.06	0.03	0.17	0.05	123	0.15	0.05	0.63	0.10
79	0.19	0.05	0.20	0.06	124	0.32	0.07	0.69	0.06
80	0.18	0.05	0.26	0.07	125	0.53	0.09	0.89	0.11
81	0.26	0.06	0.53	0.10	126	0.76	0.11	1.32	0.15
82	0.47	0.08	0.36	0.10	127	1.35	0.14	2.28	0.14
83	0.62	0.10	0.79	0.10	128	1.78	0.16	2.41	0.20
84	0.87	0.11	1.09	0.14	129	2.45	0.19	2.87	0.27
85	1.13	0.13	0.92	0.15	130	2.93	0.21	3.63	0.31
86	1.67	0.16	1.72	0.18	131	4.30	0.26	5.02	0.34
87	1.75	0.16	2.54	0.19	132	5.05	0.28	5.18	0.37
88	1.94	0.17	2.57	0.23	133	5.75	0.30	5.45	0.41
89	2.83	0.21	2.84	0.26	134	5.94	0.30	5.31	0.42
90	3.54	0.23	2.81	0.27	135	5.68	0.30	5.71	0.43
91	4.21	0.25	3.33	0.32	136	5.49	0.29	5.61	0.44
92	4.59	0.27	3.66	0.34	137	5.52	0.29	5.58	0.45
93	5.09	0.28	4.39	0.37	138	5.71	0.30	4.59	0.47
94	5.34	0.29	4.09	0.38	139	5.66	0.30	5.48	0.47
95	5.69	0.30	5.58	0.38	140	5.49	0.29	4.85	0.44
96	5.24	0.28	5.45	0.41	141	5.24	0.28	4.09	0.39
97	5.69	0.30	5.68	0.39	142	4.50	0.26	3.83	0.41
98	6.15	0.31	5.61	0.44	143	4.21	0.25	3.70	0.38
99	6.05	0.31	6.01	0.47	144	3.24	0.22	3.27	0.38
100	5.83	0.30	5.97	0.47	145	3.18	0.22	2.90	0.37
101	5.88	0.30	5.54	0.45	146	2.92	0.21	2.54	0.34
102	5.02	0.28	5.41	0.44	147	2.76	0.20	2.28	0.32
103	4.81	0.27	4.03	0.43	148	1.79	0.16	1.88	0.27
104	3.57	0.23	4.16	0.42	149	1.76	0.16	1.55	0.26
105	3.51	0.23	3.30	0.41	150	1.32	0.14	1.02	0.23
106	2.19	0.18	2.77	0.37	151	1.09	0.13	0.86	0.19
107	1.75	0.16	2.21	0.34	152	0.70	0.10	0.53	0.18
108	1.53	0.15	1.78	0.31	153	0.75	0.11	0.73	0.15
109	0.88	0.11	0.83	0.27	154	0.41	0.08	0.36	0.14
110	0.45	0.08	0.83	0.20	155	0.25	0.06	0.33	0.10
111	0.40	0.08	0.63	0.14	156	0.28	0.06	0.43	0.10
112	0.15	0.05	0.79	0.15	157	0.22	0.06	0.13	0.10
113	0.18	0.05	0.46	0.11	158	0.13	0.04	0.07	0.07
114	0.09	0.04	0.23	0.06	159	0.09	0.04	0.0	
115	0.09	0.04	0.23	0.10	160	0.06	0.03	0.17	0.05
116	0.01	0.01	0.17	0.08	161	0.04	0.03	0.07	0.05
117	0.04	0.03	0.17	0.07	162	0.01	0.01	0.07	
118	0.03	0.02	0.23	0.06	163	0.01	0.01	0.0	
119	0.03	0.02	0.23	0.09	164	0.0		0.10	

Tabelle A7 Verteilung der prompten Spaltneutronen in Abhängigkeit von der Fragmentmasse  $\bar{\nu}(A^*)$  für  $E_n = 0,8$  und  $E_n = 5,5$  MeV

A* (amu)	E <sub>n</sub> = 0,8 MeV		E <sub>n</sub> = 5,5 MeV		E <sub>n</sub> = 0,8 MeV	E <sub>n</sub> = 5,5 MeV	A* (amu)	E <sub>n</sub> = 0,8 MeV		E <sub>n</sub> = 5,5 MeV		E <sub>n</sub> = 0,8 MeV	E <sub>n</sub> = 5,5 MeV
	$\bar{\nu}(A^*)$	stat. Fehl.	$\bar{\nu}(A^*)$	stat. Fehl.	$\sigma_{\nu}(A^*)$	$\sigma_{\nu}(A^*)$		$\bar{\nu}(A^*)$	stat. Fehl.	$\bar{\nu}(A^*)$	stat. Fehl.	$\sigma_{\nu}(A^*)$	$\sigma_{\nu}(A^*)$
