

## NOTIZEN

# Voraussage der wahrscheinlichsten Kernladung primärer Spaltprodukte durch die Regel der gleichen Ladungsverschiebung und eine neue Massenformel

Von JÜRGEN FIEDLER und GÜNTER HERRMANN

Institut für Anorganische Chemie und Kernchemie  
der Universität Mainz

(Z. Naturforsch. 18 a, 553–554 [1963]; eingegangen am 26. März 1963)

Die wahrscheinlichste Kernladung  $Z_p$  primärer Spaltprodukte zeigt, wie sich Protonen und Neutronen auf beide Bruchstücke verteilen. Wovon die Aufteilung abhängt, hofft man an den  $Z_p$ -Werten verschiedener Spaltketten und Spaltreaktionen erkennen zu können. Wegen experimenteller Schwierigkeiten ist der Gang mit der Massenzahl – die  $Z_p$ -Funktion – gegenwärtig nur für die Spaltung von Uran-235 durch thermische Neutronen hinreichend bekannt. Zum Verständnis dieser  $Z_p$ -Funktion und zur Voraussage unbekannter  $Z_p$ -Werte sucht man  $Z_p$  mit anderen Kerndaten zu verknüpfen. Dazu wurden folgende empirische oder theoretisch begründete Regeln vorgeschlagen<sup>1</sup>:

1. Konstante spezifische Ladung. Die Protonen teilen sich im gleichen oder angenähert gleichen Verhältnis wie die Kernmassen auf. Diese Regel gilt wahrscheinlich für die Spaltung stark angeregter Kerne.

2. Gleiche Ladungsverschiebung. Die wahrscheinlichste Kernladung  $Z_p$  ist gegen die stabilste Kernladung  $Z_A$  der isobaren Kerne bei beiden Bruchstücken gleich weit verschoben (s. u.).

3. Größte Energiefreisetzung.  $Z_p$  ergibt die größte Differenz zwischen der gespaltenen und den entstehenden Kernmassen.

4. Minimale potentielle Energie.  $Z_p$  führt zur kleinsten Summe von Bruchstückmassen und COULOMB-Energie zwischen den Bruchstücken.

Zufriedenstellend erklärt keine dieser Regeln die experimentellen  $Z_p$ -Werte für  $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}}, \text{f})$ <sup>3</sup>. Daraus folgt nicht zwingend, daß die Regeln unbrauchbar sind. Denn die Bezugsgrößen, stabilste Kernladungen  $Z_A$  oder

Bruchstückmassen, werden mit Massenformeln berechnet; verschiedene Massenformeln geben recht unterschiedliche  $Z_p$ -Funktionen<sup>3</sup>. Neuerdings ist eine Massenformel entwickelt worden<sup>5</sup>, welche die bekannten Kernmassen genauer wiedergibt als bisher verwendete Formeln. Mit nach dieser Formel berechneten  $Z_A$ -Werten<sup>6</sup> haben wir die Regel der gleichen Ladungsverschiebung<sup>7</sup> erneut geprüft.

Aus der Definitionsgleichung

$$(Z_A - Z_p)_1 = (Z_A - Z_p)_s$$

und der Protonen- und Neutronenbilanz folgt, je nachdem ob man die Regel vor oder nach der Emission prompter Neutronen aus den Bruchstücken anwendet,

$$Z_p' = Z_{A'} - \frac{1}{2}(Z_{A'} + Z_{A_c'} - Z_f)$$

$$\text{bzw. } Z_p = Z_A - \frac{1}{2}(Z_A + Z_{A_c} - Z_f)$$

mit

$$A' = A + \nu \quad \text{und} \quad A_c' = A_f - A' \quad \text{bzw.} \quad A_c = A_f - A' - \nu_c.$$

$Z_p, Z_p'$  wahrscheinlichste Kernladung primärer Spaltprodukte mit der Massenzahl  $A$ , berechnet vor ( $Z_p'$ ) oder nach ( $Z_p$ ) der Neutronenemission,

$Z_A, Z_{A'}$  stabilste Kernladung isobarer Kerne der Massenzahl  $A$  bzw.  $A'$ ,

$Z_{A_c}, Z_{A_c'}$  stabilste Kernladung der zu  $A$  bzw.  $A'$  komplementären isobaren Kerne,

$Z_f, A_f$  Kernladungs- und Massenzahl des spaltenden Korns,

l, s leichtes bzw. schweres Bruchstück,

$\nu, \nu_c$  mittlere Zahl der vom Bruchstück  $A'$  bzw.  $A_c'$  abgedampften prompten Neutronen, nach<sup>8, 9</sup>.

Wie aus den Beziehungen zu ersehen ist, geht neben  $Z_A$  auch die Zahl der vom Spaltbruchstück emittierten Neutronen in die Berechnung von  $Z_p$  ein. APALIN et al.<sup>10</sup> und WHETSTONE<sup>11</sup> haben experimentell nachgewiesen, daß diese Anzahl stark von der Massenzahl des Bruchstücks abhängt. Genauer als durch direkte Messung kann sie durch Vergleich von Massenausbeuten vor und

<sup>1</sup> Einzelheiten und ausführliche Literaturhinweise in den Anm. 2–4.

<sup>2</sup> A. C. WAHL, R. L. FERGUSON, D. R. NETHAWAY, D. E. TROUTNER u. K. WOLFSBERG, Phys. Rev. **126**, 1112 [1962].

<sup>3</sup> C. D. CORYELL, M. KAPLAN u. R. D. FINK, Canad. J. Chem. **39**, 646 [1961].

<sup>4</sup> G. HERRMANN, Habilitationsschrift, Mainz 1962, ergänzte Fassung erscheint demnächst.

<sup>5</sup> L. A. KÖNIG, H. KÜMMEL, J. H. E. MATTAUCH, W. THIELE u. A. H. WAPSTRA, Vortrag während der „Discussions on Nuclear Chemistry“, Oxford, Sept. 1962.

<sup>6</sup> J. H. E. MATTAUCH u. W. THIELE, persönl. Mitt., Jan. 1963.

<sup>7</sup> L. E. GLENDENIN, C. D. CORYELL u. R. R. EDWARDS, in C. D. CORYELL u. N. SUGARMAN (Herausg.), Radiochemical Studies: The Fission Products, McGraw-Hill, New York 1951, S. 489. — A. C. PAPPAS, Proc. 1st Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, United Nations, New York 1956, Bd. 7, S. 19.

<sup>8</sup> J. TERRELL, Phys. Rev. **127**, 880 [1962].

<sup>9</sup> H. FARRAR u. R. H. TOMLINSON, Canad. J. Phys. **40**, 943 [1962].

<sup>10</sup> V. F. APALIN, J. P. DOBRYNIN, V. P. ZACHAROVA, I. E. KUTIKOV u. L. A. MIKAEIJAN, Atomnaya Energiya **8**, 15 [1961], dtsh. Übers. Kernenergie **3**, 633 [1960].

<sup>11</sup> S. L. WHETSTONE, Phys. Rev. **114**, 581 [1959]. — S. L. WHETSTONE u. W. E. STEIN, Bull. Amer. Phys. Soc. **4**, 460 [1959].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

nach der Neutronenemission ermittelt werden; deshalb werden hier auf diese Weise erhaltene Neutronenausbeuten<sup>8,9</sup> benutzt.

In Abb. 1 und 2 sind  $Z_A$  und  $Z_p$  gegen die Massenzahl  $A$  der Spaltketten aufgetragen. Um den allgemeinen Gang von  $Z_A$  und  $Z_p$  mit  $A$  auszugleichen, ist als Ordinate  $Z - 0,4 \cdot A$  gewählt worden.

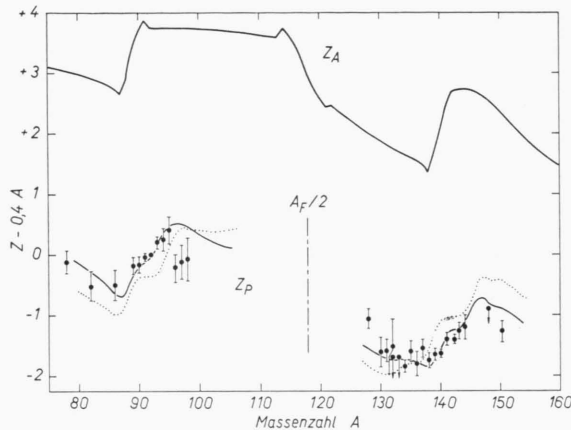


Abb. 1. Die stabilste Kernladung  $Z_A$  isobarer Kerne und die wahrscheinlichste Kernladung  $Z_p$  primärer Spaltprodukte bei der Spaltung von Uran-235 durch thermische Neutronen sind gegen die Massenzahl  $A$  der Spaltketten aufgetragen. Die  $Z_p$ -Werte wurden nach der Regel der gleichen Ladungsverschiebung<sup>7</sup> aus den  $Z_A$ -Werten der Massenformel von KÖNIG et al.<sup>5,6</sup> berechnet, und zwar vor (·····) und nach (—) der Emission prompter Neutronen. Neutronenausbeuten wurden der Arbeit von FARRAR und TOMLINSON<sup>9</sup> entnommen. Die Punkte sind radiochemisch bestimmte  $Z_p$ -Werte mit ihren Fehlerspannen<sup>2,3</sup>.