75	0.0		-0.7				120	0.0		3.2	1.4		2.5-
76	0.0		0.0				121	0.0		2.9	0.6		1.4
77	0.0		2.2	3.7		5.2	122	0.0		1.8	0.9		2.3
78	0.0		-0.5	4.2		6.0	123	-2.6	3.4	2.1	0.7	5.9	2.1
79	1.8	1.4	0.2	1.4	2.8	2.4	124	-3.2	4.3	2.6	1.7	6.0	2.9
80	-1.1	1.1	0.1	0.6	2.7	1.1	125	4.1	0.0	1.5	1.1	0.0	3.8
81	-0.1	0.6	-0.4	0.9	2.1	2.9	126	-0.6	1.1	2.0	0.5	3.1	2.2
82	-1.1	1.1	0.9	0.7	3.7	2.0	127	-0.3	0.7	0.7	1.2	3.3	5.2
83	2.2	0.7	-0.3	1.0	2.5	3.3	128	-0.2	0.4	1.2	0.5	2.6	2.9
84	0.4	0.5	0.4	0.8	2.3	3.4	129	0.3	0.4	1.3	0.5	3.3	3.8
85	0.7	0.6	1.5	0.5	3.7	2.4	130	-0.1	0.3	0.6	0.4	3.2	3.7
86	1.2	0.3	0.8	0.5	2.5	2.5	131	0.3	0.3	0.8	0.3	3.8	3.4
87	0.8	0.3	0.9	0.4	2.6	2.4	132	0.4	0.2	0.8	0.3	3.2	3.3
88	1.4	0.3	1.3	0.4	2.6	2.5	133	0.5	0.2	1.1	0.3	3.6	3.5
89	1.5	0.2	2.0	0.3	2.5	2.4	134	0.8	0.2	0.8	0.3	3.3	3.6
90	1.1	0.2	1.2	0.3	2.6	2.4	135	1.3	0.2	1.4	0.3	3.3	3.4
91	1.2	0.2	1.5	0.3	2.6	2.6	136	1.3	0.2	2.0	0.3	3.6	3.6
92	1.6	0.2	1.1	0.3	2.6	2.7	137	1.2	0.2	1.7	0.3	3.9	3.4
93	1.7	0.2	1.5	0.3	2.9	2.8	138	1.4	0.2	1.9	0.3	3.4	3.7
94	1.6	0.2	1.3	0.3	2.9	3.1	139	1.4	0.2	1.6	0.3	3.7	3.9
95	1.2	0.2	1.4	0.3	2.8	3.0	140	1.0	0.2	2.3	0.3	3.5	3.8
96	1.5	0.1	1.4	0.2	2.6	2.8	141	1.2	0.2	1.8	0.3	3.9	3.9
97	1.4	0.1	1.4	0.2	2.9	2.9	142	1.5	0.2	1.6	0.3	3.4	3.7
98	1.3	0.2	1.6	0.2	3.0	3.0	143	1.0	0.2	2.4	0.3	3.9	3.3
99	1.9	0.1	1.5	0.2	3.0	2.9	144	1.7	0.2	2.5	0.3	3.9	3.8
100	1.5	0.1	1.3	0.2	2.9	3.1	145	1.8	0.2	2.3	0.4	3.7	4.2
101	1.5	0.1	1.7	0.2	3.1	2.9	146	1.7	0.3	2.3	0.3	3.9	3.2
102	1.8	0.1	2.2	0.2	3.0	3.1	147	1.3	0.2	2.5	0.4	3.5	3.5
103	1.8	0.1	2.0	0.2	2.9	2.9	148	1.0	0.3	1.8	0.4	3.7	3.6
104	1.7	0.1	1.8	0.2	3.1	2.8	149	1.0	0.4	2.4	0.5	4.3	4.0
105	2.0	0.2	2.2	0.3	3.2	3.2	150	1.4	0.4	2.7	0.5	3.5	3.8
106	1.8	0.2	2.3	0.2	3.1	2.6	151	1.7	0.5	1.9	0.7	4.4	3.8
107	2.2	0.2	2.1	0.3	3.2	3.1	152	2.4	0.5	2.4	0.7	4.1	3.9
108	2.3	0.2	2.6	0.3	2.7	3.0	153	2.3	0.4	4.3	0.8	2.7	3.6
109	1.8	0.3	2.9	0.4	3.0	3.4	154	1.5	0.7	2.2	0.8	3.5	3.5
110	1.2	0.5	2.3	0.4	3.1	2.7	155	3.7	0.9	1.0	0.7	3.4	2.3
111	1.6	1.1	2.0	0.6	5.0	2.7	156	1.8	1.2	2.8	0.8	4.0	2.5
112	1.5	1.2	2.7	0.6	3.5	2.7	157	0.9	1.0	2.8	1.4	3.2	4.3
113	5.3		2.8	0.8	0.0	2.6	158	1.5	1.8	1.7	0.7	4.4	1.4
114	3.5	0.8	2.7	0.7	1.1	1.1	159	3.2	1.2	-2.9	1.4	2.4	2.4
115	6.8	1.6	3.0	0.8	2.7	2.6	160	0.0		-0.8	0.7	0.0	1.0
116	0.0		3.0	2.0		4.9	161	0.0		4.9	8.1	0.0	11.4
117	0.0		4.0	1.1		2.4	162	0.0		0.0			
118	0.0		4.6	1.3		2.2	163	0.0		-1.1			
119	0.0		3.6	0.6		1.7	164	0.0		0.0			
							165	0.0		0.0			