In Abb. 1 wird die  $Z_A$ -Funktion mit der  $Z_p$ -Funktion für  $^{235}\text{U}(\text{n}_{\text{th}},\text{f})$  verglichen. Die  $Z_p$ -Funktion wurde vor und nach der Neutronenemission berechnet; welche der beiden Neutronenausbeutekurven man benutzt, macht wenig aus. Die Punkte sind radiochemisch bestimmte  $Z_p$ -Werte mit ihren Fehlerspannen<sup>2,3</sup>. Damit  $Z_p$ -Werte auch dann angegeben werden können, wenn nur von einem Kettenglied die primäre Spaltausbeute bekannt ist, wird nach WAHL et al.<sup>2</sup> eine für alle Spaltketten gleiche Häufigkeitsverteilung der primären Ausbeuten um die wahrscheinlichste Kernladung angenommen. Die berechneten  $Z_p$ -Werte stimmen mit den experimentell gefundenen besser überein, als wenn  $Z_A$ -Werte anderer Autoren oder die Regel 4 mit anderen Massenformeln verwendet werden, wie ein Vergleich mit den Abb. 1 entsprechenden Darstellungen bei CORYELL et al.<sup>3</sup> lehrt.

Dem steilen Anstieg kurz unterhalb der Massenzahl 130 folgen die berechneten  $Z_p$ -Funktionen allerdings nicht. Die abweichenden  $Z_p$ -Werte der Ketten 96, 97 und 98 fallen auch aus der experimentell ermittelten  $Z_p$ -Funktion heraus, wenn man die beiden Äste aufeinanderklappt<sup>2</sup>. Daß die nach der Neutronenemission berech-

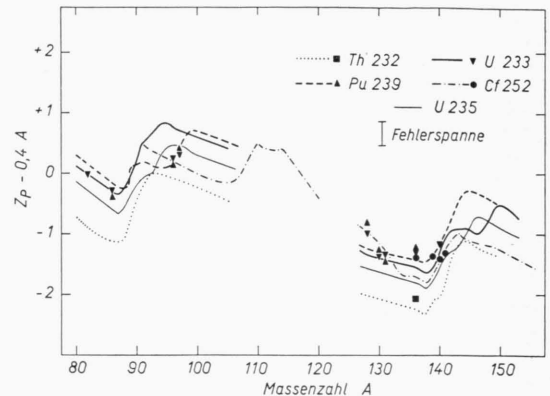


Abb. 2. Vergleich berechneter  $Z_p$ -Funktionen für die Spaltung von Thorium-232 durch Spaltneutronen, von Uran-233, Uran-235 und Plutonium-239 durch thermische Neutronen und Californium-252 durch spontanen Zerfall. Die Regel der gleichen Ladungsverschiebung wurde nach der Emission prompter Neutronen angewandt. Die Punkte sind radiochemisch bestimmte  $Z_p$ -Werte<sup>2,3</sup>; sie haben ungefähr die gezeigte Fehlerspanne, ausgenommen die Werte für  $A=139, 140$  und  $141$  bei  $^{252}\text{Cf}(\text{sp},\text{f})$ , welche nur um den Durchmesser der Punkte unsicher sind.

nete Funktion günstiger erscheint, braucht bei einer empirischen, bestenfalls qualitativ begründeten<sup>12</sup> Regel nicht zu verwundern.

In Abb. 2 werden  $Z_p$ -Funktionen verschiedener Spaltreaktionen miteinander und mit den wenigen experimentellen Daten verglichen. Die Neutronenausbeuten wurden hier für alle Reaktionen mit den von TERRELL<sup>8</sup> vorgeschlagenen linearen Beziehungen

$$\nu_1 = 0,08 (A_1 - 82), \quad \nu_s = 0,10 (A_s - 126)$$

berechnet. Diese Vereinfachung scheint erlaubt, denn der Verlauf der Neutronenausbeutekurven ist noch nicht genau bekannt; zudem erhält man gegenüber Abb. 2 nur geringfügig veränderte  $Z_p$ -Funktionen, wenn man die jeder Spaltreaktion eigenen Neutronenausbeuten verwendet. Die wenigen experimentellen  $Z_p$ -Werte<sup>2,3</sup> stimmen befriedigend mit den berechneten  $Z_p$ -Funktionen überein, ausgenommen wiederum der Anstieg unterhalb  $A=130$  und die Ketten 96, 97 bei der Spaltung von Uran-233. Hingegen weichen die Ketten 96 und 97 bei der Spaltung von Plutonium-239 nicht ab.

SEEGERS Massenformel<sup>13</sup> haben wir ebenfalls benutzt, um nach Regel 2 und 3  $Z_p$ -Funktionen zu berechnen; die Ergebnisse sind aber nicht günstiger. Ob die hier benutzte Massenformel auch mit den Regeln 3 und 4 brauchbare  $Z_p$ -Werte voraussagt, kann erst nach der geplanten<sup>6</sup> Berechnung der Bruchstückmassen entschieden werden.

Herrn Prof. Dr. F. STRASSMANN und Herrn Prof. Dr. J. MATTAUCH danken wir für ihr Interesse, den Autoren der Massenformel für die Erlaubnis, die noch unveröffentlichten  $Z_A$ -Werte benutzen zu dürfen.

<sup>12</sup> I. HALPERN, Ann. Rev. Nucl. Sci. **9**, 321 [1959].

<sup>13</sup> P. A. SEEGER, Nucl. Phys. **25**, 1 [1961].